

ISSN 0389-4010  
UDC 533.665

# 航空宇宙技術研究所報告

TECHNICAL REPORT OF NATIONAL AEROSPACE LABORATORY

TR-993

新運転手法による衝撃風洞の計算機シミュレーション

白水正男

1988年8月

航空宇宙技術研究所  
NATIONAL AEROSPACE LABORATORY

# 新運転手法による衝撃風洞の計算機シミュレーション\*

白水正男\*\*

## A Numerical Simulation of a New Operation Method for Shock Tunnels

Masao SHIROUZU

### ABSTRACT

The new operation method for shock tunnels which was proposed and verified experimentally by Soga et al. provides a much longer flow duration than that obtained by conventional operation methods. The new operation method employs an orifice plate between the driver and driven sections in order to modify the pressure history at the end of the driven section (i.e. stagnation condition for the nozzle flow) so that the pressure may stabilize much earlier than when an orifice plate is not used. In this new operation method, the first and the second diaphragms are replaced by high-speed valves. The second high-speed valve is kept closed until the pressure is stabilized.

Although the effectiveness of the new method was verified experimentally, a technique for predicting the characteristics of facilities was necessary in order to choose the operation parameters for the Middle-Scale Shock Tunnel and to modify the tunnel. Numerical simulations of the flow in the shock tunnel under the new operation method were made employing the PLM (Piecewise Linear Method). The flow was calculated two-dimensionally in the region near the orifice and one-dimensional flow was assumed in other regions.

The simulated pressure history agreed well with the experimental results under various opening area ratios of the orifice.

A method was proposed to reduce disturbance in the stagnation pressure caused by the rarefaction wave in the driver section and its effect was verified experimentally. As an example of the application of this simulation technique, the optimal opening ratio of the orifice for a pre-heated shock tunnel is provided. Modification of the NAL Gun Tunnel to change it to this type of tunnel is under way. Some guiding principles for the optimal design of a shock tunnel using the new operation method are given based on the present simulation.

### 1. はじめに

衝撃風洞\*)は、比較的容易に高マッハ数の気流を得ることができる実験装置として用いられていた。また、通常の極超音速風洞より高マッハ数や

高エンタルピーの流れを得ることが可能なことから、最近再び注目を集めてきている。しかし、衝撃風

---

\*) 衝撃風洞という言葉は、後で述べる  $p_5$  の状態を風洞淀み点状態として用いる狭義の衝撃風洞と、衝撃波管(あるいは類似の形状の装置)による(衝撃)圧縮を用いた広義の衝撃風洞があり、本報告では広義の意味に用いる。

---

\* 昭和63年7月19日受付

\*\* 空気力学部

洞では、安定した風洞淀み点状態が持続する時間が非常に短いため、天秤による力測定を行うことが容易ではない。衝撃風洞の淀み点状態を安定させ、気流持続時間を延長するために、いくつかの運転方法が考案されてきた<sup>1,2,3)</sup>が、力測定に十分な時間の安定した気流持続を得るという課題は、まだ十分達成されているとはいえない。

曾我ら<sup>4)</sup>は、高圧室と低圧室の間にオリフィスを設けることにより風洞淀み点に相当する低圧室端での圧力を早期に安定させ、安定した後に第2隔膜を置換した第2急開弁を開放することによって長時間にわたり安定した気流を持続できる、いわゆる新運転方法 (NAL 方式) を考案した。この方法の有効性は実験的にはすでに確認されている<sup>5)</sup>が、風洞淀み点圧力の時間履歴や淀み点温度の予測を解析的に行うことには限界があった。

一方、この新運転手法は、隔膜を急開弁に置き換えるため従来型の衝撃風洞では不可欠であった隔膜交換のための可動機構が不要なこと、隔膜交換のため高圧室から測定室までの装置全体を大気圧に戻す必要がなくなり、流出による高圧気体のロス、測定部の減圧に要する時間的ロスが極小に抑えられること等の理由から、衝撃風洞を大型化する場合の運転手法として極めてすぐれた面をもっている。新運転手法による大型衝撃風洞の設計には、その特性 (風洞淀み点圧力、温度の時間履歴) を予測する手法が不可欠である。

また、現在、既設の航技研中型衝撃風洞の試験気体を予熱可能なように改修し、気流の持続時間の大幅延長や、マッハ数20~25までの高マッハ数の気流を得ることを可能にする計画が進行中であり、予熱した場合の特性を予測する必要があった。

衝撃波管内の流れの状態の予測は、現象が単純な間は解析的な取り扱いも可能であるが、衝撃波、膨張波、接触面間の相互作用、壁との反射が複雑になると解析的取り扱いはもはや不可能になる。新運転手法では、これらの相互作用や、オリフィスからの気流の噴出に伴う現象等から、解析的取り扱いでは、例えば風洞淀み点状態の予測が十分できない。

このため、新運転手法による衝撃風洞の特性を

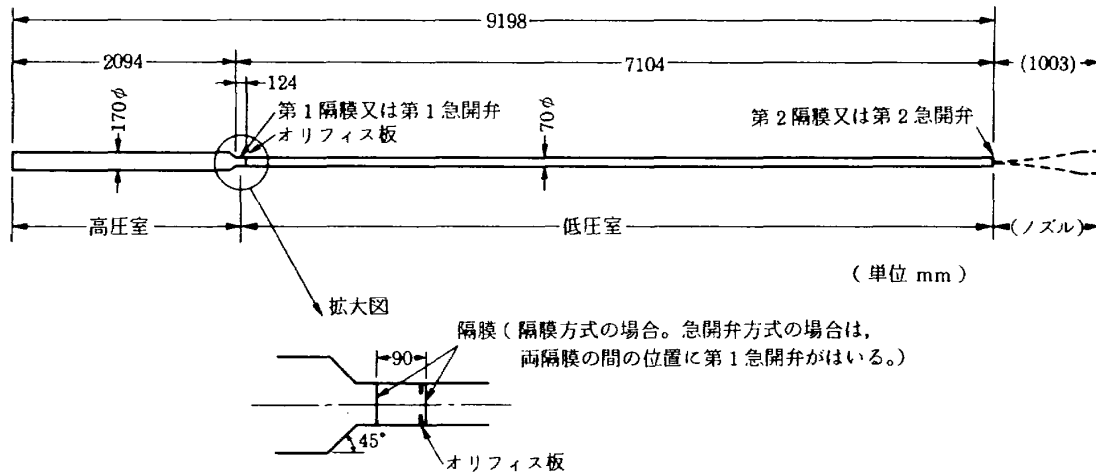
予測できる計算法の確立が必要とされていた。本報告は、PLM<sup>6)</sup>を用いた新運転手法による衝撃風洞の数値シミュレーションの方法と本方法による新運転手法の解析についてまとめたものである。

本報告では、まず新運転手法について概説し、次にシミュレーションの手法について述べた。引き続き、実験結果との比較によるシミュレーション結果の検証について述べ、計算機による数値計算により衝撃波管内部の流れが十分な精度で予測することを示した。さらに、シミュレーションの応用として、新運転手法でも残っていた低圧室端圧力の細かい振動を除去する方法を提案し、その実験的検証も合わせて示した。本シミュレーションの設計への応用例として、現在計画が進行中の、既存の中型衝撃風洞を予熱可能なように改修した場合のオリフィス板の最適開口面積比を与えた他、新運転手法を最も効果的に用いることができる衝撃風洞の形状についても指針を与えた。

## 2. 新運転手法について

第1隔膜の破膜に伴い下流側に進行する入射衝撃波が低圧室端で反射した後の低圧室端の圧力 (通常  $p_5$  と呼ばれる: 第3図参照) は、反射衝撃波が接触面で再反射して再び低圧室端に達するまでの間、一定となる。この極めて安定した圧力  $p_5$  を持つ状態が、衝撃風洞の最も基本的な運転法における風洞淀み点状態となる。しかし、 $p_5$  が持続する時間は、低圧室端と接触面の間を衝撃波が1往復する時間であるため非常に短く、例えば第1図に概形を示した航技研中型衝撃風洞の典型的な運転条件では、数 ms 以下である。

一方、ガンタンネルとよばれる運転法では、低圧室にピストンが挿入され、試験気体はピストンの運動によって圧縮される。航技研中型衝撃風洞をガンタンネルとして運転した場合の低圧室端の圧力履歴の例を第2図に示したが、低圧室端の圧力は慣性によるピストンのオーバースイングとそれに引き続く往復運動等によって初めは大きく振動するが、 $t \approx 70 \text{ ms}$  (時間原点は低圧室端における最初の圧力上昇を  $t = 50 \text{ ms}$  とする) からは比較的安定する (この間みられる約13ms 周期の振動



第1図 航技研中型衝撃風洞の概形

は、高圧室の中での膨張波の往復に対応したものである。この比較的安定した高圧状態は、ピストンの減速によって上流側に遡った衝撃波が高圧室と低圧室の間の断面積収縮部で反射して膨張波として戻ってくる  $t \approx 100 \text{ ms}$  までの間持続し、これを風洞定み点状態として用いるのが、ガンタンネルの運転である。

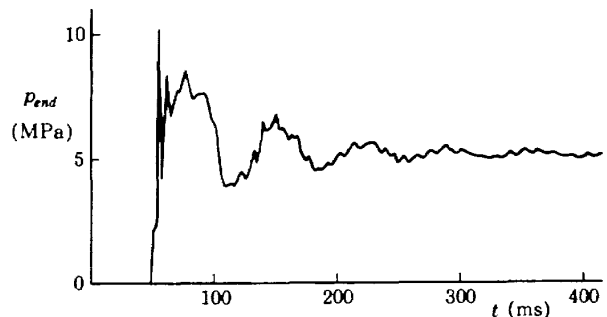
ピストンを挿入しない運転でも、低圧室端での圧力は、ピストンのオーバースイングによるピークと往復運動による最初の大きな振動がない点以外は、基本的にはピストンがある場合と同様の履歴を示す（第4図の  $A_R=1.0$  のケースがこれに相当する）。

これらの運転法に対して、新運転手法は、

- (1) 高圧室と低圧室の境界にオリフィス板を設け、そこを通過する気体流量を制限することによって低圧室内の圧力上昇を制御し、低圧室端圧力を早期に安定化させる。
- (2) 第2隔膜を第2急開弁に置き換え、最適なタイミングで開放する。

の2つを組合せることにより、高圧室と低圧室の初期圧力と容積比で決まる最終平衡圧力に圧縮された試験気体を風洞定み点状態として用いるもので、圧力の安定性では  $p_5$  を用いる基本的な運転法に劣り、圧力の大きさではガンタンネルに比べてやや小さいものの、より長時間にわたって比較的安定した気流が得られるものである。以下、まずその原理について述べる。

一般に、破膜によって下流に進行した衝撃波が



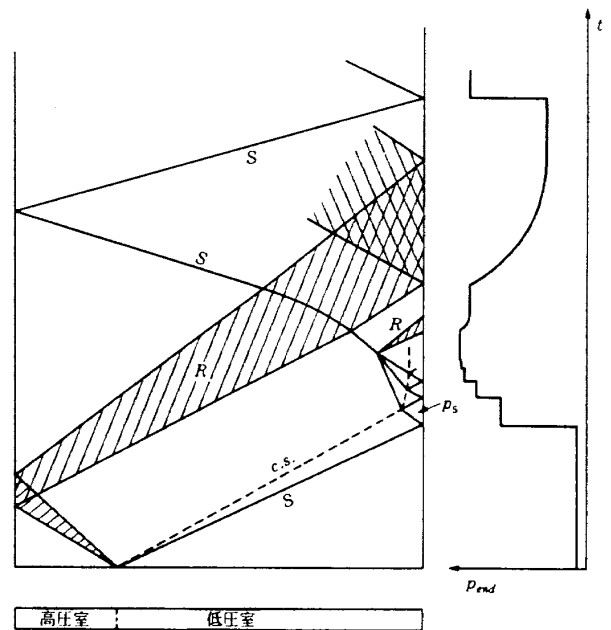
第2図 ガンタンネルとして運転した場合の低圧室端圧力履歴の例（実験結果）  
[ $p_4=8 \text{ MPa}$ ,  $p_1=0.1 \text{ MPa}$ ]

低圧室端で反射し（さらに接触面との間で何度かの往復を繰り返した波と一体になって）、上流に遡る反射衝撃波背後の圧力  $p_r$  は、高圧室の初期圧力と同程度になる。詳しくみると、 $p_r$  は高圧室と低圧室の断面積が等しいいわゆる単純衝撃波管では高圧室の初期圧力よりやや低く<sup>7)</sup>、高圧室の断面積が低圧室より大きい断面積収縮型衝撃波管では実効的な高圧室圧力が断面積収縮比に応じて増大する<sup>8)</sup>ため高圧室の初期圧力より高くなり得る。ちなみに、断面積収縮比が約5.9の航技研中型衝撃風洞では、 $p_4:p_1=80:1$  の場合  $p_r$  は高圧室の初期圧力を約1～2割<sup>\*)</sup>上回る。

\*) 航技研中型風洞では高圧室の容積が有限であるため、高圧室圧力が時間とともに低下し、その結果、 $p_r$  も次第に低下する。航技研中型衝撃風洞と断面積収縮比が同一でも高圧室の長さが無限の場合は、 $p_r$  はもっと高くなる。また、無限の断面積と容積を有する高圧室の場合、 $p_r$  は高圧室の圧力を5割程度上回る。

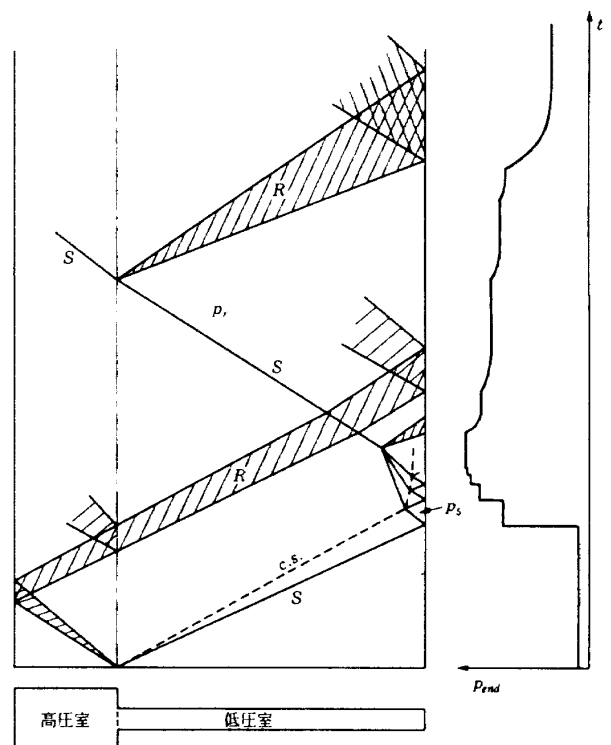
低压室端での圧力は、この反射衝撃波の成立によってほぼ  $p_r$  まで一旦上昇する。その後、単純衝撃波管の場合は、破膜により上流に進行し高压室端で反射した膨張波が低压室端に達することにより大きく低下する（第 3-a 図）。また、断面積収縮型衝撃波管の場合は、高压室端からの反射膨張波の影響は断面積収縮比が大きくなるにつれて小さくなるが、今度は、低压室端からの反射衝撃波が断面積収縮部まで遡った際に生じる反射膨張波の影響で、単純衝撃波管と同様に低压室端の圧力が大きく低下する（第 3-b 図）。いずれの場合でも、低压室端の圧力を大きく下げた膨張波は衝撃波管の中で往復を続け、全体の圧力の静定を遅らせる（例えば、第 8 図の  $A_R=1.0$  のケースにおいてこの大きなうねりが顕著にみられる）。

新運転手法は、断面積収縮型衝撃波管において、高压室と低压室の間にオリフィス板を設けることによってこの膨張波の発生を抑えようとするものである。第 3-b 図にみられるように、断面積収縮型衝撃波管の場合、この膨張波は低压室端からの反射衝撃波が断面積収縮部に達した際に、高压室の圧力の方が  $p_r$  より低いため膨張波として反射されることにより発生するものである。いいかえれば、 $p_r$  を制御して高压室の圧力と一致させれば膨張波の発生は防げ、その後の衝撃波管内の圧力は基本的には静定する。新運転手法では、高压室と低压室の間のオリフィス板によって高压室から低压室へ流入する気体の流量が制限され、低压室端から遡ってくる反射衝撃波背後の圧力  $p_r$  は、オリフィス板がない場合より低下する。この  $p_r$  が高压室の圧力と一致するようにオリフィス板の開口面積比  $A_R$  を適切に選ぶことによって、反射膨張波の発生を抑えることができる。 $p_r$  と高压室の圧力の一致は必ずしも 1 回目の反射衝撃波で達成される必要はなく、1 回目の反射衝撃波における  $p_r$  が高压室の圧力より低い場合は衝撃波として再度下流側に反射され、2 回目以降に両者が一致する組合せもあり得る。その場合の低压室端圧力は、衝撃波の往復に伴って何段かの階段状の圧力上昇の後、静定する。また、何回目かの反射衝撃波における  $p_r$  が高压室の圧力を上回る場合は、（比較



単純衝撃波管の場合の低压室端の圧力  $p_{end}$  の低下は、破膜によって発生した膨張波が高压室端から反射してくることによっておこる  
S: 衝撃波, R: 膨張波, c.s.: 接触面

3-a 単純衝撃波管の場合の  $x-t$  線図



断面積収縮型衝撃波管の場合の低压室端の圧力  $p_{end}$  の低下は、低压室端から反射した衝撃波背後の圧力  $p_r$  が高压室の圧力より高いため、断面積変化部から膨張波として反射してくることによっておこる  
S: 衝撃波, R: 膨張波, c.s.: 接触面

3-b 断面積収縮型衝撃波管の場合の  $x-t$  線図

第 3 図 説明図

的弱い) 膨張波が発生する。

さらに、オリフィス板は次のような効果を合わ

せもつ。オリフィス板を入れない場合の低压室端での圧力変動（第4図の $A_R=1.0$ のケース）をみると、上述の膨張波の往復に原因する約70msの周期を持つ大きなうねりの他、約13ms周期の細かい振動がみられる。この振動は、第1隔膜の破膜に伴い高压室内に進行した膨張波が高压室両端間で往復する現象に対応して発生したものである。オリフィス板を設けることによって高压室に進入する膨張波が弱まり、その往復による圧力変動も小さくなる。この高压室内の膨張波の往復による圧力変動を、さらに大幅に減少できる方法については4.3で述べる。

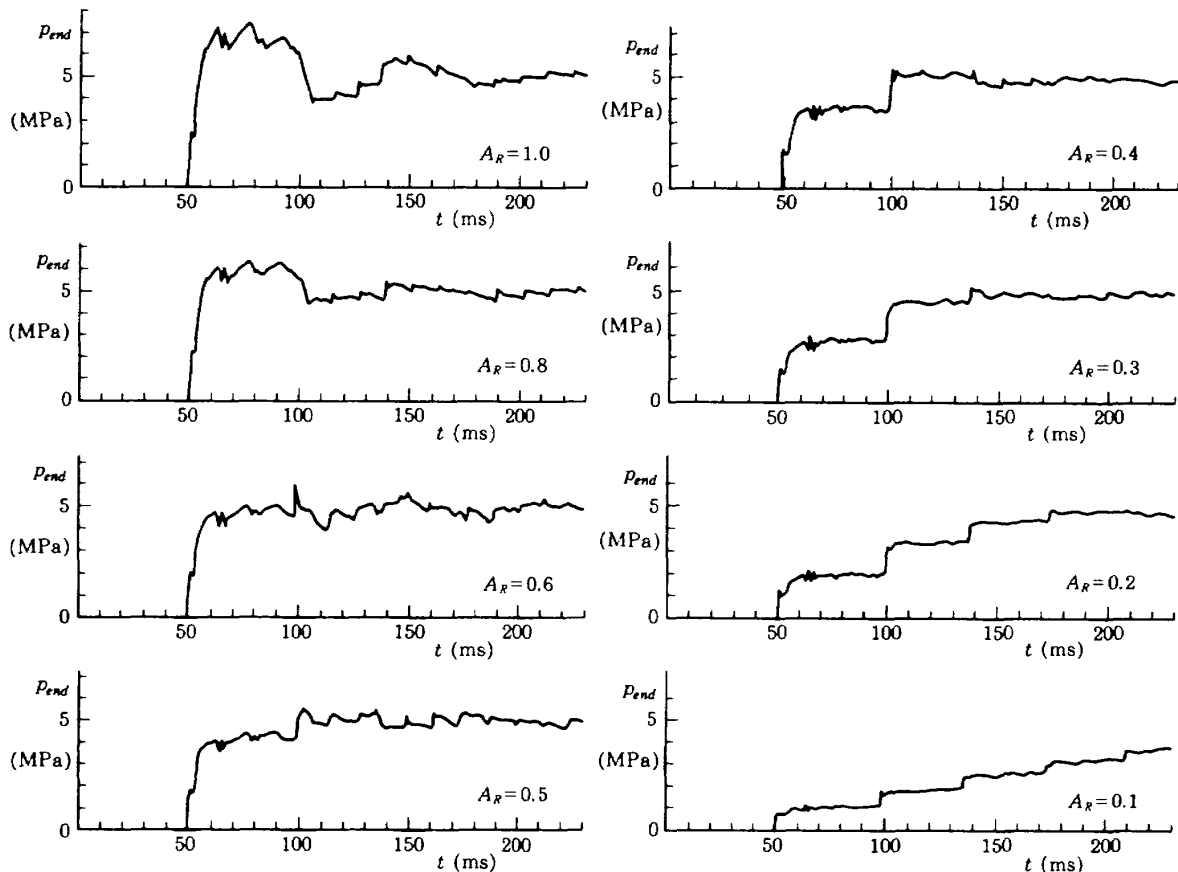
いくつかの $A_R$ に対する低压室端での圧力履歴の実験結果を第4図に示した。この実験は、低压室端を閉じたままの場合のものであり、低压室端からノズルへの気体の流出はない。第1隔膜は、後に述べる急開弁ではなく従来の破膜式の2段隔膜を用い、オリフィス板は取付けの都合上、断面積収縮部から125mm下流側に位置する。また、

時間原点は低压室端での最初の圧力上昇を $t=50$ msとしており、後に示すシミュレーション結果の、破膜時を $t=0$ としたものとは異なることに注意されたい。

第4図のいずれにおいてもみられる40~50ms毎の圧力上昇（または低下）が、上に述べた低压室端と断面積収縮部間の衝撃波（または膨張波）の往復による圧力上昇（または低下）に対応している。

$A_R=1.0, 0.8$ の場合は、 $p_r$ が（反射衝撃波が戻ってきた時点の）高压室の圧力を上回るため、いずれも膨張波として反射し、それが $t \approx 100$ msの圧力低下となって現れている。

$A_R=0.6$ の場合が、ほぼ $p_r$ と高压室の圧力が一致し、低压室端での圧力が1段の圧力上昇ではほぼ平衡値に達するケースに相当している。しかし、 $A_R$ が比較的大きいため高压室内の膨張波の往復による圧力変動の影響による約13ms周期の圧力変動が大きいほか、同図ではあまり明確ではない



第4図 オリフィス開口面積比 $A_R$ を変えた場合の銃身端圧力履歴の違い  
（低压室端閉，実験結果） [ $p_4=8$ MPa,  $p_1=0.1$ MPa]

が、断面積収縮部からの膨張波の影響ではない約 70ms 周期のうねりも残っており、気流の安定性という点からは望ましくない。このうねりは第 15-a 図でより明瞭にみられ、その原因等については 4.5 で述べる。しかし、圧力を 1 段で平衡値まで上昇させることができると、通風開始までの時間が短いため熱伝導による温度低下が小さくてすむという特長がある。また、この場合は低压室端の圧力上昇と同時に第 2 隔膜を開放してよいことから、第 2 隔膜を急開弁に置換しなくても運転できる。この特長を生かす方法については、4.5 で述べる。

$A_R$  が 0.6 より小さくなるに従って、1 段目の圧力上昇が小さくなり、 $t=100\text{ms}$  付近に 2 段目の圧力上昇がみられるようになってくる。ただし、 $A_R=0.4, 0.5$  ではいずれも 2 段目の圧力上昇後の圧力が最終平衡値より高すぎ、 $t=135\text{ms}$  付近に膨張波による圧力低下がみられる。

$A_R=0.3$  では、平衡圧力に達するまで 3 段の圧力上昇を要しており、この場合は 3 段目の圧力上昇後のほぼ一定な状態を風洞淀み点状態として用いることによって安定した気流を作ることができる。しかも、高压室内の膨張波の往復による約 13ms 周期の圧力振動も比較的小さくなっている。しかし、通常の衝撃風洞のように、低压室端での最初の圧力上昇によって低压室端とノズルの間の第 2 隔膜が自動的に破膜してしまうと、3 段目の圧力上昇が起こる  $t \approx 135\text{ms}$  までには風洞実験に使える高温の試験気体の大半が流出してしまう。このことから、圧力が安定するまで閉じた状態を保持し、最適なタイミングで開放できる第 2 急開弁がこの運転手法に不可欠となる。

### 3. 計 算 方 法

#### 3.1 2 次元計算の必要性について

オリフィス板が挿入されていない通常の形状の衝撃波管内の流れの数値計算では、軸方向に断面積が変化しても 1 次元計算でかなりよい結果が得られる。前に筆者は、航技研中型衝撃風洞を応用した自由飛翔体発射装置の特性を、内部流れを 1 次元的に取り扱ったランダム・チョイス法(RCM)

で予測し、実験と精度よく一致する結果を得ている<sup>9)</sup>。しかし、オリフィス板を有する衝撃風洞の内部流れの計算は、次のような点で自由飛翔体発射装置や通常の衝撃波管と異なっており、その結果、2 次元計算の必要がある。

自由飛翔体発射装置では、高压室→低压室→発射管と気流方向に向かって、断面積は(不連続に)縮小していく。断面積の縮小が不連続な場合は、なめらかな場合と異なって剥離、乱流等が発生し、気流は局所的には 2 次元的になると考えられるが、気流方向が断面積が縮小する向きである限り、状態量は等エントロピ変化すると考えてあまり誤差はない。断面積縮小に伴って流れが加速され音速に達する場合は、断面積収縮部で流れがチョークすることによって流量が制限されるためその条件を追加する必要があるが、状態量は依然として等エントロピ変化と考えることができる。RCM による自由飛翔体発射装置の特性予測においては、そのような仮定の下に計算を行い、圧力履歴、飛翔体の射出速度等、実験とよい一致を得ている。

ところが、オリフィス板を挿入すると流れの向きに断面積が不連続的に拡大する部分が生じ、その結果、次のような理由から 1 次元計算では誤差が大きくなる。オリフィス板を高速気流が通過する場合、オリフィス部で流速は局所音速になり、出口(下流側)で流れは一旦、超音速の自由噴流になる。この衝撃波管内の流れのように、オリフィス板下流の流路(低压室)の内径があまり大きくない場合は、自由噴流は低压室内壁に衝突し、斜め衝撃波を生じる。その斜め衝撃波は、低压室の中央部で交差し、さらに反対側の壁面で再反射するという過程を繰り返しながら、次第に減衰していく(第 7 図参照)。自由噴流として気流が膨張する間の状態量は等エントロピ的に取り扱えるが、この斜め衝撃波(複数)が存在する領域を通過した後の最終的な状態量を求めるには、斜め衝撃波の寄与を定量的に評価する必要がある。斜め衝撃波の強さは、噴流のマッハ数の他、噴流が壁面に衝突する角度にも大きく依存するため、噴流の角度を予測できる 2 次元計算が必要になる。このように、流れ方向に向かって断面積が不連続

的に拡大する部分を含む衝撃波管内部の流れの計算では、一般に2次元の取り扱いが不可欠になる。

### 3.2 計算スキーム

計算は、PLM (Piecewise Linear Method)とよばれる方法を用い、2次元計算は演算分割法によった。基礎方程式はオイラー方程式であり、気体は理想気体であるとした。本報告は数値計算法そのものを取り扱ったものではないので、PLMについては文献<sup>6)</sup>を参照されたい。

### 3.3 2次元/1次元組合せ計算について

すでに述べたように、オリフィス下流側の、斜め衝撃波が発達しそれによって流れの状態量が増加する領域では、流れを2次元的に取り扱う必要がある。斜め衝撃波の寄与を定量的に評価するためには半径方向にある程度の格子数を確保する必要がある、斜め衝撃波が中心軸に対して45°程度の角度をもつことを考えると軸方向の格子間隔も半径方向と同程度にする必要がある。オリフィス出口近傍で必要とされるこのような細かい格子間隔で、全長/直径の比が100倍を超える衝撃波管全体に2次元格子を配置すると全格子数はかなりの数にのぼる。仮に、半径方向に5格子とし、軸方向にも同一格子間隔で全空間に2次元格子を配置すると全格子数は約8,600になる。

また、ここで取り扱っている現象は、全長/直径の比が100倍以上という極端に細長い空間を、長い方向(すなわち格子数が多い方向)に衝撃波が数回往復する間の現象であり、時間ステップ数は、同数の格子が正方形に配置された場合と比較して非常に多くなる。例えば第6図の衝撃波の傾斜面での反射の例では、全格子数は $120 \times 360 = 43,200$ であるが、衝撃波が300格子程度進む間の計算をすれば十分であるのに対し、上述の8,600格

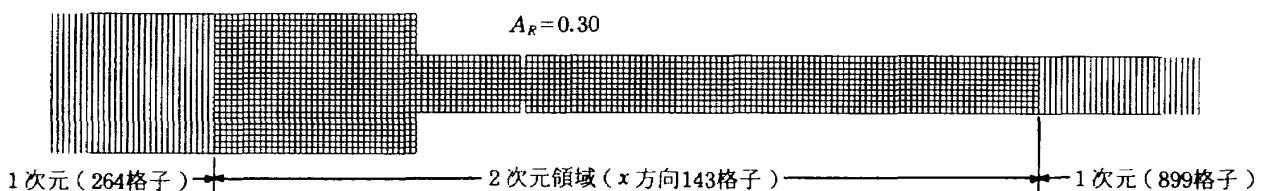
子の衝撃波管の例で衝撃波が断面積収縮部と低圧室端の間を5往復する計算を行おうとすると、衝撃波が約10,000格子進む間の計算をする必要があり、時間ステップ数は単純に考えて約30倍になる。

一方、オリフィス下流側の、斜め衝撃波が支配的な領域以外では、境界層の影響を除けば流れはほぼ1次元であると考えられ、非粘性計算では1次元計算で十分である。

これらの理由から、全領域にわたり2次元格子を配置して計算を行うことは、今日の計算機的能力からして容易なことではあるが効率的なことではなく(現に、4.3の高圧室にもオリフィス板を挿入した場合の計算では、高圧室全体にも2次元格子を配置して計算している。しかし、その結果、CPU時間は4倍近くになっている)。本報告においては、主として次のように2次元と1次元を組み合わせた計算を行った。

斜め衝撃波は、軸に対してほぼ45°の角度をもっているため、下流方向にほぼ直径分進む毎に管壁で反射される。仮に5回の反射の後にその強さが無視できるほど弱まるとすれば、直径の5倍の領域で2次元計算を行えば十分である。ここでは、オリフィス板の下流側630mm(低圧室直径の9倍)、上流側370mm(うち、245mmは断面積が大きい高圧室)の合計1000mmについて2次元計算を行い、その両側の領域では1次元と仮定した。本シミュレーションで用いた格子を第5図に示す(なお、すでに述べたように、4.3の高圧室にもオリフィス板がある場合の計算では高圧室全体も2次元計算を行った)。

2次元領域と1次元領域の間の境界条件は、次のようにした。1次元領域から2次元領域へ状態量の変換では、半径方向全ての格子に1次元領域の状態量 $[p, \rho, u_x]$ をそのまま代入し、 $u_y$ は0とした。2次元領域から1次元領域への変換では、



第5図 本シミュレーションに用いた格子の例



$p$  は各格子に対応する断面積を重みとした平均値を用い、 $\rho$ ,  $u_x$  は、質量流量、エネルギーがそれぞれ保存するように定めた（2次元領域から1次元領域への変換で、 $p$ ,  $\rho$ ,  $u_x$ , それぞれ独立に断面積荷重平均値を用いたケース等も試み比較したが、結果に大きな差はみられなかった）。

本計算は非粘性であるため、流速の不連続のうち流速ベクトルに直角方向の不連続は原則として緩和されない。衝撃波がオリフィス板から反射される際には、計算上、内側の孔の部分では衝撃波はオリフィス板を通過し、外側の板の部分では全面的に反射される。この結果生じる圧力、流速、密度の（半径方向の）不連続のうち、圧力に関してはただちに緩和するが、流速と密度は不連続のまま緩和されず、孔と板の境界に相当する半径位置に、軸に並行な slip layer が計算上生じる。現実の流れではこの slip layer は乱流に遷移し、半径方向の不連続は混合されてしまう。本計算の1/2次元の組合せは、上記の境界条件で、この不連続を結果的に緩和させるという積極的な効果も有する。

### 3.4 計算条件

格子数は、70mm $\phi$  の低圧室では半径方向に5格子、170mm $\phi$  の高圧室は12格子とし、そのうちオリフィス開口部は開口面積比に応じて半径方向に3または4格子とした。軸方向の格子間隔は、半径方向の平均格子間隔と等しくなるように7mmとした。また、オリフィス板の厚みは1格子である（第5図参照）。

その他、格子間隔を細かくした計算、2次元計算を行う領域を軸方向に拡大した計算も行い、それらを変えることによっても圧力履歴等にほとんど差が生じないことを確認した。また、高圧室の容積を拡大した計算や、無限に大きな容積をもつ高圧室の計算では格子数を適宜変更した。

行ったシミュレーションは、大きく分けて次の6ケースである。

- (1) シミュレーション結果を実験結果と比較し、シミュレーションの精度を検証するために行った、低圧室端を閉じた状態の計算

- (2) ノズル出口条件（風洞としての測定部の条件）をシミュレートするために行った、衝撃風洞としての運転（第2急開弁を開いてノズルから気体が流出する場合）の計算
- (3) 高圧室内にもオリフィス板を挿入することにより、高圧室内の膨張波の往復による低圧室端圧力の変動を大幅に減少させることができることを確認し、高圧室に挿入するオリフィス板の開口面積比  $A_R^0$  と枚数を決定するための計算
- (4) 予熱運転が可能のように改修した場合の最適な開口面積比を決めるための計算
- (5) 新運転手法の衝撃風洞の最適形状に関する指針を得るために高圧室の容積を拡大した計算

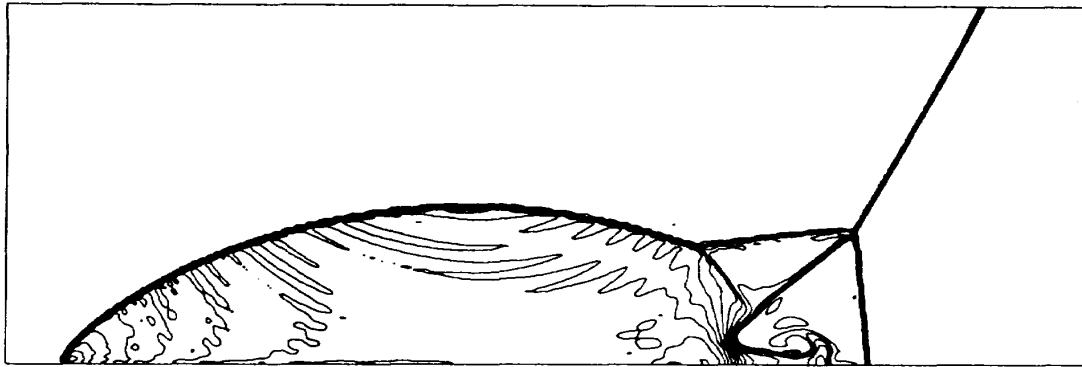
なお、(1)のケースを  $t=200\text{ms}$  まで行った場合の CPU 時間は、FACOM VP-400 で15分程度である。

### 3.5 PLM による結果の例

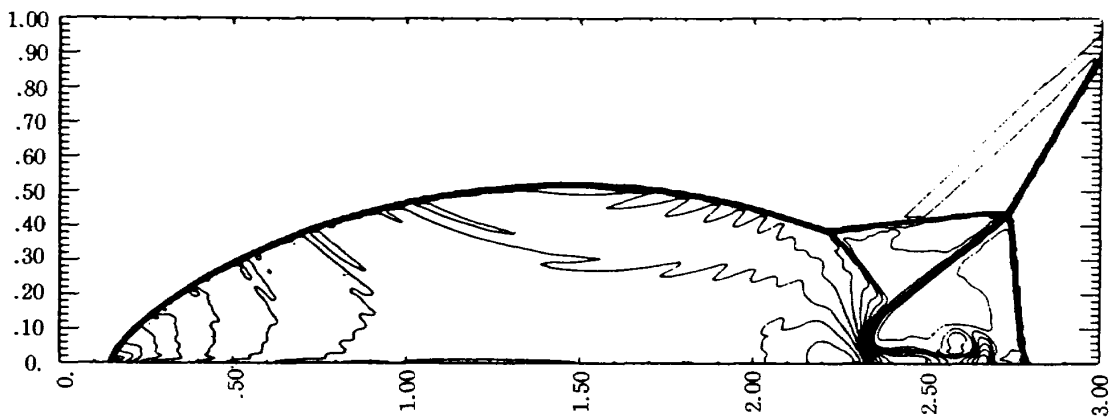
PLM の基本サブルーチンの検証のため、衝撃波の傾斜面からの反射の問題<sup>\*)</sup>に、本プログラムの基本サブルーチンを適用して計算した密度分布の例を第6-a図に示し、Colella による同条件での計算結果<sup>10)</sup>（第6-b図）と比較した。反射衝撃波の内側に現れている櫛条の密度分布は PLM 特有の計算誤差によるものであり、衝撃波が格子面方向に平行に近くほぼ定在する場合に生じるとされている<sup>10)</sup>。

また、オリフィス板を有する衝撃波管において、オリフィスからの自由噴流が低圧室部壁面に衝突して斜め衝撃波が生じる領域の計算結果を、第7

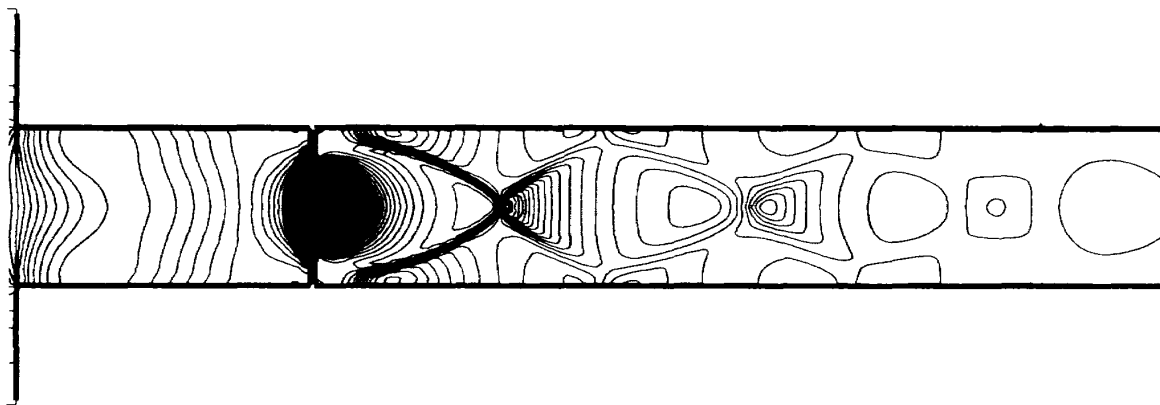
\*) 進行平面衝撃波が進行方向に対して一定の角度をもったくさび面（傾斜面）に入射した際、衝撃波マッハ数、傾斜面の傾きおよび比熱比に応じて特徴ある反射形態を示す。ここに示した例は、そのうち二重マッハ反射と呼ばれるものである。この現象は、衝撃波の基本的現象として興味あるほか、計算法の標準問題的な使われ方もしている。なお、第6図は傾斜面に平行になるような表示をしており、結果的に平面衝撃波が斜めに進入してきた形となっている。



6-a 本プログラムによる

6-b 文献<sup>10)</sup>による

第6図 PLM による衝撃波の準定常斜め反射の計算例（等密度線図）  
 $[M_s=10, \theta_w=30^\circ]$



第7図 オリフィス板下流の斜め衝撃波の計算例（等圧線図） $[A_R=0.40]$

図に示した。これは、破膜約1.4ms後のほぼ定常になった時の等圧線図で、半径、中心軸、両方向の格子数を基本ケースのそれぞれ3.2倍にして、より高い空間分解能で示したものである。

#### 4. シミュレーション結果およびそれに基づく解析

以下、本方法による衝撃波管、衝撃風洞のシミュレーション結果、それに基づいた解析、予測等について示す。ここで気体はすべて空気( $\gamma=1.4$ )

である。

#### 4.1 開口面積 $A_R$ による圧力履歴の変化と 実験結果との比較

##### ーケース(1)の結果ー

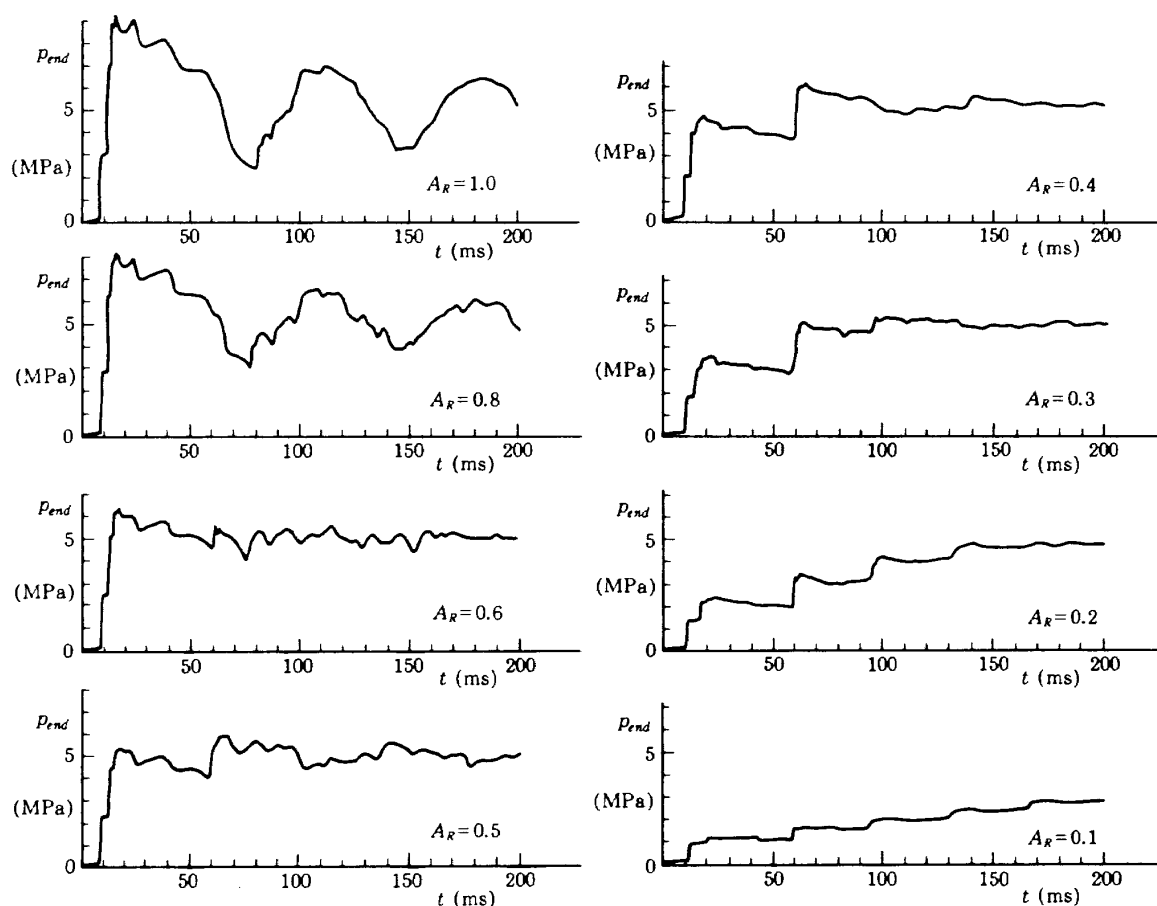
この節では、実験結果とシミュレーション結果を比較し、シミュレーション精度の検証について述べる。

ここでは、オリフィス開口面積比  $A_R$  による圧力履歴の変化を比較するため、 $A_R=1.0, 0.8, 0.6, 0.5, 0.4, 0.3, 0.2, 0.1$  の 8 通りについてシミュレーションを行った。これらは、第 4 図に示した実験結果と、高圧室、低压室の初期圧力、温度等の条件が一致している。なお、すでに述べたように、この場合、低压室端は閉じられたままで、ノズルからの気体の流出はない。第 8 図に数値シミュレーションによる低压室端での圧力履歴を示した。シミュレーションと実験結果の比較に低压室端における圧力履歴を用いたのは、この低压室端の状

態が衝撃風洞の風洞淀み点に相当することから、特性予測として最も重要であると考えられるためである。風洞淀み点状態としては圧力の他に温度を知ることが重要であるが、実験的に風洞淀み点温度を知ることが必ずしも容易ではなく、本報告では圧力のみを比較した。

低压室端の圧力履歴のシミュレーション結果は、階段状の圧力上昇のそれぞれのレベル、圧力上昇の時刻等、実験結果とよい一致をしている。すなわち、 $A_R=0.6$  ではほぼ 1 段の圧力上昇で平衡に達している点、 $A_R=0.5, 0.4$  では 2 段目の圧力が平衡圧力を上回り膨張波が発生している点、 $A_R=0.3$  では 3 段ではほぼ平衡圧力に達しているが、わずかな膨張波がみられる点等極めてよく一致している。

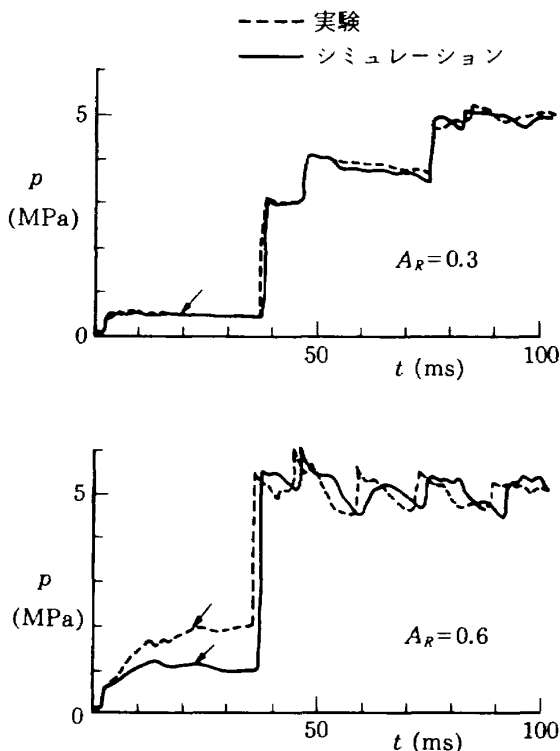
しかし、シミュレーションでは、特に  $A_R$  が大きい場合、立上がった後の圧力が下り勾配をもつ傾向にあるが実験ではそれは見られない。この下り勾配は、高圧室の圧力低下に対応するものである



第 8 図 数値シミュレーションによる  $A_R$  と低压室端圧力履歴の関係 (第 4 図と対応)

が、それが実験で現れなかった原因は明確ではない。また、 $A_R=0.8, 1.0$ では、約70ms 周期の大きなうねりの振幅がシミュレーションの方がかなり大きくなっている。この実験では、第1隔膜にアルミニウムの隔膜を用いており、実験終了後に取り出した隔膜をみると、やや閉じた状態になっているものが多い。実験結果の $A_R=1.0$ は、シミュレーションの $A_R=1.0$ よりむしろ0.8に類似しており、この破膜の不完全さが、この相違と関連している可能性がある。

また、衝撃風洞の特性としては直接必要な量ではないが、オリフィス板から1300mm下流の静圧の履歴を、実験とシミュレーションで比較したものを、 $A_R=0.3$ と0.6について第9図に示す。同図に矢印で示した圧力レベルは、オリフィスから吹き出した自由噴流が、複数の斜め衝撃波によって圧縮された後の静圧に対応しており、シミュレーションでは1次元計算領域に含まれる。 $A_R=0.3$ では、シミュレーション結果と実験結果はよい一致をしているが、0.6では、シミュレーションの方がかなり小さい値を示している。この圧力レベル



第9図 オリフィス板から1300mm 下流における圧力履歴の実験とシミュレーションの比較例

と $A_R$ の関係は、 $A_R \leq 0.4$ ではシミュレーション結果と実験結果はほぼ一致しているが、 $A_R \geq 0.5$ ではシミュレーション結果の方がかなり小さくなっている。これが何に起因するものかについては明確ではない。

このように、いくつかの細かい点での不一致はあるが、衝撃風洞として第1義的な量である風洞淀み点圧力の履歴が予測可能であることが検証され、このシミュレーションが衝撃風洞の特性予測に使用可能であることが確認された。

## 4.2 衝撃風洞としての運転

### — ケース(2)の結果 —

4.1で述べたように、本シミュレーションによって、風洞淀み点状態に相当する低压室端での圧力履歴の予測が可能である。次に、本節では本シミュレーションに基づいて衝撃風洞としてのノズル出口条件の推定について述べる。

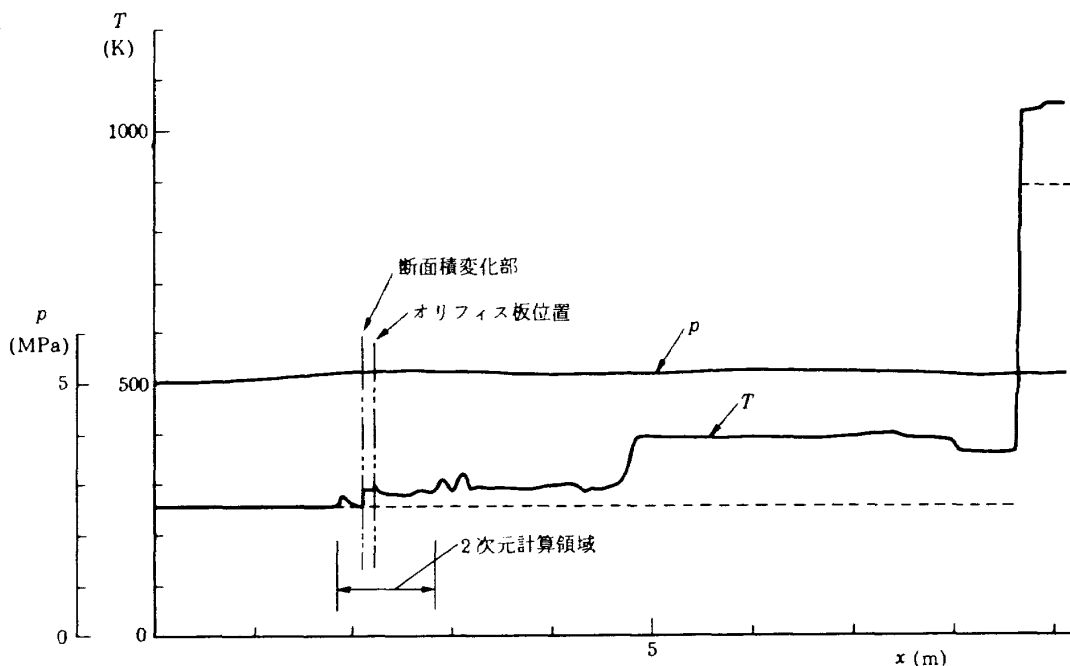
風洞淀み点状態としては、圧力のほか、温度(または密度)を知ることが必要であるが、実験的に温度を精度よく測定することは必ずしも容易ではない。そのため、とりあえず温度に関してはシミュレーション効果を正しいと仮定して解析を進める。

このケース(2)の場合は、第1、第2隔膜ともそれぞれ急開弁で置換したと想定している。第1急開弁は、既存の2段隔膜挿入部の空間に納まるように設計されており、結果的に流路断面積が低压室に比べて大幅に狭められている。また、第1急開弁は、第2急開弁以上に短時間で開くことが要求されるため、弁の開放に高压室の圧力を利用する構造になっており、流路自体が複雑な形状をしていることから、実効的な流路断面積は実際の寸法よりさらに狭まっている。第1急開弁の幾何学的な開口面積比は低压室断面積に対して0.30であるが、低压室端での圧力履歴から逆に実効開口面積比を推定すると $A_R=0.28$ であると推定され、ケース(2)の計算ではこの値を用いた。なお、急開弁の開放には隔膜より長時間を要すると考えられるが、本シミュレーションでは隔膜の場合と同様に一瞬に全面積まで開放されるとしている。

第10図に、 $A_R=0.28$ の場合で圧力がほぼ静定した  $t=200\text{ms}$  における軸方向の温度分布のシミュレーション結果を示した。同図で、2次元領域の値は半径方向の平均値である。図中の破線は、最初に高圧室または低圧室にあった気体が、最終平衡圧力 (5.1MPa) まで等エントロピ的に、それぞれ膨張または圧縮されたと仮定した場合の温度である。接触面より下流側の、最初に低圧室の中にあった試験気体は、数回の衝撃圧縮によって平衡圧力まで上昇したので、等エントロピ圧縮の場合の温度 (900K) に比べて約1.18倍になっている。この等エントロピ圧縮に対する温度増加の割合は、試験気体の圧縮がどのような強さ(圧力比)の衝撃圧縮に分割されて行われたかに依存するため、この温度を解析的に予測するのは極めて困難である(ちなみに、初期圧力の0.1MPaから5.1MPaまで一回の衝撃圧縮で圧縮されたと仮定した場合の温度は、等エントロピ圧縮に比べて約3.08倍になる)。最初に高圧室にあった駆動気体は概ね3つの温度レベルをもつ部分に分割される。最後まで高圧室に留った気体は膨張波による膨張しか経ていないため等エントロピ膨張による温度と一致している。それに対して、低圧室に流出した気体

は、オリフィス出口で膨張することにより一旦非常に低い圧力(始動直後では約0.3MPa)まで低下し、それが斜め衝撃波と往復する進行衝撃波によって圧縮されながら(厳密にはその間に弱い膨張過程も含まれる)最終平衡圧力まで圧縮される。等エントロピ計算による気体温度との差は、この過程で膨張(すなわち温度低下)は等エントロピ的に行われ、圧縮(温度上昇)は衝撃圧縮によって行われたことによる。すなわち、 $x=480\text{mm}$ 付近にみられる温度の不連続より下流側の気体は、低圧室端で反射した1回目の衝撃波がオリフィス板の位置まで戻って来る時点までに高圧室から流出していた気体であり、その気体はその後に流出した気体よりオリフィス出口での圧力低下が大きく、その結果、等エントロピ膨張と衝撃圧縮の差によって生じる温度上昇が大きくなったものである。なお、1/2次元領域の境界付近にみられる温度の振動は1/2次元の境界条件に伴う数値計算上の現象であると推定される。このように、温度分布の予測も可能となるのが、本方法のように全領域を数値的取り扱う方法の大きな特長の一つである。

このようにして得られた、風洞淀み点状態に相



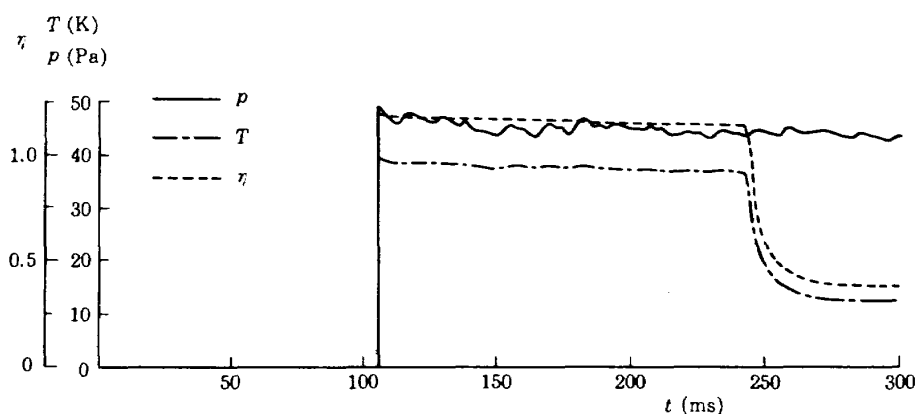
第10図 圧力がほぼ一様になった後の軸方向の温度および圧力分布の例  
(破線は等エントロピを仮定した場合の温度)

当する低压室端の圧力、温度の予測値を基にすると、ノズル出口条件の計算が可能になる。第2急開弁の開放に伴い、低压室端に設けたノズルから気体が流出するこのケースの計算で、流出量、ノズル出口条件の計算には、次のように解析的な方法を組合せた。まず、流出量の計算では、低压室と測定部（すなわちノズル内の初期状態）の圧力比から流れがノズルスロットでチョークすると仮定できるので、低压室端にある格子点における状態量から、ノズルスロットで流れがチョークする場合の流量を解析的に計算し、それを流出量とした。また、流出の影響のシミュレーションへ取り込みは、低压室端の壁面が流出量に見合う速度をもつ（ただし、位置は変化させない）ように境界条件を変化させることにより1次元のまま行った。すなわち、低压室端における密度、流速を $\rho_e, u_e$ 、ノズルスロットにおける密度、流速を $\rho_t, u_t$ 、低压室とノズルスロットの断面積比を $A:1$ とすると、通常の固定壁の場合の壁反射の境界条件 $u = -u_e$ の代りに、 $u = -u_e + 2u_t \rho_t / (\rho_e A)$ を境界条件として用いた。 $p, \rho$ の境界条件については通常の固定壁の場合と同一の $p = p_e, \rho = \rho_e$ である。スロット条件からノズル出口条件の導出は、非定常な数値計算も可能であるが、境界層を考慮しない1次元ノズル計算では、マッハ数が高いため計算時間が大幅に延びるにもかかわらず、解析的取り扱いに比べてほとんど得るものがないため、理想的なノズルを仮定してスロットにおける状態量から

（いいかえれば、低压室端における状態量から）解析的にノズル出口の状態量を求めた。このため、気流は第2急開弁の開放と同時に定常的に流れ始めることになる。このノズル出口の状態量は、気体の液化現象が起こるかどうかの判定に用いることができる。

第11図は、このようにして、風洞淀み点状態に相当する低压室端の状態量から解析的に計算したノズル出口の静圧、静温度、液化指標 $\eta$ の時間変化である。ノズル出口マッハ数は11.56（既存のコントゥアノズルの設計値）であり、ここで液化指標 $\eta$ は $\eta = [\text{流れの静温度}] / [\text{その静圧の下で気体が液化する温度}^{11)}]$ として定義した。すなわち、 $\eta > 1.0$ は液化が起こらないことを示す。ノズル出口の静温度と液化指標は、 $t \approx 240 \text{ ms}$ に大きく低下しており、これは試験気体が全て流出し、駆動気体が流出し始めたことに対応する。ここで、温度がステップ的に変化しないのは、2次元領域では接触面が平面でないため1次元領域に進入した接触面が有限の厚みをもつことと、数値計算上の接触面の拡がりの両者による。

現実の流れでは、試験気体と駆動気体の間の接触面における気体の混合、気体から低压室壁への熱伝導のため、温度履歴はこのシミュレーション結果とはかなり異なると考えられる。今後、それらの影響を適当なモデルで取込んだ計算が、温度予測の精度を上げるためには必要となろう。



第11図 ノズル出口条件の計算結果

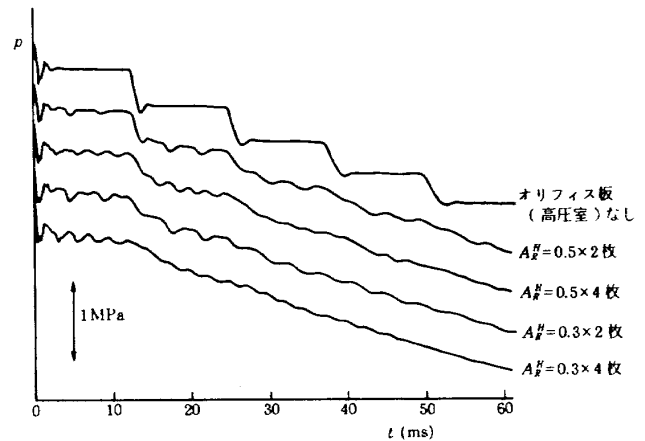
$$[p_4 = 8 \text{ MPa}, p_1 = 0.1 \text{ MPa}, T_4 = T_1 = 288 \text{ K}, A_R = 0.28]$$

### 4.3 高圧室内の膨張波の往復による低圧室端での圧力変動を抑えるための方法

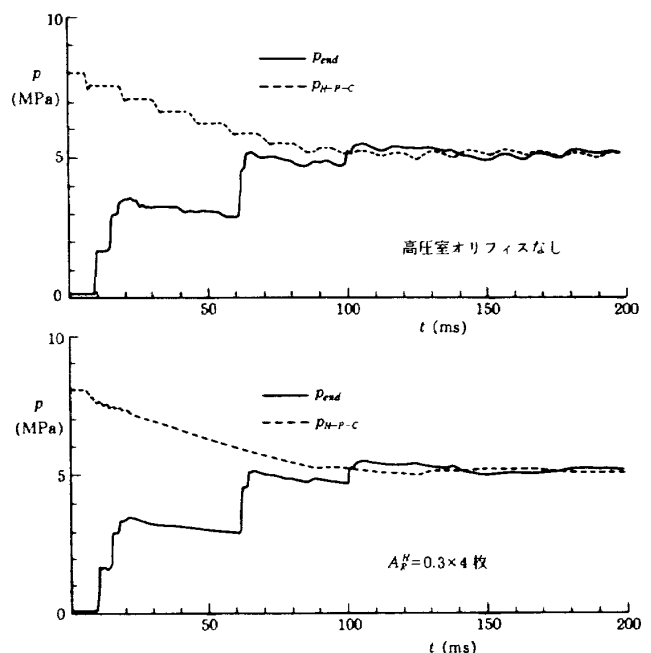
#### — ケース(3)の結果 —

第4, 8図に示した低圧室端での圧力履歴は、圧力がほぼ平衡に達した後も、約13ms 周期の細かい振動を繰り返している。これを減少させることは、気流条件を安定させ実験精度を高める上から望ましい。すでに述べたように、この振動は始動に伴って発生した上流側への膨張波が、高圧室両端間を往復する現象に対応したものである。従って、高圧室内の中間位置にもオリフィス板を挿入し、従来、高圧室両端のみで生じていた膨張波の反射を分散することによって、それによる圧力変動を小さくすることが可能になると考えられる。本節では、この方法の有効性を確認し、高圧室に挿入すべきオリフィス板の開口面積比  $A_R^H$  と枚数を決定するためのシミュレーション結果について述べる。

第12図は、高圧室内にもオリフィス板を挿入した場合のシミュレーション結果である。このケース(3)では高圧室全体に対し2次元計算を行った。また、高圧室と低圧室の間のオリフィス板は  $A_R = 0.28$  である。第12-a図は、オリフィス開口面積比  $A_R^H$  と枚数を変えた際の、高圧室入口（高圧室のうち断面積収縮部に最も近い位置）での圧力履歴を比較したものである。オリフィス板なしの場合は、約13ms 毎に圧力が約0.5MPa ずつ低下し、これが低圧室の圧力に影響を与えていることがわかる。オリフィス板を挿入した場合、一般に、 $A_R^H$  が大きすぎると挿入した効果が小さく、小さすぎるとオリフィス板での反射が強くなりすぎて逆効果となる。また、枚数に関しては、多い方が反射が多数に分散され効果的であるが、現実的には、高圧室の容積の減少や取付けの手間等を考えると必要最小限が望ましい。 $A_R^H = 0.5$  と 0.3（基準面積は高圧室断面積）を比較すると、0.5はオリフィス板より高圧室端からの反射波の方が強く（3回毎に大きく圧力が低下している）、0.3では両者の強さが同程度になっていることがわかる。また、枚数に関しては、4枚にすることにより圧力振動が  $t = 50\text{ms}$  までにはほぼ消滅しており実用上は十分で



12-a 高圧室入口の圧力（縦方向にずらして表示）  
[ $p_4 = \text{MPa}$ ,  $p_1 = 0.1\text{MPa}$ ,  $A_R = 0.28$ ]



12-b 高圧室端と低圧室端の圧力 [ $p_4 = 8\text{MPa}$ ,  $p_1 = 0.1\text{MPa}$ ,  $A_R = 0.28$ ]

第12図 高圧室内のオリフィス板の枚数、開口面積比の違いによる圧力履歴の違い

あると考えられる。

第12-b図に高圧室内のオリフィスがない場合と  $A_R^H = 0.3$  のものが4枚挿入された場合の、高圧室端と低圧室端の圧力履歴のシミュレーション結果を比較した。高圧室内の圧力振動とともに、低圧室端での圧力の振動も消滅することがよくわかる。高圧室のオリフィス板がない場合には、約13ms 周期の振動のため判別がむずかしかった  $t = 140\text{ms}$  の低圧室端力の低下が、オリフィス板の挿入により明瞭に見られるようになっている。

第13図は、実際に  $A_R^H=0.3$  のオリフィス板 4 枚を等間隔に高圧室に配置した場合の実験結果を、それがない場合の低圧室端圧力の時間履歴の実験結果と比較したものである。これにより、高圧室内のオリフィス板の効果が実験的にも検証され、安定した風洞淀み点状態の発生に有効であることが確認された。

高圧室にオリフィス板を挿入するには 30MPa の耐圧をもつ高圧室端を開放して作業する必要がある、実験的な試行錯誤により適切なオリフィス板の開口面積比と枚数を定めることは作業量として容易ではない。シミュレーションにより事前に最適な開口面積比と枚数を決定できれば、オリフィス板の挿入作業は 1 回で済むことから、装置の改修等におけるシミュレーションの有効性が立証された。

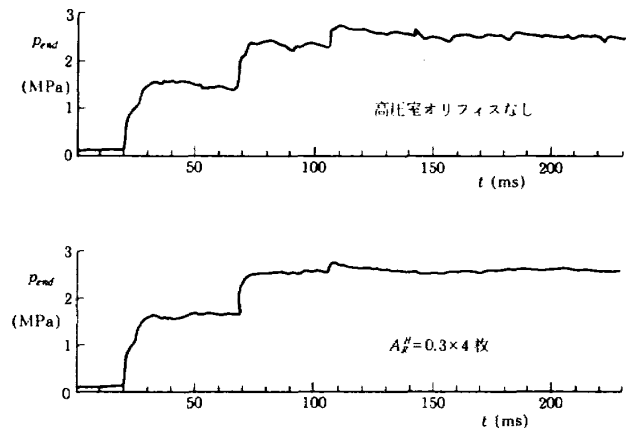
#### 4.4 予熱運転可能のように改修した場合の最適開口面積比の選択

##### ーケース(4)の結果ー

この節では、現在計画が進行中である航技研中型衝撃風洞の低圧室を試験気体の予熱が可能のように改修した場合の、オリフィス板の最適な開口面積比の決定のためのシミュレーションについて述べる。

高いマッハ数の気流を得るためには、気体の液化を防ぐことから風洞淀み点温度を高くする必要がある。衝撃風洞では、原理的には駆動気体と試験気体の圧力比を大きくして、試験気体の圧縮比を大きくすればするほど高い風洞淀み点温度が得られる（現実には、実在気体効果や、熱伝導、熱輻射等のため限界はある）。しかし、圧縮比を大きくすると、気流持続時間が短くなる短所がでてくる。

淀み点温度は、圧縮比に依存すると共に試験気体の初期温度に（原理的には）比例する。このため、試験気体の初期温度を高くしておくことによって圧縮比をあまり上げることなく高い風洞淀み点温度を得ることができ、高いマッハ数の気流を得ることが可能になる。また、あまり高い風洞淀み点温度を必要としないマッハ数の流れを得る場



第13図 高圧室内のオリフィス板の有無による低圧室端圧力履歴の違い（実験結果）  
[ $p_4=4\text{MPa}$ ,  $p_1=0.08\text{MPa}$ ]

合でも、試験気体を予熱すると、同じ風洞淀み点温度に上げるための試験気体の圧縮比が小さくてすむため、その分、気流持続時間を延長することができる。

このことから、航技研中型衝撃風洞を試験気体の予熱が可能のように改修する計画が現在進められている。予熱可能にするためには、既存の低圧室の内面に断熱材と加熱器を挿入する必要があるため、低圧室の内径がやや小さくなり、高圧室に対する低圧室の容積比と断面積収縮比が変化する。また、運転条件によっては接触面の位置や音速が、予熱していない場合に比べて大きく異なることから特性が変化する。そのため、予熱可能に改修した航技研中型衝撃風洞の特性を本シミュレーションによって予測し、設計に反映させる必要がある。

改修後の仕様はまだ確定していないが、ここでは、断熱材と加熱器の厚さを 6mm と仮定し、内径 58mm $\phi$  とした。第 1 急開弁は共通と仮定すると、低圧室の断面積が減少するため、急開弁の実効開口面積比は改修前の 0.28 から 0.41 に増加する。開口面積比をこれより大きくすることは、急開弁部分の大幅な改修を必要とするため容易ではないが、小さくすることはオリフィス板を追加することによって容易である。この開口面積比を最適に選択するのが本節で述べる解析の目的である。この節のシミュレーションでも、4.3 と同様に高圧室には  $A_R^H=0.3$  のオリフィスを 4 枚挿入したと仮

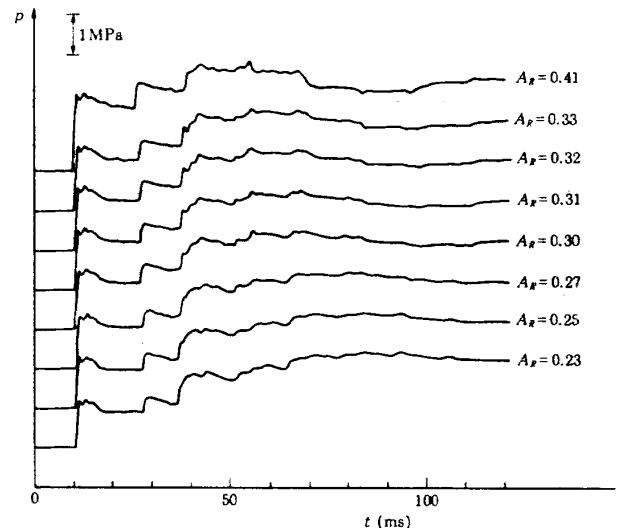


定した。

第14図は、低压室の初期状態（予熱後）を、873K (600°C)、2.7MPaとし、高压室を288K、6MPaとした場合の低压室端での圧力の時間履歴のシミュレーション結果をいくつかの $A_R$ に対して比較したものである。この初期温度、圧力の組み合わせは、試験気体の初期圧力0.1MPa、高压室初期圧力8MPaで予熱しない場合とほぼ同一の淀み点圧力、温度が得られるように選んだものである。

この一連のシミュレーション結果をみると、 $t=65\sim70\text{ms}$ に圧力上昇（ $A_R$ が小さい場合）または低下（ $A_R$ が大きい場合）がみられる。この3段目の圧力上昇または低下が生じないような開口面積比が最適であると考えられ、仮定した仕様のもとでは $A_R=0.31$ において最も安定した低压室端圧力が得られることがわかる。第14図に示した一連のケースで、圧力がほぼ平衡に達した場合の接触面の位置は低压室端から約4300mmであり、予熱しない場合の480mmに比べて、気流持続時間が約6倍になる（予熱型の場合は断面積が約70%に減少している）。現実的には、時間が長くなるとそれだけ試験気体から低压室の壁への熱流出の影響が大きくなり、温度が一定の気流を得ることは容易ではないと考えられる。また、圧力に関しても、温度低下によるものの他、ノズルから流出する試験気体の割合が予熱しない場合より大きくなるため、流出に伴う圧力の低下が無視できなくなる。このうち後者は、高压室容積を拡大することによってその影響を小さくすることができる。

この結果で、予熱しない場合と比べて特徴的なことは、圧縮比が小さいことは当然であるが、接触面の位置が予熱していない場合と大きく異なることによる低压室端圧力履歴の変化がある。 $A_R$ の値がほぼ等しい第8図の $A_R=0.3$ の最初の圧力の立上りを細かく見ると、約5msの間隔をもった2段の圧力上昇から構成されていることがわかる（さらに細かく見るとその後にも約2ms遅れて小さな圧力上昇が続いている）。これは、接触面と低压室端の間の衝撃波の往復による低压室端の圧力上昇であり、接触面までの距離が近いため、約



第14図 低压室の気体を予熱しておいた場合の  
低压室端圧力履歴の $A_R$ による変化  
[ $p_4=6\text{MPa}$ ,  $p_1=2.7\text{MPa}$ ,  $T_4=288\text{K}$ ,  
 $T_1=873\text{K}$ ]

5msで往復している。一方、予熱して圧縮比が小さい第14図の場合は、 $t=26\sim28\text{ms}$ にある圧力上昇が接触面からの最初の反射波であり、接触面との間の往復に約16msを要している。第14図で $t=37\sim39\text{ms}$ にある圧力上昇がオリフィス板からの最初の反射で、第8図の $A_R=0.3$ の $t\approx60\text{ms}$ の圧力上昇に対応している。第14図の $t=65\sim70\text{ms}$ にみられる圧力の上昇または低下は、オリフィス板からの2回目の反射であり、いずれも予熱しておいたケースの方が時間的に早いのは、低压室に占める高温の試験気体の割合が高いため、それだけ衝撃波往復の平均速度が速くなったことに対応している。

このように、予熱することによって圧縮比を下げた場合は、接触面の位置が大きく異なり、結果的に低压室端での圧力履歴も定性的にやや変化する（例えば、第14図の $A_R\geq 0.30$ でみられる $t\approx55\text{ms}$ にあるスパイク上の圧力上昇は $t=38\sim39\text{ms}$ の圧力上昇の影響がオリフィス板から反射してきたものであり、予熱していない場合にはみられないものである）。しかし、この新運転手法は予熱した場合にも、基本的には同様に応用可能であり、本シミュレーションによりオリフィス開口面積比 $A_R$ の選択等、運転条件の最適化が可能である。

#### 4.5 新運転手法による衝撃風洞の形状の、最適化への指針

##### ーケース(5)の結果ー

この節では、既存の航技研中型衝撃風洞の形状から離れて、新運転手法による衝撃風洞の形状としてどのようなものが望ましいと考えられるかという点についてシミュレーション結果に基づいて述べる。

低圧室端での圧力が1段の上昇ではほぼ最終平衡圧力に達するケースは、第2急開弁の開放までの時間が最短になることから熱伝導による温度低下が最小になるというすぐれた面をもっている。しかし、ほぼこの条件に相当する第8図の $A_R=0.6$ の場合をみると、高圧室内の膨張波の往復による細かい圧力振動の他、約70ms周期の大きなうねりがあり、圧力の安定性からは問題があった。また、既存の第1急開弁を用いる場合は流路断面積が不足して $A_R=0.6$ の運転は不可能であるという実際的な理由もあり、現有の航技研中型衝撃風洞では $A_R=0.6$ の運転は行っていない。

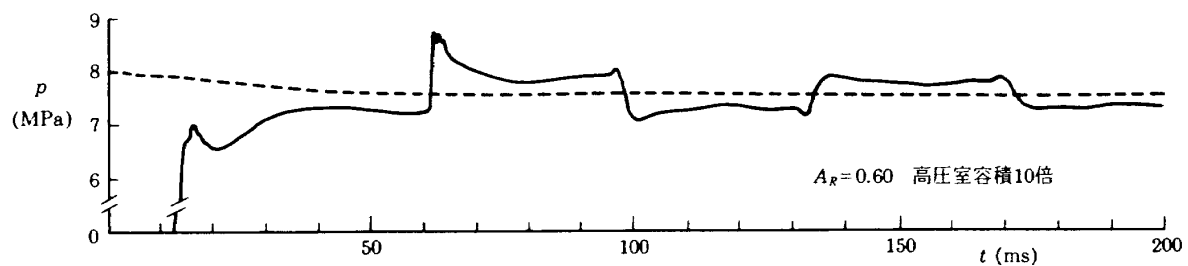
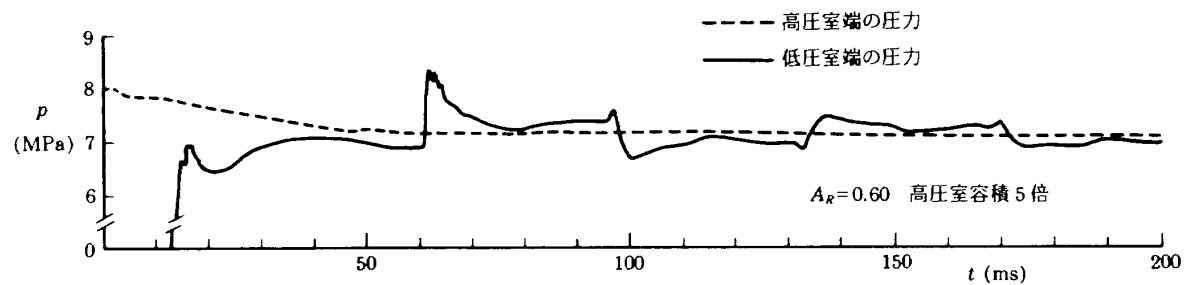
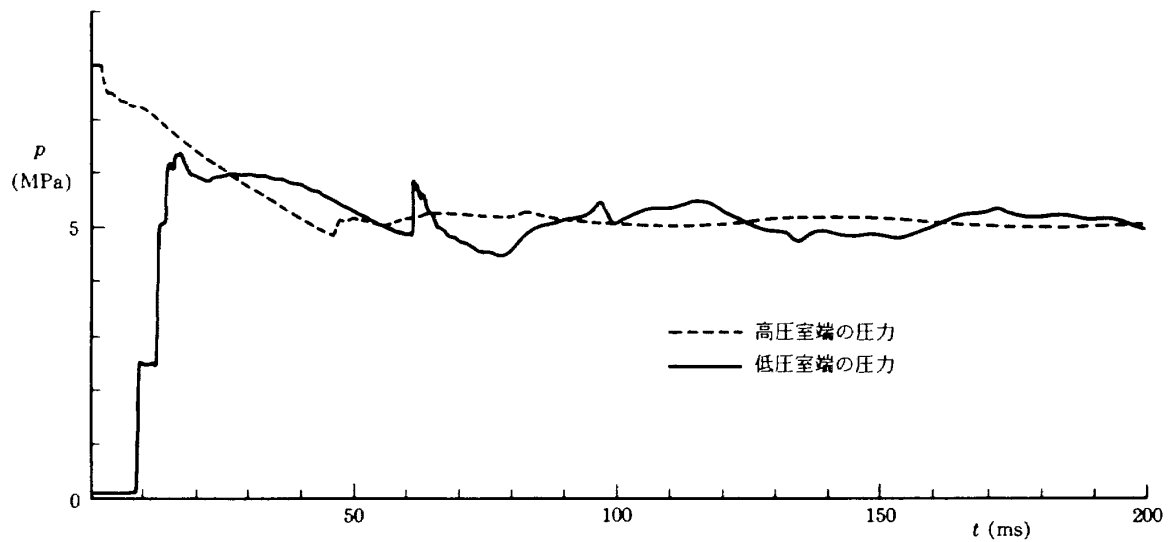
しかし、このうち、圧力の細かい振動については、4.3に述べたように、高圧室にもオリフィス板を挿入することによってほとんど取り去ることができる。高圧室に $A_R^H=0.3$ のオリフィス板を4枚挿入した場合の、 $A_R=0.6$ での低圧室端と高圧室での圧力履歴のシミュレーション結果を第15-a図に示す。この結果をみると、高圧室端の圧力の $t=45\text{ms}$ に圧力上昇がみられ、反射衝撃波が高圧室に進入していることから1段の上昇で圧力を静定させるには $A_R=0.6$ という値がやや過大であることがわかるが、それよりも問題なのは、低圧室端での圧力に大きなうねりが残っていることである。

このうねりは、 $t=30\text{ms}$ から $60\text{ms}$ にかけて低圧室端での圧力が緩やかに低下していることと対応しており、高圧室の圧力が気体の流出により低下することがその原因である。同図にみられるように、高圧室の圧力は $t=0\text{ms}$ から $45\text{ms}$ までの間に約4割低下しており、これがこの大きなうねりの原因である。このうねりを除去するには、高圧室の容積を拡大して圧力の低下を小さくすればよ

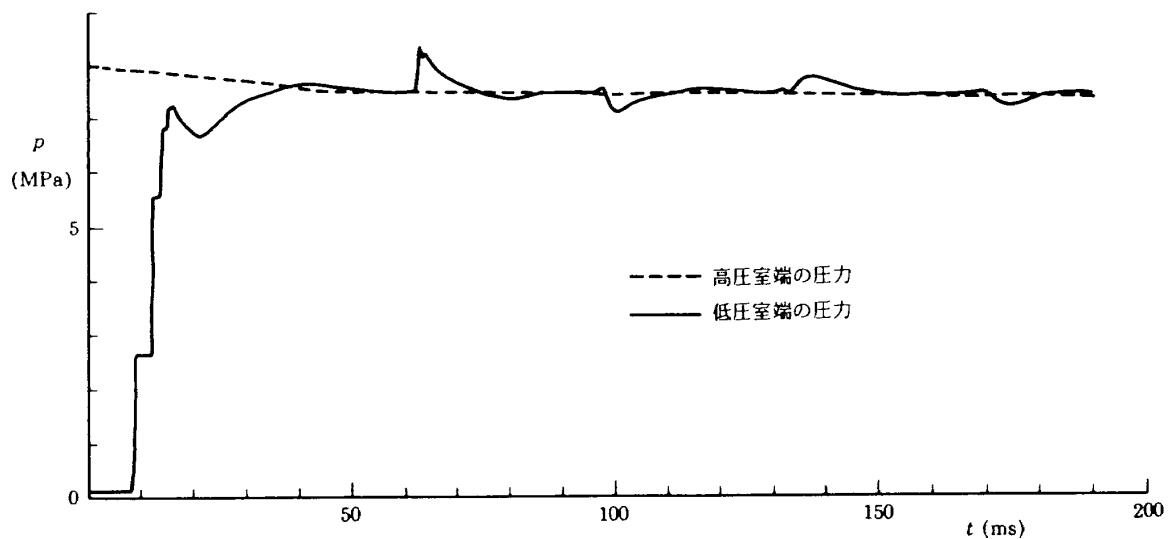
い。高圧室の容積を既設の航技研中型衝撃風洞の場合の5倍、10倍に拡大した時の低圧室端と高圧室での圧力履歴のシミュレーション結果を第15-b図に示す。この場合、高圧室容積の拡大は長さを固定して直径を拡大することにより行った。 $A_R=0.6$ の値がそれぞれのケースに対して最適でないため(高圧室の容積が拡大すると、高圧室の圧力低下の減少と断面積収縮比の増大のため、最適な $A_R$ の値も大きくなる)、低圧室端での圧力に周期的な凹凸がみられるが高圧室の容積を10倍程度拡大することによって、上述のうねりはかなり小さくできることがわかる。

新運転手法では、2カ所の隔膜をそれぞれ急開弁で置き換える。従来の破膜式の衝撃風洞では、高圧室を含めて全体を大気圧に戻して隔膜交換を行うので高圧室に残った高圧気体を毎回全て放出する必要があったが、急開弁方式では、通風後に第1急開弁を閉じることにより高圧室の圧力低下は低圧室端への気体の流出によるものだけとなる。低圧室に対する高圧室の容積比が大きい場合は、それだけ圧力低下が小さくなり、従来の破膜式の衝撃風洞と違って高圧室容積の拡大は必ずしも高圧気体のロスの増大につながらない。

高圧室の容積を10倍に拡大し、オリフィスの開口面積比を $A_R=0.64$ と最適化した場合の、高圧室端と低圧室端の圧力履歴のシミュレーション結果を第15-c図に示す。第15-a図でみられたようなうねりはほぼ消滅したが、 $t=62\text{ms}$ にスパイク状の圧力上昇がみられ、その反映が約40ms毎に周期的に現れている。このスパイク状の圧力上昇は、破膜とともに下流側に進む衝撃波の後から拡大してくる非定常膨張波(この圧力比では、衝撃波背後の流れが超音速であるため、上流側に向かう膨張波のtailが下流側にのびてくる)の影響で反射衝撃波背後の圧力が一様ではないことと、オリフィス板付近の流れの2次元性の2つの原因によると考えられるが、いずれも除去することは容易ではない。このスパイク状の圧力上昇は、オリフィス板を断面積収縮部に接近させることにより最小にでき、第15-c図ではそのような配置にしている。

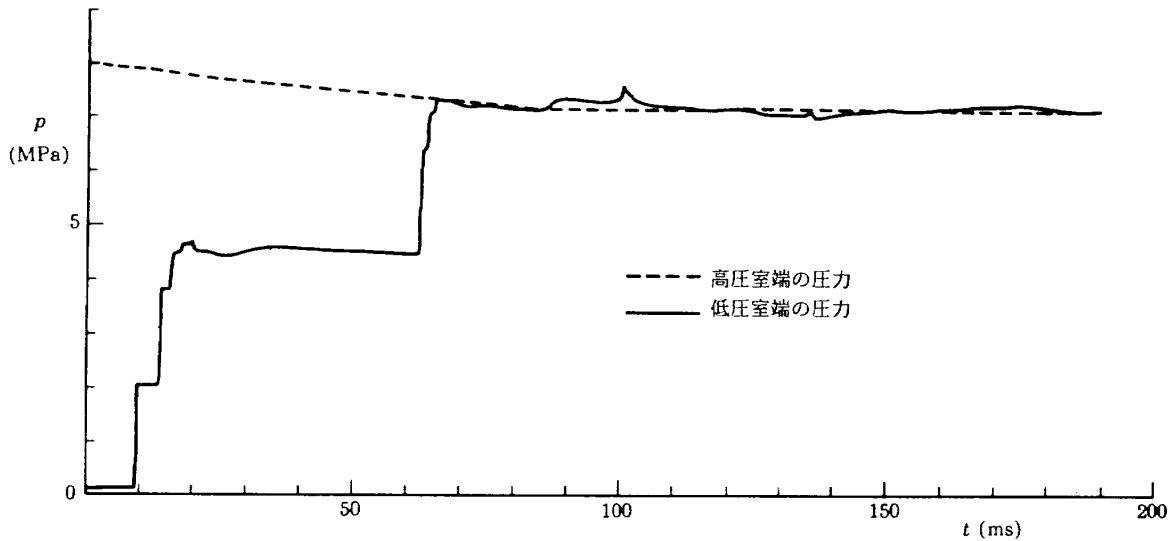


15-b 高圧室の容積を既存の航技研中型衝撃風洞の 5 倍, 10 倍にした場合



15-c 高圧室の容積を 10 倍にし, オリフィス開口面積比を最適にした場合

第15図 1 段の圧力上昇で低圧室端圧力を静定させる場合の高圧室端と低圧室端の圧力履歴の比較



第16図 2段の圧力上昇で低圧室端圧力を静定させる場合の高圧室端と低圧室端の圧力履歴

一方、熱伝導による温度低下は大きくなるが、より安定した圧力が得られる2段の圧力上昇で平衡値に達するケースでも高圧室容積の拡大は圧力の安定に寄与する。第16図は、高圧室の容積を5倍にし、 $A_R=0.38$ と最適化した場合の高圧室端と低圧室端の圧力履歴のシミュレーション結果である。2段目の圧力上昇の後にみられる圧力の乱れのうち、 $t \approx 100\text{ms}$ にあるスパイク状の圧力上昇は、第15-c図と同様にオリフィス板付近の流れの2次元性によるものである。また、 $t \approx 86\text{ms}$ の圧力上昇は、2回目に戻る反射衝撃波が、第10図の $x=475\text{mm}$ 付近にみられたと同様の温度の不連続（すなわち、密度の不連続）から反射してきたものである（1回目の反射衝撃波が戻る際にはこの温度の不連続はまだ生じていない）。このように、小さな圧力の乱れは残るものの平衡値まで1段で圧力が上昇する場合（第15-c図）に比べて安定度が増していることがわかる。

このように、低圧室端の圧力を1段の圧力上昇で静定させる場合は、第15-c図に示すようなスパイク状の圧力上昇を含むある程度の圧力変動を許容する必要があるが、より安定した圧力を得ようとすれば第16図のように2段での上昇を選ぶことになる。このどちらを選択するかは、圧力の安定度と、熱伝導により温度の低下の小ささのどちらを選択するかという問題であり、実験目的によって異なってくるべきものであろう。

## 5. ま と め

衝撃風洞研究室で開発されたオリフィス板と急開弁を組み合わせた衝撃風洞の新運転手法（NAL方式）は、従来の運転法に比べてかなり長い気流持続時間を得ることができるという特長をもっている。この新運転手法における気流条件の予測を可能にし、運転条件の最適化、現有装置の改修、新しい大型衝撃風洞の設計等の目的に用いることができるシミュレーション法を開発した。

このシミュレーションでは、PLMと呼ばれる数値計算法を基本にし、オリフィス板付近は針め衝撃波の影響を評価できる2次元計算を行い、計算時間の短縮のため他の部分では1次元計算と組合せた。

本シミュレーションで予測した低圧室端での圧力履歴（衝撃風洞としての風洞淀み点に対応）は実験結果とよく一致し、特性予測に用いることができることが確認された。また、本シミュレーションによって、解析的手法では困難な風洞淀み点温度の予測ができ、気流の液化の可能性についての評価等が可能になった。

本シミュレーションによって、高圧室内にもオリフィス板を挿入することで低圧室端での圧力の変動をさらに減少させることが可能であることを予測し、最適な開口面積比と枚数を求めた。この効果は実験的に確認され、実験的な試行錯誤が容

易でない場合の本シミュレーションの有効性が立証された。

既存の中型衝撃風洞を、高いマッハ数の気流を得るためや、気流持続時間をさらに延長するために、試験気体の予熱が可能なように改修する計画が現在進行中であるが、改修後の仕様で、低圧室端圧力が早期に安定するようなオリフィス開口面積比の値をシミュレーション選定するとともに、予熱した場合の低圧室端の圧力履歴の特徴を予測した。

新運転手法による衝撃風洞の望ましい形状に関する解析をシミュレーションに基づいて行い、高圧室容積の拡大の効果や、低圧室端圧力を 1 段または 2 段の上昇の後に静定させた場合の相違を定量的に示し、試験気体の温度低下を避けたい場合と圧力を安定させたい場合等の運転の指針を与えた。

衝撃風洞を熱的な実験に用いる場合を考えると、風洞淀み点温度をさらに精度よく推定する方法が望まれる。そのためには、低圧室壁等への熱流出の効果、また、温度が高くなる場合には実在気体効果等を取り入れたシミュレーションが必要となり、今後は、本シミュレーション法をそのように改良していく予定である。

最後に、本研究を進めるにあたって曾我國男衝撃風洞研究室長には多くの適切な助言をいただいた。また、同室長および山崎喬技官は、必要な再実験、追加実験をしてデータを提供して下さった。ここに感謝の意を表します。

### 参 考 文 献

- 1) 神元五郎, 森 敏一, 木村雄吉 : 極超音速ガン・タンネルにおけるピストン運動の解析, 日本航空宇宙学会誌 Vol.12 (1964), pp.411-417.
- 2) Jones, T. V., Schultz, D. L. and Hendley, A. D. : On the Flow in An Isentropic Light Piston Tunnel, Univ. of Oxford, R. & M. 3731 (1973).
- 3) Richards, B. E. and Enkenhus, K. R. : Hypersonic Testing in the VKI Longshot Free-Piston Tunnel, AIAA J., Vol.8 (1970), pp.1020-1025.
- 4) Soga, K. and Wada, I : Review of Shock Tube and Shock Tunnel Advancement at NAL, Shock Tubes and Waves, Proc. 13th. Intl. Symp. on Shock Tubes and Waves, State Univ. of New York Press, New York (1981).
- 5) 曾我國男, 井上安敏, 山崎 喬 : 大型衝撃風洞の新運転手法, 航技研報告 TR-765 (1983).
- 6) Colella, P. : A Direct Eulerian MUSCL Scheme for Gas Dynamics, SIAM J. Sci. Stat. Comput. Vol.6 (1985), pp.104-117.
- 7) 神元五郎 : 衝撃風洞における計測, 日本航空学会誌 Vol.11 (1963), pp.310-317.
- 8) Glass, I. I. and Hall J. G. : Handbook of Supersonic Aerodynamics Sec.18, Shock Tubes, NAVORD Rep.1488 (1959).
- 9) 白水正男, 曾我國男, 山崎 喬 : 二段式軽ガス銃の特性計算へのランダム・チョイス法の応用, 日本航空宇宙学会誌 Vol.34 (1986), pp.325-331.
- 10) Woodward, P. and Colella, P. : The Numerical Simulation of Two-Dimensional Fluid Flow with Strong Shocks, J. of Comp. Phys. Vol.54 (1984), pp.115-173.
- 11) Daum, F. L. and Gyarmathy, G. : Condensation of Air and Nitrogen in Hypersonic Wind Tunnels, AIAA J. Vol.6 (1968), pp. 458-465.

---

## 航空宇宙技術研究所報告 993号

昭和 63 年 8 月 発行

発行所 航空宇宙技術研究所  
東京都調布市深大寺東町 7 丁目 44 番地 1  
電話三鷹 (0422) 47-5911 (大代表) 〒182  
印刷所 株式会社 東京プレス  
東京都板橋区桜川 2 - 27 - 12

---

**Printed in Japan**