C₂ Swan バンドを用いたテフロンアブレーション層の温度測定^{*1}Temperature Measurements of Teflon Ablation Layers with C₂ Swan Bands白 井 紘 行^{*2}・田 部 井 勝 裕^{*2}

Hiroyuki SHIRAI, Katsuine TABEI

桐 山 昭 夫^{*3}・持 田 文 男^{*4}

Akio KIRIYAMA, Fumio MOCHIDA

高 草 木 文 雄^{*2}

and Fumio TAKAKUSAGI

Key Words: High Enthalpy Flows, Teflon Ablation, C₂ Swan Bands,
Temperature Measurements, Argon Plasma

Abstract

In high-temperature argon plasma flows, temperature of Teflon ablation layers have been measured spectroscopically with the C₂ Swan (0,0) and (1,1) bands emitted from the layers. Experimental intensity distributions of these bands are measured and compared with synthetic ones based on the simplified line-by-line calculations to determine the rotational and vibrational temperatures. The results show that the present method is very effective. It is also found that the both temperatures are significantly in nonequilibrium state with each other near the nozzle exit, approaching equilibrium rapidly with the axial distance from the exit, and that they almost proportionally increase with an increase of the plasma heat flux.

1. 結 言

地球に帰還する人工物体やロケット、また高温の燃焼ガスにさらされる燃焼室やノズルなどの有効な冷却法としてアブレーション法がある。代表的なアブレーション材料には、強い空力加熱に対する炭素、シリコン化合物と、比較的弱い加熱の防御に用いられる各種高分子材料がある。これらの材料に関する巨視的挙動の研究、すなわち質量損失速度、表面形状変化、材料のアブレーション熱の測定などについてはかなり多くの報告が見られる¹⁻⁴⁾。しかしアブレーションによって発生した気体の挙動についての実験的研究はほとん

どなされていない。

本報告では、高分子材料のなかでは比較的耐熱性のあるテフロンに関して、C₂分子の発光を用いたアブレーション層の温度測定法について述べる。実験は、アブレーション現象の複雑化の原因となる酸化反応の寄与を避けるために、大気中に放出する Ar プラズマジェット中で行う。テフロン棒を Ar ジェット中に置くと強い C₂ Swan バンド系の放射が観測される。そこで、他の種の発光と重合しない (0, 0) および (1, 1) バンドの実験的強度分布と、理論的に計算した強度分布の比較から分子の回転温度と振動温度を決定する。

理論計算法は、基本的には Arnold たち⁵⁾の Line-by-Line Calculation 法に従うが、温度測定には相対的強度分布のみがあればよいこと、C₂ Swan バンド系のバンド構造がかなり複雑なこと、小型のパーソナルコンピュータを用いて図形処理をすることなどのために、精度をあまり損うことなくかなり単純化を行った。

2. 実験装置とスペクトル写真

第1図はプラズマ発生装置とアブレーション実験部の概略図を示す。アーク放電は最大電流 200 A の安定化直流電源で行う。放電室で作った高温プラズマ流は直径 4 mm のスロートから大気中へ噴出して材料を加熱する。直径 3 mm の棒状の材料は水冷したホルダーによって支持し、3次元微動装置により厳密に位置決めする。材料に流入する熱流入量は、材料と同じ寸法の二重管式熱量計を用い、その中を流れる水の流量と温度上昇から求める。高分子材料のアブレーション分解により有毒ガス発生のおそれがあるために、第1

^{*1} 昭和58年2月7日、高速高高度飛行の気体力学シンポジウムにて報告。昭和60年2月20日原稿受理

^{*2} 群馬大学工学部

^{*3} 三菱電機(株)

^{*4} キヤノン電子(株)

第1図 実験装置概略図

第2図 Ar プラズマおよびテフロンアブレーション中のスペクトル写真

図に示したように、プラズマ発生装置全体をプラスチックの容器に収め、ターボブロワーで弱く排気する。

実験条件は、放電電流：150 A、放電電圧：20 V、Ar の流量：7.38 l/min である。このとき放電室のゲージ圧力は約 2.3 kPa となり、質量保存則からスロート出口での流速は 140 m/sec 程度で亜音速である。

テフロンのアブレーションガスから発生する発光スペクトル強度の測定には、焦点距離 50 cm、逆分散度 1.57 nm/mm の分光光度計と分光写真器を用いた。ノズル出口から約 5 mm の位置で撮ったスペクトル写真の 1 例を第 2 図に示す。露光時間は約 0.5 秒である。左側のアルゴンプラズマジェットからの参照スペクトルと比較すると、アブレーションで発生したテフロン蒸気からは強い分子バンド系が観測されるが、これらはほとんど C₂ 分子の Swan バンドである。本研究の温度測定で用いる C₂ Swan 系の (0, 0) と (1, 1) バンドは Ar 原子線とほとんど重なっていないことがわかる。

3. 温度の測定原理

上部電子的励起準位 U の振動量子数 v' 、回転量子

数 J' の状態から下部電子的準位 L 、振動量子数 v'' 、回転量子数 J'' の状態への放射遷移によって生じる波数 $\nu_{v'J':v''J''}$ の回転線の相対的積分強度は次式で与えられる。

$$I_{v'J':v''J''} = K_1 N_{v'J'} P_{v'J':v''J''} h(\nu_{v'J':v''J''})^4 \quad (1)$$

ここで K_1 は光学系あるいは単位系にのみ依存する比例定数、 $P_{v'J':v''J''}$ はこの放射遷移に対するフランク・コンドン因子、 h はプランク定数である。上部準位 (v', J') に存在する粒子数 $N_{v'J'}$ は、振動準位間および回転準位間のボルツマン平衡を仮定すると

$$N_{v'J'} = K_2 \frac{S_J}{Q_R} e^{-G_{v'}/kT_v} e^{-F_{J'}/kT_R} \quad (2)$$

となる。ここで S_J は回転量子数、ブランチの種類および上部、下部準位の Hund の結合型のみに関係する強度因子、 T_v は振動温度、 T_R は回転温度、 k はボルツマン定数、 Q_R は分子回転の分配関数、そして K_2 は v, J, T_R, T_v に関係しない比例定数である。そして $G_{v'}$ は上部準位の振動エネルギー項、 $F_{J'}$ は上部準位の回転エネルギー項であるが、これらの具体的表式は後述する。(2) 式を (1) 式に代入し、 $\nu_{v'J':v''J''} \approx \nu_{v':v''}$ および $P_{v'J':v''J''} \approx P_{v''v''}$ と近似することにより次式を得る。

$$I = KM(v', T_v) S_J e^{-F_{J'}/kT_R} \quad (3)$$

ここで K は比例定数として $M(v', T_v)$ は振動状態のみに関係する項で次式で与えられる。

$$M(v', T_v) = \frac{P_{v''v''}(\nu_{v''v''})^4}{Q_R} e^{-G_{v''}/kT_v} \quad (4)$$

C₂ 分子の Swan バンド系は $d^3\Pi_g \rightarrow a^3\Pi_g$ 遷移から生じる。その上部エネルギー準位と下部エネルギー準位はともに 3 重項である。電子のスピン S を除いた角運動量子数を K 、全角運動量の回転量子数を J とすると、3 重項の場合は $S=1$ であるから、 J は $J=K+1, K, K-1$ をとりうる。それに対応して上部、下部準位ともに 3 個のサブ準位 $^3\Pi_0, ^3\Pi_1$, および $^3\Pi_2$ が存在し、その結果、(A) $^3\Pi_{00} \rightarrow ^3\Pi_{00}$, (B) $^3\Pi_{01} \rightarrow ^3\Pi_{11}$, および (C) $^3\Pi_{02} \rightarrow ^3\Pi_{22}$ の 3 個のサブ遷移が発生する (第 3 図参照)。ここで添字 U は上部準位、添字 L は下部準位であることを示す。 $J'=J''$ を満たす Q 枝およびサタライトブランチの強度は大変弱いために無視すると、(A) 遷移は P_1 と R_1 枝、(B) 遷移は P_2 と R_2 枝、そして (C) 遷移は P_3 と R_3 枝から構成され、バンド全体として 6 個のブランチを含むことになる。ここで A 型二重分離は小さいので考慮しない。

上記のサブ遷移により生ずる回転線の中心波数 $\nu_{v'J':v''J''}$ は次式で与えられる。

$$\nu_{v'J':v''J''} = (T_U - T_L) + (G_{v'} - G_{v''})$$

第3図 遷移の模式図

図において破線で結んだ3個の準位は同じ K 値をもつ準位である。また各準位の Λ 型二重分離は大きく誇張して示してある。

$$+(F_{J'} - F_{J''}) \quad (5)$$

ここで T は電子の励起エネルギー、 G と F はそれぞれ振動および回転エネルギー項、 F の添字 i は、 $i = A, B, C$ でそれぞれ (A) 遷移、(B) 遷移、(C) 遷移に対応する。 G は振動量子数 v を用いて次の一般式で与えられる。

$$G_v = \omega_e \left(v + \frac{1}{2} \right) - \omega_e x_e \left(v + \frac{1}{2} \right)^2 + \omega_e y_e \left(v + \frac{1}{2} \right)^3 \quad (6)$$

ここで ω_e , $\omega_e x_e$, $\omega_e y_e$ は分子バンドの振動定数で、 T_v , T_l と同様に一般に cm^{-1} 単位で数値が得られる。回転エネルギー項は

$$\left. \begin{aligned} F_{J'}^A &= B_v [J(J+1) - \sqrt{Z_1} - 2Z_2] - D_v \left(J - \frac{1}{2} \right)^4 \\ F_{J'}^B &= B_v [J(J+1) + 4Z_2] - D_v \left(J + \frac{1}{2} \right)^4 \\ F_{J'}^C &= B_v [J(J+1) + \sqrt{Z_1} - 2Z_2] - D_v \left(J + \frac{3}{2} \right)^4 \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

で表される⁶⁾。ここで

$$\left. \begin{aligned} B_v &= B_e - \alpha_e \left(v + \frac{1}{2} \right) \\ D_v &= D_e + \beta_e \left(v + \frac{1}{2} \right) \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

$$\left. \begin{aligned} Z_1 &= Y(Y-4) + \frac{4}{3} + 4J(J+1) \\ Z_2 &= \frac{1}{3Z_1} \left[Y(Y-1) - \frac{4}{9} - 2J(J+1) \right] \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

である。上式中、 B_e , D_e , α_e , β_e は回転定数で、これらも一般に cm^{-1} 単位で数値データが得られる。 Z_1 , Z_2 中の結合定数 Y として、 Y' (上部準位) = -9.4, Y'' (下部準位) = -10.8 を用いる⁷⁾。また C_2 Swan バンド系に対するフランク・コンドン因子のデータは文献 8 から採用する。

一例として (5)~(9) 式を用いて C_2 Swan (0, 0) バンドの各ブランチの $J'' = 30 \sim 40$ に対する回転線の波長を計算すると第 1 表のようになる。明らかに $R_1(J''+1)$, $R_2(J'')$, $R_3(J''-1)$ および $P_1(J''+1)$, $P_2(J'')$, $P_3(J''-1)$ に対する波長は最大で 0.015 nm 程度の差しかなく、ごく近接していることがわかる。したがって、これらの近接した 3 本の回転線は、あまり分散度の大きくない分光器を用いると近似的に一本のスペクトル線として観測される。その平均的波長は R 枝に対しては R_1 枝、 P 枝に対しては P_1 枝の波長とほとんど等しく、(5) 式において F_J^B を用いて計算

第1表 C_2 Swan (0, 0) バンド回転線の波長表

J''	Wavelength (nm)		
	R_1 -branch	R_2 -branch	R_3 -branch
30	510.537	510.271	509.998
31	510.261	509.989	509.710
32	509.979	509.701	509.416
33	509.692	509.408	509.117
34	509.399	509.109	508.812
35	509.100	508.804	508.502
36	508.796	508.494	508.186
37	508.486	508.178	507.864
38	508.170	507.857	507.537
39	507.849	507.530	507.205
40	507.523	507.198	506.867
J''	P_1 -branch	P_2 -branch	P_3 -branch
30	515.925	515.832	515.732
31	515.825	515.726	515.619
32	515.719	515.612	515.499
33	515.606	515.493	515.373
34	515.486	515.367	515.241
35	515.360	515.235	515.102
36	515.228	515.096	514.957
37	515.090	514.951	514.805
38	514.945	514.800	514.648
39	514.794	514.642	514.484
40	514.637	514.479	514.314

される。

まず、R 枝について考える。上記の近接した 3 本の回転線の個々の積分強度を $I_{J+1}^{R_1}$, $I_J^{R_2}$, $I_{J-1}^{R_3}$ とすると、これらの強度は (3) 式で与えられる。ゆえに 3 重線の全積分強度は

$$\begin{aligned} I_{J,J''}^R &= I_{J+1}^{R_1} + I_J^{R_2} + I_{J-1}^{R_3} \\ &= KM(v', T_V) \{ S_{J+1}^{R_1} e^{-F_{J+1}^R/kT_R} + S_J^{R_2} \\ &\quad \times e^{-F_J^R/kT_R} + S_{J-1}^{R_3} e^{-F_{J-1}^R/kT_R} \} \\ &\approx 3KM(v', T_V) \frac{J''(J''+2)}{J''+1} e^{-F_J^R/kT_R} \quad (10) \end{aligned}$$

ここで $3\Pi-3\Pi$ 遷移に対してはごく小さい J 値を除いて上部、下部単位ともに Hund の結合型 (b) に属するから上式中の強度因子として

$$\left. \begin{aligned} S_J^{R_1} &= \frac{(J''+1)(J''-1)(2J''+3)}{J''(2J''+1)} \\ S_J^{R_2} &= \frac{J''^2(J''+2)^2}{(J''+1)^3} \\ S_J^{R_3} &= \frac{(J''+3)(J''+1)(2J''+1)}{(J''+2)(2J''+3)} \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

を用いた⁹⁾。

まったく同様にして P 枝に属する 3 重回転線の全積分強度は次式となる。

$$\begin{aligned} I_{J,J''}^P &= I_{J''+1}^{P_1} + I_{J''}^{P_2} + I_{J''-1}^{P_3} \\ &\approx 3KM(v', T_V) \frac{(J''-1)(J''+1)}{J''} e^{-F_J^P/kT_R} \quad (12) \end{aligned}$$

ここで P 枝に対する強度因子は

$$\left. \begin{aligned} S_J^{P_1} &= \frac{J''(J''-2)(2J''+1)}{(J''-1)(2J''-1)} \\ S_J^{P_2} &= \frac{(J''+1)^2(J''-1)^2}{J''^3} \\ S_J^{P_3} &= \frac{J''(J''+2)(2J''-1)}{(J''+1)(2J''+1)} \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

である⁹⁾。(10), (12) 式の近似化による誤差は、 J'' と T_R の減少に伴って大きくなるが、実際に利用する $J'' \geq 10$, $T_R \geq 2,000$ K においては 0.8% 以下である。

分光器を通して観測される中心波長 $\lambda_c (=1/\nu_{J',J''})$ の回転スペクトル線の形状を $f(\lambda, \lambda_c, W_H)$ とすると、任意の波長 λ における強度は

$$I_\lambda = I_{\lambda c} f(\lambda, \lambda_c, W_H) \quad (14)$$

で与えられる。ここで $I_{\lambda c}$ は中心波長における強度、 W_H はスペクトル線の全半値幅、そして $f(\lambda = \lambda_c) = 1$ と規格化する。全積分強度 I は、

$$I = I_{\lambda c} \int_0^\infty f(\lambda, \lambda_c, W_H) d\lambda \quad (15)$$

であるから、次式を得る。

$$I_\lambda = \frac{I f(\lambda, \lambda_c, W_H)}{\int_0^\infty f(\lambda, \lambda_c, W_H) d\lambda} \quad (16)$$

(16) 式中の I は、R 枝に対しては (10) 式の $I_{J,J''}^R$, P 枝に対しては (12) 式の $I_{J,J''}^P$ に等しい。

観測される回転線の形状 $f(\lambda, \lambda_c, W_H)$ は、回転線固有の形状と装置関数 (スリット関数) の合成されたものである。装置幅は分光器のスリット幅によって決まるが、それを回転線固有の幅より十分大きくとることにより、 $f(\lambda, \lambda_c, W_H)$ は事実上スリット関数だけで決まり、実験的に決定することができる¹⁰⁾。

理論的バンド強度分布の実際の計算法は次のようにする。まず T_R , T_V およびある波長 λ を指定する。その λ において $f(\lambda, \lambda_c, W_H) > 0$ となる波長範囲にあるすべての R 枝、P 枝に属する回転線に対して (16) 式を計算し加え合わせる。その和がその波長におけるバンド強度となる。次に λ を 1 ステップ変化させて同じ計算を繰り返す。このような計算から任意の波長範囲において、与えた T_R , T_V に対するバンド強度分布が計算できる。この計算した強度分布をさらに、分光系全体の波長に対する感度で補正し実験的強度分布と比較する。不一致の場合は T_R , あるいは T_V を適当に変化させて両方の分布が一致するまで計算を繰り返す。一致したときの T_R , T_V が所要の回転および振動温度である。回転温度は、一般に通常の重粒子温度に等しいことが知られている。

4. 結果および考察

実験に用いた分光器は入射スリットと射出スリット幅がつねに同じになるように調整されている。そのために観測される回転線の形状 $f(\lambda, \lambda_c, W_H)$ は、ある程度以上のスリット幅を用いると左右対称の三角形形状となるので次式で与えられる。

$$f(\lambda, \lambda_c, W_H) = \begin{cases} 1 - \frac{|\lambda - \lambda_c|}{W_H} & |\lambda - \lambda_c| < W_H \\ 0 & |\lambda - \lambda_c| \geq W_H \end{cases} \quad (17)$$

したがって (16) 式は $|\lambda - \lambda_c| < W_H$ に対して

$$I_\lambda = \frac{I}{W_H} \left(1 - \frac{|\lambda - \lambda_c|}{W_H} \right) \quad (18)$$

そしてそれ以外の波長範囲では $I_\lambda = 0$ となる。全半値幅 W_H は分光器のスリット幅 W_S に対して検定することができる。C₂ Swan (0, 0) バンドに近い 545.8 nm ArI 線を用いて得た結果は、 $W_S = 20 \sim 400 \mu\text{m}$ 範囲に対して

$$W_H(\text{nm}) = 1.68 \times 10^{-3} W_S \quad (19)$$

なる関係があることがわかった。 $f(\lambda, \lambda_c, W_H)$ の形状、 W_H と W_S の関係については文献 10 に詳しく述べられている。

分光器のスリット幅の影響を調べるために、 $W_S = 50, 100, 200, 300 \mu\text{m}$ と変化させて、C₂ Swan の (0,

0) と (1, 1) バンドの理論的強度分布を計算した。回転温度 $T_R=3,500$ K, 振動温度 $T_V=5,000$ K に対する計算例を第4図に示す。計算は 0.05 nm の波長きざみで、 $517.5\sim 511$ nm 間の強度を求めた。長波長側の第1ピークは (0, 0) バンドのピークで、その最大値を10に正規化した。このピーク近傍においては 0.01 nm きざみで計算し、精度よく最大値を求めた。図から、スリット幅が狭い場合にはかなり細かい回転構造が現れ、実験的強度分布との比較がむずかしくなることがわかる。したがって以下のすべての実験と理論計算において $W_s=250$ μ m とした。これは (19) 式からスリット関数の全半値幅 $W_H=0.42$ nm に対応する。

第5図は回転温度 T_R の理論的バンド強度分布に対する影響を示す。 $W_s=250$ μ m, $T_V=5,000$ K と固定

第4図 理論的強度分布に対するスリット幅の影響

第5図 理論的強度分布に対する T_R の影響

して $T_R=1,000, 2,000, 3,000, 5,000$ K に対して計算した。第3図と同様に第1ピークを10に正規化した。 $\lambda \geq 513.5$ nm の領域の強度分布は (0, 0) バンドだけで決定され、 T_R のみの関数である。 $\lambda=516\sim 513.5$ nm 間の強度の第1ピーク強度に対する比は T_R によって大きく変化し、利用できることがわかる。 $\lambda \leq 513.5$ nm 領域は (0, 0) と (1, 1) バンドの重合した領域であり、その部分の強度分布は T_R と T_V の関数である。

振動温度 T_V の理論バンド強度分布に対する影響を第6図に示す。 $W_s=250$ nm, $T_R=3,500$ K に固定して $T_V=1,000, 2,000, 5,000, 10,000$ K に対して計算した。強度分布の T_V に対する依存性は T_R に対するそれと同程度である。

実験は、ジェット噴出口からの距離、 $Z=2.5, 5, 7.5$ mm において行った。直径3 mm のテフロン棒は横型ホルダーで支持し、プラズマジェットと中心軸を一致させ、流れに平行に挿入した。

アブレーションによりテフロン棒は後退 (本実験における最大熱流束 $\dot{q}=10^4$ kW/m² の場合で約1.2 mm/s) するため、手動による繰出し装置でテフロン棒先端をつねに観測の位置に合わせる必要がある。この調節とアブレーション状態の変化によると考えられる分光放射強度の変動がときどきみられた。そこで本実験ではこれらの変動の影響をできる限り回避するため、測定 of 分光空間領域をアブレーション層の厚み (目視により 0.2 mm 以下と推定) よりも広く 1 mm 程度にセットし、層全体から発する C_2 Swan バンドの放射強度分布を測定した。また1回の測定は 0.5 秒以内で行い、その出力はオシロスコープで得た。かなりの確率 (3回に1回程度) で波形が乱れたが、正常な

第6図 理論的強度分布に対する T_V の影響

波形が得られた場合は理論的強度分布と比較することにより温度の決定が可能であった。プラズマジェット径は 8 mm 程度であり、半径方向に強い温度勾配をもつが、測定した温度は岐点近傍の平均温度と考えられる。その理由はジェット径に比べテフロン棒径は小さいこと、テフロン棒先端部から発する C₂ Swan バンド強度は測定波長範囲においては、周囲からくる Ar の放射強度よりもずっと強いことによる。

第 7 図は実験的なバンド強度分布と理論的分布の比較例を示す。左側の波形は上述の 3 個の軸位置における C₂ Swan 系の (0, 0) と (1, 1) バンドの実験的強度の波長に対する分布である。その波形の下にある一本の白いビームは、テフロン棒を挿入していないアルゴンプラズマジェットからの放射強度分布であるが、使用した波長範囲 ($\lambda=510\sim 520$ nm) においては測定を乱す他の種からの放射がないことがわかる。右側の XY プロッターによる波形は、 T_R と T_V をうまく調整して描いた理論的強度分布である。それらは左側の実験的分布と分布全体にわたりよく一致していることがわかる。温度決定の精度は、実験的波形の乱れ、ビ

第 7 図 実験的分布と理論的分布の比較

ームの幅などに関係する。たとえば、第 7 図の $Z = 2.5$ mm の実験データからは ± 100 K 程度の不確実性で温度決定が可能であるが、 $Z = 7.5$ mm のデータに対しては ± 250 K くらいの誤差を見込む必要がある。

プラズマジェット噴出口からの距離の関数として回転温度 T_R と振動温度 T_V をプロットすると第 8 図となる。 T_R は出口近傍では約 4,200 K で、ゆるやかに下降し、軸距離 $Z = 7.5$ mm においては約 3,200 K になる。ジェット噴出口における温度は放電部と噴出口の圧力差と流体力学的関係式から求まる (図中●印)¹¹⁾ が、それは T_R 分布を噴出口 ($Z=0$) まで外挿したときの温度に近くなっている。ノズル出口近傍の T_V は T_R よりずっと高い。下流に向かってかなり急激に減少し、 $Z = 7.5$ mm 近傍では T_R と平衡に近くなっている。上流部における高い T_V は、一般に分子の振動モードと自由電子間のエネルギー移動効率の高いことから、自由電子の影響を受けているものと推定してい

第 8 図 軸方向距離対 T_R , T_V 第 9 図 熱流束対 T_R , T_V

るが、詳細は今後の研究を待たねばならない。

テフロン模型棒に入る熱流束 q に対して T_R , T_V をプロットすると第9図になる。測定点が少しばらついているが、 T_R , T_V は q とほぼ比例関係にあるが、平衡状態にはない

5. 結 言

大気中に噴出する Ar プラズマジェット中に棒状のテフロン模型を挿入し、そのアブレーション層の温度を測定した。テフロンのアブレーション層からは強い C_2 Swan バンド系が観測されたが、温度測定には他の種の放射波長帯と重合しない (0, 0) と (1, 1) バンドを用いた。すなわちこれらのバンドの強度分布を測定し、単純化した Line-by-Line Calculation 法に基づく理論的強度分布と比較することにより、回転および振動温度を決定した。得られた実験的強度分布は、適切な回転、振動温度を用いて計算した理論的強度分布と取り扱った波長範囲全体にわたりよく一致し、温度決定が可能であった。

測定した回転温度は、ジェット噴出口近傍においては約 4,200 K で、流体力学的に求めた重粒子温度とほぼ一致した。噴出口からの距離が増大するにつれてゆっくりと単調に低下し、軸距離 7.5 mm 位置では 3,200 K 程度になる。振動温度は、測定したすべての軸位置において回転温度より高くなった。とくにジェット噴出口近傍においては強い熱的非平衡性を示したが、下流にいくにつれて急速に平衡に近づくことが観

測された。測定した温度を、模型への熱流束に対してプロットすると、両温度ともに熱流束とほぼ比例関係にあることがわかった。

参 考 文 献

- 1) Liu, T. M. and Davy, W. C.: Nonequilibrium Boundary Layer at a Stagnation Point for a Hydrogen-Helium Stream over Ablating Graphite, *Acta Astronautica*, 1 (1974), pp. 485-503.
- 2) Vasilos, T. and Gannon, R. E.: Ablation Properties of Ceramics, *Ceramic Bulletin*, 44 (1965), pp. 971-974.
- 3) Ziering, M. B.: Thermochemical Ablation of Ceramic Heat Shields, *AIAA J.*, 13 (1975), pp. 610-616.
- 4) 神戸博太郎編: 高分子の耐熱性, 培風館, 東京, 1970, pp. 351-378.
- 5) Arnold, J. O., Whiting, E. E. and Lyle, G. C.: Line by Line Calculation of Spectra from Diatomic Molecules and Atoms Assuming a Voigt Line Profile, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, 9 (1969), pp. 775-798.
- 6) Herzberg, G.: *Molecular Spectra and Molecular Structure I*, Van Nostrand Reinhold Co., New York, 1950.
- 7) Phillips, J. G.: Perturbations in the Swan System of the C_2 Molecule, *J. Molecular Spectroscopy*, 28 (1968), pp. 233-242.
- 8) Danylewych, L. L. and Nicholls, R. W.: Intensity Measurements on the C_2 ($d^3\Pi_g - a^3\Pi_u$) Swan Band System, I. Intercept and Partial Band Methods, *Proc. Roy. Soc. Lond.*, A, 339 (1974), pp. 197-212.
- 9) Budo, A.: Intensitätsformeln für die Triplettbanden, *Z. Phys.*, 105 (1937), pp. 579-587.
- 10) 白井紘行, 田部井勝穂, 加藤総一郎: N_2^+ First Negative Band を用いた非平衡高温プラズマの温度測定, 日本機械学会論文集, B50 (1984), pp. 3041-3048.
- 11) Jenkins, R. C.: Electron-Ion Recombination in a Sonic Orifice Flow, *AIAA J.*, 9 (1971), pp. 1383-1389.