

超音速流中への噴射に関する3次元数値解析

横田 和彦* 梶 昭次郎**

The Three-Dimensional Numerical Analysis of Injection into a Supersonic Flow

by

Kazuhiko YOKOTA

Graduate School, University of Tokyo

Shojiro KAJI

Department of Aeronautics and Astronautics, University of Tokyo

ABSTRACT

The supersonic flow and mixing fields with a perpendicular air injection from a finite length slit are investigated by solving the three-dimensional full Navier-Stokes equations and the two chemical species conservative equations. As the turbulent model, the subgrid scale model of the large eddy simulation is employed. The Yee's type upwind total variation diminishing scheme is applied for the convective terms of the governing equations. The dissipation terms are evaluated by the central difference. The time integration is performed by using the Lower-Upper factored implicit method.

Two slit angle cases of 90° and 45° are treated. The experimental measurements are performed in order to confirm the reliability of the three-dimensional numerical code. The numerical results are compared with the experimental ones as regards the Pitot pressure distributions. The numerical results fairly agree with the experimental data both qualitatively and quantitatively. In the numerical simulation, the main flow air and the injected air are treated as the different species, so the mixing fields can be examined. From the results in case of the 90° slit angle, even though the injection slit is long enough, the flow and mixing fields are rather three-dimensional because of the existence of both side ends. Furthermore, in case of the 45° slit angle, the flow and mixing fields are more three-dimensional, and the mixing is enhanced. All the results show that a part of the main flow which gets into downstream side of the slit influences on the mixing augmentation in the higher order than the vortex flow in the vicinity of the slit ends.

1. はじめに

スクラムジェットエンジン開発の中心的な研究課題は、材料的なことを別にすれば、超音速燃焼である。しかも、燃焼室という限られた領域（長さ）のなかで、超音速燃焼を実現しなければなら

ない。したがって、この超音速燃焼実現のためには、燃焼の準備段階として、超音速主流と噴射燃料を十分に混合させておくことが不可欠である。ところが、超音速流中では、亜音速の混合層や剪断層において見られる様々な不安定現象が衰退あるいは安定化するために、混合層の成長がかなり

* 東京大学大学院（現在：大阪大学基礎工学部機械工学科）

** 東京大学工学部航空宇宙工学科

低下することが知られている。このような事情から、近年では燃焼よりもむしろ混合（促進）に研究の重点が移ってきている。したがって、超音速流中での混合の促進や制御といった課題は、ようやく始まったばかりとあってよい。したがって、従来の研究では水素の分布領域の拡がりによって混合促進を評価していることが多い。しかし、混合機構の解明のためには、より定量的な評価方法が必要である。そこで、本研究では、燃焼可能な燃料の質量分率を表わす混合効率を導入することによって、混合を定量的に評価する。

一方、燃料噴射は必然的に損失を伴うが、混合が促進されたとしても、噴射に伴う損失が極端に増加することは実用的に非常に問題である。したがって、混合の促進と損失の抑制を同時に考慮しなければならない。このことから、混合促進と同時に、それに伴う損失の評価を行なうことも重要であることがわかる。そこで、本研究では、流量平均全圧損失によって、損失を評価する。

さらに、従来、超音速流中への3次元垂直噴射に関する研究では、円孔からの噴射を扱う場合がほとんどである。しかし、円孔噴射に関するのみでは、3次元超音速流中での混合の特性に関する研究は、不十分であると考えられる。したがって、本研究では、2次元流れに関する研究と3次元流れに関する研究の補間的研究を行うことができる有限長スリットを研究対象とすることにした。有限長スリットの模式図を図1に示す。

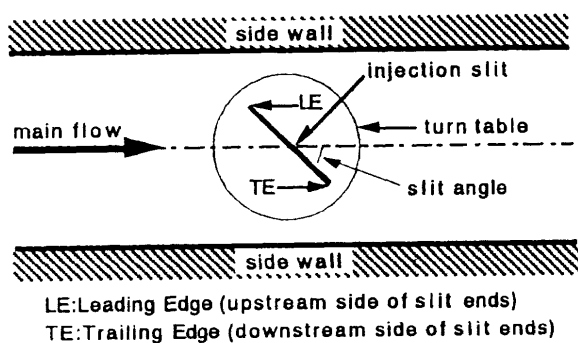


図1. 有限長スリット模式図

以上のことから、本研究では、有限長スリットからの垂直噴射を伴う超音速流中での混合場を混合効率と全圧損失によって総合的に扱うことによって、超音速流中での混合特性を明らかにすることを目的とする。さらに、スリットを傾けてよ

り3次元的な流れ場を実現させることによって、流れの3次元性が混合に与える影響を調べる。

2. 数値計算法

支配方程式は、3次元完全Navier-Stokes方程式と化学種の保存方程式2式である。乱流モデルとして、LESのSGSモデルを圧縮性流体用に改良したモデル[1]を採用した。

数値計算法として、対流項には超音速流中に存在する不連続を明瞭に捕らえることができるTVDスキームを適用した。また、粘性項は中心差分で評価した。そして、計算時間短縮のために、時間進行は陰的に行なった。ただし、対流項のみ陰的に取り扱った。ここで、現在広く採用されているADI法は、3次元計算において、無条件不安定となることが知られている。そこで本研究では、3次元計算でも無条件安定スキームであるLU分解法を採用した。実際の計算では、それを対角化したスキーム[2]を使用して、計算量を低減している。

3. 計算条件

計算に先駆けて、流路断面140×140mmの超音速風洞において、1×80mmの有限長スリットからの空気の垂直噴射を伴う流れ場に関して、Pitot圧の測定を行なった。ただし、噴射気体は空気である。実験条件は、主流がマッハ数2.9、全圧0.415MPa、全温283K、であり、噴射流がマッハ数1.0、全圧0.446MPa、全温283K、である。また、図1にはスリット角が示されているが、スリット角として、90°と45°を選択した。計算条件もこれらに合わせている。

計算領域は、主流(x)方向は、スリット上流に170mm、下流に270mm、流路幅(y)方向は、風洞と同じく140mm、高さ(z)方向は、風洞の下壁側半分の70mm、とした。また、計算格子は、x、y、z方向に71×31×31である。

境界条件は、入口境界(x=1)では、計算領域の上流に50cmの固体壁を仮定した場合の乱流速度境界層分布を与えた。そして、下壁(z=1)および側壁(y=1, 31)には、固体壁(滑りなし)条件を課した。出口(x=71)および上面(z=31)は流出条件を課した。また、下壁の噴射境界では5×11の格子点に噴射条件を一様に課している。

実験では、噴射気体は空気であるので、計算でもそれに合わせているが、支配方程式に化学種の保存方程式を2式加えてあるので、主流空気と噴射空気は異なる気体として取り扱っている。これにより、混合場の検討が可能になっている。

4. 結果と考察

4.1 Pitot圧の比較

スリットから7mm下流におけるPitot圧（入口の全圧で無次元化）の分布に関して、実験との比較を行なう。

まず、スリット角 90° の結果を図2に示す。

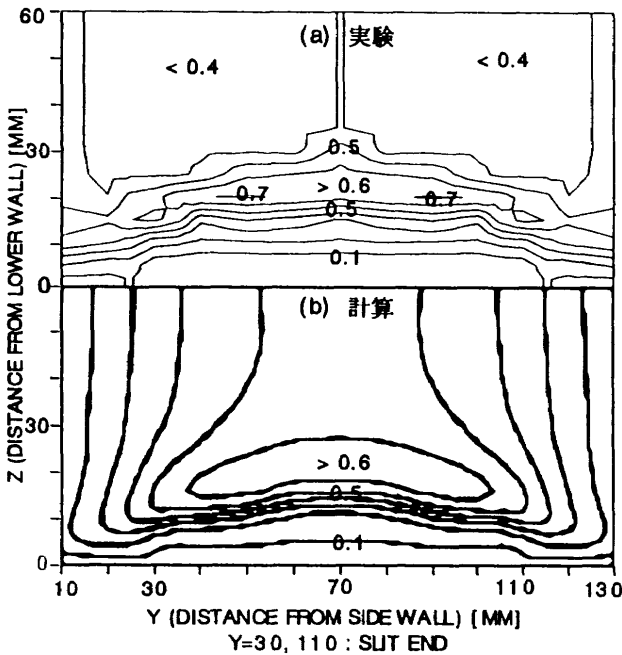


図2. 噴射スリット角 90° ピトー圧分布比較 ($x=7$)

実験と計算の共通の傾向として、(i)等高線がスリット中央においてz方向に膨らんでいること、(ii)スリット端における等高線の様子、(iii)最もPitot圧が高い領域 (>0.6) の位置および大きさ、などがあげられる。この結果から、実験結果と計算結果は定性的にも定量的にも非常によく一致していると言える。

次に、スリット角 45° の結果を図3に示す。

スリット角 45° の場合には、2つのスリット端は上流側と下流側に分かれる。この上流側をリーディングエッジ、下流側をトレーリングエッジと

呼ぶことにする。(図1参照) 実験と計算の共通の傾向として、(i)リーディングエッジからトレーリングエッジに向かう等高線の傾きの様子、(ii)スリット端における等高線の様子、(iii)最もPitot圧の高い領域 (>0.6) の位置および大きさ、などがあげられる。

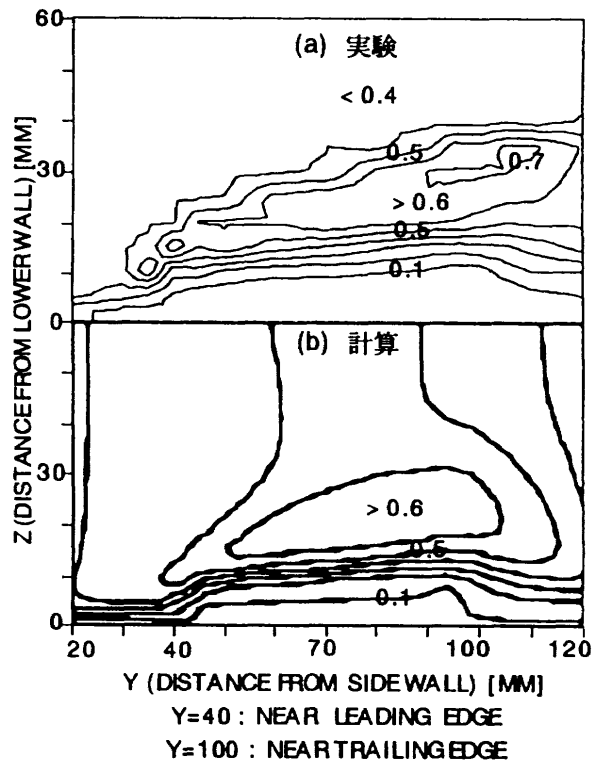


図3. 噴射スリット角 45° ピトー圧分布比較 ($x=7$)

この結果から、スリット角 45° の場合にも、実験結果と計算結果は定性的・定量的によく一致していると言える。

ただし、問題は図2・3ともに、計算結果には、側壁境界層と考えられる等高線が見られる。しかし、スリット近傍の等高線の様子は図2・3ともによく一致しているので、全体的にはそれ程影響はないと言ってよい。

以上のことから、計算と実験のPitot圧分布は非常によく一致していると結論される。

4.2 流れ場・混合場の検討

図4・5に、スリット角 90° ・ 45° の場合の下壁における密度と、下壁に隣接する断面の速度ベクトル（方向のみ）を示す。

スリット角 90° の図4の(a)密度分布では、ス

リットが比較的長いにもかかわらずスリット上流の剥離領域には、2次元な(スリットに平行な)領域は存在せず、剥離領域前縁は放物線形状をなしていることがわかる。また、(b)速度ベクトル図から、スリット両端において発生している渦が確認できる。この渦を主流の巻き込みと呼ぶことにする。

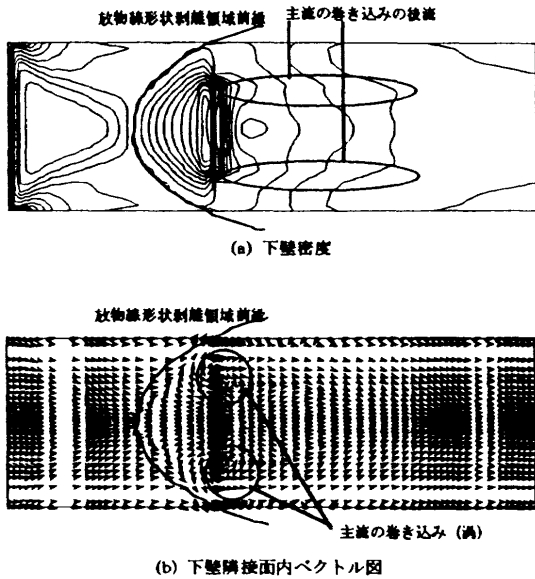


図4. スリット角90度流れ場上面図

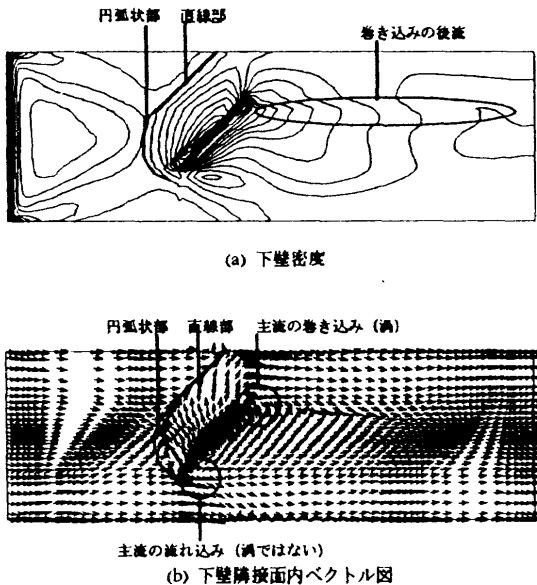
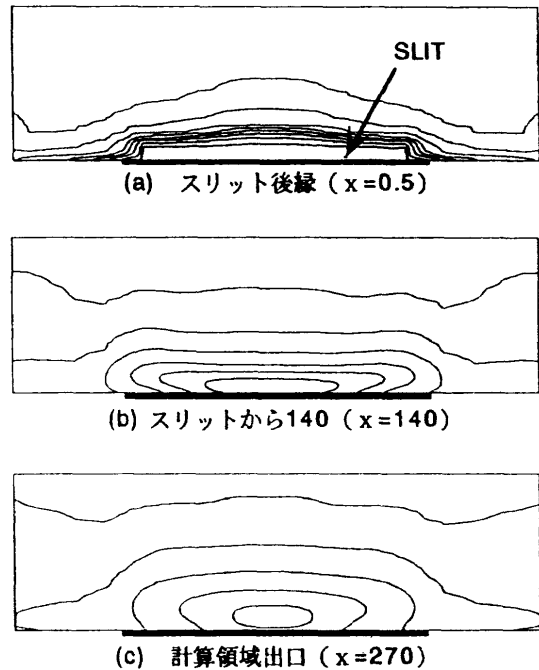


図5. スリット角45° 流れ場の様子上面図

スリット角45° の図5の(a)密度分布から、スリット上流の剥離領域は、リーディングエッジ上流では円弧状、トレーリングエッジ上流ではスリットに平行な直線形状となっている。このことは、流れ場がスリット角90° の場合よりさらに3次元的になっていることを示している。また、(b)速度ベクトル図からスリット上流では流れがトレーリングエッジ側に向いていることがわかる。また、トレーリングエッジでは、主流の巻き込みである渦を形成しているが、リーディングエッジでは渦は形成されず、主流はスリット下流部へスムーズに入り込んでいる。この様に主流が渦を形成せずにスリット下流部へ入り込むことを、主流の巻き込みと区別して主流の流れ込みと呼ぶことにする。

この様に、スリット角45° の場合には、主流の巻き込みではなく、主流の流れ込みとなる。この原因は、スリットが傾いたことによって主流はスリット下流に入り込み易くなったことである。

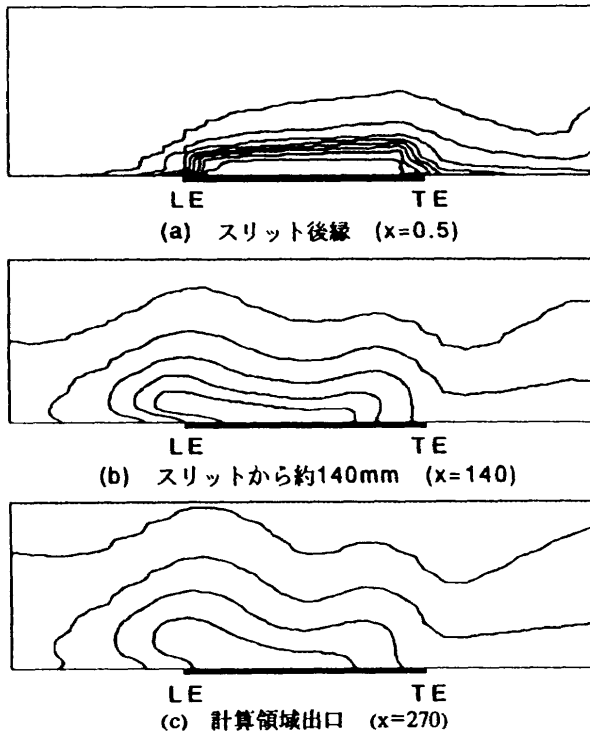
図6・7に、下流から見た(y-z平面内の)噴射気体の質量分率分布を示す。(ただし、スリット角45° の場合、格子に沿った分布である。)



等高線は外から
0.01, 1, 10, 30, 50, 70, 90, 99[%]

図6. 噴射スリット角90° 噴射気体濃度

スリット角90°の図6を見ると、スリット直後では、スリット中央に、2次元的な分布領域も存在するが、下流に行くにしたがって、かなり早くスリット端の影響が拡大し、計算領域出口においては、円孔からの噴射に似た濃度分布となっている。このことからスリット端の影響はかなり速く拡大すると言える。



等高線は外から
0.01, 1, 10, 30, 50, 70, 90, 99[%]

図7. 噴射スリット角45° 噴射気体濃度

一方、スリット角45°の図7を見ると、スリット直後ではトレーリングエッジに広く分布しているが、下流に行くにしたがって、リーディングエッジ側にも分布する様になることがわかる。これは、傾斜したスリットによってトレーリングエッジ方向に曲げられた主流は、スリット通過後、リーディングエッジ側に戻ってくるためであると考えられる。この様に、スリットを傾けると、流れ方向変化も大きくなる。

4.3 混合効率と全圧損失

混合効率を次式で与える。

$$\eta_{(x)} = \frac{\int_A \frac{\rho u f_{H_2}}{\Phi^*} dA}{\int_A \rho u f_{H_2} dA}$$

$$\Phi = \begin{cases} 1 & (\phi(x) \leq 1) \\ \phi(x) & (\phi(x) > 1) \end{cases}$$

$$\Phi^* = \begin{cases} 1 & (\phi^*(x,y,z) \leq 1) \\ \phi^*(x,y,z) & (\phi^*(x,y,z) > 1) \end{cases}$$

A : arbitrary area normal to x direction at (x,y,z)

f_{H_2} : H_2 mass fraction

$\phi(x)$: total equivalence ratio in region A

ϕ^* : local equivalence ratio in region dA

混合を評価するパラメーターとしては、いくつかの変数が考えられるが、上記の混合効率の式は、燃焼実験においてよく用いられるものであるので、燃焼の準備段階として混合を評価する場合には、最も適当であると考えられる。

また、全圧損失係数を次式で与える。

$$\pi_{(x)} = 1 - \frac{\int_A \rho u P dA / \int_A \rho u dA}{\int_A \rho u P dA / \int_A \rho u dA}$$

A_i : inlet area

P : total pressure

流れ方向に混合効率と全圧損失を計算し、その混合効率を横軸に、全圧損失を縦軸にとった相関のグラフを図8に示す。ただし、スリット角45°の場合、格子に沿った面をAとして混合効率の積分を行なっている。また、混合効率は、噴射気体を水素と見なして計算している。

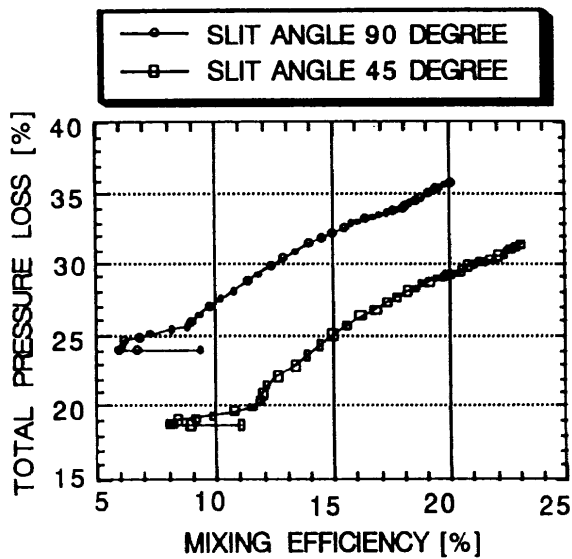


図8. 混合効率と全圧損失の相関
スリット角90°と45°の比較

図8を見ると、スリット角45°のグラフは、常に、スリット角90°のグラフの左下にある。これは、スリットを傾けた方が、混合効率に対する全圧損失が小さいことを示している。そして、計算領域出口では、スリット角45°の場合、混合効率は3%上昇し、全圧損失は5%減少する。このことから、スリットを傾けると混合が促進され損失が減少すると言える。

また、スリット角45°の図7では、噴射気体の濃度分布は、流れ方向にかなり変化していたにもかかわらず、図8の混合効率と全圧損失の相関のグラフは、スリット角90°の場合とほとんど変わらず、グラフ形状はほぼ相似である。このことから、噴射気体の濃度分布だけで混合を議論できないこと、超音速流中での混合は噴射スリット近傍でほとんど決定されてしまうことがわかる。

最後に、3次元渦の形成と混合について考えてみる。スリット角90°の場合には、スリット端に渦が形成され、主流の巻き込みが発生していた。一方、スリット角45°の場合には、渦は形成されず、主流の流れ込みとなっていた。このことと、混合効率の結果を合わせて考えると、主流の

流れ込みは、主流の巻き込みより混合促進の効果が大きいと言える。これは、主流の流れ込みによって、比較的多くの主流がスリット下流部に入り込むためである。一方、主流の巻き込みの場合には、スリット端に形成される渦に阻害されて、スリット下流部へ、主流があまり入り込めないものである。

5. 結論

- 1) 実験結果と計算結果は非常に良い精度で一致している。
- 2) かなり長いスリットでも有限長であれば、すなわちスリット端が存在すれば流れ場は3次元になる。
- 3) スリット端の影響は非常に速く拡大する。
- 4) スリットを傾けることによって、より3次元的な流れ場を形成させることができる。その結果、混合促進効果が期待できる。さらに、損失抑制効果も期待できる。
- 5) 濃度分布だけから、混合について述べることは不十分である。
- 6) 超音速流中では、混合はスリット近傍において決まってしまう。その結果、下流では噴射の違いによる混合効率の変化の様子には影響はあまり見られない。
- 7) 主流の流れ込みは、主流の巻き込みよりも高いオーダーで、混合促進に影響する。

参考文献

- 1) 高倉葉子、小川哲、石黒登美子:「3次元翼まわりの粘性流れに関して」、第6回航空機計算空気力学シンポジウム論文集、S P-9、1988、pp. 215-221.
- 2) Yokota, J. W.; and Caughey, D. A.: "Diagonal Inversion of Lower-Upper Implicit Schemes," AIAA Journal, Vol. 28, No. 2, 1990, pp. 263-266.