

JAERI-M

8 7 6 8

熱線風速計の低流速域における較正

1980年3月

藤村 薫・河村 洋

この報告書は、日本原子力研究所が JAERI-M レポートとして、不定期に刊行している研究報告書です。入手、複製などのお問い合わせは、日本原子力研究所技術情報部（茨城県那珂郡東海村）あて、お申しこしてください。

JAERI-M reports, issued irregularly, describe the results of research works carried out in JAERI. Inquiries about the availability of reports and their reproduction should be addressed to Division of Technical Information, Japan Atomic Energy Research Institute, Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki-ken, Japan.

熱線風速計の低流速域における較正

日本原子力研究所東海研究所高温工学室

藤村 薫・河村 洋

(1980年2月5日受理)

多目的高温ガス実験炉の炉心内流動に関する炉外基礎実験に必要な熱線風速計の低流速域における較正方法を、今回試作した低流速較正風胴を用いて検討した。その結果、次の結論を得た。1) カルマン渦列法は不安定モードが発生するために、広い流速域にわたる較正方法としては不適當である。2) ピトー管は $1\text{ m/s}$ 以上の流速域で有効である。3) 熱後流法は、後流における速度欠損の補正を行えば、数十 $\text{cm/s}$ から数 $\text{m/s}$ の流速域までの較正に最適であり、特に $1\text{ m/s}$ 以上でピトー管と良い一致をみた。

Calibration Techniques for the Hot Wire Anemometer  
in a Low Velocity Region

Kaoru FUJIMURA and Hiroshi KAWAMURA  
Division of High Temperature Engineering,  
Tokai Research Establishment, JAERI

( Received February 5, 1980 )

In connection with experiments on coolant flow in the core of multi-purpose VHTR, a low-velocity calibration wind tunnel was made, and techniques for the hot wire anemometer in the air were investigated. Following are the results.

1) A technique using the frequency of von Kármán vortex street is not recommended because of the irregular mode in a low velocity region.

2) A Pitot tube is valid only for the flow velocities larger than 1 m/s.

3) The thermal trace technique is suitable in a relatively wide range of velocity, if velocity defect in the wake is compensated for. When flow velocity is larger than 1 m/s, the thermal trace technique is consistent with the Pitot tube method.

Key words ; VHTR Reactor, Hot Wire Anemometer, Calibration,  
von Kármán Vortex Street, Pitot Tube, Thermal trace  
Technique, Low Velocity Flow.

## 目 次

1. はしがき .....	1
2. 実験装置 .....	1
3. 実験方法および結果 .....	2
3.1 ピトー管法 .....	2
3.2 カルマン渦列法 .....	2
3.3 熱後流法 .....	4
3.4 熱後流法を用いた熱線風速計の校正例 .....	6
4. 結論 .....	6
付章1 2次元縮流筒曲線の形状 .....	8
付章2 2次元縮流筒曲線の計算プログラムリスト .....	15
参考文献 .....	14
図1. 校正用風洞装置概略図 .....	21
2. カルマン渦列測定原理図 .....	22
3. カルマン渦列法と熱後流法の比較 .....	22
4. 熱後流法の原理 .....	23
5. 加熱線後流中の流速 .....	23
6. ピトー管と熱後流法の比較 .....	24
7. 低流速域の熱後流法による校正例 .....	24
A-1 物理面とホドグラフ面との対応 .....	25
A-2 物理面における流線群のプロファイル .....	26
A-3 $\psi = 0.3$ の場合の流速分布 .....	26

## CONTENTS

1.	Introduction .....	1
2.	Experimental apparatus .....	1
3.	Experimental methods and results .....	2
3.1	Pitot tube method .....	2
3.2	von Kármán vortex street .....	2
3.3	Thermal trace technique .....	4
3.4	Calibration of hot wire anemometer by the thermal trace technique .....	6
4.	Conclusions .....	6
Appendix-1	Profiles of two-dimensional contraction channel ...	8
Appendix-2	Program for numerical calculation .....	15
References	.....	14
Figures	.....	21

## 1. は し が き

多目的高温ガス実験炉の熱流設計上の課題の一つは、炉心内冷却材のレイノルズ数が比較的低い点にある。すなわち、レイノルズ数の設計値は約 3,500~8,500 の範囲にあり、従って炉外での基礎実験も、この範囲で行わなければならないが、低レイノルズ数の実験を行うとすれば、当然低い流速を測定する必要がある。

例えば、レイノルズ数 3,500 の実験を等価直径 30 mm の管路で常圧空気風洞で実験しようとするれば、平均流速は約 170 cm/s となる。しかも管壁近傍の流速はこの数十パーセント以下、すなわち 50 cm/s 以下である。この程度の流速（空気で約 2 m/s 以下）は低速流の範ちゅうに属し、現在必ずしも測定方法が確立しているとはいえない。現在もっとも広く流速測定に用いられているピトー管では、流速 1 m/s のときわずか 0.06 mm Aq（水柱）の差圧しか生じない。このような微差圧の測定は極めてむづかしい。

他方、乱流計測上のもっとも有力な手段である熱線風速計は、常に較正を必要とするという難点を有している。従って熱線風速計をこの低流速の乱流測定に用いるためには、低流速をできるだけ容易にかつ精度よく測定できる方法を確立する必要がある。

低流速を測定する方法としては、(1)ピトー管を用いて微差圧を測定する方法、(2)円柱後流のカルマン渦の周波数と流速の関係と用いる方法、(3)振動電流で加熱した加熱線後流の温度変動の遅れから流速を求める“熱後流法”、(4)スモークワイヤーなどで流れを可視化して流速を測定する光学的な方法、などがある。

ここでは低流速較正風洞を試作し、(1)ピトー管、(2)カルマン渦、(3)熱後流法による流速測定を試みたので、その経験と結果を報告する。

## 2. 実 験 装 置

本研究用に試作した較正用風洞の概略図を図 1 に示す。作動流体として大気を用い、吸い込み型とした。大気取り込み部には 50 メッシュスクリーンを数段入れ、さらに 6 対 1 の片絞リ 2 次元縮流筒を介して流れの乱れの低下と流速分布の一様化を促した。2 次元縮流筒の曲線はホドグラフ法を用いて決定した（付章 1 参照）。試験部入口には、カルマン渦列の発生源となる円柱、ピトー管（総圧管）静圧タップ、および熱後流法の熱振動注入子を同一断面内に配置してある。試験部は 50 × 100 の長方形断面である。カルマン渦列用の円柱としては、直径 0.15, 0.25, 0.5, 1.0, 2.0, 4.0, 8.0 mm の 7 通りのピンゲージ（直径の誤差は  $10^{-3}$  のオーダー）を準備した。円柱の長さは 50 mm である。

カルマン渦および熱後流法の検出子（実は本研究の被較正対象）としては  $5 \mu\text{m} \phi$ 、1 mm のタングステン線を用いた。円柱軸に対して垂直な 2 方向（主流方向を x 方向、それと垂直方向を y 方向とする）にこのタングステン線（熱線プローブ）をマイクロメーターねじを用いて移

## 1. は し が き

多目的高温ガス実験炉の熱流体力設計上の課題の一つは、炉心内冷却材のレイノルズ数が比較的低い点にある。すなわち、レイノルズ数の設計値は約3,500～8,500の範囲にあり、従って炉外での基礎実験も、この範囲で行わなければならないが、低レイノルズ数の実験を行うとすれば、当然低い流速を測定する必要がある。

例えば、レイノルズ数3,500の実験を等価直径30mmの管路で常圧空気風洞で実験しようとするれば、平均流速は約170cm/sとなる。しかも管壁近傍の流速はこの数十パーセント以下、すなわち50cm/s以下である。この程度の流速（空気流で約2m/s以下）は低速流の範ちゅうに属し、現在必ずしも測定方法が確立しているとはいえない。現在もっとも広く流速測定に用いられているピトー管では、流速1m/sのときわずか0.06mmAq（水柱）の差圧しか生じない。このような微差圧の測定は極めてむづかしい。

他方、乱流計測上のもっとも有力な手段である熱線風速計は、常に較正を必要とするという難点を有している。従って熱線風速計をこの低流速の乱流測定に用いるためには、低流速をできるだけ容易にかつ精度よく測定できる方法を確立する必要がある。

低流速を測定する方法としては、(1)ピトー管を用いて微差圧を測定する方法、(2)円柱後流のカルマン渦の周波数と流速の関係と用いる方法、(3)振動電流で加熱した加熱線後流の温度変動の遅れから流速を求める“熱後流法”、(4)スモークワイヤーなどで流れを可視化して流速を測定する光学的な方法、などがある。

ここでは低流速較正風洞を試作し、(1)ピトー管、(2)カルマン渦、(3)熱後流法による流速測定を試みたので、その経験と結果を報告する。

## 2. 実 験 装 置

本研究用に試作した較正用風洞の概略図を図1に示す。作動流体として大気を用い、吸い込み型とした。大気取り込み部には50メッシュスクリーンを数段入れ、さらに6対1の片絞りの2次元縮流筒を介して流れの乱れの低下と流速分布の一様化を促した。2次元縮流筒の曲線はホドグラフ法を用いて決定した（付章1参照）。試験部入口には、カルマン渦列の発生源となる円柱、ピトー管（総圧管）静圧タップ、および熱後流法の熱振動注入子を同一断面内に配置してある。試験部は50×100の長方形断面である。カルマン渦列用の円柱としては、直径0.15、0.25、0.5、1.0、2.0、4.0、8.0mmの7通りのピンゲージ（直径の誤差は $10^{-3}$ のオーダー）を準備した。円柱の長さは50mmである。

カルマン渦および熱後流法の検出子（実は本研究の被較正対象）としては $5\mu\text{m}\phi$ 、1mmのタングステン線を用いた。円柱軸に対して垂直な2方向（主流方向をx方向、それと垂直方向をy方向とする）にこのタングステン線（熱線プローブ）をマイクロメーターねじを用いて移



動できる構造とした。熱後流法の熱振動注入子とピトー管の諸元については後述する。試験部および2次元縮流筒はアクリル製で、流路内の様子、とりわけ、これらの流速測定子の相互位置を目視できる構造となっている。試験部は全長270mmである。試験部を出た流れは数段の50メッシュスクリーンを通り、流量調整用バルブを介して、ブローアにより外氣中に吹き出される。

### 3. 実験方法および結果

#### 3.1 ピトー管

ピトー管の総圧 ( $p_1$ ) と静圧 ( $p_2$ ) の差と流速  $u$  との関係は、

$$u = C \sqrt{2(p_1 - p_2) / \rho}$$

である。ここに  $\rho$  は流体の密度、 $C$  はピトー管係数である。ピトー管係数  $C$  は十分注意深く設計されたピトー管では1である。しかし流速が低くなると粘性の影響が現われ、ピトー管の外径  $d$  を用いたレイノルズ数  $Re = ud / \nu$  が100以外では、 $C$  は1より大きくなる。もっとも通常の外径6mm程度のピトー管では、このときの流速は25cm/sであって、今回の場合この効果はほとんど問題にならない。

従って、ピトー管を用いた低流速測定の実際上の最大の問題点は、発生する差圧が小さすぎるといふ点にある。例えば流速1m/sのとき、差圧は約0.06mmAqである。このような微差圧はもはや通常の傾斜マンメーターでは測定できない。そこで今回は、沈鐘式の微差圧計を用いた。この微差圧計は、検出部が電気回路化されていて測定が容易なことから、絶対較正に近い較正が比較的容易に行える点に特徴がある。

この微差圧計は0.2mmAqフルスケールの目盛を有しているので、0.04mmAq程度の測定は十分可能である。しかし実際には流速が1m/s以下の微差圧では、差圧が定常値に達するまでに非常に長時間(数十分間)を要し、しかもその値が一定せずゆっくりした大きな変動を示した。そのため、ピトー管による実際上の測定限度は、約1m/sであった。

#### 3.2 カルマン渦列法

一様な流れの中に柱状の物体を流れに対して垂直に置くと、レイノルズ数  $Re$  (円柱径  $d$  を代表径としたもの。この章では以下特に断らない限りレイノルズ数  $Re$  というときにはこの意味でのレイノルズ数を指す) が数十ないし数百程度のときには物体背後にカルマン渦列と呼ばれる2列の規則的な渦が形成される。Roshko<sup>(1)</sup> はカルマン渦列の渦の放出周波数  $f$  と  $Re$  の間には簡単な実験式が成り立つことを示した。すなわち

$$F = 0.212 Re^{-4.5} \quad 50 < Re < 150$$

$$F = 0.212 Re^{-2.7} \quad 300 < Re < 2000$$

動できる構造とした。熱後流法の熱振動注入子とピトー管の諸元については後述する。試験部および2次元縮流筒はアクリル製で、流路内の様子、とりわけ、これらの流速測定子の相互位置を目視できる構造となっている。試験部は全長270mmである。試験部を出た流れは数段の50メッシュスクリーンを通り、流量調整用バルブを介して、ブローアにより外氣中に吐き出される。

### 3. 実験方法および結果

#### 3.1 ピトー管

ピトー管の総圧 ( $p_1$ ) と静圧 ( $p_2$ ) の差と流速  $u$  との関係は、

$$u = C \sqrt{2(p_1 - p_2) / \rho}$$

である。ここに  $\rho$  は流体の密度、 $C$  はピトー管係数である。ピトー管係数  $C$  は十分注意深く設計されたピトー管では1である。しかし流速が低くなると粘性の影響が現われ、ピトー管の外径  $d$  を用いたレイノルズ数  $Re = ud / \nu$  が100以外では、 $C$  は1より大きくなる。もっとも通常の外径6mm程度のピトー管では、このときの流速は25cm/sであって、今回の場合この効果はほとんど問題にならない。

従って、ピトー管を用いた低流速測定の実際上の最大の問題点は、発生する差圧が小さすぎるといふ点にある。例えば流速1m/sのとき、差圧は約0.06mmAqである。このような微差圧はもはや通常の傾斜マンメーターでは測定できない。そこで今回は、沈鐘式の微差圧計を用いた。この微差圧計は、検出部が電気回路化されていて測定が容易なことから、絶対較正に近い較正が比較的容易に行える点に特徴がある。

この微差圧計は0.2mmAqフルスケールの目盛を有しているので、0.04mmAq程度の測定は十分可能である。しかし実際には流速が1m/s以下の微差圧では、差圧が定常値に達するまでに非常に長時間(数十分間)を要し、しかもその値が一定せずゆっくりした大きな変動を示した。そのため、ピトー管による実際上の測定限度は、約1m/sであった。

#### 3.2 カルマン渦列法

一様な流れの中に柱状の物体を流れに対して垂直に置くと、レイノルズ数  $Re$  (円柱径  $d$  を代表径としたもの。この章では以下特に断らない限りレイノルズ数  $Re$  というときにはこの意味でのレイノルズ数を指す) が数十ないし数百程度のときには物体背後にカルマン渦列と呼ばれる2列の規則的な渦が形成される。Roshko<sup>(1)</sup> はカルマン渦列の渦の放出周波数  $f$  と  $Re$  の間には簡単な実験式が成り立つことを示した。すなわち

$$F = 0.212 Re^{-4.5} \quad 50 < Re < 150$$

$$F = 0.212 Re^{-2.7} \quad 300 < Re < 2000$$

ここに

$$F = f d^2 / \nu$$

$f$  : 渦の放出周波数

$\nu$  : 動粘性係数

これらの式は Roshko の式として知られている。

円柱全長にわたって流れの 2 次元性が十分保たれている場合には  $50 < Re < 150$  では上式 (Roshko の式) で与えられるいわゆる安定モードの渦が放出されることが確認されている<sup>(2)</sup>。本実験では  $Re$  を  $50 < Re < 150$  に保ちながら円柱径と主流流速を変え、カルマン渦の放出周波数から Roshko の式を用いて主流流速を求めることの妥当性を検討した。熱線プローブをまずカルマン渦列中、特に  $x/d \sim 3$  に設置し、熱線を  $y$  方向に移動させて最も美しく渦の放出が観察される位置  $y/d \sim 1$  を選んだ。

図 2 にカルマン渦放出周波数の測定原理を示す。熱線プローブは定温度型熱線風速計 (CTA) に接続されており、CTA からの出力はローパスフィルター (LPF) を通して主流中の高周波乱流成分を除いた後、周波数カウンターに入れて放出周波数を測定した。LPF はカウンターのしきい値を主流中の乱流成分が横切ることのないように配慮したものである。また、CTA からの出力を高速フーリエ変換器 (FFT) に入れて支配的な周波数を読み取った値と上述のカウンターによる結果とは完全に一致した。

後述の熱後流法との比較を図 3 に示す。同図によると、本実験結果は大別して奥出<sup>(2)</sup>の安定モードと不安定モードの 2 通りのモードを示している。同図中実線は安定モード (Roshko の式)、破線は不安定モード (奥出<sup>(2)</sup>の実測値) を表す。円柱まわりの主流の 2 次元性を十分に確保しないと、 $50 < Re < 150$  の範囲内で  $Re$  が大きくなるにつれて、安定  $\rightarrow$  不安定  $\rightarrow$  安定  $\rightarrow$  不安定と交互にモードが入れ替わるといわれているが<sup>(2)</sup>、本実験結果もそれに類似している。円柱径の大きい、すなわち  $4 \text{ mm } \phi$  や  $8 \text{ mm } \phi$  の場合、実験結果はこの不安定モードからも外れてしまい、円柱径と渦放出周波数から一意的に主流流速を決定することは非常に困難である。

この Roshko の式からのずれの原因は奥出<sup>(2)</sup>も指摘するように基本的に流れの 2 次元性が十分確保できていないことにあると考えられる。

すなわち、円柱長  $50 \text{ mm}$  という長さが十分でなく、円柱長に対して主流中の境界層が円柱の両端を覆う割合が大きく、3 次元的な 2 次流れが誘起されること、また、もともと円柱が主流に対し完全には直交せず、少し傾いて設置されていること、の 2 つが考えられる。この 2 つの原因は互いに独立ではないと思われる。

また、円柱径を十分大きくすると、 $Re$  を  $50 < Re < 150$  に限定するために当然非常に低流速になり、試験部断面での Reynolds 数  $Re^*$  は低下し、境界層厚さが増大する。その結果、円柱の境界層に覆われた部分が増大し、渦の放出形態は、2 次流れを伴った、つまり 2 次流れが 1 次の微小量という条件の下での 2 次元流のモードから、壁面上に立てられた円柱に対する完全な 3 次元流のモードへ移行すると考えられる。

フランジを円柱に取り付けて境界層と円柱の中心付近を分離して 2 次流れを無くせば、ある程度高流速側の不安定性は除去される<sup>(2)</sup>ことが予想されるが、本題の低流速域では境界層に覆われない部分が円柱径に比べて少ないため、フランジを設けても流れの 2 次元性を確保するこ

とは不可能である。

校正風胴としては比較的小規模で操作性の良いことが要求されることを考えるとき、これらの不安定性の原因を常時完全に除去することは、本校正風胴の範囲内では不可能と思われる。

以上の結果、熱線風速計の校正方法として、今回試作した程度の規模の風胴では Roshko の式に基づくカルマン渦列法は不適當であると結論される。

### 3.3 熱後流法

熱後流法とは、熱によるトレーサー法の一種で、一種の絶対測定とみなすことができる。その原理を図 4 に示す。すなわち、熱注入子を上流におき、直流に正弦波を重畳した波形で加熱する。これによって気流中に生ずる温度変動を下流側の熱線プローブで検出する。この検出波形と発振器の波形とでブラウン管面上にリサージュ波形を描かせると、図 4 に示すように、気流中の温度変動の波長  $\lambda$  (または半波長  $\lambda/2$ ) を知ることができる。いま熱線プローブを  $L$  だけ移動して半波長  $\lambda/2$  が得られたとすると、流速  $u$  は

$$u = 2 L f$$

と求められる。

熱後流法の原理は上記のように簡単であるが、実際の測定にあたってはいくつかの注意が必要である。

まずこの測定法からは、注入子と検出プローブを固定し、その間隔を測定しておいて発振周波数  $f$  を変化させることによっても、測定ができそうに考えられる。もしこれが可能であれば検出プローブを移動させる必要がないだけ装置は簡単化できる。しかし実際にはこの方法ではうまくいかない。というのは、加熱電流の変動と加熱線の変動の間の遅れが無視できない程度に大きいためである。従って、必ず検出プローブを流れ方向に移動できるようにしておかなければならない。なお、流れに直角方向にも移動できるようにして、良い状態の信号が得られる位置を見付ける必要がある。

つぎに、検出プローブをあまり注入子に近づけてはならない。というのは、注入子の近くでは対流以外に熱伝導の効果があって、誤差の原因となるからである。今回の測定では、もっとも近付いた位置でも 1.5 ~ 2.0 mm の間隔を保つようにした。

温度変動の信号は下流に向かって急激に減衰するから、ある程度離れた位置でも十分良い S/N 比を得るためには、注入子側の加熱線のある程度長くする必要がある。今回の実験では、最初、長さ 1 mm、太さ 5  $\mu$  の熱線プローブをそのまま加熱線に用いてみたが、これは不成功であった。そこで長さ 4 mm、太さ 20  $\mu$  の白金線を用い、目視で白金線が赤くなる直前まで加熱して、ほど良い結果を得た。

最後に、このようにして得られる流速の測定値は、つねに加熱線の後流中の流速であるという点に注意しなければならない。しかもこの効果は、かなり下流まで大きい。

一様流中に置かれた無限円柱の後流中心の流速  $u_w$  はつぎのように与えられる。<sup>(3)</sup>

$$\frac{u_{\infty} - u_w}{u_{\infty}} = C_D \left( \frac{Re}{16\pi} \right)^{1/2} \left( \frac{d}{x} \right)^{1/2} \quad (1)$$

ここに、 $x$  は流れ方向距離、 $C_D$  は円柱の抗力係数である。 $C_D$  は円柱直径  $d$  を用いたレイノルズ数  $Re$  より、

$$C_D = \begin{cases} 1 + 1.0 Re^{-2/3} & Re \geq 1 \\ 8\pi/Re / (0.5 - 0.5772 + \ln(8/Re)) & Re < 1 \end{cases} \quad (2)$$

と近似できる。

今回の加熱線は十分に長いとはいえないので、実際に後流中央の速度欠損を測定し、式(1)と比較した。その結果を図5に示すが、一致は大體良いといえる。また、4~6mmという下流まで、速度欠損がかなり大きいことも分かる。

熱後流法においては、検出プローブを流れ方向に移動させるため、速度欠損  $\Delta u = u_{\infty} - u_w$  が一定でなく、その補正は厳密にはできない。しかし、検出プローブを  $x = x_1$  から  $x_2$  まで移動したときの平均的な速度欠損で補正することにすれば、

$$\begin{aligned} \frac{\overline{\Delta u}}{u_{\infty}} &= \frac{1}{(x_2 - x_1)} \int_{x_1}^{x_2} C_D \left( \frac{Re}{16\pi} \right)^{1/2} \left( \frac{d}{x} \right)^{1/2} dx \\ &= C_D \left( \frac{Re}{16\pi} \right)^{1/2} \frac{2\sqrt{d} (\sqrt{x_2} - \sqrt{x_1})}{(x_2 - x_1)} \\ &= C_D \left( \frac{Re}{16\pi} \right)^{1/2} \frac{2\sqrt{d}}{\sqrt{x_2} + \sqrt{x_1}} \end{aligned} \quad (3)$$

を用いて、

$$\begin{aligned} u_{\infty} &= u_w \left[ 1 - \frac{\overline{\Delta u}}{u_{\infty}} \right]^{-1} = u_w \left[ 1 + \frac{\overline{\Delta u}}{u_{\infty}} \right] \\ &= u_w \cdot \left[ 1 + 2 C_D \left( \frac{Re}{16\pi} \right)^{1/2} \frac{\sqrt{d}}{\sqrt{x_2} + \sqrt{x_1}} \right] \end{aligned} \quad (4)$$

を得る。

ここで、 $Re$  には  $u_{\infty}$  を用いるべきであるが、これは未知であるから、測定された  $u_w$  で代用した。式(4)から得られる  $u_{\infty}$  を用いて  $Re$  を計算し直し、それを用いてさらに補正を繰り返す方法も考えられるが、この方法では値が発散してしまった。

なお実際に熱線風速計を校正する場合には、主流の速度を知る必要はないから、加熱線の加熱を停止した状態での後流中の指示値をそのまま読み取れば良い。

図6には、熱後流法による流速の測定結果とピトー管による結果を比較した。黒印は式(4)による補正を行った場合、白印は行わない場合である。流速が $1\text{ m/s}$ 以上では、黒印の精度は十分良いといえる。 $1\text{ m/s}$ 以下で精度が悪いのは、前述のようにピトー管の測定値の側の誤差である。

以上の結果、ここで述べたような注意を払えば、熱後流法を用いるのがこの校正風洞では最良の方法であると結論された。

### 3.4 熱後流法を用いた熱線風速計の校正例

高流速域では前述のようにピトー管を用いることができるので、改めて取り上げない。ここでは熱後流法が威力を発揮する約 $1\text{ m/s}$ 以下の低流速に限定して熱線風速計の実際の校正例を示す。

熱線風速計はKANOMAX CTA 7002システムを用いた。使用した熱注入子は前述と同じく $20\ \mu\phi$ 、 $4\text{ mm}$ の白金線、被校正対象は $5\ \mu\phi$ 、 $1\text{ mm}$ のタングステン線プローブである。校正流速域は $1.2\text{ m/s} \sim 10\text{ cm/s}$ であり常温常圧空気が作動流体である。

図7に校正結果を示す。ここで、 $u$ は空気の流速、 $V_u$ は定温度型熱線風速計の出力電圧、 $V_L$ は $V_u$ をCTA 7002システム付属の線形化回路に通した後の出力電圧である。本システムでは線形化回路のゲインが足りないため、直流アンプを外部に接続した。また、その結果、本システムで可変な指数の範囲内では指数の値が高過ぎて、同図中の $V_L$ のように直線化することは不可能であった。従って、このような流速範囲で流速に比例した出力電圧を得るためには、線形化回路を自作する必要がある。

熱後流法では $10\text{ cm/s}$ 以下の測定も可能であるが、 $u=0$ での $V_L$ の零点の変動の影響が極めて大きくなるため、実際に精度の良い校正曲線を得るには、この点に十分注意を払う必要がある。

## 4. 結 論

低流速校正用風洞を作成し、熱線風速計の校正方法を検討した結果、以下の結果を得た。

1) ピトー管を用いた場合、流速 $1\text{ m/s}$ 以上の校正方法としては非常に簡便で、しかも高精度であるが、 $1\text{ m/s}$ 以下の流速域では微差圧計の指示値が非常に大きな周期で変動し、校正には不適當である。

2) カルマン渦列法は、今回作成した諸元の校正風洞では円柱の直径に対する長さが十分でなく、渦の放出形態が不安定なモードとなって不適當である。

3) 熱後流法は広い流速の領域で精度が良いが、加熱線の後流がかなり広範囲に及ぶため後流における速度欠損に注意する必要がある。

なお実際に熱線風速計を校正する場合には、主流の速度を知る必要はないから、加熱線の加熱を停止した状態での後流中の指示値をそのまま読み取れば良い。

図6には、熱後流法による流速の測定結果とピトー管による結果を比較した。黒印は式(4)による補正を行った場合、白印は行わない場合である。流速が $1\text{ m/s}$ 以上では、黒印の精度は十分良いといえる。 $1\text{ m/s}$ 以下で精度が悪いのは、前述のようにピトー管の測定値の側の誤差である。

以上の結果、ここで述べたような注意を払えば、熱後流法を用いるのがこの校正風洞では最良の方法であると結論された。

### 3.4 熱後流法を用いた熱線風速計の校正例

高流速域では前述のようにピトー管を用いることができるので、改めて取り上げない。ここでは熱後流法が威力を発揮する約 $1\text{ m/s}$ 以下の低流速に限定して熱線風速計の実際の校正例を示す。

熱線風速計はKANOMAX CTA 7002システムを用いた。使用した熱注入子は前述と同じく $20\text{ }\mu\phi$ 、 $4\text{ mm}$ の白金線、被校正対象は $5\text{ }\mu\phi$ 、 $1\text{ mm}$ のタングステン線プローブである。校正流速域は $1.2\text{ m/s} \sim 10\text{ cm/s}$ であり常温常圧空気が作動流体である。

図7に校正結果を示す。ここで、 $u$ は空気の流速、 $V_u$ は定温度型熱線風速計の出力電圧、 $V_L$ は $V_u$ をCTA 7002システム付属の線形化回路に通した後の出力電圧である。本システムでは線形化回路のゲインが足りないため、直流アンプを外部に接続した。また、その結果、本システムで可変な指数の範囲内では指数の値が高過ぎて、同図中の $V_L$ のように直線化することは不可能であった。従って、このような流速範囲で流速に比例した出力電圧を得るためには、線形化回路を自作する必要がある。

熱後流法では $10\text{ cm/s}$ 以下の測定も可能であるが、 $u=0$ での $V_L$ の零点の変動の影響が極めて大きくなるため、実際に精度の良い校正曲線を得るには、この点に十分注意を払う必要がある。

## 4. 結 論

低流速校正用風洞を作成し、熱線風速計の校正方法を検討した結果、以下の結果を得た。

1) ピトー管を用いた場合、流速 $1\text{ m/s}$ 以上の校正方法としては非常に簡便で、しかも高精度であるが、 $1\text{ m/s}$ 以下の流速域では微差圧計の指示値が非常に大きな周期で変動し、校正には不適當である。

2) カルマン渦列法は、今回作成した諸元の校正風洞では円柱の直径に対する長さが十分でなく、渦の放出形態が不安定なモードとなって不適當である。

3) 熱後流法は広い流速の領域で精度が良いが、加熱線の後流がかなり広範囲に及ぶため後流における速度欠損に注意する必要がある。

4) 熱後流法を用いて低流速域における校正は  $10 \text{ cm/s}$  程度までは十分可能であるが、それ以下になると零点の変動が大きくなり困難が生ずる。



## 付章1 2次元縮流筒曲線の形状

従来行われてきた2次元縮流筒曲線決定の手法は、先験的感覚から人為的に、壁面形状にある種の制約（例えばある区間で壁面上の流速は一定、ある区間では壁面の中心軸となす角度は一定など）を課し、かつその人為的な壁面内の完全流体に圧力勾配の正の部分が現われないこと、および、入口と出口で流速分布がなるべく平行かつ一様なることを要請し、壁面形状を決定してゆくというものである。この種の手法の長所は壁面形状を容易に制御できることで、要求する特性が得られるまで、人為的に壁面形状を変化させればよいわけであるが、先験的な情報を有していない者にとってこの種の手法は容易に使用できず、また情報の得られそうにもないような極端な縮流比（たとえば1/100）の場合に手の出しようのないという事態を招く。更に、こうして決められた壁面形状には人為性の跡が残っており、あまり自然なプロフィールとは言いがたいという難点がある。

このような事情を回避するため、ここでは極めて単純な流路内の2次元ポテンシャル流を取り扱い、その流線のうちの1本を抽出して壁面曲線とするという手法について述べることにする。

採用した方法は従来の対数ホドグラフ面<sup>(4)</sup> ( $\log q, -\theta$ )の代わりに $(u, -v)$ という通常のホドグラフ面を用いたものである。これによって、矩形領域内でLaplace方程式から速度分布を数値計算を用いて近似的に解くか、再度等角写像を用いて複素速度ポテンシャルを求めて速度、圧力分布を求めるという困難は一挙に解決され、数値計算は非常に単純明解である。

図A-1に示したような2次元容器から非粘性ポテンシャル流が流出する場合を考える。物理面 $z = x + iy$ からホドグラフ面 $w = u - iv$ に写像すると、このような流れは、 $(u, -v) = (\pm 1, 0)$ に吸い込み、 $(u, -v) = (\pm k, 0)$ 、 $(\pm k^{-1}, 0)$ にわき出しを持った流れの場の単位円内の流れに移る。物理面での点A, B, C, D, Eがホドグラフ面での点A, B, C, D, Eに対応している。 $k^{-1}$ は $k$ の、半径1の円に関する鏡像点である。

手順は通常の死水領域に対するホドグラフ法の通りである。まず、ホドグラフ面で複素速度ポテンシャルを求め、物理面に写像し、次いで自由流線C~Eの形状とくびれの係数を求める。（くびれの係数は一見不要であるが、流れの関数 $\psi$ の最大値を決定するときに必要な）ここでの主要な結果は今井<sup>(5)</sup>の表式に基づいて得た。

今、わき出し強さを $m$ とすれば、ホドグラフ面における複素速度ポテンシャルは

$$f = m \log \frac{(w^2 - k^2)(w^2 - k^2)}{(w^2 - 1)^2} + \text{Const.}$$

$$= m \log \frac{(w^2 - k^2)(1 - k^2 w^2)}{(w^2 - 1)^2} + C_1 \quad (1)$$

$$\frac{df}{dw} = 2mw \left( \frac{1}{w^2 - k^2} - \frac{1}{1 - k^2 w^2} - \frac{2}{w^2 - 1} \right)$$

$$\frac{dz}{dw} = \frac{dz}{df} \frac{df}{dw} dw = \frac{1}{w} \frac{df}{dw} dw \quad \text{より}$$

$$z = m \left( \frac{1}{k} \log \frac{w-k}{w+k} + k \log \frac{1-kw}{1+kw} - 2 \log \frac{1-w}{1+w} \right) + C_2 \quad (2)$$

今ここで

$$C_2 = 0$$

であるとする。(この仮定は後に境界条件から正当であることが分かる)

自由流線は  $w = e^{i\theta}$  ( $0 < \theta < \pi/2$ ) である。そこで、物理面における自由流線を求めるために  $w = e^{i\theta}$  を式(2)に代入して、

$$x + iy = m \left\{ \frac{1}{k} \log \frac{(\cos\theta - k) + i \sin\theta}{(\cos\theta + k) + i \sin\theta} + k \log \frac{(1 - k \cos\theta) - i k \sin\theta}{(1 + k \cos\theta) + i k \sin\theta} - 2 \log \frac{(1 - \cos\theta) - i \sin\theta}{(1 + \cos\theta) + i \sin\theta} \right\}$$

$$\log \{(\cos\theta - k) + i \sin\theta\} = \log \{(\cos\theta - k)^2 + \sin^2\theta\} + i \theta_1,$$

$$\theta_1 = \tan^{-1} \frac{\sin\theta}{\cos\theta - k}$$

等を考慮すると、少し変形して、

$$x = m \left\{ \frac{k^2 + 1}{2k} \log \frac{1 - 2k \cos\theta + k^2}{1 + 2k \cos\theta + k^2} - 2 \log \tan \frac{\theta}{2} \right\}$$

$$y = m \left\{ (k^{-1} - k) \tan^{-1} \left( \frac{2k}{1 - k^2} \sin\theta \right) + \pi \right\}$$

を得る。

$$\theta = 0 \quad \text{で} \quad y = b/2, \quad \theta = \frac{\pi}{2} \quad \text{で} \quad y = a/2 \quad \text{と} \text{おいて}$$

$$b = kh, \quad a = \frac{kh}{\pi} \left( \pi + \frac{1 - k^2}{k} \tan^{-1} \frac{2k}{1 - k^2} \right)$$

ただし、 $a$  は自由流線出発点の幅  $\overline{CC'}$

b は無限遠方における自由流線の幅  $\overline{EE'}$  である。

h は容器の幅  $\overline{AA'} = \overline{BB'}$  であり

$$2\pi m = kh$$

を使っている。

くびれの係数は

$$\frac{b}{a} = \frac{\pi}{\pi + \frac{1-k^2}{k} \tan^{-1} \frac{2k}{1-k^2}} \tag{4}$$

さて、式(1)、式(2)を実部と虚部に分離することにより速度ポテンシャルと流れの関数、x、y が u と v の関数として求まる。本来ならば逆に u、v を x と y の関数で表したいが、かなり面倒であり、縮流筒設計上 x、y を u と v で表しても支障はないためここでは試みていない。

$$f = \Phi + \psi$$

$$w = u - iv$$

を式(1)に代入する。 $\Phi$  と  $\psi$  はそれぞれ速度ポテンシャルおよび流れの関数であり、各々  $u - iv$ 、 $x + iy$  の解析関数である。

$$\Phi + i\psi = m \log \frac{-\{(u-iv)^2 - k^2\} \{1 - k^2(u-iv)^2\}}{\{(u-iv)^2 - 1\}^2} + C_1$$

$$f = m \{ \log(u^2 - v^2 - k^2 - 2iuv) + \log(k^2u^2 - k^2v^2 - 1 - 2iuvk^2) - 2 \log(u^2 - v^2 - 1 - 2iuv) \} + C_1 \tag{5}$$

興味の対象は  $\psi$  であるので式(5)の虚部のみを考えればよい。

$$\left. \begin{aligned} \psi &= m \{ \theta_1 + \theta_2 - 2\theta_3 \} + \text{Im } C_1 \\ \text{ここに } \theta_1 &= \tan^{-1} \frac{-2uv}{u^2 - v^2 - k^2} \\ \theta_2 &= \tan^{-1} \frac{-2uvk^2}{k^2u^2 - k^2v^2 - 1} \\ \theta_3 &= \tan^{-1} \frac{-2uv}{u^2 - v^2 - 1} \end{aligned} \right\} \tag{6}$$

今  $-v \geq 0$  すなわち  $v \leq 0$  の領域のみが興味の対象であり、また  $0 \leq k \leq 1$  であるので

$$\frac{\pi}{2} \leq \theta_2, \theta_3 \leq \pi; \quad 0 \leq \theta_1 \leq \pi/2$$

ここで境界条件として、中心線上で  $v = 0$  ,  $\psi = 0$  を課して  $\text{Im } C_1$  を決定すれば

$$\psi_{CL} = m \{ 0 + \pi - 2\pi \} + \text{Im } C_1 = 0$$

より

$$\text{Im } C_1 = m\pi \tag{7}$$

を得る。よって

$$\psi = m \{ \theta_1 + \theta_2 - 2\theta_3 \} + m\pi \tag{8}$$

を得る。

次に、式(2)に  $w = u - iv$  および物理面で  $z = x + iy$  を代入すれば

$$z = x + iy = m \left\{ \frac{1}{k} \log \frac{(u-k) - iv}{(u+k) - iv} + k \log \frac{(1-ku) + ikv}{(1+ku) - ikv} - 2 \log \frac{(1-u) + iv}{(1+u) - iv} \right\} + C_2 \tag{9}$$

ここで

$$\frac{(u-k) - iv}{(u+k) - iv} = \frac{u^2 - k^2 + v^2 - 2ikv}{(u+k)^2 + v^2}$$

$$\frac{(1-ku) + ikv}{(1+ku) - ikv} = \frac{1 - k^2 u^2 - k^2 v^2 + 2ikv}{(1+ku)^2 + k^2 v^2}$$

$$\frac{(1-u) + iv}{(1+u) - iv} = \frac{(1-u^2) - v^2 + 2iv}{(1+u)^2 + v^2}$$

を各々絶対値と偏角に分けることにより

$$\log \frac{(u-k) - iv}{(u+k) - iv} = \frac{1}{2} \log \{ (u^2 - k^2 + v^2)^2 + 4k^2 v^2 \} - \log \{ (u+k)^2 + v^2 \} + i\theta_1$$

$$\theta_1 = \tan^{-1} \frac{-2kv}{u^2 - k^2 + v^2} \tag{10}$$

$$\log \frac{(1-ku) + ikv}{(1+ku) - ikv} = \frac{1}{2} \log \{ (1 - k^2 u^2 - k^2 v^2)^2 + 4k^2 v^2 \} - \log \{ (1+ku)^2 + k^2 v^2 \} + i\theta_2$$

$$\theta_2 = \tan^{-1} \frac{2kv}{1-k^2u^2-k^2v^2} \quad (11)$$

$$\log \frac{(1-u)+iv}{(1+u)-iv} = \frac{1}{2} \log \{ (1-u^2-v^2)^2+4v^2 \} - \log \{ (1+u)^2+v^2 \} + i\theta_3,$$

$$\theta_3 = \tan^{-1} \frac{2v}{1-u^2-v^2} \quad (12)$$

$$0 \leq \theta_1 \leq \pi/2, \quad \frac{\pi}{2} \leq \theta_2, \quad \theta_3 \leq \pi \quad \text{である。}$$

従って実部と虚部に分けて

$$\begin{aligned} x = m & \left[ \frac{k}{2} \log \{ (1-k^2u^2-k^2v^2)^2+4k^2v^2 \} - k \log \{ (1+ku)^2+k^2v^2 \} \right. \\ & + \frac{1}{2k} \log \{ (u^2-k^2+v^2)^2+4k^2v^2 \} - \frac{1}{k} \log \{ (u+k)^2+v^2 \} \\ & \left. - \log \{ (1-u^2-v^2)^2+4v^2 \} + 2 \log \{ (1+u)^2+v^2 \} \right] + \text{Re } C_2 \quad (13) \end{aligned}$$

$$y = m \left\{ \frac{1}{k} \theta_1 + k \theta_2 - 2 \theta_3 \right\} + \text{Im } C_2 \quad (14)$$

次に

$$x+iy=i \quad \text{で} \quad u-iv=i \quad (15)$$

という境界条件を課す。式(13), 式(14)の  $(u, -v)$  に  $(0, 1)$  を代入すると

$$\begin{aligned} x = m & \left[ \frac{k}{2} \log \{ (1-k^2)^2+4k^2 \} - k \log (1+k^2) + \frac{1}{2k} \log \{ (1-k^2)^2+4k^2 \} \right. \\ & \left. - \frac{1}{k} (1+k^2) + 2 \log (1+1) - \log 4 \right] = 0, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} y = im & \left[ \frac{1}{k} \cos^{-1} \frac{1-k^2}{\sqrt{(1-k^2)^2+4k^2}} - k \cos^{-1} \frac{1-k^2}{\sqrt{(1-k^2)^2+4k^2}} - 2 \cos^{-1} \right. \\ & \left. \frac{1-1}{\sqrt{4}} \right] = im \left[ \frac{1-k^2}{k} \cos^{-1} \frac{1-k^2}{1+k^2} + \pi \right] \end{aligned}$$

従って

$$m = 1 / \left\{ \frac{1-k^2}{k} \cos^{-1} \frac{1-k^2}{1+k^2} + \pi \right\} \quad (16)$$

式(13)を  $u$  で微分して

$$\begin{aligned} \frac{\partial x}{\partial u} = m & \left[ \frac{k}{2} \cdot \frac{2(1-k^2 u^2 - k^2 v^2) \cdot (-2k^2 u)}{(1-k^2 u^2 - k^2 v^2)^2 + 4k^2 v^2} - k \cdot \frac{2(1+ku) \cdot k}{(1+ku)^2 + k^2 v^2} \right. \\ & + \frac{1}{2k} \cdot \frac{2(u^2 - k^2 + v^2) \cdot 2u}{(u^2 - k^2 + v^2)^2 + 4k^2 v^2} - \frac{1}{k} \cdot \frac{2(u+k)}{(u+k)^2 + v^2} \\ & \left. - \frac{2(1-u^2 - v^2) \cdot (-2u)}{(1-u^2 - v^2)^2 + 4v^2} + 2 \cdot \frac{2(1+u)}{(1+u)^2 + v^2} \right] \quad (17) \end{aligned}$$

以上の諸式を  $\psi$  および  $u$  を与えて  $v, x, y, -u \frac{\partial u}{\partial x}$  という順に数値的に求めてゆけば、

ある縮流比を有する種々の縮流筒曲線群（実は容器から流出するポテンシャル流の流線群）の数表が求められることになる。

$x$  方向に等間隔に切って  $y$  の各値を求めることが實際上必要となるがそれには Lagrange 補間を用いればよい。

作成したプログラムのリストを付章 2 に示す。得られた流線群を図 A-2,  $\psi = 0.3$  の場合の流速分布  $u, v$  のプロフィールを図 A-3 に示す。図 3 から、対数ホトグラフ法<sup>(4)</sup>に表われた正の圧力勾配、すなわち  $u$  の減少領域が存在せず、良好な縮流筒曲線であることが分かる。

## 参 考 文 献

- 1) Roshko, A. On The Development of Turbulent Wakes from Vortex Streets.  
NACA Rep., No. 1191 (1954).
- 2) 奥出宗重, 円柱の伴流渦に関する実験的研究(第1報)  
風胴壁面に沿う境界層による影響, 日本航空宇宙学会誌 26-291 (1978)  
198-205.
- 3) F.M.White, Viscous Fluid Flow, McGraw-Hill New York (1975) 351.
- 4) Gibbings, J.G. and Dixon, J.R. Two-dimensional Contracting Duct Flow.  
Quart. J. Mech. Appl. Math. 10-1 (1957) 24-41.
- 5) 今井 功, 等角写像とその応用, 岩波書店(1979) 102

## 付章 2 2次元縮流筒曲線の計算プログラムリスト

FACOM 230-75 M7 FORTRAN-IV H COMPILER (OPT2,CP) SOURCE PROGRAM LIST -

```

ST-NO          SOURCE PROGRAM          S
C              HODOGRAPH METHOD
C
C              DIMENSION U(600),V(600),PSI(600),X(600),Y(600),DP(600),
*XXXX(600),YYYY(600),UUUU(600),VVVV(600),DPDP(600)
BR=25,
READ(5,1,END=10) DX
READ(5,2,END=10) N
READ(5,1,END=10) DPSI
READ(5,2) KKF
1 FORMAT(8F10,5)
2 FORMAT(I3)
C
XK=1./KKF
PAI=ARSIN(1,)*2
ARGUME=(1-XK**2)/(1+XK**2)
PM=1./(((1-XK**2)/XK)*ARCOS(ARGUME)+PAI)
DO 71 J=1,600
U(J)=0,
V(J)=0,
X(J)=0,
Y(J)=0,
DP(J)=0,
XXXX(J)=0,
YYYY(J)=0,
UUUU(J)=0,
VVVV(J)=0,
DPDP(J)=0,
71 CONTINUE
DO 111 L=1,50
PSI(L)=DPSI*L
IF(PSI(L),GT,0,62) GO TO 9
C
KF=0
UO=0,
U(1)=0,1
XO=0,
X(1)=0,
YO=0,
Y(1)=0,
DP(1)=0,
F1=1,
IJ=0
JK=0
NM=100
WRITE(6,100) DX,PM,XK,PSI(L)
C
WRITE(6,101)
100 FORMAT(/,10X,'*** DX=',F6,3,10X,'M=',F6,3,10X,'K=',F6,3,10X,
*'PSI=',F6,3,'***)
101 FORMAT(/,12X,'I',16X,'U(I)',11X,'V(I)',11X,'X(I)',11X,'Y(I)',10X,
*'DP(I)',10X,'XX(I)',10X,'YY(I)',/)
DO 3 I=2,N
U(I-1)=U(1)+DX*(I-2)
UO=U(I-1)
IF(UO,GT,1,.) GO TO 91
VO=-0,0005

```



FACOM 230-75 M7 FORTRAN-IV H COMPILER (OPT2,CP) SOURCE PROGRAM LIST -

ST-NO	SOURCE PROGRAM	( FTMAIN )	S
	V8=VO		
	V2=VO		
C	DO 4 K=1,6		
	DELTA=-(10,**(-K))		
	DO 5 J=2,12		
	V3=VO		
	VO=V2+DELTA*(J-2)		
	IF(K,E0,1, AND, J,E0,2) VO=V8		
	IF(KF,E0,1) VO=V8		
	F2=F1		
	CALL STREAM(UO,VO,PM,XK,Z)		
	F1=PSI(L)-Z		
	IF(K,E0,1, AND, J,E0,2) F2=F1		
	IF(K,NE,1, AND, J,E0,2) F2=F3		
	IF(KF,E0,1) F2=F1		
	KF=0		
	IF(F1#F2) 6,6,55		
	IF(K,E0,6, AND, J,E0,11) IJ=101		
55	IF(J,GE,12) GO TO 155		
	GO TO 5		
155	KF=1		
	GO TO 4		
	5 CONTINUE		
	6 VO=V3		
	V2=VO		
	F3=F2		
	IF(K,LT,6) GO TO 4		
	GO TO 8		
	4 CONTINUE		
	8 CONTINUE		
	CALL PROFIL(UO,VO,PM,XK,XO,YO)		
	CALL PRESSU(UO,VO,PM,XK,DPO)		
	III=I-1		
	IF(IJ,NE,0) III=0		
C	U(I-1)=UO		
	V(I-1)=VO		
	X(I-1)=XO		
	Y(I-1)=YO		
	DP(I-1)=DPO		
	XXXX(I-1)=X(I-1)		
	YYYY(I-1)=Y(I-1)		
	UUUU(I-1)=U(I-1)		
	VVVV(I-1)=V(I-1)		
	DPDP(I-1)=DP(I-1)		
	IF(UO,LT,0.999) A1=BR/YO		
	IF(UO,LT,0.999) XF=XO		
	3 CONTINUE		
91	CONTINUE		
	DO 33 M=2,N		
	MMM=M-1		
	XX=-A1*(X(M-1)-XF)		
	YY=A1*Y(M-1)		
	UO=U(M-1)		
	VO=V(M-1)		
	XO=X(M-1)		

FACOM 230-75 M7 FORTRAN-IV H COMPILER (OPT2,CP) SOURCE PROGRAM LIST -

ST-NO	SOURCE PROGRAM	( FTMAIN )	S
	YO=Y(M-1)		
	DPO=DP(M-1)		
	IF(UO,GT,1,) GO TO 92		
	IF(VO,LT,-0,00051) JK=JK+1		
	IF(JK,GE,2) GO TO 13		
	X1=XO		
	MK=M-1		
13	IF(VO,GE,-0,00051) GO TO 331		
	ML=M-1		
	X2=XO		
331	WRITE(6,102) MMM,UO,VO,XO,YO,DPO,XX,YY		
102	FORMAT(10X,13,5X,7F15,5)		
33	CONTINUE		
92	CONTINUE		
	ANM=NM		
	AX=(X2-X1)/ANM		
	WRITE(6,1166) X1,X2,AX,MK,ML,NM		
1166	FORMAT(/.3F20,5,10X,3I10,/) )		
	MM=ML-MK		
	MM=ML-MK+4		
	DO 14 N1=MK,ML+4		
	X(N1-MK+1)=XXXX(N1)		
	Y(N1-MK+1)=YYYY(N1)		
	U(N1-MK+1)=UUUU(N1)		
	V(N1-MK+1)=VVVV(N1)		
	DP(N1-MK+1)=DPDP(N1)		
	IF(N1,GT,ML) X(N1-MK+1)=X(N1-MK)+AX		
	IF(N1,GT,ML) Y(N1-MK+1)=YYYY(ML)		
	IF(N1,GT,ML) U(N1-MK+1)=UUUU(ML)		
	IF(N1,GT,ML) V(N1-MK+1)=UUUU(ML)		
	IF(N1,GT,ML) V(N1-MK+1)=VVVV(ML)		
	IF(N1,GT,ML) DP(N1-MK+1)=-0,		
14	CONTINUE		
	WRITE(6,66)		
66	FORMAT(/,12X,'I',16X,'X(I)',11X,'Y(I)',11X,'U(I)',11X,'V(I)',10X, *'DP(I)',/)		
	DO 144 I1=2,NM		
	SI=I1-1		
	XI=X1+SI*AX		
	CALL LAGINT(X,Y,MM,XI,Y1)		
	CALL LAGINT(X,U,MM,XI,U1)		
	CALL LAGINT(X,V,MM,XI,V1)		
	CALL LAGINT(X,DP,MM,XI,DP1)		
	WRITE(6,666)I1,XI,Y1,U1,V1,DP1		
666	FORMAT(10X,13,5X,5F15,5)		
144	CONTINUE		
111	CONTINUE		
	GO TO 9		
10	CONTINUE		
9	CONTINUE		
	STOP		
	END		

FACOM 230-75 M7 FORTRAN-IV H COMPILER (OPT2,CP) SOURCE PROGRAM LIST -

ST-NO	SOURCE PROGRAM	SI
	SUBROUTINE STREAM(UO,VO,PM,XK,Z) PAI=ARSIN(1,)*2 UU=UO**2 VV=VO**2 YK=XK**2 ZK=YK**2 A1=UU-VV-YK A2=1,-YK*(UU-VV) A3=UU-VV-1, UVUV=UU*VV UV=UO*VO T1=ARCOS(A1/SQRT(A1**2+4*UVUV)) T2=ARCOS(A2/SQRT(A2**2+4*ZK*UVUV)) T3=ARCOS(-A3/SQRT(A3**2+4*UVUV)) T2=PAI-T2 T3=PAI-T3 Z=PM*(T1+T2-2*T3)+PM*PAI RETURN END	

FACOM 230-75 M7 FORTRAN-IV H COMPILER (OPT2,CP) SOURCE PROGRAM LIST -

ST-NO	SOURCE PROGRAM	S
	SUBROUTINE PROFIL(UO,VO,PM,XK,XO,YO) PAI=ARSIN(1,)*2, UU=UO**2 VV=VO**2 YK=XK**2 C1=UU-YK+VV C2=1,-YK*(UU+VV) C3=1-UU-VV T1=ARCOS(C1/SQRT(C1**2+4*VV*YK)) T2=ARCOS(C2/SQRT(C2**2+4*YK*VV)) T3=ARCOS(C3/SQRT(C3**2+4*VV)) XO=PM*(XK/2*ALOG(C2**2+4*YK*VV)-XK*ALOG((1.+XK*UO)**2+YK*VV)+ *1/(2*XK)*ALOG(C1**2+4*YK*VV)-1./XK*ALOG((UO+XK)**2+VV)-ALOG(C3+4* *VV)+2*ALOG((1,+UO)**2+VV)) YO=PM*(T1/XK-XK*T2+2*T3) RETURN END	

FACOM 230-75 M7 FORTRAN-IV H COMPILER (OPT2,CP) SOURCE PROGRAM LIST -

ST-NO	SOURCE PROGRAM	SI
	SUBROUTINE PRESSU(UO,VO,PM,XK,DPO) UU=UO**2 VV=VO**2 YK=XK**2 D1=1-YK*(UU+VV) D2=UU-YK+VV D3=1-UU-VV D4=1+XK*UO D5=UO+XK D6=1+UO F1=D1*2*YK*UO/(D1**2+4*YK*VV) F2=D2*2*UO/(D2**2+4*YK*VV) F3=D3*4*UO/(D3**2+4*VV) F4=D4*2*XK/(D4**2+YK*VV) F5=D5*2/(D5**2+VV) F6=D6*2/(D6**2+VV) PD=PM*(-XK*F1-XK*F4+F2/XK-F5/XK+2*F3+2*F6) DP1=1./PD DPO=-UO*DP1 RETURN END	

FACOM 230-75 M7 FORTRAN-IV H COMPILER (OPT2,CP)

SOURCE PROGRAM LIST -

ST-NO	SOURCE PROGRAM	S
	SUBROUTINE LAGINT(X,Y,N,Z,F)	
C		
C		
C		
	DIMENSION X(1),Y(1),P(600),Q(600),R(600)	
	PP=0,	
	KK=4	
2222	IF(Z.GT.X(KK).AND.Z.LT.X(N-KK)) GO TO 1111	
	KK=KK-1	
	GO TO 2222	
1111	DO 111 L=1,N	
	IF(X(L)-Z) 111,222,222	
111	CONTINUE	
222	L1=L-KK	
	L2=L+KK	
C		
	DO 22 J=L1,L2	
	QQ=1.	
	RR=1.	
	DO 11 I=L1,L2	
	Q(I)=Z-X(I)	
	R(I)=X(J)-X(I)	
	IF(I.EQ.J) Q(I)=1,	
	IF(I.EQ.J) R(I)=1,	
	AQ=ABS(Q(I))	
	IF(AQ.LE.1.E-5) GO TO 33	
	QQ=QQ*Q(I)	
	RR=RR*R(I)	
11	CONTINUE	
	P(J)=QQ/RR*Y(J)	
	PP=PP+P(J)	
22	CONTINUE	
	F=PP	
	GO TO 99	
33	F=Y(I)	
	GO TO 99	
99	CONTINUE	
C		
	RETURN	
	END	

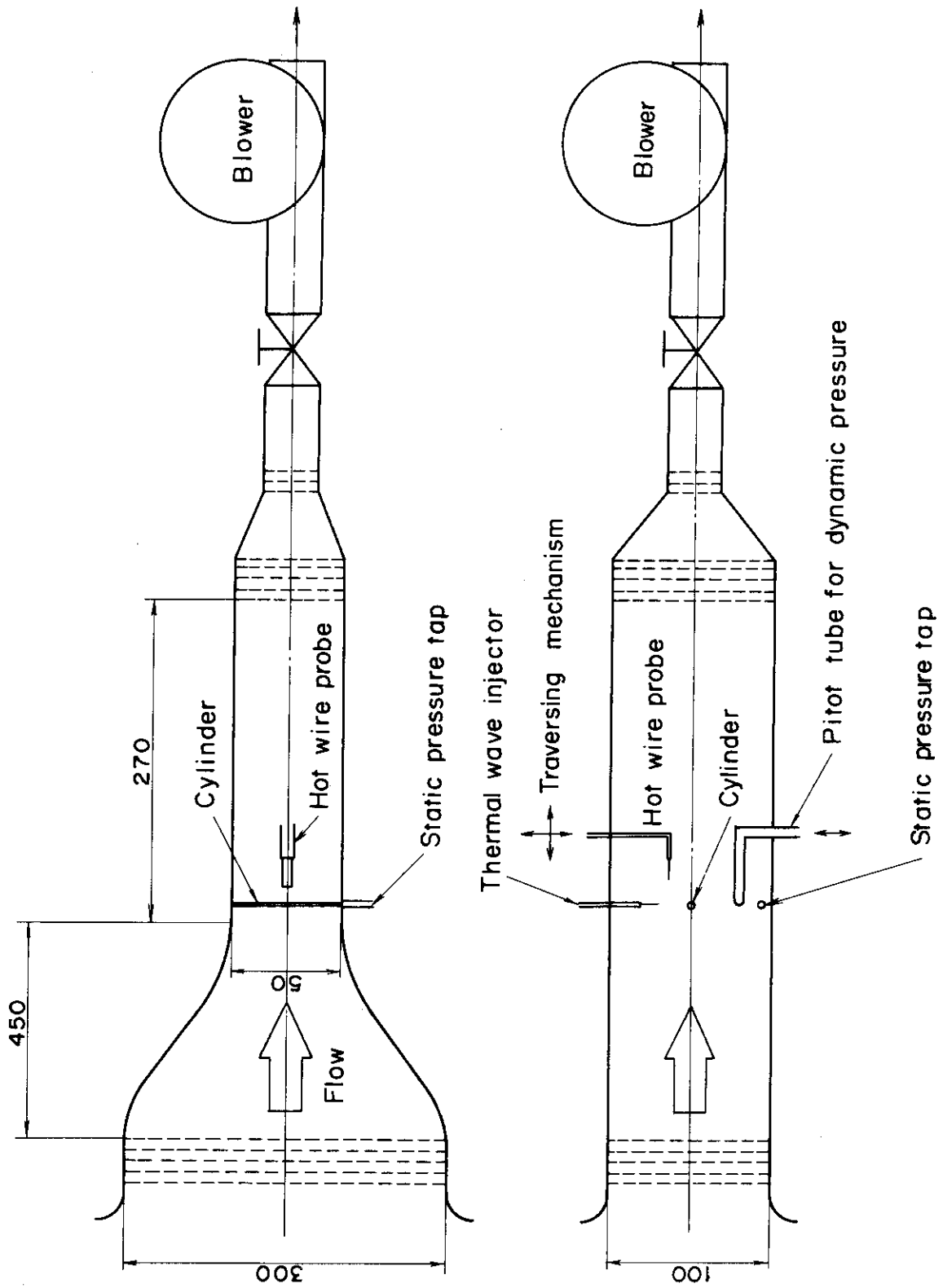


図1 較正用風胴装置概略図

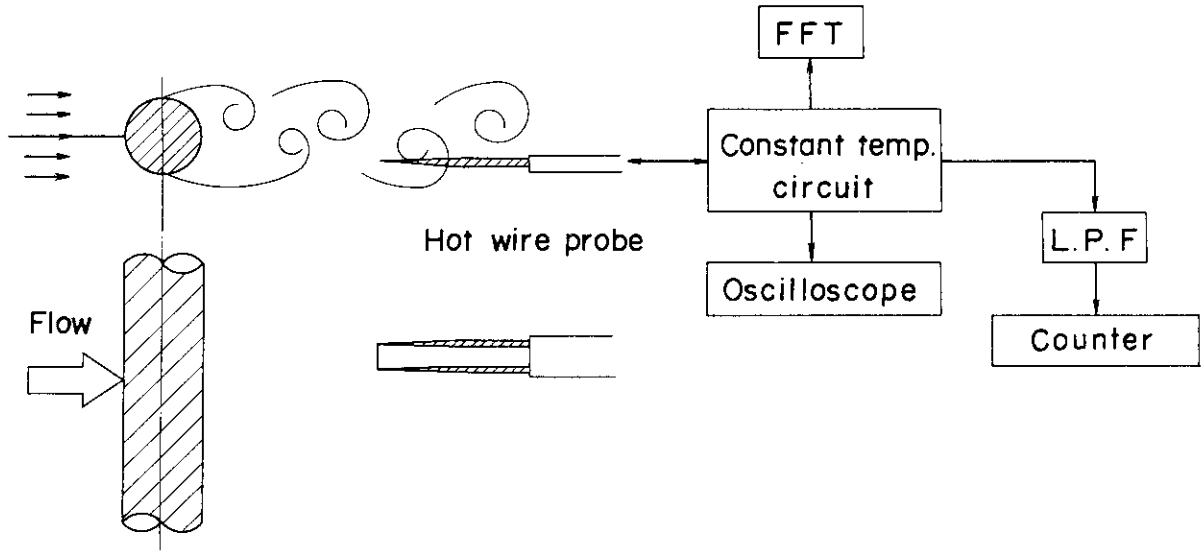


図2 カルマン渦列測定原理図

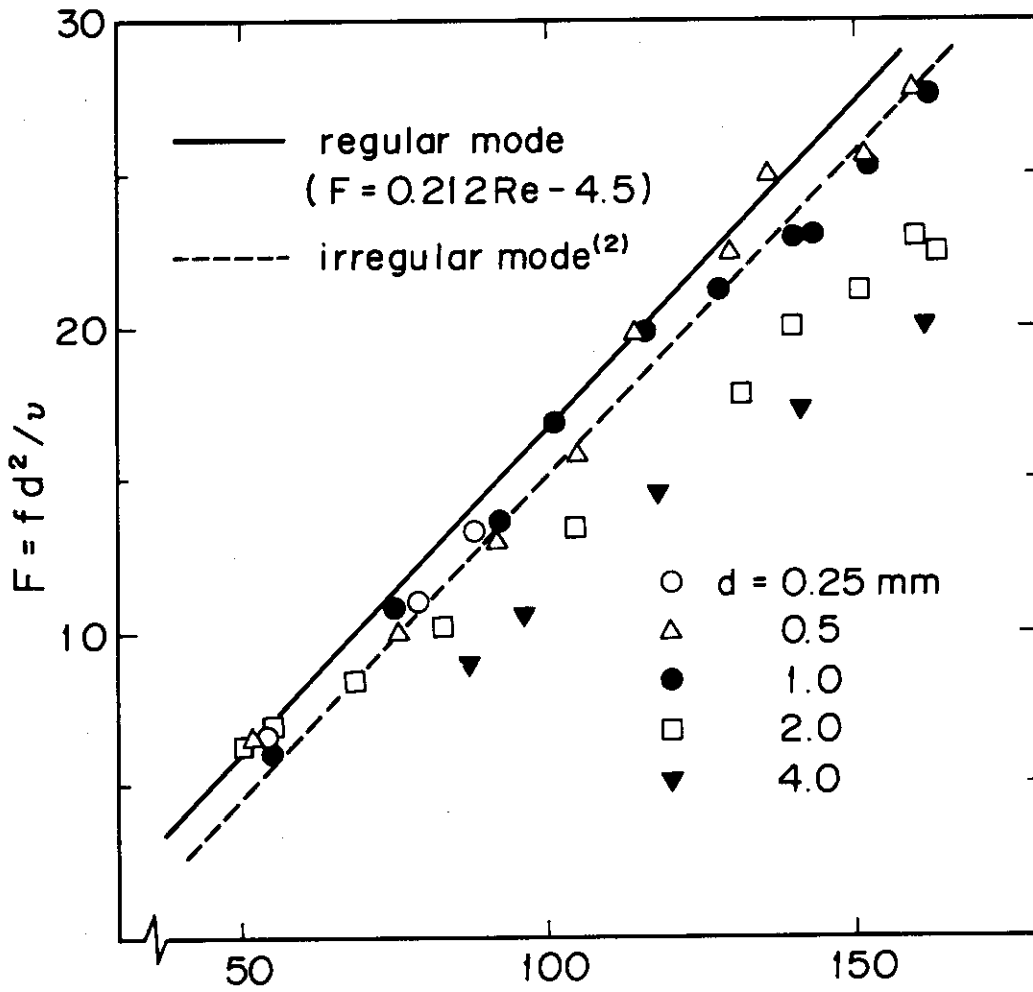


図3 カルマン渦列法と熱後流法の比較

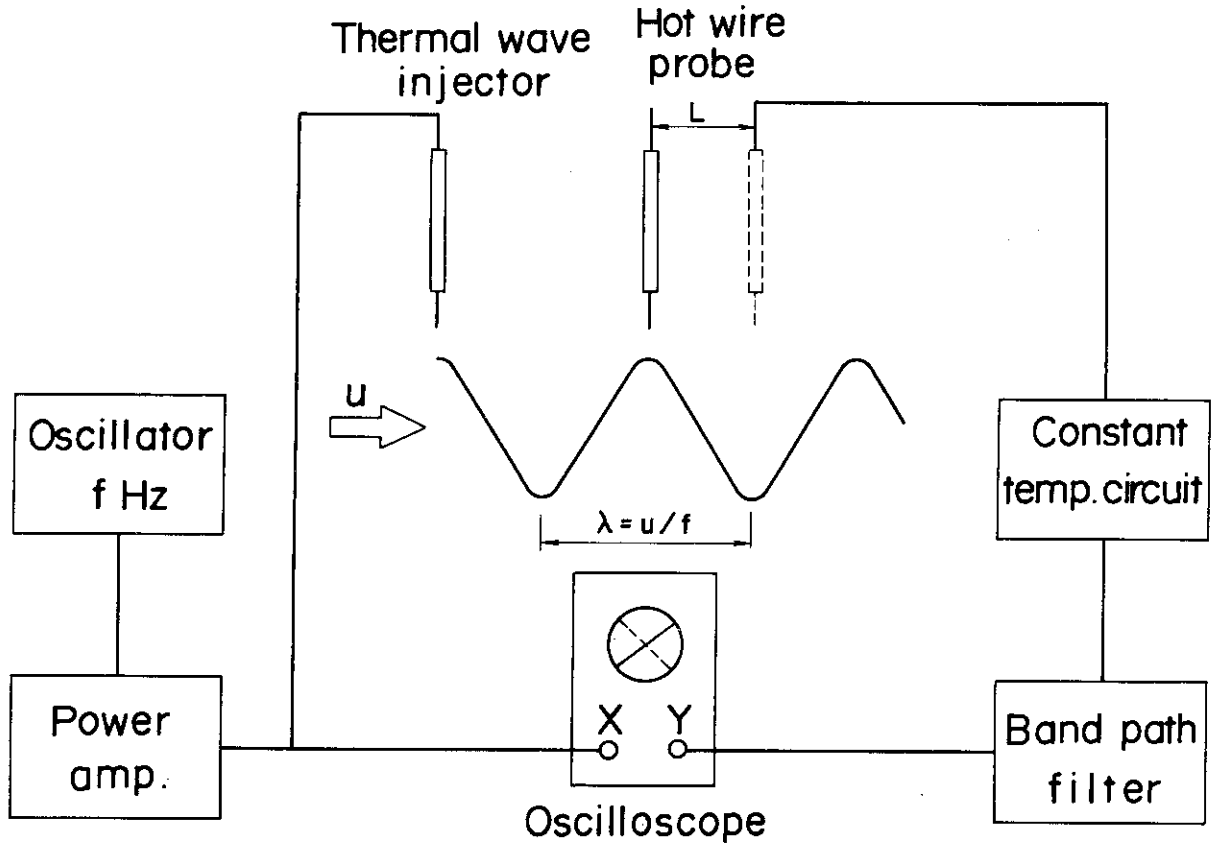


図4 熱後流法の原理

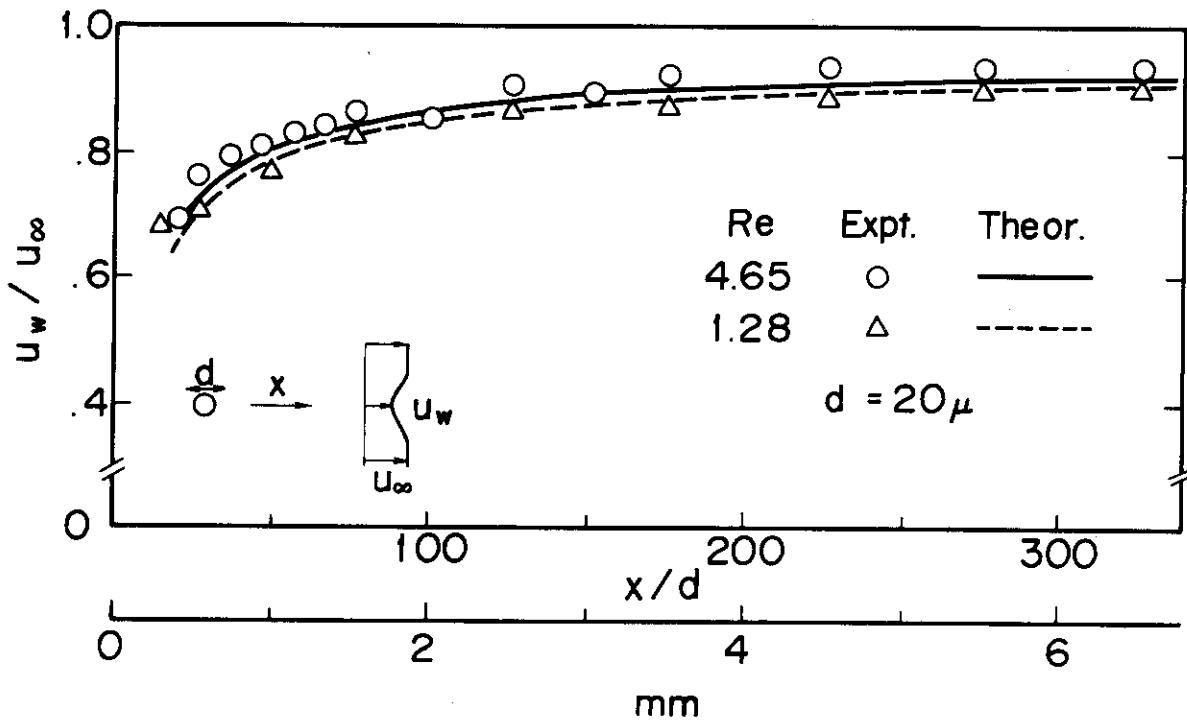


図5 加熱線後流中の流速



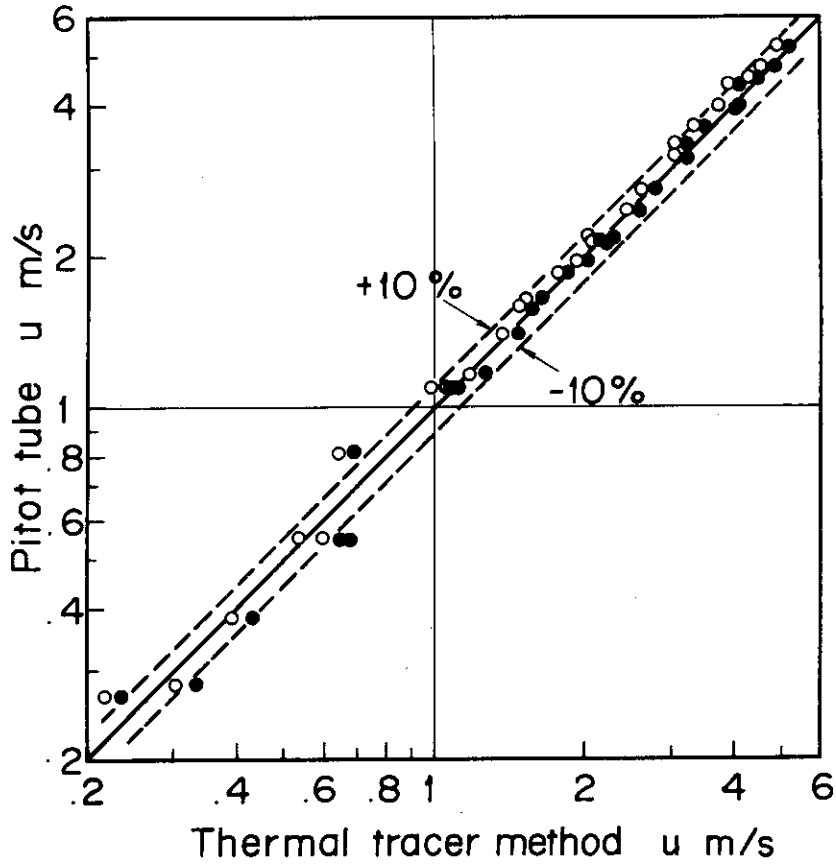


図6 ピトー管と熱後流法の比較（白印は補正前，黒印は補正後）

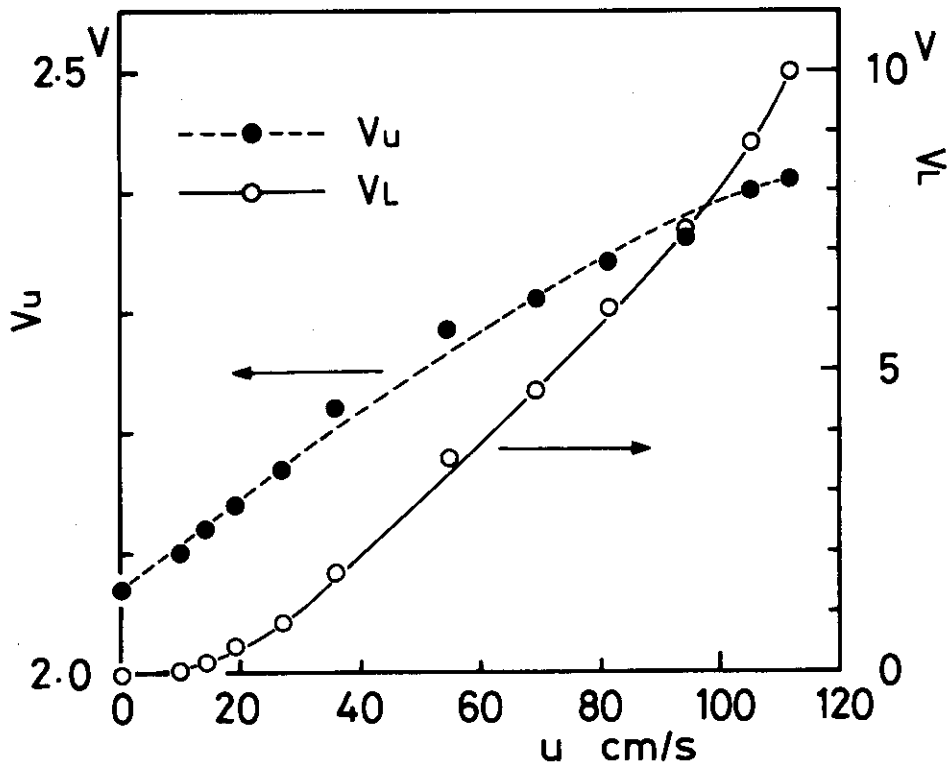


図7 低流速域の熱後流法による較正例

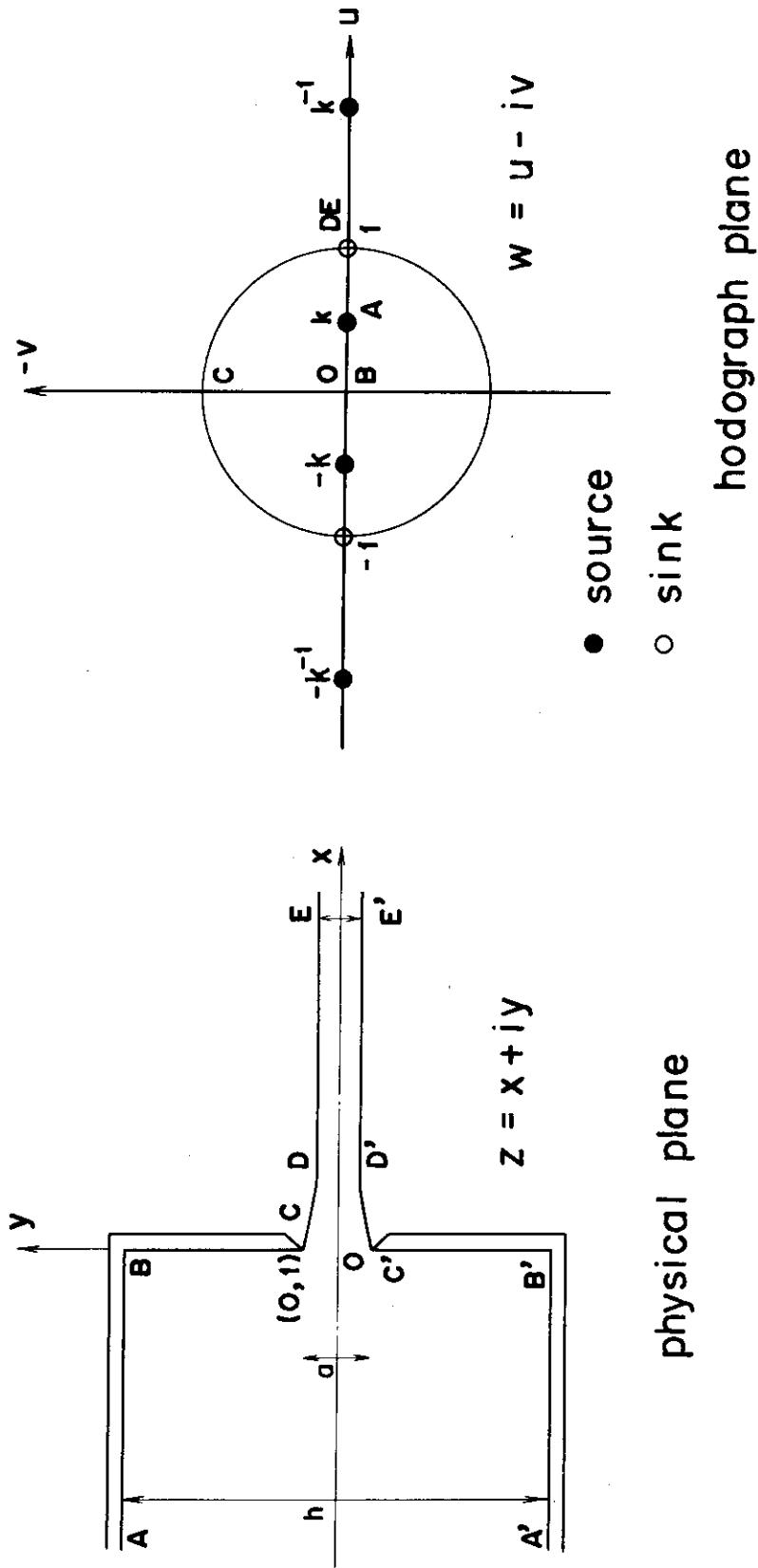


図 A-1 物理面と hodograph 面との対応

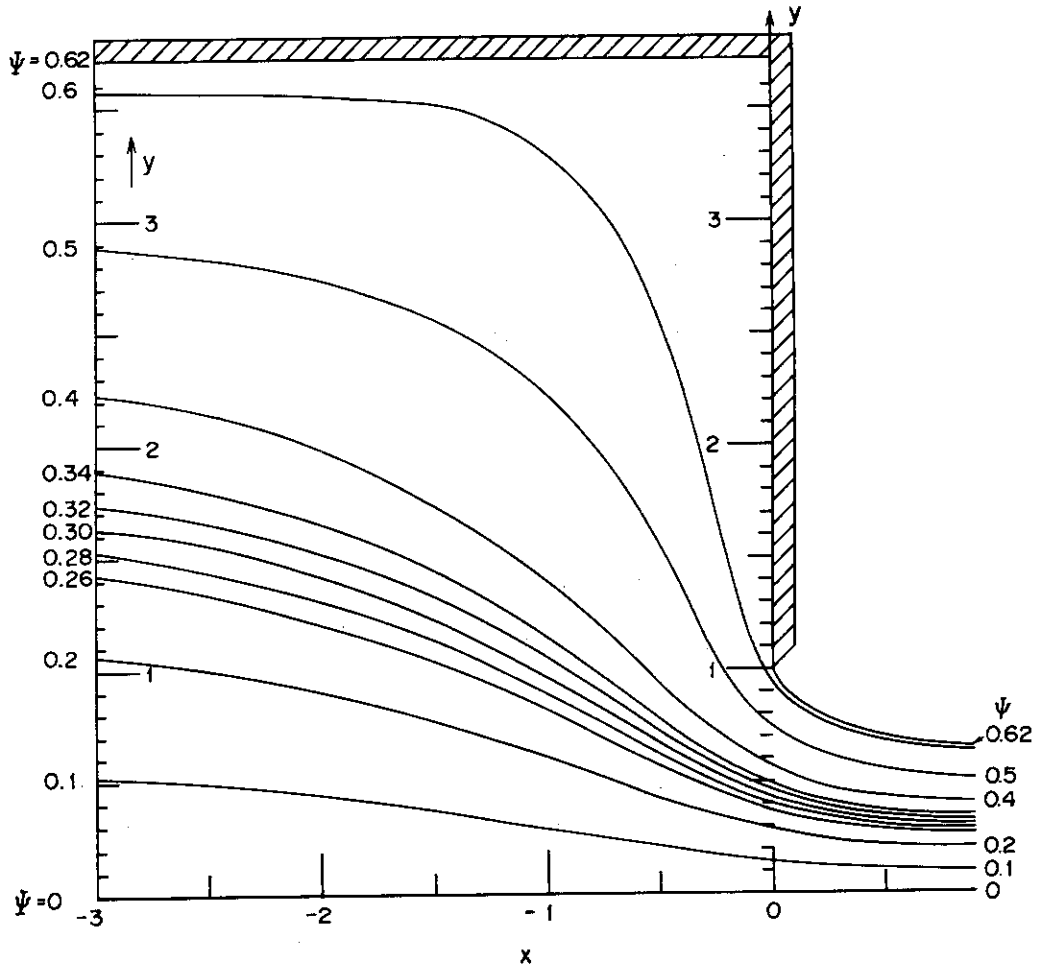


図 A-2 物理面における流線群のプロファイル

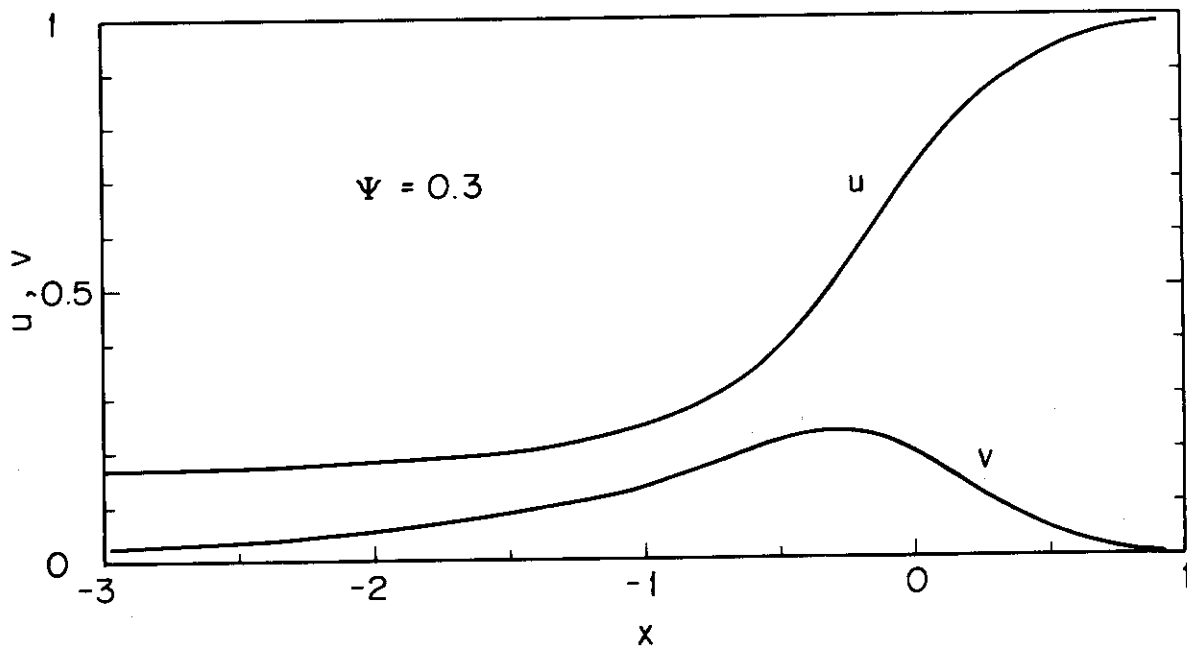


図 A-3  $\psi = 0.3$  の場合の流速分布