

宇宙飛翔体極超音速粘性流解析プログラムの開発

山本行光*

Developments of Navier-Stokes Code
for Hypersonic Space-Flight Vehicles

by

Yukimitsu YAMAMOTO

ABSTRACT

A thin-layer, compressible Navier-Stokes code has been developed for the hypersonic flow over space flight vehicles. The implicit approximate factorization algorithm proposed by Beam and Warming has been used to obtain numerical solutions. Implicit boundary conditions are also applied to the body and shock wave surfaces, which enable the numerical scheme to be stable and robust. Grid systems orthogonal to the body surface can be generated by the fast conformal transformations.

In this report, calculations have been made for the flow around bluff bodies, indented blunt bodies and rockets in order to investigate aerothermodynamic characteristics. Numerical results indicate that there exists three types of severe aerodynamic heating, which may exceed stagnation point heating on the body surface.

1. まえがき

宇宙飛翔体まわりの極超音速粘性流の問題は、最近脚光をあびている AOTV (Aeroassist Orbiter Transfer Vehicle) 及び第二代スペース・シャトル出現の可能性¹⁾により、ますますその重要性を高めている。このような飛翔体の設計において特に問題となる点の一つは、高速飛翔時における空力加熱である。特に極超音速領域においては、よどみ点近傍における空力加熱とともに、AOTV モデルにみられるような物体の曲率不連続点付近における局所的なピーク加熱の出現²⁾や、Indented Body まわりの剝離・再付着領域での急激な加熱率の上昇³⁾さらには高レイノルズ数時における層流から乱流への遷移による乱流加熱の発生⁴⁾等が、いずれも、よどみ点で

の空力加熱量を大中にうわまわる場合のあることが実験により調べられ、これらの空力加熱を正しく評価することが重要な課題としてとりあげられる。

一方、最近の大型計算機の急速な進歩は、ナビエ・ストークス方程式を用いた各種飛翔体まわりの極超音速粘性流の数値シミュレーションを可能にし、空力及び空力加熱特性を調べる上で、有効な手段として使われ始めている^{5)~7)}。特に時間依存による解法は、剝離・再付着を含む流れに対しても適用可能で、広く一般性をもつことから、最も有効な解析手段の一つとして考えられる。このような背景から著者らは三次元 Thin-Layer 近似 NS 方程式を用いて、カプセル型回収体頭部及び後部まわりの時間依存による数値解析⁸⁾を行い、高迎角時における空力及び空力加熱の算定において非常に有用な結果を得ている。

本報告ではこれらの成果を基礎として、各種宇宙

* 航空宇宙技術研究所

飛翔体まわりの流れに適用可能な数値解析プログラムの開発を行い、上記諸問題の解析に役立てることを目的とする。数値解法は Beam-Warming⁹⁾ による IAF法を使用した。計算例は

- 1) AOTV等の鈍頭流翔体まわりの軸対称流
- 2) Indented Bodyまわりの三次元流
- 3) ロケットのノーズ・フェアリングまわりの軸対称流

について行い、それぞれ特色となる Edge Heating, 再付着による空力加熱, 及び乱流加熱の特性をとらえることができた。

2. 基礎方程式

Thin-Layer 近似を用いた非定常三次元ナビエ・ストークス方程式は一般座標 (ξ, η, ζ) において保存形式で次式のように表わされる。

$$\hat{q}_t + \hat{E}_\xi + \hat{F}_\eta + \hat{G}_\zeta = \hat{S}_c / R_e \tag{1}$$

$$\hat{q} = J^{-1} \begin{pmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ \rho w \\ e \end{pmatrix} \quad \hat{E} = J^{-1} \begin{pmatrix} \rho U \\ \rho u U + \xi_x P \\ \rho v U + \xi_y P \\ \rho w U + \xi_z P \\ (e+P)U - \xi_t P \end{pmatrix}$$

$$\hat{F} = J^{-1} \begin{pmatrix} \rho V \\ \rho u V + \eta_x P \\ \rho v V + \eta_y P \\ \rho w V + \eta_z P \\ (e+P)V - \eta_t P \end{pmatrix} \quad \hat{G} = J^{-1} \begin{pmatrix} \rho W \\ \rho u W + \zeta_x P \\ \rho v W + \zeta_y P \\ \rho w W + \zeta_z P \\ (e+P)W - \zeta_t P \end{pmatrix}$$

$$\hat{S} = J^{-1} \begin{pmatrix} 0 \\ m_1 u_\zeta + m_2 \zeta_x \\ m_1 v_\zeta + m_2 \zeta_y \\ m_1 w_\zeta + m_2 \zeta_z \\ m_3 \end{pmatrix} \tag{2}$$

$$m_1 = \zeta_x^2 + \zeta_y^2 + \zeta_z^2$$

$$m_2 = (\zeta_x u_\zeta + \zeta_y v_\zeta + \zeta_z w_\zeta) / 3$$

$$m_3 = \frac{k}{\mu P_r (\gamma - 1)} m_1 (u^2)_\zeta + m_1 (u^2 + v^2 + w^2)_\zeta / 2 + m_2 (\zeta_x u + \zeta_y v + \zeta_z w) \tag{3}$$

$$U = \xi_t + \xi_x u + \xi_y v + \xi_z w$$

$$V = \eta_t + \eta_x u + \eta_y v + \eta_z w \tag{4}$$

$$W = \zeta_t + \zeta_x u + \zeta_y v + \zeta_z w$$

圧力 P , 密度 ρ , 全エネルギー e との間には $P = (\gamma - 1) [e - 0.5 \rho (u^2 + v^2 + w^2)]$ の関係式が成立する。 k は熱導率, μ は粘性係数で, 乱流を取り扱う場合には, Baldwin-Lomax¹⁰⁾ の代数乱流モデルを使用する。 γ は比熱比, a は音速で P_r , R_e はプラントル数及びレイノルズ数である。方程式(1)は時間方向に積分され, その漸近解として定常解が得られる。数値解法は Beam-Warming⁹⁾ による Implicit Approximate Factorization (IAF) 法で, (1) 式は次式のように因数分解化される。

$$(I + h \delta_\xi \hat{A}^n - \epsilon_I J^{-1} \nabla_\xi \Delta_\xi J) \times (I + h \delta_\eta \hat{B}^n - \epsilon_I J^{-1} \nabla_\eta \Delta_\eta J) \times (I + h \delta_\zeta \hat{C}^n - h R_e^{-1} \delta_\zeta M^n - \epsilon_I J^{-1} \nabla_\zeta \Delta_\zeta J) \times (\hat{q}^{n+1} - \hat{q}^n) = -\Delta t (\delta_\xi \hat{E}^n + \delta_\eta \hat{F}^n + \delta_\zeta \hat{G}^n - R_e^{-1} \delta_\zeta \hat{S}^n) - \epsilon_E J^{-1} [(\nabla_\xi \Delta_\xi)^2 + (\nabla_\eta \Delta_\eta)^2 + (\nabla_\zeta \Delta_\zeta)^2] J \hat{q}^n \tag{5}$$

ここで δ は中心差分, ∇, Δ はそれぞれ後退, 前進差分を示す演算子である。 n は時間方向の積分ステップ数をあらわし, ϵ_I は 2 次 Implicit な Smoothing 項, ϵ_E は 4 次のオーダーの dissipation 項の係数である。 ϵ_E の値は物体面に近づくにつれて小さくなるようにとり, 実際の粘性項への影響を少なくするように努めた。 I は単位マトリックス, A, B, C, M はメコビアン行列である。

3. 格子形成法

解析は軸対称形状を対象にすることから, 格子形成法として, 井上¹¹⁾ によって開発された次式で表わされる複素変換法を用いた。

$$\begin{cases} H = R e^{i\theta} \\ G = A_0 H + \sum_{k=1}^L A_k H^{-k+1} \\ G = r e^{i\theta} \end{cases} \tag{6}$$

(6) 式は物理面 $r-\theta$ 極座標内の任意形状物体を複素面 $R-\theta$ 内の単位円に写象する変換式で, 複素面の単位円の外側に $R-\theta$ 座標を形成すれば, それは等角写像性により物理面において直交格子網となる。この変換の後, 物体面及び外側の衝撃波面を一定の座標面にとり, 物体近傍に格子点を密に分布させる変換⁸⁾ を行い, 最終的に一般座標 (ξ, η, ζ) を得る。また

空力加熱の評価においては、物体面の曲率の変化が重要な影響を及ぼすため、物体面の座標及びその一階微分の項は解析的に与え、Metricの変換式はコーシー、リーマンの関係式により算出した。¹²⁾

4. 境界条件

超、極超音速流において最も特徴的な点の一つは物体前方に生じる衝撃波(Bow Shock)の発生である。この衝撃波の強さは、ほぼマッハ数の二乗に比例して増加するから、極超音速領域の流れを解く際には、最も問題となる部分である。本プログラムでは、このため衝撃波を不連続な境界面として取り扱う“衝撃波適合法”を使用している。

この方法の利点は、衝撃波前後における解の発散を防ぐために取り入れられる dissipation 項を必要とせず、また正確な解を得るための格子の集中も必要としない点にある。¹³⁾ 但し、衝撃波は定常解に到達するまでは時間の進行とともに移動するので、格子はMoving Meshとなる点に留意されたい。また衝撃波面における計算には、Chakravarthy¹⁴⁾によるImplicit schemeを用い、内部の格子点の計算法との適合をはかった。このschemeは特性曲線の考えを基礎にしているため、後に述べる衝撃波の著しい

形状変化に対しても安定に計算を進めることができ、非常にRobustな特性を示す。

物体面における境界条件も衝撃波面と同様にImplicitに取り扱う⁶⁾これにより計算初期における安定性が高まり、時間ステップ巾を大きくとることが可能となる。

5. 計算結果

以上の数値解析法により得られた代表的な3種類の飛翔体まわりの極超音速領域における結果について以下に述べる。

1) AOTV等の鈍頭飛翔体まわりの軸対称流
 きわめて鈍頭皮の高い飛翔体形状は、よどみ点近傍での空力加熱を緩和するのに有効なこともあり、再突入飛翔体、他惑星深査プローブ、及び静止軌道と低軌道の間を空力利用により往復する揚抗力比の低いAOTV等により代表される形状である。最近、AOTVに関する極超音速領域での実験的研究が盛んに行われるようになり²⁾これらの形状では肩の曲率の不連続点における局所的な空力加熱のピーク(Edge Heating)がよどみ点でのそれを大巾にうわまわる結果が得られている。本数値解析においても文献2と同じ形状について計算を行った。結果を図

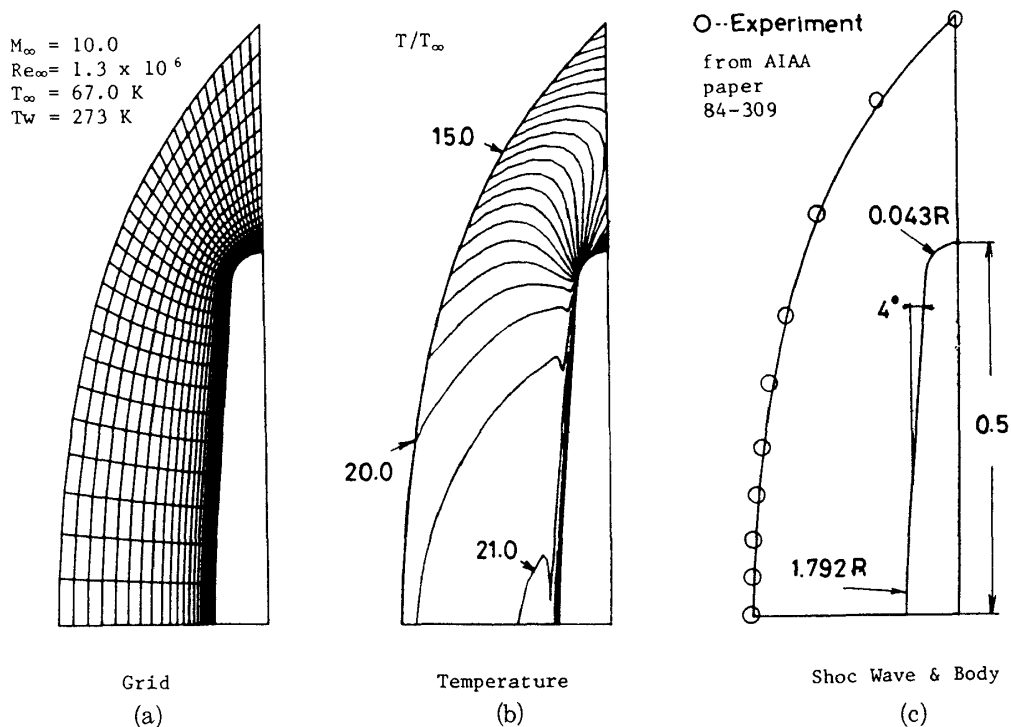


図1 AOTVまわりの極超音速流

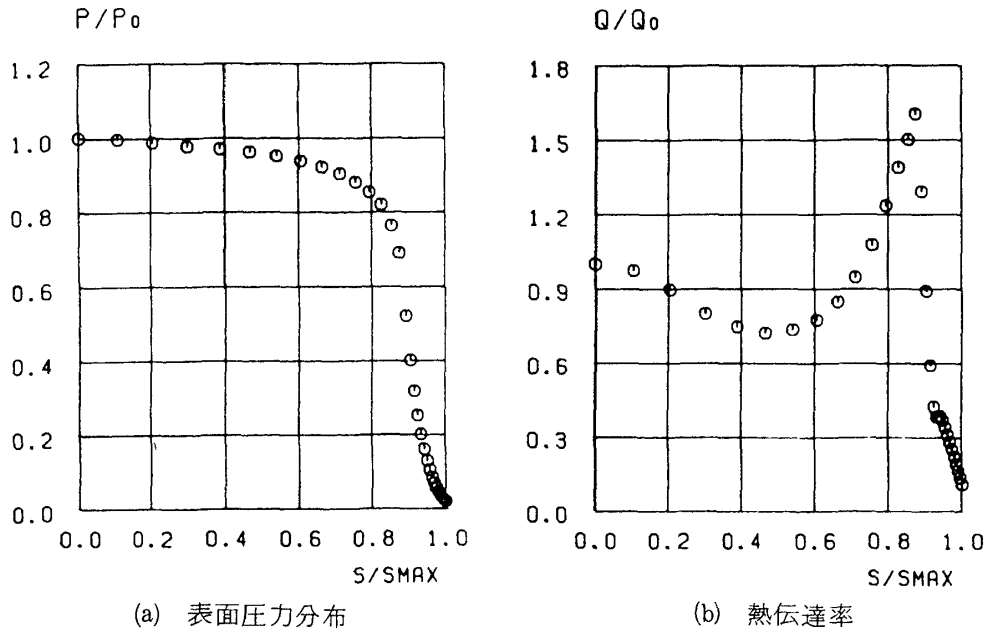


図 2

1 及び図 2 に示す。マッハ数は 10.0，最大径を基準としたレイノルズ数は 1.3×10^6 で，層流を仮定した。図 1-(a) は格子分布，(b) は等温度線図，(c) は物体及び衝撃波形状で，衝撃波形状については実験及び計算結果ともよい一致を示す。図 2 は物体表面に沿う圧力分布及び熱伝達率分布である。共によどみ点の値で無次元化されている。図で最も特色となる点

は肩の曲率の不連続点近傍で，実験結果と同様に，よどみ点での値をはるかにうわまわる空力加熱が得られていることである。計算結果よどみ点の約 1.6 倍，実験では，これよりやや高く，2 倍前後である。

次にアポロ型回収体まわりの同様な結果を図 3，図 4 に示す。この例では物体表面に沿う格子点数を 31 点及び 61 点の二通りのケースについて計算を行

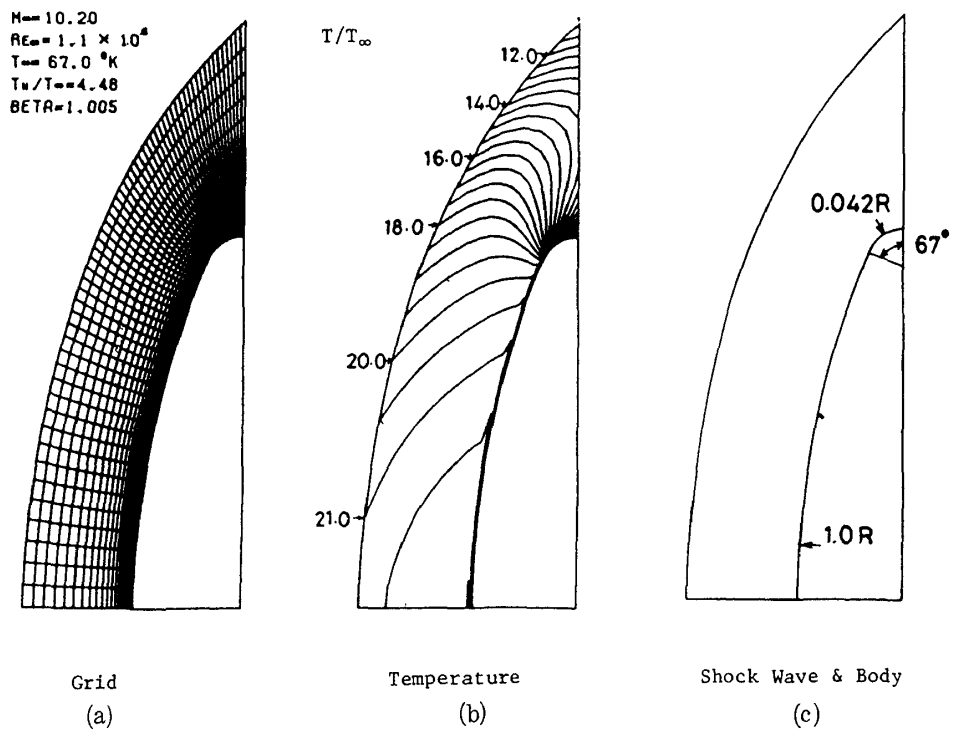


図 3 アポロ型回収体まわりの極超音速流

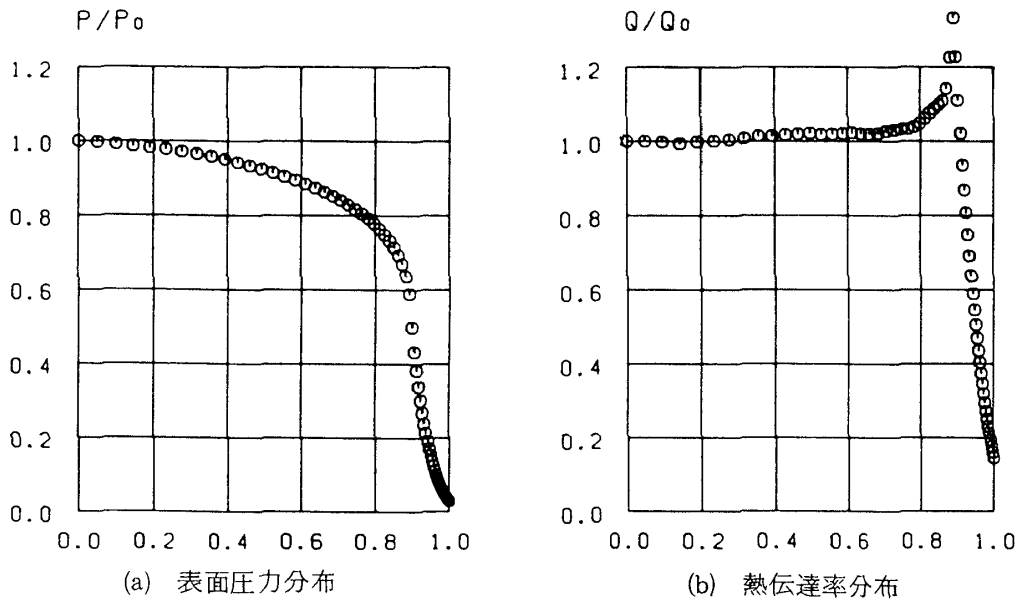


図4

った。図は後者の結果である。この場合も肩に熱伝達率のピークがよどみ点の約1.4倍程度になってあらわれるが、格子の粗いケースでは、約1.2倍前後と低い値を示す。熱伝達率の正確なピークを捉えるためには、格子分布による影響をさらに検討する必要があるだろう。一方、圧力分布等に関してはほとんど一致した結果が得られている。

図5及び図6は木星探査のためのガリレオプローブ¹⁵⁾に対する結果である。表面圧力分布は頭部で急激に減少し、コーン部では圧力が回復してほぼ一定の値を示す。肩では再び急激な膨張により圧力は減

小する。一方熱伝達率分布は、肩の曲率の不連続点近くで局所的なピークを形成するが、よどみ点での値に比較してかなり低くなっている。以上のことから、きわめて鈍頭度の高い飛翔体では、肩の曲率の不連続部分で顕著な空力加熱のピークの発生することが予測される。しかしながら、これらの正確な評価は実験的にもまた理論的にも困難な面が多く、今後数多くの例題を通して検証していく必要があるだろう。

2) Indented Body まわりの三次元流

図7に Indented Blunt Body まわりの格子分布を示す。Indented Body はその名の如く、凸凹形状を

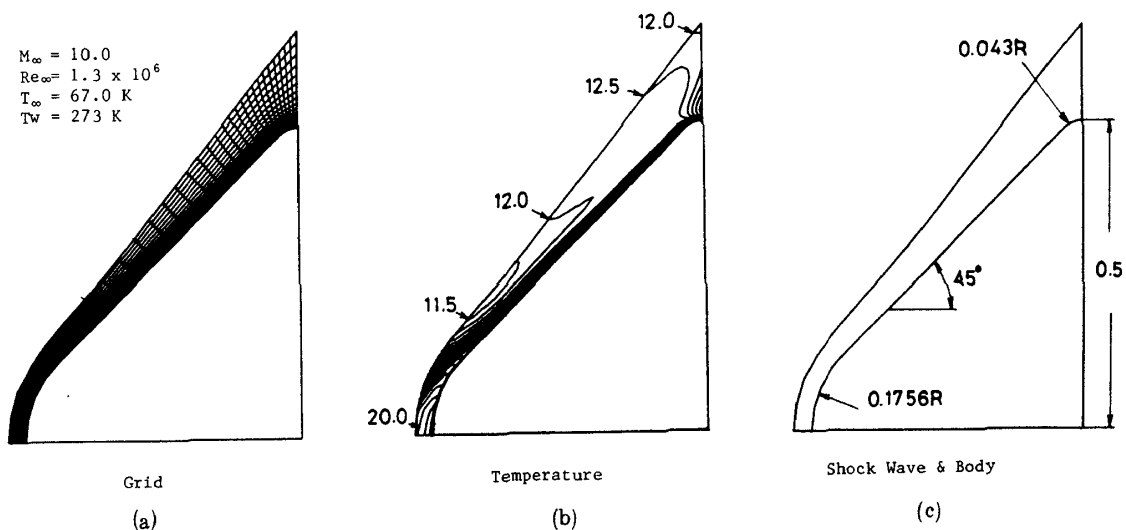


図5 ガリレオ深査プローブまわりの極超音速流

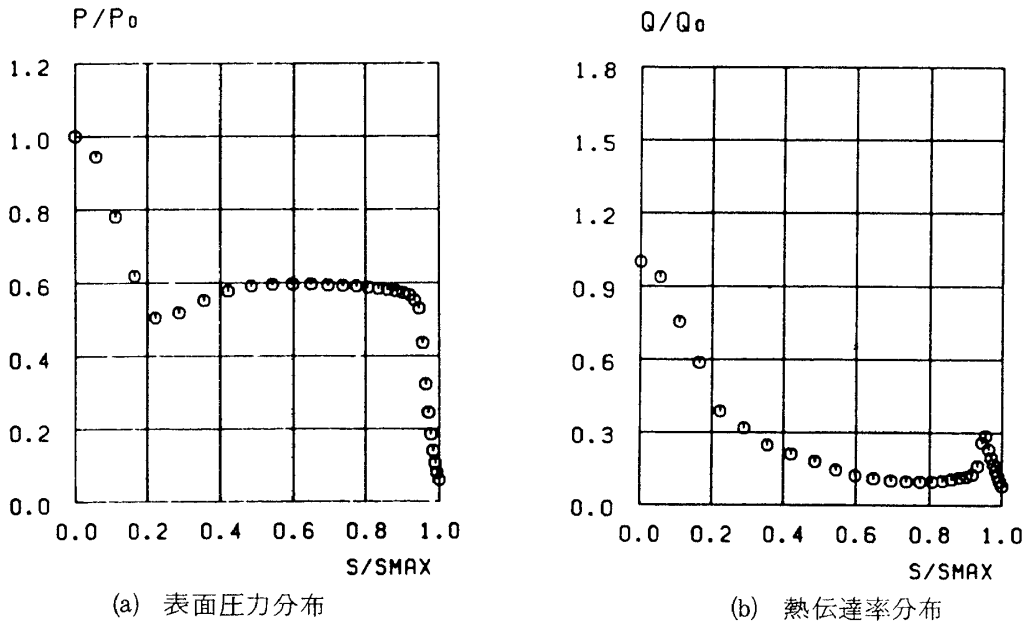


図6

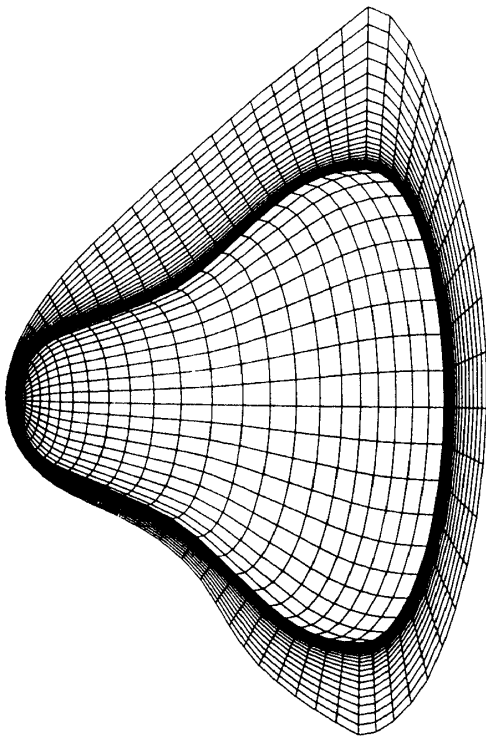


図7 Indented Bodyまわりの格子分布

しており、本来はアブレーション物体の再突入時における形状変化に関連するが、極超音速飛翔時には衝撃波干渉や複雑な剝離・再付着の様相を呈することから、興味のある対象として、数多くの数値例が報告されている。但し有迎角時における計算はわず

かで、しかも衝撃波の形状変化のゆるやかなケースしか解かれていない。本プログラムでは Implicit な衝撃波境界条件の適用により、これら問題点の解決をはかり、一連の三次元流計算を可能にした。解析に用いた物体形状は頭部曲率半径 $R_1 = 1.0$ 、凹部曲率半径 $R_2 = 3.0$ 、後部凸部曲率半径 $R_3 = 2.0$ 、直線部の半頂角 δ_1, δ_2 はそれぞれ 20° 及び 40° である。

(図9参照)

数値解析例は迎角 $\alpha = 15^\circ$ 、一様流マッハ数 7.0、ノーズ半径を基準としたレイノルズ数は 4.5×10^5 で、層流を仮定している。はじめに三次元等圧線図を図8に示す。図は対称面内、物体表面及び下流 Cross Flow 断面内の等圧線をあらわし、下方が風上、上方が風下側に対応する。図にみられるように風上側中央に生ずる再圧縮により、内部に衝撃波が発生し、これが外側の Bow Shock と干渉し、Bow Shock は著しい形状変化を受ける。図9には等マッハ線図、また図10には物体面近傍の速度ベクトルを示す。物体中央部では軸方向の逆流が生じ、この流れは迎角をとったことにより風下側に集まる様子が明瞭に表されている。対称面及び横断面の表面圧力及び熱伝達率分布はそれぞれ、図11、図12である。風上側対称面内では再圧縮による圧力上昇が著しく、これに伴い熱伝達率も上昇の様子が示されている。

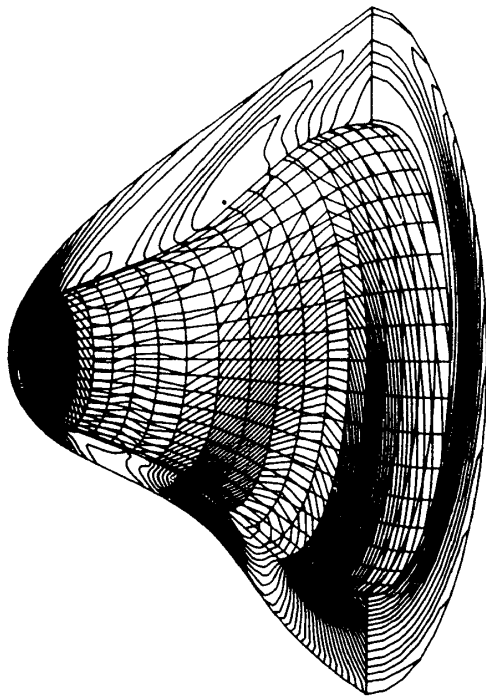
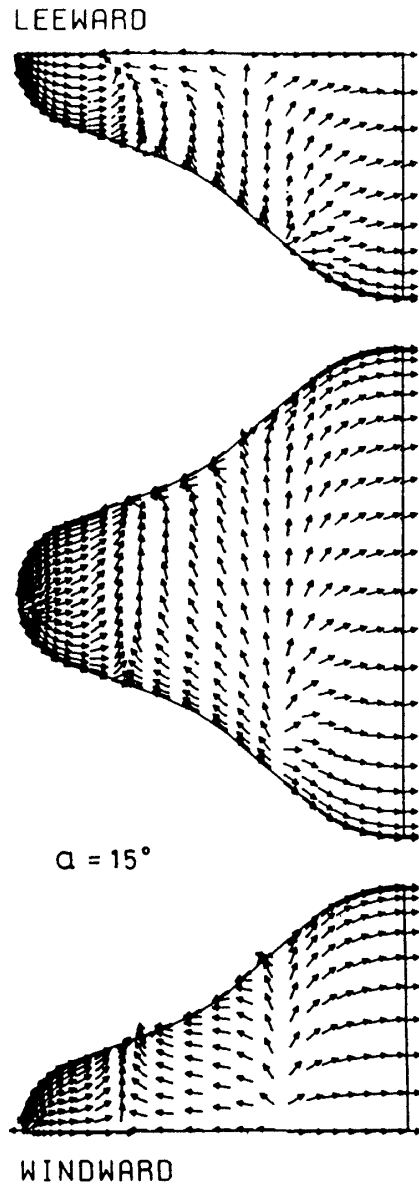


図8 三次元等圧線図

$$\left(M_{\infty}=7.0, Re_{\infty}=4.5 \times 10^5, \alpha=15^{\circ} \right)$$

$$\left(T_{wall}=300^{\circ}\text{K} \right)$$



$\alpha = 15^{\circ}$

ALPHA=15.0

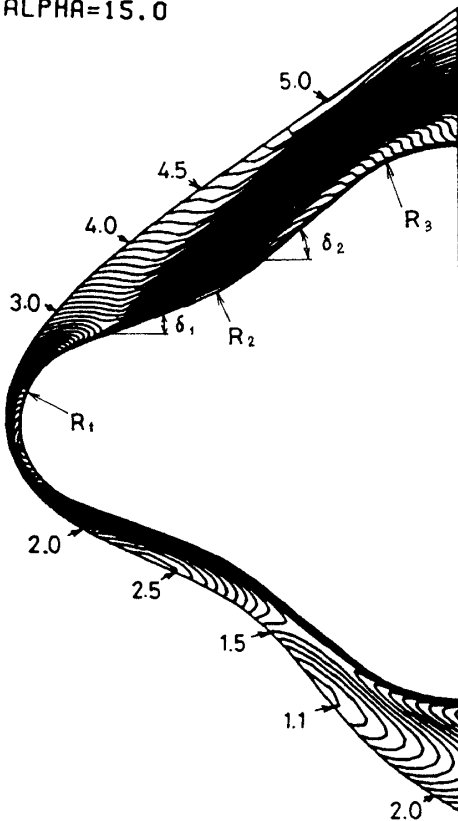
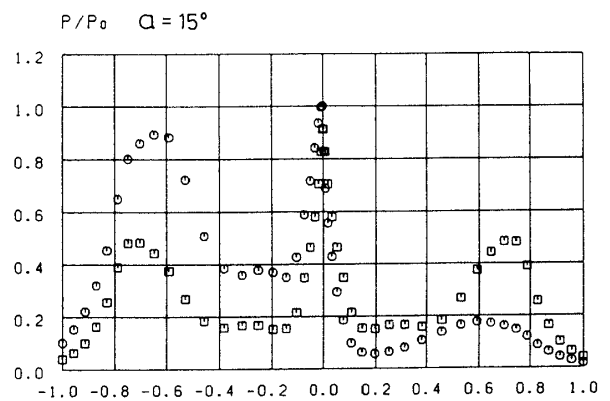


図9 対称面内等マッハ線図及び形状寸法

$$(R_1=1.0, R_2=3.0, R_3=2.0, \delta_1=20^{\circ}, \delta_2=40^{\circ})$$

図10 物面近傍速度ベクトル



$P/P_0 \quad \alpha = 15^{\circ}$

図11 対称面及び側面内の表面圧力分布

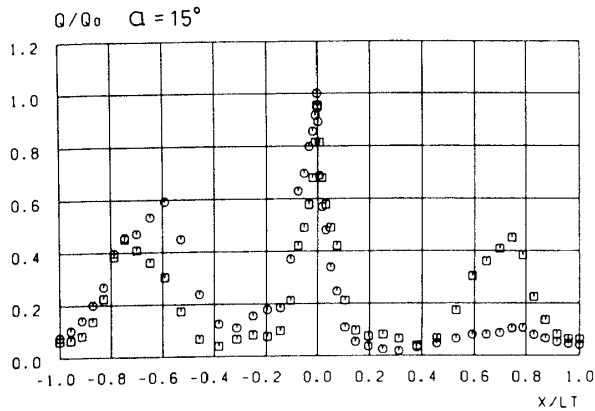


図 12 対称面及び側面内の熱伝達率分布

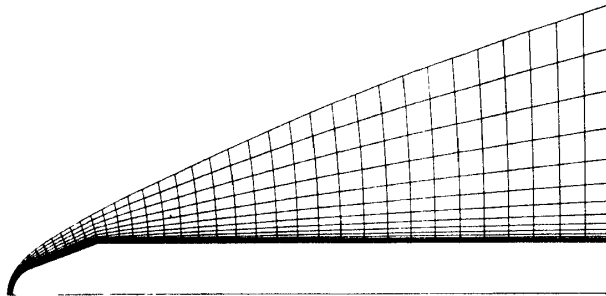


図 13 ロケットまわりの格子分布

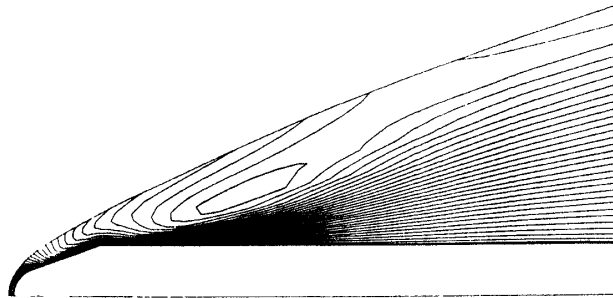
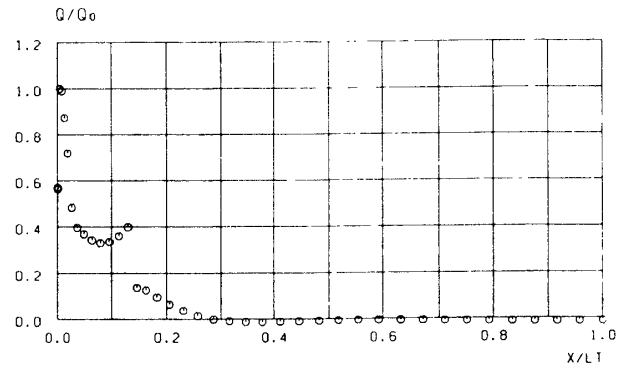


図 14 等マッハ線図

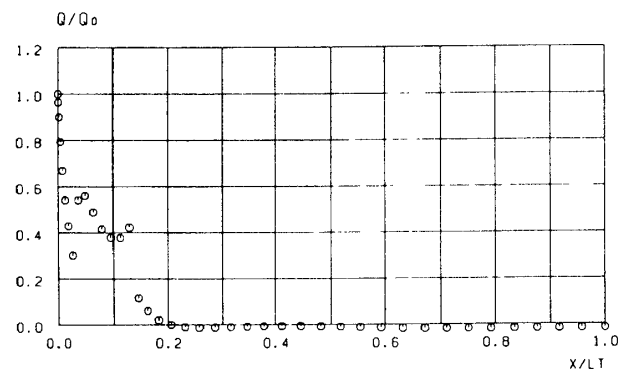
$$\left(\begin{array}{l} M_\infty = 4.2, Re_\infty = 1.1 \times 10^6, T_{wall} = 473^\circ\text{K} \\ T_\infty = 227^\circ\text{K} \end{array} \right)$$

3) ロケットノーズフェアリングまわりの軸対称流

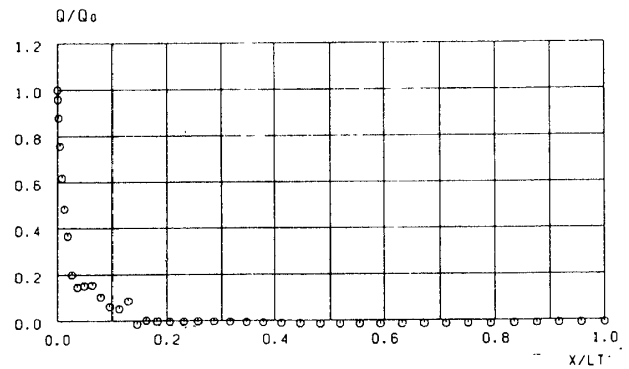
本節ではロケットノーズフェアリングまわりの乱流加熱の結果について述べる。ロケット形状は頭部曲率半径が 1.108, 直径が 4.04, Cone 部の半頂角が 20°の形状である。乱流モデルは Baldwin-Lomax の代数乱流モデルを使用し, 計算例は一様流マッハ数 4.2, 4.4, 4.6, レイノルズ数は長さ 1 を基準として, それぞれ 1.1×10^6 , 4×10^5 , 1.06×10^5 の 3 ケースである。壁面温度は 473°K に設定した。



(a) $M_\infty = 4.2, Re_\infty = 1.1 \times 10^6$



(b) $M_\infty = 4.4, Re_\infty = 4 \times 10^5$



(c) $M_\infty = 4.6, Re_\infty = 1.06 \times 10^5$

図 15 表面熱伝達率分布

図13及び図14に格子分布及び $M_\infty = 4.2$ のケースの等マッハ線図を示す。図15は対応する表面熱伝達率分布である。各熱伝達率はそれぞれ最大値で無次元化を行っている。図に示されるようにレイノルズ数の最も高いケースでは, よどみ点直後で遷移による乱流加熱が発生し, よどみ点での値をうわまる約1.75倍ほどの加熱率のピークがあらわれる。レイノルズ数が低くなるにつれて, 遷移点は後方に移動し, それとともにピーク値自体も減少する。また各図に共通して, 肩の曲率の不連続点において局所的な加熱率のピークがあらわれている。

6. ま と め

ナビエ・ストークス方程式による数値解析プログラムを用いて、様々な宇宙飛翔体まわりの空力及び空力加熱特性の評価を行った。特に空力加熱特性の評価は困難な点が多く実験及び数値解析の両方向から今後詳細に検証していく必要がある。これとともに実在気体効果¹⁵⁾や、より適切な乱流モデルの採用も考慮しなければならない。また二次精度上流差分法¹⁶⁾にみられるような、よりRobustな差分schemeへの改良も急務である。将来これらの問題を序々に解決し、最終的には極超音速領域における有翼飛翔体まわりの流れの解析へと発展させていく予定である。

なお、数値結果を理解しやすくするための種々のカラーグラフィック処理プログラムも、上記解析プログラムとともに開発している。

7. 謝 辞

本報告の一連の計算を行うにあたり、同研究所空気力学第一部井上建二室長からは格子生成のための複素変換プログラムの提供を受けた。ここに深く謝意を表します。

参 考 文 献

- 1) Graves, R.A. Jr. and Hunt, J.L.: NASA's Hypersonic Fluid and Thermal Physics Program. AIAA Paper 85-0922, 1985.
- 2) Shih, P.K. and Gay, A.: Low L/D Aerobrake Heat Transfer Test at Mach 10. AIAA Paper 84-0309, 1984.
- 3) Reeves, B.L., Todisco, A. and Lin, T.C.: Hypersonic Flow over Indented Nosedtips. AIAA Paper 77-0091, 1977.
- 4) Widhoph, G.F., and Hall, R.: Transitional and Turbulent Heat-Transfer Measurements on a Yawed Blunt Conical Nosedtip. AIAA J., Vol.10, No.10, 1972, pp. 1318-1325.
- 5) Gnoffo, P.A.: Complete Flowfields over Low and Wide Angle AOTV Conceptual Configurations. AIAA Paper 84-1695, 1984.
- 6) Rizk, Y.M., Chaussee, D.S. and McRae, D.S.: Numerical Simulation of Viscous-Inviscid Interactions on Indented Nosedtips. AIAA Paper 82-0290, 1982.
- 7) Hsie, T.: Calculation of Viscous Hypersonic Flow over a Severely Indented Nosedtips. AIAA J., Vol.22, No.7, 1984, pp. 935-941.
- 8) Yamamoto, Y.: Numerical Simulation of Hypersonic Viscous Fore- and Afterbody Flows over Capsule-Type Vehicles at Angles of Attack. AIAA Paper 85-0924, 1985.
- 9) Beam, R. and Warming, R.F.: An Implicit Factored Scheme for the Compressible Navier-Stokes Equations. AIAA J., Vol.16, No.4, 1978, pp. 393-402.
- 10) Baldwin, B.S. and Lomax, H.: Thin Layer Approximation and Algebraic Model for Separated Turbulent Flows. AIAA Paper 78-0257, 1978.
- 11) Inoue, K.: Grid Generation for Single Airfoil Using Conformal Mapping. NAL TR-851T, 1985.
- 12) 山本行光; 交互方向法によるカプセル型回収体まわりの三次元極超音速非粘性流の数値解析, 航技研報告 TR-799, 1984.
- 13) Yamamoto, Y. and Karashima, K.: Floating Shock Fitting for Three-Dimensional Inviscid Supersonic Flows. AIAA J., Vol.20, No.1, 1982, pp. 9-17.
- 14) Chakravarthy, S.R.: Euler Equations - Implicit Schemes and Boundary Conditions. AIAA J., Vol. 21, No. 5, 1983, pp. 699-706.
- 15) Moss J.N. and Simmonds, A.L.: Galileo Probe Forebody Flowfield Predictions. Progress in Astronautics and Aeronautics Vol.85
- 16) Coakley, T.J.: Implicit Upwind Method for the Compressible Navier-Stokes Equations. AIAA J., Vol.23, No.3, 1985, pp. 374-380.

