

UDC 629.7.076.8:
533.6.611.72:
536.2.

航空宇宙技術研究所報告

TECHNICAL REPORT OF NATIONAL AEROSPACE LABORATORY

TR-224

吹出しをともなう鈍頭物体の衝撃波離脱距離

吉 永 崇

1970 年 12 月

航空宇宙技術研究所
NATIONAL AEROSPACE LABORATORY

既 刊 報 告

- | | | | |
|--------|--|----------|-----------------------------------|
| TR-205 | 差分法による2次元非定常ノズル流の数値計算
Finite Difference Calculations of Two-dimensional Nonsteady Nozzle Flows | 1970年7月 | 石黒登美子 |
| TR-206 | 航空機の横操縦を行なう人間の動特性についてのシミュレータ実験(1自由度の場合)
A Simulator Experiment to Investigate the Human Behavior in Tracking Tasks | 1970年8月 | 別府護郎, 坂井紀穂
吉田純一 |
| TR-207 | 境界層内圧力変動による板の振動解析(I)
—周辺単純支持板—
Response Analysis of the Simply Supported Plate to Boundary Layer Pressure Fluctuations | 1970年9月 | 藤森義典 |
| TR-208 | ガスタービン燃焼器
Gas Turbine Combustors | 1970年9月 | 鈴木邦男, 田丸卓
堀内正司, 斎藤隆 |
| TR-209 | フライングテストベッド用偏向ジェットパイプの模型実験
Mode Test on Deflected Jet Pipes of NAL Flying Test Bed | 1970年10月 | 田辺義一 |
| TR-210 | 自由飛行模型 FFM-10 の空力特性について
On the Aerodynamic Characteristics of a Free Flight Model FFM-10 | 1970年8月 | 河崎俊夫, 斎藤秀夫
河本巖 |
| TR-211 | ジェット・フラップ・ローターのホバ特性に関する一模型実験
A Model Test on Hovering Characteristics of Jet-Flapped Rotor | 1970年9月 | 古茂田真幸, 戸田夏洋
岡遠一, 高沢金吾 |
| TR-212 | 二重噴流の空力的騒音
Aerodynamic Noise of a Circular Double Jet | 1970年10月 | 河野長正 |
| TR-213 | ジンバルエンジン駆動方式油圧サーボの試作研究
A Study of Gimbal-Engine Actuated Hydraulic Servomechanism with DPF Hydro-mechanical Compensation Network | 1970年9月 | 畑山茂樹, 興石肇 |
| TR-214 | 軸流圧縮機動翼機植込部の疲労についての実験的研究(隙間のあるピン接合)
Experimental Investigation of Fatigue Strength of Axial Flow Compressor Blade Root—Pin Joint Lug Having Clearance between Pin and Pin-Hole— | 1970年9月 | 池田為治, 山岸崇 |
| TR-215 | ジェット輸送機の操縦のタスク・アナリシス
Task Analysis of Jet Transport (DC-8) | 1970年10月 | 樋口一雄, 百名盛之典
三好範子, 岡部正典
川原弘靖 |
| TR-216 | 横風中の3次元乱流ジェットの変曲と発達
Bending and Development Three-dimensional Turbulent Jets in a Gross Wind | 1970年9月 | 遠藤浩, 中村正義 |
| TR-217 | 人工粘性付 LAX-WENDROFF およびその変形差分法に関する数値実験
Numerical Test on Lax-Wendroff Difference Scheme with Artificial Viscosity and Its Variations by the Two-Step Method | 1970年9月 | 安喜隆幸 |
| TR-218 | 軸流回転機の翼の振動について
II 翼根部による振動減衰
On the Vibration of Axial-flow Turbomachine Blade II Vibration Damping Capacity of the Blade Mounting | 1970年10月 | 宮地敏雄, 星谷昌二郎
祖父江靖, 網千三郎
熊谷隆王 |

吹出しをともなう鈍頭物体の撃衝波離脱距離*

吉 永 崇**

Shock Stand-Off-Distance with Mass Injection

By Takashi YOSHINAGA

It is shown that the reduction of heat transfer (radiative and convective) at stagnation point due to blowing can be expressed explicitly in terms of the shock stand-off-distance ratio (Δ/Δ_0) as a parameter [1], [2]. However, analytical correlation between Δ/Δ_0 and blowing rate has not been well established yet for the general blunted bodies except spherical body.

Shock stand-off-distance with gas injection for the number of cases where $\bar{R}_b=2, 4,$ and ∞ were calculated and the results were presented along with other theoretical calculations and experimental data [10]. The present method provides general and relatively simple formula for calculating shock stand-off-distance of various blunt nose bodies. The result of the present method agrees very well with the experimental data for the cases of both spherical nose and flat nose bodies.

As for blowing parameters it is found that shock stand-off-distance Δ/Δ_0 gets less dependent on ϵ using $B \cdot \epsilon^{-(1/2+1/\bar{R}_b)}$ as a blowing parameter than using B or $B \cdot \epsilon^{-1}$ instead.

記 号

A ; (3) 式で定義される定数
 a ; 音速
 B ; 吹出しのパラメータ, $(\rho_{gs}/p_{gs})^{1/2} V_{gc}$
 D ; 物体の直径
 l ; 境界面に沿ったよどみ点からの距離
 M ; マッハ数
 m ; 気体の分子量
 p ; 圧力
 q ; 熱伝達率
 R ; 半径
 s ; 物体の表面に沿ったよどみ点からの距離
 T ; 温度
 U ; 境界面に沿う方向の速度成分
 V ; 物体に垂直な方向の速度成分
 x ; 物体の中心軸に垂直な座標
 y ; 物体の軸に沿う座標
 β ; よどみ点における速度勾配, (dU/dl)
 γ ; 吹出された気体の比熱比
 Δ ; 撃衝波の離脱距離

δ ; 物体と境界面の距離
 ϵ ; 垂直撃衝波を横切る密度比
 θ ; 物体の軸と物体表面上の垂線とのなす角度
 ρ ; 密度
添 字
0; 気体の吹出しのない場合
2; 撃衝波の後方
 c ; 物体中心軸上の物体表面
 s ; よどみ点
 ∞ ; 自由流の条件
 b ; 物体
 g ; 吹き出し気体
 i ; 気体の境界面
*; 音速点
—; 物体の半径 ($D/2$) に基づく無次元長さ

1. ま え が き

高速で大気圏に再突入してくる飛行体を厳しい空力加熱から保護するためにアブレーションすなわち物体表面からのしみ出し冷却を利用する方法が一般的に行なわれている。アブレーションの断熱作用のうち吹出しによる効果に注目すると、アブレーションを吹出しで模擬し、実験や解析を行なうことができる。現在ま

* 昭和 45 年 9 月 9 日受付

** 空気力学第一部

でに吹出しに関する実験や解析が数多くなされ、アブレーションの効果が研究されてきている。

よどみ点での吹出しによる放射および対流熱伝達率の減少は衝撃波離脱距離の比 (Δ/Δ_0) をパラメータとして陽に表現される^{1),2)}。しかしながら、比較的球に近い物体をのぞいて、一般的な鈍頭物体に対する衝撃波離脱距離の比 (Δ/Δ_0) と吹出し率との関係はまだ確立されてはいない。

吹出しのない場合の任意の曲率半径を持つ鈍頭物体の衝撃波離脱距離でさえまだ不完全にしか解析的には求められていない。まして物体からの吹出しがある場合には計算機で数値的に解くことを除けば、流れにいくつかの仮定を置いて単純化された流れのモデルで解析的に解くほかはない。

Cresci と Libby³⁾ は衝撃波、主流側の気体と吹出し気体との境界面、物体表面が同心の球面であるとみなし得る場合について、衝撃波、気体どうしの境界面、物体間の気体が非圧縮性であると仮定し、吹出しのある場合とない場合の衝撃波離脱距離の比 Δ/Δ_0 を計算している。Katzen と Kaattari⁴⁾ は衝撃波、境界面、物体表面が異なった曲率の中心を持ち、かつそれらの間の気体は圧縮性であるという点を除いては Cresci と Libby と類似した方法でこの問題を解析的に解いている。しかし平頭円柱物体の前面から吹出す場合についてはまだ解析が得られていない。したがってこの論文の目的は、Katzen と Kaattari の方法を拡張して、平頭円柱物体を含む一般的な球面鈍頭物体の前面から吹出しが行なわれる場合の衝撃波離脱距離の比 (Δ/Δ_0) と吹出し率との関係を近似的な解析で求め、その結果

を他の著者の実験および解析結果と比較しようとするものである。

2. 流れのモデル

異種気体の吹出しをとまなう衝撃波層の解析を簡単にするためにはいくつかの近似と仮定が必要である。この解析で用いた流れのモデルを図1に示す。直径 D の円柱の前面に半径 R_0 の球面部分があり、そこから気体が吹き出されるものとする。

この解析では次の仮定がなされている。

(1) 衝撃波と物体との間の流れは半径 R_i の境界で隔離されている。(衝撃波、境界面、物体表面の曲率の中心は同一点ではない)

(2) 境界面をはさんで両側の流れは独立しており、流れはたがいにすべっているものとする。

(3) 境界面上のよどみ点近くの流れの速さ U はよどみ点からの距離 l に比例している。

(4) 境界面に平行な速度成分 $U_\theta(x, y)$ と吹出された気体の密度 ρ_0 は物体から境界面まで線型に変化するものとする。

(5) 境界面を横切る温度分布は不連続である。

(6) 物体側面の前方への延長面と境界面との交りが音速線となっているものとする。

3. 解 析

境界面、物体表面および物体の中心から半径 x の円から物体軸に平行に前方に延長した円柱状側面とに囲まれた検査領域を考える。(図1)

吹出し気体の垂直速度成分の位置的な分布は $V_y =$

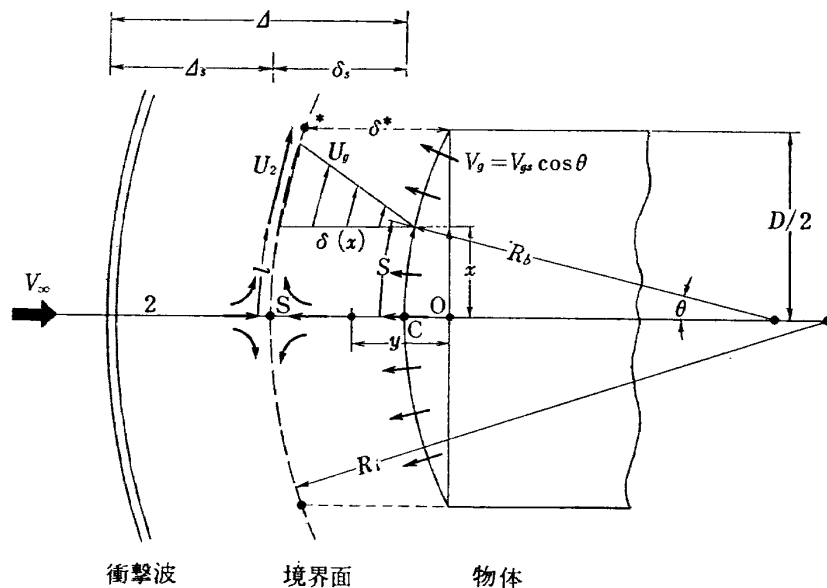


図1 流れのモデル

$V_{gc} \cos \theta$ であると仮定する。ここに V_{gc} は物体表面上中心軸における値である。また考える範囲で密度 ρ の値は変化せず、よどみ点の値 ρ_{gs} に等しいと仮定する。このとき半径 x の球面部分から検査領域に入る吹出し気体の質量は次式で与えられる。

$$\text{流入質量} = \int_0^\theta \rho_{gs} V_{gc} \cos \theta \cdot 2\pi x R_i d\theta = \pi x^2 \rho_{gs} \cdot V_{gc}$$

幅 $\delta(x)$ の円柱状側面から流出する質量は次式で与えられる。

$$\text{流出質量} = 2\pi x \delta(x) \{(\rho_{gi} + \rho_{gs})/2\} \cdot (U_g \cos \theta + V_{gc} \cdot \cos \theta \cdot \sin \theta)/2$$

ここでは密度と速度は壁と境界面での値の平均値をとっている。流入質量=流出質量であるから上の2式から任意の点での物体から境界面までの物体の中心軸に平行な距離 $\delta(x)$ が得られる。

$$\delta(x) = 2\rho_{gs} V_{gc} x / \{(\rho_{gi} + \rho_{gs}) \cos \theta (U_g + V_{gc} \sin \theta)\} \quad (1)$$

$U_g \gg V_{gc} \sin \theta$ であるからこの式で $V_{gc} \sin \theta$ は無視できる。

よどみ点付近では次の関係がなりたつ。

$$U_{gi} = \beta_0 l \approx \beta_0 x$$

$$\cos \theta \approx 1$$

$$\rho_{gi} \approx \rho_{gs}$$

$$\text{ただし } \beta_0 = \left(\frac{\partial U_{gi}}{\partial l} \right)_s$$

したがって (1) 式からよどみ点での δ は

$$\delta(0) \equiv \delta_s = V_{gc} / \beta_0 \quad (2)$$

となる。

境界面上ではよどみ点から、境界面と物体の肩から前方に延長した交点にかけて流れは等エントロピ的に膨張加速し、交点では音速に達するものとする。物体の肩での離脱距離 δ^* は (1) 式に次の等エントロピ変化の関係を導入して計算される。

$$U_{gi}^* = a_{gi}^* = [2\gamma p_{gs} / \{(\gamma+1)\rho_{gs}\}]^{1/2}$$

$$\rho_{gi}^* = \{2/(\gamma+1)\}^{1/(\gamma-1)} \rho_{gs}$$

(1) 式で $V_{gc} \sin \theta$ を無視すると

$$\delta(D/2) \equiv \delta^* = A \cdot B \cdot C \cdot D/2 \quad (3)$$

ただし

$$A = [2(\gamma+1)/\gamma]^{1/2} / [2/(\gamma+1)^{1/(\gamma-1)} + 1] \cos \theta^*$$

$$B = (\rho_{gs}/p_{gs})^{1/2} V_{gc}$$

B は Cresci と Libby⁹⁾ の吹出しのパラメータに相当する。

境界面に沿って両側の流れの静圧は常に等しく $p_{2s} = p_{0i}$ 、速度成分はよどみ点からの距離 l に比例する ($U_i = \beta l$) から両側の流れにそれぞれ Bernoulli の定

理を適用して次の関係が得られる。

$$\beta_0 = (\rho_2/\rho_{0i})^{1/2} \beta_2 \quad (4)$$

ここで

$$\beta_2 = (\partial u_{2i}/\partial l)_s$$

衝撃波のうしろの気流は、境界面と物体の円柱状側面を前方に延長した側面とに囲まれる領域が物体に置きかえられた場合と同様に流れるものと仮定している。境界面の半径 R_i は吹出し量が増えると変り、衝撃波の離脱距離 Δ_s と速度勾配 β_2 は無次元化された境界面の曲率半径 $\bar{R}_i (= R_i/(D/2))$ で表現される。Traugott の式⁵⁾と、Kaattari の計算^{4), 9)}に合わせた近似式(6)を使ってよどみ点付近の無次元速度勾配 $D\beta_2/V_\infty$ と衝撃波前後の密度比 ϵ との関係が得られる。しかし Traugott の関係式は密度比 ϵ が 0.167 以下には適用できずその式は複雑である。また Boison と Curtiss⁶⁾, Stalling⁷⁾ の実験結果を見ると $D\beta_2/V_\infty$ と ϵ の関係は必ずしも一致しない。球や平頭円柱では速度勾配は近似的に $\epsilon^{1/2}$ に依存する⁸⁾ から、ここでは Boison と Curtiss の実験に対する次の実験式を使った。

$$D\beta_2/V_\infty \approx (0.87 + 1.10/\bar{R}_i) \epsilon^{1/2} \quad (5)$$

ここで $\epsilon = \rho_\infty/\rho_2$ である。

衝撃波の離脱距離 Δ_s に対しては次の式が Kaattari の計算結果により近似を示すことが見出される。

$$\bar{\Delta}_s \equiv \Delta_s/(D/2) \approx (1.182 + 0.64/\bar{R}_i) \epsilon^{(1/2 + 1/\bar{R}_i)} \quad (6)$$

ただし (5), (6) に含まれる R_i は、主流にとって物体とみなしている領域の曲率 (境界面の曲率) であることに注意する必要がある。 \bar{R}_i が無限大 (平頭円柱) に近づくとき (6) 式は Truitt の式⁸⁾ に一致する。

強い衝撃波の関係、すなわち $V_\infty^2 = (p_2/\rho_2)/\epsilon$ 、とよどみ点近くでは $p_2 \approx p_{2s} = p_{0s}$ であることから吹出しのパラメータ B は次のように書き換えられる。

$$B = (\rho_{gs}/p_{gs})^{1/2} V_{gc} = (\rho_{gs}/\rho_\infty)^{1/2} V_{gc}/V_\infty \quad (7)$$

この吹出しのパラメータ B は Cresci と Libby によって与えられたものと同一である。吹出しのパラメータは問題にしている現象の記述に便利なようにいろいろに取られている。別の吹出しのパラメータとして次に示す $B \cdot \epsilon^{-1}$ がとられることがある。

$$B \cdot \epsilon^{-1} = (\rho_{gs} V_{gc} / \rho_\infty V_\infty) (\rho_2 m_2 T_{gs} / \rho_\infty m_0 T_2)^{1/2} \\ = (\rho_{gs} V_{gc} / \rho_\infty V_\infty) (\rho_2 / \rho_\infty)^{1/2} (\rho_2 / \rho_{gs})^{1/2} \quad (8)$$

ここで m は分子量である。(8) 式は Katzen と Kaattari⁴⁾ による吹出しのパラメータで、吹出し気体と主流のよどみ温度が等しい場合には ($T_g = T_2$) Kaattari のパラメータになる。

(2) 式の β_0 に (4) 式を代入し (5) 式と組合せて

次式が得られる。

$$\bar{\delta}_s = 2(0.87 + 1.10/\bar{R}_t)^{-1} \cdot B \quad (9)$$

(3) 式と (9) 式とから次式が得られる。

$$\bar{\delta}^* - \bar{\delta}_s = \{A - 2(0.87 + 1.10/\bar{R}_t)^{-1}\} B \quad (10)$$

物体表面の曲率の中心と境界面の曲率の中心は一般に異なるものとしている。物体の肩から境界面までの距離 $\bar{\delta}^*$ と物体の対称軸上での物体から境界面までの距離 $\bar{\delta}_s$ との差は物体表面の曲率半径 \bar{R}_b と境界面の曲率

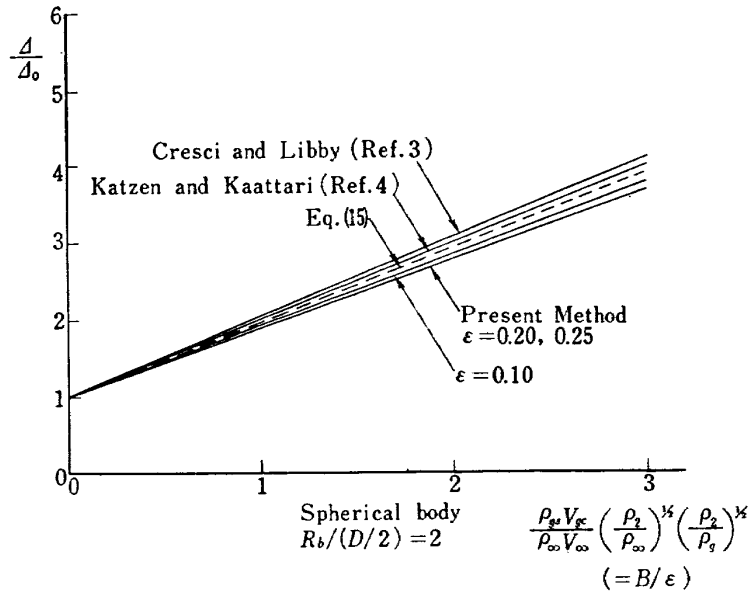


図 2 吹出し量と衝撃波離脱距離 (1)

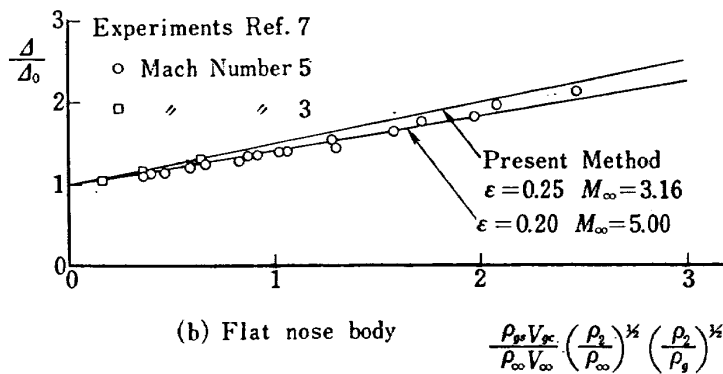
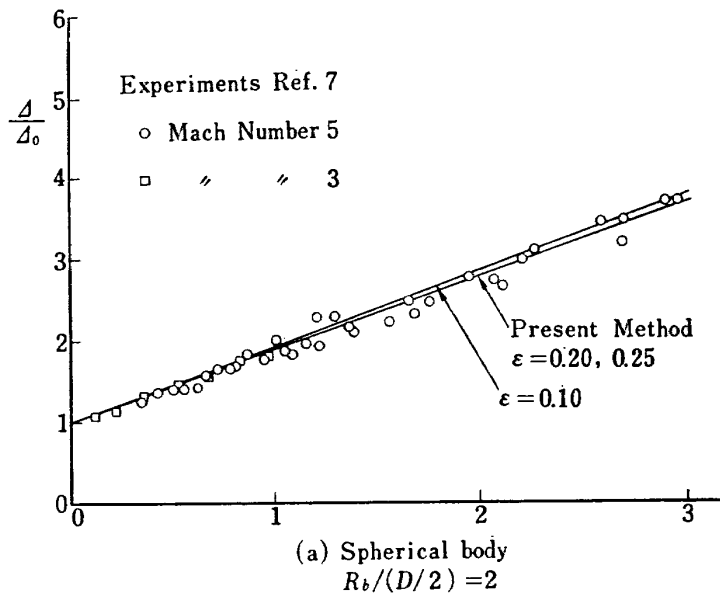


図 3 吹出し量と衝撃波離脱距離 (2)

半径 \bar{R}_i とを用いて幾何学的な関係から次式で表現される。

$$\bar{\delta}^* - \bar{\delta}_s = \bar{R}_b - (\bar{R}_b^2 - 1)^{1/2} - \bar{R}_i + (\bar{R}_i^2 - 1)^{1/2} \quad (11)$$

(10), (11) 式から $\bar{\delta}^* - \bar{\delta}_s$ を消去すると、与えられた物体の半径 \bar{R}_b に対して、吹出しのパラメータ B と境界面の半径 \bar{R}_i との関係を得る。

$$B = \{A - 2(0.87 + 1.10/\bar{R}_i)^{-1}\}^{-1} \cdot \{\bar{R}_b - (\bar{R}_b^2 - 1)^{1/2} - \bar{R}_i + (\bar{R}_i^2 - 1)^{1/2}\} \quad (12)$$

吹出しのある場合の衝撃波離脱距離 Δ は図1からわかるように $\Delta = \Delta_s + \bar{\delta}_s$ である。(6), (9) 式とを使って吹出しのある場合とない場合の衝撃波離脱距離の比 Δ/Δ_0 は次式で表わされる。

$$\begin{aligned} \Delta/\Delta_0 &= (\Delta_s/\Delta_0) + (\bar{\delta}_s/\bar{\Delta}_0) \quad (13.1) \\ &= \frac{1.182 + 0.64/\bar{R}_i}{1.182 + 0.64/\bar{R}_b} \varepsilon^{1/\bar{R}_i - 1/\bar{R}_b} \\ &\quad + \frac{2}{(0.87 + 1.10/\bar{R}_i)(1.182 + 0.64/\bar{R}_b)} \\ &\quad \times B \cdot \varepsilon^{-(1/2 + 1/\bar{R}_i)} \quad (13.2) \end{aligned}$$

吹出しのない場合は \bar{R}_i と \bar{R}_b は等しくなるから(6)式で \bar{R}_i を \bar{R}_b で置きかえると $\bar{\Delta}_0$ が得られる。

(12) 式と (13) 式から \bar{R}_i が消去されれば $\bar{\Delta}/\bar{\Delta}_0$ と B の関係が決まる。しかし \bar{R}_i を消去することは容易

ではない。したがって \bar{R}_i をパラメータとして $\bar{\Delta}/\bar{\Delta}_0$ と ε の関係を求めることにする。結果は計算機を使って次のような順序で得られる。

(1) (12) 式に物体の表面の曲率半径 \bar{R}_b を与える。 \bar{R}_i を1から4まで0.01おきに代入し、 \bar{R}_i と \bar{R}_b の組合せに対して B を計算する。同時に $B \cdot \varepsilon^{-1}$, $B \cdot \varepsilon^{-(1/2 + 1/\bar{R}_i)}$ も整理の都合上計算しておく。

(2) (13) 式に上で使った \bar{R}_b , \bar{R}_i , ε , B を代入し $\bar{\Delta}/\bar{\Delta}_0$ を求める。

(3) 以上から Δ/Δ_0 と B , $B \cdot \varepsilon$, $B \cdot \varepsilon^{-(1/2 + 1/\bar{R}_i)}$ との関係が得られる。結果を図2, 3, 4に示す。

4. 結果の比較および考察

物体の前面の曲率半径 R_b が 2, 4, ∞ の場合について計算し他の著者の実験値¹⁰⁾や理論値^{3), 4)}と比較した。

吹出しのパラメータとして $B \cdot \varepsilon^{-1}$ (これは $T_0 = T_1$ のとき Kaattari のパラメータとなる) を使うと衝撃波離脱距離の比 Δ/Δ_0 は ε またはマッハ数 M に依存することがわかる(図2)。この方法によると Δ/Δ_0 は他の著者による値よりも幾分少ない目になっているか大した違いではない。図3に示すように $R_b = 2, \infty$ の

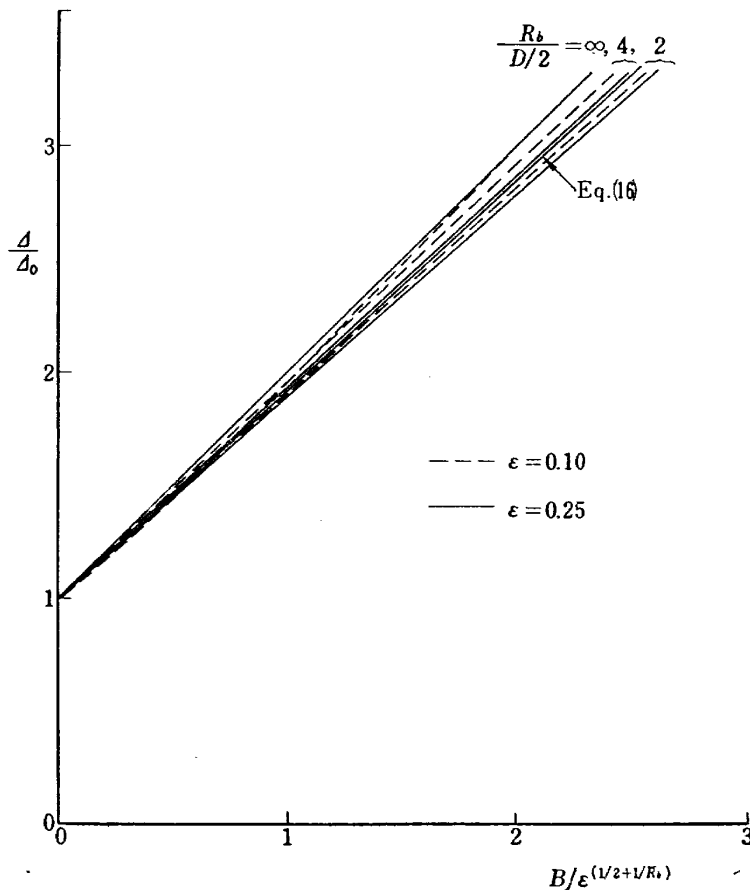


図4 吹出し量と衝撃波離脱距離 (3)

両方の場合についてこの計算結果は Kaattari の実験結果とよい一致を示す。

この計算では物体の肩から前方に延長した円柱状側面と境界面との交線で流れは音速に達しているから物体の形状が完全な球 ($\bar{R}_b=1$) に近づくにつれてこの解析は正しくなくなることには注意する必要がある。

(13.1) 式を見ると右辺の第一項は吹出し気体と主流側気体の境界面の曲率半径の変化によるもの(吹出しがなければ1)第二項は吹出し気体によるもの(吹出しがなければ0)を表わしている。吹出し量を変えても境界面の形状があまり変化しない場合にはさらに簡単な結果が(13)式から得られる。

$$\frac{A}{A_0} = 1 + \frac{2}{(0.87 + 1.10/\bar{R}_i)(1.182 + 0.64/\bar{R}_b)} \times B \cdot \varepsilon^{-(1/2+1/\bar{R}_b)} \quad (14)$$

Kaattari の実験¹⁰⁾によると $\bar{R}_b=2$ の場合がこれに相当するように見える。そこで(14)式において $\bar{R}_b=R_i=2$ とおくと次式が得られる。

$$\frac{A}{A_0} = 1 + 0.938 B \cdot \varepsilon^{-1} \quad (15)$$

この結果を図2に示す。この式の吹出しのパラメータ $B \cdot \varepsilon^{-1}$ は Katzen と Kaattari のパラメータであって Kaattari は $T_g \approx T_2$ とみなしている。

図2, 3からわかるように吹出しのパラメータとして $B \cdot \varepsilon^{-1}$ をとって A/A_0 は ε と $R_b/(D/2)$ とにかなり依存している。(13), (14), (15)式を見ると吹出しのパラメータとしては B や $B \cdot \varepsilon^{-1}$ よりも $B \cdot \varepsilon^{-(1/2+1/\bar{R}_b)}$ の方がむしろ望ましいように思われる。これを吹出しのパラメータとした図4を見ると A/A_0 の ε への依存は小さくなっていることがわかる。このことから円柱の前面に球面部分のある鈍頭物体に対する A/A_0 と吹出し量との関係は $R_b \approx 2$ に対する(15)式と関係ずけて次のような近似式が作られる。

$$\frac{A}{A_0} \approx 1 + 0.938 B \cdot \varepsilon^{-(1/2+1/\bar{R}_b)} \quad (16)$$

$R_b=2$ の場合(16)式は(15)式と一致する。(16)式は概算値を得たい場合には便利である。

5. むすび

以上の方法により、円柱の一方に球面部分のある鈍頭物体(平頭円柱も含む)の前面から吹出しがある場合の衝撃波離脱距離の比 A/A_0 と吹出し量の関係を近似的に閉じた形で、比較的簡単に計算できた。したがって吹出しのある場合の加熱量の減少効果を解析的に計算することが可能になった。

最後に NASA AMES 研究所から空気力学第一部に約一年間滞在された芳川賢治氏および空気力学第一部長洲秀夫部長に問題の提起、解析の方法、結果の検討等でお世話になった。また熱気流研究室の楯篤志君には計算機による計算を手伝っていただいた。ここで以上の方々に感謝の意を表わします。

参 考 文 献

- 1) Yoshikawa, K. K., "Linearized Theory of Radiative Heat Transfer for Ablating Bodies at Meteoric Speeds"-Proceedings of the Seventh International Symposium on Space Technology and Science. Tokyo, 1967. AGNE Publishing Co. Ltd. pp. 361-405.
- 2) Yoshikawa, K. K., "Linearized Theory of Stagnation Point Heat and Mass Transfer at Hypersonic Speeds"-NASA TN D-5246, 1969.
- 3) Cresci, R. J. and Libby, P. A. "The Downstream Influence of Mass Transfer at the Nose of a Slender Cone", Jour. Aero. Sci., Vol. 29, No. 7, July 1962, pp. 815-826.
- 4) Katzen, E. D. and Kaattari, G. E., "Inviscid Hypersonic Flow Around Blunt-Bodies", AIAA Journal Vol. 3, No. 7, July 1965, pp. 1230-1237.
- 5) Traugott, S. C., "An Approximate Solution of the Direct Supersonic Blunt-Body Problem for Arbitrary Axisymmetric Shapes", Jour. Aero. Sci., Vol. 27, No. 5, May 1960, pp. 361-370.
- 6) Boison, J. C. and Curtiss, H. A., "An Experimental Investigation of Blunt-Body Stagnation Point Velocity Gradient", ARS Journal, Vol. 29, No. 2, February 1959, pp. 130-135.
- 7) Stallings, R. L. Jr., "Experimentally Determined Local Flow Properties and Drag Coefficients for a Family of Blunt Bodies at Mach Numbers From 2.49 to 4.63". NASA TR-274.
- 8) Truitt, R. W., "Hypersonic Aerodynamics", The Ronald Press Company, New York, 1959, pp. 252-274.
- 9) Kaattari, G. E., "Predicted Shock Envelopes About Two Types of Vehicles at Large Angles of Attack", NASA TN D-860, 1961.
- 10) Kaattari, G. E., "The Effect of Simulated Ablation-Gas Injection on the Shock Layer of Blunt Bodies at Mach Number of 3 and 5", NASA TN D-2954, 1965.

NAL TR-224 正 誤 表

	誤	正
3 頁 式 (3) 右 辺	$A \cdot B \cdot \underline{C} \cdot D / 2$	$A \cdot B \cdot \underline{D} / 2$
3 頁 左下から 3 行目	$\underline{p_{2i}} = p_{gi}$	$(\underline{p_{2i}} = p_{gi})$

- | | | | |
|---------|---|----------|--|
| TR-219 | 二次元非圧縮性乱流境界層の近似について
On an Approximation of Two-Dimensional
Incompressible Turbulent Boundary Layer | 1970年10月 | 尾形吉和 |
| TR-220T | Application of Dorodnitsyn's Technique
to Compressible Two-Dimensional Airfoil
Theories at Transonic Speeds | 1970年10月 | Junzo SATO |
| TR-221 | 先端のふいフレヤつき物体の空力特性
Aerodynamic Characteristics of a Flared
Body with Blunt Nose | 1970年10月 | 谷 喬, 河本 巖
榊原盛一, 野田順一
樋口 博 (東京大学) |
| TR-222 | 東北地方太平洋沿岸航空路上における乱気流
観測
Measurements and Analysis of Atmosphere,
Turbulence on the Pacific Coast Air Route
of the Tohoku District | 1970年9月 | 竹内和之, 山根皓三郎
矢沢健司, 小野幸一
外崎得雄 |
| TR-223 | 球の仮想質量の円筒境界干渉
Cylindrical Boundary Interference on Virtual
Mass of a Sphere | 1970年9月 | 河野長正 |

航空宇宙技術研究所報告224号

昭和45年12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) ☎182

印刷所 株式会社 東京プレス
東京都板橋区桜川 2-27-12
