

ISSN 0389-4010  
UDC 629.7.036

# 航空宇宙技術研究所報告

TECHNICAL REPORT OF NATIONAL AEROSPACE LABORATORY

TR-1149

スクラムジェットノズルの研究

その1 2次元ノズルの性能

スクラムジェットノズル研究グループ

1992年4月

航空宇宙技術研究所

NATIONAL AEROSPACE LABORATORY

## スクラムジェットノズル研究担当者

全般担当	宮 島 博 <sup>*1</sup>	三 谷 徹 <sup>*1</sup>
	田 中 厚 成 <sup>*2</sup>	安 昭 八 <sup>*2</sup>
実験担当		
供 試 体	佐 藤 茂 <sup>*1</sup>	植 田 修 一 <sup>*1</sup> 谷 香 一 郎 <sup>*1</sup>
	平 岩 徹 夫 <sup>*1</sup>	伊 藤 勝 宏 <sup>*1</sup> 東 野 和 幸 <sup>*2</sup>
	佐 山 正 巳 <sup>*2</sup>	山 本 政 彦 <sup>*2</sup>
計 測	日 下 和 夫 <sup>*1</sup>	泉 川 宗 男 <sup>*1</sup> 木 皿 且 人 <sup>*1</sup>
	松 本 尚 之 <sup>*2</sup>	沢 口 誠 一 <sup>*2</sup>
設 備	熊 谷 達 夫 <sup>*1</sup>	桜 中 登 <sup>*1</sup> 斎 藤 俊 仁 <sup>*1</sup>
	高 橋 政 浩 <sup>*1</sup>	
光学計測	宇田川 裕 <sup>*2</sup>	徳 永 幸 二 <sup>*2</sup>

---

\*1 角田支所 (Kakuda Reseach Center)

\*2 石川島播磨重工業(株) (Ishikawajima-Harima, Heavy Industry Co., Ltd.)

# 目 次

1. はじめに .....	3
2. 供試ノズルと実験方法 .....	4
2.1 供試ノズルの設計 .....	4
2.2 供試ノズルの製作 .....	5
2.3 実験方法 .....	8
3. 実験結果 .....	11
3.1 推力計測 .....	11
3.2 ノズル壁圧分布 .....	12
3.3 圧力および境界層計測 .....	13
a) 燃焼器ノズル断面におけるピトー圧分布 .....	13
b) 常温窒素ガス実験における境界層計測 .....	14
c) MMH/NTO 実験におけるピトー圧分布 .....	14
3.4 熱流束および表面温度計測 .....	15
3.5 光学観測 .....	16
4. ノズル性能の数値計算との比較 .....	17
4.1 非粘性計算との比較 .....	17
4.2 境界層の発達 .....	22
4.3 ヌッセルト数と表面摩擦係数の見積り .....	24
4.4 側板の効果および揚力方向推力 .....	27
5. ノズル流れにおける反応 .....	28
5.1 ノズル流れの非平衡 .....	28
5.2 1次元反応流計算 .....	29
5.3 各反応の影響度 .....	29
5.4 反応の簡略化 .....	30
5.5 総括反応式の考察 .....	32
6. 実機への応用 .....	33
6.1 実機スクラムジェットノズルとその入口条件 .....	33
6.2 外部流の影響 .....	34
6.3 ノズル性能を支配するパラメタ .....	34
a) ノズルコンタ化の効果 .....	34
b) ランプ角度の影響 .....	35
c) ノズル寸法効果 .....	35
d) ノズル圧力と温度の効果 .....	36
7. ま と め .....	37
参考文献 .....	38

## 付録

A 1	Nickerson による最適化 .....	41
A 2	スクラムジェットノズル用 TDK コード .....	41
A 3	膨脹波と境界層との干渉 .....	42
A 4	燃焼器ノズルの形状と反応系 .....	42
A 5	スクラムジェットノズルの計測点と光学系の配置 .....	42

# スクラムジェットノズルの研究\*

## その1 2次元ノズルの性能

スクラムジェットノズル研究グループ

### STUDIES ON SCRAMJET NOZZLES (1) Performance of Two Dimensional Nozzles

Hiroshi MIYAJIMA, Tohru MITANI, Shigeru SATO,  
Shuuichi UEDA, Kouichiro TANI, Tetsuo HIRAIWA, Katsuhiro ITO,  
Kazuo KUSAKA, Muneo IZUMIKAWA, Katsuto KISARA, Tatsuo KUMAGAI,  
Noboru SAKURANAKA, Toshihito SAITO and Masahiro TAKAHASHI  
*National Aerospace Lab., Kakuda Research Center  
Kimigaya 1, Kakuda, Miyagi 989-15, Japan*

and

Atsushige TANAKA, Syouhachi YASU, Kazuyuki HIGASHINO,  
Masaki SAYAMA, Masahiko YAMAMOTO, Masashi MATSUMOTO,  
Seiichi SAWAGUCHI, Yutaka UTAGAWA and Koji TOKUNAGA  
*Ishikawajima-Harima, Heavy Industry Co., Ltd.  
Tonogaya 1, Mizuho, Nishitama, Tokyo 190-12, Japan*

### ABSTRACT

A series of experiments was conducted for studying scramjet nozzle performance under Mach 8 flight conditions using high temperature gas flow with Mach 2.5. Monomethyl-hydrazine (MMH) and nitrogen tetroxide (NTO) were adopted to produce high temperature gas flow. The stagnation temperature was designed to be 3170 K, and the stagnation pressure to be 1 MPa. A simple configuration by plane walls was selected for the scramjet nozzle. Thrust by the scramjet nozzles with expansion ratios of 3 ( $EN_3$ ) and 5 ( $EN_5$ ) was examined. The experiments were performed using a thrust measuring system installed in a high altitude test facility.

Delivered specific impulse ( $I_{sp}$ ) by MMH/NTO combustion was found to be 17.3 sec ( $EN_3$ ) to 26.1 sec ( $EN_5$ ). These small increments of  $I_{sp}$  in the scramjet nozzles, however, correspond to  $I_{sp}$  gains of about 1100 sec for  $H_2$  fueled scramjets. Performances of nozzles were predicted using computer codes, and energy release loss, kinetic loss and two-dimensional loss were identified. The two-dimensional loss was predicted to be 16.5% in the  $EN_3$  nozzle and to decrease to 7.0% in the  $EN_5$  nozzle. The kinetic loss due to chemical freezing was found to be 4.4% ( $EN_3$ ) and 3.0% ( $EN_5$ ). The nozzle performance could be compared with the experimental results. A friction loss (12.4%) measured by thrusts suggested laminar flow in the scramjet nozzle used in the MMH/NTO experiments. Measured heat flux on nozzles also supported the laminar boundary layer. Experiments

\* 平成4年1月7日受付 (received 7 January 1992)

using a cold gas flow with the scramjet nozzles were also conducted to compare with the hot flow.

**Keywords:** Scramjet, Nozzle performance, Kinetic loss, Two-dimensional loss, Friction loss

## 概 要

モノメチルヒドラジン (MMH) と四酸化二窒素 (NTO) を燃焼させた高温ガスを用いて、マッハ 8 飛行条件下のスクラムジェットノズルの性能を調べた。ノズル全温は 3100K, 全圧は 1MPa に設定し、平板で構成した開口比 3 (EN<sub>3</sub>) と 5 (EN<sub>5</sub>) スクラムジェットノズルについて検討した。推力は高空性能試験設備を用いて約 1/100 気圧の低圧環境下で、ロードセルと圧力分布測定から実測した。測定されたスクラムジェットノズルでの比推力は 17.3 秒 (EN<sub>3</sub>) から 26.1 秒 (EN<sub>5</sub>) と燃焼器の 254 秒に比べて低い値であった。しかし、この小さな推力増分は水素を燃料とするスクラムジェットにおいて、開口比 5 の比推力で約 1100 秒に相当する。得られたノズル性能は TDK コードを用いて解析し、エネルギー発生効率、非平衡損失、2 次元損失を同定した。2 次元損失は EN<sub>3</sub> ノズルでは 16.5%, EN<sub>5</sub> ノズルでは 7% となった。非平衡損失は 4.4% (EN<sub>3</sub> から 3% (EN<sub>5</sub>)) と見積られた。摩擦損失 (12.4%) から境界層は層流と推定されたが、これは熱流束測定結果からも確認された。常温窒素の実験も行ない、高温ガスの結果と比較した。

## 記 号

A	: 面積
A*	: スロート面積
BLL	: 境界層摩擦損失
C <sub>d</sub>	: スロート流量係数
C <sub>f</sub>	: 表面摩擦係数
CL	: 冷却損失
C*	: 特性排気速度
E <sub>k</sub>	: 反応 k によるノズル性能感度
EN <sub>3</sub>	: 開口比 3 外部ノズル
EN <sub>5</sub>	: 開口比 5 外部ノズル
ERL	: 燃焼に起因するエネルギー損失
F	: 推力, ロードセル計測推力
f <sub>p</sub>	: 燃焼に伴う全圧比
I <sub>sp</sub>	: 比推力
K <sub>k</sub>	: 反応 k の平衡定数
KL	: 非平衡損失
k <sub>k</sub>	: 反応 k の反応速度
L*	: スクラムジェットノズル入口高さ

M	: マッハ数
MMH	: モノメチルヒドラジン
NS	: ナビエストークス
NTO	: 四酸化窒素
Nu	: ヌッセルト数
ODE	: 一次元化学平衡計算
ODK	: 一次元反応流計算
P	: 圧力, 静圧
q	: 熱流束 (MW/m <sup>2</sup> )
Re	: レイノルズ数
T	: 温度, 静温
TDK	: 二次元反応流計算
TDL	: 二次元損失
X	: 燃焼器インジェクタからの流れ方向距離, モル分率 (式 5.9)
Y	: 流れ方向と直交する距離
Y*	: 燃焼器スロート半値高さ
Z	: 奥行方向距離
φ	: 主成分の生成速度
γ	: 比熱比
δ	: 99% 境界層厚さ

$\delta_1$	: 境界層排除厚さ
$\delta_2$	: 境界層運動量厚さ
$\epsilon$	: 開口比
$\eta$	: 効率
$\eta_{C^*}$	: $C^*$ 効率
$\eta_{ER}$	: エネルギー発生効率
$\phi$	: 化学当量比
$\bar{\psi}$	: 総括反応速度比 (式 5.3-5.5)
[ ]	: モル濃度

添字

c	: 燃焼室状態
del	: 予測された有効値
F	: 燃料 (MMH)
msd	: 計測値
NE	: 燃焼器ノズル出口
O	: 酸化剤 (NTO)
p	: ピトー圧
s	: 外部ノズル
X	: X方向
Y	: Y方向
V	: 低圧室
—	: 無次元量
0	: 淀み状態

## 1. はじめに

飛行速度マッハ数が3から20で計画されているスペースプレーンでは、そのエンジンとしてスクラムジェットが考えられている。このスクラムエンジンの総推力は大きいものの、同時にそのラム抗力も大きい。そのため、その差として得られる正味推力と、総推力との比は5から10と大きくなる<sup>1)</sup>。一方、環境圧に対するノズル圧力比が従来のジェットエンジンに比べて $10^3$ 近くまで増加するため、大きなノズルが望まれる<sup>2)</sup>。従ってその大開口比を得るため、機体後部をノズルの一部として利用し、機体の軽量化を図る必要がある。このようにスクラムジェットエンジンは推進系、さらに空力面や構造面からの要請で図1.1に示す機体組込型となり、そのノズルも2次元非対称形となる<sup>3,4)</sup>。

スクラムノズルではロケットノズルと異なり、未反応成分が混合や燃焼しながら流れるために流れの非一様性が問題となる。また、ロケットに比べて圧力が低く、流速は大きいために、ノズルでの反応凍結が容易に生じ、揚力(トリム)方向推力も含めたノズル性能を大きく支配することは良く知られている<sup>4-6)</sup>。その他、摩擦損失の見積り、プルームの横方向の膨脹等の3次元効果や設計点を外れたところでの性能予測もエンジン開発のための重要課題である<sup>6)</sup>。

スクラムノズルに関する実験的な研究は、主にフロン等の混合ガスにより比熱比を模擬した実験で圧力分布が測定されてきた<sup>3,7-9)</sup>。しかし、推力特性に関しては十分検討されているとは言えず、また実験結果では最も重要な性能の絶対値が記入されていない<sup>7)</sup>。蓄熱体加熱器で過熱した空気をスクラムノズルに導き、天秤によってその推力特性を測定する提案もある<sup>10)</sup>。しかし、その温度は非平衡性効果を調べるには不十分である。Hopkinsらは高温のスクラムジェット排気流を模擬するために、デトネーション管を用いて実験し、定常圧力保持時間が3ミリ秒で圧力場、熱流束や3次元効果を調べている<sup>11,12)</sup>。しかしその計測点は少なく、推力等の測定は非常に困難であろう。

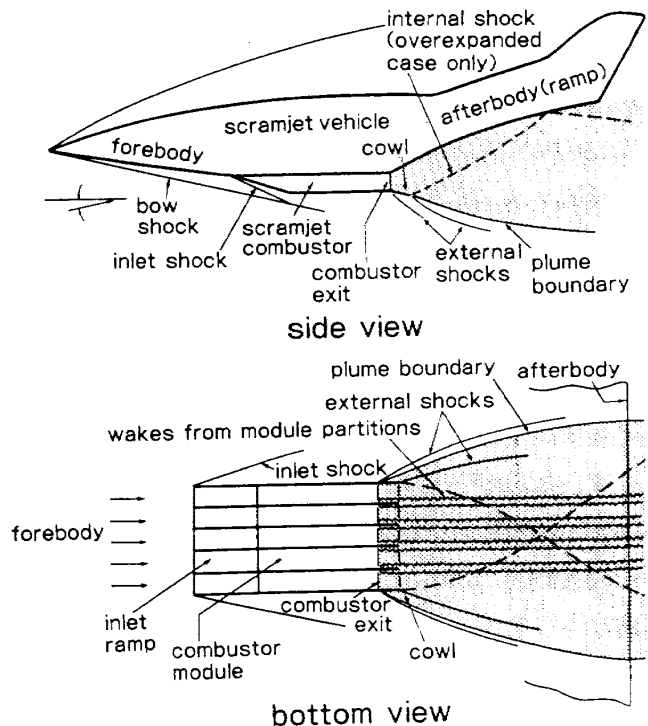


図1.1 スクラムジェットの概念図<sup>3)</sup>

実験では、スクラムジェット的全飛行範囲や外部流の存在をすべてカバーすることは困難であるので、スクラムジェット研究には数値解析が不可欠である。そこで計算技術の発達に伴い、ナビエ・ストークス (NS) 計算、そして反応を含めた計算もかなり行なわれている。例えば、2次元計算について完全および放物型NSコードであるPARC2Dコードを用いたマッハ3から20までのノズル性能<sup>13)</sup>や、反応流コードSPARKによる計算<sup>6)</sup>、陽的3次元有限体積放物化NS解法(FPNS3D)<sup>14)</sup>等が見られる。しかし、実験との比較検討は少なく、乱流の代数モデルを用いた計算結果とコールドガスをを用いた実験結果と比較<sup>15)</sup>、PARC3Dコードやその他のコードと実験値(2次元ノズル)との比較<sup>16)</sup>、Laiによる835Kの空気を流した実験との比較<sup>17)</sup>などの報告がある。また、3次元オイラコード(GAS3NZ)を使用した計算<sup>18)</sup>ではモジュールの効果を調べ、Hopkinsらの実験<sup>11)</sup>と比較している。しかしながら、これらの実験との比較は等圧線分布の形状や圧力分布の比較に終り、推力特性や摩擦等までの踏込んだ検討、そしてコードそのものの検定はなされていない。最近スクラムジェットにおける内部摩擦の全体性能に及ぼす重要性に着目したSchetzらは、ノズル内部流を扱うために主流部と境界層とを分離し、それぞれについてNS計算して正確な摩擦係数と熱損失を評価することを提案している<sup>19)</sup>。一方Barberらは、NASCRIN等のコードを用いてマッハ25飛行時の2次元ノズル形状の最適化を試みている<sup>20)</sup>が、ノズル性能を支配している各損失の詳細が明らかにされない限り、詳しい検討は難しい。HuebnerとTatum<sup>21)</sup>は、NASAのGeneral Aerodynamic Simulation Program (GASP)の中で、外部流も含めたインレットからアフタボディまでの完全NS計算、放物型NSおよびオイラ計算を行ない、外部マッハ数やRe数の影響を調べている。しかし、その実験との検討はシュリーレン写真による定性的なものである。このように、最も基本となる推力性能を用いてコードを検証することが必要であるにも拘らず、これまで高温ガスをを用いて推力等を検討した例は見当たらない。

航空宇宙技術研究所では、高空性能試験設備(HATS)を用いてスクラムノズル研究を行なっている。この研究はノズル試験法の確立に始まり、最終的には外部流の効果も含めた3次元反応性NS解析用コードの整備とその検証までを目的とするものである。この研究の最重要課題は、化学的に非平衡な高温空気をいかに模擬し、ノズルによる推力を精度良く計測するかである。比熱比を合わせたコールドガスの実験のみではスクラムノズルに特有な非平衡損失は模擬できない。そこでモノメチルヒドラジン(MMH)と四酸化二窒素(NTO)による2液式ガス発生器でスクラムノズルの実験を試みた。すなわち、マッハ8飛行を模擬するためにMMHとNTO推進剤を燃焼器で燃焼し、高温空気流(約3000K)をスクラムノズルに導いた。しかし、高温流では計測上の制約、特に流れの諸量の計測が困難なため、常温窒素を用いた実験を同時に実施し、実験の確度と計算コードの適応性を調べた。試験項目は、ノズル推力、ノズル壁圧分布、ピトー圧や静圧分布等のスクラムノズル入口条件、ノズル内境界層計測、熱伝達率測定で、スクラムノズル可視化実験も実施した。

解析手法として、ノズルの幾何形状は異なるが、JANNAFがロケットノズルに適用した手法<sup>22)</sup>を採用した。これは平衡流計算から反応流へと解析を進めるもので、非平衡損失や2次元損失、そして境界層積分法で摩擦損失を見積るものである。これまでの研究により、2次元非対称型ノズルの性能予測法をほぼ確立し、現在ノズル側板を取外した3次元効果に関する予備実験を進めている。ここでは得られた結果と共に、実機スケールのスクラムノズルを想定した性能計算について検討したので報告する。

## 2. 供試ノズルと実験方法

### 2.1 供試ノズルの設計と製作

高温高压の模擬空気を得るために、ロケット等で使用されるモノメチルヒドラジン(MMH)と四酸化二窒素(NTO)による2液式異種衝突型インジェクタエレメント(30組)を用いた燃焼器を製作した。混合比は2で、燃焼器断面は矩形(147.3



mm×40mm)である。高周波不安定を抑えるために、インジェクタ周辺には音響キャビティを16カ所設けた(図2.1)。燃焼実験後の観察によれば、キャビティ周辺と内部にヒートマークが見られ、この音響キャビティが有効に働いていることが推定できた。

この推進剤系を選定した理由は、ガスあるいは液体水素/液体酸素を推進薬として使用するより、供給系がコンパクトとなるからである。そのため、スクラムノズルによる比較的小さな推力増分を精度良く測定できる。推進薬はそれぞれ呼び径10mmのフレキシブルチューブで燃焼器に供給される。冷却系はフレキシブルチューブの管径を小さくするために、2組の呼び径25mmのチューブ、計4本で給排水される。MMHとNTOの流量はそれぞれ240g/秒と480g/秒、冷却水は約6リットル/秒である。冷却水系には排水側にオリフィスを挿入し、冷却圧力を2.5MPaとした。冷却水の入口と出口で温度を計測し、実験毎に冷却に伴う損失を見積もっている。

スクラムノズルでは、流れの反応性、特に解離成分の再結合速度がエンジン性能を決定する。そこで設計仕様では燃焼温度は3170Kとし、燃焼圧(淀み圧)を2MPaで設計した。この時のスクラムノズル入口での静温は2250Kで、静圧は0.09MPaである。しかし、実験は非平衡損失を支配するラジカル濃度を考慮し、より低圧の1MPaで実施した。この実験条件の設定の妥当性については第6章で詳しく議論する。

## 2.2 供試ノズルの製作

燃焼器と燃焼ガスをマッハ2.5まで加速する開口比が4のノズルを一体で製作した。なおここではこの燃焼器と一体構造の加速ノズルを燃焼器ノズルと呼び、その下流に取り付けられる非対称ノズルをスクラムノズルあるいは外部ノズルと定義する。燃焼器ノズル出口条件はマッハ8でのスクラムノズル入口条件に相当する。スクラムノズルが2次元的な形状であるので、燃焼器ノズルも矩形の短辺方向に絞りを加え、ラバールノズルを形成した。ノズルの形状は、ノズル流組成を平衡( $\gamma=1.15$ )と想定し、特性曲線法で波相殺型の非粘性形状を求め、最後に境界層積分法により側板の分も含めた乱流境界層補正を加えて決定した。

この特性曲線法によるノズル形状計算はGoingら<sup>23,24)</sup>によっても実施されている。またNickersonらは特性曲線法を用いてスクラムノズルの最適化を行なっている<sup>25)</sup>(付録A1参照)。Rizkallaら<sup>26)</sup>は反応性流れについて特性曲線法を適用し、マッハ20飛行状態のノズル流れを解析している。

このガス発生器の全長は200mmで、ノズルの出口断面形状は32mm×147.3mmである。燃焼器ノズル形状の詳細は表A1に示した。また、MMH/NTOに対する平衡計算による流れ条件を表A2にまとめ、同じく付録に付けた。実際の形状については、図4.1等の流れの等圧線図を参照されたい。

酸化剤としてNTOを使用するため、その耐熱性と腐食性を考慮して燃焼器をニッケルとした

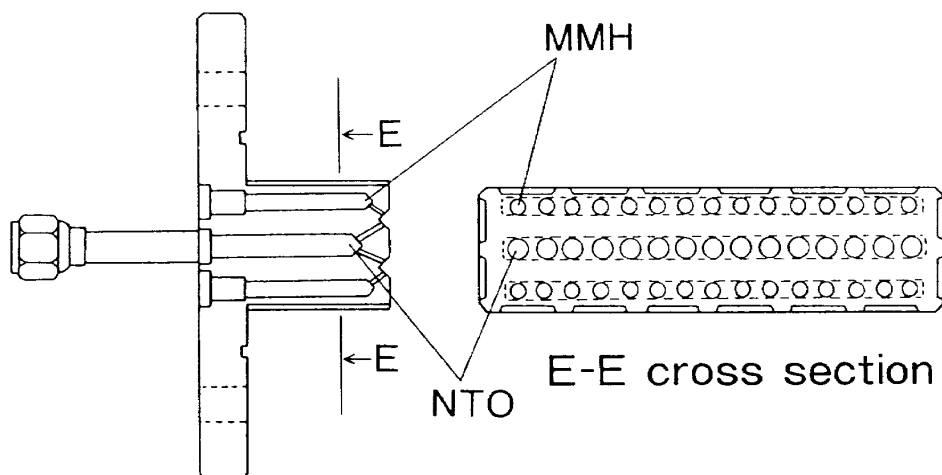


図2.1 MMH/NTO 燃焼器のインジェクタ

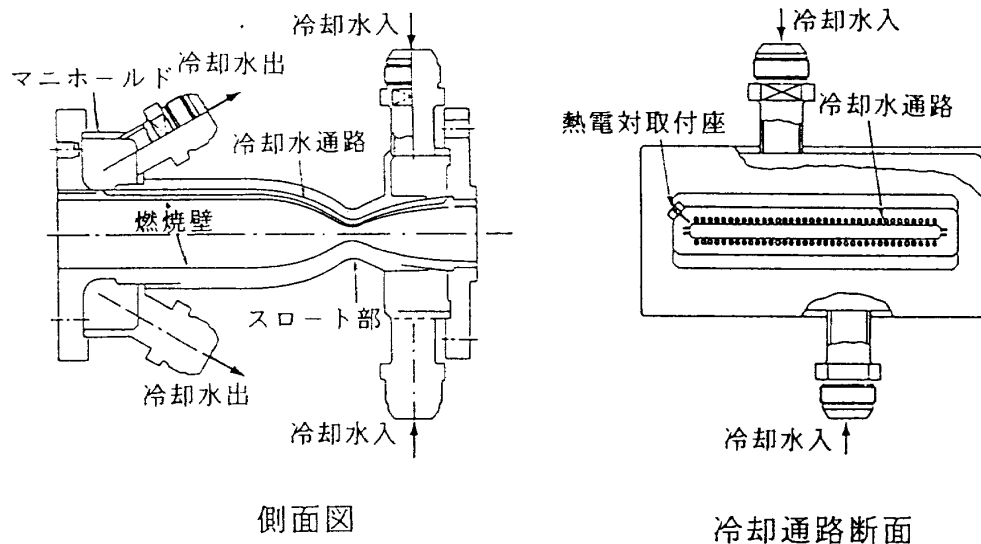


図 2.2 MMH/NTO 燃焼器

(図 2.2)。燃焼器については水冷却を施すため、冷却チャンネルは  $2\text{mm} \times 3\text{mm}$  の溝、総数 80 本とし、冷却水は燃焼器ノズル出口マニホールドからインジェクタ側マニホールドに流れる。矩形断面燃焼器で冷却溝を工作するため、燃焼器は電鋳工法で製作した。強度計算のために、ガス側熱伝達は Bartz の式<sup>27)</sup>を、冷却水側熱伝達には Bittus-Boetler の式<sup>28)</sup>を用いた。溝冷却構造の壁厚、溝数については、熱歪と冷却壁を介する圧力差を考慮した低サイクル疲労とクリープ強度を計算し、弾塑性解析より疲労強度を確保した。その結果、ガス側壁厚はスロートで  $1\text{mm}$  と決定した。予想されたスロート部での等温度線図と等歪線図を図 2.3 に示す。また、MARC コード(構造解析用コード)によって得られた弾塑性解析の結果を図 2.4 に示す。これより、歪の最大値は  $1.48\%$  で、低サイクル疲労 (LCF) 寿命は 100 回以上となる。このように安全率 2、寿命 50 回の設計仕様を満足できた。しかし電鋳部にフランジを溶接する際、局所的な熱応力により電鋳部に層間はく離を生じる可能性を考慮し、超音波検査等で確実に期した。

今回の実験ではスクラムノズルは、製作の簡便性から平板の組合せで、開口比 3 (External Nozzle,  $\text{EN}_3$ ) と 5 ( $\text{EN}_5$ ) のノズルを用いた。図 2.5 に今回使用したスクラムノズルの構成を示す。側板等を交換して用いたノズルは、以下の五種類である。

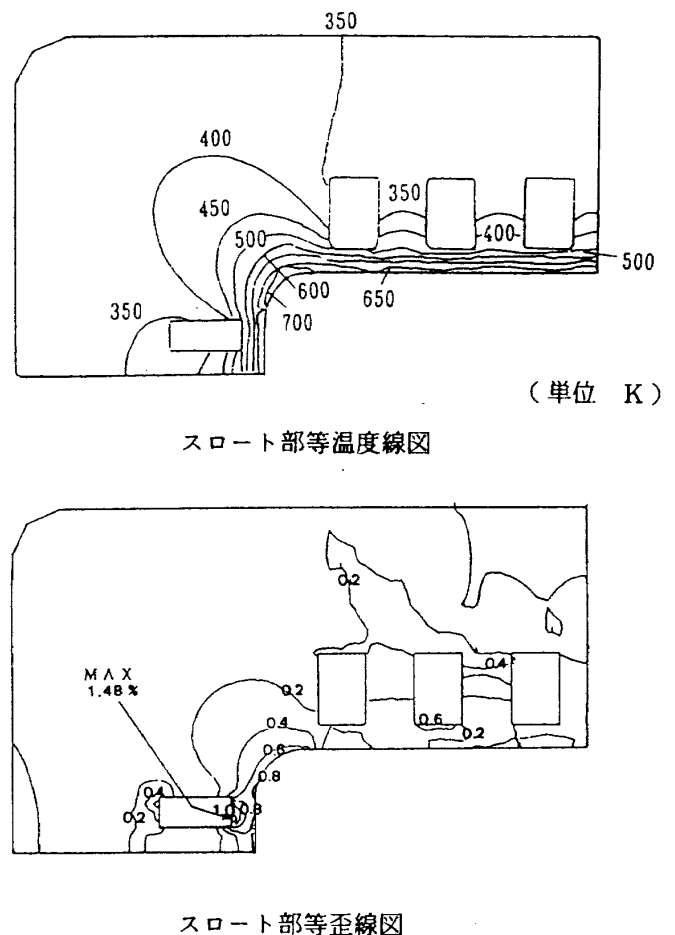


図 2.3 燃焼器スロート部の等温度線図および等歪線図

- (a)  $\text{EN}_3$  ノズル / 全面側板つき
- (b)  $\text{EN}_3$  ノズル / 延長板 (小) つき
- (c)  $\text{EN}_5$  ノズル / 全面側板つき
- (d)  $\text{EN}_5$  ノズル / 側板半減 ( $\text{EN}_3$  ノズル用側板)

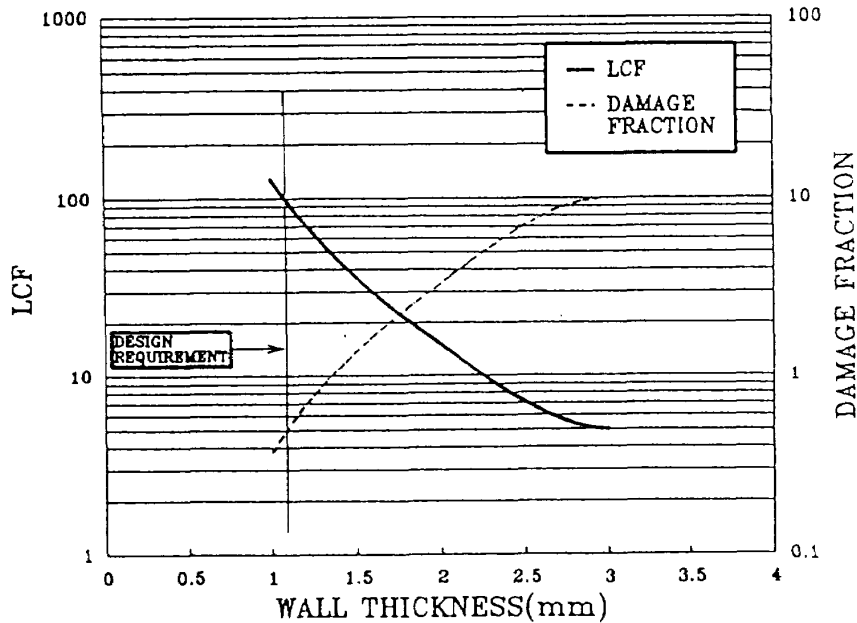


図 2.4 低サイクル疲労寿命評価

(e) EN<sub>5</sub>ノズル / 側板なし

スクラムノズルは、ランプ、カウル、ランプ延長板および側板の各部で構成される。基本形状のノズルは、ノズル出口までの側板を付けた(a)のEN<sub>3</sub>ノズルおよび(c)のEN<sub>5</sub>ノズルである。EN<sub>5</sub>ノズルはEN<sub>3</sub>ノズルのランプに延長板を付け、側板を大型のものに交換したものである。EN<sub>5</sub>ノズルではランプ、カウル等の形状はそのまま、側板を交換することができる。(d)はEN<sub>5</sub>ノズルで小型の側板に変更したもの、(e)は側板を全廃したものである。なおここでスクラムノズルの開口比は、カウルを延長し、ランプ外縁までの高さをスクラムノズル入口高さで割った値と定義している。その根拠は付録A2で述べる。従って燃焼器スロートから見るとスクラムノズル出口までの開口比はEN<sub>3</sub>については12、EN<sub>5</sub>ノズルでは20となる。しかし本論文の中では特別断らない限り、開口比はスクラムノズルについての値を示すものとする。機体下面に相当するランプは水平軸に対し15°傾け、カウルは水平な平板とした。燃焼器ノズルとランプとの接続部には丸みは付けていない。

Snyder<sup>2)</sup>はスペースプレーンを最適化するために、インレットの空気捕獲面積の1.5倍から1.7倍の出口面積を有するスクラムノズルが望ましいことを指摘している。スクラムノズルの開口比を $\epsilon$ 、ノズル入口静圧と主流との圧力比をNPR、主

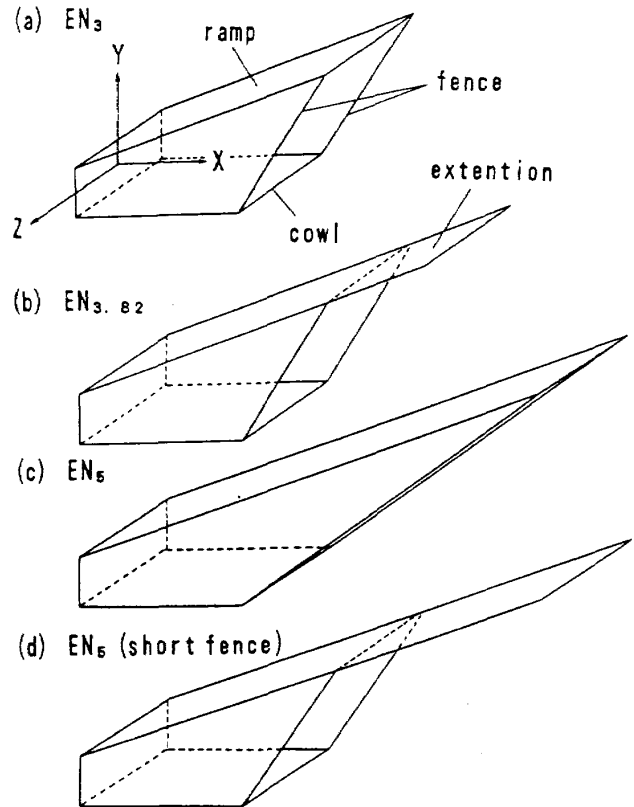


図 2.5 スクラムジェットノズルの構成

流を添字1、ノズル入口を添字2で表すと、ノズル出口面積( $A_3$ )と捕獲面積( $A_1$ )とは

$$A_3/A_1 = \epsilon (\text{NPR})^{-1} (M_1/M_2) (T_2/T_1)^{1/2} \quad (2.1)$$

の関係がある。上式にマッハ8飛行条件を代入すると、供試ノズル(EN<sub>5</sub>)は、ほぼノズル出口面積と空気捕獲面積比( $A_3/A_1$ )が1.5倍のノズルに相

当している。

原則としてランプ端とカウル端を結ぶ位置まで側壁を設けた。供試ノズルで、ランプ開始点から生じる膨脹波をすべてノズル内で反射させるために必要なランプ長さとかウル長さは、特性曲線法によるとそれぞれ1100mm、250mmである。一方実験に用いたランプとかウル長さは最大でもそれぞれ478mmと160mmである。従って、今回のノズルでは、ランプにはカウルで反射した膨脹波の一部しか届かない。

スクラムノズルについては無冷却とし、そのためEN<sub>3</sub>のスクラムノズルについては材質をニッケルとし、EN<sub>5</sub>ノズルや延長部は銅製とした。

### 2.3 実験方法

実験は高空性能試験設備 (HATS) の低圧室に設置された推力架台 (図 2.6) に取り付け、実施した。図は EN<sub>3</sub> ノズルに長さ100mm の延長板 (小) を取り付け、側板の効果を調べている状態を示す。燃焼器とスクラムノズルは厚さ0.7mm の板バネ4枚で支えられた推力架台に据え付けられ、実荷重較正器で検定されたロードセルでその発生推力が測定される。推力に対して直角方向推力 (揚力等) の計測はしていない。図 2.7 に開口比5のスクラムノズル (EN<sub>5</sub>) を装着した実験装置の写真を示す。多くのチューブはスクラムノズル壁圧測定用導管である。実験ではディフューザの大きさと

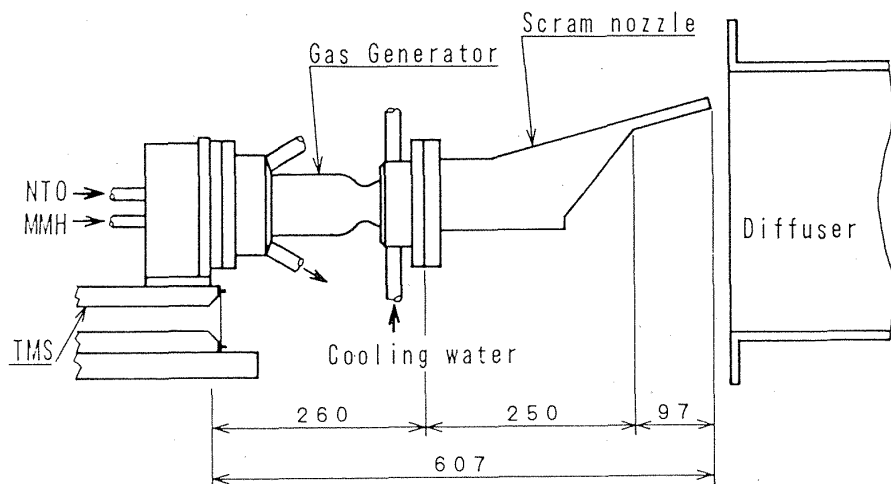


図 2.6 推力測定装置上の燃焼器とスクラムジェットノズル

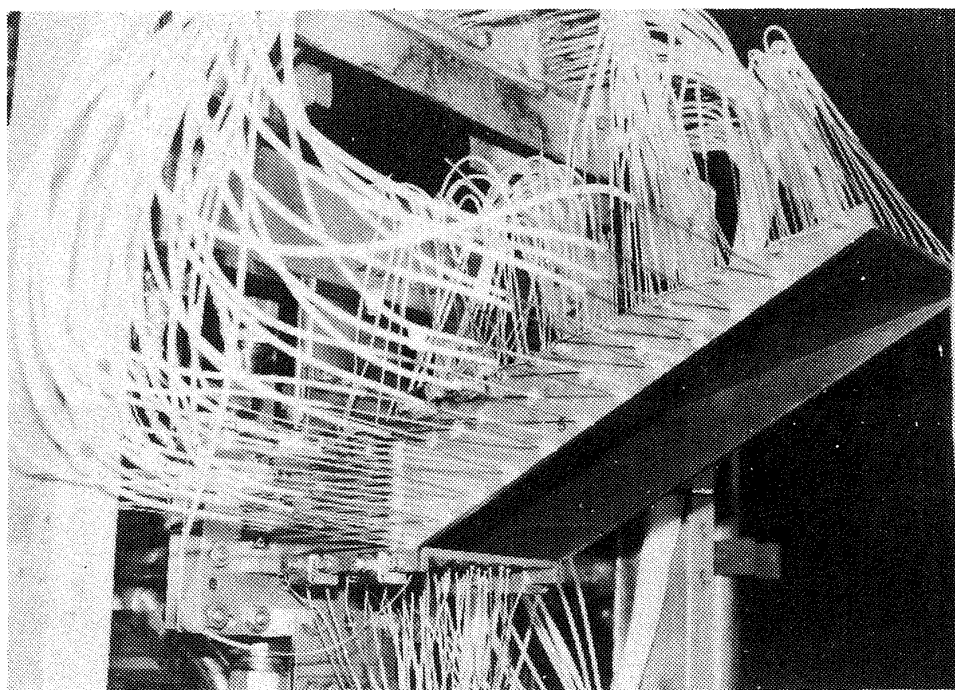


図 2.7 実験装置とスクラムジェットノズル

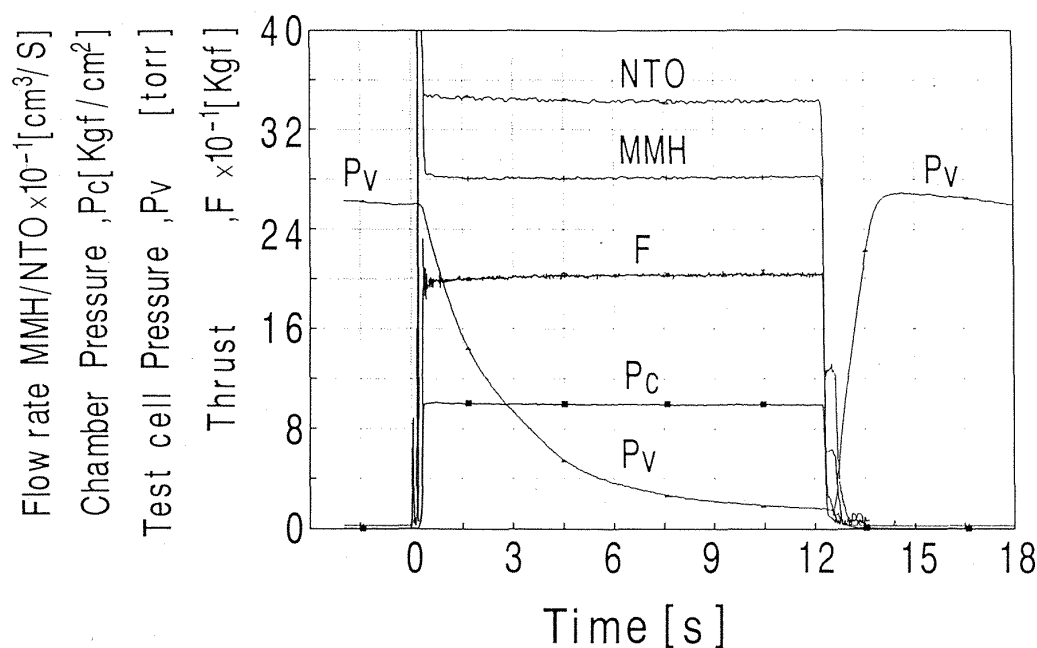


図 2.8 推力，燃焼圧等の時間変化

ノズルとの相対位置を適宜調整し，実験時の環境圧は最大でも 5kPa (40torr) とした。従って，ノズル流れは不足膨張状態で，カウル後端から発する膨張波は十分広がっている。

図 2.8 に MMH/NTO 実験における推力，燃焼圧，推進薬流量，低压室圧の変化の一例を示す。衝撃的な着火（ハードスタート）を避けるために，シーケンスは NTO 遮断弁を MMH 遮断弁より 0.1 秒早く開け，酸化剤リードとしている。スタート後約 3 秒で燃料および酸化剤流量は定常になり，燃焼圧 ( $P_c$ ) も定常になっている。低压室は最初に真空ポンプで 1/5 気圧程度まで減圧した後，蒸気エジェクタを作動している。燃焼前に 3.4kPa (26 torr) であった低压室圧 ( $P_v$ ) は燃焼の開始と共にディフューザが作動するために，徐々に低下して行く。そのため，計測推力はノズル出口面積に掛る低压室圧力分だけ増加しているのが図 2.8 より分かる。低压室圧は燃焼終了と同時にディフューザがブレークダウンするために，急激に 3.4kPa (26 torr) まで回復している。推力計測に際しては，実験前後の零戻り，冷却水の通水によるバネ定数の変化等を調べ，計測に影響しないことを確認している。計測値はシステムが十分定常に入ってからデータの用い，ノズル性能を計測した。

図 2.9 に燃焼実験時のプルームを示す。写真は

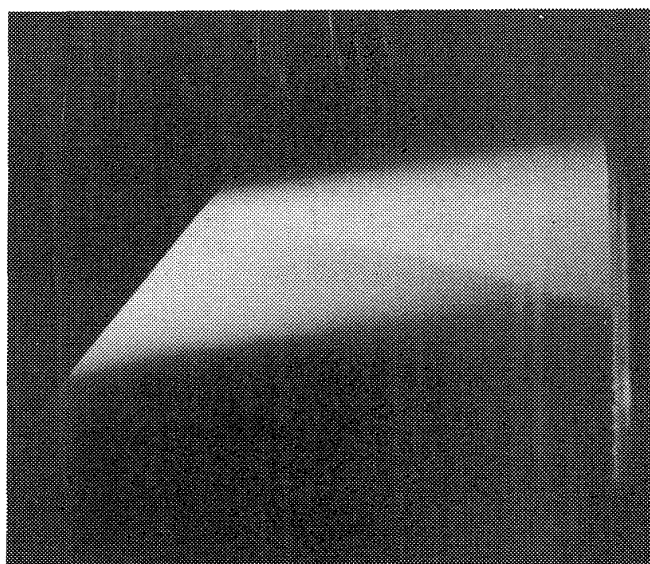


図 2.9 燃焼実験でのプルーム

図 2.6 に対応しており，側板下流端から右端のディフューザへプルームが広がっている。ランプ近傍での輝度は低い，流れはノズル壁に沿っている。流れの中の右下に走る波は，図 4.2 との比較で分かるように，燃焼器ノズルから出発する衝撃波である。

測定項目は，エンジン軸推力，スクラムノズル壁面圧力など合計 60 余である。トリム（揚力）方向の推力は測定せず，圧力分布より計算した。スクラムノズル壁面静圧の計測点は最大 150 点であり 3 台の圧力スキャナ (Scanivalve Co. 製) で走

査した。スクラムノズル壁面に設置した圧力計測点や温度計そして熱流束計の配置は付録A5にまとめた。実験に際しては、毎回校正を実施し、推力系の測定精度は0.03%以内、そして圧力系の測定精度については燃焼圧は1%、その他のものは0.5%以内に確保されている。流量系の精度はNTOについては0.25%であるが、MMHについては実液校正が現在のところ不可能であるため、ヒドラジンの実液校正結果から換算している。そのために、流量精度は厳しく見て1.25%と見積もった。従って流量比を考慮し、比推力測定の精度は1.0%、比推力の測定精度は±3秒と見込まれる。

しかしスクラムノズルの性能については、燃焼器の発生推力からの比較的小さな増分を議論するために、その相対誤差は約10倍大きくなる。一方壁面圧力を積分して得られるノズル性能の精度は劣化しない。後述するように、スクラムノズルに働く摩擦力は両者の差から求められるが、精度の低い方が摩擦損失の精度を決定する。そこで境界層計測や熱伝達測定を行ない、それらの整合性をチェックし、実験の確度を検討した。

燃焼器ノズル出口での流れの一樣性を確認し、さらにスクラムノズル出口の流れを調べるために、水冷式のプローブでピトー圧分布も測定した。全

温が3000K程度の燃焼ガス内で使用するため、プローブは2重管とし、冷却水は管外に排出される。その冷却のためにレークそのものが大きくなる。そのため実験ではレークに揚力が発生し、レークの変形や熔損が多々生じた。

図2.10に常温窒素ガス実験に用いたピトー管と静圧管を示す。境界層測定用のピトー管は、長辺が1.3mm、短辺外径が0.5mm、内径で0.2mmの偏平な形とした。測定値に及ぼすプローブ自体の粘性効果はプローブRe数が $2.3 \times 10^3$ 以上であり、無視できる<sup>29,30)</sup>。全温管も同様な検討を行ない、短辺外径が0.8mm、内径が0.5mmの偏平で、空気逃し孔のあるものを製作した。いずれのプローブも測定される境界層厚さの1/3以下であり、十分な精度と分解能があると判断した<sup>31)</sup>。また、静圧測定においてはプローブと気流との角度が測定値に影響するため、その角度を3°以内になるよう留意した。また測定孔を故意に傾け、測定値の感受性を調べる実験も行なった。

燃焼器ノズル出口の一樣性を調べ、計算コードのベンチマーク、あるいは計算のための入口条件として使用するために、Z方向に17本のピトー管を有するレークプローブを用いて、窒素流れ場のマッハ数分布を調べた。このために、レークをY

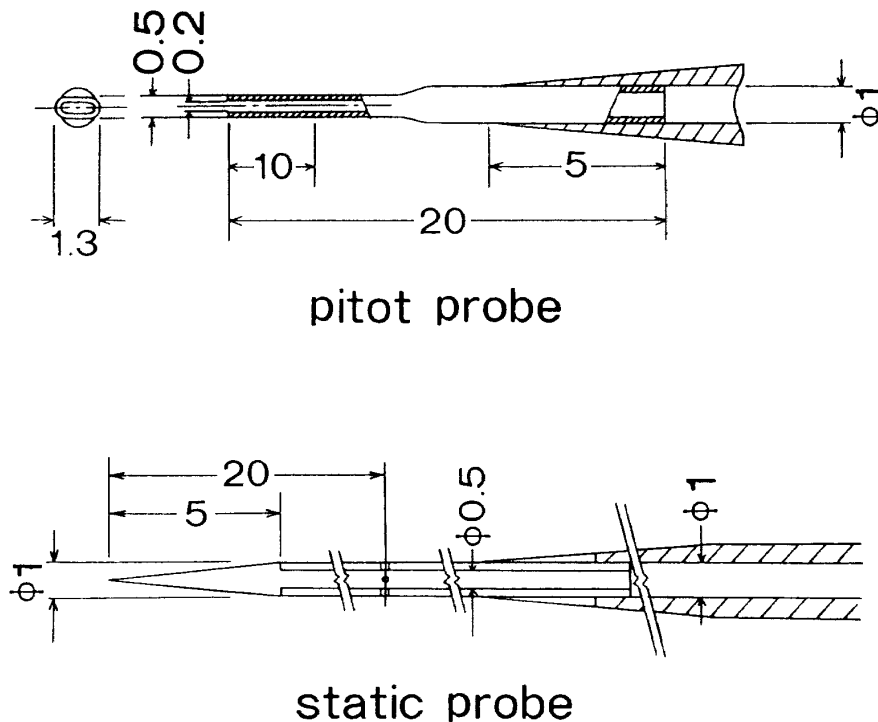


図2.10 境界層計測用ピトー管と静圧管

方向に横断させることでY-Z平面のピトー圧分布計測を行った。計測点はY方向に13点、Z方向に16点の合計208点で、計測にはスキャナを用いた。

ノズル壁への熱流束はノズル裏面の壁温測定による非定常法と熱流束計（常温窒素ガス実験のみ）を用いて実施した。熱電対はアルメルクロメルで、線径が250 $\mu$ mのものを使用した。熱電対はMMH/NTOでの使用も考え、ノズル背面に溶接している。常温窒素での場合には、アクリロニトリル系接着剤を用いて接着したが、溶接の場合と変化はなかった。また常温窒素実験では、応答性の良いHycal社製のasymptotic型熱流束計も使用した。測定点は静圧孔、フランジ等へのZ軸方向への熱伝導の影響を考え、中心軸から30mmずらして配置した（図A1）。カウルの熱流束計は、測定部直径5mmで測定範囲は $6 \times 10^{-2}$ と $8 \times 10^{-2}$  MW/m<sup>2</sup>で、時定数は300ms以下である。ランプ延長部の熱流束計は、測定部直径6.0mm、測定範囲は0.17MW/m<sup>2</sup>、時定数は250msである。それらの測定点は熱電対と比較できるように選んでいる。

熱流束データから熱伝達率やNu数を見積もるためにはノズルの濡れ面温度が必要となる。そこで濡れ面温度を、表面にスポット溶接した熱電対か、あるいはセラミック管で半径方向の断熱をした熱電対を裏面から表面近くまで挿入し熱接触抵抗を極力小さくした状態で計測した。実験開始直後に生じる断熱膨脹による低圧室温の急激な変化や、ノズル外部気流等の影響を考え、背面を断熱材で覆った。

常温窒素ガス試験における供試ノズルの塗れ面温度を2次元的に計測するため、アクリル側板、ランプ、カウル、延長板に感温液晶を塗布した。使用した感温液晶は、283Kから298Kの間で、色が5段階に変化するもの（日本カプセルプロダクツ社製 Chiral Nematic ELC KW-type）を選択した。液晶は、温度が高い時濃い青で、低くなるにつれて赤くなり、表示可能範囲を越えると黒くなる性質のものである。

光学測定のための光学系配置については付録A

5を参照されたい。

### 3. 実験結果

#### 3.1 推力計測

表3.1に推力測定の結果を示す。推力架台で計測される推力は、図2.8で見られるように、実験時の環境圧（低圧室圧）の影響を受け、その真空度と共に増加する。そこで、先に定義した開口比を用い、ロケット性能計測で良く用いられる真空換算推力で整理した。実際のエンジンの発生する推力は、飛行高度に相当する大気圧にノズル出口投影面積を乗じた値を真空推力値より引けば求められる。得られた測定値を、さらに微妙に変化する燃焼圧力や開口比の影響を消去するよう補正し、その値を『実測推力』あるいは簡単のために『推力』と定義した。

MMH/NTO実験で燃焼器単体で発生する推力は1.78kN、これに開口比3のスクラムノズル(EN<sub>3</sub>)を取り付けたときの推力は1.91kNであった。従ってスクラムノズルによる増分は122Nであった。更に開口比5のスクラムノズル(EN<sub>5</sub>)を取り付けるとそのスクラムノズルの推力は183Nとなった（表3.1(a)参照）。

表 3.1 推力測定結果

#### a) MMH/NTO

単位 N					
	形状	A 実測推力	B 推力増分	C 積分推力	D 揚力
	G/G	1784.5	0	—	0
a	EN <sub>3</sub>	1906.1	121.6	142.6	- 187.4
b	EN <sub>3</sub> B2	1940.2	155.7	172.5	- 75.8
c	EN <sub>5</sub>	1967.7	183.2	213.3	+ 76.5
d	EN <sub>5</sub> 側板半減	1957.6	173.1	202.6	+ 36.6
e	EN <sub>5</sub> 側板なし	1901.6	117.1	128.4	- 156.1

#### b) 常温窒素

単位 N					
	形状	A 実測推力	B 推力増分	C 積分推力	D 揚力
	G/G	1750.6	—	—	—
a	EN <sub>3</sub>	1815.6	65.0	78.4	- 290.1
c	EN <sub>5</sub>	1874.3	123.8	140.4	- 68.4

このノズルで発生する推力は小さいように感じられるが、スクラムジェットでインレットより流入する運動量を考えれば、スクラムの推力の  $1/3$  以上はこの外部ノズル推力に依存しなければならない。事実、このロケットタイプの実験で得られた外部ノズルによる  $I_{sp}$  の増分は 17.3 から 26.1 秒であるが、同じノズル特性を仮定した水素燃料の空気吸込み式推進系に換算する（TDK コードで燃焼温度、燃焼室圧及び燃料流量を固定し、水素－酸素系で計算）と  $I_{sp}$  で 1100 秒程度の貢献となる。

同様な実験を常温の窒素を流して行なった。窒素の性能（比推力）は MMH/NTO に比べて低いですが、低温のため流量が 4 倍程度 MMH/NTO より多く、結果として測定される推力は MMH/NTO と同程度となった。これらの結果を表 3.1 (b) にまとめた。窒素実験では作動流体の温度が低いために、ノズル性能が供給温度により敏感に変化する。

例えば全温で 3 K の変化は推力で 10 N (0.5%) の変化であり、スクラムノズルによる推力増分としては 10% の変化となる。実験では気温により、全温で数 K の変動があった。そのため表の中にはノズル全温を 293.15 K に換算した値を記した。

### 3.2 ノズル壁圧分布

3 台のスキュナによるノズル壁圧測定を実施した。スキュナの走査速度は 0.2 秒 / ポートを基準としたが、測定圧力の高低やその順序に合せてその応答時間を検討して設定した。図 3.1 にスクラムノズルの壁圧分布測定結果の一例を示す。ランプ、カウルとも燃焼圧の変動を避けるために、燃焼圧の瞬時値で無次元化した等圧力線である。

図 3.1 のようなノズル壁圧（絶対圧）を積分して得られる推力のエンジン軸方向成分を『積分推力』と定義した。スクラムノズルに特有な軸方向

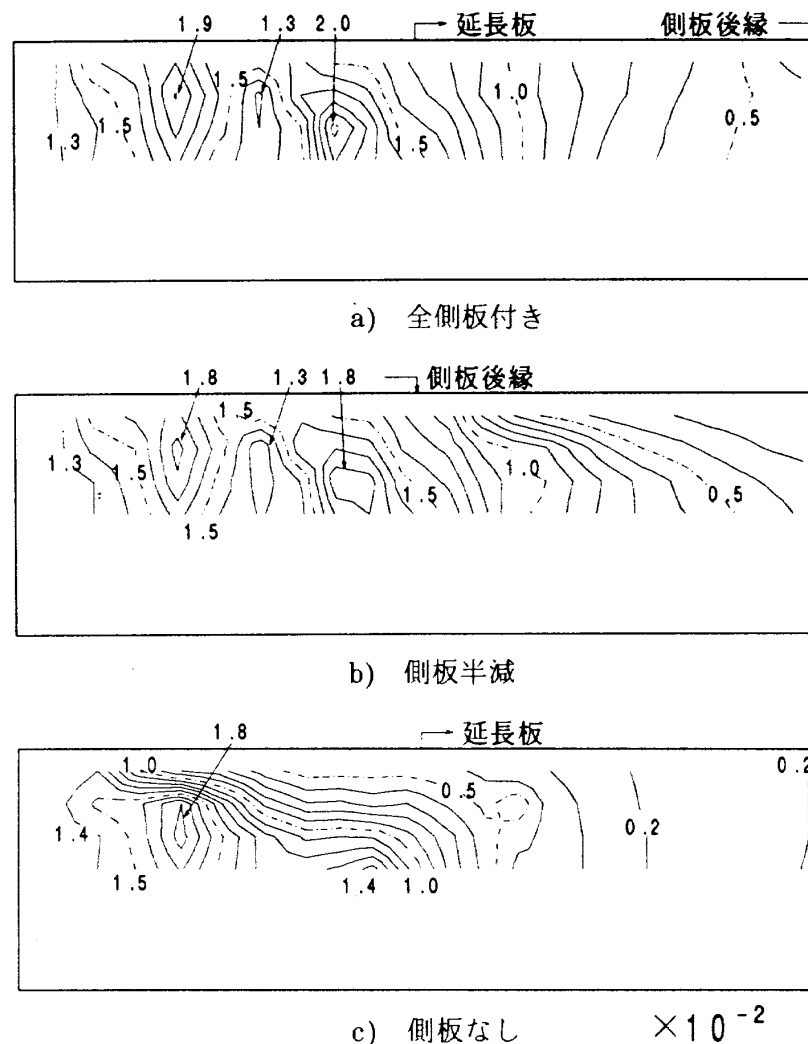


図 3.1 スクラムジェットノズル壁圧分布 (MMH/NTO)



と直角な揚力(Y)方向のノズル推力は、ノズル壁圧分布を積分し、Y方向の分力から求められる。なおここでは機軸方向をX、揚力方向をY、そして2次元流れの奥行方向をZと定義している(図2.5参照)。MMH/NTO実験と常温窒素ガス実験で測定された積分推力や揚力方向推力は表3.1にまとめられている。

なお図3.1で見られるZ方向の圧力分布は供試ノズルの側板等の存在に起因するもので、実験における流れの2次元性の限界である。しかし、この2次元圧力分布の積分推力への影響は中心軸上の圧力分布から求めた積分推力との比較から高々0.3%と見積もられる。

実際のスクラムノズルにおいてはノズルは機体の下面で構成されるため、スクラムノズル下流域には側板は期待できない。従って機体中央部のエンジンモジュールの排気流は2次元として扱えるにしても、両端のモジュールについては横(Z)方向の膨脹を考えなければならない。図3.1にはスクラムノズルの側板を順次外して行った場合のノズルランプ上の壁圧分布の変化が示されている。その詳細は4.4節で検討する。

### 3.3 圧力および境界層計測

#### a) 燃焼器ノズル断面における圧力分布

燃焼器ノズルの性能を調べ、スクラムノズル入口条件を確定するため、常温窒素でピトー圧分布を測定した。燃焼器ノズル出口面でのピトー圧測定値をその計測時間の燃焼室圧で無次元化し、Y-Z平面等圧線図にしたものが図3.2である。●は計測点で、破線でノズル出口面を示す。ノズルの外側でのピトー圧は、ノズル出口端で発生する

プラントルマイヤ膨脹波の影響を受け、低い圧力を計測する。計測点間を補間して等高線を描くと一見境界層のような分布が得られるのはそのせいである。ここで調べているのは、それ以外の滑らかな分布である。

図3.2より、上下の圧力分布がほぼ対称であることが分る。右下隅に圧力比が0.38の高圧部があり、これだけは非対称である。しかし図から分かるように、その効果は小さく、Z方向にも対称性は充分あるものと考えて良い。

これらの結果をさらに詳しく検討するために、Y方向のピトー圧分布を調べた。一方2次元非粘性(TDK)コードで得られた結果からピトー圧を計算し、両者を比較した。TDKコードについては次章に説明する。計算されたピトー圧の分布も外縁寄りが高くなる傾向を示し、燃焼器ノズル内での波消しが不完全なために生じたマッハ数のY方向の変化は6.5%であった。この結果を実験値と比較すると、膨脹波との干渉領域を除いて測定値と計算値は最大で1.5%で一致した。TDK計算によれば、ノズル流れによる全圧損失はほとんど無視できる。実験値と測定値の一致は、全圧損失が小さいこと、また実験手法や計算手法の妥当性を示している。

以上より、ノズルの境界層からの影響を受ける所を除けば、ピトー圧の実験結果とTDK計算結果とはほぼ一致した。しかし、ピトー圧による検定は微小な全圧損失を検出するために、どちらかと言えば甘い検定となる。計算コードをより厳しく、また逆に実験結果の確度をより厳しく検討するためには流れの静圧分布を調べる方が望ましい。そこで次に常温窒素ガスで境界層と燃焼器ノズル

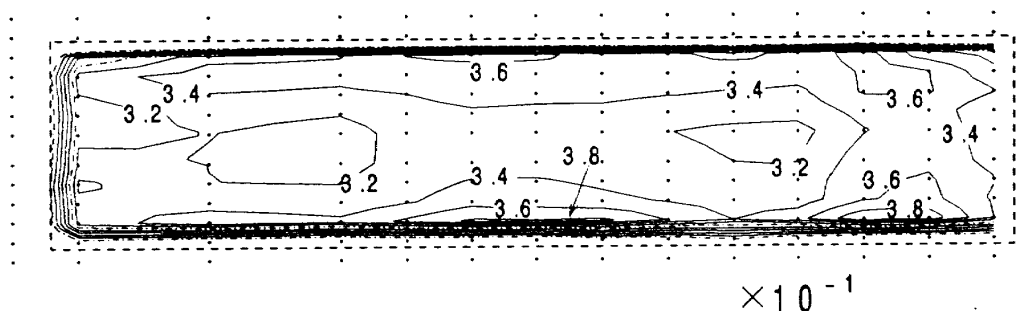


図3.2 燃焼器ノズル出口面(Y-Z面)でのピトー圧分布

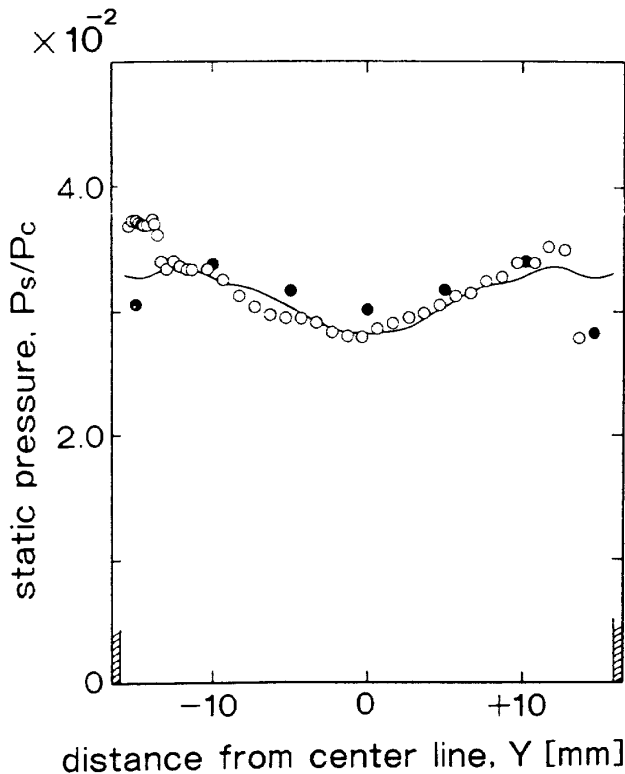


図 3.3 燃焼器ノズル出口での Y 方向ピトー圧分布

出口面での静圧分布を計測した。

図 3.3 に TDK 計算によって得られた理論静圧分布(実線)と測定値が比較されている。図の○印は中心軸( $z=0$ )でのトラバース装置で測定されたもの、●はノズル壁上の測定孔で測られたものである。測定孔で測られた結果はノズル内部のコーナ流れの影響を受けている可能性がある。一方トラバース装置で得られた結果については、壁面近くではプローブ先端で作られた圧縮波により高めの値を示していることが全圧測定値との比較で明らかになっている。図より燃焼器ノズル出口では流れの大部分に渡って計算値と測定値は良く一致しており、誤差は最大でも 1.7% であった。

#### b) 常温窒素ガス実験における境界層計測

ピトー圧、静圧管そして全温管を最小 0.01 mm 刻みの設定が可能な遠隔トラバース装置に装着し、燃焼器ノズル出口、開口比 3 と 5 のスクラムノズル出口での境界層計測を行った。EN<sub>5</sub> ノズルについて得られたピトー圧分布(図 3.4)、全圧損失を考えて、ピトー圧と静圧分布から求めたマッハ数分布(図 3.5)を示す。速度分布については全温分布と図 3.5 のマッハ数分布より静温分布を求

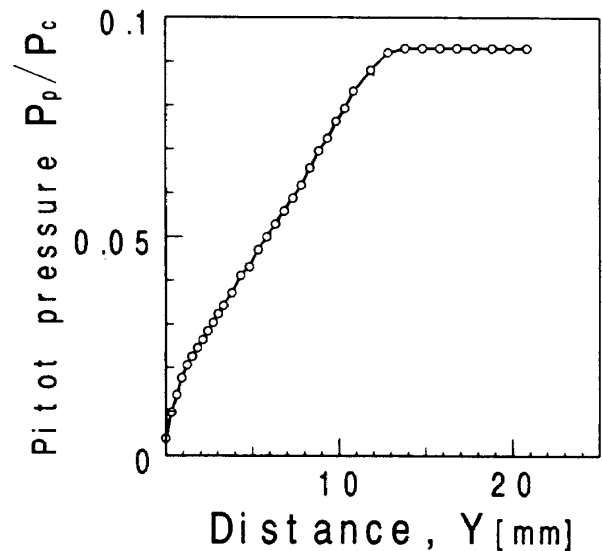


図 3.4 開口比 5 位置での境界層内ピトー圧分布

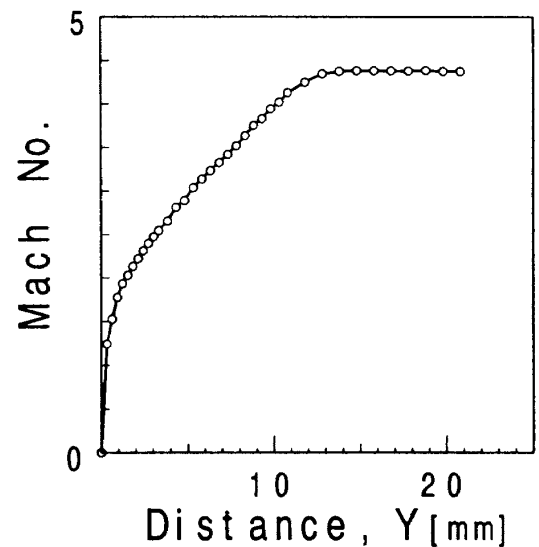


図 3.5 開口比 5 位置での境界層内マッハ数分布

めて計算した。ピトー圧分布より境界層の大部分が超音速であること、境界層を横切った静圧も、一様であることが確認された。

#### c) MMH/NTO におけるピトー圧分布

高温の MMH/NTO 実験においても水噴射式レークプローブを用いてピトー圧分布を測定し、TDK 計算から見積もられる理論ピトー圧分布と比較した。その結果を図 3.6 に示す。図 3.6 は Z 方向の中心線上で測定された Y 方向分布で、実線は計算値である。両端の低い値はノズル端からの膨脹波のためである。計算値と実験値との差は最

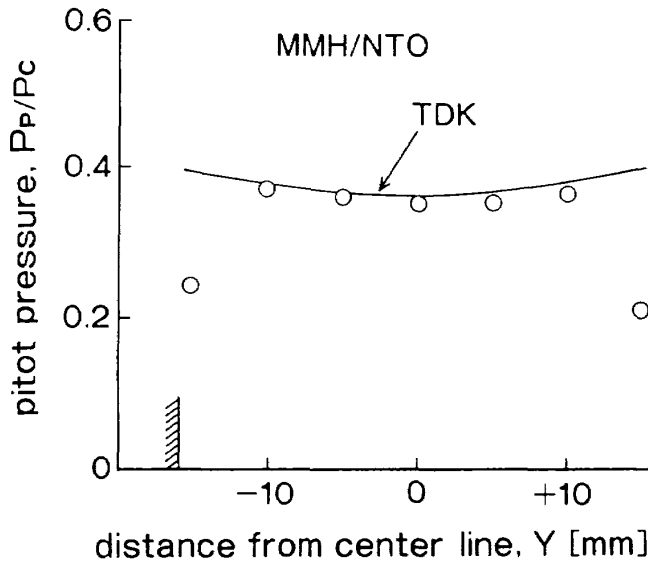


図 3.6 燃焼器ノズル出口での Y 方向ピトー圧分布 (MMH/NTO)

大 0.47% であった。

このように燃焼器ノズルを低い比熱比で設計したためと、燃焼器ノズル側板からの波の影響で、燃焼器出口のピトー圧分布は中心部に凹んだ分布にはなるものの、流れはほぼ一様であることが確認された。また常温室素ガス実験と同様に TDK 計算は精度良く非粘性コア流れを解くことを確認できた。燃焼器ノズル内の TDK 計算結果は図 4.1 にまとめて示す。

### 3.4 熱流束および表面温度計測

熱流束測定には、熱電対による非定常法と熱流束計による計測を行なった。溶接あるいは熱接触抵抗を小さくした熱電対は、指示温度の時間変化や背面温度との比較から妥当なノズル表面温度を示した。しかしセラミック管に装着した熱電対はノズル濡れ面温度と気体の回復温度の中間の温度を示し、その時間変化も不規則であった。これはセラミック管の半径方向の断熱が不十分なためである。

熱電対の測定結果例を、MMH/NTO について図 3.7 に示す。ノズル裏面温度は上流部で 13 秒の燃焼時間に 300K、下流部で 100K の温度上昇を示している。温度の時間勾配は以下に説明するように流入熱流束に比例しており、測定場所によって熱流束が変化しているのが分る。実験終了後はノ

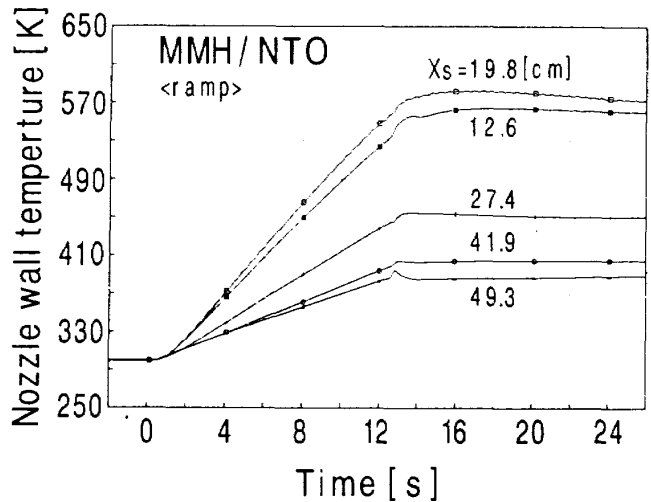


図 3.7 ノズル裏面温度の時間変化 (MMH/NTO)

ズル流れからの熱伝達はなく、またノズルは 1/100 気圧の低圧室内で試験されているために燃焼実験後には対流熱伝達は無視できる。それゆえ、例えば図 3.7 で  $X_s = 19.8 \text{ cm}$  の温度に着目すれば、時間 16 秒以降の温度降下率から、平板内温度差による熱伝導と放射による伝熱速度が推測される。特に常温室素については放射熱伝達は無視できる。

背面断熱条件は容易に確認できた。平板内熱伝導に関する仮定の妥当性は、MMH/NTO の場合では実験終了後の温度降下率から流入熱流束の 2% 程度の熱量であり問題はない。一方、常温室素の場合では熱流束の絶対値が小さいために、平板内熱伝導の影響は相対的に大きくなる。その割合は気流への熱流束の 15% 程度と見積もられた。

今、1 次元平板の片面から加熱する問題を考える<sup>32)</sup>。背面は断熱で、熱流束は X 方向にのみゆるやかに変化するため、平板内の横方向の熱伝導はないと仮定する。その結果、背面温度 ( $T_w$ ) の時間変化と熱流束 ( $q_w$ ) の関係を求めれば、燃焼開始直後を除き、ノズル材料の比熱 ( $\rho$ ) とノズル壁厚さ ( $l$ ) を用いて、以下の式が成立する。

$$q_w = \rho c l \left( \frac{dT_w}{dt} \right) \quad (3.1)$$

この熱容量型の熱流束測定は、衝撃波管での実験あるいは超音速風洞での熱伝達実験に採用され、それから乱流摩擦係数等が求められている<sup>33)</sup>。直線の勾配は、平板に温度分布が生じ、ノズル内の X 方向に熱伝導が大きくならないように、MMH/

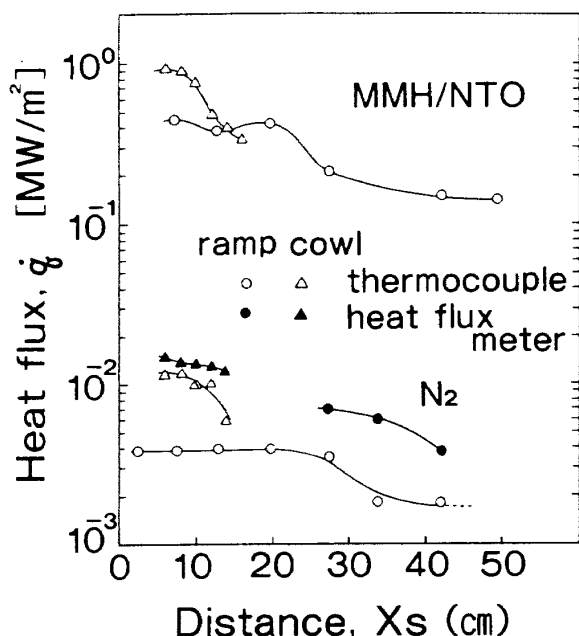


図 3.8 ノズル壁面への熱流束測定結果

NTO の場合には実験開始後 2 秒目の値を採用した。

図 3.8 に実験結果を示す。MMH/NTO と常温窒素の熱流束値を比べるために、図の縦軸は対数となっている。横軸はランプ面上の距離  $X_s$  であらわした。原点はランプ入口である。なお窒素の場合は壁が冷却されるため、熱流束は絶対値とした。MMH/NTO と常温窒素では、ガスとノズル間の温度差が大きく異なるために、両者の熱流束の絶対値は 100 倍異なっているが、流れ方向にほぼ相似な分布形状を示した。熱流束の分布は静圧分布の結果に一致しており、ランプ側で生じたピークもそれぞれ静圧分布の高圧点と一致した。このピークはカウルで反射してきた衝撃波の影響であると考えられる。Z 軸方向への熱流束変化についても静圧の変化に比例した熱流束が得られた。さらに、側板なしの場合では気流の膨張の為に Z 軸方向に静圧が大きく変化する。熱流束分布も同様で、静圧分布に対応した熱流束分布が得られた。

図 3.9 に、熱流束計の測定結果の時間変化を示す。通気開始前 7 秒で生じる熱流束は、その時刻で排気系の遮断弁が開くために、低圧室が急速に減圧する際の対流によるノズル壁の冷却によるものである。通気後、時間と共に熱流束が減少するのは、濡れ面温度が降下し、ノズル流れの回復温

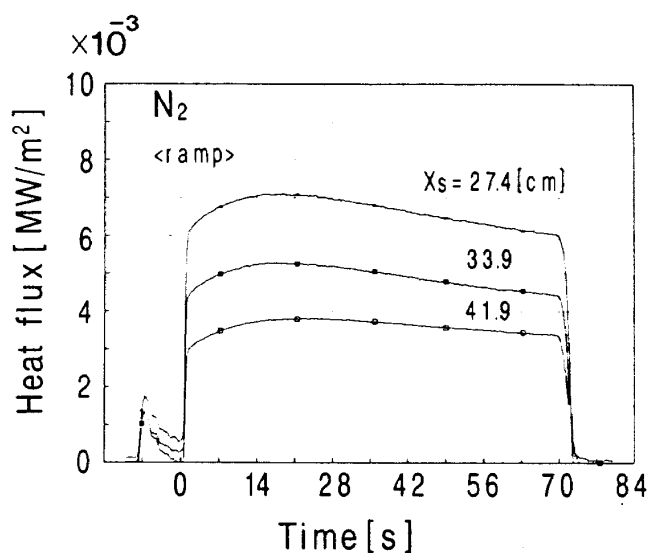


図 3.9 熱流束計による測定

度との温度差が小さくなるためである。熱電対による熱流束も、測定温度の時間変化率を詳しく調べると同様の時間変化を示した。

図 3.8 に、2つの計測法による熱流束分布を比較した。熱流束計の結果は熱電対の結果とは一致せず、実験値に対し全域で上回っている。特にカウル端で相違がはなはだしく、値に 2 倍程の開きがある。これは、平板内 X 方向熱流束などによる熱量と計測精度のため、熱電対の測定結果が低めになったためと考えられる。

感温剤を塗付して、濡れ面の温度分布の可視化を行なった結果、ランプ中心部に温度変化の速い領域が存在することが分かった。この温度分布と壁面静圧分布を比較すると、圧力の極大部と温度の極小部が重なっていることが分かった。この位置は、シャドーグラフで確認された波の入射位置と一致している。このことから、この波が衝撃波であり、その入射により圧力が上昇し、壁面熱伝達を促進したためである。

側板部は、ランプやカウル部と異なり非常に表面温度の変化が速く、実験開始から 1～2 秒後には液晶の測定可能範囲を越えてしまった。この原因はランプやカウルのニッケル板に比べてアクリル板が断熱壁に近いためである。

### 3.5 光学観測

図 3.10 に常温窒素における、シャドーグラフに

よる燃焼器ノズル出口流の可視化写真を示す。この可視化写真には lip shock と思われる波が観測された。また、 $EN_3$  ノズルの内部流のシャドグラフからカウル側およびランプ側それぞれに波が入射しそれが反射している様子が確認できた。これらの位置が壁圧分布の極大値の位置と一致していることから、波は衝撃波であると考えられる。また  $EN_5$  ノズルにおいてはカウル後端より波と思われる細い線が圧力比の上昇とともに広がっていくのが確認された。

今回の実験では HATS の低圧室におけるシュリーレン可視化画像は得られなかった。その原因には、以下の 2 点が考えられる。

- (1) 低圧室内でのノズル試験における密度変化不足。
- (2) 低圧室変形や振動による光学系のずれ。

まず密度変化であるが、 $10^{-3}$  程度の密度比でシュリーレン法による可視化に成功した例がある。それに対して、プラントルマイヤ膨脹を仮定した場合、斜め衝撃波の前後での密度比は 0.3 弱と十分である。

付録 A5 でも述べるように、今回光学系は低圧室の内壁にマグネットにより取り付けた。そのために低圧室内の圧力が下がると、低圧室自体が変形し光学系の軸がずれることが分かった。光軸のずれは、低圧室圧が一気圧から 0.2 気圧までに低下する時が激しかった。実験においては、真空ポンプで低圧室圧が 0.2 気圧まで下がった時点で、光軸を再調整した。

微妙な光軸調整が必要なシュリーレンの実験では、通気実験中の振動のために可視化画像焦点がナイフエッジ部からずれてしまい、可視化画像が得られなかったと考えられる。ナイフエッジの存在しないシャドグラフ法の可視化画像が正常に得られたことも、このことを裏付ける。今後、低圧室内でのシュリーレン法による可視化を行う場合には、光学系を低圧室から独立した台の上に設置する必要がある。

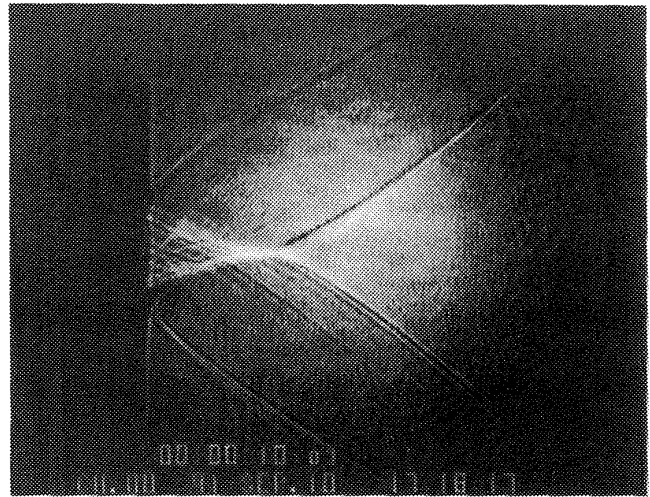


図 3.10 燃焼器ノズル出口流れのシャドグラフ

## 4. スクラムノズル性能と数値計算との比較

### 4.1 非粘性計算との比較

液体あるいは固体ロケットノズルについては、JANNAF による系統的な性能予測法<sup>22, 34)</sup>が確立されており、広く用いられている<sup>35-38)</sup>。これは液体ロケットエンジンについて説明すれば、準 1 次元平衡流計算 (One Dimensional Equilibrium, ODE) から出発し、準 1 次元反応流 (One Dimensional Kinetic, ODK) そして軸対称反応流れ (Two Dimensional Kinetic, TDK) と進めるもので、ノズルの摩擦損失については境界層積分法を用い、更に蒸発や混合、燃焼に伴う流れの損失も流管法を用いて近似的に考慮している。そして、この方法による正味発生比推力の見積り誤差を、推力測定の実験精度と同じ 1% 以内を目標としている。ここではこの JANNAF の方法に倣い、先ず側板付きの 2 次元ノズル性能の実験値と 2 次元非粘性 (TDK) 計算結果を比較する。このコードは McCormack 法差分を用い、流体については空間前進陽解法、化学種については陰的に解くものである<sup>35)</sup>。その詳細については付録 A2 を参照されたい。

図 4.1 (常温室素ガス) と図 4.2 (MMH/NTO) の上部に TDK 計算で得られた等圧線分布を示す。ランプ開始点からプラントルマイヤ膨脹波が形成されている様子や、燃焼器内で生成された圧力

分布によりカウルやランプ壁上に島状の圧力変動が現われている。この燃焼器内部からの波は、ノズル設計時に予測した物性値が実際と異なったためである。図の下にはスクラムノズルのランプとカウルの壁圧分布の TDK 計算値（実線）と中心軸上での測定値を示す。縦軸は燃焼室圧で、また横軸のインジェクタ面からの距離は燃焼器ノズルスロートの対称面からの高さ ( $Y^*=4\text{mm}$ ) で無次元化してある。カウル端、 $EN_3$  そして  $EN_5$  ノズルの下流端をそれぞれ矢印で示す。上の等圧線図と併せて見れば分かるように、ランプ壁面圧力は  $X/Y^*=20$  で  $15^\circ$  のランプ角を回るために 0.008 まで急速に低下するのに対し、カウルでは燃焼器からの波による局所的な圧力の変動はあるものの 0.03 の燃焼器出口圧を保つ（図 4.1）。そのカウル圧はランプからの膨脹波のために  $\bar{X}=40$  より急速に

低下する。一方ランプ圧は燃焼器から入射してくる波により 2 つの山を経た後、 $\bar{X}=85$  附近でカウルで反射した膨脹波が入射するために低下して行く。このように波の鋭さについては今後検討を必要とするが、予測値は実験値と良く一致することが確認された。

図 4.2 の MMH/NTO 燃焼実験についても大まかな分布は常温窒素ガスと同じである。準 1 次元反応流コード (ODK) で計算されたガスの比熱比 (1.243) が常温窒素ガスよりも設計値 (1.15) に近いいため、壁圧分布の山と谷は常温窒素ガス時より急峻ではなく、一致度は改善されている。この図 4.2 の計算においては、MMH/NTO の燃焼器での燃焼効率を 91.3% と仮定した。その理由は供試燃焼器は比較的小さく、以下に述べるように燃焼効率の低下が予想されたためである。

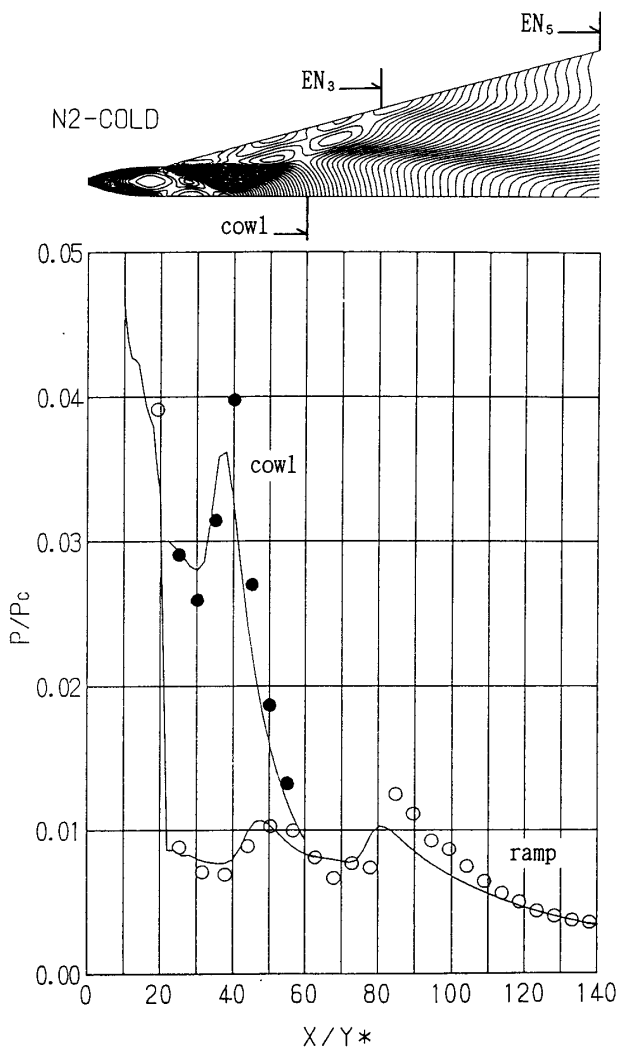


図 4.1 TDK で得られた等圧線分布  
(常温窒素ガス)

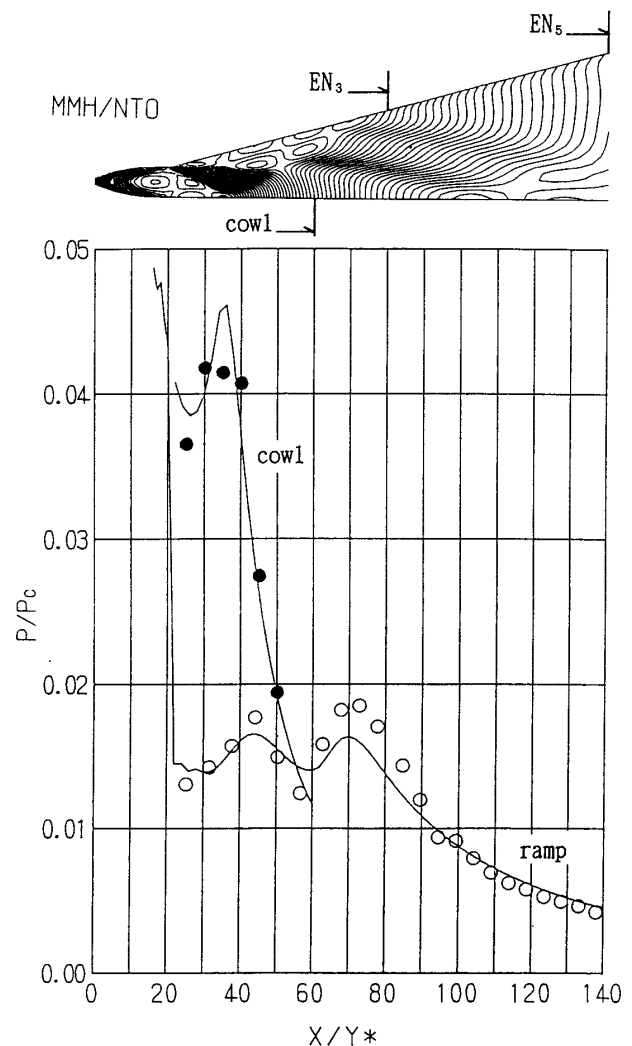


図 4.2 TDK で得られた等圧線分布  
(MMH/NTO)

ノズル性能を議論するためには、全温を支配する燃焼効率を推定し、ノズル入口条件を確定しなければならない。そこで開口比の比較的小さな燃焼器の比推力からエネルギー発生効率を推定した。平衡計算コードでは、入力した反応物のエンタルピを減少させ、それに対する性能を計算することができる。そこで、エネルギー発生効率が100%として得られる平衡比推力から冷却によるエネルギー損失(CL)、非平衡損失(KL)、2次元損失(TDL)そして境界層による摩擦損失(BLL)を差引き、燃焼のみに関与するエネルギー発生効率は以下の式で定義できる。

$$\eta_{ER} = I_{sp,msd} / (I_{sp,ODE} - CL - KL - TDL - BLL) \quad (4.1)$$

冷却水温変化から冷却による熱損失分は推進剤の単位流量当り240kJ/kgと見積もられ、その冷却による比推力損失は5.2秒と計算された。各損失を計算し、測定された比推力(254.1秒)を割ると燃焼に関与するエネルギー発生効率として92.7%が得られた。なお、これまで実施されたほぼ同じ寸法の、円筒形の燃焼器ではエネルギー発生効率は95%程度と計算されている<sup>35)</sup>。しかし、この燃焼器は濡れ面積も約1/2で、かつ無冷却である。

この燃焼器の下流に接続されるスクラムノズルについては、冷却分も含めた低めの全温で議論する必要がある。燃焼器出口でのエネルギー発生効率は、冷却損失を加えて91.3%となった。因みにエネルギー発生効率が91.3%になると、ノズル全温は3170Kから2860Kに低下する。

測定比推力からのエネルギー発生効率の見積りに加えて、圧力測定から得られるC\*効率(理論C\*に対する実際のC\*の比、 $\eta_{c^*}$ )からもエネルギー発生効率を算定し、比較してみる。実験条件を揃えた39回の燃焼実験で得られた補正を含まないC\*効率は93.5%で標準偏差は1.0%であった。この値にノズルスロートにおける流量係数( $C_d$ )と燃焼圧力を測定しているインジェクタ面とノズルスロート上流までの圧力比( $f_p$ )を乗じたものが、C\*効率から求められる燃焼器でのエネルギー発生効率となる。

$$\eta_{ER} = C_d f_p \eta_{c^*} \quad (4.2)$$

今、2次元非粘性計算による流量係数は0.9981から0.9983で、1に近似でき、非粘性流れによる縮流等の影響は無視できる。また後述するように、MMH/NTOの実験では境界層は層流であることが確認されている。そこでノズル収縮部から層流境界層が発達するとして、ノズルスロートでの排除厚さを見積もると約0.1mmとなり、高さが8mmのスロートの流量係数は0.975と見積もられる。このように供試燃焼器のような大きなアスペクト比(18.4)を持つ2次元スロートではその境界層による流量減少はかなり大きい。

また平衡計算から収縮部入口のマッハ数は0.12と計算された。発熱によりマッハ数で0から0.12までと加速するRayleigh過程から、全圧比( $f_p$ )は0.991となる。なお燃焼器内の摩擦による全圧損失やマッハ数の変化(Fanno過程)は無視できる。このように、実験C\*効率から得られるエネルギー発生効率は90.4%となった。この値は比推力からの値に比べて1%程低い値であるが、比較的その一致度は高かった<sup>38)</sup>。

図4.3に燃焼器におけるC\*効率とノズル静圧( $P_{NE}$ )、エネルギー発生効率( $\eta_{ER}$ )、そしてスクラムノズル( $EN_5$ )の発生するX-方向とY-方向の比推力( $I_{sp,x}$ ,  $I_{sp,y}$ )との関係をプロットした。ここでC\*効率はODE計算より算出し、縦軸はすべてC\*効率が100%時の値で無次元化している。図は燃焼温度が低下し、C\*効率が下がるとノズル静圧

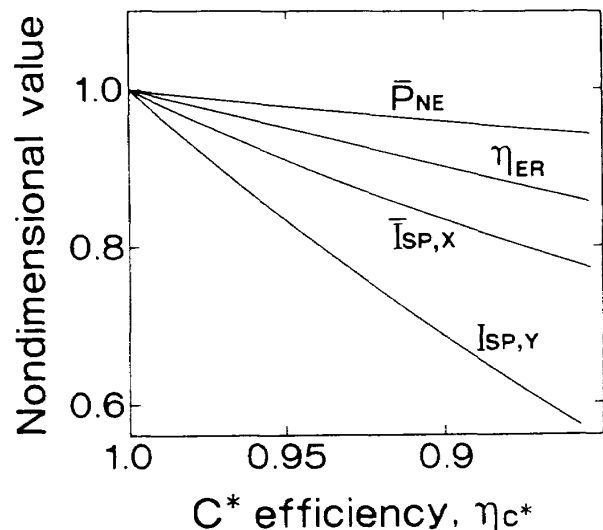
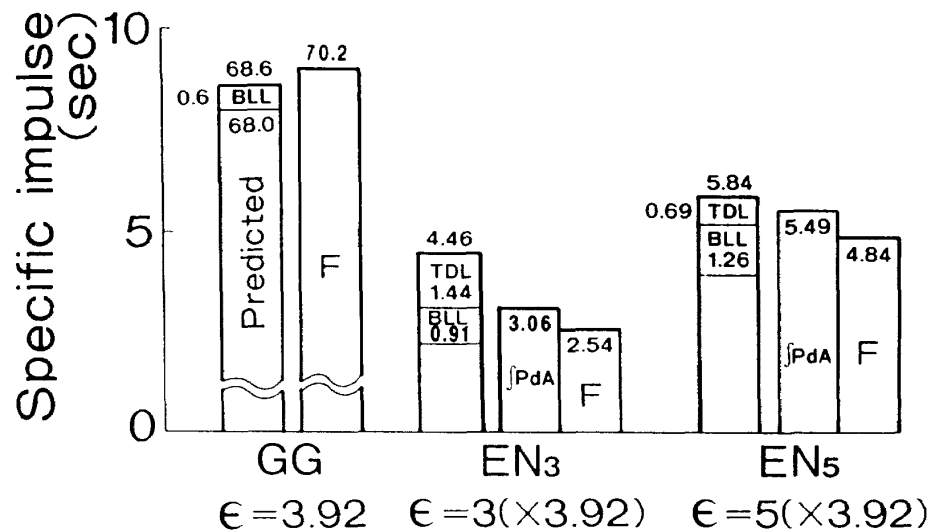


図4.3 C\*効率とノズル出口静圧、比推力との関係

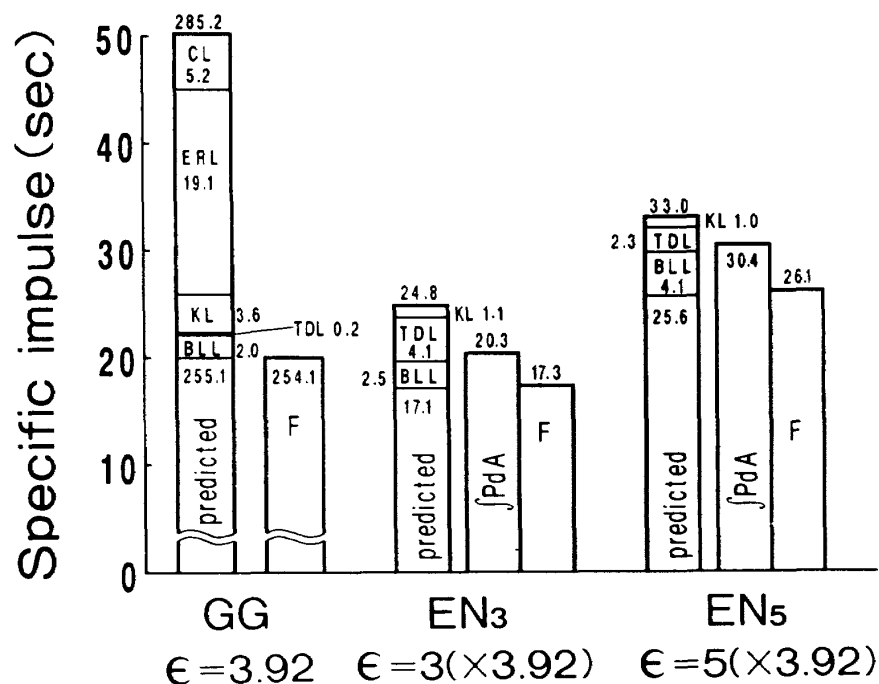
も低下することを示している。この図4.3の $P_{NE}$ と実験で測定されたノズル静圧を比較しても、エネルギー発生効率を91%と仮定するのが妥当であることが分かった。このように、比推力、 $C^*$ 効率、そしてノズル静圧と3つの独立した計測法から計算されたエネルギー発生率は91.3%、90.4%と91%となり、よく一致していると判断できる。しかし、 $C^*$ 効率からの見積りでは、流量係数の精度が問題で、またノズル静圧はエネルギー効率の変化への感度が低い(図4.3)。ここでは最も精度が高いと

考えられる比推力からの値(91.3%)を用いて下流に接続されるスクラムノズルの性能計算を行なった。

今熱的完全気体を考えると、有効エネルギー比(総温比)は $C^*$ 効率の自乗に一致する。従って図4.3を有効エネルギー比に対する各特性値の変化と読み代えることができ、スクラムノズルでの発生比推力が、ノズル総温に強く依存することが分かる。このことは混合や燃焼を伴いながら流れるスクラムノズルにおいて、その燃焼効率が重要で



a) 常温窒素



b) MMH/NTO

図4.4 ノズル比推力の計算値と実験値との比較



あることを示している。図4.3よりX-方向比推力は総温に比例しているが、揚力方向の推力は総温の二乗に比例している。これらのことから、揚力方向ノズル性能が燃焼効率に強く依存し、逆に実験的に燃焼効率やノズル流れでの非平衡性を精度良く調べるにはY方向推力を実測するのが望ましいことが分かる。

全測定点で得られたノズル壁面上の圧力分布を積分すれば推力が計算でき、測定推力と比較できる。図4.4には常温窒素ガスについて、また図4.4(b)にはMMH/NTOについて予測された比推力と、圧力を積分して得られる比推力(図中 $\int PdA$ で示す)および実測値(図中F)を比較した。理論値の中には、準1次元平衡流計算値(ODE), 準1次元反応性流の結果(ODK), 非粘性2次元反応性流れから得られる比推力(TDK)を併せて示す。ODEとODKとの差が有限反応速度に起因する損失(KL)で、ODKとTDKとの差が流れの2次元損失(TDL)である。そこから境界層による摩擦損失(BLL)を差引いたものが理論発生比推力である。

常温窒素ガスについては化学反応に伴う損失は無く、2次元損失と境界層による摩擦損失のみである。表4.1(a)でまとめたように、燃焼器ノズルによる比推力は68.6秒で、2次元損失は無視できることが分かった。境界層積分法で見積もられた摩擦損失は0.6秒で、正味発生比推力は68.0秒と予測された。一方ロードセルで測定され、ノズル全温を293.15Kに統一した比推力は70.2秒であり、計算値の誤差は3.2%であった。

ここで注意すべきは、窒素についてのODE計算では300Kまでの熱力学データを低温まで外挿していることである。窒素実験では流れの静温が燃焼器ノズル出口で110K, EN<sub>3</sub>ノズル出口で60Kまで低下する。その場合でも静圧が低いために過冷却にはならないことは確認しているが、ODE内の多項式では物性値の近似度が低下する。例えば、1MPaでは窒素の実在効果は無視できず、300Kでの定圧比熱は、1.055J/gK<sup>39)</sup>に比べてODEデータでは1.041J/gKと1.3%低く見積もっている。ノズル性能の定圧比熱への感度を調べると、1.3%の比熱の増加により性能は0.3%増加す

表4.1 各ノズル位置での各種損失と正味比推力

(a) 常温窒素

単位 sec

	ODE	LOSS		inviscid		viscid	
形状		TDL	BLL	lsp, cal	lsp, msd	lsp, cal	lsp, msd
G/G	68.6	0	0.6	68.6	—	68.0	70.2
%	—	—	0.9	—	—	-3.2	—
EN <sub>3</sub>	4.46	1.44	0.91	3.02	3.06	2.11	2.54
%	—	32.3	20.4	-1.3	—	-16.9	—
EN <sub>5</sub>	5.84	0.69	1.26	5.15	5.49	3.89	4.84
%	—	11.8	21.6	-6.6	—	-19.6	—

(b) MMH/NTO

単位 sec

	ODE		LOSS				inviscid		viscid		
形状	100%	91.3%	ERL		KL	TDL	BLL	lsp, cal	lsp, msd	lsp, cal	lsp, msd
			ERL'	CL							
G/G	285.2	260.9	19.1	5.2	3.6	0.2	2.1	257.1	—	255.1	255.1
%	—	—	—	—	1.3	0.1	0.7	—	—	—	—
EN <sub>3</sub>	—	24.8	—	—	1.1	4.1	2.5	19.6	20.3	17.1	17.3
%	—	—	—	—	4.4	16.5	10.1	-3.6	—	-1.2	—
EN <sub>5</sub>	—	33.0	—	—	1.0	2.3	4.1	29.7	30.4	25.6	26.1
%	—	—	—	—	3.0	7.0	12.4	-2.4	—	-2.0	—

る。この熱的不完全性に加えて、高圧で低温における実在気体効果を今後、考慮する必要がある。

開口比が3のノズル(EN<sub>3</sub>)ではカウルからの波がほとんど入射してこないために2次元損失が1.4秒と大きい。また摩擦損失も0.9秒と計算された。従って予測比推力は2.11秒となる。EN<sub>5</sub>スクラムノズルを装着すると、2次元損失は0.7秒に減少し、また摩擦損失は1.3秒、発生比推力は3.89秒と計算された。

非粘性コアを解いている TDK コードの妥当性を検証するには、TDK 計算値と実験で得られたノズル壁圧を積分して得られる圧力推力(図 4.4(a)では  $\int PdA$  で示す)を比較すれば良い。表 4.1(a)より分かるように、計算値と実測値は EN<sub>3</sub> では 1.3% の誤差で一致したが、EN<sub>5</sub> スクラムノズルにおいては 7% 程度計算値の方が低く予測された。この差は図 4.1 の圧力分布の計算値と実測値を比較すると理解できる。推力を発生する開口比 3 までの圧力分布には、両者に大きな差はなく、面積で積分すればほぼ同じ値が得られる。一方開口比 3 以上(図では  $\bar{X} \geq 80$ )の領域で、計算値は一樣に実測値を下回っている。これが非粘性コアについて推力が低く予測された主な原因である。勿論この不一致は TDK 計算だけに起因するものではなく、実験と計算の条件の不一致にも影響されている。図 3.1 のノズル壁圧分布の Z 方向分布の影響等を考え合せると、強い衝撃波を含まない MMH/NTO の場合、TDK 計算コードの精度はかなり高いと結論できる。

しかし、その非粘性コアに境界層損失を加えて検討すると、ロードセルで得られた EN<sub>3</sub> ノズルの比推力 2.54 秒に対して予測値は 2.11 秒と 17% 低く、EN<sub>5</sub> ノズルでは計測値の 4.84 秒に対して計算値は 3.89 秒と 20% も低い性能を予測した。この窒素の摩擦抗力の計算は後述の境界層積分法を用いており、境界層計測でその精度を検定し、良い結果を得ている。また、非粘性部の一致度は比較的良かった。これらのことから、予測値の改善には ODE 計算値を確定し、摩擦損失予測の精度を上げると同時に、スクラムノズルによる小さな推力増分を検出するための推力測定法の改善を考えな

ければならない。境界層損失の見積りに関する問題は第 4.3 節で再度検討する。

図 4.4(b)には MMH/NTO の計算と実験結果をまとめた。最初に最左端の燃焼器を見る。完全燃焼と完全平衡を仮定すれば、285.2 秒の比推力が得られる。しかし燃焼器内のエネルギー発生損失は 19.1 秒、冷却損失 5.2 秒、反応速度損失は 3.6 秒と計算された。常温窒素ガスと同様に 2 次元損失は小さく、0.2 秒であることが分かった。これに層流で計算された摩擦損失 2.0 秒が加わり、発生比推力は 255.1 秒となる。

開口比 3 と 5 のスクラムノズルにおける反応速度損失は 1.1 秒と 1.0 秒と見積もられ、理論から予測される 2 次元損失はそれぞれ 4.1 秒(EN<sub>3</sub>)と 2.3 秒(EN<sub>5</sub>)であった。TDK 計算で得られる性能は実測された圧力積分値と比較すると、計算値の 19.6 秒(EN<sub>3</sub>)と 29.7 秒(EN<sub>5</sub>)に対して、実測値はそれぞれ 20.3 秒と 30.4 秒であった。これらの詳細な値は表 4.1(b)にまとめた。このように反応性を考慮した非粘性コア流れについて、実験と計算は誤差 4% 以内で一致した。常温窒素に比べて一致度が良かったのは、図 4.2 から予想される。

層流を仮定した簡略計算により摩擦損失を計算し、スクラムノズルで発生する比推力を予測した。予測値は EN<sub>3</sub> ノズルで 17.1 秒、EN<sub>5</sub> ノズルで 25.6 秒であった。これらの値は実測値に比べてそれぞれ 1.2 および 2.0% 低いが、良く一致していると言える。摩擦損失も含めたノズル性能でも、窒素実験に比較して MMH/NTO 実験の計算値と実験値が良く一致したのは、流れの温度が高いために比推力が大きく、摩擦損失の比推力に対する影響が小さいためである。

## 4.2 境界層の発達

実験のノズル流れの Re 数分布を計算すると、MMH/NTO では Re 数はノズルスロートでの  $8.7 \times 10^5$  から EN<sub>5</sub> ノズル出口端で  $2.5 \times 10^5$  に変化している。この Re 数は(静温)<sup>-1/5</sup>に比例するため常温窒素ガス実験では  $2.1 \times 10^7$  から  $2.3 \times 10^7$  に変化している。なおこの Re 数は TDK コードで計算された局所物理量から計算されたものである。

図4.5には常温室素ガスを用いた実験の, Spalding & Chi による境界層積分法<sup>40)</sup>を用いて得られた供試スクラムノズルランプ上の境界層厚さの変化を示す。この方法は, 熱伝達のある平板圧縮性流れに対するもので, 報告の中で実験値との比較が良くなされており, また他の論文<sup>41)</sup>でも他の手法との比較検討がされているのでここで採用した。この積分法はまた, 最近スクラムジェットエンジンの内部抵抗と正味推力を見積もるためにも採用されており<sup>42)</sup>, 境界層積分法自体は現在でもロケットノズルの摩擦損失を詳しく調べるために用いられている<sup>43)</sup>。

図は TDK コードで得られた非粘性流れ場を主流として計算したもので, 99% 境界層厚さ ( $\delta$ ), 排除厚さ ( $\delta_1$ ), 運動量厚さ ( $\delta_2$ ) の予測値をプロットしている。境界層は燃焼器ノズルの縮流部で加速されるために, その厚さを減じるが, 燃焼器ノズ

ルの膨脹部で加速されながらも成長している。ランプの角を回る流れではその加速のために成長は遅い。

図4.5には常温室素ガスで計測された各厚さの実測値も載せた。実測値は境界層内のピトー圧分布と静圧分布よりマッハ数分布を求め, また境界層内の全温分布とマッハ数分布より静温分布を求め, 速度と密度分布を計算し, それらを積分して各境界層厚さを算出したものである。予測値と実験値は良く一致している。

さらに境界層の性質を詳しく調べるために, 速度分布の変化を検討した。図4.6(a)に  $EN_3$  そして図4.6(b)に  $EN_5$  での常温室素で測定した境界層内速度分布を示す。図中の実線は文献44より, 圧縮性無限平板上の境界層速度分布の理論式を用いて算出した。速度分布は1/7乗則の乱流速度分布で良く近似される。また図4.7には, 異なる位置での速度分

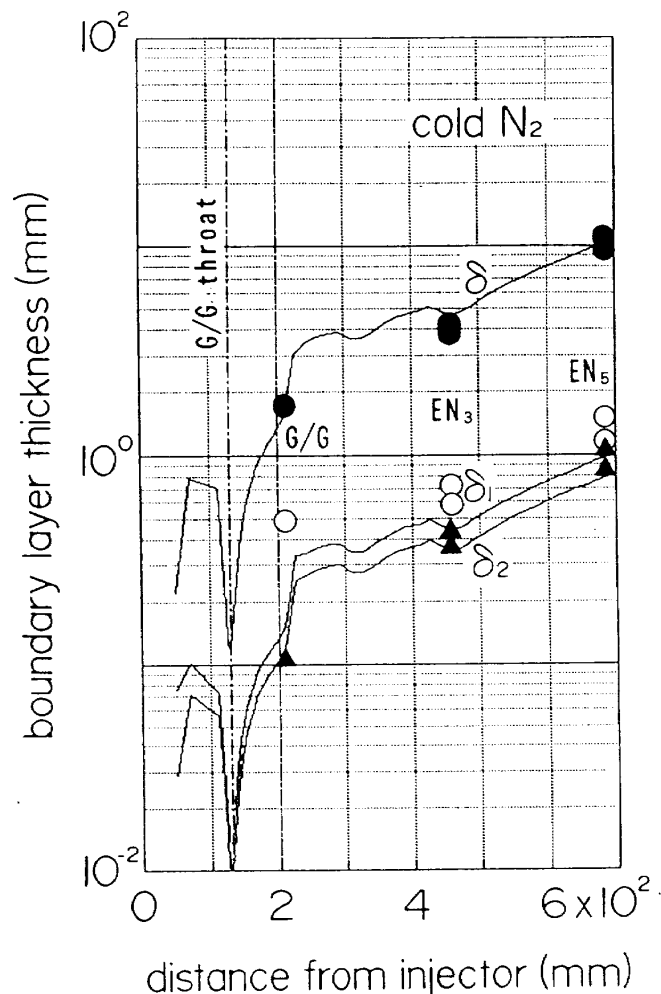


図4.5 境界層積分法で見積もられた境界層厚さ

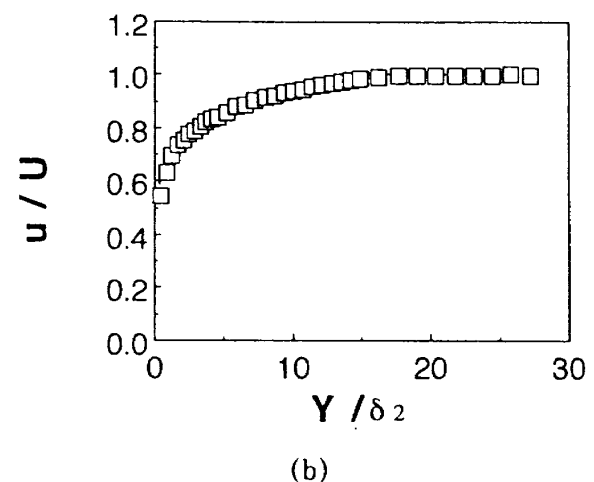
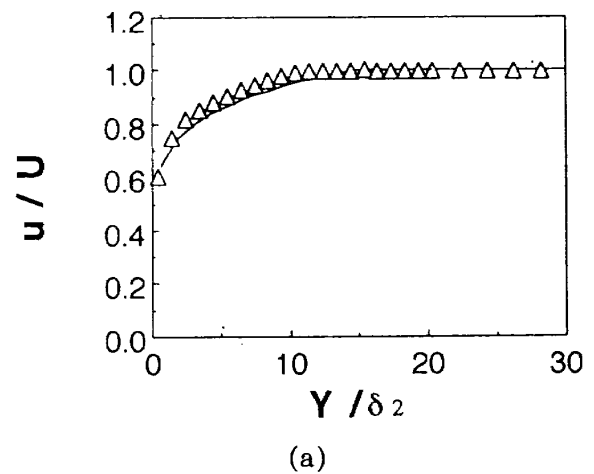


図4.6 ノズルの各位置における境界層内速度分布

布を重ねたものである。図の●印は燃焼器ノズル出口の、△印は $\text{EN}_3$ ノズル出口位置での、そして□印は $\text{EN}_5$ ノズル出口位置での速度分布で、運動量厚さで横軸を無次元化している。これら速度分布から境界層は乱流で、かつその相似性も良いことが分かった。また、マッハ数の増大と共に粘性底層が厚くなることが知られているが、得られた実験結果も、マッハ数が2.9から4.4と増大するに従い、壁面での速度勾配が小さくなっている。このように、境界層厚さや速度分布の実測値の計算値との比較から、測定法の確度を確認することができた。

高温のMMH/NTO燃焼ガスではそのRe数は常温窒素ガスの1/30から1/100で $2.5 \sim 8.7 \times 10^5$ 程度である。そこでノズル流れの層流化を検討した。極超音速では流れは安定化され、乱流遷移は $10^6 \sim 10^7$ で生じる<sup>45,46)</sup>。乱流遷移は単位Reに依存し、また冷却あるいは加速によりさらに安定化する<sup>47)</sup>。今MMH/NTO実験の場合、衝突型エレメントと燃焼を考え燃焼器のインジェクタ附近では少なくとも乱流かも知れない。しかし流れは、加速パラメタが $2 \times 10^{-6}$ 以上で再層流化が起きる<sup>44-48)</sup>。今、MMH/NTOの燃焼実験の加速パラメタを計算すると、その臨界値を大きく越え、燃焼器ノズルの収縮部で再層流化が生じた可能性があることが分かった。

この燃焼器ノズルの収縮部に加え、ランプ膨脹部でも再層流化が生じる可能性がある。文献49で

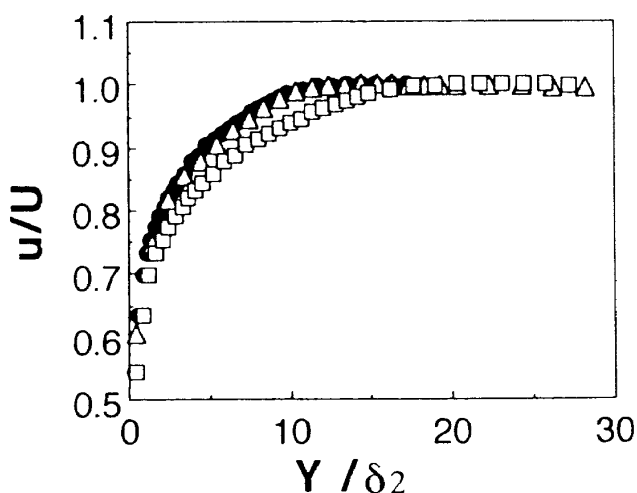


図 4.7 速度境界層の相似性

は入口マッハ数が2.5で13度、マッハ=2.7で膨脹角が14.4度以上の時、層流化が生じることを実験的に調べている。この実験での代表Re数は $0.33 \sim 2.7 \times 10^6$ と報告されており、今回のMMH/NTO実験の時とはほぼ等しい条件である。また、Page<sup>50)</sup>は90°角周りの流れの実験を、Smith<sup>51)</sup>は角を回る膨脹波での水蒸気の凝縮問題を扱っているが、40°曲りでもはく離の痕跡は見られない。これらの結果より今回の実験では流れはランプに沿って流れ、MMH/NTOの実験では層流の可能性を検討する必要がある。

#### 4.3 ヌッセルト数と表面摩擦係数の見積り

図4.8に、非定常法による熱流束値および背面温度から求めたNu数のRe数依存性を示す。Nu数は、MMH/NTOと常温窒素の場合でPr数が異なるため $\text{Pr}^{1/3}$ で割った値で比較した。熱流束値からNu数を求める際に必要な濡れ面温度は、背面温度で代用している。背面と濡れ面の温度差はMMH/NTOでは30K程度、常温窒素では0.4K程度と見積もられ、また実験で確認されている。気相と壁面との温度差に比べ充分小さく無視できる。実線は、圧縮性流れ中の境界層を乱流および層流と仮定した平板強制対流熱伝達式より得られるNu数である。物性値は境界層外縁で評価している。測定値は平板に対する式でかなり良く

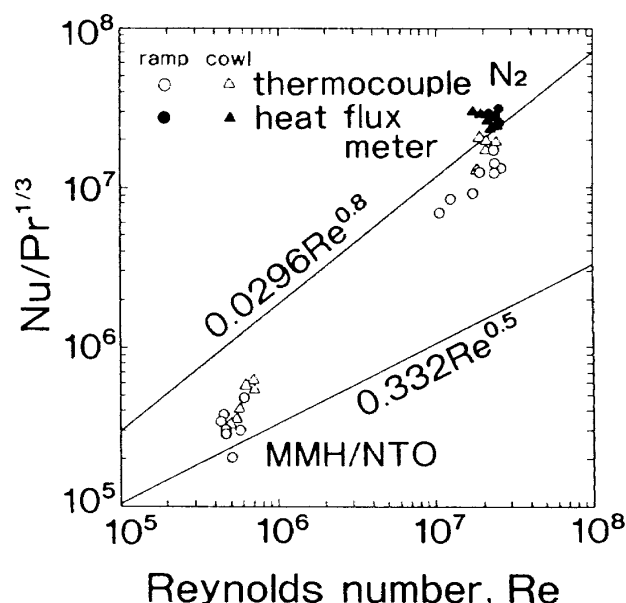


図 4.8 測定 Nu 数と Re 数との関係

近似できることが分かる。MMH/NTO の場合は、層流を仮定した場合の  $Nu$  数に近い。常温室素の場合は、熱流束計による  $Nu$  数の絶対値および熱流束計によるデータの勾配から乱流状態にあると結論できる。

この  $Nu$  数から、局所的な摩擦係数の算出が可能である。圧縮性流体の乱流境界層の摩擦係数と  $Nu$  数の関係式には、乱流  $Pr$  数を 1 と仮定した Karman, Prandtl-Taylor の方法、1 でない場合として Reichardt の方法があるが大きな違いはないので、以下の (4.3) 式を用いた。この中の係数 2 は、Hopkins & Inoue による極超音速流れや  $Pr$  数の効果を含めた相関からも推奨されている。なお、断熱に近く、また低いマッハ数域では係数を 1.67 にするのが望ましい<sup>41)</sup>。

$$C_f = 2 Nu / Re \quad (4.3)$$

また、実験結果に基づく Eckert<sup>52)</sup> の方法からも摩擦係数を検討した。この方法は境界層内部の静温で評価するものであるが、濡れ面温度に条件があり高温の MMH/NTO のみに使用できた。図 4.9 に MMH/NTO の場合の平板に対する簡略式で求めた局所摩擦係数の計算値とノズル内の熱流束測定結果からの摩擦係数の比較を示す。分布図にはランプのみを示した。図より実験値は層流に近く、

特に下流側では傾向も一致している。

図 4.10 の常温室素では、精度が高い熱流束計による結果は乱流仮定の平板境界層の結果と傾向も一致している。熱電対による局所摩擦係数（ランプ○，カウル△）は乱流仮定の値より 50% ほど小さくなった。また、前節で議論した境界層積分法による計算結果では図に示したように、摩擦係数はほぼ一様で  $1.1 \times 10^{-3}$  程度である。熱電対による非定常法で見積もった摩擦抗力は、この結果に近い値を示している。境界層積分法による摩擦係数の値と平板境界層による近似式の結果は異なるが、これは平板式が境界層の履歴を考慮していないためである。なお、Hopkins ら<sup>41)</sup> は Spalding & Chi の計算法が非断熱壁に対して 20% 程低めの摩擦係数を与えることを指摘している。

ノズルにおける  $Re$  数はほぼ一定であるため、摩擦係数も開口比によらずほぼ一定値になる。しかし、推力測定から求めた摩擦抗力は濡れ面の増加に比例せず、 $EN_5$  ノズルにおける単位面積当りの摩擦損失は、 $EN_3$  ノズルの約 1/2 となった。そこで、各測定法による摩擦損失を計算し、測定法の精度も含めその値の妥当性を検討した。

摩擦抗力を流量で割った  $I_{sp}$  表示の摩擦損失を表 4.2 に示す。各測定法より得られた摩擦損失を

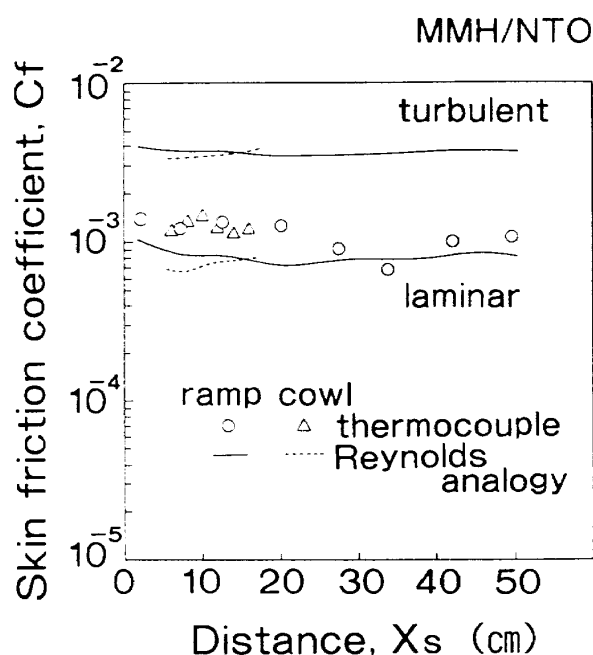


図 4.9 レイノルズアナログより求めた表面摩擦係数の分布 (MMH/NTO)

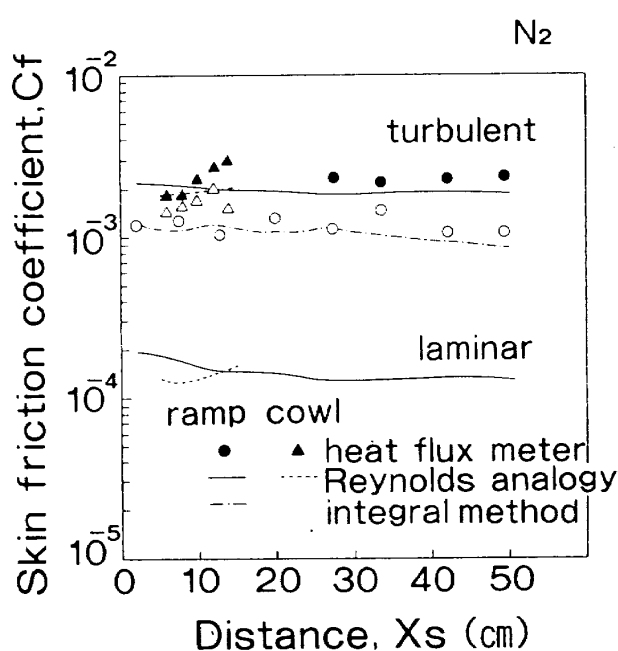


図 4.10 レイノルズアナログより求めた表面摩擦係数の分布 (常温室素)

スクラムノズルの平衡比推力で無次元化した値も表に示す。常温窒素の $EN_3$ ノズルについて見れば、推力計測より求めた摩擦損失の性能に占める割合は10%で、非定常法では17%であった。 $EN_5$ ノズルについては推力と非定常法では、それぞれ9%と18%となり、熱流束計から計算される損失は24%となっている。また、MMH/NTO実験では、 $EN_5$ ノズルで非定常法では9.1%、推力からは13%の摩擦損失であった。

推力からの見積りでは、大きな数同士の引算により小さな数を議論しているために、摩擦損失の見積り精度には注意が必要である。また熱流束計による見積もりは一応精度は高いと考えられるが、出力較正值はメーカのものを使用しており、実地での較正は行っていない。従って今後熱流束計の

精度も検討する必要がある。

比較対象とすべき見積もりは、乱流についての境界層積分法によるものであろう。と言うのは境界層積分法で得られた境界層厚さやその中の速度分布は、境界層測定で検定し、前節でその妥当性が確認されているからである。計算結果では摩擦損失割合は20%となり、非定常法と熱流束計からの見積りの丁度中間に位置した。このように、常温窒素ではスクラムノズルにおける摩擦損失は20%程度、高温のMMH/NTOでは約10%と推定された。

これらの損失がスクラムノズルのどこで発生しているかを調べるために、ランプ、カウルそして2枚の側板での予測された損失を表4.3にまとめた。ランプに比べてカウルは圧力が高く、運動量流束が大きいために摩擦損失も大きい。また各壁面の平均摩擦係数を計算すると、カウルにおける値はランプ部の2倍となった。計算は2次元であるために、側板に働く摩擦は直接計算できない。ここでは流入出運動量は側板中心軸上で、また運動量厚さの変化はランプとカウルでの値の平均値で代表させた。得られた摩擦係数は $2.7 \times 10^{-3}$ と、カウルより30%高い値となった。この損失は推力で16Nに相当し、これが正しいとすれば、 $EN_5$ ノズルで側板を半減すると摩擦損失は9N減少し、ノズル圧力減少による性能低下分と相殺するはずである。しかし、表3.1(a)のc)行とd)行を比較すると、圧力推力が11N低下し、ロードセル推力も同程度の9.5N低下している。この実験結果は、ノズル性能において摩擦損失が圧力低下による性能低下に比べて小さいことを示唆している。事実非定常法で測定した表面摩擦係数は、ランプ程度の値を示している。

表 4.2 3種の計測法で測定された摩擦損失と予測値の比較

(a) 常温窒素					単位 sec
形状	ODE	推力計測	非定常法	熱流束法	計算値
G/G	68.5	—	—	—	0.56
%	—	—	—	—	0.82
$EN_3$	4.50	0.45	0.78	1.09	0.91
%	—	10.0	17.3	24.2	20.2
$EN_5$	5.90	0.53	1.04	1.40	1.26
%	—	9.0	17.6	23.7	20.1

(b) MMH/NTO				単位 sec
形状	ODE	推力計測	非定常法	計算値
G/G	259.9	—	—	2.2
%	—	—	—	0.85
$EN_3$	24.6	3.0	2.2	2.5
%	—	12.2	8.9	10.2
$EN_5$	34.0	4.3	3.1	4.1
%	—	12.6	9.1	12.1

表 4.3 スクラムジェットノズルのランプ、カウルおよび二枚の側板に働く摩擦力

形状	常温窒素				MMH/NTO			
	ramp	cowl	fence	total	ramp	cowl	fence	total
G/G	0.23	0.23	0.10	0.53	0.88	0.88	0.36	2.12
$EN_3$	0.14	0.39	0.29	0.83	0.36	1.10	1.06	2.52
$EN_5$	0.20	0.39	0.67	1.26	0.50	1.10	2.53	4.13

このことは窒素実験についても言える。計算されたカウルの摩擦は  $EN_3$  ノズルで全摩擦の 40%,  $EN_5$  ノズルで 60% を占めた。そのため図 4.4(a) では、計算された損失は実測値の 1.5 から 2 倍となっている。このように、表 4.2 の摩擦損失の計算値、特に  $EN_5$  ノズルの予測値は過大評価の可能性が高い。今後 2 次元計算において運動量流束の側板上の分布を検討し、摩擦損失予測の精度を上げる必要がある。

実機について、Harloff ら<sup>13)</sup> は数値計算でマッハ数が 3 から 20 までの 2 次元スクラムノズルの流れ場を解析し、圧力分布、摩擦係数や熱伝達係数の分布を報告している。例えば、マッハ 6 飛行時のランプの表面摩擦係数は  $10^{-4}$  から  $10^{-5}$ 、マッハ 10 では  $10^{-5}$  から  $10^{-6}$  の極めて小さい値を報告している。今回の実験値を実機に適用すると、Re 数は 30 倍程度、従って、摩擦係数は 1/2 となることを考え合せると、報告された値は小さすぎると感じられる。しかし、Re 数はノズル圧力や温度に強く依存し、論文中には詳細なノズル寸法や作動条件が明記されていないため、これ以上の議論は不可能である。

Voland<sup>42)</sup> は Spalding & Chi の方法でスクラムジェットエンジン内部の摩擦損失を計算しているが、得られた摩擦係数は  $10^{-3}$  に分布しており、今回の実験と一致している。Yanta ら<sup>53)</sup> は、マッハ 4 の自由流におけるインレットに関する実験で、プレストン管を用いて局所摩擦係数の実測している。測定部のマッハ数は 3 から 2 附近で、自由流の単位 Re 数は  $4.26 \times 10^6 / \text{m}$  で、今回の窒素実験とはほぼ同等である。データは  $2 \times 10^{-3} \sim 3.5 \times 10^{-3}$  までかなり分散しているが、測定部の Re 数が衝撃波を通過することにより減少することを考慮すれば、図 4.10 の結果とはほぼ一致すると考えられる。Barber & Cox<sup>20)</sup> も指摘しているように、壁圧分布等の非粘性流れの特性の数値予測はかなりの精度で可能であるが、摩擦係数や熱伝達係数などの輸送特性の正確な予測は難しく、得られる値は計算コードのみならず、そのメッシュの数やその分布にかなり敏感に反応する。実験法と数値解析を補完すべく、研究を進める必要がある。

#### 4.4 側板の効果および揚力方向推力

スクラムノズルは非対称形状であるため、揚力方向推力（以下揚力と略す）およびモーメントを生じる。これらは実機の姿勢安定性に影響を与えるため重要である。そこでスクラムノズル形態を変化させた場合の推力および揚力変化について実験を行なった。

ここで検討したノズル形状は、以下の四種類である。

- (a)  $EN_3$  ノズル / 全面側板つき
- (c)  $EN_5$  ノズル / 全面側板つき
- (d) / 側板半減 ( $EN_3$  ノズル用側板)
- (e) / 側板なし

実験は MMH/NTO で行なった。開口比の効果は、(a) および (c) のノズルで比較した。また、側板の効果は (c) の  $EN_5$  ノズル以下の 3 種類のノズルで比較した。揚力は中心軸からランプ方向を正と考えた。表 3.1(a) に測定結果を示す。

実測推力で比較すると、開口比を増加させた場合推力は約 60 N 増加した。側板を減少させると (c) の推力に比べて (d) の推力は約 10% 低下した。(e) の推力は大幅に減少しており、35% 程度低下している。この値は (a) の推力とほぼ一致しており、ランプ延長板を取り付けた効果は失われている。積分推力についても同様の結果が得られた。

揚力について比較する。開口比を 3 から 5 に増加させた場合、ランプ延長板が生じる約 260 N の正の揚力のためノズル全体の揚力は負から正に変化した。側板をはずすと、ノズル全体の揚力は負に変化した。(c) から (e) の揚力減少量は約 230 N となった。開口比および側板による揚力変化量は、推力変化量の 5 倍ほどである。

側板減少にともなう推力および揚力の低下は、側方への気流の膨脹によるノズル静圧低下のため生じる。ランプ部の静圧分布を図 3.1 に示す。(c) では、ノズル内部からの衝撃波の影響はあるものの 2 次元的に分布している。これは、ノズル内部の流れがほぼ平面流となっていることを示す。(d) では延長板で静圧低下が生じるが、延長板の推力への寄与は少ないため推力低下はわずかである。しかし、(e) ではランプ基部から静圧が低下してお

り、推力の大幅な低下を招いた。

ランプの揚力も推力と同様に变化する。しかしノズル全体では、カウルの揚力も考えねばならない。カウルの静圧はランプに比べ大きいので、(a)の場合に推力以上の負の揚力が生じた。(e)の場合はカウル側も気流の膨張の影響を受けるため、ランプの揚力低下量よりノズル全体の揚力の低下は少なくなる。

## 5. ノズル流れにおける反応

### 5.1 ノズル流れの非平衡

ノズル流れにおける反応凍結の問題は、旧くは1949年に Penner<sup>54)</sup>により指摘され、Kriegerによるパイオニア的な研究<sup>55)</sup>がある。この問題につき、Lighthill ガスについての Bray の解析的研究<sup>56)</sup>が有名である。そこでは実際の風洞について実験との比較も試みられている。これらの研究結果は freezing point の概念にまとめられ、初期のロケットノズルの性能を評価するためや、2次元ノズルについては freezing boundary として適用された<sup>57)</sup>。

数値計算を用いた研究としては、1次元および2次元反応流を用いた Burwell<sup>58)</sup>のロケットノズルの研究や1次元の Westenberg による研究<sup>59)</sup>、Franciscus<sup>60)</sup>による freezing point を用いた亜音速ラムジェットの研究が見られる。Franciscus は自由流の動圧が24kPa以上の時、マッハ数9までの非平衡損失は高々10%以下で重要でないと結論している。しかしこの結論は総推力と正味推力との比が大きなラム/スクラム推進系に対しては尚早な結論であろう。

序文でも述べたように、スクラムジェットエンジンの燃焼器あるいはノズルを想定した2次元あるいは3次元反応性流れのNS計算は現在かなり行なわれている。例えば、Carpenter<sup>6)</sup>は反応流NSコードSPARKと一定比熱比コードSEAGULLとを比較し、比熱比の変化の影響を調べ、反応を無視すると推力で4%の過小評価となること、少なくとも7成分の8段反応で反応系を近似する必要性を述べている。また、SPARKによりノズル圧が低く、成分が層をなしている時の消炎現象を

計算しているが、その詳しい検討はされていない。水素/酸素小型スラスタについては、18個の素反応を組み込んだNS計算がなされている<sup>61)</sup>。

しかしながら反応そのものを詳しく調べるためには、多次元NS反応流計算はパラメタが多すぎて不適当であろう。また、今後保炎や燃焼安定性を調べるための3次元非定常流れのNS計算では、必要な現象のみを抽出できるように反応系を簡略化することが要求される。この理由から1次元反応流計算等を用い、反応系の簡略化が試みられている。

例えば Rogger ら<sup>62)</sup>は燃焼器内の流れを模擬するために、28の素反応を入れてODKによる着火遅れ計算を実施した。そして順次反応数を減らし、最終的には水素の乱流拡散を入れた計算から2段階反応機構を提案している。しかし、この着火遅れから導いたモデルは着火現象を記述するものではなく、燃焼器内の全体としての燃焼を近似するものである。また Stiles ら<sup>63)</sup>は炭化水素燃料を用いたラムジェット用ノズル(2次元)計算のために、水素/酸素反応については多くの素反応を含めた反応系を使用しているが、炭化水素系については1段の総括反応で近似している。

ノズル流れについても Harradine ら<sup>64)</sup>は、ODK計算でエネルギー発生率から失活素反応の重要度と準1次元的にノズル形状を変化させた効果を調べている。そしてノズル性能で重要となる失活反応の同定を試みている。同様な研究は Correa によってなされており<sup>65)</sup>、ラジカルの super-equilibrium が報告されている。さらに、NOxの水素/酸素の自発火に及ぼす影響<sup>66)</sup>や、アーク風洞についてイオン化や振動モードを考慮に入れたODK計算が Sagnier らによって報告されている<sup>67)</sup>。

ここでは ODK 計算を用いてノズル内反応流を支配する反応系を明らかにし、次に、反応系のラジカル分岐反応の多くが平衡に近いことを示す。これにより、反応系は最終的には1個の総括反応式で書き表されることを示す。この簡略化はベクトル処理をする計算法において、陽解法が有効となるので特に重要となる。例えば反応系については陰解法を用いている今回のスキームにおいても、



高圧燃焼時には反応系の stiffness より前進刻みを小さく取る必要があった<sup>35)</sup>。これは含まれる反応が平衡に近いので、簡略化反応系を採用すれば問題とならない。

## 5.2 1次元反応流計算

ここでは水素 / 空気系について計算を行ない、C-H-O-N 系の反応と比較する。使用した反応速度定数と第3体効率表 A3 として付録に添付した。速度定数、特に3体反応速度と第3体効率の妥当性は3種の異なるデータと比較し、ノズル性能への影響がないことを確認した。

図 5.1 に当量比の水素を燃料とし、総温 3224K、総圧が 1MPa で、入口高さが 785mm のスクラムノズル内の不安定成分のモル分率を示す。入口高さ 785mm は、現在検討中のサブスケールエンジンの 250mm との兼合いから今回の供試ノズルの約 25 倍として与えている。破線は ODE による平衡値である。横軸は燃焼器スロート高さで無次元化した。中間生成物で凍結し易いものは、第1にスロートの上流で凍結を生じる NO である。ラジカル O、H および OH はスロート付近から凍結を生じている。スクラムノズルの中では NO の濃度

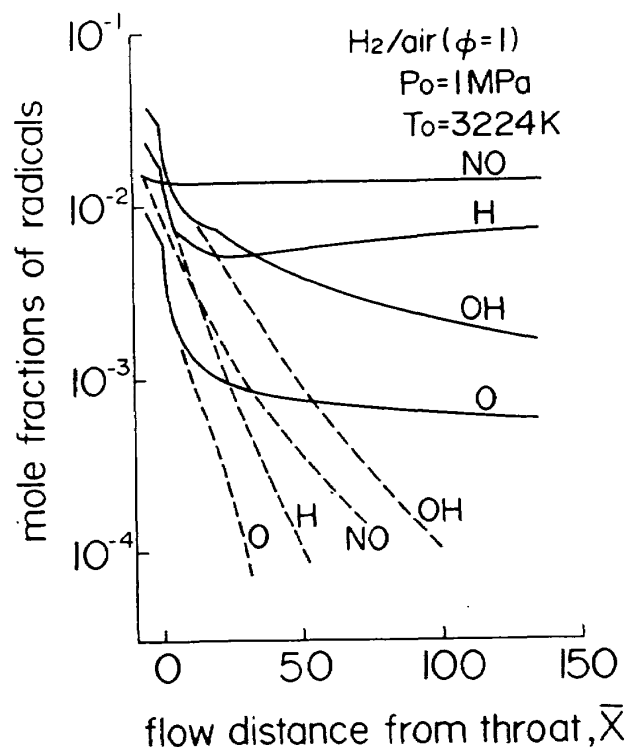


図 5.1 スクラムジェットノズル内の化学種の分布

が一番高く、それに H、OH と続く。しかし、熱量的なラジカルによる排出損失の相対比率は、H を 1 とすると、O ラジカルは 0.137、NO は 0.097、そして OH ラジカルは 0.053 の比率であった。従って非平衡による熱損失の側面からでも、H ラジカルの凍結が最も重要であることが分った。また、H ラジカルに関してはスロート付近で凍結した後、Westenberg & Favin<sup>59)</sup> が報告しているように、下流に向って H 濃度が上昇する奇異な現象が観測された。

MMH/NTO 系についても流れ内の H 分率を合わせた計算を行なった結果、両者の反応系に大きな相違はないことが分かった。すなわち NO は燃焼器の収縮部で凍結し、OH や O ラジカルの変化も同じ傾向であった。さらに最も重要な H ラジカルの変化や反応物である  $H_2$  と  $O_2$  の消費速度にも差は見られなかった。従って MMH/NTO 系における炭素化合物は水性反応の平衡から決まり、それに関与する  $H_2$  への影響は小さいと結論できる。

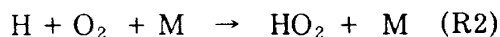
## 5.3 各反応の影響度

非平衡損失の発生経路を検討するために、基準ノズル ( $L^*=785\text{mm}$ ) を用いて水素 / 空気系の反応機構を調べた。最初に化学平衡論的な検討を行なった。ODE 計算において個々の中間生成物を除外して比推力損失の変化を調べると、窒素化合物では、 $N_2O$ 、N の順に無視してもよいことが分かった。 $NO_2$  を無視すると若干比推力が低下する方に働く。NO 濃度は燃焼器状態で、1.45% で熱量的に無視できない。 $HO_2$  濃度は  $10^{-5}$  と微量であるが、後述するように H ラジカル等の失活過程に関与するために無視することはできない。

しかし平衡論にある成分を無視できても、反応速度の観点でその成分が触媒的に働くために無視し得ないことがある。また逆に NO のように、濃度は高いが、容易に凍結するために、反応速度が重要でない成分もある。そこで次に水素 / 酸素反応速度がスクラムノズル性能に及ぼす影響度を調べてみた。

ノズルの非平衡損失は解離したラジカルによって生じる。ラジカルの生成は 2 体反応で行なわれ

るが、競合するそれらの反応速度を変化させても、ラジカル濃度は勿論、ノズル性能も変化しなかった。従ってここでは失活反応に着目してそれらの貢献度を調べた。ノズル内の反応で重要な失活反応は以下のとおりである。



酸素原子濃度は低いために、反応(R5)はほとんど性能に影響せず、また反応R4も $\phi=1$ 附近でのみラジカルの失活に関与することが分かった。図5.2に主な反応の貢献度と化学当量比との関係を示す。

ここで反応貢献度は

$$E_k = -\partial [\log (KL)] / \partial [\log (k_k)] \quad (5.1)$$

で定義した。(5.1)式の前の負号は個々の失活反応速度を単位割合だけ増加した時のスクラムノズル(EN<sub>5</sub>)で生じる非平衡損失の増加割合と解釈できる。燃料希薄域の広い範囲で最も重要な反応は反応(R2)である。このHO<sub>2</sub>の濃度は低い、それによる失活経路の形成が重要である。燃料過濃域で重要なのは反応(R1)で、 $\phi=1.3$ 附近ではラジカルの失活は専らこの反応を経由して進んでいる。燃料過濃域での(R3)は予想された程には重要ではない。この(R3)のHラジカルの再結合反応は当量比附近でピークを取り、 $\phi=1.3$ 附近でその貢献度は低下するが、より燃料が増えるとその貢献度は上昇する。同様な傾向が反応(R4)でも観測される。

当量比附近における貢献度のピークは流れ場の温度がそこでピークを取るためではない。例えば、 $\phi=0.5$ において空気温度を高め、淀み温度を $\phi=1.0$ の時の温度(3225K)に近づけても、反応の貢献度に顕著な変化は見られない。これは関係する3体反応の温度依存性が小さいことに起因すると考えられる。従って、燃料希薄域で反応(R2)が重要な理由は反応物であるO<sub>2</sub>が十分存在するために、ラジカル同志の反応に依存する必要がないためと考えられる。これらの現象を包括的に理解し、図5.2の結果をノズル寸法に依らない一般的

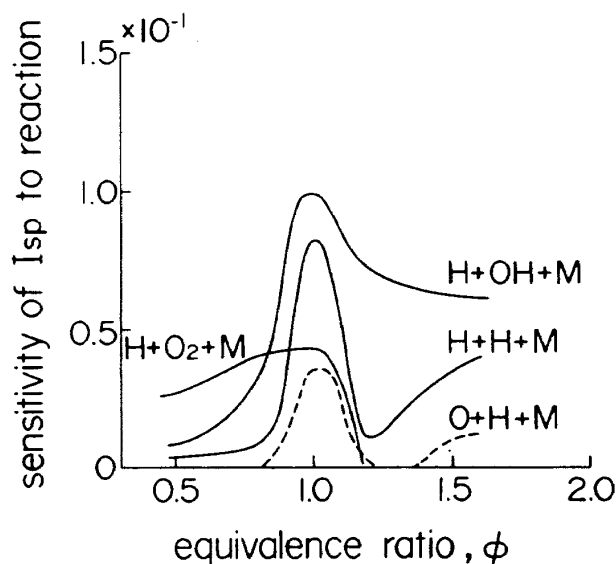
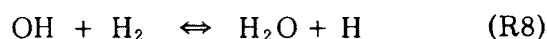
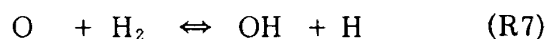
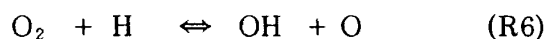


図 5. 2 各反応のノズル性能への貢献度

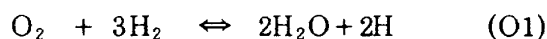
なものとするためには、ノズル内反応流の反応機構を検討する必要がある。

#### 5.4 反応の簡略化

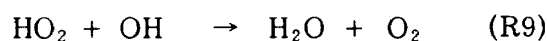
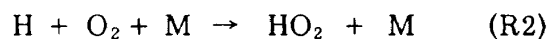
多くの燃焼反応の研究<sup>68-70)</sup>から、水素/空気系の反応機構は次のように考えられる。水素/酸素系の主なラジカル分枝反応は以下の高速反応で支配されている。



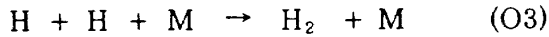
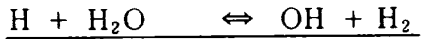
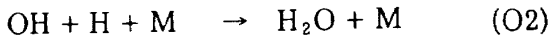
従ってこれらの素反応から次の総括反応が得られる。



一方ラジカルを失活させる3体反応の主なものは反応(R1)、(R2)と(R3)である。R2のHO<sub>2</sub>による失活経路は高速の分枝素反応(R9)との競合によって支配され、R1反応と等価な総括失活経路が形成される。この過程はHO<sub>2</sub>についての準定常仮定でよく近似でき、得られるHO<sub>2</sub>濃度は低い。



この総括反応(O2)は(R1)と等価である。この総括反応にさらに高速の分配反応(R8)を加えると、以下のように(R3)と等価な総括失活経路が形成される。



これらの総括反応速度は反応 (R2) で律速されており、等価な素反応 (R1) や (R3) より高速で、かつ (R3) 経路とは異なり、燃料希薄域でも過濃域同様 H ラジカルの消費に寄与する。

今反応 (R1), (R2) そして (R3) を考慮した水素ラジカル濃度の支配式を作り、水素ラジカル濃度の定常近似を適用すると以下の水素濃度の式を得る。

$$[\text{H}] = K_4^{1/2} (1 - \psi_2)^{1/2} [\text{O}_2]^{1/2} [\text{H}_2]^{3/2} / [\text{H}_2\text{O}] \times \{ \sqrt{1 + \psi_0^2} - \psi_0 \} \quad (5.2)$$

ここで、 $\psi_2$  は分岐反応 (O1) 速度に相対的な失活反応速度 R2 で、失活反応が水素濃度を減少させる効果を表している。また  $\psi_0$  には (R1) と (R3) の失活反応が含まれている。

係数  $K_4$  は総括反応における平衡係数であり、もし、式 (5.2) の  $\{ \}$  内の  $\psi_0$  と  $\psi_2$  が 1 に比べて十分小さい時には水素ラジカル濃度は総括反応の平衡で決まることが式から分かる。一方これらのパラメタの値が 1 に近い時には、失活速度が H 濃度を支配する。例えば、水素 / 酸素予混合火炎の反応系についての簡略化モデルは Mitani<sup>71)</sup> らによっても報告されている。そのモデルと上式との相違は、低温の予混合火炎の場合は、反応速度 (R6) が失活速度より小さいために、H ラジカル濃度は分岐反応の部分平衡で決まるのではなく、定常近似で表される点である。従ってその濃度は競合反応速度比で支配される。

そこでスクラムノズルにおいてどちらのモデルが適当であるかを調べるために、総括反応速度比を計算し、図 5.3 にプロットした。なお総括反応速度比 ( $\psi_1$ ,  $\psi_2$ ,  $\psi_3$ ) は濃度の寄与を除き、以下のように定義している。

$$\psi_1 = 1/2 (k_1 P / k_6) (K_{O1}^{1/2} / K_8) \{ [\text{H}_2]^{1/2} / [\text{O}_2]^{1/2} \} = \bar{\psi}_1 \{ [\text{H}_2]^{1/2} / [\text{O}_2]^{1/2} \} \quad (5.3)$$

$$\psi_2 = k_2 P / k_6 = \bar{\psi}_2 \quad (5.4)$$

$$\psi_3 = (k_3 P / k_6) K_{O1}^{1/2} \{ [\text{H}_2]^{3/2} / [\text{O}_2]^{1/2} [\text{H}_2\text{O}] \} = \bar{\psi}_3 \{ [\text{H}_2]^{3/2} / [\text{O}_2]^{1/2} [\text{H}_2\text{O}] \} \quad (5.5)$$

これらのパラメタはいずれも圧力に比例して増加するため、図では燃焼圧が 1 気圧時で、またノ

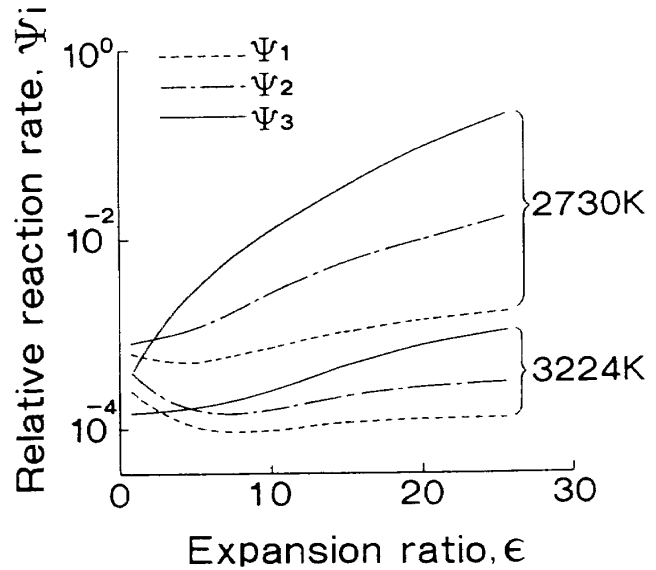


図 5.3 分岐反応に対する失活反応の相対反応速度比

ズル寸法を 785mm 入口高さで代表させて計算している。図より分かるように、総温が 3224K の場合にはパラメタの値は  $10^{-3}$  以下と小さく、ノズルの全域で部分平衡仮定が成立することが確認できる。一方総温が 2730K と低温になると、(R3) そして (R2) 経路の失活速度が上昇し、スクラムノズルの下流域で部分平衡近似の精度は低下してくる。この事は総圧が高く、燃料過濃域では低温の場合、水素原子の定常近似でその濃度を近似した方がよいことを示唆している。この計算から分かるように式 (5.2) の部分平衡仮定の近似度は、流れの温度が高い程そして静圧が低い程良くなる。即ち飛行マッハ数が高く、飛行高度が高いスクラムジェットにおいてその精度は高くなると結論できる。

これを確かめるために、簡略式で計算される H 濃度実際に ODK で出力される値とを比較してみた。なお OH 濃度は H 濃度を用いて、分岐素反応 (R8) の平衡で与えられている。

$$\begin{aligned} [\text{OH}] &= [\text{H}][\text{H}_2\text{O}] / \{ K_3 [\text{H}_2] \} \\ &= 4.63 \exp (-7658/T) [\text{H}][\text{H}_2\text{O}] / [\text{H}_2] \end{aligned} \quad (5.6)$$

$$[\text{O}] = [\text{OH}][\text{H}] / K_7 [\text{H}_2] \quad (5.7)$$

なお、H 濃度は反応 (O1) の平衡で決まる以下の式で近似し、式 (5.2) 中の補正項  $\psi$  を無視している。

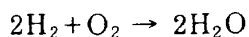
$$[H] = 1.22 \exp(3067/T) [O_2]^{1/2} [H_2]^{3/2} / [H_2O] \quad (5.8)$$

この結果をノズル流れに適用すると、ODK計算で得られた図 5.1 の結果を再現できる。両者の違いは最大の OH 濃度での 10% であった。H ラジカル濃度はノズル膨脹部で濃度が上昇する奇異な現象は最初 Westenberg と Favin<sup>59)</sup>により ODK 計算で明らかにされ、また Correa<sup>65)</sup>が super-equilibrium と呼ぶ現象である。これは総括反応 (O1) の温度依存性によるもので、(5.8) 式から正しく計算される。Westenberg らはその論文の中で部分平衡や定常近似を用いて得られる総括反応の有用性に疑問を呈しているが、これらの考察から簡略化反応機構の有益さが理解できるであろう。

このようにノズル流れにおいて、H ラジカルは総括反応 (O1) により濃度がきまり、一方 O 濃度も反応 (R8) の部分平衡に支配されていると結論できた。これが前節でラジカル分枝反応速度を変化させてもノズル性能に影響しなかった理由である。

この結果に (R3) 反応を加え、さらに H 原子についての準定常近似を適用すると、全部で 4 つのラジカル失活経路を考慮した 1 段の総括反応式を書くことができる。

総括反応

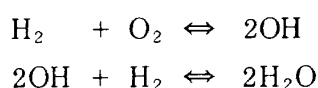


総括反応速度式

$$\begin{aligned} dX_{H_2O}/dt &= \phi_{H_2O} = -\phi_{H_2} = -2\phi_{O_2} \\ &= k_1 P^2 (K_{O_1}/K_8) (X_{O_2} X_{H_2}^2 / X_{H_2O}) \quad \text{R1 経由} \\ &+ k_2 P^2 K_{O_1}^{1/2} (X_{O_2}^{1/2} X_{H_2}^{3/2} / X_{H_2O}) \quad \text{R2 経由} \\ &+ k_3 P^2 K_{O_1} (X_{O_2} X_{H_2}^3 / X_{H_2O}^2) \quad \text{R3 経由} \\ &+ k_4 P^2 (K_{O_1}^{3/2} / K_3 K_7) X_{H_2}^{5/2} X_{O_2}^{3/2} / X_{H_2O}^2) \quad \text{R4 経由} \end{aligned} \quad (5.9)$$

この式をノズル流れ方向に積分すると、量論関係から反応物  $H_2$  や  $O_2$ 、そして各ラジカルの濃度分布を得ることができる。

Roger ら<sup>62)</sup>は ODK 計算から、乱流燃焼を模擬するために、



で表される総括反応式を提案した。これは、当量比依存性を頻度係数に含めた経験的な反応式であるが、簡便なためスクラム燃焼器の数値計算によく用いられている。しかしこれでは反応の平衡度や律速過程が明らかではなく、ノズル流れに適用できない。ここで得られた式 (5.9) で示す総括反応式は、ラジカルの分岐反応の平衡を仮定しているために着火に適用するには難点はあるものの、保炎に関わる反応系には使える可能性がある。

得られた反応式は容易に MMH/NTO 系に適用できる。安定成分  $H_2O$ 、 $CO$ 、 $CO_2$  および  $O_2$  で表され、その他に  $N_2$  が加わり、計 6 成分についての反応性流れ場を解けば良い。解くべき反応式は (5.9) 式で、 $H_2$  あるいは  $H_2O$  の変化が得られる。後は水素 / 空気系と同様にラジカル濃度が平衡から求まり、一方、水性反応の平衡から  $CO$  と  $CO_2$  の濃度が決まる。

## 5.5 総括反応式の考察

この結果から図 5.2 で得た各反応経路の重要度を考察する。すべての経路の速度式には燃料と酸素の積が含まれており、 $\phi=1$  附近でそれらの性能への貢献度がピークを取ることが分かる。R1 経路に比べて R2 経路は、燃料過濃域で  $X_{O_2}^{3/2}$  の依存性により、重要度が低下する。一方 R1 経由は  $X_{H_2}^2$  依存性のために燃料希薄域で貢献度が下がり、そこでは R2 経路が支配的となる。前節で  $\phi=0.5$  でノズル流温度を変化させても R1 経路の貢献度が変化しなかった理由は、

$k_1 (K_{O_1} / K_8) = 5.76 \times 10^{22} T^{-2} \exp(-1525/T)$  の温度依存性が無視できる程弱いためである。

また、R3 経由のラジカル失活反応を調べると、R3 経路の濃度依存性は基本的には R1 経路の性格 ( $X_{O_2} X_{H_2}^2 / X_{H_2O}$ ) を引継いでいる。そのため当量比を変化させた時の反応貢献度は、R1 経路と同様な  $\phi=1$  でピークを取る形となる。但し、 $X_{H_2}$  の次数が高い分だけ  $\phi=1.2$  附近の落込みは急激となる。例えば R3 反応経路の R1 反応経路に対する相対速度を計算すると以下の式を得る。

$$\begin{aligned} \phi_{R3} / \phi_{R1} &= (k_3 / k_2) K_8 (X_{H_2} / X_{H_2O}) \\ &= 1.65 \times 10^{-5} T^{1.0} \exp(7658/T) \end{aligned}$$

$$\times (X_{H_2} / X_{H_2O}) \quad (5.10)$$

上式の結果はR3経路が燃料過濃域で当量比に比例してその重要性を増すこと、また平衡定数 $K_3$ の温度依存性により、低温で重要となることを示している。このように図5.2の $\phi > 1.3$ の燃料過濃域でのR3経路の重要度の増加は、 $(X_{H_2} / X_{H_2O})$ の項に起因していることが確認できた。

## 6. 実機への応用

### 6.1 実機のスクラムノズルとその入口条件

マッハ4, 高度25kmからマッハ8で高度35kmでのスクラムジェットの性能計算<sup>72)</sup>を行ない、スクラムノズル入口の静温と静圧そして燃焼器出口までの発生比推力と高度の関係を図6.1にまとめた。ここで注意すべきは、マッハ8飛行条件下で燃焼器入口温度は1000K程度、スクラムノズルに流入する燃焼ガスの静温は2500K程度と見積られることである。従ってスクラムエンジン内流れは、実験のように約3000Kの全温を体験せず、初期ラジカル濃度と非平衡損失を過大評価している可能性がある。しかし一方で流れは全圧を経験せず、解離し易いことも考慮する必要がある。そこで飛行軌跡に沿ってラジカル濃度を調べてみた。

燃焼器出口までの流速は比較的低いために、流れは近似的に平衡していると仮定し、図6.2には平衡計算で得られたラジカル濃度の温度と圧力依存性をまとめた。図はラジカルの等濃度線で表さ

れており、スクラムノズルの入口におけるラジカルの初期濃度と読める。ラジカル濃度はH原子とOHラジカルのモル濃度の和で代表させた。解離は高温程、また低圧程進行するため、図では左上ほどラジカル濃度は高くなる。図中左下には図6.1で示される飛行軌跡に対応する燃焼器出口での静温と静圧における平衡ラジカル濃度の変化を示した。マッハ4飛行状態にはラジカル濃度は500ppm以下で、ノズルにおける非平衡損失は無視できる。一方マッハ数が増加するとマッハ6では1%, マッハ8飛行時ではノズル入口で3%のラジカルが存在する。

この入口状態を直接模擬することは困難である。例えばこの静圧からノズルで流れをはく離なしに膨脹させるためには、低圧室圧力をさらに下げる必要があり、現実には不可能である。そこで燃焼圧力と温度を上げてラジカル濃度を正しく合せる必要がある。図には今回の実験点を★印でプロットしてある。燃焼器における冷却損失も含めたエネルギー効率を91.3%と見積もると燃焼温度は2860K程度となり、その場合には燃焼を1MPaに設定すればラジカル濃度は3%程度となることが分かる。この燃焼器でのラジカル濃度は凍結のためにスクラムノズル入口での初期値に対応する。このように今回の実験状態はマッハ8飛行状態の化学反応を正しく模擬している。

しかしさらに注意すべきは、スクラムジェット

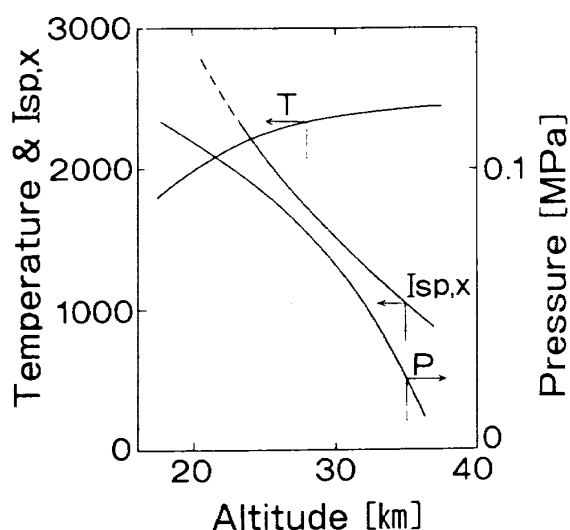


図6.1 飛行高度とノズル入口静温、静圧および燃焼器発生比推力の関係

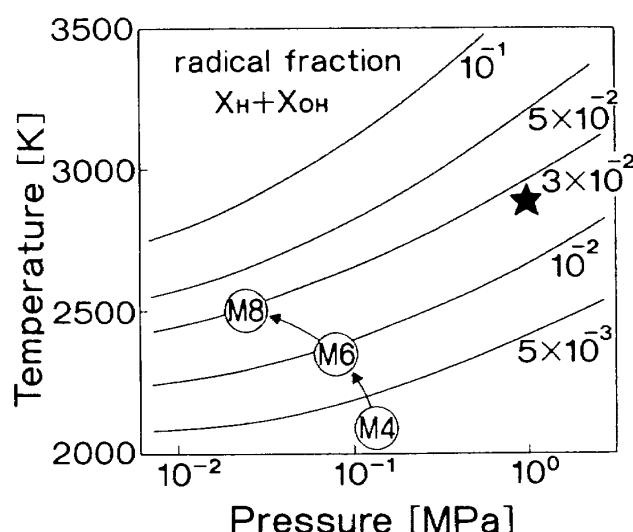


図6.2 スクラムジェットノズル入口でのラジカル濃度

エンジンでは燃焼は拡散律速で進行することである。すなわち燃焼面では平衡温度である 2500K は関知せず、空気の流入温度 1000K に対する化学当量比燃焼が進行する。その火炎温度は約 2800K で、その温度でラジカル濃度は支配される。これは火炎においてはラジカル濃度は平衡値より高く、また高速流中ではその濃度が凍結されるからである。この現象はガスタービン燃焼器の NO<sub>x</sub> 発生と予混合化によるその抑制法から理解できよう。またスクラムジェットにおいては、衝撃波を通過することにより気体の解離が進み、さらにエンジンストラットや壁面の境界層でも気体は高温状態を経験する。このため、スクラムノズルの性能へのラジカルの影響は重要な研究課題となっている。

図 6.1 には、インレット入口寸法が 1m の代表スクラムエンジンについての性能計算から見積もられた燃焼器出口までの発生比推力もプロットした。この計算では壁温 700K、燃料温度 300K、そしてエンジン内の摩擦係数を 0.0025 としている。また外部抵抗は含まない。形状は現在航空宇宙技術研究所で計画中の水冷サブスケールエンジンと相似なエンジンである。高度とともに比推力は急速に低下し、今回 MMH/NTO 実験に相当するマッハ数 8 での比推力は計算手法にも依るが、800–1000 秒程度である。従って 6.2 節以下で述べるように外部ノズルで発生する推力は正味推力の 50% から 65% を占める。

## 6.2 外部流の影響

今回の実験はスクラムノズルについて不足膨脹条件で実施した。実際の飛行において排気プルームと主流がどのように干渉するかを簡単な計算で確かめた。燃焼器出口での静圧を基準にし、マッハ 8 相当の TDK 計算の結果を用いると、スクラムノズルのカウル下流端とランプ下流端の静圧はそれぞれ 7.3kPa、および 2.9kPa となる。機首衝撃波背後の静圧は 1.51kPa と見積もられるので、実際の飛行状態でもスクラムノズル流れは不足膨脹下である。簡単のために、プルームの広がり角を計算してみると、カウル端では約 4.8°、ランプ端ではほとん

ど無視できる程度の小さな偏向角となった。従って、ランプ端ではプルームはほとんどランプ壁に沿って排気され、一方カウル端からは図 1.1 で示されているような external shock が発生する。飛行マッハ数が 6 の場合についても同様な計算を行った結果も同様に、ノズル流れは不足膨脹下であることが確認された。

このカウル出口でのプルームの膨脹は、膨脹波の上流端がランプに入射しないようにノズル形状が最適化されているためノズル性能には影響しない。また排気プルームに起因する衝撃波も、流れの偏向角が 5° 程度の弱いいため、エンジンカウル外側の境界層をはく離させる可能性は少ない。

従来のジェットエンジンではエンジンの性能に及ぼす boat tail 抗力等の外部流れの影響が詳しく研究されている<sup>73)</sup>。しかし機体組込型のスクラムエンジンではナセルに相当するのは機体であり、そのエンジン外面の圧力分布に起因する抗力は機体の抗力と分類するのが適当かも知れない。スクラムジェットにおける外部流れの効果はノズルが過膨脹下でノズル内ではく離を生じる場合や、不足膨脹でもノズル圧力比が過大なためにエンジン外面の境界層をはく離させるような場合は重要である。実際 Huebner と Tatum<sup>21)</sup> はマッハ 6 飛行時でノズル圧力比が大きい時の境界層はく離を数値実験で模擬している。しかし、それ以外ではその影響は小さいと報告されている<sup>3)</sup>。

## 6.3 ノズル性能を支配するパラメタ

### a) ノズルコンタ化の効果

これまでの実験では、ランプ曲角 15° の直線ノズルを採用して来た。このスクラムノズルの開口比 3 までの部分を利用し、それ以降の開口比 5 になるまでを曲線化することを計画した。Nickerson の手法により最適化を行なった結果、流れはほぼ軸方向に整流されたがノズル全長が 1.56 倍(図 6.3) と大きくなった。性能を計算すると、MMH/NTO におけるコンタ化による比推力増分が 2.25 秒で 7% の改善、揚力方向性能については、開口比 5 位置で 10.7 秒が 47.9 秒と 5 倍近くに増加した。このようにコンタ化によって軸方向ノズル性能はそれ

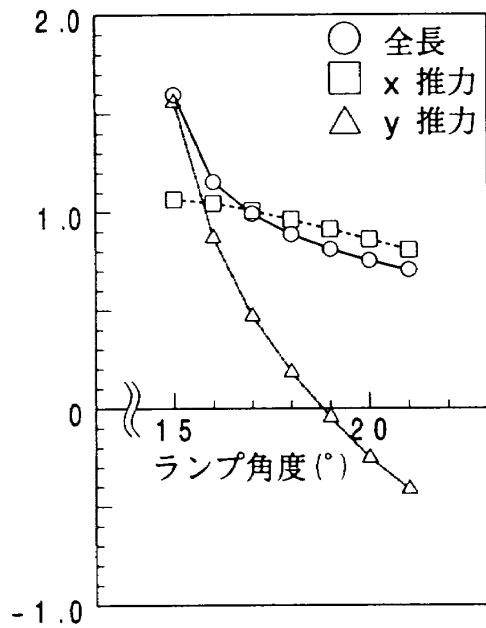


図 6.3 ノズル長さ等のランプ角依存性  
(特性曲線法)

ほど大きく改善されないのに対し、揚力方向はプラス側に大きく変化することが分かる。これはランプ受圧面積の増加による。

#### b) ランプ角度の影響

図 6.3 にノズルの X 方向推力、Y 方向推力およびノズル長さのランプ角依存性を示す。それらの値はすべて供試スクラムノズルのランプ角  $15^\circ$  直線ランプについての値で無次元化している。揚力方向推力は平板ランプノズルでの X 方向推力で無次元化している。ランプ角を小さく取れば 2 次元損失が減少し、ノズル性能は良くなるが、前に述べたようにその全長は大きくなる。また大きなランプ角を選択すると、カウルからの膨張波がノズルの最下流部に入射するため、コンタ化できる領域が狭くなり、ランプ最終角は大きくなる。図 6.3 はまた、ランプ角の増加に連れてランプの圧力が低下し、そのために X 方向推力が減少し、Y 方向推力は負側、すなわち頭上げのトリムが発生することを示している。ランプ角の選択は、機体の制御と摩擦損失とのトレードオフで決定すべきである。

#### c) ノズル寸法効果

軸方向および揚力方向性能との妥協点としてランプ角  $18^\circ$  を選び、ノズルの形状を最適化した。図 6.4 には与えたノズル形状と計算で得られた等

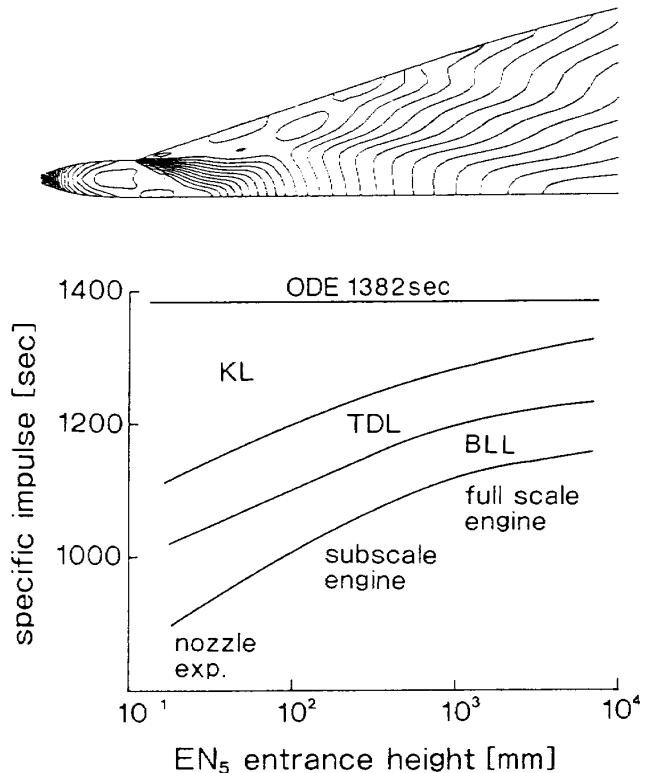


図 6.4 基準ノズルにおけるノズルの寸法効果

圧線分布とその性能の寸法効果を示した。総ての性能は開口比 5 でのノズル ( $EN_5$ ) に対し、当量比 1 の水素 / 空気スクラムノズルについて議論する。基準条件は表 6.1 のとおりである。

図 6.4 の横軸はスクラムノズルの入口高さ ( $L^*$ ) で、縦軸はスクラムノズルで発生する比推力である。平衡計算で得られる性能から、非平衡損失が引かれ、さらに 2 次元損失の分だけ減じ、さらに境界層発達に伴う境界層損失が加わる。2 次元損失は本質的には寸法に依存しないが、非平衡損失は寸法が大きい方が少なくなる。今回の実験 ( $L^* = 32\text{mm}$ ) では非平衡損失が 50% を占め、2 次元損失と境界層損失がそれぞれ 25% である。

摩擦力も質量流量も面積に比例するため、摩擦損失を比推力の単位で表示すると基本的には摩擦損失は寸法に依存しない。しかし、 $Re$  数の減少関数である表面摩擦係数を介して、摩擦損失に寸法効果が現われる。超音速用エンジン内部流において最近流れの層流化が問題となっている。この場合摩擦係数は長さの 0.5 乗に逆比例し、比較的強い寸法効果を有する。今回の実験では窒素実験の  $Re$  数が MMH/NTO 実験の 30 倍から 100 倍で、その流れは乱流であることを確認している。従っ

表 6.1 ノズル基準条件

流み点条件			
空気温度	2600K	燃料温度	300K
当量比	1 (O/F = 34.2)	燃焼効率	100%
全温	3225K	全圧	1.0 MPa
スクラムノズル入口条件 (開口比 3.92)			
静圧	0.0468MPa	流速	2407m/s (M2.52)
静温	2264K		

てその  $Re$  数に相当するエンジン長が 3 から 9 m 程度のエンジン内流れは乱流と考えてよからう。その場合には摩擦係数は平板については  $Re$  数の 0.2 乗となり、長さに対する摩擦損失割合の減少率は鈍くなると予想される。

実際に水素 / 空気の量論混合比について摩擦損失を概算してみると、摩擦損失はランプについては  $Re$  数の  $-0.14$  乗に近似でき、それより摩擦損失の寸法効果が計算できる。図 6.4 に示すスクラムノズルについて、表 4.2 の計算値を元に摩擦損失 (BLL) を求めると、スクラムノズル入口高さが 32mm のノズルでは 110 秒、入口高さ 785mm ノズルで 65 秒と見積もられた。これらの結果から、スクラムノズル入口高さ 785mm の実機サイズのスクラムノズルにおいて、非平衡損失は 7.9%，2 次元損失は 6.9%，そして境界層損失は側板の摩擦係数の精度に問題はあるが、4.7% となった。それらの損失を差し引いたノズル効率 (ノズル速度係数) は 81% となり、ノズルの断熱効率はその自乗の 65% と見積もることができる。非平衡損失と境界層損失は制御が難しいことを考えると、ノズルの最適化や可変形状等の技術により 2 次元損失を極力減らす設計が不可欠である。

図 6.5 には揚力方向推力とノズルサイズの関係を示す。寸法を変えても基本的な流れの様相は変化しない。従って揚力の変化は流れの非平衡に起因するものである。形状が相似なサブスケールエンジンで得られる揚力に比べて、実機ではその 2 倍程度の揚力が発生することが分かる。この結果は図 4.3 と同じ帰結である。即ち燃焼効率と共に、非平衡損失の正確な見積りがピッチング等の機体制御系の設計に重要であることを示している。

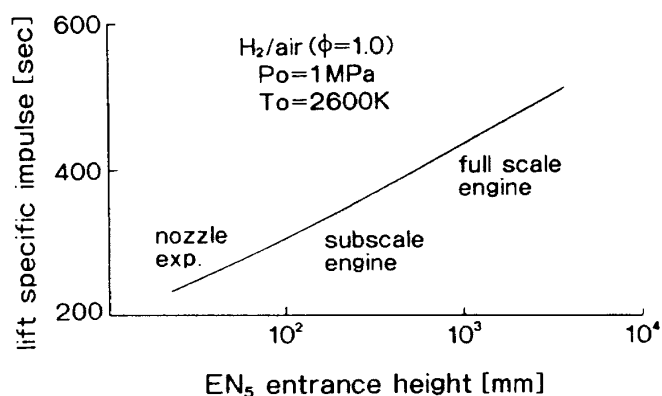


図 6.5 ノズルによる揚力方向推力の寸法効果

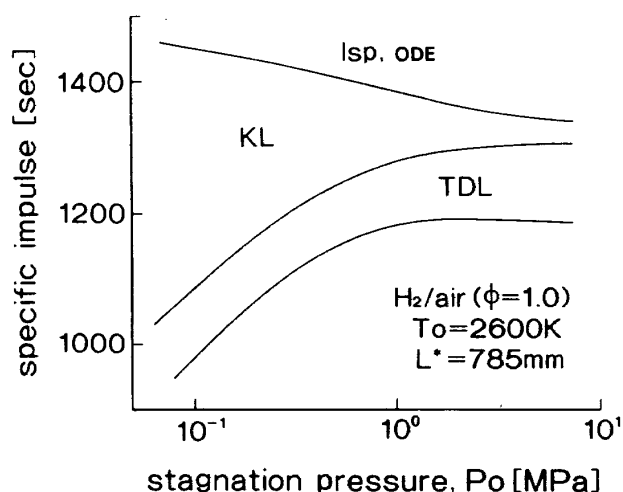


図 6.6 ノズル性能の圧力依存性

#### d) ノズル圧力と温度の効果

図 6.6 に比推力のノズル圧力依存性を示す。基準として用いたノズル寸法はスクラムノズル入口高さが 785mm のもので、実機サイズを代表していると考えた。以下の節の議論ではすべてこのノズル寸法で行なう。

横軸はノズル全圧を示している。平衡計算で得られる性能が圧力の減少と共に増加するのは、解離が進み、分子量が低くなるためと考えられる。一方当然ながら非平衡損失も作動圧力の低下と共に急激に増加し、両者が競合する。結果として ODK 計算で得られる比推力は、解離したラジカルの再結合が低圧では進まない為に低くなる。圧力が  $1/3$  になると、非平衡損失は 2 倍になる。2 次元損失が高圧で若干増加するのはガス組成が変化し、波の様子が変化するためである。

ノズル流の全温は飛行マッハ数や燃料流量によって変化する。燃料流量を変化させると当量比も



変化するので、ここでは当量比を固定して飛行マッハ数による効果と考えてよい。条件は当量比を1とし、空気温度を変化させて計算すると、全温が3200K附近での燃焼による温度増分はせいぜい600K程度、全温が3400Kではその温度増分は200Kとなり、解離の激しさが分かる。ノズル流れ温度の上昇と共にノズル性能は直線的に増加する。しかし解離が進むので、非平衡損失は全温が3200Kを越えると顕著に増加した。

## 7. ま と め

高空性能試験設備を用いた低圧環境下で、基準状態で全温3170K、全圧1MPaの高温模擬空気を使用し、スクラムジェットノズルが発生する推力を測定した。スクラムジェットノズルの入口条件はM2.5で、マッハ8飛行条件に相当する。また同じノズルを用いて、常温の窒素による実験を行ない、推力や壁圧分布を調べると共に、静圧分布やスクラムジェットノズルの壁に発達する境界層を詳細に測定した。その結果、以下の結論が得られた。

(1) ロードセルを用いて2次元非対称形のスクラムジェットノズルの発生推力を不足膨脹下で実測した。MMH/NTO燃焼ガスを用いた場合、スクラムジェットノズルによる比推力の増分は17.3秒(EN<sub>3</sub>)から26.9秒(EN<sub>5</sub>)と燃焼器比推力(254.1秒)に比べて低い。また、冷窒素による実験で測定されたノズル比推力は2.54秒(EN<sub>3</sub>)から4.84秒(EN<sub>5</sub>)に変化した。測定された比推力は全流量に対しての値で小さいが、後述するように燃料流量に換算すると1100秒以上の比推力となる。

ロードセルによる推力の直接測定に加えて、スクラムノズル壁圧分布を積分し、軸方向と揚力方向の推力を計算した。ロードセル推力と圧力積分推力を比較することにより、ノズルに働く摩擦力が推定できた。

(2) 非粘性2次元コード(TDK)を用いてスクラムジェットノズルの流れ場を計算した。このコードを検定するために、MMH/NTO実験や冷窒素実験でノズル流れ中のピトー圧分布や静圧分布を計測し、計算値と比較した。その結果TDK計算は精度

良く実験値を再現し、燃焼器ノズル出口での最大誤差は静圧分布で1.7%、ピトー圧分布で1.5%であることが確認できた。

(3) 以上の検証を元に、TDK計算によりMMH/NTOの燃焼ガスを用いたスクラムジェットノズルの性能を計算した。実測されたノズル性能は燃焼効率を100%に仮定した計算値より低い値であったが、燃焼器でのエネルギー損失を考慮すると説明できた。燃焼器性能と反応流を適切に見積もることができれば、非粘性反応流コードを使用して、コア流れ部のスクラムジェットノズルの性能を4%以内の精度で予測することができた。

(4) 粘性の影響を調べるために、常温窒素実験で燃焼器ノズル出口、開口比3と開口比5位置で境界層計測を実施した。その結果、その厚さと速度分布形状から窒素では境界層は乱流であることがわかった。その発達速度はSpalding & Chiの境界層積分法を用いて予測されたものと一致した。その運動量厚さの変化と実測値からスクラムジェットノズルに働く摩擦抗力が明らかになった。

MMH/NTO実験についても、推力から見積られる摩擦抗力と境界層積分法から計算される摩擦抗力を比較した。その結果供試ノズルはMMH/NTO燃焼ガスの場合、境界層が層流である可能性を示した。

(5) 上の結論を確認するために、ノズル壁温の非定常法と熱流束計を用いてノズルでの熱伝達率測定を実施し、Nu数の分布を計算した。熱流束の分布はノズル静圧分布とよく対応し、衝撃波が入射した部分では高い熱流束が観測された。

得られたNu数よりレイノルズアナログを用いて、表面摩擦係数を算出した。推力計測、境界層計測、そして熱伝達率計測の独立した3つの計測データ間の整合性はよく、実験手法の妥当性を検証できた。

(6) 反応流計算によれば、最も重要な凍結成分はHラジカルであり、その濃度はスロートから下流に向かって上昇する。これはHラジカルの分岐反応の平衡によるもので、比較的低い飛行マッハ数領域でも生じる可能性がある。

スクラムジェットノズル性能に及ぼす個々のラ

ジカル失活反応速度の効果を調べ、重要な失活反応を同定した。これによりノズル流の反応機構が明らかとなり、非平衡流れを4個のラジカル失活反応からなる1個の総括反応で記述することができた。

(7) 以上の結果を元にスクラムジェットノズル性能を支配するパラメタの効果を調べ、実機のノズルを想定した性能計算を行なった。その結果、当量比の水素を燃料とする代表寸法が1000mmのノズルでは、非平衡損失、2次元損失そして摩擦損失はそれぞれ100秒程度となり、ランプ部で発生する有効発生比推力は1100秒程度となることが分かった。この値はスクラムジェットエンジンの正味発生比推力の40~65%をスクラムジェットノズルが発生することを意味している。

反応により実機の揚力方向推力は現在の1/30スケールのサブスケールで実験で計測される推力の2倍に増加すること等が計算から明らかになった。その他圧力や燃料流量そして燃焼温度の性能に及ぼす効果が検討された。

(8) ノズル側板を順次外した時の推力特性とノズル壁圧分布の変化を調べた。本実験においては、開口比5のノズルで側板の一部を撤去しても、軸方向推力は10%程度の低下であった。しかし、揚力方向推力は大きく変化した。特に、開口比の小さなノズルではランプに比べてカウル壁圧が高いため、軸方向推力の2倍程の負の揚力が発生した。また揚力方向性能は、ノズル形態のみならず燃焼効率や非平衡損失に強く影響されることが明らかになった。

なお本研究は航空宇宙技術研究所と石川島播磨重工(株)との共同研究として実施されているものである。

## 参 考 文 献

- 1) Kuchar, A.P. and Wolf, J.P., Preliminary Assessment of Exhaust Systems for High Mach (4 to 6) Fighter Aircraft, AIAA 89-2356 SERN.
- 2) Snyder, C.D., Pinckney, S.Z., A Configuration Development Strategy for the NASP,

ISABE 91-7056 (1992) Airframe Integrated Scramjet (AIS).

- 3) Wasko, R.A., Performance of Annular Plug and Expansion-Deflection Nozzles Including External Flow Effects at Transonic Mach Numbers, NASA TN D-4462, 1968.
- 4) Hunt, J.L., Talcott, N.A. and Cubbage, J.M., Scramjet Exhaust Simulation Technique for Hypersonic Aircraft Nozzle Design and Aerodynamic Tests, AIAA 77-82.
- 5) Sangiovani, J.J., Barber, T.J. and Syed, S.A., The Role of Hydrogen/Air Chemistry in Nozzle Performance Simulation for Hypersonic Propulsion Systems, AIAA Paper 90-2492.
- 6) Carpenter, M.H., The Effects of Finite Rate Chemical Processes on High Enthalpy Nozzle Performance: A Comparison Between "Spark" and "Seagull", AIAA Paper 88-3157.
- 7) Flugstad, T.H., Romine, B.M. and Whittaker, R.W., AIAA Paper 90-1905, 26th Joint Propulsion Conf., (1990).
- 8) Re, R.J. and Leavitt, L.D., Static Internal Performance of Single-Expansion-Ramp Nozzles with Various Combinations of Internal Geometric Parameters, NASA TM-86270, 1984.
- 9) Oman, R.A., Foreman, K.M., Leng, J. and Hopkins, H.B., Simulation of Hypersonic Scramjet Exhaust, NASA CR-2494, 1975.
- 10) Idzorek, J.J., Development of a High Area Ratio Nozzle Thrust Stand, AIAA-88-2964.
- 11) Hopkins, H.B., Konopka, W. and Leng, J., Validation of Scramjet Exhaust Simulation Technique, NASA Contract Paper, CR 2688 (1976).
- 12) Hopkins, H.B., Konopka, W. and Leng, J., Validation of Scramjet Exhaust Simulation Technique at Mach 6. NASA Contract Paper, CR 3003 (1979).
- 13) Harloff, G.J., Redy, D.R. and Lai, H.T., Viscous Three-Dimensional Analyses for Nozzles for Hypersonic Propulsion, NASA Contract Report 185197 (1990).

- 14) Gielda, T. and Agarwal, R., Efficient Finite-Volume Parabolized Navier-Stokes Solutions for Three-Dimensional, Hypersonic, Chemically Reacting Flowfields, AIAA 89-0103.
- 15) Baysal, O. and Pittman, J.L., Adaptive Computations of Multispecies Mixing Between Scramjet Nozzle Flows and Hypersonic Freestream, AIAA-89-0009.
- 16) Reddy, D.R. and Harloff, G.J., J. Propulsion & Power, vol. 7, No. 1, pp. 84-89 (1991).
- 17) Lai, H., 3D Computation of Hypersonic Nozzle, AIAA 90-5203 (1990).
- 18) Ray, R., Niggemeier, C. and Erdos, J., CFD Analysis of 3-D Effects in Scramjet Exhaust Flow Fields, AIAA 88-3262.
- 19) Schetz, J.A., Billig, F.S. and Favin, S., Numerical Solutions of Scramjet Nozzle Flows, J. Propulsion & Power, vol. 3, No. 5, pp. 440-447 (1987).
- 20) Barber, T.J. and Cox, Jr. G.B., Hypersonic Vehicle Propulsion: A Computational Fluid Dynamics Application Case Study, J. Propulsion, vol. 5, No. 4, pp. 492-501 (1989).
- 21) Huebner, L.D. and Tatum, K.E., Computational Experimental Aftbody Flow Fields for Hypersonic, Airbreathing Configurations with Scramjet Exhaust Flow Simulation, AIAA 91-1709 (1991).
- 22) JANNAF Rocket Engine Performance Prediction and Evaluation Manual, CPIA 246 Apr. 1975.
- 23) Going, M., Nozzle Design Optimization by Method-of-Characteristics, AIAA Paper 90-2024.
- 24) Whitaker, K. and Cates, J., A User-Friendly Exhaust Nozzle Design Program Based on the Method of Characteristics, AIAA Paper 90-2029.
- 25) Nickerson, G.R., Optimized Supersonic Exhaust Nozzles for Hypersonic Propulsion, AIAA/ASME/SAE/ASEE 24th Joint Prop. Conf., AIAA 88-3161 (1988).
- 26) Rizkalla, O., Chinitz, W. and Erdos, J.I., Calculated Chemical and Vibrational Non-equilibrium Effects in NASP-type Nozzles, AIAA 88-3263.
- 27) Bartz, A Simple Equation for Rapid Estimation of Rocket Nozzle Convective Heat Transfer Coefficient, Jet Prop., (1957).
- 28) 日本機械学会, 伝熱工学資料, 改定第4版, (1986)
- 29) Ower, E. and Pankhurst, R.C., The Measurement of Air Flow, 5th Ed., Pergamon Press, (1977).
- 30) 日本機械学会, 技術資料, 流体計測法, 丸善 (1985)
- 31) 長洲, 柏原: ピトー管による境界層速度分布測定について, 航空宇宙技術研究所技術資料 TM-82 (1966)
- 32) Carslaw, H.S. and Jaeger, J.C., Conduction of Heat in Solids, 2nd Ed., Oxford, 1959, p. 112.
- 33) Abertson, C.W. and Ash, R.L., Compressible Equilibrium Turbulent Boundary Layers at Nonadiabatic Wall Conditions, AIAA J., 29, No. 10, pp. 1573-1580 (1991).
- 34) Powell, W.B., Simplified Procedures for Correlation of Experimentally Measured and Predicted Thrust Chamber Performance, Technical Memorandum 33-548, NASA CR-131519 (1973).
- 35) 中橋, 宮島, 木皿, 毛呂: ロケットノズルの性能予測計算法, 航空宇宙技術研究所技術報告 TR-771 (1983)
- 36) Miyajima, U., Nakahashi, K., Hirakoso, H and Sogame, E., Low-Thrust  $\text{LO}_2/\text{LH}_2$  Engine Performance with a 300:1 Nozzle, J. Spacecraft, vol. 22, No. 2, p. 188 (1984).
- 37) 日下, 黒田, 佐藤, 只野, 飯原: 低推力貯蔵性推進薬エンジンの高空性能, 航空宇宙技術研究所技術報告 TR-853 (1985)
- 38) 宮島, 毛呂, 日下, 中橋, 黒田, 熊谷, 木皿, 鎌田, 佐藤, 阿部, 勝田: 液体酸素液体水素小型高膨脹燃焼器の実験(1), 航空宇宙技術研究所技術報告 TR-662 (1981)
- 39) 日本機械学会, 技術資料, 流体の熱物性値集 (1983)

- 40) Spalding, D.B. and Chi, S.W., The Drag of a Compressible Turbulent Boundary Layer on a Smooth Flat Plate with and without Heat Transfer, *J. Fluid Mech.* (18), pp. 117-143 (1964).
- 41) Hopkins, E.J. and Inouye, M., An Evaluation of Theories for Prediction Turbulent Skin Friction and Heat Transfer on Flat Plates at Supersonic and Hypersonic Mach Numbers, *AIAA J.*, 9, No. 6, pp. 993-1003 (1971).
- 42) Voland, R.T., Methods for Determining the Internal Thrust of Scramjet Engine Modules from Experimental Data, *AIAA-90-2340* (1990).
- 43) Kehtarnavaz, H., Coats, D.E. and Dang, A.L., Viscous Loss Assessment in Rocket Engines, *J. Propulsion*, 6, 6, pp. 713-717 (1990).
- 44) Schlichting, H., *Boundary-Layer Theory*, 6th Ed., McGraw-Hill, (1968), p. 674.
- 45) Henderson, Jr. A., *Hypersonic Viscous Flows, Modern Developments in Gas Dynamics*, (Loh, W, H.T. Ed.) 1961, pp. 83-129.
- 46) Morkovin, M.V., Critical Evaluation of Transition from Laminar to Turbulent Shear Layers with Emphasis on Hypersonic Travelling Bodies, *Air Force Flight Dynamics Lab., AFDL-TR-68-149*, 1969.
- 47) Moffat, R.J. and Kays, W.A., A Review of Turbulent-Boundary-Layer Heat Transfer Research at Stanford, 1958-1983, *Advance in Heat Transfer*, (Hartnett, J.P. and Irvine, Jr. T.F. Ed.) vol. 16 (1984), pp. 241-365.
- 48) Black, L.H., Cuffel, R.F. and Massier, P.F., Laminarization of a Turbulent Boundary Layer in Nozzle Flow, *AIAA J.*, vol. 7, No. 4, p. 730 (1969).
- 49) Narasimha, R. and Viswanath, P.R., Reverse Transition at an Expansion Corner in Supersonic Flow, *AIAA J.*, vol. 13, No. 5, p. 694 (1975).
- 50) Page, R.H. and Sernas, V., Apparent Reverse Transition in an Expansion Fan, *AIAA J.*, vol. 8, No. 1, p. 189 (1970).
- 51) Smith, L.T., Experimental Investigation of the Expansion of Moist air Around a Sharp Corner, *AIAA J.*, vol. 9, No. 10, p. 2035 (1971).
- 52) Eckert, E.R.G., Engineering Relations for Friction and Heat Transfer to Surfaces in High Velocity Flow, *J. The Aeronautical Sciences*, pp. 585-587 (1955).
- 53) Yanta, W.J., Collier, A.S., Spring III, W.S. and Boyd, C.F. and McArthur, J.C., Experimental Measurements of the Flow in a Scramjet Inlet at Mach 4, *J. Propulsion*, vol. 6, No. 6, pp. 784-790 (1990).
- 54) Penner, S.S., *J. Am. Chem. Soc.* 71, p. 788 (1949).
- 55) Krieger, F.J., *ARS Journal* 21, p. 179 (1952).
- 56) Bray, K.N.C., Atomic Recombination in a Hypersonic Wind Tunnel Nozzle, *J. Fluid Mech.*, vol. 6, pp. 1-32.
- 57) Walitt, L., Chemical Recombination Effects in a Two-Dimensional Exhaust Nozzle, *The Performance of High Temperature Systems*, vol. 2, 449.
- 58) Burwell, W.G., Sarli, V.J. and Zupnik, T.F., Analytically Determined Nonequilibrium Mixture Properties in High Expansion Ratio Nozzles, *ibid*, p. 477.
- 59) Westenberg, A.A. and Favin, S., *Complex Chemical Kinetics in Supersonic Nozzle*, 9th Symp. on Comb., Academic Press, New York, (1963), pp. 785-797.
- 60) Franciscus, L.C. and Lezberg, E.A., Effects of Exhaust Nozzle Recombination on Hypersonic Ramjet Performance: II Analytical Investigation, *AIAA J.*, vol., No. 9, 1963, pp. 2077-2083.
- 61) Kim, S.C. and Van Overbeke, T.J., Performance and Flow Calculations for a Gaseous  $H_2/O_2$  Thruster, *J. Spacecraft*, vol. 28, No. 4, pp. 433-438 (1991).
- 62) Rogger, R.C. and Chinitz, W., Using a Global Hydrogen-Air Combustion Model in Turbulent Reaction Flow Calculations, *AIAA J.*, vol. 21, No. 4, pp. 586-592 (1983).
- 63) Stiles, R.J. and Hoffman, J.D., Analysis of

- Steady, Two-dimensional, Chemically Reaction, Nonequilibrium, Inviscid Flow in Nozzles, AIAA J, 23, No. 3, pp. 342-348 (1985).
- 64) Harradine, D.M., Lyman, J.L., Oldenbord, R.C., Schott, G.K. and Watanabe, H.H., Hydrogen/Air Combustion Calculations: The Chemical Basis of Efficiency in Hypersonic Flows, AIAA J., 28, No. 10, pp. 1740-1744 (1990).
- 65) Correa, S.M. and Mani, R., Nonequilibrium Model for Hydrogen Combustion in Supersonic Flow, J. Propulsion, 5, No. 5, pp. 523-528 (1989).
- 66) Laster, W.R. and Sojka, P.E., Autoignition of  $H_2$ -Air: The Effect of Nox Addition, J. Propulsion 5, No. 4, pp. 385- (1989).
- 67) Sagnier, P. and Marraffa, L., Parametric Study of Thermal and Chemical Nonequilibrium Nozzle Flow, AIAA J., vol. 29, No. 3, pp. 334-342 (1991).
- 68) Zel'dovich, Y.B., Zhur. Fiz. Khim., 22, pp. 27-49 (1948).
- 69) Linan, A., Techn., Rept. No. 1, AFOSR Contract No. E00AR68-0031, INTA, Madrid, 1971.
- 70) Peters, N. and Williams, F.A., The Asymptotic Structure of Stoichiometric Methane-Air Flames, Comb. & Flame, 68, pp. 185-207 (1987).
- 71) Mitani, T. and Williams, F.A., Studies of Cellular Flames in Hydrogen-Oxygen-Nitrogen Mixtures, Comb. and Flame, 39, pp. 169-190 (1980).
- 72) 升谷, 若松: スクラムジェットの性能計算, 航空宇宙技術研究所技術報告 TR-987 (1988)
- 73) AGARD, Inlets and Nozzles for Aerospace Engines, AGARD-CP-91-71 (1971).

## 付 録

### A1) Nickerson 法によるスクラムジェットノズルの最適化

スクラムジェットノズルは機体後部下面を利用することから、その全長や傾き角の大きさはむやみに大きく取れない。Nickerson 等<sup>A1)</sup>はノズルの開口端を固定した時、最大の軸方向推力を得るノズル曲線を求める方法を提案した。これは Rao 等<sup>A2)</sup>によるロケット用のノズル設計法の応用である。流量保存、推力最大、全長固定の3条件から変分法でノズル出口条件を求め、この条件に適合するよう特性曲線法でノズル曲線を得る。計算が簡単である半面、設定条件の自由度が高く、希望の曲線を得るまでに試行錯誤しなければならない。また、ノズルランプ壁を直線化した場合と比べ、開口比が大きい場合には推力増加の効果があるが、開口比5程度まででは大きな違いがない。

### A2) TDK 差分コードによる流れ場の解析

ここでは、中橋により作製された軸対称反応流ノズル流れ計算プログラム(TDKコード)<sup>35)</sup>を非対称2次元平面流用に改造し、スクラムノズルの流れ場を解析した。計算は実験に合せて、カウルはガス流れに平行で、ランプ下流端まで仮想的に延びているとした。この仮想壁の存在は、実際のカウル下流端を出発するマッハ波あるいは衝撃波がランプ後端に衝突するまではランプ壁圧分布に影響しない。従って、今回の供試ノズルのように平行カウルで、ランプも極端に長くない場合には、仮想カウルはなんら推力計算に問題を生じない。

しかし、カウルが流れに対して角度を有する場合や、外部環境圧が高くカウル後端で衝撃波が発生する場合、あるいはカウル後端から発する膨脹波の下流端がランプに入射する場合にはこの仮想壁の設定は不可能となる。その場合は、対称境界条件の替りに右上に伝播する特性曲線を用いた境界条件を与える。そしてカウル端では、その下流に環境圧と等圧となるプラントル・マイヤ膨脹波から成る仮想壁を計算の前進に合せ、逐次設ければよい。

計算はノズルスロートから始まり、マッハ数で与えられる CFL 条件から流れ方向刻み幅が調整された平行メッシュで前進する。スロートでの推力は衝撃関数を積分し、またノズル部での壁圧を積分してノズルで得られる推力と比推力が計算される。従って、得られる値は実験の圧力推力に相当する。流れ方向と垂直な Y 方向の作用力は、カウルとランプの静圧の Y 方向成分を積分して得られる。この積分の場合、仮想カウルによる寄与は Y 方向推力には含めない。

### A3) 膨脹波と境界層との干涉

実験で得られたプルームの写真(図2.8)に現れた波構造について、ランプからの膨脹波が境界層と干涉してできた衝撃波との意見があり、その可能性を調べた。しかし、一般に剛体壁に入射した膨脹波はやはり膨脹波で反射しなければならない。そこで、境界層による排除効果(super critical な流れ場<sup>A3)</sup>)を考えてみた。膨脹波が入射することにより、密度が減少し、流管が拡大し、境界層が加速場にも拘われず厚くなる可能性がある。確かに、境界層は密度変化分だけ厚くなり、そこでバランスする。そのため排除厚さの外縁の流線は押上げられるが、膨脹波背後主流の偏向角より小さい。従って、反射する波は入射した膨脹波より、強度の小さくなるかも知れないが、やはり膨脹波でなければならない。

以上のことを確かめるために、我々の実験に対応する積分法による境界層の発達を調べた(図4.5)。境界層は、燃焼器ノズルの膨脹部で主流が加速されているにも拘われず、急速に発達している。これは、膨脹に伴い密度が減少し、流管が広がるためである。同じ現象がスクラムノズルのランプ200mmでも見られる。この領域ではランプのエキスパンションコーナからの膨脹波が入射する部分である。しかし、排除厚さのランプ面に対する広がり角は1°以下であることが確認された。この値はランプ取り付け角15°よりはるかに小さく、圧縮波の生成は論外で、膨脹波の減衰も無視できる。

さらに乱流モデルを含めた NS コードで膨脹波

と境界層との干涉を確認した。用いた格子数は流れと直交する方向に1000点で、従来のノズル計算の格子に比べて1桁以上の分解能で、かつ境界層も十分記述できるよう考慮した。その結果を見ても、また Baysal 等<sup>A4)</sup>あるいは Hung 等<sup>A4)</sup>の数値計算でも衝撃波の発生は確認できなかった。このように、境界層に膨脹波が入射し、それが衝撃波あるいは圧縮波で反射する可能性はメカニズムの上からも、また数値計算の上からも否定された。

### A4) 燃焼器ノズルの形状と反応系

表 A1 に使用した燃焼器ノズルのスロート上流からノズル出口までの形状を作表した。表では、燃焼器ノズル出口を起点として、平面对称面から壁面までの高さを Y としている。X=190mm はインジェクタ面の位置、X=136mm はノズル収縮部の開始点の座標である。その間 54mm は高さ 20mm の平行部である。また表 A2 にはエネルギー発生率が 100% 時の MMH/NTO 実験での平衡組成を、また表 A3 には 1 次元反応流 (ODK) 計算で使った反応定数と第 3 体効率をまとめた。速度定数については 3 種の異なるデータ<sup>A6-8)</sup>の反応速度定数との整合性を調べ、速度定数の確度でノズル性能が影響されないことを確認した。

### A5) スクラムジェットノズルの計測点と光学系の配置

図 A1 にスクラムノズルのランプ、カウルそして側板上に配置した計測点を示す。

図 A2 に HATS 低圧室内に設けたシャドーグラフ用の光学系配置図を示す。低圧室外部に設置された He-Ne レーザより発振されたレーザ光は、反射鏡により観測窓から低圧室内に導かれ、低圧室内壁面上に磁石により取り付けられた凸レンズにより拡大される。次に、焦点距離 2m の凹面鏡で測定部を通過する平行光線になり、低圧室外部の窓に設けたスクリーン上に可視化像を投影する。この可視化像を低圧室外部に設置したビデオカメラにより観察した。

シュリーレン法による可視化光学系の配置を図 A3 に示す。低圧室外部に設置された He-Ne レー

ザより発振されたレーザ光は、反射鏡により観測窓から低圧室内に導かれ、低圧室内壁に設置された凸レンズにより拡大される。次に、焦点距離 2 m の凹面鏡①により測定部を通過する平行光線となる。通常、測定部反対側にもう一枚凹面鏡②を設置するが、低圧室内スペースの都合上反対側

は平面鏡を設置し、平行光線を凹面鏡①の下側に設置した凹面鏡②に反射する。凹面鏡②により絞られた光線は、観測窓から低圧室外に出て、ナイフエッジに焦点を結ぶ。可視化画像はスクリーン付き望遠レンズを通して、ビデオカメラにより観測した。

表 A1 燃焼器ノズルの形状データ

X <sup>1)</sup>	Y <sup>2)</sup>	ノズル出口	X	Y	スロート
0	15.953	膨張部	70	4.001	収縮部
2	15.926		72	4.124	
4	15.895		74	4.495	
6	15.853		76	5.138	
8	15.782		78	6.062	
10	15.693		80	7.183	
12	15.597		82	8.395	
14	15.486		84	9.600	
16	15.361		86	10.733	
18	15.227		88	11.740	
20	15.068		90	12.649	
22	14.894		92	13.488	
24	14.702		94	14.296	
26	14.501		96	15.038	
28	14.280		98	15.678	
30	14.035		100	16.246	
32	13.776		102	16.768	
34	13.503		104	17.255	
36	13.194		106	17.692	
38	12.859		108	18.075	
40	12.514		110	18.404	
42	12.140		112	18.696	
44	11.727		114	18.961	
46	11.306		116	19.198	
48	10.835		118	19.402	
50	10.333		120	19.586	
52	9.798		122	19.750	
54	9.219		124	19.902	
56	8.594		126	19.997	
58	7.930		128	19.999	
60	7.218		130	19.999	
62	6.522		132	19.997	
64	5.810		134	19.998	
66	5.094		136	19.998	
68	4.400		190	20.000	収縮部 <sup>3)</sup>

- 1) 本表の X 座標は燃焼器出口を X=0mm としている。
- 2) 本表の Y 座標は、Y=0 を対称面としてノズル壁までの高さを mm 単位で示す。
- 3) X=190mm はインジェクタ面、X=136mm はノズル収縮部入口である。その間 54mm は Y=20.0mm の平行部である。

表 A2 MMH/NTO 平衡計算

PC= 142.2 PSIA

CASE NO. 1128

## CHEMICAL FORMULA

FUEL N 2.00000 H 6.00000 C 1.00000

OXIDANT N 2.00000 O 4.00000

O/F = 2.0000

	CHAMBER	THROAT	EXIT	EXIT	EXIT	EXIT
PC/P	1.0000	1.7315	1.0082	20.526	94.042	187.15
P, ATM	9.6784	5.5895	9.5994	0.4715	0.1029	0.0517
T, DEG K	3170	3007	3167	2247	1720	1509
RHO, G/CC	8.1387-4	5.0160-4	8.0801-4	5.8713-5	1.6795-5	9.6213-6
H, CAL/G	56.9	-96.2	54.6	-670.1	-930.4	-1026.1
S, CAL/(G)(K)	2.9133	2.9133	2.9133	2.9133	2.9133	2.9133
M, MOL WT	21.871	22.145	21.875	22.962	23.028	23.030
(DLV/DLP) T	-1.02623	-1.02082	-1.02615	-1.00158	-1.00005	-1.00001
(DLV/DLT) P	1.5244	1.4400	1.5232	1.0438	1.0017	1.0003
CP, CAL/(G)(K)	1.4580	1.3355	1.4564	0.5791	0.4601	0.4485
GAMMA (S)	1.1345	1.1345	1.1345	1.1922	1.2317	1.2384
GAMMA	1.1643	1.1581	1.1642	1.1941	1.2318	1.2384
SON VEL, M/SEC	1169.2	1131.8	1168.6	985.0	874.5	821.2
MACH NUMBER	0.000	1.000	0.120	2.504	3.287	3.666
AE/AT		1.0000	5.0000	3.9200	11.760	19.600
CSTAR, M/SEC		1727	1727	1727	1727	1727
CFV		1.2327		1.6189	1.7890	1.8475
CF		0.6552		1.4279	1.6639	1.7427
IVAC, KG-SEC/KG		217.1		285.2	315.1	325.4
ISP, KG-SEC/KG		115.4		251.5	293.1	307.0
ISP (SEA) SEC		198.9		213.8	101.1	-31.3

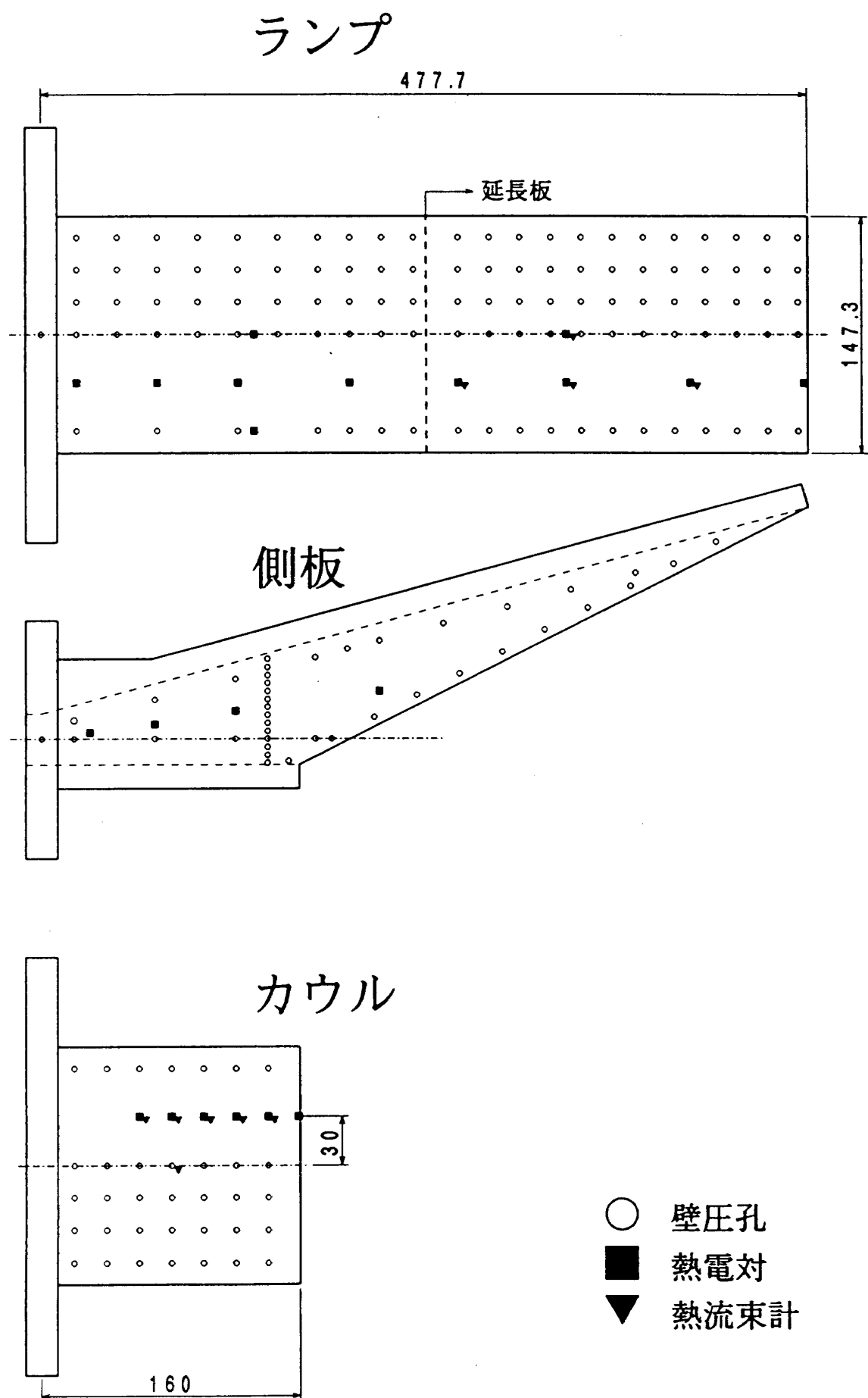
## MOLE FRACTIONS

CO	0.10457	0.10081	0.10452	0.08470	0.07324	0.06565
CO2	0.05365	0.05940	0.05374	0.08143	0.09337	0.10097
H	0.02501	0.02002	0.02493	0.00301	0.00017	0.00003
HCO	0.00001	0.00001	0.00001	0.00000	0.00000	0.00000
H2	0.09151	0.08686	0.09144	0.08069	0.09234	0.09999
H2O	0.35228	0.36936	0.35254	0.41504	0.40739	0.39986
HO2	0.00001	0.00001	0.00001	0.00000	0.00000	0.00000
N	0.00001	0.00000	0.00001	0.00000	0.00000	0.00000
NO	0.00802	0.00582	0.00798	0.00024	0.00000	0.00000
N2	0.31268	0.31775	0.31276	0.33238	0.33346	0.33349
O	0.00607	0.00409	0.00604	0.00006	0.00000	0.00000

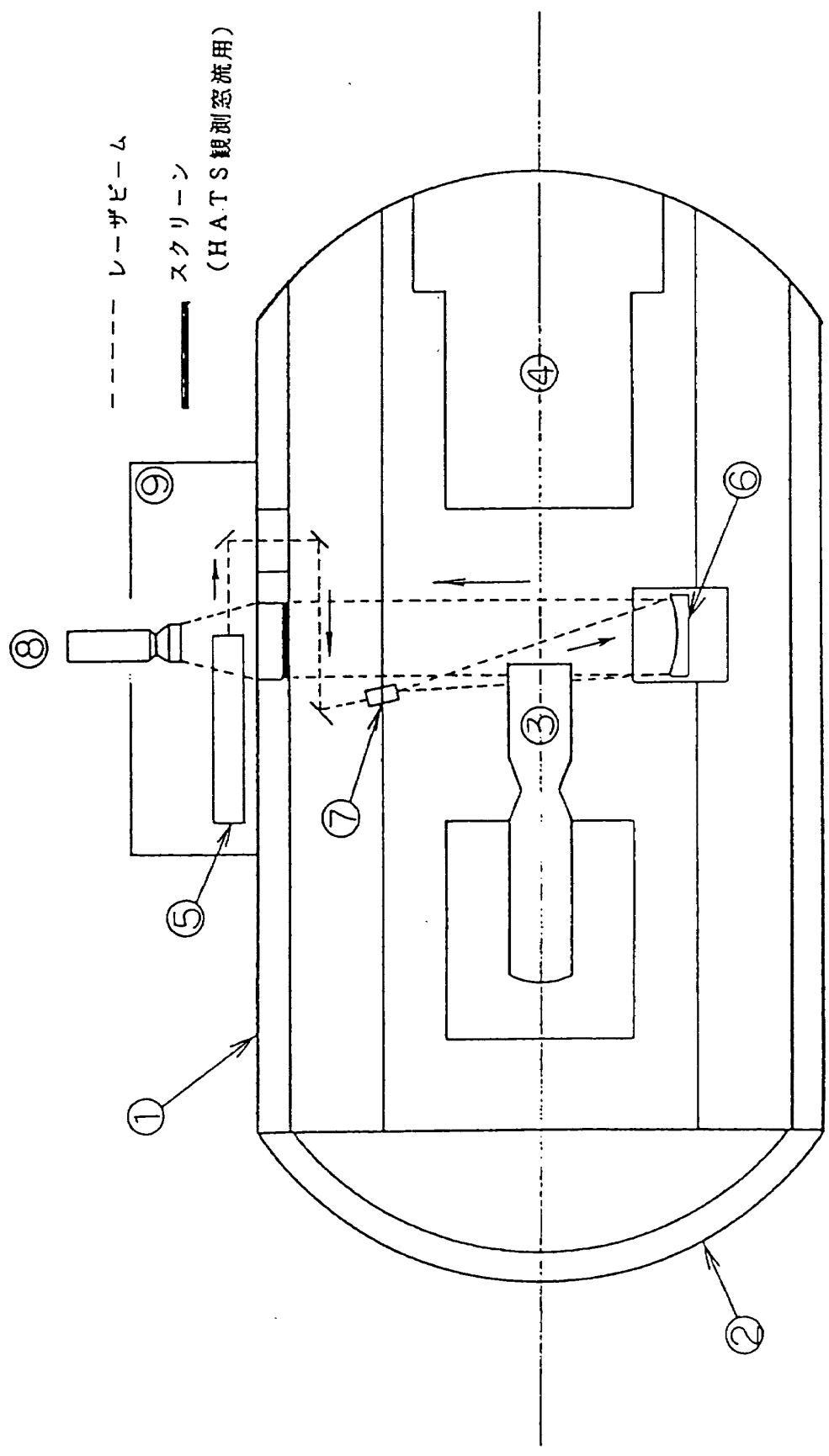


表 A3 反応速度定数と第 3 体効率

REACTIONS				FORWARD K=AT ** -N EXP(-1000B/RT)				
H	+H	=H2	,	A = 6.60000E 17 ,	N = 1.0	,	B = 0.	
H	+OH	=H2O	,	A = 8.40000E 21 ,	N = 2.0	,	B = 0.	
O	+O	=O2	,	A = 1.90000E 13 ,	N = 0.0	,	B = -1.79	
N	+O	=NO	,	A = 6.40000E 16 ,	N = 0.5	,	B = 0.	
N	+N	=N2	,	A = 3.00000E 14 ,	N = 0.	,	B = -.99	
O2	+H	=HO2	,	A = 1.50000E 15 ,	N = 0.0	,	B = -1.0	
N2	+O	=N2O	,	A = 1.40000E 13 ,	N = 0.0	,	B = 20.7	
O	+H	=OH	,	A = 4.00000E 18 ,	N = 1.0	,	B = 0.	
END THR REAX								
O2	+H	=O	+OH ,	A = 2.20000E 14 ,	N = 0.	,	B = 16.8	
H2	+O	=H	+OH ,	A = 1.80000E 10 ,	N = -1.	,	B = 8.9	
H2	+OH	=H2O	+H ,	A = 2.20000E 13 ,	N = 0.	,	B = 5.15	
OH	+OH	=H2O	+O ,	A = 6.30000E 12 ,	N = 0.	,	B = 1.0	
N2	+O	=NO	+N ,	A = 7.60000E 13 ,	N = 0.	,	B = 75.5	
O2	+N	=NO	+O ,	A = 6.40000E 09 ,	N = -1.0	,	B = 6.25	
H	+HO2	=OH	+OH ,	A = 2.50000E 14 ,	N = 0.0	,	B = 1.9	
H	+HO2	=H2	+O2 ,	A = 2.50000E 13 ,	N = 0.0	,	B = 0.7	
NO	+NO	=N2O	+O ,	A = 1.30000E 12 ,	N = 0.0	,	B = 63.8	
N2O	+O	=N2	+O2 ,	A = 1.00000E 14 ,	N = 0.0	,	B = 28.0	
H	+HO2	=H2O	+O ,	A = 2.00000E 13 ,	N = 0.0	,	B = 0.0	
OH	+HO2	=H2O	+O2 ,	A = 6.00000E 12 ,	N = 0.0	,	B = 0.0	
LAST REAX								
THIRD BODY REAX RATE RATIOS								
H	25.	12.5	12.5	10.	10.	1.	1.	12.5
OH	25.	12.5	12.5	10.	10.	1.	1.	12.5
H2	4.	5.	5.	2.	2.	1.	1.	5.
H2O	10.	17.	5.	7.	3.	6.4	1.	5.
N	1.	1.	10.	10.	10.	1.	1.	1.
NO	1.5	3.	4.	1.	1.	0.4	1.	4.
N2	1.5	3.	4.	1.	1.	0.4	1.	4.
O	25.	12.5	12.5	10.	10.	1.	1.	12.5
O2	1.5	6.	11.	1.	1.	0.4	1.	5.
HO2	1.	1.	1.	1.	1.	1.	1.	1.
N2O	1.	1.	1.	1.	1.	1.	1.	1.
AR	1.	1.	1.	0.8	1.	1.	0.3	1.



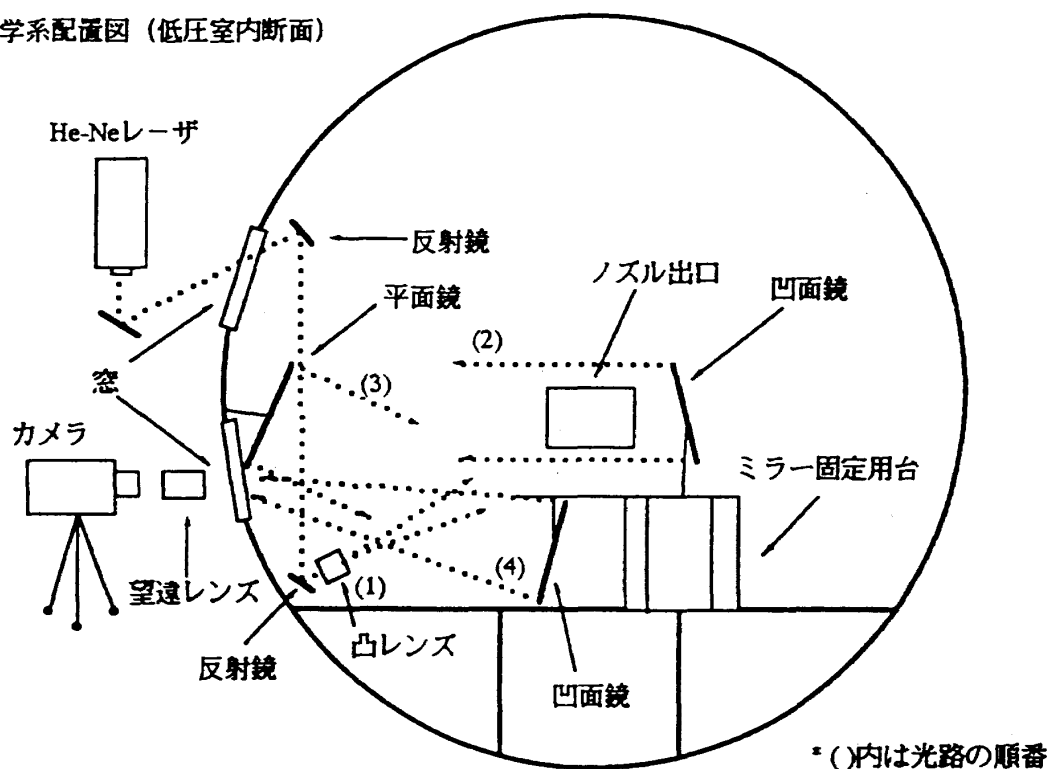
図A1 スクラムジェットノズル壁面における計測点



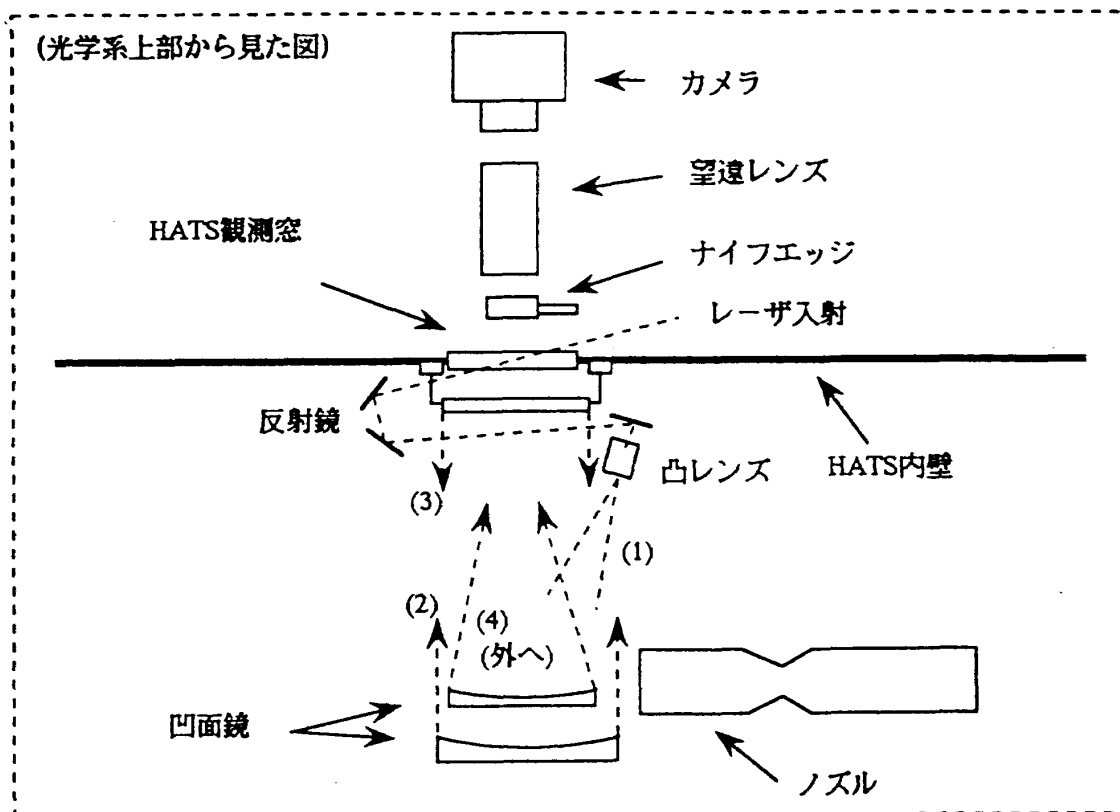
- |          |               |            |
|----------|---------------|------------|
| ① HATS   | ④ ディフューザ      | ⑦ 凸レンズ     |
| ② 鏡板     | ⑤ He-Ne Laser | ⑧ ビデオカメラ   |
| ③ ノズル供試体 | ⑥ 凹面鏡         | ⑨ Laser用架台 |

図A2 シャドウグラフ光学系配置図

光学系配置図（低圧室内断面）



(光学系上部から見た図)



図A3 シュリーレン光学系配置図

## 付 録 文 献

- A1) Nickerson, G.R., Optimized Supersonic Exhaust Nozzles for Hypersonic Propulsion, AIAA/ASME/SAE/ASEE 24th Joint Prop. Conf., AIAA 88-3161 (1988).
- A2) Rao, G.V.R., Exhaust Nozzle Contour for Optimum Thrust, Jet Propulsion, vol. 38, No. 6, pp. 377-382 (1958).
- A3) Sullivan, P.A., Interaction of a Laminar Hypersonic Boundary Layer and a Corner Expansion Wave, AIAA J., vol. 8, No. 4, p. 765 (1970).
- A4) Baysal, O., Englund, W.C., Eleshaky, M.E. and Pittman, J.L., Adaptive Computations of Multispecies Mixing Between Scramjet Nozzle Flows and Hypersonic Freestream, AIAA paper 89-0009 (1989).
- A5) Hung, C.M. and Barth, T., Computation of Hypersonic Flow Through a Narrow Expansion Slot, AIAA J., vol. 18, No. 2, p. 229 (1990).
- A6) Kerr, J.A. & Moss, S.J. (Ed.), Handbook of Bimolecular and Thermolecular Gas Reactions, vol. 1 &, CRC Press, Boca Ranton, Florida (1981).
- A7) Jensen, D.E. & Jones, G.A., Reaction Rate Coefficients for Flame Calculations, Comb. & Flame, 32, pp. 1-34 (1978).
- A8) Smooke, M.D., (Ed.), Reduced Kinetic Mechanisms and Asymptotic Approximations for Methane-Air Flames, Lecture Notes in Physics, 384, Springer-Verlag, 1991.

---

## 航空宇宙技術研究所報告1149号

平成4年4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

---

