

UDC 533.6.011.6.082.6:  
536.244.082.6:  
629.7.023.225.011.5

# 航空宇宙技術研究所報告

TECHNICAL REPORT OF NATIONAL AEROSPACE LABORATORY

TR-179

テフロン<sup>®</sup>の非定常アブレーションの測定

野 村 茂 昭

1969 年 8 月

航空宇宙技術研究所  
NATIONAL AEROSPACE LABORATORY

既 刊 報 告

- |        |   |          |   |
|--------|---|----------|---|
| TR-155 | 遷音速における Control-Surface Buzz に関する研究<br>An Investigation on Control-Surface Buzz at Transonic Speeds   | 1968年 5月 | 中村 泰治                                     |
| TR-156 | 二次元湾曲ジェットの相似構造と乱流混合におよぼす曲率の研究<br>Effects of Curvature on the Similar Structure and Turbulent Mixing of Two-dimensional Curved Jets  | 1968年 5月 | 遠藤 浩                                      |
| TR-157 | 電子線密度測定法による低密度極超音速流の実験的研究<br>Experimental Study of Low Density Hypersonic Flow Using Electron-Beam Densitometry   | 1968年 6月 | 和田 勇, 曾我 国男                               |
| TR-158 | 局所凸線形位相空間内の非線形初期値問題に対する近似について<br>On Approximations for Nonlinear Cauchy Problems in Locally Convex Spaces   | 1968年 6月 | 小島 清史                                     |
| TR-159 | T型結合板の振動<br>The Vibration of T-Shape Plates Structure   | 1968年 7月 | 堀 武敏, 築地恒夫,<br>越出 慎一                      |
| TR-160 | 梁, 板結合構造物の振動 (II)<br>On the Natural Vibration of Plate-Beam Combination Structures (II)   | 1968年 8月 | 堀 武敏, 築地恒夫,<br>多田保夫, 越出 慎一,<br>林 洋一, 日下和夫 |
| TR-161 | 宇宙飛しょう体の直接式最適誘導法<br>The Optimal Explicit Guidance Equation for Space Vehicle  | 1968年 8月 | 新田 慶治, 松島 弘一,<br>大坪 孔治, 志 甫 徹             |
| TR-162 | よどみ点領域での非定常空力加熱の測定<br>Measurements of Unsteady Aerodynamic Heating of Stagnation Region   | 1968年 9月 | 野村 茂昭                                     |
| TR-163 | 双発プロペラ STOL 機の安定操縦性に関する考察<br>Investigatin on the Stability and Control Characteristics of a Twin-propeller STOL Airplane  | 1968年 9月 | 別府 護郎                                     |
| TR-164 | 熱伝導を考慮した空力加熱による薄肉機体外板の温度上昇とその電気抵抗アナログ回路<br>Investigation of the Streamwise Heat Conduction Effect on the Transient Aerodynamic Heating of Thin-skinned Bodies by the Resistance Network Analog Method | 1968年10月 | 小川 鉦一                                     |
| TR-165 | 有限要素法による箱型梁の解析<br>Applications of the Finite Element Method to Box Beams  | 1968年11月 | 三本木 茂夫                                    |
| TR-166 | DPF バルブ を用いたジンバルエンジン駆動用油圧制御系の基礎的解析<br>Fundamental Analyses of Gimbal-Engine Positioning Hydraulic Control System Made Use of DPF Servovalve   | 1968年11月 | 畑山 茂樹, 興石 肇                               |
| TR-167 | アブレーションによる空力加熱の減少の測定<br>Measurements of Heat Transfer Reduction by Ablation   | 1968年11月 | 野村 茂昭                                     |
| TR-168 | 角度測定・ドップラ周波数測定併用のトラック方式の計算処理に関する研究<br>On the Orbit Determination Procedures for the Doppler Frequency Measurement with Angular Measurement Tracking System  | 1968年11月 | 鳥海 良三, 松本 一夫,<br>樋口 一雄, 戸川 隼人,<br>木村 武雄   |

# テフロン<sup>\*</sup>の非定常アブレーションの測定<sup>\*</sup>

野村 茂 昭<sup>\*\*</sup>

## Measurements of Transient Ablation of Teflon

By Shigeaki NOMURA

Measurements of transient ablation of teflon were conducted in the stagnation region in a high enthalpy nitrogen flow at Mach number 5, with stagnation enthalpy of 2,390 cal/g and impact pressure of 5 mmHg.

Concerning the transient ablation speed and temperature distribution changes, quantitatively good agreement was obtained between both the results of experiment and a finite difference analysis of heat conduction in teflon which takes into account the melting layer having considerably smaller thermal conductivity than that of solid teflon.

The thermal conductivity of melted teflon was determined to be  $2\sim 3 \times 10^{-4}$  cal/cm<sup>2</sup>°C derived from the experimental results of constantly ablating teflon.

The results of finite difference analysis also show that the surface temperature rises sharply to an almost constant value in a few seconds, but that the thickness of the melted layer increases slowly. Considering this, it was noticed that it required several tens of seconds to arrive at a constant ablation rate under the experimental conditions.

Examining the overall results of experiments and analysis, it is concluded that the quasi-steady treatment of aerodynamic heating to a transiently-ablating surface is valid.

### 1. 緒 言

アブレーション現象は一般に非定常な現象であって、半無限長の物体が一樣流中に長時間露出された場合にだけ定常な状態に達する。したがって実際の飛しょう体で生ずるアブレーション現象もすべて、非定常な状態にある。しかしその取扱いが非常に困難なため、非定常解析の例は定常解析の例に比してきわめて少ない。

テフロンに関しても、定常アブレーションについての報告は非常に多い<sup>1)~5)</sup>が、物体内部の熱伝導まで考慮に入れた詳細な非定常解析の例は Economos<sup>6)</sup>(付録参照)のものだけである。しかし、Economosの場合、解析結果と一致しておらず(この事は本実験との比較において後に示す)、テフロンの非定常アブレーションは定性的にも説明されていない。

テフロンのアブレーションの問題は、定常アブレーションを取扱かう場合には物体側の熱伝導を非常に簡単化することができる。しかしこの事によって、テフ

ロンの溶融層の発達という重要な性質を見落とす結果となっている<sup>7)</sup>。この固体テフロンと異なった性質を持つ溶融層の発達が非定常アブレーションにおいては本質的な役割を持ち、この効果を無視するとアブレーション物体への空力加熱、内部熱伝導およびアブレーション速度等の解析結果に大きな影響を受ける。

そこで、テフロンのアブレーションにおける溶融層の性質を調べ、その結果を用いて溶融層の発達を考慮に入れたよどみ点領域での非定常アブレーションの差分解析を行なった。一方、アーク加熱高エンタルピ風洞を用いて、一樣な高温気流中にテフロンの鈍頭模型を急激に露出し、その内部温度、アブレーション速度の測定を行なった。両者の比較から、差分解析結果は実験結果と非常によく一致することがわかった。

本報告と、筆者がすでに報告したテフロンの定常アブレーションの報告<sup>7)</sup>とを合せて、テフロンのアブレーション現象の詳細な性質が総合的に調べられた。

### 2. 記 号

$a$ : 溶融面の  $x$  座標軸上での位置

$B$ : 噴き出しパラメータ  $B \propto m \sqrt{R_{\text{eff}}/p_0}$  <sup>7)</sup>

\* 昭和44年3月10日受付

\*\* 空気力学第一部

$b$ : 図 4 参照

$C_b$ : テフロン<sup>®</sup>の比熱

$d$ : 図 4 参照

$E$ : 活性化エネルギー

Entire: Entire [A] で A 以下の最大整数を表わす。

$h_0$ : よどみ点総エンタルピー

$h_m$ : テフロン<sup>®</sup>の溶融潜熱

$h_v$ : テフロン<sup>®</sup>の気化潜熱

$\Delta h_0$ :  $h_0 - h_w$

$i$ : 図 4 参照

$j$ : 図 4 参照

$k$ : テフロン<sup>®</sup>の熱伝導率または図 4 参照

$K$ : テフロン<sup>®</sup>の物性値の総称

$k_i$ : テフロン<sup>®</sup>の熱伝導率 ( $i=1, 2$ )

$k_m$ :  $T = T_m$  での熱伝導率

$L$ : 熱電対の  $x$  軸上での位置

$M$ : マッハ数

$\dot{m}$ : 単位時間、単位面積から気化する質量数

$p_0$ : ピトー圧力

$\dot{q}_B$ : 噴き出しのある場合の空力加熱量

$\dot{q}_0$ : 噴き出しのない場合の空力加熱量

$\dot{q}_{Cu}$ : カロリメータへの加熱量

$R$ : 普遍気体定数

$R_{eff}$ : 模型頭部の有効曲率半径

$r^*$ : 図 10 参照

$S$ : カロリメータ頭部円板の表面積

$s$ : アブレートしている表面の  $x$  軸上での位置

$\dot{s}$ : アブレーション速度

$T_a$ : アブレーション表面温度

$T_m$ : 溶融温度

$T_0$ : 物体の初期温度

$T(n, m)$ : 図 4 参照

$t$ : アブレーションが開始してからの時間

$\Delta t$ : 時間の差分

$x$ : 図 4 参照

$\Delta x$ :  $x$  の差分

$\delta_m$ : 溶融層の厚さ

$\kappa$ :  $k / (C_b \rho)$

$\phi$ :  $\dot{q}_B / \dot{q}_0$

$\rho$ : テフロン<sup>®</sup>の密度

添字

1: 溶融層内の物理量

2: 固体内の物理量

$w$ : 壁面上での流れの状態量

$s$ : 初期値

### 3. 非定常アブレーション

非定常アブレーションの解析にあたって、次の物理的仮定を置く。

- (1) 定常的な流れの中に、半無限長の軸対称鈍頭アブレーション物体を急激に露出する。
- (2) よどみ点領域を対象とし、物体内の熱伝導は一次元的である。
- (3) 一樣流中に急激に物体を挿入したとき、流れの側は準定常的取扱いができる\*。
- (4) 溶融したテフロンは、粘性が大きいので流動せず、もとの形を維持する。

ここで、仮定 (3) の妥当性は、流れの側と物体側との定常状態に達する時間の比較から推定されるが、解析結果と実験との比較から最終的に検討される。仮定 (4) は、溶融テフロン<sup>®</sup>の粘性が  $10^{11}$  ポアズ<sup>9)</sup> であること、および実験的にもその妥当性が示される<sup>7)</sup>。

テフロン<sup>®</sup>のアブレーションは

- (1) 溶融テフロン<sup>®</sup>の粘性が大きいので、溶融後も原形を維持する。
- (2) 溶融潜熱が小さく ( $14 \text{ cal/g}^9)$ 、気化潜熱 ( $370 \text{ cal/g}^9)$  に含めて取り扱える。
- (3) 溶融テフロン<sup>®</sup>の比熱、密度が固体テフロン<sup>®</sup>での値とあまり大きく違わない (図 4 参照)。

等の理由から、表面に生ずる溶融層を無視して昇華現象として一般に取り扱われている。しかし、定常アブレーションの簡単な解析と実験結果との比較から、昇華理論が成立せず、特に非定常アブレーションにおいては溶融層の役割が本質的に重要であることが次のように示される。

定常的にアブレートしているテフロン<sup>®</sup>の状態は、図 1 に示す通りであり、内部温度分布は次のように求まる。

\* 模型を流れの中に急激に露出する場合、流れの場が定常状態に達するまでの時間は、アブレーションが定常状態に達するまでの時間に比して非常に短かく、その影響はこの場合無視できる。次に、アブレーションが非定常であることにより、流れに混入するテフロン蒸気の割合が時間的に変化するので、流れの非定常的取扱いを要する。しかしその変化の速さが非常に小さいので、アブレーションによる空力加熱の減少については、各瞬間に定常流におけると同様の関係がなり立つと考える。すなわち

$$-k_1 \partial T_1 / \partial x|_{x=s} = q_0 - (k_v + 0.52 \Delta h_0) \rho_1 ds/dt$$

がなり立つと仮定する。

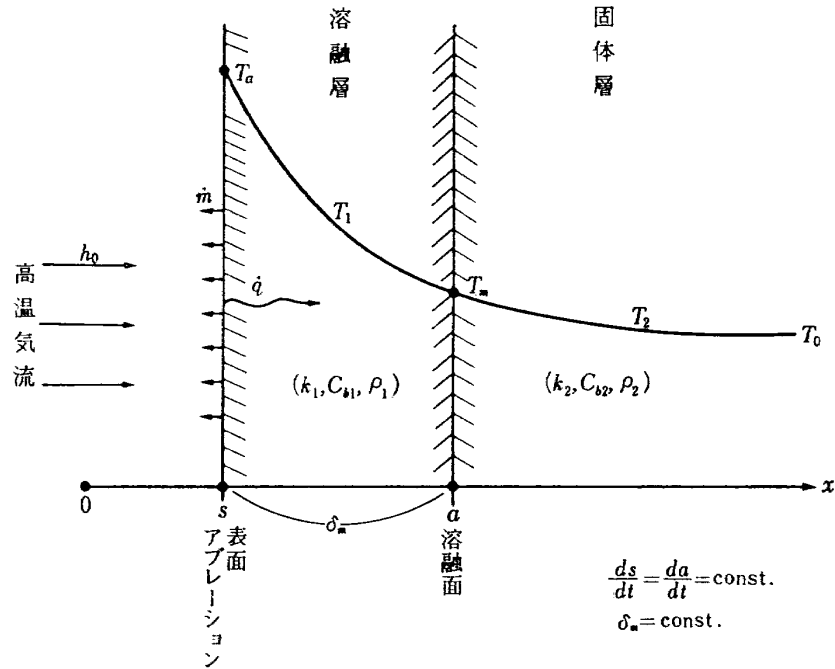


図1 テフロン定常アブレーション

昇華を仮定した場合：  
一次元熱伝導方程式

$$\kappa \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} = \frac{\partial T}{\partial t}$$

境界条件

$$x=s; T=T_a, \quad x \rightarrow \infty; T=T_0$$

これを解いて

$$T = T_0 + (T_a - T_0) \exp\left\{-\frac{\dot{s}(x-s)}{\kappa}\right\} \quad (1-a)$$

したがって

$$T_0 < T < T_a; \quad \frac{d \ln(T - T_0)}{dt} = \frac{\dot{s}^2}{\kappa} = \text{const.} \quad (1-b)$$

溶融層を考慮した場合：

$$\begin{cases} \kappa_i \frac{\partial^2 T_i}{\partial x^2} = \frac{\partial T_i}{\partial t} & (i=1, 2), (\kappa_1 \neq \kappa_2) \\ x=s; T_1=T_a, \quad x=a; T_1=T_m \\ x=a; T_2=T_m, \quad x \rightarrow \infty; T_2=T_0 \end{cases}$$

を解いて

$$\begin{cases} T_1 = T_a - (T_a - T_m) \frac{1 - \exp\left\{-\frac{\dot{s}(x-s)}{\kappa_1}\right\}}{1 - \exp\left\{-\frac{\dot{s}(a-s)}{\kappa_1}\right\}} \\ T_2 = T_0 + (T_m - T_0) \exp\left\{-\frac{\dot{s}(x-a)}{\kappa_2}\right\} \end{cases} \quad (2)$$

したがって

$$\left. \begin{aligned} T_m < T < T_a; \quad d \ln(T_1 - T_0) / dt \neq \text{const.} \\ T_0 < T < T_m; \quad d \ln(T_2 - T_0) / dt = \dot{s}^2 / \kappa_2 \\ = \dot{s}^2 / \kappa_2 = \text{const.} \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

ここで、もし  $\kappa_1 = \kappa_2$  とすると、(2) 式は (1-a) 式と (3) 式は (1-b) 式と一致することに注意する。

この結果と実験値とを比較するために、文献7)で筆者が行なった定常アブレーションの実験から内部温度分布の測定例を図2に示す。実験結果  $(\log(T - T_0) \sim t)$  を (1-b) 式および (3) 式と比較すると、 $\log(T - T_0)$  は  $T > T_m$  に至ると (3) 式が示す通り直線からずれてくるのが明らかである。このことから、熱的物性値  $\kappa = k / C_b \rho$  が溶融テフロンと固体テフロンでかなり異なった値になることがわかる。

$\kappa_2$  は既知であるから、 $\kappa_1$  を次のように求める。

溶融面での熱平衡から

$$-k_1 \frac{\partial T_1}{\partial x} \Big|_{x=a} = -k_2 \frac{\partial T_2}{\partial x} \Big|_{x=a} + \dot{s} \rho_2 h_m$$

これに (2) 式を代入して

$$\begin{aligned} \kappa_1 &= k_1 / C_{b1} \rho_1 \\ &= \dot{s} \delta_m / \ln \left\{ \frac{C_{b1} \rho_1 (T_a - T_m) + C_{b2} \rho_2 (T_m - T_0) + \rho_2 h_m}{C_{b2} \rho_2 (T_m - T_0) + \rho_2 h_m} \right\} \end{aligned} \quad (4)$$

ここで、 $\dot{s}, \delta_m, T_a, T_0, \rho_1, \rho_2$  の値は定常アブレーションの実験<sup>7)</sup>から、 $C_{b1}, C_{b2}, h_m$  の値は文献9)から得られるので、(4) 式から  $\kappa_1$  および  $k_1$  が求められる。これらの熱的物性値を、溶融テフロンと固体テフロンについて比較して図3に示す。ここで、 $k_2$  の値は文献

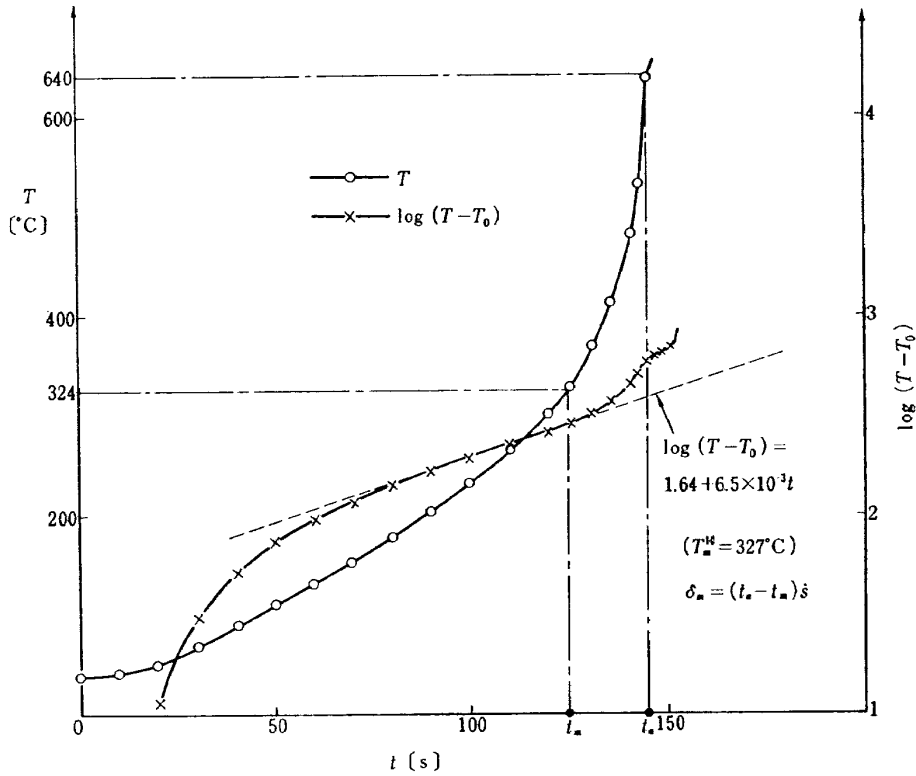


図 2 テフロン の定常アブレーションの実験結果<sup>7)</sup>

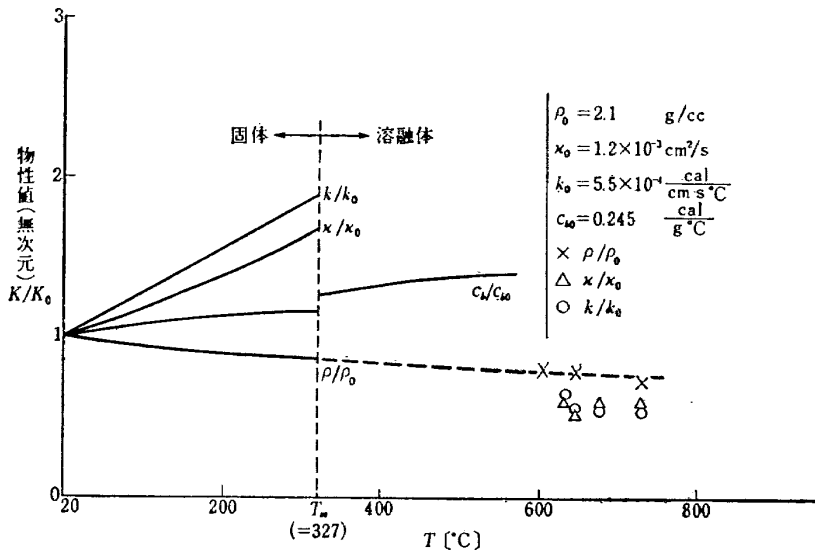


図 3 テフロン の物性値の温度、相変化に伴う変化

9), 10) から引用した。また,  $k_1$  の値は  $T = T_m \sim T_a$  での近似値であるが, 図 3 では便宜上  $T = T_a$  の位置にその値を記してある。

同図から, 固体テフロンと熔融テフロン の物性値  $\kappa$  の相違は  $C_0, \rho$  にはあまり依存せず, おもに  $k$  の相違によることがわかる。すなわちテフロン のアブレーションにおいては, その表面に生ずる熔融層が固体テフロンに比して小さい熱伝導率を持つため, これを無視して昇華とみなすことができない。定常アブレーション

においては熔融層の厚さが一定であるから, その熱伝導率の相違による熱伝導, 空力加熱への影響は簡単に知ることができる ((3) 式および文献 7))。しかし非定常アブレーションにおいては熔融層の厚さが時間と共に増加するため, 熔融層の存在により内部への熱伝導については表面からの加熱量が受ける影響も非定常的になり, 昇華を仮定した場合は本質的に異なった現象となる。

前述の Economos<sup>6)</sup> の方法は, 付録に示すごとく

溶融層を無視し、昇華（サブレーション）を仮定し、物性値はすべて定数と置いて非定常アブレーションの近似解析解を求めたものである。

そこで、この物性値を用いて溶融層の発達を考慮に入れた、非定常アブレーションの差分解析を次のように行なった。物性値は温度によって変化するものとして取り扱った。

流れに関しては準定常的取扱いができるので、その影響は表面での空力加熱量を物体内の熱伝導方程式に対する境界条件として与えるだけでよいことになり、現象を支配する基礎方程式および、境界条件、初期条件は次の通りとなる。

$$\frac{\partial}{\partial x} \left( k_1 \frac{\partial T_1}{\partial x} \right) = \frac{\partial}{\partial t} (C_{b1} \rho_1 T_1) \quad (5)$$

$$\frac{\partial}{\partial x} \left( k_2 \frac{\partial T_2}{\partial x} \right) = \frac{\partial}{\partial t} (C_{b2} \rho_2 T_2) \quad (6)$$

境界条件

$$x=s; -k_1 \frac{\partial T_1}{\partial x} = q_0 - (h_v + 0.52 \Delta h_0) \rho_1 \dot{s} \quad (7)$$

$$\dot{s}^3 = \frac{\kappa K \exp(-E/RT_a)}{(E/RT_a)(1-T_0/T_a)} \quad (8)$$

$$x=a; T_1 = T_m = T_2 = \text{const.} \quad (9)$$

$$-k_1 \frac{\partial T_1}{\partial x} = -k_2 \frac{\partial T_2}{\partial x} + h_m \rho_2 \dot{a} \quad (10)$$

$$x=d; -k_2 \frac{\partial T_2}{\partial x} = 0 \quad (11)$$

初期条件

$$t=0; s=0, a=a_s \quad (12)$$

ただし、物性値は図3から近似的に次の値を用いる。

$$\left. \begin{aligned} k_1 &= 2 \times 10^{-4} \text{ cal/cm s}^\circ\text{C} \\ k_2 &= 5.2 \times 10^{-4} + 1.6 \times 10^{-4} T_2 \text{ cal/cm s}^\circ\text{C} \\ C_{b1} &= 0.29 + 8.9 \times 10^{-5} T_1 \text{ cal/g}^\circ\text{C} \\ C_{b2} &= 0.24 + 1.4 \times 10^{-4} T_2 \text{ cal/g}^\circ\text{C} \\ \rho_i &= 2.1 - 7.0 \times 10^{-4} T_i \text{ g/cm}^3 (i=1,2) \end{aligned} \right\} (13)$$

表面温度  $T_a$  は (8) 式の Steg<sup>13)</sup> の式によってアブレーション速度と関連づけられる。(8) 式は、定常アブレーションの実験とかなり一致することが確かめられている<sup>5),7)</sup>。(11) 式は、差分計算の便宜上決めた断熱面での条件である。図4に示す通り、 $x=s \sim a$  が溶融層、 $x=a \sim d$  が考える固体層領域であり、計算の便宜上  $a \sim d$  間を温度変化の激しい領域と変化の少ない領域に分けて、境界を  $x=b$  とする。差分の取り方としては、 $x$  軸の差分要素  $\Delta x$  は、各瞬間における  $(a-s)$ 、 $(b-a)$ 、 $(b-d)$  をそれぞれ  $i, j, k$  等分した長さとした。したがって  $\Delta x$  は  $s$  および  $a$  の成長と共に変化する量となる。 $\Delta x, \Delta t$  で  $x$  および  $t$  を分割し、 $x=s, t=0$  から順に  $0, 1, 2, \dots, n, \dots$  と  $0, 1, 2, \dots, m, \dots$  の番号を付し、 $x=n\Delta x, t=m\Delta t$  における温度を  $T(n, m)$  で表わす。

(5)~(12) 式の差分表示は次のようになる。

溶融層;  $s \leq x \leq a$  ( $0 \leq n \leq i$ )

$$q_0 - \rho_1 (h_v + 0.52 \Delta h_0) \dot{s}(m) - k_1 \frac{T(0, m) - T(1, m)}{\{a(m) - s(m)\}/i} = \frac{a(m) - s(m)}{2i} \rho_1(n, m) C_{b1}(n, m) \frac{\Delta T(0, m)}{\Delta t}$$

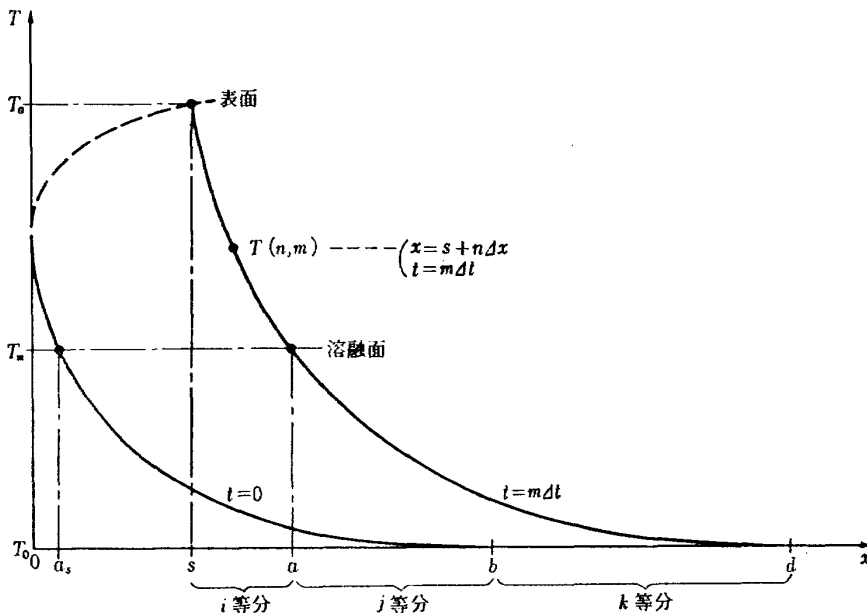


図4 非定常アブレーションの差分解析

$$k_1 \{ T(n-1, m) - 2T(n, m) + T(n+1, m) \} \\ = \left\{ \frac{a(m) - s(m)}{i} \right\}^2 \rho_1(n, m) C_{b1}(n, m) \frac{\Delta T(n, m)}{\Delta t} \\ k_1 \left[ \frac{T(i-1, m) - T(i, m)}{\{a(m) - s(m)\}/i} \right] - k_2(i+1, m) \\ \times \left[ \frac{T(i, m) - T(i+1, m)}{\{b(m) - a(m)\}/j} \right] = \rho_2(n, m) h_m \dot{a}(m)$$

固体層;  $a < x \leq b$  ( $i+1 \leq n \leq i+j$ ) および  
 $b < x \leq d$  ( $i+j+1 \leq n \leq i+j+k$ )

$$k_2(n, m) \{ T(n-1, m) - T(n, m) \} \\ - k_2(n+1, m) \{ T(n, m) - T(n+1, m) \} \\ = \left\{ \frac{b(m) - a(m)}{j} \right\}^2 \rho_2(n, m) C_{b2}(n, m) \frac{\Delta T(n, m)}{\Delta t} \\ k_2(i+j, m) \left[ \frac{T(i+j-1, m) - T(i+j, m)}{\{b(m) - a(m)\}/j} \right] \\ - k_2(i+j+1, m) \left[ \frac{T(i+j, m) - T(i+j+1, m)}{\{d(m) - b(m)\}/k} \right] \\ = \left[ \frac{\rho_2(i+j, m) C_{b2}(i+j, m) \{b(m) - a(m)\}}{2j} \right. \\ \left. + \frac{\rho_2(i+j+1, m) C_{b2}(i+j+1, m) \{d(m) - b(m)\}}{2k} \right] \\ \times \frac{\Delta T(i+j, m)}{\Delta t} \\ k_2(i+j+k, m) \left[ \frac{T(i+j+k-1, m) - T(i+j+k, m)}{\{d(m) - b(m)\}/k} \right] \\ = \left\{ \frac{d(m) - b(m)}{2k} \right\} \rho_2(i+j+k, m) C_{b2}(i+j+k, m) \\ \times \frac{\Delta T(i+j+k, m)}{\Delta t}$$

$s, a$  の増加に伴う  $\Delta x$  の減少, 熱膨脹に伴う  $b, d$  の増加を考慮に入れて,  $\Delta T/\Delta t$  は次のように表わされる。

$$s \leq x \leq a \\ \frac{\Delta T(0, m)}{\Delta t} = \frac{1}{\Delta t} \{ T(0, m+1) - T(0, m) \} \\ \frac{\Delta T(n, m)}{\Delta t} = \frac{1}{\Delta t} \left[ T(n, m+1) - T(n, m) \right. \\ \left. + \frac{T(n+1, m) - T(n-1, m)}{2\{a(m) - s(m)\}/i} \cdot \frac{n\Delta t}{i} \right. \\ \left. \times \{ \dot{s}(m) + \dot{a}(m) \} \right] \\ \frac{\Delta T(i, m)}{\Delta t} = 0$$

$$a < x \leq b \\ \frac{\Delta T(n, m)}{\Delta t} = \frac{1}{\Delta t} \left[ T(n, m+1) - T(n, m) \right. \\ \left. + \frac{T(n+1, m) - T(n-1, m)}{2\{b(m) - a(m)\}/j} \cdot \frac{(n-i)\Delta t}{j} \right. \\ \left. \times \{ \dot{a}(m) + \dot{b}(m) \} \right]$$

$$\times \{ \dot{a}(m) + \dot{b}(m) \} \\ \frac{\Delta T(i+j, m)}{\Delta t} = \frac{1}{\Delta t} \left[ T(i+j, m+1) - T(i+j, m) \right. \\ \left. + \frac{T(i+j, m) - T(i+j-1, m)}{\{b(m) - a(m)\}/j} \cdot \Delta t \dot{b}(m) \right]$$

$b < x \leq d$

$$\frac{\Delta T(n, m)}{\Delta t} = \frac{1}{\Delta t} \left[ T(n, m+1) - T(n, m) \right. \\ \left. + \frac{T(n+1, m) - T(n-1, m)}{2\{d(m) - b(m)\}/k} \cdot \Delta t \dot{b}(m) \right] \\ \frac{\Delta T(i+j+k, m)}{\Delta t} = \frac{1}{\Delta t} \left[ T(i+j+k, m+1) \right. \\ \left. - T(i+j+k, m) \right. \\ \left. + \frac{T(i+j+k+1, m) - T(i+j+k, m)}{\{d(m) - b(m)\}/k} \Delta t \dot{b}(m) \right]$$

ここで境界面の位置は

$$s(m+1) = s(m) + \dot{s}(m) \Delta t \\ a(m+1) = a(m) + \dot{a}(m) \Delta t \\ b(m+1) = b(m) + \dot{b}(m) \Delta t$$

で与えられるが,  $\dot{s}$  は Steg の式で,  $\dot{a}$  は溶融面での境界条件から,  $\dot{b}$  は次式から与えられる。

$$\dot{b}(m) = \frac{1}{\Delta t} \left( \frac{1}{l} \frac{dl}{dT} \right) \left[ \frac{b(m) - a(m)}{j} \sum_{n=i+1}^{i+j-1} \right. \\ \times \{ T(n, m+1) - T(n, m) \} + \frac{b(m) - a(m)}{2j} \\ \times \{ T(i, m+1) - T(i, m) + T(i+j, m+1) \\ \left. - T(i+j, m) \} \right]$$

ただし,  $\dot{b}(m)$  を含む熱膨脹の影響は,  $a < x < b$  間でのみ考慮し, 厚さの薄い溶融層, 温度変化の少ない  $b < x < d$  間ではこれを無視した。

以上を用いて, よどみ点エンタルピ  $dh_0$ , アブレーションのない時の空力加熱量  $\dot{q}_0$  および初期条件を与えれば, 任意時刻の温度分布と  $s$  および  $a$  が求められる。

次に実験との比較のために, テフロン内部に埋め込まれた熱電対の位置での温度が, 時間的にどのように変化するかを次のように求めた。

熱電対の初期位置を  $x = L_s$  ( $a < L_s < b$ ) とし, それが  $t = m\Delta t$  において所属する  $x$  の差分要素番号  $N(m)$  を熱膨脹を考慮に入れて決める。

$$L(m) - a(m) > \{b(m) - a(m)\}/2j \text{ の場合} \\ N(m) \\ = \text{Entire} \left[ \frac{L(m) - a(m) - \{b(m) - a(m)\}/2j}{\{b(m) - a(m)\}/j} \right] \\ + 2 + i$$



となり、 $t = (m+1) \Delta t$  での熱電対の位置は

$$L(m+1) = L(m) + \left( \frac{1}{l} \frac{dl}{dT} \right) \left[ \frac{b(m) - a(m)}{2j} \times \{T(i, m+1) - T(i, m)\} + \frac{b(m) - a(m)}{j} \sum_{n=i+1}^{N(m)-1} \{T(n, m+1) - T(n, m)\} \right]$$

したがって

$$N(m+1) = \text{Entire} \times \left[ \frac{L(m+1) - a(m+1) - \{b(m+1) - a(m+1)\} / 2j}{\{b(m+1) - a(m+1)\} / j} + 2 + i \right]$$

この時の熱電対位置での温度は

$$T_{\text{thermo}}(m+1) = T(N(m+1), m+1)$$

であり、前述の差分計算から与えられる。

$s(m) \leq L(m) \leq a(m)$  の場合についても同様に求められる。

実際の数値計算では、 $i=10, j=100, k=10$  とし、 $\Delta t$  に関しては、

$$\Delta t / \Delta x^2 \leq \rho_i C_{bi} / 2k_i \quad (i=1, 2)$$

を満足するように与えた<sup>14)</sup>。

#### 4. 実験装置と実験方法

実験装置の概要を示すと次の通りである。(詳細は文献 7), 15) を参照されたい。)

アーク加熱極超高速風洞の系統を図 5 に示す。作業気体には窒素を用い、その場合に得られる流れの諸量は次のようである。

貯気槽圧力: 400~700 mmHg(abs.)

ピトー圧力: 4~7 mmHg(abs.)

エンタルピ: 1,000~4,500 cal/g

マッハ数: 約 5

測定部に自由噴出された流れのピトー圧力分布の一例を図 6 に示す。

本実験で測定すべき諸量は、流れに関しては気体の質量流量、貯気槽圧力(この 2 量から  $h_0$  が求められる<sup>7)</sup>)、実験点におけるピトー圧力およびカロリメータによるよどみ点熱伝達量であり、アブレーションの測定としてはテフロンのアブレーション速度と、模型に埋め込まれた熱電対による内部温度の諸量である。

模型の構造を図 7 に示す。0.1 mmφ のクロメルアルメル熱電対を線状に仕上げ、粉末テフロン材料に埋めて加圧、焼成して 6 mmφ のテフロン棒とする。これを 16 mmφ (内径 6 mmφ) のテフロン円筒に埋めて模型とした。埋め込まれた熱電対の状態、接点の位

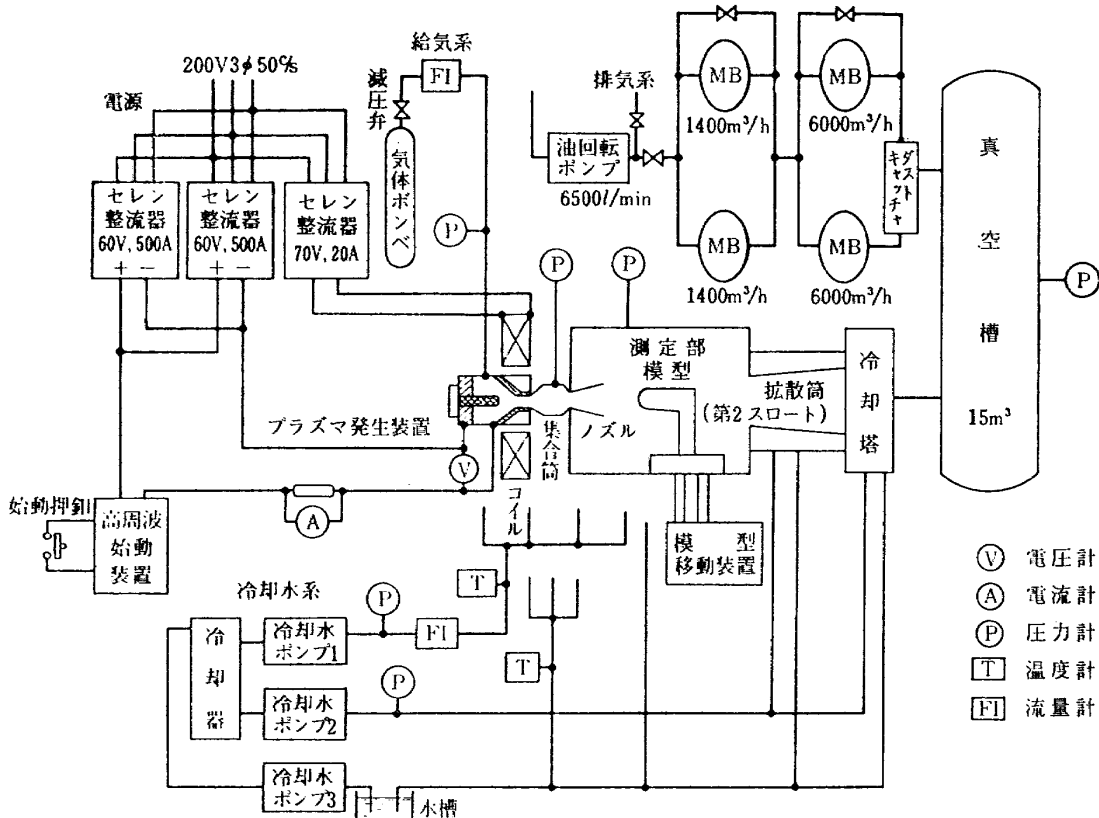


図 5 高エンタルピ風洞の実験系統

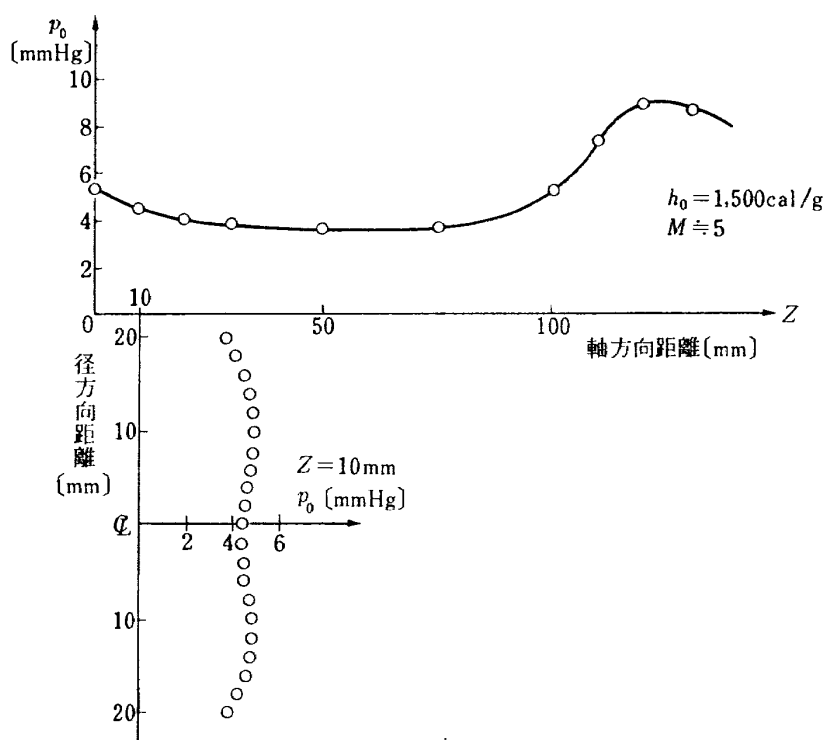


図 6 窒素の高エンタルピ流の圧力分布の一例

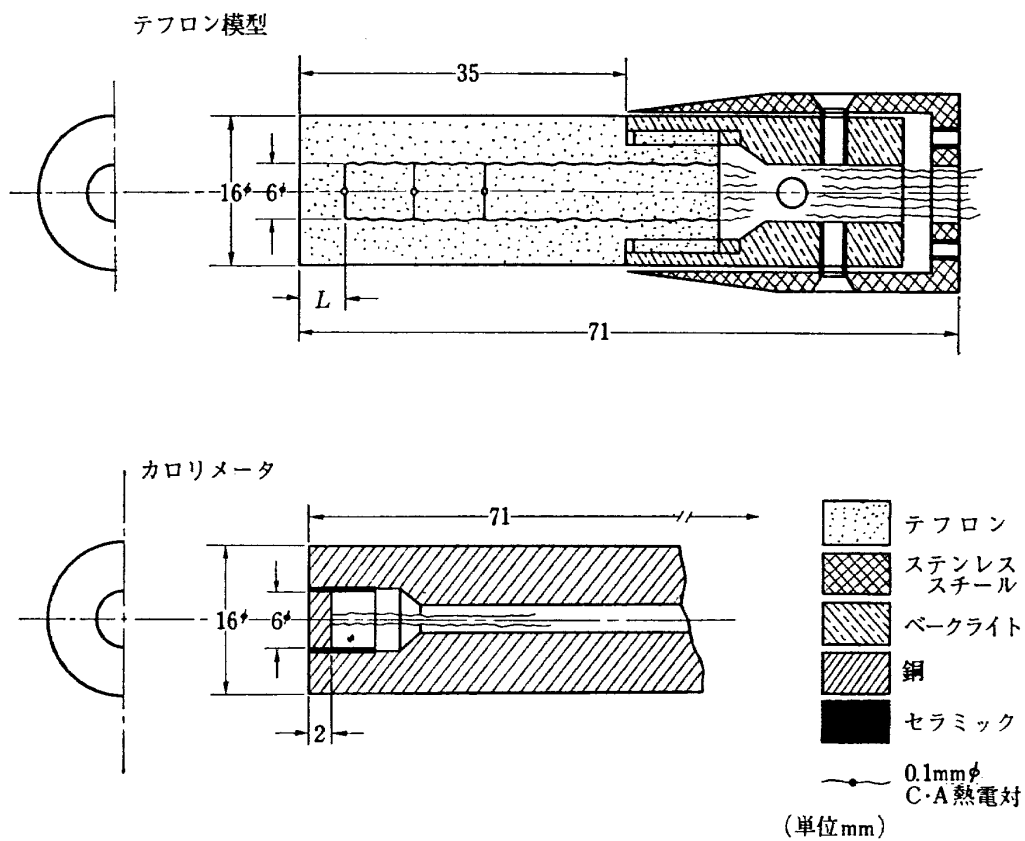


図 7 テフロン模型およびカロリメータ

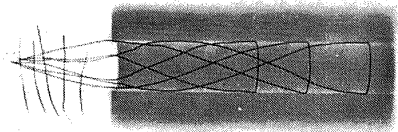


図 8 テフロン模型の Soft-X 線写真  
(熱電対はその接点を 6φ テフロン棒のほぼ中心に置き、線は互いに交叉せぬように 6φ テフロン棒を巻いて底部から導き出している)

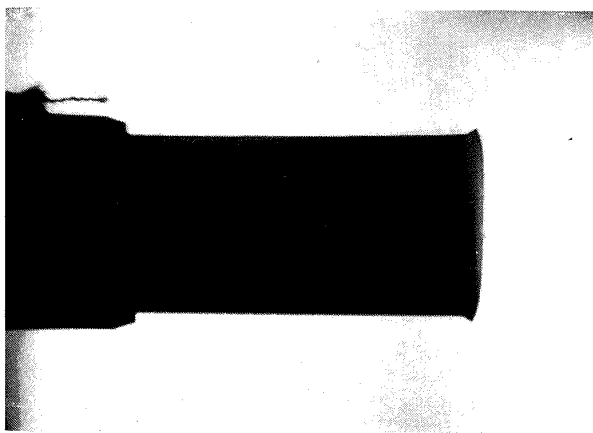


図 9 テフロン模型のアブレーション写真  
(加熱開始後 10 秒の写真)

置を調べるために、Soft-X 線写真 (図 8) を用いた。カロリメータは図 7 に示すとおり、裏面に熱電対を点溶接した薄い銅円板 (0.5 g) をその頭部に埋め、セラミックで周囲と断熱したものである。これを流れに急激に露出することによって測定される熱伝導量  $\dot{q}_{Cu}$  は、銅円板の温度上昇  $dT/dt$  の測定から

$$\dot{q}_{Cu} = \left( \frac{mC_b}{S} \right)_{disk} \frac{dT}{dt}$$

で求められる<sup>11)</sup>。(mC<sub>b</sub>/S)<sub>disk</sub> は、銅円板の単位表面積当りの熱容量を表わす。

流れは超音速ノズルから測定室に自由噴出され、実験はノズル出口から 10 mm の位置での流れの中心軸上で行なった。アブレーション実験は、模型を模型回転装置 (数個の模型取付け可能) によって急激に流れの中に挿入して加熱する。測定は、加熱直後からアブレーションによって熱電対が表面に露出するまでのあいだ、熱電対による温度変化、アブレーション速度について行なった。アブレーション速度の測定は、気流の発光が強いためシュリーレン光学系を用いた模型の暗影を数秒間隔で写真撮影して行なった (図 9)。同一回転装置にカロリメータを取り付け、アブレーション

実験に続いて、同一流れで  $\dot{q}_{Cu}$  を測定した。

### 5. 実験結果とその検討

$L_0=1.7$  mm の模型を用いて、よどみ点エンタルピ  $h_0=2,390$  cal/g、ピトー圧力  $p_0=5$  mmHg の流れの中でアブレーション実験を行なった。

カロリメータによる加熱量測定値は

$$\dot{q}_{Cu}=12.3 \text{ cal/cm}^2\text{s}$$

であった。これからテフロン表面への加熱量  $\dot{q}_0$  を求めるにあたって、流れが解離凍結していること<sup>\*</sup>、アブレーションしているテフロン頭部の形状が変化していること (図 9 参照) を考慮して次のように決めた。

テフロン表面は、解離窒素分子の表面再結合に対する触媒作用を持たない<sup>11)</sup>ため、

$$\dot{q}_0=12.3 \times \frac{1800}{2390}=9.3 \text{ cal/cm}^2\text{s} \quad (14)$$

となる。ただしこの流れの凍結エンタルピは  $\tilde{h}_0=1,800$  cal/g である。アブレートしているテフロン表面もまた非触媒性なので<sup>7)</sup>、 $\tilde{h}_0=h_0$  として (7) 式で用いることができる<sup>7)</sup>。

次に、flat face の模型は、加熱と同時に表面熱膨脹とアブレーションの影響で図 9 に示すように頭部形状が変形する。

加熱量は噴き出しがない場合、一般に

$$\dot{q}_0 \propto (h_0-h_w) \sqrt{p_0/R_{eff}} \quad (15)$$

となるが、Boison & Curtiss<sup>12)</sup> の実験によれば、円柱 (半径  $r^*$ ) の頭部 bluntness による  $R_{eff}$  への影響は図 10 のようである。flat face に対しては  $M=5$  で  $R_{eff}=3.7r^*$  であり、表面の曲率が大きくなるほど  $\dot{q}_0$  は大きくなる。

本実験では曲率の時間的変化を無視し、アブレーション写真から  $r^*$  が熱膨脹で 10% 増加した flat face を考えて (15) 式によって (14) 式を補正して、

$$\dot{q}_0=8.8 \text{ cal/cm}^2\text{s}$$

が常に模型に加えられたとして差分計算に用いた。

熱電対による温度測定結果、表面後退長さの測定結果、および  $h_0=1,800$  cal/g、 $\dot{q}_0=8.8$  cal/cm<sup>2</sup>s とした

\* 本実験では流れを解離させることは、本質的に意味のあることではなく、この圧力での解離エンタルピレベル  $h_0 \approx 1,300$  cal/g 以下で実験すればよいのであるが、 $h_0$  が小さいと  $\dot{s}$  が小さくなり実験時間が長くなって、比較すべき差分計算時間が膨大になる。計算時間を短縮させるためのまったく便宜的な目的で  $h_0$  を大きくとっている。

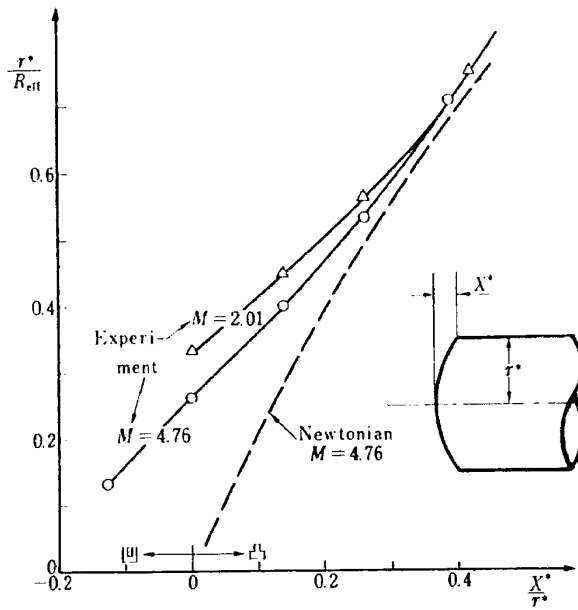


図 10 頭部 Bluntness と  $R_{eff}$  の関係 (文献<sup>12)</sup> より引用)

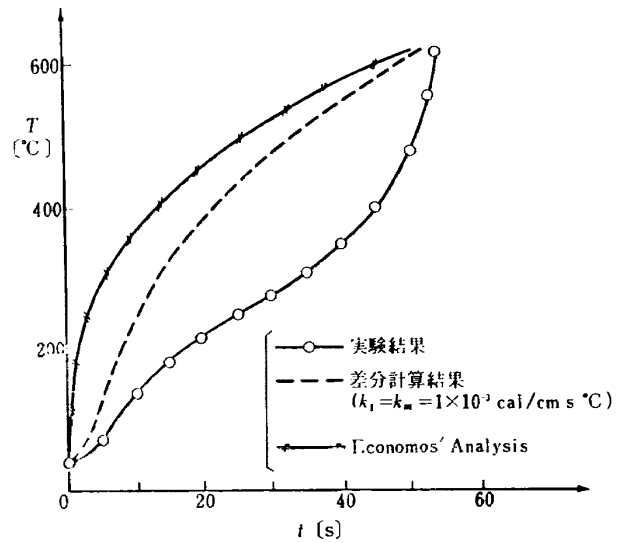


図 13 内部温度に関する,  $k_1=k_m$  とした差分計算値と Economos の近似解析値

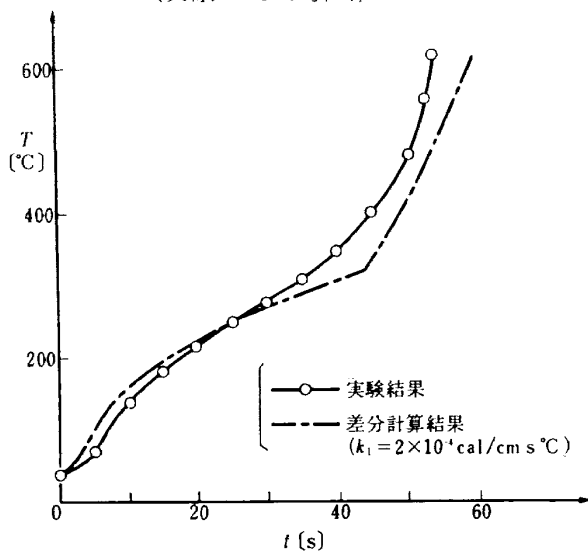


図 11 内部温度に関する実験値と差分計算値

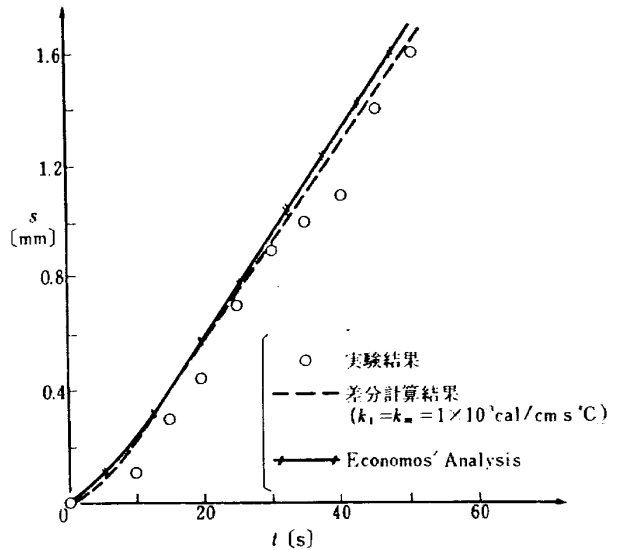


図 14 表面後退長さに関する,  $k_1=k_m$  とした差分解析値と Economos の近似解析値

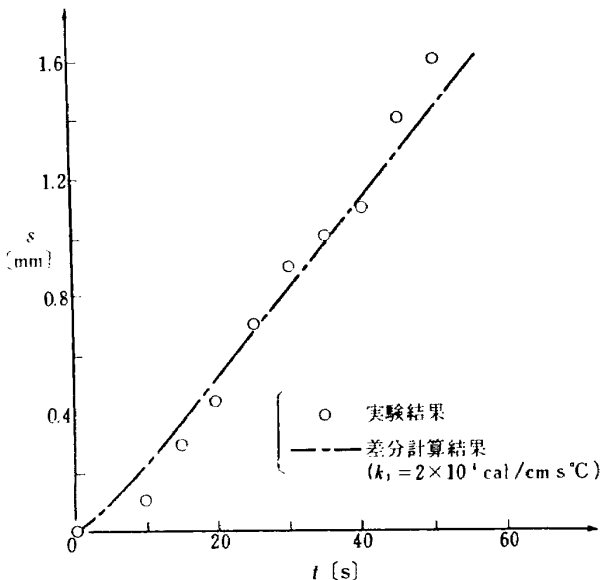


図 12 表面後退長さに関する実験値と差分計算値

差分計算結果を図 11, 12 に示す。

両図からみて、計算値と実験値はよく一致しており、後半のずれは頭部曲率が時間がたつにしたがって増加し、これが無視し得なくなったものと考えられる。また計算上、 $k_1$  の温度による変化を考慮に入れていない ( $k_1$  は  $T_m \sim T_a$  の平均的値で与えられている) ための誤差も当然含まれていると思われる。

次に熔融層の熱伝導率の全体の結果に及ぼす影響をみるために、 $k_1$  を  $T=T_m$  での固体テフロン の値  $k_m$  (図 3 参照) と置いて差分計算を行なった。またさらに、物性値  $k, C_b, \rho$  をすべて  $T=T_0$  での値で一定とし、Economos による近似解析解 (付録参照) を用いて計算した。これらの結果を、前述の実験結果と比較して図 13, 14 に示す。図 13 で  $k_1=k_m$  とした結

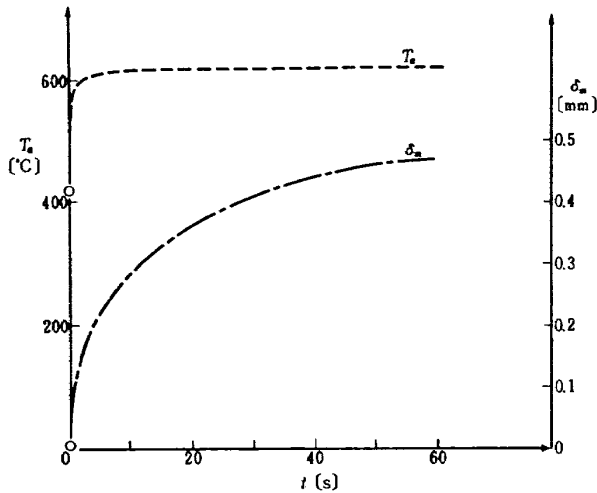


図 15 表面温度，溶融層厚さに関する差分計算結果

果は、 $t \div 5$  秒から実験値と異なった傾向を示し、定性的一致が得られない。さらに近似解析解は  $t=0$  から急激な温度上昇を示し、まったく実験と一致しない。これに反し、アブレーションによる表面後退長さに関しては、図 12, 14 から熱伝導率のみ値を変えても、他の物性値に大きな変化がない限り結果に大した影響は生じない。ただし、両者のこの約 20% の相違は定量的にはかなりの値ではあり、空力加熱量に大きな影響をもつ。

溶融層の厚さ、表面温度、物体内部の温度分布および空力加熱の時間的変化を差分計算 ( $k_1=2 \times 10^{-4} \text{ cal/cm s}^\circ\text{C}$ ) から求めて図 15, 16, 17 に示す。 $T_a$  は加熱と同時に急激に上昇し、短時間でほぼ一定値に達し、図 12 の  $s$  の測定と合せて、急速に定常アブレーションに達するよう見える。しかし、 $\delta_m$  の結果から、

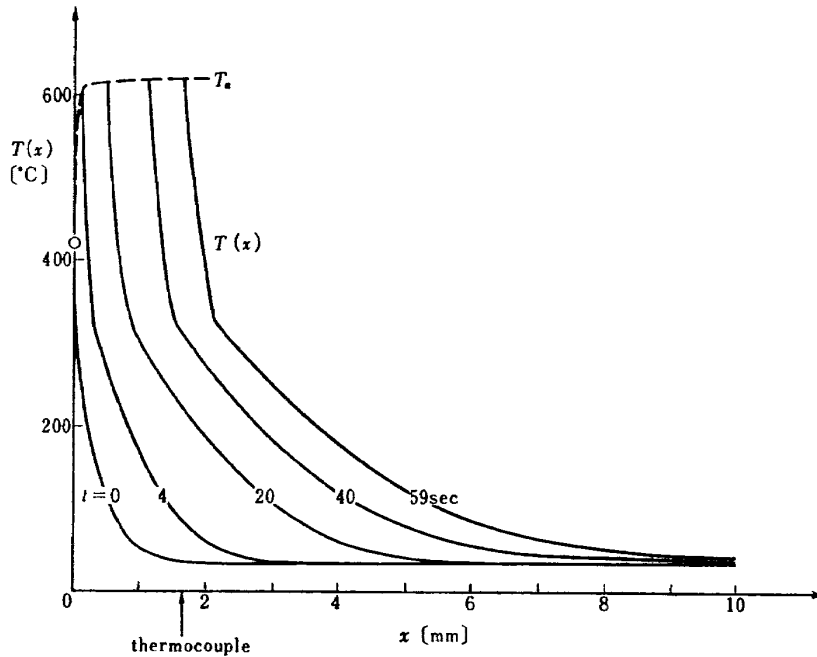


図 16 テフロン内部の温度分布に関する差分計算結果

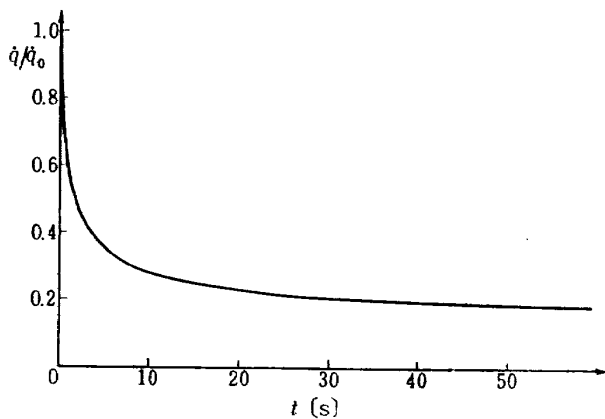


図 17 空力加熱の減少 ( $\dot{q}_0=8.0 \text{ cal/cm}^2\text{s}$ ,  $k_1=2 \times 10^{-4} \text{ cal/cm s}^\circ\text{C}$  とした差分計算結果)

完全な定常アブレーション ( $s, dT_a/dt$  が一定,  $\dot{\delta}_m=0$ ) に達するにはかなりの時間が必要であることが明らかである。空力加熱は数秒間に約 70% 減少するが、以後非常に勾配が小さくなることわかる。

図 16 で  $t \div 60$  秒では温度変化はかなり深くまで認められるが、 $x=d$  での温度変化は小さく、 $x=d$  での仮定 ( $k_2 dT/dx=0$ ) は大体妥当であることが示される。

以上の結果の比較から、アブレーション表面への空力加熱の算定において、流れに関する準定常的取扱いは妥当なものであるといえる。

実際の差分計算に当って、次の諸量の値を用いた。

$$a_s = 2.75 \times 10^{-3} \text{ cm}, \quad b_s = 0.5 \text{ cm}, \quad d_s = 1.0 \text{ cm}$$

$$i = 10, \quad j = 100, \quad k = 10$$

$$0 \leq t \leq 5 \text{ 秒} \quad \Delta t = 10^{-4} \text{ 秒}$$

$$5 < t \leq 60 \text{ 秒} \quad \Delta t = 10^{-3} \text{ 秒}$$

$$t = 0 \sim 59 \text{ 秒の計算時間 } 56 \text{ 分 (HITAC 5020 F)}$$

また、差分計算で考慮した熱膨脹による影響は、殆んど結果に表われなかった。したがって、テフロンのアブレーションにおいては、熱膨脹の効果は頭部形状を変化させることだけにあるといえる。

## 6. 結 論

テフロンの非定常アブレーションの実験から次のことが明らかになった。

(1) テフロンの溶融層の成長を考慮に入れて、非定常アブレーションの差分解析を行なった結果、テフロン内部温度、アブレーション速度に関する実験結果と非常によい一致が得られた。

(2) 溶融層を無視した差分解析、およびサブレーション理論に基づき Economos の解析結果は、いずれもテフロン内部温度に関する実験値とまったく一致せず、アブレーション速度に関しては 10~20% 程度の精度で実験値と一致した。アブレーションによる空力加熱減少効果が非常に大きいことを考慮すると、溶融層を無視した非定常解析はまったく適用できないといえる。

(3) 溶融テフロンの熱伝導率は、 $T \doteq 330 \sim 600^\circ\text{C}$  の平均値として与えると、 $k_1 \doteq 2 \sim 3 \times 10^{-4} \text{ cal/cm s}^\circ\text{C}$  である。また、文献(7)で著者の求めた  $\rho_1 \doteq 1.68 \text{ g/cm}^3$  を含めて、図3に示したテフロンの熱的物性値は、実用上十分信頼できる値であることが確かめられた。

(4) 差分解析結果によるとアブレーション速度（または表面温度）は、加熱後短時間ではほぼ一定値に近づくが、溶融層の厚さが一定値になるにはこれに比して非常に長時間を要し、これが熱伝導に大きな非定常効果を及ぼしている。(Economos はその解析に用いた  $T_a = \text{const.}$  の仮定を疑問視しているが、この仮定はかなりよく満足されていると思われる。)

(5) 非定常アブレーションに際しては、流れは準定常的に取り扱わうことができる。

本研究を進めるに当って、空気力学第一部平木部長、相原室長\* に有益なるご意見、ご討論を頂いた。また、実験、計算を通じて同部平林技官にご協力いただいた。

\* 現在東京大学工学部航空学科

## 文 献

- 1) Adams, M.C.: Recent Advances in Ablation, ARS Jour., Vol. 29, No. 9(1959)
- 2) Georgiev, S., Hidalgo, H. & Adams, M.C.: On Ablating Heat Shields for Satellite Recovery, AVCO Res. Rep. 65 (1959)
- 3) Vojvodich, N.S. & Pope, R.B.: The Influence of Ablation on Stagnation Convective Heating for Dissociated and Partially Ionized Boundary Layer Flow, Proc. of 1965 Heat Transfer and Fluid Mech. Inst. (Stanford Univ. Press 1965)
- 4) Marvin, J.G. & Pope, R.B.: Laminar Convective Heating and Ablation in the Mars Atmosphere, AIAA Jour., Vol. 5, No. 2 (1967)
- 5) 神元五郎, 上中義敏: プラズマジェット風洞内における、アブレーション物質の実験的研究, 日本航空宇宙学会誌, 15 巻, 161 号(1967)
- 6) Economos, C: Ablation Tests on Plastic Models in a Hypersonic Wind Tunnel, ARS Jour., Vol. 32, No. 7 (1962)
- 7) 野村茂昭: アブレーションによる空力加熱の減少の測定, 航空宇宙技術研究所報告 TR-167 (1968)
- 8) Chen, S.Y. & Allen, S.A.: Similarity Analysis for Transient Melting and Vaporizing Ablation, ARS Jour., Vol. 32, No. 10(1962)
- 9) Wentink, T.: High Temperature Behavior of Teflon, AVCO Res. Rep. 55 (1959)
- 10) Schultz, A.W. & Wong, A. K.: Thermal Conductivity of Teflon, Kel-F and Duroid 5,600 at Elevated Temperatures, Water Town Arsenel Labo. WAL TR 397/10 (1958)
- 11) 野村茂昭: 解離した極超高速流中での Teflon の熱伝導の測定, 航空宇宙技術研究所報告 TR-133 (1967)
- 12) Boison, J.C. & Curtiss, H.A: An Experimental Investigation of Blunt Body Stagnation Point Velocity Gradient, ARS Jour., Vol. 29, No. 2 (1959)
- 13) Steg, L.: Materials for Re-Entry Heat Protection of Satellites, ARS Jour. Vol. 30, No. 6 (1960)
- 14) Richtmyer, R.D.: Difference Methods for Initial Value Problems, Interscience Publisher, Inc. N.Y. (1957)
- 15) 野村茂昭: 非定常空力加熱の測定, 航空宇宙技術研究所報告 TR-162 (1968)

付録 Economos の近似解析解

Economos<sup>6)</sup> は、一定の物性値をもったテフロンによみ点非定常サブレーションを考へて、次のようにその近似解析解を求めた。

一次元熱伝導方程式

$$\kappa \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} = \frac{\partial T}{\partial t}$$

境界条件

$$\left[ \begin{array}{l} x=s; -k \frac{\partial T}{\partial x} = q_0 - (h_v + \beta \Delta h_0) \rho \dot{s} \\ x \rightarrow \infty; T = T_0 \end{array} \right.$$

初期条件  $t=0; T(x) = T_0$

ただし  $\beta$  は transpiration factor を表わす。

次の三つの仮定を置く。

- (1) 物性値は温度に対して一定である。
- (2) 表面温度は  $s$  に関係なく一定である。
- (3) 物体内部の温度分布が次式で表わされる。

$$T(x, t) = T_0 + (T_a - T_0) \exp\left(-\frac{x-s}{\delta}\right)$$

ここで、 $\delta = \delta(t)$  は thermal thickness を表わす。仮定 (3) の妥当性は次のようである。

$t \rightarrow \infty$  で

$$\delta \rightarrow \delta_{\text{const ablation}} = \kappa / \dot{s}$$

$$\begin{aligned} T &\rightarrow T_0 + (T_a - T_0) e^{-\frac{x-s}{\delta}} \\ &= T_0 + (T_a - T_0) e^{-(x-s)\dot{s}/\kappa} \end{aligned}$$

となつて、定常サブレーションの温度分布<sup>7)</sup>となる。

そこで、基礎方程式を  $x=s \sim s+\delta$  間で積分して

$$\int_s^{s+\delta} \kappa \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} dx = \int_s^{s+\delta} \frac{\partial T}{\partial t} dx$$

仮定した温度分布に関してこの積分方程式を解き、 $\delta = \delta(t)$ ,  $s = s(t)$  について次式を得る。

$$D\tau = \frac{1+\lambda}{\lambda^2} \ln \left[ \frac{\zeta}{(1+\lambda)\zeta - \lambda} \right] - \frac{1}{\lambda} \left( \frac{1}{\zeta} - 1 \right)$$

$$D\eta = \frac{\lambda}{1+\lambda} \left\{ D\tau - \left( \frac{1}{\zeta} - 1 \right) \right\}$$

ただし、

$$\left[ \begin{array}{l} D = \frac{e-1}{e-2}, V = T_a - T_0, \eta = \frac{\dot{q}_0 s}{kV}, \zeta = \frac{kV}{\dot{q}_0 \delta} \\ \tau = \kappa \left( \frac{\dot{q}_0}{kV} \right)^2 (t - t_s) \end{array} \right.$$

これから  $\delta = \delta(t)$ ,  $s = s(t)$  を求めて  $T = T(x, t)$  に代入して温度が求められる。(Economos の論文では、上式で  $D=1$  としているが、本質的には変らないであろう。)

この式を用いて本実験について解いた結果が図 13, 14 に示される。

この方法を溶融層を考慮した 2 層の問題に拡張することは、目下のところ困難である。

TR-169	VTOL 機操縦研究設備 Design and Construcion of VTOL Fligh Simulator System	1968年12月	樋口一雄, 百名盛之 三好範子, 岡部正典 山本六郎, 川原弘
TR-170	STOL 機の縦の自動安定制御方式に関する 研究 (I) 姿勢制御方式の解析 System Studies on Automatic Longitudinal Stabilization Control Systems for STOL Aircraft Part 1 Automatic Attitude Control Systems	1968年12月	堀川勇壮, 森 幹彦
TR-171T	Simple Flow Characteristics Across a Strong Shock Wave	Feb. 1969	Kenneth K. Yoshikawa
TR-172	高速における円錐体および三角翼, 動安定微 係数の測定 Measurement of Dynamic Stability Deriva- tives of Cones and Delta-Wings at High Speed	1969年2月	柳沢三憲
TR-173T	Coupling Effect of Radiative Heat on Con- vective Heat Transfer	Feb. 1969	Kenneth K. Yoshikawa
TR-174	Navier-Stokes 方程式に対する差分法 Difference Method for Navier-Stokes Equation	1969年4月	三好 甫
TR-175	低レイノズル数における NACA 0012 翼型 の失速特性について —失速フラッタの研究II— Stalling Characteristics of the NACA 0012 Aerofoil Section at Low Reynolds Num- bers	1969年6月	中村泰治, 磯貝絃二 江尻 宏
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さ制御の研究 —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	五代富丈, 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 Perfor- mance Index to Maximize the Measure of the Controllable Set	1969年7月	川幡長勝

---

## 航空宇宙技術研究所報告179号

昭和44年8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

---



