

電子励起非平衡輻射計算によるアーク風洞内淀み点の加熱率評価

Heating rate evaluation at stagnation point by radiation calculation with electronic excitation nonequilibrium in arcjet

- 砂辺 一行, 高知工科大学, 高知県香美市土佐山田町宮ノ口 185, 235105t@gs.kochi-tech.ac.jp
 荻野 要介, 高知工科大学, 高知県香美市土佐山田町宮ノ口 185, ogino.yousuke@kochi-tech.ac.jp
 酒井 武治, 鳥取大学, 鳥取県鳥取市湖山町南 4 丁目 101 番, tsakai@tottori-u.ac.jp
 Kazuyuki Sunabe, Kochi University of Technology, Tosayamada, Kami, Kochi, 782-8502, JAPAN
 Yousuke Ogino, Kochi University of Technology, Tosayamada, Kami, Kochi, 782-8502, JAPAN
 Takeharu Sakai, Tottori University, Koyama, Tottori, Tottori, 680-8550, JAPAN

Flowfield and radiation under the condition of the arc jet facility experiment performed by Palumbo are computed. Two-temperature thermochemical nonequilibrium codes are used to calculate the nozzle region and the shock layer around the test model. The radiation spectra and its integral at the stagnation point of the flat-faced body is computed using a line-by-line transfer approach. The calculated results are compared with the experiment in terms of both spectrum and integral, and underestimates the radiation by a factor of five in integral. Possible reasons for the discrepancy between them are discussed from the perspective of nonequilibrium properties of electronic excitation distribution.

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¹⁾。実験に用いられた設備の概略図を Fig. 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 Facility²⁾ などの他のアーク加熱風洞でも確認されている。

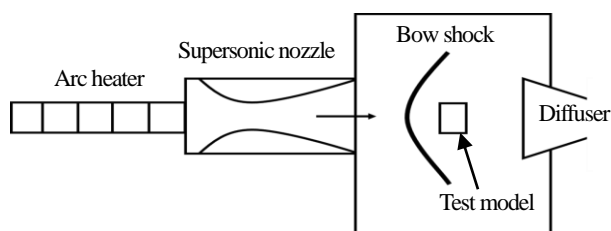


Fig. 1 Schematic of the 20MW arc jet facility performed by Palumbo.

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^{3,4)}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⁵⁾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。

本研究では、衝撃層内の輻射、強度の増減に焦点を置きながら、数値的に、この異常加熱の原因とメカニズムを解明することを目的とする。

2. 数値計算法

2.1 流れ場

Palumbo の実験におけるノズルスロートより下流を 2 つの部分に分けて計算する。1 つはノズルスロートからノズル出口までの部分、もう 1 つは供試体とその前方の衝撃波を含む部分である。それぞれをノズル内部、試験部と呼ぶ。

支配方程式はノズル内部、試験部ともに、軸対称 2 次元 NS・熱化学非平衡コードを用いる。考慮する化学種は N, O, N₂, O₂, NO, N⁺, O⁺, N₂⁺, O₂⁺, NO⁺, e⁻ 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、今回は N₂ 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 SLAU⁶⁾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 MUSCL⁷⁾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仮定し、Park の 2 温度モデル⁸⁾を用いた。

2.2 輻射場

供試体に入射する輻射強度は、供試体表面の淀み流線上で 1 次元輻射輸送方程式を解いて求めた。輻射計算の吸収係数は Matsuyama の構築した計算コード⁹⁾を用い、line-by-line 計算により求めた。化学種の励起状態は Boltzmann 分布に従うとし、温度には 2 温度モデルを用いた。

3. ノズル内部計算と結果

3.1 計算条件

ノズル内部の計算格子を Fig. 2 に示す。格子点数は 201×41 点であり、壁面と対称軸に格子を寄せてある。流入境界はノズルスロ

ートを表している。流入条件には、酒井らの先行研究で計算されたノズルスロート値^{3,4}を用いる。対称軸における流入条件を Table 1 に示す。Tは並進-回転温度、Tvは振動-電子励起温度である。流出境界は図の右側の楕円弧部分で、自由流出とする。ノズル出口よりも下流での膨張を見るために、実際のノズル出口位置よりも下流に流出境界を設定している。ノズル壁は500Kの等温壁で、非触媒性としている。

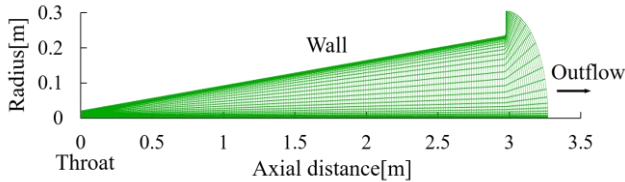
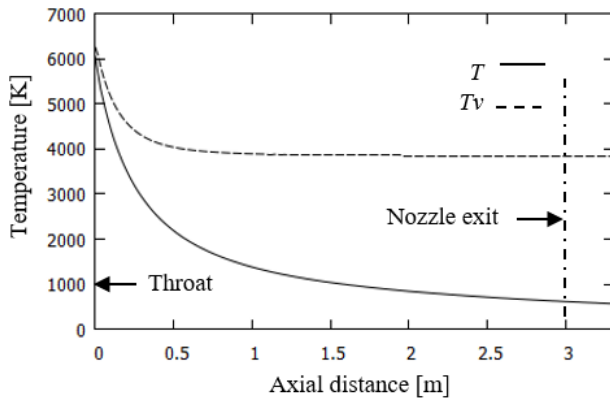


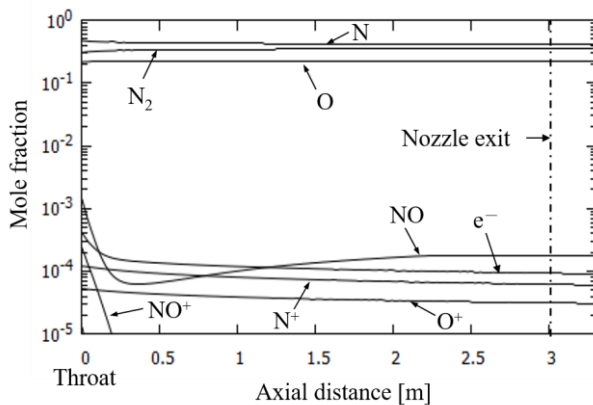
Fig. 2 Mesh in the nozzle region

3.2 ノズル内部流の計算結果

Figure 3 にノズル内部の対称軸上の(a) 温度, (b) モル分率を示す。流出境界付近では温度とモル分率、共にほとんど一定であるので、流出境界を出てから試験部に達するまでに、流れは変化しないとみなす。この値を試験部の流入条件として用いる。また、Fig. 4 に示す、ノズル出口から 0.3m 下流における温度の半径方向分布も、供試体のある範囲では大きな変化はない。よって、試験部の流入条件は対称軸上の流出値を用い、半径方向で同一の様流とし、Table 1 に示す。



(a) Temperatures



(b) Mole fractions

Fig. 3 Computed axial profiles of temperatures and mole fractions in nozzle region.

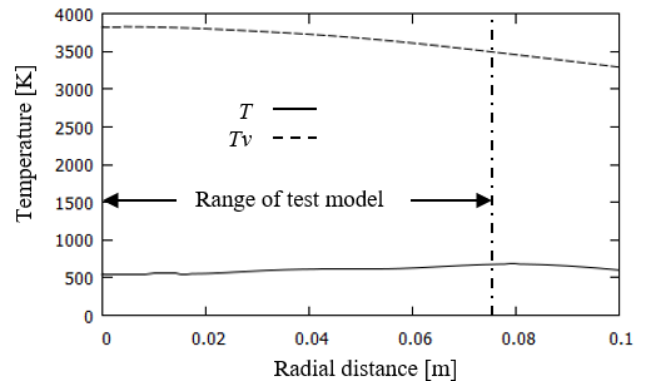


Fig. 4 Computed radial profiles of temperatures at 0.3m downstream from nozzle exit.

Table 1 Nozzle inlet condition and outflow results.

Flow variables	Nozzle throat	Nozzle exit
Density[kg/m ³]	1.34×10^{-2}	7.71×10^{-5}
Velocity [m/s]	2115	4679
T[K]	6765	600
Tv[K]	6765	3827
Mole fraction		
N	4.77×10^{-1}	4.08×10^{-1}
O	2.16×10^{-1}	2.28×10^{-1}
N ₂	3.05×10^{-1}	3.64×10^{-1}
O ₂	1.54×10^{-5}	9.02×10^{-7}
NO	1.40×10^{-3}	1.71×10^{-4}
N ⁺	1.20×10^{-4}	6.00×10^{-5}
O ⁺	5.25×10^{-5}	3.05×10^{-5}
N ₂ ⁺	1.42×10^{-4}	0
O ₂ ⁺	9.39×10^{-8}	0
NO ⁺	2.24×10^{-4}	0
e ⁻	4.19×10^{-4}	9.05×10^{-5}

4. 試験部計算と結果

4.1 計算条件

試験部の計算格子を Fig. 5 に示す。格子点数は80×80点である。境界は図の左側の楕円弧で、流入条件は、Table 1 にまとめたノズル内部計算の対称軸上流出値である。壁は 1000K の等温壁で、非触媒性としている。

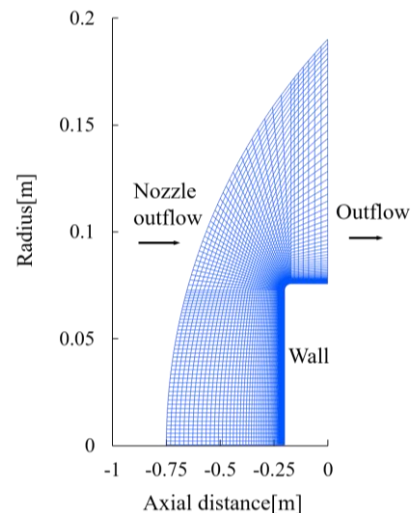


Fig. 5 Mesh around the test model.

4.2 試験部の計算結果

Figure 6 に供試体周りの(a) 並進-回転温度, (b) 振動-電子励起温度の分布図を, Fig. 7 (a)に試験部の淀み流線上の温度分布を示す. 最高温度は並進-回転温度が 9000K, 振動-電子励起温度が 6900K に達しており, 衝撃波背後は特に熱非平衡状態にある. このときの, 輻射スペクトルとその波長積分値を Fig. 7 (b)に示す. 実験値に比べて, 計算値の輻射強度が小さいことが分かる. アーク加熱風洞において, 供試体に入射する輻射の強度を支配しているのは, 高温域である衝撃波背後の温度, および数密度である. 計算値の輻射の波長積分値が実験値よりも低いことから, 計算値の衝撃波背後の温度と数密度が実験値よりも低くなっていると予想できる.

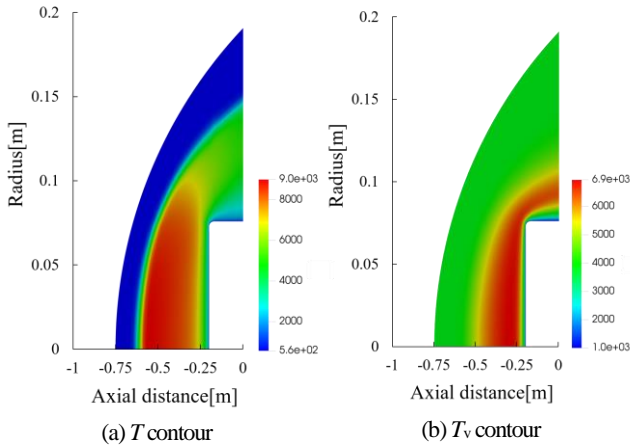
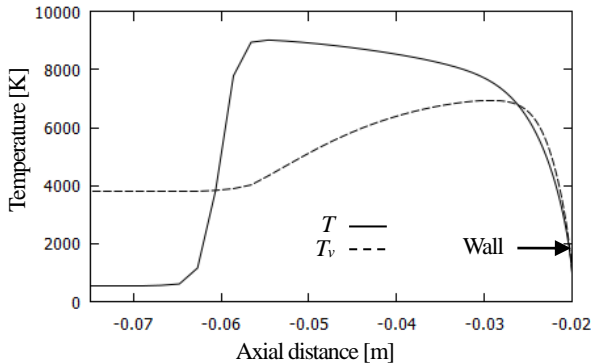
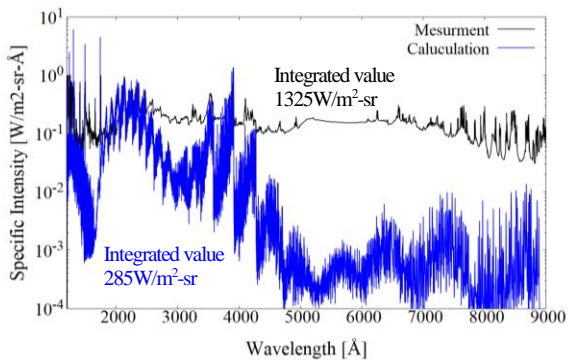


Fig. 6 Temperature contours around the test model.



(a) Axial profile of temperatures



(b) Radiation spectra and integrated value

Fig. 7 Computed profiles of temperature and radiation along the stagnation streamline.

5. 観測輻射強度の再現へ向けて

5.1 ノズル出口速度

実験で観測された輻射強度を再現するために衝撃波背後の温度が上昇する要因を考える. 衝撃波背後の温度と数密度を高くする可能性の1つとして, 主流マッハ数を上げることを考えた. 質量流量を一定に保ちつつ, 試験部の主流速度を 5700m/s まで上げた場合の並進-回転温度の分布図を Fig. 8 (a) に, 振動-電子励起温度の分布図を Fig. 8 (b) に示す. 淀み流線上の温度を Fig. 9 (a) に, 輻射スペクトルとその波長積分値を Fig. 9 (b) に示す. 最高温度は並進-回転温度が 12700K, 振動-電子励起温度が 7500K に達し, 輻射の波長積分値も実験値と同程度まで上がった. よって, 仮説ではあるものの, 主流速度を上昇させると, 衝撃波背後の温度が上昇し実験と同程度の波長積分値を再現できる.

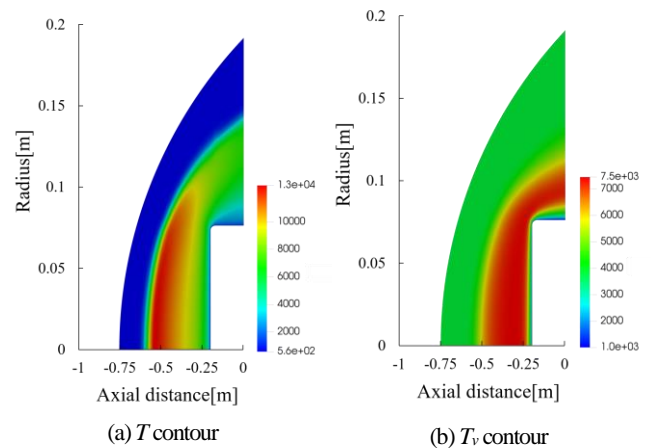
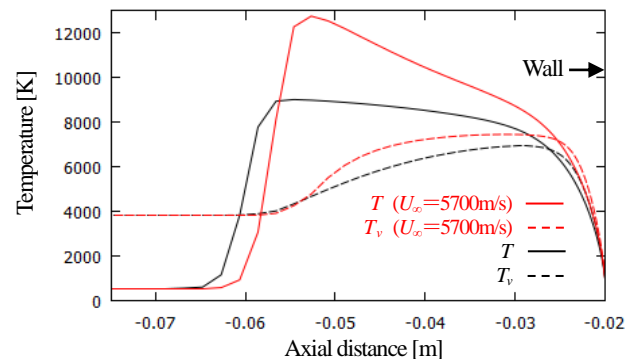
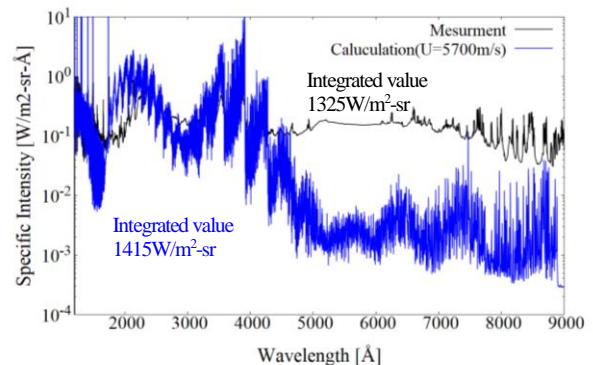


Fig. 8 Temperature contours around the test model under the condition of faster free stream.



(a) Axial profile of Temperatures



(b) Radiation spectra and integrated value

Fig. 9 Computed profiles of temperature and radiation along the stagnation streamline under the condition of faster free stream.

次に、上流へさかのぼり、ノズル出口速度を上げる要因を考える。ノズル壁面境界層の形成や、流路面積の変化による軸方向流束への影響を調べるため、ノズル部を非粘性(Euler)で計算した。ノズル出口値の比較結果を Table 2 に示す。出口速度が少し上昇したが、輻射強度に影響を与えるほどの変化は見られなかった。

Table 2 The nozzle outflow result compared with Euler flow computation.

Flow variables	Original(NS)	Euler
Density[kg/m ³]	7.71×10 ⁻⁵	4.26×10 ⁻⁵
Velocity[m/s]	4679	4706
T[K]	600	432
Tv[K]	3827	3845

5.2 アークヒータからの輻射加熱

主流速度上昇以外に衝撃波背後の温度を上昇させる要因として、アークヒータからの輻射加熱(上流輻射)が考えられる。アークヒータからノズルスロートまでの温度は 6800K~12000K ほどであるため⁹⁾、強い輻射が起こっていることが考えられる。また、ノズル内部は大域で低温、低密度のため、吸収係数が小さい。よって、上流輻射は強度を保ったまま、衝撃波に到達すると考えられる。一方衝撃波背後は高温、高密度のため吸収係数が大きくなり、アークヒータからの輻射を吸収してさらに温度が上昇する可能性がある。

5.2.1 上流輻射加熱の計算条件

アークヒータ内の温度は 12000K で一定、密度、および化学種のモル分率は表 1 に示したノズルスロート値と同じとする。アークヒータの長さは 2m とする。試験部において上流輻射の入射を考慮する範囲は、対称軸から半径方向に 0.019m (ノズルスロート半径) の位置までとする。入射させる輻射の強度は半径方向に一定とし、対称軸上の値を用いる。各セル表面での熱流束を求める際の立体角積分は、セル表面からノズルスロートを見込んだ立体角について行う。

5.2.2 上流輻射加熱の計算結果と考察

試験部済み流線に沿って、上流輻射を考慮した場合としない場合とでの温度比較を Fig. 10 に示す。並進-回転温度、振動-電子励起温度ともに上流輻射を考慮した場合としない場合とでの線が重なっており、両温度ともほとんど変化していないことが分かる。アークヒータ温度を 12000K 高めにとっているため、この上流輻射によって衝撃波背後の気体を得るエネルギーは実現象で想定されるものよりも多くなっているはずである。それでも温度に変化が見られないことから、上流輻射による温度上昇は起こらないと分かる。

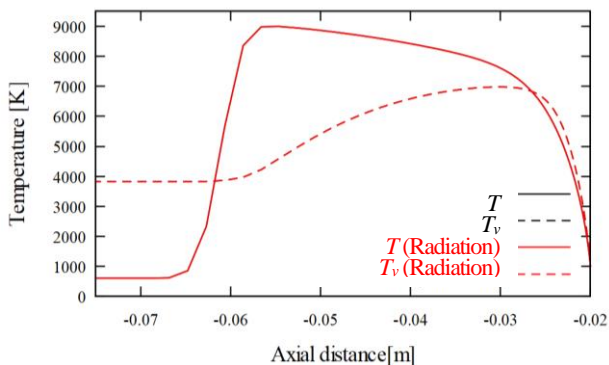


Fig. 10 Comparison of profiles of temperature along the stagnation streamline account for upstream radiation or not.

上流輻射によって温度が上昇しなかった原因として次の 2 つのことが考えられる。

- 1 ノズル内で上流輻射が吸収され衝撃波到達時の強度が弱くなった。
- 2 衝撃波背後で上流輻射が吸収されなかった。

アークヒータから放出された輻射強度のスペクトルとノズル対称軸上における輻射吸収割合のスペクトルを Fig. 11 に示す。輻射吸収割合は $1 - I_w/I_s$ で定義し、 I_w は壁面での輻射強度、 I_s は衝撃波位置での強度である。上流輻射のうち、比較的強度の低い 750~1200Å 付近の短波長域では数%~数十%程吸収されているが、1200Å 以上の強度が高い波長域では吸収率が 10^{-4} ~ 10^{-6} のオーダーと小さいことから上流輻射はノズル内部ではほとんど吸収されないことが分かる。Fig. 12 に衝撃波到達時の輻射強度と試験部済み流線上の輻射吸収割合のスペクトルを示す。ノズル対称軸同様、上流輻射の強度が高い波長域はほとんど吸収されていない。よって上流輻射を考慮しても温度上昇が起こらなかったのは、衝撃波背後で上流輻射の強度が高い波長域を吸収できなかったことが原因であると言える。

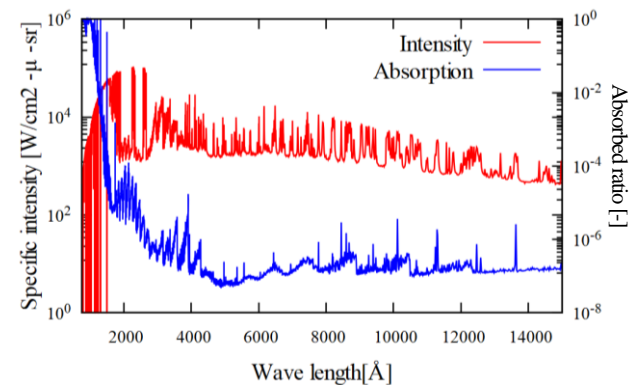


Fig. 11 Spectra of arc heater radiation intensity and absorption ratio along the nozzle axis.

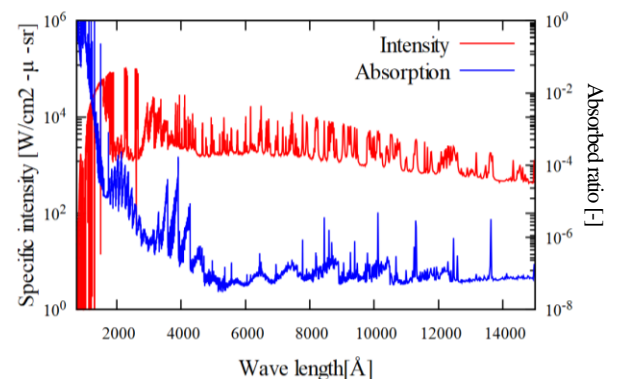


Fig. 12 Spectra of arc heater radiation intensity and absorption ratio along the stagnation streamline at test region.

吸収係数スペクトル分布を決定するのは化学種の組成や励起状態の分布であるから、それらの変化により上流輻射が吸収される可能性がある。上流輻射吸収へ寄与が大きい化学種を調べるため、淀み流線上の振動-電子励起温度最高点 $x = -0.03\text{m}$ における、化学種別吸収係数スペクトルを Fig. 13 に示す。2000Å~3000Å では NO、3000Å~5000Å では N₂⁺、5000Å 以上では N や N₂ の吸収係数が他の化学種に比べ大きくなっている。これらの化学種の温度や数密度が変化することで、吸収係数スペクトルが上流輻射を吸収する分布に変化する可能性がある。

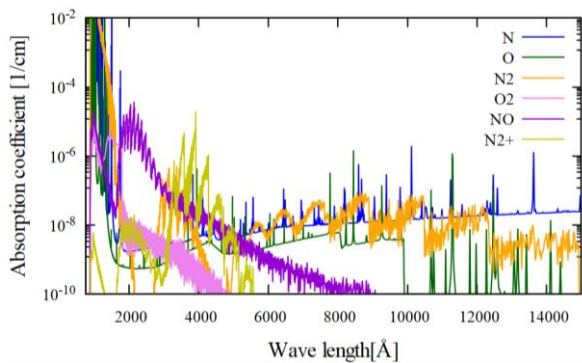


Fig. 13 Spectra of absorption coefficient for each species at highest T_v point along the stagnation flow line.

5.3 励起非平衡性

ここまで化学種の励起状態は Boltzmann 分布に従うと仮定して輻射計算を行ってきたが、衝撃波背後は熱非平衡状態にあり、かつ密度も比較的低いため、励起状態分布が Boltzmann 分布からずれる可能性がある。この励起非平衡性を考慮することにより輻射強度への寄与が大きい励起種が増え、輻射強度が高くなる可能性がある。

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⁽¹⁰⁾を用いて、電子励起分布の非平衡性を考慮した流体、および輻射計算を行った。電子励起の遷移反応には輻射遷移、自由電子衝突、重粒子衝突の3つの反応を考慮した。このときの輻射スペクトルと Boltzmann 分布仮定時との比較を Fig. 14 に示す。輻射スペクトル計算には Matsuyama の構築した計算コード⁽⁹⁾を用いた。Boltzmann 分布時と比べ、2000~3000Å の NO バンドでは強度変化なし、3000~5000Å の N_2^+ (First negative) バンドでは強度が低下、5000~9000Å の N_2 (First positive) バンドでは強度が上昇している。

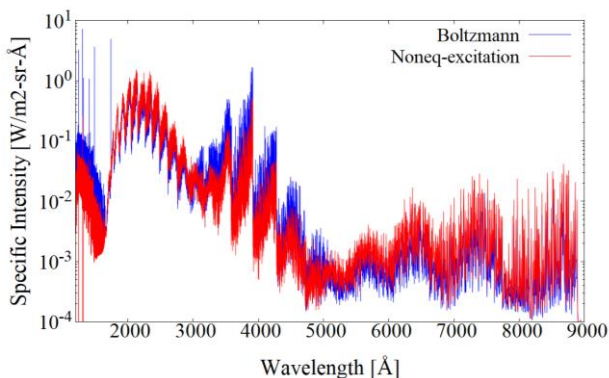
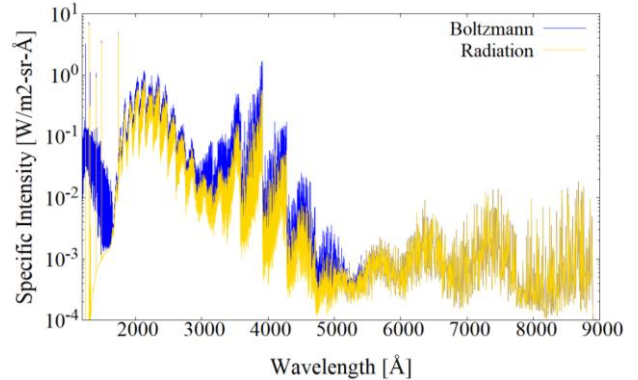


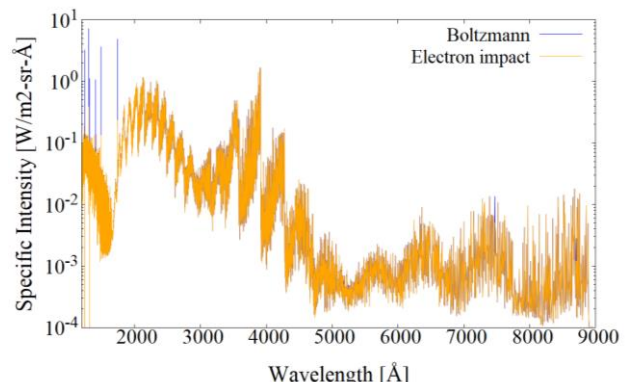
Fig. 14 Spectra comparison between Boltzmann distribution and nonequilibrium distribution.

それぞれのバンドにおける輻射強度変化に対し、輻射遷移、自由電子衝突、重粒子衝突の3つの遷移反応がどのように影響しているのかを調べるため、各反応を単独で行った場合と Boltzmann 分布仮定時との輻射スペクトル比較を、Fig. 15 に、それぞれ (a) 輻射遷移のみ、(b) 自由電子衝突のみ、(c) 重粒子衝突のみとして示す。輻射遷移反応では NO バンドと N_2^+ (First negative) バンドの強度低下が見られる。自由電子衝突反応では全波長域に渡って変化は見られない。重粒子衝突反応では NO バンドと N_2 (First positive) バンドの強度上昇が見られる。よって、NO バンドでは輻射遷移による脱励起と重粒子衝突による励起が釣り合い、励起種の数が変化しないため、強度変化が起こらないこと、 N_2^+ (First negative)

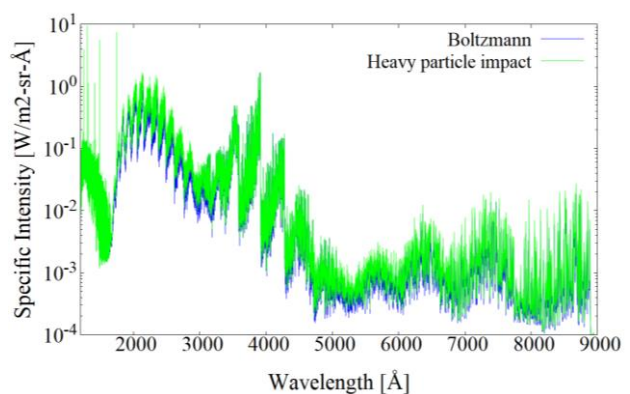
バンドでは輻射遷移による脱励起により励起種が減り、強度が低下すること、 N_2 (First positive) バンドでは重粒子衝突による励起により励起種が増え、強度が上昇することが分かった。また、 N_2 (First positive) バンドの強度が上昇することで、輻射スペクトルの形状が Palumbo 実験値のような、4000~9000Å に渡って強度のオーダーが一定となる分布に近づいていることは注目に値する。



(a) Radiation transition



(b) Electron impact



(c) Heavy particle impact

Fig. 15 Spectra comparison between Boltzmann distribution and each nonequilibrium process.

6. まとめ

アーク加熱風洞における異常加熱のメカニズム解明を目指して数値計算を行った。衝撃波背後の並進回転温度が 12700K、振動電子励起温度が 7500K 程度するとき、実験値と同程度の輻射強度が得られた。衝撃波背後の温度上昇の要因として、ノズル出口速度の上昇とアークヒータからの輻射加熱を考えた。衝撃波背後で $T > 12700K$ 、 $T_v > 7500K$ を達成するために、必要なノズル出口速度

は 5700m/s であった。アークヒータからの輻射加熱による衝撃波背後の温度上昇は起こらず、その原因は衝撃波背後で上流輻射が吸収されていないことであった。NO, N, N₂, N₂⁺が上流輻射の吸収に寄与している化学種であり、これらの温度や数密度が変化することで上流輻射が吸収される可能性もある。励起非平衡性を考慮することで N₂ (First positive) バンド輻射強度が上昇し、輻射スペクトルの形状が Palumbo 実験に近づく傾向が見られた。今後は輻射吸収過程を考慮した非平衡計算を行っていく。

参考文献

- (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) Micael, 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) Matsuyama, S., *Numerical Study of Galileo Probe Entry Flowfield*, PhD thesis, Tohoku University, 2004.
- (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.