

独立行政法人

# 航空宇宙技術研究所報告

TECHNICAL REPORT OF NATIONAL AEROSPACE LABORATORY

TR-1458

## 小型風洞とエンジン補完実験

三 谷 徹 ・ 平 岩 徹 夫 ・ 苅 田 丈 士 ・ 志 村 隆  
富 岡 定 毅 ・ 小 林 完 ・ 泉 川 宗 男 ・ 櫻 中 登

渡 邊 修 一 (航空宇宙技術振興財団)

樽 川 雄 一 (東北大学技術研修生) ・ 河 内 俊 憲 ( " )

北 村 英 二 郎 ( " ) ・ 八 並 知 実 ( " )

2003年4月

独立行政法人 航空宇宙技術研究所

NATIONAL AEROSPACE LABORATORY OF JAPAN

# 目 次

<b>第1章 はじめに</b> (三谷 徹)			
1.1 小型風洞実験の目的	3	4.2 エンジン空気捕獲率測定 (菊田 丈士, 平岩 徹夫)	39
1.2 報告の内容と構成	3	4.2.1 捕獲率装置	
<b>第2章 風洞の構造と運転</b> (三谷 徹)		4.2.2 捕獲流量の校正	
2.1 風洞設備と仕様	5	4.2.3 捕獲流量測定結果	
2.2 風洞のコンポーネント	7	4.3 エンジン模型オイルフロー試験 (平岩 徹夫)	46
2.2.1 蓄熱体加熱器		4.3.1 可視化模型	
2.2.2 高温弁		4.3.2 各マッハ数, 模型の流線とその考察	
2.2.3 M3.4, M5.4およびM6.7ノズル		4.3.3 まとめ	
2.2.4 試験部低圧室		4.4 エンジン抗力と壁圧分布測定 (三谷 徹, 樽川 雄一)	56
2.2.5 ディフューザとエジェクタ		4.4.1 抗力模型	
2.3 常温気流実験	11	4.4.2 M3.4気流中のエンジン抗力	
2.4 高温気流実験	11	4.4.3 壁圧測定と内部流が作る抗力	
2.4.1 風洞運転		4.4.4 抗力試験結果との比較	
2.4.2 風洞作動状態		4.4.5 3分力計測と外部流の影響	
2.5 空気およびLPG使用量	13	4.4.6 M6とM8条件におけるエンジン壁圧	
		4.4.7 まとめ	
<b>第3章 風洞始動とその検定</b>		4.5 エンジン不始動実験 (志村 隆)	67
3.1 自由噴流型風洞の始動 (三谷 徹)	14	4.5.1 実験装置と不始動模擬方法	
3.1.1 背景: RJTFの始動性		4.5.2 不始動と再始動の進行	
3.1.2 始動の定義		4.5.3 M4壁圧分布と不始動限界	
3.1.3 各マッハ数における始動とブレイク		4.5.4 M6壁圧分布と不始動限界	
3.1.4 風洞始動性に関する考察		4.5.5 分離部延長による不始動限界向上	
3.1.5 まとめ		4.5.6 抽気による不始動限界向上	
3.2 風洞とエンジン始動時の変動荷重 (志村 隆)	21	4.6 エンジン内燃料拡散実験 (平岩 徹夫)	71
3.2.1 FMSと供試体		4.6.1 ガス採取トラバースと試験条件	
3.2.2 風洞始動過程		4.6.2 エンジン形態とヘリウム分布	
3.2.3 過大荷重発生機構		4.6.3 RJTFエンジン試験との比較	
3.2.4 過大荷重の評価		4.6.4 まとめ	
3.2.5 FMSの相似則と荷重低減		4.7 ランプ圧縮型インレットの試験 (三谷 徹)	77
3.2.6 始動荷重によるディフューザの損傷		4.7.1 メタン燃料ラムジェット (HYPR計画)	
3.3 風洞の気流検定 (三谷 徹)	25	4.7.2 HYPR1/4縮尺模型	
3.3.1 ノズルコア流の一様性		4.7.3 模型不始動実験	
3.3.2 境界層測定		4.7.4 ランプ圧縮型インレットの性能	
3.3.3 風洞における空気液化		4.7.5 まとめ	
3.3.4 まとめ		<b>第5章 エンジン内部流の1次元解析</b>	
<b>第4章 エンジン試験補完のための実験</b>		5.1 エンジン空力性能 (三谷 徹, 樽川 雄一)	80
4.1 エンジン空力実験 (三谷 徹)	30	5.1.1 目的	
4.1.1 風洞と供試模型		5.1.2 エンジン内の総圧回復率	
4.1.2 エンジン前縁隙間の影響		5.1.3 面積・総温変化と摩擦がある流れの解析解	
4.1.3 M5.4試験における空気液化の影響		5.1.4 エンジン内部流の総圧回復率	
4.1.4 壁圧の無次元化			
4.1.5 高マッハ数における内部流不始動			
4.1.6 境界層遷移とグリット (樽川 雄一)			

5.1.5	まとめ		
5.2	エンジンの燃焼性能 (河内俊憲, 三谷 徹)	91	
5.2.1	はじめに		
5.2.2	解析方法		
5.2.3	燃焼推力性能		
5.2.4	一次元解析には含まれない損失		
5.2.5	正味推力性能		
5.2.6	まとめ		
5.3	RJTF試験における性能達成度 (三谷 徹, 河内 俊憲)	101	
5.3.1	目的		
5.3.2	エンジン試験と理論性能解析		
5.3.3	エンジンにおける損失と達成度の定義		
5.3.4	エンジン性能の比較		
5.3.5	正味および抗力性能の改善		
5.3.6	結論		
<b>第6章</b>	<b>燃焼器要素実験 (富岡 定毅)</b>		
6.1	直結式燃焼器の常温風洞実験	109	
6.1.1	実験装置と計測		
6.1.2	点火前流れ場に関する実験		
6.1.3	点火に及ぼす燃焼器形状の影響		
6.1.4	燃料噴流の挙動に関する実験		
6.2	レーザによる流れ計測	114	
6.2.1	粒子像速度(PIV)計測		
6.2.2	感圧塗料(PSP)計測		
<b>第7章</b>	<b>計測手法の検討</b>		
7.1	ガス採取における化学反応凍結(三谷 徹)	119	
7.1.1	目的		
7.1.2	解析的検討		
7.1.3	数値解析		
7.1.4	プローブ先端部における再加熱		
7.1.5	ラムジェットにおける化学凍結		
7.1.6	採取管の設計		
7.1.7	ガス採取装置とそのシーケンス		
7.1.8	ガス採取レークの焼損		
7.1.9	まとめ		
7.2	単軸および6分力計 (三谷 徹, 志村 隆)	129	
7.2.1	単軸力測定装置		
7.2.2	6分力ロードセル		
7.2.3	6分力校正		
7.2.4	M5.4気流におけるエンジン6分力		
7.2.5	まとめ		
7.3	ピトー圧および静圧プローブ (北村 英二郎, 三谷 徹)	134	
7.3.1	くさび型静圧/ピトー圧プローブ		
7.3.2	4孔静圧プローブと境界層プローブ		
7.3.3	25点ピトー圧/静圧レークプローブ		
7.4	計測における応答性 (三谷 徹)	144	
7.4.1	圧力計測遅れ		
7.4.2	実験結果		
7.4.3	凍結気流による圧力変動		
7.4.4	レーザ計測用トレーサ粒子の追従遅れ		
7.4.5	まとめ		
<b>第8章</b>	<b>まとめ (三谷 徹)</b>	149	
<b>付 録</b>			
<b>A1</b>	<b>マッハ数4から10用のノズルの設計</b> (平岩 徹夫, 小林 完)		
A1.1	マッハ数4および6用ノズル	150	
A1.2	マッハ数8用ノズル	151	
A1.3	模型取り付け治具	154	
A1.4	飛行マッハ数10用コニカルノズル	159	
<b>A2</b>	<b>エジェクタの設計とその性能 (三谷 徹)</b>		
A2.1	エジェクタの基本寸法	165	
A2.2	エジェクタ形状	166	
A2.3	燃焼ガスと冷却水の影響	167	
A2.4	エジェクタ性能の確認	168	
A2.5	まとめ	169	
A2.6	エジェクタ用消音器	170	
A2.7	エジェクタおよびディフューザ設計用 プログラム	172	
<b>A3</b>	<b>小型風洞の運転 (三谷 徹, 平岩 徹夫)</b>		
A3.1	小型SAHへの切り替え	196	
A3.2	常温気流実験	198	
A3.3	小型蓄熱体加熱器の運転	199	
<b>A4</b>	<b>蓄熱体加熱器型風洞での熱損失 (三谷 徹)</b>		
A4.1	K風洞の1273K絶温試験	206	
A4.2	蓄熱作業とLPG消費量	209	
A4.3	バイパス冷却器の必要性	210	
<b>A5</b>	<b>K風洞の整備 (三谷 徹, 富岡 定毅)</b>		
A5.1	第2(K)風洞の目的	212	
A5.2	仕様	212	
A5.3	風洞の配置	213	
A5.4	風洞の構造	215	
A5.5	エジェクタ配管の改修	216	
<b>A6</b>	<b>RJTF運転のノウハウ (三谷 徹)</b>		
A6.1	高温弁事故	220	
A6.2	プラグ・コーティングの剥落	224	
A6.3	蓄熱体加熱器の昇圧速度限界	224	
A6.4	蓄熱体ベッド上下の差圧計測	226	
A6.5	RJTFにおけるディフューザ設計	227	
A6.6	エンジン燃焼と設備の干渉	227	
A6.7	M8燃焼加熱器からの水漏れ	229	
A6.8	燃焼空気におけるH <sub>2</sub> O凝縮	230	

## 小型風洞とエンジン補完実験

三谷 徹, 平岩 徹夫, 菊田 丈士, 志村 隆, 富岡 定毅, 小林 完, 泉川 宗男, 櫻中 登,  
渡邊 修一(航空宇宙技術振興財団), 榊川 雄一, 河内 俊憲, 北村 英二郎, 八並 知実

### SUBSCALE WIND TUNNELS AND SUPPLEMENTAL STUDIES OF SCRAMJET ENGINE TESTS

Tohru Mitani, Tetsuo Hiraiwa, Takeshi Kanda, Takashi Shimura, Sadatake Tomioka, Kan Kobayashi,  
Muneo Izumikawa, Noboru Sakuranaka, Syuichi Watanabe, Yuuichi Tarukawa, Toshinori Kouchi, Eijiro Kitamura,  
Tomomi Yatsunami

The National Aerospace Laboratory, Kakuda Propulsion Laboratory completed the RamJet engine Test Facility (RJTF) and has been carrying out tests using  $H_2$ -fueled scramjet engines and  $CH_4$ -fueled ramjet engines since 1994. A 1/5-subscale wind tunnel of the RJTF (freestream Mach numbers = 3.4, 5.4 and 6.7 at the nozzle exits, 100 mm × 100 mm) was constructed to supplement the engine tests. A special group was formed in the Ramjet Research Division to conduct these studies and to develop new techniques for evaluation of aerodynamic and combustion performances. In this report, details of the subscale wind tunnel and the studies are summarized.

First, the design, calibration of the wind tunnels and transient loads during the wind tunnel start are summarized, then various supplementary studies, i.e., engine alignments, air capture ratios, oil flow on engine internal walls, drag and wall pressure measurements and simulation of engine unstart process are explained. Studies on the mixing process of fuel injected into engines and on the ramp-compression-type inlets for a subsonic combustion ramjet engine are also introduced. A series of combustor experiments using cold flow was conducted to investigate flow structure around the fuel injectors behind backward-facing steps in scramjet combustors.

In the component experiments, optical measurements, such as Particle Image Velocimetry (PIV) and Pressure Sensitive Paint (PSP) methods were applied. Measurement techniques for the RJTF engine tests were also developed in these studies. Freezing criteria of chemical reactions in gas sampling probes, six-force balances and response times in low pressure measurements are reviewed. In the appendix, designs of the M3.4-, M5.4- and M6.7-two dimensional, square, and M8-conical nozzles, an air-driven ejector and a noise suppressor are summarized, as are construction of a new wind tunnel and the heat loss in storage air heaters. Finally, the know-how accumulated during RJTF operations is mentioned.

key words: supersonic wind tunnel, scramjet, measurement

### 概 要

航空宇宙技術研究所・角田推進研究所ではラムジェットエンジン試験設備(RJTF)を完成し、水素を燃料とするスクラムジェットエンジンやメタン燃料ラムジェット(HYPR用)エンジンを試験している。このRJTFのエンジン試験を支援するためにRJTFの1/5縮尺の小型風洞を整備し、ラムジェット推進研究部内に横断的な小型風洞実験班を組織した。小型風洞実験班の目的は2つある。第1は、RJTF試験に関わる問題を解決するためのパイロット試験を実施する事である。第2の目的は、RJTFエンジン試験の補完実験を行う事である。

本報告書では、この小型風洞を用いた全ての研究とノウハウについてまとめた。最初に小型風洞設備の構造について説明し、次に自由噴流型風洞の始動、風洞およびエンジン不始動時の荷重、風洞ノズル検定について述べる。そしてこれまでのエンジン試験を補完する実験、スクラムジェットエンジンにおける空気捕獲率の測定、オイルフロー実験をまとめた。また抗力測定と壁圧分布測定を実施した。これらのデータからエンジン内部流解析が可能となり、エンジン理論燃焼性能を予測した。また、燃焼によるエンジン不始動移行過程を調べる模擬実験や燃料拡散を調べるためのHe噴射実験、亜音速燃焼ラムジェット用ランプ圧縮型インレット性能も試験した。

小型風洞ではエンジン全体の空力測定に加えて超音速燃焼器の要素実験を行い、燃料ジェットと主流との干渉や燃料拡散を調べた。またレーザによるPIVや感圧塗料実験も実施した。計測に関してはRJTFエンジン試験を支援するための

6分力や圧力測定における応答性や、ガス採取プローブでの反応凍結を燃焼模擬空気を用いた超音速風洞で検討した。付録にはノズル設計法と形状データ、小型風洞用エジェクタと消音器の設計、第2(K)風洞の整備、蓄熱体加熱器の蓄熱特性、そして最後にRJTF設備とそのエンジン試験の中で蓄積したノウハウについてまとめた。

## 第1章 はじめに

### 1.1 小型風洞実験の目的

航空宇宙技術研究所・角田推進研究所では1989年より5年をかけてラムジェットエンジン試験設備(RJTF)を完成した<sup>1)</sup>。そして1994年より、水素を燃料とするスクラムジェットエンジンをマッハ(以後、Mと略す)4から8に相当する飛行条件下で、またメタン燃料ラムジェット(HYPR用)エンジンをM5飛行条件下で試験している。試験したスクラムジェットエンジンは、200W×250H×2100Lの寸法で、実機の約1/5縮尺である。これまでM4で1500N、M6で1300N、そしてM8飛行条件下で600Nの推力増分が得られ、エンジン抗力を越える正味推力を観測している<sup>2)</sup>。

このRJTFを運転するには20人近くの人間と多大な費用がかかる。また空気圧縮機や気蓄器、排気設備に用いる蒸気の容量から実験は1日1回、週4回に制限され、その実験頻度は低い。そのため得られたデータの信頼性を調べ、RJTF実験結果をpoint-wiseではなく一般性を持たせるために、パラメタを振った補完実験が不可欠である。そこで、RJTFのパイロット設備として小型エンジン風洞を整備した。そしてエンジン試験法を検討し、その補完実験を進めるために、研究室の枠を越えた小型風洞実験班「special task force」を、ラムジェット推進研究センター内に組織した。

小型風洞実験班の目的は2つある。第1は、RJTF試験に関わる問題を解決するためのパイロット試験を実施する事である。例えばRJTFは、ノズル出口がそのまま試験部となる形の風洞ではなく、いわゆる自由噴流型風洞である。その風洞始動特性、風洞始動圧力比と最小運転圧力(ブレーク)比、については未知な点が多く、RJTF建設の際に模型風洞による先行実験が必要となった。

また風洞始動の際には、供試模型に大きな変動荷重(始動荷重)が働くことが知られている。そのため、RJTFにおいては力測定台(FMS)にクランプ機構を内蔵させ、風洞の起動と停止時に架台を固定するように計画した。しかしそのようなクランプ機構を使用すると、クランプの動作に伴う零点の移動や動作時間等、種々の問題が発生した。このようなRJTF試験で発生した、あるいは遭遇するであろう問題点を洗い出し、予め自由度の高い小型風洞で調べておくことが第1の目的である。

小型風洞実験班の第2の目的は、RJTFエンジン試験の補完実験を行う事である。現在のところ、小型風洞ではエンジン燃焼を模擬することはできない。しかし空力性能を詳細に測定することは可能である。例えば常温の空気を使用し、適当に圧力を調節すれば、小型風洞のレイノルズ数を、RJTFのそれに一致させることができる。またエジェクタを併用すれば、空気総圧を変えることによりレイノルズ数を1桁動かして、エンジンにおけ

る摩擦抗力を検討することも可能であろう。このようにエンジン性能におよぼす境界層吸い込みの影響、エンジンアライメントや気流に対する迎え角の効果等を、壁圧測定やオイルフロー、トレーサによる拡散実験で細かく検討、補足することが第2の目的である。

この小型風洞を用いた研究とRJTFエンジン試験の組み合わせにより、エンジン試験法とその評価技術が確立でき、いずれ課題に上がる実機エンジン性能予測や飛行実験機開発に寄与することができるであろう。

### 1.2 報告の内容と構成

マッハ5を越える風洞においては空気液化を防ぐため空気加熱装置が必要で、大がかりな設備となる。また、特にエンジンを試験する自由噴流型風洞の特性は余り報告されていない。その結果、RJTFの建設や小型風洞整備に際し、過剰な危機や不必要な投資があった。一方で、風洞の定常運用までに多くの予想外の問題に遭遇し、その対応に多大な時間と費用を要した。

本報告書では、これまでの小型風洞を用いた全ての研究とノウハウについてまとめた。その際、なるべく細かなデータや、解釈できていない事象も実験事実として残すよう努めた。また不首尾に終わった実験も記載することとした。結果として記述が冗長となり、また整合がとれない部分も出た。しかし、この方が今後の風洞設計やエンジン性能評価のためには有益と考えた。この方針に則り、本報告書を以下のように配置、構成した。

第2章では、小型風洞設備の仕様と構造、この風洞の各種ノズルと計測機器類等の構成をまとめた。次にM4までの常温空気を用いる通風実験法と、高いマッハ数域での高温空気を用いる実験方法について説明した。章の終わりには空気使用量をまとめた。

第3章では、自由噴流型風洞の始動について、各マッハ数ノズルとディフューザの組み合わせで得られた結果をまとめた。第3.2節では、小型風洞を用いた風洞始動時およびエンジン不始動時の荷重の検討をした。この結果から、RJTFのFMSに装備されたクランプ機構を外せることが分かった。現在では風洞始動時からFMSはフリー状態となっており、エンジン抗力の精度良い測定が可能となった。最後の節では、風洞ノズルのコアマッハ数の検定実験と境界層計測、M5以上で問題となる空気液化について検討した。

第4章の第1節では、RJTFエンジンの1/5縮尺模型を説明し、これまで実施したエンジン試験を補完する実験項目を概説する。その中ではエンジン前縁隙間の影響や、空気液化の模型実験への影響、M8時における模型内部流不始動や、乱流遷移へのグリットの効果をまとめた。

第4.2節には、カウル部からのスビルを伴うスクラムジェットエンジンにおける空気捕獲率の測定とその流量

較正法について、第4.3節ではエンジン内部流を調べるために実施したオイルフロー実験をまとめた。第4.4節では、6分力計で測定したエンジン抗力と模型内圧測定実験について報告する。これらのデータから第5章のエンジン内部流解析が可能となり、エンジン理論燃焼性能の予測ができる。第4.5節ではエンジン模型の後端に閉塞用プラグを設け、燃焼によるエンジン不始動移行過程を調べる実験をまとめた。

第4.6節ではエンジン内部での燃料拡散を調べるために、1/5縮尺模型の燃焼器部からHeを噴射し、エンジン流れ方向の3断面でその混合進行を測定した結果を報告する。RJTFでは、水素を燃料とする超音速燃焼のスクラムジェットに加え、メタンを燃料とする亜音速燃焼ラムジェット(HYPRプロジェクト)も試験している。第4.7節ではそのプロジェクトの一環として実施したランプ圧縮型インレットの模型実験をまとめた。

第5章では、抗力測定(第4.4節)の結果を包括した、1次元解析によるエンジン内部性能見積り法を説明する。第5.1節の解析では、燃焼がない場合(気流状態)のエンジン内総圧損失を見積もる。その結果から燃焼器入り口空気状態が決定でき、第5.2節で反応コードを用いてスクラムジェットエンジンの理論性能とエンジンに外部ノズルを装着した時の性能増分を見積もる。5.1節と5.2節を用いて評価した、RJTFエンジン試験における推力、正味推力、および抗力性能に関する達成度を第5.3節にまとめた。

これまでの章ではエンジン全体の空力特性を主眼としてきたが、第6章では燃焼器の要素試験についてまとめた。この風洞では水素を供給する燃焼実験は不可能なので、常温空気を用いてM2.5超音速燃焼器の空力実験を主に行った。その中で実施したテーマには、燃料ジェットと主流との干渉問題、その可視化実験、燃料拡散を調べるガス採取実験等がある。また粒子像速度計(PIV)や感圧塗料(PSP)によるレーザ計測を試みているので報告する。

第7章には、エンジン風洞に特有な計測上の課題を整理した。その中には、燃焼性能測定におけるガス採取プローブでの反応凍結問題(第7.1節)、エンジン模型抗力測定を目的とした6分力ロードセルと較正法(第7.2節)を説明する。第7.3節では、ガス採取管との併用を企画したピトー圧および静圧プローブの測定精度について説明する。その中では、25点静圧/ピトー圧レークプローブの設計やそれによる模型出口流路の測定(最小空間刻み2mm)からの空気捕獲率の見積もりや、運動量収支による抗力見積もりも紹介する。そして第7.4節では圧力測定における応答性、レーザ計測に用いるトレーサ粒子の超音速流中での追従性、粒径分布測定法をまとめた。

付録A1には風洞用2次元ノズル設計法とその内部形状詳細データをまとめた。その最終節には、最近CFDを

用いて設計製作した、飛行マッハ数10相当の出口マッハ数8.1のコニカルノズルの設計法と特性をまとめた。小型風洞用エジェクタの設計法とその性能は付録A2に記載した。最後に、エジェクタとディフューザ性能予測コードを添付した。空気を最大15kg/s流すエジェクタは120dBの騒音を発生する。そこで箱形の消音器を設置した。付録A2の終わりにはその消音器の構造とそれによる騒音低減効果についてまとめた。また付録A3に小型風洞運転の作業とそのチェックリストを載せた。

本小型風洞用の蓄熱体加熱器は、コアドブリック型のため直径0.95m、高さ7mの細長い形状を有している。結果として蓄熱体側壁への熱損失が大きい。付録A4では、蓄熱体と風洞各部の空気温度の計測データをまとめ、1000Kの空気総温を得るために必要な熱損失の見積もり方法と風洞運転法を検討した。

本稿で説明してきた風洞(P風洞と呼ぶ)では、空気加熱温度が1000K以下で水素の自発着火温度に達しないため、超音速風洞内での燃焼実験は不可能であった。そこで、蓄熱体加熱器のみで水素着火が可能で燃焼実験ができる第2(K)風洞を整備している。付録A5ではこのK風洞についてまとめた。この風洞は特に将来のレーザ計測等に対応できるよう、5m×10mの広い計測エリアと背圧制御可能なエジェクタを装備している。

付録の最後(A6)にRJTF設備とそのエンジンの中で得たノウハウについてまとめた。そこでは1998年9月に発生した高温弁焼損事故とその改修、高温弁なしの風洞システムに関する検討、その他の主な不具合事例、超音速風洞内での燃焼実験に伴う風洞干渉、また燃焼加熱空気におけるH<sub>2</sub>O凝縮等について整理した。

## 第1章の文献

- 1) 宮島博ほか25名、ラムジェットエンジン試験設備の建設、航空宇宙技術研究所報告、TR1347、1998。
- 2) Yatsuyanagi, N., Chinzal, N., Mitani, T., Wakamatsu, Y., Masuya, G., Iwagami, S., Endo, M. and Hanus, G., Ramjet Engine Test Facility (RJTF) in NAL-KRC, Japan, AIAA 98-1511, April, 1998
- 3) Chinzal, N., Mitani, T. and Yatsuyanagi, Y., Curran, E. T. and Murthy, S. N. B., Ed., *Progress in Astronautics and Aeronautics*, vol. 189, AIAA Publication, pp159-222, 2001.
- 4) Chinzal, N., "Research Activities on Scramjets at NAK-KRC in Japan, the 15th International Symposium on AirBreathing Engines, 2001-1075, Bangalore, India, Sep. 2-7,2001

## 第2章 風洞の構造と運転

### 2.1 風洞設備と仕様

小型風洞はRJTF試験棟に隣接した小型基礎実験室に設置されている。図2.1.1にはRJTF設備建屋とその気蓄器を示す。小型風洞は気蓄器室と写真右端の水素トレーラ室の間に設置されており、空気およびLPG供給はRJTFと共用になっている。小型風洞の空気供給系統図を図2.1.2に示す。実験にはRJTF設備の4段圧縮機(標準状態で $600\text{m}^3/\text{Hr}$ 、 $211\text{kW}$ )で製造した $23\text{MPa}$ の高圧空気を、エジェクタ室南側の2本のair tank(総容量 $26\text{m}^3$ 、 $23\text{MPa}$ )に蓄えて用いる。その空気はエジェクタ系と風洞系の2系統にわかれる。風洞系には蓄熱体と高温弁(810弁)を経由する高温空気系と、温度調整弁108を経由しバイパス空気混合器(mixer)を経由する常温空気供給系がある。また高圧空気は蓄熱体のバーナドーム部の燃焼ガスバージ系(062弁経由)や輻射温度計用窓の保護用(036弁経由)にも用いられる。

小型蓄熱体加熱器用のLPG供給と空気ブローア、および冷却水系は、RJTF設備と共用している。またLPGに関しては、供給装置内の流量オリフィスを交換することによりRJTFバーナと小型蓄熱体バーナを切り替えている。蓄熱体昇温時には、バイパス冷却器の下流の切り替え弁(014弁)と蓄熱体底部から排気スタックに繋がる切り替え弁(008弁)経由の流路を用いて、蓄熱体を加熱する。通風する際には、それらの上流にある保圧弁(015弁と007弁)、およびブローア系とLPG供給系を閉じることに



Fig. 2.1.1 The two air storage tanks in the RJTF ( $23\text{MPa}$ ;  $13\text{m}^3 \times 2$  tanks).

より蓄熱体加熱器の加圧ができる。

蓄熱体加熱器から出た高温空気は、その下流の高温弁を通り、そこで水平方向に直角に曲げられる。空気流はバイパス空気混合器と、全長 $1.2\text{m}$ の整流部を流れ試験部に導かれる。エンジン空力実験の場合には低圧室を用い、ノズル流は試験室内で自由噴流となる。燃焼器要素実験には、燃焼器供試部をノズルに直結する直結型形態で試験をする。

高いマッハ数での実験には、空気流を排気するエジェクタが必要である。その空気エジェクタ部は細長いディフューザ室にあり、屋外の東に向かって排気する。エジェクタの騒音を下げると、エジェクタ出口に箱形消音

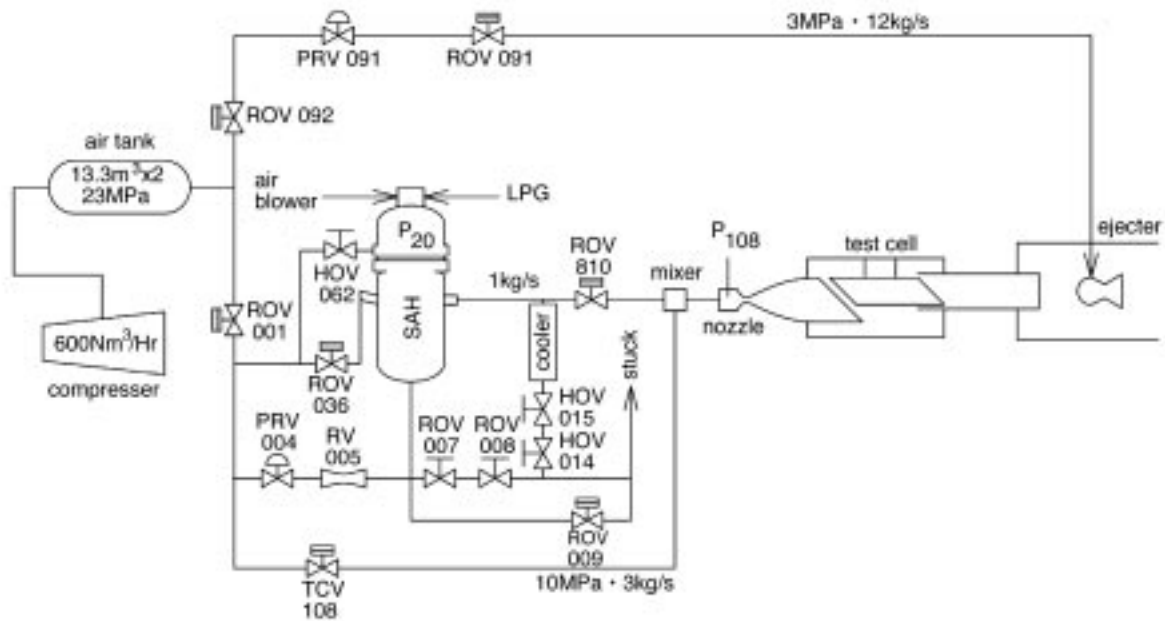


Fig. 2.1.2 The subscale wind tunnel to support the RJTF engine testing.



器を用いる。エジェクタと消音器については付録A2で詳しく述べる。

現在保有している主な風洞設備と仕様は以下のとおりである。

#### A. 風洞作動流体：

空力試験時：

最大ノズル総圧：10MPa

空気総温：常温から1000K

常温時の持続時間：エジェクタなしで600秒、エジェクタ併用時で150秒

高温時の持続時間：エジェクタなしで200秒、エジェクタ併用時で150秒

代表レイノルズ数

$6 \times 10^7 / \text{m} (\text{M}3.4, 300\text{K}-1\text{MPa})$

$3.5 \times 10^7 / \text{m} (\text{M}6.7, 600\text{K}-6\text{MPa})$

#### B. ノズル(出口コア部でのマッハ数)：

##### a. 空力試験用：

1) M3.4-2次元ノズル：スロート14.9mmH×102mmW, ノズル出口寸法102×105mm正方形  
(淀み条件300K-1MPaで空気流量3.5kg/s)

2a) M4.1-2次元ノズル：スロート9.45mmH×100mmW, ノズル出口寸法100×105mm矩形  
(淀み条件300K-1MPaで空気流量2.2kg/s)

2b) M4.1-軸対称ノズル：スロート直径34.8mm, ノズル出口寸法119mm直径  
(淀み条件300K-1MPaで空気流量2.2kg/s)

3) M5.4：スロート2.41mmH×102mmW, ノズル出口寸法105×105mm正方形  
(淀み条件600K-4MPaで空気流量1.6kg/s)

4) M6.7：スロート1.07mmH×100mmW, ノズル出口寸法100×100mm正方形  
(淀み条件600K-6MPaで空気流量1.1kg/s)

5) M6.7からM8.5コニカルノズル：ノズル出口直径120mm, 半頂角6°, スロート交換型

##### b. 燃焼要素試験用(ラムシステム研の備品)：

1) M1.7超音速燃焼器  
ノズル出口寸法20.5×94.3mm  
(ノズルスロート寸法20.5×69.8mm)

2) M2.5超音速燃焼器  
ノズル出口寸法20.5×94.3mm  
(ノズルスロート寸法20.5×32.0mm)

ノズル出口寸法32.0×147.3mm  
(ノズルスロート寸法32.0×50.0mm)

ノズル出口寸法51.0×94.3mm  
(ノズルスロート寸法51.0×32.0mm)

3) M3.5超音速燃焼器

ノズル出口寸法32.0×147.3mm

(ノズルスロート寸法32.0×15.8mm)

#### C. 試験部低圧室：

300mmW×300mmH×470mmLの低圧室

500mmW×560mmH×1000mmLの低圧室

610mmW×900mmH×1060mmLの低圧室

#### D. エンジン空気補養率測定装置

#### E. ディフューザ：

1) 内径120mm×0.9m長の直管型

2) 内径151mm×0.9m長の直管型

3) 内側寸法188mm角×2m(最大)の直管  
(厚板挿入により、ダクト面積可変)

#### F. エジェクタ：

空気流量：12kg/s(設計ノズル流量2kg/s)

(ディフューザ効果なしで最低7kPa。ディフューザ効果を併用して約1kPaまで任意圧力に減圧可能)

#### G. 箱形消音器

#### H. 供試模型

##### a. スクラムジェットエンジン模型

1) 壁圧測定用模型(測定点：150点)

2) 可視化用アクリル模型

3) 抗力測定用模型：

4) エンジン不始動模擬用模型

5) エンジン内燃料拡散実験用模型

6) 壁圧・抗力同時測定用模型

##### b. HYPRインレット性能測定用模型

#### I. 計測装置

a) ドップラ流速計

b) 空気流量校正装置

c) 単軸抗力測定台と校正装置

d) 6分力測定装置と同校正装置

e) 機械式圧カスキャナ(48CH×4台)

f) ガス採取装置(12CH×3台)

g) 高速ガスクロマトグラフ(2台：内1台はラムシステム研)

h) ガス採取用自動トラバース

i) 模型移動用トラバース

j) シャドーおよびシュリーレン装置

k) 高速電子走査型圧力計 (64CH\*2台)

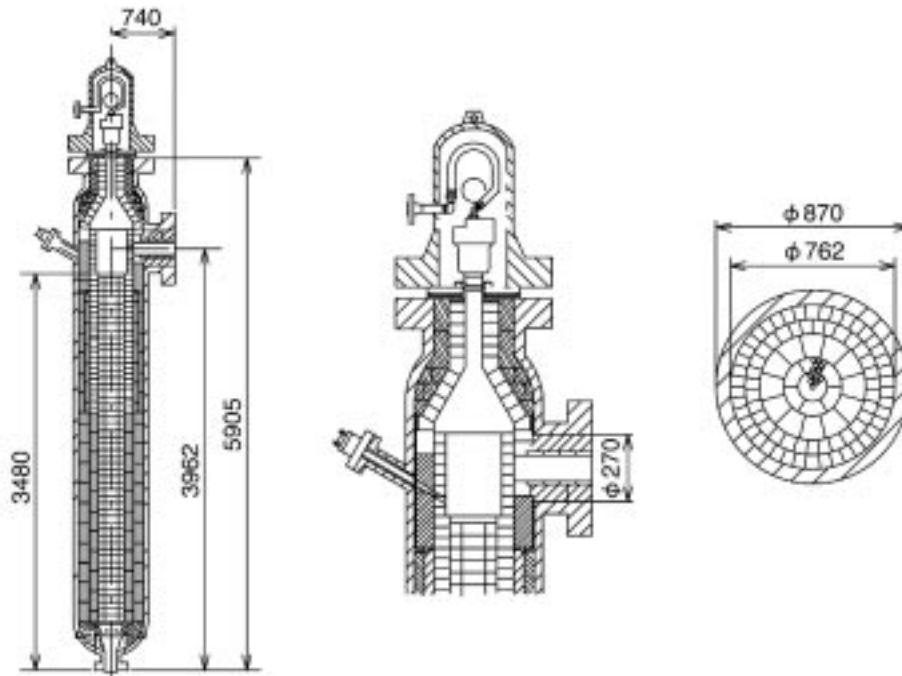


Fig. 2.2.1 Storage air heater and the LPG burner section.

## 2.2 風洞のコンポーネント

### 2.2.1 蓄熱体加熱器

蓄熱体加熱器の詳細を図2.2.1に示す。蓄熱体加熱器は内径762mm、外径845mm、上部フランジまでの高さ5905mmの鋼製圧力容器からなっている。その容器は、基礎実験室の深さ6mのピットに据え付けられている。その底部の火格子の上に、高さ3480mmまで直径300mm(半径方向3層)の蓄熱体を積み上げている。この蓄熱体は、米国Norton社製の高密度・高純度アルミナ

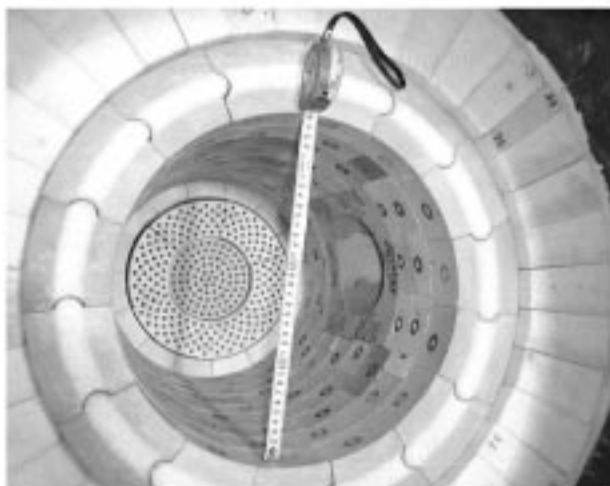


Fig. 2.2.2 The cored-brick in the storage heater looked down from the burner frange.

でできた「コアド・ブリック」と呼ばれる特殊煉瓦<sup>①</sup>である。その周りに2層の耐熱煉瓦を積み上げ、高压容器から断熱している。このコアドブリック蓄熱体はRJTFと同様に気流中の粉塵濃度を下げ、蓄熱層の浮き上がりを避けるために選んだ。

火格子板には直径7mm、総計343個の上下に貫通した穴があり、コアドブリックの穴と繋がっている。その穴を通して、蓄熱時には蓄熱体加熱器の上部に設置されているLPGバーナからの高温燃焼ガスが上から下へ、風洞運転時には空気は下から上に流れ、熱交換を行う。

図2.2.2にコアドブリック最上段部を、LPGバーナドームのフランジから見た写真を示す。左側に煉炭状に見えるのが直径298.4mmのコアドブリック面で、その周りには3層からなる全厚さで231mmの断熱煉瓦が配置されている。コアドブリック層の上(写真中央)には燃焼ガスで満たされる輻射加熱用(直径355.5mm、高さ600mm)の空間がある。その部分は2層の煉瓦で断熱されている。その途中から(写真の右側)高温空気出口ポートが右に伸びている。内径270mmのこのポートに断熱煉瓦を貼り、最終的には内径70mmの高温空気出口孔が高温弁に接続される。

図2.2.1の右側にLPGバーナとその下の蓄熱体加熱器ドーム部の構造を示す。バーナは米国North American社製で、最大LPG流量35kg/Hrのものである。蓄熱時にはバーナを高温から保護するため、プロア(13.5kW)か

<sup>①</sup> 現在は品川白煉瓦で国産されている

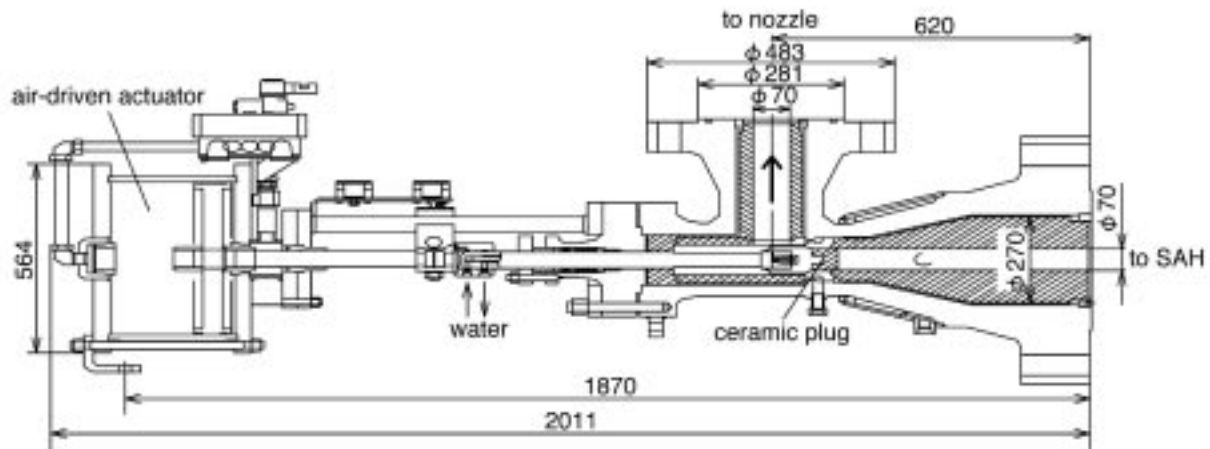


Fig. 2.2.3 The hot valve to control the 1200K-10MPa air.

らの低圧空気がバーナキャップ部にバージされる。通風時にはLPGとプロア空気系は閉鎖され、バーナキャップには高圧空気がバージされる。またバーナ本体を蓄熱体ドーム部からの輻射加熱から守るために、バーナ部と蓄熱体の間には燃焼ガス流路開口部(直径108mm)を有する水冷盤を設置している。図の左側の突起は輻射温度計で、蓄熱体全体の温度が上り、熱膨張により蓄熱体ベッドの上端が上昇すると、蓄熱体中心のコアドブリック表面温度を指示する。

加熱空気は地面上1m(下部フランジから4851mm)に中心軸を持つ蓄熱体出口(金物内径270mm、流路内径70mm)より水平方向に流出する。風洞通風時には、高温空気はその下流の高温弁、風洞ノズルへと流れる。高温弁の直上流には、蓄熱体上部だけを加熱する加熱モード(バイパス加熱モード)時に用いるリヒートバイパス冷却器への分岐が設けられている。バイパス加熱モード時には、この冷却器で高温燃焼ガスを冷却し、排気スタックに導く。

### 2.2.2 高温弁

高温弁(岸本特殊バルブ社製-神戸製鋼所納入)を図2.2.3に、その蓄熱体への取り付け状況を図2.2.4に示す。図2.2.4は、実験室を天井側から撮影した配置図である。左下に蓄熱体加熱器の上部(LPGバーナ部は図左に隠れている)、中央部にはリヒートバイパス冷却器の一部が見られる。高温弁は右端で、右端には空気で作動するピストン部がある。そこで高温気流は図の上方に向きを変えて低圧室に流れる。高温弁直下流には常温空気供給用と調温用のバイパス空気混合器がある。その下流には1.2mの高温ダクトがあり、ノズル整流部に高温空気を供給する。

図2.2.3の高温弁の弁体寸法は蓄熱体方向に2011mm、吐出側である低圧室側に800mmのL型をし

た直径70mmのプラグ径を有する直交弁である。図は高温弁を上から見た状態で、空気流は右から入り、図の上側に流れる。弁体はSFVAF228製でシート面にはステライト#6を溶着、摺り合わせがなされている。その弁体を蓄熱時の燃焼ガスから保護するために、アルミナ製のキャップが6mm直径のテーパピンで固定されている。高温実験において、このキャップがピン部から割れ、弁体から脱落して風洞ノズル側に吹き飛ばされる不具合があった。風洞ノズル交換時に、セラミックキャップの点検が必要である。

高温弁の熱設計は、流体最高温度が1200℃、最高使用圧力10MPa、最大流量2kg/s(空気温度1000K-1MPa)で設計した。図2.2.3に示す高温弁右端は外径406mmの蓄熱体加熱器出口につながる。材質は鋼(SCPH32)で、その内壁には蓄熱体側で厚さ100mm、風洞側で厚さ30mmのアルミナ製断熱セラミック管が内張りしてある。右から1/3にある弁プラグの材質は鋼(SCPH32)



Fig. 2.2.4 A bird-eye's view of the SAH, the hot train, the hot valve and the bypass air mixer from the left.

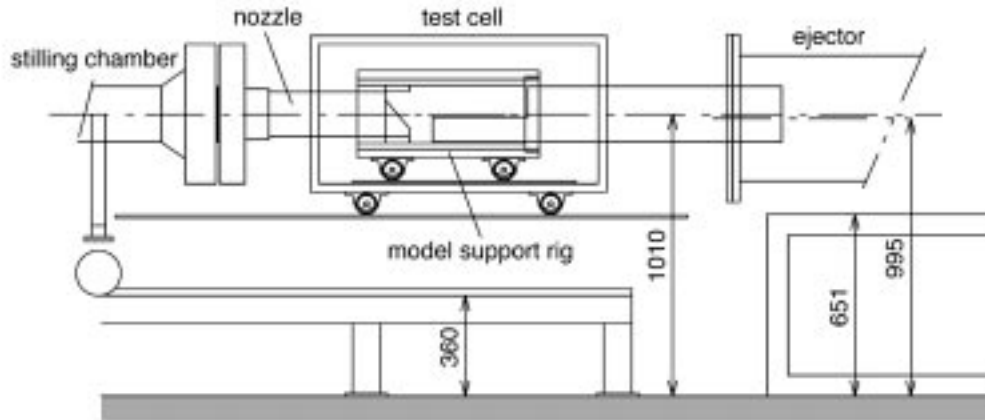


Fig. 2.2.5 The arrangement of nozzle, test cell, model support rig and diffuser to ejector.

で、中空のプラグ内壁は水圧0.5MPaの冷却水で冷やされている。図の左側1/2はプラグを動かすための空圧モータ部である。

高温弁の設計に際しては蓄熱体加熱時を想定し、高温弁閉状態での長時間加熱状態(1850℃-0.1MPa)を2次元熱伝導の定常問題として、高温弁各部の温度を推定した。また風洞通風時の温度変化は、弁閉状態で1200℃-10MPaの空気が80秒間流れた時の最高温度を、非定常問題として2次元の有限要素法で計算した。その結果、長時間加熱時でも弁体の最高温度は240℃、また通風時では弁座水冷部内側の温度は125℃まで上昇することが分かった。しかしそれらの値は弁体の設計最高温度400℃を下回り、十分仕様を満足することを確認した<sup>31</sup>。

高温弁前後に大きな差圧があると、弁の開閉時に局所的に熱流束が高くなる。これを避けるために、高温弁操作の前に高温弁の下流にあるバイパス空気混合器から多量の空気を供給し、下流側圧力と上流側圧力とを0.1MPa以下の差圧になるまで均圧させた後、弁の開閉動作に入る。高温弁の駆動は500mm直径ピストンの空圧モータ(作動圧：0.4MPa)で行う。弁のストロークは160mmでその作動時間は約3秒である。

高温弁の下流420mmに高温弁の背圧加圧を行うためのバイパス空気混合器を設けた。この混合器では2方向から常温空気が供給され、内部のマニホールドを介した後半径方向に8個の穴から空気を吹き込む構造になっている。なおM5以下での常温空気による風洞実験においては、高温弁を閉じてこのバイパス空気混合器から空気を供給する。

この混合器の下流(インコネル管により2重にして断熱性能を高めた)に1.2mの整流部を設け、空気の混合と直

<sup>32</sup> なお、小型風洞(およびRJTF)では、この高温弁出口までが高圧ガス規制の対象範囲である。したがって、毎年8月に実施する定期自主検査の際には、風洞周りの安全弁や指示計の点検を行い、最後に蓄熱体加熱器の気密検査をしている。

交弁による2次流れの減衰を図った。そのフランジに各種ノズルを取り付ける。

### 2.2.3 M3.4, M5.4およびM6.7ノズル

飛行条件でM4(インレット入り口でM3.4)とM6(M5.4)ノズルについては、2次元のRJTFノズルをそのまま1/5に縮尺した。しかしRJTFでM8飛行条件を作るM6.7ノズルは、ノズルのすべての断面で正方形の3次元ノズルである。またRJTFでは蓄熱体で予熱した後に燃焼加熱するために、気流中に27%の $H_2O$ を含む。そのため、開口比は246と高い。他方、純粋空気をを用いた場合には開口比85.8でM6.7気流は得られる。そこで小型M6.7ノズルは2次元とし、気流比熱比1.4について、特性曲線法で非粘性コア部の形状を決定し、境界層補正を加えてノズル形状を決定した。その結果、出口が100mm正方のM6.7ノズルのスロート高さは1.07mmと小さくなった。

いずれのノズル形状も、最後に2次元オイラコードによりノズル出口コア気流の一様性を確認した。RJTFノズルの超音速部はかなり急激な収縮部となっているが、小型風洞ノズルでは150mmから200mmの整流部を設けた。ノズルはその外形がすべて150mm正方形となるように製作し、低圧槽に結合される。

使用できる超音速ノズルの設計と流路形状の詳細については付録A1を参照されたい。

### 2.2.4 試験部低圧室

低圧槽は現在3種類あり、300mm正方形×600mm長さの小型低圧室は捕獲流量測定用に、幅0.5m、高さ0.56m、長さ1mの中型低圧室は始動可視化実験、6分力測定と燃料混合拡散実験に使っている。大型の0.61m×0.9m×1.06mの低圧室は、低圧室に模型移動用のトラバース装置を収納することを目的に製作した。図2.2.5に中型低圧室とその中のディフューザ支持部、エジェクタとの取り付け状況を示す。この中型と大型低圧室は、ノ

ズル/模型/ディフューザ間のアライメントの調整を容易にするために製作した。これらの試験室により、内部に6分力計等を収納でき、また模型後端にトラバースや、ノズル開口面積制御用駆動装置を組み込んだ供試体を設置できるようになった。

作業性を考慮して本体は硬質アルミニウムとし、両側板がノズル側(図の左側)にスライドするようになっている。低圧室内にはレールに載った模型保持台があり、それとノズルの間のアライメントを管理するようにした。ディフューザの上流端はその模型保持台後端部に挿入される。なお、ノズル気流とディフューザのアライメントについて、それらの軸をずらしたり、また角度をずらした実験を行ったが、始動性にあまり影響しなかった。

側板には直径220mmの光学測定窓が2対設けられている。また上面には220mm直径の開口板が3箇所あり、他にも模型からの圧力導管や信号ケーブルを通すための40mmから50mmの貫通孔が5箇所ある。圧力導管はテフロンチューブを用い、ゴム栓用ポーラで直径20-30mm程度の穴を開けたゴム栓(ナイフで一ヶ所に切れ目を入れる)に50本程のチューブを通すことにより簡単に圧力センサまで導いている。M5.4通風実験までは低圧室の気密はそれほど問題にならない。しかしM6.7実験で低圧室圧が2kPa以下まで減圧されるようになると、低圧室のディフューザ貫通部、ノズルとの接続部、そして計測のための貫通部からの漏れにより、低圧室真空度が低下する。その際には、ガムテープにより容易に気密は改善できる。

図2.2.6に低圧室とM3.4ノズルの取り付け状況を下流側から示す。低圧室は上部ふたを開放し、右側の側板を上流側にスライドしている。低圧室には模型とノズルのアライメントを取るための矩形枠金具(スライド可能)を据え付け、それに模型が搭載される。模型を搭載後、枠金具と風洞ノズルが4本の固定ボルトで結合される。その詳細は付録A1にまとめた。

### 2.2.5 ディフューザとエジェクタ

低圧槽の下流には、内径130mmまたは150mm、長さ2mの直管式、あるいは188角断面で長さ2mのディフューザを取り付ける。188角のディフューザには20mm厚の流路断面積調整用のアルミ板が用意されており、風洞始動性を調整する。

ディフューザの下流端は、空気駆動のエジェクタと消音器に接続されている。図2.2.7に下流から見た消音器とエジェクタを示す。エジェクタは、出口端圧力(エジェクタ吸い込み圧)をノズル側からの流量がない場合(無負荷時)で8kPa、ノズル側流量が3kg/s時でも低圧室圧を30kPa以下に保つ排気能力を有する。エジェクタの空気消費量は12kg/s(駆動圧力は2.8MPa)である。エジェクタ吸い込み圧力は、駆動圧力を変化させることにより



Fig. 2.2.6 A test cell, the model support and the M3.4 nozzle.

自由に制御でき、低圧室内の自由噴流を変化させることができる。

気蓄器圧が22MPaから9MPaまでは、エジェクタ駆動圧はプリセット値を保持できる。しかし気蓄器圧がそれ以下になれば、駆動圧は設定値を保持することができなくなり、エジェクタ吸い込み性能は低下する。そのため、エジェクタが風洞運転時間を規定する。エジェクタの下流には消音器が設置され、実験場付近の騒音を110ホンから90ホン以下に減衰させている。これらの詳細については付録A2を参照されたい。



Fig. 2.2.7 The silencer, the air ejector from the left.

## 2.3 常温気流実験

空気を加熱しない常温空気を使用する実験は、図2.1.2の、108弁経由のバイパス空気混合器への供給ラインを用いる。その流量を制御する流量弁は108弁である。実験前にその初期開度と開速度を設定しておく。風洞を起動すると同時に、弁はその設定開度まで開き、以後手動の弁開ボタンを押せば設定速度で開度が大きく、また弁閉ボタンを押せば、開度は小さくなる。

エジェクタを併用する実験では、まず最初にエジェクタを運転して低圧室圧が定常になったことを確認してから風洞ノズル側に空気を供給する。これは、エジェクタにとっての2次空気(風洞空気)なしの状態でのエジェクタ性能をモニタするためである。その後風洞側に空気を供給し、風洞実験を行う。風洞実験を終了し、ノズルへの空気供給を停止した後エジェクタを止める。これは、始動荷重を軽減するためのシーケンスである。

図2.3.1にM3.4通風実験の実験例を示す。このエンジン抗力測定実験では、計測開始後4秒に常温空気の供給を開始。初期開度16%によりノズル総圧は一旦0.6MPaで平衡し、その後操作員が昇圧ボタンを押す。開速度3%/秒の開度により10秒かけて1.9MPaまで圧力を上げた。その後25秒までノズル総圧を定常に保った後、減圧操作により37秒時に0.4MPaまで圧力を下げた。

図の下側には風洞各部の静圧の変化を示す。ノズル総圧の上昇に伴うディフューザ効果により、低圧室圧は徐々に低下していく。この実験ではノズル総圧が1.2MPaに達した13秒の時点から気流がノズル全流路を満たして流れ、ノズル静圧は総圧と比例関係となる。これを「ノズル流始動」と呼ぶ。ノズル総圧をさらに上げていくと、低圧室圧はさらに下がり、18秒の時点より低圧室圧が総圧と比例するようになる。これが厳密な意味での風洞始動で、本論文では「低圧室始動」とよんでいる。「ノズル流始動」と「低圧室始動」。そして模型周りの気流の始動の関係と定義については第3.1節を参照されたい。ディフューザ背圧はこの実験では大気圧であるので、この実験形態での始動圧力比は18となる。低圧室圧は16kPaまで低下した。

次に総圧を下げていくと風洞は26秒の時点でブレイクし、低圧室は上昇している。ブレイク圧比は始動圧比と同じく18程度であった。模型周りの超音速気流はその圧力比以下でも成立した。ノズル出口圧力と総圧との比例関係より、ノズル流は圧力比13程度まで始動している。

## 2.4 高温気流実験

### 2.4.1 風洞運転

高温弁の開閉の際の弁体の過熱を避けるためには、そ

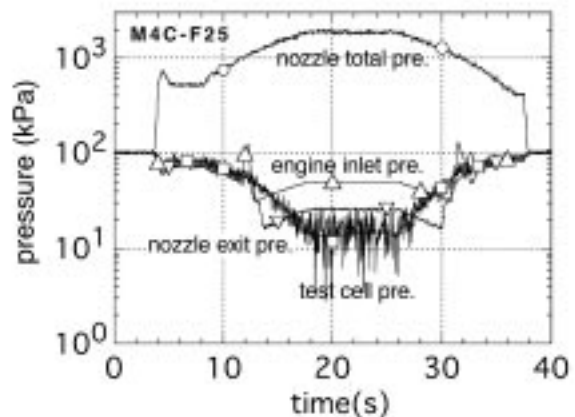


Fig. 2.3.1 Mach 3.4 wind tunnel operation using cold air.

の上下流側圧力を均圧させなければならない。これには、高温弁下流のバイパス空気混合器から常温空気を108P弁を介して供給し、時間と共に下流圧を上げていく。そのため通風準備段階に、TCV108弁の初期開度とその後の開速度を入力しておく。また、高温弁が開となった後の蓄熱体加熱器への空気供給量を決定しているのは、空気供給系のチョークドベンチュリRV005Pの上流圧である。そこで通風直前作業として、圧力制御弁004の第2開度時ドーム圧が規定値(設定ノズル総圧-0.3MPa)になっていることを確認する。

蓄熱体加熱を始める前に、操作補助員が蓄熱体バーナドーム内部を常温空気でバージするため、ドームバージ弁062を開ける。さらに蓄熱体の放射温度計用の覗き窓保護用高圧空気バージ036弁を開とする。その後、制御盤から蓄熱体脱圧弁009を開けると制御盤上に起動条件(2)成立を示すランプが点灯し、蓄熱体加熱器の昇圧が可能となる。

操作盤で004昇圧スイッチを押して、蓄熱体圧力を0.4MPa程度まで昇圧する。これにより「起動可」のランプが点滅する。補助員は062弁を開にしたまま、062弁の横にある確認スイッチを閉にして待避する。この操作により、補助員はバージ操作が完了し待避したことを制御員に連絡できる。これにより制御盤では、風洞起動可のランプが連続点灯に変わる。制御員はそれを確認した後、004昇圧/減圧ボタンを操作して目的ノズル総圧+0.15MPaに004ドーム圧を設定する。この操作により蓄熱体圧力はその設定圧に向かって昇圧して行く。これ以後は時間との競争で、半自動運転となる。

蓄熱体圧020圧が風洞ノズル設定圧より約1.5MPa低い時点(M6.7では5.5MPa時)に操作員は計測担当者に「計測開始」を指示する。020圧が実験指示書で指示された値に達した時点でエジェクタを起動する。エジェクタが定常運転に達したことを音で確認した後、風洞起動

ボタンを押す。

以後以下の制御が自動で走る。

- TCV108が開となり、背圧加圧。
- 均圧条件により高温弁が開く。
- 高温弁開信号で104弁が第2設定値に動く。
- 定常運転

即ち風洞起動ボタンをONにすると、108弁が初期設定開度(M8で通常15%)まで開き、さらに設定された開速度(M8で1%)で開いて行く。その結果、ノズル総圧は常温空気供給により時間と共に上昇する。蓄熱体圧力(PE020)とノズル総圧(PE108)の2個の圧力計の差から高温弁前後の差圧が0.1MPa以下となった時、均圧成立と判断し、自動で高温弁が開く。

その信号により108弁は次の高温設定(第2設定: 通常4%)開度まで流量を絞る。その結果、ノズル総温は、004開度で決まる蓄熱体経由の高温空気流量と108経由の常温空気流量、そして風洞への熱損失で決まる温度に漸近し、ノズル総圧もその総温変化に伴い平衡値に近づいて行く<sup>23</sup>。気流の液化が完全に消えるには気流総温が600K以上になることが必要で、それに高温弁開から10秒を要する。M8実験では通常、高温弁開後待ち時間15秒で壁圧計測を開始している。

計測員の「計測終了」のコールにより、風洞停止ボタンを押すと、以下の制御が自動で走る。

- 108弁が一定弁速度で閉となる。
- PRV004が減圧される。
- 均圧条件により高温弁が開となる。
- 高温弁閉により108, 036が開となり、脱圧弁009が開となる。

即ち風洞停止ボタンを押すと、高温弁上下流の均圧のため108弁が一定速度で閉となり、一方、空気流量を制御する004P弁はドーム圧を下げる方向に作動する。そ

<sup>23</sup> 2002年5月までは風洞気流総温について108弁をPDI制御としていた。しかし弁の動きや配管容積で決まる時定数に比べて通風時間が短く、再現性のある総温制御は困難であった。そこで02年5月末からは108弁はプリセットで通風することとした。気流総温600Kが必要なM8実験を例に取れば、蓄熱量が大きな実験当日の第1回および連続で行う第2回通風では、バイパス空気混合器系の調温弁(108弁)開度を+6%から+5%に設定する。消費した空気を蓄圧するため、その約2時間後に実施する第3から第5回通風では弁開度を0%と-5%(完全閉)とすれば、総温600Kを得ることができる。

なお制御盤上で総温を監視しながら通風中に弁開度の調節も可能で、総温の弁開度感度(約-60K/1%)により、弁開度で0.1%刻みで総温を微調整できる。因みに108弁全閉状態での第1回通風の総温は750Kから800Kである。LPG流量を増すことにより、1000Kまでの昇温は可能である。

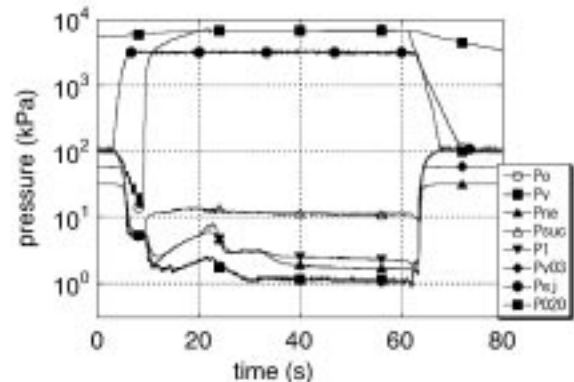


Fig. 2.4.1 Pressure histories in the M6.7 operation using hot air.

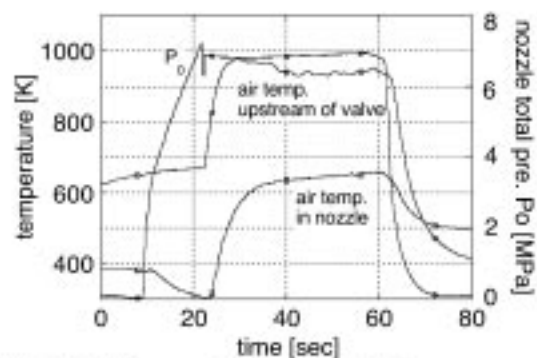


Fig.2.4.2 Temperature and total pressure histories in the M6.7 operation using hot air.

の結果、高温弁前後が均圧されて高温弁が開となる。その信号を受け、104弁とビューポート高圧バージ弁(036)が開まり、蓄熱体への空気供給が停止される。同時に蓄熱体脱圧弁009が開いて、蓄熱体の脱圧を開始する。脱圧確認の後、空気供給元弁001弁を安全のため閉める。

#### 2.4.2 風洞作動状態

図2.4.1,図2.4.2にノズル総温800Kを目標にしたM6.7エンジン抗力・壁圧実験(M8PwF130)を例にして、風洞作動状況を示す。一番上の図は風洞監視用の圧力センサ出力、下の図は風洞総圧と空気温度モニタである。

図2.4.1の最も上に走る線は蓄熱体加熱器圧力であり、その圧力が5.3MPaに達した時点で「計測開始」を指示して計測が始まった。蓄熱体圧が5.5MPaに達した時点(計測時間で3秒)でエジェクタを起動し、エジェクタ駆動圧が3MPaまで上昇している。それに伴い低圧室の減圧が始まった。計測時間で6秒から9秒までの間で、風洞通風無しの状態でのエジェクタ性能を見ている。この場合は、無負荷状態で吸い込み圧は6kPaまで低下している。

9秒に「風洞通風」を開始した。これによりノズルに常温空気が供給され、初期開度設定により2秒間で4MPa

まで急上昇し、それ以後は開速度1%にしたがって7.1MPaまで、10秒かけて上がっていく。この様子は図2.4.2の方が良く見える。

図2.4.2の22秒でノズル圧が瞬間的に下がるのは、高温弁前後が均圧し高温弁開操作が始まったためである。それに伴い、ノズル総温は300Kから急上昇する。ノズル総温の上を走る線(T3)は、高温弁入り口空気温度で、高温弁開までは660Kを示しているが、高温弁開と同時に1000K近くまで上昇している。圧力変化と温度変化時のずれから、高温弁は1秒以内に全開となることが分かる。高温弁開から10秒後の34秒の時点で空気総温は620Kを越えた。空気総圧は40秒の時点でほぼ6.8MPaとなり、以後定常状態を保持している。図から高温弁入り口とノズル整流部間には、約300Kの温度差があることが分かる。このうち100Kは108弁経由の常温空気の混合によるもので、200Kが熱損失である。高温風洞の熱損失については付録を参照されたい。

図2.4.1には蓄熱体圧やノズル圧、エジェクタ駆動圧に加えて、エジェクタ吸い込み圧、ノズル出口静圧、低圧室圧もプロットした。9秒の通風開始に伴い、エジェクタ吸い込み圧が10kPaに上昇しているのは、ノズル気流によりエジェクタに負荷がかかったためである。常温ノズル流のディフューザ効果により低圧室圧は2kPaへと低下していく。

22秒で高温弁上下流の均圧が成立し、高温弁の開指令が出る。高温弁の開指令と同時に、108弁は第2設定開度まで流量を絞る。ノズル総温は、高温配管とノズル部の熱損失の影響を受けながらゆっくりと上昇する。ノズル出口静圧と模型内静圧は、10秒から22秒にかけてノズル総圧と比例して変化しているが、この状態は常温気流であるため、気流内で空気液化が生じている。22秒付近でノズル静圧と低圧室圧、模型静圧が低下を始める。これは気流総温が上昇し、空気の液化状況が消えていくためである。

32秒時点で空気温度は600Kに達し、ノズル出口静圧は3kPa、低圧室圧は2kPaとなる。しかし詳細を見ると、ノズル出口静圧はさらに低下し、空気総温が650Kに達して初めて安定した。この静圧とノズル総圧との比から、この状態でノズルマッハ数が6.7となっていることが計算できる。

59秒の時点で風洞停止操作を行った。それと同時にノズル圧は低下を始め、均圧を確認した後高温弁が開となった(61秒)。図2.4.2での61秒からの急速な総温低下は、常温空気による背圧加圧によるものである。その後風洞側は9秒で脱圧完了した。一方、蓄熱体加熱器は009弁を介しての脱圧のため時間がかかり、1MPaまで20秒、蓄熱体加熱器が安全となる0.3MPaまで40秒かかる。ノズル圧低下が始まったことを確認し、62秒時点でエジェクタを停止とした。

## 2.5 空気およびLPG使用量

エジェクタを使用しないM3.4風洞(300K-1MPa)の場合の空気消費量は3.5kg/sである。この空気使用量はエジェクタ空気使用量の12kg/sに比べて無視できる。エジェクタを使用するM6.7実験(700K-6MPa: 1.1kg/s)ではエジェクタ運転実験時間60秒のうち、高温弁開閉に要する時間と風洞総温が定常になるまでの遅れがあり、実際の空力実験に使用できる時間は30秒から40秒となる。このエジェクタ運転60秒で気蓄器圧は22MPaから17MPaに低下する。これまでの実績によれば、M6.7ノズル総圧6.6MPa-エジェクタ駆動圧設定3.4MPaで、実験を気蓄器圧13.5MPaで始めて、63秒間のエジェクタ付きM6.7通風で気蓄器圧9.5MPaまで低下したのが気蓄器の最低圧記録である。その時でもノズル総圧とエジェクタ性能は安定していた(M8CP-10試験)。したがって気蓄器圧9.5MPaまでは、ノズル用の004およびエジェクタ用の091減圧弁は十分調圧機能を有している。このことから、エジェクタ付きM6.8通風実験は、連続で180秒(供試体計測時間で150から160秒間)までは可能であろう。

実際の運用では、一回の通風が60秒を越える連続通風は稀である。そして空気圧縮機は常時運転・気蓄しており、気蓄器圧の昇圧速度は3MPa/Hrと高い。また実験の合間を縫ってデータ収録や物理量換算、実験パラメタの変更作業が入るため、不自由なしに連続して実験ができる。

蓄熱体加熱や、高温気流温度の設定の詳細は付録A3にまとめた。空気液化を避けるためのM8基準総温600Kはバイパス空気混合器経由から常温空気を供給することで調温できる。0930時から1400時まで蓄熱体を加熱し、14時と1415に2回の実験、蓄熱後1500時と1515時に第3回と第4回の実験を、総温600K付近で実施できる。なお4.5時間蓄熱で最高空気総温800Kが可能である。そして蓄熱体の余熱を用いて、翌朝空気総温で350Kから400Kの通風もできる。

なお、1日の約4.5時間の蓄熱に要するLPG量は25kgから30kgであり、500kgボンベ3本からなるLPGユニット(LPGタンクヤードに東西2ユニットを交互に使用)を、8週間(40日分)毎に交換する。



## 第3章 風洞始動とその検定

### 3.1 自由噴流型風洞の始動

#### 3.1.1 背景：RJTFの始動性

空力研究用の風洞はノズル出口断面と試験室入り口断面が同じで、かつディフューザ入り口形状もノズル出口形状に近いclosed型が多い。これらの風洞における風洞の最小始動圧力比(ノズル総圧/ディフューザ出口圧：以下始動圧比と呼ぶ)と最小運転圧力比(ブレイク圧力比と呼ぶ)については文献1や2に詳しい。またJohnsonらはM25までの実験結果をまとめている<sup>3)</sup>。

一方、RJTFのようなエンジン風洞では、図3.1.1のようにノズル流が広い試験部に噴出し、その自由噴流の中でエンジンが懸垂、あるいは上架されてエンジン性能が試験される。特にエンジン試験時には閉塞率で30%におよぶ供試体を、ノズル出口長さの4倍に達する自由噴流(free-jet)の中で試験する。閉塞率が高くできるために、エンジン風洞においては自由噴流型風洞が多く用いられるが、その始動性はclose型に比べて低下する。自由噴流型風洞の始動性は供試体に強く依存することもあり、始動特性データの報告は少ない。

その中には、Andrewによる最大33%の閉塞時のディフューザ形状等の影響の検討<sup>4)</sup>、MolloyらのM5風洞におけるディフューザ形状、シュラウドおよび質量付加による始動性の影響に関する実験<sup>5)</sup>がある。Lukasiewicz<sup>6)</sup>はフリージェット型も含めた風洞の始動圧力比に関する実験結果をまとめている。それによれば、始動圧力は垂直衝撃波の総圧損失からの見積もり値の2倍程度高い圧力が必要となるとしている。

Grunnetら<sup>7)</sup>はM7とM11についてフリージェット型風洞の始動特性を調べ、垂直衝撃波を横切る全圧比に比べて、実際の圧力比は75%から30%まで低下することを報告している。Holland<sup>8)</sup>は、M6風洞において、風洞が始動した後に模型を射出した実験で、11%閉塞率を「最大閉塞率の実験」とし、模型インレット不始動とそれによる風洞ブレイクダウンを心配している。

これらのことから、RJTF建設に際しては、米国Fluidyne社において約1/5縮尺風洞によるM6条件までの風洞始動性確認試験を実施した<sup>9)</sup>。しかしながら、M8条件時のRJTF単体始動性、およびエンジン装着時の風洞始動性は、結局、RJTFの領収後のエンジン試験でしか確認できなかった。

そのため小型風洞の第1の課題は、自由噴流風洞での始動性データを取得し、RJTFの始動状態とそのマージンを検討することであった。そこで、小型風洞実験では、最初に気流中に模型やプローブがない無負荷状態で始動とブレイクを調べ、次に境界層レークを、そして順次抗力の大きな模型を低圧室内に据え付けて、始動特性

の変化を調べた。

エジェクタを用いないM4までの実験は、図3.1.1で示す風洞形態で、始動とブレイク特性を調べた。図3.1.1では超音速流(100mm正方形断面)は幅0.3m、高さ0.3m、長さ0.47mの直方体の試験室に吹き込まれる。供試体は、そのノズル出口端からディフューザ入り口間の自由噴流中に設置した。自由噴流長は、噴流長をLをノズルの出口直径D(矩形の場合は等価水力直径)で無次元化し、L/Dで整理した。

ディフューザは内径120mmで長さが0.9m、内径151mmで長さが0.9mの円筒形状の2種類と、流路断面が188mm正方形、最大長2mの3種類を使い分けた。正方形断面のディフューザは、厚さ24mmの板を4枚挿入することにより、断面を最低140mm正方形まで調節できるようにした。なおM4の低マッハ数域では、ディフューザ入り口にテーパ部(キャッチコーン)を取り付け、その円錐角( $\theta$ )の始動性への影響を調べた。直管型ディフューザに第2スロート部を設けた場合については第3.1.4節に述べる。

#### 3.1.2 始動の定義

##### -ノズル流、低圧室、および模型始動-

自由噴流型風洞の始動は、ノズル出口端までの空気流の付着、供試体内部流の始動、そして低圧室圧が十分低下し完全にノズル総圧と比例関係に入る状態、へと不連続に進行する。このように自由噴流型風洞では、超音速流れが段階的に変化するため、風洞始動をどこで定義するかが問題となる。図3.1.2に風洞実験で観察されたノズル総圧、低圧室圧、ノズル中流および出口で測定した壁圧の時間変化を示す。

風洞のノズル総圧を徐々に上げていくと、ノズルのディフューザ効果により、低圧室とノズル壁圧は大気圧から低下していく。図の22秒時点(a点)でノズル上流部の壁圧が急減圧し、以後、壁圧がノズル総圧と比例していることから、ノズルの上流部で流れが付着したことが分かる。しかし流れは中流から下流にかけて剥離し、ノズル出口では低圧室圧となっている。b点において流れがノズル全域で壁に付着した。その時点でノズル出口圧と低

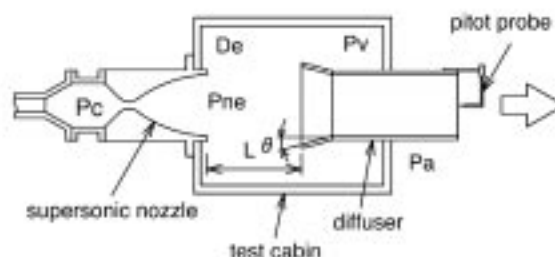


Fig. 3.1.1 The free-jet type wind tunnels to investigate effects of free-jet length (L) and catch-cone angle ( $\theta$ ).

圧室圧は一致し、適正膨張のノズル噴流となっている(本稿ではこの流れ状態を「ノズル流始動」と称する)。この時のノズル総圧とノズル出口静圧との比は0.014で、設計マッハ数3.45に一致している。

しかしb点から始まる「ノズル流始動」において、低圧室圧と総圧とはまだ比例関係にない。これはノズル総圧により、ディフューザ入り口に対するノズル流付着点が変わり、ディフューザ内壁に対する噴流衝突角が決まらないためである。さらにノズル総圧を上げて行くと、ノズル流がディフューザ壁に衝突する位置が上流に動き(結果として低圧室圧/ノズル出口静圧比は減少)、c点で低圧室圧は20kPaから7kPaまで急減圧し、それ以後、完全にノズル総圧と比例して変化するようになる。これを「低圧室始動」と定義する。

この時の噴流マッハ数は4.08で、ノズルスロート面積とディフューザ断面積から決まるディフューザ内マッハ数3.98に近い。このように自由噴流型風洞において、ノズル総圧が高くなると、流れはディフューザ断面を満たすように広がり、試験室圧がノズル出口静圧よりかなり(図では1/3)低くなる。もし図3.1.2のb点を風洞始動とすれば始動圧力比は約12、c点で定義すれば16以上になる。

従来我々は図3.1.2の、低圧室圧が完全にノズル総圧に比例するc点の「低圧室始動」を風洞始動と定義してきた。しかしノズル流にとっては不足膨張となるc点の作動は、自由噴流型風洞に特有なもので、これまでのclosed型風洞の始動特性と比較できない。さらにc点への移行はディフューザの種類やエジェクタの有無により大きく変化した。例えば、図3.1.2試験をエジェクタを使用して行くと、b点の始動圧は14と変化しなかったが、c点の圧力比は30と2倍に動いた。実験を行う立場からはノズル出口近くに設置された模型周りの流れが、規定のマッハ数を有する超音速流であれば、試験室圧がノズル総圧と比例関係にあるか否かは重要ではない。

そこで、風洞始動過程におけるノズル出口付近の流れを調べた。図3.1.3に、ノズル出口下端の境界層測定用7本ピトーレークによる、始動時のピトー圧と低圧室、ノズル出口圧の変化をプロットした。一番上にノズル総圧を示す。16秒時点で最も下にあり、それ以後ノズル総圧と平行に変化しているのがノズル出口壁圧である。それと22秒時点で交差しているのが低圧室圧である。

200kPaから300kPa付近で変化しているのは境界層レークによるピトー圧である。ノズル総圧を1MPaから昇圧すると、ノズル始動時の剥離に伴って気流が暴れている様子が分かる。しかし、15秒時点からノズル流のコア流内ピトー圧(400kPaを表示している)を除き、下壁から5mmにあるピトー圧はノズル総圧と比例関係に入っている。そして、17秒以降すべてのピトー圧、そしてノズル出口壁圧は、ノズル設計マッハ数に相当するピトー圧

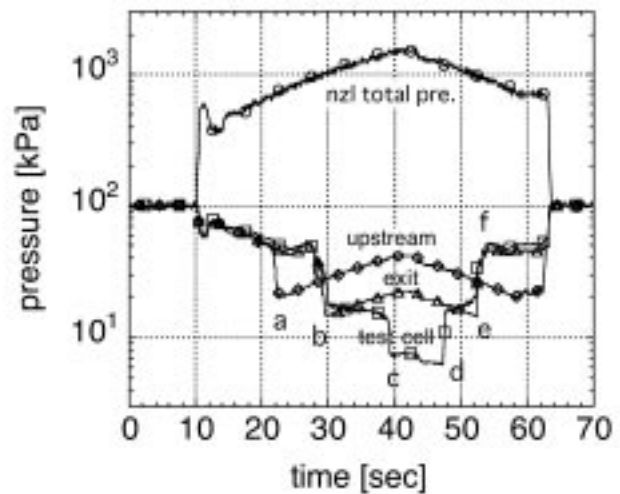


Fig. 3.1.2 Start and break processes of nozzle flow in the free-jet type wind tunnels.

を示した(ノズル流始動)。

しかし、低圧室圧は40kPaと高く、ノズル総圧増加に伴って下降傾向にある。この実験では、ノズル総圧1.7MPa時に低圧室圧は20kPaを示し、図3.1.2におけるb点とc点の間域にあり、いわゆる図3.1.2のc点「低圧室始動」には至っていない。

このように、低圧室始動になる前にノズル出口近傍の流れ場は確立する。実際、エンジン模型実験においてエンジン内外壁圧分布を測定すると、これらはノズル流始動の直後に、ノズル総圧と比例関係に入ることが多かった。そこでこれを「模型始動」と定義する。このように自由噴流型風洞の場合、模型始動点がノズル流始動点に近いことが分かったので、「ノズル流始動: 図3.1.2のb点」を「風洞始動」と定義した。この始動は、従来のclose型風洞の始動現象に近い。

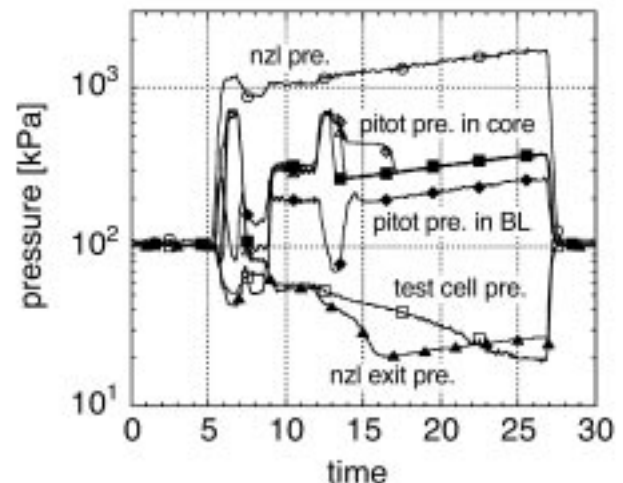


Fig. 3.1.3 Pitot pressure measurement in the starting process of the M3.4 wind tunnel.

ノズル総圧を徐々に低下すると、これまでの過程が逆に進行し、最初に低圧室、次にノズル出口付近の流れ、そして最後に模型内部流がブレイクする。そこで超音速流が維持できなくブレイク時圧力比も、始動と合わせてe点で定義して、ブレイク圧力比とした。しかし、その過程は供試体や自由噴流長により微妙に変化し、再現性に欠ける場合も多く観測された。また自由噴流型風洞の場合、ブレイク圧力比が必ずしも始動圧力比より低くはならず、両者間に有意な差がない場合が多く見られた。

### 3.1.3 各マッハ数における始動とブレイク

各ノズルと各種ディフューザを組み合わせた場合の風洞始動データを表3.1.1にまとめた。表中の $M_d$ はディフューザ断面を満たす1次元超音速流を仮定した時のディフューザマッハ数(M)である。そして $P_0/P_e$ は、ディフューザ中の $M_d$ に対して垂直衝撃波が立った場合の衝撃波前後の総圧比である。

#### a) M3.4(飛行マッハ数4相当)風洞

内径151mmの円筒ディフューザとM3.4ノズルを組み合わせると、流れはディフューザマッハ数 $M_d 4.0$ まで加速する。そこで、垂直衝撃波で圧力が回復すると仮定すれば、その前後での総圧比は7.8となる。エンジン模型なしの状態では、圧力比10で風洞が始動し、模型を付けた時の始動圧力比は15-25であった。

M3.4ノズルに188角ディフューザを付けた時のディ

フューザマッハ数は4.9で、垂直衝撃波前後での総圧比は13.9となる。模型を付けない状態で、実測された始動圧力比は13-15、1/5縮尺エンジン模型付きで24であった。また、総圧損失を受けた流れを排出するためのディフューザの第2スロート寸法は、最小でも133角相当の断面積が必要である。

#### b) M4.1風洞

同じ151mm径のディフューザとM4.1ノズルを組み合わせると、気流のL/Dにもよるが模型無しで風洞は圧力比が18から32で始動、17-21でブレイクした。同じノズルを用いたclosed型風洞(ラムシステム研所有)では、模型なしで11.5で始動、13でブレイクした。このように自由噴流型風洞の始動性能は低下し、M4風洞でも2倍の圧力比を必要とすることが分かる。

151mm円筒ディフューザ(ノズル出口からの自由噴流長をL=240mm)を用い、抗力が大きい角柱模型(正面形状が25mm正方形、長さ300mmの直方体)を取り付けたところ、風洞は圧力比を33まで上げて始動しなかった。そこで自由噴流長を190mmに短くした結果、3MPa(圧力比30)で風洞は始動した。

HYPR1/4模型(第4.7節参照)で自由噴流長が240mmと長いと、ノズル総圧を3.1MPa(圧力比31)まで上げて風洞は始動しなかった。そこで噴流長を190mmとしたところ、圧力比23で始動し、19-20でブレイクした。

模型のyaw角を5度まで増加させると始動圧力は24と

Table 3.1.1 Pressure ratio for starting and breaking of wind tunnels: The Mach number and the ratio of total pressure across the normal shock waves in the diffusers are indicated for the various wind tunnels.

	120 ID diffuser			151 ID diffuser				188 sq. diffuser			
	free	blunt	HYPR	free	blunt	HYPR	SCRM	free	blunt	HYPR	SCRM
<b>M3.4</b>	Md=3.6	Pt1/pt2=5.12		Md=4.0	Pt1/pt2=7.8			Md=4.9	Pt1/pt2=13.9		
start				10	15-25		10	15.5	13-25		24
break							9	17			13
<b>M4.1</b>	Md=4.12	Pt1/pt2=7.97		Md=4.7	Pt1/pt2=12.8			Md=5.5	Pt1/pt2=23.6		
start				22-26	30	17-30					
break				17	21	12-17					
<b>M5.4</b>	Md=5.7	Pt1/pt2=26.9		Md=6.5	Pt1/pt2=47.3			Md=7.2	Pt1/pt2=73.7		
start				80-104	100-175	90-170		160			100-180
break				86	60-76	60-70		175			100-200
<b>M5.8</b>	Md=5.99	Pt1/pt2=33.5		Md=7.0	Pt1/pt2=65.1			Md=9.0	Pt1/pt2=201		
start				could not start till PO=150	100	100					
break					110-120	130-140					
<b>M6.8</b>	Md=7.8	Pt1/pt2=105		Md=7.8	Pt1/pt2=105			Md=9.0	Pt1/pt2=201		
start								200-250			280
break								>250			250

わずかに増加したが、ブレイク圧力比は変化しなかった。一方、迎え角を5度にしてノズル流れを大きく閉塞すると、圧力比を32まで上げてでも始動しなかった。これらのことは、自由噴流長や供試体の作る抗力が大きい時には、風洞が始動しにくくなることを示している。自由噴流長の影響に関しては後述する。

#### c) M5.4風洞

M5.4ノズルについては151mm内径の直管と188角直管ディフューザで風洞始動性を比較した。M5以上の風洞実験では、蓄熱体で加熱した空気を使用する。しかし小型風洞のシーケンス上、始動とブレイクは常温空気による均圧過程で起きており、風洞始動性に関しては、常温空気に対する実験となっている。

151mm直管をディフューザにした風洞は、模型を入れない状態で圧力比80から104で始動し、90付近でブレイクした。気流に直方体の抗力模型を入れるとブレイク性能は変化しなかったが、始動圧比が2倍近く増大した。また、1/4縮尺のHYPR模型実験での始動性能は角柱模型時の性能と一致した。

188角ディフューザをノズル出口端まで近づけ、ピトーレークのみを挿入した場合と、抗力実験時について、風洞の始動性を調べた。ノズル気流中に模型等の妨害物が無い場合の始動圧力比は160、ブレイク圧力比は180であった。一方模型が挿入され、ディフューザの上部が解放されている抗力試験時では、始動圧力比は100から180に分布し、ブレイク圧力比は100から200の間で生じた。このように自由噴流型風洞では、模型がある方の始動性が良く、低いノズル総圧まで実験できる場合があることが分かった。これは直管部に挿入された模型が、実質的に第2スロートとして機能しているためであろう。

風洞閉塞率35%の捕獲率模型を入れた場合には、圧力比160で始動し、200付近でブレイクした。始動圧力比よりブレイク圧力比が高くなる事例はエジェクタを併用する自由噴流型風洞ではよく経験した。

#### d) M5.8風洞

HYPR用のラムジェットエンジン模型を試験するためにM5.8ノズルを製作した。このM5.8ノズルと150丸ディフューザの組み合わせでは、風洞は圧力比100で始動、109-120でブレイクした。模型を入れても始動点は100付近で余り変化せず、ブレイクは130-140の圧力比で生じた。抗力実験用の角柱模型を入れると、始動圧力比は100から175まで変化した。模型抗力により総圧損失が増加したため、始動圧力比は2倍から3倍に増加した。

M5.8ノズルにおいて、当初120mm直径の細い直管に、入り口径150mmのキャッチコーンを組み合わせたディフューザを用いて始動性を調べた。その場合、圧力比を150まで高めても、低圧室が高いままノズル総圧と

比例して大気圧を越えて上昇した。気流中に模型等の妨害物がない場合、時々圧力比130付近で低圧室が急減圧して始動状態に移ることもあったが、大部分の実験では低圧室圧は高いままで風洞は始動しなかった。

そこでディフューザの流量限界を検討した。120mm直径のディフューザを満たす流れのマッハ数は5.99で、その垂直衝撃波前後の総圧保存(回復)率は0.03である。それを流すのに必要な最小流路直径は95.8mmとなる。今ディフューザ径は120mmであるから、その断面積は最小断面積の1.57倍の余裕があることになる。

問題は1.57倍のマージンが十分か否かである。もう一つの可能性として超音速流がキャッチコーン入り口径まで広がった後にディフューザに流入する場合を考えた。キャッチコーン入り口径について流路マッハ数を計算するとマッハ数は7。そこでの垂直衝撃波前後の総圧保存率は0.0154となる。その損失を受けた気流を流すために必要な最小ディフューザ径は125mmと計算される。第3.1.3節で述べるが、衝撃波損失に加え、直管ディフューザ内の総圧保存効率は0.2と低く、キャッチコーンはさらに効率を低下させる。これらのことは、M5.8ノズルに対し、120mmディフューザではその気流を飲み込むことができなくなったことを示唆している。

そこでキャッチコーン付き120mmディフューザを、キャッチコーン無しの151mm直管ディフューザ ( $M_0=7$ ) に代えて実験した。その結果、風洞は圧力比約100で再現性よく始動し、そのブレイク圧力比は110から120に分布した。またHYPR模型を入れた場合、圧力比100で始動、ブレイク圧力比は130から140となった。このことからM5.8ノズルに対するディフューザ内総圧保存率は0.5程度であること、120mm直径のディフューザの流路断面は過小で、特にキャッチコーンは始動性能を低下させることが分かった。これらの結果から以後の実験はキャッチコーン無しの大径のディフューザを用いることとした。

#### e) M6.7風洞

M6.7ノズルに188角型ディフューザを組み合わせた。模型なしの場合には、風洞は圧力比200から250で始動、250以上でブレイクした。そのディフューザに20mm厚の板を3枚入れ、148×168Hとすると始動圧力比は100になった。それにエンジン抗力模型を装着した場合、始動圧力比は200、ブレイク圧力比は180、さらに抗力の大きな空気捕獲率模型を装着した場合には、始動圧力比は280、ブレイク圧力比は250となった。

#### f) M8.5軸対称コニカルノズル風洞

HIEST 1との対応風洞試験のために、飛行マッハ数10を想定した。出口マッハ数が6.7から8.5の軸対称コニカルノズルを製作した。その設計と検定には乱流モデルを

組み込んだCFDを用いた、風洞始動性、境界層検定、ノズル流の一樣性については、付録A1.4節にまとめた。

### 3.1.4 風洞始動性に関する考察

#### a) 小型風洞の始動性

図3.1.4に風洞始動圧力比とディフューザマッハ数(M)との関係をまとめた。図の横軸は、各ノズル流がスロート面積から1次元的にディフューザ流路面積まで膨張した時のディフューザマッハ数である。エンジン空気捕獲率の測定実験のようにディフューザ内部に大きな閉塞物がある場合には、その模型断面を除いた最少流路面積を用いた。

縦軸の始動圧力比は、ノズル総圧(P)とディフューザ背圧(P<sub>0</sub>)の比で定義している。エジェクタを使用する実験では、背圧はエジェクタ吸込み圧、エジェクタ無しの実験では大気圧となる。

図中の一番下の曲線は、ディフューザ内の垂直衝撃波前後の総圧比の逆数を示した。それに平行する2本の縦線は、垂直衝撃波と比較した時の圧力回復効率が0.5と0.2倍に悪化した時の風洞運転に必要な圧力比である。

表3.1.1の結果を、図3.1.4にバーで示した。自由噴流型風洞の場合、ブレイク圧力比はかならずしも始動圧力比より小さくならないので、ここではそれらを区別しなかった。バーに2倍程度の幅があるのは、実験により供試体の抗力やその気流閉塞率が変わるためである。実験では、最も風洞にとって負荷の少ない境界層計測時に、最も低い圧力比で始動し、閉塞率と抗力が大きい捕獲率実験時には、始動にその2倍の圧力比が必要であった。

Lukasiewicz<sup>9)</sup>は、フリージェット型風洞を始動させるには、垂直衝撃波の総圧損失から見積もった値の2倍程度高い圧力が必要となるとしている。Grunnetら<sup>10)</sup>はフリージェット型風洞の始動では、垂直衝撃波に比べて、実際の圧力比は75%から30%まで低下すること、またブレイク時の圧力比については効率50%であることを報告している。図3.1.4の実験値は、垂直衝撃波における効率で、50%から20%の間に分布しており、LukasiewiczやGrunnetらの値に近い。しかし、彼らは始動特性への供試体の有無の影響は小さいとしているが、供試体により始動圧力比は2倍程度増大することもあるので、注意が必要である。

このように自由噴流型風洞の始動性は、ディフューザにおける垂直衝撃波の総圧回復効率を50%から20%として見積もることができる。この結果は、文献1で報告されている最悪のディフューザ性能を想定した場合の風洞始動圧力比(自由噴流型や模型付きのデータも含む)とほぼ一致している。なお文献1における横軸はディフューザマッハ数ではなく、風洞ノズル出口マッハ数である。

付録A1に、最近実験したノズル出口マッハ数8.1の始動特性をまとめた。このノズルと148\*188矩形ディフ

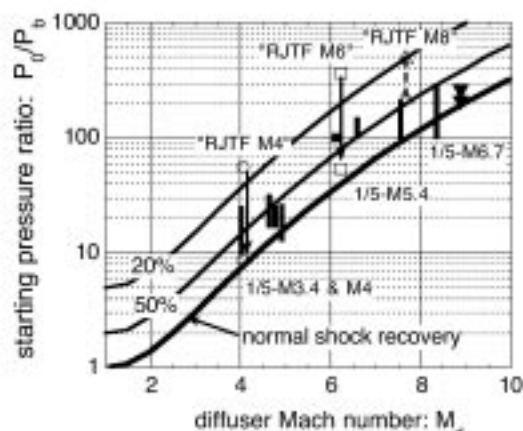


Fig. 3.1.4 Relation between starting pressure ratio and the diffuser Mach number.

ューザを組み合わせると、ディフューザマッハ数は10.3となる。このコニカルノズル下流にエンジン模型を懸下した場合でも、図3.1.4の衝撃波回復効率で75%、圧力比500で始動した。その詳細は付録A1を参照されたい。

#### b) 燃焼加熱型風洞の不始動事例

中国の科学アカデミーの力学研究所では、水素を燃料とし、ノズル総温が2000K、総圧5MPa、ノズル出口寸法が幅0.3m×高さ0.187mの風洞を建設している。この風洞には、付録A2で詳しく述べるエジェクタをそのまま1.4倍(流路断面積や空気流量で2倍)にスケールアップした空気エジェクタを備え、低压室を減圧している。低压室には、入り口内径が550mmの円錐型のジェットキャッチャを接続し、その下流に0.337×0.21の長方形一定断面、長さ1.61mの超音速ディフューザを付けた。設備ノズルとジェットキャッチャ入り口との間の自由噴流長は0.5mとした。

しかしこの形態では、風洞は始動しなかった。エジェクタ吸込み圧は予測と一致し、設備ノズルからの空気供給でエジェクタ側が閉塞等を起こしていないことを確認した。しかしノズル空気の供給と同時に低压室圧とディフューザ圧は0.4気圧まで上昇した。このことはディフューザ入り口に衝撃波が立つディフューザ不始動を生じていることを示している。これが起きると、ノズル総圧を上げててもそれに比例して低压室圧も上昇するため、風洞を始動することはできない。そこで以下の2点の改修により風洞を始動することに成功した。

- 1) ジェットキャッチャ部を取り外し、0.337mm×0.21mmの長方形一定断面の超音速ディフューザのみとする。これによりディフューザマッハ数を低下させる。また円錐形のジェットキャッチャは始動性を低下させるためである。
- 2) 直管ディフューザをなるべく設備ノズルに近づ

け、自由噴流長を短くする(後述のd項を参照)。

c) RJTFの始動性

図3.1.4には、RJTFでの実績値(白抜き印)も併せてプロットした。RJTFの場合、ディフューザマッハ数は4.1(飛行マッハ数4)、6.2(6)、7.7(8)である。

M3.4(飛行マッハ数4)のエンジン試験で測定した始動圧力比は約30、ブレイク比は約10であった。エンジンを装着しない場合、高空性能試験設備のエジェクタ無しでも風洞が始動したことがある。その時の始動圧力比は8以下となる。したがってその始動圧力比は最小値で8、エンジンを入れた時は30となる。最小値は垂直衝撃波での圧力回復効率100%(損失は無視可)となっている。

M6飛行条件ではエンジン付きで、風洞ノズル圧が1.2MPaから1.4MPaで始動し、エジェクタ吸い込み圧から得られる始動圧力比は160から190に分布した。ブレイクは1.2MPaから2MPaで生じた。この時のエジェクタ吸い込み圧は25kPaから30kPaで、ブレイク圧比は50から70であった。したがって、M6ノズルでの始動圧力比は160-190であった。ブレイク圧力比は50から70で、この値も効率100%線にある。

M8条件における風洞の始動性は悪く、ノズル総圧5.2MPaで始動(その時のエジェクタ吸い込み圧9kPa)、またブレイクは2MPa時(エジェクタ吸い込み圧6.8kPa)に発生した。したがって始動圧力比は600、最低運転(ブレイク)圧力比も300になった。

RJTF建設に際しては、M4条件で始動圧力比を21.2、M6条件で116、M8条件では540と予測した。その予測については付録A6.5を参照されたい。これらの予測と実績値を比較すると、RJTF始動性予測は高マッハ数域で少し甘かったものの、ほぼ妥当であったことが分かる。

これらのRJTFの始動圧力比のデータは文献11で報告した結果よりかなり低くなっているので注意されたい。その理由は、第3.1.2節にしたがって始動の定義を統一したこと、および、設備運転データの蓄積により、詳細な始動点やブレイク点の検出が可能となったことによる。図3.1.4に示したRJTFデータの分布は、文献11に比べ、かなり小型風洞データの結果に近くなっている。

RJTFデータに比べて小型風洞の高マッハ数域での始動性は良く、効率100%の線の下側に位置するデータもある。この原因は、小型風洞は常に総温290Kの常温空気による背圧加圧時に始動するため、第3.3節に示すように空気液化によりディフューザマッハ数が低下し、そこでの衝撃波損失が少なくなるためと考えている。

d) 自由噴流長の影響

自由噴流型風洞の模型による閉塞率が、始動およびブレイク圧力比に及ぼす影響を実験的に調べた<sup>19)</sup>。用いた風洞は、図3.1.1に示すエジェクタなしの大気噴き出し型

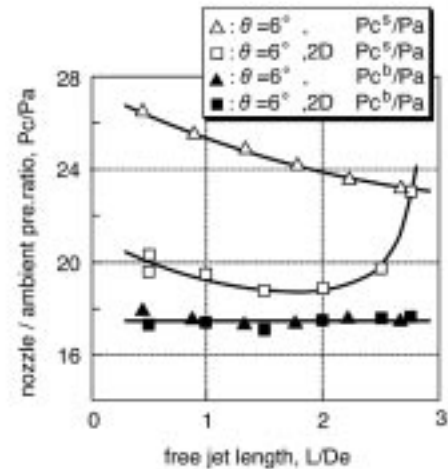


Fig. 3.1.5 Effects on wind tunnel starting by the freejet length and 2-dimensional nozzles.

風洞形態で、ノズルについては、M4の112mm×100mm断面と直径119mm軸対称ノズルを比較した。ディフューザは内径151mm、長さ0.7mの直管に各種コーンのジェットキャッチャを付けた。実験では、2次元ノズルと軸対称ノズルについて、自由噴流距離 (L/D)とキャッチコーン角度が風洞始動に及ぼす影響を調べた。

図3.1.5に、コーン角を6度に固定した場合の、ノズル形状による風洞始動圧力比とブレイク圧力比の変化を示す。図で、圧力比17で水平に分布するデータはブレイク圧力比である。この結果から、2次元ノズルと軸対称ノズルでブレイク圧比に変化がなく、自由噴流長にも影響されないことが分かる。始動圧力比(白抜き)は自由噴流長が大きくなるにつれて低下し、始動し易くなる。2次元ノズルの始動圧力比は20、軸対称ノズルでは25となり、2次元ノズルの方が始動し易い。しかし噴流長(L/D)が2を越えると2次元ノズルの始動性は急速に悪くなることが分かった。

ディフューザにキャッチコーンを付けない場合、角度6度と12度のコーンを付けた場合で始動性を調べた。コーン角6度までは有意な違いはなかったが、12度のコーン

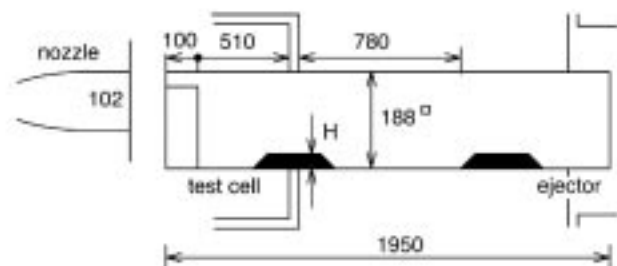


Fig. 3.1.6 Wind tunnel to examine the effect of secondary throat in diffuser.

ンを付けると始動圧比は15%程度増加し、 $L/D=2$ 付近で24から27に増加した。これは、ノズルからの噴流がキャッチコーン部に大きな角度で衝突し、総圧損失を作るためである。したがって、キャッチコーンの角度は10度以下にすべきであろう。

同じ風洞を用いて、ノズル流の閉塞率が始動性能に与える影響を調べた。実験はくさび角10度のくさびでその高さを8mmから32mmまで変化させ、閉塞率を0から30%に振っている。その結果、風洞始動性能は、供試体の作る総圧損失により決まり、供試体の閉塞率の影響は2次的であることが分かった<sup>1)</sup>。

### e) 第2スロートの効果

ノズル噴流に比べて大きな断面のディフューザを用いると、噴流が流路を満たすことができず、風洞は始動しなくなる。そこでM3.4風洞に大きめの188角ディフューザを組み合わせ、第2スロートの影響を調べた。

図3.1.6に示すように、ディフューザ内に幅188mm、厚さ30mmのアルミニウム製の台形部材を挿入した。スロートの断面積減少によるブレイク性能変化の見積もりから、第2スロート高さは30mm、60mm、および90mmとした。その設置位置は噴流が衝突する付近(ノズル出口から600mm)と、噴流が十分拡散したディフューザ出口付近の2ヶ所について調べた。

図3.1.7には風洞の始動とブレイクに対する定義の違いによる圧力比の変化を示す。即ち、流れがノズル壁へ付着した「ノズル流始動」を○と◇で、低圧室圧がノズル総圧に比例する「低圧室始動」を◇と△で示す。それぞれのブレイク圧力比を●と■、◆と▲で示した。

添え字(down)で示すように、高さ90mmの第2スロートを下流側に設置すると風洞は始動しなかった。他方第2スロートを上流に移動する(添え字up)と、風洞は圧力比28で始動した。垂直衝撃波による損失から、第2スロートの飲み込み限界高さは80mmと見積もられた。このように高さ90mmスロートはM3.4風洞に対して限界近くにある。下流に設置した場合には、衝撃波損失に加えて第2スロートまでの摩擦損失等により、始動できなかったと考える。

図3.1.7の下側に分布するデータから、「ノズル流始動」に対して、第2スロートの有無は影響しないことがわかる。一方、◇と△で示される低圧室始動では、スロート高さを0から30mmにすると始動圧力比は32から26へ、60mmにすれば23まで低下できる。ブレイク圧力比も若干改善されるが、30mmと60mmの間にはほとんど変化は見られなかった。

90mmのスロートを上流に付けた時の▲で示すブレイク圧力比は、スロート無しの時の値の25から15まで低下し、ブレイク性能は大幅に改善された。しかし、始動圧力比は28と増加した。したがって、この風洞形態におい

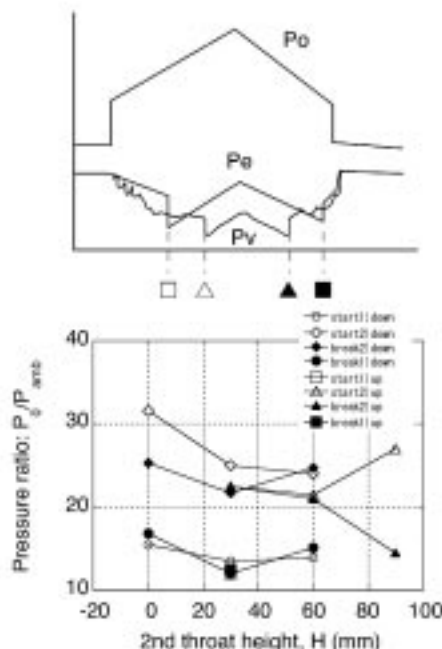


Fig. 3.1.7 The effect of the secondary throat inserted in the straight diffuser.

ては、高さ60mmの第2スロートをディフューザ上流に設置すれば最適性能が得られることが分かった。

### 3.1.5 まとめ

- 1) 自由噴流型風洞の始動は一義的に定義できず、試験室圧がノズル総圧と完全に比例する「低圧室始動」には高い圧力比が必要となる。
- 2) 「低圧室始動」より低い圧力比でも模型周りの流れ場が確立し、模型実験は可能となる。ここではこの「ノズル流始動」圧力比とブレイク圧力比で自由噴流型風洞の始動性を整理した。
- 3) 風洞始動性は、風洞中の損失に支配され、その損失は、ディフューザ内の垂直衝撃波前後の総圧比に効率を乗じて整理できる。総圧効率は50%程度で、高マッハ数域では20%まで低下した。
- 4) 始動に必要な圧力比は、気流中の模型抗力に比例して増加する。模型無しに比べて大きな抗力を伴う模型では、始動圧力比は2倍以上に増大する。
- 5) 平板側面を有する2次元ノズルの場合、自由噴流長が $L/D > 2$ となると、風洞始動性は低下した。またディフューザの上流端にキャッチコーンを取り付けると、風洞始動性は低下するようである。
- 6) 一定断面の直管ディフューザの内部に第2スロートを挿入するとブレイク性能は改善されたが、始動性能は低下した。
- 7) 飛行マッハ数10を想定した、出口マッハ数8.5までの軸対称コニカルノズルの性能を確認した(付録A1.4を参照)。

### 3.2 風洞とエンジン始動時の変動荷重

#### 3.2.1 FMSと供試体

通常空力試験においては、スティングの先端に取り付けられたFMS(Force Measuring System)で直接模型を保持する片持ち方法が多い。一方、エンジン風洞では供試体の風洞ノズル出口面積に占める閉塞率が高いこともあり、広い試験室に吹き出す自由噴流の中でエンジン性能が試験される。そして供試体が重くて複雑なため、図3.2.1に示すようなストラットで供試体を支える形態のFMSが用いられる。

そこで風洞始動時の変動荷重の試験ではローラーテーブルを用いたFMSを製作した。FMSは固定台とローラーテーブルから構成され、ストラットや供試体はローラー軸受けを介して支えられている。抗力測定に用いたロードセルは低圧室と一体であるフレームとローラーテーブルの間に設置してあり、風洞の軸方向の力だけを測定する単軸FMSとなっている。

試験に用いた抗力模型は、一辺が26mmの正方形断面( $A_s=6.76 \times 10^{-4} \text{m}^2$ )で、長さが300mmの四角柱である。この供試体の断面積はこれまでの試験実績から、風洞始動可能な最大の閉塞率(ノズル断面積に対する模型断面積比)である7%から決定した。風洞始動過程の圧力変動を調べるため、模型前後面と模型先端部、上下左右側面の計6ヶ所に、固有振動数20kHzのフラッシュマウント型の圧力センサーを取り付けた。また、振動の同定を行うために、フレーム、ストラットやローラーテーブル等に加速度計を取り付けた。

加速度、変動圧力および始動荷重等の非定常データは、S/N比78dB、測定帯域10kHzのデジタル方式データレコーダに収録した。通風試験および測定系の応答性を調べるためにインパルスハンマー試験で取得したデータを、FFTを用いて解析した。

#### 3.2.2 風洞始動過程

M4.1ノズルを用いた実験結果から、風洞始動過渡時に観察された圧力変動とFMSにより測定された抗力につ

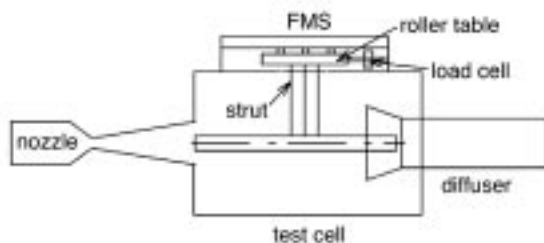


Fig. 3.2.1 Wind tunnel configuration to study the starting load in free-jet type wind tunnels.

いて議論する。図3.2.2は推力架台に抗力模型を取り付けて測定したノズル総圧、模型前面圧(ピトー圧、P20)と抗力の時間変化である。風洞通風開始に伴いノズル総圧は0.8MPaに上昇し、以後時間と共に直線的に上昇し最高3.3MPaに達している。風洞は時刻30秒、ノズル総圧3.0MPaで始動した(図中の領域③で示す部分)。その後徐々にノズル総圧を低下させたところ、風洞は2.2MPaでブレイクしている(④で示す部分)。

模型前面のピトー圧は通風開始から図中の領域①の時刻11秒に至るまでほぼ大気圧を示し、ロードセルで測定された軸方向荷重も小さい。さらに圧力を上げ、時刻で11秒から22秒の間の領域②(①で示す部分)では、ノズル総圧の増加速度よりも急速に模型前面圧と抗力(ロードセル出力)変動幅が大きくなった。このデータと、5Hz以上をカットしたローパスフィルタ処理をした結果を比較すると、模型に加わる変動圧力の瞬時値は平均値の数倍に達している。

ノズル圧がブレイク圧に等しい2.2MPa(時刻21秒付近)になると、模型前面圧とロードセル出力の図3.2.2に示される変動は突然小さくなる。この時点から始動までを領域②と呼ぶ。風洞は時刻30秒で始動し、始動後は前面圧と抗力はノズル圧力の変化に正しく比例している。即ち始動後の前面圧は風洞マッハ数相当のピトー圧を、抗力は圧力抗力( $F_p$ )に近い値を示した。

風洞は48秒でブレイクし、ブレイク後の領域④の前面圧変動は領域②相当の大きさを示した。このように風洞始動までに、供試体前面には1MPaに近いピトー圧が発生し、その値は始動後の定常値の3倍以上に達することが分かった。この非定常の始動荷重は、センサやFMSにとっては過大負荷である。

これまで風洞始動過渡時における、流れに垂直な方向

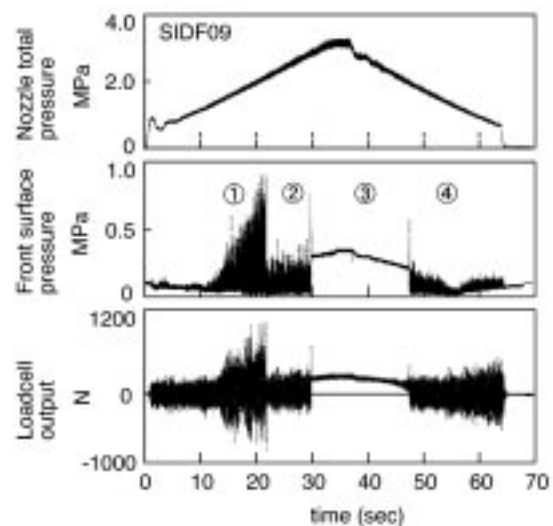


Fig. 3.2.2 Variations of nozzle pressure, pitot pressure and drag in the M4.1 freestream.



のピーク荷重推定に垂直衝撃波モデル<sup>13)</sup>が用いられている。このモデルでは、風洞設計マッハ数流れの非対称な超/亜音速流れを模型周りに仮定し、模型上面には環境圧、下面には垂直衝撃波背後の静圧がかかっているものとして、上下面の静圧差から荷重を見積もっている。したがって設計マッハ数流れの数倍に達するピトー圧が模型周りに発生することを想定していなかった。そこで、高いピトー圧が発生する原因を流れ場から推定してみた。

### 3.2.3 過大荷重発生機構

高いピトー圧がどのようなメカニズムで発生するかを議論するために、始動直前のノズル周りの流れ場をシャドウグラフで調べた。その観測によると、始動前の大きな始動荷重が発生している時には、模型前面の衝撃波が上下方向に非対称に現れた。そしてかなりの傾度で模型前面圧平均値と低圧室圧力との比が臨界圧力比(1.89)以下であった。これらは、かなりの時間模型が超音速に騒がれていること、そして模型には間欠的にノズル設計値より低いマッハ数(したがって総圧損失の少ない)の流れが衝突していることを示唆している。このような剥離を伴うノズル流は数値実験でも報告されている<sup>14)</sup>。

図3.2.3に考えられる始動前の流れ場を模式図に示す。始動前にノズル流れは過膨張状態であるため、ノズル中流部で剥離し、斜め衝撃波により再圧縮される。このような斜め衝撃波を伴う流れはM3.4やM5.4ノズルを用いた実験でよく観察された。斜め衝撃波により減速された流れのピトー圧は、1段の垂直衝撃波により減速された場合のピトー圧の数倍に達する。図3.2.2の領域①に見られる高いピトー圧は、ノズル中流部で剥離した低マッハ数の超音速流れが間欠的に模型に衝突するのが原因である。

ノズル剥離流によりどの程度の圧力が模型前面に働きうるか概略見積もるために、模型前面に衝突する流れのピトー圧を試算してみた。この計算では、まずノズル壁圧測定結果から剥離衝撃波上流のマッハ数を定め、これ

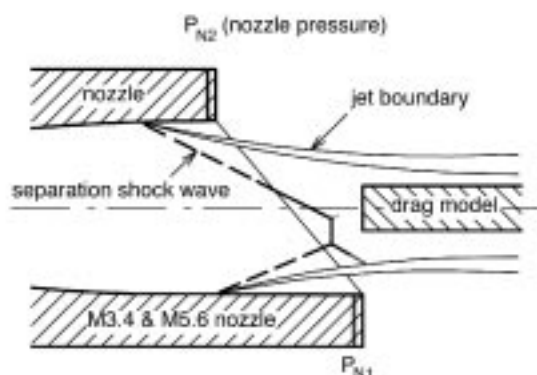


Fig.3.2.3 Flowfield during starting.

に対する乱流境界層の剥離限界圧力比<sup>15)</sup>を求める。この剥離衝撃波前後の圧力比から転向角を定め、この転向角と上流マッハ数が与えられた時の下流マッハ数をチャートから求める。また、剥離衝撃波前後の圧力比から下流静圧が求まるので、下流マッハ数と合わせて下流総圧が求まる。この下流マッハ数と下流総圧から模型前面に衝突する流れのピトー圧を求める。この流れの衝突により、斜め衝撃波により流れが再圧縮されない場合よりも大きな圧力が発生する。

この計算を領域①の最後の部分について行ってみると、上流マッハ数3.4、剥離限界圧力比2.9、下流マッハ数2.6が得られる。剥離衝撃波通過後の総圧は、ノズル総圧2.0MPaの時1.8MPaとなる。したがって、模型前面に衝突する流れのピトー圧として、マッハ数2.6、総圧1.8MPaから、0.81MPaが求まる。このピトー圧試算値0.81MPaは模型前面圧の実験値0.95MPaに近い。また、このピトー圧は設計ノズルマッハ数4.1、ノズル総圧2.0MPaの流れから期待されるピトー圧0.26MPaの3.1倍である。剥離が更に上流に発生すれば、より高いピトー圧が発生し得る。

以上のように、剥離によって生じた斜め衝撃波により再圧縮された流れが抗力模型に間欠的に衝突することによって大きなピトー圧変動即ちFMSへの入力変動が発生することが始動荷重の原因であることが判明した。

### 3.2.4 過大荷重の評価

定常状態の荷重とピーク荷重を関係づけられれば、始動荷重の実験を新たに行うことなく定常状態の荷重からピーク荷重の大きさを推定できるようになる。そこで軸方向のピーク荷重係数と定常抗力係数( $C_d$ )を関係づけることを試みた。

最初に、マッハ数が変わった場合においてもピーク荷重が動圧に比例して変わるか調べた。小型風洞でノズルマッハ数を変えた場合に始動過渡時の模型前面圧(前面面積を掛けると圧力抗力となる)の $\sigma$ (振動の標準偏差)がどの様になるか調べた結果を図3.2.4に示した。縦軸にノ

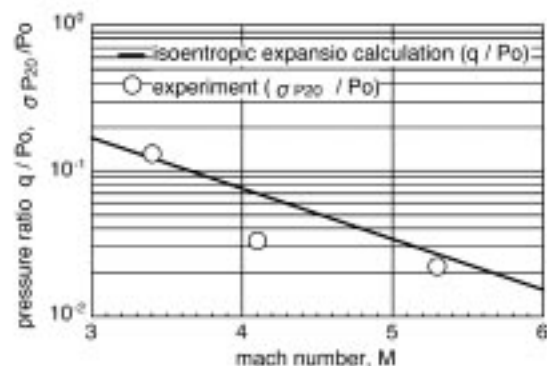


Fig. 3.2.4 Effect of Mach number on  $\sigma$  of front surface pressure.

ズル総圧に対する圧力比を示し、横軸はノズルマッハ数を示す。実験値の $\sigma_{ps}/P_0$ はノズル総圧で無次元化した模型前面圧の標準偏差を示し、実線は等エントロピー膨張した設計マッハ数流れの動圧をノズル総圧で無次元化した計算値を示している。

図3.2.4から模型前面圧の $\sigma$ が設計マッハ数流れの動圧とほぼ比例すると仮定できる。更に摩擦抗力も動圧に比例するものと仮定すると、ピーク荷重は動圧に比例し抗力係数で整理できることになる。

図3.2.5に、定常抗力係数の異なる3種類の模型のピーク荷重係数 $C_{dp}$ が、定常抗力係数 $C_d$ の何倍になっているかを調べた結果を示した。図中の「1/4 HYPR」は、ランプ圧縮型インテークの1/4縮尺模型であり、その詳細は第4.7節を参照されたい。図3.2.5に誤差の範囲として $C_{dp}$ 実験値の標準偏差の $\pm 2$ 倍をエラーバーとして示した。

図3.2.5の点は平均値を示している。ばらつきは大きい、図に示されるように小型風洞で試験した場合のピーク荷重係数は $C_{dp} = 5C_d$ の線に乗っておりピーク荷重係数は定常抗力係数にほぼ比例しているものと見なせる。軸方向始動荷重に及ぼすノズルマッハ数の影響に関しては、FMSの入力となる模型前面圧の $\sigma$ が設計マッハ数流れの動圧にほぼ比例すると仮定できたこと、および模型前面圧による加振入力FMSのロードセルに伝達する際に影響する模型前面圧周波数成分の特徴がマッハ数によりあまり変わらないで、200Hz以下の周波数帯に比較的均一な成分を持っていたことから、ノズルマッハ数依存性は小さいものと考えた。

3.2.5 FMSの相似則と荷重低減

FMSの入力となる模型前面圧と出力となるロードセル荷重との関係を知るために、領域①のパワースペクトル密度、 $G(f)$ を時間的に平均化処理した結果を図3.2.6に示す。解析はデータの交流成分について行った。なお、FFT波形解析装置によるデータ解析では、アンチエイリアジングフィルターを通してからサンプリングを行いハニングウィンドウをかけた。

図3.2.7上図に、FMSにとっての入力側に相当する圧力抗力(前面(ピトー)圧 $\times$ 前面面積)のスペクトル分布を示す。そのスペクトルは、200Hzまでの低周波域に集中している。一方、出力側であるロードセル荷重の $G(f)$ の図3.2.7下図では、160、510、660Hz付近に共振ピークを示す。160Hzのピークは模型とストラットが一体となって動くピッチングの共振で、510Hz共振は模型自体のピッチングによる。そして660Hzは模型台(揺動台: floating frame)の共振によるものである。

図3.2.7上下図の右肩に振動の標準偏差( $\sigma$ )が記されている。これは $G(f)$ を周波数領域で積分した値の平方根である。圧力抗力の $\sigma$ 値は37.2Nであり、一方ロードセル荷重の $\sigma$ 値は142Nであった。このことはFMSのばね系

の共振により、平均振幅が3.8倍になったことを意味している。

ここで荷重ピークの頻度と最大ピーク期待値について考えてみる。不規則信号が正規過程とみなせる時<sup>10)</sup>、最大ピーク係数期待値 $\eta_{max}$ は、波形極大値の単位時間当たり個数 $N_m$ と観測時間 $T$ を用いて次の式で表される<sup>9)</sup>。 $\eta_{max}$ は最大ピーク期待値 $X_{max}$ を $\sigma$ によって無次元化したものである。

$$\eta_{max} = \frac{X_{max}}{\sigma} = \sqrt{2 \cdot \ln(N_m T)} + \frac{0.5772}{\sqrt{2 \cdot \ln(N_m T)}} \quad (1)$$

計算結果を図3.2.8に示した。 $\sigma$ によって無次元化した最大ピーク係数期待値が、観測時間 $T$ の間に遭遇する総ピーク数 $N_m T$ の関数として表されている。図3.2.8は、100個のピークがあると3.2 $\sigma$ の大きな振幅のピークが含まれている可能性があり、1万個のピークがあると4.4

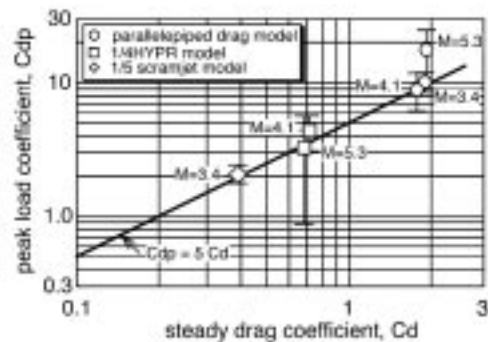


Fig.3.2.5 Peak load coefficient.

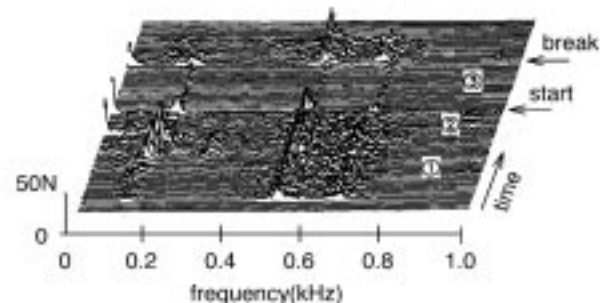


Fig. 3.2.6 Amplitude spectrum during the wind tunnel starting shown in Fig. 3.2.2.

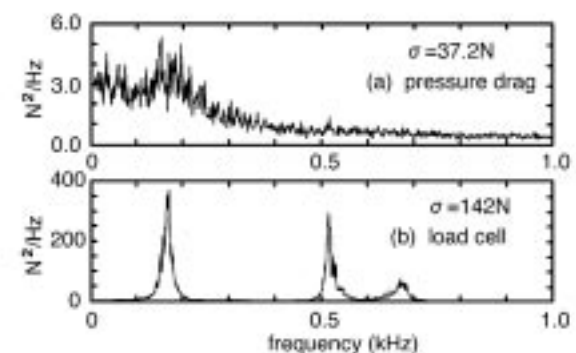


Fig. 3.2.7 Spectrum of the pitot pressure and load cell outputs.

$\sigma$ の大きな振幅のピークが含まれている可能性があることを示している。この結果は、始動に要する時間を1/100にできればピーク荷重の期待値が75%(3.2/4.4)に減少することを示している。

式(1)から、FMSの動特性を利用して風洞始動過渡時にFMSに加わる大きな荷重を低減するのに2つの方法があることが分かる。第1の方法は $\sigma$ を小さくすることであり、第2は総ピーク数 $N_T$ を小さくすることである。図3.2.8に示されるように最大ピーク係数期待値 $n_{max}$ の総ピーク数 $N_T$ に対する依存性は弱い。したがって、第1の $\sigma$ を低減する方が始動荷重を小さくするのにより効果的である。

この $\sigma$ を低減する方法について検討する。分散 $\sigma^2$ は図3.2.7に示されるように、FMS動特性により増幅される。ここで固有周波数 $f_0$ 、無次元減衰係数 $\zeta$ を持つ質量、バネ、ダッシュポットからなる力学系を考えると、入力ホワイトノイズの場合、出力の分散は $f_0/\zeta$ に比例する<sup>20)</sup>。このことは系の減衰係数を増すこと、あるいは系の固有周波数を下げることによりFMSの過大荷重を低下させることができることを示唆している。FMSの減衰係数を下げることは、振動の変位が非常に小さいことから強力なダッシュポットを挿入しなければならず困難である。したがって、FMSの固有振動数を下げる方法が現実的である。

また、始動荷重をランダムな不規則過程として扱い、それを正規過程で近似できる。その正規過程の荷重波形における極大値の単位時間当たり個数( $N_p$ )は、パワースペクトル関数 $G(f)$ の積分を用いて表すことができる。その解析によれば、ピークの頻度( $N_p$ )は $f$ で重み付けした $G(f)$ の積分から求まるため、高い周波数成分の寄与が大きくなる。結果として、固有周波数が低いほどピークの頻度が小さいことが導かれる。このように、固有周波数を下げることはピーク頻度を減少させると共に分散も減少させることになり始動荷重低減に役立つ。この解析の詳細は文献21に詳しく述べた。

### 3.2.6 始動荷重によるディフューザの損傷

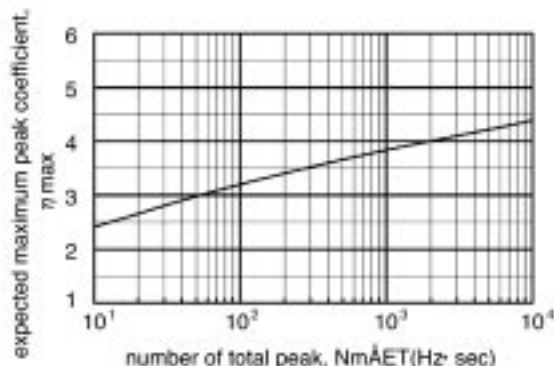


Fig. 3.2.8 Expected maximum peak coefficient.

文献1,あるいは2では始動荷重による風洞の損傷の写真が示されている。しかしこれまでRJTFも含めた風洞実験でそのような過大な始動荷重を観測したことはなかった。しかし、2000年11月のM3.4実験での風洞不始動とそれによるディフューザ破損例(図3.2.9)を経験した。

ディフューザは1辺が188mmの正方形断面の角形ディフューザで、上流側には模型を取り付けるための切り欠きがある。実験ではこのディフューザに厚さ20mmの側板を2枚入れて、ディフューザ性能を最適化した。写真ではその1枚が流路内側に曲がり、変形している。

この実験ではエジェクタを使わずに、ノズル総圧2MPa程度で風洞始動を計画した。しかし風洞の始動荷重のためにディフューザ側板(20 mm厚のAl製)の上流側が風圧のために浮いて変形し、流路を閉塞。低压室圧が過上昇した。低压室はゴム栓を介して計測ケーブルや計測配管を通していたために、ゴム栓が安全栓となって飛び、低压室や光学窓の破損を免れた。後日エジェクタを使用して実験を繰り返したところ、不始動時より低いノズル総圧/ディフューザ背圧比で容易に風洞は始動した。

これまでの始動荷重に関する実験結果から、我々は風洞破損に至るような過大荷重の発生頻度は低く、無視できると結論してきた。しかし、低い頻度ながら過大な始



Fig. 3.2.9 A mishap due to starting load in the M3.4 wind tunnel: the 20 mm thick aluminum plate in the diffuser was bent in the wind tunnel starting.

動荷重は発生し得る。模型やディフューザ側板の固定強度を十分検討しなければならない。そして背圧が大気圧でも始動すると予想しても、最初の実験はエジェクタを使用して始動特性を把握することが望ましい。さらに低压室には必ず圧力逃がし孔を設け、安全弁としなければならない。

### 3.3 風洞の気流検定

#### 3.3.1 ノズルコア流の一様性

図3.3.1に各ノズル出口においてピトー圧を測定し、ノズル壁圧との比から計算した断面マッハ数分布を示す。この図から、ピトー圧とノズル総圧から計算したコアマッハ数は、M3.4ノズルでは3.45、M5.4ノズルでは5.46、M6.7ノズルでは6.59となった。また図で確認されるように、ノズルでは波消しとなっている。ノズル総圧と出口壁圧から、静圧に関しては境界層近似。コア流については等エンタルピを仮定したマッハ数は、それぞれ、3.45、5.20、そして6.66であった。このように、小型風洞出口マッハ数と一様性が確認できた。

上下方向に膨張させる2次元ノズルにおいては側壁の中心(対称)軸に、また正方形断面の3次元ノズルでは上下・左右の対称軸上に2次流が湧き出し、コア流れの一様性を劣化させることが知られている<sup>13)</sup>。図3.3.2にM6.7ノズルで観察された側壁上の湧き出しの例をノズル静圧とピトー圧の比(左側)と等マッハ線図(右側)で示す。この等高線は、ノズル出口断面の90点測定で上下の対称性を確認した後、第3象限で測定した66点データを第1象限に転写して描いたものである。

この結果から、側壁中心線上に低マッハ数領域が形成され、壁から25mm付近まで張り出していること、しかし2次元ノズルのため、ノズル下面には湧きだしが無いことが分かる。そして図の第3象限と第4象限にまたがって示すように、エンジン模型の流路幅は40mm、高さは50mmである。したがって、模型はM6.5からM6.75の間の一様なコア流れの中に位置し、この湧き出しは1/5風洞を用いた模型実験には影響しないことが確認された。

一方、RJTFでは3次元ノズルであるため、設備ノズル下面において湧き出しにより境界層が厚くなっており、それをエンジンが吸い込むことが予想された。しかし

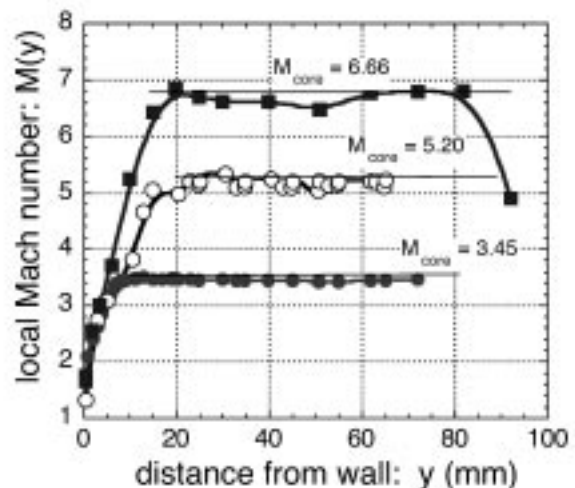


Fig. 3.3.1 Mach number distributions in the Mach 3.4, 5.4 and 6.7-2D nozzles.

RJTFノズル流検定においては、この湧きだしは検出されなかった。

3.3.2 境界層測定

プローブ外径が0.8mm、最小プローブ間隔が1.5 mmのプローブレックを用いて境界層内のピトー圧分布を測定し、静圧を壁圧で代用して境界層内マッハ数を計算した。マッハ数が得られれば、断熱壁の場合は断熱流管における静温から容易に密度と流速が決まる。また、等温壁の場合は、 $Pr = 1$ の場合のエネルギー式と運動量式との相似則から得られる、いわゆるCroccoの関係式<sup>2)</sup>を用いて、境界層内の静温分布が得られる。そして密度と流速はこの静温分布から求まる。

図3.3.3にM6.7ノズル出口の左右対称軸から0mm(エンジン中央)、10mm、20mm(エンジン流路端)でピトー圧を測定し、断熱壁を仮定して計算した境界層内速度分布を示す。この結果から、エンジンが吸い込む境界層厚さ(壁面から $M/M_{\infty}=1$ なる位置までの高さ)は18.9mm、速度分布のべき指数は8.5であることが分かる。

この境界層解析において直接測定されるのは、速度分布ではなく、マッハ数分布である。図3.3.4にM6.7ノズル出口における境界層内マッハ数分布を示す。この分布を関数近似すると、以下の結果が得られた。

$$\frac{M}{M_{\infty}} = \left(\frac{y}{18.9}\right)^{0.388} \tag{2}$$

これを用いて排除厚さ( $\delta_1$ )と運動量厚さ( $\delta_2$ )を計算した。両者の定義は下記の通りである。

$$\delta_1 = \int_0^{\infty} \left(1 - \frac{\rho u}{\rho_{\infty} U}\right) dy \tag{3}$$

$$\delta_2 = \int_0^{\infty} \frac{\rho u}{\rho_{\infty} U} \left(1 - \frac{u}{U}\right) dy \tag{4}$$

式(2)のマッハ数分布を用い、断熱壁条件と等温壁条件に

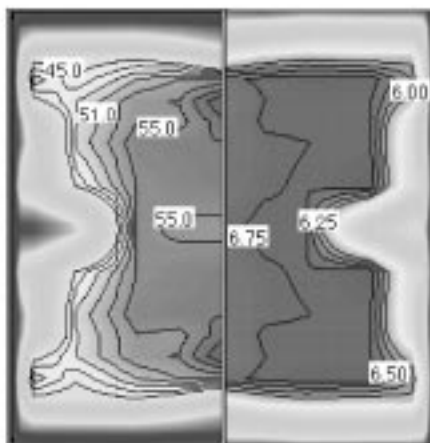


Fig. 3.3.2 Secondary flow on the sidewall in the 2-D nozzle (M6.7).

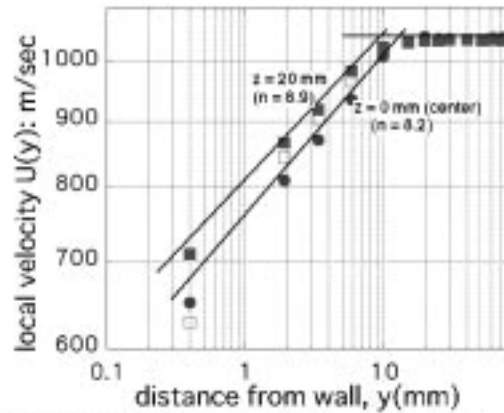


Fig. 3.3.3 Velocity distribution in the boundary layer on the M6.7 nozzle.

ついて境界層内積分を行った。等温壁の場合、全ての条件について壁面温度は300Kと仮定した。

このような測定を各ノズルについて行い、99%速度境界層厚さ( $\delta_{99}$ )、排除厚さ( $\delta_1$ )、運動量厚さ( $\delta_2$ )を求め、表3.3.1にまとめた。例えばM6.7ノズル出口については、99%厚さ14.9mmに対して、排除厚さは7.87mm(等温壁では7.74mm)、運動量厚さは0.387mm(0.519mm)となった。ここで、非圧縮性境界層の場合、境界層厚さと速度分布のべき指数の間には

$$\frac{\delta_1}{\delta_{99}} = \frac{1}{1+n}, \quad \frac{\delta_2}{\delta_{99}} = \frac{n}{(1+n)(2+n)} \tag{5}$$

なる関係がある。n=8.5の場合、排除厚さ/99%厚さ比は0.105、運動量厚さ/99%比は0.0852となるが、M6.7ノズル出口においては排除厚さ/99%が0.527(等温壁では0.490)と非圧縮性の場合よりも大きく、運動量厚さ/99%比は0.0259(0.0328)と非圧縮性の場合よりも小さくなった。これは式(3)および式(4)に示す通り、圧縮性の場合、境界層厚さの定義式に密度比を含む。その結果、排除厚さの被積分関数は圧縮性の場合よりも大きくなり、運動量厚さの被積分関数は圧縮性の場合よりも小さくなるためである。

表3.3.1には小型風洞における各設備ノズルのコア部

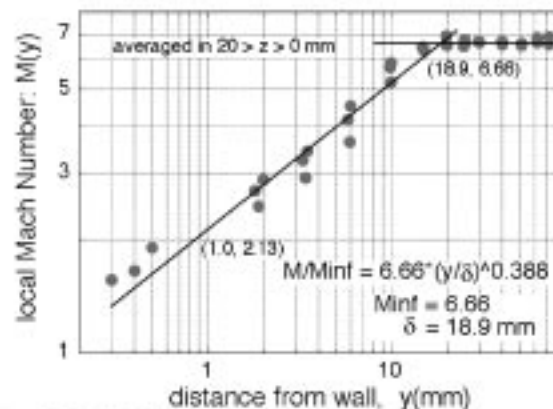


Fig. 3.3.4 Mach number distributions in the boundary layer on the M6.7 nozzle.

Table 3.3.1 Characteristics of the subscale wind tunnels and the RJTF engine wind tunnels.

Mach	Moore	throat	Pt1	T0	Ps	Ts	U	Re/m	$\delta_{99}$	$\delta_1$	$\delta_2$
			(MPa)	(K)	(kPa)	(K)	(m/s)	/m	(mm)	(mm)	(mm)
<b>1/5-subscaled wind tunnel</b>											
"3.4"	3.45	14.9×102	1	290	14.1	86	641	6.3e+7	7.02	2.33	0.357
"5.4"	5.45	2.41×102	4	600	4.8	88	1015	3.0e+7	16.5	7.9 (7.71)	0.534 (0.717)
"6.7"	6.66	1.07×100	6	600	2	61	1041	3.5e+7	14.9	7.87 (7.74)	0.387 (0.519)
<b>Ramjet Engine Test Facility (RJTF)</b>											
"3.4"	3.45	74.5×510	0.87	900	12.2	266	1129	1.1e+7	35.0(cnt)	10.9(cnt)	
"5.4"	5.45	12.1×510	4.8	1450	5.3	275	1635	8.5e+6	57.9(cnt)	19.7	2.50
									46.5 (side)	13.7	2.26
"6.7"	6.75	32.52sq.	10	2550	1.6	324	2564	2.4e+6	87.5 (cnt)	32.8	2.17
									52.2 (side)	17.8	1.16

マッハ数、基準総圧と総温、その時のノズル出口静圧と静温、流速、単位レイノルズ数を整理した。小型風洞出口での流速は、M3.4ノズルの640m/sから、M6.7ノズルの1040m/sである。一方、RJTFでの流速は1100m/s (M3.4)から2560m/s(M6.7)と約2倍となっている。しかし小型風洞の気流温度が低く、密度が高いぶん、単位レイノルズ数は小型風洞の方が数倍大きい。結果として、模型寸法に対するレイノルズ数は小型風洞もRJTFもほぼ同じ程度になることが分かる。

さらに表3.3.1において、小型風洞とRJTFで測定された境界層厚さを比較した。RJTFのM4条件の境界層については未測定なので、ノズル形状が相似な小型風洞での測定値を5倍している。RJTFデータ内の $\delta_{99}$ のcntとslideは、ノズルスパン方向で中心線上とそれから2/3端面寄りの測定位置を示す。小型風洞のカッコ内の値は300Kの等温壁を仮定して計算された値である。

まず99%厚さについて、M8条件では、小型風洞での結果はRJTFの10%減、M6条件では50%増であった。また、排除厚さについて、小型風洞M6ノズルは、RJTFのノズルをそのまま1/5に縮尺した相似形であるが、排除厚さはRJTFノズルと比例せず、その1/2倍と薄くなった。

一方、RJTFのM8ノズルは流れ方向の全ての位置で正方形断面の、いわゆる3次元ノズルであり、小型M8ノズルは2次元ノズルであるが、小型ノズルの境界層厚さはRJTFのほぼ1/5となっている。

### 3.3.3 風洞における空気液化

M5以上の高いマッハ数において風洞作動気体に常温空気を用いると空気の液化が問題となる<sup>12)9)</sup>。Daumは米国内のJPL、NACAやAEDCの風洞で行われたM9.5から17のノズルでの実験を整理し、空気の飽和曲線と実際の液化が起きる限界や、それに及ぼす風洞寸法(冷却速度)の影響を報告している<sup>9)</sup>。図3.3.5は、空気の飽和曲線と空気液化が生じた実験結果を文献より転載し、本風洞の

条件と比較したものである。図には、飽和曲線の左側に過冷却のまま試験部を流れる領域が示されている。

図からM3.4の実験条件は飽和線のはるか右側に位置し、空気液化は考慮する必要がない。しかしM4では、ノズル総圧を4MPa以上上げると飽和圧力(26kPa)を超える可能性があること、M5.4ノズルを運転する場合、空気総温が420K以下では液化が生じ、ノズルの出口壁圧と総圧によるコアマッハ数は5.45(総温600K)から5.21(290K)に低下した。また総圧6MPaでM6.7ノズルを使う場合には、総温を600K以上にすることがある。

もっとも、図から分かるように風洞運転総圧を下げ、液化を避ける方法もある。しかし、真空槽への吸い込み風洞と異なり、吹き出し風洞の場合には、エジェクタ能力からの制約があるため、出口静圧を1kPa以下にするのは困難である。結果としてノズル総圧が5MPaに近いRJTFのM6飛行速度相当であるM5.3ノズルにおいては、風洞の背圧加圧時に常温空気が流れる際、気流は白

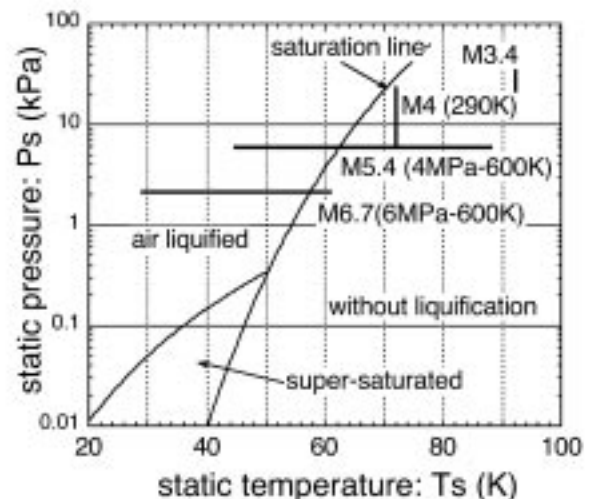


Fig. 3.3.5 Saturation and super-saturation curves for air liquefaction in nozzles.

く輝き、部分的に空気が液化しているのが観察される。

液化過程はピトー圧には余り影響せず、ピトー圧測定からは液化現象を検出しにくいとされている<sup>2)</sup>。しかし、図3.3.6で示すように、液化が生じるとピトー管前後の総圧比は変化する。また液化は発熱過程であるため、超音速流中では静圧が上昇し、総圧とマッハ数が減少する。この事は、例えばM6飛行速度相当のRJTFでのエンジン試験において、高温弁が開き、気流総温が1450Kに上昇するにつれてエンジンインレット部の壁圧が低下することからも確認できる。

図3.3.6にM6.7風洞で得られた気流総温の風洞断面マッハ数分布への影響を示す。マッハ数については3種、ノズル出口壁圧 $P_w$ とノズル総圧 $P_0$ の比から等エントロピ関係を用いて得たマッハ数、ピトー圧 $P_t$ とノズル総圧の衝撃波関係式から得たマッハ数、そしてピトー圧とノズル出口静圧に関してレーリ関係式を用いて計算したマッハ数を比較した。図の対称面の左側は気流総温が290Kの時で空気液化が生じている場合、右側は空気総温600K時のマッハ数分布である。

常温空気をを用いて液化が生じている場合には、発熱に伴いノズル出口壁圧が上昇するため、 $P_w$ と $P_0$ を用いて計算したマッハ数は中央部で3.5、最高でも4.3と低い。一方、衝撃波関係から得られたマッハ数も液化発熱による総圧損失のため中央部で7と高い値を示した。等エントロピ関係から計算されるマッハ数は5.9となっている。結果として、マッハ数は計算法により大きく異なる。

気流総温を600Kまで上げると液化しなくなる。その結果、 $P_w$ と $P_0$ から計算されるマッハ数は壁面近傍の2から、コア部の6.7へと増加した。また $P_t$ と $P_0$ から等エントロピで計算されるコアマッハ数は6.66となった。このように、コア部での3つの計算方法によるマッハ数は完全に一致した。

これらの結果から、M5.4とM6.7ノズルの基準総温は600Kとした。また今後HIBESTとの対応風洞実験、あるいは実在気体効果の検出のためM8ノズル(飛行マッハ数で約10)が必要な時には、風洞圧を10MPa、気流総温を800Kにすれば、液化を防ぎながら熱量的完全空気による空力実験ができる。この条件では加熱器の空気流量が少ないため、現在の蓄熱体加熱器で十分加熱可能である。

また実験技術上重要なことであるが、空気総温が600Kまでの60秒程度の空力実験では、模型温度はほとんど上昇せず、圧力導管に対してエポキシ系接着剤が若干変色する程度で問題無く使用できた。ただし総温が700Kを越えるようになると、模型上流側のエポキシ系接着剤が焦げだし、実験毎の圧力導管の濡れ検査が必要となった。また模型金物温度の変化は、模型内部流の剥離に影響し、壁圧分布や抗力値に微妙に影響することに注意しなければならない。

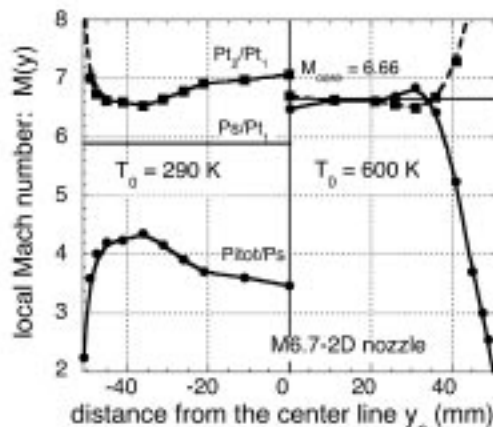


Fig. 3.3.6 Effects to Mach number distributions by air liquification. the left half:  $T_0 = 290\text{K}$ , the right half:  $T_0 = 600\text{K}$ .

### 3.3.4 まとめ

- 1) ピトー圧と静圧測定により、各風洞のコアマッハ数 (M3.4, M5.4, および M6.7) を確定した。それらの流れが十分波消しとなっており、一様であることを確認した。
- 2) 境界層測定により、各ノズルの99%排除厚さ、および運動量厚さを確定した。99%厚さは7.0mm(M3.4), 16.5mm(M5.4), 14.9mm(M6.7)で、排除厚さは2.3mm(M3.4)から7.9mm(M5.4とM6.7)であった。運動量厚さは0.36mm(M3.4)から0.5mm(M5.4)と非圧縮流境界層に比べて薄かった。
- 3) 空気液化条件から、M5.4とM6.7ノズルの気流総温を600K以上と決定した。
- 4) 2次元ノズルでは平行側板に2次流の湧きだしが発達する。エンジン試験の際には、この湧きだしをインレットが吸い込まないようにすべきである。

### 第3章の文献

- 1) Pope, A. and Goln, K.L., High-speed wind tunnel testing, Roberte Krieger Publishing Co., New York, (1978), p35.
- 2) von Karman Institute, Methodology of Hypersonic Testing, VKI/AEDC Special Course, 22-26 Feb., 1993, von Karman Institute, Belgium.
- 3) Johnson, J.A.III, and Wu, B.J.C., Pressure Recovery in Supersonic Diffusers, Transactions of ASME, p374, Sep. 1975.
- 4) Andrews, Jr., E. H., Deslgh and subscale tests of a diffuser system for a Mach 4 scramjet facility, AIAA paper 78-771 (1978).
- 5) Molloy, J.K., Mackley, E.A. and Keys, J.W.,

- Effect of Diffusers, Shrouds, and Mass Injection on the Starting and Operating Characteristics of a Mach 5 Free Jet Tunnel, NASA TN D-6377 (1971).
- 6) Lukasiewicz, J., Supersonic Diffusers, Aeronautical Research Council Report and Memoranda, No. 2501, 1946, London.
- 7) Lukasiewicz, J., Diffusers for Supersonic Wind Tunnels, J. Aeronautical Sciences, Sep., 1953, pp617-626.
- 8) Grunnet, J.L. and Laster, M.L., Pressure Recovery in Hypersonic Engine Test Facilities, J.Spacecraft, 4, No. 5, pp643-649 (1967).
- 9) Holland, S. D., Experimental Investigation of Generic Three-Dimensional Sidewall-Compression Scramjet Inlets at Mach 6 in Tetrafluoromethane, NASA TM 4497, Dec. 1993.
- 10) Kurosaka, T., Yamamura, T., Iwagami, S., Grunnet, J. L., Hayakawa, K., Miyajima, H., A model study on diffuser pressure recovery in NAL scramjet test facility with simulated hydrogen combustion, AIAA 92-3979, presented in AIAA 17th aerospace ground testing conf., Nashville, TN.
- 11) 宮島博ほか, ラムジェットエンジン試験設備の建設, 航空宇宙技術研究所報告, TR1347, 1998.
- 12) Guy, R.W. and Mackley, E.A.: Initial wind tunnel tests at Mach 4 and 7 of a hydrogen-burning, airframe-integrated scramjet, AIAA Paper 79-7045, (1979).
- 13) Guy, R.W., Torrence, M. G., Sabol, A. P. and Mueller, J. N., Operating Characteristics of the Langley Mach & Scramjet Facility, NASA TM 81929, 1981
- 14) Sato, S., Kumagai, T., Izumikawa, M., Sakuranaka, N. and Mitani, T., A preliminary study of a supersonic wind tunnel for a ramjet test facility, The 17th Int. Symp. on Space Tech. and Science, (1990), pp825-830.
- 15) 佐藤茂ほか, 自由噴流型超音速風洞の始動特性, 第34回航空原動機講演会前刷集, pp103-108 (1994).
- 16) Maydew, R. C. : Compilation and Correlation of Model Starting Loads from Several Supersonic Wind Tunnels, Sandia Report SC-4691(RR), 1962
- 17) Chen, C. L. : Numerical Investigation of Separated Nozzle Flows, AIAA J., vol. 32, No. 9, 1994, pp1836-1843.
- 18) Emmons, H. W. Ed. : Fundamentals of Gas Dynamics, Princeton Univ. Press, Princeton, (1953), p168.
- 19) 岡内功, 伊藤学, 宮田利雄 : 耐風構造, 丸善, 東京, (1977), p73, p383.
- 20) 得丸英勝 : 振動論, コロナ社, 東京, 1973, p213
- 21) 櫻中登, 志村隆, 三谷徹, 泉川宗男, 富岡定毅, 平岩徹夫, 超音速エンジン風洞における風洞始動荷重, 航空宇宙技術研究所報告, TR-1360, 1998.
- 22) Thomas, S. R. and Guy, R. W., Scramjet Testing Form Mach 4 to 20 Present Capability and Needs for the Nineties, AIAA 90-1388, 1990.
- 23) Schlichting, H., Boundary Layer Theory, 6th Ed., McGraw-Hill, 1968, p314,
- 24) Daum, F.L., AIAA J., vol. 1, No. 4, pp1043-1046, 1963
- 25) Daum, F. L., AIAA J., vol. 6, No. 3, p438



## 第4章 エンジン試験補完のための実験

RJTFを用いた側板圧縮型スクラムジェットエンジンやラム圧縮型の亜音速燃焼型ラムジェットエンジン試験を支援するために、小型風洞を用いた種々の模型実験を行った。この章ではこれらの補完実験についてまとめた。なお文献が多いのでこの章の文献は、各節に分けて整理した。

### 4.1 エンジン空力実験

#### 4.1.1 風洞と供試模型

ラムジェットエンジン試験設備(RJTF)では、51cm正方形の気流内で正面断面積が200mm×250mm、長さ2.1mの大きさのスクラムジェットエンジンを試験できる。このようなエンジン風洞では相似パラメタとして化学反応速度と流れ速度の比であるダムケラ数まで合わせる必要があるため気流総温は高く、そして供試体寸法も大きくなる。しかしエンジンの空力特性を調べるだけならマッハ数とレイノルズ数を合わせれば流れの相似性は得られる。

そこで小型風洞を用いてエンジン試験を補完するためのエンジン空力試験を実施してきた。この風洞では、常温空気を用いたM4飛行条件(エンジン入り口:M3.4)から加熱空気による飛行条件でM6(M5.4)、M8(M6.7)の模擬実験を、2-4人の人手で最高10回/日、毎日実験できる。さらに模型を安価に製作、各要素を容易に交換でき、測定項目によってはRJTFエンジン試験より詳細な計測も可能である。

図4.1.1と図4.1.2にこれまで実験したエンジン模型を

示す。空気流は左から右に流れ、各模型の上側がエンジン天板側で機体腹部に取り付けられる。エンジン下部にはカウルが装着されており、そのインレット側の開口部から空気を逃がすことにより、内部流の始動性を改善している。図4.1.1はエンジン全長にわたり45°の後退角を有する第1次エンジンの模型で、RJTF用エンジンは三菱重工が製作した。図4.1.2は第2次エンジンで、エンジン内部の空気流の偏在を是正するために、燃焼器から下流の後退角をなくしている。エンジン本体は川崎重工が製作した。

模型寸法はRJTFエンジンの1/5縮尺で、第1次模型は全長420mm、第2次エンジン模型は440mmとなっている。いずれのエンジンも流路断面積は入り口と出口で等しく、40w×50hである。模型外部寸法からの風洞流路閉塞率は、模型天板溝れ面位置がノズル溝れ面と一致させた場合には約25%である。模型を15mmコア流に入れた状態で固定して風洞を起動しても、風洞は低圧室始動(第3.1参照)した。その状態での閉塞率は33%となる。

図4.1.1(MHI)模型では、カウル側インレット前縁位置を起点とし、124mmまでは側板圧縮型インレットで、水平面に対して6°のくさびになっている。インレット出口から144mmまでは、高圧の燃焼器の影響がインレットに遇らないように設置した定断面(14w×50h)の分離部である。エンジン流路の中でこの部分が最も狭く、ストラット無し状態でのこの部分の幾何学的収縮比は2.86となっている。位置144mmに高さ0.8mmの後ろ向きステップがあり、そこから176mmまでは定断面の平行燃焼器部である。そこから半頂角1.9°の燃焼拡大部が304mmまで設けられており、エンジンにおいて燃焼ガスが膨張する。燃焼ガスは区間304mmから

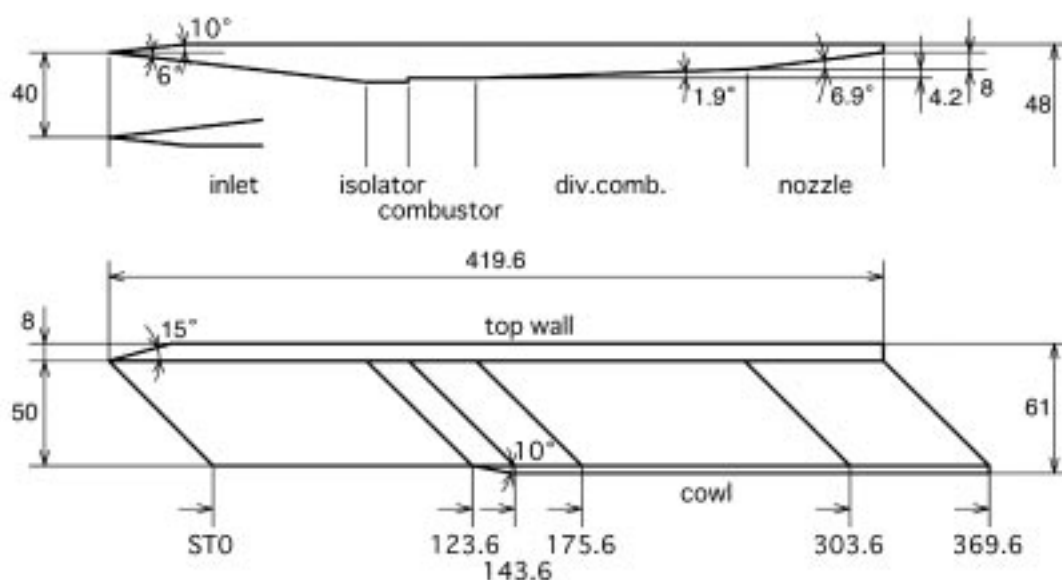


Fig. 4.1.1 The E1 engine model with a 45° sweepback angle throughout the model.

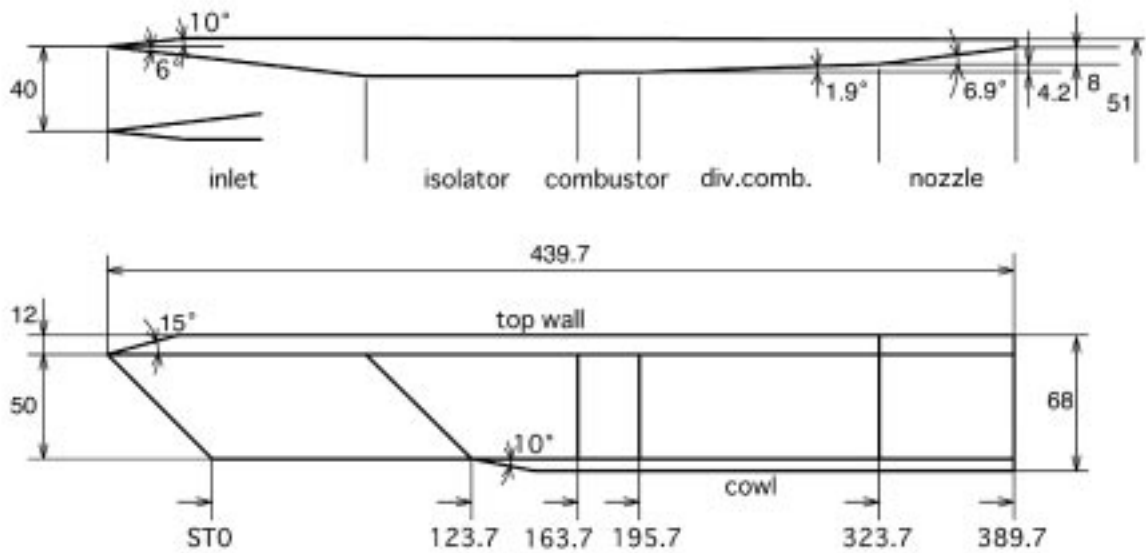


Fig. 4.1.2 The E2 model in which the swept back section is eliminated downstream of the combustor.

370mmまでの内部ノズル部(半頂角 $6.9^\circ$ )でも膨張、加速されて推力を発生する。

図4.1.2の第2次エンジン模型では、起点から164mmまでは第1エンジン模型と同様 $45^\circ$ の後退角を有するが、その下流は後退角を無くした。その理由は、これまでのエンジン試験で実施したガス採取、小型風洞で実施したオイルフロー実験(第4.3節)や燃料拡散実験(第4.6節)から、エンジン内部にかなりの空気と燃料の偏在(distortion)が観測されたことにある。この偏在は、後退角のある流路における波の干渉により起きる。そのため燃料を噴射する位置より下流で後退角をなくした第2次エンジンを製作した。結果として、天板側の分離部長が長くなった。エンジンは境界層を吸い込むため、天板側の境界層が厚くなる。天板側分離部長を大きくすることにより、燃焼によるエンジン不始動を抑制することを計画した。

図4.1.3に第2次エンジンに用いられた6mm厚と9.2mm厚のストラット模型を示す。第2次エンジンではさらに7.2mm厚のもの、9.2mm厚ではストラット全長が166mmと246mmの2種類を製作して、その抗力と圧力分布への影響を調べた。図に圧力測定点の位置を点で示す。またRJTF第1次エンジン用には、後端にも後退角を有するストラット(厚さは6と9.2mmの2種類)、背の低い1/5H高さ(10mm高)ストラットを準備した。6mm厚ストラットを装着すると、圧縮比は2.86から5に増加、7.2mm厚では5.88となり、9.2mm厚ストラットを付けると8.33まで増加する。

図4.1.4に壁圧/抗力模型を示す。従来は、壁圧測定用模型は圧力導管をエンジン外壁に設置したため、抗力測

定の同時測定は不可能であった。そこで圧力測定点数が少ない抗力模型を別途に用意した。また高温気流実験では、外部に露出した圧力導管のアラウドイトによる接続が熱で損傷し、実験毎の修理と気密確認作業に多くの時間を取られた。しかし、図4.1.4の模型では100点以上で

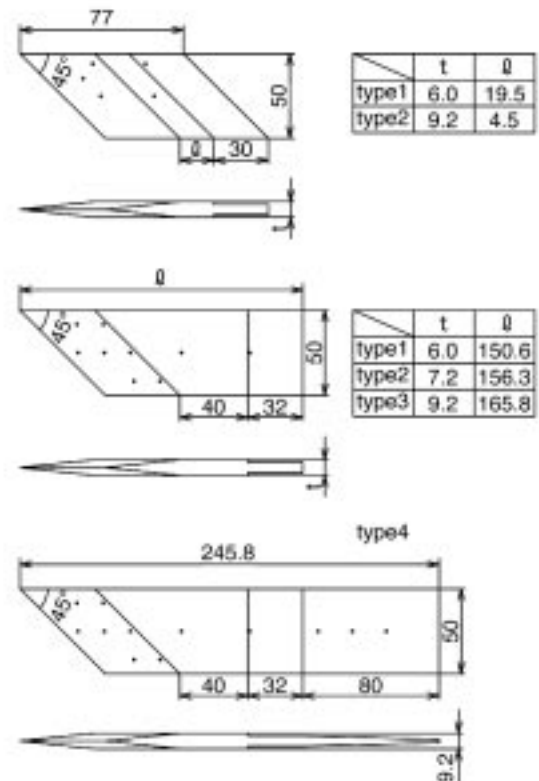


Fig. 4.1.3 Flameholding struts tested the 1/5 subscale models.

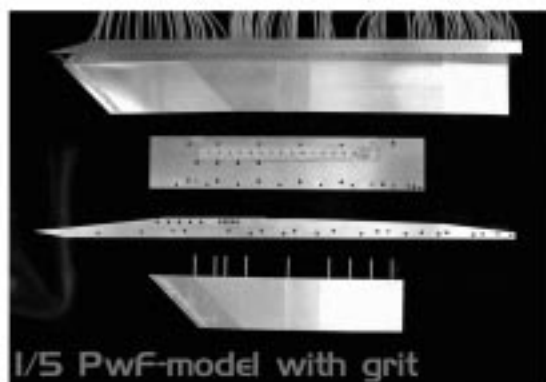


Fig. 4.1.4a The 1/5 subscale engine model to measure wall pressure and engine drag (all the pressure tubings are embedded in the side walls).

壁圧を測定しているが、その圧力導管を全て模型に内蔵させた。それによりエンジン内部のみならず外部形状もRJTFエンジンと相似にでき、壁圧と抗力の同時測定ができる。その結果、圧力抗力評価と抗力測定の相互比較が容易となり、精度が改善された。

図4.1.4aには、上から、天板と結合されたエンジン右舷側板(5列×10と天板に13点の測定孔があり、それらに接続するテフロン管が見える)、カウル(11個のカウル内壁圧用の圧力導管接続孔が見える)、左舷側板(対称性を調べる側壁圧力導管孔とカウル導管への接続孔が見える)、一番下には9点の測定孔を持つストラットを示す。図4.1.4bは側板、ストラット、カウルを組み上げて、6分力荷重計に模型を乗せた状態を示す。圧力は3台の機械式スキャナで測定される。インレット前縁には乱流遷移を促進するためのグリットが塗布されている(第4.1.5節参照)。

#### 4.1.2 エンジン前縁隙間の影響

RJTF試験では、エンジンの境界層吸い込み効果を模倣するため、風洞ノズル内面とエンジン内面が一致するようにエンジンを据え付けている。その際、風洞高温配管の熱膨張を逃げるため、設備とエンジン前縁間に約40mmの隙間を設ける必要がある。例えば、M8第6期試験時のエンジン取り付け位置は、エンジン出口の濡れ面端を起点にすれば、エンジン前縁先端は下流に45.5mm、ノズル流の外側の1.2mmに位置している。

一方、RJTF試験において通常、低圧室圧力はノズル適正膨張時の出口圧力よりも低く、不足膨張となっているが、試験によっては低圧室圧力がノズル出口圧力よりもやや高い場合があった。このとき、ノズル出口とエンジン入口とが離れているために、風洞ノズルを出た気流がエンジン入口で衝撃波あるいは膨脹波を発生して、エンジンに流入する。そのため気流条件が変わり、エンジ



Fig. 4.1.4b The engine model installed on a 6-component force balance.

ン作動状態に影響する可能性がある。

そこで、M4飛行条件で模型と風洞ノズルとの隙間を1mmから8mm(RJTFで5mmから40mm相当)まで振り、ノズル出口静圧が低圧室圧に対して50%の過膨張となるまで圧力比を変化させ、低圧室圧がインレット壁圧分布にどのように影響するかを調べた。

その結果、M4条件(ノズル出口でM3.4)では低圧室圧を変化させても壁圧分布には違いは見られなかった。よって風洞ノズル出口と模型との隙間は8mmまで、RJTFにおいては40mmまでであれば、圧力比で50%程度高い過膨張条件であっても実験結果に影響はなかった。低マッハ数においては風洞ノズルとエンジン入り口との隙間は、エンジン性能に影響を与えないようである。

しかしながら、M6.7風洞実験(M8飛行条件)において、エンジン天板に沿う流れが、容易に剥離し、模型内部流が不始動状態に移行する現象が観察された。その原因を探るために、エンジン前縁隙間や境界層吸い込み量を変える実験を行った。その結果、前縁隙間は影響しないが、高マッハ数では、境界層吸い込み量により模型内部流の始動範囲が変化することが分かった。この検討については第4.1.5節を参照されたい。

#### 4.1.3 M5.4試験における空気液化の影響

第4.3節で述べるように小型風洞M3.4、M5.4条件でオイルフロー試験を行った。その際、感断応力塗料の特性からの制約で、試験には常温の空気を用いた。しかしM5.4試験では、エンジン入り口において空気が一部液化して、エンジン内部の流れの様子が液化のない場合と異なることが懸念された。そこで、常温空気使用時と高温空気使用時のM5.4条件でのエンジン内部の壁圧分布を比較することによって、常温空気使用の適否を壁圧分布から調べた。

その結果、図4.1.5に示すようにM5.4条件では常温空

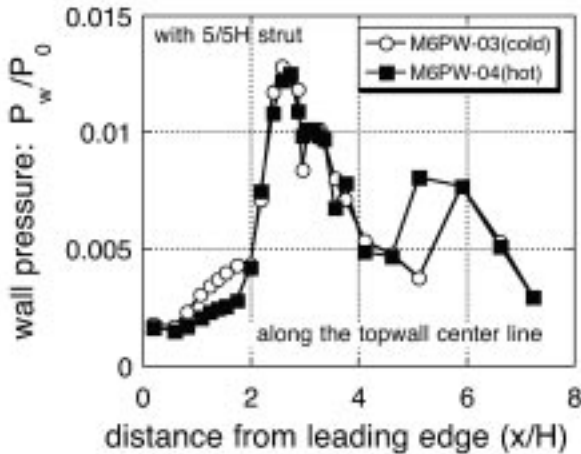


Fig. 4.1.5 Effects on the wall pressure distribution by the air total temperature in the M5.4 stream.

気時に空気の一部が液化し、その影響で壁圧が若干変化するが、その液化度は小さく壁圧への影響は小さい。また5/5H-6mm厚ストラットを付けた場合でも、天板上の剥離域が少し大きくなるが、その他の部分での壁圧は高温空気時とほぼ同じであることを確認した。これらの結果から、M5.4までは常温空気を用いても模型内部流れへの影響は小さく、オイルフロー結果をRJTF試験の検討に使用できると判断した。

4.1.4 壁圧の無次元化

図4.1.5では壁圧は風洞ノズル総圧 $P_0$ で無次元化した。これは $P_0$ が基本的な風洞データであり、測定精度が高いためである。しかし極超音速域においては気流総温が高いために、比熱の温度依存性(振動励起)や解離によりノズル総圧による無次元化は不適当となる。図4.1.6

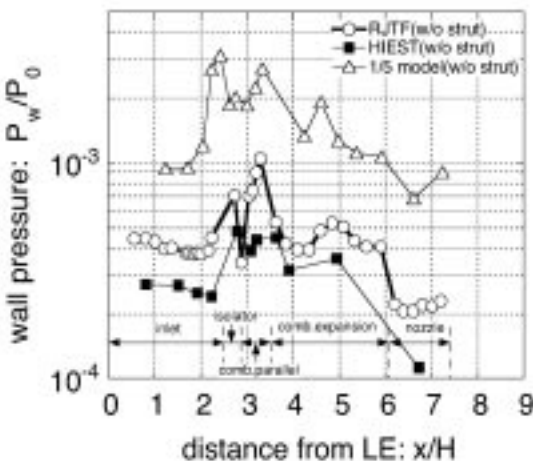


Fig. 4.1.6 Comparison of  $P_w/P_0$  distributions measured in RJTF, HIEST and the 1/5-subscaled wind tunnel (without a strut in the M6.7 stream).

には総温2600Kの燃焼模擬空気を用いるRJTF、純粋空気を使うが総温がより高い衝撃風洞(HIEST: 気流エンタルピーで4MJ/kg-8MJ/kg)、そして総温600Kの小型風洞の3風洞で測定した、 $P_0$ で無次元化した壁圧分布を比較した。

総圧で無次元化した場合、エンジンインレット入り口での壁圧値はHIESTで $3 \times 10^{-1}$ 、RJTFでは $4.3 \times 10^{-1}$ 、そして小型風洞では $9 \times 10^{-1}$ となり、最大3倍の相違となった。これは主に比熱の温度依存性 $C_p(T)$ によるもので、ノズル出口マッハ数を合わせても、ノズル出口静圧や必要開口比も大きく変化する。これではマッハ数やレイノルズ数を一致させても、エンジンの相似実験は困難である。

振動励起や解離による比熱変化の影響は静圧に顕著に現れる。そして風洞実験ではマッハ数を合わせるので圧力分布は気流動圧で無次元化するのが適当である。図4.1.7に、図4.1.6をエンジン入り口動圧で無次元化した結果を示す。総圧で無次元化した時に3倍異なっていた分布が、動圧で無次元化すれば一致してくるのが分かる<sup>①</sup>。したがって今後動圧で無次元化したエンジン壁圧で議論することとする。

4.1.5 高マッハ数における内部流不始動

エンジン模型実験では、模型周囲の流れが規定の超音

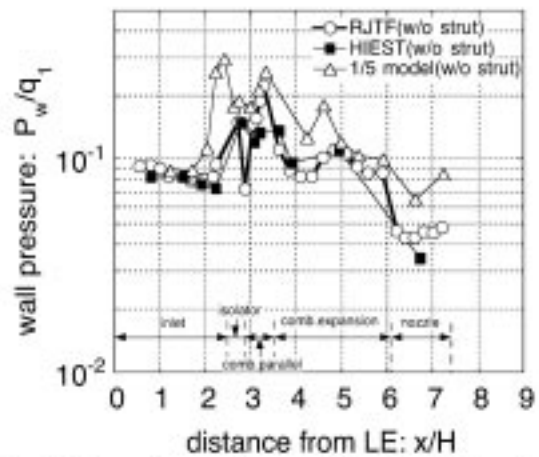


Fig. 4.1.7 Comparison of  $P_w/q_1$  distributions measured in RJTF, HIEST and the 1/5-subscaled wind tunnel (without a strut in the M6.7 stream).

① ただしRJTFや小型風洞におけるエンジン内壁圧とHIESTでの壁圧とは厳密には一致しない。その理由は、前者はコンタノズルを用いているのに対し、後者はコニカルノズルを用いた壁圧測定のためである。例えばくさび角6度のエンジン側壁は、コニカルノズル出口面での半径方向速度成分(約2度)のため実効8度のくさび角に相当する。同様に主流に平行な天板も迎え角2度となり、その分インレット圧縮比は増加する。

速流になっていることに加え、模型内部流も実際のエンジン内部流を再現し、スクラムジェットの場合には超音速流になっていなければならない(ここでは「内部流始動」と称する)。内部流が最も翼型や機体周りの外部流れと異なる点は、模型内部形状により作られた擾乱が周囲に拡散せずに、内壁と干渉、再び内部流に戻ってくることであり、内部流は外部流に比べて複雑となり、極超音速域での剥離限界に関する報告は少ない。

#### a) M8実験における模型不始動

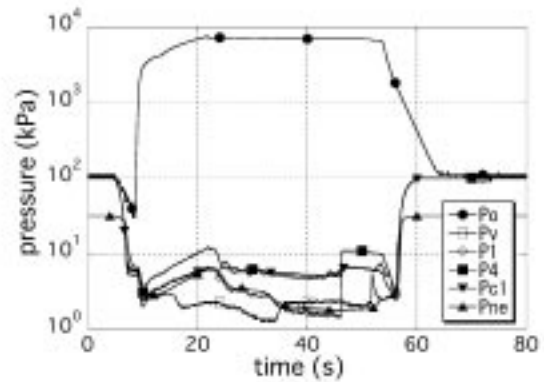
これまで、RJTFの1/5縮尺の小型風洞によるエンジン内部流計測を行ってきた。いろいろ奇異な現象に遭遇した。例えば、M4と6のインレットの空気捕獲率測定実験で、空気流出側の出口ゲート弁をかなり絞ってもこの衝撃波がインレット上流まで遡るような模型不始動は起きず、空気流量が測定できた。しかしM8での実験では、自発的あるいはゲート弁を少し動かすだけで突然模型が不始動になる現象が多発した。

図4.1.8に壁圧と抗力同時測定時(M8PwF-14)で観測したエンジン模型内部流の不始動を示す。この実験ではエンジン模型内部に6mm厚ストラットを装着して、気流総温を730Kまで上げた通風実験を実施した。図4.1.8(a)には風洞各部と模型内圧の変化を、図(b)にはノズル総圧と総温の変化、そして図(c)に推力と揚力、ピッチングモーメントの時間変化を示す。

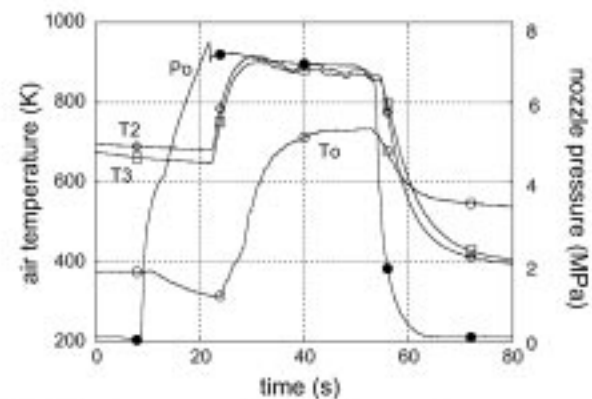
図4.1.8(a)を見る。この実験では時刻5秒でエジェクタを起動し、それに伴い低圧室圧(口)は6kPaまで低下している。8秒で常温気流を流し始め、高温弁は22秒で開となっている。その時のノズル総圧(●)は7MPaである。図(b)で見ると、以後、総圧は7MPaを保持している。高温弁開に伴いノズル総温は上昇し、開後10秒(34秒時点)で650Kを越えて、40秒時点ではほぼ定常値となっている。

低圧室圧は30秒時点ではほぼ定常の1.3kPaまで低下した。ノズル出口静圧( $P_e$ ; ▲)は気流総温が600Kを越えるようになると、液化がなくなるので1.8kPaに向かって低下していく。模型インレット入り口( $P_i$ ; ◇)や出口( $P_o$ ; ■)付近の壁圧は、内部流が超音速流となっていることを示している。時刻35秒で突然低圧室圧(口)が1.3kPaから2.2kPaに急上昇している。しかし、この外部流の変化で $P_i$ や $P_o$ の内圧は変化していない。従って模型内部流は始動状態にある。

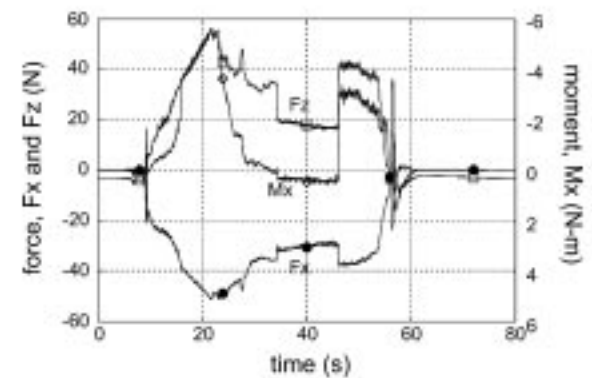
そして時刻46秒で模型内部流の不始動が起きた。模型のインレット最前縁にある $P_1$ は1.4kPaから7kPaに、その下流の $P_2$ も3kPaから11kPaに上がっている。低圧室圧はこの不始動により影響を受け、この実験では2.2kPaから2kPaに低下した。しかし、ノズル出口静圧 $P_e$ は模型内部流不始動の影響を受けていない。さらに強い不始動状態になると、低圧室圧が上昇し、 $P_e$ も変化



(a) Nozzle pressure ( $P_e$ ), nozzle exit pressure ( $P_o$ ), test cell pressure ( $P_{ne}$ ) and pressure on the inlet and combustor wall (from  $P_1$  to  $P_2$ ).



(b) Nozzle pressure ( $P_e$ ), nozzle total temperature ( $T_o$ ) and the temperatures upstream of the hot valve.



(c) Variations of the thrust and lift force (N) and the pitching moment (N-m).

Fig. 4.1.8 Break of engine internal flow in a M6.7-hot flow (M8PwF-14).

する。

図(c)には同時に測定した3力の変化を示す。22秒までは風洞の始動過程であり、30秒までは空気液化が徐々に消えていく期間である。時刻34秒で抗力が35Nから31Nに変化し、揚力が+35Nから+20Nに急減している。これは低圧室圧の変化によるものである。この抗力変化は、この時点でこれまで不足膨張で広がっていた自由噴流が適正膨張となるためにすぼまり、エンジン外部抗力が減少するためである。また揚力の減少は、低圧室圧が上昇したために低圧室圧を受ける天板外面の下向きの力が増加することによる。これらのことは、自由噴流を用い、そのジェット境界に接するように模型を設置するエンジン試験の力測定では、外部流により大きく影響されることを示している(第4.4節参照)。

46秒時点で内部流不始動が生じると、模型抗力は29Nから37Nに、揚力は17Nから42Nに急増した。これは模型内部流が不始動となったためである。不始動になると、強い衝撃波が模型インレット内部に立ち、インレット部の圧力を増加させる。これに伴いスピルは増し、模型には頭揚げモーメントが発生する。

b) 境界層吸い込みと不始動

再び図4.1.8(a)を見る。内部流不始動直前のストラット根元の $P_1$ (■)と燃焼器内 $P_2$ (▼)は、時刻43秒時点から振動を始め、少しずつ上昇を始めている。そして46秒時点でインレット天板前縁 $P_1$ までの剥離を生じている。これまでの多くの実験において、ストラット周りの圧力セ

ンサは不始動直前に壁圧振動を捕らえ、その振幅は天板寄りが大きかった。これらのことから、この内部流不始動は厚い境界層を吸い込んでいる天板のストラット根元付近の剥離が引き金となって生じていることがわかる。

エンジンの境界層吸い込みを模擬するため天板境界層は厚くなる。そしてインレットの逆圧勾配によりその境界層は剥がれやすい。この境界層剥離が模型内部流不始動を誘起したと考えた。それを確認するため、トラバースを用いてノズル端と模型前縁との距離( $y_c$ )を変えて、始動範囲を調べた。ここでは、ノズル出口濡れ面端を基準とし、模型前縁位置を下流側に $x_c$ 、コア側に $y_c$ で測るものとする。

その結果、模型をコア側に5mm程度入れ( $y_c = +5\text{mm}$ )、境界層吸い込み量を減らすことにより模型が始動すること。その始動範囲は、模型前縁とノズル端のx方向距離には余り依存しないことが分かった。なおこのM6.7ノズルの99%境界層厚さは14.9mm、排除厚さは7.8mmと測定されている(第3.3節)。

トラバースを用いて模型不始動範囲と自己再始動を調べた。その結果、模型の自己始動は困難で、始動させるには、コア流側に大きく移動させる必要があり、ヒステリシス性が強いようであった。またエンジン試験状態にも影響され、第4.2節の空気捕獲率実験や第4.6節のガス採取レークを挿入する実験では、 $y_c = 5\text{mm}$ で不始動に陥ることが多く、実験は $y_c = 8\text{mm}$ から10mmで実施した。

一方 $y_c$ を大きくして、模型をコア内部に深く入れ過ぎ

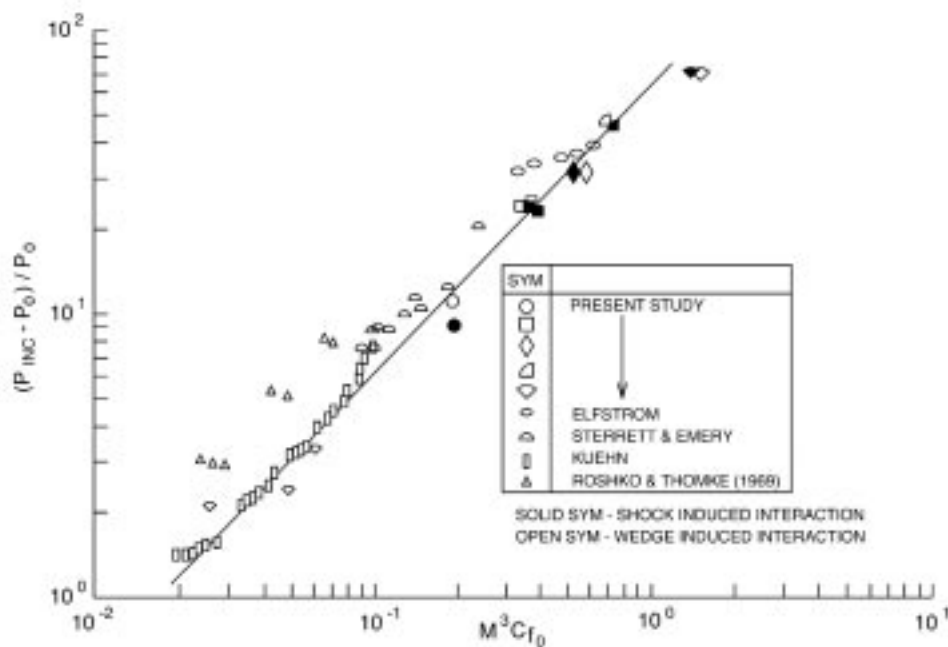


Fig.4.1.9 Limit pressure ratio causing the separation of turbulent boundary layers (Holden<sup>3</sup>, 1972).

ると、風洞に対する模型閉塞率が上がり、低圧室が上昇する。その結果ノズル流がノズル出口付近で剥離し、その衝撃波が模型カウル側開口部に入射するようになる。またカウル側ノズル端(模型を懸垂する実験では下側ノズル端)からの波がカウル開口部に入射するようになる。実験は模型内部壁圧の変化をモニタして、内部流始動状態を確認しながら、実施しなければならない。

#### c) 側板境界層と剥離限界圧力比の検討

M6.7風洞で模型内部流不始動が多発した際、インレット側板の層流境界層が剥離する可能性も検討した。そのため、側板やストラット前縁に乱流への遷移を促進するためのグリットを塗布して、剥離抑制の試みを行った(図4.1.4の写真を参照されたい)。しかし、実験の結果、グリットは内部流不始動抑制には効果がなかった。これは、剥離が天板のストラット根元付近で始まることから妥当な実験結果である。天板側は厚い乱流境界層に覆われており、そこにはグリットは効かない。

しかし側板における境界層剥離も検討しておく必要がある。Holdenら<sup>32</sup>は、極超音速域での乱流境界層の剥離限界圧力比を主流マッハ数(M)と壁摩擦係数(c<sub>w</sub>)を用いて、極超音速流での“chi-bar”パラメータと似たM<sup>2</sup>c<sub>w</sub>で実験データを相関付けている(図4.1.9)<sup>32</sup>。今1/5縮尺模型のインレットでのc<sub>w</sub>は0.0015(第5.1節)、入射直上流のインレット内マッハ数は5.7である。これらの結果からM<sup>2</sup>c<sub>w</sub> = 0.28、それに対する剥離限界圧力比は約11となる。

厚い9.2mm厚のストラットを装着した場合、側板前縁から出発した衝撃波とストラット前縁から出発した2枚の衝撃波が1枚に合体し、インレット出口付近の側壁

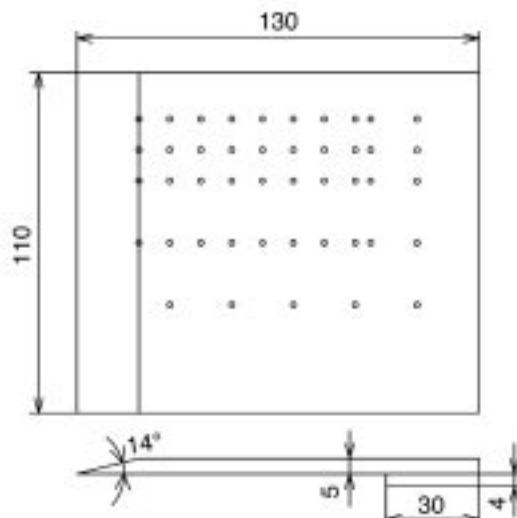


Fig. 4.1.10 Flat plate experiment to study the boundary transition in the M6.7 free stream.

<sup>32</sup> ただし「chi-bar」パラメータは本来層流境界層を出発点にしていることに注意されたい。

に入射する。その前後の圧力比は13.4倍となる。その圧力比は図4.1.9から求めた剥離限界圧力比11に近い。インレット側板にはコア流が流れ込み、その前縁から層流境界層が発達するが、すぐに乱流に遷移する。しかしその乱流境界層も剥離限界に近いと考えられる。

#### 4.1.6 境界層遷移とグリット

表3.3.1に小型風洞とRJTFの気流条件をまとめた。M6.7小型風洞の模型全長に対するRe数は $7 \times 10^6$ 、RJTFにおけるエンジン全長に対するの値は $1.2 \times 10^7$ と、RJTFの方が2倍大きい。同程度である。インレットに着目すると、そこでのRe数は $2 \times 10^6$ から $4 \times 10^6$ である。

Changの教科書<sup>33</sup>に境界層剥離を起こす限界圧力比とRe数との関係がグラフ化されている。その図に小型風洞実験とRJTF実験範囲をプロットすると、両者とも流れ場は層流から乱流の遷移域に位置していること、そして境界層が乱流であれば剥離しないが、もし層流であれば確実に境界層は剥離することが分かった。従って、コア流内でエンジンを試験した場合には、そこでは層流境界層剥離のために性能が大きく変化する可能性がある。

そこで、M6.7ノズルの中央に平板を立てて、コア流が作る境界層が、前向きステップでどのように剥離するかを調べた。そして層流境界層の場合、どのようなグリットを塗布すれば乱流遷移させることができ、剥離を抑制できるかを検討した。

#### a) 実験方法

小型風洞ノズルの出口に、図4.1.10に示すくさび平板を垂直に設置した。平板は幅110mm、厚さ5mm、全長

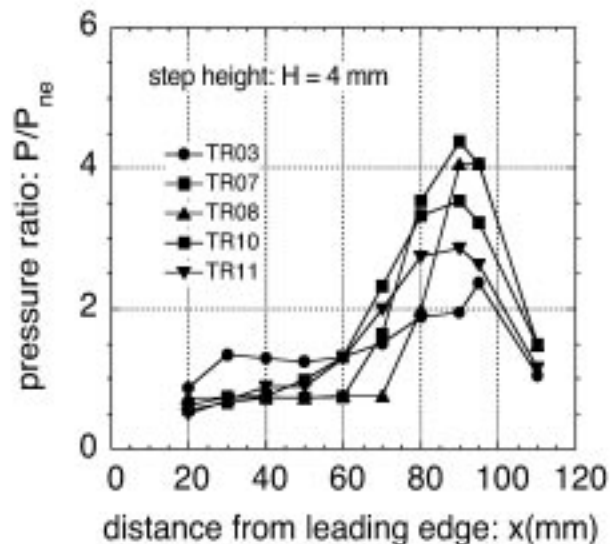


Fig. 4.1.11 Pressure distributions with a forward-facing step in the M6.7 flow: effects on the separation by grits.

130mmで、その下流側に厚さ4mmの前向きステップを設けた。低圧室圧の影響を受けないように、平板両端には高さ13mmの銅板を置いた。測定面の裏側前縁は14°のくさびとし、背面から計測用導管(SUS1/16管-45本)とKuliteケーブルを出した。

図に圧力測定孔の位置を示す。測定面は気流に平行で、総計45点の壁圧を機械式スキャナで測定した。気流静圧は2kPaと低い。そのため指示値のドリフトを検出するために、30kPa最大レンジセンサから導管を分岐し、2kPa(ノズル出口圧)、4kPa(低圧室圧)、10kPa(エジェクタ吸い込み圧)の3点を常時モニタセンサと並列で測定した。なお、中心軸線上前縁から65mmにはKulite(半導体)センサを直付けにし、圧力変動を測定した。総圧は7MPa±0.2MPa以内で制御した。なお、乱流遷移用のトリッピングワイヤやグリットについては文献4)以下を参考にした。

#### b) 実験結果

図4.1.11に流入気流静圧(ノズル出口壁圧)で無次元化した平板壁圧の流れ方向分布(中央線上)を示す。平板はコア流に晒されており、層流境界層が前縁から発達する。グリットを付けないTR03試験においては、測定孔の最上流のx=20mmでの壁圧は気流静圧と一致しており、そこでは剥離していない。しかしその直下流から圧力は上昇し、40mmから70mmまでにだらかな一定壁圧域(platau)がある。これは典型的な層流境界層の剥離である。その下流では圧力は再上昇し、気流静圧の2.5倍まで上がっている。

TR08試験では、平板前縁から5mm下流に#54グリットを流れ方向にグリット幅5mmで塗布した。このグリットにより境界層は乱流に遷移し、前縁から少なくとも70mm位置までは剥離していない。圧力は80mm位置より上昇し始め、90mm位置ではノズル壁圧の4倍に達している。このように層流時には1.5倍程度で剥離した境界層が、乱流時には4倍の逆圧上昇に耐えることが分かる。

グリット幅を5mmから3mmに減らすと、TR07試験のように剥離域が上流に移動し、剥離し易くなった。また通風を繰り返して、グリットを落として粒子密度を減らしたTR10やTR11試験でも剥離域が上流に広がった。このようにグリット粒径や密度を小さくすれば、剥離状態も層流時に漸近するのが分かる。

#### c) グリットの選定と塗布

使用したアルミナ粒子のグリットについては、#30番(粒径が500-600 $\mu$ m)、46番(300-350 $\mu$ m)、54番(250-300 $\mu$ m)、100番(100-125 $\mu$ m)を試験した。現在のところ、境界層遷移のためには、46番粒子を20-40個/cm<sup>2</sup>の密度で、前縁から5mmの位置で5mm幅で塗布すること

としている。なお、簡易的にサンドペーパーも試験した。粗い40番を用いても、グリットを落とした紙厚分の壁面変化も、壁圧分布へ影響しなかった。しかしより細かい100番ペーパーが好ましい。サンドペーパーのグリットは、通風に伴って脱落するので注意と管理が必要である。

アルミナ粒子の塗布は、アロンアルファと速乾型アラルダイトを使用した。アロンアルファは粘度が低く、流路面に凹凸を作らず都合がよかった。しかし30番の大きな粒子は、そこに働く動圧が高く、通風中に脱落するものが多かった。46番以下の細かい粒子の場合には、アロンアルファもアラルダイトの両者とも高温通風試験で使用可能であった。特にアロンアルファを最初に模型面に塗り、グリットを散布して仮固着した後に再度上からアロンアルファを塗ることによって、グリットの固着を改善することができる。そしてアロンアルファには専用剥離剤も市販されており、模型表面を痛めずに何回でもグリットを調整できるので便利である。

#### d) 乱流遷移実験のまとめ

- 1) 小型M8コア流内の境界層は層流であり、1.5倍以下の逆圧勾配で剥離する。
- 2) その層流境界層は#40グリットで乱流に遷移できる。乱流境界層は3倍以上の逆圧勾配に耐え、剥離線はステップ近くまで後退する。

#### 第4.1節の文献

- 1) 泉川 宗男他, スクラムジェットのマッハ4小型風洞試験, 第36回航空原動機・宇宙推進講演会講演集, pp.94-99, 1996.
- 2) Holden, M.S., AIAA 72-74, AIAA 10th Aerospace Meeting, San Diego, January 17-19, 1972 (p31-2-01)
- 3) Chang, P. K., Separation of Flow, Pergamon Press, Oxford, 1970
- 4) Brawslow, A. L., Hicks, R. M., Harris, Jr., R.V., Use of Grit-type Boundary Layer Transition Trips on Wind Tunnel Models, NASA TND-3579, 1966
- 5) Morkovin, M. V., Critical Evaluation of Transition from Laminar to Turbulent Shear Layer with Emphasis on Hypersonically Travelling Bodies, AFFDL-TR-68-149, Air Force Flight Dynamic Laboratory Air Force Systems Command, Wright-Patterson Air Force Base, Ohio 45433, 1969
- 6) McDaniel, R. D., Nance, R.P., and Hassan, H. A., Transition Onset Prediction for High-Speed Flow, J. of Spacecraft and Rockets, vol. 37, No. 3, May-June, pp304-309, 2000.



- 7) van Driest E. R. and Blumer, C. B., Boundary Layer Transition at Supersonic Speeds: Roughness Effects with Heat Transfer, AIAA J., vol. 6, No. 4, Apr., pp603-1968
- 8) Braslow Knox , NACA 4363 , 1958
- 9) Covert, E.E., Ed., Thrust and Drag: Its Prediction and Verification, Progress In Astronautics and Aeronautics, vol. 98, AIAA publication, New York, 1985.
- 10) Volluz, R. J., Handbook of Supersonic Aerodynamics, Section 20, Wind Tunnel Instrumentation and Operation, NAVORD report 1488, p351, U. S. Government Printing Office, 1961.

## 4.2 エンジン空気捕獲率測定

インレット空気捕獲流量はエンジンの燃焼状態、性能を評価する上で不可欠のデータであるにも拘わらず RJTF試験では測定することができない。そこで小型風洞において相似形状のエンジン模型の捕獲率を測定し、RJTF試験における捕獲率を求めた。なお、最近実施した多点レークプローブによる捕獲率測定については、第7.3.3節を参照されたい。

### 4.2.1 捕獲率装置

図4.2.1には捕獲流量測定用模型の全体図を示す。捕獲流量模型はインレット部と、可動バルブ(図の右側の gate valve)を備えたディフューザ部からなっている<sup>1)</sup>。可動バルブはステッピングモーターにより駆動され、バルブ開度をコントロールすることができる。試験手順は、バルブ開の状態では模型およびディフューザ内部を超音速の気流が流れる状態を確立した後、バルブ開度を下げてディフューザ内を亜音速状態にする。このバルブ部でのチョーク条件が成立している状態で、可動バルブ上流で測定したピトー圧およびディフューザ壁圧から総圧を求め、この総圧とバルブ開度から捕獲気流流量を算出する。

小型風洞検定試験では測定項目や結果処理方法により、同一の試験条件に対して幾種かの風洞性能値、例えばノズル出口マッハ数が算出された。マッハ数の若干の差異は、例えば模型内の衝撃波の反射状況などを推定する際にはあまり問題にならない。しかしインレット捕獲率には5%程度の精度が要求されることもあり、インレットマッハ数の決定は重要となる。

質量流量は断面積A、総圧 $P_t$ 、総温 $T_t$ 、マッハ数Mを用いて下記のように表すことができる。

$$\dot{m} = A \cdot P_t \sqrt{\frac{\gamma}{R \cdot T_t}} \frac{M}{\left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2\right)^{\frac{\gamma+1}{2}}} \quad (1)$$

マッハ数が大きな極限(比熱比 $\gamma$ が1.4)では、質量流量はマッハ数の5乗に逆比例し、マッハ数に強く依存する。M6条件試験での風洞マッハ数はその推定方法の違いによりM5.57および5.45が示されている。このときマッハ数の2乗値の差は4%である。また境界層排除厚は模型高さの約10%と大きく、風洞出口のスパン方向位置によって2倍程度の違いがあり、この分布もインレット流入流量に影響する。このように捕獲流量値以外の試験条件によって捕獲流量比の精度は左右される。風洞作動代表値を用いて捕獲流量結果を処理する限り、上記の5%という要求精度限界に近い。

風洞ノズル出口壁圧からマッハ数を求めることができるが、高マッハ数条件ではノズル出口壁圧は低く、計測が困難である。また測定に際しての応答遅れも影響する。したがってM4から8の捕獲率試験では、風洞ノズル流が等エントロピー変化すると仮定し、ピトー圧と風洞総圧から求めた風洞出口マッハ数を、インレット流入空気流量の算出に用いた。

なおノズル流の等エントロピー仮定については、第5.1.3節の方法により、その壁面との摩擦と熱交換の影響を調べた。最初に第3.3.2節のノズル境界層検定で得られた運動量厚さから、壁摩擦係数とそのマッハ数依存

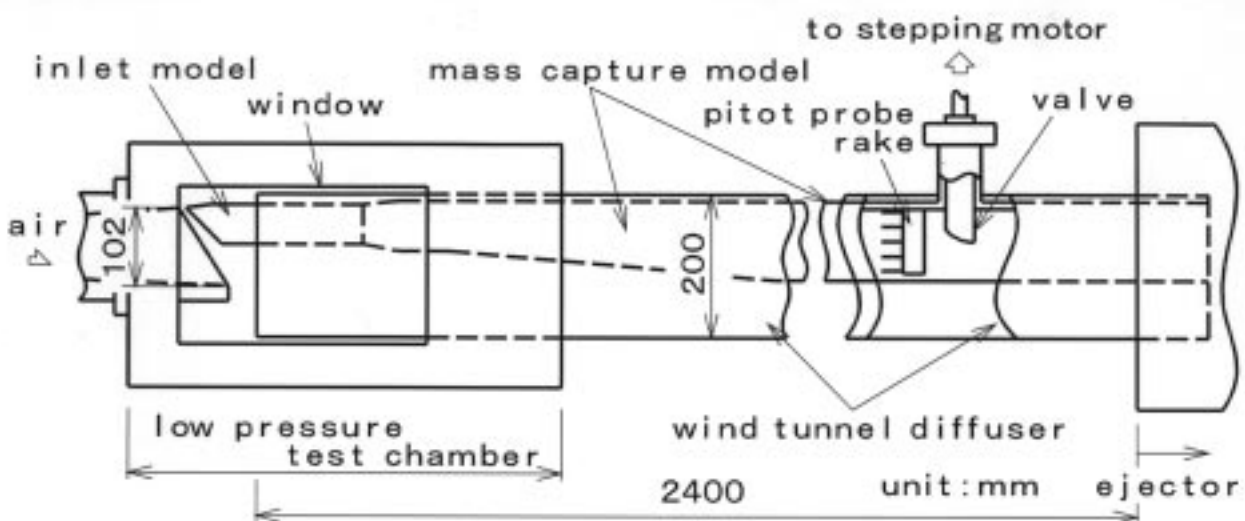


Fig. 4.2.1 Measurements of air capture ratios in scramjet inlets with spillage.

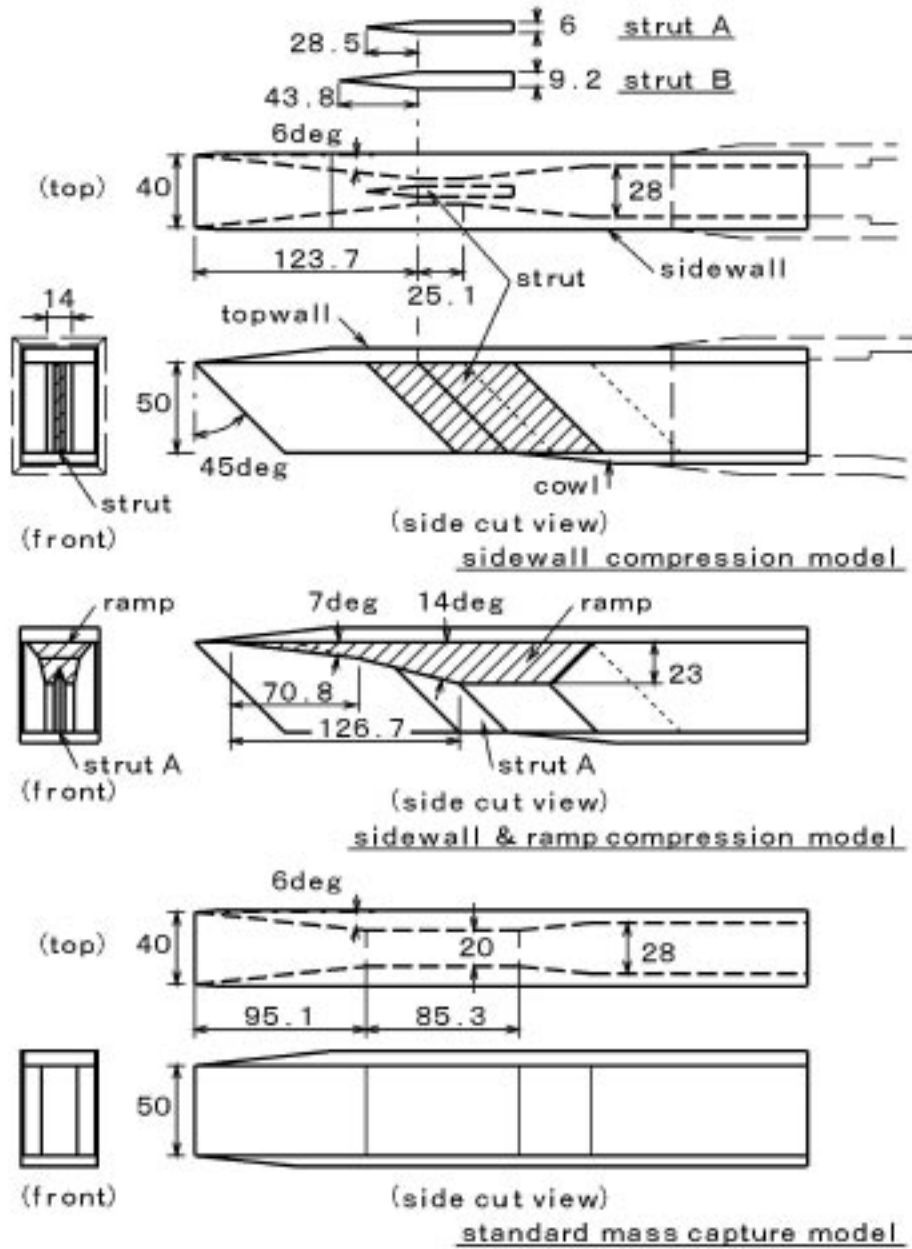


Fig. 4.2.2 Inlet models with spillage and the baseline inlet without spillage.

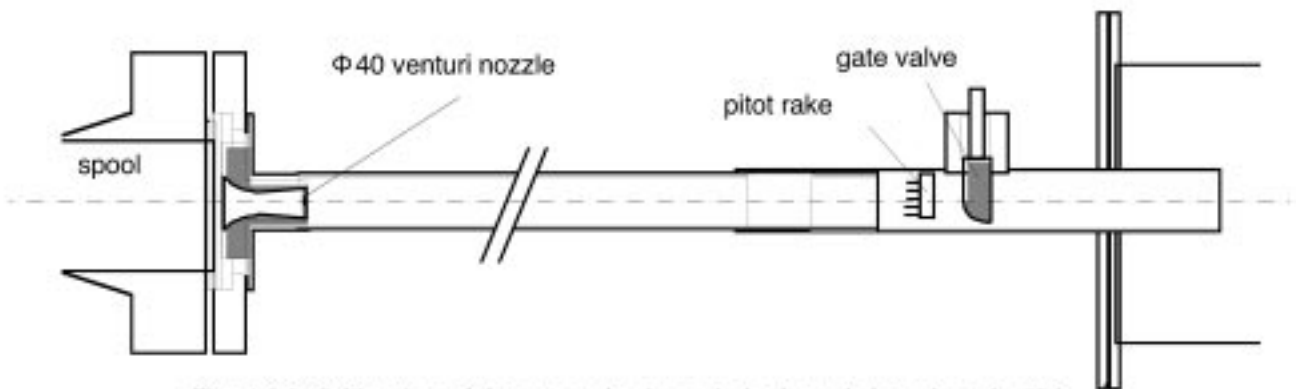


Fig. 4.2.3 Calibration of the gate valve by a choked nozzle based on the ISO.

性を計算した。壁摩擦係数はノズル上流部で $8 \times 10^{-4}$ 、マッハ数依存性により下流部では $4 \times 10^{-4}$ まで減少した。

得られた壁摩擦と熱伝達間にはレイノルズ相似が成立し、壁面熱伝達率が計算できる。その結果、例えばM8(ノズル出口での基準マッハ数6.7)で、700K加熱空気を使用した場合、非粘性-断熱を仮定すれば出口マッハ数は6.83、摩擦を考慮すればマッハ数は6.47(総圧回復率は0.79)、その摩擦と相当する熱伝達(ここでは熱損失)を加えると、出口マッハ数は6.58(0.84)となった。このように加熱空気を用いた場合、摩擦による総圧減少と熱損失による総圧増加とが相殺するが、若干摩擦の効果が強い。

模型への流入流量を求めるために境界層排除厚測定値と風洞スロート流量を用いることも検討した。しかし風洞スロート寸法は直接測定することができず、また流出係数が1ではないことから、風洞ノズルスロートでのチョーク条件から模型への流入流量を決めることはできなかった。なお、常温空気条件で測定したエンジン壁圧は、高温空気を用いた試験結果と一致し、空気液化の影響は風洞ノズル内では顕著ではなかった。

このインレットマッハ数による捕獲流量の誤差は、マッハ数が高くなるほど顕著となる。そこでM8条件では捕獲率100%の基準流量測定インレット模型(図4.2.2)を製作し、試験を行った。なおこの捕獲率100%模型を用いた試験中のバルブ開度と、インレット模型試験時のバルブ開度とを一致させておき、両者の無次元化した実験結果を直接比較すると、下記の第4.2.2節の捕獲流量の校正作業は省略することができる。

#### 4.2.2 捕獲流量の校正

捕獲流量の計測には上下に作動する可動バルブを使用している。臨界ベンチュリノズルを使用して、この弁の開度に対する流量係数を測定した。

##### a) 可動バルブの校正

インレットの捕獲流量を確定するには、可動バルブの流量係数が必要である。しかし、可動バルブは片開きであり、流量係数はあきらかでない。また、今回用いた可動バルブは弁体以外はインレットからつながっている壁面であり、そこには発達した境界層がある。そのため排除厚さにより可動バルブの有効断面積が変化する。そこで、開度に対する可動バルブの質量流量を計測し流量係数を求めた。

図4.2.3に試験装置を示す。この流量校正には、臨界ベンチュリを基準校正器として用いた<sup>3)</sup>。臨界ベンチュリノズルによる流量測定は、現在最も正確な流量測定方法で、これまで非定常流量を計測したタービンフローメータの出力校正に採用した実績がある<sup>3)</sup>。

上流側にスロート径40mmのベンチュリノズルがあ

る。ベンチュリノズルの形状はISO規格で決まっており、その形状と流路条件による流量係数が明らかである。気流は超音速でノズルから流出するが、配管途中で擬似衝撃波を伴って亜音速に減速する。ベンチュリノズルから可動バルブまでの配管は、断面 $100 \times 100$ mm、長さ1850mmとした。ベンチュリノズル出口での気流マッハ数は1.9である。ファノール流れを考慮すると、配管の等価直径34mmとしてチョークするまでの距離は1.4mと得られる。また、擬似衝撃波が発生する場合を考えると、実験データから管長は0.5から1.0m必要である。以上の結果より、配管長さを長めに決定した。

気流は亜音速に減速した後、可動バルブにて再び臨界状態に達する。したがって、可動バルブ上流側の条件がインレット捕獲流量計測時と一致していれば、ベンチュリノズルで得られる質量流量から可動バルブの流量係数を求めることができる。しかし、可動バルブを閉め過ぎると、擬似衝撃波背圧が増加し上流のベンチュリノズルの臨界状態が崩れる。可動バルブ上流側にあるピトー圧とベンチュリノズル上流の総圧変化をモニタしつつ実験を行った。ベンチュリノズルの本実験中の流量係数は99.2%であった<sup>3)</sup>。

##### b) 可動バルブの校正結果

可動バルブ上流でのピトー圧測定より、ベンチュリノズルから出た超音速流は配管内部で減速し、可動バルブ前面において亜音速になっていることを確認した。ベンチュリノズルの臨界圧力比は0.85になるはずである<sup>3)</sup>。実験は常にこの圧力比以下の条件で行った。よって、実験中可動バルブ、ベンチュリノズルともに通過する気流は臨界状態であった。

図4.2.4に横軸に可動バルブの開度、縦軸にベンチュリノズルを通る質量流量に対する可動バルブを通る質量流量を示す。これは真の質量流量に対する可動バルブでの計測値の比、すなわち可動バルブの流量係数を示している。実験は可動バルブ開度を5mm間隔で動かして流

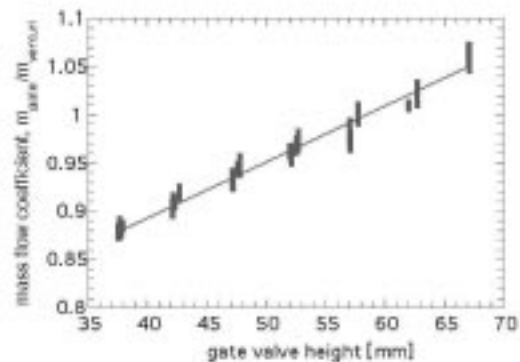


Fig. 4.2.4 Discharge coefficient of the gate valve calibrated by the choked nozzle.

Table 4.2.1 Air capture ratios in engines tested in RJTF.

test condition	M4	M6	M8			
	w/o	w/o or 1/5H-strut A	w/o or 1/5H-strut A	5/5H-strut A	5/5H-strut A + ramp	5/5H-strut B
CR	2.86	2.86 or 3.13	2.86 or 3.13	5.00	9.26	8.33
$\eta_{cap}$	0.72	0.88	0.91	0.86	0.81	0.74

量を計測した。各開度での約±1%の変動は計測誤差を示す。実験は、可動バルブ上流側の総圧を捕獲実験に合わせて行っている。総圧を変えたことによる流量係数の違いは現われなかったことから、捕獲率測定時の上流側の圧力の影響(可動バルブ付近の境界層厚さが変わる)は、実験範囲内では無視できることがわかった。

流量係数は可動バルブ開度が大きくなるにつれて増加した。この原因は、可動バルブに流入する境界層にある。可動バルブでの境界層を十分に乱流になっている平板上の境界層として考えると、可動バルブ付近での排除厚さは1~2mmになる。この排除厚さから再度バルブを通る体積流量を求めると、弁の流量係数は1.1から1.2と可動バルブ高さに対して一定値になる。

#### 4.2.3 捕獲流量測定結果

このようにして実験から求められたRJTF試験各種模型形態での捕獲率を表4.2.1に示す。M8試験については種々の形態の結果を示している。no-strutはM8第1期試験<sup>9)</sup>、5/5strut(収縮比は5)はM8第2期試験<sup>9)</sup>、strut+ramp(収縮比:CR=9.3)はM8第4期試験<sup>9)</sup>、5/5strut(同8.3)はM8第5期および第6期試験<sup>9)</sup>に対応する。第3期試験で使用したストラットは第2期のものと異なるが、前縁位置およびカウルまでの形状は同じであることから、5/5strut(収縮比5)の結果はM8第3期試験<sup>9)</sup>にも対応する。RJTFでのM8条件5/5strutでのCFD計算

による捕獲率は0.85であった<sup>10)</sup>。またM4条件におけるCFD計算値は0.67であった<sup>10)</sup>。両者は良い一致を示している。

RJTF試験ではストラット有り、無しといった数種の形状の異なる模型を試験しており、また今後も多様な形態の試験が予想され、表4.2.1に示した結果以外の捕獲率が必要とされる場合もある。例えばM6条件の5/5ストラット模型試験は小型風洞では実施していない。他方、小型風洞とRJTFとは模型流入マッハ数が僅かに異なり、第4.2.1節で述べたようにそのマッハ数の違いによる捕獲率の相違が問題となる場合も考えられる。これまでの小型風洞の結果を基に、種々の側板圧縮型模型の捕獲率を推定することができるように、簡便な衝撃波関係式を用いた捕獲率計算値と測定値との相関を求めた。

後退角を有するインレットの開放底部からの漏れ量を簡単に推定する方法に、衝撃波関係式を用いる方法がある。流入気流を側板前縁に平行方向と垂直方向にベクトル分解し、前縁に垂直な面上で衝撃波関係式を適用する。この方法の特徴は下記のとおりである。

- (1)インレットは前縁に沿う方向に無限の長さを持つことを仮定しており、天板や解放底部での端面効果は入らない。
- (2)非粘性流体の関係式であることから、壁面上を発達する境界層や先端部での粘性・非粘性干渉の影響は含まない。また模型先端を鋭利と仮定して計算を進

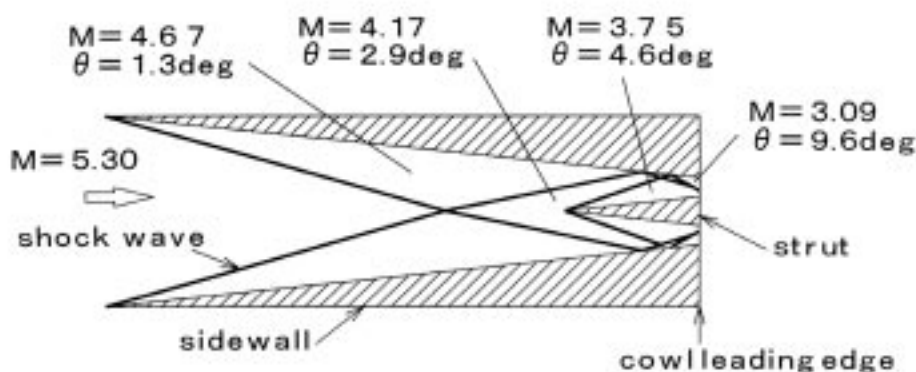


Fig. 4.2.5 Flow properties in Inlets (Mach number, pressure ratio and deflection angles) in M5.4 freestream.

Table 4.2.2 Air capture ratio of the RJTF engine test calculated by the oblique shock relation.

test condition	M4		M6		M8		
	w/o	w/o or 1/5H-strut A	w/o or 5/5H-strut A	5/5H-strut A	w/o	5/5H-strut A	5/5H-strut B
$\eta_{cap}$	0.69	0.93	0.92	0.98	0.97	0.92	

Table 4.2.3 Comparison between the capture ratios measured and calculated for the M4 condition.

Model number	(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)
Contraction ratio	3	3	3	5	5	5
Strut	no	no	no	yes	yes	yes
measured $\eta_{cap}$	0.76	0.77	0.82	0.70	0.79	0.78
calculated $\eta_{cap}$	0.81	0.85	0.89	0.67	0.81	0.90

めたので、側板先端の鈍頭性によるエントロピーレイヤーの影響も含まれない。従ってこれらによる低速層から模型外部への漏れの効果は含まれない。

(3)前縁に垂直な速度成分が亜音速になった後は、この方法を適用することはできない。よって流入マッハ数の低い条件で、後退角が大きいあるいは収縮比が大きいインレットに適用することには適さない。

図4.2.5にM6条件試験で5/5ストラットを用いた場合の、衝撃波関係式を用いて計算したインレット内部の衝撃波の反射の様子を示す。図中 $\theta$ は、後退角を持つ側板およびストラットでの衝撃波発生・反射により、カウル側に曲げられた気流の流入方向からの角度を示す。側板上で一度反射したストラット先端からの衝撃波は、やはり側板上で一度反射した側板先端からの衝撃波と交差し、交点からは衝撃波と膨脹波が出る。計算による捕獲率は0.92であった。その他のRJTF試験での捕獲率の計算値を表4.2.2に示す。衝撃波関係式による値が測定値とどのような関係にあるかがわかれば、これまでの試験条件あるいは類似形状の模型による類似の試験状況での空気捕獲率を予測することができる。

このような趣旨に基づいて、今回の実験結果と併せてM4風洞における実験結果<sup>[10]</sup>を、衝撃波関係式による計算値との関係を表す形式で図4.2.6に示す。但しM8条件strut+ramp模型では天板上のランプからの衝撃波の効果が加わるため、表示から除いた。表4.2.2および4.2.3には計算値を示す。マッハ4風洞での実験結果は多数あるが、RJTF試験模型形態に近いものを選んだ。M4風洞での実験では、捕獲流量はインレット出口でのピトー圧測定から求めている。

図中、 $\times$ 、 $\blacktriangle$ 、 $\blacktriangledown$ 、 $\bullet$ 、 $\blacklozenge$ 、 $\triangle$ は捕獲流量測定装置による結果を、 $\nabla$ 、 $\diamond$ 、 $+$ 、 $\square$ 、 $\blacksquare$ 、 $\circ$ は上記のM4風洞での結果である。M4.1(1)~(3)で示した模型の収縮比は3、後退角は45度、縦横比4:5、側板先端角4.8度、側板前縁から模型スロートまでの長さ110mmである。模型

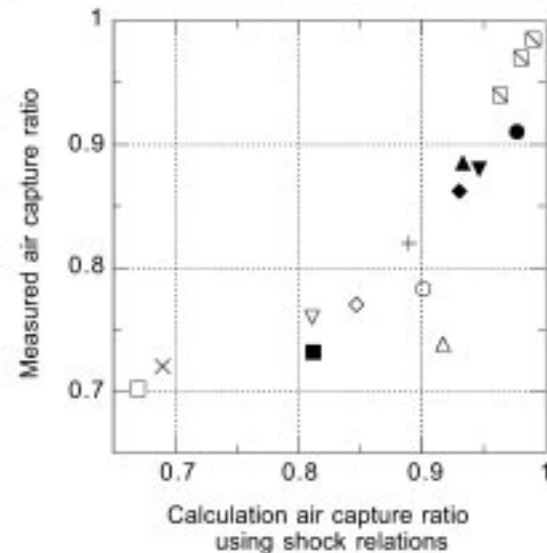
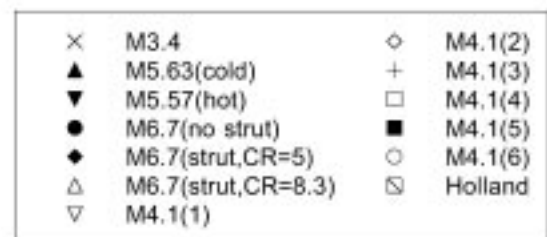


Fig. 4.2.6 Correlation between experimental results and the calculated results by the shock wave relation.

(1)~(3)でカウル長さが異なる。M4.1(4)~(6)で示した模型の側板形状はM4.1(1)~(3)の模型と同様であるが、ストラットを用いて収縮比を5に上げている。ストラット前縁はスロートから上流30mmに位置している。また(4)~(6)でカウル長さが異なり、(4)ではカウル先端はインレットスロート位置、(5)ではスロートから10mm上流、(6)では20mm上流に位置している。Hollandによる収縮比5のストラットのない模型を使った、マッハ10での結果<sup>[10]</sup>も併せて示す。図中、ストラット付きのインレット試験結果はM6.7(strut, CR=5)。

M6.7(strut,CR=8.3), M4.1(4), M4.1(5), M4.1(6)の5例である。衝撃波関係式による計算は、側板前縁に垂直な速度成分が亜音速になった後は適用することはできない。図中、口と×の模型ではインレット内部で側板前縁に垂直な速度成分が亜音速になったため、最終衝撃波後からカウル前縁までの領域では、最終衝撃波通過後の気流値を用いて漏れ量を計算した。

ストラットを取り付けたM6.7(strut,CR=8.3), M4.1(5), M4.1(6)の場合に、計算値に比べて測定値が低い。ストラットを取り付けたために、粘性による漏れ量の増加を招いた可能性がある。ストラットを用いた場合には、ストラット上を境界層が急速に発達して低速層が厚くなり、結果として漏れ量が増加したと思われる。

升谷らはスクラムジェット性能計算用に空気捕獲率 $\eta_{cap}$ をまとめ、マッハ2から12のインレット流入マッハ数 $M$ の関数として下記のように表わした<sup>19</sup>。

$$\eta_{cap} = 0.96[1 - 3.5 \times \exp(-0.75M)] \quad (2)$$

今回はこの式に模型形状による補正を加えることを試みた。インレット入口高さを $h$ 、流入境界層排除厚を除いた有効インレット入口高さを $h_e$ 、インレット幅を $w$ 、インレット入口からカウル前縁までの長さを $L$ 、ストラット先端からカウル前縁までの長さを $l$ 、カウル前縁での収縮比を $CR$ 、後退角を $SW$ (度)とする。空気捕獲率は模型形状により、下記のように増減する。

- ・流入境界層が厚いとあるいは $h_e/h$ が小さいと、天板境界層の影響で側板壁面上の低速層が厚くなり、空気捕獲流量は減少する。
- ・開放底部が広いとあるいは $h_e/L$ が小さいと空気捕獲流量は減少する。
- ・収縮比が大きいとあるいは $1/CR$ が小さいと衝撃波の反射が増え、捕獲量は減少する。
- ・後退角が大きいくほどあるいは $(90-SW)/90$ が小さいほど、気流がカウル側へ大きく曲がり、捕獲量は減少する。
- ・ストラットが長いあるいは $(L-l)/L$ が小さい等の理由で境界層発達面が増加すると、捕獲量は減少すると予想される。

このような模型形状による特徴を補正するための係数 $f$ を、升谷の式の値 $\eta_{cap}$ に適用して空気捕獲率、 $\eta_{cap,m}$ を表すと、例えば下記のように書くことができる。

$$\begin{aligned} \eta_{cap,m} &= (\eta_{cap} \text{ by Masuya Eq.}) \times f(x) \\ x &= g(x_1, x_2, x_3, x_4, x_5) \\ x_1 &= (h_e/h)^{n_1} \\ x_2 &= (h_e/L)^{n_2} \\ x_3 &= \left\{ \frac{(L-l)}{L} \right\}^{n_3} \\ x_4 &= \left\{ \frac{(90-SW)}{90} \right\}^{n_4} \\ x_5 &= (1/CR)^{n_5} \end{aligned} \quad (3)$$

×	M3.4	□	Holland
▼	M5.6	▽	M4.1(no strut)
●	M6.7(no strut)	□	M4.1(strut)
◆	M6.7(strut,CR=5)	◇	Tani(1)
△	M6.7(strut,CR=8.3)	○	Tani(2)
■	M6.7(strut+ramp)		

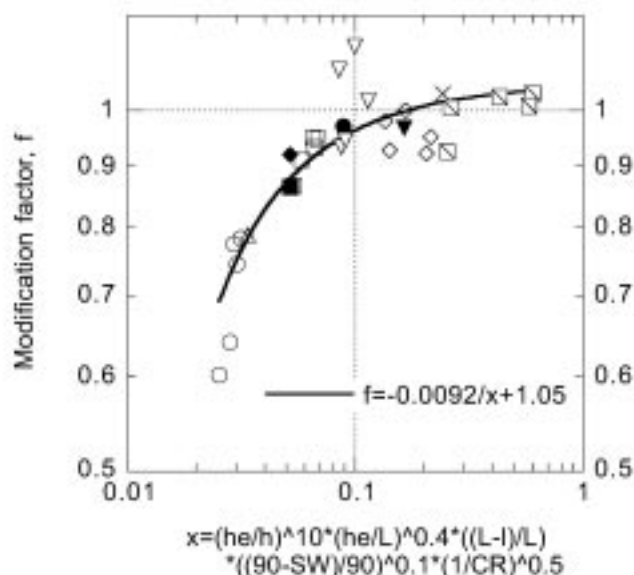


Fig. 4.2.7 Correlation between the geometry factor and the modification factor.

$n_1=10$ ,  $n_2=0.4$ ,  $n_3=1$ ,  $n_4=0.1$ ,  $n_5=0.5$ として $x$ を構成すると下記のとおりである。

$$x = \left( \frac{h_e}{h} \right)^{10} \left( \frac{h_e}{L} \right)^{0.4} \left( \frac{L-l}{L} \right) \left( \frac{90-SW}{90} \right)^{0.1} \left( \frac{1}{CR} \right)^{0.5} \quad (4)$$

(補正係数 $f$ ) = (測定値) / (升谷の式による値)と $x$ との関係を図4.2.7に示す。

Hollandの計算結果<sup>19</sup>では流入マッハ数は10、後退角は30度、45度、60度、カウル長さはインレット長さの0%、25%、50%である。M4.1(no-strut)<sup>19</sup>では後退角は30度、45度、収縮比は3、5、カウル長さは9%、18%である。M4.1(strut)<sup>19</sup>ではストラットが中央に1枚装着され、収縮比は5、カウル長さおよびストラット長さはそれぞれインレット長さの0%~18%、9%~27%の範囲で変化している。Tani(1)<sup>19</sup>では境界層排除厚が模型高さの約5%と薄く、Tani(2)<sup>19</sup>では約20%と厚い。殆どのインレットが側板圧縮型であるが、RJTFで実験したランプをストラットと併用したインレットの結果(M6.7(strut+ramp))も表示した。

補正係数は $f=-0.0092/x+1.05$ の式でほぼ整理できることがわかる。このようにして求めたインレット空気捕獲率を実験値と比較した結果を図4.2.8に示す。升谷の式に補正を加えることで、形状の異なるインレットに対しても捕獲率をより正確に予測することができた。

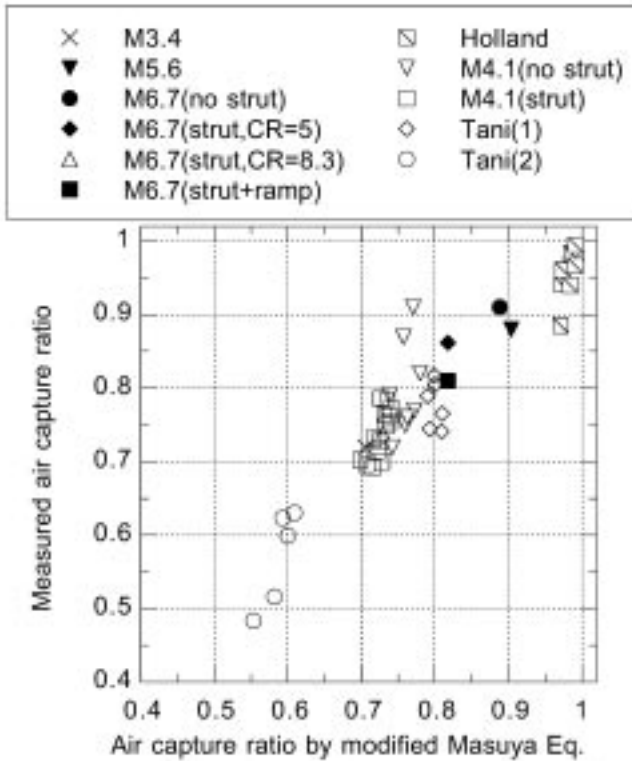


Fig. 4.2.8 Correlation between experimental results and the calculated results by modified Masuya Equation.

第4.2節の文献

- 1) Vinogradov, V. A., and Stepanov, V. A., "Numerical and Experimental Investigation of Airframe-Integrated Inlet for High Velocities," *J. Propul. Power*, Vol.8, No.1, 1992, pp.151-157.
- 2) Hudgens, J. A., and Trexler, C. A., "Operating Characteristics at Mach 4 of an Inlet Having Forward-Swept, Sidewall-Compression Surfaces," *AIAA Paper 92-3101*, Nashville, July 1992.
- 3) ISO9300, Measurement of gas flow by means of critical flow Venturi nozzles, 1990.
- 4) 泉川宗男, 平岩徹夫, 日下和夫, 桜中登, 三谷徹, "臨界ノズルを用いたスクラムジェットノズル性能校正", 第5回ラム/スクラムジェットシンポジウム講演論文集, pp131-136, 1995.
- 5) Salto, T., Wakamatsu, Y., Mitani, T., Chinzel, N., Shlmura, T., and Kanda, T., "Mach 8 Testing of a Scramjet Engine Model," *Proceedings of the 20th International Symposium on Space Technology and Science*, Vol. 1, Gifu, Japan, 1996, pp.58-63.
- 6) Tomloka, S., Kanda, T., Tani, K., Mitani, T., Shlmura, T., and Chinzel, N., "Testing of a Scramjet Engine with a Strut at Mach 8 Flight Condition," *AIAA paper 98-3134*, Jul. 1998.
- 7) Kanda, T., Wakamatsu, Y., Sakuranaka, N., Izumikawa, M., Ono, F., and Murakami, A., "Mach 8 Testing of a Scramjet Engine with Ramp Compression," *AIAA paper 2000-0616*, Jan. 2000.
- 8) Kobayashi, K., Tomloka, S., Kanda, T., Tani, K., Hiraiwa, T., and Salto, T., "Modified Water-Cooled Scramjet Engine Tested under Mach 8 Condition," *AIAA paper 2001-3202*, Jul. 2001.
- 9) Kanda, T., Sunami, T., Tomloka, S., Tani, K., and Mitani, T., "Mach 8 Testing of a Scramjet Engine Model," *Journal of Propul. and Power*, Vol. 17, No. 1, 2001, pp.132-138.
- 10) Kodera, M., Sunami, T., and Nakahashi, K., "Numerical Analysis of Scramjet Combusting Flows by Unstructured Grid Method," *AIAA Paper 2000-0886*, Jan. 2000.
- 11) 小寺正敏, 中橋和博, 大林茂, 菊田丈士, 三谷徹, "スクラムジェットインレット内における境界層流入の影響", *日本航空宇宙学会誌*第45巻, 第519号, 1997年, pp.22-27.
- 12) 菊田丈士ほか, "マッハ4におけるスクラムジェット空気取入口の実験(その1)", *航技研報告 NAL TR-1137*, 1991年12月.
- 13) Tani, K., et al., "Aerodynamic Performance of Scramjet Inlet Models with a Single Strut," *AIAA paper 93-0741*, Jan. 1993.
- 14) Holland, S. D., "Computational Parametric Study of Sidewall-Compression Scramjet Inlet Performance at Mach 10," *NASA TM 4411*, 1993.
- 15) 升谷五郎, 若松義男, "スクラムジェットの性能計算", *航技研報告 NAL TR-987*, 1988年7月.
- 16) Tani, K., Kanda, T., and Tokunaga, T., "Starting Characteristics of Scramjet Inlets," *Proceedings of 11th ISABE*, Vol. 1, AIAA, Washington, DC, Sep. 1993, pp. 1071-1080.



### 4.3 エンジン模型オイルフロー試験

RJTFでの実験を通じて、スクラムジェットエンジンの二つの燃焼モードの存在<sup>1)</sup>、弱燃焼状態における燃料の漏れ<sup>2)</sup>などが測定された。しかしながら、RJTF試験では以下のような未解決の問題があった:

- 弱燃焼時に燃焼器拡大部に熱流束が高い点があるこれはなぜできるのか
- 天板から側壁へ燃焼が伝播するメカニズムはなにか。
- 側壁においてM4条件では天板側、M6ではカウル側の熱流束が高い結果が出た。これはどうしてか。

現在RJTFで使用しているエンジンでは、内部の状態を知ろうとしても温度(熱流束)及び静圧測定しかできない。上記のような問題を解くには、燃焼状態を直接観測できればよい。気流を観測するには光学的な観測がまず考えられるが、RJTFモデルではエンジン壁面やその構造を考えると困難である。そこで小型風洞サイズのモデルで観測することを考えた。燃焼した場合でも燃料のほとんどは壁面近くに存在しているはずである。したがってエンジン内部壁面の流線を調べることで、たとえばカウルからの衝撃波の位置、剥離の有無が分かる。また流線の方角から、着火保炎がどこでなされているかを知る手助けになる。

この実験では側壁を透明アクリルにして、風洞通風中に直接内部を観察できるようにした。マッハ4.1気流を発生する直結風洞で、このモデルよりも小型エンジン模型でオイルフロー試験が既に行われているが<sup>3)</sup>、サイズが小さく細部を観測しにくいこと、RJTFと気流条件が異なることなどの問題があった。今回のモデルは全長約400mm、流路高さ50mmであり、壁面流線の解像度も

十分であると考え、一連の試験では、オイルの代わりに感断応力塗料(SSLC)<sup>4)</sup>を使用した。

#### 4.3.1 可視化模型

実験はM4および6飛行条件相当で行った。SSLCは高温に対して弱いことと、モデルの一部をアクリル製としたため、気流空気総温は加熱せず常温とした。淀み圧力はM4試験で1.2MPa、M6試験で4.2MPaである。

図4.3.1に可視化用エンジン模型の組立図を示す。側板のうち1枚およびカウルはアクリル製であり、風洞通風中に内部が観測できるようになっている。実験前に模型内側表面にSSLCを塗り、実験中には感断応力の分布の観測できる。実験後エンジンを下ろし分解して、内部のオイルフローの観察を行う。

エンジンは側壁、カウル、天板およびストラットからなっている。ストラットは1/5Hおよび5/5H(フル)ストラットの2種類がある。1/5Hストラットはその高さがエンジン流路高さの1/5であり、RJTFのM6試験で強燃焼を達成した。フルストラットは初期形状の厚さ30mmのものをM6条件で試験している。そこで小型風洞でも、エンジンストラットなし、厚さ6mmの1/5Hストラット付き、厚さ6mmフルストラット付きの模型形態で実験を行った。

#### 4.3.2 各マッハ数、模型の流線とその考察

##### 1) M4試験

図4.3.2にストラットなし、図4.3.3と4に1/5Hとフルストラットを加えた場合の流線分布を示す。

##### a) インレット部(図中ISと記す)

図4.3.2から図4.3.4のインレット側板上前縁から70mmに、側板上前縁から生じた衝撃波の1回目の入射の

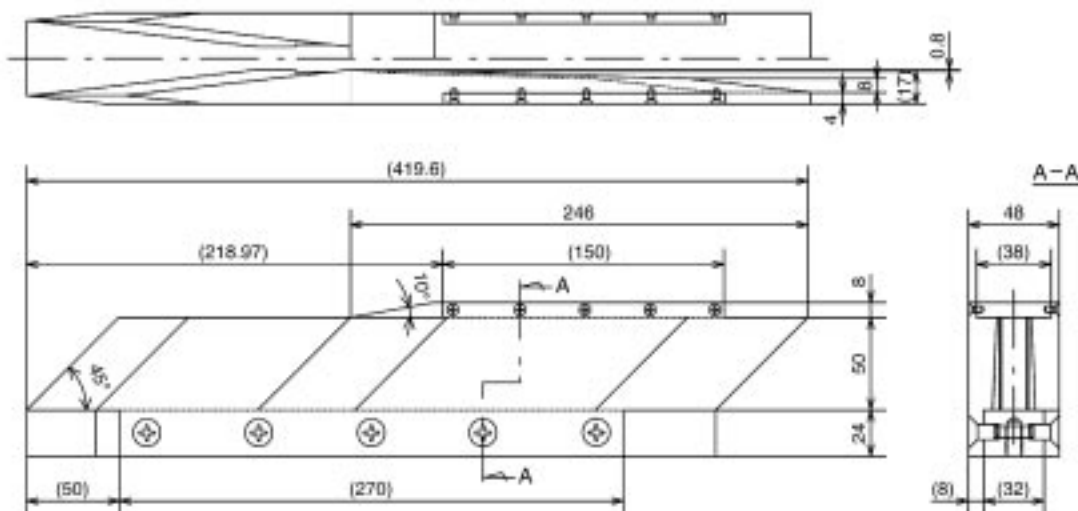


Fig.4.3.1 Configuration of scramjet model for viewing oil-flow patterns on the walls.

跡が見える。この位置はストラット有無にかかわらず同一である。フルストラットがある場合を除き、前縁から110mmの2回目の入射が見えている。フルストラットがある場合にはストラット前縁からの入射によって流線が変化し、二度目の入射はみえない。どの条件でも、衝撃波による流線の収束は、カウル側からエンジン高さの2/3までしか見えない。

境界層厚さは7mm程度であるから、エンジン高さの4/5ほどは流線の収束が見えて良いはずである。これは、図4.3.2のインレット前縁天板側から下流へ流れる太い流線が示すように、インレット入り口側壁と天板のコーナから発する渦が発達したためである。

- (1) 流入境界層がエンジン流路高さの1/5と厚い、
- (2) 側板の圧縮によって流速が低下する、
- (3) 側板の後退角効果によって流れは天板からカウルに向き、天板上に剥離域が誘起される

という一連の原因のために低速域が広がるためである。

RJTF試験のマッハ4試験では、天板上を剥離が通り易く、エンジンの分離部を延長することで対処した<sup>2)</sup>。この剥離の原因は、上記の後退角効果も加わった低速域の発達に起因する。設計時にはインレット部や燃焼器部それぞれの要素試験結果を参考にしていたが、天板上の低速域を十分に予測することができなかった。

図4.3.4にフルストラット先端付近の天板流路を示す。これからわかるようにストラット前方には剥離による流線収束が生じている。フルストラット側面でも、前縁天板側にこの剥離域が作り出した流線の収束が見える。M4条件でストラットを用いると天板インレット部分から不安定になり、不始動に移行しやすくなった。

#### b) 分離部・燃焼器平行部、ストラット

インレット部を通過した気流は、平行部に向かう。収縮していたインレット流が分離部で平行に戻るために膨張波が生じる。また、エンジン側面に後退角があるために、インレット内部でカウル側に曲げられた主流部はステップ直上流でエンジン天板にほぼ平行になる。またどの条件でも、カウルからの衝撃波によって、カウル先端とステップ間にあるSSLCはすべてこの領域から押し出されている。この領域は衝撃波背後の高い圧力がかかっていて、強い壁面剪断力が作用していることを示す。

図4.3.3と図4.3.4には、ストラット前縁で生ずる衝撃波の影響は見えない。衝撃波は、インレット部分と燃焼器平行部との境目に入射する。そのため入射衝撃波の影響は、流線にはほとんどあらわれない。

燃焼器部(図中CSと記す)は、0.8mmの後ろ向きステップから燃焼器拡大部までの32mmに相当する。流線の詳細な観測から、再付着点を読み取ることができる。

図4.3.2のストラットがない場合を見る。側板上の後ろ向きステップから境界層再付着位置までの距離 $x$ はステップ高さを $H$ とすると、天板寄りでは $x/H=5$ 、側板中心付近では3、カウル先端からの衝撃波上流でのカウル寄りでは5であった。RJTFサイズのエンジンでは燃料噴射口は $x/H=7.5$ にある。

境界層再付着位置は主流マッハ数が1に近づく、あるいは境界層が厚いといった場合に下流に移動することから<sup>3)</sup>、天板側では低速域が広がっているとわかる。しかし天板上で流れが激んだり、逆流する様子は観察されておらず、天板上でも低速ながら下流へ向かう流れがある。カウル寄りの位置でも天板と同様に再付着距離が長かったのは、カウル先端からの衝撃波による圧力上昇の影響がステップ背面を伝わり、衝撃波から離れた位置においてもステップ背面の圧力が上昇し、境界層の再付着条件に影響を受けたためである。

図4.3.2から4.3.4では、カウル先端からの衝撃波の下流にあるステップには、SSLCが溜まり再付着点は判読できなかった。ここにSSLCが溜まるのは、カウル先端とステップ間のSSLCと、天板側のステップ下流にあったSSLCが流れ込むためである。ステップ後ろの再循環域には、ステップが後退角を持つため天板からカウル側に流れが生ずる。そのためステップ背後にはカウルへ向かう流線が観測できる。この再循環領域を含む天板からカウルへの流れが、天板側で強制的にもしくはストラットのために着火されたのち、火炎伝播してエンジン側壁上の燃料が燃焼できるようにしていると考えられる。

フルストラットがある場合(図4.3.4)は、ステップ下流の再付着部で生じた衝撃波がフルストラット上に入射して流線収束を生ずる。天板側1/4には収束が見えず、前述の通り燃焼器部の天板にはインレットと同様に低速域になっている。

#### c) 燃焼器拡大部、ノズル

図4.3.2のストラットなしの場合、ステップ下流に再付着した気流が生ずる衝撃波が反対側の燃焼器拡大部(図中DCSと記す)に入射する。衝撃波の傾きは天板側とカウル側で異なるのは、カウルからの衝撃波の背後では気流のマッハ数が下がるためである。カウルと側壁のコーナでは局所的に剥離が生じている。ここで衝撃波は再度反射し、再び反対側の側壁(40mmほど下流)で入射している様子が見える。

ストラットがある場合には、ステップからの衝撃波よりもストラット背後で生ずる衝撃波が側壁に明瞭な流線収束を示す。フルストラットがある場合(図4.3.4)には、カウル近くでエンジン軸線に対しほぼ垂直になる流線収束が見える。1/5ストラット付き(図4.3.3)ではこのようなことはない。

どの条件ともカウルからの衝撃波による流線収束は、

カウルから天板まで見えている。インレットから天板に低速領域が生じていても、カウルからの衝撃波が入射する位置までは存在していないことを示す。

燃焼器拡大部では、燃焼器部とは逆にオイルフローがカウルから天板方向に向かう。燃焼器拡大部ではインレットとは逆に、後退角の付いた燃焼器拡大部の角から生じる膨張波によって流れが上方に曲げられる。また同時に、カウル前縁から生じる衝撃波によって流れが曲げられる。この流れの向きの変化が、側壁から噴射された燃料を天板へと集中させる原因である。RJTF試験において、弱燃焼状態のノズルからの火炎が天板の側面に観測されたのも、このように燃料が天板に集まった結果である。

天板には、カウルからの衝撃波が入射して境界層が剥離した(図4.3.2参照)。これから述べるM6試験ではこのような剥離は観測されなかった。この位置はRJTF試験、弱燃焼時に天板壁圧の上昇が観測された場所にほぼ一致する。衝撃波の入射位置では急な圧力・静温の上昇を伴うので、この天板上の衝撃波入射位置で保炎された可能性が高い。

## 2) M6試験

M6試験での流れの様子を図4.3.5から図4.3.7に示す。マッハ4条件と同様に、それぞれストラットなし、1/5Hおよび5/5H(フル)ストラット付きの3形態の結果を示す。

### a) インレット部

衝撃波関係式で計算するとインレット内部の流れは、カウル側に約5度向きを変える。図4.3.2から図4.3.4と比べて角度が小さくなっていることがわかる。インレット内部気流のマッハ数がM4条件よりも高いので、図4.3.5から4.3.7においてインレット側壁先端からの衝撃波は、前縁から100mmに1回だけ入射する。この衝撃波による流れの収束は明瞭であるが、M4条件と同様に天板側1/3ほどには流れ収束が見えない。低速域が成長している様子はないので、境界層の厚さはM4条件にくらべ2倍に厚くなっているのが原因だと考える。

1/5Hストラットあるいはフルストラットを用いた場合は、側板前縁からの衝撃波の入射位置の下流に、ストラット前縁からの衝撃波が入射する。1/5Hストラットを用いた場合(図4.3.6)には天板寄りの領域にのみ衝撃波が入射するために、側板上で大きな圧力差を生じ、分離部から燃焼器部にかけて天板からカウルに向かう流れが見える。SSLCが淀んでいることから、この領域で側壁の境界層が剥離している。フルストラットを用いた場合(図4.3.7)には、フルストラットからの衝撃波と側壁前縁からの衝撃波が、カウル側で重なってしまう。両衝撃波の下流側では流れがカウルに向かっており、インレット

先端から発達した境界層はカウル先端付近で側壁の境界層と剥離している。その後ストラットからの膨張波がインレット出口から分離部に入射し、気流は付着して下流へと流れる流れ線を形成する。

### b) 分離部・燃焼器平行部。ストラット

ステップ背面の再付着位置は、天板寄りではいずれの場合も $x/H=4$ でカウル側に向かうに連れて長くなる傾向がある。図4.3.5のストラットを用いない場合、側板中心付近では9、カウル先端からの衝撃波直上流では11であった。1/5Hストラットを用いた場合(図4.3.6)には側板中心付近では5、カウル近くでは9であり、フルストラットを用いた場合(図4.3.7)には側板中心付近では4であり、カウル寄りでは6であった。M4条件と同様、いずれの場合もカウル寄りのステップ背後にはSSLCが溜まり、再付着点は判読できなかった。またカウル先端付近の側板との角にはSSLCがなかった。M4条件同様、カウル付近には低速域が形成され、三角部には渦があることがわかる。

カウル寄り位置での再付着距離が異なったが、これはカウル先端からの衝撃波による圧力上昇の影響の伝わり方が、ステップ上流のマッハ数によって異なるためである。一様な流れ場においてはステップ上流のマッハ数が高い程、ステップ背面の圧力は低下する<sup>6)</sup>。フルストラットを用いるとマッハ数が燃焼器部分全体で低下し、そのためステップ上流マッハ数で決まるステップ背面の圧力低下は少なく、カウル側から伝わる圧力上昇の影響を受けにくい。他方、ストラットを用いない場合には、カウル側からの圧力上昇の影響を強く受け、境界層再付着位置も大きく下流に移動することになる。フルストラットを用いた場合のステップ付近のオイルフローの様子が、M4条件の結果と似ているのは、このマッハ数の効果のためである。

再付着点までの距離はストラットの有無によらず、天板側よりカウル側の方が長い。これはカウル側の方が再循環領域での燃料の対流時間が長いことを意味する。RJTFのM6条件でカウル先端付近での燃焼が活発であったのは、この再循環領域が大きいので領域に取り込まれる燃料がカウル側の方が多くと領域内の対流時間が長いためであろう。M4条件では再循環領域がM6条件よりも小さい上に、天板とカウル側で同程度である。またこれから述べるように、天板の低速域がM6条件よりも大きく、この領域での燃料滞在時間が長い。これが天板側で良く燃え、カウル側での活発な燃焼が観測できなかった原因であると考えられる。

フルストラット上には、ステップ背後の再付着点からの衝撃波が入射している様子が観測された(図4.3.7)。この衝撃波による流れ収束は、ストラット全体にわたっている。天板上にはM4条件と同様、流れが逆流するよ

うな様子は観察されなかった。

#### c) 燃焼器拡大部・ノズル

カウル先端からの衝撃波は、エンジン内部のマッハ数がM4条件よりも高いので、より下流で天板に入射する。ストラット無しの場合(図4.3.5)にはノズル部分に入射する。ステップ背後で生じた衝撃波が燃焼器拡大部の中央付近に入射するが、流線収束はエンジン高さの1/4ほどと、これまでの結果と比較して短い。ストラットをつけた場合には、この入射に相当する流線変化は見えない。

ストラット背後で生ずる衝撃波はM4条件同様、側壁、カウルの気流に影響をおよぼす。1/5Hストラットでは、図4.3.6に見られるようにこの衝撃波は側壁と天板のコーナーにノズルまで伸びる剥離渦を作る。フルストラットの場合(図4.3.7)では、これは天板側のみならず、カウル側にも剥離を作る。

ストラット背後で生じた衝撃波は、燃焼器拡大部の流線の方向を天板向きからカウルへと変える。しかし大部分の燃料は天板側に行く傾向があって、ストラットが作り出す波はこの傾向を打ち消すほど強くはない。したがって、ストラットは燃料を拡散させる役割を果たせない。後述するガスサンプリングの結果をみると、ストラットがあるとむしろ天板へ燃料が集中する傾向にある。これはエンジン燃焼器付近のマッハ数が低下することで、カウルから天板への流線の傾きがより急角度になるためである。

#### 4.3.3 まとめ

飛行マッハ数4および6気流中で、スクラムジェットエンジン模型のオイルフロー試験を行った結果以下の結論を得た。

- 1) M4条件では、ストラットの有無によらずインレットから燃焼器平行部にかけての天板上に、側板後退角効果で厚くなった低速域がある。RJTFのM4試験で不始動が起こり易かったのは、この低速域が原因である。
- 2) カウルに近い側板ステップでの境界層再付着位置は、カウルからの衝撃波の影響を受けた。流入マッハ数の低いM4試験では約5倍の位置であり、M6の1/5Hストラット付きの場合には9倍であった。この差がRJTF実験でカウル付近の燃焼状態を決定したと考える。
- 3) マッハ数によらず、ストラットによって天板付近の低速域は厚くなり、影響域はエンジン高さの1/3に達した。ストラット付近の側壁天板共に逆流は観測されない。M4条件でのこの領域はM6条件よりも大きく、不始動に移行しやすい状態になっている。
- 4) 燃焼器拡大部では気流が天板方向に曲げられた。この気流方向の変化がM4、6条件で天板に燃料が集中する原因である。フルストラットはより天板に集中させる役割を果たす。
- 5) M4条件の燃焼器拡大部の天板には、カウルからの衝撃波入射で逆流を伴う天板境界層の剥離が生じた。この剥離が、弱燃焼時に燃焼器拡大部での燃焼を持続させうる原因である。M6条件では流線の収束が観測されたが、逆流はしていない。

#### 第4.3節の文献

- 1) Kanda, T., Hiralwa, T., Mitani, T., Tomioka, S. and Chinzal, N., "Mach 6 Testing of a Scramjet Engine Model," *Journal of Propulsion and Power*, Vol. 1, 3, No. 4, 1997, pp.543-551.
- 2) Sato, S., Izumikawa, M., Tomioka, S. and Mitani, T., "Scramjet Engine Test at Mach 6 Flight Condition," *AIAA paper 97-3021*, Jul. 1997.
- 3) 谷 香一郎ほか, "マッハ4風洞でのスクラムジェットエンジン模型空力試験", 第52回風洞研究会議, 平成6年5月.
- 4) Hiralwa, T., Tomioka, S., Ueda, S., Mitani, T., et al, "Performance Variation of Scramjet Nozzle at Various Nozzle Pressure Ratios," *Journal of Propulsion and Power*, Vol. 11, No. 3, 1995, pp. 403-408.
- 5) Sunami, T., Sakuranaka, N., Tanl, K., Hiralwa, T. and Shimura, T., "Mach 4 Tests of a Scramjet Engine - Effect of Isolator," *Proceedings of 13th International Symposium on Air Breathing Engines*, Sep. 1997, pp. 615-625.
- 6) Chang, P. K., "Separation of Flow," 1st ed., Pergamon Press, Oxford, 1970, pp. 531-607.

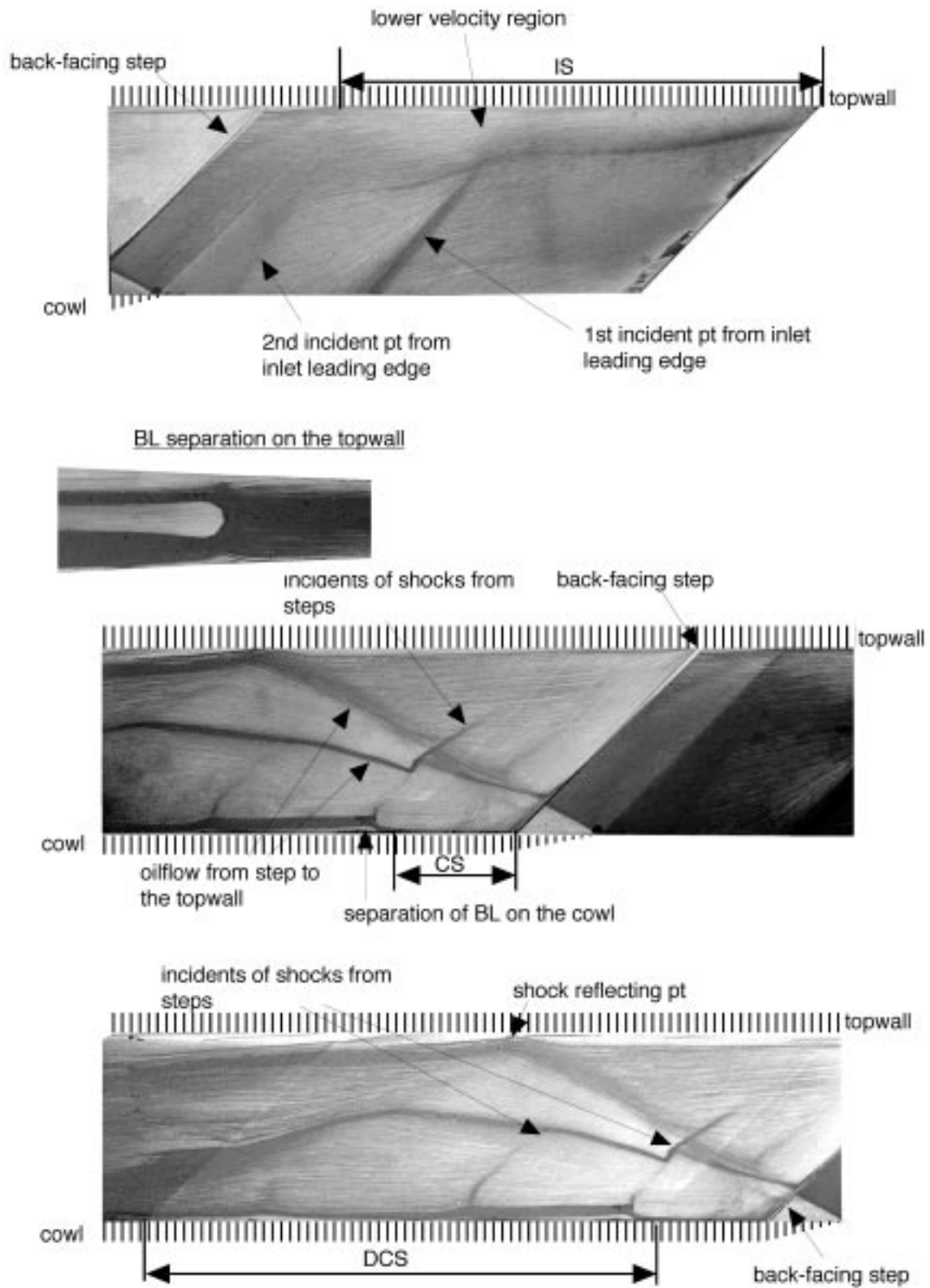


Fig.4.3.2 Oil-flow patterns in Mach4 flow condition, without strut.

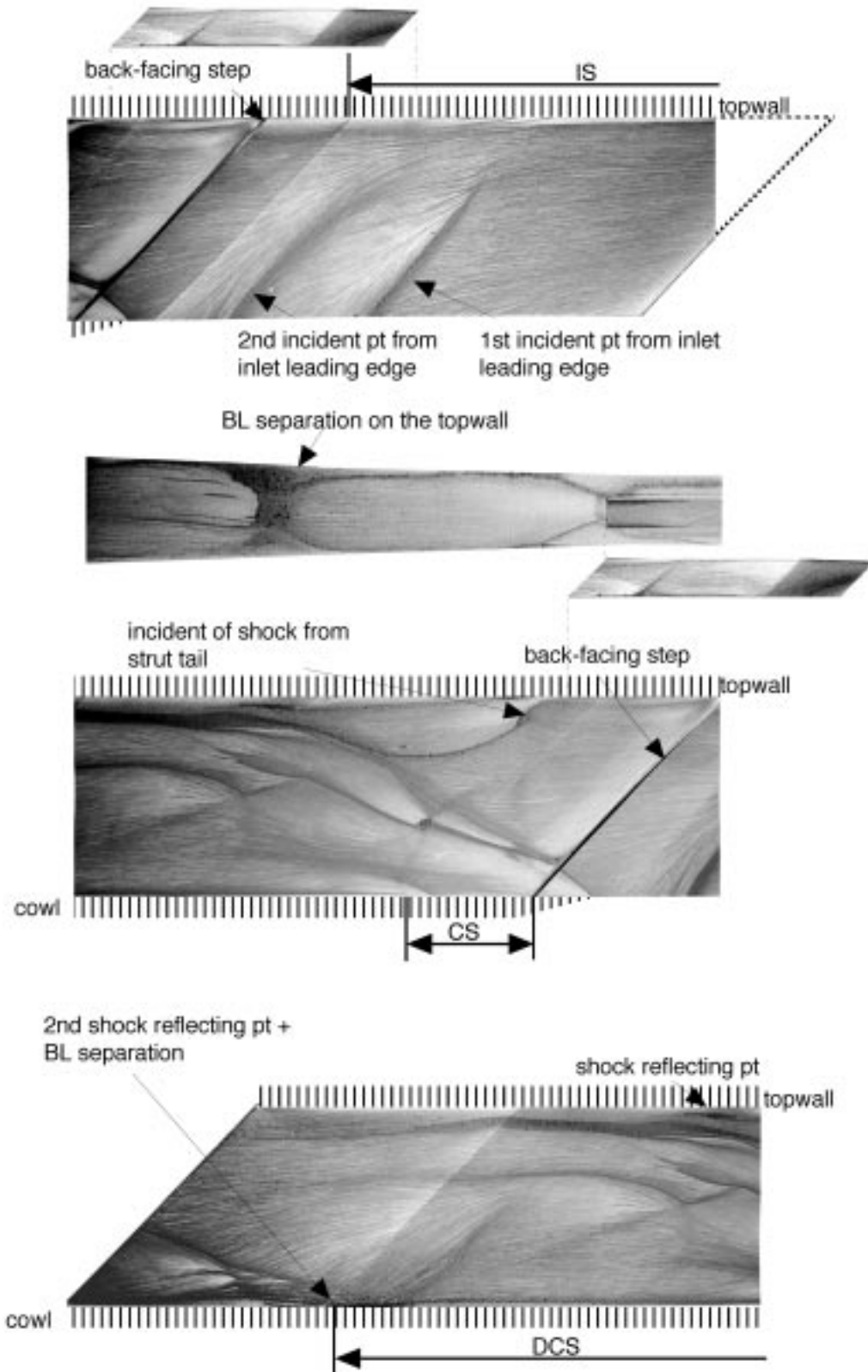


Fig. 4.3.3 Oil-flow patterns in Mach4 flow condition, with 1/5H strut.

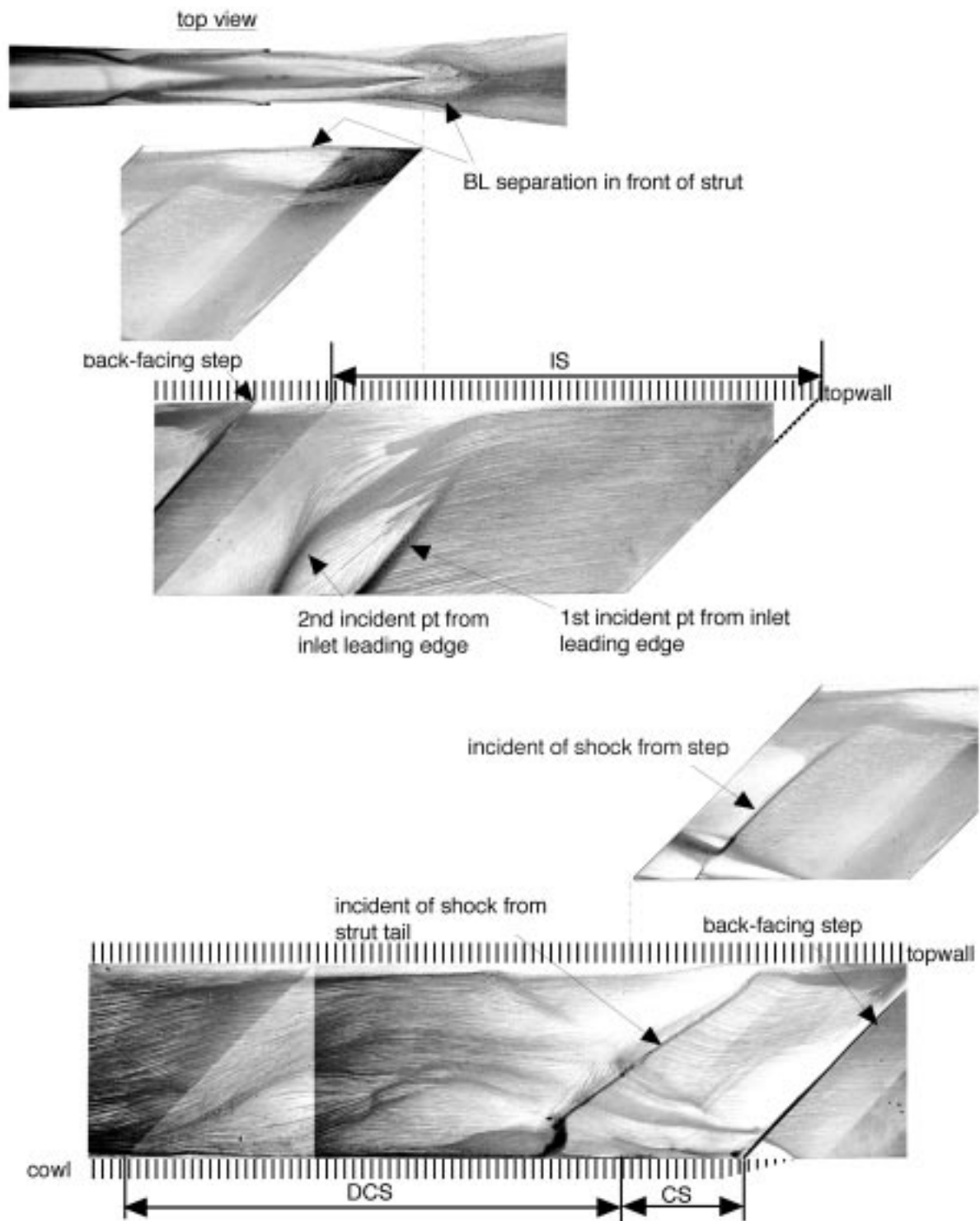


Fig. 4.3.4 Oil-flow patterns in Mach4 flow condition, with 5/5H strut.

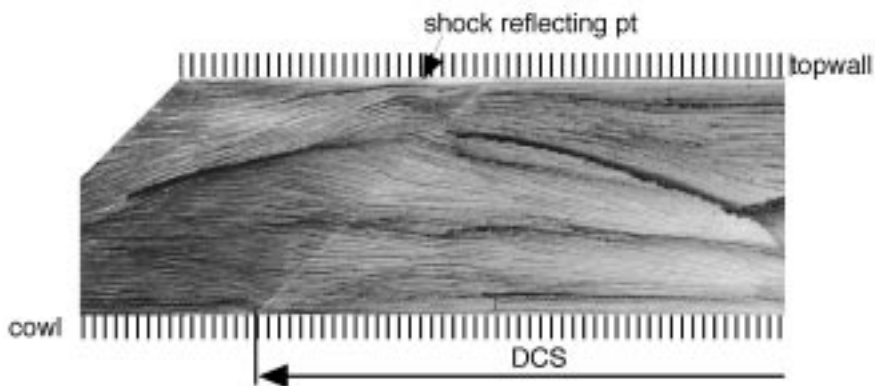
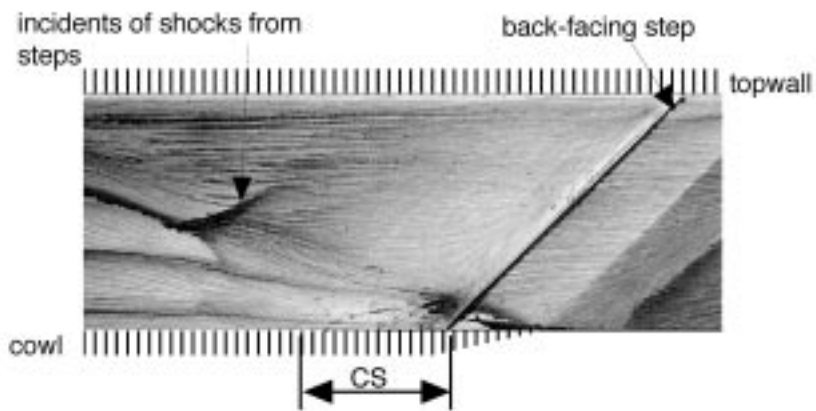
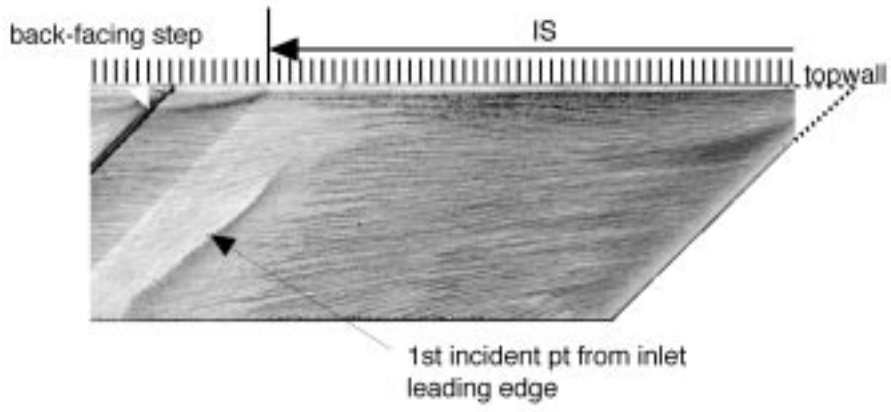


Fig. 4.3.5 Oil-flow patterns in Mach6 flow condition, without strut.



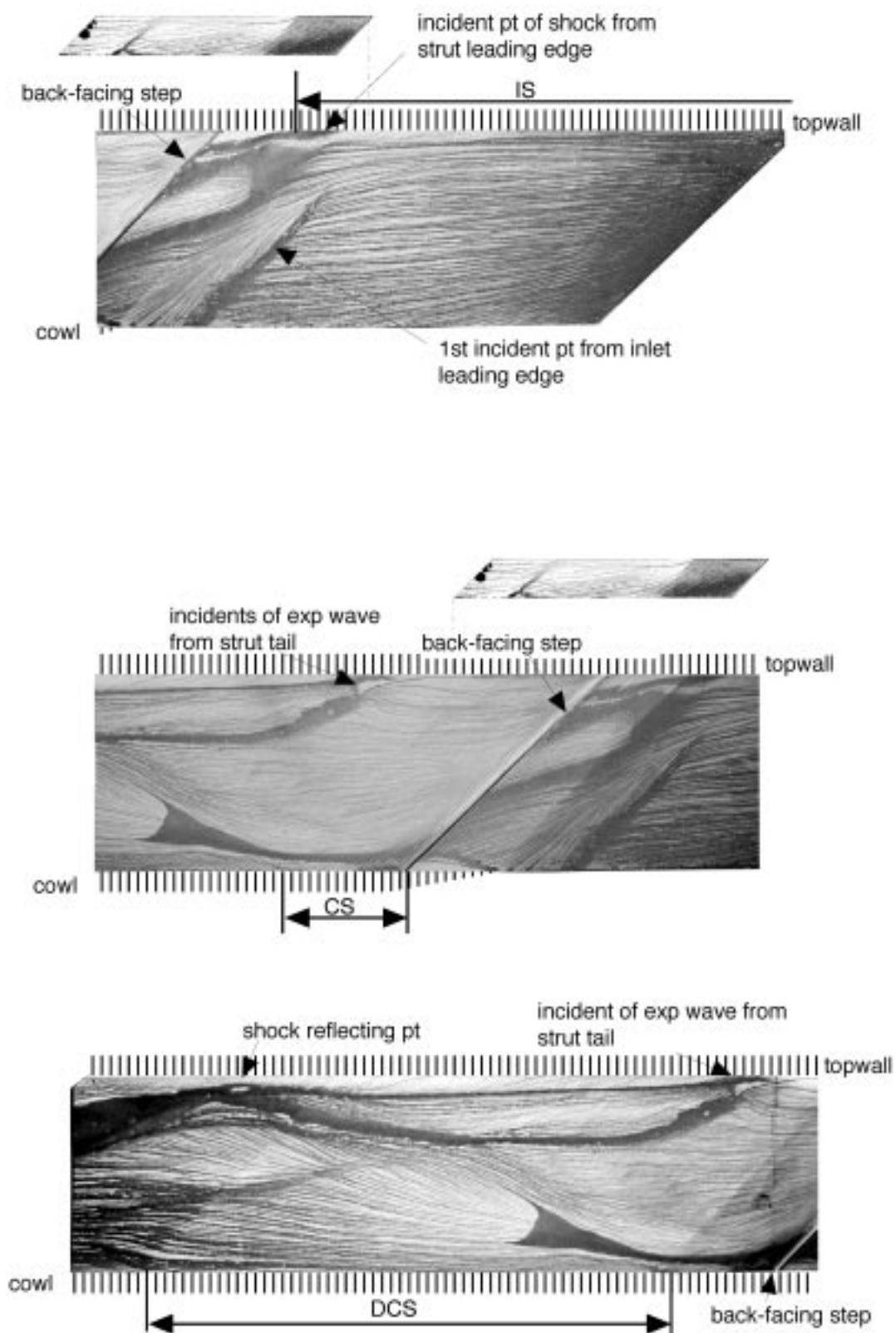


Fig. 4.3.6 Oil-flow patterns in Mach6 flow condition, with 1/5H strut.

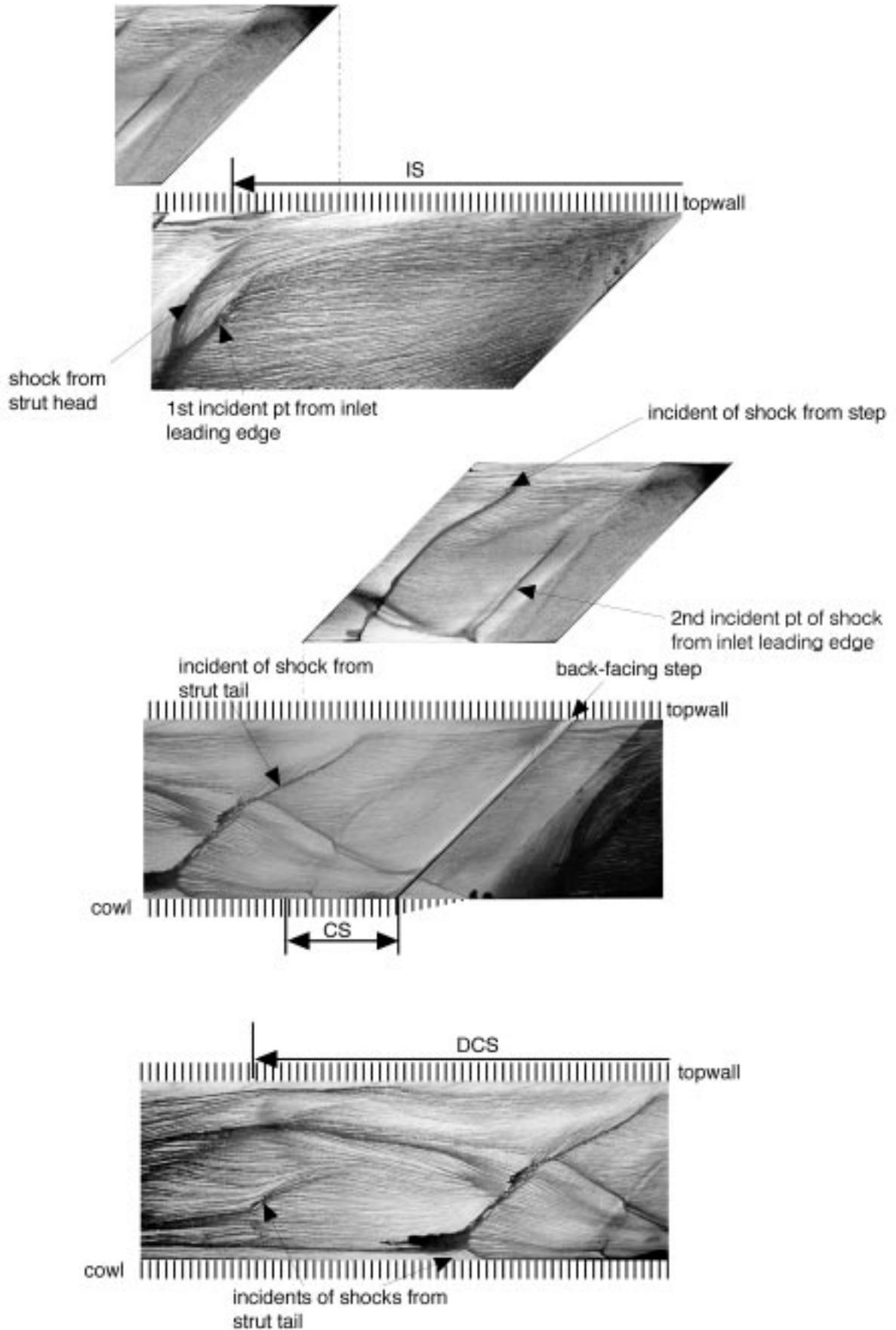


Fig. 4.3.7 Oil-flow patterns in Mach6 flow condition, with 5/5H strut.

#### 4.4 エンジン抗力と壁圧分布測定

エンジンの燃焼性能は燃焼推力増分で表示できる。しかしラムジェットエンジンでは、燃焼推力増分からエンジン抗力(燃料を供給する前のエンジン内部抗力値)を差し引いた残りが、正味推力である。エンジン正味性能を改善するためには、燃焼による推力増分を大きくすることに加え、エンジン抗力を正確に測定、見積る技術と、その抗力を小さくするための研究が必要である。

これまで、スクラムジェットの抗力研究は少ない。著者らが知る限りでは、Volandらによるエンジン入り口と出口間の運動量収支による見積り例<sup>1)</sup>と、GuyらによるM7風洞での実測データ<sup>2)</sup>のみである。そこで、RJTFの1/5縮尺模型による力計測と、その内部壁圧分布測定を試みた。エンジン外部抗力は容易に計算でき、全抗力からそれを差し引くとエンジン内部抗力が得られる。そして内部抗力は、圧力抗力と摩擦抗力の和で与えられる。ここでは抗力測定と壁圧測定によりエンジン内部流を調べる実験手法を、M3.4気流実験を中心にして述べる。実験データの解析と検討、およびそれによるエンジン性能解析については、第5章で詳しく述べる。

##### 4.4.1 抗力模型<sup>3)</sup>

エンジン抗力を測定するために、実験初期には外部形状を相似にするために壁圧測定点を少なくした抗力測定専用模型を製作し実験した。しかし模型内部流の剥離現象が多発し、抗力と同時に内部壁圧分布を正確にモニタしておく必要が出てきた。そのため図4.1.1(E1エンジン模型)と図4.1.2(E2エンジン模型)に示す1/5縮尺エンジン模型を製作した。またこれらの基本エンジンに取り付けた各種ストラットの詳細は図4.1.3を参照されたい。これらの模型では、従来の壁圧測定専用ではエンジン外壁に突出していた150本近くの圧力導管をすべて模型側壁内に埋め込み、内外面ともRJTFエンジンと相似にした模型である。結果としてエンジン抗力と同時に壁圧分布も測定でき、内部流の状況と抗力の関係が調べられる。

模型は支持ストラット、天板、2枚の側板、カウル

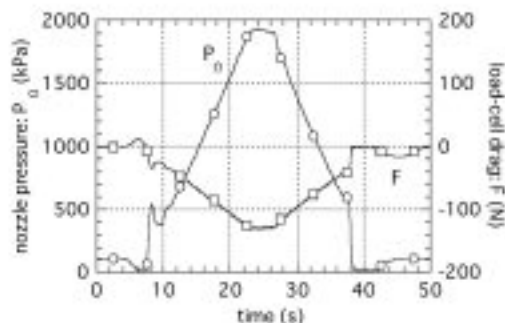


Fig. 4.4.1 Relation between the nozzle total pressure ( $P_0$ ) and the drag measured by a load-cell:  $F$  under the M4 condition.

そしてエンジンストラットの各部品を個別に脱着できるように設計した。さらにRJTF試験状況を模倣するために、模型支持ストラットを囲むようにエンジンにフェアリングを装着し、そこに働く抗力も測定した。実験では天板部をダイヤモンド翼型のストラットにより支持し、抗力台(FMS)により抗力を測定した。

図4.4.1にM4抗力試験で得られたE1エンジンの抗力とノズル総圧( $P_0$ )をプロットした。図から分かるように、風洞が始動した後は、模型抗力はノズル総圧に比例して変化し、 $P_0 = 1.9$  MPaの時、エンジン全体抗力は115Nまで増加した。そこで、模型抗力をM3.4流れの動圧( $q_1/P_0=0.1173$ )と模型の流路投影面積( $A_1=50$ mm高×40mm幅)で無次元化し、エンジン抗力係数として整理した。なお摩擦係数のレイノルズ数依存性を排除するために、 $C_d$ の計算はノズル総圧0.9MPaから1.1MPa間で平均処理した。この流条件1MPa-300K時の模型エンジン長に対するレイノルズ数は $2.45 \times 10^7$ で、RJTFでのエンジンに対して2倍となっている。

##### 4.4.2 M3.4気流中のエンジン抗力

###### a) 天板と支持部フェアリングの抗力

抗力実験は、まず支持ストラットに天板のみを取り付けて天板抗力を測定した。その後、模型のアライメント

Table 4.4.1 Drag measured in various engine configurations under the M4 condition.

	A	B	C	D	E	F
1	model configurations	$C_d$	$\Delta(C_d)$	N/MPa	RJTF0 (N)	RJTF1 (N)
2	top plate + supporting strut	0.048	0.000	0.0	0.0	247.1
3	A2 + supporting strut fairing	0.088	0.040	9.7	208.8	449.5
4	engine (A3+two sides + cowl)	0.281	0.233	56.9	1223.9	1434.1
5	A4 - supporting strut fairing	0.230	0.182	44.5	957.3	1175.5
6	A5 - cowl	0.269	0.221	54.0	1160.3	
7	A6 - one side plate	0.112	0.064	15.5	334.3	

の変化を避けるために、天板を装着したままに順次、フェアリング、側板、そしてカウルを装着し、ロードセルで抗力増分を測定した。

もちろん各要素を装着すると要素間の流れの干渉、例えば波の反射やコーナ流れの発達があるため、単純な加算則は成立しない。そのため片側板形態やカウルなし形態、あるいはエンジン内ストラットによる抗力変化については、別途壁圧測定用模型を用いて詳細な圧力場や流れ場を検討、比較している。表4.4.1に測定したCd(B列)、その天板のみの値からの増分(C列)、単位ノズル総圧当たりの模型抗力(D列)、そして模型寸法が5倍でノズル総圧が0.87MPaのRJTF試験相当に換算した結果をE列にまとめた。なおここで正の係数値は抗力側を示す。

スクラムジェットエンジンを機体に装着する際は、エンジン天板は機体腹部を構成する。そのため天板抗力はエンジンではなく機体側に分類するのが適当であろう。また天板抗力は装着アライメントに敏感であるが、模型各部を取り付けた時の抗力増分はアライメントに鈍感であった。そこでC列からE列には、A列の(天板+支持ストラット)抗力値からの増分を記す。しかしRJTF試験での抗力測定と合わせるために、F列には支持ストラットも含めた抗力値を示した。

風洞ノズル壁溝れ面に天板溝れ面の高さを一致するようにセットした時の天板と支持部(第2行)の抗力は、ノズル出口マッハ数3.4について計算した抗力係数が0.048となった。それにフェアリングを取り付けると、

Cdは0.088まで増加した。これはフェアリング頭部が鈍頭で、そこで大きな圧力抗力を生むこと、また表面積が大きいために摩擦抗力も発生するからである。

この状態で2枚の側板とカウルを装着し、エンジン形態とすると、Cdは0.281(B4)まで増した。この形態でのRJTF相当のエンジン抗力は1434N(F4)となる。しかしF3欄で示すように、この450N(F3)、即ち抗力の31%は天板とその支持ストラット、フェアリングの抗力である。従って、エンジンの側板とカウルが内外部流に対して発生する抗力はF4-F3=984Nとなる。

b) 側板が発生する抗力

表4.4.1の第5行から順次カウルを外して2側板状態に、更に1枚側板状態へと模型形態を変えた。第6行の2側板形態にすると、抗力係数は0.269(B6)となり、C5と比較すると、カウルを除いた事により、抗力係数が17%増加した。この増加はインレット部で圧縮した流れが、カウルがないためにスピルしたのが原因である。カウルは、インレットからのスピルしていた流れをエンジン内部に押し戻す反作用としてエンジン下流部の拡大部壁圧を上げ、そこでの推力が増すように働く。この2側板形態での抗力値と1側板時の抗力(C7)を比べると、1枚側板に比べて2倍以上の抗力増大となった。

4.4.3 壁圧測定と内部流が作る抗力

a) 壁圧分布測定

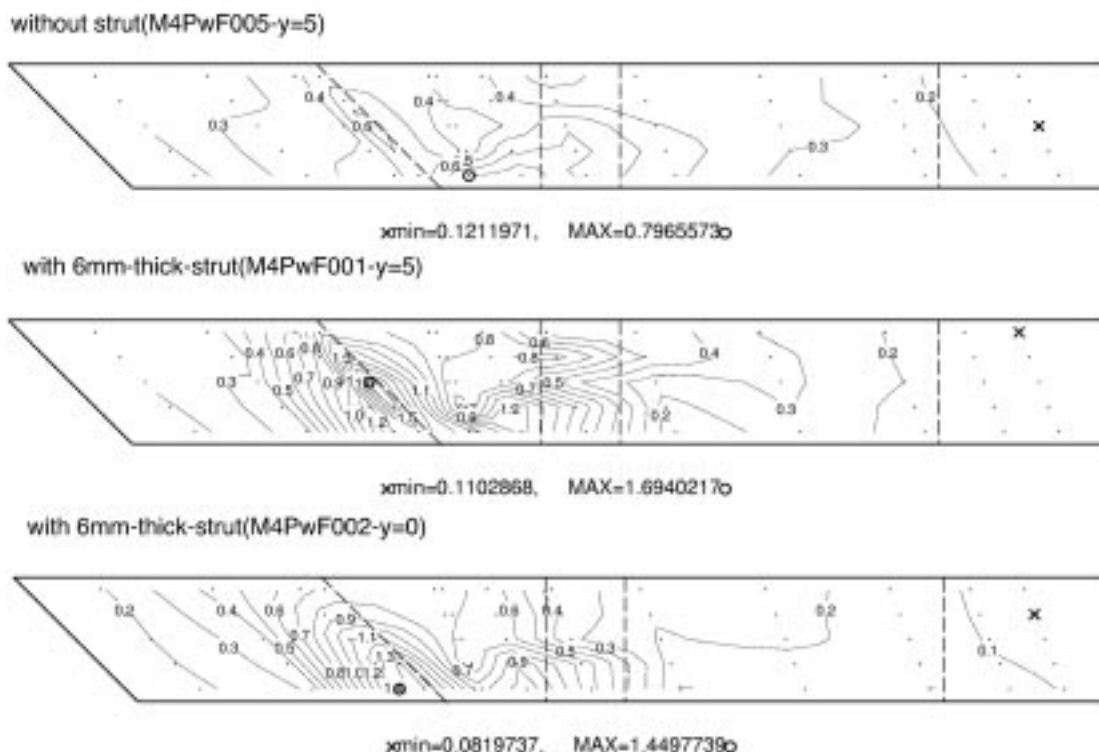


Fig. 4.4.2 Wall pressure distributions with and without a strut under the M4 condition. the upper: without strut, the middle: with the 1/5H strut, lower: with the 5/5H strut in the combustor.

この抗力実験と同時に、3台の圧力スキヤナを用いて総計150点近くのエンジン壁圧測定を行った。圧力導管は30cmのテフロンチューブで機械式スキヤナで測定した。センサのドリフトを調べるために、スキヤナの幾つかのポートはノズル出口静圧、低圧室圧、エジェクタ吸い込み圧を並列に測定している。

図4.4.2に飛行マッハ数4条件において得られたE2エンジン模型の側板上の壁圧等高線分布を示す。圧力は主流動圧で無次元化し、圧力係数として表示した。上段はストラット無し形態で、中段と下段は6mm厚の5/5Hストラットを装着した場合である。そして中段と下段の違いは、風洞ノズル濡れ面と天板濡れ面の相対位置の違いである。すなわち、上の2つでは天板を5mmノズルコア側に入れて( $y=5\text{mm}$ )、エンジンの境界層吸い込みをなくした場合である。最下段はストラット付きでノズル濡れ面位置と天板面位置とを合わせ( $y=0$ )、境界層を完全に吸い込ませた状態での壁圧分布である。境界層吸い込みの影響については、第4.4.5e節で詳しく検討する。

ストラット無しの場合には第3列と第4列測定孔列の間に第1衝撃波が入射し、無次元側壁圧が0.6まで上昇する。そして天板前縁からの膨脹波の影響で天板寄りに低圧域が現れること、そしてカウルからの衝撃波が右上に伝播している様子が読みとれる。

6mm厚のストラットを入れると、側板前縁からの衝撃波と、ストラット前縁で生じた衝撃波とが合流して第

3列上流に入射するようになる。その結果、第4列中央に最高で1.69の高圧域が形成される。この高圧域は、天板前縁からの右下に伝播する膨脹波と、側板の下端に円錐状に発達する膨脹波により、上下で減圧される。その結果、図4.4.2で見られるような島状の高圧域ができる。

インレットで圧縮された流れは、分離部入り口の平行部で膨脹波を伴って減圧され、圧力比で0.8の定圧域が形成される。その下流は流路拡大部のため、壁圧は下流に向かって低下している。ノズル出口の壁圧はストラット無しで0.12、6mm厚ストラット付きで0.11から0.082(境界層吸い込み状態)まで下がる。これらの壁圧は気流静圧(0.123)より低いが、壁圧分布には剥離は見られず、内部流が外部流により影響される可能性はない。

#### b) 圧力積分と圧力抗力

このように得られた側板上の壁圧の推力方向成分とストラット面の壁圧を面積積分すれば、エンジン内壁に働く圧力積分が計算できる。表4.4.2に、ストラット無し形態のE1エンジン模型で面積積分して圧力推力を計算した例を示す。その各要素での積分値を、主流動圧と入り口流路断面積より抗力係数として計算した値を表4.4.2のB列にまとめた。正が推力、負は抗力発生を示す。C列は模型実験と合わせるために、天板の抗力を差し引いたもの。D列は各要素の濡れ面積の推力方向成分である。E列は摩擦抗力係数、そしてF列はB列とE列の合計

Table 4.4.2 Itemization of pressure and friction drag on individual engine components without strut under the M4 condition. Positive values mean drag and negative values mean thrust.

	A	B	C	D	E	F
1	COMPONENTS	Cdp	delta (Cdp)	Aw (mm <sup>2</sup> )	Cdf	Cdp+Cdf
2	INTERNAL FLOW				1.59e-3	
3	inlets	0.193		12368	0.0098	0.2028
4	combustor	0.000		5000	0.0040	0.0040
5	backward steps	-0.009		0	0.0000	-0.0090
6	diverging combustor	-0.068		12800	0.0102	-0.0580
7	nozzle	-0.058		6600	0.0052	-0.0528
8	cowl	0.000		5376	0.0043	0.0043
9	top plate	0.000		8720	0.0069	0.0069
10	sub total (inner flow)	0.058	0.058	50864	0.0404	0.0982
11	OUTER FLOW					
12	outer side wall	0.046	0.046	36768	0.0292	0.0750
13	cowl	0.011	0.011	14295	0.0114	0.0228
14	nozzle base	-0.005	-0.005	0	0.0000	-0.0049
15	top plate	0.004	0.000	0	0.0000	0.0043
16	sub total (outer flow)	0.057	0.052	51063.2	0.0406	0.0972
17	total (=A10 + A16)	0.114	0.110		0.0810	0.1954
18	the drag increment due to 2 side plates & cowl					0.1842



て整理した。

#### a) エジェクタ制御による3分力測定法

ノズル出口端からの波の流れに対する角度は、低マッハ数で大きくなり、波は模型のより上流側に入射するようになる。そこでその波の干渉が最も大きくなる、飛行マッハ数4（風洞気流M3.4）条件で、3力への外部流の影響を調べた。図4.4.4a)とb)にM3.4気流中の、E2エンジン模型による力測定実験を示す。この試験では、6mm厚のストラットをに取り付けた。模型形態やストラット形状の詳細は文献5を参照されたい。図4.4.4a)の実験では計測時刻3秒でエジェクタを起動し、それに伴いエジェクタ駆動圧( $P_{ej}$ )は3MPaに昇圧している。時刻5秒で風洞を起動し、計測時20秒でノズル総圧( $P_0$ )が1MPaに整定され、以後1MPaを保持している。その時の低圧室圧( $P_1$ )は7kPa、エジェクタ吸い込み圧( $P_{in}$ )は24kPaである。ノズル出口静圧 $P_{ex}$ は13kPaであり、模型インレット前縁圧 $P_i$ も15kPaである。

25秒時点から、エジェクタ駆動圧( $P_{ej}$ )を最適圧の3MPaから0.2MPaへと徐々に下げ、エジェクタ性能を低下させた。それに伴い、エジェクタ吸い込み圧は24kPaから90kPaへと、低圧室圧は7kPaから50kPaへと上昇し、ノズル流は不足膨張から過膨張状態に変化する。62秒時点で $P_1$ - $P_{in}$ の適正膨張状態となっている。70秒で低圧室圧が30kPaになると、過膨張状態に耐えきれずにノズル流が壁面から剥離し、風洞と模型は不始動状態に陥る。しかしそれまでの模型壁圧は一定であり、外部流の変化の影響は内部流に及んでいない。

エジェクタ駆動圧を83秒時点から徐々に回復すると、103秒時点で風洞と模型内部流は再始動した。模型の再始動においては、ヒステリシス現象は観察されず、風洞始動と同時に模型は始動している。さらに駆動圧を上げると、ノズル流は過膨張から不足膨張状態へと変化する。このように、風洞総圧 $P_0$ を一定に保ちながら、外部流条件だけを変化させて、3力への影響を調べた。

図4.4.4b)には軸力(抗力)、揚力、およびピッチングモーメントのFMS指示値を示す。5秒時点から正の揚力と頭上げモーメント、そして抗力が模型に掛かる。ノズル総圧に比例して荷重は増加していく。ノズル総圧が1MPaになると、抗力は160N、揚力は+160N、モーメントは頭上げの+18N-mとなる。

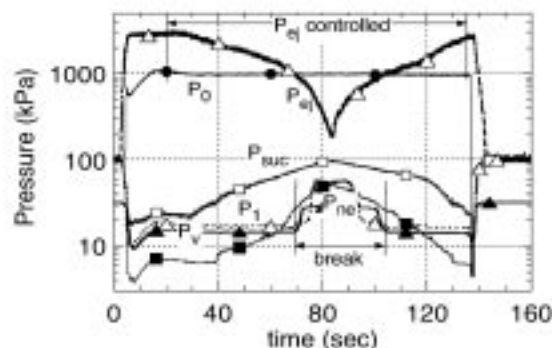
実験では計測開始25秒時点から低圧室を上昇させ、ノズル流を不足膨張状態から過膨張状態に移行させた。それに伴い抗力はそれほど大きく変化しないが、揚力とモーメントは減少して行く。39秒時の揚力の急激な現象は、ディフューザ特性変化により低圧室圧6.5kPaから8kPaに上昇したことによるものである。また58秒時の変動は、ノズル端からの波が模型後端を横切ること起因するもので、模型後端のベース圧の動きと同期している。62秒にノズル流は適正膨張となり、その時の抗力は130N、揚力は30N、モーメントは13N-mである。

62秒から $P_{ej}$ が上昇を始める70秒の間は、模型は過膨

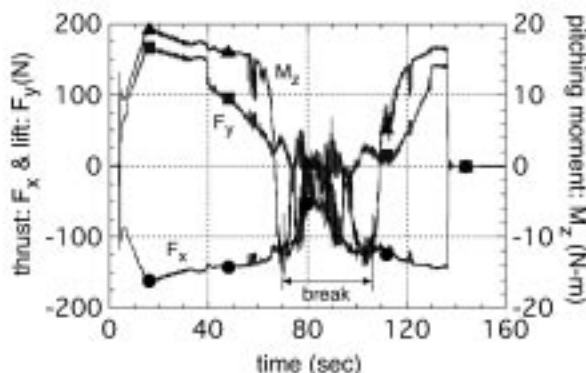
張ノズル流内にあり、抗力と揚力は急激に減少する。抗力の減少は模型後端ベース圧の上昇に、また揚力の減少は天板外面圧による負の揚力の増加によるものである。特に顕著に変化するのモーメントであり、+13N-mから不始動直前には-12N-mまで変化した。70秒から103秒は風洞不始動である。その模型不始動区間を除き、模型内部流は低圧室圧変化の影響を受けていない。従って、その間の3力の指示値変化から模型外部流の影響を調べることができる。

#### b) 3力係数とその風洞ノズル圧力比との相関

3力の指示値を、推力係数( $C_T$ )、揚力係数( $C_L$ )、モーメント係数( $C_M$ )として無次元化し、以下係数の値で議論する。ここで力係数は主流動圧( $q$ )とエンジン入り口流路断面積( $A_1$ )の積で定義した。モーメントを決めるには、その基点を定義する必要がある。図4.4.4の指示値は、6分力計内部の基点(図4.4.3のR)周りの値である。他方、RJTTFエンジン試験時の指示値はエンジン内部の仮想点(図4.4.3のR)周りで定義している。両者を比較するに



a) pressure variations by ejector control



b) variations of drag, lift and moment by ejector control

Fig. 4.4.4 Variations of pressure and readings of 3-force in the M3.4 wind tunnel with the ejector control

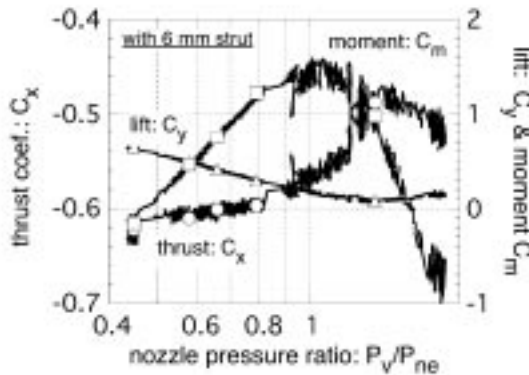


Fig. 4.4.5 Variations of  $C_x$ ,  $C_y$  and  $C_m$  by controlling  $P_v/P_{ne}$  ratio (the E2 engine with the 6 mm thick-strut in the M3.4 flow)

は、基点を合わせる必要がある。

そこでエンジンの中で定義し易い位置であることから、ピッチングモーメントの原点をエンジン天板溝れ面上の前縁位置に、またモーメント係数の代表長にはエンジン高さ(H)とした。図4.4.3では、模型実験の $R_1$ は(-218.4, 96.5:H=50)に、RJTFの $R_2$ は(-741.4, -135.8:H=250)に位置する。これらのFMS基点の座標を(x,y)とすれば、 $R_2$ 周りのモーメント係数は以下で与えられる。

$$C_m = \frac{l_m(C_x y - C_y x)}{H}$$

ここで $l_m$ は、FMSの指示値を $q_1 \cdot A_1$ で割って得られる、モーメント長さ(m)である。これで、推力と揚力を作る合力の天板上の通過点をRJTFと小型風洞間で比較することができる。

図4.4.4のデータについて、 $P_v/P_{ne}$ (以下Pと略する)と3力係数の相関として整理した結果を図4.4.5に示す。図でP比は、0.4の不足膨張から1.8のノズル剥離限界までを再現性良く制御できた。圧力比が1.8を越えると、ノズル流は壁から剥離し、模型も不始動となった。抗力はエンジン後端のベース圧を介して変化するが、その受圧面積は小さく影響は小さい。抗力係数は $C_x = -0.569 + 0.15(P-1)$ となった。揚力係数は天板背面圧の影響によりノズル圧力比に関する減少関数、 $C_y = 0.177 - 0.46(P-1)$ で表される。

最も顕著に変化する的是モーメント係数で、不足膨張時の0から、適正膨張時の1.5、そして不始動直前には、-0.7まで変化している。抗力と揚力が過膨張域で飽和傾向にあるのに対し、モーメント係数が大きく変化し、凸形状を取るのには、天板の作るモーメントと模型後端カウル面に入射する波によるモーメントが競合するためである。

これらの3力係数のP依存性は、エンジン外部形状と風洞(ノズルに相対的なエンジンの大きさとその据え付け状態)に依存する。しかしエンジン内部形状にはよらない。そこでエンジンの内部性能を議論する時には、1エンジン形態について図4.4.5の依存性を調べておけば、足りる。内部形状を変えれば、図4.4.5の曲線が上

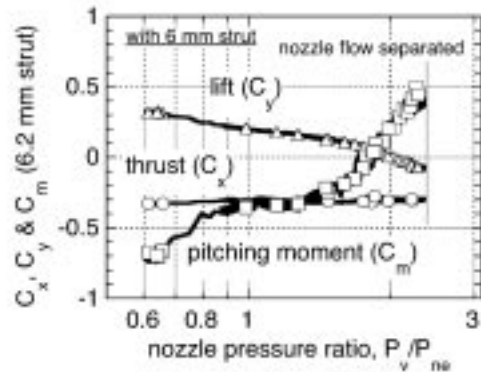


Fig. 4.4.6 Variations of  $C_x$ ,  $C_y$  and  $C_m$  by controlling  $P_v/P_{ne}$  ratio (the E2 engine with the 6 mm thick strut in the M5.4 flow)

下に平行移動するだけである。このようにエンジン全体の力係数から外部流の寄与を分離することができる。

図4.4.6に、同じエンジン形態で風洞マッハ数を5.4にした場合の3力係数の変化を示す。推力係数が半減するが、弱い右上がりのP依存性を示すこと、揚力係数はPの増加に伴い、+0.3から-0.1に減少している様子が見える。そしてモーメント係数は-0.7から+0.4に単調に増加している。M3.4気流時に比べて揚力係数のP依存性は小さくなり、モーメント係数の変化は単調になる。これは、マッハ数が高くなるに連れてノズル端から出発する波の角度が小さくなり、その入射点が模型の下流側に移動するためである。

### c) 3力係数の測定結果

表4.4.3に飛行マッハ数4条件下でFMSで測定された3力係数を、天板のみ、ストラット無し形態、後退角のない6tストラット付き形態についてまとめた。また飛行マッハ数6条件では、大きなストラットでもエンジンは始動するので表4.4.4には、9.2tストラット付き形態と後縁に45°の後退角を有する6tと9.2t厚さのストラット付き形態の3力係数を追加した。それぞれのストラット形状は文献4を参照された。

これらの実験では、模型に高さ20mmの風防を取り付け、模型に働く荷重と模型支持部の荷重を分離するよう試みた。また低圧室内に溢れたノズル流れがFMSに擾乱を与えないように、ノズル流を囲った。その模型支持部とFMS荷重面に働く擾乱は、風洞ノズル流の過不足膨張状態に強く依存したので、測定は風洞総圧を微調節し

Table 4.4.3 Coefficients of thrust ( $C_x$ ), lift ( $C_y$ ) and moment ( $C_m$ ) on engines (M3.4 free steam).

	$C_x$ (total)	$C_x$	$C_y$ (total)	$C_y$	$C_m$ (total)	$C_m$
topwall	-0.087	-	-0.152	-	-0.083	-
without strut	-0.326	-0.239	-0.039	0.113	1.660	1.743
6mm strut	-0.571	-0.484	0.088	0.240	2.060	2.143



て、ノズル流が適正膨張となるようにした。これらの方法により、模型天板面位置がノズル濡れ面と一致する( $y=0$ )、境界層吸い込み状態での天板荷重は、 $C_x=-0.004$ 、 $C_y=-0.063$ 、 $C_z=-0.194$ と小さくできた。

しかし表4.4.3で見るとように天板のみでも荷重( $C_x=-0.087$ 、 $C_y=-0.152$ 、 $C_z=-0.083$ )が働いている。これは、境界層を排除するために模型をコア流側に5mm移動した結果である。ノズル流は風防により上方に曲げられ、風防上部に露出した4本の模型支持桁とFMSの荷重面で力を発生する。

M4飛行条件で天板のみからストラット無し形態にすれば、抗力係数は0.087から0.326、それに6tストラットを装着すれば抗力は0.571に増加した。揚力係数はストラット無しでは-0.039、6tストラット付きでは0.088と小さい。またピッチングモーメントは天板のみの場合には無視できるが、エンジン形態にすればそれぞれ、1.66と2.06の頭上げモーメントが発生する。前に述べたように天板のみの時の荷重はエンジンとは関係のないFMS周りで発生しているので、その荷重を差し引く。その結果、ストラット無し形態では抗力0.239、揚力0.113、モーメント1.743を得る。また6tストラット付き形態ではそれぞれ、0.484、0.24、2.143を得た。

表4.4.4のM6飛行条件では、ストラット無し形態の模型の抗力係数は0.175、それに6tストラットを装着すれば抗力は倍増して0.283、それに9.2tストラットを付ければ0.428に増大している。このようにインレット収縮比を増すにつれてエンジン抗力は増加する。

しかし同じ収縮比でもストラット形状により抗力は変化する。表中の後退角付き6tストラットでは抗力係数は0.263、9.2tは0.392となり、後退角の無いものに比べて抗力は減少している。この後退角付きストラットによる抗力減少は圧力抗力に起因するものではなく、ストラットの濡れ面積と局所摩擦係数から説明される。

M6飛行条件の場合、くさび前縁に後退角を有する供試エンジンで、抗力と同程度の揚力を発生する。この揚力の一部はインレットからのスピル流の反作用として発生する力である。従って、ストラットを大きくするに従いスピルが増加し、揚力も増加する。そしてこの揚力と抗力は、天板前縁周りで頭下げモーメントを作る。しかし揚力とモーメントを詳しく調べるには、内部流と外部流の影響を検討しなければならない。

Table 4.4.4 Coefficients of thrust ( $C_x$ ), lift ( $C_y$ ) and moment ( $C_m$ ) on engines with and without struts (M5.4 steam).

	$C_x$ (ttl)	$C_x$	$C_y$ (ttl)	$C_y$	$C_m$ (ttl)	$C_m$
topwall	-0.097	-	0.090	-	0.390	-
without stru	-0.272	-0.175	0.280	0.190	-0.740	-1.130
6mm strut	-0.380	-0.283	0.300	0.210	-0.620	-1.010
9.2mm strut	-0.525	-0.428	0.420	0.330	-0.860	-1.250
6mm-swept	-0.360	-0.263	0.310	0.220	-0.640	-1.030
9.2mm-swept	-0.489	-0.392	0.361	0.271	-0.476	-0.866

#### d) 壁圧測定による揚力とモーメント見積もり

壁圧測定では、揚力とピッチングモーメントを見積もるために、天板内壁に19点、カウル内壁には9点の測定点を設けている。また後退角付きストラット側面も縦方向の力を発生するので、7点の圧力計測点を付けている。

内部流揚力とモーメントの見積もり法を、M6条件で試験した6tストラット付き形態を例にして、表4.4.5にまとめた。下向きに流れるインレットスピル流は負の摩擦揚力を作るが、偏角が小さいので無視できる。試験したE2エンジンの燃焼器から下流には後退角はないため、ここでは揚力の寄与はない。表4.4.5の側板とストラットの後退角のあるくさび内面揚力は、合計0.173、これは流れを下向き(スピルする)方向に曲げた反作用として発生している。

しかしエンジンの揚力は天板とカウルが作る大きな正負の揚力の差し引きで決まり、かつ内部流だけでは議論できない。例えば天板の内面には正の揚力(+0.990)が働いている。他方その外面には低圧室圧が掛かるために、それを相殺する方向の負の揚力、-0.550Pが働く。そしてカウル内面には-0.754の揚力が掛かり、その外側の平行面には0.335Pの正の揚力が働く。カウルの外部くさび面の一部には高圧のスピル流が接するため、6mm厚ストラットを付けた場合には0.242の揚力が発生する。

その結果、模型全体が作る揚力係数は、 $C_y=0.640-0.215P$ 、適正膨張時では+0.42となる。このように圧力積分から得られる $C_y$ は、実測値より0.2程大きくなるが、図4.4.6で示す $C_y$ の圧力依存性を再現している。同様にストラット無しでは $C_y=0.41-0.215P$ 、9.2tストラットの場合には $C_y=0.849-0.215P$ を得た。

このようにエンジン内部の各要素での空気力が得られれば、それに天板前縁のRから測った腕長を乗じ、積算すればモーメントが計算できる。表4.4.5に内外部の揚力が作るモーメントとエンジン内部抗力が作るモーメントをまとめた。

天板前縁を基点にしているので抗力によるモーメントは小さく、アームの大きな揚力成分がモーメントを決める。内部流では天板とカウル内面に働くモーメントが釣り合い、インレット部のスピルによる-0.438とカウルくさび外面での-0.925による頭下げモーメントが大きい。

Table 4.4.5 Lift and moment coefficients in the E2 engine with the 6-mm thick strut (M5.4 free stream), where P denotes ( $P/P_0$ ).

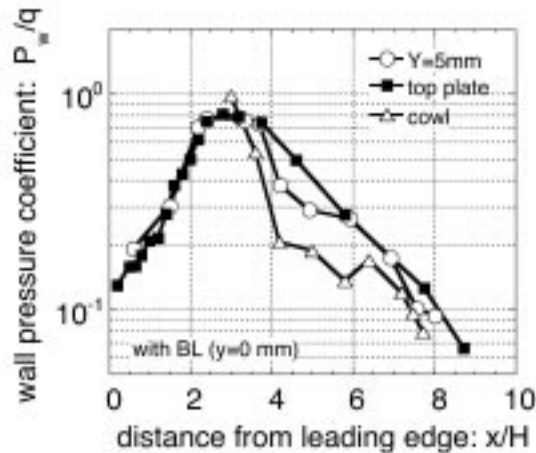
	lift: $C_y$		moment: $C_m$	
	int.	ext.	int.	ext.
sides & strut	0.173	0.038	-0.438	-0.042
top wall	0.99	-0.55*P	-4.393	2.42*P
cowl wall	-0.754	0.335*P	4.313	-1.68*P
cowl wedge	-	0.242	-	-0.925
pressure drag	-	-	-0.043	-
friction drag	-	-	-0.093	-
	= 0.640-0.215*P		= -2.17+0.74*P	

天板とカウル外面圧を $P_v$ の一様分布で近似すると、外部流依存分は $+0.74P$ となる。その結果、模型に働くモーメントは $C_m = -2.17 + 0.74P$ となった。

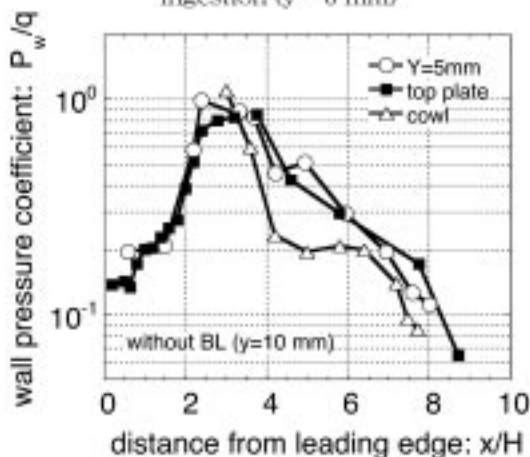
対応する表4.4.4の $C_m$ 値は $-0.62$ で、表4.4.5とは異なっている。このように、モーメント見積もりは困難であった。また図4.4.6の $C_m(P)$ 依存性を比較しても、表4.4.5の $+0.74$ は $P$ 依存性を過大評価している。このように模型全体に働くモーメントを予測するには、模型外面の圧力分布を精度良く知る必要があり、現状の内壁中心の $P_w$ 測定では不足である。しかし内部流によるモーメントだけに着目すれば、かなりの精度で見積もることができたと考えている。

表4.4.4のモーメント係数は $-0.9$ から $-1.3$ に分布している。即ち抗力と揚力からなる合力は、天板前縁の下流の $1H$ の位置付近を通過している。M5.4気流中のエンジンに働くピッチングモーメントは小さいことが分かった。

e) 境界層吸い込みの影響



(a)  $P_w$  distributions with the boundary ingestion ( $y = 0$  mm)



(b)  $P_w$  distributions without the boundary ingestion ( $y = 10$  mm)

Fig. 4.4.7:  $P_w$  distributions on the topwall, side-center line ( $Y = 5$  mm from topwall) and the cowl wall (with the 6t strut)

スクラムジェットエンジンの地上実験では、エンジンの境界層吸い込みを模擬しなければならない。そこで風洞ノズルに発達した境界層を用いて境界層吸い込みのエンジン性能への影響を調べた。その結果、吸い込む境界層が厚いほど、エンジンは不始動に陥りやすいことが分かった。そしてこの傾向は、気流マッハ数が高い程、またエンジン内部に装着するストラットが大きい程、顕著になった。

図4.4.2bとcに、M4条件-6tストラット付きエンジンについて境界層吸い込みの壁圧分布への影響を調べた結果を示す。b)は天板濡れ面をノズル濡れ面の5mmコア側に入れ、境界層を排除した場合で、図4.4.2cは模型に境界層を完全に吸い込ませた結果である。なお $y=10$ と5mmの場合には壁圧分布に変化は見られなかった。

境界層吸い込みによる大きな変化は、インレット出口の壁圧の低下である。図4.4.2bの境界層吸い込みがない場合にはインレット出口壁圧は $1.7$ まで上昇しているのに対し、図4.4.2cでは $1.45$ までしか上昇していない。そしてこの最高点の位置がカウル側に移動している。これは天板に沿って発達する境界層により下向きの流れが強調されるためである。

壁圧の低下は境界層を介しての天板側への2次流から説明できる。例えば図4.4.2bに比べ、図4.4.2cではインレット出口(2.5H付近)に $0.6q_0$ の低圧域が広がっている。これは境界層を吸い込むために天板上境界層が厚くなり、その境界層を介して側板の高圧域から天板の低圧側への流れを誘起するためである。

この側板から天板側への影響は、図4.4.7の天板圧力分布からも確認できる。図4.4.7aは境界層吸い込みの場合で、図4.4.7bは境界層を排除した場合である。境界層を排除すれば、天板前縁では $0.8H$ (天板第3孔)までは主流静圧値を示している。また側壁でも $1.5H$ の第2圧力孔列まではくさび衝撃波による圧力上昇値を示している。他方 $y=0$ の時の分布では、天板圧力は $0.5H$ 位置の第2孔から既に側壁の影響を受ける。また側壁第2列に関しても天板寄りの2孔の壁圧は天板圧と一致し、厚い境界層による影響が分かる。結果として、天板壁圧分布はなだらかになる。出口での天板壁圧は $0.045$ で、主流値の $0.123$ の $1/2$ 以下となっているが、剥離は生じていない。

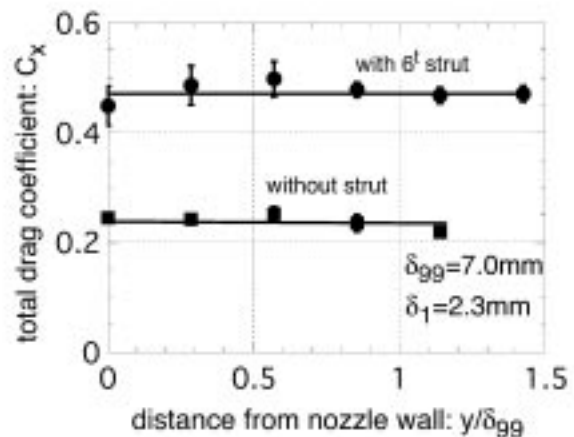


Fig. 4.4.8: Dependence of engine drag measured by FMS on the boundary ingestion (M3.4 stream).

Pw積分で得られるエンジン抗力が、この壁圧分布変化でどのように変化するかを調べた。その結果、インレット側の圧縮面の抗力変化とエンジン下流側の推力面での変化が相殺して、エンジン抗力への境界層吸い込みの影響は、小さいことが分かった。

FMS試験により境界層吸い込みと抗力係数との関係を調べた結果を図4.4.8に示す。ストラット無し形態では $C_p=0.244(y=0)$ から0.219(8mm)に変化した。また6tストラット付きでは0.449 から0.471 (10mm)に変化した。yを4mm(境界層で無次元化した値で0.57)以上に増し、模型をコア部に入れると、抗力の減少傾向が見える。これは、模型後端のベース圧が上昇するためである。しかしそのy=0位置からの変化量はそれぞれ2.5%と5%と小さく、実験誤差内の変化であった。以上のことから、境界層吸い込みは天板上の剥離を左右するものの、その限界から遠い作動域では内部流への影響は無視できる。

#### 4.4.6 M6とM8条件におけるエンジン壁圧

図4.4.9にM5.4気流中でのストラットなし、1/5Hストラット付き、および5/5Hストラット付きエンジンの側板壁圧分布を示す。M3.4気流に対する図4.4.2と比較すれば、マッハ数が増加したことにより、側板前縁からの衝撃波入射位置が下流に移動していること、ストラットによる衝撃波の入射の様子が観察できる。

図4.4.10にはM8飛行条件相当での側板壁圧分布をま

とめた。図の上から、ストラットなし、5/5H-6mm厚ストラット付き、そしてRJTFエンジン試験に相当する9.2mm厚の短ストラットと長ストラット付きで壁圧分布である。比較のために等高線のスケールは共通としたため、ストラットなし形態では壁圧変化が小さく、等高線分布はほとんど見えなくなった。

ストラット無し形態では、前縁からの衝撃波は圧力測定孔の第4列に入射している。インレット側板の分布で共通しているのは、その入射衝撃波による圧力上昇が天板とカウル側で小さく、高压域が島状になっていることである。天板側の低圧の原因は、そこで発達した厚い境界層と天板前縁からの膨張波である。またカウル側の圧力が低下するのは、側板下側からスビルする流れに伴う膨張波が原因である。スビル流とカウル前縁が作る衝撃波は、エンジン下流の内部ノズル天板に入射している。

その下の6mm厚ストラットを装着した場合、側板前縁からの衝撃波とストラット前縁が作る衝撃波とが合体し、より強い衝撃波がやはり第4列付近に入射している。それによりマッハ数が低下した流れはカウルに衝突し、カウル衝撃波を形成している。ストラットが入り、燃焼器内のマッハ数が低下した分衝撃波角度が大きくなり、ストラット無しの場合に比べ、天板上のより上流側に入射、反射している様子が見える。また分離部付近に

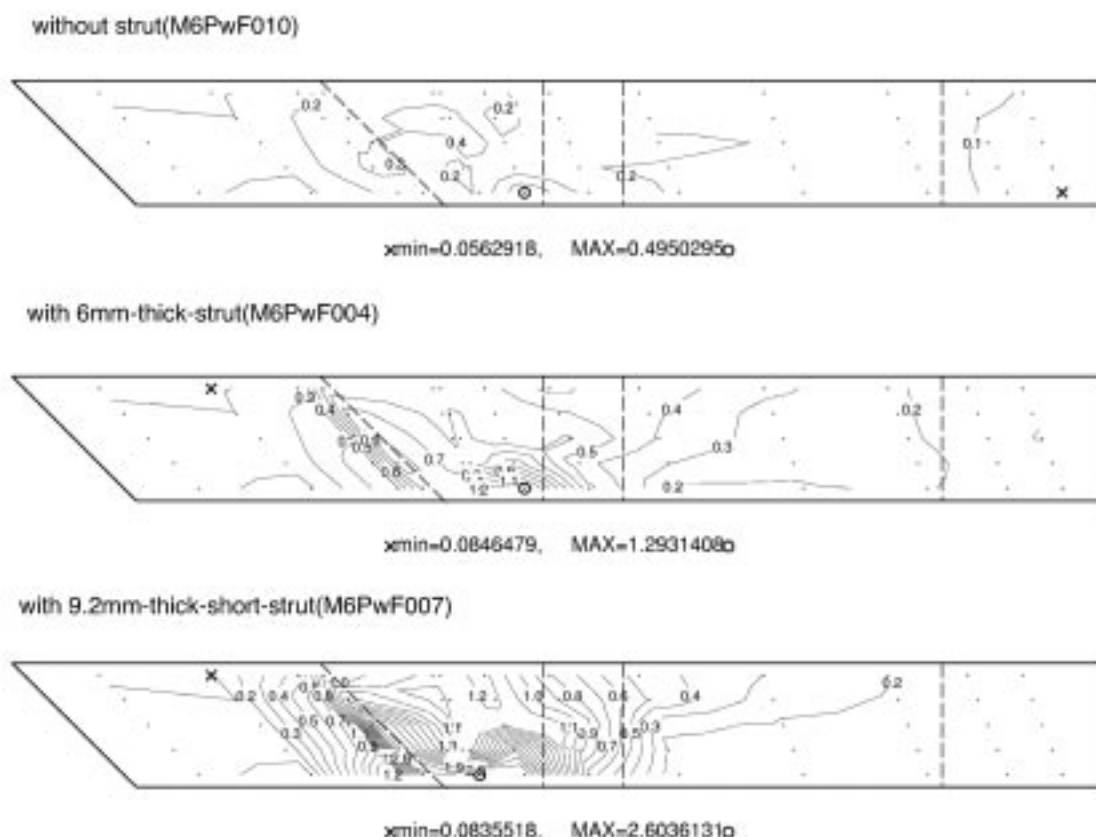


Fig. 4.4.9 Wall pressure distributions with and without a strut under the M6 condition. the upper: without strut, the middle: with the 6t strut, the lower: with the 6.2t strut in the combustor.

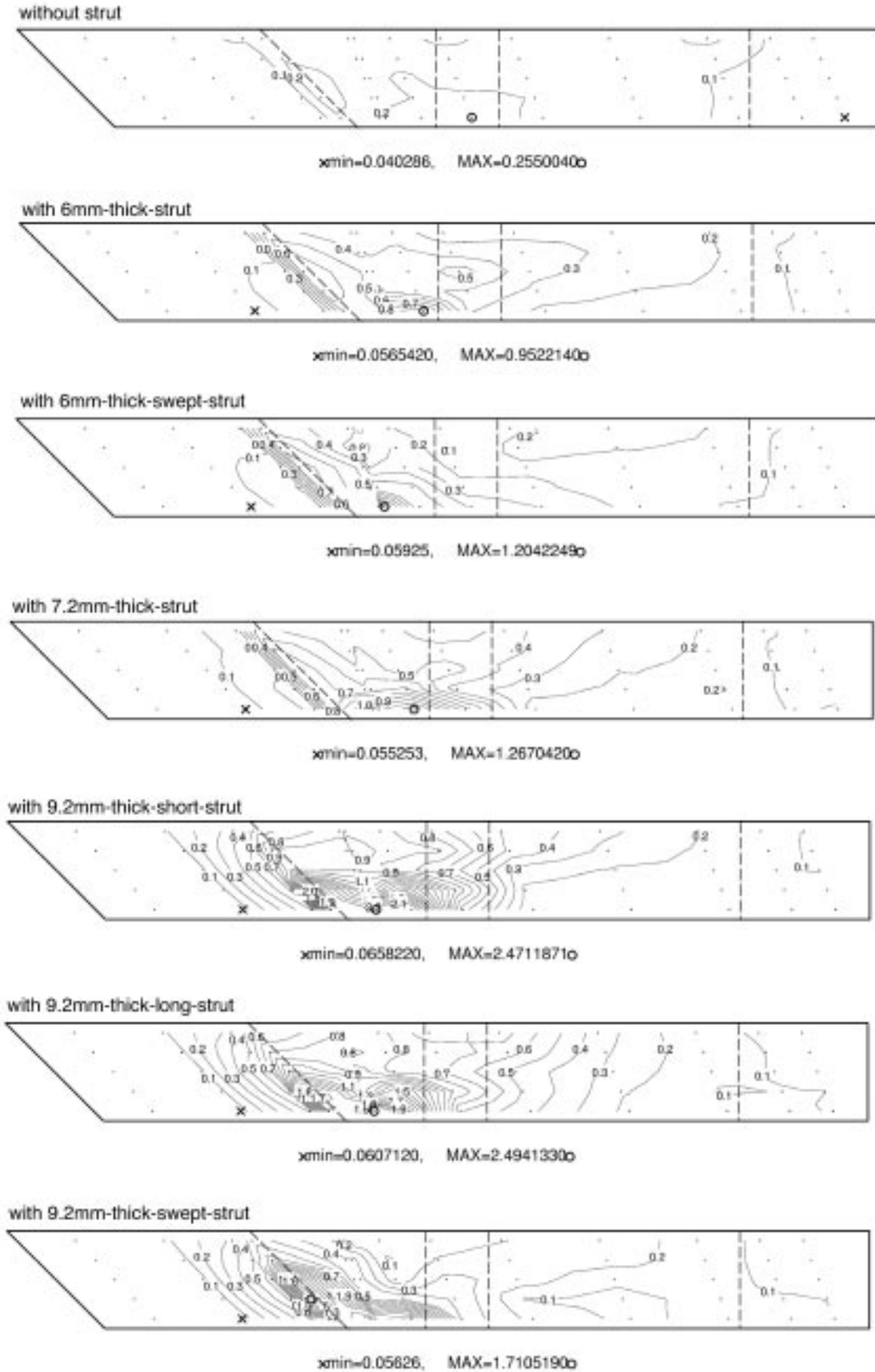


Fig. 4.4.10 Wall pressure distributions with various struts under the M8 condition.

は、インレットと平行部とが作る肩部で発生した膨脹波により、低圧部ができていのが分かる。

エンジン内部に9.2mm厚の短ストラットを装着した。ストラットのくさび角は $6^\circ$ と共通で、かつそのくさび肩部をカウル前縁と一致させているため、ストラット厚が大きくなると、ストラット前縁位置はエンジンインレット上流に移動する。結果として側板衝撃波とストラット衝撃波との干渉が早まり、インレット内での交差回数が増加、側板への入射位置も上流側に移動する。実験では第3列圧力が上昇し、それを内挿して描いた等高線は第2列と第3列間になだらかな分布となった。

厚いストラットにより、インレット出口の圧力は主流静圧の30倍の高圧になり、カウル衝撃波背後では最高70倍まで上昇した。しかし短ストラット後端は切り落としとなっているために、そこから強い膨脹波が発生し、側板側に伝播する。エンジンの燃焼器拡大部で見られる垂直の等高線分布は、その切り落とし部からの膨脹波によるものである。

図の最下部には9.2mm厚の長ストラットの場合を示す。エンジン上流部には変化はない。しかし長ストラットの後端は流線型としているため、そこからの膨脹波は弱い。その結果、短ストラットに比べて燃焼拡大部の側壁圧はなだらかに低下していく。図にはカウル衝撃波の天板側への入射と反射による波が見取れる。インレット流れ計算によれば、カウル衝撃波はカウルに対して $25^\circ$ の角度で天板側に伝播し、燃焼拡大部上流で反射、内部ノズルカウル側に向かっている。

#### 4.4.7 まとめ

1/5縮尺エンジン模型を用い、エンジンの空力荷重を力測定装置で計測、そこから支持部と外部表面抗力を差し引くことでエンジン内部抗力を見積もった。同時に内壁圧分布の測定による、エンジン内部流が作る抗力、揚力およびピッチングモーメントの見積もり方法を検討した。その結果、以下の結論を得た。

- 1) M3.4からM6.7気流におけるエンジン抗力係数が測定できた。壁圧積分により、圧力抗力や摩擦抗力、ストラットの抗力が分離でき、それらに及ぼすマッハ数やストラット装着の効果を調べることができた。
- 2) エンジン風洞試験では、エンジン支持部とエンジン外面で発生する外部抗力はFMS指示値の70%(ストラットなし)から40%(9.2tストラット付き)を占める。エンジン内部性能を議論する時には、これらの抗力を差し引く必要がある。
- 3) エンジン抗力は外部流にあまり影響を受けない。しかし、揚力とピッチングモーメントは、エンジン周りの外部流に強く依存した。しかしこれはエンジン風洞特有のもので、その測定法と補正法を検討し

た。

- 4) スクラムジェットエンジンに特有な境界層吸い込みは、インレット内圧分布に影響する。しかしそのエンジン抗力への影響は5%以下と小さい。

#### 第4.4節の文献

- 1) Voland, R. T., Methods for Determining the Internal Thrust of Scramjet Engine Modules from Experimental Data, AIAA 90-2340, Orlando, July 16-18, 1990.
- 2) Guy, R.W., Torrence, M.G., Sabol, A. P. and Mueller, J. N., Operating Characteristics of the Langley Mach 7 Scramjet Test Facility, NASA TM-81-929, Mar. 1981
- 3) Mitani, T., Kanda, T., Hiraiwa, T., Igarashi, Y., Nakahashi, K.: Drags in Scramjet Engine Testing: Experimental and Computational Fluid Dynamics Studies, Journal of Propulsion and Power, Vol.15, No.4, (1999), pp.578-583.
- 4) 樽川 雄一, 三谷 徹, 平岩 徹夫, 升谷 五郎, スクラムジェットエンジンの3分力見積もり, (1) マッハ4から8飛行条件におけるエンジン抗力, 航空宇宙学会誌論文集 投稿中, (2002)

## 4.5 エンジン不始動実験

### 4.5.1 実験装置と不始動模擬方法

実験に使用したノズルは、飛行模擬マッハ数が4および6のノズルである。代表的なM4実験条件は主流マッハ数、総圧がそれぞれ3.4、0.4MPa、M6実験条件は5.4、1.5MPaであり、常温空気を使用した。

図4.5.1にスクラムジェットエンジンの不始動模擬模型を示す。これはRJTF燃焼試験を行った長分離部エンジンの1/5スケール模型である。エンジンは全体が45°の後退角を持ち、風洞ノズルからの噴流中に迎角0°で設置されている。分離部延長および抽気によるスクラムジェット不始動限界の変化を調べるため、分離部は脱着が容易な構造となっている。抽気は分離部の天板、側板およびカウルから、それぞれ単独で行えるようになっている。また、背圧を高くし燃焼を模擬するため、エンジン模型後部には可動式フロープラグを設置してある。これをパルスモータで制御して、スクラムジェット模型が始動してから徐々に移動させ、エンジン不始動まで後部を閉塞する。

実験では、エンジン始動から不始動状態に移行する過程を壁圧測定をもとに調べた。壁圧測定では、エンジン天板側に設置した半導体圧力センサー(共振周波数150kHz)による非常常測定を行った。また、壁圧はデジタル収録装置およびデータレコーダ(周波数帯域10kHz)で収録した。

### 4.5.2 不始動と再始動の進行

図4.5.2の実験では、まずフロープラグを絞り背圧を上昇させて不始動状態にし、次にフロープラグを開けていき、再始動させる実験を行った。図の下に示すフロープラグの間度は、上側が開、下に行くにつれて流路が狭まる。時刻21秒からフロープラグを絞っていくと燃焼器

下流の背圧が徐々に上昇するが、図の中段の燃焼器下流圧は時刻24秒までは変化を示さない。時刻24秒において、衝撃波が境界層を介して燃焼器天板の圧力ポートまで通り、この部分の圧力 $P_1$ が高まり振動を始める。更に絞ってもしばらくの間同一振幅で進む。更に絞ると高圧域が燃焼器拡大部入口部に至り、 $P_2$ が高くなる。

更に絞ると高圧域がステップ部まで至り、 $P_3$ のレベルが一段と高くなる。この領域では、絞り量増加に従い振幅が増加し、次の段階に進むまで徐々に剥離領域の先端が前後に振動しながら上流に遷る。更に絞ると高圧域がインレットにまで通り、図の上段のインレットの圧力 $P_4$ が振動を始める。これと同時に $P_4$ が大きな振幅で振動を始める。 $P_4$ のピーク値は、不始動強度が増すと大きくなり、最低値は絞りを開始して高圧域が燃焼器拡大部入口部に至った時のレベル近くまで低下する。

時間軸を拡大して圧力振動を観察すると、圧力の振動現象はインレット圧力 $P_4$ の増加から始まっている。高圧域がインレットまで遷ると、サブクリティカル領域の作動により内部の圧力は上昇し、流入する流量は減少する。このため、絞りを通して流出する流量とのバランスで内部の気体質量流量は減少を始め、これに伴い内部の圧力が低下する。内部の圧力がある程度低下すると、インレットが再び始動状態に戻り、スーパークリティカル領域の作動となる。

この状態では流入する質量が増加し、流出する量は $P_4$ がまだ低いため少ないので、内部の圧力は上昇を始める。内部の圧力上昇により背圧が不始動限界( $P/P_0$ 約0.023、 $P_0$ はノズル総圧)を超えると、再びインレットが不始動状態となり、始動と不始動を繰り返す振動現象が発生した。

絞りきってからフロープラグを戻してくると、インレットの圧力振動が収まって始動状態に戻る。この時、始動から不始動に突入したのと同じフロープラグの位

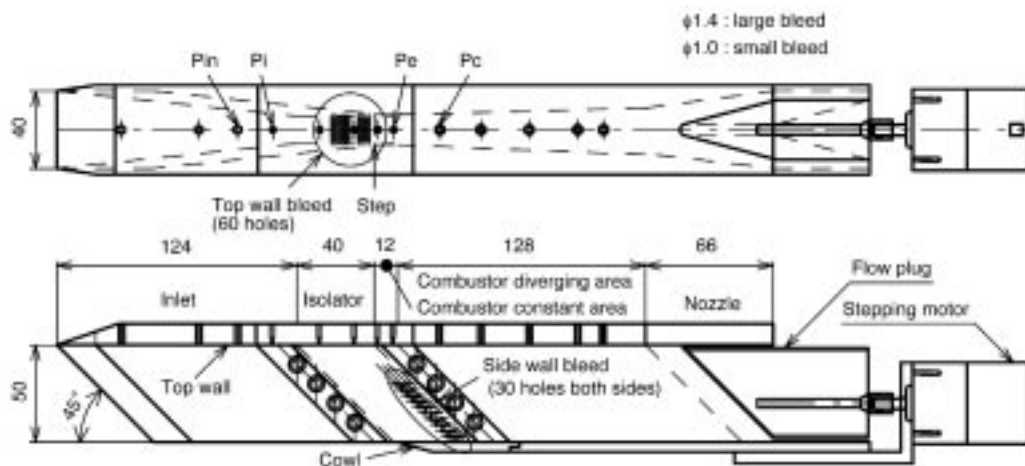


Fig. 4.5.1 The 1/5-scale model to simulate the engine unstarting due to the combustion.

置、即ち、同じ絞り状態で不始動から始動に戻っており、フロープラグの往きと帰りで不始動限界条件が異なるヒステリシス現象は見られなかった。

なお、RJTFでのM6条件燃焼試験では、不始動になるとインレット圧力が高いままとなり不始動が持続するモードと、不安定に始動と不始動を繰り返すモードのふたつが存在した<sup>9)</sup>。しかし、今回の不始動模擬実験では、始動と不始動を繰り返すモードしか観測されなかった。

#### 4.5.3 M4壁圧分布と不始動限界

図4.5.3にRJTFで行ったM4エンジン燃焼試験<sup>9)</sup>の天板上壁圧分布を示す。縦軸は天板上壁圧力をノズル総圧で割った値を示し、横軸は前縁からの距離を示している。燃料流量0g/sは、気流のみの状態での壁圧分布を示す。燃料流量42.0g/sは、弱燃焼状態と呼んでいる推力が小さい燃焼状態である。この燃焼状態では、燃焼域は燃焼器拡大部の天板側に局所的に存在しており、エンジン出口の火炎は天板側にのみ観測される。エンジン燃焼器平行部および拡大部の壁圧レベルは比較的低く、気流のみの状態の1.5~2倍程度である。燃料流量を56.2g/sに増加すると、強燃焼と呼んでいる推力が大きい燃焼状態に移行し、燃焼器の圧力レベルが急激に増加する。この時、天板上の最大壁圧は、燃焼器平行部付近で得られている。さらに燃料流量を増加すると、この最大圧が若干上昇する傾向を示しながら、圧力の高い領域がインレット内部に遡る。

図4.5.4にM4不始動模擬試験の天板壁圧分布を示す。図はフロープラグを徐々に移動して、出口流路断面積を徐々に絞った時の天板壁圧分布の変化を示したものである。フロープラグ位置の値が小さいほど出口流路断面積が小さい。出口流路断面積を絞るに従って背圧が増加し、圧力の高い領域が徐々に上流へ遡る。図4.5.4でインレットの圧力上昇が起こらない限界はフロープラグ位置10.0mmの場合で、燃焼平行部の圧力は最も高い $P/P_0=0.11$ である。

一方、図4.5.3のRJTF試験結果を見ると、燃料流量56.2g/sの時に燃焼平行部圧力は $P/P_0=0.125$ である。この流量では、インレット出口圧力が少し上昇し始めており、インレットの圧力が上昇を始める限界の流量は56.2g/sよりも少ない。流量増加に伴って、燃焼平行部最大圧が若干上昇する傾向があるので、インレットの圧力が上昇を始める限界での燃焼平行部圧力は $P/P_0=0.125$ より少し低いと考えられる。不始動限界をインレットの圧力が上昇を始める限界と定義すると、不始動限界における燃焼平行部の圧力は燃焼試験と不始動模擬試験で10%程度の差である。この様に、フロープラグによる不始動模擬試験でもM4条件燃焼試験の不始動限界を模擬でき、不始動限界をよく把握できることが分かった。

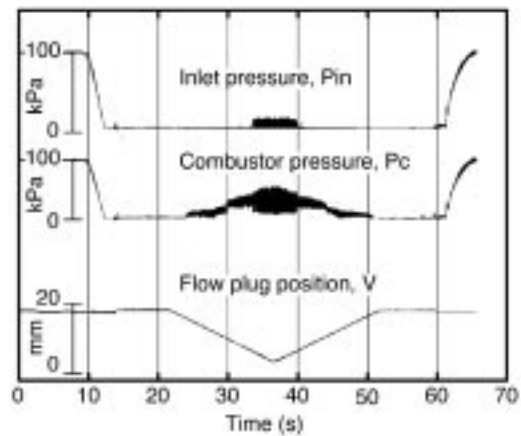


Fig. 4.5.2 Time histories of pressure and position of flow plug (the M6 condition).

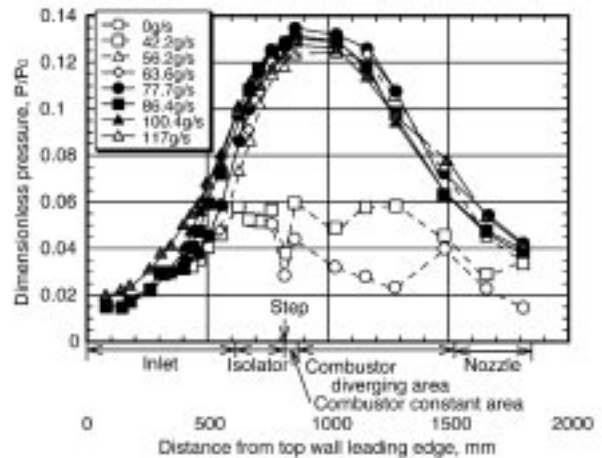


Fig. 4.5.3 Pressure distribution on the top wall in a M4 RJTF combustion test.

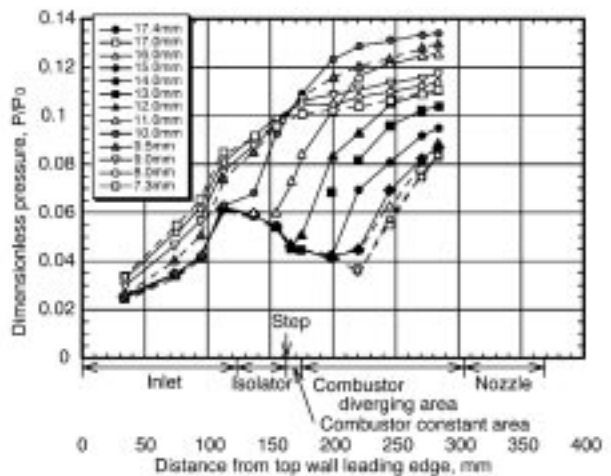


Fig. 4.5.4 Pressure distribution on the top wall (the 1/5-scale model cold test, the M4 condition).

4.5.4 M6壁圧分布と不始動限界

図4.5.5に不始動模擬模型のM6条件試験での天板壁圧分布を示す。流路の1/5高さのストラットが模型に取り付けられている。フロープラグを17.3mmから移動して出口流路面積を徐々に絞ると、M4条件試験の時と同様に背圧が徐々に上昇し、下流にあった圧力の高い領域が上流に遡る。逆向きステップの所で少し止まった後、圧力の高い領域は更に分離部内を遡り、最後にはインレットに至る。圧力の高い領域がインレットに至る直前の最大 $P_0/P_0$ は6.9 mm位置の時で0.023である。

図4.5.6にRJTFにおけるエンジンのM6条件燃焼試験時の天板壁圧分布を示す。図4.5.5の不始動模擬模型と同様に、流路の1/5高さのストラットがエンジンに取り付けられている。ストラットの詳細については文献2を参照されたい。強燃焼状態で、水素燃料流量を50.9g/sから103.3g/sに増加させていくと、山の形をした圧力分布曲線の高さがこれに伴って増加する。圧力の高い領域がインレットに遡る直前の燃料流量103.3g/sにおいて $P_0/P_0$ の最大値0.021が得られた。この値は、不始動模擬模型のM6試験結果よりも若干低かったがその差は小さい。燃料流量108.8g/sでエンジンは不始動状態になった。図に示していないが、フルストラットの場合、不始動模擬模型試験における $P_0/P_0$ の最大値は0.020であり、エンジン燃焼試験における値は0.018であった。

4.5.5 分離部延長による不始動限界向上

図4.5.7に、分離部長さを増加したときに不始動限界の分離部出口無次元圧力がどの様に変化するか調べた結果を示した。横軸は分離部長さ $L$ を分離部入口高さ $H(50\text{mm})$ で割った値を示す。縦軸は分離部出口圧 $P_0$ をノズル総圧 $P_0$ で割って無次元化した値( $P_0/P_0$ )の達成最大値(不始動限界における値であり、以下達成値と表記する)を、標準形態の値を1.0として示す。

標準長さ分離部の場合( $L/H=0.8$ )に、M4条件では $P_0/P_0$ の達成値は0.109である。この値は分離部主流マッハ数流れの乱流境界層剥離限界圧力比で抑えられる値に近い値であり、分離部の効果が現れていない。分離部長さを標準の2倍( $L/H=1.6$ )とすると、 $P_0/P_0$ 達成値は0.136となり、標準長さ分離部の場合に比べ約1.25倍に向上したが、3倍( $L/H=2.4$ )、4倍( $L/H=3.2$ )としても効果は頭打ちとなった。

M6条件で分離部長さを2倍にすると標準長さの場合に0.0145であった $P_0/P_0$ 達成値は0.0228となり1.6倍に向上し、M4と比較して分離部延長の効果が顕著に現れた。分離部長さを3倍にすると $P_0/P_0$ の達成値は1.83倍に向上したが、分離部長さを2倍にした場合に比べて分離部延長の効果は小さくなった。このように、分離部延長の効果が低下する傾向は、M4条件で分離部長さを3倍、4倍とした結果と同様であった。

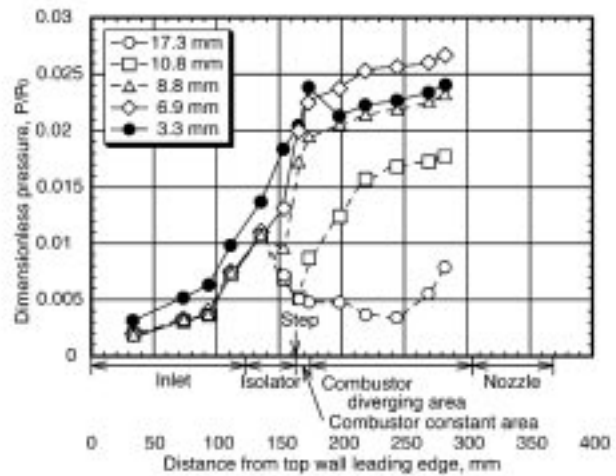


Fig. 4.5.5 Pressure distribution on the top wall. (the 1/5-scale model cold test, the M6 condition).

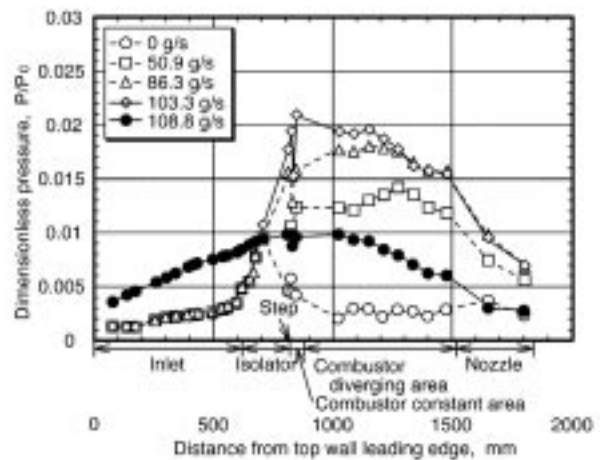


Fig. 4.5.6 Pressure distribution on the top wall (RJTF combustion test, the M6 condition).

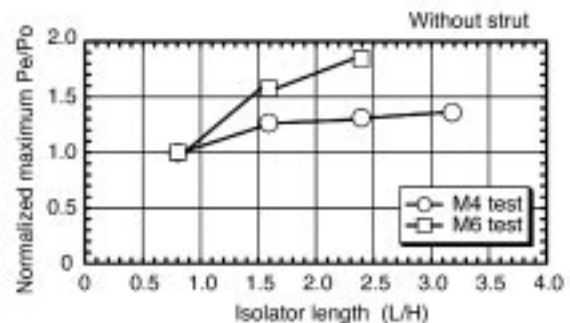


Fig. 4.5.7 Effects of Isolator length on limit pressure rise at the exit of Isolators.



#### 4.5.6 抽気による不始動限界向上

M4条件では境界層からの抽気を天板、側板のそれぞれの場合について行った。抽気は図4.5.1に示したように天板、側板のそれぞれに千鳥状に直径1mmの孔を60個開けた場合(小抽気と呼ぶ)と直径1.4mmの孔を60個開けた場合(大抽気と呼ぶ)の二通りについて行った。これにより抽気量が約2倍異なった場合の抽気効果の変化を見た。

標準長さの分離部を持つ抽気無しの形態を標準形態とし(M4ではストラットを用いていない)、そこで得られた $P_0/P_\infty$ の達成値を1.0として抽気による $P_0/P_\infty$ の達成値変化を比較した。その結果、 $P_0/P_\infty$ の達成値は、天板大抽気の場合に1.26、天板小抽気の場合に1.15となり、天板大抽気の場合には分離部長さを2倍にしたのに匹敵する効果が得られた。天板境界層が最も剥離しやすいので、天板からの抽気が最も効果が大きかった。なお、側板から抽気した場合には $P_0/P_\infty$ の達成値の向上効果は小さく、標準形態と比較して大抽気の時2%、小抽気の時4%高い $P_0/P_\infty$ の達成値を示しているが有意な差とは言えない。

M6条件で境界層からの抽気を天板、側板、カウルのそれぞれの場所について行った結果を表4.5.1にまとめた。またストラット付き形態における抽気の効果も調べた。最も大きな $P_0/P_\infty$ を達成したのはフルストラット天板大抽気形態で、不始動限界の $P_0/P_\infty$ が標準形態(ストラット無し、抽気無し)の2.63倍に達している。フルストラット無抽気形態では、不始動限界の $P_0/P_\infty$ は標準形態の1.41倍であり、天板抽気により不始動限界燃焼室圧が2倍近く高い値に向上したことになる。フルストラットを用いた場合には、側板からの抽気も効果が認められ、側板大抽気の場合に標準形態の1.72倍であった。天

板抽気を行うとフルストラットの不始動限界の $P_0/P_\infty$ が大幅に向上したひとつの理由として、フルストラットの設置により分離部の圧力レベルが上昇し、抽気量が増加したことが考えられる。

M6条件におけるストラット無しの形態では、抽気を行っても不始動限界の $P_0/P_\infty$ は標準形態から最大15%程度しか向上しなかった。カウルからの抽気は、1/5Hストラットでは殆ど不始動限界の $P_0/P_\infty$ に影響なく、フルストラットではかえって不始動限界の $P_0/P_\infty$ を低下させた。

#### 第4.5節の文献

- 1) Sunami, T., Sakuranaka, N., Tani, K., Hirata, T., and Shimura, T., : Mach 4 Tests of a Scramjet Engine - Effects of Isolator, 13th ISABE, Chattanooga, USA, AIAA CP 9713, Vol. 1, pp. 615-625, 1997.
- 2) 佐藤茂, 泉川宗男, 谷香一郎, 菊田丈士, 工藤賢司, 村上淳郎, スクラムジェットエンジンのマッハ6燃焼試験—ストラットと分離部の効果について—, 日本航空宇宙学会論文集, 第47巻549号, 1999年10月.
- 3) 櫻中登, 須浪徹治, 志村隆, 泉川宗男: スクラムジェットエンジン不始動模擬実験, 日本航空宇宙学会北部支部1998年講演会および再使用ロケット/スペースプレーンシンポジウム, 1998.

Table 4.5.1 Bleed effects on the maximum value of  $P_0/P_\infty$  under the M6 condition.

Model configuration	max $P_0/P_\infty$	max $P_0/P_\infty$ (normalized)
no strut- no bleed (base line)	0.0145	1
No strut, top wall large bleed	0.0161	1.11
No strut, side wall large bleed	0.0167	1.15
No strut, cowl large bleed	0.0166	1.15
Full strut, without bleed	0.0204	1.41
Full strut, top wall large bleed	0.0381	2.63
Full strut, top wall small bleed	0.0307	2.12
Full strut, side wall large bleed	0.0249	1.72
Full strut, cowl large bleed	0.0174	1.2
1/5 height strut, without bleed	0.0231	1.6
1/5 height strut, top wall large bleed	0.031	2.14
1/5 height strut, side wall large bleed	0.0233	1.61
1/5 height strut, cowl large bleed	0.0228	1.58

### 4.6 エンジン内燃料拡散実験

RJTFの試験では、エンジンの燃焼効率や未燃の燃料濃度を観測するため、エンジン出口で水冷却を施したサンプリングプローブを用いてきた<sup>1)</sup>。しかし、エンジン内部の観測は難しく、燃焼器付近の様子やストラットの影響は壁面上の圧力および温度分布などのデータからしか検討できない。そこで、小型風洞を用いてエンジン内部の現象をより詳細に調べる実験を始めた。

まず壁面上の流線分布を感測断応力塗料で可視化した(4.3節参照)。これにより燃焼器付近から下流の流線がストラットの有無やサイズで大きく変わることがあきらかになった。今回の試験はこの報告の続きとして、燃焼器部分から燃料水素の代わりにヘリウムを噴射し、RJTFで行っている燃焼試験を模擬することにした。サブスケールサイズでもエンジン下流でのヘリウム濃度分布を測定できるかどうか、またヘリウムがどのように拡散していくかを確かめることを目的とする。

#### 4.6.1 ガス採取トラバースと試験条件

現在RJTFで使用しているスクラムジェットエンジンモデルを1/5にした模型を使って実験をおこなった。図4.6.1にモデルとトラバースの概略を示す。風洞内部での設置状態は付録A1図1.8に示している。エンジンの全長は約400mm、インレット入り口とエンジン出口の流路寸法は幅40mm、高さ50mmである。エンジン下流側にトラバースとサンプリングレークを配置する。

風洞通風中にエンジンの側壁燃焼器からヘリウムを噴射し、サンプリングレークで混合気を採取する。レークは、トラバースを動かすことで2から5mm間隔で側壁方向に4度移動できる。エンジン流路内に5点のプローブがあるので、流路半分の領域を5点×4回=20点で測定する。プローブは、外径は0.5mm内径は0.2mmの直管である。レークからの混合気は、サンプリングボトルに5秒から6秒間吸引される。試験後シリンジでガスを取り出し、ガスクロマトグラフィでヘリウム、酸素および窒素濃度を求める。

エンジン内部の混合過程を観測するためエンジン下流

側2ヶ所でエンジンを切り落とせるようにした。それにより a)エンジンの燃焼器直下流、b)燃焼器拡大部出口、およびc)ノズル出口の3ヶ所でサンプリングができる。

図4.6.2にそれぞれのモデル形態の側面図を比較した。エンジンの燃焼器には燃焼器ステップ上流にある分離部長さが異なる2種類、短分離部燃焼器と長分離部燃焼器がある。また図には記載されていないが、エンジン燃焼器には流路高さの1/5(1/5Hと記述)ストラットと5/5Hストラットが取り付けられている場合がある。したがって、今回計6種類のエンジンでサンプリング計測を行った。それぞれのエンジン形態で出口の天板および側壁に静圧孔も設けている。

RJTFエンジンと同様に、今回使用したエンジンモデルは、側壁燃焼器ステップ下流に片側12個の燃料噴射口を有している。それぞれの噴射口径はφ0.3mm、流量係数は0.67である。インレットに流入する気流はマッハ数5.4、全圧5.2MPa、全温280K(常温)とした。エンジンが捕獲する空気流量は58g/s(捕獲率85%)である。総圧2MPaでエンジン内部に噴射される全ヘリウム流量は2.604g/sである。ヘリウムの体積流量は、燃料噴射口からの気流を体積流量計で校正したデータから換算している。

今回の実験条件をRJTFでの実験条件とどう比較するかを考える。噴射されたヘリウムが到達する高さは、濃度分布に重要な役割を果たす。水素でもヘリウムでも気流動圧と噴射気流動圧の比が一致していれば、噴射した成分が到達する高さ(側壁からの距離)は等しくなる<sup>2)</sup>。このようにヘリウム/空気の動圧比に相当するRJTFでの水素/空気動圧比を求めれば、小型風洞実験が、RJTFでのどの実験条件に相当するかを定めることができる。

例えば、小型風洞実験で

- a) ヘリウム噴射動圧 0.880MPa  
(噴射口でM=1,  $\gamma=1.667$ , 噴射元圧2.0MPa)
- b) RJTF水素噴射動圧 0.3696P<sub>0</sub>  
(P<sub>0</sub>=噴射圧力, 噴射元圧は可変,  $\gamma=1.4$ )
- c) 気流側の条件

マッハ数,  $\gamma$ , 圧力比は同一と仮定の条件を考える。この条件に相当する水素の噴射圧力P<sub>0</sub>

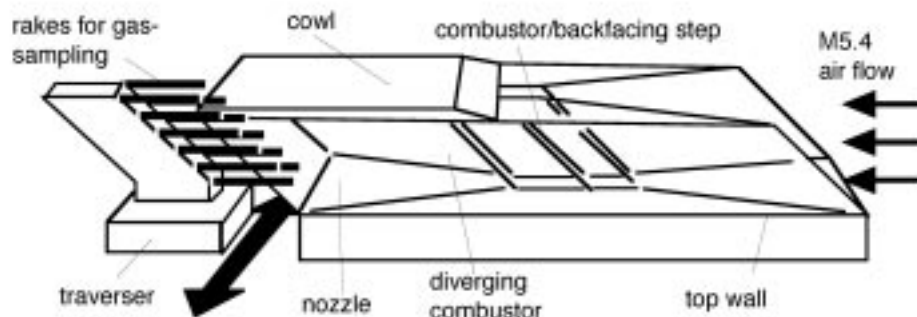


Fig. 4.6.1 Schematics of gas-sampling/engine configuration.

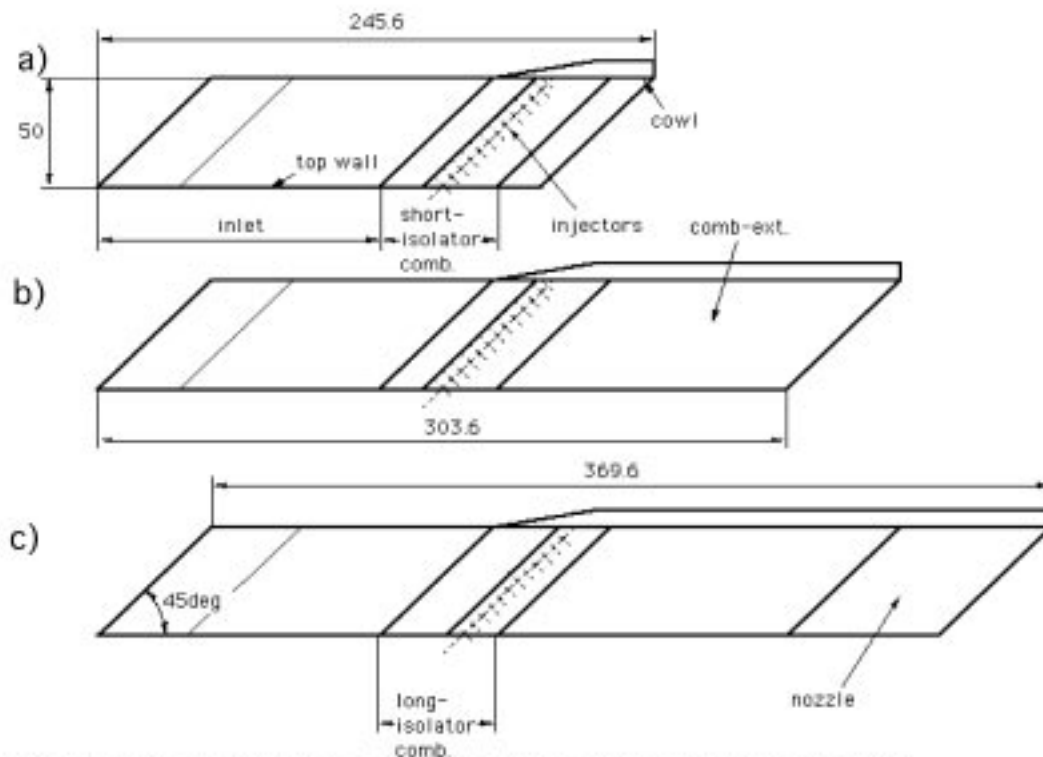


Fig. 4.6.2 Model engine configurations, a) combustor exit, b) diverging combustor exit and c) nozzle exit models.

は2.2MPaとなり、40g/sの水素を噴射できる。RJTF M6条件では、水素流量141g/sで当量比 $\phi=1$ になるので、40g/sは $\phi=0.29$ に相当する。この条件はRJTF試験では約800Nを出した強燃焼状態に相当し、燃焼中のガスサンプリングを行った条件である。RJTF実験と小型実験の比較は後述する。

#### 4.6.2 エンジン形態とヘリウム分布

図4.6.3から4.6.8にエンジン形態における、各断面ごとのヘリウムの濃度分布(Vol%)を示す。図の横軸はエンジン中心軸(左右対称面)からの距離(単位mm)を表す。縦軸は天板からの距離を示している。すなわち縦軸の原点は天板を、50mmはカウルを示している。また、図の右軸はエンジンの側壁位置に相当する。実験の再現性は良好で、なめらかな濃度分布が得られた。プローブ自体がエンジン内部流路におよぼす擾乱は観測されなかった。ストラットがない場合、測定点を壁面から0.5から0.7mmの位置に近づけても測定可能で、壁面近くの高濃度な領域の測定ができた。以下に、短分離部モデルと長分離部モデルに分けて濃度分布を検討する。

##### 1) 短分離部モデル

短分離部モデルでストラットがない場合(図4.6.3)、燃焼器出口においては大部分のヘリウムは側壁から2~3mmまでの、それも天板寄りに分布する。カウル側か

ら天板側にかけて一様に燃料噴射口があるが、燃焼器出口ですでに燃料の片寄りがある。また下流に向かうにつれて、天板/側壁コーナに向かう流れ線によってヘリウムが収束する。同様の傾向は1/5Hストラットを取り付けた場合でも観察できる(図4.6.4a参照)。この図のc)を図4.6.3c)と比べると、1/5H付ではストラットがない場合よりもヘリウムの分布する領域が狭く、集まっているようである。

一方で、1/5Hストラットは燃焼器出口天板にて中心軸付近にまでヘリウムの混合を促進している。これは、ストラット付近には低速域が存在することと、第4.3節の可視化結果から分かるように、ストラット後端からの衝撃波が側壁の気流を剥がしていることが原因である。図4.6.3a)でみられた天板側側壁近くの高濃度部分は図4.6.4a)では消え、ヘリウムは主流側へ拡散している。

ストラットからの波によるヘリウムの拡散は、5/5Hの場合にはより著しい。図4.6.5a)の燃焼器出口部において、流路中心軸上エンジン高さの半分にまでヘリウムが到達している。その一方で、カウル側にヘリウム濃度が低いのは、流路が狭くなりカウル付近のマッハ数が低下したことによる。その結果、燃焼器付近でのカウルからの衝撃波および流れ線の偏向角が増加する<sup>3)</sup>。噴射されたヘリウムは、この流れによって天板方向に急速に運ばれ、カウル付近の濃度が低下したと考えている。

カウル側に燃料がない傾向は下流の燃焼器拡大部から

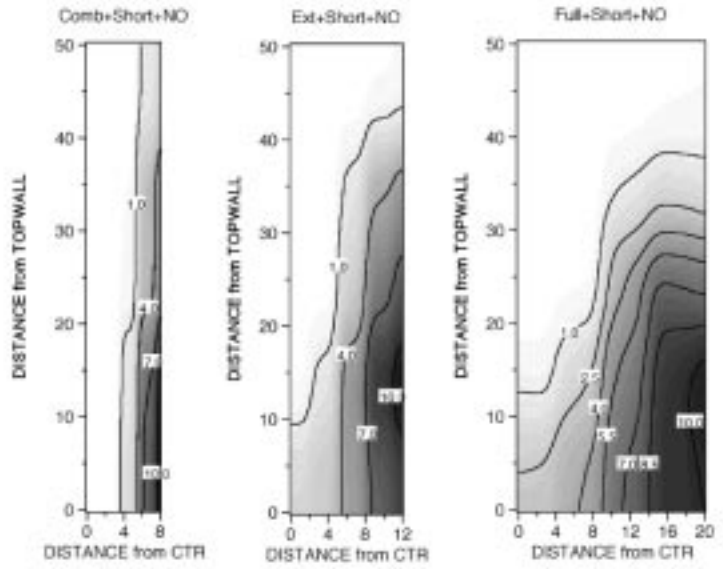


Fig. 4.6.3 Helium mole fraction profiles / short isolator+no strut.

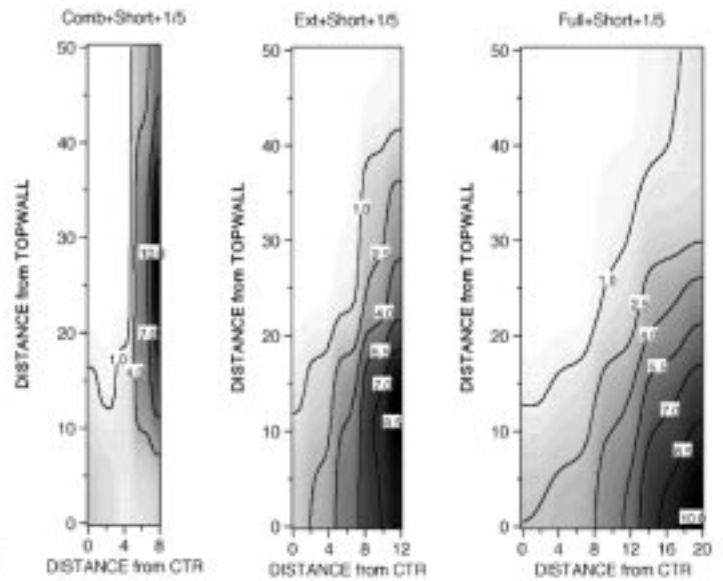


Fig. 4.6.4 Helium mole fraction profiles / short isolator+1/5H strut.

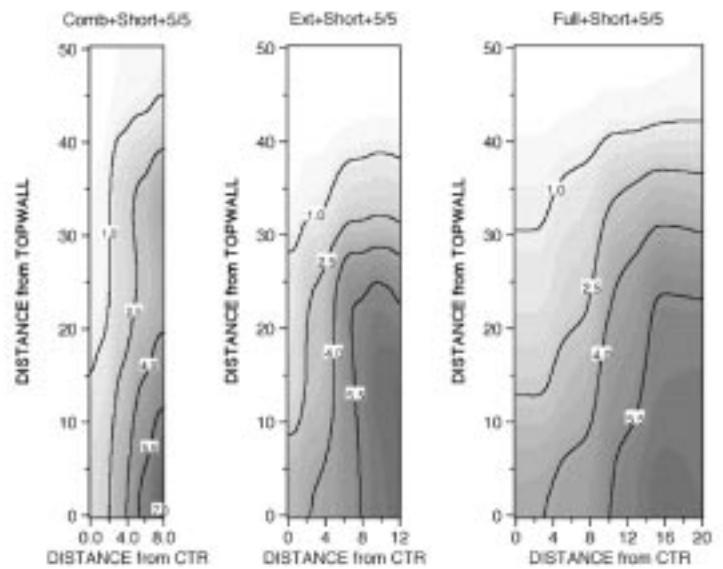


Fig. 4.6.5 Helium mole fraction profiles / short isolator+5/5H strut.

Fig. 4.6.6 Helium mole fraction profiles / long isolator+no strut.

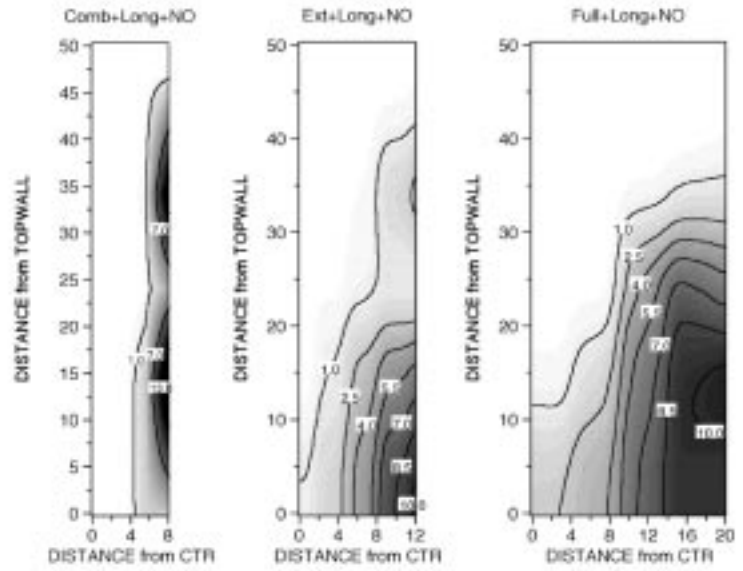


Fig. 4.6.7 Helium mole fraction profiles / long isolator+1/5H strut.

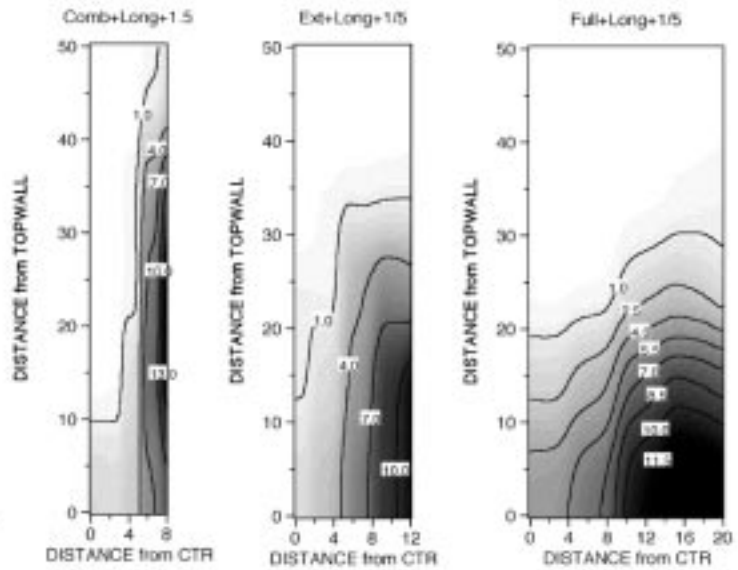
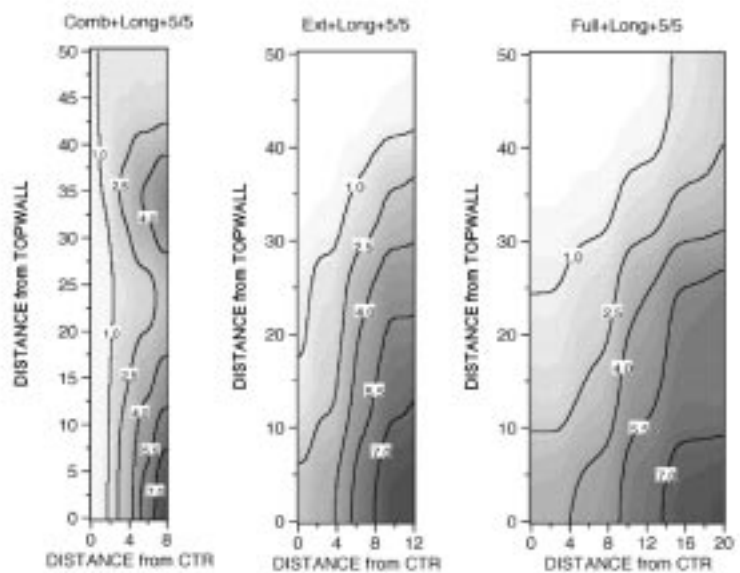


Fig. 4.6.8 Helium mole fraction profiles / long isolator+5/5H strut.



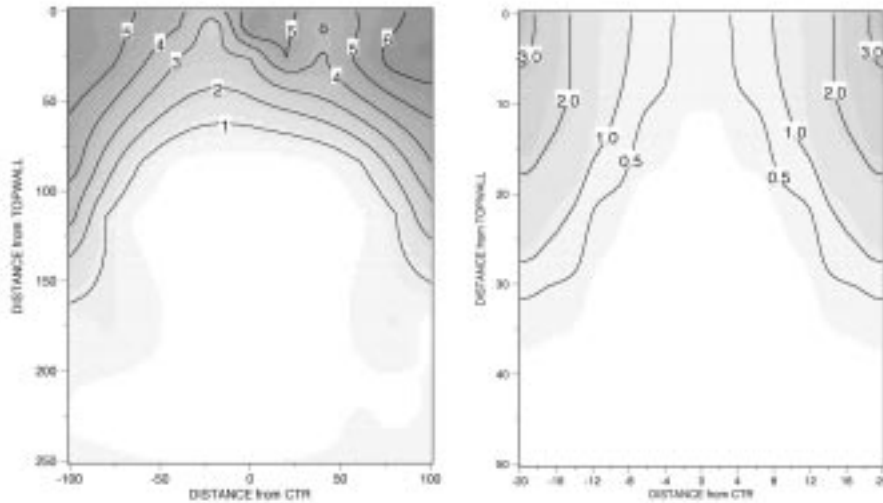


Fig. 4.6.9 Hydrogen concentration profile in the RJTF model with 1/5H strut at  $\phi = 0.3$  (right), and Helium concentration profile in a model with 1/5H strut at  $\phi = 0.29$  (left).

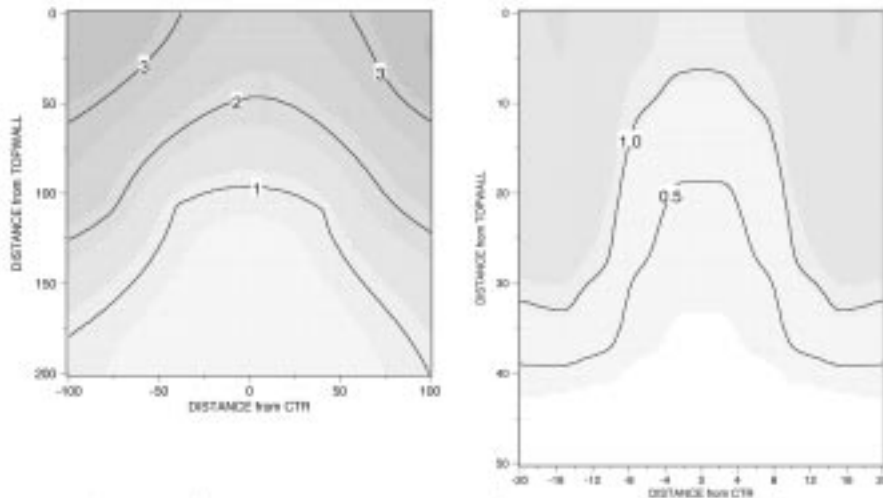


Fig.4.6.10 Hydrogen concentration profile in RJTF model with 5/5H strut at  $\phi = 0.3$  (right), and Helium concentration profile in a model with 5/5H strut at  $\phi = 0.29$  (left).

ノズル出口まで広がっている。図4.6.5b)とc)に示されるように天板側に広くヘリウムは分布するものの、カウル側には存在しない。

2) 長分離部モデル

ストラットがない場合、図4.6.6a)に見られるように壁面近くに2ヶ所濃度が高い点が観測された。これらのピークは再現性があるので測定誤差によるものではない。図4.6.3や4.8.5a)でもわずかながら同様のピークが見えている。したがってこれらのピークは、インジェクタからの燃料噴射量に片寄りがあったりできたものでもない。文献6の図8をみると、ステップ下流の剥離泡からの流れは、燃焼器出口において天板から流路高さの1/3と2/3

の箇所に集中している。図4.6.6a)のピークは同様の現象によるものと考えられる。図4.6.3a)の短分離部の場合は剥離域からプローブまでの距離が長いので、これらのピークが合体したのちプローブで観測されたと考える。

図4.6.7の長分離部+1/5Hストラットの形態は、文献2における“長分離部+ストラットA”の組み合わせに相当している。この形態は、RJTFのM6試験で唯一強燃焼にいたらなかったエンジン形態である。分離部長さの影響は図4.6.4と比較して明確でない。ヘリウムの拡散過程からは、強燃焼にいたらなかった原因は特定できなかった。

図4.6.8a)ではカウル側にわずかながらヘリウムが存在する。これは、噴射口が短分離部の場合よりも後退した

ことによって、カウルからの衝撃波背後で噴射されるヘリウムが増えたためである。しかしこの場合でも、短分離部と同様に下流に行くときカウル側にヘリウムはなくなり、天板側のみに集中する。

#### 4.6.3 RJTFエンジン試験との比較

以上のように、ストラットがない場合の燃焼器出口を除き、分離部の長さによる拡散、濃度分布の相違は少ない。ヘリウムは主に天板/側壁のコーナに収束していく。これは第4.3節の流線観測結果から導き出された結論と一致する。流線分布をたどることで燃料分布を想定することが可能であることを意味する。

1/5Hストラットがある場合、天板/側壁のコーナへヘリウムがより集中する。しかし燃焼器出口において、1/5Hストラットはヘリウムの主流中への拡散を促進し、5/5Hストラットではよりヘリウムを天板、側壁側に広く拡散させる。

以上の結果は、小寺の計算結果(文献6, 図8a)と傾向が一致しない。計算では5/5Hストラットがある場合の方が、インジェクタからの流線が、天板/側壁のコーナにより収束している。この図には壁面からの距離は示されておらず、主流方向への拡散は読み取れない。今後断面ごとの濃度分布図での比較、検討する必要がある。

図4.6.9と4.8.10にRJTF試験で得られた水素濃度分布と比較した。両図とも図の上面が天板、下面がカウルになっている。図4.6.9にはRJTFモデルに1/5Hストラットが取り付けられたが、弱燃焼だったときの水素濃度分布と比較した。当量比から得られるノズル出口での平均濃度との相対値でプロットした。RJTFモデルでは天板と側壁のコーナに最大5倍、小型風洞モデルでは最大3倍の噴射ガスが集中している。傾向は一致している。小型風洞の結果はエンジン内部の様子を模擬していることを示す。

図4.6.10には強燃焼となったRJTF5/5Hストラット付きモデルの結果と比較した。RJTFでの結果はカウル側200mmは計測できなかったため、図示されていない。両者共にカウル側の未燃水素はほとんどない。相対濃度値は両者に差があるので、今回定義した換算当量比を再度検討する必要がある。

#### 4.6.4 まとめ

飛行マッハ数6相当の条件で、1/5縮尺模型内部からヘリウムを噴射し、エンジン断面ごとに濃度測定を行った。結果を以下にまとめる。

- 1) エンジンを分割して、断面ごとのサンプリングは可能であった。プローブによる流れ場への影響はなかった。
- 2) 燃焼器の分離部長さの影響は、ストラットがない場合のみにあらわれたが、エンジン下流では両者の差

はみられなかった。ストラットがある場合には分離部の影響はない。

- 3) ストラットが燃料拡散におよぼす影響は大きい。ストラットは燃焼器部天板側の燃料を壁面から主流側に拡散させる効果がある。しかしストラットが大きい程、エンジン下流に行くに連れて燃料全体を天板側に集中させてしまう効果がある。

#### 第4.6節の文献

- 1) Mitani, T., "Quenching of Reaction in Gas-Sampling Probes to Measure Scramjet Engine Performance," the 26th Sympo. (Int.) on Comb., The Comb. Inst., pp.2917-2924, 1996.
- 2) 佐藤茂, 泉川宗男, 谷香一郎, 菊田丈士, 工藤賢司, 村上敦郎, スクラムジェットエンジンのマッハ6燃焼試験, 日本航空宇宙学会誌, 47(549), pp.374-382, 1999.
- 3) 平岩徹夫, 菊田丈士, 泉川宗男, 三谷徹, 空気流中のスクラムジェット模型内部可視化試験, 第38回航空原動機宇宙推進講演会, pp.180, 1998.
- 4) 菊田丈士, 平岩徹夫, 泉川宗男, 富岡定毅, スクラムジェットの捕獲流量測定試験, 第39回航空原動機宇宙推進講演会, pp.152, 1999.
- 5) M. G. Torrence, "Effect of Injectant Molecular Weight on Mixing of a Normal Jet In a Mach 4 Airstream," NASA Technical Note, NASA TN D-6061, 1971.
- 6) 小寺正敏, 中橋和博, 平岩徹夫, 菊田丈士, 三谷徹, ハイブリッド非構造格子法によるスクラムインレット内の流れ解析, 第38回航空原動機宇宙推進講演会, pp.48, 1998.

## 4.7 ランプ圧縮型インレットの試験

### 4.7.1 メタン燃料ラムジェット(HYPR計画)

高度20kmから30kmをマッハ数5付近で巡航する極超音速旅客機用のエンジンとして、ターボジェットとラムジェットを組み合わせたコンバインドエンジンの研究が国際共同研究として実施された。この研究はHYPR(HYper transport PRopulsion system)プロジェクトと呼ばれ、1988年から1998年まで総額280億円をかけ、NEDOの支援を受けたHYPR研究組合が中心になって進められた。このプロジェクトでは、米国UTC傘下のP&W部門の航空性能試験設備を用いたダイレクト燃焼試験や、ラムジェット部も含めた総合エンジン試験が1998年米国GEのシンシナチ工場で行われた。

その一環として、RJTFを用いて平成6年度にHYPRエンジンのM5インレット性能試験を実施した。その試験結果を基礎にして平成7年、再設計したインレットの性能を確認し、さらにその下流にラムジェット燃焼器と2次元ノズルを装着してラムジェットエンジン総合燃焼試験を実施した。プロジェクトの詳細、その要素研究成果、そしてエンジン総合試験の詳細は、文献1-6を参照されたい。

図4.7.1にRJTFで使用したラムジェットエンジンを示す。ランプ圧縮型インレットにはくさび状の側板が取り付けられ、そこにインレットスロートのシュリーレン用窓が設けられている。スロート下流で超音速流は亜音速まで減速される。写真ではその下流のカバーが外され、軸対称の亜音速燃焼器部が示されている。そこでVガッタ形状の保炎器によりメタン火炎が保炎される。写真の右端には2次元形状のノズル部が見える。エンジン全体は3分力推力台の上に搭載される。その支持部は風帽で覆われ、支持部の抗力とエンジン抗力を分離できるようにしている。これらのエンジン試験によりエンジン燃焼温度は許容通り当量比0.77のメタン流量で2100Kに達し、燃焼効率も86%から92%と高いことを確認できた。また燃焼によるエンジン最大推力増分1600Nを得た。



Fig. 4.7.1 The  $\text{CH}_4$ -fueled ramjet engine tested in RJTF for the HYPR combined engine project.

### 4.7.2 HYPR1/4縮尺模型

図4.7.2に示す模型は、全幅35mm、全高47mm、全長270mmの大きさで、1995年度に第1次設計したHYPR用エンジンの1/4インレット模型である。インレットの流れ方向断面積は25mm幅、高さ33.1mmで、4段ランプで外部圧縮した後カウルに導かれ、そこで更に等エントロピ的に圧縮される。ランプ面の偏向角度は、 $7.5^\circ$ 、 $8.9^\circ$ 、 $10.6^\circ$ 、そして $12.9^\circ$ で、全偏向角は $39.9^\circ$ である。カウルに入った超音速流は $10.9^\circ$ 曲げられ、高さ2mmのインレットスロートでのマッハ数は2.0となっている。流れはその後、亜音速ディフューザ部で衝撃波列によって亜音速まで減速される。全圧縮比は160である。非粘性を仮定した理論総圧回復率は0.50、飲み込み関数は0.9に設計した。

この第1次設計インレットの実験結果をもとに、1997年度にはランプ圧縮段数を8段に増して総圧損失を減少させ、また抗力を低下するために内部圧縮割合を増加、飲み込み関数を0.9から0.82とした第2次設計インレットを製作し、それによるエンジン試験をした。

模型は抗力測定装置からストラットを介して懸垂され、マッハ5.4気流中で迎え角やヨー角を変えて取り付けられる。模型の後端にはノズルを取り付け、圧力回復率と空気捕獲率を測定する。燃焼に起因するエンジン不始動を模擬するために、ストラットを經由して模型内部に窒素等の2次流体を吹き込めるように設計した。その2次流体量を制御することにより最大圧力回復率も調べることができる。図中の記号R1やC1等は圧力センサの位置を表している。

### 4.7.3 模型不始動実験

図4.7.3に2次流体を吹くことによりエンジンが不始動に移行する際の模型内部圧(C2とC4)、第4ランプ圧(R4)、ピトー圧の変化を示す。圧力は全てノズル総圧で無次元化している。9秒からエジェクタが起動し、19秒から風洞が始動する。ほぼ同時に模型内外の流れは整定して、低圧室圧は総圧の0.005倍まで、第1ランプ圧は0.01倍に低下している。第1ランプ圧が時間と共に動いているのは、模型先端にフラッシュマウントしたセンサ



の温度シフトが対数グラフ上で強調されたためである。

使用したマッハ4.1ノズルに対する第1から第4ランプでの各段の圧縮比は2から3で、各ランプの実測圧力はその非粘性計算値と一致している。第4段までの外部圧縮比は30。模型超音速部に設置したピトー圧から、エンジンの総圧回復率は0.4となっている。

時刻で32秒時点から2次流体(ここでは窒素)を噴射したため、ピトー圧は上昇し、0.45となっている。2次流体量を徐々に増すと、先ず最下流のピトー圧に圧カスパイクが現れる。40秒時点から模型は徐々に不始動に入っている。不始動に入ると第4段ランプ圧がスパイク状に低圧側に振動し始める。2次流体の流量を増し、不始動強度を増加させると、上流側の第3、第2ランプ圧が振動し始める。さらに不始動強度を上げると、第3ランプより上流側の圧力が高圧側に振れ、47秒以降は不始動の影響が第1ランプにまで達している。実験では、90秒時点から2次流体量を減らした結果、供試体は105秒にヒステリシス無しで再始動した。

不始動に伴う圧力波形を詳しく調べた。2次流体供給量を増して不始動強度を増加すると、圧力パルスの頻度が増し、推力測定装置にも変動荷重が現れてくる。しかしその圧力変動幅は変化せず、上限を最大回復圧力、下限をインレット先端に垂直衝撃波が立った時の圧力とした上限下限が揃った特徴的な波形を示した。

不始動によるエンジン変動荷重の大きさは、圧力変動幅と関係なく、圧カスパイク頻度に比例した。スパイク発生頻度は不始動強度に比例するため、結果として変動加重は不始動強度に比例する。この模型不始動による変動荷重は、推力測定装置のスパイクとの共振現象として説明できた。これらのことから、圧力変動を監視することにより、共振が始まる前にエンジン不始動の開始を予測できることが分かった。

#### 4.7.4 ランプ圧縮型インレットの性能

この1/4縮尺模型に、不始動を生じる限界ノズル面積より少し大きめのノズルを取り付け風洞実験すると、模型は始動する。その後模型内部に2次流体を噴射することにより、不始動に至る限界総圧回復率を求めた。また超音速部での圧力と模型ノズル断面積(流量係数は1と仮定)より模型ノズルからの排出流量を計算し、捕獲率を求めた。

その結果、模型のインレットの設計点であるM5.4気流において限界圧力回復率は0.23、空気捕獲率は0.65が得られた。インレット先端とカウル先端を結ぶようにインレットに側板を設けると、スパン方向に逃げる空気流を抑えるため空気捕獲率は0.7に増加した。インレットの横方向のスピルはマッハ数が高いこともあり、約10%であった。従って残りの25%がインレットに発達する境界層等によりカウル先端からスピルする空気流量に相当する。

M5.6流れ用に設計した形状固定インレットをM4.1流

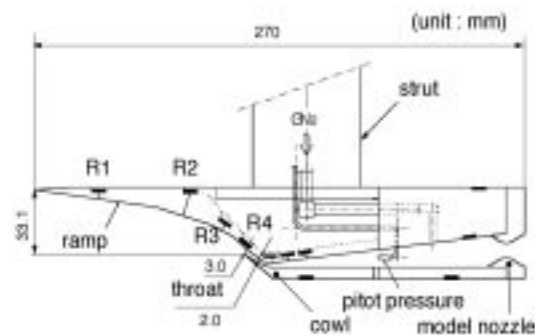


Fig. 4.7.2 The 1/4 subscale model of the HYPR ramjet engine.

れ中で試験すると、流れマッハ数がインレット設計点より低いため、ランプからの波はカウルのかなり上を通り焦点も結ばない。結果として総圧回復率は高いものの、空気捕獲率は0.3まで低下した。

1/4縮尺模型で得られたこれらのインレット性能をRJTFの試験結果と比較した。RJTF-M5.4試験では、供試体ノズルにプラグを挿入し、その排出断面積を変化させることによりインレット性能を計測している。その結果、限界圧力回復率0.25、空気捕獲率0.70を得ている。これらの値は1/4縮尺模型で得られた結果に近い。RJTFで使用した供試体ではランプ部や等エントロピ圧縮部で境界層吸い込み等を実施しているが、小型風洞の結果と比べると、その効果は小さいようである。これらの結果から1/4縮尺模型でもインレット性能試験が可能であり、その側板の影響やオフ・デザイン時の性能の検討が十分できることが確認できた。

側板圧縮型インレットでは模型の迎え角やヨー角がインレット性能に影響する。一方、ここで議論しているランプ圧縮型インレットでは迎え角の影響が大きい。図4.7.4には総圧回復率と空気捕獲率の迎え角依存性を示す。迎え角を $-1.5^\circ$ から $+5^\circ$ まで振ると、両者とも $+1.5^\circ$ 付近に最高値を取った。同時にランプ圧力を調べると、迎え角が $+1.5^\circ$ でランプ角度から計算される壁圧と実測値が一致した。以上のことから実験時には模型と

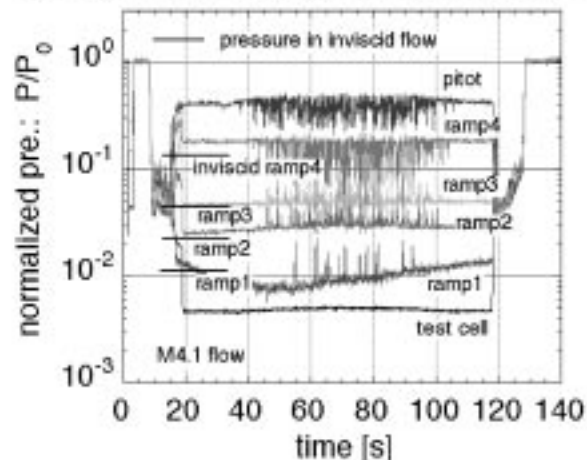


Fig. 4.7.3 Engine unstart due to the  $N_2$  injection inside the model in an off-design M4.1 flow.

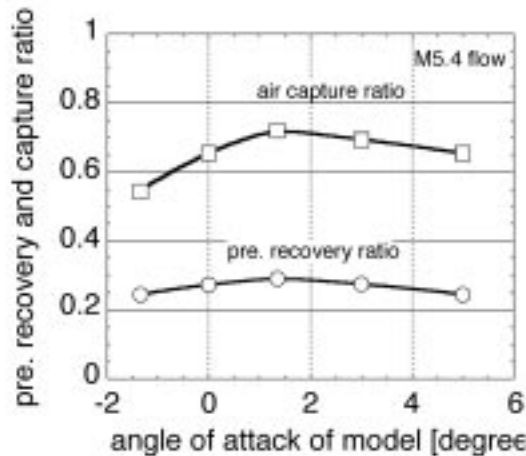


Fig. 4.7.4 Effects of angle of attack on the ramp-compression type inlet tested in the Mach 5.4.

ノズル流のアライメントが $-1.5^\circ$  ずれていたと推定している。

このような検討により、HYPR用ラムジェットエンジンの研究においても小形風洞により、エンジン形状の影響や設計点以外での性能を予め調べ、RJTF試験を効率よく進めることが可能となった。

#### 4.7.5 まとめ

- 1) M4.1とM5.4風洞に、模型閉塞率0.15のHYPR-1/4縮尺模型を取り付け、壁圧および抗力試験を行った。風洞は始動圧力比90から170(迎え角 $5^\circ$  実験時、閉塞率0.22)で始動した。
- 2) 模型内部に2次気体を噴射することにより、燃焼によるエンジン不始動を模擬した。エンジン不始動過程を調べ、その開始を検知することができた。
- 3) その方法でインレットの空気捕獲率と限界圧力回復率を測定することができ、RJTF試験結果と比較した。1/4縮尺による寸法効果は小さい。
- 4) 小型風洞により、模型の迎え角やヨー角がインレット性能に及ぼす影響や設計マッハ数以外の気流条件での性能が容易に試験できることが確認された。

#### 第4.7節の文献

- 1) Yanagi, R. et al., Freejet test of Ramjet system for Hypersonic Transport vehicle, the thirteenth Int. Symp. on Air Breathing Engines, 1997.
- 2) Ohshima, T., Kanbe, K., Kimura, H., Fujiwara, K., Suzuki, K. and Yanagi, R., Control of the Intake Shock-Position in the Test Rig for Ramjet Engine, AIAA 97-2885, 33rd AIAA Joint Propulsion Conf., July, 1997, Seattle, WA.
- 3) Enomoto, Y., Kimura, H., Fujiwara, K., Fujimoto, A., Mitani, T. and Yanagi, R., Experimental Study of Mach 5 Fixed Geometry

Inlet for Subscale Ramjet Engine Test, ISABE 97-7032, 1997.

- 4) Ohshima, T., Enomoto, Y., Nakanishi, H., Futamura, H., Yanagi, R. and Mitani, T., Experimental Approach to the HYPR Mach 5 Ramjet Propulsion System, AIAA 98-3277, 34th AIAA Joint Propulsion Conf., July, 1998, Cleveland, OH.
- 5) Futamura, H., Enomoto, Y., Ohshima, T., Kimura, H., Fujiwara, H., Kinoshita, Y., Nakanishi, H., Kishi, K., Mitani, T., and Yanagi, R., Freejet Test of Ramjet System for Hypersonic Transport Vehicle, ISABE 97-7080, 1997.
- 6) 佐々木誠ほか, 超音速輸送機用推進システムの研究開発, 航空宇宙学会誌, vol. 48, No. 553, pp69-126, 2000.

## 第5章 エンジン内部流の1次元解析

		記号	
A(x)	流路断面積	$x_1$	総温特性長さ
$A_1$	インレット面積	W	インレット幅
C	流路溝れ長		( $A_1 = H \cdot W$ )
$C_{ad}$	付加抗力係数	$\alpha$	$= 2L/x_1$
$C_{in}$	内部抗力係数 (抗力時で正)	$\beta$	$= 4gcL/d_1$
$C_{in}$	位置1での 流入推力関数	$\delta_1$	$= L/x_1$ あるいは 境界層99%厚さ
$C_{out}$	流出推力関数	$\delta_2$	境界層排除厚さ
$c_f$	壁摩擦係数	$\epsilon$	境界層運動量厚さ
$D_{ad}$	付加抗力		内部流路断面積比 ( $= A/A_1$ )
$d_1$	水力直径	$\eta_c$	空気捕獲率
H	インレット高さ		$= (H_1 - \delta_1)/(H - \delta_1)$
$H_1$	分離流線高さ	$\eta_e$	総圧回復率
$h_1$	$= H/H$	$\eta_r$	エネルギー保存率
$h_2$	$= \delta_1/H$		$= T_1/T_2$
$h_3$	$= \delta_2/H$	$\gamma$	比熱比
L	エンジン全長	$\xi$	特性長さで無次元 化した距離
M	マッハ数		
P	静圧	$\theta$	スピル方向への流 れ偏角
$P_0$	総圧		
q	動圧		
T	静温	添字	
$T^*$	総温	1	インレット入り口
x	流路位置	2	インレット出口
$x_1$	断面積変化の 特性長さ	3	燃焼器入り口
		4	燃焼器出口
		5	エンジン出口

### 5.1 エンジン空力性能

#### 5.1.1 目的

ラムジェットエンジンではインレット圧縮比を上げると、燃焼性能は改善される。しかし衝撃波損失増でエンジン抗力が増加し、エンジン推力性能は必ずしも上がらない。エンジン正味性能を改善するためには、燃焼による推力増分を大きくすることに加え、抗力を小さくするためのエンジン内部形状の最適化が必要である。そのため、衝撃波、摩擦、および発熱によるエンジン内部損失を精度良く予測しなければならない。さらに燃焼性能を見積もるためには、燃焼器入り口の流れを知る必要がある。

入り口と出口の面積が等しい供試エンジンの場合、内部流が等エントロピ流で、かつスピルがなければ、内部抗力は0となる。即ちエンジン内部抗力は、内部流の非可逆的な損失(衝撃波、スピルおよび摩擦損失)に起因する。従って主流気流条件とエンジン形状が与えられれば、内部抗力とエンジン内部流の総圧損失とを関係付け

られるはずである。そして得られた関係から、空気捕獲率や抗力の実測値、解析途中の近似や仮定の精度が総圧回復率見積もりに及ぼす影響度を検討できる。

#### 5.1.2 エンジン内の総圧回復率

##### (a) エンジン内部性能と抗力

インレットから空気がスピルする供試エンジン内部流の検査面を図5.1.1に示す。エンジン天板は機体下部に装着されている。入り口断面は①、インレット出口を②、燃料を噴射する平行部を③、燃焼器出口の拡大部入り口を④、エンジン出口の断面積を⑤とする。以後添え字で流れ方向位置を示す。

空気はエンジン断面 $A_1$ に向かって流入する。機体の腹部に装着するスクラムジェットでは、機体に発達する境界層吸い込みを模擬する必要がある。実験では、設備ノズル壁に発達する境界層でそれを模擬した。断面 $A_1$ の上(天板側)には厚さ $\delta_1$ の境界層があり、 $\delta_1$ の排除厚さの分だけ実効流路高さは小さくなる。設備ノズル高さが100mmの1/5縮尺風洞では、ノズル境界層の $\delta_1$ はM4で2.3mm、M6で7.9mmであった。また運動量厚さ $\delta_2$ はそれぞれ0.36mm、0.53mmであった。

エンジンの空気捕獲率測定では、その分母に後退角無しでスピルのないインレット模型により測定した空気流量を用いており、そこには $\delta_1$ の分が含まれる。今エンジン高さをH、天板からのスピル分離流線高さを $H_1$ で表す(例えば図5.1.3)と、 $\eta_c$ は以下のように書ける。

$$\eta_c = \frac{H_1 - \delta_1}{H - \delta_1} \quad (1)$$

M4エンジンの $\eta_c$ は0.70、またM6条件では0.85であった。境界層検定と捕獲率測定からHが決まる。

$x_1$ より下流の流路断面では一様な流れとすれば、エンジン抗力測定や壁圧積分で得られる抗力は、推力関数の収支とスピル流管に働く圧力の推力方向積分等から、以下のように書ける。

$$W \cdot \left[ H_1 (P_5 + \rho_5 u_5^2) - \int_0^{H_1} (P + \rho u^2) dy \right] + \int_{A_{duct}} \dot{P}_{duct} dA + \int_{A_{wet}} (P_5 + \tau_s) \quad (2)$$

今エンジンは $A_1 = A_5$ であるため、エンジン外壁に働く外部環境圧の寄与はない。( )内の第1項はインレット捕獲空気流による推力関数流入分で、第2項はスピル流が

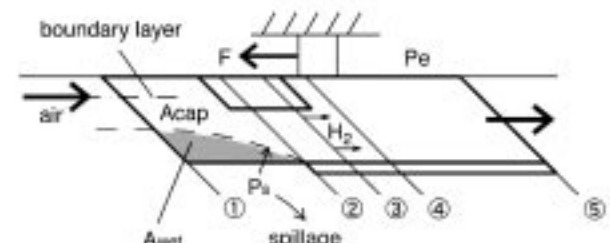


Fig. 5.1.1 Control surfaces to evaluate thrust function in scramjet engines.

分離流管面に働く付加抗力(静圧の推力方向成分) $D_{ad}$ である。第3項はスピル流が側板に作用する抗力で、内部流になんら作用しないため、外部抗力に分類すべきかも知れない。しかし、抗力測定や壁圧積分で測定されるエンジン抗力にはこれらが含まれているので、ここでは第2項と第3項の和を付加抗力、 $D_{ad}$ を定義する。

$$D_{ad} = \int_{A_{duct}} \bar{P}_{duct} dA + \int_{A_{wet}} (\bar{P}_s + \tau_s) dA \quad (3)$$

(2)式の( )内第1項の積分範囲を0から $\delta$ の境界層内と境界層外に分け、 $\delta_1$ と $\delta_2$ を用いて整理する。その結果エンジン内部抗力係数は、 $A_1$ と主流動圧を用いて以下のように書ける。

$$\begin{aligned} \eta_i C_{int} &= \eta_i \{ (C_{Fm} + C_{ad}) - C_{Fout} \} \\ &= \left\{ \frac{h_2 - \delta}{H} (1 + \gamma M_1^2) + \eta_1 + \frac{\delta - \delta_1 - \delta_2}{H} \eta_1 \gamma M_1^2 + \frac{D_{ad}}{H} \right\} - P_5 (1 + \gamma M_5^2) \end{aligned} \quad (4)$$

ここでエンジンの内部抗力係数である $C_{int}$ が正値の時、エンジンが抗力を受けているように定義した。また、この $C_{int}$ は、力測定装置で直接測定される抗力に対応しており、またエンジン内壁面における面積積分から得られる抗力とも対応している。従って、エンジンダクト流の推力関数の取支を議論する際には $C_{int}$ 分を差し引く必要がある。

ここで静圧比( $P_5/P_1$ )を総圧回復率を用いて表し、(5)式を得る。

$$\begin{aligned} C_{int} - C_{ad} &= 2(1 - h_1) \eta_c \left[ \left( 1 - \frac{h_2}{(1 - h_1) \eta_c} \right) + \left( 1 + \frac{h_1}{(1 - h_1) \eta_c} \right) \frac{1}{\gamma M_1^2} \right] \\ &\quad - 2 \left[ \eta_{p5} \left( \frac{1 + \frac{\gamma - 1}{2} M_5^2}{1 + \frac{\gamma - 1}{2} M_1^2} \right)^{\frac{\gamma}{\gamma - 1}} \left\{ \frac{1}{\gamma M_1^2} + \left( \frac{M_5}{M_1} \right)^2 \right\} \right] \end{aligned} \quad (5)$$

流入項( )内の第1項の $h_2$ を含む項は流入運動量の欠損の影響である。第3項はスピルに伴う付加抗力である。マッハ数の増加、あるいはインレット後退角が減少することにより $\eta_1$ が増加すれば、スピル流が作る分離流管面のx方向成分面積が減少するため、付加抗力は $(1 - \eta_1)$ に比例して減少する。

任意の検査面間の連続式とエネルギー式から、その間の $\eta_p$ はそれぞれのマッハ数と面積比( $\epsilon$ )、総温保存率( $\eta_t$ )、および空気捕獲率を用いて書ける。今 $x_1$ と $x_5$ 間については、 $\epsilon = 1$ より次のようになる。

$$\eta_{p5} = (1 - h_1) \cdot \eta_c \cdot \sqrt{\eta_t} \cdot \frac{M_1}{M_5} \cdot \left( \frac{1 + \frac{\gamma - 1}{2} M_5^2}{1 + \frac{\gamma - 1}{2} M_1^2} \right)^{\frac{\gamma + 1}{2(\gamma - 1)}} \quad (6)$$

ここで $\eta_{p5}$ は、燃焼なしの場合には、エンジン内部の

1次元的な熱交換速度から決まる。これを(5)式に代入すれば、 $C_{int} - C_{ad}$ と $M_5$ の関係が得られる。

$$\begin{aligned} C_{int} - C_{ad} &= 2(1 - h_1) \eta_c \left[ \left( 1 - \frac{h_2}{(1 - h_1) \eta_c} \right) + \left( 1 + \frac{h_1}{(1 - h_1) \eta_c} \right) \frac{1}{\gamma M_1^2} \right] \\ &\quad - \sqrt{\eta_t} \frac{M_1}{M_5} \left( \frac{1 + \frac{\gamma - 1}{2} M_5^2}{1 + \frac{\gamma - 1}{2} M_1^2} \right)^{-1/2} \left[ \frac{1}{\gamma M_1^2} + \left( \frac{M_5}{M_1} \right)^2 \right] \end{aligned} \quad (7)$$

今抗力実験でエンジン内部抗力 $c_{in}$ は測定される。また $\eta_1$ は捕獲率実験から、 $h_1$ と $h_2$ は境界層計測から求められる。その結果、(7)式から $M_5$ 、(6)式から $\eta_{p5}$ が得られる。独立に測定されるそれら実験パラメタについて各式を偏微分すれば、それらの影響度が計算され、また相互の整合性が検定できる。

(b) インレット流れと衝撃波損失

天板前縁と側板端面からの膨張波の影響を無視すると、後退角を有するくさびによるスピル流れは衝撃波関係から計算できる<sup>9)</sup>。図5.1.2にストラットが装着されない場合のインレットを、カウル水平面で切った閉口部を示す。インレット流路形状、そしてそれに装着する各種ストラットについては、図4.1.1から図4.1.3を参照されたい。

図5.1.2の下半分にはM4時の衝撃波列を、上半分にはM6時の計算例をまとめた。流れは左から右に流れ、右端はカウル前縁で仕切られている。図には衝撃波で区切られる領域と、そこでのマッハ数、 $P_1$ からの静圧比 $P_2$ 、流れの下向き偏角を示す。例えばM6の場合、M5.4で流入した流れはインレット前縁で内側6度に曲げられM4.7に減速、圧力 $P_2$ は2.14倍に増加する。45度の後退角があるために、そこでの流れはカウル方向に1.33度曲げられる。その衝撃波は中心軸で反射し、圧力 $P_2$ は4.21倍に上昇する。

図5.1.2のように、カウルに流入する直前のマッハ数と静圧比、偏角が与えられれば、それらからカウルが作

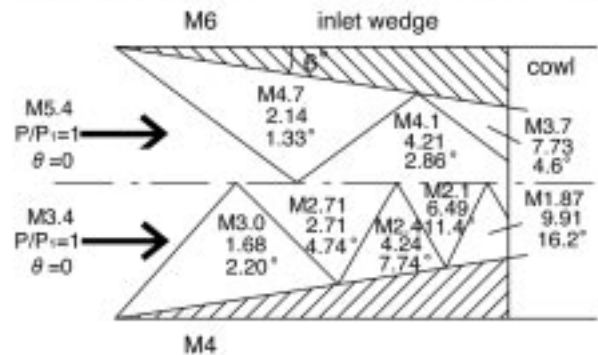


Fig. 5.1.2 Flow properties in inlets (Mach number, pressure ratio and deflection angles in M5.4 and M3.4 freestreams.)

る斜め衝撃波による損失までを含めた総圧損失が求められる。その結果、ストラット無し形態で $x2$ までの衝撃波による総圧回復は、M4での0.93、M6では0.92であった。またM6で5/5Hストラットを付けた場合には、衝撃波総圧回復率は0.78まで低下した。インレット出口での総圧回復率は、その波による損失と摩擦による損失とで決まる。1次元流としての分離部入り口における流れは、検査面を $x1$ と $x2$ 間に取れば、その総圧回復率から計算できる。

ここで、上で述べたインレット流れ解析の精度を確認するために、M6飛行条件の9.2mm厚短ストラットについての解析結果と壁圧測定値の比較例を図5.1.3に示す。●と○は、それぞれ側板上とストラット上における壁圧の実験値である。また、実線が側板上の解析値、破線がストラット上の解析値を示している。

流れ解析では側板前縁で生じた衝撃波とストラット前縁で生じた衝撃波が交差し、その交差した波の一方が $x/H=1.6$ でストラットに入射する。その結果、入射後の圧力は $P_w/q_1=0.4$ まで昇圧する。この波はストラットで反射後、以前交差したもう一方の波と合体し、 $x/H=2.15$ で側板に入射する。その結果、そこでの圧力は $P_w/q_1=1.0$ まで上昇する。さらに、その波は側板で反射して $x/H=2.45$ で再びストラットに入射し、圧力は $P_w/q_1=2.5$ まで上昇する。この後、ストラットからの反射波は分離部内に入る。

粘性の効果により、実験値の方が若干上流で圧力が上昇するが、図に示す通り、側板、ストラットともに実験値と解析値はよく一致した。従って、このインレット計算の精度は十分高い。

### (c) 空気捕獲率

このようにインレット流れが決まれば、カウルから上流に向かって流線を追跡し、分離流線が求められる。例えば図5.1.2のM5.4のストラット無し形態の場合、カ

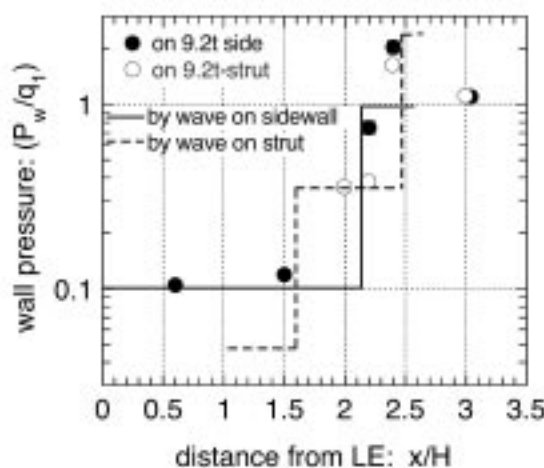


Fig. 5.1.3 Comparison the shock analysis with experimental data in an inlet with 9.2t strut in the M6 condition.

ウルには下向きに4.6度に偏流したM3.7の流れが衝突する。従って、側壁に沿って、先ず4.6°上向きの直線を衝撃波入射点まで引き、そこから側板前縁までは上向きに1.33°の直線を引けば、側板前縁上の分離流線高さが決まる。

同様に、カウル前縁の任意の点を終点とする分離流線の軌跡も計算でき、インレット入り口面でのスピル流線の高さ $H_s(z)$ が決まる。ここで $z$ はスパン方向位置である。今、境界層を除いてインレット入り口気流は一様であるので、 $H_s(z)$ は簡単に平均でき、式(1)より $H_s$ を用いて空気捕獲率を書くことができる。このように計算した $\eta_c$ は、M6では5%以内で測定した $\eta_c$ と一致した。しかし $c_{m1}$ に対する $\eta_c$ 影響度が大きいので、ここでは測定値を用いて内部性能を評価する。

### (d) スピル流による付加抗力

図5.1.4に図5.1.2のM6時のインレット流を正面( $x$ - $y$ 面)から見た流れ場を示す。左端が中心対称線、上側が天板、下側がカウルで、インレット奥に全幅70mmのスロートがある。図には分離流管がインレット側板と交差する線(a-c-e)と、衝撃波が分離流管面と交差する線(a-b-c-d)を示した。たとえば、M6でカウルとスロートとの交点e点から出発する分離流線は、前縁のa点で交差する。そこから出発した衝撃波は中心線上のb点と側板面と分離流管面が作る線上のc点で反射し、カウル端のe点に入射する。その交点の座標を図に記載した。点aとbを結ぶ線の下側に流入する流れはカウルの閉口部からスピルする。このスピル面積を流路幅で平均し、境界層を含まない分離流管高さ $H$ が決まる。

スピル流は流管面(a-b-f-e-c-a)で囲まれる領域に働く付加抗力と、インレット側面のa-c-e-a'-aで囲まれる領域に作用する付加抗力を発生する。これらの抗力は

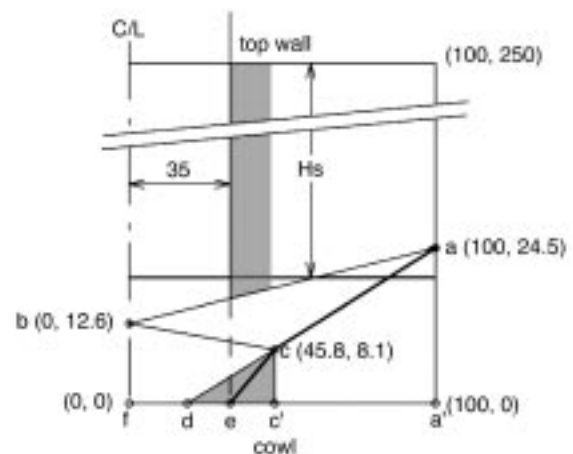


Fig. 5.1.4 Dividing stream line and evaluation of the additional drag in an inlet with 9.2t strut in the M6 condition.

以下のように見積もられる。

今インレット流が枚目までの衝撃波を通過して上昇した圧力を $P_0$ と書く。1枚の衝撃波を経て圧力 $P_1$ まで昇圧した流れは、分離流管上で点a-b-cで囲まれる領域、およびインレット側板上のa-c-c'-a'で囲まれる台形の部分に接している。同様に、c-d-c'で囲まれる領域は衝撃波により3回昇圧し、 $P_3$ を受圧する部分(図5.1.2でM3.7まで減速される領域)である。一方、b-c-d-fで囲まれた領域は分離流管上の受圧面で、 $P_3$ の圧力を受ける。このようにして得られた受圧面積に局所圧力を乗じて積算すれば、スピル流が作る圧力による付加抗力が計算できる。そしてその摩擦分は、表面摩擦係数と各溝れ面での動圧と面積から、M4とM6条件で全付加抗力の17%と見積もられた。

(e) ストラット付きインレット

図5.1.5には、M6.7気流におかれたストラット無しのインレットと9.2mm厚ストラットを装着した時の流れ場を示した。ストラット無しの場合、M6.7気流は6°くさびでM5.7まで減速され、静圧は2.5倍に上昇する。それに伴い、空気流は下側に1.1°曲げられる。その前縁衝撃波は対称面で反射し、M4.96となり、さらに静圧は2.19倍(全圧力上昇は5.48倍)、流れはスピル側に2.37°曲げられる。

9.2tストラットを装着すると、側板前縁からの衝撃波とストラット前縁からの衝撃波が流路内で衝突するようになる。2つの衝撃波の強度は等しいため、それらの波の下流の流れは軸線に平行である。交点を通過した側板前縁からの波は、ストラット壁で反射して側板に向かい、ストラット前縁からの波と合流する(ここでは、この地点を合流点と呼ぶことにする)。その結果、それらの波はより強い1本の衝撃波となり、側板側に走る。

また、上述の合流点からは、滑り線と膨張波が下流に走るようになる。その滑り線は、2枚の衝撃波を通過した領域dと3枚の衝撃波を通過した領域cの静圧が釣り合うようにできる。そしてこれを満足するように滑り面

の下側には膨張扇が形成される。このような計算を表計算により実施した。

(f) 非粘性計算によるインレット性能

このように計算した平均スピル流高さ $h_s$ 、空気捕獲率、インレットでの総圧回復率 $\eta_2$ を表5.1.1にまとめた。ストラット無しの場合のインレット収縮比は2.86で、それに6tストラットを装着すれば、収縮比は5.00、7.2tストラットで5.88、そして9.2tストラットを付ければ8.33となる。ストラットの流れ方向位置は、ストラットくさびの終点がカウル前縁に一致するようにした。従って厚いストラット程、その前縁はインレット上流に位置している。

境界層を考慮しないスピル流線の平均高さを、インレット高さで無次元化した値を $h_s$ と表す。M4とM6のストラット無しでそれぞれ $h_s = 0.805, 0.945$ となった。M4でスピル流が大きいのは、低マッハ数のために側板くさびによる衝撃波の角度が大きくなるためである。M6インレットに6tストラットを付けると、スピル流分離高さは0.918に減少する。そしてM6.7気流ではスピル流は減少し、その分離流線高さはストラットなしでエンジン高さの0.961倍となった。

エンジンの空気捕獲率は式(1)で定義されている。そしてその中の境界層排除厚さは第3.3節で与えられている。その結果を用いると、非粘性・2次元計算により得られた空気捕獲率( $\eta_c$ )は、M3.4ストラット無しの0.804からM6.7の0.953となった。そのとなりの列には、第4.2節の実験で測定した空気捕獲率を $\eta_{c,meas}$ として再録した。両者を比較すると、M4、M6については、実験値と非粘性計算値が10-15%以内で一致した。M8については実験値は非粘性計算値よりも10-20%低くなった。

最後に、インレット内部の衝撃波列による総圧回復率( $\eta_2$ )をまとめた。ストラット無しの場合、インレット出口までに総圧はM3.4気流では96%まで、M5.4気流では92%に減少する。M5.4気流中の5/5Hストラット付きインレットでは総圧回復率は88%となる。そしてM6.7気流中のインレットの衝撃波による総圧回復率は、スト

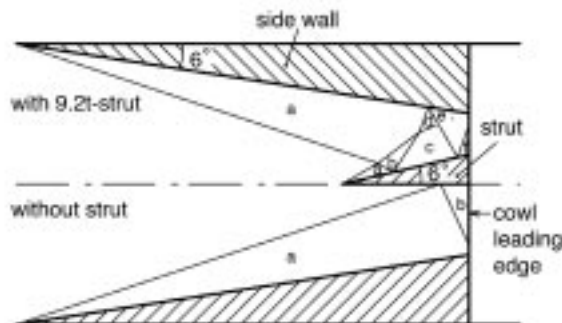


Fig. 5.1.5 Flow properties in inlets without struts (the lower half) and the 9.2t strut (the upper half) in the M6.7 freestreams.

Table 5.1.1 Inlet performance evaluated with the inviscid oblique shock wave relations.

conditions	$t$	$H_s$	$\eta_{CAP}$	$\eta_{CAP,meas}$	$\eta_{re}$
M4 w/o strut	2.86	0.805	0.804	0.720	0.961
M6 w/o strut	2.86	0.945	0.935	0.880	0.923
5/5H strut	5.00	0.918	0.902	0.880	0.880
M8 w/o strut	2.86	0.961	0.953	0.910	0.882
6t-50l	5.00	0.950	0.941	/	0.591
7.2t-70l	5.88	0.943	0.933	/	0.591
9.2t-150l	8.33	0.933	0.921	0.750	0.553

ラット無しで88%, 6tストラット付きで59%, 7.2tで59%, 9.2tストラットでは55%まで低下した. 実際のインレット出口までの総圧損失は, これらに摩擦による損失を加えたものとなる.

### 5.1.3 面積・総温変化と摩擦がある流れの解析解

図5.1.6にスクラムジェットエンジン流路形状の一例を示す. ストラット無しはこのエンジンの幾何学的収縮比 (=膨張比) は2.86である. 燃料が $x_3$ で噴射されれば,  $x_1$ までの燃焼平行部で燃焼する. 燃焼平行部を過ぎた流れは,  $x_1$ から $x_2$ に向けて再び入り口断面積まで膨張する. このようにスクラムジェットは1次元ダクト流れで近似できる. そこでその解析解により, エンジン内部流を推定する.

(7)式から分かるように流出運動量の項に $\eta_p$ が含まれているため, エンジン抗力は総温変化に強く依存する. たとえばM6条件では,  $\eta_p$ の微小変化に対する $M_0$ の感度は3倍,  $\eta_p$ の感度は10倍と大きい. したがって高温空気をを用いる抗力模型実験においては, 空気流の熱損失を考慮するために, 総温変化を含めた流れ解析が必要である.

1次元流路における総温や断面積変化, および摩擦によるマッハ数の変化は以下のように書ける<sup>1)</sup>.

$$\frac{dM^2}{M^2} = \frac{\left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2\right)}{M^2 - 1} \left\{ -\left(1 + \gamma M^2\right) \frac{dT^0}{dx} \frac{1}{T^0} + 2 \frac{dA}{dx} \frac{1}{A} - 4 \frac{\gamma + \epsilon_f}{d_h} M^2 \right\} dx \quad (8)$$

右辺第1項はエンジン内での冷却や燃焼による総温変化, 第2項は断面積変化, そして第3項は摩擦による寄与である. ここで水力直径 $d_h$ と発達した管内流に対する摩擦係数 $\epsilon_f$ は次のように与えられる.

$$d_h = \frac{4A}{C} = \frac{4HW}{2(H+W)}, \quad \epsilon_f = 0.040 \left( \frac{Re_{d_h}}{2} \right)^{-1/5} \quad (9)$$

エンジン内の $d_h$ は, インレットや拡大部で175mm, 5/5Hストラットを装着した時の狭いスロート部で約40mmである. その結果,  $Re_{d_h}$ は $5 \times 10^4$ 程度で, 壁摩擦係数は $3 \times 10^{-3}$ 程度となる.

この式(8)は, 以下のように断面積や総温変化を指数

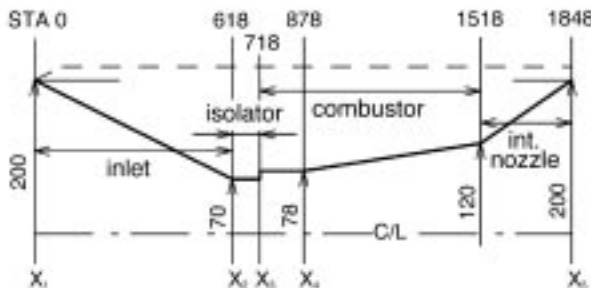


Fig. 5.1.6 An internal geometry of scramjet engine without flameholding struts.

関数で近似すれば, 解析的に解くことができる.

$$A = A^* \exp(x/x_c), \quad T^0 = T_0^0 \exp(x/x_T), \quad \text{where } T_0^0 \leq T^0 \leq T_{\max}^0 \quad (10)$$

ここで総温変化に関する特性長さ( $x_c$ )と総温比の最大値は, 燃料の混合遅れや反応遅れを含む総合的な発熱分布から決まる. 膨張過程における指数関数近似は, 以前Cooksonら<sup>6)</sup>が静圧に着目して試みているが, 摩擦を含む具体的な流れ場についての解を得ていない.

(10)式の利点は, 面積変化と総温変化をそれぞれ1個の特性長さで表すことができることにある. (10)式を(8)式に代入すれば, 以下の式を得る.

$$\frac{dM^2}{M^2} = \frac{\left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2\right)}{M^2 - 1} \left\{ -\left(1 + \gamma M^2\right) \frac{1}{x_T} + 2 \frac{1}{x_A} - 4 \frac{\gamma + \epsilon_f}{d_h} M^2 \right\} \frac{dx}{L} \quad (11)$$

ここでエンジン全長 $L$ で規格化した長さを独立変数にし, 以下の変数変換を行う.

$$\xi = \frac{x}{L}, \quad a = \frac{2L}{x_A}, \quad b = 4 \frac{\gamma + \epsilon_f}{d_h}, \quad c = \frac{1}{x_T} \quad (12)$$

$$a = \frac{\gamma-1}{2}, \quad b = a - \delta, \quad c = \beta + \gamma \delta \quad (13)$$

その結果, 微分方程式(14)を得る.

$$\frac{dM^2}{d\xi} = \frac{(1+aM^2)}{M^2-1} (b-cM^2) M^2 \quad (14)$$

ここで $M_0$ を初期値とすれば次の解を得る.

$$\frac{x}{L} = \xi = \frac{1}{b} \ln \left[ \left( \frac{M^2}{M_0^2} \right)^{-1} \frac{\left( \frac{1+aM^2}{1+aM_0^2} \right)^{\frac{(1+a)b}{a-b+c}}}{\left| \frac{b-cM^2}{b-cM_0^2} \right|^{\frac{b-c}{a-b+c}}} \right] \quad (15)$$

同様に $P^0(x)$ に関する式について独立変数を $x$ から $M^0$ に変換すれば,  $M_0$ から $M$ に変化する流れ場における総圧回復率は次のようになる.

$$\eta_p = \left( \frac{1+aM^2}{1+aM_0^2} \right)^{\frac{c}{2a} \frac{1+a}{a-b+c}} \left| \frac{b-cM^2}{b-cM_0^2} \right|^{\frac{1}{2} \frac{b-c}{a-b+c}} \quad (16)$$

### 5.1.4 エンジン内部流の総圧回復率<sup>10)</sup>

#### a) 抗力測定による方法

実験的に内部抗力とエンジン全体の総圧回復率を見積もるには2つの独立の方法がある. その内の一つは, 抗力測定値を用いて直接内部抗力を求める方法である. 表5.1.2にM8実験時の抗力についてまとめた. A列が模型名, B列が使用したストラット, C列がそれぞれの形

Table 5.1.2 Engine drag and pressure recovery factor in various engine test conditions (M8).

A	B	C	D	E	F	G	H	I	J	K	L
condition			Method 1				Method 2				
model	strut	$\epsilon$	$C_{res}$	$C_{sa}$	$C_{int}$	$\eta_{ps1}$	$\eta_{ps2}$	$x_{ps}^*$	$Cd_p$	$Cd_s$	$C_{int}$
A	w/o	2.86	0.253	0.167	0.075	0.342	0.500	599	0.001	0.058	0.060
B	6.0*151	5.00	0.318	0.232	0.133	0.162	0.164	229	0.017	0.116	0.132
C	7.2*156	5.88	0.339	0.253	0.156	0.117	0.107	186	0.036	0.126	0.162
D	9.2*166	8.33	0.454	0.368	0.273	0.035	0.037	126	0.112	0.155	0.268
E	9.2*246	8.33	0.408	0.322	0.227	0.062	0.052	140	0.072	0.172	0.244
F	6.0*77	5.00	0.389	0.232	0.133	0.141	0.107	227	0.028	0.097	0.124
G	9.2*77	8.33	0.318	0.303	0.208	0.059	0.048	137	0.128	0.100	0.228

態における収縮比  $\epsilon$  を示している。FMSで測定した抗力  $C_{res}$  を表5.1.2のD列に示す。E列はD列の測定値から天板のみでの抗力  $C_s (=0.086)$  を差し引いた抗力係数で、エンジン内部と外部で発生する全抗力  $C_{sa}$  である。これからエンジン外部抗力  $C_{ext}$  ( $=0.096$ ) を差し引いた残りがエンジン内部抗力  $C_{int}$  で、その値を表5.1.2のF列に示した。また、これらの結果を図5.1.7に整理した。

図5.1.7の横軸には  $\epsilon$ 、縦軸には  $C_{res}$  をとった。エラーバーは標準偏差  $\sigma$  を用いて、 $\pm\sigma$  で表した。図中の●は短ストラット、▲は長ストラット、□は後退角付きストラット装着時の  $C_{res}$  である。  $C_s (=0.086 \pm 0.0067)$  の水平線は、天板のみでの抗力を示している。そして、  $C_s$  から  $C_{res}$  までの矢印が、  $C_{sa} (=C_{res} - C_s)$  となっている。

また、図中の  $C_{sa}$  を示す水平線と破線間は  $C_{ext} (=0.096 \pm 0.0064)$  である。その値は、側板およびカウルの外側くさび面とエンジン後端のベース面に働く圧力抗力、並びに、外壁の摩擦抗力からなる。そのうち側板外側くさび面とベース面の圧力抗力は、それぞれ抗力係数で  $0.045$ 、 $-0.015$  となった。カウルくさび面での圧力抗力は、偏角を持つスピル流が、カウル前縁の10度のくさびに沿うために生じる波の計算から求めた。この値は模型形態により異なるが、 $0.033 \sim 0.040$  と全体抗力に対して小さかった。そこで図中では平均値  $0.037$  で示し、内部

抗力の見積りは、模型形態ごとに行った。外壁の摩擦抗力は  $0.029$  と見積った。つまり外部抗力のうち  $69\%$  が圧力抗力、残りの  $31\%$  が摩擦抗力である。このようにして外部抗力が求めれば、FMS測定値から内部抗力を分離できる。図中では破線から  $C_{res}$  までの矢印が、  $C_{int} (=C_{sa} - C_{ext})$  である。

以上より、全抗力に占める内部抗力は、収縮比の増加に伴い、模型Aでの  $45\%$  から模型Dでは  $74\%$  に増加した。同じ  $\epsilon$  の場合、 $6\text{mm}$  厚ストラット付きではストラットに後退角がある場合とない場合で、内部抗力は同程度になった。しかし  $9.2\text{mm}$  厚ストラット付きでは、短ストラットから長ストラットに変えると、内部抗力は  $17\%$ 、後退角付きストラットに変えると、 $24\%$  低下した。このように、後退角による抗力の低下は収縮比が大きくなるほど顕著に現れた。

図5.1.8に内部抗力とマッハ数(以下M数と略す)の関係を示す。図よりストラットなし(■)、 $6\text{mm}$  厚ストラット付き(●)、 $9.2\text{mm}$  厚短ストラット付き(▲)の3形態とも、M数が低くなるに従い内部抗力が増加している。これはM数が低くなるほど、側板前縁とストラット前縁で生じる衝撃波の角度が大きくなり、インレット内での衝撃波の反射回数が多くなるためである。結果としてインレット抗力は低M数ほど増大する。収縮比の大きな模型ほどこの傾向が強い。

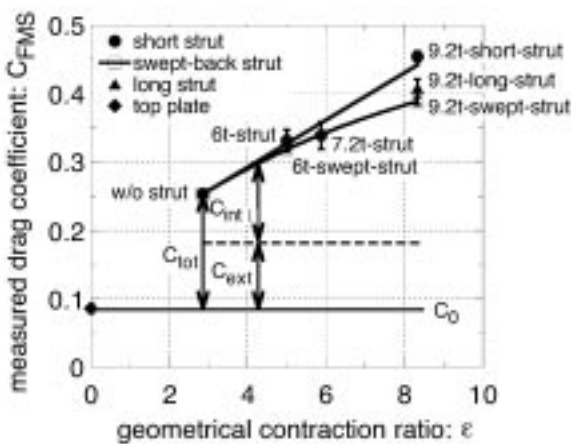


Fig. 5.1.7 Definition of drag coefficients and the dependence of the inlet contraction ratio.

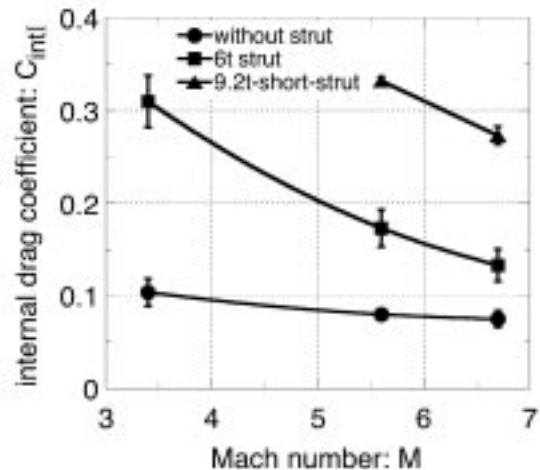


Fig. 5.1.8 Relation between the internal drag coefficient and the inlet Mach number.



ストラットなしの場合、M4でも側板前縁で生じた衝撃波の反射回数が少なく、M数が変化しても、内部抗力はあまり変化しないことが分かった。6mm厚ストラット付きでは、M4からM8に変化すると、内部抗力は半分以下に低下した。9.2mm厚短ストラットは、M4では内部流が不始動になるため使用できないが、6mm厚ストラットは広いM数範囲で使用可能で、また、9.2mm厚ストラットに比べると抗力が小さい。従って、抗力性能の面からは、高M数域では6mm厚ストラットが有効である。

以上のように抗力測定からエンジン内部抗力 $C_{d,i}$ が得られれば、エンジン全体の総圧回復率 $\eta_{p,t}$ は、その値と空気捕獲率、インレットの付加抗力、総温保存率、およびエンジンが吸い込んだ境界層厚さの関数として、求めることができる。このようにして得られたM8での $\eta_{p,t}$ を表5.1.2のG列に示す。ストラットを装着すると総圧回復率は急激に低下する。これはストラットの装着により、衝撃波による総圧損失と摩擦による総圧損失が増大するためである。厚いストラットを装着した模型、つまり収縮比の高い模型ほど衝撃波による損失は大きくなる。またストラットの濡れ面積が大きい模型ほど、摩擦による損失も大きくなる。結果として、 $\eta_{p,t}$ は模型Aでの34%から模型Dでは4%まで低下した。

#### b) 壁圧測定による摩擦抗力の推定

ここでは、壁圧測定値を用いて間接的に内部抗力を見積もる第二の方法について説明する。小型風洞での壁圧測定は第4.3節で説明した。例えば図4.4.6に示した壁圧分布を13×5個の各微小面積要素について圧力積分すれば、側板一枚に働く内部圧力抗力を見積もることができる。天板、カウル、ストラットについても同様で、各壁圧測定孔について微小面積要素に分割し圧力積分すれば、それぞれの圧力抗力を見積もることができる。そのようにして得られた各部の圧力抗力の総和が、エンジン内部に働く圧力抗力である。このようにして求めた圧力積分値 $C_{d,p}$ を表5.1.2のJ列に示した。

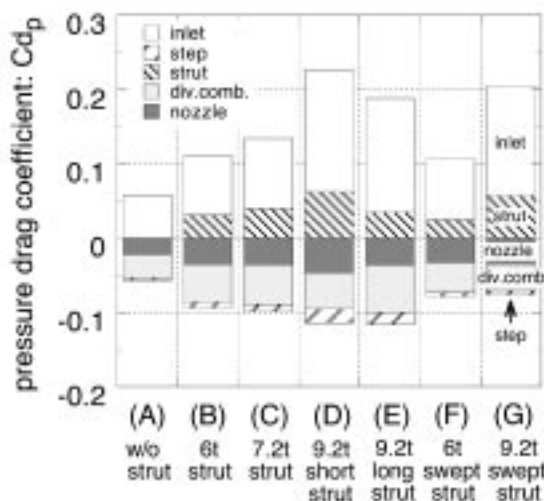


Fig. 5.1.9 Breakdown of the pressure drag in the various engine models in the M8 condition.

図5.1.9にM8時の圧力抗力について、発生分布を各模型間で比較した。図では縦軸の正の値が抗力を、負の値が推力を表している。つまり、インレット、ストラットでは抗力を発生し、ステップ、燃焼器拡大部、ノズルで推力を発生する。抗力分と推力分の差し引きにより、エンジン内部の圧力抗力が決まる。

収縮比の高い模型では、圧力推力も大きくなるが、それ以上に圧力抗力も増加する。その中でもインレットで発生する圧力抗力が最も大きいため、全体の圧力抗力に与える影響が大きい。模型D、EおよびGのインレットの圧力抗力は、模型Aの約3倍と大きくなった。これは9.2tと厚いストラットを装着すると、波の合体等によりインレット内での圧力上昇が7.2tまでと比べて高くなるためである。従ってインレットの圧力抗力は、9.2tストラット付きになると7.2tまでよりも急に大きくなる。

ステップで発生する推力は他の値に比べて小さいため、全体に及ぼす影響は小さい。またノズルで発生する推力は模型Dが大きくなった。これはストラットで隔てられた流れが再び出会うことにより衝撃波が生じ、それが側板拡大部に入射するため、ノズル部の圧力が模型EやGよりも高くなることによる。

同じ収縮比の模型間で大きな違いが出るのは、ストラットの抗力と燃焼器拡大部での推力である。模型Eの場合、ストラットの圧力抗力は、模型Dや模型Gよりも40%程度小さい値になった。これは模型Dや模型Gのストラットが下流側を切り落としているのに対して、模型Eのストラットは下流側を流線形としたため、ストラットの下流部で発生する推力が、模型Dや模型Gよりも大きくなるからである。

模型Dでは、ストラットの切り落とし点から強い膨張波が発生する。そしてその波が燃焼器拡大部に入射するため、この部分の推力は模型Eよりも小さくなった。模型Gの場合、ストラットの後端が分離部内にあり、燃焼器以降の圧力は模型Eよりも明らかに小さくなる。以上より、同じ収縮比8.33の模型の中では、模型Eの圧力抗力が最も小さくなった。

図5.1.10にM4、6、8の各飛行条件におけるストラット

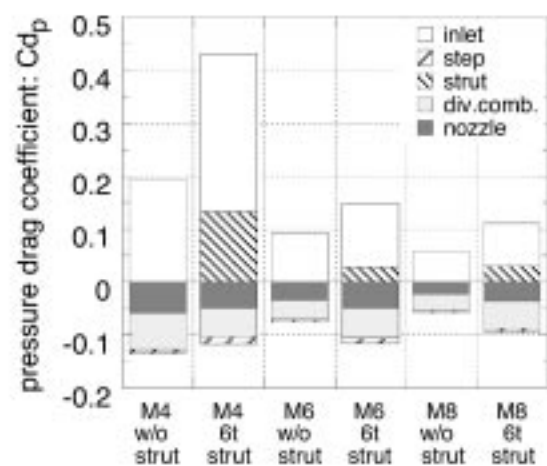


Fig. 5.1.10 Breakdown of the internal pressure drag at the M4, M6 and M8 conditions.

トなしと6mm厚ストラット付きの内部圧力抗力発生分布を示した。M6やM8では、インレットとストラットで生じる圧力抗力を足し合わせた値は、ステップ、燃焼器拡大部、ノズルで生じる各部の圧力推力の和よりも大きい。しかしその差はわずかである。一方M4では、圧力推力分に比べて、圧力抗力分がかなり大きい。そのため、エンジン内部流路に働く圧力抗力は、M6、M8に比べて大きくなる。これは前述したように低M数ほど衝撃波角が大きく、インレット内での衝撃波の反射回数が多くなり、圧力が高くなるためである。この傾向は、ストラットを装着することでより顕著になる。

次にエンジン内部の摩擦抗力を見積もる。エンジン内部の摩擦抗力を見積もるためには、内部流の総圧分布を知る必要がある。xを流れ方向、yを高さ方向、zをスパン方向とすると、エンジン内の総圧回復率は、 $\eta_p(x,y,z)$ で与えられる。しかし以下では一次元的に取り扱うため、y-z平面で平均化して、流れ方向のみ関数と仮定する。

$$\bar{\eta}_p(x) = \int \eta_p(x,y,z) dy dz \quad (17)$$

流れの熱損失が小さければ、総圧は流れ方向に単調減少するので、ここではその減少を指数関数で近似した。つまり総圧特性長さを $x_p$ と表すと、総圧回復率分布は(18)式で表すことができる。

$$\bar{\eta}_p(x) = \exp(-x/x_p) \quad (18)$$

この場合、 $x_p$ は第二の方法(壁圧測定)による総圧回復率 $\eta_{tot}$ とエンジン全長から計算することができる。 $x_p$ が決まれば、任意のx位置での総圧回復率と総圧が決まる。エンジン内部での総圧が決まれば、総圧/静圧比からM数が決まる。このようにして求めた、模型A(○)、模型E(□)、模型G(△)の側板中心線上のM数分布を図5.1.11

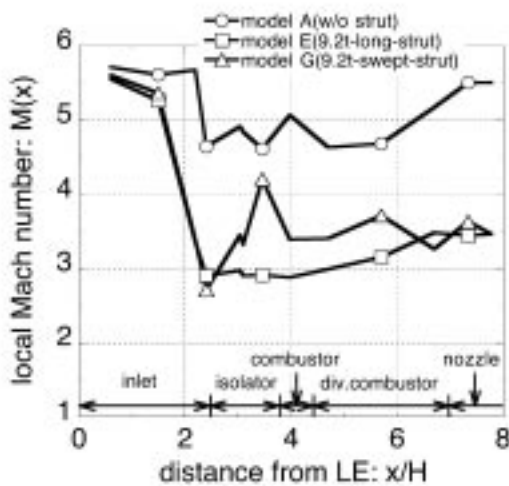


Fig. 5.1.11 Distributions of local Mach number in engines without strut (Model A), with 9.2t long strut (Model E) and 9.2t swept strut (Model G) in the M8 condition.

に示す。

横軸は前縁からの距離xをエンジン高さHで無次元化して示す。図よりエンジン入口マッハ数M6.7の気流が、側板前縁で生じた衝撃波によりインレットでは約M5.6まで圧縮されているのが分かる。インレット出口でのM数は、模型A(○)の4.7から模型E(□)および模型G(△)の2.9まで、インレットの面積収縮比の増大とともに低下した。その理由は、圧縮比が大きい模型ほど総圧は低下し、一方インレット出口での静圧が高くなるためである。

模型G(△)では分離部に入ってからすぐにマッハ数が増加する。これは分離部肩口とストラットのステップで生じる膨張波の影響である。そしてその直下流で再度マッハ数が増加する。こちらはストラット後端で生じる膨張波によるものである。そこからはマッハ数が低下している。模型AとEには見られないこの現象は、ストラットを隔てた流れが再び出会うことにより生じる衝撃波の影響である。

拡大部に沿って流路は拡大し静圧は低下するが、摩擦により総圧も減少する。その結果、エンジン出口において模型AではM5.5まで加速するが、模型EおよびGではM3.5までしか加速しない。

また図5.1.12には、M4、6、8飛行条件における、ストラットなし形態の側板中心線上のM数分布を示す。図より衝撃波と摩擦により、インレット出口ではM4飛行条件(○)でM2.1、M6飛行条件(□)ではM3.8、M8飛行条件(△)ではM4.6までM数が低下した。その下流の燃焼器拡大部およびノズルでは、流路の拡大に従いM数が上昇し、エンジン出口ではM4飛行条件でM2.9、M6飛行条件ではM4.1、M8飛行条件ではM5.5までM数が回復した。なお、M4で6mm厚のストラットを装着した場合のインレット出口でのM数はM1.5、M8で9.2mm厚のストラットを装着した場合では、M2.9であった。

図5.1.11および図5.1.12のようにM数が決まれば、局所の総圧から静圧が求まる。局所の静圧が求まれば、その値と局所マッハ数からその場の流速、密度、粘性係数が求まる。それらからRe数が求まり、式(19)、圧縮性補

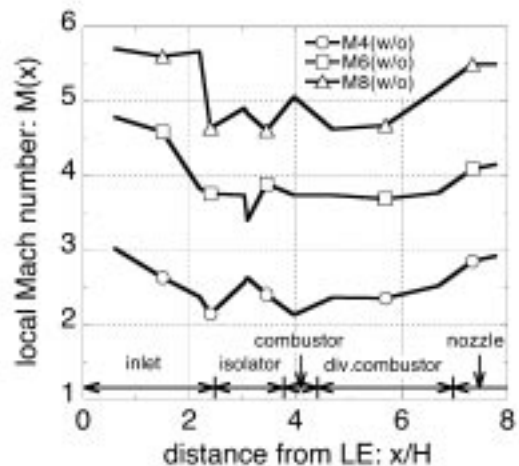


Fig. 5.1.12 Distributions of local Mach number in engines without strut at M4, M6 and M8 conditions.

正も入れた壁摩擦係数の実験式(20)<sup>19)</sup>を用いて、壁面摩擦係数と壁面せん断応力を計算できる。

$$\tau_w(x,y) = \frac{\gamma}{2} P_w M^2 c_f(\text{Re}, M) \quad (19)$$

$$c_f = \frac{a \cdot \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2\right)^{-0.467}}{(\log \text{Re} x)^{2.58}} \quad (20)$$

aの値は、局所値 $c_f$ にするためここでは0.38とした。これは本実験に用いた1/5縮尺風洞の境界層検定実験で測定した運動量厚さから見積もった。そして壁剪断応力について面積積分を行えば、壁面に働く摩擦抗力を計算できる。

$$C_{df} = \int_{A_{int}} c_f(x,y) q(x,y) dA / (q_1 A_1) \quad (21)$$

このようにして得られた摩擦抗力に上述の圧力抗力を加えれば、壁圧測定のみからエンジン内部抗力を見積もることができる。この内部抗力と1次元解析から新しい総圧回復率 $\eta_{int}$ が得られる。この $\eta_{int}$ を用いて繰り返し計算をすれば、内部摩擦抗力について取束値 $C_{int}$  ( $-C_{d_i} + C_d$ )が求まる。その結果、第二の方法による最終的な $\eta_{int}$ が求まる。このようにして得られた $\eta_{int}$ を表5.1.2のH列に示した。また、その時の $x_c^*$ を表5.1.2I列に、 $C_{d_i}$ を表5.1.2K列に、 $C_{int}$  ( $-C_{d_i} + C_d$ )を表5.1.2L列に、それぞれ示した。

これらの結果から、図5.1.13に内部摩擦抗力の発生分布を示した。図中では側板の摩擦抗力をインレット、スロート部(分離部+燃焼器平行部)、燃焼器拡大部、ノズルに分けて表示した。従って、これら各部での総和が側板に働く摩擦抗力である。

その値は模型AからDおよびEまで、取縮比の増加とともに増加した。これは壁面摩擦係数のマッハ数依存性により、取縮比が大きい模型ほどスロート部での壁面摩擦係数が大きくなり、その結果摩擦抗力が大きくなるためである。これが模型FやGのような後退角付きのストラットを取り付けた模型になると、分離部内でのマッハ

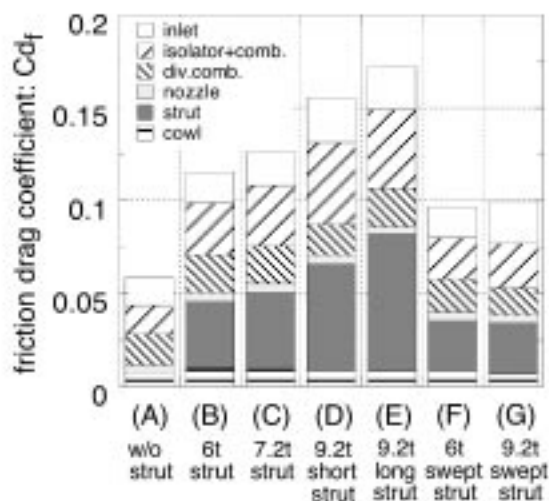


Fig. 5.1.13 Breakdown of the internal friction drag in the various engine model in the M8 condition.

数が、ストラットのステップや後端から出る膨張波により高くなるため、摩擦係数が小さくなる。結果として分離部の摩擦抗力が小さくなり、側板全体の摩擦抗力も小さくなった。

各部の摩擦抗力の中で、最も値が大きくなるのは、ストラットである。模型F、Gでは、その他のストラット付きの模型よりも、ストラットの摩擦抗力も小さくなった。これは上述のように、模型F、Gのスロート部での壁面摩擦係数が小さくなることに加えて、ストラットの濡れ面積が小さくなったことによる。また、カウル面での摩擦抗力はどの模型でもほぼ一定となった。以上の理由により、後退角付きストラットの模型の摩擦抗力は、短ストラットの模型から6tで15%、9.2tでは35%低下した。

図5.1.14にはM4、6、8の各飛行条件におけるストラットなしと6mm厚ストラット付きの内部摩擦抗力発生分布を示した。M4飛行条件における6tストラット付きでは、M6、M8での6mm厚ストラット付きよりも壁摩擦係数が大きいにもかかわらず、摩擦抗力係数は小さくなった。これはM6、M8に比べて動圧が大きいためである。

図5.1.15に内部流における圧力抗力と摩擦抗力の内訳を整理した。図中では斜線部が摩擦抗力で、残りが圧力抗力である。この図から、ストラットの取り付けによる抗力発生の内訳が分かる。取縮比の高い模型ほど圧力抗力の割合が増える。模型Aでは圧力抗力が2%、摩擦抗力が98%と内部抗力のうち大部分が摩擦抗力であったが、模型Dでは圧力抗力が42%に増え、摩擦抗力が58%に減った。

同じ $\epsilon$ でも6tストラット付きの模型Bと模型F、および9.2tストラット付きの模型Dと模型E、模型Gでは、圧力抗力と摩擦抗力の内訳が異なっている。模型Fでは燃焼器拡大部での推力が小さく、模型Bよりも圧力抗力が大きくなった。一方上述のように、模型Fの側板とストラットの摩擦抗力は模型Bよりも小さくなった。結果として、模型Bと模型Fの内部抗力は同程度になった。

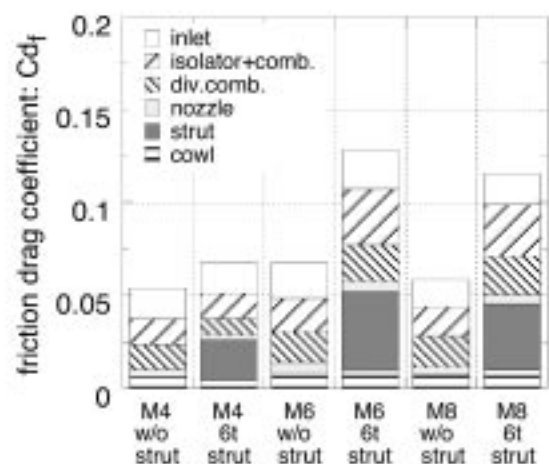


Fig. 5.1.14 Breakdown of the internal friction drag at the M4, M6 and M8 conditions.

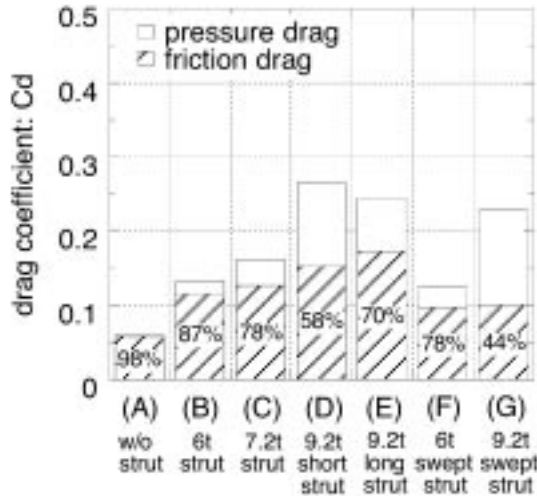


Fig. 5.1.15 Breakdown of the internal drag into the pressure and friction drag in the various engine models in the M8 condition.

また9.2tストラット付きでは、上述のように模型Eの圧力抗力が最も小さくなる。しかし模型Eはストラット面積が大きく、他の2形態よりも摩擦抗力が大きくなる。模型Gは他の2形態よりも側板とストラットの摩擦抗力が小さくなったため、結果的に最も内部抗力が小さくなった。

図5.1.16にM4, 6, 8各飛行条件におけるストラットなしと6mm厚ストラット付きエンジン形態での、内部流における第二の方法で求めた内部抗力 $C_{int}$ と、それに対する圧力抗力と摩擦抗力の寄与の内訳を整理した。

図5.1.16より、M4ストラットなしでは、内部抗力に占める摩擦抗力の割合が47%であったのに対し、M8ストラットなしでは、それが98%まで増えた。従って、M数が高くなるほど摩擦抗力の割合が増えることが分かる。これは低M数ほど、圧力抗力が大きくなるからである。ストラットを取り付けると、この傾向が一層強く

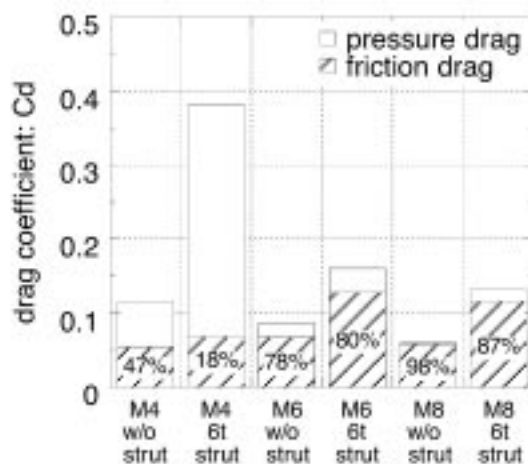


Fig. 5.1.16 Breakdown of the internal drag into the pressure and friction drag at M4, M6 and M8 conditions.

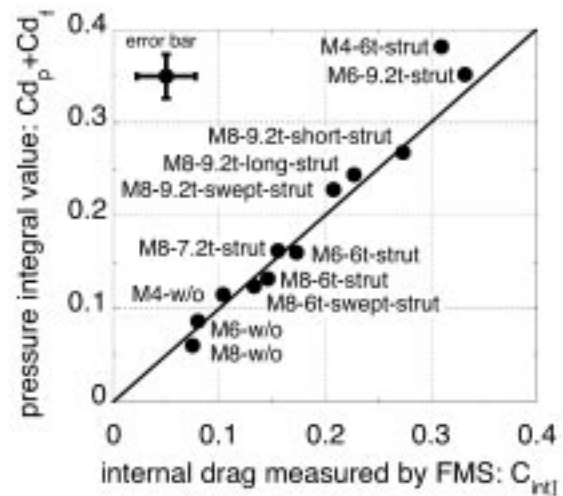


Fig. 5.1.17 Comparison of  $C_{int}$  and  $C_{int}$  through the M4 to M8 flight conditions.

なる。M4の6mm厚ストラット付きでは、内部抗力のうち84%と、大部分が圧力抗力であった。

c) 2つの測定法の比較

図5.1.17に抗力測定値から求めた内部抗力 $C_{int}$ と、壁圧測定値から算出した内部抗力 $C_{int}$ を比較した。図より●が45度線上にのっており、独立に求めた2つの内部抗力係数の一致度は良い。M8ストラットなしでは $C_{int}$ が $C_{int}$ よりも20%小さくなった。これは、ストラットなしの抗力が小さく、天板形態抗力との差し引きで、精度よく抗力を見積もるのが難しいためである。

2つの独立な見積もりのどちらを基準値として採用するかを決めるために、両者間のずれの原因を検討した。局所壁剪断応力におよぼす総圧回復率における見積もり誤差の影響は以下のように書くことができる。

$$\frac{\Delta \tau_w}{\tau_w} = \frac{1}{\gamma} \left( 0.533(\gamma-1) + \frac{2}{M^2} \right) \frac{\Delta \eta_p}{\eta_p} = -0.24 \frac{\Delta \eta_p}{\eta_p} \text{ at } M=4 \quad (22)$$

ここで係数0.533は式(20)のべき乗(-0.467)から導出された。そして例えば流路マッハ数が4の場合、その影響係数は0.24と1に比べて小さい。この事は、総圧見積もりで10%の誤差があっても、摩擦見積もりには2.4%の誤差しか産まないことを意味している。従って、両者のずれの原因は、圧力抗力、特にストラット面での抗力見積もりにある。ストラットを取り付けた場合、両者のずれはM4-6mm厚ストラット付きでの19%が最大であった。

なおここではエンジン内部流における損失を総圧損失で記述し、総圧回復率がエンジン内で急激に減少することを示した。総圧回復率の替わりに運動エネルギー効率( $\eta_{ke}$ )でエンジン内部流を表すこともできる。両者は以

下の関係で結ばれる.

$$\eta_p = \left\{ 1 + (1 - \eta_{KE}) \frac{\gamma - 1}{2} M^2 \right\}^{-\frac{\gamma}{\gamma - 1}} \quad (23)$$

このように、壁圧測定値を用いる第二の方法では、内部抗力見積もりへの総圧回復率の影響が小さく、内部抗力の見積もり精度は良い。従ってこの方法を用いて、圧力抗力と摩擦抗力の発生分布を求め、それに基づいてエンジン内部流路形状の最適化が可能となる。

RJTFのM8燃焼試験では、取縮比8.33で460N(推力係数で0.18)の推力増分が観測されている。従ってM8条件で正味推力を発生するためには、燃焼時の推力増分を大きくすると同時に、エンジン内部抗力を6mm厚ストラット装着時以下にしなければならない。例えばストラットの下流部を流線形化すれば、その圧力抗力はM8時で40%低下する。またインレット圧縮面のコンタ化やランプ圧縮、下流側流路における抗力最少化(base 抗力あるいはboat tail 抗力の減少)等を検討しなければならない。

なお図5.1.16で示すように、高マッハ数域ではエンジン抗力の1/2以上は摩擦によるものである。従ってその抗力と燃焼性能の最適化は、エンジン内部濡れ面積も含め行わなければならない。

#### 5.1.5 まとめ

ラムジェットエンジン試験設備の1/5縮尺の小型風洞を用いて、各種形態のストラットを装着したスクラムジェットエンジン模型を用い、M4、M6、M8の各飛行条件で、壁圧分布と抗力を同時測定した。そして二つの方法で、エンジン全体の総圧回復率とエンジン内部抗力を見積もり、両者を比較しその一致度を調べ、以下の結論を得た。

- 1) 抗力測定により、内部抗力を見積った。インレットの取縮比の増加に伴い、M8飛行条件のエンジン内部抗力は、ストラットなし形状での0.075から取縮比8.33のストラットを装着した模型の0.273に変化した。
- 2) 同じM8飛行条件の取縮比8.33の模型でも、ストラット形状により抗力は24%低下した。このように、ストラット形状を最適化することで、内部抗力を小さくすることができる。
- 3) 壁圧測定により、圧力抗力と摩擦抗力の発生分布を明らかにした。この手法により、抗力の観点からエンジン内部流路形状の最適化が可能になる。
- 4) 抗力測定による内部抗力と壁圧測定による内部抗力は一致した。従って、壁圧測定による内部抗力の見積もり精度は良く、この方法を用いて、摩擦抗力の見積もりが可能である。

5.2 エンジン燃焼性能

		記号	
A	流路断面積	$x^*$	総圧損失特性長さ
$C_{m,i}$	付加抗力係数	$X_i$	モル分率
$C_{m,e}$	内部抗力係数		
Cf	摩擦係数	$\delta_1$	境界層排除厚さ
Cp	モル定圧比熱	$\delta_2$	境界層運動量厚さ
$D_{m,i}$	内部抗力	$\epsilon$	内部流路断面積比 ( $=A(x)/A_i$ )
dh	水力直径		
H	エンジン高さ	$\eta_c$	空気捕獲率
$h_1$	$=\delta_1/H$	$\eta_{in}$	反応効率
$h_2$	$=\delta_2/H$	$\eta_r$	総圧回復率
h(Ts)	エンタルピ	$\eta_f$	エネルギー保存率 ( $=T^*(x)/T^*$ )
Isp	比推力	$\gamma$	比熱比
M	マッハ数	$\Phi$	燃料当量比
$m_{a,i}$	流入空気流量	$\xi$	開口比
$m_{f,i}$	燃料水素流量		
NS	化学種の総数		
Ps	静圧	添字	
q	動圧	1	インレット入口
R	ガス定数	2	分離部出口 (燃料噴射前)
Re	レイノルズ数	3	燃焼器入口 (燃料噴射後)
F	推力	4	燃焼器出口
$\Delta F$	推力増分	5	エンジン出口
Ts	静温	6	外部ノズル出口
To	総温		
U	流速		
x	流路位置		

5.2.1 はじめに

これまでに、Pinckney<sup>10)</sup>やBilling<sup>11)</sup>、あるいは升谷ら<sup>12)</sup>によって、スクラムジェットの実験性能解析が行われてきた。これまでの性能解析では、空気捕獲率などの空力特性パラメータやエンジン取縮比などの形状パラメータが、推力にどのような影響を及ぼすのかというのが問題の主流であった<sup>13)</sup>。また実験と解析を組み合わせて、エンジン内部流の状態を調べることもこれまでに試みられてきた。例えば、Northamら<sup>14)</sup>は壁圧測定値に着目し、一次元解析を用いることでエンジン内部の燃焼効率を推定している。

しかしながら、解析で得られた推力を風洞実験値と比較し、実験推力の改善点を調べるという観点に立った解析は、これまで報告されていない。また解析値により達成しうる最大推力を予測し、現実のエンジンの達成度・問題点を調べるというアプローチもこれまでなされていない。

解析的に推力を求め、実験と比較する上で問題となるのが、解析に用いるパラメータとエンジン空力性能との関係である。自由噴流式風洞を用いたエンジン試験では、エンジンが機体を押すために使える正味の推力(正味推力)は、空気のみを流した状態の抗力値(気流抗力)を基準とする。燃焼時に発生する推力(燃焼推力増分)から、エンジン内部に働く抗力(内部抗力)を引くことで定義される。

それ故、スクラムジェットでは燃焼推力増分の向上が、そのまま正味推力の改善に直結するわけではない。例え

ば、エンジン内部にストラットを取り付ければ、着火・保炎を改善し燃焼性能を向上することができる。しかし、これによるエンジン内部抗力の増大が燃焼推力増分を上回れば、正味推力は低下する。従って、正味推力を見積る上で重要となる空力性能パラメータは、内部抗力である。

内部抗力はエンジン内部の非可逆過程(衝撃波、および摩擦損失)により生じるものである。例えば、入口と出口の面積が等しいエンジンの場合、内部流が等エントロピであれば、内部抗力は0となる。つまり主流条件とエンジン形状が与えられれば、内部抗力と内部流のエントロピ増加の指標、例えば総圧損失などを関係付けることができる。それ故、実験で測定された内部抗力と性能計算を行う上で用いる総圧回復率(または他のエントロピ増加を示す効率である運動エネルギー効率など<sup>15)</sup>)には、矛盾があってはならない。

そこで本節では、正味推力を見積る上で最も重要な抗力値を用いて、RJTF試験における正味推力の上限値を解析的に求める方法を報告する。またここでは、音速燃焼状態を保ちながら、燃焼域を拡大部下流まで広げた「分布燃焼」を仮定した場合の理論最高推力の見積り手法についても述べる。

具体的な構成としては、まず前5.1節の内部抗力測定値<sup>16)</sup>からエンジン内部の総圧回復率分布を見積った。次にこの総圧回復率分布を用いて燃焼器入口状態を見積り、化学平衡計算により燃焼推力増分を求めた。最後に得られた燃焼推力増分から内部抗力を引くことで正味推力を求めた。また燃焼器入口までの総圧回復率を、抗力測定値から見積らずに仮定した場合、正味推力が大きく変化することも併せて報告する。なお、この解析を用いて計算した理論推力と実験値の比較による推力性能の達成度<sup>17)</sup>、および改善点については、次節で述べる。

5.2.2 解析方法

本節では、解析条件としてマッハ(以下Mと略す)8飛行条件を用いた。従って流入空気は燃焼加熱空気であり、H<sub>2</sub>Oがモル分率で28%含まれている。入口マッハ数M<sub>1</sub>は6.7、入口静圧Ps<sub>1</sub>、静温Ts<sub>1</sub>はそれぞれPs<sub>1</sub>=1.60kPa、Ts<sub>1</sub>=311Kである。また、このとき入口動圧q<sub>1</sub>は49.4kPaとなる。

解析の対象としたエンジンの形状を図5.2.1に示す。このエンジンは、2枚の側板、カウル、および天板からなる矩形断面の側板圧縮型エンジンである。エンジン流路は入口と出口が同寸で、幅0.2m、高さH=0.25mで、全長は2.2mである。また、このエンジンには保炎・着火性能を改善するために各種のストラット(図中破線)が装着できる<sup>18)</sup>。

インレットは、側板には45度の後退角がついており、その前縁部の半頂角6度のくさびにより空気を圧縮する。イン

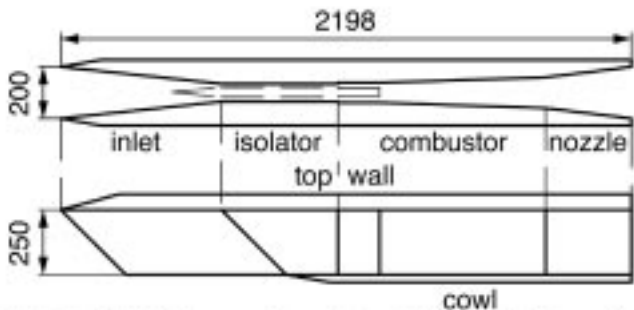


Fig. 5.2.1 A RJTF scramjet engine with strut (broken line)

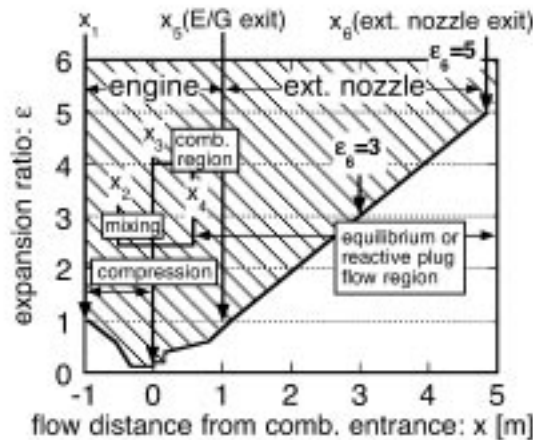


Fig. 5.2.2 Definition of control surfaces in one-dimensional engine ducts with 46-mm-thick strut.

レットと燃焼器の間には、エンジン不始動を抑制するために分離部が設けてある。燃焼器入口には、高さ4mmの後ろ向きステップがあり、燃料水素がこのステップの下流から垂直に噴射される。燃焼器からの燃焼ガスは、拡大部とノズルで膨張し推力を発生する。本節では、代表として46mm厚(以下46tと略す)ストラット付きエンジンの解析を行った。このエンジンの形状収縮比 $\epsilon_0$ は8.33である。

図5.2.2に供試エンジンの流路模式図を示す。縦軸は各位置における入口断面積を基準にした開口比 $\epsilon$ 、横軸は燃焼器入口からの距離 $x$ [m]である。図には併せて、外部ノズルの開口比が3と5となる位置も示した。 $x=1.13$ mがエンジン出口、 $x=2.87$ 、 $4.86$ mがそれぞれ開口比3、5の外部ノズル出口となる。燃焼ガスは燃焼器、拡大部、および内部ノズルを通過後、外部ノズルにより、エンジン高さ方向に15度の角度で膨張すると仮定した。

流入空気はエンジン入口 $x_1$ から分離部出口 $x_2$ にかけて圧縮される。その後、分離部 $x_2$ からの区間 $x_2-x_3$ で、燃料が噴射されて混合気形成される。混合気は速く、燃焼器における混合気は均質であるとする。混合気は燃焼器 $x_3-x_4$ で反応し、温度・圧力が上昇する。本解析では特に断りのない場合、この混合・燃焼過程の区間 $x_3-x_4$ はステップ上流の位置( $\epsilon=8.33$ )とし、混合・燃焼過程は同じ位置(断面積)で起こるものとした。この根拠については第5.2.2節(d)にて詳しく述べる。燃焼ガスは燃焼器 $x_4$ からエンジン出口 $x_5$ まで膨張し、推力を発生する。外部ノズルを装着した場合は、エンジン出口 $x_5$ から更に、外部ノズル出口 $x_6$ まで膨張する。以下に本性能計算の全手順・仮定の詳細を列挙する。なお以下の例では解析を定式化するために、熱量的完全気体を仮定している。ただし実際の推力計算(第5.2.3節以降)では、気流を熱的完全気体として計算をおこなった。

#### a) 総圧回復率と内部抗力

性能計算を行う上で、特によく用いられるインレット効率に、総圧回復率や運動エネルギー効率がある。これらは次式に示すように1対1に対応するものである<sup>16)</sup>。

$$\eta_P = \left[ 1 + \left( 1 - \eta_{KE} \right) \cdot \frac{\gamma - 1}{2} \cdot M^2 \right]^{-\frac{\gamma}{\gamma - 1}} \quad (1)$$

図5.2.3に燃焼器入口までの総圧回復率と運動エネルギー効率の関係を示す。横軸が総圧回復率、縦軸が運動エネルギー効率で、図中に総圧回復率から求めたエンジン内部抗力値も示してある<sup>17)</sup>。燃焼器入口までの総圧回復率が0.3から0.2に減少すると運動エネルギー効率は0.94から0.91に減少する。このときエンジン抗力は490Nから740Nに増加する。従って、総圧回復率に比べて、運動エネルギー効率ではわずかな変化により、エンジン抗力が大きく変わることが分かる。従って、運動エネルギー効率ではその見積り精度により、少しの誤差で内部抗力に大きな誤差が生じるため、内部抗力に大きく左右される正味性能は議論できない。そこで本解析では、性能計算に用いるインレット効率として総圧回復率を選んだ。

エンジン出口までの総圧回復率 $\eta_{ps}$ と、エンジン内部抗力係数 $C_{im}$ は前節で以下の(1)、(2)式のように関係付けられた<sup>18)</sup>。左辺の内部抗力係数 $C_{im}$ は抗力試験<sup>19)</sup>で測定され、付加抗力係数 $C_{add}$ はインレットの衝撃波計算から計算することが出来る。また右辺の空気捕獲率 $\eta_c$ 、設備ノズルの無次元排除厚 $h_1$ 、および無次元運動量厚 $h_2$ は、それぞれ捕獲率実験<sup>20)</sup>と境界層計算<sup>21)</sup>から分かる。従って以下の式(2)よりエンジン出口マッハ数 $M_5$ が求まる。なおここから求まる出口マッハ数 $M_5$ は、燃焼なしの気流時の出口マッハ数である。

$$C_{im} - C_{add} = 2 \cdot (1 - h_1) \cdot h_c \cdot \left\{ \left[ \left( 1 - \frac{h_2}{(1 - h_1) \cdot \eta_c} \right) + \left( 1 - \frac{h_1}{(1 - h_1) \cdot \eta_c} \right) \cdot \frac{1}{\gamma M_1^2} \right] \right. \\ \left. - \sqrt{\eta_T} \cdot \frac{M_1}{M_5} \cdot \left( \frac{1 + \frac{\gamma - 1}{2} \cdot M_5^2}{1 + \frac{\gamma - 1}{2} \cdot M_1^2} \right)^{-1/2} \cdot \left[ \frac{1}{\gamma M_1^2} + \left( \frac{M_5}{M_1} \right)^2 \right] \right\} \quad (2)$$

出口マッハ数 $M_5$ が決まると、連続式とエネルギー式から、エンジン出口での総圧回復率 $\eta_{ps}$ はマッハ数と収縮比 $\epsilon_0 (=A_5/A_1)$ 、エネルギー保存率 $\eta_p$ 、および捕獲率 $\eta_c$ を用いた以下の式(3)から求まる。

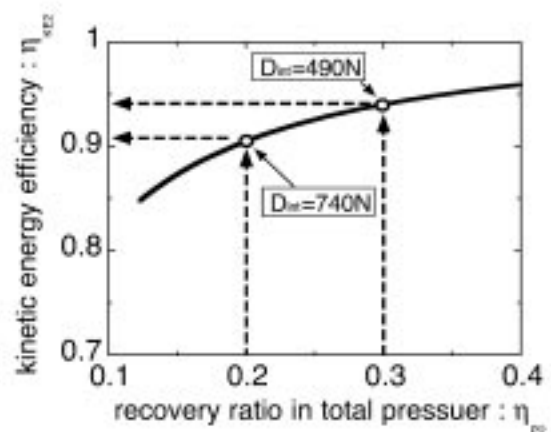


Fig. 5.2.3 Relation between total pressure recovery ratio and kinetic energy efficiency.

<sup>17)</sup> エンジン内部抗力と燃焼器入口までの総圧回復率の関係は後に詳しく述べる。

$$\eta_{Pj} = (1 - h_1) \cdot \eta_c \cdot \epsilon_j \cdot \sqrt{\eta_{Tj}} \cdot \frac{M_1}{M_j} \cdot \left( \frac{1 + \frac{\gamma-1}{2} \cdot M_j^2}{1 + \frac{\gamma-1}{2} \cdot M_1^2} \right)^{\frac{\gamma+1}{2(\gamma-1)}} \quad (3)$$

前節と同様に、この総圧回復率 $\eta_{Pj}$ からエンジン内の総圧損失を指数関数近似で見積った。

$$\eta_P(x) = \exp\left(-\frac{x}{x_P^*}\right) \quad (4)$$

前節の表5.1.2より、供試エンジンの場合、抗力係数は $C_w - C_{w0} = 0.268$ である。よって出口マッハ数は $M_2 = 2.86$ となり、出口総圧回復率は $\eta_{P2} = 0.037$ となる。このエンジン出口までの総圧回復率を使って、総圧回復率減少の特性長さ $x_P^*$ を求めると $x_P^* = 126\text{mm}$ となる。従って、内部抗力と整合性が取れた燃焼器入口までの総圧回復率 $\eta_{P1}$ は0.22と決まる。

b) 圧縮過程 :  $x_1 - x_2$

総圧回復率 $\eta_{P1}$ が決まるとエネルギー保存率 $\eta_1$ を与えれば、連続式とエネルギー式から、分離部出口マッハ数 $M_2$ と入口マッハ数 $M_1$ が式(5)で関係付けられる。

$$\eta_{P2} = (1 - h_1) \cdot \eta_c \cdot \epsilon_2 \cdot \sqrt{\eta_{T2}} \cdot \frac{M_1}{M_2} \cdot \left( \frac{1 + \frac{\gamma-1}{2} \cdot M_2^2}{1 + \frac{\gamma-1}{2} \cdot M_1^2} \right)^{\frac{\gamma+1}{2(\gamma-1)}} \quad (5)$$

マッハ数 $M_1$ が求めれば燃焼器入口での全状態量が決まる。以降の解析では、簡単のために、 $\eta_1 = 1.0$ の断熱流れを仮定した。また、捕獲率 $\eta_c$ 、設備ノズルの無次元排除厚 $h_1$ はそれぞれ表4.2.2の空気捕獲実験値、および表3.3.1の風洞検定試験値から $\eta_c = 0.74$ 、 $h_1 = 0.13$ とした。

図5.2.4に総圧回復率 $\eta_{P2}$ を与えた時の、分離部出口マッハ数 $M_2$ 、静圧 $P_{S2}$ 、静温 $T_{S2}$ の関係の計算例を示す。破線が $M_2$ 、実線が $P_{S2}$ で一点鎖線が $T_{S2}$ である。総圧回復率が、損

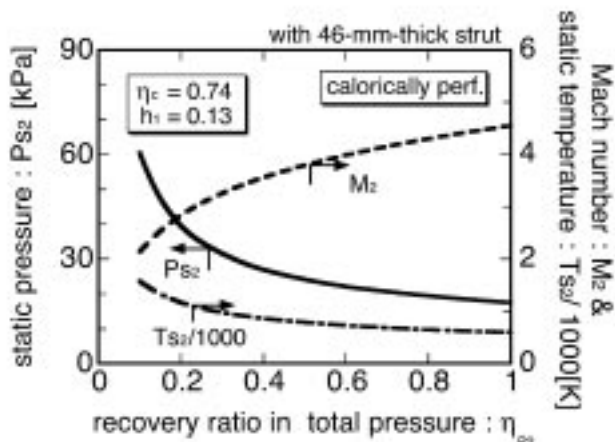


Fig.5.2.4 Dependence of air condition in combustor on total pressure recovery factor.

失なしの $\eta_{P2} = 1.0$ から0.22まで低下すると、 $M_2$ は4.55から2.96まで低下し、 $P_{S2}$ は17.5kPaから36.7kPaまで上昇している。

c) 燃料噴射過程 :  $x_2 - x_3$

燃料水素は一定断面積のエンジンスロート部 $x_2 - x_3$ で噴射される。燃料は流れに対して垂直に噴射するものとし、運動量の付加は考えない。混合後のマッハ数 $M_3$ は、連続式と運動量保存式から以下の方程式の根として計算できる。

$$\frac{\left(1 + \frac{\gamma_3 - 1}{2} \cdot M_3^2\right)^{1/2} \cdot M_3}{1 + \gamma_3 M_3^2} = \frac{C}{1 + \gamma_2 M_2^2} \cdot \sqrt{\frac{\gamma_2 R_3}{\gamma_3 R_2}} \cdot \sqrt{\left(\frac{C_{P2}}{C_{P3}}\right) \cdot X_2 + \left(\frac{C_{PH2}}{C_{P3}}\right) \cdot \frac{T_{OH2}}{T_{O2}} \cdot X_{H2}} \quad (6)$$

$$\left( C = \left(1 + \frac{\gamma_2 - 1}{2} \cdot M_2^2\right)^{1/2} \cdot M_2 + \frac{\dot{m}_{H2}}{A_2 \cdot P_{S2}} \cdot \sqrt{\frac{R_2 \cdot T_{O2}}{\gamma_2}} \right)$$

ここで、 $C_{P3}$ は混合気の定圧モル比熱で $C_{P3} = C_{P2} \cdot X_2 + C_{PH2} \cdot X_{H2}$ により求まる。ただし、 $X_2$ 、および $X_{H2}$ はそれぞれ、流入空気、燃料水素のモル分率である。

図5.2.5に燃料付加による燃焼器内の混合気のマッハ数 $M_3$ 、静圧 $P_{S3}$ 、および静温 $T_{S3}$ の変化を整理した。ここでは、総圧回復率は $\eta_{P2} = 0.22$ を用い、燃料の総温は300Kと仮定した。破線が $M_3$ 、実線が $P_{S3}$ 、そして一点鎖線が $T_{S3}$ である。M8条件においては、機体とエンジンの冷却の要請から、過濃状態の水素をエンジンに供給することが考えられる。そこで、図には当量比 $\Phi$ が1以上の場合についても示してある。

当量比 $\Phi = 1$ の燃料を供給した場合、 $M_3$ は燃料噴射なしの $M_2 = 2.86$ から2.51まで低下し、 $P_{S3}$ は36.7kPaから49.4kPaまで上昇していることが分かる。一方 $T_{S3}$ はマッハ数が低下しているにもかかわらず、1110Kから990Kまで低下している。これは燃料総温を300Kとしたため、混合気の総温が低下したことが原因である。また $\Phi = 1$ の燃料付加に伴い、総圧回復率は噴射前の $\eta_{P2} = 0.22$ から0.15に低下した。

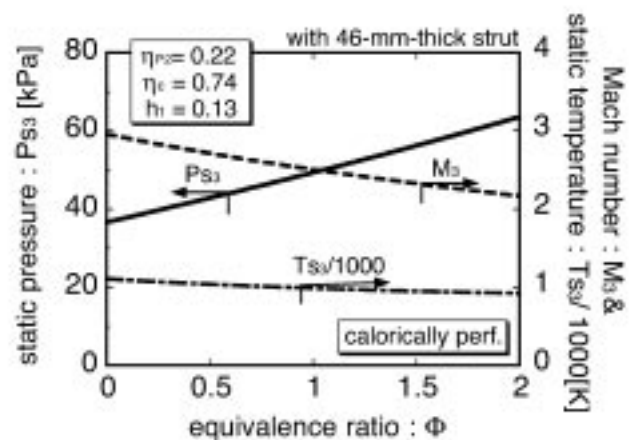


Fig.5.2.5 Effects on  $P_{S3}$ ,  $T_{S3}$ ,  $M_3$  of fuel mass addition in the constant area section.



d) 燃焼過程:  $x_2 \rightarrow x_3$ 

スクラムジェットの場合、マッハ数が最も低下するスロート部で燃焼した場合、燃焼による総圧損失(レイリー損失)が最小となり最大推力を発生する。また燃焼試験において、燃焼時にステップベース面が受圧面となり、推力に寄与することが分かっている<sup>22</sup>。以上の2つの観点から、燃焼はステップ上流のスロート( $\epsilon_2=8.33$ )で集中的に起こるものとし、ステップベース面が受圧面となるような位置を選んだ。この仮定が推力に及ぼす影響は第5.2.3節(a)にて議論する。また本解析では特に断りのない場合、燃焼は化学平衡<sup>23</sup>を仮定した。

燃焼は、一定断面積で質量と運動量流束が保存しながら発熱する、レイリー過程とした。燃焼後の静温 $T_{s3}$ は、未燃混合気的全流量とその組成、およびエンタルピを指定して、燃焼圧 $P_{s3}$ を仮定することで計算できる。得られた $T_{s3}/T_{s2}$ を用いて、 $M_3$ は以下の2次方程式の根として決まる。本解析の対象は、超音速燃焼を行うスクラムジェットエンジンなので超音速解を採用する。

$$\frac{1+\gamma_3 M_3^2}{1+\gamma_4 M_4^2} \left( \frac{M_4}{M_3} \right) = \sqrt{\frac{\gamma_3}{R_3 T_{s3}}} / \sqrt{\frac{\gamma_4}{R_4 T_{s4}}} \quad (7)$$

このとき、仮定した燃焼圧 $P_{s3}$ は運動量保存から、 $P_{s3}$ との間で以下の関係を満足しなければならない。

$$P_{s3} = \frac{1+\gamma_4 M_4^2}{1+\gamma_3 M_3^2} P_{s4}(M_4) \quad (8)$$

また、エネルギー保存から燃焼後の静温 $T_{s3}$ と流速 $U_3$ は以下の関係を満足しなければならない。

$$\sum_{j=1}^{NS} h_j(T_{s3}) \cdot X_{j3} + \frac{1}{2} U_3^2 = \sum_{j=1}^{NS} h_j(T_{s4}) \cdot X_{j4} + \frac{1}{2} U_4^2 \quad (9)$$

ただし、ここでNSは化学種の総数で、 $h_j(T_s)$ 、 $X_j$ はそれぞれ温度 $T_s$ における化学種jのエンタルピ、およびモル分率である。

e) 膨張過程:  $x_3 \rightarrow x_4$ 

燃焼時、燃焼器から下流は、平衡あるいは反応流計算をすれば、膨張部で発生する推力が計算できる。発生推力は、反応気流量について、 $x_3$ から $x_4$ までの衝撃関数 $F=P_s(1+\gamma M^2)A$ の差により求まる。本解析では特に断りのない場合、化学平衡を仮定して推力を求めた。有限反応速度計算による反応遅れ、凍結損失の見積りについては第5.2.4節(d)で議論する。

燃焼なしの場合は、 $M_3=M_4$ 、 $P_{s3}=P_{s4}$ 、および $T_{s3}=T_{s4}$ として、流入空気を膨張させる。このとき膨張過程による発生推力は、流入空気流量に対する $x_3$ から $x_4$ までの衝撃関数の差により求まる。プリ・コンパクションショックの発生やエンジン不始動を考へない場合、超音速流なので燃焼器より上流の流れ場は、燃焼の有無により変わらない。また燃焼器内は一定断面積なので、推力は発生しない。従って、

燃焼による推力増分は、膨張過程による「燃焼流の発生推力」と「空気流の発生推力」との差で議論できる。

外部ノズルを装着すれば、反応流はエンジン出口から、さらに膨張し推力を発生する。このとき外部ノズルを付けた分、濡れ面積も増す。この外部ノズルの濡れ面で生じる摩擦損失は5%程度である<sup>24</sup>。スクラムジェットでは、外部ノズルとして機体底面を利用する。よって、外部ノズルの摩擦抗力は機体抗力に含まれるとし、本解析には考慮しない。

外部ノズルをつけると、燃焼なしの場合は膨張に伴い静圧が急速に低下し、外部環境圧以下となる。従って、空気流に対しては外部ノズルをつけた場合でも、エンジン出口までに発生する推力とした。よって、本計算の外部ノズルによる発生推力には、空気流過膨張によるベース抗力含まれていない。つまり、この推力は外部ノズルによる最良性能に相当する。

なお本解析では、ステップやストラットの切り落としなどのベース面は、なだらかな傾斜とする。このベース面の一次元的取り扱いに伴う推力損失については、第5.2.4節(b)にて述べる。

## f) 正味推力の算出

正味推力は、一般的に燃焼時のエンジン入口から出口まで衝撃関数の差として計算できる。特に超音速流の場合には、エンジン不始動が起きない範囲では、燃焼の有無により燃焼器上流で発生する抗力は変化しないので、燃焼推力増分から内部抗力を引くことで正味推力を求めた。

## 5.2.3 燃焼推力性能

## a) 燃焼推力増分

RJTFにおけるM8条件の場合、入口マッハ数 $M_1$ は6.7、入口静圧 $P_{s1}$ 、静温 $T_{s1}$ はそれぞれ1.60kPa、311Kである。捕獲率 $\eta_c^{25}$ 、設備ノズル境界層排除厚さ $\delta_1^{26}$ はそれぞれ表4.2.2、および表3.3.1から $\eta_c=0.74$ 、 $\delta_1=32.8\text{mm}(h_1=0.13)$ とした。これらの値から、燃焼器に供給される空気流量は1.29kg/sと決まる。これに当量比 $\Phi=1$ の $\text{H}_2$ を加えると流量は1.33kg/sとなる。

供試エンジンの場合、抗力測定値より、総圧回復率は $\eta_{re}=0.22$ となる。これを用いて燃焼器入口の状態を求めると、 $M_2=2.88$ 、 $P_{s2}=39.9\text{kPa}$ となる。その後 $\Phi=1$ の燃料を供給すると、 $M_3=2.41$ 、 $P_{s3}=54.0\text{kPa}$ の未燃混合気となる。

これらの燃焼器におけるデータを用いて、燃焼器、およびエンジン拡大部で平衡流計算を行い、流速、静圧、マッハ数等の諸量を求めた。その結果を図5.2.6に示す。図は拡大部で発生する推力 $F$ と静圧変化 $P_s$ の例である。左軸は燃焼器から拡大流路で膨張する間に発生する推力 $F$ 、右軸はそのときの静圧変化 $P_s$ である。横軸はノズル開口比 $\epsilon$ で、供試エンジンの場合、開口比1がノズル出口である。図には空気流(破線)、および $\Phi=1.0$ (実線)の場合の結果を示してある。また併せて高度35km相当の外部環境圧(0.58kPa)も示した。

空気流の場合、 $P_{s3}=P_{s2}=39.9\text{kPa}$ の流れは、出口で $P_{s4}=1.92\text{kPa}$ まで膨張し、そこまでに推力 $F=330\text{N}$ を発生する。また、非燃焼気流の場合、外部環境圧が0.58kPaであれば、開口比2.4までの外部ノズルが装着できる。このとき発生する推力は $F=400\text{N}$ となる。

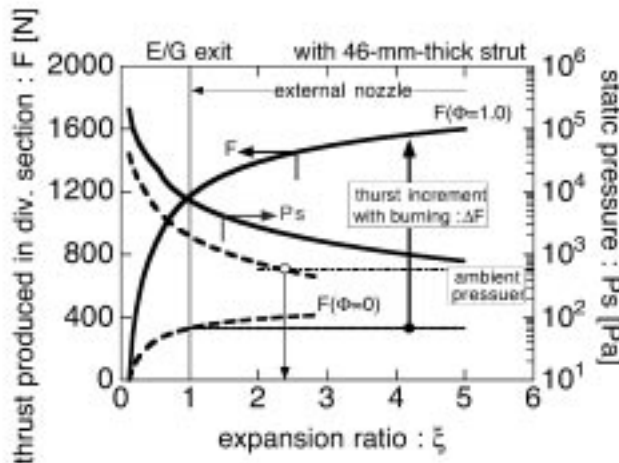


Fig.5.2.6 Thrust produced in diverging section and static pressure along the diverging section.

そこに当量比 $\Phi=1.0$ の水素を噴射すると、燃焼により圧力は210kPaまで上昇する。このとき燃焼器出口マッハ数 $M$ は1.0に低下する。この燃焼流は、エンジン出口で $P_s=6.9\text{kPa}$ まで膨張し、推力 $F=1210\text{N}$ を発生する。空気流との推力の差 $\Delta F=880\text{N}(=1210-330)$ が、 $\Phi=1.0$ における燃焼による推力増分である。 $\Phi=1.0$ の場合に開口比5の外部ノズルを装着すると、出口静圧は0.82kPaまで低下する。よって $\Phi=1.0$ では、開口比5の外部ノズルが装着でき、 $\Delta F=1310\text{N}$ の推力増分を得ることが出来る。

b) 燃焼推力性能の限界と推力増加の内訳

b-1) 集中燃焼における限界推力 次に得られた燃焼推力増分を用いて、外部ノズルなしのエンジンの限界燃焼推力性能について検討する。図5.2.7に各当量比における燃焼推力増分を示す。図には燃焼位置が、マッハ数の最も低下するスロート部( $\epsilon=8.33$ )*(実線)*、およびそのスロートから下流に移った場合の推力について示してある。燃焼位置が下流に移動することは、発熱位置の収縮比 $\epsilon_c$ が小さくなることに対応する。ステップを越えた燃焼器平行部では $\epsilon_c=5.00$ *(破線)*で、拡大部の $x=0.25\text{m}$ の位置では $\epsilon_c=2.56$ *(一点鎖線)*となる。

実線で示されるスロートでの集中燃焼では、当量比 $\Phi=1.0$ まで燃焼が可能で、推力増分は当量比に比例して単調に増加する。この位置での最大燃焼推力は、チョーク限界( $\Phi=1.0$ )のときの $\Delta F=880\text{N}$ となる。燃焼位置を徐々に燃焼器下流に移動し、収縮比 $\epsilon_c$ を5.00、2.56と小さくするにつれて、 $\Phi=1.0$ における推力増分は710N、470Nと低下している。従って、燃焼推力性能は発熱位置に強く依存していることが分かる。

これには二つの原因がある。一つは燃焼位置が下流に移るとともに、燃焼膨張流の受圧面が減少してしまうことに起因する推力低下である。もう一つは、収縮比 $\epsilon_c$ が減少することで、燃焼位置でのマッハ数が大きくなり、レイリー損失が大きくなることに起因する推力低下である。実際のエンジン燃焼試験においても、火炎が燃焼器の下流に吹き飛ばされた状態(現象論的には「弱燃焼」と呼ばれている)において、推力の減少が確認されている<sup>32)</sup>。

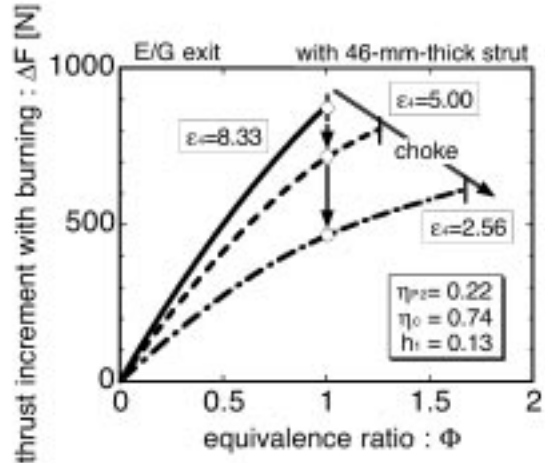


Fig.5.2.7 Relationship between thrust increment by concentrated heat release and equivalence ratio.

推力低下の一方で、燃焼位置が $\epsilon_c=8.33$ から2.56と下流に移るに従い、図のようにチョークが当量比 $\Phi=1.0$ から $\Phi=1.7$ と大幅に遅れていることが分かる。このチョーク時の燃焼推力増分は、それぞれ $\Delta F=880\text{N}$ 、および $610\text{N}$ である。燃料投入量は増加しているにもかかわらず、燃焼推力性能が改善しないのは、上述の二つの原因による性能低下、特に受圧面の減少による推力低下<sup>32)</sup>が、燃料付加の影響を上回るためである。従って、集中燃焼では燃焼位置を下流に移行しても、燃焼推力性能は改善しない。

しかしながら、この結果は燃焼域が下流に広がった分布燃焼により、エンジン作動が広がる可能性を示唆している。そこで次ぎに分布型の燃焼まで含めた推力性能について検討する。

b-2) 分布燃焼によるチョークの遅れ これまでの解析では、燃焼器で噴射された燃料は完全混合し、スロートで集中的に燃焼すると仮定してきた。しかし実際には、発熱が流れ方向に分布する場合(以後分布燃焼と呼ぶ)がある。分布燃焼を行うと、例えば集中燃焼時に当量比1以下でチョークする場合には、スロートでの発熱に加えて、拡大部でも発熱ができるため、その分推力が増加する。また集中燃焼時に当量比1以上でチョークしている場合でも、燃料付加の影響により、推力増加が見込める。そこで分布燃焼による推力性能を見積る。

この場合、最高性能は以下のように見積ることが出来る。チョークを遅らせるには、レイリー損失が最小になるよう加熱する必要がある。また発生推力を増加するには受圧面を大きくする必要がある。そこで、分布燃焼は以下のように起こると仮定した。まず加えた燃料のうち、熱閉塞直前までは、スロート部で集中的に燃焼する。その後、スロートでは燃やせなかった残りの燃料が、下流で断面積変化に合わせて $M=1$ を保ちながら発熱するとした。従って、ここで得られた理論推力と実験値を比較することにより、混合遅れによる推力性能の低下を定量化できる<sup>33)</sup>。これについ

<sup>32)</sup> レイリー損失がほとんど性能に影響しないことは、後述第5.2.5節(c)にて述べる。

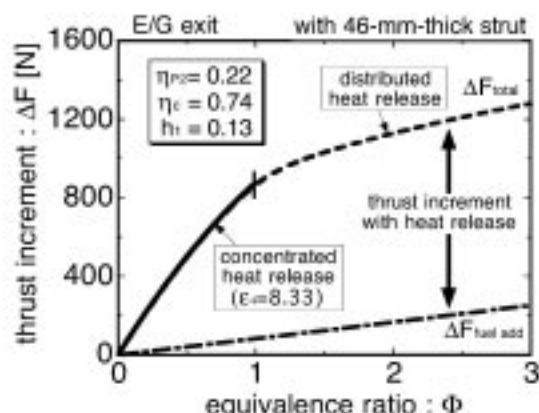


Fig.5.2.8 Contribution of heat release and mass addition in thrust increment with distributed heat release.

て詳しくは次節を参照されたい。

図5.2.8にその計算結果を示す。横軸は当量比 $\Phi$ で、縦軸が燃焼による推力増分 $\Delta F$ である。集中燃焼(実線)はスロート( $\epsilon=8.33$ )で起こるとし、下流まで燃焼領域が広がった分布燃焼の結果は破線で示してある。また、図には燃料付加による推力増分(一点鎖線)も併せて示した。この一点鎖線について、詳しくは後述する。この図より破線で示される分布燃焼の場合、実線で示される集中燃焼のみの場合よりも、燃料がより多く投入でき、推力性能が向上していることが分かる。例えば、 $\Phi=3.0$ のとき得られる推力増分は $\Delta F=1280\text{N}$ で、集中燃焼の1.5倍ほど推力が増加している。

この分布燃焼では、最大推力は燃料を投入した時点(発熱なし)でチョークするとき生じる。供試エンジンの場合、 $\Phi=5.7$ で燃料付加によりチョークした。また、発生推力はこの限界当量比まで増加し続けた。ただし図の破線で示されるように、推力増分の曲線傾きは、それまで集中燃焼よりも小さくなり折れ曲がっている。これは燃料付加の効果によるものである。次にこの燃料付加の影響について詳しく述べる。

**b-3) 燃料付加が推力性能に及ぼす影響** 燃焼による推力増加には、発熱によるものの他に、単に燃料を付加することで生じる推力増分がある。燃料付加が流れに及ぼす影響は三つで、質量付加、総温変化、平均分子量の変化である。質量付加は推力を増加させる。総温は燃料総温を300Kとしたので低下し、結果として推力は減少する。分子量の変化は、燃料を水素としたので、燃料を付加するほど、推力は増加する。

この燃料付加による推力は、燃料を付加した状態の非燃焼推力から、気流時の推力を引くことで見積ることができる。このようにして得られた燃料付加による推力増分を、図5.2.8の一点鎖線で示す。

推力「ゼロ」から一点鎖線までが燃料付加による推力増分である。一点鎖線から実線、および破線までが発熱による推力増分である。当量比 $\Phi=1$ のとき、全推力に対する燃料付加の割合は10%程度である。燃料過濃域の $\Phi=3.0$ になると20%まで増加し、燃料付加による推力増加の割合が大きくなる。また $\Phi=1$ 以上では、破線で示される分布燃焼の推力が、ほぼ一点鎖線と平行して増加していることが

分かる。従って、分布燃焼の特に燃料過濃域では、燃料付加による推力への寄与が大きい。

#### 5.2.4 1次元解析には含まれない損失

これまでの解析には、実際のエンジン試験では生じるはずの、壁面冷却による損失やエンジン内部の非一様性による損失は含まれていない。また拡大部で発生する推力の算出においては摩擦を考慮していない。従って、本解析値を基準として、実験推力と比較するには、これらの損失を調べておく必要がある。

##### a) エンジン壁面の冷却による損失

本解析では簡単のために、エンジン壁面は断熱としているが、実際のエンジンでは冷却に伴い燃焼温度が低下し推力が減少する。エンジン内面における熱損失を計算すると、当量比1の場合、M8条件で燃焼ガスの総温は約100K低下する。このエンジン冷却に伴う推力の低下はおよそ50Nである。

##### b) 非一様損失

実際のエンジン試験では流れは複雑な三次元構造をしている。三次元の流れを二次元として扱う場合、それに伴う拡散損失が生じる。また、特に超音速流では、マッハ数に依存した影響領域があるため、気流内で生じた圧力変化を壁面が感知せず、一次元値と推力が異なる場合がある。この超音速流に特有な損失も含め、ここでは「非一様損失」と呼ぶ。この非一様損失分だけ、一次元値は実験に比べて高い性能を示す。

燃焼なしの場合、この非一様損失は、実験から最大60Nと見積もられた<sup>13)</sup>。一方、燃焼時は、燃焼なしに比べて非一様損失が減少し、推力は一次元値に近づく。これは燃焼により流路マッハ数が低下し、エンジン拡大部で生じる波が立ってくるためである。従って、本解析では燃焼推力増分を、気流時の非一様損失分の60Nほど、実験値より低く見積る可能性がある。

##### c) 摩擦損失

上述の第5.2.2節(e)では、推力増分を「燃焼時に反応流が拡大部で発生する推力」-「燃料を供給する前の気流が拡大部で発生する推力」とし、拡大部における摩擦損失は考慮していない。燃焼の前後で拡大部壁面の摩擦損失が大きく変化しなければ、摩擦による推力低下は非燃焼、燃焼時でキャンセルするため、性能計算の結果は変わらない。

燃焼により摩擦抗力が変化する要因としては、以下の2つがある。一つめは、燃焼の前後で気流の動圧が変化することによるもの、二つめは摩擦抗力係数が変化することによるものである。ダクト摩擦係数 $C_f$ はレイノルズ数 $Re$ とマッハ数 $M$ の関数で、次式<sup>14)</sup>を用いて計算できる<sup>15)</sup>。

$$C_f = \frac{0.040 \cdot Re_{0.2}^{-1.5}}{\left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2\right)^2} \quad (10)$$

<sup>13)</sup> ここでは、式(9)のダクト摩擦係数の式を用いて計算したが、摩擦係数の式の依存性を調べるために、この他にvan Driestの式や平板摩擦の式を用いた解析も行った。その結果すべてほぼ同様の結果となることを確認している。

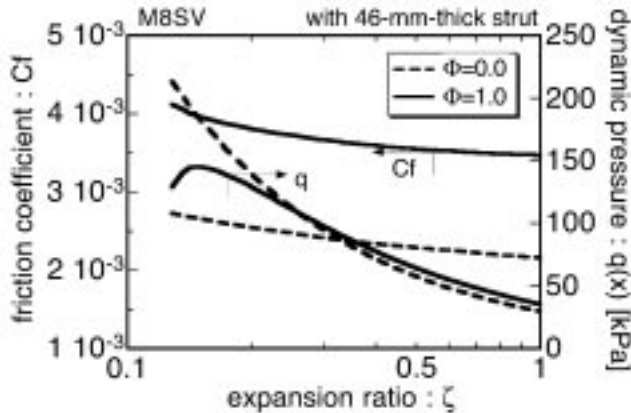


Fig.5.2.9 Effects of burning on friction coefficient and dynamic pressure.

ここで $\alpha=0$ の場合は非圧縮性流れ、 $\alpha=1.0$ の場合は圧縮性流れに対するSchlichtingの実験式である<sup>34)</sup>。 $\alpha=0.467$ の場合は、Frankl-Volshelの実験式である<sup>35)</sup>。本稿では後者のFrankl-Volshelの実験式を用いた。

この式を用いた摩擦損失を含む解析を行った結果を図5.2.9に示す。図はエンジン拡大部における動圧と摩擦係数の、燃焼( $\Phi=1.0$ )による変化の例である。横軸は開口比 $\xi$ で、 $\xi=0.12$ が燃焼器入口、 $\xi=1.0$ がエンジン出口である。左軸は摩擦係数 $C_f$ (実線)で、右軸が動圧 $q$ (破線)である。破線で示される空気流の場合、燃焼器において動圧 $q=210\text{kPa}$ で、エンジン出口に向かって低下し、エンジン出口で $35\text{kPa}$ となる。このとき摩擦係数は流路全域でほぼ $C_f=2.4 \times 10^{-3}$ である。

そこに当量比 $\Phi=1.0$ の燃料を加え燃焼すると、実線で示されるように、燃焼器において、動圧は空気流のおよそ半分の $130\text{kPa}$ まで低下する。しかしながら、エンジン出口に向かって膨張すると、開口比 $\xi=0.3$ より下流では、動圧は空気流よりも高くなるのが分かる。また燃焼時は、空気流より摩擦係数が約1.6倍の $C_f=4.0 \times 10^{-3}$ に増加する。これはBilligの実験結果と一致する<sup>36)</sup>。

このようにして得られた動圧と摩擦係数を用いて、摩擦抗力の変化による推力低下を求め、燃焼による摩擦抗力の変化として図5.2.10にまとめた。横軸は摩擦損失を含んだ推力増分で、縦軸は圧力積分により得られた推力増分(つまり、摩擦損失を含まない推力)である。

仮に、摩擦抗力が燃焼により変化して増大すれば、摩擦損失を含む推力は圧力積分値より小さくなるため、破線の $45^\circ$ の傾きよりも大きくなる。逆に摩擦抗力が減少すれば、 $45^\circ$ の傾きよりも小さくなる。本解析では燃焼により摩擦抗力が増加し $45^\circ$ の傾きよりも大きくなると予測している<sup>37)</sup>。

しかしながら、その値は小さく、M8条件・46tストラット付きエンジン、 $\Phi=1.0$ では摩擦抗力の変化による推力低下は $60\text{N}$ 程度、またM4条件・ストラットなしエンジン、 $\Phi=1.0$ では摩擦抗力の変化による推力低下は $30\text{N}$ 程度である。摩擦係数が1.5倍程度上昇するにも関わらず、このよう

<sup>34)</sup> ここではM8条件のみについて示したが、M4条件でも同様の傾向となる。

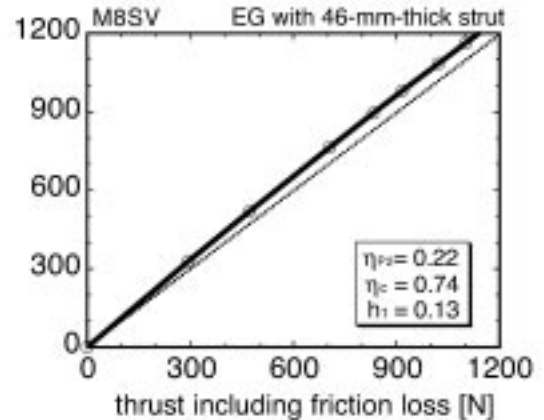


Fig.5.2.10 Correlation between the thrust including friction and thrust calculated by the pressure integration.

に摩擦抗力の変化による推力低下が小さくなるのは、図5.2.9で示したように、スロート部において燃焼による動圧の減少が大きいためである。

d) 反応遅れ・凍結損失が推力性能に及ぼす影響

これまでの解析では、燃焼器、および拡大部において、化学平衡を仮定して推力を求めていた。しかし、飛行マッハ数8以上の高マッハ数域では燃焼器の圧力が $20\text{--}50\text{kPa}$ と低くなるため、有限反応速度の影響が無視できなくなる。特に外部ノズル膨張面では、燃料の混合が十分進んでいるため、より反応律速に近づく。従って、エンジンの燃焼を一次元で扱う場合にも、有限反応速度を考慮した性能解析が必要となる。

有限反応速度計算は、一次元反応流コード：LSSENS<sup>38)</sup>を用いて行った。図5.2.11に当量比 $\Phi=1.0$ における平衡、有限反応速度、および凍結計算における反応効率をまとめた。横軸は開口比 $\xi$ で対数表示してある。縦軸は反応効率 $\eta_{H_2}$ で、それぞれ平衡流が一点鎖線、反応流が実線、凍結流が破線である。ここでの反応効率は、反応すべき $H_2$ に対する反応し $H_2O$ に変化した $H_2$ の割合である。従って $\Phi=1.0$ 以下では、 $\eta_{H_2}=1.0$ ですべての $H_2$ が反応して、 $H_2O$ に変わる。

平衡を仮定した場合、燃焼器出口における反応効率は、

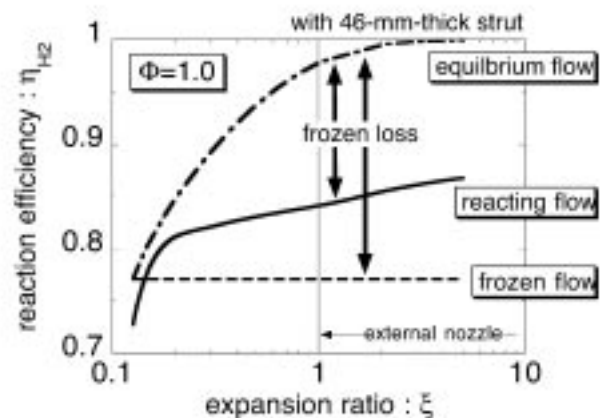


Fig.5.2.11 Frozen loss with finite reaction rates in diverging section.

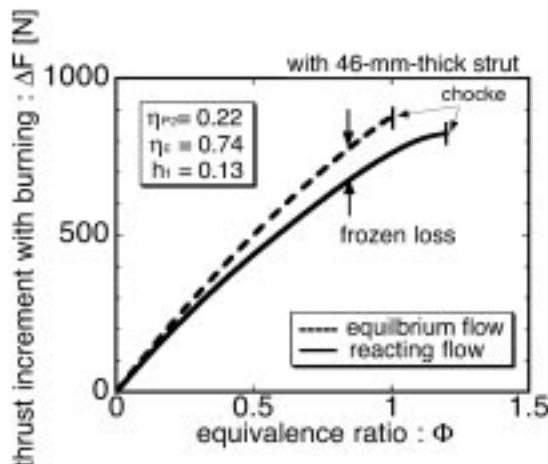


Fig.5.2.12 Effects of frozen loss on thrust increment with burning.

$\Phi=1.0$ で完全混合を仮定しているにも関わらず、 $\eta_{rc}=0.77$ と低い。これは、燃焼温度が $T_{s_1}=2780\text{K}$ と高く、 $\text{H}_2$ や $\text{H}_2\text{O}$ が解離しているためである。この反応流が膨張すると、急速に静温が低下しラジカルが減少して、反応効率が $\eta_{rc}=0.98$ と高くなる。さらに外部ノズルで膨張すると、 $\xi_2=2.0$ 以上では反応効率はほぼ $\eta_{rc}=1.0$ となる。

一方、燃焼容積を燃焼器平行部の容積( $\text{Volume}=1.60 \times 10^{-3}\text{m}^3$ )と仮定した、超攪拌燃焼による有限反応速度計算では、燃焼器出口で $\eta_{rc}=0.73$ (このとき $T_{s_1}=2690\text{K}$ とおよそ $100\text{K}$ 低い)で平衡値より $0.04$ ほど低い。これは反応遅れによるものである<sup>35</sup>。

この有限反応速度計算の場合、平衡流と同様に膨張するにつれて反応効率は高くなる。供試エンジンの場合、開口比 $\xi_2=0.2$ 付近までは平衡値についていき、その後平衡値との差が顕著となっている。しかし、スクラムジェットでは、Brayら<sup>36</sup>がロケットノズル流のモデルとして提唱した、完全凍結状態とはならず、その後も反応効率は緩やかに上昇している。ただし、上昇しても反応効率は開口比 $5.0$ の外部ノズル出口において、 $\eta_{rc}=0.87$ と平衡流より $0.13$ 程小さい。この平衡流との差の $13\%$ が凍結損失である。

次に凍結損失が推力に及ぼす影響を図5.2.12に示す。横軸は当量比 $\Phi$ で、縦軸が推力増分 $\Delta F$ である。破線が平衡計算の結果で、実線が有限反応速度計算の結果である。ここでは分布燃焼は考えていない。実線と破線の間が凍結による推力損失である。この凍結による推力損失は凍結量に比例してエンジン出口では $120\text{N}$ である。また、有限反応速度計算では、反応の凍結によりチョークが平衡計算の $\Phi=1.0$ から $\Phi=1.2$ に遅れていることが分かる。このように、有限の反応速度を考えると、凍結量に比例した推力低下と、反応凍結に起因したチョークの遅れが生じる。

## 5.2.5 正味推力性能

### a) エンジン内部抗力と正味推力

供試エンジンでは、エンジン内部抗力は $D_{in}=660\text{N}$ である<sup>37</sup>。よって、実際に推力として機体を押すために使える正味推力を議論するには、燃焼による推力増分から、この内<sup>38</sup>ただし、これはLSSENS計算を行うときに指定する超攪拌燃焼器の燃焼容積に依存する。この容積を無限大とすれば、燃焼器での反応遅れはなくなる。

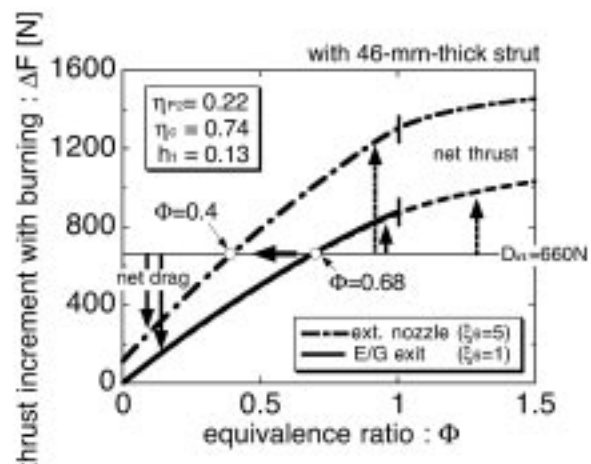


Fig.5.2.13 Net thrust and thrust augmentation by an external nozzle.

部抗力を引かなくてはならない。

図5.2.13に燃焼による推力増分と内部抗力を比較し、各当量比における正味推力をまとめた。実線、および破線は、外部ノズルなしのエンジンがそれぞれ集中燃焼、分布燃焼したときの推力増分である。また図には外部ノズルの寄与を議論するために、開口比 $5$ の外部ノズルを装着した場合の推力(一点鎖線)も併せて示した。推力増分 $\Delta F$ から内部抗力 $D_{in}$ を引いた差(図中の $\uparrow$ )が、正味推力に相当する。供試エンジンの場合、ストラットが厚く内部抗力が大きい。そのため、当量比 $\Phi=0.68$ 以上の燃料を噴射しないと正味推力が発生できない。

集中燃焼の場合、すぐにチョークを起こすため、発生できる正味推力は最大でも $220\text{N}$ ( $\Phi=1.0$ )である。一方分布燃焼を行えば、図の破線で示されるように、チョークが遅れて推力が増加する。分布燃焼では内部抗力の増加なしに推力性能が改善できるため、エンジン作動域が広がった分がそのまま正味推力の増加に直結する。例えば、当量比 $\Phi=3.0$ では正味推力は $620\text{N}$ 発生する。これは集中燃焼の最大正味推力の $2.8$ 倍である。この分布燃焼を実現する最も有効な手段として、燃料を燃焼器下流でも噴く多段噴射<sup>39</sup>が有望視されている。

### b) 外部ノズルによる正味推力の向上

次に、外部ノズルが正味推力に及ぼす影響について検討する。供試エンジンに開口比 $5$ の外部ノズルをつけると、図5.2.12からも分かるように、当量比 $\Phi=0.40$ 以上で正味推力が発生できる。従って外部ノズルにより、より少ない燃料で正味推力が発生できることが分かる。

また、外部ノズルをつけると、発生できる最大正味推力も大きくなる。例えば、当量比 $\Phi=1.0$ の燃料を噴射すると、 $650\text{N}$ の正味推力が発生できる。ここでノズルの非一様損失分を推力の $10\%$ として<sup>40</sup>、その損失分を差し引いても、正味推力は $590\text{N}$ である。この値は外部ノズルなしの場合の $2.7$ 倍にあたる。このように、外部ノズルを装着すると、容易に正味推力が発生することが可能で、得られる推力も大きくなる。これは外部ノズルの装着に伴う損失は壁面摩擦損失のみで、推力改善のほとんどが正味推力に直結するためである。

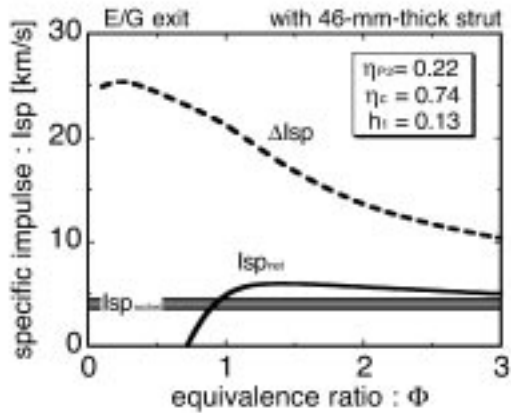


Fig.5.2.14 Dependence of fuel specific impulse on equivalence ratio.

c) 比推力

推力性能の重要な指標として、発生推力以外にも、燃費の指標となる比推力がある。そこで次に各当量比における燃焼推力増分、および正味推力を、燃料流量当たりの比推力Ispとして図5.2.14にまとめた。破線が燃焼による比推力増分ΔIsp、実線が正味の比推力Isp<sub>net</sub>である。また図には併せてLH<sub>2</sub>/LO<sub>2</sub>ロケットの比推力(Isp<sub>rocket</sub>=3.6~4.5km/s)も示してある。

破線で示される比推力増分ΔIspの場合、ΔIsp=25km/sから当量比を増加していくと、Φ=0.3以降急激に減少し、Φ=3.0では10km/sとなる。比推力増分では、燃料過濃領域での比推力の低下が顕著である。

一方、実線で示される正味の比推力では、当量比Φ=0.7までは比推力が負となっている。これは供試エンジンの場合、46mmと厚いストラットを装着しているため、エンジン内部抗力が大きいためである。正味の比推力は当量比1.2で最大Isp<sub>net</sub>=6.0km/sとなり、その後ならかに低下していく。Φ=3.0では5.0km/sとなる。従って、供試エンジンの場合、燃料投入量の増加に伴う比推力の低下はほとんど見られない。

しかしながら、得られた正味の比推力は小さく、ロケットの1.5倍程度である。従って、今後は燃焼推力性能を下げずに、エンジン内部抗力を減少し、比推力を増加していく必要がある。

d) 総圧回復率が正味推力に及ぼす影響

最後にインレット総圧回復率η<sub>p2</sub>が正味推力に及ぼす影響を調べる。正味推力は「燃焼推力増分」-「エンジン内部抗力」により求まる。従って、総圧回復率が燃焼推力増分に及ぼす影響と、抗力に及ぼす影響を同時に調べなければならない。

図5.2.15に燃焼器入口までの総圧回復率を変化させた場合の推力、および内部抗力の変化を示す。それぞれ一点鎖線が総圧回復率η<sub>p2</sub>=0.6、実線がη<sub>p2</sub>=0.22、破線がη<sub>p2</sub>=0.15の結果である。推力増加の曲線は、総圧回復率η<sub>p2</sub>を0.6から0.15まで変化させても、ほとんど変化しなかった。例えば、総圧回復率η<sub>p2</sub>を0.6から0.15に変化し、燃焼によるレイリー損失を小さくしても、当量比Φ=1.0では推力は860Nから30Nしか増加しなかった。そこで図には代表として、

η<sub>p2</sub>=0.22の曲線のみを載せている。このように燃焼推力増分が総圧損失の弱い関数であることは、燃焼器入口までの総圧回復率の見積り精度がそれほど高くなくても、燃焼による推力増加は見積もることが出来ることを示唆している。

しかしながら、最大推力に関しては、投入できる燃料の限界が総圧回復率η<sub>p2</sub>により大きく変化するため、総圧回復率η<sub>p2</sub>の見積りが重要となる。例えば、集中燃焼では、図のようにη<sub>p2</sub>=0.15のとき、当量比Φ=0.7でチョークするのに対して、η<sub>p2</sub>=0.6ではΦ=1.5まで燃料が投入できる。そのため最大推力は700Nから1000Nに増加する。また分布燃焼でも同様に総圧回復率η<sub>p2</sub>が大きい方がチョークが遅れ、その分最大推力が大きくなる。従って、燃焼器入口でのマッハ数が高く、レイリー損失が多少大きくなっても、インレットの総圧損失を小さくし、燃料をより多く投入できるインレット形状の方がよい。

内部抗力は、インレット総圧回復率をη<sub>p2</sub>=0.15から0.6まで変化させると、1040Nから260Nまで減少する。従って、図のように総圧回復率η<sub>p2</sub>の見積りにより、正味推力が発生できる最小の当量比が変化する。例えば、η<sub>p2</sub>=0.15ではΦ=1.5以上でなければ正味推力が発生できない。従って、集中燃焼では正味推力が発生できない。一方、η<sub>p2</sub>=0.6の場合、Φ=0.25でも正味推力が発生でき、集中燃焼でも正味推力は大きくなる。

次に、飛行条件・エンジン形態を変えた場合の総圧回復率の影響を調べるために、M4条件・ストラットなしエンジンについて計算を行った。図5.2.16がその結果で、それぞれ一点鎖線が総圧回復率η<sub>p2</sub>=0.4、実線がη<sub>p2</sub>=0.6、破線がη<sub>p2</sub>=1.0の推力増分である。図より当量比がΦ<0.4と比較的小さい場合、総圧回復率をη<sub>p2</sub>=0.4から1.0まで増加しても、推力増分の傾きは変わらず、一定であることが分かる。

その後さらに燃料を増加していくと、η<sub>p2</sub>=0.4ではΦ=0.5付近から推力増加の傾きが小さくなっている。一方η<sub>p2</sub>=1.0ではΦ=0.8まで推力が増加し続ける。これは総圧回復率η<sub>p2</sub>が小さい場合、燃焼器入口でのマッハ数が小さく、すぐにエンジン内で全ての燃料が消費しきれなくなるためである。従って、M4条件・ストラットなしエンジンの場合も、燃焼推力増分は総圧損失の弱い関数であり、総圧回復率η<sub>p2</sub>

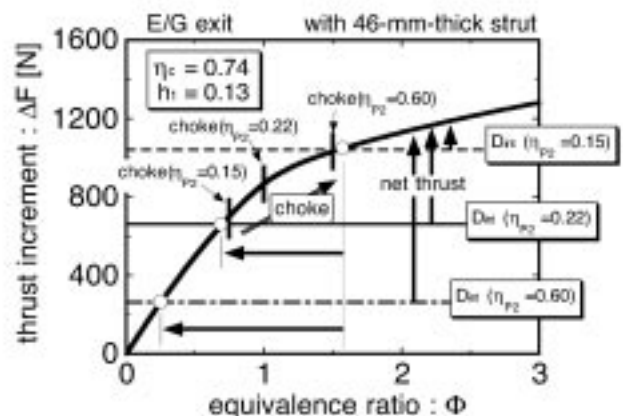


Fig.5.2.15 Effects of total pressure recovery factor in compression process on the net thrust performance under Mach 8 flight condition.

が強く影響を及ぼすのはチョーク限界の当量比、つまりエンジン最大推力であることが分かる。従って、総圧回復率が推力性能に及ぼす影響は、飛行条件・エンジン形態に依存しないことが分かった。

今回新しく考案した正味推力の見積り方法では、エンジン内部抗力から、燃焼器入口までの総圧回復率を見積る。この力計測を用いた総圧損失の見積り方法は、ピトー管により直接流路断面の総圧を測定する方法より容易である。またこの解析方法なら、内部抗力を高い精度で測定(見積もることが)できれば、インレットの総圧回復率の見積り(測定)精度が悪くても、正確に正味推力を見積ることが出来ることが分かった。ただし、推力の最大値を求めるときは、総圧回復率の見積り精度に注意する必要がある。

### 5.2.6 まとめ

内部抗力測定値から見積った総圧回復率を用いて、M8飛行条件における、形状収縮比8.33のエンジンの燃焼推力増分、および正味推力を解析的に見積もった。その結果を以下にまとめる。

- 1) スロートでの集中燃焼のみでは、当量比1.0でチョークとなり、燃焼による推力増分は最大でも880Nである。燃焼域を下流まで広げた分布燃焼では、当量比5.7までエンジン作動域が広がり、推力は集中燃焼時のおよそ1.5倍増加する。
- 2) 燃焼による推力増分から内部抗力を差し引いて、正味推力を求めた。外部ノズルなしのエンジンでは、当量比0.68以上で正味推力が得られ、当量比1で正味推力220Nを発生する。
- 3) 分布燃焼では、正味推力は集中燃焼時のおよそ3倍増加する。従って、正味推力を増やすには、内部抗力を増やさず、エンジン作動域を広げることで推力性能を改善できる分布燃焼が有効である。
- 4) 開口比5の外部ノズルをつけると、容易に正味推力が発生できるようになる。また、得られる正味推力も大きくなり、当量比1で650Nの正味推力を発生する。
- 5) 燃焼器入口までの総圧回復率は、最大推力、および内部抗力に大きく影響する。従って正味推力の見積り、特にその上限値を求める場合には、エンジン抗力と整合性の取れた総圧回復率の高い見積り精度が必要である。

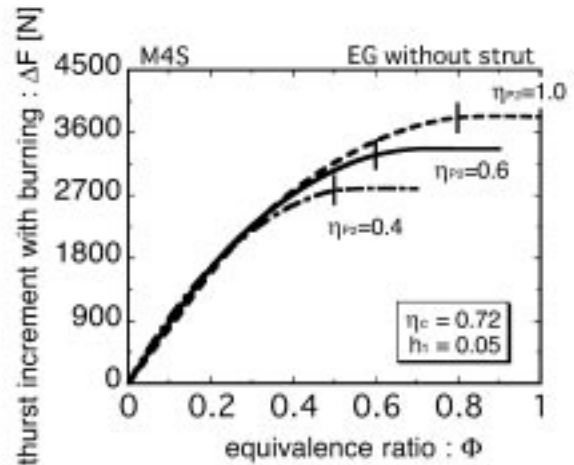


Fig.5.2.16 Effects of total pressure recovery factor in compression process on the net thrust performance under Mach 4 flight condition.

5.3 RJTF試験における性能達成度

記号

- $A_1$  エンジン入り口断面積 (幅0.2m×高さ0.25m)
- $cf$  壁面摩擦係数
- $C_{int}$  エンジン内部抗力係数
- $D_{int}$  エンジン内部抗力 ( $=C_{int} \cdot q_1 \cdot A_1$ )
- $D_f$  内部摩擦抗力
- $D_{f_0}$  最小内部摩擦抗力(矩形ダクト内面)
- $D_p$  内部圧力抗力
- $\delta_1$  エンジンが吸い込む境界層の排除厚さ
- $F$  推力
- $F_{net}$  正味推力
- $I_{sp}$  燃料比推力
- $M$  マッハ数
- $q_1$  エンジン入り口での空気流の動圧
- $\eta_c$  総圧回復率
- $\eta_p$  空気捕獲率
- $\Delta F$  燃焼推力増分
- $\eta_{res}$  抗力性能達成度:  $= D_{f_0}/D_{int}$
- $\eta_{th}$  推力性能達成度:  $= \Delta F_{net}/\Delta F_s$
- $\eta_{net}$  正味性能達成度:  $= (\Delta F_{net} - D_{int})/(\Delta F_s - D_f)$
- $\epsilon$  エンジン収縮比
- $\Phi$  燃料当量比

添え字

- exp 測定値
- 0 基準値
- 1 エンジン入り口条件
- 2 燃焼器入り口条件

5.3.1 目的

これまでラムジェットエンジン試験設備(RJTF)を用い、水素を燃料とするエンジンを飛行マッハ数4、6及び8条件で試験して来た<sup>23,24)</sup>。今後その性能を改善するには、実験で得られた性能を理論性能と比較し、エンジン性能の達成度を定量化し、それにより改良点を明らかにしなければならない。ここでは、5.1節のエンジン空力性能と、5.2節で説明したエンジン燃焼性能予測の結果を利用して、RJTFで測定したスクラムジェット性能の達成度を数値化することを試みた。

第1にRJTFエンジン試験における推力台(FMS)と圧力積分による2つの推力測定法を紹介して相互の見積もり精度を議論する。次にスクラムジェットの最大推力を与える1次元解析により、各エンジンとマッハ数における基準推力性能を見積もる。そしてそれらを実験と比較することにより、各マッハ数における燃焼による推力増分に関する達成度(推力性能達成度)を示す。

推力増分と異なりエンジンが機体を押し出す正味推力は、その燃焼による推力増分からエンジンの内部抗力を差し引いて得られる。そこで小型風洞試験で測定したエンジン内部抗力を用いて、正味推力を見積もり、正味性能達成度を調べる。最後に、圧力抗力がなく、平板摩擦のみからなるエンジンダクトの抗力と、測定されたエンジン抗力を比較して、抗力性能達成度を検討する。そして正味性能を改善す

るためには、内部抗力の内、特に摩擦抗力を減らす必要があることを述べる。

5.3.2 エンジン試験と理論性能解析

**スクラムジェットエンジン** 水素を燃料とする2種類のエンジン(E1とE2)をRJTFで試験している(図5.3.1)。エンジンは、2枚の側板、上方のカウルと下方の天板からなる矩形エンジンで、ストラットを装着した時は側板圧縮型<sup>25)</sup>、ランプを装着した場合には側板/ランプ併用圧縮のエンジンである。エンジン流路は入り口とノズル出口が、幅0.2m、高さ0.25mで、全長はE1が2m、E2が2.2mである。E1と異なり、図5.3.1に示すE2エンジン<sup>26)</sup>では、燃焼器から下流部の後退角をなくし、内部流れの偏りを減らすように設計した。本稿のM8試験ではこのE2エンジンを、またM6とM4試験にはE1エンジンを使用している。

入り口の45度後退角を有するインレット側板は半頂角6度のくさびとなっており、空気を圧縮する。インレットと燃焼器の間には、燃焼による圧力上昇の上流への廻り(エンジン不始動)を抑制するための分離部(長さ100mmの短分離部と200mmの長分離部)を設けた。水素は、燃焼器の後ろ向きステップから流れに垂直、および平行に噴射され、保炎した。また保炎への影響を検討するために燃焼器上流にはエンジンの1/5から5/5高さのストラットや各種のランプを装着した。燃焼ガスは、拡大部とノズルで膨張し推力を発生する。

RJTF試験と推力測定

**エンジン試験** 表5.3.1に風洞条件とエンジン作動条件をまとめた。スクラムジェットエンジンは、機体前部で予圧縮された空気を吸い込むため、飛行マッハ数4.6,8はインレットマッハ数3.4、5.4、6.7に相当する。表中の $\delta_1$ (mm)はエンジンに吸い込まれる境界層排除厚さである。エンジン収縮比は、インレット入り口断面積と最も断面積が小さいスロート部での面積比で、M4時はストラット無し時、M6ではエンジンの1/5高さ、厚さ30mmの短ストラットを装着した時の値である。またM8条件では、46mm厚の5/5Hストラットと、最大高さ160mmのランプを付けた場合について表5.3.1に載せた。

小型風洞試験により測定した空気捕獲率より、エンジン空気流量 $Ma$ (kg/s)が決まる。表1のM8条件で、エンジンをノズルコア流側に移動し、境界層を排除した場合には、空気流量は1.29kg/sから1.48kg/sの増加している。他方M4

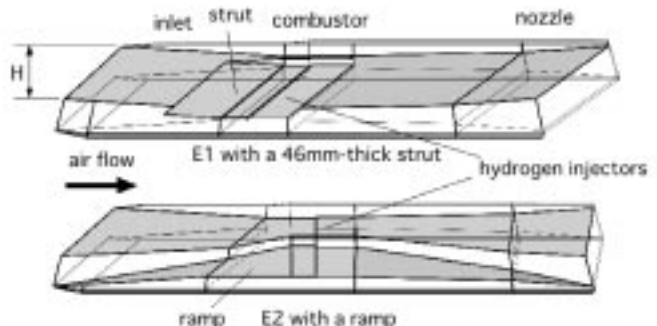


Fig. 5.3.1 H<sub>2</sub>-fueled scramjet engines with a strut and a ramp in the inlets. Engines are mounted upside down on a force balance.



Table 5.3.1 Test conditions and thrust, drag performances evaluated by engine tests.

	M	d1	$\epsilon$	$\eta_c$	M <sub>air</sub>	w/HZ	D <sub>int</sub>	D <sub>0</sub>	$\Phi$	$\Delta P_{FD}$	$\Delta P_{exp}$	F <sub>net</sub>	Isp)g	$\eta_{\Delta F}$	$\eta_{net}$	$\eta_{drag}$
M8(5/5H-strut)	6.7	32.8	8.33	0.74	1.29	41.6	660	90	0.42	429	316	-344	-	0.74	-	0.14
(5/5H-strut, w/oBL)	6.7	0	8.33	0.74	1.48	47.9	660	90	2.1	1325	1220	560	5.6	0.92	0.45	0.14
M8 (ramp)	6.7	32.8	7.94	0.8	1.39	44.9	295	90	1.20	1009	510	215	4.0	0.51	0.23	0.31
(ramp-w/o BL)	6.7	0	7.94	0.8	1.6	51.7	295	90	1.3	1200	760	465	6.9	0.63	0.42	0.31
M6(1/5H-strut)	5.3	13.7	3.13	0.88	5.80	169	570	270	0.53	2400	1520	950	10.6	0.63	0.45	0.47
M4 (w/o strut)	3.4	11.7	2.86	0.72	6.70	195	570	280	0.30	2250	1200	630	10.8	0.53	0.32	0.49
Bleed & Staged HZ	3.4	-	2.86	0.72	6.50	195	700	280	0.95	3660	2560	1860	10.0	0.70	0.55	0.40

条件での境界層抽気では、抽気分0.2kg/sだけインレット空気流量は減少する。インレット出口での総圧回復率 $\eta_c$ は小型風洞実験より見積もった。

**FMSによる推力測定** エンジンに掛かる抗力や燃焼による推力は、揚力方向に3個(22kN)、推力方向に1個(8.9kN)のロードセルによるFMSにより測定する。そのFMSには油圧による校正装置が内蔵されており、エンジンを搭載し計装配線や配管を施した状態で、力計測に必要な3分力マトリックスを逐次更新している。

エンジン試験では、燃料制御装置により段階的に燃料流量を変化(各燃料流量に対し、2秒以上保持)させ、推力性能を測定する。燃料を供給する前に気流中でのエンジンが受ける抗力(気流抗力)を調べる。燃料を階段状に増すと、それに伴い抗力は減少、燃焼により推力が発生する。気流抗力からの増分を「燃焼による推力増分、簡単に推力」と称する。この推力はエンジンの燃焼性能を表す指標である。

RJTFにおける推力測定は1実験パラメタに対して2秒から10秒以上を掛ける定常測定であり、そのS/N比は高い。そして実験前後にはFMSの0点戻りを確認し、エンジンとその周りの配管の熱ひずみによる荷重を分離している。また、マッハ数とレイノルズ数を合わせた小型風洞試験により、性能解析に必要な空気捕獲率や内部抗力の内訳、総圧回復率を調べ、エンジン試験計測を補完している。

**圧力積分による推力見積もり** FMSは力の直接測定であるが、エンジン内外部の荷重を分離できない。またRJTFのような自由噴流型風洞では、エンジン燃焼により試

験室圧が変動すると、外部流が変化し、FMS指示値に影響する。そのためRJTFでは、FMS測定と全く独立な圧力積分による推力も測定し、両者の比較から精度を検定している。

図5.3.2に46mm厚ストラット付きエンジンで測定された、燃焼前後の壁圧分布(風洞総圧で無次元化し、1000倍した値)の変化を等圧線分布で示す。図中の黒点は測定孔位置を示す。図5.3.2aは燃料噴射前の気流時壁圧分布である。側板インレット前縁で作られた衝撃波は、測定第3列と第4列の間に入射し、インレット出口の高圧部を形成している。一方カウル側ではスピル流が水平に曲げられることによるカウル衝撃波ができ、天板側に伝播している。燃焼器平行部から拡大部に入ると、膨張波により圧力が低下して行く。ノズル出口では8kPaまで圧力は低下している。

図5.3.2bは燃料101g/sの燃焼により1220Nの推力を発生している状態での壁圧分布である。インレットでは超音速流のため燃焼により壁圧分布は変化しないが、燃料噴射の直下流から壁圧は上昇し、内圧最高値は燃焼前の8.05から27.3と3倍以上に増加している。図5.3.2aと図5.3.2bを比較すると、燃焼によるエンジン中央部の側壁圧の上昇が分離部に遇っていること、そしてそれが天板側で顕著であることが分かる。拡大部入り口で燃焼流は、気流状態の2(20kPa)に比べて9(90kPa)と高い。また拡大部入り口の天板からノズルのカウル側への右下がりな等圧線の張り出しから、この燃焼状態でも衝撃波の伝播が見られる。このような燃焼による壁圧分布の変化から、ストラット端での消炎現象(detached flame)や、拡大部天板近傍での保炎領域の上流への遷りが調べられる。

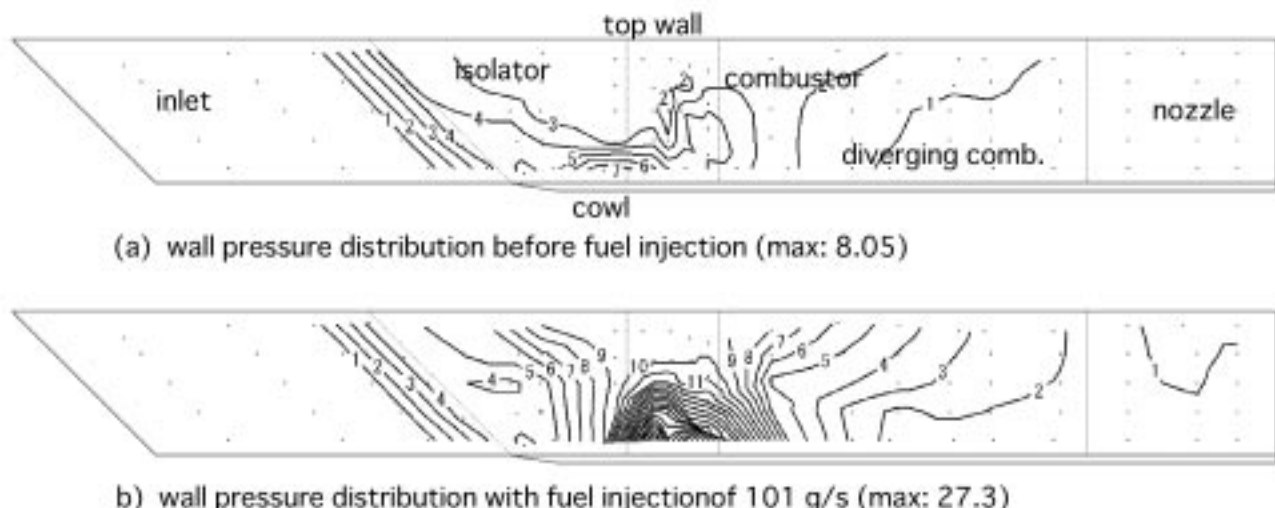


Fig. 5.3.2 Wall pressure distributions with and without combustion (Mach 8, boundary layer excluded).

図5.3.2の側壁圧力分布やストラット壁圧を推力方向に積分すれば、圧力積分による抗力と推力が得られる。FMS測定ではエンジン外面に働く荷重が入るのに対し、この圧力推力は、エンジン内部流のみで決まる。そして気流状態での値と燃焼時の値から推力増分を見積もることができる。図5.3.3に、FMSによる推力と圧力積分による推力とを比較した。種々の印はエンジンや燃料噴射形態の違いを示す。

力計測で得られる推力は、エンジン内部の摩擦抗力分だけ圧力推力値より小さくなる。しかしここでは燃焼による推力の増分を議論しているため、燃焼により摩擦抗力が変化しなければ、2つの値は等しくなるはずである。それを調べるために内壁面の摩擦抗力と、その燃焼による変化を調べた<sup>2)</sup>。

燃焼でレイノルズ数とマッハ数が低下し、それにより壁摩擦係数は増加する。一方燃焼により動圧は低下するため、結果として燃焼による摩擦抗力の増分は、M4ストラットなしエンジンで圧力推力の0.8%(Φ1で30N)、M8ランプ付きエンジンで7.6%(60N)となった。従って図5.3.3のプロットでは、データは45°直線上、あるいは若干上方に分布すると予測したが、実際にはFMS値に比べて圧力積分値が小さく、45°線の下に分布している。実験再現性を含めた計測誤差(±2%、推力測定で±100N)を考えると、図5.3.3の分布は妥当であり、力の直接測定と圧力積分による2個の推力計測の信頼性は高いと判断できる。

### 5.3.3 エンジンにおける損失と達成度の定義

**1次元解析とエンジン内損失** エンジン流路が超音速流であるスクラムジェットでは、燃焼により燃焼器上流の流れは変化しない。従って燃焼器から下流で燃焼流計算すれば、膨張部での燃焼時の推力が計算できる。それに必要な燃焼器入り口の総圧回復率は、エンジン試験時のマッハ数とレイノルズ数を合わせた小型風洞実験からの測定値を用いた<sup>2,3)</sup>。

燃焼時と非燃焼時の拡大部で発生する推力を比較すれば、燃焼による推力増分の基準値が計算できる。これは、エンジン試験で気流値からの差として測定される燃焼推力増分に対応する。表5.3.1では実験値と比較した $\Delta F_{exp}$ 値、そこでの理論値 $\Delta F_{ID}(N)$ 、正味推力を $F_{net}(N)$ 、そしてそのΦにおける燃料比推力 $Isp$ をkm/s単位で示す。

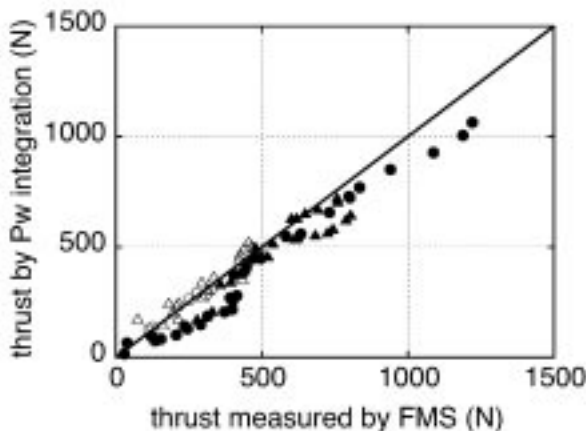


Fig. 5.3.3 Comparison of thrust measured by balance and thrust by wall pressure integrations.

推力の基準値は以下のようにして見積もった。超音速流では、発熱に伴う総圧損失(レーリ損失)が大きくなる。その欠課、低マッハ数域では燃焼器マッハ数が低くなるため、また高マッハ数域では保炎のためにインレット収縮比を上げるために、エンジンは熱閉塞を起こし易くなる。熱閉塞を遅らせるにはレーリ損失が最少になるように加熱すれば良い。そこでスロートで熱閉塞直前まで燃焼させ、その下流は断面積に合わせてM=1を保ちながら燃焼させた時に、最高性能が得られる<sup>2)</sup>。ここでは、この燃焼形態を「分布燃焼」と称する。この分布燃焼仮定の妥当性は、M4エンジンデータを用いて後で検討する。

1次元計算では含まれない損失には、内部流の摩擦抗力の燃焼による変化分や、エンジン冷却に伴う推力損失がある。また、昇圧(波)がエンジン推力面に達することなく、出口端から逃げるにより推力変化「波効果(広義の拡散損失)」がある。しかし図5.3.3で示したように、燃焼による摩擦の変化は検出できなかった。また燃焼時の波効果による推力増と、熱損失による推力減は相殺する可能性があるため、ここでは上記の損失は無視した。

**推力性能と正味性能の達成度** 実験で得られた燃焼推力増分を分子、1次元解析による増分を分母にして得られる値を、推力性能達成度と定義する。これはエンジンの燃焼性能を表す指標である。

$$\eta_{\Delta F} = \Delta F_{exp} / \Delta F_{ID} \quad (1)$$

エンジン外面の抗力は、エンジンのクラスタ化等により変化し、エンジン性能と直接関係しない。他方エンジン内部流に伴う抗力(内部抗力)は、インレットでの圧縮やスピン、内部溝れ面での摩擦等に起因するもので不可避(本質的)なものである。燃焼により推力が発生してもその増分が内部抗力を上回り、機体の推進力(正味推力)を生まない限り、エンジンとしては使えない。そのため正味推力達成度を、燃焼による推力増分からエンジン内部抗力を差し引き、以下で定義した。

$$\eta_{net} = (\Delta F_{exp} - D_{int}) / (\Delta F_{ID} - D_{I0}) \quad (2)$$

分子の実験推力増分はRJTF試験より、また実験内部抗力は小型風洞試験<sup>2)</sup>から見積もることができる。達成度のための分母の基準抗力については、内部形状を完全波消しとした極限を仮定した。しかし、その場合でも内部摩擦を避けることはできない。そこで分母は、最も摩擦が小さな、エンジン形状の矩形ダクトの内面摩擦抗力( $D_f$ )と最大値を与える基準推力を用いて定義した(第5.3.5節を参照)。

### 5.3.4 エンジン性能の比較

#### マッハ8条件

**ストラット付きエンジン** 図5.3.4に、46mm厚ストラット付きエンジンで測定された燃焼推力(境界層吸い込み)と理論推力を比較した。解析に必要な空気補償率(0.74)は小型実験による測定値を、また燃焼直前の空気特性値を規定するインレット出口における総圧回復率(0.22)は、小型風洞による内部抗力測定値から見積もった。理論推力はΦと共に増加し、スロートで完全燃焼すると仮定すると約Φ1で熱閉塞となる。その下流で分布燃焼を仮定すれば、推力はΦ1で880Nになった。推力は、Φ>1でも燃料付加により単調に増加し、Φ=6付近で閉塞した。

エンジン試験で、燃料の噴射条件を変えて測定した推力を図にまとめた。黒塗りのデータは46mm厚ストラット(E2エンジン)の結果で、その理論性能および抗力性能と比較した。同じ $\Phi$ で最も推力が大きく、理論値に近いのは、46mm厚で底辺長が1229mmの大きなストラットを装着した場合である。しかし $\Phi=0.42$ の推力316Nを最高にエンジンは不始動となった。黒抜きデータと比べるために、E1エンジンに30mm厚(収縮比は5)-387mm長のストラットを付けた場合を $\diamond$ 印で示す。収縮比が小さいために、 $\Phi 1.4$ まで始動し、最大推力425Nを示した。

エンジン形態や燃料分布により性能は変化する。E2エンジンで30mmストラット( $\blacktriangle$ )は、 $\diamond$ 印のE1エンジンより高い性能を示すが、46mm厚( $\bullet$ )の性能に達しない。またエンジンの(天板)寄りに燃料を噴射( $\blacksquare$ )すると燃焼性能は低下した。図から一般に、ストラット厚を大きくすれば燃焼が良くなること、燃焼が改善されるにつれて不始動に陥りやすいことがわかる。今最高推力達成度を、 $\bullet$ 印の316N( $\Phi 0.42$ )と基準値429Nから計算すれば、推力性能達成度は74%となる。

図5.3.4にはエンジンの内部抗力値(660N)も合わせて示した。図の $\bullet$ 印の最大推力316Nから内部抗力を引くと、この場合の最大正味推力は-344Nのマイナス値となる。このように、46mm厚ストラット付きエンジンで良好な燃焼状態を得ても、内部抗力が大きく、またエンジンが容易に不始動に陥るために正味推力は発生できなかった。

**ランプ付きエンジン** 図5.3.5にランプ付きエンジンにおいて、 $\Phi$ を変えた時の燃焼推力増分の計算および実験結果をまとめた。理論推力増分は $\Phi$ と共に増加し、 $\Phi 1$ で932Nとなった。集中燃焼を仮定すれば $\Phi 1.2$ で熱閉塞限界となり、その時の最大 $\Delta F$ は1009Nであった。その下流でマッハ1の分布燃焼を仮定すると、推力は破線に沿って増加して行く。一方測定推力は $\Phi 1.2$ で最大値510Nを経た後、徐々に減少した。この推力減少は、燃焼による高圧域がインレットランプに遇るためで、不始動が境界層剥離により誘起されていることを示している。

図5.3.5の $\Phi 1.2$ と比較すると、基準値増分1009Nに対して実験値は510N、性能達成度( $\eta_p$ )は51%となる。ランプ付

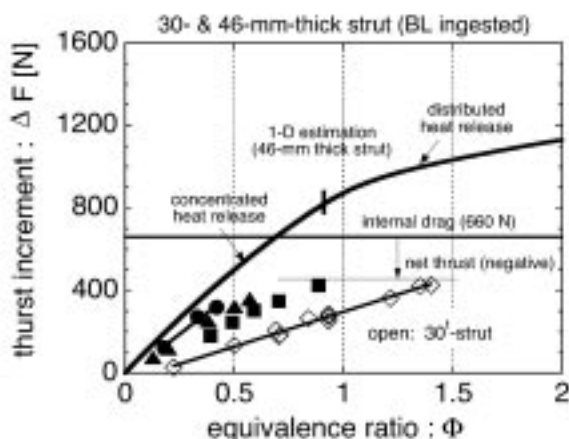


Fig. 5.3.4 Thrust and drag measured in an engine with a 46-mm-thick strut (M8, boundary layer ingested).

きエンジンの性能達成度は、収縮比がほぼ等しい46mm厚ストラット付き(図5.3.4の $\bullet$ )の74%に比べて低い。ストラット付きでの燃焼器スロート部は12W\*250H流路で、その高さ12mm方向に燃料ジェットが噴射される。他方ランプ付きのインレット流路は、70W\*90Hで正方形に近い。その結果、燃料ジェットの貫通距離に対して流路半値高さが35mmと大きく、燃料の混合が遅れる。ストラット付きエンジンがランプ付きより高い推力性能を示すのは、燃料の混合が良い事、それにより燃焼が上流に位置して推力面を有効に利用できることにある。

表5.3.1で示すように、ランプ付きエンジンの内部抗力は295Nと小さいため、最大正味推力は215N( $\Phi 1.2$ )となった。一方矩形ダクトの摩擦(90N)だけが働くエンジンの理論最高正味推力は915Nとなり、 $\eta_{th} = 23\%$ となった。46mm厚ストラット付きでは、燃焼性能は高いが内部抗力が660Nと大きく、正味推力を発生する前に不始動となった。ランプ付きエンジンではその内部抗力を295Nに半減できたこと、および始動域が広がったことにより、正味推力を得た。しかしその比推力は4km/sと低い、 $\eta_{sp} = 0.51$ から、 $\Delta F$ を今後2倍に改善しなければならない。そして $\eta_{sp} = 23\%$ は、抗力を減少できれば、Ispを17km/sまで上げられることを示している。

**境界層吸い込みの影響** M8条件でエンジンを設備ノズル壁からコア流側に移動し、設備ノズル上に発達した境界層を排除することにより、境界層のエンジン性能に及ぼす影響を調べた<sup>7)</sup>。図5.3.6にストラット付きエンジン(実線)とランプ付きエンジン(破線)の理論推力と実験結果をまとめた。

エンジンをコア流側に移せば、境界層排除厚さ(M8では18mm)分エンジン空気流量が増加し、同じ当量比での推力は15%増す。ストラット付きエンジンの図5.3.4、あるいはランプ付きエンジンの図5の理論曲線に比べて図5.3.6に示す理論値が大きいのはこの流量効果である。図5.3.6のストラット付きの理論線がランプ付きの下に位置しているのは、ストラット付きエンジンの空気捕獲率が6%低いためである。なお境界層吸い込みの有無によるエンジン総圧回復率や内部抗力の変化が無視できることは、小型風洞実験で確認している。

図5.3.6の $\bullet$ 印はストラット付きエンジンでの測定結果

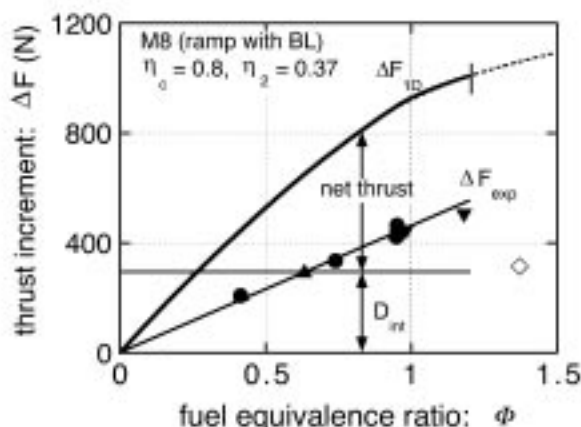


Fig. 5.3.5 Thrust and drag measured in an engine with a ramp (M8, boundary layer ingested).

である。図5.3.4の境界層吸い込み時には $\Phi=0.4$ で不始動になったのに対し、 $\Phi<2.1$ でエンジンは始動し、2.2で不始動となった。その結果最大推力1220Nを得た。この性能達成度は92%、正味推力560Nから正味性能達成度は45%となる。ランプ付きエンジンで境界層を排除した場合の性能を○印で示す。●印ほどではないが、境界層排除によりエンジン始動域が広がり、最大推力760N( $\Phi=1.3$ )を得た。

**マッハ6条件** M6条件での1/5Hストラットエンジンは、内部抗力570N、それから算出した $\eta_c=0.54$ から約 $\Phi=0.4$ で熱閉塞を起こす。それ以上の推力についてスロート下流でのM1燃焼を仮定して計算した。得られた最高性能を、図5.3.7でRJTF実験値<sup>22)</sup>と比較した。分布燃焼においても推力は燃料に比例して増加し、分布燃焼移行による推力曲線の折れ曲がり等(Ispの低下)は見られない。

RJTFエンジンでは、燃料流量により燃焼拡大部下流で保炎される弱燃焼状態から、燃焼器ステップで保炎される強燃焼状態への切り替わりが起きた。結果として図5.3.7では $\Phi=0.25$ 付近で推力の急増が見られる。エンジンはM6条件で $\Phi=0.6(100g/s)$ で不始動になり、その直前の最大推力増分は1520N(0.53)であった。それから内部抗力570Nを差し引いて正味推力950N、 $I_{sp}=10.6km/s$ を得た。他方そこでの正味推力は2400Nで、 $\eta_{sp}=63\%$ となる。この時 $\eta_{th}$ は45%で、流路を最適化し圧力抗力を減らせれば、20km/sまでIspを改善できる可能性を意味する。

**マッハ4条件** 図5.3.8にM4条件での理論推力と実験値を比較する。スロートでの集中発熱を仮定すれば、ストラット無しエンジンでも $\Phi=0.1$ で熱閉塞が起きる。そこで理論値は、 $\Phi>0.1$ では分布燃焼を仮定した。その結果、推力増分は2250N( $\Phi=0.3$ )から3650N( $\Phi=1$ )に増加した(なお $\Phi=1$ の分布燃焼でも燃焼効率が70%以上では熱閉塞を起こす)。このように下流で燃焼することにより、エンジンの作動域が広がり、大きな推力が発生している。

エンジンデータは $\Phi=0.2$ 付近で燃焼モードが変化して、推力が急増し、 $\Phi=0.3$ で1200Nの最大値を示した。 $\Delta F_{int}$ と比較すれば、 $\eta_{sp}=53\%$ となる。推力が $\Phi>0.3$ で減少するのは、前述した境界層剥離によるものである<sup>23)</sup>。

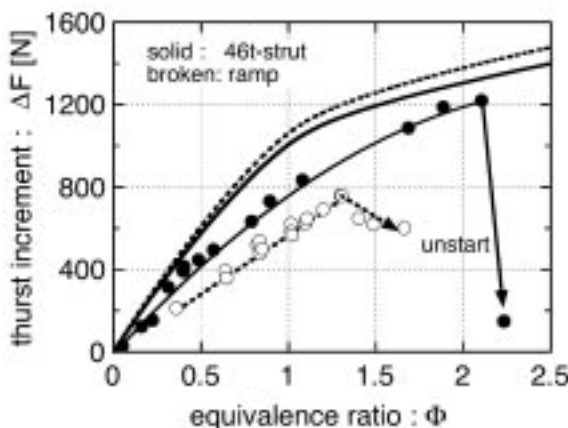


Fig. 5.3.6 Thrust and drag measured in engines with the 46-mm-thick strut and the ramp without boundary layer (Mach 8).

M4-ストラット無しでの $D_{int}$ は570Nであった<sup>24)</sup>。この $D_{int}$ を差し引くと、M4では正味推力は630N、 $I_{sp}$ は10.8km/sとなる。そして $D_f(280N)$ を用いて定義される最高正味推力(1970N)と比較すると、 $\eta_{sp}$ は32%となった。正味性能が低い原因は2つある。その第1は大きな圧力抗力である。後述するように、M4エンジンの $D_f(270N)$ は下限( $D_f$ )に近く、これ以上減らすことは困難である。圧力抗力を減少するにはスビル特性を最適化しなければならない。

第2の原因は $\Phi=0.3$ で推力が頭打ちとなり、その絶対値が小さいためである。推力を増加するにはスロート近くの推力面を有効に使わなければならない。他方スロートに高圧域が浸入すれば、境界層を剥離し、エンジン不始動を誘起する。この境界層剥離を抑制できれば、大幅に $\eta_{sp}$ を改善できる。そこで、RJTF-M4エンジンの分離部に多孔板を設けて天板上の境界層を抽気し、さらに燃料を多段噴射する実験を行った<sup>25)</sup>。

それらによる推力特性の変化を図5.3.8に●で示す。 $\Phi<0.2$ では弱燃焼のため、推力は200Nと小さいが、それを越えると推力は急増する。そしてエンジンは $\Phi=0.95$ まで作動し、最大推力2560Nを発生した。この時の抽気量は200g/sで、エンジン内空気流量の3%に相当する。抽気によりエンジン抗力は約130N増加する。しかしそれを考慮しても正味推力は、抽気なしの630Nから1860Nと3倍に増した。この正味推力は $I_{sp}=10km/s$ に相当する。抽気なしの $\Phi=0.3$ と比較してIspが若干低下するのは、燃料流量が $\Phi=1$ に近く、かつ滞在時間が短い第2噴射を併用しているためである。抽気した第1噴射のみの場合の最高Ispは12.4km/sであった。

このようにM4の性能達成度は、抽気により $\eta_{sp}=53\%$ から70%、 $\eta_{th}$ は32%から55%となった。M4条件での低当量比における燃焼性能は良く、 $\Phi=0.25$ での $\eta_{sp}$ は80%と高い。燃焼性能、特に下流段から噴射した燃料の燃焼効率は、実機エンジンの大きさ、そして外部ノズルでの滞留時間を考慮すれば、容易に改善できるであろう。さらに正味性能を上げるには以下に述べるように、エンジンの抗力性能を改善する必要がある。

最後に、これまで基準に用いた理論値を算出するのに用いた分布燃焼仮定が、どの程度実際のエンジン燃焼を近似

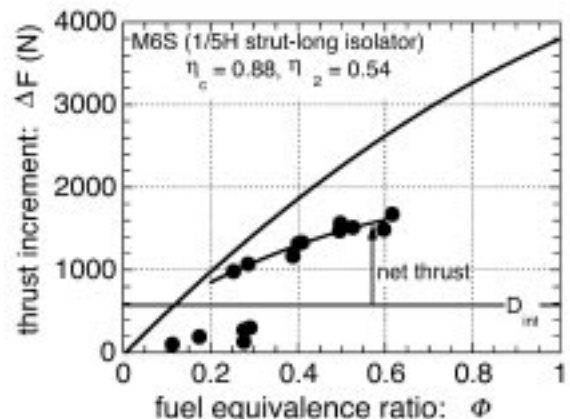


Fig. 5.3.7 Thrust and drag measured in an engine with a 30-mm-thick, 50-mm-high strut (Mach 6, boundary layer ingested).

するかを図5.3.9で検討する。図5.3.9の横軸はエンジンの天板前縁からの流れ方向距離を、縦軸は主流動圧で無次元化した壁圧である。インレットにおける階段状の実線は衝撃波解析による計算値である。また800mmより下流の実線は分布燃焼を仮定した図5.3.8に対応する1次元解析結果で、 $\Phi=0$ (空気流)、0.3、0.5および0.8についてプロットした。

壁圧測定値を、天板(空気流を○、燃焼時を●)と側板(▲)について比較した。空気のみ解析値と○印は0.4から0.08の低い値を示し、良く一致している。 $\Phi 0.3$ の解析値はスロートから $x=1400$ まではM1の分布燃焼となっており、その下流では燃焼なしの等エントロピ膨張により静圧は1.3から、エンジン出口の0.2まで低下している。燃料を増加するにつれて、この分布燃焼域は拡大し、 $\Phi 0.8$ ではエンジン出口近くまで音速燃焼となっている。

$\Phi 0.95$ (上流から0.54、下流の第2段から0.41の2段)の燃料を噴射した時の実測エンジン壁圧は、気流状態の0.5から分離部のスロート位置で最高1.5まで上がっている。その壁圧は、 $\Phi 0.3$ の解析値に沿って燃焼拡大部中央部から低下し、ノズル出口では $\Phi 0.3$ と0.4での計算値の間に分布した。壁圧分布の比較から、燃焼効率は50%と概算できる。この低い燃焼効率は、第2噴射水素の燃焼効率が低いためと、流路断面静圧を壁圧で近似したことによる誤差であろう。また燃焼時には天板上の●と側板上の▲には差はなく、領域が低マッハ数流に占められていることを示している。このようにM1燃焼を仮定した分布燃焼と、その1次元的扱いが実際のエンジン燃焼を良く近似していることが確認できた。

### 5.3.5 正味および抗力性能の改善

**内部抗力と正味推力性能** 正味推力は燃焼推力から内部抗力を差し引いて定義されるため、エンジンの内部抗力に強く依存する。そこで図5.3.10にエンジンの流入動圧と入り口断面積で定義した内部抗力係数の、マッハ数と形状依存性を棒グラフで示す。例えば、左端のM4-ストラット無しエンジンのインレット収縮比は2.86で、その摩擦抗力係数は0.054、圧力抗力係数は0.061、それらの和である内部抗力係数は0.115であった。ストラット無しエンジンは

M6条件では保炎できなかったので、30mm厚の50mm(エンジン高さの1/5)高ストラットを用いている。マッハ数が高くなったので圧力抗力は低下、ストラットの濡れ面積増により摩擦抗力は2倍に増加した。結果として内部抗力係数は0.120となった。

M8条件での30mm厚の250mm(5/5H)高ストラット付きエンジンでは、内部抗力係数は0.133で、その80%は摩擦抗力となっている。しかしそのストラットでは保炎は困難で、燃焼器下流でかろうじて火炎が保持されていた。右から2番目の46mm厚の長いストラットは、図5.3.4および図5.3.6で示したエンジンで用いたものである。収縮比が8.33と大きく、濡れ面積も増えたために、内部抗力係数は0.244に増加した。この大きな抗力により図5.3.4では正味推力を得ることが出来なかった。

右端はランプ付きエンジンの抗力特性である。収縮比が46mm厚ストラットと同等にもかかわらず、その内部抗力係数は収縮比5の30mm厚ストラット付きエンジンより小さい。これは、ストラットをランプに替えることにより濡れ面積が半減したことによる。

**抗力性能達成度** エンジン抗力の大小を測るために、その基準値が必要である。最小抗力を与えるエンジンを、インレット圧縮面では無限に弱い波の集合により圧縮し、その高圧流を下流の推力面で等エントロピ膨張する極限(あるいはBusemann biplane型インレット)で定義する。これによりエンジン圧力抗力は0となる。しかし、その場合でも内部摩擦は残る。そこで実験で得られたエンジン内部抗力を分母に、矩形ダクト(幅W、高さH、長さL)内面の摩擦抗力を分子にして、抗力性能達成度を定義した。

$$\eta_{\text{drag}} = Df_0 / D_{\text{int}} \quad (3)$$

$$Df_0 = c_f \cdot A_{\text{wet}} \cdot q_1 \quad (4)$$

$$c_f = 0.472 (\log Re_L)^{-2.58} / \left( 1 + \frac{\gamma-1}{2} M_1^2 \right)^{0.467} \quad (5)$$

$$A_{\text{wet}} = 2(H+W)L \quad (6)$$

この抗力達成度は、現実のエンジンが造波抵抗のない理想エンジンにどこまで近づけたかを示す指標である。

表1にまとめたダクト摩擦抗力係数と、図5.3.10を用いて抗力性能達成度を調べる。図5.3.10中には、ダクト摩擦係数( $Cdf$ )を破線で示した。M8で30tストラット付きエンジ

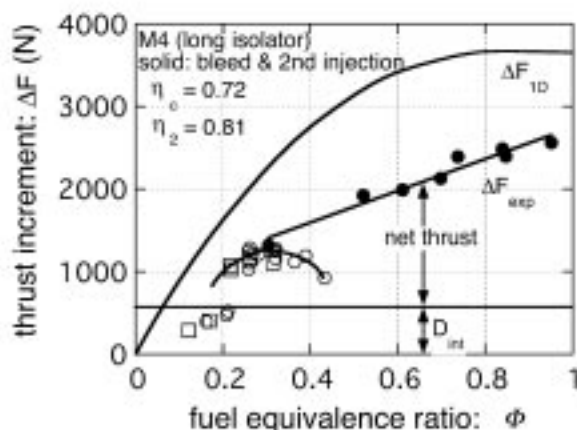


Fig.5.3.8 Thrust and drag measured in an engine without a strut (Mach 4, boundary layer bleed and two-stage injection).

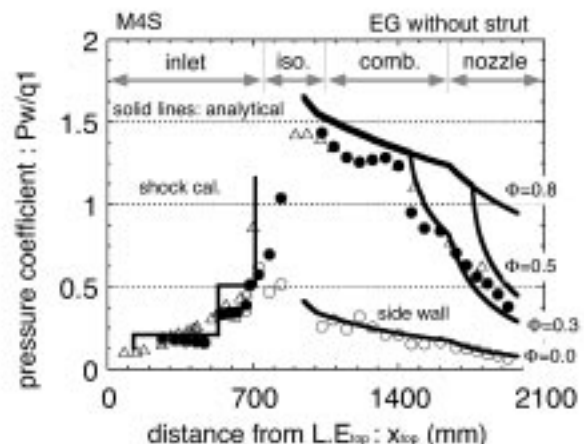


Fig.5.3.9 Comparison of analytical and experimental data on wall pressure (distributed combustion model).

ンの抗力達成度は0.29であったが、46tストラットを付けると0.14に半減する。これが図5.3.6において良好な燃焼性能を得たものの、正味推力が負となった原因である。46mm厚長ストラットの場合、矩形ダクトの摩擦0.038に比べて内部摩擦抗力係数は0.172と約5倍大きい。これはストラットによる濡れ面積増大と、マッハ数低下による動圧およびcfの増加によるものである。そしてその圧力抗力は0.072となっている。結果として抗力性能達成度は低くなった。

そのストラットをランプに交換すれば、濡れ面積に比例して摩擦抗力は0.079となり、ストラット時の1/2に減少する。圧力抗力もストラット時の0.072が0.041に減少した。結果として抗力性能達成度は0.31とストラットの2倍に改善されている。

M6条件では、背の低い30t-1/5Hストラットにより保炎できるようになった。その小さな抗力係数(0.120)により抗力達成度を0.47になり、正味推力性能0.45を得た。しかし大きな30t-5/5Hストラットでは抗力達成度は低下、正味性能も落ちた。従ってM6条件では背の低い1/5Hストラットが最適である。

M4のストラット無しエンジンの場合、その摩擦抗力係数は0.057、それに対する矩形ダクト内面摩擦は0.051であった。即ち摩擦の観点からは、エンジンは矩形ダクトに近く、これ以上の摩擦抗力低下は望めない。一方0.061の大きな圧力抗力は、スビル抗力による。その結果抗力達成度は0.49となった。

摩擦(濡れ面積)を小さくするためには、ストラットを避け、かつ流路断面を正方形に近づける必要がある。インレット出口の正方形化はまた、境界層発達を抑制しエンジン始動域を拡大する利点がある。しかし反面燃料混合を阻害するので、流路形状の最適化が必要である。

圧力抗力を減らすためには、インレットでの波損失とスビル抗力を減らさなければならない。しかし低マッハ数ほどインレット始動が厳しくなるので、実験によりインレット性能(始動性、空気捕獲率および総圧回復率)を確認しながら正味推力性能の改善を図らなければならない。

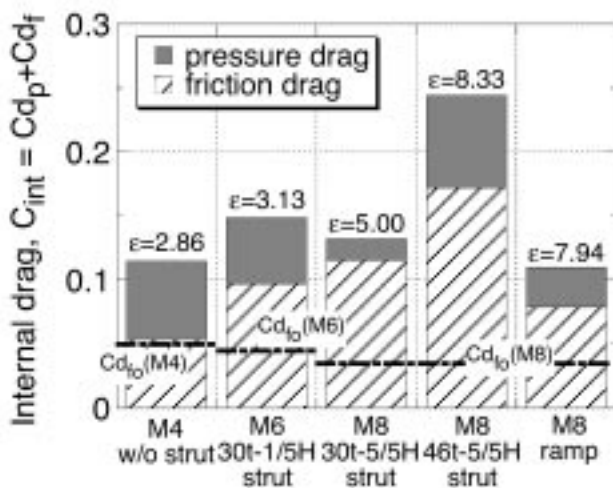


Fig.5.3.10 Pressure, friction and internal drag coefficients in various engine conditions. Minimum friction drag (C<sub>df0</sub>) is shown by broken line.

### 5.3.6 結論

1次元解析で超音速燃焼を模擬し、M4からM8条件下でのエンジンの基準性能を見積もった。これまでのエンジン試験結果と比較し、以下の結論を得た。

- 1) M8条件下のランプ付きエンジンでの最高推力は510N、正味推力は215Nで、 $\eta_{sp}$ は51%、 $\eta_{th}$ は23%であった。
- 2) M8(ストラット付き)条件において境界層を排除すると、エンジン始動限界は $\Phi=0.4$ から2.1に拡大した。その結果最大推力1220N、正味推力560Nを得た。
- 3) M6条件( $\Phi=0.53$ )での基準推力増分は2400N、実験値は1520Nであった。 $\eta_{sp}$ は63%、 $\eta_{th}$ は45%でとなった。
- 4) M4飛行条件ではエンジンは燃焼器下流での分布燃焼により作動しており、 $\eta_{sp}=53\%$ となった。抗力が大きいためその $\eta_{th}$ は32%と低い。低マッハ数域では、スビル抗力を含む圧力抗力を減らすことと、エンジン始動範囲を広げることが、正味性能改善のために必要である。
- 5) 始動域を広げるために、M4エンジンで境界層抽気と2段燃焼を行った。この時3%の抽気により始動域と推力は3倍に増加し、最大正味推力1860N(Isp= 10km/s)を得た。この時、 $\eta_{sp}$ は70%、 $\eta_{th}$ は55%となる。

### 第5章の文献

- 1) Mitali, T., Kobayashi, K., Hiralwa, T., Tomioka, S., and Masuya, G., Evaluation of Internal Aerodynamic Performance in Scramjet Engines, AIAA 01-1885, 10th International Spaceplane Conference, April 2001, Kyoto, Japan.
- 2) Covert, E. E. (Ed.), Thrust and Drag, Progress in Astronautics and Aeronautics, vol. 98, AIAA publication, New York, 1985.
- 3) Trexler, C. A. and Souders, S. W., NASA TN D-7944, Aug. 1975.
- 4) Shapiro, A. H., The Dynamics and Thermodynamics of Compressive Fluid Flow, John Wiley & Sons, vol. 1, 1953, p239.
- 5) Rohsenow, W.M. and Choi, H. Y., Heat, Mass and Momentum Transfer, Prentice-Hall, New York, 1961.
- 6) Cookson, R.A., Fanagan, P., and Penny, G.S., the 12th International Symposium on Combustion, Combustion Institute, 1969, pp1115.
- 7) 樽川 雄一, 三谷 徹, 泉川 宗男, 渡邊 修一, 丹谷 五郎, スクラムジェットの空力特性と内部流, 航空宇宙学会誌論文集 印刷中, 2002
- 8) Mitali, T., Hiralwa, T., Tarukwa, Y., and Masuya, G., Drag and Total Pressure Distributions in Scramjet Engines at M8 flight Conditions, J. Propulsion and Power, vol. 18, No. 4, 2002, pp953-960.
- 9) Rubesln, M. W., Mayden, R. C., and Varga, A. A., An Analytical and Experimental Investigation of the Skin Friction of the Turbulent Boundary Layer on a

- Flat Plate at Supersonic Speeds, NACA TN 2305, 1951.
- 10) White, F. M. and Christoph, G. H., A Simple New Analysis of Compressible Turbulent Two-Dimensional Skin Friction Under Arbitrary Condition, AFFDL-TR-70-133, 1971.
  - 11) Pinckney, S. Z., Internal Performance Predictions for Langley Scramjet Engine Module, NASA TM X-74038, 1978.
  - 12) Billig, F. S., Design of Supersonic Combustors Based on Pressure Area Fields, presented at the 11 symposium (International) on Combustion, 1966, pp775-769.
  - 13) Billig, F. S. and Dugger, G. L., The Interaction of Shock Waves and Heat Addition in the Design of Supersonic Combustors, presented at the 12 symposium (International) on Combustion, 1968, pp1125-1139.
  - 14) 升谷五郎, 若松義男, スクラムジェットエンジンの性能予測, 航技研-TR987, 1988.
  - 15) Masuya, G., Uemoto, T. and Wakana, Y., Kudou, K., Murakami, A. and Komuro, T., Performance Evaluation of Scramjet Combustors Using Kinetic Energy and Combustion Efficiencies, Journal of Propulsion and Power, Vol.15, No.3, 1999, pp.401-407.
  - 16) Diskin, G. S. and Northam, G. B., Effects of Scale on Supersonic Combustor Performance, AIAA Paper 87-2164, presented at the 23 Joint Propulsion Conference, San Diego, 1987.
  - 17) Diskin, G. S. and Northam, G. B., Sensitivity of Supersonic Combustion to Combustor/Flameholder Design, ICAS Paper 88-2.1.4, 1988.
  - 18) Billig, F. S. and Vie, D. M. V., Efficiency Parameters for Inlets Operating at Hypersonic Speeds, ISABE Paper 87-7047, 1987.
  - 19) 三谷徹, 富岡定毅, 菊田丈史, 鎮西信夫, 河内俊憲, 升谷五郎, RJTF試験におけるスクラムジェット性能達成度, 航空宇宙学会誌, 投稿中, 2002.
  - 20) 菊田丈史, 渡邊修一, 平岩徹夫, 泉川宗男, 三谷徹, スクラムジェットの捕獲流量測定, 第42回航空原動機・宇宙推進講演会講演集, 2002, pp53-58.
  - 21) 宮島博他, RJTF建設グループ, ラムジェットエンジン試験設備, 航技研-TR1347, 1998.
  - 22) Kobayashi, K., Tomioka, S., Kanda, T., Tanl, T., Hiralwa, T., and Salto, T., Modified Water-cooled Scramjet Engine Tested under M8 Condition, AIAA Paper 2001-3202, presented at the 37 Joint Propulsion Conference, Salt Lake City, 2001.
  - 23) Weinberg F. J., Explicit Equations for the Calculation, by Successive Approximations, of Equilibrium Gas Compositions at High Temperatures: the Hydrogen + Carbon + Oxygen and the Hydrogen + Carbon + Oxygen + nitrogen systems, Proceedings of Royal Society, London, Vol.241, Series A, 1957, pp132-140.
  - 24) 宮島博他, スクラムジェットノズル研究グループ, スクラムジェットノズルの研究その1) 二次元ノズルの性能, 航技研-TR1149, 1992.
  - 25) Sunami, T., Sakuranaka, N., Tanl, K., Hiralwa, T., and Shlmura, T., Mach 4 Tests of a Scramjet Engine -Effects of Isolator, 13th ISABE 97-7088, 1997.
  - 26) 須波徹治, 小寺正敏, 中橋和博, スクラムジェットエンジンの混合・燃焼状態に関する考察 - 弱燃焼から強燃焼への遷移過程, 日本航空宇宙学会誌, 第50巻, 第576号, 2002, pp22-29.
  - 27) 北村英二郎, 泉川宗男, 渡邊修一, 三谷徹, 升谷五郎, ランプ圧縮スクラムジェットの空力特性, 日本航空宇宙学会北部支部2003年講演会集, 2003.
  - 28) Schlichting, H. and Gersten, K., Boundary Layer Theory, 8th Revised and Enlarged Edition, McGRAW-HILL, 1999, pp620.
  - 29) Schlichting, H., Boundary Layer Theory, 7th Edition, McGRAW-HILL, 1979, pp723.
  - 30) Waltrup, P. J., Dugger, G. L., Billig, F. S. and Orth, R. C., Direct-Connect Tests of Hydrogen-Fueled Supersonic Combustors, presented at the 16 symposium (International) on Combustion, 1976, pp1619-1629.
  - 31) Radhakrishnan, K., LSENS, A General Chemical Kinetics and Sensitivity Analysis Code for Homogeneous Gas-Phase Reactions, NASA Ref. Pub. 1328, 1994.
  - 32) Bray, K.N.C., Atomic Recombination in a Hypersonic Wind Tunnel Nozzle, J.Fluid Mech., vol. 6, pp. 1-32.
  - 33) Tomioka, S., Murakami, A., Kudo, K., and Mitani, T., Combustion Tests of a Stage Supersonic Combustor With a Strut, Journal of Propulsion and Power, vol. 17, No. 2, 2001, pp. 293-300.
  - 34) Chinzel, N., Mitani, T. and Yatsuyanagi, Y., Scramjet Engine Research at the National Aerospace Laboratory in Japan, Scramjet Propulsion, edited by Curran, E. T. and Murthy, S. N. B., Vol. 189, Progress in Astronautics and Aeronautics, AIAA, New York, 2001, pp159-222.
  - 35) Hiralwa, T., Kanda, T., Mitani, T. and Enomoto, Y., Experiments on a Scramjet Engine with Ramp-Compression Inlet at Mach 8 condition, AIAA Paper 2002-4129, presented at the 38th Joint Prop. Conf., Indianapolis, 2002.
  - 36) 河内俊憲, 三谷徹, 平岩徹夫, 富岡定毅, 升谷五郎, 抗力測定によるスクラムジェットの推力性能見積り, 航空宇宙学会論文集, 印刷中, 2003.
  - 37) Hiralwa, T., Kanda, T., Kodera, M., Salto, T., Kobayashi, K., Kato, T., Effect of Induced Boundary Layer on Scramjet Engines' Thrust and Combustion Characteristics, to be presented at th Joint Prop. Conf., (2002).
  - 38) K. Kobayashi, S. Tomioka, T. Hiralwa, K. Kato, T. Kanda, and T. Mitani, Suppression of Combustor-Inlet Interaction in a Scramjet Engine under M4 Flight Condition, AIAA paper 2003-4737, 2003

## 第6章 燃焼器要素実験

### 6.1 直結式燃焼器の常温風洞実験

直結式の燃焼器を用いた要素試験を行った。蓄熱体加熱器の運転上限温度が、実機の総温条件より低く、燃焼実験を行うには実験条件の制約があった。このため、超音速燃焼器内での、燃料噴流が点火前の流れ場におよぼす影響と、非燃焼場における噴流の状態の2点に的を絞り、主流に常温空気を、噴射ガスに不活性ガスを用いた実験を行った。

点火前流れ場の把握は、点火限界を予測することを目的とした。実験的に得られた「超音速燃焼器内での自発点火限界を予測するためにモデルを作り、非燃焼場においてモデルに必要な点火パラメータ」を実験的に求めた。実験には自発点火実験を行った燃焼器を用い、燃料噴射孔の配置などの形状パラメータを変化させたときの点火パラメータの変化を調べた。

#### 6.1.1 実験装置と計測

##### a) 供試体

実験には、自発点火実験や燃焼実験に用いられるマッハ数2.5のノズルを用いた。流路断面を高温配管内の内径200mmから80mm×80mmに絞る変換フランジを設備高温配管の出口に取り付けた。そして変換フランジの出口にはノズルスロート高さまでの絞り部とノズル(いずれもラムジェットシステム研究室所有)を接続した。ノズルの詳細については参考文献4を参照されたい。点火モデルを検討するための実験には、出口寸法が高さ147.3mm×幅32mmのノズル(M2.5Lと呼称、スロート～出口長さ272mm)を用いた。形状パラメータの影響および噴流の挙動に関する実験には、出口寸法が高さ94.3mm×幅51mm(M2.5Mと呼称)、および高さ

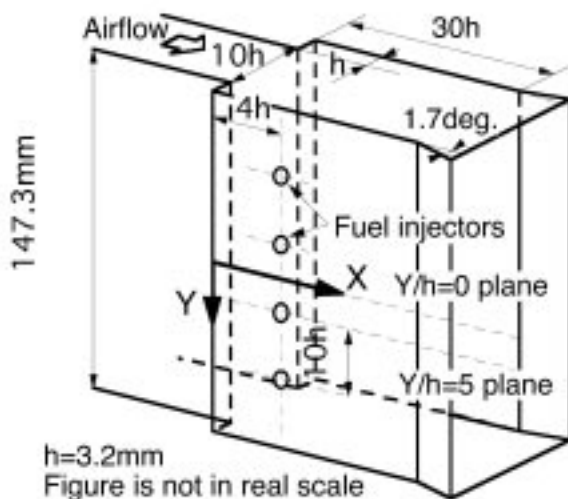


Fig. 6.1.1 The direct-connect combustor for ignition studies.

94.3mm、幅20.5mm(M2.5Sと呼称)のノズル(スロート～出口長さ179mm)を用いた。いずれのノズルも、流路高さ方向に流路が拡大する形状となっている。

点火モデルのための実験に用いた燃焼器の詳細に関しては文献1を参照されたい。図6.1.1に燃焼器の概要を示す。燃焼器は直結式で矩形断面。一方の側板上に高さ3.2mmの後ろ向きステップを、ステップの下流12.8mmに直径4mmの音速噴射孔を32mm間隔で4個、流路幅方向に有している。ノズル出口からステップまでは長さ212mmの定断面部(分離部)を備える。ステップの下流は長さ96mmにわたって定断面となっている。

形状パラメータの影響および噴流の挙動に関する実験には、図6.1.2に示す燃焼器を使用した。現象を拡大して調べるために、ステップ高さを6mmとし、分離部は217mmである。形状パラメータとして燃料噴射孔の口径、流路幅方向間隔、ステップと噴射孔の間隔を変化させた。ステップ下流は長さ145mmにわたって定断面となっている。いずれの燃焼器においても、燃焼器の上下板および噴射孔と反対側の側板には、可視化のための窓ガラスが取り付けられる。

両燃焼器とも、出口に変換フランジを取り付けた後、内径150mmのディフューザー管を介して、エジェクター配管に接続される。M2.5の実験では、気流全圧約0.5MPaで風洞は始動するので、特に主流全圧を下げた実験を行わない限りは、エジェクターは使用していない。気流全圧の上限はノズルの強度上2.0MPaまでで、最もスロート開口面積の大きいM2.5Mノズルでも設備の供給空気流量に問題はなかった。

##### b) 噴射ガス供給系

噴射ガスにはヘリウム・窒素およびその混合気を用い、集合管を介してポンペ10本から供給した。実験条件として制御するのは模擬燃料の噴射圧力である。噴射圧力を変える方法としては、供給系内の流量調整弁により流量を制御する方法と、流量調整弁を撤去あるいは全開と

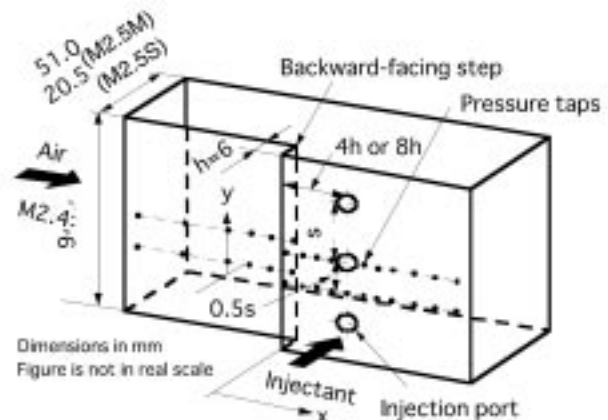


Fig. 6.1.2 The combustor to study effects of geometry.



して供給系内の調圧弁の二次圧を直接制御する方法がある。前者は微調整し易く、後者は噴射孔が非常に小さく流量が極端に小さいか、あるいは流量が極端に多くて流量調整弁の限界流量を超える場合に有効である。また前者の場合はカードル又はポンペの元圧が、圧力調整弁の二次圧+10気圧程度までしか使えない欠点がある。ここでは前者の方法を用い、通常はカードルの残圧が高いうちは設定二次圧を60気圧に、残圧が70気圧程度になった場合は設定二次圧を30気圧にした。

図6.1.3aに流量調整弁(Whitney社製SS-12NKRS12)ハンドル開度と噴射圧力の代表例を示す。燃焼器はM2.5M用を用い、燃料噴射孔は口径6mm×3個である。噴射圧力の測定は、噴射孔に直結した3/8" SUS管の端面にT字管を接続し、供給配管(3/8"ホース)の取り付け位置と対向側に半導体圧力センサーを取り付けて行った。同一構成の燃焼器においても、個体差により流量調整弁開度と燃料噴射圧の関係が多少異なることがあった。また圧力調整弁の設定二次圧を変える毎に、開度と噴射圧の関係は異なる。図6.1.3bには噴射圧力と噴射孔の $C_d$ 値の関係を示す。試験した噴射器の $C_d$ 値は0.85程度である。

### c) 計測

主な計測項目は、圧力(ピトー圧および壁面静圧)と混合気濃度である。また影写真法、オイルポイント法および感剪断力液晶(SSLIC)を用いた流れ場の可視化も行った。圧力は、半導体圧力センサーによる常時計測と、機械式スキャナ(Scanal-valve)による多点同時計測(48ポート×3台、各ポート切り替え時間0.2秒)を行った。いずれの信号もアンプで増幅後、A/D変換によりPCで取り込んだ。すべてのセンサーは一期間の実験開始前に基準圧力計に対して校正した。

濃度計測は、ピトー管又は静圧孔から試料を真空容器に導いて行った。図6.1.4に装置の概要を示す。その

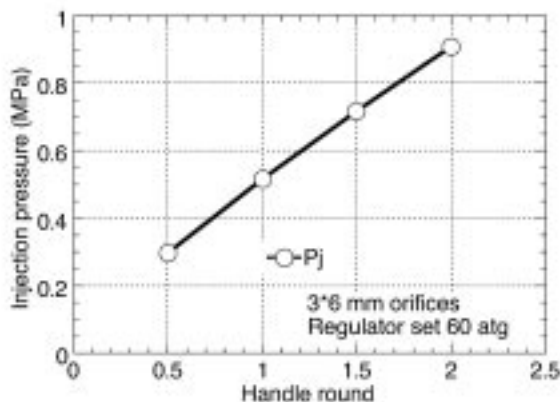


Fig. 6.1.3a Relation between supply flow rate and valve handle turning.

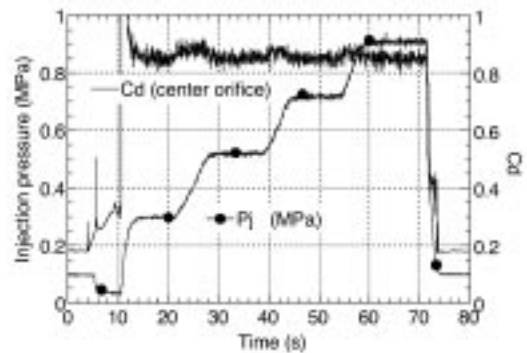


Fig. 6.1.3b Discharge coefficient ( $C_d$ ) of orifice and the injection pressure.

詳細は第7章で述べる。可視化には影写真法を用いた。光源には連続又は高周波電源で作動する水銀灯を用いた。感度を下げて画面を鮮明にするために、燃焼器のガラス面に直接半透明膜(マイラシート)を張り付け、対向面からVTRまたは35mmカメラにて撮影を行った。

燃焼器表面の流れの可視化のためにオイルポイント法及び感剪断力液晶(Shear Sensitive Liquid Crystal)を用いた可視化を行った。いずれの場合も壁面に黒色塗料を塗布し、VTRまたは35mmカメラで観察した。また空間上の流れ場を調べるために、燃焼器の対称面(噴射孔を通る断面と、噴射孔間の対称断面)に衝立を立てて、その表面でオイルポイント法およびSSLICによる可視化を行った。このとき衝立平面と影写真で観察された衝撃波位置の比較、および、衝立有り/無しでの燃焼器平面上的オイル流線と比較して、衝立が流れ場に及ぼす影響が小さいことを確認した。

### 6.1.2 点火前流れ場に関する実験

#### a) 実験の目的

スクラムジェット燃焼器内では燃料の燃焼器内の滞留時間はms以下のオーダーで、燃焼器内に様々な点火領域を設ける必要がある。流路内の点火・保炎用の後ろ向きステップとその下流の燃料垂直噴射孔の組み合わせは、ステップ背面の剥離領域と噴流上流の剥離領域を干

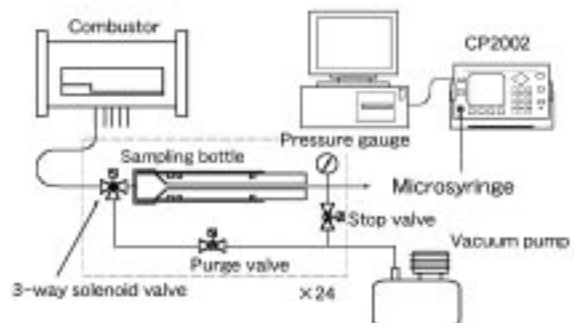


Fig 6.1.4 The gas sampling device.

涉らせて大きな点火領域を形成し、垂直噴射孔の場合のみに比べて良好な点火性能を有することがこれまでに明らかにされている。

これまで垂直噴射孔上流の剥離域やステップ下流の剥離域を点火領域とする自発点火に関して、工学モデルが提案されている<sup>23)</sup>。これらの研究では、点火領域内の混合気の代表圧力、温度および濃度を半経験式で与え、混合気の点火領域内での点火遅れ時間を計算している。そして得られた混合気の点火遅れ時間が、混合気の滞留時間と釣り合った条件を点火限界として求めている。

点火遅れ時間の殆どの期間においては、発熱量は小さく流れ場に影響を与えない。したがって上の点火パラメータを求めるには、発熱の影響を排除する必要がある。本実験では常温の空気流に不活性ガスを噴射して行った。この場合、空気流と噴射流とに温度差がないので、混合気の代表温度は、実験で得られる混合気の濃度と燃焼器内で予想される壁面への熱伝達の効果を含めた半経験式から推算した。

b) 流れ場の観察

以下の実験では、いずれの場合も噴射動圧比を2とした。ステップ～噴射孔間での壁面静圧はステップ～噴射孔間の大部分の領域でほぼ一定であったが、噴射孔の近傍で急激に上昇した。これに対し、ステップ～噴射孔間での噴射気体濃度分布(図6.1.5)は静圧分布に比べ大きな偏りを見せ、噴射孔を含む断面では高く、噴射孔間の対称断面近くでは低下した。

図6.1.6に衝立と燃焼器側壁面上の流線をオイルポイント法で可視化した結果を示す。比較対象としてステップが無い場合の結果も示す。壁面上の流線から、噴射孔を中心とする放射線状の流れがステップに向かい、大きな再循環領域が形成されていることが分かる。この流れは噴射孔の周りにいわゆる馬蹄渦を形成し、その両端は下流に向かって流れ去っている。噴射孔間とステップ近くには、これと別な低剪断領域(反対回転の再循環領域)が存在する。この再循環領域内では、図6.1.5に示されたように噴射気体の濃度は低い。衝立上では、噴射孔を通る断面上だけでなく噴射孔間の対称面上においても、ステップ～噴射孔位置に及ぶ大きな剥離域が観察される。隣接する噴射孔からのBow shock同士が干渉して高圧の部分が噴射孔間にも形成され、噴流と同様に再循環領域の後端を支えている。このため再循環領域高さ(～静圧)は、流路幅方向に二次元性を保持している。

c) 流れ場の相似性

噴射を支配するパラメータとして噴射動圧比が用いられる<sup>24)</sup>。本実験では、自発点火実験時に比べて異なる主流総温・噴射ガス分子量を実験条件に用いているため

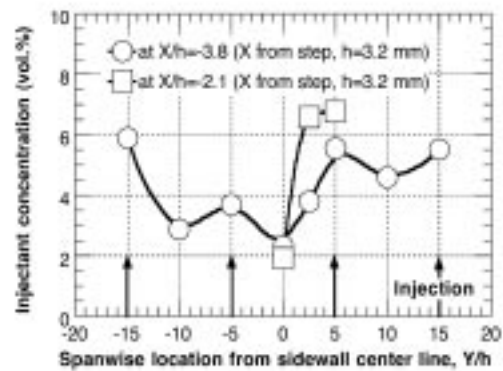


Fig. 6.1.5 The distribution of injectant concentration in the step base.

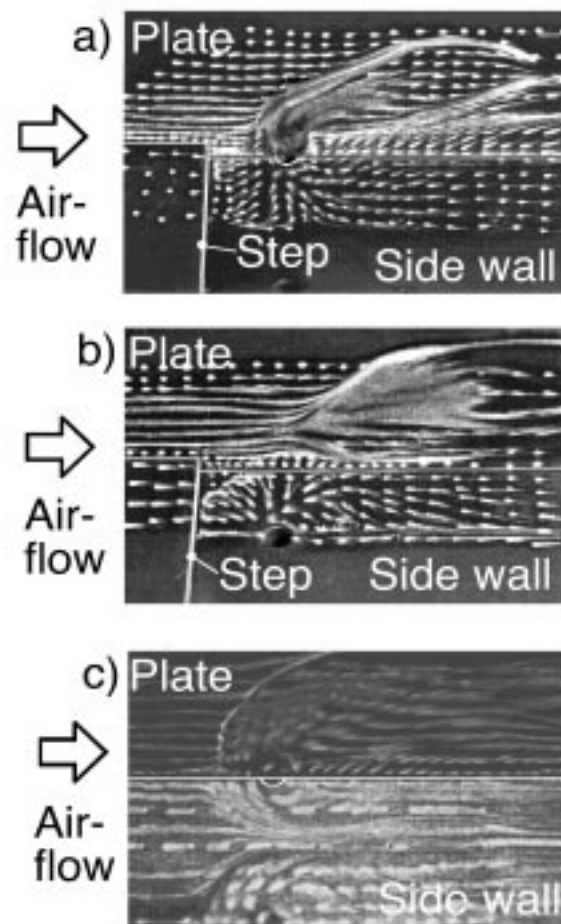


Fig. 6.1.6 Oil flow visualization around the backward-facing step and the fuel injection orifice.

- a) the vertical wall on the middle of fuel orifices with the step
- b) the vertical wall at the centerline of fuel orifice with the step
- c) the vertical wall at the centerline of fuel orifice without the step

に、動圧比が自発点火実験時と一致していても混合を支配する噴流/主流の速度比、密度比等が異なる。したがって点火パラメータに関して、本実験条件での結果を自発点火実験での条件に沿って補正する必要がある。そこで噴射ガスの種類を変えて上記の混合パラメータを変化させ、それに伴う点火パラメータの変化を観察した。なお圧力は点火領域内でほぼ均一であったので、ステップ背面の値を代表値とし、濃度は不均一であったのでステップ背面の噴射孔中心を通る断面上と噴射孔間の対称断面上の2点での値を代表値とした。

図6.1.7に、異なるガスを噴射した場合の噴射動圧に対する再循環領域内の圧力(ステップ背面の値)の変化をまとめて示す。噴射ガスの種類の依らずに、同じ動圧比では同じ圧力と示すことが分かる。一方、噴射ガス濃度は、ガス種が違えば動圧比が同じでも異なる。Cohenら<sup>1)</sup>は、ステップが無い場合の垂直噴射時の噴流上流での剥離領域内での濃度を測定している。それを参考に、実験結果を質量濃度(ステップ背面で噴射孔を通る断面上)と質量流束比で整理した結果を図6.1.8に示す。この結果から、ステップと垂直噴射の流れが干渉する場合でも、点火領域内の噴射ガス質量濃度は質量流束比で整理できることが分かった。

#### d) 点火モデル

点火限界の予測においては、点火領域内の圧力は図6.1.7の結果を用いた。点火領域内の噴射ガス濃度に関しては、ある程度の動圧比以上ではほぼ一定値となり、噴射孔を通る軸上では水素換算で当量比1に達するが、噴射孔間の対称面上では水素換算で当量比0.2程度であることが実験から分かった。点火遅れ時間は、空気・水素反応系の起爆反応を考慮して、

$$t_{\text{ign}} \text{ (ms)} = 8 \times 10^6 \times \exp[-9600 / T \text{ (K)}] / p \text{ (atm)}$$

で与えられる<sup>2)</sup>。点火遅れ時間は当量比0.2で最短となる<sup>3)</sup>ので、当量比を0.2で固定し、温度回復係数の実験値<sup>4)</sup>を与えて混合気温度を求め、上式と圧力から点火遅れ時間を推算した。

滞留時間は、特性長さ<sup>5)</sup>と拡散速度の比で見積もる。特性長さには影写真から得られた再循環領域高さをを用いた<sup>6)</sup>。噴射孔上流の剥離領域は、ステップが無い場合の剥離領域と性状が近いので、ステップ無しの場合の剥離領域での拡散速度を文献2)の半実験式から見積もった。またステップ下流の反対回転剥離領域については、ステップのみの場合の剥離領域の拡散速度<sup>7)</sup>を与えた。

図6.1.9には、自発点火実験の結果と、既存のステップ無し噴射孔上流で予測される点火限界<sup>8)</sup>、及び今回のモデルにより予測される点火限界を示す。同じ点火領域寸法に対して2通りの拡散速度が提唱されているために、点火限界の予想線も2本示されている。今回得られた点火限界の予測線は、既存の予測線よりも実験値と良

い一致を示した。したがって、常温空気に不活性ガスを噴射した実験で得られる代表圧力・濃度の情報と半経験式の組み合わせによって、ステップと噴射孔の組み合わせによる点火領域での自発点火限界を予測できることが示された。不確定要因の多い滞留時間に関しては、同様の構成の燃焼器における直接測定も行っている<sup>9)</sup>。

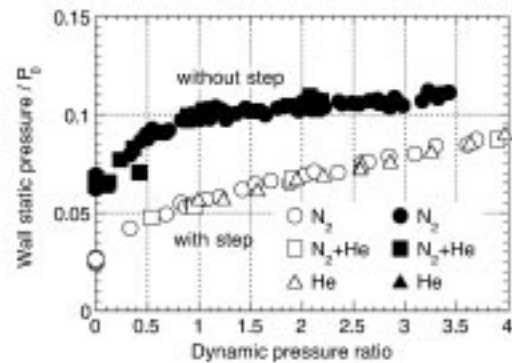


Fig. 6.1.7 Variation of base pressure for various injectants.

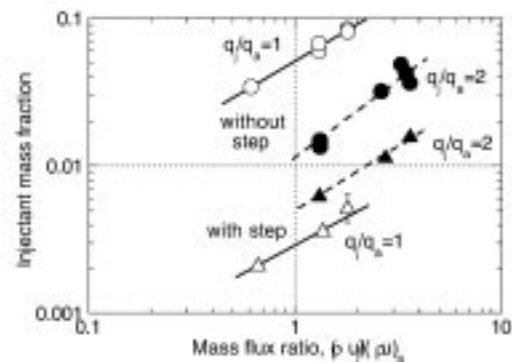


Fig. 6.1.8 Variation of concentration in the base region for various injectants.

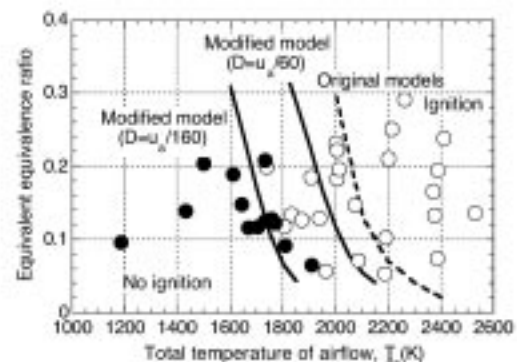


Fig. 6.1.9 Comparison of predicted self-ignition limit with experiments.

6.1.3 点火に及ぼす燃焼器形状の影響

前節で、点火領域内の代表圧力・濃度を求めれば、燃焼器内での自発点火限界が得られることを示した。燃焼器の設計の観点からすると、噴射器の配置やステップと噴射器との距離などの形状パラメータを変化させたときに点火領域内の代表圧力・濃度を予測できれば、点火の可否が予測できる。そこで燃料噴射孔の代表的な形状パラメータを変化させて、点火領域内の代表圧力や濃度の挙動を調べた。

実験にはM2.5Mノズルと直結式燃焼器を用いた。燃焼器形状として、後ろ向きステップの下流に垂直噴射孔形態とステップの高さ(h)6mmは固定した。形状パラメータとしては、噴射孔径(d; 6mm又は3.5mm)、噴射孔の流路幅間隔(S; 約30mm又は約10mm)、噴射孔ステップ間隔(L; ステップ高さの3, 4, 6, 8倍)を変化させた。

代表圧力( $p_0$ 、気流静圧 $p_s$ で無次元化)に関しては、噴流・気流の動圧比( $q/q_0$ )に燃料流と空気流の代表面積の比[噴射孔面積( $\pi d^2/4$ )/(噴射孔間隔 $S \times$ ステップ高さ $h$ )]を乗じた運動量比(以下 $R_m$ )によって整理できることが分かった。図6.1.10に結果を示す。但しこの図に於いては噴射孔とステップの間隔はステップ高さの4倍で固定されている。

更に、噴射孔径(6mm)と噴射孔間隔(30mm)を固定して噴射孔とステップの間隔を変えた実験から、代表圧力(ステップ背面圧)は噴射孔とステップの間隔によらずほぼ一定となっている。

流路幅方向の長さが短いために、両端の壁面(上・下面と定義)廻りの二次流の影響が大きく、噴射孔位置毎の濃度の繰り返し分布(図6.1.6に示したM2.5Lの場合では顕著)が得られなかった。図6.1.11には、代表圧力を支配するパラメータである運動量比を合わせ、噴射孔径が異なる2つの条件での濃度分布を示す。動圧比や運動量比を合わせても、2つの分布は一致しないことが

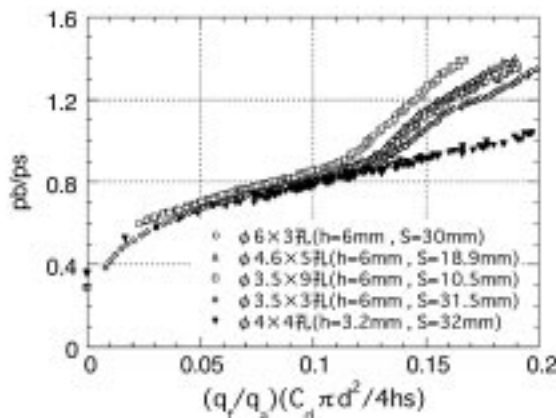


Fig. 6.1.10 Relation of the base pressure with ratio of momentum of injectant and main flow.

分かった。

6.1.4 燃料噴流の挙動に関する実験

燃料噴流の高さは、点火領域である剥離領域の高さを支配し、また燃料の混合は、燃焼開始時の発熱量を支配する。ここでは非燃焼時の燃料噴流の貫通距離を実験的に評価した。特にステップ下流の剥離領域と噴流上流の剥離領域の干渉で、噴流の挙動がどのように変化するかを調べた。このためステップと噴射孔の距離をステップ高さの8倍とし、噴射動圧比によって剥離領域間の干渉を生じる場合と、生じない場合を比較した。実験にはM2.5Mノズルと直結式風洞を用い、噴射孔径は6mm、噴射孔間隔は30mmで固定した。

図6.1.12に、噴流のMach disk高さ(H; 貫通高さと呼称)を影写真で観察した結果を、動圧比( $q/q_0$ )の関数として示す。干渉の発生では貫通距離は変化しなかったが、干渉条件下と不干渉条件下では動圧比に対する貫通距離の勾配が異なり、不干渉時の方が勾配が大きい。これを利用して動圧比の低い不干渉時のステップ下流剥離領域に二次噴射ガスを導入し、強制的に干渉させると貫通距離を増加させることが出来た。

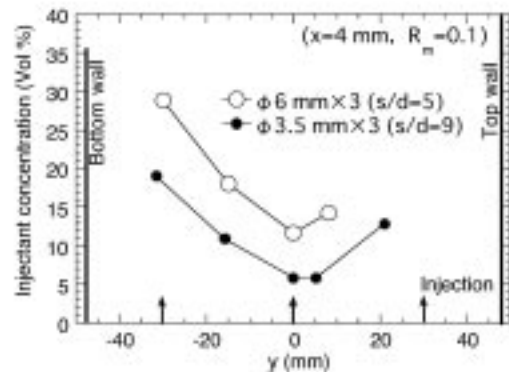


Fig. 6.1.11 Distributions of injectant concentration with a given momentum ratio.

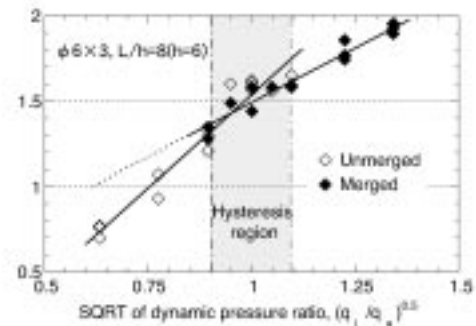


Fig. 6.1.12 Relation between penetration length and dynamic pressure ratio in merged and unmerged conditions.

## 6.2 レーザーによる流れ計測

非接触式可視化計測は、空間的な計測が可能で、またプローブ等を挿入する接触式計測法に比べて流れ場を乱すことが無いため、燃焼器内のように複雑な流れ場の計測に適している。しかしながらその定量性はまだ確立したとは言えず、基礎的な検証実験が欠かせない。

またレーザーによる非接触光学計測は燃焼場の計測で有効であるが、高温による光学系への影響(例えば窓ガラスの失透)がある。そのため、第1段階として常温空気をを用いた超音速流にレーザー計測法を適用し、その定量性を調べた。ここでは前節までに調べられてきた直結式燃焼器内での非燃焼流れ場に、PIVおよびPSP計測手法を適用したので説明する。なお、この節は、池田裕二氏(元神戸大学)、および松本尚之氏との共同研究によるものである。

### 6.2.1 粒子像速度(PIV)計測

PIV(Particle Image Velocimetry)計測は、粒子を空気流や噴流に供給し、レーザーシートを流れ場に照射して、粒子からのMie散乱光画像を撮影し、個々の粒子像の動きから速度場を2次元的に調べる方法である。そのためには、

1. 測定場の速度範囲に適したレーザーシートパルス間隔を選択すること、
2. 映し出された二枚の粒子可視化画像の相互相関を調べ、粒子を同定すること、

が必要である。そして特に超音速流におけるPIV計測では、粒子の流体への追従性に注意しなければならない。PIV粒子の速度追従性については、第7.3節で述べる。

PIV計測を行うために、最小レーザーシートパルス間隔400 nsのダブルパルスNd:YAGレーザー(波長532 nm、最大出力400mJ/pulse)光で厚さ1mmとしたレーザーシート光を用いた。S/N比の向上のために、燃焼器壁面に蛍光シートを張り付け、反射光の波長を変え、他方受光系CCDカメラにはBand Pass Filterを取り付けて、背景光

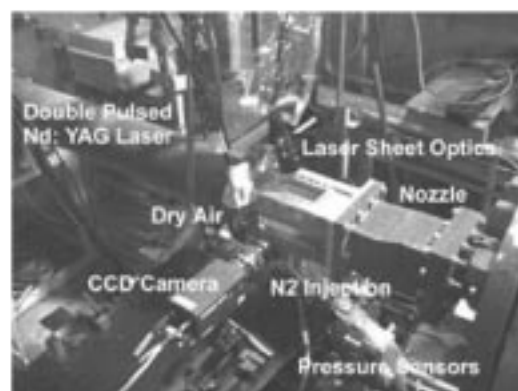


Fig. 6.2.1 Particle Image Velocimetry used in the scramjet combustor.

を除去した。

図6.2.1に小型風洞にて測定対象周辺に上述のPIV計測システムをセッティングした写真を示す。写真の右に超音速ノズルがあり、M2.5の超音速流は写真右下から左上に流れ、ディフューザを介して大気へ放出される。写真中央には縦方向にシート光を入れるための窓、中央下にはそのシート面を撮影するための窓が付いた燃焼器模型が示されている。撮影は、TSI社製相互相関CCDカメラ(PIVCAM10-30)で行った。その画像は、パーソナルコンピュータのメモリに一度取り込み、PC上で相互相関解析による速度ベクトルを算出した。

PIV計測システムとしての計測できる最大速度は、測定対象内の空間分解能に依存する検索領域の大きさとレーザーシートパルス間隔によって決まる。用いたM2.5主流の流速は約550m/sなので、ここでは空間分解能を30mm/pixel、検索領域を64pixel、レーザーシートパルス間隔を400nsとし、理論上測定可能な最大速度値を1200m/sに設定した。

トレーサ粒子は、窒素ポンペからの押しガスをを用いて試験気流に供給した。主流側の速度を計測する際にはノズル整流筒(高温配管)に粒子供給装置を接続した。また、燃焼器に供給される燃料ジェットの構造を調べる時には、供給装置を噴射ガスのマニホールドに接続した。粒子供給量は、供給装置内の回転部分の回転数と押しガス圧(およそ10気圧)を調整して行った。粒子は中空多孔質シリカ粒子で、かさ比重0.19g/cm<sup>3</sup>、真比重2.10g/cm<sup>3</sup>である。流入空気に供給する場合、一回60秒の通風で約0.2リットルの粒子を供給した。

風洞条件は、主流総圧0.75MPa、主流総温300K、流入空気マッハ数2.5、主流空気動圧に対する噴射動圧比条件は1.0を基準とした。レーザー出力を180または100mJ/pulse、レーザーシートパルス間隔を1msまたは400nsecに設定した。燃焼器のスパン方向をz軸、中央噴射孔の中心をz=0mmとして、z位置を変化させて計測断面を変え、燃料ジェットの広がりを観測した。

図6.2.2は、流入空気に粒子を供給した時の粒子可視化の瞬時画像である。横軸は後ろ向きステップ位置から主流方向へのx方向距離を表し、縦軸は燃料噴射ブロック側の燃焼器下壁面からの高さである。図では左側に後ろ向きステップが見える。その高さは6mmで、M2.5の流入空気が左から右に流れている。後ろ向きステップの下流24mmに直径6mmの燃料噴射孔がある。写真右端の暗い(粒子のない)領域は燃料ジェット領域である。

主流空気中に粒子を供給した場合、気流中の粒子は必ずしも均一には分布していない。特に後ろ向きステップ上の境界層高さ付近(y=15mm)には、粒子密度に不連続な境界が見える。そしてその境界には数mmの大きさの渦構造が観察できる。粒子は、ノズルスロート上流の超音速領域で供給した。このような粒子密度分布ができる

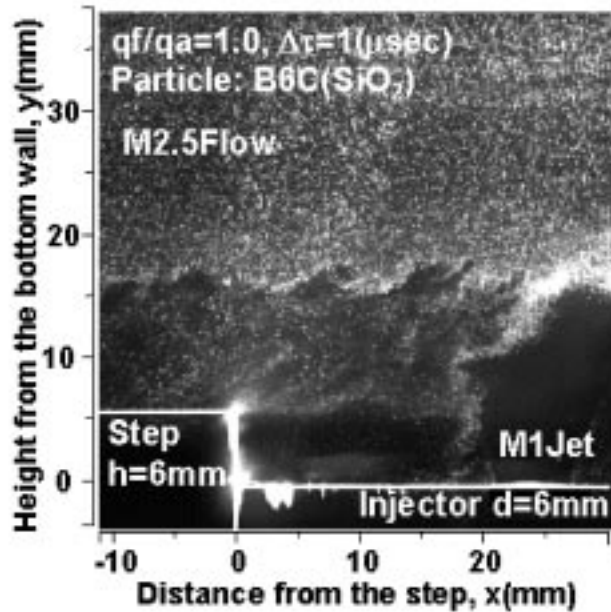


Fig. 6.2.2 Instantaneous image of particles seeded into the M2.5 air stream in the combustor.

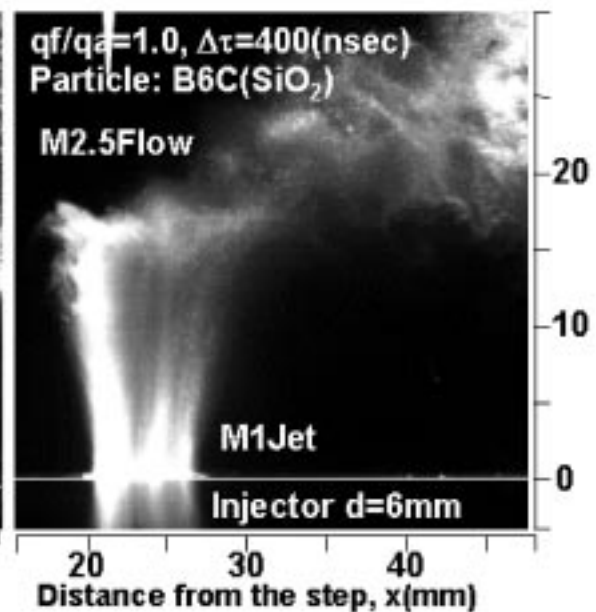


Fig. 6.2.3 Instantaneous image of particles seeded into the fuel jet in the combustor.

原因は不明であるが、現在超音速ノズル垂直縮部形状の影響等を検討している。

主流側に粒子を入れた場合には、ステップ-噴流間の再循環領域にはほとんど粒子はなく、少量の粒子が燃料ジェットとの界面で観察された。後ろ向きステップ周りの流れ場では、ステップ上流の境界層流れがステップ再循環域に流入する。そしてその流れは、再循環域でx方向の渦(順と逆流を繰り返しながら)を巻きながら、燃料ジェット流を回り込むようにして下流に流出して行く。したがって再循環流にもかなりの量の粒子が巻き込まれることを予想したが、図に示すように粒子密度は低かった。これは前述した境界層内での密度低下が原因となっているのかも知れない。

一方、噴流に粒子を供給した場合を図6.2.3に示す。噴流内には均一に粒子が供給されている。y=0mm位置は噴射面に相当し、その下の像は反射光による虚像である。y=17mm位置で粒子密度が水平に不連続に変化するの、その位置にマッハディスクが形成されているためである。その衝撃波によりジェットは上向き運動量を失い、主流空気流により押し流されて行く様子が見られる。

噴流上流の再循環領域、およびジェット背後には粒子はほとんど観察されなかった。ステップ再循環域で保炎するためには、燃料の一部は燃料ジェット上流の小さな渦を介して再循環流に取り込まなければならない。主流空気流にトレーサを入れても、燃料ジェットにトレーサ粒子を入れても再循環流内のトレーサが観測できないことは、そこでの粒子密度が低く、背景光の光量が過大

であることを示している。

図6.2.4に主流空気に粒子供給したときのPIV計測によって得られた速度分布を示す。速度ベクトルの大きさが速度値の大きさを示し、その向きが流れ場の向きを示す。図から、マッハ数2.5に相当する速度550m/sの一樣流れが確認できる。また、図の18mm付近では境界層が見える。右端の空白域は燃料ジェット流で、その上流では主流は影響を受けていない。しかしその境界を詳細に調べると、ジェット界面の直上流には、ジェットが作る弧状衝撃波により、空気流が上に転向しているのが見える。図の再循環域に下向きの流れが見える。これは密度は低いながらも空気流が再循環流に巻き込まれていることを示している。

図6.2.5には、粒子を燃料ジェットに入れて得られた燃料ジェット内部の速度ベクトル線図を示す。噴射孔から音速で垂直に噴射された噴流は、マッハディスクまでほぼ垂直に流れていること、この実験では燃料ジェットが不足膨張状態であるため、噴孔直下流で膨張していること、ジェットが空気主流をブロックするため特に下流側でのその膨張度が大きいことが分かる。

燃料ジェットはマッハディスクを通過後、その貫通運動量を失うため、主流により急速に下流へと流されている。図はその燃料流が下流に向かって蛇行しながら広がって行く様子を示している。

図6.2.3と図6.2.5は同じ動圧比の噴流である。両者を比較すると、ベクトル図での噴流が、図6.2.3より噴孔でより広がり、マッハディスクの下流でも若干上方に貫通している様子が見える。粒子像の積算で得られる画像で

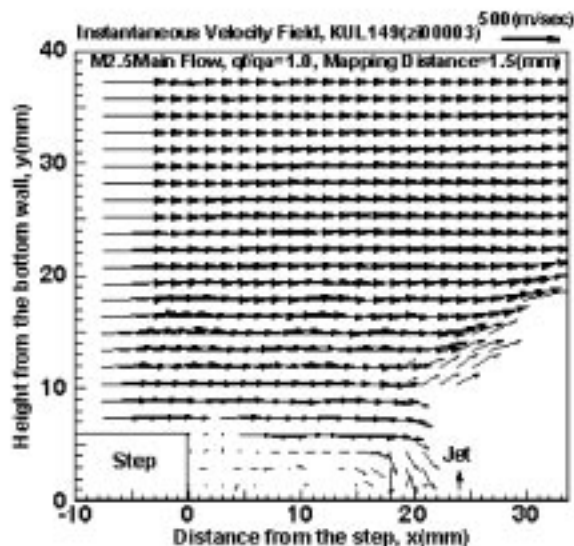


Fig. 6.2.4 Velocity vectors by particles seeded into the M2.5 air stream in the combustor.

はマッハディスク位置を17mmとしているが、実際の位置は図6.2.5から分かるように12mm付近ある。このように、燃料噴流は噴口径の2倍位置にマッハディスクと作るが、その後4倍高さまで貫通していることが図6.2.5から分かる。

### 6.2.2 感圧塗料(PSP)計測

スクラムジェットエンジンの燃焼室内の流れ場構造を調べるために、新しい圧力計測システムとして注目されている感圧塗料(PSP: Pressure Sensitive Paint)<sup>12)</sup>を用い、壁面圧力分布の可視化計測を行った。

#### a) 実験装置

超音速燃焼器を模擬した測定部を図6.2.6に示す。測定部は幅94.3mm × 高さ51mm の流路中にh=6mm の後ろ向きステップがある。後ろ向きステップから24mm(4h)下流に直径6mm の音速噴射式の燃料噴射口を30mm 間隔で3個設けてある。噴射ガスとしては、PSP による計測の都合から空気を用いた。In situ 校正用に流路中心軸上に7点、静圧孔を設け、風洞運転中の圧力を計測した。

計測に使用したPSP色素はRu(bpy)であり、エチルアルコールを溶媒としてTLCシート(シリカゲル60)に吸着させたものを測定部に張り付けた。通常色素を酸素透過性のバインダーに混ぜて供試体に塗布するが、その場合は酸素透過性のバインダーに酸素がとけ込む時間が必要となる。今回はTLCシートを用い、色素をポーラス状のシリカゲルに吸着させ、供試体表面に色素を並べることにより十分な応答速度を確保した。

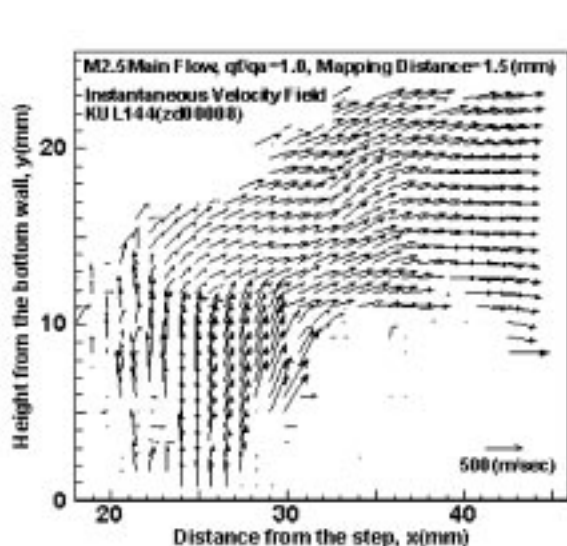


Fig. 6.2.5 Velocity vectors by particles seeded into the fuel jet in the combustor.

今回はTLC シートの母材としてアルミ板を用いており、金属板内の熱伝達により計測領域の壁面温度は均一になるようにした。衝撃波管を用いた塗料特性試験の結果から、本PSP は数十kHz 程度の応答性を持っていることを確認している<sup>12)</sup>。

図6.2.7に光学系の配置を示す。測定部上面にはPSP計測用の観測窓が設けてあり、また、側面に設けられた窓には、PSP 励起用のLED ランプを取り付けた。LED ランプは中心波長460nm のもの(日亜化学製NSPB300A)を222個並べ、それを2個使用して計測に必要な光量を確保した。

記録に用いたCCDカメラは浜松ホトニクス製C4742-95NRであり、1024 × 1024 ピクセルの解像度で、各ピクセルごとに12bit階調で記録した。

#### b) 感圧塗料と測定原理

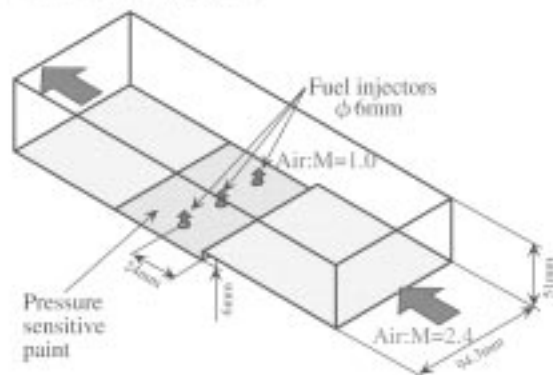


Fig. 6.2.6 The M2.5 supersonic combustor for PSP measurement.

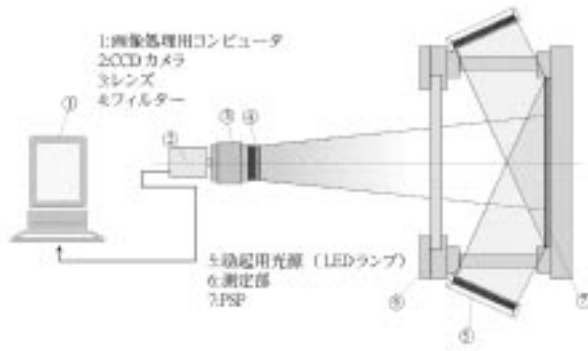


Fig. 6.2.7 The illumination by LED lamps and the CCD camera system for the PSP measurement.

感圧塗料は、ある特定の波長の光により励起し蛍光・燐光を発する色素が、酸素分子との衝突により無放射で基底状態に戻る衝突失活を利用している。今回使用したRu(bpy)の場合、457nmの光によりPSPが励起され、600nmの光を放射して基底状態に戻る。その際、酸素分子との衝突量が多い時、つまり高压になり酸素分子モル濃度が増加すると無放射失活が増え、PSPの発光輝度が減少する。

酸素による消光現象であるため、発光強度変化が酸素濃度に比例する。発光強度と酸素圧力の間には Stern-Volmer の関係式が成り立つ。

$$\frac{I}{I_{max}} = \frac{1}{1 + K \cdot P_{O_2}}$$

ここで、 $P_{O_2}$  は酸素分圧、 $I_{max}$  は酸素が存在しない時の発光強度、 $K$  は比例定数である。即ち気流の酸素分率が一定であれば壁面圧力分布が、圧力場が既知であり酸素分率が変化しておれば濃度分布が測定できる。実際の測定においては、 $I_{max}$  は照射光強度や発光効率に依存すること、式内の係数 $K$ が温度依存性を有すること等から、実験中に何点か壁面圧力を計測して、その点の発光強度とから校正曲線を作成する。

校正曲線の一例を図6.2.8に示す。縦軸が圧力計で測定した壁面圧力であり、横軸が基準強度からの発光強度の変化である。ここでは基準状態として、風洞始動前の流れがない状態(大気圧状態)とした。図6.2.8では校正曲線を一次式とし、最小二乗法により求めた。この校正曲線を用い、中心軸上の発光強度から壁圧分布を求めた。

c) 実験結果<sup>24)</sup>

図6.2.9に主流のみの場合の、図6.2.10に動圧比0.83で空気を噴射した場合の圧力分布(等圧力線図)を示す。図の右端が後ろ向きステップであり、主流は右から左へ流れている。図の右側に3個見えるのが直径6mmの模擬燃料噴射孔で、中央に水平に7個見えるのが校正用圧力測定孔である。図6.2.9に示す様に、主流のみの場合は後ろ向きステップ下流に低圧部(剥離域)が存在している

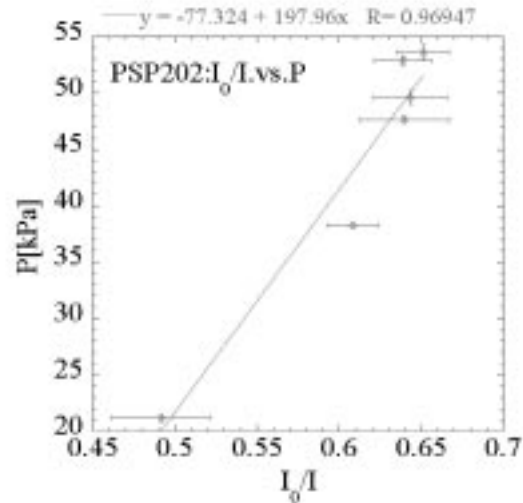


Fig.6.2.8 A calibration curve to convert the luminosity to the wall pressure in the combustor.

ことがわかる。噴射孔近傍で主流は再付着し、その下流ではほぼ一様な流れとなっている。

噴射孔より空気を噴射すると、図6.2.10に示すように、この低圧部の圧力は上昇し、再循環領域を構成する。噴射孔直径をDとすると、噴射孔上流0.5D ~ 1Dの位置から圧力は急激に上昇し、それぞれの噴射孔前面に馬蹄形の高圧部を生じている。これは主流と噴流の間に形成された三次元弧状衝撃波による圧力上昇であり、この下流には馬蹄形の剥離渦が存在している。この弧状衝撃波は流路幅方向に膨張する。そしてその下流には燃料流がブロックするため、壁面圧力が急激に低下している。この低圧域の広がり、は、噴射孔径程度であった。

二つの馬蹄形高圧部の末端が干渉しあう噴射孔と噴射孔の間にも小さな高圧部が存在している。

噴射孔の側面から下流にかけて低圧部ができ、その低圧部は二股に分かれて下流へ広がっている。その広がり、は、噴射孔の0.5D ~ 1D 下流で2.5D 程度、その下流で2D 程度の幅に落ち着く。二股に分かれた低圧部の中心は比較的早く圧力上昇し、噴射孔の1D~2D下流で周囲の壁圧とほぼ等しくなっている。

第6章の文献

- 1) Y. Sato, M. Sayama, G. Masuya, T. Komuro, K. Kudou, A. Murakami, K. Tani, and N. Chlnzel, 'Experimental Study on Autoignition in a Scramjet Combustor,' Journal of Propulsion and Power, 1991, Vol. 7, No. 5, pp. 657-658.
- 2) P. W. Huber, C. J. Schchexnayder, Jr., and C. R. McClinton, 'Criteria for Self-Ignition of Supersonic Hydrogen-Air Mixtures,' NASA Technical Paper 1457, 1979.



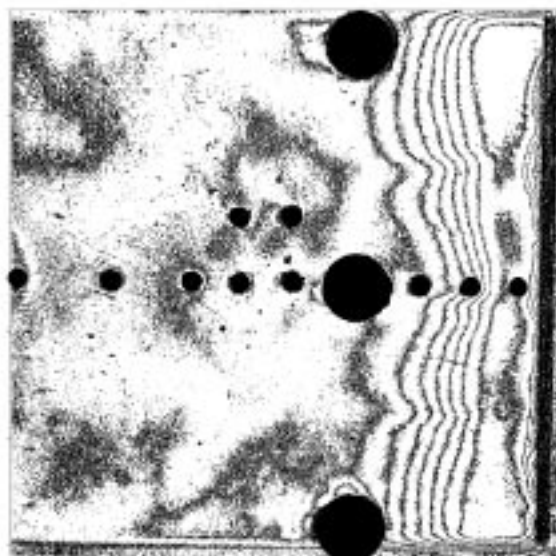


Fig. 6.2.9 Wall pressure distribution before the fuel injection. The M2.5 air flows from the right to the left. The right edge corresponds to the backward-facing step. The lower pressure region is formed behind the step.

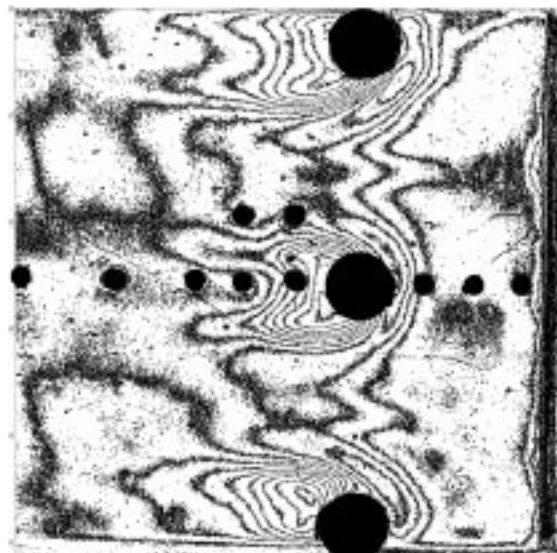


Fig. 6.2.10 Wall pressure distribution with the fuel injection. The bow shockwaves are formed ahead of fuel injectors. Lower pressure regions follow the jets. Reference pressure holes are aligned along the center line.

- 3) C. R. McClinton, 'Autoignition of Hydrogen Injected Transverse to Supersonic Airstream,' AIAA paper 79-1239, 1979.
- 4) 小室智幸, 工藤賢司, 升谷五郎, 鎮西信夫, 村上淳郎, 谷香一郎, 「矩形断面スクラムジェット燃焼器の実験」航技研報告TR-1068, 1990.
- 5) F. S. Billig, R. C. Orth, and M. Lasky, "A Unified Analysis of Gaseous Jet Penetration," *AIAA Journal*, Vol. 9, No. 6, pp. 1048-1058, 1971.
- 6) L. S. Cohen, L. J. Coulter, and W. J. Egan Jr., 'Penetration and Mixing of Multiple Gas Jets Subjected to a Cross Flow,' *AIAA Journal*, 1971, Vol. 9, No. 4, pp. 718-724.
- 7) C. R. McClinton, "The Effects of Injection Angle on the Interaction between Sonic Secondary Jets and a Supersonic Free Stream," NASA TN D-6669, 1972.
- 8) W. J. Thayer III, and R. C. Corlett, 'Gas Dynamic and Transport Phenomena in the Two-Dimensional Jet Interaction Flowfield,' *AIAA Journal*, 1972, Vol. 10, No. 4, pp. 488-493.
- 9) D. L. Davis and R. D. W. Bowersox, "Stirred Reactor Analysis of Cavity Flame Holders for Scramjets," AIAA paper 97-3274, 1997.
- 10) V. Zakkay, R. Sinha, and H. Medeckl, 'Residence Time within a Wake Recirculation Region in a Axisymmetric Supersonic Flow,' *Astronautica Acta*, 1971, Vol. 16, pp. 201-216.
- 11) 残間佳彦, 北谷祐紀, 山内健太郎, 升谷五郎, 富岡定毅, 泉川宗男, 櫻中登, 「超音速燃焼器内の自発着火領域滞留時間に関する研究」, 再使用ロケット/スペースプレーンシンポジウム, 1998.
- 12) Handa, T., Miyazato, Y., Masuda, M., Matsuo, M., Matsumoto, M. and Sakamoto, K., "Experimental Investigation on Luminescent Characteristics of Fast Responding Pressure Sensitive Paint," *Proceedings of PSFVIP-2* May 16-19, 1999
- 13) Engler, R.H., Hartmann, K., Troyanovskii, I. and Volland, A., "Description and Assessment of a New Optical Pressure Measurement System (OPMS), Demonstrated in the High Speed Wind Tunnel of DLR in Göttingen." DLR-FB 92-24, 1992
- 14) Crites, R.C. "Pressure Sensitive Paint, Technique," von Karman Institute for Fluid Dynamics Lecture Series 1993-05, April 19-23, 1993
- 15) 伊藤和彦, 貴堂寧正, 坂村芳孝, 鈴木立之, 松本尚之 "感圧塗料の非定常圧力場への適用" 機械学会第37期北陸信越支部講演会, 2000
- 16) Matsumoto, M., Tomioka, S. and Ikeda, Y., 'PSP Measurement of Flow Fields in a Supersonic Combustor with a Backward-facing Step,' *J. of Visualization*, vol. 4, No. 2, pp131-138 (2001)

## 第7章 計測手法の検討

### 7.1 ガス採取における化学反応凍結

記号

- $c_p$  等圧比熱
- $D_a$  (反応速度/冷却速度)比を表す冷却ダムケラ数  
( $=x_c^*/x_r^*$ )
- $d$  採取管の内径
- $E_1$  分岐反応(反応1の活性化エネルギー)
- $h_w$  採取管壁の熱伝達率
- $k$  反応速度定数
- $M$  失活反応における第3体
- $m$  採取管内の質量流れ
- $N_u$  ヌッセルト数
- $R^0$  一般ガス定数
- $T$  ガス温度
- $T_w$  採取管壁温度
- $U$  流速
- $X$  ラジカル濃度
- $x_r^*$  反応特性距離
- $x_c^*$  冷却特性距離
- $x$  流れ方向距離

- $\alpha$  失活に伴う無次元反応熱
- $\beta$  無次元失活速度
- $\eta$  無次元反応距離
- $\kappa$  ガスの温度拡散率
- $\theta$  入り口温度( $T_0$ )で無次元化したガス温度
- $\theta_a$  無次元活性化温度 ( $=E_1/(R^0 T_0)$ )
- $\lambda$  ガスの熱伝導度
- $\xi$  冷却特性距離で無次元化した流れ方向距離  
( $=x/x_c^*$ )

添字

- 0 初期条件
- \* 特異点, あるいは臨界条件

#### 7.1.1 目的

ラムジェットエンジン試験設備(RJTF)で試験しているスクラムエンジンではエンジン出口で排気ガスを採取し、そのガス分析からエンジン内部性能を測定している<sup>1)</sup>。この方法では、採取した未燃焼反応物が採取管内部で反応すると実際より高い燃焼効率を示す。そのため採取ガスが採取管中で化学反応凍結していることが必要である。しかしNASAでは、総温2000Kまでのスクラムジェット燃焼器を用いた実験から、ガス採取管での化学凍結は不可能<sup>2)</sup>と結論している。

航空宇宙技術研究所・角田研究所においても、ガス採取による燃焼計測を行ってきた。その中で空気総温が

2200K程度までは、採取管内の化学凍結は可能であることが分かってきた。ここでは最初にラジカル再結合に伴う発熱を考慮した場合の解の挙動、特に凍結を与える臨界条件について調べる。その後、採取装置の設計法を検討する。

#### 7.1.2 解析的検討<sup>3,4)</sup>

##### a) エネルギーおよびラジカル支配式

図7.1.1に反応凍結実験に使用したピトー管型ガス採取プローブの断面図を示す。外径が7mmの水冷却2重管のプローブで、プローブ支持部から供給された水は、プローブ先端に向かって流れ、プローブ本体と内管を冷却した後、プローブ先端の肩の部分から後ろ向きに排水する構造となっている。(a)はNASAや角田研究所の超音速燃焼装置でこれまで使用されてきたもので、採取孔は直径0.7mmの直管となっている。(b)は本稿で得られた反応凍結条件に従い新たに製作したプローブで、採取孔径は0.3mm、その直下流に膨張部を設けて反応凍結を促進する構造となっている。(c)はピトー管型方式における垂直衝撃波加熱を避けるために製作した、静圧型プローブである。また(d)は、反応凍結度を比較するための、無冷却式の反応促進型プローブである。

図7.1.1の(a)から(c)のプローブのように、ガス採取管が水冷され、壁温 $T_w$ となっていれば、ガス温の流れ方

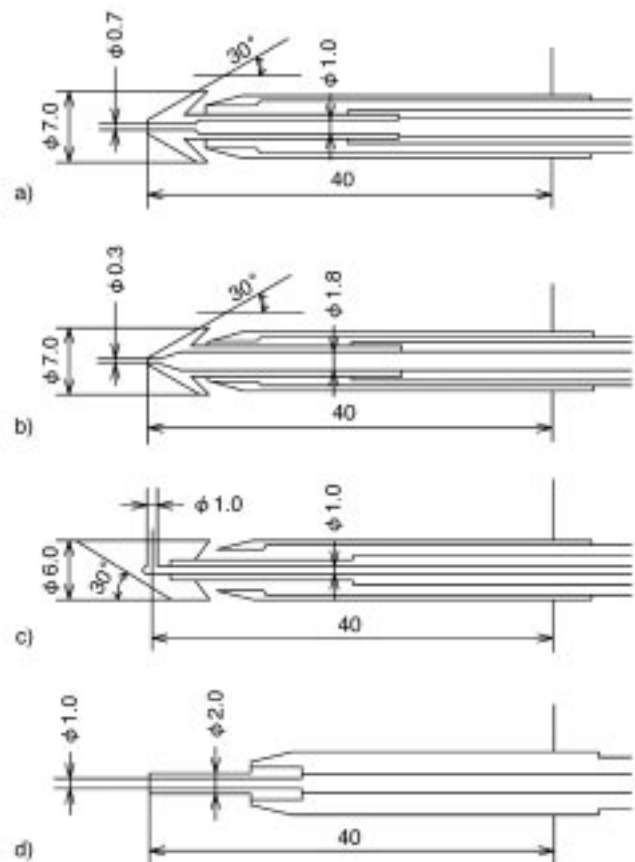


Fig. 7.1.1 Gas sampling probes designed in this study.

向変化を以下のように書くことができる。

$$c_p m \frac{dT}{dx} = -\pi \cdot d \cdot h_w (T - T_w) \quad (1)$$

ここで簡単のためにPr数は1に近似した。その結果、温度回復係数は1となり、試料ガスは総温と壁温間の対流熱伝達により冷却される。ここで以下に定義される冷却特性距離を用いれば、ガス温度について指数関数的に低下する以下の方程式を得る。

$$x_c^* = \frac{c_p m}{\pi N_u \lambda} \quad (2)$$

$$\frac{dT}{dx} = (T_w - T) / x_c^* \quad (3)$$

ここで採取流量(m)は実験者が設定できる量であり、またガスの比熱 $c_p$ や熱伝導度 $\lambda$ も既知の定数である。このように採取条件から冷却特性距離が決まる。冷却距離で無次元化した独立変数 $\xi$ を用いて、無次元温度 $\theta$ で書いたエネルギー式は次のようになる。

$$\frac{d\theta}{d\xi} = -(\theta - \theta_w) \quad (4)$$

採取管内の反応は、ラジカル(X)が増殖する分岐反応( $H+O_2 \rightarrow OH+O$ ; R)と、Xが第3体と衝突し、失活して生成物になる反応、例えば $H+O_2+M \rightarrow HO_2+M$ や $H+OH+M \rightarrow H_2O+M$ を考える。分岐反応速度を $k_1$ 、失活反応速度を $k_q$ と書くと、2つの反応速度の比を表す失活速度係数 $\beta$ を用いて、ラジカル濃度変化を決める式は次のようになる。

$$\frac{d[X]}{dx} = \frac{1}{U} \cdot \{k_1 \cdot [O_2] \cdot [X] - k_q \cdot [M] \cdot [X]^2\} \quad (5)$$

$$= \frac{1}{x_r^*} \cdot \{X \cdot \exp\left(-\frac{E_1}{R^0 \cdot T_s}\right) - \beta \cdot X^2\}$$

$$\beta = \frac{k_q \cdot [M] \cdot [X]_0}{k_1 \cdot [O_2]} \quad (6)$$

ここで[X]はラジカルモル濃度を、Xはその初期濃度 $[X]_0$ で無次元化した値で、反応特性距離を $x_r^*$ とした。なお $R^0$ は一般ガス定数である。(6)式の $\beta$ は分岐反応に相対的な失活反応速度を表す係数である。

この反応に関する式を冷却距離で無次元化した距離で書く。その結果、(反応速度/冷却速度)比を表す採取ダムケラ数が定義でき、ラジカル濃度(X)の支配式は以下のようになる。

$$\frac{dX}{d\xi} = D_a \cdot \left[ X \cdot \exp\left\{\theta_a \left(1 - \frac{1}{\theta}\right)\right\} - \beta X^2 \right] \quad (7)$$

ここで $D_a$ は

$$D_a = \frac{c_p \cdot m}{\pi \cdot N_u \cdot l} \cdot \frac{B_1 \cdot [O_2] \cdot \exp(-\theta_a)}{U} \quad (8)$$

$$\propto \frac{P \cdot d^2}{4 \cdot \kappa \cdot N_u} \cdot \exp\left(\frac{-8450}{T_{s0}}\right) \propto (P \cdot d)^2$$

と書くことができる。また採取管入り口のガス温度で無次元化した温度を $\theta$ 、分岐反応の無次元活性化温度を $\theta_a$ とした。(7)式は、ラジカル濃度が低く温度変化が無視できる反応初期において、ラジカルが指数関数的に増殖

することを示している。ガス採取管内のラジカル濃度を見積もるためには、上の(3)と(7)式を初期条件： $\theta(0)=1$ 、 $X(0)=1$ で解けば良い。

(8)式で温度拡散率 $k$ が圧力に反比例することに注意すれば、ダムケラ数は結局反応圧力Pと採取管の内径の積の2乗： $(P \cdot d)^2$ に比例し、 $N_u$ 数に反比例することが分かる。 $N_u$ 数は $Re$ 数の関数である。今標準状態で10cc程度の採取瓶に試料を1秒で採取する場合を考え、採取管の内径を1mmとすれば、 $Re$ 数は350程度と見積もられる。したがって流れは層流である。

実験では採取管入り口で極力熱伝達を促進するため、冷却域(長さL)を小さく取り、境界層の発達領域を利用するよう設計した。この問題はGraetz Problem<sup>9)</sup>と呼ばれる問題に帰着する。そのGraetz数 $[L/d / (Pr Re)]$ を計算すると、我々が想定している採取管の $N_u$ 数は層流でも10から15と比較的大きくできる。また採取内径を小さくすれば流れは絞られ、採取部の圧力は低下する。このように、ガス採取管においてはその採取口径の選択が重要となる。

#### b) ラジカル失活による発熱の重要性

ここで展開パラメタ： $\theta_a (\gg 1)$ を用いて温度分布関数を $\theta = 1 - \eta / \theta_a +$ のように展開し、(7)式に代入すると、以下のラジカルに関する方程式を得る。

$$\frac{dX}{d\eta} = D_a \cdot [X \cdot \exp\{-\eta\} - \beta X^2] \quad (9)$$

この方程式の解は積分指数関数を用いて表すことができ、ラジカル最大濃度等を冷却ダムケラ数( $D_a$ )と失活速度係数( $\beta$ )の関数として見積もることができる。そして採取管内流速が冷却により低下する効果( $D_a - D_a / \beta$ )や、温度に関する展開近似による誤差も解析的に調べられる。その結果、冷却速度を上げる( $D_a$ を小さくする)とラジカル最高濃度は減少することは確認できる。しかし、ある $D_a$ をしきい値として反応凍結するような臨界現象は見られず、 $D_a$ に関して切れの悪い凍結度の応答が得られた。そこで以下のような検討を試みた。

着火初期においては、専ら分岐反応によりラジカル増殖が進行する。そのためラジカル同志の衝突頻度が低く、エネルギーで失活反応に伴う発熱を考慮する必要はなかった。しかしガス採取管の凍結問題はラジカル再結合に伴う発熱が、被測定物である反応気の自発着火(後述する熱暴走)を誘起し、計測を不可能にする。ラジカル濃度に関する方程式には失活の項を考慮しているので、エネルギー式にも失活に伴う発熱項を加える<sup>10)</sup>。

$$\frac{d\theta}{dx} = -(\theta - \theta_w) + D_a \cdot \alpha \cdot \beta \cdot X^2 \quad (10)$$

ここで発熱項に加わった係数 $\alpha$ は、採取気流の持つエンタルピに相対的な再結合反応の無次元反応熱 $(=Q/c_p T_0)$ であり、例えば $H_2O$ の反応熱57.8kcal/molで代表すれば、 $\alpha=3$ 程度の値となる。

c) 位相空間における解曲線と凍結条件

この式(10)の付加項は第1項の冷却項に対して競合する項となるため、エネルギー式として式(10)を用いた場合と(3)式を用いた場合とでは、(7)式との連立方程式の解は大きく変わる。解の挙動を調べるために、独立変数である $x$ を消去した温度とラジカル濃度に関する位相空間 $(\theta, X)$ を検討してみよう。

$$\frac{dX}{d\theta} = \frac{D_a \cdot \left[ X \cdot \exp\left\{\theta_a \cdot \left(1 - \frac{1}{\theta}\right)\right\} - \beta \cdot X^2 \right]}{-(\theta - \theta_w) + D_a \cdot \alpha \cdot \beta \cdot X^2} \quad (11)$$

エネルギー式に発熱項が加わったことにより、分母=0となる特異線が現れ、分子=0を与える特異線とで、新しい特異点を作る。特異点の位置 $(\theta^*, X^*)$ は

$$X^* \cdot \exp\left\{\theta_a \cdot \left(1 - \frac{1}{\theta^*}\right)\right\} - \beta X^{*2} = 0 \quad (12)$$

$$-(\theta^* - \theta_w) + D_a \cdot \alpha \cdot \beta \cdot X^{*2} = 0 \quad (13)$$

で与えられ、その線形化によりその性質を調べると不安定鞍点(saddle)である。もう1つの特異点は凍結に相当する $(\theta_w, 0)$ で、安定な節(node)である。したがって凍結解は初期条件から勾配 $(-D_a)$ で出発し、 $(\theta^*, X^*)$ に近づいた後 $(\theta_w, 0)$ に落ちる解である。

図7.1.2に横軸を温度、縦軸をラジカル濃度とした位相平面で、 $D_a$ をパラメタにとった時の解曲線の例を示す。 $\theta=0.4$ 付近で急激に増加する特異線は式(12)で与える分子=0の線である。図の右端の初期値(1, 1)を出発し、左上に向かって動く解は、その特異線を水平に横切らなくてはならない。一方、解曲線と重なっているが、 $D_a$ をパラメタに取った時の解曲線の例を示す。 $\theta=0.15$ から立ち上がっている特異線は式(13)で得られる線で、分母=0ゆえに、解はそれを垂直に切るはずである。小さな $D_a$ で小さな勾配で(1, 1)を主発すると、その解曲線は分子=0の特異線と先に交差し、それを水平に切り、左下の凍結解に落ちる。一方、大きな $D_a$ 数の場合の解は初期勾配が大きく、先に分母=0の線を垂直に切り、それか

ら正の勾配となり、ラジカル濃度と温度は時間と共に増加する。

図7.1.2について解の挙動を詳しく調べると、解はsaddle点に漸近した後、 $D_a=8.04$ では凍結に、8.06では反応側に動く。このようにパラメタの値を指定すれば一義的に反応凍結のための臨界値 $D_a^*=8.05$ が定まる。この温度とラジカルが増加する解は、失活による発熱により反応気温度が上昇、その温度上昇によりラジカル分岐反応が加速しラジカル濃度が上がる、いわゆる熱暴走(thermal runaway)現象に相当している。このような循環が始まると発熱速度が冷却速度を凌駕するため、反応物を消費するまで反応系は暴走する。この臨界 $D_a$ 数は初期条件と特異点 $(\theta^*, X^*)$ を結ぶ分岐線(separatrix)として与えられる。

現在、この分岐線を与える解析解は得られていないので、式(7)と(10)の数値計算によりラジカル失活速度係数 $(\beta)$ と採取管壁温度 $(T_w)$ をパラメタとして凍結臨界 $D_a^*$ を計算した。その結果、失活反応速度が遅い程、あるいは壁温が低い程臨界 $D_a^*$ が大きくなり、凍結し易いことが分かる。しかしそれらの依存性は弱く、限界 $D_a$ 数は約10と見積もることができた。したがって、プローブダムケラ数をそれより小さくすれば、プローブ内での反応を無視できることが分かった。

7.1.3 数値解析\*

計算は1次元反応流計算コード<sup>\*)</sup>に上述の熱損失項を加えたコードを作成して行った。このコードには水素空気反応については表7.1.1に示すような素反応が組み込まれており、ラジカル起鎖反応や分岐反応およびラジカル失活反応を追いかけることができる。この表の中で最も重要な反応はR6の $H_2 + O_2 \rightarrow 2OH$ の起鎖反応、R1の $H + O_2 \rightarrow OH + O$ の分岐反応、および $O + OH + M \rightarrow HO_2 + M$ の失活反応である。

採取管の凍結においては、採取する流れを超音速のままプローブに吸引し、その中で膨張させながらガス温度を下げ、その後衝撃波で亜音速に回復させることが望ましい。しかし既存のコードでは音速点を跨ぐような流れ場については計算できない。そのため計算はガスがプローブ先端の衝撃波で最初から亜音速に減速された後プローブに吸引されると仮定して行った。この条件は最も凍結しにくい場合に相当する。計算は入り口マッハ数 $(M < 1)$ 、静圧、静温、採取されるガス組成、および熱損失速度を指定して行った。エンジン内で燃焼すると採取ガス温度は上昇し、その燃焼ガスには未燃焼の反応物と共にラジカルが含まれる。このラジカルによる凍結妨害効果は採取ガス中の反応物にラジカルを共存させることにより模擬した。

図7.1.3にRJTF試験での条件に近い採取法(チップ内径1mm、採取管内圧0.1MPa、採取流量標準状態で59cc/s)で行った数値計算の一例を示す。横軸はチップ

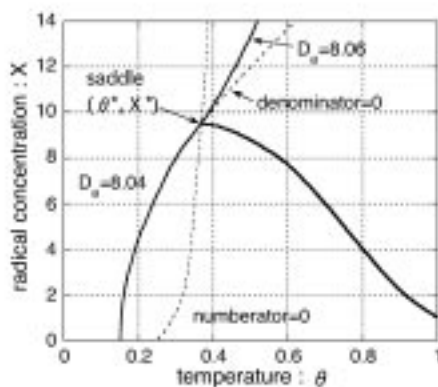


Fig. 7.1.2 Phase plane analysis for quenching of chemical reactions in gas sampling probes.

先端からの距離、縦軸はガス温度と採取管温度の温度差と採取管内に生成された $H_2O$ モル分率の変化を示す。

ガスは壁との温度差により冷却されるため、管内の反応による発熱がなければ、図7.1.3の片対数グラフで温度差は距離に関して直線的に減少するはずである。事実、採取ガス温度が1500K時では、ガスの温度差はほぼ直線的に低下した。先端から15mmの所で少し温度低下率が低下するのが見えるのは、そこで水素空気混合気が弱い発熱反応を起こしたため、その結果、 $H_2O$ 濃度が2.1%に増加している。しかしそこで反応は凍結し、 $H_2O$ はそれ以上に増加していない。

ガス温度が1600Kになると、先端から6mmで顕著な発熱が始まり、 $H_2O$ 濃度が急上昇している。そして7.5mmからはガス温度は上昇に転じ、冷却管内にも拘わらず、ガス温度は1100Kまで増加する。これが熱暴走現象で、これが始まると冷却による反応凍結は非常に困難となる。熱暴走により採取ガス中の水素と酸素は殆ど消費され、31%の $H_2O$ を含むガスが単調に冷却されているのが図7.1.3から読みとれる。

この数値実験から分かるように、再論混合比の水素/酸素ガスは1600Kでは凍結は不可能であるが、1500Kであれば可能性があると考えた。実際の採取管のピトー圧は最高で0.2MPaまで上昇する。このため、式(8)で得られた反応圧力と採取孔径の積( $P \cdot d$ )=一定の条件から、チップ内径を0.3mmに調整した。

#### 7.1.4 プロープ先端部における再加熱

プローブ先端のオリフィス径とその下流導管を細くすればレイノルズ数は低下し、結果として粘性効果が大きくなる。その結果、プローブ内で摩擦チョーク現象が起り、流れが亜音速となって、プローブ先端には衝撃波が形成される。その衝撃波による温度上昇が未反応ガスの反応を促進する可能性を調べるために、非反応性コードを用いてプローブ先端の流れ場を調べた。

流れ場は、主流マッハ数2の流れをオリフィス径0.3mmのプローブでガス採取する場合を考えた。その代表レイノルズ数は約100である。図7.1.4の上の図はオリフィスの下流が一定断面で長さ0.5mmの直管の場合である。

オリフィス入り口にラムダ型の衝撃波が形成されている。しかしこのマッハ反射は下流部の形状によるものではないことは、下流部に膨張部を設けた図7.1.4下側の図の場合と比べれば分かる。このラムダ型衝撃波は、有限曲率を有するエッジ部にできた軸対称離脱衝撃波によるものである。したがってどのようなプローブで採取しても、オリフィス中央部で垂直衝撃波による採取ガスの加熱を避けることはできないであろう。

図7.1.4上側の図のマッハ数分布から、直管部で境界層が発達し、そこでは摩擦チョークとなっている様子が分かる。一方、下の図では垂直衝撃波直後から再加速が

Table 7.1.1  $H_2$ - $O_2$  elementary reactions used in the reaction code.

No	Reaction	B	n	Ta
1	$O_2+H=OH+O$ Backward	2.000E+14	0.00	8.452E+03
		1.400E+13	0.00	3.847E+02
2	$H_2+O=H+OH$	1.500E+07	2.00	3.799E+03
		6.730E+06	2.00	2.687E+03
3	$H_2+OH=H_2O+H$	1.000E+08	1.80	1.859E+03
		4.620E+08	1.80	9.317E+03
12	$HO_2+H=H_2+O_2$	2.500E+13	0.00	3.521E+02
		5.500E+13	0.00	2.907E+04
13	$HO_2+H=OH+OH$	2.500E+14	0.00	9.557E+02
		1.200E+13	0.00	2.017E+04
14	$HO_2+OH=H_2O+O_2$	5.000E+13	0.00	5.030E+02
		6.330E+14	0.00	3.715E+04
4	$O_2+M=O+O+M$	5.100E+15	0.00	5.785E+04
		4.700E+15	-0.28	0.000E+00
5	$H_2+M=H+H+M$	2.200E+14	0.00	4.829E+04
		3.000E+15	0.00	0.000E+00
6	$H_2+O_2+M=OH+OH+M$	8.000E+14	0.00	2.264E+04
		2.760E+13	0.00	1.351E+04
7	$OH+M=O+H+M$	8.000E+19	-1.00	5.216E+04
		1.000E+16	0.00	0.000E+00
8	$H_2O+M=H+OH+M$	2.200E+16	0.00	5.282E+04
		1.400E+23	-2.00	0.000E+00
9	$HO_2+M=O+OH+M$	8.180E+21	-1.00	3.312E+04
		1.000E+17	0.00	0.000E+00
10	$HO_2+O+M=O_2+OH+M$	5.000E+13	0.00	5.030E+02
		6.420E+13	0.00	2.848E+04
11	$HO_2+M=H+O_2+M$	2.310E+15	0.00	2.309E+03
		1.650E+15	0.00	-5.030E+02

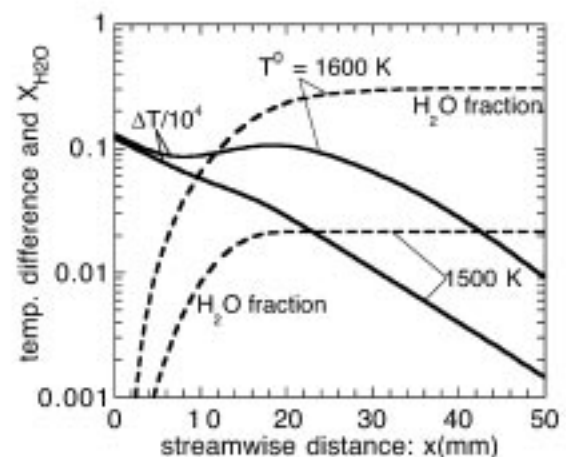


Fig. 7.1.3 Quenching of chemical reactions in gas sampling probes simulated by a one-dimensional kinetic code.

始まっている。この超音速加速により静温と静圧が低下し、採取ガスの反応凍結は促進される。上の図の直管部長さを1mmとすれば、その温度回復した領域を通過する採取ガスの滞在時間は3msとなる。一方、下側の図のようにオリフィス下流に膨張部を設けたプローブにおいては温度回復領域での滞在時間はその1/100と短く、その間の反応進行は無視できる。このように、ガス採取オリフィスでは直管部の長さをできるだけ短くして、その下流に膨張部を設けることが必要である。膨張部の形状については文献5を参照されたい。

超音速流にガス採取プローブを挿入した時、プローブ周りの圧力場によって分子量の小さな成分がプローブを避けて流れ、結果として分子量の大きな成分の相対濃度が上がる可能性が指摘されてきた<sup>11,12</sup>。しかしながら、図7.1.4から、衝撃波はオリフィス内側に形成されていること、またエッジ先端部からの離脱距離がオリフィス径に比べて小さいこと、の2つの理由から、この選択採取は生じないことが分かる。実際に水素を燃料とする超音速燃焼器を用いてガス採取を行い、燃焼器出口での未燃焼水素とH<sub>2</sub>Oから計算した水素の総流量と供給水素量とを比較しても、そのような選択採取は観測されていない。

### 7.1.5 ラムジェットにおける化学凍結

第4.7節で説明したメタンを燃料とする民間航空用超音速燃焼型ラムジェットのエンジン試験をRJTFで実施した。その際、エンジンの燃焼性能を、燃焼圧力とノズルスロート面積の関係、熱電対による燃焼温度測定、そして第3の方法として排気ガス組成のガス組成分析から調べた。図7.1.5にガス組成分析の結果をまとめた。図の上(a)図にRJTFを用いた超音速燃焼ラムジェットエンジンの燃焼試験で測定した酸素、CO<sub>2</sub>、CO、残留炭化水素類、NO<sub>x</sub>濃度の時間変化を、下の(b)図にはそれから計算した燃焼効率と燃焼温度変化の例を示す。

実験では水冷採取管レークを超音速ノズル出口に設置して、内径1mm、長さ4mの導管で採取ガスを試験室外に導き、直接ガス分析装置に導入した。そして酸素は磁気式測定、CO<sub>2</sub>とCOは非分散赤外線分析法、残留炭化水素は火炎イオン化法、そしてNO<sub>x</sub>濃度は化学発光法によりリアルタイムに定量して、燃料流量による燃焼性能の変化を調べた。例えば上側の図7.1.5a)図の酸素濃度の変化を見ると、時間15秒のパイロットメタンの噴射による酸素消費とそれから順次主燃焼流量を増すことによる酸素濃度減少がはっきりと捕らえられている。

図7.1.5(b)にそのガス分析の結果から平衡計算で得た燃焼温度と燃焼効率の時間変化を示す。上の図の比較から、燃料噴射量を増し、当量比を上げるに従い、燃焼効率は上昇し、最高92%の燃焼効率を得た。この図7.1.5の実験では当量比が0.3から0.5と低いために燃焼温度は1300Kから1600Kと低いが、1連の実験では採取レーク

の耐熱限界の2100Kの燃焼温度まで測定を試みた。

このような一連の測定と解析の後で、燃焼温度が2200Kに達するメタン燃焼ラムジェットにおけるガス採取法の精度が問題となった。そこで前節までの結果を利用して、メタン燃焼効率の信頼性を調べた。

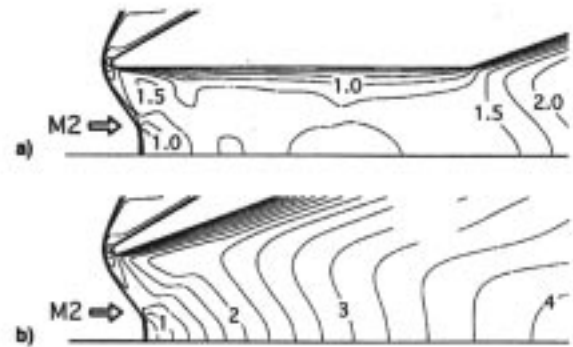


Fig. 7.1.4 Flow field of sampled gas around 0.3 mm probe orifice calculated by an unreactive CFD code.

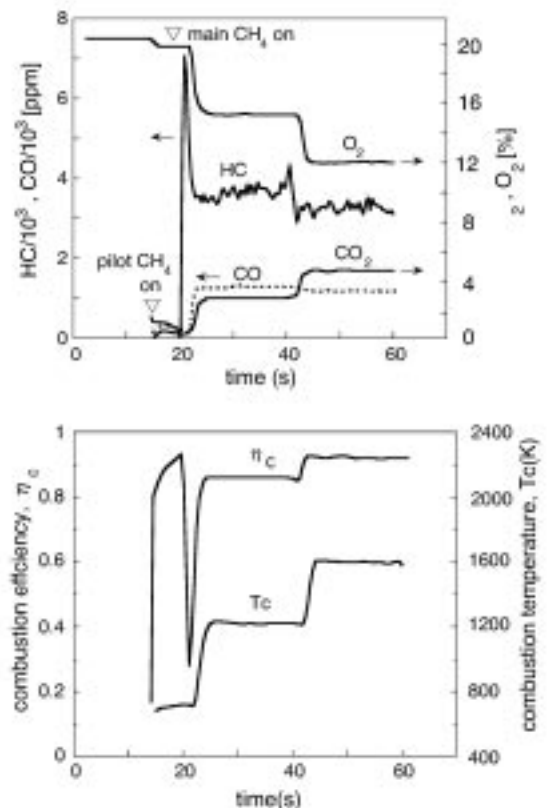


Fig. 7.1.5 Gas sampling in the CH<sub>4</sub>-fueled ramjet engine testing. Upper: a) Histories of mole fractions of O<sub>2</sub>, hydrocarbon, CO, CO<sub>2</sub> in the exhaust gas from the nozzle. Lower: b) Variations of combustion efficiency and combustion temperature calculated from the gas analysis.

図7.1.6に文献5から引用した水素/空気とメタン/空気の量論比混合気の着火遅れ時間を示す。データの出典は、図中の番号を参照されたい。図からメタンの着火遅れ時間は、ラムジェット燃焼温度である2200K付近で水素反応時間の数倍、1800K付近では10倍と水素に比べて大きいことが分かった。したがって、メタン空気混合気の場合には反応凍結条件は容易に満足され、2200Kの高温未燃焼ガスを大気圧で吸引しても採取管内の反応は無視できる。

事実、図7.1.5の当量比が0.5の実験結果を見ると、燃焼ガス中には約12%の酸素と3500ppmの炭化水素、そして1000ppmのCOが残っている。また当量比0.9の実験でも1500ppmの平衡濃度ををはるかに超える5000ppm以上のCOが残った。さらに採取管内部で反応が進んだと仮定すると、高温になる当量比1に向かって見かけの燃焼効率は増加するはずである。しかし燃焼効率は当量比0.6付近で98%の最高値を取り、それより当量比1に近づけると燃焼効率は低下した。

加えて熱電対による燃焼室ガス温度測定値と排気速度による燃焼温度を計算し、比較した。その結果、これら3つの独立した測定値間の整合性は良好であった。これらの結果から、ラムジェットエンジン試験においてガスを採取した時の試料ガスは、十分化学反応凍結条件を満足していたと結論した。

### 7.1.6 採取管の設計

#### a) 細管内のPousulelle流れ

採取管は導管により真空ポンプで吸引される。死容積を極力小さくするためには、導管の内径を小さくする必要がある。しかし細い導管では摩擦によるチョークが生じて、試料ガスの吸引速度が制限される。この問題は衝撃波現象に対する圧力導管による測定遅れの観点からも研究されている<sup>10)</sup>。ここではガス採取法について検討してみた。

$R_0$ 数が1000程度の層流の管内流れはPousulelle流れで近似でき、その導管当たりの質量流束は圧力差と密度に比例する。高圧側と低圧側の圧力をそれぞれ $P_1$ と $P_2$ と書くと以下の式を得る。

$$m = \frac{\pi d^4 \rho (P_1 - P_2)}{128 \mu \cdot l} \quad (14)$$

今、壁温(室温)まで温度が低下した試料ガスを吸引しているため、流れは等温と近似でき、密度は圧力に比例する。導管の微小区間について質量保存式を立てれば、拡散方程式に似た圧力に関する次の偏微分方程式を得る。ここで配管内圧力は、圧力導管入り口での吸引圧力で無次元化した。

$$\frac{\partial P}{\partial x} = \frac{P_1}{32 \mu} \cdot \left(\frac{d}{l}\right)^2 \cdot \frac{\partial}{\partial x} \left(P \frac{\partial P}{\partial x}\right) \quad (15)$$

この式では、圧力に対する拡散係数が圧力に比例するため、非線形方程式となっている。これは低圧ほど体

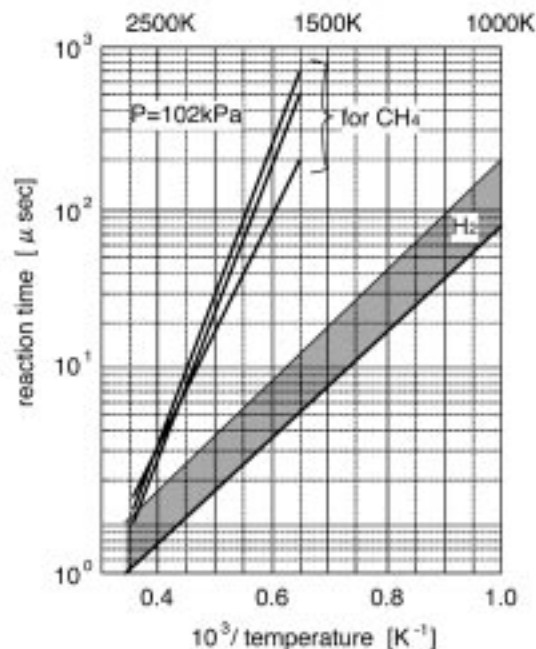


Fig. 7.1.6 Comparison of ignition delay time of  $H_2$  and  $CH_4$ -air mixture.

積流量が増し、抵抗が増加するためである。同様な式は、多孔質物質内の流れについてKiddler<sup>11)</sup>によって得られている。ここでは定常吸引中の導管内圧力分布から圧力導管に必要な条件を、式(15)をx方向で平均化、あるいは集中係数化をして見積もる。

#### b) 定常吸引時の導管内圧力分布

真空ポンプで導管を定速吸引する場合を考えると、式から次の圧力分布に関する常微分方程式が得られる。

$$P \frac{dP}{d(x/d)} = \left( \frac{128 \cdot \mu \cdot m}{\pi d^3 \rho_1 P_1} \right) = C \quad (16)$$

この方程式の初期値、 $P(0)=1$ に対する解は、以下のように導管が長くなるにつれて圧損が大きくなり、有限の距離でチョークする解となる。

$$P = \sqrt{1 - C \cdot x/d} \quad (17)$$

実際の採取導管に適用してチョーク位置を計算すると、吸引圧力( $P$ )が1気圧(100kPa)の時には $1.25 \times 10^4 d$ で、10kPaではその1/10の $1.25 \times 10^3$ となる。このことは10kPa程度の低圧の試料ガスを内径2mmの採取導管で吸引すると、2.5mで流れはチョークすることを示している。したがって、反応凍結の観点からは採取管圧力は低圧ほど好ましいが、その採取流量を $10^{-4}$ kg/sとした場合、圧力損失の観点からは採取管圧力は約30kPa程度とするべきである。そして、採取導管長さは3m以内に採取ピンを置けばよい。

#### c) 採取ガスの充填時間

前節の検討では、試料ガスの質量流束が一定であると仮定して定常圧力分布を調べた。次に導管下流の採取び

ん圧力を代表圧力、導管は集中した抵抗と近似して採取ピン(容積:  $V_0$ )の充填速度を計算する。採取管入り口の吸引圧力で無次元化した採取ピン圧力の時間変化は以下の式で支配されている。

$$\frac{dP}{dt} = \left[ \frac{P_1}{32\mu} \cdot \left\{ \frac{\pi d^4}{l \cdot (\pi d^2 + V_0)} \right\} \right] \cdot P(1-P) \quad (18)$$

$$= \frac{1}{t_p} P(1-P)$$

ここで採取特性時間( $t_p$ )を定義した。  $V_0=0$ の場合は、細長い導管の先に取り付けた圧力センサの測定遅れを表す方程式となる。

導管容積が採取びん容積の10%以下の場合には、この特性時間は採取圧力と導管内径の4乗に反比例する。例えば導管を内径2mm、長さ2mとして容積50ccの採取ピンに1気圧の空気を吸入する時の充填特性時間は0.01秒、0.1気圧のガスを採取する時の特性時間は0.1秒となる。

採取びん圧力の初期条件( $P=P_2^0$ )に対するこの解は以下のように与えられる。

$$\frac{t}{t_p} = \ln \left\{ \frac{P}{P_2^0} \cdot \left( \frac{1-P_2^0}{1-P} \right) \right\} \quad (19)$$

真空中に相当する  $P_2^0=0$  は充填時間が無限大の結果を与えるが、これは流れがチョークするためである。例えば  $P=0.1$  から  $0.9$  まで充填するための時間は式から  $4.39t_p$ 、時間、  $P=0.05$  から  $0.9$  までには  $5.14t_p$  時間を要する。このように採取ピン内圧力を減圧し過ぎると試料流量が取れず、返って採取時間が長くなる。また密度一定とした時の充填必要時間に比べて密度変化が大きい採取導管の場合には、その約2倍の充填時間が必要である。

#### d) 配管パージ時間

ガス採取に際しても導管の死容積とその中を流れるガス流量から決まるガス交換時間が問題となる。そこで2mの1/16インチチューブ、およびその先端に0.5mm径のオリフィスを取り付けた場合について、そのガス充填時間を測定した。

その結果、チューブを流れる流量は差圧が100kPaから10kPaまでの平均で16cc/秒、プラグ流を仮定した時のガス充填時間は0.3秒、最も遅い攪拌混合(well-stirred)状態で0.9秒となった。この検討により、ガス採取のためのシーケンスでは配管パージに1秒、157cc採取容器への充填時間を1.4秒に設定している。

また試料採取に先立ち配管や採取ピンのパージ時間も採取特性時間の3倍程度が必要である。以上のことから1回の採取シーケンス当たり  $10t_p$  の時間を準備しなければならない。例えば内径2mm、長さ2mの採取導管の下流に約50ccの採取びんを取り付けた時、  $t_p$  は0.012秒 ( $P_1=100$ kPa) から0.12秒 ( $P_1=10$ kPa) となる。このこと

から採取圧力が10kPaでも、パージも含めて2秒で採取が完了し、次の燃料噴射シーケンスに移ることができる。スクラムジェットエンジンの試験時間は10秒から最大60秒である。したがって10秒間の比較的短い燃焼試験においても、エンジンに供給する燃料流量を順次変化させ、ガス採取しながらその性能が計測できる。

#### 7.1.7 ガス採取装置とそのシーケンス

小型風洞およびRJTFで使用しているガス採取装置とブローブレークを図7.1.7に示す。ガス採取装置は12チャンネルで、各チャンネルには開閉弁2個と3方弁1個が付いている。左のブルドン管の右に写っているのがピストン付きのガス採取容器で、その横の真空タンクに開閉弁を介して接続されている。ガス採取容器の内容積は157ccで、採取後マニュアルでピストンを圧縮することにより採取ガス圧を大気圧以上に上げる(最大圧縮率70)で、大気混入による試料の汚染を避けている。各電磁弁は遠隔によりシーケンサで駆動される。

写真の右下は、後退角付きエンジン試験に用いたガス採取レーク(7本ブローブ付き)である。このレークはエンジンのスパン方向に移動するトラバース装置に装着され、エンジンノズル下流に設置される。M8エンジン試験ではレークはエンジン排気流に、またトラバース装置も総温2600Kのノズル気流に晒されるので、トラバース装置全体はレークからの冷却水により保護している。

ガス採取レーク用のトラバース装置は、エンジンの下流に取り付けられるように高さ100mm、横幅300mm、長さ300の直方体形状とした。その上面にレークを取り付ける移動台(厚さ12mm、幅60mm、長さ268mm)がある。内部には定格駆動電流0.87A、出力100W(定格トルク0.318N-m)のACサーボモータを収納し、減速比1/1.4の歯車とピッチ2mmのボールねじにより、移動台を駆動する。冷却水はゴム管で、また採取ガスはテフロンチューブによりレーク本体とトラバース装置内の固定継ぎ手と繋がっている。移動速度は10mm/s、最大移動距離は300mmである。

最も設計に苦勞したのは、1/100気圧下のトラバース駆動装置の使用環境からトラバース駆動部を保護することである。移動台を動かすには、駆動箱上面には開口部が必要である。駆動装置の一部は設備ノズルからの最高2600K-動圧50kPaの気流に晒され、エンジン燃焼時にはその燃焼ガスをかぶる。またレークから散水した冷却水で、駆動箱本体を熱保護する。従って内部のモータを保護するためには気密性の高い耐水が、そして外部に対してはM8の風圧と3000Kに対する対策が必要である。可燃性のある布のような材料では風洞気流に保たない。

そこで、台座の移動に合わせ、1mm板厚の幅50mmのSUS板を4枚、よろい戸式に組み合わせた2組の熱防壁スライドで、駆動箱上面を覆った。台座の移動に伴い、開放側では防壁板スライドが展開し、閉じる方では



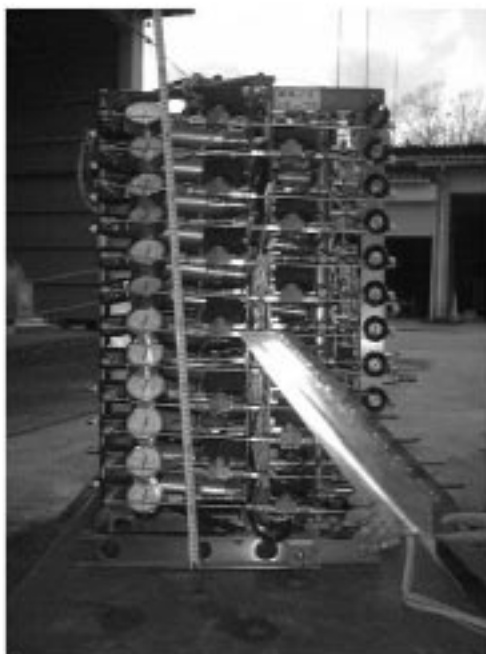


Fig. 7.1.7 A probe rake and the gas sampling valve unit for the RJTF engine testing.

スライドが重なって行くようにした。さらに駆動箱内部には防水布でモータを保護し、内部に窒素を供給して、外部より内圧を高めることにより、冷却水や高温ガスの浸入を阻止するようにした。

図7.1.8にガス採取装置によるピトー圧測定とガス採取のシーケンス例と採取ユニット1チャンネル分の系統図を示す。最初に機械式圧カスキャナで12チャンネル

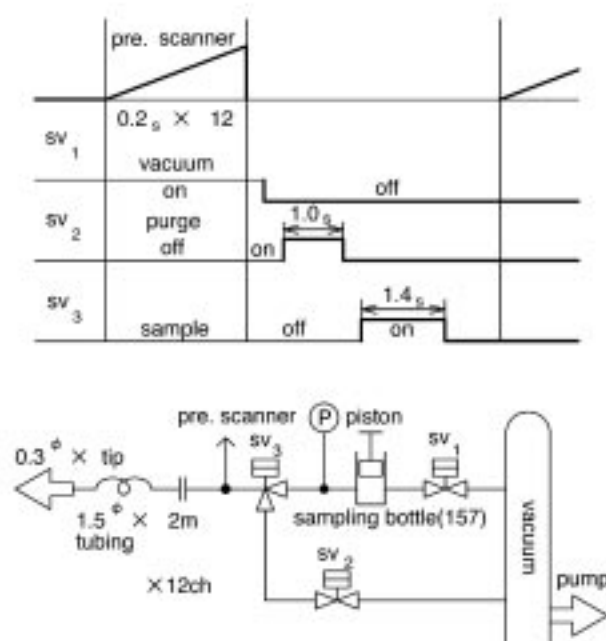


Fig. 7.1.8 Sequence of gas sampling and pitot pressure measurements in the RJTF engine testing.

分のピトー圧を測定する。静圧に比べピトー圧は高い(約100 kPa)ので、その走査時間は1チャンネル当たり0.2秒としている。

電磁弁SV1は真空弁で、SV2はバージ開閉弁、SV3はバージと採取を切り替える3方弁(採取弁)で、通常バージ側に繋がっている。最初SV2が開の状態、圧カスキャナを動かしてピトー圧分布を測定する。それまではSV1を開として採取容器を真空に保っている。採取シーケンスに入ると、まずSV1を閉じ、バージ弁SV2を開とする。SV3はバージ側に繋がっているため、これによりプローブ先端から採取装置までのライン内のガスはバージされ、採取ガスに置換される。そのバージ時間は前節の検討から1秒としている。バージを終えるとSV3の採取3方弁を採取側として容器内に採取ガスを吸引する。この吸引時間はエンジン試験の場合1.4秒とし、採取後の容器圧が0.2気圧程度までになっている。各プローブ(図7.1.7のレークの場合は7本)からの採取ガスはそれぞれの容器に蓄えられる。

その測定位置での一連のシーケンスが終了すれば、トラバースを動かして次の測定位置にレークを移動させる。トラバース時間+1秒の待機時間内にプローブ導管内の圧力は新しい位置でのピトー圧に追従し、次のピトー圧測定→ガス採取シーケンスに入る。図7.1.7の7本プローブレークの場合には、12チャンネル採取装置を2台使えば、3測定位置で計21サンプル、3台用いれば5測定位置から計35本の採取ガスが得られる。実験後はなるべく早く採取容器のピストンを圧縮し、大気汚染を防ぐ。

### 7.1.8 ガス採取レークの焼損

2001年4月のM8エンジン試験において、トラバース装置とガス採取装置を用いて気流状態と燃焼状態でのピトー圧とガス組成測定を行った。エンジンに水素を供給しない、空気総温2600Kの気流時測定においては問題なくピトー圧分布が測定できた。しかしM8-62試験でエンジンに当量比0.75相当の水素を供給し、ガス採取を試みたところ、トラバース中にレークが焼損した。

図7.1.9に使用したレークを示す。このレークは第2次エンジン用のもので、図7.1.7のレークとは異なっている。レークはエンジン形状に合わせ、後退角がなく、六本の採取プローブが付いている。エンジン内で燃焼した流れは左から右に流れる。レークの全高は305mmであり、レークの抗力を小さく、エンジン計測への影響をなるべく避けるためにその厚さは10mmとした。レークには45mm間隔で6本の採取プローブが付いている。プローブは2重管となっており、右側の基部から冷却水が供給される。その冷却水はプローブ先端の傘部背面から下流に向けて放出される。

基部のプローブ取り付け部の中間には5箇所冷却水放出孔がある。その冷却水が前方に吹き出さないように、基部前縁には2mm厚さのニッケル製のカバーがあ

り、冷却水はその背面を冷却した後基部との隙間から下流に放出される。さらにプローブ内の採取管を冷却した水も、採取オリフィスがある傘(銅製)から下流に放出され、ニッケル製カバーの上面を流れ、ニッケルカバーを保護するようになっている。採取した燃焼ガスはプローブ内の細管で冷却され、基部内部の冷却水の中のテフロンチューブを經由してレーク下部に導かれる。

図7.1.10に焼損したレークの詳細を示す。写真には6本の内の3本のプローブが写っている。その右側が冷却水通路となっている銅製のレークの基部である。基部の先端の5個の冷却水が凹状の窪みとして写っている。

RJTF-M8試験においては、起動時に先ず総温290Kの常温空気により風洞が起動する。その際レークから放出された水は、その低い静温のために凍結し、レークの下流端に海老状の樹氷ができる。この観察により、冷却水が流れていることは確認した。

しかし燃焼試験後に調べると、エンジン壁圧データから燃焼が活発であった領域の下流域に位置していたプローブがひどく損傷していた。写真中央のプローブでは、採取オリフィスがある傘(銅製)部が溶けて、流れの動圧によりつぶれているのが分かる。熱伝導性のよいニッケル材もその背面が冷却されているはずの部分の損傷がひどい。写真下側では銅製のレーク本体、特に冷却水孔そのものが溶損している。

プローブの根元に焼損がなかったのは、プローブ傘部からの冷却水が高い流れ動圧により、根元に集中して冷却したためであろう。反対にそれらの中間部が焼損したのは、プローブからの冷却水が届かなかったこととニッケル板背面からの冷却が不十分であったことが考えられる。そして、プローブが作る円錐型衝撃波とレーク基部が作る衝撃波が3次的に干渉、局所的に高圧・高温域を形成した可能性がある。

採取したガス組成からは100%に近い燃焼効率が得られた。しかし写真の採取オリフィスの損傷状態から、そのガスが化学凍結条件を再検討しなくてはならない。総温2600Kの空气中で当量比燃焼した場合、その燃焼温度は3000K以上となり、低圧によりラジカル濃度も高くなる。ラジカル分岐反応の強い温度依存性からそのような高温での反応凍結はかなり難しくなる。今後第5.2節で議論した理論燃焼性能、エンジン試験で実測された推力、そしてCFDでえられるエンジン性能等と併せ検討し、エンジン内での実際の燃焼効率とプローブの凍結度を調べなければならない。しかし、ガス組成による燃料分布の測定は反応凍結にはよらないため、万一凍結が不完全でもレーク測定は有益である。

現在焼損したプローブレークを改修している。第1に銅製のプローブ先端チップの円錐半頂角を25度から20度に鋭くした。これによりチップの熱負荷は軽減される。そしてその材料を熱伝導率が高く、耐熱性の良いニッケルに変更した。しかしニッケルの化学的触媒性に問題が

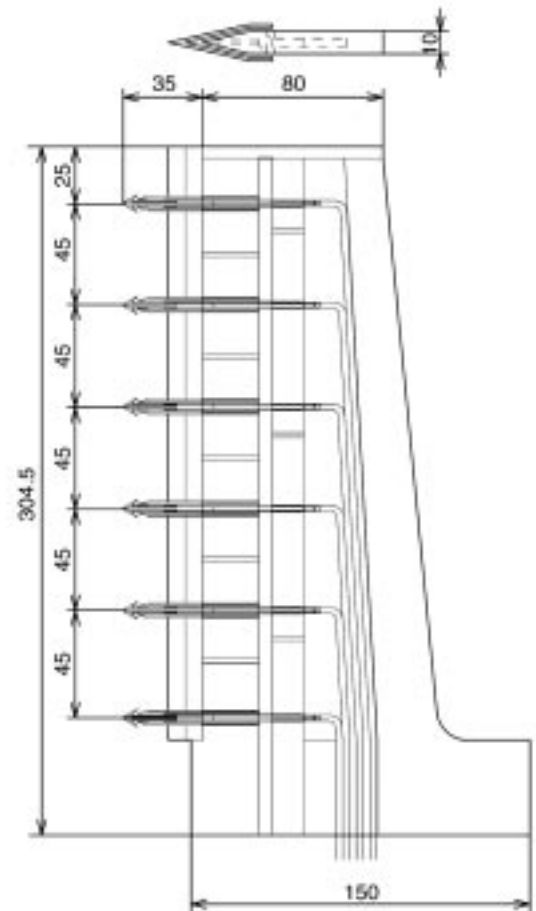


Fig. 7.1.9 The gas sampling probe rake used in the E2 engine without the swept-back angle in the combustor.

あるので、銅製のチップも準備して比較実験する。また最も焼損が激しかったプローブ間に、冷却専用の短い放水管を設けて後ろ向きに散水するようにした。これによりレーク前縁に均一に散水され、冷却ニッケル覆いの焼損はなくなるであろう。さらに取り外し可能なブルドン管を、冷却水供給系に設置し、冷却と散水量を定量的に設定できるようにした。

### 7.1.9 まとめ

エンジンの燃焼効率をガス分析法により測定するために、化学反応凍結する条件を解析的に調べた。その結果は以下のようにまとめることができる。

- 1) 着火反応速度と採取管内部流で得られるプローブダムケラ数を10以下にすれば、水素/空気反応気を反応凍結できる。このような凍結の臨界現象が実際に生じることを、full kineticsを用いた1次元反応流計算により確認した。
- 2) エンジン試験に用いるために、プローブオリフィス径を0.3mmと細くし、その下流に急拡大の影響部を設けたガス採取プローブを製作し、その凍結性能をM2.5

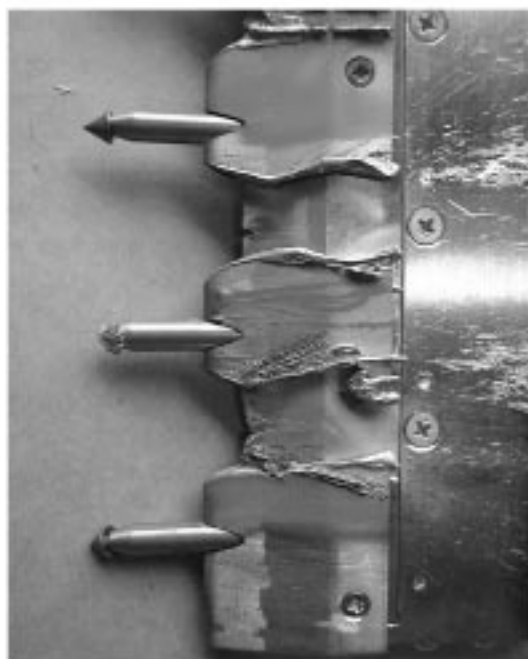


Fig. 7.1.10 The probe rake burnt during a M8 engine test (M8-62).

超音速燃焼器で確認した。

- 3) プロブオリフィス周りの低レイノルズ数流れをCFDコードで解析した。その結果、超音速流のガス採取において、重い成分を優先的に採取する、いわゆる選択採取現象が生じないことを確認した。
- 4) メタンを燃料とする超音速燃焼型ラムジェット燃焼効率測定にガス採取法を適用し、燃焼性能を調べた。メタン/空気系は水素に比べて反応速度が遅く、またその活性化エネルギーが大きいため、プローブ内の反応は容易に凍結できる。
- 5) そのガス分析から燃焼器流速が100m/sのラム燃焼器において燃焼温度は1500Kから2200K、燃焼効率98%から92%の燃焼性能を確認した。
- 6) 空気総温が2500Kを越えるM8条件における燃焼では、反応凍結はかなり困難である。また分解能を上げるためにプローブを小さくすると冷却が困難となる。

## 7.2 単軸および6分力計

ラム圧縮を利用するラムおよびスクラムジェットエンジンでは大きなラム抗力を伴い、それからの増分で決まる正味推力を推定しなければならない。さらに矩形型のスクラムジェットエンジンでは、軸対称型エンジンと異なり、軸方向力に加えて、揚力とピッチングモーメントが発生する。そのため飛行実験時には、抗力、揚力、ピッチングモーメントの大きさから飛行体の姿勢に保持するために必要な制御力を見積もらなくてはならない。

そのためRJTFでは推力、揚力、及びピッチング・モーメントの3分力を推力台(Force Measuring System : FMS)で計測している。最も直接的なこの力測定の問題点は、エンジン外部で発生する抗力の分離である。例えば、M4飛行条件のRJTFで測定されるエンジン抗力のうち、その1/3はエンジン支持架台で、また1/3はエンジン外部表面で発生していた。そのことはRJTFで得られた揚力やピッチングモーメントにも支持部や外部流の影響が含まれていることを示している。エンジン試験では燃焼により試験(低圧)室圧が上昇し、外部流が変化する。したがってFMSデータからのみでは、推力変化がエンジン内部で発生した真の推力か、外部流変化に起因するものかを判別することは難しい。

そこでエンジン内壁圧力の積分値とFMS値を比較して、相互の精度を検定している。圧力積分による力測定の弱点は、摩擦の寄与を分離できないことである。また壁圧積分の推力方向の信頼性は高いが、測定点数が限られているため揚力とピッチングモーメントの測定精度を圧力積分法で確保することは困難である。そこで力測定の精度を検定するために、小型風洞用に単軸の抗力測定装置と6分力計測装置を製作した。

### 7.2.1 単軸力測定装置

空力研究用超音速風洞では、超音速気流に平行に付きだしたスティング(杖)で模型を支え、スティングに内蔵されたロードセルで模型に働く力を計測することが多い。その構造と特性、校正方法は文献16-18に詳しい。しかしこの空力風洞と異なり、燃料や冷却水、計測制御配管が必要なエンジン風洞では、このスティング型の力計測装置は使用できない。結果として、エンジンのための力測定装置は、支持ストラットでエンジンを下から、あるいは上から懸垂して、それに掛かる力を測定することになる。

この支持方式を用いて模型抗力を測定するために、小型風洞用に2種類の抗力測定装置を製作した。第1は、ロケット高空性能試験設備で使用しているアポジエンジン用推力架台を参考に、4枚の平ばねによりエンジンを載せた揺動台を保持し、揺動台の後ろに設置したロードセルで荷重を測定するものである。しかし超音速風洞が始動する際の始動荷重により、揺動台が激しく振動し、気

流に対する模型のアライメントがずれることが多く発生した。このため、この板ばね型の力測定装置は超音速エンジン風洞に不適と判断した。

模型のアライメントがその抗力が大きく影響するため、軸方向のみに自由度を与えるような力測定装置が必要である。そこで第2試作としてローラベアリング台に模型支持台(揺動台)を載せ、それにエンジン模型を取り付けて、ロードセルで抗力を測ることとした。その結果、気流に対する模型姿勢の変動はなく、精度良く模型抗力が測定できた。このローラベアリングを用いた単軸抗力台により、第3章の風洞始動荷重測定がなされた。

### 7.2.2 6分力ロードセル

現在、小型風洞用6分力FMSの整備を進めている。試験に供している6分力計(図7.2.1)は、TEAC電子機器が市販しているAMT1社の製品で、3方向の最大荷重が445N, 1112N, 2225N, 4445N, 最大モーメントが17から170Nmを測ることのできる4種類の6分力計がある。メーカーはロードセルの内部構造を明かさないが、基本的には揺動部をフレキシャで支え、その動きを8個のストレインゲージで計測し加減算して、6分力成分を出力するものであろう。

添付の校正表について、「各分力間の相互干渉は2%以内」として各分力の感度値6個を提示するのみで、より詳細なデータの入手は不可能であった。これは6分力の校正マトリックスの6×6=36個の係数のうちの対角要素のみを示すもので、計測機器としてその精度を確認できない。例えばピッチングが推力計測に及ぼす干渉が2%としても、模型を支持ストラットで支えた結果、荷重点が基準点から離れた場合には大きなピッチングモーメントが発生し、推力への干渉が推力絶対値の2%を越えるだろう。基本的計測機器として必要なことは、36個の校正マトリックス係数を我々独自で確認し、その精度を計測者が判断することである。



Fig. 7.2.1 The 6-component load cell used in the subscale wind tunnel.

### 7.2.3 6分力校正

#### a) ロードセル内のモーメント基準点

6分力ロードセル用に実荷重校正装置を製作し、重錘とロードセルの揺動部に取り付けた腕により3力と3モーメントを加えた。校正マトリックスを作成する時、まず最初に必要なのはロードセルの基準点である。そこでロードセルに腕を立て、腕長と出力の直線関係からセンサ内部の実基準点を測定した。最も重要なのは、ロードセル揺動台表面から基準点までの深さである。測定の結果、添付校正表の値37.8mmに対し、推力方向と揚力方向における実測値は42.1 mm ± 1.01 mmと得られた。

#### b) ロードセル出力と校正マトリックス

基準点が決めれば、6分力の荷重とそれに対する出力の比例定数を求めれば良い。6分力ロードセルに荷重  $F_i$  ( $1 \times 6$ ) のマトリックス) がかけると仮定する。今、x軸を機軸方向、y軸を機幅方向、そしてz軸をそれらと直交する機体を縦方向に貫く方向とすれば、 $F_x$  は推力、 $F_y$  は横力、 $F_z$  は揚力に相当する。またモーメント  $M_i$  はローリング、 $M_x$  はピッチング(機首上げを正に取る)、 $M_y$  はヨーモーメントとなる。その6分力を式(20)のように書く。

$$[F_j] = [F_x \ F_y \ F_z \ M_x \ M_y \ M_z]^T \quad (20)$$

その入力に対してロードセル各成分についての出力  $R_i$  (単位はvolts) は  $1 \times 6$  のマトリックスで書ける。

$$[R_j] = [R_{F_x} \ R_{F_y} \ R_{F_z} \ R_{M_x} \ R_{M_y} \ R_{M_z}]^T \quad (21)$$

今、実荷重校正で荷重に対する出力を与える比例定数マトリックス、 $K_i$  ( $6 \times 6$ ) マトリックスとの関係は

$$[R_j] = [K_{ij}] \times [F_j] \quad (22)$$

と書き表されるから、 $[C] = [K]^{-1}$  で与えられる校正マトリックスを用いて出力  $[R]$  マトリックスから実験時の6分力は次のように得られる。

$$[F] = [K]^{-1} \times [R] = [C] \times [R] \quad (23)$$

6分力の実荷重校正器と重錘を用いて得られた出力係数マトリックス  $[K_{ij}]$  を図7.2.2に示す。そしてそのマトリックスを反転して得られた校正マトリックス  $C$  とそれによる6分力の演算を図7.2.3に示す。主対角要素が6分力個々の荷重とロードセル出力の比例常数であり、非対角要素は各荷重と出力間の干渉を表している。主対角要素

素に比べて、非対角要素の値は小さいことが分かる。主対角要素の値について、今回の校正値とメーカ提出値は推力では有効数字3桁まで一致していた。最も一致度が悪いローリングモーメントでの最大5.4%を除けば、両者は3%以内で一致していた。

図7.2.4に対角要素で各要素を割って各成分間の干渉を調べた。主対角以外の係数マトリックス上の干渉度の最大値は、ローリングに対するヨーイングからの干渉で8.6%であった。しかし実際の模型空力実験で生じる荷重は-1.3Nm程度であり、絶対値に及ぼす影響は無視できる。

ロードセルの校正作業時にアームの長さを変えて出力/モーメント間の比例関係を調べると、その直線が原点を通らないことがある。これは7.2.3a)節で述べたように、メーカ添付の校正表中のロードセル基準点がずれたことに起因する誤差である。図7.2.3の表には係数マトリックスに加え、この基準点誤差による校正値の標準偏差も示した。この誤差は、校正作業に先立ち、基準点検定を行えば小さくできる。しかしその作業を省いてメーカ添付の値を使用しても、主対角要素についての感度定数に対する最大偏差はヨー・モーメントの5.8%を除けば、1%程度であった。したがってロードセル基準点のずれの影響は無視できるであろう。

#### c) FMSの剛性と真空補正

ロードセルの重要な特性の1つは剛性である。特に風洞実験の場合、ピッチングモーメントがかかった場合にその方向の剛性が低いと模型の迎え角が変化してしまう。6分力セルの剛性で最も柔らかいのは  $F_z$  (揚力) 方向で  $8 \times 10^{-4}$  N/m である。この値からFMSは、十分な剛性を有していることを確認した。

後述するように、図7.2.3に特性をまとめたロードセルは、低圧下で指示値が変化する、いわゆる真空ドリフトを生じた。特にこのシフトは揚力成分で大きく、環境圧が1気圧から0.1気圧に変化すると+80N動いた。そこでロードセルをデシケータ内に入れて低圧時の特性変化を調べた。その結果、シフト量は環境圧に比例すること、環境圧変化に対してその応答が速いことが分かった。したがって、実験の際には風洞に気流を流す前にエジェクタを作動させ、そこで0点シフト量を計測、それ

$$[K_{ij}] = \begin{bmatrix} & \text{thrust}(F_x) & \text{pitch}(M_y) & \text{lift}(F_z) & \text{side}(F_y) & \text{roll}(M_x) & \text{yaw}(M_z) \\ \text{thrust}(F_x) & 5.43E-3 & 1.96E-4 & -1.92E-5 & 1.59E-4 & -1.18E-3 & -1.20E-3 \\ \text{pitch}(M_y) & 6.49E-5 & -5.16E-2 & 4.80E-5 & -7.19E-5 & 9.08E-4 & 1.07E-3 \\ \text{lift}(F_z) & 4.06E-5 & -5.84E-5 & 1.38E-3 & 3.80E-5 & -5.25E-4 & -2.78E-5 \\ \text{side}(F_y) & -6.08E-5 & 2.09E-4 & 3.05E-5 & -5.40E-4 & 1.36E-3 & -1.92E-3 \\ \text{roll}(M_x) & -1.28E-4 & -3.26E-5 & -7.15E-5 & -3.12E-4 & -1.99E-1 & 3.96E-3 \\ \text{yaw}(M_z) & -4.38E-4 & 2.62E-3 & 2.86E-5 & -1.96E-4 & 1.02E-3 & 4.70E-2 \end{bmatrix}$$

Fig. 7.2.2 The output matrix:  $K_{ij}$  obtained by the 6-component calibration (1100 N load cell).

$$\begin{bmatrix} \text{forces} \\ F_x \text{ [N]} \\ My \text{ [N-m]} \\ F_z \text{ [N]} \\ F_y \text{ [N]} \\ M_x \text{ [N-m]} \\ M_z \text{ [N-m]} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \text{thrust(Fx)} & \text{pitch(My)} & \text{lift(Fz)} & \text{side(Fy)} & \text{roll(Mx)} & \text{yaw(Mz)} \\ \text{thrust(Fx)} & 187.8 \pm 1.6 & 0.99 \pm 2.20 & 2.29 \pm 2.12 & 5.40 \pm 1.23 & -1.06 \pm 0.05 & 5.09 \pm 3.39 \\ \text{pitch(My)} & 0.27 \pm 0.35 & -19.3 \pm 0.16 & 0.65 \pm 0.25 & 0.26 \pm 0.18 & -0.09 \pm 0.07 & 0.47 \pm 0.00 \\ \text{lift(Fz)} & -5.42 \pm 2.76 & -1.14 \pm 4.51 & 722.7 \pm 7.29 & 5.02 \pm 3.14 & -1.84 \pm 1.31 & 0.67 \pm 1.51 \\ \text{side(Fy)} & -2.77 \pm 0.96 & -1.14 \pm 1.42 & 4.16 \pm 3.37 & -185.0 \pm 1.73 & -1.31 \pm 1.40 & 7.49 \pm 1.88 \\ \text{roll(Mx)} & -0.08 \pm 0.12 & 0.03 \pm 0.19 & -0.28 \pm 0.18 & 0.27 \pm 0.17 & -5.03 \pm 0.11 & 0.43 \pm 0.35 \\ \text{yaw(Mz)} & 1.73 \pm 0.40 & 1.06 \pm 0.41 & -0.43 \pm 0.56 & -0.75 \pm 0.24 & 0.10 \pm 0.12 & 21.27 \pm 1.23 \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} \text{readings[V]} \\ R_{Fx} \\ R_{My} \\ R_{Fz} \\ R_{Fy} \\ R_{Mx} \\ R_{Mz} \end{bmatrix}$$

Fig. 7.2.3 The calibration matrix of the 6-component load cell and the operation to derive the 6-force components (1100N load cell - MC-36-6-250 ).

	thrust(Fx)	pitch(My)	lift(Fz)	side (Fz)	roll (Mx)	yaw (Mz)
Fx	100	0.53	1.22	2.88	-0.56	2.71
My	-1.39	100	-3.39	-1.34	0.45	-2.42
Fy	-0.75	-0.11	100	0.69	-0.26	0.09
Fz	1.5	0.62	-2.25	100	0.71	4.05
Mx	1.59	-0.52	5.51	-5.38	100	-8.6
Mz	8.13	5.09	-2.03	-3.51	0.47	100

Fig. 7.2.4 Interference components of the 6-force load cell: the off-diagonal elements are normalized with the diagonal elements (%).

$$\begin{bmatrix} \text{thrust (Fx: N)} \\ \text{pitch(My: N-m)} \\ \text{lift(Fz: N)} \\ \text{side(Fy: N)} \\ \text{roll(Mx: N-m)} \\ \text{yaw(Mz: N-m)} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \text{thrust (Fx)} & \text{pitch(My)} & \text{lift(Fz)} & \text{side(Fy)} & \text{roll(Mx)} & \text{yaw(Mz)} \\ 0.7428 & 0.0014 & 0.0008 & 0.0026 & 0.0006 & -0.0159 \\ -0.0002 & 0.7473 & -0.0033 & -0.0044 & 0.0011 & -0.0001 \\ 0.0053 & 0.0105 & 2.8912 & -0.0009 & -0.0026 & 0.0131 \\ 0.0000 & -0.0100 & -0.0032 & 0.0185 & -0.001 & -0.0006 \\ -0.0010 & -0.0004 & 0.0030 & 0.0006 & 0.0777 & 0.0002 \\ 0.0001 & -0.0005 & -0.0150 & -0.0010 & -0.0003 & 0.0792 \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} \text{readings}[\mu\text{V/V}] \\ R_{Fx} \\ R_{My} \\ R_{Fz} \\ R_{Fy} \\ R_{Mx} \\ R_{Mz} \end{bmatrix}$$

Fig. 7.2.5 The calibration matrix of the 6-component load cell prepared for the low pressure testing (445 N load cell: MC-36-6-100 ).

からノズル気流を流して6分力計測するように実験シーケンスを設定した。そして実験終了時には、再度ノズル流なしの低圧環境下で0シフトの時間変化(例えば温度変化による)を確認した。

しかしこのような0点シフトのあるセンサは使いにくいこともあり、その後圧力バランス孔を設け真空対応型に改造した。図7.2.5にこの真空対応で、かつ計測範囲を1100Nから445Nと小さくした6分力計の校正マトリックスを示す。この表の主対角成分値に対しメーカ側校正表は、ロール方向が3.4%、横力とピッチングが2%の差以内で一致していた。抗力模型実験では始動荷重が無視できることを確認後、この小さな測定レンジの6分力計により精度良い力計測を実施している。

#### d) ピッチングモーメントの基点と無次元化

これまで述べてきた6分力のうち、モーメントはロードセル内部の基準点周りの値である。したがってエンジン固有の特性としてのモーメントを議論するには、ロードセル基準点とは別に、モーメントの基準点を定義する必要がある。例えば3分力を測定しているRJTFエンジン試験における基点は、推力計測用ロードセル中心線から上方に787.4mmである。また流れ方向基点は、エンジン前側取り付け座から500mm下流で、この基点周りのピッチングモーメントを表示している。

しかし、このようなエンジン内部に基点を指定するのは不便なので、これからはエンジン前縁をピッチングモーメントの基点とする。今、ロードセル基準点におけるピッチングモーメントを $M_y^*$ 、ロードセル基点からエンジン前縁までのx方向距離を $x^*$ 、高さ距離を $y^*$ とすれば、エンジン前縁周りのモーメント $M_{EG}$ は以下のように求められる。

$$M_{EG} = M_y - (F_x \cdot z_{EG} - F_z \cdot x_{EG}) \quad (24)$$

模型に働く抗力は、模型正面断面積と気流動圧の積を用いて無次元化すれば、得られる抗力係数はマッハ数とレイノルズ数の関数となり、整理し易い。今、議論しているエンジンの場合には特に、気流動圧とエンジン正面面積を用いた推力係数(ロケットにおける定義と異なる)で議論することが多いので、基準面積としてエンジン正面面積を選ぶことは妥当であろう。

推力と同時に大きな揚力を発生するスクラムジェットエンジンの場合には、その揚力係数に対してどの面積を選ぶかが問題となる。揚力はエンジン高さ方向の力であるから、それと直交するエンジン平面面積を採るべきとの意見もあるが、その場合、後退角付きのエンジンではその基準面積は一義的に決まらない。

翼の場合には、「翼は揚力発生機械」として、揚力はそれと直交する翼コード長で無次元化している。そしてその基本長で翼の抗力係数とモーメントを定義する。同様に、「エンジンは推力発生機械」と考えれば、基本

面積はエンジン正面面積であり、推力方向と直交する長さはエンジン高さとなる。このように、エンジンが発生する力については、基準面積はエンジン流路正面面積で、長さは流路高さをを用いて無次元化した。

#### 7.2.4 M5.4気流におけるエンジン6分力

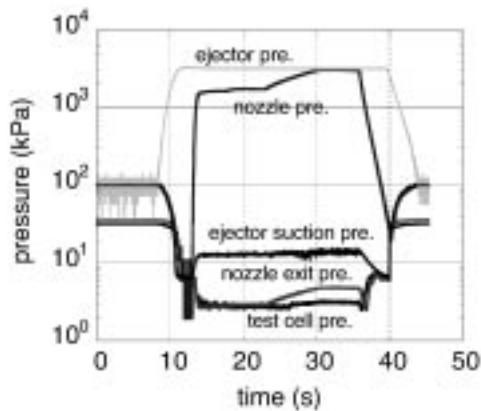
図7.2.6にM5.4気流中のエンジン模型(1/5H-6mm厚ストラット付き)が受ける力を整理した。使用したロードセルは、始動荷重を考慮して許容荷重が大きい1100Nレンジの6分力計とした。なおこのロードセルは真空対応にはなっていない。(a)図には風洞運転状況を示す。計測時刻で8秒時にエジェクタを起動し、以後ディフューザ駆動圧は3MPaに保っている。エジェクタにより低圧室は6.5kPaまで低下した。

12秒で風洞を起動し、ノズル総圧は1.7MPaまで上がっている。それに伴いノズル流のディフューザ効果により低圧室は3kPaまで減圧された。ノズル流により、エジェクタ吸い込み圧は12kPaとなった。23秒まで低圧室圧と重なっているのがノズル出口静圧である。その時点までノズル出口静圧と低圧室圧は一致し、ノズル流は適正膨張となっているのが分かる。23秒から手動操作によりノズル総圧を徐々に上げると、それに比例してノズル出口静圧が上昇している。しかし低圧室圧はそれほど変化しない。結果として、30秒から35秒の間はノズル出口圧5kPaに対して、低圧室圧は3kPaとなり、ノズル流は不足膨張状態となっている。

(b)図には軸力(抗力)、揚力、および横力の変化を示す。図ではエジェクタ起動と同時に振動成分が現れる。これはエジェクタの音響振動によるものである。ここでは振動成分を除去するためにデジタルデータを10個平均した値を示す。また揚力が8秒時点で0から80Nに大きく振れている。これは用いたロードセルの真空ドリフトである。しかし抗力や横力方向のドリフトは無視できる。

通風開始により、揚力は80Nから93Nに増加した。一方、軸方向力は0から-16Nに変化し、抗力の発生を示している。抗力は23秒からのノズル総圧の増加に連動して、31秒には26Nまで増加した。エンジンの横方向力は、エンジンが気流に正しく正対しておれば、発生しないはずである。しかし、ノズル総圧が1.8MPa時には3N、3MPa時には6Nの横力が観測されている。これは模型設置のアライメントがずれていたためであろう。

(c)図にはロードセルの基準点を通る3軸周りのモーメントを整理した。模型の傾きのため、ロードセルは計測開始直後から-60Nmのローリングモーメントを示した。それがエジェクタ起動により-60から0に変化するのには、ロール方向を測定するセンサの真空ドリフトが原因である。この実験では、真空時に偶然ローリングモーメント指示値が0となっており、それからの変化が超音速気流による発生モーメントとなっている。ピッチング、およびヨーモーメントの真空ドリフトは無視できる。



(a) Pressure variation in the M6 condition.

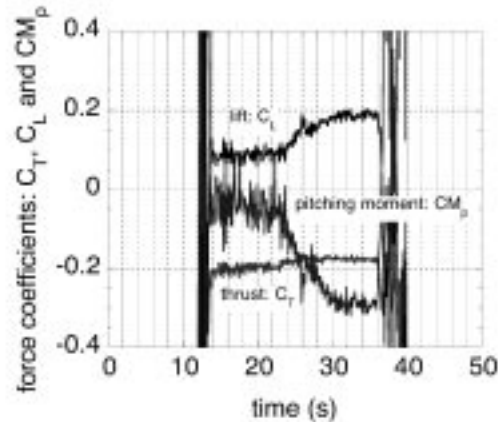
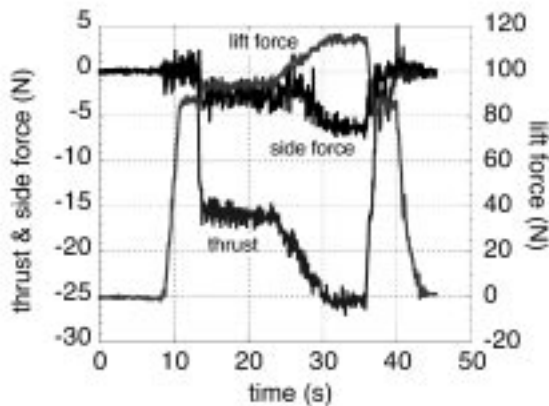
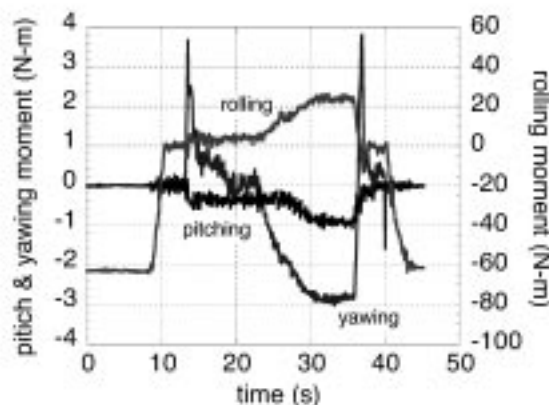


Fig. 7.2.7 Three force coefficients derived from the results shown in Fig. 7.2.6.



(b) Variations of three forces on a model without struts.



(c) Variations of three moments on a model without struts.

Fig. 7.2.6 The six-component force measurements of an engine model in the M6 condition.

ピッチングモーメントは気流により0.4から0.9Nmに変化している。またヨー・モーメントは風洞始動時に4Nmの大きな始動荷重を受けるが、1.8MPa時には0、3MPa時には-3Nmを示した。

図7.2.7に上で得られた測定値を、主流動圧と流路正面面積、流路高さを用いて無次元化した係数としてプロットした。14秒以前と36秒以降は動圧によって零割となるため、係数は示していない。気流が安定した15秒から22秒の間では、推力係数は-0.2と抗力を、揚力係数は0.1で浮力側となっている。

22秒以降の変化は風洞ノズル総圧を上げたためで、推力係数は-0.2から-0.18と10%減少した。一方、揚力係数は0.1から0.2と2倍近くに、またピッチングモーメント係数も-0.05から-0.3へと機首下げ方向に6倍となり、大きく変化している。

これは、ノズル総圧上昇に比例してエンジン内壁圧が増加するのに対し、低圧室圧に晒されているエンジン天板外壁の低圧室圧は余り変化しないためである。このように、境界層吸い込みを模擬するエンジンの3分力測定値は低圧室に大きく影響される。したがって、測定値からエンジン固有の揚力とピッチングモーメント特性を見積もる手法の開発が必要である。

### 7.2.5 まとめ

- 1) 板バネで揺動台を支える抗力台を製作したが、超音速風洞用には不適であった。ローラベアリングを用いた単軸抗力台は剛性が高く、十分な精度でエンジン抗力が測定できた。
- 2) 市販のロードセルを用いた6分力測定台を製作し、その校正6×6マトリックスを得た。非対角要素の干渉成分は主対角要素の9%以内と小さく、多くの場合、行列演算なしで各分力を算出しても問題ないことを確認した。
- 3) 6分力ロードセルを改修することにより、低圧室内



で使用できること、十分な剛性のあることを確認した。

- 4) 自由噴流流中でエンジン抗力を測定する場合、エンジンの発生する揚力とピッチングモーメントは低圧室圧に大きく影響される。エンジン固有の値を得るための補正法の検討が必要である。

## 7.3 ピト-圧および静圧プローブ

### 7.3.1 くさび型静圧/ピト-圧プローブ

RJTFによるエンジン試験においては図7.1.9に示すレークプローブを用いて、ピト-圧とガス採取を行っている。その測定では、ガス採取による局所当量比と燃焼効率から燃焼ガスの総温を、ピト-圧と静圧から局所マッハ数を見積もる。しかし、局所静圧については境界層近似からエンジン出口壁圧で代用している。そこで局所マッハ数を精度良く求め、局所質量流量の精度を改善する目的で、局所静圧をピト-圧と同時にレークプローブで測定することを試みた。

エンジン試験でのプローブ設計に伴う大きな問題は、冷却水の供給と排水である。現在のレークでは2重管を用い、内管はピト-圧測定とガス採取に、外管は冷却水供給用に用いている。冷却水はピト-測定部直下流で下流に向かって排出し、プローブ自体をその冷却水ジェットで冷却する。そのためプローブは水流に覆われ、静圧孔を開けても計測孔に水が入り、静圧計測は困難である。また3重管ではその構造が複雑となり、プローブの焼損によるその改修費用が高む。

そこで、ピト-圧測定でピト-管をくさび先端の鈍頭部孔で代用することを試みた。ピト-管の突出部がなければ、その冷却が容易となり、プローブ構造が簡略化できる。またピト-管を使う場合でも、その長さを最小化できれば、くさび部からの熱伝導冷却を利用して先端を無冷却化できる。これまで用いているようなプローブ先端からの排水が避けられれば、その水で下流の静圧孔が塞がれる心配もない。

さらにピト-管を最小化することにより、ピト-圧測定

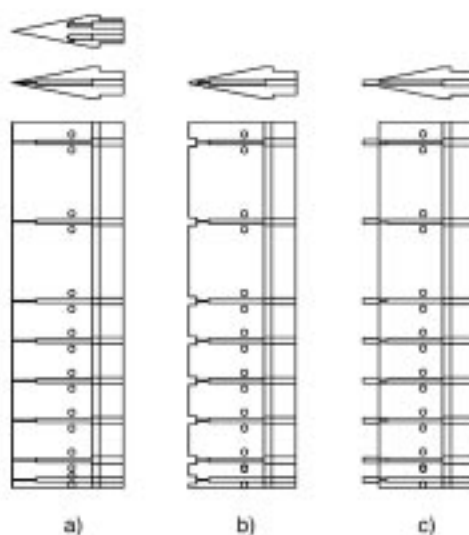


Fig. 7.3.1 Multi-probe rakes for pitot and static pressure measurements tested in the subscale wind tunnel.

位置と静圧測定位置の流れ方向距離(ずれ)を、約20mmにまで最少化(エンジン高250mmに比べれば無視)できる。そして、プローブ先端冷却が不要となれば、ピトー圧測定y方向位置と静圧測定y位置とを2mm程度まで接近させることができ、マッハ数分布(y,z)の精度が改善されるだろう。

そこで図7.3.1に示すレークにより、くさび前縁でのピトー圧、凹内でのピトー圧、そして1R鈍頭くさび前縁でのピトー圧を、M6.7風洞気流を用いて測定した。またくさび表面から生じる斜め衝撃波下流の静圧を同時計測した。このレークは半頂角 $11^\circ$ のくさびとなっており、厚さ5mmで、高さ方向に7点のピトー圧測定孔を配置した。両側面(仮想前縁頂点から20mm下流)には、各ピトー圧孔から上下に2mm、千鳥にずらし、静圧孔を2個設けた。したがって各位置についてピトー圧1点と静圧2点の測定値が得られ、全体で21点の圧力を機械式スキヤナで測定した。

a)のレークではくさび前縁に直接、直径0.3mmのピトー圧測定孔を開けた。その結果、側面から見るとその位置に凹形状の欠損部ができる。

実験結果は、これまでのピトー管で測定した値より、20%低いピトー圧を示した。その理由は、くさびレーク周りに形成される衝撃波がスパン方向には偏角が $11^\circ$ の斜め衝撃波となり、そのくさび面の静圧の影響を受けたためと考えられる。

そこでb)では、ピトー圧孔周りに高さ方向と流れ方向とにそれぞれ3mmの凹型の切り欠きを入れて、ピトー圧孔周りに鈍頭部を作った。ピトー孔径は0.3mm、鈍頭部の幅は1.2mmとし、測定孔の4倍の幅とした。ピトー圧測定孔周りに限定した凹部を作ったのは、その下流の静圧測定への影響を極力小さくするためである。

その結果、凹部ピトー孔で測定したコア部ピトー圧は従来のピトー圧(120kPa程度)の2倍以上高くなり、センサの測定範囲を越えた。切り欠き幅を3mmから15mmと大きくすると、その中央部のピトー圧は低下し、正常値に近くなった。しかし切り欠き端部近くの圧力は高いままで、切り欠きの影響を受けていた。切り欠きの角部からの衝撃波がこの高圧部を作っていると考えられる。

そこでヤスリによりくさび前縁を全高にわたって削り、前縁を1Rの曲率を持つ鈍頭とした。その結果、ピトー孔で測定される圧力は管付きのピトー圧に近づいたが、それでも10%低い値を示した。またくさび後の静圧は5%高く表示した。結果としてマッハ数は10%低く計算された。そして境界層内の静圧測定の精度と、鈍頭化ピトー圧の再現性は劣化した。

鈍頭部の淀み圧がピトー圧と異なる値を指示することは、ピトー管の管内厚によりピトー圧が変化することを意味している。今回得られたデータの原因は不明である。現在は、図7.3.1c)で示す従来のピトー管形態とし、直管部長をできるだけ短くすることにより、冷却構造と

測定精度の最適化を試みている。

### 7.3.2 4孔静圧プローブと境界層プローブ

超音速流の静圧測定用プローブの設計に際しては、文献16-20を参考した。小型風洞のノズル校正用、およびエンジン模型内部の静圧分布測定を、図7.3.2で示す円錐側面に4孔の静圧孔を有する静圧プローブで試みた。4面の静圧を比較することにより、プローブ軸に対する流れ偏角が検出できる。またそれらを平均することにより、代表静圧を決定することができる。

風洞の境界層測定に使用したプローブを図7.3.1c)に示す。分布が急激な壁面近傍を測定するために、壁面近傍ではプローブのピッチを最低1mmまで小さくしている。実験ではこのレークを3本立てて、実験の再現性による誤差を小さくした。

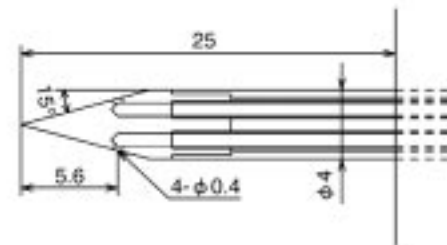


Fig. 7.3.2 The four point-static pressure probe used for the wind tunnel calibration.

### 7.3.3 25点ピトー圧/静圧レークプローブ

#### a) 背景

この節では、

- 1) インレットの空気捕獲率測定、
- 2) 運動量収支によるエンジン抗力と推力測定、
- 3) ガス採取による燃料拡散実験、
- 4) エンジン流路断面の詳細計測によるCFD校正用データの取得、

を目的に製作した、25点ピトー圧/静圧レークプローブ<sup>①</sup>についてまとめる。

第4.2節において、エンジンインレットの空気捕獲率測定装置とその結果を説明した。この装置は、インレットの下流に全長2.4mの亜音速ディフューザからなり、下流端に遠隔で動くゲート弁により、ディフューザ内に衝撃波列を安定化するようにした。インレットに流入した空気流量は、ゲート弁上流の亜音速化した流れを、5本のレークで測定したピトー圧と弁の流量特性から計測した。しかし、マッハ8実験では、下流端のゲート弁を閉じ始めるとすぐにインレットは不始動に移行し、2mにわたり緩やかに拡大するディフューザを用いても、そこに衝撃波を安定化することはできなかった。従って、従来の測定とは異なる空気捕獲率測定法が必要となった。

最初に、「多点レークプローブと閉塞ノズルを併用した空気捕獲率測定」装置(図7.3.3)について述べる。これは、模型下流のディフューザを廃することによる気流distortionは多点レークで対処することにして測定装置をコンパクトにしたものである。しかしながら、その方法で得られる流れは単純な音速流からはほど遠く、閉塞ノズルの使用を諦めた。そこで、模型下流の超音速流を高い空間分解能で測定し、空気流束のみならず、運動量も直接計測することを計画した。

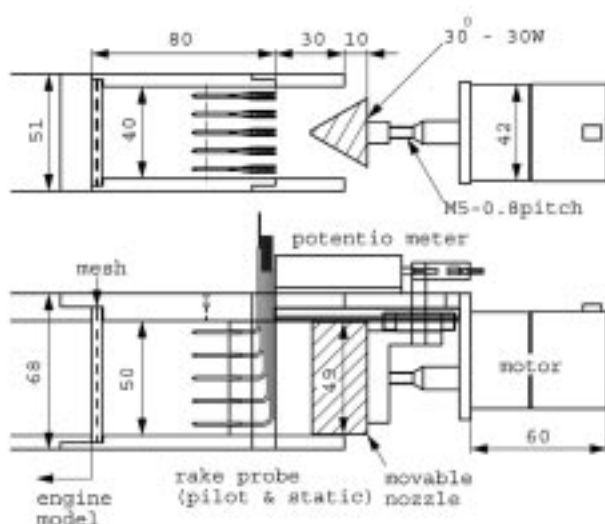


Fig.7.3.3 Air flow rate measurement using a 25-probe rake and a movable nozzle for choking.

第5.1節のエンジン抗力測定においては、力測定装置を用いた測定と、壁圧分布の積分を用いる抗力測定を比較した。そして従来の内部形状が比較的簡単なエンジンにおいては、壁圧測定による方法の精度が良いことを述べた。しかし今後ロケットを内蔵した複合エンジン、たとえばエジェクタ・ラムジェットでは、ロケットの推力面の構造が複雑となり、壁圧積分や摩擦積分が困難となる。そこで、今後のコールド流によるエジェクタ噴射推力の測定も想定して、エンジン上流と下流における推力関数収支法を検討した。

エンジンに流入する推力関数は、主流動圧とエンジン入り口断面積で無次元化して、M3.4気流中で約1.6である。同様に主流動圧とエンジン入り口断面積を用いて定義される抗力係数は、上下流出口での推力関数の収支で与えられ、たとえばストラットなしエンジンの場合は0.1程度である(第5.1節)。すなわち内部抗力は、推力関数の6%の差により決まる。風洞試験における抗力測定精度に関し、翼型の揚抗比の測定精度の評価例が文献21にある。そこでは、 $\pm 3\%$  をamazing,  $\pm 5\%$  はVery good,  $\pm 7\%$  はAverage,  $\pm 10\%$  をBelow averageと評定している。従って内部抗力を精度7%以内で測定するには、エンジンに流入および流出する推力関数を、0.4%以内で見積もる必要がある。そこで、エンジン入り口と出口面での正確なマッハ数測定のため、ピトー圧と同時に静圧が測れるような多点レーク測定が不可欠となる。

これまでは機械式圧カスキャナを用いていたため、多点圧力をリアルタイムで測定することは困難であった。しかし、最近小型風洞に導入したPSI電子スキャナ(20000data/秒, 最大スキャン速度: 3.2ms/64CH, たとえば各チャンネルを0.1秒間隔でスキャンすれば、各チャンネルについて31dataの平均値を出力する)を使用すれば、1ユニット(64チャンネル)で、25点のピトー圧と静圧データ(計50圧力)をほぼリアルタイムで測定できる。そこでエンジン入り口と出口でのマッハ数分布、局所流束密度、およびヘリウム等を用いた燃料拡散実験に使用するための25点レークプローブを製作した。

#### b) 可動ノズルによる捕獲率測定 (失敗例)

レーク測定の第1課題は、4.2節で説明した低圧室からエジェクタに跨る、大がかりな空気捕獲率測定装置の替わりに、低圧室内に収まる小型装置で、簡便に空気流量を測定する方法を開発することにある。それによりエンジンを風洞気流のコア流側に移動させた場合や、エンジンが迎え角やヨー角を有する場合のインレット特性を調べることができる。そこで図7.3.3に示す、エンジン模型のノズル後端に可動ノズルとレークセクションを取り付けた空気捕獲率測定装置を製作した。

すなわち、模型の後端にノズル出口寸法に等しい一定断面ダクトの25点レークプローブ(構造は次節で詳し

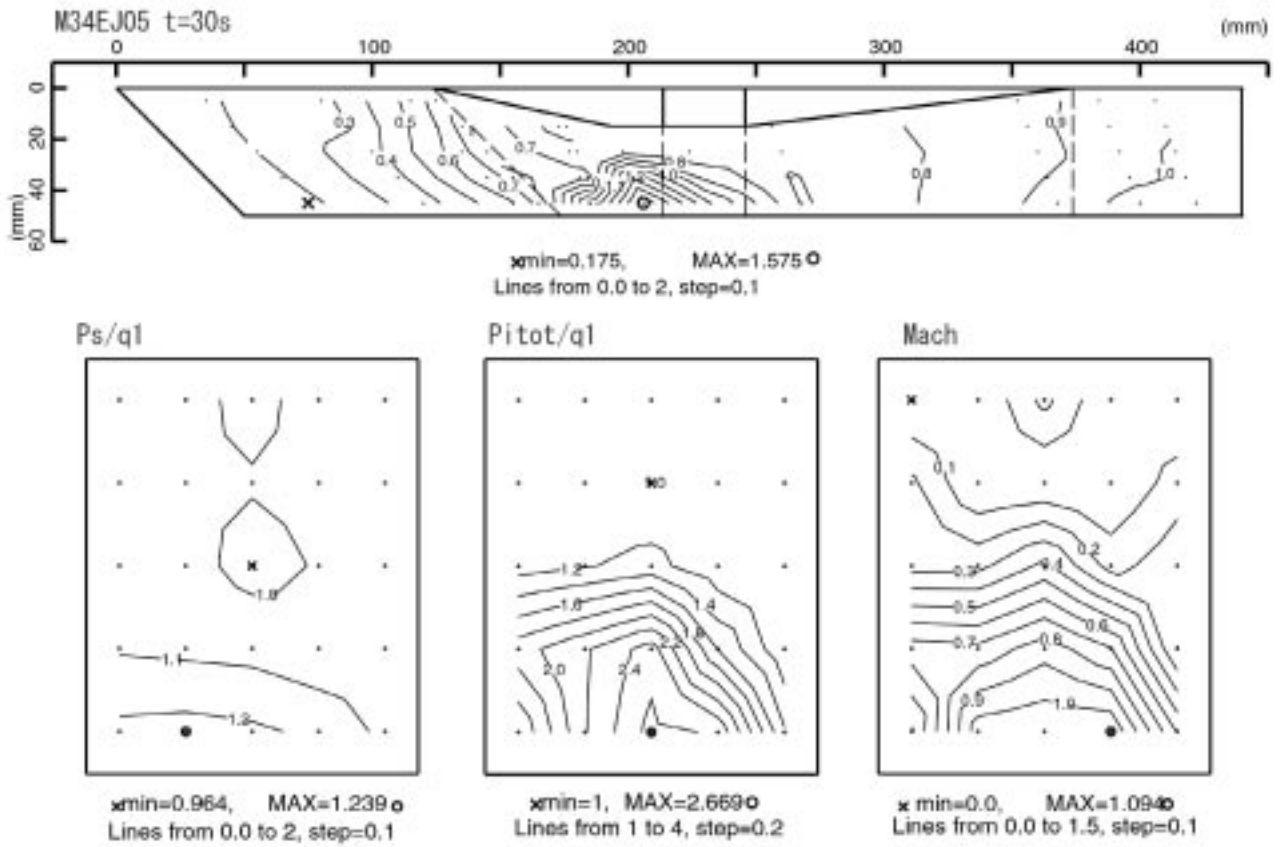


Fig. 7.3.4a Distributions of static pressure, pitot pressure and Mach number measured at the exit of a ramped engine with a rake section and a choke nozzle section. The blockage ratio of the nozzle is 42%.

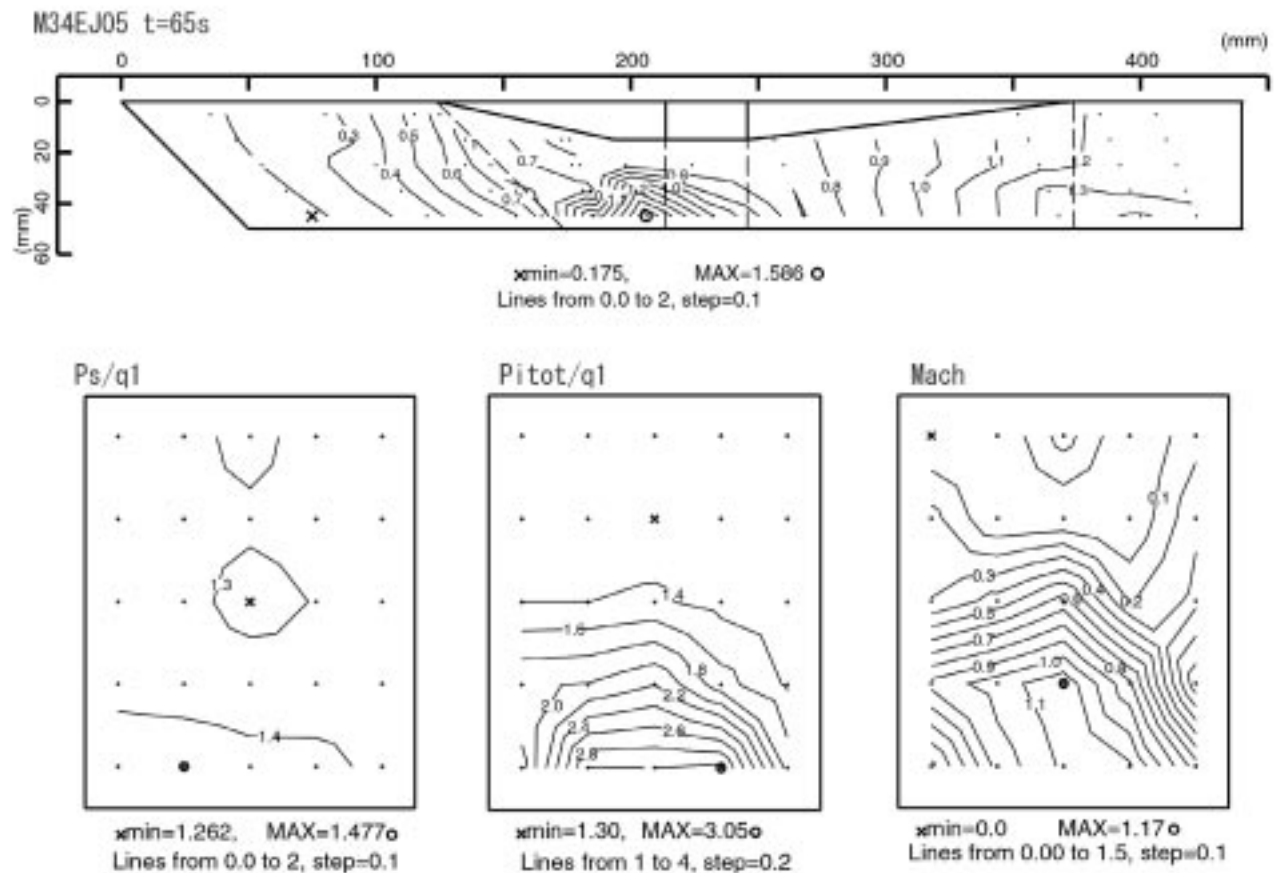


Fig. 7.3.4b The blockage ratio of the nozzle is 51%.

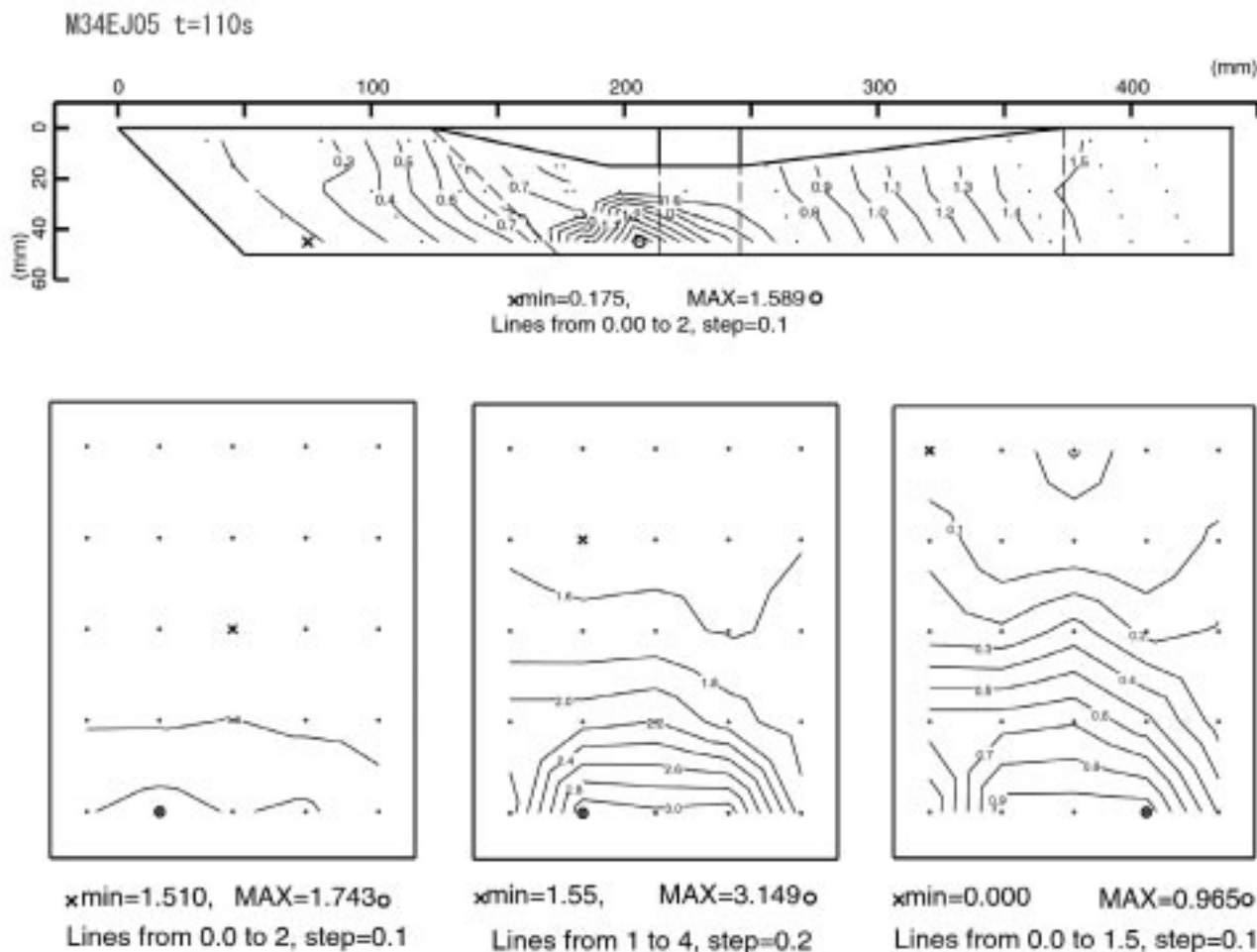


Fig. 7.3.4c The blockage ratio of the nozzle is 60% just before the inlet unstating under the M3.4 flow.

く述べる), その下流に軸方向に遠隔で動かし流路断面を制御するためのプラグを配置した。プラグ高さは49mmで、模型高さ方向にそれぞれ隙間0.5mmで流路端面をスライドする。図7.3.3の上面図で分かるように、プラグは、スパン方向に半頂角 $30^\circ$ のくさび形状で、最大幅は29mm<sup>①</sup>とした。プラグ先端は2Rの鈍頭としている。プラグ押し込み量は、ポテンショにより測定した。

実験では、最初にプラグを最後端まで後退させて模型内部を超音速とし、それから徐々にプラグを押し込み、模型後部に亜音速の一樣流を形成することを計画した。そのためには模型下流部を緩やかに拡大するランプ形状とし、またレーク上流には金網を入れて、流れの一樣化を図った。

図7.3.4a, b, cに15mm高さのランプと金網、ダクト付きレーク部、そして閉塞プラグを用いた時のM3.4気

<sup>①</sup> 当初は半頂角 $40^\circ$ 最大幅38mmとしていたが、その角度ではM3.4域での斜め衝撃波の解はない。またレイノルズ数を上げるために、風洞総圧を1MPaまで上げると、空力荷重に対する駆動モータ出力不足で、プラグの押し込み不能であった。

流中のランプ付き模型における測定例を示す。実験では、模型内部流が始動した後、徐々にプラグを押し込んだ。図7.3.4aは実験開始後30秒時点(流路閉塞率42%)の模型側壁における壁圧分布と、レークにより測定した静圧、ピトー圧、およびマッハ数分布である。図中の黒点は測定位置を表し、圧力は模型入り口の主流動圧 $q_1$ により無次元化している。上段の側壁等圧線分布で、気流は左から右に流れる。x=120mm付近にくさびによる昇圧が見える。200mmにはランプとカウルによる衝撃波の交差により、最高圧1.58 $q_1$ が現れる。気流はエンジン拡大部で加速、壁圧は低下する。しかしエンジン出口に閉塞用プラグがあるため、x=260mmより下流で圧力は上昇し、エンジン出口では1.0 $q_1$ になっている。

模型の後端に取り付けたレーク測定結果を側壁等圧線図の下に示す。左端の静圧分布は、流路中央部に最高圧0.964 $q_1$ の小さな凹と天板左側に1.24 $q_1$ の丘を示すが、流路断面の大部分は1.0 $q_1$ の一樣流となっている。このように閉塞ノズルを用いた場合には、流路内静圧は壁圧値で十分近似できる。

しかし中央のピトー圧分布は、1.0 $q_1$ から2.67 $q_1$ に分

布し、カウル側に高いピトー圧が観測された。測定静圧とピトー圧から局所マッハ数分布を描くと、断面天板側にマッハ数が0となる。恐らく逆流域と考えられる低速域、そしてカウル側中央に最高M1.17の超音速域を有するマッハ数分布が得られた。超音速域は、高さ方向ではカウル寄りの1/4高さ。スパン方向では中央の2/5の領域を占めている。使用した閉塞プラグはスパン方向の中央を塞ぎ、流れはその両脇の高さ50mmの2流路から流出する。しかし図の等マッハ線図では、プラグに対抗する部分のマッハ数が高く、両脇の流れは亜音速となっている。

計測時間65秒(流路閉塞率50%)の図7.3.4bと図7.3.4aを比較すると、プラグを押し込むに従い、側壁の高圧域が徐々に広がって行くのが分かる。例えばaではx=400付近にあった $P_s=q_1$ の等高線がx=300まで移動し、加速域が狭くなっている。しかしスロートの超音速域には変化がない。この時のエンジン出口における静圧とピトー圧分布を見ると、a)の圧力分布と相似で、圧力が全体的に20%上昇している。結果としてマッハ数分布も相似となった。そして最高マッハ数はa)の1.17から1.09に低下、超音速域は小さくなっている。

さらに出口のプラグを押し込み、不始動になる直前

の計測時間110秒(閉塞率60%)では、側壁の最高圧はエンジン出口の $1.6q_1$ となっている。スロート部の流れには変化はない。この時出口静圧は最低値 $1.51q_1$ 、最高値 $1.74q_1$ と一様分布に近づく。またピトー圧は最低値 $1.55q_1$ 、最高値 $3.15q_1$ となる。しかし局所的には静圧より低いピトー圧もあり、マッハ数は0から0.965に分布した。このように閉塞プラグを用いて不始動直前状態でも、カウル側には音速に近い領域が残った。この領域についての流量は単純な閉塞条件からではなく、「一般化閉塞流れ」として解析しなければならない。このように、閉塞プラグを併用した、チョークを基本としたエンジン空気流量計測は困難と判断した。

閉塞ノズルは静圧分布を一様化するための手段であり、空気捕獲率を測定するには、局所流束を断面について積分するに足る静圧分布が測定できれば良く、取って亜音速流に減速する必要はない。そこで、閉塞ノズルなしの状態で、ダクトに収納したレーク(ただし金網なし)で測定した試験の結果を図7.3.5に示す。図7.3.4aと比較すると、後端の閉塞ノズルを撤去したために、拡大部の加速領域が拡大し、x=350mmに壁圧極小部が現れ、 $P_s=q_1$ の等圧線は見えなくなる。

エンジン後端断面の静圧分布を調べると、流路中央

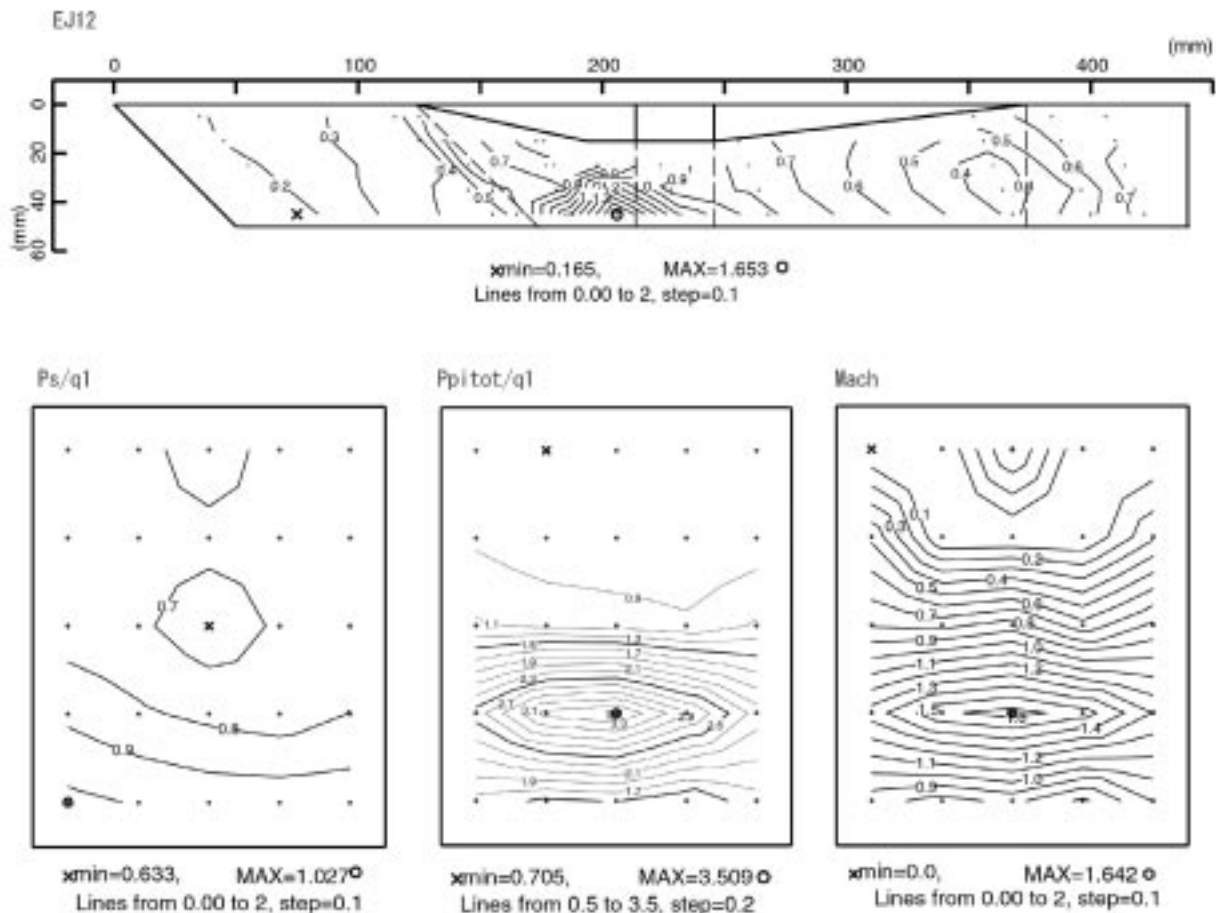


Fig. 7.3.5 Side wall pressure distribution, distributions of static pressure, pitot pressure and Mach number measured at the exit of a ramped engine. The rake section is equipped at the exit of the model.

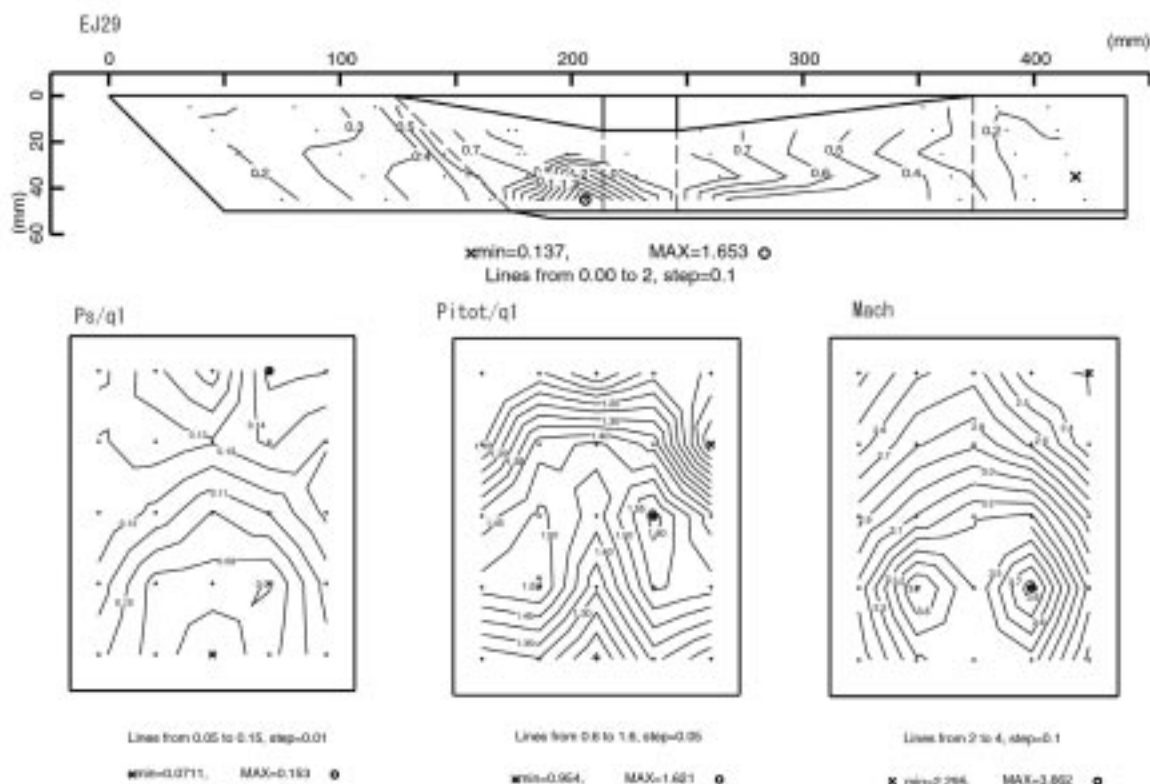


Fig.7.3.6 Side wall pressure distribution, and distributions of static pressure, pitot pressure and Mach number when the rakes are installed outside of the exit.

に $0.56q_1$ の凹とカウル側に $0.90q_1$ の高圧部が現れる。断面のかなりの部分は水平な等圧線に占められ、スパン方向の圧力分布が小さいことが分かる。従って、流路中静圧を壁圧値で代表させても、かなりの精度は確保できる。しかしピトー圧はかなり大きく変化し、最小値 $0.64q_1$ 、最大値は $3.0q_1$ と5倍になった。

計算されたマッハ数は、カウル寄りの2/5の領域では $M1.62$ と超音速を示している。天板と側板との上の角部には局所的に静圧前後のピトー圧が現れ、その付近では剥離しているようである。しかし天板中央部のピトー圧は静圧より高く、 $M0.4$ 近くの順方向に流れる亜音速流がある。上の側壁圧分布と比べると、レークにより $x=350\text{mm}$ に達する中央部に縦渦を伴う馬蹄形の再循環域が形成されている可能性がある。

レークを収納するダクト長は $110\text{m}$ で、各レークくさび(3mm厚)が作る最狭部は、エンジン後端の $70\text{mm}$ から始まっている。5本のレークにより流路は $62.5\%$ に狭められ、そのエンジン流におよぼす影響は、壁圧分布から調べられる。レーク挿入の影響は、天板上ではレークより $120\text{mm}$ (エンジン後端より $50\text{mm}$ )、カウル側では $100\text{mm}$ ( $30\text{mm}$ )離れた。そしてこの影響域の大きさは、エンジンの境界層吸い込み量により変化しなかった。

このように、レークをダクトに収めると、プローブが作る衝撃波が引き金となってダクト内境界層を剥離さ

せる。この剥離により逆流域ができると、流路断面の流束積分は不可能となる。そこで、レークによる内部流干渉を避けるために、レークをダクトから外し、エンジン後端から下流に後退させた状態で測定した結果を図7.3.6に示す。模型後端からの流れは、レーク支持柱までに自由に膨張できる。側壁の等圧線分布を図7.3.5と比較すれば、ダクト内レークによる壁圧の極小は消え、壁圧はスロート部の $1.65q_1$ から $0.14q_1$ まで半調に減少している。

その下の静圧分布は、 $0.071q_1$ から $0.153q_1$ と2倍以上に変化している。これはこれまでとは異なり、流れの大部分が超音速に占められた結果である。その右のピトー圧分布は、最小値 $0.954q_1$ から最高 $1.62q_1$ に分布している。得られた局所マッハ数は、カウル壁から1/5高さ位置に二つ目の $M3.8$ の高マッハ数域と、天板よりに最低マッハ数 $2.3$ を持つ、左右対称な分布となった。壁面近くの境界層(この実験では境界層は捕らえていない)を除き、エンジン出口面は超音速流に占められている。これは図7.3.4や図7.3.5と大きく異なる。

これらのデータから計算した局所流束分布を図7.3.7に示す。質量流束の算出では、静圧で重み付けするため、流束の高い領域は、マッハ数分布上の極大位置より天板側に移動している。結果として流路中央に帯状に $100\text{g}/\text{m}^2/\text{s}$ の大きな流束域を持つ分布となった。しかし

壁面近くの流束でも70g/m<sup>2</sup>/sと大きい。これは壁面近くのマッハ数が2以上と大きく、本実験(壁面までの非測定距離は、高さ方向で5mm、スパン方向で4mm)では十分境界層は捕らえていないためである。なお本実験におけるエンジン内部での境界層運動量厚さ( $\delta_2$ )の増分は、摩擦抗力係数0.054(第5.1節)から0.3mm程度、排除厚さ( $\delta_1$ )は2mm、99%厚さ( $\delta_{99}$ )は約6mmとなる。第3.3節で示したように、乱流超音速流においては、 $\delta_1/\delta_{99}$ や $\delta_2/\delta_{99}$ は1/3から1/20と小さくなるため、境界層内の質量流量や運動量流束を調べるには、壁近くまでのレーク測定が必要となる。

結局25本レークはダクトに収納せず、模型下流の自由流に晒しながらピトー圧と静圧を測定することとした。そして要求精度に応じて、25本レーク全体を高さ方向とスパン方向にトラバースして、測定空間分解能を挙げて、境界層内流量を測定することにした。これにより、レーク支持部のダクト内部流に対する閉塞率を心配することなしに、レークを設計、配置することができる。

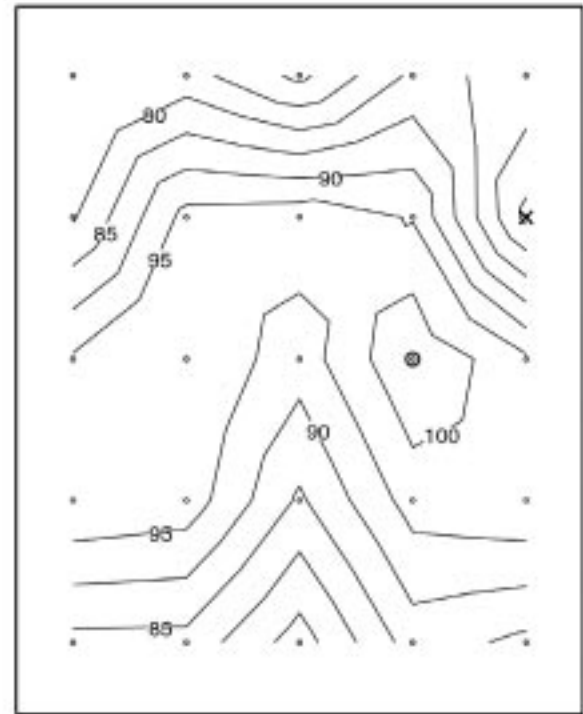
またピトー圧測定位置と静圧孔位置とのずれ、7mmによるマッハ数見積もりへの誤差を調べるために、必要に応じて、ピトー管をエンジン内部に7mm挿入し、静圧孔位置をエンジン後端に合わせた。そしてピトー管による壁圧の変化や6分力測定への影響を別途検討した。正確な力測定においては、ピトー管先端をエンジン後端から5mm以上後退させて、エンジンベース圧への影響をなくしている。

c) ピトー圧/静圧プローブの設計

図7.3.8に使用した25点のピトー圧/静圧プローブレークを示す。なるべく測定する空間分解能をあげるために、ピトー管は内径0.3mm、外径0.7mmのステンレス管とし、それに静圧管(内径1.1mm、外径1.5mm)を同軸構造で製作した。静圧孔は、4個の0.5mm孔を水平に電子ビームにより開け、上下・左右の4静圧を均圧して測定するようにした。なお、初期のレークではプローブ外径を小さくするため、左右の静圧孔の2圧力を平均化した。

ピトー管と静圧管の先端はM8実験の最高800K総温を考慮し、ロー付けにより気密とした。ピトー圧測定点と静圧測定点の距離は、一致させることが困難であるため、ピトー管の先端から静圧孔までの距離は、6-10倍直径から7mmとした。従って強い波が予想される場合には、レーク全体を上流に7mmだけ移動し、ピトー圧点での静圧を測定した。静圧への影響を避けるために、静圧孔からレーク取り付け部までの距離は、8倍直径の15mmとした。

プローブ取り付け部は上流への影響を小さくするために、17°のくさびとした。レークの幅は初期には3mmとしたが、始動荷重によりレークが曲がったた



xmin=68.596, MAX=104.635  
Lines from 60 to 110, step=5

Fig. 7.3.7 Local air mass flux evaluated from Figs. 7.3.6 (unit: g/m<sup>2</sup>/s).

め、現在は3.4mmと厚くしている。個々のレークには10mm間隔で5本のプローブが装着される。5本のレークは間隔7mmから8mmでトラバース支柱に取り付けられる。この25点レークの測定域は、全高40mm、全幅は28mm(7mm間隔時)から32mm(8mm時)である。

トラバースなしの固定の場合、ダクトコア域では、それぞれ高さ方向で10mm、スパン方向で7から8mmの測定ピッチである。その場合、y方向では上下壁までの4mm、左右の壁までの6mmから4mmの領域で境界層位置を測定する。さらに測定空間分解能が必要な時には、yzの2軸トラバース装置を用いて、1回の通風中に2mm(y方向)\*2mm(z方向)程度の多点計測が可能である。3.4mm幅レーク5本による気流閉塞率は、エンジン出口幅40mmに対し、42.5%である。ただし、ダクト外部にレークを装着する時には、プローブ先端のみがダクト端面に入るため、それらの閉塞率は問題とならない。

5本の同軸管はレーク下流側で上方に導かれ、気流外で、T管によりピトー圧と静圧に分岐される。それらは直径2mmのテフロンチューブ(最大長1m以内)で低圧室外に導かれ、PSIに接続される。ピトー圧は通常では数10kPaと高い。しかし静圧は4kPa(総圧0.3MPaでのM3.4通風時)まで低下するため、0.5mm孔と圧力導管とで決まる静圧測定の応答性が問題となる。実測によれば、静圧が6Paより高い時には、実験条件保持時間を1秒で静圧は十分追従する。しかし、被測定圧が2kPa以



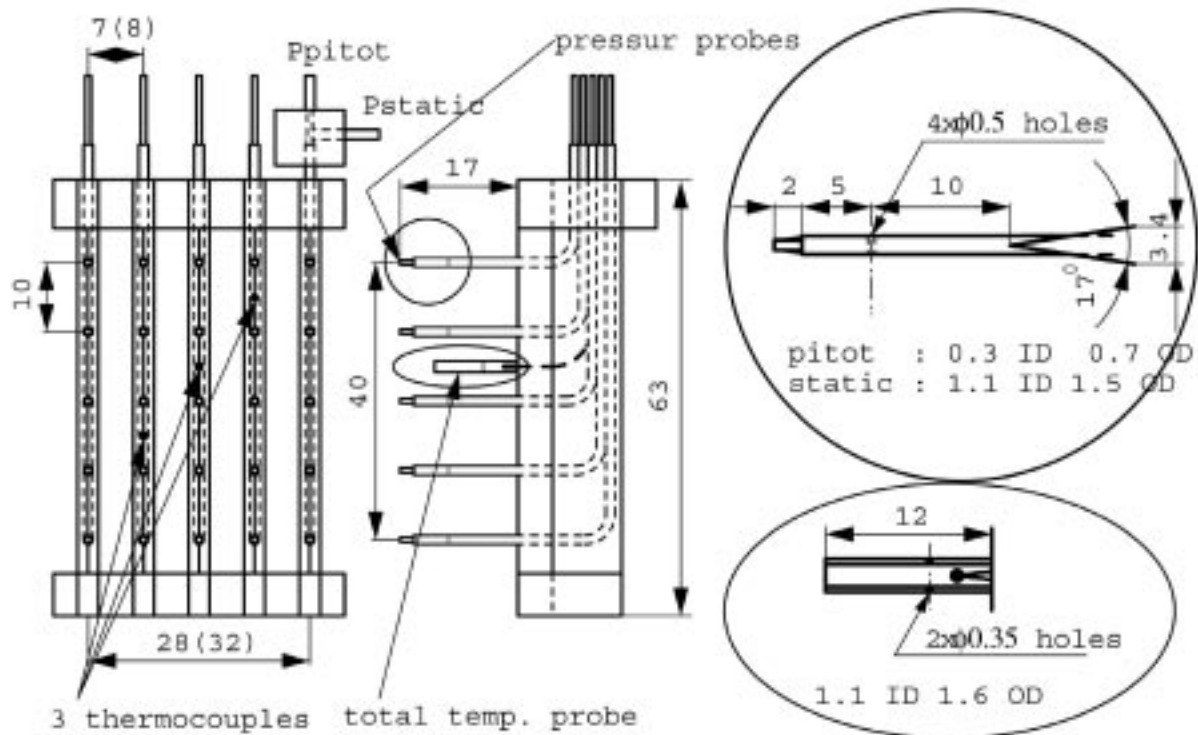


Fig. 7.3.8 The 25-probe rakes to measure pitot and static pressure at the exit of engine model.

下の場合には保持時間を2秒(平均された20data)以上とし、実際の圧力変化から初期のデータを捨てた平均処理が必要である。圧力値はすべて風洞総圧を用いてリアルタイムで無次元化し、その無次元値を平均した。

#### d) トラバースを併用した多点レーク測定例

このようなトラバース装置を用いた計測例を以下に示す。図7.3.9で示す模型を用いて、エンジン出口の静圧、ピトー圧、マッハ数を計測した。この模型は内部にランプが付いており、ランプの先端はインレット出口を一致し、ランプ傾斜角は12度である。さらにランプの下流側は切り落としになっており、窒素を模擬したロケット噴射器が付いている。

実験では、レークは天板から1mmの場所から2mmずつトラバースし、125点で計測をおこなった。またz

方向に2mmトラバースさせて同様の試験を繰り返した。ロケット噴射がない場合のM3.4気流試験を行い、計125点のデータで描いた出口断面マッハ数を図7.3.9aに示す。図中の点は、レークによるピトー圧と静圧測定点である。天板側にM2.8の低マッハ数域があり、天板中央には境界層によるM2.5の極小値がある。天板側の境界層99%速度厚さは13mm程度であることから、壁面から1mmまで近づけたこの測定で、境界層のかなりの部分を捕らえていると考えている。しかし、スパン方向には境界層の低速域を示す垂直な等高線は見えない。天板から3/5高さ位置に、M4の水平に走る峰が見える。これはロケット噴射ランプ部の後端から発生する膨張波に伴うもので、これより天板側はランプベースの再循環域からの流れであり、その静圧は $0.1q_1$ で一様となっている。その領域のピトー圧は $0.9q_1$ から $1.2q_1$ であり、ラン

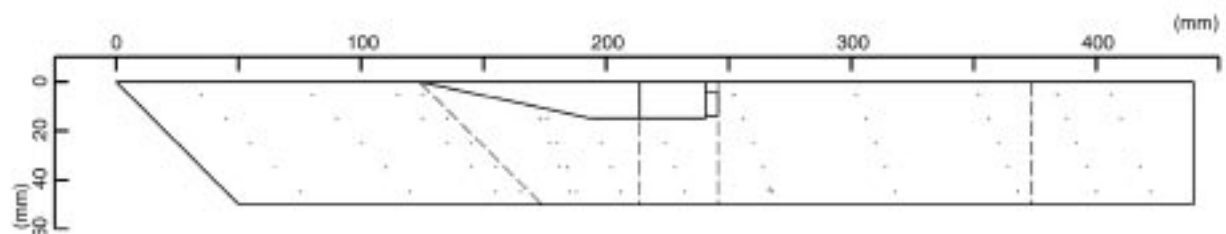


Fig. 7.3.9 A ramped ejector-ramjet engine (cold nitrogen is injected from the base of ramp.)

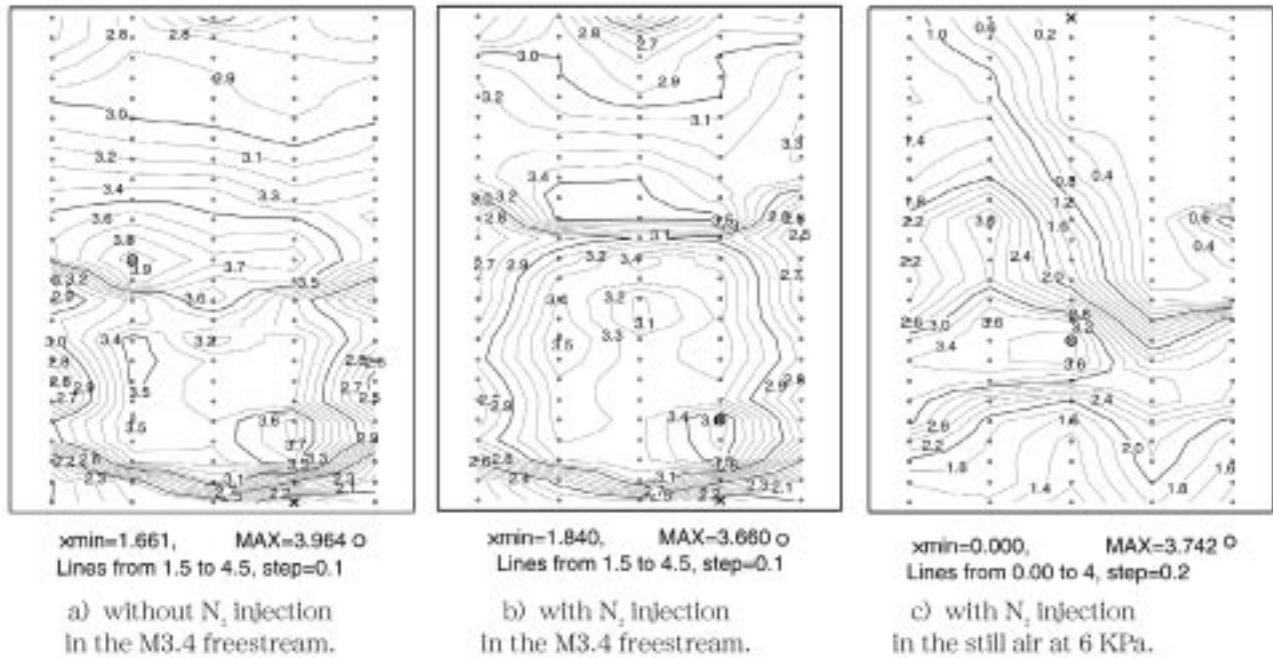


Fig. 7.3.10 Mach number distributions measured at the exit of the ejector-ranjet engine.

ブ下流で気流は剥離しているものの、その剥離泡は閉じている。

下側2/5のカウル側はランプから剥離し水平に流れる空気流で、静圧は $0.1q_c$ から $0.18q_c$ に、ピトー圧は $1.2q_c$ から $2q_c$ に分布しており、上の再循環域に比べて分布幅が大きい。ある。カウル側の流れには側板とカウルに沿って発達した境界層が確認できる。最も低いマッハ数はカウル近傍のM1.66であった。このように、図7.3.4から図7.3.6で示す25点測定によるマッハ数分布と比べ、125点測定により、流れの詳細が検討できる。

図7.3.10bにM3.4気流中の模型から冷空素ロケットを噴射した場合のマッハ数分布を示す。ロケット噴射により、出口流路にマッハ数の山が2こぶエンジン高さ方向にできる。そして図7.3.10aでは天板から3/5位置にあったマッハ数分布の谷が、流路中央に移動した。この谷のすぐ上のM3.4域が空素ロケットの噴流に相当するが、静圧、ピトー圧ともかなり均一化している。ロケット噴流の混合速度はかなり速い。今後、ロケットからHeガスを噴射、ガス採取により混合速度の計測を進める。

図7.3.10cに試験室(エジェクタにより、6kPaまで減圧)に図7.3.9の模型を取り付け、ロケット側からのみ空素を噴射した場合の測定例を示す。これはRJTFにおいて、エジェクタラムジェットエンジンの静止推力を測定する試験に相当する。

この場合、ロケット噴流はエンジン内部流路を満たすことができず、流路左側壁中央部に付着した非対称の流れ場を作っている。そして天板よりの右肩部に大きな逆流域(ピトー圧が静圧より低い)を形成した。このような左右非対称流れは、従来の側壁圧測定(通常では図7.3.9

に示すように片側側板で内圧分布を、反対壁ではカウル圧分布や外壁圧分布を測定している。そして左右対称の壁圧分布を仮定している)では検出できない。ここで使用した圧力計は0.1秒で64点を電子走査できるため、2台の走査型圧力計で、壁圧とレーク測定を行えば、剥離流に伴うflip-flop現象も捕らえることができるであろう。

現在、高さ方向(y)とスパン方向(z)の2軸トラバースを準備中であり、それをを用いることにより分解能の高い流れ測定が可能となろう。そして得られたデータを間引きして積分することにより、空気捕獲率や推力関数評価法の最適化を検討している。

#### e) 総温プローブの設計

図7.3.8に示すように、レークには3本の総温プローブを取り付けた。初期の総温管は、1mm外径のシース型熱電対を直接レークより水平方向に5mm突出させて、総温を計測していた。しかし、ノズル気流校正時に、総温プローブの熱損失により温度回復率が95%と低くなっていることが判明したため、図7.3.8の右に示す露出型シース熱電対を用いた総温プローブに改修した。

シース外径は1mm、熱電対の線径は150 $\mu$ mで、熱電対のビードは約3mm露出している。小型風洞の最高空気総温(通常600K、最大800K)では輻射による熱伝達は無視でき、熱電対周りのシースは不要である。しかし、露出ビード周りに淀み点を作るため、そして、そのビードの保護を兼ねて内径1.1mm、外径1.6mmのステンレス管をシースとした。シースにはシース内部流路断面の1/5(0.16mm<sup>2</sup>)の総流路断面に相当する0.35mm径の

2孔を開け、ビードへの熱伝達を促進している。シース長は12mmと、ビード管長より短くした。その理由は、総温管が作る衝撃波が隣接する静圧孔に入射するのを防ぐためである。

#### ① まとめ

- 1) 境界層吸い込み型のエンジンにおいて、閉塞プラグを用いて流れを亜音速まで減速し、チョーク条件から空気流量を測定することはかなり困難である。
- 2) その場合、多点プローブにより超音速流のままビード圧と静圧を同時測定する方法が、流量測定のみならず、推力関数分布<sup>2</sup>や流れの混合状態が調べられ、有用である。
- 3) 2軸トラバサと電子スキャナ式圧力計を使用すれば、25点(ビード圧と静圧)/0.1秒の測定が可能で、1通風中に、425点/流路断面の多点計測は可能である。
- 4) これにより、たとえば40w\*50hの模型流路を、2mm刻みの空間分解能でマッハ数を測定でき、流量積分や推力関数収支が計算できる。
- 5) 詳細な計測データから、故意にデータを間引きしてその流量や推力関数への影響度を調べた。それにより、多点計測の最適化を検討した。
- 6) 外径1.5mmのビード圧/静圧測定プローブを製作し、良好な結果を得た。また各種総温管の温度回復率を測定し、温度回復率が1に近い総温管形状を決定した。

## 7.4 計測における応答性

小型風洞実験において機械式圧力スキャナを多用している。またRJTFによるエンジン試験においても、エンジン壁圧測定に際して電子式スキャナと機械式スキャナを併用し、エンジン出口面でのレークプローブ測定では機械式スキャナを使用している。

電子式および機械式スキャナでは計測点から圧力センサまでの圧力導管による計測遅れが、そして機械式スキャナではそれに加え、弁切り替えに伴う圧力応答が問題となる。そこで最初にその圧力計測における計測遅れを検討し、小型風洞でのスキャナ速度設定基準を整理した。

また小型風洞では燃焼器要素実験においてレーザ計測の開発を進めている。レーザ計測ではトレーサ粒子として微粒子粉末を多く使うが、超音速気流中において粒子の速度追従が困難となる。そこで次に粒子追従遅れに伴う超音速速度場の計測分解能を調べて、必要な粒子径を見積もった。そして実際に風洞に供給されているトレーサ粒子の粒径分布を重力沈降天秤で計測したので報告する。

### 7.4.1 圧力計測遅れ

低圧においては密度が低下し、体積流量が増加するため、死容積のある圧力計測系においてはその応答性が落ちる。例えばRJTFエンジン試験では、10kPa前後の壁圧測定で応答時間が $(l/d)^2$ に比例して増加したため、計測点と圧力センサ間の導管を1m前後と短くしている。

定常圧力分布測定を目的とする機械式スキャナでは、センサ部の圧力はスキャナの弁直前までは常に達している。したがって圧力導管の死容積に起因する計測遅れは発生せず、切り替え弁内部の死容積による遅れが問題となる。そこでスクラムエンジン内圧を模擬した30kPaと真空の間でスキャナを回して、弁切り替えに伴う計測遅れを測定した。

ここではなるべく実際と同じ状態での校正とするため、基準圧力容器とセンサ間は長さ2mの1/16インチテフロンチューブで接続した。そして0kPaと30kPa間の昇圧側と減圧側での計測遅れを測定した。センサはセンサ内蔵型の専用15psiaセンサと、より低い絶対圧を測定する汎用の5psiaセンサに、死容積をなるべく少なくした導管アダプタを取り付けた2種類を用いた。

### 7.4.2 実験結果

#### a) 圧力導管による応答遅れ

長い圧力導管の容積への充填時定数は $t^*=(32m/P) \times (l/d)^2$ で与えられる。例えば測定圧力が10kPaの場合、測定孔とセンサの間を1/16インチ(内径0.7mm)の1m管で接続すれば、圧力の真値と指示値の差が初期値の1/eになる特性時間は0.12秒となる。即ち99%まで追従する

にはその4倍の0.5秒必要であろう。しかし圧力導管長を1/2倍の0.5mにすれば、0.1秒で圧力計は真値を示す。

このように高マッハ数で作動するエンジン内部の10kPaレンジの低い圧力を測定するには、センサをできるだけ測定点に近づける必要がある。RJTFのエンジン試験の場合、燃料流量等のパラメタ変更は少なくとも2秒以上の定常待ち時間をとっている。そのため圧力導管の死容積に起因する測定遅れは、導管長が1m程度である限り余り問題とならない。

エンジン不始動をモニタしている非定常センサにはKulite圧力センサを使用するが、その場合、センサの熱保護を兼ねて約100mmの圧力導管をセンサに付け、圧力取り出し孔に接続している。圧力応答性は導管の $(l/d)^2$ に比例するため、この短い導管を使用すれば、10kPa域の低圧でも200Hzまでの現象は測定できるであろう。

しかし、この配管による応答遅れは測定圧力に反比例して小さくなり、100kPaでは1/16インチの1m導管における99%までの追従時間は1/10の50m秒となる。したがって、そのような圧力導管を用いた場合、100kPa域では20Hzまで、0.1m導管を付けたKuliteでは2kHzの変動圧力を測定できる。

b) 機械式圧力スキャナにおける応答遅れ

アダプタ付きの5pslaセンサでは応答時間は極端に大きく、1秒以上となった。導管内部に詰め物をして死容積をできるだけ小さくしても、応答時間を1秒以下にすることはできなかった。その原因はアダプタ内部の死容積ではなく、アダプタとスキャナ取り付け部間に死容積ができるためと考えられる。

専用の15pslaセンサを用いた場合の結果を図7.4.1に示す。横軸は時間で、高圧ポートには27kPaの基準圧を接続し、測定ポートには0.5kPa圧力槽を接続した。スキャナ切り替え弁部の死容積による応答遅れは、減圧側

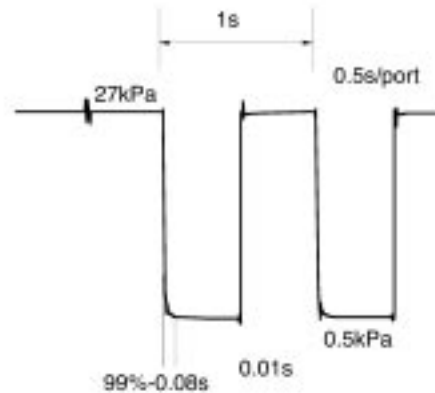


Fig. 7.4.1 Response delay due to the dead volume in the mechanical pressure scanner.

と加圧側では異なる。25kPaから0.5kPaへは80m秒で99%まで、昇圧側はより速く10m秒で99%まで追従した。

ラムシステム研究室の燃焼加熱器実験では、燃料噴射3.5秒後50m秒/ポート(1/20秒)でスキャナを回す。詳細に圧力応答を調べた結果、応答曲線はきれいな指数関数変化となっており、100から15kPaの減圧側で時定数4.6m秒であった。10kPa以下になると時定数は60m秒まで大きくなる。したがって、被測定圧が20kPa以下の場合には、スキャナ操作速度は0.1秒/ポートが限界である。そして圧力ポートの接続順序も、隣り合うポート間に大きな圧力差がないように工夫すべきである。

7.4.3 凍結気流による圧力変動

ノズル気流校正のため、境界層レークを用いてピトー圧を測定した。図7.4.2にM5.4風洞の常温気流時の、図7.4.3に空気総温が600Kと高い場合の境界層内ピトー圧を示す。この実験では機械式スキャナを使用しており、図の下に0.5秒間隔に階段状に変化しているのが、ス

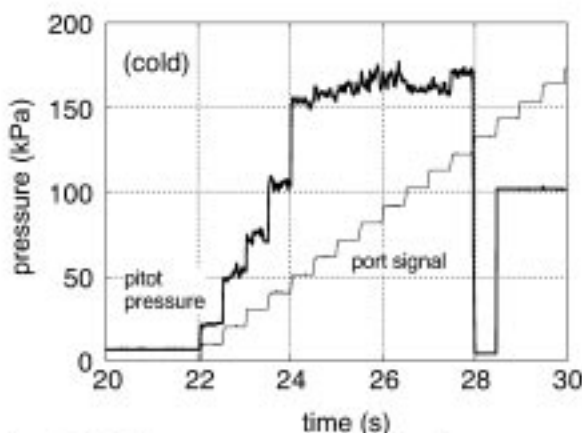


Fig. 7.4.2 Pressure measurement by the mechanical scanner in the cold supersonic flow.

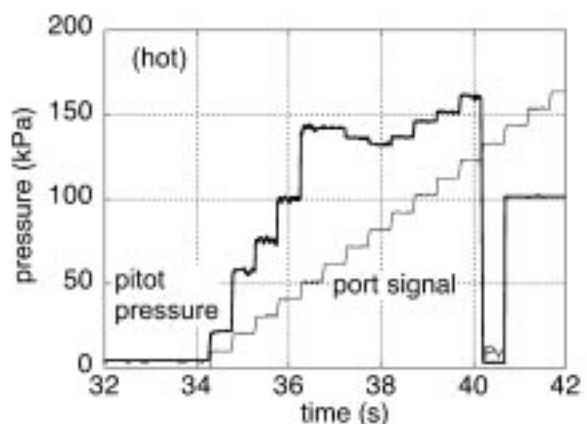


Fig. 7.4.3 Pressure measurement by the mechanical scanner in a hot supersonic flow.

Table 7.4.1 The 99% response time in measuring systems using mechanical pressure scanners.

	P measured kPa	t*99% sec	VAG exp. sec	cold air sec	hot air sec
<b>delay in mech. pressure scanner</b>					
increasing pressure	10	0.01			
decreasing pressure	10	0.08		0.5 or 1	0.2
decreasing pressure	50	0.02	0.05	0.1	0.1
<b>delay due to pressure tubing</b>					
with a 1/16 inch-1m long tube	10	0.05			
with a 1/16 inch-1m long tube	100	0.005			

キャナのポート位置信号である。

図7.4.3を見る。時刻34.3秒までがポート番号0位置でノズル出口静圧を測定している。そして順次壁から離れた位置でのピトー圧を計測した。36.3秒の位置は壁から10mm位置で、境界層の外側になっている。この図と比較して図7.4.2の常温気流時に圧力値が平均値周りに最高±5%で変動していること、その変動は壁面近くでは小さく、コア領域で激しくなることが分かる。

この変動がコア部で大きく、気流総温が低い場合に顕著となることから、このピトー圧変動は、空気液化に起因すると考えている。そこでM6.7風洞では空気総温は常に600K以上としている。

しかし可視化実験等でM5.4風洞でも常温空気を使用することがある。その際には、スキャナ走査速度を0.5秒から1秒/ポートとして、十分なデータ点数を確保してその平均値を求めなければならない。計測時間が制限される常温気流によるHe拡散実験では、ピトー圧測定時のスキャン速度は0.2秒/ポートとせざるを得なかった。そこで、測定された圧力変動を個別に検討して平均化した。

表7.4.1にエンジン空力および燃焼基礎試験で機械式圧力スキャナを使用する際の、99%応答時間と代表的なスキャン時間をまとめた。

#### 7.4.4 レーザ計測用トレーサ粒子の追従遅れ

##### a) LDVやPIV用粒子の速度応答遅れ

流れの中に粒子を入れ、レーザ計測法によりそのドップラ効果や粒子軌跡から2次元や3次元速度場の計測が行われている。しかし、速度が100m/s以下の低速場ではトレーサ粒子の速度追従性は問題ないが、500m/sの超音速流中で、かつ衝撃波等により速度が大きく、不連続に変化する流れ場では粒子の追従が困難となる。そのため固体微粒子やTiO<sub>2</sub>等を利用したトレーサ法が研究されている。

小型風洞の燃焼器要素実験のレーザ計測に際しては、表7.4.2に示す中空トレーサ粒子を用いている。ここでは表に示す各トレーサについて、超音速流中での速

度追従性を検討する。

トレーサ粒子は10μm以下と小さいため、その周りの流れは層流で近似でき、その抗力はStokes則で与えられる。トレーサ粒子についての運動方程式は以下のように書くことができる。

$$\frac{\pi}{6} \rho_p D_p^3 \cdot \frac{dU_p}{dt} = -\frac{24}{\text{Re}} \cdot \frac{\pi}{4} D_p^2 \cdot \frac{\rho_g}{2} U_p^2 \quad (25)$$

この式は、粒子と流れ場との速度差が時間と共に指数関数的に減少することを意味しており、その減衰(追従)特性時間は次のように書くことができる。

$$t^* = \frac{D_p^2}{18 \cdot \nu_g} \cdot \left( \frac{\rho_p}{\rho_g} \right) = \frac{D_p^2 \cdot \rho_p}{18 \cdot \mu_g} \quad (26)$$

この特性時間は速度差が初期値の1/e=0.368倍に減少するのに要する時間であり、95%まで追従するには3t\*となる。粘性係数μ<sub>g</sub>は圧力にはよらないことから、追従特性時間は、粒子密度と粒径の2乗に比例する。今、300K空気の場合には、中空のSiO<sub>2</sub>粒子(代表粒径2.2mm)のt<sub>g</sub>は2.8μs、中実で重いAl<sub>2</sub>O<sub>3</sub>粒子の場合には36msとなる。要素研究用風洞の流れ場で代表流速が500m/sの場合、SiO<sub>2</sub>粒子の速度差が初期値の1/e倍に追従するまでに、粒子が移動する距離は1.4mmである。従ってトレーサとして開発されたSiO<sub>2</sub>微粒子による速度場計測の空間分解能は2μmが限度であろう。一方、Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>粒子はノズル出口等の一様流れ場の校正には使えるが、衝撃波を伴って速度が大きく変化する超音速流れ場には使えないことが分かる。

##### b) トレーサ粒子の粒径分布計測

前節で述べたように、トレーサの追従性(空間分解能)

Table 7.4.2 Tracer particles in LDV and PIV measurements. The SiO<sub>2</sub> particle has a shell structure developed as light tracer particles.

	unit	SiO <sub>2</sub> *	TiO <sub>2</sub>	Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub>
Dp	micron-m	2.2	1	2
density	g/cc	0.36	3.49	3.21
rho*Dp^2		0.92	3.49	12.8

は粒子径の2乗に反比例するので、トレーサ粒子の粒径を正確に管理する必要がある。特に10mm以下の微粒子の場合、時間と共に粒子同士が集合・集塊し、実際に風洞に供給するときには大きな粒子となっている可能性がある。中空SiO<sub>2</sub>については、その製造方法からほぼ完全な球形形状となっており、その表面処理によって集塊は起きにくいとの報告もあるが、確認が必要である。

そこで、重力篩分け法<sup>20)</sup>を利用して粒子径を測定することを試みた。直径D<sub>p</sub>、密度ρ<sub>p</sub>の粒子の終端速度は以下のようになり、結局、式(26)と比較すれば追従遅れ時間と重力加速度の積となる。

$$U^* = \frac{D_p^2 \cdot \rho_p}{18 \cdot \mu_q} \cdot g \quad (27)$$

今、SiO<sub>2</sub>粒子の密度を表7.4.2の0.19g/ccとすれば、空気中の代表粒子径2.2μm粒子の終端速度は0.3mm/sと極めて低速となる。このような低速な流れを安定化するためには篩分け管を細くする必要があるが、それでは上向きの流れとバランスさせて篩分けできる粉体処理量が少なく、重量計測の精度が取れない。そこで沈降天秤を製作し、粉体を高さ1m位置で分散させ、天秤に沈降する粒子重量を時間毎に計測して粉体の粒径分布を測定した。

重力沈降法による粒径分布測定装置は、最小測定質量が1mgの電子式化学天秤の上に、全長1000mm、内径115mm(天秤の受け皿外径より10mm大きい)の亚克力管を載せた簡単な装置である。管の上部に試料棚(溜まり)があり、圧縮空気のプラストにより粉体を分散、沈降を開始させる。なお、フロンガスを用いたエアダスターによる粉体の均一分散も試みたが、天秤の感度が高く空気以外のガスを用いるとそのガスの分子量の違いが誤差となり、粒子の積算重量に悪影響を与えた。

一回の分散粉体量は約100mg程度で、実際に天秤受け皿まで沈降した量で無次元化することにより、管上部の溜まりに残った粉体や沈降管壁に付着した粉の影響をなくした。また最初のプラストによる粉体運動は、粉体のレイノルズ数が小さく、すぐに減衰するため、粉体沈降速度への影響は無視できることを確認した。

粉体の沈降速度は沈降距離と経過時間から計算でき、3600秒(1時間)までの沈降粉体を測定した場合の沈降速度は0.28mm/sである。従って2.2μm直径の中空粉体を測定するためには4時間の計測が必要となる。しかし、実際に公称粒径2.2μm粒子の粉体を用いて重力沈降させた時、1200秒(20分)までに全重量の95%が天秤に沈降した。また40分以後、天秤指示値には変化はなかった。図7.4.4に重力沈降法で測定された粒径とその重量積算のグラフを示す。粒径40μmより大きな粒子が重量割合で50%を占めること、粒径10μm以下の粒子はほとんどないことが分かる。

試験した粉体は、公称2.2μmの平均粒径とされてい

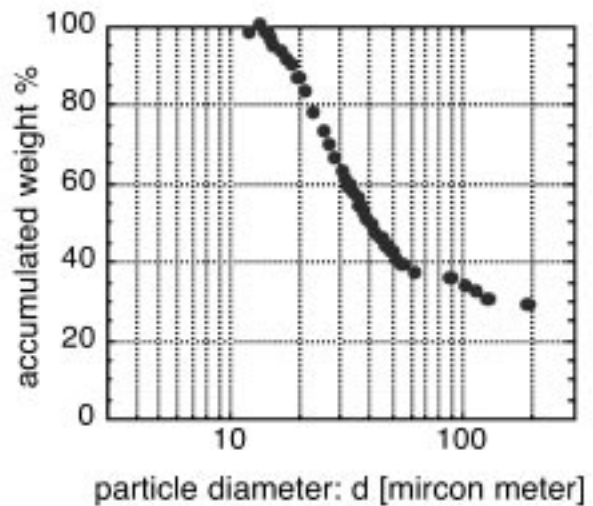


Fig. 7.4.4 Particle size distribution measured by the gravity sedimentation method.

る。しかし実際には粉が集塊して大きな粒子になっている可能性がある。そこで、ロケット燃焼器のスプレー粒径分布測定用の投射顕微鏡を用いて、粉体を調べたが集塊は見られなかった。また顕微鏡で観察した粒子も10μm以上と大きかった。実際にはより小さな粒子が含まれているが、使用した顕微鏡の分解能の限界で見えなかった可能性も検討した。しかし質量で重み付けした平均粒径は大粒子により決まる。顕微鏡観察からも平均粒径は10μm以上となった。

さらにこの粉体は水に濡れ、水中に懸濁する。そこで水を用いた重力沈降法も試みた。観察時間は空気では最大1時間程度であるが、水中での沈降の場合には沈降速度は粒子と水と密度差で決まる。特に中空粒子で、その中に水が入る場合には、粒子の実効密度は水と近くなる(実験に際しては、粒子を懸濁させた蒸留水を真空脱泡し、粒子内部にトラップされた空気を排除した)。従ってもし粒子径が公称値ほど小さければ、水中での沈降には1週間以上を要するはずである。しかし実際には3日程で粒子は沈殿して、懸濁液は透明になった。この実験からも、実際の粒径分布は公称値よりかなり大きい方にずれていることが分かる。

このようにトレーサとして粉体を用いる場合には、自分で粉体の粒子分布を測定し、その追従時間を検討しておくことが不可欠である。市販されている粉体については、その平均粒子径の公称値を鵜呑みにするのは危険である。粉体粒径測定には文献20が詳しい。そして平均粒径の定義も多くあり、公称値がどの定義によるものかを調べる必要がある。またトレーサとして使用する際、どの定義による平均粒径が最も物理的に適当かを検討すべきである。使用するトレーサ粉体の平均値の実測データと平均値の定義と確認し、測定者の責任で、測定すべき速度場の特性と、そこでの粒子の追従性を確認し

なければならない。

#### 7.4.5 まとめ

- 1) 圧力導管による圧力応答時間は、1/16インチ管1mの場合、最も厳しいM8エンジン試験の10kPa低圧域を測定して0.5秒であった。応答時間は測定圧力に反比例し、また(l/d)に比例するため、静圧等の低圧を測定するときには、できるだけ導管を短くすべきである。
- 2) 機械式スキャナでは専用の内蔵型圧力センサを用いるべきである。その圧力範囲は15psiaと大きい。弁切り替えに伴う応答性が良い。例えば25kPa以下の低圧域で、減圧側でその99%応答時間は80m秒、昇圧側では10m秒であった。従ってスキャナ操作速度は0.1秒/ポートまで可能である。
- 3) 中空の2 $\mu$ m平均粒径のトレーサ粉体を使用しても、超音速流での空間分解能は2mmが限度であろう。分解能は粒径の2乗に比例して悪くなる。
- 4) トレーサ用粉体については、測定者がその粒径分布を校正する必要がある。公称値は信用できない。

#### 第7章の文献

- 1) Mitani, T. Hiralwa, T., Sato, S., Tomioka, S., Kanda, T. and Tanl, K., J. Prop. Power, vol.13, No.5, pp635-642, 1997.
- 2) Anderson, G.Y. and Gooderum, P.B., "Exploratory Tests of Two Strut Fuel Injectors for Supersonic Combustion," NASA TN D-7581, 1974
- 3) McClinton, C.R., "Interaction Between Step Fuel Injectors on Opposite Walls in a Supersonic Combustor Model," NASA TP 1174, 1978.
- 4) Eggers, J. M., Reagon, P.G. and Gooderum, P.B., "Combustion of Hydrogen in a Two-Dimensional Duct with Step Fuel Injectors," NASA TP 1159, 1978.
- 5) Mitani, T., "Quenching of Reaction in Gas-Sampling Probes to Measure Scramjet Engine Performance," the 26th Symp. (Int.) on Comb., The Comb. Inst., pp2917-2924, 1996.
- 6) Mitani, T. et al., "Mach 2.5 Experiments on Reaction Quenching in Gas Sampling Probes for Scramjet Testing," the 27th Symp. (Int.) on Comb., pp2151-2156, the Combustion Institute, Boulder, 1998.
- 7) 三谷徹ほか、スクラムジェット用ガス採取管における反応凍結 (1) 理論解析, 日本航空宇宙学会誌 46巻539号pp10-17,1998
- 8) 三谷徹ほか、スクラムジェット用ガス採取管における反応凍結 (2) 超音速燃焼器を用いた検証実験, 日本航空宇宙学会誌 46巻539号pp18-24,1998
- 9) Mitani, T., Takahashi, M., Tomioka, S., Hiralwa, T. and Tanl, K., J. Propulsion and Power, vol. 15, No. 4, pp 572-577, 1999.
- 10) Radhakrishnan, K. and Blittker D.A., LSENS, "A General Chemical Kinetics and Sensitivity Analysis Code for Homogeneous Gas-Phase Reactions," NASA Reference Publication 1329, Feb. 1994.
- 11) Rels, V. H. and Fenn, J. B., "Separation of Gas Mixtures in Supersonic Jets," J. Chem. Phys., vol. 39, No. 12, Dec. 1963, pp 3240-3250
- 12) Waltz, I. A. and Marble, F.E. and Zukoski, E.E., "Investigation of a Contoured Wall Injector for Hypervelocity Mixing Augmentation," AIAA J., 31, No.6, June 1993, pp1014-1021
- 13) 曾我： 広範囲の圧力導入管長さを有する圧力測定系の応答時間, 航空宇宙学会誌24,273, pp503-512,(1976).
- 14) Kidder, R.E.: Unsteady flow of gas through a semi-infinite Porous medium, J. of Applied Mechanics, vol.27, 1957, pp.329-332. also see
- 15) Davis, H. T., Introduction to Nonlinear Differential and Integral Equations, p410, Dover Publications, New York, 1962.
- 16) Volluz, R. J., Handbook of Supersonic Aerodynamics, Section 20, Wind Tunnel Instrumentation and Operation, NAVORD report 1488 (vol. 6), U.S. Government Printing Office, 1961, p117
- 17) Pope, A. and Goin K. L., High-speed Wind Tunnel Testing, Robert Krieger Publishing Co., New York, 1978
- 18) J. B. Barlow, William H. Rae, Jr., Alan Pope, Low-Speed Wind Tunnel Testing, 3ed Ed., Wiley-Interscience Publication, p544, 1999
- 19) 谷一郎, 小橋安次郎, 佐藤浩, 流体力学実験法, 岩波書店, 昭和51年
- 20) 升谷五郎ほか, 2次噴射を伴う超音速円錐ノズル内の流れ, 航空宇宙技術研究所報告, TR479, 1976
- 21) Covert, E. E. Ed., Thrust and Drag: Its Prediction and Verification, AIAA, Progress in Astronautics and Aeronautics, vol. 98, 1985, p127にある.
- 22) 北村英二郎ほか, 多点圧力計測によるエジェクタラムジェットの空力特性評価, 航空宇宙学会論文に投稿予定, 2003.
- 23) 粉体工学研究会編, 粉体粒径測定法, 養賢堂, 1965.

## 第8章 まとめ

この小型風洞(P風洞)実験を企画したのは1994年4月、RJTFのM4領収実験が開始された頃である。そこではエンジン試験での燃料当量比を決定するための空気捕獲率の測定と始動荷重の推定が急務であった。それ以来、第4.7節で説明したHYPR研究予算で小型高温弁を製作し、徐々に小型風洞を整備していった。それに伴い、小型風洞試験もM4からM6試験と順次マッハ数を上げ、風洞始動範囲を測定しながらノズル検定を行ってきた。M6までの模型実験は比較的容易に進行した。そのこともあり、当初は本報告を1997年末に脱稿するよう準備してきた。

しかしM8における小型実験では風洞は始動するものの、模型内部流が剥離してエンジン模型が不始動に陥る現象が多発した。これは、通風開始直後には発生せず、空気総温が上昇してノズル出口静圧が整定する頃に突然発生する現象で、どの条件で何時発生するかは予測不可能であった。その原因究明に時間がかかり、本稿の脱稿が遅れた。

壁圧測定と抗力実験を重ね、データが蓄積されるにつれ、この模型内部流不始動がノズル境界層吸い込みに誘起されていることが分かってきた。そして模型をコア側に入れると再現性よく模型は始動し、他方境界層に近づけると天板側から境界層が剥離すること等が明らかになった(第4.1.5節)。この知見は、模型をトラバースに取り付けて通風中に自由に移動できるようにしたことによる風洞改造によるもので、予想外の成果であった。

実験は小さなノウハウの蓄積の上に立脚している。例えば気流総温の模型始動性への影響を見るために、気流総温を800Kまで上げたこともあった。その温度ではアルダイトによる圧力導管の接続は、1回の通風で気密不良を起こした。M8での気流総温(=600K)を決めるのに多くの時間を要したが、その温度では圧力導管にアルダイトが使用できることが分かった。これは小さな実験ノウハウである。しかし壁圧模型を最初に設計する時に100本を超える1/16インチSUS管を1/5縮尺模型壁面に溶接することを検討したことを考えれば、重要な知見である。

最終的には壁圧・抗力同時測定模型に到達し、圧力導管を側壁に内蔵した模型により、精度と実験効率を高めることに成功した(第4.1節)。これらのエンジン抗力測定や内部流の総圧回復率見積りにより、エンジンの理論性能が得られ、燃焼や正味推力の達成度としてRJTF試験結果を数値化できるようになった(第5.3節)。

これまでRJTF建設やエンジン試験についての論文を発表、公刊してきた。その中でRJTF設計と運転、小型風洞設計とそれによる補完研究についての質問を多く受けた。本稿には、毎日の実験で得られる細かなノウハウ

をできるだけ多く記載し、追加してきた。その中にはエジェクタの具体的な設計に関するものもあった。このままではエジェクタ性能予測プログラムが逸散する可能性があるため、宮島氏の許可を得て本稿にそのプログラム・ソースリストを転載した。

脱稿が遅れた最大の理由は、RJTF実験に伴うエンジン試験に関するノウハウを追加したことによる。RJTFの領収試験時までには得られた知見はその報告書TR1347にまとめた。しかしこれまでの200回を超えるエンジン試験で得られたノウハウをまとめる機会は少ないと考え、本稿にRJTFの追加データも加えることとした。

例えばTR1347を脱稿した時点では、風洞始動荷重を懸念し、推力台を始動時には固定していた。しかしその後始動荷重は比較的小さいことが分かった。その結果をもとに現在のRJTF実験では、推力台はフリーとしてエンジン気流値抗力を測定している。そしてTR1347では「エンジン燃焼に伴う低圧室圧上昇による設備干渉は小さい」と書いたが、その後のエンジン試験では激しい干渉も経験した。

最も貴重な経験は、98年9月に起きたRJTF高温弁の焼損事故である。事故に伴いRJTF高温弁と小型高温弁を改修し、シール気密性能監視装置を追加した。事故後のエンジン試験再開には1年を要したが、その事故原因究明の段階で多くのノウハウを得た。

RJTFおよび小型風洞の高温弁は、蓄熱体加熱器で煉瓦層の浮き上がりが避けるために、蓄熱体を加圧した状態で開閉する方式を採用した。その結果設備は複雑なものになり、高温弁事故を誘発した。しかし事故時に蓄熱体加熱器の急減圧が経験したが、煉瓦層の浮き上がりは発生しなかった。これらのことから、設計時に想定したより浮き上がり現象が起きにくいことが分かった。もしかすれば、RJTFの高温弁システムは過剰設計であったかも知れない。そしてLPGバーナにより蓄熱体加熱器を昇温している時のみ弁を閉じるような、ゲート弁で風洞を設計できるかも知れない。これらの検討は付録の最終節にまとめた。

P風洞の稼働率が上がり、使用希望が多くなったので新しいK風洞を整備した。K風洞ではP風洞で得たノウハウを生かし、より使いやすい風洞になるように設計した。特に蓄熱体加熱器の加熱性能については燃焼風洞であるK風洞で、その問題点を検討した。高温弁にゲート弁を用いた風洞システムを将来検討する際には、これらのデータを使い、より性能の高い、使いやすい試験設備がより廉価にできるであろう。

最後にP風洞整備に尽力された前々所長の宮島博氏、小型風洞実験グループの活動を応援し、新しいK風洞整備を支援された前所長の八柳信之氏に感謝します。



## A1 マッハ数4から10用のノズルの設計

ここでは飛行マッハ数で4から8用の出口形状が正方形のノズル（それぞれノズル出口マッハ数でM3.4からM6.7）の設計法についてまとめた。これらの2次元ノズルでは特性曲線法で得た流路形状に境界層補正を行う従来のノズル設計法を用いた。粘性CFDによるノズル流解析を用いて直接ノズルを設計することも可能で、これにより、最近飛行マッハ数10相当（出口マッハ数8.1）のコニカルノズルを製作した。その方法とノズル校正については最後の節でまとめる。

### A1.1 マッハ数4および6用ノズル

飛行状態M4, 6のノズルは、RJTFに使用しているノズルの1/5スケールダウンしたものを製作した。しかし流れ条件がRJTFと小型風洞では異なるので、RJTFと相似なノズルとする前に、新規設計を行い形状を検討してみた。形状は製作しやすい2次元ノズルを考えた。

ノズル設計のために、特性曲線法(以下MOC)および2次元反応コード(TDK)を使用した。ともに非粘性計算コードである。まずMOCを用いて出口マッハ数と比熱比、出口のノズルサイズを与え、非粘性流れ場を仮定した場合のノズル形状を算出する。次にTDKを用いて出口マッハ数を確認後、境界層積分法によって境界層排除厚さを加えて最終的な形状を得た。

MOCの計算の出口条件として比熱比1.4、出口ノズルサイズ100mm、マッハ数はM4飛行条件用ノズルでは3.4、M6飛行条件用ノズルでは5.4を与えた。設計パラメタである膨張部の最大開き角度を $10^\circ$  から $15^\circ$  まで振って計算した。MOCの結果によると、ノズルのスロートからの膨張部長さは449mm(出口マッハ数M3.4, 開き角 $12^\circ$ )、642.5mm(M5.3,  $10.5^\circ$ )、622mm(M5.3,  $14^\circ$ )と

なった。得られたノズル形状を使ってTDKを使ってノズル出口での気流の一様性を比較した。TDKの計算では、全圧を1.0MPaに固定、全温は270K, 470K, 870Kとして計算した。3条件とも出口マッハ数の分布は、要求値の+0.5から-1.5%の範囲に収まった。

以上のように一様なマッハ数分布を得るノズルを設計できた。しかし問題は、ノズル全長は長いもので800mm程度になることと、ノズル長さがM3.4, 5.4ノズルで200mm近く違う点である。ノズルの全長が異なると低圧室の位置だけでなく、光学観測装置などの位置を変更しなければならず、風洞の組み替えが煩雑になる。そこでRJTFと小型風洞との流れ条件は大差がないとして、M4, 6飛行条件用のノズルはRJTFノズルの縮小版とすることにした。

この縮小ノズル形状は、スロートからの膨張部はRJTFノズルの1/5スケールとし、スロートの上流は上流側の気流の乱れを極力排除するためなめらかなテーパを与えた。また蓄熱体を使った高温風洞実験を考え、全体をステンレス材(SUS304)で製作した。既存の空気供給側のフランジと低圧室に適合するように外形断面寸法を $160 \times 160$  mmで共通とした。出口端面四隅および膨張部下流側側面には、ノズル下流に向けて模型取り付け治具を結合できるようにM10のボルト穴をいくつか設けている。また、ノズルの交換が容易になるように上下面重心近くにアイボルト取り付けねじ部を設けた。

ノズル上下壁形状はワイヤカッターで削り出した。ワイヤカッター自身の寸法制限があるため、ノズル出口から600mmまでしか切削できない。そのためスロート上流のコンタ途中を境に、上流側、下流側別個に製作したのち結合した。このようにして四面を削り出したのち、スロート高さが指示値通りになるように上下左右の面を仮止めした

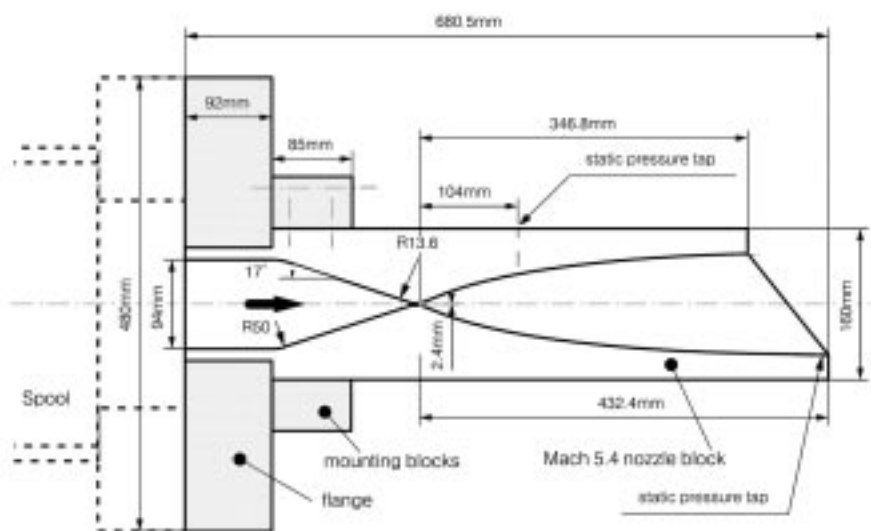


Fig. 1.1 The M5.4 nozzle and the assembly to connect with the air supply spool and the test cell.

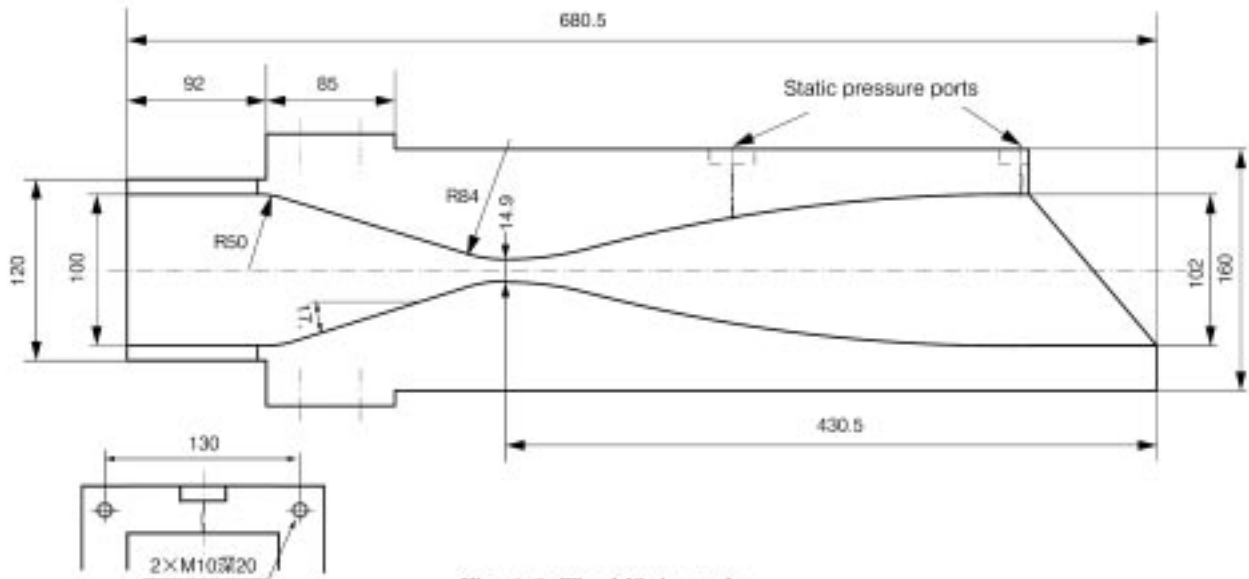


Fig. 1.2 The M3.4 nozzle.

上で、電子ビーム溶接で溶接、組上げた。スロート高さは製作終了時に測定し、要求どおりの寸法になっていることを確認した。

M5.4ノズルと取り付け部を含む全体形状を図1.1に、M3.4ノズルブロックの詳細図を図1.2に示す。両ノズルの外形は、スロートからの流路形状が異なる点以外同一である。また、製作時に与えたノズル膨張部コンタ形状寸法を表1.1と表1.2にまとめた。

ノズル出口端面は上下非対称である。これはノズル出口で発生する圧縮波や膨張波がエンジン内部に入射しないように、エンジンが固定されている面と反対側のノズルを延長したためである。M3.4ノズルの場合にはスロートから出口までの距離が、短い側で345mm、長い側で431mmになる。エンジンはノズルの短い側につなげるようにして設置する。ノズル出口高さは103.8mmである。同様にM6ノズルでは、短い側が346.8mm、長い側が432.4mm、出口高さは103.9mmである。したがって、出口側壁の傾斜角度は $40^\circ$ になる。

ノズルスロート上流側は上流側の乱れを極力抑え、スムーズで様な気流をスロートへと導くようにする必要がある。スロート上流側は $17^\circ$ の角度を持ったディフューザとした。ノズル入り口部の流路断面形状は $100 \times 100$  mmである。スロートの上流側の面の曲率は後述する。直線部からディフューザへの継ぎ目は50mmの曲率半径を与えた。この部分はM3.4、5.4共に共通の形状にした。

### A1.2 マッハ数8用ノズル

RJTFにおけるM8飛行条件用のノズルは左右上下面が広がる3次元断面、つまりスロートから出口まで正方形断面形状になっている。3次元流路を持つノズルを製作する

のは費用が掛かる。またRJTFではその総温が2600Kと高いために、ノズル出口マッハ数6.7を得るための開口比が198と大きい。他方、空気総温が1000K以下の小型風洞では、比熱の温度依存性が無視できてマッハ数6.7は開口比85.8(比熱比1.4)で得られる。そこで、M8ノズルは、他のノズルと同様に、2次元ノズル形状になるよう設計することとした。また、前述したようにノズル寸法にも制限が課せられているので、以下に記述するような試行錯誤でノズル形状を求めた。

ノズル設計における基準条件を以下に述べる。全圧は1.0~8.0MPa、全温は700Kで運用する。平衡計算するとスロートでは比熱比が1.377、出口では1.389となった。比熱比は初期膨張部でスロート1.38からただちに1.4まで急激に上昇する。その後膨張とともに緩やかに低下し、ノズル部の大部分では1.39から1.38となっている。ノズル形状計算プログラムは比熱比一定を前提にしているので、1.38から1.40の間で適切な値をきめた上で形状を求める必要がある。

膨張部の最大開き角を $30 \sim 15^\circ$ とすると、スロートからの膨張部長さは433mmから561mmになった。M4/6ノズルの膨張部最大長さは430mm程度であるので、これでは互換性に問題が生ずる。ノズル膨張部の長さが最長でも500mmになるように開き角 $20^\circ$ 以上と設定し、残り70mmはノズルスロート位置を変更する(上流に移動させる)ことで、ノズル出口位置をM3.4/5.4ノズルとほぼ同じにすることができた。

計算する上で問題となるのは、設計パラメタをどのように選択するか、である。上記のように風洞全長の制限からノズルの最大開き角度は $20^\circ$ 以上でなければならないし、比熱比を一定にして考えねばならない。開き角を $20^\circ$ と固定した上で、比熱比を1.38から1.4まで変化させて

ノズル出口でのマッハ数分布をTDKで求めた結果を図1.3に示す。設定した比熱比によって、出口のマッハ数は6.8から6.9まで値が変動する。分布傾向はほぼ同様である。壁面近くでは一様になるが、ノズル中心部付近( $x = 0$ )で変動する。しかしそのマッハ数分布は1.5%程度であり、比熱比を振ってもその傾向に変化は見られないことがわかった。

次にMOC計算に必要な、ノズル開き角度の影響を考える。先に $20^\circ$ 以上の最大開き角を必要と書いたが、一般に開き角が大きくなると、ノズル出口での一様性を損なう可能性がある。したがって気流条件を満足する最大開き角度を見つけなければならない。図1.4に比熱比を一定にして開き角度を変化させた結果を示す。

最大開き角を小さくするほど、一様なマッハ数領域が広がるのがわかる。 $25^\circ$ の場合には $15^\circ$ のときに見られた一様なマッハ数分布(壁面近く)は見られないものの、マッハ数で $\pm 0.03$ 以下の変化に抑えられている。この結果から、 $25^\circ$ で設計してもノズル出口全域でほぼ一様なマッハ数分布を得られると判断した。

この結論から角度を $25^\circ$ とし、MOCの初期設定マッハ数を微小変化させて計算した結果を図1.5に示す。これはノズル出口マッハ数を6.7に合わせると同時に、できるだけ一様な気流を得ることを目的とするためである。図1.5の結果をみると、設定マッハ数が変わってもマッハ数の分布傾向に変化はない。しかし、分布はマッハ数を下げた方が小さくなる傾向にある。その中でも最も変化量が少なかったのは、出口マッハ数を6.65と設定した場合で、ノズル中心の値を除けば $\pm 0.015$ までの変化量に抑えることができることがわかった。そこで比熱比1.39、開き角度 $25^\circ$ 、出口想定マッハ数6.65を入力条件としてノズルを設計し、出口マッハ数6.67から6.72の分布(平均値から1%以内の分布)を得た。

境界層補正は以下のように行った。RJTFではノズル出口の境界層の99%速度厚さは高温(全温2700K)では87mm、常温では72mmであった。全温700Kの場合の厚さの計測結果はないので約80mmであると仮定した。この値を1/5に縮尺して、ノズル出口での境界層厚さを16mmと仮定した。ノズル出口部非粘性コア流の大きさを $68 \times 68$ mmとし、スロートからノズル出口まで境界層厚さが直線的に増加するとしてノズル形状を決めた<sup>2)</sup>。

全体図を図1.6に、コンタ形状を表1.3に示す。コンタ

<sup>2)</sup> この境界層厚さは99%速度厚さである。実際にはコア流路に境界層排除厚さ分(RJTFではノズル中心部で33mm、端部で18mm、小型では中心部で7.9mm、端部では7.7mmであった)を加えたものをノズル流路とすべきであった。そのため図1.6の出口寸法100mm角のノズルの実際のコア流は $100 - 7.8 \times 2 = 84.4$ mm角となる。この開口比66.6に対する等エントロピ膨張による出口マッハ数は6.32となる(なお排除厚さを無視した時の出口マッハ数は6.83)。ノズル校正結果は第3.3節を参照されたい。

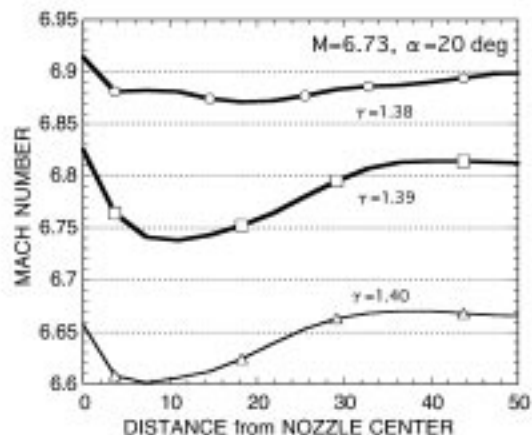


Fig. 1.3 Variations in the Mach number distribution at the nozzle exit due to specific heat ratio.

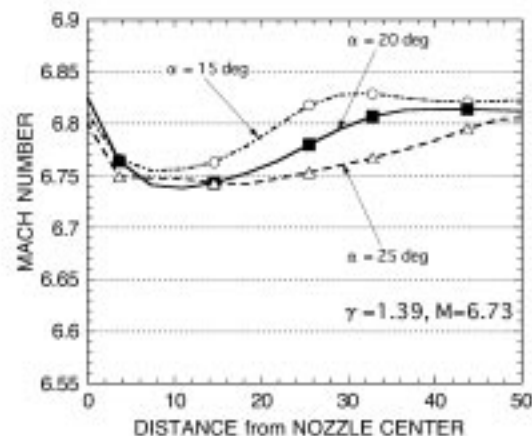


Fig. 1.4 Variations of the Mach number distribution at the nozzle exit due to the maximum expansion angle.

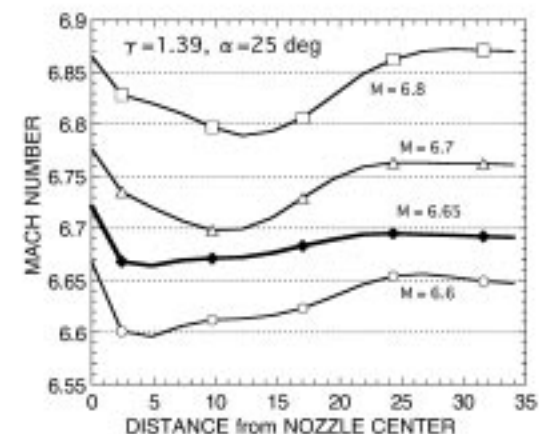


Fig. 1.5 Variations of Mach number distribution and design Mach numbers in the method of characteristics.

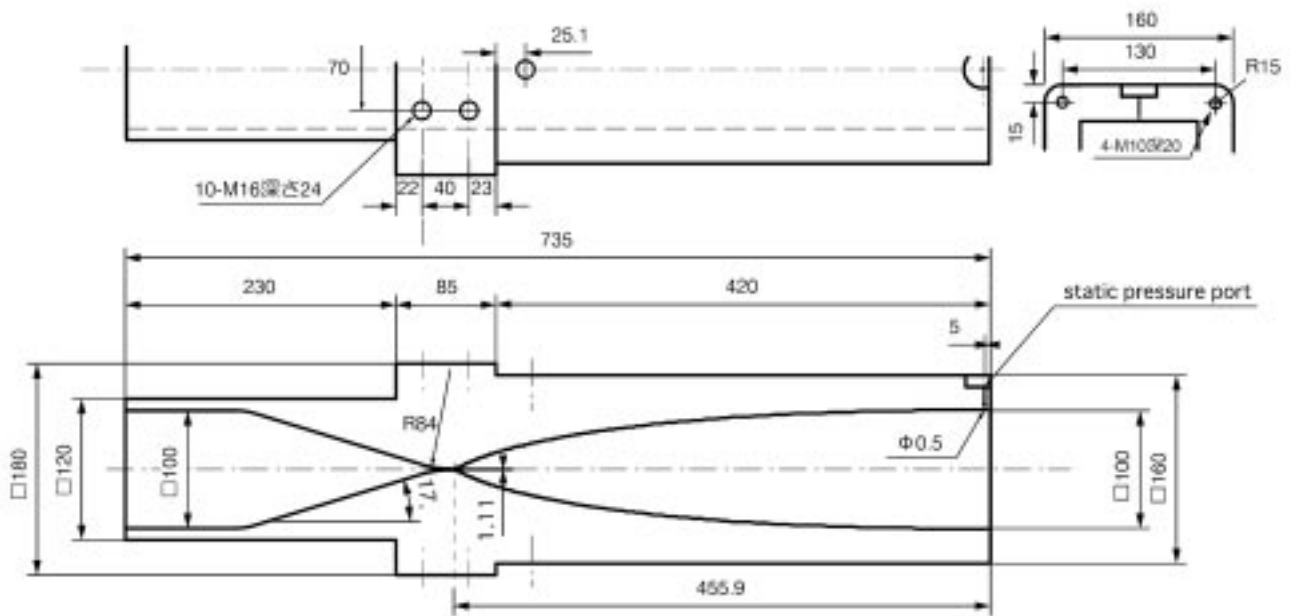


Fig. 1.6 The M6.7 nozzle.

形状の原点はスロート中心である。スロートから上流側はM4などのノズルと同様に、傾き角 $17^\circ$ の縮流部と平行部からなっている。平行部の長さは100mm程度を与えている。中心軸上にアイボルト用のM16を、上下面1箇所ずつ計2箇所用意する。また、中心軸上出口には静圧孔を設置する。φ1を16mm、コンタまでφ0.5とする。静圧孔には、バルジドステンレスチューブをろうづけした。出口端面にはM10のボルト孔を4箇所用意する。

製作は他のノズルと同様に、各壁面のブロックを作成し4面を電子ビーム溶接する。その後、スロート上流の流入部のブロックを溶接する形式とした。そのため、スロートの高さは1.11 mm要求のところ1.07 mmとなった。したがって開口比90.09が93.48となった。このノズルでは、マッハ数が高いためノズル端面から出た膨張波がエンジン内部に入射する可能性はない。

上記で述べたノズルの気流検定は3.3章に示されている。ここでは粘性計算の結果を示して非粘性計算結果とともに比較検定する。chakravarthy-OsherのTVDス

キーム、乱流境界層モデルはBowldwin-Lomaxを使用した粘性計算でこのノズル流れを求める。メッシュサイズは $279 \times 31$ 、半値幅のみの計算を行っている。ノズルスロートの上流側は、実際のモデルと同様の形状を与えている。よどみ条件は10MPa、600Kとした。

ノズル片断面上のマッハ数分布(ラインはMach数0.5毎)を図1.7に示す。初期膨張部から出た波は、スロートから約100までの壁面で反射した後、ノズル下流部で打ち消される。図から明らかなように、最終的に下流側で波がほぼ消えている。壁の近傍を除けば、ほぼ一様の出口気流が得られていることがわかる。

次の図1.8にてノズル出口でのマッハ数分布を、ノズル形状計算時の非粘性計算結果および気流検定の結果と比較した。ノズル本来の出口マッハ数目標値は6.65、非粘性計算(排除厚さ分を除いた部分のみを計算)では6.68となった。実験結果からは出口の平均マッハ数は6.66である。今回の数値計算での結果は約6.58であったから、約1.5%ほど低めとなった。このノズルは四面個別に製作した後、電子ビーム溶接で矩形に仕上げたものである。スロート高さ



図1.7 Numerical calculation result for Mach contour in Mach 6.7 nozzle.

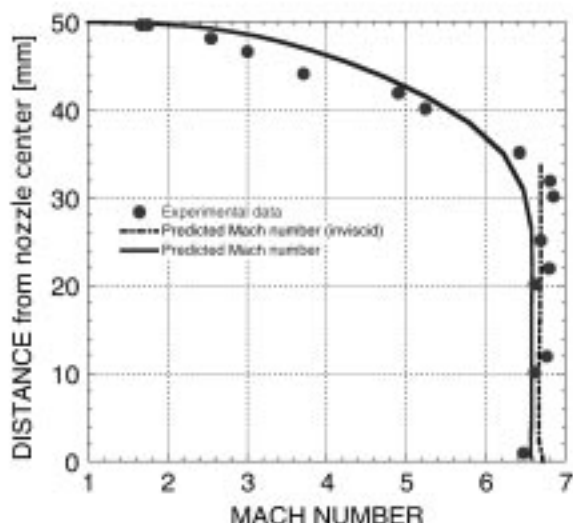


Fig.1.8 Mach number profile at Mach 6.7 nozzle exit with inviscid calculation data and experimental data.

を含めノズル形状の工作精度と実験の計測精度をあわせて考えれば、1.5%の違いは妥当な範囲であると考えられる。

このMach6.7ノズルにおいては、排除厚さを大きめに見積もってしまったため気流が一様でなくなる可能性があった。しかし図1.7のコンタ図から見られるようにスロートから生じた膨張波がノズル壁面で反射する位置が、スロートから約100mm以内と近く境界層が薄い領域である。そのため排除厚さが気流に与える影響が小さくなり、出口でのマッハ数分布に大きな乱れを作らなかったことがわかった。

### A1.3 模型取り付け治具

小型風洞は自由噴流型の風洞である。したがって、風洞のノズルと模型が設置される低圧室の間は結合されていない。これは実験に応じて低圧室の形状を変えたり、位置を変更するためである。しかし逆に言えば、風洞に対する相対位置が固定されていないということは、模型と風洞ノズルの間も固定できないことを意味する。そのため小型風洞を使用し始めた段階では、模型を交換したりノズルを交換する毎にノズルと模型を別個に固定し、相対位置を微調整しなければならなかった。

スクラムジェットエンジン試験のように、ノズルと模型の相対位置を厳密に決める実験では、相対位置の調整に多くの時間が必要となる。また実験中にそれぞれの相対位置が変化してしまう可能性もある。そこでノズルと模型同士のアライメントを調整できるようにした。

図1.9に最初に製作した模型取り付け治具と可視化用エンジンを示す。取り付け治具は、設備ノズル出口端面に固定した4本のボルトとそのボルトの上部に結合された板からなっている。上部に支えられた板の中央部からエンジンをぶら下げる。相対位置は板とボルトの結合位置を

変えて調整するようにした。しかし、M10ボルト4本の強度不足で、実験中にエンジンを含めた全体が振動してしまった。可視化する場合には問題のない程度の振動であったが、風洞の条件によっては破壊される可能性があった。そこで強度を高めた模型取り付け治具を製作した。図1.10に現在使用している取り付け治具の三面図を示す。

この模型取り付け治具では、ノズルの端面からではなく側面から60×40のアームを延ばしてフレームを構成する。この剛性の高いアームによって、ガスサンプラおよびエンジンが、ノズル流に対して相対位置が変化しないように固定することができる。取り付け治具のサイズおよび構造は、重量5kg以上のエンジンや推力架台が乗ることを前提として決定した。取り付け治具の全長は600 mm、ノズル端面から400mmとした。このアームの上2本に板(基盤)を渡し、その下面にエンジン模型などを懸垂する。ガスサンプラなどのセッティングの際には、基盤ごと取り外して行う。同一の板上にエンジンとガスサンプラを置くことで、エンジン出口とガスサンプラの相対位置を確実にきめることができる。

取り付け治具を設備ノズルだけに固定するとノズル上流側のフランジでの片持ちになるので、模型取り付け治具下面を低圧室でサポートしている。強度不足になることを恐れ、大きめにかつステンレス鋼で製作した。頻繁に取り外さないパーツ、たとえば下部の2本のアームなどはジュラルミンなどで製作することも可能である。

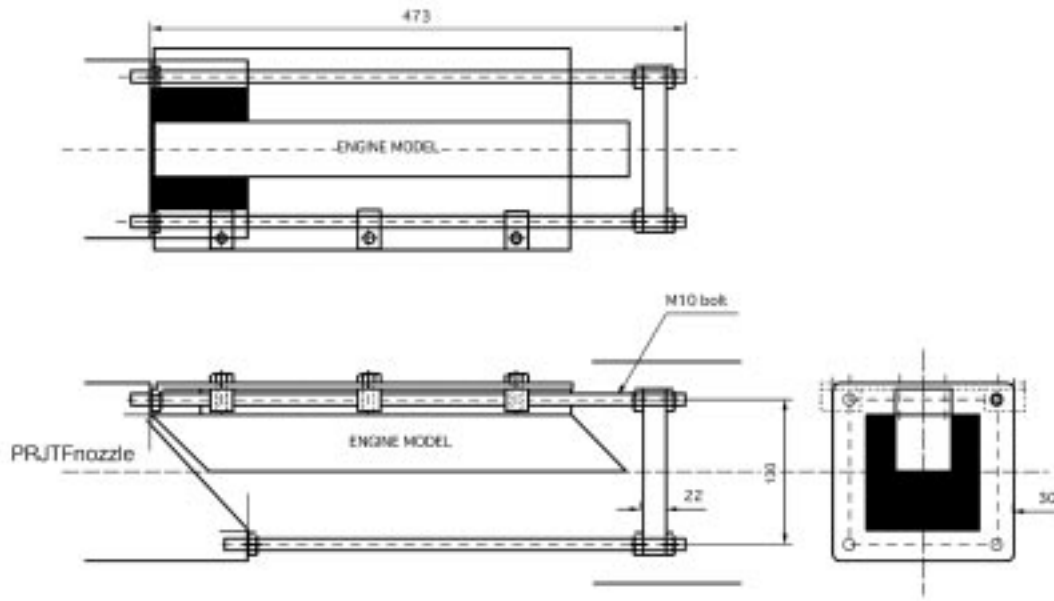


Fig. 1.9 The first support jig to align the engine model to the freestream.

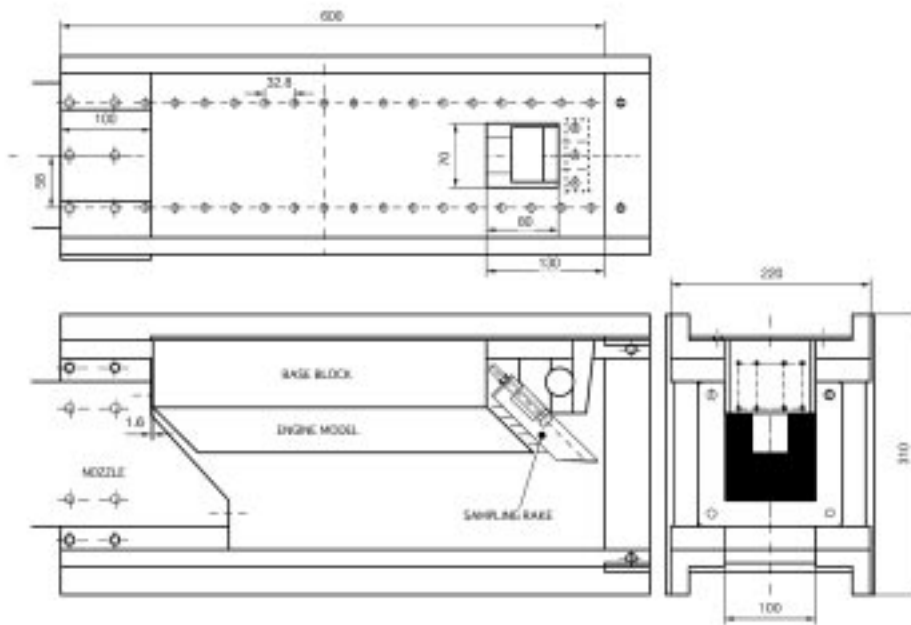


Fig. 1.10 The second support jig to align the engine model to the freestream.

Table1.1 Contour coordinates for M3.4nozzle.  
(Origin : axial center of throat channel)

x [mm]	y [mm]	x [mm]	y [mm]	x [mm]	y [mm]
0.40	7.45	82.00	26.58	298.45	49.54
1.20	7.47	83.60	26.90	302.45	49.71
2.00	7.52	85.20	27.21	306.45	49.87
2.80	7.60	86.80	27.53	310.45	50.02
3.60	7.69	88.40	27.84	314.45	50.15
4.40	7.80	90.00	28.14	318.45	50.27
5.20	7.93	91.60	28.45	322.45	50.39
6.00	8.08	93.20	28.75	326.45	50.52
6.80	8.24	94.45	28.98	330.45	50.63
7.60	8.41	98.45	29.77	334.45	50.75
8.40	8.60	102.45	30.46	338.45	50.85
9.20	8.79	106.45	31.17	342.45	50.94
10.00	8.98	110.45	31.86	344.85	51.00
10.80	9.19	114.45	32.57	346.45	51.03
11.60	9.39	118.45	33.18	350.45	51.12
12.40	9.60	122.45	33.82	354.45	51.20
13.20	9.81	126.45	34.43	358.45	51.28
14.80	10.24	130.45	35.02	362.45	51.37
16.40	10.66	134.45	35.60	366.45	51.45
18.00	11.09	138.45	36.16	370.45	51.54
19.60	11.52	142.45	36.71	374.45	51.62
21.20	11.94	146.45	37.25	378.45	51.70
22.80	12.37	150.45	37.78	382.45	51.79
24.40	12.80	154.45	38.29	386.45	51.87
26.00	13.22	158.45	38.78	390.45	51.96
27.60	13.65	162.45	39.26	394.45	52.04
29.20	14.08	166.45	39.73	398.45	52.12
30.80	14.50	170.45	40.17	402.45	52.21
32.40	14.93	174.45	40.62	406.45	52.29
34.00	15.35	178.45	41.05	410.45	52.38
35.60	15.77	182.45	41.47	414.45	52.46
37.20	16.19	186.45	41.88	418.45	52.54
38.80	16.61	190.45	42.27	422.45	52.63
40.40	17.03	194.45	42.66	426.45	52.71
42.00	17.44	198.45	43.03	430.45	52.80
43.60	17.85	202.45	43.39		
45.20	18.25	206.45	43.76		
46.80	18.66	210.45	44.11		
48.40	19.05	214.45	44.45		
50.00	19.45	218.45	44.77		
51.60	19.84	222.45	45.08		
53.20	20.23	226.45	45.39		
54.80	20.62	230.45	45.69		
56.40	21.00	234.45	45.99		
58.00	21.37	238.45	46.28		
59.60	21.75	242.45	46.55		
61.20	22.12	246.45	46.81		
62.80	22.48	250.45	47.06		
64.40	22.84	254.45	47.32		
66.00	23.20	258.45	47.56		
67.60	23.55	262.45	47.79		
69.20	23.90	266.45	48.01		
70.80	24.25	270.45	48.23		
72.40	24.59	274.45	48.44		
74.00	24.93	278.45	48.65		
75.60	25.27	282.45	48.85		
77.20	25.60	286.45	49.03		
78.80	25.93	290.45	49.20		
80.40	26.26	294.45	49.37		

Table1.2 Contour coordinates for M5.4nozzle.  
(Origin : axial center of throat channel)

x [mm]	y [mm]	x [mm]	y [mm]	x [mm]	y [mm]	x [mm]	y [mm]
0.00	1.21	47.20	17.43	94.40	28.60	320.40	50.27
0.80	1.26	48.00	17.66	95.20	28.75	324.40	50.39
1.60	1.41	48.80	17.89	96.00	28.91	328.40	50.52
2.40	1.64	49.60	18.12	96.40	28.98	332.40	50.63
3.20	1.91	50.40	18.35	100.40	29.77	336.40	50.75
4.00	2.21	51.20	18.57	104.40	30.46	340.40	50.85
4.80	2.51	52.00	18.79	108.40	31.17	344.40	50.94
5.60	2.81	52.80	19.01	112.40	31.86	346.80	51.00
6.40	3.11	53.60	19.23	116.40	32.57	348.40	51.03
7.20	3.41	54.40	19.45	120.40	33.18	352.40	51.12
8.00	3.70	55.20	19.66	124.40	33.82	356.40	51.20
8.80	4.00	56.00	19.88	128.40	34.43	360.40	51.28
9.60	4.30	56.80	20.09	132.40	35.02	364.40	51.37
10.40	4.60	57.60	20.30	136.40	35.60	368.40	51.45
11.20	4.90	58.40	20.51	140.40	36.16	372.40	51.54
12.00	5.20	59.20	20.72	144.40	36.71	376.40	51.62
12.80	5.50	60.00	20.93	148.40	37.25	380.40	51.70
13.60	5.80	60.80	21.14	152.40	37.78	384.40	51.79
14.40	6.10	61.60	21.34	156.40	38.29	388.40	51.87
15.20	6.40	62.40	21.54	160.40	38.78	392.40	51.96
16.00	6.70	63.20	21.74	164.40	39.26	396.40	52.04
16.80	6.99	64.00	21.94	168.40	39.73	400.40	52.12
17.60	7.29	64.80	22.14	172.40	40.17	404.40	52.21
18.40	7.59	65.60	22.38	176.40	40.62	408.40	52.29
19.20	7.89	66.40	22.53	180.40	41.05	412.40	52.38
20.00	8.19	67.20	22.73	184.40	41.47	416.40	52.46
20.80	8.49	68.00	22.92	188.40	41.88	420.40	52.54
21.60	8.79	68.80	23.11	192.40	42.27	424.40	52.63
22.40	9.09	69.60	23.30	196.40	42.66	428.40	52.71
23.20	9.39	70.40	23.49	200.40	43.03	432.40	52.80
24.00	9.69	71.20	23.67	204.40	43.39		
24.80	9.99	72.00	23.86	208.40	43.76		
25.60	10.28	72.80	24.04	212.40	44.11		
26.40	10.58	73.60	24.23	216.40	44.45		
27.20	10.88	74.40	24.41	220.40	44.77		
28.00	11.17	75.20	24.59	224.40	45.08		
28.80	11.46	76.00	24.77	228.40	45.39		
29.60	11.75	76.80	24.95	232.40	45.69		
30.40	12.03	77.60	25.12	236.40	45.99		
31.20	12.32	78.40	25.30	240.40	46.28		
32.00	12.60	79.20	25.47	244.40	46.55		
32.80	12.87	80.00	25.65	248.40	46.81		
33.60	13.15	80.80	25.82	252.40	47.06		
34.40	13.42	81.60	25.99	256.40	47.32		
35.20	13.69	82.40	26.16	260.40	47.56		
36.00	13.95	83.20	26.33	264.40	47.79		
36.80	14.21	84.00	26.50	268.40	48.01		
37.60	14.47	84.80	26.67	272.40	48.23		
38.40	14.73	85.60	26.83	276.40	48.44		
39.20	14.99	86.40	27.00	280.40	48.65		
40.00	15.24	87.20	27.16	284.40	48.85		
40.80	15.49	88.00	27.33	288.40	49.03		
41.60	15.74	88.80	27.49	292.40	49.20		
42.40	15.99	89.60	27.65	296.40	49.37		
43.20	16.23	90.40	27.81	300.40	49.54		
44.00	16.48	91.20	27.97	304.40	49.71		
44.80	16.72	92.00	28.13	308.40	49.87		
45.60	16.96	92.80	28.29	312.40	50.02		
46.40	17.19	93.60	28.44	316.40	50.15		



Table1.3 Contour coordinates for M6.7nozzle.  
(Origin : axial center of throat channel)

x [mm]	y [mm]	x [mm]	y [mm]	x [mm]	y [mm]	x [mm]	y [mm]
1.47	0.63	26.32	10.09	67.50	21.62	194.12	40.15
2.94	0.84	26.62	10.22	68.68	21.91	198.53	40.44
4.41	1.17	27.06	10.37	69.85	22.21	202.94	40.88
5.88	1.59	27.50	10.52	71.03	22.50	205.88	41.18
7.35	2.11	27.94	10.66	72.35	22.79	210.29	41.47
8.82	2.69	28.24	10.81	73.53	22.94	214.71	41.77
10.29	3.32	28.68	10.97	74.85	23.24	217.65	42.21
11.77	3.99	29.12	11.12	76.18	23.53	222.06	42.50
13.24	4.67	29.56	11.28	77.50	23.82	226.47	42.79
13.27	4.68	30.15	11.43	78.82	24.12	230.88	43.09
13.43	4.75	30.59	11.59	80.15	24.41	235.29	43.38
13.59	4.84	31.03	11.75	81.62	24.71	239.71	43.82
13.77	4.91	31.47	11.91	83.09	25.00	245.59	44.12
13.93	4.99	31.91	12.07	84.41	25.15	250.00	44.41
14.10	5.07	32.50	12.24	86.03	25.44	254.41	44.71
14.28	5.15	32.94	12.41	87.50	25.74	260.29	45.00
14.46	5.24	33.53	12.57	88.97	26.03	264.71	45.29
14.63	5.32	33.97	12.75	90.59	26.32	270.59	45.59
14.85	5.41	34.56	12.91	92.21	26.62	275.00	45.88
15.00	5.49	35.15	13.09	93.82	26.91	280.88	46.18
15.15	5.59	35.74	13.27	95.44	27.21	286.77	46.47
15.44	5.68	36.18	13.44	97.21	27.65	292.65	46.77
15.59	5.77	36.77	13.62	98.97	27.94	298.53	46.91
15.88	5.85	37.35	13.81	100.74	28.24	304.41	47.21
16.03	5.96	37.94	13.99	102.50	28.53	310.29	47.50
16.18	6.04	38.53	14.18	104.41	28.82	316.18	47.65
16.47	6.15	39.27	14.37	106.18	29.12	322.06	47.94
16.62	6.25	39.85	14.54	108.09	29.41	329.41	48.09
16.91	6.34	40.44	14.71	110.15	29.71	335.29	48.38
17.06	6.44	41.18	15.00	112.06	30.00	342.65	48.53
17.35	6.54	41.77	15.15	114.12	30.44	348.53	48.68
17.65	6.65	42.50	15.29	116.18	30.74	355.88	48.97
17.79	6.75	43.24	15.59	118.24	31.03	363.24	49.12
18.09	6.87	43.82	15.74	120.44	31.32	370.59	49.27
18.38	6.97	44.56	15.88	122.65	31.62	377.94	49.41
18.53	7.07	45.29	16.18	124.85	32.06	385.29	49.56
18.82	7.19	46.03	16.32	127.21	32.35	391.18	49.56
19.12	7.29	46.77	16.62	129.56	32.65	397.06	49.71
19.41	7.41	47.65	16.77	131.91	32.94	404.41	49.71
19.71	7.53	48.38	16.91	134.27	33.38	410.29	49.85
20.00	7.63	49.12	17.21	136.77	33.68	414.71	49.85
20.15	7.75	50.00	17.35	139.27	33.97	420.59	49.85
20.44	7.87	50.88	17.65	141.91	34.41	425.00	50.00
20.74	7.99	51.62	17.79	144.56	34.71	429.41	50.00
21.03	8.12	52.50	18.09	147.06	35.00	433.82	50.00
21.47	8.24	53.38	18.24	150.00	35.29	438.24	50.00
21.77	8.35	54.27	18.53	152.94	35.74	441.18	50.00
22.06	8.49	55.15	18.82	155.88	36.03	445.59	50.00
22.35	8.60	56.18	18.97	158.82	36.32	447.06	50.00
22.65	8.74	57.06	19.27	161.77	36.77	450.00	50.00
22.94	8.87	58.09	19.41	164.71	37.06	451.47	50.00
23.38	8.99	58.97	19.71	167.65	37.35	454.41	50.00
23.68	9.12	60.00	20.00	170.59	37.79	454.41	50.00
23.97	9.25	61.03	20.15	173.53	38.09	455.88	50.00
24.41	9.38	62.06	20.44	177.94	38.38		
24.71	9.53	63.09	20.74	180.88	38.82		
25.15	9.66	64.12	20.88	183.82	39.12		
25.44	9.79	65.29	21.18	186.77	39.41		
25.88	9.94	66.47	21.47	191.18	39.85		

**A1.4 飛行マッハ数10用コニカルノズル**

航技研角田には、大型エンジン風洞としてラムジェット試験設備 (RJTF) と高温衝撃風洞 (HIEST) が整備されている。RJTFでは、エンジン入口マッハ数6.7までの試験を実施できる。また矩形断面ノズルを使用しており、設備ノズルに発達する境界層をエンジンに吸い込ませることにより、機体下部に発達する境界層がエンジン性能におよぼす影響を調べることができる。一方、HIESTではコニカルノズルを用い、より高いマッハ数における試験を行っている。しかしながらコニカルノズルゆえ、機体下部に発達する境界層を模擬することができない。そこで、エンジンをコア流にさらす境界層なしの条件のみにて試験を行っている。HIESTではより高いマッハ数における試験を実施できるが、試験時間がmsecオーダーと短い。

ここで重要となるのが、RJTFとHIESTの対応風洞試験である。気流マッハ数とエンジンへの境界層吸い込みの条件を合わせた上で、両者の試験結果が一致するのかどうかを調べる必要がある。しかしながら大型設備においてノズルを新規製作し、新たな気流条件において試験を実施するには莫大な費用と時間を要する。そこで小型風洞において、HIESTでも実施可能な気流マッハ数8.0の試験をコニカルノズルによって実施することを考えた。

小型風洞用のM8.0コニカルノズルは新たにCFDを用いて設計した。しかし、これまで小型風洞ではM6.7が最大マッハ数であったため、M8.0において風洞が始動するかどうか不明であった。そこで、M6.7からM8.0まで五種類のコニカルノズル (スロート部のみ交換) を準備した。ここでは、このうち三種類のノズルについて、出口断面におけるマッハ数分布、境界層測定、空気酸化の影響等を調べた結果をまとめる。

**A1.4.1 コニカルノズルの設計**

コニカルノズルは、二次元矩形ノズルにより試験を実施しているM6.7からHIESTとの対応風洞試験に必要なM8.0まで、五種類設計した。すなわち、M6.7、M7.0、M7.3、M7.6、M8.0である。既存の低圧室に接続して使用するため、ノズル外形160mm×160mmが最初に決まった。出口断面の4箇所 (90度毎) において深さ10mmに掘り込んだ壁圧ポートを設け、そこから更に深さ10mmのSUS管固定用の壁圧孔をあける。したがって、出口断面において両端に20mmずつスペースを取る必要があり、流路の出口直径が120mmと決定した。この出口直径は、HIESTノズル出口直径1200mmの1/10である。

ノズル半頂角は以下のように選んだ。コニカルノズルの最大の特徴は、気流が軸方向に対して角度をもっていることである。その角度は流路中心の一点においてのみゼロであり、中心から離れるとともに増加して壁面において半頂角に一致する。中心からの距離と気流の角度は

比例関係にある。HIESTにおける試験状態を考えると、HIESTノズルの半頂角は12度、ノズル出口半径は600mmである。そのコア領域に投影断面250mm×200mmのエンジン模型を設置する。したがって、エンジン天板には12/600×125=2.5度の角度を持った気流があたり、エンジン側板には12/600×100=2度の気流があたる。対応風洞試験のためには、小型風洞でもHIESTと同じ条件にする必要がある。小型風洞においては投影断面50mm×40mmのエンジンを半径60mmの出口断面のコアに設置する。したがって、側板についてθ/60×20=2度を満たす必要があることから半頂角が6度とした。結果として半頂角はHIESTノズルにおける12度の半分となり、ノズル全長は相対的に大きくなった。

次にスロート径の決定に移る。従来の手法では、等エントロピー条件下で得られる断面積比から形状を決定し、別途見積もる境界層排除厚さ分だけ補正を加える。しかしここでは境界層の効果を含めて非粘性軸対称コードによる設計を行った。乱流モデルは数種類の中から選択できるが、ここでは第一近似として最も基本的な代数モデルであるBaldwin-Lomaxモデルを用いた。ノズル計算において、Baldwin-Lomaxモデルは境界層を厚く見積もる傾向にあるので、ノズル校正によりそのコード (乱流モデル) の検定を考えている。

表1.4に、非粘性条件におけるマッハ数と粘性計算から得られたマッハ数、スロート径、およびノズル出口での境界層補正量も示す。ノズル出口での境界層補正量は5.7mmから7.9mmであり、予測した排除厚さ8mmと良く一致した。境界層内速度分布から積分によって得られる境界層排除厚さについては、実験結果と併せて後述する。

スロートから下流の形状について、半頂角6度の拡大部開始点までの形状は、円弧とした。できるだけ緩やかに接続するため、M8.0ノズルにおいてR=500mmと決定した。すなわち、M8.0ノズルではスロートから下流500×sin(6度)=52.3mmまでが円弧、そこから出口までが勾配tan(6度)の直線となる。M8.0ノズルにおいて、スロートから出口までの距離は561.1mmとなった。

また、スロートから上流側の形状については、M8.0ノズルにおいてR=84mmで17度分だけ円弧、そこから上流を勾配tan(17度)の直線とした。なお、上流端もR=50mm

Table 1.4 Relations between design, inviscid and viscous Mach numbers

Mach <sub>des</sub>	6.7	7	7.3	7.6	8
Mach <sub>inv</sub>	7.01	7.35	7.69	8.03	8.5
exp. ratio	104.8	129.5	158.8	193.4	251.1
throat dia.	5.86	5.27	4.76	4.31	3.78
Mach <sub>vis</sub>	6.71	7.03	7.32	7.61	8.01
d1(mm)	5.72	6.23	6.65	7.11	7.88

で17度分の円弧として入口部は主流に平行となるようにした。このスロート上流側の形状は、既存の小型風洞用M6.7二次元矩形ノズルと同一である。M8.0ノズルにおいて入口からスロートまでの距離は171.2mmとなった。スロート下流部と合わせたノズル全長は732.3mmとなるが、上流端に半径50mmの平行部を2.7mm設け、M6.7二次元ノズルと同一の735mmとすることとした。

今回、五種類のマッハ数はスロート部のみの交換によって得ることを考えた。具体的には、ノズルを上流部と下流部の二分割とし、これらで円柱形のスロート部を挟み込むものとした。この構造の場合、スロート部入口と出口の断面積が固定される。ここでは、入口側を勾配 $\tan(17^\circ)$ の直線部、出口側を勾配 $\tan(6^\circ)$ の直線部に設けることとした。超音速である出口側では連続かつ滑らかに接続する必要があるため、マッハ数をM8.0から下げ、スロート径が大きくなるとスロート位置は下流側に移動する。例えば、最もスロート径の大きいM6.7ノズルにおいては39.7mm下流に移動する。この移動距離をカバーできるように、スロート部はノズル入口より140mmの位置から長さ250mm分と決めた。これにより、スロート部入口半径10.31mm、出口半径23.74mmが決定したので、スロート部外形は半径45mmと決めた。

各マッハ数のスロート部について、スロートより下流の形状は円弧が6度分との条件を固定し、Rを小さくして決定した。また、スロートより上流の形状も円弧の角度17度を固定してRを大きくすれば連続かつ滑らかな接続が可能であるが、今回は二次元M6.7ノズルと同じR=84mmを固定し、円弧の角度を小さくして決定した。このためM8.0ノズル以外、スロート部入口において連続であるが滑らかではなくなった。例えばM6.7ノズルの場合、スロート部入口まで17度の角度であったものが、スロート部内では3.59度に減少する。しかし、スロート部入口は超音速であるため、気流を乱すことはないと判断した。

図1.11に、決定したノズル流路形状のうちM8.0とM6.7のものを示す。図の上半分がM8.0ノズルの流路形

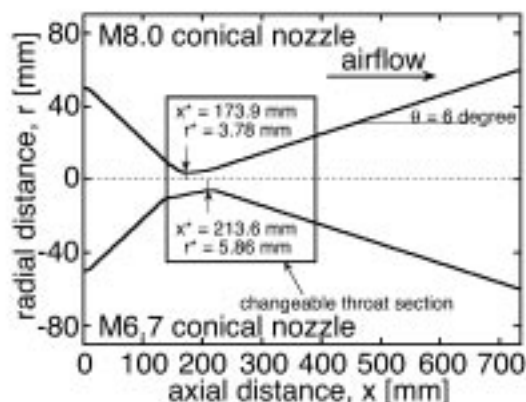


Fig. 1.11 Configurations of M8.0 and M6.7 nozzles

状、下半分がM6.7ノズルの流路形状である。また、四角で囲んだ領域がスロート部に相当する。設計時に基本としたM8.0ノズルではスロート部入口、出口ともに滑らかに接合しているが、M6.7ノズルでは前述のようにスロート部入口で接合部が滑らかではない。ノズルの材質は、上流部および下流部をアルミ合金(YH75)、熱負荷の大きいスロートを含むスロート部をSUS304とした。

#### A1.4.2 コニカルノズルの検定

##### a) ノズルコア流の一様性

製作した五種類のノズルのうち、気流検定は、M8.0、M7.3、M6.7の三種類について行った。まずノズルコア流の一様性を調べるために、ノズル出口断面におけるピトー圧分布を測定することにより、半径方向マッハ数分布を求めた。ピトーレークは境界層測定用に壁面近くでピッチを小さく、コア側でピッチを大きくとったものを用いた。これは、二次元ノズルの気流検定に用いたものであり、1本のレークに16本のプローブが取り付けられている。これを断面中央に1本、中央から30mm左右に離れた位置に各1本ずつの合計3本設置した。合計48点のピトー圧は、スキヤニングバルブを3台併用して測定した。各地点での圧力計測時間は、応答遅れを考慮して1secとした。したがって、計測時間に要する時間は気流が安定してから16secとなる。その他の計測項目は、気流総圧、気流総温、ノズル出口壁圧、低圧室圧、エジェクタ吸い込み圧等である。なお、ノズルスロートにおける熱流束を見積もるために、スロート部金属温度も測定する。

図1.12(a)-(c)に、ノズル出口断面における半径方向マッハ数分布を示す。(a)がM6.7ノズル、(b)がM7.3ノズル、(c)がM8.0ノズルの結果である。図には、設計時に得られたCFDの結果も示した。また、右半分が高温気流の結果、左半分が常温気流の結果である。常温気流の結果については、後の空気液化の節で考察する。

M6.7ノズルおよびM7.3ノズルにおいては気流総圧( $P_0$ )、ノズル出口壁圧( $P_{ne}$ )、ピトー圧( $P_{pitot}$ )を独立に測定できた。このとき、 $P_{ne}/P_0$ 、 $P_{pitot}/P_0$ 、 $P_{ne}/P_{pitot}$ のそれぞれからマッハ数を計算できる。図から、三種類のノズルともに、中心から少なくとも40mmまでの領域はコア流とみなせるので、今後コアマッハ数を示す際には $0 < r[\text{mm}] < 40$ における平均値を用いる。

M6.7ノズルにおいてはCFDでM6.71であったのに対し、 $P_{pitot}/P_0$ ではM6.80と高く、 $P_{ne}/P_{pitot}$ ではM6.68と低かった。また、 $P_{ne}/P_0$ ではM6.76とCFDの結果に最も近かった。結果として、M6.7ノズルのコアマッハ数は誤差 $\pm 1.3\%$ 以内でCFDと一致した。M7.3ノズルにおいても同様の傾向が見られ、コアマッハ数は $\pm 1.2\%$ 以内でCFDの結果と一致している。なお、境界層内で $P_{pitot}/P_0$ からのマッハ数が増大しているのは総圧損失のある境界層内で気流総圧をそのまま用いているためである。実際には

CFDと $P_{ne}/P_{pitot}$ の結果が示すように、境界層内マッハ数は壁面に近づくと共に低下する。

一方、M8.0ノズルにおいてはノズル出口ではく離を生じたため、壁圧が高くなった。M8.0において、試験条件の総圧6MPaから予測される壁圧は0.6kPa程度である。それに対し、低圧室圧はエジェクタを限界性能で用いても3kPa程度までしか低下しなかった。結果としてノズル出口で5倍程度の逆圧力勾配を生じたため、流れがはく離したのであろう。そのため、M8.0ノズルにおいては $P_{pitot}/P_0$ からしかマッハ数分布を得られなかった。コアマッハ数をCFDの結果と比較すると誤差は±0.8%であった。このことから、M8.0ノズルにおいても小型風洞は始動することがわかった。

ここで、後で考察する境界層内マッハ数分布を得るにはM8.0ノズルにおいても $P_{ne}$ が必要である。そこで、得られたコアマッハ数と気流総圧からノズル出口における気流静圧を逆算した。図に示したM8.0ノズルにおける $P_{ne}/P_{pitot}$ と $P_{ne}/P_0$ の結果は、逆算した $P_{ne}$ から得たものである。最後に、各ノズルにおいて各圧力比から求めたコアマッハ数を設計時のCFDによる予測値とともに表1.5にまとめた。M8.0ノズルにおいては $P_{ne}$ が直接の測定値ではないため、 $M(P_{pitot}/P_{ne})$ と $M(P_{ne}/P_0)$ は括弧付きで示した。

b) ノズル境界層

コニカルノズルにおいては、その流路形状から矩形のスクラムジェットエンジンにおける境界層吸い込みを模擬することはできない。したがってコア領域にエンジンを設置し、境界層吸い込みの影響を排除した場合のデータをとる。そのためには、設備ノズル出口における境界層測定を行い、コア領域の大きさを調べておかなければならない。

図1.13(a)-(c)に、境界層内マッハ数分布を示す。(a)がM6.7ノズルの結果、(b)がM7.3ノズルの結果、(c)がM8.0ノズルの結果である。マッハ数はコアマッハ数で無次元化してある。また、実線がCFDの結果、丸印を破線で結んだものが $P_{ne}/P_{pitot}$ から得た実験結果で、ともに四次多項式で近似したものである。各マッハ数ともにCFDで得られたマッハ数よりも実験値の方が大きく、その倍率は壁面に近づくほど大きくなる。実験値のばらつき方から、その差は有意である。

マッハ数が得られれば、断熱壁の場合は断熱（等エントロピー）流管における静温から密度と流速が決まる。また等温壁の場合は、 $Pr = 1$ の場合のエネルギー式と運動量式との相似則から得られる、いわゆるCroccoの関係式を用いて境界層内の静温分布が得られる。そして密度と流速はこの静温分布から求まる。ここではこれらの計算および積分を表計算によって行い、境界層厚さを見積もった。

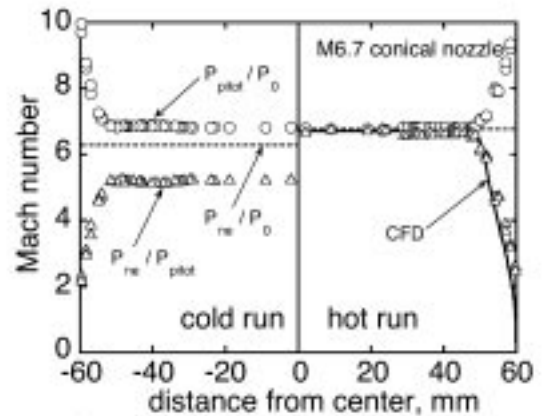


Fig. 1.12(a) Mach number distributions (M6.7 conical nozzle)

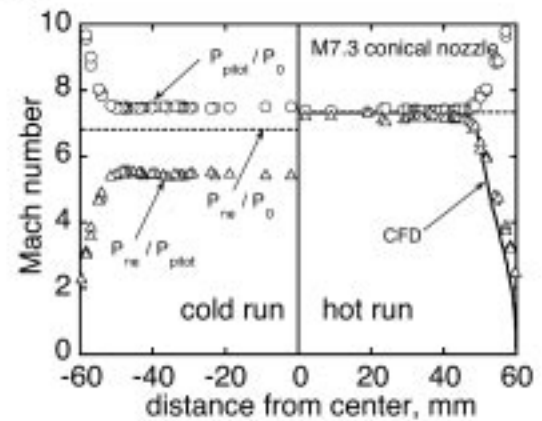


Fig. 1.12(b) Mach number distributions (M7.3 conical nozzle)

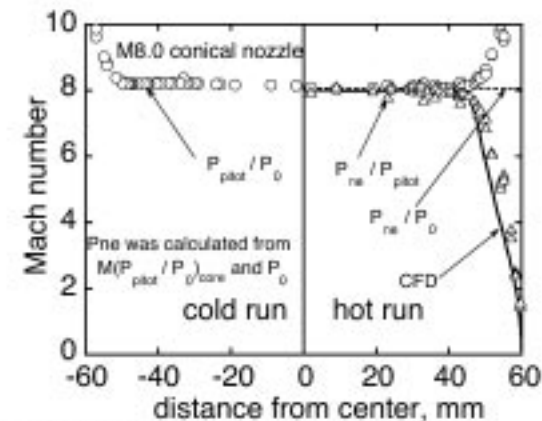


Fig. 1.12(c) Mach number distributions (M8.0 conical nozzle)

Table 1.5 Comparison of core Mach numbers

	M6.7 nozzle	M7.3 nozzle	M8.0 nozzle
Mach)CFD	6.71	7.32	8.01
Mach( $P_{pitot}/P_0$ )	6.8	7.4	8.07
$M(P_{pitot}/P_{ne})$	6.68	7.23	(8.03)
$Mach(P_{ne}/P_0)$	6.76	7.34	(8.06)

図1.14(a), (b)にコアマッハ数と境界層厚さの関係を示す。 $\delta_{99}$ が99%厚さ、 $\delta_1$ が排除厚さ、 $\delta_2$ が運動量厚さである。また、(a)が断熱壁、(b)が300Kの等温壁をそれぞれ仮定した場合の結果である。断熱壁条件に着目すると、M8.0ノズルにおいて、99%厚さは実験値の10.80mmに対してCFDでは12.41mmと15%増しであった。また、排除厚さは実験値の6.32mmに対してCFDでは3割増しの8.34mm、そして運動量厚さも実験値の0.21mmに対して

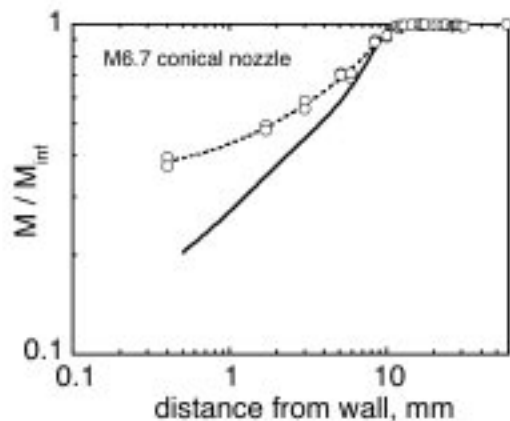


Fig. 1.13(a) Mach number distributions in boundary layer (M6.7 conical nozzle).

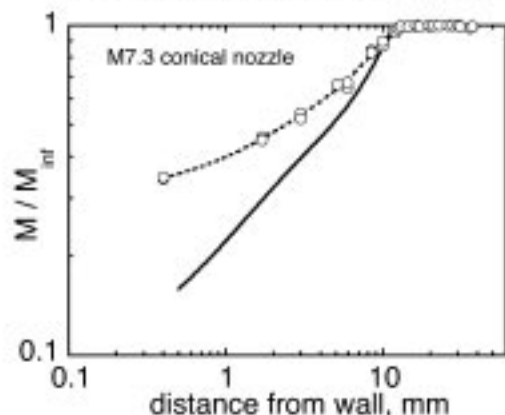


Fig. 1.13(b) Mach number distributions in boundary layer (M7.3 conical nozzle).

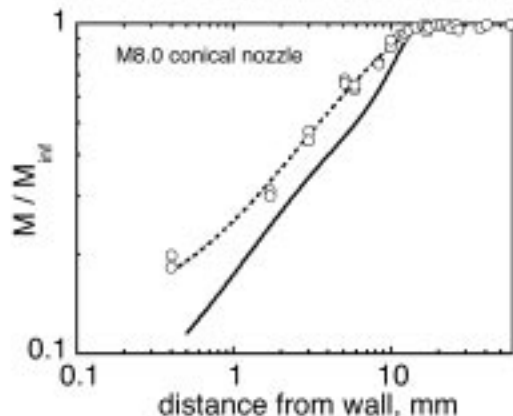


Fig. 1.13(c) Mach number distributions in boundary layer (M8.0 conical nozzle).

3割増しの0.27mmとなった。排除厚さのCFD値8.34mmは、前述のノズル設計時の実質的な補正量7.88mmとほぼ同じ値である。他のマッハ数においては、99%厚さはCFDと実験値が±5%ではほぼ一致、排除厚さおよび運動量厚さはCFDでそれぞれ最大25%、15%過大評価していた。M8.0ノズルにおいてCFDと実験値との差が他よりも大きかったのは、M8.0ノズルのみ $P_{ne}$ を逆算で求めたためかも知れない。いずれにしても高橋の指摘通り、Baldwin-Lomaxモデルは境界層を厚めに見積もる。ただし、厚さ自体の差が流路半径と比べて小さいため、前節で示した通りコアマッハ数には大きく影響しなかった。

等温壁条件の積分は、全て気流総温600K、壁面温度300Kにおいて行った。M8.0ノズルに着目すると、99%厚さは実験値の11.58mmに対してCFDでは12.89mmと11%増しであった。また、排除厚さは実験値の6.39mmに対してCFDでは3割増しの8.33mm、そして運動量厚さも実験値の0.29mmに対して3割増しの0.37mmとなった。図に示す通り、これらの傾向および他のマッハ数における結果ともに断熱壁の結果とほとんど変わらなかった。

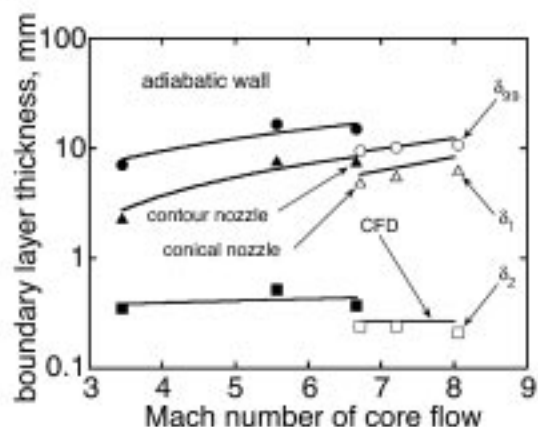


Fig. 1.14(a) Displacement and momentum thickness in boundary layer (adiabatic wall).

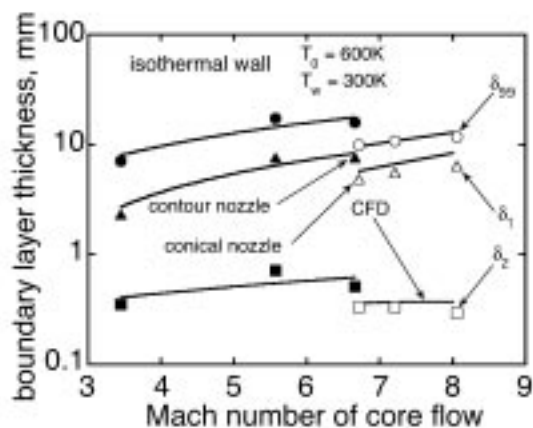


Fig. 1.14(b) Displacement and momentum thickness in boundary layer (isothermal wall).

A1.4.2 空気液化

超音速風洞においては、空気の液化に注意しなければならない。液化は発熱過程であるため超音速流中では静圧が上昇し、総圧とマッハ数が減少する。また、ピトー圧は液化に対して鈍感であるが、液化によってわずかに低下する。

ここで、図1.12左側の常温試験時の結果を見る。空気液化によって $M(P_{pitot}/P_0)$ が高くなったのは、 $P_{pitot}$ が低いことによって $P_{pitot}/P_0$ が小さくなったためである。前述の通りノズル出口総圧は低下しているが、ここでの $P_0$ はノズルスロート上流で測定しているため、空気液化の影響を受けないことに注意されたい。

一方、 $M(P_{ne}/P_0)$ および $M(P_{ne}/P_{pitot})$ は、空気液化によって低下した。これは $P_{ne}$ が高く、 $P_{pitot}$ が低くなったことによって $P_{ne}/P_0$ も $P_{ne}/P_{pitot}$ も高くなったためである。もしも低下した $P_0$ をノズル出口において測定できたとすれば、 $P_{ne}/P_0$ と $P_{pitot}/P_0$ が高くなり、 $M(P_{ne}/P_0)$ と $M(P_{pitot}/P_0)$ は低下して $M(P_{ne}/P_{pitot})$ と一致したであろう。しかしながら、図に示した計算は全て比熱比1.4で計算したものである。一部液化した空気の比熱比は異なるであろうから、空気液化時の真のマッハ数は図の $M(P_{ne}/P_{pitot})$ とも異なるであろう。

今、気流総圧は6MPaで固定している。そこで、気流総温を常温から上げていく際、どこで空気の液化がなくなるのかを調べた。図1.15(a)-(c)に、風洞が始動状態にあるときの総温とコアマッハ数の関係を示す。文献にも記述があるように、空気液化に対しては、ピトー圧よりもノズル出口壁圧の方が敏感である。事実、図1.12の常温空気試験のデータを見ると、高温試験時の結果とのずれは $P_{pitot}/P_0$ からのコアマッハ数よりも $P_{ne}/P_0$ からのコアマッハ数の方が大きい。そこで、 $P_{ne}$ を使えるM6.7ノズルおよびM7.3ノズルにおいてはマッハ数を $P_{ne}/P_0$ から求め、 $P_{ne}$ を使えないM8.0のみ感度の悪い $P_{pitot}/P_0$ から求めた。

$P_{ne}/P_0$ からのマッハ数は、前述の通り空気液化時には低くなる。M6.7ノズルおよびM7.3ノズルの結果からわかるように、総温の上昇とともにマッハ数が上昇している。一部のデータは上に凸となるように分布しているが、これは温度が急激に上昇する際に生じる熱電対の応答遅れのためである。縦軸が圧力の関数であるために応答性が良いのに対し、横軸の温度の応答性が悪いために生じるものである。したがって、これらのデータは応答遅れ分だけ高温側にシフトさせて考察しなければならない。もしくは、定常状態に近いデータが密集している部分のみに着目してグラフを読めば良い。結果として、M6.7ノズルにおいては総温420K以上、M7.3ノズルにおいては総温550K以上とすることにより、空気液化を防げることがわかった。

$P_{pitot}/P_0$ からマッハ数を求めたM8.0ノズルの結果は

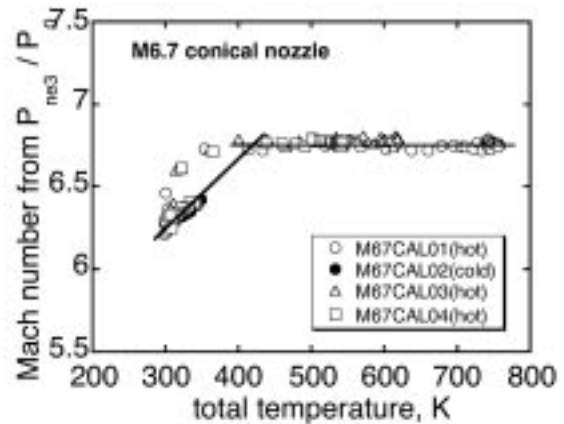


Fig. 1.15(a) Effects to nozzle exit Mach number by total temperature (M6.7 conical nozzle).

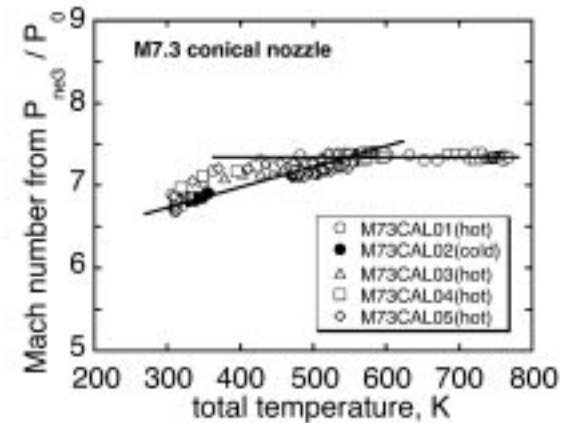


Fig. 1.15(b) Effects to nozzle exit Mach number by total temperature (M7.3 conical nozzle).

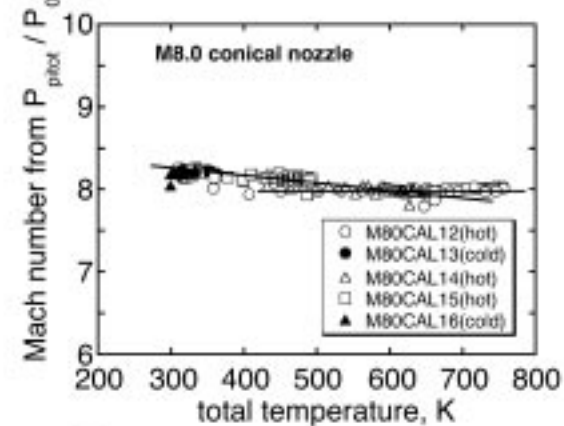


Fig. 1.15(c) Effects to nozzle exit Mach number by total temperature (M8.0 conical nozzle).

空気液化に対する感度が悪いが、空気液化時には有意にマッハ数が高くなっている。これについてもデータの密集している定常データに着目してラインを引くと、空気液化を防ぐには、総温を600K以上とする必要があることがわかる。

風洞における空気液化曲線 (図3.3.5)に、上記で得た空気液化を防ぐための下限総温をプロットしたものを図1.16

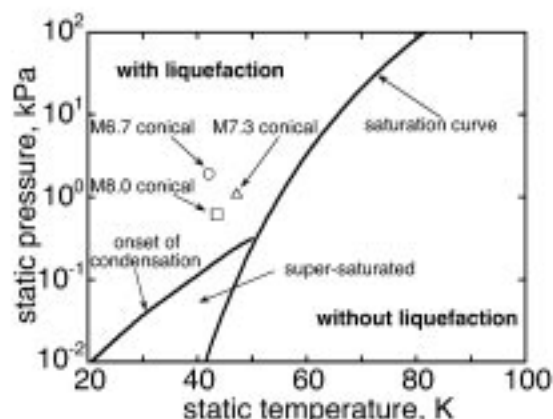


Fig. 1.16 Air liquefaction curves in wind tunnels

に再録した。図中の空気飽和曲線は、以下の式(1)で表わされる。

$$\log_{10} p[\text{kPa}] = \frac{-363.3}{T[\text{K}]} + 6.12 \quad (1)$$

ここで、 $p[\text{kPa}]$ は静圧、 $T[\text{K}]$ は静温である。今回得られた液化開始点は、3点とも液化の領域にある。圧力については、super-saturation領域よりも高压側であった。また、温度について各静圧におけるsaturation curve上の静温を総温に直すと、M6.7ノズルで575K、M7.3ノズルで646K、M8.0ノズルで733Kであった。小型風洞で得られた結果との差は明らかに有意である。原因は現在調査中である。

#### A1.4.3 風洞始動性

風洞を始動させるには、ノズル総圧とディフューザ出口圧の比を最小始動圧力比以上としなければならない。ここで試験したコニカルノズルの始動特性を、図1.17にまとめた。図には第3.1節で示したこれまでのデータも再録した。横軸は各ノズル流がスロート断面から一次元的にディフューザ流路断面まで膨張した時のディフューザ・マッハ数、縦軸は始動圧比である。図中、一番下側の実線は、ディフューザ・マッハ数に対する垂直衝撃波について得られるノズル総圧と排気する環境圧の比である。その値はM1.0において1、M10.0では330となる。実際には風洞気流内に置かれた供試体による損失や自由噴流がディフューザに流入する際の衝撃波損失、そしてディフューザ内壁での摩擦による総圧損失のため、垂直衝撃波から得られる値以上の圧力比を要する。上側二本の実線は、垂直衝撃波に対する効率50%および20%のラインである。

ディフューザ断面188mm×148mmより、ディフューザ・マッハ数はM6.7ノズルでM8.55、M7.3ノズルでM9.35、M8.0ノズルでM10.31となった。図には、ピトーレーク3本設置、エンジン模型設置、天板のみ設置の3通

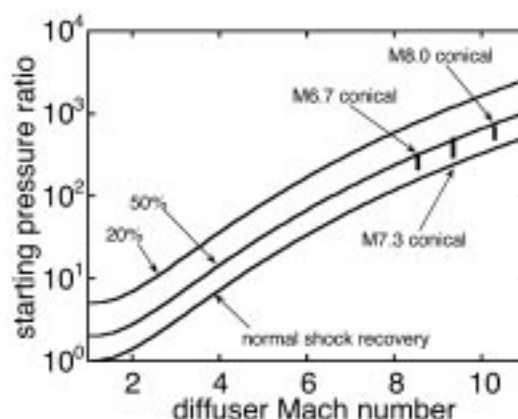


Fig. 1.17 Relations between wind tunnel start pressure ratios with diffuser Mach numbers

りの結果を併せて示した。圧力比がばらついているのは、気流の総圧損失がこれらの各形態で異なるためである。始動圧力比は、各ノズルとも垂直衝撃波に対する効率50%以上の領域に分布した。例えばM8.0ノズル下流にストラット無し模型を懸垂した実験でのノズル始動圧力比は500であり、この値を垂直衝撃波での回復率と比較すれば、効率75%を得た。

#### A1.4.4 まとめ

- 1) エジェクタを用いることによって出口マッハ数8.0まで風洞は始動した。コア部マッハ数の空間分布はM8.0ノズルで $\pm 0.8\%$ 、M7.3ノズルで $\pm 1.3\%$ 、M6.7ノズルで $\pm 1.2\%$ であった。また、エンジン模型(ストラットなし)を設置しても風洞は始動した。
- 2) CFD (Baldwin-Lomaxモデル使用)では境界層を厚く見積もることがわかった。例えばM8.0ノズル(断熱条件)の場合、99%厚さは15%増し、排除厚さおよび運動量厚さは3割増しとなる。しかし、出口マッハ数におよぼす影響は小さかったことから、CFDはノズル設計に有効である。
- 3) 総温とマッハ数の関係調べた結果、気流総圧6MPaにおいて試験を行う場合、空気液化を防ぐのに必要な気流総温は、M6.7ノズルで420K以上、M7.3ノズルで550K以上、M8.0ノズルで600K以上であった。この値は液化曲線上の液化領域に位置する。
- 4) 風洞始動圧力比は、各ノズルともディフューザ・マッハ数と垂直衝撃波から得られる圧力比に対する効率50%以上の領域に分布した。この傾向は、同じ小型風洞で用いている二次元矩形ノズル(M3.45、M5.45、M6.66)の始動特性と一致した。

## A2 エジェクタの設計とその性能

### A2.1 エジェクタの基本寸法

ノズル総圧1MPaの場合、マッハ数が4を超えるとディフューザだけでは大気圧まで回復できず、風洞は始動できなくなる。そこでディフューザの下流に、空気駆動する排気エジェクタを設置した。

当初、空力風洞実験のみならず燃焼風洞実験においてもエジェクタで減圧することを計画した。しかし、燃焼実験においては空気温度が高く体積流量が増大してエジェクタ吸込み性能が低下すること、また排気ガスを冷却するために水噴霧が必要となり、その水蒸気分排気流量が増大すること等の理由から、要求されるエジェクタ能力が過大となった。そこで空力試験だけを想定してエジェクタ仕様を決定した。設計条件は以下の通りである。

#### a) エジェクタ設計条件

- 総温300Kの空気2kg/sを吸い込む時、10kPa以下の吸い込み圧を保つ。
- エジェクタ駆動空気はRJTF空気気蓄器(30m<sup>3</sup>, 23MPa)から供給し、その流量は15kg/sを上限とする。
- できるだけ超音速モード域を小さくする。
- 高圧ガスの規制からエジェクタ供給圧は5MPa以下とする。またエジェクタ空気の凍結を避け、エジェクタの騒音を軽減するためにエジェクタ駆動空気総圧は約3MPaを常用とする。
- エジェクタ配管は既成のJIS規格品を用い、できるだけ小型化と軽量化を図る。

当初、エジェクタ製作を外注することを検討したが、高価となったので、研究室ですべて設計することとした。またエジェクタ設計についてはハンドブック等<sup>9)</sup>を用いることも考えたが、将来、燃焼風洞に接続することも考慮して角田推進研究所で開発したEJSIMPコードを用いて設計した。エジェクタ性能予測コードのEJSIMPと、ディフューザ性能予測コードSTD1のプログラムリストを本節の最後に添付する。それらの内容については文献2を参照されたい。

#### b) エジェクタ基本寸法と性能

図2.1にエジェクタ性能を支配するエジェクタ駆動部ノズル出口径とエジェクタ吸い込み圧との関係(第2スロート径は305mmに固定)を示す。この条件では、風洞ノズルからの空気流量(2次流量)が1.5kg/sの時、エジェクタノズル出口直径(DN)を180mmに選べば、最適性能が得られ、吸い込み圧は15kPa近くまで低下することが分かる。この最適点は2次流量が小さくなれば、DNの大

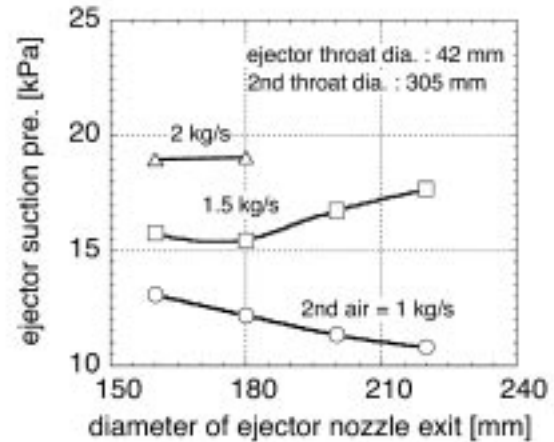


Fig. 2.1 Optimization of the nozzle exit diameter of ejectors.

きな方向に移動する。エジェクタ性能が最も重要になるのは、M6.7ノズルを用いた実験で、その2次流量は小さい。そこで2次流量が1kg/sから1.5kg/sの範囲で最適となるように、エジェクタスロート径(DS)を50mm、出口径(DN)を180mmとした。

このように各パラメタの組み合わせをいろいろ変えて性能計算を行い、最適化を図った結果、以下のように基本寸法を決めた。

駆動ノズルスロート直径(DS) :	50mm
駆動ノズル出口直径(DN) :	180mm
エジェクタ絞り部直径(DSS) :	305mm
エジェクタ駆動総圧(P <sub>0</sub> ) :	2.5MPa(可変)
エジェクタ駆動空気流量 :	11.4kg/s(可変)

予想されたエジェクタ性能と実験値との比較を図2.2に示す。横軸は風洞ノズルからの空気流量(2次流量: m)で、縦軸はエジェクタ吸い込み圧(P<sub>0</sub>)である。予測値を実線で示す。2次流量が0.2kg/s以下の小流量の領域では、流れはエジェクタ第2スロートで音速に達しない超音速作動域となる。この領域では吸い込み圧が背圧(今の場合は大気圧)の影響を受ける。

2次流量が増加すれば、駆動ノズル出口から広がった自由噴流部と第2スロート内径との間で、2次流がチョークする領域に入る。この領域は2次流量が1.5kg/sまで広がり、吸い込み圧は10kPa程度となる。それ以上に2次流量が増えると、2次流は駆動ノズル出口とディフューザ内壁とが作る流路断面でチョークするようになり、2次流量に対する性能曲線は両対数グラフで45度勾配の直線となる。

エジェクタの設計作業は、最初にこの駆動ノズル出口チョーク条件から流路断面を概算し、逐次パラメタの組み合わせを変えて最適化を行った。例えば、風洞ノズ



ルからの空気流量が3kg/sに対して吸い込み圧10kPa(=総圧)を流すに必要な流路断面積を決めることから出発するのが便利である。

エジェクタ駆動圧を設計値より下げると、エジェクタノズル内で剥離を生じて亜音速作動域が上に移動する。例えば、2.5MPaから2MPaに下げると1/2気圧の真空度しか保てない。設計に際しては、駆動空気総圧を2.5MPa付近まで増加させれば亜音速作動域は消滅するようにパラメタを選定した。

他方、このことは、エジェクタ駆動圧を制御することにより、任意にエジェクタ性能を変化させることができることを示している。実際、小型風洞実験においてもこの方法により試験室圧を制御しており、この件については後述する。

**A2.2 エジェクタ形状**

この基本寸法を元に文献3から6に従い、エジェクタ流路断面積を決定し、ディフューザ拡散部長や広がり角度を決めた。図2.3にエジェクタの全体形状を示す。

ディフューザ下流端とエジェクタノズル部を収納する部分は、将来高温排気ガスを伴う燃焼風洞化することも考え、2.3mと長くした。燃焼風洞と接続するときにはこの間に冷却用散水スプレ部を設け、エジェクタ部を冷

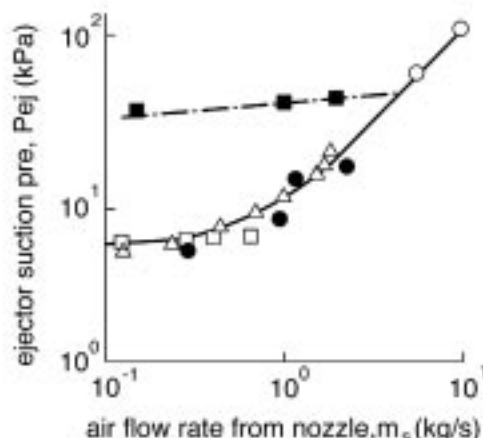


Fig. 2.2 Ejector performance (comparison between the prediction and experiments).

却すると共にその蒸発混合のための距離を取る。エジェクタノズルを収納するノズル部の内径はノズル外径の2.2倍の390mmとし、その平行部長は1.45DNから230mm、ノズルとの重なり部長は0.45DNの推奨値を採用して80mmとした。

文献に従い、直径390mmのノズル部から直径305mmの第2スロート部に長さ500mm、絞り角6°のシュ

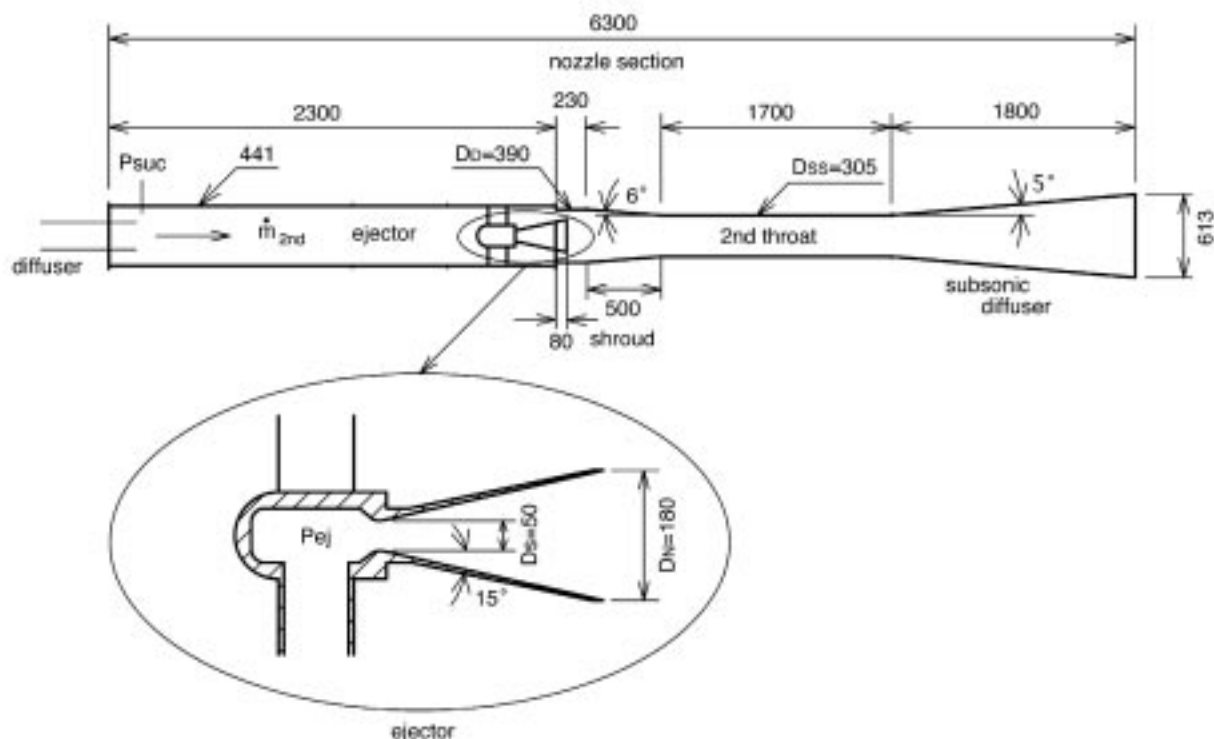


Fig. 2.3 The ejector system driven by 3 MPa-air for the 1/5 subscale wind tunnel.

ラウドを設け、吸い込み性能向上を測った。エジェクタからのジェットが混合するのに必要な第2スロート部の長さは、文献3の $Lst/D_s=9$ の実験結果からここでは9.4の1.7mとした。第2スロート部の $Lst/Dst$ は5.57で、文献3の実験範囲内の値となっている。

その下流の亜音速ディフューザ部の広がり角を $8^\circ$ として全長を短くすることも考えたが、騒音発生の観点から $5^\circ$ とし剥離を抑えた。文献3では $6^\circ$ 以内を推奨している。第2スロートで亜音速まで減速した流れは1.8mのディフューザ部で圧力回復し、613mm径の出口から排出される。亜音速ディフューザ部での断熱効率 $\eta$ は0.75として設計を行った。

図の下にはエジェクタノズル部を示す。そのノズル部への空気は3方から内径80mm配管で供給している。超音速部の広がり角は $15^\circ$ で、エジェクタジェットはM4.2まで加速される。そこでの静圧はノズル総圧の0.0049倍、エジェクタ駆動圧が3MPa時には15kPaとなる。第2スロートでの代表マッハ数は5.5。静圧は総圧の0.001倍となる。静温は42Kまで低下し、一部空気液化が生じる領域に入っている。

**A2.3 燃焼ガスと冷却水の影響**

これまでの計算は、風洞ノズルからのエジェクタに流入する気体を293Kの空気としている。今後燃焼加熱器に接続するような場合には、そこからの燃焼ガスや冷却用スプレー水を考慮して、等価空気量を見積もり、それに対するエジェクタ性能を計算しなければならない。

その設計例としてRJTF設計時の見積もりを示す。宮島は、RJTFのノズル高温空気にディフューザ出口部で

スプレー水を加え、その総温が400℃となる混合気を仮定し、それについて温度補正を行って等価空気量を算出した。なおこの2次流体温度は性能予測コードの入力値で、エジェクタ性能に大きく影響する。しかし宮島が作成した性能コードは、その影響を過大評価する傾向にある。そのため宮島らは2次流体温度と分子量に対する補正法を提案(文献3, p20)している。それによると、773Kの空気と蒸気についてはそれぞれ、297K空気量の1.25倍と1.4倍と等価であるとしている。

表2.1で示すように、スプレー水流量はM8で5.4kg/s、M6で17.2kg/sで、スプレー冷却水量/(ノズル+エンジン水素流量)比はM8で1.32、M6で0.7、M4条件時では0.4程度である。燃焼空気と冷却水の合計質量流量はM8で9.48kg/s、M4では52kg/sとなる。その結果、スプレー冷却水の蒸発により流体の体積流量が増加することを考えた等価空気流量は、M8条件で13.6kg/s、M6条件で55kg/s、M4で66kg/sと見積もられた。

このように空気総温が2000K付近の燃焼加熱器あるいは燃焼風洞にエジェクタを接続し、背圧を下げる時には、ノズル流量と同程度の量の水を噴射して排気温度を下げれば良い。そしてそれによるエジェクタ性能の変化は、その合計流体量に1.4倍を乗じた等価空気流量に対してエジェクタ吸い込み圧を計算すれば良いことが分かる。

表の最右端に図2.3のエジェクタを燃焼加熱器に接続する時の冷却水流量と等価空気量の一例を示す。この等価空気流量と温度(673K)、ガス定数等を考慮してエジェクタ吸い込み性能を計算すると、空気供給流量1.4kg/sの燃焼模擬空気温度が1550Kにおける吸い込み圧は

Table 2.1 Equivalent secondary air flow to evaluate the performance of ejectors: the performance is deteriorated due to the hot gas and the addition of cooling water sprayed in the diffuser section.

	unit	M8-RJTF	M6V-RJTF	M4-RJTF	VAG exp
air total temp	K	2600	1580	870	1550
air(293K)	kg/s	2.99	19.9	37.3	1.4
H2	kg/s	0.08	0.33	0	0.023
O2	kg/s	1.01	3.96	0	0.275
engine H2	kg/s	0.04	0.22	0.33	0.02
total Mdif		4.12	24.41	37.63	1.718
M water	kg/s	5.44	17.33	14.83	1.20
Mw/Mdif		1.32	0.71	0.39	0.70
total M	kg/s	9.5584	41.74	52.46	2.92
equi-air flow	kg/s	13.64	54.70	66.30	3.83
equi/ttl M		1.43	1.31	1.26	1.31
Psuc	kPa	69	210	27.9	40

40kPa程度となるであろう。したがって超音速燃焼器背圧は、そのディフューザ効果を無視しても大気圧の1/2まで減圧できる。

実際のスクラムジェット燃焼器の要素実験でエジェクタを接続する場合には、燃焼器の下流にディフューザを取り付け、その下流にエジェクタ部を配置する。したがって、燃焼排気流のディフューザ効果も利用することができる。ディフューザ効果を考慮すれば、実際の燃焼器背圧は0.2気圧まで減圧することが可能と考えている。

## A2.4 エジェクタ性能の確認

### a) 吸い込み性能

図2.2に予測性能とエジェクタ作動実験で得られた実験結果を比較した。エジェクタに対する2次空気流量が0の場合、エジェクタ吸い込み圧は10kPa以下まで低下し、設計仕様を満足した。

しかし2次空気がない場合、吸い込み圧が10kPaから1kPaに大きく変動する低周波の不安定モードが現れた。これは重音速モードと自由噴流チョークモードを間欠的に繰り返す現象であり、EJSIMPプログラムを用いた設計段階から予想されていたことである。この不安定モードを消すには、少量の2次空気を導入することで足りる。そこで吸い込み圧測定部のフランジ部にある既存の直径40mmの穴より大気を導入した。この大気導入でもエジェクタ吸い込み圧は最低1/15気圧まで減圧できた。

2次空気量を徐々に増していくと、エジェクタ吸い込み圧も徐々に上昇し、2次空気量が1kg/sで12kPa、2kg/sで20kPaを示し、予測性能曲線と一致した。実際の空力実験においてはノズルのディフューザ効果に加わるため、試験部である低压室の圧力はエジェクタ吸い込み圧よりも低下する。

図2.4にM8条件における抗力測定実験(M8PwF130)の設備データを示す。ここでは第1次エンジン(MHI形状)

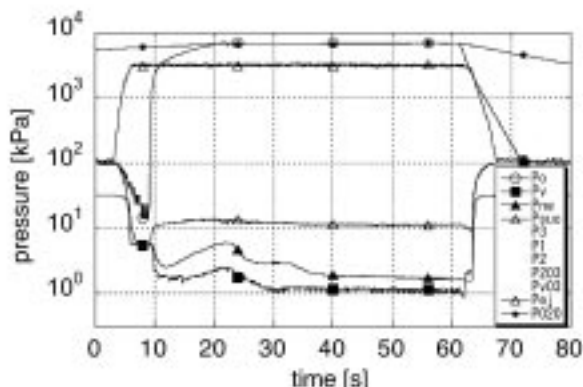


Fig. 2.4 Performance of the ejector with a 148mmW × 188mmH diffuser in a Mach 8 testing.

の1/5縮尺模型に6tストラットを装着して実験した。図から低压室圧は30秒時点で1kPaまで低下している。総温上昇に伴い空気液化がなくなり、ノズル出口静圧は40秒時点で安定して1.8kPaを示す。この風洞運転状況ではノズル流は不足膨張状態となっており、2段蒸気エジェクタによるRJTF試験(設備ノズル出口静圧1.5kPa-低压室圧1.0kPa)と同等の性能を得ている。

なお計算に用いたエジェクタ性能予測コードにディフューザ性能コードを併用すれば、ディフューザ性能が計算できる。図2.4の実験で得られたエジェクタ吸い込み圧を背圧とし、148×188断面直管ディフューザ性能を計算すれば、低压室圧は0.5kPaまで減圧できること、そして風洞はノズル総圧が1.96MPaとなれば始動することが分かる。またディフューザ断面を188角と大きくすれば、低压室圧は1kPaに上がり、始動限界総圧は3.12MPaとなる。図2.4のデータは本エジェクタおよびディフューザ性能が予測性能を再現していること、予測コードを用いてディフューザ断面等を調整すれば、M8までの空力実験が可能となることを示している。

### b) エジェクタの最適作動点と背圧制御

エジェクタの最適運転圧を得るために、図2.5に設計点付近のエジェクタ性能を調べた結果を示す。横軸はエジェクタノズル総圧の計測値で、図中に減圧弁の設定圧値を記載した。エジェクタ駆動時のエジェクタノズル総圧は、圧力損失等で設定値より約0.5から1MPa低い。縦軸には低压室圧( $P_v$ )をプロットした。なお2次空気量( $m_{2nd}$ )が小さい時には、低压室は吸い込み圧に漸近する。

2次空気量が少ない場合にエジェクタ運転総圧を上げていくと、総圧2.4MPaでエジェクタ吸い込み圧は極小

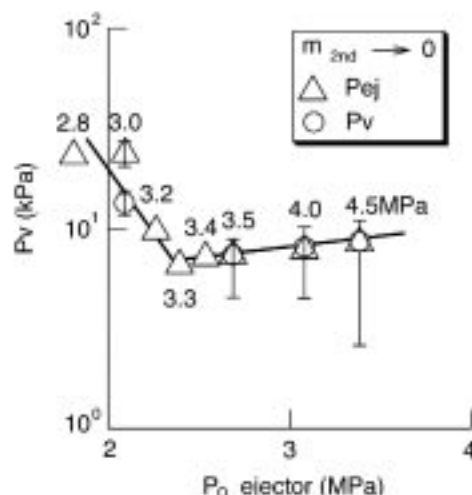


Fig. 2.5 Control of performance by changing the ejector drive pressure.

値の7kPaとなる。これは、エジェクタは亜音速作動モードから超音速モードに入るため、その後不足膨張のエジェクタジェットが第2スロート部で広がる。そのためエジェクタ運転総圧を上げれば吸い込み圧力は徐々に上昇する。この図からエジェクタは設計点(駆動圧力2.5MPa, 駆動空気量11.4kg/s)で最適作動すること、運転に際しては、駆動圧減圧弁を3.3MPaに設定すれば良いことが分かった。

詳細な空力試験を自由噴流型風洞で行うには、低压室圧を任意に設定できることが望ましい。そのため、エジェクタの亜音速作動モードを利用して、駆動総圧を変化させることによりエジェクタ吸い込み圧を制御することを試みた。

図2.6にM5.4ノズルから2次空気量を2kg/s流した(188mm角型ディフューザを使用)時の、エジェクタ運転圧(設定値)とエジェクタ吸い込み圧との関係をまとめた。図から分かるように、エジェクタ運転圧が0.8MPaの時には、低压室は大気圧となっている。そしてエジェクタ駆動圧を上げると、直線的に低压室の真空度が上がることが分かる。図中の白抜きはノズル気流中に模型が入っていない状態で、黒く塗りつぶした印は模型有りの条件である。両者の間に差はなく、模型の有無に関係なくエジェクタ吸い込み圧を制御できることが分かる。

また三角印はノズルからの空気流がない場合である。エジェクタ運転設定圧が3MPa以上と高く、その作動が超音速モード時には、このノズル流の有無により吸い込み圧は変化する。しかし、エジェクタが亜音速作動域にある低い運転圧の領域では、ノズル気流の有無は吸い込み圧に影響しないことが分かる。そして、この性能図を用いてエジェクタの排気特性を任意に設定できる。

これらの結果を利用して、風洞ノズル圧力比(低压室圧/ノズル出口静圧)を時間と共に変化させ、エンジン模

型に働く3分力への外部流の影響を測定している。その詳細は第4.4節に詳しい。その実験で得られたM3.4風洞における、エジェクタ駆動圧( $P_{ej}$ )と低压室圧( $P_v$ )、およびエジェクタ吸い込み圧( $P_{suc}$ )の関係を図2.7に示す。

A2.5 まとめ

- 1) 角田研究センターで整備したエジェクタ性能コードで空気で駆動する排気エジェクタを設計した。エジェクタ性能の実測値は予測値と良く一致し、風洞気流の流量が1kg/sの時で10kPa, 3kg/sで20kPaまで減圧できた。
- 2) 風洞ノズルのディフューザ効果を併用することにより、試験室圧を1kPaまで減圧できた。風洞ノズル総圧が8MPaあれば、ノズル出口マッハ数が7から8の風洞実験が可能であろう。
- 3) エジェクタの亜音速作動域を利用して、エジェクタ駆動圧により試験室圧を100kPaから10kPaまで任意に制御することができた。
- 4) 燃焼加熱器に接続した場合のエジェクタ性能を試算した。空気流量1.4kg/s時、空気温度が1550Kであれば吸い込み圧は40kPa程度となるであろう。燃焼排気流のディフューザ効果を考慮すれば、燃焼器背圧を0.2気圧まで減圧することが可能であろう。

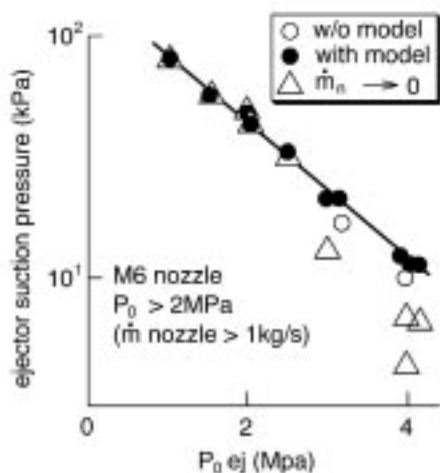


Fig. 2.6 Subsonic-mode operation of the ejector.

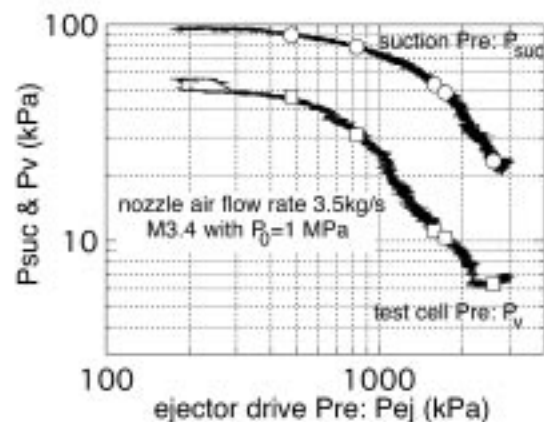


Fig. 2.7 Relations between  $P_{suc}$ ,  $P_v$  and  $P_{ej}$  in the M3.4 wind tunnel.

## A2.6 エジェクタ用消音器

### A2.6.1 消音器の設計

超音速風洞を始動するための空気エジェクタは、空気を最大15kg/s消費し、100dBを越える騒音を発生する。その騒音を軽減するために箱形消音器を製作した。

図2.8に箱形消音器の構造を示す。左側のエジェクタからの空気(流量15kg/s)は直径600mmのエジェクタ出口より消音器に入る。そこでの平均空気流速は50m/sである。その流れを土木工事用の格子(グレーチング)4枚で流路断面、1m幅×1.5m高さに広げ、渦によるエネルギー逸散を促進した。用いたグレーチングは、格子径5mm、ピッチ25mmのもので、格子の選択については文献8を参照されたい。

消音器内の平均流速(30m/s)と格子直径から、そのグレーチングに対するストローハル数より卓越周波数として約400Hzが得られた。吸音材の厚さはその卓越周波数の波長の1/4程度にするのが望ましい。しかしその場合、吸音材厚さは200mmと厚くなり、消音器が実験室に入らなくなるため、吸音材厚さを70mmとした。吸音材の選択については文献8を参考にした。消音器の本体はL型およびV型鋼で骨組みを組み、その周りを3mmの鋼板で囲った。本体を4分割し、その間に格子を入れた。

角田推進研究所の敷地は東側を除いて3方は山に囲まれており、その方向への騒音は問題とならない。しかし小型風洞の排気方向は東側で、敷地東側の道路に向いている。そこで消音器の排気は方向を90度下に曲げ、消音器と地面との間の空間(高さ200mm)から放出し、その流速は15m/sに設定した。

### A2.6.2 騒音測定

消音器の効果を調べるために、小型風洞運転時の騒音を所内の各所で測定した。図2.9にエジェクタ下流に何も付けられない場合と箱形消音器を設置した時の騒音レベルの測定値を示す。横軸には音源からの距離を、縦軸には騒音計で測定した騒音レベル(dB)をプロットした。所内の暗騒音(background)は38dBから55dBであった。騒音測定の最も近い点は、音源から20m離れたRJTF敷地

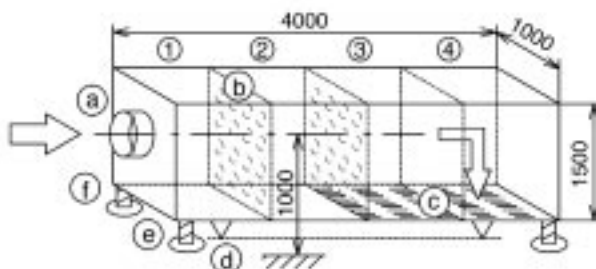


Fig. 2.8 Silencer for the air driven ejector.

階段下とした。階段下からは音源は目視できないが、測定点の高さによる測定値の変化は2dB程度であった。音源から100m離れた円形プール横(音源は目視できる場所)、400m程度離れたグラウンド脇T字路、および敷地境界を代表して守衛所脇(直線で800m)で測定した。

エジェクタ下流に消音器を設置しない場合の20m位置での騒音は106dBであった。これは高架線ガード下の騒音に相当する<sup>9)</sup>。しかしその音響レベルは距離と共に減少し、100mでは85dB(地下鉄なみ)から境界では60dB程度に減衰し、環境基準ギリギリであった。

騒音源を点音源で近似すれば、音響エネルギーは球の表面積に反比例して減衰する。したがって、距離が10倍になると音響エネルギー密度は $20\log(10)=20\text{dB}$ だけ減少する。測定値は対数グラフ上で直線に近似でき、その勾配も理論値に近い。このことからエジェクタから放射される騒音については点音源で近似できることが分かる。

エジェクタの下流に、吸音材等の消音処理を施す前の円筒形ダクトを取り付けてその消音効果を測定した。その結果、20mの近距離では3dB程度の騒音の低下が観測されたが、500m以上離れた測定点では消音効果は見られなかった。この原因は円筒形ダクトの排気口が上に向けられており、近距離では音が上方に放射されただけ、消音効果がなかったためであろう。

一方、箱形消音器を設置すると、騒音レベルは消音器がない場合に比べて10dB低下した。騒音レベルは図で見ると距離に比例し直線的に低下し、その勾配は消音器がない場合の測定結果に平行となっている。その結果、最近点の20m地点での騒音は91dB、境界では50dBから60dBであった。敷地境界の測定では、暗騒音に隠れ、通風実験の開始と終了を音から判別できなかった。

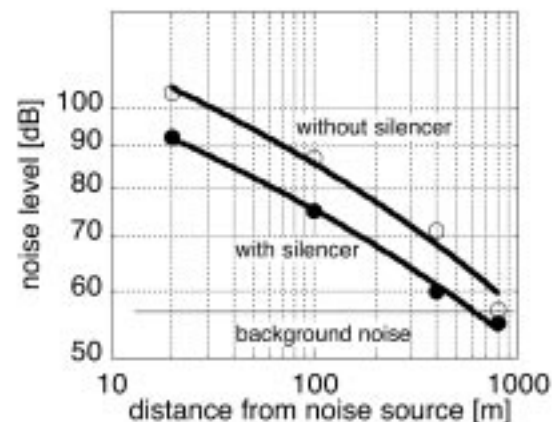


Fig. 2.9 Reduction of ejector noise by the silencer.

## A2章の文献

- 1) 八田桂三編, 気体機械ハンドブック, 朝倉書店 (1969)
- 2) 大塚貞吉ほか32名, 航空宇宙技術研究所のロケットエンジン高空性能試験設備, 航技研報告, TR-454 (1976)
- 3) 宮島博, ほか7名, ロケットエンジン高空性能試験用蒸気エジェクタの実験, 航技研報告, TR-566, 1979.
- 4) 宮島博, 阿部登, 木皿且人, ロケット・エンジン高空性能試験用ディフューザの設計計算, 航技研技術資料, TM-313 (1976)
- 5) 宮島博ほか6名, 零2次流エジェクタにおける超音速ディフューザおよびノズル形状の効果, 航技研報告, TR-493(1977)
- 6) 熊谷達夫ほか7名, 液酸・液水ロケットエンジン用高空燃焼試験設備排気装置の模擬実験, 航技研技術資料, TM-461(1982)
- 7) 宮島博, ラムジェットエンジン試験設備設計資料 (未公開), 1988
- 8) Haris, C. M., Ed., Handbook of Noise Control, 2nd Ed., McGraw-Hill, 1979.
- 9) 北村恒二, 騒音と振動のシステム計測, コロナ社, 1986, p159

## A2.7 エジェクタおよびディフューザ設計用プログラム

エジェクタやディフューザを設計し、その排気性能を予測するためのプログラムは、前所員の宮島博氏により整備され、それらを用いて蒸気駆動および空気駆動式の排気設備が製作された。実測性能と予測値は良く一致している。宮島氏の許可を得て、コードを再録した。

## A2.7.1 エジェクタ性能コード：EJSIMP

```

1000 ***** EJECTOR SIMPLE THEORY (EJSIMP) *****
1010 * CONTROL VARIABLE
1020 * MIYA=1, SUBSONIC SOLUTION WITHOUT PRIMARY SEPARATION
1030 * MIYA=2, SUBSONIC SOLUTION WITH PRIMARY SEPARATION
1040 * MIYA=3, CHOKING IN FREE JET
1050 * EJECTOR DIMENSION
1060 * DS=PRIMARY NOZZLE THROAT DIAMETER IN CM
1070 * DN=PRIMARY NOZZLE EXIT DIAMETER
1080 * DNO=PRIMARY NOZZLE EXIT OUTER DIAMETER (NOT IN USE)
1090 * DEI=EJECTOR SHROUD INLET DIAMETER (NOT IN USE)
1100 * DSS=SECOND THROAT DIAMETER
1110 * EJECTOR OPERATIONAL VARIABLES
1120 * P0 =PRIMARY STAGNATION PR. IN KG/CM**2,ABS
1130 * T0 =PRIMARY STAGNATION TEMP. IN DEG.K
1140 * TA=SECONDARY STAGNATION TEMP IN DEG.K
1150 * DEI=EJECTOR SHROUD INLET DIAMETER (NOT IN USE)
1160 * AITA=SUBSONIC DIFFUSER EFFICIENCY
1170 * PHYSICAL PROPERTIES
1180 * RP =PRIMARY GAS CONSTANT JOULE/(KG.DEG)
1190 * RA =SECONDARY GAS CONSTANT
1200 * GP =PRIMARY SPECIFIC HEAT RATIO
1210 * GS =SECONDARY SPECIFIC HEAT RATIO
1220 * CPP = PRIMARY CONSTANT PR. SPECIFIC HEAT
1230 * CPS =SECONDARY CONSTANT PR. SPECIFIC HEAT
1240 * MAIN VARIABLE
1250 * PB0=INITIAL BACK PRESSURE IN TORR
1260 * DPB = BACK PRESSURE INCREMENT IN TORR
1270 * J1=NUMBER OF ITERATION IN BACK PR. DEPENDENT REGIME
1280 * J2=NUMBER OF ITERATION IN BACK PR. DEPENDENT WITH SEPARATION
1290 *
1300 *** FUNCTION STATEMENT
1310 *DEFINT I-N
1320 *DEFDBL A-Z
1330 *DEFSNG A-Z
1340 *CONSOLE 0,25,1,1
1350 DEF FNM(A,B,C)=C*A-((Z/(B+1))*(1+.5*(B-1)*A^2))^((.5*(B+1))/(B-1))
1360 DEF FND(A,B,C)=C-(Z/(B+1))*(.5*(B+1)/(B-1))*(.5*(B+1)*A*(1+.5*(B-1)*A^2)^((3-B)/(B-1)/2)
1370 DEF FNZ3(W,G)=(1-W^2)^(1/(G-1))
1380 DEF FNZ4(W,G)=1+W^2/((G-1)/(G+1))
1390 DEF FNZ1(WF,AK,WS)=(1+WF^2/WS^2)/((1-WF^2)^AK)
1400 DEF FNZ2(WF,AK)=WF/(1-WF^2)^AK
1410 DEF FND1(WF,AK,WS)= 2*WF/WS^2/(1-WF^2)^AK+2*AK*WF/(1-WF^2)^AK+1*(1+(WF/WS)^2)
1420 DEF FND2(WF,AK) = 1/(1-WF^2)^AK+2*AK*WF^2/(1-WF^2)^AK+1
1430 DEF FNF(WF,AK,WS,A,B,C,D) =A+B*FNZ1(WF,AK,WS)+C*FNZ1(WF,AK,WS)^2-D*FNZ2(WF,AK)^2
1440 DEF FNDWF(WF,AK,WS,B,C,D)=B*FND1(WF,AK,WS)+2*C*FNZ1(WF,AK,WS)*FND1(WF,AK,WS)-
2*D*FNZ2(WF,AK)*FND2(WF,AK)
1450 *
1460 *** INPUT INPUT PARAMETERS
1470 *****
1480 MIYAN=1:J1N=10:J2N=0:PB0=400:DPB=20
1490 DS=2:DN=8.94:DSS=12.5:AITA=.75:TA=288
1500 P0=20:T0=273:RP=296.7:RA=296.7:GP=1.4:GS=1.4:CPP=.253:CPS=.2
1510 GOTO 1570
1520 *GOTO 1830
1530 *****

```

```

1540 *
1550 *J2      END :INPUT "End?  [Y/N)*,CASE$
1560          IF CASE$="Y" OR CASE$="y" THEN END
1570 COLOR 4:CLS
1580 PRINT "CONTROL VARIABLE
1590 PRINT *      SUBSONIC SOLUTION WITHOUT PRIMARY SEPARATION  → 1
1600 PRINT *      SUBSONIC SOLUTION WITH  PRIMARY SEPARATION    → 2
1610 PRINT *      CHOKING IN FREE JET                            → 3
1620 INPUT *      Which ?",MIYAN
1630 PRINT
1640 PRINT *      NUMBER OF ITERATION IN BACK PR.
1650 INPUT *          DEPENDENT REGIME          J1  =*,J1N
1660 PRINT *      NUMBER OF ITERATION IN BACK PR.
1670 INPUT *          DEPENDENT WITH SEPARATION J2  =*,J2N
1680 INPUT *      INITIAL BACK PRESSURE IN TORR      PB0 =*,PB0
1690 INPUT *      BACK PRESSURE INCREMENT IN TORR   PDB =*,PDB
1700 PRINT:PRINT:"EJECTOR DIMENSION ":PRINT
1710 INPUT *      PRIMARY NOZZLE THROAT DIAMETER IN CM      DS  =*,DS
1720 INPUT *      PRIMARY NOZZLE EXIT DIAMETER            DN  =*,DN
1730 INPUT *      PRIMARY NOZZLE EXIT OUTER DIAMETER (NOT IN USE)DNO=*,DNO
1740 INPUT *      SECOND THROAT DIAMETER                DSS =*,DSS
1750 INPUT *      EJECTOR SHROUD INLET DIAMETER (NOT IN USE)  DEI =*,DEI
1760 PRINT:PRINT:PRINT "EJECTOR OPERATIONALAL VARIABLES":PRINT
1770 INPUT *      SUBSONIC DIFFUSER EFFICIENCY            AITA=*,AITA
1780 INPUT *      SECONDARY STAGNATION TEMP IN DEG.K      TA  =*,TA
1790 INPUT *      PRIMARY STAGNATION TEMP. IN DEG.K      T0  =*,T0
1800 INPUT *      PRIMARY STAGNATION PR. IN KG/CM**2,ABS  P0  =*,P0
1810 PRINT:PRINT:PRINT "PHYSICAL PROPERTIES ":PRINT
1820 INPUT *      PRIMARY GAS CONSTANT JOULE/(KG.DEG)    RP  =*,RP
1830 INPUT *      SECONDARY GAS CONSTANT                 RA  =*,RA
1840 INPUT *      PRIMARY SPECIFIC HEAT RATIO            GP  =*,GP
1850 INPUT *      SECONDARY SPECIFIC HEAT RATIO          GS  =*,GS
1860 INPUT *      PRIMARY CONSTANT PR. SPECIFIC HEAT     CPP =*,CPP
1870 INPUT *      SECONDARY CONSTANT PR. SPECIFIC HEAT   CPS =*,CPS
1880 *-----PRINT INPUT DATA
1890 CLS
1900 LPRINT "**** EJECTOR SIMPLE THEORY *****"
1910 PRINT "**** EJECTOR SIMPLE THEORY *****"
1920 LPRINT
1930 PRINT
1940 LPRINT * CONTROL (";MIYAN;");
1950 PRINT * CONTROL (";MIYAN;");
1960 ON MIYAN GOTO 1970,1990,2010
1970 PRINT * ..... SUBSONIC SOLUTION WITHOUT PRIMARY SEPARATION"
1980 LPRINT * ..... SUBSONIC SOLUTION WITHOUT PRIMARY SEPARATION":GOTO 2030
1990 PRINT * ..... SUBSONIC SOLUTION WITH  PRIMARY SEPARATION  "
2000 LPRINT * ..... SUBSONIC SOLUTION WITH  PRIMARY SEPARATION  ":GOTO 2030
2010 PRINT * ..... CHOKING IN FREE JET "
2020 LPRINT * ..... CHOKING IN FREE JET "
2030 LPRINT:PRINT
2040 *
2050 LPRINT "Input Data" :PRINT "Input Data"
2060 LPRINT USING *      J1 = ###          J2 = ###          PB0=####.##      PDB=###.###";J1N;J2N;PB0;PDB
2070 LPRINT
2080 LPRINT USING *      DS =####.##      DN =####.##      DSS=####.##      AITA= ##.###";DS;DN;DSS;AITA
2090 LPRINT USING *      TA =####.##      T0 =####.##      P0 =####.##";TA;T0;P0
2100 LPRINT
2110 LPRINT USING *      RP =####.####      RA =####.#### ";RP;RA
2120 LPRINT USING *      GP =####.####      GS =####.#### ";GP;GS
2130 LPRINT USING *      CPP=####.####      CPS=####.#### ";CPP;CPS
2140 PRINT USING *      J1 = ###          J2 = ###          PB0=####.##      PDB=###.###";J1N;J2N;PB0;PDB
2150 PRINT
2160 PRINT USING *      DS =####.##      DN =####.##      DSS=####.##      AITA= ##.###";DS;DN;DSS;AITA
2170 PRINT USING *      TA =####.##      T0 =####.##      P0 =####.##";TA;T0;P0
2180 PRINT

```



```

2190 PRINT USING *   RP =###.###   RA =###.###   *;RP;RA
2200 PRINT USING *   GP =###.###   GS =###.###   *;GP;GS
2210 PRINT USING *   CPP=###.###   CPS=###.###   *;CPP;CPS
2220 LPRINT:PRINT
2230 *-----PRINT INPUT DATA
2240   RS=OS/2
2250   RN=ON/2
2260   RSS=DSS/2
2270   REI=DEI/2
2280   CVP=CPP-RP/4184
2290   CVES=CPS-RA/4184
2300   REI=RSS
2310 *   CALCULATION OF PRIMARY PROPERTY AT NOZZLE EXIT
2320   ANR=(RN/RS)^2
2330   BM=5
2340 *J5   DBM=FNM(BM,GP,ANR)/FND(BM,GP,ANR)
2350   IF(ABS(DBM)<=.0001) THEN *J6
2360   BM=BM-DBM
2370   GOTO *J5
2380 *J6   AMN=BM
2390   WPB=AMN^2/(21/(GP-1)+AMN^2)
2400   WPI=SQR(WPB)
2410   PNE=P0*(1-WPB)^(GP/(GP-1))
2420   PNE1=PNE/.0013595
2430   APS=3.1416*RS^2
2440   ANE=3.1416*RN^2
2450   ASI=3.1416*(REI^2-RN^2)
2460   GPA= (GP-1)/(GP+1)
2470   WPS=SQR(GPA)
2480   FRP=9.807*APS/SQR(RP*TO)*SQR(2*GP/(GP-1))*WPS*(1-GPA)^(1/(GP-1))*P0
2490   LPRINT *----- NOZZLE EXIT PROPERTIES
2500   PRINT *----- NOZZLE EXIT PROPERTIES
2510   LPRINT USING *   MACH NO   =###.###           PRESURE   =###.## TORR *;AMN;PNE1
2520   PRINT USING *   MACH NO   =###.###           PRESURE   =###.## TORR *;AMN;PNE1
2530   LPRINT USING *   MASS FLOW =###.### KG/S       REDUCED VELO=##.### *;FRP;WPI
2540   PRINT USING *   MASS FLOW =###.### KG/S       REDUCED VELO=##.### *;FRP;WPI
2550 *   SECONDARY NOZZLE CHOKED
2560   LPRINT
2570   PRINT
2580   LPRINT *-----SECONDARY NOZZLE CHOKED
2590   PRINT *-----SECONDARY NOZZLE CHOKED
2600   GSA=(GS-1)/(GS+1)
2610   WSS=SQR(GSA)
2620   FOR NN=1 TO 5
2630     AN=NN
2640     AMJ=.5*AN
2650     FRS=AMJ*FRP
2660     P0S=FRS/(9.807*ASI/SQR(RA*TA)*SQR(2*GS/(GS-1))*WSS*(1-GSA)^(1/(GS-1)))
2670     P0S1=P0S/.0013595
2680     LPRINT USING *   AMJ= ###.###   FRS=###.### KG/S   P0S=#####.## TORR *;AMJ;FRS;P0S1
2690     PRINT USING *   AMJ= ###.###   FRS=###.### KG/S   P0S=#####.## TORR *;AMJ;FRS;P0S1
2700   NEXT NN
2710 *J100
2720 *   CHOKING OF SECONDARY FLOW IN FREE JET REGION
2730   LPRINT
2740   PRINT
2750   LPRINT *-----CHOKING OF SECONDARY FLOW IN FREE JET REGION*
2760   PRINT *-----CHOKING OF SECONDARY FLOW IN FREE JET REGION*
2770   LPRINT
2780   PRINT
2790   LPRINT *   MSI       FRS       AMJ       P0S       APMAX*
2800   PRINT *   MSI       FRS       AMJ       P0S       APMAX*
2810   LPRINT
2820   PRINT
2830   TRR=SQR(RA*TA/(RP*TO))

```

```

2840      GB=(GS+1)/(GP+1)*SQRT(2*GP*(GP-1)/(2*GS*(GS-1)))
2850      FOR IN=1 TO 30
2860      AI=IN-1
2870      WSI=.001+.02*AI
2880      WSI=.001+.01*AI
2890      ASMIN=ASI*WSI/WSS*((1-WSI*WSI)/(1-WSS*WSS))^(1/(GS-1))
2900      APMAX=3.1416*REI*REI-ASMIN
2910      ANR=APMAX/APS
2920      BM=7
2930 *J7  DBM=FMM(BM,GP,ANR)/FND(BM,GP,ANR)
2940      IF(ABS(DBM)<=.0001) THEN *J8
2950      BM=BM-DBM
2960      GOTO *J7
2970 *J8  AM1=BM
2980      WP1B=AM1^2/(2/(GP-1)+AM1^2)
2990      WP1=SQRT(WP1B)
3000      FB=WSI*(WP1-WPI)*(WPI*WP1-WPS^2)/(WPI*WPI*(WSS-WSI)^2)
3010      AMJ=FB/(TRR*GB)
3020      FRS=AMJ*FRP
3030      GCS=SQRT(2*GS/(GS-1))
3040      PS0=FRS/(9.807*ASI/SQRT(RA*TA)*GCS*WSI*FNZ3(WSI,GS))
3050      PS01=PS0/.0013595
3060      LPRINT USING "    ##.####  ##.#####  ##.#####  ##.##
####.####";WSI;FRS;AMJ;PS01;APMAX
3070      PRINT USING "    ##.####  ##.#####  ##.#####  ##.##
####.####";WSI;FRS;AMJ;PS01;APMAX
3080 *J110 NEXT IN
3090      IF(MIYAN=3) GOTO *J2
3100      IF(MIYAN=2) GOTO *J1100
3110 ***** PRESSURE BALANCED AT DUCT EXIT
3120 *      CALCULATION OF CONSTANTS
3130 *
3140 *J1000 AF=3.1416*RSS^2
3150      A1=ANE/AF*P0*SQRT(2*GP/(GP-1))*WPI*FNZ3(WPI,GP)
3160      TRR=SQRT(RA*TA/TP/T0)
3170      B1=SQRT(2*GS/(GS-1))/TRR
3180      C1=ANE/AF*P0*FNZ4(WPI,GP)*FNZ3(WPI,GP)
3190      LPRINT
3200      PRINT
3210      LPRINT *-----PRESSURE BALANCED AT DUCT EXIT
3220      PRINT *-----PRESSURE BALANCED AT DUCT EXIT
3230      FOR JN=1 TO J1N
3240      AMJ=.1
3250      ZJ=JN-1
3260      PB=(PB0+DPB*ZJ)*.0013595
3270      PB1=PB/.0013595
3280      LPRINT:LPRINT "    PB="; PB1;"torr"
3290      PRINT:PRINT "    PB="; PB1;"torr"
3300      LPRINT
3310      PRINT
3320      LPRINT "    *      WSI      FRS      AMJ      POS      WF      PSI
3330      PRINT "    *      WSI      FRS      AMJ      POS      WF      PSI
3340      LPRINT
3350      PRINT
3360 *      CALCULATION OF WF
3370      FOR LN=1 TO 40
3380      ZL=LN-1
3390      WSI=.001+.01*ZL
3400 *      CALCULATION OF PHYSICAL PROPERTIES OF MIXTURE
3410 *J9  RM=RP/(1+AMJ)+AMJ/(1+AMJ)*RA
3420      CPM=CPP/(1+AMJ)+AMJ/(1+AMJ)*CPS
3430      CVM=CVP/(1+AMJ)+AMJ/(1+AMJ)*CVES
3440      GM=CPM/CVM
3450      AK=1-(GM*AITA/(GM-1))
3460      WS=SQRT((GM-1)/(GM+1))

```

```

3470      A2=A1/PB
3480      B2=B1*WSI/FNZ4(WSI,GS)
3490      C2=C1/PB
3500      E =B2*CPS/CPPTA/T0
3510      D=GM/(GM-1)*RP/RM*CPM/CPPT2
3520      A=(A2-B2*C2)*(A2-C2*E)
3530      B=A2*(B2+E)-2*B2*C2*E
3540      C=B2*E
3550      BMF=.2
3560 *J10  DBMF=FMBF(BMF,AK,WS,A,B,C,D)/FNDMF(BMF,AK,WS,B,C,D)
3570      IF(ABS(DBMF)<.0001) THEN *J11
3580      BMF=BMF-DBMF
3590      IF(BMF>=WS) THEN *J120
3600      GOTO *J10
3610 *J11  WF=BMF
3620      POS=PB*AF/ASI*(FNZ1(WF,AK,WS)-C2)/FNZ4(WSI,GS)/FNZ3(WSI,GS)
3630      PSI=POS*FNZ3(WSI,GS)^GS
3640      POS1=POS/.0013595
3650      PSI1=PSI/.0013595
3660      FRS1=POS*ASI/SQR(RA*TA)*SQR(2*GS/(GS-1))
3670      FRS=FRS1*WSI*FNZ3(WSI,GS)*9.807
3680      BMJ=FRS/FRP
3690      IF(ABS(AMJ-BMJ)<.0001) THEN *J12
3700      AMJ=BMJ
3710      GOTO *J9
3720 *J12  AMJ=BMJ
3730      LPRINT USING "      ##.####   ##.####   ##.####   ####.####   ####.####
####.####";WSI;FRS;AMJ;POS1;WF;PSI1
3740      PRINT USING "      ##.####   ##.####   ##.####   ####.####   ####.####
####.####";WSI;FRS;AMJ;POS1;WF;PSI1
3750      IF(FRS<0) THEN *J120
3760 *J130 NEXT LN
3770 *J120 NEXT JN
3780 *J121 IF(MIYA=1) THEN *J2
3790 *****SEPARATION IN PRIMARY NOZZLE*****
3800 *      CALCULATION OF CONSTANTS
3810 *J1100 AF=3.1416*R55^2
3820      A1=ANE/AF*P0*SQR(2*GP/(GP-1))*MPI*FNZ3(MPI,GP)
3830      TRR=SQR(RA*TA/TP/T0)
3840      B1=SQR(2*GS/(GS-1))/TRR
3850      LPRINT
3860      PRINT
3870      LPRINT "-----MIXED FLOW WITH PRIMARY NOZZLE SEPARATION"
3880      PRINT "-----MIXED FLOW WITH PRIMARY NOZZLE SEPARATION"
3890      IF(MIYA=2) THEN PB1=PB0+60!
3900      PB0=PB1-60
3910      FOR JJN=1 TO J2N
3920      AMJ=.1
3930      ZJJ=JJN-1
3940      PB=(PB0+DPB*ZJJ)*.0013595
3950      PB1=PB/.0013595
3960      LPRINT "PB =";PB1;"tonn"
3970      PRINT "PB =";PB1;"tonn"
3980      LPRINT
3990      PRINT
4000      LPRINT "      WSI      FRS      AMJ      POS      WF      PX      AX      PSI1
4010      PRINT "      WSI      FRS      AMJ      POS      WF      PX      AX      PSI1
4020      LPRINT
4030      PRINT
4040 *      CALCULATION OF WF
4050      FOR LLN=1 TO 40
4060      ZLL=LLN-1
4070      WSI=.001+.01*ZLL
4080 *      CALCULATION OF PHYSICAL PROPERTIES OF MIXTURE
4090 *J20  RM=RP/(1+AMJ)+AMJ/(1+AMJ)*RA

```

```

4100 CPM=CPP/(1+AMJ)+AMJ/(1+AMJ)*CPS
4110 CVM=CVP/(1+AMJ)+AMJ/(1+AMJ)*CVES
4120 GM=CPM/CVM
4130 AK=1-(GM*AITA)/(GM-1)
4140 WS=SQRT(((GM-1)/(GM+1)))
4150 AZ=A1/PB
4160 B2=B1*WSI/FNZ4(WSI,GS)
4170 D=GM/(GM-1)*RP/RM*CPM/CP*2
4180 E =B2*CPS/CP*TA/T0
4190 C=B2*E
4200 * CALCULATION OF CONSTANTS C2 , A,B,
4210 PX=.3*PB
4220 *J21 WK=SQRT(1-(PX/P0)^((GP-1)/GP))
4230 AX=ANE*MPI/WK*((1-MPI^2)/(1-WK^2))^(1/(GP-1))
4240 C2=AX/AF*PX/PB*(FNZ4(WK,GP)/(1-WK^2)+(ANE/AX-1)*2.5)
4250 A=(AZ-B2*C2)*(AZ-C2*E)
4260 B=AZ*(B2+E)-2*B2*C2*E
4270 BMF=.2
4280 *J22 DBMF=FMF(BMF,AK,WS,A,B,C,D)/FDMF(BMF,AK,WS,B,C,D)
4290 IF(ABS(DBMF)<=.0001) THEN *J23
4300 BMF=BMF-DBMF
4310 IF(BMF>=WS) THEN *J140
4320 GOTO *J22
4330 *J23 MF=BMF
4340 P0S=PB*AF/ASI*(FNZ1(MF,AK,WS)-C2)/FNZ4(WSI,GS)/FNZ3(WSI,GS)
4350 PSI=P0S*FNZ3(WSI,GS)^GS
4360 IF(PSI<=2.5*PNE) THEN *J140
4370 PXB=.4*PSI
4380 IF(ABS(PX-PXB)<=.0001) THEN *J24
4390 PX=PXB
4400 GOTO *J21
4410 *J24 P0S1=P0S/.0013595
4420 PSI1=PSI/.0013595
4430 FRS1=P0S*ASI/SQR(RA*TA)*SQR(2*GS/(GS-1))
4440 FRS=FRS1*WSI*FNZ3(WSI,GS)*9.807
4450 BMJ=FRS/FRP
4460 IF(ABS(AMJ-BMJ)<=.0001) THEN *J25
4470 AMJ=BMJ
4480 GOTO *J20
4490 *J25 AMJ=BMJ
4500 LPRINT USING * **.* **.* **.* **.* **.* **.* **.* **.* **.*
***.* **.* **.* **.* **.* **.* **.* **.* **.* **.*
4510 PRINT USING * **.* **.* **.* **.* **.* **.* **.* **.* **.*
***.* **.* **.* **.* **.* **.* **.* **.* **.* **.*
4520 *J150 NEXT LLN
4530 *J140 NEXT J1N
4540 GOTO *J2

```

\*\*\*\*\*

A2.7.2 ディフューザ性能コード：STD1

```

C*****
C*** SECOND THROAT DIFFUSER STARTING PROBLEM (STD1) ***
C* ONE DIMENSIONAL TREATMENT EXCEP FREE JET CALCULATION *
C*****
C**** SEE GERMAN,R.C.,BAUER,R.C.,AND PANESCI,J.H.
C JOURNAL OF SPACECRAFT, VOL 3, NO.2, P.P. 193-200 (1966) *****
C
C*** INPUT PARAMETERS
C
C GAMMA=SPECIFIC HEAT RATIO
C AR = AREA RATIO OF PRIMARY NOZZLE, ANE/A*
C THNE = NOZZLE EXIT HALF ANGLE,GIVE A POSITIVE VALUE IN DEGREE

```

```

C   AD  = DIFFUSE INLET AREA/NOZZLE THROAT AREA
C   AST = SECOND THROAT AREA/NOZZLE THROAT AREA
C   THEST= SECOND THROAT RAMP ANGLE, GIVE A POSITIVE VALUE IN DEGREE
C   XST  = DIFUSER LENGH UP TO SECOND THROAT/DIFF. INLET DIAMETER
C         FOR THE CASE OF CONSTANT DIAMETER, XST IS THE DIFFUSER
C         LENGHT/ INLET DIAMETER
C   ELDST= SECOND THROAT LENGTH/SECOND THROAT DIAMETER
C   CF   = FRICTION COEFFICIENT
C   AEX  =DIFFUSER EXIT AREA/NOZZLE THROAT AREA
C
C***   CONTROL PARAMETERS
C
C   IDT ; FOR IDT=0, SECOND THROAT DIFFUSER AND
C         FOR IDT=1, CONSTAN DIAMETER DIFFUSER.
C         IDT=2, SHORT SECOND THROAT,
C         IDT=5, PROBLEM TO DETERMINE LIMITING CONTRACTION
C   IM2 ; DETAILED OUTPUT OF FREE JET CALCULATION FOR IM2=1
C   IM3 ; FOR IM3=1, DETAILED OUTPUT OF FOCE TERMS
C
C***   FUNCTION STATEMENT
C         IMPLICIT REAL*8(A-H,O-Z)
C
C   DIMENSION PI(4)
C   CHARACTER*8 CASE
C   PRAF(A,B)=(1.+0.5*(B-1.)*A**2)**(B/(B-1.))
C   FM(A,B,C)=C*A-((2./(B+1.))*((1.+0.5*(B-1.)*A**2))**((0.5*(B-1.))/
C   1   (B-1.))
C   FD(A,B,C)=C-(2./(B+1.))**((0.5*(B+1.)/(B-1.))*(0.5*(B+1.)*A
C   1   *(1.+0.5*(B-1.)*A**2))**((3.-B)/(B-1.))/2.)
C   SPRAF(A,B)=(2.*B/(B+1.))*A**2-(B-1.)/(B+1.)
C   EMRTF(A,B)=A*SQR(B*(1.+0.5*(B-1.)*A**2))
C   GMRTTF(B)=SQR(B*(2./(B+1.))**((B+1.)/(B-1.)))
C   EMACHF(A,B)=SQR(((2.)*(A**2))/(B+1.))/(1.-((B-1.)/(B+1.))*A**2))
C   EMASTF(A,B)=SQR((.5*(B+1.)*A**2)/(1.+5*(B-1.)*A**2))
C
C***   File set for data I/O
C
C         OPEN (5,FILE='STD1.DAT')
C         OPEN (6,FILE='STD1.OUT')
C
C
C***   READ INPUT PARAMETERS
C
C   2 READ(5,*) CASE
C 299 FORMAT(A8)
C   IF(CASE.EQ.'ENDODATA')GO TO 800
C   READ(5,*) GAMMA,AR,THNE, IDT, IM2, IM3
C 300 FORMAT(3F10.5,3I10)
C   READ(5,*) AD,AST,THEST,XST,ELDST,CF,AEX,AITA
C 320 FORMAT(8F10.5)
C   WRITE(6,298) CASE
C 298 FORMAT(1H1,///5X,'***** SECOND THROAT DIFFUSER PERFORMANCE*****'
C   1   /10X,A8)
C   WRITE(6,500) GAMMA,AR,THNE,AD,AST,THEST,XST,ELDST,CF
C 500 FORMAT(1H , //6X,6HGAMMA=E12.5,4X,7THANE/A*=E12.5,5X,6HTHENE=E12.5,
C   1   /6X,6HAD/A*=E12.5,4X,7HAST/A*=E12.5,
C   2   5X,6HTHEST=E12.5,5X,6HXST/D=E12.5,/
C   3   5X,8H(L/D)ST=E12.5,5X,3HCF=E12.5,/)
C
C
C**   NORMAL SHOCK THEORY
C
C   BM=4.
C   IF(AR.GE.80.) BM=6.5
C 5 DBM=FM(BM,GAMMA,AR)/FD(BM,GAMMA,AR)
C   IF(ABS(DBM).LE.0.0001) GO TO 6

```

```

BM=BM-DBM
GO TO 5
6 EMIP=BM
BM=6.5
IF(AD.GE.550.) BM=12.
7 DBM=FM(BM,GAMMA,AD)/FD(BM,GAMMA,AD)
IF(ABS(DBM).LE.0.0001) GO TO 8
BM=BM-DBM
GO TO 7
8 EMDO=BM
PTN=PRAF(EMIP,GAMMA)
PTD=PRAF(EMDO,GAMMA)
PBD=SPRAF(EMDO,GAMMA)
PTBST=PTD/PBD
WRITE(6,520) EMIP,PTN,EMDO,PTD,PTBST
520 FORMAT(1H ,5X, '**** NORMAL SHOCK THEORY ****' /
1 6X,4HME=E12.5,5X,7HPT/PNE=E12.5/
2 6X,4HMDO=E12.5,5X,7HPT/PC =E12.5,5X,9H(PT/PB)S=E12.5//)
IF(IDT.EQ.1) GO TO 40
IF(IDT.EQ.5) GO TO 12
C* OPERATING LIMIT
BM=6.5
IF(AST.GE.550.) BM=10.
9 DBM=FM(BM,GAMMA ,AST)/FD(BM,GAMMA,AST)
IF(ABS(DBM).LE.0.0001) GO TO 10
BM=BM-DBM
GO TO 9
10 EMSO=BM
PTS=PRAF(EMSO,GAMMA)
PBS=SPRAF(EMSO,GAMMA)
PTBOP=PTS/PBS
C* CONTRACTION LIMIT
12 PTYX=(0.5*(GAMMA+1.)*EMDO**2)**(GAMMA/(GAMMA-1.))/PRAF(EMDO,GAMMA)
1 /SPRAF(EMDO,GAMMA)**(1./(GAMMA-1.))
ASTDL=1./AD/PTYX
ASTD=AST/AD
WRITE(6,540) ASTD,PTBOP,ASTDL
540 FORMAT(1H ,5X, 'OPERATING LIMIT' ,5X,7HAST/AD=E12.5,5X,10H(PT/PB)OP=
1 E12.5/6X, 'NOMAL SHOCK CONTRACTION LIMIT (AST/AD)L ='
2 E12.5//)
C
C*** LONG SECOND THROAT HEORY ( GERMAN ET AL )
C
C* THRUST FORCE AT NOZZLE EXIT
C
40 BETA=THNE/57.2957795
ARSP=2./(1.+COS(BETA))*AR
BM=6.5
42 DBM=FM(BM,GAMMA,ARSP)/FD(BM,GAMMA,ARSP)
IF(ABS(DBM).LE.0.0001) GO TO 44
BM=BM-DBM
GO TO 42
44 EMIP=BM
PIP=1./PRAF(EMIP,GAMMA)
FNEX=AR*PIP*(1.+GAMMA*EMIP**2)/GMRTTF(GAMMA)
IF(IN3.NE.1) GO TO 60
WRITE(6,560) EMIP,FNEX
560 FORMAT(1H ,5X, '*** THRUST FORCE TERM ***' /
1 6X,4HMSF=E12.5,10X,5HFNEX=E12.5 //)
C
C* CELL PRESSURE AREA TERM
C
60 BET =-BETA
RM=-SQRT(AD/AR)
P15=1./PTD

```

```

EMS1P=EMASTF(EM1P,GAMMA)
CALL CPJ5BR(GAMMA,BET,RW,EMS1P,P15,PI,IM2)
XIR=PI(1)
XID=XIR*SQRT(AR/AD)/2.
IF((XST-XID).GT.0.) GO TO 62
WRITE(6,565)
565 FORMAT(1H ,5X,'*****JET BOUNDARY IMPINGES ON THE SECOND THROAT
1 RAMP *****//)
GO TO 2
62 EM2A=EMACHF(PI(3),GAMMA)
THETI=PI(4)
FCP=P15*(AD-AR)/GMRTTF(GAMMA)
THEI1=PI(4)*57.2957795
IF(IM3.NE.1) GO TO 80
WRITE(6,570) EM2A,P15,XID,THEI1,FCP
570 FORMAT(1H ,5X,'** CELL PRESSURE AREA TERM **'/
1 6X,4HM2A=E12.5,5X,5HP15 =E12.5,5X,6HXI/DD=E12.5,5X,6HTHETI=
2 E12.5,7X,4HFCP=E12.5//)

IF(IDT.EQ.1)GO TO 180
C
C* DUCT FRICTION TERM
C
80 THTW=0.
DELT=THTW-THETI
CALL OBSG(GAMMA,DELT,PDDO,EMDO,EMD,IM3,2)
IF(EMD.LE.1.) GO TO 2
PDT =PDDO/PRAF(EMDO,GAMMA)
FDF=-2.*GAMMA*CF*PDT*EMD**2*AD*(XST-XID)/GMRTTF(GAMMA)
IF(IM3.NE.1) GO TO 100
WRITE(6,580) EMD,PDT,FDF
580 FORMAT(1H ,5X,'** DUCT FRICTION TERM **'/
1 6X,6HMACHD=E12.5,5X,6HPPD/PT=E12.5,5X,4HFDF=E12.5//)
C
C** RAMP PRESSURE AND RAMP FRICTION TERM
C
100 ASTD=AST/AD
IF(IDT.GE.5) GO TO 220
XND0=SQRT(AR /AD)/(2.*TAN(BETA))
THST=THEST/57.2957795
THETM=ATAN(SQRT(ASTD+1.)/(2.828427*(XND0+XST)+(1.41421356-
1 SQRT(ASTD+1.)) /TAN(THST)))
DELT =THETM+THST
CALL OBSG(GAMMA,DELT,PRDO,EMDO,EMR,IM3,2)
IF(EMR.LE.1.) GO TO 2
PRT=PRDO/PRAF(EMDO,GAMMA)
FRP =-PRT*(AD-AST)/GMRTTF(GAMMA)
FRF =-0.5*GAMMA*CF*PRT*EMR**2*(AD-AST)/GMRTTF(GAMMA)/TAN(THST)
IF(IM3.NE.1) GO TO 120
DELTA=DELT*57.2957795
WRITE(6,590) EMR,PRT, DELTA,FRP,FRF
590 FORMAT(1H ,5X,'** RAMP PRESSURE AND FRICTION TERM **'/
1 6X,6HMRAMP=E12.5,5X,6HPR/PT=E12.5,5X,6HTHETA=E12.5,27X,
2 4HFRP=E12.5/ 97X,4HFRF=E12.5//)
C
C
C** TOTAL FORCE UP TO SECOND THROAT INLET SIGMA F 2-1
C
120 SFORCE=FNEX+FCP+FDF+FRP+FRF
WRITE(6,600) SFORCE
600 FORMAT(1H ,5X,'FORCE TERM DEVIDED BY MASS*SQRT(R*T)=',E12.5//)
C
C** CALCULATION OF M2 AND M3
C
140 CALL SUBM2(GAMMA,SFORCE,EM2)

```

```

C      WRITE(6,602) EM2
C 602  FORMAT(1H ,SX,'EM2=' ,E12.5/)
      IF(EM2.EQ.0.)GO TO 2
      IF(IDT.EQ.2) GO TO 190
      CALL SUBM3(GAMMA,CF,ELDST,SFORCE,EM2,EM3)
C      WRITE(6,603) EM3
C 603  FORMAT(1H ,SX,'EM3=' ,E12.5/)
      IF(EM3.EQ.0.)GO TO 2
      PBTST=(2./((GAMMA+1.))**(0.5*(GAMMA+1.)/(GAMMA-1.)))/(AST*EMRTF
1      (EM3,GAMMA))*SQRT(GAMMA)
      PTBST =1./PBTST
      PTC=1./P15
      PTN=1./P1P
C      PTD=1./PDT
C**   WITH SUBSONIC DIFFUSER
      IF(AITA.EQ.0.)AITA=0.75
      ITA=AITA*100.
      PTEX=PTBST/(1.+0.5*(GAMMA-1.)*AITA*EM3**2)**(GAMMA/(GAMMA-1.))
      WRITE(6,610) EM1P,EM2A,EM2,EM3,PTN,P15,PTBST,ITA,PTEX
610  FORMAT(1H , /6X,'**** LONG SECOND THROAT THEORY ****'/
1      6X,GHMNESP=E12.5,SX,GHMJB  =E12.5,SX,GHMSTIN=E12.5,SX,GHMOUT =
2      E12.5 /6X,GHPT/PN=E12.5,SX,GHPC/PT=E12.5,SX,GHPT/PB=E12.5/
3      /6X,'SUB. DIFF. WITH',I3,'N EFFICIENCY',SX,GHPT/PB=E12.5//)
C
      GO TO 2
C
C**   CONSTANT AREA DIFFUSER
C
180  SFORCE=FNEX+FCP
      WRITE(6,600)SFORCE
      ELDST=XST-XID
      GO TO 140
C
C**   SHORT SECOND THROAT THEORY
C
190  EM2C=EM2*0.56/SQRT(1.+ .3432*(GAMMA-1.)*EM2**2)
      IF(EM2C.GT.1.) GO TO 192
      PSP2=((1.+0.5*(GAMMA-1.)*EM2**2)/(1.+ .3432*(GAMMA-1.)*EM2**2))
1      *(GAMMA/(GAMMA-1.))
      GO TO 194
192  PSP2= (.1568*(GAMMA+1.)*EM2**2)**(GAMMA/(GAMMA-1.))/(1.+ .3432*
1      (GAMMA-1.)*EM2**2)/(((GAMMA+1.)*.3136-(GAMMA-1.))**2/(GAMMA
2      +1.))*EM2**2*0.5-(GAMMA-1.)/(GAMMA+1.))**(1./(GAMMA-1.))
194  P2T=(2./((GAMMA+1.))**(0.5*(GAMMA+1.)/(GAMMA-1.)))/(AST*EMRTF
1      (EM2,GAMMA))*SQRT(GAMMA)
      PST=PSP2*P2T
      FSP=PST*(AEX-AST)/GMRTTF(GAMMA)
      IF(IM3.NE.1) GO TO 196
      WRITE(6,620) PST,FSP
620  FORMAT(1H ,SX,'**SEPARATION PRESSURE AREA TERM **'/
1      6X,6HPS/PT=E12.5,73X,4HFSP=E12.5//)
196  SFORCE=SFORCE+FSP
      WRITE(6,600) SFORCE
      CALL SUBM2(GAMMA,SFORCE,EM3)
      IF(EM3.EQ.0.) GO TO 2
      P3TST=(2./((GAMMA+1.))**(0.5*(GAMMA+1.)/(GAMMA-1.)))/(AEX*EMRTF
1      (EM3,GAMMA))*SQRT(GAMMA)
      PT3ST=1./P3TST
      PTS=1./PST
      WRITE(6,630) EM1P,EM2A,EM2,EM3,PTN, P15,PTS,PT3ST
630  FORMAT(1H ,6X,'**** SHORT SECOND THROAT THEORY ****'/
1      6X,GHMNESP=E12.5,SX,GHMJB  =E12.5,SX,GHMSTIN=E12.5,SX,
2      GHMOUT =E12.5 /6X,GHPT/PN=E12.5,SX,GHPC/PT=E12.5,
3      SX,GHPT/PS=E12.5,SX,GHPT/P3=E12.5//)
C

```



```

      GO TO 2
C
C*** SECOND THROAT CONTRACTION LIMIT
C
220 CONTINUE
104 ASTD=ASTDL
   DAS=0.05
105 ASTD=ASTD-DAS
   DELT=35./57.2957795
   CALL OMSG(GAMMA,DELT,PRDO,EMDO,EMR,IM3,2)
   IF(EMR.LE.1.) GO TO 2
   PRT=PRDO/PRAF(EMDO,GAMMA)
   AST=ASTD*AD
   FRP=-PRT*(AD-AST)/GMRTTF(GAMMA)
   FNEX=AD*P15*(1.+GAMMA*EMDO**2)/GMRTTF(GAMMA)
   SFORCE=FNEX+FRP
   SFLIM=(1.+GAMMA)/SQRT(GAMMA*(1.+0.5*(GAMMA-1.)))
   IF(IDT.EQ.6) GO TO 250
   IF(SFORCE-SFLIM.GT.0.) GO TO 222
221 ASTD=ASTD+DAS
   DAS=0.5*DAS
   GO TO 105
222 CALL SUBM2(GAMMA,SFORCE,EM2)
   IF(EM2.EQ.0.) GO TO 2
   CALL SUBM3(GAMMA,CF,ELDST,SFORCE,EM2,EM3)
   IF(EM3.NE.0.) GO TO 105
   IF(DAS.LE.0.0001) GO TO 224
   GO TO 221
C
224 WRITE(6,632) ASTD
632 FORMAT(1H ,6X, 'LONG THROAT CONTRACTION LIMIT (AST/AD)L =',E12.5/)
   IDT=6
   GO TO 104
250 SF=SFORCE
   IF(ABS(SF-SFLIM).LE.0.0001) GO TO 260
   IF(SF-SFLIM.LT.0.) GO TO 221
   GO TO 105
260 WRITE(6,634) ASTD
634 FORMAT(1H ,6X, 'SHORT THROAT CONTRACTION LIMIT (AST/AD)L= ',E12.5/)
   GO TO 2
C
800 STOP
   END
C***** SECOND THROAT INLET MACH NUMBER SUBROUTINE *****
SUBROUTINE SUBM2(G,SF,EM2)
  IMPLICIT REAL*8(A-H,O-Z)
C**
  AF=SF**2
  AFLIM=2.*(G+1.)/G
  IF(AF.LT.AFLIM) GO TO 60
  A=(AF-2.)/(G-AF*(G-1.)/2.)
  B=1./(G*(G-AF*(G-1.)/2.))
  EM2=(A+SQRT(A**2-4.*B))/2.
  EM2=SQRT(EM2)
  RETURN
C**
60 WRITE(6,50)
50 FORMAT(1H ,3X, '***** SUBM2 ERROR, NO SOLUTION . CHECK SFORCE ',
  1 'VALUE'//)
  EM2=0.
  RETURN
  END
C***** SECOND THROAT EXIT MACH NUMBER SUBROUTINE *****
SUBROUTINE SUBM3(G,CF,ELD,SF,EM2,EM3)
  IMPLICIT REAL*8(A-H,O-Z)

```

```

EXTERNAL FEM3
COMMON/COEFM3/ A1,B1,C1,D1,E1
A1=G
B1=CF
C1=ELD
D1=EM2
E1=SF
C**
A=0.2
  BL=0.0
  BU=1.0
  EP=1.E-5
  E2=1.E-5
CALL NONCS0(FEM3,EM3,A,BL,BU,EP,E2,I)
IF(I.EQ.4) GO TO 10
IF(I.EQ.5) GO TO 20
RETURN
10 WRITE(6,110)
110 FORMAT(1H ,3X,'***** SUBM3 CONVERSION ERROR *****/)
EM3=0.
RETURN
20 WRITE(6,120)
120 FORMAT(1H ,3X,'***** SUBM3 ERROR, NO SUBSONIC SOLUTION **/')
EM3=0.
RETURN
END
C***** FUNCTION FOR THE SOLN. OF M3 *****
FUNCTION FEM3(X)
  IMPLICIT REAL*8(A-H,O-Z)
  COMMON/COEFM3/ A1,B1,C1,D1,E1
C   G=A1
C   CF=B1
C   ELD=C1
C   EM2=D1
C   SFORCE=E1
  FEM3=SQRT(2.*A1/(A1-1.))*2.*B1*C1/(X-D1)*(SQRT(2./(A1-1.)+X**2)
1  -SQRT(2./(A1-1.)+D1**2))+(1.+A1*X**2)/(X*SQRT(A1*(1.+0.5*
2  (A1-1.)*X**2)))-E1
  RETURN
  END
C***** OBLIQUE SHOCK SUBROUTINE *****
SUBROUTINE OBSG(G,DEL,P21,EM1,EM2,IM,J)
C*   IM IS OUTPUT CONTROL PARAMETER, IM=1 OUTPUT OF OBS
C*   J IDENTIFIES THE PROBLEM, IF J=1,EM1,EM2 ARE CALCULATED FOR GIVEN
C*   DELTA AND P21 AND IF J=2,P21 AND EM2 ARE CALCULATED FOR GIVEN
C*   DELTA AND EM1
C*** THE SOLUTION IS FOR SUPERSONIC ROOT
  IMPLICIT REAL*8(A-H,O-Z)
  COMMON/COEF / A,B,C
  EXTERNAL FLN
  DELT =DEL*57.295779
  IF(J.EQ.1) GO TO 60
C*   FOR GIVEN EM1
  A1=G*EM1**2
  B1=TAN(DEL)
  C1=(G+1.)/(G-1.)
  A2=((C1+1.)*B1**2+A1*B1**2)
  A =((C1+1.)*B1-A1*B1*(C1-1.))/A2
  B =((C1+1.)*B1**2+A1*B1**2*C1)/A2
  C =((C1+1.)*B1)/A2
C** SOLUTION BY NEWTON-RAPHSON METHOD FOR THE ROOT OF TAN(SIGMA)
C   BU IS THE UPPER BOUNDARY OF PROBABLE ROOT
  BU= 2.7
  GS= 0.1
  BL=0.0

```

```

      EP=1.E-5
      E2=1.E-5
      CALL NONCS0(FUN,X,GS,BL,BU,EP,E2,I)
      IF(I.EQ.4) GO TO 10
      IF(I.EQ.5) GO TO 20
      SIG =ATAN(X)
      RO21=X/TAN(SIG -DEL)
      P21 =(C1*RO21-1.)/(C1-RO21)
      EM2 =(1./P21-1.)/((1.-RO21)*(SIN(SIG -DEL)))**2)
      EM2 =SQRT(EM2)
      IF(EM2.LT.1.) GO TO 30
80  IF(IM.NE.1) GO TO 5
      SIGM =SIG*57.295779
      WRITE(6,100) DELT ,SIGM ,P21,RO21,EM1,EM2
100  FORMAT(1H ,3X,'OBLIQUE SHOCK SUBR'/
      1  6X,GHDELTA=E12.5,SX,GHSIGMA=E12.5,SX,GHP2/P1=E12.5,SX,8HRO2/RO1=
      2  E12.5/6X,GHMACH1=E12.5,SX,GHMACH2=E12.5//)
      5  RETURN
10  WRITE(6,110) DELT ,EM1
110  FORMAT(1H ,3X,'***** OBS ERROR** CONVERSION FAILURE',
      1  5X,GHDELTA=E12.5,SX,GHMACH1=E12.5//)
C
      EM2=0.
      RETURN
20  WRITE(6,120) DELT ,EM1,GS,BU
120  FORMAT(1H ,3X,'***** OBS ERROR, NO SOLUTION IN THE SPECIFIED
      1  REGION',5X,GHDELTA=E12.5,SX,GHMACH1=E12.5/
      1  6X,3HGS=E12.5,SX,3HBU=E12.5//)
      EM2=0.
      RETURN
30  WRITE(6,130) DELT ,EM1
130  FORMAT(1H ,3X,'***** OBS ERROR ,NO SUPERSONIC SOLN **',
      1  5X,GHDELTA=E12.5,SX,GHMACH1=E12.5//)
      EM2=0.
      RETURN
C
C** SOLUTION FOR GIVEN P21 AND DELTA
C
60  RO21=(P21*(G+1.)/(G-1.)+1.)/((G+1.)/(G-1.)+P21)
      BB=TAN(DEL)
      DET=(RO21-1.)**2-4.*RO21*BB**2
      IF(DET.LT.0.) GO TO 40
      X1=((RO21-1.)-SQRT(DET))/(2.*BB)
      SIG=ATAN(X1)
      EM1=(P21-1.)/(G*SIN(SIG)**2*(1.-1./RO21))
      EM1=SQRT(EM1)
      EM2=(1./P21-1.)/((1.-RO21)*(SIN(SIG-DEL)))**2)
      EM2=SQRT(EM2)
      GO TO 80
40  WRITE(6,140) DELT,P21
140  FORMAT(1H ,3X,'***** OBS ERROR,NO SOLUTION',5X,GHDELTA=E12.5,
      15X,GHP2/P1=E12.5//)
      EM1=0.
      RETURN
      END
C***** FUNCTION FOR THE SOLN OF OBLIQUE SHOCK *****
      FUNCTION FUN(X)
      IMPLICIT REAL*8(A-H,O-Z)
      COMMON /COEF /A,B,C
      FUN=X**3+A*X**2+B*X+C
      RETURN
      END
C***** CONSTANT PRESSURE JET BOUNDARY SUBROUTINE *****
      SUBROUTINE CPJSBR(GAMMAP,BETA,RW,EMSIP,P1S,PI,IM)
C** PI(2)IS FOR THE LENGTH OF JET

```

```

C** IM IS OUTPUT CONTROL PARAMETER, IF IM=1, JET BOUNDARY WILL BE
C PRINTED OUT.
C** IMF IS FLOW FIELD OUTPUT CONTROL PARAMETER, IF IMF=1, JET FLOW
C FIELD WILL BE PRINTED OUT.
IMPLICIT REAL*8(A-H,O-Z)
DIMENSION PMB(100,4,30),P0(4),P1(4),P2(4),P3(4),PI(4)
EMASTF(A,B)=SQRT((.5*(B+1.)*A**2)/(1+.5*(B-1.)*A**2))
EMACHF(A,B)=SQRT(((2.*(A**2))/(B+1.))/(1.-((B-1.)/(B+1.))*A**2))
PRTOF(A,B)=(1.-((B-1.)/(B+1.))*A**2)**(B/(B-1.))
ARATOF(A,B)=(((2./(B+1.))*1.+0.5*(B-1.)*A**2)**((0.5*(B+1.)/
1 (B-1.)))/A
IMF=1
N=15
EMIP=EMACHF(EMSIP,GAMMAP)
C*** STARTING CONDITION FOR CONICAL NOZZLE
CALL STATC1(EMSIP,BETA,PMB,N)
CALL PMSBR1(GAMMAP,EMIP,P15,BETA,K,N,PMB)
K1=N+K
PPM=57.2957795*PMB(K1,4,1)
EMSJB=PMB(K1,3,1)
EMJIB=EMACHF(EMSJB,GAMMAP)
IF(IM.NE.1) GO TO 199
WRITE(6,42) PMB(K1,1,1),PMB(K1,2,1),PMB(K1,3,1),PPM,P15,EMJIB
42 FORMAT(1H ,SX,'PRANDTL-MEYER'/6X,'X0=',F8.5,SX,'R0=',F8.5,SX,
1 'MSTAR=',F8.5,SX,'THETA=',F9.5,SX,4HP15=E12.5,
2 SX,SHMACH=E12.5//)
WRITE(6,59)
59 FORMAT(1H , 'CONSTANT PRESSURE JET FROM A CONICAL NOZZLE' ,//
1 1H ,10X,2HX3,11X,2HR3,11X,2HM3,8X,SHHET3/)
C*** CALCULATION UP TO THE AXIS POINT
199 CONTINUE
S=0
10 NM1=N-1
DO 5 I=2,NM1
J1=N+1-I
J2=K1-1+I-2
14 DO 6 J=J1,J2
DO 7 L=1,4
P1(L)=PMB(J,L,I)
7 P2(L)=PMB(J+1,L,I-1)
CALL FPS(GAMMAP,P1,P2,P3)
IF(P3(1).GE.500.) GO TO 800
DO 8 L=1,4
8 PMB(J+1,L,I)=P3(L)
6 CONTINUE
DO 9 L=1,4
P0(L)=PMB(J2+1,L,I-1)
9 P1(L)=PMB(J2+1,L,I)
CALL BPS1(GAMMAP,P0,P1,P3)
IF(P3(1).GE.500.) GO TO 800
DS=SQRT((P3(1)-P0(1))**2+(P3(2)-P0(2))**2)
S=S+DS
IF(ABS(RM-P3(2)).LE.0.001) GO TO 22
IF(RM-P3(2)) 24,24,26
22 PI(1)=P3(1)
PI(3)=P3(3)
PI(4)=P3(4)
PI(2)=S
RETURN
C
24 IF(P3(4).GE.0.) GO TO 790
IF(IM.NE.1) GO TO 11
PP3=EMACHF(P3(3),GAMMAP)
PP4=57.2957795*P3(4)
WRITE(6,44) P3(1),P3(2),PP3,PP4

```

```

44 FORMAT(5F13.6)
11 DO 12 L=1,4
12 PMB(J2+2,L,I)=P3(L)
GO TO 5
C*** ITERATION FOR R3=RM BEFORE AXIS POINT IS REACHED
26 IF(IM.NE.1) GO TO 28
WRITE(6,46)
46 FORMAT(1H ,5X, 'ITERATION FOR R3=RM BEFORE AXIS POINT IS REACHED')
28 PMB(J1,2,I)=PMB(J1+1,2,I-1)+(PMB(J1,2,I)-PMB(J1+1,2,I-1))*
1 (RM-P0(2))/(P3(2)-P0(2))
R=PMB(J1,2,I)
RN=ABS(1./SIN(BETA))
THET=ASIN(R/RN)
PMB(J1,4,I)=THET
PMB(J1,1,I)=RN*(COS(THET)-COS(BETA))
PMB(J1,3,I)=EMS1P
S=S-DS
GO TO 14
5 CONTINUE
C*** CALCULATION AFTER AXIS POINT IS REACHED
C* FIRST AXIS POINT
J12=J2+2
I=N
DO 80 L=1,4
P1(L)=PMB(1,L,I)
80 P2(L)=PMB(2,L,I-1)
CALL APS2(GAMMAP,P1,P2,P3)
IF(P3(1).GE.500.) GO TO 800
DO 81 L=1,4
81 PMB(2,L,I)=P3(L)
C
A2=0.
500 IF(A2.NE.0.) GO TO 502
M=3
GO TO 504
502 M=2
504 DO 85 J=M,J12
DO 83 L=1,4
P1(L)=PMB(J-1,L,I)
83 P2(L)=PMB(J,L,I-1)
CALL FPS(GAMMAP,P1,P2,P3)
IF(P3(1).GE.500.) GO TO 800
DO 84 L=1,4
84 PMB(J,L,I)=P3(L)
85 CONTINUE
J=J12
DO 86 L=1,4
P1(L)=PMB(J,L,I)
86 P0(L)=PMB(J,L,I-1)
CALL BPS1(GAMMAP,P0,P1,P3)
IF(P3(1).GE.500.) GO TO 800
DS=SQRT((P3(1)-P0(1))**2+(P3(2)-P0(2))**2)
S=S+DS
IF(ABS(RM-P3(2)).LE.0.001) GO TO 92
IF(RM-P3(2)) 94,94,96
92 PI(1)=P3(1)
PI(4)=P3(4)
PI(3)=P3(3)
PI(2)=S
RETURN
C
94 IF(P3(4).GE.0.) GO TO 790
IF(IM.NE.1) GO TO 87
PP3=EMACHF(P3(3),GAMMAP)
PP4=57.2957795*P3(4)

```

```

WRITE(6,44) P3(1),P3(2),PP3,PP4
87 DO 88 L=1,4
88 PMB(J+1,L,I)=P3(L)
   GO TO 118
C*** ITERATION FOR R3=RM AT THE FIRST AXIS POINT
96 IF(IM.NE.1) GO TO 98
WRITE(6,48)
48 FORMAT(1H ,5X, 'ITERATION FOR R3=RM AT THE FIRST AXIS POINT')
   L=2
98 PMB(1,L,I)=PMB(2,L,I-1)+(PMB(1,L,I)-PMB(2,L,I-1))*
1   (RM-P0(2))/(P3(2)-P0(2))
   R=PMB(1,L,I)
   RN=ABS(1./SIN(BETA))
   THET=ASIN(R/RN)
   PMB(1,4,I)=THET
   PMB(1,1,I)=RN*(COS(THET)-COS(BETA))
   S=S-D5
   AZ=1.
   GO TO 500
C** AFTER FIRST AXIS POINT
118 I=I+1
   DO 104 L=1,4
104 P2(L)=PMB(2,L,I-1)
   CALL APS1(GAMMAP,P2,P3)
   IF(P3(1).GE.500.) GO TO 800
   DO 105 L=1,4
   PMB(1,L,I)=P3(L)
   P1(L)=P3(L)
105 P2(L)=PMB(3,L,I-1)
   CALL APS2(GAMMAP,P1,P2,P3)
   IF(P3(1).GE.500.) GO TO 800
   DO 106 L=1,4
106 PMB(2,L,I)=P3(L)
120 DO 109 J=3,JJ2
   DO 107 L=1,4
   P1(L)=PMB(J-1,L,I)
107 P2(L)=PMB(J+1,L,I-1)
   CALL FPS(GAMMAP,P1,P2,P3)
   IF(P3(1).GE.500.) GO TO 800
   DO 108 L=1,4
108 PMB(J,L,I)=P3(L)
109 CONTINUE
   DO 130 L=1,4
   P1(L)=PMB(JJ2,L,I)
130 P0(L)=PMB(JJ2+1,L,I-1)
   CALL BPS1(GAMMAP,P0,P1,P3)
   IF(P3(1).GE.500.) GO TO 800
   DS=SQRT((P3(1)-P0(1))**2+(P3(2)-P0(2))**2)
   S=S+DS
   IF(ABS(RM-P3(2)).LE.0.001) GO TO 142
   IF(RM-P3(2)) 144,144,146
C
142 PI(1)=P3(1)
   PI(4)=P3(4)
   PI(3)=P3(3)
   PI(2)=S
   RETURN
C
144 IF(P3(4).GE.0.) GO TO 790
   IF(IM.NE.1) GO TO 131
   PP3=ENACHF(P3(3),GAMMAP)
   PP4=57.2957795*P3(4)
   WRITE(6,44) P3(1),P3(2),PP3,PP4
131 DO 132 L=1,4
132 PMB(JJ2+1,L,I)=P3(L)

```

```

      IF(I.GE.30) GO TO 900
      GO TO 118
    900 WRITE(6,3000)
    3000 FORMAT(1H0,5X,'OVER DIMENSION OF RIGHT RUNNING WAVE I' )
      RETURN
C***   ITERATION FOR R3=RM AFTER FIRST AXIS POINT
    146 IF(IM.NE.1) GO TO 148
      WRITE(6,50)
    50  FORMAT(1H ,5X,'ITERATION FOR R3=RM AFTER FIRST AXIS POINT')
    148 DO 150 L=1,4
    150 PMB(1,L,I)=PMB(2,L,I-1)+( PMB(1,L,I) -PMB(2,L,I-1))*
      1      (RM-P0(2))/(P3(2)-P0(2))
      DO 152 L=1,4
      P1(L)=PMB(1,L,I)
    152 P2(L)=PMB(3,L,I-1)
      CALL FPS(GAMMAP,P1,P2,P3)
      DO 154 L=1,4
    154 PMB(2,L,I)=P3(L)
      GO TO 120
C***   FAILURE PRINT OUT
    790 PP3=EMACHF(P3(3),GAMMAP)
      PP4=57.2957795*P3(4)
      WRITE(6,3010) P3(1),P3(2),PP3,PP4
    3010 FORMAT(1H ,5X,'JET BOUNDARY WOULD NOT REACH TO THE SHROUD'/
      1      1H ,5F13.5 )
      IM=10
      RETURN
C
C***   OUTPUT OF NET POINT VALUES
    800 IF(IMF.NE.1) GO TO 850
      WRITE(6,3020)
    3020 FORMAT(1H1,5X,'NET POINT VALUES'//
      1      5X,3H I,2X,3H J,9X,5HX-COO,9X,5HTHETA,9X,5HSTAR,
      2      9X,5HMACH ,9X,5HP/P0P/)
      DO 810 NI=2,I
      IF(NI.GE.N) GO TO 830
      J1=N+1-NI
      J2=K1-NI-1
      GO TO 840
    830 J1=1
      J2=J12+1
    840 DO 820 J=J1,J2
      PP3=EMACHF(PMB(J,3,NI),GAMMAP)
      PP4=57.2957795*PMB(J,4,NI)
      PPS=PRTIOF(PMB(J,3,NI),GAMMAP)
      WRITE(6,3030) NI,J,PMB(J,1,NI),PMB(J,2,NI),PP4,PMB(J,3,NI),PP3,PPS
    3030 FORMAT(1H ,4X,I3,2X,I3,6(2X,F12.6))
    820 CONTINUE
    810 WRITE(6,3040)
    3040 FORMAT(1H0)
    850 IM=20
      RETURN
      END
C****   STARTING CONDITION FOR CONICAL NOZZLE *****
      SUBROUTINE STATC1(EMS1P,BETA,PMB ,N)
      IMPLICIT REAL*8(A-H,O-Z)
      DIMENSION PMB(100,4,30)
      IM1=1
      AN=FLOAT(N-1)
      PMB(N,1,1)=0.0
      PMB(N,2,1)=-1.
      PMB(N,3,1)=EMS1P
      PMB(N,4,1)=BETA
      DR=1./AN
      RN=ABS(1./SIN(BETA))

```

```

DO 1 I=2,N
J=N+1-I
PMB(J,2,I)=PMB(J+1,2,I-1)+DR
R=PMB(J,2,I)
PMB(J,4,I)=ASIN(R/RN )
THET=PMB(J,4,I)
PMB(J,1,I)=RN*(COS(THET)-COS(BETA))
PMB(J,3,I)=EMS1P
IF(IW1.NE.0) GO TO 1
WRITE(6,10) J,I, PMB(J,1,I),PMB(J,2,I),PMB(J,3,I),PMB(J,4,I)
10 FORMAT(1H ,ZX, 'STATC1',SX,3H J=I3,SX,3H I=I3,SX,3H X=E12.5,
1 SX,3H R=E12.5,SX,6HMSTAR=E12.5,SX,6HTHETA=E12.5)
1 CONTINUE
RETURN
END
C**** PRANDTL -MEYER SUBROUTINE FOR CONICAL NOZZLE *****
SUBROUTINE PMSBR1(GAMMAP,EM1P,P15,BETA,K,N,PMB)
IMPLICIT REAL*8(A-H,O-Z)
DIMENSION PMB(100,4,30)
C
OMEGAF(A,B)=SQRT((B+1.)/(B-1.))*ATAN(SQRT((A**2-1.)/((B+1.)/(B-1.)
1-A**2)))-ATAN(SQRT(((B+1.)/(B-1.))*((A**2-1.)/((B+1.)/(B-1.)-A**2
2))))
EMASTF(A,B)=SQRT((0.5*(B+1.)*(A**2))/(1.+0.5*(B-1.)*(A**2)))
EMPRSF(A,B)=SQRT(((B+1.)/(B-1.))*(1.-A**((B-1.)/B)))
C
Y=OMEGAF(EMASTF(EM1P,GAMMAP),GAMMAP)
ANGLE=57.295779*(Y-OMEGAF(EMPRSF(P15,GAMMAP),GAMMAP))
K=ABS(ANGLE)
K=K+1
C=FLOAT(K)
DELTA=ANGLE/(C*57.295779)
PMB(N,1,1)=0.0
PMB(N,2,1)=-1.
PMB(N,3,1)=EMASTF(EM1P,GAMMAP)
PMB(N,4,1)=BETA
NP1=N+1
NPK=N+K
DO S3 I=NP1,NPK
PMB( I,1,1)=PMB( I-1,1,1)
PMB( I,2,1)=PMB( I-1,2,1)
PMB( I,4,1)=PMB( I-1,4,1)+DELTA
Y1=Y-(PMB( I,4,1)-PMB(N,4,1))
Y2=PMB( I-1,3,1)+0.02
S1 Y3=OMEGAF(Y2,GAMMAP)
IF(ABS(Y1-Y3)-1.50E-6) S3,S3,S2
S2 Y2=Y2+((Y1-Y3)/(Y3-OMEGAF(PMB( I-1,3,1),GAMMAP)))*Y2
1 -PMB( I-1,3,1))
GO TO S1
S3 PMB( I,3,1)=Y2
RETURN
END
C**** BOUNDARY POINT SUBROUTINE FOR CONST P15/P0P *****
SUBROUTINE BPS1(GAMMAP,P0,P1,P3)
IMPLICIT REAL*8(A-H,O-Z)
DIMENSION P0(4),P1(4),P3(4)
EMACHF(A,B)=SQRT(((2.*(A**2))/(B+1.))/(1.-((B-1.)/(B+1.))*(A**2)))
ALPHAF(C)=ATAN(SQRT(1./((C**2-1.)))
C** KNOWN POINT P0 AND UNKNOWN POINT P3 ON JET BOUNDARY
IW1=1
X0=P0(1)
R0=P0(2)
EMS0=P0(3)
THET0=P0(4)
R1=P1(2)

```



```

X1=P1(1)
EMS1=P1(3)
THET1=P1(4)
R13=R1
THET13=THET1
THET03=THET0
NN=1
31 EMS13=(EMS1+EMS0)/2.
Y1=ALPHAF(EMACHF(EMS13,GAMMAP ))
Y3=THET13-Y1
YS=EMS13*(SIN(Y1)/COS(Y1))
Y7=((SIN(THET13)/COS(THET13))*(SIN(Y1)/COS(Y1)))/(R13*((SIN(THET13
1)/COS(THET13))-(SIN(Y1)/COS(Y1))))
X3=(R1-R0+X0*(SIN(THET03)/COS(THET03))-X1*(SIN(Y3)/COS(Y3)))/(SINC
1THET03)/COS(THET03)-SIN(Y3)/COS(Y3))
R3=R1+(X3-X1)*(SIN(Y3)/COS(Y3))
P3(1)=X3
P3(2)=R3
P3(3)=EMS0
EMS3=EMS0
THET3=THET1+Y7*(R3-R1)-(EMS3-EMS1)/YS
IF(ABS((THET3+THET1)/2.-THET13)-1.50E-6) 36,36,35
35 R13=(R1+R3)/2.
THET13=(THET3+THET1)/2.
THET03=(THET0+THET3)/2.
IF(IN1.NE.0) GO TO 10
WRITE(6,500) X0,R0,EMS0,THET0,X1,R1,EMS1,THET1,
1 X3,R3,EMS3,THET3
500 FORMAT(1H ,SX,'CHECK OF THE OUTPUT OF BPS1'/
1 SX,4H X0=E12.5, 3X,4H R0=E12.5, 3X,4HMS0=E12.5,3X,4HTH0=E12.5
2 / SX,4H X1=E12.5, 3X,4H R1=E12.5, 3X,4HMS1=E12.5,3X,4HTH1=E12.5
3 / SX,4H X3=E12.5, 3X,4H R3=E12.5, 3X,4HMS3=E12.5,3X,4HTH3=E12.5 )
10 IF(NN.GE.15) GO TO 37
NN=NN+1
GO TO 31
36 P3(4)=THET3
RETURN
37 WRITE(6,510) X0,X1
510 FORMAT(8X,'BPS1 CONVERSION ERRRR '/,SX,4H X0=E12.5,3X,4H X1=E12.5)
P3(1)=500.
RETURN
END
C FIELD POINT SUBROUTINE
SUBROUTINE FPS (GAMMAP,P1,P2,P3)
IMPLICIT REAL*8(A-H,O-Z)
DIMENSION P1(4),P2(4),P3(4)
EMACHF(A,B)=SQRT(((2.*(A**2))/(B+1.))/(1.-((B-1.)/(B+1.))*(A**2)))
ALPHAF(C)=ATAN(SQRT(1./(C**2-1.)))
IN1=1
X1=P1(1)
X2=P2(1)
R1=P1(2)
R2=P2(2)
EMS1=P1(3)
EMS2=P2(3)
THET1=P1(4)
THET2=P2(4)
R13=R1
EMS13=EMS1
THET13=THET1
R23=R2
EMS23=EMS2
THET23=THET2
NN=1
1 Y1=ALPHAF(EMACHF(EMS13,GAMMAP))

```

```

Y2=ALPHAF(EMACHF(EMS23,GAMMAP))
Y3=THET13-Y1
Y4=THET23+Y2
Y5=EMS13*(SIN(Y1)/COS(Y1))
Y6=EMS23*(SIN(Y2)/COS(Y2))
Y7=((SIN(THET13)/COS(THET13))*(SIN(Y1)/COS(Y1)))/(R13*((SIN(THET13)
1)/COS(THET13))-(SIN(Y1)/COS(Y1)))
Y8=((SIN(THET23)/COS(THET23))*(SIN(Y2)/COS(Y2)))/(R23*((SIN(THET23)
1)/COS(THET23))+(SIN(Y2)/COS(Y2)))
X3=(R2-R1-X2*(SIN(Y4)/COS(Y4))+X1*(SIN(Y3)/COS(Y3)))/(SIN(Y3)/COS(
1Y3)-SIN(Y4)/COS(Y4))
R3=R1+(X3-X1)*(SIN(Y3)/COS(Y3))
THET3=(THET1*Y5+THET2*Y6+EMS1-EMS2+Y7*Y5*(R3-R1)-Y8*Y6*(R3-R2))/(Y
15+Y6)
EMS3=EMS1+Y5*(THET1-THET3+Y7*(R3-R1))
3 IF (ABS ((EMS3+EMS1)/2.-EMS13)-1.25E-5) 4,4,5
4 IF (ABS ((THET3+THET1)/2.-THET13)-1.50E-6) 6,6,5
5 EMS13=(EMS1+EMS3)/2.
EMS23=(EMS2+EMS3)/2.
R13=(R1+R3)/2.
R23=(R2+R3)/2.
THET13=(THET1+THET3)/2.
THET23=(THET2+THET3)/2.
IF(IM1.NE.0) GO TO 10
WRITE(6,500) X1,R1,EMS1,THET1,X2,R2,EMS2,THET2,
1 X3,R3,EMS3,THET3
500 FORMAT(1H ,10X,'CHECK OF THE OUTPUT OF FPS'/
1 5X,4H X1=E12.5, 3X,4H R1=E12.5, 3X,4HMS1= E12.5, 3X,4HTH1=E12.5
2 /5X,4H X2=E12.5, 3X,4H R2=E12.5, 3X,4HMS2= E12.5, 3X,4HTH2=E12.5
3 /5X,4H X3=E12.5, 3X,4H R3=E12.5, 3X,4HMS3= E12.5, 3X,4HTH3=E12.5)
10 IF(MN.GE.20) GO TO 37
MN=MN+1
GO TO 1
6 P3(1)=X3
P3(2)=R3
P3(3)=EMS3
P3(4)=THET3
RETURN
37 WRITE(6,510) X1,X2
510 FORMAT(8X,'FPS CONVERSION ERORR '/
1 5X,4H X1=E12.5,3X,4H X2=E12.5)
P3(1)=500.
RETURN
END
C AXIS POINT SUBROUTINE(1)
SUBROUTINE APS1 (GAMMAP,P2,P3)
IMPLICIT REAL*8(A-H,O-Z)
DIMENSION P2(4),P3(4)
EMACHF(A,B)=SQRT(((2.*(A**2))/(B+1.)))/(1.-((B-1.)/(B+1.))*(A**2)))
ALPHAF(C)=ATAN(SQRT(1./((C**2-1.)))
C** UNKNOWN POINT P3 ON THE AXIS
IM1=1
X2=P2(1)
R2=P2(2)
EMS2=P2(3)
THET2=P2(4)
R3=0.0
THET3=0.0
R23=R2/2.
EMS23=EMS2
THET23=THET2/2.
MN=1
11 Y2=ALPHAF(EMACHF(EMS23,GAMMAP))
Y4=THET23+Y2
Y6=EMS23*(SIN(Y2)/COS(Y2))

```

```

      Y8=((SIN(THET23)/COS(THET23))*(SIN(Y2)/COS(Y2)))/(R23*((SIN(THET23
1)/COS(THET23))+SIN(Y2)/COS(Y2)))
      X3=X2-R2*(COS(Y4)/SIN(Y4))
      EMS3=EMS2-Y6*(THET2+Y8*R2)
13 IF (ABS((EMS2+EMS3)/2.-EMS23)-1.25E-5) 15,15,14
14 EMS23=(EMS2+EMS3)/2.
      IF(IM1.NE.0) GO TO 10
      WRITE(6,50) X2,R2,EMS2,THET2,X3,R3,EMS3,THET3
50 FORMAT(1H ,10X,'CHECK OF APS1'/
1 5X,4H X2=E12.5,3X,4H R2=E12.5, 3X,4HMS2=E12.5,3X,4HTH2=E12.5
2 /5X,4H X3=E12.5,3X,4H R3=E12.5, 3X,4HMS3=E12.5,3X,4HTH3=E12.5)
10 IF(MN.GE.15) GO TO 37
      MN=MN+1
      GO TO 11
15 P3(1)=X3
      P3(2)=R3
      P3(3)=EMS3
      P3(4)=THET3
      RETURN
37 WRITE(6,510) X2
510 FORMAT(8X,'APS1 CONVERSION ERROR '/
1 5X,4H X2=E12.5)
      P3(1)=500.
      RETURN
      END
C AXIS POINT SUBROUTINE(2)
SUBROUTINE APS2 (GAMMAP,P1,P2,P3)
      IMPLICIT REAL*8(A-H,O-Z)
      DIMENSION P1(4),P2(4),P3(4)
      EMACHF(A,B)=SQRT(((2.*(A**2))/(B+1.)))/(1.-((B-1.)/(B+1.))*(A**2)))
      ALPHAF(C)=ATAN(SQRT(1./(C**2-1.)))
C** KNOWN POINT P1 ON THE AXIS
      IM1=1
      X1=P1(1)
      X2=P2(1)
      R1=P1(2)
      R2=P2(2)
      EMS1=P1(3)
      EMS2=P2(3)
      THET1=P1(4)
      THET2=P2(4)
      R13=R1
      EMS13=EMS1
      THET13=THET1
      R23=R2
      EMS23=EMS2
      THET23=THET2
      MN=1
21 Y1=ALPHAF(EMACHF(EMS13,GAMMAP))
      Y2=ALPHAF(EMACHF(EMS23,GAMMAP))
      Y3=THET13-Y1
      Y4=THET23+Y2
      Y5=EMS13*(SIN(Y1)/COS(Y1))
      Y6=EMS23*(SIN(Y2)/COS(Y2))
      Y8=((SIN(THET23)/COS(THET23))*(SIN(Y2)/COS(Y2)))/(R23*((SIN(THET23
1)/COS(THET23))+SIN(Y2)/COS(Y2)))
      X3=(R2-R1-X2*(SIN(Y4)/COS(Y4))+X1*(SIN(Y3)/COS(Y3)))/(SIN(Y3)/COS(
1Y3)-SIN(Y4)/COS(Y4))
      R3=R1+(X3-X1)*(SIN(Y3)/COS(Y3))
      THET3=(THET2*Y6+EMS1-EMS2-Y8*Y6*(R3-R2))/(2.*Y5+Y6)
      EMS3=EMS1-Y5*2.*THET3
23 IF (ABS((EMS3+EMS1)/2.-EMS13)-1.25E-5) 24,24,25
24 IF (ABS((THET3+THET1)/2.-THET13)-1.50E-6) 26,26,25
25 EMS13=(EMS1+EMS3)/2.
      EMS23=(EMS2+EMS3)/2.

```

```

R13=(R1+R3)/2.
R23=(R2+R3)/2.
THET13=(THET1+THET3)/2.
THET23=(THET2+THET3)/2.
IF(IN1.NE.0) GO TO 10
WRITE(6,500) X1,R1,EMS1,THET1,X2,R2,EMS2,THET2,
1      X3,R3,EMS3,THET3
500 FORMAT(1H ,10X,'CHECK OF THE OUTPUT OF APS2'/
1 5X,4H X1=E12.5, 3X,4H R1=E12.5, 3X,4HMS1= E12.5, 3X,4HTH1=E12.5
2 /5X,4H X2=E12.5, 3X,4H R2=E12.5, 3X,4HMS2= E12.5, 3X,4HTH2=E12.5
3 /5X,4H X3=E12.5, 3X,4H R3=E12.5, 3X,4HMS3= E12.5, 3X,4HTH3=E12.5)
10 IF(MN.GE.15) GO TO 37
MN=MN+1
GO TO 21
26 P3(1)=X3
P3(2)=R3
P3(3)=EMS3
P3(4)=THET3
RETURN
37 WRITE(6,510) X1,X2
510 FORMAT(8X,'APS2 CONVERSION ERRORR '/
1 5X,4H X1=E12.5,3X,4H X2=E12.5)
P3(1)=500.
RETURN
END
C
C** Newton-Raphson Method
C
SUBROUTINE NONCS0(FUN,R,A,BL,BU,EP,EZ,I)
IMPLICIT REAL*8(A-H,O-Z)
DIMENSION X(3),FX(3)
IB=1
G=A
ISP=0
IF(BL-BU) 1,2,2
2 I=3
RETURN
1 IF(G-BL) 9,7,8
8 IF(G-BU) 6,7,9
9 I=2
RETURN
7 G=(BL+BU)/2.0
6 GL=BL+0.1*(G-BL)
GU=BU-0.1*(BU-G)
80 R=G
FG=FUN(G)
IF(ABS(FG)-EP) 13,13,32
10 IF(ABS(FX(I1))-EP) 13,13,17
13 I=1
RETURN
17 I1=I1
IF(FX(I1)) 18,18,19
18 IF(FX(I2)) 20,20,21
20 IM=1
GO TO 23
19 IF(FX(I2)) 24,24,22
22 IM=0
GO TO 23
21 IP=I2
IM=I1
GO TO 25
24 IP=I1
IM=I2
GO TO 25
23 DO 26 IC1=1,20

```

```

T=FX(I2)-FX(I1)
IF(ABS(T)-0.01*EP) 27,27,28
27 IF(X(I1)-X(I2)) 14,12,14
12 I=4
RETURN
14 X(IF)=0.5*(X(I1)+X(I2))
R=X(IF)
GO TO 33
28 X(IF)=X(I2)-(X(I2)-X(I1))/T*FX(I2)
R=X(IF)
IF(X(IF)) 63,64,63
63 IF(ABS((X(IF)-X(I2))/X(IF))-E2) 34,34,65
64 IF(ABS(X(IF)-X(I2))-E2) 34,34,65
34 FX(IF)=FUN(X(IF))
GO TO 13
65 IF(IB-1) 29,29,33
29 IF(BL-X(IF)) 31,31,32
31 IF(X(IF)-BU) 33,33,32
33 FX(IF)=FUN(X(IF))
IF(ABS(FX(IF))-EP) 13,13,35
35 IF(FX(IF)) 36,13,37
36 IF(IM) 38,38,39
38 IP=I2
IM=IF
IF=I1
GO TO 25
37 IF(IM) 39,39,40
40 IP=IF
IM=I2
IF=I1
GO TO 25
39 I1=I1+1
I2=I2+1
IF=IF+1
GO TO (42,42,43,44),IF
42 I2=1
GO TO 26
43 I1=1
GO TO 26
44 IF=1
26 CONTINUE
32 ISP=ISP+1
I1=1
I2=2
IF=3
X(I2)=G
FX(I2)=FG
GO TO(47,48,49,50,51,69,70),ISP
47 X(I1)=GL
R=GL
FGL=FUN(R)
FX(I1)=FGL
GO TO 10
48 X(I1)=GU
R=GU
FGU=FUN(R)
FX(I1)=FGU
GO TO 10
49 X(I2)=G2
FX(I2)=FGL
G2=0.5*(G+BL)
71 X(I1)=G2
R=G2
FG2=FUN(R)
FX(I1)=FG2

```

```
GO TO 10
50 X(I1)=G2
FX(I1)=FG2
GO TO 17
51 G2=0.5*(G+BU)
GO TO 71
69 X(I1)=GU
FX(I1)=FGU
X(I2)=G2
FX(I2)=FG2
GO TO 17
70 I=5
RETURN
25 DO 52 IC=1,50
X(IF)=X(IP)-(X(IP)-X(IM))/(FX(IP)-FX(IM))*FX(IP)
R=X(IF)
IF(X(IF)) 61,62,61
61 IF(ABS((X(IF)-X(IP))/X(IF))-E2) 34,34,67
67 IF(ABS((X(IF)-X(IM))/X(IF))-E2) 34,34,53
62 IF(ABS(X(IF)-X(IP))-E2) 34,34,68
68 IF(ABS(X(IF)-X(IM))-E2) 34,34,53
53 IF(IB-1) 54,54,55
54 IF(X(IF)-BL) 32,56,56
56 IF(X(IF)-BU) 55,55,32
55 FX(IF)=FUN(X(IF))
IF(ABS(FX(IF))-EP) 13,13,57
57 IF(FX(IF)) 58,13,59
58 IT=IM
IM=IF
GO TO 60
59 IT=IP
IP=IF
60 IF=IT
52 CONTINUE
GO TO 32
END
```

### A3 小型風洞の運転

ここでは蓄熱体加熱器を用いない常温気流による通風実験手順と、蓄熱体加熱器を用いる高温気流を用いた実験手順についてまとめる。1000K以上-10MPaの高温高圧の空気を用いる高温気流実験用に必要なチェックリストはA7.4に転載した。その中には運用上のノウハウを脚注として記載した。

#### A3.1 小型SAHへの切り替え

既設の小型風洞はRJTF設備に併設されており、その空気およびLPG供給系、制御系の一部を共用している。そのため小型風洞を運転する際、あるいはRJTFを運転する際には、設備や弁類を切り替える必要がある。

##### A3.1.1 RJTFから小型風洞への切り替え

1. 現場中継室の中央通路CP3の裏側でリレーを5個切り替える(指示書はドアの裏側)。
2. 奥の熱電対を切り替える。  
その下の圧力センサコネクタを2個切り替える。
3. CP2制御盤で小型/大型の切り替え、ローカルへの切り替え2カ所
4. 小型制御盤の近くにあるオリフィスを持ってLPG供給装置へ行く。
5. 向かって右端にFMO120、その左上奥にFMO110がある。ドライバで開けてオリフィスを交換する。(2カ所)
7. ROV001Pの均圧弁を開にして高温弁シール系に空気を供給する。これをしないと、「シール系異常」で小型蓄熱体出口のROV009P弁が開にならず、加熱ができない。
8. 小型SAH室で冷却水(SAHと高温弁)6カ所を操作する。  
SAH関係：HOV601P、HOV613Pを全開とする。  
高温弁関係：HOV623P、HOV622P、HOV624P、HOV621Pを全開とする。  
HOV611P弁(バイパス冷却器：最大流量の弁)：差圧ブルドン管のフルレンジの位置まで開ける。絞り過ぎると音がうるさく、実験しにくい。開けすぎると差圧ブルドン管がレンジを越え、壊すので注意する。
9. 入り口の前のフロア空気系配管のHOV230PとHOV231Pの2カ所を開にする。
10. LPG系配管のHOV130PとHOV131Pの2カ所を開にする。
11. 入り口横のROV012P(ドレン弁)閉を確認する。
12. 点火トランスと輻射温度計コネクタ、入り口からSAHに向かって正面の2カ所、そしてSAHを介し

てその対称面にある2カ所の計6カ所の窒素バージを微開とする。

(短時間の加熱では不必要である。長時間加熱の時はLN2CEからの窒素が必要である)。

13. 2階の西側壁にあるビューポート冷却空気系HOV032P(下に隠れている)を開にする。(小型の加熱条件である)HOV031Pは開度を調整済みなので触らない。)
  - HOV007P開：通風時には閉であるが、加熱時には常時間とする。
  - HOV008P開：(最初はbypass flowであるので閉とする。)
  - HOV014P開：通風時には閉であるが、加熱時には常時間とする。
  - HOV015P開：(最初はbypass flowであるので開とする。)
15. 新設した高温弁シール空気を10.3MPa以上に設定する。
16. 大型SAH横の冷却水弁を調節する。  
601と613については動かさない(流量調整済みで少し開の状態が正常通水状態である)  
611(バイパス冷却器で最大流量の弁)だけを全閉にし、小型側の流量を確保する。
17. 小型操作盤ドア内のスナップスイッチをhotに切り替える。
18. 小型制御盤で電源を入れる。以後風洞は危険な状態となる。
19. HOV009Pを閉とする。
20. CP2操作盤で、CP3の加熱不許可ランプの消灯を確認。
21. 点火ボタンを押す。(LPGが流れ出し、しばらくして点灯する。初めの数回はLPG供給が不安定で消炎するかもしれない。その時は警鳴を停止、警報リセット、盤下のリセットボタンを押して、再度トライする。)
22. 蓄熱時のベッド/バイパスの切り替えは下流側の保圧弁HOV007P/015P弁の切り替えで行う。

##### A3.1.2 小型風洞実験終了時の操作

1. 大型実験に切り替える時には保圧弁HOV007Pと015Pを閉とする。閉にしないと大型脱圧時に高圧空気が小型LPG系や低圧フロア系に逆流する。
2. フロア空気系配管のHOV230PとHOV231Pの2カ所を開にする。
3. LPG系配管のHOV130PとHOV131PLPGの130と131の2カ所を開にする。

### A3.1.3 RJTF実験終了後の小型側処理

1. RJTFから小型に切り替える。
2. 小型側蓄熱操作をしてRJTFから小型側に侵入したドレンを蒸発させる。これは大型実験時に硝酸を含む排気ガスがドレンとして小型側配管に溜まり、ROV012P弁を腐食、HOV007P弁を固着させる可能性があるためである(99年4月)。

## A3.2 常温気流実験

### A3.2.1 風洞準備作業

0. RJTF用計装室素を立ち上げる(建屋西側送気台)。
  - a) HOV414(固い弁)を開ける。
  - b) PRV404を開ける。通常1.5MPaにPI403を上げる。
  - c) PRV405を開ける(時計回りに回す) 通常0.8MPaにPI404をセット。
1. 気蓄器(北側T2と南側T1の2基)からの空気ラインは2系統あり、1つは風洞ノズル用、もう1つはエジェクタ用である。
2. 貯気槽からの元弁は南側気蓄器の西側にROV001P(風洞ノズル用)とROV092P(エジェクタ用)がある。そのうちROV001PはT1の南西、ROV092PはT1の北西にある。
3. ROV001P、ROV092Pを跨いで、それぞれ均圧弁がある。ROV001P用の均圧弁はROV092Pの下にあり、ROV092P用の均圧弁はT2の西側にある階段の左右)。これらの均圧弁はROV001P、ROV092Pを開く前にあける必要がある。開度は1/4程度でシュー音が聞こえれば良い。

この操作をしないと、ROV001P、ROV092Pが弁上流(200気圧)と下流(大気圧)の圧力差により開かない。普通、実験日の最初に開。1日の実験が終了した時点で閉める。ROV001P用の均圧弁を開けると均圧になるのに約2分必要。ROV092P用の均圧弁では約5分必要である。

なおROV092Pの均圧弁を閉にする前に、エジェクター系配管の現場操作盤で弁の開操作が必要となる。エジェクター系配管には起動弁ROV091Pと調圧弁PRV091Pの間の残空気を逃気する弁(HOV094P)と、この弁を介してPRV091Pと元弁ROV092Pの間の残空気を逃気できるよう、PRV091Pをバイパスする均圧弁(HOV093P)が付いている。

前日の実験終了時には、HOV093Pと094Pはいずれも微開としてあり、ROV092Pの均圧弁を開けると、上記の経路で空気は逃気される。従って、ROV092Pの均圧弁を開ける前に、HOV093Pを閉にする。

4. エジェクタの調圧弁を設定する。これは小型風洞実験室の小型風洞ディフューザ(エジェクタ)の南側の操作盤上にある。この盤上には圧力計が2基あり、右側がエジェクタ開閉弁のドーム圧設定用(表示はゲージ圧)であり、ドームの2次側圧力を設定する。普通ゲージ圧で3MPa程度に設定。左側は調圧弁下流側の圧力を示す。これらの圧力計の間にドーム圧設定用のバルブ(PRV005P)がある。PRV005Pは過大な2次圧の脱圧を自身で行うセルフベント型の調圧弁で、常に一定量の二次圧空気をベントし、下がった分を調圧弁経由で補給する。ハンドル中央のネジでベント量を調整するが、これが少ないと風洞操作時にPRV005Pの二次圧つまりPRV091Pのドーム圧が過大となる可能性がある。ネジを締め込んで、空気の漏れる音が聞こえるくらいに設定する。ROV092Pの均圧弁を開けていないと、PRV005Pの圧力は上がらないので注意する。
5. エジェクタ系配管の脱圧弁HOV094Pを開とする。調圧弁PRV091Pの均圧弁HOV093Pを微開とし、PRV091Pの二次圧(操作盤左の圧力計に表示される)がPRV091Pのドーム圧と等しくなるまで加圧した後、閉とする。
6. 小型風洞実験室出口のランプ(黄色の回転灯)のスイッチを入れる。

### A3.2.2 風洞制御盤操作

1. 風洞ノズル流量調整用の開閉弁(調圧弁)HC108Pの開閉をマニュアルに設定する。
2. HC108Pの初期開度を設定する。HC108Pの開速度を制御盤の中にあるコントローラユニットにより設定する。この操作方法は後述する。
3. 風洞ノズル総圧の上限値(リミッタ)を設定する。操作方法は後述。
4. 操作盤内の切り替えスイッチをcoldにする。
5. 制御版運転用の鍵を入れロックから運転側にする。
6. ROV001PとROV092Pボタンを開とする(開ボタンを押す)。制御盤左上の起動可能のランプ点灯する。
7. 風洞ノズル流量調整用の開閉弁(調圧弁)HC108Pの開速度を制御盤の中にあるコントローラユニットにより設定する。この操作方法は後述。

### A3.2.3 通風実験

0. エジェクタ起動ボタン(ROV091P)を開にする。
  1. 風洞起動(：108開)ボタンを押す。
  2. 手動HC108P開度上昇ボタンを操作する。



HC108Pの制御ボタンはマニュアルで開閉を行うものであり、△ボタンを押し続けとその間、弁は設定された開速度で開いていく。閉めるときも同様に▽ボタンで行う。また、開閉弁を急速開閉したい場合には、オートの止ボタンによるHC108Pの開閉により行う。

3. 風洞停止ボタンで停止する。
4. エジェクタボタン(ROV091P)を閉にする。
5. 気蓄器元弁ROV001PとROV092P(エジェクタ使用時)を閉じる。

エジェクタを使用する場合、風洞起動の約6秒前(秒読み6秒前)にエジェクタ開閉弁ROV091Pボタンを閉にする。止めるときはエジェクタから止め、エジェクタの音が静かになったら風洞ノズル開閉弁(ROV001P)を開める。(水素を使用する時等でその順序は逆転する)

#### A3.2.4 2次噴射系の準備と後処理

カードル室からカードルにより窒素やヘリウムを供給する際には以下の手順で準備する。

1. 弁駆動用計装窒素の起動RJTF用の窒素 CE から供給する。起動は最下部のGV1弁を閉その上のLV3とLV4弁をそれぞれ1.5回転開ける。30分間昇圧を待つ。(供給してもRJTF側に不具合はない) 停止操作はその逆である。GV1弁開は大音響を伴う。
2. カードル室壁にある451Pを開にする。
3. カードル供給弁が閉を確認する。
4. 供給系元弁が閉であることを確認する。
5. カードルもと弁をゆっくりと開にする。15MPaになる。
6. 調圧弁のハンドルが十分ゆるんでいることを確認する。
7. 供給元弁をゆっくりと開。音がする。
8. ドーム圧逃がし弁(後ろの小さな弁)を閉。
9. 配管下流逃がし弁を閉。
10. 調圧する。(最大6MPaである。安全弁は7MPaで作動する)。
11. 下流に2個の開閉遠隔弁がある(泉川シーケンサのCH1+2で制御。CH2が下流側)

#### A3.2.5 後処理

1. 1日の実験が終了したとき、元弁ROV001P、元弁ROV092P、起動弁ROV091P、風洞ノズル開閉弁が閉じた状態で、ROV001P用とROV092P用の均圧弁を開める。

2. 元弁と下流の調圧弁の間の空気を投棄する。気流側の空気については、HC108Pの開度を0で風洞起動ボタンを押し、徐々に手動で開度を上げて音で脱圧を確認し、風洞停止ボタンを押す。この時、風洞実験室に人がいないのを確認して行うこと。エジェクター系配管については、HOV094Pを全開とし、HOV093Pを微開(開けすぎるとPRV091Pの二次圧が過大に上昇する可能性がある)にすると、PRV091PとROV092P間の空気を脱圧出来る。そのまま放置する。
3. 圧縮機停止後2時間後に計装窒素を閉じる。
  - a) PRV405を閉じる(反時計回りに一杯回す)通常0.8MPのPI404が下がる。
  - b) PRV404を閉じる。通常1.5MPあるPI403が下がる
  - c) HOV414(固い弁)を閉める。

#### A3.2.6 運転パラメタ設定

##### a) 流量制御108弁の開速度設定

制御室の小型風洞制御盤の中にあるコントロールユニットによりHC108Pの開速度を設定する。以下、コントローラのGROUP、ITEM、DATAボタンをG、IT、Dと示す。

- 1) G-0-IT-01  
モニタ/プログラム切り替えモードになる。
- 2) D-1-ENTER  
プログラムモードに切り替える。
- 3) G-1-IT-24  
現在設定されている開速度が表示され、確認できる。001.00なら、開速度1%を意味する。010.00なら、開速度10%を意味する。
- 4) D-10-ENTER  
開速度10%になる。
- 5) G-01-0-IT-01  
モニタ/プログラム切り替え
- 6) DATA-0-ENTER  
モニタモードになる。  
(これにしないと起動条件1が成立しない)

##### b) 風洞ノズル総圧の上限設定

風洞ノズル総圧の圧力上限を、PLA108Pのコントロールパネルで設定する。

- 1) コントロールパネルのPARAボタンを押して、表示をAL1にする。
- 2) パネル右端中央にある隠しボタンを押しながら左向き三角ボタンを押して設定入力可能状態(数値部分が点滅)にする。

- 3) 数値を入力して設定する。
- 4) PARAボタンを押して設定終了する。

#### c) 風洞ノズル上流ミキサ部の圧力リミッタ

風洞ノズル流量の供給配管であるミキサ部の圧力は、風洞ノズル開閉弁を開けると徐々に上昇していく。これがある一定の圧力になると風洞はShut Downする。小型風洞の弁は閉じるが、エジェクタは止まらない。

この時、小型風洞制御盤の上から2つ目のパネルの下側のミキサ圧ランプPS075Pが点灯する。次の実験は、アラーム停止ボタンと故障リセットボタンを押してから行う。

その際、HC108P弁開度が振り切れていることがある。そのまま実験すると、風洞起動と同時に弁が開放となり、圧力が急上昇する。その結果、ミキサ部や総圧監視用圧力スイッチの作動が間に合わず、ラブチャ板が破裂することになる。風洞が何らかの原因で途中で停止した際には必ず、HC108P弁開度を確認、再設定しなければならない。

#### d) 総温保持のための第2開度設定

PIA108Pパネルで設定する。RDY→SETUP→ C14を選ぶ→ENT→数字を入力→ENT→DSP→RDYボタンを押して RDYが消灯したのを確認する。14時まで蓄熱し、その直後に実験する時には第1回目は7%、続けてその10分後にする時には7%、1730頃の第3回目は-5%(SAHのPI020P指示圧は3MPaで保持して次の準備)、同じく-5%で10分後に通風すれば、600K-650Kに制御できる。

### A3.3 小型蓄熱体加熱器の運転

#### A3.3.1 蓄熱体加熱操作

小型蓄熱体を加熱するための制御装置、空気プロア、およびLPG供給装置は大型RJTF用のものと共有となっている。そのため小型風洞の高温気流試験に際しては、LPG流量オリフィス(2個)、冷却水系(大型3カ所、小型7カ所)、制御装置(CP3)内部のリレー(5個)を移動し、蓄熱体監視盤内の熱電対(20CH)と圧力センサケーブル2系統を切り替える。さらに制御盤CP2で制御方向を大型から小型へ、そして大型RJTFでは燃焼系統は自動シーケンスで流量制御されるのに対し、小型ではすべて現場中継室内で手動で操作するため、遠隔からlocalにスイッチを切り替える。

#### A3.3.2 蓄熱体の加熱シーケンス

加熱操作を始める0.5時間前にLPG蒸発器の電源を入れ、LPGの供給を始める。現場制御盤(CP2)で空気プロア系とLPG系の流量手動設定値と蓄熱体周りの冷却水系に冷却水が流れていることを確認する。

#### low fire bypassモード

蓄熱体が完全に冷えている場合の蓄熱体加熱は最初、蓄熱体本体(bed)ではなく、燃焼ガスをバイパス冷却器に流し、蓄熱体頂部のみを加熱するモードから始める。そのためバイパス下流弁(HOV014P)を開、ベッド側下流弁(HOV008P)を開とする。それらの上流弁(2個)は、蓄熱体加熱時は常に開、通風試験時のみ閉とする。

プロアを起動し、その流量が規定値を満足していることを確認後、バーナを起動する。バーナ制御装置が起動し、空気/LPG供給装置と点火装置が作動、約1分後に2kg/HrのLPGによるlow fire bypassモードに入る。このモードを0.5時間から1時間行って蓄熱体頂部を予熱した後に、蓄熱体本体の予熱段階であるlow fire bedモードに移る。

#### low fire bedモード

前日の実験で蓄熱体が予熱されている場合にはこのモードから加熱を始める。バイパス下流弁(HOV014P)を開、ベッド側下流弁(HOV008P)を開とする。low fire bedモードでは手動で30分毎にLPG(小流量系)と空気流量を増量する。蓄熱体加熱器の設計時には、LPG流量は4.5時間をかけて最初の2kg/Hrから最終的には3.8kg/Hrまで手動で増すように設計した。しかしこれまでの実績より、現在はLPG流量2kg/Hrで30分加熱している。それに伴い蓄熱体上部温度を監視している放射温度計(TT030P)が976℃に達すると次のInitial heat モードに移行する。

#### Initial heat モード

このモードでは蓄熱体本体を本格的に加熱するため、LPG(16kg/Hr)は大流量系から供給される<sup>2)</sup>。底部温度が260℃以下で、かつ蓄熱体上部温度が希望値より低い場合にこのモードで加熱を続ける。底部温度が260℃になるとsoakモードに移る。

予熱状態で立ち上げ、計2時間最大14kg/HrのLPG流量で2.5時間bypassモード、その後1時間bedモードとして底部温度は580℃まで上昇した(1400)。1500に第1回通風試験で高温弁入り口温度は1150℃、2回目でも1100℃を保った。したがって午前中に蓄熱し、午後から気流総温が500Kまでの空力実験を数回実施できるだけの十分な熱容量を蓄熱体は有している。総温1000Kの気流でもLPG流量を調整することにより、2回ないしは3回の実験が可能であろう。

#### soakモード

希望値に達するとsoakモードとするためにバイパス

<sup>2)</sup> 設計時には、最初16kg/Hrから最終的には32.3kg/Hr(約4.5時間後)まで増量させていた。

弁HOV014Pを開けて、ベッド側弁HOV008PPを閉める。この状態で蓄熱体を保温する。空気温度は、final heat モードよりこのモードの時間に影響される。通常風洞通風の1時間以上前にsoakモードとする。

#### final heat モード

通風の約30分前には、保圧弁HOV007Pの過熱を避けるためにバイパス側に切り替える<sup>32</sup>。

底部温度が732℃(1000K)を越えると自動でバーナは停止する。

#### A3.3.3 実験直前操作

実験に入るために、空気系(HOV230PとHOV231P)とLPG系(HOV130PとHOV131P)の遮断弁を閉じ、また蓄熱体のベッドとバイパス系上流遮断弁(HOV007PおよびHOV015P)を閉とする。

#### A3.3.4 チェックリスト

風洞は高温・高圧空気を使用するため、実験においてはチェックシートに従い、操作する。以下にチェック項目とその説明を添付した。そしてその後に、操作チェックテーブルを載せた。

<sup>32</sup> 設計時には、「約1時間前から再びベッドに蓄熱するためにバイパス弁HOV014Pを閉めて、ベッド側弁HOV008Pを開ける」としていたが、現在ベッド加熱は行っていない。加熱の途中で蓄熱体底部の火格子部温度(TIA022)が700℃を越える時にはLPG流量を絞る。あるいはHOV008PとHOV014Pを適宜開き、dualモード運転により蓄熱体温度を調整する。

高温気流実験チェックリスト<sup>81)</sup>

1. パーナを停止する<sup>82)</sup>。
2. 空気ブロー系上流弁(HOV230P)を開
3. 下流弁(HOV231P)を開
4. LPG系上流弁(HOV130P)を開
5. 下流弁(HOV131P)を開
6. 蓄熱体ベッド側保圧弁(HOV007P)を開<sup>83)</sup>
7. 蓄熱体バイパス側保圧弁(HOV015P)を開
8. 高温弁シール圧を確認する。<sup>84)</sup>
9. エジェクタ操作盤の下右側の均圧弁(HOV093P)を開。左下側の逃気弁(HOV094P)を開。
10. ROV092P均圧弁を開<sup>85)</sup>
11. エジェクタの調圧弁PRV005Pを設定する<sup>86)</sup>。  
設定圧(MPa)を記入する。
12. エジェクタ均圧弁(HOV093P)で、ドーム圧と二次圧を均圧させた後完全に閉とする<sup>87)</sup>。
13. 回転灯のスイッチを入れる。
14. PRV004P制御用減圧弁<sup>88)</sup>の設定圧を記入する。

<sup>81)</sup> HOV007PとHOV015P弁も閉にしないと通風できない。逆にHOV007P弁とHOV015P弁も開にしないと再加熱ができない。T022温度が250度以上では初期加熱はできない。最終加熱で再加熱する(M6H-16試験)

<sup>82)</sup> 実験の30分前にはバイパスに入れないと、HOV007P弁が堅くて回すのが困難となる。

<sup>83)</sup> さもないとHOV007P弁を開める時に空気の流れる音がする。

<sup>84)</sup> 高温弁アキュムレータ手前左にPRV090P減圧弁を新設した。その右のブルドン管で粗設定。その手前のデジタルPE087で10.3MPa(通常は10.6MPaに設定)以上になっていることを確認する。この系はROV001P均圧系から分岐している。従って、空気元圧が10.5以下になると、シール加圧は不能となる。その結果、PRV004P閉、ROV009P開となる。ROV009Pが開であると、蓄熱体加熱もできない。

<sup>85)</sup> 気蓄器(北側T2と南側T1の2基)からの空気ラインは2系統あり、1つは風洞ノズル用、もう1つはエジェクタ用である。貯気槽からの元弁は南側気蓄器の西側にROV001P(風洞ノズル用)とROV092P(エジェクタ用)がある。そのうちROV001PはT1の南西、ROV092PはT1の北西にある。ROV001P、ROV092Pの下流にはそれぞれ均圧弁がある。ROV001P用の均圧弁は元弁ROV092Pの下にあり、ROV092P用の均圧弁はT2の西側にある階段の右上にある黄色いテープ付き)。均圧しないとROV001P、ROV092Pが弁上流(200気圧)と下流(大気圧)の圧力差により開かない。普通、実験日の最初に開、1日の実験が終了した時点で閉める。ROV001P均圧弁を開にしないと、加熱もできない(シール空気源)。

<sup>86)</sup> エジェクタの南側の操作盤上にある。そこに圧力計が2基あり、右側がエジェクタ開閉弁のドーム圧設定(ゲージ圧)であり、ドームの2次側圧力を設定する。普通ゲージ圧で3.5MPa程度に設定。左側はエジェクタ用開閉弁の下流側の圧力を示す。これらの圧力計の間にドーム圧設定用のバルブがある。

<sup>87)</sup> ROV092Pの均圧弁を開、エジェクタ逃気弁(HOV094P)と均圧弁(HOV093P)を完開。エジェクタ配管脱圧弁を閉の時この均圧弁が開いていると、2次側に圧が漏れ込み、安全弁が吹く(note p31-9-97)。ROV092Pの均圧弁の開度を1/4まで絞ると、供給量不足のためエジェクタドーム圧設定に遅れが生じる。急に閉め込むと圧がオーバーシュートして危険である。同様にPRV091Pの均圧弁にも遅れがある。少しづつ均圧する事。

<sup>88)</sup> 気蓄器の間にある四角いデジタル表示のもの。PRV004P調圧弁に調圧弁加圧用減圧弁の圧が少しづつ漏れ込む。従って30分以上前に減圧弁を調圧し、十分安定させておく必要がある(p32-9)。

## 制御室での作業

1. 気蓄器圧を記載する。  
(11MPa以上であること)
2. 蓄熱体温度(TI022P)を記載する。
3. バイパス流量調整用HC108PをAuto.
4. HC108Pの初期開度を設定する<sup>89)</sup>。  
設定(%)を記入する。
5. HC108Pの開速度を設定する<sup>90)</sup>。  
設定(%/秒)を記入する。
6. HC108Pの第2開度上限値を設定する<sup>91)</sup>。必要に応じて風洞温度設定値(SP設定)を変える<sup>92)</sup>。
7. 風洞ノズル総圧の上限値を設定する<sup>93)</sup>
8. 操作盤内スイッチを「hot」
9. 制御盤運転用の鍵を「運転」にする。
10. ROV001PとROV092Pを開。
11. ビューポート高圧弁(ROV036P)を開。
12. 脱圧弁(ROV009P)を開を確認する<sup>94)</sup>。
13. 気蓄器側のバーナードーム弁(HOV062P)T手動コックを回して高圧空気バージ(計測担当者)。
14. その右対面にある確認スイッチをON。青ランプ群が点灯する。
15. CP2PでPRV004P加圧ボタンをちょっと押して少し加圧する。  
(起動可のランプが点滅する)
16. その後計測担当者はHOV062Pは開のまま。確認スイッチを閉にする。  
(起動可のランプが連続点灯に切り替わる)
17. PRV004Pの加圧/減圧ボタンでRUN圧力+0.15MPaとする<sup>95)</sup>。設定値を記載  
(この段階で蓄熱体の昇圧が始まる。以後は時間との競争)

何かあれば「非常停止」ボタンを押せば「バシュー音(ROV009P弁)」と共に安全側に落ちる。

風洞が何らかの原因により途中で停止した場合には、必ずHC108弁開度表示を確認する。  
HC108P弁開度を再設定する。

<sup>89)</sup> この操作方は後述。M6試験では20%を上限とする(M6H-15試験での失敗)

<sup>90)</sup> この操作方は後述。

<sup>91)</sup> これは高温弁開後のバイパス系TCV108P弁の最大開度を設定するものである。通常の4時間蓄熱でM8通風(600K-6MPa)を行う場合、第1回通風では開度6%、連続の第2回通風では予熱効果を考慮して2%、蓄圧作業でその3時間後の第3回と第4回通風では、完全締め切りの-5%に設定する。  
設定は、PIA108Pパネルで、RDYボタンを押す→SETUP→C14を選ぶ→ENT→数字を入力→ENT→DISP→RDYボタンを押してRDYを消灯する。

<sup>92)</sup> M8現状ではSP=500Kとしている。500Kと低く設定した理由は、早く第2開度に入れるためである。

<sup>93)</sup> 操作方は後述。

<sup>94)</sup> 閉にしないとシューとの空気が漏れる音がする。起動条件ランプが点灯しない。

<sup>95)</sup> 上げすぎた時にはROV009P弁で脱圧する。しかしその時は起動条件1からやり直し。

## 高温気流通風実験

1. PI004P設定圧を記録する。
2. PO20Pが指示書内設定値で計測開始  
計測開始圧(MPa)を記入する(M8時は大体5.3から5.5MPa)。
3. PI020Pが指示書内設定値となった時、エジェクタボタン(ROV091P)を開。  
エジェクタ起動圧(MPa)を記入(通常「計測スタート」コールを聞いた時)
4. 指示書内PO20P圧で「風洞始動」  
風洞起動設定圧(MPa)を記入(通常、エジェクタスタートから一呼吸置いて、無負荷エジェクタ性能を採ってから風洞始動)  
  
以後以下の制御が自動で走る。  
a) TCV108Pが開、背圧加圧。  
b) 均圧条件により高温弁が開く<sup>⑯</sup>。  
c) 高温弁開指令で108弁が定常ラン(第2)設定値に動く。  
d) 定常運転
5. 定常運転時のPRV004P圧を記入する。
6. 風洞停止ボタンで停止する。以下の制御が自動で走る。  
a) TCV108P弁が一定弁速度で閉となる。  
b) PRV004Pが減圧される。  
c) 均圧条件により高温弁が開となる。  
d) 高温弁閉によりTCV108P, ROV036Pが閉となり、脱圧弁ROV009Pが開となる。
7. ROV009P脱圧弁の「バシュー」音が聞こえたら、エジェクタボタン(ROV091P)を開
8. 気蓄器元弁ROV001PとROV092Pを閉
9. 安全キーを抜く。<sup>⑰</sup>
10. 計測担当者ははHOV062P弁を閉とする
11. 蓄熱体温度を記録する。
12. 気蓄器圧を記録する。

## 後処理(1日の実験が終わった時)

1. ROV001P, ROV092P, ROV091P, TCV108Pが閉じた状態で、ROV001P用とROV092P用の均圧弁を閉める。
2. ディフューザ室のエジェクタ配管脱圧のために、脱圧弁と均圧弁を開ける。
3. 風洞をcoldに切り替え、HC108P調度0で風洞を起動、調度を手動で上げて音で脱圧を確認後、風洞停止。
4. PRV004P調圧用加圧弁(デジタル表示のもの)を0にする<sup>⑱</sup>。
5. HOV062閉を確認する。
6. ROV009P弁排気管冷却用水道水を閉にする。
7. LPGバージ用窒素弁を絞る。
8. 圧縮機室のLPG加熱電源をOFFにする。
9. LPG室の6本のポンペの上流側各2個の弁を閉にする<sup>⑲</sup>。表示板を裏返す。

<sup>⑯</sup> 蓄熱体加熱器の昇圧が速すぎるとTCV108Pの開速度が追いつかず、均圧成立せずにバイパス系異常加圧で風洞停止シーケンスに入る。(M6H05)

<sup>⑰</sup> 抜いても脱圧弁ROV009Pが開を保つ、normal開の弁である。

<sup>⑱</sup> HOT時のTCV108P弁上流圧解放操作は、TCV108P弁が風洞停止シーケンスの上で必ず開となるため、不要である。

<sup>⑲</sup> 液封を防ぐために、ゴム管の上流側で閉とする。

## 風洞チェックリスト

## HotBlowTest(1) -preparations

DATE \_\_\_\_\_

## 準備

- |                   |  |  |  |  |  |
|-------------------|--|--|--|--|--|
| 1. 操作盤内スイッチを「hot」 |  |  |  |  |  |
| 2. 風洞操作パラメタ設定     |  |  |  |  |  |
| 3. ROV009開        |  |  |  |  |  |

## 事前準備

- |                        |     |  |  |  |  |
|------------------------|-----|--|--|--|--|
| 1. バーナ停止               |     |  |  |  |  |
| 2. ROV001P,ROV092P予圧弁開 |     |  |  |  |  |
| 3. PRV004P制御用減圧弁開      |     |  |  |  |  |
| 4. HOV093開 HOV094閉     |     |  |  |  |  |
| 5. 高温弁シール圧確認           | MPa |  |  |  |  |
| 6. HOV015,HOV007開      |     |  |  |  |  |
| 7. HOV032開             |     |  |  |  |  |
| 8. HOV230,HOV231開      |     |  |  |  |  |
| 9. HOV130,HOV131開      |     |  |  |  |  |
| 10. 009弁排気管冷却用水道水開     |     |  |  |  |  |
| 11. エジェクタ調圧弁設定         | MPa |  |  |  |  |
| 12. HOV093ドーム圧均圧       |     |  |  |  |  |
| 13. PRV004P制御用減圧弁確認    | MPa |  |  |  |  |
| 14. 気蓄器圧確認             | MPa |  |  |  |  |
| 15. TI022P確認           | K   |  |  |  |  |

設定入力値

- |                   |     |  |  |  |  |
|-------------------|-----|--|--|--|--|
| 16. HC108run開度設定* | %   |  |  |  |  |
| 17. HC108開速度設定    | %   |  |  |  |  |
| 18. HC108初期開度設定   | %   |  |  |  |  |
| 19. 設定PI004P圧力設定  | MPa |  |  |  |  |
| 20. TIC108P目標温度設定 | K   |  |  |  |  |

- |                |  |  |  |  |  |
|----------------|--|--|--|--|--|
| 21. HC108PAuto |  |  |  |  |  |
| 22. 目標全圧       |  |  |  |  |  |
| 目標全温           |  |  |  |  |  |

\*TCV108P oL-1の設定値を直接入力 →TCV108Prun中の最大開度を限定する。

## 終了処置

○計測担当者はHOV062P手動弁を閉とする

- |                       |     |  |  |  |  |
|-----------------------|-----|--|--|--|--|
| 1. 蓄熱体温度記録            | K   |  |  |  |  |
| 2. 気蓄器圧を記録            | MPa |  |  |  |  |
| 3. 回転灯消灯              |     |  |  |  |  |
| 4. ROV009P弁排気管冷却用水道水開 |     |  |  |  |  |
| 5. HOV032P開           |     |  |  |  |  |

## 事後処理（1日の実験が終わった時）

- |                      |  |  |  |  |  |
|----------------------|--|--|--|--|--|
| 1. ROV001,ROV092均圧弁閉 |  |  |  |  |  |
| 2. PRV004P調圧用加圧弁解放   |  |  |  |  |  |
| 3. HOV093/094開脱気     |  |  |  |  |  |
| 4. エジェクタ調圧弁PRV005P解放 |  |  |  |  |  |
| 5. LPGバージ用窒素弁を絞る。    |  |  |  |  |  |
| 6. LPG加熱電源OFF        |  |  |  |  |  |

7. LPGボンベ弁開 |\_\_\_\_\_|

**HotBlowTest(2) -Blowdowning**

バリケード確認

0. 回転灯点灯 |\_\_\_\_\_||\_\_\_\_\_||\_\_\_\_\_||\_\_\_\_\_||\_\_\_\_\_||\_\_\_\_\_||

- 1. 制御盤運転用キー→運転
- 2. ROV001,ROV092閉
- 3. ROV036P開
- 4. ROV009P閉

|\_\_\_\_\_||\_\_\_\_\_||\_\_\_\_\_||\_\_\_\_\_||\_\_\_\_\_||\_\_\_\_\_||

- 気蓄器側のバーナドーム弁(HOV062P)
- 手動で高圧空気バージ
- 右対面確認スイッチON

- 5. PRV004P微少加圧  
起動可ランプ点滅  
 HOV062P開のまま、確認スイッチ閉  
起動可ランプ点灯

6. Exp.time |\_\_\_\_\_||\_\_\_\_\_||\_\_\_\_\_||\_\_\_\_\_||\_\_\_\_\_||\_\_\_\_\_||

7. PI020P設定値(計測開始目安) |\_\_\_\_\_MPa|\_\_\_\_\_||\_\_\_\_\_||\_\_\_\_\_||\_\_\_\_\_||\_\_\_\_\_||

8. PRV004P加圧(加圧時設定参照) |\_\_\_\_\_MPa|\_\_\_\_\_||\_\_\_\_\_||\_\_\_\_\_||\_\_\_\_\_||\_\_\_\_\_||

-10sec: PI020P設定値で計測開始 run

-6sec: ROV091P開ejectorスタート

0sec: 風洞始動

- a) TCV108P開, 背圧加圧.
- b) 均圧条件により高温弁開
- c) 108run開度 |\_\_\_\_\_s|\_\_\_\_\_||\_\_\_\_\_||\_\_\_\_\_||\_\_\_\_\_||\_\_\_\_\_||
- d) 5秒後定常運転点灯

9. 定常運転時

- PI004P |\_\_\_\_\_MPa|\_\_\_\_\_||\_\_\_\_\_||\_\_\_\_\_||\_\_\_\_\_||\_\_\_\_\_||
- PI020P/108P |\_\_\_\_\_MPa|\_\_\_\_\_||\_\_\_\_\_||\_\_\_\_\_||\_\_\_\_\_||\_\_\_\_\_||
- TICA108P |\_\_\_\_\_c|\_\_\_\_\_||\_\_\_\_\_||\_\_\_\_\_||\_\_\_\_\_||\_\_\_\_\_||

10. 風洞停止

- a) TCV108P一定弁速度開
- b) PRV004P減圧.
- c) 均圧条件により高温弁開
- d) TCV108P, ROV036P閉, ROV009開.

11. ROV009P脱圧弁開後, ROV091P閉

- 12. ROV001,ROV092閉
- 13. 安全キーを抜く



## A4 蓄熱体加熱器型風洞での熱損失

### A4.1 K風洞の1273K総温試験

RJTFで蓄熱体加熱器を用いるM6S試験では、蓄熱体ベッド頂部の表面温度を上限の2100Kまで上げて、ノズル総温を1600Kにするのは困難であった。小型風洞では蓄熱体加熱器の寸法が小さく、その表面積/内容積比が大きくなるために、RJTFに比べて蓄熱体加熱器表面からの熱損失が増加する。そのため、空気総温の低下が懸念される。特に新設のK風洞の仕様はノズル整流部において、エンジン空力実験時には総圧10MPaで総温800Kを、水素を燃焼する燃焼風洞時には総圧3MPaで総温1273Kを要求している。そこでK風洞の領収試験で得られた温度と圧力データを検討し、その熱損失を測定した。

#### A4.1.1 領収試験における温度と圧力変化

図4.1にK風洞の蓄熱体加熱器周りの温度計測位置を示す。表の項目1の放射温度計(TE030)は、蓄熱体ベッドの頂部アルミナ温度を測定している。TE031はこの放射温度計の窓部の温度を監視するためのもの、TE028は高温燃焼ガスが近く、蓄熱体で最も高温となり、かつ蓄熱体頂部のドーム重量を支える部分を测温している。蓄熱体コアドブリックを支える蓄熱体下部では計5本の熱電

対が埋め込まれており、構造強度部材の温度を監視している。特に蓄熱体下部中央のTE022は、蓄熱時のベッドモードとバイパスモードの切り替えを制御するために使用している。

図の記載範囲外であるが、TE621、TE611、TE613は、水冷式の高温弁プラグの冷却水出口温度、バイパスモードで燃焼ガスを冷却するバイパス冷却器周りの冷却水出口温度である。TE810は高温弁プラグ先端に近い、弁スロット金属部の温度測定用で、弁気密部の加熱状況をモニターするための熱電対である。なお、P風洞用バーナと異なり、K風洞用のバーナ内面は耐火物で保護されている。そのため、P風洞で用いたバーナ用冷却盤はK風洞では用いていない。

風洞ノズルに供給される空気温度を監視するためには、高温弁上流(TE001:耐火煉瓦内壁から20内側の空気温度)、風洞ノズル整流部に相当するスプール内(TE108:内径155mmダクトの内壁から43mm内側空気温度)で測定している。その全長1.65mの高温ダクトには厚さ6mmのインコネル601製のライナーを取り付け、高温気流が直接熱容量の大きな耐圧管に接しないようにして熱損失を避けている。TE001とTE108を比較することにより高温ダクトにおける熱損失が測定できる。また領収条件には入っていないが、空力実験ではノズル出口部の空気総温も測定し、総温測定点(TE108)と模型取り

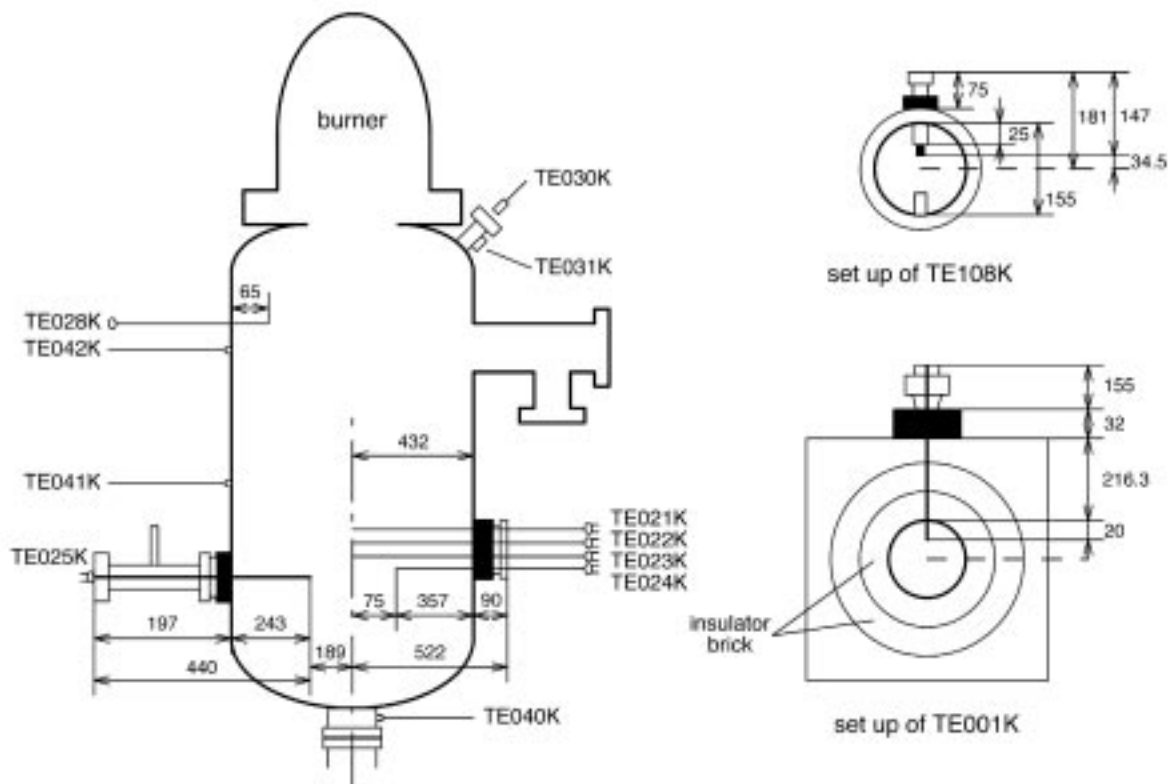


Fig. 4.1 Locations of thermocouples in the K wind tunnel.

付け位置間での超音速ノズルにおける熱損失も測定した。

図4.2aに気流総温1270Kを目標にした空気加熱実験における空気供給制御用2次圧(PE004)、蓄熱体圧(PE020)、ノズル総圧(PE108)の変化を示す。この時は無冷却のM4.1ノズルを使用した。そのスロート面積 $9.45 \times 10^{-4} \text{mm}^2$ から、蓄熱体加熱器内空気流量は1MPa時で $1.07 \text{kg/s}$ (1273K)となる。

2次圧(004)は流量ベンチュリ(RV-005)の上流に設置した調圧弁004を制御している2次圧で、これとベンチュリ絞りにより蓄熱体への供給流量を設定する。004圧を徐々に上げるに従い蓄熱体圧も0.5MPa程度低い圧で上昇していく。これは、ベンチュリの絞りがほとんど効いていないことを示している。

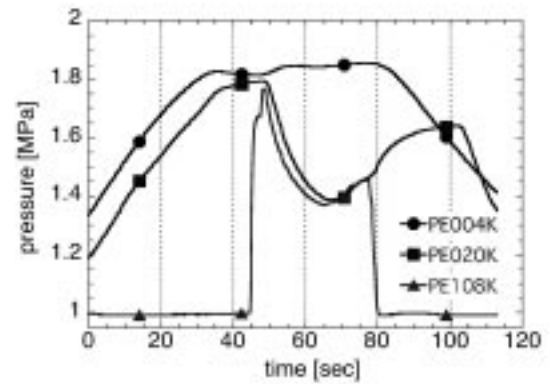
この本実験では計測開始後42秒後に高温弁を開いて高温空気通風を開始した。高温弁開と同時にノズル総圧は最高1.8MPaまで上昇した。その後、ノズルスロート面積と空気総温で決まる排気流量で決まる時定数でノズル総圧は平衡値に向かって低下している。計測時間で65秒時に圧力上昇に転じているのは、時刻62秒で空気調温用制御弁TCV108が少し開き、常温空気をバイパス空気混合器経由で供給したためである。

実験は時刻75秒で高温弁閉として終了した。それに伴い、ノズル総圧は低下、80秒で大気圧に復帰している。実験終了と同時に供給弁制御用の押し圧が開放される。しかし3MPaの供給圧が残るためにその上流配管の空気が供給され、ノズル圧力は最高1.65MPa(102秒時点)まで上昇した。その時点で蓄熱体脱圧弁009が開き、蓄熱体加熱器の脱圧が開始された。

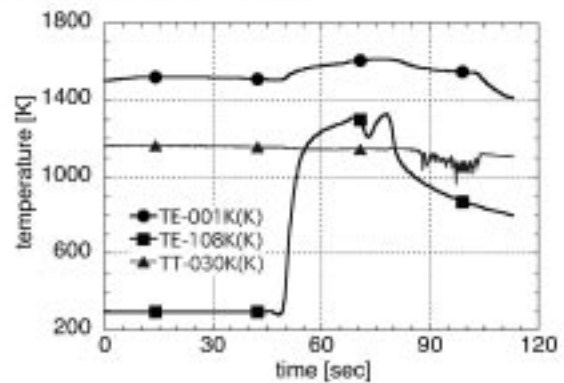
図4.2bには、高温弁入り口(TE001)、蓄熱体頂部の輻射指示温度(TT030)、そしてノズル淀み部での温度(TE108)を示す。高温弁上流の通風直前温度は1500Kである。これは後述するように、1273Kのノズル総温を得るために蓄熱の最終段階でベッドとバイパスの両流路を開けて高温弁上流部を予熱したためである。この段階では高温弁は閉まっているのでノズル総温計(TE108)は300Kと低い。

時刻42秒でノズル総温は300Kから急速に上昇し、5秒で1100K、10秒で1200Kを越えている。そして高温弁開後19秒で1280Kに達した。本実験では時刻で62秒時点から調温弁(TCV108)が作動し、62秒から72秒にかけて常温空気を供給した。そのため図4.2bでは76秒時点で空気総温が1200Kに低下。また図4.2aでノズル総圧は上昇に転じている。その直後の75秒で高温弁閉、108弁が開となったため、空気総温は再び上昇し、1320Kの最高温度となった。

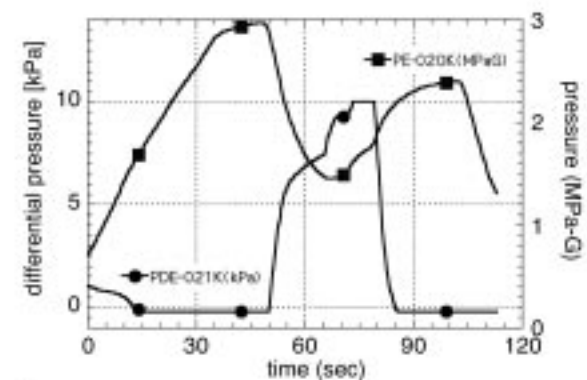
高温弁開と同時に蓄熱体コアドブリック内を空気が流れて熱交換を促進するため、高温弁上流温度は1600Kにまで徐々に上昇する。また高温弁上流の001とノズル整



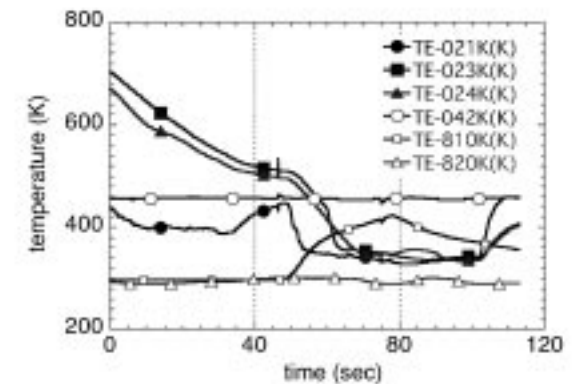
a) variations of pressure



b) variations of air temperature



c) variations of pressure difference in SAH



d) variations of solid temperature in SAH

Fig. 4.2 Variations of pressure and temperature at various locations in the wind tunnel.

流部の108を比較すれば、その温度差は約350Kとなっている。高温ダクトには、厚さ6mmのインコネル601製のライナーを取り付けているが、その熱損失は大きい。通風にも関わらず、コアドブリック表面の輻射温度は変化せず、1160Kから通風中は1140Kとなっている。これは固体の熱容量が大きいことと、内部からの高温空気により加熱されるためである。

図4.2cに実験で測定された蓄熱体コアドブリック層上下の差圧の変化を示す。計測開始時点から差圧は負側に振れているのは、背の高い蓄熱体加熱器に特有なもので、高温空気の水頭相当のゼロ点シフトによるものである。その詳細は付録A6.4に説明した。時刻16秒から50秒、また74秒から79秒のデータはデータの収録範囲の設定ミスによるものである。

通風と同時に蓄熱体内部に正の差圧が発生し、蓄熱体下部圧力が高くなる。その差圧は蓄熱体内圧(PE020)が3MPaから1.5MPaに低下するについて増加し、70秒時には設定範囲の10kPaを越えた。そして75秒の高温弁開と同時に蓄熱体内部の空気を蓄熱体下部排気管より脱圧した。そのため、蓄熱体内では上部圧が下流圧より高くなり、差圧はマイナス側に振り切っている。

図4.2aやcで脱圧が開始されても蓄熱体圧020が上昇するのは、図4.2aで示す供給制御弁2次圧004のドーム圧脱圧速度が遅いためである。そのため脱圧弁009弁が開となってもしばらくは常温空気が供給され、蓄熱体圧は100秒以降から低下する。これは今後調整と改修が必要である。

蓄熱体加熱におけるブリックの浮き上がりは、空気の体積流量が大きな低圧程、また高温ほど起こりやすい。しかし図4.2.cの差圧の動きから、高温通風柱の差圧は20kPa以下であると推定した。この値は、制限値の70kPaの1/3と小さい。従って総温の上限値の1273K通風において高温弁開閉を0.5MPa以上の圧力で行えば、コアドブリックの浮き上がりが発生しない。そして制限値の70kPaの値自体も約10倍の安全率を有している(付録A6.3.2参照)ことを考えると、大気圧に近い低圧でも不自由なく高温通風ができるであろう。

図4.2dには、蓄熱体コアドブリック内部の固体温度の変化をまとめた。実験直前で最も高温なのは蓄熱体加熱器下部中央温度(TE022)で700Kとなっている。この熱電対は蓄熱作業の加熱モード切り替えのための温度測定であり、蓄熱体重量を支える火格子強度のため温度上限は1000Kとなっている。024は蓄熱体下部の周辺部温度であり、中心より80K程度低い温度を示す。021の蓄熱体下部温度は加熱器外面から中心方向に432mm挿入した熱電対で測定している。また042は比較的高温になりやすい蓄熱体上部の外面金属温度である。

蓄熱体の加圧に伴い、常温の空気がその下部から供給されるために、蓄熱体下部のブリック温度(023,024)は

700Kから500K付近まで低下する。計測時刻で47秒にあるスパイクノイズは高温弁開に伴うもので、この時点から最大3kg/秒の常温空気が蓄熱体に供給される。そのため通風停止(74秒時)までに蓄熱体下部では中心部も周辺部のほぼ350Kまで温度が低下した。蓄熱体外壁温度を測定している042熱電対は460Kを示し、内部のコアドブリック温度低下を検知していない。

高温弁には、高温弁壁温度センサ(TE810)と、高温弁シール部の気密性能を監視するための「シール空気温度」センサ(TE520)を配置した。高温弁壁温度は、高温弁の水冷のため高温弁開までは300Kを示している。高温弁開に伴い810は上昇し、通風停止直前までに380Kとなった。今回の実験では遮熱セラミックキャップは取り付けていないが、この温度上昇度から遮熱キャップなしでも高温弁は十分使えると判断した。

またシール空気温度は、蓄熱体の昇圧に伴い10K程度変化するが、高温弁の駆動による変動は見られない。高温弁シールはこの空気温度の監視の他に、シール部に封じた高圧空気の圧力でも監視しており、シール気密性能低下が検知された場合には自動シーケンスにより、蓄熱体は急速脱圧される。これらのデータから高温弁の耐熱性とシール気密性能を確認した。

#### A4.1.2 ノズル総圧の変動とその対策

図4.2aで示すように、領収試験ではノズル総圧が3MPaから1.5MPaに低下し、その後65秒から再度上昇した。65秒以降に圧力が上昇しているのは、バイパス空気系統からの空気流入(目標温度を超えたため温度調節のために常温空気を混合)によるものである。空気が高温弁経由でのみ供給され、108弁経由からの供給がなければ、予備試験のデータから1.2MPa程度に平衡すると予想した(この時の空気流量は1.3kg/s程度)。

空気気蓄器圧力が14MPa以上あれば、ドーム弁PRV004Kは1.3kg/sの流量を十分に流すことができる。その結果空気供給流量は、ドーム弁下流のベンチュリRV-005K(内径21.3)で決まる。従って「ベンチュリを流れる流量が超音速ノズルを流れる流量と同じとなれば、蓄熱体加熱器の圧力が1.2MPa程度で平衡するはずである。そのためにベンチュリRV-005Kに流す流量1.3kg/sに設定しなければならない。これは以下のように風洞を操作すればよい。

- 1) PRV-004Kドーム圧を3MPa付近で最適化する。
- 2) 蓄熱体加熱器が1.2MPa近くで高温弁を開とする。
- 3) 高温弁開後は短時間でドーム圧力を3MPaとする。
- 4) 燃焼風洞として最高空気総温の実験においては、調温用108弁は閉として総圧と総温変動を避ける。

3)のためにはPRV-004Kドーム圧設定用のオリフィスは大きいことが望ましく、現状の加圧側オリフィス(内

径0.6mm)に替えて内径1.0mmのオリフィス、あるいはオリフィスなしでの運転によりドーム圧の昇圧速度を上げることが可能となる。なお、現状は加圧速度が過大となることを防ぐために加圧配管途中にボリューム配管(簡易のパッファタンク)を設けているが、これを取り外すことにより、より昇圧速度を上げることができる。

2)については蓄熱体圧力の昇圧状況に合わせて通風実験を開始すればよい。即ち試験開始ボタンを押したあと、高温弁は背圧加圧成立後(下流圧力>蓄熱体加熱器内部圧力-0.8MPa)に開き始める。従い現在の条件ではおおよそボタンを押したあと2~4秒程度で高温弁が開く。従って、蓄熱体加熱器の圧力上昇速度を考慮に入れて、例えば蓄熱体加熱器圧力0.6MPa時点での試験開始のためのボタン操作をすればよい。

## A4.2 蓄熱作業とLPG消費量

### A4.2.1 1273K絶温実験における蓄熱作業

図4.3に燃焼風洞用蓄熱作業時の蓄熱体内部温度の変化をまとめた。この実験では実験前日の1030に点火、LPG流量を3.5kg/Hrに設定した。1時間の初期バイパスモードで予熱し、1130ベッドに切り替えた。以後初期加熱に入れてLPGの流量を1500時まで6kg/Hr、19時までに30kg/Hrまで徐々に増した。それ以降は30kg/Hrの最大LPG流量で加熱を続けた。16時まではベッド加熱モード、それ以降はバイパスモードとした。それに伴い、高温弁上流温度001が急上昇している。

1930時点でベッド下部温度が130℃までしか上昇しなかったのが当日は終夜運転とした。これまでの経験により、HOV010弁経由でベッド側に最小流量(PDI010)を監視して高温燃焼ガスを流した。それに伴い蓄熱体各部の固体温度は100℃(TE023)から23時には300℃に上昇した。

なお、このバイパス加熱時にベッド側に最小流量を流す際、ベッド側の蓄熱体加熱器下部配管に燃焼ガスが結露する現象が起きた<sup>9)</sup>。これが起きると結露した水が配管に溜まり、配管が徐々に閉塞されてしまう。これはピット内部の立ち上がり配管に水冷ジャケットを設けたことにより発生していると考えている。この水冷ジャケットは、蓄熱体脱圧弁(009)の過熱を防ぐために不可欠であり、P風洞ではこの水冷ジャケットがない時、009弁が途中で固着する作動不良を多発した。

それを結露水による閉塞は以下のように防止した。

<sup>9)</sup> 蓄熱体下部配管に結露水が溜まることによる風洞気流精度劣化がM10の本所極超音速風洞で問題となった。これは蓄熱体ベッド下部温度が低温の場合、そこに結露した水が通風時に再蒸発して気流中の水蒸気濃度を上げること、その水蒸気がノズル内で液化・潜熱を放出することで気流マッハ数が低下、静圧上昇する現象である。これについては第 5 節で述べた。

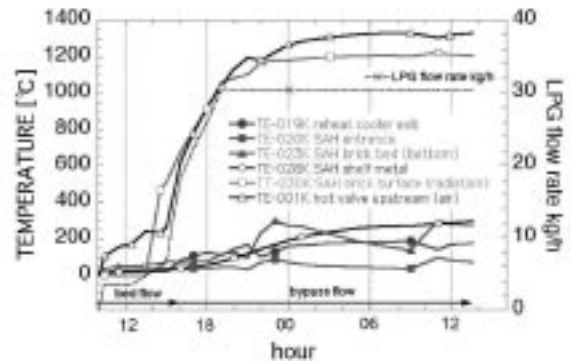


Fig. 4.3 Temperature during the heating process of the storage air heater.

PDI-010の差圧を監視して、これが徐々に下がり、ゼロになる直前に短時間ベッドモードに切り替えて空気流量を増すことにより結露水を排出すればよい。

実験当日は930時のベッド下部温度は130℃、蓄熱体中央のドーム支持部の金物温度は280℃であった。蓄熱体頂部の放射温度は1330時点で1210℃となった。その後ベッド側とバイパス側の両方を開いてファイナルヒートモードにした。これは蓄熱体空気出口ダクト部を1300℃に予熱するためである。その結果バーナ停止直前温度は、放射温度計で1221℃、高温ダクトで1330℃を得た。

なおこの最高温度を目標とした蓄熱では、蓄熱開始からバーナ停止の間に700kgの大量のLPGを消費した。このLPG消費量は通常M8用蓄熱の30倍に相当し、3本組からなる500kgLPGボンベを1日で交換する必要がある。

K風洞用では、0.5MPa冷却水により、以下の部分の冷却をしている。カッコ内に流量指示計番号を示す。リヒートバイパス冷却器上部にある冷却盤(613)は1.5m<sup>3</sup>/Hr、冷却器本体(611)は24m<sup>3</sup>/Hr、水冷ジャケット(630)は4m<sup>3</sup>/Hrの流量が必要である。高温弁には、高温弁体上流部(601)に2.7m<sup>3</sup>/Hr、下流部(602)に4m<sup>3</sup>/Hr、そしてブラブ部(603)を0.8m<sup>3</sup>/Hrの流量で冷却している。P風洞で用いた蓄熱体用バーナ盤は、このバーナでは使用していない。その流量は風洞操作盤内のシーケンス監視項目となっており、圧力不足の場合には蓄熱が中断される。

### A4.2.2 M8空力実験の蓄熱作業とLPG消費量

気流基準総温が600KのM8空力実験においては、蓄熱体が完全に冷え切っても、14時から18時の間に空気総温600Kの通風実験が4回まで可能である。その場合、実験当日の9時から蓄熱作業を開始し、14時までバーナを運転すればよい。

図4.4にM8実験用蓄熱作業時の蓄熱体内部温度

(TC023)の変化を示す。白丸は蓄熱体がほぼ冷え切った月曜朝の蓄熱状況である。930時に30分の初期バイパスモードで2kg/HrのLPG流量で予熱し、その後ベッドに切り替えた。これは蓄熱体のコアドブリック表面を予熱してその熱衝撃を緩和するためである。計1時間の子熱の後、1030に初期加熱に入れてLPGの流量を15.6kg/Hrまで増す<sup>82</sup>。これにより蓄熱体ベッドのブリック温度は300℃/Hrの速度で昇温していく。ベッドモードで3時間程度(1330時)でベッド温度は600℃に達し、風洞実験が可能となる。そこで実験30分前作業として、加熱モードをバイパスに切り替えた。

実験の30分前のバイパスモードへの切り替えは、蓄熱の進行に伴いベッド下部からの排気温度が上昇し、ベッド側保圧弁(007)が過熱するためである。実験直前までバイパスモードにすることで、蓄熱体コアドブリック頂部温度を上げ、かつその間に007弁温度を下げる。図4.4の試験時では加熱開始後7.5時間後の17時にバーナを停止した。従って3.5時間から7.5時間の間のベッド温度低下は、バイパス加熱モードによるもので、その間にもベッド頂部の蓄熱は進行している。

図4.4の黒丸は前日の余熱で蓄熱体下部中央温度が高い場合の蓄熱状況である。バーナ点火直前のベッド下部温度は175℃であった。30分間のバイパス加熱後の流量2kg/HrのLPGによるベッド加熱で200℃に、LPGを15.6kg/Hrに増量した後の下部温度は300℃/Hrの昇温速度で上昇し、1230時には600℃に達している。この時点でバイパスモードに切り替え、風洞実験準備に入った。

この日の実験は加熱開始後4時間後の1400時からの計4回実施した。4時間時点での100℃と60℃、また7時間後の100℃のベッド温度低下は風洞試験によるものである。得られた空気総温は第1回通風で750K、第2回が700K、第3と第4回が600Kであった。なお、その翌日に余熱を利用したM8通風を1050時に行った。その時のノズル気流総温340Kを得た。

M8通風の場合、第1回通風では調温用のバイパス弁108の第2開度を7%に設定する。そして蓄熱体脱圧に際しては蓄熱体圧力が3MPaとなった時点で高温空気排気による脱圧を中断して蓄熱の無駄を避ける。その後再度空気エジェクタの均圧操作を行い、10分後に第2回通風(第2開度5%)を実施する。通常第1回通風と第2回通風は同じ実験パラメタで行い、実験の再現性を確認する。

第2回と第3回通風の間にデータ処理を行い、同時に空気圧縮機を運転して蓄圧する。通常12MPaから21MPaまでの空気タンクの昇圧に3時間を要するので、その間に模型形態や実験パラメタ変更に伴う実験準備を行う。作業員の労働負荷を考慮し、通常は第2と第3回通風

<sup>82</sup> 以前は30分から1時間毎にLPG流量を増加させたが、M8までの空力実験では不要であることが分かった。

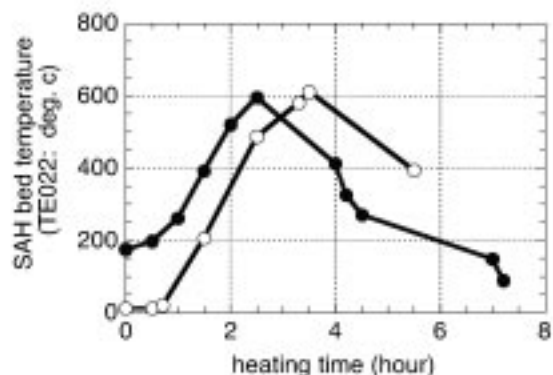


Fig. 4.4 SAH bed temperature during the heating process for M8 tests.

間にはバーナ運転による蓄熱操作は実施しない。

第3回通風(第2開度をマイナス2%)と第4回通風(マイナス5%：全開)も10分間隔の連続で行う。この方法により、1日4回の空気総温600K通風を毎日連続して定常的に実施できる。臨時に実験を加速する時には、7時に蓄熱と蓄圧を開始し、午前中に2回ないしは3回の通風をする。そして昼休み中に再度、蓄熱と蓄圧を行えば、実験終了時間の18時までには最高9回から10回の通風が可能である。

M8通風用の蓄熱に要するLPG量は24kg/日である。5日/週の頻度で実験を行う時には、500kgポンベ3本組からなるポンベユニットを約10週間(実質使用量1200kg)に1回の頻度で補給すればよい。

#### A4.3 バイパス冷却器の必要性

蓄熱体加熱器の空気出口直下流にはバイパス冷却器が設置されている。これはバイパス加熱時に、蓄熱体ベッド頂部のみを加熱した高温排気ガスを冷却。排気スタックに導くものである。そのため、3重管構造となっており、内筒には5気圧の冷却水が流れている。通風時には内筒と外筒間には12MPaの高温空気が入るために、耐熱の高圧圧力容器となっている。結果として設計が困難で、高価なものとならざるを得ない。RJTF用冷却器では、鋼製内筒の熱伝達面に熱応力による亀裂が入る等の問題が生じた。

そのためK風洞を設計する際、最後までバイパス冷却器の必要性が議論され、省くことも検討した。しかし冷却器がないと、蓄熱時に蓄熱体の高温層の位置が強度部材であるグレティングまで下がって、蓄熱体ベッド重量を支えることができなくなることが懸念された。特にK風洞では、P風洞に比べて空気温度を1300Kまで上げるため、燃焼風洞用蓄熱体には冷却器は不可欠と判断した。

<sup>83</sup> 弁作動のバックラッシュにより、マイナス値となる。

事実図4.4に示すP風洞の場合でも、ベッド加熱モードで16kg/HrのLPG燃焼を行うと、300K/Hrの昇温速度でベッド下部温度は上昇する。従って加熱開始後3時間後には、下部温度限界を越える。従ってそれ以降はリヒートバイパス冷却器を使ったバイパスモードに入れる必要がある。

これまでの高温通風の経験から、気流総温は蓄熱体全体の温度とは比例しないことが分かった。特に蓄熱体底部や中央部温度の高低は、気流総温の予測の参考にはならない。最も影響するのは通風直前のバイパス加熱で、蓄熱体ベッドの上にあるドーム部温度と空気出口ダクトの温度が空気総温を支配している。さらに総温を上げるには、出口ダクトと風洞ノズルまでの予熱が必要である。

その理由は以下のように考えられる。風洞運転では最初に蓄熱体加熱器をゆっくりと昇圧する。概算すれば、通風時に消費する空気量( $1.1\text{kg/s} \times 30\text{s}$ )は蓄熱体昇圧時に気蓄された空気総量(高温弁までのダクト容積も入れて6MPa時で約20kg)と同程度である。このことは、通風時に蓄熱体ベッド内の細孔で加熱された空気がノズルに供給されるのではなく、昇圧時に細孔で予熱された空気が、最後にドーム部で加熱され、それがノズルに流れる。

蓄熱体加熱器下部の加熱を避けるためにも、また上の空気加熱状況からもバイパスモードの加熱は不可欠であり、そのためのリヒートバイパス冷却器を欠くことはできない。

## A5 K風洞の整備

### A5.1 第2(K)風洞の目的

第2章から説明してきた小型風洞(今後P風洞と呼ぶ)に加えて、超音速燃焼の研究が可能な燃焼風洞(K風洞と呼ぶ)を整備した。その整備の理由は以下の通りである。

- P風洞の使用頻度が高く、8ヶ月以上前から実験スケジュールを立てるが、各実験スロットは2週間単位と限られるために、不満が出てきた。
- これまで、エンジン模型実験を中心とするエンジン空力実験(出口マッハ数3.4から6.7)と超音速燃焼器実験(マッハ数2.5でレーザ計測)の2種類の性格の異なる実験を、P風洞で実施してきた。その結果、風洞ノズル切り替え、計測項目変更とそれに伴う校正等の作業に時間を要し、使用要求に対応できなくなった。
- P風洞設備をRJTF設備建屋内に設置したため、実験設備用地が狭く、実験の多様化に際して器材搬入や交換が困難となった。特にレーザ計測をする際には、その電源部の搬入が困難で、かつ冬季や梅雨時の実験では保温や乾燥保持が困難となった。
- P風洞では蓄熱体出口部(高温弁入り口)で空気温度1450K、高温弁出口で最高1270K、その約2m下流にある風洞ノズル整流部の最高空気温度は1140Kであった。その最高温度に達するために要する時間も、30秒と長く、高温弁開後10秒では1000K、20秒で1100Kであった。これらのノズル総温では、水素を自着火するには不足である。そのためP風洞ではその設置場所の制約もあり、燃焼実験は不可能であった。

そのため、以下の目的でK風洞を建設した。

- P風洞と併用することにより、風洞運用が容易となり、各実験に十分な実験期間が取れる。
- 蓄熱体を中心とした高温空気供給設備敷地の下流に、配管やトラフのない、平らな計測専用用地を設けた。それにより、今後のレーザ計測等に際し、十分な光学距離が得られる。
- K風洞のノズル淀み条件では、エンジン空力実験の10MPaを要する場合で最高空気温度700K、燃焼要素実験で水素を自着火させる場合には最高空気総圧3MPaで1273Kが可能のように設計する。

また建設に際しては、次のことに留意して設備を設計した。

- 蓄熱体からの高温空気供給源に加え2個の常温空気供給源を設ける。これにより、高温空気を必要とするエンジン空力実験と、常温空気を使用する燃焼器

要素実験が分離できる。

- P風洞でのこれまで不具合、例えば高温排気ガスの排気弁の過熱による固着、風洞運転の単純作業に2名必要とする欠点、冬季の冷却水凍結、蓄熱作業と通風作業時の操作のための動線の不具合、を改善する。
- 制御室から遠隔でエジェクタ駆動空気圧を制御できるようにする。これにより実験途中で試験室圧や燃焼器背圧が可変となり、実験の自由度と実験効率が改善される。

### A5.2 仕様

#### A5.2.1 空気供給系

##### 空気気蓄器

実験に用いる高压空気は、RJTF設備の2本の空気気蓄器(総容量26m<sup>3</sup>-23MPa)から分岐し、K風洞敷地内にあるパツファ用6.5m<sup>3</sup>小型気蓄器に蓄えて用いる。小型気蓄器容量はエジェクタを併用した場合を想定し、15kg/sの空気使用量で30秒の通風時間が取れるように選んだ。この時、気蓄器圧は23MPaから15MPaまで低下する。15MPaから23MPaまでの再充填には2.5時間(RJTF気蓄器23MPa時で空気圧縮機運転時)を要する。

気蓄器には空気保温用のthermal matrixを用いなかった。これは蓄熱体加熱器による昇温時には断熱膨張による空気温度低下が無視できること<sup>21)</sup>、常温試験時でも空気液化時を除いて総温変化の補正が可能なためである。また断熱膨張による空気温度低下が気蓄器の構造材の低温脆性を誘起するとの指摘があった。しかし熱伝達速度等の検討の結果、低温脆性に至る温度条件にはならず、脆性が問題となるような荷重はかからないことを確認している。

##### 風洞への配管

エジェクター系統：

最大流量 12kg/s(気蓄器圧10MPa時)

常温空気系統：

最大流量 3kg/s(気蓄器圧10MPa時)

高温空気系統：

最大流量 1kg/s(気蓄器圧10MPa時)

冷却水タンク加圧系統：

最大水量 10 liter/s用

<sup>21)</sup> 以前は蓄熱体昇圧時の空気タンクの断熱膨張により空気温度が低下し、蓄熱体出口空気温度が低下するとしていた。しかし気蓄器減圧に伴う空気温の低下は、蓄熱体内部の昇圧による断熱圧縮で回復される。結果としてジュールトムソン効果による空気温度低下のみが問題となる。

ジュールトムソン効果による空気温度低下の実測値は、空気消費量の大きいエジェクタ使用時でも最大25K程度と小さかった。従って蓄熱体を用いての昇温に比べて小さく、その影響は無視できる。

### A5.2.2 小型蓄熱体加熱器

- 蓄熱体加熱器は、粉塵発生が少なく、かつ蓄熱物の浮き上がりが生じにくいコアドブリック型とする。
- 小型蓄熱体の運転条件は空気流量が1kg/sで、風洞ノズル総圧が10MPa時の最高ノズル空気温度は700K、風洞ノズル総圧が3MPa時の最高ノズル空気温度は1273Kである。
- 最高空気温度1273Kを得るためにリヒートバイパス冷却器を設ける。冷却器の内部で最も熱が加わる冷却筒上部は、鋼等の材料により熱応力を緩和する。
- 蓄熱体底部から脱圧弁の直上流まで水道水による冷却ジャケットを設けて、配管と脱圧弁の過熱を防ぐ防止策を施す。
- 冷却水配管には適当な勾配とドレン弁を設け、冬季の凍結を避ける。
- 蓄熱体には加熱制御に必要な熱電対を、また高温弁上下流には空気温度監視用の熱電対を設ける。
- プログラム可能な制御機器(PLC)、指示計は、できるだけ既設のRJTFや小型風洞制御系と交換可能な機器を用いる。またK風洞操作盤の指示計と操作スイッチ等はP風洞操作盤と同じ物、同じ配置として混乱を避ける。

### A5.2.3 小型高温弁

蓄熱体を加熱する際に風洞下流に高温燃焼ガスが流れ込まないように、また常温空気実験では常温空気が蓄熱体に逆流しないようにし、そして高温空気実験においては蓄熱体内部のブリックの浮き上がりを防ぐために、蓄熱体下流に高温弁を設ける。高温弁は以下の仕様を満足するものとする。

- M8までの空力実験用に、高温弁はノズル込み部で最高10MPa-700Kの高温空気を開閉できるように設計する。
- 燃焼器要素実験(燃焼)用に、高温弁は最高3MPa-1273Kの高温空気を塞止できるだけの耐圧と耐熱性能を有するように設計する。
- 高温弁の上下流に熱電対をそれぞれ1カ所設ける。
- 常温空気によるバージ系とシール部漏れ監視装置を設置する。

### A5.2.4 燃焼加熱器

将来、以下の燃焼加熱器を整備することを計画している。

- 水素×2系統、酸素×1系統の供給圧力、流量は以下の通り。  
水素系統：最大流量 40g/s (1次圧3.5MPa時)  
酸素系統：最大流量 400g/s (1次圧3.5MPa時)

- 各配管にはそれぞれ2カ所の分岐枝管を出し、塞止フランジで閉じておく。
- 水素および酸素配管には、窒素によるバージに必要な配管と排気スタックを備える。

### E. 制御およびバージ用窒素

- RJTF設備での窒素使用量を勘案して、制御およびバージ用としてできるだけ空気気蓄器からの空気を使用することとした。しかし水素系のバージのために、窒素によるバージ系と制御系も使用できるようにした。
- 窒素カードルから実験エリアに窒素供給用の配管を設ける。実験エリア内には4カ所に分岐枝管を出し、塞止フランジで閉じておく。
- 窒素カードル用地には、カードル交換時のための予備窒素ポンプ1本を接続する分岐枝管を設け、塞止弁で閉じておく。

### A5.2.5 実験場

- 新設実験エリアとして、東西方向16.5m、南北方向10mを整地し、厚さ130mm以上の補強入り土間コンクリート舗装を行った。実験エリアのコンクリート面には適当な勾配と排水溝を設け、内部の水をエリア外に排水する。エリアの南北に水道を2カ所設ける。また計測・制御のためのピット、および配管のためのピットを設ける。
- 空気供給配管等は配管トラフ内に設置し、実験場、特に計測用敷地は平らにする。
- 実験室エリア内の高さ5m位置に、東西移動幅10m、南北移動幅10mを手動で移動する1tのチェーンブロックを設置する。

### A5.3 風洞の配置

図5.1に実験設備の配置を示す。K風洞は元推進薬研究室(共用実験室)敷地内に設置され、その制御は実験室内から遠隔で行う。実験に用いる高压空気は、RJTF設備の2本のair tank (総容量30m<sup>3</sup>-23MPa)から1B配管(全長150m)で分岐し、図の左下にあるバッファ用6.5m<sup>3</sup>小型気蓄器に蓄えて用いる。

これまでのP風洞の実績では、30秒間のエジェクタ使用で30m<sup>3</sup>のRJTF気蓄気圧は2.5MPa低下した。したがって、その1/4の容量のこの気蓄器では、30秒のエジェクタ運転により10MPa圧力低下し、気蓄器は23MPaから13MPaまで減圧する。そしてM6.7風洞のノズル総圧7MPaを供給するためには、最低でも気蓄気圧は12MPa必要である。このように、この6.5m<sup>3</sup>バッファ気蓄器によるエジェクタ運転時間は30秒が限度である。今後、気蓄器の増設を検討しなければならない。

小型気蓄器と風洞間は、エジェクタ使用時の流量に合



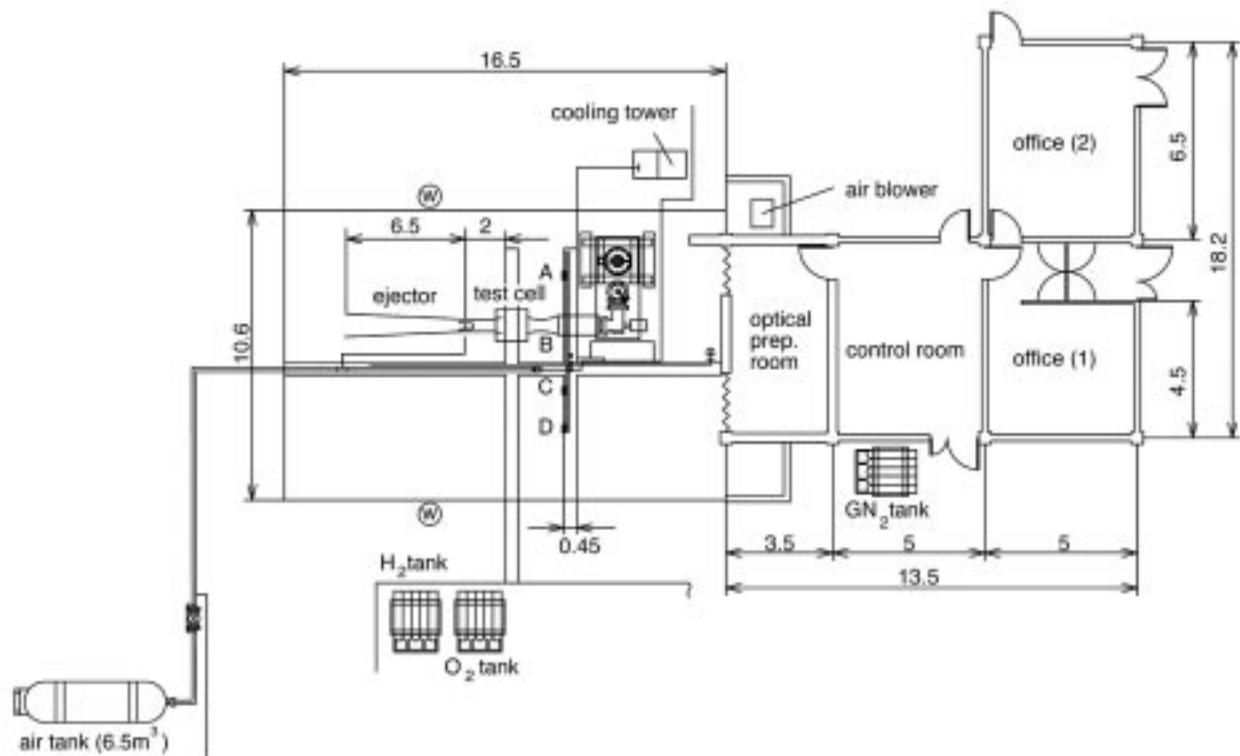


Fig. 5.1 The K wind tunnel for aerodynamic and combustion studies: test rigs for the storage heated air, the combustion heated air and the cold air are prepared.

わせ、4B配管で接続している。小形蓄熱体加熱器用のLPGはRJTFの供給設備から供給している。制御用窒素は図の右中央、計測室屋外に設けた。LPG燃焼用空気ブローアは図の右上に、冷却水供給系設備は図の上に配置した。

蓄熱体を配置すると、その周りに配管が錯綜し、器材の移動を制約するので、敷地の北東角に蓄熱体加熱器を配置した。そのためのピットは南北2.5m、東西方向に2m、深さ6mとした。蓄熱体加熱器の全高は7m、地上から2.5mで、そのバーナ部を点検するためのクレーン玉掛け位置(4.5m)から屋根最頂高が7.5mとなる。

高温空気の供給は、蓄熱体加熱器の南側にある高温ダクト、高温弁を経て、高温空気系供給ダクト(B-rlg)となる。この下流に空気調温(常温空気)用バイパス空気混合気、整流部、そして超音速ノズルと試験部が付く。空力実験においては試験部下流にエジェクタが取り付けられ、試験部を最低1kPaまで減圧する。

高温空気ダクトと平行してその2mと4m南側に常温高压空気供給口(C-, およびD-rlg)を設けた。また北側には予備としてA-rlgを配置した。それらの最大流量は3kg/sで、不使用時には塞止フランジにより閉じておくものとする。なお塞止フランジには、その開閉を感知し通風制御装置を制御する安全装置を設けた。この供給系は108K調圧弁を介して減圧され、最高10MPaの空気供

給が可能である。この2個の空気源のうちの北側は、燃焼加熱器用常温高压空気取り出し口として準備した。

これら空気取り出し口の西側を計測用敷地として極力平らに、広く整地した。通風時には待避するが、蓄熱体過熱の高温空気を使用する空力実験期間に、隣りで燃焼加熱器用空気源を用いる要素実験の準備をすることが可能である。従来のP風洞では、エンジン空力実験から燃焼器要素実験への切り替え毎に試験室を分解し、搬出する必要があったが、K風洞では低圧室は常時据え付けたまま実験できる。また、空力実験でマッハ数を変更するための作業も容易となり、低圧室とエジェクタを固定したままノズル交換が可能で、かつ、重いノズルも風洞横に収納できるようになった。

実験敷地には十文字型に配管と計測用トラフを設け、空気等の配管と計測ケーブルを収納した。このトラフは東側の制御室に繋がっている。空気は小型気蓄器を経て、西側から、また水素・酸素は南側から、そして制御とバージ用窒素は東側から供給される。燃焼加熱器と燃焼器用水素酸素のための制御弁を蓄熱体ピット南側に、窒素制御盤を建屋南側に、蓄熱体用LPG制御盤を蓄熱体東側、ブローアを建屋北面、そして冷却水系を建屋北側に配置した。また、実験敷地と制御室の間に実験予備室を設けた。この建屋内に設けられた部屋は実験敷地とシャッターで仕切られ、必要に応じて器材を収納、保管す

ることが可能である。

図5.1の右側は第2風洞設備の制御計測棟である。この建屋内の計測室より、トラフに敷設された計測制御ケーブルにより、風洞設備を遠隔操作する。計測室は南北18.2m、東西13.5mの部屋で、その西側壁に沿って北から蓄熱体加熱用LPG燃焼制御装置、通風制御装置、燃焼加熱器制御装置を配した。部屋の西南角には計測用端子盤を置き、南側の直流増幅器(32CH)に接続している。

計測制御室と実験敷地の間には、シャッターで仕切られた計測予備室がある。この部屋は梅雨や冬季において、レーザ計測機器を一時的に待避させる時に用いる。蓄熱体加熱時の騒音を考慮し、建屋の北側にLPG燃焼用空気ブローアを設置した。

#### A5.4 風洞の構造

##### a) 蓄熱体加熱器

K風洞の蓄熱体加熱器は、内径762mm、外径845mm、平行部長が4670mm、上部フランジまでの高さ5905mmの鋼製圧力容器からなっており、第2章で説明したP風洞のものと同じ構造(図2.2.1)である。煉瓦築炉時のコアドブリック最上段部の写真は図2.2.2を参照されたい。図5.2には高温空気出口孔を高温弁側から撮った写真を示す。高温空気孔は内部で152mmから70mmに絞られており、2層の煉瓦で断熱される。

図5.3に、最終組立前状態の蓄熱体上部のドーム部の煉瓦構造を示した。これは下部外径が718mm、内径518mm、全高735mmの断熱煉瓦の構造体である。この下部は図5.3右側の輻射部の上に乗る。上部はLPGバーナからの燃焼ガス通路(流路径114mm)となっている。築炉工事に際しては、図5.3の状態ですば確認、調整をした後、煉瓦を分解し、再度蓄熱体加熱器の輻射部の上で再組立を行う。その後圧力容器となるLPGバーナ部が



Fig. 5.2 The hot air port from the storage heater connected to the hot valve.



Fig. 5.3 Radiation dome installed in the upper part of the SAH.

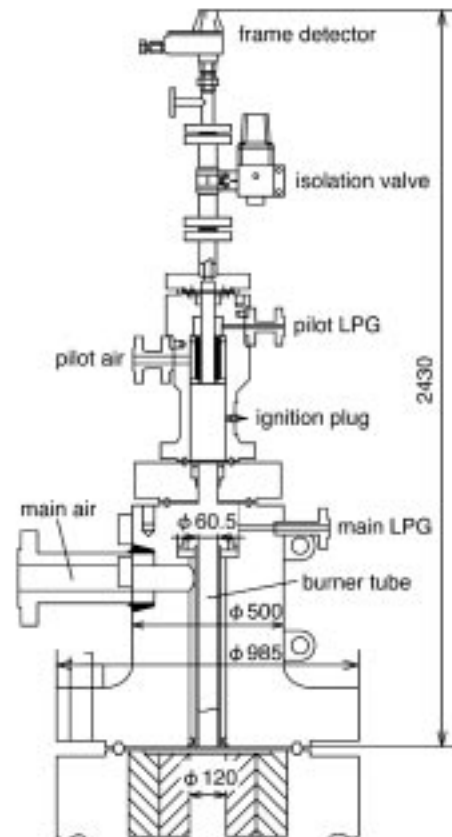


Fig. 5.4 The LPG burner section in the K wind tunnel.

蓄熱体に載せられて乗弁が完成する。

#### b) 加熱用LPGバーナ

第1風洞と異なる点は、蓄熱用LPGバーナを国産品(ボルカノ社製:最大LPG流量28.8kg/Hr, プロア空気量427.2Nm<sup>3</sup>/Hr, 燃焼圧33kPaG, AC200V-3相 11kW)の最大燃焼量137×10kJ/Hrに交換した点である。その理由は国産品の方が安いこと、また保守管理がしやすいことにある。

図5.4は、燃焼加熱器の頂部に載せられたバーナ部を示す。図の最下部は蓄熱体加熱器頂部で、煉瓦で断熱された内径120mmの開口部を燃焼ガスが下に向かって流れる。燃焼に必要な低圧空気は図では下の左側から入る太いポートより、またLPGはその右上のポートから供給される。それらの上にある左右一対の細いポートはパイロット空気とLPG供給ポートである。メインとパイロットバーナの間には点火プラグがある。図の最上部は、紫外線センサによる炎センサ(フレーム・アイ)で、蓄熱体が高圧の時にはその下の遮断弁により高圧がかからないようになっている。

#### c) 高温弁

平成10年9月のRJTF高温弁事故に伴い、P風洞高温弁には常温空気によるバージ系と漏れ検査機構を追加した。K風洞の高温弁はこの改修後の第1風洞用高温弁と同じ設計とした。その構造と材料は第2章を参照されたい。高温弁流路内壁と下流の高温ダクトには、厚さ30mmのアルミナ製断熱セラミック管を内張りして、断熱性を高めている。小型蓄熱体と風洞各部の熱損失、それによるノズル総温低下については付録A4を参照されたい。

### A5.5 エジェクタ配管の改修

K風洞の配管は、P風洞の配管とその使い勝手を参考にして設計・施工した。本稿の最後に、エジェクタも含めた空気系、制御系の配管図を添付した。P風洞においてエジェクタ系に不具合があり、改修した。以下にその問題点と改修点をまとめた。ここで弁は、HOVは手動弁、ROVは遠隔操作弁、PRVは調圧弁である。

#### a) 製作当初の制御系と手動弁の自動化

小型燃焼風洞のエジェクタ系の配管系統図を図5.5に示す。図下の太い配管はエジェクタ空気の供給配管で、左側が空気気蓄器、空気は右側に流れる。中央の調圧弁PRV-091Pのドーム圧を、小型の調圧弁PRV-005Pで調圧する。PRV-005Pの上流には、元弁HOV-091P(現在は遠隔弁化によりROV-092Pと名称変更:図範囲外)の下流から高圧ガスを導く。中継室制御盤から

の起動信号で、PRV-091Pの下流にある弁ROV-091Pが開となりエジェクタが起動する。

建設時に設置した供給元弁HOV-091Pは、人力での操作が困難なほど重く、やはり手動であったノズル側元弁HOV-001Pも同様であった。HOV-001Pのネジ部にかじりを生じたことを契機に、平成6年11月に両元弁を遠隔操作化(ROV-001PおよびROV-092Pと名称変更)し、遠隔弁の負荷軽減のために均圧弁(BV-001PとBV-092P)を設けた。したがってPRV-005Pの上流には、BV-092Pを開とすることで空気気蓄器から空気を導くことが出来る。

#### b) エジェクタで発生した不具合

元弁を遠隔操作弁化した後に、以下の不具合を生じた。エジェクタ停止時にROV-091Pが開となるが、PRV-091Pの締め切りが間に合わず、PRV-091PとROV-091P間の圧力が上昇し、安全弁SRV-091Pが作動した。遠隔操作化された元弁ROV-092Pは空気が流れて弁の前後に差圧がかかる場合には、負荷が大きすぎて閉鎖しない(自動的に開に戻る)。このため、空気気蓄器の最上流元弁HOV-004PとHOV-005Pを手動で閉鎖するまで、SRV-091Pが開欠作動を続けた。

その不具合の原因は、

- 1) PRV-091Pの作動速度が、ROV-091PやSRV-091Pの締め切り速度に追いつかない。
- 2) PRV-005Pは下流側の圧力過大に対して、下流側空気を逃がす形式になっている。ただし安全弁として設定圧を越えたときに作動する機能は無く、ハンドル部分のネジで設定された一定開度の絞りから空気を逃がし、空気が逃げすぎた場合には本体で上流側から空気を下流側に導いて昇圧する構造になっている。不具合を生じた時には逃がし空気流量が小さく、PRV-091P閉に伴ってドーム部分が作動した時にドーム用配管圧力が高くなって、PRV-091P下流の圧力を上げた可能性がある。事実この不具合は、PRV-005Pでの逃がし空気の量が多いときには生じていなかった。

#### c) エジェクタ制御配管の改修

その対策として改修した配管部を図5.5で破線で囲んで示す。その配管系の作動・操作を、実験時の順を追って示す。

- 1) PRV-091Pのドーム配管に三方弁を取り付け、エジェクタ停止時にドーム圧を大気開放する。
- 2) PRV-005Pの逃がし空気流量を多めに設定する。
- 3) BV-092Pを微開(半回転)として、空気気蓄器の圧力をPRV-091PとPRV-005Pの上流に導く。
- 4) PRV-005Pでエジェクタの運転圧力(PRV-091Pのドーム圧。実際には圧力損失等でエジェクタの噴射元圧は0.5MPaほど低下する)を設定する。この

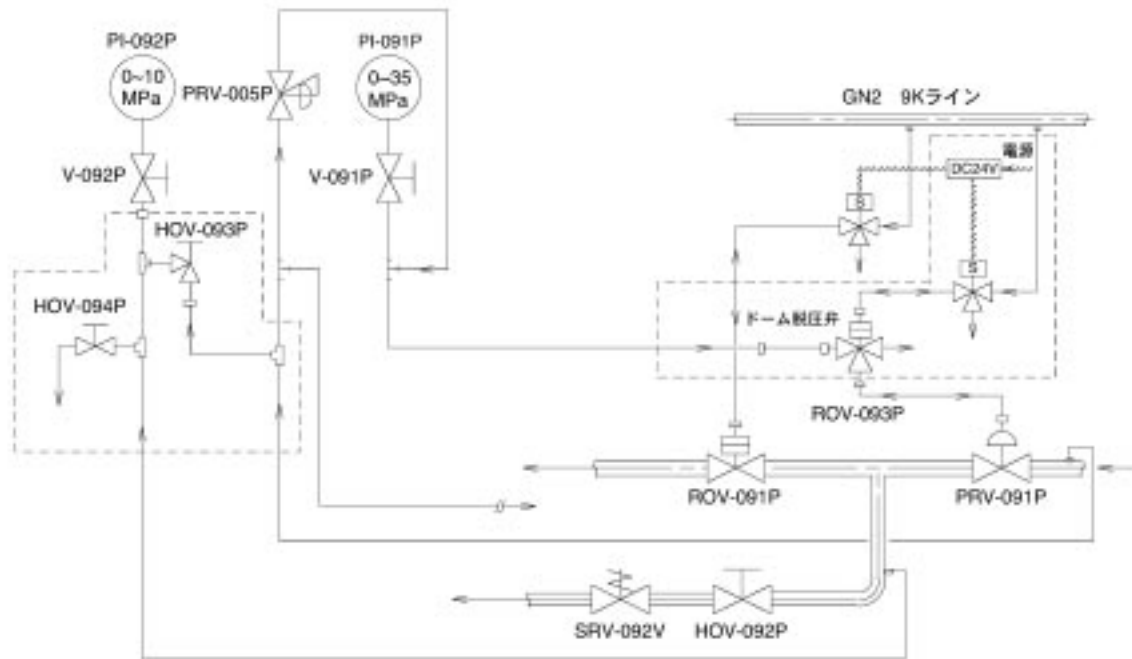


Fig. 5.5 The control system for the air supply to the ejector.

ときPRV-091Pのドーム配管につながる三方弁ROV-093Pは大気開放側となっている。PRV-005Pのハンドル部分にあるネジを閉め込んで、ある程度の逃がし空気量を設定する(音で判断する)。

- 5) PRV-091Pを跨いで新設された均圧配管と均圧弁HOV-093Pを通じて、PRV-091Pの下流にエジェクタードーム圧と同じ圧力になるまで空気を導く。これはエジェクターの起動時に、PRV-091Pのドーム圧が急速に大気圧から設定値まで上昇したとき、PRV-091Pが急激に作動するのを防ぐ為である。
- 6) 現場中継室の制御盤上でROV-092Pを開とする。
- 7) 現場中継室の制御盤上でエジェクター起動ボタンを押す。このとき三方弁ROV-093PはPRV-005Pの下流圧力をPRV-091Pのドームに導き、同時にROV-091Pが開となる。
- 8) 現場中継室の制御盤上でROV-092Pを閉とする。3方弁は、ドーム圧を待機開放する。
- 9) PRV-005Pの設定を大気圧に戻し、PRV-091Pの下流の圧力を、新設された圧逃がし弁HOV-094Pを介して脱圧する。
- 10) 実験後にBV-092Pを閉じ、HOV-093Pを微開としてROV-092P~PRV-091P間圧力も脱圧する。

d) 改修後の作動

配管系の改修後、安全弁が作動することは無くなっ

た。ただし、PRV-091Pのドームには通風開始と共に4MPa程度の圧力がかかり、通風停止と共に大気圧に脱圧し、したがって繰り返し応力が働く。このためにPRV-091Pのドームのダイアフラム(ゴム製)が破断する不具合を生じることがある。この場合エジェクターを起動しても、最初PRV-091P下流に溜まっていた空気が流れるが、ドームに向かった空気もダイアフラムの破断箇所からPRV-091P下流の配管(ROV-091Pの間で、ほぼ大気開放状態)に流れ、したがってドーム圧が立たずに空気は流れない。対策としては、

- 1) 三方弁ROV-093PとPRV-091Pの間に絞り弁を入れて、ドーム圧の急速な変化を軽減する。
- 2) エジェクター起動前は三方弁をPRV-005PとPRV-091Pのドームを結ぶ側に作動させ、エジェクター起動時の急激な上昇を防ぐ。
- 3) ダイアフラムの交換準備をしておく。

現在は最後の方策に頼っている。予備品が有れば交換は一日で済む。平成11年からはダイアフラムの破断は生じていないが、その理由は不明である。

本節の終わりにK風洞の配管図、およびエジェクター駆動用ドーム圧の遠隔制御による排気性能可変装置をまとめた。

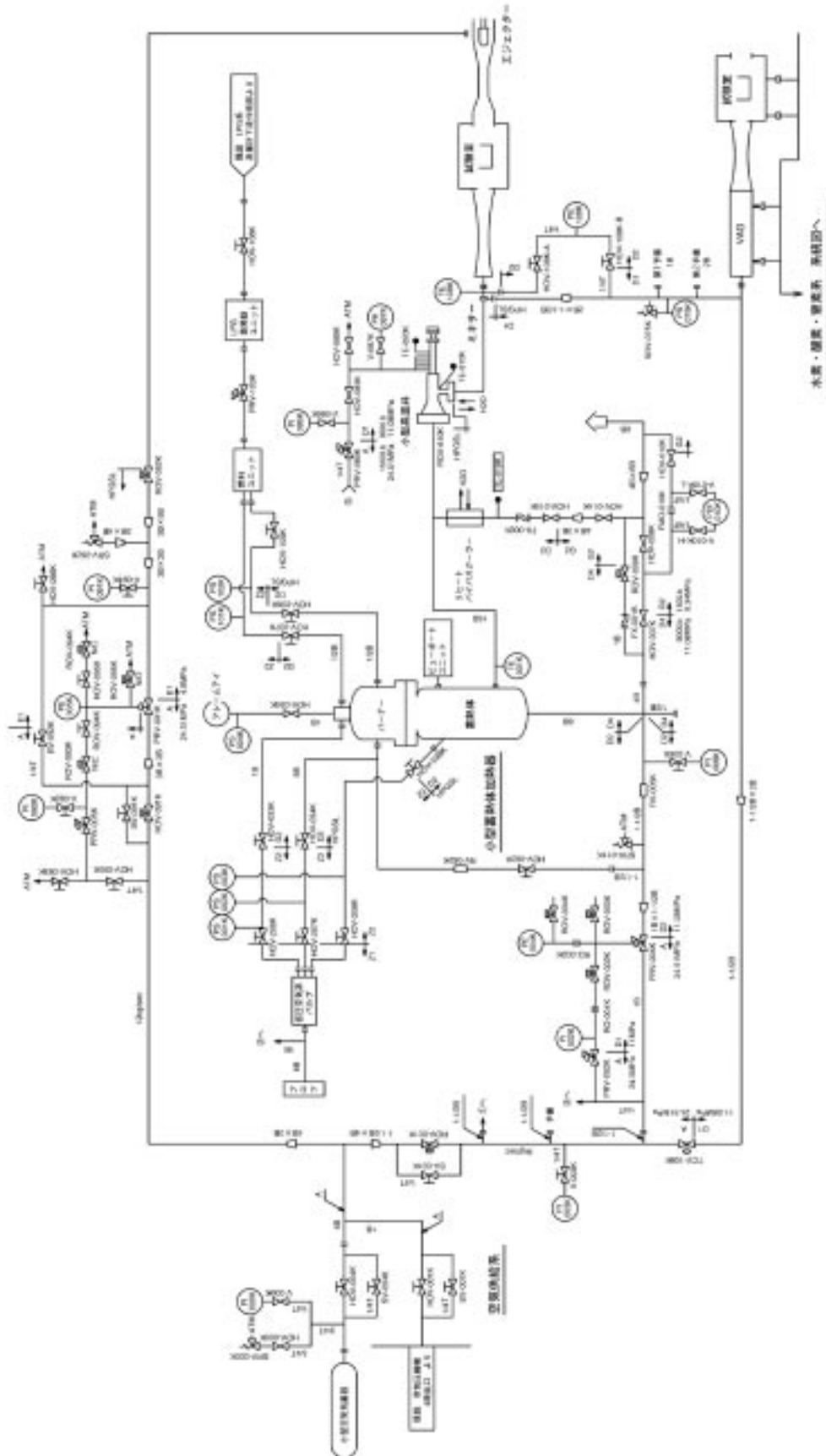


Fig. 5.6 The air flow diagram for the K-wind tunnel

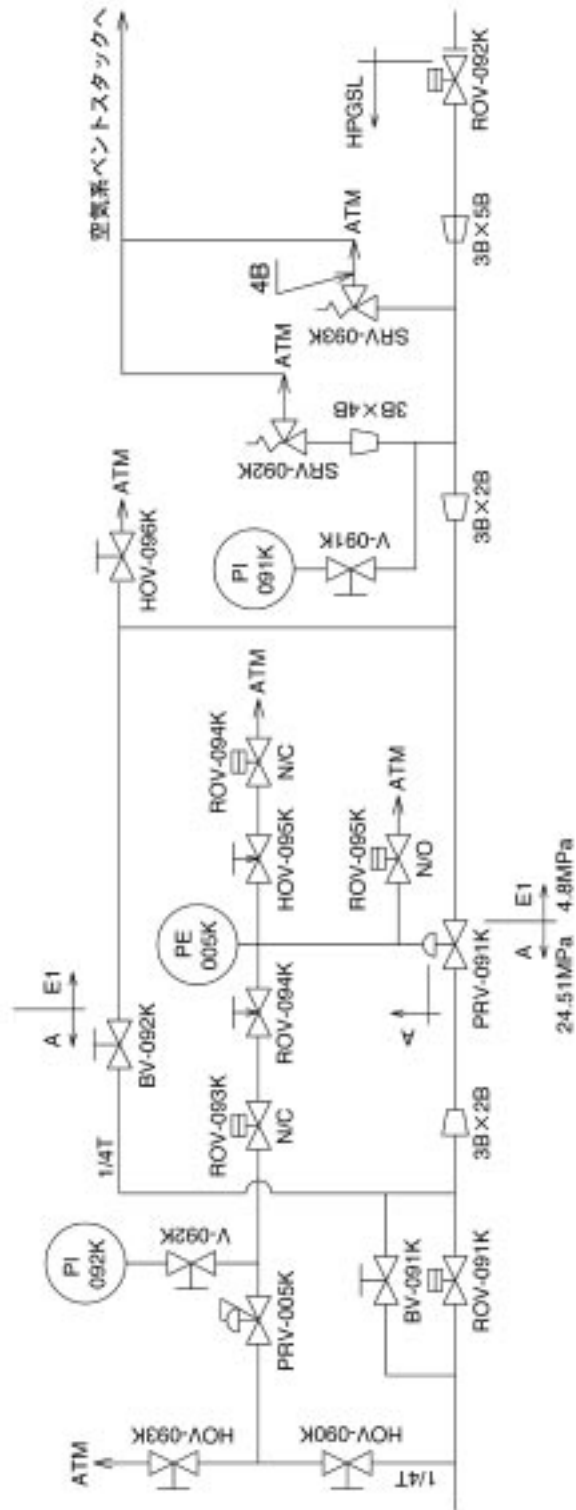


Fig. 5.7 The control system for controlling the ejector performance.

## A6 RJTF運転のノウハウ

### A6.1 高温弁事故

1998年9月、M8エンジン試験中に、蓄熱体で加熱した10MPa-1800Kの空気の間閉を行う高温弁から高温空気が漏れ、高温弁を損傷した。ここではその不具合の要因となった高温空気の層状化現象とシール漏れ量について説明し、新高温弁に施した対策とその結果についてまとめる。

#### A6.1.1 エンジン試験設備と高温弁

RJTFでは、23MPaの高压空気をを用い、蓄熱体加熱器(SAHと略記)で最高総圧10MPaの空気を最高1800Kまで昇温する。SAHは直径1.8m、高さ9.9mの鋼製圧力容器で、内部に耐熱レンガ層を経て、直径1.1m、高さ6.1mに純粋アルミナ製コアドブリックが積まれている。

SAHからの予熱空気の供給および停止には、図6.1に示す高温弁を使用する。この弁は直径186mmのプラグからなる直交弁で、鋼製(表面はNiメッキ)のプラグ内部は水冷されている。通風時には高温高压空気が図の右下から右へと流れる。弁ポート部は、蓄熱時には低圧空気、試験時には高压常温空気によるフィルム冷却がされている。この常温空気の供給により、蓄熱体の昇圧時は高温弁弁体内部を常温空気で満たし、また通風時に弁スロートを高温気流から守る設計となっていた。

図の左には、油圧ピストンと連結棒により左に摺動するプラグを収納するための均圧室と呼ばれる部屋がある。この部分は均圧管を介して低圧室側に接続されており、0.1気圧程度の減圧となっている。この均圧室と高温弁弁箱間を摺動するプラグとフランジ間の気密には、フランジ部にCリングを採用し、そのリングを熱から保護するために上述の冷却を採用した。

#### A6.1.2 高温弁の焼損

図6.2に、事故時の蓄熱体加熱器内圧と高温弁プラグ駆動用のアクチュエータの動きを示す。実験ではSAHを

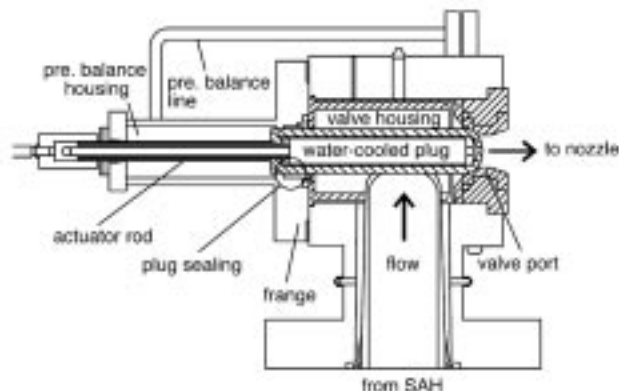


Fig. 6.1 The old hot valve burntout caused by the hot air leakage

60秒かけて10MPaまで昇圧した後、背圧加圧操作により高温弁の上流と下流側を均圧する。その操作により高温弁スロート部の過熱を避けながら高温弁を開け、通風を開始する。今回の事故では、試験設備を始動し高温弁上流圧がほぼ10MPa(カウント50秒)に達した時点で異常が発生、風洞は自動非常停止シーケンスに入った。この時点ではまだ高温弁は閉で、シーケンスにより蓄熱体脱圧が始まった。しかしその後下流圧力が急上昇、破裂音が生じて黒煙が実験建屋から噴出した。

均圧管内には空気温度計(TE830)が設置されており、その温度変化からシール部の漏れはカウント時で49.7秒に発生したことが分かった。アクチュエータの位置センサは本来、高温弁の作動状態をモニターするためのものであるが、そのデジタルデータを詳細に調べると、50.7秒時点から熱膨張していることが読める。正常な通風ではこのような熱膨張は見られず、この熱膨張は事故時にプラグが加熱された結果であること、そしてプラグの過熱以前に高温空気が均圧室に漏れ出していたことが分かった。

#### A6.1.3 高温弁周りの温度条件

##### a) シールの設計条件

種々の可能性を消去法により調べた結果、最後に高温弁プラグを気密するテフロン製シールの小さな傷が、事故のトリガになった可能性が残った。そのシールとプラグに関して現高温弁は以下の前提で設計、製作されていた。

前提(A): RJTFは粉塵発生の少ないコアドブリック型SAHを採用した。したがって高温弁のシールを痛めるような粒子発生の可能性は低い。そして確率の低い大粒径粒子によるシールの損傷は、試験シリーズの直前に行うシール気密試験で検出され、また定期点検で対応でき

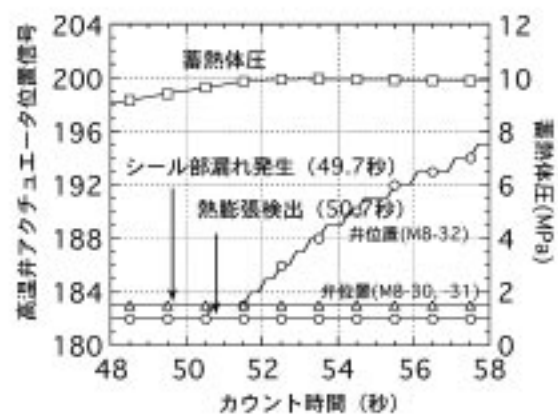


Fig. 6.2 Detection of occurrence of hot air leakage by thermal expansion of the valve plug

(M8-32: the accident, -30, -30: normal)

る。

前提(B)：蓄熱体の昇圧に伴い、SAHから高温弁弁箱内部に高温空気が侵入するのを防ぐために、弁内部の2カ所から常温のフィルム冷却空気(10MPa時には最大1kg/s)を放出して、高温弁内部をバージしている。したがってプラグが接触する空気温度はその混合温度である常温に近い。

前提(C)：微量な高温空気流れは、シール上流の熱容量の大きなシールリテーナにより冷却される。

このような前提で設計したプラグシール部の詳細を図6.3に示す。図の上側が撓動するプラグ部、下側が高温弁弁室の軟鋼製フランジ部である。右側の高温弁弁室と左側の均圧室の間を気密にするために、PEEK(ポリエーテル・エーテルケトン)製の軸受けを挟むようにCシール(PTFE:テフロン主成分)が2組入っている。このシールは、移動方向厚さ13mmのCの形状を持つOリングの一種である。軸受けに用いられているPEEK材はニッケルメッキをした軟鋼製プラグとの滑り特性から選択した。

万一高温弁弁室に高温空気が入り込み、さらにシールに小さな傷が生じた場合を想定して、図の右側Cシールの上流側に厚さ25mmインコネル製のボディライナと軟鋼製33.6mm厚のシールリテーナを入れた。高温空気は熱容量の大きなこれらの金属部の隙間(1.7mmから1mm)を流れる間に冷却され、Cシールの損傷の拡大を避ける構造となっていた。

しかし今回の事故では、定期検査でシールの健全性を確認した直後の実験であったにもかかわらず、加速的なシール破壊が起きた。したがって上の前提の問題点を検討した。

A6.1.4 シール損傷と高温空気による漏れの拡大

a) アルミナ粒子の噛み込み

調査の段階で、高温弁プラグ上部表面、1時の方向に76μm深さの傷が軸方向に460mmにわたって発見された。この傷の大きさから、250μm程度のSAHから発生した酸化アルミ粒子がプラグ移動中に噛み込んだものと推定した。したがってコアドブリック型SAHでも確率は低いものの比較的大きな粉塵が発生すると考えるべきで、前提(A)は不適當であった。しかし問題はそのような傷でシールを痛めたとしても、それがどのような機構により傷の拡大、加速度的なシール破壊を生み出すかである。

b) 高温空気の層状化現象

浮力により逆流が起きる現象は、川の軽い真水の流れに逆らって川底に比重の高い海水が張り出す「lock exchange」問題として知られている。同様な事が気象において、進行する暖かい空気団の下に重い空気が沈み

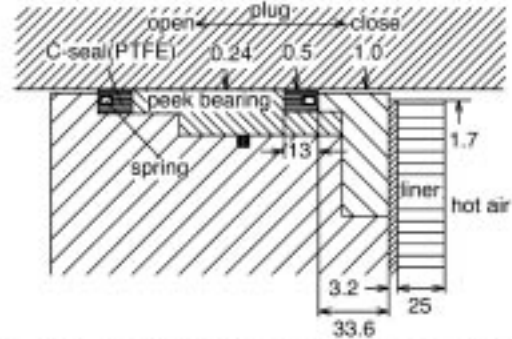


Fig. 6.3 Details of sealing part in the hot valve having the hot air leakage

込む寒冷前線で見られ、その張り出しはnoseやfrontと呼ばれる<sup>1,2)</sup>。その性質は一種のフルード(Fr)数により決まり、垂直方向スケールの大きな現象ではよく観察される。

図6.4に示すような空気密度による層状化現象が、スケールの小さな高温弁でも発生することが判明した。RJTFでの空気密度比(6から7)、内径0.25m、冷却空気流速(0.17m/s)でFr数を計算すれば約0.12で、これは浮力支配域である。全流路中のnoseの最大高さは非粘性近似で流路断面の1/2となる。2つの流体層の間の摩擦を考慮した計算から高温層の貫入距離を計算すれば、高温弁に接続するダクト直径の約70倍まで高温空気は侵入できる。実際の高温ダクト長は15直径(3m)であり、容易に高温空気は高温弁の弁箱に入り込む。

昇圧時の高温空気の吹き込みが起きれば、弁内部温度が1500K付近まで達する。したがって前提(B)も要注意であることが判明した。

c) 微小漏れによるシール部の損傷

そこでどの程度の傷がシールに付けば、高温空気によりその傷が拡大するかを検討した。異物よりテフロン製シールに傷(直径dpの細孔)ができた場合を考える。高温空気がそこから漏れる時のシール部の細孔入り口温度を

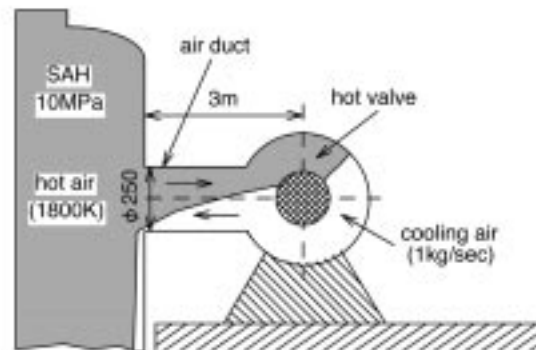


Fig. 6.4: Stratification of hot air in the hot valve; (the hot air with 1800K occupies the upper void of the hot valve irrespective of the cooling air)



以下のように計算した。

- 入り口で温度差 $\Delta T$ の高温空気流は、直径 $d_p$ の細孔内シール幅(13mm)を流路長とするポアズイユ流で細孔壁と熱交換し、シール部を加熱する。
- シール部内熱伝導は軸対称の有限厚さの2次元とし、細孔壁面から熱が流入する。シール上流端は断熱、下流端は等温壁とする。

この解析モデルでは、細孔壁からシール材に流入した熱流はシール面の下流側から流出、時間を経た後に平衡に達する。その時の温度分布の定常解は変形Bessel関数の級数として得られ、その第1項だけを残し、展開すれば細孔上流端の平衡温度<sup>3)</sup>(最高温度:  $T_{max}$ )の近似解は以下ようになる。

$$T_{max} = -\frac{4}{\pi^2} \cdot \left(\frac{\lambda_g}{\lambda_s}\right) \cdot (Re_d \cdot Pr) \cdot \left(\frac{\pi \cdot d_p}{2 \cdot l}\right) \cdot \ln\left(\frac{\pi \cdot d_p}{2 \cdot l}\right) \cdot \Delta T_0 \quad (1)$$

この結果をRJTF高温弁に適用し、細孔最高温度と細孔直径との関係を得た。細孔内はポアズイユ流であるため、熱交換速度を決める $Re_d$ は $d_p^3$ に比例して増加する。そのため、シールの高圧側である細孔上流(前縁)温度は入り口空気温度差に比例し、亀裂(ピン・ホール)直径に強く依存する。例えば、細孔直径が $12 \mu m$ 以下の時にはシール温度はテフロン許容温度(600Kと仮定)以下に保たれる。しかしその限界直径を越えると細孔入り口部からシール過熱が起き、順次下流側に広がる。したがってRJTF条件下では、シールに $12 \mu m$ 以上の1点集中型の亀裂ができれば、その亀裂は時間と共に広がり危険である。

#### d) シールに流入する空気温度

シールに少量の漏れがあっても、高温空気がシールに達するまでにプラグとリテーナ間の1mm隙間で冷却され、テフロン許容温度以下の温度になれば漏れは拡大しない。そこで高温空気の冷却速度を調べた。今、流路隙間を $h$ 、プラグ直径を $D$ 、隙間を流れる空気の密度と流速、比熱をそれぞれ、 $\rho$ 、 $U$ 、 $c_p$ と書く。また冷却は壁温 $T_w$ のプラグ側とフランジ側の両面から熱伝達係数 $h_w$ で行われるとすれば、流れ方向の空気温度( $T$ )の低下は以下の式で表される。

$$c_p \rho U \pi D h \frac{dT}{dx} = -2\pi D h_w (T - T_w) \quad (2)$$

これらの結果をRJTFに適用した。10%/秒以下の漏れがある場合、シールに流入する空気温度は600K以下となり、シールの漏れは拡大しないことが分かった。しかし、 $Re$ は漏れ量に比例し、冷却に要する距離 $x_c^*$ は $Re^{1/2}$ に比例して伸びる。このように漏れ量が増大するにつれて冷却性能が低下する。リテーナに1300K空気(温度差が1000K)が流れ込む場合には、0.02kg/s(20%/秒)

以上の漏れは、シールにとって危険となる。結果として前提(A)(B)が崩れれば、設計前提の(C)は不適切である事が判明した。

したがって、新高温弁ではプラグ支持部の常温空気バージが効かなくなった場合でも十分長い冷却距離(600mm)が取れるように設計した。

### A6.1.5 新高温弁

#### a) 新高温弁の改修点

新高温弁の構造を図6.5に、その周りの配管と監視系を図6.6に示す。主な改修点は以下の通りである。

- 高温弁のシール部を高温部から630mm後退させるため、弁箱と均圧室の間にプラグ支持部(図6.5中央部)を設けた。これに伴い高温弁プラグ長が870から1533mmと長くなった。
- 長くなった横置きプラグの支点をプラグ支持部両端の2点とし、自重による偏心量を小さくした。
- プラグ支持部両端のプラグ軸受けベアリング(PEEK樹脂製)をアルミナ(ZTA)製に替え不燃化した。これに伴いプラグ表面をアルミナとの滑り特性がよい、タングステン・カーバイド(WC-27%NiCr)コーティングとした。
- 図6.6の下側、ROV088より支持部に常温空気をバージすることにより、粒子や高温空気の侵入をなくした。
- プラグ支持部と均圧室の間にあるシール部を2重にし、その間にROV087を經由して高圧常温空気を封じた。これによりシールが損傷しても、シールを常温空気で保護できる。
- ROV090とPE087を用いたシール気密確認機能、及びPE086による試験時のバージ空気圧監視系を設け、シール損傷を早期に検出する。またTE820で空気温を、TE817でシール部金属温度を監視する。
- シール形状については、1本のスプリングを挟んでCシールを向かい合わせにしたダブルアクティングシールを、プラグの偏心に対して追従性が良いCシールを背中合わせに組み合わせたダブルCシール

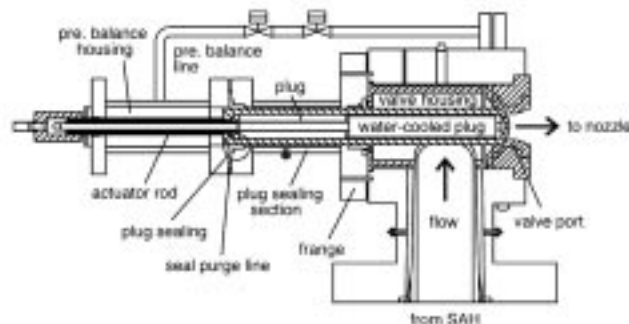


Fig. 6.5 The new hot valve employing a supporting space between the valve box and the balance room

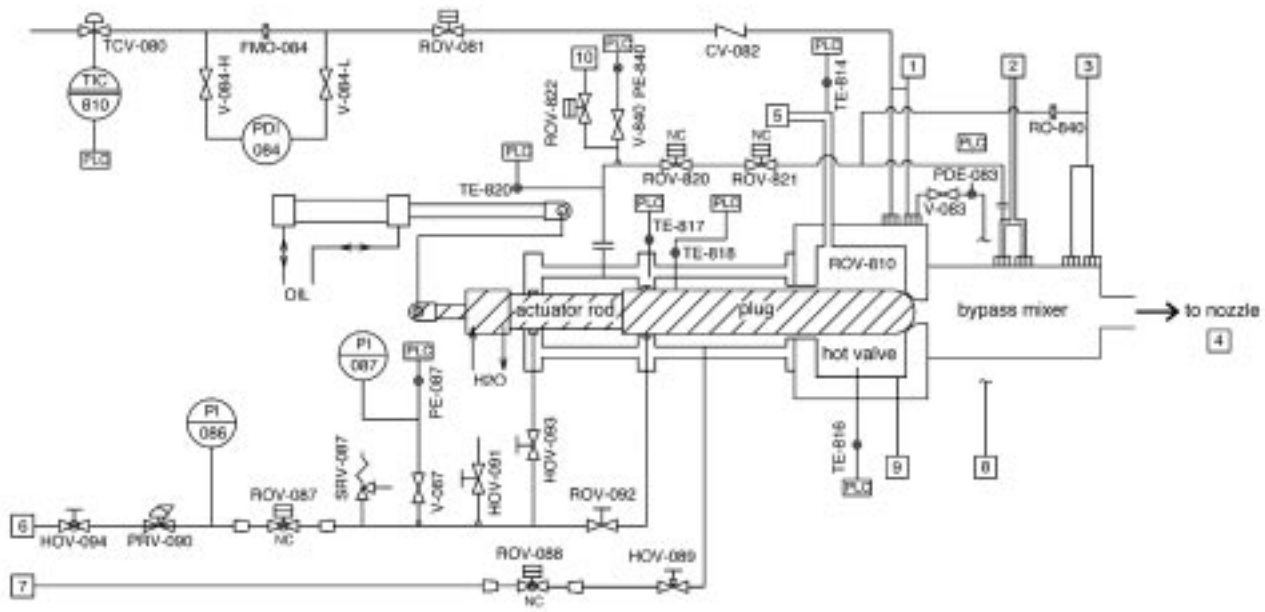


Fig. 6.6 The air purge system and the monitoring system employed in the new hot valve

に変更した。そしてそのリップを長くして、偏心に対してより追従性を改善した。

b) 改修結果

図6.7に新高温弁に新設した高温弁内空気温度(TE816)と、均圧室内空気温度(TE820)の変化を示す。図の右軸は蓄熱体圧(PE920)の変化である。カウント+4秒からの昇圧直後は、昇圧速度に比例して供給量を増したバージ空気により高温弁内空気温度は低下する。しかし28秒以降では、高温弁空気温度は急激に上昇し、70秒で空気温度は1300 Kを越えている。その直後に下流側から背圧加圧の常温空気が流入するため一時的に1150 Kまで低下、そして定常運転時の1350 Kへと変化している。この領収試験時では風洞を92秒で停止しているため、空気温度は100秒時点から低下した。このように冷却用にバージ空気を供給していても、内部空気温度は層状化により1300 K以上に上昇し、プラグはその高温空気に晒されていることが確認できた。

図6.7の均圧室空気温度(TE820)は背圧加圧に伴う断熱圧縮で最高370 Kまで昇温しているが、通風時には330 Kまで低下、通風後は均圧室が減圧することにより240 Kまで低下した。新設したプラグ支持部空気温度(TE818)は300 Kから320 Kにゆっくりと変化した。これは断熱圧縮によるもので、高温空気の侵入は見られなかった。またシール部金属温度(TE817)は全く変化しなかった。

シール気密性能は、シール系の配管容積(0.363ℓ)に12.3MPaの常温空気を封入し、60秒間の減圧速度から測定する。減圧実績値は0.05MPa程度(最大限界差圧: 3.56MPa)であった。これは標準状態で0.02ℓ/秒から

0.03ℓ/秒の漏れ量に相当し、旧高温弁での約10ℓ/秒より3桁小さい。試験時は常温空気圧(PE087)を試験30分前から常時監視し、12.5MPa保持圧が12.0MPa以下になると風洞は停止する。

その他上記(g)項に基づき変更したシールの自緊機能を調べた。その結果、リップの短いシールで見られた小差圧時の気密性低下はなかった。高温弁の改修では以上に加え、プラグ用2次冷却水系の流量を常時モニタする監視システムを追加し、蓄熱時のプラグの過熱によるシール劣化を防いでいる<sup>4)</sup>。この高温弁により99年9月からスクラムジェットエンジン試験を再開した。

改修後のエンジン試験では、実験4時間(正午)前から減圧速度によるシール性能確認を数回繰り返し、試験に備えている。その際、しばしばシール性能が低下する事例が観測された。しかしその時には、ROV094を経由して高压常温空気を供給しながら、高温弁を数回往復させ

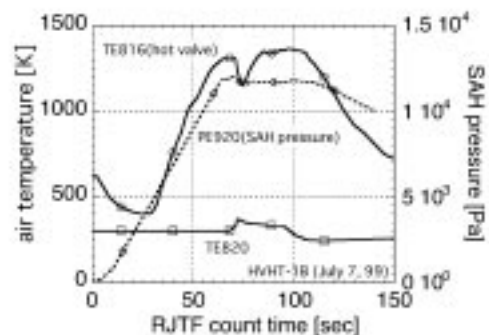


Fig. 6.7 Air temperature in the valve housing (TE816), TE820 in the balance room and total pressure (PE920) in the nozzle

ればシール性能は回復した。このことから本来自緊式とされているCシールでも気密性能は不十分であると考えられる。そしてシールに背圧を掛けながら、アクチュエータの動かすことによりシールリップと摺動面との馴染みが良くなったものと考えている。一度性能が回復すると、その日の実験までは異常なく気密性能を確保でき、実験中の気密モニタデータも安定した結果を示した。

## A6.2 プラグ・コーティングの剥落

### A6.2.1 不具合の発見と原因の推定

2000年度の定期検査時に、新製作のM8エンジン試験を20回した高温弁プラグコーティングの表面に直径数10mmに及ぶ不定形の剥落が発見された。完全にコーティングが剥離し、赤褐色の炭素鋼の地金が露出している箇所が6箇所、うち3箇所は高温弁閉時のベアリング位置よりやや先端側、残り3箇所はそれよりも先端側のプラグ下部に集中していた。剥離部厚さと成分分析から剥離はコーティング層と炭素鋼基材間で起きていた。超音波厚み計によれば、その他にもコーティング層が基材から浮き上がったblisterもあることが分かった。同様なコーティング剥離は、本所極超音速風洞用高温弁でも発生した(H8年)ことがある。

なお、コーティングはインコネル625を0.13mm溶射し、その上にタングステンカーバイド0.25mmを溶射コーティングしている。

調査検討の結果、剥離の原因は溶射によるコーティングの際に生じる微細な空隙を伝って大気中の水蒸気の結露した水が浸透、炭素鋼基材まで達し、そこで錆を発生したことによると判断した。2000年4月のM8燃焼加熱器からの漏水(後述)による水没も遠因となっている可能性もある。

### A6.2.2 対策と補修

以下の対策を検討した。

- 高温弁弁室の乾燥ガスによるバージ：大気起因の水が原因であると仮定すれば、通年乾燥ガスを流す必要があり、その流量が過大で実現が困難であると結論した。
- 冷却水を加温し、プラグ表面の結露を防ぐ方法：これも通年の作業であり、実施不可能と判断した。

結局現プラグを補修して様子を見ることとした。しかし再溶射仕様を以下のように変更した。

- 現在のプラグ表面を0.6mm削り、旧被膜を除去する。
- その上に下盛りのインコネル625を0.3mm、上盛りのタングステン・カーバイド層を0.35-0.4mmに増し、水分の基材への浸透を抑制する。
- その後機械加工により鏡面仕上げとし、面粗度

Ra0.2Sとする。

- 溶射層の空孔をシリコン樹脂により封孔処理する。

なお、プラグ先端部(弁ポートとの気密部)については、現ニッケルメッキを除去した後、上記平行部(溶射コーティング部)をマスキングして、ニッケルメッキを30 $\mu$ m施した。

### A6.2.3 補修結果

補修後の2001年3月から4月にM8エンジン試験を16回実施し、7月に高温弁を開放してプラグ表面を調べた。プラグ表面は金属光沢を有し、コーティングの剥落や浮き上がりは全く発見できなかった。今回高温弁弁室の除湿等の特別な管理をしていないことから、前項b)とd)が表面保護に寄与したと判断している。

## A6.3 蓄熱体加熱器の昇圧速度限界

### A6.3.1 蓄熱体の浮き上がり

蓄熱体の下部から空気を供給し、高温の蓄熱体内圧力を上げる時には、蓄熱体の上下間に圧力差が生じて蓄熱体担体の浮き上がり(floating)が起きる可能性がある。コアドブリック型蓄熱体はペブル型に比べて、蓄熱体担体の浮き上がりがしにくいと言われている。しかしこの浮き上がり限界が高温弁の運転方法と構造を決めるため、その詳細な検討が必要となる。

今コアドブリックの空気孔径をd、その1本当たりの空気流量をmとする。圧力損失係数を $C_d$ 、蓄熱体ベッド高さをH、蓄熱体内部の代表圧力と空気温度をそれぞれP、Tと表し、ガス常数をRと書けば、蓄熱体ベッド上下間の差圧は以下の式で表される。

$$\begin{aligned} \Delta P &= C_d \cdot \left(\frac{1}{d}\right) \cdot \frac{\rho v^2}{2} \\ &= \frac{C_d}{2} \cdot \left(\frac{1}{d}\right) \cdot \frac{R T}{P} \cdot m^2 \end{aligned} \quad (3)$$

したがって今ベッド高さや空気孔の孔径が決まっている時、差圧は空気流量の2乗に比例、温度が高い程、圧力が低い程大きくなる。これにより、RJTF用蓄熱体加熱器と小型蓄熱体加熱器の運転においては、蓄熱体ベッド上下間の差圧が70kPaの差圧限界値以下になるように設計・運転されている。結果として、蓄熱体加熱器の昇圧速度は200kPaを越えないように制御されている。

### A6.3.2 高温弁焼損時の急速脱圧

RJTFの1998年9月のM8エンジン試験(M8-32試験)において、高温弁のシールからの高温空気漏れにより高温弁を焼損する事故が発生した。その事故の詳細と改修については付録A7.1節を参照されたい。その事故では高温弁均圧室部に大きな孔ができたため、10MPaまで加圧さ

れていた蓄熱体内高温空気が流出して建屋を損傷した。その時の蓄熱体加熱器内圧力の時間変化を図6.8に示す。

均圧室の開口部のため、計測時刻60秒付近から圧力は低下始め、開口面積の増加に伴い65秒から減圧速度は増加している。そして75秒までに蓄熱体圧は大気圧まで低下した。その時の平均減圧速度は1.8MPa/sであり、通常の昇圧速度200kPa/sに比べて1桁大きかった。図の減圧速度から蓄熱体加熱器からの空気の流出速度を計算すれば、60から100kg/sとなる。これは蓄熱体を昇圧する時の供給速度10kg/sの10倍である。

設備の緊急停止時にも大きな減圧速度が発生するが、その時は蓄熱体加熱器の下部側からの空気放出であり、差圧はマイナスとなって浮き上がり問題は生じない。しかし、この事故の場合には蓄熱体上部からの空気放出で蓄熱体坦体の浮き上がりとそれによる蓄熱体ベッドの崩落が心配された。

蓄熱体の空冷が終了した後、蓄熱体上部のLPGバーナ部と首部の断熱煉瓦を取り外し、蓄熱体内部に入ってコアブリックの損傷状態や断熱煉瓦で形成されているドーム部を点検した。空気吐出口近くに高温弁プラグからの冷却水が浸入し、一部赤茶色の水の流れた跡はあるものの、コアブリックの浮き上がりの痕跡はなかった。また冷却水による急冷で応力割れを心配したが、割れは発見できなかった。ドームを形成している煉瓦にも移動した跡は無かった。したがってRJTF蓄熱体は1.8MPa/sの急減圧においても、コアブリックの浮き上がりやドーム部の背面との差圧による崩落は起きなかった。

今、事故時の差圧計指示値は零点がずれており、信頼性がないので、式を用いて蓄熱体ベッド間の差圧を計算する。M8条件(10MPa-1500K, 10.4kg/s)での定常通風時の差圧を計算すれば1.5kPa、M4時(2.2MPa-1500K, 20kg/s)では24kPaとなる。事故時の急減圧での空気流量が100kg/sと仮定すれば、600kPaの差圧が発生し、蓄熱体では浮き上がりが発生しなかったことになる。この600kPaの差圧は、蓄熱体について従来許容差圧としてきた70kPaの10倍近い。

### A6.3.3 ゲート弁による風洞の可能性

RJTFおよび小型風洞の高温弁は、蓄熱体加熱器では低圧時にブリックの浮き上がりが生じるために、蓄熱体を高圧にした状態で閉鎖することにした。高圧時に閉鎖するために高温弁は直交弁型となり、1994年2月には直交弁からの2次流によるバイパス空気混合器の過熱のトラブルが発生した。バルブシート面の気密性能を得るためには表面をニッケルでメッキし、その粗度を管理している。そしてその面を保護するために均圧システムが必要となり、背圧加圧シーケンスが不可欠となった。また

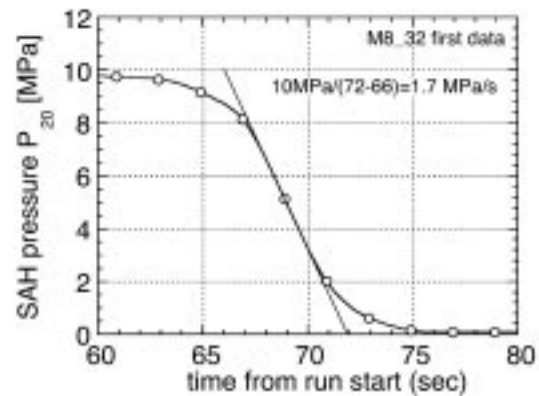


Fig. 6.8 Depressurization of the SAH during the hot-valve burnout in the M8-32 engine test

高温高圧の空気流からプラグとそのシール性能を確保するために、プラグ表面にはコーティング、その支持部にはアルミナベアリング等の高価な部品が必要となった。このように浮き上がりの懸念により設備は加速度的に複雑なものになり、事故を誘発した。

しかしこれまでの検討から、設計時に想定したより浮き上がり現象が起きにくく、蓄熱体下部から供給する空気流量を増すことができることが分かった。その場合、LPGバーナによる蓄熱体加熱器の蓄熱時には、弁を閉じて燃焼ガスが下流側に流れないようにゲート弁で風洞を設計できるかも知れない。バーナは大気圧で運転しており、ゲート弁はバーナの燃焼圧相当の小さな差圧に耐えれば足りる。通風実験直前にゲート弁を開として、蓄熱体下部から空気を供給する。蓄熱体で加熱された空気はノズルから流出するが、十分な空気流量を与えれば、蓄熱体加熱器圧は上昇し、複雑なシーケンスなしでそのまま定常通風にできる。風洞停止シーケンスも単に蓄熱体下部からの空気供給を停止すれば足りる。以下にそのシーケンスの概略を示す。

蓄熱体圧力をP、その中の平均空気温度をTとする。蓄熱体内部とその下流の設備ノズルまでの高温配管の容積をVとすれば、蓄熱体圧の支配方程式は以下のように、供給空気流量 $m_{in}$ 、 $m_{out}$ を用いて書くことができる。

$$\frac{dM}{dt} = m_{in} - m_{out} \quad (4)$$

蓄熱体内部容積はこれまでのRJTFデータから22m<sup>3</sup>程度と見積もられ、ここでは下流側容積を加えて30m<sup>3</sup>と仮定した。ノズルからの流出量はチョーク流量から計算できるし、また実際のRJTFの運転条件からも分かる。結局、支配方程式は1階微分方程式となる。蓄熱体はM4からM8条件まで、常時最高温度で運転されており、蓄熱体内空気温度は1500Kである。それを用いて整理すれ

ば、空気供給量を定める常数 $a$ とノズル流出量を定める常数 $b$ により、昇圧速度が計算できる。ここで $a$ は供給量が $10\text{kg/s}$ の時は $0.2$ 、 $50\text{kg/s}$ 時は $1[\text{MPa/s}]$ の値を取る。

$$\frac{dP}{dt} = \left(\frac{V_0}{R \cdot T}\right)^{-1} (m_{in} - m_{out})$$

$$= a - b \cdot P \quad (5)$$

	Mair	P0	mout	b
M4	20	0.86	43	1.07
M6	31	4.8	31	0.124
M8	6	10	8.5	0.012

この解は以下のように書くことができる。

$$P = \frac{a}{b} \cdot \{1 - \exp(-b \cdot t)\} \quad (6)$$

蓄熱体圧力は初期には $P=at$ により昇圧し、最終的には定常値 $P_{\infty} = a/b$ に漸近する。図6.9にその計算例を示す。空気供給速度が $10\text{kg/s}$ ではノズルからび流出に追いつかず、M4時には $0.19\text{MPa}$ 、M6時では $1.6\text{MPa}$ となり目標圧力に達しない。M8時では $16.7\text{MPa}$ までの昇圧が可能である。このように浮き上がり限界の制限が緩和でき、空気供給流量を $50\text{kg/s}$ に増加できれば、M4では7秒、M6でも9秒、M8では13秒程度で目標圧力に到達でき、あとは弁開度を定常値にすればよい。

図6.10に式(4)で計算した蓄熱体ベッド間に発生する差圧を空気供給量 $10\text{kg/s}$ (RJTF相当)と $50\text{kg/s}$ 相当にして計算した結果を示す。空気流量が $10\text{kg/s}$ と低い場合には、昇圧期間の初期2秒間差圧が $100\text{kPa}$ を越え、浮き上がりの可能性がある。しかしこの流量ではノズルからの流出分が多く、目標圧力の $5\text{MPa}$ には達しない。空気流量を $50\text{kg/s}$ に増加すると、10秒で目標圧の $5\text{MPa}$ に達するが、初めの4秒間は差圧が限界値 $100\text{kPa}$ を越えている。したがって風洞にゲート弁を採用する場合には、この昇圧初期の浮き上がりを防止する工夫が必要である。

その1方法は、蓄熱体の昇圧と同時にゲート弁下流に設置するバイパス空気混合器から常温空気を供給することにより、蓄熱体内の空気流量を抑えながら昇圧する方法である。風洞システムにはM4時に空気総温を測温するために、常温空気供給系が設置されている。蓄熱体ベッドで発生する差圧に等しい差圧を付けるためのリストラクタをその配管系に入れることにより、ゲート弁上流/下流の圧力を調整すれば、常温空気の蓄熱体への逆流を防ぐことができる。万一若干の常温空気が逆流しても、RJTFの高温弁事故で観察したように、コアブリックの対熱衝撃強度は高く、それによる損傷は生じないと考えている。

#### A6.4 蓄熱体ベッド上下の差圧計測

空気供給量を増して昇圧速度を上げる際には、蓄熱体ベッド上下の差圧を厳重に管理し、浮き上がりの生じないように監視する必要がある。しかし背の高い蓄熱体上下の差圧計測では、指示値が高温空気の水分分だけ真値からずれ、それがきっかけとなって93年11月のRJTF調整運転時に設備が暴走したことがある。

指示値のずれは以下のように発生する。蓄熱体内部では空気温度が高く、その密度は低い。他方、蓄熱体から圧力を導くための配管内部での空気温は低い。そのため相互の密度の違いにより、蓄熱体圧に比例した高さ相当の静圧が立つためである。M8実験では蓄熱体内圧が $12\text{MPa}$ となる。結果として差圧指示値に、内部空気温の上昇に比例して最大 $10\text{kPa}$ の差圧分の零点移動が起きた。この零点移動量は現状のRJTF-M8運転の昇圧時ベッド間差圧 $3\text{--}5\text{kPa}$ 、通風時の差圧 $1.4\text{kPa}$ に比べて大

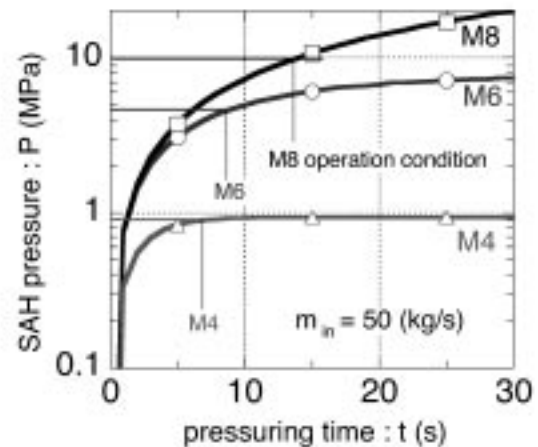


Fig. 6.9 Pressurization of SAH with an air supply rate of  $50\text{ kg/s}$  under the M4, M6 and M8 operations

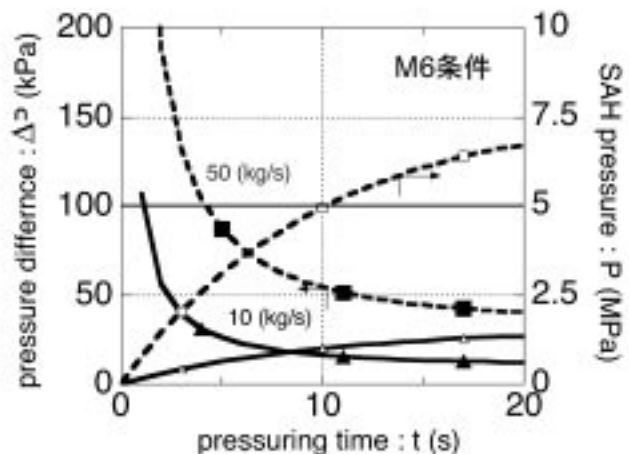


Fig. 6.10 Pressure difference across the SAH bed with air supply rates of  $10$  and  $50\text{ kg/s}$  (M6)

きい。

使用圧が10MPaと高い中で、このように小さな差圧を精度良く測り管理するために、2個の圧力計指示値を引き算する方法、差圧の代わりに蓄熱体加熱器圧の昇圧速度で管理する等の工夫が必要である。

#### A6.5 RJTFにおけるディフューザ設計

RJTFを建設する時点では、自由噴流型風洞の始動性の子測法が不明で、特に矩形ノズルからの超音速流のそれを受け入れる円形ディフューザへの影響、エンジンとその燃焼の始動性への影響が明らかではなかった。そのため、既設の高空性能試験設備のエジェクタが果たしてM4からM8試験条件時の風洞始動条件を満足するか、が問題となった。

そこで宮島は、近似的に矩形ノズルを同じ断面積を有する円形ノズルに置き換え、75%超音速ディフューザ効率を有する一定断面積ディフューザについて性能計算を行った。その際、矩形ノズル流が円形ディフューザに流入する際の総圧低下により始動圧力比は25%増加すると予想した。また、閉塞率の大きなエンジンにより始動圧力比がさらに20%増加すると推定した。そしてそれらの結果から、計算で得られた始動圧力比に1.5の係数を乗じた値で始動性を検討した。その結果、得られた1000mm内径のディフューザに対する始動圧力比はM4条件で21.2、M6条件で116、M8条件では540となった。

このように、風洞ノズル総圧からノズル出口圧、そしてディフューザ出口背圧が、得られた始動圧力比から決まる。エジェクタを設置した場合の始動条件は、ディフューザ背圧値が、ノズルからの2次流時のエジェクタの吸い込み圧(第A2節参照)より高ければ風洞は始動するとした。その結果、RJTFのディフューザ内径は1mが限度で、それ以上大きなディフューザでは始動圧力比が急増すること、ノズル寸法はそれほど始動性に影響しないこと等を試算し、設計に入った。

この性能予測の妥当性を確認するために、RJTF建設と平行して米国Fluidyne社において1/5縮尺風洞によるM6条件までの風洞始動性確認試験を実施した。しかしながら、M8条件時のRJTF単体始動性、およびエンジン装着時の風洞始動性は結局、RJTFの領収後のエンジン試験でしか確認できなかった。その領収実験とその初期のエンジン試験については文献12を参照されたい。

#### A6.6 エンジン燃焼と設備の干渉

エンジン風洞では、エンジン燃焼で低圧室圧が上昇することにより風洞ノズル流れの剥離が誘起される『エンジン試験一風洞干渉』が懸念される。この干渉が起これば、エンジンインレットへの流れが乱されエンジン不始動となる。さらにひどくなると、エンジン試験中に風洞ブレイクが生じ、それによるエンジン破損や未燃焼の燃

料の爆発の可能性がある。そのため、模型から不活性ガスを噴射することにより、エンジンの燃焼とそれによる風洞始動性を模擬する方法等が提案されている<sup>6)</sup>。この問題はエンジン試験に限らず、試験室内で燃焼を伴う超音速風洞特有の課題である。そこで、RJTF試験において経験したエンジン試験によるディフューザ・ブレイクの事例をまとめる。

2000年4月までに200回以上のRJTFエンジン試験を実施してきた。エンジン内で保炎した場合、それによる低圧室圧の2-3倍の上昇はあるが、ノズル流の剥離までには至らないことが多かった。しかし、エンジンに供給する燃料流量が過大な場合には、大規模なノズル流剥離に至ることがある。

図6.11にRJTFのM8エンジン試験で経験したエンジン不始動とそれによる低圧室内燃焼、風洞ノズル剥離の様子(M8-12試験時)を4枚組の写真で示す。エンジンは推力架台の上に上下を反転して天板が下の状態で装着されている。飛行マッハ数8に相当するM6.7気流は、左の51cm正方形断面の設備ノズルからエンジンインレットに向かって流れる。エンジン作動状態が観察できるように、ジェットキャッチャーには開口部があり、エンジン全体とディフューザ入り口部が写っている。エンジンは水冷であるが、エンジンフェアリングは無冷却である。そのためインレットくさびと側板の継ぎ目は実験時間の経過に伴い、加熱・灼熱している。なおエンジン側板の白い塗料は流線可視化のためのペイントである。ノズルの下流の輝炎の中には性能解析用ガス採取プローブ(付録参照)が見える。この実験では、ディフューザを横切って、3本のガス採取レークをエンジン出口の直下流に設置した。

図6.11の上から第1番目の写真はエンジンに燃料を供給始めた直後である。エンジンノズルから輝炎が膨張しており、推力を発生している。しかしこの実験ではガス採取用レークをエンジン下流に設置したこともあり、燃料流量が110g/sになると同時にエンジンは不始動になった。2番目の写真はそのエンジン不始動状態で、カウルから気流(一部燃焼ガスが逆流するため、気流は白くなる)がスビルしている状況が写っている。この時にはエンジン内部で大きな剥離泡が形成され、未燃焼水素がカウルから排出される。

図6.12にこの実験におけるノズル出口圧、低圧室圧、ディフューザ入り口部壁圧(1)、そしてそれより2m下流で測定したディフューザ壁圧(2)の変化を示す。77.6秒の燃料供給と同時に、ノズル圧は1.5から3kPaに、低圧室圧は2.5kPa(ただし、レークを装着しない場合には1.5kPaでほぼ適正膨張である)から5.5kPaに、ディフューザ(1)圧は3kPaから9kPaに上昇している。ノズル壁圧の上昇は、低圧室圧上昇に伴うノズル流剥離によるものである。低圧室圧5.5kPa、ディフューザ(1)での

10kPa、(2)における壁圧7kPaの流れ方向圧力分布は、正常運転時の単調増加分布と逆で、上流が高くなっている。この分布から、この実験ではガス採取レークが保炎器となって、エンジン出口直下流の低圧室とディフューザ(1)の間に燃焼が起きていると考える。

実験時間で82秒から低圧室圧とノズル壁圧は10kPaを越える圧カスパイクを3回繰り返している。写真図6.11の上から2番目の写真はその瞬間を捉えたもので、ディフューザ内部に大きな火炎が、またスビル流にも火炎が見える。その瞬間風洞ノズル流も大きく剥離し、エンジン側面にその剥離した流れが白く見えている。図6.12でディフューザ(1)圧が先行していることから、この燃焼はエンジンカウルから排出された燃料がディフューザ入り口で着火し、低圧室内に吹き返したことによるものである。

4枚目の写真ではノズル内部の剥離はさらに上流に遷り、エンジンインレットは剥離流に覆われている。ディフューザ入り口部から低圧室内の燃料が消費されれば、この吹き返しは止まる。この吹き返しにより、ディフューザ内の冷却用スプレー水が逆流し、低圧室内に水蒸気が立ちこめている。しかしこの直後にエンジンへの燃料供給を停止すると、エンジンインレットは自動的に再始動し、それに伴って風洞もディフューザ・ブレイクから脱して、低圧室圧は燃料を噴射する前の値に回復した。

この激しいエンジン/風洞干渉は、エンジン下流にガス採取用レークを3本入れたことが誘因である。しかし直接の原因は、エンジン不始動→多量の未燃燃料がディフューザに供給→そこで燃焼・発熱したことによる総圧低下→ディフューザのブレイクダウンによるものである。エンジンが正常に作動(エンジン内部で燃焼)し推力を発生すれば、エンジン排気流は一種のエジェクタとし

て機能する。しかし逆にエンジンが不始動となって大きな抗力を作り、かつ未燃焼の燃料がディフューザ入り口部で燃焼した場合には、ノズル流マッハ数が高い分、デ



Fig.6.11 Diffuser breakdown observed in a Mach 8 engine test in the RJTF

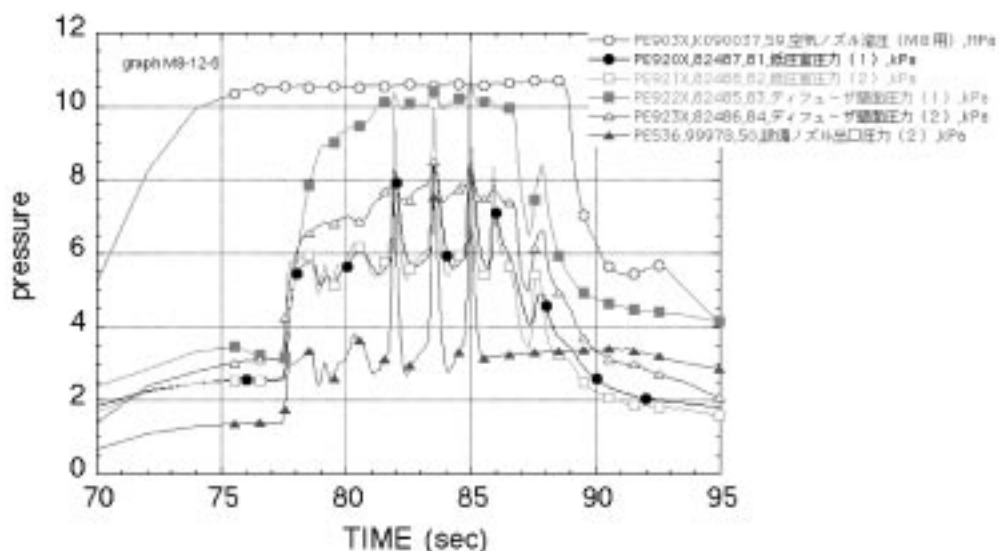


Fig. 6.12 Diffuser breakdown caused by the engine unstart and the combustion of the engine fuel spilled out from the engine cowl (M8-12 test)

ィフェューザに流入するまでの流れの総圧損失は大きい、図6.11と図6.12に示した現象は、エンジン風洞に特有な発熱によるディフェューザブレイクダウンである。

これまでのエンジン試験では、エンジン不始動が原因でディフェューザブレイクダウンに至った場合に、最も厳しい風洞干渉を経験した。しかしエンジンが再始動するかぎり、風洞全体がブレイクし供試体や風洞を破損するような事態(例えば文献7、8)にはならないようである。図6.11の実験でのエンジンにかかる空力荷重は、風洞始動/ブレイク時の荷重と同程度であった。しかしながら、この実験ではかなり大きな音響を発生し、できるだけ避けるべき運転状況にあった。そのため以後の実験では、誘因となったガス採取レークを3本の固定式からトラバース式の1本レークとし、そのレークもなるべく薄く、エンジン排気流を妨害しない形状に変更している。

また図6.11の実験ではエンジン燃料供給と同時に低圧室内水素濃度は5000ppmを越え、測定範囲を振り切った。しかし低圧室内での未燃焼ガスの着火と燃焼も、初期試験室圧が大気圧の1/20以下(飛行マッハ数で6以上)であれば、最も厳しい当量比1の等容燃焼による圧力上昇であっても低圧室圧は大気圧に達しない。実際、図6.12でも低圧室圧は大気圧より十分低い。ただし実験後の残留燃料を排出するために、排気設備を長く運転する必要がある。エンジン試験ではエンジン試験直後に低圧室を窒素で不活性化し、その後酸素濃度を監視しながら

大気置換を行っている。

**A6.7 M8燃焼加熱器からの水漏れ**

2000年4月に実施したM8第5期試験の途中(M8-52)にM8燃焼加熱器下流端とノズルスロート部の接続面から5MPaに加圧した冷却水が漏れ、実験が中断した。漏れは燃焼加熱器を水冷するための鋼製内筒と鋼製外筒間をシールしているOリングの上部が欠損し、そのシール性能が低下したためであった。そのOリングはこれまで交換していなかったため、経年劣化による気密性能低下と判定し、新しいものに交換した。

2001年4月のM8第6期試験シリーズを終了した翌日にM8ノズル上流の高温スプールのドレン弁を開放したところ、水が流れ出した。点検の結果、M8燃焼加熱器のOリングの昨年4月と同じ場所に焼損痕があり、150mmにわたり最大1/2までの減肉状態となっていた。この観察から、このOリングとその使用方法には構造的な欠陥があると判断した。

Oリングの焼損場所回りを調べると、そこにはノズル総圧計測データ測定(PE901)用の圧力取り出し溝(2mm角)があり、その周りには高温空気が接触したheat markが見られた。鋼製内筒の冷却水側最頂部濡れ面には、高温空気が浸入して冷却水を排除、恐らくゴムの燃焼痕らしい斑点が残っていた。不具合が発生したM8-68試験では、設備データ用圧力計(PE903)と計測用PE901の2本の

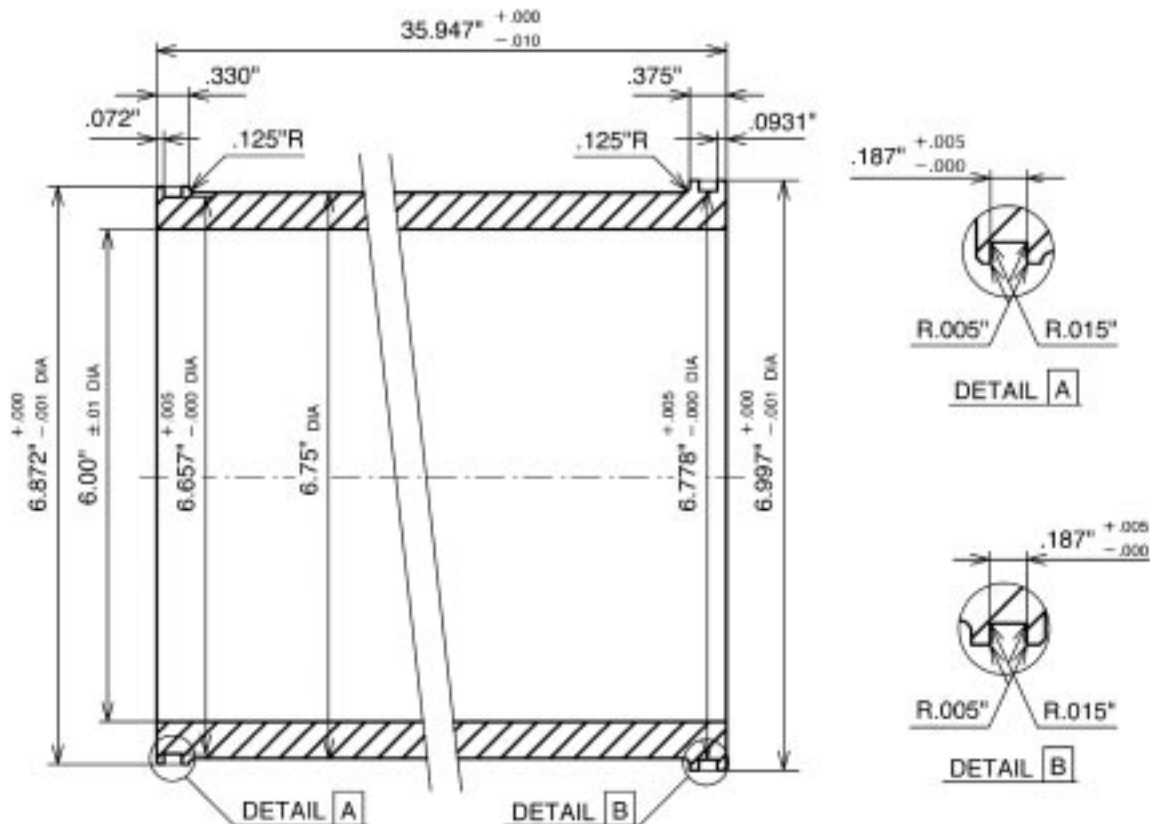


Fig.6.13 The M8 Vitiation Heater and the details of the O-ring sealing



圧力導管を並列にし、PE901用圧力取り出し口に接続していた。この2本の圧力導管は1/4インチ管で10mと長い。その結果、それらの内容積の和は1気圧換算で40%と計算される。

これらの事から、Oリング焼損発生シナリオは以下のようになる。燃焼加熱器の銅製内筒は、その重量により下に偏位して上側のOリングの気密性は低下していた。実験時には燃焼加熱器圧は真空から10MPaまで上昇し、圧力配管容積を充填する分の高温空気が圧力取り出し用溝を通過して流れた。それにより溝周りは過熱され、緩いOリング頂部から高温空気が冷却水側に流れた。冷却水圧は5MPaであるため、上部の冷却水は排除されて漏れ部温度は上昇した。その結果、より気密性能は低下して、シールの損傷が広がった。

試験直後の点検では、冷却水のダンプタンクの圧力逃がし弁には異常はなく、冷却水系に漏れ込んだ空気量は極少量である。冷却水圧は試験時には空気圧より低く、ノズル側に流出することはない。実験終了後には設備冷却水タンクは脱圧し、その水頭分の圧力により夜間にゆっくりとノズル側に漏れだしたと考えた。

## 対策

このシナリオを元に以下の対策を行った。

- 高温空気が昇圧減圧時に行き来する原因となったPE901圧力導管を廃止し、その死容積をシーラント剤で充填した。
- Oリング接触面を横切るような圧力取り出し溝に耐熱セメントを充填し、高温空気がOリングに接触しないようにした。
- 熱膨張を考慮し内筒の全長は913.05mmで、外筒に比べて1.0 mm短い。これは銅内筒の熱膨張(内部資料p62-6-01)分の1.1mmに相当する膨張代である。しかし燃焼加熱器始動直後の昇圧時にそこから高温空気が浸入する可能性があることが判明した。

そのため内筒の端面に厚さ1.0mmのテフロンパッキンをはさみ込み、高温ガスの浸入を減らすようにした。そして高温ガスが浸入しても周りの熱容量により冷却されるようにした。これは新高温弁(第A6.1.4D節と同じ考え方によるものである。

一年後の定期点検時に燃焼加熱器を分解点検した結果、テフロンパッキンは熱膨張に伴う変形をしていたが、高温空気の浸入は見られなかった。

## A6.8 燃焼空気におけるH<sub>2</sub>O凝縮

空気の液化現象に加え、気流中に含まれる水蒸気の液化が極超音速風洞では問題となる。例えば文献6にはM5から10の風洞における許容水蒸気量を、露点で-60度C以下としている。ここではM10風洞において露点が-60

度から-20度まで上昇すると、気流マッハ数が10から8.8に低下した例が示されている。なお露点-60度CはH<sub>2</sub>O分率で13ppm、-20度Cは830ppmに相当する。これに従いRJTFの空気圧縮機にはシリカゲルによる脱湿装置があり、露点-60度Cの空気を供給している。

燃焼熱により空気を加熱する燃焼加熱方式では、気流中に燃焼生成物としてH<sub>2</sub>Oが含まれる。例えば、RJTFのM6V(Vitiation)モードでは17%。総温を2600Kまで上げるM8条件では25%のH<sub>2</sub>Oモル分率となる。それに伴う比熱比の変化は、ノズル出口では低温のためそれぞれ1.400(M6S)と1.385(M6V-平衡値)と無視できるが、含まれる水蒸気の液化が問題となる。凝縮を避けるには総温を上げるかあるいは総圧を下げれば良い。しかし風洞の模擬条件や風洞背圧の制約から、それらを自由に振ることは困難である。したがって高膨張ノズルで低い静温まで流れを加速する超音速風洞に燃焼加熱器を用いる時には、水蒸気凝縮の詳しい検討が不可欠である。表6.8.1にM6Vで気流総温を1400Kとした場合の平衡と凍結(スロート)時のノズル気流特性値をまとめた。表から分かるように、ノズル流を平衡と仮定すれば、液相H<sub>2</sub>Oは質量分率で1.69%となる。このような液相H<sub>2</sub>Oが共存した場合、エンジンインレット性能に影響する可能性がある。またエンジン試験では蓄熱体加熱空気と燃焼加熱空気により、限界水素流量が2倍近く異なる現象が観察されているが、この現象にも関係しているかも知れない。そこでエンジン入り口条件である設備ノズル出口で、H<sub>2</sub>Oが実際に凝縮しているかを検討した。

今、ノズル出口付近の静温に相当する範囲の蒸気圧データ(8)より、H<sub>2</sub>Oに対するClausius-Clapayon式は以下の式で与えられる。

$$P_{H_2O}[\text{Pa}] = 299 \exp\left(-\frac{43.73\text{kJ}}{R^0 T}\right) \quad (7)$$

M6V条件の総温は1550Kであり、ノズル出口静温は232Kで、飽和水蒸気圧は21Paとなる。他方ノズル出口での水蒸気分圧は、そこでの静圧4.5kPa(総圧4.6MPa時)にモル分率を乗じて1kPaとなる。このノズル出口でのH<sub>2</sub>O分圧1kPaは、飽和圧21Paに比べて高く、ノズル出口で水蒸気は過飽和となっていることが分かる。それを避けるには、飽和圧の強い温度依存性(5259K)を利用し、静温を約280K(P<sub>飽和</sub>=1kPa)以上、即ちノズル総温を1700K以上にする必要がある。

しかし水蒸気分圧が飽和圧より高くても、過冷却のままノズルを流れることが考えられる。事実、第3章の図3.3.5の空気液化においても左側の三角形の領域は凝縮速度が有限のために過冷却流れが観測された領域である。水蒸気凝縮におけるこの過冷却状態の流れが実際に起きているかを、RJTFエンジン試験データから調べた。

もし凝縮が生じれば、第3.3節で述べた空気凍結と同様にノズル総圧とピトー圧との比から計算されるマッハ

数分布には凝縮の影響が見られるはずである。M6V領収実験においてノズル出口断面のマッハ数分布を、コア部総数42点(7プローブレークを用いて、スパン方向に6位置)で計測した。その結果、コア部の平均マッハ数は5.18で、等エントロピで計算される5.15と一致していた。

また表6.8.1で、凝縮しない場合には5.7kPaのノズル出口静圧は、2%の凝縮により6.4 kPaに上昇している。しかしノズル出口静圧の計測値は5.5kPa と、凝縮のない凍結値に一致した。さらにM6Sの起動時には空気液化に伴う白いノズル流が見られるが、M6Vにおいては気流は常に透明であった。以上のことから、M6V条件でのノズル出口流は過飽和状態ではあるが、流速が大きいため過冷却状態で、正しくマッハ5.18流れとなっていると結論する。このように凝縮に伴う静圧上昇は総温1650K時でも1550K時でも観測されなかった。エンジンにおいてはインレットで圧縮され、静温が上昇するので、凝縮は問題なくなる。

同様な計算をM8条件で行った。M8条件での出口静圧は1.8kPa、25% $H_2O$ の分圧は250Paとなる。今、熱損失を考慮してノズル総温を2600Kと仮定すれば、出口静温は324K。それに対する飽和蒸気圧は13kPaと高い。このようにM8条件ではノズル出口の静温が高いために、凝縮は無視できる。

#### A6章の文献

- 1) Turner, Buoyancy Effects in Fluid, Cambridge Press, 1973, p70.
- 2) Scorer, R.S., Environmental Aerodynamics, John Wiley & Sons, 1978, p348.
- 3) Carslaw, H. S. and Jaeger, J. C., Conduction of Heat in Solid, Oxford Press, 1960, p214.
- 4) 事故報告書および改修報告書, 1998年11月, 航技研.
- 5) Klann, G. A. et al., Return to Operation of the NASA Lewis Hypersonic Tunnel Facility (HTF), 90th Sup. Sonic Tunnel Association, Ottawa, Oct. 4-6, 1998.
- 6) Kurosaka, T., Yamamura, T., Iwagami, S., Grunnet, J. L., Hayakawa, K., Mlyallma, H., A model study on diffuser pressure recovery in NAL scramjet test facility with simulated hydrogen combustion, AIAA 92-3979, presented in AIAA 17th aerospace ground testing conf., Nashville, TN.
- 7) Pope, A. and Goin, K. L., High-Speed Wind Tunnel Testing, p365, Robert E. Krieger Publishing Company, New York, 1978.
- 8) von Karman Institute for Fluid Dynamics,

Methodology of Hypersonic Testing, p5-12, 1993.

THEORETICAL ROCKET PERFORMANCE ASSUMING EQUILIBRIUM COMPOSITION DURING EXPANSION

FROM INFINITE AREA COMBUSTOR

P1/P2 = 481.7 PSIA  
CASE NO. 1

CHEMICAL FORMULA

	MOLES	ENERGY CAL/MOL	STATE	TEMP DEG K	DENSITY G/CC
OXIDANT N 2.80000	78.088	0.000	G	298.15	
OXIDANT O 2.80000	20.949	0.000	G	298.15	
OXIDANT AR 1.80000	0.932400	0.000	G	298.15	
OXIDANT C 1.80000 O 2.00000	0.038000	-84058.758	G	298.15	
FUEL H 2.80000	18.970	0.000	G	298.15	
OXIDANT O 2.80000	14.570	0.000	G	298.15	

O/P= 87.9330 PERCENT FUEL= 1.1244 EQUIVALENCE RATIO= 0.2677 PHI= 0.2670

	CHAMBER	THROAT	EXIT	EXIT	EXIT	EXIT	EXIT	EXIT	EXIT	EXIT	EXIT	
P1/P2	1.0000	1.8345	18.844	41.857	119.04	330.44	572.21	683.85	730.13	774.80	811.55	849.75
P, ATM	46.385	25.286	2.4615	1.1082	0.38967	0.14837	0.08106	0.06783	0.06353	0.05987	0.05716	0.05459
T, DEG K	1409.25	1226.74	692.81	561.60	422.83	318.73	283.03	279.78	278.60	277.55	276.72	275.91
RHO, G/CC	1.0997-2	6.8963-3	1.1870-3	6.5825-4	3.8782-4	1.4714-4	8.6315-5	8.2108-5	7.7427-5	7.3413-5	7.0424-5	6.7576-5
H, CAL/G	-8.82966	-58.724	-217.34	-253.51	-290.58	-317.86	-329.66	-333.26	-334.57	-335.74	-336.66	-337.56
U, CAL/G	-102.98	-147.65	-267.56	-294.22	-321.24	-340.96	-350.05	-353.27	-354.44	-355.49	-356.31	-357.12
G, CAL/G	-2701.57	-2409.69	-1545.07	-1329.79	-1101.10	-928.68	-872.07	-869.45	-868.50	-867.64	-866.98	-866.33
S, CAL/(G)(K)	1.9164	1.9164	1.9164	1.9164	1.9164	1.9164	1.9164	1.9164	1.9164	1.9164	1.9164	1.9164

M, MOL WT	27.415	27.415	27.415	27.415	27.415	27.415	27.594	27.791	27.863	27.928	27.978	28.028
(DLV/DLP)/T	-1.00010	-1.00000	-1.00000	-1.00000	-1.00000	-1.00000	-1.17285	-1.16454	-1.16153	-1.15883	-1.15674	-1.15468
(DLV/DLP)/P	1.0000	1.0000	1.0000	1.0000	1.0000	1.0000	4.2796	4.1678	4.1266	4.0891	4.0599	4.0308
CP, CAL/(G)(K)	0.3220	0.3124	0.2801	0.2714	0.2637	0.2602	4.7434	4.6257	4.5817	4.5414	4.5098	4.4782
GAMMA (S)	1.2905	1.3021	1.3492	1.3645	1.3791	1.3862	1.3176	1.1161	1.1155	1.1150	1.1146	1.1143
SCN VEL, M/SEC	742.7	696.0	532.4	482.1	428.6	366.1	308.7	305.6	304.5	303.5	302.8	302.0
MACH NUMBER	0.800	1.000	2.528	3.016	3.702	4.449	5.373	5.457	5.488	5.515	5.537	5.558

MOLE FRACTIONS

AR	0.00752	0.00752	0.00752	0.00752	0.00752	0.00752	0.00752	0.00752	0.00752	0.00752	0.00752	0.00752
CO2	0.00024	0.00024	0.00024	0.00024	0.00024	0.00024	0.00024	0.00024	0.00024	0.00024	0.00024	0.00024
H2O	0.15291	0.15292	0.15292	0.15292	0.15292	0.15292	0.14642	0.13938	0.13683	0.13454	0.13277	0.13102
NO	0.00068	0.00021	0.00000	0.00000	0.00000	0.00000	0.00000	0.00000	0.00000	0.00000	0.00000	0.00000
NO2	0.00003	0.00002	0.00000	0.00000	0.00000	0.00000	0.00000	0.00000	0.00000	0.00000	0.00000	0.00000
N2	0.62911	0.62935	0.62946	0.62946	0.62946	0.62946	0.62946	0.62946	0.62946	0.62946	0.62946	0.62946
O2	0.00002	0.00000	0.00000	0.00000	0.00000	0.00000	0.00000	0.00000	0.00000	0.00000	0.00000	0.00000
O2	0.20949	0.20974	0.20986	0.20986	0.20986	0.20986	0.20986	0.20986	0.20986	0.20986	0.20986	0.20986
H2O(L)	0.00000	0.00000	0.00000	0.00000	0.00000	0.00000	0.00650	0.01354	0.01608	0.01837	0.02014	0.02189

THEORETICAL ROCKET PERFORMANCE ASSUMING FROZEN COMPOSITION DURING EXPANSION

P1/P2 = 481.7 PSIA  
CASE NO. 1

CHEMICAL FORMULA

	MOLES	ENERGY CAL/MOL	STATE	TEMP DEG K	DENSITY G/CC
OXIDANT N 2.80000	78.088	0.000	G	298.15	
OXIDANT O 2.80000	20.949	0.000	G	298.15	
OXIDANT AR 1.80000	0.932400	0.000	G	298.15	
OXIDANT C 1.80000 O 2.00000	0.038000	-84058.758	G	298.15	
FUEL H 2.80000	18.970	0.000	G	298.15	
OXIDANT O 2.80000	14.570	0.000	G	298.15	

O/P= 87.9330 PERCENT FUEL= 1.1244 EQUIVALENCE RATIO= 0.2677 PHI= 0.2670

	CHAMBER	THROAT	EXIT	EXIT	EXIT	EXIT	EXIT	EXIT	EXIT	EXIT	EXIT	EXIT
P1/P2	1.0000	1.8354	18.855	41.880	119.11	330.62	596.04	744.77	808.26	870.49	922.35	976.88
P, ATM	46.385	25.273	2.4601	1.1076	0.38945	0.14830	0.07782	0.06228	0.05739	0.05329	0.05029	0.04748
T, DEG K	1409.25	1225.41	691.58	560.57	422.13	318.12	269.88	253.60	247.87	242.78	238.89	235.09
RHO, G/CC	1.0997-2	6.8963-3	1.1884-3	6.6010-4	3.8823-4	1.4734-4	8.6338-5	8.2051-5	7.7353-5	7.3327-5	7.0332-5	6.7480-5
H, CAL/G	-8.82966	-58.738	-217.11	-253.21	-290.32	-317.44	-329.97	-334.19	-335.68	-337.00	-338.01	-339.00
U, CAL/G	-102.98	-147.56	-267.24	-293.85	-320.82	-340.50	-349.53	-352.58	-353.65	-354.60	-355.33	-356.04
G, CAL/G	-2701.57	-2407.16	-1542.47	-1327.51	-1099.20	-927.10	-847.18	-820.20	-810.70	-802.28	-795.83	-789.53
S, CAL/(G)(K)	1.9164	1.9164	1.9164	1.9164	1.9164	1.9164	1.9164	1.9164	1.9164	1.9164	1.9164	1.9164

M, MOL WT	27.415	27.415	27.415	27.415	27.415	27.415	27.415	27.415	27.415	27.415	27.415	27.415
CP, CAL/(G)(K)	0.3187	0.3110	0.2808	0.2713	0.2637	0.2602	0.2595	0.2595	0.2595	0.2595	0.2595	0.2595
GAMMA (S)	1.2944	1.3039	1.3493	1.3646	1.3791	1.3862	1.3876	1.3877	1.3877	1.3877	1.3876	1.3876
SCN VEL, M/SEC	743.8	696.1	532.0	481.7	428.2	365.7	337.0	326.7	323.0	319.7	317.1	314.5
MACH NUMBER	0.800	1.000	2.529	3.017	3.703	4.451	4.924	5.112	5.183	5.247	5.298	5.348

AE/AT	1.8000	3.0000	5.0000	10.800	20.800	38.000	35.000	37.043	39.800	40.600	42.254	
CFRAT, FT/SEC	3215	3215	3215	3215	3215	3215	3215	3215	3215	3215	3215	3215
CF	0.710	1.373	1.483	1.588	1.661	1.694	1.704	1.708	1.712	1.714	1.717	
TVAC, LB-SEC/LB	125.4	153.1	160.1	167.1	172.0	174.3	175.0	175.3	175.5	175.7	175.9	
ISP, LB-SEC/LB		71.0	137.2	148.2	158.7	166.0	169.2	170.3	170.7	171.0	171.3	171.5

MOLE FRACTIONS

AR	0.00752			0.00024		H2O		0.15291		NO		0.00068
NO2	0.00003			0.62911		O2		0.00002		O2		0.20949

Table 6.1 Equilibrium calculations of the M6 flight condition simulated in the RJTF

---

## 独立行政法人航空宇宙技術研究所報告 1458 号

平成 15 年 4 月発行

発行所 独立行政法人 航空宇宙技術研究所  
東京都調布市深大寺東町 7・44・1  
電話(0422)40・3935 〒182・8522  
印刷所 株式会社 実業公報社  
東京都千代田区九段北 1・7・8

---

C 2003 独立行政法人 航空宇宙技術研究所

本書(誌)の一部または全部を著作権法の定める範囲を超え、無断で複写、複製、転載、テープ化およびファイル化することを禁じます。  
本書(誌)からの複写、転載等を希望される場合は、情報技術課資料係にご連絡下さい。  
本書(誌)中、本文については再生紙を使用しております。

