

航空宇宙技術研究所報告

TECHNICAL REPORT OF NATIONAL AEROSPACE LABORATORY

TR-441

遷音速ルートピーク管の特性について

高島 一明 ・ 波木井 潔 ・ 青木 竹夫

1976 年 1 月

航空宇宙技術研究所
NATIONAL AEROSPACE LABORATORY

遷音速ルートピーク管の特性について*

高島 一明**・波木井 潔**・青木 竹夫**

Characteristics of the Ludwieg tube for transonic testing

By Kazuaki TAKASHIMA, Kiyoshi HAKII
and Takeo AOKI

ABSTRACT

There has been a world-wide need to build transonic ground test facilities with much higher Reynolds numbers for the past few years. The Ludwieg tube is a test facility which has the potential of realizing higher Reynolds numbers.

In order to assess the utility of the Ludwieg tube, experimental studies using a small tube with a test section diameter of 100mm were made. The starting time of this tube wind tunnel was investigated and the spatial and timewise quality of the test section flow were analyzed. Although the timewise variation of the stagnation pressure in a quasi-steady state remained less than 3 percent, the timewise variation of the Mach number at the test section was observed to be as much as 10 percent in some test conditions.

The effective duration for an aerodynamic experiment of this impulse type facility was carefully evaluated for several contraction ratios of the Ludwieg tube. It was shown that the most effective operation in consideration of both duration and air consumption of a conventional Ludwieg tube is achieved when the flow Mach number in the charge tube is about 0.2. This analysis includes the estimation of the growth of boundary layer in the charge tube by Becker's theory.

1. はじめに

遷音速用の小型ルートピーク管を試作し、その特性試験を行なった。その結果はすでに発表されたものもあるが^{1) 2) 3) 4)}、本報告で、主要試験結果をまとめた。

現在、世界で、飛行レイノルズ数と、地上試験設備で得られるレイノルズ数の違いが問題となっており^{5) 6)}特に、遷音速領域ではこのレイノルズ数ギャップが最も大きい。風洞試験と飛行試験のレイノルズ数ギャップが大きいと、例えば、翼面上の衝撃波の位置が異なって、揚力、縦揺れモーメントの評価に誤りを生じたり^{6) 7)}また、抗力の評価が不適當であったりする⁸⁾場合が生じる。一方、航空機設計者の立場からは、できるだけ正確な実機性能評価を風洞試験側に要求するから、風洞試験側とし

ては、風洞による飛行状態の相似度をできるだけ良くし、かつ正確な計測を行なう必要がある。そこで、最近のように大型高速機が出現すると、その飛行状態を相似するためにはどうしても高いレイノルズ数での風洞試験を行なわねばならない。

レイノルズ数は気流の慣性力と粘性力の比であるから、この比を大きくするには慣性力を大きくするか、粘性力を小さくするかの道がある。マッハ数を相似し、かつ上の方法を具体化するには、(i)全体を大きくするか、(ii)密度を大きくするか、(iii)音速と粘性係数を小さくするかの三方法がある。

(i)の方法は単純ではあるが、試験装置の建設費、運用費、エネルギー消費量等を考えると不可能に近く、結局、使用圧力を高くして密度を大きくする(つまり慣性力を大きくする)方法^{9) 10)}か、使用温度を著しくさげて密度を大きくするとともに音速、粘性係数を小さくする(つ

* 昭和50年10月23日 受付

** 空気力学第二部

まり粘性力を小さくする)かの方法^{11) 12)}が、現在の所、可能性を持った方法である。

ルートピーク管は(ii)の方法による高レイノルズ数試験装置であり、他に吹出式風洞、エバンス風洞^{13) 14)}等がある。これらの構造、動作の概略¹⁵⁾はここではふれないが、それぞれ特徴があり、その違いは一口に言えば、よどみ点圧力の調圧方法に大きな差が認められ、それぞれ長所、短所を持っている。ここでのルートピーク管の特性試験の目的は、ルートピーク管の特性を把握するとともに、高レイノルズ数試験用の大型ルートピーク管設計時の問題をさぐり、その際に役立つ資料を提供することにある。以下では、ルートピーク管の動作、特徴を簡単に説明した後、よどみ点圧力、測定部マッハ数の定常性についての試験結果を述べ、次に、大型ルートピーク管設計時に役立つと思われる空気使用効率についての考察を説明する。

2. 記号

- a : 音速
- A : 断面積
- c_p : 定圧比熱
- $g_l(\eta)$: 層流境界層についての Becker の解中の関数
- $g_t(\eta)$: 乱流境界層についての Becker の解中の関数
- l : スロート～貯気筒間の距離
- L_1 : 貯気筒の長さ
- L_{TL} : ルートピーク管の全長
- M : マッハ数
- p : 圧力
- P : リーマン変数, $= 2a / (\gamma - 1) + u$
- Q : リーマン変数, $= 2a / (\gamma - 1) - u$
- r : 管の半径
- R : ガス定数
- s : エントロピ
- t, t^* : 時間, *印は $2L_1$ を使って無次元化した量, $= a_0 t / 2L_1$
- t_r^* : 貯気筒半径を使って無次元化した時間, $= a_0 t / r_1$
- T : 温度
- u : 速度
- V : 膨張波を集中波と考えた仮の波の速度
- x : 距離
- γ : 比熱比
- δ : 境界層の厚さ
- δ^* : 境界層の排除厚
- θ : 境界層の運動量厚

- η : 境界層の計算に使用する無次元距離, $= (a_0 t - \xi) / a_0 t$
- η_{air} : 空気の利用率, (23)式
- η_{CR} : 測定部と貯気筒の断面積比, $= A_2 / A_1$
- η_l : l / r_2
- η_u : ルートピーク管の使用効率, $= \eta_{air} \cdot t_u^*$
- ρ : 大気と貯気空気の密度比, $= \rho_{00} / \rho_0$
- ν : 動粘性係数
- ξ : 境界層計算で使用する x 座標
- ρ : 密度
- ρ_{00} : 大気密度
- τ : 境界層計算で使用する時間, $= t - \xi / V$
- τ_w : 境界層によるせん断応力

添字

- 0 : 初期状態, 貯気状態
- 1 : 貯気筒
- 2 : 測定部
- ss : 定常状態
- stg : よどみ点
- u : 実験可能状態

3. ルートピーク管の構造、動作^{16) 17) 18)}

ルートピーク管の構造、動作は図1に示される。この図は測定部に亜音速流を得る場合である。図の下方に示されるように、長い貯気筒、縮流部、測定部、スロート、

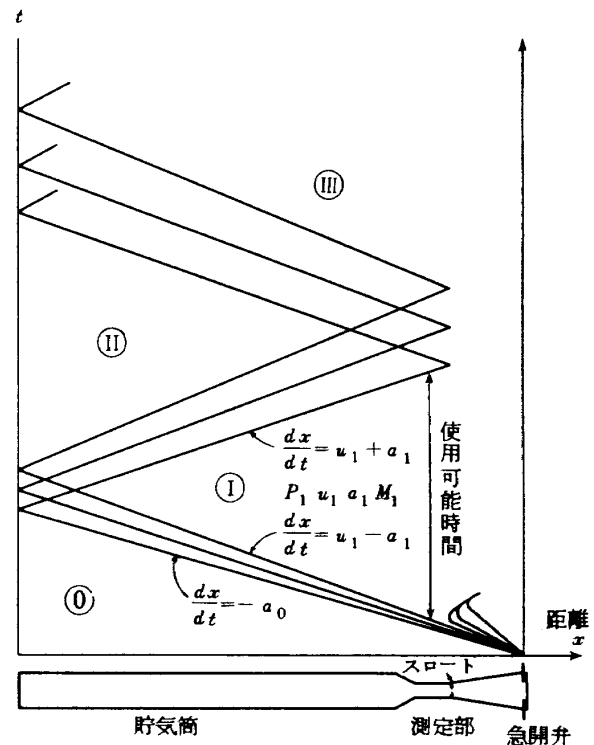


図1 ルートピーク管内の状態

急開弁からなっていて、吹き出し式風胴に必要な調圧弁、集合胴等が測定部上流にない。これがルートピーク管の大きな特徴である。内部に、ある程度高圧の気体を貯蔵した後、急開弁を開くと膨張波が上流へ進行し始め、気体に運動を与え、気体は流出する。弁を開いてごく短時間後にスロート部で局所音速に達し、それ以前にスロート部を通過した膨張波はそのまま上流へ進行を続けるが、その後の、下流からの膨張波はここを通過できない。上流へ進行している膨張波は測定部を通り、貯気筒に入り、長い貯気筒内を上流へ進行し続ける。膨張波の通過した後の領域では、圧力、温度、密度、速度等に関し一定の状態が得られ、その状態は膨張波の頭部が貯気筒の閉端で反射し帰ってくるまで持続する。したがって短時間ではあるが測定部に定常的な亜音速流が得られ、管内の貯気圧を高くすると、レイノルズ数を高くできる。定常的な状態は膨張波が管の閉端で反射し帰ってくることで終わりになるが、帰ってきた波はスロート部でふたたび反射して管内を上流に走り、その間はまた別の定常状態が得られる。管内の圧力が十分さがるまでこの過程はくり返され、管内の圧力は段階的に減少していく。この様相は図1の $x \sim t$ 線図にみられる。膨張波はだんだんその幅が広がり、また境界層の発達もあり、圧力の時間的変化は、初め段階的であったものが滑らかな変化に近づいてくる。

貯気筒閉端をピストンにし、膨張波到達と同時にピストンを貯気筒内に押し込み、それによる圧縮波と、入射膨張波とを打ち消し合わせ、結果的に膨張波の反射をなくして定常状態の持続時間を長くさせようとするのがエバンス風胴である。

さて膨張波が通過後の貯気筒内の流れのよどみ点状態は最初の貯気状態ではなく、貯気筒内の流れのマッハ数の関数で次のようにして求められる。

上流へ進行している膨張波の最前部は、貯気状態で定まる音速 a_0 で進行する。次に貯気筒内は断面積一定であり上流へ進行している波を横切って次式が成立する。

$$u + \frac{2}{\gamma-1} a = \frac{2}{\gamma-1} a_0 \quad (1)$$

管に対する膨張波の速さは、上流へ進行している波に対しては

$$dx/dt = u - a \quad (2)$$

膨張波のうしろの流れのマッハ数 M_1 を用いると、音速、温度は

$$\frac{a_1}{a_0} = \sqrt{\frac{T_1}{T_0}} = \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M_1\right)^{-1} \quad (3)$$

圧力は

$$\frac{p_1}{p_0} = \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M_1\right)^{-\frac{2\gamma}{\gamma-1}} \quad (4)$$

膨張波のうしろのほぼ定常な領域のよどみ点状態を求めるにはエネルギーの式から

$$u_1^2 + \frac{2}{\gamma-1} a_1^2 = \frac{2}{\gamma-1} a_{stg}^2 \quad (5)$$

音速、温度の式と組み合わせて

$$\frac{T_{stg}}{T_0} = \left(\frac{a_{stg}}{a_0}\right)^2 = \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M_1^2\right) / \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M_1\right)^2 \quad (6)$$

等エントロピーの関係から

$$\left. \begin{aligned} \frac{p_{stg}}{p_0} &= \left(\frac{a_{stg}}{a_0}\right)^{\frac{2\gamma}{\gamma-1}} \\ \frac{\rho_{stg}}{\rho_0} &= \left(\frac{a_{stg}}{a_0}\right)^{\frac{2}{\gamma-1}} \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

ここで添字 stg はよどみ点状態、0 は貯気状態、1 は膨張波が通過した後の領域での値を意味する。

複雑な管径分布の場合について利用可能時間は求められないが断面積一定の貯気筒の一端から有心膨張波が進入しその頭部が閉端で反射して帰ってくるまでの時間は貯気筒の長さに比例し

$$\left. \begin{aligned} \frac{t}{t_0} &= \frac{2}{1+M_1} \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M_1\right)^{\frac{\gamma+1}{2(\gamma-1)}} \\ &\approx \frac{2}{1+M_1} \left(1 + \frac{\gamma+1}{4} M_1\right) \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

ただし t_0 は貯気筒長を貯気状態で定まる音速 a_0 で進行するに要する時間である（付録A参照）。

貯気筒内の境界層の発達の影響については後にふれる。

ルートピーク管の特徴は長い貯気筒と膨張波の進行後の定常状態の利用にあり、問題点もそれから生じる。すなわち人為的な調節装置がないから圧力等の定常性が問題となる。ただ気流の乱れは、測定部上流に弁、ファン等がないから、小さいことが予想される。

また遷音速用ルートピーク管では測定部に抽気室が存在し、この部分の容積が一種の貯気槽の役を果すから起動特性も複雑になる。

4. 試験装置、試験内容、測定器

図2に試作した遷音速ルートピーク管を示す。貯気筒は呼び径5"のガス管で長さ2.5mの管を5本、フランジで接続した。すなわち長さ12.5m、内径130.8mmである。出口部分の200mm上流で壁圧を、同じ位置でよどみ点圧力を測定するようになっている。縮流筒は長さ200mmで内径130.8mmの円形断面を滑らかに100mmに縮小

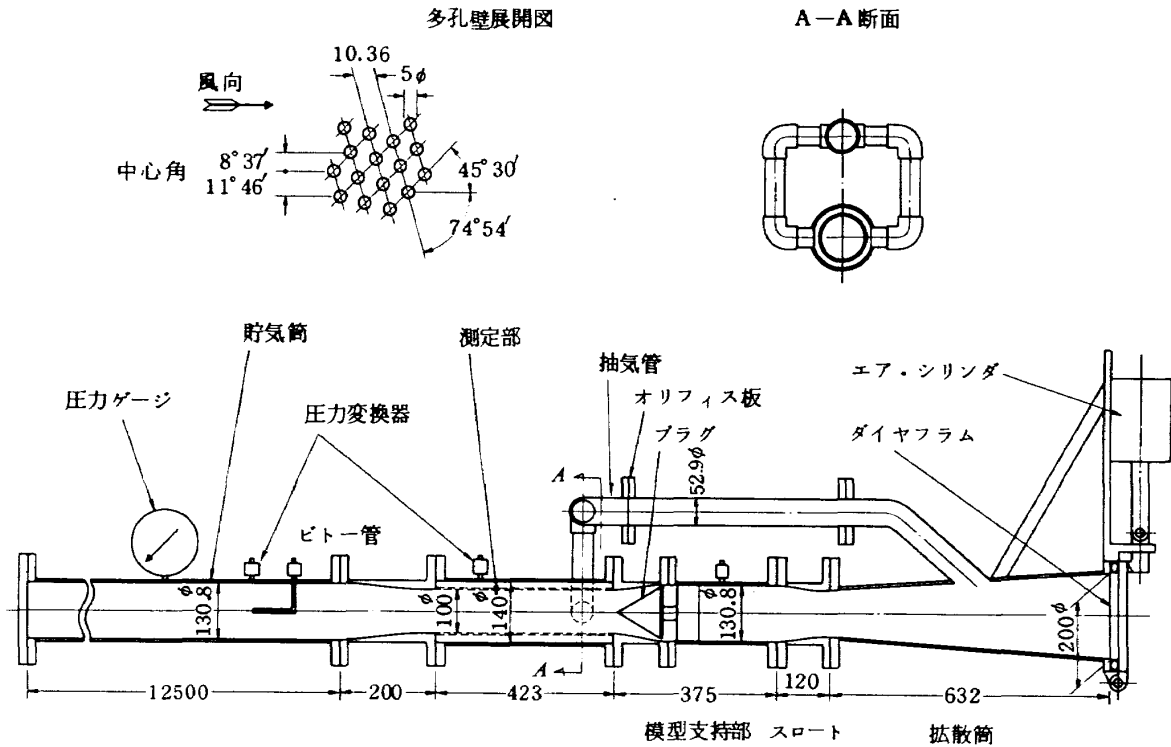


図2 遷音速試験用小型ルートビーク管

し、測定部につながる。面積比は1.71:1であり、通常の風胴にくらべて小さい。これは空気の利用度を良くしようとしたためであるが、境界層の発達を考えると小さすぎたと言える。この点については後で詳しく触れる。縮流筒の内部形状は Thwaites¹⁸⁾の方法で計算した。測定部は内径100mmで境界層の影響は考慮せず、下流に向かって断面積一定である。周囲の壁は、直径5mmの穴を約1000個あけた開孔比23.5%の多孔壁である。この穴は7条のらせん状にあげられており、任意の測定部断面で必ず開孔部が存在する(図2の左上展開図参照)。その外側はいわゆる抽気室で内径(測定部多孔壁の外径)110mm、外径140mmである。測定部の下流は片側6°のひらき角で拡大され、模型支持部につながる。抽気室の下流には内径41.6mmの抽気管が左右に取り付けられ、それらは1本の抽気管にまとめられ(内径52.9mm)、抽気量制御用オリフィス板を間にはさんで拡散筒につながっており、抽気空気はここで再導入される。オリフィス板は測定部断面積に対し、オリフィス断面積比0, 5.6, 11.2, 16.8, 22.4, 28%の6種を用意した。模型支持部は中央にストラットがあり、これにプローブまたは他の模型が取り付けられるようになっており、圧力または電気の信号を1~3チャンネル取り出せるようになっている。その下流にスロート、拡散筒をもうけ、拡散筒部で超音速気流を得、圧力をさげて測定部からの抽気ができるようになっている。

測定部を通った主流部の空気は模型支持部、スロート、拡散筒をへて大気に放出される。拡散筒の出口にはルートビーク管起動用の急開弁がある。この急開弁はうすいアルミ板(厚さ0.3mm)を強固な支持蓋で支える形である。内部に4~5kg/cm²G(3.9×10⁵~4.9×10⁵N/m²G)の空気を蓄えた状態でアルミ板は内圧により変形し、中心部がふくれた形になるが、そのふくれた部分は外側の支持蓋で支えられているため、アルミ板は破れもしないし、ぬけ出ることもない。この状態では内圧の力に対しては支持蓋が支え、空気のもれに対してはアルミ板がシールの役目を果たしている。起動ボタンを押すとエアシリンダが励起され、支持蓋を支えていた「つめ」を引込めるため支持蓋が開き、支持を失ったアルミ板は内圧のため外部へ吹き飛ばされてルートビーク管の起動が開始する。マッハ数の変更はスロート変換および抽気管内のオリフィス板交換によって行なえる。

測定した量は場合によって異なるが貯気筒出口部の壁圧(p_1)、よどみ点圧力(p_{stg})、抽気室圧力(p_{pl})、およびプローブによる測定部の静圧(p_p)等である。貯気筒壁圧 p_1 および抽気室圧力 p_{pl} の測定は圧力変換器を管壁に直接取り付けで行なった。また、よどみ点圧力は管外に圧力信号を導管で取り出し(測定孔直径1mm、導管内径4mm、長さ約300mm)圧力変換器を用いて測定した。圧力変換器の固有振動数は1000Hz程度である。プローブは測定部内の静圧分布を測定するためのもので静

圧孔の位置の異なるもの6種であり、いずれも全長は同じ442mmの円錐-円柱体で頂角10°、円柱部直径7mmであり、静圧孔は1mm径、圧力用導管は内径2mm、変換器までの長さはプローベによって異なるが最大600mmである。使用した圧力変換器は歪ゲージを用いた低圧型のエンジン指圧計(0~5 kg/cm²G (4.9 × 10⁶ N/m²G))で、歪計で信号を増幅した後、ビジコーダ(ガルバノメータの固有振動数2000Hz)で直視すると同時にデータ処理装置に信号を送る。データ処理装置(AIDAC 800)は信号保持回路(サンプルホールド)、マルチプレクサ、アナログ-デジタル変換器、データ記憶用コア(1999メモリー)、タイプライタ、紙テープ穿孔機およびミニ

コンピュータ(AICOM C-3)からなる(図3参照)。このデータ処理装置は実験内容によっていくつかの機能を選択できるがこの場合は

- (i) 0.001秒毎に4チャンネルの信号を0.2秒間程度サンプル収集し、実験終了後その結果を紙テープに穿孔する。
- (ii) 0.0001秒毎に1チャンネルの信号を0.2秒間サンプル収集し、実験終了後その結果を紙テープに穿孔する。

のいずれかの使用を行なった。(i)の使用法の場合、4個毎のデータの平均を取って種々の物理量を求めた。

試験内容を表1に示す。

表1 本報告での特性試験の内容

	ケース I	ケース II
試験内容	静圧分布 マッハ数~抽気量	定常性
実験番号	✱ 144 ~ ✱ 202	✱ 214 ~ ✱ 231
測定部マッハ数	0.72 ~ 0.98	0.16 ~ 0.94
測定項目	貯気筒壁圧 抽気室圧力 プローベ静圧	よどみ点圧力 貯気筒壁圧 抽気室圧力(2)
備考	抽気制御オリフィス 6種 プローベ 6種	プラグ挿入 4種 抽気制御オリフィス 3種

注1. 貯気圧はすべて 4 kg/cm²G (3.9 × 10⁶ N/m²G)程度
($R_e = 0.5 \times 10^6/cm$, $M = 0.75$)

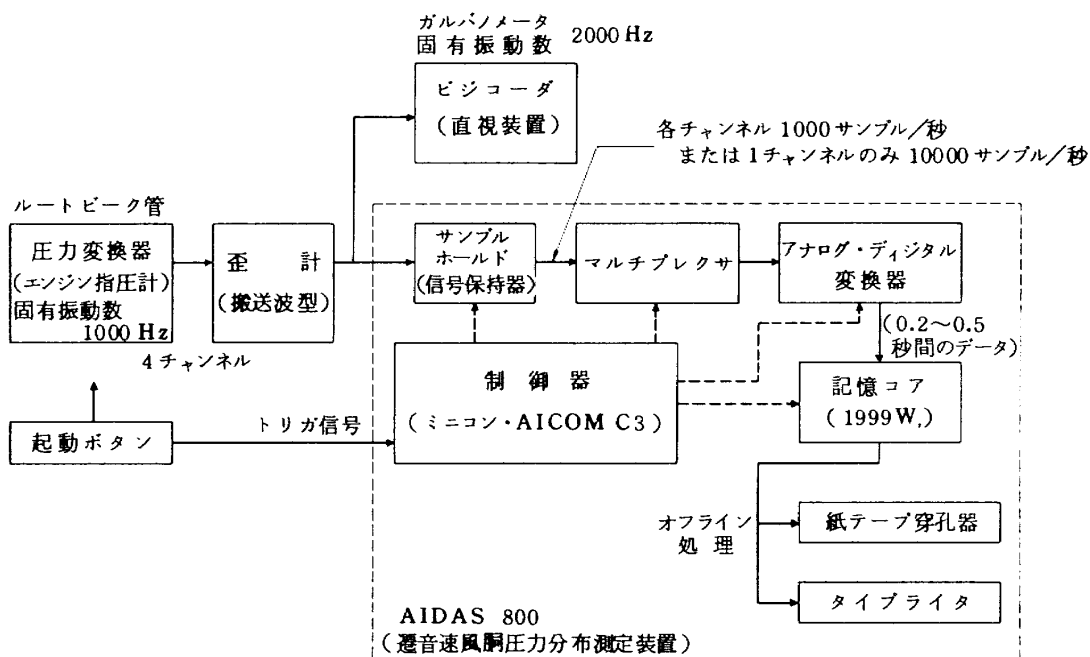


図3 測定系およびデータ処理系ブロック図

測定部静圧分布測定の際、よどみ点圧力を測定しなかったのは、この試験でよどみ点圧力の測定系に不都合なことがあったことと、貯気筒壁圧を測定しても、貯気圧～貯気筒壁圧の関係からよどみ点圧力を計算できるからである。ただこうして求めたよどみ点圧力は実際に測定したよどみ点圧力と若干異なるが、この試験内容（静圧分布測定、抽気特性測定）に対してはその差は重要ではない。また定常性の試験ではマッハ数を大幅に変える必要があったため模型支持部の下流にあるスロートを交換せず、模型支持部に、プローベの代わりに断面積の大きい円錐状プラグを取りつけるようにし、この部分が実際上のスロートになるようにした（図2参照）。プラグは4種用意しこれと、プラグを取付けないで抽気量を可変にする場合とで計7種のマッハ数変化を行なった。

5. 試験結果

5.1 よどみ点圧力について

よどみ点圧力と貯気圧力および定常状態のマッハ数は

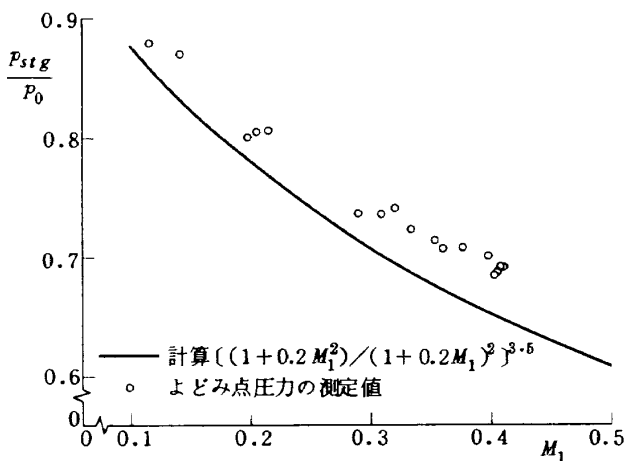


図4 よどみ点圧力の測定値と計算値

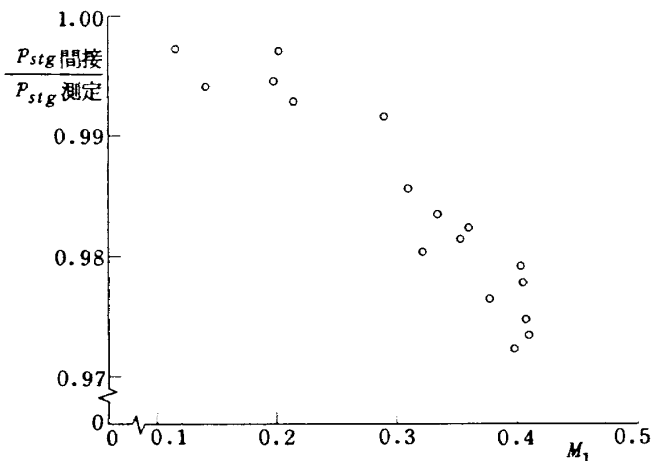


図5 よどみ点圧力と壁圧から求めたよどみ点圧力の比較

(7)式から次の関係にある。

$$P_{stg}/P_0 = \left[\left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M_1^2 \right) / \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M_1^2 \right) \right]^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} \quad (7')$$

そこで貯気筒内で貯気圧力、ピトー圧と貯気筒内静圧（壁圧）を測定し、ピトー圧、静圧からその点のマッハ数を求め(7)の右辺を計算したものと左辺の測定値を比較すると図4が得られる。測定値は計算値よりも7%程度高い場合がある。この理由はよくわからないが、1つの理由としてこの図は横方向（マッハ数）の精度が悪いことがあげられる。 P_V/P_{stg} の誤差2%はマッハ数0.3付近では10%以上の誤差となるからである。また、貯気筒内で発達する境界層の影響も若干あると言える。これはよどみ点圧力をさげる働きをするが一方貯気筒内のマッハ数を大きくするから境界層がない理想状態の場合に比べて実験点はグラフで右下へ移動する働きとなる。

よどみ点圧力は貯気圧と貯気筒静圧から計算して求めることもでき、(4)、(7)式から M_1 を消去して

$$P_{stg}/P_0 = P_V/P_0 \cdot \left[1 + \frac{2}{\gamma-1} \left\{ \left(\frac{P_V}{P_0} \right)^{\frac{\gamma-1}{2\gamma}} - 1 \right\} \right]^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} \quad (9)$$

図5は測定したよどみ点圧力と、間接的に求めたよどみ点圧力の比較を示す。横軸は測定した P_{stg} と P_1 から求めたマッハ数である。間接的に求めたよどみ点圧力は測定値より低めであるが両者の差は小さく、その差は貯気筒マッハ数（つまり膨張波の強さ）の増加とともに増大する。5.2でのマッハ数計算には(9)式で間接的に求めたよどみ点圧力を使用している。その他の場合はよどみ点圧力の測定値を用いた。

5.2 測定部のマッハ数について

図6は抽気量制御用オリフィスを交換し、その断面積

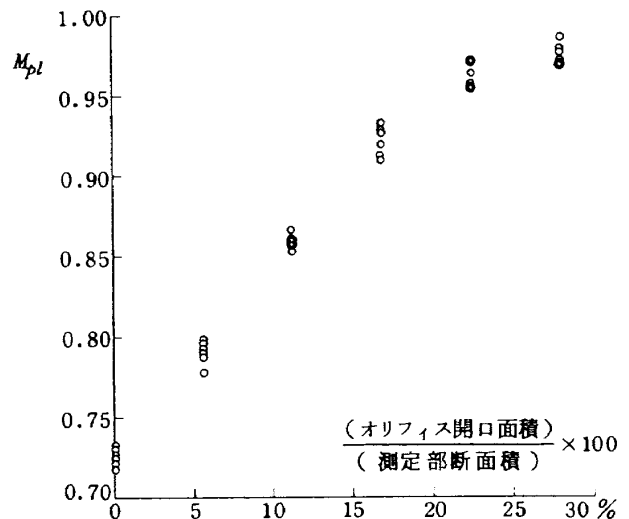


図6 オリフィス断面積と測定部マッハ数

と抽気室圧力から求めた測定部のマッハ数との関係を示す図であり、6種のオリフィス板をとりかえることによって測定部マッハ数を0.725~0.98に段階的にかえることができる。これは数回の実験での結果を示し再現性もわかる。再現性はそれ程よくなく、±1.2%である。オリフィス開口部を大きくすると測定部のマッハ数はほぼ線形に増加するが開口面積17%程度から頭打ちになってくる。抽気系統は作り易さ、実験し易さを主体としたため90°屈曲部が5個所あり、かつ抽気室の左右からの管系を正対させて1個所にまとめる等乱暴な系になっており抽気効率は悪い。

図7は測定部内のマッハ数分布である。この図の各点は1回の試験で求めたものであり、1度にマッハ数分布を求めたわけではない。それはプローベが細く、沢山の静圧孔をプローベにあげると圧力導管が極端に細くなり圧力伝達のおくれのため²⁰⁾、短い実験時間のルートピーク管では測定困難となるからで(この場合の時間おくれは0.0018秒程度)、やむをえず1個のプローベには1つの静圧孔しかなく、それを6種用意してマッハ数分布を求めた。オリフィス板の取替えによるマッハ数の再現性は図6からわかり、得られたマッハ数分布には特に問題はないが、境界層の影響のためか下流へ行くに従って、僅かにマッハ数が増大する傾向が見受けられる。この図でもわかるように抽気室圧力を測定部静圧として求めたマッハ数(M_{pl})の値の方がプローベ圧力から求めた値(M_{pr})より高くでている。この差は図8で示されるように非常にばらついてはいるがマッハ数で0.01~0.03程度と考えてよく、大きい。 $(p_{pr}-p_{pl})/p_{stg}=\Delta p/p_{stg}$ で言えば0.005~0.02程度である。抽気室圧力とプローベによる静圧の差の原因は次のように考えられる。抽気室は起動時間のことを考えて極端に小さくしたため、

抽気された空気は抽気室の中で静止しないで抽気室内にある速度で流れているからである。従って測定部壁の前後で、ある程度の圧力差が生じている。また図8のばらつきは単純に測定系の誤差と考えてよい。この種の圧力変換器、データ処理系では1%程度の誤差は存在し大きなノイズの存在、測定時間の短さ等を考えると更に測定精度は劣化する。静圧~よどみ点圧力比で2%の誤差とするとこれは $M=0.8$ で $\Delta M=\pm 0.02$ のばらつきをもたらすから、図8のばらつきは避けられない。以下では特に断わらない限り、測定部マッハ数は抽気室圧力から求めた値を採用した。 M_{pl} と M_{pr} の差は先にのべたように0.01程度であるが、すべての実験でプローベを挿入してマッハ数を求めることは実験上、困難だったからである。

5.3 実験可能時間

図9(a), (b)はルートピーク管で得た、圧力の時間的変化を示すオシログラフである。起動後圧力は急激に減少し、ある値付近におちつきほぼ定常な状態が得られる。初めの急激な圧力変化はルートピーク管によってはより急峻な場合もある¹⁸⁾。今回の場合、測定系の影響による変化部分の平滑化は殆どない。定常な状態は膨張波が貯気筒閉端で反射し帰ってくることで終り、別の定常な状態が得られ、この過程は空気が流出して外部の圧力と同じになるまで続く。(正確には流出したあと逆流があり複雑である。) ほぼ定常状態は段階的に得られるが膨張波の拡散、境界層の発達等で段々滑らかになってくる。図9(a), (b)を比較して一見してわかることは

- (i) 貯気筒のマッハ数が高いと定常状態の持続時間が短い。
- (ii) 貯気筒マッハ数の高低により圧力(貯気筒壁圧)の定常状態での変化が若干異なり、マッハ数が高いと変化程度が大きい。

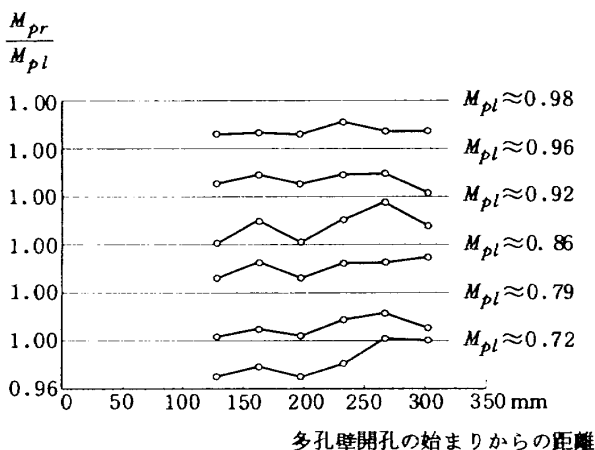


図7 測定部内のマッハ数分布

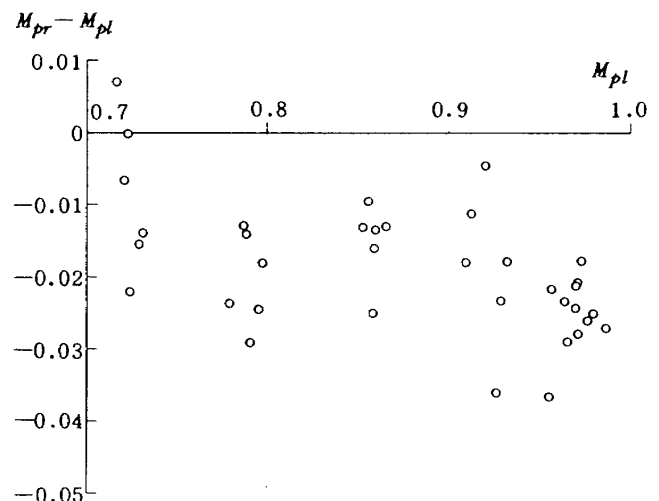
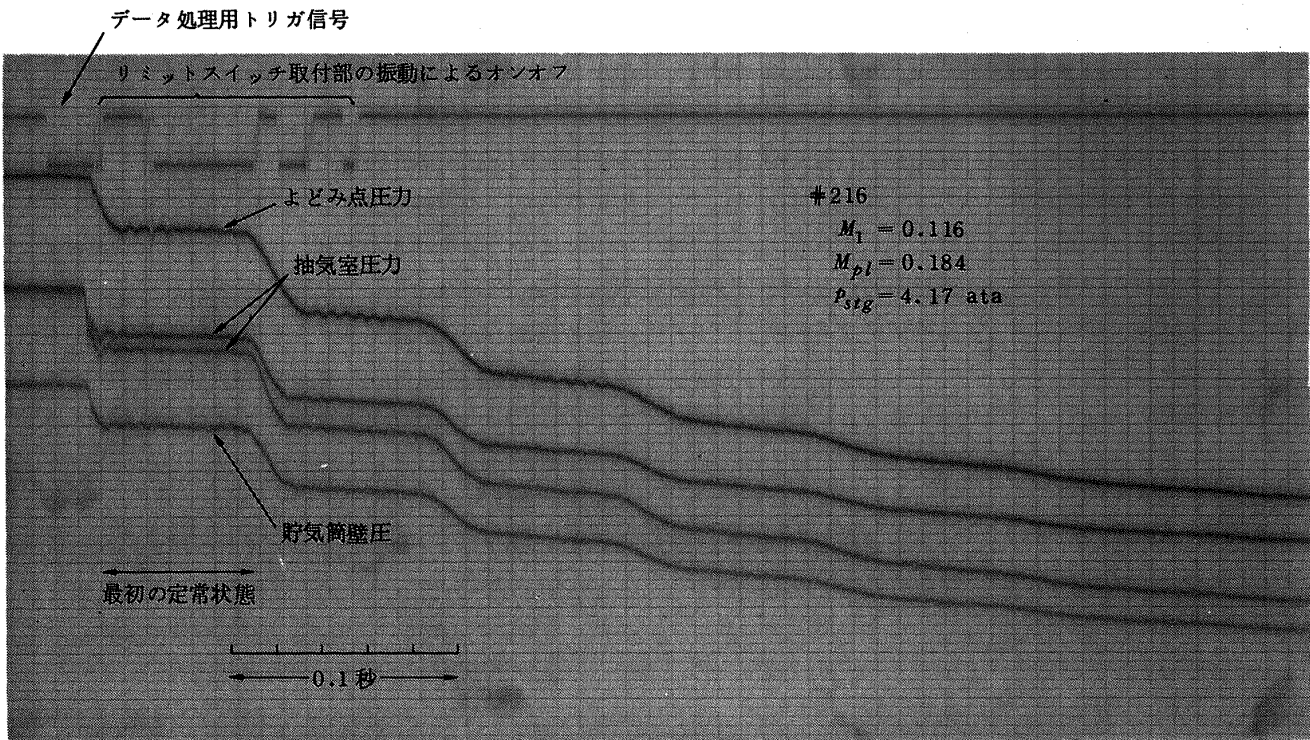
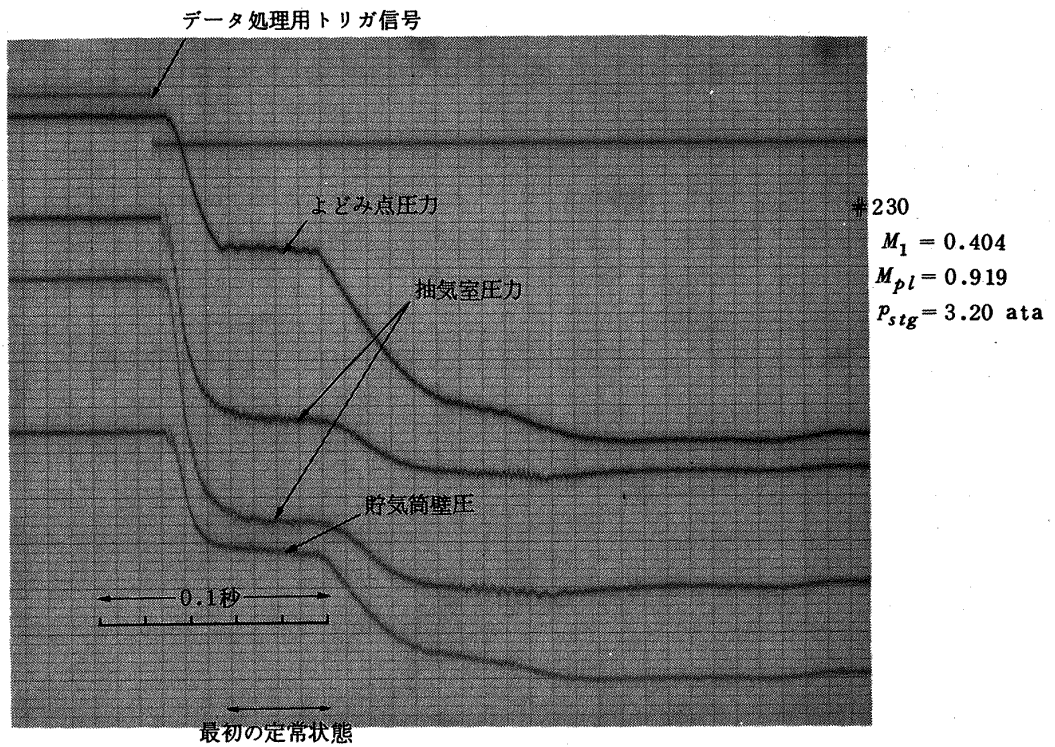


図8 測定部静圧、抽気室圧力から得たマッハ数の比較

図 9(a) 実験データのオシログラフ ($M_1 = 0.116$)図 9(b) 実験データのオシログラフ ($M_1 = 0.404$)

(iii) 貯気筒内のマッハ数 (M_1) が高いと段階的な定常状態の数が減る。

ここで貯気筒のマッハ数の大小を問題にしたがこれは膨張波の強さ ($\propto M_1$) と強い関係があり、貯気筒～膨張波の系がルートピーク管の本質的な特徴を示しているからである。測定部内のマッハ数の大小は、場合によっては強い影響をもたらすであろうし、また、ある特定のルートピーク管について考える時は縮流比が一定であろうから、測定部マッハ数で考えても同じことになる。

まづ上の(i), (ii)に関連してほぼ定常な状態の持続時間、すなわち実験可能時間について考える。ここで実験可能時間の定義は明確にはできないが図9で見られる、よどみ点圧力がほぼ一定の値を維持する時間と考える(実験可能時間の定義はあとで触れる)。ルートピーク管の様子を示す $x-t$ 線図は、抽気室の影響を無視して、ここで考えているような超音速流の場合、図10のようになる(測定部に超音速流を得る場合は、定常状態の始まりは起動衝撃波の通過により、より明確である)。ここで起動時を基準にして

t_a : 膨張扇の頭部がスロートを通過した時間

t_p : 膨張扇の尾部がスロートを通過した時間

t_r : 膨張扇の頭部が測定部を通過し貯気筒に現われた時間

t_i : 膨張扇尾部が測定部を通過し貯気筒に現われた時間

t_f : 膨張扇の頭部が貯気筒閉端で反射し測定部(貯気筒出口)に戻ってきた時間

とする。 t_a, t_p, t_r はいずれも小さい値である。

定常状態の持続時間 t_u は

$$t_u = t_f - t_i = (t_f - t_r) - (t_i - t_r)$$

$t_f - t_r$ の近似値は先の(8)式を使えるが $t_i - t_r$ の適当な

近似的表現はない。そこで $t_i - t_r \approx t_i - t_p \approx l / (a - u)_{ss}$ とする。 t_r, t_p は小さい値である。また l はスロート～貯気筒出口の距離で、定常状態の値 $(a - u)_{ss}$ は場所によって異なるが測定部の値で代表させる。そうすると

$$t_i - t_r \approx \frac{l}{(a - u)_{ss}} = \frac{l}{a_0} \sqrt{\frac{1 + 0.2M_2^2}{1 + 0.2M_1^2}} \cdot \frac{1 + 0.2M_1}{1 - M_2} \quad (10)$$

$$t_f - t_r \approx \frac{2L_1}{a_0} \frac{1}{1 + M_1} (1 + 0.2M_1)^3 \quad (11)$$

ここで r は空気の場合の値 1.4 を採用した。

$$t_u = \frac{2L_1}{a_0} \frac{1}{1 + M_1} (1 + 0.2M_1)^3 - \frac{l}{a_0} \sqrt{\frac{1 + 0.2M_2^2}{1 + 0.2M_1^2}} \frac{1 + 0.2M_1}{1 - M_2} \quad (12)$$

ここで貯気筒内の境界層の影響は無視した。(12)式は無次元化して

$$t_u^* = \frac{a_0}{2L_1} t_u = \frac{(1 + 0.2M_1)^3}{1 + M_1} - \frac{l}{2L_1} \sqrt{\frac{1 + 0.2M_2^2}{1 + 0.2M_1^2}} \frac{1 + 0.2M_1}{1 - M_2} \quad (12)'$$

図11(a)は(12)'と実験値を比較したものである。境界層の影響は後でべるがそれを考慮しない場合、すなわち(12)式を実線で示す。実験値と推定値は若干の差があり、また(12)'式では $M_1 = 0.3662$ 付近で0に近づく。これは使用したルートピーク管の縮流比の関係から $M_2 = 1$ になり、膨張波の尾部が測定部を通過するのに時間がかかるからである。しかし実際の試験では貯気筒のマッハ数が0.3662より大きくても $M_2 = 1$ にはならない。それは貯気筒内の境界層の発達のため貯気筒の有効断面積が、減少してくるからである。そこで境界層の発達状況を計算し(次節でべる、(19)式参照)、それによる M_1 の変化分 ΔM を求めて

$$M_1' = M_1 + \Delta M$$

としてこの M_1' を(12)'の M_1 の代りに用いて計算値を求めた。この際、境界層の厚さは時間とともに変化しているから、 t_i^* の計算の時と t_f^* の計算の時とは境界層の厚さが異なる。そこでほぼ実験値に近い状態として

t_i^* の計算: 起動後 0.02 秒の境界層の厚さを採用して

$$M_{1i}' = M_1 + \Delta M \Big|_{t=0.02 \text{ sec}}$$

t_f^* の計算: 起動後 0.06 秒の境界層の厚さを採用して

$$M_{1f}' = M_1 + \Delta M \Big|_{t=0.06 \text{ sec}}$$

として t_u^*, t_f^*, t_i^* 等を求め点線で示した。プロットの際の横軸は実験値とほぼ同じ条件になる M_{1f}' を用いてある。 t_u^* の計算値と実験値の違いは図11(a), (b)からわか

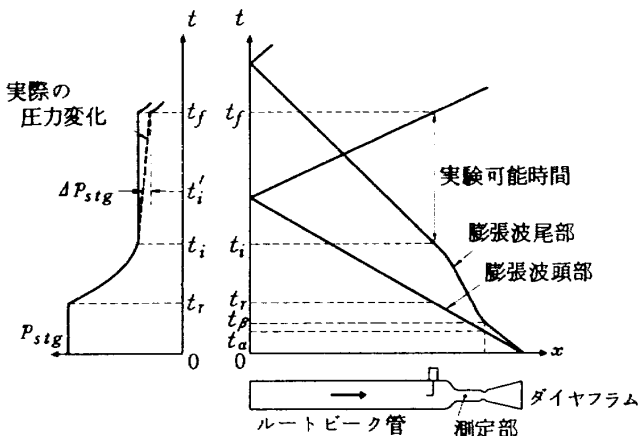


図10 起動時の $x-t$ 線図

るように主として t_i^* の推定の不十分さにある。そこでより詳しく起動時間 t_i^* を調べるため抽気室を無視した、ルートビーク管内の非定常一次元流を特性曲線法(付録B参照)により数値的に解いてみた。図12に境界条件および特性曲線の $x-t$ 線図を示す。図13は測定部圧力およびよみ点圧力の時間的変化の一例であり、ほぼ定常状態の圧力値が同じ値になる実験結果を比較のため示す。またこの計算法で得た t_i^* を図11(b)にも書き込んである

が実験値とはへだたりがある。図13のよみ点圧力の実験結果の変化状況が初めゆるやかなのはビート管による圧力伝達おくれの影響である。図13からわかるように実験結果と厳密な数値解の間にならりの変化状況についての差がある。これは急開弁の急開性および抽気室の影響である。急開性の影響は大きい、膜を使用しており、別の機会に考える。抽気室の影響について考えると、ルートビーク管では最初、高圧空気を貯蔵しておき、それを急激

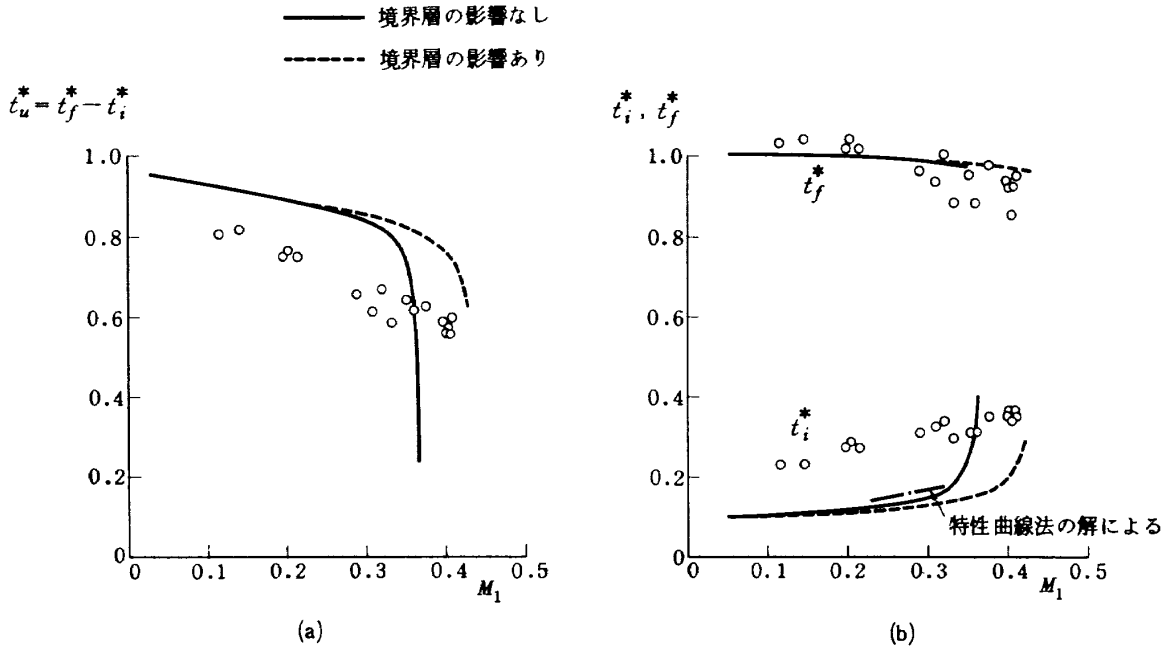


図 11 実験可能時間の推定値と測定値

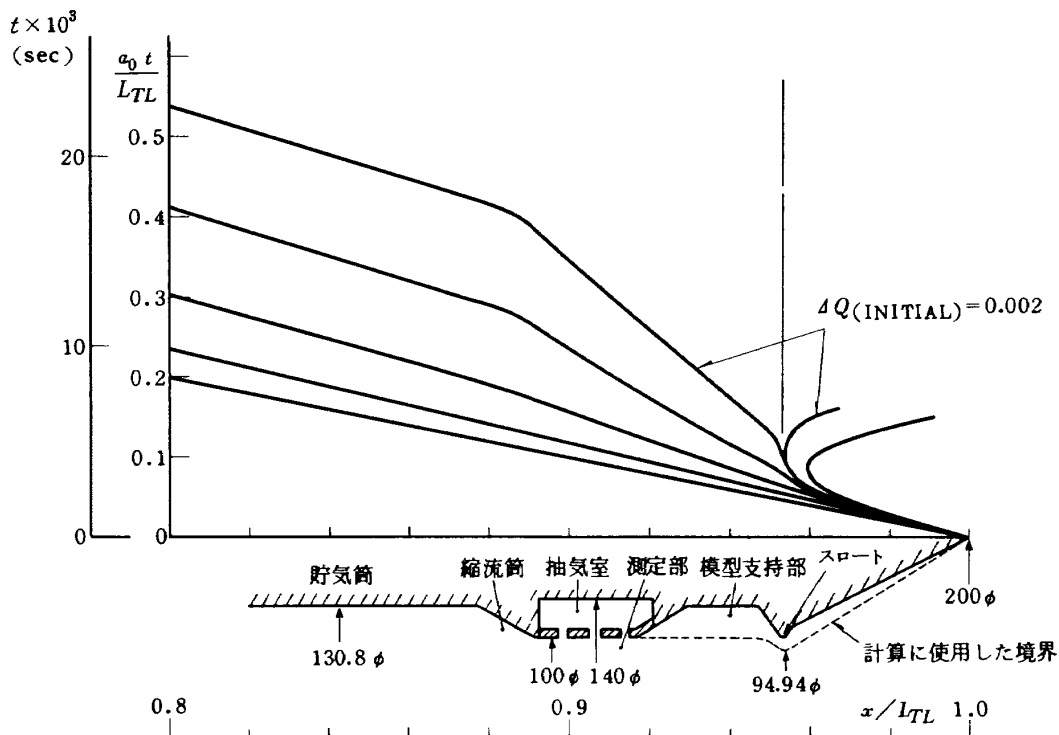


図 12 特性曲線法で得た起動時の $x-t$ 線図

に放出するわけであり、抽気室に関して言えば、初めの高圧状態が測定部の静圧の値まで急減しなければならない。これは測定部～抽気室の間で複雑な波の伝播で達成されようが、要するに、ある量の空気が抽気室から流出しなければならない。この過程はその他の現象に比し十分な時間がかかることが別の解析で得られている²¹⁾ただこの方法は貯気筒圧力、よどみ点圧力の時間的推移には余り適当でなく、測定部の起動時間についてのみ比較的良好の結果が得られる。遷音速試験用のルートピーク管の起動時間が抽気室の影響を強くうけることは他にも報告があり¹⁶⁾²²⁾抽気室圧力の積極的な制御法も提案されているが理論的な詳しい評価法は見当らず、この方面のより厳密な検討が必要である。

5.4 よどみ点圧力の定常性

ここで貯気筒内で発達する境界層の影響を考える。貯気筒内を膨張波が上流へ進行する際、その下流側では境界層が発達していく。この境界層の発達のためよどみ点圧力は時間とともに漸減する²³⁾貯気筒のマッハ数が高いとよどみ点圧力の変化率は大きく、「定常」とは言いにくくなる。即ちよどみ点圧力変化がある許容範囲にとどまる時間範囲で実験が可能である。つまり前節でのべた実験可能時間の定義には許容されるよどみ点圧力の変化範囲を規定しなくてはならない(図10の t_f と t'_i の差)。膨張波下流の境界層の発達状況は平板上の場合について Becker²⁴⁾ が解き、管内流の場合、境界層発達に伴う圧

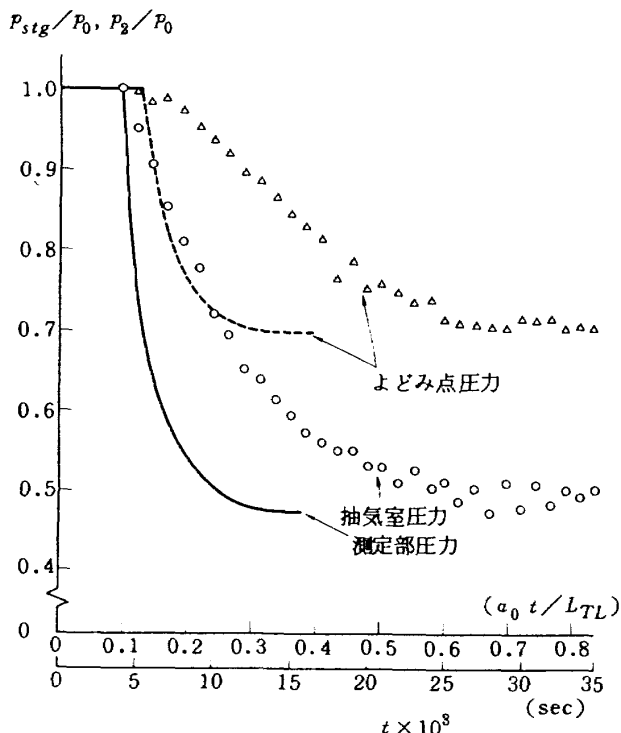


図13 特性曲線法の結果と実験データの比較

縮波の影響を考えた Piltz の論文がある²⁵⁾ここでは管内の曲率を無視し、Becker の方法を用いて境界層の影響を調べることにする。Becker によれば、 $t=0$ で厚さ0の膨張波が上流に進行した場合、下流側に発達する境界層について次のように表わせる。

- (1) 膨張波内の境界層の発達は層流の場合

$$\delta^2 = \nu_0 t g_1(\eta) \tag{13}$$

ただし $\eta = 1 - \xi/a_0 t$ で膨張波頭部からの作動的な無次元距離(図14参照)、 $g_1(\eta)$ は複雑な関数の積分形である。 $g_1(\eta)$ は $\eta=0$ の近くでは $g_1(\eta) \approx 4\eta$ となり

$$\delta^2 = 4 \nu_0 t \eta = 4 \nu_0 \tau \tag{13}'$$

ここで、 $\tau = t - \xi/V$ で、 V は膨張波頭部の進行速度でこの場合 a_0 に等しい。

乱流の場合は

$$\delta^{\frac{5}{4}} = a_0 t \left(\frac{\nu_0}{a_0}\right)^{\frac{1}{4}} g_2(\eta) \tag{14}$$

$g_2(\eta)$ はやはり複雑な関数の積分形であるが $\eta=0$ の近くでは $g_2(\eta) \approx 0.066 \eta^{\frac{7}{4}}$

$$\delta^{\frac{5}{4}} = 0.066 \eta^{\frac{7}{4}} a_0 t \left(\frac{\nu_0}{a_0}\right)^{\frac{1}{4}} \tag{14}'$$

である。

- (2) 膨張波通過後の境界層の発達は、膨張波を集中した、厚さ零の一つの波と求めて求められていて層流境界層の場合

$$\delta = \sqrt{12 \nu_1 \tau} \left(1 + 0.4 \frac{u_1}{V}\right)^{-\frac{1}{2}} \tag{15}$$

ここで V は集中化した膨張波の進行速度で a_0 に近いが a_0 ではない。

乱流境界層の場合

$$\delta = 0.303 \left(\frac{\nu_1}{u_1^2 \tau}\right)^{\frac{1}{5}} u_1 \tau \left(1 + 0.778 \frac{u_1}{V}\right)^{-\frac{4}{5}} \tag{16}$$

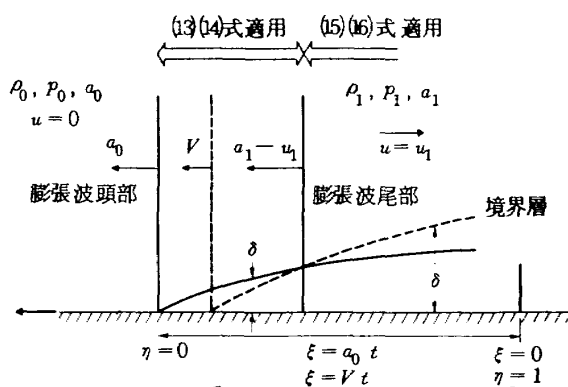


図14 境界層を示す概念図

(15), (16) の V は $\eta = \tau_1$ (膨張波尾部) における境界層の厚さが, それぞれ (13), (14) 式で与えられる境界層の厚さと同じであるようにつなぎ合わせて得られる (図14参照)。境界層の発達により, 静圧の損失は

$$\begin{aligned} \frac{\Delta P_1}{P_1} &= \frac{2}{P_1 r_1} \int_0^{a_0 t} \tau_w d\xi \\ &= \frac{2}{P_1 r_1} \int_0^{a_0 t} 0.0125 \left(\frac{\nu_1}{u_1 \theta}\right)^{\frac{1}{4}} \rho_1 u_1^2 d\xi \quad (17) \\ &= \frac{2}{P_1} \int_0^{\frac{a_0 t}{r_1}} 0.0125 \left(\frac{\nu_1}{u_1 \theta}\right)^{\frac{1}{4}} \rho_1 u_1^2 d\left(\frac{\xi}{r_1}\right) \quad (17)' \end{aligned}$$

ただし θ は境界層の運動量厚である。従ってよどみ点圧力の変化は

$$\frac{\Delta P_{stg}}{P_{stg}} = 1 - \left(1 - \frac{\Delta P_1}{P_1}\right) \left(\frac{1 + 0.2 M_1^2}{1 + 0.2 M_1'^2}\right)^{3.5} \quad (18)$$

ただし

$$M_1' = M_1 + \Delta M = M_1 \left(1 + \frac{1 + 0.2 M_1^2}{1 - M_1^2} \frac{2\delta^*}{r}\right) \quad (19)$$

である。これらの式を確かめるため, 貯気筒内での境界層は初めから乱流であるとして貯気筒出口部での排除厚

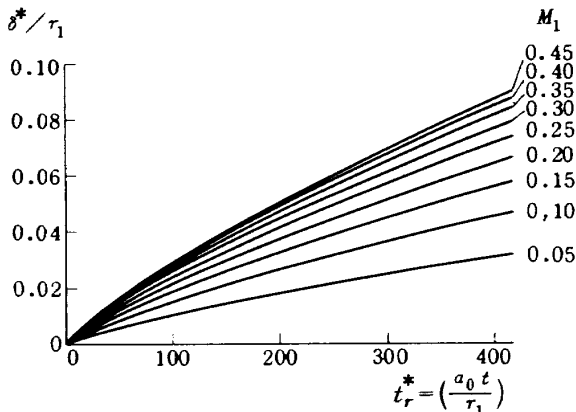


図 15 境界層排除厚の時間的変化の計算値

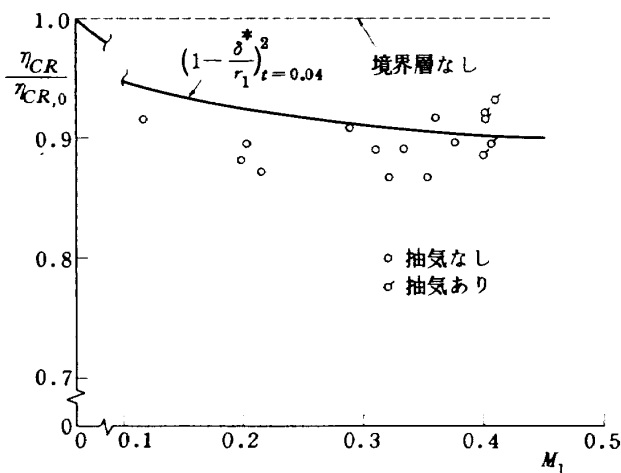


図 16(a) 境界層を考慮した縮流比の変化の計算値と測定値

を計算すると図15が得られる。これから, この部分の管の有効断面積の減少による縮流比の減少分を求め, 実験から得た貯気筒マッハ数, 測定部マッハ数の時間的平均値から縮流比を求めて, 該当する時間における計算値と比較すると図 16(a)が得られる。この際, 測定部内の境界層の発達は無視した。実験点のばらつきはあるがこの結果は満足できるものである。

また図 16(b), (c), (d)は貯気筒出口部のマッハ数の時間的变化の測定値と境界層排除厚さの時間的变化がもたらす有効断面積変化によるマッハ数変化の計算値を示す。図 16(b), (c)は横軸に時間を, 縦軸にマッハ数の変化をとったものである。右側のマッハ数は各測定値の平均値である。点線は境界層変化による計算値であり, マッハ数の低い所では測定値と余りあわない。また, マッハ数の低い場合の測定値は非常にばらついている。この部分は僅かな圧力測定上のノイズもマッハ数変化に対しては大きなノイズになるからである。 $M_1 > 0.2$ では測定値と計算値とはよく似た傾向を示すが図 16(d)でもわかるように測定値の変化率の方が大きく現われている。図 16(d)の $\partial M / \partial t$ の測定値は図 16(b), (c)の測定値を最小二乗法で結んだ直線の勾配と, 図 16(b), (c)に示す計算値の勾配を比較したもので上にのべた実験値, 計算値の差が明白である。

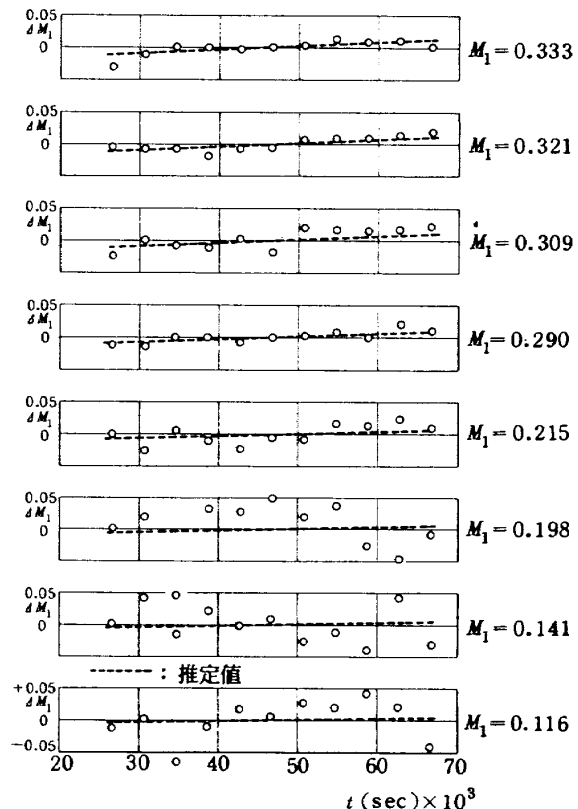


図 16(b) 貯気筒マッハ数の時間的变化

よどみ点圧力の時間的変化を示す計算結果は図17に示され、時間が経過する程、単位時間あたりの変化は小さくなり、また、マッハ数 M_1 がふえる程、圧力の減少は大

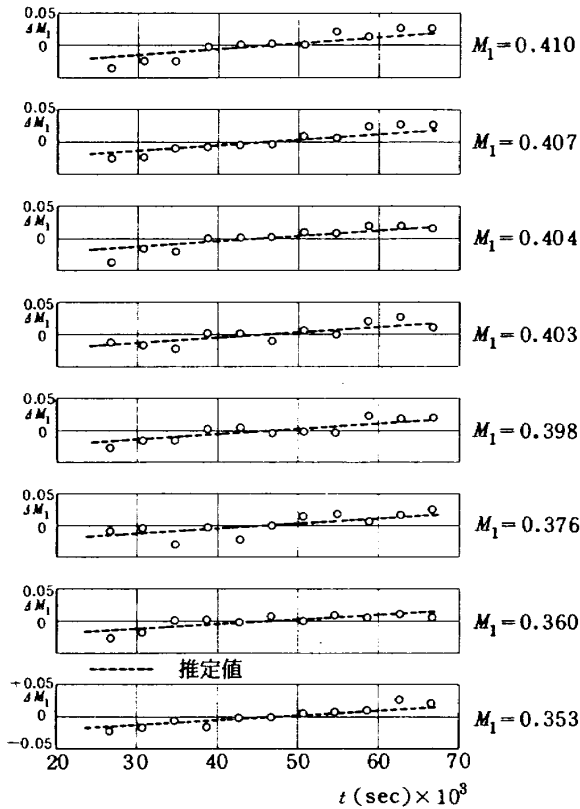


図 16(c) 貯気筒マッハ数の時間的変化(つづき)

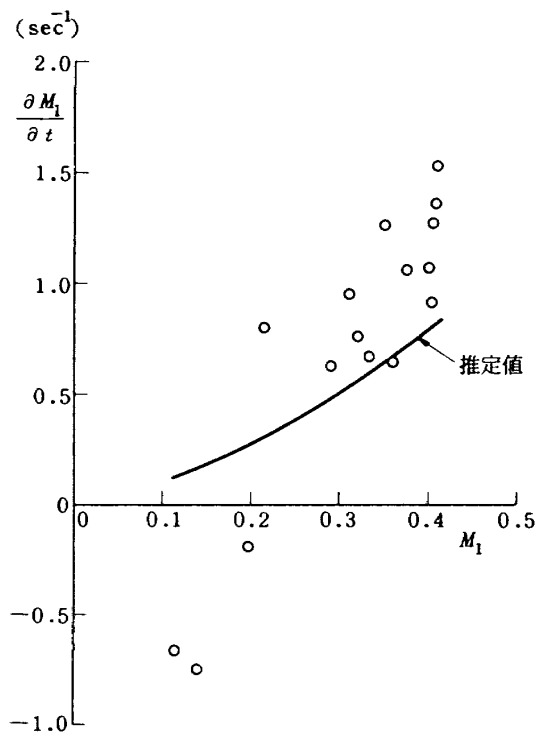


図 16(d) 貯気筒マッハ数の時間的変化率

きい。この図では $t_r^* = a_0 t / r_1$ で、無次元化した時間を用いてある。よどみ点圧力変化の実験結果と計算式の比較は図 18 に示される。実験結果は弁開後 0.024 秒から 0.067 秒間の 0.001 秒毎の測定値を 4 個毎に平均した 11 個の点から、最小二乗法を用いてこれらの点を結ぶ直線を求め、その勾配から求めたものであり、測定値の最初の値と最終の値の差ではない。計算式は膨張波が貯気筒に到達する時間を基準にして求めるから、実験値と時間

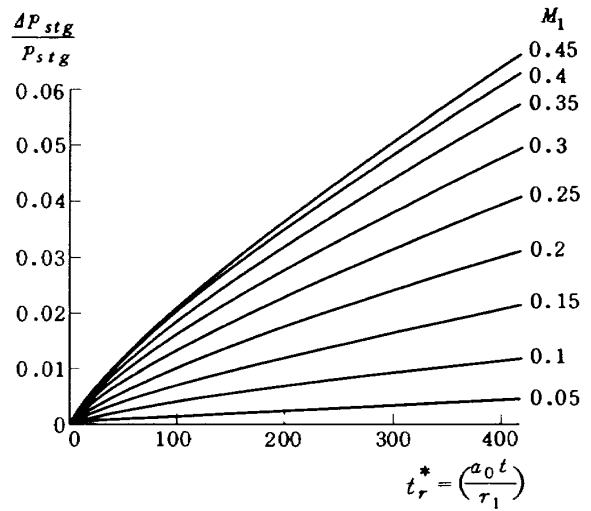


図 17 よどみ点圧力の時間的変化の計算値

$$\frac{\Delta P_{stg}(0.04 \text{ sec})}{P_{stg}} \times 100$$

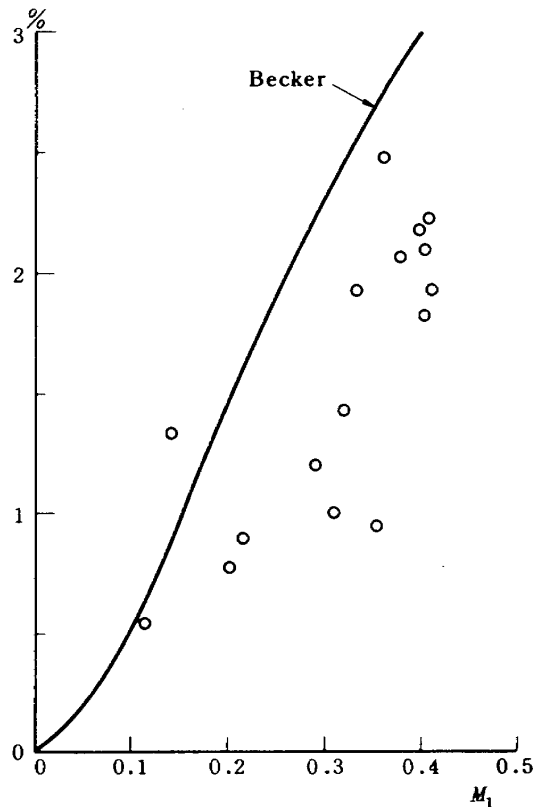


図 18 よどみ点圧力の時間的変化の計算値と測定値

的に基準が異なる。これは膨張波の移動に要する時間、ビトー管内の伝達おくれ等を考慮したためである。図18の実験結果は非常にばらついているが、これはノイズの多い測定値の微分的操作を行なうためで避けられない。ただ(18)式によるよどみ点圧損失の評価は測定値よりもやや大きい。これは実際の試験では貯気筒の曲率の影響、境界層発達による圧縮波の発生、下流からの抽気室の影響等のため、測定値が推定より小さくであるためである。

5.5 測定部マッハ数の定常性

5.4で貯気筒内のマッハ数が実験中に10%余り変化しよどみ点圧力も実験中に2~3%変化することを述べた。このことは実験中に若干、レイノルズ数が変化することであるが、模型周囲の流れ場に強い影響を与えるとは思えない。しかし、もし測定部マッハ数が実験中に変化するようなことがあれば、特に亜音速~低超音速の範囲では模型周囲の流れ場は大きく変化する。実際にルートピーク管を使った高亜音速での二次元翼試験では実験中に測定部マッハ数が2~3%変化し、翼面上の衝撃波位置が、0.1秒程度の実験時間中に0.1~0.15c後退することが報告されている²⁶⁾

図19(a),(b)は抽気室圧力から計算した測定部マッハ数の時間的变化を示す。極端に振動しているデータは(M_2

= 0.578と0.598), この場合に限っており、この起動条件では管内のどこかで起動時に衝撃波が激しく移動したためおよびトランスジューサとその取付部の振動によるものであると思われる。図19から見られるようにマッハ数は時間とともに僅かではあるが増大する傾向がある。この図の各点を最小二乗法を使った直線でおきかえ、その直線の勾配($\partial M/\partial t$)をマッハ数に対してプロットすると図20が得られる。データは非常にばらついているがこれは先によどみ点圧力の定常性で述べたのと同じ理由で微分的操作のためである。マッハ数の低い所では平均して0.3~0.7(sec⁻¹)の($\partial M/\partial t$)の存在があり、抽気を行なうとこの値は大きくなる。この場合、実験時間中のマッハ数変化は最高10%程度に達する。この原因は詳しい実験を行なわないとわからないが次のようなことは言える。まずマッハ数が変化するということは流れに影響を与える管内の形状が変化する事であるから

- (i) スロート部の境界層の発達
- (ii) 測定部境界層の発達

が考えられる。スロート部の境界層が発達するとスロート有効断面積は小さくなるから測定部のマッハ数は減少する方向となり、実験結果と反する。測定部境界層の発達は明らかに測定部有効断面積をへらし、この場合、マッ

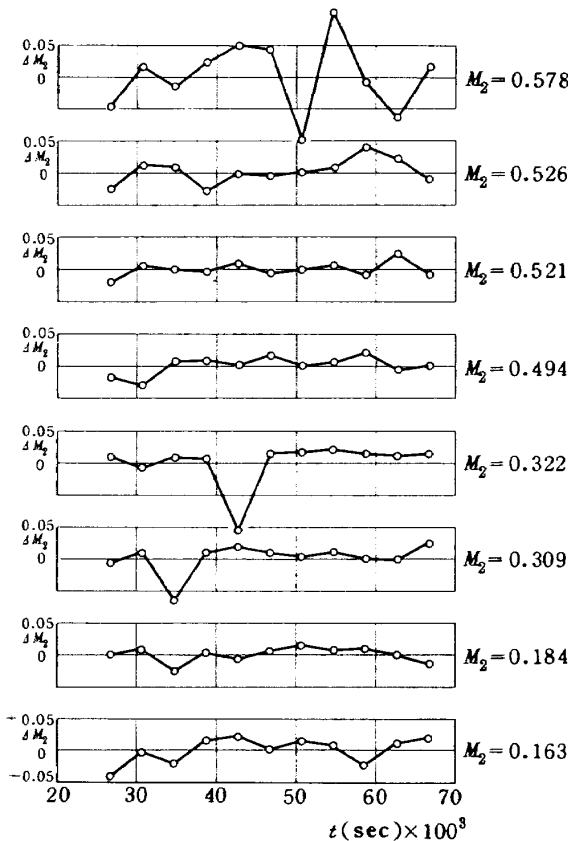


図19(a) 測定部マッハ数の時間的变化

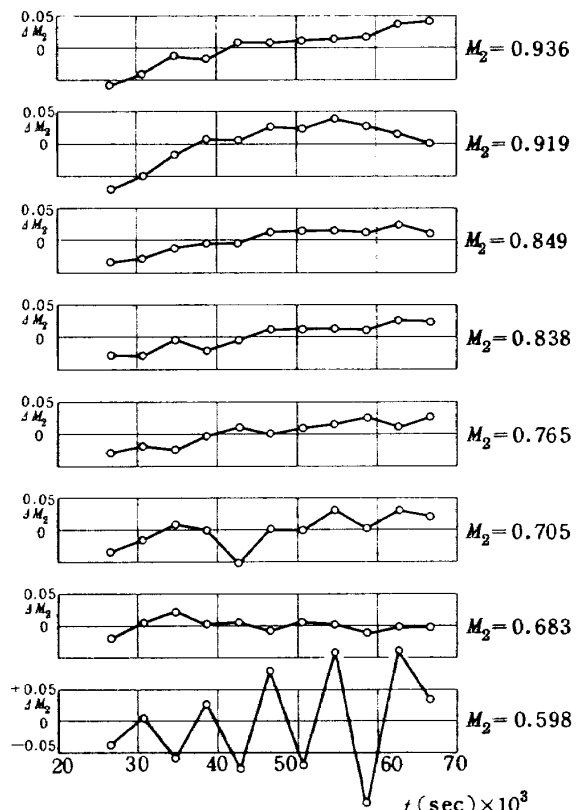


図19(b) 測定部マッハ数の時間的变化(つづき)

ハ数は増大する。更に抽気室の影響がある。抽気を行なっても、行なわなくても抽気室は一種の貯気室であり、初めこの中に貯えられている空気が流出し測定部圧力と平衡するにはある程度の時間がかかる。しかもその流出量（または流入量）は抽気室と測定部との圧力差の関数であり、その圧力差が小さくなると流出量（流入量）も減少してきて短い実験時間内では抽気室の圧力は完全に平衡状態には達しない場合がありうる。抽気室の圧力が一定にならないことは測定部圧力も一定にならないことであり、ある程度の時間的変化が存在するのである。

測定部マッハ数の時間的変化は遷音速試験ではできるだけ避けねばならず、そのためには多孔壁上での境界層の発達、起動時の抽気室の影響等今後大いに研究する必要がある。それと同時に、技術的な解決法として、抽気室に主流側とは別の急開弁を設け、これを独立に制御し主流の流れ場確立と同程度の時間で抽気室内の圧力の定常化を計る手段等の開発が考えられる。^{22) 27)}

現状では実験時間中の測定部マッハ数の2~3%の変化は、その間の平均的な値を採用するよりほかに適当な手段が考えられないが、圧力分布の測定等では、平均化のため圧力分布の形が変形する場合がある。²⁶⁾

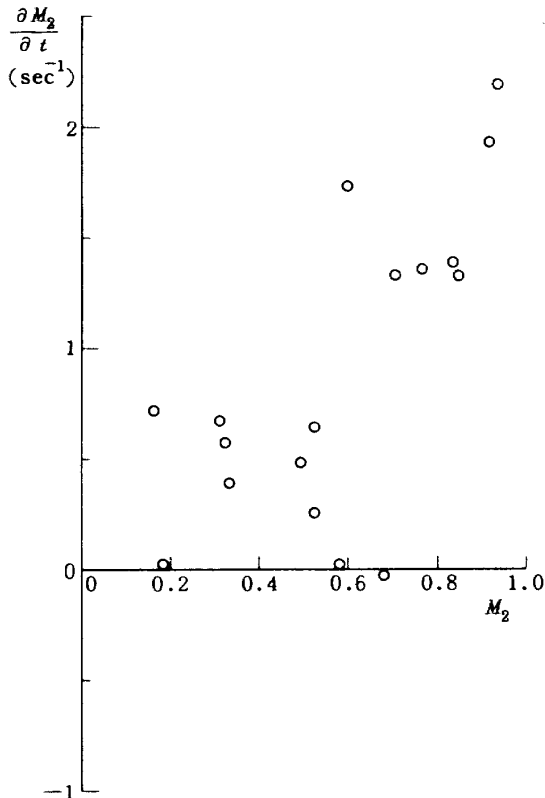


図 20 測定部マッハ数の時間的変化率の測定値

5.6 空気利用効率と縮流比

ここでもう一度実験可能時間について考える。すでに述べたように貯気筒内の境界層の発達のため、よどみ点圧力は実験中に変化し、また測定部マッハ数さえも変化することが観測された。すなわち完全に定常な状態は得られなかった。ただこれらの、気流についての主要なパラメータの実験中の変化は小さいから、その変化がある許容範囲にとどまれば種々の実験が行なえる（図10の t_f と t'_i の差の時間に相当）。すなわちこれらの主要パラメータの変化許容範囲を与えて初めて実験可能時間が定義できる。測定部マッハ数の実験中の変化については過去に報告結果もなく、解析的にも表現困難であるがよどみ点圧力の変化については Becker の式があるから、今、実験時間をきめるパラメータとして、よどみ点圧力を取り、その時間的変化が、ある許容範囲にとどまる時間を求めてみる。

まず(12)'式の右辺第二項において

$$\frac{l}{L_1} = \frac{r_1}{L_1} \frac{r_2}{r_1} \frac{l}{r_2} \quad (20)$$

通常のルートピーク管では貯気筒の細長比 L_1/r_1 はほぼ 200 程度であり r_2/r_1 は測定部と貯気筒の面積比の平方根と考えるとよく、また、通常の風胴では $l/r_2 = 12 \sim 20$ 程度であるから

$$\frac{l}{L_1} = \eta_i \sqrt{\eta_{CR}} \approx 0.08 \sqrt{\eta_{CR}} \quad (21)$$

と考えると大きな違いは生じない。 l/L_1 は、ルートピーク管において、スロート～縮流筒間の長さとして貯気筒長さの比を表わす。つまり、スロートより上流における貯気筒以外の部分の長さとして貯気筒部分の長さの比と考えるとよいであろう。(12)'式は

$$t_u^* = \frac{(1+0.2M_1)^3}{1+M_1} - 0.04 \sqrt{\eta_{CR}} \sqrt{\frac{1+0.2M_2^2}{1+0.2M_1^2}} \frac{1+0.2M_1}{1-M_2} \quad (22)$$

種々の面積比 η_{CR} の場合の t_u^* を図 21(a) に示す。横軸は共通の変数として測定部マッハ数を取り、また各面積比の値に対する貯気筒マッハ数を併記した。縮流比の大きい、つまり η_{CR} の小さいルートピーク管の方が、他の条件が同じ時、僅かではあるが実験可能時間が長い。

次に図 21(b), (c) はよどみ点圧力の許容変化範囲を規定して持続時間 t_u^* を求めたもので、図 21(b) の $\eta_{CR} = 0.3$ の場合、この形状 ($l/L_1 = 0.08 \sqrt{\eta_{CR}}$, $L_1/r_1 = 200$) のルートピーク管では実験中のよどみ点圧力変化は 2% をこえることはない。圧力の許容変化範囲を小さくすれ

ば当然実験時間は短くなる。図 21(c)は $\eta_{CR}=0.6$ と縮流比の小さい場合で持続時間 t_u^* は許容圧力変化に大きく依存する。

さて、5.3でのべた図9に対する結論(ii)について考える。すなわち、定常状態となる階段状圧力変化の個数である。階段的に得られる定常状態の数が多いということはルートピーク管内の空気が流出するのに時間がかかるということである。すなわち、スロート部の面積が小さく流量が少なかったということである。一方、実験に使用できる状態は通常、最初に得られる定常状態だけであるから、階段的定常状態の数が少ない程、最初の貯気量に対して実験に使用できた空気量の割合は大きくなる。つまり貯気量に対する使用空気量の効率を考えると階段的定常状態の数を少なくするのがよく、理想的には丁度1回だけの場合がよい。このためには流量を大きくする必要があり貯気筒内のマッハ数が高くないといけないことが5.3の実験結果(iii)からわかる。ところがそうすると測定部への縮流比は必然的に1に近い値になる。何故なら、この場合のように高亜音速用のルートピーク管では

$$\text{貯気筒断面積} > \text{測定部断面積} > \text{スロート断面積}$$

であり、貯気筒マッハ数は1に近いからである。ところ

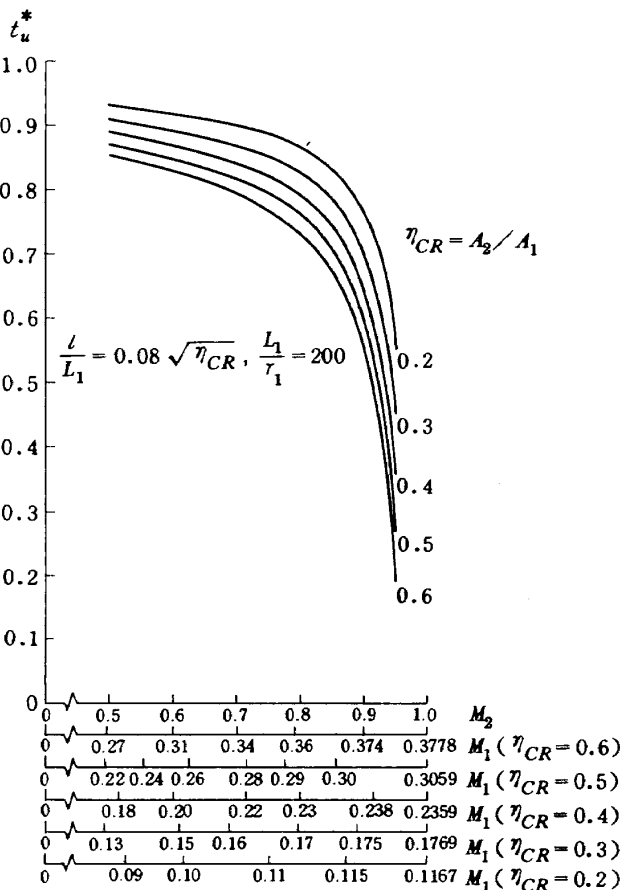


図 21(a) 縮流比の違いによる実験可能時間

が5.3の(i)の結果から、および本節の始めにのべた図21から、定常状態の持続時間が短くなるという結果が得られる。貯気筒内のマッハ数を高くして空気の利用効率をあげようとしても一方では定常状態の持続時間が短くなり、定常状態が得られる前後で(主として、後で)無駄

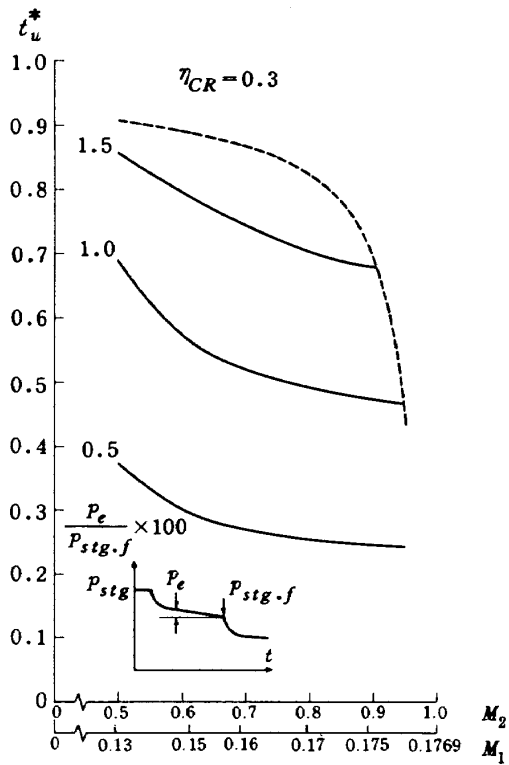


図 21(b) 許容圧力変化を考えた実験可能時間 ($\eta_{CR}=0.3$)

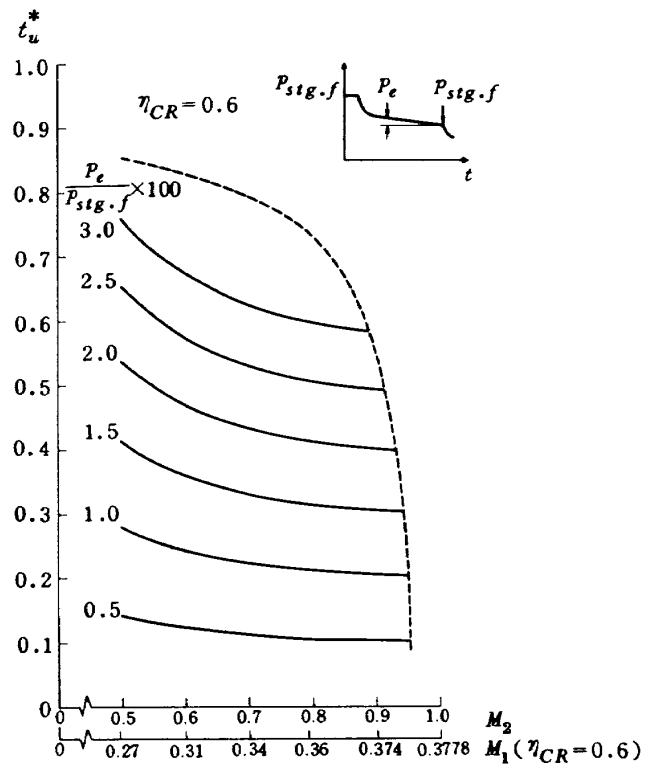


図 21(c) 許容圧力変化を考えた実験可能時間 ($\eta_{CR}=0.6$)

に多量の空気を放出することになる。そこでもっともよい M_1 の値または縮流比が存在するであろうことが予想される。これを検討する。

始めに、定常状態の持続時間としては境界層の影響を無視して先の t_u または t_u^* をそのまま用いることにする。まず、実験に利用した空気と貯気した空気量の比は

$$\eta_{air} = \frac{\rho_1 A_1 u_1 t_u}{(\rho_0 - \rho_{00}) A_1 L_1} \quad (23)$$

ρ_{00} は大気圧下での空気の密度である。また貯気筒以外の部分に貯えられた空気は無視した。

$$\frac{\rho_1}{\rho_0} = (1 + 0.2 M_1)^{-5}, \quad \frac{a_1}{a_0} = (1 + 0.2 M_1)^{-1}$$

を用いると

$$\begin{aligned} \eta_{air} &= \frac{a_0 t_u}{L_1 (1 - \eta_\rho)} \frac{M_1}{(1 + 0.2 M_1)^6} \\ &= \frac{2 t_u^*}{(1 - \eta_\rho)} \frac{M_1}{(1 + 0.2 M_1)^6} \end{aligned} \quad (24)$$

ただし $\eta_\rho = \rho_{00}/\rho_0$

最も使用効率のよい場合として利用空気量と定常状態の持続時間の積を最大にする場合を考え

$$\eta_u = \eta_{air} t_u^* \quad (25)$$

の値を図示すると図 22(a) が得られる。図 22(a) は境界層の影響を考慮しない場合であり、縮流比の小さい場合

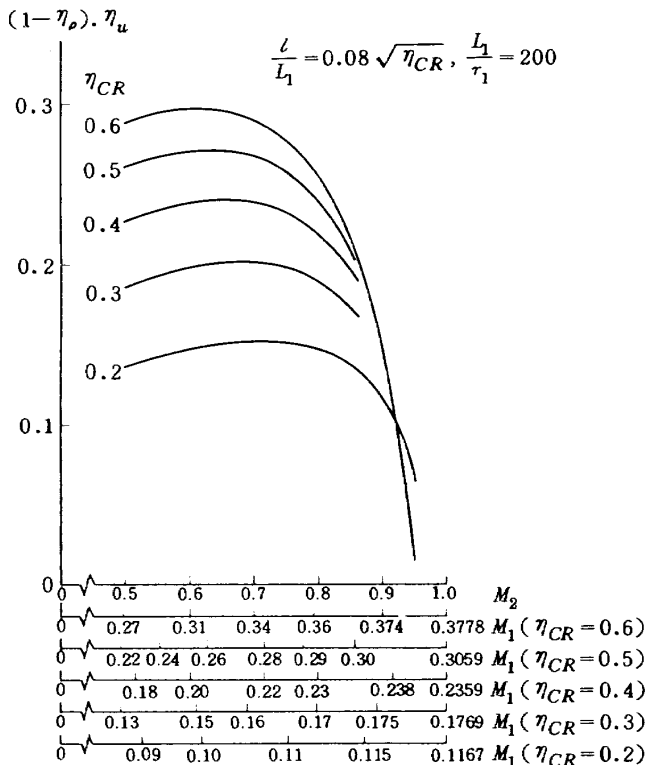


図 22(a) 縮流比の違いによるルートピーク管の使用効率 $\eta_u = \eta_{air} \cdot t_u^*$

(η_{CR} の大きい場合)の方が使用効率は大きく、かつある特定の縮流比の場合については使用効率 (η_u) を最大にする測定部マッハ数 (貯気筒マッハ数) が存在する。図 22 (b), (c) は前の t_u^* の場合と同様に境界層を考慮し、種々の許容圧力変化に対して $\eta_{CR} = 0.3, 0.6$ の場合について図示したものである。境界層を考慮すると、 $\eta_{CR} = 0.3$ で、許容よどみ点圧力変化範囲 1.5% の場合のように、 η_u の極大値が現れるときもあるが多くの場合はそうでなく、貯気筒マッハ数の小さい試験の方が効率は高い。すなわち、空気利用率と持続時間の積は大きい。これらの図を書き直して高亜音速試験用ルートピーク管として最適の縮流部面積比を求めてみる。許容よどみ点圧

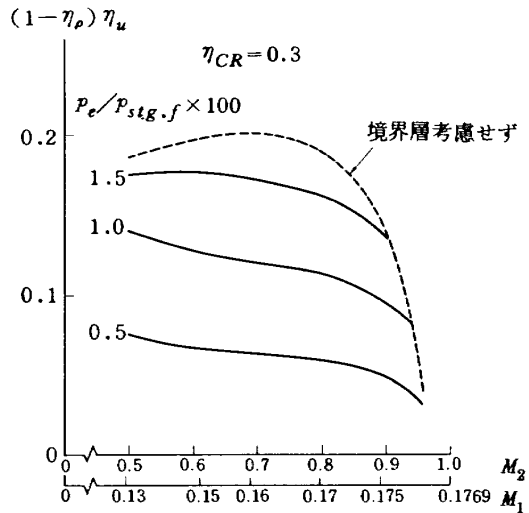


図 22(b) 許容圧力変化を考えた使用効率 ($\eta_{CR} = 0.3$)

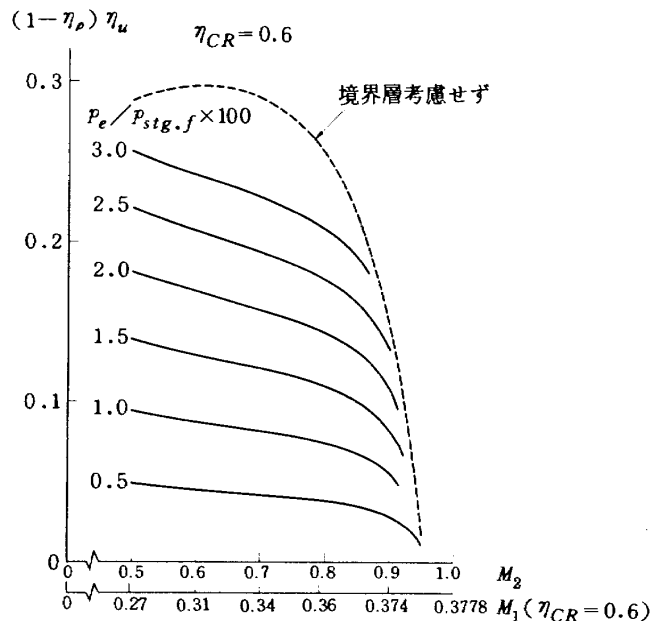


図 22(c) 許容圧力変化を考えた使用効率 ($\eta_{CR} = 0.6$)

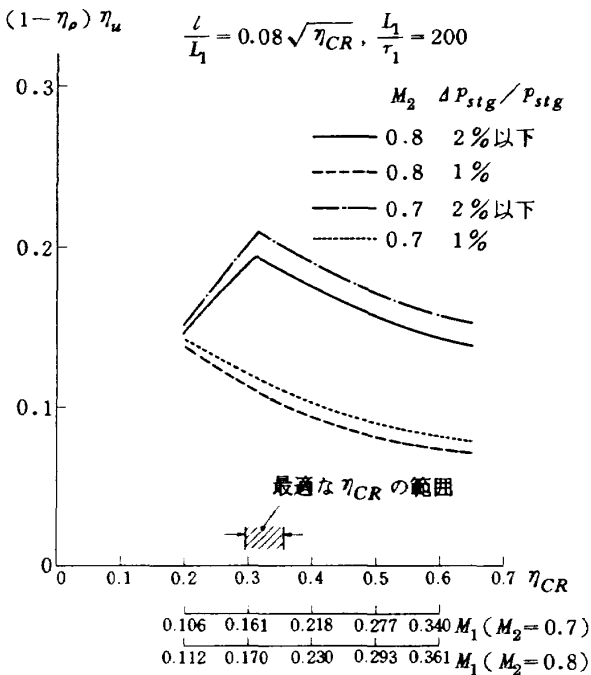


図 23 縮流比による使用効率の変化

力変化は 1% または 2%, 試験マッハ数は 0.7~0.8 の場合が多いとすると図 23 が得られる。許容よどみ点圧力が 2% の時, 使用効率の線は折れ曲がる。この左半分は貯蔵空気の無駄な放出で規定される部分であり, この部分ではよどみ点圧力変化は 2% 以下にとどまる。右半分は境界層の影響によるよどみ点圧力変化で定められる部分である。最適の縮流部面積比は 0.3~0.35, 貯気筒マッハ数は 0.16~0.20 であると言える。

6. むすび

(i) 遷音速試験用ルートピーク管の特性試験を行なった。その結果, よどみ点圧力および測定部マッハ数の時間的変化が観測された。それらの量はその時のマッハ数によって異なるが, よどみ点圧力については 3% 以下, 測定部マッハ数では 10% に達する場合があった。

(ii) 遷音速試験用ルートピーク管では抽気室が起動特性および測定部マッハ数の定常性に及ぼす影響があり, この方面の詳しい検討が必要である。

(iii) 通常の高亜音速試験用ルートピーク管では測定部~貯気筒の面積比 0.3~0.35 の時, 実験可能時間および空気利用効率の積が最大になる。その際の貯気筒マッハ数は 0.2 程度である。

文 献

- 1) 高島一明; 小型管風胴の特性試験, 第 3 回流体力学講演会講演集 (1971/11) .
- 2) 高島一明; 小型ルートピーク管の特性試験, 第 4 回流体力学講演会講演集 (1972/10) .
- 3) 高島一明; 航技研におけるルートピーク管の試験状況, ショックチューブシンポジウム (1973/9) .
- 4) 高島一明, 波木井潔, 青木竹夫; ルートピーク管の特性について, 航空宇宙学会第 5 回年会講演集 (1974/4) .
- 5) Jones, J.L., "Problems of Flow Simulation in Wind Tunnels", AIAA Paper No. 69-660 (1969/6).
- 6) Loving, D.L., "Wind Tunnel-Flight Correlation of Shock Induced Separated Flow", NASA TN D-3580 (1966).
- 7) Peake, D.J., Yoshihara, H., Zonars, D. and Carter, W., "The Transonic Performance of Two-Dimensional Jet-Flapped Aerofoils at High Reynolds Number", AGARD CP-83-71, paper 7 (1971/4).
- 8) Roepke, R.G., "The High Reynolds Number Transonic Wind Tunnel HIRT Proposed as Part of the National Aeronautical Facilities Program", AIAA Paper No. 72-1035 (1972/9).
- 9) Pankhurt, R.C., "Facilities and Techniques for Aerodynamic Testing at Transonic Speeds and High Reynolds Number", AGARD AR-37-71 (1971/10).
- 10) Hills, R., "The Need for a Large Transonic Wind Tunnel in Europe: A Summary of the Report of an AGARD Working Group (LaWs)", AIAA Paper No. 74-630 (1974/7).
- 11) Polhamus, E.C., Kilgore, R.A., Adcock, J.B. and Ray, E.J., "The Langley Cryogenic High Reynolds Number Wind-Tunnel Program", Astro. & Aero. (1974/10).
- 12) Kilgore, R.A., Goodyer, M.J., Adcock, J.B. and Davenport, E.E., "The Cryogenic Wind-Tunnel Concept for High Reynolds Number Testing", NASA TN D-7762 (1974/11).
- 13) Pugh, P.G., "Experimental Trials of a Novel (ECT) Drive System for a Transonic Wind Tunnel", RAE TA 71208 (1971/10).

- 14) Evans, J.Y.G., "A Scheme for a Quiet Transonic Flow Suitable for Model Testing at High Reynolds Numbers", AGARD CP-83-71, paper 35 (1971/4).
- 15) 重見孝；風洞に関する最近の話題(2), 機械の研究, 第25巻, 第8号(1973/8)。
- 16) Davis, J.W., and Gwin, H.S., "Feasibility Studies of a Short Duration High Reynolds Number Tube Wind Tunnel", NASA TM X-53571 (1968).
- 17) Cable, A.J., and Cox, R.N., "The Ludwig Pressure Tube Supersonic Wind Tunnel", The Aero. Quart. Vol. 14, Part II (1963/5).
- 18) 高島一明；ルートピーク管について, 航空宇宙学会誌, 第20巻, 第220号(1972/5)。
- 19) Thwaites, B., "On the Design of Contractions for Wind Tunnels", ARC R. & M. 2278 (1946/3).
- 20) Sinclair, A.R., and Robins, A.W., "A Method for the Determination of the Time Lag in Pressure Measuring Systems Incorporating Capillaries", NACA TN 2793 (1952/9).
- 21) 高島一明；ルートピーク管の起動特性について, 機械学会第52期全国大会講演集 No.740-14 (1974/11)。
- 22) Whitfield, J.D., Schueler, C.J., and Starr, R.F., "High Reynolds Number Transonic Wind Tunnel -- Blowdown or Ludwig Tube?", AGARD CP-83-71, paper 29 (1971).
- 23) Ludwig, H., "Tube Wind Tunnel a Special Type of Blowdown Wind Tunnel", AGARD Rep. 143 (1957).
- 24) Becker, E., "Das Anwachsen der Grenzschicht in und hinter einer Expansionswelle", Ing.-Arch., Part XXV, Heft 3 (1957).
- 25) Piltz, E., "Boundary-Layer Effects on Pressure Variations in Ludwig Tubes", AIAA J. Vol. 10, No. 8 (1972/8).
- 26) 高島一明, 高橋宏, 桑野尚明, 吉田典生, 青木竹夫；ルートピーク管での二次元翼試験, 航空宇宙学会第6回年回講演集(1975/4)。
- 27) Starr, R.F., and Schueler, C.J., "Experimental Studies of a Ludwig Tube High Reynolds Number Transonic Tunnel", AIAA Paper No. 73-212 (1973/1).
- 28) Rudinger, G., "Wave Diagrams for Nonsteady Flow in Ducts", D. Van Nostrand Company, Inc., New York, 1955.
- 29) Warmbrod, J.D., and Struck, H.G., "Application of the Characteristic Method in Calculating the Time Dependent One-Dimensional Compressible Flow in a Tube Wind Tunnel", NASA TM X-53769 (1968).

付録A (8)式の誘導

図A1のOC₁C₂の領域について、断面一定であるから

$$u + \frac{2}{\gamma-1} a = \frac{2}{\gamma-1} a_0 \quad (A1)$$

Q波は

$$u - a = x/t \quad (A2)$$

C₁点で反射したQ波(すなわちP波)について

$$\frac{dx}{dt} = u + a \quad (A3)$$

(A1), (A2)を用いると(A3)式は次式になる。

$$\frac{dx}{dt} + \frac{\gamma-3}{\gamma+1} \frac{x}{t} = \frac{4}{\gamma+1} a_0 \quad (A4)$$

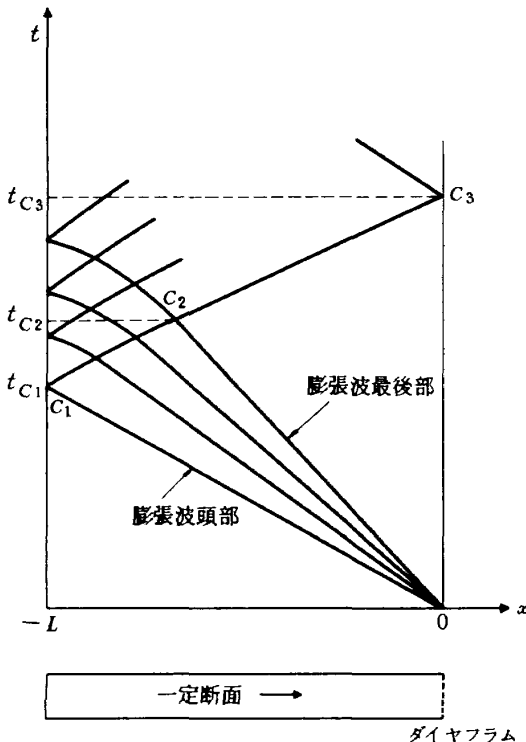
この微分方程式を初期条件($x = -L, t = \frac{L}{a_0}$)で解くと

$$x = \frac{2}{\gamma-1} a_0 t \left[1 - \frac{\gamma+1}{2} \left(\frac{L}{a_0 t} \right)^{\frac{2(\gamma-1)}{\gamma+1}} \right] \quad (A5)$$

一方、膨張波最後部について

$$\frac{x}{t} = u_1 - a_1 = a_0 \frac{M_1 - 1}{1 + \frac{\gamma-1}{2} M_1} \quad (A6)$$

この波と、(A5)で求めた反射波の交点C₂のt座標を求めると



図A1 断面一定の場合のx-t線図

$$t_{C2} = \frac{L}{a_0} \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M_1 \right)^{\frac{\gamma+1}{2(\gamma-1)}} \quad (A7)$$

c₂~c₃間の時間tは、この間のP波の勾配dx/dt=u₁+a₁から容易に求まり

$$t_{C3} - t_{C2} = \frac{L}{a_0} \frac{1-M_1}{1+M_1} \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M_1 \right)^{\frac{\gamma+1}{2(\gamma-1)}} \quad (A8)$$

所要の時間は

$$t_{C3} = \frac{L}{a_0} \frac{2}{1+M_1} \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M_1 \right)^{\frac{\gamma+1}{2(\gamma-1)}} \quad (A9)$$

となり(8)式が得られる。

付録B

一次元非定常流の問題を特性曲線法で解くには多くの参考書があり²⁸⁾、その結果のみを簡単に列記し、ここで採用した数値計算の手順をのべる。気体は理想気体とする。

$$\text{連続の式} \quad \frac{\partial(\rho A)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u A)}{\partial x} = 0 \quad (B1)$$

$$\text{運動量の式} \quad \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} \quad (B2)$$

$$\text{状態方程式} \quad a^2 = \gamma \frac{p}{\rho} = \gamma R T \quad (B3)$$

$$\text{エントロピーの式} \quad s - s_0 = c_p \ln \frac{T}{T_0} - c_p \frac{\gamma-1}{\gamma} \ln \frac{p}{p_0} \quad (B4)$$

ここでの問題は本文図2に示されるように急開弁が大気への放出口にあり、貯気筒、測定部の流れはスロート下流が超音速になった場合、その影響はうけず、注目する部分では衝撃波はおこらない。そこで等エントロピーとした。また実際の計算手順で特性曲線が交わり衝撃波が貯気筒または測定部に発生するような場合は、ランキン・ユージオの式を用いる必要がある。今回の計算では注目しているx-t線図の領域内で特性曲線は交わりなかつたから、ここではその取扱いを省略する。上の式はx-t線図上で特性曲線にそって数値積分できる。上式のリーマン変数による表現は

$$\begin{aligned} \frac{\partial P}{\partial t} + (u+a) \frac{\partial P}{\partial x} &= -a u \frac{1}{A} \frac{\partial A}{\partial x} \\ \frac{\partial Q}{\partial t} + (u-a) \frac{\partial Q}{\partial x} &= -a u \frac{1}{A} \frac{\partial A}{\partial x} \end{aligned} \quad (B5)$$

である。この式のa, u, t, xはそれぞれa₀, a₀, L_{TL}/a₀, L_{TL}で割って無次元化されたものである。またP, Qはリーマン変数で

$$\begin{aligned} P &= \frac{2}{\gamma-1} a + u \\ Q &= \frac{2}{\gamma-1} a - u \end{aligned} \quad (B6)$$

である。

初期条件は $P=5$, また、点 $x=1$, $t=0$ (急開弁位置) において種々の Q の値を与え、その Q 波の進み具合を調べればよい。この際各 Q 波と、 P 波の交点を求める方法を採用せず、ある微小時間 Δt ごとに Q 波の位置を求めた。²⁹⁾ その方法は次に示される。図 B 1 において $t=t_1$ 上での u , a の値、即ち P , Q の値はわかっているものとする。ここで A 点における諸量を求める。この場合 C の位置のみわかっており A , B の位置は未知である。図から

$$\frac{x_A - x_B}{\Delta t} = \frac{(u+a)_A + (u+a)_B}{2} \quad (B7)$$

書き直して

$$x_A - \frac{\Delta t}{2} (u+a)_A = x_B + \frac{\Delta t}{2} (u+a)_B \quad (B7)'$$

もし x_A , u_A , a_A が与えられれば u , a は x_B の既知の

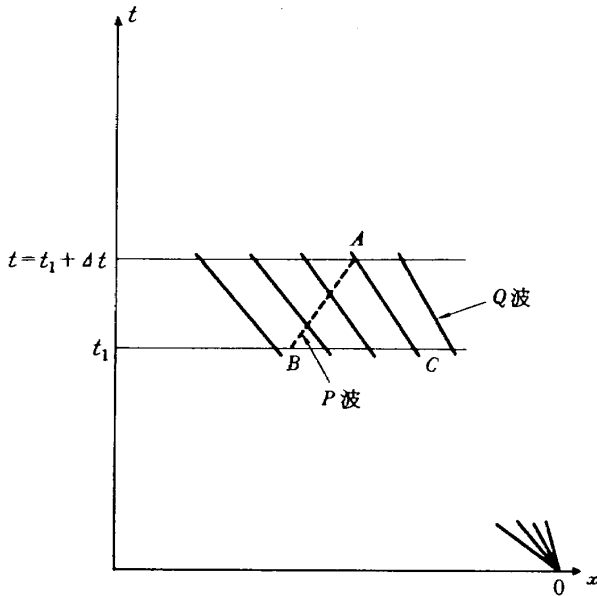


図 B 1 時間方向に Q 波を計算する場合の概念図

関数だから ($t=t_1$ 上では全量が既知) x_B は求まる。すなわち、今 $t=t_1$ における u , a がわかっているからこの時

$$Z = x + \frac{\Delta t}{2} (u+a) \quad (B8)$$

なる量を計算しておく。この量は $t=t_1$ 上の任意の点から P 波に沿って t_1 での勾配 $dx/dt = u+a$ で $\Delta t/2$ だけ進んだ位置を表わす。

(1) 始めに a_A , u_A を仮定すれば A 点での Q 波の勾配がわかり、 C 点のそれとの平均値から A 点が求まる。

(2) そうすると (B8) の左辺 z の値が (B7)' から与えられ、 $t=t_1$ 上での種々の $z \sim x$ の表から内挿して x すなわち x_B が求まり、 u_B , a_B が求まる。

(3) 得られた B 点での値から式 (B5) を用いて A 点の値は

$$P_A = P_B + \left[(-au \frac{1}{A} \frac{\partial A}{\partial x})_B + (-au \frac{1}{A} \frac{\partial A}{\partial x})_A \right] \frac{\Delta t}{2}$$

$$Q_A = Q_C + \left[(-au \frac{1}{A} \frac{\partial A}{\partial x})_C + (-au \frac{1}{A} \frac{\partial A}{\partial x})_A \right] \frac{\Delta t}{2}$$

(B9)

(4) この P_A , Q_A から A 点での速度、音速を

$$u'_A = \frac{1}{2} (P_A - Q_A) , \quad a'_A = \frac{1}{10} (P_A + Q_A) \quad (B10)$$

から求める。

(5) 始めに仮定した u_A , a_A と上で求めた u'_A , a'_A の差が所定の量以下になるまでくり返し、最終の A 点を求める。

(6) 同様のことを行ない $t_1 + \Delta t$ 上のすべての量を求める。

この計算は図 B 1 で左から右に進行する。

図 12 は、 Q 波を始め 160 本与え、 $\Delta t=0.0001$ で、 $t=0.5$ まで計算した際のもので計算時間は FACOM 230-75 を用いて約 1000 秒であった。

航空宇宙技術研究所報告441号

昭和51年1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)
