

# アーク加熱風洞内異常輻射加熱の再現を目指した励起非平衡計算コードの構築

## Development of an Excitation Nonequilibrium Computation Code for Reproduction of Anomalous Radiative Heating in an Arc-jet Facility

航空宇宙工学コース

航空エンジン超音速流研究室 1235105 砂辺 一行

### 1. はじめに

宇宙機が地球に帰還する際、高速で大気圏に突入するため、機体前方に強い衝撃波が発生する。衝撃波の発生に伴い、衝撃波背後の気体は高温となり、機体は過酷な加熱環境に曝される。この加熱から機体を守るために、熱防御設計が必要であるが、信頼性の高い設計をするためには、加熱量を精密に予測することが重要となる。加熱量を予測する手段として、風洞で流れ場を再現し、加熱量を直接計測する方法と、コンピュータを使った数値計算により加熱量を計算で求める方法とがある。大気圏突入時の流れ場は極超音速、高温、熱化学的非平衡性などの特徴から、実験による再現、および計測が困難であるため、数値計算による加熱量予測が有効となってくる。

1996年、Palumbo博士らによって、20MW アーク加熱風洞による鈍頭物体の加熱実験と、淀み点における輻射強度測定が行われた<sup>(1)</sup>。実験に用いられた設備の概略図を図1に示す。アークヒータは直径0.06m、全長2.3mであり、印加電圧は1800V、電流は950A、ヒーター内圧力は1.02atmであった。超音速ノズルはスロート径0.038m、出口径は0.46mであり、スロートと出口の面積比は148、ノズルの半角は4°であった。ノズル出口から供試体までの距離は0.47m、供試体は直径15cmの平たい円柱で、角は0.007mでフィレットされている。試験ガスは質量比で空気80%、Ar20%、質量流量は0.034kg/s、淀み点圧は1.197kPaであった。輻射スペクトルは、供試体表面の淀み点に取り付けられたMgF2製の窓から入射した光を、反射鏡で分光器に送ることで測定された。アークヒータからの光が入射するのを防ぐため光を取り入れる窓は主流方向から15°傾けられた。測定された強度は、数値計算による予測を大幅に上回っており、同様の異常加熱がNASA Ames 60MW Interaction Heating Facility<sup>(2)</sup>などの他のアーク加熱風洞でも確認されている。

Palumboの実験で見られた実験値と計算値の不一致について、Sakaiらの研究<sup>(3),(4)</sup>では、ノズル壁面での光の反射などの理由から、上流からの輻射が観測されたのではないかという仮説が立てられているが、詳細なメカニズムは明らかになっていない。Mazoueらの研究<sup>(5)</sup>ではPalumbo実験におけるノズル角度などの条件に不確かさがあることが述べられている。

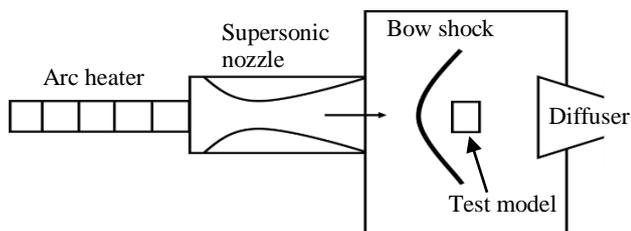


Fig. 1 Schematic of the arc jet facility performed by Palumbo.

本研究では、数値計算によりPalumbo異常加熱を再現し、そのメカニズムを明らかにすることを目的とする。異常加熱の原因として、衝撃層内の電子励起非平衡性に着目し、衝突-輻射モデルと流体、および輻射輸送の結合計算を行うことで励起分布を直接計算する。本計算手法においては、流体同士が輻射によるエネルギー交換を行うことが可能であるため、非局所的な熱的状态を捉えることができる。また、衝突-輻射モデルから得られた励起分布を用いて放射係数、吸収係数を計算することから、非平衡状態における輻射スペクトルを求めることが可能である。以上のような特徴から、上流輻射による衝撃層内の加熱、衝撃層内輻射による主流の加熱、衝撃層内での非平衡輻射を考慮し、Palumbo異常加熱の再現を目指す。

### 2. 数値計算法

#### 2.1 流れ場計算

Palumboの実験における供試体周り準定常流れ場計算には、軸対称2次元NS・熱化学非平衡・輻射輸送結合計算コードを用いた。考慮する化学種はN, O, N<sub>2</sub>, O<sub>2</sub>, NO, N<sup>+</sup>, O<sup>+</sup>, N<sub>2</sub><sup>+</sup>, O<sub>2</sub><sup>+</sup>, NO<sup>+</sup>, e<sup>-</sup>の11種である。Palumboの実験の試験ガスにはArも含まれているが、輻射強度への影響は小さいため、今回はN<sub>2</sub>に置き換えて計算した。支配方程式の離散化は有限体積法を用いて行い、数値流束評価にはSLAU<sup>(6)</sup>法を用いた。粘性流束は2次精度中心差分により評価した。空間高次精度化には2次精度MUSCL<sup>(7)</sup>の法を用いた。時間積分は陽解法で行った。熱化学非平衡モデルは並進温度と回転温度が平衡、振動温度と電子励起温度が平衡とするParkの2温度モデル<sup>(8)</sup>の振動-電子励起温度から、電子温度を分離した3温度モデルを用いた。振動-電子励起温度と電子温度の緩和モデルにはLeeの緩和時間<sup>(9)</sup>を用いた。電子励起非平衡性を考慮するための衝突-輻射モデルには、Oginoらによって開発された空気プラズマ用の衝突輻射モデル<sup>(10),(11)</sup>を用いた。

#### 2.2 輻射計算

吸収係数と放射係数はMatsuyamaの構築した計算コード<sup>(12)</sup>を電子励起非平衡計算用に拡張し、line-by-line計算により求めた。流れ場に吸収されるエネルギー量を計算するため、セル中心から有限数の光線を引き、それぞれの光線上で輻射輸送方程式を解いた。光線は $\theta$ 方向、 $\varphi$ 方向にそれぞれ15°刻みで引き、総本数は266本である。全エネルギー、振動-電子励起エネルギー、電子エネルギーに対する輻射エネルギー生成項はそれぞれ、次式で求めた。

$$W_{rad} = \nabla \cdot \mathbf{q}_{rad}, \quad (1)$$

$$W_{v,rad} = \nabla \cdot \mathbf{q}_{rad} - \nabla \cdot \mathbf{q}_{b-f}, \quad (2)$$

$$W_{el,rad} = \nabla \cdot \mathbf{q}_{b-f}. \quad (3)$$

$\nabla \cdot \mathbf{q}_{rad}$ は総輻射吸収量,  $\nabla \cdot \mathbf{q}_{b-f}$ は光電離による輻射吸収量であり, それぞれ次式で表される.

$$\nabla \cdot \mathbf{q}_{rad} = \nabla \int_0^\infty \int_{4\pi} I_\lambda d\Omega d\lambda = \int_0^\infty \left[ 4\pi \varepsilon_\lambda - \int_{4\pi} \kappa_\lambda I_\lambda d\Omega \right] d\lambda, \quad (4)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{q}_{b-f} = \int_0^\infty \left[ 4\pi \varepsilon_{\lambda,b-f} - \int_{4\pi} \kappa_{\lambda,b-f} I_\lambda d\Omega \right] d\lambda, \quad (5)$$

$I_\lambda$ は輻射強度,  $\Omega$ は立体角,  $\varepsilon_\lambda$ ,  $\kappa_\lambda$ はそれぞれ放射係数, 吸収係数であり, 添え字 b-f は光電離の寄与分を表す.

### 3. Palumbo 実験供試体周りの衝突-輻射励起非平衡計算

#### 3.1 計算条件

供試体周りの計算格子を図2に示す. 格子点数は61×61点であり, 衝撃波位置における温度上昇と壁面温度境界層を正確に捉えるため, 衝撃波と壁面に格子を寄せてある. 流入境界は左側の楕円弧であり, 主流条件には表1に示す, 先行研究<sup>(13)</sup>で計算されたノズル流出境界値を用いる. 壁は600Kの等温壁で, 非触媒性としている.

壁面に入射する輻射スペクトルは, 図2に示す赤矢印の方向に積分する. これはPalumbo実験において観測窓が向いている方向であり, 淀み流線より仰角15°方向から淀み点へ入射する光線である. アークヒータからの輻射加熱を考慮するため, 図2の黄色網掛けで示した範囲で, 上流方向を向き, 対称軸に水平な光線では, 輻射輸送計算の境界値として12000Kの黒体輻射を与える.

Table 1 A free stream condition<sup>(13)</sup>

Density [kg/m <sup>3</sup> ]	7.71×10 <sup>-5</sup>
Velocity [m/s]	4679
T [K]	600
T <sub>v</sub> [K]	3827
T <sub>el</sub> [K]	3827
Mole fraction	
N	4.08×10 <sup>-1</sup>
O	2.28×10 <sup>-1</sup>
N <sub>2</sub>	3.64×10 <sup>-1</sup>
O <sub>2</sub>	9.02×10 <sup>-7</sup>
NO	1.71×10 <sup>-4</sup>
N <sup>+</sup>	6.00×10 <sup>-5</sup>
O <sup>+</sup>	3.05×10 <sup>-5</sup>
N <sub>2</sub> <sup>+</sup>	0
O <sub>2</sub> <sup>+</sup>	0
NO <sup>+</sup>	0
e <sup>-</sup>	9.05×10 <sup>-5</sup>

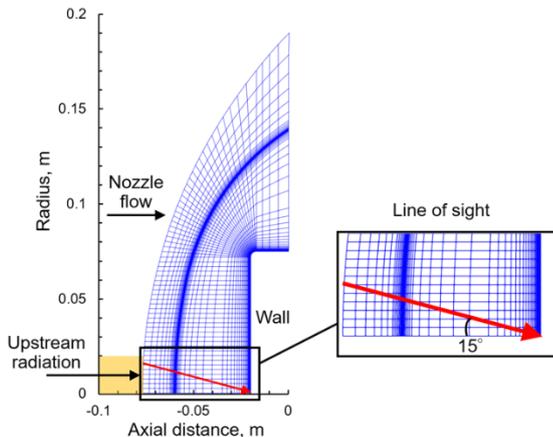


Fig.2 Computational grids around the test model.

#### 3.2 Boltzmann 平衡計算

図3に供試体周りの(a)並進-回転温度  $T$ , (b)振動-電子励起温度  $T_v$ , および電子温度  $T_{el}$ の分布図を, 図4に淀み流線上の温度分布を示す. 衝撃層内で振動-電子励起温度は並進-回転温度とは非平衡状態にあるが, 電子温度とはほぼ平衡となっている. 最高温度は並進-回転温度では9000K, 振動-電子励起温度, および電子温度では6900Kに達している.

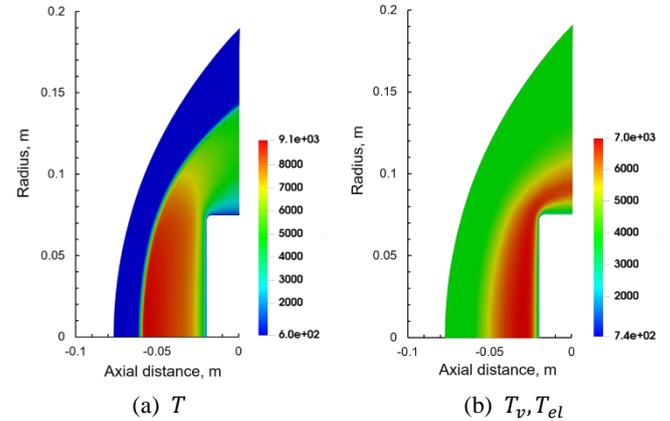


Fig. 3. Temperature contours around the test model.

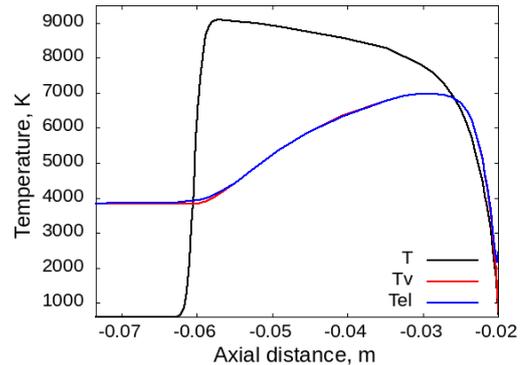


Fig. 4. Computed axial profiles of different temperatures.

このときの輻射スペクトルをPalumbo実験値とともに図5に示す. 波長域1200~4000Åにかけては3000Å付近を除いて, 実験値とほぼ同じオーダーの強度が確認できるが, 4000~9000Åでは実験値の1~10%程度の強度となっており, 大きく下回っている. スペクトル概形を構成する分子バンドを特定するため, 図5のスペクトルをバンドごとに分解し, 図6に示す. スペクトル概形の内, 波長域1200~1500ÅはN<sub>2</sub> Birge Hopfield, 2000~3500ÅはNOγ, 3500~5000ÅはN<sub>2</sub><sup>+</sup> 1st negative, 5000~9000ÅはN<sub>2</sub> 1st positive およびN<sub>2</sub><sup>+</sup> Meinelであることが分かる. よって, 計算において4000~9000Åの強度を過小評価している原因は, その波長域にバンドを持つN<sub>2</sub>とN<sub>2</sub><sup>+</sup>の励起分布にあると考えられる. 以上より, 励起分布にBoltzmann平衡を仮定した計算では実験値の輻射スペクトルを再現できないことが分かり, 特にN<sub>2</sub>とN<sub>2</sub><sup>+</sup>については励起種の数密度をかなり低く見積もってしまっていることが考えられる.

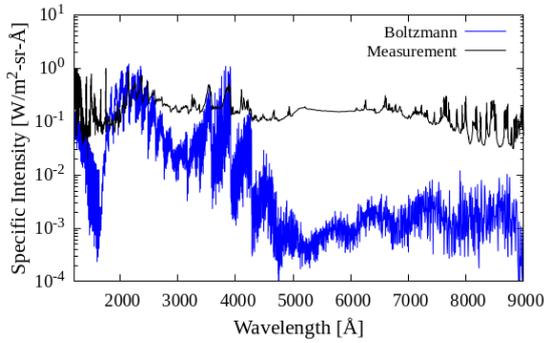


Fig.5 Comparison of wall-incident spectra between Boltzmann equilibrium calculation and measurement.

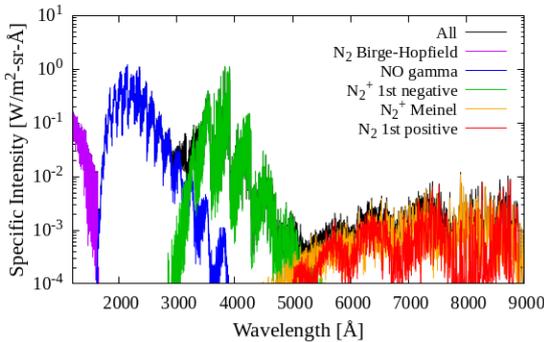


Fig.6 Spectra of each molecular band.

### 3.3 励起非平衡計算

図7に供試体周りの(a)振動-電子励起温度、(b)電子温度の分布図を、図8に淀み流線上の温度分布を示す。振動-電子励起温度は平衡計算時とほぼ変わらないが、電子温度については衝撃波前方の上流輻射を入射させている範囲で上昇が確認できる。入射範囲外でも衝撃波に沿うようにして温度上昇が見られるが、これは拡散と熱伝導によって、入射範囲にある電子の内部エネルギーが伝わっていくためであると考えられる。

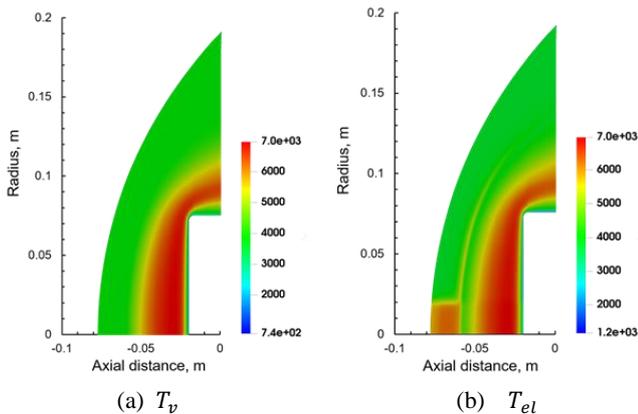


Fig. 7. Temperature contours around the test model (Nonequilibrium calculation).

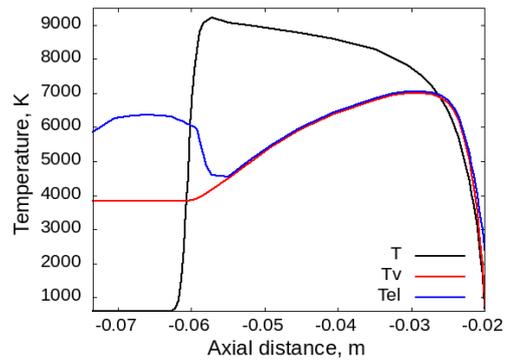


Fig. 8. Computed axial profiles of different temperatures (Nonequilibrium calculation).

このときの輻射スペクトルと強度の波長積分値を図9に示す。N<sub>2</sub><sup>+</sup> 1st negative では強度が減少している。5000~9000Åの強度上昇がN<sub>2</sub> 1st positive とN<sub>2</sub><sup>+</sup> Meinelのどちらによるものか特定するため、図9を分子バンドごとに分解したものを図10に示す。N<sub>2</sub> 1st positive がスペクトル概形と重なっていることから、強度上昇はN<sub>2</sub>によるものであると分かる。

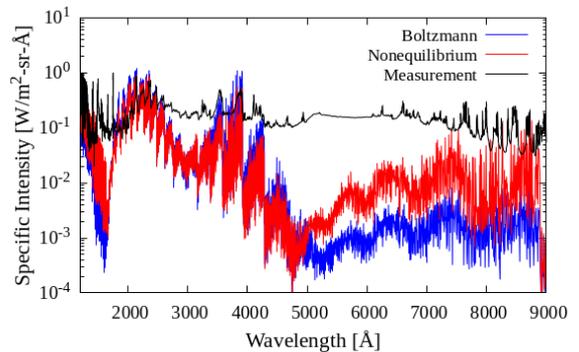


Fig.9 Comparison of wall-incident spectra between nonequilibrium calculation and measurement.

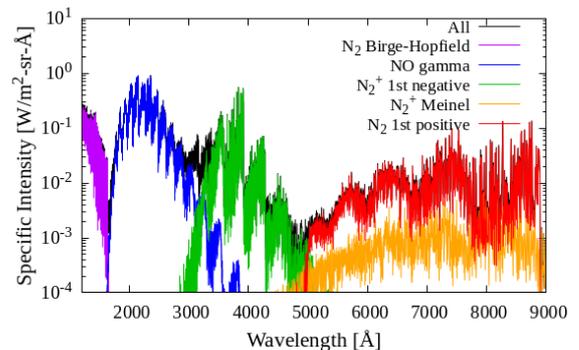
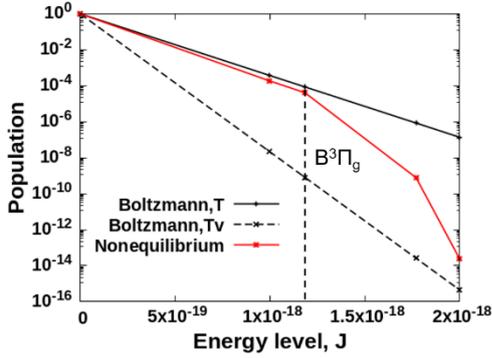


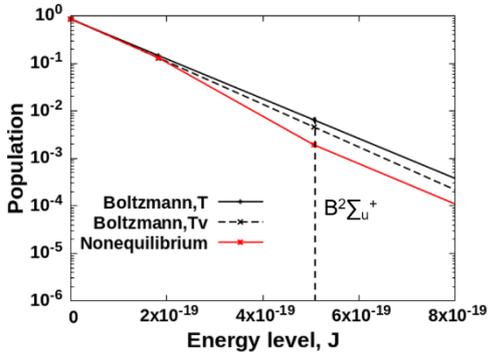
Fig.10 Spectra of each molecular band (Nonequilibrium calculation).

強度変化が見られたN<sub>2</sub> 1st positive とN<sub>2</sub><sup>+</sup> 1st negative では、励起分布がBoltzmann平衡分布から変化したことが考えられる。励起種の内、N<sub>2</sub> 1st positive に関わるのはB<sup>3</sup>Π<sub>g</sub>、N<sub>2</sub><sup>+</sup> 1st negative に関わるのはB<sup>2</sup>Σ<sub>u</sub><sup>+</sup>である。これら励起種の増減を調べるため、淀み流線上の並進-回転温度最高点におけるN<sub>2</sub>の励起分布を図11(a)に、振動-電子励起温度最高点におけるN<sub>2</sub><sup>+</sup>の励起分布を図11(b)に示す。平衡分布との比較のため、各位置での並進-回転温度、振動-回転温度におけるBoltzmann平衡分布を、それぞれ黒実線と黒破線で示してある。黒破線はBoltzmann平衡計算時の励起分布に一致する。並進-回転温

度最高点において  $N_2$  では  $B^3\Pi_g$  が増加し、並進-回転温度における平衡値に近づいている。振動-電子励起温度最高点においては、 $N_2^+$  の  $B^2\Sigma_u^+$  が平衡計算値から減少している。



(a)  $N_2$  at the highest  $T$  point



(b)  $N_2^+$  at the highest  $T_v$  point

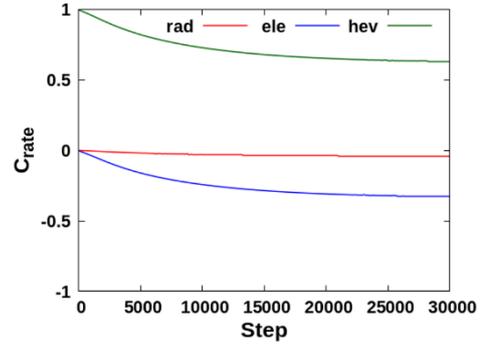
Fig. 11. Population at the highest temperature points on stagnation streamline.

励起分布変化について輻射、自由電子衝突、重粒子衝突の3種類の励起非平衡過程がどのように作用したのか調べるため、それぞれの過程による励起種の数密度変化率  $\dot{n}_{proc}$  を、合計の数密度変化率  $\dot{n}_{sum}$  で規格化した値「遷移寄与割合  $C_{rate}$ 」を次式で定義する。

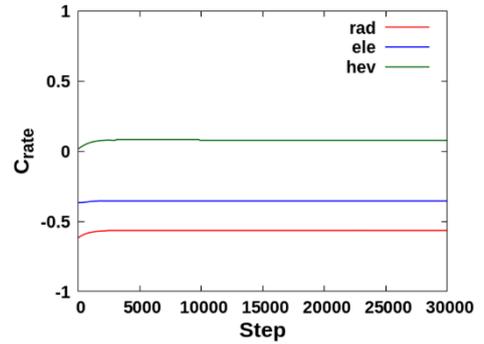
$$C_{rate,proc} = \frac{\dot{n}_{proc}}{\dot{n}_{sum}}, \quad proc = rad, ele, hev, \quad (6)$$

$$\dot{n}_{sum} = |\dot{n}_{rad}| + |\dot{n}_{ele}| + |\dot{n}_{hev}|. \quad (7)$$

添え字  $rad$ ,  $ele$ ,  $hev$  はそれぞれ、輻射、自由電子衝突、重粒子衝突の寄与分であることを示す。 $C_{rate}$  の計算ステップ履歴を図 12 に示す。ステップ数 0 は励起非平衡計算開始時を表す。並進-回転温度最高点の  $N_2 B^3\Pi_g$  密度変化率に対する履歴が(a)、振動-電子励起温度最高点の  $N_2^+ B^2\Sigma_u^+$  に対する履歴が(b)である。並進-回転温度最高点において、 $N_2 B^3\Pi_g$  では重粒子衝突による励起が優位であることが分かる。一方、振動-回転温度最高点において、 $N_2^+ B^2\Sigma_u^+$  では輻射による脱励起が優位である。以上より、 $N_2 B^3\Pi_g$  の増加には重粒子励起が寄与しており、 $N_2^+ B^2\Sigma_u^+$  の減少には輻射脱励起が寄与していることが分かった。



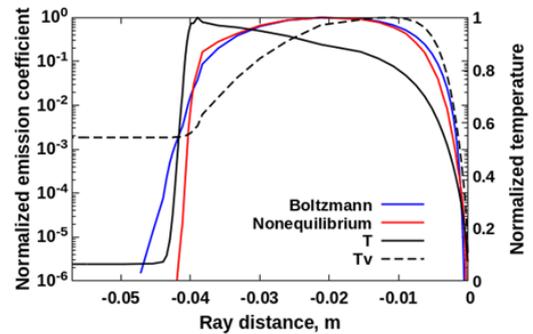
(a)  $N_2 B^3\Pi_g$  at the highest  $T$  point



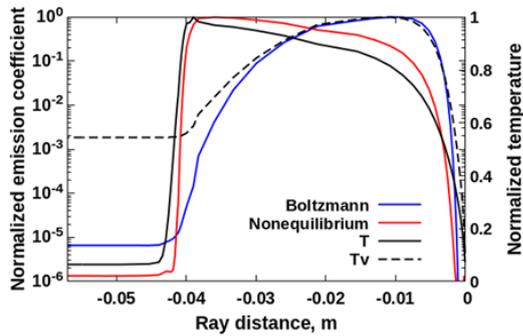
(b)  $N_2^+ B^2\Sigma_u^+$  at the highest  $T_v$  point

Fig. 12. Step histories of  $C_{rate}$  at the highest temperature points on stagnation streamline.

図 2 にて赤矢印で示した光線上における放射係数の分布比較を、温度分布とともに図 13 に示す。分子バンドごとに示してあり、それぞれ、(a)  $N_2^+$  1st negative, (b)  $N_2$  1st positive である。縦軸は光線上の最大値によってそれぞれ規格化してあり、放射係数は対数表示にしてある。 $N_2^+$  1st negative では平衡計算と非平衡計算で分布はほぼ変化せず、その分布はどちらの温度にも一致しなかった。 $N_2$  1st positive では、平衡計算時は振動-電子励起温度に従う分布となっているが、非平衡計算時は並進-回転温度に従う分布に変化している。以上より、励起非平衡性によって、 $N_2$  1st positive の放射係数空間分布を支配する温度が、振動-電子励起温度から並進-回転温度へと変化することが分かった。



(a)  $N_2$  1st positive



(b)  $N_2^+$  1st negative

Fig. 13. Axial profiles of emission coefficients of each band.

### 3.4 前期解離を考慮した計算

励起非平衡計算でも、なお実験値との強度差が大きかった  $N_2$  1st positive の強度を上昇させる要因として前期解離がある。前期解離とは、衝突や項間交差により高振動状態 ( $v \geq 12$ ) にある  $N_2 B^3\Pi_g$  が  $A'^5\Sigma_g^+$  に無放射遷移するときに N 原子へと解離する現象である。前期解離の逆過程を考慮することで  $B^3\Pi_g$  の増加が見込める。前期解離の反応速度定数として Geisen らの速度定数<sup>(14)</sup>を用いた。

前期解離を考慮したときの輻射スペクトルを図 14 に示す。考慮していないときと比べ、 $N_2$  1st positive の強度が大きく上昇しており、5000~5700Å の範囲では Palumbo 実験値を上回っていることが分かる。このとき、並進-回転温度最高点における  $N_2$  の電子励起分布を図 15 (a) に、 $N_2 B^3\Pi_g$  振動励起分布を図 15 (b) にそれぞれ示す。電子励起分布からは  $B^3\Pi_g$  が増加し、並進-回転温度における Boltzmann 平衡値よりも多くなっていることが分かる。振動励起分布では前期解離により  $12 \leq v \leq 18$  において増加が見られる。よって、 $N_2$  1st positive の強度上昇には、 $B^3\Pi_g$  の増加だけでなく、高振動励起準位の増加も寄与していることが分かる。以上のことから、Palumbo 実験値再現のためには電子励起非平衡性だけでなく、振動励起非平衡性も考慮する必要があると考えられる。

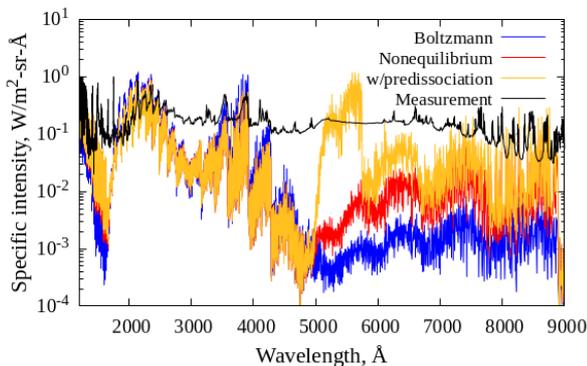
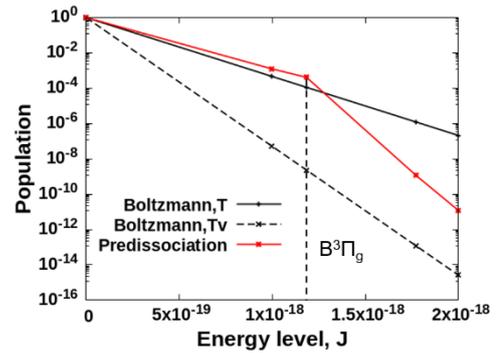
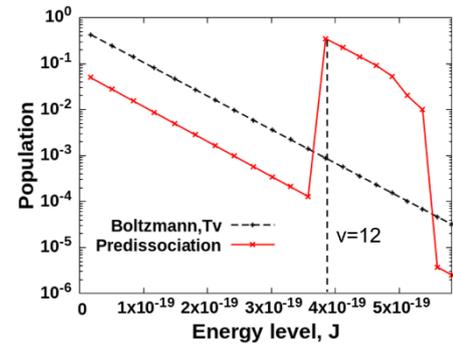


Fig. 14 Comparison of wall-incident spectra between predissociation calculation and measurement.



(a) Population of  $N_2$  electronic excitation states



(b) Population of  $N_2 B^3\Pi_g$  vibrational excitation states

Fig. 15. Population at the highest temperature  $T$  points on stagnation streamline.

## 4. まとめ

Palumbo の実験で観測された異常輻射加熱の再現を目指し、供試体周り流れ場について、流体・衝突・輻射モデル・輻射輸送の結合計算コードを用いた、Boltzmann 平衡計算、電子励起非平衡計算、および前期解離を考慮した計算を行った。Boltzmann 平衡計算では淀み点入射スペクトルの強度が、波長域 4000~9000Å において Palumbo 実験値を大きく下回った。電子励起非平衡計算により、流れ場では衝撃波上流において、上流輻射による電子温度の上昇を確認した。淀み点入射スペクトルについては、 $N_2 B^3\Pi_g$  の増加、 $N_2^+ B^2\Sigma_u^+$  の減少により、 $N_2$  1st positive バンドの強度が上昇、 $N_2^+$  1st negative バンドの強度が低下し、強度分布が Palumbo 実験値に近づいた。 $N_2 B^3\Pi_g$  の増加には重粒子衝突励起が、 $N_2^+ B^2\Sigma_u^+$  の減少には輻射脱励起が寄与していることが分かった。放射係数の空間分布にも変化が見られ、特に  $N_2$  1st positive については分布を決定する温度が、振動-電子励起温度から並進-回転温度へと移り変わりを見せた。 $N_2$  の前期解離を考慮した計算では  $N_2$  1st positive バンドが大きく上昇し、5000~5700Å の波長域では Palumbo 実験値を上回る強度となった。

今後は振動状態についても励起非平衡計算を行う必要がある。

## 文献

- (1) Palumbo, G., Craig, R. G., Whiting, E.W and Park, C., "Measured Specific Intensity from 130 to 900nm at the Stagnation Point of a Model in Arcjet Flow of 7.8km/sec", *Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer*, Vol. 57, No. 2, (1997), pp. 207-236
- (2) Michael, W. W. and Dinesh, K. P., "Excited State Chemistry

- in the Free Stream of the NASA IHF Arc Jet Facility Observed by Emission Spectroscopy”, AIAA paper 2011-3632, (2011)
- (3) Sakai, T., Saruhashi, Y., Suzuki, T. and Matsuyama, S., “Calculation of Radiation from a Shock Layer Flow in an Arc-Jet Facility”, AIAA paper 2007-808, (2007)
  - (4) Sakai, T., and Suzuki, T., “Calculation of Nozzle Throat Condition in an Arc-Jet Facility”, ESA SP-629, (2007)
  - (5) Mazoue, F., Chassaigne, B., and Marraffa, L., “Rebuilding of the Palumbo Experiments in Arc Jet”, ESA SP-629, (2007)
  - (6) Kitamura, K. and Shima, E., “A New Pressure Flux for AUSM-Family Schemes for Hypersonic Heating Computations”, AIAA Paper 2011-3056, (2011)
  - (7) Van Leer, B., “Towards the Ultimate Conservation Difference Scheme V, A Second-Order Sequel to Godunov’s Method”, *Journal of Computational Physics*, Vol. 23, No. 3, (1979), pp. 101-136
  - (8) Park, C., *Nonequilibrium Hypersonic Aerothermodynamics*, John Wiley and Sons, Inc., New York, (1989)
  - (9) Bourdon, A., “Electron-vibration energy exchange models in nitrogen plasma flows”, *Phys. Rev. E* 55, 4634, (1997)
  - (10) Ogino, Y. and Ohnishi, N., “A Collisional-Radiative Code for Computing Air Plasma in High Enthalpy Flow”, *Shock Waves*, Vol. 21, issue 3, pp. 289-299, June, (2011).
  - (11) Ogino, Y., PhD thesis, Department of Aerospace Engineering, Tohoku University, (2009).
  - (12) Matsuyama, S., *Numerical Study of Galileo Probe Entry Flowfield*, PhD thesis, Tohoku University, (2004).
  - (13) 砂辺一行, アーク風洞内異常輻射加熱現象の数値的再現に向けた研究, 高知工科大学卒業論文, (2019)
  - (14) Geissen, H., Neuschaefer, D., and Ottinger, Ch., “State-specific predissociation of  $N_2(B^3\Pi_g)$  measured by laser-induced fluorescence on a molecular beam”, *Journal of Chemical Physics*, Vol. 92, issue 1, January 1, (1990), pp.104-115