

超音速流へのインジェクション問題の数値解析

高橋政浩* 林光一*

Numerical Study on Injected Jet into a Supersonic Flow

by

Masahiro TAKAHASHI, Koichi HAYASHI

Department of Aeronautical Engineering, Nagoya University

ABSTRACT

A supersonic air flow with the transverse helium injection is simulated numerically by solving the two-dimensional Reynolds averaged full Navier-Stokes equations with an algebraic eddy viscosity model developed by Baldwin and Lomax. The numerical results are compared with the experimental results to study a validity of the turbulence model and the present code. The results are also compared with the solution of a laminar flow case to study the effects of the turbulence model on the high Reynolds number flow field. The use of the turbulence model provides a better simulation of the experimental data except at the separation regions and near the injector because of a complex flow field. A modification to the algebraic model or an adoption of higher class models such as a 2-equations model are necessary to improve the simulation.

1. はじめに

従来の航空機にくらべ、より高度な技術や性能が要求されるスペースプレーンの研究開発が、国内外を問わず盛んに行われている。大気中を超音速で飛行する際に用いられるエアーブリージングエンジンの開発は、その中でもこのプロジェクトの成否を握る重要な鍵であると言われている。エアーブリージングエンジンについてはいろいろなタイプが検討されているが、スクラムジェットエンジンが最も注目されている。このような超音速燃焼を実現するエンジンでは燃焼場の流速が速いため、安定した燃焼を得る上で燃料の供給方法及び保炎方法が問題となってくる。

本研究はスクラムジェットエンジン内における燃料噴射問題を想定し、超音速で流れる主流に対して壁に設けられた噴射口から垂直に音速ジェットが噴射された場合に生じる流れ場に対して数値解析を行うものである。この解析では、主流と噴射流の干渉によりインジェクター付近に大規模な循環領域や強い衝撃波が現れる複雑な流れ場が対象となるため乱流現象の取扱いが重要であると考えられる。先に行った乱流モデルを用いない計算¹⁾ではマッハディスク、bow shock、剥離衝撃波及び循環領域などこの流れ場の定性的な特徴は捕えることができたが、静圧分布など定量的にはあまりよい一致を得られなかった。今回はこの解析に乱流モデルを導入することを目的とし、その第一歩としてBaldwin-Lomaxの代数渦粘性モデル²⁾

* 名古屋大学工学部航空学科

を用いた解析を示す。

2. 基礎方程式

気体は理想気体を仮定する。基礎方程式は2次元レイノルズ平均Navier-Stokes方程式とし、噴射流に主流と異なる気体を考慮するために噴射流気体種に対する種の保存式を併せて用いる。

$$\frac{\partial U}{\partial t} + \frac{\partial F}{\partial x} + \frac{\partial G}{\partial y} = \frac{\partial F_v}{\partial x} + \frac{\partial G_v}{\partial y}$$

ここで保存量ベクトル U 及び x 方向の粘性項 F_v について記すと以下のようになる。

$$U = \begin{bmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ e \\ \rho Y_i \end{bmatrix}, \quad F_v = \begin{bmatrix} 0 \\ \sigma_x \\ \tau_{xy} \\ \sigma_x u + \tau_{yx} v + q_x \\ \dot{m}_x \end{bmatrix}$$

$$e = \rho \left\{ CvT + \frac{1}{2} (u^2 + v^2) \right\}$$

$$\sigma_x = \lambda \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) + 2\mu \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)$$

$$\tau_{xy} = \tau_{yx} = \mu \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right)$$

$$q_x = \kappa \frac{\partial T}{\partial x} + \rho D_{12} \sum_{j=1}^2 h_j \frac{\partial Y_j}{\partial x}$$

$$\dot{m}_x = \rho D_v \frac{\partial Y_j}{\partial x}$$

$$\lambda = -\frac{2}{3}\mu \quad (\text{Stokes の仮定})$$

また輸送係数は次のように定義される。

$$\mu = \mu_l + \mu_t, \quad \kappa = Cp \left(\frac{\mu_l}{Pr_l} + \frac{\mu_t}{Pr_t} \right)$$

$$\rho D_{12} = \frac{1}{Le} \left(\frac{\mu_l}{Pr_l} + \frac{\mu_t}{Pr_t} \right), \quad (Le = 1 \text{ と仮定})$$

3. 数値解法

空間差分については、対流項はHarten-Yeeの2次精度TVD法³⁾を用い、粘性項は2次精度の中心差分を用いた。また、時間方向には陽解法を用いた。計算格子は(117×80)であり、 x 方向はインジェクター付近が、 y 方向は下壁付近が密になるように、またインジェクター内には7格子点が設けられている。境界条件は、下壁についてはnon-slip条件及び断熱壁条件により速度 u_1

$= v_1 = 0$ 、温度 $T_1 = T_2$ 、質量分率 $Y_1 = Y_2$ とした。圧力は垂直方向の運動量方程式より $p_1 = p_2 + \rho_2 v_2^2$ とし、密度は理想気体の状態方程式より求める。上流境界は流入境界とし先に行った平板乱流境界層の解を与える。上方境界および下流境界はそれぞれ自由流及び流出境界とした。

4. 計算例

計算にはKraemer-Rogersの2次元実験の条件⁴⁾を用い、壁面における静圧分布及びインジェクター下流側3.8cmにおける垂直方向の静圧分布について実験との比較を行う。計算領域は、 x 方向はインジェクター上流側7cmから下流側5cmまで、また y 方向は壁から6.5cmまでとした。表1に主流及び噴射流の条件を示す。

表1 主流及び噴射流の条件⁴⁾

	主流	噴射流
気体	空気	ヘリウム
マッハ数	2.9	1.0
静圧(MPa)	0.0663	1.240
温度(K)	108	217

インジェクタースリット幅: 0.559 mm

5. 計算結果及び考察

計算結果として等温線図(図1)、等圧線図(図2)、インジェクター付近の速度ベクトル線図(図3)、及び実験結果との比較として壁面における静圧分布図(図4)とインジェクター後方3.8cmにおける垂直方向の静圧分布図(図5)を示す。等温線図及び等圧線図を見るとこの流れ場の特徴であるマッハディスク、bow shock、上流側の剥離による剥離衝撃波及び下流側の再付着衝撃波がよく捕らえられている。また、インジェクター上流側の境界層内、特に剥離点付近やジェットとbow shockの干渉領域は温度上昇が著しく、今回の低温流れの計算では主流の静温108Kに対して280K程度まで温度が上昇した。実際のスクラムジェットエンジンの燃焼器内では主流温度はより高温であるので反応性気体を噴射した場合には

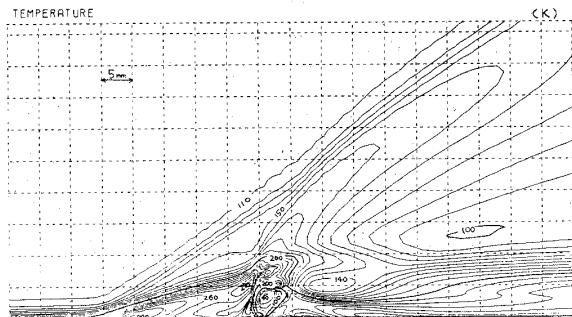


図1 等温線図

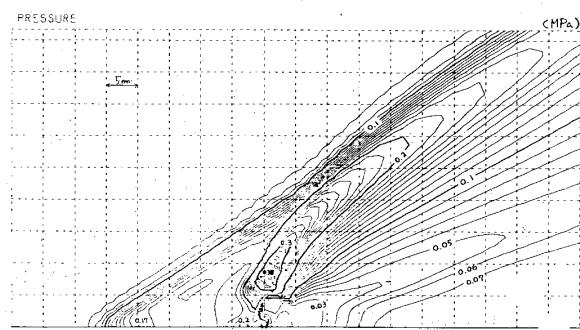


図2 等圧線図

着火しやすい領域と考えられる。インジェクターから噴射されたジェットが急激に膨張しマッハディスク通過後減速し、bow shock に誘起された高圧力領域によって下流方向へと押し曲げられていく様子が捕らえられている。また、インジェクター上流側の剥離領域や、大小の循環領域などもよく示されている。

今回の目的であった乱流モデルの導入により計算結果に数々の改善が見られた。図4に示した壁面における静圧分布図を見ると先に行った乱流モデルを用いない計算結果¹⁾に較べ、特にインジェクター上流側の分布に著しい改善が見られた。これは、乱流粘性を考慮したためせん断応力が大きくなり、剥離領域内の速度が減速され渾んだ状態になったために壁面静圧が上昇し実験結果に近づいたものと考えられる。インジェクターアー下流側についても噴射流の再付着による圧力回復が実験結果に近いものとなった。また、図5の垂直方向の静圧分布図を見ても特に壁付近でよい一致を得られた。乱流モデルを用いないで行った計算結果¹⁾では上流側の剥離領域がインジェクターから10cmのところに設けられた流入境界まで到達し、また

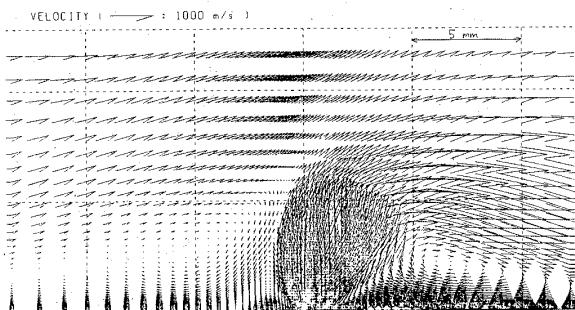


図3 インジェクター付近における速度ベクトル線図

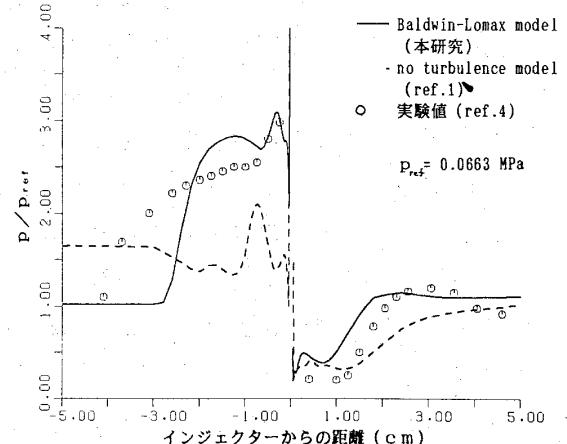


図4 壁面における静圧分布図

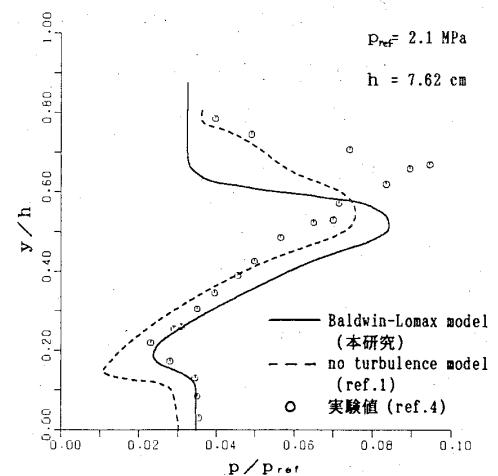


図5 インジェクター後方3.8cmにおける垂直方向の静圧分布図

噴射流の非常に短周期な振動現象が見られた。しかし、今回行った計算では、剥離領域は上流約3cmのところまでに限られ、また噴射流の振動現象も見られず残差で 10^{-6} のオーダーのほぼ収束した解が得られた。一般に高いレイノルズ数流れの

解析で乱流モデルを用いない場合、十分に細かい計算格子を用いないと流れの高周波成分を十分評価できない。また、剥離を起こしやすいとか渦などを実際より大きく見積ってしまう傾向があり、先に行った乱流モデルを用いない解析に見られた振動現象や剥離領域の広がりは数値的なものであると考えられ、乱流モデルの必要性を示すよい例であると思われる。

今回乱流モデルの導入により計算結果は改善された。しかし、インジェクター上流側の剥離点や下流側の再付着位置は共に実験結果よりインジェクター寄りに計算されている。一般に粘性が小さいほど剥離領域は大きくなると考えられることから、今回用いた代数モデルは乱流粘性係数を幾分大きく見積る傾向があるように思われる。また、この代数モデルは壁付近の物理量や渦度に大きく依存しているが、インジェクション問題における流れ場では壁の他に噴射されたジェットも粘性現象の大きな原因となっている。また、ジェットの境界などでは渦度がとても大きな値となる。このような複雑な流れ場に対して代数モデルでは十分に乱流の効果を評価できないのではないかと考えられ、 $k-\epsilon$ モデルに代数される 2 方程式モデルなどを考慮する必要があると思われる。

6. おわりに

今回は乱流モデルの導入の第一歩として計算量が少なく導入の容易な Baldwin-Lomax の代数渦粘性モデルを用いて解析を行い、壁面の静圧分布などにおいて計算結果の改善を見ることができた。しかし、インジェクター付近の複雑な流れ場に対して代数モデルで十分評価できるかは疑問の残るところであり、今後 $k-\epsilon$ モデルなどを検討していく予定である。

参考文献

- 1) A.K. Hayashi and M. Takahashi, "Numerical Simulation of the Fuel Injection and Mixing in a Hypersonic Flow", Int. Aerospace Symp. Nagoya 89, Workshop, February, 1989 to be published.
- 2) B.S. Baldwin and H. Lomax, "Thin Layer Approximation and Algebraic Model for Separated Turbulent Flows", AIAA Paper 78-257, 1978.
- 3) H.C. Yee, "Upwind and Symmetric Shock-Capturing Schemes", NASA TM-89464, 1987.
- 4) E.H. Weidner and J.P. Drummond, "A Parametric Study of Staged Fuel Injector Configurations for Scramjet Applications", AIAA Paper 81-1468, 1981.