

UDC 532.5.521:
533.6.071:
629.7.018.1

航空宇宙技術研究所報告

TECHNICAL REPORT OF NATIONAL AEROSPACE LABORATORY

TR-476

二次元風洞構成要素の研究(II)

—— 縮流筒の設計と模型実験 ——

遠 藤 浩 ・ 萱 場 重 男
榑 原 盛 三 ・ 馬 場 滋 夫

1976 年 10 月

航空宇宙技術研究所
NATIONAL AEROSPACE LABORATORY

二次元風洞構成要素の研究(II)*

——縮流筒の設計と模型実験——

遠藤 浩**・萱場 重男**

榊原 盛三**・馬場 滋夫**

Investigation of The Components of The NAL High Reynolds Number Two-Dimensional Wind Tunnel, Part II Design and Model Tests of The Contraction Cone

By Hiroshi ENDO, Shigeo KAYABA, Seizo SAKAKIBARA
and Shigeo BABA

ABSTRACT

The contraction cone for the NAL high Reynolds number two-dimensional wind tunnel, now under construction, has been designed to ensure that the cross-sectional area is equivalent to that of an axi-symmetric type, computed based on the theory on incompressible flow contraction, to provide the desirable characteristics in the low speed regime.

In this paper are described the modification procedure of the axi-symmetric to the non-axisymmetric contractions, and the results of the model tests conducted in a wide range of Mach numbers up to unity to confirm the performance of the contraction cone thus designed.

1. はしがき

航空宇宙技術研究所においては、高速のジェット輸送機の経済性の向上の有効な手段と見なされる遷音速翼型の開発を目指して、ここ数年来、研究を進めて来たが¹⁾、その成果をもとに翼型の開発を効率的に実施するための二次元風洞の建設を、現在進めつつある。

この風洞の測定部の断面は、高さが1 mで幅が0.3 mの矩形であるが、これに対して集合胴の断面は直径が、2.5 mの円であるから、集合胴と測定部をつなぐ縮流筒は、円から細長い矩形への断面変形を行ないながら流れを加速して、しかも吹出口で一様な風速分布を得るという、困難な役割を果さなければならない。

縮流筒設計の要点は、吹出口での流れを損なわずに、なるべく短かくて絞り比の大きい形を選ぶことであるが、

あまり急激に絞ると流れ方向の圧力分布が悪くなって、内面から流れが剥離する結果となる²⁾。また、我々の場合のように、軸対称から極端にずれた縮流筒では、上下方向と左右方向で縮流曲線が異なるため、同じ断面内で圧力が一様にならないのが普通である。このような周方向の圧力勾配があると、境界層内に横流れが発生するが、レイノルズ数が低いと境界層が厚くなるから、厚い横流れ領域が生じ、甚しいときは流れが壁面から剥離して渦を形成し、これが断面内に2次流れを誘導するため、模型を設置する中央部にまで影響を及ぼし、実験の精度を損なうおそれがある^{3,4,5)}。したがって、縮流筒の製作に当たっては、この2次流が発生しないような形状を選ばねばならない。

しかるに、不幸なことに、軸対称でない縮流筒の設計理論は、今のところ存在しない。軸対称の場合は、ポテンシャル流れの理論や、電流環の作る磁場からの類推に

* 昭和51年8月26日 受付
** 空気力学第二部

頼った、いくつかの理論的方法である。^{6,7,8,9,10)} これらは低速領域では、概して実用に堪える結果を与える。そこで、軸対称でない縮流筒でも、断面積をこのような軸対称縮流筒に合わせれば、その軸方向圧力分布は、もとの軸対称縮流筒のもつ好ましい性質を保存するであろうという推論が成り立つ。問題は軸対称形状から、どのようにして非軸対称形状に変換するか、また、その際、2次流の発生をどのようにして防止するかにある。その上、我々の縮流筒は低速から遷音速までの広い速度領域をカバーせねばならないが、特に遷音速領域における3次元流れの振舞を理論的に予測するのは困難である。そこで我々は、適当な方法によって断面形の変換を行ない、得られた縮流筒の広い速度範囲における特性を、模型実験によって確認することにした。

本論文の前半では設計法について、また、後半では実験結果について述べる。

2. 記 号

本論文で使用される記号と、その定義は次のとおりである。

- a ; 縮流筒断面の横半幅 (図 2)
- b ; " 縦半幅 (図 2)
- $I_j()$; j 次の変形ベッセル関数
- L ; 移行区間の長さ
- M ; マッハ数
- p ; 静 圧
- p_0 ; 旋み圧
- p_a ; 大気圧
- p_t ; ピトー管の全圧
- r ; 移行区間の隅の丸めの半径 (図 2), あるいは動径座標
- R ; 軸対称縮流筒の半径 (図 1)
- R_2 ; 真円区間の下流端における R
- S ; 縮流筒断面積 ($= \pi R^2$)
- u ; 軸方向速度成分
- x ; " 座標
- x_1, x_2 ; 移行区間の下流端および上流端における x 座標
- α ; 横方向縮流曲線のフリー・パラメータ
- γ ; 断熱指数
- ρ ; 移行区間の丸めの半径の関数のフリー・パラメータ
- ϕ ; 速度ポテンシャル
- ψ ; 流れ関数

3. 軸対称縮流筒の設計

はしがきでも述べたように、我々はまず軸対称縮流筒を設計し、次いで、それを等積変形して必要な断面形をもつ縮流筒を作る。軸対称縮流筒は Thwaites の理論⁸⁾によって計算した。詳細は省略するが、次にその概略だけを述べる。

軸対称非圧縮のポテンシャル流れを記述する微分方程式は、軸方向座標を x 、動径座標を r とすれば

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \phi}{\partial r} = 0 \quad \cdots \cdots \cdots (1)$$

である。縮流筒の長さを π とすれば、この式の解として速度ポテンシャル

$$\phi(x, r) = a_0 x + \sum_{p=1}^N \frac{a_p}{p} \sin px I_0(pr) \cdots \cdots (2)$$

が得られる。ここで I_0 は 0 次の変形ベッセル関数である。いま、 $r=1$ の線上で速度勾配 $\partial u / \partial x$

$$\frac{\partial u}{\partial x} = - \sum_{p=1}^N p a_p \sin px I_0(pr) \cdots \cdots (3)$$

が次のような単調変化を行なうものと仮定する。

$$\left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)_{r=1} = -B(1 + \cos x)^{N-1} \sin x \quad \cdots \cdots (4)$$

Thwaites にならって $N=3$ までの項を採用し、(3)を(4)に代入すれば

$$\begin{aligned} & -\{ I_0(1)a_1 + 4a_2 I_0(2) \cos x + 3a_3 I_0(3) (4 \cos^2 x \\ & -1) \} \sin x = -B(1 + 2 \cos x + \cos^2 x) \sin x \\ & \cdots \cdots \cdots (5) \end{aligned}$$

となる。両辺の係数を比較すれば、 a_1 、 a_2 および a_3 についての 2 つの関係式が求まる。そこで、 $a_1=1$ とすれば、 a_2 と a_3 は次のように決定される。

$$a_2 = 2 \frac{I_0(1)}{5 I_0(2)}, \quad a_3 = \frac{I_0(1)}{15 I_0(3)} \quad \cdots \cdots (6)$$

ϕ の式(2)を用いれば、流れ関数は

$$\psi = \int_0^r u r dr = \frac{1}{2} a_0 r^2 + r \sum_{p=1}^3 \frac{a_p}{p} \cos px I_1(pr) \quad \cdots \cdots (7)$$

である。縮流筒の内面は流線でなければならぬ。したがって、入口断面上の $r=R(\pi)$ を通る流線は、出口断面上の $r=R(0)$ を通らねばならぬ。ここで $R(x)$ は任意の x における縮流筒半径である。それで、両点の ψ を等置して次式を得る。

$$\begin{aligned} & \frac{1}{2} a_0 \{ R(0) \}^2 + R(0) \{ a_1 I_1(R(0)) + \frac{1}{2} a_2 I_1(2R(0)) \\ & + \frac{1}{3} a_3 I_1(3R(0)) \} \end{aligned}$$

$$= \frac{1}{2} a_0 \{ R(\pi)^2 + R(\pi) \{ a_1 I_1(R(\pi)) + \frac{1}{2} a_0 I_1(2R(\pi)) + \frac{1}{3} a_3 I_1(3R(\pi)) \} \} \quad \dots\dots\dots (8)$$

この式に a_1 , a_2 および a_3 を代入すれば, a_0 について解くことができる。このようにして ϕ に含まれる常数はすべて決定された。

縮流筒の壁面上では流れ関数は(8)で示される値をとるから, この値を ϕ_0 と表わせれば次式が成り立つ。

$$\phi_0 = \frac{1}{2} a_0 r^2 + r \{ a_1 I_1(r) \cos x + \frac{1}{2} a_2 I_1(2r) \cdot (2 \cos^2 x - 1) + \frac{1}{3} a_3 I_1(3r) (4 \cos^3 x - 3 \cos x) \} \quad \dots\dots\dots (9)$$

この式は縮流筒の形状 $r=r(x)$ を決定する方程式である。いま, $\cos x = X$ とおけば, 上式は次の3次方程式となる。

$$X^3 + AX^2 + BX + C = 0 \quad \dots\dots\dots (10)$$

ここで

$$\left. \begin{aligned} A &= a_2 I_1(2r) / \frac{4}{3} a_3 I_1(3r) \\ B &= \{ a_1 I_1(r) - a_3 I_1(3r) \} / \frac{4}{3} a_3 I_1(3r) \\ C &= \{ \frac{1}{2} a_0 r - \frac{1}{2} a_2 I_1(2r) - \frac{1}{r} \phi_0 \} / \frac{4}{3} a_3 I_1(3r) \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots (11)$$

まず, r を与えて A, B, C を求め, これらの係数を用いて(10)を解く。得られた X を x に変換すれば, 縮流筒の形状を決める関係 $x=x(r)$ が求められる。(8)の $R(0)$ と $R(\pi)$ は実寸ではそれぞれ 0.3090m および 1.25m であるが, 上述の理論では縮流筒の長さは π としてあるから

$$R(0) = 0.3090 \times \pi/3, \quad R(\pi) = 1.25 \times \pi/3$$

として計算しなければならない。計算結果は実寸に戻して, 図1に示した。

4. 断面形の変換

前章で軸対称縮流筒の形状が決定されたので, これを変形して, 円から矩形に絞る縮流筒を設計する。縮流筒

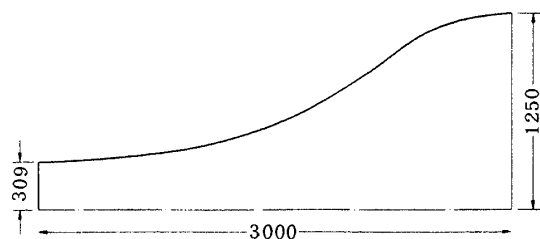


図1 軸対称縮流筒半径 R (単位 mm)

は製作上の便宜を考慮して, 次の3区間に分ける。(図2)

- I) 矩形区間 $0 \leq x \leq 500 \text{ mm}$
- II) 移行区間 $500 \leq x \leq 2900 \text{ mm}$
- III) 正円区間 $2900 \leq x \leq 3000 \text{ mm}$

矩形区間では上下壁は平行であるから, 面積を与えれば幅は一義的に決る。移行区間の断面形は, 各辺の長さが $2a$ と $2b$ の矩形の4隅を半径 r の四分円で丸めたものである。その面積は軸対称縮流筒の断面積 πR^2 にひとしくとるから, a と b と r の間には次の関係が成立つ。

$$4ab - (4 - \pi)r^2 = \pi \{ R(x) \}^2 \quad \dots\dots\dots (12)$$

したがって, 変数 a, b, r のうちの2つは任意に指定できる。ここでは a と r を指定するものとし, その軸方向変化を $l (=x-x_1)$ の4次式で次のように表現する。

$$\left. \begin{aligned} a &= a_0 + a_1 l + a_2 l^2 + a_3 l^3 + a_4 l^4 \\ r &= \rho_0 + \rho_1 l + \rho_2 l^2 + \rho_3 l^3 + \rho_4 l^4 \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots (13)$$

区間IIが隣接部と滑らかに接続するため, 次の連続条件を置く。

$$\left. \begin{aligned} l=0 \quad & \text{で} \quad a=a_1, \quad r=0 \\ & \frac{da}{dl}=P, \quad \frac{dr}{dl}=0 \\ l=L \quad & \text{で} \quad r=a=R_2 \\ & \frac{da}{dl}=\frac{dr}{dl}=Q \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots (14)$$

ここで, L は移行区間の長さ, a_1 は矩形区間との接目での半幅, R_2 は真円区間との接目での半径, $P = \frac{1}{4b_1} \frac{d}{dl}$ (πR^2) $_{l=0}$ は矩形区間との境界における左右壁の勾配, $Q = (dR/dl)_{l=L}$ は真円区間との境界における面の勾配である。条件(14)は, 両境界で曲面が段違いがなく, しかも滑らかにつながることを, および4隅の丸め部分がカスプ状に矩形区間の4つの稜につながることを意味している。

(14)は独立な8つの条件から成るので(13)をこれに代入すれば, それに含まれる10個の係数のうちの2つは未

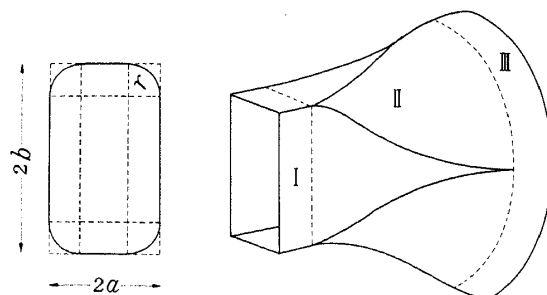


図2 二次元風洞縮流筒形状

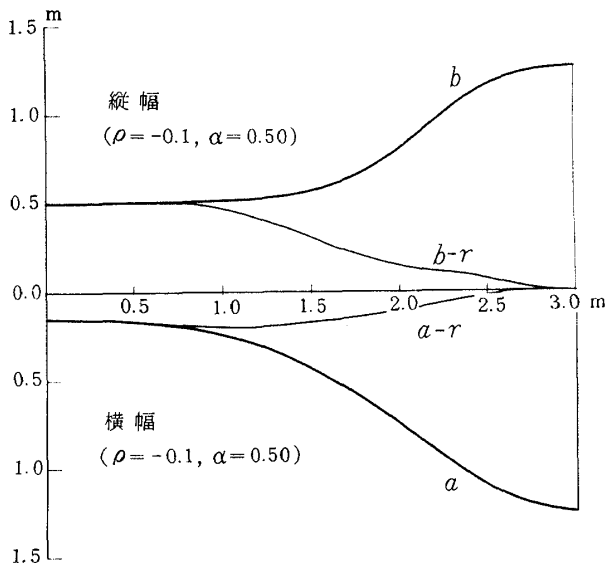


図3 二次元風洞縮流筒線図

定常数として残る。いま、 α_3 と ρ_4 をこの自由なパラメータとし、改めてそれぞれ α と ρ で表わす。そのとき、他の係数は次のようになる。

$$\begin{aligned}\alpha_0 &= \alpha_1, & \alpha_1 &= 4P \\ \rho_0 &= \rho_1 = 0, \\ \alpha_2 &= \{8R_2 - 4\alpha_1 - (3P + 2Q)L - \alpha L^3\} / 2L^2 \\ \alpha_4 &= \{2\alpha_1 - 4R_2 + (P + 2Q)L - \alpha L^3\} / 2L^4 \\ \rho_2 &= (3R_2 - LQ + \rho L^4) / L^2 \\ \rho_3 &= (LQ - 2R_2 - 2\rho L^4) / L^3\end{aligned}\quad (15)$$

α と ρ を変えると無限に多くの縮流筒形状が得られるが、その値によっては壁が波打ったり、隅の丸めの半径が負になったりして、実用可能な縮流筒形状を与える α と ρ の値域は、それ程広くはない。その中から適当な組合せとして、次の値が選ばれた。

$$\alpha = 0.5, \quad \rho = -0.1 \quad (16)$$

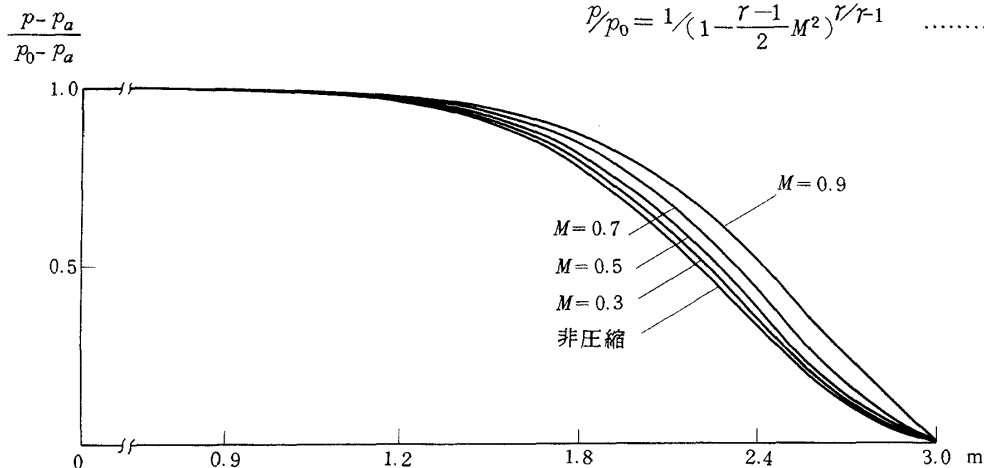


図4 二次元風洞縮流筒軸方向静圧分布（準一次元理論）

図3にはこれらの値を用いて計算された縮流筒の線図が示されている。図の上半部には縦の半幅 b を、下半部には横の半幅 a を示す。移行区間においては、直線辺の半長 $a-r$ および $b-r$ をも記入した。

5. 軸方向圧力分布の計算（準1次元理論）

縮流筒の流れの特性のうち、軸方向の加速特性と静圧分布は重要である。特に問題となるのは、絞り始めの部分に静圧のオーバー・シュートが起り、流れの剥離の誘因となり、縮流筒出口の速度分布の一様性を害したり、乱れを増したりすることである。前章では非圧縮理論にもとづいて縮流筒を設計したが、これが圧縮性の現れる速度領域ではどのような圧力分布を示すかが理論的に予測できれば有効である。しかし、3次元流れの圧縮性を考慮した計算は非常に複雑であるのと、我々の場合は圧力分布の定性的な性格を知れば事足りるので、簡単な準1次元理論によって計算してみる。この理論では断面積変化による効果のみ考慮し、流線の拡散や収束、および湾曲の効果などは考えない。

理想気体の等エントロピ変化を仮定し、連続の式の微分形

$$d\rho/\rho + du/u + dS/S = 0 \quad (17)$$

と、運動方程式

$$\rho u du = -dp \quad (18)$$

および、音速 a の式

$$a^2 = dp/d\rho \quad (19)$$

とから、次の式が導かれる。

$$\frac{dS}{S} = \frac{1-M^2}{\gamma M^2} \frac{dp}{p} \quad (20)$$

ただし、 $M=u/a$ である。これを等エントロピ関係

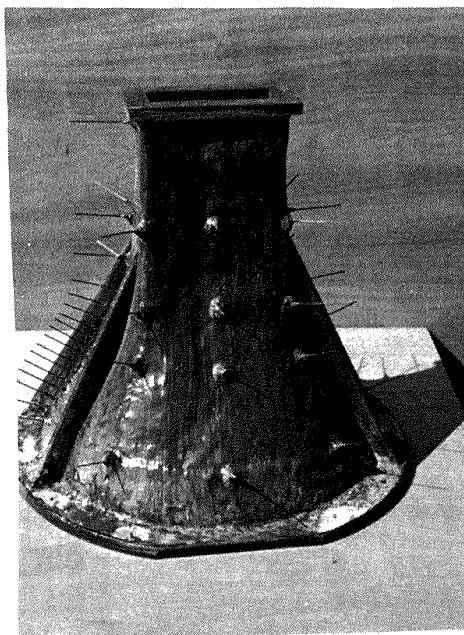
$$p/p_0 = 1 / \left(1 - \frac{\gamma-1}{2} M^2\right)^{\gamma/(\gamma-1)} \quad (21)$$

と連立させて積分すれば、圧力 p が S の関数として求まる。 S と x の関係は既知であるから、 p を x の関数として表わすことは容易である。

得られた静圧分布を淀み点で 1 に、吹出口で 0 になるように無次元化して描いたのが、図 4 である。見られる通り、 $M=0.3$ では非圧縮の場合とほとんど変りないが、 M が大きくなると絞り始めても静圧は下らず、吹出口の近くではじめて、加速とそれに伴う静圧降下が急激に起る。このことは、加速に先立ち流れの圧縮が起ることを意味する。ただし、図からこの圧縮は静圧のオーバーシュートを生ずる程、強くはないことがわかる。吹出口での加速が著しいため、流れがそこで不足膨脹気味になることは、次章以下で述べる実験の結果から明らかになった。

6. 実験装置と方法

本章では、設計された縮流筒の性能を確認するために行なった実験について述べる。使用した模型は実寸の $1/6$ 縮小模型である。これは、先ず内面の形状を積層した木材で作成（図 5），これを内型としてその外側にガラス織布と注型用アラウライト・エポキシ樹脂を積層して固化させた後、内型を抜取ったものである。吹出口の下流に長さ 34mm の平行部を取付け、また、上流には長さ 400mm の円管部と、その端にベルマウスを取付けた。（図 6）壁圧測定のため縮流筒の上面と右側面に、流れ方向にそれぞれ 19 点の静圧孔を、また、軸に垂直な 4 断面の周上に、各 8 点の静圧孔を設けた。



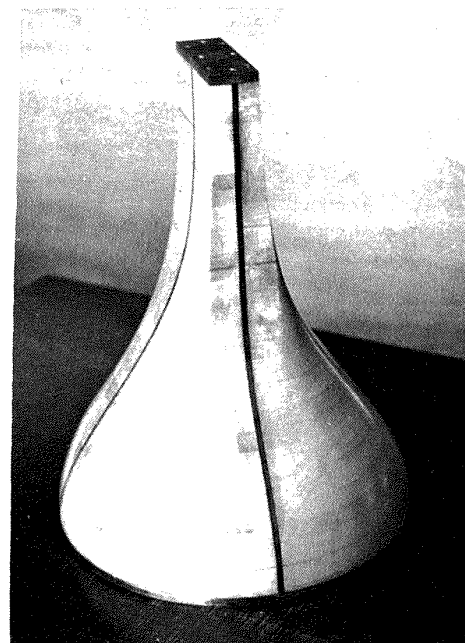
a) 縮流筒模型 ($1/6$)

実験は低速実験と高速実験に大別され、測定項目は吹出速度、気流傾角、および壁圧に分けられる。低速試験は航技研 6 m 低速風洞の $1/10$ 模型風洞を利用し、測定部を取外して吹出口にこの縮流筒模型を取り付け、風洞気流をベルマウスから縮流筒模型に流し込んで行なった。風速範囲は $10 \sim 30 \text{ m/s}$ で、吹出口有効直径基準のレイノルズ数は、最大 2×10^5 である。

低速試験で測定したのは吹出速度分布、気流角度分布、境界層内速度分布および壁圧分布である。吹出速度分布はピトー静圧管をトラバース機構を用いて吹出口断面内で移動させ、その出力を力平衡式圧力変換器（東京航空計器製）で電気量に変換して測定した。気流の角度は当所で開発した非対称楔型ヨーメータを用いて、また、境界層内の流れは注射針型ピトー管で測定した。これらのプローブとその測定方法については文献 11 を参照されたい。

壁圧分布は、各静圧孔からの圧力を多点圧力切換器によって前述の圧力変換器に順次つなぎかえて測定した。圧力測定の精度は $\pm 0.2 \text{ mmAq}$ である。

高亜音速試験は高圧貯気槽からの空気を用いて、吹出式で行なった。先ず、最高 20 気圧の乾燥空気を調圧弁によって 2 気圧程度に減圧して、直径 700 mm、長さ 2900 mm の沈静室に送り、多孔板 1 枚とスクリーン 2 枚を通して整流した後、下流端に取付けた縮流筒模型を通して大気中に流出させた。（図 7）沈静室に送り込む空気の淀み圧をダイヤフラム弁で減圧し調節することによって、吹出口のマッハ数を $0.3 \sim 1.0$ の範囲で変えた。 $M=1$ で



b) 木 型

図 5 縮流筒模型と木型

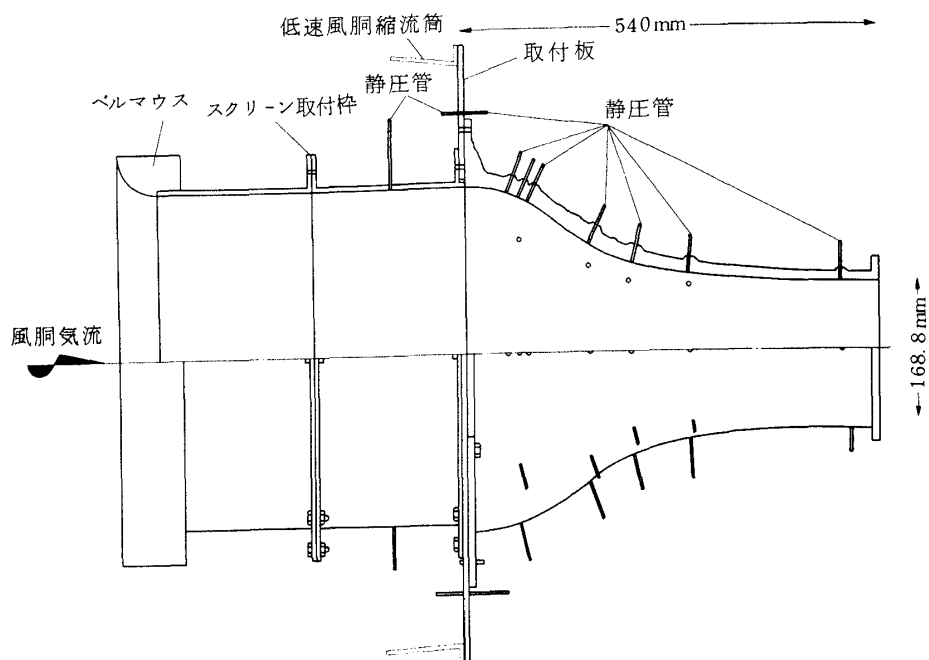


図6 低速試験装置

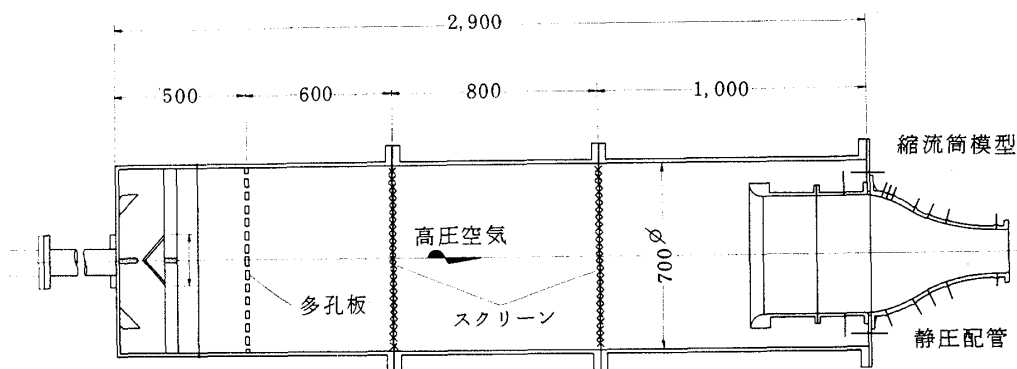


図7 高亜音速試験装置

の吹出口有効径基準のレイノルズ数は、 2×10^6 である。

高亜音速では吹出速度分布と壁圧分布のみを測定した。圧力はすべてスキヤニ・バルブ（多点高速切換弁）で走査して歪ゲージ式圧力変換器に導き、デジタルポルトメータで読み取った。吹出速度は図8に示すピトー・静圧管を用いて測定した。このピトー管は、超音速中に置かれたとき先端部に形成される衝撃波の影響を修正するのに都合がいいように、先端を平らに切落し、圧力孔の前方で衝撃波が直立になるように配慮した。吹出速度はマッハ数が 0.3, 0.4, 0.6, 0.9 および 1.0 になるよう沈静室の淀み圧 p_0 を調整したが、実現されたマッハ数はこれとは多少ずれている。また、同一マッハ数でのトラバース測定中でも、 p_0 は設定値から僅かに変化した。ピトー管の全圧は p_0 と同じだけ変動したと考えて、この変化分だけピトー全圧 P_t を修正した。ピトー・静圧管の静

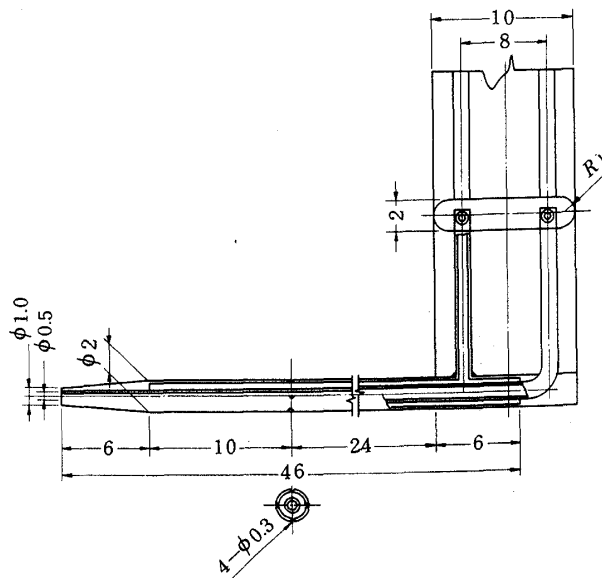


図8 ピトー静圧管

圧は p_0 に多少の変動があっても不変であったので、この種の修正は施さなかった。

7. 実験結果

低速における吹出速度分布を図9に示す。図の等値線は、各点の風速と、風胴集合胴圧力と吹出口静圧との差からベルヌイの式によって求めた吹出口の一般風速との偏差の百分率である。見られる通り、風速の不均一は0.6%以下で、吹出口の約半分は0.2%以下の領域に入っている。

高速における分布を図10に示した。等値線は局所マッハ数の中央部平均マッハ数からの偏差である。最高設定マッハ数は1.05となっているが、吹出口がスロートであれば、そのマッハ数が1を越えることは理論上はあり得ない。これはおそらく噴流が吹出口から大気中に吹き出して急膨張する際に生じた弱い超音速領域内にピトー静圧管の静圧孔が入ったためではないかと考えられる。側壁の近くで一様性はよくないが、 $M \leq 0.93$ の場合は、大部分の領域で $|4M| < 0.01$ であって、我々の要求を

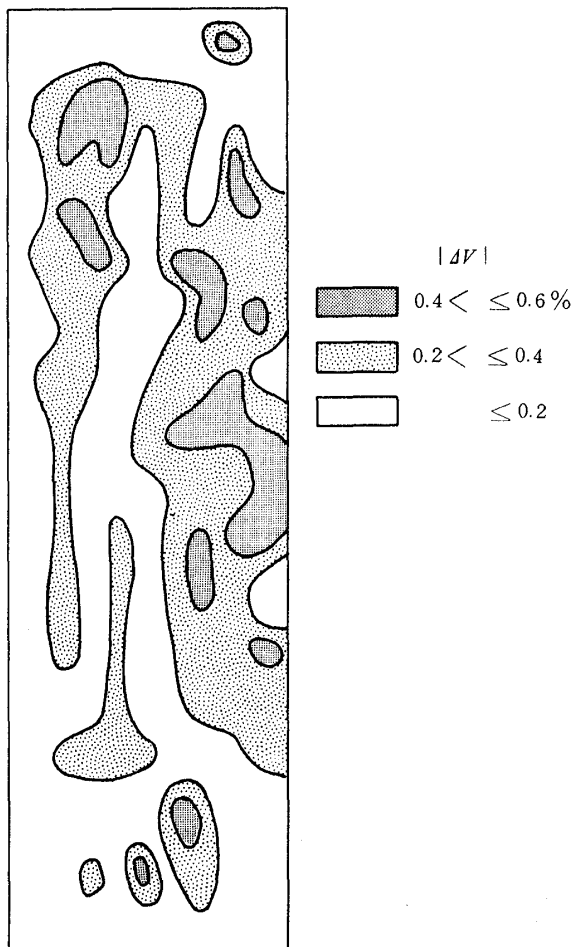


図9 二次元風胴縮流筒模型吹出速度分布

満している。 $M \simeq 1$ になると、壁の近くで一様性は悪くなり、もはや固定壁縮流筒によっては均一な速度分布を得ることは難かしくなるものと思われる。実際の二次元風胴では $0.7 \leq M$ では測定部の上下壁(多溝壁)から抽気を行なって、測定部の流れを調整するようになっている。

気流角度分布の測定は、多数の格子点で風速ベクトルを決定する必要があるから、かなりの時間と労力を要し、したがって、連続運転が可能な低速風胴においてのみ実施した。図11の矢印は上下方向傾角と横方向傾角を直交成分とする角度ベクトルを表わす。風速はほとんど一様であるから、このベクトルは風速ベクトルの吹出口断面への射影とみてよい。中央部では気流の角度は高々 0.2° であるが、周辺部には時計廻りの大きな循環が存在し、その角度は最大 1° に達する。このような循環の発生を縮流筒固有の特性に帰するのは無理である。なぜなら、縮流筒は水平および垂直の直交する2つの対称面をもつから、渦が生ずるとすれば、これらの対称面に分割された4つの象限に1個ずつの循環でなければならないからである。実測された渦には上述のような対称性は明瞭でない。おそらく、この循環は風胴の送風機の後流や屈曲部で発生した渦が、十分減衰せずに集合胴に達し、縮流筒において急激な軸方向伸長を受けて強められ、吹出口に現れたものとみるのが適当である。縮流筒の特性に帰すべき部分を抽出するため、角度ベクトルを上述の対称性をもつ部分と、そうでない部分とに分解してみる。対称性成分については各象限において鏡像関係にある4つの点での上下方向、および左右方向の傾角を、それぞれ $\alpha_I, \alpha_{II}, \alpha_{III}, \alpha_{IV}$ 、および $\beta_I, \beta_{II}, \beta_{III}, \beta_{IV}$ とすると、 α は水平軸の上下で逆符号、 β は鉛直軸の左右で逆符号であるから、第1象限において

$$\left. \begin{aligned} \bar{\alpha} &= \frac{1}{4} (\alpha_I + \alpha_{II} - \alpha_{III} - \alpha_{IV}) \\ \bar{\beta} &= \frac{1}{4} (\beta_I - \beta_{II} - \beta_{III} + \beta_{IV}) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (22)$$

となる。他の象限については、上述の符号関係に従って符号を変えればよい。対称性をもたない成分は、全体から上で求めた対称成分を差し引いて得られる。この結果を示したのが図12aおよび12bである。これを見ると、対称性をもたない部分は吹出口断面全体で1つの時計まわりの循環となっているが、対称性をもつ部分は循環というより、むしろ中央の上部に湧き出し、断面中央に吸い込みがある流れのパターンを示している。これは断面中央で流管の収縮があり、上下壁付近には、逆に流管の拡大が起っていることを意味する。これが起る原因とし

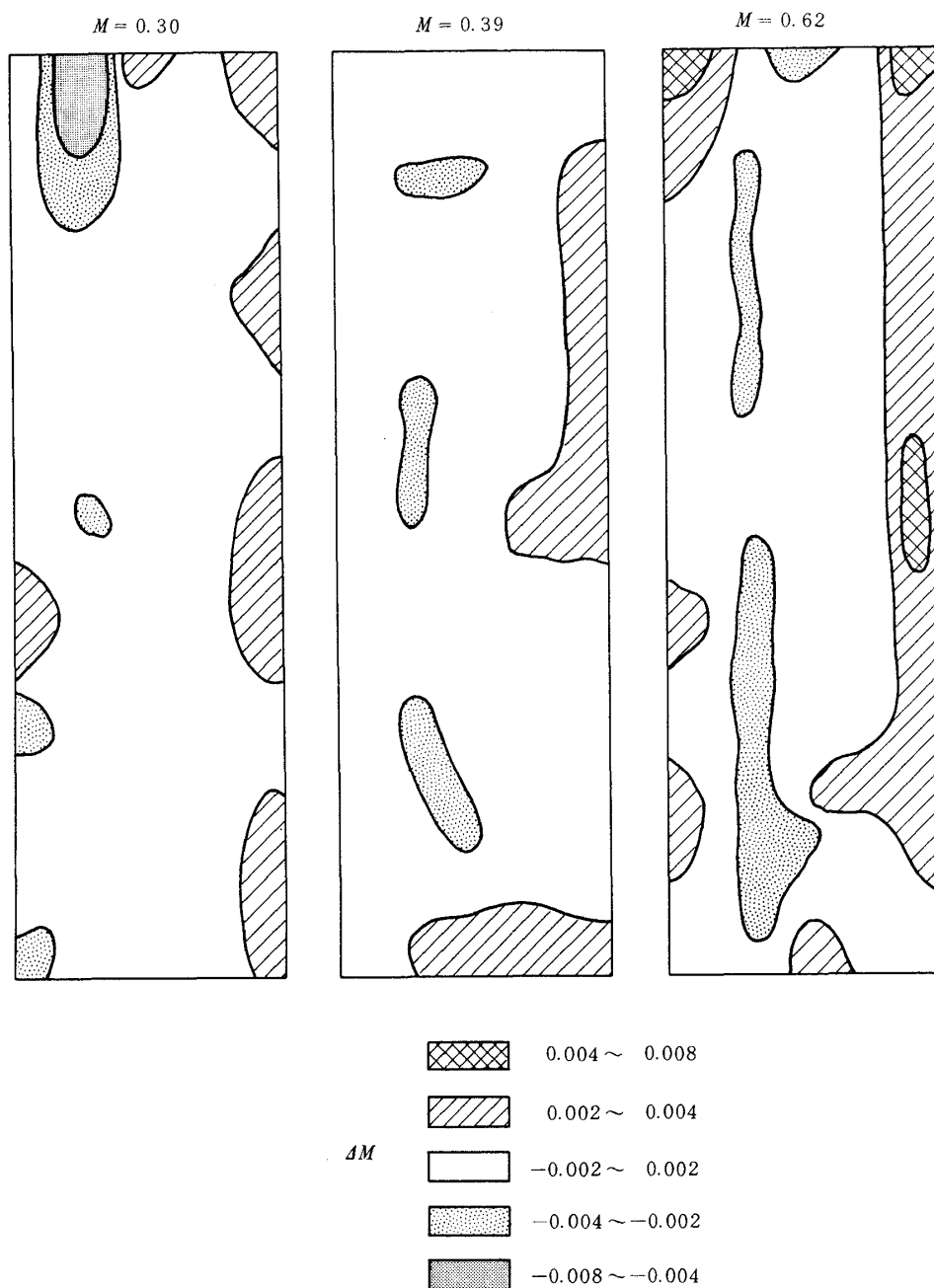


図 10 二次元風洞縮流筒模型吹出速度分布

ては、左右壁は吹出口まで絞られているため、その影響を受け易い断面中央部の流れは加速状態を続け、反対に、吹出口では平行部となっている上下壁の近くの流れは、すでに加速を終えて減速気味になっていることが考えられる。

対称性をもたない部分として現れる大きな循環は、この模型実験で使用した回流式低速風洞の性質に由来するものであるから、送風機も屈曲部も持たない二次元風洞ではそれ程深刻な問題を起すとは考えられない。反面、対称性を有する成分は本縮流筒に固有のもので、二次元風洞においても現れると予想されるが、図からもわかる

ように、中央部では小さくて、實際上問題にならないと思われる。

壁圧の軸方向分布を示したのが図 13 である。低速から遷音速までの 6 つのマッハ数について、同じ静圧孔で測定した圧力が、軸方向座標に対してプロットされている。この図からわかるように、マッハ数が増すにつれて圧力降下が起る領域は下流にずれて、音速近くになると、吹出口における加速は極めて大きくなる。この事実は、すでに第 5 章の理論的予測の結果とよく一致する。例えば、図 14 は理論計算と実測結果とを $M=0.30$ および 0.89 について比較したものである。理論は実測の結果を非常

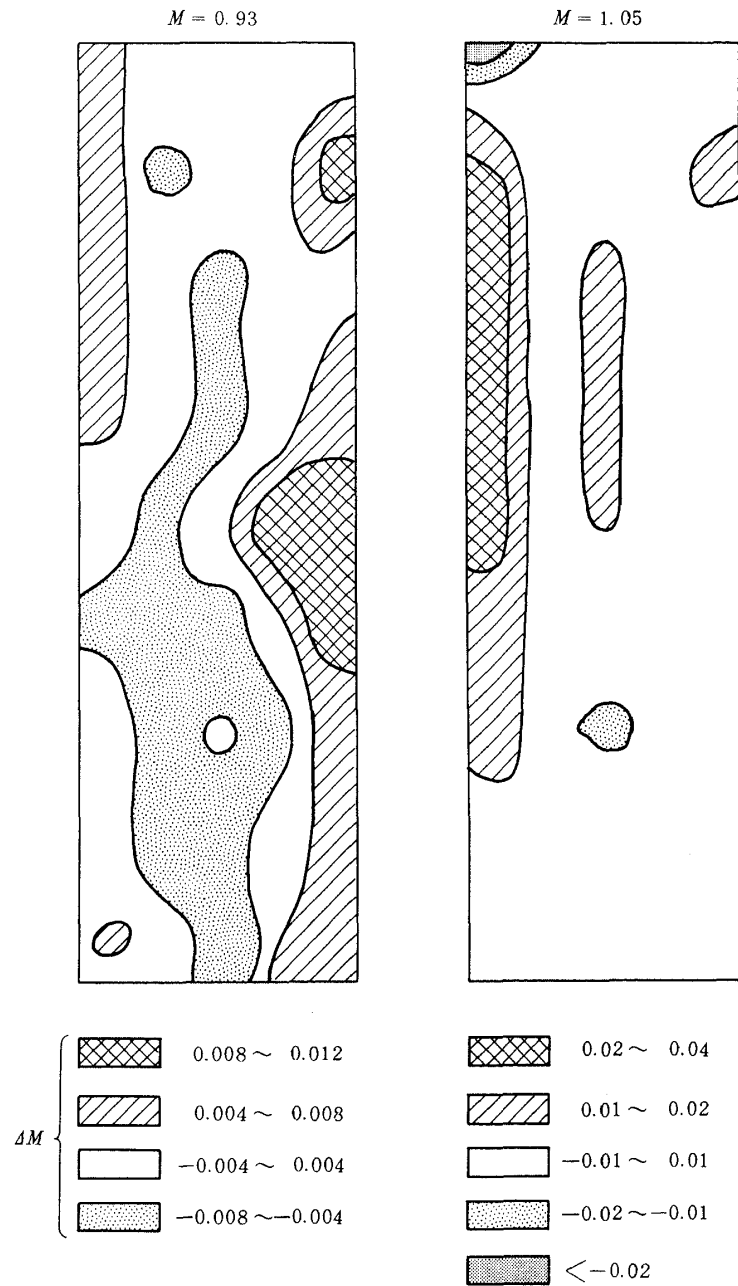


図 10 つづき

によく予測している。ただし吹出口における壁圧は大気圧と平衡してはならず、流れは不足膨脹気味になっている点は、理論と違う。この違いはマッハ数が高い程、著しい。図には参考のため非圧縮の場合の理論曲線を記入してある。これを見ると $M \approx 0.3$ 程度では圧縮性の効果は小さい。 $M = 0.89$ では縮流が始まっているにもかかわらず、静圧はなかなか下らない。これは縮流の初期には加速に先立って圧縮が起ることを物語っている。加速は縮流の後半に至ってようやく起り、それに伴ない圧力も降下する。

上述の軸方向圧力分布特性は、上壁、下壁、側壁、隅

など、周上のどの位置についても大体同様である。しかし、詳細に見ると、同一断面でも周方向に多少の圧力の不均一がある。図15には4つの断面内の周上の圧力分布を示した。横軸は周を上壁中央で切開き、直線上に展開したものである。A EとC Gが対称面であることに対応して、圧力は山と谷をそれぞれ2つ持っている。上流断面と下流断面で山と谷の位置が逆になっているのは、上下壁は最下流に500mmの長さの平行部を持っているため、前半部の絞りが急峻にならざるを得なかったのに対し、左右壁は全体にわたって平均に絞られているためであろう。

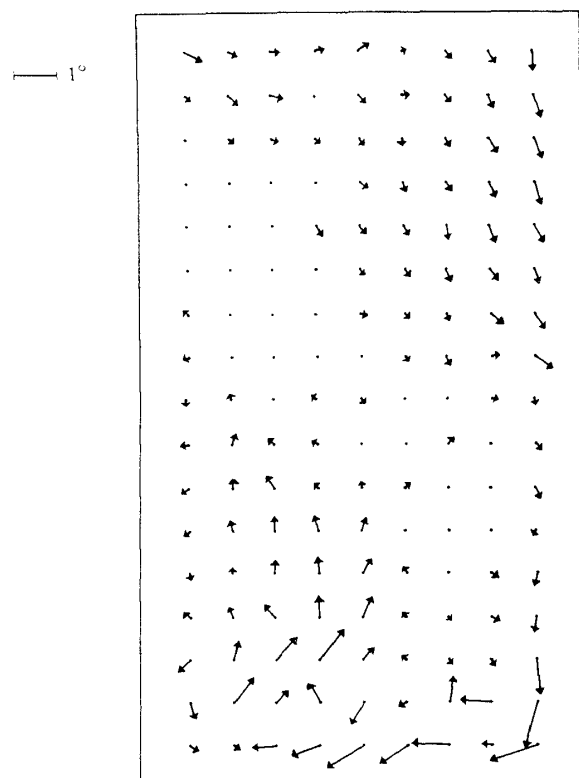


図 11 気流傾角分布 (左上に角度のスケールを示す)

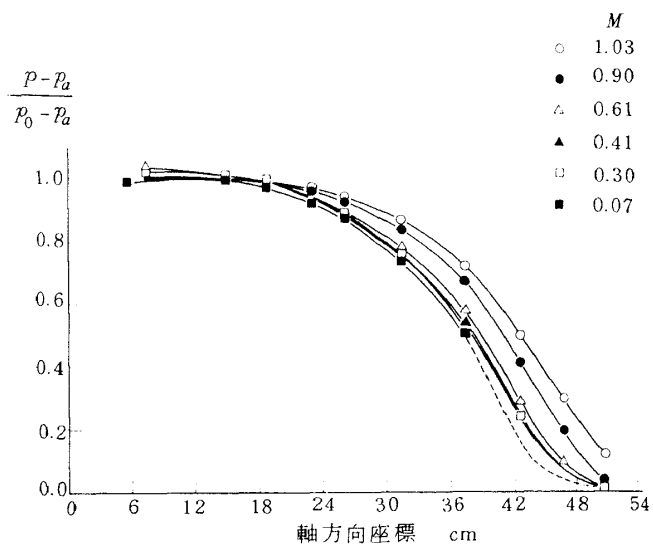


図 13 壁圧分布 (右側壁)

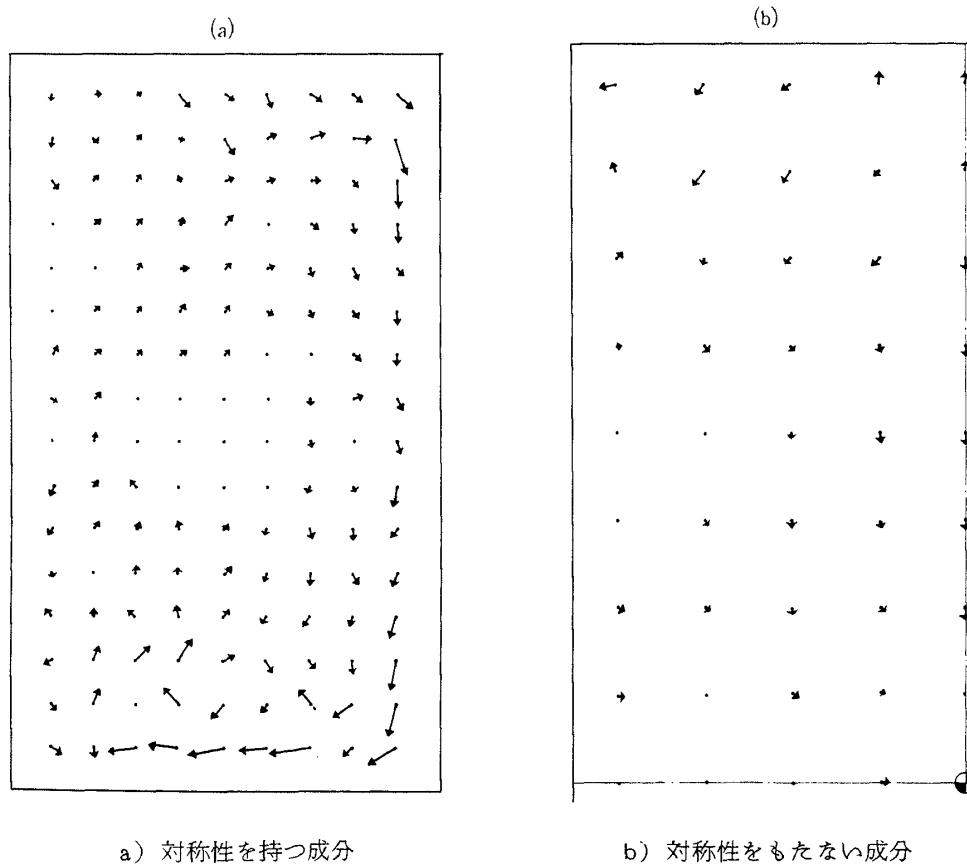


図 12 吹出口気流傾角分布

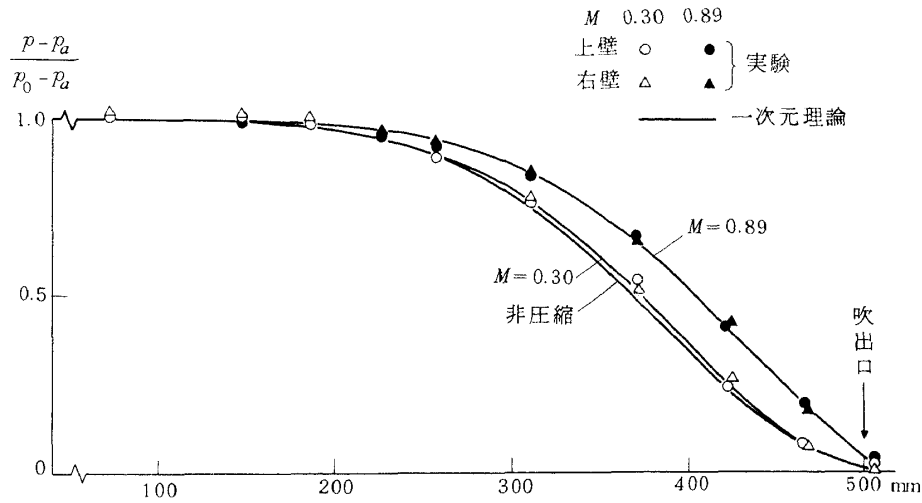


図 14 二次元風洞縮流筒模型壁圧分布

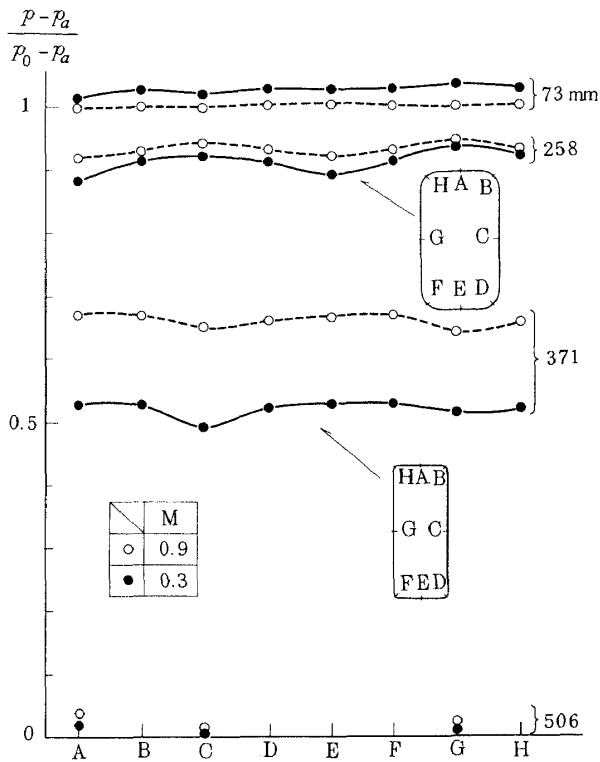


図 15 壁圧分布(周方向)

この圧力の不均一が大きいと横方向圧力勾配に弱い境界層内の低速の流れは、高圧側から低速側に向って曲る。すなわち、我々の場合は吹出口付近では上下壁から側壁に向う横流れが生じることになる。特に、レイノルズ数が低いと境界層は厚くなって、横流れ層の厚さが増すから、断面全体の流れに影響を及ぼしかねない。極端な場合は、隅をまわって来た流れが上下壁の中央で合流して剝離し、双子渦を形成することがある。伊藤⁵⁾によって低レイノルズ数の二次元縮流筒下壁で観測されたきの

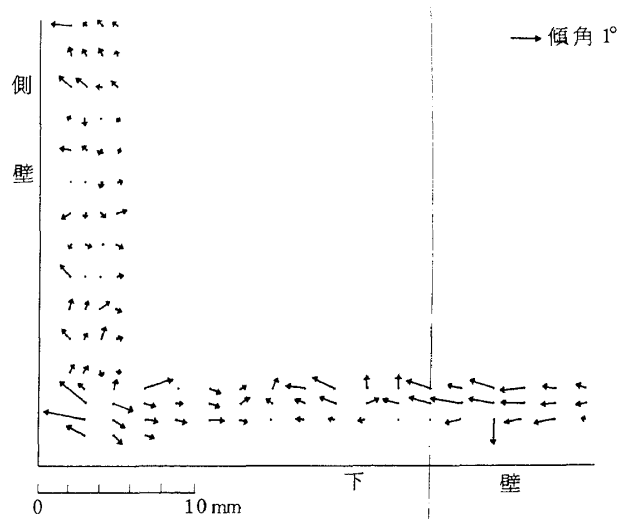


図 16 二次元風洞縮流筒吹出口壁面付近の流れの傾角

こ状の渦は、このような例と考えられる。

上述の横流れの状況を調べるため、壁付近の気流の角度を比較的細かい格子点で測定したのが図 16 である。格子点は下壁と左側壁の、壁面から 5mm までの層に 1mm おきに分布させた。図に示された流れの様子は非常に複雑であるが、大まかに見て下壁から左壁に向う流れがある。これは図 11 に示した断面全体の循環につながっている。したがって、周方向圧力分布から予想されるような境界層の横流れは、我々の縮流筒では起っていない。これは、我々の縮流筒の壁圧分布が、縮流曲線が適切に選ばれているため、断面内でほぼ一様になったからである。同じ 2 次元縮流筒でも、一方向のみを絞る場合(例えば、側壁のみ絞る)、上述の周方向の圧力勾配が生じるのは避けられないであろう。

8. 結 語

本文で述べたことをまとめると、次のようになる。

i) 円から矩形へ断面変形を行なう縮流筒を設計するため、既存の軸対称理論により好ましい断面積分布をもつ軸対称縮流筒を計算し、これと同じ断面積変化を行ないながら必要な断面変形を行なう縮流筒を設計し、模型実験によりその特性を確認した。

ii) このようにして作られた縮流筒の軸方向圧力分布は準一次元理論から計算されたものとよく一致する。

iii) 圧縮性の効果が現れる高亜音速領域では、縮流筒の入口部分でまず圧縮が起り、流れの加速は出口付近で急激に起る。そのため、吹出口では流れは不足膨脹となる。

iv) 縮流筒の形状に起因すると考えられる 2 次流は、中心部では流管の収縮（加速）が、また、上下壁付近で流管の拡張（減速）が起っていることに対応する。

v) 周方向圧力勾配によって生じる壁面近くの流れは、ほとんど認められなかった。これは、上下方向と左右方向の縮流曲線が均衡がとれていて、周方向圧力分布が全体として均一に近かったためである。

以上の結果から、本文で述べたような便宜的な方法でも、一応、断面変形を行なう縮流筒の設計が可能ことがわかった。しかし、上下方向と左右方向で縮流曲線をうまく調和させないと、2 次流が発生して吹出口での気流の一様性を損なうおそれがある。この傾向はマッハ数が高い程著しい。したがって、低速から高亜音を含む広い速度範囲にわたって良好な特性をもつ縮流筒を作るためには、圧縮性を考慮に入れた 3 次元縮流筒の設計理論の確立が必要である。

なお、本研究で使用した縮流筒模型については、当研究所管理部工作課の田村前課長の助言を頂き、同課の染谷係長には製品の寸法検査をお願いした。また、空気力学第二部の佐藤衛技官は、実験とデータ処理に協力した。記して感謝の意を表わす次第である。

参 考 文 献

- 1) T. Shigemi; Research on the Transonic Aerofoil Sections at the National Aerospace Laboratory, Japan, ICAS Paper No. 74-12, (1974).
- 2) 辻ほか; 整流装置, 日本機械学会誌, 第 66 巻, 第 537 号, p.95 (昭 38)
- 3) 建設実行委員会; 応用力学研究所台風災害実験用風洞装置について, 九州大学応用力学研究所報, 第 36 号, p.71 (昭 47)
- 4) 種子田ほか; 風洞測定部に発生する渦, 九州大学応用力学研究所報, 第 36 号 p.39 (昭 47)
- 5) 伊藤; 二次元縮流筒の研究, 日本航空宇宙学会誌, 第 22 巻 245 号 p.42 (昭 49)
- 6) H. S. Tsien; On the Design of Contraction Cone for a Wind Tunnel, JAS, Vol. 10, p. 64, (1943).
- 7) B. Seczeniowski; Contraction Cone for a Wind Tunnel, JAS, Vol. 10, p. 311, (1943).
- 8) B. Thwaites; On the Design of Contractions for Wind Tunnels, R & M, 2278, (1946).
- 9) R. H. Smith and C. T. Wang; Contracting Cones Giving Uniform Throat Speeds, JAS, Vol. 11, p. 356, (1944).
- 10) 堀; 風洞用ノズルの設計, 日本航空宇宙学会誌, Vol. 11, No. 115 p.229 (昭 38)
- 11) 遠藤ほか; 回転プローブ法による 3 次元流の速度ベクトルと静圧の測定, 航技研報告 (近刊)
- 12) 榊原ほか; 二次元風洞構成要素の研究 (I), プラグ型調圧弁および多孔板の特性, 航技研報告 TR-465 (1976)

航空宇宙技術研究所報告476号

昭和51年10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)
