多様な飛行速度域での MHD Flow Control に及ぼすホール効果の影響

下澤雄太、益田克己、藤野貴康（筑波大学）

Influence of Hall Effect on MHD Flow Control in Various Flight Velocities

by
Yuta Shimosawa, Katsumi Masuda, Takayasu Fujino（University of Tsukuba）

ABSTRACT

The influence of Hall effect on magnetohydrodynamic (MHD) flow control in various flight velocities is analyzed by axisymmetric two-dimensional MHD numerical simulations, in which the electrical interaction between the wall surface of a vehicle and the flowfield is taken into account. The flight velocities are parametrically varied in a range of 3.0 to 11 km/s under the three different flight altitude conditions: 55 km, 60 km, and 65 km. Numerical results show that the influence of Hall effect strongly depends on the flight velocity. In high flight velocity entries such as super orbital reentries where no strong Hall electric field is induced, MHD flow control can work well regardless of whether the wall surface is made of electrically insulating or conducting material. By contrast, in LEO reentries with flight velocities such as less than 8 km/s, MHD flow control cannot function at all under the electrically conducting wall condition. This is because the electrical interaction between the wall surface and the flowfield through a strong Hall effect significantly weakens the Lorentz force in a shock layer. However, when a conducting material covers only a small portion of wall around the stagnation point, MHD flow control would work well even in reentry situations with a strong Hall effect.

1. はじめに

再突入飛行体の次世代熱防御システムの一つとして MHD Flow Control[1-3] が提案されている。MHD Flow Control の原理を以下に述べる。極超音速で大気圏へ突入する飛行体の前方には強い離脱衝撃波が形成される。衝撃波背後では空気の解離、電離反応が起こり、プラズマ流れが生成される。プラズマ流れに飛行体内部から磁場を印加するとファラデーの電磁誘導の法則やホール効果に基づく起電力が発生し、衝撃層内に電流が流れる。その電流と磁場の相互作用で発生するローレンツ力によって衝撃層内のプラズマ流れは減速され、境界層内では温度勾配が緩やかになり、飛行体壁面に流入する対流熱流束が減少する。また、プラズマ流れの減速に伴い衝撃層が拡大する。さらに、MHD Flow Control では飛行体内部に搭載した磁場発生装置にローレンツ力の反力が作用する。これを MHD パラシュート効果 [4] と呼び、エアロブレーキのように飛行軌道や飛行速度の制御が期待できる。

これまで著者らは、主に軌道突入実験機 OREX[5] を対象に低周回軌道再突入環境で MHD Flow Control の適用可能性を数値解析により調べてきた [6-10]。低周回軌道再突入環境ではホールパラメータが数十以上の大きな値となり、衝撃層内の電気的特性はホール効果によって支配される。このとき衝撃層内に誘起される電流は、強いホール電場と磁場の相互作用に基づき発生する。しかし、壁面が導電性を有するとホール電場が弱められ、MHD Flow Control が十分機能するような強い電流やローレンツ力が得られない。Fujino ら [7, 8]、Otsu ら [11] は、低周回軌道再突入環境では飛行体壁面が絶縁でなければ MHD Flow Control は機能しないと結論づけている。

最近では、超軌道再突入環境での MHD Flow Control の適用可能性も検討されてきた。Yoshino ら [12, 13] は、衝撃層の拡大により高温領域が拡大する結果、輻射加熱が著しく増大し、MHD Flow Control による熱防御効果を損なう可能性を数値解析から示唆した。しかし、最近、著者らは MHD パラシュート効果を積極的に利用して飛行速度を大幅に低減できれば、輻射加熱を考慮しても熱流束のピーク値や加熱量は低減し、熱防御システムとしての優位性を保てる可能性を示した [14, 15]。一方、Katsurayama ら [16] は、アブレータからのシード剤添加（導電性の付与）を利用することで、超高々度の希薄大気下において MHD パラシュート効果を強制的に発動させる方法を数値解析から検討してきた。また、Bisek ら [17] も Katsurayama らと類似した手法でアブレータを利用した衝撃層内の導電性改善を検討してきた。

アブレータと MHD Flow Control を併用する場合、壁面はある程度の導電性を有すると考えられる。上でも述べたように、ホール効果が支配的となる飛行環境では、壁面が導電性を有すると MHD Flow Control は機能しない。ただし、超軌道再突入環境では低周回軌道再突入環境と比較して衝撃層内が高温となるため、ホールパラメータが 1 程度、もしくはそれ以下の値となり、ホール効果の影響は非常に小さいと報告されてきた [14,18]。ファラデーの電磁誘導の法則に対してホール効果の影響が無視できるほど小さい状況下であれば、壁面が導電性を有していてもホール電場が弱められる影響とは無関係に MHD Flow Control は機能する可能性がある。MHD Flow Control とアブレータの併用の可能性を検討する上で、まずは適用限界を把握することが重要である。すなわち、ホール効果の影響と飛行速度の関係を把握すると共に、壁面の導電性がどの程度の飛行速度域で強く影響するのかを調べる必要がある。

本研究では、幅広い飛行速度域を対象に電磁流体解析を行い、MHD Flow Control に及ぼすホール効果の影響を調べる。また、壁面の導電性が MHD Flow Control に及ぼす影響を無視できるような飛行速度域が存在するか否かを調べる。さらに、導電性を有す壁面領域の広さが MHD Flow Control に及ぼす影響に関しても検討する。

2. 解法

2.1. 解析領域および解析条件

図 1 に解析領域および解析格子の一例を示す。飛行体形状は軌道突入実験機 OREX[5] とし、その前側を解析領域とする。飛行体周りを（r, θ, z）の円筒座標系で表し、系の対称性から r-z 2 次元平面を解析領域とする。図 1 に示す格子の点数は壁面に沿った方向に 65 点、壁面から離れる方向に 250 点である。壁面から離れる方向の点数は解析条件に応じて適宜調節した。流体場の境界条件については、流入境界（図 1 の Boundary1）では一様流条件を、流出境界（図 1 の Boundary2）では自由流出条件を、物体壁面境界（図 1 の Boundary3）では滑りなし条件を、対称軸境界（図 1 の Boundary4）では鏡面境界条件を用いる。また、MHD Flow Control に及ぼす壁面の導電性の影響を検討するため、絶縁壁条件および導体壁条件を考える。絶縁壁条件の場合、全境界の境界条件として $\mathbf{J}\cdot\mathbf{n} = 0$ を採用し、電流が流入、流出しないとする。ただしこのとき、電位解析における遠方基準電位として図 1 の Point A に 0 V を与える。導体壁条件の場合、飛行体壁面境界（図 1 の Boundary3）全体を等電位（0 V）に固定する。

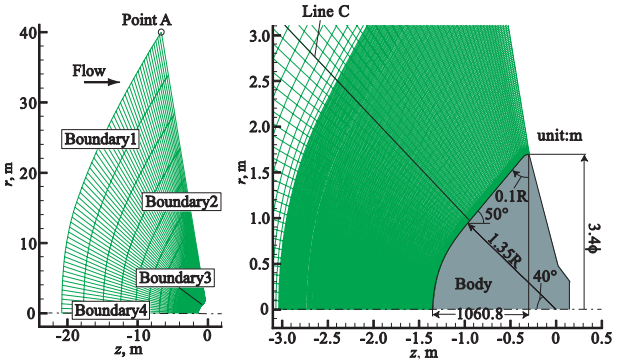

図 1　解析領域および解析格子
（左：解析格子全体、右：飛行体近傍の拡大図）

図 2 に印加磁場分布を示す。図中の原点に磁気双極子を設置したと仮定し、淀み点位置で最大印加磁束密度が 0.5 T となるような磁場を印加する。磁場分布は以下の式で決定される。

$$B_r = -\frac{B_0 R_b^3}{2(z^2+r^2)^{3/2}}\frac{3zr}{z^2+r^2} \tag{1}$$

$$B_z = -\frac{B_0 R_b^3}{2(z^2+r^2)^{3/2}}\frac{2z^2-r^2}{z^2+r^2} \tag{2}$$

ここで、R_bは OREX のノーズ半径 1.35 m であり、B_0は 0.5 T と設定した。解析高度は 55 km、60 km および 65 km とし、飛行速度 Vは 3.0～11 km/s の間で変化させる。表 1 に解析を実施する各高度の静圧と静温を示す。飛行体の壁温は、全解析条件において 2000 K とする。

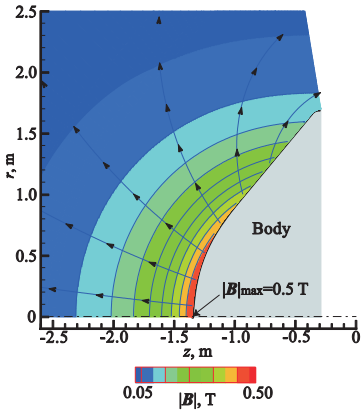

図 2　印加磁場分布

2.2. 電磁流体場の基礎方程式および解析手法

流体場に関する基礎方程式には Park の 2 温度モデル [19] に基づく実在気体効果を考慮した圧縮性の Navier-Stokes 方程式に MHD 相互作用に関する項を加えたものを使用する。化学反応に関しては、空気に関する 11 化学種（N, O, N_2, O_2, NO, N^+, O^+, N_2^+, O_2^+, NO^+, e^-）を考慮し、化学非平衡性を考慮するため Park の有限化学反応モデル [20] を使用する。流れは全領域で層流を仮定する。並進-振動エネルギー間の緩和時間は、Millikan-White の半経験式 [21] に Park の修正項 [19] を加えたモデルを使用する。また、分子の解離の際に失われる振動エネルギーには、非選択的解離モデル [22] を使用する。混合気体の粘性係数、熱伝導係数、拡散係数の評価には、Yos のモデルを熱非平衡混合気体に拡張した Gnoffo らのモデル [22] を用いる。衝突積分値は Gupta による温度の近似曲線式 [23] を用いて算出する。流体場の基礎方程式として使用する各化学種の質量保存方程式、運動量保存方程式、全エネルギー保存方程式、振動-電子エネルギー保存方程式をまとめたものを式(3)に示す。

表 1　飛行条件

Altitude, km	Pressure, Pa	Temperature, K
55	42.5	261
60	22.0	247
65	10.9	233

$$\frac{\partial}{\partial t}\begin{bmatrix}\rho Y_s\\ \rho \boldsymbol{u}\\ \rho E_t\\ \rho e_{ve}\end{bmatrix} + \nabla\cdot(\boldsymbol{F}_C+\boldsymbol{F}_D) = \begin{bmatrix}\dot{\omega}_s\\ 0\\ 0\\ S_{ve}\end{bmatrix} + \begin{bmatrix}0\\ \boldsymbol{J}\times\boldsymbol{B}\\ 0\\ \boldsymbol{J}\cdot\boldsymbol{J}/\sigma\end{bmatrix} \tag{3}$$

ここで$\boldsymbol{F}_C$、$\boldsymbol{F}_D$はそれぞれ移流流束ベクトル、拡散流束ベクトルを表す。ρ、Y_s、E_t および e_{ve} はそれぞれ混合質量密度、化学種 s の質量分率、単位質量当たりの全エネルギー、および単位質量当たりの振動-電子エネルギーを示す。右辺第 1 項は熱化学非平衡性に起因した生成項を表し、右辺第 2 項は MHD 相互作用に起因した生成項を表す。ω_S、S_{ve}はそれぞれ化学種 s の生成率、振動-電子エネルギーの生成率を表す。$\boldsymbol{J}$、$\boldsymbol{B}$ および $\boldsymbol{u}$ は、それぞれ電流密度ベクトル、印加磁束密度ベクトル、速度ベクトルを示し、σ は電気伝導率を示す。流体場の基礎方程式に軸対称二次元近似を施し、その結果導出された方程式を一般座標空間の下で有限体積的に離散化する。対流項の数値流束には Shock-Fix 法と Entropy-Fix 法を含む AUSM-DV スキーム [24] を、粘性項の評価には 2 次精度中心差分法を用いる。時間積分には MFGS 陰的解法 [25] を用い、各化学種の化学反応に伴う質量生成、消滅項は対角点陰解法 [26] を用いて陰的に扱う。

電磁場解析では低磁気レイノルズ数 MHD モデル [27] を採用する。以下に電磁場解析に用いる基礎方程式を示す。

- MHD 近似を施したマクスウェル方程式：

$$\nabla\times\boldsymbol{E} = 0 \tag{4}$$

$$\nabla\cdot\boldsymbol{J} = 0 \tag{5}$$

ここで、$\boldsymbol{E}$は電場のベクトルである。式(4)を恒等的に満足する電位 ϕ が次のように定義できる。

$$\boldsymbol{E} = -\nabla\phi \tag{6}$$

- 一般化されたオームの式：

$$\boldsymbol{J} = \sigma\left(\boldsymbol{E}+\boldsymbol{u}\times\boldsymbol{B}+\frac{\nabla p_e}{e n_e}\right) - \frac{\beta}{|\boldsymbol{B}|}(\boldsymbol{J}\times\boldsymbol{B}) \tag{7}$$

式(7)の右辺第 3 項および第 4 項はそれぞれ電子の圧力勾配およびホール効果に関する項である。p_e、e、n_e、βはそれぞれ電子の分圧、電荷素量、電子数密度、電子のホールパラメータを表す。電気伝導率σとホールパラメータβはそれぞれ以下のように表される。

$$\sigma = \frac{n_e e^2}{m_e \Sigma \nu_{eH}} \tag{8}$$

$$\beta = \frac{e|\boldsymbol{B}|}{m_e \Sigma \nu_{eH}} \tag{9}$$

ここで、ν_{eH}は電子と重粒子の衝突周波数である。式(4)～(7)から電位に関する 2 階の偏微分方程式を導出し、ガラーキン有限要素法を適用して離散化する。離散化によって得られる電位に関する連立一次方程式の解法には、ガウスの消去法を用いる。求まる電位分布から式(6)を通じて電場分布を求め、それを式(7)に代入することで電流密度分布が得られる。電流密度分布は式(3)を通じて流体場解析へと反映される。定常解とみなせるまで、流体場解析と電磁場解析を交互に繰り返し実施する。

3. 結果および考察

図 3(a)-(c)は、各高度における絶縁壁条件での Line C（図 1 参照）に沿ったホールパラメータ分布である。いずれの高度でも、飛行速度が大きいほど衝撃層は厚く、MHD Flow Control の効果が顕著に表れている。飛行速度が大きくなると衝撃波は強まり、衝撃層内が高温になるため電気伝導率は高くなる。その結果、飛行速度が大きいほど強いローレンツ力が発生し、衝撃層の厚みも増加する。また、同図より、高度によらず飛行速度が大きいほどホールパラメータは小さくなる傾向にあることがわかる。飛行速度が大きくなるにつれ衝撃層内の温度は高くなり、自由電子と重粒子の衝突周波数は大きくなる。そのため、飛行速度の増加に伴いホールパラメータは小さくなる。V = 8.0 km/s 前後の飛行速度域では、ホールパラメータが飛行体壁面側では小さく、衝撃波側では大きくなる場合がある。これは、後述するように、衝撃層内に誘起される電流がもたらすジュール加熱に起因する。また、V = 10 km/s では、ホールパラメータは衝撃層内のほとんどの領域で 1 以下と非常に小さな値をとる。

図 4 に絶縁壁条件での流れ方向の電位差と飛行速度の関係を示す。ここでの電位差とは、壁面に沿った流れの方向に形成される電位の最大値と最小値の差を指し、この値が大きいほど強いホール電場$\boldsymbol{E}$が生じていることになる。高度によらず飛行速度 V = 4.0～4.5 km/s 程度で電位差はピーク値を取る。飛行速度がこの値より小さい場合にはホールパラメータは大きくなるものの、衝撃層内の流速が小さく起電力が弱まる結果、電位差は小さくなる。一方、飛行速度が V = 4.0～4.5 km/s 程度より大きい場合には、衝撃層内の流速が大きく起電力は大きいものの、ホールパラメータが低下するため電位差は小さくなる。

図 4 より、衝撃層内に形成される電位差は高々度ほど大きくなる傾向にあることもわかる。ホールパラメータは衝撃層内の温度と静圧に依存し、さらに電位差はホールパラメータ、電気伝導率、流速、磁場の分布に依存する。これらの電磁流体諸量は空間的に分布をもつため、飛行速度域によっては、同一飛行速度での電位差に対する高度の依存性が明確になっていない。ただし、電位差のピーク値をとる V = 4.0～5.0 km/s の速度域付近では、電位差は高度に強く依存することが観察される。紙面の都合で詳細は割愛するが、同一飛行速度において高度によらず衝撃層の温度は同程度であるものの、高々度ほど衝撃層内の静圧が小さく、ホールパラメータは大きくなる。その結果、高々度ほど電位差のピーク値は大きくなる。例として図 3(a)-(c)の V = 5.0 km/s を見ると、同一の飛行速度で高度が高くなるほどホールパラメータが大きくなることがわかる。

図 5(a)-(c)は高度 60 km における V = 6.5 km/s、8.4 km/s および 10 km/s の場合の電位分布である。図 5(a)の V = 6.5 km/s および図 5(b)の 8.4 km/s の場合において、絶縁壁条件で発生するような電位差は、導体壁条件では発生しなくなる。また、導体壁条件では、絶縁壁条件と比較して磁場印加による衝撃層拡大効果は著しく弱まる。これまでに低周回軌道再突入の飛行速度域で報告されてきた壁面の導電性の影響[7-8, 11]は、V = 8.4 km/s といった比較的大きな飛行速度域でも確認できる。このことは、低周回軌道再突入よりもわずかに大きな速度域では、MHD Flow Control に与えるホール効果の影響が無視できないことを表している。一方、図 5(c)の V = 10 km/s の場合には、導体壁条件と絶縁壁条件での衝撃層厚さに明確な差は見られなくなり、MHD Flow Control に与えるホール効果の影響が十分小さいと言える。

図 6(a)-(c)は高度 60 km における V = 6.5 km/s、8.4 km/s および 10 km/s の場合の周方向電流密度分布である。周方向

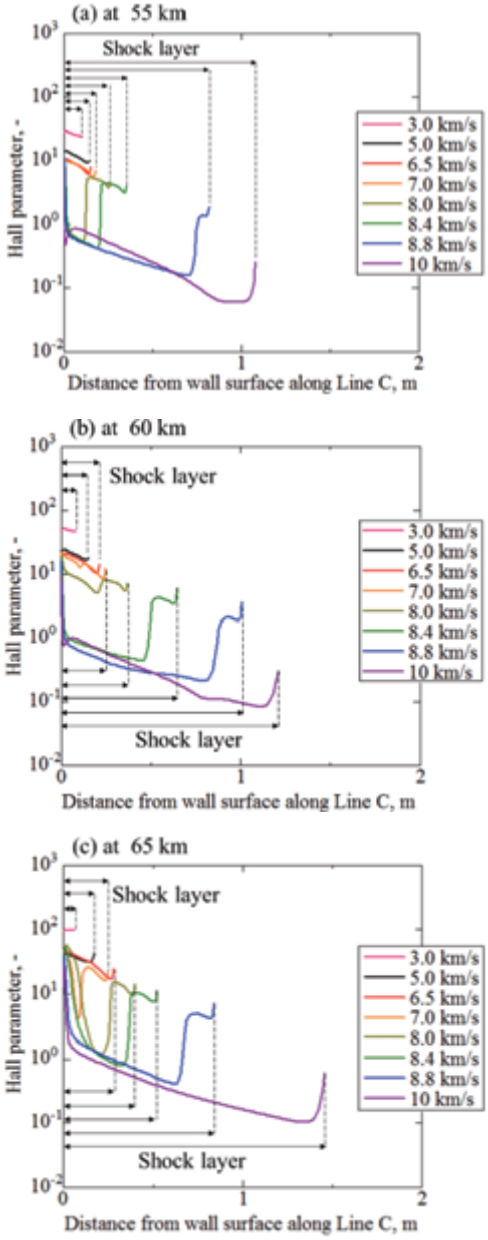

図 3　絶縁壁条件での Line C に沿った衝撃層内のホールパラメータ分布
(a)高度 55 km、(b)高度 60 km、(c)高度 65 km

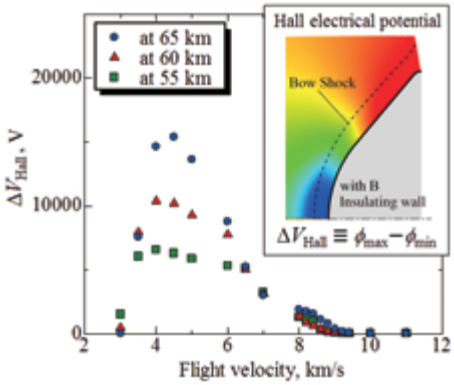

図 4　各高度における絶縁壁条件での流れ方向の電位差と飛行速度の関係

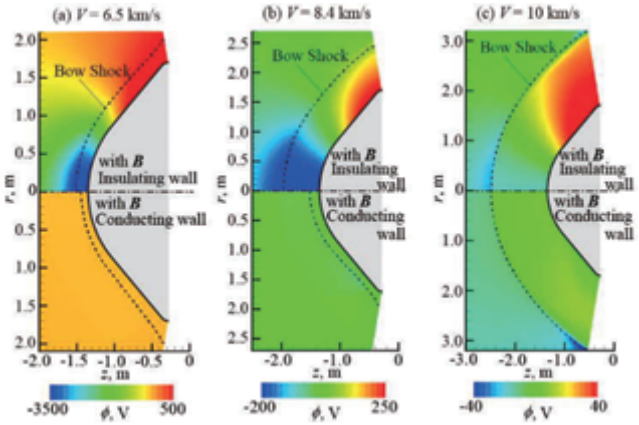

図 5　高度 60 km における電位分布
(a) V = 6.5 km/s、(b) V = 8.4 km/s、(c) V = 10 km/s

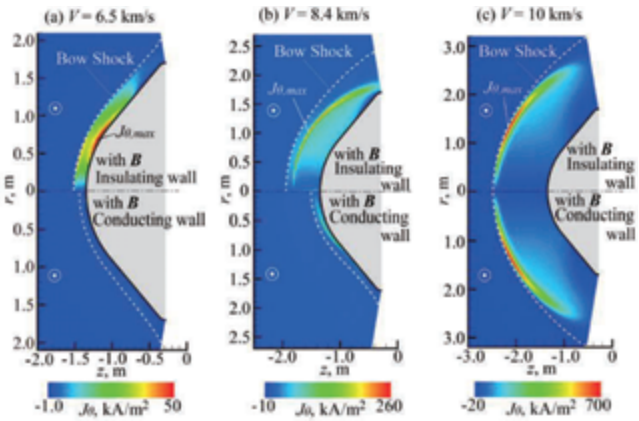

図 6　高度 60 km における周方向電流密度分布
(a) V = 6.5 km/s、(b) V = 8.4 km/s、(c) V = 10 km/s

電流密度は、式(7)を変形して次のように表される。

$$J_\theta = \frac{\sigma}{1+\beta^2}(\boldsymbol{u}\times\boldsymbol{B})_\theta - \frac{\sigma}{1+\beta^2}\frac{\beta}{|\boldsymbol{B}|}(\boldsymbol{E}\times\boldsymbol{B})_\theta - \frac{\sigma}{1+\beta^2}\frac{\beta}{|\boldsymbol{B}|}\{(\boldsymbol{u}\times\boldsymbol{B})\times\boldsymbol{B}\}_\theta \tag{10}$$

第 1 項目はファラデーの電磁誘導の法則に基づく電流であり、以降では“ファラデー電流”と呼ぶ。ファラデー電流の項には 1 /（1+β^2）が掛かるため、ホール効果によりファラデー電流は弱められる。第 2 項目と第 3 項目はホール効果が作用する場合に生じる項であり、以降ではこれらをまとめて“ホール電流”と呼ぶ。ホールパラメータが大きく、強いホール電場$\boldsymbol{E}$が形成される場合、第 2 項目の（E × B）が主として周方向電流密度を生み出す。図 6(a)の V = 6.5 km/s における絶縁壁条件の場合、飛行体壁面付近で強い電流が発生していることがわかる。これは、図 5(a)に示した電位分布に基づくホール電場と磁場の相互作用（E × B）によって生じるホール電流である。図中に指し示した周方向電流密度の最大点（$J_{\theta,max}$）において、全周方向電流密度に占めるホール電流の割合は 99%程度であることがわかった。一方、導体壁条件の場合には、ホール電場がほとんど形成されなくなり、（E × B）は弱まる。また、このときホールパラメータも大きいためファラデー電流も小さく、結果として衝撃層内に周方向電流密度はほとんど誘起されない。

図 6(b)の V = 8.4 km/s における絶縁壁条件での周方向電流密度の最大点（$J_{\theta,max}$）では、ホール電流に関する項とファラデー電流に関する項は同程度の割合となることがわかった。V = 6.5 km/s と比較してホールパラメータは小さいが、V = 8.4 km/s のように比較的高速度域であってもホール効果はファラデーの電磁誘導の法則に対して無視できない。強い周方向電流密度が誘起されている領域では、ジュール加熱によって衝撃層内が高温になる。その高温領域に対応して、図 3(b)に示したようにホールパラメータが小さい値をとる領域が形成される。一方、衝撃波のすぐ背後の領域では、強い電流が誘起されていないためジュール加熱の影響はほとんどなく、ホールパラメータは大きな値をとる。上記のようなジュール加熱の影響はいずれの高度においても確認され、図 3(a)-(c)に示したように、ホールパラメータが飛行体壁面側では小さく、衝撃波側では大きくなる場合がある。この現象は、ホール効果とファラデーの電磁誘導の法則の双方の影響が同程度となるような飛行環境下で観察された。次に図 6(b)の V = 8.4 km/s における導体壁条件の場合を見ると、周方向電流はほとんど誘起されていないことがわかる。V = 6.5 km/s の場合と比較してホール効果の影響が弱い状況下であっても、導体壁条件では MHD Flow Control の効果は十分に得られない。

図 6(c)の V = 10 km/s における周方向電流密度分布を見ると、絶縁壁条件と導体壁条件とで差が全くないことがわかる。周方向電流密度の最大点（$J_{\theta,max}$）では、全周方向電流密度に占めるファラデー電流の割合が 99%以上となることがわかった。図 3(b)に示したように、V = 10 km/s ではホールパラメータが非常に小さく、（E × B）の項に基づくホール電流が無視できるほど小さい。従って、導体壁条件においてホール電場が弱まる影響を全く受けない。このように、ホール効果の影響がほとんど現れない飛行速度域であれば、導体壁条件であっても強いファラデー電流に基づいて MHD Flow Control は機能し、衝撃層は広く拡大する。

図 7(a)-(c)に各高度におけるよどみ線上の衝撃層厚さと飛行速度の関係を示す。まず、絶縁壁条件の場合について述べる。高度によらず、V = 4.5 km/s 以下では磁場印加による衝撃層の拡大は起こらない。図 4 に示したように V = 4.0～4.5 km/s 付近では大きなホール電場が得られる。しかし、そのような低速度域では電気伝導率が小さいために、誘起される周方向電流密度は大きくならない。その結果、衝撃層が拡大するほど流れを減速できるような強いローレンツ力は得られない。V = 5.0 km/s より大きな飛行速度域では、飛行速度の増加に伴い電気伝導率が上昇し、ローレンツ力も強まる。その結果、飛行速度の増加に伴い衝撃層は拡大する。

図 7(a)-(c)に示す導体壁条件の場合では、いずれの高度条件でも V = 8 km/s 付近までは MHD Flow Control による衝撃層の拡大はみられない。上で述べてきたように、ホール効果の影響が強い場合には、導体壁によってホール電場が弱められるため、衝撃層が比較的高い導電性を有するようになる V = 5.0～8.0 km/s の場合でも MHD Flow Control は機能しない。しかし、高度によって多少の差はあるものの、V = 8.4～8.8 km/s 程度まで飛行速度が大きくなると、導体壁条件でも磁場印加による衝撃層拡大効果がわずかにみられるようになる。また、それより大きな飛行速度域では、ファラデーの電磁誘導の法則が支配的になるため、導体壁条件であっても絶縁壁条件の場合と同程度まで衝撃層は拡大する。超軌道再突入時のような大きな飛行速度域であれば、MHD Flow Control の効果は壁面の導電性に影響されない。

上述の解析結果は、壁面全体が絶縁壁または導体壁の場合に得られたものである。以下では、導体壁の領域の広さが MHD Flow Control に及ぼす影響について検討する。

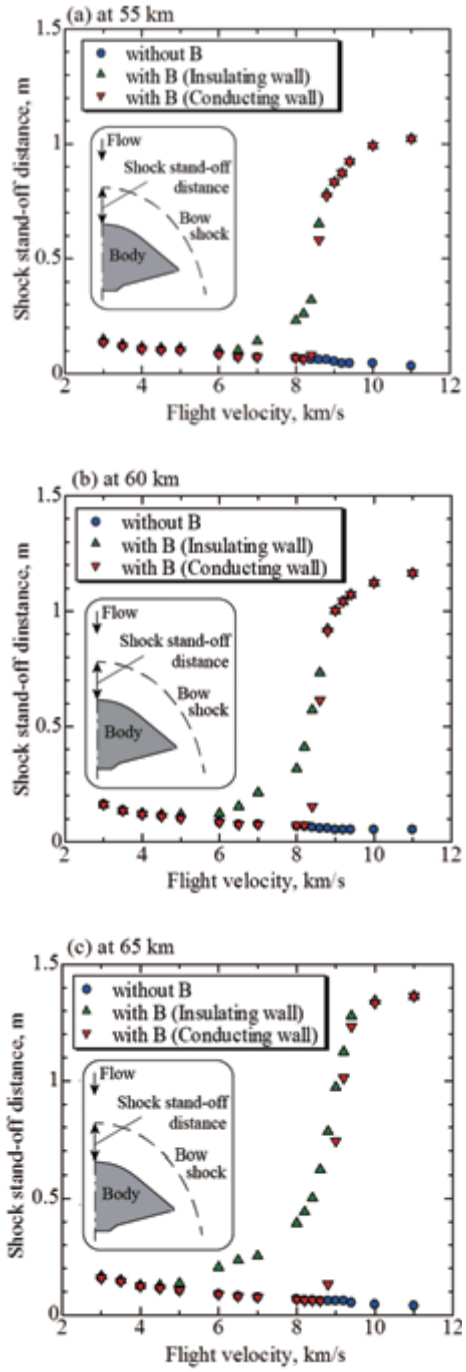

図 7 よどみ線上の衝撃層厚さと飛行速度の関係
(a) 高度 55 km、(b) 高度 60km、(c) 高度 65 km

図 8(a)-(d)は、高度 60 km、V = 6.5 km/s の飛行条件において導体壁の領域の広さを変化させた際の電位分布である。なお、導体壁の設置領域条件は図中から確認されたい。この飛行条件では、図 6(a)で述べたように、（E × B）の項に基づくホール電流が支配的となる。図 8(a)のように導体壁が淀み点付近のごく狭い領域に限られる場合、衝撃層内の上流側から下流側にわたって電位差が維持される。しかし、図 8(b)のように導体壁の領域が下流側にさらに広がると、導体壁の領域付近では電位差が弱められる影響により MHD Flow Control の効果も弱められる。図 8(a)と比較すると、淀み点付近では衝撃層の厚みが減少していることがわかる。ただし、絶縁壁の前方では電位差が維持されているため、その前方の衝撃層の厚みは図 8(a) の場合と同程度である。図 8(c)のように導体壁の領域がさらに広がると、絶縁壁の領域で電位差が発生していても衝撃層の厚みは図 8(a)と比べると全体的にかなり薄くなっている。また、図 8(d)のように、機体前側の壁面の殆どが導電性材で構成されるようになると、衝撃層内の電位差はほとんど発生せず、完全導体壁と同じく、衝撃層の厚みは MHD Flow Control を適用しない場合と同程度まで薄くなる。

図 9(a)-(d)は、高度 60 km、V = 8.4 km/s の飛行条件において導体壁の領域を変化させた際の電位分布である。この飛行条件では、図 6(b)で述べたように、（u × B）に基づくファラデー電流と（E × B）の起電力に基づくホール電流の双方の影響が無視できない状況となる。図 9(a)および(b)から、導体壁の領域は異なるにも関わらず、衝撃層の厚みには明確な差はみられないことがわかる。これは V = 6.5 km/s の場合と比較してホール効果の影響が小さく、導体壁の影響を受けにくいためである。しかし、図 9(c)および(d)のように導体壁の領域が拡大するにつれ、衝撃層の厚みは徐々に薄くなる。以上の結果から、ホール効果が無視できない飛行速度条件で MHD Flow Control を機能させるには、機体壁面全体を絶縁壁で構成することが適切であるが、もし導電性を持つ材料を機体壁面に利用する場合には、その導電性壁面領域は淀み点周囲のごく狭い領域に限る必要があることがわかった。

4. まとめ

熱化学非平衡性を考慮した電磁流体解析を用い、幅広い飛行速度域での MHD Flow Control に与えるホール効果の影響を検討した。その結果、以下のことが明らかになった。超軌道再突入時のように、ホール効果の影響が無視できるほどの大きな飛行速度域で MHD Flow Control を適用する場合には、MHD Flow Control の効果は壁面の導電性に影響されない。一方で、ホール効果が無視できない飛行速度条件で MHD Flow Control を機能させるには、機体壁面全体を絶縁壁で構成することが適切であるが、もし導電性を持つ材料を機体壁面に利用する場合には、その導電性壁面領域は淀み点周囲のごく狭い領域に限る必要がある。

参考文献

1) Meyer, R. C.: On Reducing Aerodynamic Heat-Transfer Rates by Magnetohydrodynamic Techniques, *J. of the Aero/Space Sciences*, Vol. 25, No. 9, pp. 561-566, 572, 1958.
2) Bush, W. B.: Magnetohydrodynamic-Hypersonic Flow Past a Blunt Body, *J. of the Aero/Space Sciences*, Vol. 25, No. 11, pp. 685-690, 728, 1958.
3) Ziemer, R. W.: Experimental Investigation in Magneto-Aerodynamics, *American Rocket Society J.*, Vol. 29, pp. 642-647, 1959.
4) Bityurin, V. A., Bocharov, A. N.: MHD Flow Control in Hypersonic Flight, The 15th International Conference on MHD Energy Conversion, Moscow, 24-27, May, pp. 429-433, 2005.
5) Yamamoto, R.: Recent comparisons of aerothermo-dynamic results by CFD and FEM coupling analysis with OREX flight experiments, Proceedings of the 13th NAL Symposium on Aircraft Computational Aerodynamics, pp. 27-39, 1995.
6) Fujino, T., and Ishikawa, M.: Numerical Simulation of Control of Plasma Flow with Magnetic Field for Thermal Protection in Earth-Reentry Flight, *IEEE Trans. Plasma Science*, Vol. 34, No.2, pp. 409-420, 2006.
7) Fujino, T., Sugita, H., Mizuno, M., Funaki, I., and Ishikawa, M.: Influences of Electrical Conductivity of Wall on MHD Control of Aerodynamic Heating, *J. of Spacecraft and Rockets*, Vol. 43, pp. 63-70, 2006.

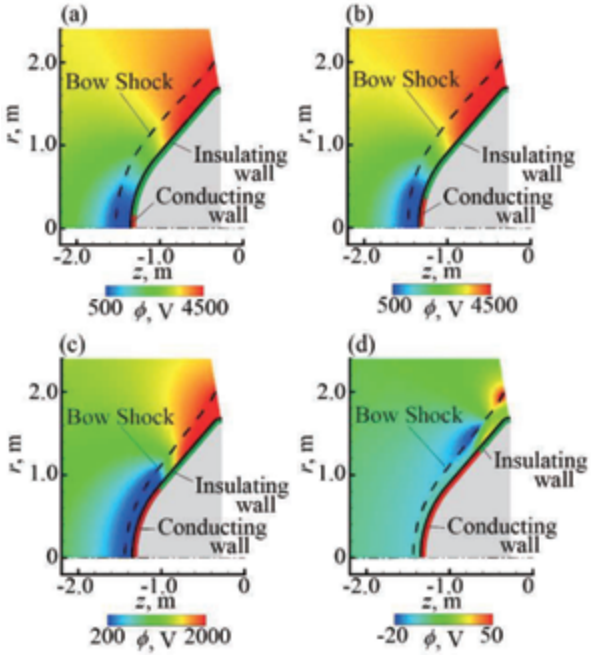

図 8 導体壁の領域を変えた際の高度 60 km、飛行速度 6.5 km/s における電位分布

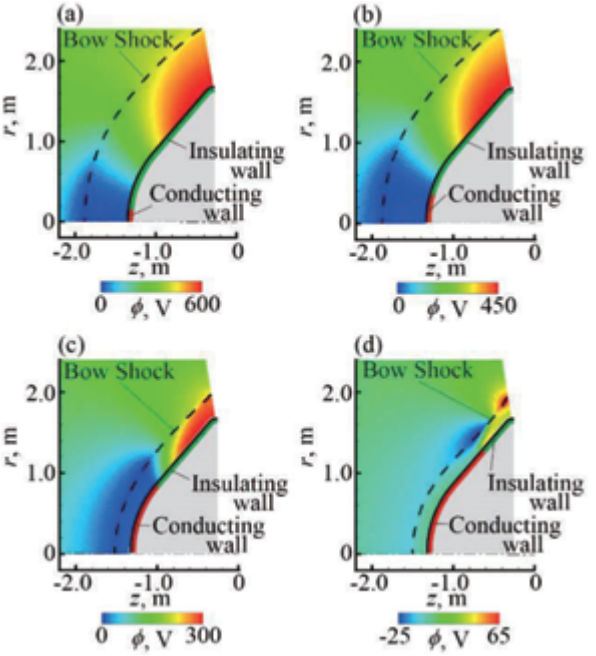

図 9 導体壁の領域を変えた際の高度 60 km、飛行速度 8.4 km/s における電位分布

8) Fujino, T., Matsumoto, Y., Kasahara, J., and Ishikawa, M.: Numerical Studies of Magnetohydrodynamic Flow Control Considering Real Wall Electrical Conductivity, *J of Spacecraft and Rockets*, Vol. 44, No. 3, pp. 625-632, 2007.
9) Fujino, T., Yoshino, T., and Ishikawa, M.: Numerical Analysis of Reentry Trajectory Coupled with MHD Flow Control, *J. of Spacecraft and Rockets*, Vol. 45, No. 5, pp. 911-920, 2008.
10) Fujino, T., Sakakihara, R., and Ishikawa, M.: Numerical Simulation of Magnetohydrodynamic Heat Shield in Reentry Flight with Considering Induced Magnetic Field, *J. of Space Technology and Science*, Vol.25, No.2, pp. 55-69, 2011.
11) Otsu, H., Konigorski, D., Abe, T.: Infulence of Hall Effect on Electrodynamic Heat Shield System for Reentry Vehicles, *AIAA JOURNAL*, Vol.48, No. 10, pp. 2177-2185, 2010.
12) Yoshino, T., Fujino, T., and Ishikawa, M.: Numerical Study of Thermal Protection Utilizing Magnetohydrodynamic Technology in Super-Orbital Reentry Flight, 41st AIAA Plasmadynamics and Lasers Conference, 28 June to 1 July, Chicago, Illinois, AIAA-2010-4486, 2010.
13) 吉野智之,藤野貴康,石川本雄: 輻射加熱を考慮した MHD Heat Shield の数値シミュレーション, 日本航空宇宙学会論文集, Vol. 58, pp. 349-356, 2010.
14) 下澤雄太, 益田克己, 藤野貴康: MHD パラシュート効果による超軌道再突入環境下の空力加熱低減の可能性, 第 46 回流体力学講演会, 2014 年 7 月 3 日, 弘前, JSASS-2014-2016, 2014.
15) 下澤雄太, 藤野貴康: 超軌道再突入環境下での MHD Flow Control の有効性に及ぼす印加磁束密度および再突入角度の影響, 第 58 回宇宙科学技術連合講演会, 2014 年 11 月 13 日, 長崎, JSASS-2014-4493, 2014.
16) Katsurayama, H., Abe, T.: Numerical Investigation of the Dynamic Triggering of Electrodynamic Aerobraking at High Altitudes using an Ablator with Alkali Metal, 45th AIAA Plasmadynamics and Lasers Conference, 16-20, June, 2014, Atlanta, Georgia, AIAA 2014-2375, 2014.
17) Bisek, J. N., Gosse, R., and Poggie, J.: Computational Study of Impregnated Ablator for Improved Magnetohydrodynamic Heat Shield, *J. of Spacecraft and Rockets*, Vol. 50, No. 5, pp. 027-936, 2013.
18) 下澤雄太, 藤野貴康: MHD Flow Control の効果と再突入環境の関係, 第 57 回宇宙科学技術連合講演会, 2013 年 10 月 10 日, 米子, JSASS-2013-4712, 2013.
19) Park, C.: Assessment of Two-Temperature Kinetic Model for Ionizing Air, *J. of Thermophysics and Heat Transfer*, Vol. 3, No. 3, pp. 233-244, 1989.
20) Park, C.: Review of Chemical-Kinetic Problems of Future NASA Missions, I: Earth Entries, *J. of Thermophysics and Heat Transfer*, Vol. 7, No. 3, pp. 385-397, 1993.
21) Millikan, R. C. and White, D. R.: Systematic of vibrational relaxation, *J. of Chemical Physics,* Vol. 39, pp. 3209-3213, 1963.
22) Gnoffo, P. A., Gupta, R. N., and Shin, J. L.: Conservation equations and Physical models for hypersonic air flows in thermal and chemical nonequilibrium, NASA Thechnical Paper-2867, 1989.
23) Gupta, R. N., Yos, J. M., Thompson, R. A., and Lee, K.: A review of Reaction Rates and Thermodynamic and Transport Properties for an 11-speasies Air Model for chemical and Thermal Nonequilibrium Calculations to 30000 K, NASA Reference Publication-1232, 1990.
24) Wada, Y., and Liou, M-S.: A Flux-Splitting Scheme with High-Resolution and Robustness for Discontinuties, 32nd Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Jan, AIAA 94-0083, 1994.
25) 嶋英志: 構造/非構造 CFD のための簡単な陰解法, 第 29 回流体力学講演会, 9 月 24-25 日, 札幌, 北海道, pp. 325-9328, 1997.
26) Chaussee, D. S., Pulliam, T. H.: Two-Dimensional Inlet Simulation Using a Diagonal Implicit Algorithm, *AIAA Journal*, Vol. 19, No.2, pp.153-159, 1981.
27) Sutton, G. W., and Sherman, A.: *Engineering Magnetohydrodynamics*, Dover Publications, Inc., New York, 1993.