

NAL TR-819

ISSN 0389-4010
UDC 533.6.011.5:
533.6.665:
533.6.011.6

航空宇宙技術研究所報告

TECHNICAL REPORT OF NATIONAL AEROSPACE LABORATORY

TR-819

ナビエ・ストークス方程式によるカプセル型回収体
三次元極超音速後部流の数値解析

山 本 行 光

1984 年 6 月

航空宇宙技術研究所
NATIONAL AEROSPACE LABORATORY

ナビエ・ストークス方程式によるカプセル型回収体 三次元極超音速後部流の数値解析*

山 本 行 光**

Navier-Stokes Solution of Three-Dimensional Hypersonic Afterbody Flowfields over Capsule-Type Vehicles

ABSTRACT

The thin-layer, three-dimensional compressible Navier-Stokes equations are solved for hypersonic afterbody flowfields over capsule-type re-entry vehicles at high angles of attack. In such flowfields, large streamwise and cross flow separations occur and embedded shock waves also appear. In order to analyze these complicated flowfields, exact numerical viscous flow simulations are more appropriate. In this report, an implicit approximate factorization method has been used to obtain numerical solutions under the following free stream condition: free stream Mach number of 7.0 with Reynolds number of 4.5×10^5 , which is the same condition as in the hypersonic wind tunnel at the National Aerospace Laboratory. Body configurations are composed of a blunt-nosed forebody and 20 deg conical afterbody followed by a cylinder. The results demonstrate the capability of the present numerical procedure for investigating the detailed structure of such three-dimensional separations and the effects of afterbody to the total aerodynamic performance.

1. ま え が き

三次元剝離再付着流の問題は、近年の高速飛翔体の大迎角飛行に関連してますますその重要性を増しつつある。われわれはすでに航空宇宙技術研究所の極超音速風洞において、逆円錐円筒後部をもつカプセル型回収体の種々の特性試験^{1)~5)}を行ってきたが、このようなカプセル後部まわりの流れ場は、まさにこの種の問題の典型的な例を提供するものである。しかもこれらの剝離再付着流は静的及び動的な

空力性能にも顕著な影響を与え、また後部円筒部再圧縮領域では、熱伝達率の急激な上昇がみられることが、上記一連の実験から判明している。したがってこれらの定量的な評価も重要な課題となる。

しかしながら、これら三次元剝離再付着の構造はきわめて複雑である。すなわち、流れ場はおおむね図1に示されるように、逆円錐円筒結合部に軸方向剝離を発生し、迎角をとるとともに風上側から風下側に向かう横断流によって、この剝離領域が風上側では、狭められ、風下側ではより広げられる。また風下側円筒部再付着点後方では横断流剝離も伴う。さらに大迎角をとるにつれて、風上側円筒部に再圧

* 昭和59年5月2日受付

** 空気力学第一部

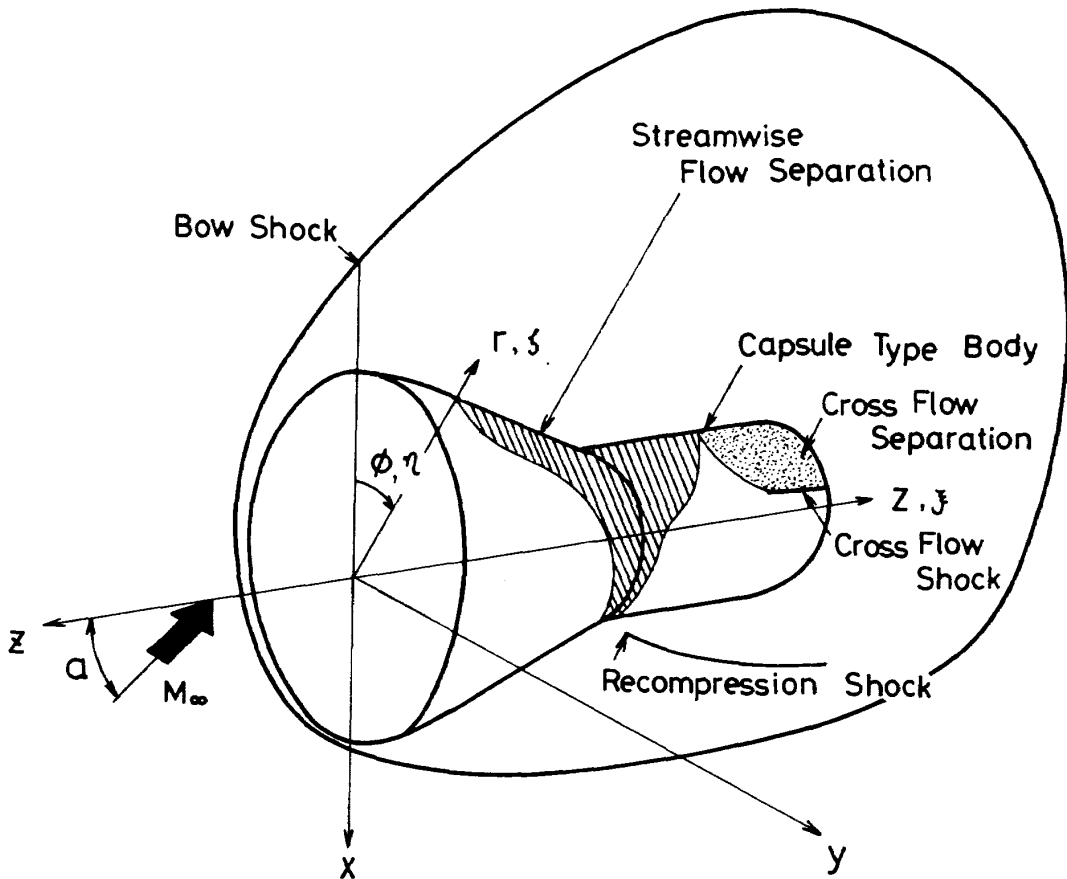


図 1 座 標 系

縮衝撃波が、より下流では横断流衝撃波があらわれ、衝撃波と粘性領域の干渉も生じる。

このように複雑な様相を呈する三次元剝離再付着の流れ場を解明するには、もはや従来の三次元境界層やその他の理論解析は適用困難で、ナビエ・ストークス方程式を用いた数値解析が最も有効な手段の一つとなる。このようなことから、計算機の大型高速化と数値解法の進歩に伴い、軸方向剝離を含む物体まわりの軸対称流では、上記方程式による時間依存の数値解析^{6)~11)}が多数行われてきている。一方三次元剝離再付着の問題に対しては、空間格子点数が膨大になるため、比較的信頼性の高く、実用的な Thin-Layer 近似ナビエ・ストークス方程式を用いることが有利で、実際の流れ場の解析に適用され始めている。代表的には Hung¹²⁾らのフレアまわりの超音速流や、Deiwert¹³⁾らのポート・テイル形状後部まわりの遷音速流の大規模計算があげられ、これらの解析がきわめて有効な手段であることが実証された。しかしながら計算例は比較的低迎角の範囲に限定されている。

本報告では上記 Thin-Layer 近似ナビエ・ストークス方程式を用いた数値解析により、極超音速流中の、特に高迎角時におけるカプセル後部の三次元剝離再付着流の詳細を把握することを目的とする。また、あわせてこれらの構造に関しても若干の考察を行う。数値解法は Beam-Warming らの提唱した IAF (Implicit Approximate Factorization) 法^{14)~17)}によるもので、カプセル頭部の流れは、球座標系に基づいた複素変換座標により、あらかじめ同様な手法で解き進め、^{18,19)}その解を後部流のための初期値とした。一様流条件は航空宇宙技術研究所の極超音速風洞の一様流条件にあわせ、 $M_\infty = 7.0$ 、頭部曲率半径を基準としたレイノルズ数 $Re_\infty = 4.5 \times 10^5$ である。なお、今回流れは層流を仮定した。

2 記 号

x, y, z カーテシアン座標系
 r, ϕ, Z 円柱座標系
 ξ, η, ζ 一般座標系
 τ, t 時 間

u, v, w x, y, z 方向の速度成分

P 圧力

ρ 密度

e 単位質量当りの全エネルギー

U_∞ 一様流の速さ

M_∞ 一様流マッハ数

T_∞ 一様流温度 ($^{\circ}\text{K}$)

T_W 物体表面温度 ($^{\circ}\text{K}$)

a 音速

γ 比熱比

μ 粘性係数

k 熱伝導係数

P_τ プラントル数 ($= 0.72$)

R_e レイノルズ数 (基準長 R_1)

\dot{Q} 熱伝達率

α 迎角

β 格子点を物体近傍に集めるためのパラメータ

R_1 頭部曲率半径

R_2 肩の曲率半径

R_3 頭部最大半径

C_L 揚力係数 ($\frac{1}{2} \rho_\infty U_\infty^2 S$ で無次元化)

C_D 抗力係数 (" ")

C_{M0} $Z=0$ まわりの縦揺れモーメント係数 (頭上げ正, $\rho_\infty U_\infty^2 S R_3$ で無次元化)

x_{CP} 頭部先端からの圧力中心位置 (R_1 で無次元化)

S 基準面積 πR_3^2

添字

0 よどみ点または頭部最高値

∞ 一様流の値

n 時間の積分ステップ

3. 基礎方程式

Thin-Layer 近似を用いた非定常 3 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以下の式となる^{15)~17)}。

$$\hat{q}_\tau + \hat{E}_\xi + \hat{F}_\eta + \hat{G}_\zeta = \hat{S}_\zeta / R_e \quad (1)$$

ここで τ は時間を示し, (ξ, η, ζ) は図 1 にみられるような座標で, ζ は物体に交わる方向の座標

をあらわす。 $\hat{q}, \hat{E}, \hat{F}, \hat{G}, \hat{S}$ はベクトルで次式で表わされる。

$$\begin{aligned} \hat{q} &= J^{-1} \begin{pmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ \rho w \\ e \end{pmatrix} & \hat{E} &= J^{-1} \begin{pmatrix} \rho U \\ \rho u U + \xi_x P \\ \rho v U + \xi_y P \\ \rho w U + \xi_z P \\ (e+P)U - \xi_t P \end{pmatrix} \\ \hat{F} &= J^{-1} \begin{pmatrix} \rho V \\ \rho u V + \eta_x P \\ \rho v V + \eta_y P \\ \rho w V + \eta_z P \\ (e+P)V - \eta_t P \end{pmatrix} \\ \hat{G} &= J^{-1} \begin{pmatrix} \rho W \\ \rho u W + \zeta_x P \\ \rho v W + \zeta_y P \\ \rho w W + \zeta_z P \\ (e+P)W - \zeta_t P \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (2)$$

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

$$V = \eta_t + \eta_x u + \eta_y v + \eta_z w$$

$$W = \zeta_t + \zeta_x u + \zeta_y v + \zeta_z w \quad (3)$$

u, v, w , は図 1 の直交座標 (x, y, z) 方向の速度成分で, ρ, e, p は密度, 全エネルギー, 及び圧力である。これらの諸量は一様流の値, $U_\infty, \rho_\infty, \rho_\infty U_\infty^2$ でそれぞれ無次元化されており, また次式の関係が成立する。

$$P = (\gamma - 1) [e - 0.5 \rho (u^2 + v^2 + w^2)] \quad (4)$$

\hat{S} は粘性をあらわすベクトルで, これを省略すれば(1)式は非粘性のオイラー方程式となる。

$$\hat{S} = J^{-1} \mu \begin{pmatrix} 0 \\ m_1 u_\zeta + m_2 \zeta_x \\ m_1 v_\zeta + m_2 \zeta_y \\ m_1 w_\zeta + m_2 \zeta_z \\ m_3 \end{pmatrix} \quad (5)$$

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

$$m_2 = (\zeta_x u_\zeta + \zeta_y v_\zeta + \zeta_z w_\zeta) \quad 13$$

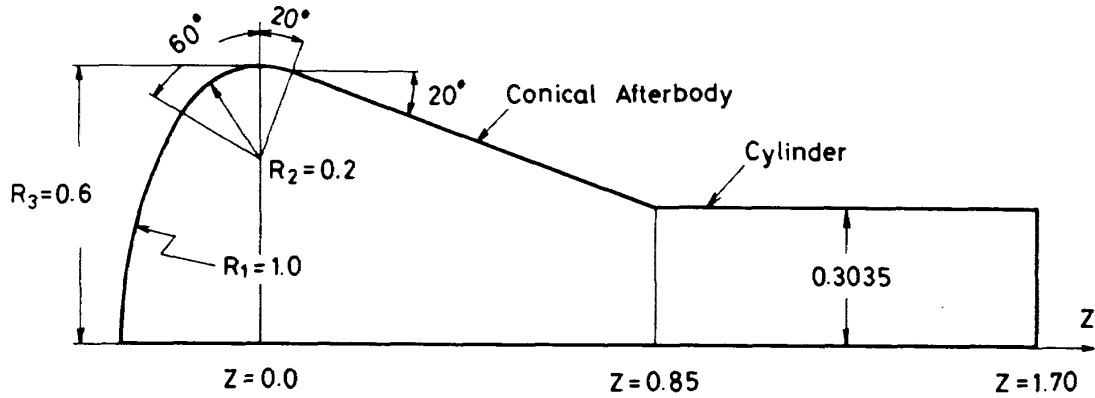


図2 物体形状

$$m_3 = \frac{k}{\mu Pr (\gamma - 1)} m_1 (a^2)_{\zeta} + m_1 (u^2 + v^2 + w^2)_{\zeta} / 2 + m_2 (\zeta_x u + \zeta_y v + \zeta_z w) \quad (6)$$

k は熱伝導率, μ は粘性係数でサザーランドの公式にしたがう。 r は比熱比 a は音速で, Pr, Re はプラントル数及びレイノルズ数である。また ξ, η, ζ は一般に x, y, z, t の関数で, J は変換のヤコビアンである。

$$\begin{aligned} \xi_x &= J (y_{\eta} z_{\zeta} - y_{\zeta} z_{\eta}) \\ \xi_y &= J (z_{\eta} x_{\zeta} - x_{\eta} z_{\zeta}) \\ \xi_z &= J (x_{\eta} y_{\zeta} - y_{\eta} x_{\zeta}) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \eta_x &= J (z_{\xi} y_{\zeta} - y_{\xi} z_{\zeta}) \\ \eta_y &= J (x_{\xi} z_{\zeta} - x_{\zeta} z_{\xi}) \\ \eta_z &= J (y_{\xi} x_{\zeta} - x_{\xi} y_{\zeta}) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \zeta_x &= (y_{\xi} z_{\eta} - z_{\xi} y_{\eta}) \\ \zeta_y &= (x_{\eta} z_{\xi} - x_{\xi} z_{\eta}) \\ \zeta_z &= (x_{\xi} y_{\eta} - y_{\xi} x_{\eta}) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \xi_t &= -x_{\tau} \xi_x - y_{\tau} \xi_y - z_{\tau} \xi_z \\ \eta_t &= -x_{\tau} \eta_x - y_{\tau} \eta_y - z_{\tau} \eta_z \\ \zeta_t &= -x_{\tau} \zeta_x - y_{\tau} \zeta_y - z_{\tau} \zeta_z \end{aligned}$$

$$J^{-1} = x_{\xi} y_{\eta} z_{\zeta} + x_{\zeta} y_{\zeta} z_{\xi} - x_{\xi} y_{\zeta} z_{\eta} - x_{\eta} y_{\xi} z_{\zeta} - x_{\zeta} y_{\eta} z_{\xi} \quad (7)$$

以上の Thin-Layer 近似は境界層近似と同様な考え方に基づいている。すなわち高レイノルズ数の流れでは, 粘性の効果は物体表面近傍のごく薄い層に限定される。したがって数値解析を行う際にはこの領域に格子点を密に配置すれば, 十分な精度で粘性の影響を見積もることができる。しかしながらすべての座標方向に格子点を密にすることは, 計算機の容量や計算時間の面からも不可能に近いので, Thin-Layer 近似では(1)式にみられるように, 特にその効果の著しい物体に交わる方向の粘性項のみを残し, 他はすべて基礎方程式から削除している。ただし境界層近似と異なるところは, 全体の流れ場を同一の式で解くため, 境界層近似にみられるマッチングの複雑さがなく, また剝離流を容易に取り扱うことが可能である。このような Thin-Layer 近似ナビエ・ストークス方程式による数値解析は, 他の方方向の粘性項も考慮した完全なナビエ・ストークス方程式によるものとほぼ同等な結果の得られることが報告されている²⁰⁾。

4. 物体形状及び座標変換

物体は, 軸対称形状で図2にみられるように, 頭部曲率半径 R_1 肩の曲率半径 R_2 からなる頭部に, 半頂角 20° の逆円錐が接続し, これに最大径の約 $\frac{1}{2}$ の径の円柱が付加されて後部を構成する。 R_1 を基準 ($R_1 = 1.0$) とし, R_2 は 0.2 , 他の寸法は図に示される通りである。なお, ここでいう後部とは図2の $Z = 0.0$ から $Z = 1.7$ までの領域を指す。これらの後部形状に対しては, 図1に示されるカーテシアン座標系 (x, y, z) から円柱座標系 (r, ϕ, Z) へ

の変換が適切で、この変換の後、さらに物体面及び衝撃波面を一定の座標面にとり、また物体近傍に格子点を密に分布させるため、 (r, ϕ, Z) から一般座標 (ξ, η, ζ) への変換を行う。変換式は次式で表わされる。

$$r = (r_s(\tau, \xi, \eta) - r_b(\xi)) \times \{1 + \beta(1 - \alpha^{1-\zeta}) / (1 + \alpha^{1-\zeta})\} + r_b(\xi)$$

$$\phi = \eta$$

$$Z = a\xi + b\xi^2$$

$$a = 0.5 \quad b = 0.29412$$

$$\alpha = (\beta + 1) / (\beta - 1) \quad (8)$$

$r_s(\tau, \xi, \eta), r_b(\xi)$ はそれぞれ円柱座標系での衝撃波面及び物体面を表わす。 β は格子点の物体近傍での密集度を示すパラメータで、1 に近づくほど密となる。また(8)式の第3式は急激な加速領域と

なる肩の部分に格子点を集める変換式である。以上の座標変換による ξ, ζ 面内の格子分布の例を図3に示す。図は迎角 $\alpha = 20^\circ$ の計算例を得る際に用いられた対称面内の格子配置で、参考のために頭部格子配置も示す。後部格子点数は ξ 方向35点、 η 方向19点、 ζ 方向30点を取り、全格子点数は約2万点で、 $\beta = 1.005$ とした。なお、 ζ 方向の衝撃波層の厚みを1.0としたときの上記 β の値での格子分布を表1に示す。 $\zeta = 0.0$ は物体面を、 $\zeta = 1.0$ は衝撃波面に対応する。 β は頭部座標系で1.005としたことから、後部においても同一の値とした。なお、 β をさらに1に近づけて、物体面近傍での格子配置をより密にしても、結果に変わりのないことが球による例で報告されている⁷⁾。

5. 数値解法

基礎方程式(1)式を時間方向に積分して、定常解を求めるが、これを陰的に行うため、次のように(1)式を因数分解化する^{14)~16)}。

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

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。また $\hat{q}^n = \hat{q}(n \Delta t)$ で、 ϵ_I は2次の Implicit な Smoothing 項、 ϵ_E は4次のオーダーの dissipation 項の係数である。本数値計算では $\epsilon_E = \Delta t, \epsilon_I = 2\epsilon_E$ として、人工粘性効果を可能なかぎり低くおさえることにつとめた。 I は単位マトリックス、 A, B, C, M はヤコビアン行列で $\hat{A} = \partial \hat{E} / \partial \hat{q}, \hat{B} = \partial \hat{F} / \partial \hat{q}, \hat{C} = \partial \hat{G} / \partial \hat{q}, \hat{M} = \partial \hat{S} / \partial \hat{q}$ で定義され、これらの具体的な表式は文献14, 15等に示されている。

(9)式は ξ, η, ζ 方向の Block Tridiagonal System を構成し、これを解く差分スキームとして Implicit の非反復ADI (Alternate Directional Implicit) 法を用いる。この方法は ξ, η, ζ 交互の方向に順次 Sweep を行うことによって時間ステップ

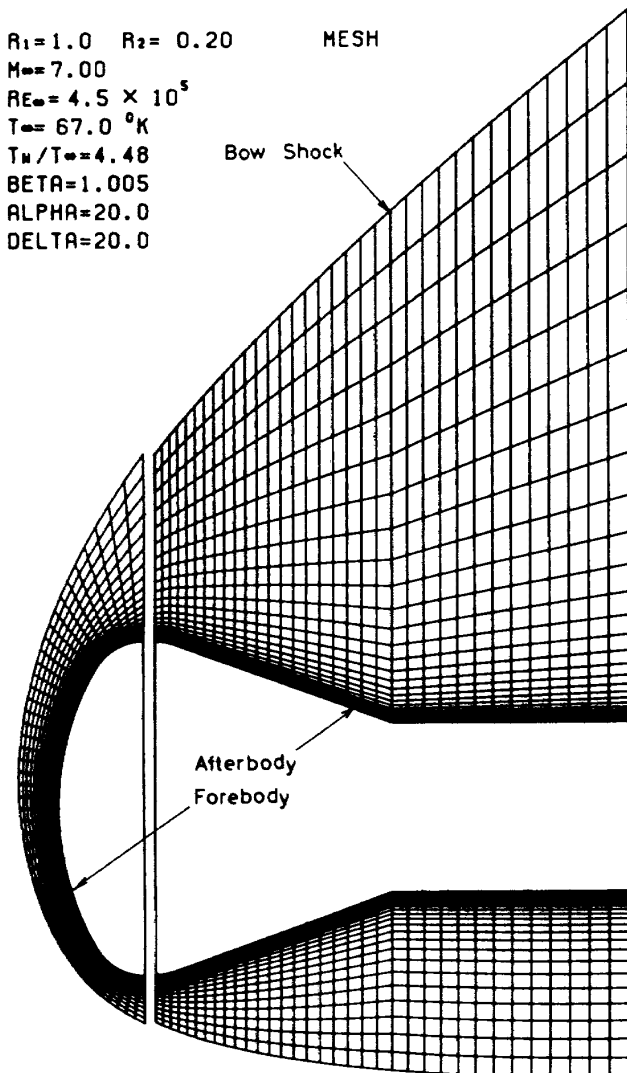
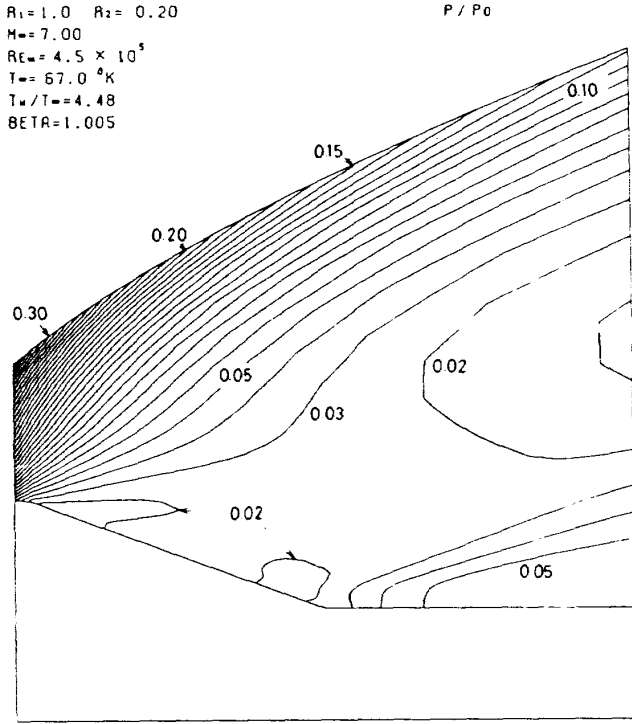
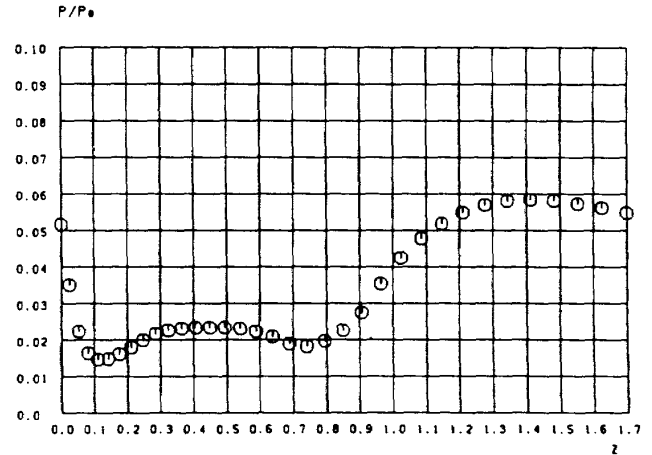


図3 計算格子



(a) 等圧線図

R₁=1.0 R₂=0.20
 M=7.00
 Re=4.5 × 10⁵
 T=67.0 °K
 T_w/T=4.48
 BETA=1.005



(b) 表面圧力分布

図4 圧力分布 (α = 0°)

を積分する方法で、時間方向に一次、空間方向に二次の精度をもち、陽的な差分法に比較して時間ステップ幅 Δt を十分に大きくとることが可能で、効率のよい計算手法である。実際の Δt は CFL 条件で許されるステップ幅の 8 倍をとった。ADI 法の具体的な解法については文献 19 にのせられている。

6. 境界条件及び初期条件

本数値解析にみられるように、極超音速領域の飛翔体まわりの流れを扱う場合には、外側に生じる衝撃波前後の圧力比が大きくなるため、これを不連続な面として扱う方が精度上有利である。したがって、解くべき流れ場は衝撃波面、物体面、流入、流出面及び対称面で囲まれた領域である。

衝撃波面上での境界条件は Pressure Approach によった¹⁶⁾。この方法では衝撃波直後の圧力を積分し Rankine-Hugoniot の関係式から衝撃波の速度及び衝撃波直後の諸量を求め、得られた衝撃波速度から衝撃波の位置を各時間ステップごとに決定する。詳細は文献 19 と同様である。

物体面上の境界条件は粘性流においては各速度成分 u = v = w = 0 で、圧力 P は物体面に垂直な運動量

の式から求める。

$$\begin{aligned}
 & P_n (\zeta_x^2 + \zeta_y^2 + \zeta_z^2)^{1/2} \\
 & = (\xi_x \zeta_x + \xi_y \zeta_y + \xi_z \zeta_z) P_\xi \\
 & \quad + (\eta_x \zeta_x + \eta_y \zeta_y + \eta_z \zeta_z) P_\eta \\
 & \quad + (\zeta_x^2 + \zeta_y^2 + \zeta_z^2) P_\zeta \\
 & = \rho [\partial_t \zeta_t + u \partial_t \zeta_x + v \partial_t \zeta_y + w \partial_t \zeta_z] \\
 & \quad - \rho U (\zeta_x u_\xi + \zeta_y v_\xi + \zeta_z w_\xi) \\
 & \quad - \rho V (\zeta_x u_\eta + \zeta_y v_\eta + \zeta_z w_\eta) \tag{10}
 \end{aligned}$$

η は物体面に垂直方向の微分を示し、ξ, η 微分を中心差分で、ζ 微分を片側差分で置き換え、ξ, η 方向に因数分解化すると、(10)式は Scalar tridiagonal system を構成し、これを ADI 法により解く。密度 ρ は物体面を等温壁と仮定していることから、壁面温度 T_w から得る。

流入面はさきに得られている頭部流の解¹⁸⁾に等しくおき、流出面では単純な外挿によった。対称面では対称条件を用いた。また初期条件は外部の衝撃波の形状を適当に仮定し、R-H 関係式から流れの諸量を求め、内部の値は流入面での値とした。

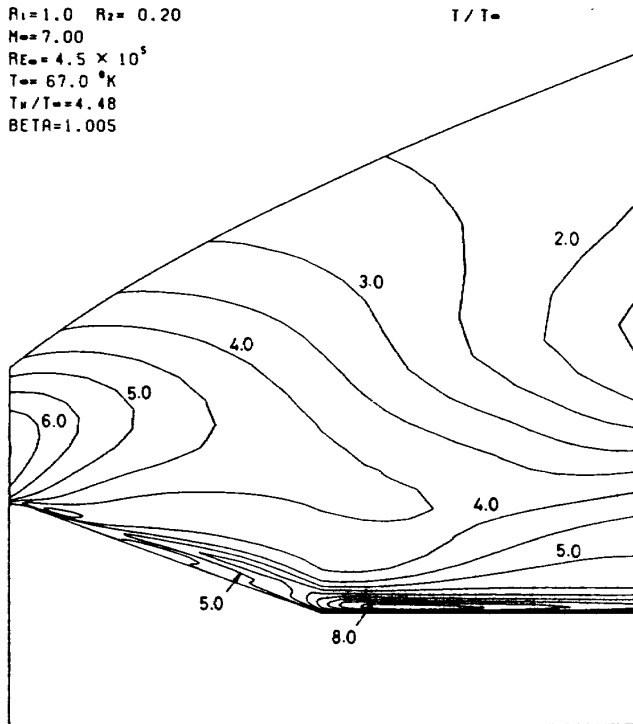


図5 (a) 等温度線図 ($\alpha = 0^\circ$)

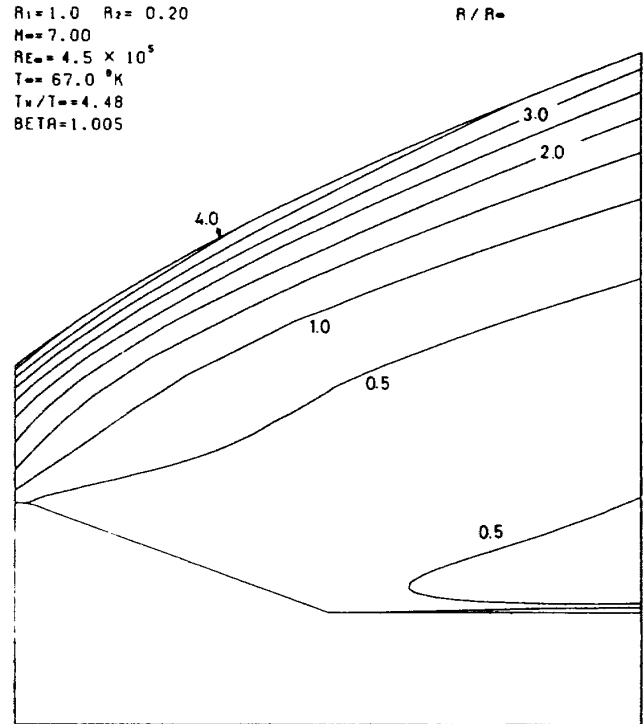


図5 (b) 等密度線図 ($\alpha = 0^\circ$)

7. 結果と検討

本数値計算の一様流条件は航空宇宙技術研究所の極超音速風洞の一様流条件にあわせ、以下の通りである。

$$\begin{aligned} M_\infty &= 7.0 \\ R_{e,\infty} &= 4.5 \times 10^5 \\ T_\infty &= 67^\circ\text{K} \\ T_w &= 300^\circ\text{K} \end{aligned}$$

ここでレイノルズ数はカプセル頭部曲率半径 R_1 を基準長とした値で、 T_w は等温壁を仮定した際の物体面上の温度である。また流れは、層流を仮定している。

(1) 迎角 $\alpha = 0^\circ$ の場合

迎角 $\alpha = 0^\circ$ の軸対称流の結果を示す。図4(a)は衝撃波及び物体面で囲まれた領域の等圧線図で、圧力 P は頭部よどみ点圧力 P_0 で無次元化し、等圧線の間隔は0.01である。また(b)図は Z 方向の表面圧力分布を示す。両図からわかるように肩近傍では急激な膨張による圧力降下が発生し、それが肩直後の逆円錐部でやや再圧縮され、逆円錐・円筒結合部 $Z = 0.85$ から下流では、円筒部の再圧縮効果によるより大きな圧力上昇がみられる。この圧力上昇は

$Z = 1.4$ 付近でピークとなり、それ以降では圧力はやや減小傾向をとる。図5に、同様な等温度、等密度線図を示す。温度及び密度は一様流の値で無次元化している。物体面から離れた領域では圧力の降下に伴って、温度も減少するが、円筒部真上には、再圧縮により、著しく温度の高められる領域があらわれる。その値は8.0に達し、物体表面近傍の層に集中していることが特色である。なお頭部よどみ点近傍での T/T_∞ はおよそ1.05となる。¹⁸⁾ 等マッハ線図及び流れ場の各格子点における速度の方向ベクトルは図6である。(a)図にみられるように、マッハ数は下流にいくにしたがい増加するが、表面近傍では逆流によるマッハ数の低い領域が広範囲にわたってあらわれる。この逆流領域は(b)図に明白で、 $Z = 0.2$ 付近の逆円錐部で流れが剝離し、 $Z = 1.2$ の円筒部で再付着している様子が表わされている。なお(b)図のベクトルは速度の方向のみを示し、大きさは省略している。

(2) 迎角のある場合

以下に迎角 $\alpha = 10^\circ$ 及び 1° の計算例を示す。なお、一部重複する部分もあるが、全体の流れ場を理解しやすくするため、文献18の頭部流の解も適宜用いた。最初に $\alpha = 10^\circ$; 20° での対称面内に

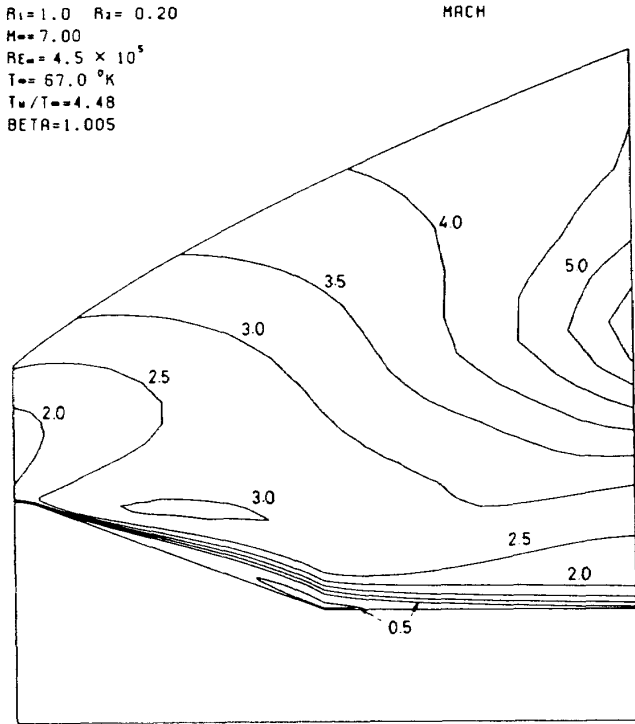


図 6 (a) 等マッハ線図 ($\alpha = 0^\circ$)

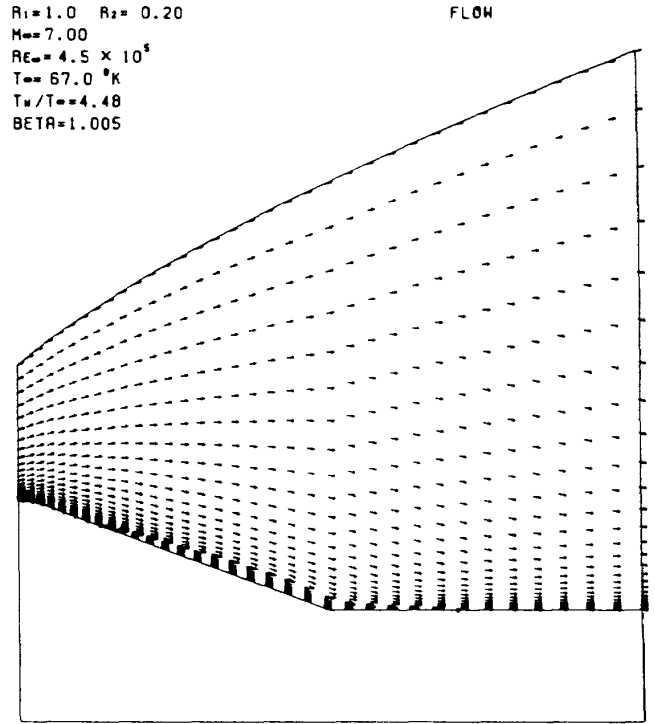


図 6 (b) 速度の方向ベクトル ($\alpha = 0^\circ$)

おける等圧線図を図 7(a), (b) に示す。図の下半部は風上側に、上半部は風下側に対応する。後部の等圧線の間隔は 0.01 で圧力は頭部表面圧力の最大値 P_0 で無次元化している。また頭部等圧線の間隔は図を見易くするため 0.05 とした。 $\alpha = 0^\circ$ の場合と同様に肩近傍では両迎角とも膨張による圧力降下が生じる。また逆円錐円筒結合部の風上側下流では、再圧縮による圧力の局所的なピークがみられるが、このピーク値は迎角の増加に伴い上昇している。一方、衝撃波は当然のことながら、迎角の増加につれて風下側で広がり、風上側で狭まる。 $\alpha = 20^\circ$ では風上側の衝撃波は円筒部とほぼ平行になる。同様な対称面内の温度分布は図 8 である。円筒部上方の温度の上昇する領域は、風下側で迎角の増加に伴い広がるが、温度のピークは逆に減少している。風上側ではこのような温度の高い領域が円筒部近傍のごく薄い層に集中し、後に示すように表面熱伝達率の上昇を促す。対応する等密度分布を図 9 に示す。

物体表面軸方向に沿う風上、風下側対称面内及び $\phi = 90^\circ$ の側面での圧力分布は図 10 である。風上側では、両迎角とも、肩から円筒部にかけての急激な圧力降下、及びそれに続く圧力上昇がよくとらえられている。また風下側では(a)図の $\alpha = 10^\circ$ におい

て肩直後で、再圧縮による弱い圧力上昇が起こる。これはこの後すぐに減少して、逆円錐部でほぼ一定の値となり円筒部では再び圧力が大きく上昇する。この現象は二次剝離泡の要因になると考えられるが²³⁾、本解析例ではその発生はみられなかった。また $\alpha = 20^\circ$ の迎角ではこの傾向は弱められているのがわかる。円筒部最下流 $Z = 1.7$ での圧力は $\alpha = 10^\circ$ で風下側が風上側と同程度で、測面では若干小さくなる。一方、 $\alpha = 20^\circ$ では風下側及び測面の圧力は図にみられるように、風上側に比較してかなり低くおさえられている。図 11 には上記圧力分布に対応した表面熱伝達率分布を示す。これらの値は風上側肩 $Z = 0.0$ での熱伝達率 Q_{w0} で無次元化を行っている。円筒部の圧力上昇とともに、熱伝達率も増加し、風上側及び側面ではピークの発生がみられる。なお、円筒部風上側のピーク値は $\alpha = 20^\circ$ の場合が 10° に比較して低いが、頭部熱伝達率の最大値 Q_0 で Q_{w0} を無次元化すると、 $\alpha = 10^\circ$ で $Q_{w0}/Q_0 \doteq 0.2$ 、 $\alpha = 20^\circ$ で $Q_{w0}/Q_0 \doteq 0.3$ で、しかも Q_0 の値は $\alpha = 20^\circ$ の場合が大きいことから、¹⁸⁾ 実質上は高くなる。また風下側肩直後においても圧力のピークの発生に対応した熱伝達率のピークが生じている。以上の諸量の物体表面全体にわたる等圧、等熱伝達率線図とし

て表わしたものが図12, 13である。図12は $\alpha = 10^\circ$, 図13は $\alpha = 20^\circ$ の結果を示し, 図の上部は風下側から, 中央は側面から, 下部は風上側から実際の物体形状をみたもので, この上に(a)図では等圧線を, (b)図では熱伝達率線を示した。先の図と同様に, 圧力は P_0 で, 熱伝達率は Q_{W_0} で無次元を行った。風上側肩でのこれら諸量の急激な減小及び円筒部での上昇の様子がよくあらわされている。

次に流れの特性を詳しく調べるため, 対称面内の等マッハ数分布及び最下流 $Z = 1.7$ の面内における横断流の等マッハ数分布を示す。図14は $\alpha = 10^\circ$ の結果で, (a)図の対称面内等マッハ線図では, 風下側の物体面と0.0の等マッハ線で囲まれた部分が逆流領域を表わす。風下側では再付着点は円筒部中央付近にあることがわかる。なお逆流領域内のマッハ数分布はこれら剝離・再付着の範囲を明確にするため示さなかった。一方, (b)図の横断流の等マッハ数分布では, 円筒部中央よりやや上側の物体面近傍で, 流れの最も大きく加速される領域があらわれている。図14に対応する $\alpha = 20^\circ$ の結果を図15に示す。(a)図の対称面内では風下側の逆流領域は $\alpha = 10^\circ$ に比較してその厚みを増すが, 再付着点は逆円錐円筒結合部に近づく。この現象は航技研の極超風洞における一連のオイル・フロー試験結果²⁹⁾からも定性的に確かめられている。また下部の風上側円筒部からは再圧縮衝撃波の発生している様子が明確にとらえられている。(b)図の $Z = 1.7$ の断面内では, 横断流は $\alpha = 10^\circ$ の場合と同様に, 物体面近くの円筒部中央付近で加速されるが, この加速はマッハ数1.0をこえて超音速に達している。一方流れは下流に当たる風下側で亜音速に減速されることから, この間に横断流衝撃波が発生しなければならない。図の等マッハ線の密となっている部分がそれを表わしている。このように $\alpha = 20^\circ$ の高迎角では, 内部に種々の衝撃波の生じることが特色である。図16には対称面内の速度ベクトルの方向を示す。流れ場の全体及び軸方向の剝離・再付着の様子が明らかである。さらに横断流剝離を詳しく調べるため, 円筒部風下側上半分の物体近傍の横断面内の速度ベクトルの方向を図17, 18に示す。図17は $\alpha = 10^\circ$, 図18は $\alpha = 20^\circ$ に対応し, 共通に(a)図は逆円錐円筒結合部

の $Z = 0.85$, (b)図は最下流の $Z = 1.7$ の面内での横断流の方向をあらわしている。図から風下側円筒部に横断流剝離の発生すること, 及び $\alpha = 20^\circ$ では 10° に比べてその規模が大きくなること等がわかる。

以上の一連の図から流れ場のおおよその特性は理解されるが, さらにカプセル後部の三次元剝離・再付着の様相を把握するため, 物体面ごく近傍の表面に平行な速度成分のベクトルを図19に示した。ベクトルは物体面から ζ 方向に2点目の格子点における速度成分の方向をあらわし, その大きさは図を見易くするため省略した。ここでは文献13の分け方にない, 大文字の S は剝離点を, R は再付着点を表示し, 添字はその特性により節点(N)と鞍点(S)に分類した。図の上部は風下側から, 中央は側面から, 下部は風上側からみたものである。両迎角に共通して, 円筒部の風上側及び風下側対称面で再付着した流れ(R_N)は円筒部中央の再付着の鞍点 R_S でぶつかり一方は下流に, また一方は逆円錐部をさかのぼって側面の剝離の節点 S_N に向かう。また対称面内風上側の剝離の鞍点 S_S からも同様に強い横断流によって, 流れは剝離の節点 S_N に集まる。風下側対称面内の剝離点 S_S から S_N にかけては剝離線が形成され, 流れはやはりこの方向に向かう。図にみられるように逆円錐部の剝離の節点 S_N を中心に流れが旋回しながら集中するところから, ここで渦が生成され, その渦は剝れて一つの渦線になると考えられる。このような渦の発生する剝離・再付着のパターンは, 頭部半球円柱体の遷音速流中での大迎角時において現われることが最近確認され^{21)~22)}, この渦は集中渦または頭部渦と名づけられている。一方風下側再付着点 R_N 後方の円筒部では横断流剝離のあらわれている様子がよく示されている。この表面近傍での流れのパターンに対応する三次元表面圧力分布は図20である。 $\alpha = 20^\circ$ では 10° に比較して風上側肩での圧力降下が著しい。また最下流 $Z = 1.7$ の側面では圧力の局所的なピークが発生しているが, これは迎角の増加に伴う横断流衝撃波の発生に起因している。上記の三次元剝離・再付着の構造を最終的にPeake, Tobak^{24)~27)}らの分類にしたがい節点 N (ノード)と鞍点 S (サドル)に分け, より明確に

したものが図21である。 N , S の位置は先の図19から読みとっている。図から $\alpha=20^\circ$ では風上側で剝離・再付着の領域が狭まり、風下側再付着点が逆円錐円筒結合部に近づくこと、また逆円錐部の節点 N^* が風下側肩に移動すること等が明らかである。この後部表面上の他に節点 N は、頭部よどみ点及び無限大下流にそれぞれ一点ずつ存在し、トポロジーの法則²⁴⁾を満足する。以上の三次元剝離の構造は現在でも解明困難な部分もあり、多くの論議がなされているが²⁸⁾、本解析ではこの種の説明に利点を有する上記分類にしたがった。図22には極超音速風洞で同一の一樣流条件のもとに行ったオイル・フロウ試験²⁹⁾によるカプセル側面の写真を示す。物体形状は肩の曲率半径 R_2 が0.05と小さく、また円筒部の半径も頭部最大径で無次元して0.449と若干異なるが、図から頭部渦(スパイラル・ノード)の発生が明らかで、また迎角の増加によって、これが風下側肩に移動することも計算例と定性的に一致する。さらにこれら剝離・再付着の全体の様相を明確にするため、図23, 24に三次元流線を示す。図の(I, J, K)の組み合わせは、流線の出発点をあらわし、 I は物体表面から ζ 方向に、 J は風上側対称面から風下側に、 K は肩($Z=0$)から ξ 方向に教えた格子点の番号を示す。図では I, K を一定とし、例として $J=14$ の値ではこれから $J=15$ までの間を9分割して、各分割点から流線を出発させている。図24には $\alpha=10^\circ$ 、図25には $\alpha=20^\circ$ での代表的な流線を取り出した。両図に共通して(a)(b)には風上、風下側で再付着した流れが逆円錐部をさかのぼり、スパイラル・ノードを中心にして剝離していく様子が示されている。(c)図は、横断流剝離に対応した流線である。 $\alpha=20^\circ$ では風下側に再付着する流線が $\alpha=10^\circ$ に比較してやや厚みをもっているのが特徴的である。なお、スパイラル・ノードから剝離した流線は渦を形成していないが、これはこの領域での格子点数が不足していることによるものと推定される。

最後に物体表面をパネルに分割し、各格子点の圧

脚注* Peake, Tobak^{24)~27)}らはこれを一般のノードと分け、スパイラル・ノードと呼んでいる。

力を積分して、カプセル後部が全体の空力性能に与える影響を調べた。図25に揚力係数 C_L 、抗力係数 C_D 、 $Z=0$ まわりの縦揺れモーメント係数 C_M 及びカプセル頭部先端から測った圧力中心位置 X_{CP} を示す。図の角印が頭部のみ、丸印が全体の空力微係数を表わす。図からカプセル後部は大迎角時には円筒部風上側の再圧縮効果により、頭部から発生する揚力を減らす、モーメント係数を増加させて、静的にはより安定となることがわかる。但し、抗力係数、圧立中心位置に与える影響は少ない。以上カプセル後部の三次元剝離・再付着の特性を、計算機による図形処理を用いて種々の側面から調べたが、オイル・フロウ写真などの実験結果との比較からも明らかなように、Thin-Layer 近似ナビエ・ストークス方程式による数値解析は、上記三次元流問題のかなりの部分を説明可能で、今後この方面の有力な解析手段の一つになると考えられる。なお、これら有迎角時の三次元計算に要したステップ数は1ケース当たり、約2,000ステップで、FACOM M380大型計算機による計算時間は約10時間で、使用した格子点数はおよそ2万点である。

8. ま と め

極超音速流中のカプセル型回収体後部まわりの流れ場をThin-Layer 近似ナビエ・ストークス方程式の数値解析により明らかにした。本報告では、これら物体まわりの三次元剝離・再付着流の詳細を把握することを中心に解析を行ったが、今後、種々の実験を通して検討していく必要がある。また計算技術の面においては計算時間の短縮が重要な課題となる。すなわち本数値解析による三次元問題では、二次元の 4×4 に対して 5×5 の逆行列を求めなければならず、これをガウス・ジョルダン法で解けば2倍の時間を必要とする。また座標方向も一つ加わることから、一格子点当りの計算時間は約3倍である。さらに本計算例にみられるように、周方向に座標面を20程度とれば、二次元問題に比較して、およそ60倍の計算時間となる。このようなことから、三次元問題では膨大な計算量を必要とし、現状のスカラ演算方式では、ナビエ・ストークス方程式による三次元流解析は、実用上の観点から多くの困難

な状況にある。今後の大型計算機の一層の性能向上が望まれる。またこれと関連して、境界条件を陰的に取り扱うことや³⁰⁾³¹⁾、アルゴリズムの改良等³²⁾による計算時間の短縮も重要である。なお、流れは層流としたが、格子点数をさらに増やして、乱流の問題も今後含めていかなければならない要素である。

本研究は、空気力学第一部を中心に行っている「回収技術の研究」の一環として行われたものである。本研究の遂行に当って、和田勇空気力学第一部長、野村茂昭ロケット空気力学研究室長からは、多くの助言と御指導を頂戴した。ここにあらためて、付記いたします。

参 考 文 献

- 1) 回収技術の研究, 航空宇宙技術研究所, 宇宙開発事業団
昭和55年度共同研究成果報告書, 第2章カプセルの空力特性の研究, 昭和56年3月,
pp 45-79
- 2) 回収技術の研究, 航空宇宙技術研究所, 宇宙開発事業団
昭和56年度共同研究成果報告書, 第5章打込み実験カプセルの空力加熱特性の研究, 昭和57年6月, pp 109-128
- 3) 山本行光他; カプセル型回収体の極超音速三分力測定試験, 航技研資料, TM-476,
1982年10月
- 4) 山本行光他; カプセル型回収体の動安定測定試験, 第15回流体学講演会, 1983年10月,
pp 266-269
- 5) S. Nomura, Y. Yamamoto & M. Watanabe;
Studies on Aerodynamic and Aerothermodynamic Characteristics of Atmospheric Re-Entry Vehicle, Proc. of the 13th International Symposium on Space Technology and Science, 1982, pp 497-502, Tokyo
- 6) P. Kutler, S.R. Chakravarthy & C.P. Lombard;
Supersonic Flow over Ablated Noses Using an Unsteady Implicit Numerical Procedure, AIAA paper 78-213
- 7) T. Hsieh; Calculation of Viscous Hypersonic Flow over a Severely Indented Nosedip, AIAA paper 83-226
- 8) T.L. Holst; Numerical Solution of Axisymmetric Boattail Fields with Plume Simulators, AIAA paper 77-224
- 9) R.C. Swanson, Jr.; Numerical Solutions of the Navier-Stokes Equations for Transonic Afterbody Flows, NASA TP-1784, 1980
- 10) G.D. Shrewsbury & Y. Tassa; Numerical Simulation of Transonic Flow about Isolated Afterbodies, AIAA paper 83-498
- 11) J. Sahu, C.J. Nietubicz & J.L. Steger; Navier-Stokes Computations of Projectile Base Flow with and without Base Injection, AIAA paper 83-224
- 12) C.M. Hung & D.S. Chaussee; Computation of Supersonic Turbulent Flows over an Inclined Ogive-Cylinder-Flare, AIAA J., Vol. 19, No. 9, 1981, pp 1139-1144
- 13) G.S. Deiwert; Numerical Simulation of Three-Dimensional Boattail Afterbody Flowfields, AIAA J., Vol.19, No.5, 1981, pp582-588
- 14) R. Beam & R.F. Warming; An Implicit Factored Scheme for the Compressible Navier-Stokes Equations, AIAA J., Vol. 16, No. 4, 1978, pp393-402
- 15) T.H. Pulliam & J.L. Steger; On Implicit Finite-Difference Simulations of Three Dimensional Flow, AIAA paper 78-10, 1978
- 16) P. Kutler, J.A. Pedelty & T.H. Pulliam;
Supersonic Flow over Three-Dimensional Ablated Nosedips Using an Unsteady Implicit Numerical Procedure, AIAA paper 80-63
- 17) Y.M. Rizk, D.S. Chaussee & D.S. McRae;
Numerical Simulation of Viscous-Inviscid Interactions on Indented Nosedips, AIAA paper 82-290
- 18) 山本行光; 高速飛翔体頭部まわりのナビエ・ストークス方程式の数値解析, 航技研特別資料

- SP - 1, 1983年11月, pp 109-122
- 19) 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年2月
- 20) D. Degani & J.L. Steger; Comparison between Navier-Stokes and Thin-Layer Computations for Separated Supersonic Flow, AIAA J., Vol. 21, No. 11, 1983, pp 1604-1606
- 21) T. Hsie & K.C. Wang; Concentrated Vortex on the Nose of an Inclined Body of Revolution, AIAA J., Vol.14, No.5, 1976, pp 698-700
- 22) T. Hsie; An Investigation of Separated Flows about a Hemisphere-Cylinder at Incidence in the Mach Number Range from 0.6 to 1.5, AIAA paper 77-179
- 23) T. Hsie; Calculation of Viscous Sonic Flow over Hemisphere-Cylinder at 19 Degree Incidence: The Capturing of Nose Vortices, AIAA paper 81-189
- 24) M. Tobak & D.J. Peake; Topology of Two-Dimensional and Three-Dimensional Separated Flows, AIAA paper 79-1480
- 25) D.J. Peake & M. Tobak; Three-Dimensional Interactions and Vortical Flows with Emphasis on High Speed, AGARDograph No. 252, 1980
- 26) D.J. Peake & M. Tobak; Three-Dimensional Separation and Reattachment, AGARD LS-121, 2-1, 1982
- 27) D.J. Peake & M. Tobak; Three-Dimensional Flows about Simple Components at angle of attack, AGARD LS-121, 2-2, 1982
- 28) K.C. Wang; On the Disputes about Open Separation, AIAA paper 83-296
- 29) 航空宇宙技術研究所, 宇宙開発事業団, 昭和58年度共同研究成果報告書, 近刊
- 30) S.R. Chakravarthy; Euler Equations - Implicit Schemes and Boundary Conditions, AIAA J., Vol.21, No.5, 1983, pp 699-706
- 31) M.M. Rai & D.S. Chaussee; New Implicit Boundary Procedures: Theory and Applications, AIAA paper 83-123
- 32) R.W. MacCormack; A Numerical Method for Solving the Equations of Compressible Viscous Flow, AIAA J., Vol.20, No.9, 1982, pp 1275-1281

表1 $\beta = 1.005$ の格子分布

格子番号		格子番号	
1	0.0	16	0.03534
2	0.00017	17	0.04693
3	0.00039	18	0.06214
4	0.00068	19	0.08203
5	0.00107	20	0.10788
6	0.00159	21	0.14122
7	0.00228	22	0.18382
8	0.00320	23	0.23759
9	0.00442	24	0.30441
10	0.00604	25	0.38587
11	0.00820	26	0.48290
12	0.01106	27	0.59530
13	0.01486	28	0.72140
14	0.01989	29	0.85789
15	0.02655	30	1.00000

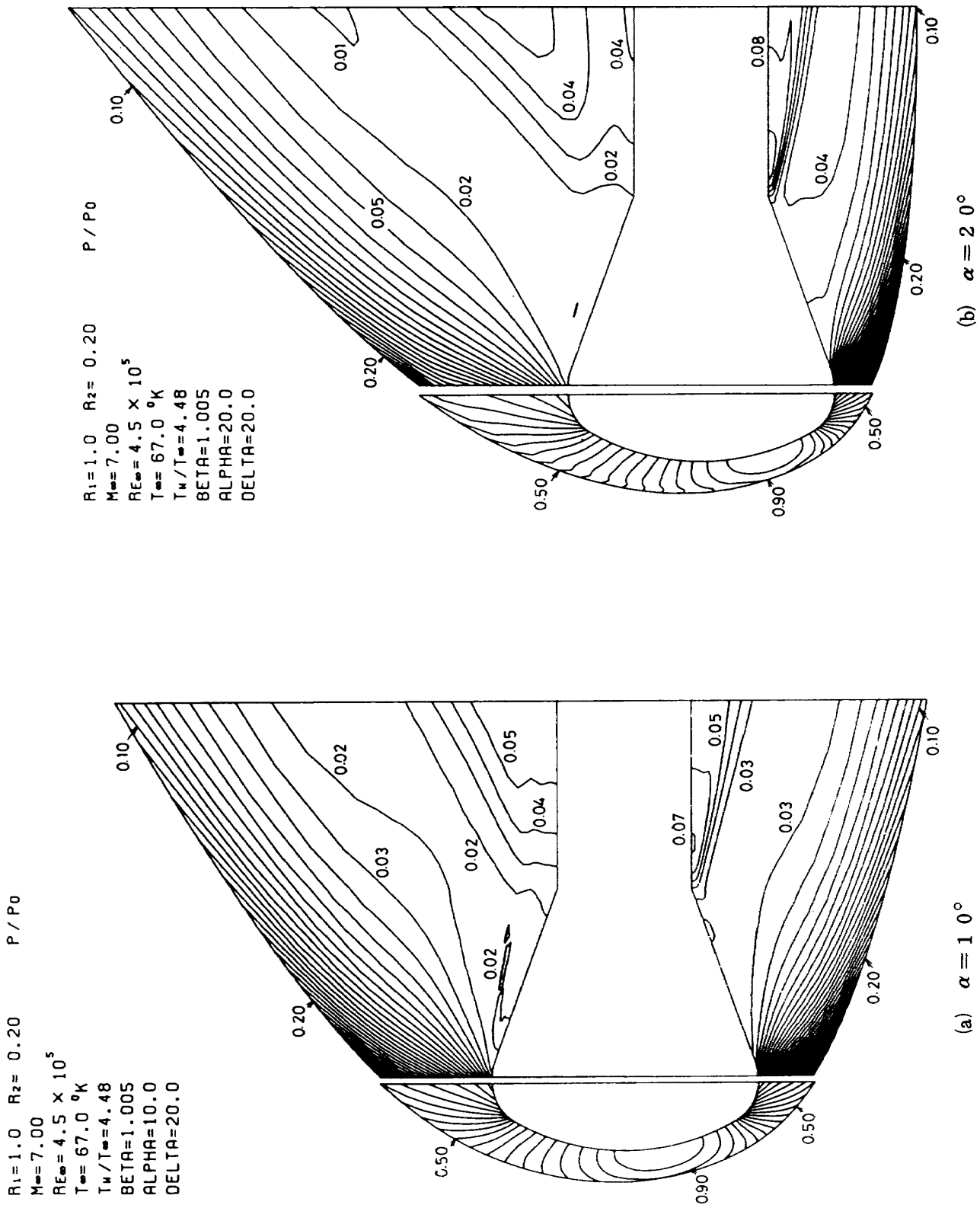


図7 対称面内等圧線図

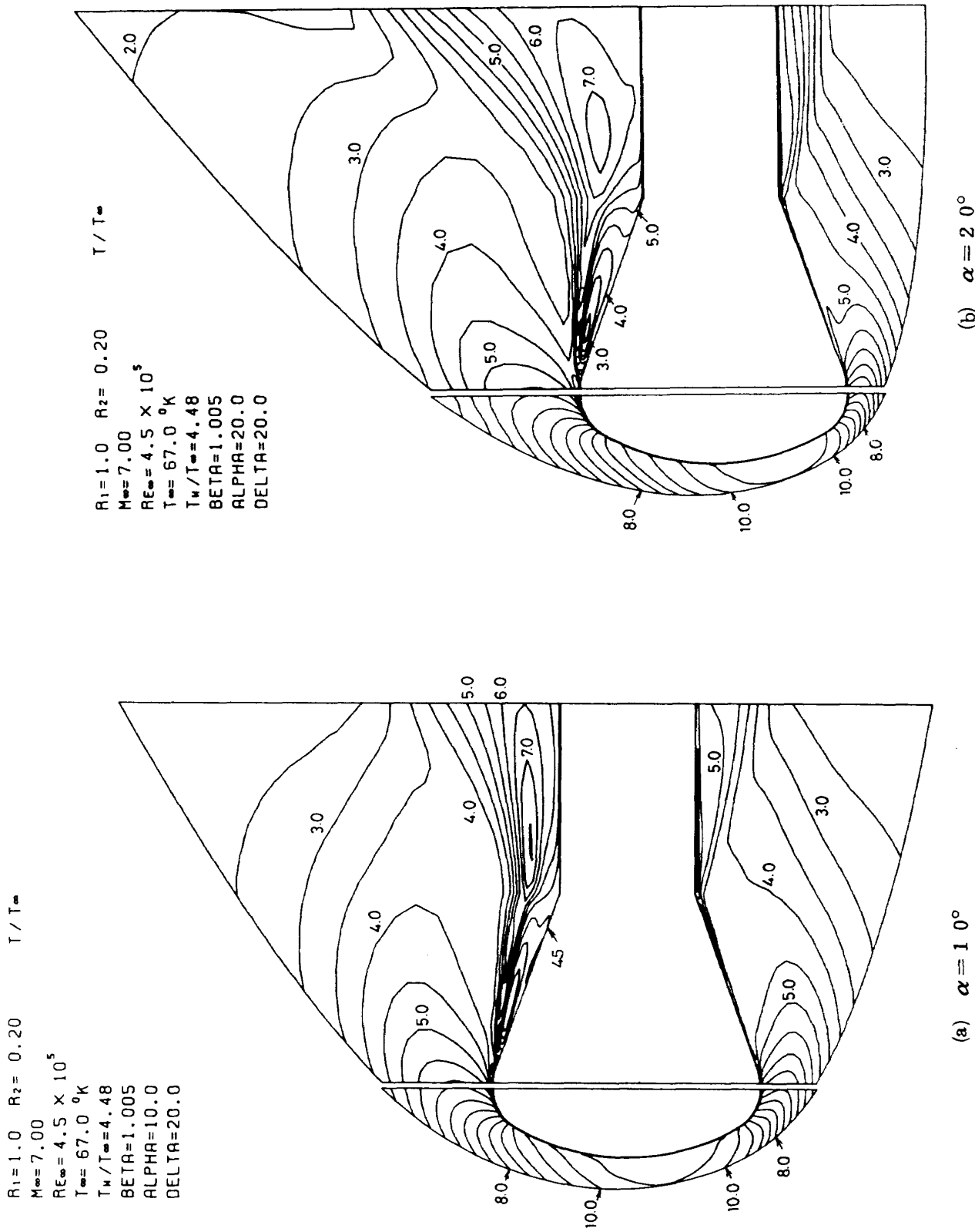


図 8 対称面内等温度線図

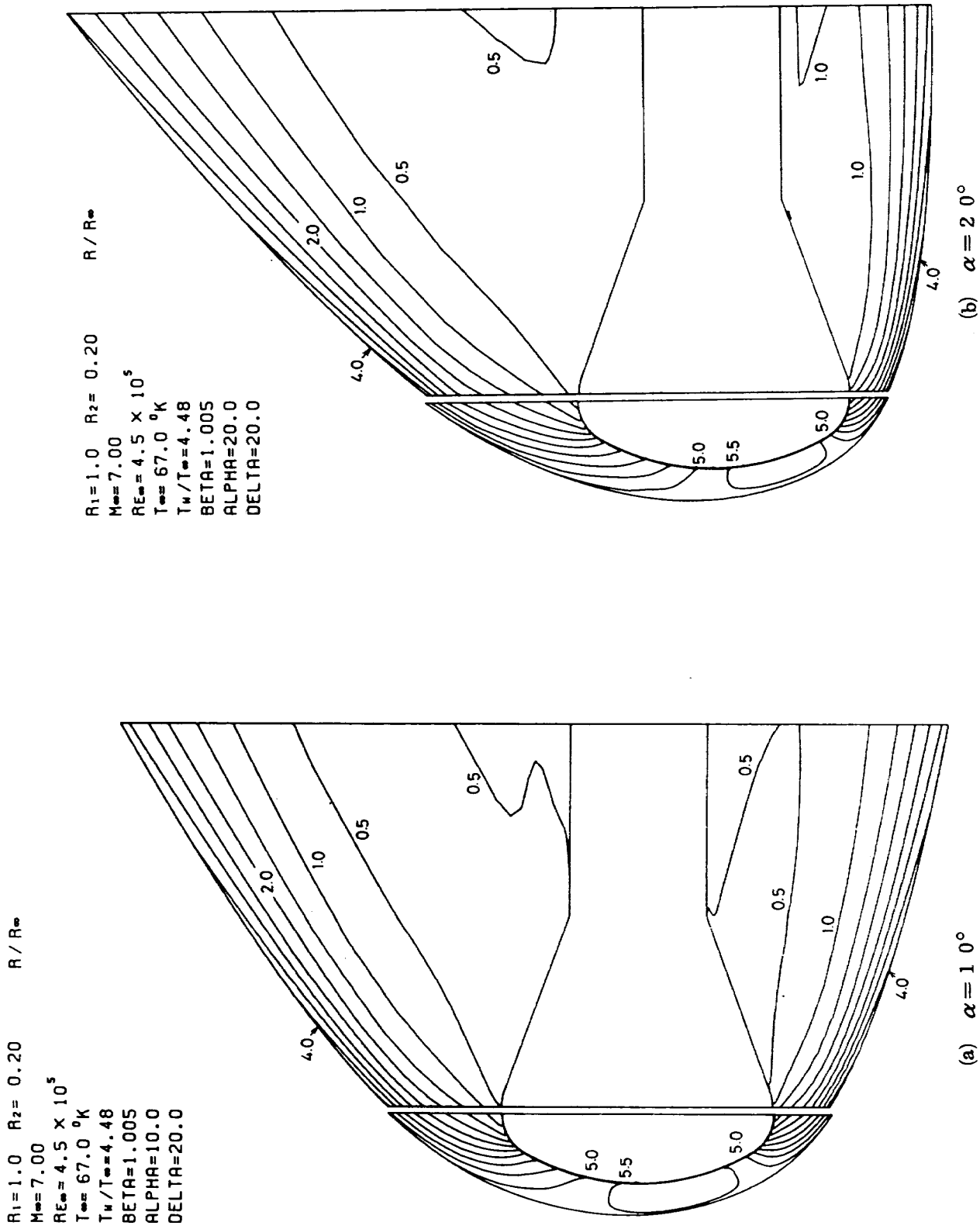
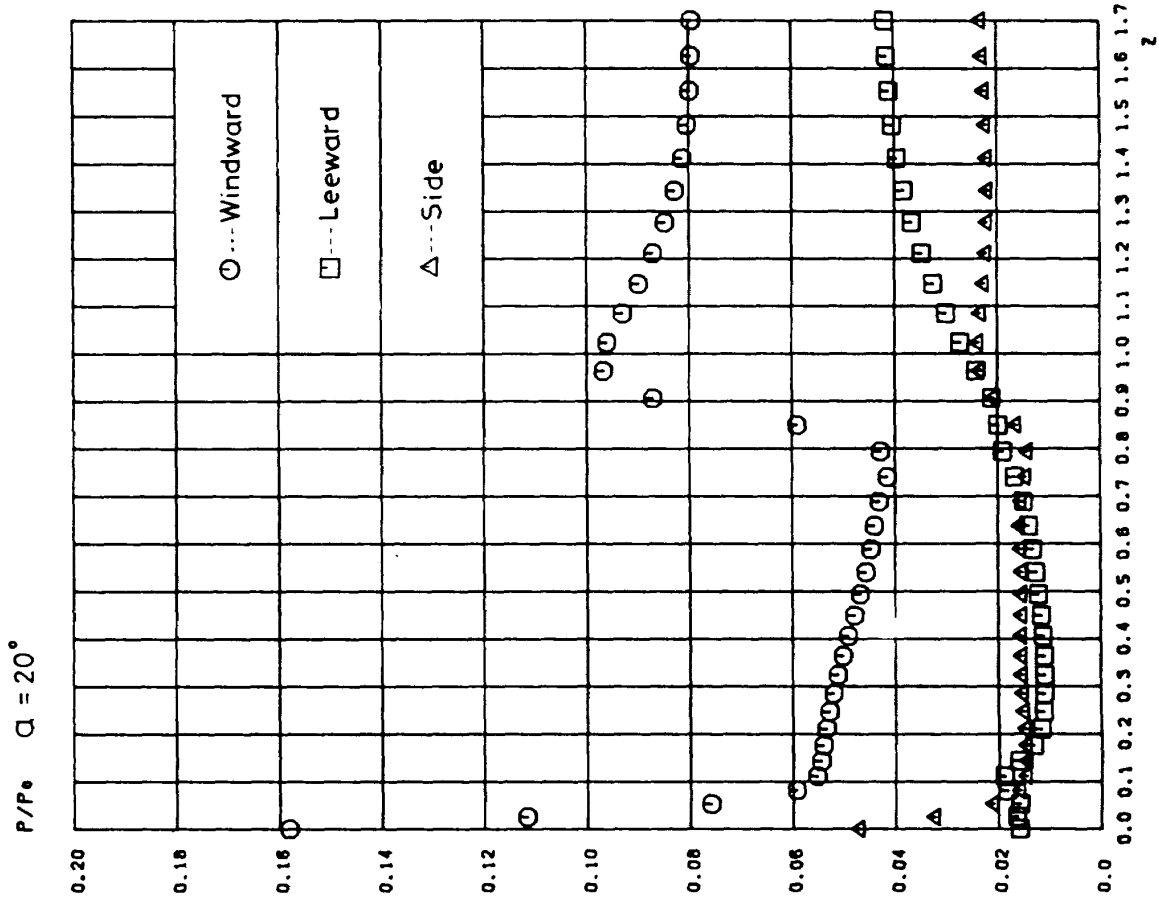
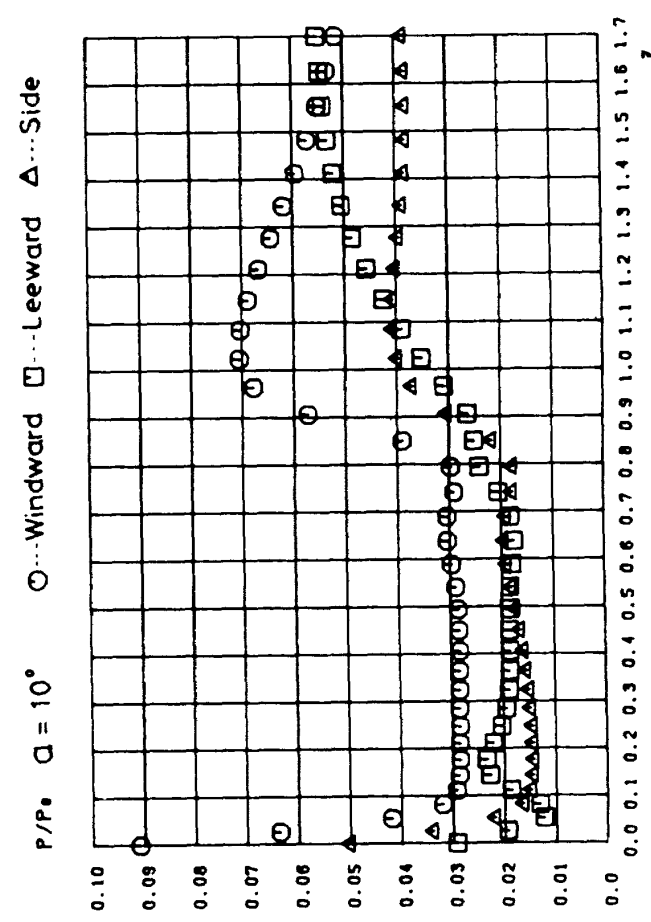


図9 対称面内等密度線図



(a)



(b)

図 10 表面圧力分布

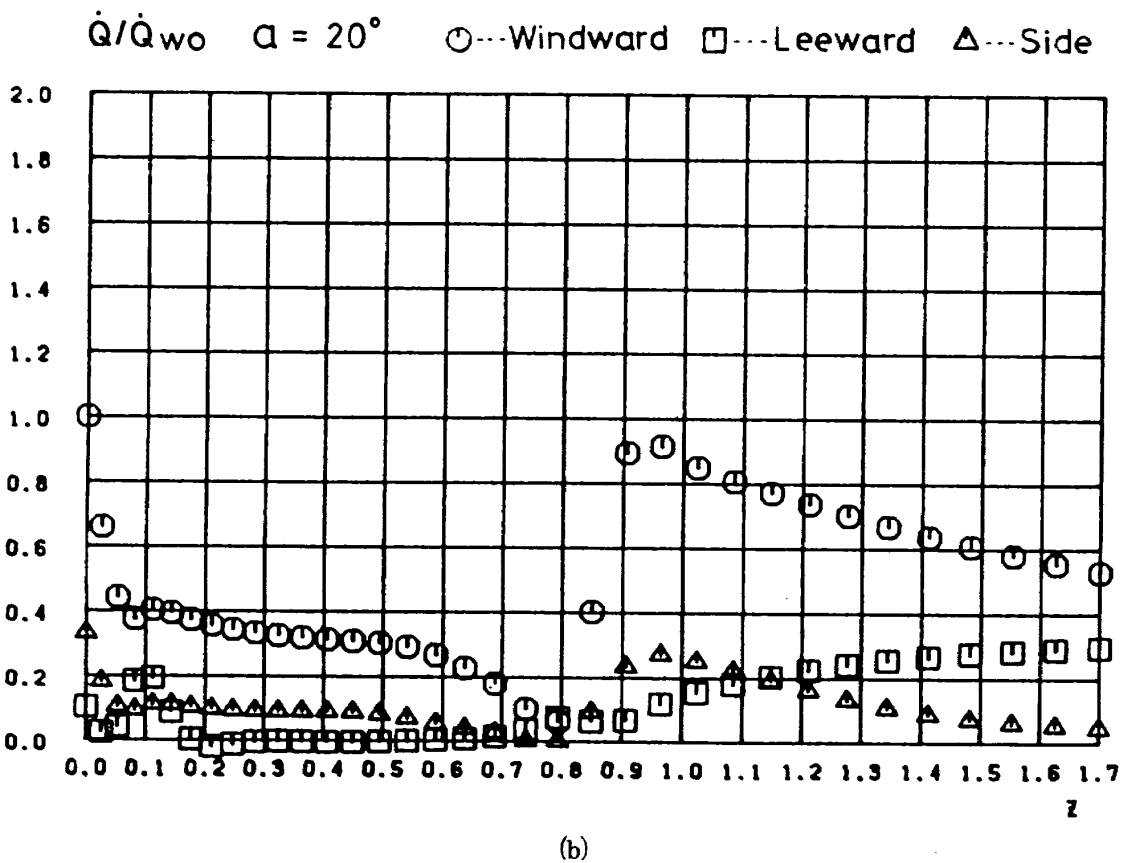
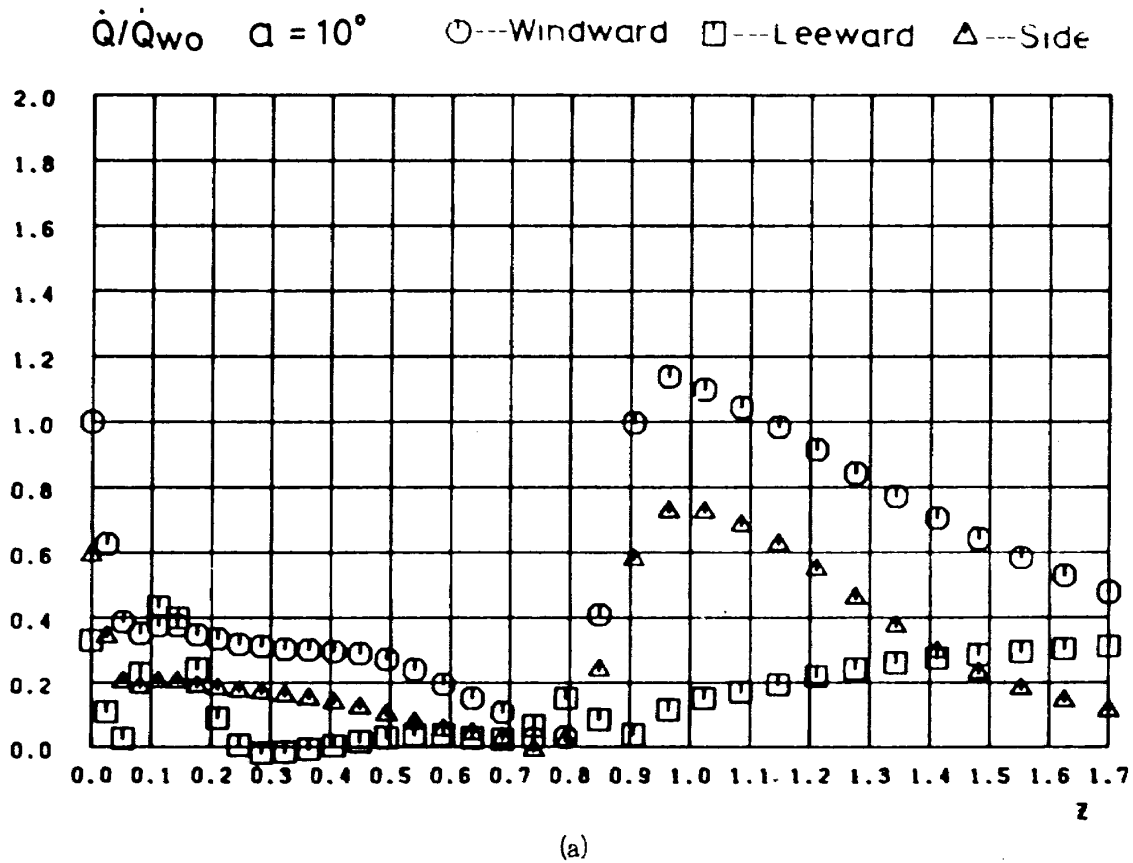
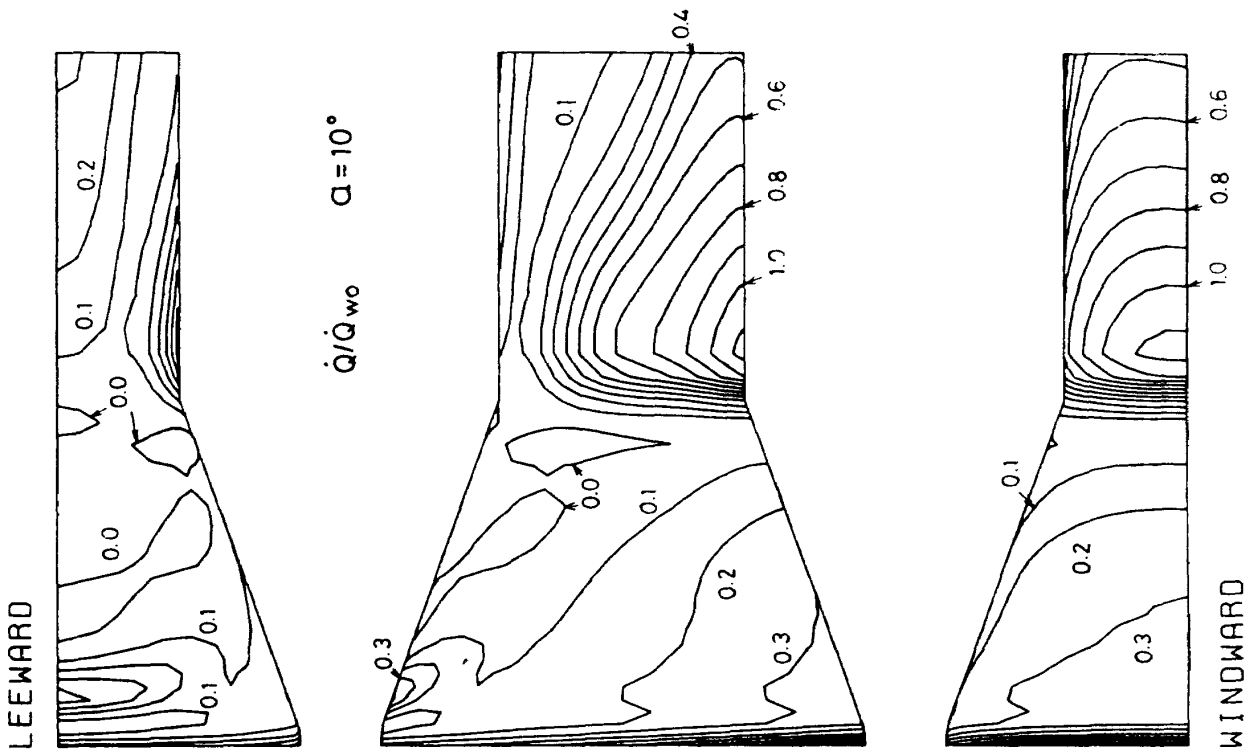
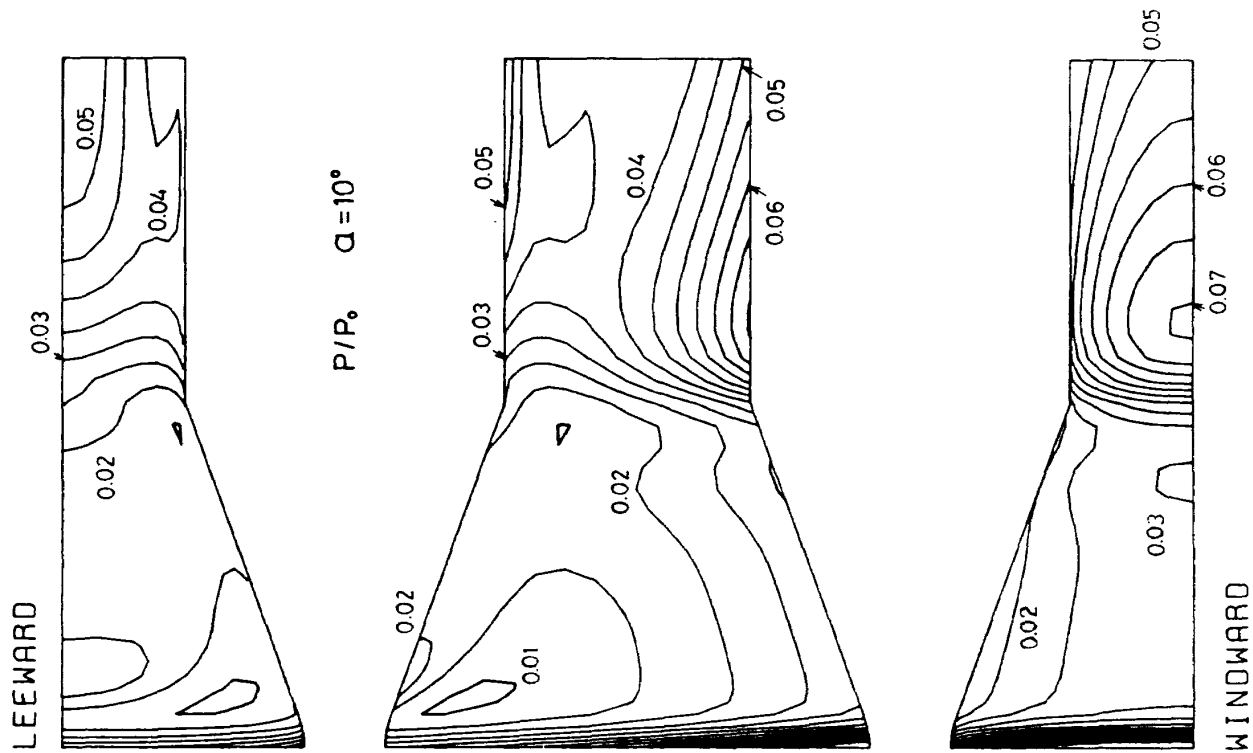


図 11 表面熱伝達率分布



(b) 物体面上等熱伝達率線図



(a) 物体面上等圧線図

図 12

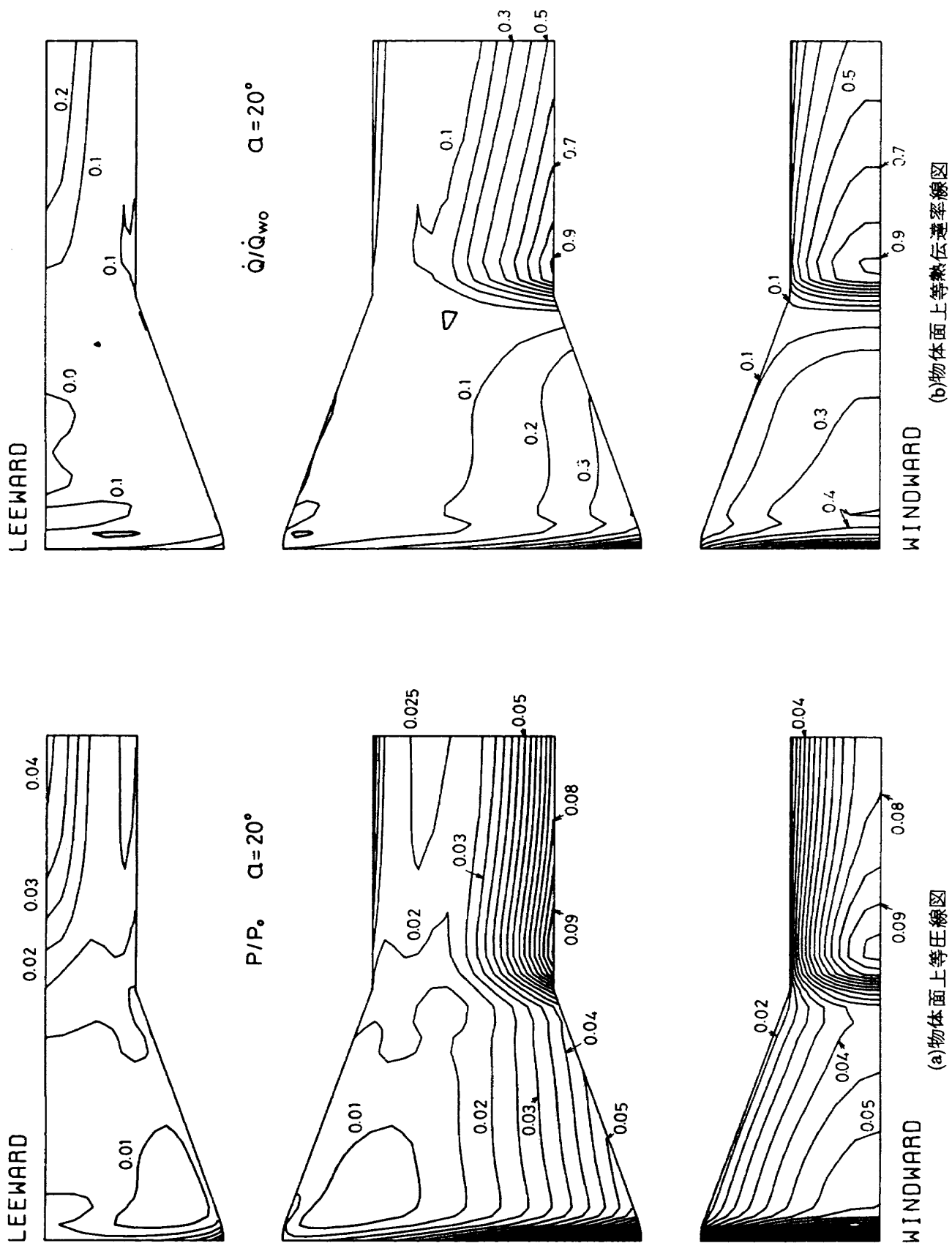


図 13

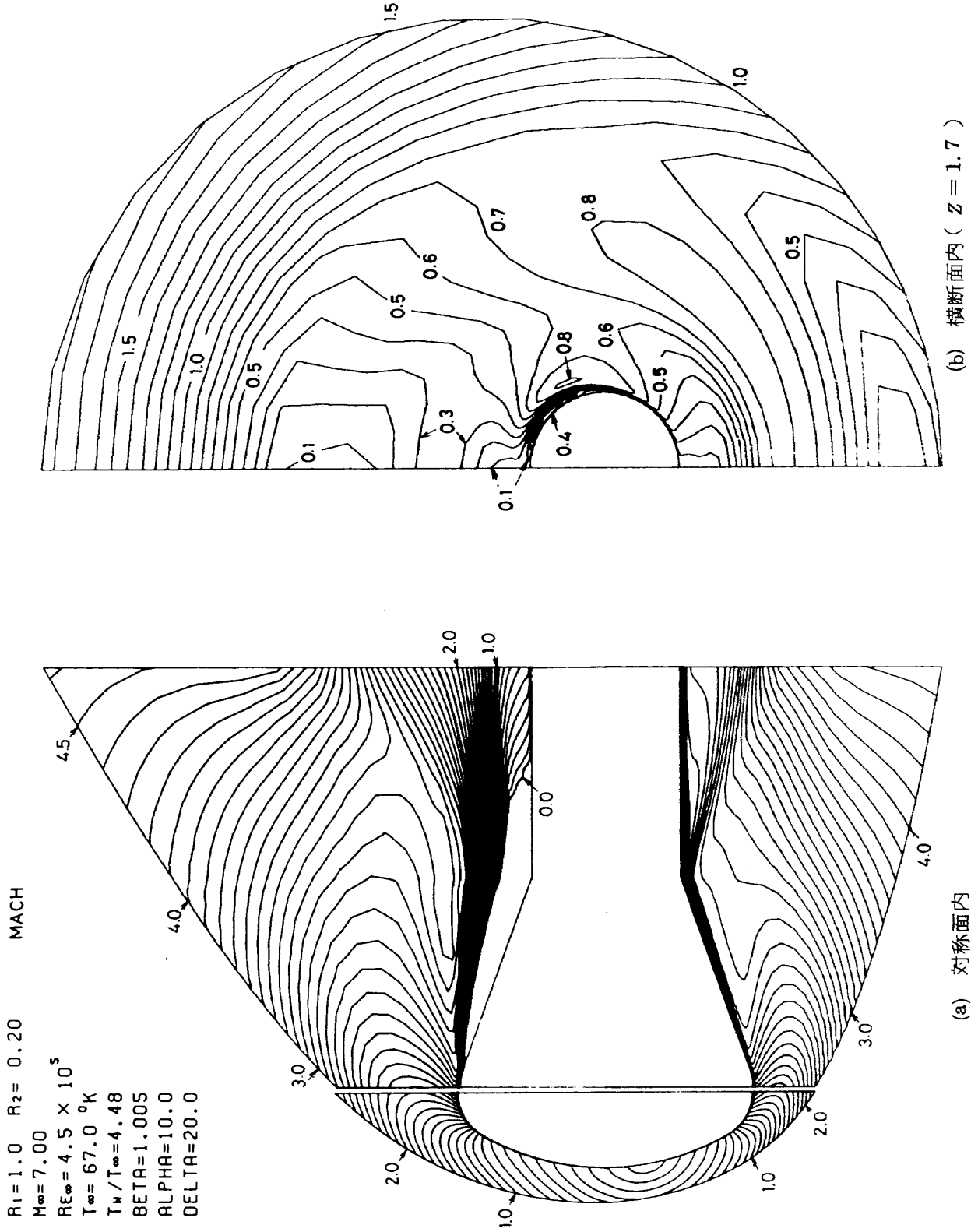
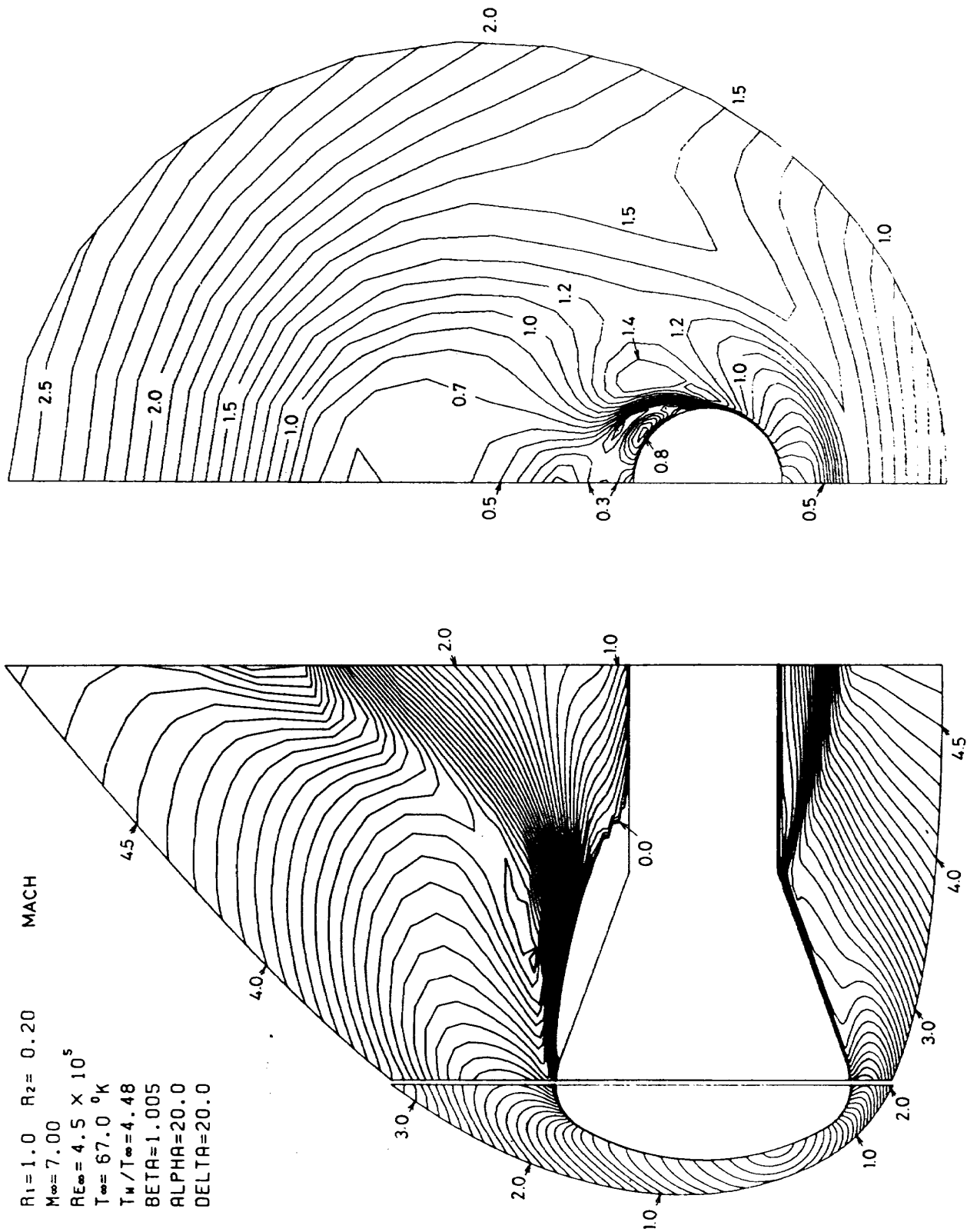


図14 等マッハ線図 ($\alpha=10^\circ$)

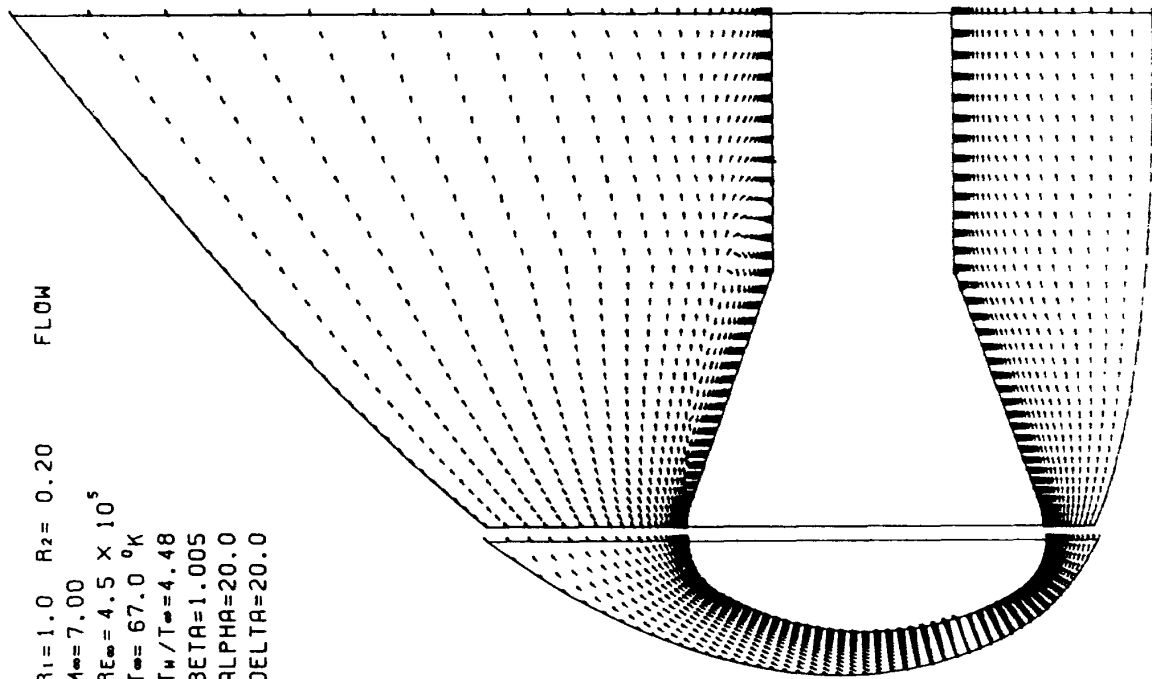


(a) 対称面内

(b) 横断面内 ($z=1.7$)

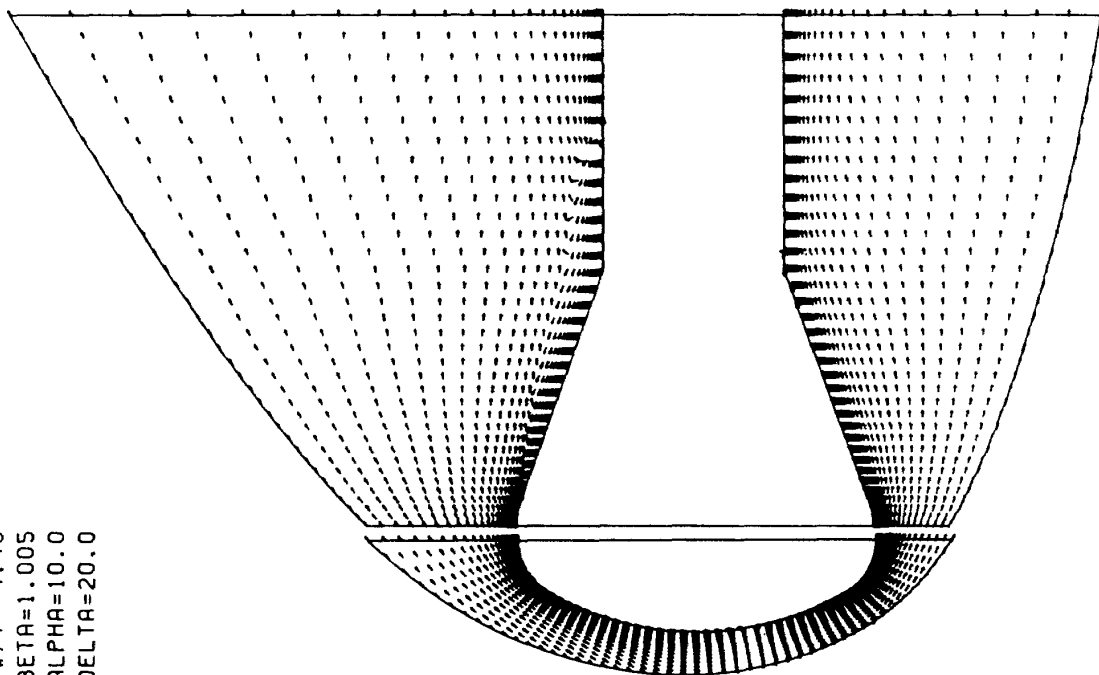
図 15 等マッハ線図 ($\alpha=20^\circ$)

FLOW
 $R_1=1.0$ $R_2=0.20$
 $M_\infty=7.00$
 $Re_\infty=4.5 \times 10^5$
 $T_\infty=67.0$ °K
 $T_w/T_\infty=4.48$
 $BETA=1.005$
 $ALPHA=10.0$
 $DELTA=20.0$



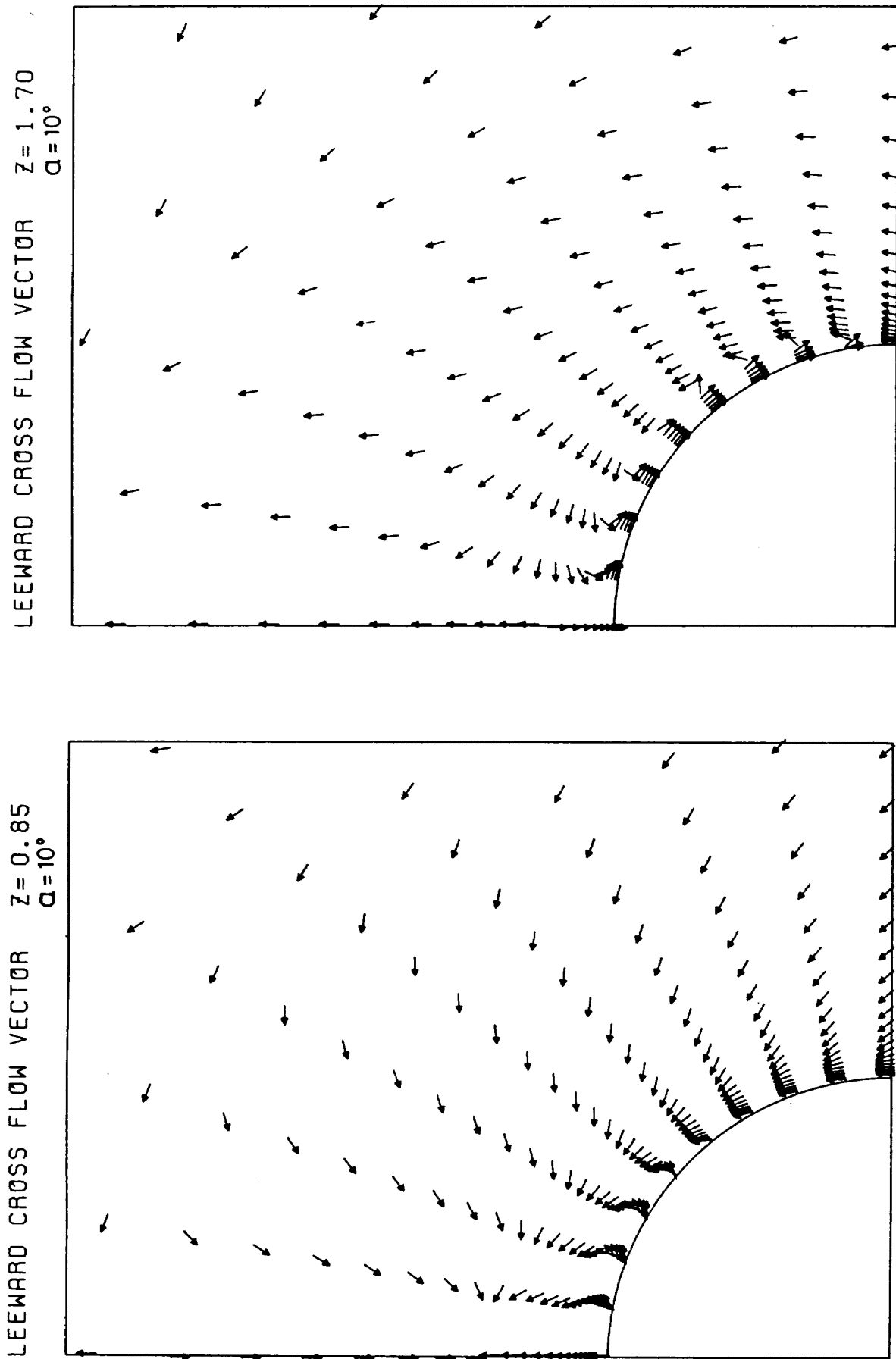
(b) $\alpha = 20^\circ$

FLOW
 $R_1=1.0$ $R_2=0.20$
 $M_\infty=7.00$
 $Re_\infty=4.5 \times 10^5$
 $T_\infty=67.0$ °K
 $T_w/T_\infty=4.48$
 $BETA=1.005$
 $ALPHA=10.0$
 $DELTA=20.0$



(a) $\alpha = 10^\circ$

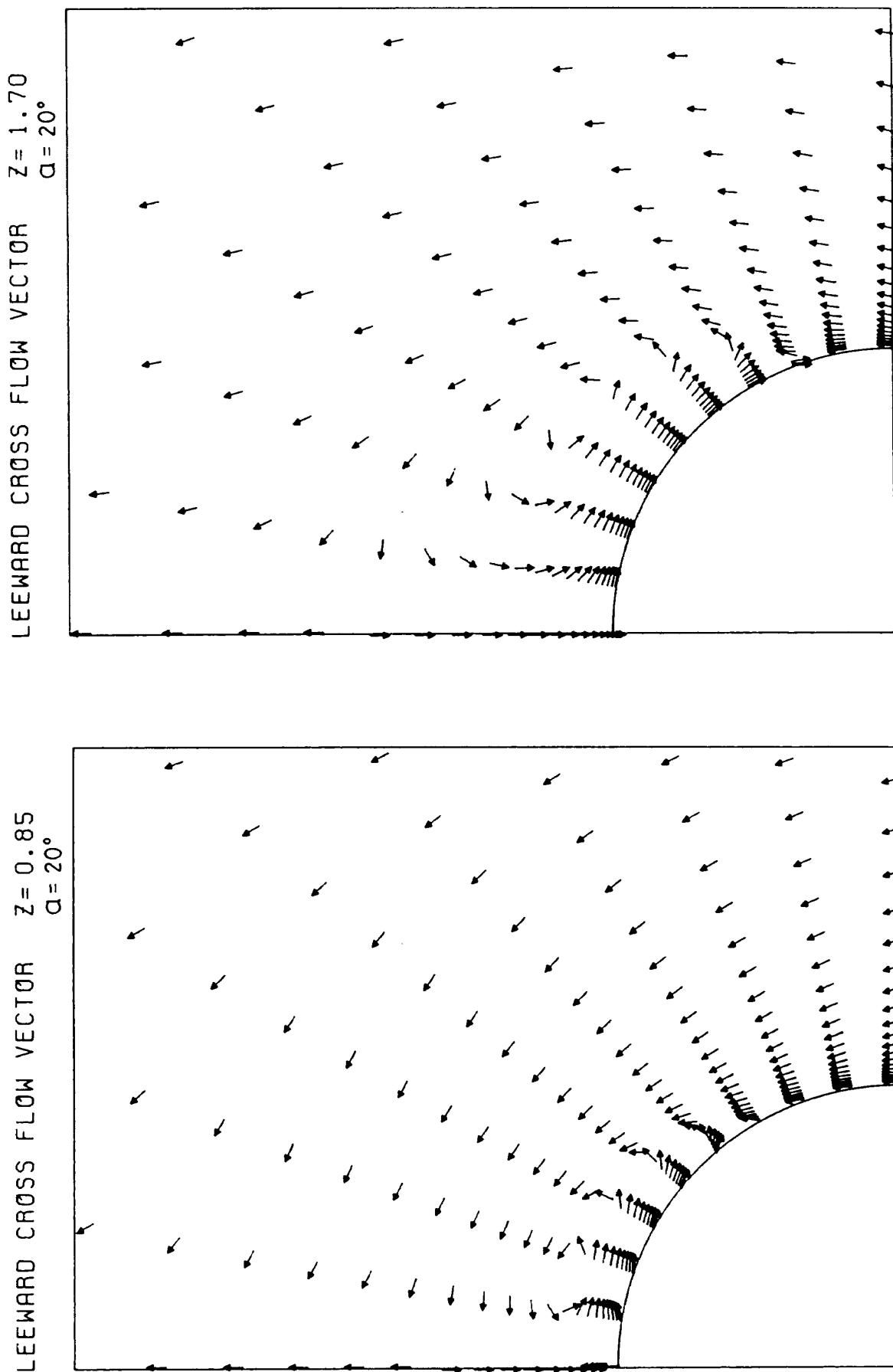
図 16 対称面内速度の方向ベクトル



(a) 逆円錐円筒結合部, $Z = 0.85$

(b) 最下流, $Z = 1.7$

図 17 横断面内速度の方向ベクトル ($\alpha = 10^\circ$)



(b) 最下流, $Z = 1.7$

(a) 逆円錐円筒結合部, $Z = 0.85$

図 18 横断面内速度の方向ベクトル ($\alpha = 20^\circ$)

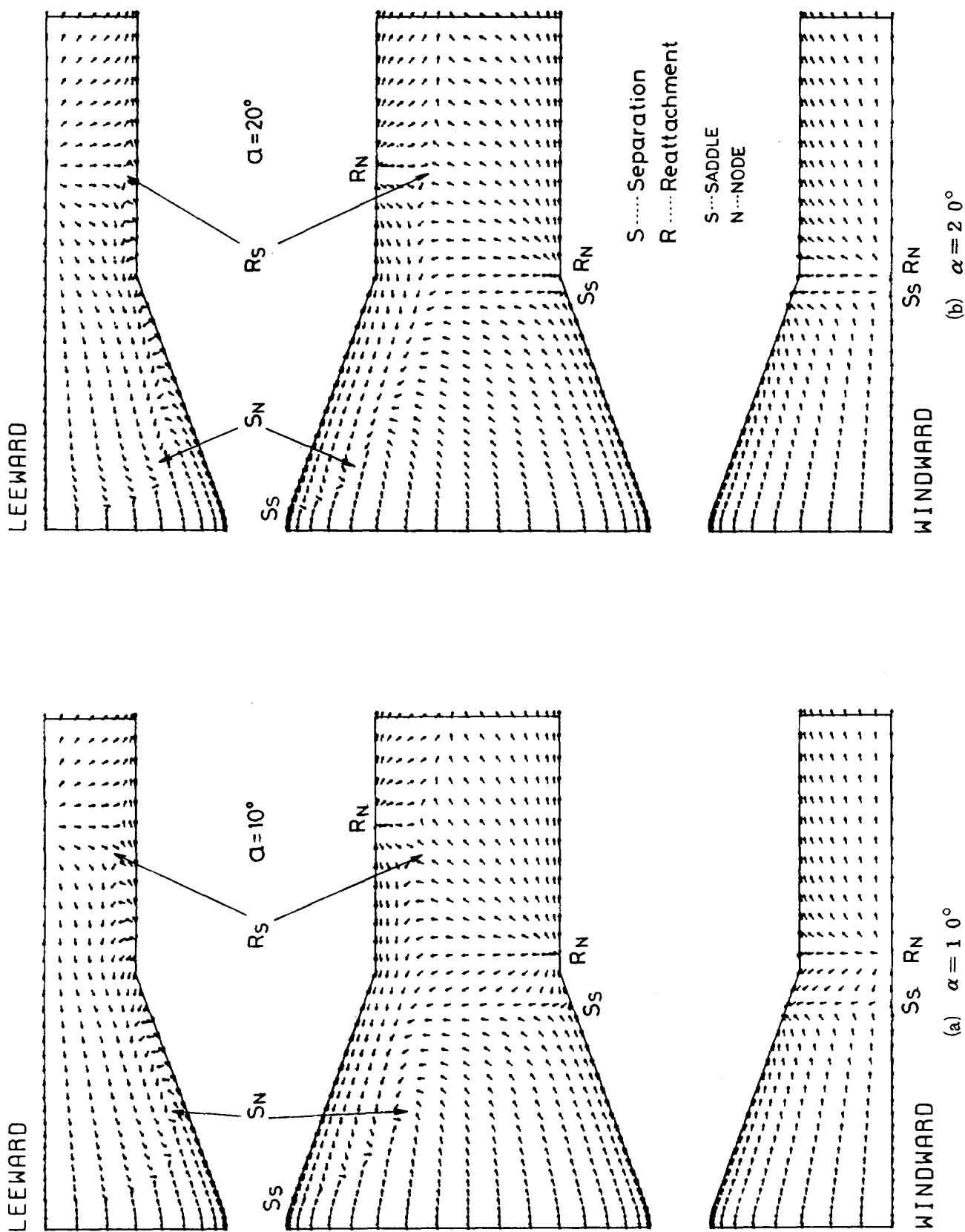


図19 物体表面近傍速度ベクトル

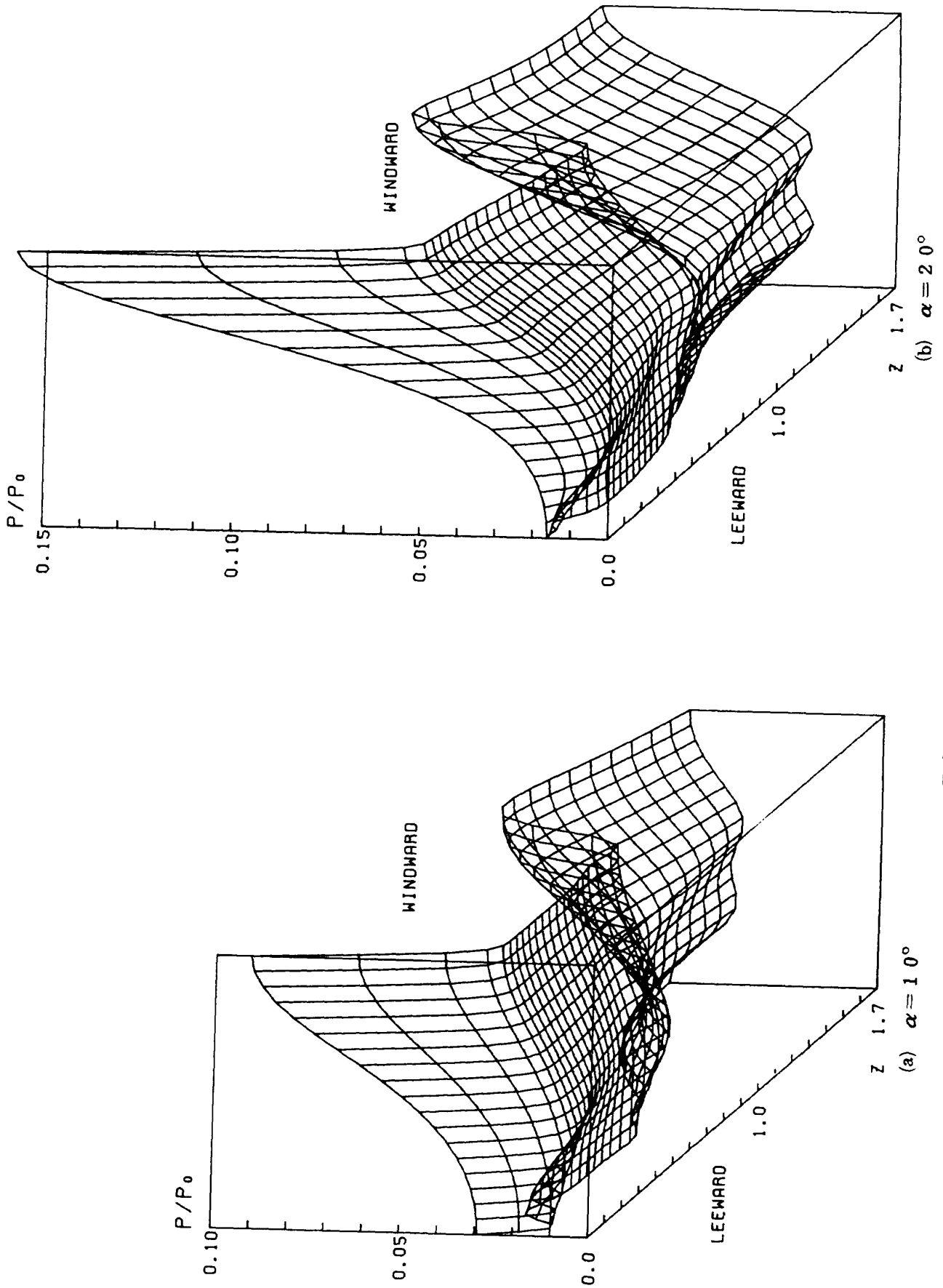
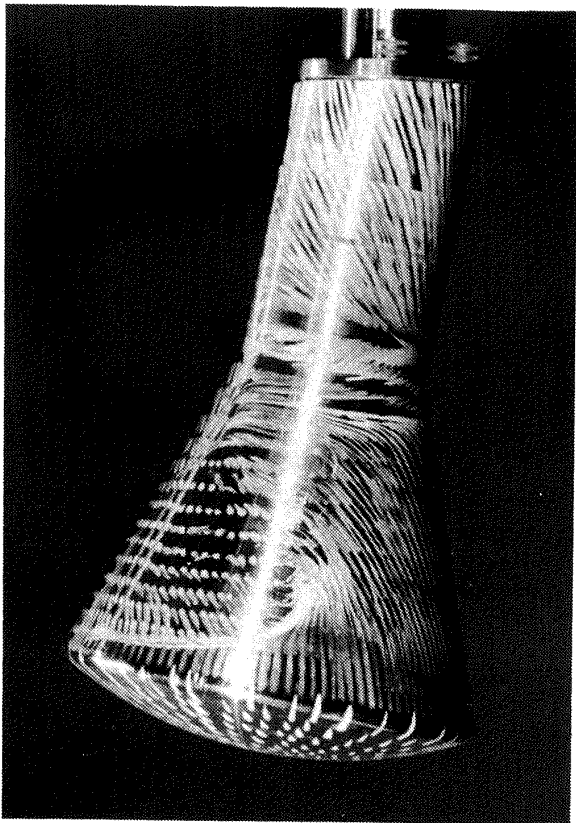
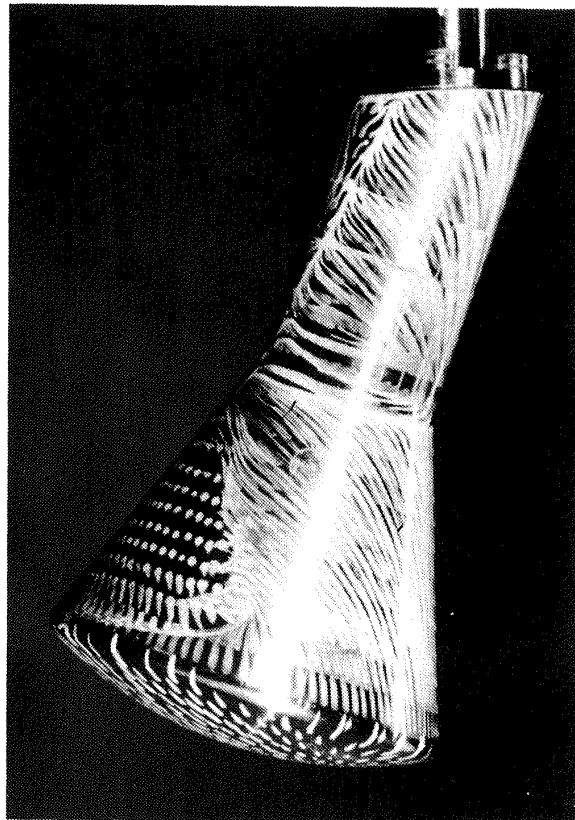


图 20 三次元表面压力分布

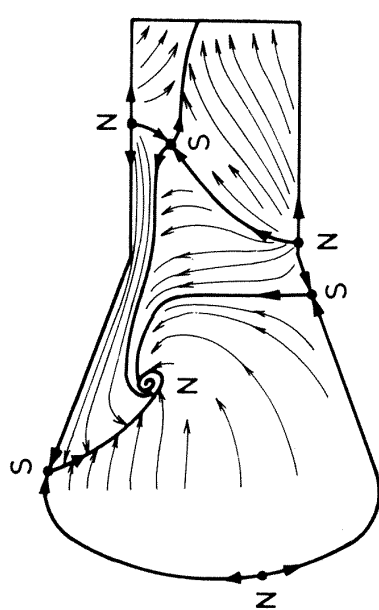


(a) $\alpha = 10^\circ$

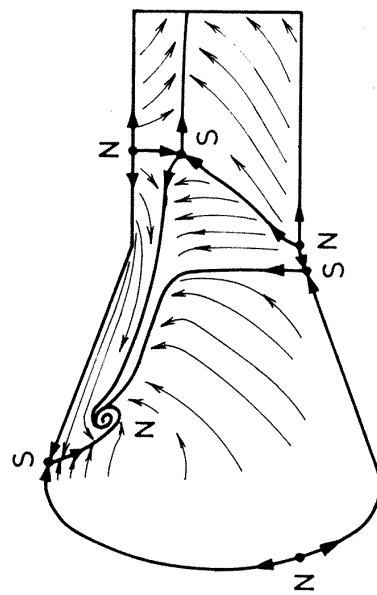


(b) $\alpha = 20^\circ$

図 2 航技研極超音速風洞におけるオイル・フロウ写真²⁹⁾
(宇宙開発事業団との共同研究による)



$\alpha = 10^\circ$ N.....Node
S.....Saddle



$\alpha = 20^\circ$

図 21 剝離・再付着の構造図

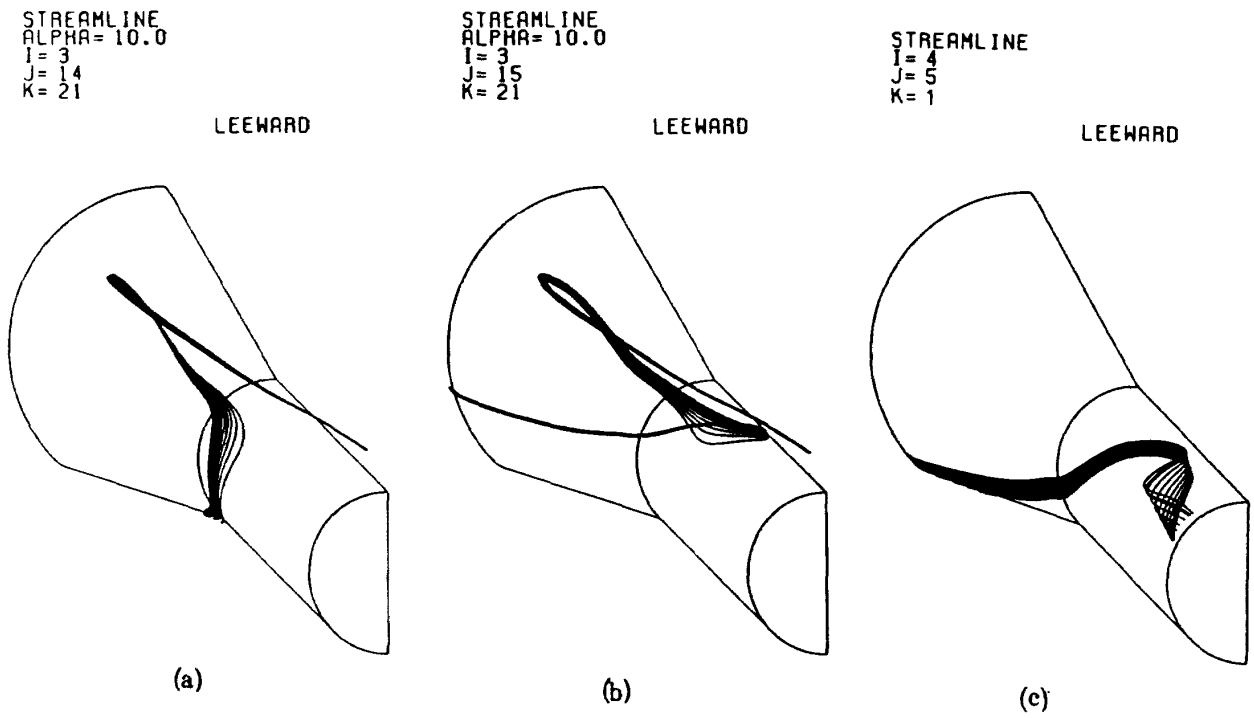


図 23 三次元流線図 ($\alpha = 10^\circ$)

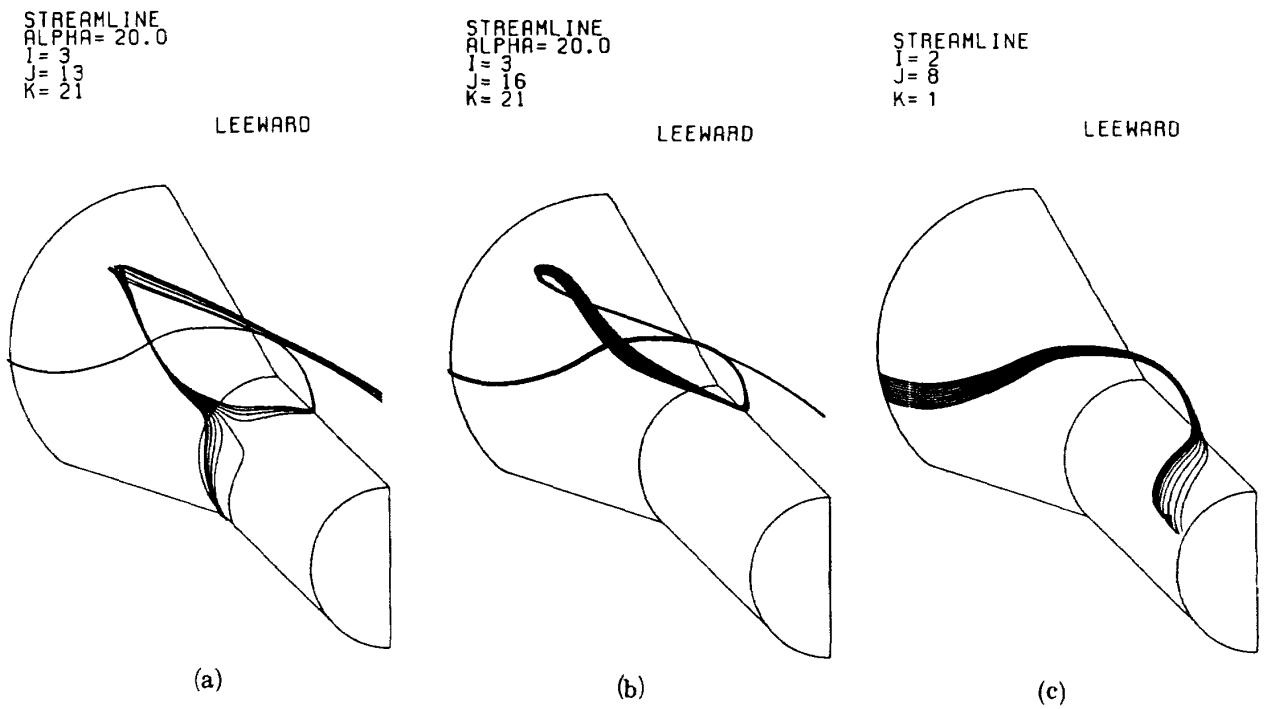


図 24 三次元流線図 ($\alpha = 20^\circ$)

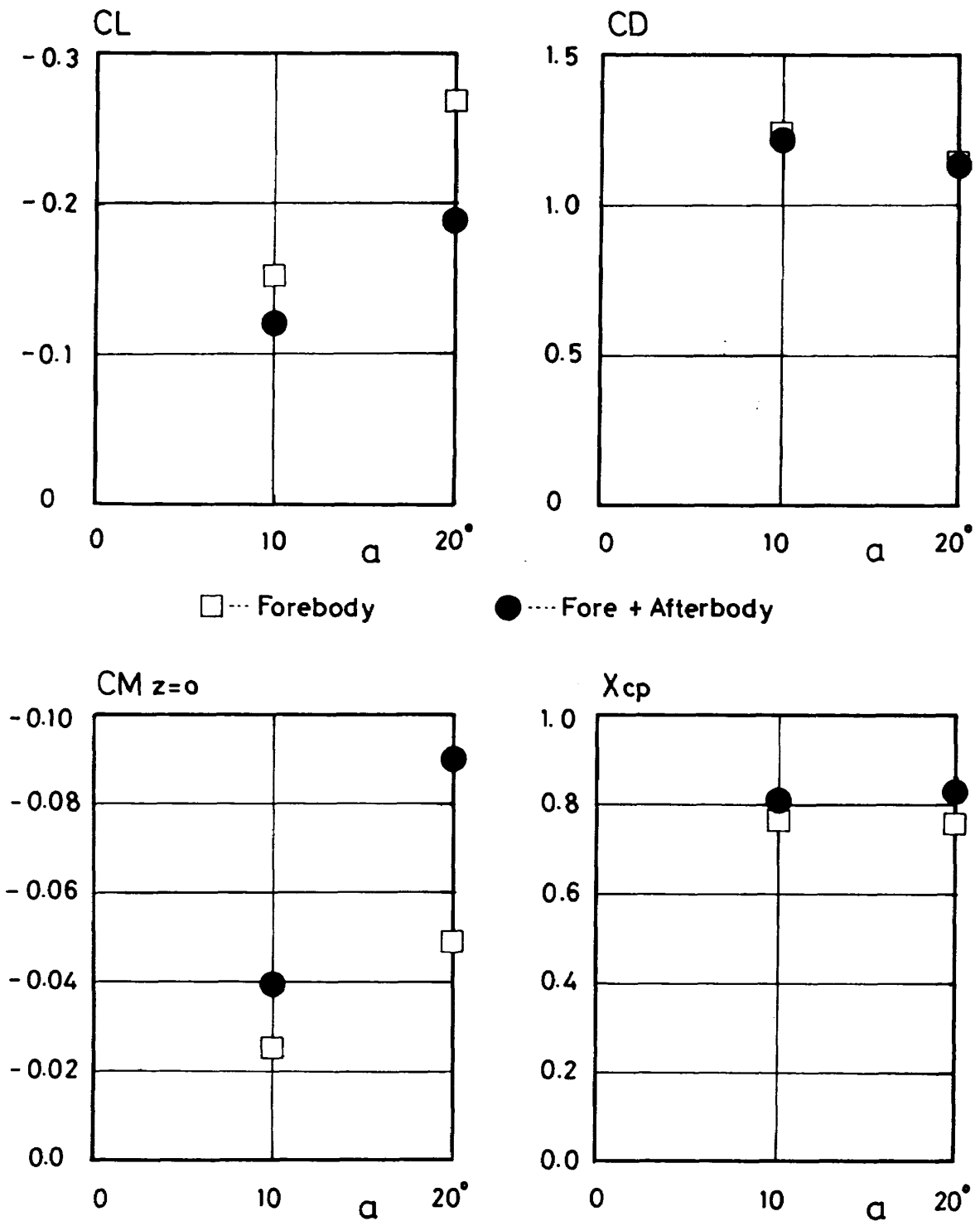


図 2 5 空力微係数

航空宇宙技術研究所報告 819号

昭和 59 年 6 月 発行

発行所 航空宇宙技術研究所
東京都調布市深大寺町 1880
電話武蔵野三鷹(0422)47-5911(大代表)〒182
印刷所 株式会社実業公報社
東京都千代田区九段南 4-2-12

Printed in Japan