

輻射熱輸送を結合した衝突輻射モデルによる衝撃波管流れの励起非平衡流体計算

Excitation nonequilibrium flow computation of shock tube flow by collisional-radiative model coupled with radiative heat transfer

航空宇宙工学コース

航空エンジン超音速流研究室 1265023 浅井 友彰

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し、衝撃波背後の機体は過酷な加熱環境に曝される。この環境から機体を保護するためには、アブレータ等を用いた熱防護設計が必要であり、設計にあたっては数値計算による加熱率の正確な予測が重要となる。予測精度を向上させることで、乗員の安全性の向上だけでなく、余分な防護剤の削減による機体の軽量化や、削減したペイロード重量を活かして観測機器を追加できる可能性がある。

大気圏突入時の流れ場は極超音速かつ高温低密度であることから、数値計算による予測精度向上のためには流れ場の非平衡性を考慮することが必要となる⁽¹⁾⁽²⁾。このため、従来から広く用いられている Park モデル⁽²⁾⁽³⁾と呼ばれる計算モデルでは、流れ場の温度を並進-回転温度、振動-電子励起-自由電子の並進温度の2温度に分割し、化学反応による各化学種の密度変化と受吸熱を流体運動と同時に計算することで流れ場の熱化学非平衡性を考慮した流体計算を可能としている。しかし、Park モデルでは流れ場中の化学種の電子励起状態分布を局所熱力学平衡と仮定しているため、電子励起状態が関与する衝突反応や、輻射による熱輸送をより正確に計算できないという課題がある⁽⁴⁾。

そこで本研究では、流れ場計算と電子励起状態分布を計算する衝突輻射モデルを結合した流体衝突輻射計算コードに輻射熱輸送を組み込み、流れ場の電子励起非平衡性と輻射熱輸送による変化を考慮した計算を行うことで、大気圏突入時の加熱率予測精度向上を目指す。NASA が保有するアーク放電を利用した衝撃波管である Electric Arc Shock Tube (EAST)⁽⁵⁾⁽⁶⁾で実施された実験について、流れ場の電子励起状態を直接解いた場合と局所熱平衡と仮定した場合とでそれぞれ計算し、比較した結果について報告する。

2. 数値計算法

2.1 流れ場

流体計算には以下に示す軸対称 Navier-Stokes 方程式を用いる。

$$\frac{\partial Q}{\partial t} + \frac{\partial(F - F_v)}{\partial x} + \frac{\partial(G - G_v)}{\partial y} + \frac{\partial(H - H_v)}{\partial z} = W. \quad (1)$$

ここで、保存量ベクトル Q 、非粘性流束ベクトル F , G , 粘性流束ベクトル F_v , G_v , 軸対称の効果を表すベクトル H , H_v および生成項ベクトル W である。簡単のために Q と x 方向の流束ベクトル F , F_v と W について示す。

$$Q = \begin{pmatrix} \rho_{s,i} \\ \rho u \\ \rho v \\ E \\ E_v + E_{el} \end{pmatrix}, \quad (2)$$

$$F = \begin{pmatrix} \rho_{s,i} u \\ \rho u^2 + p \\ \rho uv \\ (E + p)u \\ (E_v + E_{el})u \\ -\rho_s u_s \end{pmatrix}, \quad (3)$$

$$F_v = \begin{pmatrix} \tau_{xx} \\ \tau_{xy} \\ \tau_{xx}u + \tau_{xy}v - q_x - q_{vx} - \sum_s \rho_s u_s h_s \\ -q_{vx} - \sum_s \rho_s u_s e_{v,s} \end{pmatrix}, \quad (4)$$

$$W = \begin{pmatrix} W_{s,i} \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ W_v \end{pmatrix}. \quad (5)$$

ここで、 ρ は密度、 $\rho_{s,i}$ は化学種 s , i 励起状態の密度、 u は速度の x 方向成分、 v は速度の y 方向成分、 E は単位体積あたりの全エネルギー、 E_v は単位体積あたりの振動エネルギー、 E_{el} は単位体積あたりの電子エネルギー、 p は圧力、 τ は粘性応力、 q は熱流束、 h はエンタルピー、 u_s は拡散速度、 e_v は内部エネルギーの振動成分である。 $W_{s,i}$ は次節に示す質量生成率である。 W_v はエネルギー生成率であり、並進-回転と振動モード間の温度緩和、並進-回転と自由電子の並進モード間の温度緩和、分子種の生成によるエネルギー増加、励起種の生成によるエネルギー増加、解離反応に伴うエネルギー生成、電離反応に伴うエネルギー生成、輻射熱流束の発散量によって計算される。考慮する化学種 s は N , O , N_2 , O_2 , NO , N^+ , O^+ , N_2^+ , O_2^+ , NO^+ , e^- の 11 化学種である。また、励起状態 i は計 219 状態を考慮する⁽⁹⁾。支配方程式の離散化は有限体積法で 2 次精度 MUSCL⁽⁷⁾法を用い、数値流束は SLAU スキーム⁽⁸⁾、粘性流束は 2 次精度中心差分を用いた。

2.2 衝突輻射モデル

流れ場の電子励起非平衡性を考慮するため、衝突輻射モデル (Collisional-Radiative : CR モデル) を用いる⁽⁹⁾。このモデルでは、各化学種の励起準位ごとに自由電子衝突、重粒子衝突による遷移と輻射脱励起の速度定数を計算する。その後、密度 $\rho_{s,i}$ の生成率 $W_{s,i}$ を次式で求める。

$$W_{s,i} = \sum \text{populating processes} - \sum \text{depopulating processes} \quad (6)$$

右辺は数密度の単位時間当たりの増減量であり、関わる衝突遷移と脱励起反応の総和で表される。考慮する電子励起状態は 11 化学種、計 219 状態とした。また、自由電子密度は電

荷中性を仮定した．時間積分には Extended Robustness-Enhanced Numerical Algorithm (ERENA)⁽¹⁰⁾を用いる．また，CR モデルの計算は計算量が非常に多いため，流れ場計算 10step ごとに 1 回実行する．流れ場計算から得た化学種ごとの密度 ρ_s と並進-回転温度 T と振動-電子温度 T_v を用いて上式を解く．算出した密度 $\rho_{s,i}$ から式(5)のエネルギー生成項 W_v を求める．

2.3 輻射輸送

吸収係数と放射係数は Matsuyama の構築した計算コード⁽¹¹⁾を電子励起非平衡計算用へ拡張し，line-by-line 計算によって求める．輻射による計算セル間のエネルギー輸送によって生じる流れ場の変化を計算するため，次式に示す接平板近似を用いた一次元輻射輸送を解く．

$$\frac{l}{\kappa_\lambda} \frac{\partial I_\lambda}{\partial s} = \frac{\varepsilon_\lambda}{\kappa_\lambda} - I_\lambda, \quad (7)$$

ここで， s は光線に沿った座標， l は方向余弦 ($l = \cos\varphi$)， φ は接平板の垂直軸と光線のなす角， I_λ は輻射強度， ε_λ ， κ_λ は放射係数，吸収係数で，流れ場の温度 T_v と衝突輻射モデルより求めた $\rho_{s,i}$ で算出する．流体のエネルギー生成率 W_v の一部となる輻射熱流束の発散量は，次式で表される．

$$\nabla \cdot \mathbf{q}_{rad} = \int_0^\infty \left[4\pi\varepsilon_\lambda - \int_{4\pi} \kappa_\lambda I_\lambda d\Omega \right] d\lambda. \quad (8)$$

3. 計算条件

EAST では管内を平面衝撃波が一方に進行する非定常な流れとなる．本計算では，曲率半径 1m で衝撃層厚さに対して相対的に大きな半球へ向かって極超音速気流が衝突する流れを解析する．半球物体の淀み流線付近に着目すると，物体前方に発生した平面衝撃波に主流が流入する定常一次元流れとなる．

計算格子を図 1 に示す．格子点数は周方向に 101 点，半径方向に 121 点であり，衝撃波背後の物理過程を正確に解くために衝撃配置に格子を寄せている．主流条件は表 1 に示す EAST で実施された Test 59 の Shot 15⁽⁶⁾を用いる．また，壁面温度は 273[K] の非触媒等温壁とする．

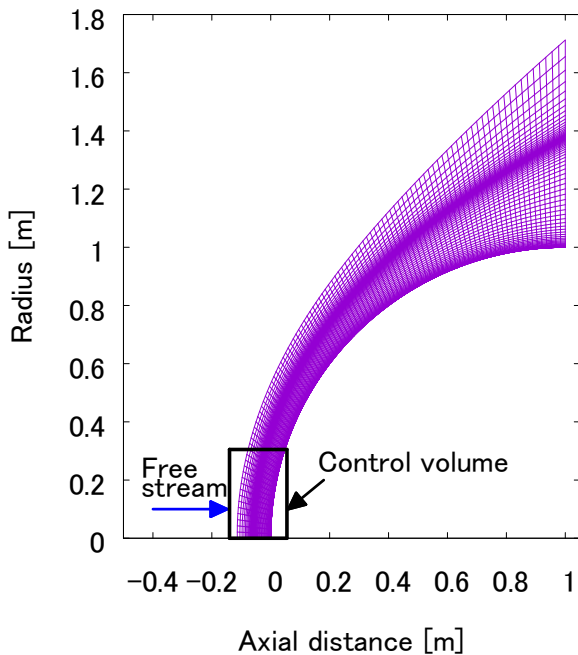


Fig. 1 Computational grids

Table 1 Free stream condition

Density [kg/m ³]	1.69×10^{-5}
Velocity [m/s]	8,180
Temperature [K]	273
Mass fraction	
N ₂	0.767
O ₂	0.233

4. 淀み流線上の流れ場

図 2 に淀み流線上の温度分布を示す．青線が流れ場の電子励起状態を局所熱平衡と仮定した Park モデルで計算した場合．赤線が CR モデルで計算した場合である．CR モデルと Park モデルとで温度分布に大きな違いは見られず，最高温度は並進-回転温度で 26,000[K]，振動-電子温度で 10,000[K] となった．

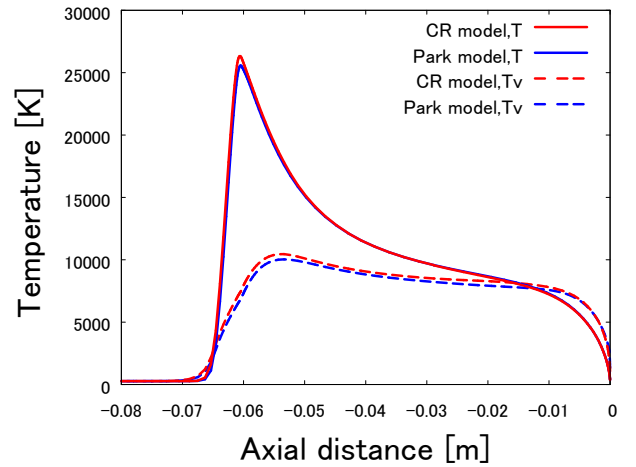


Fig. 2 Axial profile of temperatures

次に淀み流線上のモル分率分布を図 3 に示す．主流の主組成であった N₂，O₂ は衝撃波背後で解離反応によって減少し，衝撃層内では N，O が主組成となる．また，電荷中性を仮定したため，イオン種の総和が自由電子密度となるが，衝撃波直後では，会合性電離反応による N₂⁺，NO⁺ の生成が主な自由電子の発生源である．その後，衝撃層中では NO⁺ と自由電子衝突電離によって増加する N⁺ によって自由電子が生成される．壁面近傍では温度低下に伴って再結合が進み，自由電子密度が減少する．

衝撃層内の主組成である N について淀み流線上における電子励起状態の一部の数密度分布を図 4 に示す． n は電子励起状態の量子数を示しており， $n = 0$ が基底状態， $n = 1, 2$ が準安定状態である．衝撃波直後では N₂ の解離反応によって基底状態の N が急激に生成され，主に化学種間の衝突によって準安定状態へ励起し，その後，主に自由電子衝突によって高励起状態となる．

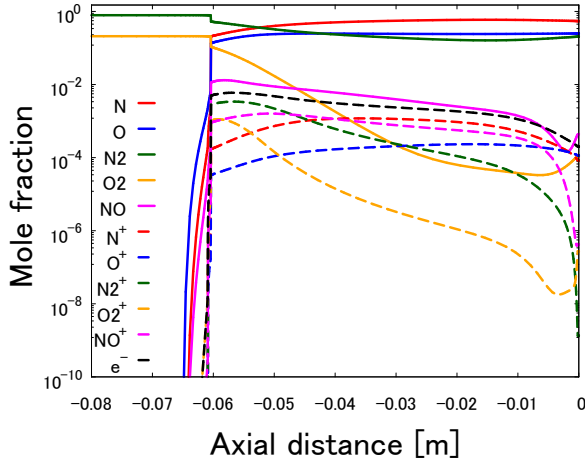


Fig. 3 Axial profile of mole fractions

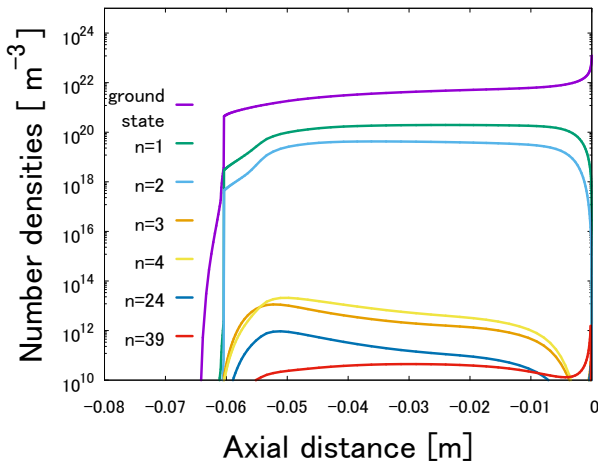


Fig. 4 Axial profile of number densities of electronic excited states of N

5. 輻射スペクトル比較

EAST 分光計測では、輻射強度最高点の前後 0.02 [m] の領域からの輻射スペクトルの平均値を取得している。式(7)を半径方向に積分して算出した輻射強度 $I_\lambda(x)$ を次式で空間平均する。

$$I_{\lambda,avg} = \frac{1}{D_{tube}} \int_{x_{peak}-0.02}^{x_{peak}+0.02} I_\lambda(x) dx. \quad (9)$$

式中の $I_{\lambda,avg}$ が波長ごとの輻射強度の平均値、 D_{tube} が衝撃波管の直径、 x_{peak} が輻射強度最高点の軸方向位置である。得られた結果を図 5 に示す。図中の赤線が CR モデル、青線が Park モデル、紫線と緑線が分光測定値である。左上の赤文字、青文字、黒文字はそれぞれ CR モデル、Park モデル、分光計測結果の波長積分値である。また、図 6 に図 5 で示した CR モデルの輻射強度の平均値を分子のバンドスペクトルごとに分解した結果を示す。NO γ バンドが支配的となる約 2,600Å 以下の波長域では、Park モデルと比べて強度が低下し、計測結果と強度がほぼ一致した。N₂ 2nd positive バンドが支配的となる約 2,600Å から約 3,400Å の波長域では、Park モデルより強度が上昇し、N₂⁺ 1st negative バンドが支配的となる約 3,600Å 以降の波長域では、Park モデルと比較してわずかに強度が低下した。波長積分値は CR モデル、Park モデルともに分光計測結果の 4 倍以上となったが、分光結果との差は Park モデルと比較して約 16% 減少した。

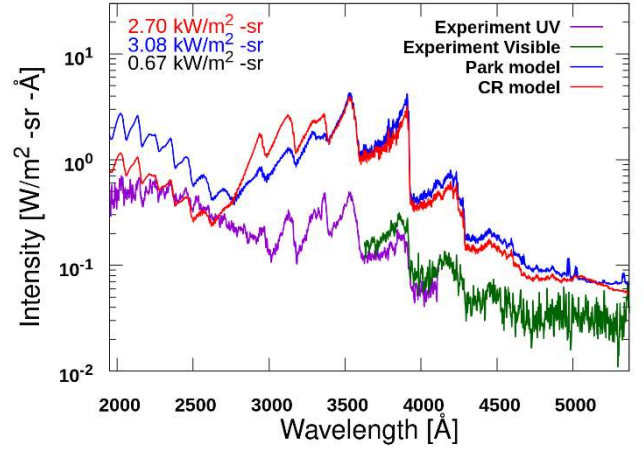


Fig. 5 Comparison of spectral intensity between Park model, CR model and Experimental data

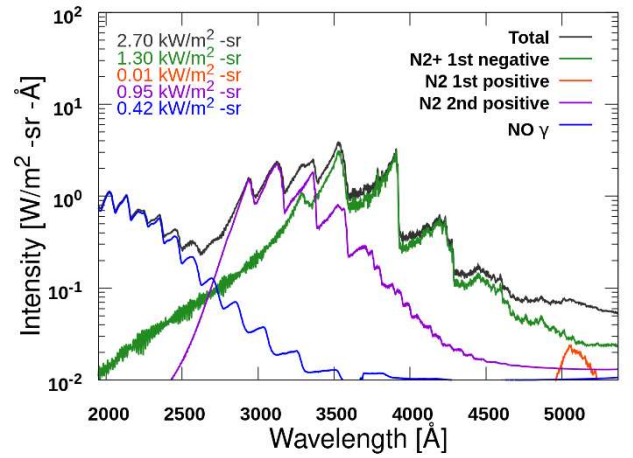


Fig. 6 Decomposition of spectral intensity of CR model

N₂⁺ 1st negative バンド、N₂ 2nd positive バンドの強度が計測結果よりも高くなったことから、本研究で用いた CR モデルでは、それぞれのバンドの光を放射する遷移の上準位側の励起状態である N₂⁺(B²Σ_u⁺) と N₂(C³Π_u) の生成を実際よりも多く見積もっていることが考えられる。CR モデルで計算している重粒子衝突、自由電子衝突、輻射の 3 種類の反応が N₂⁺(B²Σ_u⁺)、N₂(C³Π_u) それぞれの生成にどれだけ寄与したかを調べるため、図 7、図 8 に淀み流線上における各反応の N₂⁺(B²Σ_u⁺)、N₂(C³Π_u) それぞれの生成率を示す。

図 7 より、N₂⁺(B²Σ_u⁺) の生成では衝撃層内の広範囲で自由電子衝突による密度増加と輻射による減少が支配的であり、重粒子衝突は全体の生成率にほとんど寄与しないと考えられる。

図 8 より、N₂(C³Π_u) の生成は、N₂⁺(B²Σ_u⁺) と同様に自由電子衝突による密度増加と輻射による密度減少が支配的となった。よって、N₂⁺(B²Σ_u⁺) と N₂(C³Π_u) の生成は主に自由電子衝突によるものだと考えられる。また、それぞれの生成量を過大評価していると考えられることから、式(2.86)に示した自由電子衝突の反応速度定数が実際よりも大きい可能性がある。このため、より小さな値へ修正することで加熱予測精度向上につながるのではないかと考えられる。

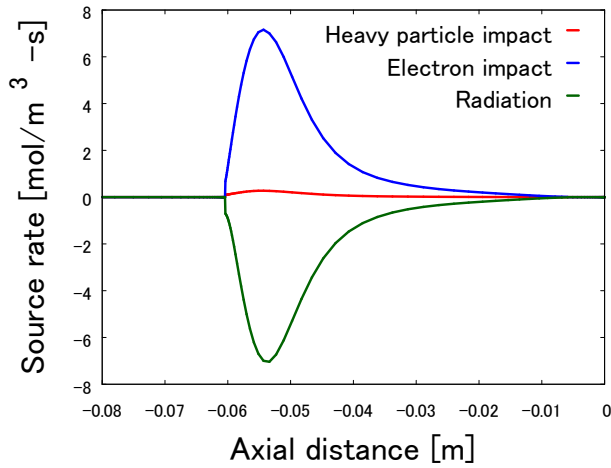


Fig. 7 Axial profile of $N_2^+(B^2\Sigma_u^+)$ source rate

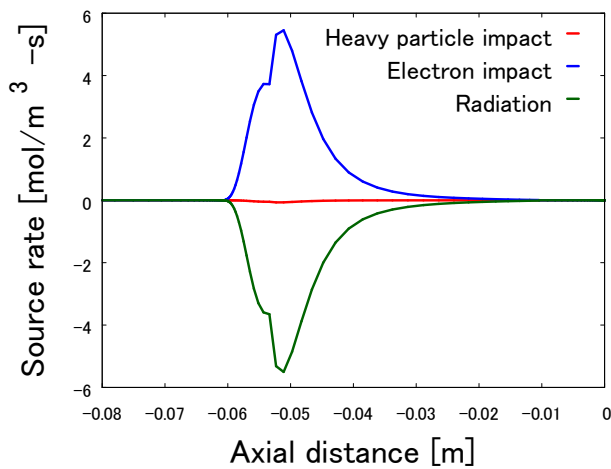


Fig. 8 Axial profile of $N_2(C^3\Pi_u)$ source rate

6. まとめ

大気圏突入時の加熱予測精度向上を目的として、EASTのTest59のShot15の流れ場について衝突輻射モデルによる非平衡流体計算を行った。その結果、スペクトル強度の比較において、計測結果との波長積分値の差がParkモデルと比較して約16%改善した。特に、 $NO\gamma$ バンドが支配的となる約2,600Å以下の波長域では強度が計測結果とほぼ一致した。しかし、約2,600以上の波長域では強度が計測結果を上回った。この波長域では N_2 2nd positiveバンドと N_2^+ 1st negativeバンドが支配的であり、これらの強度を過大評価していると考えられる。

N_2 2nd positiveバンド、 N_2^+ 1st negativeバンドを放射する遷移の上準位側の励起状態はそれぞれ $N_2(C^3\Pi_u)$ 、 $N_2^+(B^2\Sigma_u^+)$ であり、主に自由電子衝突反応によって生成される。よって、これらの励起状態の生成に寄与する自由電子衝突の反応速度定数を修正することにより、さらなる加熱予測精度向上につながると考えられる。

文献

- (1) Peter A. Gnoffo, Roop N. Gupta, Judy L. Shinn, "Conservation Equations and Physical Models for Hypersonic Air Flows in Thermal and Chemical Nonequilibrium", NASA Technical Paper 2867, (1989).
- (2) Park. C., "Nonequilibrium Hypersonic Aerothermodynamics", John Wiley and Sons, Inc., New York, (1989).
- (3) Park. C., "Review of Chemical-Kinetic Problems of Future NASA Missions, I: Earth Entries", Journal of Thermophysics

and Heat Transfer, Vol. 7, No. 3, (1993).

- (4) Arnaud Bultel, Bruno. G. Chéron, Anne Bourdon, Ousmanou Motapon, Ioan. F. Schneider, "Collisional-radiative model in air for earth re-entry problems", Physics of Plasmas, Vol.13,issue 4, (2006).
- (5) Brett Cruden, "Electric Arc Shock Tube (EAST) Test Data", (<https://data.nasa.gov/docs/datasets/aerothermodynamics/EAST/index.html>), (Retrieved August31,2023).
- (6) A. M. Brandis, B. A. Cruden, "Benchmark Shock Tube Experiments of Radiative Heating Relevant to Earth Re-entry", AIAA paper 2017-1145, (2017).
- (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, pp. 101-136,(1979).
- (8) Kitamura, K. and Shima, E., "A New Pressure Flux for AUSM-Family Schemes for Hypersonic Heating Computations", AIAA Paper 2011-3056, (2011).
- (9) 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).
- (10) Y. Morii, H. Terashima, M. Koshi, T. Shimizu, E. Shima, "Fast and robust time integration method for stiff chemical kinetic ODEs", AIAA paper 2014-3920, (2014).
- (11) Matsuyama, S., "Numerical Study of Galileo Probe Entry Flowfield", PhD thesis, Tohoku University, (2004).