

UDC 533. 6. 011. 5
:629. 76. 024. 32

航空宇宙技術研究所報告

TECHNICAL REPORT OF NATIONAL AEROSPACE LABORATORY

TR-199

鈍い頭部を有する円筒物体まわりの超音速流れ

河 本 巖

1970 年 6 月

航空宇宙技術研究所
NATIONAL AEROSPACE LABORATORY

既 刊 報 告

- | | | | |
|---------|--|-----------|--|
| TR-176 | 軸流回転機の翼の振動について
(I) 固有振動数, 振動形および振動応力分布
On the Vibration of Turbomachine Blades
(I) Natural Frequency Mode and Stress Distribution | 1969年7月 | 宮地敏雄, 星谷昌二
祖父江靖, 網干三郎
岩部柱相, 武田克己 |
| TR-177 | 固体ロケットモータの推力大きき制御の研究
—特性と小型モータによる実験—
Thrust Magnitude Control of Solid Rocket Motors
—Characteristic Analysis and Small Motor Tests | 1969年7月 | 五代富文, 湯沢克宜
伊藤克弥, 西村久雄 |
| TR-178 | 測度最大の可制御領域を与える二次形式評価関数の最適重みマトリクスに対する必要条件
Necessary Conditions for the Optimal Weighting Matrices of Quadratic Performance Index to Maximize the Measure of the Controllable Set | 1969年7月 | 川幡長勝 |
| TR-179 | テフロン非定常アブレーションの測定
Measurements of Transient Ablation of Teflon | 1969年8月 | 野村茂昭 |
| TR-180 | 鈴鹿山脈付近における乱気流の観測
Measurement and Analysis of Atmospheric Turbulence over the Suzuka Mountain Range | 1969年8月 | 竹内和之, 小野幸一
山根皓三郎, 岡 遠一
外崎得雄 |
| TR-181 | 振動翼における表面非定常圧力の測定
—失速フラッタの研究(III)—
Unsteady Surface Pressure on an Oscillating Aerofoil at High Mean Angles of Attack with Special Reference to Stall Flutter | 1969年8月 | 中村泰治, 磯貝紘二
江尻 宏 |
| TR-182 | 点束縛のある板の振動について
On the Natural Vibration of Plates Restrained at Several Points | 1969年9月 | 塙 武敏, 多田保夫
泉日出夫, 越出慎一 |
| TR-183 | 軸流圧縮機動翼取付部の強度についての実験的研究
—隙間のあるピン接合部—
Experimental Investigation of Strength of Axial Flow Compressor Blade Root
—Pin Joint Lug having Clearance between Pin and Pin Hole— | 1969年9月 | 池田為治, 山岸 崇 |
| TR-184T | An Improved Method of Designing and Calculating the Minimal Wave Drag Configuration by Supersonic and Moment of Area Rules | Oct. 1969 | Kenneth K. Yoshikawa |
| TR-185 | FRP ロケットノーズコーンの赤外線幅射による加熱実験
Thermal Characteristics of FRP Rocket Nosecone | 1969年11月 | 小川鉦一, 遠藤修司 |
| TR-186 | ロケット搭載用伝送線路型アンテナの解析
The Analysis on Transmission-line Rocket Antennas | 1969年12月 | 田畑浄治, 桜井善雄
三浦雅男, 松崎良継
塚本憲男 |
| TR-187 | ホール効果を用いた地磁気式姿勢計の研究
A Magnetic Attitude Measuring Instrument Applying the Hall-Effect | 1969年12月 | 木村 茂, 田畑浄治
松崎良継 |

鈍い頭部を有する円筒物体まわりの超音速流れ*

河本 巖**

Supersonic Flow Fields around a Cylindrical Body with Blunt Nose

By Iwao KAWAMOTO

In supersonic aerodynamics, the flow field in front of a tail fin or a flare attached to a slender body is usually assumed to be uniform.

However an extremely high-speed vehicle with blunt nose, such as a large rocket, actually causes a non-uniform flow field normal to the body axis, particularly near the body surface, by virtue of a strong bow shock, and the non-uniformity remains far down the nose. A reasonable assumption concerning that flow is as follows: if the fluid is inviscid and adiabatic, the total pressure, after being reduced across the shock, is conserved along a stream line, and has a certain profile in distribution normal to the body axis.

This paper aims at determining the flow field normal to the body axis down the nose at supersonic speed.

The flow field is investigated by the following three methods ;

(1) Numerical Method, (2) Experimental Method and (3) Simplified Theoretical Method.

1. 結 言

通常、超音速空気力学において、翼なしフレヤの回りの流れ場解析で、その直前の流れ場は一樣として取扱われている。しかし、大型ロケットのように非常に高速で飛しょうし、しかも先端の鈍い物体では、強い衝撃波の影響が十分下流といえども残り、特に胴体近傍においてその影響は著しい¹⁾。このことは断熱非粘性流を考えると、衝撃波を通過して半径方向にある分布を有する総圧が、その後流線にそって保存されることから定性的に説明される。(図1)

本報告は、このような超音速における細長い鈍頭物体の頭部下流における流れ場を、明らかにすることを目的とし、流れ場は次の3方法で調べられた。

- (1) 数値解析 (逆解法—特性曲線法)
- (2) 実験
- (3) 近似理論解析

なおここで対象とした物体の形状は、 40° 円錐—円筒を基準とし、先端を $0.25 R_B$, $0.50 R_B$, $0.75 R_B$ および $1.064 R_B$ なる半径の球状としたものであり、

合計5種類である。ここで R_B は胴体半径である。

便利のため先端曲率半径の小さい順に N1, N2, N3, N4, および N5 頭部とよぶことにする。

2. 数 値 解 析

鈍頭回りの流れ場の数値解析の有力な方法の一つに逆解法がある。この方法により鈍頭回りの亜音速および遷音速領域の流れ場を計算し、音速線を越えた低超音速領域の数値解を特性曲線法につなげ、以後の球—円錐—円筒回りの流れ場を解く方法である。⁴⁾⁻⁶⁾

2.1 逆解法

この方法は Van Dyke^{1), 2)} その他多くの研究者により扱われており、鈍頭問題に対する一つの有力な手法である。断熱非粘性を仮定して、基礎方程式として、次の4式を用いる。

円筒座標系で

連続の式

$$\frac{\partial \bar{\rho} \bar{u}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{\rho} \bar{v}}{\partial r} + \frac{\bar{\rho} \bar{v}}{r} = 0 \quad (2.1)$$

運動量の式

$$\bar{\rho} \bar{u} \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \bar{\rho} \bar{v} \frac{\partial \bar{u}}{\partial r} + \frac{\partial \bar{p}}{\partial x} = 0 \quad (2.2)$$

* 昭和45年3月27日受付

** 空気力学第二部

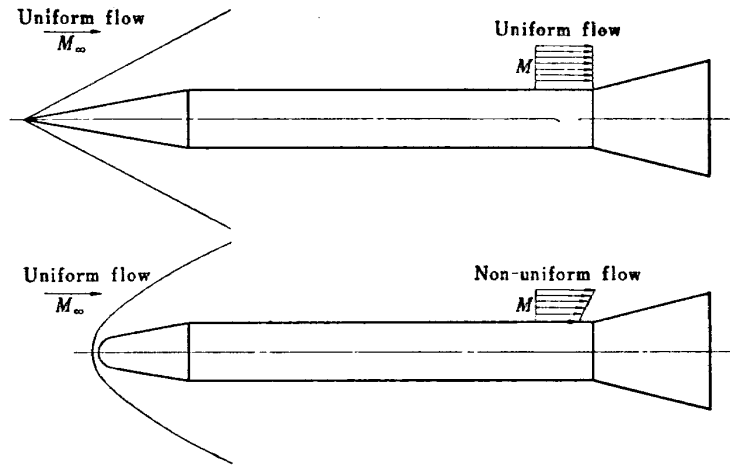


図 1 円錐—円筒物体と鈍頭—円筒物体回りの流れ

$$\bar{\rho} \bar{u} \frac{\partial \bar{v}}{\partial x} + \bar{\rho} \bar{v} \frac{\partial \bar{v}}{\partial r} + \frac{\partial \bar{p}}{\partial r} = 0 \quad (2.3)$$

エネルギーの式

$$\bar{u} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \bar{p}}{\partial r} - \frac{\gamma \bar{p}}{\bar{\rho}} \left(\bar{u} \frac{\partial \bar{\rho}}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \bar{\rho}}{\partial r} \right) = 0 \quad (2.4)$$

ここで \bar{u} , \bar{v} , $\bar{\rho}$, \bar{p} はそれぞれ軸方向速度, 半径方向速度, 密度, 圧力であり, いずれも一様流の U_∞ , ρ_∞ , $\rho_\infty U_\infty^2$ で無次元化されている。

$x_w = X(r_w)$ を衝撃波形状とし (図2)

$$s = x - X(r_w) \quad (2.5)$$

$$t = r \quad (2.6)$$

を用いて $(x, r) \rightarrow (s, t)$ に座標変換し, 4式を連立させて, s 微分, すなわち \bar{u}_s , \bar{v}_s , $\bar{\rho}_s$ および \bar{p}_s について解く。

$$\begin{aligned} \bar{u}_s = & \left[-\bar{\rho} (\bar{u} - \bar{v} X')^2 \bar{v} \bar{u}_t + (\bar{u} - \bar{v} X') \right. \\ & \left. \left\{ \bar{v} \bar{p}_t + \frac{\gamma \bar{p}}{\bar{\rho}} \left(\bar{\rho} \bar{v}_t + \frac{\bar{\rho} \bar{v}}{t} \right) \right\} \right. \\ & + (\bar{u} - \bar{v} X') \frac{\gamma \bar{p}}{\bar{\rho}} \cdot X' \cdot (\bar{\rho} \bar{v} \bar{u}_t X' \\ & \left. + \bar{\rho} \bar{v} \bar{v}_t + \bar{p}_t) \right] / \\ & \left[\bar{\rho} (\bar{u} - \bar{v} X')^3 - \bar{\rho} (\bar{u} - \bar{v} X') \frac{\gamma \bar{p}}{\bar{\rho}} (1 + X'^2) \right] \end{aligned} \quad (2.7)$$

$$\begin{aligned} \bar{v}_s = & \left[-(\bar{u} - \bar{v} X')^2 (\bar{\rho} \bar{v} \bar{v}_t + \bar{p}_t) \right. \\ & \left. - (\bar{u} - \bar{v} X') \cdot X' \cdot \left\{ \frac{\gamma \bar{p}}{\bar{\rho}} \left(\bar{\rho} \bar{v}_t + \frac{\bar{\rho} \bar{v}}{t} \right) + \bar{v} \bar{p}_t \right\} \right] \end{aligned}$$

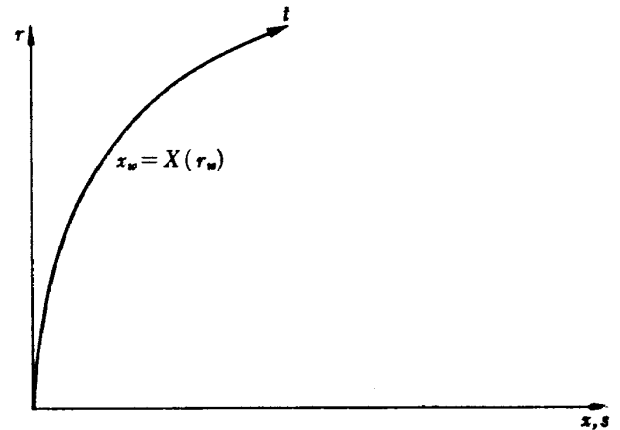


図 2 座 標

$$+ \frac{\gamma \bar{p}}{\bar{\rho}} \left\{ X' \bar{\rho} \bar{v} \bar{u}_t + \bar{\rho} \bar{v} \bar{v}_t + \bar{p}_t \right\} / \quad \text{[分母は上に同じ]} \quad (2.8)$$

$$\begin{aligned} \bar{\rho}_s = & \left[-\bar{\rho} (\bar{u} - \bar{v} X')^2 (\bar{\rho} \bar{v}_t + \bar{v} \bar{\rho}_t + \frac{\bar{\rho} \bar{v}}{t}) \right. \\ & \left. + \bar{\rho} (\bar{u} - \bar{v} X') \cdot \left\{ \bar{\rho} \bar{v} \bar{u}_t - X' (\bar{\rho} \bar{v} \bar{v}_t + \bar{p}_t) \right\} \right. \\ & \left. + \bar{\rho} \left(\frac{\gamma \bar{p}}{\bar{\rho}} \cdot \bar{v} \cdot \bar{\rho}_t - \bar{v} \bar{p}_t \right) (X'^2 + 1) \right] / \quad \text{[分母は上に同じ]} \quad (2.9) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \bar{p}_s = & \left[-\bar{\rho} (\bar{u} - \bar{v} X')^2 \cdot \left\{ \bar{v} \bar{p}_t + \frac{\gamma \bar{p}}{\bar{\rho}} \left(\bar{\rho} \bar{v}_t + \frac{\bar{\rho} \bar{v}}{t} \right) \right\} \right. \\ & \left. + \bar{\rho} (\bar{u} - \bar{v} X') \cdot \left\{ \bar{\rho} \bar{v} \bar{u}_t \cdot \frac{\gamma \bar{p}}{\bar{\rho}} \right. \right. \\ & \left. \left. - X' \frac{\gamma \bar{p}}{\bar{\rho}} (\bar{\rho} \bar{v} \bar{v}_t + \bar{p}_t) \right\} \right] / \quad \text{[分母は上に同じ]} \quad (2.10) \end{aligned}$$

これら4式の右辺は衝撃波の傾斜および諸物理量とその t 微分のみであり、衝撃波の形状と物理量の t 方向分布が知れると計算できる。かくして $\overline{u_{i+1}} = \overline{u_{i-1}} + 2\overline{u_{i,1}} \cdot \Delta S$ 等の外挿法を用いて衝撃波上の値を初期値として s 方向に計算できる。なお t 微分は5点数値微分、11点数値微分両方を試みたが計算結果に大差はなく、あとに示す結果はいずれも5点数値微分公式によるものである。

Van Dyke 等は実験的裏付のもとで通常の鈍頭(たとえば球, 回転放物体)では、衝撃波形状が conic section で記述されることに着目し、次式で衝撃波形状を与えた。^{1), 2)}

$$X(r_w) = \frac{R_w}{B_w} \cdot \left(1 - \sqrt{1 - B_w \left(\frac{r_w}{R_w} \right)^2} \right), \quad (\text{see equ. 2.5}) \quad (2.11)$$

ここで R_w ; 衝撃波先端の曲率半径
 B_w ; 衝撃波の鈍さを与えるパラメータ
 0 放物線
 > 0 楕円
 $(= 1 \text{ 円})$
 < 0 双曲線

すなわち 衝撃波先端の曲率半径を単位にとると、1パラメータで各種の衝撃波形状が得られるのが特長であり、逆解法における繰返し計算に便利である。

かくして、衝撃波上より数値計算はスタートし、適当な領域にわたって計算し、各格子点において、次の連続の式で定義する Ψ を計算しておく¹⁰⁾。

$$\Psi = \pi t^2 \rho_\infty U_\infty - 2 \pi t \int_0^s \rho v ds \quad (2.12)$$

物体より上流(衝撃波側)で $\Psi > 0$ 、下流で $\Psi < 0$ 、物体表面で0になる。したがって Ψ を用いて補間法により物体の形状を定めうる。

以上がわれわれの用いた逆解法の概略である。

亜音速、遷音速領域が以上の方法で解け、音速線を越えた低超音速領域での格子点を適当に選び特性曲線法の入力データとすればよい。このとき逆解法は物体中心軸に対して外側の格子点付近で S 方向に誤差が急激に増加する傾向にあるので、格子点の選択には注意が必要である。

2.2 特性曲線法^{3), 7), 8)}

この方法も確立した手法でありプログラム作成の手間を除けば特に問題はない。ただし先端の鋭い物体とは異なり、急激なエントロピー変化に対する精度よい取扱いが必要とされ、ここでは3点補間法が用いられた。

2.3 計算結果とその検討

HITAC 5020F で解いた例を示す。 $M_\infty = 1.5$ の場合には、逆解法はうまくいっても、特性曲線法にうまくつながらなかった(図4)。

$M_\infty = 2$ では特性曲線法はスタートしたが値がかなりちらばっており、やがて発散し必ずしも満足な結果とは言えなかった(図5)。 $M_\infty = 3, 4, 10$ ではいずれも数値計算は安定しており満足すべき結果がえられた(図6, 7, 8)。次に $M_\infty = 10$ における特徴的2例(N2頭部, N5頭部)を示しておく。図9, 図10にその時の衝撃波形状を示す。図11, 図12に半径方向の物理量分布を示した。

軸に垂直方向の流れ場は、頭部先端の曲率半径が小さい場合と大きい場合とでは著しく異なり、前者の方が胴体近傍で流れ場により著しい変化がみられ、かつ流れ場の物理量分布に、凹凸を有するものがある。まず、小さい曲率半径をもった頭部の場合が、胴体近傍で、より急激な流れ場傾斜をもっているのは、頭部における離脱衝撃波の先端曲率半径がより小さいためである。また流れ場物理量の凹凸の有無は次のような衝撃波形状により説明される。すなわち、大きい曲率半径をもった頭部では離脱衝撃波に対して頭部先端の超音速領域より出る膨張波ないし肩からの膨張波が支配的であり、そのため強い衝撃波は漸次弱められてゆく。

一方比較的小さい曲率半径をもった頭部においては、頭部先端の超音速領域より出る膨張波は、離脱衝撃波に到達し、それを弱める。しかる後圧縮波となりはね返り頭部円錐部に到達しさらにその圧縮波は反射し、再び前方の衝撃波へと進む。この時、比較的長い円錐部を有する場合には、そこで反射した圧縮波により衝撃波は再び強められ、傾斜が立ってくる。その後は肩からの膨張波によって衝撃波は弱められる。このようにしてできた衝撃波の違いは計算結果にもよく現われている(図9, 図10)。

以上マッハ数の高い場合の一例について考察したがこのことより一般にマッハ数の高い超音速流における鈍頭物体に対する尾部空気力学問題においては、フレイヤないし尾翼の前方流れ場は鈍頭の影響のない様流とは著しく異なったものであることがわかる。特に温度(後方胴体部では $\rho \approx \rho_\infty$ なので密度といってもよい。)は著しく違い、したがってマッハ数も非常に異なってくる。

3. 実 験

航空宇宙技術研究所 1m×1m 吹出式超音速風洞¹¹⁾

で5種の頭部 (N1よりN5迄) に対して半径方向に、総圧および静圧分布の測定を行ない、あわせて衝撃波のシュリーレン観測も行った。圧力測定位置は頭部肩より後方 $10R_B$, $16R_B$ の2個所である。実験条件は $M_\infty = 2, 3$ また 1 m 当りのレイノルズ数は $2.9 \times 10^7 \sim 4.1 \times 10^7$ 程度である。(図13)

3.1 実験データの処理

次の仮定のもとでデータは処理された。(1)半径方向の速度成分は軸方向速度成分に比べて十分小さく無視できる。(2)静圧 P は各ピトー管位置で上流一様流の静圧 p_∞ に回復している*。(3)衝撃波後方の流れ場は断熱非粘性である。これらの仮定のもとで次の式が成り立つ。

$$\frac{\rho}{\rho_\infty} = \left(\frac{p_t}{p_{t_\infty}} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \quad (3.1)$$

$$\frac{u}{U_\infty} = \left[1 + \frac{2}{(\gamma-1)M_\infty^2} \left\{ 1 - \left(\frac{p_t}{p_{t_\infty}} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \right\} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (3.2)$$

$$\frac{T}{T_\infty} = \left(\frac{p_t}{p_{t_\infty}} \right)^{-\frac{\gamma-1}{\gamma}} \quad (3.3)$$

$$M = \left[\frac{1 + \frac{2}{(\gamma-1)M_\infty^2} \left\{ 1 - \left(\frac{p_t}{p_{t_\infty}} \right)^{-\frac{\gamma-1}{\gamma}} \right\}}{\left(\frac{p_t}{p_{t_\infty}} \right)^{-\frac{\gamma-1}{\gamma}}} \right]^{\frac{1}{2}} \cdot M_\infty \quad (3.4)$$

超音速流れ場ではピトー管は上式の p_t ではなく、 p'_t を感じ、両者間には次の関係式が成り立つ (ピトー公式)。

$$\frac{p_t}{p'_t} = \left(\frac{2\gamma}{\gamma+1} M^2 - \frac{\gamma-1}{\gamma+1} \right)^{\frac{1}{\gamma-1}} \cdot \left\{ \frac{1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2}{\frac{\gamma+1}{2} M^2} \right\}^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} \quad (3.5)$$

すなわち最初 M を仮定し式 (3.5) で p_t を計算し、

* 実際の測定静圧分布もこの仮定の妥当性を示している。一部マッハ数の高い場合の静圧分布に満足な実験結果がえられなかったが、それらに対しては先に述べた数値計算の方法が利用でき、それによると、 $M_\infty = 3$, N5 頭部に対しては胴体表面上、それぞれのピトー管位置で $0.914 p_\infty$, $0.935 p_\infty$ まで、また N2 頭部に対しては $0.984 p_\infty$, $1.00 p_\infty$ まで回復していることが示され、いずれもこの仮定の妥当性をうらやみしている。

p_∞ と p_t とより計算されたマッハ数が最初仮定したマッハ数に等しければよし、異なっていれば別の M を仮定して計算を繰り返す。 M および p_t が知れると他のすべての物理量は計算できる。

3.2 実験結果とその検討

次に実験結果を記す。シュリーレン写真から読みとった代表的な衝撃波形状を図14, 図15に示す。また半径方向の流れ場の様子を図16~図19に示した。なお図16~図19のうちの横軸上の・印は鈍い頭部に対して、垂直衝撃波関係式により計算した胴体表面の総圧 p_{ts} と衝撃波上流の静圧 p_∞ とより計算した理論値であり、○印は円錐頭部に対して斜衝撃波関係式より計算した p_{ts} と p_∞ とから計算した理論値である。

実験結果によると $M_\infty = 2$ で、すでに胴体近傍で流れ場の非一様性が見られ、 $M_\infty = 3$ になると物体表面よりかなり離れたところ ($y/R_B = 1 \sim 2$) にも非一様性が及んでいる。また頭部先端の曲率半径の大きい方が影響がより遠方に及んでいるのは頭部前方離脱衝撃波の形から判断して当然であろう。数値解析の項で指摘したようなN2頭部に対する衝撃波形状の凹凸はやはり観測されたが $M_\infty = 3$ 程度では、それによる頭部後方流れ場への影響は小さく、測定精度以下であった。

以上を総合してみると $M_\infty = 2, 3$ 程度でも鈍い頭部により生ずる流れ場の非一様性は顕著であり、フレヤないし、小さいスパンを有するロケット尾翼等、胴体表面近傍の流れが主要な振舞をする物体の空気学的解析には、これら非一様性を考慮に入れる必要がある。

4. 近似理論解析

鈍頭を有するフレヤ回りの流れ場や尾翼まわりの流れ場を解析するにあたって、先に述べた数値解析や実験では数値的に前方の流れ場が得られるため、理論解析への適応が、時として不便な場合がある。また流れ場の全体的な特徴をつかむ意味でも、ここで述べる簡単な理論解析は一助となろう。

通常、軸対称物体まわりの流れ場は四つの独立な物理量 (連続の式、運動量式2個、エネルギー式に対応) からなり、これらの量として次の4個を選ぶ。状態量として静圧 p , 総圧 p_t , 他の物理量として軸方向速度 u , 半径方向速度 v 。解析に先だち次の様な仮定をおく。

a) 頭部より十分下流で $p \approx p_\infty$ が成り立ち、胴体表面近傍で静圧 p は胴体表面からの距離 y に依存しない。

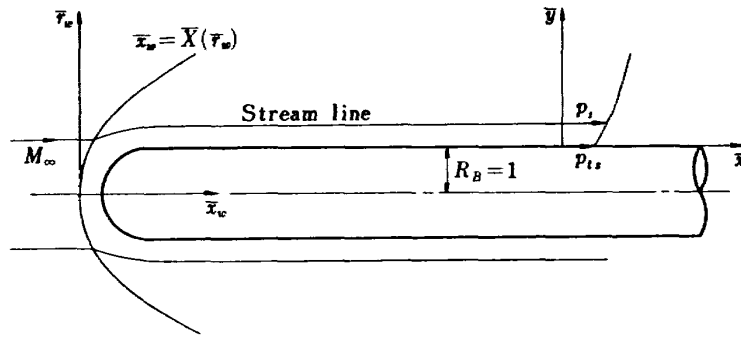


図3 流れの座標

このことは経験的によく知られた事実であり、われわれの数値解析でもこの仮定の妥当性は確かめられた(たとえば図11, 図12, または付図1, 付図2参照)。
b) $v \approx 0$ すなわち、半径方向速度成分 v は軸方向速度成分 u に比して十分小さく無視しうる(たとえば図11, 図12参照)。

以上の仮定のもとで独立な物理量として総圧 p_t と軸方向速度 u が知れば流れ場は定まる。これら2量に対応する式としてエネルギー式と連続の式を用いる。なお位置座標 \bar{x} , \bar{y} (または \bar{r}) はいずれも胴体半径で無次元化されている(図3)。

4.1 エネルギー式

衝撃波上方一様流と頭部より十分下流における物理量との間には、すでに述べたように式(3.1), (3.2), (3.3) および(3.4) が成りたつ。これら式中の総圧 p_t は衝撃波後方流線にそって保存される。すなわち、衝撃波の形を R_B で無次元化した形で

$$\bar{x}_w = \bar{X}(\bar{r}_w) \quad (4.1)$$

と書くと、次の斜衝撃波の関係式と結びつく。

$$\frac{p_t}{p_{t\infty}} = \left\{ \frac{(\gamma+1) M_\infty^2}{(\gamma-1) M_\infty^2 + 2(1+\bar{X}^2)} \right\}^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} \left\{ \frac{(\gamma+1) \cdot (1+\bar{X}^2)}{2\gamma M_\infty^2 - (\gamma-1) \cdot (1+\bar{X}^2)} \right\}^{\frac{1}{\gamma-1}} \quad (4.2)$$

4.2 連続の式

図3を参照すると次の質量保存式が成りたつ。

$$\bar{r}_w^2 = 2 \int_0^{\bar{y}} \frac{\rho}{\rho_\infty} \cdot \frac{u}{U_\infty} (\bar{y}+1) d\bar{y} \quad (4.3)$$

4.3 解法

\bar{y} の小さいところについて考える。

4.3.1 一次近似

総圧 p_t を次式で近似する。

$$\frac{p_t}{p_{t\infty}} = \frac{p_{ts}}{p_{t\infty}} (1 + a_1 \bar{y}) \quad (4.4)$$

このとき式(3.1), (3.2), (3.3) および(3.4) は \bar{y} で展開でき \bar{y} の1次項迄とると次のようになる。

$$\frac{\rho}{\rho_\infty} = \frac{\rho_s}{\rho_\infty} \cdot \left(1 + \frac{\gamma-1}{\gamma} a_1 \bar{y} \right) \quad (4.5)$$

$$\frac{u}{U_\infty} = \frac{u_s}{U_\infty} \left\{ 1 + \frac{a_1 \bar{y}}{\gamma M_\infty^2 \left(\frac{u_s}{U_\infty} \right)^2 \frac{\rho_s}{\rho_\infty}} \right\} \quad (4.6)$$

$$\frac{T}{T_\infty} = \frac{T_s}{T_\infty} \cdot \left(1 - \frac{\gamma-1}{\gamma} a_1 \bar{y} \right) \quad (4.7)$$

$$M = M_s \left\{ 1 + \left(\frac{\gamma-1}{2\gamma} + \frac{1}{\gamma M_\infty^2 \left(\frac{u_s}{U_\infty} \right)^2 \frac{\rho_s}{\rho_\infty}} \right) a_1 \bar{y} \right\} \quad (4.8)$$

ここで $p_{ts}/p_{t\infty}$, ρ_s/ρ_∞ , u_s/U_∞ , T_s/T_∞ および M_s は胴体表面での値であり次のようにかける。

$$\frac{p_{ts}}{p_{t\infty}} = \left\{ \frac{(\gamma+1) M_\infty^2}{(\gamma-1) M_\infty^2 + 2} \right\}^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} \left\{ \frac{\gamma+1}{2\gamma M_\infty^2 - (\gamma-1)} \right\}^{\frac{1}{\gamma-1}} \quad (4.9)$$

$$\frac{\rho_s}{\rho_\infty} = \frac{(\gamma+1) M_\infty^2}{(\gamma-1) M_\infty^2 + 2} \cdot \left\{ \frac{\gamma+1}{2\gamma M_\infty^2 - (\gamma-1)} \right\}^{\frac{1}{\gamma}} \quad (4.10)$$

$$\frac{u_s}{U_\infty} = \left[1 + \frac{2}{(\gamma-1) M_\infty^2} \left\{ 1 - \frac{(\gamma-1) M_\infty^2 + 2}{(\gamma+1) M_\infty^2} \left(\frac{2\gamma M_\infty^2 - (\gamma-1)}{\gamma+1} \right)^{1/\gamma} \right\} \right]^{1/2} \quad (4.11)$$

$$\frac{T_s}{T_\infty} = \frac{(\gamma-1) M_\infty^2 + 2}{(\gamma+1) M_\infty^2} \left\{ \frac{\gamma+1}{2\gamma M_\infty^2 - (\gamma-1)} \right\}^{-\frac{1}{\gamma}} \quad (4.12)$$

$$M_s = \left[1 + \frac{2}{(\gamma-1)M_\infty^2} \left\{ 1 - \frac{(\gamma-1)M_\infty^2 + 2}{(\gamma+1)M_\infty^2} \cdot \left(\frac{2\gamma M_\infty^2 - (\gamma-1)}{\gamma+1} \right)^{1/\gamma} \right\} \right]^{1/2} \times \left[\frac{(\gamma+1)M_\infty^2}{(\gamma-1)M_\infty^2 + 2} \cdot \left(\frac{\gamma+1}{2\gamma M_\infty^2 - (\gamma-1)} \right)^{1/\gamma} \right]^{1/2} \cdot M_\infty \quad (4.13)$$

一方、式 (4.1), (4.2) では small \bar{y} に相当するのは small \bar{r}_w なる条件である。式 (4.2) で small \bar{r}_w で X' が小さいとすれば* 次のように展開できる。

$$\frac{p_t}{P_{t_\infty}} = \frac{p_{ts}}{P_{t_\infty}} \cdot \left\{ 1 + \frac{2\gamma (M_\infty^2 - 1)^2 \cdot \bar{X}'^2}{\{(\gamma-1)M_\infty^2 + 2\} \cdot \{2\gamma M_\infty^2 - (\gamma-1)\}} + O(\bar{X}'^4) \right\} \quad (4.14)$$

式 (4.5), (4.6) を式 (4.3) に入れて \bar{y} の一次項までをとる。

$$\bar{r}_w^2 = 2 \cdot \frac{\rho_s}{\rho_\infty} \cdot \frac{u_s}{U_\infty} \cdot \bar{y} \quad (4.15)$$

次に式 (4.14) 中の衝撃波の傾斜 \bar{X}' は式 (2.11) が利用できる。式 (2.11) を r_w で展開する。**

$$X(r_w) = \frac{R_w}{B_w} \left\{ \frac{1}{2} B_w \left(\frac{r_w}{R_w} \right)^2 + \frac{1}{8} B_w^2 \left(\frac{r_w}{R_w} \right)^4 + \dots \right\} = \frac{R_w}{2} \left(\frac{r_w}{R_w} \right)^2 + O(r_w^4) \quad (4.16)$$

したがって胴体半径 R_B で無次元化して次式をうる。

$$\bar{X}'(\bar{r}_w) = \left(\frac{\bar{r}_w}{R_N} \right) \cdot \left(\frac{R_N}{R_w} \right) \quad (4.17)$$

ここで R_N は鈍頭先端の無次元曲率半径, R_w は衝撃波先端の無次元曲率半径である。これら両者の間の関係は Van Dyke 等の行なった系統的な数値計算結果が利用できる (表1)。

表 1	M_∞	R_N/R_w	M_∞	R_N/R_w
	1.2	0.187	4	0.6895
	1.5	0.350	6	0.732
	2	0.500	10	0.7535
	3	0.634	10*	0.7662

* このことは後に式 (4.17) で示される。

** 物体の表面近傍において p_t を y の一次式で近似することは衝撃波の形状を r_w の多項式で近似した場合 r_w の2次項までとった場合につり合う。また p_t を y の2次式で近似した場合、衝撃波は r_w の3次項までとった場合とつり合い、やはり式(4.17)は成り立つ。

式 (4.15), (4.17) を式 (4.14) に入れ式 (4.4) と比較して a_1 は次のように定まる。

$$a_1 = \frac{4\gamma (M_\infty^2 - 1)^2 \frac{\rho_s}{\rho_\infty} \cdot \frac{u_s}{U_\infty}}{\{(\gamma-1)M_\infty^2 + 2\} \cdot \{2\gamma M_\infty^2 - (\gamma-1)\}} \cdot \frac{\left(\frac{R_N}{R_w} \right)^2}{R_N^2} \quad (4.18)$$

以上で総圧 p_t が知れたので式 (3.1) ~ (3.4) より諸物理量が知れる。近似式として式 (4.5) ~ (4.8) を用いてもよい。

4.3.2 二次近似

全く同様の手法が, p_t を \bar{y} の二次式で記述した場合にも適用できる。

$$\frac{p_t}{P_{t_\infty}} = \frac{p_{ts}}{P_{t_\infty}} (1 + a_1 \bar{y} + a_2 \bar{y}^2) \quad (4.19)$$

$$\frac{\rho}{\rho_\infty} = \frac{\rho_s}{\rho_\infty} \left[1 + \frac{\gamma-1}{\gamma} a_1 \bar{y} + \left\{ \frac{\gamma-1}{\gamma} a_2 - \frac{\gamma-1}{2\gamma^2} \cdot a_1^2 \right\} \bar{y}^2 \right] \quad (4.20)$$

$$\frac{u}{U_\infty} = \frac{u_s}{U_\infty} \left[1 + \frac{a_1 \bar{y}}{\gamma M_\infty^2 \left(\frac{u_s}{U_\infty} \right)^2 \frac{\rho_s}{\rho_\infty}} + \frac{1}{\gamma M_\infty^2 \left(\frac{u_s}{U_\infty} \right)^2 \frac{\rho_s}{\rho_\infty}} \times \left\{ a_2 - \frac{2\gamma-1}{2\gamma} a_1^2 - \frac{1}{2} \cdot \frac{a_1^2}{\gamma M_\infty^2 \left(\frac{u_s}{U_\infty} \right)^2 \frac{\rho_s}{\rho_\infty}} \right\} \cdot \bar{y}^2 \right] \quad (4.21)$$

$$\frac{T}{T_\infty} = \frac{T_s}{T_\infty} \left[1 - \frac{\gamma-1}{\gamma} a_1 \bar{y} + \frac{\gamma-1}{\gamma} \left\{ -a_2 + \frac{2\gamma-1}{2\gamma} a_1^2 \right\} \bar{y}^2 \right] \quad (4.22)$$

$$M = M_s \left(1 + \left\{ \frac{a_1}{\gamma M_\infty^2 \left(\frac{u_s}{U_\infty} \right)^2 \frac{\rho_s}{\rho_\infty}} + \frac{\gamma-1}{2\gamma} a_1 \right\} \bar{y} + \left[\frac{1}{\gamma M_\infty^2 \left(\frac{u_s}{U_\infty} \right)^2 \frac{\rho_s}{\rho_\infty}} \times \left\{ a_2 - \frac{2\gamma-1}{2\gamma} a_1^2 - \frac{1}{2} \cdot \frac{a_1^2}{\gamma M_\infty^2 \left(\frac{u_s}{U_\infty} \right)^2 \frac{\rho_s}{\rho_\infty}} \right\} + \frac{\gamma-1}{2\gamma} \cdot \frac{a_1^2}{\gamma M_\infty^2 \left(\frac{u_s}{U_\infty} \right)^2 \frac{\rho_s}{\rho_\infty}} - \frac{\gamma-1}{2\gamma} (-a_2 + \frac{\gamma+1}{4\gamma} a_1^2) \right] \bar{y}^2 \right) \quad (4.23)$$

ここで連続の式 (4.3) を用いる。

$$r_w^2 = 2 \frac{\rho_s}{\rho_\infty} \cdot \frac{u_s}{U_\infty} \cdot \left[y + \frac{1}{2} \left\{ 1 + \frac{\gamma-1}{\gamma} a_1 + \frac{a_1}{\gamma M_\infty^2 \left(\frac{u_s}{U_\infty} \right)^2 \frac{\rho_s}{\rho_\infty}} \right\} y^2 \right] \quad (4.24)$$

衝撃波形状は \bar{r}_w の 3 次の Order で、やはり式 (4.16) で与えられ、したがって式 (4.17) が成り立つ。

式 (4.24), (4.17) を式 (4.14) に入れ式 (4.19) と比較し次の値をうる。

$$a_1 = \frac{4\gamma(M_\infty^2 - 1)^2 \frac{\rho_s}{\rho_\infty} \cdot \frac{u_s}{U_\infty} \cdot \left(\frac{\bar{R}_N}{\bar{R}_w} \right)^2}{\{(\gamma-1)M_\infty^2 + 2\} \{2\gamma M_\infty^2 - (\gamma-1)\}} \cdot \frac{1}{\bar{R}_N^2} \quad (4.25)$$

$$a_2 = \frac{a_1}{2} \cdot \left\{ 1 + \frac{\gamma-1}{\gamma} a_1 + \frac{a_1}{\gamma M_\infty^2 \left(\frac{u_s}{U_\infty} \right)^2 \frac{\rho_s}{\rho_\infty}} \right\} \quad (4.26)$$

かくして、 a_1 , a_2 が決定された。

4.4 計算結果とその検討

以上の解析結果をグラフにしておく。あわせて数値解析、実験との比較を行なっておく。図20は各種頭部 (N1, N2, N3, N4 および N5) を有する細長物体表面の十分後方における理論値であり、式 (4.9), (4.10), (4.11), (4.12), (4.13) に示したものである。総圧の低下は $M_\infty = 2 \sim 3$ 以上で著しくなり、他の物理量も著しく一様流の値とは異なってくるが速度だけは一様流速度に近いまま留まっている。図21は $M_\infty = 3$, N5 頭部に対していまの理論解析結果を数値解析結果および実験結果と比べたものである。理論値は $x/R_B \rightarrow \infty$ での値に相当するが非常に頭部に近いところでも ($x/R_B = 1.7$) この程度のマッハ数ではよい近似を与えることがわかる。当然のことながら数値計算結果との比較で x/R_B のより大きい方が、より理論値の方へよっている。

図22に $M_\infty = 10$, N5 頭部に対する理論解析と数値解析の比較を示した。上流一様流のマッハ数 M_∞ が十分大きい場合、頭部より十分下流にいてもなかなか p が p_∞ に到着かず、そのためいくぶん理論解析結果と数値解析結果との間の一致は $M_\infty = 3$ の時に比べ悪くなっているが、理論式が単純であることを考えればよい一致を示していると見てよからう。なお静圧の x/R_B に対する傾向を付図1, 付図2に示しておいたからこの理論を適用する時の参考にならう。図23に物理量の胴体表面における \bar{y} 方向傾斜を M_∞ に対して示した*。ここで特徴的なことは、それぞれの鈍

さを有する頭部に対して $M_\infty \cong 3$ 程度で温度を除きもつとも強い傾斜を有していることである。

5. 結 論

3方法によって鈍頭の頭部後方の流れ場の求め方およびその結果を示したが要約すると次のようになる。

(1)数値解析法によれば原理的には任意のマッハ数で任意の場所の物理量が知れるので便利である。しかし実際問題としては、数値計算の安定度を考えると、マッハ数で $M_\infty = 3$ 程度が計算できる最低限度のようであり、頭部鈍さも計算時間等を考えに入れると、あまり小さい場合は不向のようである。(たとえば N2 頭部, $M_\infty = 10$, $x/R_B = 50$ 迄で HITAC 5020F で 40 分要する。)

(2)実験的方法によれば任意のマッハ数、任意の頭部形状に対して流れ場が知れる。本実験結果を参考にしてもっと胴体表面に近いところを細く測定する必要がある。

(3)理論解析の結果は対象が x/R_B の十分大きいところで、しかも y/R_B の小さいところだけであるが、フレヤ回りの流れ場解析等には便利であろう。

なお本研究は全般にわたって、空気力学第二部 谷室長に指導していただき、実験に関しては吹出式超音速風洞制御・計測研究室のかたがた、とくに榊原、野田両技官の援助に負うところが多い。

文 献

- 1) Milton D. Van Dyke, The Supersonic Blunt-Body Problem—Review and Extension, Journal of the aerospace sciences, August, 1958
- 2) Milton D. Van Dyke and Helen D. Gordon, Supersonic Flow Past a Family of Blunt Axisymmetric Bodies, NASA TR R-1
- 3) Roberto Vaglio-Laurin and Massimo Trella, A Study of Flow Fields About Some Typical Blunt-Nosed Slender Bodies, AFOSR 2 (Reprinted From Aerospace Engineering, August 1961)

* フレヤのように物体表面近傍だけの流れが重要な振舞をする場合には、物体表面での物理量 (図20) とそこでの物理量傾斜が知れると、より良い精度でその回りの流れ場が計算できることが指摘されており、これら計算結果も、その一助にならう。

- 4) Donald W. Eastman and Leonard P. Radtke, Effect of Nose Bluntness on the Flow Around a Typical Ballistic Shape, AIAA Journal Vol. 1, No 10 pp. 2401~2402
- 5) Mamoru Inoue and Havard Lomax, Comparison of Experimental and Numerical Results for the Flow of a Perfect Gas About Blunt-Nose Bodies, NASA TN D-1426
- 6) Mamoru Inoue, John V. Rakich and Havard Lomax, A Description of Numerical Methods and Computer Programs for Two-Dimensional and Axisymmetric Flow over Blunt-Nose and Flared Bodies, NASA TN D-2970
- 7) Saul Feldman, A Numerical Comparison between Exact and Approximate Theories of Hypersonic Inviscid Flow Past Slender Blunt-Nose Bodies, AVCO EVERETT Research Report 71, June, 1959
- 8) Alvin Seif and Ellis E Whiting, Calculation of Flow Fields from Bow-wave Profiles for the Downstream Region of Blunt-Nosed Circular Cylinders in Axial Hypersonic Flight, NASA TN D-1147
- 9) Takashi Tani, Iwao Kawamoto, Seizo Sakakibara and Junichi Noda, Effect of Nose Bluntness on Aerodynamic Characteristics of Flared Body at Supersonic Speed, 8th International Symposium on Space Technology and Science, Tokyo, 1969
- 10) 安喜隆幸, 鈍頭物体の先端付近における非平衡流, 日本航空学会誌, 13巻 140号
- 11) 1 m × 1 m 吹出式超音速風洞の計画と構造, NAL TR-29

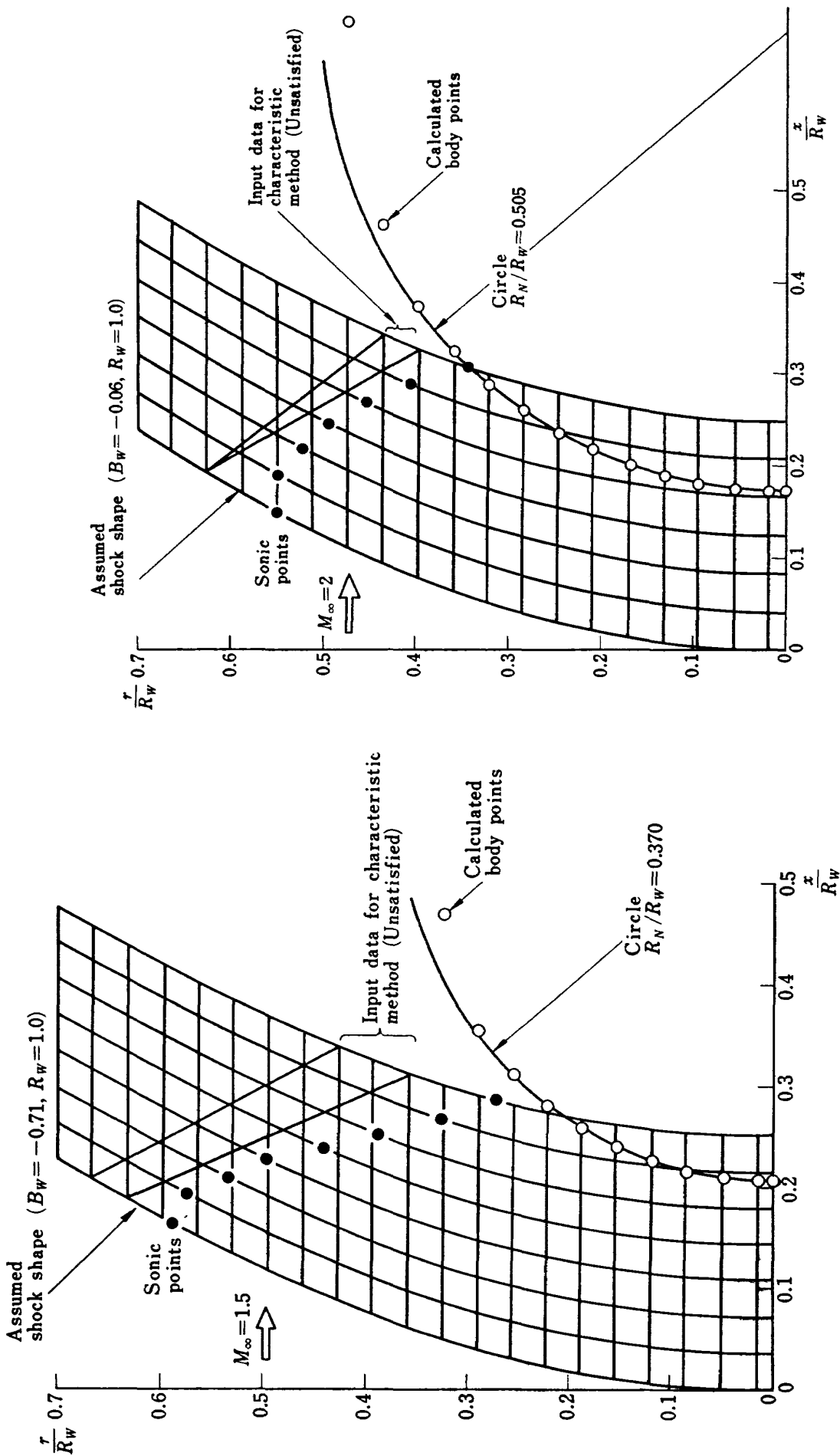


図 4 逆解法; $M_\infty=1.5$, $\gamma=1.4$

図 5 逆解法; $M_\infty=2$, $\gamma=1.4$

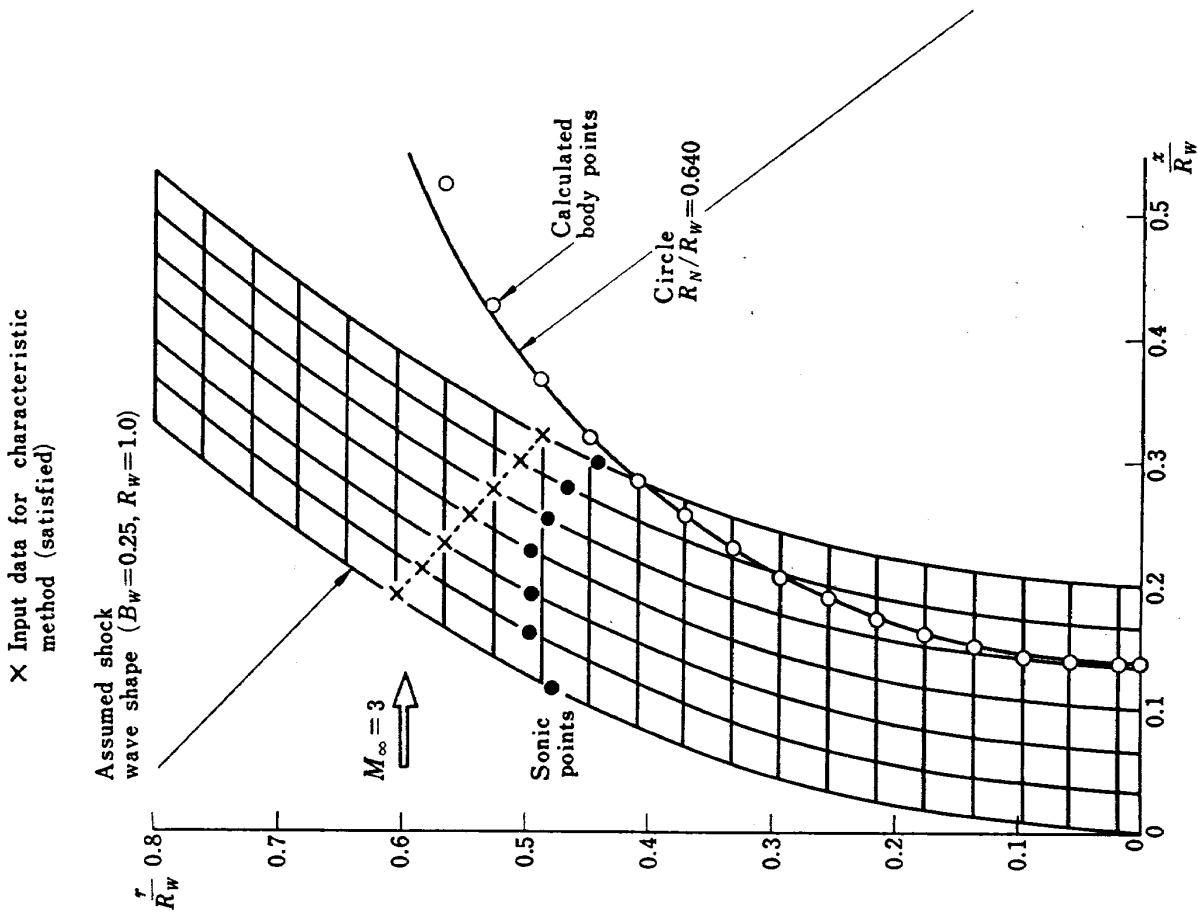


図 6 逆解法; $M_\infty=3, \gamma=1.4$

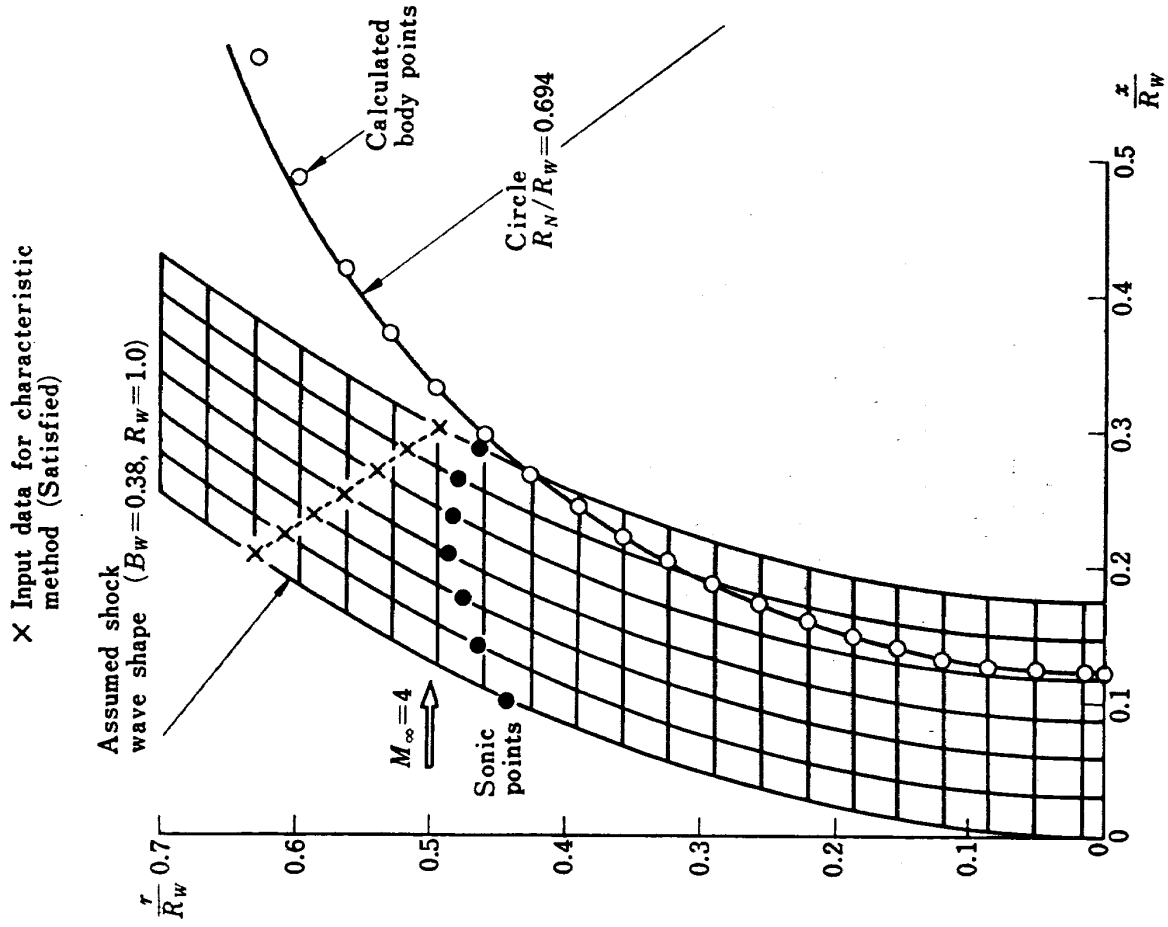


図 7 逆解法; $M_\infty=4, \gamma=1.4$

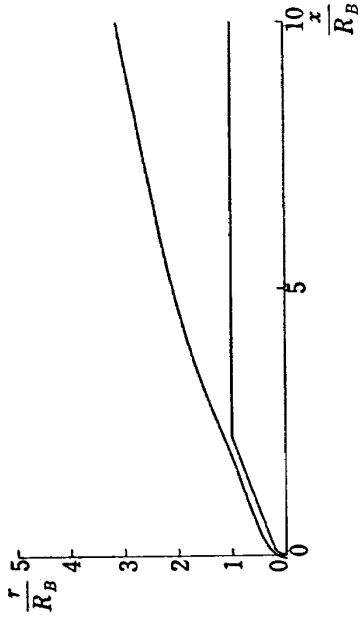


図 9 N2 頭部衝撃波 $M_\infty=10$ (数値計算)

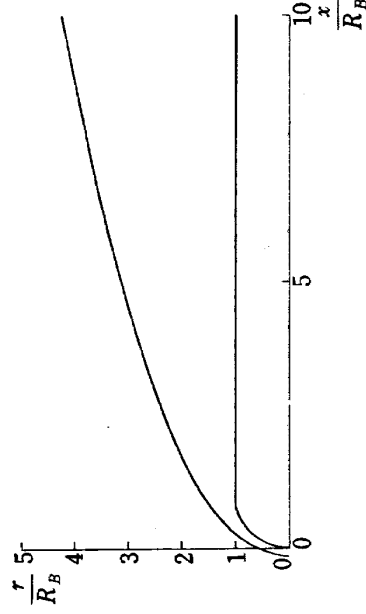


図 10 N5 頭部衝撃波 $M_\infty=10$ (数値計算)

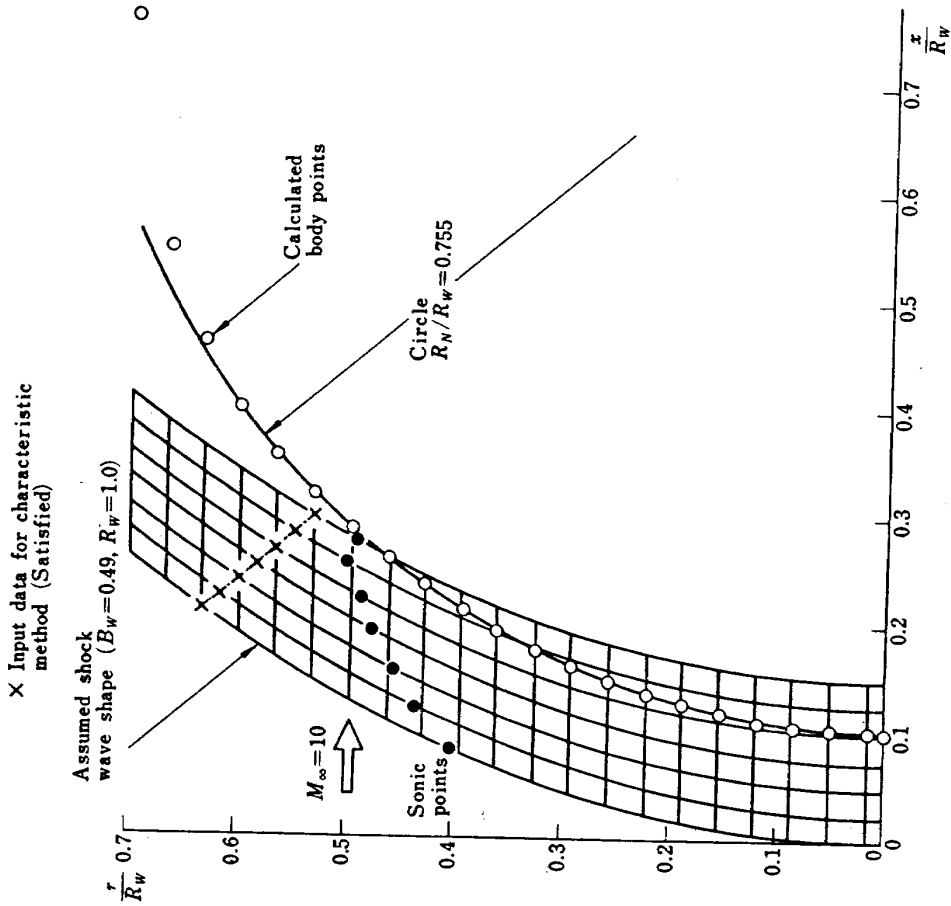


図 8 逆解法 ; $M_\infty=10, \gamma=1.4$

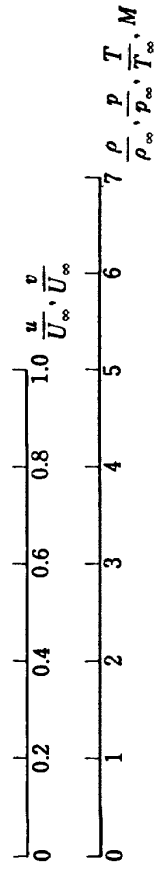
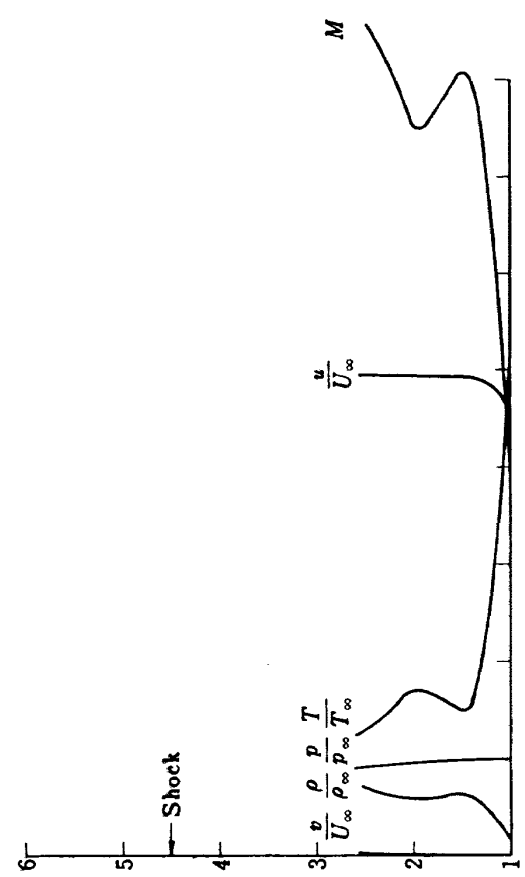
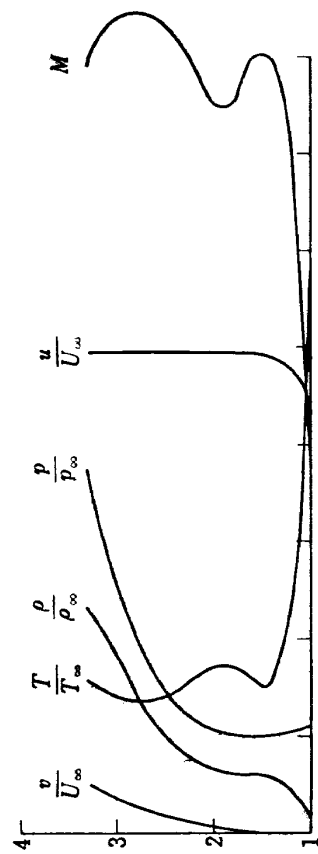
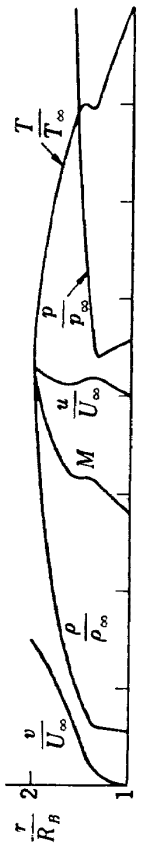


図 11 N2 頭部一胴体に対する半径方向の流れ場 (数値計算); $M_\infty=10$
 $\frac{\rho}{\rho_\infty}, \frac{p}{p_\infty}, \frac{T}{T_\infty}, M$

上より順に $\frac{x}{R_B}=3.27, 10.8, 18.3,$

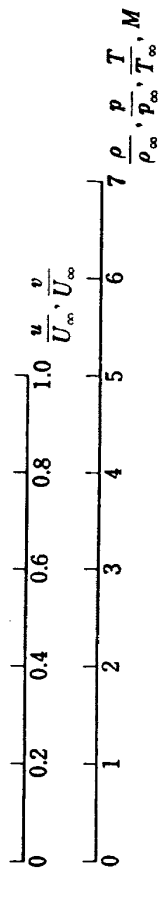
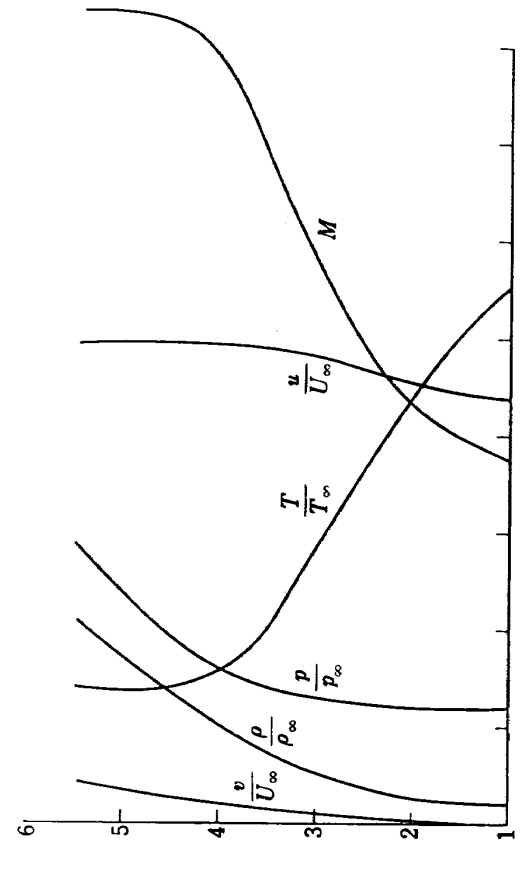
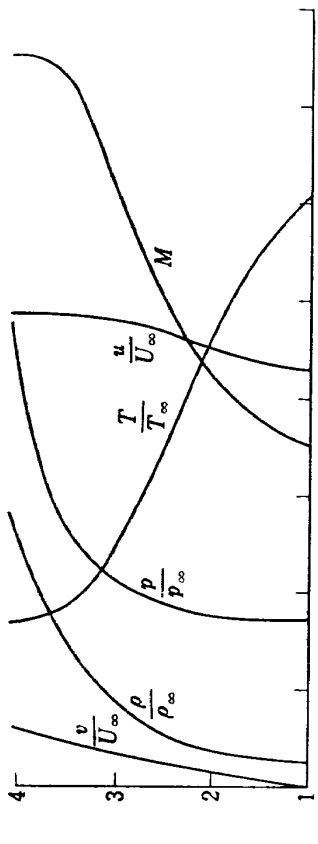
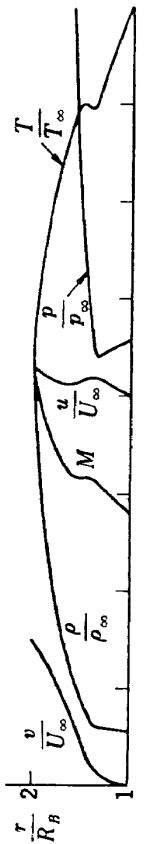


図 12 N5 頭部一胴体に対する半径方向の流れ場 (数値計算); $M_\infty=10$
 $\frac{\rho}{\rho_\infty}, \frac{p}{p_\infty}, \frac{T}{T_\infty}, M$

上より順に $\frac{x}{R_B}=1.7, 9.2, 16.7$

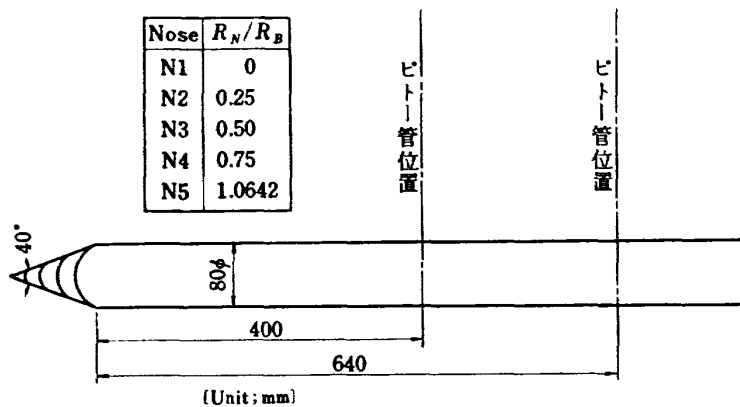


図 13 風洞実験模型とピトー管位置

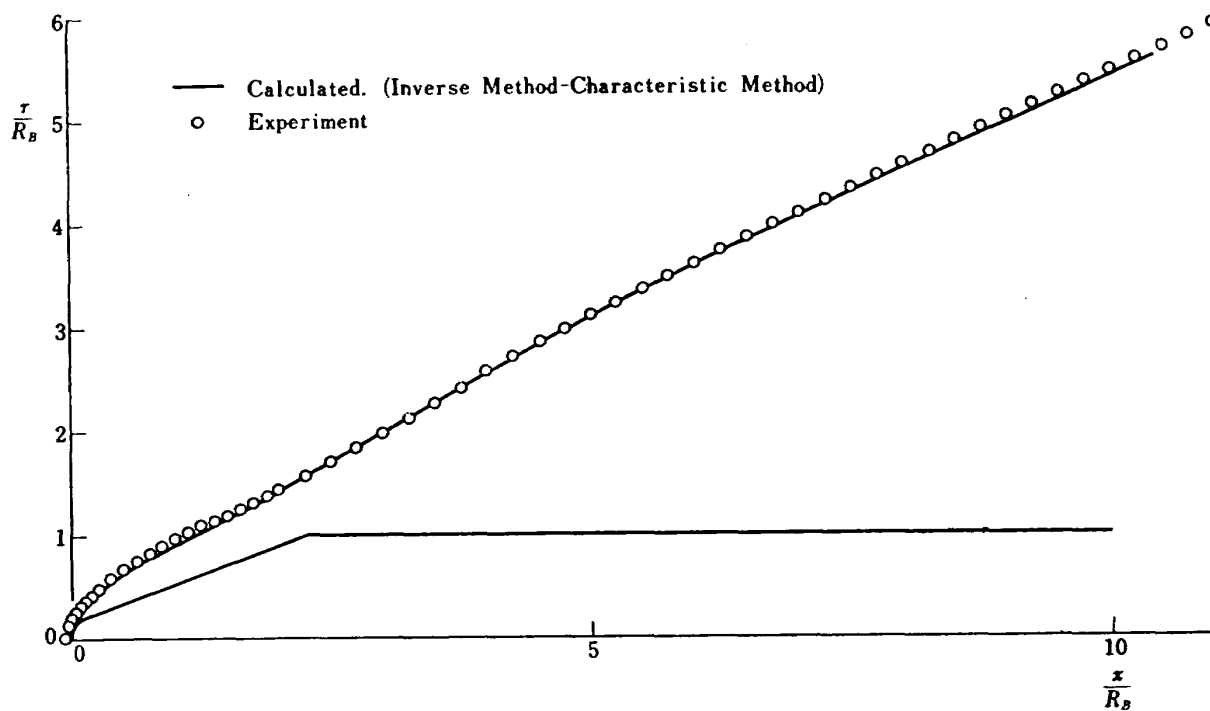


図 14 N2 頭部衝撃波 $M_\infty=3$

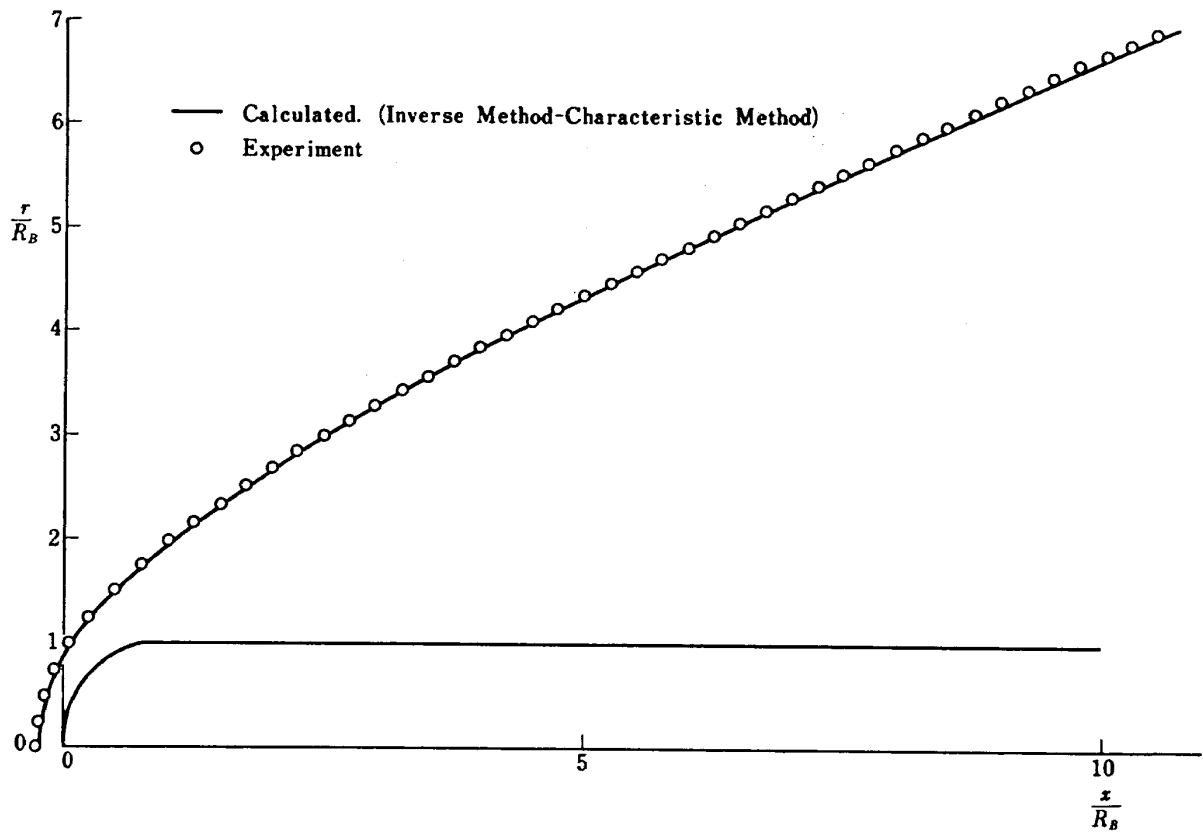


図 15 N5 頭部衝撃波 $M_\infty=3$

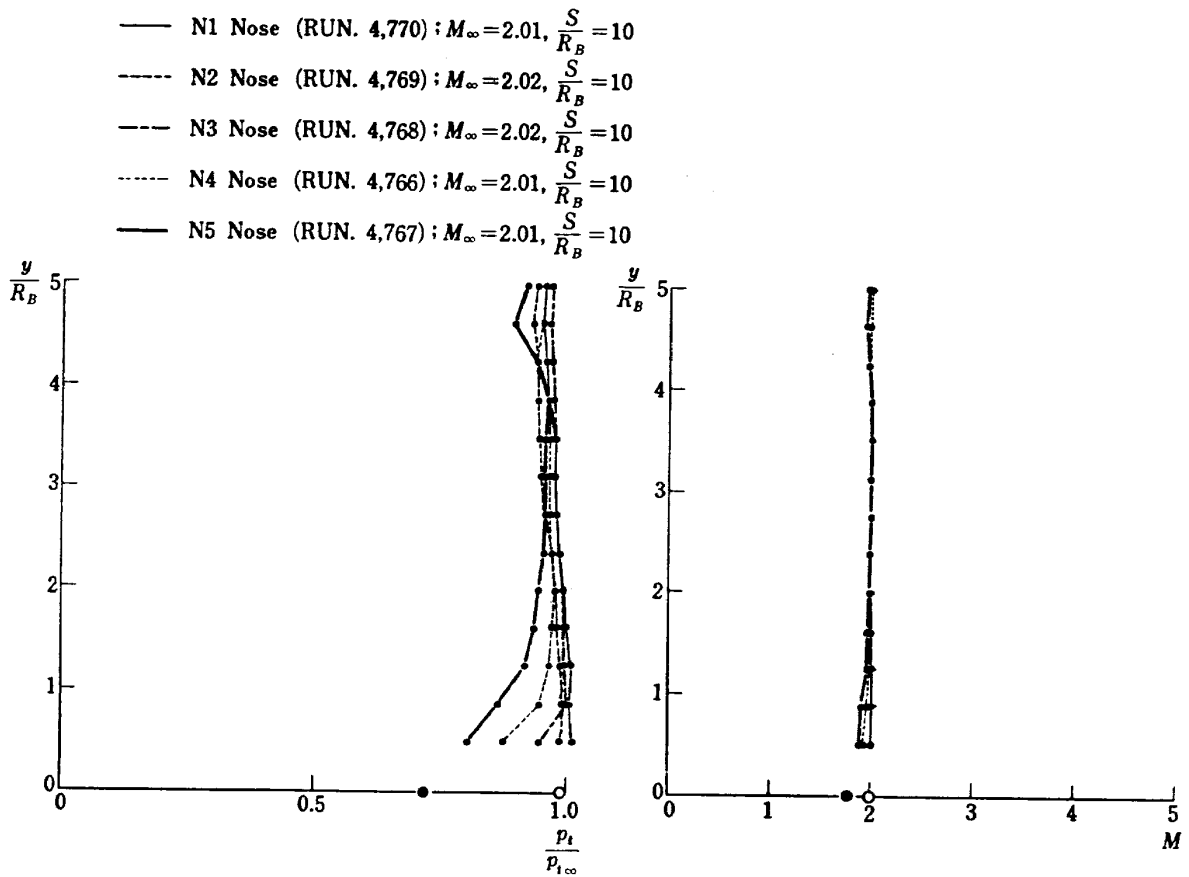


図 16-1 総 圧

図 16-2 マ ッ ハ 数

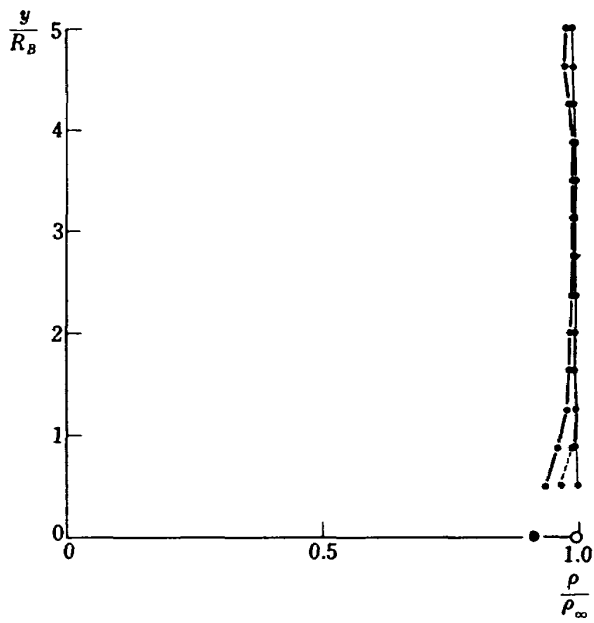


図 16-3 密 度

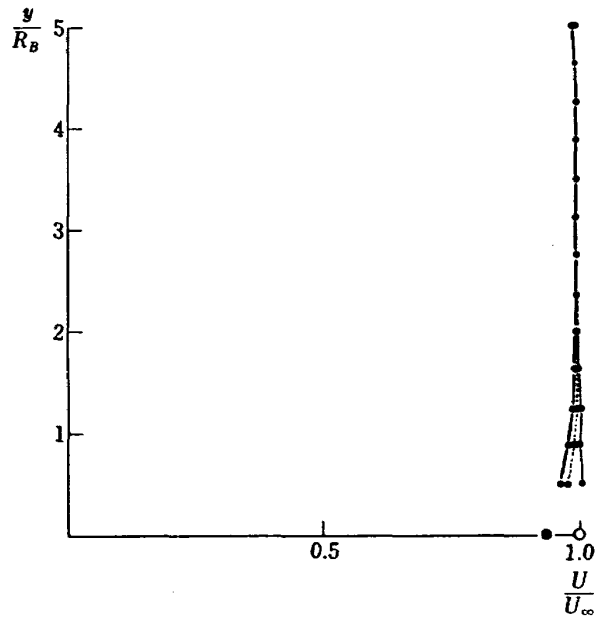


図 16-4 速 度

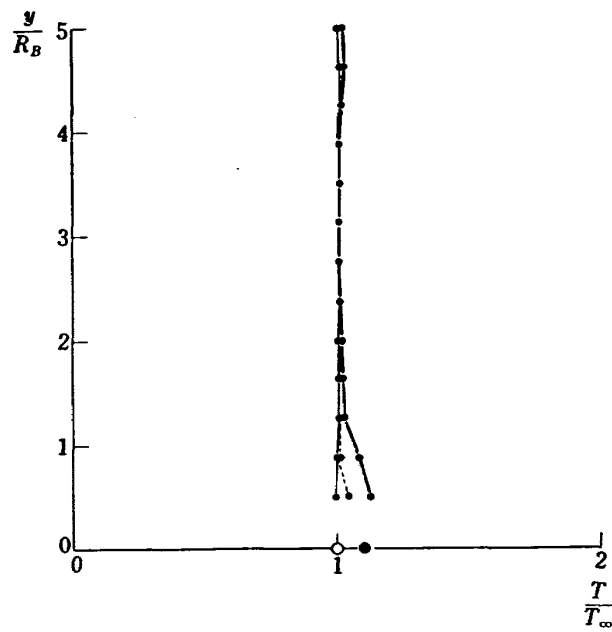


図 16-5 温 度

- N1 Nose (RUN. 4,760); $M_\infty = 3.03, \frac{S}{R_B} = 10$
- - - N2 Nose (RUN. 4,762); $M_\infty = 3.08, \frac{S}{R_B} = 10$
- - - N3 Nose (RUN. 4,763); $M_\infty = 3.08, \frac{S}{R_B} = 10$
- · · N4 Nose (RUN. 4,765); $M_\infty = 3.06, \frac{S}{R_B} = 10$
- N5 Nose (RUN. 4,764); $M_\infty = 3.06, \frac{S}{R_B} = 10$

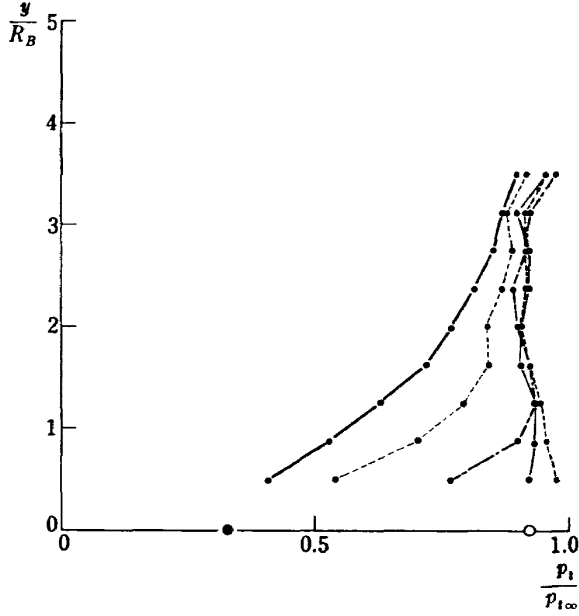


図 17-1 総 圧

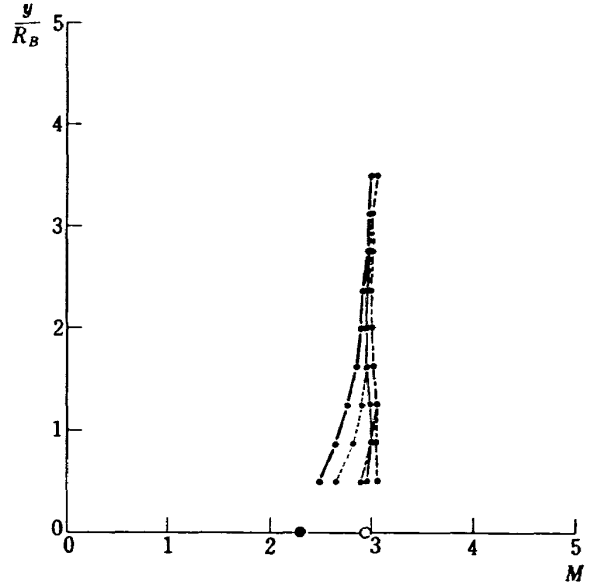


図 17-2 マ ッ ハ 数

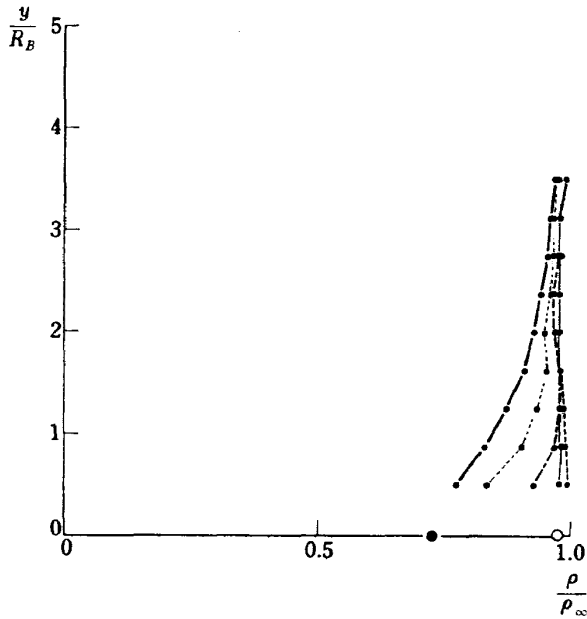


図 17-3 密 度

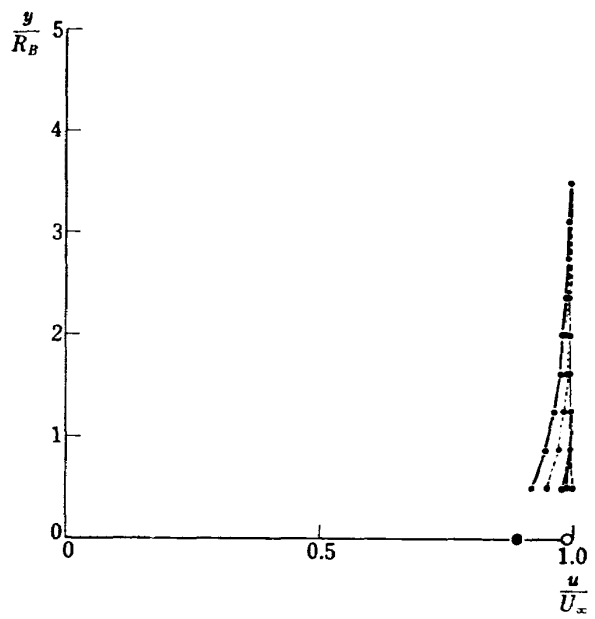


図 17-4 速 度

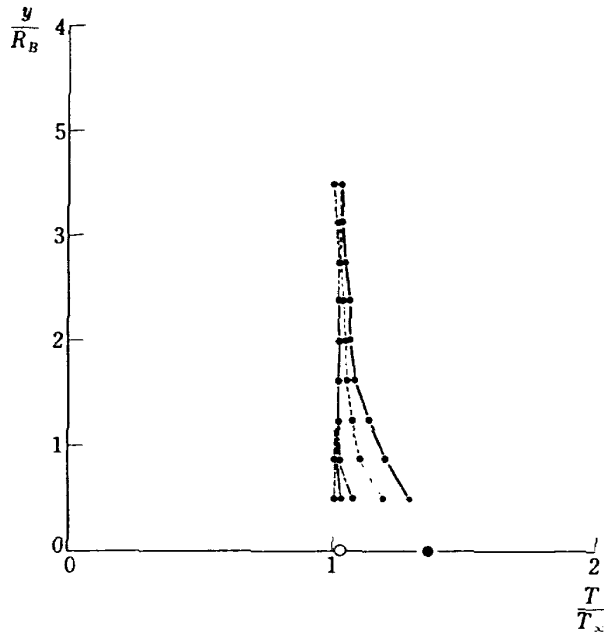


図 17-5 温 度

- N1 Nose (RUN. 4,747) ; $M_\infty=2.00, \frac{S}{R_B}=16$
- - - N2 Nose (RUN. 4,749) ; $M_\infty=2.00, \frac{S}{R_B}=16$
- - - N3 Nose (RUN. 4,750) ; $M_\infty=2.00, \frac{S}{R_B}=16$
- - - N4 Nose (RUN. 4,751) ; $M_\infty=2.00, \frac{S}{R_B}=16$
- N5 Nose (RUN. 4,748) ; $M_\infty=2.01, \frac{S}{R_B}=16$

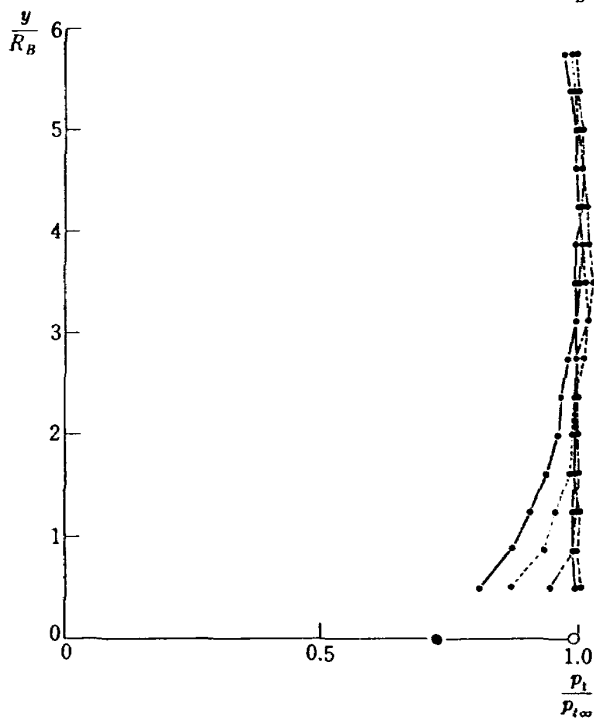


図 18-1 総 圧

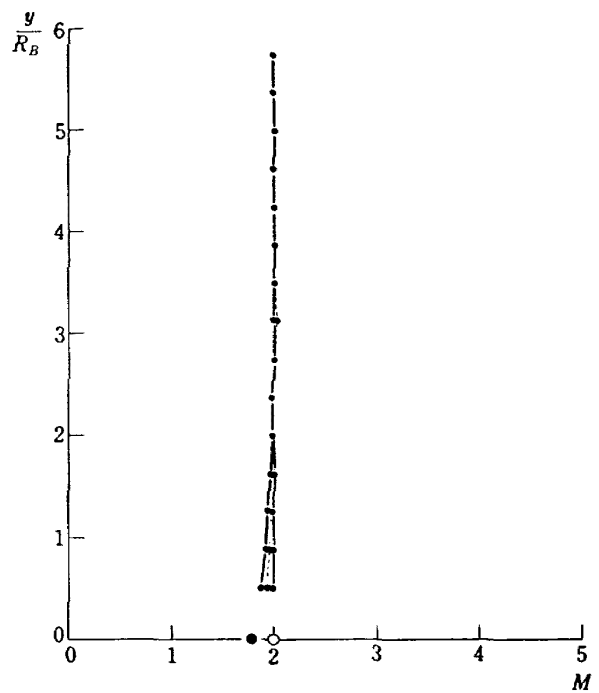


図 18-2 マ ッ ハ 数

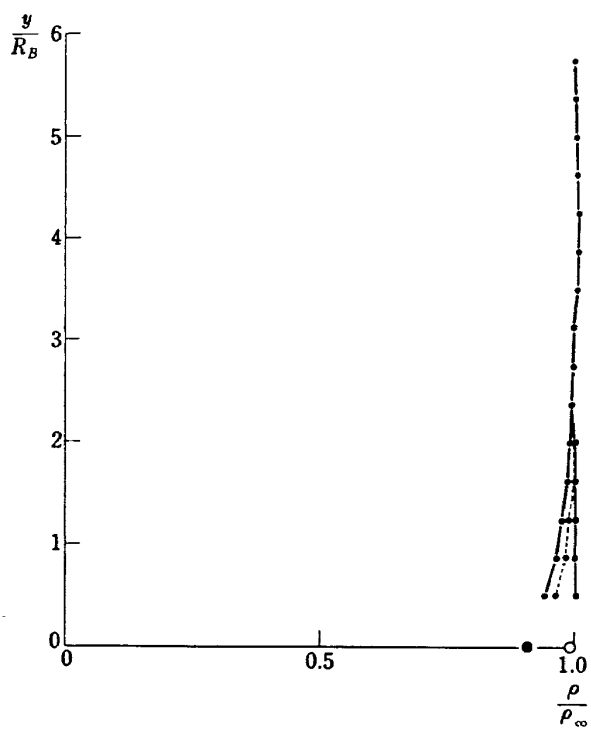


図 18-3 密 度

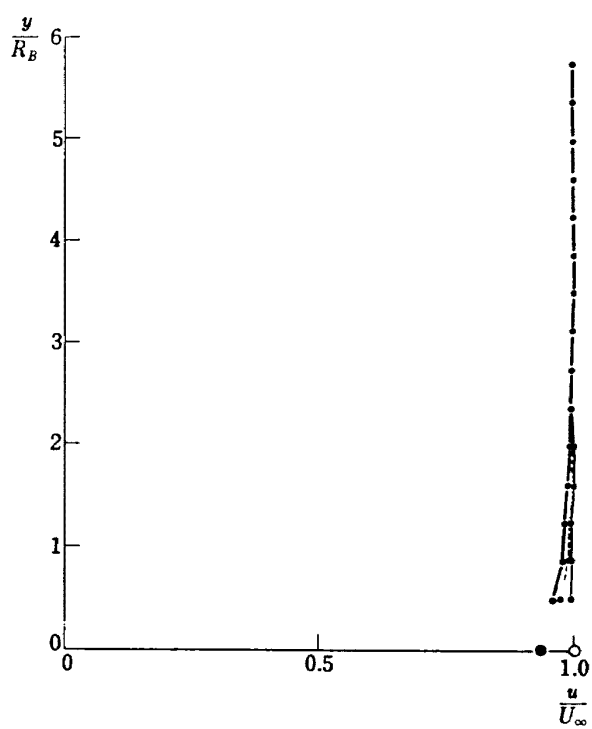


図 18-4 速 度

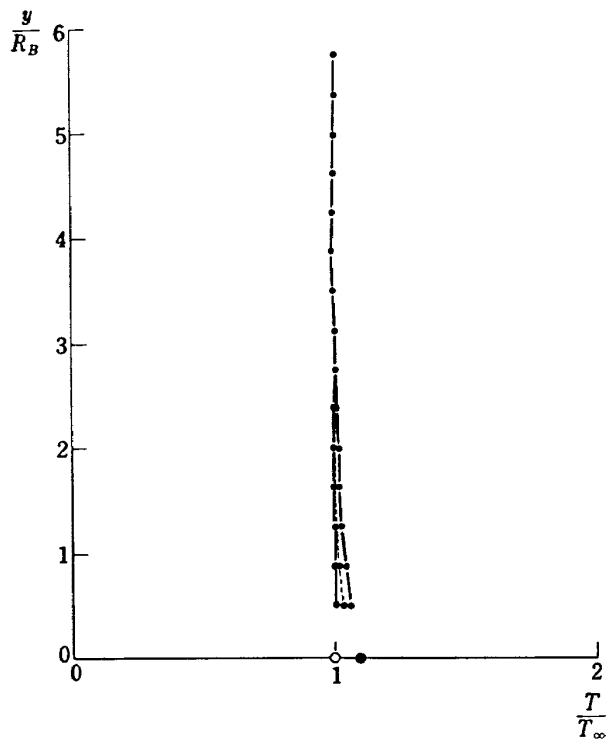


図 18-5 温 度

- N1 Nose (RUN. 4,757); $M_\infty = 3.06, \frac{S}{R_B} = 16$
- - - N2 Nose (RUN. 4,756); $M_\infty = 3.04, \frac{S}{R_B} = 16$
- - - N3 Nose (RUN. 4,755); $M_\infty = 3.04, \frac{S}{R_B} = 16$
- - - N4 Nose (RUN. 4,752); $M_\infty = 3.04, \frac{S}{R_B} = 16$
- N5 Nose (RUN. 4,754); $M_\infty = 3.05, \frac{S}{R_B} = 16$

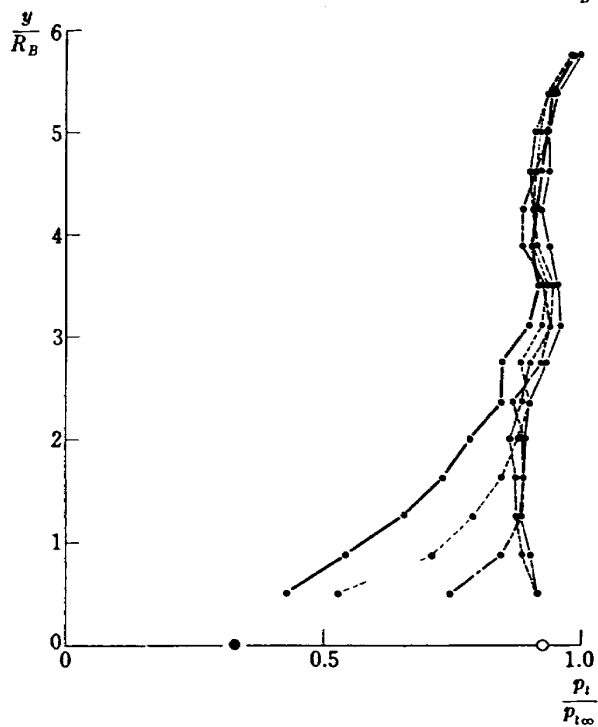


図 19-1 総 圧

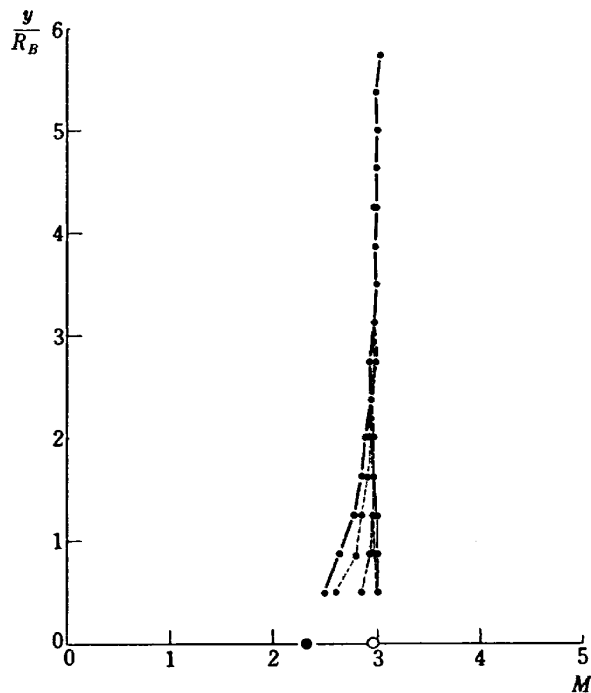


図 19-2 マ ッ ハ 数

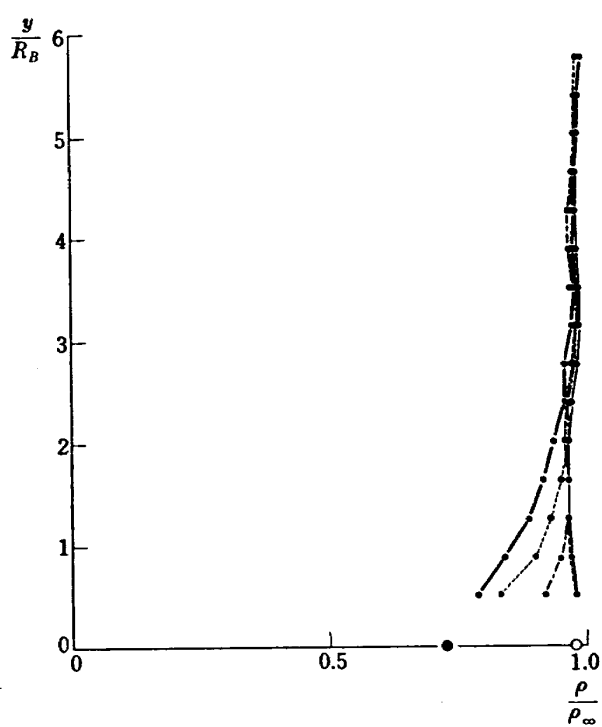


図 19-3 密 度

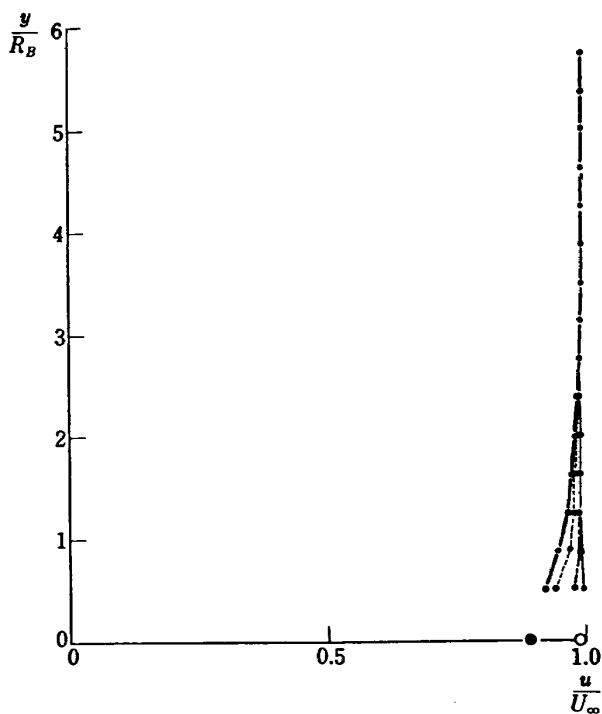


図 19-4 速 度

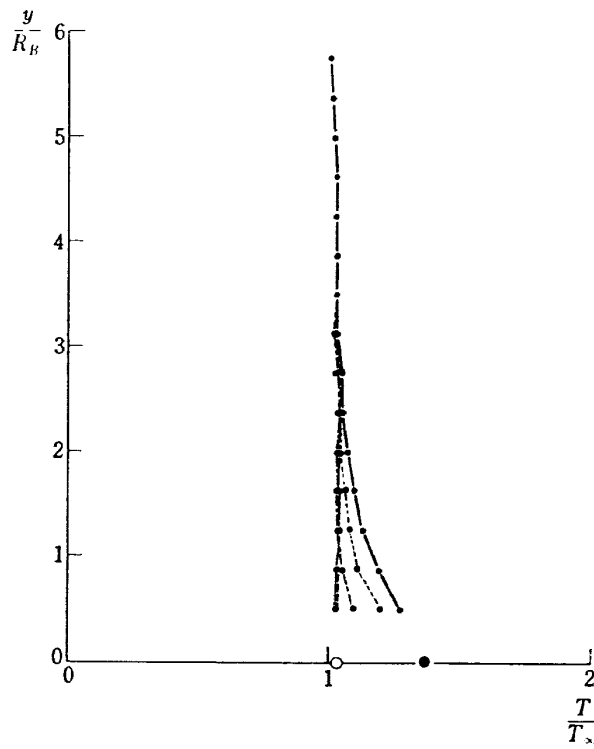


図 19-5 温 度

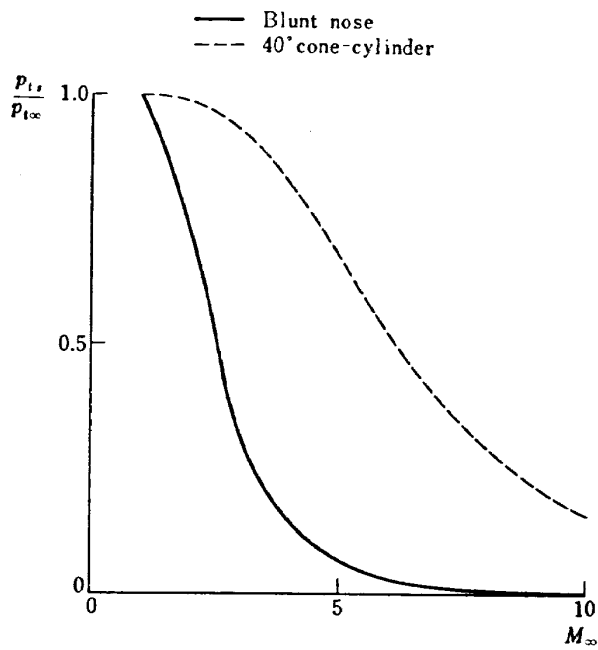


図 20-1 胴体表面の総圧

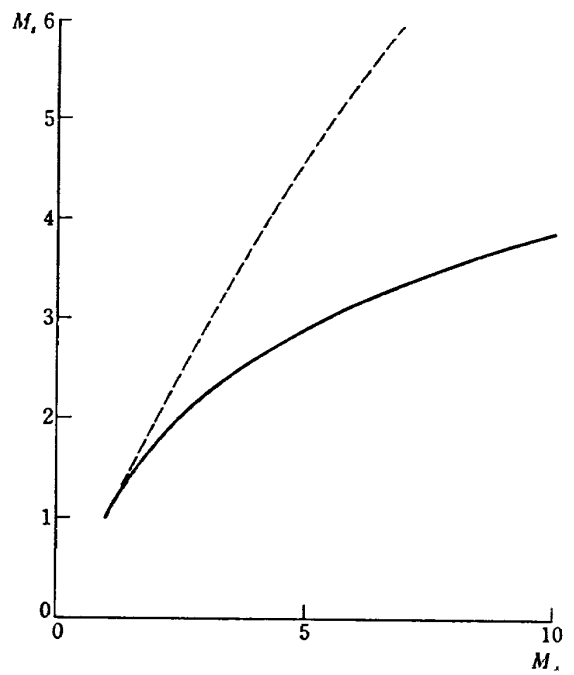


図 20-2 胴体表面のマッハ数

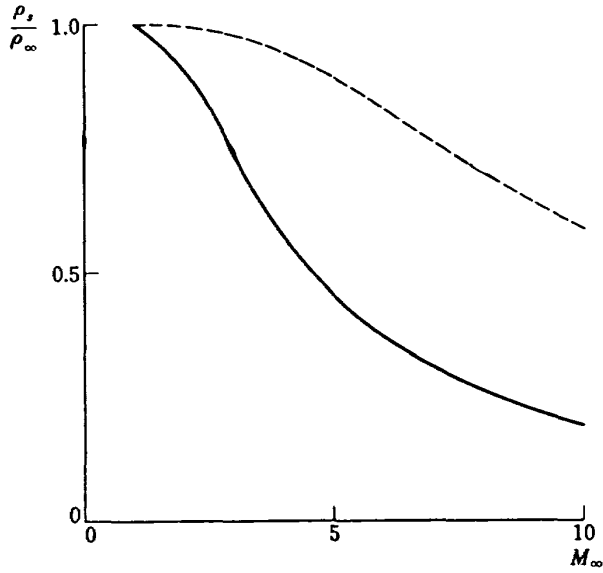


図 20-3 胴体表面の密度

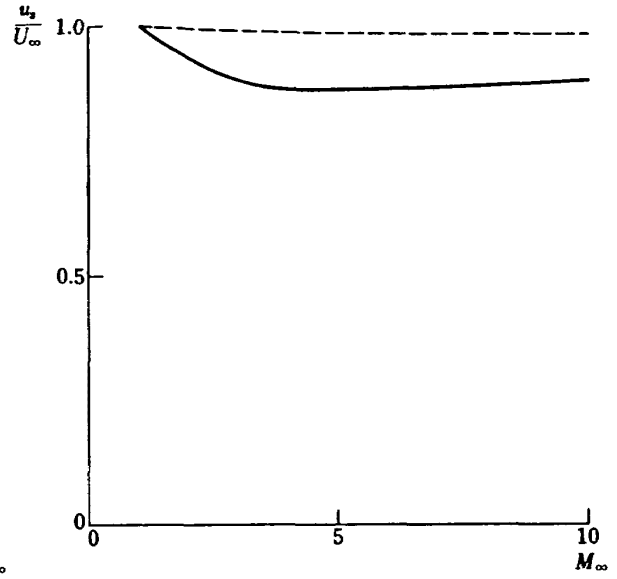


図 20-4 胴体表面の速度

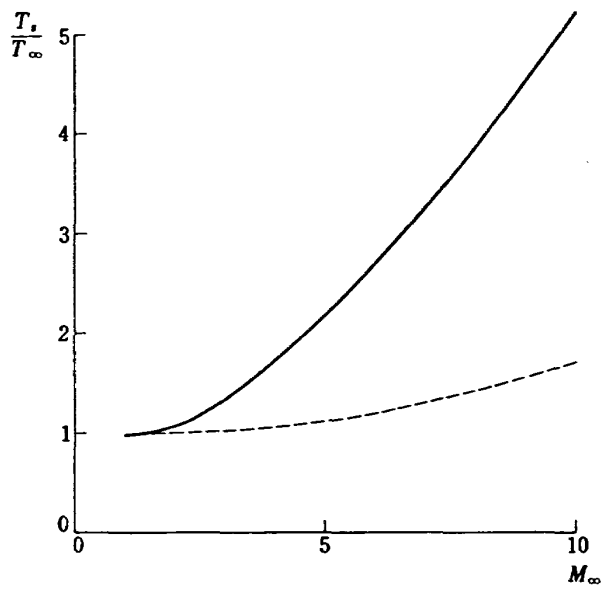


図 20-5 胴体表面の温度

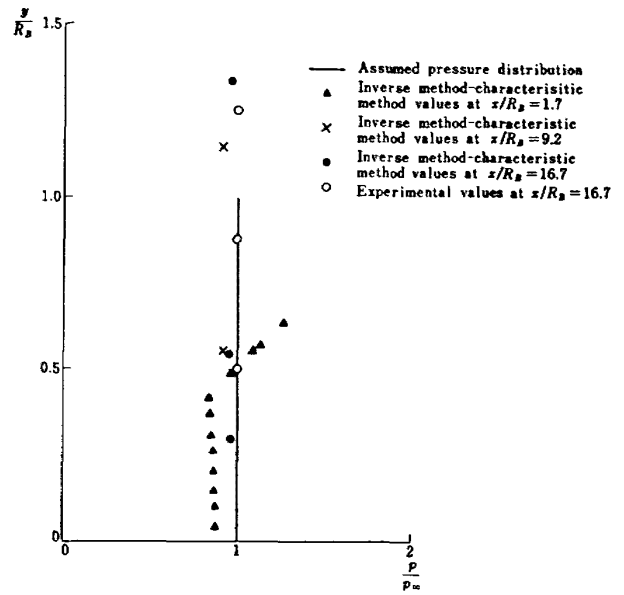


図 21-1 半径方向の静圧分布
 $M_\infty=3, N5$ Nose-body

--- by NASA TND-1147
 - - - Present analysis:1st order
 — Present analysis:2nd order

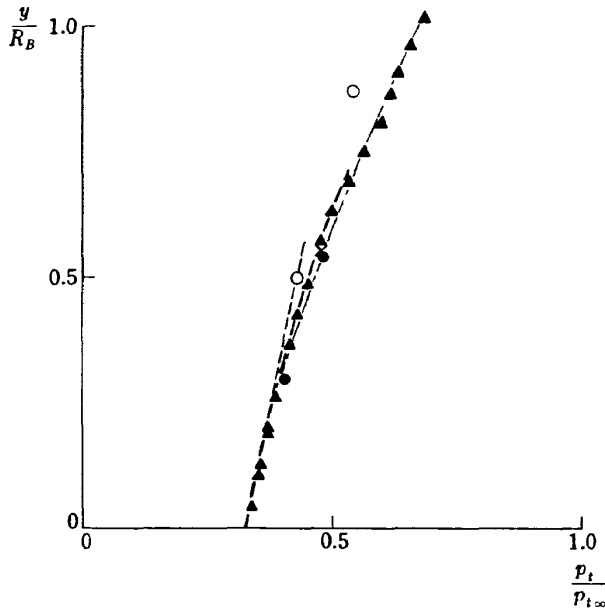


図 21-2 半径方向の総圧分布

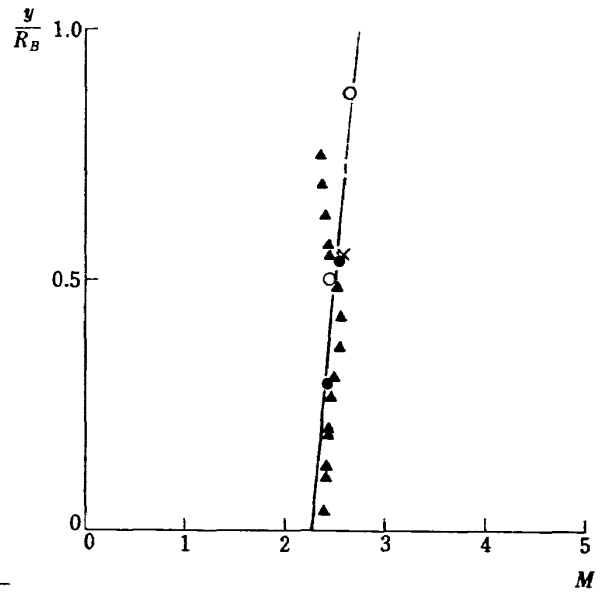


図 21-3 半径方向のマッハ数分布

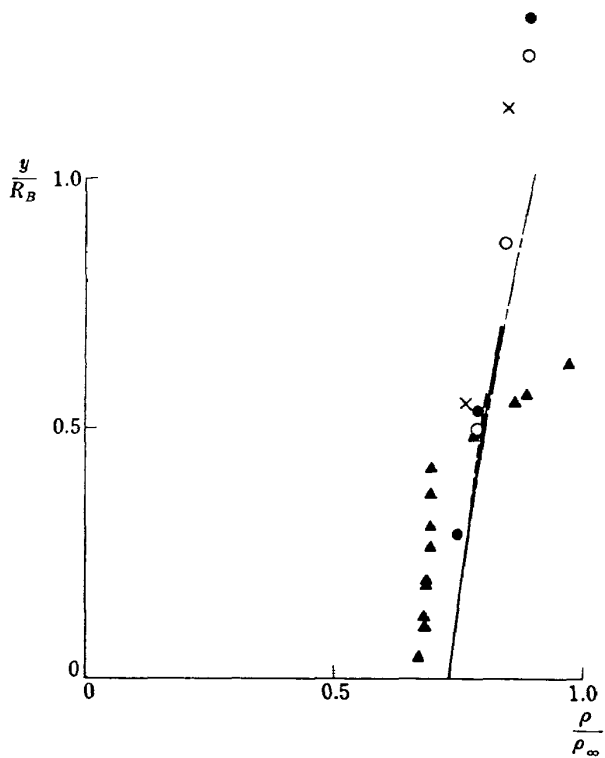


図 21-4 半径方向の密度分布

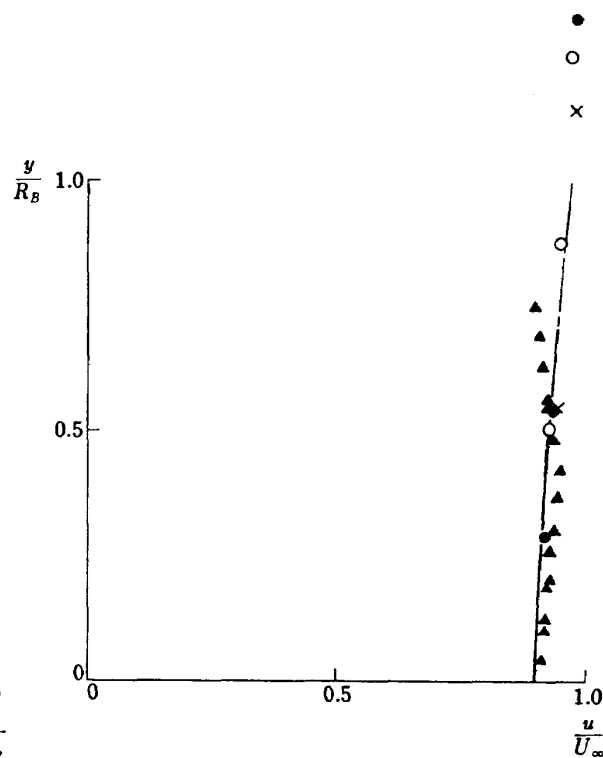


図 21-5 半径方向の速度分布

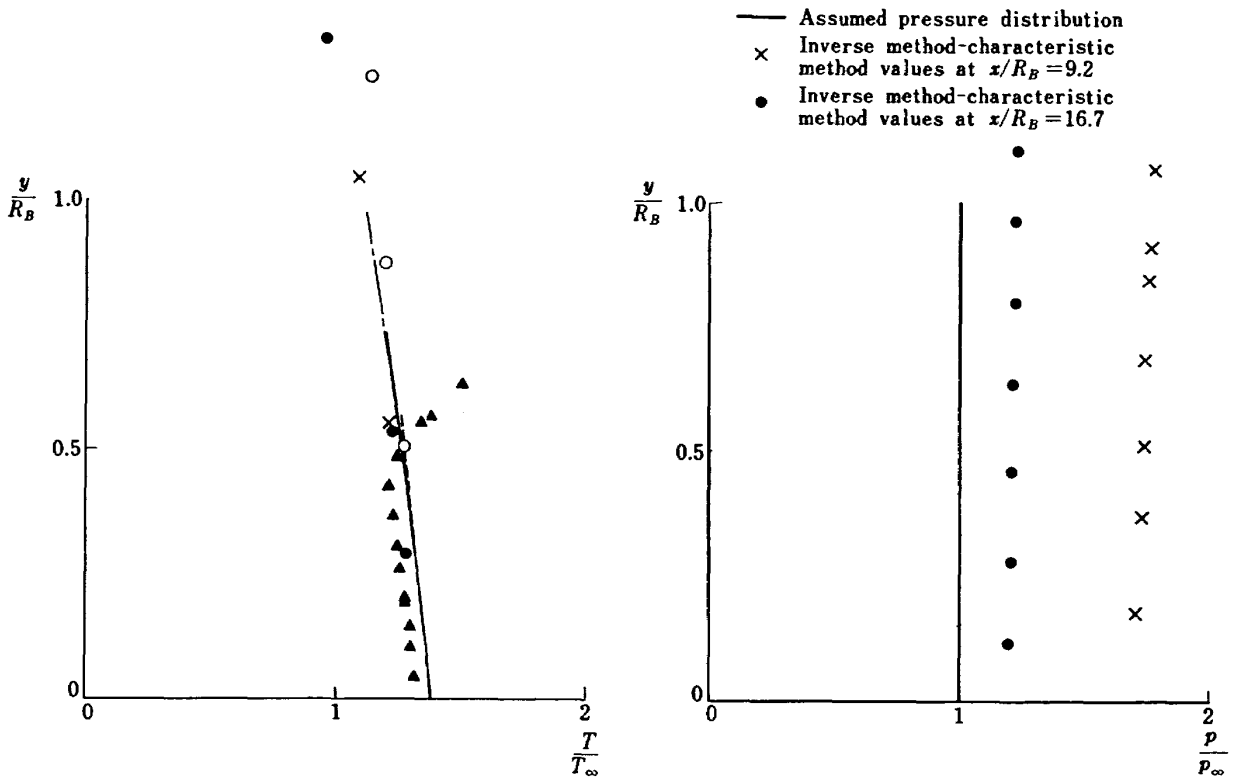


図 21-6 半径方向の温度分布

図 22-1 半径方向の静圧分布
 $M_\infty = 10$, N5 Nose-body

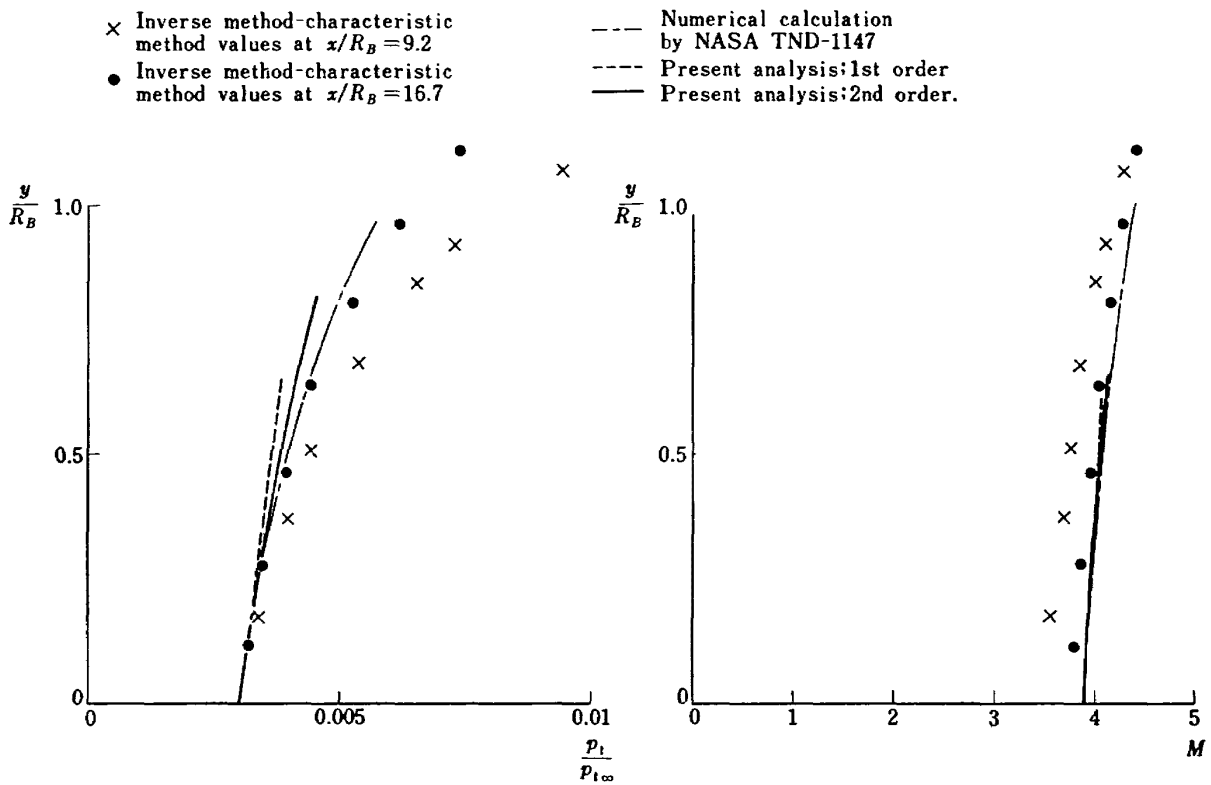


図 22-2 半径方向の総圧分布

図 22-3 半径方向のマッハ数分布

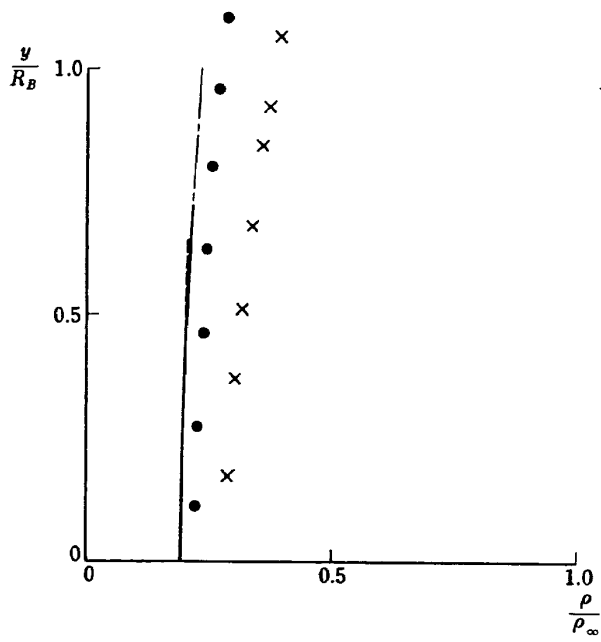


図 22-4 半径方向の密度分布

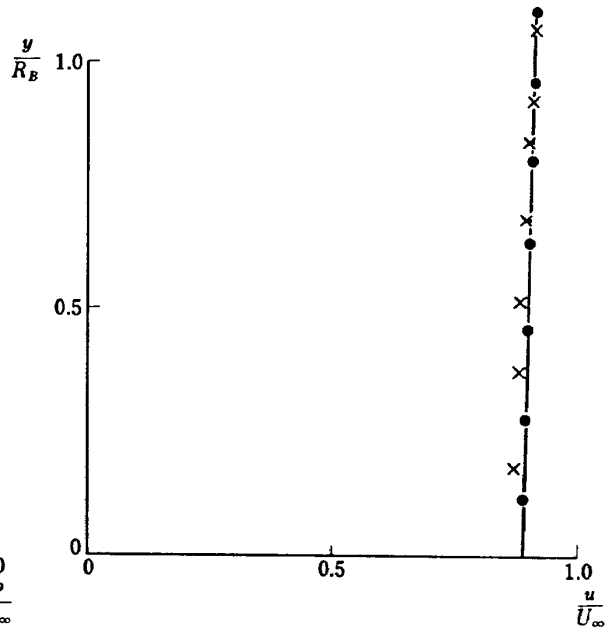


図 22-5 半径方向の速度分布

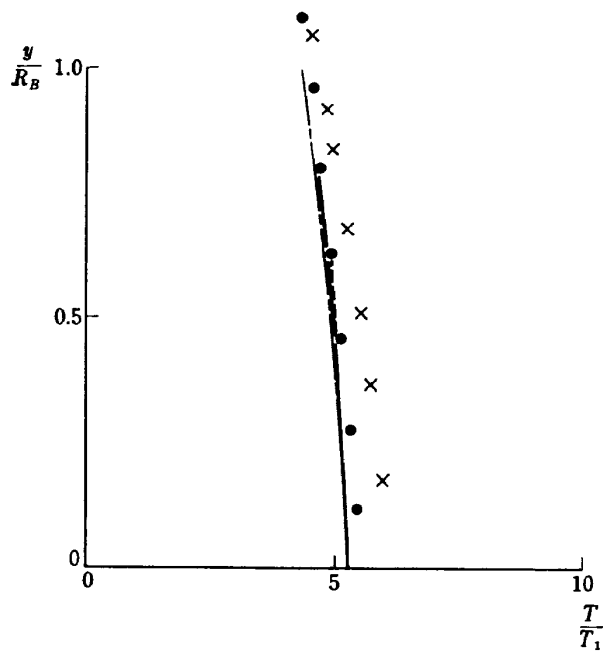


図 22-6 半径方向の温度分布

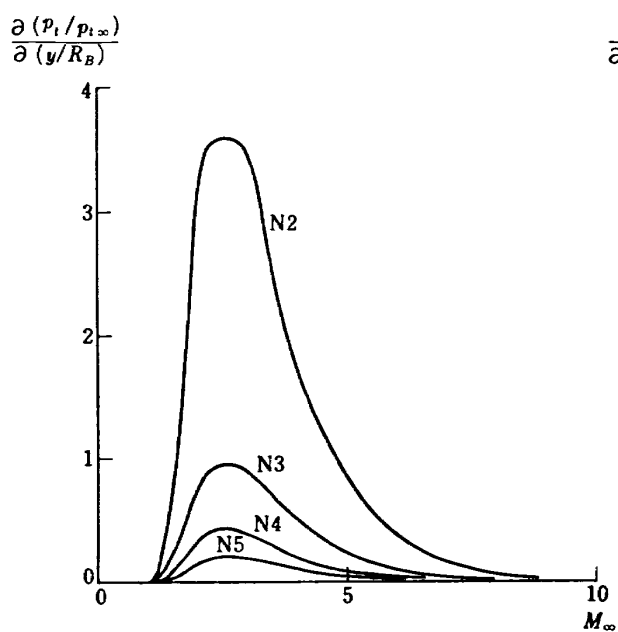


図 23-1 胴体表面の総圧傾斜

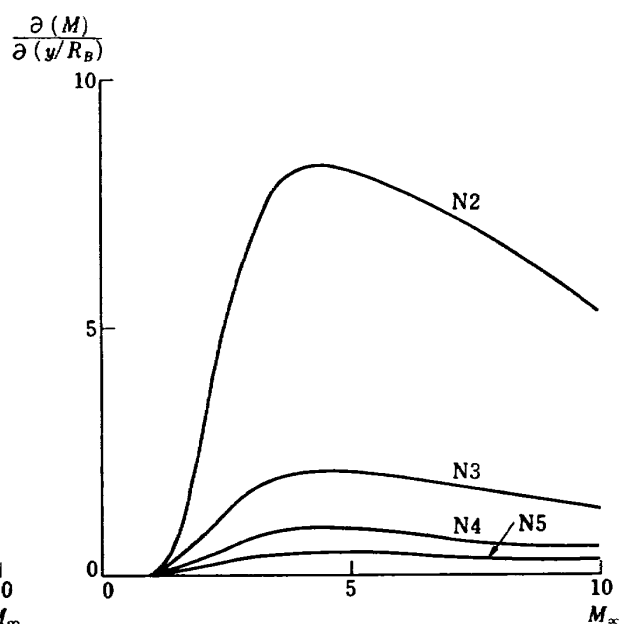


図 23-2 胴体表面のマッハ数傾斜

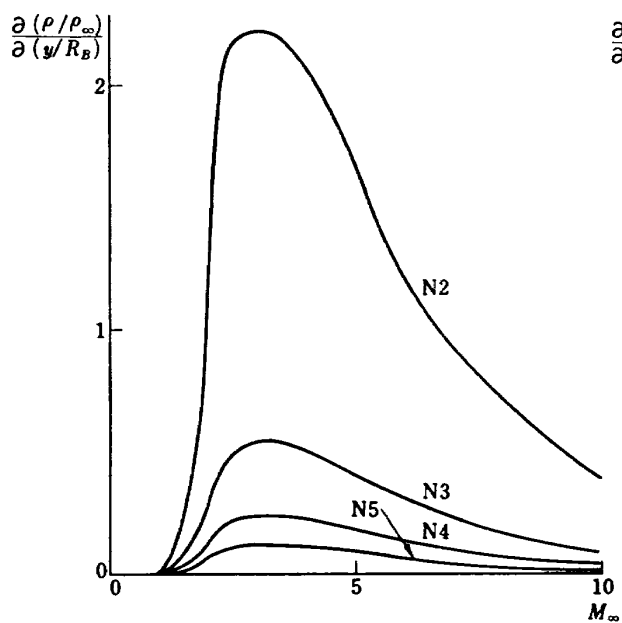


図 23-3 胴体表面の密度傾斜

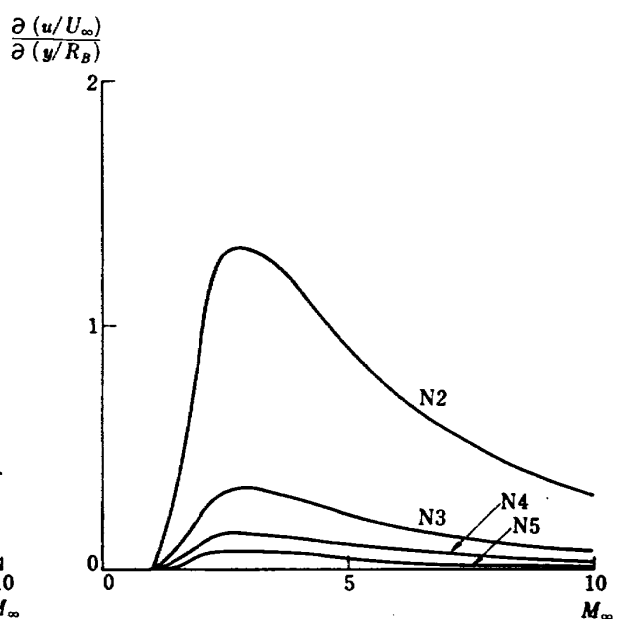


図 23-4 胴体表面の速度傾斜

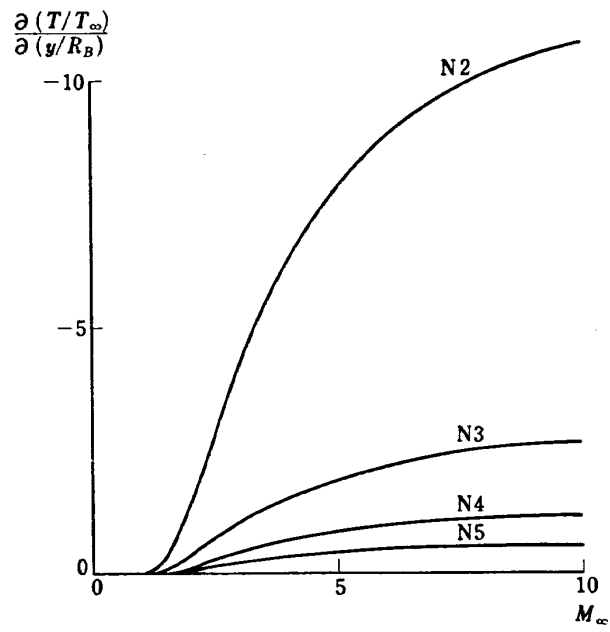
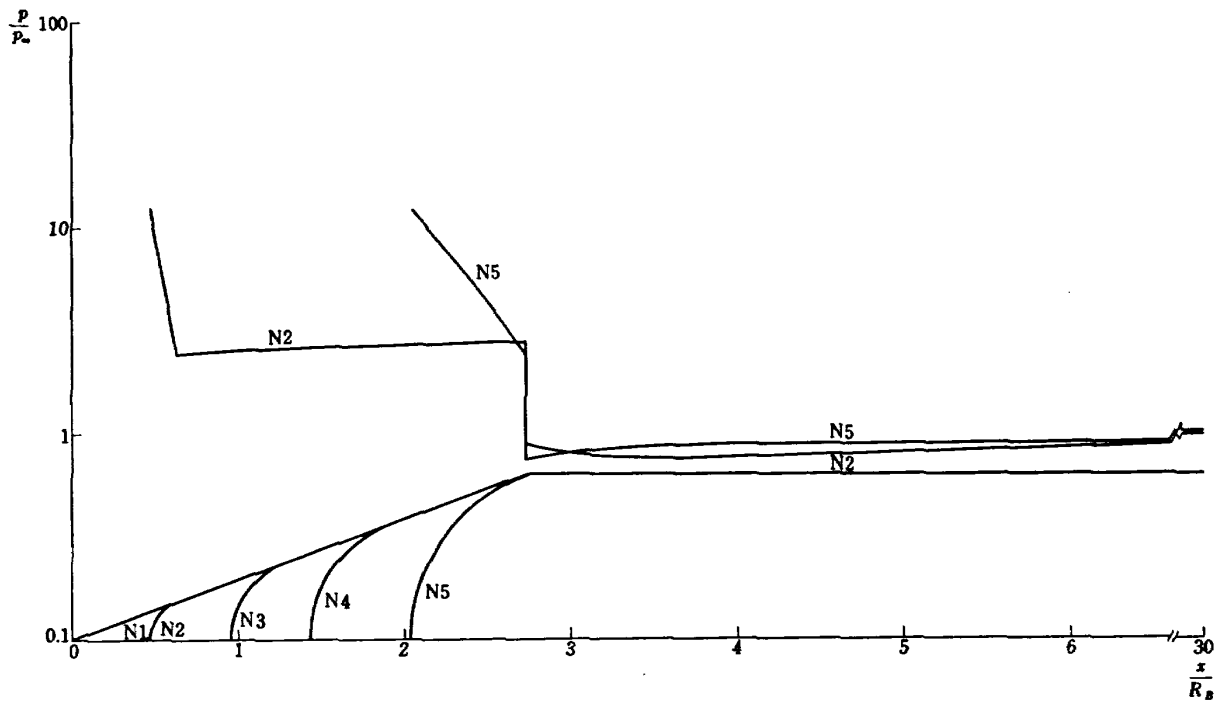
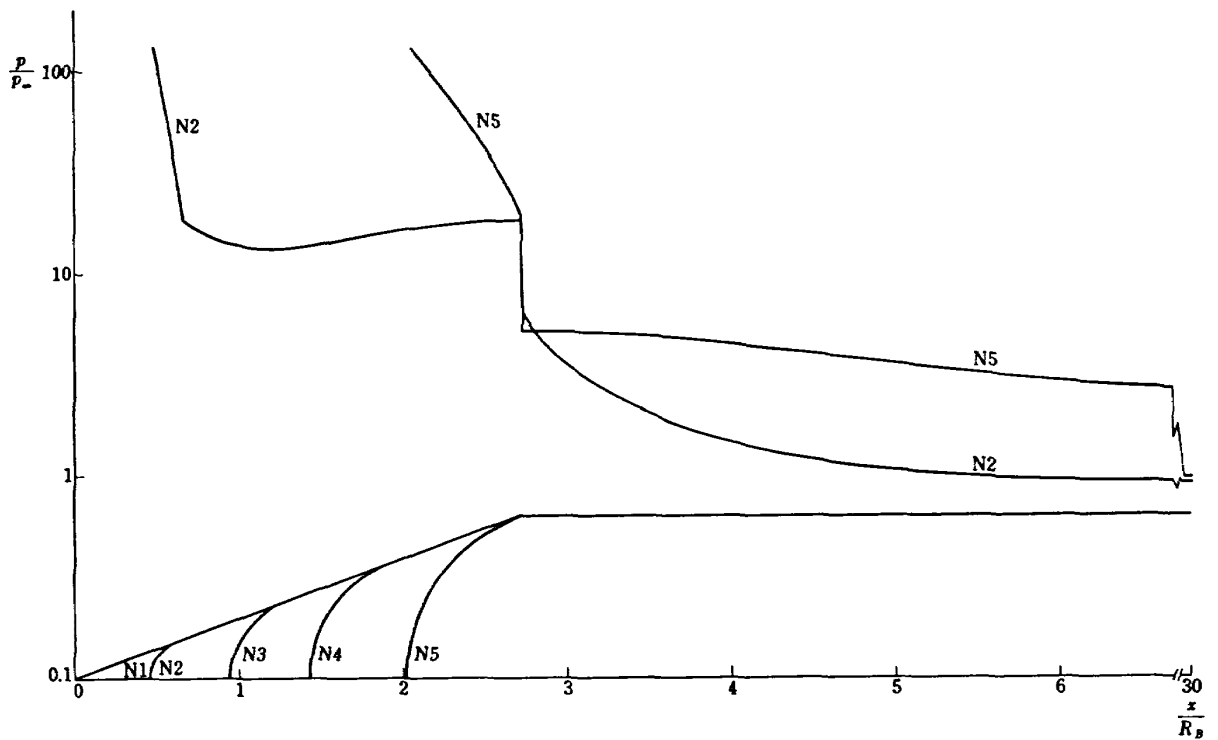


図 23-5 胴体表面の温度傾斜



付図 1 細長物体表面にそった静圧分布 (数値計算) $M_\infty=3$



付図 2 細長物体表面にそり静圧分布 (数値計算) $M_\infty=10$

TR-188	浮動型1自由度積分ジャイロの不等弾性誤差 Analysis of the Anisoelastic Errors of a Floated Single Degree of Freedom integra- ting Gyro	1970年1月	大月正男, 新宮博公 田畑浄治, 鈴木孝雄 円居繁治
TR-189	誘導制御を含んだロケットの運動のハイブリ ッドシミュレーション The Hybrid Simulation of Guided and Controlled Flight of Rocket	1970年1月	奥石肇, 中正夫 森英彦, 大石晃造 冠昭夫, 本間幸造
TR-190	超音速における鈍い物体の干渉 Interaction of Blunt Bodies in Supersonic Flow	1970年2月	谷喬, 河本巖 榊原盛三, 野田順一
TR-191	Nearly-Free-Molecule-Flow の物体の抵抗 Drag Masurement in Nearly-Free-Molecule Flow Regime	1970年2月	恩地 瑛, 山本稀義
TR-192T	Transient Couette Flow of Rarefied Binary Gas Mixtures	Mar. 1970	Kathuhisa Koura
TR-193	サーボ弁の非線形流量特性を考慮した油圧サ ーボ系のシミュレーション研究 Simulation Study of Hydraulic Servo Sys- tem with Consideration of non-linear flow characteristic of Servo Valve	1970年3月	奥石肇, 鈴木崇弘 中村光義
TR-194	直接式誘導法を用いた誘導システムの誤差 —観測および制御システムの誤差の影響— Guidance Errors —The Effects of the Navigation and Control Systems on the Guided Tra- jectories—	1970年5月	松島弘一, 新田慶治 大坪孔治, 志甫 徹
TR-195	箱型主翼構造模型のひずみ分布とたわみに関 する計算と実験 Results of Strain and Deflection Measure- ments Garried out on Model Wings and their Comparison with Calculated Results	1970年5月	久能和夫
TR-196	回転式動安定測定装置による遷音速試験 Dynamic Stability Test in Transonic Wind Tunnel Rotary System	1970年5月	小橋安次郎, 河野長正 西 武徳, 宮沢政文
TR-197T	Wind Tunnel Investigations of the STOL Airplane with Attention to the Relations between the Aerodynamic Characteristics and thir Wake Structure	May. 1970	Norio Inumaru, Kiyomi Kitamura, Nagakatsu Kawahata, Hitoshi Takahashi, Tomoaki Suzuki
TR-198	低マッハ数における翼型の翼型抗力の計算 A Calculation of the Profile Drag of Airfoils at Low Mach Numbers	1970年5月	河野俊夫, 石田洋治

航空宇宙技術研究所報告199号

昭和45年9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)44-9171(代表)千182

印刷所 一誠社総合印刷株式会社
東京都武蔵野市御殿山1-6-10
