



超音速流中に垂直に噴出する音速噴流の挙動

メタデータ	言語: jpn 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): supersonic flow, sonic jet, supersonic mixing, shock wave, boundary layer interaction, scramjet engine 作成者: 咲間, 文順, 新井, 隆景, 笠原, 次郎, 何, 斐, 阿弥, 貴之 メールアドレス: 所属:
URL	http://hdl.handle.net/10258/114

超音速流中に垂直に噴出する音速噴流の挙動

咲間 文順*¹, 新井 隆景*², 笠原 次郎*²
何 斐*³, 阿弥 貴之*³

Characteristics of a Sonic Jet Injected Normal to Supersonic Cross Flow

Fuminori SAKIMA, Takakage ARAI, Jiro KASAHARA,
Fei HE and Takayuki AMI

(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

Transverse sonic jet (nitrogen) was injected from a circular injector on an inclined flat plate into a supersonic cross flow. Flow characteristics of a jet was organized by a penetration height of jet depended on the jet-to-freestream momentum flux ratio. The results showed that the penetration height was proportional to the jet-to-freestream momentum flux ratio to the power of 0.68 ($M_1 = 1.7$) or 0.70 ($M_1 = 3.3$). Furthermore, in order to investigate the interaction between boundary layer on the flat plate and shock wave generated by the transverse sonic jet, characteristics of separated boundary layer and bow shock wave were observed. The separated boundary layer region and scale of bow shock could be found to be increased as the jet-to-freestream momentum flux ratio increased. The results also showed that the shock wave/boundary layer interaction had influenced on the penetration height of jet.

Keywords : Supersonic Flow, Sonic Jet, Supersonic Mixing, Shock Wave/Boundary Layer Interaction, Scramjet Engine

1. 緒言

スペースプレーン用空気吸い込み式エンジンの候補のひとつとして、スクラムジェットエンジンがある。スクラムジェットエンジンでは、燃焼器中の流れが、超音速で流れる(主流)ため、燃焼器内の滞留時間がミリ秒のオーダー⁽¹⁾と非常に小さい。したがって、燃焼器内での空気と燃料の迅速な混合が要求される。また、燃料噴射に伴う主流の運動量の損失をなるべく少なくする必要がある⁽²⁾。これらの問題を解決すべく、燃料噴射機構がいくつか提案されている。例えば、燃料を主流に斜めに噴射し、主流の圧力損失を軽減する形態⁽³⁾、ランプ(Ramp)を設けることで縦渦を導入し、混合促進を図る形態⁽⁴⁾などがある。これらの例が示すように、新たな燃料噴射機構を考案するには、主流と燃料噴流との間の空力干渉などの現象を詳しく把握し、それらの現象を支配するパラメータを推定する必要がある。

速な混合が要求される。また、燃料噴射に伴う主流の運動量の損失をなるべく少なくする必要がある⁽²⁾。これらの問題を解決すべく、燃料噴射機構がいくつか提案されている。例えば、燃料を主流に斜めに噴射し、主流の圧力損失を軽減する形態⁽³⁾、ランプ(Ramp)を設けることで縦渦を導入し、混合促進を図る形態⁽⁴⁾などがある。これらの例が示すように、新たな燃料噴射機構を考案するには、主流と燃料噴流との間の空力干渉などの現象を詳しく把握し、それらの現象を支配するパラメータを推定する必要がある。

上述の燃料の混合問題を整理する方法の一つに、

*1 大学院生産情報システム工学専攻学生

*2 機械システム工学科

*3 大学院機械システム工学専攻学生

超音速の主流に対して、噴流が影響を及ぼす範囲を規定する貫通高さの評価がある⁽⁵⁾⁽⁶⁾⁽⁷⁾⁽⁸⁾。気体をノズルから噴射するとき、ノズル出口で流れが十分な不足膨張状態ならば、噴流は膨張波、バレル衝撃波およびマッハ・ディスクを形成する。このとき貫通高さは、噴射孔出口からこのマッハ・ディスクの中心の高さと定義⁽⁵⁾⁽⁶⁾される。貫通高さと噴流周囲の背圧との関係については、静止気体中ならびに超音速流中へ噴出する場合について、1960年～1970年代にかけて数多く研究されている⁽⁵⁾⁽⁶⁾⁽⁷⁾⁽⁸⁾。超音速流中へ噴出する場合、貫通高さは静止流体中への噴流の場合と同様に、ノズル周りの平均的な圧力⁽⁵⁾である実効背圧 (effective back pressure) を用いて定量的に評価されている。過去の研究において、超音速流中での実効背圧は、噴流上流に発生する衝撃波背後の圧力の 0.8 倍⁽⁵⁾や 2/3 倍⁽⁶⁾として整理できるとの報告があるが、その調査は不十分である。また、実効背圧の測定は困難であり、報告されている測定結果⁽⁹⁾⁽¹⁰⁾は少ない。

そこで本研究では、円孔出口を持つノズル (以後、円孔ノズルという) より超音速流中へ垂直に噴流を噴出させ、その場合の流れ場を詳細に調べた。特に、実効背圧を直接測定せずに、主流と噴流の運動量流束比で貫通高さを整理する方法を試みた。また、運動量流束比、実効背圧と円孔ノズル設置平板 (以後、平板と呼ぶ) 上に形成される主流の境界層と噴流の干渉の関係についても考察した。この干渉現象は、航空宇宙機の姿勢制御に用いられるジェット周囲の空力干渉現象に関する研究⁽¹¹⁾としても重要である。

2. おもな記号

- 全温 : T_0
- 全圧 : p_0
- 温度 : T
- 静圧 : p
- 密度 : ρ
- 速度 : u
- マッハ数 : M
- 比熱比 : γ
- 主流と噴流の運動量流束比 : $J = (\rho_j u_j^2) / (\rho_1 u_1^2)$
- 貫通高さ : h
- 円孔直径 : d

添字

- 1 : 主流
- 2 : 主流の垂直衝撃波背後の状態

- j : 円孔噴流
- eb : 実効背圧

3. 実験装置および実験方法

Fig.1 に、実験で使用した超音速風洞の概略を示す。本研究で使用した風洞は、間欠作動の吹出し吸込み式超音速風洞⁽¹²⁾である。作動マッハ数は、2.0 あるいは 4.0 であり、マッハ数の変更は測定部上流に設けられたノズルを交換して行う。ノズルの出口は、80×80 mm の矩形断面である。測定部には、長さ 80 mm のフリージェット部をもつ外部流動実験用測定胴を用いた。ノズル上流の整流筒におけるよどみ点圧力、よどみ点温度は、マッハ 2.0 の場合、それぞれ約 0.2 MPa、約 300 K、マッハ 4.0 の場合、それぞれ約 0.5 MPa、約 300 K である。ノズルでは、等エントロピー膨張が行われていると仮定すると、本風洞測定部における静圧、静温は、マッハ 2.0 の場合、それぞれ約 25.9 kPa、約 167 K、マッハ 4.0 の場合、それぞれ約 3.24 kPa、約 71 K である。また、測定部側面には光学測定用の窓が一对取り付けられている。

Fig.2 に、平板と円孔ノズルの配置および流れ場の概要を示す。先端が 20° のくさびを持ち、奥行き (紙面垂直方向に) 60 mm、長さ (流れ方向) 115 mm、厚み 10 mm の平板は、ノズル出口の流れに対し、9.4° 傾けて設置された。これは、流れに対して平行に平板を設置すると、風洞作動中の平板の振動などにより境界層の剥離点位置が大きく変化する恐れがあるので、剥離点位置が平板の振動に対して鈍い感度を持つようにしたためである。平板の先端から下流側 35 mm の位置に、スロート直径 3 mm の音速円孔ノズルを配置し、窒素を平板上

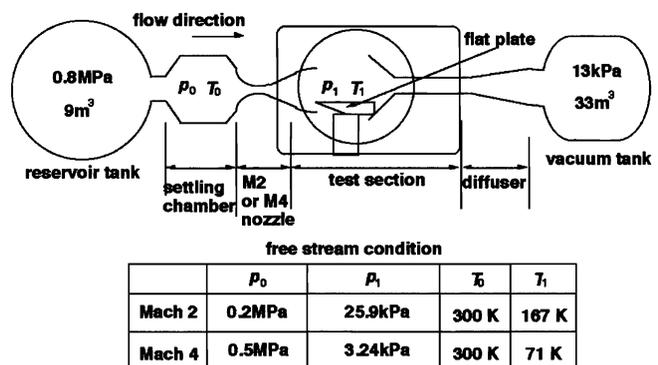


Fig.1 Schematic of the supersonic wind tunnel

の主流に対して垂直に噴射した。流れ場はシュリーレン法で可視化された。

4. 実験結果および考察

4.1 流れ場の構造

Fig.3 に連続光光源を用いた場合の流れ場のシュリーレン写真, Fig.4 に瞬間光 (ナノスパーク, 閃光時間約 20~30 ns) 光源を用いた場合のシュリーレン写真を示す。Fig.3, 4 より, 平板先端から斜め衝撃波が発生していることがわかる。斜め衝撃波の角度は, 風洞ノズル出口でのマッハ数が 2.0 の時, 38.6° , マッハ数 4.0 の時, 21.7° であった。流れは斜め衝撃波により, 平板と平行になり, 流れの諸量はノズル出口の状態から変化する。本研究では, 二次元斜め衝撃波関係式⁽¹³⁾, 斜め衝撃波の角

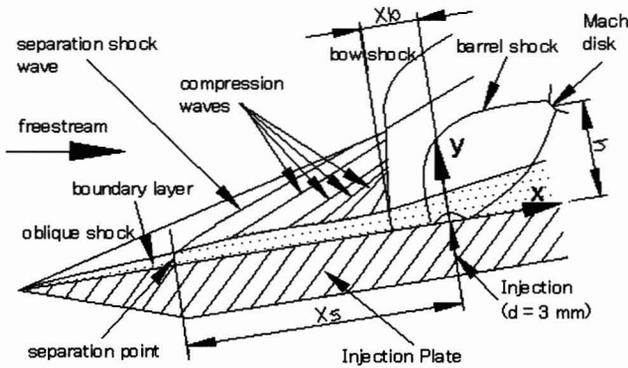


Fig.2 Schematic of the flow field.



Fig.3 Schlieren photograph of the flow field.
(Mach 2.0, $J = 3.54$)

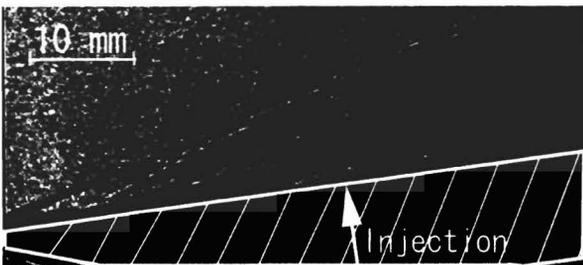


Fig.4 Schlieren photograph of the flow field.
(Mach 4.0, $J = 3.13$)

度と轉向角 (平板の傾き), ノズル出口の流れの諸量, を用いて, 斜め衝撃波下流の流れの諸量を求めた。その結果, 斜め衝撃波下流のマッハ数 M_1 , 静圧 p_1 は, 風洞ノズル出口のマッハ数 2.0 のとき, それぞれ, $M_1 = 1.7$, $p_1 = 42.7 \text{ kPa}$, 風洞ノズル出口マッハ数が 4.0 のとき, それぞれ, $M_1 = 3.3$, $p_1 = 7.7 \text{ kPa}$ となった。以後, 主流とは, この斜め衝撃波下流の流れを指すこととする。

円孔ノズル出口からは円孔噴流が不足膨張して, バレル衝撃波を形成していることがわかる。特に, Fig.3 では, バレル衝撃波が干渉して形成されるマッハ・ディスクが発生していることがわかる。さらに, 平板上を流れる主流は噴流によってせき止められ, 噴流より上流には弓形衝撃波が形成されていることもわかる。

瞬間光光源を用いた場合の Fig.4 では, マッハ・ディスクは確認できない。これは, マッハ・ディスクやバレル衝撃波が振動していること, また, マッハ・ディスクが全光路長に対して, 極めて小さいスケールであるので, マッハ・ディスクによる密度変化が小さいためと考えられる。一方, 連続光光源を用いた場合の Fig.3 では, 現象を時間積分して記録しているので, バレル衝撃波やマッハ・ディスクがはっきりとした波面として記録されている。また Fig.4 では Fig.3 と同様に, 円孔噴流上流に, 垂直に近い衝撃波を有する弓形衝撃波が確認できる。さらに, 瞬間光光源を用いた場合の Fig.4 では, 平板先端から境界層が発達していることがわかる。その後境界層は剥離して, 剥離衝撃波および多数の圧縮波を形成していること, さらに弓形衝撃波の上流で境界層厚さが急激に増大することが確認できる。

4.2 主流と噴流の運動量流束比による現象の整理

Schetz ら⁽⁵⁾と Billig ら⁽⁶⁾が整理した, 過去の超音速流中に噴出する円孔噴流の実験結果によると, 超音速主流中に垂直に円孔噴流を噴出させた場合, その貫通高さは, 次式で表される。

$$\frac{h}{d} \propto \left(\frac{P_j}{P_{eb}} \right)^\alpha \quad (1)$$

式(1)で右辺の圧力比は,

$$\frac{P_j}{P_{eb}} = \frac{P_2}{P_{eb}} \frac{P_j}{P_2} \quad (2)$$

と書くことができる。式(2)で, 噴射孔上流に発生

する弓形衝撃波は, 壁面近傍では垂直であるとすると⁽⁵⁾, p_2 は垂直衝撃波背後の圧力と取ることができる。

p_{eb}/p_2 については, 運動量流束比 J への弱い依存性があることがわかっているので⁽⁹⁾⁽¹⁰⁾, 次のように表すこととする。

$$\frac{p_{eb}}{p_2} \propto J^n \quad (3)$$

ここで, n は運動量流束比の実効背圧への依存性を示す。また, 運動量流束比 J の定義と垂直衝撃波の関係式より,

$$J = \frac{(\rho_j u_j^2)}{(\rho_1 u_1^2)} = \frac{\gamma_j p_j M_j^2}{\gamma_1 p_1 M_1^2} = \frac{p_j}{p_2} \frac{p_2}{p_1} \frac{1}{M_1^2} \quad (4)$$

$$\frac{p_2}{p_1} = \frac{2\gamma_1 M_1^2 - (\gamma_1 - 1)}{\gamma_1 + 1} \quad (5)$$

となるので, 式(4), (5)より, p_j/p_2 は次式となる。

$$\frac{p_j}{p_2} = \frac{p_1}{p_2} M_1^2 J = \frac{(\gamma_1 + 1) M_1^2}{2\gamma_1 M_1^2 - (\gamma_1 - 1)} J \quad (6)$$

本研究では, $\gamma_1 = 1.4$, $M_1 = 1.7$ および 3.3 なので, $2\gamma_1 M_1^2$ は $\gamma_1 - 1$ より十分大きく, 式(6)は次式となる。

$$\frac{p_j}{p_2} = \frac{(\gamma_1 + 1) M_1^2}{2\gamma_1 M_1^2} J = \frac{\gamma_1 + 1}{2\gamma_1} J \quad (7)$$

式(1), (2), (3), (7)より, 貫通高さ h/d は,

$$\frac{h}{d} \propto \left(\frac{p_2}{p_{eb}} \frac{p_j}{p_2} \right)^\alpha \propto \left(\frac{\gamma_1 + 1}{2\gamma_1} \right)^\alpha J^{(1-n)\alpha} \quad (8)$$

となり結局, 貫通高さは次式で示される。

$$\frac{h}{d} \propto J^{(1-n)\alpha} \quad (9)$$

貫通高さの実効背圧の関係について示す式(1)の整理方法を認め, 運動量流束比の実効背圧への依存性を示した式(3)を仮定するならば, 現象は, 式(9)

によって整理が可能となる。つまり, 貫通高さ h/d の運動量流束比 J に対する両対数グラフを描き, その傾きから $(1-n)\alpha$ を決定できる。

4.3 運動量流束比と貫通高さの関係

Fig.5 に貫通高さ h/d の運動量流束比 J に対する両対数グラフを示す。貫通高さ h/d は, 主流マッハ数 $M_1 = 1.7$ の時, 運動量流束比 J の $0.68 (= (1-n)\alpha)$ 乗, 主流マッハ数 $M_1 = 3.3$ の時, 運動量流束比 J の 0.70 乗に比例する。また, そのときの相関係数はそれぞれ 0.940 , 0.947 であるので, 円孔噴流の貫通高さは運動量流束比で整理可能であることがわかる。

過去の研究から, 静止流体中への円孔噴流を噴射した場合, $\alpha = 0.5$ とおける⁽⁵⁾ので, 超音速流中への噴射と静止流体中への噴射の差異として n を考える (つまり, $(1-n)\alpha$ において, $\alpha = 0.5$ として n を求める) と, $M_1 = 1.7$ の時, $n = -0.36$, $M_1 = 3.3$ の時, $n = -0.40$ となる。

つまり n の値はマイナスとなる。 p_2 は一定と考えられるので, n がマイナスであることは, 式(3)より, 運動量流束比 J の値が大きくなるにつれて実効背圧が小さくなることを示している。運動量流束比が大きくなるに伴って, 実効背圧が小さくなるという傾向は過去の結果⁽⁹⁾⁽¹⁰⁾とは逆である。しかし, 過去の結果では, 実験データ点が3点ないし4点であることや測定誤差が大きいこと, さらには噴射孔周りの壁面静圧の平均値を実効背圧としている (実効背圧としてどのような定義をすればいいのか定説がない) ことから注意を要する。

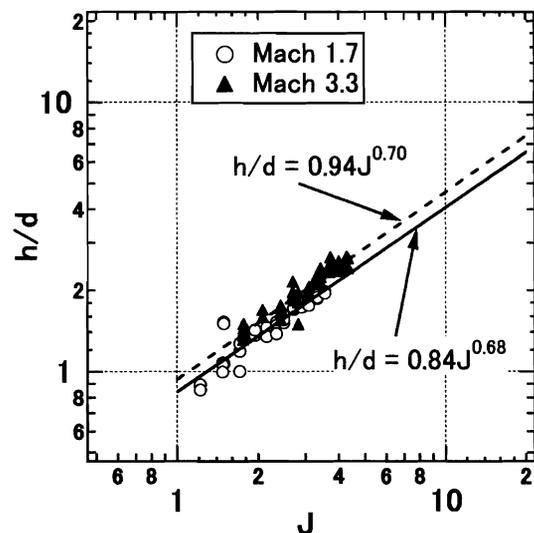


Fig.5 Correlation of the jet-to-freestream momentum flux ratio with the penetration height.

4.4 弓形衝撃波発生位置

Fig.6に、弓形衝撃波の離脱距離を円孔ノズル直径で無次元化した値 X_b/d と運動量流束比 J の関係を示す。ここで、離脱距離は円孔ノズル中心から弓形衝撃波の発生している位置までの距離（平板に対して平行方向）とした。Fig.6より、運動量流束比 J が増加するにつれて、弓形衝撃波の離脱距離はほぼ線形に増加することがわかる。

4.5 境界層剥離位置

Fig.7に、境界層の剥離距離と運動量流束比の関係を示す。ここで、剥離距離は円孔ノズル中心から剥離衝撃波発生位置（平板に対して平行方向）とした。Fig.7より、運動量流束比 J が増加するに従って、剥離距離が増加し、剥離位置が上流方向に移動することがわかる。

Fig.8に、境界層の剥離距離と弓形衝撃波の離脱距離の関係を示す。縦軸は、剥離距離を噴射孔直径で無次元化した値 X_s/d 、横軸は弓形衝撃波の離脱距離を噴射孔直径で無次元化した値 X_b/d である。また、図中の実線は $M_1=1.7$ の場合の回帰近似線、破線は $M_1=3.3$ の場合の回帰近似線である。Fig.8より、弓形衝撃波の離脱距離の増大（弓形衝撃波が噴流からより離れた位置に発生すること）に伴い、剥離距離が増加していることがわかる。また、図中の近似式より、弓形衝撃波の離脱距離の増加の割合に対する剥離距離の増加の割合は、 $M_1=1.7$ では $2.37 (=X_s/X_b)$ 、 $M_1=3.3$ では $5.85 (=X_s/X_b)$ となり、弓形衝撃波が噴流から離れる割合よりも剥離距離が増加する割合の方が大きいことがわかる。これは、運動量流束比 J が増加すると、弓形衝撃波と境界層との干渉作用が強まり、円孔噴流からの擾乱がより上流に伝わるためではないかと考えられる。

4.6 運動量流束比と実効背圧の関係

Fig.5より、運動量流束比 J が増加するに伴って、実効背圧は減少することがわかった。さらに、Fig.6, 7, 8より、運動量流束比 J が増加すると、弓形衝撃波は噴流からより離れて発生するようになり、噴射孔から剥離衝撃波の発生する位置までの距離は増大する。また、弓形衝撃波が噴流から離れる割合より剥離距離が増加する割合の方が大きいことがわかった。

以上の結果を踏まえて、運動量流束比 J と実効背圧 p_{eb} の関係について、次のように考察した。

運動量流束比 J が増加すると（噴流の噴射圧力

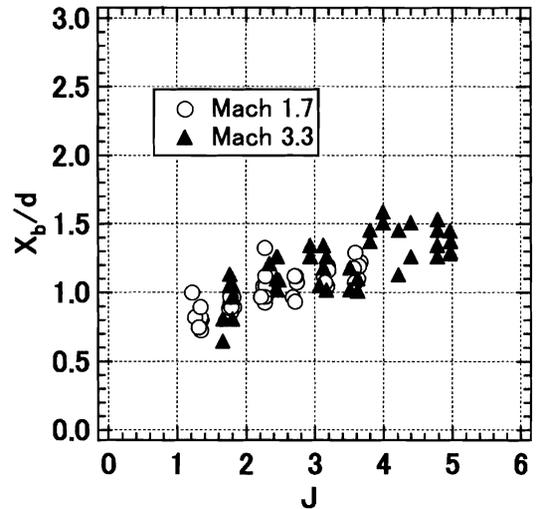


Fig.6 Correlation of the jet-to-freestream momentum flux ratio with the scale of bow shock in flow direction.

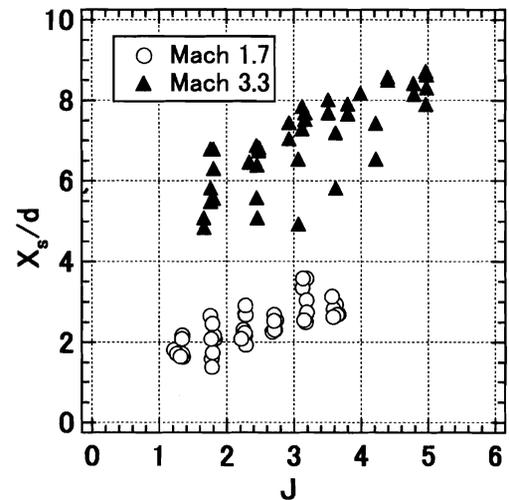


Fig.7 Correlation of the jet-to-freestream momentum flux ratio with the separation distance.

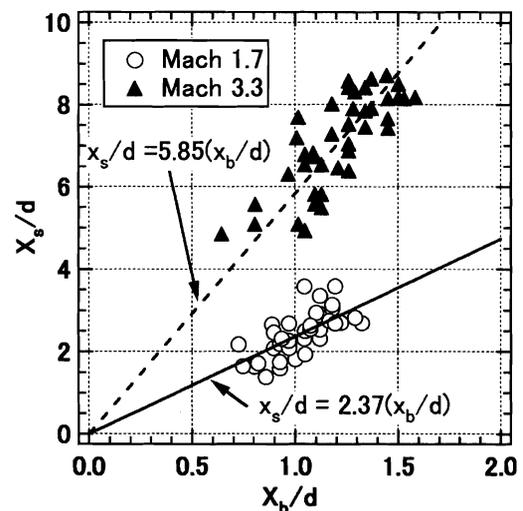


Fig.8 Correlation of the scale of bow shock in flow direction with the separation distance.

が増加すると), 弓形衝撃波は前方へ移動し, 境界層の剥離点も上流へ移動する. したがって, 流れは剥離衝撃波背後のより多数の斜め圧縮波を通過した後, 弓形衝撃波により圧縮される. 言い換えれば, 弓形衝撃波による圧縮はより多数の圧縮波の通過後, すなわち, 境界層の影響(摩擦)を伴う断熱圧縮後に行われるので, その背後の圧力はより低くなる. すなわち実効背圧 p_{eb} は小さくなる.

つまり, 多数の圧縮波と境界層の摩擦の影響のために, 主流のマッハ数が理想的な状態より減少し, 弓形衝撃波が弱まって, その背後の圧力が低くなると考えることができる.

5. 結言

本研究では, スクラムジェットエンジン内の燃料の混合問題に関連して, 噴流と超音速流れとの干渉現象を解明する目的から, 超音速流中に置かれた平板より, 円孔不足膨張噴流を流れに対し垂直に噴出させ, 流れ場を詳細に調べた. 得られた結果を要約すると以下の通りである.

- (1) 円孔噴流の貫通高さは運動量流束比で整理可能である.
- (2) 貫通高さと運動量流束比の関係から, 運動量流束比が大きくなるにつれて, 噴流出口近傍の圧力の代表値である実効背圧が小さくなるという結果を得た.
- (3) 運動量流束比の増加にともなう実効背圧の減少は, 円孔噴流によって, 境界層の発達が促されるためと考え, 円孔噴流によって生じる境界層の剥離距離, 弓形衝撃波の離脱距離を測定した. その結果, 運動量流束比が大きくなるにつれて, 剥離距離が増加し, 弓形衝撃波は噴流より, より離れた位置に発生した.
- (4) 境界層と剥離衝撃波, 弓形衝撃波の干渉作用が, 噴流周りの圧力(実効背圧)を小さくする原因と推測した.

謝辞

研究の一部は, 文部省科学研究費基盤研究(c)(2), 11650938 による. 実験には本学大学院三浦淳二氏, 村越将哉君, 本学卒業生関矢頭範君, 宮嶋禎君の協力をいただいた. 付記して謝意を示す.

参考文献

- (1) 日本航空宇宙学会編, 第2版航空宇宙工学便覧, 丸善, (1992), p540.
- (2) 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.
- (3) Gregory J. McCann and Rodney D. W. Bowersox, Experimental Investigation of Supersonic Gaseous Injection into a Supersonic Freestream, AIAA Journal, Vol.34, No.2 (1996), p317-323.
- (4) Mark P. Wilson, Rodney D. W. Bowersox, and Diana D. Glawe, Experimental Investigation of the Role of Downstream Ramps on a Supersonic Injection Plume, Journal of Propulsion and Power, Vol.15, No.3 (1999), p432-439.
- (5) J. A. Schetz, P. F. Hawkins, and H. Lehman, Structure of Highly Underexpanded Transverse Jets in a Supersonic Stream, AIAA Journal, Vol.5, No.5 (1967), p882-884.
- (6) F. S. Billig, R. C. Orth, and M. Lasky, A Unified Analysis of Gaseous Jet Penetration, AIAA Journal, Vol.9, No.6 (1971), p1048-1058.
- (7) Edward E. Zukoski and Frank W. Spaid, Secondary Injection of Gases into a Supersonic Flow, AIAA Journal, Vol.2, No.10 (1964), p1689-1696.
- (8) S. Crist, P. M. Sherman, and D. R. Glass, Study of the Highly Underexpanded Sonic Jet, AIAA Journal, Vol.4, No.1 (1966), p68-71.
- (9) D. E. Everette, M. A. Woodmansee, J. C. Dutton, and M. J. Morris, Wall Pressure Measurements for a Sonic Jet Injected Transversely into a Supersonic Crossflow, Journal of Propulsion and Power, Vol.14, No.6 (1998), p861-868.
- (10) M. R. Gruber, and L. P. Goss, Surface Pressure Measurements in Supersonic Transverse Injection Flowfields, Journal of Propulsion and Power, Vol.15, No.5 (1999), p633-641.
- (11) 棚橋美治, 栗田充, 中村佳朗, 極超音速鈍頭物体の底面部圧力におけるジェット干渉効果, 日本航空宇宙学会論文集第47巻, 第546号(1999), p291-297.
- (12) 杉山弘, 室蘭工業大学新設「航空基礎工学講座」と「マッハ4超音速風洞」について, 日本航空宇宙学会学会誌第48巻, 第552号(2000), p58-59.
- (13) 松尾一泰, 圧縮性流体力学 内部流れの理論と解析, 理工学社, (1994), p261-266.