室蘭工業大学
学術資源アーカイブ
Muroran Institute of Technology Academic Resources Archive

小型高エンタルピー衝撃風洞を用いたスクラムジェットエンジンモデル内の超音速燃焼

メタデータ	言語: Japanese 出版者: 室蘭工業大学 公開日: 2007-06-06 キーワード (Ja): キーワード (En): scramjet engine, supersonic combustion, shock systems, high enthalpy shock tunnel 作成者: 新井, 隆景, 笠原, 次郎, 小久保, 崇, 向井, 幸司 メールアドレス: 所属:
URL	http://hdl.handle.net/10258/116

室工大紀要第51号(2001)77～84

小型高エンタルピー衝撃風洞を用いたスクラムジェットエンジンモデル内の超音速燃焼

新井　隆景*1，笠原　次郎*1，小久保　崇*2，向井　幸司*2

Study on Flows and Combustion Phenomena in Scramjet Engine Used by A Small Scale High Enthalpy Shock Tunnel

Takakage ARAI, Jiro KASAHARA, Takashi KOKUBO and Koji MUKAI

（原稿受付日　平成13年5月7日　　論文受理日　平成13年8月31日）

Abstract

To investigate the flow and combustion in a Scramjet engine model at about Mach 7 condition, a small high enthalpy shock tunnel was used. A couple of wedge was set in the test section as a Scramjet engine intake and combustion chamber model. The compression process used the oblique shock systems, which was generated by vehicle edge (fore-body) and cowl, was observed. H_2 and/or C_2H_2-air mixture gas was injected normally to supersonic cross flow in the combustion chamber. A self-emission from combustion gas was observed by using a very high-speed video camera (18,000fps) with image intensifier. The wall static pressure in the combustion chamber was also measured. It was clarified that the wall pressure increased when the supersonic combustion occurred.

Keywords: Scramjet Engine, Supersonic Combustion, Shock Systems, High Enthalpy Shock Tunnel

1．緒　言

世界各国で完全再使用型の宇宙往還機の研究が盛んになってきている中，わが国でもスクラムジェットエンジン等の推進機構を利用した完全再使用型の宇宙往還機の研究・開発が進められている．しかしながら，スクラムジェットエンジンは超音速で燃焼を行うため，エンジンに流入する空気の効果的な捕獲，圧縮，そして燃焼器内での超音速流と燃料との混合，着火，保炎等，数多くの研究課題を抱えている[1]．それらの解決，解明のためには，実際の飛行状態を模擬した条件下での研究が非常に重要となる．室蘭工業大学では，高高度を極超音速で飛行する機体周りの流れを実現するため，出口直径 60mm の小型自由ピストン型高エンタルピー衝撃風洞の開発を行ってきた．その結果，高度 30km，マッハ 7～8 の飛行状態を実現し，よどみ点状態で約 3MJ/kg のエンタルピーを発生することに成功した[2]．

海外では，衝撃波管やエクスパンジョンチューブを用いた超音速燃焼に関する研究が行われている[3][4]．

*1 機械システム工学科
*2 機械システム工学専攻 大学院生

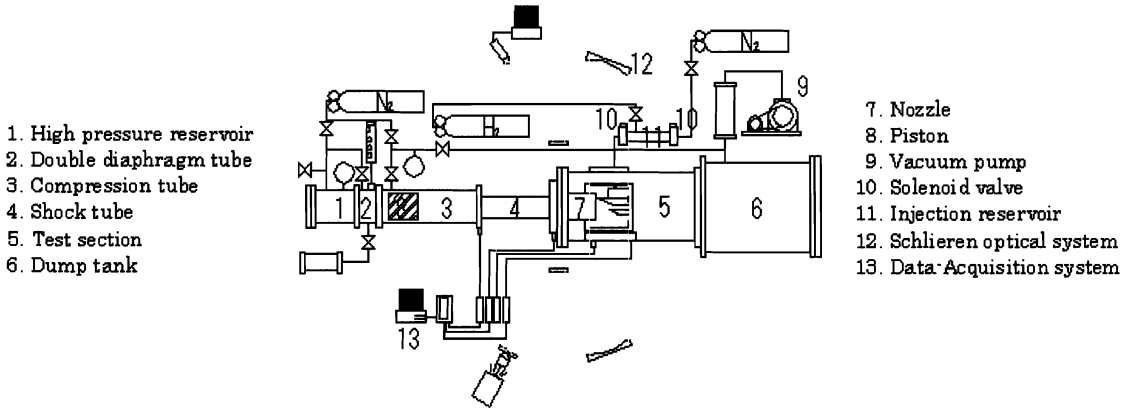


Fig.1　Schematic diagram of experimental apparatus.

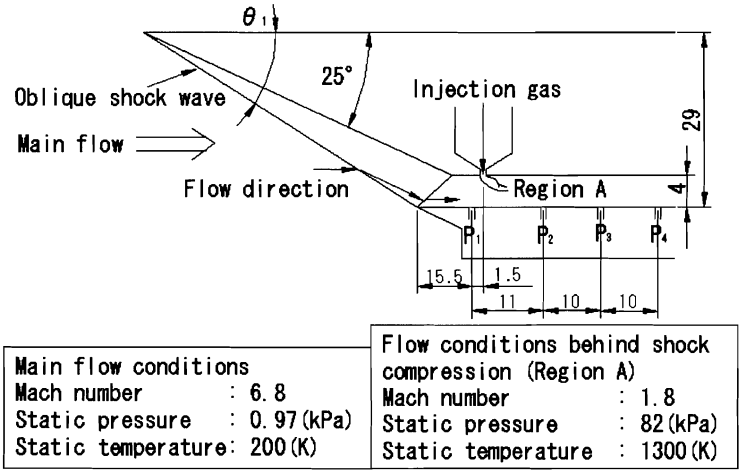


Fig.2　Details of hypersonic intake model.

日本でも航空宇宙技術研究所角田宇宙推進研究センターにおいて，高エンタルピー衝撃風洞(HIEST)を利用したサブスケールのスクラムジェットエンジンの研究が進められている[5].

著者らは，すでに，スクラムジェットエンジンに関する現象を体系的に捉えることを目的として，実際の飛行状態を模擬したマッハ数約 7 の流れ中に機体圧縮部を持つスクラムジェットエンジンモデルを設置し，斜め衝撃波による圧縮，減速過程を可視化し、同時にスクラムジェットエンジン内部の壁面静圧を測定している[6,7]．そこで本研究では，参考文献6，7と同じ実験装置とスクラムジェットエンジンモデルを用いて，スクラムジェットエンジン内部の超音速流れに，流れに垂直に水素ならびにアセチレン－空気混合気を噴射して燃焼実験を行い，燃焼反応の自発光の観察と発熱反応による燃焼器内部壁の圧力分布変化を測定した.

2.　実験装置および実験方法

2．1 小型自由ピストン型高エンタルピー衝撃風洞

Fig.1 は本研究で使用した自由ピストン型衝撃風洞の概略を示している．実験装置は高圧室，二重隔膜部，圧縮管，衝撃波管，テストセクション，ダンプタンク，ピストン，可視化光学系および測定系により構成されている．圧縮管は内径 35mm，長さ 2000mm，衝撃波管は内径 16.2mm，長さ 1000mm である．ピストンはテフロン製で質量 0.1kg である．衝撃波管管端には出口直径 60mm,設計マッハ数 7.8 の円錐ノズルを設置した．実験条件として，高圧室には 2.1MPa の窒素を充填し，衝撃波管の駆動気体には 0.1MPa の空気を用いた．テストセクション内は 10torr 以下に十分に減圧した．二重隔膜部には，高圧室の 2 分の 1 の圧力(1.1MPa)の窒素を充填する．これを減じてピストンを押し出し，風洞を作動させた．流れ場は，閃光時間約20nsのナノスパークを用いたシュリーレン法による可視化と高速度ビデオカメラ(イメージインテンシファイア付き，バンドパスフィルター(200nm～400nm)，18,000fps)を用い

た自発光の測定が行われた．圧力の測定には，半導体小型圧力変換器および 8 チャンネル，サンプリング速度 1MHz のデータロガーを使用した．

2．2 スクラムジェットエンジンモデル

Fig.2 にスクラムジェットエンジンモデルの概略を示す．インテーク上壁は角度 25° の半楔形であり，下壁を上下前後に動かすことによって，楔先端から発生した衝撃波を下壁先端で反射するように調整することが可能である．上壁楔の角度は超音速での燃焼試験を考慮し，2 つの斜め衝撃波を通過した流れが，マッハ数約 1.8 の高温，高圧かつ上，下壁面に平行な流れとなるように設計した．噴射気体には，水素，アセチレン，アセチレン－空気混合気，アセチレン－酸素混合気を用いた．衝撃波管の試験気体(テストセクションの主流気体)は空気あるいは窒素を用いることが可能で，燃焼器内での化学反応の有無を検討できるようになっている．噴射気体は，噴射用リザーバーに設定圧力まで充填された後，後方から駆動用ピストンにより押し出され燃焼器入口から 5.4mm 下流に位置する音速ノズルを通して流れに対して垂直に噴射される．風洞の性格上，噴射気体は風洞が作動しているごく短い時間内に噴射される必要がある．そのため本研究では，風洞作動用および噴射用リザーバー端のバルブに電磁弁を用いることで，風洞の作動と同時にリザーバー容器内の気体を音速噴射させた．噴射の行われている総時間は 0.6 秒であり，噴射が行われてから風洞が作動するまでの時間は 0.3 秒以下である．上壁と下壁の間隔は 4mm であり，燃焼器内部の下壁壁面静圧の測定は，下壁先端から 15.5mm（静圧孔1，P_1），26.5mm（静圧孔2，P_2），36.5mm（静圧孔3，P_3），46.5mm（静圧孔4，P4）の各位置で行った．下壁の静圧孔と上壁噴射孔との位置関係は，最前部静圧孔（静圧孔1，P_1）が噴射孔手前 1.5mm の位置である．燃焼器部に側壁を設置することで燃焼器内部の流れが側面から膨張するのを防ぐことができることが確認されている[6]．そこで，可視化を前提とし，透明なアクリルの側壁を設置した．側壁は，厚さが 1.5mm，長さ 50mm を用いた．

3．実 験 結 果

3．1 自由ピストン型衝撃風洞の性能

Fig.3 にテストセクション内に全圧管を設置した際のよどみ点圧力 P_{0t} の履歴を示す．風洞が作動すると，圧力は振動しながら上昇し，0.05MPa に達した後 300 μs の間ほぼ定常となり，その後減少する．可視化結果から，流路全域に衝撃波が観測される時間は 0.8ms あるが，定常な衝撃波が発生していると考えられるのは、よどみ点圧力が 0.06～0.07MPa でほぼ一定の値を示す 300 μs の間であると考えられる．このよどみ点状態から，ノズル出口の流れの状態を算定すると，およそ圧力 0.9kPa，密度 0.017kg/m3，温度 200K の流れが得られていることがわかった．この値から，流れ場は高度約 30km の大気の状態を模擬している[8]．

3．2 スクラムジェットエンジンインテーク流れ

Fig.4 にスクラムジェットエンジンモデル内の流れを

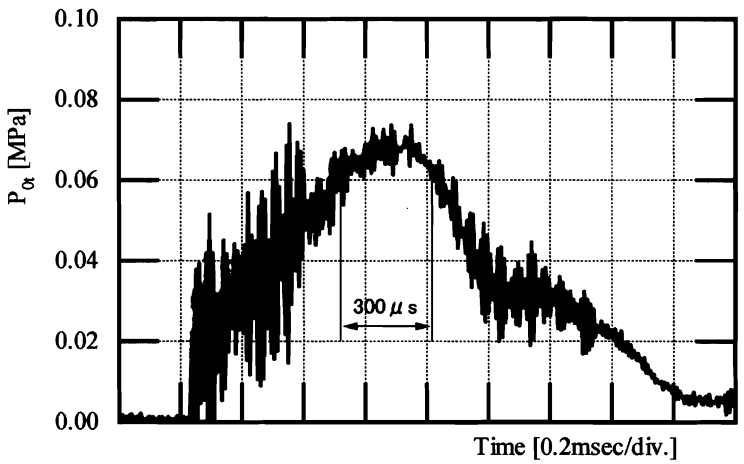
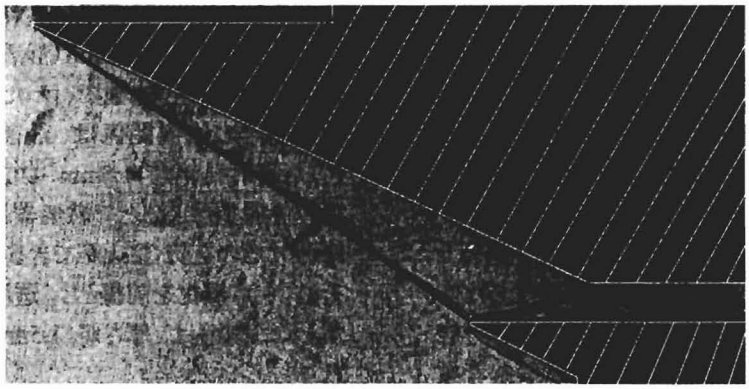
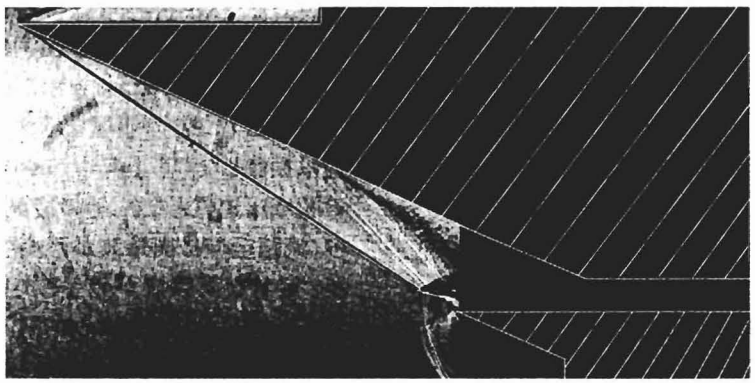


Fig.3 Pitot pressure history in test section.



(a) no sidewall



(b) with sidewall

Fig.4　Flow visualization of intake model.

Table1 1　Experimental data and theoretical data.

	M2	β 2 [deg]	M3	Pc [kPa]
Exp. data	3.00	43.4	1.77	62
Theo. data				79

シュリーレン法により可視化した結果を示す．(a)は側壁なし，(b)は長さ 50mm の側壁を設置した場合である．このとき，燃料ガスの噴射は行っていない．図より，楔先端から発生した衝撃波が下壁で反射し，燃焼器入口の角に入射していることが確認できる．1 つ目の斜め衝撃波の衝撃波角とマッハ数との関係式より求めたエンジンモデルへ流入する主流のマッハ数 M1 は 6.8 であった．

可視化結果から求めた衝撃波の角度を用いて，1 つ目の衝撃波以降の流れを 2 次元衝撃波理論により解析した．結果を表 1 に示す．ただし比熱比 γ は 1.4 で計算した．ここで， M2 は 1 つ目の衝撃波背後の主流マッハ数，β2 は 2 つ目の衝撃波の衝撃波角，M3 は 2 つ目の衝撃波背後の主流マッハ数，Pc は 2 つ目の衝撃波背後の圧力である．ただし，実験値はカウル先端から15.5mm 下流の位置の静圧孔1における値である．表から分かるように，燃焼器内のマッハ数はほぼ設計どおりである．また，燃焼器入口の圧力も 2 次元衝撃波理論から予測される値の約 80%であるので，燃焼器入口までは2次元的な衝撃波の形成が理論通りに行われていると思われる．

Fig.5 に，このときのインテーク下壁壁面静圧を示す．図の縦軸は，時間平均の圧力を大気圧 P0 で無次元化した圧力，横軸はカウル先端からの距離である．時間平均圧力を導出する際の時間間隔は，シュリーレン法による可視化写真から斜め衝撃波が理論通りに形

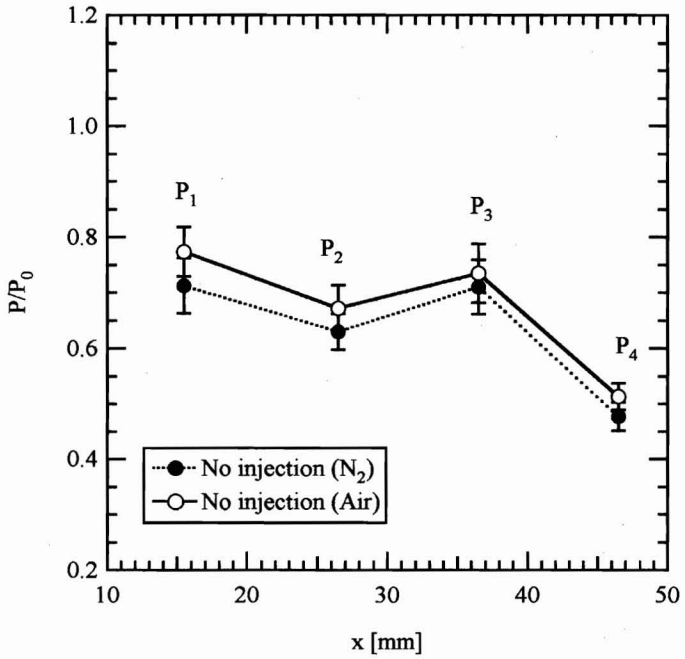


Fig.5 Wall Static Pressure distribution (no injection case).

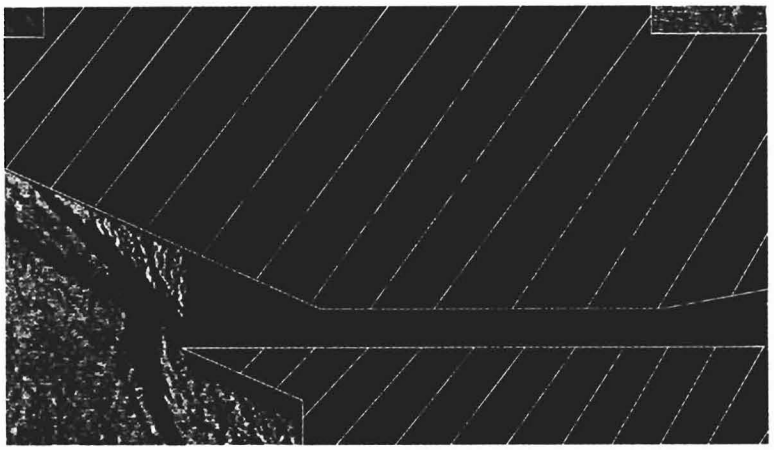


Fig.6 Flow visualization of intake model with sidewall (H_2 injection).

成されている間の 200 μ s を持続時間として採用した．図中のエラーバーは複数回測定した結果を統計処理して求めた平均値の平方誤差を示している[9]（他も同様）．結果は衝撃波管の試験気体(主流)に空気および窒素を用いた場合について示している．図より，燃焼器内部の壁面静圧は試験気体の種類にはほとんど依存せず，ほぼ同一の圧力分布を取ることが分かる．さらに，この条件の場合，燃焼器入口の圧力は 0.7～0.8 気圧であり，前述した斜め衝撃波の関係を用いると流れの静温は 1500K 程度まで上昇していると考えられる．この温度は水素の自発火点温度より高い．

静圧孔2 (P_2) の圧力が静圧孔1 (P_1) と静圧孔3 (P_3) の圧力に比べて低いのは，燃焼器入口の上壁の角から膨張波が発生しているためと考えられるが，詳細を議論するためには流れの可視化を行う必要がある．

3．3 水素ガス噴射の場合の流れ場

Fig.6 に，水素を噴射圧力 0.26MPa で噴射した場合の可視化写真を示す．楔先端から発生した斜め衝撃波が下壁先端に入射している様子が確認できる．燃焼器側壁は，可視化を行うために透明のアクリル板であるが，燃焼器内部の様子を確認することはできなか

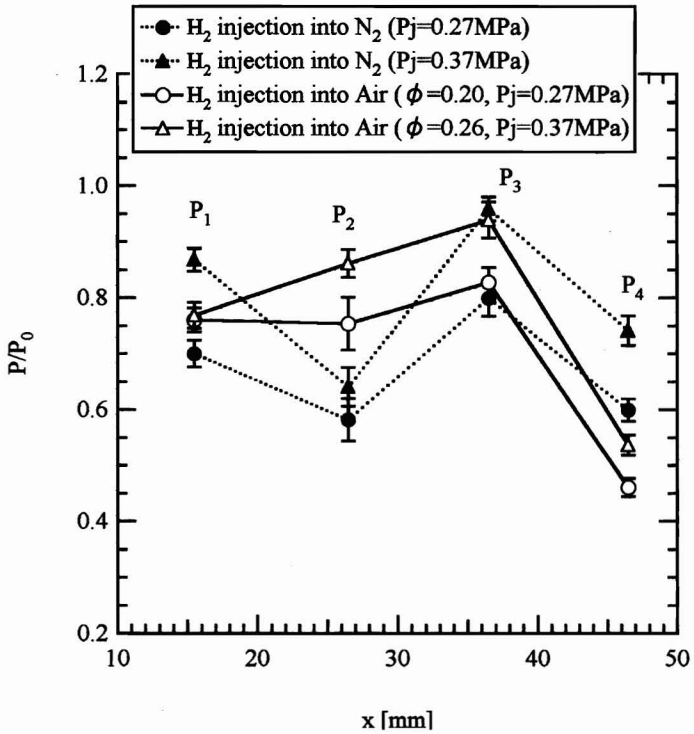


Fig.7 Wall static pressure distribution for Hydrogen injection case.

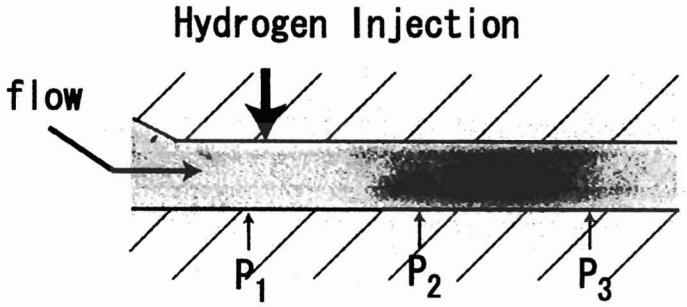


Fig.8　Self emission of ultraviolet ray at the case of Hydrogen injected into air supersonic cross flow.

った．しかし，楔先端から発生した斜め衝撃波がカウル先端に入射しているので，燃料噴射は流れの圧縮過程に影響をほとんど及ぼしてはいない．

3．4　水素ガス噴射の場合の燃焼器壁面静圧分布と自発光

Fig.7 に水素ガスの主流に対する当量比（試験気体として空気を用いた場合）を 0.20，0.26 と変化させて噴射した場合の下壁壁面静圧の測定結果を示す．縦軸は，時間平均圧力を大気圧 P_0 で無次元化した圧力であり，横軸はカウル先端からの距離である．試験気体は空気あるいは窒素を用いた．図から，試験気体が空気の場合，静圧孔 2 の位置の圧力（P_2）が静圧孔 1 の圧力（P_1）に比べてほぼ同じか高くなっていることが分かる．試験気体が窒素の場合には静圧孔 2 の圧力（P_2）は静圧孔 1 の圧力（P_1）に比べて小さい．これは試験気体が空気の場合，静圧孔 2 付近で発熱が生じているからと推察できる[10]．当量比が増加すると圧力は増大するので，より多くの発熱が生じていると思われる．

ところで，静圧孔1の圧力（P1）の測定値に実験条件ごとにバラツキが見られる．これは，高エンタルピ衝撃風洞では全温，全圧を実験ごとに一定に保つことが極めて難しいことによる．なぜなら，高エンタルピ衝撃風洞の全温，全圧は，ピストンの運動，圧縮管や衝撃波管に設置されている隔膜の破断の様相に依存する

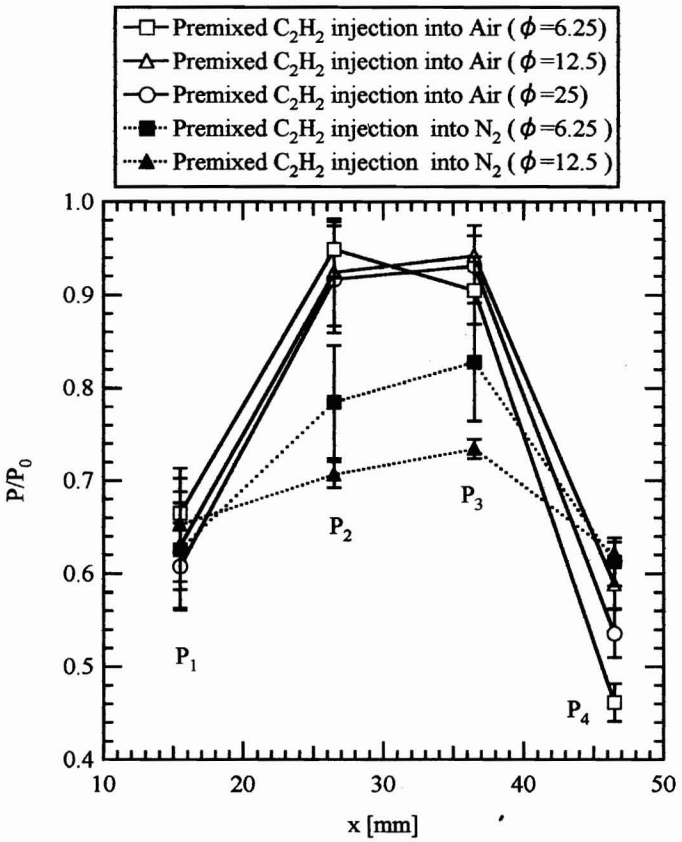


Fig.9 Wall static pressure distribution for Acetylene-air mixture injection case.

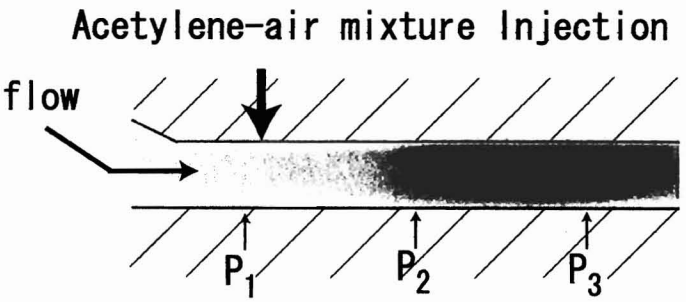


Fig.10 Self emission of ultraviolet ray at the case of Acetylene-air mixture injected into supersonic cross flow of air.

からである. Fig.7では, ▲印の窒素中に水素を噴射した場合(Pj=0.37Mpa)の圧力が他の条件に比べて高くなっている. しかし, ●印と▲印の圧力分布の傾向は同じであるので, 噴射圧の影響で静圧孔1の圧力が上昇したとは考えていない.

Fig.8 は高速度ビデオカメラ(18,000fps)で捕らえた紫外波長の領域(200nm～400nm)の自発光を示している. 写真は白黒を反転して示している. したがって, 写真の暗い領域が発光していることを示している. 試験気体に空気を用いた場合である. 燃焼器内部の静圧孔2から 3 付近にかけて発光が認められる. 試験気体に窒素を用いた場合には紫外波長の領域に発光は見られなかった. このように, 試験気体に空気を用いる場合のみ紫外波長の領域に発光現象が観察され, かつ流れの静圧が上昇することから, この場合には燃焼器内部では超音速の状態で発熱反応(燃焼反応)[10]が生じていると考えるのが妥当である.

3. 5 アセチレン－空気混合気を用いた場合の燃焼器壁面静圧分布と自発光

Fig.9 は噴射ガスとしてアセチレン－空気混合気を用いた場合の壁面静圧分布を示している. 噴射圧力は

いずれの場合も約 0.18MPa である．噴射ガスの当量比が 1 よりもかなり大きい場合(燃焼しづらい場合，ϕ＝12.5(ここでの当量比は噴射ガスのアセチレンと空気の割合から求めた当量比であり，主流に対する当量比ではない))でも，試験気体が空気の場合には，発光現象が認められ，静圧孔 2 の圧力が静圧孔1の圧力より高くなる．試験気体を窒素とすると燃焼器内でわずかに発光し，静圧孔 2 の圧力は静圧孔 1 の圧力に比べてわずかに上昇する．噴射ガスの当量比を 1 に近づけると(燃焼しやすくすると，ϕ＝6.25)，試験気体が窒素の場合でも，発光現象が認められ，静圧孔 2 の圧力が静圧孔1の圧力より高くなる．

Fig.10 は Fig.9 で示した噴射ガスの当量比が ϕ＝6.25 における自発光を高速度ビデオカメラで捕らえたものである．試験気体として空気を用いた場合で，燃焼器内部で強い発光が認められる．(写真は白黒を反転している．)

4. 結　言

本研究では小型高エンタルピー衝撃風洞で作られたマッハ数約7，エンタルピー約3MJ/kgの流れの中に，2 次元スクラムジェットエンジンモデルを設置し，流れの可視化と壁面静圧の圧力測定を行った．次に，圧縮後の超音速流れの中に水素，アセチレン－空気混合気を噴射し，流れの可視化と壁面圧力の測定を行った．

水素ガスを空気の主流に噴出した場合には，燃焼器内の壁面静圧分布は局所的に上昇し，圧力が上昇する領域で発光現象が観察された．これは，燃焼器内部で超音速燃焼現象が生じていると考えられる．主流が窒素の場合では，圧力の上昇は見られず，発光も観察されなかった．

アセチレン－空気混合気を用いた場合，水素ガスと同様に超音速燃焼が観察され，当量比が 1 に近いガスを噴射すると，主流が窒素の場合にも超音速燃焼が生じた．

謝　辞

本研究の一部は，文部省科学研究費補助金，基盤研究(C)(2)，11650938，13650960 による．また，実験装置の製作には本学機械実習工場，小西，村本両技官，実験には本学学部生，日向勝詞君の協力をいただいた．高速ビデオカメラの使用に関し，(株)フォトロン，西華産業(株)，(株)ケイ・ジー・ティー，各社にご協力をいただいた．併せて感謝の意を表します．

参 考 文 献

(1) 升谷五郎，超音速燃焼Ⅲ，燃焼性能と混合促進，燃焼研究，106 号(1996)，p9-25.

(2) 新井隆景，杉山弘，溝端一秀，宇宙機研究のための小型自由ピストン型高エンタルピ衝撃風洞の開発，室蘭工業大学紀要，49，(1999)，p187-194.

(3) G. Smeets, and C. Quenett, Shock Tube Investigation of H2 Combustion in a High temperature Supersonic Air flow (Scramjet), Fluid Mechanics and its Applications, Volume39, 1997, p173-184. (Proc. of IUTAM Symposium on Combustion in Supersonic Flows, 1995)

(4) A. Ben-Yakar, M. R.Kamel, C. I. Morris, and R. K. Hason, Hypersonic Combustion and Mixing Studies using Simultaneous OH-PLIF and Schlieren Imaging, AIAA Paper 98-0940, 36th Aerospace Sciences Metting & Exhibit, 1998, Reno, NV.

(5) K. Itoh, S. Ueda, T. Komuro, K. Sato, H. Tanno, and M. Takahashi, Hypersonic Aerothermodynamics and Propulsion Research Using a High Enthalpy Shock Tunnel HIEST, AIAA Paper 99-4960, 9th International Space Planes and Hypersonic Systems and Technologies Conference, Norfolk, VA, 1999.

(6) 新井隆景，笠原次郎，小久保崇，赤井伸宇，向井幸司，高沢光貴，衝撃風洞を用いたスクラムジェット 2 次元インテークモデル内流れの可視化と圧力測定，日本機械学会流体工学部門北海道支部講演会講演論文集，(2000)，p206-207.

(7) 新井隆景，笠原次郎，小久保崇，向井幸司，小型工エンタルピー衝撃風洞を用いたスクラムジェットエンジン内の流れと燃焼に関する研究，第 41 回航空原動機・宇宙推進講演会講演論文集，(2001.1)，p183-188.

(8) J. J. Bertin and M. L. Smith, Aerodynamics for Engineering, Prentice Hall, 1989, pp.565-566.

(9) AIAA Standard, Assessment of Experimental Uncertainty with Application to Wind Tunnel Testing, AIAA, 1999, p4-18.

(10) J. L. ケルブロック(梶昭次郎訳)，ジェットエンジン概論，東京大学出版，1992，p401-404.