

錐体上の熱伝達を伴う層流境界層

松野謙一・河村龍馬

Laminar Boundary Layer with Heat-Transfer on a Conical Body

By

Ken-ichi MATSUNO and Ryuma KAWAMURA

Abstract: A solution to the laminar boundary layer equation with heat-transfer on the conical body, of which the cross-section is assumed to be nearly circular but otherwise arbitrary, is presented. Present theory is the extension of Moore's to the cases of non-axisymmetric conical bodies given by Fourier series. A solution for the outer nonviscous flow, presented previously in this report, is available and simplifies the basic equation.

The predicted heat-transfer to the 10° semi-apex circular cone at 2° angle of attack at $M_\infty = 7.87$ agrees with the experimental value fairly well.

As an example, present theory is applied to the cases of several shapes of non-axisymmetric conical bodies at $M_\infty = 5.0$. The results show that a small three-dimensional effect in the outer nonviscous flow causes a large effect on the heat-transfer in the boundary layer.

概 要

非軸対称錐体または、有迎角円錐上の熱伝達を伴う層流境界層に対する解が提示される。本理論は、Moore の理論を Fourier 級数表示された錐体の場合へと拡張したものである。以前に本報告で提示した非粘性錐状流に対する解を、境界層外縁条件として用いることにより、基礎方程式が簡略化される。

一様流マッハ数 $M_\infty = 7.87$ 、迎角 $\alpha = 2^\circ$ の 10° 円錐の場合について計算された熱伝達量は、実験とよく一致した。

本理論の応用例として、3種の非軸対称錐体の場合について、熱伝達量を計算した。その結果、非粘性流領域における三次元効果か、境界層中における熱伝達に対して、大きな影響を及ぼすことが示された。

記号

- b/a : 楕円の長径短径比
 C : 温度-粘性率関係の比例定数 (6) 式参照)
 c_p : 定圧比熱
 c_v : 定容比熱
 f : 三次元流れ関数
 g : 三次元流れ関数
 h : エンタルピ
 h_{0e} : 非粘性流における零迎角基準円錐上のエンタルピ
 M_∞ : 一様流マッハ数
 p : 圧力
 Pr : プラントル数
 q : 物体表面への熱伝達量
 q_0 : 零迎角基準円錐面上への熱伝達量
 T : 温度
 $T_{t\infty}$: 一様流貯気槽温度
 u : x 方向速度成分
 v : y 方向速度成分
 w : ζ 又は φ 方向速度成分
 x : 錐体面上放射方向座標 (図1参照)
 y : 錐体面からの垂直方向座標 (図1参照)
- α : 迎角
 ε_n : Fourier 係数 (1) 式参照)
 ζ : 錐体面上に沿った周方向座標 (図1参照)
 θ : 球座標系天頂角
 $\bar{\theta}_0$: 基準円錐の半頂角
 λ : フラシウス型相似変数 (7) 式参照)
 μ : 粘性係数
 ρ : 密度
 φ : 球座標系方位角 (図1参照)
 ψ : 錐体断面周方向角度
- $()_e$: 境界層外縁の状態
 $()_s$: 非粘性流の零迎角基準円錐表面上の状態
 $()_w$: 錐体面上の状態

1. 緒 言

超音速もしくは、極超音速で航行する飛行体においては、とりわけ空力加熱が問題となり、その物体への熱負荷の評価は重要な問題のひとつである。一方、その様な高速飛行体は、一般に鋭い先端をもった形状をしていることから、解析的な取り扱いの面から、古来錐体、とりわけ円錐、楕円錐が、モデルとしてよく用いられて来た。鋭い先端を持った小迎角錐体まわりの流れは、次の様な理由から空気力学的な研究のひとつの興味ある対象となる。すなわち錐体は形状的に高揚力物体であり、非粘性錐状流仮定は、解析の面で強力な簡略化を与える。また境界層は、本質的に三次元性をもち、幾多の三次元境界層の特性を含んでいる。

錐体上境界層に関する研究の先鞭は、Moore [1], [2]によってなされた。彼はその論文の中で、相似変数を導入し一般的に錐体に対する基礎方程式を与え、微小擾乱の考えを用いることにより円錐に対する解が与えられた。その後Roshotko [3]により円錐に対して、風上側における熱伝達のある場合について解かれた。その後この方面の研究は、遅々として進まなかったが、電子計算機の発達により、数值的に、とくに円錐の場合について解かれる様になった[4]～[6]。これらの数値計算手法は、一般に多大な計算時間、および複雑な計算手続を要し、円形以外の断面形状をもつ錐体に対しては、更に煩雑になると考えられる。

したがって円形以外の断面形状をもつ錐体に対して物体面におよぼす熱伝達等の評価、解析はほとんどなされていない

本論文の目的は、Moore [2]の円錐に対する層流境界層理論を一般断面形状をした錐体の場合に拡張し、物体表面への熱伝達を、評価解析することである。

その場合、以前に著者ら [7]の提出した非粘性錐状流に対する解を境界層外縁条件として用いる。これにより基礎方程式を幾らか簡素化し、Fourier級数表示された錐体まわりの流れを、非粘性、境界層両方領域において統一的に解を与えようとする。

例として有迎角円錐に対する計算結果を実験結果と比較することにより理論の有効性を示すことを試みる。更に応用として理論計算のあまりなされていない楕円錐等の3種類の非軸対称錐体の場合について熱伝達の評価を示そうとする。

2. 非粘性流—境界層外縁条件

錐体上の境界層を取り扱うためには、境界層外縁における境界条件として非粘性流の、とくに物体表面上の速度成分と熱力学的状態量が必要である。著者らは、先に文献 [7]に於いて、円からわずかに偏った任意断面形状をもつ錐体まわりの超音速非粘性流に対する近似解を簡便な形で与えた。ここではそれを境界層外縁条件に用いる。

図1に示す様な非軸対称錐体の物体表面の方程式は、球座標系で表示すると次の様にFourier級数表示することができる：

$$\theta = \theta_b(\varphi) = \bar{\theta}_0 + \sum_n \varepsilon_n \cos n\varphi \quad (1)$$

ここでは、 $|n\varepsilon_n/\bar{\theta}_0| \ll 1$ なる錐体を取り扱い、 $n\varepsilon_n/\bar{\theta}_0$ の大きさのオーダーを“ ε ”とする。また迎角 $\alpha/\bar{\theta}_0 = O(\varepsilon)$ と仮定する。錐体が、(1)式の様に表示された時、 $\bar{\theta}_0$

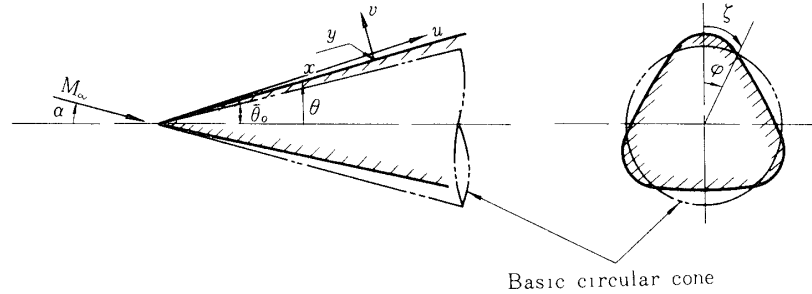


図1 座標系

は、その錐体に対応した基準円錐の半頂角とみなす。文献 [7] より、非粘性流の錐体表面に於ける解は、迎角が α のとき、次の形で与えられる：

$$u_e / \bar{u}_s = 1 + \sum_{n \geq 2} \epsilon_n u_n \cos n\varphi + (\epsilon_1 + \alpha) u_1 \cos \varphi \quad (2.1)$$

$$w_e / \bar{u}_s = \sum_{n \geq 2} \epsilon_n w_n \sin n\varphi + (\epsilon_1 + \alpha) w_1 \sin \varphi \quad (2.2)$$

$$p_e / \bar{p}_s = 1 + \sum_{n \geq 2} \epsilon_n p_n \cos n\varphi + (\epsilon_1 + \alpha) p_1 \cos \varphi \quad (2.3)$$

$$h_e / \bar{u}_s^2 = h_{0e} + \sum_{n \geq 2} \epsilon_n (-u_n) \cos n\varphi + (\epsilon_1 + \alpha) (-u_1) \cos \varphi \quad (2.4)$$

ここで $(\bar{\quad})_s$ は、零迎角基準円錐表面上の状態を示し、 u_n, w_n, p_n および h_{0e} は、外部流より定まる定数である。また、等エントロピ流の仮定の下では、

$$w_n = -n u_n / \sin \bar{\theta}_0 \quad (3)$$

となる。

3. 基礎方程式

3.1 基礎方程式

錐体上の三次元圧縮性層流境界層に対する基礎方程式は、境界層外縁に於ける錐状流仮定の下で、フラジウス型の相似変数 λ を導入することにより、次の様に与えられる [1]：

$$(p'(\zeta) = dp/d\zeta)$$

$$(f + \frac{1}{3} \frac{p'(\zeta)}{p} g + \frac{2}{3} g_\zeta) f_{\lambda\lambda} - \frac{2}{3} g_\lambda f_{\lambda\zeta} + \frac{2}{3} (g_\lambda)^2 + 2f_{\lambda\lambda\lambda} = 0 \quad (4.1)$$

$$(f + \frac{1}{3} \frac{p'(\zeta)}{p} g + \frac{2}{3} g_\zeta) g_{\lambda\lambda} - \frac{2}{3} g_\lambda g_{\lambda\zeta} - \frac{2}{3} g_\lambda f_\lambda - \frac{2}{3} \frac{p'(\zeta)}{\rho} + 2g_{\lambda\lambda\lambda} = 0 \quad (4.2)$$

$$(f + \frac{1}{3} \frac{p'(\zeta)}{p} g + \frac{2}{3} g_\zeta) h_\lambda - \frac{2}{3} g_\lambda h_\zeta + \frac{2}{3} \frac{p'(\zeta)}{\rho} g_\lambda + 2[(f_{\lambda\lambda})^2 + (g_{\lambda\lambda})^2]$$

$$+\frac{2}{Pr} h_{\lambda\lambda} = 0 \quad (43)$$

ここで f および g は二成分ベクトルポテンシャルで, u , w とは, 次式の様に対応づけられている:

$$f_{\lambda} = u / \bar{u}_s \quad (51)$$

$$g_{\lambda} = w / \bar{u}_s \quad (52)$$

また c_p , c_v およびプラントル数 Pr は一定とし, 温度-粘性率の関係式は,

$$\frac{\mu}{\bar{\mu}_s} = C \frac{T}{\bar{T}_s} \quad C: \text{const} \quad (6)$$

で与えられると仮定する. また相似変数 λ は,

$$\lambda = \left(3 \frac{\bar{b}_s}{p} \cdot \frac{\bar{\mu}_s C}{\bar{\rho}_s \bar{u}_s x} \right)^{1/2} \int_0^{\frac{\bar{\rho}_s \bar{u}_s y}{\bar{\mu}_s C}} (\rho / \bar{\rho}_s) d(\bar{\rho} \bar{u}_s y / \bar{\mu}_s C) \quad (7)$$

として導入される.

(1) 式により Fourier 級数表示された錐体の場合について(4)式を (λ, φ) 座標系に書き換えると $O(\varepsilon^2)$ 以上の高次微小項を無視するとき,

$$\begin{aligned} & \left(f + \frac{1}{3 \sin \bar{\theta}_0} \frac{p'(\varphi)}{p} g + \frac{2}{3 \sin \bar{\theta}_0} g_{\varphi} \right) f_{\lambda\lambda} - \frac{2}{3 \sin \bar{\theta}_0} g_{\lambda} f_{\lambda\varphi} + \frac{2}{3} (g_{\lambda})^2 \\ & + 2 f_{\lambda\lambda\lambda} + \frac{\cot \bar{\theta}_0}{3 \sin \bar{\theta}_0} \left[\left(-\frac{p'(\varphi)}{p} g - 2 g_{\varphi} \right) f_{\lambda\lambda} + 2 g_{\lambda} f_{\lambda\varphi} \right] \\ & \sum_n \varepsilon_n \cos n \varphi = 0 \end{aligned} \quad (81)$$

$$\begin{aligned} & \left(f + \frac{1}{3 \sin \bar{\theta}_0} \frac{p'(\varphi)}{p} g + \frac{2}{3 \sin \bar{\theta}_0} g_{\varphi} \right) g_{\lambda\lambda} - \frac{2}{3 \sin \bar{\theta}_0} g_{\lambda} g_{\lambda\varphi} - \frac{2}{3} g_{\lambda} f_{\lambda} \\ & - \frac{2}{3 \sin \bar{\theta}_0} \frac{p'(\varphi)}{p} + 2 g_{\lambda\lambda\lambda} + \frac{\cot \bar{\theta}_0}{3 \sin \bar{\theta}_0} \left[\left(-\frac{p'(\varphi)}{p} g - 2 g_{\varphi} \right) g_{\lambda\lambda} \right. \\ & \left. + 2 g_{\lambda} g_{\lambda\varphi} + 2 \frac{p'(\varphi)}{p} \right] \sum_n \varepsilon_n \cos n \varphi = 0 \end{aligned} \quad (82)$$

$$\begin{aligned}
& \left(f + \frac{1}{3 \sin \bar{\theta}_0} \frac{p'(\varphi)}{p} g + \frac{2}{3 \sin \bar{\theta}_0} g_\varphi \right) h_\lambda - \frac{2}{3 \sin \bar{\theta}_0} g_\lambda h_\varphi \\
& + \frac{2}{3 \sin \bar{\theta}_0} \frac{p'(\varphi)}{\rho} g_\lambda + 2 \left[(f_{\lambda\lambda})^2 + (g_{\lambda\lambda})^2 \right] + \frac{2}{Pr} h_{\lambda\lambda} \\
& + \frac{\cot \bar{\theta}_0}{3 \sin \bar{\theta}_0} \left[\left(-\frac{p'(\varphi)}{p} g - 2 g_\varphi \right) h_\lambda + 2 g_\lambda h_\varphi - 2 \frac{p'(\varphi)}{\rho} g_\lambda \right] \sum_n \varepsilon_n \cos n \varphi \\
& = 0
\end{aligned} \tag{8 3}$$

となる。ここで $p'(\varphi) = dp/d\varphi$

境界条件は、物体壁面において

$$f(0, \varphi) = f_\lambda(0, \varphi) = g(0, \varphi) = g_\lambda(0, \varphi) = 0 \tag{9 1}$$

$$h(0, \varphi) = h_w / \bar{u}_s^2 = \text{const} \quad (\text{等温壁}) \tag{9 2}$$

または

$$h_\lambda(0, \varphi) = 0 \quad (\text{断熱壁}) \tag{9 3}$$

境界層外縁において

$$f_\lambda(\infty, \varphi) = u_e(\varphi) / \bar{u}_s \tag{10.1}$$

$$g_\lambda(\infty, \varphi) = w_e(\varphi) / \bar{u}_s \tag{10.2}$$

$$h(\infty, \varphi) = h_e(\varphi) / \bar{u}_s^2 \tag{10.3}$$

3.2 微小擾乱法

(1)式によってFourier級数表示された錐体上の境界層流れを考える場合、半頂角 $\bar{\theta}_0$ の零迎角基準円錐上の流れが $O(\varepsilon)$ の偏り $\sum_n \varepsilon_n \cos n \varphi$ 及び迎角 α の効果により擾乱を受けていると考える。このとき、零迎角基準円錐に対する解を $f_0(\lambda)$ および $h_0(\lambda)$ とすると、 $f(\lambda, \varphi)$, $g(\lambda, \varphi)$ および $h(\lambda, \varphi)$ は、境界層外縁条件(12)式および(10)式から次の様に表示される。

$$f(\lambda, \varphi) = f_0(\lambda) + \sum_{n \geq 2} \varepsilon_n u_n f_n(\lambda) \cos n \varphi + (\varepsilon_1 + \alpha) u_1 f_1(\lambda) \cos \varphi \tag{11 1}$$

$$g(\lambda, \varphi) = \sum_{n \geq 2} \varepsilon_n w_n g_n(\lambda) \sin n \varphi + (\varepsilon_1 + \alpha) w_1 g_1(\lambda) \sin \varphi \tag{11 2}$$

$$h(\lambda, \varphi) = h_0(\lambda) + \sum_{n \geq 2} \varepsilon_n (-u_n) h_n(\lambda) \cos n \varphi + (\varepsilon_1 + \alpha) (-u_1) h_1(\lambda) \cos \varphi \tag{11 3}$$

ここに, f_n, g_n および h_n は $O(1)$ である.

(11) 式を (8) 式に代入し, 各々 ε_n, α に関する恒等式とみなすと, f_n, g_n および h_n に関して次の常微分方程式系が得られる. ($()' = d() / d\lambda$)

(i) 零迎角基準円錐に対応して

$$f_0 f_0'' + 2 f_0''' = 0 \quad (12\ 1)$$

$$f_0 h_0' + 2 (f_0'')^2 + \frac{2}{Pr} h_0'' = 0 \quad (12\ 2)$$

境界条件

$$f_0(0) = f_0'(0) = 0, \quad f_0'(\infty) = 1 \quad (13\ 1)$$

$$h_0(0) = h_w / \bar{u}_s^2 \quad (\text{等温壁}) \quad (13\ 2)$$

または

$$h_0'(0) = 0 \quad (\text{断熱壁}) \quad (13\ 2')$$

$$h_0(\infty) = h_{0e} \quad (13\ 3)$$

(ii) 擾乱項に対応して,

$$f_0'' f_n + f_0 f_n'' + 2 f_n''' + \frac{2n}{3 \sin \theta_0} \frac{w_n}{u_n} f_0'' g_n = 0 \quad (14\ 1)$$

$$3 f_0 g_n'' - 2 f_0' g_n' + 6 g_n''' + \frac{2}{h_{0e}} h_0' = 0 \quad (14\ 2)$$

$$h_0' f_n + 4 f_0'' f_n'' + \frac{2n}{3 \sin \theta_0} \frac{w_n}{u_n} h_0' g_n - f_0 h_n' - \frac{2}{Pr} h_n'' = 0 \quad (14\ 3)$$

($n = 1, 2, 3, \dots$)

外部流を等エントロピ流と仮定すると, (14) 式は, 次の様に係数が, 零迎角基準円錐に対応した量だけとなり, 応用の広い形式になる. すなわち,

$$f_0'' f_n + f_0 f_n'' + 2 f_n''' - \frac{2n^2}{3 \sin^2 \theta_0} f_0'' g_n = 0 \quad (15\ 1)$$

$$3 f_0 g_n'' - 2 f_0' g_n' + 6 g_n''' + \frac{2}{h_{0e}} h_0' = 0 \quad (15\ 2)$$

$$h_0' f_n + 4 f_0'' f_n'' - \frac{2n^2}{3 \sin^2 \theta_0} h_0' g_n - f_0 h_n' - \frac{2}{Pr} h_n'' = 0 \quad (15\ 3)$$

($n = 1, 2, 3, \dots$)

境界条件

$$f_n(0) = f_n'(0) = 0, \quad f_n'(\infty) = 1 \quad (16\ 1)$$

$$g_n(0) = g_n'(0) = 0, \quad g_n'(\infty) = 1 \quad (16.2)$$

$$h_n(0) = 0 \quad (\text{等温壁}) \quad (16.3)$$

または

$$h_n'(0) = 0 \quad (\text{断熱壁}) \quad (16.3')$$

$$h_n(\infty) = 1 \quad (16.4)$$

4. 応 用

第3.2節で導かれた基礎式は、常微分方程式の二点境界値問題であるが、容易に解かれうることは、Runge-Kutta-Gill法を用いて、(12)および(15)式の数値積分を行なった。

4.1 計算例

(i) Case 1, (小迎角円錐), 本理論の有効性を検討するために、半頂角 10° の円錐に対するTracy [8]の実験条件に合わせて計算を行なう。

(ii) Case 2, (非軸対称錐体), 非軸対称錐体として図2(2)~(4)に示す様な断面をもつ錐体を例にとり計算を行う。モデル(2)~(4)は、それぞれ次式で表示される

$$\text{モデル(2): } \theta = \bar{\theta}_0 + \varepsilon_2 \cos 2\varphi \quad (17.1)$$

$$\text{モデル(3): } \theta = \bar{\theta}_0 + \varepsilon_3 \cos 3\varphi \quad (17.2)$$

$$\text{モデル(4): } \theta = \bar{\theta}_0 + \varepsilon_4 \cos 4\varphi \quad (17.3)$$

とくに、モデル(2)は、長径短径比が $1 - 2\varepsilon_2 / \bar{\theta}_0$ (長径側半頂角 $\bar{\theta}_0 - \varepsilon_2$, 短径側半頂角 $\bar{\theta}_0 + \varepsilon_2$, $\varepsilon_2 < 0$)の楕円錐を表示している。

両ケースともプラントル数 P_r は0.738とする。表1に各ケースの計算条件を示す。

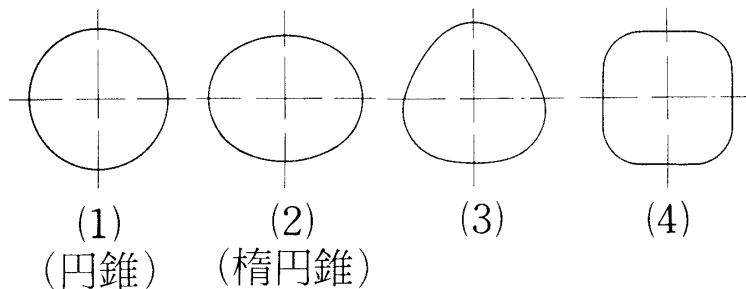


図2 モデル横断面の概略図

表1 計算条件

Model	Case 1	Case 2		
	(1)	(2)	(3)	(4)
$\bar{\theta}_0$	10°	10°		
ϵ_n		$\epsilon_2 = -1.0^\circ$	$\epsilon_3 = 0.75^\circ$	$\epsilon_4 = -0.5^\circ$
M_∞	7.87	5.0		
Pr	0.738	0.738		
α	2°	0°, 2°	-2°, 0°, 2°	0°, 2°
Wall Condition	<ul style="list-style-type: none"> ○ Isothermal wall $T_w / T_{t\infty} = 0.40$ ○ Adiabatic wall 	Isothermal wall $T_w / T_{t\infty} = 0.40$		

4.2 結果と考察

(1) Case 1 (小迎角円錐の場合) :

境界層の存在により、最も物体面に与える影響の大きい特性は熱伝達である Tracy[8] は、10° 円錐を例にとり詳細に熱伝達を測定している。ここでは、 $\alpha = 2^\circ, M_\infty = 7.87$ の場合を例にとり計算した結果を、図3に示す。図は、熱伝達 q を、零迎角の場合の熱伝達 q_0 で無次元化したものの周方向の分布を示したものである。図に見られる如く、実験値と良く一致しており、本理論は有効であると考えられる。 $\Psi = 130^\circ$ 付近で最大3%程度の差がみられるが、これは、本理論が、 α (すなわち ϵ) については1次のオーダーであり、 α^2 (すなわち ϵ^2) 以上の項が影響しているからであろう Dwyer [5] は、 $M_\infty = 7.3$ のケースで、有限差分法を用い境界層方程式を直接積分し、Tracyの実験結果と比較している。その結果は、 $\alpha = 2^\circ$ の時で全体にわたり、3%程度以上の誤差をもっている。これからも、小迎角の場合については、本理論は十分定量的にも有効であることがわかる。

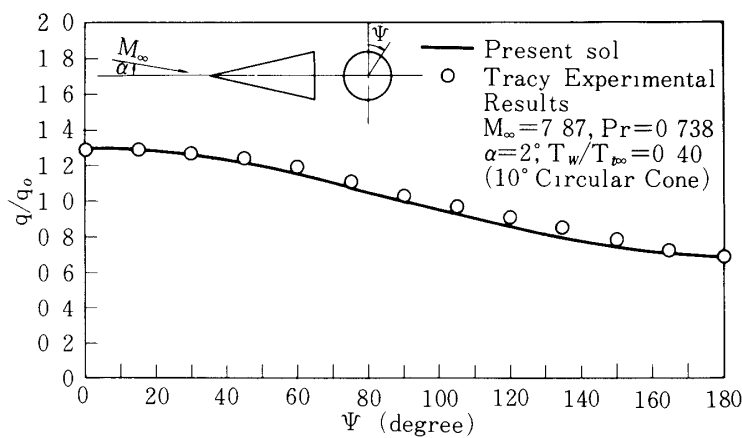


図3 局所熱伝達 (10° 円錐)

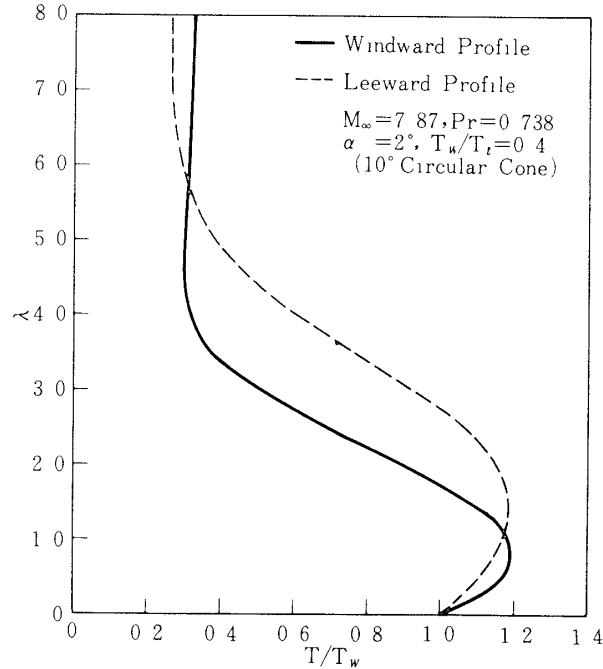


図4 対称面内境界層の温度分布（10°円錐）

次に図4に、境界層内の風上、風下両対称子午面内における温度分布を示す。風上風下両対称面で温度分布が大きく異なるのがみられる。風上側では温度境界層は薄い、壁面上の温度勾配は大きい、風下側ではその逆になっている。また、境界層内における風上、風下間の温度差は、境界層外縁における温度差と比較するとより大きくなっているのが見られる。これより、境界層外縁における交叉流の影響は、境界層内における熱特性に、大きく作用するのがわかる。

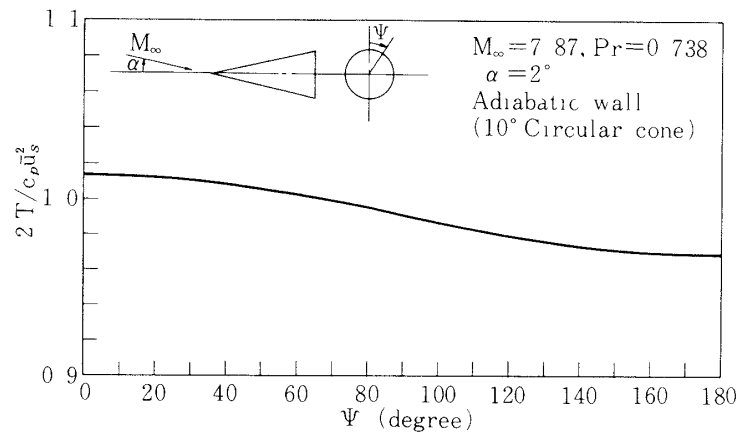


図5 表面温度分布（10°円錐・断熱壁）

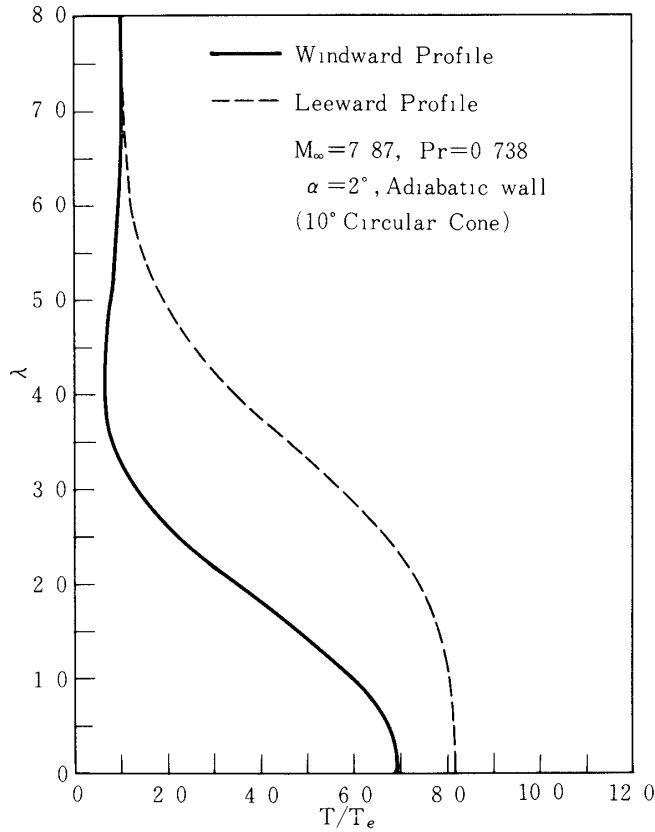


図6 対称面内境界層の温度分布（10°円錐・断熱壁）

次に断熱壁条件の場合についての結果を図5および6に示す。図5は、周方向の物体表面温度分布を示したものである。図6は、風上、風下両対称面における境界層内温度分布を示したもので、境界層外縁の温度で無次元化されている。

(ii) Case 2（非軸対称錐体の場合）。

本理論の応用例として、図2(2)~(4)にスケッチされている様な非軸対称錐体を例にとり、その物体面への熱伝達を推定する。一様流マッハ数 M_∞ は5.0、物体表面温度と一様流貯気槽温度との比 $T_w / T_{t\infty}$ は0.40として計算を行なった。図7~9にその結果を示す。図中 q_0 は、零迎角における基準円錐（この場合は10°円錐）の熱伝達を表わしている。各モデルとも、有迎角円錐（Case 1）の場合と同様に、断面が基準円から見て凸になっている所は、交叉流で考えると風上側に対応し、そこにおける熱伝達が大きいことが示され、物理的に妥当な結果が得られている。各モデル(2)(3)(4)とも、熱伝達に対する迎角 $\alpha / \bar{\theta}_0$ の影響は、物体の変形量 $n \epsilon_n / \bar{\theta}_0$ によるそれよりも小さい事がわかる。更に、物体の変形量はそれぞれ $|2 \epsilon_2 / \bar{\theta}_0| = 0.20$, $3 \epsilon_3 / \bar{\theta}_0 = 0.225$ および $|4 \epsilon_4 / \bar{\theta}_0| = 0.20$ であるが、それらの熱伝達

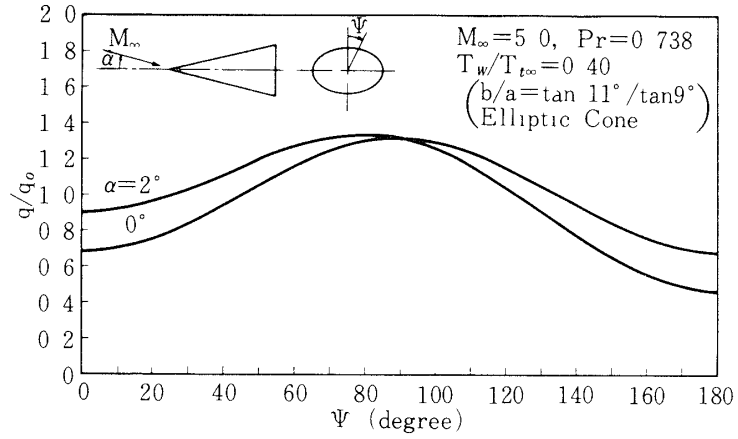


図7 局所熱伝達（楕円錐）

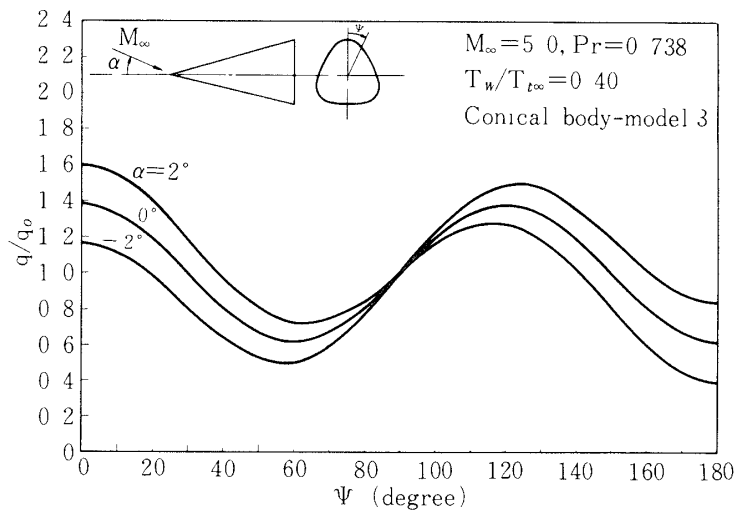


図8 局所熱伝達（錐体モデル3）

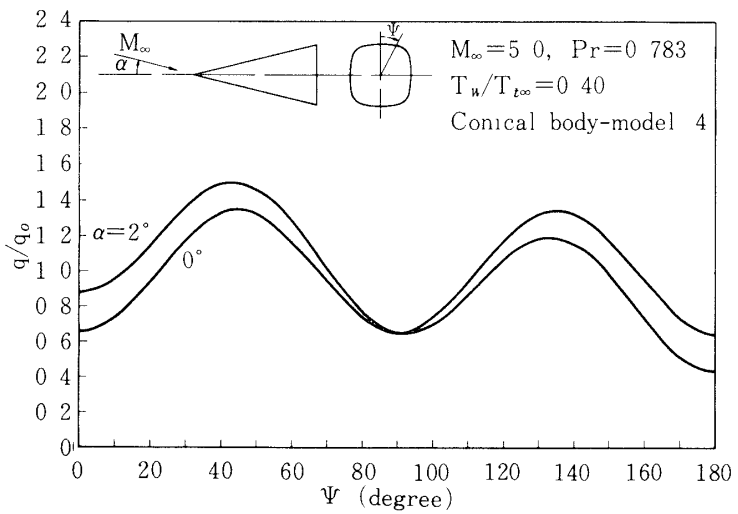


図9 局所熱伝達（錐体モデル4）

に及ぼす効果は、 $(q_{max} - q_{min})_{\alpha=0} / q_0$ によって評価すると、それぞれ0.64, 0.76および0.70となる。すなわち、物体の円からの偏りにより生ずる非粘性流領域における交叉流は、境界層内における熱伝達特性に大きく影響を及ぼすことがわかる。

5. 結 論

小迎角円錐に対するMooreの理論が、円からわずかに偏った任意断面形状をもつ錐体上の熱伝達を伴う層流境界層の場合に適用できる様に、拡張された。境界層外縁に等エントロピ流近似解を用いることにより、方程式の簡略化がなされた。

実験結果と比較することにより、本理論は、小迎角の場合には有効であると考えられる。

応用例として、楕円錐を含む3種類の非軸対称錐体の熱伝達特性の計算がなされた。その結果、非粘性流における交叉流は、熱伝達特性に大きく影響を及ぼす事が示された。

謝 辞

本研究を遂行するにあたって適切な助言、示唆をして下さった辛島桂一助教授に、深く感謝の意を表します。

1977年1月8日 航空力学部

参 考 文 献

- [1] F. K. Moore Three-Dimensional Compressible Laminar Boundary Layer Flow, NACA TN-2279 (1951).
- [2] F. K. Moore Laminar Boundary Layer on a Circular Cone in Supersonic Flow at Small Angle of Attack, NACA TN-2521 (1951)
- [3] E. Roshotko Laminar Boundary Layer with Heat Transfer on a Cone at Angle of Attack in a Supersonic Stream, NACA TN-4152 (1957).
- [4] T. K. Fannelop A Method of Solving the Three-Dimensional Laminar Boundary Layer Equations with Application to a Lifting Re-Entry Body, AIAA J., Vol. 6, pp. 1075-1084, (1968)
- [5] H. A. Dwyer Boundary Layer on a Hypersonic Sharp Cone at Small Angle of Attack, AIAA J., Vol. 9, pp. 277-284, (1971).
- [6] R. R. Boerick Laminar Boundary Layer on a Cone at Incidence in Supersonic Flow, AIAA J., Vol. 9, pp. 462-468, (1971)
- [7] 松野謙一・河村龍馬 錐体まわりの超音速流に対する近似解, 東京大学宇宙航空研究所報告, 第12巻 pp. 713-735 (1976)
- [8] R. R. Tracy. Hypersonic Flow over a Yawed Circular Cone, Graduate Aeronautical Labs., California Institute of Technology, Memo, No. 69 (1963).