

超音速インテーク内流れの数値シミュレーション

重松 淳司* 山本 一臣** 田中 厚成*

A Numerical Simulation for Supersonic Intake

by

Jungi SHIGEMATSU

Ishikawajima-Harima Heavy Industries Co., Ltd.

Kazuomi YAMAMOTO

National Aerospace Laboratory

Atsushige TANAKA

Ishikawajima-Harima Heavy Industries Co., Ltd.

ABSTRACT

A super sonic inlet flow with strong viscous effect has been numerically simulated by solving two-dimensional Navier-Stokes equations. In this simulation, the Harten-Yee's TVD scheme is employed for sharp shock resolution and numerical stability. Numerical results successfully simulate strong viscous effect similar to those of wind tunnel test.

1. 序 論

超音速インテークは超音速機用エンジンあるいはスペースプレーン用エアブリージングエンジンの構成要素の一つと考えることができる。これらのインテークは広範囲にわたる飛行マッハ数や飛行条件において効率的なラム圧縮を行うとともに、必要な空気量を確保するという重要な役割を受持っている。ところが、これら超音速インテークの設計に必要な基礎データとなると乏しく十分な情報が得られていないのが現状である。これに対し最近の計算流体力学は、スーパーコンピュータや計算手法のめざましい進歩により不十分な基礎データを補うのに十分な結果が得られるようになってきた。

本研究では、2次元圧縮性 Navier-Stokes 方程

式を基礎式とする超音速インテーク流れ解析コードを作成し、超音速インテーク内流れの数値シミュレーションを実施した。計算には、Harten-Yee¹⁾による TVD スキームを用い高マッハ数における解の安定化をはかった。また、乱流モデルには Baldwin-Lomax⁴⁾の代数型モデルを用いている。

超音速インテーク内の流れは超音速から亜音速までの全領域を含み、衝撃波と境界層の干渉などにより複雑なものとなる。計算では、まず非粘性流計算で設計衝撃波パターンの確認を行い、次いで粘性流計算により粘性の効果を調べる。また、同形状のインテークモデルによる基礎実験の結果とも比較を行った。

2. 数値計算法

2.1 基礎方程式

一般座標系における 2次元圧縮性薄層近似

* 石川島播磨重工業(株)

** 航空宇宙技術研究所

Navier-Stokes 方程式は次のようになる。

$$\frac{\partial \widehat{Q}}{\partial t} + \frac{\partial \widehat{E}}{\partial \xi} + \frac{\partial \widehat{F}}{\partial \eta} = \frac{1}{Re} \frac{\partial \widehat{S}}{\partial \eta} \quad (1)$$

ここで、

$$\widehat{Q} = \frac{1}{J} \begin{Bmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ e \end{Bmatrix}, \quad \widehat{E} = \frac{1}{J} \begin{Bmatrix} \rho u \\ \rho u U \\ \rho v U \\ (e+p) U \end{Bmatrix}$$

$$\widehat{F} = \frac{1}{J} \begin{Bmatrix} \rho \\ \rho u V \\ \rho v V \\ (e+p) V \end{Bmatrix}$$

$$\widehat{S} = \frac{1}{J} \begin{Bmatrix} 0 \\ \tau_x n_1 + \tau_y n_2 \\ \tau_x n_2 + \tau_y n_3 \\ \tau_x (u n_1 + v n_2) + \tau_y (u n_2 + v n_3) + n_4 \end{Bmatrix}$$

$$n_1 = \mu (4 \tau_x u_\eta - 2 \tau_y v_\eta) / 3$$

$$n_2 = \mu (\tau_y u_\eta + \tau_x v_\eta)$$

$$n_3 = \mu (-2 \tau_x u_\eta + 4 \tau_y v_\eta) / 3$$

$$n_4 = \mu P_r^{-1} (\gamma - 1)^{-1} (\tau_x^2 + \tau_y^2) (C^2)_\eta$$

2.2 差分スキーム

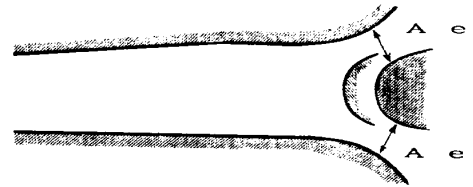
差分スキームは、時間積分には Beam-Warming による ADI 法に対角化を施した対角化 ADI 法²⁾を用い、空間の離散化には高マッハ数における計算を安定に行うために Harten-Yee による TVD スキームを用いた。したがって、基礎式(1)に対する差分式は次式となる。

$$\begin{aligned} T_\xi \left[I + \Delta t \frac{\Delta D^\xi}{\Delta \xi} \right] T_\xi^{-1} \cdot T_\eta \left[I + \Delta t \frac{\Delta D^\eta}{\Delta \eta} \right] T_\eta^{-1} \\ = -\frac{\Delta t}{\Delta \xi} (\widetilde{E}_{i-\frac{1}{2}} - \widetilde{E}_{i+\frac{1}{2}}) - \frac{\Delta t}{\Delta \eta} (\widetilde{F}_{j-\frac{1}{2}} - \widetilde{F}_{j+\frac{1}{2}}) \\ + \frac{\Delta t}{Re} (\widehat{S}_{j+\frac{1}{2}} - \widehat{S}_{j-\frac{1}{2}}) \end{aligned}$$

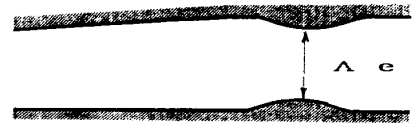
ここで

$$D^\xi = \frac{1}{2} (A_{i+1}^\xi - A_{i-1}^\xi) + \frac{1}{2} (\Omega_{i+\frac{1}{2}}^\xi - \Omega_{i-\frac{1}{2}}^\xi)$$

$$\widetilde{E}_{i+\frac{1}{2}} = \frac{1}{2} (\widehat{E}_{i+1} + \widehat{E}_{i-1} + J_{i+\frac{1}{2}}^1 T_{\xi i+\frac{1}{2}}^1 \Phi_{i+\frac{1}{2}})$$



(a)



(b)

図1 フロープラグ

$$Q^\xi = \text{diag} \{ -\max \psi(\lambda_f^i) \} A$$

であり、 Φ および $\psi(z)$ は Harten-Yee らによる固有の関数である。

2.3 境界条件

入口境界は一様流に固定し、下流側出口境界は外挿を用いる。壁面上は密度を外挿により求め、圧力を運動量保存式から決定する。また、計算対象としたインテークの実験模型では最適な衝撃波状態を得るために出口部分にフロープラグが設けられている。図1(a)にその簡略図を示す。このフロープラグを前後に移動させ、出口流路面積を変えることにより圧力を調節することができる。計算ではこれを図1(b)のように出口流路を上下方向に絞ることにより流路面積が等しくなるようにフロープラグを取扱かう。

3. 数値計算結果

3.1 非粘性流計算

超音速インテークの形状設計段階では、粘性効果まで考慮した設計は、非常に困難である。そこで、一般的には非粘性の状態での最適な衝撃波パターンが得られるよう形状を決定するのが普通である。したがって、非粘性流計算では、設計どおりの衝撃波パターンが得られることが重要である。非粘性流計算では、以下の条件により計算を行い結果を図2に示す。

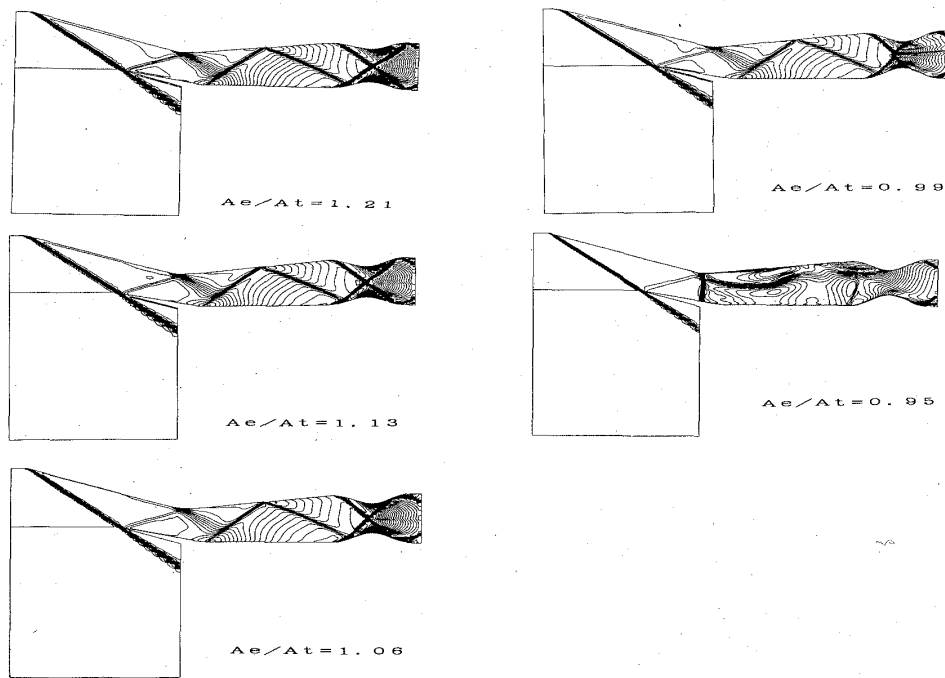


図2 非粘性流計算結果 (Mach 数分布)

$$M_\infty = 3.0 \quad A_e/A_t = \begin{cases} 1.21 \\ 1.13 \\ 1.06 \\ 0.99 \\ 0.95 \end{cases}$$

A_e : 出口面積

A_t : スロート面積

$A_e/A_t=1.21$ では、フロープラグの状態としては全開に近い。この状態では流れはスロートより上流側では設計どおりの衝撃波パターンが得られているが、スロートで亜音速に減速せずに超音速のまま下流より流出していることがわかる。 $A_e/A_t=1.13, 1.06, 0.99$ についてもフロープラグにより生ずる衝撃波の状態は変化しているものの、流れが超音速流であるために、上流の衝撃波パターンには何ら影響を与えていないことがわかる。これに対して、フロープラグをさらに絞った $A_e/A_t=0.95$ では、スロート部に垂直衝撃波を生じ、これより下流側が亜音速となり、設計よる衝撃波パターンが得られる。

3.2 粘性流計算

非粘性流の計算では、設計で計画された衝撃波パターンを得ることが出来たが、実際のインター

ク内の流れは、衝撃波と境界層の干渉など複雑な粘性の効果が予測され、非粘性流計算の結果だけでは論議できない。粘性計算では、以下の条件により計算を行い、結果を図3に示す。

$$M_\infty = 3.0 \quad A_e/A_t = \begin{cases} 1.21 \\ 1.13 \\ 1.06 \\ 0.99 \\ 0.92 \\ 0.88 \end{cases}$$

$$Re = 2.0 \times 10^6$$

$A_e/A_t=1.21$ における流れは、非粘性流計算の結果とほぼ一致する。 $A_e/A_t=1.13$ になると、スロートとフロープラグの中央付近より剥離が生じており、また、この剥離によって生じる衝撃波が見られ、非粘性流計算の結果と異なる流れの状態を見せ始めている。 $A_e/A_t=1.06$ になるとこの剥離がスロート近くまで発達し、 $A_e/A_t=0.99$ でスロートまで達する。スロート部上壁からの膨張波と剥離によって生じる衝撃波が複雑に干渉し合っているのがわかる。さらに、 $A_e/A_t=0.92$ まで絞ると剥離はスロートを越えてしまう。非粘性流計算では、設計衝撃波パターンが得られている状態であり、粘性の影響が大きいことがわかる。 $A_e/A_t=0.88$ になると剥離が、上壁のランプ角先端に達

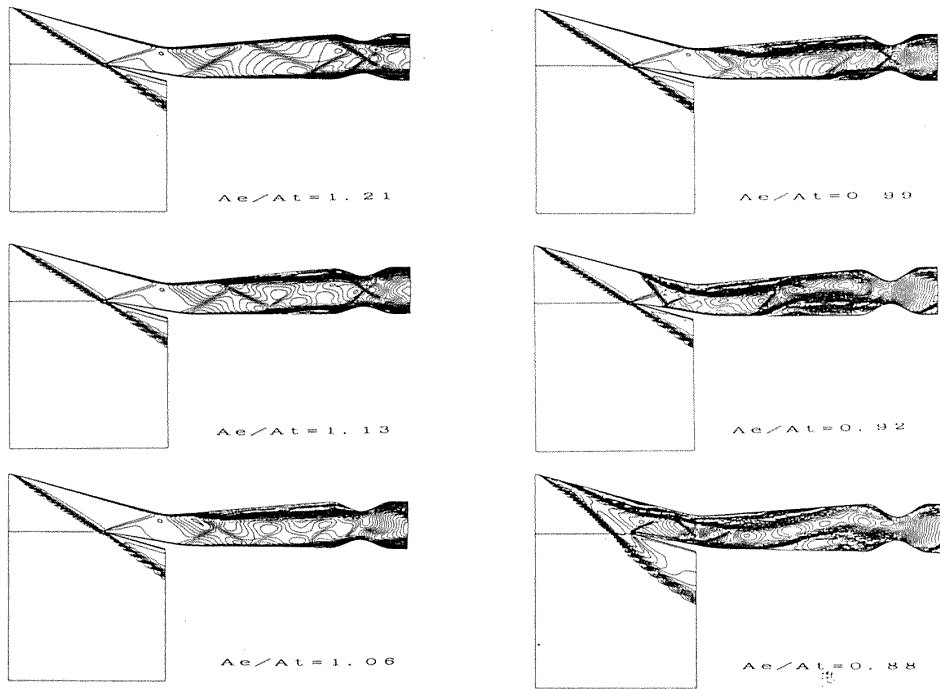


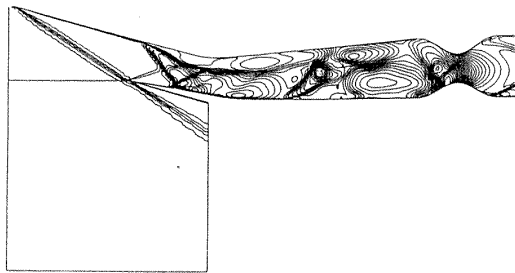
図3 粘性流計算結果 (Mach 数分布)



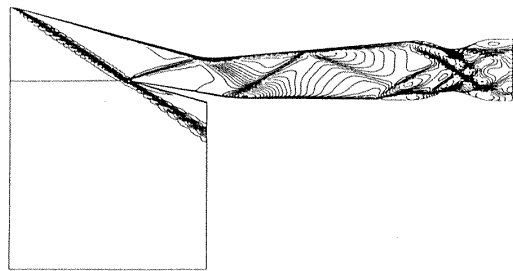
Schlieren Photograph



Schlieren Photograph



Density
Ae / At = 0.92



Density
Ae / At = 1.21

図4 実験結果との比較

し、この剥離による衝撃波が、ランプ角からの衝撃波の角度を変えてしまい、カウル先端部から流れの一部が流出してしまう。この状態においても流れの大部分は超音速流であり、粘性流計算では、亜音速まで減速した流れの状態には至らなかった。

3.3 風洞試験との比較

風洞試験により得られたインテーク内流れのシ

ュリーレン³⁾写真と計算による密度分布を図4に示す。実験のシュリーレン写真からは、フロップラグを絞っていくに従って、スロート後方の剥離が上流へと発達し、さらにスロートを越えてゆく様子が見られる。また、剥離による衝撃波が流れを複雑にしている様子も見られる。

この実験結果から明らかなように、インテーク内では下流側の圧力上昇により、大きな剥離が起

きやすく流れの状態は非粘性の流れと極端に異なる。粘性流計算では、この剥離などインテーク内の特徴的な流れを良くとらえている。

4. 結 論

超音速インテーク内の粘性流れ解析を実施し、剥離や、衝撃波と境界層の干渉など非粘性流計算では得られない複雑な流れをシミュレートすることができた。さらに、実験では見ることのできなかったスロート後方の流れの様子も明らかにすることができ、計算流体力学がインテーク設計に大きな力となることを示すことができた。今後の課題として、抽気による境界層制御や、3次元によるコーナの渦の計算を実施していく。

参 考 文 献

- 1) H.C. Yee and A. Harten “Implicit TVD Schemes for Hyperbolic Conservation Laws in Curvilinear Coordinates” AIAA Paper 85-1513.
- 2) T.H. Pulliam and J.L. Steger “Implicit Finite-Difference Simulation of Three-Dimensional Compressible Flow” AIAA J., Vol. 18, 1980, pp. 159-167.
- 3) 坂田, 白石他: “超音速インテークの風洞試験における流れの可視化(その1: シュリーレン写真)”, 第17回流れの可視化シンポジウム, 1989.
- 4) B.S. Baldwin and H. Lomax “Thin Layer Approximation and Algebraic Model for Separated Turbulent Flows” AIAA Paper 78-257.

