極超音速飛行体周りに形成される非平衡衝撃波層からの
輻射熱伝達に関する実験及び解析^{*1}

Radiative Heat Transfer from a Nonequilibrium Shock Layer
Generated around a Hypersonic Flight Model

小 紫 公 也^{*2}・笠 原 次 郎^{*3}
Kimiya KOMURASAKI, Jiro KASAHARA,
矢 野 修 二 郎^{*3}・藤 原 俊 隆^{*2}
Shujiro YANO and Toshi FUJIWARA

Key Words: Shock Waves, Hypersonic Flow, Radiation, Heat Transfer, Ballistic Range

Abstract

Radiative heat transfer from the strong shock layer generated around a hypersonic flight model is experimentally investigated by using a ballistic range (two-stage light-gas gun). A plastic projectile of 1.2 cm diameter is accelerated in this facility up to 5.3 km/s ($M=15$), and the radiation spectra and global power emission from the projectile are measured. As a result, radiation spectra from some carbon-containing molecules such as CN and CO, were observed along with the air spectra, and the radiative heat transfer rate was estimated. Since the projectile launched in a ballistic range is two orders of magnitude smaller than the actual space vehicles, the model-dimension effect on shock layer structure is examined by analytical and numerical considerations, and a scaling law has been developed. Radiative heat transfer rate around a projectile was calculated, and the validity of conventional numerical model is discussed by comparing the computed result with the measured one.

n : 数密度, m^{-3}

p : 圧力, Pa

R : 鈍頭部の半径, m

T : 並進温度, K

T_v : 振動温度, K

T_a : 幾何平均温度 $\sqrt{TT_v}$, K

u : 速度, m/s

δ_T : 温度境界層の厚み, m

κ : 熱伝導率, W/mK

λ_v, λ_R : 振動緩和距離および化学反応距離, m

τ_v, τ_R : 振動緩和および化学反応の時定数, s

ρ : 密度, kg/m^3

1. は じ め に

近年スペースプレーンや AOTV (Aero-assisted Orbital Transfer Vehicle) などの極超音速飛行船の研究が盛んに行なわれているが、これらが地球の大気圏を飛行する際には大きな空力加熱が生じ、機体への熱伝達量は数 100 kW/m² 程度にもなるといわれている。そこで機体の熱防衛は重要な課題となっており、設計をする際には正確な熱伝達率の見積が必要となる^{1,2)}。しかし、熱伝達機構のなかでも輻射を介した熱伝達は、対流によるものよりも不確定な因子が多く、まだ定量的な評価が難しい。

この輻射熱伝達を研究するためには、極超音速かつ高エンタルピーな空気の流れを実験室で作り出す必要があり、非常に大掛かりな設備を必要とする。そのためこれまでは主として大型コンピュータを用いた数値解析によって輻射熱伝達量の見積が試みられてき

記 号

A : 輻射を伴う電子励起準位間遷移速度

D : 解離エネルギー, J

K : 電子の衝突による電子励起準位間遷移速度

k_t, k_r : 反応速度係数

L : 衝撃波層の厚み, m

M : マッハ数

^{*1} 平成 5 年 11 月 12 日原稿受理

^{*2} 名古屋大学工学部機械・航空宇宙工学科

^{*3} 名古屋大学大学院工学研究科

第1図 バリスティックレンジの概略図

た^{3,4)}。しかしこの現象は複雑な物理化学現象を伴うため、熱的・化学的非平衡現象のモデル化⁵⁾や高温での化学反応、電離・解離速度の仮定⁶⁾、さらには原子・分子の放射遷移の簡略化⁷⁾などを必要としている。そこでこれらの計算モデルの妥当性を検討するためには是非とも実験結果との比較が必要となってきた。

名古屋大学では、鈍頭物体周りの三次元非平衡極超音速流れ計算⁸⁾とその結果を用いた輻射計算⁹⁾によって輻射熱伝達の解析的な研究を行ってきたが、1991年にバリスティックレンジ(2段式軽ガス銃)が完成し、小さなスケールではあるが極超音速、高エンタルピー流れの実験が可能となった¹⁰⁾。そこで本研究ではバリスティックレンジより発射された弾の周りから発せられる輻射光を測定し、その測定結果と計算結果の比較を試みた。その際に弾と宇宙船の寸法の違いを考慮して、衝撃波構造と飛行体モデルの寸法に関するスケール則を見出し、実験に用いるべき空気密度などについて検討を行なった。

2. 実験装置

第1図に、バリスティックレンジ装置(十合溶材社製)の概略図を示す。この装置は主に貯気槽、圧縮管、発射管、観測室により構成されている。全長が6.8mと、他の同様な装置^{11,12)}に較べて短いにもかかわらず、約1gの弾を秒速5kmで発射することができる。1段部には火薬ではなく高压空気と高速バルブよりなる駆動システムが用いられており、射出速度の再

第2図 集光系

現性向上と装置のセットアップの省力化が図られている。およそ3時間に1回の頻度で実験を行なうことができる。高速バルブを開くと、貯気槽に蓄えられている5~8 MPaの高压空気によりフリーピストンが押し出され、圧縮管内のヘリウムが200~300 MPaまで圧縮される。この圧力によって、圧縮管と発射管の連結部にセットされた隔膜が破れ、弾が観測室に向かって発射される。

発射管内での弾の速度履歴はマイクロ波定在波法を用いて測定し、測定室内での飛行速度はレーザーカット法を用いて測定した。また、超高速カメラ(NAC, 20 Mfps)を使って撮影したシャドウグラフより、飛行中の弾の姿勢や破壊状況、衝撃波の形状などを調べた。さらに、弾の周りにできた衝撃波層から発せられる輻射光のスペクトル分布を分光器(JAS.Co. CT 50 N)を用いて観測した。第2図に本実験で使用した集光系を示す。分光写真はインスタントフィルム(Polaroid, ASA 3000)上に撮影したが、フィルムの

感度特性からスペクトル分布の撮影可能領域は 330~650 nm に限られた。放射光の強度はダイオードタイプの光パワーメーターを用いて測定した。ダイオードタイプのパワーメーターは多少の波長依存性があるものの、反応時間は 5 ns と、弾の飛行時間 (約 400 μ s) に対して十分に短く、集光されたパワーの時間履歴を得ることができる。その履歴は、弾が集光系の焦点を通過する際に最大値をとる。

3. 実験結果

すべての測定は弾の飛行速度を 5 km/s にして行なった。弾の飛行中のシャドウグラフを第 3 図に示す。図に見られるように弾はほとんど原形を保っており、壊れた様子はない。しかしながら飛行方向に対して幾分傾いて飛行しているのがわかる。これは高速度カメラのシャッターのトリガー信号を得るために発射管出口に張った銅線を、弾が横切の際に傾いたものであると考えられる。また弓型衝撃波が弾の前方に生じているのがわかる。

放射光のスペクトル強度分布を第 4 図に示す。この

第 3 図 弾の飛行状態のシャドウグラフ (露光時間 100 ns)

図は分光写真から、CCD カメラおよび画像処理装置 (HAMAMATSU DVS-3000) を用いて強度分布に変換したものである。空気分子からのスペクトルの他に CN や CO といった炭素を含む分子からのスペクトルが同定された。これらの分子は、空気中の二酸化炭素やすす、弾の材質であるポリエチレンのアブレーション生成物等が、空気中の窒素や酸素と反応した結果生じたものと考えられる。炭素を含んだ分子は量が少なくても強い放射を起こすので、これらの放射も考慮に入れて熱防御を考える必要があるであろう。

次に放射パワーの時間履歴を第 5 図に示す。弾の発射時刻は、図中に示されたマイクロ波信号の最大振幅点から知ることができる。放射パワーは弾が発射管出口から出た直後から上昇し、焦点で最大になる。その後は下降して鏡の横を通過するとほとんど放射光は観測されない。弾がダンパーに衝突した後に融解・飛散して発光し、分光測定に影響を及ぼすことのないように、ダンパー周りにはバップルが設けられている。この集光系では、焦点において立体角 8.3×10^{-3} sr、直径 23 mm の円形の FOV (Field of View) が作られる。焦点において観測される放射パワーから放射強度を求めると、観測室の空気の圧力が 500 Pa の場合で $31 \text{ W/m}^2 \text{ sr}$ であった。

4. 極超音速非平衡流れ解析

衝撃波層内の放射強度分布はその熱的・化学的非平衡性に強く依存する。従って流れ場の計算においては、有限な反応速度を有する解離、電離反応とともに、分子の振動励起、電子励起現象を正しく再現しなければならない。そこで各化学種、並進温度、および振動温

第 4 図 放射光のスペクトル強度分布

第5図 放射パワー履歴

第6図 鈍頭物体と座標系

第7図 衝撃波層の厚み

度の分布を得るために、熱的・化学的非平衡を考慮した鈍頭物体周りの軸対称2次元数値解析を行なった。計算に用いた飛行体モデルの形状および座標系を第6図に示す。化学反応に関しては、11の化学種 (N_2 , O_2 , N , O , NO , NO^+ , N^+ , O^+ , N_2^+ , O_2^+ , e^-) と電離反応を含む17の素反応を考慮した⁹⁾。反応速度係数はParkの2温度反応モデル⁶⁾を用い、並進温度と振動温度の幾何平均の関数として定義した。また並進・振動エネルギー緩和に関してはLandau-Teller型の緩和を仮定し、その時定数にはMillikan and Whiteの半実験式を用いた⁵⁾。さらに電子温度は振動温度と等しいと仮定し、飛行体壁面は1,200 Kの等温壁条件を仮定した。このような非平衡モデルはかなり一般的なもので、計算の妥当性を検討するのに適している。

バリスティックレンジより射出できる弾の寸法は、実際の飛行船に比べて2桁小さく、実験によって飛行船周りの放射熱伝達率を見積るには、モデルの寸法の違いが衝撃波の構造に与える影響を考慮する必要がある。第7図に鈍頭物体の寸法と衝撃波層の厚みの関係を示す。図中のバーは密度や流速を変えた場合の厚みの変化の範囲を表している。衝撃波層の厚み L は空気密度や流速には余り依存せず、主としてモデル鈍頭部の半径 R に比例して変化し、その関係はほぼ $L = 0.1R$ であるのがわかる。

次に衝撃波内部の熱的・化学的構造について考察する。モデルの寸法が小さい場合、衝撃波層が薄くなるため衝撃波層内での粒子間の衝突回数が少なくなり、並進・振動エネルギー緩和が十分に行なわれずに振動励起がほとんど起こらない可能性がある。同様に化学反応に関しても衝突回数が少ないため、解離反応が遅れ衝撃波層内で化学的非平衡領域の占める割合が相対的に拡大することが予想される。そこでバリスティックレンジを用いた実験で、大きなスケールの衝撃波層と同じ熱的・化学的構造の衝撃波層を得ようとするれば、空気密度を高くして粒子間の衝突頻度を高める必要

がある。

実験で用いるべき空気の密度を決定するために、まず熱的非平衡領域について考察する。振動緩和の時定数は次の半実験で表すことができる⁵⁾

$$p\tau_v = \exp[a(T^{-1/3} - b) - 18.42] \quad \text{atm}\cdot\text{s} \quad (1)$$

ここでパラメータ a, b は衝突する2つの分子の等価分子量和特性温度によって定まる定数である。そこで温度を一定と仮定すれば緩和に必要な距離は

$$\lambda_v = \tau_v u \propto 1/p \propto 1/\rho \quad (2)$$

と表わせ、密度に反比例することがわかる。一方、化学的非平衡領域については、全ての反応の速度係数は次のように温度の関数と定義されており

$$k_i = CT_a^N \exp(-T_a/T_a) \quad \text{cm}^3/\text{mol}\cdot\text{s} \quad (3)$$

解離反応に対する時定数は $\tau_R = 1/k_R n$ と表せるので、化学的平衡に達するのに必要な距離も振動緩和の場合と同様に

$$\lambda_R = \tau_R u \propto 1/n \propto 1/\rho \quad (4)$$

となり、密度に反比例する。 $L = 0.1R$ という関係を用いると、衝撃波層の厚みに対する振動緩和および化学反応に必要な距離の比、即ち衝撃波層における熱的・化学的非平衡領域の割合はともに

$$\frac{\lambda_{v,R}}{L} \propto \frac{1}{\rho R} \quad (5)$$

となり、密度と鈍頭部の半径の積 ρR に反比例する。従って、異なる寸法のモデルに対して熱的・化学的構造が相似な衝撃波層を得ようとするれば、密度とモデル寸法に積が同じになるように密度を決定すればよいと考えられる。

第8図にモデル鈍頭部の半径1 mの場合の淀み線上の温度と化学種の分布の計算結果を示す。空気の密度と温度は高度70 kmの大気を模擬して $\rho_{\infty} = 8.7 \times 10^{-5} \text{ kg/m}^3$, $T_{\infty} = 218 \text{ K}$ とし、飛行速度は5 km/s ($M=15$) とした。この速度はスペースプレーンや再突入宇宙船の飛行速度に比べると幾分小さいが、我々

(a) 温度分布

(b) 化学種の分布

第8図 淀み線上の温度および化学種の分布 ($R=1\text{ m}$, $\rho_\infty=5.7\times 10^{-5}\text{ kg/m}^3$)

のバリストックレンジにより発射できる弾の速度に等しい。衝撃波を通過した直後の並進温度はユゴニオの関係式より 7,700 K と求まる。一方振動温度はまだ自由流の温度 T_∞ のままであると仮定している。図からわかるように衝撃波層の厚みの 20% 程度の距離で熱化学的平衡に達している。

次に、 $R=0.01\text{ m}$ の場合の温度分布を第9図に示す。空気密度は、 $\rho_\infty R$ が同じになるように $\rho_\infty=8.7\times 10^{-3}\text{ kg/m}^3$ と選んだ。第8図と比べると、予想に反して振動温度はほとんど励起されていない。第1表には衝撃波直後および衝撃波層中央での特性値の比較を示す。衝撃波直後では、緩和および反応距離の割合が両ケースで非常に良く一致しているが、衝撃波層中央では R の小さいケースの方が緩和、反応距離とも大きくなってしまっている。

解離反応速度は温度に非常に敏感な関数であり、温度が上がると反応距離は短くなる。一方、振動緩和は解離反応の進行に伴い加速され、反応距離が短くなると緩和距離も短くなる。例えば酸素原子のモル分率が 0.3 まで上がると、 $\text{N}_2\text{-O}$ 間の衝突による緩和速度係数は N_2 同士の衝突によるものよりも 1 桁大きくな

第9図 淀み線上の温度分布 ($R=0.01\text{ m}$, $\rho_\infty=5.7\times 10^{-3}\text{ kg/m}^3$)

第1表 衝撃波直後および中央での特性値の比較

計算条件	$R, \text{ m}$	1.00	0.01
	$\rho, \text{ kg/m}^3$	8.7×10^{-5}	8.7×10^{-3}
衝撃波層厚さ	L/R	7.50×10^{-2}	9.00×10^{-2}
衝撃波直後	$T_\infty, \text{ K}$	1,295	1,295
	λ_v/R	4.95×10^{-2}	4.87×10^{-2}
	λ_R/R	5.42×10^{13}	5.36×10^{13}
衝撃波層中央	$T_\infty, \text{ K}$	4,915	2,661
	$[\text{O}]/[\text{M}]$	0.30	0.05
	λ_v/R	1.07×10^{-2}	1.00×10^{-1}
	λ_R/R	2.36×10^{-1}	4.64×10^3

る。従って緩和、反応距離の相異は、結局は温度分布の違いに起因している。

この衝撃波層内の温度分布に大きな影響を及ぼすと考えられるのが温度境界層である。飛行体の固体壁が冷却や放射によって一定温度に保たれていると、壁付近には第8図に見られたように温度境界層が生じる。その模式図を第10図に示す。温度境界層の厚みは次のように見積ることができる。

$$\delta_T \sim \sqrt{\frac{\kappa}{\rho C_p}} \propto \frac{1}{\sqrt{\rho_\infty}} \quad (6)$$

ここで熱伝導率と比熱はともに温度だけの関数であるから、温度境界層の厚みは密度の平方根に反比例する。その比例定数を第8図から求めると、壁面温度 1,200 K でほぼ 0.01 となり、温度境界層と衝撃波層の厚みの比は次のように表わすことができる。

$$\frac{\delta_T}{L} = \frac{0.01/\sqrt{\rho_\infty/\rho_\infty}}{0.1R} = \frac{0.1}{\sqrt{R/R_0}} \quad (7)$$

従って、 $\rho_\infty R$ を一定に保ちながらモデルを小さくすると、温度境界層の影響はモデル寸法は次第に大きくなり、鈍頭部の半径が 0.01 m 以下になると衝撃波層の全域が温度境界層に支配されることになる。

これらの結果から、1 cm 程度の小さなモデル周りにできる衝撃波層は全領域に渡って熱的・化学的に非平

第10図 衝撃波層内の温度分布と温度境界層

第11図 淀み線上の各遷移の放射強度分布

第2表 計算と実験の比較

熱伝達率		kW/m²
輻射熱伝達率	計算値	6.4×10^1
	測定値	2.0×10^{-1}
対流熱伝達率	計算値	2.3×10^3

衡で、スペースプレーンのような大型の飛行体の周りにできる衝撃波層の構造とはかなり異なるものであることがわかった。そのため衝撃波層からの輻射熱伝達率を求めるには同程度のスケールのモデルで実験を行なうか、輻射現象をモデル化した数値計算を行なう必要がある。

5. 輻射計算

まず計算結果と実験結果を比較するために計算条件を実験条件に合わせて、 $T_\infty = 300$ K, $p_\infty = 500$ Paとし、流れ計算によって各化学種の数密度、および並進・振動温度の分布を求めた。計算結果は示さないが第9図の結果と同様に、振動エネルギー緩和は遅れて衝撃波層内部は完全に熱的非平衡状態になり、電離反応は起こらずに電子はほとんど生じなかった。次に、その結果を用いて放射強度および吸収係数を求め飛行体前方への輻射熱伝達率を見積った。計算にはParkの開発した空気放射計算コード⁷⁾(NEQAIR)を用い、主要な輻射遷移として中性原子の Bound-Bound, Bound-Free 遷移, イオンの Bound-Bound, Bound-Free, Free-Free 遷移, 分子の電子励起-振動-回転準位間遷移 (N_2 first positive, second positive, O_2 Schuman Runge, $NO \beta, \gamma$, N_2^+ first negative の各バンドシステム) を考慮した。

第11図に淀み線上の各遷移の放射強度分布を示す分子からの放射、特に NO と N_2 からの放射が支配的であり、原子からの放射はほとんど見られない。これは電子密度が非常に小さいためであり、スペクトル分布の測定結果と定性的に良く一致する。次に輻射熱伝達率を実験結果と比較すると、第2表に示すように計算値は測定値よりも2桁大きな値になった。これは、壁付近の低温領域からの N_2 first positive 遷移の強い放射が、実際よりも大きく見積られてしまっているためではないかと考えられる。そこで計算に用いられた

仮定と手順についてその妥当性を検討する。

まず最初に、原子および分子の電子励起状態を計算する。一般に電子衝突による励起遷移や輻射を伴う失活遷移といった電子励起準位間遷移の速度は、化学反応や拡散による変化よりも数桁速いので、以下のように各準位にある分子の数密度の変化について準定常状態を仮定する。

$$\sum_j (K_{ji} n_e + A_{ji}) n_j - \sum_i (K_{ij} n_e + A_{ij}) n_i = \frac{\partial n_i}{\partial t} = 0 \quad (8)$$

添字は電子励起準位を表す。分子の場合にはこれらの遷移に加えて、重粒子の衝突による解離と再結合による遷移を考慮しなければならない(原子の電離反応についても同様な扱いが必要)。各電子励起準位から解離状態への遷移反応速度係数 K_{ic} は、流れ場の計算の場合と同様に半実験式で表せるものとする。

$$K_{ic} = C T^N \exp(-D_i/kT) \quad (9)$$

ここで C と N は分子や原子の種類や数密度比などから定まる定数、 D_i は i 番目の電子励起準位からの解離エネルギーである。一方その逆反応の遷移反応速度係数 K_{ci} は、解離反応式 $AB \leftrightarrow A + B$ において詳細釣り合いの原理

$$\frac{K_{ic}}{K_{ci}} = \frac{n_A n_B}{(n_{AB})_{ie}} = k_{eq}(T, T_v, D_i) \quad (10)$$

が成り立つとして、各分子原子の分配関数より平衡定数 k_{eq} を求め、これを(8)式に代入して連立方程式を解き、電子励起状態を決定する。

N_2 の second positive 遷移を例にとって具体的に計算手順を示す。この遷移の上位電子励起準位 $C^3\Pi_u$ は解離エネルギーよりも高い準位なので、電子衝突による励起はほとんど考慮する必要が無く、重粒子の衝突による分子の前期解離 (Pre-dissociation) k_p とその逆反応 (Inverse Pre-dissociation) k_{ip} 、および輻射を伴う失活遷移によって平衡状態が成り立っている。

第12図 淀み線上の $N_2C^3\Pi_u$ 単位の数密度分布

この反応に関して準定常の仮定と詳細釣り合いの原理を適用すると

$$n(N_2C^3\Pi_u) = \frac{k_p}{k_p + A} k_{eq} n^2(N) \quad (12)$$

となり、 $C^3\Pi_u$ 単位にある分子の数密度が求められる。放射強度はこの単位の数密度によって決まる。第12図に淀み線上の $C^3\Pi_u$ 単位の数密度分布を示す $n(N_2C^3\Pi_u)$ は解離反応が進むにつれて増加し、壁付近で温度が下がり k_p が小さくなると減少する。

N_2 の first positive 遷移の場合は $B^3\Pi_g$ 単位からの遷移なので、その単位の占有率が高いと強い放射が見られる。壁付近でこの遷移の放射強度が異常に大きくなった原因は、低温度、高解離率という強い非平衡状態において再結合反応速度が高めに見積られ、 $B^3\Pi_g$ 単位の占有率が過大に評価されたためではないかと考えられる。

壁付近の物理現象のモデル化においては、さらに固体壁のアブレーションを考慮して温度、化学種の分布を決めないと計算で得られる輻射量は実験結果と一致しないであろう。今後は壁面での物理現象の詳しい解析が必要である。

6. おわりに

バリスティックレンジを用いて衝撃波層より発せられる放射光を定量的に測定することができ、解析結果との比較が可能になった。また測定されたスペクトル分布からは炭素を含む分子からの放射が多数同定され、今後はアブレーション生成物からの放射を考慮する必要があることが示された。バリスティックレンジによって作り出される衝撃波層は光学的に薄く、壁付近からの放射光が観測しやすいため、壁面付近の物理現象の研究に役立つであろう。

次にモデル寸法を考慮した非平衡極超音速流れ解析によって、バリスティックレンジにより打ち出される弾周りにできる衝撃波層の構造を調べた。その結果、弾周りにできる衝撃波層の厚みは非常に薄く、相対的に温度境界層が広がって全体に温度が低下し、化学反応は遅れ振動温度は上昇しにくくなり、衝撃波層全体が熱的・化学的非平衡状態になることがわかった。シミュレーション実験によって宇宙船周りにできる衝撃波層と熱化学的に相似な衝撃波層を得ようとするならば、(7)式に示したように少なくとも寸法の1桁大きな10 cmのオーダーの飛行体モデルが必要であり、その場合にはラム加速器などの装置が有望であろう。

最後に輻射熱伝達率の測定結果と計算結果を比較し、計算モデルの妥当性を検証した。その結果、計算値は測定値よりも2桁大きく、壁付近の低温度領域での放射強度の計算に問題があることがわかった。正確な熱伝達率の見積にはさらに詳しい研究が必要とされ、今後も実験結果と計算結果を比較しながら計算モデルの検証を行なっていく予定である。

参考文献

- Walberg, G. D.: A Survey of Aeroassisted Orbit Transfer, *J. Spacecraft and Rockets*, **22** (1985), pp. 3-18.
- Howe, J. T.: Introductory Aerothermodynamics of Advanced Space Transportation Systems, *J. Spacecraft and Rockets*, **22** (1985), pp. 19-26.
- Park, C.: Radiation Enhancement by Nonequilibrium in Earth's Atmosphere, *J. Spacecraft and Rockets*, **22** (1985), pp. 27-36.
- Gökçen, T.: Computation of Nonequilibrium Radiating Shock Layers, *AIAA 93-0144*, 1993.
- Millikan, R. C. and White, D. K.: Systematics of Vibrational Relaxation, *J. Chem. Phys.*, **139** (1963), pp. 3209-3213.
- Park, C.: Assessment of Two-Temperature Kinetic Model for Ionizing Air, *J. Thermophysics and Heat Transfer*, **3** (1989), pp. 233-244.
- Park, C.: Calculation of Nonequilibrium Radiation in AOTV Flight Regimes, *AIAA 84-0306*, 1984.
- Reddy, K. V., Fujiwara, T. and Murayama, T.: Thermally and Chemically Nonequilibrium Flow Analyzed by Park's Two-Temperature Model, *AIAA Paper 90-0142*, 1990.
- 佐宗章弘, 張 新宇, 村山俊之, 藤原俊隆: 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, *日本航空宇宙学会誌*, **39** (1991), pp. 531-538.
- Chang, X., Hemmi, M., Komurasaki, K. and Fujiwara, T.: Radiation Measurements by Using a Ballistic Range, *AIAA Paper 93-0635*, 1993.
- Dietz, K. L., Beale, K. S. and McGregor, W. K.: Ultraviolet/Visible Spectral Radiation from the Nose Cap of a Projectile Launched in a Ballistic Range, *AIAA Paper 90-1552*, 1990.
- Sharma, S. P. and Gillespie, W.: Nonequilibrium and Equilibrium Shock Front Radiation Measurement, *J. Thermophysics*, **5** (1991), pp. 257-265.