

UDC 533.6.011
536.2

航空宇宙技術研究所報告

TECHNICAL REPORT OF NATIONAL AEROSPACE LABORATORY

TR-162

よどみ点領域での非定常空力加熱の測定

野 村 茂 昭

1968年9月

航空宇宙技術研究所
NATIONAL AEROSPACE LABORATORY

既 刊 報 告

TR-140	流線法によるダクト流れ Streamline-Curvature Approach to Duct Flow Problems	1967年9月 藤井昭一, 宇野威信
TR-141	マトリクス内力法による半張殻構造の応力解析について Semi-Monocoque Structures Solved Numerically by the Matrix Force Method	1967年10月 川島矩郎
TR-142	動的模擬模型による姿勢のオンオフ制御実験 Experimental Studies on Some On-Off Attitude Control Systems Using a Dynamic Model	1967年10月 樋口一雄, 堀川勇壮 村上力, 小川敏雄 真柳光美
TR-143	高負荷燃焼器の一次燃焼領域の研究 Experimental Studies on the Primary Zone of High Intensity Combustors	1967年10月 鈴木邦男
TR-144	円管流の非定常熱伝達 第2報 薄い壁の場合 Transient Heat Transfer through a Thin Circular Pipe Due to Unsteady Flow in the Pipe	1967年11月 林二誠, 井上建二
TR-145	ロケット用耐熱材料の研究 Study on the Heat Insulation Materials for Rocket	1967年11月 吉田敏康
TR-146	半導体歪ゲージを用いる小型高感度加速度計の研究 Study on the Miniature Type High Sensitivity Accelerometer Using Semiconductor Strain Gages	1967年11月 田畠淨治, 大坪孔治 滝沢実
TR-147	固体ロケットモータのノズルにおける熱伝達の実験的研究 —プロペラント内へ添加されたアルミニウムの影響— An Experimental Investigation of Heat Transfer in the Nozzle of High-Aluminized Solid Rocket	1967年11月 五代富文, 湯沢克宜 伊藤克弥, 西村久男
TR-148	失速角以上で振動する翼のまわりの流れの観察 —失速フラッタの研究(I)— Optical Observation of the Separated Flow around an Oscillating Aerofoil at High Mean Angles of Attack with Special Reference to Stall Flutter	1968年2月 中村泰治, 磯貝紘二 江尻宏
TR-149	よどみ点におけるグラファイトのアブレーションの実験的研究 An Experimental Study of the Ablation of Graphite in the Stagnation Region	1968年2月 相原康彦, 野村茂昭 渡辺泰夫
TR-150	強化プラスチックの熱的物性値について (輻射加熱による測定) The Measurement of Thermal Properties of Reinforced Plastics at Temperatures up to 150°C (Infra-red Radiation Method)	1968年2月 小川鉱一, 野口義男
TR-151	空気力学的加熱の少ない極超音速飛しょう体 Minimum Heat Transfer Body at Hypersonic Speeds	1968年3月 相原康彦
TR-152	二次元二重円弧翼列の遷音速実験 High Speed Tests of Compressor Cascades with Double Circular Arc Blade Sections	1968年3月 近藤博, 義田光弘 山崎紀雄, 吉川昇
TR-153	アーク加熱衝撃波管による物体のまわりの高温気流の研究 Study of High Temperature Flow around Body Using an Arc-Driven Shock Tube	1968年4月 松崎利一, 上瀬千春

よどみ点領域での非定常空力加熱の測定*

野 村 茂 昭**

Measurements of Unsteady Aerodynamic Heating at Stagnation Region

Shigeaki NOMURA

Presented in this report is a method of measuring heat transfer to a body which suffers unsteady aerodynamic heating as well as surface reaction at the stagnation region. The method consists of finite difference analysis of one-dimensional heat conduction in a body with physical properties dependent on temperature.

Experiments were conducted in an arc-heated high-enthalpy wind tunnel and in a radiation heating apparatus, using slender rod models made of fine-grained graphite for spectroscopic use.

The heat transfer rates related to the surface temperature were obtained continuously for the case of steady radiation heating and unsteady aerodynamic heating caused by changes of stagnation enthalpy, surface temperature, and combustion rate.

The experimental results show that this method is valid for such applications and that the accuracy of surface temperature measurement is better than that of heat transfer rate measurement; this, however, is expected to be improved at increased heat transfer rates.

As for the surface combustion, the results were in good agreement with Scala's theory in the diffusion controlled combustion region, but the agreement was only qualitative in the rate controlled region.

The temperature dependency of physical properties of materials is also discussed.

1. まえがき

宇宙飛しょう体の大気圏再突入時等において、よどみ点領域での高温気流と防熱材料表面との間で、諸種の相互作用——解離、電離粒子の再結合、表面の溶融、蒸発、燃焼等——が急速に進行し、その結果飛しょう体は非常に大きな非定常空力加熱を受ける。

このような高速飛しょう体の受ける非定常空力加熱は、(1)飛しょう条件の変化に伴う、よどみ点エンタルピの変化、(2)表面温度の変化、によると共に、(3)相互作用の進行速度の変化、が重要な原因となってい る。

相互作用の進行速度は、よどみ点エンタルピ、表面温度に大きく依存するが、再突入時では、よどみ点エンタルピは急激に変化するため、相互作用の進行は定

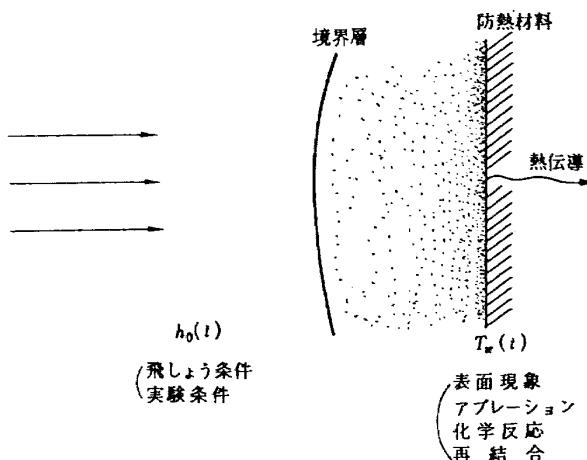


図 1 非定常空力加熱の諸要素

常的ではあり得ない。

しかるに、従来のこれらの相互作用に関する研究^{1), 2), 3), 4)}は、数例の試み^{5), 6)}を除いて、ほとんどが定常解析に止どまり、非定常現象を良く説明し得ない。

* 昭和43年10月28日受付

** 空気力学第一部

非定常加熱の代表的例として、グラファイトの表面燃焼を上げると、Diaconis, Gorsuch & Sheridan¹⁾および Welsh & Chung²⁾等が、高エンタルピ空気流中で燃焼実験を行なっている。グラファイトの表面燃焼速度は、加熱と共に急速に変化する表面温度に大きく依存するが、これらの実験はいずれも、燃焼の時間積分に相当する質量欠損に基づいており、燃焼の詳細な測定ができない。

一方最近、近藤³⁾は、グラファイトの表面から一定加熱を急に加えた場合の非定常熱伝導を、温度と共に大きく変化する物性値を考慮に入れて解析的に解いており、さらにこの方法を用いて、ゆっくりした燃焼のある場合の解析が検討されている。

しかし、いずれも非定常燃焼を詳細に調べることは困難とされている。

そこで、一般に相互作用を伴う非定常力加熱がある場合、加熱量をよどみ点エンタルピ、表面温度と関連づけて、連続的に測定する方法を開発し、高エンタルピ流中でよどみ点近傍でのグラファイトの表面燃焼を伴う非定常空力加熱の測定を行なった。

ただし、この解析法では、アブレーションによる表面後退、ならびに熱膨張等が著しい場合は含まれない。

2. 記号

c_b : 物体の比熱	[cal/g°C]
c_p : 気体の定圧比熱	[cal/g°C]
h : エンタルピ	[cal/g]
I : 分割長さの番号	
K : 物体の物性値の総称	
k : 物体の熱伝導率	[cal/cms°C]
l : x 軸の分割量	[cm]
m : 分割時間の番号	
M : カロリメータの銅小片の質量 [g]	
\dot{q} : 単位時間、単位面積当りの加熱量 [cal/cm²·s]	
r : 半径	[cm]
S : 面積	[cm²]
t : 時間	[s]
T : 温度	[°C]
x : 物体表面から内部へ測った長さ [cm]	
Δt : 時間の分割量	[s]
ϵ : 物体表面の熱輻射能	
λ : 波長	[μ]
ρ : 密度	[g/cm³]
σ : ステファン・ボルツマン定数 [cal/cm²s°K⁴]	

添字

- o: 流れのよどみ点状態
- w: 物体表面上での状態

3. 測定原理

定常な流れの中で加熱を受けている物体の表面の状態は、流れと表面の間に相互作用（アグレーションを除く。以下同じ）がある場合も含めて、物質の種類を決めてしまえば、表面温度のみに支配される。したがって、空力加熱が物体の性質によって影響を受ける場合も含めた任意の非定常空力加熱は、表面温度を同時に決めれば、これ以外の物体の性質を考慮することなく決定することができる。さらに、加熱を受けている物体の表面温度と加熱量は、物体内部の熱伝導を考える限り、その境界条件とみなすことができるので、この問題は流れの場から切離して、物体側のみで考えることができる。

物体内部の熱伝導は、よどみ点近傍のみを考えて、一次元的であると仮定する。

非定常一次元熱伝導方程式は

$$\frac{\partial}{\partial x} \left[k(T) \frac{\partial T(x, t)}{\partial x} \right] = \frac{\partial}{\partial t} [\rho(T) c_b(T) T(x, t)] \quad (1)$$

境界条件としては、通常行なう境界の物理的仮定が与えられないので、物体内部の2点の温度を測定することによって、初期条件とあわせて次のように与える。

$$\begin{cases} x=x_1: & T=T_1(t) \\ x=x_2: & T=T_2(t) \\ t=0: & T=T_0(x) \end{cases} \quad (2)$$

(1) 式を (2) 式の条件のもとに解くことができれば、その結果を用いて、表面温度と加熱量はそれぞれ次式から求められる*。

* (2) 式の条件で囲まれる $x_1 \leq x \leq x_2$ の領域では、 $T(x, t)$ は (1) 式から一義的に得られるはずであるが、(3) 式で求めるべき量は (2) 式で囲まれる領域の外側での量なので、この解の一義性にふれておく必要がある。

$x_1 \leq x \leq x_2$ では $T(x, t)$ が得られているとすると、(1) 式を書きなおして、

$$\lim_{\Delta x \rightarrow 0} \left[k[T(x_1, t)] \frac{\partial T(x_1, t)}{\partial x} - k[T(x_1 - \Delta x, t)] \frac{\partial T}{\partial x}(x_1 - \Delta x, t) \right] / \Delta x = \frac{\partial}{\partial t} (\rho c_b T(x_1, t))$$

において、右辺および左辺第1項は既知である。したがって、 $0 < \Delta \ll x_1$ として、 $k \frac{\partial T(x_1 - \Delta x, t)}{\partial x}$

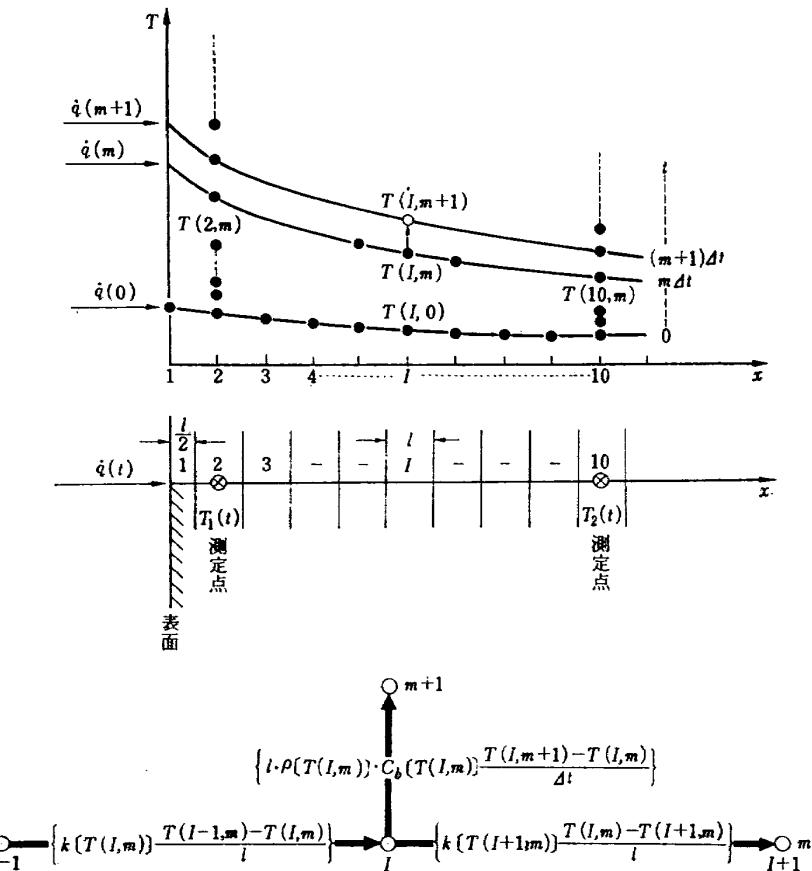


図 2 一次元熱伝導の差分解析

$$\left. \begin{aligned} x=0: \quad T &= T_w(t) \\ x=0: \quad \dot{q}(t) &= -\left[k(T) \frac{\partial T}{\partial x} \right]_w \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

表面での化学反応等を考慮に入れるためには、表面温度はかなり高い範囲まで含める必要がある。材料の物性値は多くの場合、このように広い温度範囲にわたって一定とみなすことはできないので、温度の関数と考えた(付録参照)。(2)式の条件としては測定値を用いるので、(1)式は解析的に解くことはできず、以下に示す差分法によって解く。

図 2 に示すように、加熱を受ける物体を表面から x 軸に垂直な平面で間隔 l (先端部のみ $l/2$) で分割し、時間軸は Δt で分割する。分割された各部には、それぞれ表面から順に $I(1, 2, 3, \dots)$ 、加熱開始時刻から順に $m(1, 2, 3, \dots)$ の番号を付す。 $x=(I-1/2)l$, $t=m\Delta t$ での温度を $T(I, m)$ で表わす。また、(2)

が得られ、これから $T(x_1 - \Delta x, t)$ が求められる。同様にして、 $x_1 \leq x \leq x_2$ の外側での温度および熱伝導量が一義的に決められる。すなわち、 $x_1 \leq x \leq x_2$ での $T(x, t)$ の分布を満足させるような物体表面での条件(3)式は一通りしかないことがわかる。

式の条件としては、 $T(2, m)$, $T(10, m)$ および $T(I, 0)$ で与えるものとする。

場所 $x=(I-1/2)l$, 時刻 $t=m\Delta t$ での熱平衡は、

(1) 式から次式で表わさる。

$$\begin{aligned} I > 1: \quad & k[T(I, m)]\{T(I-1, m) - T(I, m)\} \\ & - k[T(I+1, m)]\{T(I, m) \\ & - T(I+1, m)\} \\ = & l^2 \rho c_b [T(I, m)]\{T(I, m+1) \\ & - T(I, m)\}/\Delta t \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} I = 1: \quad & \dot{q}(m) - k[T(2, m)]\{T(1, m) - T(2, m)\}/l \\ = & l \rho c_b [T(1, m)]\{T(1, m+1) \\ & - T(1, m)\}/2\Delta t \end{aligned}$$

時刻 $t=(m+1)\Delta t$ での内部温度、表面温度および加熱量は、上式から次のように与えられる。

$$\begin{aligned} 2 < I < 10: \quad & T(I, m+1) = T(I, m) \\ & + (\Delta t/l^2 \rho c_b [T(I, m)]) \\ & \times [k[T(I, m)]\{T(I-1, m) \\ & - T(I, m)\} - k[T(I+1, m)] \\ & \times \{T(I, m) - T(I+1, m)\}] \quad (4) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} I = 1: \quad & T(1, m+1) = T(2, m+1) \\ & + \{k[T(3, m+1)]/k[T(2, m+1)]\} \\ & \times \{T(2, m+1) - T(3, m+1)\} \end{aligned}$$

$$+ \{l^2 \rho c_b [T(2, m+1)] / k [T(2, m+1)]\} \\ \times \{T(2, m+2) - T(2, m+1)\} / \Delta t \quad (5)$$

$$I=1: \dot{q}(m+1) = k[T(2, m+1)] \{T(1, m+1) \\ - T(2, m+1)\} / l + l \rho c_b [T(1, m+1)] \\ \times \{T(1, m+2) - T(1, m+1)\} / 2 \Delta t \quad (6)$$

ただし、ここで、 l, ρ は熱膨張の影響を無視して、定数としている。実験に用いたグラファイトの物性値の温度に伴う変化は、図 4 に示す通りで、差分計算においては、それぞれ次式で近似して与えた。

$$k(T) = 0.05 + 0.295(3.6 \times 10^{-7} T^2) \\ + 1.80 \times 10^{-3} (T+1)^{-1} \text{ cal/cms}^\circ\text{C}$$

$$c_b(T) = 0.56 - 0.415(1.54 \times 10^{-6} T^2) \\ + 2.33 \times 10^{-3} (T+1)^{-1} \text{ cal/g}^\circ\text{C}$$

$$\rho = 1.58 \text{ g/cm}^3$$

また、(1) 式の左辺を、

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(k[T(x, t)] \frac{\partial T(x, t)}{\partial x} \right) \\ = k(T) \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{dk(T)}{dT} \left(\frac{\partial T}{\partial x} \right)^2 \\ \approx k(T) \frac{\partial^2 T}{\partial x^2}$$

(後に示す実験では、 $\frac{dk(T)}{dT} \left(\frac{\partial T}{\partial x} \right)^2 / k(T) \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} < 10^{-2}$ の程度) で近似すると、(4), (5) 式は若干簡単化される。

かくして、(2)式の条件 $T(I, 0)$ から出発して、 $T(2, m)$, $T(10, m)$ が与えられている時間内で、内部温度、表面温度および加熱量が (4), (5), (6) 式から求められる。

ここで、 l と Δt の値は、解が発散しないために、次の条件を満足しなければならない⁹⁾。

$$\Delta t / l^2 \leq \rho c_b / 2k \quad (7)$$

なお、以上の式を用いて全く逆の操作も可能である。すなわち、加熱量を与えて表面温度、内部温度が決められる。与える加熱量が一定の場合については、物性値が一定ならば簡単に解析解が得られるが、物性値の温度変化を考慮に入れると、付録 2 に示すように完全な形では得られていない。

4. 実 験

4.1 模 型

模型の構造には、よどみ点で表面から流入した熱が、物体内部で一次元的に伝わること、物体内部の 2 点の温度を連続的に与え得ることが要求される。これらを考慮して、図 3 に示すとおりのものとした。

模型の形状は円柱状とし、その中心にはセラミックリングで断熱的に支持された直径 6 mm、長さ約 35 mm のグラファイト棒を埋め込んである。グラファイトには、軸に直角に 3 本の熱電対を埋め込み、その内の 2 本で $T_1(t)$ と $T_2(t)$ を与える。これを (2) 式の条件として計算して求めた、他の 1 本の熱電対の位置での温度と、その熱電対による測定温度との比較を行なう。

カロリメータは同図に示すように、模型と全く同一寸法のものである。円柱先端部に約 1 g の銅小片を周囲と断熱して埋め込み、加熱開始直後のその温度上昇から、次式を用いて加熱量を求める。

$$\dot{q}_{\text{copper}} = \frac{Mc_b}{S} \frac{dT}{dt}$$

この方法で空力加熱量を測定した結果が、Fay & Riddell の理論値とよく一致することは、著者による風洞実験で詳しく調べられている¹⁰⁾。

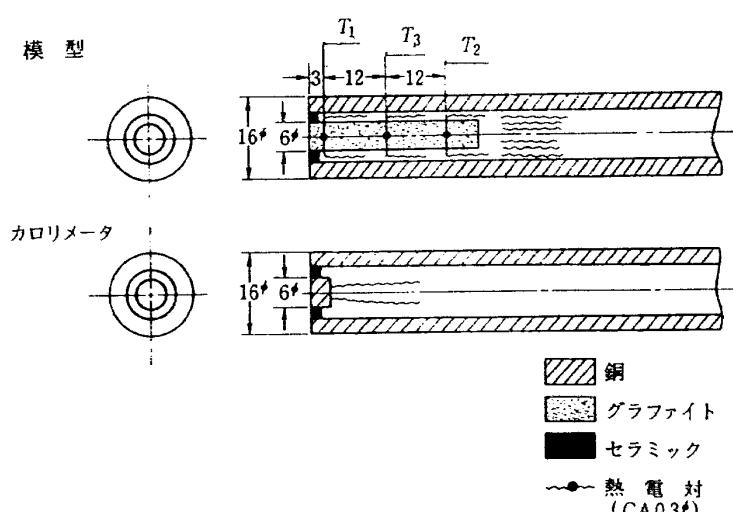


図 3 模型とカロリメータ

模型に用いたグラファイトは、日本カーボン社製の分光分析用高純度のもの(SR-6)であって、分光分析による純度測定結果が付されている。また、グラファイトの物性値の温度との関係¹¹⁾は、図4に示すとおりである。

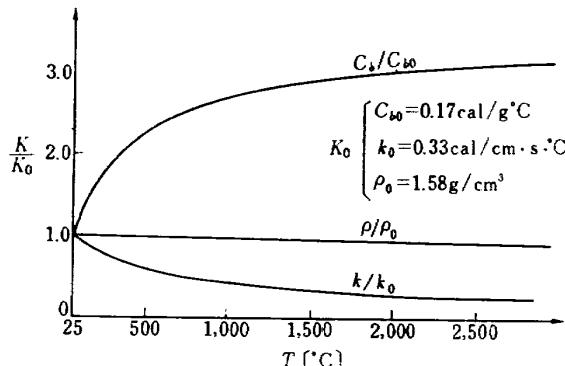


図4 グラファイトの物性値

密度変化は無視できる程度である。本製品については、その物性値がこの値とよく一致するものであることが同社で確認されている。

4.2 実験装置

実験は、赤外線輻射による定常加熱実験、およびアーク加熱極超音速風洞を用いた非定常空力加熱の実験を行なった。

赤外線輻射装置の実験系統を図5に示す。真空槽の中に、赤外線ランプ(500 W スポット型)、模型および光電管を図のように配置し、圧力約 10^{-2} mmHg の下で実験を行なった。模型の加熱終了後、同一位置に表面を黒化したカロリメータを置き、再び加熱する。この間、光電管で輻射強度の安定性を確認する。真空

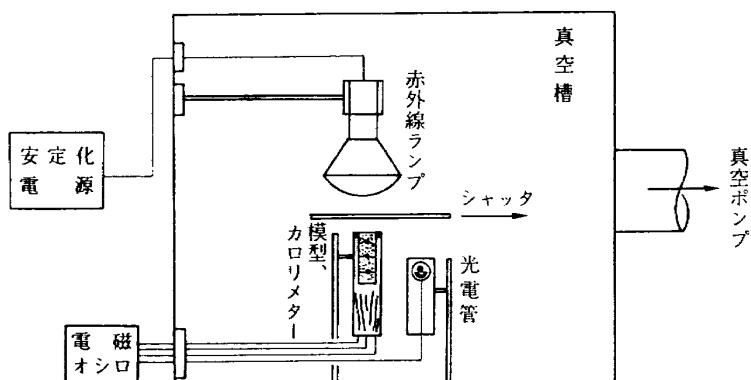


図5 輻射加熱実験の系統

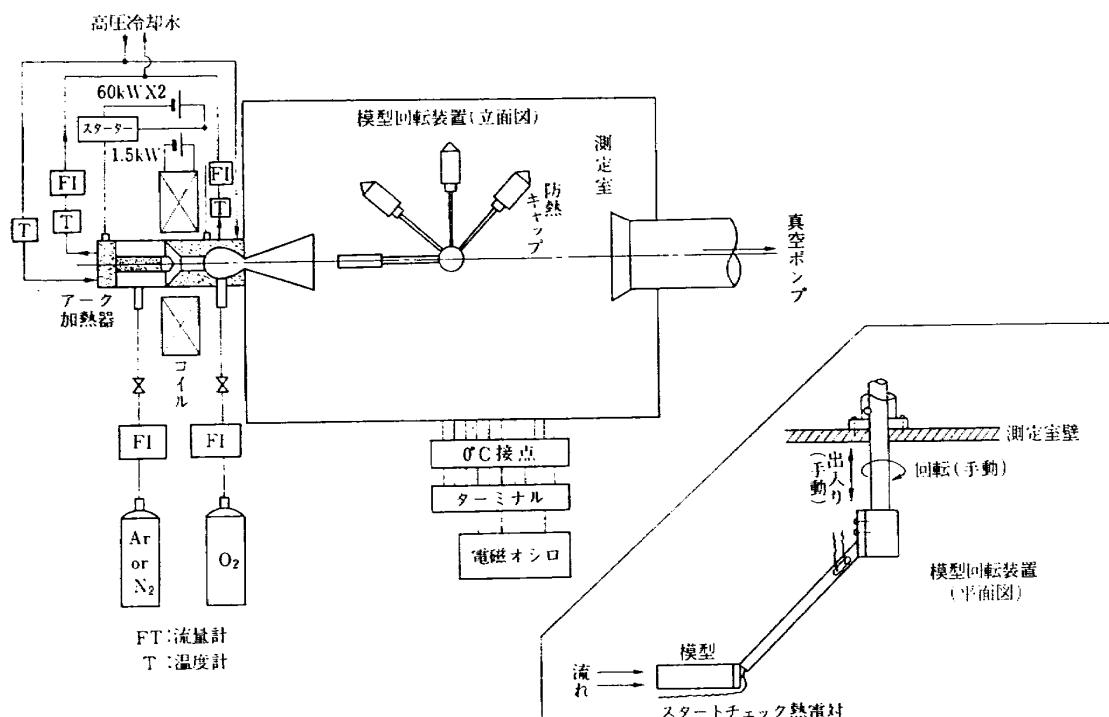


図6 アーク加熱極超音速風洞の系統

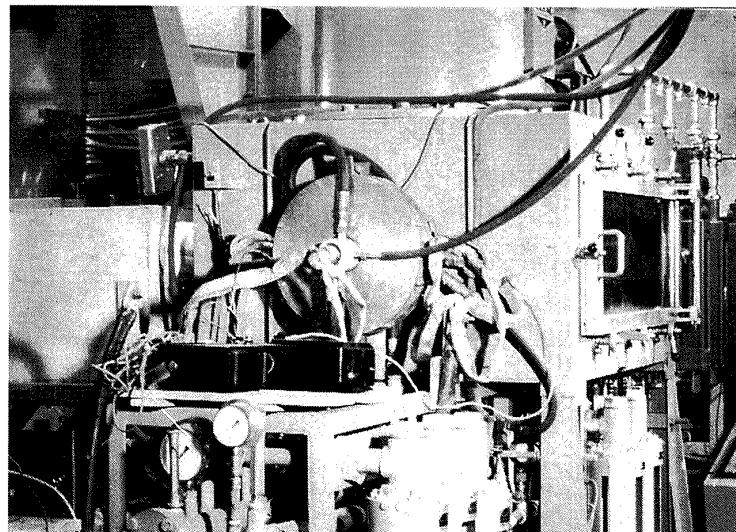


図 7 アーク加熱極超音速風胴の外観

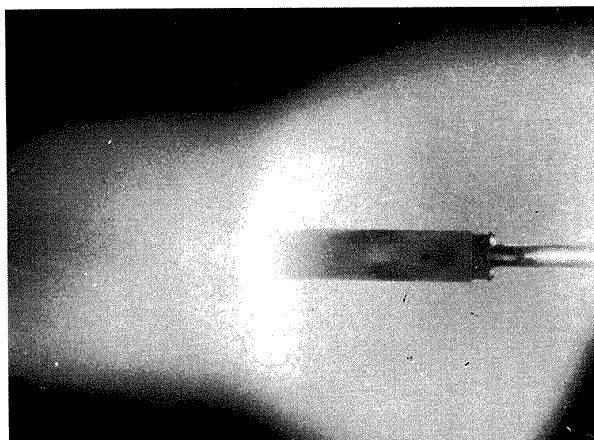


図 8 窒素の高エンタルピ流中での実験

中で実験することにより、ランプからの対流加熱、グラファイト側面から大気中への熱伝達を無視することができる。

アーク加熱極超音速風胴の実験系統ならびに外観を図 6、図 7 に示す。アーク加熱器に流入した作動気体は、磁気駆動された直流アークによって加熱された後、貯気槽、極超音速ノズルを通って測定室内に自由噴出される。その後、拡散筒、熱交換器、真空タンクを経て、真空ポンプで連続的に排出される。流れの安定時間は数十分の程度である。作動気体としては、アルゴン、窒素および窒素と酸素の混合気体を用いた。アルゴンおよび窒素はアーク上流から流入したが、酸素は放電電極の損耗を避けるために、アーク下流の貯気槽で混入した。図 8、図 9 に、窒素およびアルゴンの高エンタルピ流中での実験の模様を示す。

風胴の測定室側壁に取付けられた模型回転装置（図 10）によって、同一条件の流れの中に、四つの模型を順次挿入することができる。模型およびカロリメータ

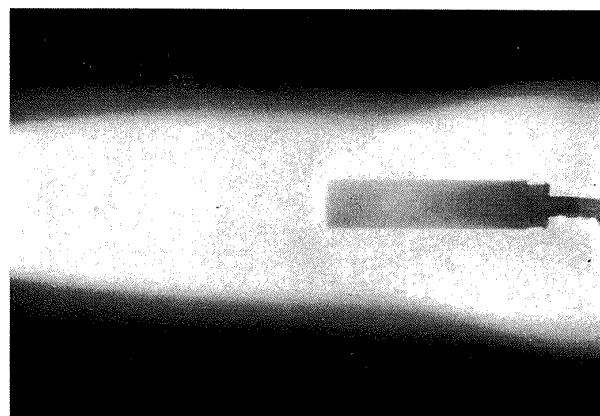


図 9 アルゴンの高エンタルピ流中での実験

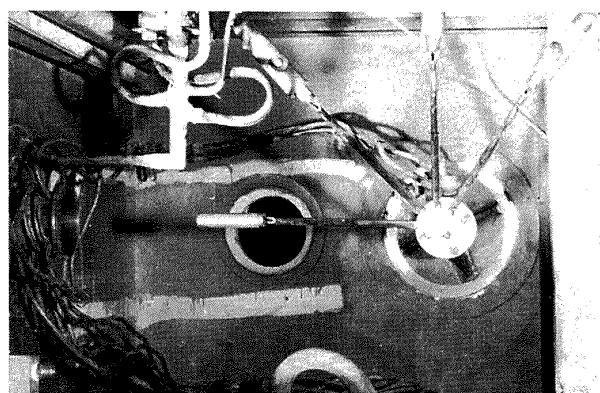


図 10 測定室内の模型回転装置

には、それぞれ高温気流にさらすと脱落する防熱キャップがかぶせてある。

風胴の系統、特性等の詳細については、文献^{10), 12), 13)}を参照されたい。

5. 実験結果とその数値解析

5.1 定常輻射加熱の測定

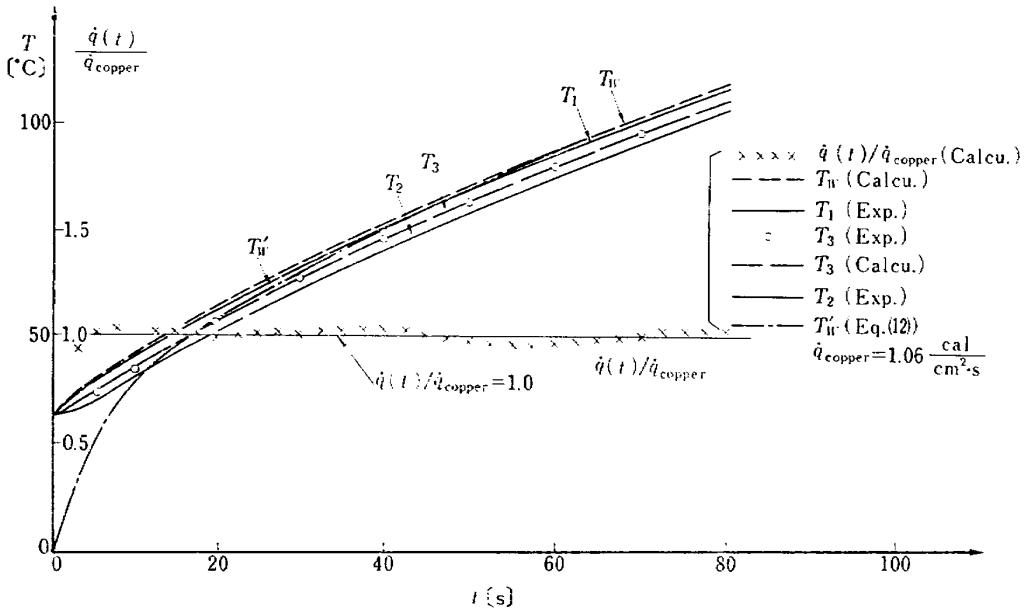


図 11 定常輻射加熱の実験結果

輻射加熱法によれば、輻射強度を一定に保つことによって定常加熱を行なうことができ、その加熱量は理論的仮定なしに厳密に測定できる。したがって、この実験によって、本測定法の総合的な精度の検討を行なうことができる。

圧力約 10^{-2} mmHg に減圧した真空槽の中で瞬間に加熱を開始し、以後これを一定に保った。かくして測定した $T_1(t)$, $T_2(t)$, $T_3(t)$ および \dot{q}_{copper} の結果を図 11 に示す。この $T_1(t)$, $T_2(t)$ をもとにして計算した $T_w(t)$, $T_3(t)$ および $\dot{q}(t)$ をあわせて同図に示した。この実験を通じて、光電管により赤外線輻射強度はほぼ一定であることが確認されたので、その加熱量は \dot{q}_{copper} で保たれていたとみなされる。

$T_3(t)$ の計算値と測定値とは非常によく一致している。このことから、温度分布に関する計算値は十分よい精度が得られることがわかる。加熱量を求める際では、表面から外部への熱輻射量が問題になる。表面温度と全輻射量の関係は $\dot{q}_{\text{Radiation}} = \epsilon \sigma T_w^4$ で与えられるが、グラファイト表面の ϵ 値は、波長 $\lambda = 0.6 \sim 10.0 \mu$, 温度 $T_w = 200 \sim 1,000^\circ\text{C}$ で $\epsilon \approx 0.8$ 程度とみなされる¹⁴⁾。図 12 に $\dot{q}_{\text{Radiation}} - T_w$ の関係を示す。これからわかるように、本実験の範囲では $\dot{q}_{\text{Radiation}}$ は \dot{q}_{copper} に対して無視できる。したがって、求めた加熱量 $\dot{q}(t)$ に関しては $\dot{q}(t) / \dot{q}_{\text{copper}} = 1$ になるはずであるが、結果はこれに対して若干ずれている。これは、差分方程式 (6) 式からわかるように、 $\dot{q}(m+1)$ は非常に近い値をもつ温度の差 $\{T(1, m+1) - T(2, m+1)\}$ および $\{T(1, m+2) - T(1, m+1)\}$

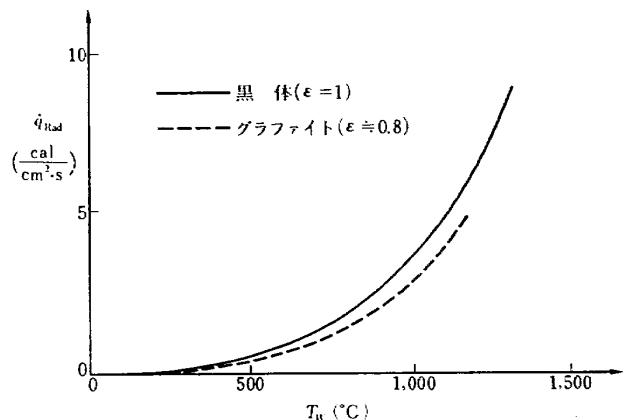


図 12 表面温度と表面熱輻射

に依存しているので、温度のわずかな誤差が大きな影響を与えるためである。しかし、温度に含まれる誤差は、 $T_1(t)$, $T_2(t)$ の記録からの読みとり誤差、これを数値計算のデータとして与えるときに生ずる誤差および数値計算途上の誤差等であり、その大きさは $\dot{q}(t)$ の値にはあまり影響されない。したがって、 $\dot{q}(t)$ の計算結果のばらつきの $\dot{q}(t)$ に対する割合は、 $\dot{q}(t)$ がこの実験での値の数倍程度になれば無視できる大きさになる。

これらからみて、温度の測定精度、模型の構造、グラファイトの物性値等を含めて、この測定法の総合的な精度は非常によいといえる。

図 11 に示した T_w' は、近藤⁸⁾による相似解から求めた表面温度で、付録 2 を参照されたい。

なお、数値計算にあたって、 $T(2, m)$, $T(10, m)$ および x, t 軸の分割量 l , dt は次のように与えた。

$T(2,m)$, $T(10,m)$ ($m=1, 2, 3, \dots$) は、連続的に測定された $T_1(t)$ と $T_2(t)$ の Δt 間隔の値に対応する。そこで、 $T_1(t)$, $T_2(t)$ を、その測定結果から 3~10 秒間隔に読みとった N 個の値を用いて

$$T_1(t) = \sum_{i=0}^{N-1} A_i t^i, \quad T_2(t) = \sum_{i=0}^{N-1} B_i t^i$$

の $(N-1)$ 次の多項式で近似して与える。これから、 $t=m\Delta t$ における温度 $T(2,m)$, $T(10,m)$ が得られる。 $T(I,0)$ ($I=1, 2, 3, \dots, 10$) は、 $t=0$ での物体内部の 3 点の温度測定値から内挿して与える。

また、 $l, \Delta t$ の値は (7) 式の条件を満足するように与えねばならない。グラファイトの熱伝導率は非常に大きいので、 l の値はあまり小さくする必要はない。 $l=0.3 \text{ cm}$ とすると (7) 式から、 $\Delta t \leq \rho c_b l^2 / 2k \approx 0.045 \text{ 秒}$ となるので、数値計算では、 $l=0.3 \text{ cm}$, $\Delta t=0.025 \text{ 秒}$ として用いた。

これらの値は、以下の実験結果についても同様である。

5.2 非定常空力加熱の測定

よどみ点エンタルピおよび表面温度の変化に伴う加熱量の変化は、よどみ点エンタルピおよび表面温度がわかれれば求めることができる。風胴実験に際しては、よどみ点エンタルピは風胴特性からわかり、表面温度は本測定法で得られる。したがって、流れのよどみ点エンタルピの変化および模型の表面温度の変化がある場合の加熱量の測定を行なうことによって、これらの非定常加熱に対する追従性を調べることができる。

不活性気体であるアルゴンの高エンタルピ流中に模型を挿入し、瞬間に加熱を開始する。加熱途中でよどみ点エンタルピを増加し、その後突然模型を流れから引出して加熱を停止する。模型の加熱前後にそれぞれカロリメータによる測定を行ない、風胴を停止することなくエンタルピの増加前後の \dot{q}_{copper} を測定した。よどみ点エンタルピ増加前後には、エンタルピ一定で表面温度のみ変化する非定常空力加熱の領域が存在する。

この実験での電磁オシログラフによる $T_1(t)$, $T_2(t)$, $T_3(t)$ の記録写真を図 13 に示す。また、これから読みとった測定値 $T_1(t)$, $T_2(t)$, $T_3(t)$ および \dot{q}_{copper} ならびに $T_1(t)$, $T_2(t)$ をもとに計算した $T_w(t)$, $T_3(t)$ および $\dot{q}(t)$ を図 14 に示す。

$T_3(t)$ の計算値と測定値とは、加熱開始直後からエンタルピの増加前後を通じて、また加熱停止後も非常によく一致している。空力加熱は、よどみ点エンタルピ一定の場合には、表面温度の上昇と共に次式にした

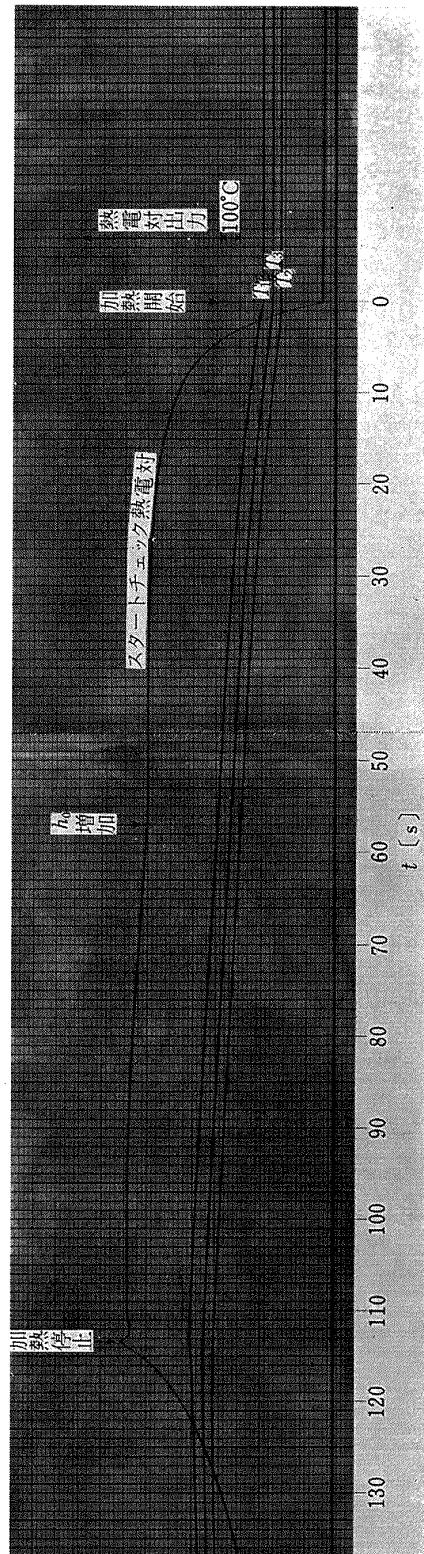


図 13 高エンタルピアルゴンジェットによる加熱実験の電磁オシログラフによる記録写真

がって減少する。

$$\begin{aligned} \dot{q}(t) &= \frac{(h_0 - h_w)_{\text{model}}}{(h_0 - h_w)_{\text{cold wall}}} \cdot \dot{q}_{\text{cold wall}} - \dot{q}_{\text{Radiation}} \\ &\equiv \left(1 - \frac{h_w}{h_0}\right)_{\text{model}} \cdot \dot{q}_{\text{copper}} - \dot{q}_{\text{Radiation}} \quad (8) \end{aligned}$$

したがって、模型への加熱量はエンタルピの増加前後でそれぞれ

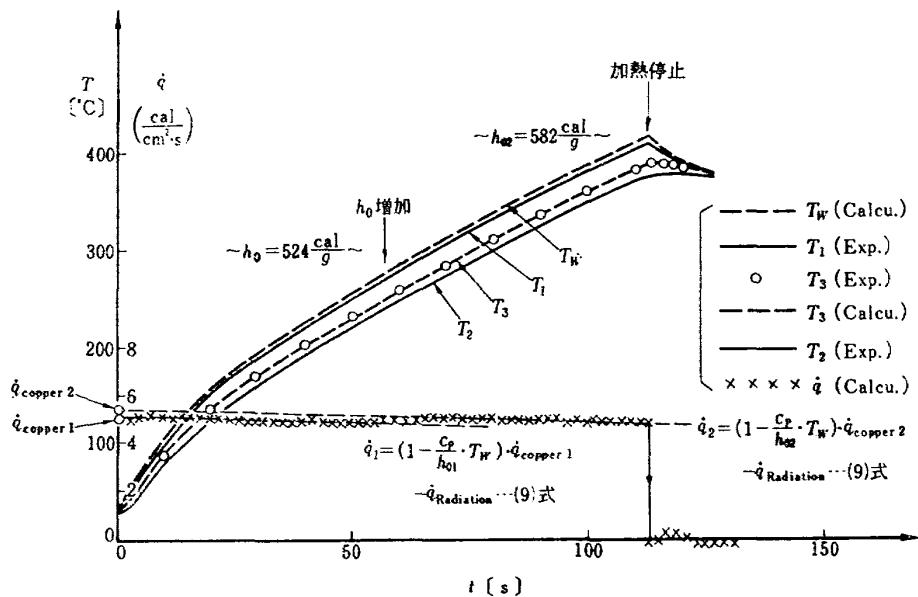


図 14 アルゴンの高エンタルピ流中での実験結果

$$\begin{aligned} \dot{q}_1(t) &= \left(1 - \frac{c_p}{h_{01}} \cdot T_{w1}(t)\right) \cdot \dot{q}_{\text{copper } 1} - \dot{q}_{\text{Rad.}} \\ \dot{q}_2(t) &= \left(1 - \frac{c_p}{h_{02}} \cdot T_{w2}(t)\right) \cdot \dot{q}_{\text{copper } 2} - \dot{q}_{\text{Rad.}} \end{aligned} \quad (9)$$

(但し、添字 1, 2 はエンタルピ增加前後の状態を示す)

となる。同図で、差分計算で求めた加熱量は、 $t=0$ でカロリメータの測定値 \dot{q}_{copper} を基点とした(9)式が与える曲線とよく一致している。ここで、 $\dot{q}_{\text{Rad.}}$ はグラファイト表面から外部への輻射量で、図 12 に示す値を用いた。その大きさは、 $\dot{q}_{\text{Rad.}}/\dot{q}_2(t) \leq 0.04$ 程度である。また、加熱停止後は、加熱量は直ちに $\dot{q}(t) \approx 0$ になっている。

これらからみて、温度、加熱量はいずれも非定常な加熱によく追随し、測定精度は非常によいことがわかる。この実験での加熱量は、輻射加熱実験の約 5 倍であり、前節で述べた理由から加熱量のばらつきの割合は非常に小さくなっている。

5.3 表面燃焼を伴う非定常空力加熱の測定

窒素と酸素の混合気体の高エンタルピ流中に模型を置き、そのグラファイト表面での燃焼を伴う非定常空力加熱の測定を行なった。

表面への加熱量は、対流によるもの、燃焼によるもの、および表面から外部への熱輻射によるものが重畳したものであり、これらはいずれも表面温度に依存している。これらの重畳した影響から、燃焼の効果だけをとりだして示すために、流れの条件がほとんど等しい窒素の高エンタルピ流中で同一の測定を行ない、両

表 1

流れの諸量	混合 ジェット	窒素 ジェット	両者の比
よどみ点エンタルピ h_0 [cal/g]	1,390	1,520	0.91
// ピトー圧力 p_0 [mmHg]	7	6	1.17
// 平衡温度 T_0 [°K]	3,100	4,300	0.72
マッハ数	約 5	約 5	1.0

者の比較を行なった。

よどみ点での両者の流れの諸量は、表 1 に示すとおりである。ここで、混合気体における酸素の混合率は 20%（重量比）で、おおよそ空気と同じ割合にしてある。流れの諸量の中で、温度の相違が他の量に比して大きいが、加熱量の比較に際してはエンタルピ相似が重要であって、温度は直接的には影響をおよぼさない。ここで、温度はよどみ点での気体の熱力学的平衡状態を仮定した平衡温度を示している。

窒素ジェットの場合、この程度のエンタルピでは、解離した分子が表面で再結合することによる加熱量への影響は無視することができる¹⁰⁾、本質的に不活性気体のアルゴンの場合と同一であるから、その結果は省略する。

窒素と酸素の混合ジェットにおける測定値 $T_1(t)$, $T_2(t)$, $T_3(t)$, ならびに $T_1(t)$, $T_2(t)$ をもとに計算した $T_w(t)$, $T_3(t)$ を図 15 に示す。 $T_3(t)$ の計算値と測定値は、高い温度で若干ずれるがおおむねよく一致している。

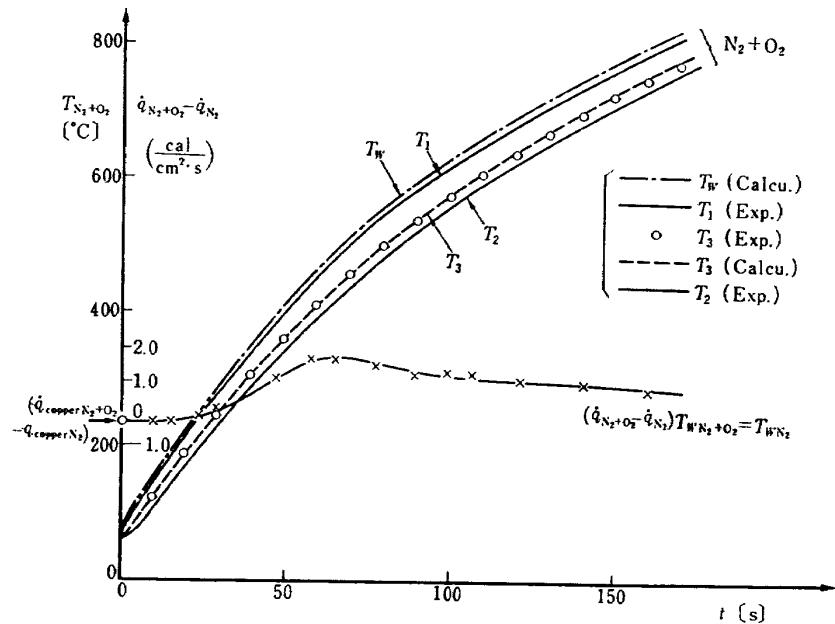


図 15 表面燃焼実験の結果

窒素ジェットと混合ジェットの流れの条件はほぼ等しいので、両気流中での表面への対流加熱は、(8)式からわかるように同一表面温度ではおおよそ等しくなる。しかし、表面燃焼の開始と共に、表面で生成される異種の低温気体が高温境界層内に流入し、いわゆる噴きだし (Transpiration) 効果によって対流加熱が減少する。したがって、両気流中での対流加熱の差は、燃焼に伴う対流加熱の減少 $\dot{q}_{\text{Transp.}}$ を表わす。また表面から外部への熱輻射量は、図12に示すようにこの実験の温度範囲では、 \dot{q}_{copper} に比してかなり大きな値となり、 ϵ の誤差の影響も大きくなる。しかし、両気流中での同一表面温度で比較するかぎり、 $\dot{q}_{\text{Rad.}}_{N_2+O_2} = \dot{q}_{\text{Rad.}}_{N_2}$ としてこれを消去することができる。

したがって、燃焼の影響のみによる加熱量の変化は、両気流中における同一表面温度での加熱量の差をとることによって次のように示される。

$$\begin{aligned} [\dot{q}_{N_2+O_2} - \dot{q}_{N_2}]_{T_w N_2 + O_2 = T_w N_2} &= [(\dot{q}_{\text{Conv.}} - \dot{q}_{\text{Rad.}} \\ &\quad + \dot{q}_{\text{Oxid.}})_{N_2+O_2} - (\dot{q}_{\text{Conv.}} \\ &\quad - \dot{q}_{\text{Rad.}})_{N_2}]_{T_w N_2 + O_2 = T_w N_2} \\ &= \dot{q}_{\text{Oxid.}} - \dot{q}_{\text{Transp.}} = \dot{q}_{\text{Surface Reaction}} \end{aligned}$$

図 15 には、窒素ジェット、混合ジェットの実験で、それぞれ $T_1(t)$ 、 $T_2(t)$ をもとに $\dot{q}(t)$ を計算し、それから $(\dot{q}_{N_2+O_2} - \dot{q}_{N_2})_{T_w N_2 + O_2 = T_w N_2}$ を求め、これを $T_w N_2 + O_2$ に対して示した。

この結果によれば、表面での燃焼は $T_w \approx 300^\circ\text{C}$ から始り、その結果加熱量は急激に増加するが、 $T_w \approx$

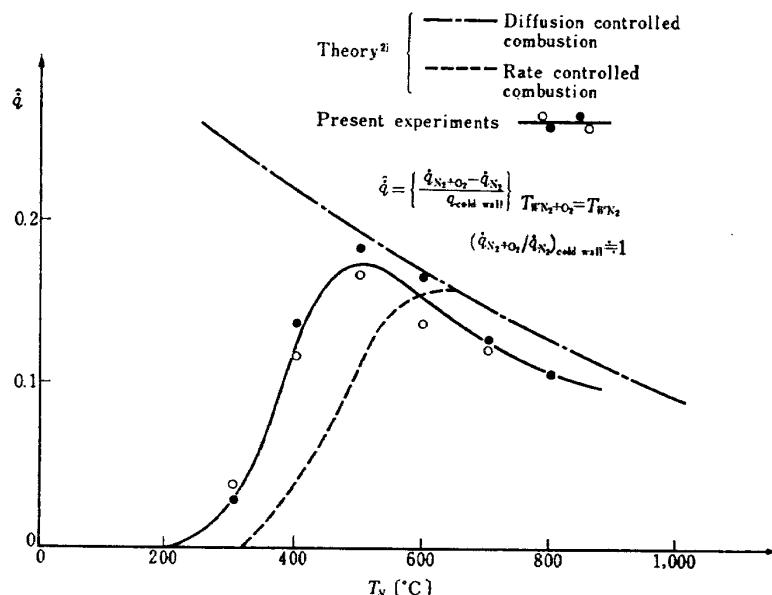


図 16 表面燃焼実験の Scala の理論との比較

500°C 以上では表面温度の増加に反して加熱量は若干減少している。表面温度が燃焼によって受ける影響は、加熱量に比してあまり顕著には現われない。

この結果を Scala²⁾ の理論と比較すると図 16 に示すとおりである。

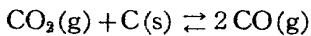
グラファイトの表面燃焼は、表面温度の低い方から順に、反応速度に支配される領域 (Rate Controlled Combustion), 遷移領域、酸素の拡散速度に支配される領域 (Diffusion Controlled Combustion) に分けられる。

低温燃焼においては、燃焼速度は質量欠損の測定から経験的に得られた

$$m_w = k_0 e^{-Ea/RTw} (P_{O_2})^n \quad (11)$$

で与えられるが、この値は、グラファイトの材質、表面の状態等でかなりのばらつきをもつことがしられている。これに反し、表面温度が十分高くなると、燃焼速度は流れの境界層を横切って拡散してくる酸素の量に支配され、グラファイトの材質等にはあまり影響されない。

Scala は、Rate Controlled Combustion では (11) 式 ($n=1/2$) を用い、また Diffusion Controlled Combustion では、表面上での反応により生成される成分は CO, CO₂ のみとし、表面近傍で



の化学平衡を仮定して、mass transfer のあるときの境界層方程式を解き、これからそれぞれの領域での熱伝達量を求めた。

これと比較した図 16 において、実験結果と理論値とは、Rate Controlled Comb. ではかなりのずれがあるが、Diffusion Controlled Comb. では両者は比較的よく一致している。このことは、これまでの考察を裏づけるものである。

定常的測定法と較べて本測定法の特徴は、気流の条件を変えずに表面温度の広い範囲にわたって燃焼の効果を連続的に調べられる点にあり、以上の測定結果はこの要求をよく満足している。

6. まとめ

よどみ点領域での非定常空力加熱の測定を行ない、次の結果を得た。

- (1) 物体がよどみ点領域で任意の非定常空力加熱を受ける場合、その空力加熱量の表面温度は、物体内部の 2 点の温度を測定し、これを条件として一次元非定常熱伝導方程式を解くことによって、よい精度で求められる。

- (2) この測定法によれば、一般に表面温度の測定精度は非常によく、これに比して加熱量の測定精度は若干劣る。しかし、加熱量が大きくなるほど、その精度はよくなる。
- (3) 窒素と酸素の混合気体の高エンタルピ流中でグラファイトの表面燃焼実験を行ない、表面温度および加熱量を連続的に求めることができた。この結果を窒素の高エンタルピ流中の結果と比較することにより、表面温度と、燃焼の影響のみによる加熱量の変化との関連を求めることができた。
- (4) 表面燃焼の実験結果を Scala の理論と比較し、
 - (i) Rate Controlled Combustion では両者にかなりのずれがある。これは、グラファイトの性質の相違に伴う反応速度の相違が原因と考えられる。
 - (ii) Diffusion Controlled Combustion ではかなりよい一致が得られた。
- (4) グラファイト内部の熱伝導の解析においては、その物性値の温度による変化を考慮に入れないと、結果に大きな影響をおよぼす。しかしあげられた温度範囲内では、適当な値を用いれば、かなりよい精度で定数物性値で近似することができる事がわかった。

最後に、本報告の全般にわたって御検討いただいた空気力学第一部平木部長、終始懇切なる御指導をくだった同部相原室長に深い感謝の意を表します。また、模型の製作をはじめ、実験全般にわたって同部堀尾技官に御協力いただいた。

参考文献

- 1) N.S. Diaconis, P.D. Gorsuch, R.A. Sheridan; The Ablation of Graphite in Dissociated Air -Experimental Investigation, G.E.TIS, R 62SD 86 (1962)
- 2) S.M. Scala; The Ablation of Graphite in Dissociated Air-Part 1, Theory, G.E. TIS, R 62 SD 72 (1962)
- 3) M.C. Adams; Recent Advances in Ablation, ARS Jour., Vol. 29, No. 9 (1959)
- 4) E.L. Winkler, R.N. Griffen Jr.; Effects of Surface Recombination on Heat Transfer to Bodies in a High Enthalpy Stream of Partially Dissociated Nitrogen, NASA TN D-1146 (1961)
- 5) R.T. Swan, C.N. Pittman; Numerical Analysis of the Transient Response of Advanced Thermal Protection System for Atmospheric Entry, NASA TN D-1370 (1962)
- 6) C. Economos; Ablation Tests on Plastic Mo-

- dels in a Hypersonic wind Tunnel, ARS Jour.
(1962)
- 7) W.E. Welsh Jr., P.M. Chung; A Modified Theory for the Effect of Surface Temperature on the Combustion Rate of Carbon Surfaces in Air, Proc. Heat Transfer Fluid Mech. Inst. (1963)
- 8) J. Kondo; Gas Dynamical Phenomena on Atmospheric Flight Vehicles Involved in the Re-Entry Flight, Preprint of 6 th. I.C.A.S. (1968)
- 9) R.D. Richtmyer; Difference Methods for Initial-Value Problems, Interscience Publisher, Inc. N.Y. (1957)
- 10) 野村茂昭; 解離した極超音速流中での Teflon への熱伝達の測定, 航空宇宙技術研究所報告 TR-133 (1967)
- 11) Carbon Products Pocket Handbook, Union Carbide International Co (1964)
- 12) 野村茂昭, 小村宏次, 伊藤利朗; 大電力プラズマジェットの諸特性, 三菱電機技報, Vol. 41, (1967)
- 13) 平木 一, 相原康彦, 野村茂昭; プラズマ風洞の実験, 日本航空学会誌 13巻 140号 (1965)
- 14) 芝 亀吉; 物理定数表, 岩波書店 (1947)

付 錄

付録 1 物性値の温度変化による影響

本文(1)式において、熱伝導方程式に含まれる物性値を温度の関数としたが、ここで定数物性値を用いるとの程度の影響を結果におよぼすかを調べた。

本文5.2のアルゴンジェット中の実験で、異なる三組の定数物性値(k_i, c_{bi})($i=1, 2, 3$)を用いて、測定値 $T_1(t), T_2(t)$ から T_{wi}, \dot{q}_i を求めた。これらを図4に示す $k(T), c_b(T)$ を用いた結果(T_{wo}, \dot{q}_o で表わす)と比較して図17に示す。定数性値としては、温度 $T=25, 250, 500^{\circ}\text{C}$ での $k(T), c_b(T)$ の値を与えた。

物性値の相違による影響は加熱量において顕著であり、特に低い温度で大きく現われる。しかしまた、 100°C 前後の温度幅内では、適当な定数物性値を用いてあまり大きな誤差は生じないことがわかる。

付録 2 热伝導方程式の相似解

物性値が温度の関数となっている場合、(1)式は一般に解析的に解くことはできない。

近藤⁸⁾は、グラファイト表面から一定加熱量が与えられた場合、物性値の温度変化を考慮に入れて(1)式の相似解を求め、表面温度の時間的変化を次のように与えている。

グラファイトの物性値を

$$k(T)=k_0 T^{-n}, \quad c_b(T)=c_{b0} T^m, \quad \rho(T)=\rho_0$$

$$n=0.077, \quad m=0, 137$$

で近似し

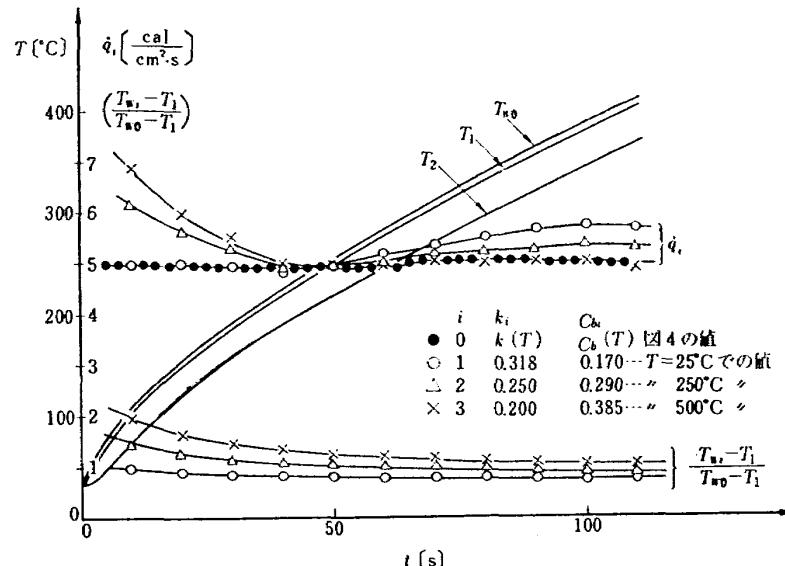


図 17 測定結果におよぼす物性値の温度変化の影響

$$T=t^{(1-2\mu)/(m+n)} \cdot u(S), \quad S=x/t^{\mu}$$

なる変換を用いると、(1)式は

$$uu'' - nu'^2 = K \left(\frac{1-2\mu}{m+n} \mu - \mu S u' \right) u^{m+n+1} \quad (11)$$

となり、 t を含まない式となる。 $\left(u' \equiv \frac{du}{dS} \right)$

初期条件、境界条件は、

$$t=0: T(x)=0 \quad x=0: -k(T) \frac{\partial T}{\partial x} = \dot{q}$$

$$x \rightarrow \infty: T=0$$

で、先の相似変換を用いて

$$u(\infty)=0$$

$$k_0 u'(0) = -\dot{q} u^n(0)$$

$$\mu = (1-n)/(2+m-n)$$

となる。この条件の下に(11)式を解いて

$$T=t^{1/(2+m-n)} \cdot u(S)$$

$$T_{\text{wall}}(t)=u(0) t^{1/(2+m-n)} \quad (12)$$

が得られる。

図12に、定常輻射加熱の場合について、(12)式の関係を示した。実験では、模型の寸法が有限であり、かつ初期温度が $T(x) \neq 0$ であるので、この解との比較は必ずしも妥当ではないが、一応の目安を与えるものである。(12)式の与える表面温度は、 $t < 20$ 秒では差分解とかなり異なるが、それ以後よく一致する。したがって、厚さの大きいグラファイト表面から、大きい加熱量が急激に与えられるような場合には、初期値の影響が小さく、この相似解を用いて比較的簡単に温度の時間的変化が求められる。

TR-154	フライングテストベッドの計画 一本体のシステムデザイン System Design of Flying Test Bed for VTOL Aircraft at National Aerospace Laboratory	1968年5月 新型航空機部
TR-155	遷音速における Control-Surface Buzz に関する研究 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ける曲率の研究 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 Experimental Study of Low Density Hypersonic Flow Using Electron-Beam Densitometry	1968年6月 和田 勇, 曽我男
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 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 The Vibration of T-Shape Plates Structure	1968年7月 堀武敏, 築地恒夫 越出慎一
TR-160	梁, 板結合構造物の振動(II) On the Natural Vibration of Plate-Beam Combination Structures (II)	1968年8月 堀武敏, 築地恒夫 多田保夫, 起出慎一 林洋一, 日下和夫
TR-161	宇宙飛行体の直接式最適誘導法 The Optimal Explicit Guidance Equation for Space Vehicle	1968年8月 新田慶治, 松島弘一 大坪孔治, 志甫徹

航空宇宙技術研究所報告162号

昭和43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
電話武藏野三鷹(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

Printed in Japan

This document is provided by JAXA.