

# 極超音速流中における超音速逆噴射のカプセル空力特性への影響\*

渡辺 光 則\*<sup>1</sup>, 野村 茂 昭\*<sup>2</sup>, 山本 行 光\*<sup>1</sup>  
吉 沢 昭\*<sup>1</sup>, 穂積 弘 一\*<sup>1</sup>, 小山 忠 勇\*<sup>1</sup>

## Effect of Supersonic Retrojet on Capsule Aerodynamic Characteristics in Hypersonic Flow

Mistunori WATANABE \*<sup>1</sup>, Shigeaki NOMURA \*<sup>2</sup>  
Yukimitsu YAMAMOTO \*<sup>1</sup>, Akira YOSHIZAWA \*<sup>1</sup>  
Koichi HOZUMI \*<sup>1</sup> and Tadao KOYAMA \*<sup>1</sup>

### ABSTRACT

The effects of supersonic retrojets on the aerodynamic characteristics of a capsule type model with a spherical nose of large bluntness were investigated experimentally in a hyper-sonic flow.

Tests were conducted in the NAL 50 cm hypersonic wind tunnel at conditions of Mach number 7.1, Reynolds number of  $4.0 \times 10^4$  (1 / cm) and angles of attack from 0 to 15 degrees. The capsule model has the so-called GEMINI type configuration : a spherical forebody with bluntness ratio of 4.0 (spherical nose radius / base radius) followed by a conical boattail and a cylinder.

The tests were conducted by focusing on the effect of the blowing rate of a supersonic retrojet of a nominal Mach number 3.05 ejected perpendicularly at the capsule nose center and on the effect of model attack angles.

The retrojet was found to have a large effect on drag and lift coefficients that were calculated by integrating the measured pressure distributions. The aerodynamic interaction phenomena between a main flow and a retrojet were studied to understand those effects by investigating Schlieren pictures and surface pressure distribution.

**Keywords :** hypersonic, aerodynamics, capsule, retrojet, drag coefficients, lift coefficients

### 概 要

極超音速流中に置かれた鈍頭度の大きいカプセル形状模型の頭部中心から超音速ジェットの影響を実験的に調べた。

試験は航技研 50cm 極超音速風洞を用いて、マッハ数 7.1、レイノルズ数  $4.0 \times 10^4$  (1 / cm) および迎角 0 ~ 15 度の試験条件で行われた。風洞模型はジェミニ型と呼ばれるカプセル形状で、鈍頭度 4.0 の偏平な球形頭部に逆円錐・円柱の後部を持った形状である。模型頭部の中心から基準マッハ数 3.05 の超音速ジェットの逆噴射を行い、模型表面の圧力分布の測定およびシュリーレン写真によるジェットと衝撃波の

---

\* 平成 8 年 12 月 4 日受付 (received 4 December 1996)

\* 1 空気力学部 (Aerodynamic Division)

\* 2 空気力学部, 現在宇宙開発事業団

干渉の可視化を行った。

測定した表面圧力分布を積分して抵抗係数，揚力係数および揚抗力を求め，衝撃波 / ジェットの干渉写真と合わせて検討した結果，逆噴射ジェットの流量が空力特性に大きな影響を及ぼし，その結果が迎角に大幅に依存することが分かった。

## 1. 記号

$A^*j$	逆噴射ジェットノズルのスロート断面積 ( $d_N^2/4$ )
$C_D$	抗力係数 (= $D / (q S)$ )
$C_{Dj}$	逆噴射ジェットの推力の抗力係数 (= $D_j / (q S)$ )
$C_{DS}$	模型頭部表面の圧力の積分による抗力係数 (= $D_S / (q S)$ )
$C_{DT}$	全抗力係数 (= $C_{DS} + C_{Dj}$ )
$C_L$	揚力係数 (= $L / (q S)$ )
$C_{Lj}$	逆噴射ジェットの推力の揚力係数 (= $L_j / (q S)$ )
$C_{LS}$	模型頭部表面の圧力の積分による揚力係数 (= $L_S / (q S)$ )
$C_{LT}$	全揚力係数 (= $C_{LS} + C_{Lj}$ )
$C_P$	圧力係数 (= $(P - P_0) / q$ )
$C_{P0}$	$= 0^\circ$ における模型頭部中心の圧力係数
$D$	抗力
$D_j$	逆噴射ジェットの推力の抗力成分 (= $T \cos \theta$ )
$D_S$	模型頭部表面の圧力の積分による抗力
$d (d_m)$	模型の最大直径 (= 100mm)
$d_B$	模型後部円筒部の直径 (= 40mm)
$d_e (d_j)$	逆噴射ジェットノズルの出口直径 (= 6.54mm)
$d_N$	逆噴射ジェットノズルのスロート直径 (= 3.1mm)
$h$	$C_P / C_{P0}$
$K$	$P_{Oj} / P_0$ を表すパラメータ
$K_{cr}, K_S$	干渉パターンの判定パラメータ (5.4.1 節参照)
$L$	揚力
$L_j$	逆噴射ジェットの推力の揚力成分 (= $T \sin \theta$ )
$L_S$	模型頭部表面の圧力の積分による揚力
$L_S / D_S$	揚抗比 (= $C_{LS} / C_{DS}$ )
$L_T / D_T$	全揚抗比 (= $C_{LT} / C_{DT}$ )
$l (l_m)$	弓状衝撃波の離脱距離
$M_j$	逆噴射ジェットマッハ数
$M$	一様流マッハ数
$m_c$	質量流量比 (= $\dot{m}_j / \dot{m}$ )

$\dot{m}_c$	各試験ケース (表 1 ; (1) ~ (6)) ごとにすべての迎角について $\dot{m}_c$ を平均した値
$\dot{m}_j$	逆噴射ジェットノズル ( $M_j = 3.05$ ) から噴出される質量流量 (= $\sum_j V^* j A^* j$ )
$\dot{m}$	迎角 $\theta = 0^\circ$ の場合に模型頭部面積に流入する主流の質量流量 (= $V S$ )
$P$	模型頭部表面圧力
$P_j$	逆噴射ジェットノズルの出口静圧
$P_n$	模型頭部逆噴射ジェットノズル出口付近の外部圧力
$P_0 (P_0)$	風洞集合胴圧力
$P_{Oj}$	逆噴射ジェットの淀み圧力
$\bar{P}_{Oj}$	各試験ケース (表 1 ; (1) ~ (6)) ごとにすべての迎角について $P_{Oj}$ を平均した値
$P$	一様流静圧
$q_j$	逆噴射ジェットノズル出口の動圧
$q$	一様流動圧 (= $(1/2) \rho V^2$ )
$R_1$	模型頭部曲率半径 (= 200mm)
$R_e$	一様流レイノルズ数 (1 / cm)
$R_0$	模型頭部半径 (= $d / 2 = 50\text{mm}$ )
$r$	模型頭部中心から圧力測定孔までの距離
$S$	模型頭部最大投影面積 (= $d^2 / 4$ )
$T$	逆噴射ジェットの推力 (= $(\dot{m}_e d_e^2 / 4) \cdot (2q_j + P_j - P)$ )
$V$	一様流の速さ
$V^*$	逆噴射ジェットノズルのスロートでの流れの速さ (音速状態)
$\theta$	迎角
$j$	逆噴射ジェット気体の比熱比
$c$	模型頭部逆円錐部の半頂角
$\alpha_j$	逆噴射ジェットノズルの開き角 (半頂角)
$\rho$	一様流密度
$\rho^*$	逆噴射ジェットノズルのスロートでの流れの密度 (音速状態)

## 2. まえがき

宇宙空間から大気圏に再突入する鈍頭飛翔体の軌道変換および空力加熱低減のために，頭部から逆噴射超音速ジェットを噴射させる具体的方法が検討されている<sup>1),2),3)</sup>。特に地球静止軌道や惑星からの帰還のように，地球周回低高度軌道 (LEO : Low Earth Orbit) からの再突入速度より高速で突入する場合には，その際の空力加

熱が極めて大きくなるため、複数回の大気圏突入・大気圏スキップ脱出の繰り返しを行い、その間の空力抵抗を利用して飛行速度の低減を図るコンセプトが検討されている。その際にLEOの周回速度近くまで速度低減した後に浅い角度で再突入して大気圏スキップを行いLEOに再び戻る場合と、十分速度を低減して地上に帰還する場合とが考えられる。LEOに戻る場合は空力制動軌道変換機 (Aeroassisted Orbital Transfer Vehicle : AOTV) と呼ばれ、AOTVは静止軌道からLEOへの変換において有効とされている。この際、鈍頭頭部から逆噴射ジェットを噴出して空力加熱の低減を図ると共に、空力抵抗、揚力等の空力特性を変化させて制御に用いる可能性がある。

このような空力制動再突入機への逆噴射ジェットの応用に関連して、超・極超音速流中での鈍頭頭部からの逆噴射ジェットによる空力特性への影響について、これまでに実験的に幾つかの研究が行われている<sup>4),5),6)</sup>。文献4)では、超音速流中に迎角なしで置かれたジェミニ型カプセル頭部からジェットの逆噴射を行い、全機表面圧力の測定 (積分値から抵抗係数の取得) およびシュリーレン写真観測から、逆噴射による表面圧力 (抵抗係数) の減少特性と流れの非定常性を示した。文献5)では、超音速流中に迎角 = 0° ~ 90° で置かれたロケットを模擬した円柱先端からジェット噴射を行い、表面圧力分布測定およびシュリーレン観測写真から、大きい空力干渉の観測と圧力分布のデータを与えている。文献6)では超・極超音速流 ( $M = 3 \sim 6$ ) に迎角 = 0° ~ 5° で置かれた鈍頭度の大きい平頭円錐模型の頭部から超音速ジェットの逆噴射を行い、詳細な表面圧力分布測定およびシュリーレン観測から、主として迎角 = 0° での主流/ジェットの空力干渉流れ場の構造をジェットの推力 (流量) をパラメータとして示した。特に小流量ジェットによる空力スパイク効果を含む非定常干渉の鮮明な観測を得ている。

しかしながら、これらの実験的研究では、鈍頭度の大きい再突入機の空力特性に対する逆噴射ジェットの影響が、広い迎角範囲において明らかにされていない。

また、逆噴射ジェットを利用する上で特に重要な超音速ジェットの空気力学的研究は古くから多数行われており、自由噴射および迎角なしでの逆噴射に関する実験および数値解析 (CFD) シミュレーションがある。これらの基礎的研究については、その重要性に鑑み、次節に別に述べる。

他方、逆噴射ジェットのないカプセル形状の空力特性の研究としては、航空宇宙技術研究所と宇宙開発事業団との間の共同研究「回収技術の研究」<sup>7)</sup>において、カプセルの形状と迎角を大幅に変えた際の空力特性の測定が

実施されている。その結果、飛行制御に利用し得る空力特性として重要な揚力と抗力の比は、カプセルの偏平度が大きい程大きくなる事が示されている。

本報告では、このような状況に鑑み、再突入カプセルの内で飛行制御に有利な偏平度の大きい形状を取り上げ、極超音速流中で超音速逆噴射がカプセル飛行体の空力特性に与える影響を、迎角を大きく変化させて実験的に調べた。航空宇宙技術研究所の50cm 極超音速風洞を用いて試験を実施し、カプセル頭部からの超音速逆噴射ジェットの流量 (または逆噴射ジェット淀み圧力) および迎角をパラメータとして、逆噴射ジェット/主流の干渉のシュリーレン可視化とカプセル表面圧力分布測定を行った。カプセル表面圧力分布測定値を全表面にわたって積分して抗力、揚力 (揚抗比) を求め、超音速逆噴射ジェットの流量および迎角との関係を求めた。また、これらの空力特性変化が逆噴射ジェット/主流の干渉とどのような関係にあるかを明らかにした。

### 3. 逆噴射ジェットの流れ場の基本的性質

#### 3.1 超音速ジェット (自由噴流/逆噴射噴流) の基本的性質

逆噴射ジェットを利用する際には、激しい空力干渉を含む流れ場全体の特徴を把握しておくことが重要である。

超・極超音速流中に置かれた鈍頭物体の頭部において、その強い離脱衝撃波後の淀み点領域で壁面に垂直に噴射された超音速ジェットは、離脱衝撃波と激しい空力干渉を起こすが、淀み点領域へのジェットの噴射であるから、静止気体中に噴出されたジェットの基本的な特性をかなり保持するものと考えられる。従って以下に、先ず静止大気中に噴出された超音速ジェットの概要を述べ、次にこれに比較して逆噴射ジェットの場合について述べる。

一般に静止大気中に噴出された超音速ジェットは、ノズル出口でのジェットの静圧と周辺圧力の比によって

$$P_j / P_n < 1 : \text{過膨脹ノズル流}$$

$$P_j / P_n = 1 : \text{適正膨脹ノズル流}$$

$$P_j / P_n > 1 : \text{不足膨脹ノズル流}$$

となることはよく知られている。静止大気中に噴出された超音速ジェットについては、古くから数多くの研究がなされており、特に不足膨脹ノズル流については、ジェットの圧力、マッハ数等の種々のパラメータによってジェット気流の内部構造が複雑に変化することが実験的・解析的に調べられている (古くからの研究については文献8) を参照されたい)。不足膨脹ノズル流では、 $P_j$  が低いとジェット境界での反射による通常の膨脹波・圧縮波の繰り返しによるに近いパターンとなる

が、 $P_j$  を次第に増加すると外に広がったジェット境界面で反射して生じた圧縮波は境界近傍に衝撃波を形成し、ジェット境界面は円弧状に収縮して垂直衝撃波（リーマン波またはマッハディスク，参考文献 8）による図 1.1（参照）が形成される。文献 8）では実験および特性曲線法解析によって、ジェット圧力  $P_j$ ，超音速ノズルの開き角度  $\theta_j$ ，ジェットマッハ数  $M_j$  およびジェット気体の比熱比  $\gamma_j$  をパラメータとしてジェット構造の詳細な検討を行い、主たるパラメータはジェットのノズル出口静圧  $P_j$  であること、ならびに  $P_j / P_\infty$  が 1 に近い狭い範囲（ $M_j$ ， $\theta_j$  および  $\gamma_j$  に依存，参考文献 8）による図 1.2

参照）以外ではマッハディスクが発生するパターンになることを示した。なお、 $P_j$  ではなくジェット総圧  $P_{0j}$  をパラメータとすると、他のパラメータ（ $\theta_j$  等）と影響が重複して物理現象を不透明にすると指摘している。

超・極超音速気流中で頭部からジェットを逆噴射した場合についても、主流とジェットの複雑な空力的干渉に関して古くから実験的な研究が数多くなされている<sup>9)~12)</sup>。現象を支配すると考えられるパラメータには主流条件（ $M_\infty$ ， $P_0$ ），逆噴射ジェット条件（ $M_j$ ， $P_{0j}$ ， $\theta_j$ ， $\gamma_j$ ），総圧比  $P_{0j} / P_0$ ，迎角  $\alpha$  ならびに鈍頭頭部直径 / ジェットノズル出口直径の比  $d_m / d_j$  等がある。文献

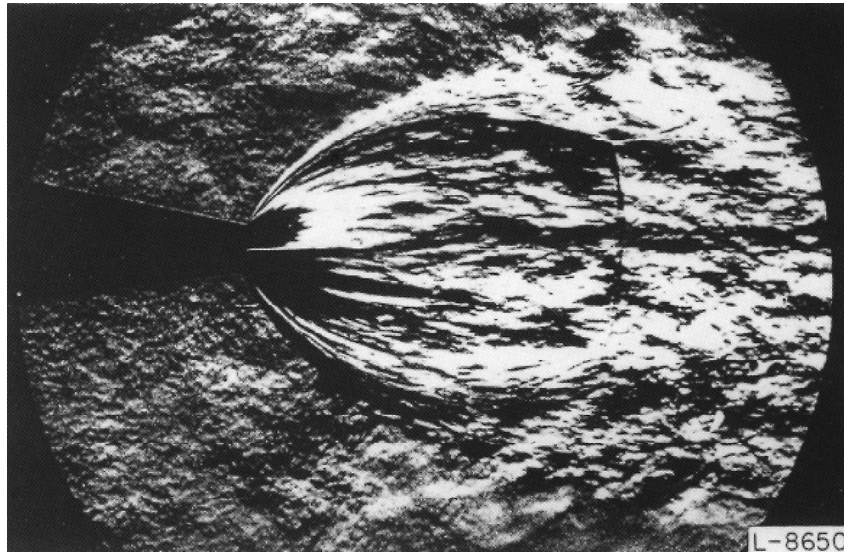


図 1.1 静止大気中への不足膨張ジェット噴出におけるリーマン波（マッハディスク）の例（参考文献 8）のシュリーレン写真）： $M_j = 1.00$ ， $\theta_j = 0^\circ$ ， $P_j / P_\infty = 1.05$

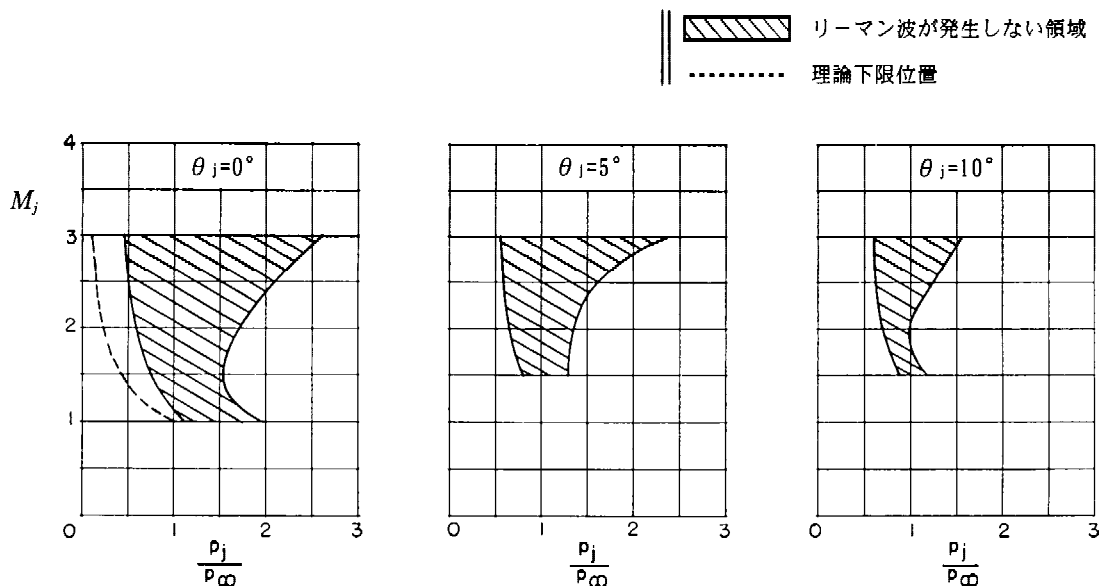


図 1.2 静止大気中に噴出した自由噴流でリーマン波（マッハディスク）の発生しないパラメータ範囲（参考文献 8）による）

9) では、マッハ数 6 の極超音速流中で、これらのパラメータの広い範囲にわたって流れ場のシュリーレン観測 (高速度カメラによる) を行い、定常・非定常ジェット干渉を詳細にとらえた。特に、の不足膨脹ノズル流で超音速ジェットが主流衝撃波をエアロスパイク状に突き抜け、流れ場全体が非定常振動する様子がシュリーレン観測で詳細にとらえられ、模型直径  $d_m$  で無次元化した離脱距離と  $l_m / d_m$  と  $P_{Oj} / P_0$  の相関から非定常振動が発生する  $P_{Oj} / P_0$  の範囲を示した。しかし、この相関が他のパラメータにも大きく依存することも併せて指摘しており、この大きい離脱距離を与える激しい逆噴射干渉の物理モデルについては、むしろ静止気体へのジェット噴射を基本とした 2 次元の単純化解析によって定性的な説明が与えられるとしている。また、前方へ吹き出された主流衝撃波の最大離脱距離  $l_m / d_m$  が、迎角によって急激に縮小することを示した。

文献 16) では、超音速流中の迎角なしの円柱の半球頭部からの超音速ジェットの逆噴射実験において、総圧比  $P_{Oj} / P_0$  を細かく変えて流れ場の総圧比への依存性に注目して頭部表面圧力測定およびシュリーレン観測を行い、総圧比  $P_{Oj} / P_0$  に応じて流れ場が定常 / 非定常になること、ならびに総圧比の狭い領域に極めて不安定な領域が存在することを示した。この実験では主流条件 ( $M$  および  $P_0$ ) は一定で、2 種類のジェットノズル (マッハ数  $M_j = 1.0, 1.5$ ) においてのみを変えて  $P_{Oj} / P_0$  の影響を見ているが、流れ場パターンは  $M_j$  に依存しており、従って、総圧比をパラメータとしていると言うよりも、静圧比  $P_j / P_n$  および  $M_j$  をパラメータとしていると言った方が妥当であろう。

この複雑な空力干渉のある流れ場の構造解析の研究には、数値流体力学解析が最も威力を発揮する<sup>13)~15),17)~19)</sup>。文献 13) では、超音速流中の迎角なしの平頭円柱から超音速ジェットを逆噴射した場合について、広いパラメータ範囲にわたって、軸対称 Euler 方程式の人工粘性付き非定常差分法による数値解析を行い、 $P_{Oj} / P_0$  に応じて次のとおり定常な干渉流れ場とエアロスパイク状の非定常な流れ場が発生することを示した：(i) 定常流れ場；静止大気中へのジェット圧力の高い不足膨脹流 (前述の  $P_{Oj}$  の大きいケース) と類似なジェット構造で、マッハディスクを通った流れは主流の弓状衝撃波と共通の淀み点領域通過後に機体側に押し戻されてジェット境界の外側に再循環流 (剥離渦) を形成、(ii) 非定常流れ場；ジェット圧力の低い不足膨脹流 (前述の  $P_{Oj}$  の小さいケース) が、マッハディスクを形成せずに膨脹波・圧縮波を繰り返して弓状衝撃波をエアロスパイク状に突き抜ける構造。文献 13) ~ 15) の数値解析は、定常流れ場のジェット構造の実験結果を良く説明し、また当

時の計算機能力制限から非定常なサイクル結果までは得られていないが、エアロスパイク状の干渉流れ場のジェット構造を初めて詳細に与えた。大型高速計算機を用いて軸対称ナビエ・ストークス方程式 (全流れ場の層流仮定) を時間依存差分法で解いた最近の文献 18) では、超音速流中の半球頭部から音速ジェットを逆噴射した流れ場について定常解と非定常解を得たが、非定常解の存在領域を  $P_{Oj} / P_0$  に対して示すとともに、非定常解においてはマッハディスク型から次第に膨脹波・圧縮波型に移行し更にマッハディスク型に戻る自励振動を繰り返す解を与えている。文献 19) では、この振動解の周波数分析を行い実験との比較的良い一致を示している。

### 3.2 逆噴射ジェット流れ場の空力干渉パターン

静止大気中または超・極超音速流中の超音速 (逆) 噴射ジェットに関するこれまでの主要な実験的・数値解析的 (CFD) 研究から、迎角のない逆噴射ジェットの場合については、定常パターン・非定常パターンの干渉流れ場の構造がかなり分かってきたが、干渉流れ場を支配するパラメータの数は多く、各種パラメータの相関関係は明らかになってはおらず、迎角がある場合には一層不明であることを前節で示した。

本研究では、パラメータとなり得る物理量の内、主流およびジェットのマッハ数 ( $M$  および  $M_j$ )、主流貯気槽圧力  $P_0$ 、ジェットノズルの開き角度  $\theta_j$ 、模型前面直径とノズル出口直径の比  $d / d_e$  はそれぞれ一定であって、可変量はジェットの貯気槽圧力  $P_{Oj}$  および迎角のみである。そこで、カプセル頭部の淀み点領域で壁面に垂直に逆噴出された超音速ジェットが空力特性に与える影響を、ノズル出口でのジェットの静圧  $P_j$  と周辺圧力  $P_n$  の比によって

$P_j / P_n < 1$  : 過膨脹ノズル流

$P_j / P_n \approx 1$  : 適正膨脹ノズル流又は不足膨脹ノズル流で  $P_j$  が低い場合

$P_j / P_n > 1$  : 不足膨脹ノズル流で  $P_j$  が高い場合

$P_j / P_n \gg 1$  : 不足膨脹ノズル流で  $P_j$  が極めて高い場合

の 4 区分に分けて検討した。それぞれの流れ場の特性と空力干渉パターンは、迎角がない場合には図 1.3 および下記のとおりである：

$P_j < P_n$  の場合

過膨脹ノズル流として淀み点領域に逆噴射された小流量のジェット (低いジェット圧力) は、圧縮波 (衝撃波) によって急激にエネルギー損失を受けた後にカプセル頭部の離脱衝撃波に到達してこれを若干形状変形 (凸部を形成) する。流れ場は不安定である。

$P_j \approx P_n$  の場合

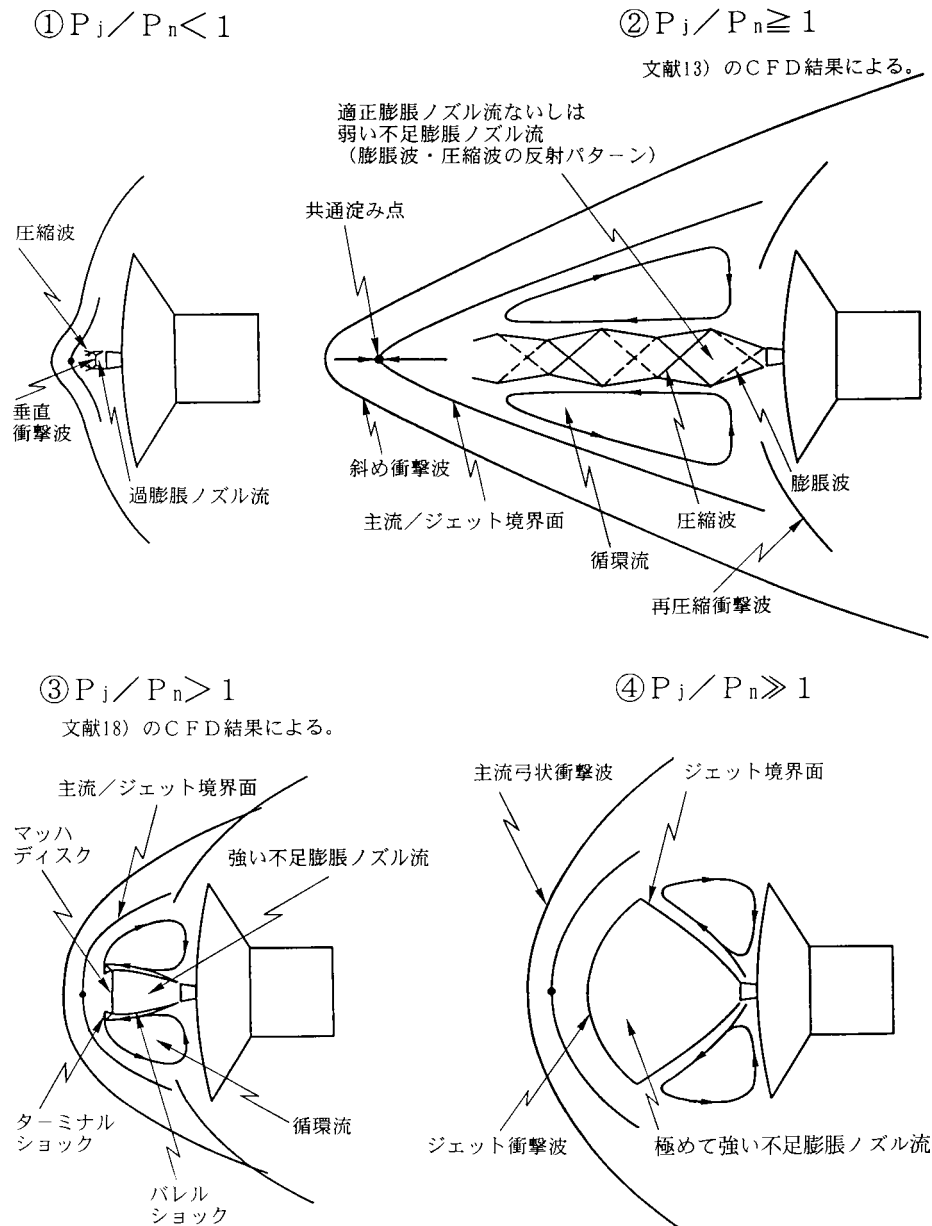


図 1.3 逆噴射ジェット流れ場の干渉パターン

適正膨脹の又は若干不足膨脹のノズル流 ( $P_j$  が低い場合) として噴出された逆噴射ジェットは、エネルギー損失の少ないジェット流として粘性によるエネルギー散逸を受けながら弓状衝撃波を深く貫通して、いわゆる空力的スパイク効果を生ずる。遙か前方に押し出された離脱衝撃波は斜め衝撃波となり、その中心部にあるジェット流の外側にはジェット気流による長い循環流が形成される。この流れ場は極めて強い不安定性を示し、圧力によっては と の両パターンを高速で反復する場合がある。

#### $P_j > P_n$ の場合

不足膨脹ノズル流 ( $P_j$  が高い場合) として噴出された逆噴射ジェットはノズル出口から扇状に膨脹し、ジェット境界面に沿った圧縮波は衝撃波を形成して扇状ジェッ

トは円弧状に収縮されてマッハディスクが発生する。離脱衝撃波とマッハディスクをそれぞれ通過した主流とジェット気流は共通の淀み点を持ち、ジェット気流はジェット境界面の外側に循環流を生じ、主流はその外側をカプセル表面に向かって流れて前面で再圧縮波を形成する。この流れ場は安定している。

#### $P_j \sim P_n$ の場合

本質的には と同様の流れ場であるが、ジェット流量が極めて大きいため、ジェット境界面・外側循環流がカプセル前面を大きく包み込んで、その外側の主流はカプセル表面の遙か外側を流れ去ることになって、空力的には主流からカプセル機体は見えていない。この流れ場は非常に安定している。

以上は迎角のない場合であって、迎角を取った場合、特に大きい迎角を持った逆噴射の特性については詳しい検討がこれまで行われていない。本研究はこのような状況に鑑み、15°までの迎角を取って逆噴射を行い、詳細な表面圧力分布測定とその積分による空気力の取得を行ったものである。

### 4. 試験装置

#### 4.1 模型および3分力天秤

##### (1) 本体

本試験で用いた模型の形状は、模型頭部が鈍頭度の大きいカプセル形状で、その後部は逆円錐と円筒の組み合わせによって構成されている。カプセルの曲率決定にあたっては、文献7)の中の「カプセルの空力特性の研究」に関する報告および文献20), 21)等のデータを参考にして、抗力 $C_D$ が大きく、比較的静的・動的に安定な曲率半径の大きい形状(カプセル半径の4倍)を選定した。カプセル形状模型の主要寸法を図2.1に、その外観を図2.2に示す。頭部の曲率半径は $R_1 = 200\text{mm}$ (頭部半径の4倍)、頭部の直径は $d = 100\text{mm}$ 、逆円錐部半頂角は $\theta_c = 60^\circ$ とし、後部の円筒部は直径 $d_B = 40\text{mm}$ 、長さ $90.6\text{mm}$ である。なおカプセル肩部と逆円錐部は鋭角的

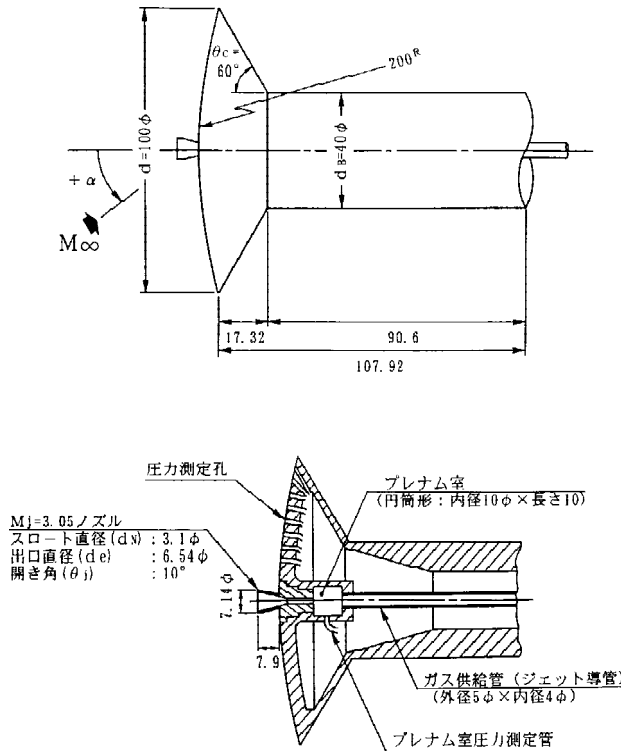


図2.1 模型の寸法(単位: mm)

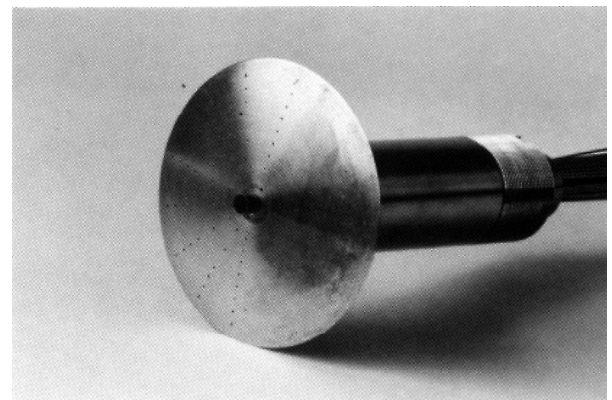


図2.2 模型の写真

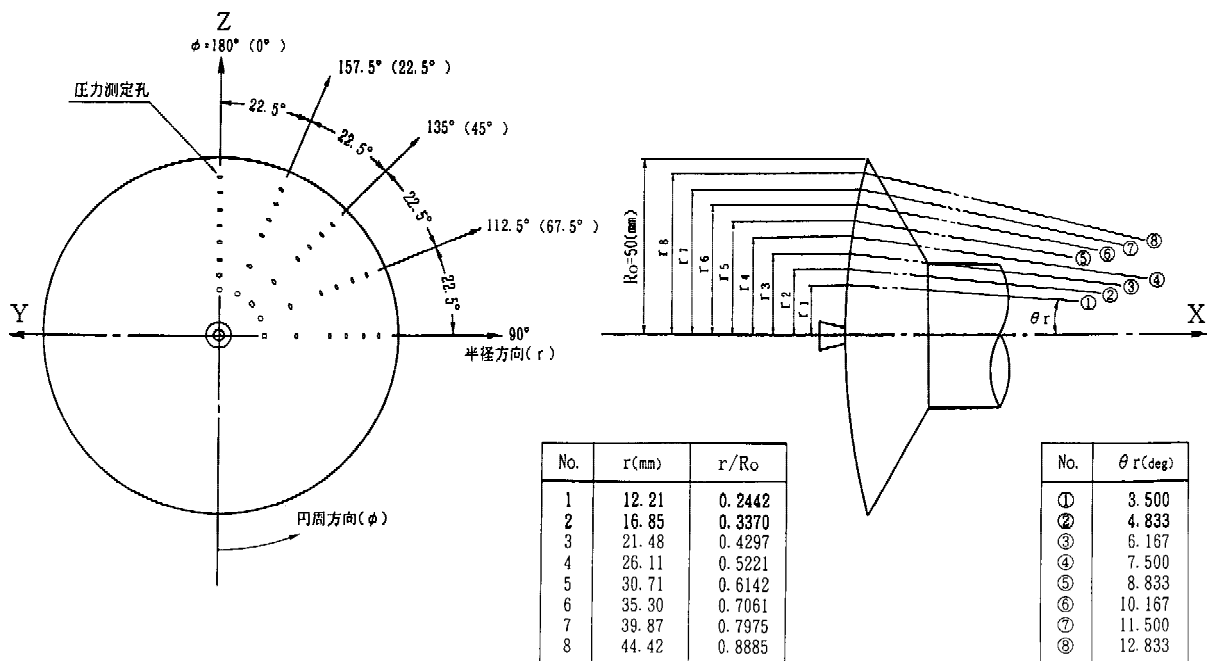


図2.3 圧力測定孔の位置(単位: mm)

に接続されている。カプセル中心部に表面に垂直に逆噴射超音速ノズルを取付け、プレナム室を通じて外部から逆噴射ジェット用気体を導入する。

図 2.3 に示すように直径が 1 mm の圧力測定孔は、Z 軸の右半面の頭部表面に総数 52 個設けてある。それらは頭部中心から半径方向に放射状に広がる直線上に分布している。圧力測定孔の位置は、Z 軸（負）から測った中心角  $\alpha$  と頭部中心からの距離  $r$  をパラメータとして図 2.3 に示す。 $\alpha = 0^\circ$  および  $180^\circ$  上の圧力測定孔の間隔は頭部表面に沿って等距離である。本試験では計測装置の都合により  $\alpha = 90^\circ \sim 180^\circ$  の範囲の 32 個について圧力測定を行った。従って一つの迎角  $\alpha$  についての模型表面圧力は、プラス側およびマイナス側の迎角 ( $\pm \alpha$ ) を取ることによって取得した。なお迎角  $\alpha$  は模型 Z 軸面 ( $\alpha = 0^\circ, \alpha = 180^\circ$  面) 内にとっている。

## (2) 逆噴射ジェットノズル

逆噴射ジェットノズルは基準マッハ数  $M_j = 3.05$  の超音速ノズルである。ノズル主要寸法は、スロート直径  $d_N = 3.1\text{mm}$ 、出口直径  $d_e = 6.54\text{mm}$  および開き角（半頂角） $\theta_j = 10^\circ$  である。またノズル出口の外径は 7.14mm で、ノズルは模型頭部中央に頭部表面から 7.9mm 突き出して取付けられている。ノズル取付け部の上流には、安定な逆噴射ジェットを供給するためにプレナム室が設け

てある。逆噴射ジェットノズルについては、逆噴射ジェットのマッハ数効果を調べるためスロート直径 2 mm を持つ 3 種類の逆噴射ジェットノズル ( $M_j = 2, 3, 4$ ) を製作した。しかし予備試験の段階で、模型の迎角 ( $\alpha = 15^\circ$ ) を取ると流れ場が激しい非定常高速振動を行い、定常圧力データの取得が困難となった。その詳細な空力的現象は明らかではないが、逆噴射ジェットの流量を増加すると流れ場が安定することが実験的に分かった。そこで初期に設計した逆噴射ジェットノズル ( $M_j = 4$ ) のスロート直径を約 1.5 倍として逆噴射ジェットの流量増加を図ることにより、迎角 ( $\alpha = 15^\circ$ ) を取った場合でもほぼ定常に近い圧力データの取得が可能となった。本試験ではこの改造したノズル ( $M_j = 3.05$ ) のみを用いて試験を行ったため、逆噴射ジェットのマッハ数効果試験は行っていない。

## (3) 3 分力天秤

力試験に使用したモーメントタイプ天秤の寸法および性能<sup>20)</sup>は次のとおりである。

・外径	25mm
・全長	200mm
・第一垂直力 ( $N_1$ )	7kgf
・第二垂直力 ( $N_2$ )	14kgf
・軸力 (X)	70kgf

表 1 試験ケース一覧表

試験 ケース	$\alpha$ $P_{Oj}$	$0^\circ$	$5^\circ$	$10^\circ$	$15^\circ$
		(1)	$P_{Oj} = 0.0$ ( $\dot{m}_c = 0.0$ ) ジェットなし	$P_{Oj} = 0.0$ ( $\dot{m}_c = 0.0$ ) ジェットなし	$P_{Oj} = 0.0$ ( $\dot{m}_c = 0.0$ ) ジェットなし
(2)	$\bar{P}_{Oj} = 0.375$ [MPa] ( $\dot{m}_c = 0.0596$ ) ガスの種類	$P_{Oj} = 0.371$ ( $\dot{m}_c = 0.0593$ ) 窒素	$P_{Oj} = 0.379$ ( $\dot{m}_c = 0.0587$ ) 窒素	$P_{Oj} = 0.375$ ( $\dot{m}_c = 0.0609$ ) 窒素	
(3)	$\bar{P}_{Oj} = 0.812$ [MPa] ( $\dot{m}_c = 0.1306$ )	$P_{Oj} = 0.811$ ( $\dot{m}_c = 0.1272$ ) 窒素	$P_{Oj} = 0.804$ ( $\dot{m}_c = 0.1323$ ) 窒素	$P_{Oj} = 0.807$ ( $\dot{m}_c = 0.1312$ ) 窒素	$P_{Oj} = 0.824$ ( $\dot{m}_c = 0.1316$ ) 窒素
(4)	$\bar{P}_{Oj} = 1.139$ [MPa] ( $\dot{m}_c = 0.1819$ )	$P_{Oj} = 1.138$ ( $\dot{m}_c = 0.1796$ ) 窒素	$P_{Oj} = 1.134$ ( $\dot{m}_c = 0.1803$ ) 窒素	$P_{Oj} = 1.141$ ( $\dot{m}_c = 0.1847$ ) 窒素	$P_{Oj} = 1.141$ ( $\dot{m}_c = 0.1831$ ) 窒素
(5)	$\bar{P}_{Oj} = 2.220$ [MPa] ( $\dot{m}_c = 0.3586$ )	$P_{Oj} = 2.219$ ( $\dot{m}_c = 0.3482$ ) 空気	$P_{Oj} = 2.222$ ( $\dot{m}_c = 0.3623$ ) 空気	$P_{Oj} = 2.203$ ( $\dot{m}_c = 0.3543$ ) 空気	$P_{Oj} = 2.235$ ( $\dot{m}_c = 0.3697$ ) 空気
(6)	$\bar{P}_{Oj} = 5.001$ [MPa] ( $\dot{m}_c = 0.7851$ )	$P_{Oj} = 5.001$ ( $\dot{m}_c = 0.7851$ ) 空気			

※1)  $P_{Oj}$  : 逆噴射ジェットの淀み圧力

2)  $\bar{P}_{Oj}$  : 各試験ケース(1)~(6)における各迎角の  $P_{Oj}$  を平均

3)  $\dot{m}_c$  :  $\dot{m}_j / \dot{m}_\infty$

4)  $\bar{\dot{m}_c}$  : 各試験ケース(1)~(6)における各迎角の  $\dot{m}_c$  を平均



#### 4.2 逆噴射ジェットおよびガス供給系

逆噴射ジェットの試験範囲は逆噴射ジェット淀み圧力  $P_{0j} = 0 \sim 5.001\text{MPa}$  ( $0 \sim 51\text{kgf/cm}^2$ ), 流量  $\dot{m}_j = 0 \sim 4000\text{N}\ell/\text{min}$  である。試験ケースの一覧を表1に, またガス供給系, 圧力計測系およびシュリーレン系の概略図を図3に示す。

逆噴射ジェットガスの供給は, 窒素ガスボンベ (圧力  $14.7\text{MPa}$  ( $150\text{kgf/cm}^2$ ), 容積  $47\ell$ ) および風洞貯気槽 (乾燥空気, 最大  $200$  気圧) の2系統で行った。操作性の良い窒素ガスボンベを用いた場合には,  $P_{0j} = 1.177\text{MPa}$  ( $12\text{kgf/cm}^2$ ) の範囲が可能であり,  $P_{0j} > 1.177\text{MPa}$  ( $12\text{kgf/cm}^2$ ) の範囲では風洞貯気槽の空気源を使用した。風洞測定室外のガス源からスティングポット内までの配管は内径  $8\text{mm}$  の銅管とし, それ以降は段階的に細くして, 模型プレナム室へは内径  $4\text{mm}$  の銅管で接続した。模型プレナム室の圧力設定は, ガス源直後に取付けた減圧弁の開度を調節することによって行った。

#### 4.3 計測系

カプセル模型頭部表面圧力, 3分力天秤出力および逆噴射ジェット淀み圧力 (プレナム室圧力)  $P_{0j}$  のデータ収集は極超音速風洞の計測装置で行った。頭部表面圧力は風洞のスティングポット内に置かれた差圧型の多点圧力計 (スキャニバルブ) で, またプレナム室の圧力は風洞

測定室外に設置された絶対型圧力計で測定し, これらをデータ取得装置を介して計算機に収録した。データ収録と平行して, 頭部表面圧力の時間的変動をペンレコーダによって実時間で記録した (以後圧力変動モニターと呼ぶ)。多点圧力計の圧力レンジは  $34.5\text{kPa}$  ( $5\text{psi}$ ), 計測点数は  $36\text{ch}$ , スキャン速度は約  $25$  秒である。

#### 4.4 風洞装置と試験条件

試験は航空宇宙技術研究所の  $50\text{cm}$  極超音速風洞を用いて, マッハ数  $M = 7.1$ , 集合胴圧力  $P_0 = 1.05\text{MPa}$  ( $10\text{kgf/cm}^2$ ), レイノルズ数  $Re = 4.0 \times 10^4 (1/\text{cm})$ , および迎角  $= 0^\circ \sim 15^\circ$  ( $5^\circ$  間隔) の条件で行った。

模型周辺の流れの様子は, 風洞に常設のシュリーレン装置 (キセノンランプ使用) を用いて撮影した。シュリーレン装置による映像をスチール写真 (シャッタースピード:  $1/90$ , または  $1/120$  秒) およびビデオ録画として取得するとともに, 実時間でモニター画面にも写し出した。

### 5. 試験結果

#### 5.1 圧力分布特性 (対称面内 $= 0^\circ, 180^\circ$ )

図4.1から図4.4では, 迎角の対称面内  $= 0^\circ, 180^\circ$  の圧力係数  $C_p$  について, 逆噴射ジェットの有無の比較を行っている。ここで圧力係数  $C_p$  は, 迎角  $= 0^\circ$  での

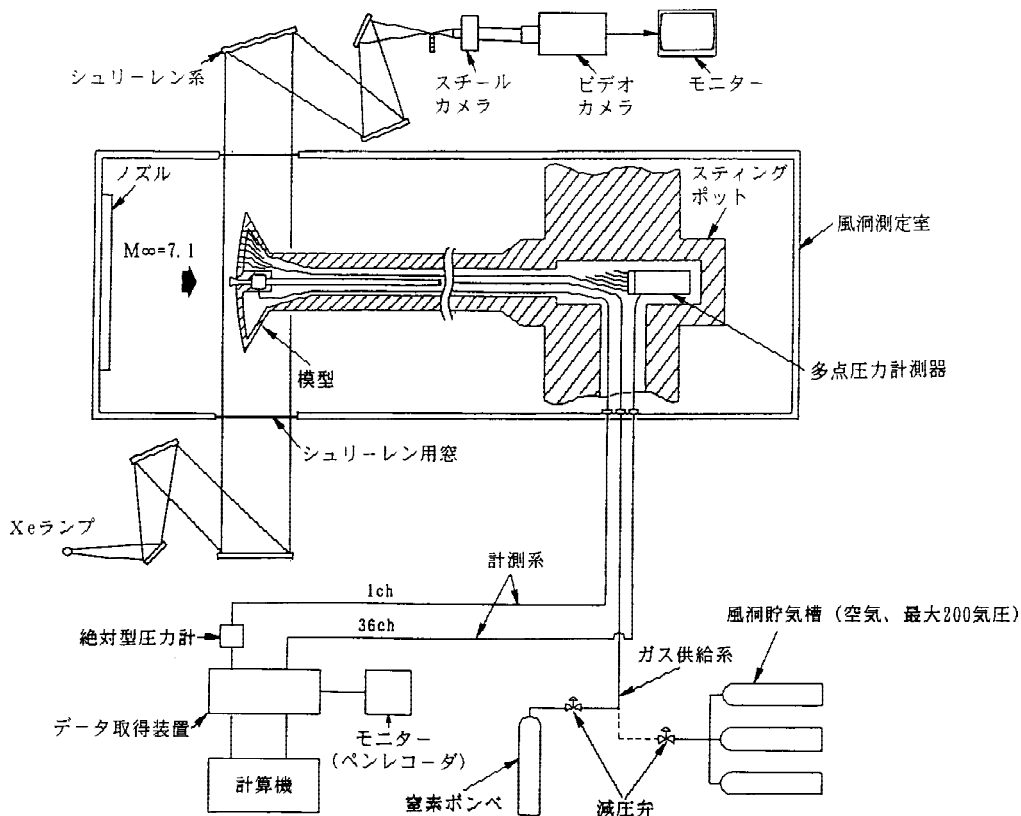


図3 ガス供給系, 計測系およびシュリーレン系

逆噴射ジェットのないカプセルの中心位置，すなわち逆噴射ジェットノズルの中心位置で取得した圧力係数  $C_{P0}$  で基準化している。なお，試験で取得した模型頭部表面の全ての圧力係数  $C_P$  の分布を付録 1 . に示す。

5. 1. 1 迎角  $\alpha = 0^\circ$  の圧力分布

図 4. 1 に迎角  $\alpha = 0^\circ$  での対称面内 ( $\phi = 0^\circ, 180^\circ$ ) の圧力分布を示す。この場合気流の対称性から， $\phi = 0^\circ$  ( $-r/R_0$ ) 側の分布は  $\phi = 180^\circ$  ( $+r/R_0$ ) 側の分布を反転したものである。逆噴射ジェットのない場合の頭部圧力分布は，修正ニュートン流近似によって良い近似で与えられると考えられる。すなわち，極超音速流中の球形頭部においては  $C_P / C_{P0} = \cos^2 \theta$   $r$  で， $r$  は球形頭部の中心角である。しかるに図 2. 3 に示す圧力測定孔に対応した圧力分布の計算値は，図 4. 1 に示すとおり測定値よりかなり大きくなる。球の周りの流れ場では  $r = 45^\circ$  に音速線が発生するが，偏平度の大きい本カプセルの場合には， $r = 15^\circ$  にある鋭角のカプセル肩部から音速線が発生する。音速線以内の亜音速流れ場の特性は，この音速線の位置によって大きい影響を受ける。本カプセルのように  $r < 45^\circ$  に肩部のある頭部の圧力分布は，修正ニュートン流近似と大きくずれてくる。逆噴射ジェットのない場合の圧力分布は模型頭部の曲率と同様に偏平な上に凸の特性を示すが，逆噴射ジェットを噴出させると，圧力分布は圧倒的に低下し，逆噴射ジェットのない場合とは正反対の鍋底形の上に凹な特性を示す。ノズル近傍の圧力は，逆噴射ジェットのない場合の約 25% 以下の低い値となる。逆噴射ジェットの最も小さ

い淀み圧力  $P_{Oj} = 0.371\text{MPa}$  の場合の圧力分布は， $P_{Oj} = 0.811\text{MPa}$  の場合とは異なりノズル近傍から上昇し始め，平坦部の小さい凹の特性を示している。 $P_{Oj} = 0.811\text{MPa}$  の場合は，圧力はノズル近傍から ( $r/R_0 = 0.5$  あたりまでわずかつつ減少し，その後模型頭部の肩部に近づくに従い徐々に上昇し，平坦部の大きい凹な圧力分布を示す。 $P_{Oj}$  の増加は圧力分布の凹な特性をより平坦にし，模型頭部の肩部での圧力上昇を鈍くしている。

5. 1. 2 迎角  $\alpha = 5^\circ$  の圧力分布

図 4. 2 に，迎角  $\alpha = 5^\circ$  での対称面内 ( $\phi = 0^\circ, 180^\circ$ ) の圧力分布を示す。 $\alpha = 0^\circ$  の場合と同様に  $P_{Oj} = 0.379\text{MPa}$  の場合と  $P_{Oj} = 0.804\text{MPa}$  の場合とでは明らかに圧力分布の特性が異なる。

$P_{Oj} = 0.379\text{MPa}$  の場合では，風上側 ( $\phi = 0^\circ$  側) の  $r/R_0 = 0.3$  付近から圧力は急上昇を始め，模型頭部の肩部に最も近い測定点の圧力は，逆噴射ジェットなしでの模型頭部淀み点圧力の約 1.5 倍以上となっている。風下側 ( $\phi = 180^\circ$  側) の圧力は，ノズル近傍から肩部に向かって緩やかに直線的に上昇している。

$P_{Oj} = 0.804\text{MPa}$  の場合，模型頭部の肩部に最も近い圧力測定点の圧力は逆噴射ジェットなしの場合とほとんど同じである。

$P_{Oj} = 0.804\text{MPa}$  の場合，風上側において  $r/R_0 = 0.4$  付近から圧力の上昇が見られ，模型頭部の肩部に向かって単調に増加している。風上側の圧力分布は全体的に， $\alpha = 0^\circ$  に比べて偏平度の小さい凹の特性を示すが，風下側においてはほぼ平坦な圧力分布を示している。また

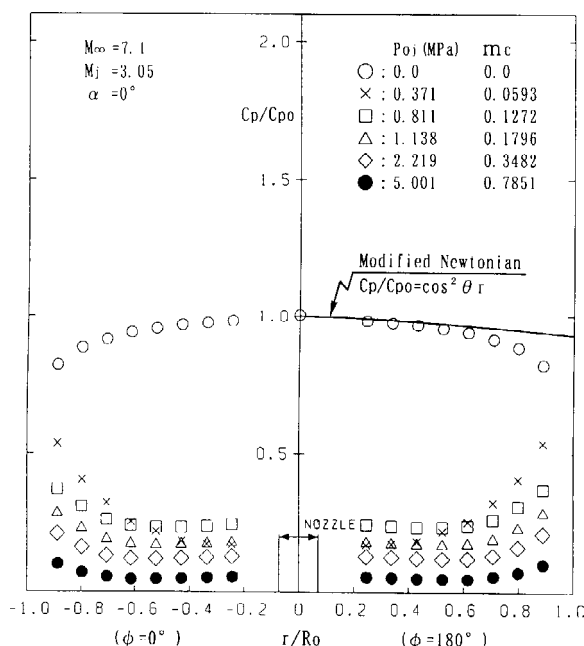


図 4. 1 模型頭部表面  $\alpha = 0^\circ - 180^\circ$  対称面内の圧力分布 ( $M_j = 3.05, \alpha = 0^\circ$ )

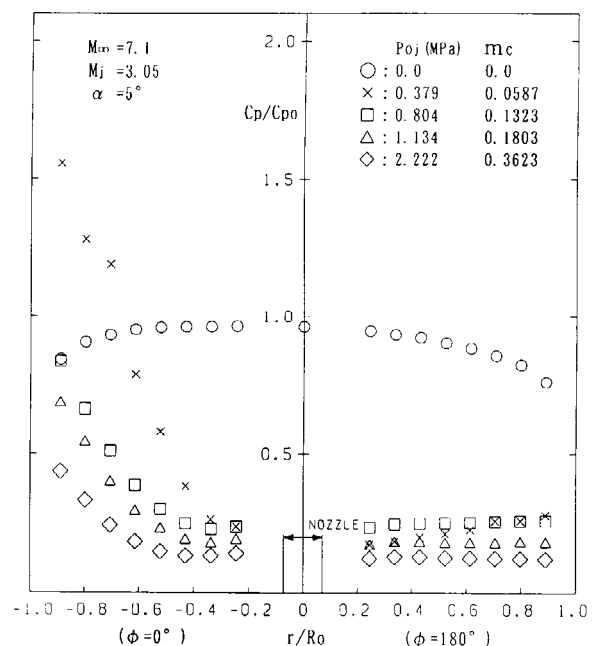


図 4. 2 模型頭部表面  $\alpha = 0^\circ - 180^\circ$  対称面内の圧力分布 ( $M_j = 3.05, \alpha = 5^\circ$ )

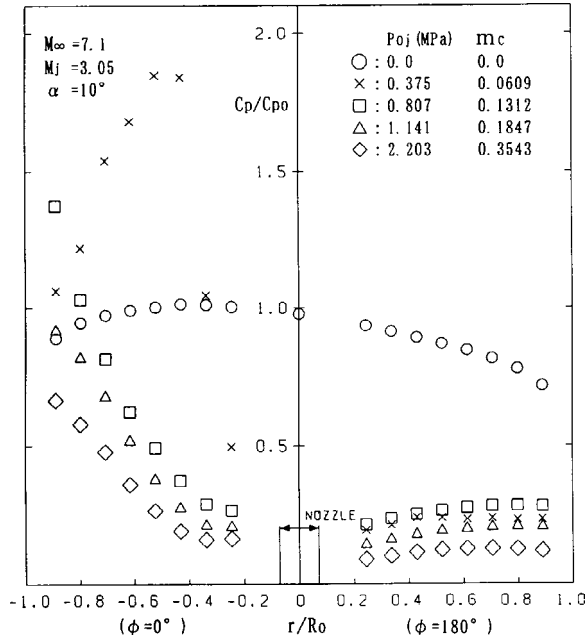


図 4.3 模型頭部表面  $\phi = 0^\circ - 180^\circ$  対称面内の圧力分布 ( $M_j = 3.05$ ,  $\alpha = 10^\circ$ )

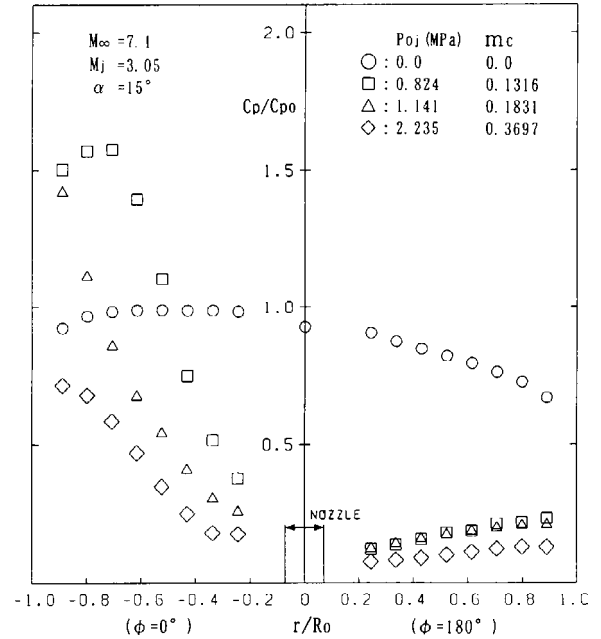


図 4.4 模型頭部表面  $\phi = 0^\circ - 180^\circ$  対称面内の圧力分布 ( $M_j = 3.05$ ,  $\alpha = 15^\circ$ )

$P_{Oj}$ が大きくなると表面圧力が低くなる特徴的な性質は  $\alpha = 0^\circ$ と同様である。

### 5.1.3 迎角 $\alpha = 10^\circ$ の圧力分布

図 4.3 に迎角  $\alpha = 10^\circ$  の対称面内 ( $\phi = 0^\circ, 180^\circ$ ) の圧力分布を示す。風上側において  $P_{Oj} = 0.375\text{MPa}$  の場合、ノズル近傍から垂直に近い急激な圧力上昇が見られる。 $(-r/R_o) = 0.5$  付近で圧力ピークを示し、そのピーク値は逆噴射ジェットない場合の淀み点圧力係数 ( $C_{P0}$ ) の約 1.8 倍になっている。ピーク点から模型頭部の肩部付近への圧力分布も大きな減少率を示しており、模型頭部の肩部に最も近い測定点の圧力は、逆噴射ジェットのない場合の頭部淀み点圧力に近い値まで下がっている。また風下側では、 $P_{Oj} = 0.375\text{MPa}$  の場合には、圧力は  $P_{Oj} = 0.807\text{MPa}$  より低い値となる。

$P_{Oj} = 0.807\text{MPa}$  では、圧力分布は全体的に  $\alpha = 5^\circ$  と同様の傾向を示す。逆噴射ジェットのある風下側の圧力分布は、 $r/R_o = 0.5$  近傍まで若干上昇した後ほぼ一定となる。またノズル位置での風上側と風下側のデータの連続性は  $\alpha = 5^\circ$  の場合に比べて悪く、ノズルの影響が若干見られる。

### 5.1.4 迎角 $\alpha = 15^\circ$ の圧力分布

図 4.4 の迎角  $\alpha = 15^\circ$  で、対称面内 ( $\phi = 0^\circ, 180^\circ$ ) の圧力分布において、表 1 の試験ケース (2) (平均値  $P_{Oj} = 0.375\text{MPa}$ ) の場合には、流れ場が極めて不安定となり、測定した圧力データから定常圧力としてのデータ整理はできなかった。 $P_{Oj} = 0.824\text{MPa}$  の場合、 $\alpha < 15^\circ$  に比べて風上側での圧力分布は急峻な勾配を持つ。 $P_{Oj} =$

$0.824\text{MPa}$  では、模型頭部の肩部付近に圧力のピークが見られる点は  $\alpha = 10^\circ$  と同様であるが、圧力ピークの生ずる  $P_{Oj}$  が迎角の増加に伴い増加する傾向がある。この  $\alpha = 15^\circ$  での圧力ピーク値は、 $\alpha = 10^\circ$  で  $P_{Oj} = 0.375\text{MPa}$  の場合のピーク値より小さい。

## 5.2 模型表面上の等圧力線図

図 5.1.1 から図 5.4.4 は、取得した模型頭部表面の圧力から求めた等圧力線図を示す。図 2.3 の圧力測定点で測定された圧力データを用いて、半径方向 ( $r$ ) に 2 次の B スプライン関数<sup>22)</sup>で圧力を補間し、次にそれらのデータを使用して円周方向 ( $\phi$ ) に再度 2 次の B スプライン関数で補間を行い、模型頭部表面の詳細な圧力データを作成した。 $r$  および  $\phi$  の分割数は各々 9 である。これらの図では、等圧力線は無次元量  $h = C_P / C_{P0}$  を描いたものである。迎角  $\alpha = 0^\circ$  の等圧力線図は子午線  $\phi = 90^\circ$  から  $180^\circ$  上のデータを  $\alpha = 0^\circ$  から  $90^\circ$  へ反転して作成した。

### 5.2.1 逆噴射ジェットのない場合

図 5.1.1 から図 5.1.4 は、逆噴射ジェットのない、 $M = 7.1$ 、迎角  $\alpha = 0^\circ \sim 15^\circ$  の等圧力線図である。全般的に模型頭部淀み点近傍の圧力変化の小さい領域では、測定誤差とスプライン補間の影響が大きく現れるため等圧力線の凹凸が大きく、また迎角のある場合にはノズルの影響も現れているものと思われる。模型頭部淀み点圧力よりも 15% 小さい  $h = 0.85$  以下では、比較的滑らかな曲線となっている。

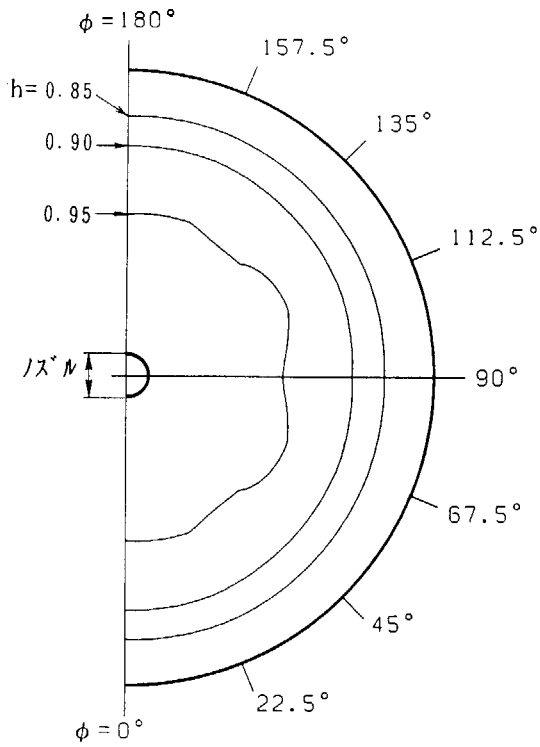


図 5.1.1  $P_{Oj}=0, m_c=0, \alpha=0^\circ$

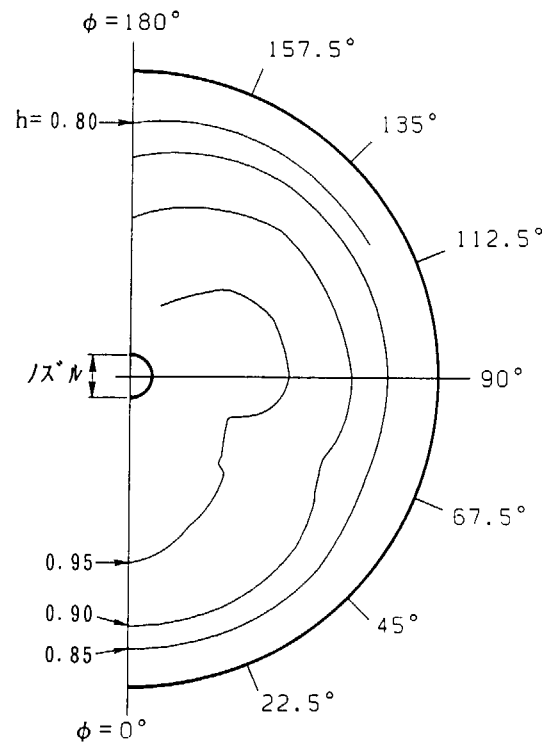


図 5.1.2  $P_{Oj}=0, m_c=0, \alpha=5^\circ$

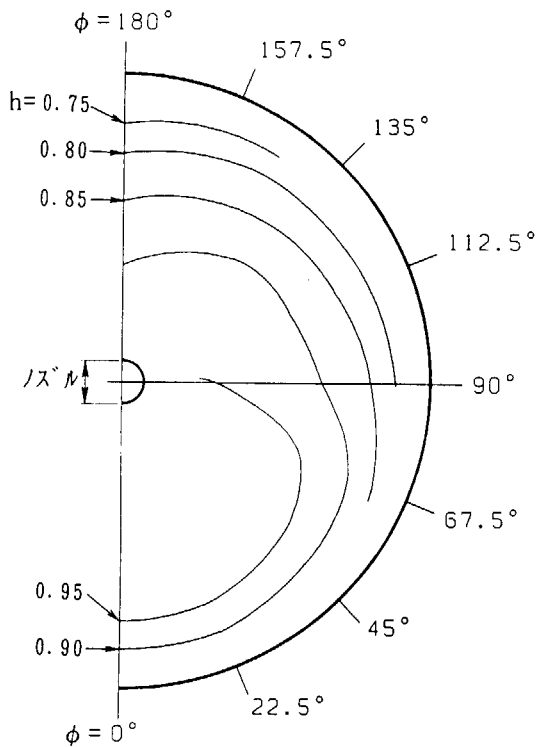


図 5.1.3  $P_{Oj}=0, m_c=0, \alpha=10^\circ$

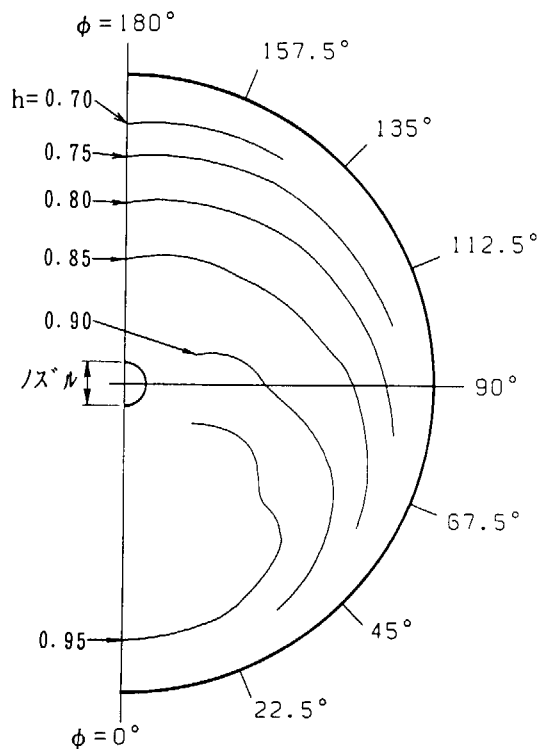


図 5.1.4  $P_{Oj}=0, m_c=0, \alpha=15^\circ$

図 5.1 模型頭部表面の 2 次元圧力分布  
( $M_j = 3.05$  ノズル付き,  $h = C_P/C_{P0}$ )

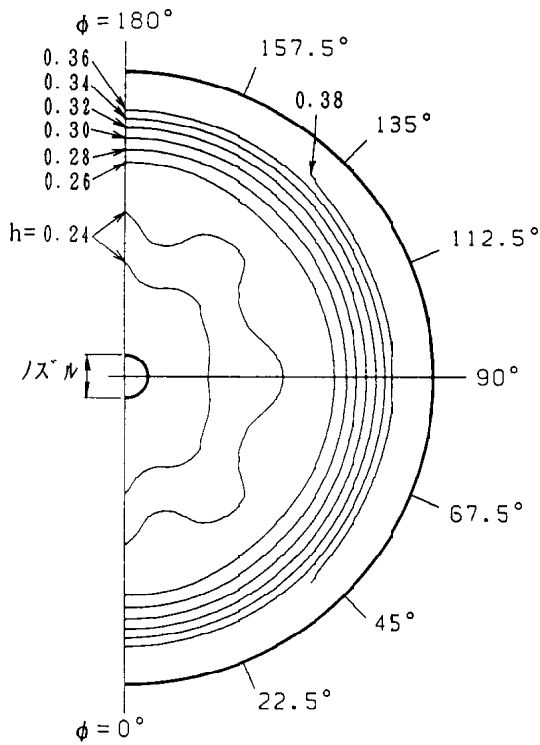


図 5.2.1  $P_{Oj} = 0.811$  (MPa),  $m_c = 0.1272$ ,  $\alpha = 0^\circ$

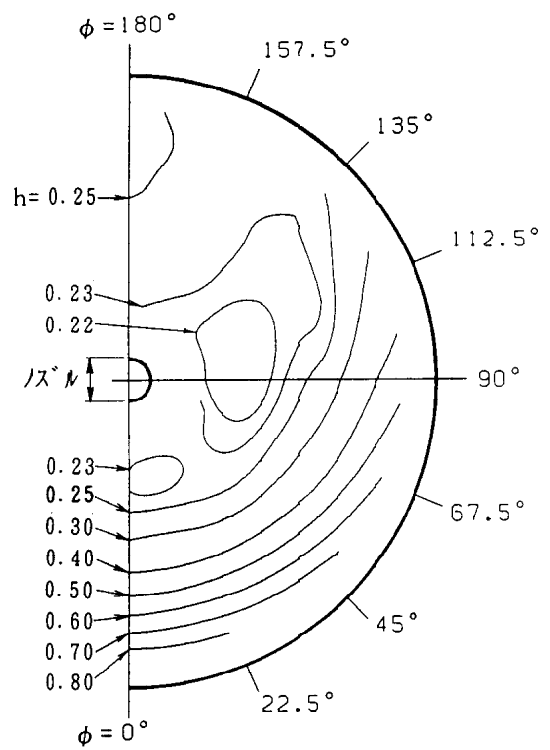


図 5.2.2  $P_{Oj} = 0.804$  (MPa),  $m_c = 0.1323$ ,  $\alpha = 5^\circ$

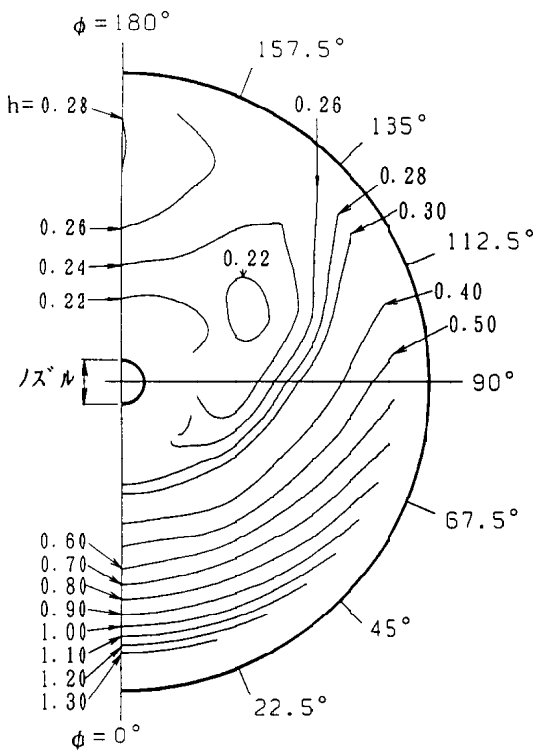


図 5.2.3  $P_{Oj} = 0.807$  (MPa),  $m_c = 0.1312$ ,  $\alpha = 10^\circ$

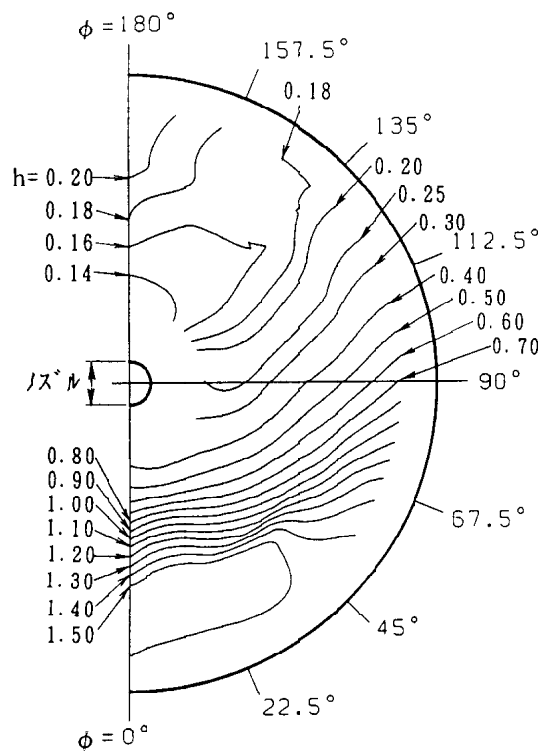


図 5.2.4  $P_{Oj} = 0.824$  (MPa),  $m_c = 0.1316$ ,  $\alpha = 15^\circ$

図 5.2 模型頭部表面の 2 次元圧力分布  
( $M_j = 3.05$ ,  $h = C_P/C_{P0}$ )

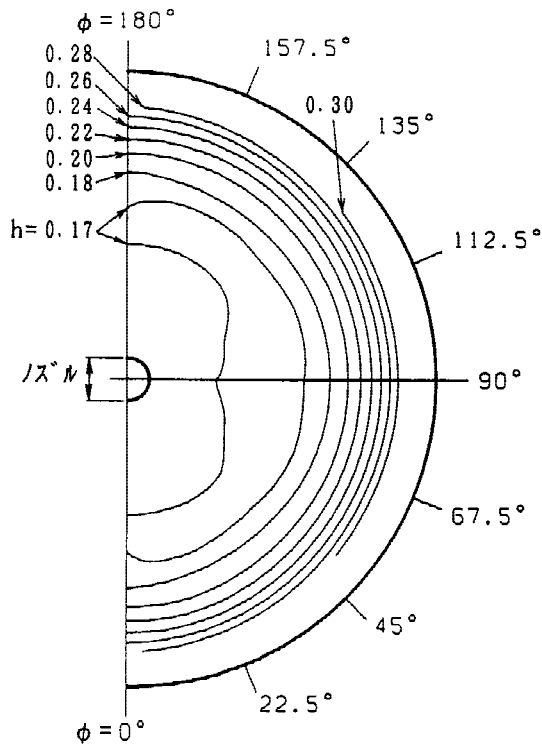


図 5.3.1  $P_{Oj} = 1.138$  (MPa),  $m_c = 0.1796$ ,  $\alpha = 0^\circ$

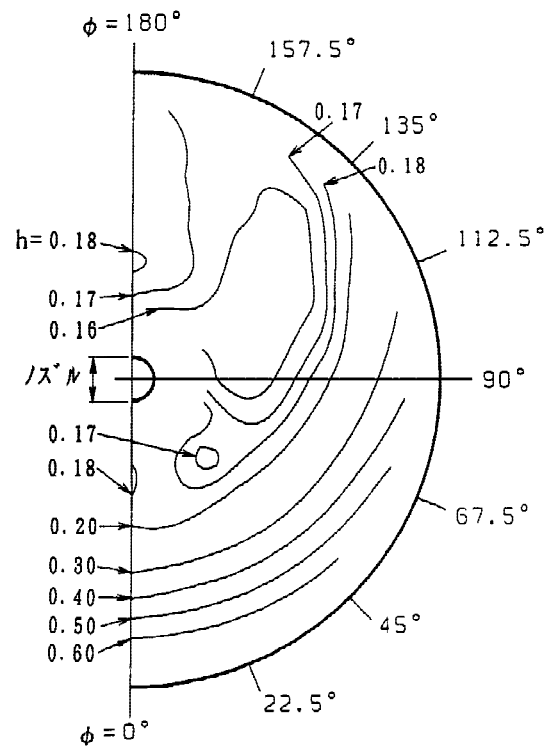


図 5.3.2  $P_{Oj} = 1.134$  (MPa),  $m_c = 0.1803$ ,  $\alpha = 5^\circ$

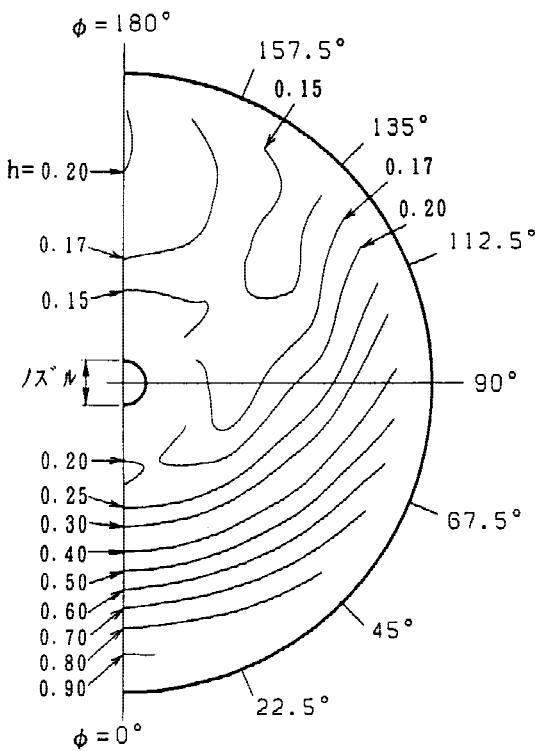


図 5.3.3  $P_{Oj} = 1.141$  (MPa),  $m_c = 0.1847$ ,  $\alpha = 10^\circ$

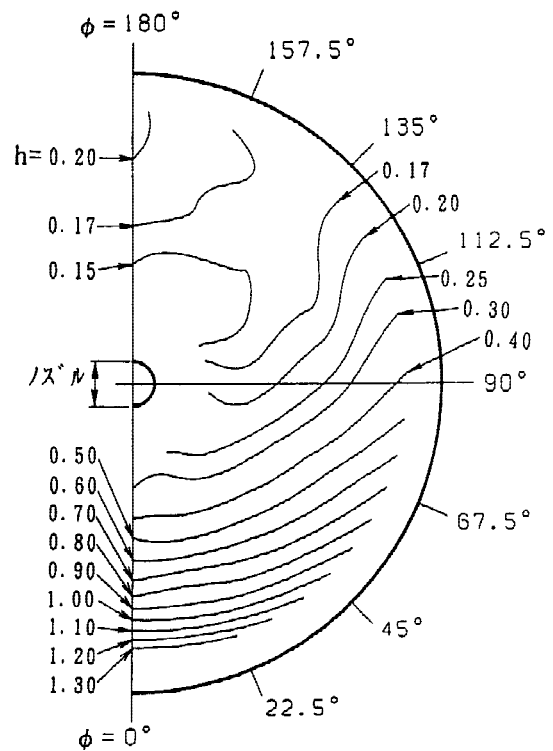


図 5.3.4  $P_{Oj} = 1.141$  (MPa),  $m_c = 0.1831$ ,  $\alpha = 15^\circ$

図 5.3 模型頭部表面の 2 次元圧力分布  
( $M_j = 3.05$ ,  $h = C_F/C_{P0}$ )

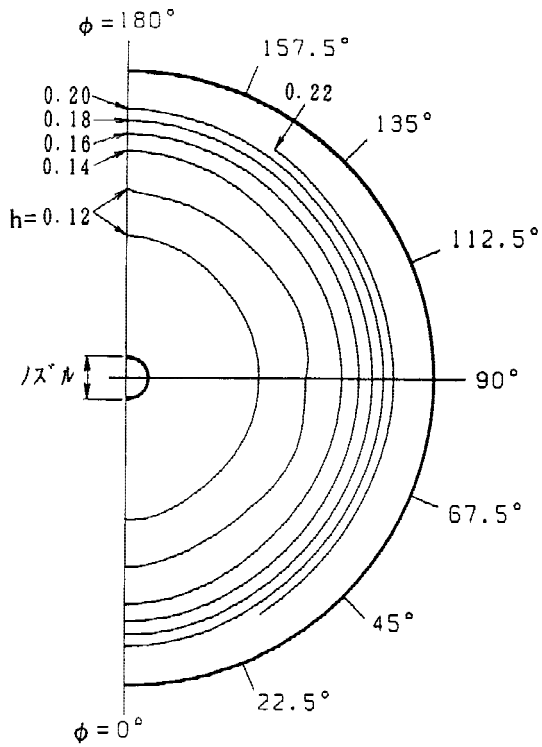


図 5.4.1  $P_{Oj} = 2.219$  (MPa),  $m_c = 0.3482$ ,  $\alpha = 0^\circ$

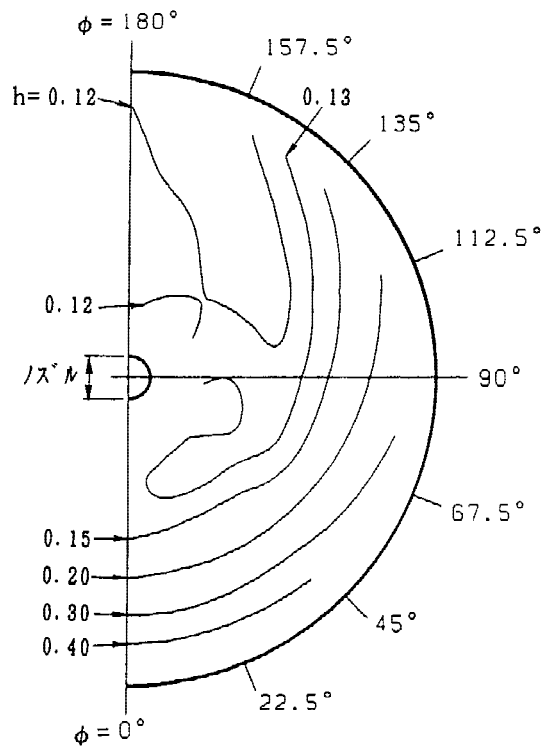


図 5.4.2  $P_{Oj} = 2.222$  (MPa),  $m_c = 0.3623$ ,  $\alpha = 5^\circ$

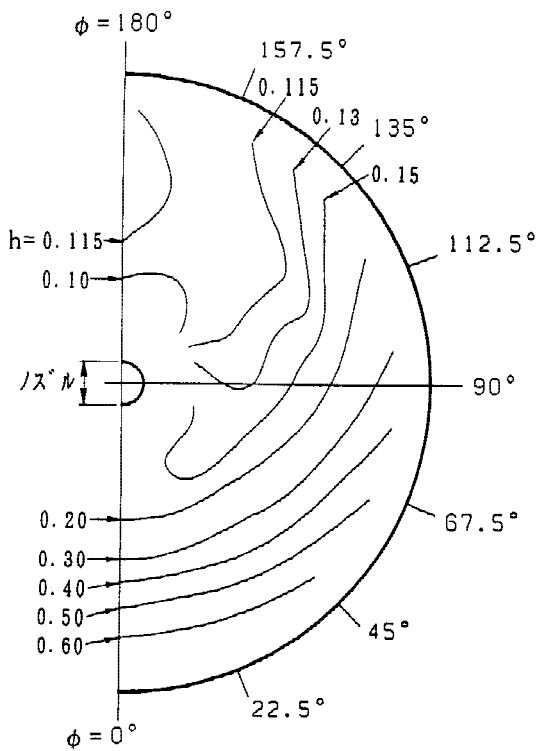


図 5.4.3  $P_{Oj} = 2.203$  (MPa),  $m_c = 0.3543$ ,  $\alpha = 10^\circ$

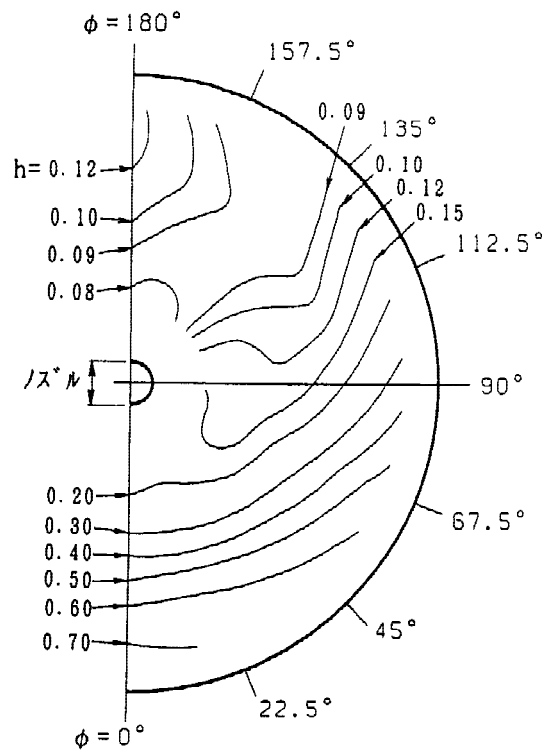


図 5.4.4  $P_{Oj} = 2.235$  (MPa),  $m_c = 0.3697$ ,  $\alpha = 15^\circ$

図 5.4 模型頭部表面の 2 次元圧力分布  
( $M_j = 3.05$ ,  $h = C_P/C_{P0}$ )

### 5. 2. 2 逆噴射ジェットのある場合

迎角のない  $\alpha = 0^\circ$  の等圧力線図を逆噴射ジェット流量に応じて図 5. 2. 1, 図 5. 3. 1 および図 5. 4. 1 に示す。いずれも模型頭部の中心の広い領域に死水域があることが分かる。これは対称面 ( $\theta = 0^\circ, 180^\circ$ ) での圧力分布図 4. 1 と併せて見ると一層明らかである。死水域の外側では圧力は急上昇している。この死水域の存在は、明らかに逆噴射ジェットと主流の干渉によってジェット周辺に離領域が発生することを示している。但し、図 4. 1 で示したとおり、 $P_{Oj} = 0.371\text{MPa}$  の小流量逆噴射ジェットの場合には様子が大きく変わることには注意する必要がある。この死水域の範囲は、 $P_{Oj}$  が増加してもほとんど変わらないことは特徴的である。

次に迎角を取った場合を検討する。全般に同一迎角での等圧力線分布は逆噴射ジェットの強さを変えても類似

な形となっており、迎角が小さい程この類似性は強い。頭部表面での最低圧力の領域は、対称面からずれた風下側に存在する点が特徴的である。但し、逆噴射ジェットの最小圧力  $P_{Oj} = 0.375\text{MPa}$  の場合は圧力変動に伴う分布のバラツキがあり、等圧力線分布を描くことはできなかった。このことは、 $\alpha = 10^\circ$  では対称面圧力分布はかるうじて得られ、図 4. 1 から図 4. 3 に示されたが、 $\alpha = 15^\circ$  では  $P_{Oj} = 0.375\text{MPa}$  の対称面の圧力分布も得られなかったことと同様である (図 4. 4 参照)。 $\alpha = 15^\circ$  で  $P_{Oj} = 0.824\text{MPa}$  の場合には、等圧力線図が図 5. 2. 4 に示すとおり他のの場合に比べて特異な分布となることは、図 4. 4 において風上側に圧力ピークが存在することに対応する。この場合、等圧力線図によれば風上側外縁に高い圧力の孤立島が存在している。図 4. 3 での  $\alpha = 10^\circ$ 、 $P_{Oj} = 0.375\text{MPa}$  における風上側圧力ピークも、これに類似

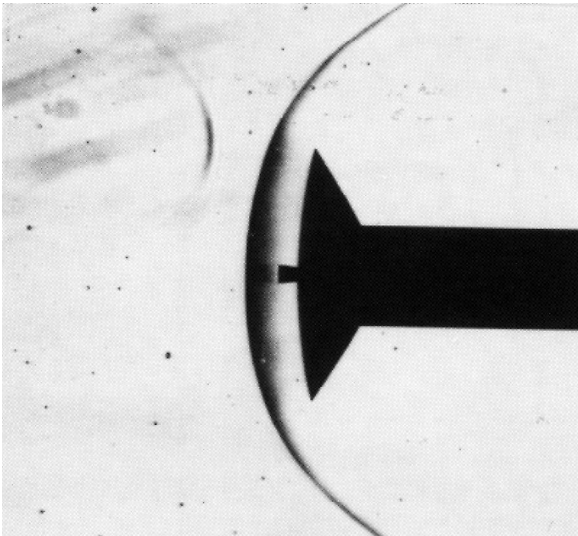


図 6.1.1 シュリーレン写真 ( $P_{Oj} = 0^\circ, m_c = 0^\circ, \alpha = 0^\circ$ )

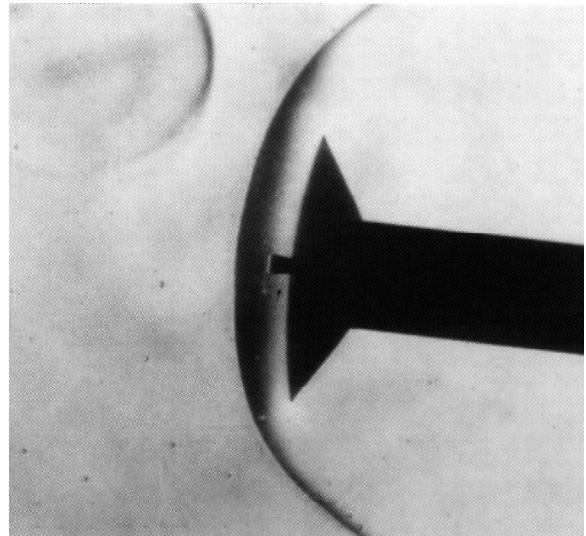


図 6.1.2 シュリーレン写真 ( $P_{Oj} = 0^\circ, m_c = 0^\circ, \alpha = 5^\circ$ )

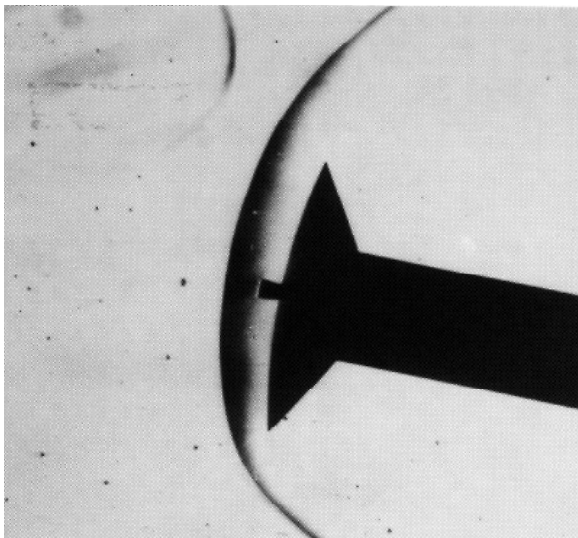


図 6.1.3 シュリーレン写真 ( $P_{Oj} = 0^\circ, m_c = 0^\circ, \alpha = 10^\circ$ )

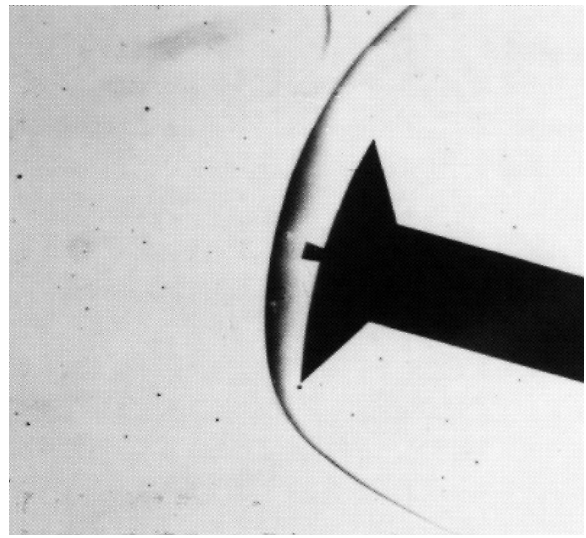


図 6.1.4 シュリーレン写真 ( $P_{Oj} = 0^\circ, m_c = 0^\circ, \alpha = 15^\circ$ )



な高圧孤立島が存在したものと推察される。この高圧孤立島は、後に示すシュリーレン写真から、離脱衝撃波とジェットとの激しい干渉により、離脱衝撃波がカプセル頭部風上側表面に衝突 (Shock Impingement) することによって発生したものと推定される。これらから、大きい迎角における逆噴射ジェットは、離脱衝撃波と干渉して流れ場に大きな影響を及ぼすことが明らかとなった。

### 5.3 シュリーレン写真

図 6. 1. 1 から図 6. 6 に、逆噴射ジェットの淀み圧力  $P_{Oj}$  および模型迎角 をパラメータとするシュリーレン写真を示す。なおシュリーレン写真左上部の円形状の影は、風洞測定室のシュリーレン用光学窓ガラスの歪みによるものである。

#### 5.3.1 迎角 $\alpha = 0^\circ$ のシュリーレン写真

図 6. 2. 1 ( $P_{Oj} = 0.371\text{MPa}$ )、図 6. 3. 1 ( $P_{Oj} = 0.811\text{MPa}$ )、図 6. 4. 1 ( $P_{Oj} = 1.138\text{MPa}$ )、図 6. 5. 1 ( $P_{Oj} = 2.219\text{MPa}$ ) および図 6. 6 ( $P_{Oj} = 5.001\text{MPa}$ ) は、 $\alpha = 0^\circ$  の逆噴射ジェットのある場合のシュリーレン写真である。図 6. 2. 1 ( $P_{Oj} = 0.371\text{MPa}$ ) の模型頭部前方の離脱衝撃波は、圧力変動モニターから判明した高速振動のために写っていないが、逆噴射ジェットが上流に向かってノズルから噴出されている様子が見られる。この時のシュリーレン写真のシャッタースピードは  $1/125$  (秒) である。

図 6. 3. 1、図 6. 4. 1 および図 6. 5. 1 に示すように、 $\alpha = 0^\circ$ 、 $P_{Oj} = 0.811\text{MPa}$  の場合には、離脱衝撃波、逆噴射ジェットのジェット境界面とジェットの垂直衝撃波 (マッハディスク) および模型頭部の肩部近傍から発生する再圧縮波が観察される。肩部近傍に発生する再圧縮波は、圧力分布図 4. 1 に見られるとおり逆噴射ジェット流量が小さい程強い傾向にある。

逆噴射ジェットの流量に応じた離脱衝撃波の形状と位置の変化を、図 6. 1. 1、図 6. 3. 1、図 6. 4. 1、図 6. 5. 1 および図 6. 6 から読み取り図 7. 1 に示した。図 7. 1 に示すとおり、逆噴射ジェットのない場合には、試験ケース (1)  $P_{Oj} = 0$  が示すように離脱衝撃波はほぼ模型表面と同心円形状である。逆噴射ジェットの噴出が弱い場合には、試験ケース (3)  $P_{Oj} = 0.811\text{MPa}$  および試験ケース (4)  $P_{Oj} = 1.138\text{MPa}$  が示すように、模型頭部前面の離脱衝撃波の中心部はほぼ垂直である。さらに逆噴射ジェットの圧力を増加すると試験ケース (5)  $P_{Oj} = 2.219\text{MPa}$  および試験ケース (6)  $P_{Oj} = 5.001\text{MPa}$  が示すように、離脱衝撃波は放物線形状になる。また図 7. 2 に質量流量比  $m_c$  と離脱衝撃波の距離  $l/d$  の関係を示す。逆噴射ジェットの質量流量比が  $m_c = 0.1272$  ( $P_{Oj} = 0.811\text{MPa}$ ) では、離脱衝撃波の距離  $l/d$  は質量流量比に対して直線的に

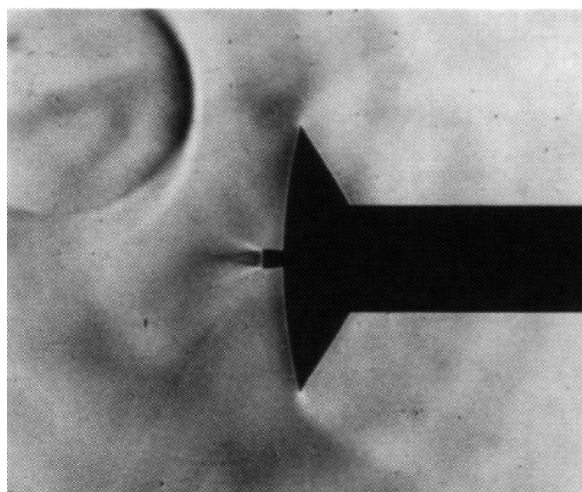


図 6. 2. 1 シュリーレン写真 ( $P_{Oj} = 0.371\text{MPa}$ ),  
 $m_c = 0.0593$ ,  $\alpha = 0^\circ$

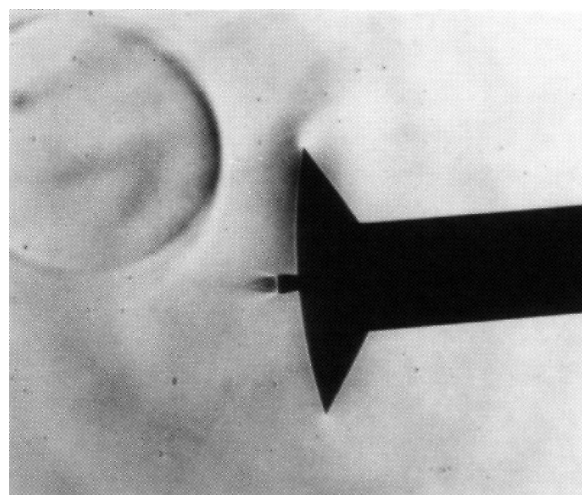


図 6. 2. 2 シュリーレン写真 ( $P_{Oj} = 0.379\text{MPa}$ ),  
 $m_c = 0.0587$ ,  $\alpha = -5^\circ$

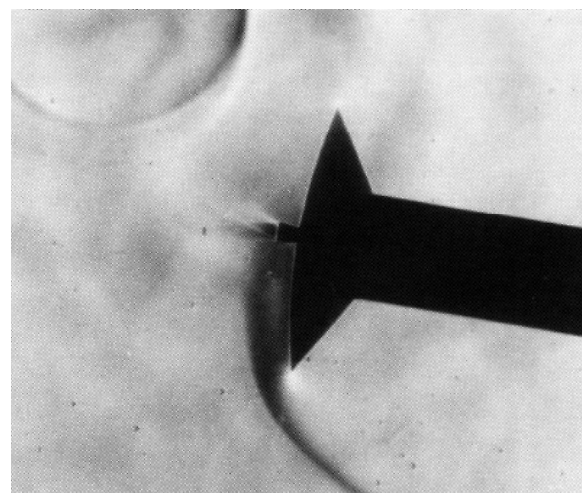


図 6. 2. 3 シュリーレン写真 ( $P_{Oj} = 0.375\text{MPa}$ ),  
 $m_c = 0.0609$ ,  $\alpha = 10^\circ$

増加するが、 $m_c = 0$ での $l/d$ には連続的につながっていない。

### 5. 3. 2 迎角 $\alpha = 5^\circ$ のシュリーレン写真

図 6. 2. 2 ( $P_{Oj} = 0.379\text{MPa}$ ,  $\alpha = -5^\circ$ ), 図 6. 3. 2 ( $P_{Oj} = 0.804\text{MPa}$ ), 図 6. 4. 2 ( $P_{Oj} = 1.134\text{MPa}$ ) および図 6. 5. 2 ( $P_{Oj} = 2.222\text{MPa}$ ) は、 $\alpha = 5^\circ$  ( $-5^\circ$ )の逆噴射ジェットのある場合のシュリーレン写真である。図 6. 2. 2では  $\alpha = 0^\circ$ と同様に、流れ場の非定常振動のため離脱衝撃波は観察されていない。シュリーレン写真および図 4. 2 の圧力分布から分かる通り、 $P_{Oj} = 0.804\text{MPa}$ では風下側で再圧縮衝撃波は発生していない。また風上側では、再圧縮衝撃波は  $\alpha = 0^\circ$ に比べてより強まっていることがシュリーレン写真および図 4. 2 から

分かる。図 6. 3. 1 ( $P_{Oj} = 0.811\text{MPa}$ ) および図 6. 4. 1 ( $P_{Oj} = 1.138\text{MPa}$ )の  $\alpha = 0^\circ$ の場合、模型頭部の肩部から発生した弱い再圧縮波は、模型頭部上流で発生した離脱衝撃波と重なっているが、 $\alpha = 5^\circ$ を取ると図 6. 3. 2 ( $P_{Oj} = 0.804\text{MPa}$ ) および図 6. 4. 2 ( $P_{Oj} = 1.134\text{MPa}$ ) に示すように、風上側でより強い再圧縮衝撃波が離脱衝撃波を貫通している。

### 5. 3. 3 迎角 $\alpha = 10^\circ$ のシュリーレン写真

図 6. 2. 3 ( $P_{Oj} = 0.375\text{MPa}$ ), 図 6. 3. 3 ( $P_{Oj} = 0.807\text{MPa}$ ), 図 6. 4. 3 ( $P_{Oj} = 1.141\text{MPa}$ ) および図 6. 5. 3 ( $P_{Oj} = 2.203\text{MPa}$ ) は、 $\alpha = 10^\circ$ の逆噴射ジェットのある場合のシュリーレン写真である。 $P_{Oj} = 0.375\text{MPa}$ の場合、 $\alpha = 5^\circ$ の場合と同様に  $\alpha = 10^\circ$  (図 6. 2. 3)でも

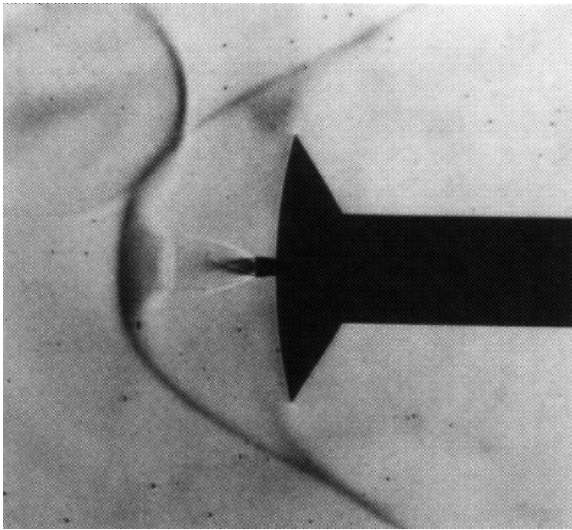


図 6. 3. 1 シュリーレン写真( $P_{Oj} = 0.811(\text{MPa})$ ,  
 $m_c = 0.1272$ ,  $\alpha = 0^\circ$ )

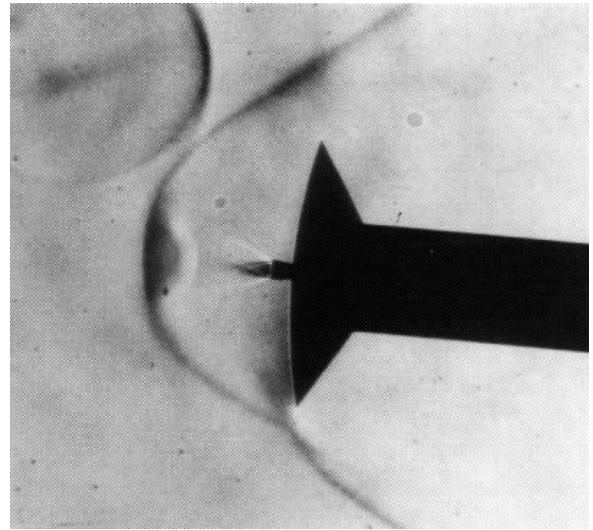


図 6. 3. 2 シュリーレン写真( $P_{Oj} = 0.804(\text{MPa})$ ,  
 $m_c = 0.1323$ ,  $\alpha = 5^\circ$ )

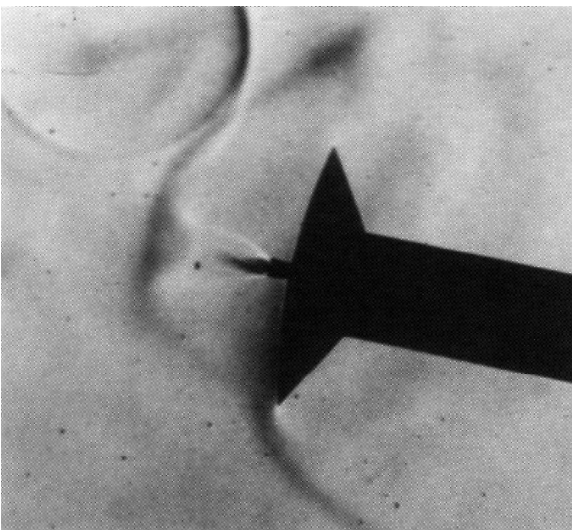


図 6. 3. 3 シュリーレン写真( $P_{Oj} = 0.807(\text{MPa})$ ,  
 $m_c = 0.1312$ ,  $\alpha = 10^\circ$ )

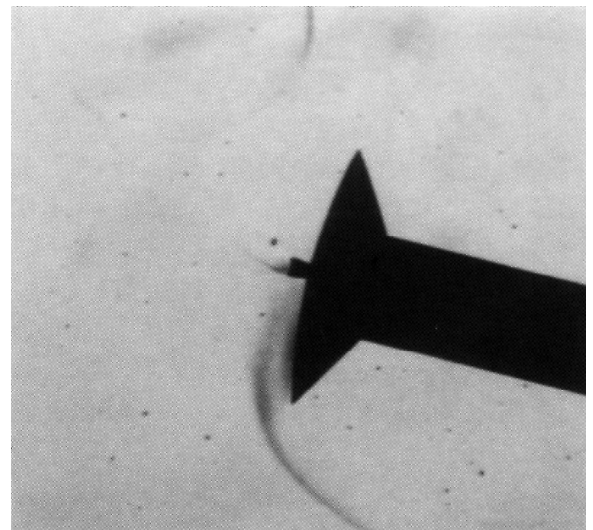


図 6. 3. 4 シュリーレン写真( $P_{Oj} = 0.824(\text{MPa})$ ,  
 $m_c = 0.1316$ ,  $\alpha = 15^\circ$ )

模型頭部前方の離脱衝撃波は激しく振動している。しかし、風上側の模型頭部の肩部近傍から発生する強い再圧縮衝撃波は鮮明に観察される。 $P_{Oj}$  0.807MPaにおいては離脱衝撃波が写っており、模型頭部風上側の離脱衝撃波の位置関係を見ると、 $P_{Oj} = 0.807\text{MPa}$  (図 6. 3. 3) の場合、離脱衝撃波は模型頭部の肩部に当たっているが、 $P_{Oj}$  が増加すると模型頭部から離脱衝撃波は離れる (図 6. 4. 3 および図 6. 5. 3)。全体的に  $\theta = 5^\circ$  に比べて  $\theta = 10^\circ$  の方が離脱衝撃波のシュリーレン写真がやや不鮮明であることから、 $\theta = 10^\circ$  の方が流れ場が不安定であると推測される。 $P_{Oj} = 2.220\text{MPa}$  の場合、 $\theta = 10^\circ$  (図 6. 5. 3) が他の迎角 に比べて離脱衝撃波が不鮮明である。後に示す  $\theta = 15^\circ$  の場合を含めて、写真で見える限り

$\theta = 10^\circ$  の場合が最も流れ場は不安定であった。但し、模型前面の圧力変動が最も小さいのは  $\theta = 5^\circ$  の場合であった。また図 6. 4. 3 ( $P_{Oj} = 1.141\text{MPa}$ ) の離脱衝撃波内を観察すると逆噴射ジェット衝撃波、ジェット境界面および離脱衝撃波が平行になっていない点は流れ場の複雑性を示している。

#### 5. 3. 4 迎角 $\theta = 15^\circ$ のシュリーレン写真

図 6. 3. 4 ( $P_{Oj} = 0.824\text{MPa}$ )、図 6. 4. 4 ( $P_{Oj} = 1.141\text{MPa}$ ) および図 6. 5. 4 ( $P_{Oj} = 2.235\text{MPa}$ ) は  $\theta = 15^\circ$  の逆噴射ジェットのある場合のシュリーレン写真である。ここでは、 $P_{Oj}$  の増加に伴い離脱衝撃波が徐々に鮮明に写し出されている。すなわち迎角を取った場合、 $P_{Oj}$  を増加させると流れ場が安定することが分かる。また  $P_{Oj} =$

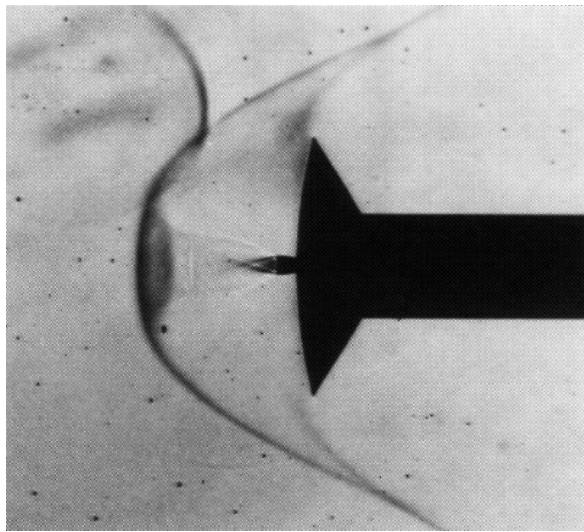


図 6. 4. 1 シュリーレン写真 ( $P_{Oj} = 1.138\text{MPa}$ ),  
 $m_c = 0.1796$ ,  $\theta = 0^\circ$ )

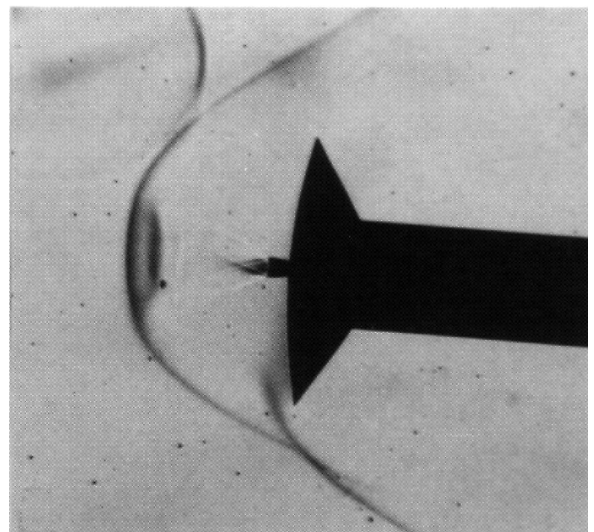


図 6. 4. 2 シュリーレン写真 ( $P_{Oj} = 1.134\text{MPa}$ ),  
 $m_c = 0.1803$ ,  $\theta = 5^\circ$ )

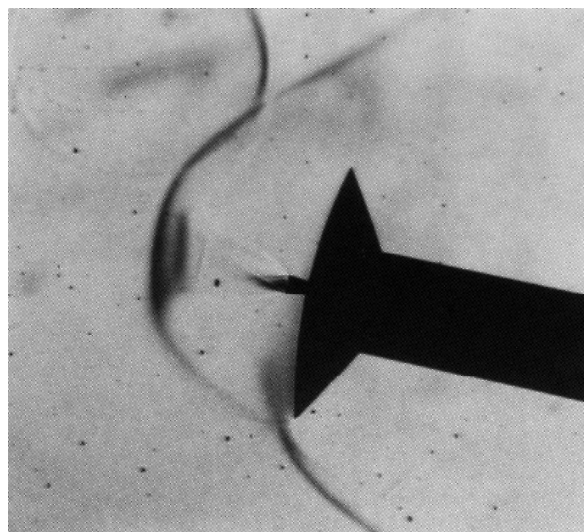


図 6. 4. 3 シュリーレン写真 ( $P_{Oj} = 1.141\text{MPa}$ ),  
 $m_c = 0.1847$ ,  $\theta = 10^\circ$ )

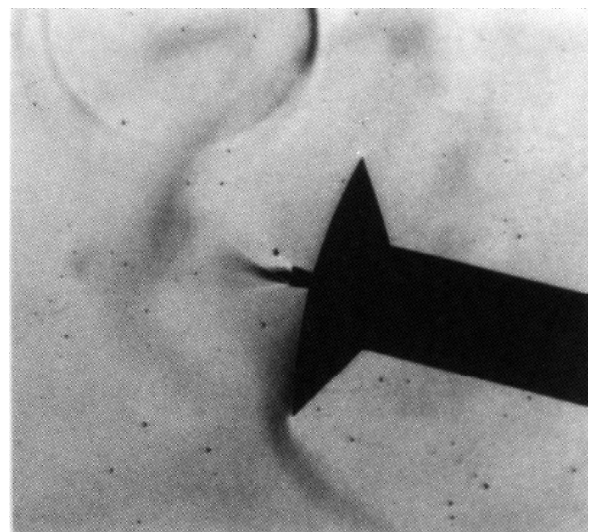


図 6. 4. 4 シュリーレン写真 ( $P_{Oj} = 1.141\text{MPa}$ ),  
 $m_c = 0.1831$ ,  $\theta = 15^\circ$ )

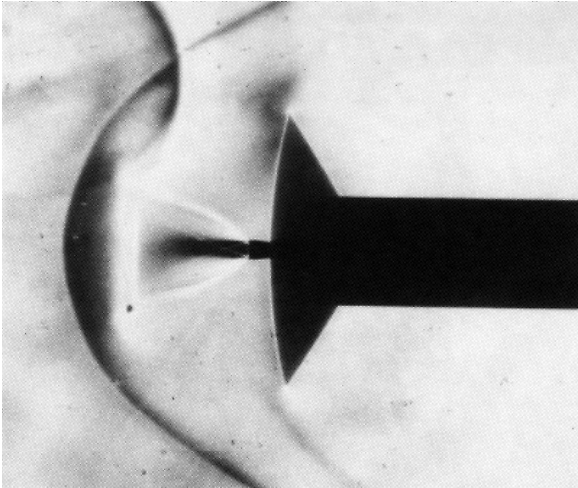


図 6. 5. 1 シュリーレン写真( $P_{Oj} = 2.219(\text{MPa})$  ,  
 $m_c = 0.3482$  ,  $\alpha = 0^\circ$ )

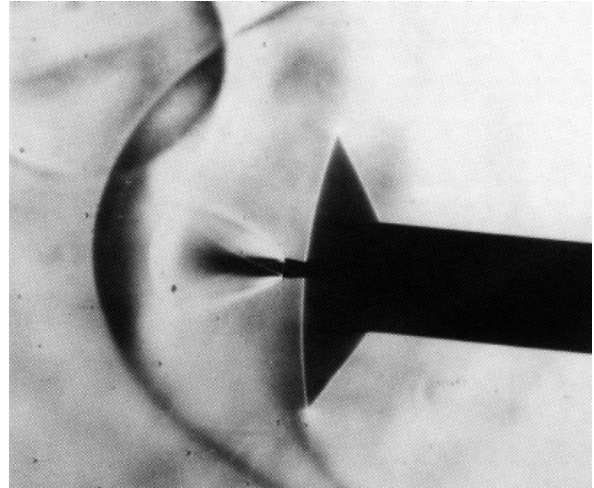


図 6. 5. 2 シュリーレン写真( $P_{Oj} = 2.222(\text{MPa})$  ,  
 $m_c = 0.3623$  ,  $\alpha = 5^\circ$ )

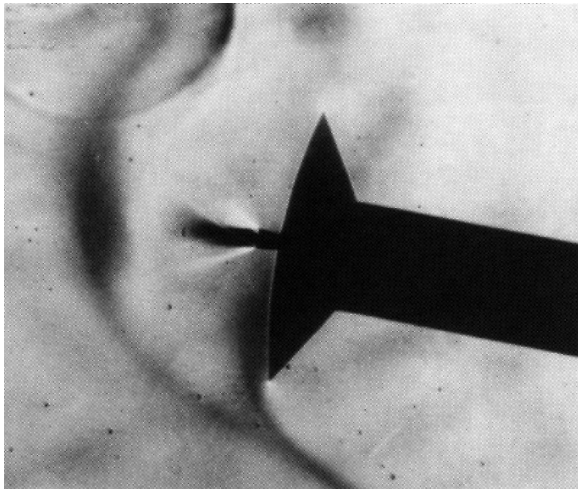


図 6. 5. 3 シュリーレン写真( $P_{Oj} = 2.203(\text{MPa})$  ,  
 $m_c = 0.3543$  ,  $\alpha = 10^\circ$ )

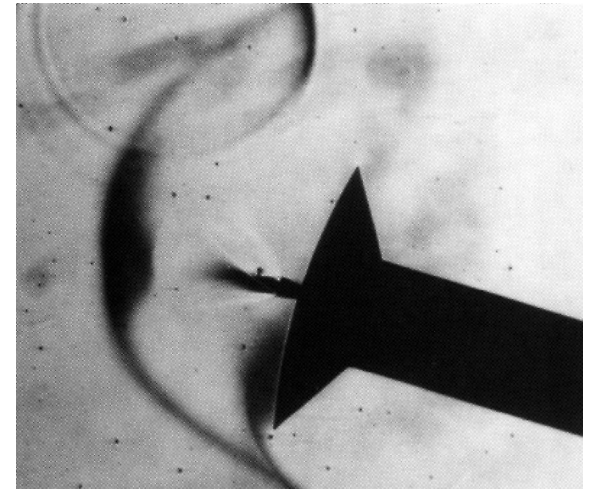


図 6. 5. 4 シュリーレン写真( $P_{Oj} = 2.235(\text{MPa})$  ,  
 $m_c = 0.3697$  ,  $\alpha = 15^\circ$ )

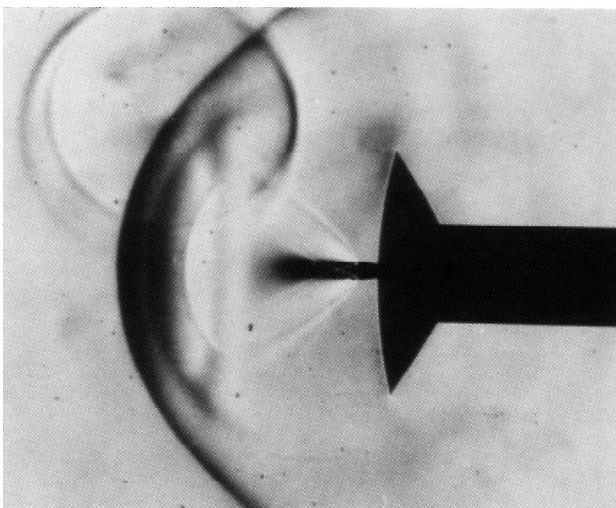


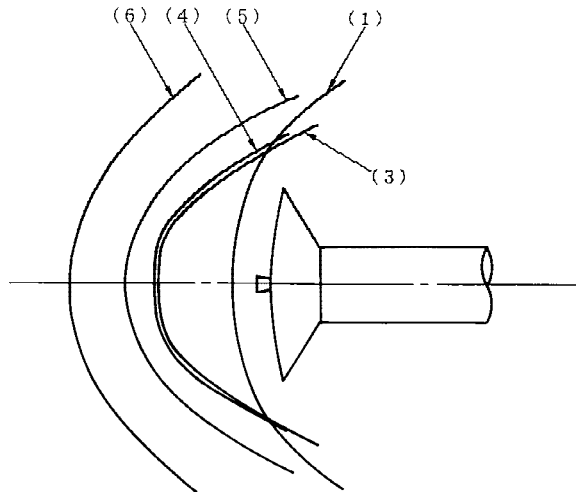
図 6. 6 シュリーレン写真( $P_{Oj} = 5.001(\text{MPa})$  ,  
 $m_c = 0.7851$  ,  $\alpha = 0^\circ$ )

2.220MPa の場合，図 6. 5. 1 および図 6. 5. 2 の  $5^\circ$  では，離脱衝撃波は主流に対して逆噴射ジェットの上流でほぼ円弧を描いてるが， $\alpha = 15^\circ$  では中心部に主流にほぼ垂直な衝撃波を形成している。

図 8 は図 6. 5. 4 ( $P_{Oj} = 2.235\text{MPa}$  ,  $\alpha = 15^\circ$ ) および 3. 1 節で示した従来の研究を参考にして，模型頭部前方の流れ場の様子を推定したものである。同図に示す模型頭部での逆流領域は，圧力測定から描いた等圧力線図上での死水域に対応している。

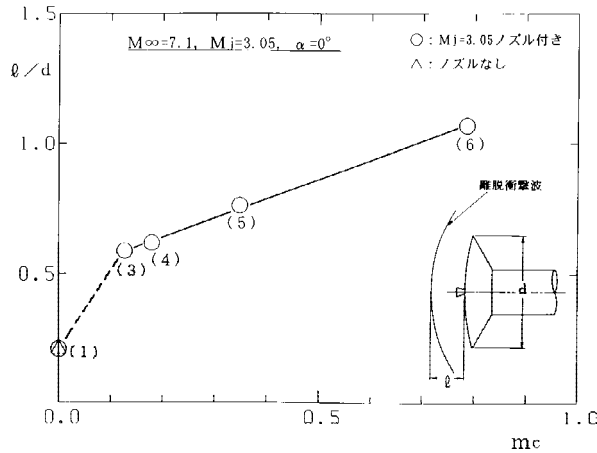
#### 5. 4 流れ場の検討

カプセル形状頭部の表面圧力分布，等圧力線図，シュリーレン写真および圧力変動モニターを基に，逆噴射ジェットのある流れ場の検討を，模型の迎角がない場合とある場合に分けて行った。



試験ケース	P <sub>0j</sub> (MPa)	m <sub>c</sub>
(1)	0.0	0.0
(2)	0.375	0.0596 (衝撃波は振動)
(3)	0.811	0.1272
(4)	1.138	0.1796
(5)	2.219	0.3482
(6)	5.001	0.7851

図 7.1 質量流量比  $m_c$  と離脱衝撃波の形状 ( $\alpha = 0^\circ$ )



5. 4. 1 迎角  $\alpha = 0^\circ$  の場合

迎角  $\alpha = 0^\circ$  の逆噴射ジェットのある場合については、第 3 節において  $P_j$  と  $P_n$  の大小の関係から、～ の 4 つの空力干渉パターンがあることを示した。本節では、表 1 に示した  $\alpha = 0^\circ$  の本実験ケースが～ のどのパターンに属し、どのような振舞いをしているかを実験データを基に検討した。

表 1 によれば、逆噴射ジェット流量に応じた試験ケース(2)～(6)に対するノズル出口静圧  $P_j$  の平均値  $\bar{P}_j$  は

試験ケース	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)
$\bar{P}_j$ (MPa)	0.0095	0.0205	0.0288	0.0561	0.1263

他方、各試験ケースに対応した逆噴射ジェットノズル近

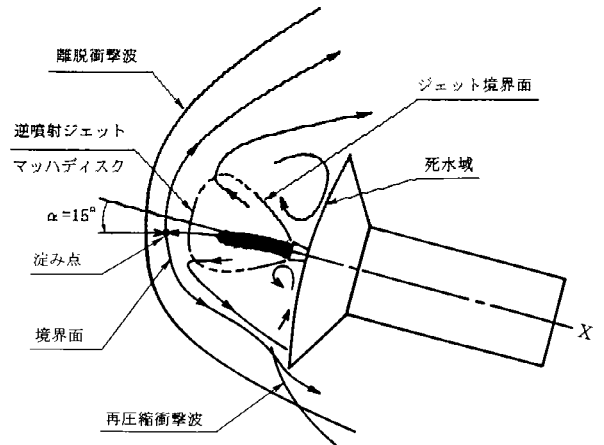


図 8 模型頭部上流の流れ場の推定

( $P_{0j} = 2.235(\text{MPa})$ ,  $m_c = 0.3697$ ,  $\alpha = 15^\circ$ )

傍の圧力  $P_n$  は、図 4. 1 の圧力分布測定データから得られ、これから  $\bar{P}_j$  と  $P_n$  の比を取ると次のとおりである：

試験ケース	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)
$P_n$ (MPa)	0.0028	0.0044	0.0029	0.0022	0.1263
$\bar{P}_j / P_n$	3.38	4.66	9.90	25.0	315.8

この結果いずれの試験ケースも  $\bar{P}_j / P_n > 1$  となり、3. 2 節で示したタイプ～のいずれかの干渉パターンに対応することになる。

他方、各試験ケースに対応した圧力分布、シュリーレン写真を検討する。図 4. 1 によれば、試験ケース(2)の場合は試験ケース(3)～(6)に比べてノズル近傍での表面圧力の平坦部分が極めて小さい。しかもこの圧力は、圧力変動モニターによれば高い振動数で振動しており、このため全表面にわたる等圧力線図(図 5. 2)は描かれない状況にあった。また、この試験ケースでのシュリーレン写真図 6. 2. 1 では、カプセル前面の衝撃波が全く捕らえられていない。これらの現象から試験ケース(2)の場合には、流れ場全体が非正常高速振動していることが分かる。

第 3 節で示した従来の多くの研究によれば、これらの現象はタイプ～の干渉パターンにおいて得られると指摘されている。タイプ～においては第 3 節で示したとおり、エネルギー損失の少ない適正膨脹ないしは  $P_j$  の低い不足膨脹の超音速ジェットがカプセル前面の弓状衝撃波に直進・貫通し、空力的スパイク効果を生じて流れ場全体が不安定となる。試験ケース(2)がこのようなタイプ～の干渉パターンとなるとすれば、静圧比は  $P_j / P_n = 3.38$  (総圧比では  $P_{0j} / P_0 = 0.357$ ) であるから逆噴射ジェットは不足膨脹ノズル流となり、マッハディスクは発生せずに膨脹波・圧縮波の反射パターンが発生することになる。これに対して試験ケース(3)では  $\bar{P}_j / P_n = 4.66$

( $P_{Oj} / P_0 = 0.773$ ) であって、試験ケース(2)より圧力が高くなっており、このためシュリーレン写真(図 6. 3. 1)でもマッハディスクが鮮明に見られている。

第 3 節でも指摘したように、逆噴射干渉パターンを支配するパラメータは数多くあって、パラメータと干渉パターンの明確な相関関係は得られていない。

本報告で採用しているパラメータ  $P_j / P_n$  は、ジェット出口の周辺圧力  $P_n$  の実験値を必要とするが、従来の多くの実験的研究ではこのパラメータ値が必ずしも得られていないため、パラメータと干渉パターンの相関関係を検討するためのデータベースが不足している。文献 16) の逆噴射実験では、 $M = 2.0$  の超音速流中に迎角  $\alpha = 0^\circ$  で置かれた半球 / 円柱模型の半球頭部から  $M_j = 1.0$  および  $1.5$  のジェットを噴射して、頭部表面圧力分布を測定している。流れ場の干渉パターンの判定パラメータを  $K = P_{Oj} / P_0$  として、流れ場が「不安定」 / 「極めて不安定」 / 「安定」になる範囲を与えているが、この範囲は次のとおり  $M_j$  の値に依存している；

- $M_j = 1.0$  : 「不安定」 ;  $K < 1.52 = K_{cr}$   
 .....干渉パターン  
 「極めて不安定」 ;  $K_{cr} < K < K_s$   
 .....  
 「安定」 ;  $K > 1.66 = K_s$   
 ..... ,
- $M_j = 1.5$  : 「不安定」 ;  $K < 2.0 = K_{cr}$   
 .....  
 「極めて不安定」 ;  $K_{cr} < K < K_s$   
 .....  
 「安定」 ;  $K > 2.16 = K_s$   
 ..... ,

ここで与えられた干渉パターンの総圧比条件は、非常に狭い範囲にあることが特徴的である。この流れ場条件から干渉パターンの静圧比  $P_j / P_n$  を求めると、 $M_j = 1$  で  $P_j / P_n = 2.2^*$ 、 $M_j = 1.5$  で  $P_j / P_n = 3.0^*$  (但し、\* は上記の  $K_{cr}$  と  $K_s$  に対応した値の平均値) となっている。

これらの文献 16) での結果を、極超音速主流中 ( $M = 7.1$ ) で行った本研究 ( $M_j = 3.05$ ) と比較すると、本研究での干渉パターンが、総圧比では  $P_{Oj} / P_0 = 0.357$  となって文献 16) の結果と大幅に異なっているが、静圧比で比較すれば  $P_j / P_n = 3.38$  となって文献 16) と同程度になることを示している。

比較のために、静止大気中に噴出した超音速ジェットにおける文献 8) では、マッハディスク(リーマン波)の発生しない  $P_j / P_n$  の範囲は、 $M_j$  および  $\alpha$  をパラメータとして図 1. 2 に示すとおりに与えられている。 $\alpha$  を大きくするほどマッハディスクが発生する静圧比が狭めら

れ、 $M_j$  を大きくするほど発生静圧比が広がるという結果が特徴的である。 $M_j$  の範囲が  $1.0 \sim 3.0$  では  $P_j / P_n$  の範囲は約  $2.5$  以下となっている。この結果は当然のことながら、逆噴射ジェットでの本報告の結果および先の文献 16) ( $\alpha = 0$ ) の結果とは定量的に一致していないが、干渉パターンの発生する静圧比のオーダーは等しいことを示している。

他方、文献 6) では干渉パターンが発生する条件を  $P_j / P_n = 1$  としており、条件の範囲は明確には示されていない。

以上のことから、本実験での試験ケース(2)は、干渉パターンの不足膨脹ノズル流で  $P_j$  が低い場合に相当するものと考えられる。従って、カプセル頭部で逆噴射されたジェット内部では弱い膨脹波・圧縮波が繰り返し発生し、この大きな圧力損失を受けずに長く伸びたジェットが弓状離脱衝撃波を貫通し、この結果極めて不安定性の強い空力スパイク現象を発生させているものと考えられる。

試験ケース(3)～(6)では、圧力分布図 4. 1 ならびに等圧力線図 5. 2. 1、図 5. 3. 1 および図 5. 4. 1 から分かるように、いずれも淀み点領域に広い死水域が存在するが、それらの間に特徴的な相違は見られない。シュリーレン写真図 6. 3. 1、図 6. 4. 1、図 6. 5. 1 および図 6. 6 によると、図 6. 3. 1 および図 6. 4. 1 ではカプセル模型による弓状衝撃波と大きく拡散した逆噴射ジェットの干渉による垂直に近い衝撃波の複合衝撃波が見られるが、図 6. 5. 1 および図 6. 6 では円形に近い単一衝撃波となっていることが明らかである。このことは、前者では主流から見てカプセル模型の中に逆噴射ジェットが存在しており、模型に依存した衝撃波と逆噴射ジェットに依存した衝撃波が複合していることを示している。他方後者では、模型に依存した衝撃波の存在が見られず、主流から見て模型は大流量の逆噴射ジェット流の中に含まれて、一体の物体と見なされていることを示している。これらから、試験ケース(3)および(4)はパターン ③ であり、試験ケース(5)および(6)はパターン ④ と見なされる。これらの検討から、各試験ケースが属する空力干渉パターンは次のとおりとなる：

試験ケース	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)
パターン	②	③	③	④	④

試験ケース(2)で発生した現象の非正常性については、その原因を明らかにする明確なデータはない。文献 6) においては、ノズル出口近傍でのノズル面内境界層の剥離が非定常的に発生していることが原因と類推されているが、剥離の発生を示すデータは測定されていない。図 1. 3 に示すとおり、干渉パターン ②～④ では鈍頭頭部全

面に剪断流 / 離流領域が存在する。超音速逆噴射ジェットが空力的スパイク効果を示すとすれば、図 1.3 の示すとおり強い剪断応力を受けながら離領域を貫通する細いジェットの流れ場が主流と衝突して大きな干渉を生ずるわけで、干渉流れ場は微妙な圧力バランスの下に形成されるため、これが非定常的振る舞いをすることは容易に推測される。ジェットの非定常性は衝撃波全体の振動を誘起し、流れ場全体を非定常的にすることになるが、本実験では原因の確定はなされ得ない。

#### 5.4.2 迎角のある場合

迎角のある場合の流れ場の特徴は、カプセル表面等圧線図とシュリーレン写真から、箇条書きに次の項目のとおりである：

- (1) 等圧力線図によれば、 $\alpha = 0^\circ$ でのノズル周辺の円形の死水域は、迎角を若干取ると風上側対称面付近が付着流となり、馬蹄形の死水域となる。迎角を大きくするに従い、死水域はノズルより風下側に後退する。
- (2) 風下側の広い面は死水域となり、逆噴射ジェットによって被われる。
- (3) 図 4.4 および図 5.2.4 での試験ケース(3)( $P_{Oj} = 0.824\text{MPa}$ )の  $\alpha = 15^\circ$ では、圧力ピーク乃至は等圧力分布の孤立島が存在することから、弓状衝撃波がカプセル面に衝突していることが予想される。しかし、シュリーレン写真図 6.3.4 では振動により弓状衝撃波は全く捕らえられていない。同一条件で  $\alpha = 10^\circ$ の場合の図 6.3.3 では弓状衝撃波はカプセル端部に衝突し、非常に焦点の不鮮明なシュリーレン写真となっており、対称面圧力分布図 4.3 では圧力の端面へ向けての急上昇を示している。このことから試験ケース(3)の  $\alpha = 15^\circ$ では、弓状衝撃波はカプセル面に衝突しているものと推定される。
- (4) 前項の(3)と同様の類推から、試験ケース(4)( $P_{Oj} = 1.141\text{MPa}$ )の  $\alpha = 15^\circ$ では、弓状衝撃波はカプセル端部に衝突していると考えられる。弓状衝撃波がカプセル面に衝突すると衝撃波全体の振動が励起される。シュリーレン写真図 6.3.3 および図 6.4.4 には振動中と思われる衝撃波の残像が見られるが、同様に逆噴射ジェット先端部の振動によると思われる変形像も見られる。これは、衝撃波の衝突によってカプセル端部に圧力上昇が生じ、これが粘性層および亜音速部を伝わって上流に達し、ジェットの気流方向を変更し、これがジェット / 弓状衝撃波干渉から弓状衝撃波の形状変更をもたらす。カプセル面上に弓状衝撃波が衝突すると、衝撃波を通して流入した主流はカプセル面上の狭い流路を通して流出することになり、弓状衝撃波の形状変更はこの流路を広げる形で生ずるものと考えられる。その結果、カプセル端面圧力減少が生じ、このサ

イクルが衝撃波振動をもたらすものと考えられる。しかしながらこの推測では、大流量ジェットの図 6.5.3 で振動する衝撃波(カプセルに衝突していない)が迎角を大きくした図 6.5.4 で振動を停止するメカニズムを説明し得ない。これらの考察を裏付けるためには、詳細な定量的解析を必要とする。

- (5) カプセル前面に発生する垂直部分を持った弓状衝撃波と模型軸および主流軸となす角度を検討する。シュリーレン写真図 6.3.3 および図 6.4.3 (試験ケース(3)および(4)の  $\alpha = 10^\circ$ )においては、弓状衝撃波の中心の垂直部分は模型軸に垂直であるが、図 6.5.3 および図 6.5.4 (試験ケース(5)の  $\alpha = 10^\circ$  および  $15^\circ$ )では主流に垂直で模型軸には垂直でなくなる。このことは、試験ケース(3)および(4)では逆噴射ジェットの流量が少ないため、主流による弓状衝撃波は模型迎角(言い換えれば模型形状)に依存するが、試験ケース(5)では逆噴射ジェットの流量が大きいため、主流から見て模型はジェットの中に埋まっており、弓状衝撃波の垂直部分は模型迎角(模型形状)に依存しないことを示している。従ってこれらは、 $\alpha = 0^\circ$ で試験ケース(3)および(4)が空力干渉パターンに、試験ケース(5)が空力干渉パターンに属することと一致している。

#### 5.5 空力特性

本実験的研究の主たる目的は、逆噴射ジェットをカプセル形状飛翔体の制御力として用いるための基礎的な研究である。そのために、カプセル模型に作用する空気力を模型迎角および逆噴射ジェットの流量をパラメータとして与える。この時、

- (1) 逆噴射ジェットを噴出しながら天秤を用いて空気力を精度良く測定することは、ジェット導管と天秤の干渉が強いため一般には困難である。
- (2) 逆噴射ジェットを作用させた飛翔体には、空気力の他にジェットによる推進力が働くため、その合力を評価することが適当である。

このため、上記項目に対応して

- (1) カプセル表面圧力分布測定値を積分して空気力を求める。その妥当性評価のため、ジェットなし(ジェット導管なし)模型を用いて天秤による空気力測定を実施し、表面圧力分布測定値の積分による空気力と比較検証を行った。
- (2) 表面圧力の積分による空気力の抗力および揚力成分特性を調べると共に、ガスジェットによる推進力を合成した合力の評価を行った。

##### 5.5.1 表面圧力積分による空気力の天秤計測による検証

本試験の模型のように鈍頭度(模型頭部の曲率半径)

が大きく、頭部裏面が直接気流に触れない物体が極超音速流中に置かれた場合、物体に働く空気力はほとんど物体前面頭部に作用する空気力に支配される<sup>24)</sup>。このため、頭部表面圧力の積分値は模型への空気力を精度良く与えると思われるが、その検証を逆噴射ジェットのない(ジェット導管のない)場合に、天秤による空気力測定値との比較によって実施した。

空力係数は、図 2.3 の圧力測定孔での圧力データに区分面積を乗じて面積分を行い求めた。区分面積は、各測定孔間を半径方向( $r$ )と円周方向( $\theta$ )に分割して与えている。 $\alpha = 22.5^\circ \sim 157.5^\circ$ については、半径方向の $r_2$ と $r_4$ の圧力データがないので、前後の圧力データを用い1次補間して圧力データを作成している。

天秤による空気力計測用模型は、本圧力試験模型と形状・寸法が同じで、圧力模型と同一の逆噴射ジェットノズル $M_j = 3.05$ が付いているが、天秤干渉を防ぐためにジェット導管は付けていない。

図 9 に、逆噴射ジェットのない場合の模型頭部表面の圧力係数 $C_P$ を積分して求めた抗力係数 $C_{DS}$ および揚力係数 $C_{LS}$ と、天秤で測定したそれらの係数を比較して示す。同図には比較のために、参考文献 7) で測定されたカプセル形状模型の空気力データの内、頭部直径および曲率半径が同一な場合のデータを併せて図示した。なお、カプセル後部形状については、本模型と参考文献 7) の模型では、後部円筒直径 $d_B$ はほぼ同一であるが、円筒部長さは本模型での9.1cmに比べて文献 7) では3.1cmと短くなっている。また逆円錐部の角度 $\theta_c$ が本模型では $60^\circ$ に対して、文献 7) では $25^\circ$ である。

#### (1) 抗力係数 $C_D$ の検証

図 9 によれば、本力試験による抗力係数 $C_D$ ( $\square$ )は参考文献 7) の空気力計測データ( $\triangle$ )と良好な一致を示している。本圧力試験から求めた抗力係数 $C_{DS}$ ( $\bullet$ )は、力試験による $C_D$ に比べて5~6%程度大きい値を示すが、迎角 $\alpha$ の増加に対する抗力の減少の傾向は定量的に力試験データにほぼ一致している。以上のことから、本圧力試験から求めた抗力係数 $C_{DS}$ によって、本模型全体の抗力係数の特性を把握することは可能であると云える。

#### (2) 揚力係数 $C_L$ の検証

図 9 の本力試験による揚力係数 $C_L$ ( $\square$ )は、参考文献 7) のデータ( $\triangle$ )とは約10%の相違を示す。これは後に示す理由から、カプセル後部の円筒部の長さの相違から来ているものと考えられる。圧力試験から求めた揚力係数 $C_{LS}$ ( $\bullet$ )および本力試験データ $C_L$ ( $\square$ )の迎角 $\alpha$ に対する直線性は両者とも極めて良好であるが、その絶対値は約23%だけ圧力試験から求めた揚力係数 $C_{LS}$ ( $\bullet$ )の方が本力試験データ $C_L$ ( $\square$ )よりも大きくなっている。

データの種類	模型形状	$C_D$	$C_L$	$M_\infty$	$P_\infty$ (MPa)
$C_P$ の積分データ	本圧力試験模型	$\square$	$\bullet$	7.1	1.05
3分力天秤データ	本圧力試験模型と同一形状・寸法の模型	$\triangle$	$\blacktriangle$	7.1	1.05
3分力天秤データ(参考文献 7)のデータ)	本圧力試験模型と頭部曲率が同じ模型	$\square$	$\blacksquare$	7.1	1.47

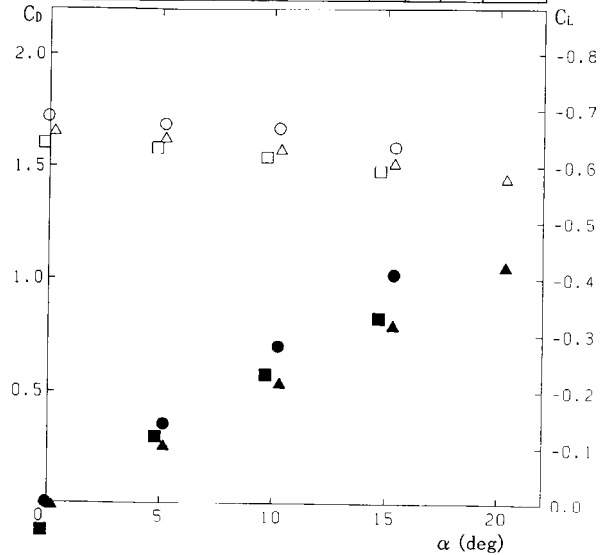


図 9 圧力係数 $C_P$ の積分データと3分力天秤データの比較

カプセル形状模型では、頭上げ迎角を取ると風上側での模型後部(特に円筒部)と後部流のなす角度が大きくなっているため、上向き迎角に対して模型後部は上向きの力を発生する。頭上げ迎角を持ったカプセル頭部には、風下側の広い面により下向き揚力(通常の翼とは反対向きの揚力)が生ずる。従って、カプセル後部はカプセルの揚力を減少させる効果がある<sup>20),25),26)</sup>。この効果により本模型より後部円筒部の短い参考文献 7) の模型においては揚力減少の効果が小さくなり、揚力データ $C_L$ ( $\square$ )が本実験データ $C_L$ ( $\triangle$ )より大きくなっている。全く同様の原因から、後部圧力を無視して表面圧力分布の積分から求めた $C_{LS}$ ( $\bullet$ )は力試験データより大きい値となる。後部形状が $C_L$ に及ぼす影響ならびに後部の揚力減少効果に及ぼす逆噴射ジェットの影響の定量評価は本実験からは困難であるが、カプセル前面が発生する揚力によって逆噴射ジェットの効果を適正に評価することは可能であると考えられる。

#### 5.5.2 抗力係数 $C_D$

図 10.1 は、模型頭部表面の圧力係数 $C_P$ を積分して求めた抗力係数 $C_{DS}$ と迎角 $\alpha$ の関係を、質量流量比 $\dot{m}_c$ をパラメータとして表す。ここで質量流量比 $\dot{m}_c$ は、模型頭部に入ってくる主流の質量流量 $\dot{m}$ と模型頭部から噴出される逆噴射ジェットの質量流量 $\dot{m}_j$ の比 $\dot{m}_c = \dot{m}_j / \dot{m}$ である。なお $\dot{m}_c$ は、各試験ケース(表 1 (1)~(6))にお



ける各迎角  $\alpha$  での  $m_c$  の平均値を示す。また質量流量の算出法<sup>27),28)</sup>は付録2に示した。

図10.1によれば、逆噴射ジェットがない場合 ( $m_c = 0$ ) には  $C_{DS}$  は  $\alpha = 0^\circ$  のときに最大値を取り、 $\alpha$  の増加と共に徐々に減少する。一方、逆噴射ジェットがある場合には、 $C_{DS}$  は逆噴射ジェットがない場合に比べて圧倒的に小さい値となる。逆噴射ジェットによる  $C_{DS}$  の低減効果は、 $\alpha = 0^\circ$  のときに最も顕著に現れ、 $\alpha$  の増加と共に増加する。すなわち  $\alpha$  の増加は、逆噴射ジェットによる  $C_{DS}$  の減少効果を弱める働きをしている。また  $m_c$  が増加した場合、質量流量比  $m_c$  が大きい方が  $C_{DS}$  を減少させる効果を持続させている。図中で最も小さい  $C_{DS}$  は  $m_c = 0.3586$  で  $\alpha = 0^\circ$  の場合 ( $\alpha = 0^\circ$ ) であり、これは逆噴射ジェットのない  $\alpha = 0^\circ$  の  $C_{DS}$  に比べて約  $1/6$  の値である。 $m_c = 0.0596$  では、 $\alpha = 0^\circ$  で逆噴射ジェットが空力スパイク効果を示し、最も効率よく  $C_{DS}$  を低下させているが、いずれの迎角でも非定常な振舞いをしており、特に  $\alpha = 15^\circ$  では圧力分布測定ができず、その結果  $C_{DS}$  も求められていない。またこの  $m_c$  では、 $\alpha = 10^\circ$  において既に逆噴射ジェットなしの  $C_{DS}$  に近い値まで上昇しており、極めて複雑な流れ場が発生していることをうかがわせる。

図10.2.1は、抗力係数  $C_{DS}$  と逆噴射ジェットの質量流量比  $m_c$  の関係を、迎角  $\alpha$  をパラメータとして示す。それぞれの  $\alpha$  での  $C_{DS}$  は、 $m_c$  に対して逆噴射ジェットのない場合 ( $m_c = 0$ ) を最大値として凹の減少特性を示しており、 $C_{DS}$  の減少率は、 $m_c$  の小さい領域で大きい。このことは、いずれの迎角においても、質量流量比  $m_c$  の増加が必ずしも効果的に  $C_{DS}$  を減少させていないことを示している。但し、 $m_c = 0.0596$  で  $\alpha = 15^\circ$  の  $C_{DS}$  は、上記の

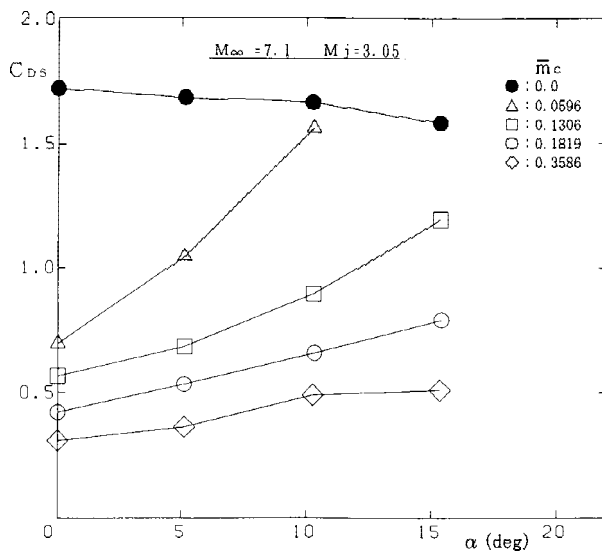


図10.1 迎角  $\alpha$  に対する抗力係数  $C_{DS}$  の変化

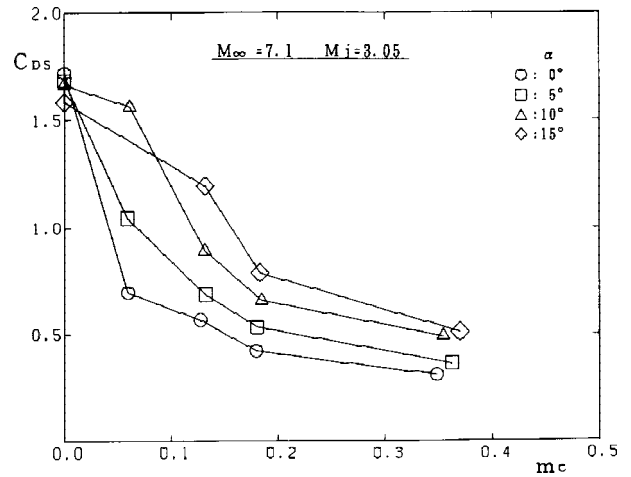


図10.2.1 質量流量比  $m_c$  に対する抗力係数  $C_{DS}$  の変化

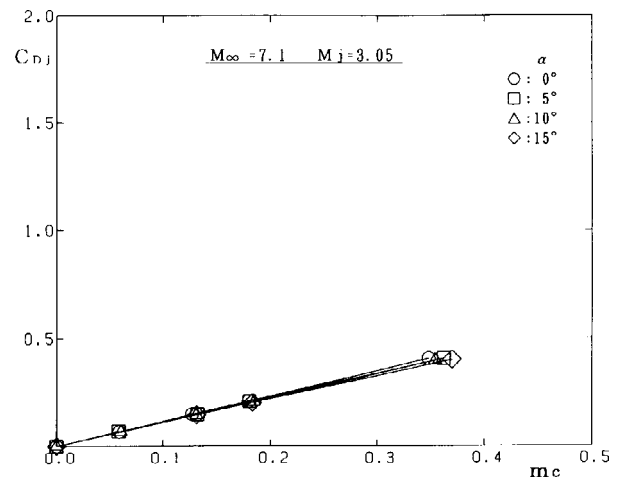


図10.2.2 質量流量比  $m_c$  に対する抗力係数  $C_{Dj}$  の変化

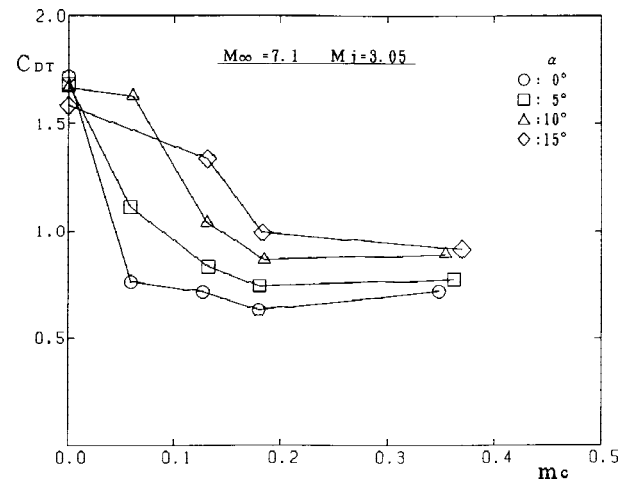


図10.2.3 質量流量比  $m_c$  に対する抗力係数  $C_{DT}$  ( $= C_{DS} + C_{Dj}$ ) の変化

とおり非定常現象から値が得られていないが、図10.1の傾向から  $\dot{m}_c = 0$  の値を越す可能性もあり、小流量で大迎角における異常な特性を示すものである。

図10.2.1に示した抗力係数  $C_{DS}$  に、逆噴射ジェットの推力の抗力方向成分を加えて全抗力係数  $C_{DT}$  を求めた。

図10.2.2に逆噴射ジェットの推力  $T^{29}$  の抗力方向成分の係数  $C_{Dj}$  を、逆噴射ジェットの質量流量比  $m_c$  の関数として示す。 $C_{Dj}$  は  $C_{Dj} = T \cdot \cos \theta / (q \cdot S)$  であるから、迎角の影響は小さい。但し、円錐ノズルではノズル開き角  $\theta_j$  による軸方向推力補正が必要となるが、ここでは  $\theta_j = 10^\circ$  であってその影響が小さいため省略している。

図10.2.3には、全抗力係数  $C_{DT} = C_{DS} + C_{Dj}$  の質量流量比  $m_c$  に対する変化を示す。全抗力係数  $C_{DT}$  は  $m_c$  の増加に対して各迎角とも  $\dot{m}_c = 0.1819$  までは減少するが、 $m_c$  の増加にともない  $C_{Dj}$  が大きくなるため、 $\dot{m}_c > 0.1819$  では  $\alpha = 15^\circ$  の場合を除き  $C_{DT}$  は増加の傾向を示す。この特性は、全体的に  $m_c = 0.1819$  以上の逆噴射ジェットを行っても、飛行体の抵抗を減らす効果はないことを表している。逆噴射ジェットが  $C_{DS}$  の減少に最も効果的に作用する  $\alpha = 0^\circ$  の場合、 $m_c = 0.0593$  での  $C_{DT}$  はほぼ平坦で、逆噴射ジェットのない場合の半分以下の値が得られることが分かった。しかしながら、いくつかの文献<sup>1),2),3)</sup>が指摘するような、スパイク効果による  $m_c$  の狭い領域での  $C_{DS}$  の極端な減少の存在は本試験では確認できていない。小流量で大きい効果を上げるこれらの条件では、気流全体が不安定で、衝撃波の激しい振動が生じていることは注意を要する。

5.5.3 揚力係数  $C_L$

図11.1に、模型頭部表面の圧力係数  $C_p$  を積分して求めた模型頭部の揚力係数  $C_{LS}$  と迎角  $\alpha$  の関係を示す。逆噴射ジェットのない場合、迎角  $\alpha$  を増すと本カプセル模型には一般の翼型とは反対に負の揚力が生じる。逆噴射ジェットの質量流量比  $\dot{m}_c$  がいずれの場合にも  $C_{LS}$  は、逆噴射ジェットのない  $C_{LS}$  に比べて絶対値は小さい。逆噴射ジェットのない場合、 $C_{LS}$  は  $\alpha$  に対して直線的に上昇するが、逆噴射ジェットのある場合、 $C_{LS}$  は  $\alpha$  に対して原点から上に凹な変化を示す。全体的に質量流量比  $\dot{m}_c$  が大きい方が迎角  $\alpha$  の揚力の絶対値を減らす効果大きい。抗力特性と同様に前述の空力干渉パターンに類似した  $\dot{m}_c = 0.0596$  のケースは、他の  $\dot{m}_c$  と比べて異常な変化を示している。

図11.2.1には、逆噴射ジェットの質量流量比  $m_c$  に対して模型表面圧力から求めた揚力係数  $C_{LS}$  の変化を示す。 $\alpha = 5^\circ$  の場合、 $m_c = 0.0596$  で最小値を取り、それ以上の  $\dot{m}_c$  ではほぼ平坦な  $C_{LS}$  特性となる。しかし全体的に

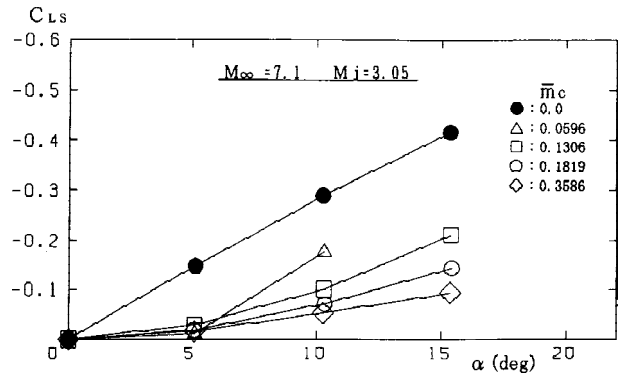


図 11.1 迎角  $\alpha$  に対する揚力係数  $C_{LS}$  の変化

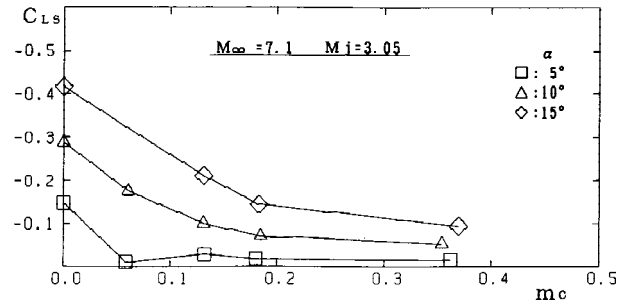


図 11.2.1 質量流量比  $m_c$  に対する揚力係数  $C_{LS}$  の変化

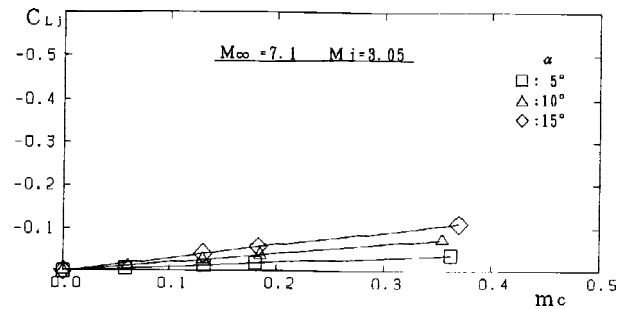


図 11.2.2 質量流量比  $m_c$  に対する揚力係数  $C_{Lj}$  の変化

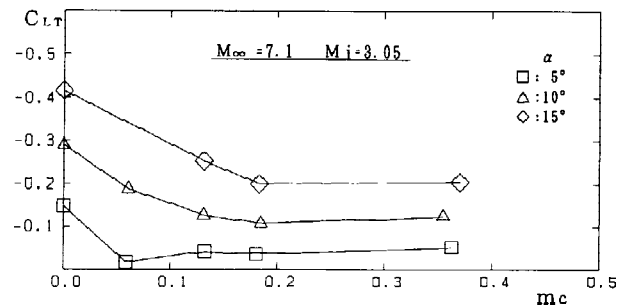


図 11.2.3 質量流量比  $m_c$  に対する揚力係数  $C_{LT}$  ( $= C_{LS} + C_{Lj}$ ) の変化

$C_{LS}$ は先に述べた模型頭部の抗力係数  $C_{DS}$  の特性と同様に、 $\dot{m}_c$ の増加に対して逆噴射ジェットのない場合 ( $\dot{m}_c = 0$ ) を最大値とする凹な減少を示している。 $\alpha = 10^\circ$  と  $\alpha = 15^\circ$  の場合、質量流量比  $m_c$  の小さい領域では  $C_{LS}$  の減少効果は大きい、質量流量比の大きい  $m_c = 0.1819$  では  $C_{LS}$  の減少効果は小さい。

模型が迎角を取ると、模型には表面で積分した圧力による揚力以外に、逆噴射ジェットによる推力の揚力成分が作用する。全揚力係数  $C_{LT}$  を、表面圧力による揚力係数  $C_{LS}$  と逆噴射ジェットによる揚力係数  $C_{Lj}$  の和として求める。

図 11. 2. 2 に、逆噴射ジェットの推力  $T$  の揚力成分  $L_j$  から作った揚力係数  $C_{Lj} (= T \cdot \sin \alpha / (q \cdot S))$  を、逆噴射ジェットの質量流量比  $m_c$  に対して示す。 $C_{Lj}$  は  $m_c$  に比例し、ここでの迎角の変化範囲ではほぼ迎角  $\alpha$  にも比例している。

図 11. 2. 3 に、模型頭部の揚力係数  $C_{LS}$  に逆噴射ジェットの推力  $T$  の揚力係数  $C_{Lj}$  を加えた全揚力係数  $C_{LT} (= C_{LS} + C_{Lj})$  を質量流量比  $m_c$  に対して示す。質量流量比  $m_c$  が小さい場合には  $C_{LT}$  の減少率は大きい、質量流量比  $m_c$  が大きくなるに従い  $C_{LT}$  の減少率は鈍化する。 $\alpha = 5^\circ$  の場合には、 $m_c = 0.0587$  でほぼ  $C_{LT} = 0$  となり、以後若干増加する傾向にある。 $\alpha = 10^\circ$  では  $m_c = 0.1819$  で  $\dot{m}_c = 0$  での  $C_{LT}$  の約 40% まで、 $\alpha = 15^\circ$  では同じ  $m_c$  で  $\dot{m}_c = 0$  での  $C_{LT}$  の約半分まで減少し、以後若干増加する。質量流量比  $m_c$  を大きくしすぎると推力  $T$  が増加するため、 $C_{LT}$  の減少に効果的な作用をしておらず、これは  $C_{DT}$  における傾向と同様である。

### 5. 5. 4 揚抗比 $L / D$

逆噴射ジェットが本模型 (カプセル模型) の揚抗比にどのような影響を与えるかを知るため、迎角  $\alpha$  をパラメータとして逆噴射ジェットの質量流量比  $m_c$  に対する揚抗比  $L / D$  の変化を調べた。

図 12. 1 は、模型頭部表面圧力分布による揚力係数  $C_{LS}$  と抗力係数  $C_{DS}$  から求めた揚抗比  $L_S / D_S$  の、質量流量比  $m_c$  に対する変化を示す。逆噴射ジェットは  $L_S / D_S$  を減少させる効果を持つことが分かる。また気流全体が安定状態となる  $m_c = 0.1306$  以上では、質量流量比  $m_c$  が増加しても  $L_S / D_S$  はほぼ一定の値を示す。その値は  $\alpha = 5^\circ, 10^\circ, 15^\circ$  のそれぞれで逆噴射ジェットのない場合の  $L_S / D_S$  の約 50%, 60%, 60% である。

図 12. 2 には、先に求めた模型頭部に作用する空気力に逆噴射ジェットの推力  $T$  を加えた場合の全抗力係数  $C_{DT}$  と全揚力係数  $C_{LT}$  の比、すなわち全揚抗比  $L_T / D_T$  の質量流量比  $m_c$  に対する変化を示す。全体的に質量流量比  $m_c$  が小さい方が  $L_T / D_T$  の減少効果は大きい。気流全体が安定状態となる  $m_c = 0.1306$  以上では、 $L_T / D_T$  は  $m_c$

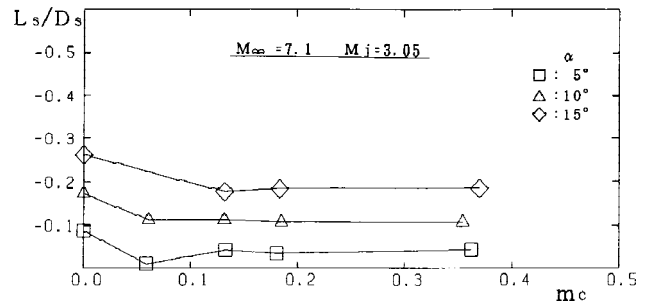


図 12. 1 質量流量比  $m_c$  に対する揚抗比  $L_S / D_S$  の変化

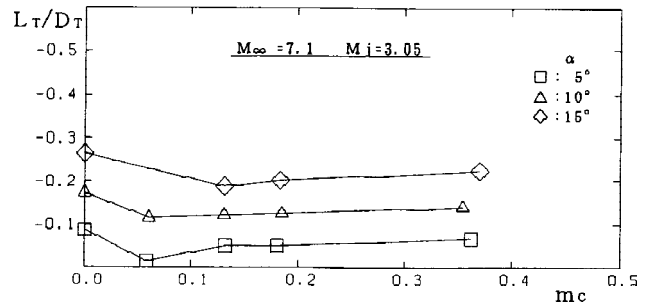


図 12. 2 質量流量比  $m_c$  に対する全揚抗比  $L_T / D_T$  の変化

に対して小さい勾配で増加する。 $m_c = 0.1306$  での  $L_T / D_T$  の値を逆噴射ジェットのない場合と比較すると、 $L_T / D_T$  の絶対値は  $\alpha = 5^\circ, 10^\circ, 15^\circ$  のそれぞれで逆噴射ジェットのない場合の約 60%, 70%, 70% である。従って  $L_T / D_T$  は  $L_S / D_S$  の場合に比べて絶対値で 10% 程度減少効果が小さくなる事が分かる。

## 6 . まとめ

極超音速流中 ( $M = 7.1$ ) の鈍頭度の大きいカプセル型模型頭部中央から超音速ジェットを上流へ向け逆噴射させ、超音速逆噴射がカプセル飛翔体の空力特性へ与える影響を、大きな迎角の範囲で実験的に調べた。実験は、逆噴射ジェットの流量を 0 から 5 段階とした 6 試験ケースにおいて、迎角を  $0^\circ \sim 15^\circ$  まで  $5^\circ$  間隔として実施され、カプセル表面圧力分布測定およびシュリーレン写真観察を行った。模型頭部表面の圧力分布から空力係数を求め、迎角および逆噴射ジェットが空力係数に与える影響を調べ、次の結果を得た。

- (1) 迎角  $\alpha = 0^\circ$  においては、逆噴射ジェットによってカプセル表面の広い範囲で円形の死水域が発生し、表面圧力が逆噴射ジェットのない場合の  $1 / 4$  以下に低減した。
- (2) 迎角  $\alpha$  を取ると、風上側の一部分から風下側の広い範囲にわたって馬蹄形の死水域が発生して表面圧力は低下するが、風上側では主流は付着流となって表面圧力は上昇する。

- (3)迎角  $= 0^\circ$  においては、カプセル前面に流入する主流流量の 5% 程度の最小流量の逆噴射ジェットによって、弓状衝撃波と逆噴射ジェットとの強い空力干渉が生じて空力スパイク現象が発生する。この際、流れ場全体が高速振動し不安定な状態となる。
- (4)最小流量の逆噴射ジェットでは、 $= 0^\circ \sim 15^\circ$  の範囲でいずれも流れ場は不安定である。逆噴射ジェットの流量を増加すると、 $= 0^\circ \sim 5^\circ$  の小迎角では流れ場は安定してくるが、 $= 10^\circ \sim 15^\circ$  の大迎角では弓状衝撃波がカプセル前面に接近 / 衝突して流れ場は不安定になる。
- (5)迎角  $= 0^\circ$  では、最小ガスジェット流量においても、抗力は逆噴射ジェットの無い場合の 1 / 2 以下に低下する。さらにガスジェット流量を増加しても、抗力減少の勾配は小さい。迎角を取ってもこの基本的特性は変わらないが、抗力低減効果は小さくなる。
- (6)揚力係数（絶対値、以下同様）は、ガスジェットなしでは迎角に対してほぼ直線的に増加するが、ガスジェットを噴出すると、小迎角  $= 5^\circ$  では揚力は殆ど発生せず、大迎角  $= 10^\circ \sim 15^\circ$  でガスジェットなしの揚力の半分程度に減少する。
- (7)揚抗比（絶対値、以下同様）は、最小ガスジェット流量では減少（特に小迎角  $= 5^\circ$  で顕著な効果）するが、流量増加に伴ってガスジェットなしでの揚抗比に近い値まで増加する。

以上のことから、カプセル型の極超音速飛翔体を逆噴射超音速ジェットによって制御する可能性については、次のことが結論づけられる。

- (1)飛翔体の軌道制御は  $C_D$  および  $L / D$  によって行われるが、カプセル前面への流入空気総量の 5% 程度の逆噴射超音速ジェットを噴出すると、小迎角では  $L / D$  の変化なし  $C_D$  にを 50% 以上減少できるため、大きい飛行軌道の変更、ダウンレンジ制御等に利用することができる。
- (2)迎角  $= 0^\circ$  では、逆噴射ジェットの最小流量で主流衝撃波はカプセルから遠のき、淀み点領域は死水域に被われるため、空力加熱の大幅な低減が期待できる。また大流量の逆噴射ジェットでは、全カプセル前面表面が逆噴射ジェットに被われ、大きな空力加熱低減効果と流れ場の安定性が期待できる。再突入初期の上層大気では、前面流入空気流量の数十%の逆噴射ジェット用の流量の確保はロケットエンジンの排気によって可能であるが、システムとしての十分な検討が必要である。

本実験的研究においては、逆噴射ジェットと主流衝撃波干渉、特にスパイク効果のある非定常運動について

は、定量的検討を行うことが極めて困難であり、さらに詳細な粘性流の数値解析が今後必要である。

本実験的研究を実施するにあたり、極超音速風洞の制御・計測の関係者をはじめ空気力学部の方々に多大な御支援を頂いた。また空気力学部の曾我部長、超音速風洞制御研究室の吉永室長の両氏に御指導を頂いた。ここに深甚なる感謝の意を表する。

#### 参考文献

- 1) Walberg, G. D. ; A review of Aeroassisted Orbit Transfer, AIAA paper 82 - 1378, 1982.
- 2) Grenich, A. F. and Woods, W. C. ; Flow Field Investigation of Atmospheric Braking for High Drag Vehicles with Forward Facing Jets, AIAA paper 81 - 0293, 1981.
- 3) Andrews, D. G. and Bloetscher, F. ; Aerobraked Orbital Transfer Vehicle Definition, AIAA paper 81 - 0279, 1981.
- 4) Charczenko, N. and Hennessey, K. W. ; Investigation of a Retrorocket Exhausting from the Nose of a Blunt Body into a Supersonic Free Stream, NASA TN D - 751, Sept. 1971.
- 5) Hyman, L. O. and McDearmon, R. W. ; Jet Effects on Cylindrical Housing Sonic and Supersonic Nozzles which Exhaust against a Supersonic Stream at Angles of Attack from  $90^\circ$  to  $180^\circ$ , NASA TN D - 1016, Mar. 1962.
- 6) McGhee, R. J. ; Effects of a Retronozzle Located at the Apex of a  $140^\circ$  Blunt Cone at Mach Numbers of 3.00, 4.50 and 6.00, NASA TN D-6002, Jan. 1971.
- 7) 科学技術庁航空宇宙技術研究所, 宇宙開発事業団 ; 回収技術の研究, 昭和55年度共同研究成果報告書 第2章カプセルの空力特性の研究, 昭和56年3月, 45 - 79頁 .
- 8) Love, E. S., Grigsby, C. E., Lee, L. P. and Woodling, M. J. ; Experimental and Theoretical Studies of Axisymmetric Free Jets, NASA TR R - 6, 1959.
- 9) Romeo, D. J. and Sterrett, J. R. ; Exploratory Investigation of the Effect of a Forward-Facing Jet on the Bow Shock of a Blunt Body in a Mach Number 6 Free Stream, NASA TN D - 1605, Feb. 1963.
- 10) Romeo, D. J. and Sterrett, J. R. ; Flow Field for Sonic Jet Exhausting Counter to a Hypersonic Mainstream, AIAA J. Vol. 3, No.3, Mar. 1965, pp. 544 - 546.
- 11) Gollnick JR., A. F. ; Blunt Body Experiments with Central Injection, AIAA J. Vol. 4, No. 2, Feb. 1966, pp.

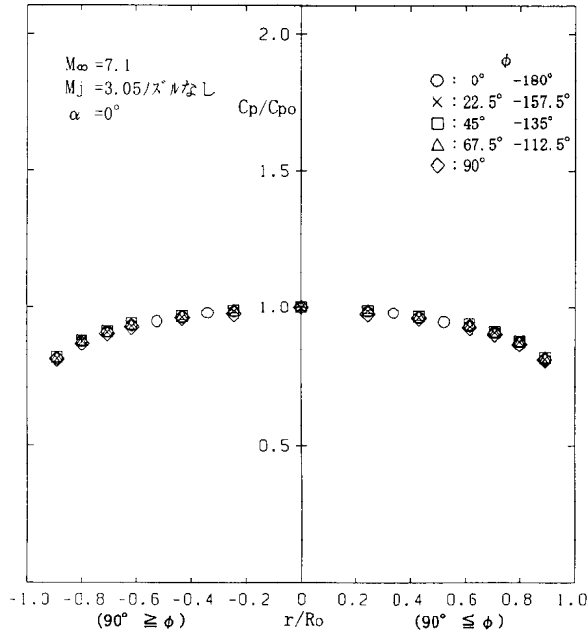
- 374 - 376.
- 12) Cassanova, R. A. and Wu, Y. C. L. ; Flow Field of a Sonic Jet Exhausting Counter to a Low-Density Supersonic Airstream, *The Physics of Fluid Vol.12, No. 12*, Dec. 1969, pp. 2511 - 2515.
- 13) 広瀬直喜 ; 流体力学における計算機実験の方法とその応用 - FLIC 法を中心として -, 日本航空宇宙学会誌 第20巻 第227号, 1972年10月, 689-702頁
- 14) 広瀬直喜, 清水福寿, 外立政隆 ; 逆噴射ジェットの流れの数値実験並びに風洞実験について, 日本航空宇宙学会 第4回流体力学講演会前刷集, 1972年10月 .
- 15) Hirose, N. ; Computer Experiment of Supersonic Opposing Jet by a Time-Dependent Finite-Difference Method, *Proc. 10th ISTS, AGNE Pub., Tokyo*, Jan. 1973, pp. 497 - 504.
- 16) 辛島桂一, 佐藤清 ; 逆噴射ジェットの実験的研究, 東京大学宇宙航空研究所報告 第11巻 第1号(A), 1975年1月, 53 - 64頁 .
- 17) 富沢秀希, 広瀬直喜 ; 超音速逆噴射ジェットの数値シミュレーション再訪, 日本航空宇宙学会 第21回流体力学講演会前刷集, 1989年10月 .
- 18) Fujita, M. ; Axisymmetric Oscillations of an Opposing Jet from a Hemispherical Nose, *AIAA J. Vol. 33, No. 10*, Oct. 1995, pp. 1850 - 1856.
- 19) 辛島桂一, 藤田昌大 ; 超音速逆噴射ジェット流れの自励振動, 日本航空宇宙学会 第28回流体力学講演会前刷集, 1996年10月 .
- 20) 山本行光, 渡辺光則, 野村茂昭, 穂積弘一, 小山忠勇 ; カプセル型回収体の極超音速三分力測定試験, 航空宇宙技術研究所資料 NAL TM - 476, 1982年10月 .
- 21) 山本行光, 渡辺光則, 野村茂昭, 小山忠勇, 穂積弘一, 吉沢昭, 伊藤哲一, 高塚均 ; カプセル型回収体極超音速動安定特性試験, 航空宇宙技術研究所資料 NAL TM - 556, 1986年11月 .
- 22) 桜井明 ; スプライン関数入門, 東京電気大学出版局, 第1版3刷, 1983年 .
- 23) Finley, P. J. ; The flow of a jet from a body opposing a supersonic free stream, *J. Fluid Mech. Vol.26, part 2*, 1966, pp. 337-368.
- 24) 野村茂昭 ; カプセル型回収飛しょう体の熱・空力的概念設計法, 航空宇宙技術研究所報告 NAL TR - 779, 1983年8月 .
- 25) 山本行光, 渡辺光則, 野村茂昭, 小山忠勇, 穂積弘一, 伊藤哲一, 高塚均 ; カプセル型回収体の極超音速オイルフロウ試験, 航空宇宙技術研究所資料 NAL TM - 557, 1986年11月 .
- 26) 山本行光 ; ナビエ・ストークス方程式によるカプセル型回収体三次元極超音速後部流の数値解析, 航空宇宙技術研究所報告 NAL TR - 819, 1984年6月 .
- 27) リーブマン・ロシュコ ; 気体力学, 吉岡書店, 1960年, 45-63, 138-141頁 .
- 28) Ames Research Staff ; Equation, Tables and Charts for Compressible Flow, NACA-1135, 1953.
- 29) 佐貫亦男 ; ロケット工学, コロナ社, 1970年, 32 - 88頁 .
- 30) Shlichting, H. ; Boundary Layer Theory, McGraw-Hill, New York, 1968, pp. 170, 218, 681 - 699.

## 付 録

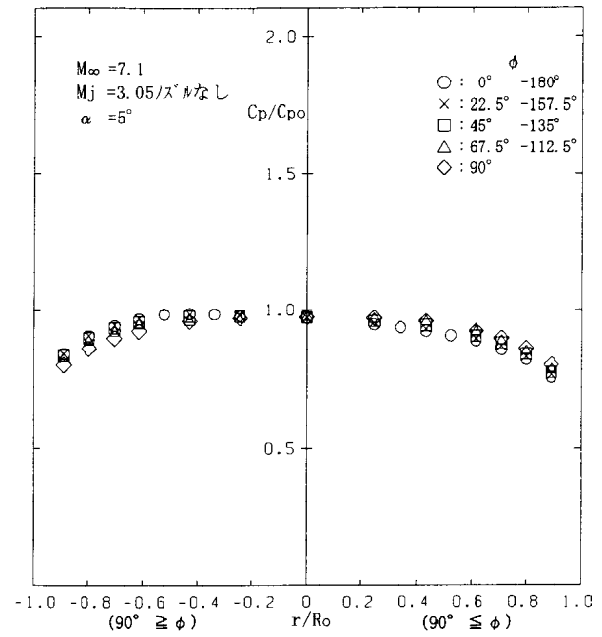
### 1. 模型頭部表面の圧力分布図

付図1. 1. 1から付図1. 5. 4に取得した模型頭部表面のすべての圧力係数  $C_P$  の分布を示す。付図1. 1. 1から付図1. 1. 4は逆噴射ジェットノズルを取付けない場合の迎角  $\theta = 0^\circ$  から  $15^\circ$  における模型頭部表面の圧力分布図である。これらのデータは迎角  $\theta = 0^\circ$  での模型頭部淀み点(模型頭部中心)の圧力係数  $C_{P0}$  で基準化している。

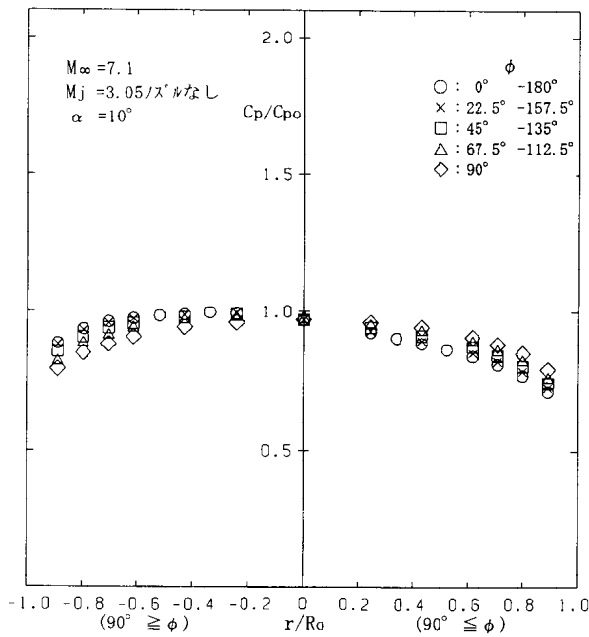
付図1. 2. 1から付図1. 5. 4までは、逆噴射ジェットノズル ( $M_j = 3.05$ ) を取付けた場合の逆噴射ジェットのある場合とない場合の圧力分布図である。これらの図では、圧力係数  $C_P$  を逆噴射ジェットのない、迎角  $\theta = 0^\circ$  での逆噴射ジェットノズルの中心(模型頭部中心)で取得した圧力係数  $C_{P0}$  で基準化している。



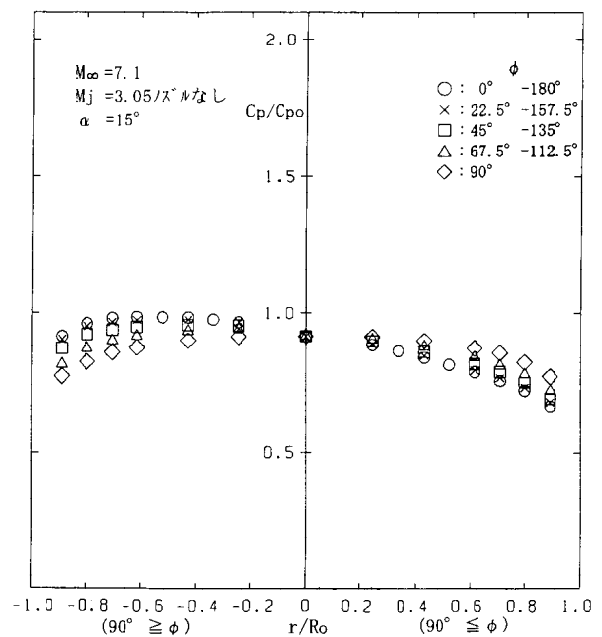
付図 1.1.1 迎角  $\alpha = 0^\circ$  の模型頭部表面の圧力分布 ( $M_j = 3.05$ ノズルなし)



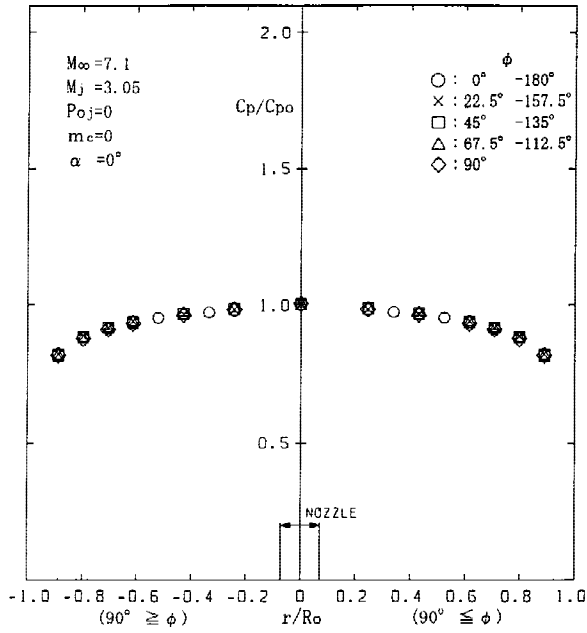
付図 1.1.2 迎角  $\alpha = 5^\circ$  の模型頭部表面の圧力分布 ( $M_j = 3.05$ ノズルなし)



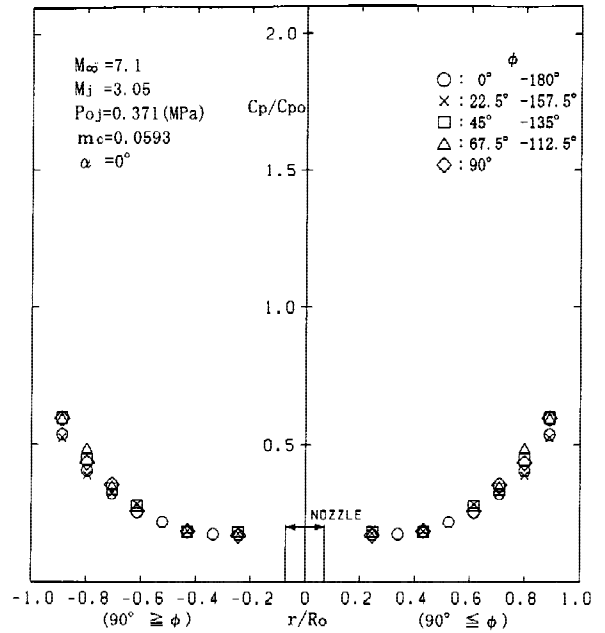
付図 1.1.3 迎角  $\alpha = 10^\circ$  の模型頭部表面の圧力分布 ( $M_j = 3.05$ ノズルなし)



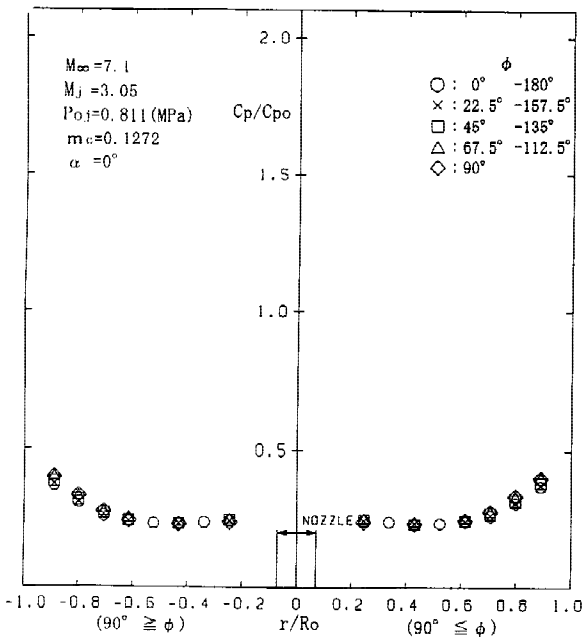
付図 1.1.4 迎角  $\alpha = 15^\circ$  の模型頭部表面の圧力分布 ( $M_j = 3.05$ ノズルなし)



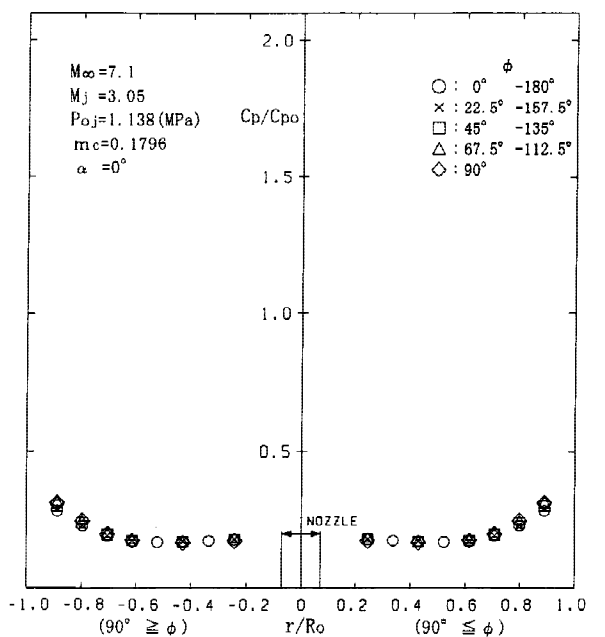
付図 1.2.1 迎角  $\alpha = 0^\circ$  の模型頭部表面の圧力分布  
( $P_{oj} = 0$  (MPa),  $m_c = 0$ , ジェットなし)



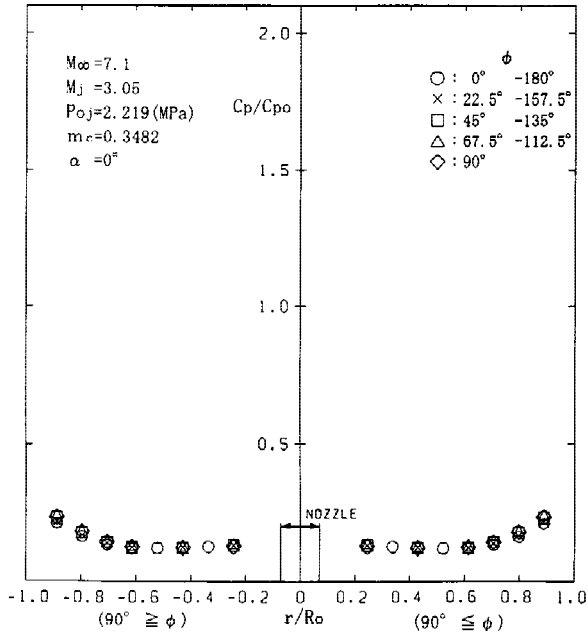
付図 1.2.2 迎角  $\alpha = 0^\circ$  の模型頭部表面の圧力分布  
( $P_{oj} = 0.371$  (MPa),  $m_c = 0.0593$ )



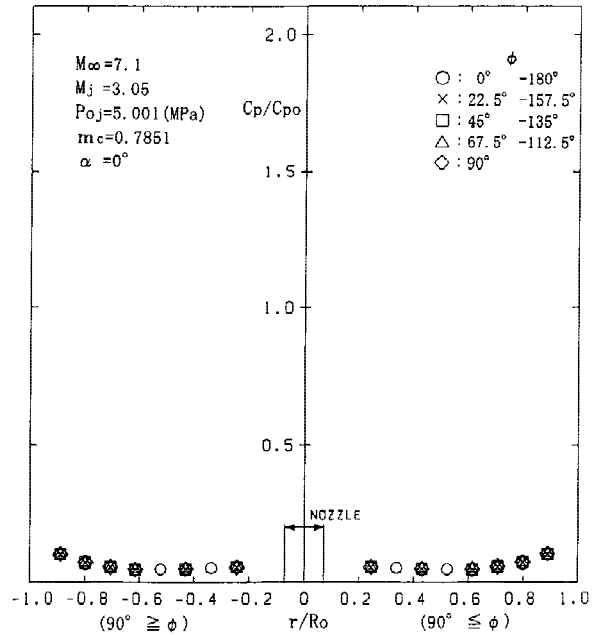
付図 1.2.3 迎角  $\alpha = 0^\circ$  の模型頭部表面の圧力分布  
( $P_{oj} = 0.811$  (MPa),  $m_c = 0.1272$ )



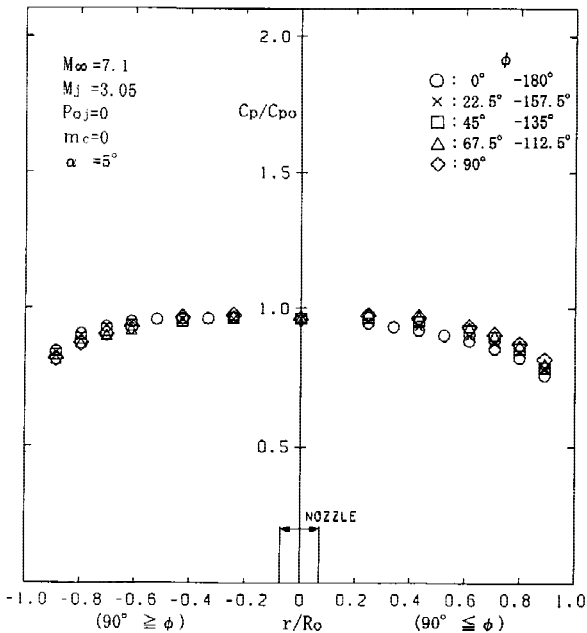
付図 1.2.4 迎角  $\alpha = 0^\circ$  の模型頭部表面の圧力分布  
( $P_{oj} = 1.138$  (MPa),  $m_c = 0.1796$ )



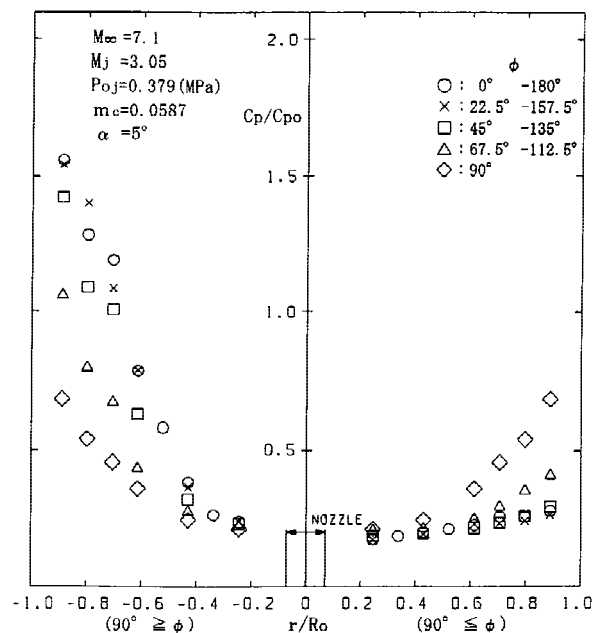
付図 1.2.5 迎角  $\alpha = 0^\circ$  の模型頭部表面の圧力分布  
( $P_{oj} = 2.219 \text{ (MPa)}$ ,  $m_c = 0.3482$ )



付図 1.2.6 迎角  $\alpha = 0^\circ$  の模型頭部表面の圧力分布  
( $P_{oj} = 5.001 \text{ (MPa)}$ ,  $m_c = 0.7851$ )

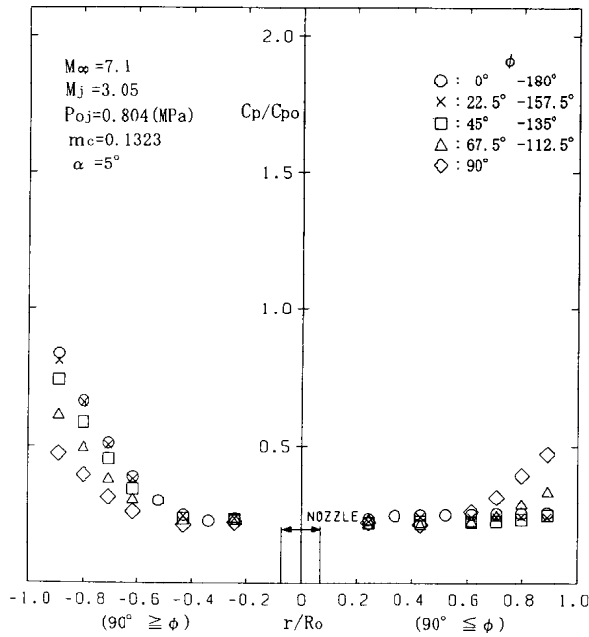


付図 1.3.1 迎角  $\alpha = 5^\circ$  の模型頭部表面の圧力分布  
( $P_{oj} = 0$ ,  $m_c = 0$ , ジェットなし)

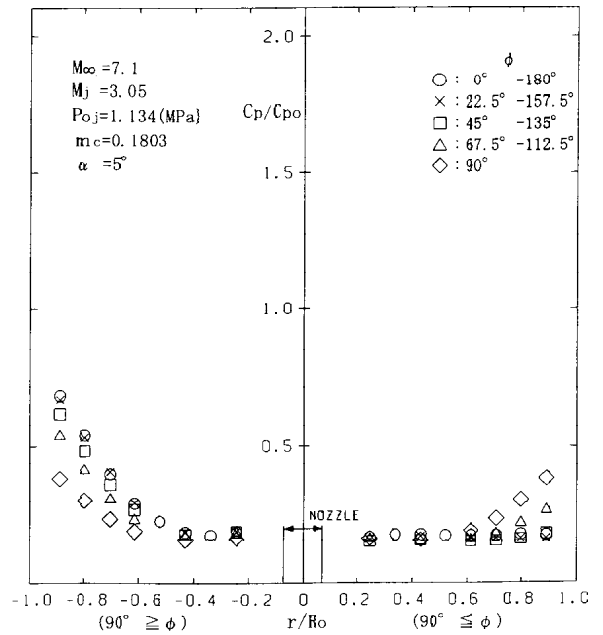


付図 1.3.2 迎角  $\alpha = 5^\circ$  の模型頭部表面の圧力分布  
( $P_{oj} = 0.379 \text{ (MPa)}$ ,  $m_c = 0.0587$ )

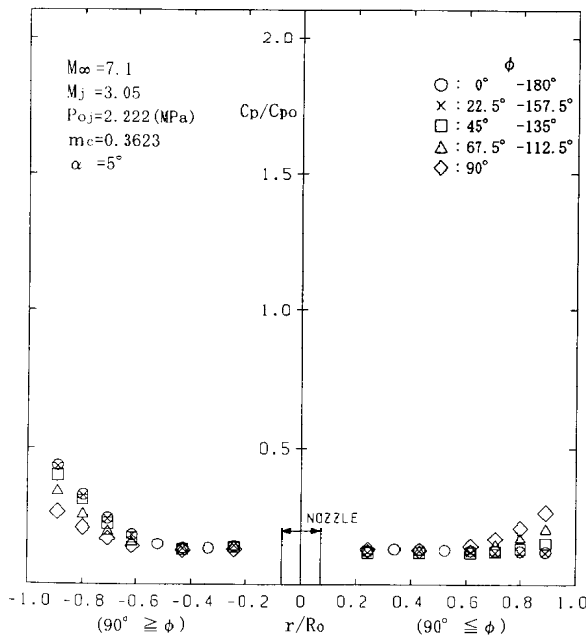




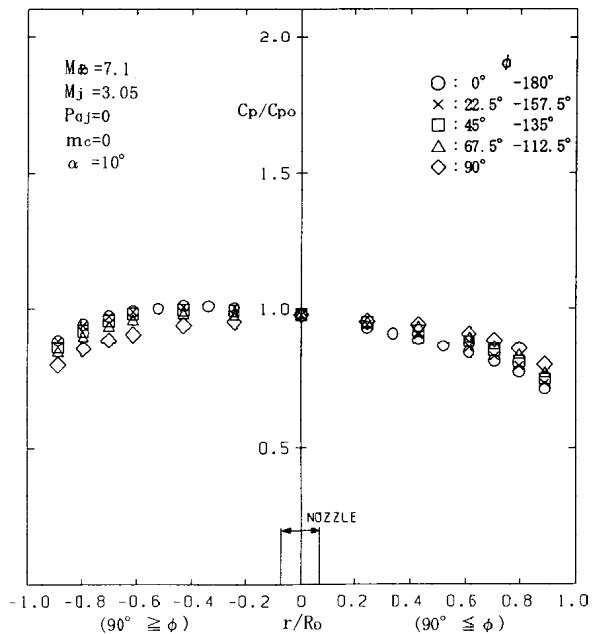
付図 1.3.3 迎角  $\alpha = 5^\circ$  の模型頭部表面の圧力分布  
( $P_{Oj} = 0.804$  (MPa),  $m_c = 0.1323$ )



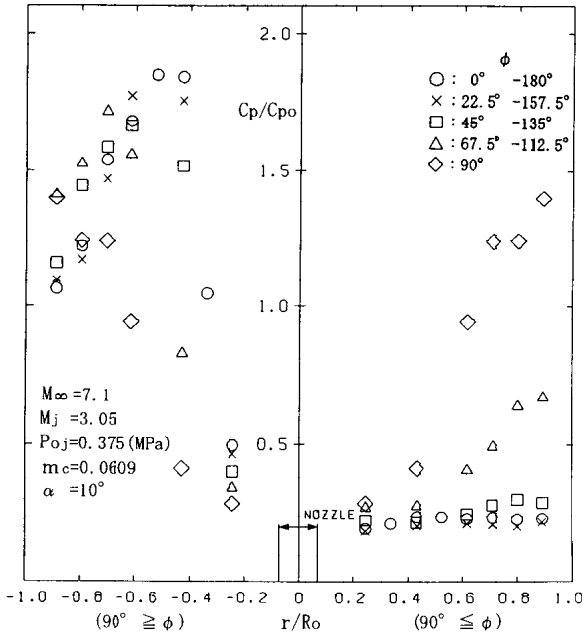
付図 1.3.4 迎角  $\alpha = 5^\circ$  の模型頭部表面の圧力分布  
( $P_{Oj} = 1.134$  (MPa),  $m_c = 0.1803$ )



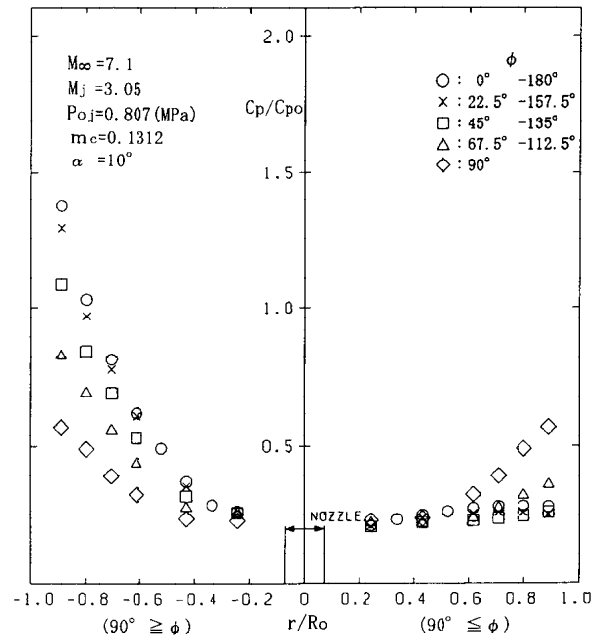
付図 1.3.5 迎角  $\alpha = 5^\circ$  の模型頭部表面の圧力分布  
( $P_{Oj} = 2.222$  (MPa),  $m_c = 0.3623$ )



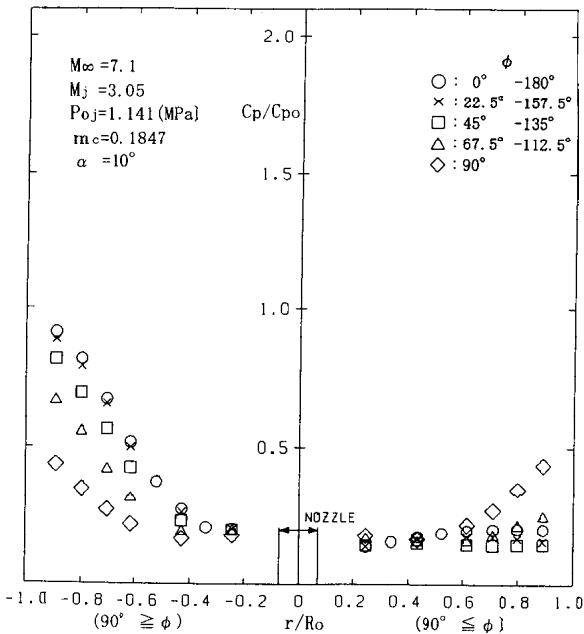
付図 1.4.1 迎角  $\alpha = 10^\circ$  の模型頭部表面の圧力分布  
( $P_{Oj} = 0$ ,  $m_c = 0$ , ジェットなし)



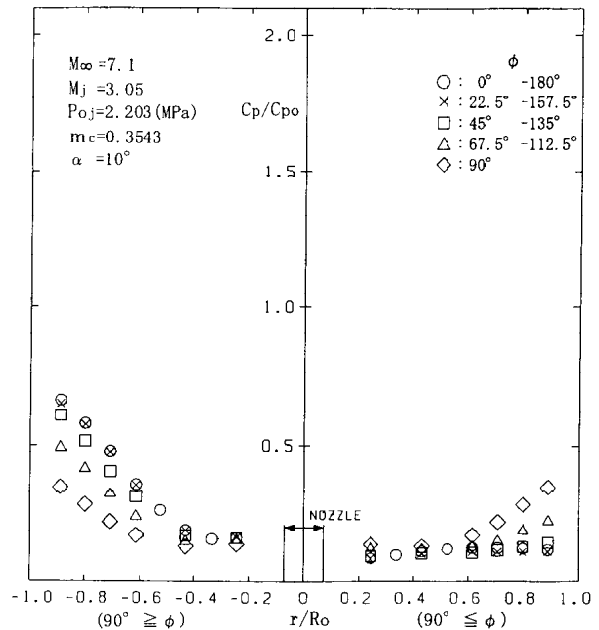
付図 1.4.2 迎角  $\alpha = 10^\circ$  の模型頭部表面の圧力分布  
( $P_{Oj} = 0.375$  (MPa),  $m_c = 0.0609$ )



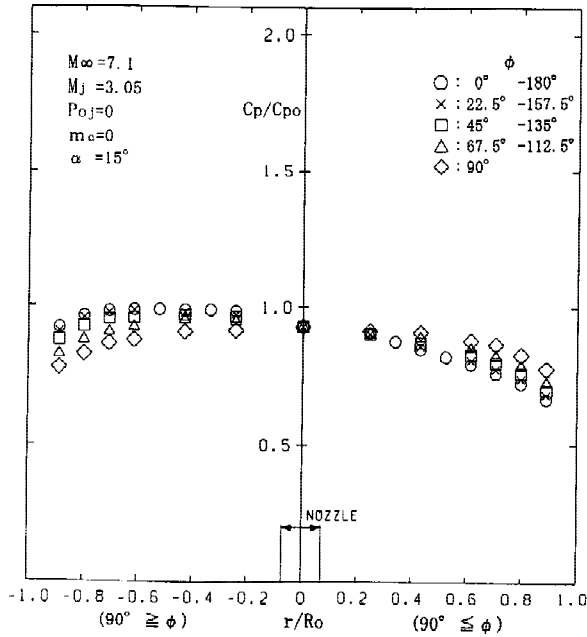
付図 1.4.3 迎角  $\alpha = 10^\circ$  の模型頭部表面の圧力分布  
( $P_{Oj} = 0.807$  (MPa),  $m_c = 0.1312$ )



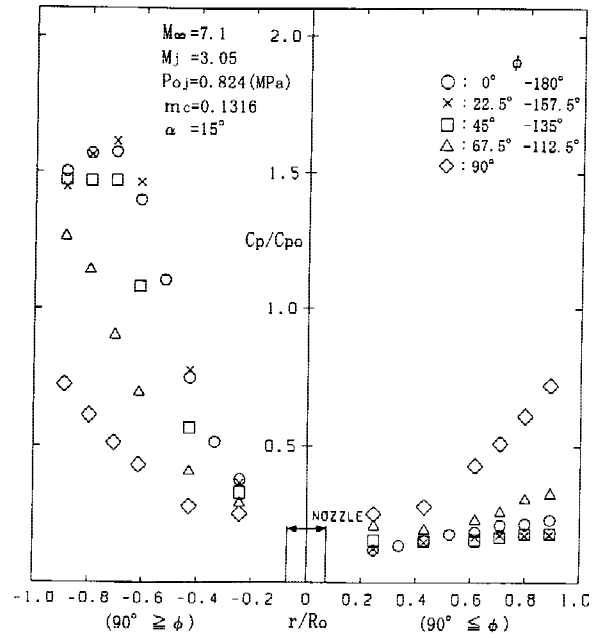
付図 1.4.4 迎角  $\alpha = 10^\circ$  の模型頭部表面の圧力分布  
( $P_{Oj} = 1.141$  (MPa),  $m_c = 0.1847$ )



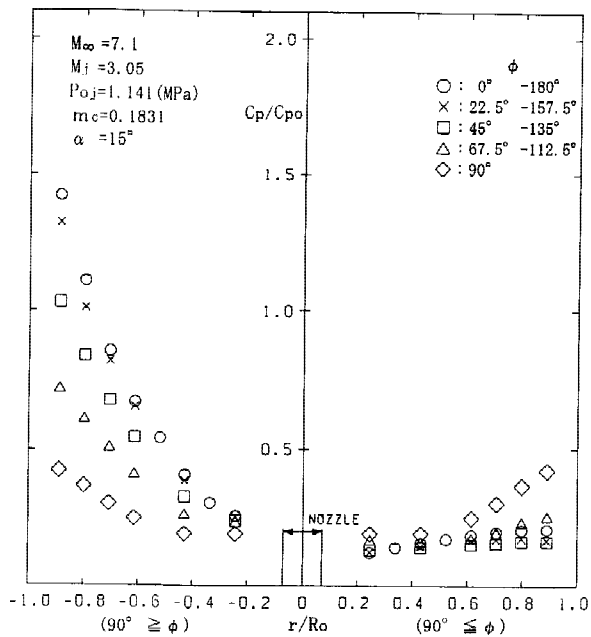
付図 1.4.5 迎角  $\alpha = 10^\circ$  の模型頭部表面の圧力分布  
( $P_{Oj} = 2.203$  (MPa),  $m_c = 0.3543$ )



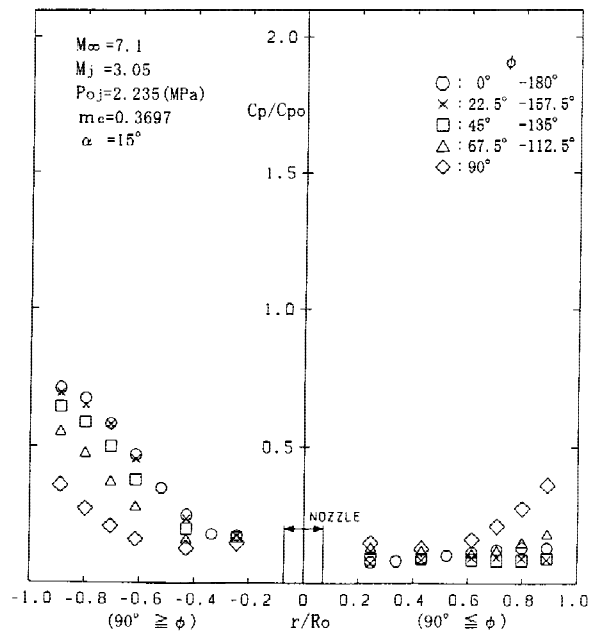
付図 1.5.1 迎角  $\alpha = 15^\circ$  の模型頭部表面の圧力分布  
( $P_{oj} = 0$ ,  $m_c = 0$ , ジェットなし)



付図 1.5.2 迎角  $\alpha = 15^\circ$  の模型頭部表面の圧力分布  
( $P_{oj} = 0.824$  (MPa),  $m_c = 0.1316$ )



付図 1.5.3 迎角  $\alpha = 15^\circ$  の模型頭部表面の圧力分布  
( $P_{oj} = 1.141$  (MPa),  $m_c = 0.1831$ )



付図 1.5.4 迎角  $\alpha = 15^\circ$  の模型頭部表面の圧力分布  
( $P_{oj} = 2.235$  (MPa),  $m_c = 0.3697$ )

2. 質量流量の算出法<sup>27),28)</sup>

## 2.1 記号

- $A_{*j}$  : 逆噴射ジェットノズルのスロート断面積  
( $d_N^2 / 4$ )
- $a_*$  : 逆噴射ジェットノズルスロートでの音速
- $d$  : 模型頭部直径
- $d_N$  : 逆噴射ジェットノズルのスロート直径
- $M$  : 一様流マッハ数
- $M_{*j}$  : 逆噴射ジェットノズルのスロートでの流れのマッハ数 (音速状態)
- $m_c$  : 質量流量比 (=  $\dot{m}_j / \dot{m}$ )
- $\dot{m}_j$  : 逆噴射ジェットノズルから噴出されるガスの質量流量
- $\dot{m}$  : 模型頭部に流入する主流の質量流量 ( $\theta = 0^\circ$ )
- $P_0$  : 風洞集合胴圧力
- $P_{0j}$  : 逆噴射ジェットノズルの淀み圧力
- $q$  : 一様流動圧
- $q_{*j}$  : 逆噴射ジェットノズルのスロートでの流れの動圧 (音速状態)
- $R$  : 空気的气体定数
- $S$  : 模型頭部最大投影面積 (=  $d^2 / 4$ )
- $T_0$  : 風洞集合胴温度
- $T_{0j}$  : 逆噴射ジェットの淀み温度
- $T_{*j}$  : 逆噴射ジェットノズルのスロートでの流れの温度 (音速状態)
- $V$  : 一様流速度
- $V_{*j}$  : 逆噴射ジェットノズルのスロートでの流れの速度 (音速状態)
- $\rho_0$  : 風洞集合胴密度
- $\rho_\infty$  : 一様流密度
- $\rho_{*j}$  : 逆噴射ジェットノズルのスロートでの流れの密度 (音速状態)
- $\gamma$  : 空気の比熱比 (= 1.4)

2.2 風洞主流 ( $M = 7.1$ ) からカプセル模型頭部

( $\theta = 0^\circ$ ) に流入する質量流量  $\dot{m}$

カプセル模型頭部に流入する質量流量  $\dot{m}$  は,

$$\rho_0 = P_0 / (R / T_0) \quad (1)$$

$$\rho_\infty / \rho_0 = (1 + (1/2) \cdot (\gamma - 1) \cdot M_\infty^2)^{-1/(\gamma - 1)} = 0.002446 \quad (M_\infty = 7.1) \quad (2)$$

$$q_\infty / P_0 = (1/2) \cdot \rho_\infty \cdot V_\infty^2 / P_0 = (\gamma/2) \cdot M_\infty^2 \cdot (1 + (1/2) \cdot (\gamma - 1) \cdot M_\infty^2)^{-\gamma/(\gamma - 1)} = 0.007789 \quad (M_\infty = 7.1) \quad (3)$$

$$\dot{m}_\infty = \rho_\infty \cdot V_\infty \cdot S \quad (\text{kg/sec}) \quad (4)$$

によって得られる。

模型頭部に流入する質量流量  $\dot{m}$  を求めるのに必要な入力データは、試験で測定した風洞集合胴圧力  $P_0$ 、風洞集合胴温度  $T_0$  および模型頭部最大投影面積  $S$  である。(1) 式に  $P_0$ 、 $T_0$  を代入し  $\rho_0$  を求めることにより、(2) と (3) 式から一様流密度  $\rho_\infty$  と一様流速度  $V_\infty$  が求まる。さらにこれら  $\rho_\infty$ 、 $V_\infty$  および  $S$  を (4) 式へ代入することにより、 $\dot{m}$  が求まる。

2.3 逆噴射ジェットノズル ( $M_j = 3.05$ ) から噴出される質量流量  $\dot{m}_j$ 

$\dot{m}$  は以下の(5)から(8)式を用い求めた。逆噴射ジェットのガスには空気の他に窒素も使用したが、窒素ガスの物性値は空気に近いので空気と同様の関係式および定数を使用した。

$$T_{*j} / T_{0j} = (1 + (1/2) \cdot (\gamma - 1) \cdot M_{*j}^2)^{-1} = 0.8333 \quad (M_{*j} = 1) \quad (5)$$

$$a_{*j} = V_{*j} = \text{SQRT}(\gamma \cdot R \cdot T_{*j}) \quad (6)$$

$$q_{*j} / P_{0j} = (1/2) \cdot \rho_{*j} \cdot V_{*j}^2 / P_{0j} = (\gamma/2) \cdot M_{*j}^2 \cdot (1 + (1/2) \cdot (\gamma - 1) \cdot M_{*j}^2)^{-\gamma/(\gamma - 1)} = 0.3698 \quad (M_{*j} = 1) \quad (7)$$

$$\dot{m}_j = \rho_{*j} \cdot V_{*j} \cdot A_{*j} \quad (\text{kg/sec}) \quad (8)$$

逆噴射ジェットノズルから噴出される質量流量  $\dot{m}_j$  を求めるのに必要な入力データは、逆噴射ジェットの淀み圧力  $P_{0j}$ 、逆噴射ジェットの淀み温度  $T_{0j}$  および逆噴射ジェットノズルのスロート断面積  $A_{*j}$  である。しかし  $T_{0j}$ 、すなわち逆噴射ジェットノズルのプレナム室の温度は測定しなかったため、ここでは  $T_{0j} = 15$  (288K) を仮定して用いている。

(7) 式を(8)式に代入し変形すると

$$\dot{m}_j = \rho_{*j} \cdot V_{*j} \cdot A_{*j} = 2 \cdot 0.3698 \cdot P_{0j} \cdot A_{*j} / V_{*j} \quad (9)$$

従って(5)と(6)式から  $V_{*j}$  を求め、これと  $P_{0j}$  と  $A_{*j}$  を(9)式に代入すれば  $\dot{m}_j$  が求まる。

【例】上記 2.2 および 2.3 の関係式を用い本文の表 1 に示した質量流比  $m_c$  (=  $\dot{m}_j / \dot{m}$ ) は次のとおり得られた。

表 1 の試験ケース(5)において、 $\theta = 0^\circ$  で  $P_{0j} = 2.219\text{MPa}$  の  $m_c$  を求める場合、入力データは以下のようになる。

$$\begin{aligned}
 d &= 100(\text{mm}) \\
 d_N &= 3.1(\text{mm}) \\
 P_O &= 1.057(\text{MPa}) = 1.057 \times 10^6(\text{kg} / (\text{m} \cdot \text{sec}^2)) \\
 P_{Oj} &= 2.219(\text{MPa}) = 2.219 \times 10^6(\text{kg} / (\text{m} \cdot \text{sec}^2)) \\
 R &= 287(\text{m}^2 / (\text{sec}^2 \cdot \text{K})) \\
 T_O &= 697.2(\text{K}) \\
 T_{Oj} &= 15 (288\text{K}) \\
 &= 1.4
 \end{aligned}$$

模型頭部に流入する主流の質量流量  $\dot{m}$

(1) から (4) 式を用いて  $\dot{m}$  を求めると以下のようになる。

$$\begin{aligned}
 \rho_o &= P_O / (R / T_O) = 1.057 \times 10^6 / 287 / 697.2 \\
 &= 5.2825 (\text{kg} / \text{m}^3) \\
 &= 0.002446 \times \rho_o = 0.01292 (\text{kg} / \text{m}^3) \\
 V &= \text{SQRT}(2 \times 0.007789 \times P_O / \rho_o) \\
 &= \text{SQRT}(2 \times 0.007789 \times 1.057 \times 10^6 / 0.01292) \\
 &= 1128.9 (\text{m} / \text{sec}) \\
 S &= \pi \cdot d^2 / 4 = 3.14159 \times 100^2 \times 10^{-6} / 4 \\
 &= 0.007854 (\text{m}^2) \\
 \dot{m} &= \rho_o \cdot V \cdot S \\
 &= 0.01292 \times 1128.9 \times 0.007854 \\
 &= \underline{0.1146 (\text{kg} / \text{sec})}
 \end{aligned}$$

逆噴射ジェットノズルから噴出されるガスの質量流量

$\dot{m}_j$

(5), (6) 式および (9) 式から

$$\begin{aligned}
 T^*_{*j} &= T_{Oj} \times 0.8333 = 288 \times 0.8333 = 240.0 (\text{K}) \\
 V^*_{*j} &= \text{SQRT}(\gamma \cdot R \cdot T^*_{*j}) \\
 &= \text{SQRT}(1.4 \times 287 \times 240.0) \\
 &= 310.5 (\text{m} / \text{sec})
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 A^*_{*j} &= \pi \cdot d_N^2 / 4 = 3.14159 \times 3.1^2 \times 10^{-6} / 4 \\
 &= 7.548 \times 10^{-6} (\text{m}^2)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 \dot{m}_j &= \rho_o \cdot V^*_{*j} \cdot A^*_{*j} \\
 &= 2 \cdot 0.3698 \cdot P_{Oj} \cdot A^*_{*j} / V^*_{*j} \\
 &= 2 \times 0.3698 \times 2.219 \times 10^6 \times 7.548 \times 10^{-6} / 310.5 \\
 &= \underline{0.3990 (\text{kg} / \text{sec})}
 \end{aligned}$$

質量流量比  $m_c$

$m_c$  は  $\dot{m}_j$  と  $\dot{m}$  から

$$m_c = \dot{m}_j / \dot{m} = 0.3990 / 0.1146 = \underline{0.3482}$$