

超音速／極超音速で飛行する火星突入カプセル周りの 流れ構造の数値解析

中村弘明* 真鍋圭司** 西尾正富**

Numerical Analysis of Flow Structures around Mars Entry Capsule Traveling at
Supersonic/Hypersonic Speeds

Hiroaki NAKAMURA*, Keiji MANABE**, and Masatomi NISHIO**

ABSTRACT

Numerical solutions for supersonic/hypersonic flows of carbon-dioxide around a Mars Environmental Survey (MESUR) capsule have been computed utilizing a new computational method of compressible flows based on the finite element method (FEM). In this simulation, two different Mars's atmospheres are used to confirm the effects of atmospheric pressure change on the flowfield around capsule, and the computations are carried out for four points on a trajectory of the capsule at Mach numbers of 2, 3, 5, and 10. By these simulations, differences of the flow structures for effects of atmospheric pressure change and various Mach numbers are clarified. The computational results show that the location of the separation behind the capsule is governed by the strength of the reverse pressure gradient. The reverse flow behind the capsule that determines the value of the base pressure distribution is correlated to the strength of the re-circulation region.

キーワード：超音速流、極超音速流、火星突入カプセル、Wake 構造、有限要素法

Keywords: Supersonic Flow, Hypersonic Flow, Mars Entry Capsule, Wake Structure, Finite Element Method

1. はじめに

地球に最も近い環境を持つ惑星として知られている火星は、平均温度 210K、地表面圧力 610Pa (地球での高度 35km 付近、つまり成層圏での気圧に相当する。) であり、直径 6,794km、質量 6.4219×10^{23} kg の非常に寒冷な惑星である。しかし様々な地形学的証拠から、初期 (約 38 億年前) の気候は液体の水が安定に存在できる程温暖で、それ以降も温暖な時期が度々あったと推測されている。火星は二酸化炭素 (95.32%) を主要成分とする非常に薄い大気で覆われており (とは言っても激しい風や時には

惑星全体を何ヶ月も飲み込むダストスキーム (砂嵐) を維持する程度には十分に厚い大気である。)、その他に窒素 (2.7%)、アルゴン (1.6%)、酸素 (0.13%)、一酸化炭素 (0.08%) 等から形成されている。また、火星にはほとんど固体の二酸化炭素 (ドライアイス) から成る永久極冠が両極にあり、極冠の広がりや季節変化は、全体的な大気圧を約 25% 変動させることが知られている (Viking 着陸船地点での測定結果)。この極冠での二酸化炭素の蒸発・凝結が火星大気に大規模な運動を引き起こす原因になっていると考えられている。

はじめて火星の撮像に成功したのはアメリカの

表1 計算条件 ($\kappa=1.29$, 火星大気: 二酸化炭素, Case1: 地表面圧力 610.0Pa を基準とした各物理量, Case2: 地表面圧力 762.5Pa (極冠の広がりや季節変化を考慮している) を基準とした各物理量)

		M=10	M=5	M=3	M=2
Velocity, m/s	Case1	2117.0	1072.0	656.0	494.0
	Case2	2129.0	1107.4	678.1	522.1
Pressure, Pa	Case1	44.2	67.8	143.2	221.5
	Case2	55.3	84.8	179.0	276.9
Density, kg/m ³	Case1	1.293×10^{-3}	1.916×10^{-3}	3.788×10^{-3}	5.756×10^{-3}
	Case2	1.596×10^{-3}	2.248×10^{-3}	4.432×10^{-3}	6.423×10^{-3}
Temperature, K	Case1	177.0	183.0	195.5	199.0
	Case2	179.0	195.3	208.9	222.3
Reynolds number*	Case1	1.61×10^4	1.17×10^4	1.34×10^4	1.51×10^4
	Case2	1.98×10^4	1.46×10^4	1.53×10^4	1.62×10^4
Knudsen number*	Case1	8.25×10^{-4}	5.57×10^{-4}	2.82×10^{-4}	1.85×10^{-4}
	Case2	6.69×10^{-4}	4.75×10^{-4}	2.41×10^{-4}	1.66×10^{-4}

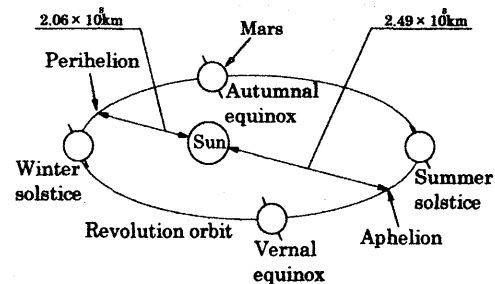


図1 火星の公転軌道図 (上が北極圏/冬至から夏至は北半球での至点)

Mariner 4で(1965年), 現在までに約30機の探査機が火星へ向けて打ち上げられており, 地質や気候などの調査分析が進められている. これによって, 過去の火星に何が起きていたのか次第に明らかになりつつあるが, 確実に言い切れることはまだまだ少なく, より一層, 火星の地質, 岩石, 構造及び大気, 気象等の調査をすると共に, これから続く探査計画のための技術的実証を行う必要がある.

このような状況の中, 米航空宇宙局(NASA)は2010年代までを見通した新たな火星探査計画を発表した. これによると, 2007年度をめどに, 科学研究所の機能を備えた移動型の探査機を火星に着陸させ, さらに2010年代には, ハイライトである火星のサンプルを地球に持ち帰る計画を実施するという. この計画では, 火星で採取した重さ1~2kgのサンプルをロケットで地球に向けて打ち上げる方式が採用される予定である.

上述したような火星環境を調査するためには, カプセルのような極超音速飛翔体を使用される. 極超音速飛翔体周りの流動現象の解明には, 風洞を用いた可視化実験の困難さから, 数値解析(CFD: Computational Fluid Dynamics)によるアプローチが必要不可欠である.¹⁻⁷⁾ 我が国でも使用目的・使用環境は異なるが, 例えばMUSES-Cカプセルに対する動的特性の評価⁸⁾, 熱防御系に関する研究^{9,10)}をはじめ, 金星突入カプセル¹¹⁾や木星突入カプセル¹²⁾のような極超音速飛翔体周りの突入時に於けるCFD解析が行われている.

現在, 圧縮性流れ解析では差分法(FDM: Finite Differential Method)や有限体積法(FVM: Finite Volume Method)等による解析が幅広く行われている. 有限要素法(FEM: Finite Element Method)による解析がこれらの手法と比べて少ないのは, 単に計算時間や記憶容量の問題だけではなく, TVD法のような安定で高精度な解析アルゴリズムに相当す

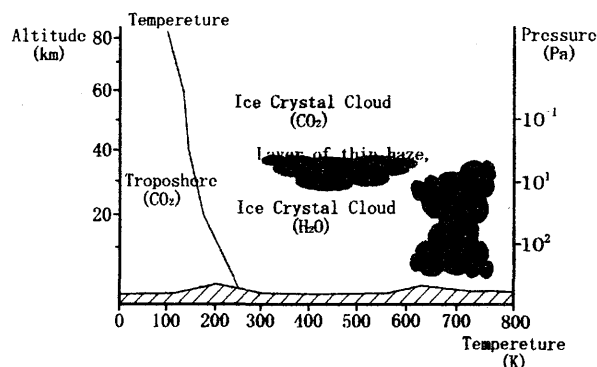


図2 火星大気圏の構造 (W.K.Hartmanによる)

る定式化が未開発なためであると考えられる.

そこで本研究では, FEMを発展させるべくFEMを基礎とした圧縮性流れの新しい計算手法¹³⁾を提案し, この手法を用いてMESUR(Mars Environmental Survey)カプセル周りの流動現象の解明を行う. このシミュレーションでは, 火星の季節変化に伴う気圧変動を考慮した2種類の異なる火星環境を設定した. これによって, それぞれ異なる環境下をカプセルが飛行する際に得られる流れ場と気圧変動の関係を明らかにすると共に, マッハ数の変化に伴う流れ場がカプセルに及ぼす影響について検証する.

2. 火星大気構造

火星の表面気圧は地表の高度によってもかなりの違い(280Pa~890Pa)があるが, 平均610Paであり, 地球での高度35km付近, つまり成層圏での気圧に相当する. これは地球の100分の1程度しかないと意味する.

Viking着陸船が測定した1年間にわたる気圧変化から, 気圧の低い火星にははかなりの大きな気圧変動があることが分かっている(全体的に約25%気圧が変動する). 特に北半球の秋分から冬至にかけての近日点付近でピー

クに達し、夏至前の遠日点付近でもわずかながら上昇する。この近日点付近と遠日点付近に於ける上昇の違いは、まず図1で分かるように火星の離心率が地球などに比べかなり大きく、遠日点では太陽からの距離が $2.49 \times 10^8 \text{km}$ あるのに対し、近日点では $2.06 \times 10^8 \text{km}$ しかない。これにより近日点では日射の加熱による南極冠でのドライアイスの融解が起き、大気中に於ける二酸化炭素濃度が増加して気圧を上昇させる。そしてその後は気温の低下（一般に近日点と遠日点とでは平均的に 30°C の気温差があると言われている。）と共に二酸化炭素はまた氷結し気圧は降下する。しかし、遠日点では太陽からの距離が近日点よりも遠くなるため、二酸化炭素の融解度が低く抑えられ、それほど大きな気圧上昇は起こらない。この二酸化炭素の増減による気圧の変化は、希薄な大気の中で速やかに火星全土に拡散し、火星大気中に大規模な運動を引き起こす原因にもなっているようである。

そこで本研究では、図2に示す W. K. Hartman による火星大気圏の構造を基に季節変化に伴う気圧変動を考慮した2種類の異なる火星環境を設定した (Case1 及び Case2)。これによって、それぞれ異なる環境下をカプセルが飛行する際に得られる流れ場と気圧変動の関係を明らかにすると共に、マッハ数の変化に伴う流れ場がカプセルにどのような影響を及ぼすのかについて検証した。CFD 解析に用いた気流条件の値を表1に示す。ここで、Case1 は地表面圧力 610.0Pa を基準とした場合、Case2 は極冠の広がり季節変化を考慮して地表面圧力 762.5Pa を基準とした場合である。尚、代表長さはカプセル直径を基準にとり、 $7.0 \times 10^{-2} \text{m}$ としている。

3. 解析手法

本研究では、FEM を基礎とした圧縮性流れの新しい計算手法を用いて流れ場の解析を行った。この手法の特長は Navier-Stokes 方程式の圧力項の取り扱いにある。つまり、圧力項を粘性応力と共に応力テンソルとして取り扱い、重み付き残差定式に於いて非微分形式で表現した。これにより、従来の陽的な FEM と比較して解析精度の向上を図ることができると共に計算を安定的に行うことが可能となった。

3.1 基礎方程式

カプセル周りの流れ場は軸対称と仮定し、二次元軸対称圧縮性 Navier-Stokes 方程式を解くことによりカプセル周りの流れ場のシミュレーションを行った。本研究で使用した二次元軸対称圧縮性 Navier-Stokes 方程式は保存形式により以下のようにまとめることができる。

$$\frac{\partial U}{\partial t} + \left(\frac{\partial F_1}{\partial x} + \frac{\partial F_2}{\partial y} + \frac{F_2'}{y} \right) - \left(\frac{\partial G_1}{\partial x} + \frac{\partial G_2}{\partial y} + \frac{G_2'}{y} \right) = 0 \quad (1)$$

ここで、(1) 式に於ける下線部の項が軸対称特有の項である。また、 U は未知数であり、各変数の具体形は以下に示す通りである。

$$U = \begin{bmatrix} \rho \\ \rho u_x \\ \rho u_y \\ \rho e \end{bmatrix}, F_1 = \begin{bmatrix} u_x \rho \\ u_x \rho u_x \\ u_x \rho u_y \\ u_x \rho e \end{bmatrix}, G_1 = \begin{bmatrix} 0 \\ \tau_{xx} - p \delta_{xx} \\ \tau_{xy} - p \delta_{xy} \\ u_m (\tau_{mi} - p \delta_{mi}) - q_i \end{bmatrix} \quad (2)$$

$$F_2' = F_2, G_2' = \begin{bmatrix} 0 \\ \tau_{xy} - p \delta_{xy} \\ \tau_{yy} - \tau_{\theta\theta} \\ u_y (\tau_{yy} - p \delta_{yy}) - q_y \end{bmatrix} \quad (3)$$

ここで、 ρ は密度 [kg/m^3]、 u_x, u_y はそれぞれ x, y 方向の速度 [m/s]、 e は単位質量当りのエネルギー [J/kg]、 τ_{ij} は粘性応力 (偏差応力) [Pa]、 q_i は単位質量当りの熱流束 [J/kg]、そして δ_{ij} はクロネッカーデルタである。また、(3) 式は軸対称問題の場合に考慮しなければならない変数であり、 $\tau_{\theta\theta}$ は円周方向偏差応力 [Pa] である。

3.2 重み付き残差定式

(1) 式に重み関数 w を乗じ、重み付き残差法により定式化すると次式が得られる。

$$\int_A w \frac{\partial U}{\partial t} dA = - \int_A w \left(\frac{\partial F_1}{\partial x} + \frac{\partial F_2}{\partial y} \right) dA - \int_A \left[\frac{\partial w}{\partial x} G_1 + \frac{\partial w}{\partial y} G_2 \right] dA + \int_{sp} w PdS - \int_A w \left(\frac{F_2'}{y} - \frac{G_2' - G_2}{y} \right) dA \quad (4)$$

(4) 式から分かるように、応力を含む項 G_i が座標 x_i による微分の形となっていない。従って、左辺のマトリックスを対角化して陽解法を適用する際、

(4) 式の運動量保存則は直接、等価節点力と節点加速度の関係となる。即ち、

$$\begin{aligned} & (\text{節点運動量の物質導関数}) = \\ & (\text{節点内力}) + (\text{節点外力}) \end{aligned} \quad (5)$$

上式の関係 (Newton の運動方程式) を導くことが、従来の圧縮性流れ解析に対する FEM 定式化とは異なる点である。

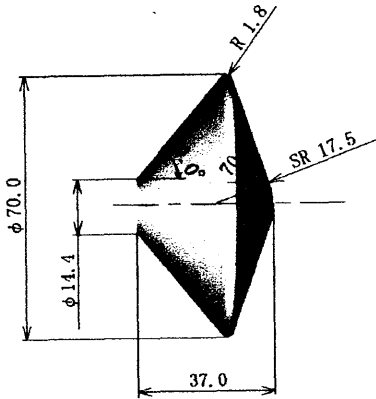
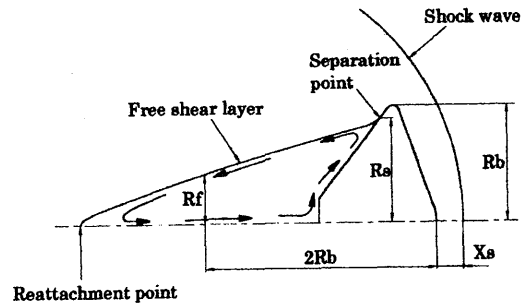


図3 MESUR カプセル形状 (単位: mm)

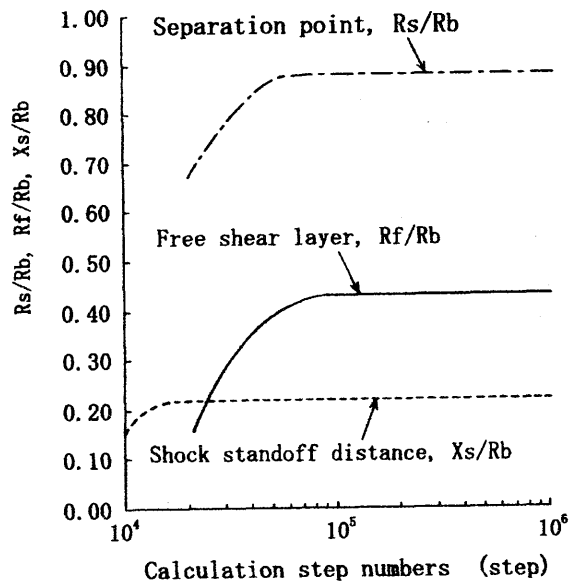
3.3 計算手法の妥当性 (放電発光法による実験結果との比較)

まず本計算手法の妥当性を風洞実験から得られる可視化結果と比較し、検証する目的でマッハ 10 で地球の成層圏を飛行する MESUR カプセルを想定し、カプセル周りの流れ場の解析を行った。図3に本研究で使用したカプセル形状を示す。本研究で使用した計算要素は4節点四角形アイソパラメトリック要素であり、カプセルに対して接線方向に228、法線方向に400の格子点を設け、節点数93,032、要素数92,400で計算を行った。また流れは層流と仮定し、カプセル壁面上は滑りなし、かつ断熱壁としている。气流条件は福山大学に設置している極超音速風洞装置から得られる可視化実験結果と比較するため、化学反応や実在気体効果は考慮せず、一様流速度 $V_{\infty}=1500\text{m/s}$ 、一様流静圧 $P_{\infty}=70\text{Pa}$ 、静温度 $T_{\infty}=54\text{K}$ 、一様流密度 $\rho_{\infty}=4.5 \times 10^{-3}\text{kg/m}^3$ 、そして比熱比 $\kappa=1.4$ として模型前方 $x/R_b=-1.63$ (R_b はカプセル半径であり、カプセル Neck 部を原点にとり下流方向を正としている。) の位置から一様流を与えた。尚、解の収束判定は衝撃波形状が繰り返し計算によって変化しなくなった時点から、さらに約5倍計算を行った時点 (1.0×10^5 steps)、即ち、カプセル背後の再循環領域の形状が変化しなくなった時点までを収束解と判定して採用した (図4参照)。また、時間増分 Δt の値は $\Delta t=1.0 \times 10^{-8}\text{s}$ として計算を行った。

図5に本計算手法によって得られたカプセル周りの流線及び等圧線分布の計算結果を示す。座標軸にはカプセル半径 R_b で無次元化を施した値を用いている。カプセル後流領域の等圧線図から、カプセル対称軸付近には、再圧縮衝撃波と後流との干渉によって生じている圧力の高い領域が確認できるが、そ



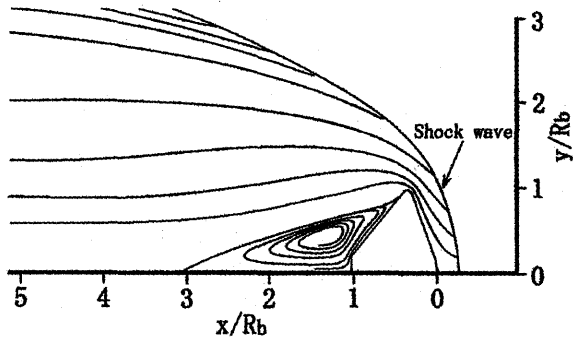
(a) 流れ構造の寸法記号



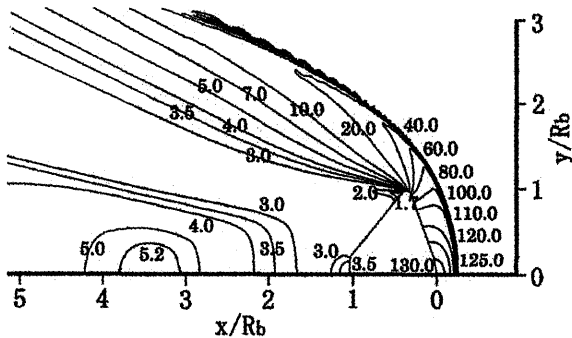
(b) カプセル周りの流れ場が安定するまでに必要とするタイムステップ数

図4 カプセル周りの流れ構造の寸法記号とカプセル周りの流れ場が安定するまでに必要とするタイムステップ数 ($M=10$, $\kappa=1.4$, $\Delta t=1.0 \times 10^{-8}\text{s}$) (R_b : カプセル半径, X_s : カプセル先端から衝撃波までの距離, R_s : 剥離点, R_f : $2R_b$ の位置での対称軸から free shear layer までの距離)

の値は $P/P_{\infty}=5.2$ とカプセル前面のよどみ点圧力 ($P/P_{\infty}=130.0$) の約4.0%となっており、比較的弱い干渉であることが分かる。また、カプセル背後には再循環領域が存在しているが、再循環領域内の流れがカプセル背面に衝突することによってカプセルに及ぼしている力 (以下、再循環領域の強さと略記する。) は最大で $P/P_{\infty}=3.5$ (カプセル前面のよどみ点圧力の約2.7%) とほとんど影響を与えていないことが分かる。図6は本計算手法によって得られたカプセル周りの流線を放電発光法¹⁴⁻¹⁸⁾によって得られ



(a) カプセル周りの流れ線 $X_s/R_b=0.203$,
 $R_s/R_b=0.901$, $R_f/R_b=0.450$



(b) カプセル周りの等圧線分布 $(P/P_\infty)_{\max}=130.0$

図5 カプセル周りの流れ場の計算結果 ($M=10$,
 $\kappa=1.4$, $\Delta t=1.0 \times 10^{-8}$ s)

た可視化実験結果と比較した図であり、破線が実験結果を実線が計算結果を表している。この図から計算結果と実験結果とは良い一致を示していることが分かる。尚、極超音速飛行体周りの空間流れを図6のように比較して、計算手法及び計算結果を確認するのは、放電発光法を用いることで初めて可能となった。

4. FEMによる解析

前節に於いて、本計算手法には妥当性があることが分かった。ここでは本計算手法の適用例として火星の季節変化に伴う気圧変動を考慮した2種類の異なる火星大気に突入するカプセル周りの流れ場の解析を行った。これにより、流れ場と気圧変動の関係を明らかにすると共にマッハ数の変化に伴う流れ場がカプセルにどのような影響を及ぼすのかについて議論する。尚、本研究では火星大気は二酸化炭素、流れは層流と仮定し、化学反応や実在気体効果は考慮せず、比熱比 $\kappa=1.29$ として計算を行った。また、計算で使用した気流条件の値は表1に示す通りであり、時間増分 Δt の値は $\Delta t=1.0 \times 10^{-8}$ s である。計算格子は3.3節に述べたもの(本計算手法の妥当性

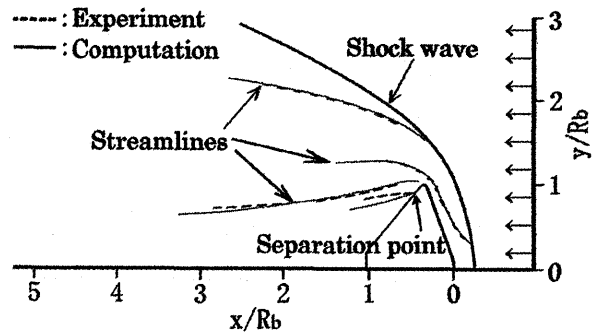


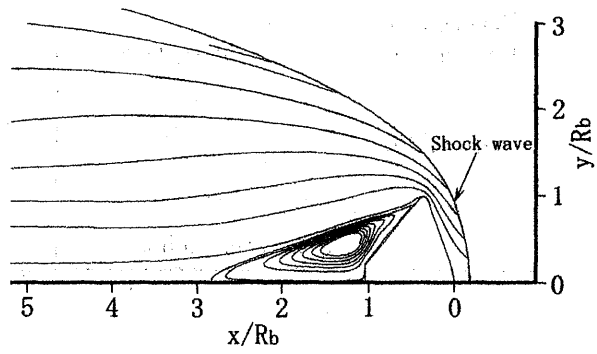
図6 本計算手法による計算結果(実線)と放電発光法による可視化実験結果(破線)との比較図 ($M=10$)

を確認する際に使用したもの)と同じものを使用しておりカプセル壁面上は滑りなし、かつ断熱壁としている。以下、各流れ場に対する計算結果を示す。

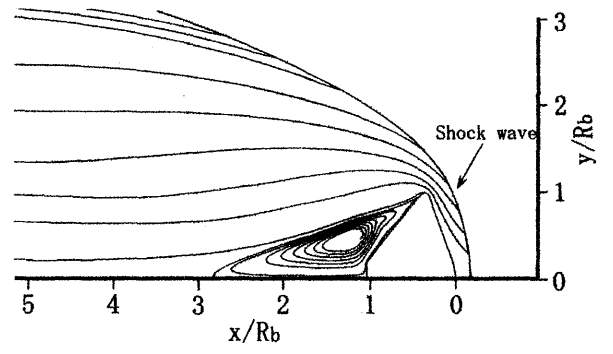
4.1 カプセル周りの流れ場

カプセル周りの流れ場の計算結果を図7及び図8に示す。尚、図7は地表面圧力610.0Paを基準とした場合の計算結果(表1, Case1の条件を使用)であり、図8は地表面圧力762.5Pa(極冠の広がり季節変化を考慮している。)を基準とした場合の計算結果(表1, Case2の条件を使用)である。これらの結果から分かるように、本研究で仮定した計算条件下では、気圧変動の差がカプセル周りの流れパターンに与える影響についてはほとんど認められなかった。しかしながら、カプセル壁面上に作用する物理量に関しては、例えば、カプセル前面よどみ点付近の圧力値では極超音速領域で平均1.20倍、超音速領域で平均1.26倍程度変動しており(図13参照)、衝撃波による圧縮加熱が増大するという結果が得られた。尚、先で述べたように本研究では火星大気平均気圧の変動による流れ場への影響を調べるため、化学反応や実在気体効果は考慮していないが、極超音速領域では、解離・電離吸熱反応に伴う影響が現れるので、この圧縮加熱の増大はカプセル前面はもとより、カプセル後方の流れ場にも多大な影響を及ぼすと考えられる。

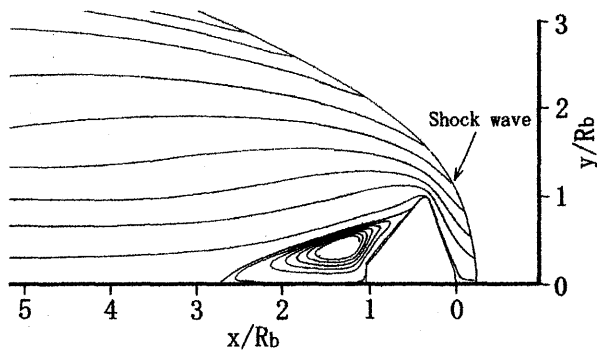
上述したカプセル周りの流れ場の計算結果をグラフ化した図が図9であり、横軸がマッハ数を、縦軸が剥離点: R_s , Free Shear Layer: R_f , Shock Standoff Distance: X_s の各値をカプセル半径 R_b で無次元化した値である。尚、Free Shear Layerの値に関しては図4(a)に示しているように、カプセル先端から $2R_b$ 後方での対称軸からの高さを読み取っている。ここで、黒線が地表面圧力610.0Paを



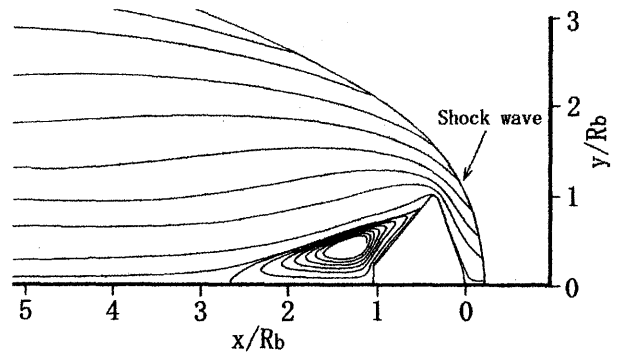
(a) $M=10$, $X_s/R_b=0.16$, $R_s/R_b=0.93$, $R_f/R_b=0.38$



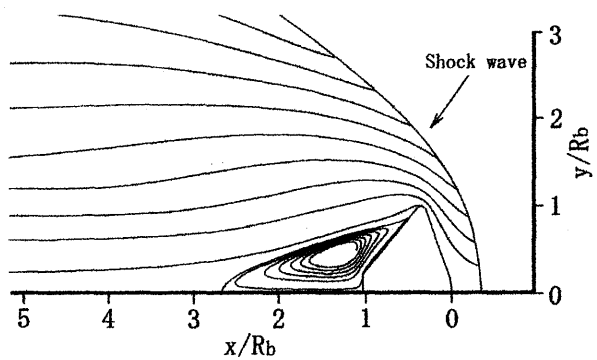
(a) $M=10$, $X_s/R_b=0.15$, $R_s/R_b=0.94$, $R_f/R_b=0.39$



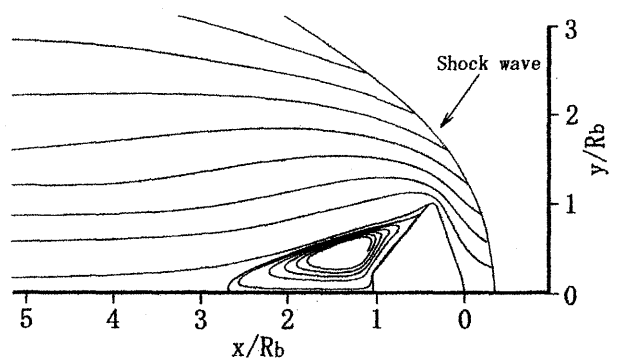
(b) $M=5$, $X_s/R_b=0.22$, $R_s/R_b=0.86$, $R_f/R_b=0.36$



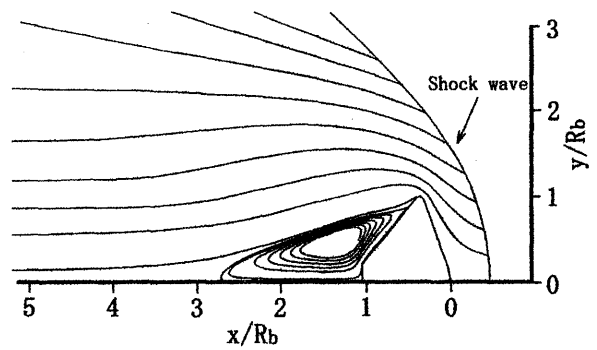
(b) $M=5$, $X_s/R_b=0.20$, $R_s/R_b=0.86$, $R_f/R_b=0.36$



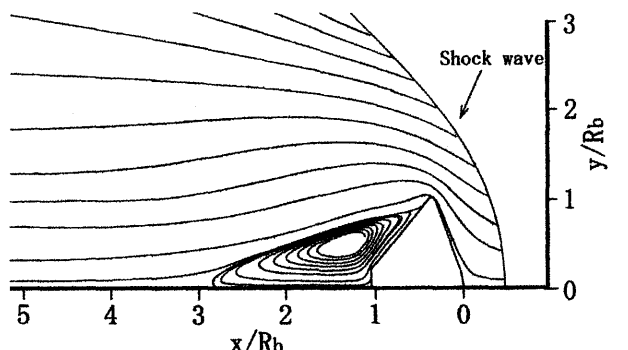
(c) $M=3$, $X_s/R_b=0.34$, $R_s/R_b=0.87$, $R_f/R_b=0.40$



(c) $M=3$, $X_s/R_b=0.33$, $R_s/R_b=0.87$, $R_f/R_b=0.41$



(d) $M=2$, $X_s/R_b=0.45$, $R_s/R_b=0.88$, $R_f/R_b=0.43$



(d) $M=2$, $X_s/R_b=0.44$, $R_s/R_b=0.90$, $R_f/R_b=0.45$

図 7 流線図 ($\kappa=1.29$, 地表面圧力 610.0Pa を基準とした場合)

図 8 流線図 ($\kappa=1.29$, 地表面圧力 762.5Pa を基準とした場合)

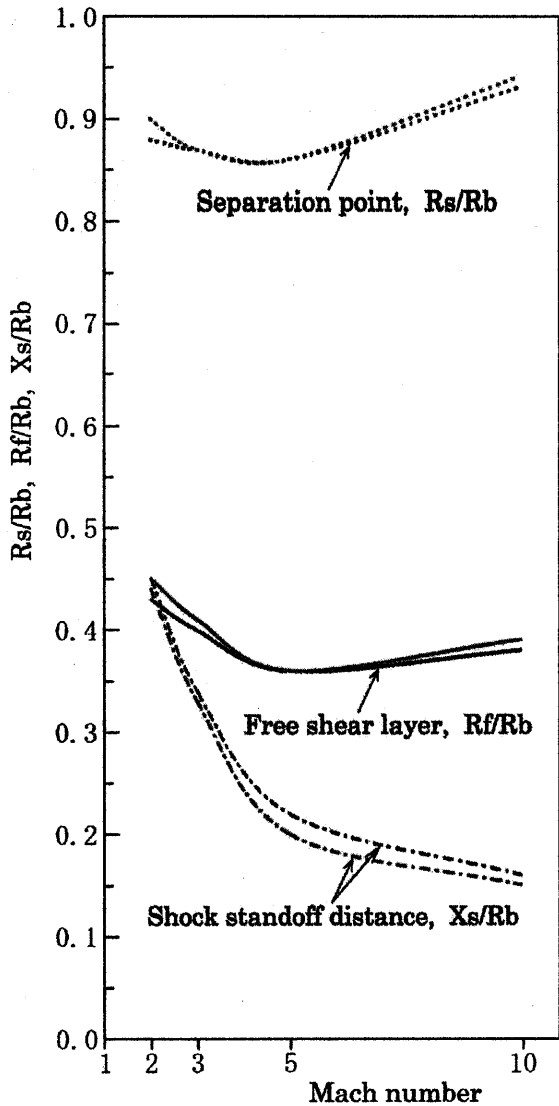


図 9 惑星全体の平均気圧の変動がカプセル周りの流れ構造に及ぼす影響

(黒線：地表面圧力 610.0Pa を基準とした計算結果，赤線：地表面圧力 762.5Pa を基準とした計算結果)

基準とした場合の計算結果を、そして赤線が地表面圧力 762.5Pa を基準とした場合の計算結果を表している。この図から、Shock Standoff Distance の値に関しては、 $M > 5$ の流れでは平均 -0.25 の勾配となっているが $M < 5$ の流れでは平均 -1.68 の勾配となっており、 $M=5$ を境にして低マッハ数程、マッハ数の変化に伴う変化率が顕著になっていることが分かる。つまり、衝撃層厚さの増大率が大きい。これはカプセル前方に発生する衝撃波によるカプセルへの圧縮加熱が大幅に低減していることを意味している。さらに衝撃層厚さの増加と共にマッハ角も増加するので、流れ場に生じた擾乱の影響領域が拡大すると考えられる。(図 7 及び図 8 参照)

また、カプセル背後には境界層内の流れの剥離に伴う再循環領域が確認できるが、その大きさ及び形状はマッハ数の変化と共に変化していることが分かる。特に極超音速領域に於ける流れ場では、マッハ数の減少と共に、再循環領域のカプセル背後に占める割合が減少しており、 $M=5$ の時、剥離点及び Free Shear Layer 共に最小となっている。その後超音速領域ではカプセル背面の逆圧力勾配の影響により、剥離点は上流側へと移動し、それに伴って Free Shear Layer の曲率が増大している。つまり、カプセル背面に於ける背圧の値が大きくなっている。これは後述するように、カプセル背後の再循環領域の強さが強いことを意味しており、カプセルの安定性と大きな関連があると考えられる。

4.2 カプセル周りの等圧線分布

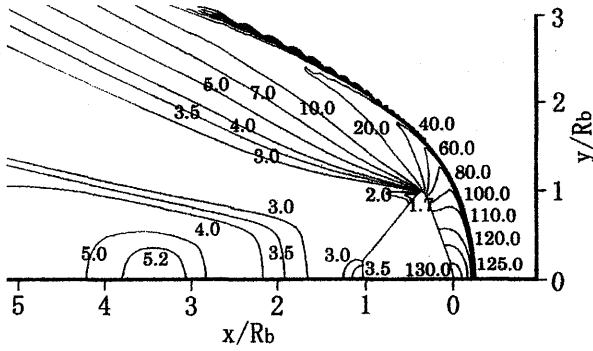
4.2.1 再圧縮領域

カプセル周りの等圧線図を図 10 及び図 11 に示す。尚、図 10 は地表面圧力 610.0Pa を基準とした場合の計算結果であり、図 11 は地表面圧力 762.5Pa を基準とした場合の計算結果である。先で述べたように、カプセル後方対称軸付近には再圧縮衝撃波と後流との干渉によって生じている圧力の高い領域が確認できるが、その値をグラフ化した図が図 12 である。これらの図から背圧が高い程、即ち、再循環領域の強さが強い程、対称面内下向きに働く力が強くなっていることが分かる。しかしその値はわずか数百 N/m^2 程度であり、比較的弱い干渉である。

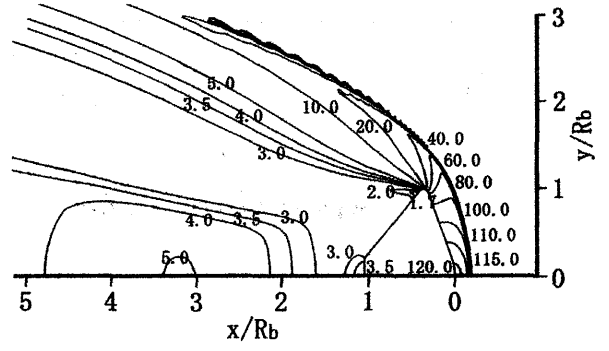
また、カプセル周りの流れパターンが対称面を挟んで上下対称であれば(迎角 0° の場合の流れ場に相当)、この力は打ち消されるが、上下非対象の場合には、力の差によって再圧縮領域周辺の流れ場に乱れが発生する。この乱れが再循環領域後端の流れと干渉すれば、再循環領域の強さ及び形状が変化すると考えられる。つまり、カプセルに及ぼす力が対称面を挟んで異なるので、カプセルが振動する可能性が生じてくる。

4.2.2 カプセル壁面上に作用する圧力分布

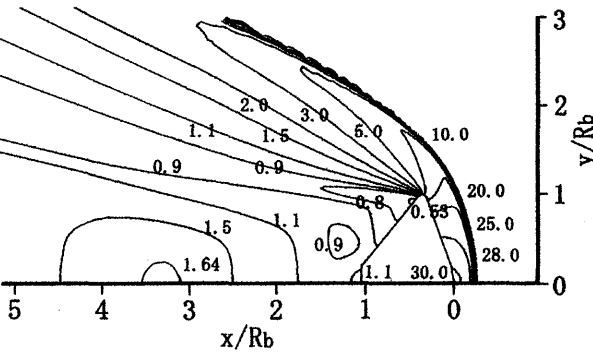
カプセル壁面上に作用する圧力分布の計算結果を図 13 及び図 14 に示す。ここで、図中の S はカプセル先端対称軸の位置から壁面上に沿った任意の点に於ける距離を表している。カプセル肩部からの膨張波の影響により圧力は流れ方向に急激に減少しているが、 $S/R_b=1.1 \sim 1.4$ の領域内で急激に増加する傾向へと転じていることが分かる。また、その領域内での勾配は地表面圧力 610.0Pa を基準とした計算結



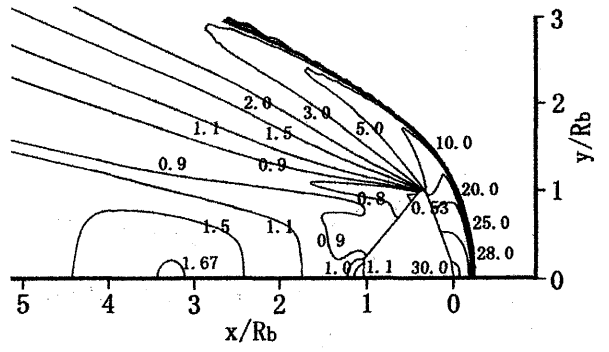
(a) $M=10, (P/P_{\infty})_{\max}=130.0$



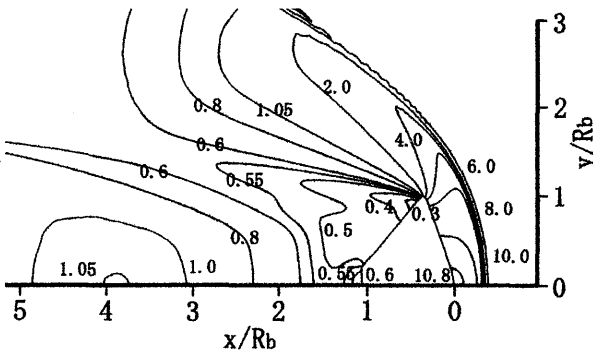
(a) $M=10, (P/P_{\infty})_{\max}=120.0$



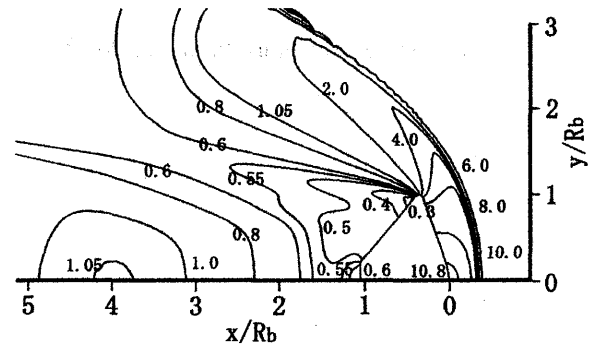
(b) $M=5, (P/P_{\infty})_{\max}=30.0$



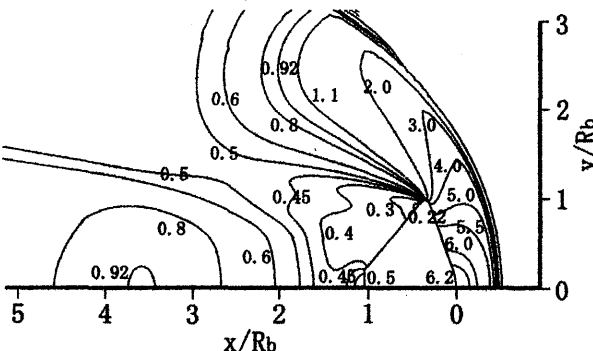
(b) $M=5, (P/P_{\infty})_{\max}=30.0$



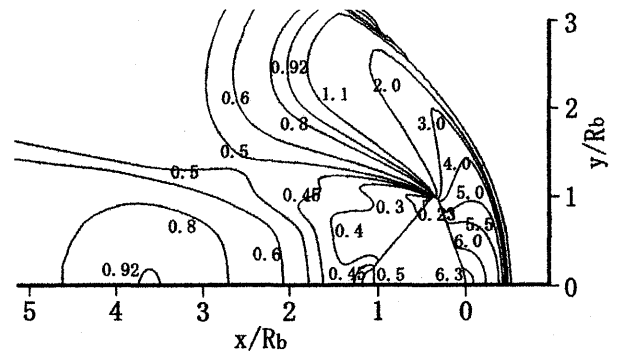
(c) $M=3, (P/P_{\infty})_{\max}=10.8$



(c) $M=3, (P/P_{\infty})_{\max}=10.8$



(d) $M=2, (P/P_{\infty})_{\max}=6.2$



(d) $M=2, (P/P_{\infty})_{\max}=6.3$

図 10 等圧線分布図 ($\kappa=1.29$, 地表面圧力 610.0Pa を基準とした場合)

図 11 等圧線分布図 ($\kappa=1.29$, 地表面圧力 762.5Pa を基準とした場合)

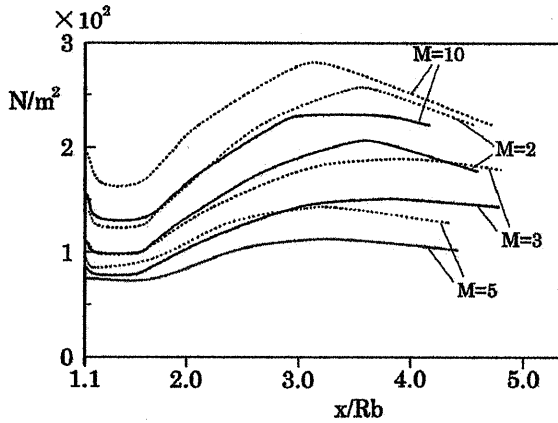


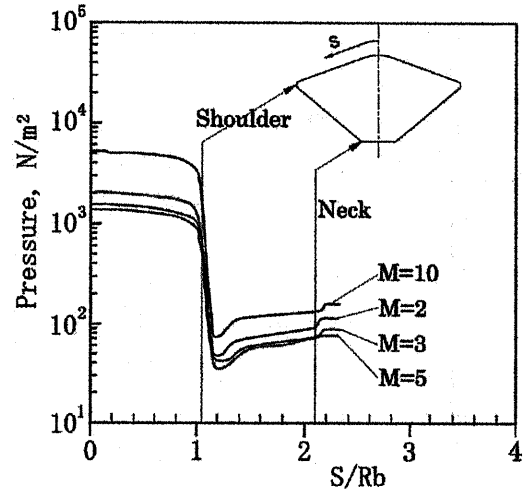
図12 カプセル後方対称軸上に於ける圧力分布図(実線：地表面圧力 610.0Pa を基準とした計算結果, 破線：地表面圧力 762.5Pa を基準とした計算結果)

果では, $M=10$ の時 1.12, $M=5$ の時 0.69, $M=3$ の時 0.74, そして $M=2$ の時 1.06 であり, 一方, 地表面圧力 762.5Pa を基準とした計算結果では, $M=10$ の時 1.18, $M=5$ の時 0.63, $M=3$ の時 0.56, そして $M=2$ の時 0.86 となっており, 先で述べたように勾配が大きい程, 流れは壁面に沿って流れ難くなっていることが分かる。(一般に流体は圧力の減少する方向に流れる性質がある。)その後, 圧力は壁面に沿って緩やかに増加し続け, カプセル Neck 部で再び急激に増加している。これは再循環領域内の流れがカプセル背面に衝突することで圧力の上昇が生じたためである。また, その値は $M=10$ の時が最も大きく, 再循環領域の強さが強いことが分かる。

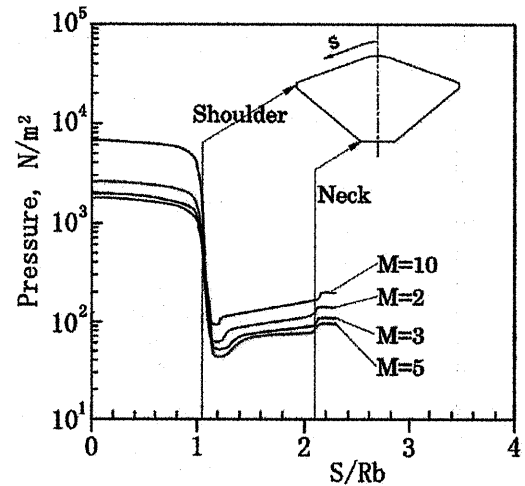
迎角 0° の場合には, 図13に見られるようにマッハ数の変化に関係なく背圧のピークは常にカプセル Neck 部に集中しており, カプセルが静的に安定であることを意味している。しかしながら, カプセル周りの流れが遷音速流に変化する場合や迎角が変化すると, 気流中に生じる擾乱の伝播速度の影響及びカプセル背面からの渦放出に伴う空気力変化の影響等により, カプセル背後の再循環領域の流れが不安定になり, 強さ及び形状が著しく変動する。つまり, 背圧分布に大きな変動が生じ, 背圧のピークはカプセル背面上の任意の点にランダムに出現すると考えられる。これはカプセルにモーメントが発生することを意味しており, カプセルが不安定になる可能性が生じてくる。

5. おわりに

本研究では FEM を基礎とした圧縮性流れの新しい計算手法を提案し, この手法を用いて MESUR カ



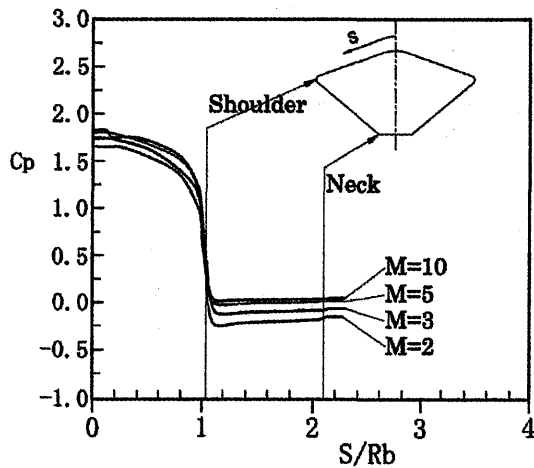
(a) $\kappa=1.29$, 地表面圧力 610.0Pa を基準とした場合



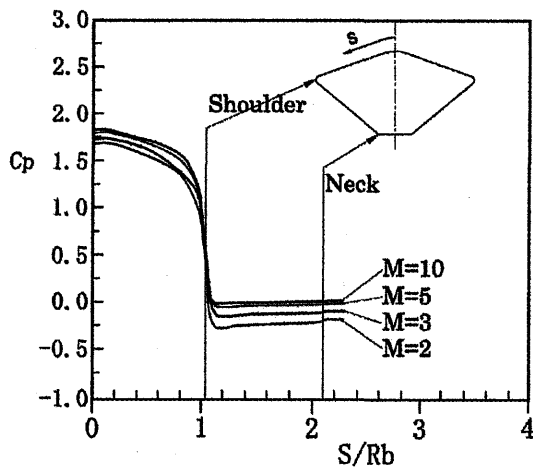
(b) $\kappa=1.29$, 地表面圧力 762.5Pa を基準とした場合

図13 カプセル壁面上の圧力分布図 (S:カプセル先端対称軸の位置から壁面上の任意の点に於ける距離)

プセル周りの流動現象の解明を行った。このシミュレーションでは火星の季節変化に伴う気圧変動を考慮した2種類の異なる火星環境を設定し, それぞれ異なる環境下をカプセルが飛行する際に得られる流れ場と気圧変動の関係を明らかにすると共に, マッハ数の変化に伴う流れ場がカプセルに及ぼす影響について検証した。本計算手法によって得られた結果を以下に示す。



(a) $\kappa=1.29$, 地表面圧力 610.0Pa を基準とした場合



(b) $\kappa=1.29$, 地表面圧力 762.5Pa を基準とした場合

図 14 カプセル壁面圧力係数分布図

(1)本研究で仮定した計算条件下では、気圧変動の差がカプセル周りの流れパターンに与える影響についてはほとんど認められなかった。しかしながら、カプセル前面よどみ点付近に作用する圧力値に関しては、極超音速領域で平均 1.20 倍、超音速領域で平均 1.26 倍程度変動するという結果が得られた。これはカプセル前面に作用する圧縮加熱が増大することを意味しており、化学反応を考慮したシミュレーションでは解離・電離吸熱反応に伴う影響が現れるので、この圧縮加熱の増大はカプセル前面はもとより、カプセル後方の流れ場にも多大な影響を及ぼすと考えられる。

(2)カプセル後方には再圧縮衝撃波と後流との干渉によって圧力が増大する領域（再圧縮領域）の存

在が確認できたが、その値はわずか数百 N/m^2 程度であり、比較的弱い干渉であることが分かった。しかしながら、(1)で述べたように解離・電離吸熱反応の影響を考慮すると、再圧縮領域周辺の圧力分布は変動する可能性があると考えられる。

(3)カプセル背面の背圧分布は再循環領域の強さ及び形状と大きな関係があることが分かった。即ち、背圧が高い程、剥離位置は上流側へと移動し、それに伴って再循環領域内の流れと外側の流れとを分ける **Free Shear Layer** の曲率が增大するという結果が得られた。また、本計算結果では再循環領域内の流れがカプセル背面に衝突することによって生じている背圧のピーク値は常にカプセル Neck 部に集中しているが、迎角等の変化により再循環領域の強さ及び大きさが対称面を挟んで上下非対称になると、背圧のピーク値はカプセル背面上にランダムに出現するので、背圧分布はカプセルの安定性と大きな関連があると考えられる。

参考文献

- 1) Brian R.Hollis and John N.Perkins: Comparison of Experimental and Computational Aerothermodynamics of a 70-deg Sphere-Cone, AIAA 96-1867, 1996.
- 2) James N.Moss, Richard G.Wilmoth and Joseph M.Price: DSMC SIMULATIONS OF BLUNT BODY FLOWS FOR MARS ENTRIES, AIAA Paper 97-2508, 1997.
- 3) James N.Moss, Robert C.Blanchard, Richard G.Wilmoth, and Robert D.Braun: Mars Pathfinder Rarefied Aerodynamics: Computations and Measurements, J.Spacecraft Rockets, **36** (1999), pp.330-339.
- 4) Peter A Gnoffo, Robert D.Braun, K.James Weilmuenster, Robert A.Mitcheltree, Walter C.Engelund, and Richard W.Powell: Prediction and Validation of Mars Pathfinder Hypersonic Aerodynamics Database, J.Spacecraft Rockets, **36** (1999), pp.367-373.
- 5) Ramadas K.Prabhu: Inviscid Flow Computations of Two '07 Mars Lander Aeroshell Configurations Over a Mach Number Range of 2 to 24, NASA/CR-2001-210852, 2001.

- 6) Thomas J.Horvath, Tod F.O'Connel, F.McNeil Cheatwood, Ramadas K.Prabhu and Stephen J.Aiter:Experimental Hypersonic Aerodynamics Characteristics of the Mars Surveyor 2001 Precision Lander with Flap, AIAA 2002-4408, 2002.
- 7) R.A.Mitcheltree and P.A.Gnoffo:Wake Flow About the Mars Pathfinder Entry Vehicle, J.Spacecraft Rockets, **32** (1995), pp.771-776.
- 8) Teramoto, S. and Fujii, K.:Study on the mechanism of the instability of a re-entry capsule at transonic speeds, AIAA 2000-2603, 2000.
- 9) Suzuki, K., Fujii, K. and Abe, T.:Chemical Nonequilibrium Viscous Shock-Layer Analysis over Ablating Surface of Superorbital Re-Entry Capsule, The Institute of Space and Astronautical Science Report SP No.17 (2003), pp.23-42.
- 10)Yamada, T., Inatani, Y. and Hirai, K.:Thermal Responses of Ablator for Reentry Capsules with Superorbital Velocity, The Institute of Space and Astronautical Science Report SP No.17 (2003), pp.201-215.
- 11)中澤英子, 山田和彦, 鈴木宏二郎:金星探査における極小弾道係数エアロキャプチャ衛星の可能性, 宇宙航行の力学シンポジウム, (2002), pp.103-106.
- 12)山本新吾, 大西直文, 澤田恵介, 佐宗章弘:ガリレオプローブ木星大気圏突入時の数値シミュレーション, 宇宙航行の力学シンポジウム, (2002), pp.107-110.
- 13)西尾正富, 真鍋圭司, 中村弘明, 瀬崎新士:超音速/極超音速流れの新しい計算手法, 日本航空宇宙学会論文集, **51** (2003), pp.683-689.
- 14)西尾正富:極超音速飛翔体周りの流れ場の放電を利用する可視化法(放電発光法), 日本航空宇宙学会誌, **44** (1996), pp.347-353.
- 15)Nishio, M., Manabe, K., Sezaki, S.:Investigation of Flowfield around Hypersonic Re-entry Capsule Utilizing the Electric Discharge Method, AIAA Paper 2001-1808, 2001.
- 16)Sezaki, S., Nakamura, H., Nishio, M.:Visualization of Flowfield around Hypersonic Re-entry Capsule Using Electrical Discharge Method, Proceedings of 10th International Symposium on Flow Visualization, Paper No.182, (2002), CD-Rom Version.
- 17)Nishio, M., Sezaki, S., Nakamura, H.:Measurement of Capsule Wake Stabilization Time in a Hypersonic Gun Tunnel, AIAA J., **42** (2004), pp.56-60.
- 18)Nishio, M., Sezaki, S., and Nakamura,

H.:Visualization of Flow Structure Around a Hypersonic Re-entry Capsule Using the Electrical Discharge Method, J.of Visualization, **7**, (2004), pp.151-158.