

ランプ型インジェクタによる超音速混合現象の数値解析

山根 善行^{*1} 澤口 誠一^{*1} 安藤 安則^{*1} 麻生 茂^{*2} 坂田 公夫^{*3}

A Numerical Study on Supersonic Mixing Phenomena with Ramp Injector

by

Yoshiyuki YAMANE^{*1} Seiichi SAWAGUCHI^{*1} Yasunori ANDO^{*1}

Shigeru ASO^{*2} Kimio SAKATA^{*3}

Abstract

Numerical and experimental study were conducted to investigate the mixing phenomena in supersonic flow field of ram/scramjet combustor. A parallel injection method with ramp injector was selected and the effects of oblique shock impingement on supersonic mixing layer generated from the ramp had been studied. The patterns of shock waves were visualized by schlieren image. Numerical results of static pressure on the wall surface and spatial pitot pressure contours had good agreement with experimental data. Numerical results captured the structures of flow field clearly, which were the generating process of a pair of streamwise vortices and the vortical roll-up of the jet. The effects of a compression angle of shock-generator, which has a slope to generate oblique shock wave, and distance from injection plane to the one were investigated. As a results of this study, oblique shocks impingement have an important roll to enhance fuel-air mixing same as the streamwise vortices generated by ramp injector. The compression angle of shock-generator is considerable parameter to enhance fuel-air mixing rather than the distance from injection plane to the shock-generator.

1. 緒言

ラム/スクラムジェットエンジンは超音速輸送機用の推進機関として研究が行われている。このエンジンでは、酸化剤である流入空気が高速で燃焼器内を通過するため、燃料と空気を如何に素早くまた効率良く混合させるかが重要な課題の一つとなっている。本研究は、燃焼器内における燃料と空気の混合を促進する方法に関するものである。

超音速流と並行に燃料を噴射する方法は、圧力損失が低く、噴出流の運動量が推進に寄与するという点が有利とされているものの、流入空気中への貫通が弱いいため、単純な形状では混合が十分に行われず、燃焼効率が上がらないという問題がある。そのため近年では燃料を噴射する部分の壁面形状やノズル内部形状を変化させる等の燃料噴射方式を工夫する研究^{(1)・(2)}が数多く行われてきている。

これまで著者らは、ランプ型インジェクタ^{(3)・(6)}を用いて、主流と並行に燃料を噴射した時の混合流れ場を対象として数値計算と風洞実験により研究を行ってきた^{(7)・(8)}。ランプ型インジェクタは、圧縮性流れの中でもその成長が抑制されにくい流れ方向に軸を持つ渦（縦渦）を生成することで大規模乱流による混合促進をねらったものである。これまでの研究では、縦渦の生成を伴う流れ場構造について明らかにしてきた。本論文では、この流れ場に斜め衝撃波を干渉させた時に生じる混合促進効果について議論した。なお、本研究の最終的な目的は、超音速混合流れ場における有効な混合促進法を探るとともにその構造を解明することである。

2. 数値解析手法と対象流れ場

数値解析は、時間平均化した3次元圧縮性流れに対するNavier-Stokes方程式をHarten-YeeのTVD法⁽⁹⁾で解いた3次元圧縮性流れ解析コードAIKOF3⁽¹⁰⁾を用いて行った。流れ場は準定常で扱い、計算では局所時間進行法を用いた。化学種成分は空気を窒素と酸素の混合

*1 石川島播磨重工業株式会社 技術研究所

*2 九州大学工学部航空工学科 助教授

*3 航空宇宙技術研究所 原動機部 室長

気体として扱い、噴出二次流とあわせて三成分とした。窒素と酸素の質量分率は76.8%：23.2%とした。また、乱流粘性の計算にはBaldwin-Lomax代数方程式型モデル⁽¹¹⁾を用いた。主流、二次流の流れ条件は、後述の超音速風洞実験での気流条件を入力しており、主流・二次流とも全温は常温である。解析は航技研NWTを用いて行った。

本実験で対象としたランプ型インジェクタおよびショックジェネレータのモデル図および実験模型例の写真を図1，2に示す。ランプは単一のUnswep型を用いた。ランプ形状は、最近の研究例^{(3)・(6)}を参考に、主流に対して 10° のくさび角を与えた。下流側に面した二次流噴出面の断面寸法は $13 \times 13 \text{ mm}$ であり、この高さ h を基準寸法とした。なお、二次流噴出孔の直径は 5 mm である。また斜め衝撃波を作り出すためのショックジェネレータをランプ下流に設置した。今回は、このショックジェネレータの主流に対するくさび角 β を $0 \sim 15^\circ$ の間で変化させるとともに、噴射面からの距離 ls を $10 \sim 30 \text{ mm}$ の間で変化させた。パラメータの組合せを表.1に示す。

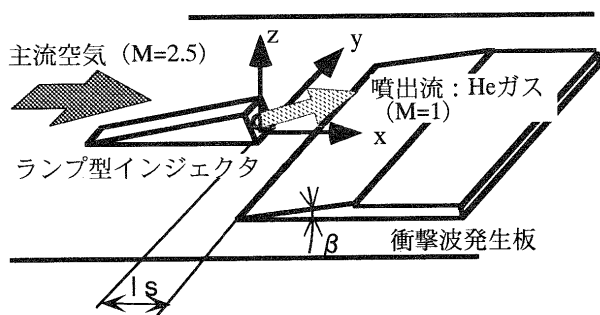


図1. 対象形状とパラメータ

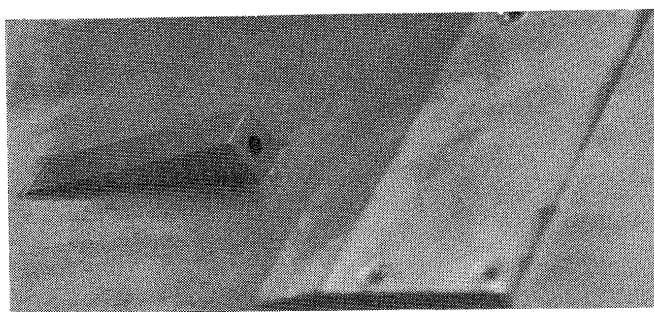


図2. 実験模型写真 ($\beta = 10^\circ$, $ls = 20 \text{ mm}$)

表.1 パラメータ組合せ

ケース名	衝撃波発生板	圧縮角 β [deg.]	噴射面からの距離 ls [mm]
NSG	なし	0	—
S.G.-A	あり	5	20
S.G.-B	あり	10	20
S.G.-C	あり	15	20
S.G.-D	あり	5	10
S.G.-E	あり	5	30

3. 超音速風洞による検証実験

実験は、IHI相生工場内の超音速風洞⁽¹²⁾にて行った。本風洞の測定部断面寸法は $200 \times 250 \text{ mm}$ の矩形であり、主流マッハ数 M は2.5である。測定部に主流に平行に平板を固定し、その表面に楔形のランプ型インジェクタおよびショックジェネレータを設置した。

主流条件はマッハ数 $M=2.5$ 、全圧 $p_0=500 \text{ kPa}$ 、全温 $T_0=273 \text{ K}$ であり、噴出二次流はマッハ数 $M=1.0$ 、 $p_0=220 \text{ kPa}$ 、 $T_0=273 \text{ K}$ である。

風洞実験は、衝撃波パターンを観察するシュリーレン法による可視化を行うとともに、数値計算結果の検証を行うため、ランプ型インジェクタ下流における壁面静圧分布を測定した。さらに、空間的な流れ場構造の調査および計算結果の三次元的信頼性の評価のため、ピトー管を用いて流れを横断する面内におけるピトー圧分布の測定を実施した。

4. 結果と考察

4.1 計算領域と計算格子

計算領域は、ランプの中心軸を通る断面を対称境界と仮定して、その片側のみを対象とした。解析対象領域を図3に、計算格子例を図4にそれぞれ示す。計算格子のサイズは11万6千点 ($70 \times 32 \times 52$) である。

4.2 流れ場特性について

実験で撮影したシュリーレン写真および計算結果の密度分布から密度勾配を算出した数値シュリーレン画像を図5，6に示す。流れ場の特徴は、主に以下のも

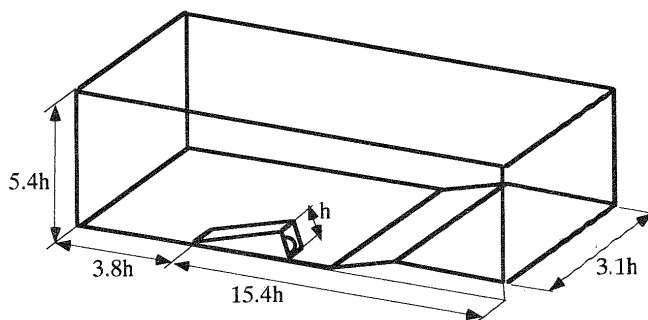


図3. 計算対象領域

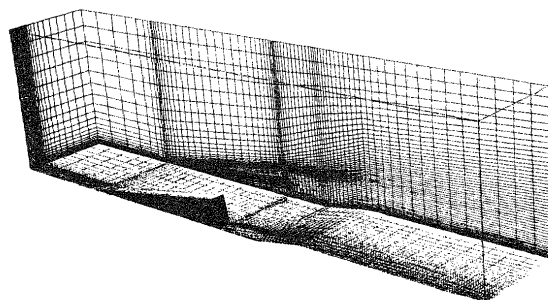


図4. 計算格子例 ($\beta = 10^\circ$, $ls = 20 \text{ mm}$)

のである。

- ランプ起点から生じる圧縮波
- ランプ頭頂部から主流が流れ落ちて生じる膨張波
- 噴出二次流の不足膨張で生じるバレルショック
- cがbと干渉して生じる圧縮波
- ショックジェネレータにより生じる圧縮波

混合層の部分ではかなり複雑な三次元的流れが形成されると考えられる。

4.3 圧力分布について

(1) 壁面静圧分布

図7にショックジェネレータなしの場合のランプ下流における壁面静圧分布を、実験と計算結果を比較して示す。ランプ後方とランプ側端から斜めに拡がる形で、圧力の低下する領域が存在するが、前者はランプの影になる部分で生じた圧力低下、後者はランプ側壁から生じている膨張波によるものである。計算結果は実験と定性的に良く一致した。一方で、ランプ背後の低圧領域および外側に向かって斜めに走る圧力下降部分で、圧力低下を十分捕らえ切れておらず、計算結果はやや拡散的になった。

(2) 流れ横断面内ピトー圧力分布

図8に、流れを横断する面内で測定したピトー圧断面分布を、計算結果と比較して示す。ここに示したのは $\beta=10$ 度、 $ls=20$ mmの場合である。なお、断面位置は $x/h=4.6$ である。この位置ではショックジェネレータの表面は主流に平行になっており、図中にこの表面位置を示してある。左側に計算結果を右側に実験結果を示した。これを見ると、斜め衝撃波によるものと思われる圧力の上昇した領域が混合領域の側方に存在する。また、中心からずれた位置に圧力の山が存在するが、

これは縦渦の影響によるものと考えられる。

実験結果と計算結果の分布形状は良く一致しており、衝撃波の影響も捕らえている。この結果から、数値計算結果は流れ場の空間的な構造に対しても信頼性を保っていると言える。

4.4 混合特性について

図9と図10に、流れを横断する面内における噴出流濃度分布を示す。噴出面からの距離が $x/h=4.6, 7.7$ の二断面を並べて示した。それぞれの図は、ショックジェネレータの角度 β と距離 ls を変化させた場合について比較したものである。これより、以下のことが言える。

- 1) 全体的な特徴として、縦渦による巻き込み作用が起り、最終的にはランプ中心軸を通る面を挟んで離れたところに二つのピークを持つ分布になる。
- 2) β が大きくなるにつれて拡散はより早く生じるが、 $\beta=15$ 度の場合は10度の場合よりも拡散が進まず、 $\beta=10$ 度で最も濃度ピークの値が低くなるという結果になった。
- 3) 一方で、 ls を変えた時も、20mmの場合が濃度の最大値が最も低くなる結果となった。これより、

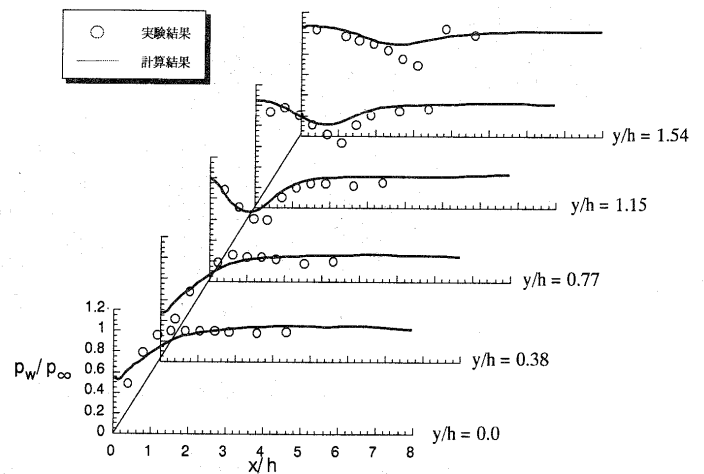


図7. 壁面静圧分布

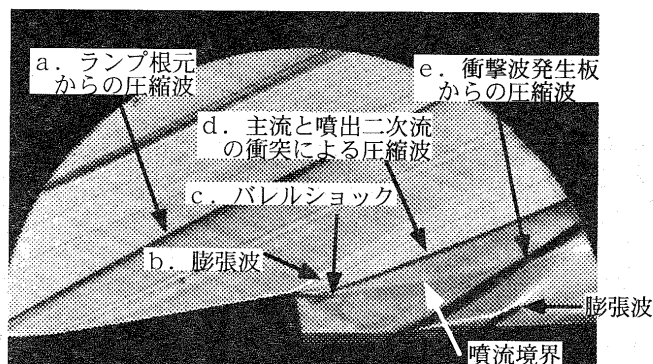


図5. シュリーレン写真

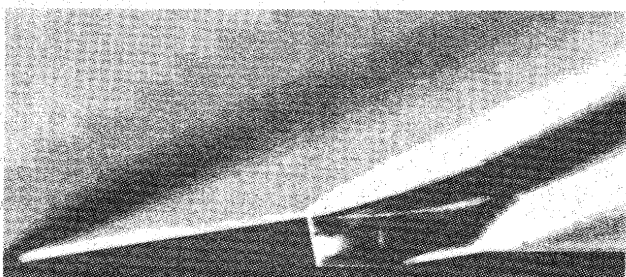
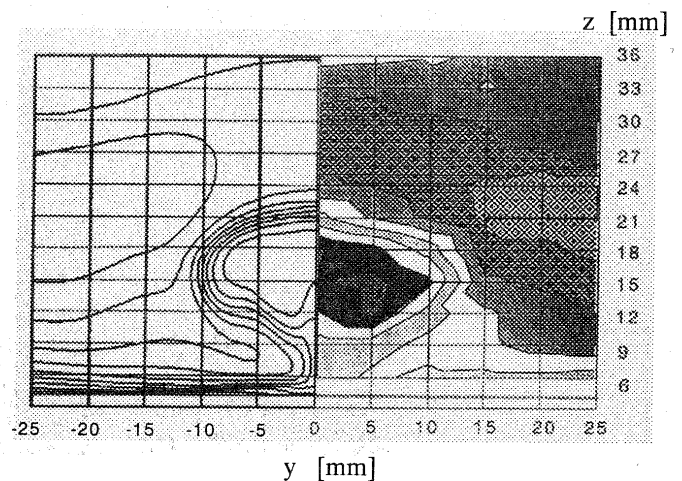


図6. 数値シュリーレン画像



計算結果 実験結果
図8. ピトー圧断面分布の比較 ($x/h=4.6$)

10mmの場合よりも20mmの場合の方が、縦渦の巻き込みによる拡散の影響をより強く受けたと考えられる。

4.5 流れ場中の循環による縦渦の評価

ランプ型インジェクタによって形成される流れ場では、流れ方向に軸を持つ渦（縦渦）が特に混合促進に大きな役割を果たすと言われる。流れ場内に生じている縦渦について、流れ軸に垂直な断面（y-z面）に対して渦度を積分した循環 Γ を用いて評価する。循環の定義とStokesの定理に基づいて、循環 Γ は、

$$\Gamma = \oint_S \vec{\omega} \cdot \vec{n} dS \quad (1)$$

で表される。平面内の渦度の積分は、各格子点における値の総和として以下の式で計算される。

$$\Gamma = \sum (\omega_{i,j} \cdot n_{i,j} dS_{i,j}) \quad (2)$$

図11および図12に、ショックジェネレータのくさび角 β の大きさについて比較した場合とランプ噴射面からの距離 ls について比較した場合の結果をそれぞれ示す。なお、これらの図では流れ方向の位置は、ランプの起点を原点とする l/h 系で示してある。ランプのくさび起点から渦度の生成がはじまり、ランプ端面で主流の回り込みと剪断層の形成によって尖鋭的な分布を示し、その後、渦は拡散しながらその渦度を減少していく。ショックジェネレータを伴う場合は、斜め衝撃波の干渉する位置付近で、その影響によるものと推測される再立ち上がりを示している。

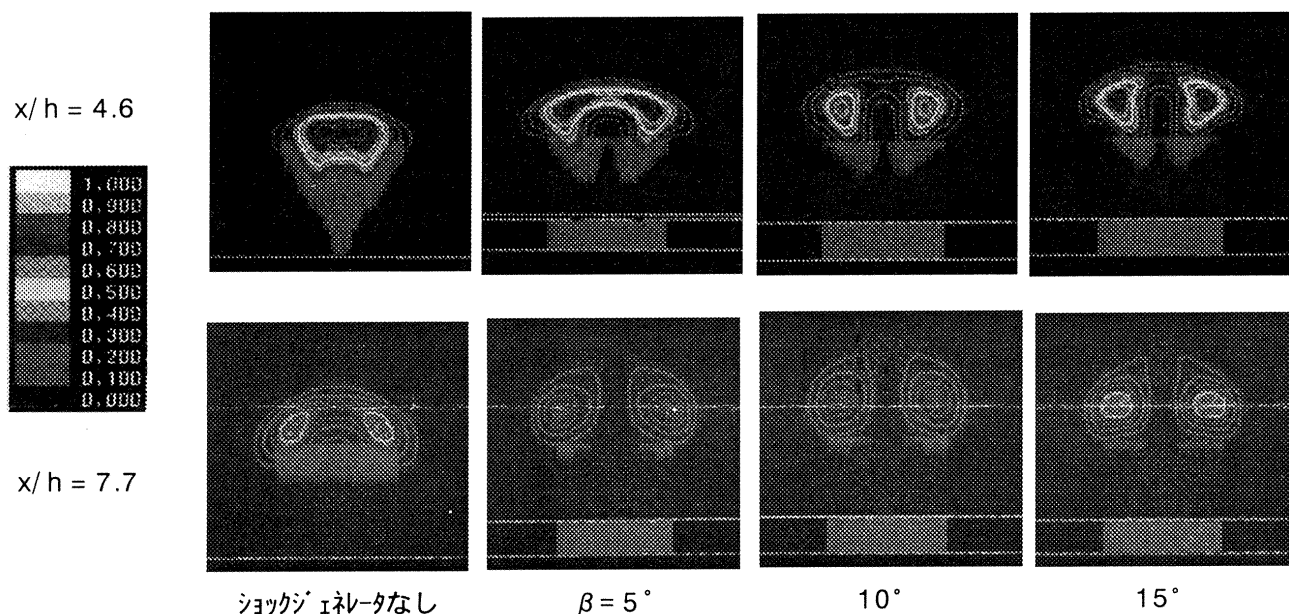


図9. 噴出流の流れ横断面内濃度分布： β の違いによる比較（ $ls=20mm$ ）

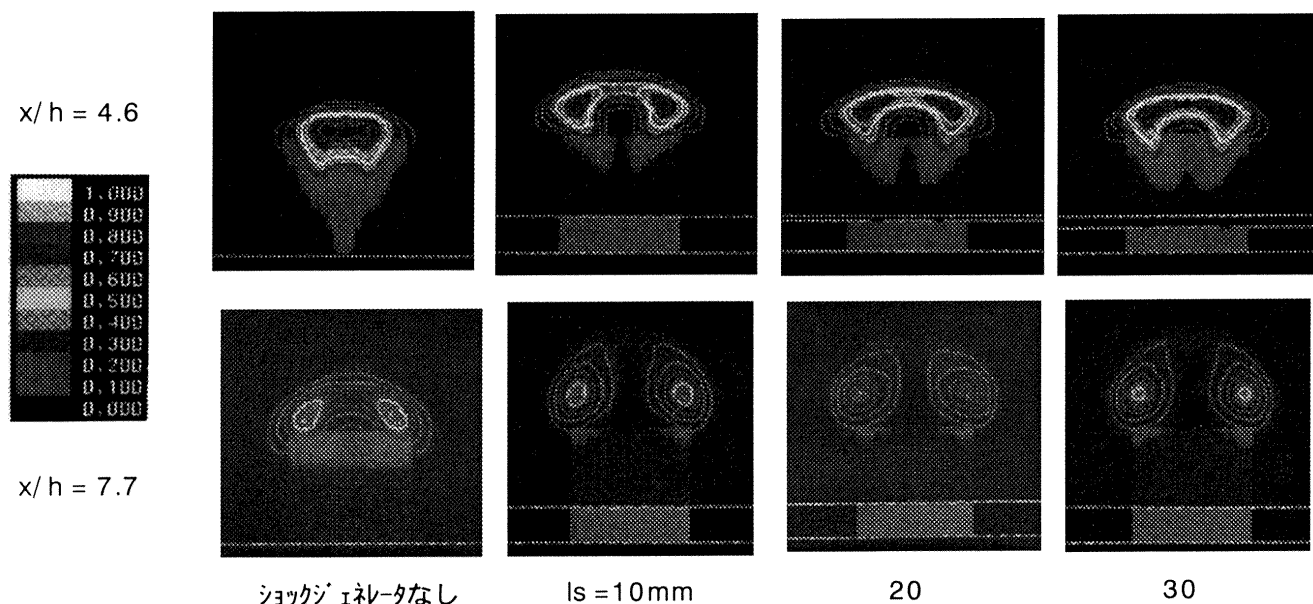


図10. 噴出流の流れ横断面内濃度分布： ls の違いによる比較（ $\beta=5^\circ$ ）

ショックジェネレータのくさび角の違いによる変化は、くさび角が大きくなるにつれて、再立ち上がりでの渦度の増加量が増える。しかしながら、15度の場合にはその増加は少なくなった。一方で、ショックジェネレータ位置の違いによる影響を見ると、再立ち上がりの位置が斜面の位置の違いに合わせてずれるものの、ある距離（ここではおよそ $x/h=9$ ）より下流においては、最終的に循環の値はほとんど等しくなる。

以上より、ショックジェネレータを付けた場合は、流れ場内に生成する循環の量が大きくなることが観察された。生成する循環の大きさに関しては、ショックジェネレータの位置よりも斜面のくさび角の方がより支配的なパラメータであり、くさび角を大きくするほど、この効果が強いことが観察された。

4.6 混合の評価

混合を評価するパラメータとして、可燃濃度燃料分率を用いた。これは、ある流れ横断面内（ yz 面）において、局所濃度が水素の可燃範囲（4~75Vol%）に達している領域の局所燃料質量を積分した値の、断面

全体の燃料質量合計に対する割合を示している。式で表すと、以下ようになる。

$$\langle \text{可燃濃度燃料分率} \rangle = m_{\text{mix}} / m_0 \quad (3)$$

$$m_{\text{mix}} = \sum \phi(f_i) (\rho_i u_i dA_i)$$

$$\phi = 1 \quad (0.04 \leq f_i \leq 0.75)$$

$$\phi = 0 \quad (0 \leq f_i < 0.04, 0.75 < f_i \leq 1.0)$$

$$m_0 = \int_S \rho u dA : \text{断面 } S \text{ 内に存在する二次流の総質量}$$

図13と図14に、ショックジェネレータくさび角 β の大きさとランプ噴射面からの距離 ls について比較した結果をそれぞれ示す。まず β による影響を見ると、今回のショックジェネレータの位置（ $ls=20\text{mm}$ ）では、 β が5~10度の範囲では、混合は促進されて、より短い距離で混合が行われるようになる。しかしながら、 $\beta=15$ 度のS.G.-Cになると逆に混合は悪化し、 $\beta=10$ 度のS.G.-Bのケースで最も混合が良くなる、という結果になった。一方で、 ls の影響についてみると、三条件

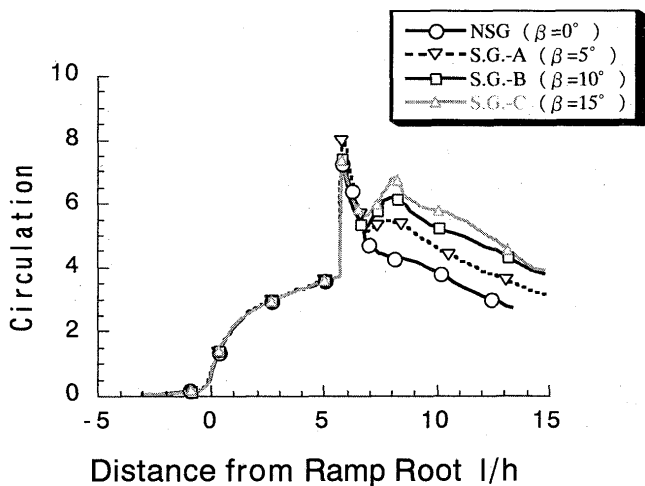


図11. 流れ場内の循環生成の比較
: β の違いによる比較

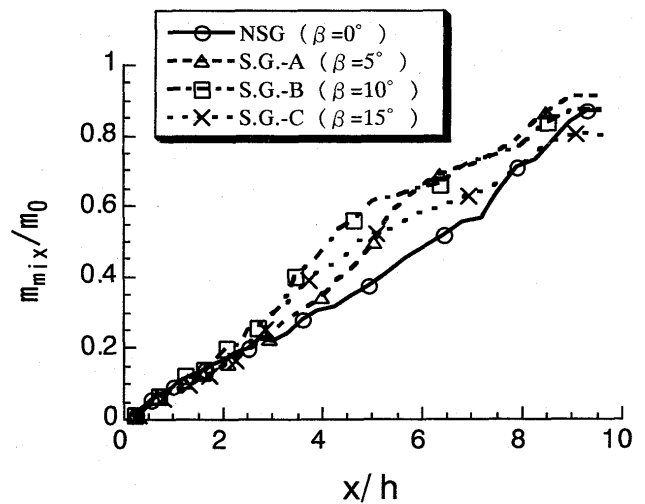


図13. 混合効率の比較（ β の影響）

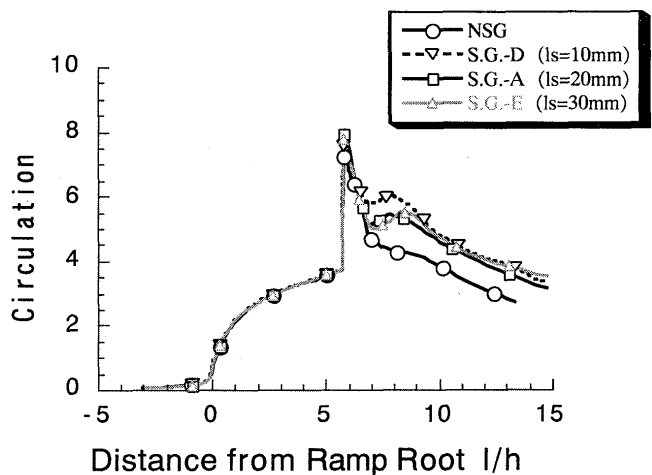


図12. 流れ場内の循環生成の比較
: ls の違いによる比較

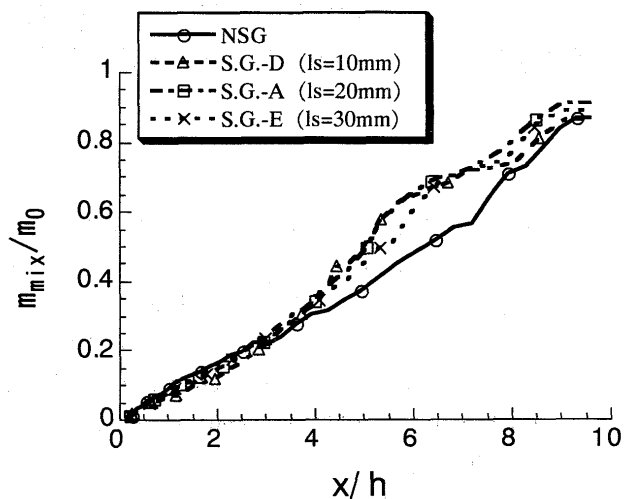


図14. 混合効率の比較（ ls の影響）

ともショックジェネレータがない場合より明らかに混合は向上したが、 ls を変化させても差はあまり見られなかった。これより、衝撃波発生板の位置の違いは混合促進効果へあまり影響しない、と考えられる。

以上のことから、斜め衝撃波を干渉させた時、混合が促進されることが確認された。ショックジェネレータの形状と噴出二次流の混合促進の関係に関しては、衝撃波を発生させる斜面の角度が、ある範囲内では混合促進効果は強くなるが、角度を大きくし過ぎると逆に混合は悪化した。今回の条件では、最適な角度は10度付近であった。一方、ショックジェネレータの位置を変えてもあまり混合効果に影響しない。

5. まとめ

ランプ型インジェクタを用いた並行噴射方式による超音速混合流れに対して下流に斜面を設置し、斜め衝撃波を発生させた時の混合効果への影響について研究を行った。斜め衝撃波を発生させるためにランプ型インジェクタ下流に設置した斜面のくさび角および二次流噴射面との距離を変化させた時の、流れ場構造および混合効果に及ぼす影響について調べ、以下のことが分かった。

(1) ショックジェネレータを付けた場合は、流れ場内に生成する循環の量が大きくなった。この時、ショックジェネレータのくさび角 β の影響は、角度が増すにつれて渦度強度も高まるが、ある値以上ではその効果はなくなる。

(2) ショックジェネレータの角度がある範囲内では、濃度ピーク値の低下は速くなり混合も良くなる。一方、ある程度以上までいくと、それ以上は混合の向上は見られず、逆に混合が悪化した。今回は、ショックジェネレータの角度 β が5~10度の範囲で混合は向上したが、15度では悪化した。

(3) 噴出面からショックジェネレータまでの距離 ls は、斜面のくさび角 β と比較してあまり混合に影響を与えない。

〔参考文献〕

- [1] Scott D. Stouffer and G. Brurton Northam, "Comparison of Wall Mixing Concepts for Scramjet Combustors", AIAA Paper No.94-0587, 1994.
- [2] Y. Haimovitch, E. Gartenberg, A. Sidney Roberts, Jr. and G. Brurton Northam, "An Investigation of Wall Injectors for Supersonic Mixing Enhancement", AIAA Paper No.94-2940, 1994.
- [3] I. A. Waitz, F. E. Marble and E. E. Zukoski, "Investigation of a Contoured Wall Injector for Hypervelocity Mixing Augmentation", AIAA J., Vol.31, No.6, June 1993.

tion of a Contoured Wall Injector for Hypervelocity Mixing Augmentation", AIAA J., Vol.31, No.6, June 1993.

[4] J. P. Drummond, M. H. Carpenter, D. W. Riggins and M. S. Adams, "Mixing Enhancement in a Supersonic Combustor", AIAA Paper No.89-2794, 1989.

[5] G. B. Northam, I. Greenberg and C. S. Byington, "Evaluation of Parallel Injector Configurations for Supersonic Combustion", AIAA Paper No.89-2525, 1989.

[6] D. O. Davis and W. R. Hingst, "Progress Toward Synergistic Hypermixing Nozzles", AIAA Paper No.91-2264, 1991.

[7] Y. Yamane, Y. Ando, S. Aso, M. Tannou and M. Fukuda, "A Numerical Study on Mixing of Supersonic Flow Fields with Parallel Injections through Ramp Nozzle", AIAA Paper No.94-2944, 1994.

[8] 山根, 澤口, 安藤, 麻生, 福田 "並行噴射方式における超音速空力混合促進の研究", 第35回航空原動機・宇宙推進講演会講演集

[9] H. C. Yee and A. Harten, "Implicit TVD Schemes for Hyperbolic Conservation Laws in Curvilinear Coordinates", AIAA Paper No.85-1513, 1985.

[10] T. Fujimori, M. Kawai, H. Ikeda, Y. Ando, Y. Ohmori, S. Aso and M. Fukuda, "Numerical Prediction of Two and Three Dimensional Sonic Gas Transverse Injections into Supersonic Flow", AIAA Paper No.91-0415, 1991.

[11] B. S. Baldwin and H. Lomax, "Thin Layer Approximation and Algebraic Model for Turbulent Flow.", AIAA Paper 78-257., 1978.

[12] T. Fujimoto, S. Sawaguchi and K. Hanawa, "CVL Application for Supersonic Wind Tunnel of Blow-Down Type", AIAA Paper No.94-2574, 1994..