



ISSN 1349-113X
JAXA-SP-04-014

宇宙航空研究開発機構特別資料

JAXA Special Publication

第73回 風洞研究会議論文集

2005年3月

宇宙航空研究開発機構
Japan Aerospace Exploration Agency

宇宙航空研究開発機構特別資料
JAXA Special Publication

第73回 風洞研究会議論文集

Proceedings of the Wind Tunnel Technology Association 73rd meeting

2005年3月
March 2005

宇宙航空研究開発機構
Japan Aerospace Exploration Agency

中国科学院空间科学与应用研究中心
中国科学院空间科学与应用研究中心

中国科学院空间科学与应用研究中心

中国科学院空间科学与应用研究中心
中国科学院空间科学与应用研究中心

目 次

第73回風洞研究会議（平成16年11月25、26日）

1. 高温衝撃風洞における極超音速熱空力およびスクラムジェット研究……………1
伊藤勝宏 (JAXA)
2. 温度補償機能付きESPスキャナ (PSI) の特性確認試験……………9
伊藤文博 (三菱重工)、橋本武彰 (三菱エンジニアリング)
3. パネル法風洞壁境界修正の遷音速風洞試験への適用……………18
日高亜希子、森田義郎、口石 茂、小池 陽、香西政孝 (JAXA)
4. 1枚ロータ試験装置について……………26
小曳 昇、齊藤 茂 (JAXA)
5. 風洞群の改修について……………33
重見 仁、須谷記和、唐沢敏夫 (JAXA)
6. エンジン風洞におけるガス採取による燃焼効率測定……………39
三谷 徹 (JAXA)
7. 振動同定除去法による衝撃風洞計測データからの空力6分力の推定……………50
渡利 實 (JAXA)
8. JAXA 6.5m × 5.5m 低速風洞の気流特性について……………54
青木良尚、伊藤 健、星野秀雄、室田勝一、野中 修 (JAXA)
真城 仁、遠藤 亮 (HRI)
9. 超音速風洞における風洞起動 / 停止荷重データ取得試験速報……………61
飯島秀俊、渡辺光則、永井伸治 (JAXA)
板橋幸広 (JAST)、西島寛典、木村 毅 (ISE)

高温衝撃風洞における極超音速熱空力 およびスクラムジェット研究

伊藤勝宏（宇宙航空研究開発機構）

Hypersonic Aerothermodynamic and Scramjet Research
Using High Enthalpy Shock Tunnel HIEST

Katsuhiko Ito (JAXA)

概 要

HOPE 研究が盛んであった 1990 年代初期、大気圏再突入時の流れを地上で再現して実在気体熱空力特性を観測することを目的として大型高温衝撃風洞の建設計画が進められ、スクラムジェットエンジン試験への利用にも積極的であった JAXA 宇宙推進技術共同センターにおいて 1997 年度末に HIEST が完成した。以来、HOPE その他の熱空力試験および超高速域スクラムジェットエンジン試験など現在まで 1000 回を超える試験を行ってきた。ここではこれまで HIEST において行ってきた試験の主要な成果について述べる。

1. はじめに

JAXA 宇宙推進技術共同センターの大型高温衝撃風洞 HIEST は、HOPE の大気圏再突入熱空力特性およびスクラムジェットエンジンの超高速域作動特性の地上試験を目的として 1995～1997 年に建設された。大気圏再突入時の実気体流れやスクラムジェットエンジン内の超高速燃焼流れを再現するには、数千～1 万度および数十～100MPa の気流総温総圧が必要となり、また相当のサイズの供試体による試験が可能でなくてはならない。HIEST は 500mm の HOPE 模型および 3m のスクラムジェットエンジン試験が可能となるように設計され、その結果、世界最大の高温衝撃風洞となった。HIEST は高温衝撃風洞の心臓部である自由ピストン型衝撃波管駆動部の最適作動法に基づいて設計され、設備の大きさに関わらず安全に高い性能を得ることが可能となった。HIEST の設計にあたり、1990 より 5 年ほど最適作動法の開発や高エンタルピ気流特性の解明などを目的として小型・中型のパイロット風洞による実験的研究および理論的研究を行い、設計に必要な知識と技術を取得した。1995 年に HIEST の製作に着手し、1997 年末に完成した。完成後、気流検定試験を進めながら高温衝撃風洞試験に必要な種々の計測技術の研究開発を行った。高温衝撃風洞試験では気流温度圧力条件が過酷なうえに試験時間が数ミリ秒

程度しかないため高度な計測技術を要し、そのための研究開発が重要である。特に力計測は難しく、供試体が軽量の空力試験用には加速度補正に基づく力計測法、スクラムジェットエンジン試験用には加速度計測のみから力を求めるフリーフライト法を開発した。さらにレーザー吸収分光計による気流化学組成計測など、現在も計測技術の研究開発は重点的に行っている。

試験計測技術の進展により、1998 年に HOPE 熱空力試験、2000 年にはスクラムジェット試験を開始した。本来なら簡単な形状の模型を使って基礎的な熱空力試験から試験精度の検証を行いつつ段階的に進めるべきであるが、当時の HOPE 研究開発フェーズに合わせるため、直ちに実形状模型による試験を開始した。その後 HOPE-X 計画は一部飛行実験を残して収束することになり、本来なすべきであった基礎空力試や対応風試による精度評価に着手した。そして空力加熱特性研究の最重要課題として、壁面触媒性試験を 2000 年に着手した。

一方、スクラムジェットエンジン試験については健全なプロセスで研究を進めてきた。基礎的な燃焼器模型を使って短い試験時間内での燃焼試験の成立性および計測技術の信頼性を十分時間をかけて確認し、ラムジェット試験設備との対応風試によりエンジン全体性能について試験精度の検証を行った。その後既存エンジンについてマッハ 8 を超える高速域の試験を行い、高速域における

性能向上のための課題を抽出した。そしてエンジンの高速域性能の改良を重ね、現在までマッハ 10 から 15 までの領域で推力性能の大幅な増加に成功している。

ここでは、HIEST 試験結果の代表例として HOPE 空力試験、壁面触媒性試験および高速域スクラムジェットエンジン試験について紹介する。

2. 設備概要

HIEST は自由ピストン型の高温衝撃風洞であり、高压空気貯気槽、圧縮管、衝撃波管、ノズル及び試験部からなる。高压空気でピストンを圧縮管へ押しだし、毎秒 400m を越える速度で圧縮管中のヘリウムガスを圧縮する。この高速ピストンによる断熱圧縮によりヘリウムガスは最大 150MPa、4000 K の高温高压状態になる。ヘリウムガスが所定の圧力に達すると圧縮管と衝撃波管を仕切っているステンレス製の隔膜が破裂し、衝撃波管中に非常に強い衝撃波を発生する。この衝撃波によって衝撃波管に充填された試験気体が圧縮加熱され、最大



図 1 HIEST の概観

表 1 HIEST の基本仕様

Compression tube	Length 42m	Diameter 600mm
Shock tube	Length 17m	Diameter 180mm
Piston masses	220, 290, 440, 580, 780kg	
Nozzle (conical)	Exit diameter 1200mm Throat diameter 24 to 50mm	
Nozzle (contoured)	Exit diameter 800mm Throat diameter 50mm	
High pressure air reservoir	7.7m ³	
Maximum stagnation enthalpy	25MJ/kg	
Maximum stagnation pressure	150MPa	
Test time	2msec or more	

150MPa、10000K ほどになり、ノズルで加速膨張され超高速の試験気流となる。ヘリウムガスをピストンで断熱圧縮してから衝撃波を発生させることが高温衝撃風洞の特徴であり、それによって発生する衝撃波が飛躍的に強くなるので極めて高温高压の試験気流淀み点状態を作ることができる。図 1 および表 1 にはそれぞれ HIEST の外観と基本仕様を示す。

3. 熱空力試験

3.1 HOPE 空力試験

HOPE のような小型の往還機まわりの流れは、化学反応時間と流れの特性時間が同一オーダーの化学非平衡流れとなり、化学反応の進行とともに機体全体の圧力分布が変化し、空力特性に影響する。したがって小型往還機の設計や飛行経路選定の精度を確保するためには、空力特性における化学非平衡効果を十分把握しておかなければならない。化学非平衡効果を地上で再現するためには気流淀み温度と密度×代表長さ（解離反応のみの場合）を飛行条件に一致させる必要があり、それが可能な唯一の設備が高温衝撃風洞である。気流の温度圧力条件に加えて使用可能な模型サイズも大きくしなければならない理由がここにある。さらに、試験時間や計測精度を考慮すると長さ 500mm くらいの模型で数ミリ秒以上試験できる大型の高温衝撃風洞が必要である。HIEST はこの大きさを持つ世界で唯一の設備であり、従来の研究がノーズなどの機体の一部を対象としたものに限られていたのに対し、機体全体の非平衡空力特性を扱うのは HIEST が初めてである。そのため精度の評価については十分ではないが、化学非平衡効果の基礎的な研究としては興味深い結果が得られた。ここでは、2.5%スケールの 07HOPE 模型を用いて行った力計測試験結果について簡単に紹介する。試験はマッハ数 9~21 の飛行条件に相当する淀み点エンタルピ (4~20MJ/kg) およびバイナリスケーリングパラメータに気流条件を設定し行われた。迎角は 40° で一定とした。力計測には 3 分力空力天秤を用い、気流始動時に生じる振動は加速度補正によって処理した。図 2(a)(b) は淀み点エンタルピに対する垂直力係数 CN とピッチングモーメント係数 Cm を示す。化学非平衡効果は流れに沿った圧力変化により空力特性に現れ、ピッチングモーメントについて最も顕著になると考えられる。一方、軸力については化学非平衡効果は小さいので、ここでは省略する。HIEST の結果は、極超音速風洞試験結果および化学非平衡 CFD の結果と比較してある。解離エネルギーが大きい窒素はノーズ周辺を除いてほぼ凍結状態と考えられるので、酸素解離の効果のみに着目する。ノーズの亜音速部をのぞいた胴体や翼の主要部では解離と

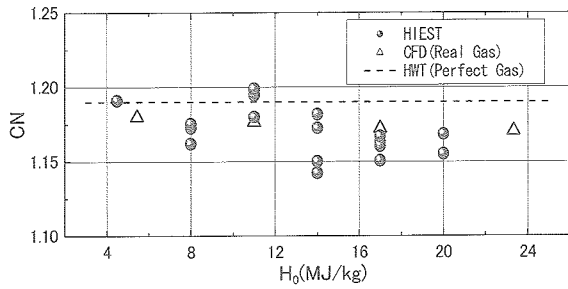


図2 (a) 07HOPE 垂直力係数

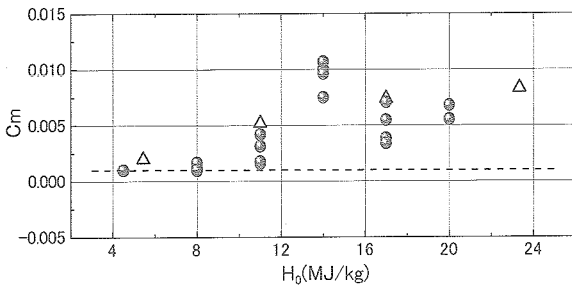


図2 (b) 07HOPE ピッチングモーメント係数

ともに圧力は減少するので、実在気体のCNは完全気体のCNより小さくなる。本試験条件においては酸素がすべて解離したときの圧力減少は最大7%程度であり、試験条件の範囲において生じるCNの減少は2~5%と推定される。したがって、完全気体のCN = 1.18とHiESTのCN = 1.10~1.15の差は酸素解離の効果として妥当と思われる。一方、CFDのCN減少幅は小さく、その理由は未だわかっていない。ピッチングモーメントについて酸素解離効果は、ノーズ圧力の上昇および胴体・翼における負の圧力勾配とともに機首上げに作用する。

解離に要する時間と気流特性時間が同一オーダーであるために生じる胴体・翼における負の圧力勾配が空力特性に対する化学非平衡効果を最も特徴づける。化学非平衡の程度を代表するダンケラー数 Ω (気流特性時間/化学反応時間)を用いて空力特性を考える。各淀み点エンタルピ条件の C_m を平均し、 Ω を横軸にとって図3に示す。 $\Omega = 0$ は化学凍結、 $\Omega = \infty$ は化学平衡を意味し、 $\Omega \sim O(1)$ のとき化学非平衡性が顕著になる。平面のデルタ形状を想定した衝撃層の簡易解析では、HOPE再突入飛行経路に沿って $\Omega = 3.5$ のとき C_m が最大となる。それに対しHiESTの結果では $\Omega = 5.0$ で C_m が最大となっているが、実際の形状およびノーズ圧力上昇の効果を考えれば簡易解析との違いは妥当なものである。従来、空力特性における実在気体効果は淀み点エンタルピー10MJ/kgまでのノーズ圧力変化を考えれば十分であるとされてきたが、この結果はHOPEのようにノーズ径に対して胴

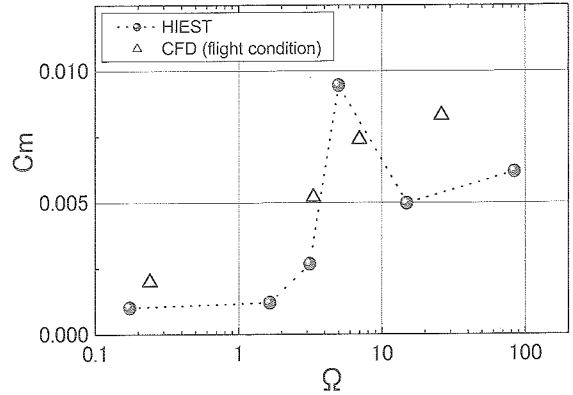


図3 ダンケラー数に対する07HOPEピッチングモーメント係数の傾向

体や翼が大きい往還機の場合は20MJ/kg近い高エンタルピ領域まで機体全体の非平衡効果を考慮する必要があることを示唆するものである。

3.2 壁面触媒性効果試験

大気圏に再突入する往還機まわりの気体のエネルギーは相当な割合で分子解離に費やされ、機体を受ける空力加熱は機体表面の触媒性の影響を強く受ける。したがって機体表面の触媒性が低いほど再結合で放出される熱が小さくなって機体を空力加熱から守るのに有利となる。製造コストや母材との親和性からSiO₂などが往還機の熱防御用に最も有力な低触媒材料とされている。この種の低触媒材料には、表面温度がある値を越えると触媒性が急増する性質があり、熱設計における重要性から盛んに温度依存性が研究されてきた。しかし、従来の研究に用いられたアーク風洞やプラズマ風洞は低圧条件に限定され、オーダーで圧力が高い飛行条件における表面触媒効果の温度依存性を評価するための適切なデータがない。アーク風洞やプラズマ風洞と同程度の気流淀み点温度かつ実飛行条件の圧力を得るためには高温衝撃風洞を用いる必要がある。しかし従来の研究で表面触媒効果の温度依存性が顕著に観測されているのが表面温度600K~1000Kの範囲であるのに対し、高温衝撃風洞の数ミリ秒という作動時間における表面温度上昇は高々数度でほとんど室温のままである。この問題を解決するため、HiESTでは模型表面下に熱線ヒーターを取り付けて試験直前までに表面温度を最高1000Kまで上げるというチャレンジな試みを行い、高圧下における表面触媒効果の温度依存性の試験を実現した。

図4に壁面触媒性効果試験模型の概略を示す。供試体は鈍頭部を持つ平板で、表面の半分をSiO₂、もう片方をAgでコーティングした。それぞれのコーティングの下に

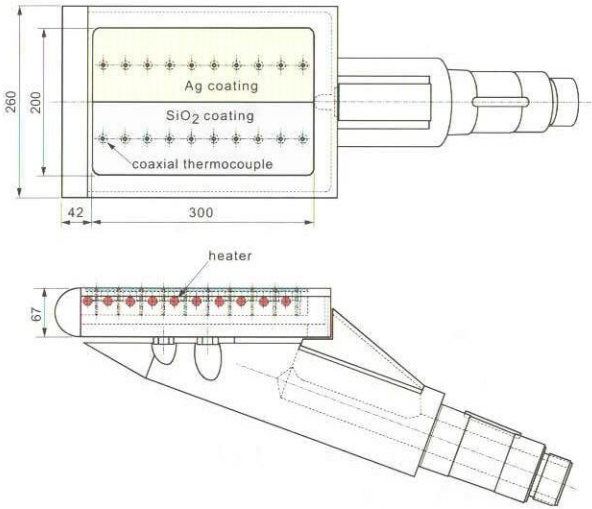


図4 壁面触媒性効果試験模型

は10個の同軸型熱電対を配し、完全触媒の場合の熱流束に近いAgコーティング側の熱流束と比較することでSiO₂の触媒性を評価した。供試体は気流に平行に置くのだが、鈍頭形状ではなく平板の供試体を用いた理由は、1) Hiestの作動条件における鈍頭部の圧力は飛行条件に比べて高すぎ、平板部の圧力が適当な値となること、2) 衝撃波管隔膜が破断したときに発生する小破片が鈍頭部に衝突し解媒性を変化させてしまう可能性があること、などである。平板部内には熱線ヒーターが取り付けられており、表面温度を最大1000Kまで上げることができる。従来の研究によれば、SiO₂コーティングの場合、表面温度を室温から1000Kまで変えることによりほぼ完全非触媒時の熱流束から完全触媒時の熱流束まで上昇すると推定される。ここで紹介する試験結果は、供試体の耐久性や熱流束の評価精度のチェックを兼ね、淀み点エンタルピ14MJ/kg、淀み点圧力20MPaおよびマッハ数7の条件で行ったものである。この条件におけるCFDの予測では平板環境層内でほぼすべての酸素が解離し、完全非触媒壁の熱流束に比べ完全触媒壁の熱流束は40%ほど上昇している。供試体表面温度を290Kおよび420Kに設定したときの熱流束の計測結果をそれぞれ図5(a)(b)に示す。表面温度290Kの結果ではSiO₂の熱流束がAgの熱流束を20~30%ほど下回り、室温におけるSiO₂の表面触媒性の低さが明確に反映されている。従来の研究では600K~1000Kにおいてシリコン系材料の表面触媒性が大きく変化すると報告されているが、図5(b)に示すようにHiESTの結果では、420KにおいてすでにSiO₂の熱流束がAgの熱流束にかなり近づいている。ただしAgの熱流束は完全触媒を仮定したCFDの結果よりも小さく、CFDの予測精度を考慮する必要がある一方、Agの熱流束を完全触媒時の熱流束に十分近いとする仮定には問題

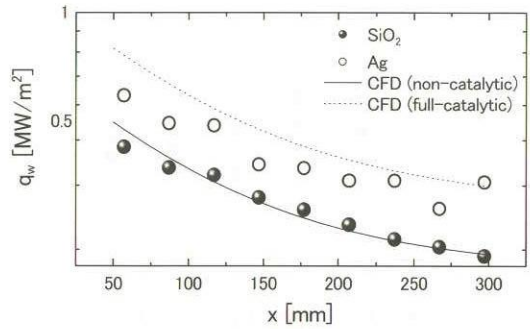


図5 (a) 熱流束分布 (表面温度 290K)

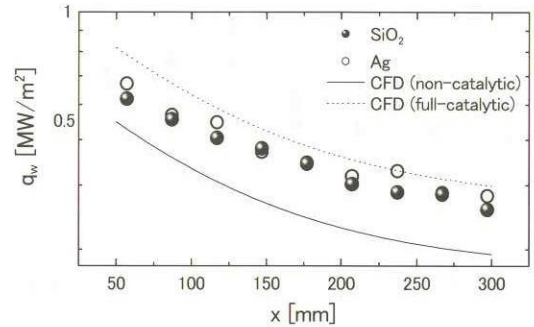


図5 (b) 熱流束分布 (表面温度 420K)

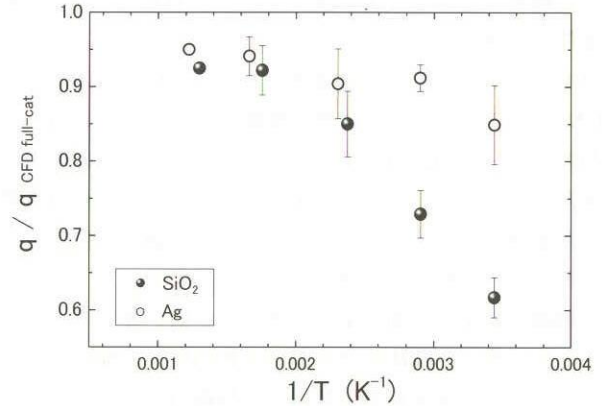


図6 触媒性効果の温度依存性

がありそうである。そこでここでは完全触媒CFDの結果を基準として表面温度に対する熱流束変化を整理し、それを図6に示す。図に明らかなようにHiESTの結果では、表面温度350Kですでに熱流束の上昇が観測され、以後大きな変化は570Kまでに完了している。このような低い表面温度における触媒性の変化と圧力条件との関連性は興味深く、往還機の熱設計上重要である。なお、独DLRとの共同研究の一環としてDLRの高温衝撃風洞HEGとHiESTの間で壁面触媒性効果に関する対応風試を行っており、HEGでも同様の傾向を得ている。

4. スクラムジェット試験

スクラムジェットエンジンは極超音速推進技術の飛躍的發展を可能にする空気吸い込み式エンジンである。JAXAは宇宙推進技術共同センターに世界トップクラスの大型設備、ラムジェットエンジン試験設備(RJTF)及び高温衝撃風洞(HIEST)を設置し、地上試験を中心にスクラムジェットエンジンの研究を進めている。特にHIESTは、飛行マッハ数8~15に相当する高速気流条件において、全長3mのスクラムジェットエンジンの試験が可能な世界唯一の設備である。

JAXAはこれまでのスクラムジェットエンジン研究において、マッハ4から8までの条件で正味推力を達成する成果をあげており、現在、マッハ8以上の高速域における高性能化が最重要課題となっている。特に高速域においては、エンジン流入空気と燃料の混合効率の低下、及び燃焼ガスの熱解離によるエネルギー損失が推力性能を著しく下げる切実な問題となっている。この二つの課題について、縦渦によって混合を促進するHypermixerエンジン、及び燃焼ガス温度の最適化を図ったM12エンジンを試作して高温衝撃風洞試験を行い、これらのエンジンの作動特性を調べながら性能改善を図っている。ここではこの2種類のエンジン試験研究の成果について概要を紹介する。

4.1 Hypermixer エンジン試験

JAXAは以前よりスクラムジェットエンジンの超音速混合促進について重点的に研究を行っており、特に最近ではマッハ8までの条件で縦渦による混合促進技術に関して良好な成果をあげている。本研究では、この縦渦混合促進技術をマッハ8以上の高速条件における燃焼器流れへの拡張を試みた。

図7(a)(b)は縦渦導入型エンジン(Hypermixerエンジン)の概略及び縦渦を形成する燃料噴射口の詳細を示す。燃料噴射口にはスパン方向に圧縮ランプと膨張ランプが並び、流れ方向に中心軸を持つ縦渦を形成する。燃料には水素ガスを使用し、縦渦の中心から主流に平行に噴射する。本研究では膨張ランプ角度を 0° (縦渦なし)、 8° および 17° に設定して縦渦の強さを変え、縦渦の強さが燃焼特性に及ぼす影響を調べた。試験条件は、淀み点エンタルピ4~10MJ/kg(相当飛行マッハ数9~15)、燃焼器入り口マッハ数5、静圧30kPa、静温650~1800K、及び燃料当量比は0.5とした。燃焼特性の評価は燃焼器下壁中心線における圧力計測により行った。

図8(a)-(c)は淀み点エンタルピ7MJ/kg条件における膨張ランプ角度 0° 、 8° 及び 17° の場合の圧力分布を示

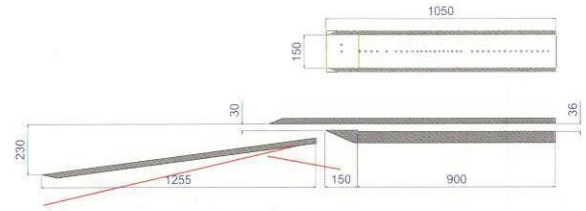


図7 (a) Hypermixer エンジンの概略図



図7 (b) Hypermixer エンジンの燃料噴射口

す。図中、実線及び破線はそれぞれ試験気流に空気及び窒素を用いた場合の圧力分布を示し、両者の差から燃焼による効果を考察する。膨張ランプ角度 0° の場合、圧縮ランプで生じる衝撃波が最も強く、衝撃波による圧力及び温度上昇が最大となる。しかし空気流圧力と窒素流圧力の比較から明らかなように、膨張ランプを大きくして縦渦を強くするほど空気流圧力と窒素流圧力の差が大きくなり、燃焼による効果が顕著になる。空気流圧力と窒素流圧力の差分で燃焼圧力増分を定義し、よどみ点エンタルピに対する傾向を図9に示す。淀み点エンタルピ

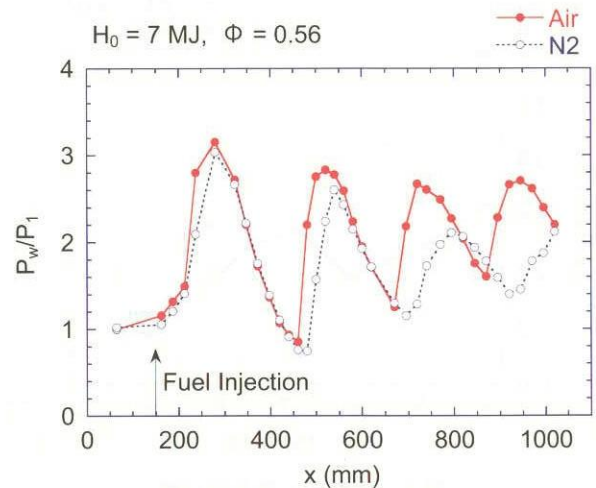


図8 (a) 圧力分布 (膨張ランプ 0°)

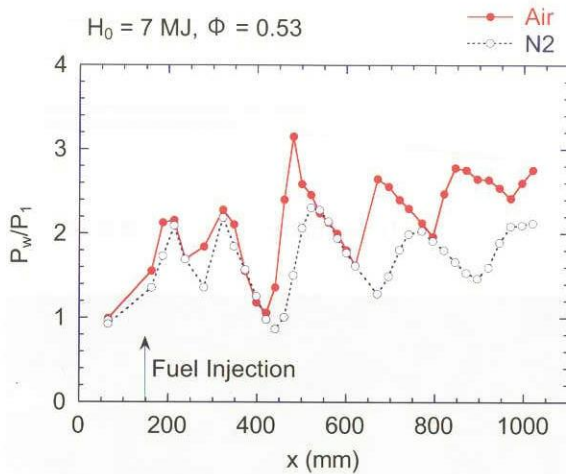


図 8 (b) 圧力分布 (膨張ランプ 8°)

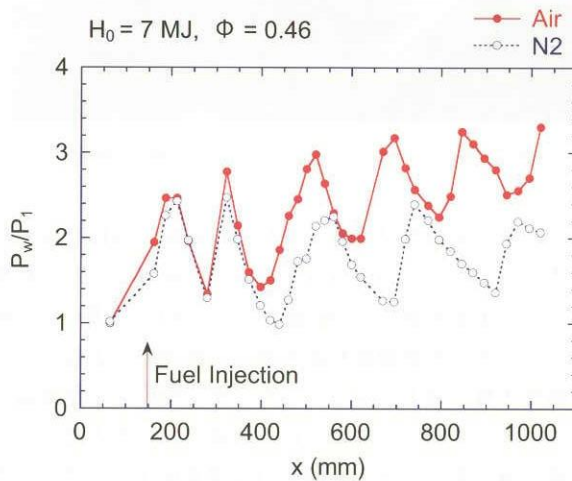


図 8 (c) 圧力分布 (膨張ランプ 17°)

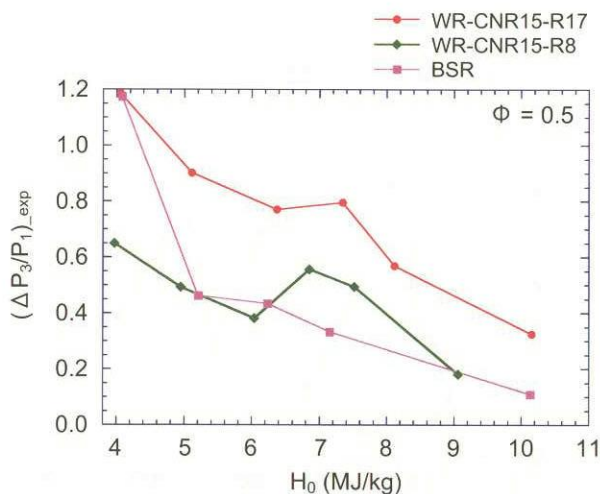


図 9 燃焼圧力増分の比較

4MJ/kg の場合を除き、縦渦が強くなるに従って燃焼圧力増分が上昇し、縦渦による良好な燃焼促進効果を確認した。なおこの Hypermixer エンジンは、2005 年 11 月 ウーメラにて HyShot による飛行実験を行う予定である。

4.2 M12 エンジン試験

気流流み点エンタルピの増加とともに燃焼器温度が上昇し、燃焼ガスの熱解離によるエネルギー損失が問題となる。燃焼ガスの熱解離は 2500K くらいから顕著になり、3000K になると 70% ほどの化学エネルギーが失われ、推力性能への影響は甚大である。本研究ではエネルギー損失を最小にするための燃焼ガス温度の最適化を目指し、まずマッハ 12 条件で燃焼器入り口温度を 1000K に設定した M12-01 エンジンを試作し、低温かつ高速流における燃焼特性を高温衝撃風洞試験によって調べた。結果は図 10 の圧力分布時間変化に示す通り、燃焼器流始動直後は高い燃焼圧力が発生するもののすぐに圧力は低下し、高燃焼状態は維持されなかった。ちなみにマッハ 12 相当飛行条件の 2 倍に圧力を上げて試験を行ったところ、高燃焼状態が比較的安定し、このことから設計圧力条件において高燃焼状態が維持されなかった原因として気流速度に対して反応速度が遅いためと考えられた。そこで熱解離によるエネルギー損失と高燃焼状態維持のトレードオフを行って M12-02 エンジンを新作し、高温衝撃風洞試験を実施した。図 11 に M12-02 エンジンの概略を示す。M12-01 エンジンでは 5.5° だったインレット角度を 7.4° まで大きくし、燃焼器入り口温度を 1300K に上げ、燃焼反応に必要な距離を 1/2 にした。このトレードオフの結果、図 12 に示すように高燃焼状態を長く維持できるようになり、マッハ 12 の高速条件において初めて高い燃焼器性能が得られた。M12-02 エンジンにはさらに前節で示し

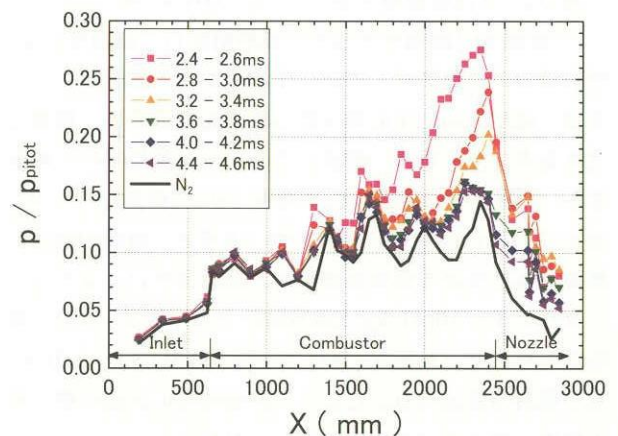


図 10 M12-01 エンジンの圧力分布時間変化

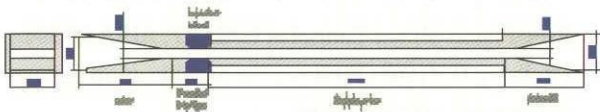


図11 M12-02 エンジンの概略図

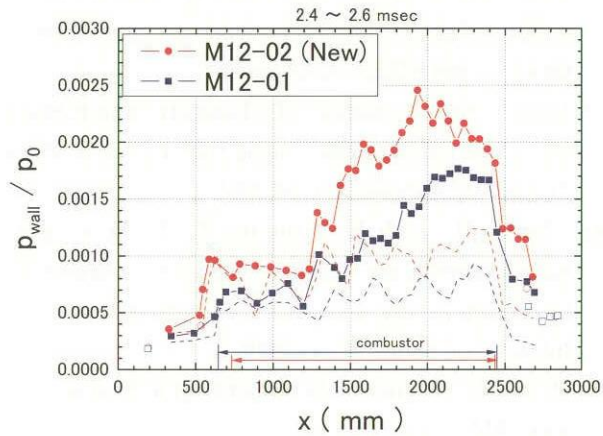


図12(a) M12-02 エンジンの圧力分布 (2.5msec)

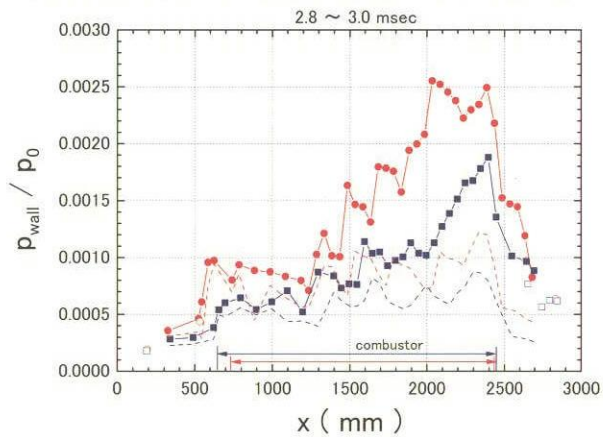


図12(b) M12-02 エンジンの圧力分布 (2.9msec)

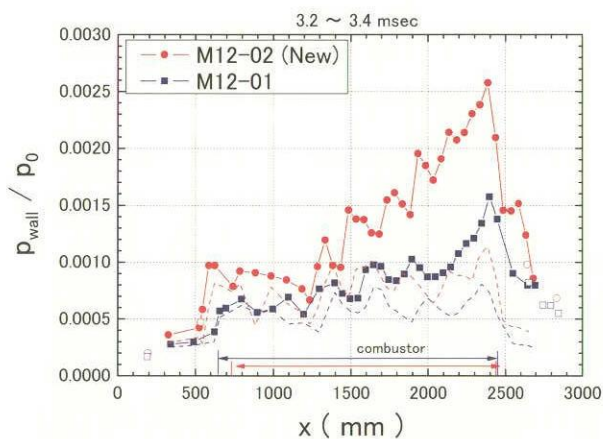


図12(c) M12-02 エンジンの圧力分布 (3.3msec)

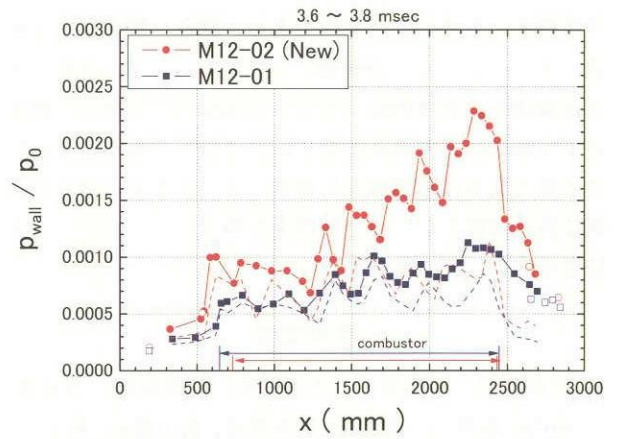


図12(d) M12-02 エンジンの圧力分布 (3.7msec)

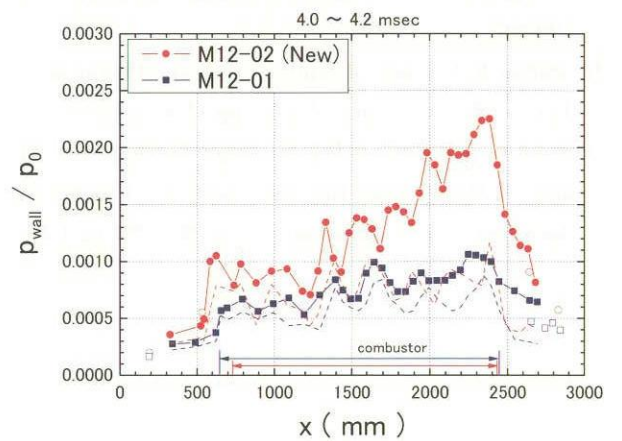


図12(e) M12-02 エンジンの圧力分布 (4.1msec)

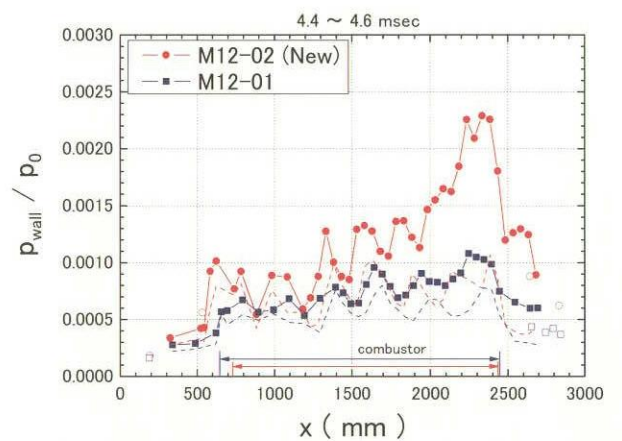


図12(f) M12-02 エンジンの圧力分布 (4.5msec)

たHyper-mixer 噴射器を導入し、より高い燃焼圧力を安定に維持できることを確認している。

5. おわりに

ここに紹介した極超音速熱空力試験およびスクラムジェット試験は将来の再使用型宇宙輸送系技術に必要な

るものであり、高温衝撃風洞は典型的な再使用型宇宙輸送系技術のための研究基盤である。現在、将来型宇宙輸送に関するビジョンが明確に示されておらず、再使用型宇宙輸送系の具体的なミッションはない。しかし、将来の宇宙輸送は必ず再使用型に向かうはずである。その時に必要となる技術を実際に提供していくため、さらに試験技術を高度化し、また熱空力技術やスクラムジェット技術を向上していきたい。

参考文献

- 1) 伊藤勝宏、植田修一、小室智幸、佐藤和雄、宮島博、河内山治朗、古賀寛哉、野本秀喜、富山健治、村本一、大型高温衝撃風洞HIESTの開発－その1 風洞の設計と作動特性－、日本航空宇宙学会誌、49(2001)、pp. 199-207
- 2) Stalker R. J. (1967) A Study of the Free-Piston Shock Tunnel, AIAA J., Vol.5, No.12, pp.2160-2165
- 3) Paull A. and Stalker R.J, Scramjet Testing in the T3 and T4 Hypersonic Impulse Facilities, Progress in Astronautics and Aeronautics vol.189,2000, pp.1-43
- 4) Hornung H.G. (1992) Performance data of the New Free-Piston Shock Tunnel at GALCIT, AIAA 92-3943
- 5) Eitelberg G. (1994) First results of calibration and use of the HEG, AIAA 94-2525
- 6) Itoh K., Ueda S., Komuro T., Sato K., Tanno H., Takahashi M.(1999), Hypervelocity aerothermodynamic and propulsion research using a high enthalpy shock tunnel HIEST, AIAA 99-4960
- 7) Ueda S., Sato K., Komuro T., Tanno H., Itoh K, Study on Surface Catalytic Effect using High Enthalpy Shock Tunnel, AIAA Paper 01-1768, 2001
- 8) Tanno H., Itoh K., Komuro T., Ueda S., Sato K, Experimental study on fuel injection for a large scale Scramjet in the impulsive facility HIEST, 23rd Int. symp. on Shock Waves, 2001
- 9) Chinzei, N, Progress in Scramjet Engine Test at NAL-KRC, AIAA Paper 01-1883
- 10) Takahashi et al (2004) Study on fundamental characteristics of a scramjet engine at a high speed flight condition over Mach 10, ISTS 2004-a-32

温度補償機能付き ESP スキャナ (PSI) の特性確認試験

伊藤 文博 (三菱重工)、橋本 武彰 (中菱エンジニアリング)

Test for thermal performance evaluation of ESP scanner(PSI) with thermal compensation

Fumihito Ito (MHI)、Takeaki Hashimoto (CE)

1 はじめに

1950年代後半より用いられてきた多点圧力計測用の機械式圧力走査器 (以下スキャニバルブ) は、近年その製造が中止となったため、他の計測デバイスへの移行が必須となっている。これに代わる計測器として、小型かつ高速走査を可能とする電子式圧力走査器への移行が進みつつあるが、その温度依存性に課題を残すため連続循環式風洞 (JAXA 遷音速風洞等) への適用は不向きであるとされてきた。

今般、弊社において導入した ESP スキャナ (Pressure System 社製) は温度補償機能を有しており、これまで主に用いられてきたブローダウン式風洞以外への広範な適用が期待される。

本報告において上記 ESP スキャナの温度特性を把握するとともに、その有効性を確認する。

2 高速多点圧力計測装置の概要

2.1 システム概要

今回導入した高速多点圧力計測装置は米国 Pressure System 社製の System8400 である (以下 PSI とする)。同システムは、圧力変換器 (電子式圧力走査)、A/D 変換器 (SDI: Scanner Digitizer Interface)、解析装置、高圧ガス供給源、真空ポンプ、遠隔操作用 PC 等により構成され、センサーの較正、走査、制御等を高速かつ自動に行うことが可能である。これまでの System8400 に追加された主な機能としては、温度補償機能 (DTC: Digital Temperature Compensation)、A/D 変換機能をインターフェイスユニットに内蔵することにより圧力変換器周辺での交換が可能となったこと等である。図 1 に基本構成を示す。

2.2 ESP スキャナ

ESP スキャナは各ポートそれぞれに独立した差圧型圧

力変換器 (基準圧との差圧として計測) 及び温度センサー (RTD) を有し、この出力をもとに走査及び較正をオンラインにて行うことが出来る。ESP スキャナの外觀及び基本原理を図 2~4 に示す。圧力変換器容量 15psi (103.4kPa) における温度補償機能無し ESP スキャナ及び機械式圧力走査器 (以下スキャニバルブ) で通常用いられる PDCR 圧力変換器とのカタログ精度比較を表 1 に示す。DTC 機能の追加により、温度変化に起因する計測誤差はおよそ 20 分の 1 程度に低減されており、遷音速風洞試験等の模型温度変化が大きな試験環境下においても高精度に計測を行う事が可能である。なお、本報告においては風洞試験における温度補償機能確認を目的としているため、Heater Chamber 及び Purge 機能については仕様から削除してある。

2.3 制御用ソフトウェア

システムモニタ及び制御用ソフトについては、PSI 社の Firmware を基に製作を行った。

以下に主な機能を列挙する。

- ・各種設定 (サンプリング周波数、平均化回数、ディレイタイム、計測間隔、温度補償機能等)
- ・センサの出力モニタ機能
- ・温度表示機能 (較正後の温度変化量)
- ・センサー校正 / 基準点補正機能 (時間設定可能)
- ・計測データ取得 / 記録機能

3 性能評価

3.1 特性確認試験概要

温度特性を確認するため、恒温槽において温度環境を変化させ、出力特性を確認した。計測にあたっては圧力センサー部の温度が安定した後 (通電後 30~60 分)、初期状態として室温約 20℃ の状態から、恒温槽設定温度を 50℃ (温度変化は約 30℃) まで上昇させ、1~2min 間隔で計測を行った。(PSI 計測に要する時間は 2sec 以下)。

3.2 センサー部の温度動特性

図5に恒温層内温度およびセンサー部温度の動特性を示す。センサー部温度の立ち上がりに要する時間はおよそ8分程度であり、遅れ時間は約4分半程度であった。また、温度変化を与えてからの整定時間は20分程度である。

3.3 温度特性（温度ドリフト）

PSIの温度特性を把握するため、以下の手法について比較を行った。

手法1: 温度ドリフト補正無し（温度補償機能を使用せず）。

手法2: 既知の圧力を空きPortにて計測し、温度ドリフト補正を行う。

手法3: 計測毎に基準点補正*1を行う。

手法4: 温度補償機能を用いた計測（基準点補正無し）

*1: 既知の圧力をセンサーにかけた時の出力変化により温度ドリフト量を補正する手法。

手法1における温度ドリフトを図6に示す。各センサー部の温度特性は全て異なるため、手法の検討に際しては同一温度変化において温度ドリフト量が最大となるport（以下worst case）にて比較を行う。手法1のworst caseを図7に示す。温度変化が+2℃程度でカタログ精度の±0.05%FSを超過し、温度整定時には-0.3%FSの温度ドリフト量を示すようになる。本結果より、温度ドリフト補正を行わないPSI計測においては、温度変化と伴に十分な計測精度が確保できなくなる。PSIの温度補償法として、既知の圧力計測を空きPortにて行い、温度ドリフト量の推算を行う手法2が考えられる。しかしながら、図6に示す様に、本報告にて使用したPSIの温度特性は比較的正負両方向に分布しているため、母平均がほぼ基準点付近となり、手法1と同様の結果となった。但し、温度補償機能の無い既存PSIにおいては、各圧力センサーの温度特性が比較的一致するものもあり、手法2による有効性が確認された例もある。手法2の適用にあたっては各センサーの温度特性を十分に確認する必要があり、補正用Portに起因する誤差範囲について検討しておく必要がある。

温度補償機能を用いずに各計測において基準点補正を行った手法3を図7に示す。結果、全ての温度勾配（センサー部2℃/min以下）においてStatic Accuracy0.05%FS範囲内に補正可能であることが確認できる。しかしながら、本手法においては温度変化による校正曲線の傾き変化（以下Span siftとする）が補正されないこと、及び基準点補正に多大な時間を要すること、を考慮する必要が

ある。本報告と類似した温度環境変化である場合、前項3.2にて示した温度動特性より、計測開始からおおよそ15分を経過した頃にセンサー部温度が整定する事が既知である為、その後の温度環境に変化がない限りにおいては基準点補正を行う必要は無く、若干の効率化は可能である。一般に各試験においてその温度特性を予見することは困難であるため、定期的な基準点補正が必要となる。

温度補償機能を使用した場合の温度ドリフト特性を図9に示す（手法4）。約20℃のセンサー部温度変化に対して概ねStatic Accuracy0.03%FS内に補正されており、先の手法1及び2と比較して十分な補償効果を確認する事ができた。

以上の結果をまとめて表2に示す。手法3は従来のPSIにおいても比較的高精度な計測が可能である事を示しているが、基準点補正に要する時間によりスキャニバルブと比較して大幅な試験効率向上は望めない。図8に示すworst caseより、温度補償機能を使用した場合においてもセンサー部温度変化量のリアルタイムモニタを行い、温度変化量5℃以下を目安に基準点補正を実施する事が、テストプロダクティビティおよび計測精度の両面で最適であると考え（この場合、予想される評価も併せ、表2に示す）。

4 システムの実運用結果

4.1 試験概要

JAXA 2m × 2m 遷音速風洞におけるシステム構成を図9に示す。翼型を有する圧力模型の断面圧力分布をPSIおよびスキャニバルブにおいて計測を行った。基準圧としてプレナム室静圧、校正用圧力として大気圧を使用した。

4.2 風洞試験時の計測手順

JAXA 2m × 2m 遷音速風洞における運用手順は以下の通りである。

- (1) 計測開始の約1時間程度前に計測システムの電源を投入する。（ESP スキャナ及び各機器のウォーミングアップのため）
- (2) 2.3項に示す各種設定を行う。
- (3) No-Wind 状態において、センサー校正を実施（基準点補正を含む）
- (4) 所定の計測条件（通風時）において、遠隔操作PCよりコマンドを送信しPSIによる計測を実施。PSI計測終了後、スキャニバルブによる計測を実施。
- (5) 通風中においては、各センサの温度変化量(Δt)のリアルタイムモニターを行い、Δt=5℃を目安に基準点補正を行う。
- (6) 通風終了後、データ処理装置にて解析を行う。

4.3 データ検討

スキャニバルブ計測値に対するPSI計測値の変動幅(20port)を図10に示す。翼面上の各圧力計測点においてスキャニバルブと良く一致しており、計測器間の圧力差分($\Delta P = \Delta p @PSI - \Delta p @SV$)についても $\pm 0.05\%FS$ 以内となっている。本PSIシステムは、既存圧力計測システムとの比較においても実用上問題無い事が確認できた。

一方、一般にスキャニバルブの場合、走査port間に圧力差がある場合、各portにおける走査時間を長く取る必要がある。本報告においては走査ポート間圧力差 $\Delta P (= \Delta p @PSI - \Delta p @SV)$ に及ぼす影響についても検討を行った(図11参照)。翼の上下面等、差圧の生じているPort間を連続して走査する場合、その差圧量に応じてPSIとスキャニバルブの差 ΔP が大きくなる傾向がある。PSI計測においては十分な平均化を行っていること及びセンサー一部が独立していることより、本現象はスキャニバルブの圧力検出部の応答遅れによる影響であると考えられる(ポートDelay Timeの変更により対応可能)。PSI計測においては、本現象の様な計測手法に起因する誤差可能性を排除することができ、より信頼性の高いシステムであると言える。

5 まとめ

5.1 成果

- (1) 温度補償機能付き高速多点計測システムについて既存システムとの比較において以下のことが判った。
 - ・センサー温度特性(立上がり, 整定, 遅れ時間)を把握した。
 - ・温度ドリフト特性を把握した。
 - ・温度補償機能の無いPSI計測においても、基準点補正を適切に行うことにより、温度変化が大きな環境下においても比較的良好な精度が確保可能である。(但し、基準点補正には90sec/point程度の時間を要するため、スキャニバルブに比べ大幅な試験効率の向上が期待できない。)
 - ・温度補償機能を用いたPSI計測の有用性を確認した。(但し、精度向上のためセンサー一部温度変化量5℃を目処に、基準点補正を行う方が良い。)
- (2) JAXA 2m×2m遷音速風洞における運用において、既存システムに対し精度及び試験効率の両面で優位性を確認する事が出来た。

表1 ESPスキャナ及びPDCRカタログスペック

Performance	PSI (ESP-64HD)		Scanivalve (PDCR23, 24)	unit
	with DTC	conventional		
Static Accuracy	± 0.03	± 0.05	± 0.06	% FS
Thermal Zero Error	-	± 0.06	-	%FS/°C
Thermal Span Error	-	± 0.02	-	%FS/°C
Total Thermal Stability	± 0.002	-	± 0.02	%FS/°C

表2 まとめ

No	項目	精度 [%FS]	計測 Port 数	計測時間	評価	備考
1	スキャニバルブ (既存システム)	$\pm 0.02^{*1}$	20	22 (120msec/point)	-	-
2	DTC_OFF (手法1)	-0.3	64	2以下	×	$\Delta t < 2^{\circ}C$
3	DTC_OFF+測定圧補正 (手法2)	-0.3	64	2以下	▲	偏り+span
4	DTC_OFF+基準点補正 (手法3)	± 0.02	64	92以下	△	span
5	DTC_ON (手法4)	± 0.03	64	2以下	○	$\Delta t < 5^{\circ}C$
6	DTC_ON+基準点補正	$\pm 0.002^{*1}$	64	2以下 ^{*2}	◎	推奨

*1: カタログ精度 %FS/°C。

*2: 実運用においてはMach数調整時などに基準点補正を行う事により効率低下を抑えることが可能である。

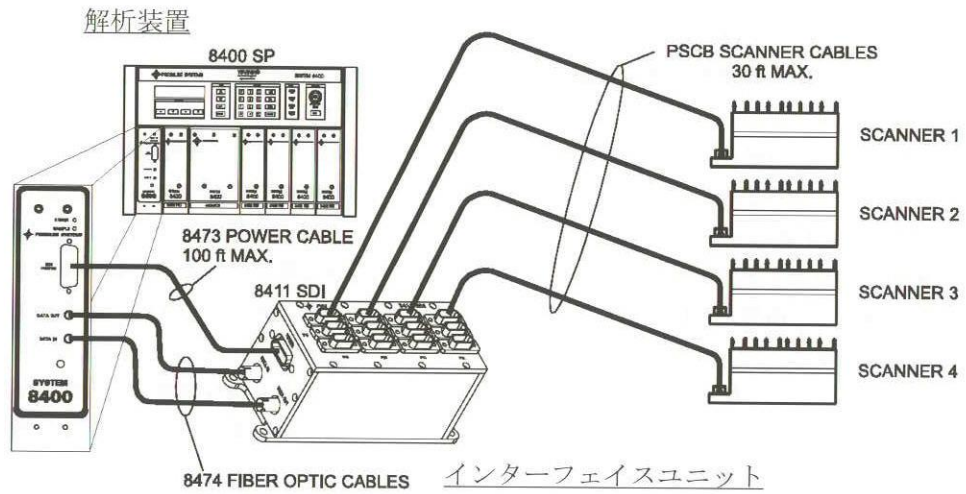


図1 PSI計測システム基本構成



図2 ESP スキャナ外観

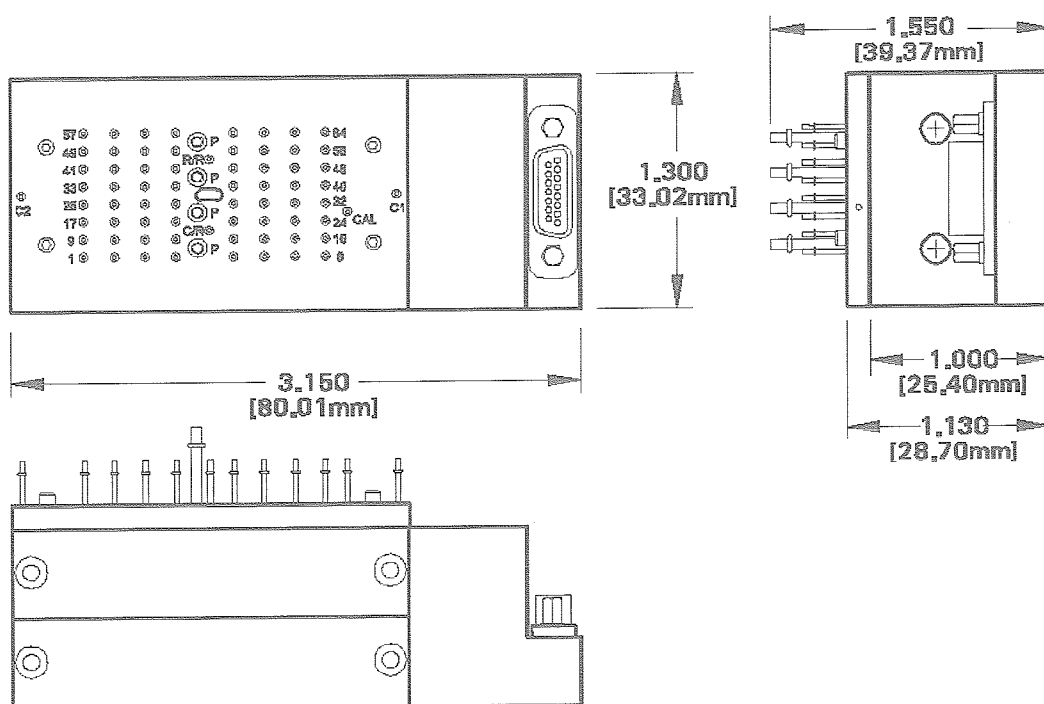


図3 ESP スキャナ寸法

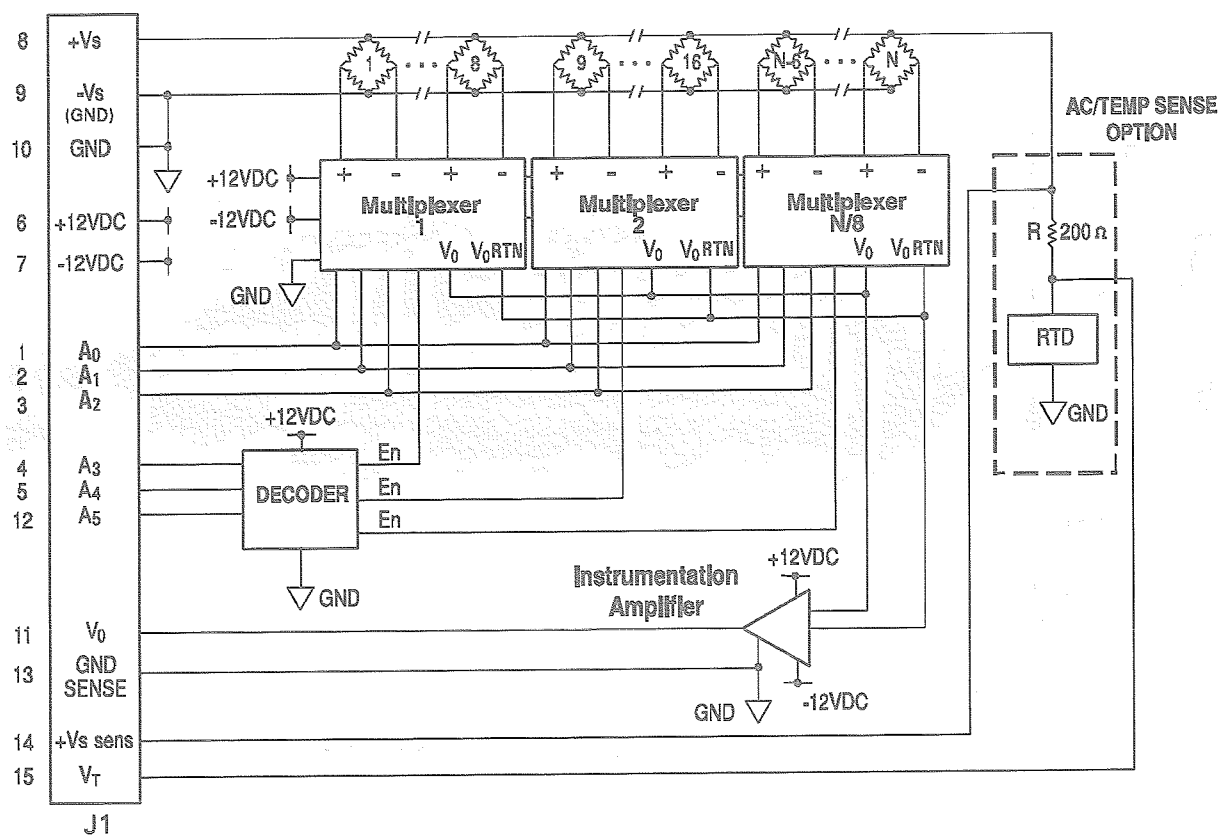


図4 ESP スキャナ内結線図

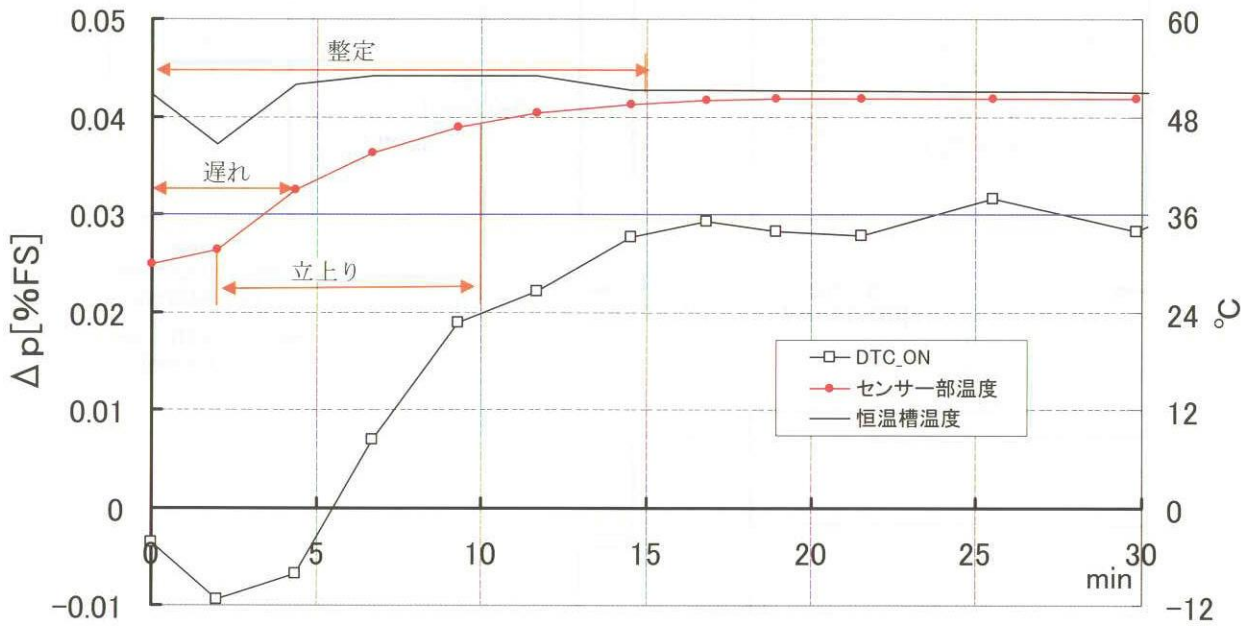


図5 ESP スキャナ温度動特性

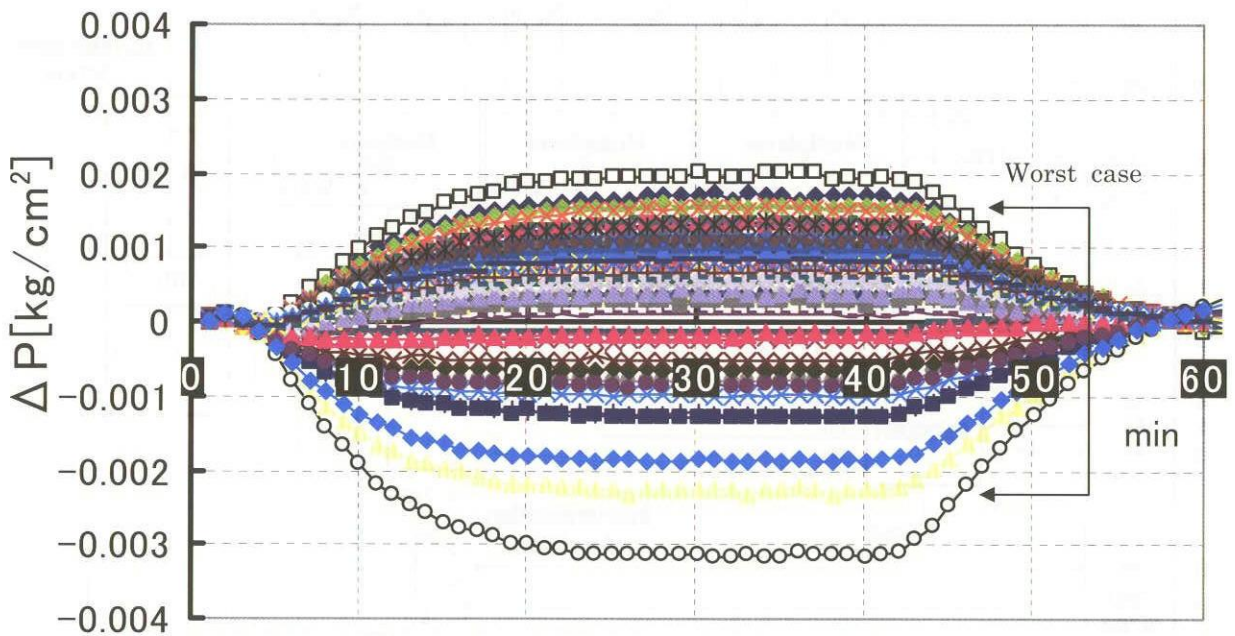


図6 温度ドリフト特性のばらつき (ESP64HD, 温度補償機能つき)

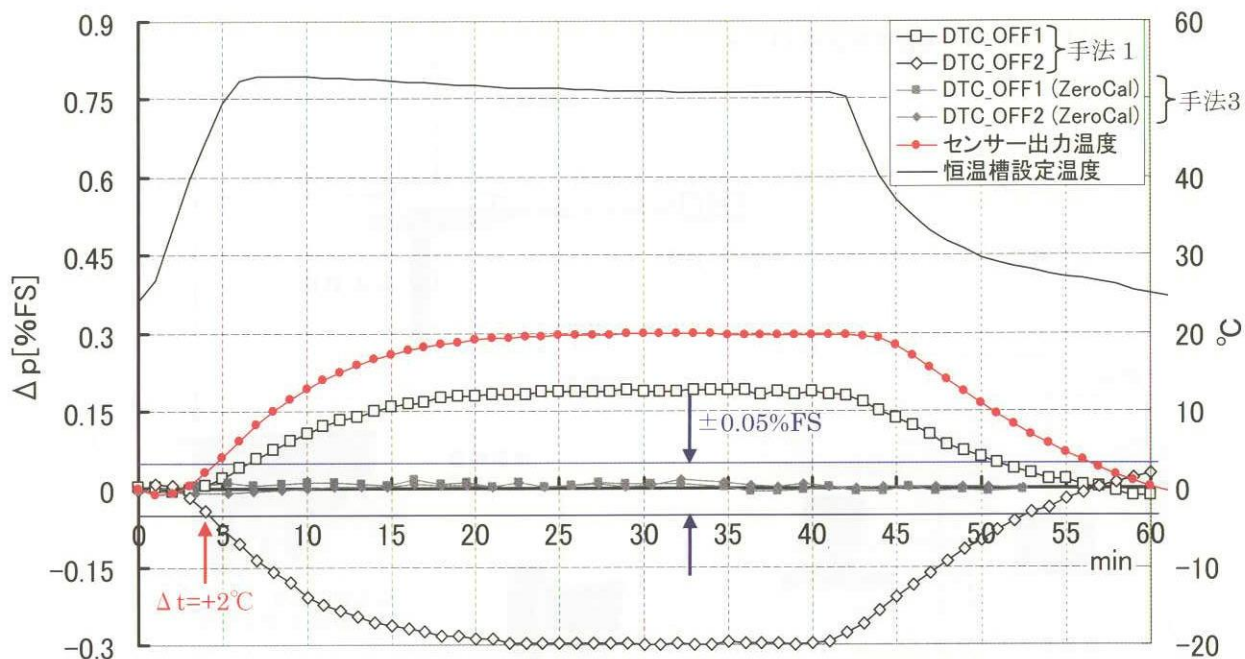


図7 温度ドリフト特性 (温度補償機能無し, worst case)

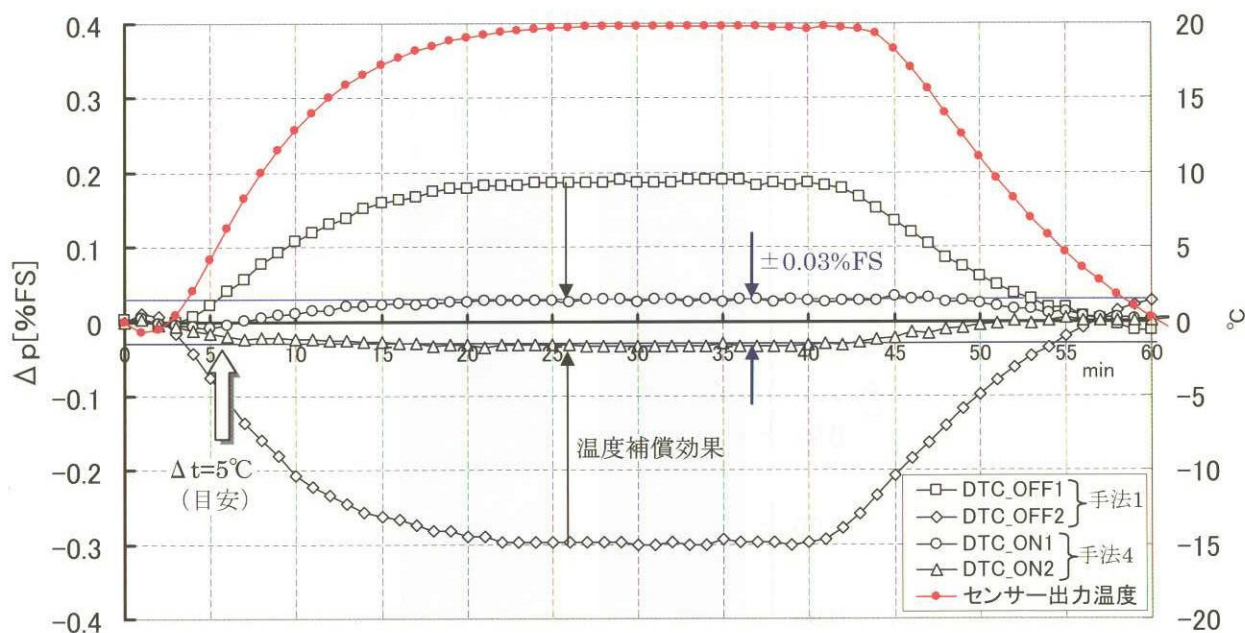


図8 温度補償効果 (worst case)

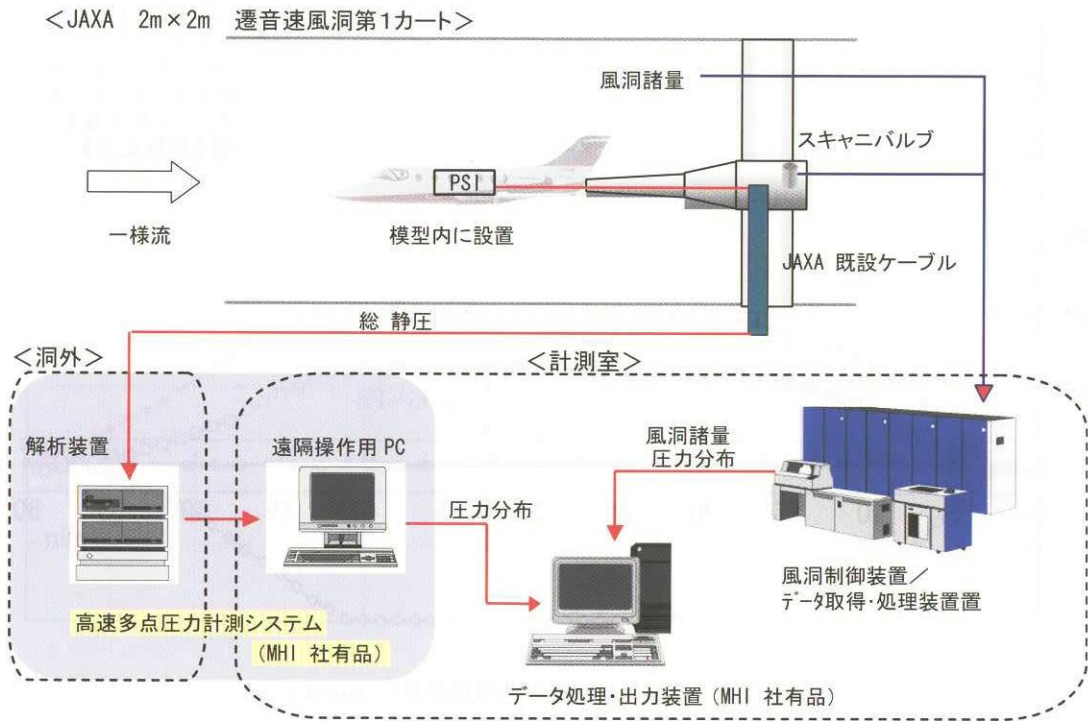


図9 風洞試験概要図

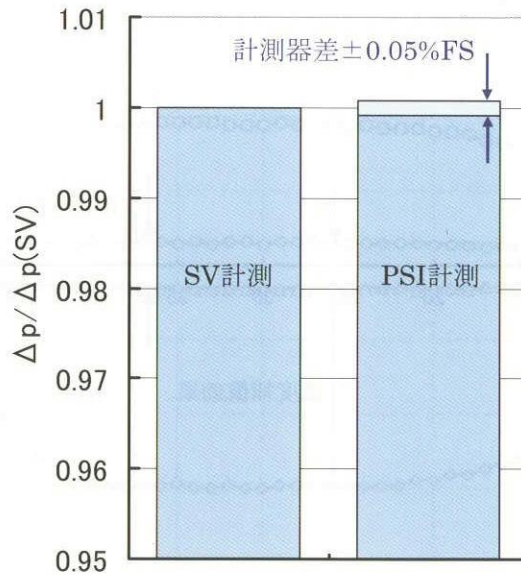


図10 計測器による違い
(Mach=0.6, 諸舵中立, $\alpha \beta = 0^\circ$, 20points)

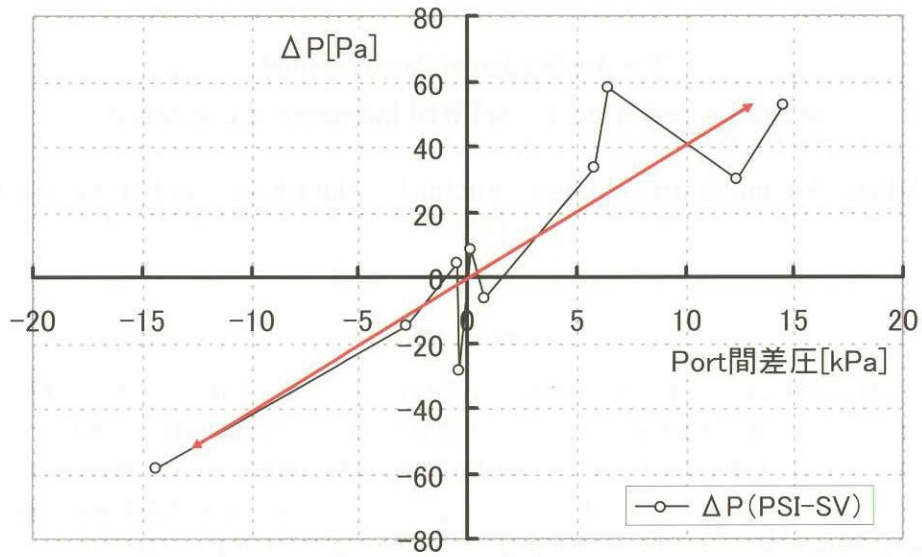


図11 Port間の差圧が及ぼす影響 (Mach=0.6, スキャニバルブ 120msec/port)

パネル法風洞壁境界修正の遷音速風洞試験への適用

日高亜希子、森田義郎、口石茂、小池陽、香西政孝（宇宙航空研究開発機構）

The Application of Panel Method to High Speed Wind Tunnel Wall Interference Correction

Akiko Hidaka, Yoshio Morita, Shigeru Kuchiishi, Akira Koike and Masataka Kouzai
(JAXA)

概 要

JAXAでは、風洞試験において風洞壁から模型に及ぼされる空力干渉量を推算する為、低速及び遷音速風洞に共用可能なパネル法風洞壁境界修正プログラムを開発中である。低速風洞試験への適用については有効性を確認済みであるが、本修正法をJAXA2m×2m遷音速風洞試験へ適用するには、風洞の開孔率に依存するレストリクションパラメータRを決定する必要がある。今回、ONERA-M5標準模型風洞試験で取得した2m×2m遷音速風洞壁静圧分布を用いてRを推算し本修正法を適用した結果、迎角及びマッハ数の壁干渉修正量は小さく模型に対する壁の影響は小さいという結果を得た。

1. はじめに

風洞試験データから、実機の空力特性をより正確に推算するためには、風洞壁により模型に及ぼされる空力干渉量を修正する必要がある。現在JAXAでは、低速及び遷音速風洞に共用可能な風洞壁境界修正法を開発し実用化することを目的として、パネル法を用いた新しい風洞壁境界修正プログラムを開発中である。低速風洞試験への適用については、有効性を確認し既に報告を行った。本文書では、遷音速風洞用風洞壁境界修正法の概要と、遷音速風洞試験への本修正法適用計算結果について報告する。

2. パネル法による風洞壁境界修正法概要

2. 1 計算モデル

(1) 模型

ONERA-M5 模型の計算モデル略図を図1に示す。

模型の揚力はLine Doublet、模型のプロッケージ及び後流はPoint Doubletでそれぞれ模擬する。また、模型のピッチ角とロール角の変化に応じてそれぞれのダブルット位置を変化させる。

(2) 風洞

風洞壁面パネルの例を図2に示す。

風洞壁面パネルは、Source又はSinkで模擬する。計算領域は、風洞断面2m×2m、長さ12mである。

また、壁面パネル枚数は、流れ方向に40枚、周方向に80枚であり、図2のように風洞中心が密になるように設定している。

また、風洞中心は座標系の原点であり、かつ模型の空力中心位置（つまり天秤中心位置）である。

2. 2 境界条件

今回計算対象とした風洞は多孔壁であり、境界条件式は以下ようになる。

$$\frac{\partial \phi}{\partial x} + \frac{1}{R} \cdot \frac{\partial \phi}{\partial n} = 0$$

ここで、 ϕ は擾乱速度ポテンシャル、 n は風洞壁面に対する法線ベクトル、 R はレストリクションパラメータである。このレストリクションパラメータとは、風洞壁の開孔率に依存するパラメータであり、各風洞に固有の値である。この値を決定する為には、風洞壁面上の静圧分布を計測して求める必要がある。

2. 3 レストリクションパラメータRの推算

(1) 推算法

① まず、ある迎角 α に対して、風洞試験で風洞壁面上

静圧分布を計測する。

- ② 次に、Rをある値R1と仮定して壁面境界条件を設定し、壁面上の速度分布を計算する。
- ③ ①の壁面上速度分布計測データと②の計算結果とを比較して、標準偏差Sを計算する。
- ④ R=R1～R2の範囲でいくつかのRを仮定して、②及び③の計算を行い、最小2乗FittingによりS-Rグラフの多項近似式を求め、標準偏差Sが最小となるRをその迎角におけるRとして採用する。(図3、4参照)
- ⑤ 各迎角に対して①～④の過程を行い、迎角ごとのRを決定し、それらの平均値を風洞固有のRと設定する。

(2) R値推算結果

M=0.84について、風洞上面の擾乱速度分布のみを用いてRの試算を行ったところ、R=1.51という結果を得た。(図5参照)

2. 4 風洞壁境界修正計算の流れ

最初に壁面パネルを設定し、次に模型のモデル化を行う。ここで、模型の揚力は楕円揚力分布を仮定し、1/4コード上にLine Doubletを分布して模擬する。このとき、Doubletの強さは天秤で計測した揚力係数CLより算出する。模型及びスティングについては、中心線上にPoint Doubletを分布して模擬する。このとき、Doubletの強さは模型及びスティングの形状より算出する。後流については、後縁下流位置からPoint Doubletを分布して模擬する。このとき、Doubletの強さは天秤で計測した揚力係数CL及び抵抗係数CDより算出する。

以上のように模型をモデル化し、次に、境界条件式を満たすように壁面パネルのSource及びSinkの強さを決定する。

最後に、風洞中心(空力中心)において風洞壁により誘起される擾乱速度(u,v,w)を計算する。

2. 5 迎角、マッハ数及び空力係数の修正法

2. 4より、風洞中心(空力中心)において風洞壁により誘起される擾乱速度(u,v,w)を求めた。これらを用いて、以下の式により迎角修正量 $\Delta\alpha$ 、ブロッケージ修正量 ε 及び動圧修正係数Kを求める。

$$\text{迎角修正量} : \Delta\alpha = \tan^{-1} \frac{w}{U_\infty}$$

$$\text{ブロッケージ修正量} : \varepsilon = \frac{u}{U_\infty}$$

$$\text{動圧修正係数} : \frac{1}{K} = \frac{q_c}{q_\infty}$$

$$= 1 + (2 - M^2)\varepsilon + \left\{ 1 - \frac{5}{2}M^2 + \left(1 - \frac{1}{2}\gamma \right) M^4 \right\} \varepsilon^2$$

さらに、以下の式により迎角、マッハ数及び空力係数の修正を行う。

$$\text{修正後迎角} : \alpha_c = \alpha + \Delta\alpha$$

$$\text{修正後マッハ数} : M_c$$

$$= M \left[1 + \left\{ 1 + \frac{1}{2}(\gamma - 1)M^2 \right\} \varepsilon + \frac{3}{4}(\gamma - 1)M^2 \varepsilon^2 \right]$$

$$\text{修正後空力係数} : C_{L_c} = K(C_L \cos\Delta\alpha - C_D \sin\Delta\alpha)$$

$$C_{D_c} = K(C_D \cos\Delta\alpha + C_L \sin\Delta\alpha)$$

$$C_{m_c} = K \times C_m$$

3. 計算対象とした風洞試験データ

今回計算の対象とした風洞試験について、表1に示す。また、試験概要図を図6、縦三分力係数と迎角の実験結果を図7にそれぞれ示す。

風洞	JAXA 2m × 2m 遷音速風洞 No.1 カート (多孔壁カート, 開孔率20%)	
模型	ONERA-M5 標準模型	
	翼幅	0.983 m
	平均空力翼弦長	0.137 m
模型支持装置	スティング支持	
風洞壁面静圧分布計測装置	風洞上下壁面にφ38mmの静圧パイプをセットし、その上面の静圧孔で計測	
通風条件	M=0.84, $\alpha = -5^\circ \sim 3.5^\circ$, $\beta = 0^\circ$	
使用データ	縦三分力, 風洞上面中央部静圧分布	

表1 対象風洞試験概要

4. 風洞壁境界修正量計算結果

4. 1 $\Delta\alpha$ 及び ΔM

迎角の修正量 $\Delta\alpha$ を図8に、マッハ数の修正量 ΔM を図9にそれぞれ示す。ここで、 $\Delta\alpha$ 及び ΔM はそれぞれ、

$$\Delta\alpha = \alpha_c - \alpha$$

$$\Delta M = M_c - M$$

である。

図より、 $\Delta\alpha$ 及び ΔM は $\alpha = 3.5^\circ$ のとき最大となり、最大値はそれぞれ、 $\Delta\alpha \approx -0.05$ 、 $\Delta M \approx -0.0008$ である。これら修正量が負の値になる理由として、風洞多孔壁

を通る流れの分布図(図10)から、模型付近の流れは、全体的に見ると風洞上面から入り風洞下面から出てゆく下向きの流れとなっているので、迎角修正量 $\Delta\alpha$ は負の値になったと考えられる。また、流れが流出した分、マッハ数修正量 ΔM も負の値になったと考えられる。

4.2 ΔC_L 、 ΔC_D 及び ΔC_m

揚力係数の修正量 ΔC_L を図11に、抵抗係数の修正量 ΔC_D を図12に、ピッチングモーメント係数の修正量 ΔC_m を図13にそれぞれ示す。ここで、 ΔC_L 、 ΔC_D 及び ΔC_m はそれぞれ、

$$\begin{aligned}\Delta C_L &= C_{L_c} - C_L \\ \Delta C_D &= C_{D_c} - C_D \\ \Delta C_m &= C_{m_c} - C_m\end{aligned}$$

である。

図より、 ΔC_L 、 ΔC_D 及び ΔC_m は $\alpha = 3.5^\circ$ のとき最大となり、最大値はそれぞれ、 $\Delta C_L \approx 0.0007$ 、 $\Delta C_D \approx -0.0004$ 、 $\Delta C_m \approx 0.0001$ である。

5. 結論

今回、JAXA 2m × 2m 遷音速風洞のレストリクションパラメータを近似的に求め、ONERA-M5標準模型を対象に風洞壁干渉量を計算したところ、迎角及びマッハ数の壁干渉修正量は小さく、模型に対する風洞壁の影響は小さいという結果を得た。

今後は、風洞の上下左右壁の壁圧計測データの取得を

目的とした風洞試験を行い、これをもとにJAXA 2m × 2m遷音速風洞固有のレストリクションパラメータRの推算を行う予定である。

6. 参考文献

- 1) James D. Keller and Ray H. Wright , A Numerical Method of Calculating the Boundary-Induced Interference in Slotted or Perforated Wind Tunnels of Rectangular Cross Section , NASA TR R-379 , November 1971
- 2) James D. Keller , Numerical Calculation of Boundary Induced Interference in Slotted or Perforated Wind Tunnels Including Viscous Effects in Slots , NASA TN D-6871 , August 1972
- 3) Norbert Ulbrich , Description of Panel Method Code ANTARES , NASA/CR-2000-209592 , May 2000
- 4) N. Ulbrich and A. R. Boone , Determination of the Wall Boundary Condition of the NASA Ames 11ft Transonic Wind Tunnel , AIAA-2001-1112 , January 2001
- 5) N. Ulbrich , The Application of Panel Method Code ANTARES to Wind Tunnel Wall Interference Problems , AIAA-2002-0307 , January 2002
- 6) N. Ulbrich and A. R. Boone , Direct Validation of the Wall Interference Correction System of the Ames 11-Foot Transonic Wind Tunnel , NASA/TM-2003 - 212268

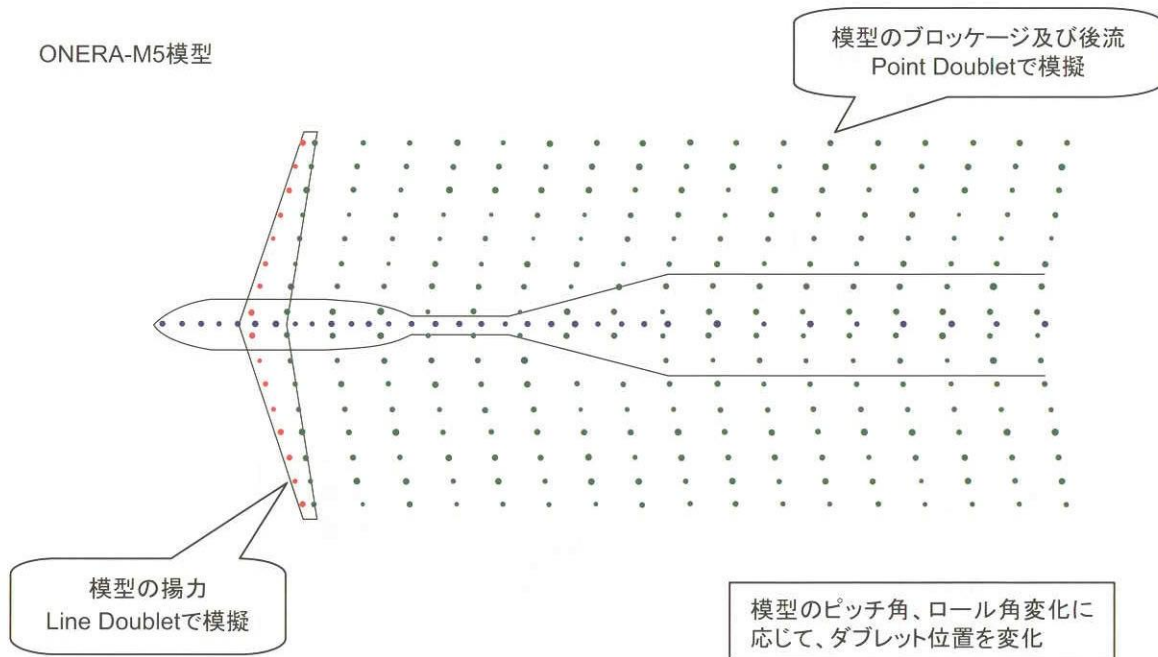


図1 ONERA-M5 標準模型の計算モデル略図

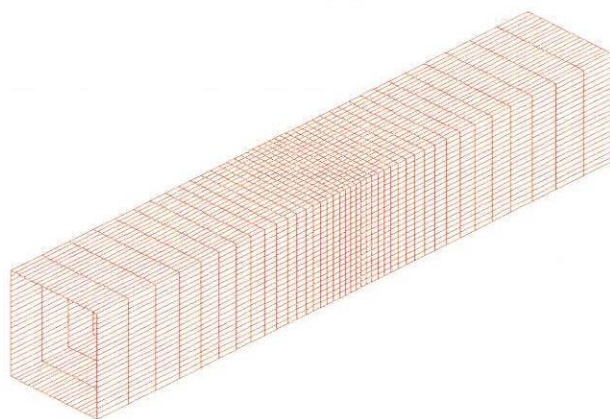


図2 風洞壁面パネル例

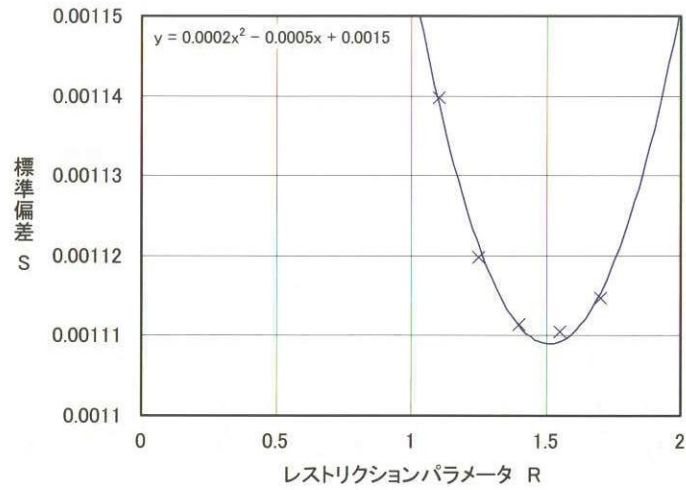


図3 S-R グラフ例 (M=0.84, $\alpha=3^\circ$)

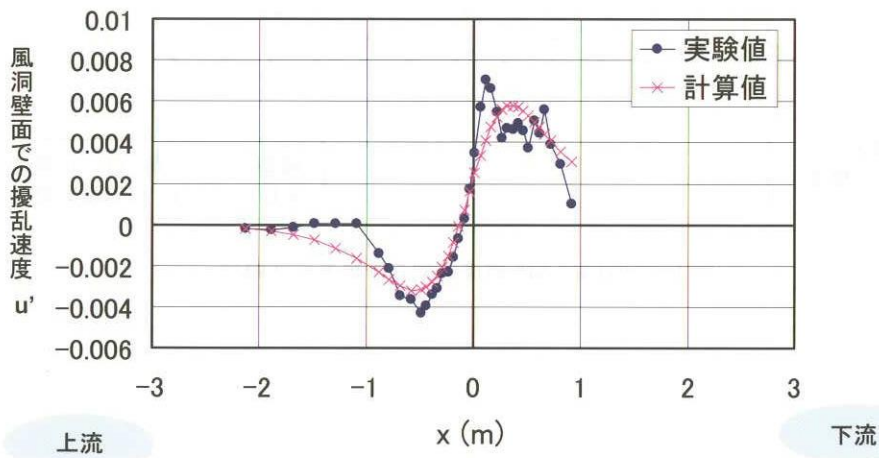


図4 Sが最小となるRを用いて計算した風洞上面擾乱速度分布と実験データとの比較 (M=0.84, $\alpha=3^\circ$)

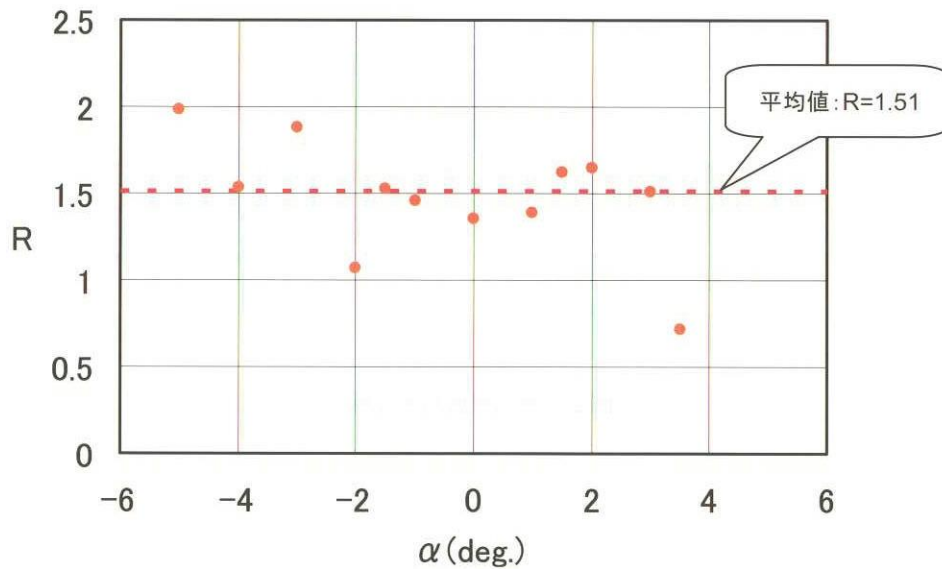


図5 R値推算結果 (M=0.84)



図6 風洞試験概要

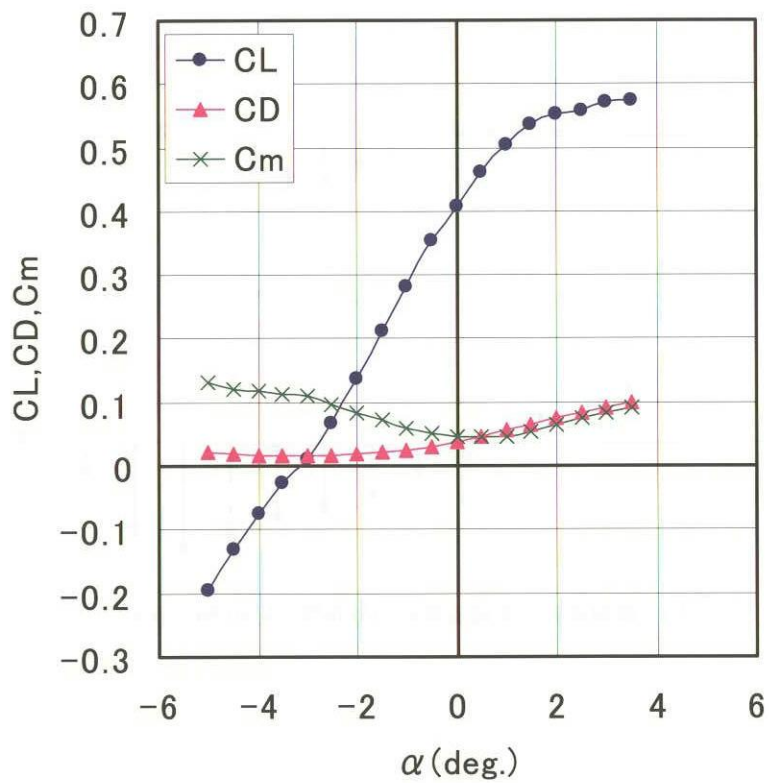


図7 縦3分力係数実験結果 (M=0.84)

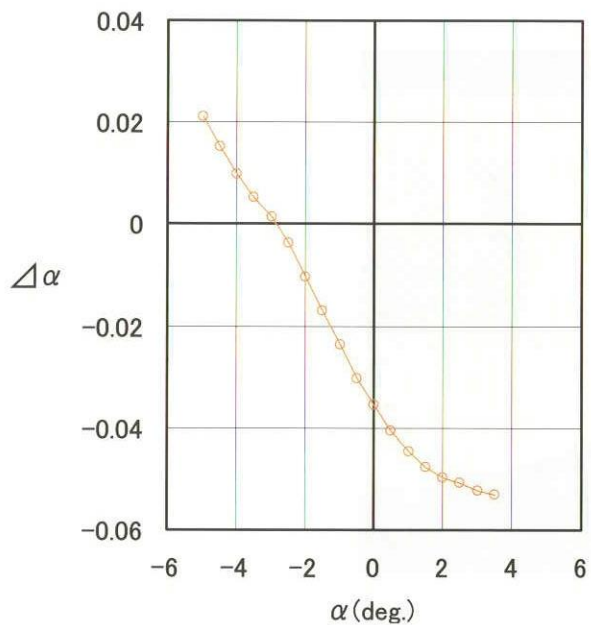


図8 迎角修正量計算結果 (M=0.84)

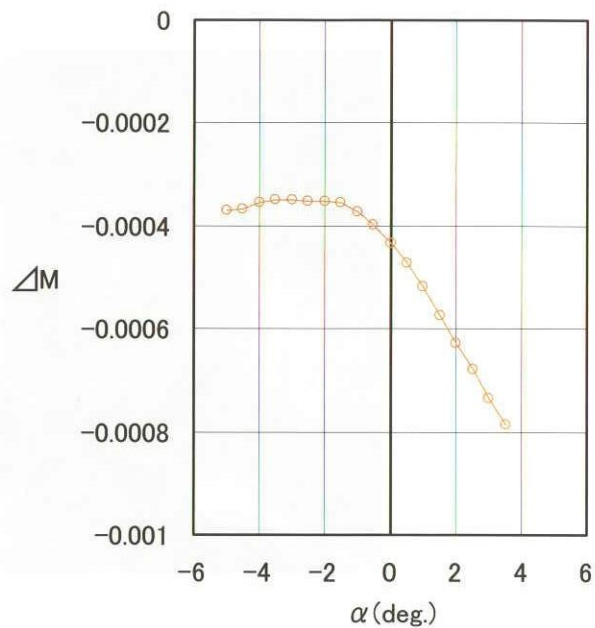


図9 マッハ数修正量計算結果 (M=0.84)

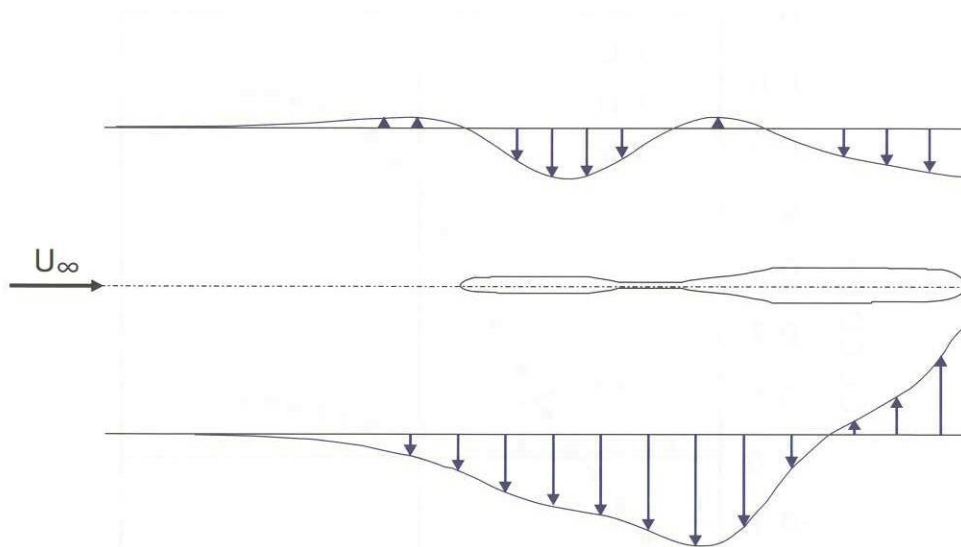


図10 風洞多孔壁を通る流れの分布図 (M=0.84、 $\alpha = 3.5^\circ$)

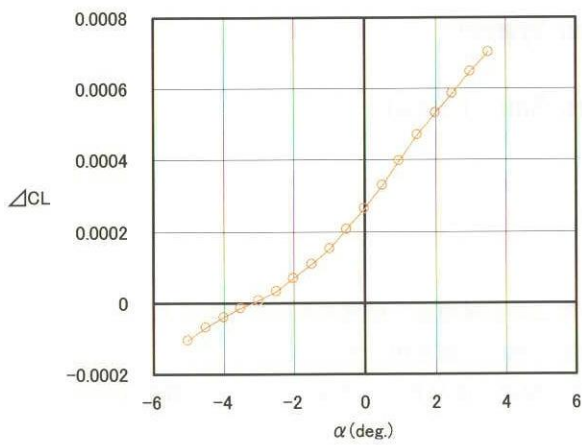


図11 揚力係数修正量計算結果 (M=0.84)

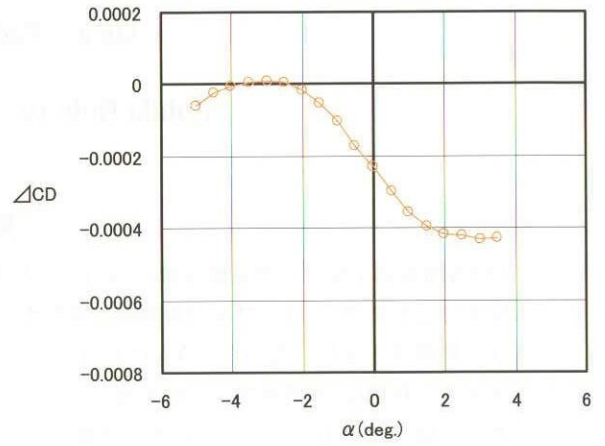


図12 抵抗係数修正量計算結果 (M=0.84)

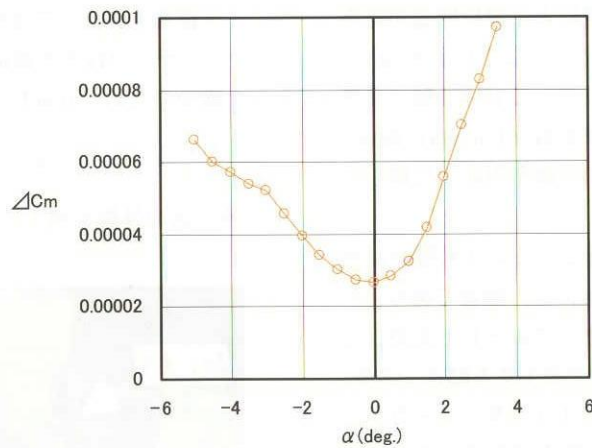


図13 ピッチングモーメント係数修正量計算結果 (M=0.84)

1枚ロータ試験装置について

小曳 昇、齊藤 茂（宇宙航空研究開発機構）

On a 1-Bladed Rotor System

Kobiki Noboru, Shigeru Saito (JAXA)

概要

JAXA 所有の 1 枚ロータ試験装置についてまとめる。

本装置はこれまで、ヘリコプタが着陸時に発生する BVI 騒音やこの低減技術の研究のために用いられており、現在も機能強化を行いながら JAXA におけるヘリコプタ関連研究の一翼を担っている。

本装置の特色は、基礎研究に主眼を置きロータの複雑な空力現象を簡易化するためブレード枚数を 1 枚とした点と騒音低減用アクティブ技術の評価が行える点である。

これらの特色や装置の各構成要素について以下で述べ、これまでの試験例を併せて紹介する。

1. はじめに

近年のわが国におけるヘリコプタ利用分野の広がりには、目をみはるものがあり、防災・救難・救急・報道・人員物資輸送において不可欠な輸送手段としての地位を築いたとの認識は衆目の一致するところである。しかしながら、ヘリコプタの発生する騒音による環境問題が障害となって、さらなる普及を妨げていることは否めない。新型機の型式証明に義務付けられている ICAO 騒音基準の強化やヘリポート周辺地域に対する public acceptance 対策などメーカーや運航者は市場での競争力向上に厳しい対応を迫られている。

ヘリコプタ騒音の内、特に問題となるのが着陸時に発生する BVI (Blade/Vortex Interaction) 騒音であり、ブレード翼端から放出される渦が他のブレードに衝突して激しい圧力変動を引き起こすことで発生する騒音である。

我が国や諸外国の研究機関やヘリコプタ・メーカーがここ数十年、その低減技術について精力的な研究を行っている分野である^{1),2)}。

ここでは、JAXA の取り組みの一環として実施している、風洞試験による BVI 騒音低減技術の研究で活用している 1 枚ロータ試験装置についてまとめ、これまでの試験例を併せて紹介する。

2. 装置開発の目的

装置を開発した目的は以下の通りである。

- (1) 複雑な空力干渉である BVI 現象を簡易化して、その発生メカニズムを定量的に把握する。
- (2) BVI 騒音低減に有望な各種アクティブ技術の低減効果を提案・評価して基礎段階での開発活動を担う。
- (3) アクティブ技術を適正に動作させるのに必要な制御則構築のための test bed とする。

3. 装置の特徴

本装置の外観を図 1 に示す。大きな特徴は、ブレード

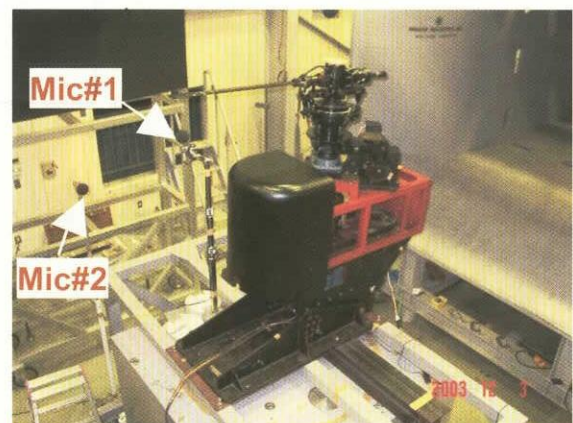


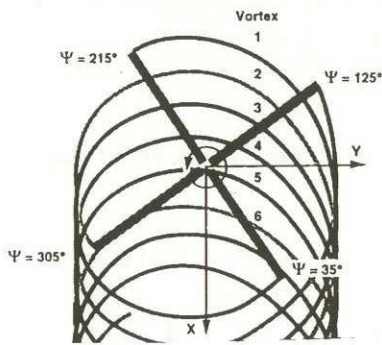
図 1 1 枚ロータ試験装置の外観

枚数が1枚であることと、多種のロータ騒音低減用アクティブ技術を同一の装置で評価可能な点である。

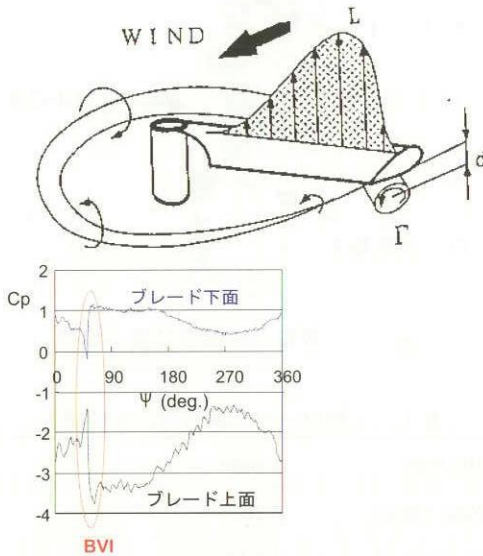
3.1 ブレード枚数=1

多枚数ブレード・ロータで発生するBVI現象を図2 (a) に示す。本装置ではこのような複雑な空力干渉を避け、単純化した流れ場でのBVIを取り扱えるようブレード枚数を一枚とした。(図2 (b))

図2 (b)にはこの装置で実際に取得したブレード圧力センサの計測結果を示してある。BVI現象がアジマス角=60deg 付近の大きな1回の圧力変動として捉えられていることが確認できる。



(a) 多枚数ブレードによるBVI



(b) 1枚ロータ試験装置でのBVI

図2 BVI現象

3.2 多種のロータ騒音低減用アクティブ技術を同一の装置で評価可能

ロータ騒音低減技術には大別して、翼型・翼端形状の低騒音化設計によるパッシブ技術と、ブレードの全体もしくは一部を加振させるアクティブ技術がある。

現有のアクティブ技術を図3に示す。

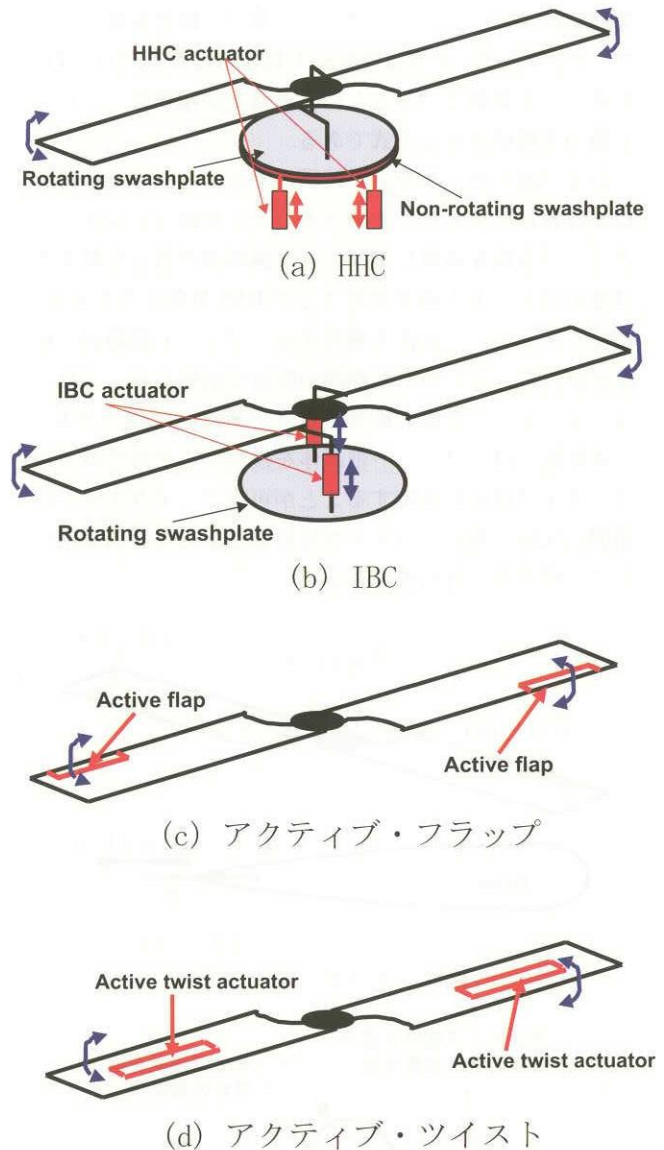


図3 現有のアクティブ技術

図3 (a) に示すHHC (Higher Harmonic Control) では非回転側にあるアクチュエータによってブレード全体が翼根から駆動される。図3 (b) に示すIBC (Individual Blade Control) でもブレード全体を翼根から駆動させるが、アクチュエータが回転側にある方式である。図3 (c) に示すアクティブ・フラップは、ブレード翼端部の後縁に取り付けたフラップのみをこの付近に設置したスマート・アクチュエータで駆動させる。図3 (d) に示すアクティブ・ツイストはアクチュエータ・シートをブレード外皮下に埋め込むことによってブレードを直接ねじる方式である。これらは各々に長短があり、各国の研究機関やメーカーにおいて現在も技術開発が進められているところである。

JAXAにおいても、川田工業との共同研究で新規のアクティブ技術であるアクティブ・タブを提案し、その研究

開発を行っている³⁾。アクティブ・タブの概要を図4に示す。アクティブ・タブはブレード後縁部に取り付けられ、前後に往復駆動させることによる可変面積効果でブレード揚力を増減させる方式である。

以上で述べたアクティブ技術によるBVI騒音低減概念はほぼ共通しており、そのメカニズムを図5に示す。アクティブ技術を適用せずブレード翼端渦が自分自身または他のブレードと衝突することでBVIが発生する場合、これにアクティブ技術を適用するとブレード翼端渦の軌跡が波打ち、ブレードと渦間の距離が増加する。これによってブレードと渦の衝突を避けてBVIを回避できる。

本装置では、ブレード供試体を換装するだけで種々のアクティブ技術を評価することが可能で、アクティブ技術間の比較や新規アクティブ技術の基本特性評価に用いることができる汎用性を有している。

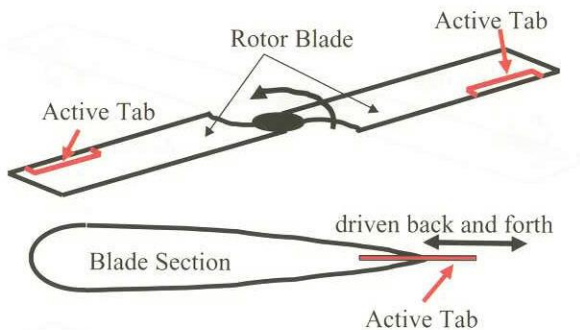


図4 アクティブ・タブ

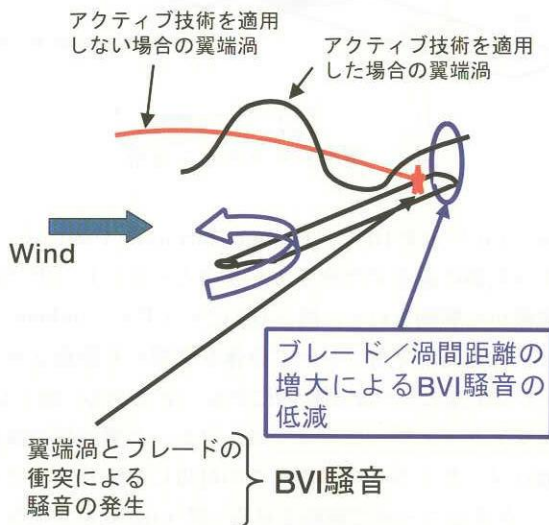


図5 アクティブ技術によるBVI騒音低減メカニズム

4. 装置の経緯

本装置についての、取得や機能拡充についての経緯は以下の通りである。

1996年(H6年度)に、ATIC(Advanced Technology

Institute of Commuter-helicopter)により製作され、アクティブ技術としてはHHCやアクティブ・フラップの評価が可能であった。

2001年(H12年度)、ATICの終了に伴い川崎重工に移管された。

2001年(H13年度)に、川崎重工よりJAXA(当時はNAL)へ譲渡された。その後、新しいアクティブ技術であるアクティブ・タブの評価機能やアクティブ技術用閉ループ制御機能を加え⁴⁾、さらにロータ天秤を付加した。

5. 装置のシステム

本装置の概要を図6に、主要諸元を表1に示す。また、本装置を構成する要素のシステムを図7に示す。主要な構成要素について以下に述べる。

5.1 ロータ

図8に示すように、回転/非回転swash plate、ハブ、

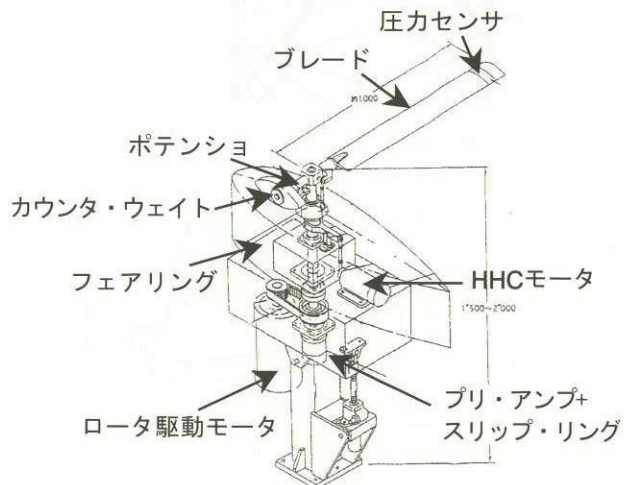


図6 1枚ロータ試験装置の概要

表1 1枚ロータ試験装置の主要諸元

Hub type	rigid
Rotor radius	1m
Blade chord	0.12m
Airfoil	NACA0012
Blade plan form	Rectangular
Blade twist	0deg.
Rotor speed	1200rpm (max)
Collective pitch	-5 to +15deg.
Cyclic pitch	0deg. (fixed)

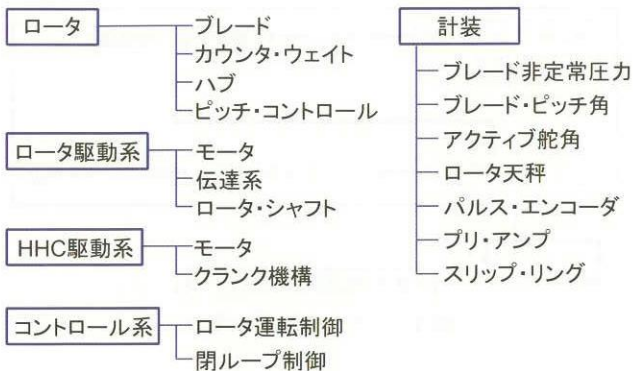


図7 1枚ロータ試験装置の構成要素

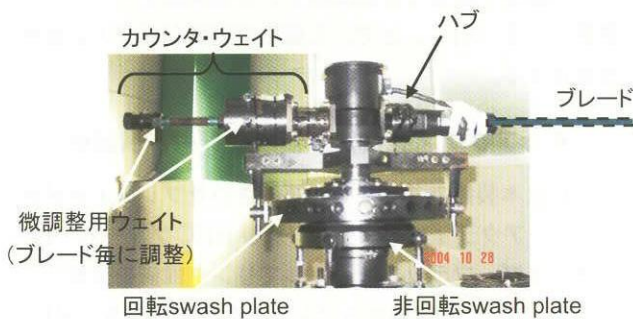


図8 ロータ

ブレードから構成される。ブレード枚数が1枚のため、対向側には遠心力相殺用のカウンタ・ウェイトを取り付ける。カウンタ・ウェイトはフラッピング方向、リード・ラグ方向に調整可能で、ブレード毎にこれらの調整を行う。

5.2 ロータ駆動系

図9に示すように、ロータ駆動用15HP、ACサーボ・モータ、ロータ・シャフト及びこれらに動力を伝達するベルトで構成される。装置からの騒音発生を抑えるため、伝達系はベルト・ドライブとした。



モータ(ACサーボ・モータ、15HP)

図9 ロータ駆動系

5.3 HHC駆動系

図10に示すように、HHC駆動用15HP、ACサーボ・モータ、HHC振幅を発生させる偏心プレート、この振幅



図10 HHC駆動系

を非回転swash plateに伝えるクランク機構から成る。HHC入力諸元であるHHC振幅は偏心プレートでの偏心量をプリセットで調整して設定される。HHC周波数はHHC駆動モータの回転数で設定され、HHC位相は位相指示値とロータ駆動モータ回転位置情報から後述のコントロール系がHHC駆動モータ回転位置制御コマンドを生成して設定される。なお、本装置では各種のアクティブ技術をブレード供試体の換装で装備可能であるが、ここでは便宜上それらの駆動系を全てHHC駆動系と呼称している。

5.4 コントロール系

図11に示すように、ロータ駆動モータとHHC駆動モータの運転管理を行うロータ運転制御卓と閉ループ制御を行うPCで構成される。



図11 コントロール系

5.5 計装

計測系の概要を図12に示す。主にブレード85%R位置に配置した非正常圧力センサでブレード表面圧力を、また図1に示す位置に設置したマイクでロータ騒音を計測する。アクティブ・タブの場合(図17)、その変位はアクティブ・タブ頂点のやや翼根側に取り付けたHallセンサで計測し、パルス・エンコーダによってロータ・アジマスを検出する。ブレード・ピッチ角はハブ内に取り付けたポテンショで、ロータ荷重(推力・トルク)は図13に示すロータ天秤で計測する。

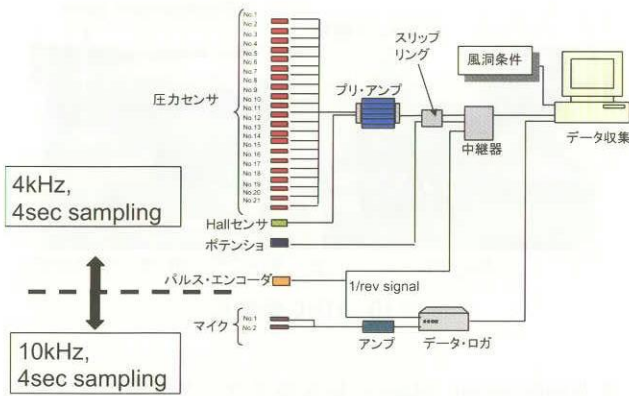


図12 計測系



計測レンジ
 推力: ±30kgf
 トルク: ±5kgf*m

図13 ロータ天秤



図14 プリ・アンプとスリップ・リング

回転側での計測値は図14に示すプリ・アンプで増幅後にスリップ・リングを介して固定側へ伝達され、データ収集PCに格納される。

5.6 データ処理

図15にデータ処理の流れを示す。全ての計測項目はtime domainで同時計測され、パルス・エンコーダの1/rev信号でロータ・アジマスに対応付け処理される。マイクのsampling rateは10kHz、その他は4kHzで、ロータ40周分の計測を行う。ランダムノイズを除去するため、ensemble平均をとりロータ回転による周期的な特性を評価できるようにしている。

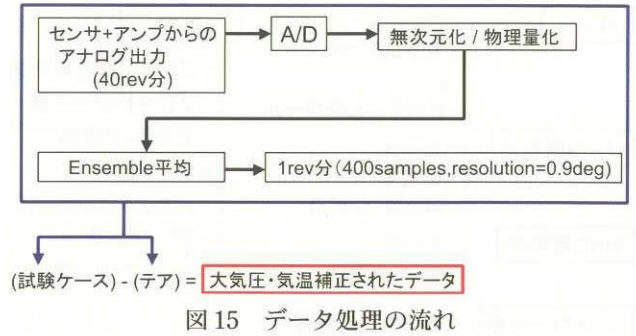


図15 データ処理の流れ

また、ロータ、HHC、風洞が停止状態における試験ケースの直前・直後に計測したテアを各試験ケースでの計測値から差し引くことで、大気圧や気温ドリフトの影響を補正する。

6. アクティブ技術評価用ブレード供試体

図16に本装置でこれまでに評価されたブレード供試体を示す。アクティブ・フラップ及びHHCブレードでは、アクティブ・フラップを固定してリンク機構を交換することで、ブレード翼根からブレード全体を加振するHHC供試体に換装することができる。全ブレード供試体とも

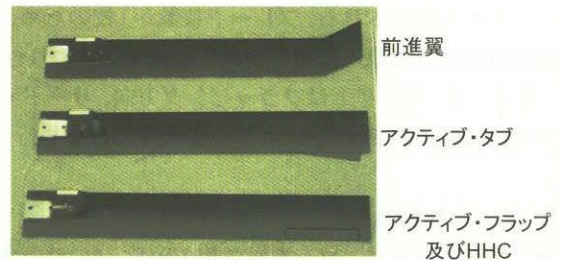


図16 ブレード供試体

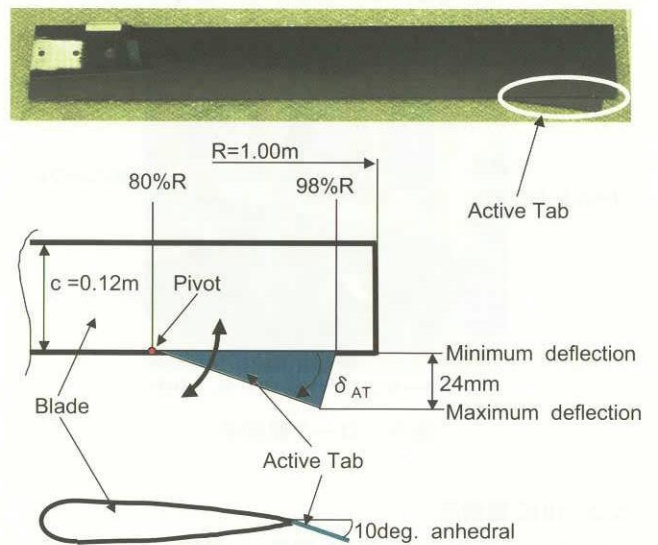


図17 アクティブ・タブ供試体

回転中心から翼端まで1m、翼弦長0.12m、翼型NACA0012である。

現在JAXAが川田工業との共同研究を行っているアクティブ・タブ供試体の概要を図17に示す。アクティブ・タブは80%R位置を頂点とする扇形で、動圧が高い翼端部ほど変位が大きくなる形状とした。また、アクティブ・タブによる可変面積効果を補強するため10degの下反角を付与した形状となっている。

7. 試験結果の例

最近の試験結果例として、本装置を用いて川田工業の2.5m×2.5m多目的風洞施設において実施したアクティブ・タブを搭載したロータ風洞試験結果を示す³⁾。

図18に85%R位置における0、2.6、11.2、17.4%c位置でのブレード表面圧力特性を示す。ブレード翼端渦の接

近によって有効迎角が減少し、ブレードから渦が離れる時に有効迎角が増加していると推測される現象がロータ・アジマス55deg付近の急激な圧力変化として明確に捉えられている。本装置によって、一枚のブレードによる簡易化されたBVIが生成され、これを十分に計測・評価できることが認められる。

図19にアクティブ・タブ位相のロータ騒音へ及ぼす影響を示すため、風洞内に設置したマイクで計測した騒音レベルを示す。アクティブ・タブ位相42degで最大の騒音低減効果が得られ、アクティブ・タブoffと比較して2dBロータ騒音が低下している。ロータ騒音の最大値と最小値の差である騒音制御能力は2.9dBであることが実証でき、アクティブ・タブの適正な作動とその騒音低減効果が本装置で評価できることを確認した。

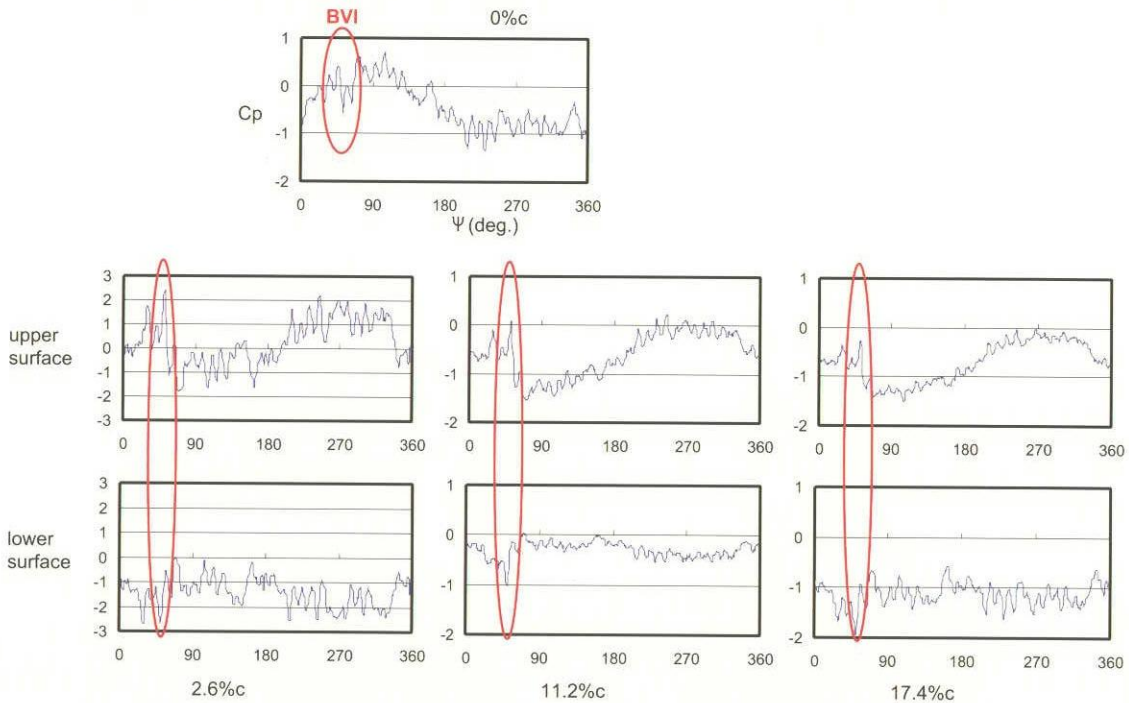


図18 ブレード表面圧力特性

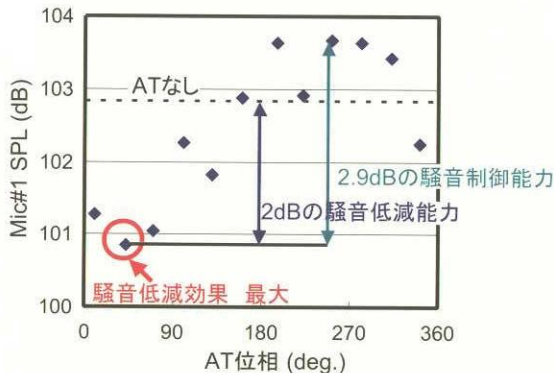


図19 アクティブ・タブのロータ騒音低減効果

8. まとめ

これまでに1枚ロータ試験装置の特徴・経緯・構成システムの概要などを述べてきた。これらをまとめて以下に示す。今後とも本装置の機能拡充を図り、騒音低減技術に関する研究開発の用に供していく予定である。

1. 本装置はATICおよびJAXA(NALを含む)において、BVIやロータ騒音低減用アクティブ技術の評価に用いられてきた。
2. 多種類のアクティブ技術を本装置で評価できる特徴

を活用し、これまでにHHC、アクティブ・フラップ、アクティブ・タブの評価を実施した。

3. 2003年には、アクティブ・タブ、アクティブ技術用閉ループ制御機能及びロータ天秤を付加して風洞試験による技術実証能力の充実に努めた。

参考文献

- 1) Gmelin, B., Heller, H., Philippe, J.J., Mercker, E., Preisser, J.S., "HHC Aeroacoustics Rotor Test at the DNW: The Joint German/French/US HART Project", 20th EUROPEAN Rotorcraft Forum, Amsterdam, The Netherlands, October 1994, Paper 115.
- 2) Kobiki, N., Tsuchihashi, A., Murashige, A., Yamakawa, E., "Elementary study for the effect of HHC and active flap on blade vortex interaction", 23rd European Rotorcraft Forum, Dresden, Germany, September 1997, Paper 29.
- 3) Kobiki, N., Kondo, N., Saito, S., Akasaka, T., Tanabe, Y., "An Experimental Study of On-blade Active Tab for Helicopter Noise Reduction", 30th ERF, Marseilles, France, September, 2004.
- 4) 小坂 充、小曳 昇、齊藤 茂、「BVI騒音低減用 closed loop制御則の研究」、第42回飛行機シンポジウム、横浜、2004年10月

風洞群の改修について

重見 仁、須谷記和、唐沢敏夫（宇宙航空研究開発機構）

On Modernization of Wind Tunnels

Masashi SHIGEMI, Norikazu SUDANI and Toshio KARASAWA (JAXA)

概 要

すべての試験設備に言えることであるが、風洞は時間と共に老朽化、陳腐化する。これを防ぐためには、適切な時期に改修をすることが不可欠である。JAXA風洞技術開発センター（WINTEC）の風洞群はいずれもNAL時代に整備されたものであり、必要な改修が行われてきたものと、老朽化が進んだままになっているものがある。2m×2m遷音速風洞（TWT1）は2004年度から第二次大型改修が開始され、多項目にのぼる改修が計画されている。これらのうち、2004年に作業が着手された測定部カート（第4カート）の増設は、データ生産性向上とユーザの求める新しい計測技術への適用性を高めるものでその完成が待たれている。また、圧縮機の増設と貯気槽の増設も安定的な風洞運用とデータ生産性の増強のために必要なものである。TWT1以外では、1m×1m超音速風洞の測定部下流部分の改修、0.5m極超音速風洞冷却器の改修にも、2005年度から着手できる見通しである。これらの風洞改修を通じて、WINTECは、我が国の航空機・宇宙機の開発に寄与する所存である。

1. 導入

WINTECは現在低速から極超音速までの速度領域にわたる10風洞を統一的に管理運用している。風洞は、すべての試験設備と同様に、時間と共に老朽化、陳腐化するため、それを防ぐためには、適切な時期に改修をすることが不可欠である。

WINTECの風洞群の整備と改修の歴史を年表風に描いたものが図1である。要点をピックアップすると、6.5m×5.5m低速風洞は1965年の竣工の後、1994年になってようやく送風機の更新、カートの増設を含む改修が行われたこと、2m×2m遷音速風洞（TWT1）では第一次大型改修が1985年から1994年に掛けて行われており、2004年から第二次大型改修が始まっていること、1m×1m超音速風洞（SWT1）では1999年に測定部上流側の改修が行われたこと、0.5m極超音速風洞（HWT1）では竣工以来40年近くの間、改修が行われないうままになっていること、などが挙げられる。

2004年度に、TWT1の改修が開始された。本稿はこの風洞の改修内容と、現時点で見込まれるその他の風洞の改修の内容を紹介する。

2. 2m×2m遷音速風洞（TWT1）の改修

2.1 改修の背景と必要性

風洞改修の背景と必然性を図2にまとめた。本風洞は1960年の竣工以来、我が国で開発された航空機、ロケット等の殆どすべての風洞試験を受け入れてきた。この意味でわが国の航空宇宙産業界および、研究開発に発展に大きく貢献してきたことは間違いない。近年、本風洞は毎年200日稼働しており、JAXA中で最も働いている試験設備であるが、それでもユーザの希望するすべてのデータを産出することが出来ない状況にある。2004年の現在、官・民の開発する数種の航空機の試験がこの風洞で行われている。さらに今後もこれら航空機の後継となる機体の開発や改良の試験で使われることが予想され、例えば今から約20年後である2025年まで、本風洞の重要性は変わらない、と考えられる。

空力設計のツールとしてはCFD（Computational Fluid Dynamics）の存在感が増してきたが、現状で風洞とCFDはお互いに短所を補完し合う互恵的な関係にあり、この20年間の間に本風洞の存在意義が大きく脅かされることは無いと考えられる。むしろ、ユーザの要求は風洞試験におけるPSP（Pressure Sensitive Paint = 感圧塗料）や

PIV (Particle Image Velocimetry = 粒子画像速度計測) などの新しい計測法の利用に向かっており、生産性の増加と新しい技術への適用性を向上させるための改修が現時点で不可欠であると判断して、本大型改修を開始した。

2.2 TWT1の全体改修計画

現在計画されているTWT1の改修部分は、図3(a)(b)に示す通りで、

- ・ 主送風機関連 (本体改修と制御システムの更新)
- ・ 高圧空気製造設備 (圧縮機と貯気槽の増設)
- ・ 測定部カートの増設
- ・ ノズル駆動系改修
- ・ 計測前置装置の更新
- ・ 光学装置の改修
- ・ 補助送風機関連 (制御システムの更新)

である。当初スケジュールは図4に示す通りであるが、2004年度から開始された項目以外は未確定で、この図の通りに改修が進むかどうかは必ずしも明確ではない。

改修項目は上に挙げた通り多数あるが、そのうち老朽化対策が主なものは除いて、測定部カート(第4カート)の増設と圧縮機・貯気槽の増設について、以下にやや詳しく述べる。

2.3 第4カートの整備

TWT1の測定部は風路の他の部分と一体構造ではなく、4つの車輪がついていてこの部分だけを引き出すことが出来る。このためカートと呼ばれる。現在TWT1は3つのカートを持っており、それぞれ第1～第3カートと名づけられている。第2カートは半裁模型用なので用途が限られており利用頻度も少ないが、第1カートと第3カートは共に全機模型用であり互換性がある。両者の違いは第1カートが多孔壁であるのに対して、第3カートは多溝壁であることである。

TWT1には非常に多くの利用者があるため、個々の試験に対して、試験期間を十分に長くとることが出来ない。前に書いた通り、TWT1の稼働日数は年間200日であるが、毎年その間に35件程度の試験が行われている。すなわち試験一件あたりに割り振られる風洞占有期間は6日程に過ぎない。この間でいかに多くのデータを取得するかは、風洞を占有しているながら通風できない準備のための期間をいかに短くできるかに大きく依存している。準備期間を短くするためには、一つの試験を行っている間に別のカートを使って次の試験の準備を行い、試験の終了と同時にカートを交換してすぐ新しい試験を開始できるようにすることが理想である。実際、TWT1では第1カ

ートと第3カートの試験を交互に組み、準備のための通風休止期間を出来る限り短くしようとしている。しかし現実には、二つの理由により、この理想がなかなか実現できていない。理由の第一は、ユーザの利用希望が第1カートに偏っていることである。このためどうしても第1カートを使った試験が連続してしまう。第二は、現状風路から切り離れた状態でのカート内では、実行可能な準備作業に制限があることである。模型を스팅ングに取付けることは出来るが、模型を動かすことが出来ないで、模型の姿勢を変えての各種チェックやスタティック・テアの取得ができない。模型に取付けたセンサーのチェックは計測装置と組み合わせたシステムチェックの形で行いたい、計測装置は別のユーザの試験に使われているため不可能である・・・このような現状を改善するために、第1カートと基本的に同じ形態を持つ第4カートを整備してユーザの利用に供することにした。

2.4 第4カートの新しい機能と期待される効果

第4カートに備えられる新しい機能は：

- ① 模型支持装置(風路から切り離れた状態でピッチ角、ロール角、上下位置の制御が可能)
- ② 計測装置(本カート専用の計測装置を搭載)
- ③ ディフューザフラップ、第2スロート(可変にして設定可能域に幅を持たせる)
- ④ 角度可変壁(同上)
- ⑤ 観測窓、機器固定棚(PSP、PIVなどの新しい計測手法への対応)
- ⑥ 気流検定装置(壁干渉補正への対応ほか)
- ⑦ 安全装置(作業安全の向上と、洞外作業時の機密保全)

であり、これらから期待される効果は以下の通りである。

- ① 他の試験実行中に準備できる項目が増加して、生産性が向上する。
- ② 洞外駆動が可能なこと、計測装置が増設されたことによりメンテナンス性が向上する。
- ③ カート及び計測装置のバックアップ効果により、設備の信頼性が向上する。
- ④ 気流特性の改善及び模型支持装置の振動抑制が期待できる。
- ⑤ レーザを用いた新しい計測技術への適用性が向上する。
- ⑥ データ信頼性が向上する。
- ⑦ 安全性、作業性が向上し、秘密保持が保たれる。

これらを図5にまとめて示した。

3. 圧縮機・貯気槽の増設

低速以外の風洞では、乾燥空気を使っている。20気圧の乾燥空気を製造するのが圧縮機、それを蓄えるのが貯気槽である。現在使われている圧縮機は1980年に整備された3450kWのもの一基、貯気槽は直径12m（第3球）、13m（第4球）の球形のもの各2基である（図6）。一方これらによって製造貯蔵された空気は、2m×2m遷音速風洞、1m×1m超音速風洞、0.8m×0.45m高Re数遷音速風洞、0.2m×0.2m超音速風洞、6.5m×5.5m低速風洞、0.6m×0.6m遷音速フラット風洞（構造解析研究グループの所管）の各風洞で使われている。本増設は、整備後25年近く経つ3450kW圧縮機を予備に回して、3600kW級の新しい圧縮機を主圧縮機として整備すると同時に、貯気槽を増設することによって供給できる空気の量を増やし、データ生産性の増大を図るものである。さらに、貯気槽が増えることで、空気源を共有する風洞間での運用形態の違いによって生じる制約がはずせて、柔軟な運用が可能になると期待される。具体的には、現在の貯気槽内の乾燥空気はTWT1のシール空気等の操作空気源として使われるために、1.3MPaより圧力を下げることが出来ず、たとえばSWT1でもっと吹き止まり圧を下げられる試験ケースがあっても、この下限圧を守らなければならない。しかし、貯気槽の数が増えて、そのうちの一つをTWT1が占有するような運用にすれば、他風洞はTWT1の運用に基づく制限から開放される、などである。また圧縮機、貯気槽の数の増加によってバックアップ効果あるいはメンテナンス性が向上することも大きなメリットである。

4. その他の風洞の改修

0.5m極超音速風洞は1962年度の竣工以来改修が行われておらず、各要素の老朽化が著しい。この風洞はノズルを交換することによりマッハ数5、7、9の流れを得ることが出来るが、1m×1m超音速風洞の速度限界（マッハ4）を超えた流れの実験を行う施設として、マッハ5と7の試験需要が多い。改修せねばならない要素は多いがまず冷却器の更新を2005年度に行うことを計画している。

1m×1m超音速風洞はこれまで数次の改修が行われており、最近では1999年度に集合胴、可変ノズルなど、測定部より上流部分の改修が遂行されて、測定部のマッハ数分布の一樣さなど、本来あるべき性能の回復に成功している。この改修でやり残した測定部より下流部分（主に模型支持装置）の改修を2005年から開始することを計画している。

5. まとめ

1. 我が国航空宇宙産業の発達に不可欠な風洞群では、設備の老朽化対策、ニーズ（量・質）に対応した改修が必要である。
2. 風洞群の中で最も需要が多い2m×2m遷音速風洞の第二次大型改修を開始した。測定部カートの新設、圧縮機・貯気槽の新設のほか、老朽化した諸要素の改修を実施する計画である。
3. 0.5m極超音速風洞、1m×1m超音速風洞でも、コンポーネントの老朽化対策を計画している。
4. これらの改修を通じて、これまで以上に、我が国の航空機・宇宙機の開発に寄与する所存である。

種類	大きさ	年度	1960	1965	1970	1975	1980	1985	1990	1995	2000	2005
低速風洞	① 6.5m×5.5m			▼竣工								▽改修
	② 2m×2m				▼竣工							▽改修
遷音速風洞	① 2m×2m	▼竣工							第一次大改修			第二次大改修
	② 0.85m×0.4m					▼竣工					▽改修	
超音速風洞	① 1m×1m	▼竣工				▽消音棟増設			▽改修			▽改修
	② 0.2m×0.2m									▼竣工		
極超音速風洞	① 0.5m			▼竣工								
	② 1.27m									▼竣工		
	③ 0.44m(衝撃)			▼竣工							▽移設改修	
高エンタルピ風洞	① 750kWアーク加熱						▼竣工(450kW)			▽改修(750kWへ)		
	② 110kW誘導プラズマ加熱											▼竣工(予定)

図1. 風洞群の整備・改修年表

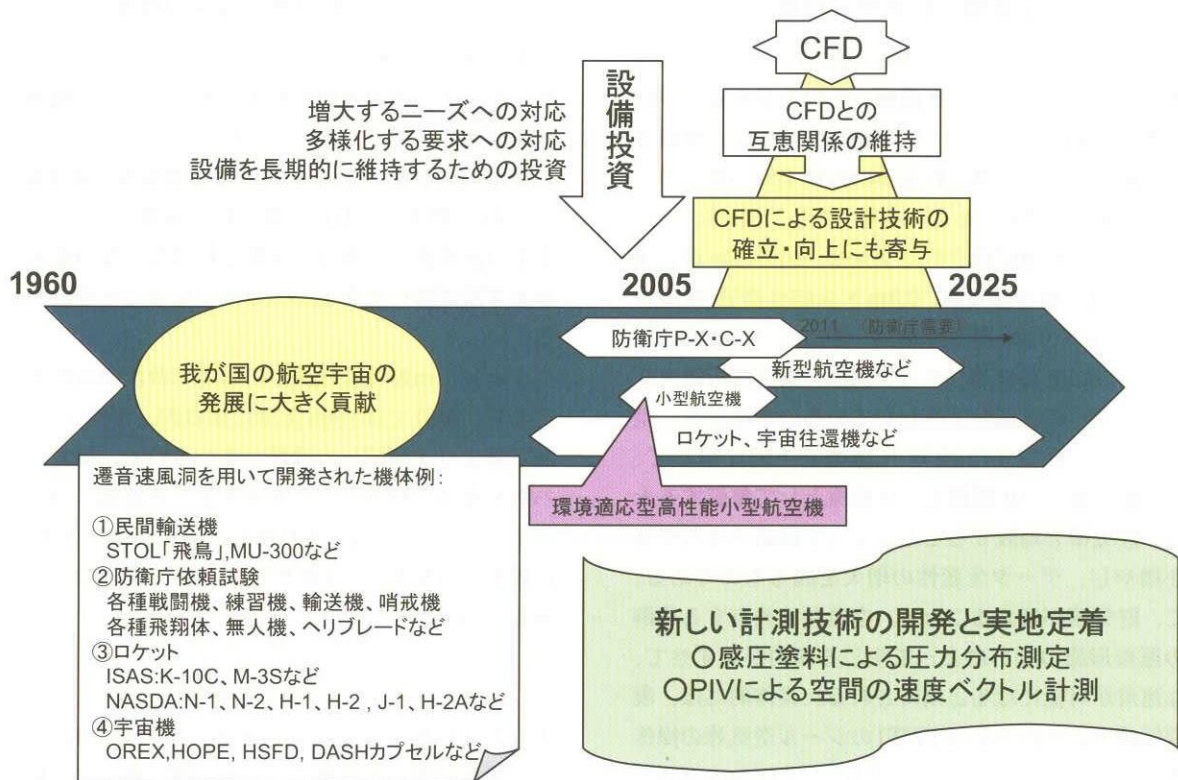


図2. 遷音速風洞改修の背景と必要性

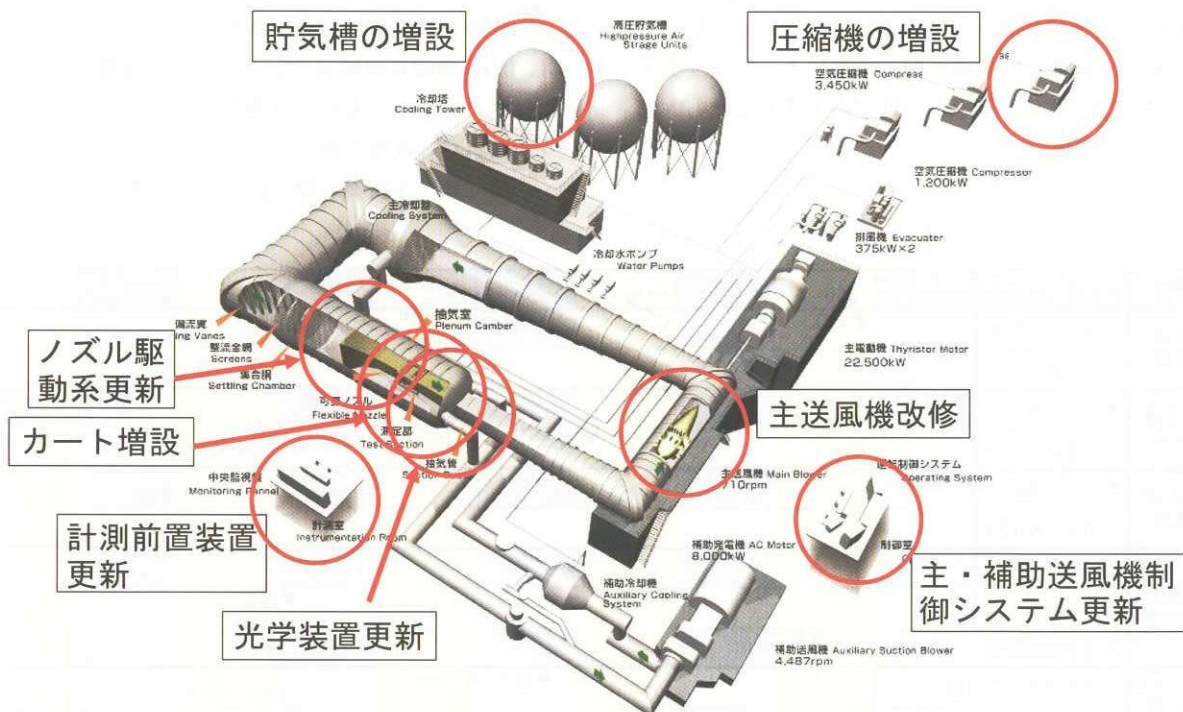


図3 (a). 遷音速風洞改修部分 (全体)



図3 (b). 遷音速風洞改修部分 (個別)

項目	2004年	2005年	2006年	2007年
主送風機 本体改修			←-----→	-----→
制御システム更新			←-----→	-----→
高圧空気製造設備 貯気槽増設			←-----→	-----→
圧縮機増設	←-----→			
測定部カート増設	←-----→			
ノズル駆動系の改修				←-----→
計測前置装置の更新		←-----→		
光学装置の改修				←-----→
補助送風機 制御システム更新	←-----→			

図4. 改修の年度展開 (予定)

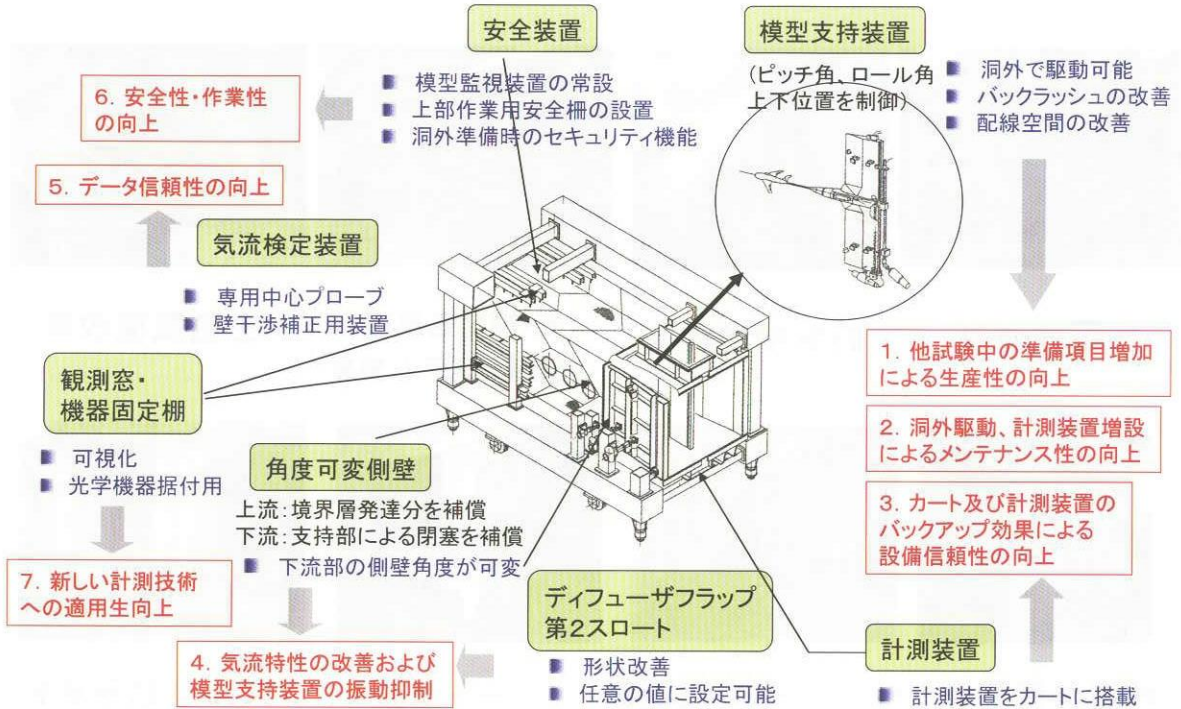


図5. 第4カートの新機能とその効果

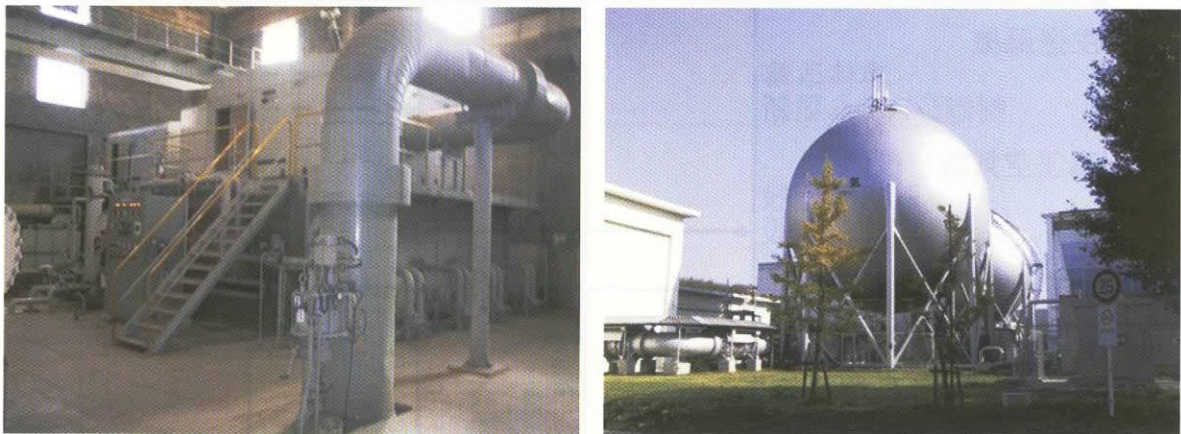


図6. 既存の3450kW圧縮機と貯気槽

エンジン風洞におけるガス採取による燃焼効率測定

三谷 徹 (JAXA 宇宙推進技術共同センター)

Measurements of Combustion Efficiency in Engine Wind Tunnels

Tohru Mitani, JAXA - Kakuda Propulsion Research Center

記号

1 目的

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	採取管内の質量流束
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
α	失活に伴う無次元反応熱
β	無次元失活速度
η	無次元反応距離
κ	ガスの温度拡散率
θ	入り口温度 (T_0) で無次元化したガス温度
θ_a	無次元活性化温度 ($= E_1 / (R^0 T_0)$)
λ	ガスの熱伝導度
ξ	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

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。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²⁻⁴⁾ と結論している。

角田宇宙推進センターにおいても, 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。

2 解析^{5,7,9)}

a) エネルギーおよびラジカル支配式

図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や宇宙推進センター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。

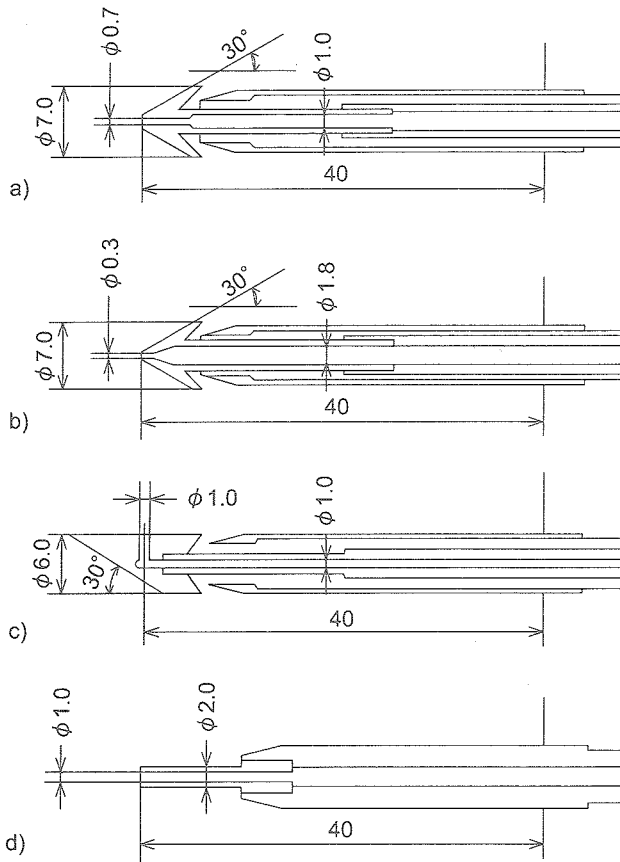


Fig. 1 Gas sampling probes designed in this study.

図1のa)からc)のプロープのように、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 P_r 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 λ 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 ξ を用いて、無次元温度 θ 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

($H+O_2 \Rightarrow OH+O:R_1$)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 β 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。

$$\begin{aligned} \frac{d[X]}{dx} &= \frac{1}{U} \cdot [k_1 \cdot [O_2] \cdot [X] - k_q \cdot [M] \cdot [X]^2] \\ &= \frac{1}{x_r^*} \cdot [X] \cdot \exp\left(-\frac{E_1}{R^0 \cdot T_s}\right) - \beta \cdot X^2 \end{aligned} \quad (5)$$

$$\beta = \frac{k_q \cdot [M] \cdot [X]_0}{k_1 \cdot [O_2]} \quad (6)$$

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、反応特性離を x_r^* とした。なお R^0 は一般ガス定数である。(6)式の β 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

$$\begin{aligned} D_a &= \frac{c_p \cdot m}{\pi \cdot N_u \cdot l} \cdot \frac{B_1 \cdot [O_2] \cdot \exp(-\theta_a)}{U} \\ &\propto \frac{P \cdot d^2}{4 \cdot \kappa \cdot N_u} \cdot \exp\left(-\frac{8450}{T_{s0}}\right) \propto (P \cdot d)^2 \end{aligned} \quad (8)$$

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 θ 、分岐反応の無次元活性化温度を θ_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GraetzProblem⁹⁾と呼ばれる問題に帰着する。そのGraetz数 $\{=L/d/(P_r Re)\}$ 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 $\theta = 1 - \eta / \theta_a + \dots$ 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 (β) 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 ($D_a = D_{a0} / \beta$) 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、エネルギー式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、エネルギー式にも失活に伴う発熱項を加える^{7,9)}。

$$\frac{d\theta}{dx} = -(\theta - \theta_w) + D_a \cdot \alpha \cdot \beta \cdot X^2 \quad (10)$$

ここで発熱項に加わった係数 α 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 57.8 kcal/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 (θ, X) を検討してみよう。

$$\frac{dX}{d\theta} = \frac{D_a \cdot [X \cdot \exp\{\theta_a \cdot (1 - \frac{1}{\theta})\} - \beta \cdot X^2]}{-(\theta - \theta_w) + D_a \cdot \alpha \cdot \beta \cdot X^2} \quad (11)$$

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 (θ^*, X^*) は

$$X^2 \cdot \exp\left\{\theta_a \left(1 - \frac{1}{\theta}\right)\right\} - \beta X^2 = 0 \quad (12)$$

$$-(\theta^* - \theta_w) + D_a \cdot \alpha \cdot \beta \cdot X^{*2} = 0 \quad (13)$$

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、(θ^*, X^*) に近づいた後 ($q_w, 0$) に落ちる解である。

図 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 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

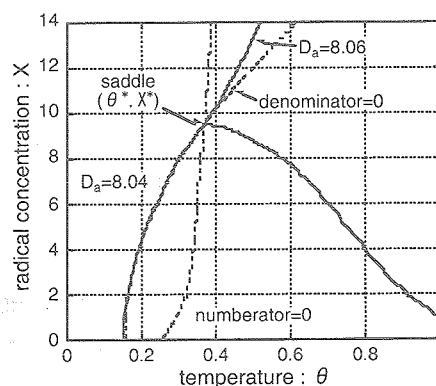


Fig. 2 Phase plane analysis for quenching of chemical reactions in gas sampling probes.

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(θ^* , 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(β)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。

3 数値解析⁹⁾

計算は1次元反応流計算コード¹⁰⁾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3から読みとれる。

この数値実験から分かるように、両論混合比の水素/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。

4 プローブ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こり、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、反応性コードを用いてプローブ先端の流れ場を調べた⁹⁾。

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。上の図の直管部長を1mmとすれば、その温度回復した領域を通過する採取ガ

Table 1 H₂-O₂ elementary reactions used in the reaction code.

No	Reaction	B	n	Ta
1	O ₂ +H=OH+O Backward	2.000E+14 1.400E+13	0.00 0.00	8.452E+03 3.847E+02
2	H ₂ +O=H+OH	1.500E+07 6.730E+06	2.00 2.00	3.799E+03 2.687E+03
3	H ₂ +OH=H ₂ O+H	1.000E+08 4.620E+08	1.60 1.60	1.659E+03 9.317E+03
12	HO ₂ +H=H ₂ +O ₂	2.500E+13 5.500E+13	0.00 0.00	3.521E+02 2.907E+04
13	HO ₂ +H=OH+OH	2.500E+14 1.200E+13	0.00 0.00	9.557E+02 2.017E+04
14	HO ₂ +OH=H ₂ O+O ₂	5.000E+13 6.330E+14	0.00 0.00	5.030E+02 3.715E+04
4	O ₂ +M=O+O+M	5.100E+15 4.700E+15	0.00 -0.28	5.785E+04 0.000E+00
5	H ₂ +M=H+H+M	2.200E+14 3.000E+15	0.00 0.00	4.829E+04 0.000E+00
6	H ₂ +O ₂ +M=OH+OH+M	8.000E+14 2.760E+13	0.00 0.00	2.264E+04 1.351E+04
7	OH+M=O+H+M	8.000E+19 1.000E+16	-1.00 0.00	5.216E+04 0.000E+00
8	H ₂ O+M=H+OH+M	2.200E+16 1.400E+23	0.00 -2.00	5.282E+04 0.000E+00
9	HO ₂ +M=O+OH+M	8.180E+21 1.000E+17	-1.00 0.00	3.312E+04 0.000E+00
10	HO ₂ +O+M=O ₂ +OH+M	5.000E+13 6.420E+13	0.00 0.00	5.030E+02 2.848E+04
11	HO ₂ +M=H+O ₂ +M	2.310E+15 1.650E+15	0.00 0.00	2.309E+03 -5.030E+02

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。

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^{11,12)}。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H₂O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。

5 ラムジェットにおける化学凍結

当センターで以前、メタンを燃料とする民間航空用亜音速燃焼型ラムジェットのエンジン 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を用いた亜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、CO₂、CO、残留炭化水素類、NO_x濃度の時間変化を、下の(b)図にはそれから算した燃焼効率と燃焼温度変化の例を示す⁵⁾。

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、CO₂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_x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92%の燃焼効率を得た。この図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、一連の実験では採取レークの耐熱限界

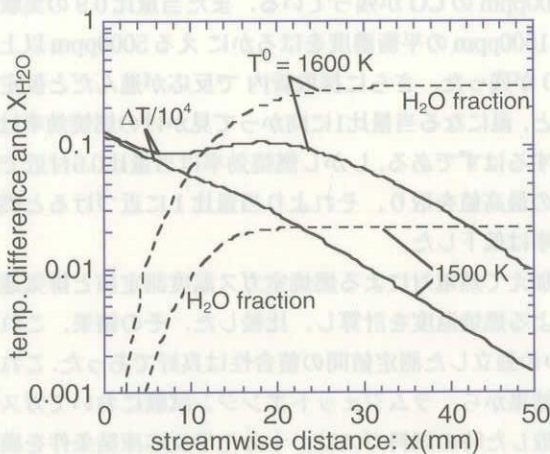


Fig. 3 Quenching of chemical reactions in gas sampling probes simulated by a one-dimensional kinetic code.

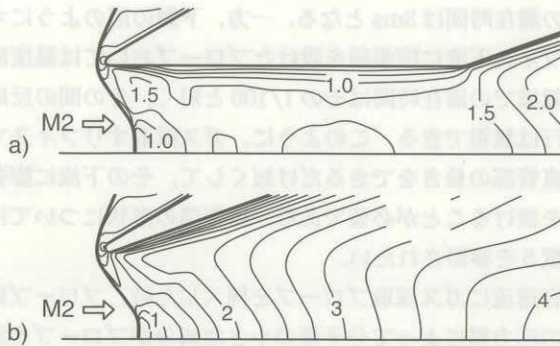


Fig.4 Flow field of sampled gas around 0.3 mm probe orifice calculated by an unreactive CFD code.

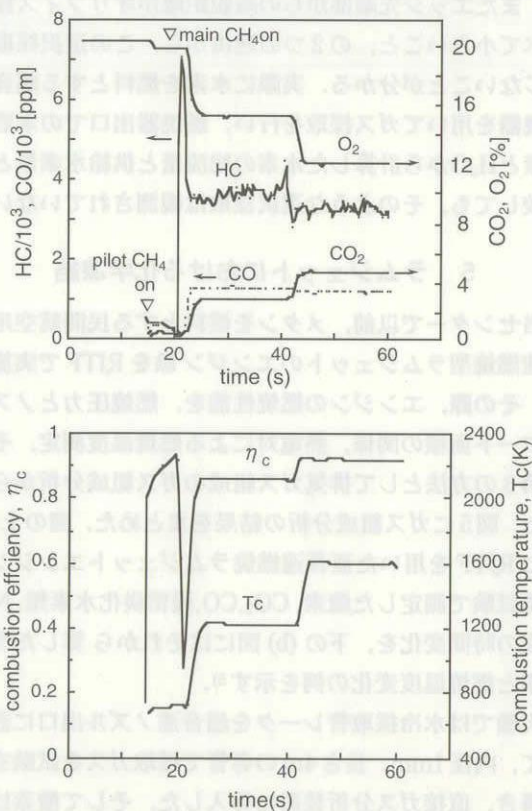


Fig.5 Gas sampling in the CH₄-fueled ramjet engine testing. Upper: a) Histories of mole fractions of O₂, hydrocarbon, CO, CO₂ in the exhaust gas from the nozzle, Lower: b) Variations of combustion efficiency and combustion temperature calculated from the gas analysis.

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。

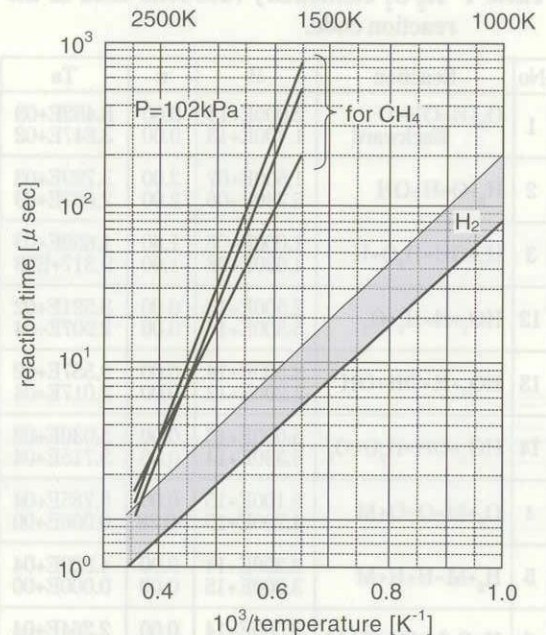


Fig.6 Comparison of ignition delay time of H₂ and CH₄-air mixture.

図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たされ、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の平衡濃度をはるかにえる5000ppm以上のCOが残った。さらに採取管内で反応が進んだと仮定すると、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。

6 採取管の設計

a) 細管内の Pousuille 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、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¹³⁾。ここではガス採取法について検討してみた。

Re数が1000程度の層流の管内流れはPousuille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。

$$\frac{\partial P}{\partial t} = \frac{P_1}{32\mu} \cdot \left(\frac{d}{l}\right)^2 \cdot \frac{\partial}{\partial x} \left(P \frac{\partial P}{\partial x}\right) \quad (15)$$

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^{14,15)}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。

$$P = \frac{dP}{d(x/d)} = \left(\frac{128 \cdot \mu_1 \cdot m}{\pi d^3 \rho_1 P_1} \right) = C \quad (16)$$

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_1)が1気圧(100kPa)の時には $1.25 \times 10^4 d$ で、10kPaではその1/10の 1.25×10^3 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^{-5}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ピン圧力を代表圧力、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。

$$\begin{aligned} \frac{dP}{dt} &= \left[\frac{P_1}{32\mu} \cdot \left\{ \frac{\pi d^4}{l \cdot (\pi d^2 + V_0)} \right\} \right] \cdot P(1-P) \\ &\equiv \frac{1}{t_p} \cdot P(1-P) \end{aligned} \quad (18)$$

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¹⁶⁾。

導管容積が採取ピン容積の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、長さが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。

採取ピン圧力の初期条件($P=P_2^0$)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) 配管パーシ時間

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($P_1=100\text{kPa}$)から0.12秒($P_1=10\text{kPa}$)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 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プローブレークを図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こと(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。

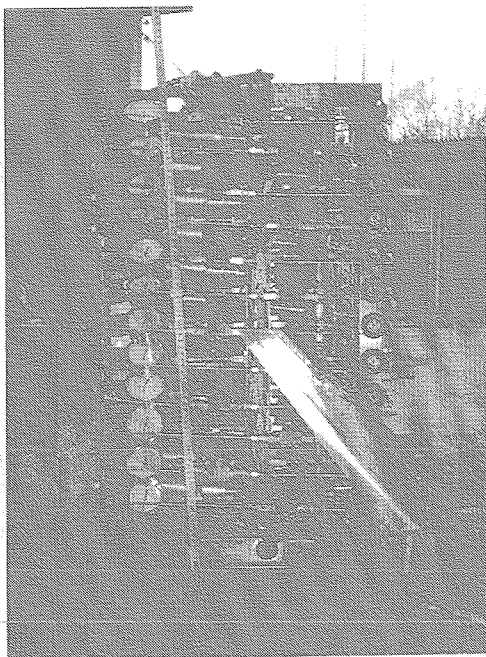


Fig.7 A probe rake and the gas sampling valve unit for the RJTF engine testing.

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本プローブ付き)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組の熱防御スライドで、駆動箱上面を覆った。台座の移動に伴い、開放側では防御板スライドが展開し、閉じる方では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チャンネル分のピトー圧を測定する。静圧に比べピトー圧は高い(約100kPa)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はパージ開閉弁、SV3はパージと採取を切り替える3方弁(採取弁)で、通常パージ側に繋がっている。最初SV2が閉の状態、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

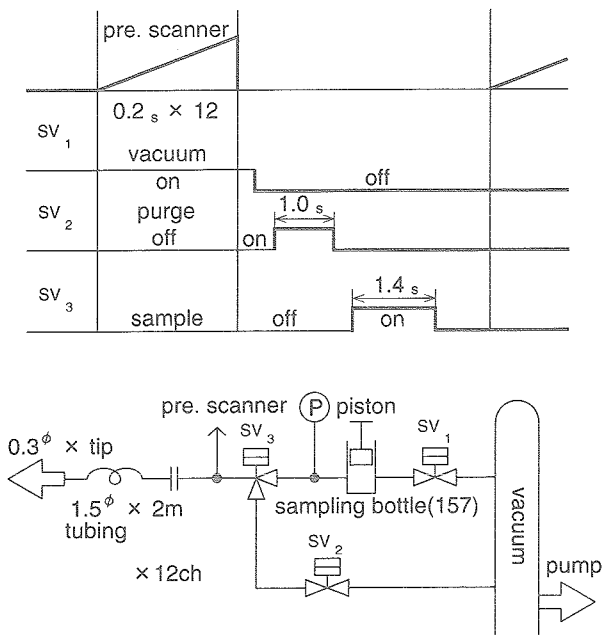


Fig.8 Sequence of gas sampling and pitot pressure measurements in the RJTF engine testing.

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、パージ弁SV2を開とする。SV3はパージ側に繋がっているので、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パージされ、採取ガスに置換される。そのパージ時間は前節の検討から1秒としている。パージを終えると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。

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て、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。レークの全長は305mmであり、レークの抗力を小さく、エンジン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に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、二

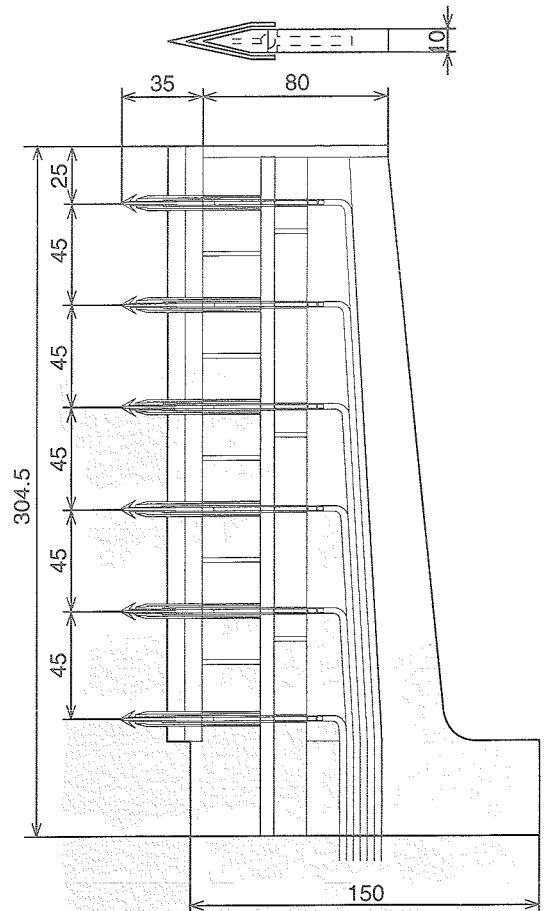


Fig.9 The gas sampling probe rake used in the E2 engine without the swept-back angle in the combustor.

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経由してレーク下部に導かれる。

図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水ができる。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。

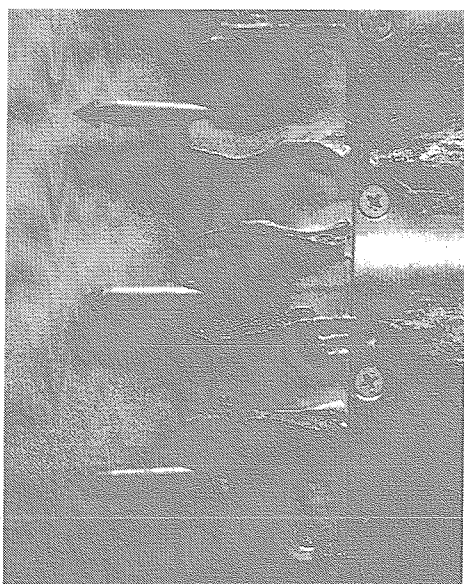


Fig.10 The probe rake used in a M8 engine test (M8-62)

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度にはよらないため、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。

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膨張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超音速燃焼器で確認した。
- 3) プローブオリフィス周りの低レイノルズ数流れをCFDコードで析した。その結果、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亜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を超える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。

文献

- 1) Mitani, T. Hiraiwa, T., Sato, S., Tomioka, S., Kanda, T. and Tani, 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., Hiraiwa, T. and Tani, K., J. Propulsion and Power, vol. 15, No. 4, pp 572-577, 1999.
- 10) Radhakrishnan, K. and Bittker D.A., LSENS, "A General Chemical Kinetics and Sensitivity Analysis Code for Homogeneous Gas-Phase Reactions," NASA Reference Publication 1329, Feb. 1994.
- 11) Reis, 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) Waitz, 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

振動同定除去法による衝撃風洞計測データからの空力6分力の推定

渡利 實 (宇宙航空研究開発機構・風洞技術開発センター)

Aerodynamic Force Extraction from Hypersonic Shock Tunnel Measurement Using the Oscillation Identification Technique

WATARI Minoru

Wind Tunnel Technology Center, Japan Aerospace Exploration Agency, Chofu,
Tokyo 182-8522 JAPAN

Abstract

In a hypersonic shock tunnel, it is essential to extract aerodynamic force from oscillation-contaminated measurement. This paper proposes an oscillation identification technique method. The method identifies aerodynamic force by the parameter-matching technique. Verification test, applying this method to HB2 standard model, was satisfactory with completely consistent results.

Keywords : Shock Tunnel, Force measurement, Model oscillation, Identification

1. はじめに

衝撃風洞で内挿天秤を用いた6分力計測試験を行うと、模型振動による慣性力が空気に重畳する。振動により汚染された計測データから如何に空気を抽出するかは衝撃風洞における6分力計測の課題である。簡便な方法は平均化することだが、区間の取り方が適切でないと平均値はかなり変動する。一方、加速度センサを模型内に埋め込み、模型振動慣性力を除去する手法がある。JAXAの0.44m衝撃風洞⁽¹⁾でもこれを研究し⁽²⁾標準的手法に成りつつある。ただし、模型へセンサを埋め込む細工や事前に行う予備試験等の面倒を考えると全ての6分力計測試験に適用できるものでもない。本報ではこれら簡便法と高級法の間を埋める方法として振動同定除去法を提案する。

2. 衝撃風洞と試験データ

JAXA 0.44m衝撃風洞の概略構造を図1に示す。主要構成は高圧管、低圧管、ノズル、真空槽からなる。模型は真空槽内のノズル出口付近に置かれる。第一急速開閉弁を開けると圧縮衝撃波が低圧管を走り、終端部に高圧高温空気が形成される。十分高圧の空気が形成された時点で第二急速開閉弁が開けられ、高圧高温空気がノズルで加速され、出口で極超音速流となる。

試験データの例を図2に示す。黒実線が低圧管終端部圧力(滞り点圧力: P_0)出力、他の6線は内挿天秤による

力とモーメント出力である。

このような限られた3、4周期の振動的データから模型振動慣性力を除去し、空気を抽出する、これが本法のテーマである。

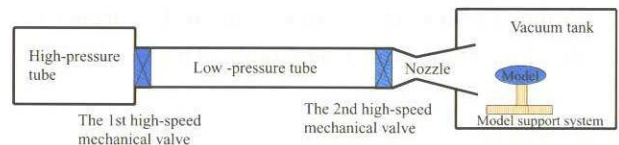


Fig.1 Schematic structure of JAXA hypersonic shock tunnel

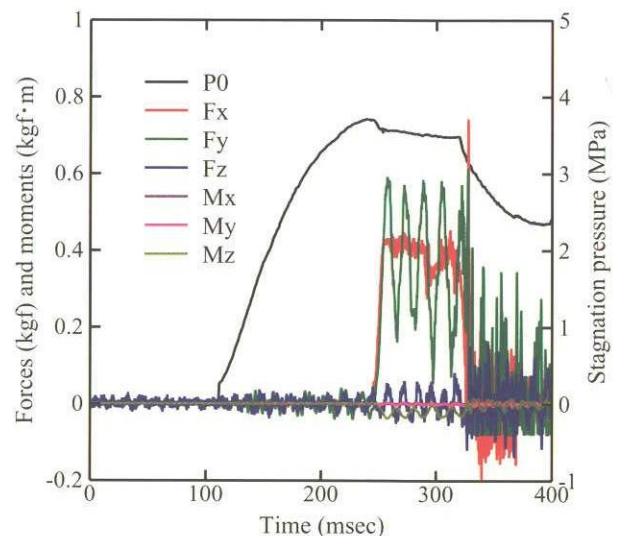


Fig.2 Measurement example acquired in the HB2 model test

3. 振動同定除去法

天秤出力は空気力と減衰単振動慣性力から成ると仮定する。空気力は澁み点圧力に比例すると仮定し、振動慣性力は指数的に減衰する正弦波で近似する。天秤出力の計算式は(1)式になる。5ケの係数を調整して測定データと一致するように(同定:Identification)決めてやれば空気力と振動慣性力を分離できたことになる。

$$F_c = c_1 P_0 + c_2 \exp(c_3 t) \sin(c_4 t + c_5) \quad (1)$$

ここで F_c 天秤出力計算値、 P_0 澁み点圧力、 c_i 調整係数である。天秤出力計算値と天秤出力測定値との二乗誤差積分をとり、係数調整により二乗誤差積分を最小にすることを考える。

アルゴリズムとしては、二乗誤差積分に対する調整係数の微分がゼロになる条件を Newton Raphson の逐次近似法を用いて解く。収束は非常に速く、4、5回の繰り返しで十分である。

$$E = \int (F_c - F_m)^2 dt \quad (2)$$

$$\frac{\partial E}{\partial c_i} = \left[\frac{\partial E}{\partial c_i} \right]_0 + \left[\frac{\partial^2 E}{\partial c_i \partial c_j} \right]_0 \Delta c_j = 0 \quad (3)$$

$$\Delta c_j = - \left[\frac{\partial^2 E}{\partial c_i \partial c_j} \right]_0^{-1} \left[\frac{\partial E}{\partial c_i} \right]_0 \quad (4)$$

$$c_{i,new} = c_{i,old} + \Delta c_i \quad (5)$$

ここで F_m 天秤出力測定値、 E 二乗誤差積分、 Δc_i 調整係数修正量である。

4. 標準模型 HB2 の 6 分力試験

HB2模型を用いて内挿天秤による6分力計測試験を行った。模型支持装置は水平偏角を変更できる模型支持装置を用いた。模型支持状況を図3に示す。

4-1 同定結果の時歴例

図2で示した試験データに本方法を適用した例を図4に示す。図中には天秤出力測定値 F_m 、天秤出力計算値 F_c 及びその空気力部分 $c_1 P_0$ を示す。この例は前節の仮定が十分正しかったこと、及びアルゴリズムの正しさを示している。

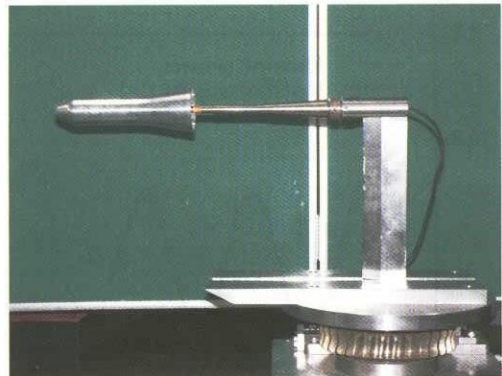


Fig.3 HB2 model and model support system

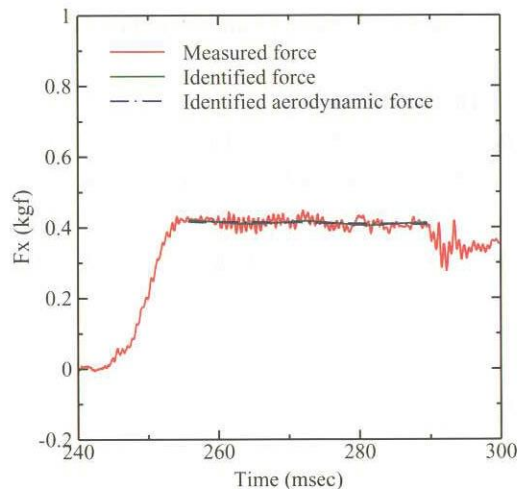


Fig.4 (a) Measured and identified F_x

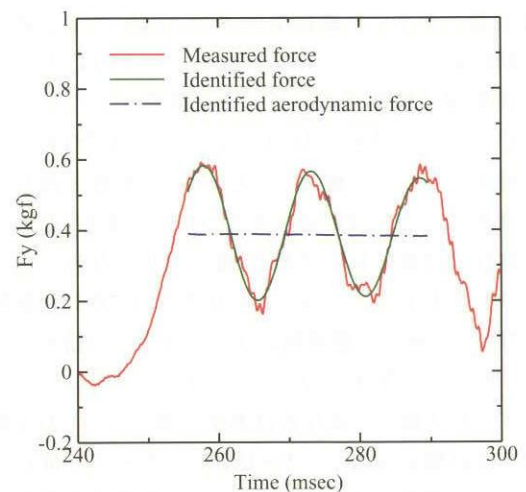


Fig.4 (b) Measured and identified F_y

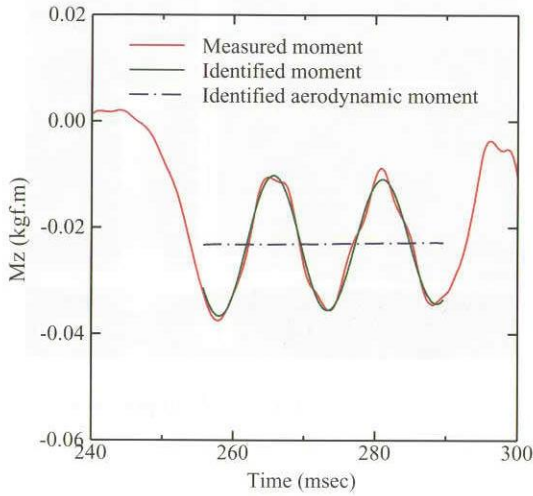


Fig.4 (c) Measured and identified M_z

4 - 2 HB2 空力特性

迎角 α を変えた試験を行い、同定した空気力から次式を用いて無次元の軸力係数 C_A 、垂直力係数 C_N 、ピッチングモーメント係数 C_m を計算した。ここで動圧 q は澱み点圧力 P_0 から不完全気体変化式⁽³⁾により求めた。

$$C_A = \frac{F_x}{qA} \tag{6}$$

$$C_N = \frac{F_y}{qA} \tag{7}$$

$$C_m = \frac{-M_z + F_y(x_c - x_b)}{qAd} \tag{8}$$

ここで A 代表面積 (前部胴体断面積)、 d 代表長さ (前部胴体直径) である。結果を図 5 に示す。比較のために同図中には 2004 年度に 1.27m 極超音速風洞で行われた HB2 標準模型の試験結果⁽⁴⁾ 及び AEDC でまとめられた試験結果⁽⁵⁾ を併せて示す。軸力については、1.27m 極超音速風洞試験結果のレイノルズ数を変えた 3 ケース ($P_0=1\text{MPa}$, 2.5MPa , 6MPa) を示した。いずれもベース圧力補正なしの生の軸力を示している。粘性干渉パラメータ効果については別途論ずるつもりである。迎角正負の対称性は非常に良好である。迎角変化寄与分についてはグラフを上下させてみるとわかるように 0.44m 衝撃風洞及び 1.27m 極超音速風洞の 3 ケース全ての結果がほとんど一致する。垂直力、ピッチングモーメントについてはレイノルズ数への依存性はあまり強くなく 1.27m 極超音速風洞試験結果として $P_0=1\text{MPa}$ のケースを取り上げた。0.44m 衝撃風洞の結果は 1.27m 極超音速風洞及び AEDC いずれの結果ともよく一致する。

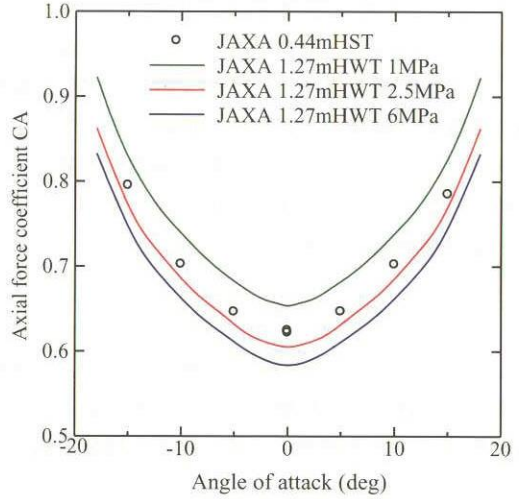


Fig.5 (a) Aerodynamic coefficient C_A of HB2

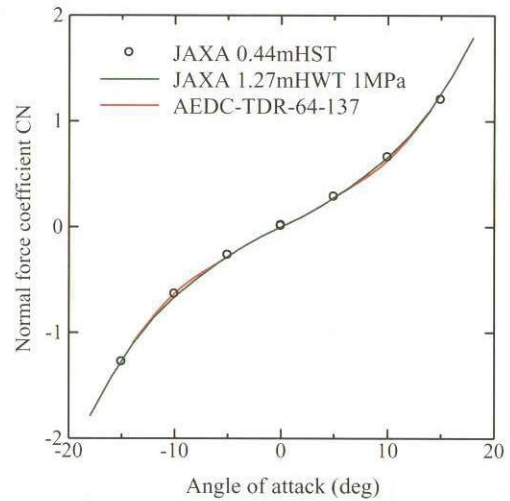


Fig.5 (b) Aerodynamic coefficient C_N of HB2

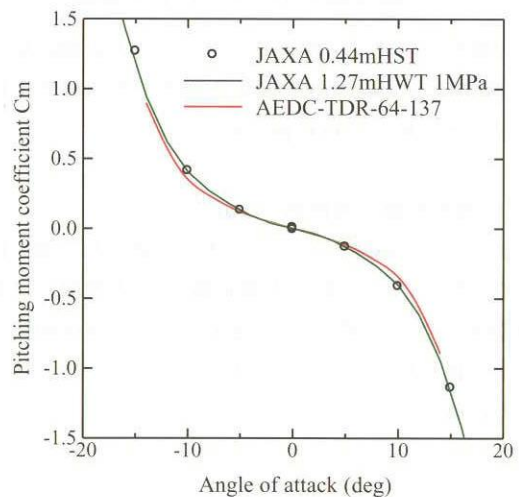


Fig.5 (c) Aerodynamic coefficient C_m of HB2

5. まとめ

模型振動に汚染されたデータから振動慣性力をシステムティックに除去する方法を示した。気流安定な区間採取にだけ注意してデータ処理区間を決めたが、他風洞結果と比較しても非常にコンシステントな結果を得た。

1分、2分といった十分な通風時間を確保できる1.27m及び0.5m極超音速大型風洞と違って短時間の計測データで勝負をしなければならない0.44m衝撃風洞であるが、計測及びデータ処理に工夫を凝らせば十分精度の高い極超音速試験が可能であることを確信した。0.44m衝撃風洞の手軽さ、安価さを生かして、もっと利用拡大を図るつもりである。

参考文献

- 1) WINTEC 風洞利用のご案内 第2部 技術編
- 2) K. Nakakita, T. Yamazaki, and K. Asai, Advanced Measurement techniques in the NAL 0.44m Hypersonic shock tunnel. 96th STAI.
- 3) Ames Research staff, Equations, tables, and charts for compressible flow. NACA Report 1135 1953
- 4) 永井他, チーム内レポート
- 5) J.D. Gray, Summary report on aerodynamic characteristics of standard models HB-1 and HB-2. AEDC-TDR-64-137, 1964

謝辞

衝撃風洞の操作方法を厳しく教授していただいた中川宗敬君、データ処理及び技術的事項で相談にのっていただいた中北和之君に謝意を表します。

JAXA6.5m × 5.5m 低速風洞の気流特性について

青木 良尚、伊藤 健、星野 秀雄、室田 勝一、野中 修 (JAXA)
真城 仁、遠藤 亮 (HRI)

Flow Characteristic of the JAXA 6.5- by 5.5-m Low Speed Wind Tunnel

Aoki yoshihisa, Ito takeshi, Hoshino hideo, Murota katsuchi, Nonaka osamu (JAXA)
Mashiro jin, Endo ryo (HRI)

概 要

JAXA6.5m × 5.5m 低速風洞標準模型試験で、ゼロ横滑り角において有意な横揺れモーメントが発生した。この原因として測定部に非一様な迎角方向の気流偏流分布が存在することが疑われた。5孔ピトー管を使って測定部の迎角方向気流偏流分布を測定したところ、風洞中心水平面に非一様な迎角方向気流偏流分布を確認し、この偏流分布の原因の一つが送風機で発生した旋回流と第4コーナーベーンの相互作用であることが分かった。

1. 初めに

JAXA6.5m × 5.5m 低速風洞標準模型試験で、ゼロ横滑り角において有意な横揺れモーメントが発生した。この原因として測定部に非一様な気流偏流分布が存在することが疑われた。支持装置が必要であるがX型熱線風速計などと比較して取り扱いが容易な5孔ピトー管を使い、気流偏流角の絶対値を測定する方法¹⁾を応用して測定部の迎角方向気流偏流分布(以降、迎角方向を省略)を測定してこれを確認した。また、この非一様な偏流分布の原因について検討を行ったので報告する。

2. 気流偏流角測定方法

2.1 5孔ピトー管による気流偏流角測定

ある角度を基準とした気流偏流角絶対値を測定する方法¹⁾を用いて気流偏流角を測定すると同時に5孔ピトー管の校正を行い、気流偏流角絶対値と5孔ピトー管上下圧力孔出力圧に関する校正式を導き、この式から気流偏流角を計算した。

5孔ピトー管を、順方向で一様流方向に対して迎角を α_s だけ傾けた状態を図1に示す。ここで、 α_d を5孔ピトー管迎角 0° に対する一様流の気流偏流角、 α_p を5孔ピトー管のオフセットと5孔ピトー管中心軸方向との成す角とする。図1より、順方向での5孔ピトー管で実際に観測される角度 α_+ は、

$$\alpha_+ = \alpha_p + \alpha_s + \alpha_d \quad \text{式 (1)}$$

同様に、順方向からロール角を 180° 回転した逆方向での5孔ピトー管で実際に観測される角度 α_- は、図2より、

$$\alpha_- = -\alpha_p + \alpha_s + \alpha_d \quad \text{式 (2)}$$

次に、圧力孔1の圧力を5孔ピトー管で測定された動圧で無次元化した値を P_1 、圧力孔2の圧力を圧力孔1と同様に無次元化した値を P_2 とすると、 $P_2 - P_1$ は α_+ あるいは α_- に比例する。したがって、順方向での出力 $P_+ = P_2 - P_1$ は、

$$P_+ = \alpha_+ A_+ = (\alpha_p + \alpha_s + \alpha_d) A_+ \quad \text{式 (3)}$$

となる。ここで、 A_+ は比例定数である。同様に、

$$P_- = \alpha_- A_- = (-\alpha_p + \alpha_s + \alpha_d) A_- \quad \text{式 (4)}$$

となる。ここで、 P_+ を0とする α_s を α_{s+} 、 P_- を0とする α_s を α_{s-} とすると、式(3)、式(4)より、

$$\alpha_{s+} = -\alpha_p - \alpha_d \quad \text{式 (5)}$$

$$\alpha_{s-} = \alpha_p - \alpha_d \quad \text{式 (6)}$$

となる。したがって、式(5)、式(6)より、5孔ピトー管オフセット角 α_p と気流偏流角 α_d に関する連立方程式

を解くと、

$$\alpha_p = -\frac{\alpha_{s+} - \alpha_{s-}}{2} \quad \text{式 (7)}$$

$$\alpha_d = -\frac{\alpha_{s+} + \alpha_{s-}}{2} \quad \text{式 (8)}$$

となる。以上より、図3のようになる。式(7)、式(8)から5孔ピトー管迎角 0° に対する気流偏流角を測定するための5孔ピトー管校正式を作る。例えば $P_+ = P_2 - P_1$ と5孔ピトー管迎角との関係式が、

$$P_+ = \alpha_s A_+ + B_+ \quad \text{式 (9)}$$

と得られたとする。この時、実際に測定を行ったときの5孔ピトー管迎角 0° に対する一様流の気流偏流角絶対値を $\tilde{\alpha}$ 、その時の5孔ピトー管迎角測定値を α として式(9)と対応させると、

$$\alpha_s = \tilde{\alpha} - \alpha_d + \alpha \quad \text{式 (10)}$$

したがって、

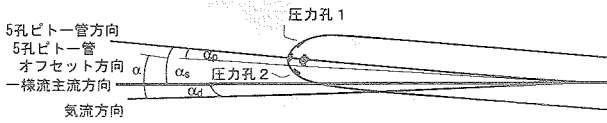


図1 順方向での角度の関係

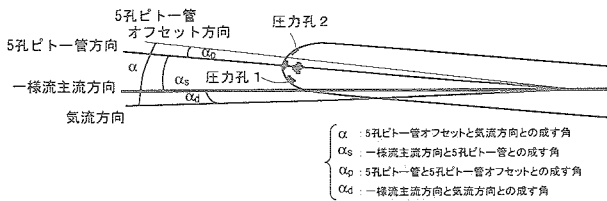


図2 逆方向での角度の関係

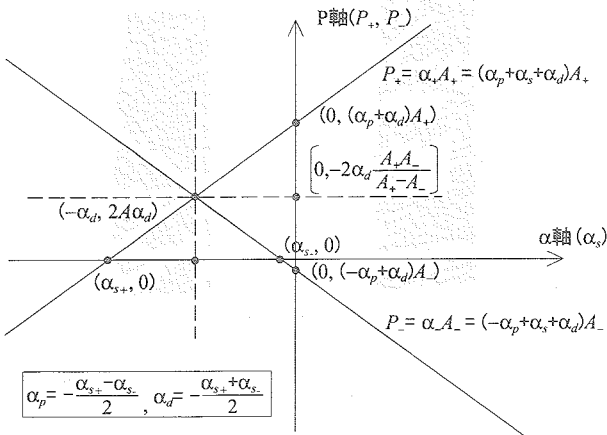


図3 α_s を変化させた時の P_+ 、 P_- のグラフ

$$P_+ = (\tilde{\alpha} - \alpha_d + \alpha) A_+ + B_+ \quad \text{式 (11)}$$

式(11)より、校正時の気流偏流角 α_d と、偏流角測定時に5孔ピトー管上下圧力孔出力圧測定値から求めた圧力係数の差 P_+ から、5孔ピトー管迎角 0° に対する一様流の気流偏流角絶対値 $\tilde{\alpha}$ を以下の式のように求めることができる。

$$\tilde{\alpha} = \frac{P_+ - B_+}{A_+} + \alpha_d - \alpha \quad \text{式 (12)}$$

同様にして P_- の場合は、

$$P_- = (\tilde{\alpha} - \alpha_d + \alpha) A_- + B_- \quad \text{式 (13)}$$

$$\tilde{\alpha} = \frac{P_- - B_-}{A_-} + \alpha_d - \alpha \quad \text{式 (14)}$$

となる。

2.2 迎角調整機能追加アダプタ

前記の方法によって気流偏流角を測定するためには、校正時に5孔ピトー管の迎角を調整し、その時のある基準角に対する迎角の値を測定できなくてはならない。図4に示すトラバース装置には迎角の調整や迎角を測定する機能は付いていないので、これらの機能を追加するためのアダプタを作成した(図5)。このアダプタを用いると迎角を連続的に調整する機能や迎角を測定する機能を追加できるほか、内部に傾斜計を搭載しているため支持装置のたわみによる迎角測定値の誤差の影響を小さくできるという利点がある。今回の気流偏流角測定はこのアダプタに5孔ピトー管を取り付け、これを支持装置に取り付けて行った。

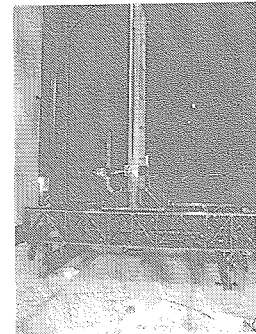


図4 トラバース装置

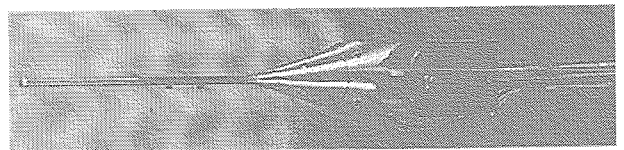


図5 迎角調整機能追加アダプタ

3. 測定精度

3.1 トラバース装置が気流に与える影響

今回の試験で使用したトラバース装置は台座部分がトラス構造ではあるが大きく、このブロッケージによって測定部の気流偏流角が変化してしまうこと懸念された。この影響を確認するために、トラバース装置と比較して気流に与える影響が小さい移動支柱(図6)に迎角調整機能追加アダプタと5孔ピトー管を取り付けて測定を行い、同位置での気流偏流角測定値を比較した。

測定位置は、主流方向はターンテーブル中心位置、横方向は風洞中心位置にあたる0mmと下流側から見て測定部幅の右4分の1位置にあたる875mmの位置、高さは風洞底面から1800mmの位置である。風速が40m/sにおける比較結果を図7に示す。結果から、これらの位置ではトラバース装置のブロッケージによって0.2°程度の上向きの気流偏流が生じることが分かった。他の高さでは0.2°程度という値とは異なった影響が生じている可能性もあるが、水平面に関しては気流偏流角の変化量はほぼ一定であるので、水平面に関しては相対的な比較が可能であることが分かった。以上より、トラバース装置により測定部気流偏流角測定値に誤差を与えることがわかったが、同一水平面での相対的な比較は可能であるので、測定効率を考えてトラバース装置に5孔ピトー管を取り付けて測定する方法を採用した。

3.2 計測系やデータ処理による影響

計測系やデータ処理による影響を検討するために、不確かさの解析^[2,3]を使用した。不確かさの解析とは、計測値が正規分布を取ると仮定して95%の確率で計測値の真値が入ると予想される範囲を統計学的に推算する解析方法である。また、この時の範囲を95%信頼度区間と言う。

この試験で考慮した誤差要因は以下のとおりである。

圧力計測に関する誤差要因：

1. センサの校正誤差
2. 校正圧力発生器の校正圧誤差
3. 圧力測定値のばらつき

角度計測に関する誤差要因：

1. センサの校正誤差
2. 傾斜計校正装置の設定角度誤差
3. 角度測定値のばらつき

気流偏流角計算に関する誤差要因：

1. 5孔ピトー管校正誤差

以上の誤差要因を考慮して気流偏流角の測定精度を計算し、全測定点における測定精度を風速毎に平均した値を表1に示す。圧力センサの測定精度に対して測定圧力が高くなるので、風速が高くなるにつれて偏流角の測定精度も向上するという妥当な結果が得られた。また、風速40m/sで±0.126°程度の測定精度があるという結果から、このオーダーで測定部気流偏流角の分布を議論できることが分かった。

表1 風速毎の全測定点 95%信頼度区間平均値

風速 [m/s]	95%信頼度区間の平均値 [deg]
20	0.423
40	0.126
50	0.117

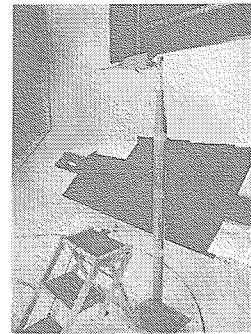


図6 移動支柱

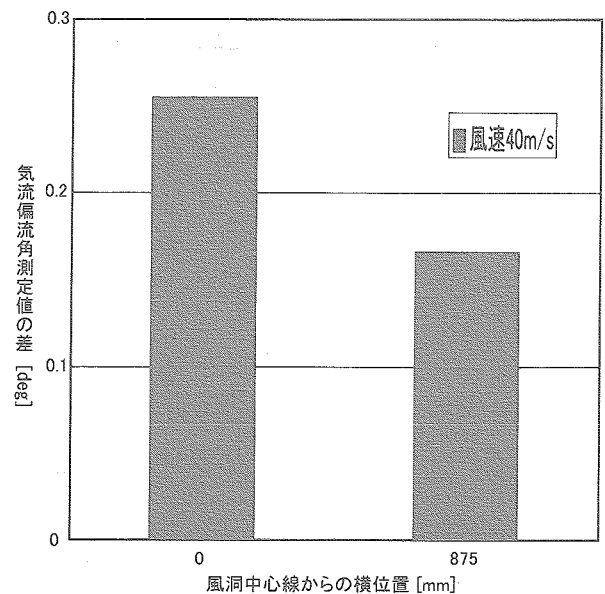


図7 トラバース装置による偏流計測値への影響 (トラバース装置計測値－移動支柱計測値)

4. 測定部気流偏流分布測定結果

測定部の気流偏流分布を確認するために、風速40m/sにおいて気流偏流角の測定を行った。測定位置は、主流方向はターンテーブル中心位置、横方向は風洞中心から±1000mmの範囲を50mmおき、高さは風洞中心に当たる風洞底面から3250mmの位置である。測定範囲を図8に、平均値を基準とした測定結果を図9に示す。図9における縦の直線はエラーバーと呼ばれ、95%信頼度区間を表す。

図9から、この測定範囲には分布の幅としては小さいが測定誤差以上の非一様な気流偏流角分布が存在することを確認できた。この原因として考えられるのは、風洞本体のどこかで気流偏流を生む要因があり、これが測定部の気流偏流分布に影響を与えている可能性がある。これについての検討は5章で行った。また、下流側から見て風洞中心から右側の平均偏流角の平均値は -0.154° 、

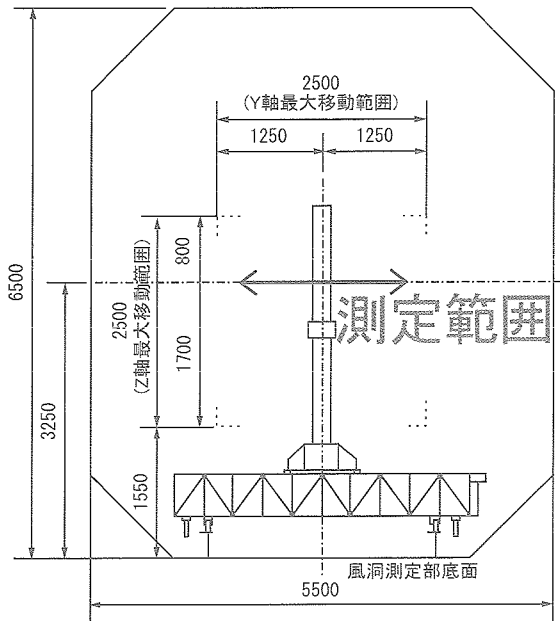


図8 測定部気流偏流の水平分布測定範囲

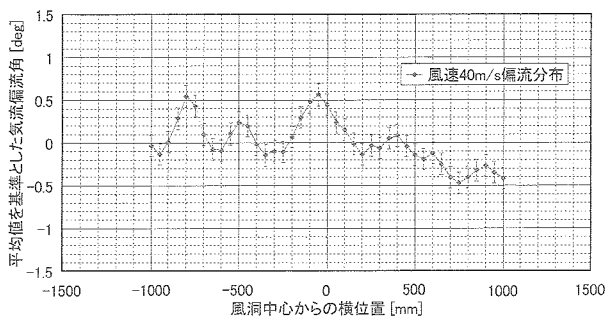


図9 平均値を基準とする迎角方向測定部気流偏流分布測定結果

左側では 0.132° となるため、1章で述べた標準模型のゼロ横滑り角におけるローリングモーメントの方向と一致し、この平均値を用いたローリングモーメント係数概算値ともオーダーが一致するので、気流偏流角分布の非一様性が原因の一つである可能性が高い。ただ、模型形状の非一様性に関するデータの取得は行っておらず、トラス装置による影響も確定していないため、この測定における偏流分布の非一様性が単純に全機6分力測定値に影響を与えるかどうかは定かではなく、このような概算が有効であるかどうかを含めて今後の検討課題である。

5. 偏流分布の原因の検討

5.1 概要

4章で確認した気流偏流分布の非一様性から、風洞本体が気流に対して何らかの影響を与えていることが予想された。この風洞は送風機で風を起し、ここで生じた旋回流を静翼で押さえ、コーナーベーンを通過、流れの遅い整流胴内において整流格子と整流金網で整流し、さらに縮流胴で整流するとともに風速を上げて測定部に流す。従って、一般的には整流格子以前に生じた偏流分布はこれらを通する間に一様な分布となるはずであるので、測定部における偏流分布の原因は整流格子の形状の非一様性や整流金網の目詰まり、縮流胴で生じた流れの剥離が測定部の気流に影響を与えていることなどが考えられた。しかし、送風機旋回流や回流式風路、コーナーベーンの影響のような整流格子以前に生じた偏流が影響を与えている可能性もあるので、これらも非一様な偏流分布が生じる原因となり得る。今回は、金網の目詰まりの影響と整流格子以前に生じた偏流の影響について検討するための試験を行い、非一様な偏流分布の原因について検討した。金網の目詰まりの影響を5.2節で、整流格子以前に生じた偏流の影響を5.3節で、4章の測定位置における偏流分布の原因に関する検討を5.4節で述べる。

5.2 整流金網の目詰まりの影響

整流金網は時間が経つにつれて送風機から漏れた油や空気中の埃、様々なゴミが付着するために気流の流れやすさに非一様な分布が生じ、気流偏流角が生じる原因となる可能性がある。今回、整流金網の清掃を行い金網清掃前後で風速40m/s、同位置における気流偏流角のデータを取得し、この影響を検討した。比較のための測定位置は、主流方向はターンテーブル中心位置、横方向は風洞中心を原点として下流側から見て右側を正とした時に0mm、±400mm、±875mm、±1100mmの位置、高さは風洞中心に当たる風洞底面から3250mmと3348mmの位置である。金網清掃前後での偏流角の比較を図10に示す。

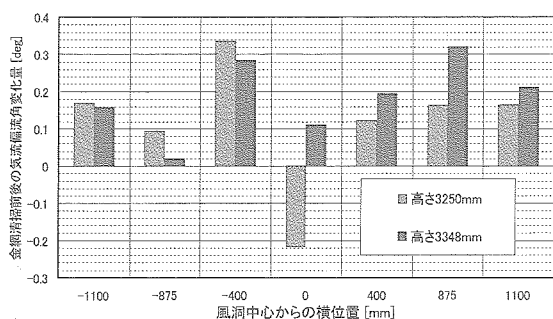


図10 金網清掃前後での偏流角比較 (金網清掃前-金網清掃後)

図10から整流金網の目詰まりは気流偏流角が上向きの方向に影響を与える傾向があることがわかった。これは、重力の影響で整流金網の下側に埃などが集まりやすく、これがブロッケージとなるためであると考えられる。水平面での偏流角の変化量も高さ3250mmの測定結果では横位置0mmを除いて大きな違いはないため、左右半分のデータから計算した偏流角平均値の違いの原因ではないと言える。高さ3250mm、横位置0mmでの偏流角変化量が他の変化量と比べて傾向の違いが目立つが、測定値の再現性も確認できており、この原因については不明である。以上より、整流金網の目詰まりは測定部偏流角が生じる原因となるため、定期的にこの清掃を行わなくてはならないことが分かった。偏流角補正や整流金網の清掃を行うタイミングを決めるために、定期的に気流偏流分布を測定してデータを蓄積していく必要がある。

5. 3 整流格子以前に生じた偏流の影響

整流格子以前に生じた偏流が測定部の偏流分布に与える影響を検討するために、送風機で生じる旋回流が測定部偏流分布へ与える影響を確認する試験を行った。この低速風洞の風速設定は、送風機の回転数と動翼ピッチの2つのパラメータを調節して行うため、同じ風速でも様々な組み合わせができる。また、送風機で生じる旋回流による流れ場は一般的にプロペラ後流の流れ場の相似パラメータとして使われる進行比で決まる。進行比とはプロペラ回転数を進行速度で割った値である。ここでは、進行比として送風機の回転数を測定部風速で割ったものを用い、風速40m/sで進行比0.21、0.27、0.33、風速50m/sで進行比0.27の条件で主流方向はターンテーブル中心位置、横方向は風洞中心から±500mmの範囲を100mmおき、高さは風洞中心に当たる風洞底面から1600mmから2050mmの位置を50mmおきに2次元偏流分布の測定を行い、測定値の相関係数をとり進行比の違いが偏流分布に影響を与えるかどうかを確認した。また、4章と同様

の位置を風速40m/sの上記の条件において偏流分布の測定を行った。図11に2次元偏流分布測定結果を、表2に測定値の相関係数を、図12に偏流分布の測定結果を、表3に上記の条件で取得した全偏流角測定値の平均値を基準とした各偏流分布の平均値と風洞中心を基準とした左右の偏流分布平均値の差を示す。

図11より、左の3つの2次元偏流分布は同じ風速であるが傾向が異なり、進行比0.27の左から2番目の図と右端の図は風速が異なるが傾向は非常に似ていることが分かる。実際にこれらの測定値の相関係数をとると、表2より、最も相関係数が高いのは風速40m/s、進行比0.27のデータと風速50m/s、進行比0.27のデータであることが言える。したがって、異なる風速でも進行比が一致すると測定部の偏流分布は一致し、同じ風速でも進行比が異なると測定部の偏流分布も異なることから、整流格子以前に生じた偏流分布は測定部の偏流分布に影響を与えていることが分かった。但し、ここでは測定データ同士の相関係数を用いたが、厳密に言うと偏流分布は進行比に対して相関を持っていて、先の2つの条件における測定データ同士が相関を持つわけではない。これを統計学的には偽の相関と呼ぶがここでは厳密な意味は考えず、相関係数を偏流分布の類似性の度合いを表す値として用いた。

図12、表3より、水平方向の偏流分布は進行比が小さくなるほど全体の凹凸の振幅は小さく、左右の平均値の差は小さくなるために非一様性は改善されるが、凹凸形状は変化しないことが分かった。また、進行比が変わっても全スパンの平均値の変化は誤差の範囲であり、この測定精度では有意な変化は見られないことが分かった。

表2 測定値の相関係数

(風速、進行比)	(40,0.21)	(40,0.27)	(40,0.33)	(50,0.27)
(40,0.21)	1.00	0.85	0.70	0.85
(40,0.27)	—	1.00	0.82	0.97
(40,0.33)	—	—	1.00	0.81
(50,0.27)	—	—	—	1.00

表3 風洞中心水平方向の偏流分布平均値

進行比	平均値基準平均値 [deg]	左右平均値の差 [deg]
0.33	0.10	0.43
0.27	-0.03	0.29
0.21	-0.07	0.21

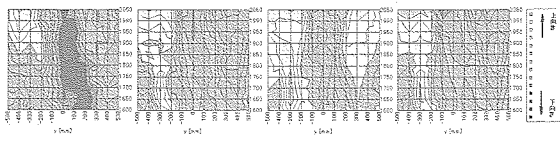


図11 2次元偏流分布測定結果

((風速, 進行比)=(40,0.21),(40,0.27),(40,0.33),(50,0.27) (図同順))

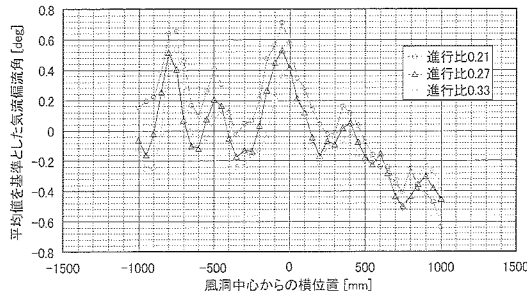


図12 風速40m/sにおける偏流分布測定結果

5. 4 風洞中心高さにおける水平偏流分布の原因

5. 3節の結果から、測定部の偏流分布は整流格子以前に生じた偏流分布の影響も受けていることが分かった。4章で確認された偏流分布で特徴的な周期的な凹凸は、同じく周期的な風洞内部の構造物が原因であることが推測できる。風洞内部の周期的な構造物は、整流格子の継ぎ目と整流格子上流側の第4コーナーベーンを挙げることができる。4章の測定位置における偏流分布と、測定部においてこれらの位置が対応する位置を重ねた図を図13に示す。

図13より、コーナーベーンの位置と風洞中心から左側偏流分布の谷の位置、コーナーベーンの位置と風洞中心から右側偏流分布の山の位置がほぼ一致していることが分かった。風洞中心から右側と左側でコーナーベーンの位置に対する偏流分布の凸凹形状の山と谷の位置が変わるのは、送風機で生じた旋回流が左側では上向き、右側では下向きとなるからであると考えられる(図14)。したがって、この位置における偏流分布の凸凹形状の原因は、

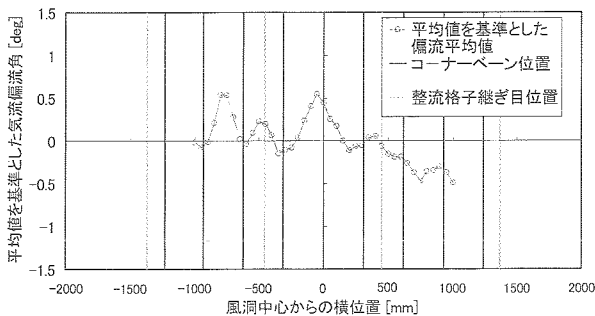


図13 偏流分布と風洞内部構造物対応図

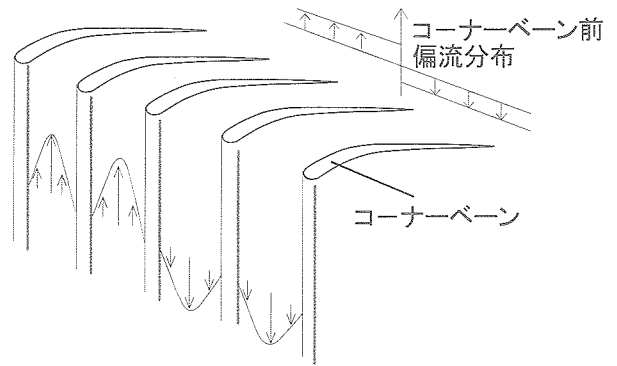


図14 送風機旋回流とコーナーベーンの相互作用

送風機で生じた旋回流とコーナーベーンによる粘性抵抗による相互作用が原因の一つであることが分かった。

6. まとめ

以上より、以下の4点が明らかになった。

- トラバース装置の空力干渉により、偏流測定値に誤差が存在するが、測定部中央水平面に迎角方向偏流角の非一様な分布の存在を確認した。
- 整流金網が汚れると迎角方向の偏流角が増加することが分かった。
- 同一風速で送風機進行比が小さいと迎角方向の偏流角の非一様性は小さくなることが分かった。
- 迎角方向の偏流角非一様性は送風機による旋回流とコーナーベーンの相互作用が原因の一つであることが分かった。

7. 今後の課題

今後の課題として以下の5点が挙げられる。

- 今回の試験で使用したトラバース装置は偏流に影響するので、正確な偏流角を測定する方法を検討することが必要である。
- 今後定期的に整流金網の汚れの偏流角への影響を確認する。
- コーナーベーン形状が偏流角へ与える影響を検討する。
- 整流格子など他の場所には問題がないか確認する必要がある。
- 具体的な偏流分布改善案を検討する必要がある。

8. 謝辞

不確かさの解析について勉強会を通じて様々な助言を頂いたJAXA 超音速風洞永井伸治チームリーダーと、全体の試験計画や試験方法、試験の要所で様々な助言を頂いたJAXA 小型旅客機ユニット空力研究チーム森田義郎チームリーダー(低速風洞チーム主任研究員併任)に感

謝いたします。

参考文献

1) E.L. Clark, "Calibration of Hemispherical-Head Flow Angularity Probes", AIAA 92-4005

2) 日本機械学会誌、米国家規格・米規格協会・機械学会性能試験規約 ANSI/ASME PTC19.1-1985 「計測の不確かさ」

3) "Assessment of Experimental Uncertainty with Application to Wind Tunnel Testing", AIAA S-071A-1999

超音速風洞における風洞起動 / 停止荷重データ取得試験速報

飯島 秀俊、渡辺 光則、永井 伸治 (JAXA)
板橋 幸広 (JAST) 西島 寛典、木村 毅 (ISE)

Preliminary report of the starting and stopping loads data
in the JAXA1m × 1m supersonic wind tunnel

Hidetoshi IJIMA, Mitsunori WATANABE, Shinji NAGAI (JAXA)
Yukihiro ITABASHI (JAST) Hironori NISHIJIMA, Tsuyoshi KIMURA (ISE)

Keywords : starting loads, supersonic wind tunnel, starting loads normal force coefficient

概 要

吹出式の超音速風洞では、風洞の起動及び停止時に模型に大きな衝撃荷重が加わり、古くから問題となっている。これは、風洞起動/停止時に上下(左右)非対称の衝撃波が模型上を通過することに起因する。本報告では、JAXA1m×1m超音速風洞における様々な試験で取得してきた風洞起動/停止荷重データを整理し、文献のデータと比較したのでその結果を述べる。また、風洞起動/停止荷重計測用に製作した模型(AGARD-Bの類似模型)を用い、種々のパラメータ(P_0 、ロール角 ϕ 、翼の有無)を変化させ、その影響を調査したので併せて報告する。

1. はじめに

JAXA1m×1m超音速風洞(以下、当風洞)における試験の中で、模型及び天秤の破損は、風洞起動/停止荷重の影響に依るところが多い。当風洞では、文献のデータを参考に推定を行っているが、風洞起動/停止荷重は、模型形状によるところが大きく、推定を困難にさせている。さらに、風洞起動/停止荷重によって天秤を破損させないように、小さな荷重に対しても大きな秤量の天秤を使用している。6分力の空力係数で最も誤差要因として大きいのは天秤による力測定であり、小さな荷重を大きな秤量の天秤で測定している状況を改善すれば、精度は向上する。このような問題を解決するために、風洞起動/停止荷重を低減させる必要がある。本報告では、その第一段階としてまず、当風洞の起動/停止荷重の大きさの把握を試みた。当風洞で蓄積された様々な模型の風洞起動/停止荷重データを整理し、文献データと比較したのでその結果を述べる。また、風洞起動/停止荷重計測用模型を用い、種々のパラメータ(P_0 、ロール角 ϕ 、翼の有無)を変化させ、その影響を調査したので併せて報告する。

2. 垂直荷重係数 C_{NS}

今回の試験では、風洞起動/停止荷重の一つの指標である垂直荷重係数(starting loads normal force coefficient)を導入した。

$$C_{NS} = \frac{F_{Nmax}}{P_0 S} \quad (1)$$

但し、 F_{Nmax} : 垂直方向のピーク荷重

P_0 : 激み点圧力

S : 水平投影面積

今回の試験においては、模型や天秤の保護の観点から垂直方向のピーク荷重は起動/停止のどちらか大きい方の絶対値を採用している。また、水平投影面積は胴体部面と主翼部面の面積の和を用いている。主翼が無い場合は、胴体部面のみを水平投影面積を用いた。

3. 風洞起動/停止荷重について

当風洞では、風洞起動/停止荷重を低減させるために模型を気流に対し水平にセットした状態で風洞を起動及び停止させる。この時、模型上を通過する垂直衝撃波が

一時的に上下非対称であった場合、衝撃波前後の圧力差が垂直方向の荷重となり、模型に付加されるものと考えられる。よって、衝撃波前後の圧力差が各々の静圧 (P_1, P_2) である場合①と衝撃波の前の圧力が静圧 (P_1)、衝撃波の後の圧力がピトー圧 (P_{02}) である場合②が考えられ、その時の圧力差、 C_{NS} の理論値は、それぞれ以下の式を用いて計算できる。

① 衝撃波前後の圧力差が各々の静圧 (P_1, P_2) である場合

(i) 圧力差

$$P_2 - P_1 = \frac{2\gamma(M^2 - 1)P_0}{(\gamma + 1) \left[1 + \frac{\gamma - 1}{2} M^2 \right]^{\frac{\gamma}{\gamma - 1}}} \quad (2)$$

(ii) C_{NS}

$$\begin{aligned} C_{NS} &= \frac{F_{Nmax}}{P_0 S} = \frac{P_2 - P_1}{P_0} \\ &= \frac{2\gamma(M^2 - 1)}{(\gamma + 1) \left[1 + \frac{\gamma - 1}{2} M^2 \right]^{\frac{\gamma}{\gamma - 1}}} \end{aligned} \quad (3)$$

② 衝撃波の前の圧力が静圧 (P_1)、衝撃波の後の圧力がピトー圧 (P_{02}) である場合

(i) 圧力差

$$\begin{aligned} P_{02} - P_1 &= \frac{P_0}{\left(\frac{2\gamma M^2 - \gamma + 1}{\gamma + 1} \right)^{\frac{1}{\gamma - 1}} \left(\frac{2 + (\gamma - 1)M^2}{(\gamma + 1)M^2} \right)^{\frac{\gamma}{\gamma - 1}}} \\ &\quad - \frac{P_0}{\left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} M^2 \right)^{\frac{\gamma}{\gamma - 1}}} \end{aligned} \quad (4)$$

(ii) C_{NS}

$$\begin{aligned} C_{NS} &= \frac{F_{Nmax}}{P_0 S} = \frac{P_{02} - P_1}{P_0} \\ &= \frac{1}{\left(\frac{2\gamma M^2 - \gamma + 1}{\gamma + 1} \right)^{\frac{1}{\gamma - 1}} \left(\frac{2 + (\gamma - 1)M^2}{(\gamma + 1)M^2} \right)^{\frac{\gamma}{\gamma - 1}}} \\ &\quad - \frac{1}{\left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} M^2 \right)^{\frac{\gamma}{\gamma - 1}}} \end{aligned} \quad (5)$$

一般的に $M1.4 \sim 2.0$ 程度の領域では、実際の風洞試験で得られる C_{NS} の値 (F_{Nmax} を P_0 と S で割った値) は、理論値よりも小さな値を示す。理論値と文献の実験値との比較結果を図1に示す。横軸はマッハ数、縦軸は C_{NS} をとった。この結果により、天秤を用いた空気力測定精度向上のためには、実験値が重要であることがわかる。

4. 風洞試験概要

4.1 模型概要

今回製作した模型は、当風洞の標準模型である AGARD-B 標準模型の形状を参考に製作した。翼の取り外しが可能であり、翼の有無による違いをみる事ができる。模型諸元を表1、模型概要図を図2に示す。

表1 起動/停止荷重計測用模型 模型諸元

水平投影面積 (翼有) [m ²]	0.04847	
水平投影面積 (翼無) [m ²]	0.02994	
胴体直径 [mm]	70	
重量 [kgw]	9.37	
材質	胴体	S45C
	翼	SCM440

4.2 計測及びデータ処理

1000Hzのローパスフィルタを介して、天秤の電圧出力をサンプリング周波数1280Hzで取得した。その電圧を物理量換算し、(1)式より C_{NS} を算出する。通常の試験では、128点の電圧値の時間平均を取り、10Hzでデータを出力する。しかし、ここでは平均化を行わず1280Hzで取得した電圧値のピーク値をとった。

5. 結果及び考察

5.1 過去の実験データの整理

図3に主翼がある模型形状の過去の試験での蓄積データ、文献のデータ及び今回の試験データを示す。横軸は、マッハ数、縦軸は C_{NS} である。(これ以降の図は、横軸にマッハ数、縦軸に C_{NS} をとってデータを示す。) 過去の試験は、SST、リフティングボディ、AGARD-B、ソニックブーム、SST基本空力データ取得試験の試験データをまとめた。R.C.Maydewらによる文献のデータ²⁾(以下wing aloneと記す)は、様々な形状の模型について試験を行っている。リフティングボディに関しては、低マッハ数領域 (Mach1.4付近) において、wing aloneを上回っているが、その他のデータについては下回る傾向を示した。図4に主翼が無い模型形状の過去の試験での蓄積データ、文献のデータ (以下body of revolutionと記す) 及び今回の試験データを示す。全マッハ数領域においてbody of revolutionのデータを下回る傾向を示した。今回の試験データは1000Hzフィルタで取得したピーク値であるが、その影響は見受けられなかった。

5.2 激み点圧力 P_0 の影響

激み点圧力 P_0 の影響は、図5に示すように各マッハ数において、顕著な違いは見られない。これは、 C_{NS} という無次元数の妥当性を示しているものである。同等の模型であれば、エジェクター等を用いて激み点圧力 P_0 が低い状態で風洞を起動/停止することができれば、起動/停止荷重を低減させることができる。

5.3 ロール角 ϕ の影響

ロール角 ϕ の影響について、図6に示す。 $\phi=0,45,90[\text{deg}]$ で比較したが、高マッハ数になるほどロール角の増加に従い、起動/停止荷重が減少する。当風洞のノズルは上下可とう壁であり、高マッハ数になるほど起動時の流れが上下方向に非対称となることが原因であると考えられる。風洞起動/停止時に模型のロール角 ϕ を $90[\text{deg}]$ にセットするシーケンスで試験を行えば、風洞起動/停止荷重の低減につながる可能性がある。そのためには、模型支持装置に自動ロール機構を追加する必要がある。

5.4 主翼の有無の影響

翼の有無の影響を図7に示す。マッハ数が増加するに従い、翼による起動/停止荷重の増加量が増大する。無次元数 C_{NS} は、模型形状にも依存することが再確認できた。

5.5 再現性

風洞起動/停止荷重は非定常の現象であるため、ばらつきが大きい。Mach1.4~3.0でそれぞれ5回データを取得し、平均値 μ と標準偏差 σ を計算した。平均値 μ を片側 2σ のエラーバーと共に図8に示す。ばらつきはあるものの、wing alone のデータの概ね範囲内であり、妥当な値であることがわかった。

6. まとめ及び課題

今回得られた試験データと過去の試験データを整理し、様々な模型形状の起動/停止荷重を把握する事ができ、文献の値が上限として妥当であることがわかった。また、様々なパラメータ(P_0 、ロール角 ϕ 、翼の有無)の影響及び再現性の確認を行うことができた。今後の課題について以下に示す。

- ① 模型表面、風洞測定部の非定常圧力測定を行うことにより、風洞起動/停止時の流れの様子を把握する。
- ② 模型形状に依存する風洞起動/停止荷重の一般化を図り、データベースとする。

参考文献

- 1) Pope, A. and Goin, K.; "High-speed Wind Tunnel Testing", 1965, John Wiley & Sons, Inc.
- 2) R.C.Maydew.; "Compilation and Correlation of Model Starting Loads from Several Supersonic Tunnels", Sandia Corporation SC-46-91-(RR), June 1962.
- 3) 石原他, NAL TM-81 1966.3

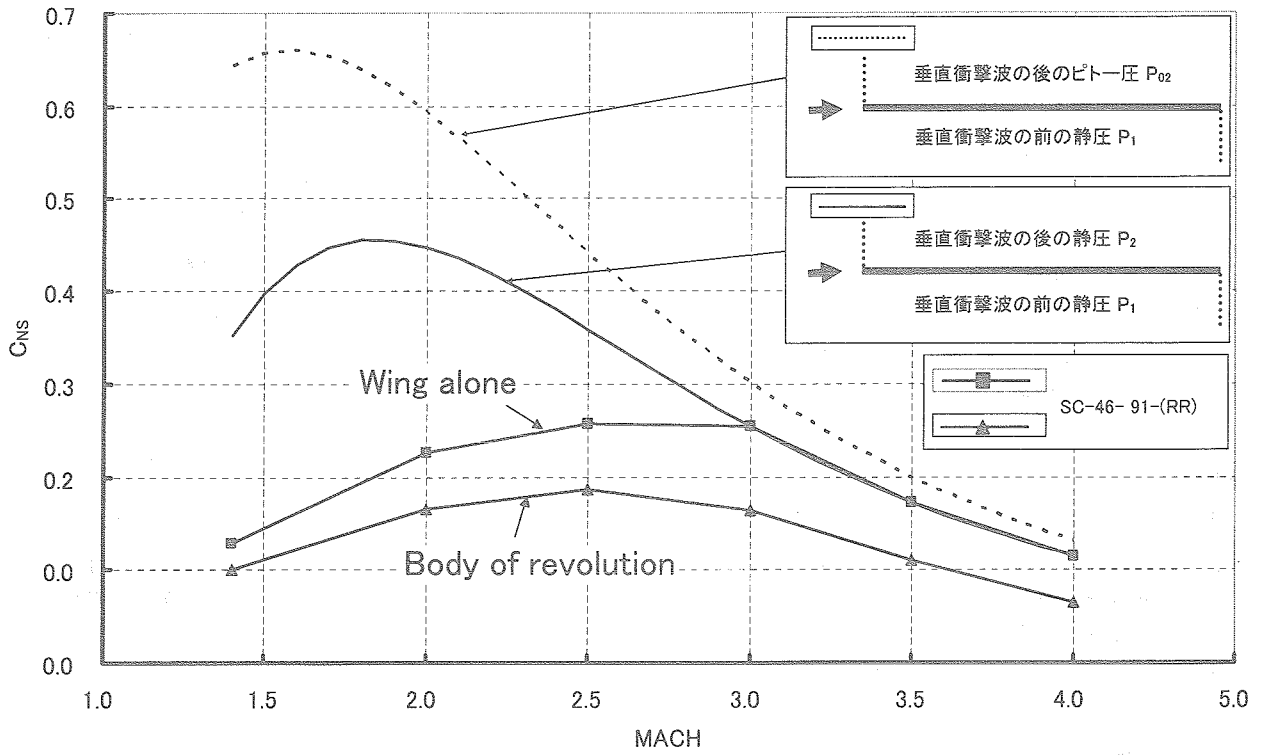


図1 理論値と文献の実験値との比較

① 全体組立

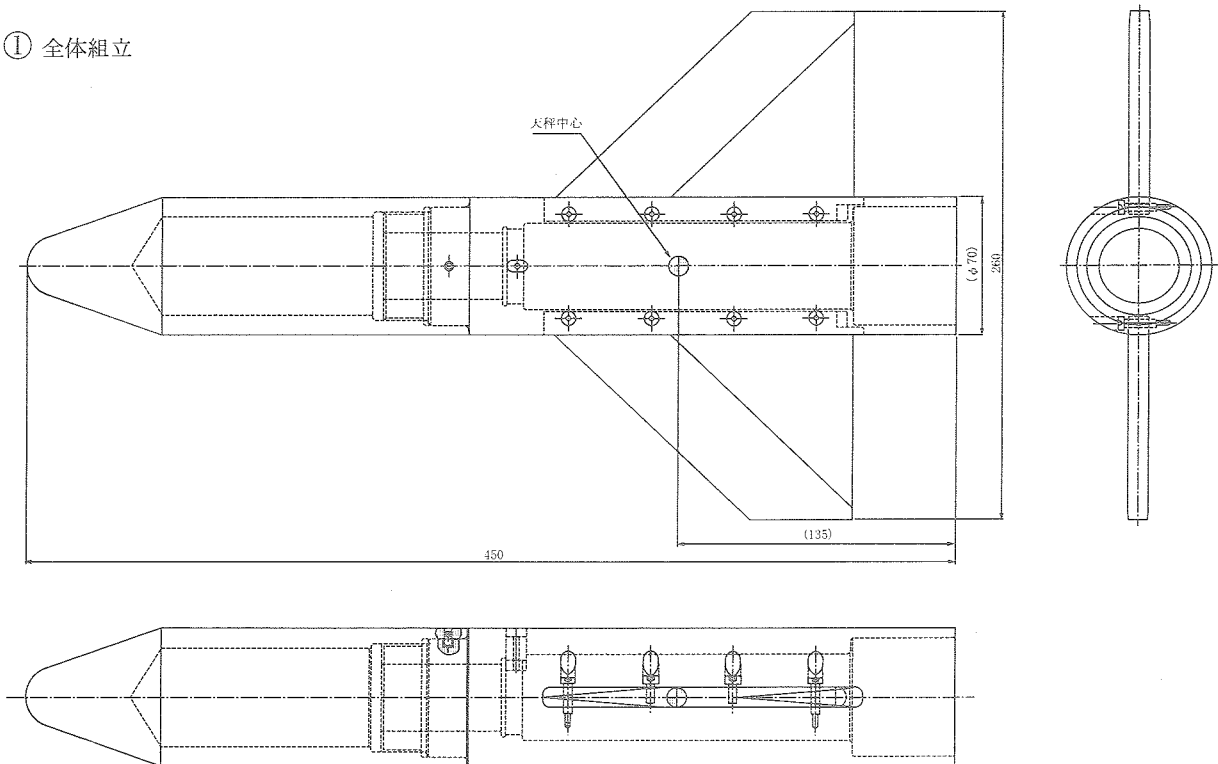


図2 模型概要図

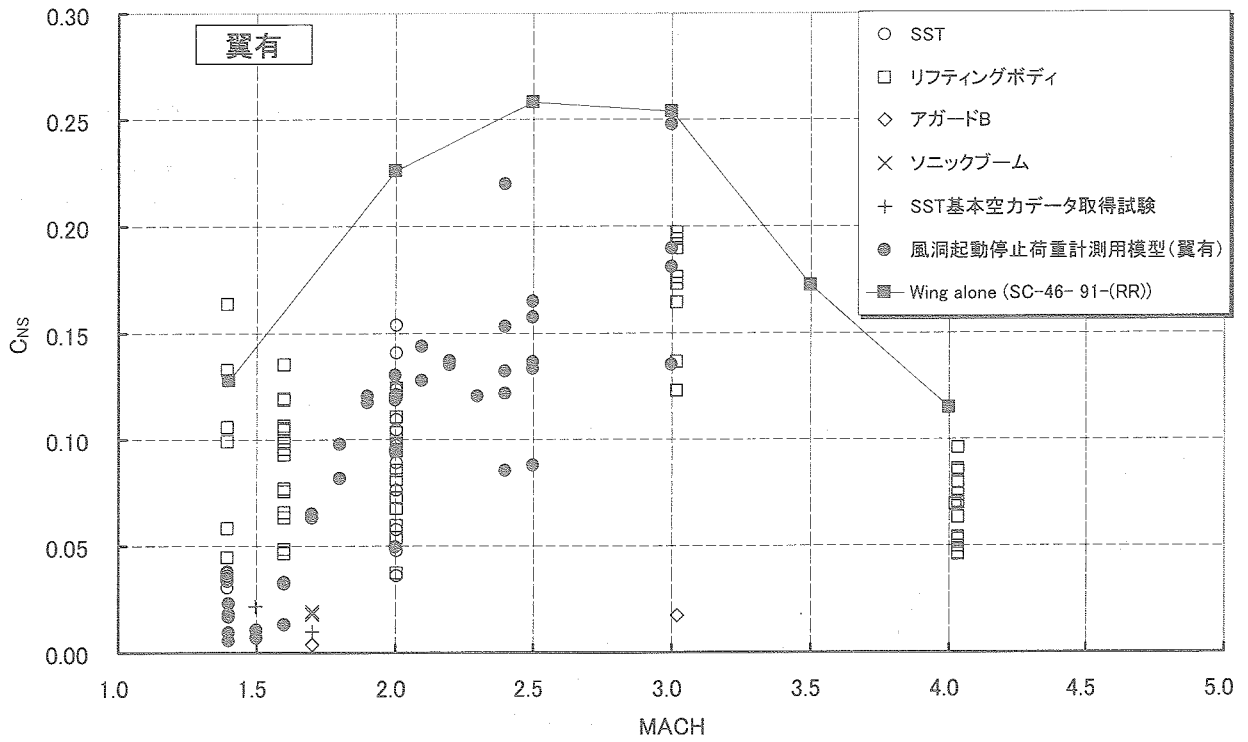


図3 過去の試験データ (翼有)

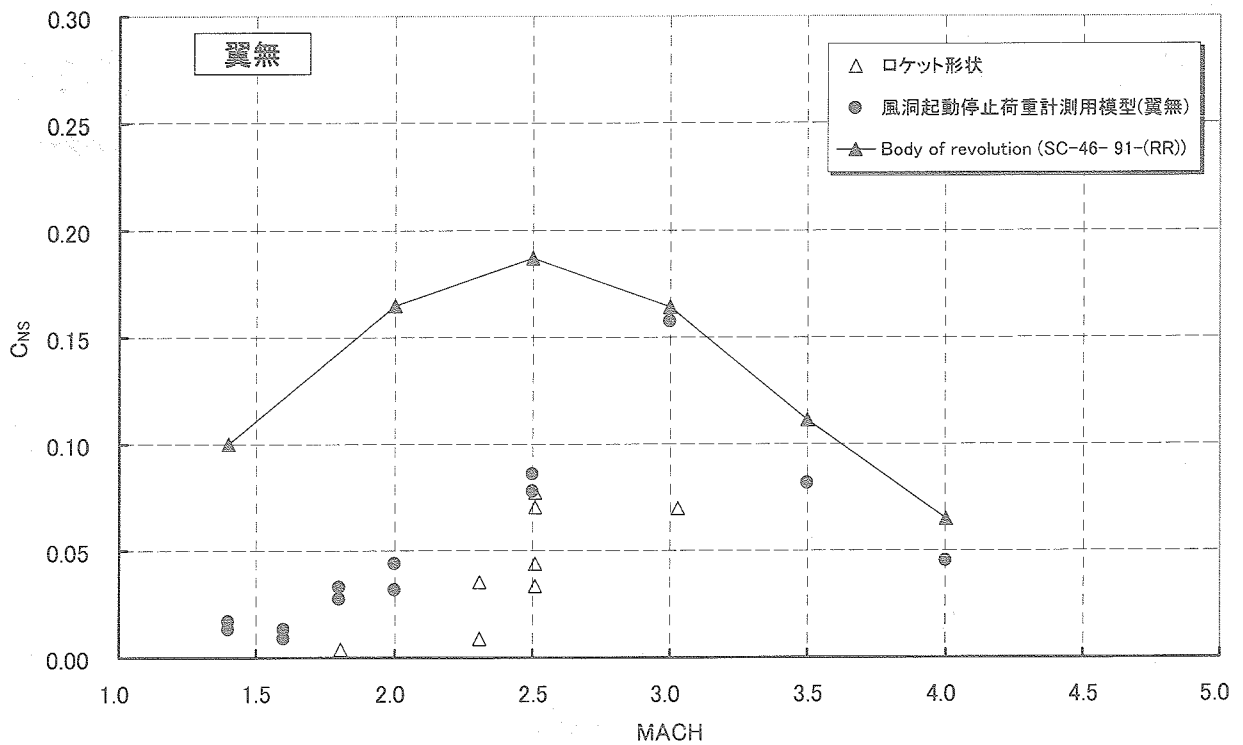


図4 過去の試験データ (翼無)

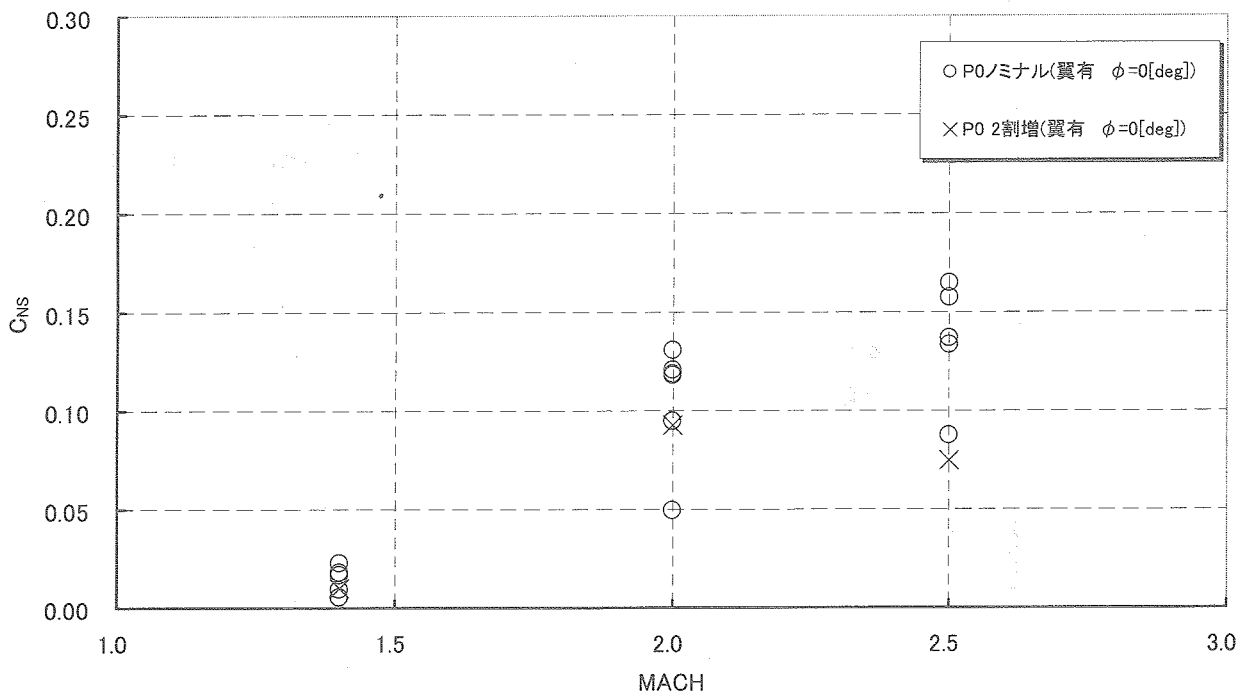


図5 激み点圧力 P_0 の影響

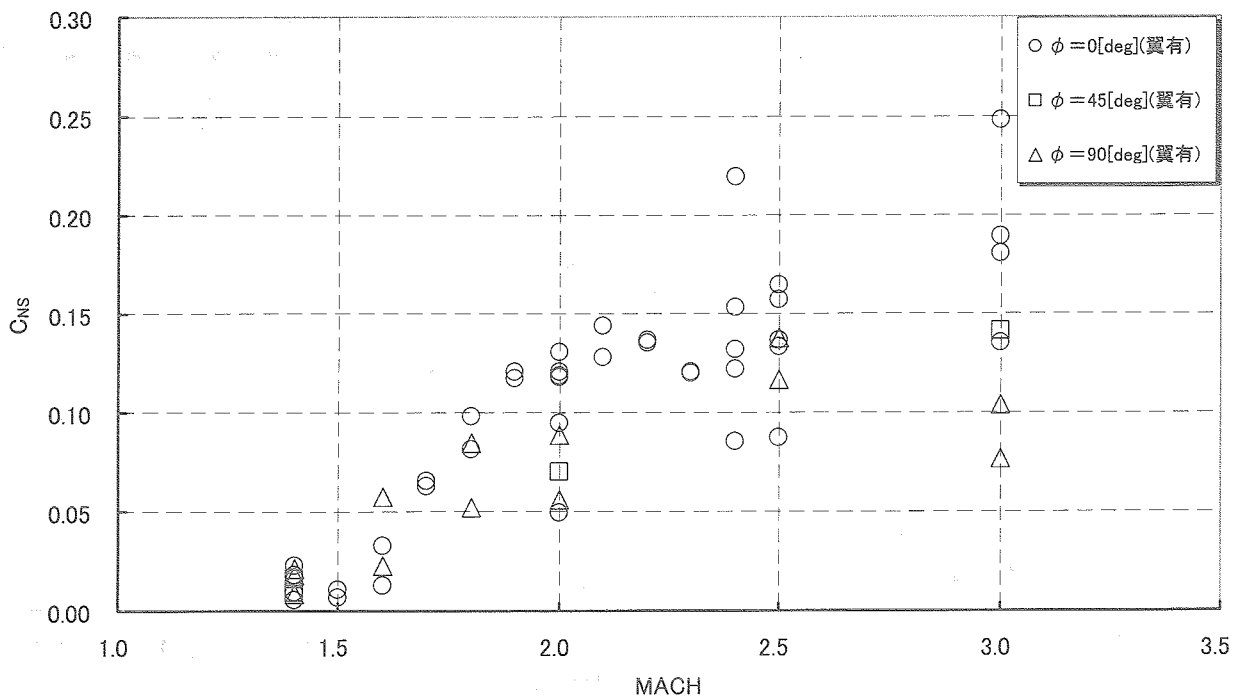


図6 ロール角 ϕ の影響

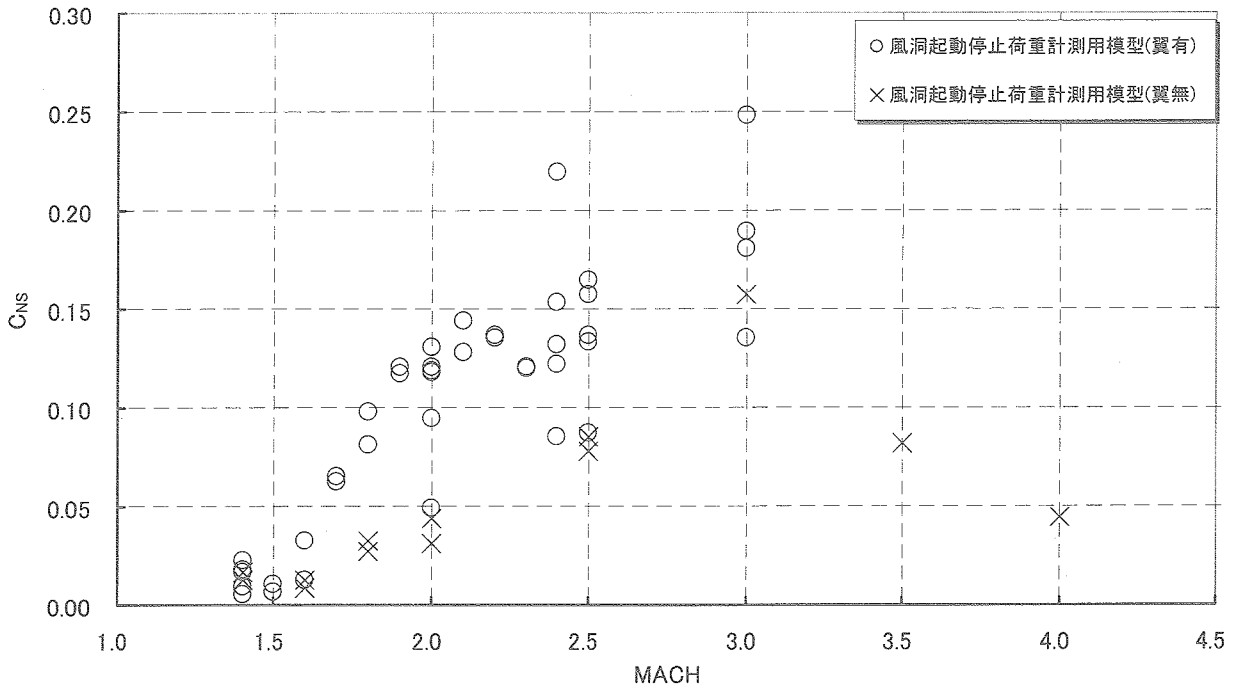


図7 主翼の有無の影響

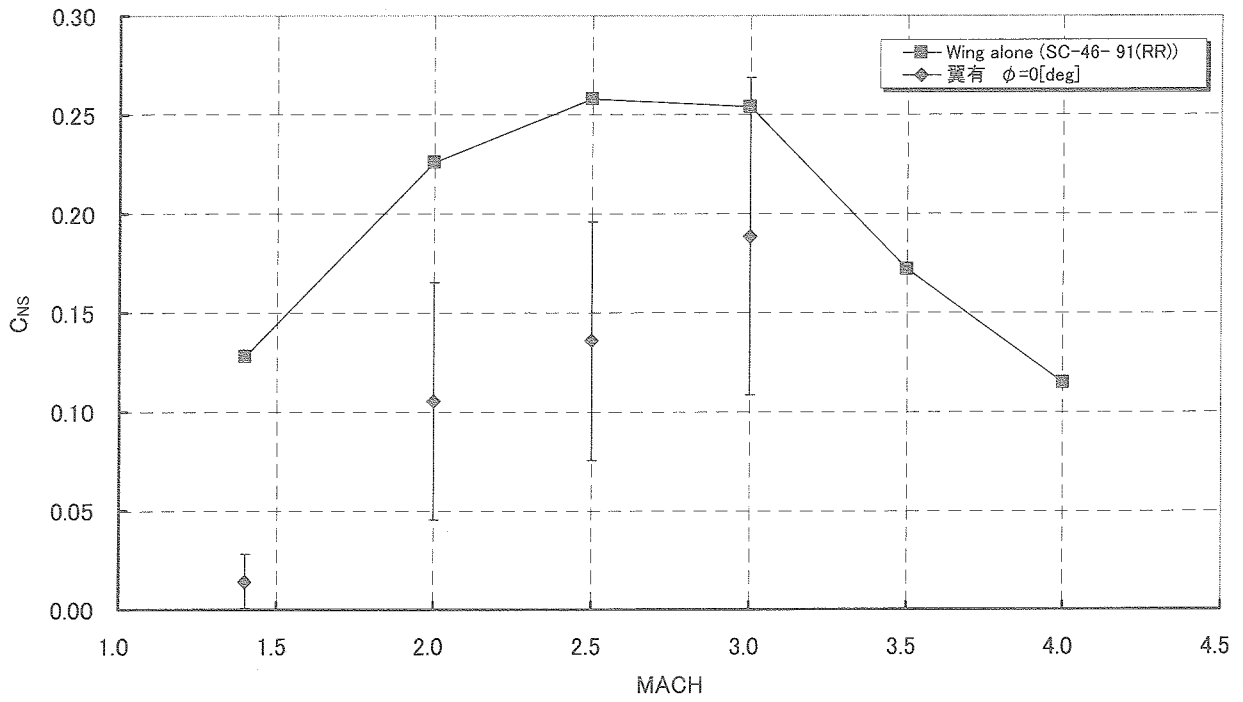


図8 再現性

1
2
3
4
5
6
7
8
9
10
11
12
13
14
15
16
17
18
19
20
21
22
23
24
25
26
27
28
29
30
31
32
33
34
35
36
37
38
39
40
41
42
43
44
45
46
47
48
49
50
51
52
53
54
55
56
57
58
59
60
61
62
63
64
65
66
67
68
69
70
71
72
73
74
75
76
77
78
79
80
81
82
83
84
85
86
87
88
89
90
91
92
93
94
95
96
97
98
99
100

宇宙航空研究開発機構特別資料 JAXA-SP-04-014

発行日 2005年3月30日
編集・発行 独立行政法人 宇宙航空研究開発機構
〒182-8522
東京都調布市深大寺東町7丁目44番地1
TEL 0422-40-3000
印刷所 株式会社 共 進
東京都杉並区宮前1-20-19

© 2005 JAXA

※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、下記にご連絡ください。

※本書（誌）中、本文については再生紙を使用しております。

<本資料に関するお問い合わせ先>

独立行政法人 宇宙航空研究開発機構 情報化推進部 宇宙航空文献資料センター



宇宙航空研究開発機構
Japan Aerospace Exploration Agency