細線熱電対を用いた回復温度測定に基づく準非侵襲な 軸対象音速ノズル内遷音速流速分布の測定

石橋 雅裕*・高本 正樹*

Ouasi-Non Intrusive Measurement of the Transonic Flow Field in an Axi-Symmetric Critical Nozzle Based on Recovery Temperature Measurement Using a Thin Thermocouple

Masahiro ISHIBASHI*, Masaki TAKAMOTO*

Flow velocities from several m/s to supersonic of a gas having a Prandtl number different from unity were measured based on the recovery temperatures measurement using a very thin thermocouple, which produced almost no disturbance in the field. Very high space resolution in the 10 μm order as well as very small disturbance from the supports of the thermocouple wire were achieved because the sensing point of a thermocouple wire was concentrated exactly at the contact point, which allows to use a long thermocouple wire to locate its supports far away from the measuring point.

A thermocouple wire of 50 $\mu\text{m}\phi$ accompanied with a traversing system was settled through an axi-symmetrical critical nozzle with a throat diameter of 13.4 $\text{mm}\phi$ to measure the velocity field in the nozzle. The results agreed quite well with the one-dimensional isentropic theory even qualitatively as well as they showed the fine structure predicted by the two-dimensional isentropic theory. Furthermore, the results revealed complicated flow structures, which were unpredictable by these simple theories, such as oblique shocks and normal shock whose amplitude and location changed depending on the back pressure ratio applied on the nozzle in a complicated manner.

Key Words: axi-symmetric transonic flow field, Prandtl number, recovery temperature, shock wave, flow velocity measurement

1. はじめに

亜音速, 超音速, また, その両方を含む遷音速流れの流速分布測定は, さまざまな分野で重要な役割を果たしている. そのため, これまでにさまざまな測定方法, たとえば, 古くはピトー管やシュリーレン写真, 近年では熱線流速計やレーザを応用した LDV, PIV, CARS, LIF 等々が開発されてきたが, 一般的な温度センサーを用いて流れ場を測定することは行なわれてこなかった. その理由は, 流れ場中に静止して設置された温度センサーの回りには境界層が発生してセンサー表面での流速が 0 となり, 一般的な気体のプラントル数がほぼ 1 であるために, 温度が流速に依存しないよどみ点温度に戻ってしまうと考えられていたためである. この単純化された考察により, 温度測定に基づいて流れ場の変化を検出するためには, 流れと共に温度センサーを移動させなければならない, すなわち不可能であると考えられてきた. CARS や

LIF は, 感温トレーサを流すことによりこの点を解決している.

しかし, 温度センサーが固定されている場合でも, 実際の気体では速度境界層と温度境界層の厚さが違うため, 流速がゼロとなっても壁面温度がよどみ点温度まで回復しない. その回復の大きさは, 静温度降下に回復温度係数をかけた値となり流速に依存するため, これを利用した流速測定が可能となるはずである. 一般的に用いられる断熱壁の回復係数¹⁾, すなわちプラントル数 Pr の平方根 $\sqrt{Pr}$ を用いて試算すると, たとえば, よどみ点が 27~29°C の空気が流れる管路の臨界点では静温度がよどみ点より 50~51°C 降下し, この位置で流速をゼロとすると, 空気のプラントル数が 0.713 であるために静温度降下分の 0.844 倍, すなわち, 42~43°C しか回復せず, 壁面には 7.7~7.9°C の温度降下が発生することになる. この温度差は, ごく一般的な熱電対でも十分に分解可能な大きさである.

近年, 香川ら²⁾ は, 細線熱電対の高速応答に着目し, 管内の非定常流れにおける温度変動を測定した. これに対し, 筆者らは, 細線熱電対のもたらす流れ場の乱れが非常に小さいことに着目し, 流れ場の中に張った熱電対線をトラバースすることにより, 軸対象音速ノズル内の遷音速流速分布をほぼ非

* 計量研究所 力学部 流体計測研究室 つくば市梅園 1-1-4 (現産業技術総合研究所)

* Mechanical Metrology Department, National Research Laboratory of Metrology 1-4 Umezono 1, Tsukuba (Received September 26, 2000)
(Revised April 27, 2001)

侵襲に測定したので、その結果について述べる。

本測定から得られる結果は、一見すると、熱線流速計から得られるものとほとんど同じに見えるが、つぎに述べるいくつかの決定的な差がある。まず第一に、測定体積が接点の大きさに限定されるため、非常に高い空間分解能が達成できる点である。その大きさはほぼ直径で決まる大きさとなるため、たとえば $50\text{ }\mu\text{m}$ の線を用いれば $50\text{ }\mu\text{m}$ 程度の空間分解能が達成される。また、熱線流速計では、空間分解能を維持するために長い熱線を用いることができないが、本方法では、接点に至るまでの長さが測定値に影響しないため、長い熱電対線を用いることにより、高い空間分解能を維持したままサポート位置を測定点から十分に離すことができる。さらに、1つ付け加えれば、熱電対線を通すことができれば測定可能となるため、空間分解能が高いことと相まって、mm オーダーの流路直径における流速分布測定も可能となる点である。したがって、大半の測定対象について、二次元モデルや窓を用いることなく、対象そのものについての測定が可能となる。

本論文では、主に、スロート直径 13.4 mm の音速ノズルを測定対象とする。そのため、スロート面積に対する細線熱電対の断面積の比は ppm オーダーとなり、その幾何学的影響はまったく無視できる。しかし、熱電対線の回りに発生する境界層による大きな乱れの可能性もあるため、先に報告した音速ノズルの直列試験法³⁾を用い、音速ノズルのもっとも敏感なパラメータである流量を用いて乱れの有無を監視した。その結果、熱電対やサポートの有無、また、これらのトラバースによる流量変化はまったく観測されず、測定はほぼ非侵襲であるとみなされた。

本論文では、はじめに測定原理を述べ、つぎに亜音速域で感度を測定して本方法による流速測定が可能であることを示し、最後に、音速ノズル内の流速分布を測定した結果を示し、理論値と非常に良く一致するばかりか、単純な理論では予測できないさまざまな現象が検出できることを示す。

2. 測定原理

マッハ数が M 、静温度が T である流れの中に、管路に固定された温度センサが挿入されている場合を考える。センサ周りには境界層が発生し、センサ表面での流速はゼロとなる。センサは、接している気体の温度を示すため、気体のプラントル数を Pr 、比熱比を γ とすると、回復温度

$$T_r = \left\{ 1 + f(Pr) \cdot \frac{\gamma - 1}{2} \cdot M^2 \right\} \cdot T \quad (1)$$

を示すはずである。ここで、 $f(Pr)$ は、プラントル数 Pr の関数で回復係数と呼ばれ、 $Pr=1$ のときに 1 となる。したがって、 $Pr=1$ では回復温度はよどみ点温度に等しく、断熱管路ではいかなる位置においても同じ温度が示される。 $Pr < 1$ の場合は、温度境界層が速度境界層より厚くなり壁面温度が下がるため、温度センサは、静温度降下の $\{1 - f(Pr)\}$ 倍だけよどみ点より低い温度を示し、流速に依存して変化する。

関数 $f(Pr)$ の形は主に実験により求められるが、非常に細

い線にそのまま適用できるものはない。そのため、本論文では、流れ方向に向く断熱円筒管の表面に発生した層流境界層における回復係数⁴⁾

$$f(Pr) = \sqrt{Pr} \quad (2)$$

を用いて解析する。この係数は境界層厚さが円筒管直径に比べて十分小さいことを前提としているが、後に示すように、これを用いて求めた回復温度は測定値とよく一致する。

よどみ点温度 T_0 と静温度の間には、流れが断熱であれば、

$$T_0 = \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} \cdot M^2 \right) \cdot T \quad (3)$$

の関係があるため、(1)～(3)式から回復温度とよどみ点温度の差である回復温度降下 ΔT_{r0} を計算することができる。

$$\Delta T_{r0} \equiv T_r - T_0 = -(1 - \sqrt{Pr}) \cdot \frac{\gamma - 1}{\gamma + 1} \cdot T_0 \cdot M^{*2} \quad (4)$$

ここで、 M^* は、臨界音速 a^* に基づいたマッハ数

$$M^* = \frac{|u|}{a^*} \quad (5)$$

であり、流速に比例する。空気のプラントル数は、温度と圧力の依存性がほとんどなくほぼ定数であるため⁵⁾、(4)式は、回復温度降下の大きさが流速の自乗に比例することを示している。したがって、回復温度降下分布の単純なプロットは、十分に良く流れ場の様子を定性的に表わしている。

以上の解析には等エントロピーの仮定が入っていないため、たとえば衝撃波がある流れでも、管路が断熱であれば流れ全体にわたって(4)式が成り立ち、本方法による流速測定は有効となる。

3. 被試験音速ノズル

測定対象としたノズルは、Fig. 1 に示すように、ISO 9300 に準拠するトロイダルスロート型ノズル(以下、ベンチュリ型ノズルと呼ぶ)、または、そのスロートの位置で切ったノズル(以下、四分円型ノズルと呼ぶ)である。ノズルの製作は、研磨を行わずに鏡面加工が可能となる超精密旋盤により行われたため、平均表面粗さが $0.04\text{ }\mu\text{m}$ 程度であるにもかかわらず、 $1\text{ }\mu\text{m}$ 程度以下の形状誤差が達成された⁶⁾。

臨界面積が A^* である一次元等エントロピー流れにおける流路面積とマッハ数の関係式

Fig. 1 Design of the nozzle under test. a) Venturi nozzle and b) quadrant nozzle

Fig. 2 The recovery temperature drop calculated with the assumption of one-dimensional isentropic flow in the nozzle shown in Fig. 1a. The critical Mach number distribution is also plotted

$$\frac{A}{A^*} = \frac{1}{M^*} \left[1 - \frac{\gamma-1}{2} \cdot (M^{*2} - 1) \right]^{-\frac{1}{\gamma-1}} \quad (6)$$

と(4)式を用い、ベンチュリ型ノズル内の回復温度降下 ΔT_{r0} とマッハ数 M^* の分布を計算した結果を Fig. 2 に示す。気体は空気とし、よどみ点温度为 27.0°C , $\gamma=1.400$, $Pr=0.713$ とした。図の点線は、スロートでは音速が達成されているがその他では亜音速である場合を示し、実線は、ディフューザの一部で超音速が達成されその後に垂直衝撃波が発生する場合の一例、および、ディフューザ内の全域で超音速になる場合を示している。これより、 0.1°C 程度の分解能をもつ一般的な熱電対を用いれば、スロートの十分前から回復温度分布の測定が可能であることがわかる。

4. 亜音速域における感度の測定

第2節の解析が正しいことを確認するために、ベンチュリ型ノズル内に熱電対線を張り、接点をほぼスロート中心に置き、ノズルにかかる背圧比により温度がどのように変化するかを調べた。背圧比(下流圧/上流圧)が1に近く流れが亜音速の場合は、背圧比を下げると流速が増加し温度が下がるが、背圧比がノズルの臨界背圧比に達すると流速が音速に達し、それ以上背圧比を小さくしても同じ流速に保たれ温度も一定となるはずである。

測定は、Fig. 3 に示す長さ 410 mm、高さ 120 mm、奥行き 170 mm の長方形チャンバー内で行なわれた。ノズルはチャンバー中央部にある隔壁に取り付けた。用いた熱電対線の直径は $25\ \mu\text{m}$ 、長さは約 15 cm であり、接点はそのほぼ中央に位置する。流れが淀んでいる位置でチャンバー内の圧力と温度を測定し、これをノズル入口面および出口面での値とみなし、剥離のない次元等エントロピー流れを仮定してスロートにおける流速の概算値を理論的に求めた。背圧比は、これらの圧力の比とした。試験気体は、室内からの空気とした。

測定された回復温度降下を Fig. 4a) に示す。背圧比を1から下げると温度は次第に減少する。流速の概算値から考えると、本方法による流速測定は、数 m/s から可能であることがわかる。温度は背圧比が 0.85 以下となるとほぼ一定になる。

Fig. 3 Measurement setup of the recovery temperature drop at the center of the throat of the Venturi nozzle

a)

b)

Fig. 4 The recovery temperature drop measured in the setup shown in Fig. 3 is plotted against a) pressure ratio across the nozzle, and b) theoretical flow velocity at the throat calculated with the assumption of one-dimensional isentropic flow. Decrement of the exit diameter by 6% to compensate the effects of the existence of the rapidly developing boundary layer and separation explains the dependence very well, in which the temperature obeys a curve of square of the flow velocity

これは、先に述べたように、ノズルが臨界したために起こったものである。このときの温度降下の大きさは 7.6°C であり、先に求めた概算値とほぼ等しく、回復温度係数は $\sqrt{Pr}$ で十分に近似できることがわかる。

剥離を考えない非粘性次元等エントロピー流れを仮定したノズルの理論臨界背圧比は 0.89 であるが、実測値はこれより若干小さい。その原因は急激に成長する境界層や剥離と考

えられるが、その影響は、実質的な出口面積が幾何学的面積より小さくなるとして近似することができる。

Fig. 4 b) は、横軸を理論流速としてプロットした回復温度降下である。幾何学的出口面積を用いて求めた流速を用いると、臨界音速に達してからも回復温度が変化するように見えるが、実際の流れは、図に示すように、出口直径が6%程度減った場合に相当するものと考えられる。このときの回復温度降下の流速依存性は、ほぼ自乗の曲線に従い、(4)式が十分に正しいことを示している。

5. 音速ノズル内の回復温度分布の測定装置

音速ノズル内に設置した熱電対線のトラバース装置は、先の亜音速での感度測定に用いられたチャンバーに取り付けられている。その概要と写真を Fig. 5 に示す。X 方向(流れ方向)のトラバース軸は、ノズル後方のチャンバー内にある。Y 方向へのトラバースは、この X 軸に取り付けられた実効長さ 80 mm の腕のストロークを利用し、X 軸を回転することにより行なう。したがって、Y 方向のトラバースは直線ではなく円弧となる。本測定では最大のストロークが 30 mm であるため、X 方向のずれは最大で 1.5 mm となるが、流れが軸対象であればまったく問題とならない。

ノズル前方の熱電対サポートは、流れに与える乱れを極力小さくするため、厚さ 1 mm の銅板を用いていったん下方に曲げ、外径 1.5 mm ϕ の金属管を流れ方向に薄くつぶして取り付けた。熱電対線を計測器に接続するためのリード線は熱電対線と同じ材質とし、この金属管内を通した。リード線の先端を、Fig. 6 に示すようにつぶして折り曲げ、熱電対線はこれにかしめて取り付けた。金属パイプから出ている 1 cm ほどのリード線の弾性が、熱電対線に起こる流体振動を抑えるために必要な張力をもたらす。

ノズル後方のサポートは前方のものと同様な構造をもつが、これがもたらす乱れの大きさは前方のものより重要ではないため、ほぼノズル中心軸と同じ高さにある。

熱電対のリード線は、そのまま両チャンバー内から引き出され、デジタルマルチメータの入力端子まで導かれる。温度の値は、このマルチメータの熱電対測定機能を用い、分解能

0.1 $^{\circ}$ C で測定した。よどみ点温度は、拡張不確かさは 0.1 $^{\circ}$ C 以下の 4 線式白金抵抗測温体で測定した。よどみ点圧力を測定するための圧力計は、分解能 1 Pa, 拡張不確かさ 20 Pa 以下の半導体振動子式である。

本チャンバーの一面はアクリル板でできた窓となっており、チャンバーを密閉した状態で外から中の状態を監視することができるようになっている。

熱電対の接点位置の原点はスロート壁面上としたが、その設定はつぎの示す手順に従った。

1. チャンバー窓をはずし、チャンバー内壁に対する寸法管理により熱電対線をノズル軸と平行に張る。
2. ノズル入口面の真横においた望遠鏡を用い、接点をノズルの入口面まで移動する。
3. ノズルの設計値を用いてスロート位置まで接点を移動する。本測定の被試験ノズルは超精密加工されたもので

a)

b)

Fig. 5 The traverse chamber

Fig. 6 Photographs of the supports and the thermocouple wire of 25 μ m ϕ taken with long time exposures of more than 10 s during the nozzle was choking. a) upstream, b) downstream

あるため、製作誤差が非常に小さく、設計値を用いても十分な精度が保たれる。

- 窓を閉めて流れを発生させ、熱電対線に発生する微小な流体振動が止まるまでY方向に動かし、その直前の位置を原点とする。

Fig. 6は、ノズルを臨界させた状態で露出時間を10秒以上として撮影した写真である。このときの熱電対線の太さは $25\mu\text{m}\phi$ である。リード線近傍はまったく振動していないが、ノズル近くでは微小な振動によるぶれが写っている。しかし、その振幅は線径程度以下であり、影響は無視できると考えられる。

6. 熱電対挿入による擾乱の監視

被試験ノズルのスロート直径は $13.4\text{mm}\phi$ であるのに対し、以下の測定で用いた細線熱電対の直径は $50\mu\text{m}\phi$ であるため、その面積比はppmオーダーとなり、熱電対線の幾何形状の影響はまったく無視しうる。しかし、その回りに発生する境界層による大きな乱れの可能性もあるため、つぎに示す方法で熱電対線のもたらす乱れを監視した。

すなわち、Fig. 7に示すように、被試験ノズルの上流側に別の音速ノズルを直列に接続して共に臨界に保ち、上流側ノズルを基準として被試験ノズルの流量を求め、これが熱電対線の有無やトラバースによって変化しなければ被試験ノズル内

Fig. 7 Monitor of the flow rate of the downstream nozzle using a reference critical nozzle connected in series at the upstream position to detect the disturbance of the flow field caused by the thermocouple wire and the supports.

に乱れは発生していないとみなした。この直列試験法によれば、下流側ノズルの0.01%オーダーの流量変化が安定して検出できるため³⁾、流れの状態変化の検出方法としては最も敏感なものと考えられる。被試験ノズルのスロート位置およびその上流に発生した乱れは、臨界しているときの流量変化によって監視でき、また、ディフューザ内に発生した乱れは、ノズルの臨界が崩れた直後の流量の下流圧依存性の変化によって監視することができる。装置全体の写真をFig. 8に示す。

Fig. 9は、四分円型ノズルを対象とし、熱電対線の挿入による流量変化の有無を調べた例である。縦軸は、乱れがなくノズルが確実に臨界している状態での流量を基準とし、背圧比を変えたときの流量変化を相対値で示したものである。ここで、この基準とした状態とは、すなわち、熱電対線とサポートを取り外し、背圧比を設定可能な最低値であった約0.2とした状態を指す。このノズルはディフューザをもたないため、臨界背圧比がほぼ臨界圧力比0.53に等しくなるはずであるが、測定結果からもそのことがわかる。白丸は、ノズルの中に $50\mu\text{m}\phi$ の熱電対線を張ったときの依存性である。両者は、流量測定の分解能のほぼ限界に近い0.1%以下で一致するた

Fig. 9 Deviation of the flow rate with the thermocouple wire of $50\mu\text{m}\phi$ from that without the wire at the back pressure ratio of 0.2. There was no deviation detected

Fig. 8 Overall of the measuring setup

め、本測定は擬似的に非侵襲であるといえる。また、熱電対線をトラバースしても、リード線先端がノズル内に進入しなければ、流量変化はまったく検出されなかった。

7. ベンチュリ型音速ノズル内の回復温度降下分布

熱電対線はノズルの対称軸と平行に張られるため、測定可能な範囲がスロートに接する円筒内に限られ、スロート以外ではノズル壁面近傍を測定することができない。測定点の例を Fig. 10 の黒丸で示す。以下では、ノズルの対称軸上における測定を「center」、最も外側の線に沿う測定を「outer」と呼ぶ。

Fig. 11a) は、ベンチュリ型ノズルに 0.30 の背圧比を与えたときの回復温度降下の測定結果、および、一次元等エントロピー流れを仮定した (3) 式と (5) 式から計算した理論値である。上流側にはスロート直径 6.7 mmφ の基準音速ノズルが取り付けられているため、被試験ノズルのよみ点圧力は約 25 kPa となり、レイノルズ数は 4.4×10^4 となった。ここで、このレイノルズ数は、音速ノズルの分野で慣例的に用いられている臨界音速 a^* 、臨界密度 ρ^* 、スロート直径 D^* によみ点粘性率 μ_0 を用いて求めたものである⁷⁾。

$$Re = \frac{a^* \cdot \rho^* \cdot D^*}{\mu_0} \quad (7)$$

図において、測定値は細線、理論値は太線で示される。また、center および outer における測定は、若干太い細線で示される。入口面からスロート後方 1.4 mm までの円環部分では、測定された温度は滑らかに減少し、理論値と定量的にも非常に良く一致する。スロート後方約 20 mm には明白な垂直衝撃が観測されている。円錐形ディフューザ内における温度変化は、垂直衝撃波が現れるまで傾向としては理論値と非常に良く合、ノズルの形状が円環から円錐に変わったことを良く反映している。垂直衝撃波の直前の臨界マッハ数は、理論値によると約 1.5 であるため、本方法によれば、数 m/s から臨界マッハ数 1.5 を超える非常に広い範囲の遷音速流の流速測定が可能であることがわかる。

円環部分における測定値を詳しく見ると、直径方向に分布をもっていることがわかる。すなわち、「outer」側の温度が低

く、「center」側の温度が高い。これは、Fig. 11 b) に示すように、二次元理論⁸⁾が予言する通りである。二次元理論の意味するところを直感的に言い表わせれば、壁面近傍では壁面の曲率の影響がより大きく出て加速が大きくなり、壁面から遠くなるに従って加速が鈍る。これを回復温度で表現すれば、壁面付近では温度が下がり、壁面から離れるに従って温度が上昇することになり、これは Fig. 11 a) の測定値が示す通りである。

円錐形ディフューザ内では、単純な理論では予測できない複雑な構造が発生していることがわかる。円環部分と円錐部分の接点付近での流れの特徴は、突然の温度上昇とその発生点が center 側になるほど遅れる点である。これは斜め衝撃波の特徴であり、Fig. 12 のように、三次元的にプロットするとその存在が明らかになる。この図の縦軸は、(4) 式を用いて回復温度降下から求めた流速である。斜め衝撃波はスロート後方 1~2 mm で outer 側から発生し、6 mm 程度後方から center 側に大きな影響を及ぼす。この衝撃波の発生は、円環部分と円錐部分の接点における壁面二次微係数の不連続による可能性が大きい。

Y 方向にトラバース可能な全ストロークにわたって測定すると、Fig. 13 に示すように、軸対象な結果が得られる。これは、背圧比を 0.24 とした場合である。スロート面における分布は、壁面に近くなるほど流速が上がり、二次元理論に良く合うことが再確認できる。また、この測定のいかなる (X, Y) の組み合わせにおいても流量変化が検出されなかったため、熱電対線およびそのサポートは、いかなる位置においても乱れを発生していないことが再確認できた。

Fig. 14 は、さまざまな背圧比において測定された分布を 1 つの図にまとめたものである。図中の数字は背圧比を示す。0.30 の背圧比においてスロート後方約 20 mm の位置にあった垂直衝撃は、背圧比の上昇と共に減衰しながら上流側に移動する様子が明白にとらえられている。また、背圧比が 0.36 から 0.37 に変わると、垂直衝撃波の形状が突然不明瞭になることもわかる。測定中においては、この背圧比でノズルから聞こえる雑音の音色が突然変わるため、流れに突然の状態変化があることは明らかである。この分布一覧から明らかになることは、背圧比を変えても位置が変わらない流速の減衰場所があることである。すなわち、スロート後方 5 mm の位置で outer 側、同じく 15 mm の位置で center 側に定在する流速の減衰位置がある。垂直衝撃波の突然の形態変化は、この 2 番目の構造との干渉の可能性が大きい。

本論文は本方法の有効性を示すためのものであるため、これ以上の流れの構造に関する解析は、本論文の範疇外である。しかし、これまでの議論からでも、本方法を用いれば、これまで測定不可能であった対象について、場を乱さずに流速分布を高空間分解能で測定でき、さまざまな現象の検出、解明に大いに役立つことを示せたはずである。

Fig. 10 Example of the measuring points

Fig. 11 Comparison of the measured recovery temperature drop in the critical nozzle shown in Fig. 1 a) with the theoretical values based on one- and two-dimensional isentropic theories. The measured value agrees quite well with the one-dimensional theory as in a) together with a fine structure predicted by the two-dimensional theory as shown in b)

8. おわりに

プラントル数が1でない気体の流れの中に温度センサを挿入すると、センサ周りに境界層が発生してセンサ表面では流速がゼロとなるにもかかわらず、よどみ点温度とは異なる回

復温度が測定される。本論文では、この回復温度が流速に依存することを利用し、流速の測定が可能であることを示した。

本論文では、回復温度の測定に細線熱電対線を用い、流れにもたらず乱れを極小とした。その際、熱電対の感度が接点に集中しているため、非常に高い空間分解能が同時に達成さ

Fig. 12 3D plot of the flow velocity distribution converted from Fig. 11 using Eq. (4). The plot reveals clearly the existence of an oblique shock

Fig. 13 Flow velocity distribution across the diameter of the measuring area at several X's. Each distribution is shifted arbitrarily to avoid overlap

Fig. 14 Dependence of the flow velocity distribution on back-pressure ratio, which is indicated by the numbers in the figure

れた。さらに、測定値が熱電対線の長さに依存しないため、長い線を用いることにより、サポート位置を測定点から十分に離し、サポートによる乱れが影響しない状態で測定できた。

本論文では、スロート直径 13.4 mmφ の軸対象音速ノズル内に直径 50 μmφ の熱電対線を張り、これをトラバースすることにより音速ノズル内に発生した遷音速流速分布を測定した。その結果、数 m/s から少なくとも臨界マッハ数 1.5 までの範囲で、測定値は一次元等エントロピー理論と定量的にも非常に良く一致するほか、二次元理論の予測する微細構造までも検出できていることを示した。さらに、これらの単純な理論では予測不可能な斜め衝撃波や背圧比と共に位置と振幅が複雑に変化する垂直衝撃波も検出された。

以上の測定では、熱電対線の挿入やそのトラバースによる流れ場の乱れの有無を検出するため、上流側に別の音速ノズルを取り付け、これを基準として被試験ノズルの流量変化を 0.01% の分解能で監視しながら行なった。その結果、測定中のいかなる状態でも熱電対線がないときの流量との差が検出されず、測定は擬似的に非侵襲であるとみなされた。

本測定法は、熱電対線を通すことができれば測定可能となり、10 μm オーダーの高空間分解能と相まって、mm オーダーの流路でも窓やモデルを用意することなくそのまま測定対象とすることができる。また、流れ場にもたらす乱れがほとんどないため、たとえば、形状に敏感な超音速ディフューザ内の剝離現象の解明などに有効であると考えられる。

参 考 文 献

- 1) 白倉, 大橋: 流体力学(2)第12版, p. 223, コロナ社 (1990)
- 2) L. R. Tokashiki, T. Fujita, T. Kagawa and M. Takeuchi: Dynamic Characteristics of Pneumatic Cylinders Temperature Measurement of Air in Pipes, Proceedings of FLUCOME '97 325/330 (1997)
- 3) 石橋, 高本, 中尾, 横溝: 音速ノズルの直列接続による試験とその応用, 計測自動制御学会論文集, 34-7, 698/706 (1998)
- 4) R. J. Goldstein: Fluid Mechanics Measurements (2nd ed.), p. 108, Taylor & Francis (1996)
- 5) 日本熱物性学会(編): 熱物性ハンドブック, 養賢堂 (1990)
- 6) 石橋, 高本, 中尾, 横溝: 超精密加工音速ノズルの流出係数, 計測自動制御学会論文集, 28-12, 1411/1418 (1992)
- 7) ISO 5168-1978 (E): Measurement of Fluid Flow-Estimation of Uncertainty of a Flow-Rate Measurement (1990)
- 8) I. M. Hall: Transonic Flow in Two-Dimensional and Axially-Symmetric Nozzles. Quart. Journ. Mech. and Applied Math., Vol. XV, Pt. 4, 487/508 (1962)

[著 者 紹 介]

石 橋 雅 裕 (正会員)

1985年, 筑波大学大学院博士課程物理工学専攻修了. 同年通産省工業技術院計量研究所(現産業技術総合研究所)入所, 現在に至る. 気体流量標準の研究に従事(工学博士).

高 本 正 樹 (正会員)

1986年, ロンドン大学インペリアルカレッジ Ph. D コース終了. 75年通産省工業技術院計量研究所(現産業技術総合研究所)入所, 現在力学部流体計測研究室長. 日本機械学会, 日本流体力学会, 可視化情報学会などの会員(工学博士).