再突入時に形成される極超音速非平衡衝撃波層からの輻射熱伝達^{*1}
**Radiative Heat Transfer from Hypersonic, Non-Equilibrium Shock Layers
Generated under Reentry Conditions**

佐 宗 章 弘^{*2}・張 新 宇^{*2}
Akihiro SASOH, Xin-yu CHANG,
村 山 俊 之^{*3}・藤 原 俊 隆^{*2}
Toshiyuki MURAYAMA and Toshi FUJIWARA

Key Words: Radiative Heat Transfer, Hypersonic Flows, Non-Equilibrium Shock Layers

Abstract

Numerical analyses have been conducted on radiative heat transfer from hypersonic, non-equilibrium air shock layers over a reentry body. The band method developed here enables one to conduct wavelength-dependent, three-dimensional radiative transfer calculation in which self-absorption effect is taken into account. The radiative heat transfer calculated here was found comparable with convective one. Atomic species and N_2^+ were found to be dominant radiators. Electrons play an essential role in determining radiative emission power. Due to a high electron temperature, a peak in emission power exists immediately behind the shock. At a high Mach number, since electron density is at a high level, another peak appears near the wall, thereby enhancing the radiative heat transfer at the stagnation point and enlarging the half-width of the radiative heat flux to the wall.

1. 緒 言

従来より、再突入問題に関連して、極超音速衝撃波層に関する実験的、理論的研究が行われてきたが、特に近年、AOTV (Aeroassisted Orbital Transfer Vehicle) 等の有用性が認識されるのに伴い、衝撃波層から飛行体固体壁への熱伝達が重要な研究課題となっている。固体壁への熱伝達のうち、対流熱伝達は、定量的な評価が比較的容易であり、物体の寸法を大きくとったり、固体壁からの気体放出などによって、それ

を軽減できることも知られている¹⁾。これに対して、Park¹⁾, Walberg²⁾, Howe³⁾らは、宇宙実験の結果等から、飛行速度が高い場合、対流熱伝達に加えて輻射熱伝達がそれと同程度か、あるいは、それ以上の大きさになると指摘しているが、数値解析的にそれを定量評価する方法はまだ確立されているとは言い難い。

上記のような衝撃波層の内部で発する輻射は、強い波長依存性を持ち、輻射伝達量を定量評価するためには、黒体や灰色媒体による近似では到底不十分である。ある一点における放射・吸収スペクトルを求めるためには、各化学種のおおのの電子励起-振動-回転準位間遷移や電子制動による輻射を重ね合わせる必要がある。そのためには、非平衡化学反応を伴う衝撃波層内の流体場の状態量を求めることが前提となる。その際、特に衝撃波直後においては、原子、分子、電子の各自由度間のエネルギー緩和が十分に達成されずに、熱力学的にも非平衡状態となっており、化学反応速度や電子励起状態の計算も、その効果を含めて行う必要がある。また、三次元的な輻射伝達を計算する際、強い波長依存性があることと、放射係数と吸収係数の間に Kirchhoff の法則が成り立たないことにより、非常に多くの情報量が必要となり、計算機の計算時間と記憶容量の制約を受ける。

本研究は、再突入時に極超音速飛行物体の周りに形成される非平衡空気衝撃波層からの輻射熱伝達を求めるための、波長依存性、自己吸収の効果、三次元的な形状効果を含んだ数値計算手法を確立して、その定量的な評価を行い、輻射場の構造や輻射熱伝達に対する各化学種の寄与や流れ場の条件の影響を調べることを目的とする。

^{*1} 平成2年12月22日、第4回数値流体力学シンポジウムにて一部講演。平成3年1月28日原稿受理

^{*2} 名古屋大学工学部航空学科

^{*3} 名古屋大学大学院

記 号

- $A_{A,ii'}$: A 化学種の i -準位から i' -準位への光学遷移の遷移確率 (Einstein の A 係数)
 a : 係数, (7)式
 b : 係数, (8)式
 c : 光速
 $d\omega$: 立体角
 e : 全エネルギー密度
 $I_{sm,j}$: j 番目のバンドの平滑化された放射強度, (5)式
 $I_{sm,j,nm}$: 固体壁における $-R_{nm}$ 方向の j 番目のバンドの平滑化された放射強度
 I_ν : 単位波数当りの放射強度
 J : (全化学種による) 放射パワー
 J_A : A 化学種による放射パワー
 j : バンドの通し番号
 j_λ : 放射係数 (単位波長当り)
 j_ν : 放射係数 (単位波数当り)
 $K_{A,ii'}$: 電子衝突による A 化学種の i -準位から i' -準位への遷移に対する速度係数
 L : 光線が体積要素を通過する長さ
 m : 最外郭境界面の通し番号, 第1図
 n : 固体壁境界面の通し番号, 第1図
 $\mathbf{n}$: 固体壁面の法線ベクトル
 n_A : A 化学種の数密度
 $n_{A,i}$: i -準位にある A 化学種の数密度
 q : 固体壁への単位面積, 単位時間当りの輻射熱伝達
 R_{nm} : 固体壁上の点 P を基準とした最外郭面上の点 Q の位置ベクトル, 第1図
 T : 重粒子並進-回転温度
 T_{ve} : 振動-電子並進温度
 T_w : 壁温度
 u : 流速
 x : 淀み線に沿った座標, 第2図
 y : 固体壁に沿った座標, 第2図
 α : 角度, 第2図
 Δx : 体積要素の流れ方向の長さ
 $\Delta \nu_j$: j 番目のバンドの波数バンド幅
 θ : $\mathbf{n}$ と R_{nm} のなす角度, 第1図
 κ_λ : 波長の関数としての吸収係数
 κ_ν : 波数の関数としての吸収係数
 λ : $1/\nu$, 波長
 ν : 波数
 $\nu_{L,j}$: j 番目のバンドの波数の下限
 $\nu_{U,j}$: j 番目のバンドの波数の上限

 ω : 方向ベクトル

2. 解析方法

2.1 解析手順の概要 衝撃波層から物体への熱伝達量を計算する過程は, 次の3段階よりなる.

(1) 状態量の計算^{4,5)}: 輻射を含まない流体場の計算を行い, 各格子点での状態量を求める. 計算スキームとしては, Beam and Warming の陰的解法⁶⁾を用いた. また, 衝撃波層内の熱力学的非平衡性を考慮するため, Park の二温度モデル^{7,8)} (重粒子の並進-回転温度を T , 振動-電子並進温度を T_{ve} で表す) を用いた. 衝撃波層は, 11 化学種 (N_2 , O_2 , N , O , NO , N_2^+ , O_2^+ , N^+ , O^+ , NO^+ , e) より構成されると仮定し, 化学的非平衡性を考慮して, 17 素反応⁹⁾の両方向の反応速度より生成項を計算した. その場合の速度係数には, 多温度依存性を考慮した Park の近似式⁹⁾を用いた. 近似式中の各係数は, 文献8) によった. 振動エネルギー緩和は, Landau-Teller 型に従うとし, その時定数には Millikan & White の半実験式⁹⁾に Park の補正項⁸⁾を加えたものを用いた. 各輸送定数 (熱伝導度, 摩擦係数, 拡散係数) は, Yos の公式^{10,11)} で与えた. なお, 計算格子は shock fitting により生成された.

(2) 放射・吸収係数の計算: (1) で求めた状態量 $n_A (A=N_2, O_2, \dots)$, T , T_{ve} から放射係数 j_ν , 吸収係数 κ_ν を計算する. ここでは, 本段階の計算には, NEQAIR プログラム¹²⁾を用いた. 計算の対象とする波長領域は $0.2 \sim 1.5 \mu m$ で, 中性原子の束縛-束縛, 束縛-自由, 原子イオンの自由-自由遷移による輻射と, 分子の電子励起-振動-回転準位間遷移による輻射 (N_2 -first positive, second positive, O_2 -Schumann-Runge, NO - β , γ , N_2^+ -first negative の各 band system) を計算した.

NEQAIR における電子励起状態の決定は, 次式で表される準定常状態を仮定することによってなされる.

$$\sum_i (K_{A,i'i} n_e + A_{A,i'i}) n_{A,i'} - \sum_{i'} (K_{A,ii'} n_e + A_{A,ii'}) n_{A,i} = 0 \quad (1)$$

ここで, $K_{A,ii'}$, $A_{A,ii'}$, $n_{A,i}$, n_e は, それぞれ, 電子衝突による電子励起準位間遷移の反応速度係数, 輻射を伴う電子励起準位間遷移の反応速度係数, i -level にある A 化学種の数密度, 電子の数密度を表す. 電子励起準位数は, N は 22 準位, O は 19 準位, N_2 , O_2 , NO , N_2^+ の各分子については, 下位より 5 準位までを考慮する. N , O については, 考慮したすべての準位について準定常状態を仮定し, N_2 , N_2^+ について

は下位4単位, NOについては下位3単位の占有密度を上式で求める. また, 分子種のうち $N_2C^3\Pi_u$ (second positive band の上位単位), $O_2B^3\Sigma_u^-$ (Shumann-Runge band の上位単位) については, 基底電子励起単位における解離エネルギーよりも高いエネルギー・レベルにあるため, predissociation, inverse-predissociation と輻射を伴う遷移が平衡状態にあるとして, 占有密度を求める.

(3) 輻射伝達の計算: 計算領域内において, 輻射伝達方程式を解き, 物体への熱伝達量を求める. 詳細は, 2.2 に示される.

なお, 原理的には, (2) で求められた放射係数より単位体積当りの輻射による負の熱入力計算され, それを(1)に帰還させる必要がある. しかし, 後に議論するように, 本論文の対象とする流体場の条件では, 輻射による熱入力の流体場のエネルギー式にもたらす影響はそれほど小さくなく, 繰り返し計算をしなくても, 十分な精度の流体場, 輻射場の解が得られる.

2.2 輻射伝達の計算¹⁹⁾ 固体粒子による散乱, 屈折を考慮しないときの, 輻射伝達の基礎方程式は¹⁴⁾,

$$\frac{1}{c} \frac{\partial I_\nu}{\partial t} + \omega \cdot \nabla I_\nu = j_\nu - \kappa_\nu I_\nu \quad (2)$$

ここで, 粒子の速度が光速よりも十分低いことから, 左辺第1項を無視できる. いま, 内部の状態量が一樣な体積要素を仮定する. ある光線が要素の境界面上のある一点 ($\omega=0$) より ω 方向に入射し, 他の一点 ($\omega=L$) から要素の外に出ていくとすると, $\omega=L$ の ω 方向の放射強度は, (2)式より, 次のように与えられる.

$$I_\nu(L) = I_\nu(0)e^{-\kappa_\nu L} + (1 - e^{-\kappa_\nu L}) \frac{j_\nu}{\kappa_\nu} \quad (3)$$

計算の対象とする波数範囲をいくつかのバンドに分割し, j 番目のバンド ($\nu_{L,j} \leq \nu \leq \nu_{u,j}$, $\Delta\nu_j = \nu_{u,j} - \nu_{L,j}$) の範囲で(3)式を波数について積分する. この際, 放射強度 I_ν に対して(5)式のような平滑化を行う.

$$I_{sm,j}(L) \Delta\nu_j = I_{sm,j}(0) \int_{\nu_{L,j}}^{\nu_{u,j}} e^{-\kappa_\nu L} d\nu + \int_{\nu_{L,j}}^{\nu_{u,j}} (1 - e^{-\kappa_\nu L}) \times \frac{j_\nu}{\kappa_\nu} d\nu \quad (4)$$

$$I_{sm,j}(\omega) = \frac{1}{\Delta\nu_j} \int_{\nu_{L,j}}^{\nu_{u,j}} I_\nu(\omega) d\nu \quad (5)$$

光学的に厚くない要素 ($\kappa_\nu L \ll 1$) に対しては, (4)式における指数関数の部分を級数展開して,

$$I_{sm,j}(L) \Delta\nu_j = I_{sm,j}(0) \Delta\nu_j + \sum_{k=1}^N [a_{k,j} I_{sm,j}(0) + b_{k,j}] L^k \quad (6)$$

$$a_{k,j} = \frac{(-1)^k}{k!} \int_{\nu_{L,j}}^{\nu_{u,j}} \kappa_\nu^k d\nu \quad (7)$$

$$b_{k,j} = -\frac{(-1)^k}{k!} \int_{\nu_{L,j}}^{\nu_{u,j}} \kappa_\nu^{k-1} j_\nu d\nu \quad (8)$$

適当な境界条件のもとに, (6)式によって輻射伝達を計算するが, その際, κ_ν , j_ν をそのまま用いるのではなく, (7), (8)式で与えられる積分量を記憶し, それらを(6)式に適用する. これにより, 輻射伝達の計算に必要な計算機の記憶容量を節約することができ, 波長依存性, 自己吸収効果を含んだ輻射伝達の三次元計算が可能となる. 例えば, 本論文の計算例では, 一つの体積要素に対して, 放射・吸収係数がそれぞれ 20,000 分割されており, 直接計算では 40,000 個のデータが必要である (更に流体計算に用いた格子点数に相当する 30×30 通りの状態量を持つ体積要素が存在する). これに対して, 本バンド分割法を用いると, $N=2$, $j_{\max}=500$ としても, 十分な精度の輻射伝達量が計算され, この場合, 必要なデータ数は一体積要素当り 2,000 個に節約される.

輻射伝達におけるバンド化の手法は, Edwards¹⁵⁾ によるものがよく知られている. Edwards のバンド化は, 振動-回転遷移による赤外輻射に対するものであり, 電子励起単位間遷移を含めたここでの計算とはその点でも異なるが, バンド化の手法そのものについても以下の点で異なる: (1) Edwards の方法では, 個々の遷移に対応するスペクトルを個別にバンド化するため, 実効的な transmissivity を計算するためにはブロック化の処理を施さなければならない. これに対して, ここに示した方法では, あらかじめ計算の対象とする化学種の各々の遷移による吸収係数, 放射係数を全て重ね合わせた後にスペクトルをバンド化するため, ブロック化を行う必要がない. (2) Edwards の方法では, バンド化が適用できるスペクトルの波長依存性に制約があるのに対して, ここで示す方法では, 輻射伝達方程式, (6)式は, 級数展開の精度において, 任意の形のスペクトルに対して適用することができる.

物体表面への輻射熱伝達量は, 物体表面での放射強度を立体角 2π で積分することにより求められる. 鈍頭物体上のある1点から計算領域を見た場合, 立体角に関する積分は, その点から見える計算領域の最外郭面の立体角の寄与を足し合わせればよい. 第1図において, 固体壁上の点Pから最外郭面上の点Qが見えるための条件は,

$$\mathbf{n}_n \cdot \mathbf{R}_{nm} > 0 \quad (9)$$

したがって, 点Pにおける, 輻射による単位面積当りの加熱量 q_n は,

$$q_n = \int_0^\infty \int_{(2\pi)} I_\nu(\mathbf{n} \cdot \boldsymbol{\omega}) d\boldsymbol{\omega} d\nu$$

第1表 計算条件

Altitude	70 km
Upstream pressure	5.5 Pa
Upstream temperature	219 K
Flight velocity	7.4-10.4 km/s
Mach number	25-35
Wall temperature	1200 K
Wall catalycity	non
Wall reflectivity	0
Wall emissivity	0

第1図 固体壁上の点と最外郭面との関係

第2図 計算の対象とする鈍頭物体と座標系

$$= \sum_j^{\max} \sum_{m, n, R_{nm} > 0} I_{sm,j,nm} \Delta \nu_j \frac{(n_n \cdot R_{nm}) \Delta \omega_{nm}}{|R_{nm}|} \quad (10)$$

ここで、 $I_{sm,j,nm}$ は、最外郭面で $I_{sm,j} = 0$ とし、光線の経路に沿って(6)式を適用することによって求めることができる。

3. 衝撃波層内の流体・輻射場の構造と固体壁への輻射熱伝達

3.1 計算モデル 計算の対象としたのは、半径1 mの球と半頂角20°の円錐を組み合わせた鈍頭物体(第2図)で、流れは軸対称であるとし、上流条件、壁

3-1 温度

3-2 各化学種の数密度

第3図 淀み線に沿った状態量の分布 (M=35)

条件は、第1表に示すように与えた。固体壁に到達した輻射は、反射されずにすべて壁に吸収されると仮定し、壁の熱輻射も本計算では考慮しない。

3.2 衝撃波層内の流体・輻射場の構造 第3図に、 $M=35$ の場合の淀み線に沿った温度、各化学種の数密度の分布を示す。衝撃波直後ではエネルギー緩和の遅れから $T_{ve} \ll T$ であるが、衝撃波層の中ごろから固体壁までは熱力学的平衡 ($T \approx T_{ve}$) がほぼ成り立つ。衝撃波直後は T が高く、分子の解離反応が急速に進行し、解離速度が速い酸素の場合はほぼ完全に解離する。窒素についても、 $M=35$ では解離反応がかなり進行する。衝撃波層内の電離化学種のうち、 $M=25$ では NO^+ の割合が高いが、 $M=35$ では原子種

が支配的になる。電離度は、 $M=25$ のとき 2×10^{-3} 程度、 $M=35$ のとき 5×10^{-2} まで上昇する。圧力は淀み線に沿ってほぼ一定であり、衝撃波直後および壁近傍の温度境界層では、衝撃波から壁に向かうにつれて、 T が急激に下降するのに対応して全数密度が上昇する。しかし、電離、解離した化学種の数密度の変化に対しては、気体の状態方程式に従った一定圧力下での温度の低下に伴う数密度の上昇と、再結合による数密度の減少の、主に二つの影響がある。電離反応と解離反応を比べると、前者の方が、全般的に活性化エネルギーが高く、低温における再結合の反応速度がより高い傾向にある。そのため、電子および電離した化学種の数密度は、壁の極く近傍で上昇する前に、高い反応速度を持つ再結合の影響で一旦低下する。

第4図に、第3-1図、A点における j_λ , κ_λ の波長依存性を示す。0.3~0.5 μm の波長範囲に N_2^+ first negative band, 主に 0.6~1.2 μm の範囲に原子種によるライン・スペクトルが存在する。同じ波長の j_λ と κ_λ を対応させると、これらが Kirchhoff の法則で関係付けられないことも、図から容易にわかる。第4-2図では、縦軸の最大値は、光線が要素を通過する最大

4-1 放射係数

4-2 吸収係数

第4図 放射係数、吸収係数の計算例 ($M=35$, 第3-1図におけるA点)

長さに対応する光学的厚さ $\kappa_\lambda L_{\max}$ が1になる κ_λ にほぼ対応する。これより、かなり強いライン・スペクトルでさえも要素内において $\kappa_\lambda L \ll 1$ の条件を満たしていることがわかる。このように、各体積要素は全ての波長範囲で光学的に薄いので、(6)式の級数展開による近似を適用することができる。

淀み線に沿った各化学種による放射パワーの分布は第5-1, 2図に示されるが、これによれば、全体の放射パワーに主に寄与するのは、N, Oの原子種であることがわかる。また、 $M=25$ の場合には、 N_2^+ (first negative band による) の放射パワーがNに次いで大きい、マッハ数が更に高くなると、解離反応が進行して N_2^+ の密度の上昇が妨げられる ($M=25$ の場合

5-1 $M=35$ 5-2 $M=25$

第5図 淀み線に沿った各化学種による放射パワーの分布

も、 $M=35$ (第3-2図) の場合も、 N_2^+ の数密度は淀み線上で共に 10^{18} m^{-3} 程度である) ために、全放射パワーに対する N_2^+ の寄与は相対的に小さくなる。原子種の場合、電子励起準位のエネルギー差は離散的であ

り、遷移にかなり大きなエネルギーを必要とするものがあるが、そのような遷移に対しては、エネルギーの高い電子との衝突のみが寄与する。これに対して、分子の場合は、振動、回転遷移を伴うために、エネルギー差はほぼ連続的に分布し、低いエネルギーの電子の寄与も大きい。こういった理由から、放射パワーに関して、原子の方が分子よりも電子温度に敏感である。

$M=35$ の場合、衝撃波からかなり離れた位置においても原子種の放射パワーが高いのは電子密度、電子温度が共にある程度高いレベルにあるため、この電子密度が高い領域では、制動輻射による放射パワーも大きくなる。制動輻射による放射パワーは、電子密度とイオンの密度の積 (近似的に電子密度の2乗) にほぼ比例する。例えば、 N^+ の制動輻射による放射パワーの淀み線上での最大値とその点での電子密度は、それぞれ、 $M=25$ のとき $7 \times 10^9 \text{ W/m}^3$, $6 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ なのに対して、 $M=35$ のときには $9 \times 10^9 \text{ W/m}^3$, $4 \times 10^{21} \text{ m}^{-3}$ と急激に上昇する。ただし、本計算例では、 $M=35$ のときでも全放射パワーに対する制動輻射の割合は1%程度であるが、更にマッハ数が高くなるとその割合がますます大きくなることが予測される。

AOTV の飛行高度 70 km 程度では、原子、分子の励起状態の遷移は、主に電子衝突によってなされるため^{1,12)}、上記の例でも示されるように、放射パワーは電子密度と電子温度に大きく依存する。衝撃波背後のエネルギー緩和がある程度完了したところで、 T_{ve} は最大となり、放射係数は極大となる。それよりも下流の領域では、電子温度が低下するのに伴って放射係数は一旦下降するが、マッハ数が高いと、更に壁に近づくにつれて電子密度が上昇するため、放射パワーは壁近傍で再び上昇する (第6図)。このように、マッハ数が高い場合、放射係数は淀み線に沿って二つのピークを持つが、この傾向は白井¹⁶⁾、飯塚¹⁷⁾ らの指摘と一致するものである。なお、固体壁近くで放射パワーが大きくなると、固体壁上から見た立体角への寄与が大きいために、輻射熱伝達量に大きな影響をもたらす (3.3 参照)。

第6-1図で $M=35$ の場合、放射パワーが最大となる B 点において、(輻射によるエネルギー放出の特性時間) / (流れの特性時間) = $(e/J)/(\Delta x/u)$ を計算すると 270 なる値が得られるが、これより、流体場のエネルギー保存に対する輻射によるエネルギー放出の寄与は、放射パワーが最大のところでもそれほど大きくないことがわかる。すなわち、本論文の計算の対象とする範囲では、2.1の(2)から(1)への帰還計算を行わなくても、十分な精度で流体・輻射計算を行うことができる。

第6図 淀み線に沿った放射パワー (J)、振動-電子並進温度 (T_{ve})、電子密度 (n_e) の分布

第2表 淀み点における輻射・対流熱伝達,
単位 $[10^4 \text{W/m}^2]$

M	Radiative	Convective
25	1.4	11.6
30	4.5	13.8
35	8.3	14.7

第7図 物体表面に沿った輻射熱伝達の分布

3.3 固体壁への輻射熱伝達 第7図に、固体壁への輻射熱伝達量の分布を示す。輻射熱伝達量は、淀み点で最大となり、下流にいくに従って急激に減少するが、マッハ数が高くなるほど、高温領域が広がり、壁近くでの放射パワーも高くなるため、輻射熱伝達量の最大値とその半値幅が共に大きくなる。また、鈍頭物体の形状の影響により、マッハ数が高い ($M=35$) 場合は下流 (円錐台領域) でもある程度高温となり輻射熱伝達量が高くなる。なお、本計算条件のもとでは衝撃波層は全体として光学的に薄く、いずれの計算例の場合も、途中での吸収を考慮した場合の輻射熱伝達量としない場合のそれとの差は、輻射熱伝達量全体の5%程度だった。

淀み点での輻射・対流熱伝達量を比べると(第2表)、マッハ数が低い時には対流熱伝達が支配的なのに対して、高マッハ数になると輻射熱伝達の寄与が急激に大きくなるのがわかる。マッハ数が高くなると、解離、電離等の吸熱反応が進むため、対流熱伝達量は頭打ちとなるのに対して、電子温度、電子密度の上昇によって輻射熱伝達量は急激に上昇する。なお、ここで得られた輻射熱伝達量は、Parkが整理した結果⁷⁾と同程度となり、再突入極超音速飛行物体の加熱に対して輻射熱伝達が無視できないことを示唆する結果となった。

4. 結 論

再突入時に飛行物体の周りに形成される極超音速非平衡衝撃波層に関して、その内部の輻射場を計算し、計算機記憶容量を大幅に節約できるバンド分割法を用いて三次元非平衡輻射伝達の計算を行い、物体への輻射熱伝達量を計算した。得られた主な結論は以下に示される。

1) 本論文で示した級数展開近似バンド分割法を用いることによって、計算時間と計算機の記憶容量を節約して、波長依存性、流体の自己吸収効果を含んだ三次元輻射伝達の計算を行うことができる。

2) マッハ数が高くなると、固体壁への熱伝達に対して、輻射熱伝達の寄与が急激に大きくなり、本計算例では対流熱伝達と同程度にまで達するという結果が得られた。

3) 本論文の計算条件のもとでは、輻射熱伝達に関して特に大きな影響を及ぼす重粒子種は、N, Oの原子種である。また、 $M=25$ 程度では N_2^+ (first negative band) による輻射の割合も大きい。更にマッハ数が高くなると、解離反応の進行によってその割合は相対的に小さくなる。

4) 電子温度・密度は、放射パワーに対して支配的な影響を及ぼす。淀み線に沿った放射パワーの分布は、衝撃波直後で、高い電子温度に対応した極大値を持つ。更に、マッハ数が高くなると、固体壁近くにも高い電子密度に対応した極大値が現れ、淀み点での最大輻射熱伝達量を増加させ、輻射加熱が大きな領域を広げる結果をもたらす。

計算される輻射熱伝達量に対して、各化学種(特に電子)の密度や温度が大きく影響するが、それらの状態量の分布は流体計算で用いる反応速度係数に大きく依存する。しかし、熱力学的非平衡性を考慮した化学反応速度係数に関しては、正確な評価法が必ずしも確立しているわけではない。したがって、今後、輻射熱伝達量を更に精度良く求めるためには、正確な状態量を求めるための、より正確な多温度化学反応速度係数について更に検討することが必要である。

本研究は、文部省科学研究費補助金重点領域研究(1)「高温化学反応を伴う衝撃波」(課題番号: 02252109, 代表: 藤原俊隆) および総合研究(A)「スクラムジェットエンジン内の極超音速反応流」(課題番号: 01302024, 代表: 藤原俊隆)からの援助を得た。また、群馬大学工学部白井紘行教授からは、機会あるたびに有益な御指摘をいただいた。ここに、感謝の意を表します。

参考文献

- 1) Park, C.: Radiation Enhancement by Nonequilibrium in Earth's Atmosphere, *J. Spacecraft and Rockets*, **22** (1985), pp. 27-36.
- 2) Walberg, G. D.: A Survey of Aeroassisted Orbit Transfer, *J. Spacecraft and Rockets*, **22** (1985), pp. 3-18.
- 3) Howe, J. T.: Introductory Aerothermodynamics of Advanced Space Transportation Systems, *J. Spacecraft and Rockets*, **22** (1985), pp. 19-26.
- 4) Reddy, K. V., Fujiwara, T. and Murayama, T.: Thermally and Chemically Nonequilibrium Flow Analyzed by Park's Two-Temperature Model, *AIAA 90-0142* (1990).
- 5) 村山俊之, 佐宗章弘, 藤原俊隆: 化学反応と分子内部励起を含む極超音速衝撃波層の数値解析, 平成 2 年度衝撃波シンポジウム講演論文集, 1990, pp. 361-366.
- 6) Beam, R. M. and Warming, R. F.: An Implicit Factored Scheme for the Compressible Navier-Stokes Equations, *AIAA J.*, **16** (1978), pp. 393-402.
- 7) Park, C.: Assessment of Two-Temperature Kinetic Model for Ionizing Air, *J. Thermophysics and Heat Transfer*, **3** (1989), pp. 233-244.
- 8) Park, C.: Nonequilibrium Hypersonic Aerothermodynamics, John Wiley & Sons, New York, 1990.
- 9) Millikan, R. C. and White, D. R.: Systematics of Vibrational Relaxation, *J. Chemical Physics*, **139** (1963), pp. 3209-3213.
- 10) Yos, J. M.: Transport Properties of Nitrogen, Hydrogen, Oxygen and Air to 30,000 K, Technical Memorandum RAD TM-63-7, AVCO-RA, Wilmington, 1963.
- 11) Lee, J. H.: Basic Governing Equations for the Flight Regimes of Aeroassisted Orbital Transfer Vehicles, *Progress in Astronautics and Aeronautics*, **96** (1985), pp. 3-53.
- 12) Park, C.: Calculation of Nonequilibrium Radiation in AOTV Flight Regimes, *AIAA 84-0306* (1984).
- 13) Sasoh, A., Chang, X., Murayama, T. and Fujiwara, T.: Three-Dimensional Calculation of Radiative Flowfield in Hypersonic Air Shock Layers, *Memoirs of the Faculty of Engineering, Nagoya University*, to be published.
- 14) Pai, Shih-I.: *Radiation Gas Dynamics*, Springer-Verlag, Wien, 1966.
- 15) Edwards, D. K.: Molecular Gas Band Radiation, *Advances in Heat Transfer*, **12** (1976), pp. 115-193.
- 16) 白井紘行, 田中敦司: 強い空気衝撃波背後の放射, 平成元年度衝撃工学シンポジウム講演集, 1989, pp. 122-127.
- 17) 飯塚弘之, 本間弘樹, 大野太郎: 空気中の強い衝撃波背後の発光の 2 次元画像観測と画像処理, 日本航空宇宙学会誌, **39** (1991), pp. 14-19.