

# 再突入飛行体のCFD解析における熱化学モデルの影響について - 電磁力を利用した空力加熱低減法への影響 -

大津広敬 (静岡大学工学部), 安部隆士 (宇宙航空研究開発機構)

## Effect of Thermochemical Model on Reentry Heating Reduction using Electromagnetic Force

Hiroataka Otsu (Shizuoka Univ.), Takashi Abe (ISAS/JAXA)

### Abstract

An applicability of the electrodynamic heat shield system to a super-orbital reentry vehicle was investigated. In the case of the super-orbital reentry flight, due to the strong ionization reactions inside the shock layer, the electrodynamic heat shield system is expected to work well. In order to evaluate the ambiguity of the thermochemical model on the efficiency of this heat shield system we performed a CFD analysis including thermochemical non-equilibrium effect. The flight condition used for the present study is that the velocity is 11.6 km/s at the altitude of 64 km. From our CFD result, we found that the ambiguity of the thermochemical model on the electrodynamic heat shield system is negligible. Additionally, we found that the stagnation point heat flux could be reduced by about 1.0 MW/m<sup>2</sup> when the magnetic field strength of 0.5 T is applied.

## 1 はじめに

将来型宇宙輸送機を検討するうえで、再突入飛行時における厳しい空力加熱から機体を守るための熱防御システムの設計は重要な検討項目のひとつである。現在の熱防御システムの多くは一回の再突入飛行で少なからずダメージを受けるため、熱防御システムは再使用不可能である。そのため将来の再使用型宇宙輸送機の熱防御システムには、空力加熱から機体を守るだけでなく空力加熱を減らす工夫が必要である。

その方法のひとつとして、電磁力を利用して空力加熱を減らすという考えがある[1]。この手法では、再突入飛行時に機体前方に発生する衝撃波背後の弱電離プラズマ流に磁場をかけることにより Lorentz 力を発生させ、それを利用して衝撃波背後の流れを制御し、空力加熱を減らすというものである。

そこで本研究では、空力加熱が非常に高くなると予想される超軌道速度再突入飛行環境において本手法の有効性の検討を行うための CFD 解析を行った。

## 2 本手法のしくみ

本手法は、衝撃波背後の弱電離プラズマ流に磁場をかけることにより、Lorentz 力を発生させ、それを利用して衝撃層内の流れを制御するものである。流れ場の様子を Fig. 1 に示す。ここで、電流  $J$  はオームの法則により、次の式から計算される。

$$J = \sigma(E + V \times B) \quad (1)$$

ここで、それぞれ  $\sigma$ ,  $E$ ,  $B$ ,  $V$  は導電率、電場、磁場、速度ベクトルである。衝撃層内の流れを制御するには、衝撃層内の圧力と Lorentz 力の比が重要である。一般に衝撃

層内の圧力は一様流の動圧で評価できるため、一様流の動圧と Lorentz 力の比が、本システムの有効性を評価するパラメータのひとつとなると考えられる。その比を磁気作用パラメータ  $Q$  として次式で定義する[1]。

$$Q = \frac{JBL}{\rho V^2} = \frac{\sigma B^2 L}{\rho V} \quad (2)$$

ここで、 $L$  は基準長さ、 $\rho$  は気体密度である。また、電場の影響が磁場の影響に比べて十分小さいと仮定している。この式から、 $Q$  を大きくするためには、 $\rho V$  を小さくするか、 $B$  を大きくするか、 $\sigma$  を大きくすれば良いことがわかる。一般に、 $\sigma$  は電子数密度と電子温度の関数であり飛行環境によって決定される。

## 超軌道速度飛行体への適用

(1) 式でオームの法則を使用した、この式は単純化されたものである。現実的には、ホール効果を考慮する必要がある。ホール効果を考慮した、現実的なオームの法則は以下の式で与えられる。

$$J = \sigma(E + V \times B) - \beta(J \times b) \quad (3)$$

ここで、 $\beta$  はホールパラメータ、 $b$  は磁場と同じ向きの単位ベクトルである。即ち、

$$b = B/B = (b_x, b_y, b_z)^t \quad (4)$$

ホールパラメータは次の式で与えられる。

$$\beta = \frac{\sigma B}{N_e e} \quad (5)$$

ここで、 $N_e$ ,  $e$  はそれぞれ電子数密度、電気素量である。この式から、磁場を強くするとホールパラメータも大きくなるのがわかる。

一般にホール効果が強く働くとき、電流や Lorentz 力の向きが変化することなどから、本手法の効率が低下することが指摘されている [2, 3]。その解決策としては、1) 磁場の配置や強さを変える、2) ホールパラメータを下げる、の 2 つの方法が考えられる。本研究では、ホールパラメータが比較的小さい値となる超軌道速度での再突入飛行環境について検討する。

ホールパラメータは、主に導電率と電子数密度の関数として与えられるが、導電率も電子数密度の関数であるため、ホールパラメータは電子数密度に強く依存することが予想される。導電率は次の式で計算される。

$$\sigma = \frac{e^2 N_e}{m_e \nu} \quad (6)$$

ここで、 $\nu$  は衝突周波数であり、次の式で計算される [4]。

$$\nu = \sum_{s \neq e} N_s \tilde{\sigma}_s \left( \frac{8kT_e}{\pi m_e} \right)^{1/2} \quad (7)$$

ここで、 $N_s$ ,  $\tilde{\sigma}_s$ ,  $k$ ,  $T_e$ ,  $m_e$  は、それぞれ化学種  $s$  の数密度、衝突断面積、ボルツマン定数、電子温度、電子の質量である。特にイオンの場合、衝突断面積は次の式で与えられる [4]。

$$\tilde{\sigma}_e = \frac{4}{3} \frac{4.39 \times 10^{-6}}{T_e^2} \ln \left( \frac{1.24 \times 10^4 T_e^{1.5}}{\sqrt{N_e}} \right) [\text{cm}^2] \quad (8)$$

イオンの衝突断面積が中性粒子のものに比べて十分大きいことを考慮すると、衝突周波数は次の式で近似できる。

$$\nu \sim N_e \tilde{\sigma}_e \left( \frac{8kT_e}{\pi m_e} \right)^{1/2} \quad (9)$$

したがって、ホールパラメータは結局

$$\beta = \frac{\sigma B}{N_e e} \propto \frac{1}{N_e \ln(1/\sqrt{N_e})} \quad (10)$$

となる。この式からホールパラメータは、電子数密度が急激に増加する場合、大幅に低下することが予想される。これは、電離反応が活発に起きる飛行環境に適用する場合に本手法が有効であることを示唆している。

実際に超軌道速度での地球再突入を行う MUSES-C の飛行経路の一部について、ホールパラメータの推算を行った。MUSES-C の飛行経路、淀み点での対流加熱率、ホールパラメータを Fig. 2 に示す。このホールパラメータの予測において、磁場の強さとして 1.0 [T] を仮定し、導電率と電子数密度については、CFD 解析によって得られた流れ場の中での最大値を用いた。特に加熱率が高い領域ではホールパラメータが 1 以下となっており、十分小さいことがわかる。このことから、本手法は超軌道速度飛行体に有効であることがわかる。

### 3 支配方程式

一般に、電磁場と流れ場を同時に解くためには、マクスウェル方程式と流体の方程式を同時に解く必要がある。しかし、磁気レイノルズ数が十分小さいと、誘導磁場が十分小さく無視できるため、マクスウェル方程式を解く必要はなく、初期磁場で固定してよいことになることが知られている。従って、解くべき方程式は、流体の方程式に電磁力の影響を外力項として考慮すればよいことになる [1]。

化学反応に関しては、空気に関する 11 種を考慮し、化学反応モデルには Park モデルを使用した [4]。熱的非平衡性は Park の 2 温度モデルにより考慮した [4]。熱的および化学的非平衡性に関するモデルの詳細については次節で詳しく示す。拡散モデルには、Yos モデルを用いた。以上の点を考慮した支配方程式は以下の式で与えられる。

$$\frac{\partial U}{\partial t} + \nabla \cdot F = S_N + S_M \quad (11)$$

$$U = (\rho_s, \rho V, E_t, E_V)^t$$

$$S_N = (\dot{\omega}_s, 0, 0, S_V)^t$$

$$S_M = (0, J \times B, J \cdot E, J \cdot J/\sigma)^t$$

この方程式は、ナビエ・ストークス方程式に加えて生成項として熱化学非平衡性に伴う影響と Lorentz 力を考慮したものである。ここで、 $F$  は粘性項を含む流束ベクトルであり、 $S_N$  は熱化学非平衡性に伴う生成項であり、 $S_M$  は磁場の印可に伴う生成項である。また、 $\rho_s$ ,  $\dot{\omega}_s$ ,  $S_V$ ,  $E_t$ ,  $E_V$  は、それぞれ化学種  $s$  の密度、化学反応に伴う生成項、エネルギー緩和に伴う生成項、全エネルギー、振動-電子エネルギーである。

電流  $J$  は、次の式で計算される。

$$J = \tilde{\sigma}(E + V \times B), \quad (12)$$

ここで、 $\tilde{\sigma}$  はテンソルで次の式で与えられる。

$$\tilde{\sigma} = \begin{bmatrix} 1 & \beta b_z & -\beta b_y \\ -\beta b_z & 1 & \beta b_x \\ \beta b_y & -\beta b_x & 1 \end{bmatrix}^{-1} \sigma. \quad (13)$$

### 4 熱化学モデル

本研究で取り上げた MUSES-C のような超軌道速度での再突入飛行環境では、非常に強い衝撃波が形成され、その背後では酸素および窒素分子の解離反応だけではなく、電離反応が起こるなど、非常に激しい化学反応が起きることが知られている。そのため、熱化学モデルに用いられるパラメータの値によって、衝撃層内の振動温度や化学種の分布が大きく変わることが予想される。これらの物理量が大きく変化することは、本手法による空力加熱低減法の有効性にも影響を及ぼす可能性がある。

本研究で用いた熱化学モデルによる生成項は、次の式で与えられる。

$$S_V = Q_{T-V} + Q_D + Q_{T-E} + Q_I \quad (14)$$

ここで、 $Q_{T-V}$ ,  $Q_D$ ,  $Q_{T-E}$ ,  $Q_I$  はそれぞれ、分子間の衝突に伴う並進-振動エネルギー交換、分子の解離反応に伴う振動エネルギーの増減、電子と重粒子の衝突によるエネルギー交換、Electron Impact Ionization 反応による電子エネルギーの減少の項を表す [5]。これらの項の内、本研究ではパラメータの影響が大きいと考えられる  $Q_{T-V}$  と  $Q_D$  について詳しく調べた。

まず、分子間の衝突によるエネルギー交換  $Q_{T-V}$  は以下の式で与えられる。

$$Q_{T-V} = \sum_{s=\text{molecules}} \frac{e_{V,s}^* - e_{V,s}}{\tau_s} f_V \quad (15)$$

ここで、 $e_{V,s}$  は分子  $s$  の電子エネルギーと振動エネルギーの和を表す。また、 $e_{V,s}^*$  は同式を並進エネルギーで評価したものであり、 $\tau_s$  は振動緩和時間である [4]。 $f_V$  は高温領域での振動緩和の遅れを考慮した式であり以下の式で与えられる。

$$f_V = \left[ 1 - \exp\left(-\frac{\theta_s}{T_V}\right) \right]^{pa} \quad (16)$$

ここで、 $\theta_s$  は分子  $s$  の振動特性温度である。 $pa$  は 1.4 程度が推奨されているが、この式が考慮されていない解析例も多いため、本研究では 0, 1.0, 1.4 の 3 ケースについて解析を行った。ノミナル値は、1.0 である。

次に、分子の解離に伴うエネルギー変化  $Q_D$  は以下の式で与えられる。

$$Q_D = \sum_{s=\text{molecules}} \omega_s \Delta E_s \quad (17)$$

ここで、 $\Delta E_s$  は分子が解離する際に失うエネルギーの値であり、次の式で与えられる。

$$\Delta E_s = c_s \times D_s \quad (18)$$

ここで、 $D_s$  は分子  $s$  の解離エネルギーである。パラメータ  $c_s$  は 0.3, 0.5, 0.7 の 3 ケースについて検討を行った。ノミナル値は 0.3 である。

## 5 数値解析手法

数値解析手法として、AUSMDV スキームを用いた [6]。化学反応による数値解析上の硬直性を取り除くために対角陰解法を改良して用いた [7]。計算格子は、表面に沿って 31 点、軸方向に 50 点の合計 1550 点である。

## 6 結果と考察

### 流れ場の様子

計算条件は、速度 11600 [m/s]、密度  $1.83 \times 10^{-4}$  [kg/m<sup>3</sup>]、一様流温度 236.05 [K] である。この条件は MUSES-C の再突入飛行経路において対流加熱率が最大値をとると考えられている条件である。機体形状は、MUSES-C 再突入カプセルを参考にして半径は 0.2 [m] の球とした。計算は 3 次元軸対称で行い、境界条件として表面温度は 3000 [K] で固定し、非触媒壁条件を課した。Fig. 3 に磁場分布及び磁力線を示した。本研究では、球の先端から 5 [cm] の位置にダイポールを置いて磁場を生成している。淀み点での磁場の強さは最大で 1.0 [T] とした。

まず、超軌道速度での再突入飛行環境を示すために、ノミナル条件での淀み線上の温度分布と化学種の分布をそれぞれ Fig. 4, 5, 6 に示す。これらの図から、衝撃層内は、熱的な非平衡領域と平衡領域、境界層の 3 つの領域に分けられることがわかる。並進温度は衝撃波直後で最大で約 50000 [K] に達し、振動温度も平衡領域において 11000 [K] とかなり高い値となっていることがわかる。そのため、化学種の分布については、酸素・窒素分子が完全に解離している。さらに、衝撃層内では、 $N^+$  と  $O^+$  が多く生成されていることがわかる。これは、Electron Impact Ionization とよばれる化学反応によって生成されており、超軌道速度飛行環境に特有の現象である。

次に、磁場の強さの影響を調べた。Fig. 7 に淀み線上の圧力分布を示す。この図から、磁場を強くすることにより、垂直衝撃波が上流側に遷移していることがわかる。これは、磁場が強くなることにより、Lorentz 力が増加していることを示している。

Fig. 8 に表面の加熱率分布を示す。この図から、磁場を強くすることにより、淀み点付近の加熱率の低下が確認され、淀み点において約 1.0 [MW/m<sup>2</sup>] 減少している。しかしながら、その影響は淀み点近傍に限定されていることがわかる。これは、磁気ダイポールを比較的淀み点近傍に設置しているため、磁場の影響が淀み点近傍に限られているためだと考えられる。そのため、広い範囲で空力加熱を低減させるためには、より強い磁気ダイポールを用意することが必要であると考えられる。

### 熱化学モデルの影響

この節では熱化学モデルの影響について議論する。まず、緩和時間に関するパラメータの影響を調べた。緩和時間に関するパラメータ  $pa$  を 0, 1.0, 1.4 とし、解離反応の際に失うエネルギーの量に関するパラメータ  $c_s$  をノミナル値 0.3 に固定した。Fig. 9, 10 にそれぞれ淀み線上の圧力分布および表面での加熱率分布を示す。これらの結果

から、磁場をかけることにより衝撃波位置が上流側に遷移しており、それに伴って加熱率の低下が見られた。しかしながら、パラメータによる違いはほとんど見られない。

次に、解離反応の際に失うエネルギーの量に関するパラメータの影響を調べた。解離反応の際に失うエネルギーの量に関するパラメータ  $c_d$  を 0.3, 0.5, 0.7 とし、緩和時間に関するパラメータ  $pa$  をノミナル値 1.0 に固定した。Fig. 11, 12 にそれぞれ淀み線上の圧力分布および表面での加熱率分布を示す。これらの結果からも上記の結果と同様に、磁場をかけることにより衝撃波位置が上流側に遷移しており、それに伴って加熱率の低下が見られた。しかしながら、パラメータによる違いはほとんど見られない。

以上の結果から、本研究で検討した熱化学モデルの違いは、衝撃波位置および加熱率分布にほとんど影響を及ぼさないことがわかった。この結果は以下のような理由によると考えられる。本研究で検討している電磁力による空力加熱低減法は、衝撃層内の電子の分布に強く依存すると考えられる。本研究で検討した熱化学モデルは、エネルギー交換などの熱的非平衡過程に影響を及ぼすものである。つまり、熱化学モデルのパラメータの変化によって、非平衡領域の大きさや物理量に影響が現れるものである。しかし平衡領域においては、これらのモデルの違いは現れない。このことは、衝撃層内の電子数密度分布から分かる。Fig. 13 に衝撃層内の電子数密度の分布を示す。この図から、モデルの違いによって衝撃層内の非平衡領域に相当する部分において電子数密度の分布に違いが見られるものの、平衡領域での値については、すべてのケースについて同じ値となっている。また、平衡領域での電子数密度の値は、非平衡領域に比べて、1桁以上高い値となっていることから、平衡領域での電子数密度の値、すなわち、衝撃層内の平衡領域の導電率が本手法の有効性に対して支配的であると考えられる。

従って、電磁力を用いた空力加熱低減法は超軌道速度飛行体に適用した場合、その有効性は熱化学モデルの様々なパラメータに依存しないと考えられる。

## 7 まとめ

本研究では、磁場を利用した空力加熱低減法の超軌道速度飛行体への有効性の検討を行った。その結果、超軌道速度での再突入飛行環境においてはホール効果がほとんど影響を及ぼさないため、本手法が有効であることが予想された。

この結果をもとに CFD 解析を行った結果、淀み点において 0.5 [T] の磁場を与えたとき約 1 [MW/m<sup>2</sup>] の対流加熱率の低減が確認された。また、熱化学モデルの影響を調べた結果、本研究で検討した熱化学モデルは非平衡領域にのみ影響があるため、平衡領域の電子数密度の値が支配的なパラメータとなる本手法の有効性には、影響

がないということが明らかとなった。従って、本手法は、MUSES-C のような超軌道速度での再突入飛行における空力加熱低減に有効であると考えられる。

## 参考文献

- [1] Poggie, J., Gaitonde, D. V., "Computational Studies of Magnetic Control in Hypersonic Flow," AIAA Paper 2001-0196, January, 2001.
- [2] 松下健治: 東京大学博士論文, 2003.
- [3] Otsu, H., Matsushita, K., Konigorski, D., Funaki, I., and Abe, T., "Reentry Heating Mitigation by Utilizing the Hall Effect," AIAA Paper 2004-2167, June, 2004.
- [4] Chul Park, *Nonequilibrium Hypersonic Aerothermodynamics*, John Wiley & Sons.
- [5] Gnoffo, P. A., Gupta, R. N., and Shinn, J. L., "Conservation Equations and Physical Models for Hypersonic Air Flows in Thermal and Chemical Nonequilibrium," NASA TP-2867, 1989.
- [6] Wada, Y. and Liou, M.-S. "A Flux Splitting Scheme with High-Resolution and Robustness for Discontinuities," AIAA Paper 94-0083, January, 1994.
- [7] Otsu, H., Abe, T., Ohnishi, Y., Sasoh, A., and Takayama, K., "Numerical Investigation of High-Enthalpy Flows Generated by Expansion Tube," AIAA Journal, Vol. 40, No. 12, 2002, pp. 2423-2430.

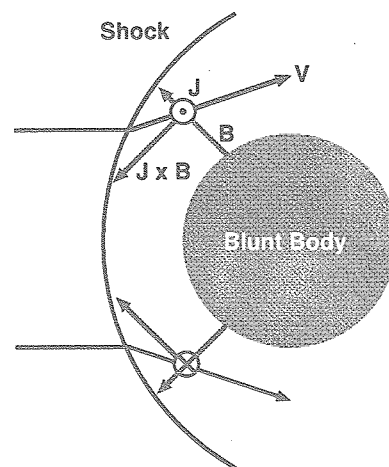


Fig. 1: Schematic view of the interaction between plasma flow and electromagnetic force

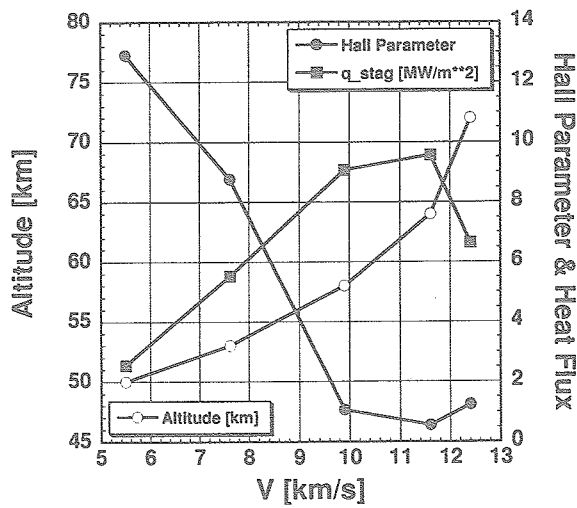


Fig. 2: Reentry trajectory of MUSES-C, stagnation point heat flux, and Hall parameter

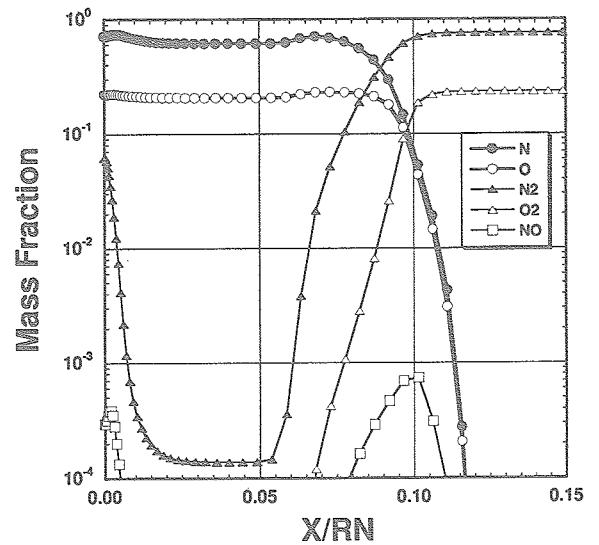


Fig. 5: Mass fraction of neutral species along the stagnation line

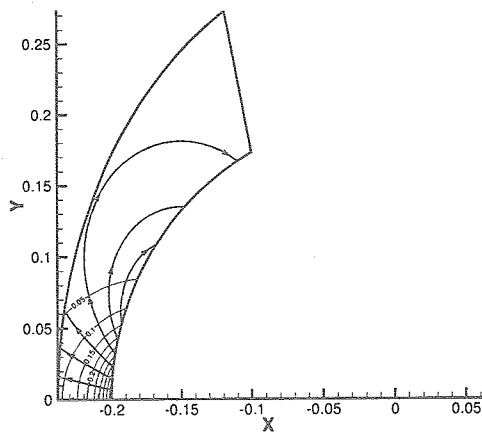


Fig. 3: Distribution of magnetic field strength and magnetic field lines

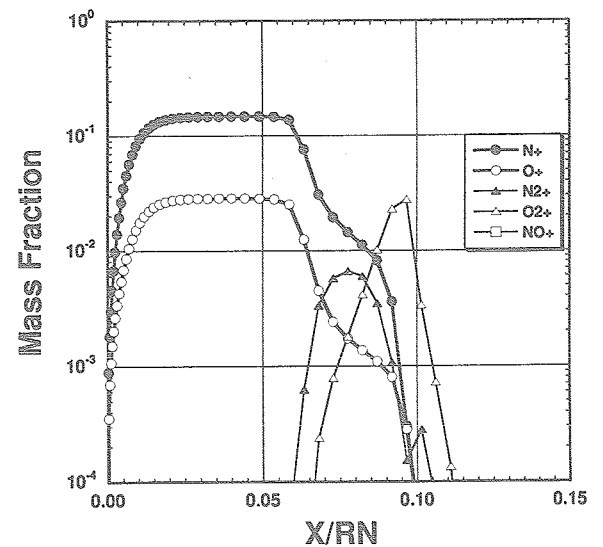


Fig. 6: Mass fraction of ions along the stagnation line

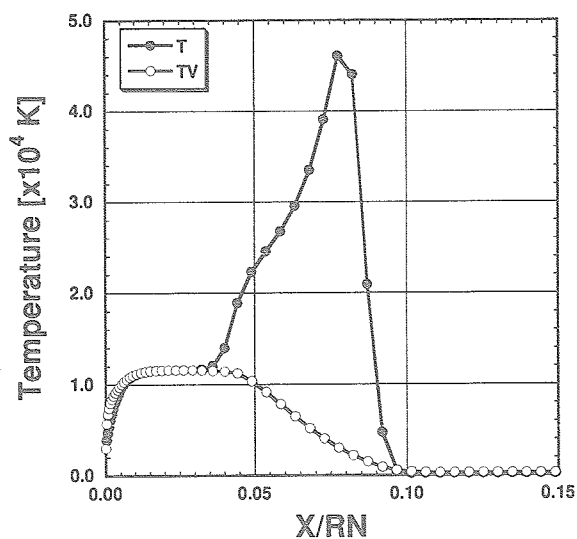


Fig. 4: Temperature distribution along the stagnation line

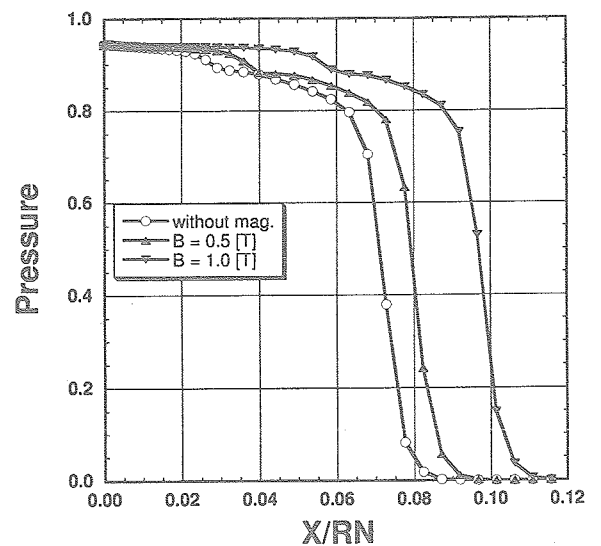


Fig. 7: Pressure distribution along the stagnation line

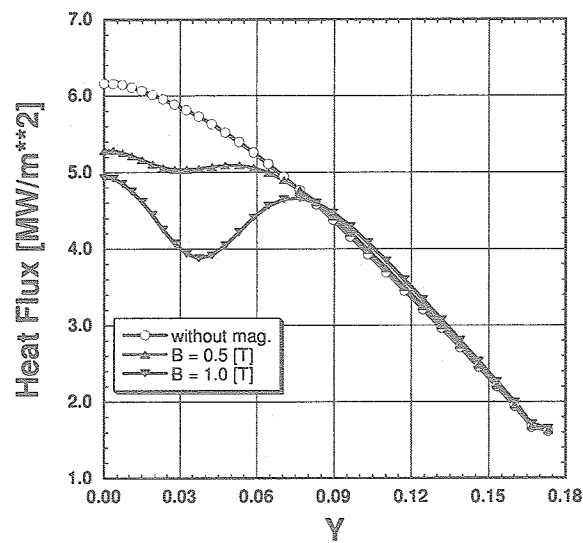


Fig. 8: Heat flux distribution along the surface

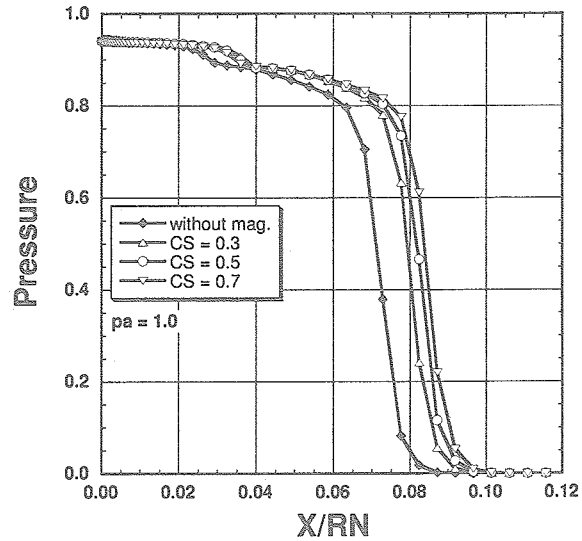


Fig. 11: Effect of the dissociation energy on the pressure distribution along the stagnation line

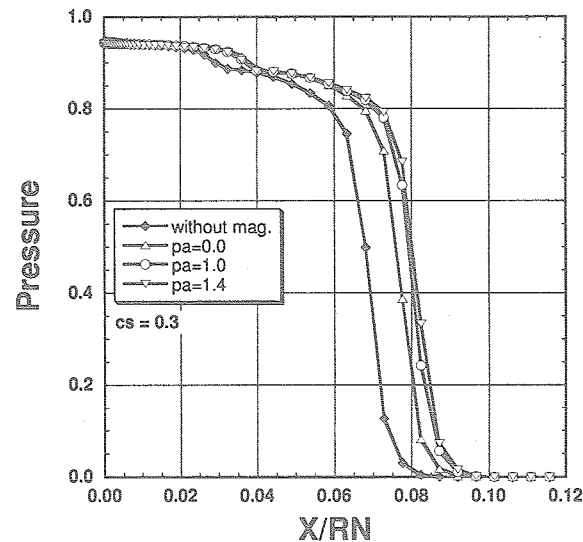


Fig. 9: Effect of the relaxation time on the pressure distribution along the stagnation line

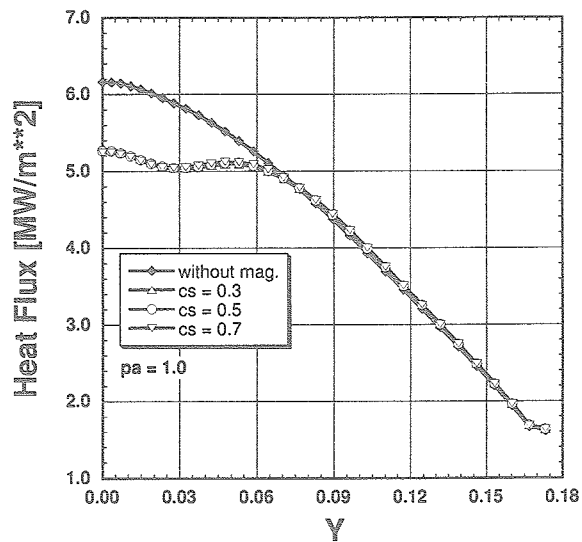


Fig. 12: Effect of the dissociation energy on the heat flux distribution

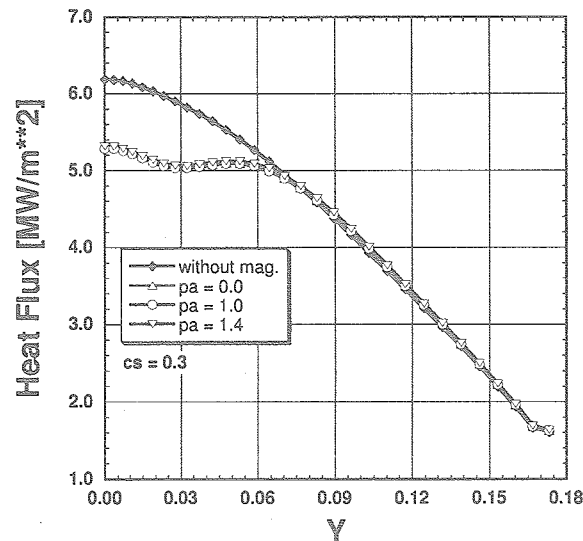


Fig. 10: Effect of the relaxation time on the heat flux distribution

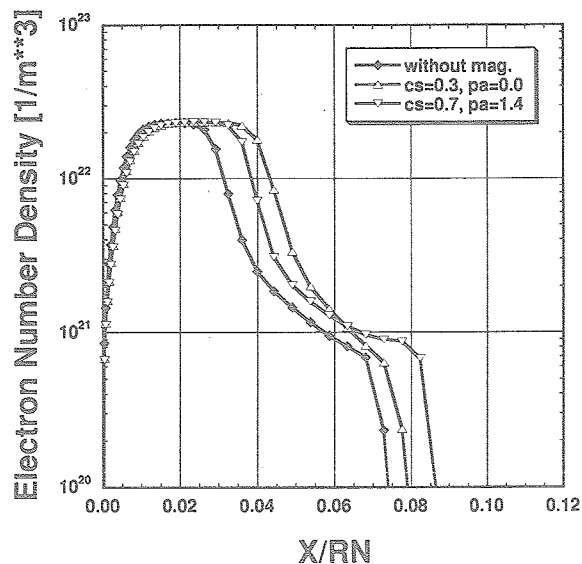


Fig. 13: Distribution of the electron number density along the stagnation line