

迎角再突入時での MHD Flow Control に与えるホール効果の影響

益田 克己, 下澤 雄太, 藤野 貴康
筑波大学

Influence of Hall Effect on MHD Flow Control in Reentry Flight with Attack Angle

by

Katsumi Masuda, Yuta Shimosawa, and Takayasu Fujino

ABSTRACT

Three-dimensional magnetohydrodynamic (MHD) numerical simulation is carried out to examine the influence of the Hall effect on MHD flow control in earth reentry flight with attack angles. In the simulation, the Hall effect is taken into account. Numerical results show that the Hall effect distorts the distribution of the electric currents around a reentry vehicle with attack angles. The distortion of electric currents leads to the generation of a side force on the vehicle, although the side force obtained under the present simulation conditions is considerably weak compared with a drag and a lift force. Furthermore, the numerical results indicate that the strength and the direction of the side force depend on attack angles, and also that the side force becomes zero at a particular attack angle.

1. はじめに

再突入飛行体の能動的熱防御/空力制御システムの一つとして、MHD Flow Control が提案されている¹⁻³⁾。再突入飛行体の前方には強い離脱衝撃波が形成され、衝撃波を介した大気との解離・電離反応が起こる。これにより、飛行体周囲の流れはプラズマ流れとなる。MHD Flow Control では、このプラズマ流れに対して飛行体内部から磁場を印加する。磁場印加により、飛行体周囲にはファラデーの電磁誘導の法則およびホール効果に従い、電流が誘起される。この電流と磁場の相互作用によって発生するローレンツ力により、飛行体周囲のプラズマ流れを減速する。プラズマ流れの減速に伴い、飛行体壁面へと流入する対流熱流束の低減および飛行体前方の衝撃層の拡大がおこる。また、ローレンツ力がプラズマ流れを減速させる際の反力が飛行体内部の磁場発生装置に加わることで、飛行体には流体力学的な力に加えて電磁気学的な力が作用する。

MHD Flow Control の特徴として、磁場分布を変化させることにより、特定の箇所に集中した熱防御を行える可能性があげられる。そのため、現在主流となっている耐熱パネルやアブレターを補助する役割が期待できる。それらの熱防御システムを利用した飛行体の中でもスペースシャトルのような飛行体は、揚力の発生による軌道の変化、およびそれに伴う熱の低減を得るために迎角を有して再突入を行う。迎角を有する飛行体に MHD Flow Control を適用する場合、飛行体周囲の流体場は非対称となることから、MHD Flow Control の効果にも非対称性が生じると考えられる。

また、地球周回軌道から再突入する飛行体に MHD Flow Control を適用すると、飛行体周囲の電磁流体特性はホール効果に支配されることが知られている^{4,5)}。ただし、MHD Flow Control 環境下でのホール効果に関する研究は、これまで主として無迎角再突入機に対して行われてきており、迎角再突入時の MHD Flow Control 環境下で、電磁流体場や飛行/熱特性に与えるホール効果の影響については十分に理解されていない。

以上のことから、本研究では、ホール効果を考慮した MHD Flow Control の三次元電磁流体解析より、迎角再突入時において MHD Flow Control に及ぼすホール効果の影響を明らかにすることを目的とする。

2. 解析手法および解析条件

2-1. 電磁流体場の基礎方程式および解析手法

本解析では、空気に関する 13 化学種(N, O, Ar, N₂, O₂, NO, N⁺, O⁺, Ar⁺, N₂⁺, O₂⁺, NO⁺, e)を考慮した熱化学平衡状態を仮

定し、標準状態における空気の組成は 78% N₂, 21% O₂, 1% Ar とする⁶⁾。なお本解析では、電気伝導率 σ が 1 以下の領域における電子のホールパラメータは $\beta = 0$ とする。

流体場の基礎方程式には、以下に示す質量保存方程式、運動量保存方程式、全エネルギー保存方程式を用いる。運動量保存方程式および全エネルギー保存方程式には、MHD 相互作用効果に関する項を加えている。

・質量保存方程式

$$\frac{\partial}{\partial t} \iiint_V \rho dV + \iint_S \rho \mathbf{u} \cdot \mathbf{n} dS = 0 \quad (1)$$

・運動量保存方程式

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \iiint_V \rho \mathbf{u} dV + \iint_S \{ \rho \mathbf{u} (\mathbf{u} \cdot \mathbf{n}) + p \mathbf{n} \} dS = \\ \iint_S \boldsymbol{\tau} \cdot \mathbf{n} dS + \iiint_V \mathbf{J} \times \mathbf{B} dV \end{aligned} \quad (2)$$

・全エネルギー保存方程式

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \iiint_V \rho E dV + \iint_S \rho H \mathbf{u} \cdot \mathbf{n} dS = \\ \iint_S \eta (\nabla T \cdot \mathbf{n}) dS + \iint_S (\boldsymbol{\tau} \cdot \mathbf{u}) \cdot \mathbf{n} dS + \iiint_V \mathbf{J} \cdot \mathbf{E} dV \end{aligned} \quad (3)$$

全エネルギー E 、全エンタルピー H は次のように定義される。

$$E = e + \frac{u^2}{2} \quad (4)$$

$$H = E + \frac{p}{\rho} \quad (5)$$

ここで、 e は単位質量あたりの内部エネルギーを表す。 \mathbf{u} , \mathbf{J} , \mathbf{B} はそれぞれ流速ベクトル、電流密度ベクトル、磁束密度ベクトルを示し、 \mathbf{n} はセル界面における法線ベクトルを示す。 ρ , $\boldsymbol{\tau}$, η , T はそれぞれ密度、剪断応力、熱伝導率、温度を表し、 S , V はそれぞれセル界面の面積、セル体積を表す。式(1)–(3)を直交座標空間(x , y , z)において有限体積的に離散化する。対流項の評価には AUSM-DV スキーム⁷⁾を用い、時間積分には DP-LUR 陰解法⁸⁾を用いる。また本解析では、解析領域を分割させた複合格子法を用い、飛行体周りの三次元電磁流体解析を実施する。各格子の境界部分では、互いにオーバーラップ領域を設ける。オーバーラップ領域における各物理諸量は、各格子間で補間を行うことで求める。格子生成時に各格子のセル中心の位置関係から導出した三元三次連立方程式をニュートン法により解

くことで、オーバーラップ領域における格子間の補間係数を算出する。算出した補間係数を用い、1stepごとにオーバーラップ領域の情報を補間する。

電磁場の基礎方程式には、以下に示す MHD 近似を施した Maxwell 方程式、ホール効果を考慮した一般化されたオームの式を用いる。

- ・ MHD 近似を施した Maxwell 方程式

$$\nabla \times \mathbf{E} = \mathbf{0} \quad (6)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{J} = 0 \quad (7)$$

- ・ ホール効果を考慮した一般化されたオームの式

$$\mathbf{J} = \sigma(\mathbf{E} + \mathbf{u} \times \mathbf{B}) - \frac{\beta}{|\mathbf{B}|}(\mathbf{J} \times \mathbf{B}) \quad (8)$$

ここで、 \mathbf{E} , \mathbf{J} , \mathbf{u} , \mathbf{B} はそれぞれ電界ベクトル、電流密度ベクトル、流速ベクトル、磁束密度ベクトルを表す。 σ は電気伝導率を示し、 β は電子のホールパラメータを示す。式(6)-(8)から導出した電位に関する2階の偏微分方程式を、ガラキン有限要素法により離散化する。電位解析における行列解法には、GP-BiCG-Safe2 法を用いる。オーバーラップ領域における電位情報は、流体場と同様の方法を用いて補間する。電位補間に関する補間係数は、セル中心ではなく格子点の位置関係より算出する。算出した補間係数より、流体場同様、電位解析1stepごとにオーバーラップ領域の情報を補間する。

2-2. 解析条件

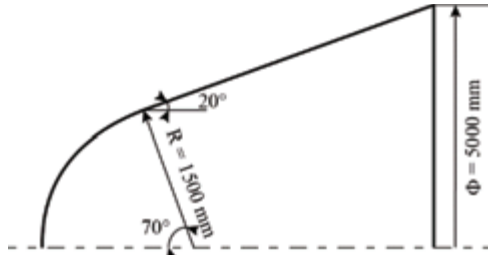


図1 飛行体形状

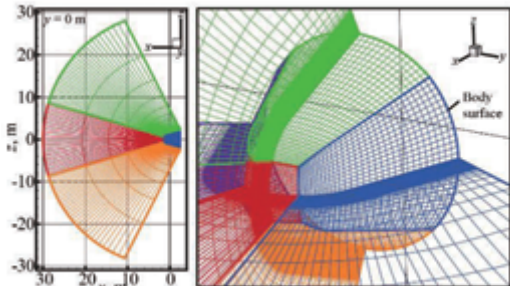


図2 解析格子の外観図

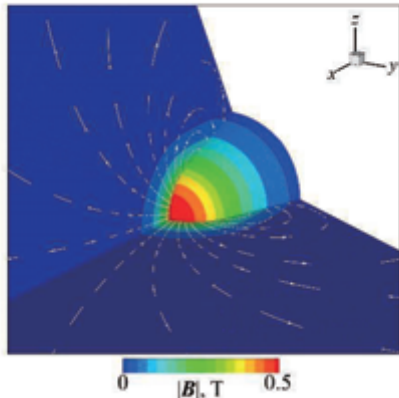


図3 印加磁場分布

図1に本解析で用いる飛行体形状を示す。飛行体形状には半径1.5 mの球型ノーズと直径5.0 mのコーンから成る形状を採用する。図2に解析格子の外観図を示す。本解析では、計算領域を5つのブロック格子に分割する。オーバーラップ領域を含めた各ブロック格子の格子点数は154×39×39であり、総接点数は約117万点である。なお、電位解析における基準電位を遠方に設けるため、解析対象に対して十分広い解析領域をとる。解析条件は、飛行速度6.5 km/s、静圧22 Pa、静温247 Kとする。飛行体の迎角の影響をみるため、 x - z 平面内で x 軸に対して、迎角 α_A を任意パラメータとして $0^\circ \leq \alpha_A \leq 25^\circ$ の範囲で変化させる。図3に印加磁場分布を示す。磁場分布は磁気双極子を仮定し、以下の式で与える。

$$\mathbf{B}(x, y, z) = \frac{B_0 R_b^3}{2(x^2 + y^2 + z^2)^{3/2}} \left\{ \frac{2x^2 - (y^2 + z^2)}{x^2 + y^2 + z^2} \mathbf{e}_x + \frac{3xy}{x^2 + y^2 + z^2} \mathbf{e}_y + \frac{3xz}{x^2 + y^2 + z^2} \mathbf{e}_z \right\} \quad (9)$$

ここで、 B_0 は無迎角時におけるよどみ点での磁束密度を表し、本解析では $B_0 = 0.5$ Tとする。境界条件は入口境界として流入境界条件、出口境界として流出境界条件、壁面境界として滑りなし境界条件および壁温固定条件を用い、壁温は1500 Kとする。

2-3. 力の評価方法

図4に飛行体に作用する力と座標系の関係の模式図を示す。本解析では飛行体に作用する力 F_i として抗力 F_d 、揚力 F_l 、および横力 F_s を考え、それぞれ抗力係数値、揚力係数値、横力係数値で評価した。また、それぞれ表面圧力に起因する力とローレンツ力の反作用に起因する力の和として定義した。迎角を有する際の抗力と揚力は、それぞれ x - z 平面において主流に平行な成分と垂直な成分とした。各係数値および力の算出式を以下に示す。

$$C_i = \frac{F_i}{\frac{1}{2} \rho a U^2} \quad (10)$$

$$F_i = F_{lp} + F_{li} \quad (11)$$

$$F_{Dp} = \left\{ - \iint_{S_{wall}} (pn)_x dS \right\} \cos \alpha_A - \left\{ - \iint_{S_{wall}} (pn)_z dS \right\} \sin \alpha_A \quad (12)$$

$$F_{Lp} = - \left\{ - \iint_{S_{wall}} (pn)_x dS \right\} \sin \alpha_A + \left\{ - \iint_{S_{wall}} (pn)_z dS \right\} \cos \alpha_A \quad (13)$$

$$F_{Sp} = - \iint_{S_{wall}} (pn)_y dS \quad (14)$$

$$F_{Di} = \left\{ - \iiint_{V_{all}} (\mathbf{J} \times \mathbf{B})_x dV \right\} \cos \alpha_A - \left\{ - \iiint_{V_{all}} (\mathbf{J} \times \mathbf{B})_z dV \right\} \sin \alpha_A \quad (15)$$

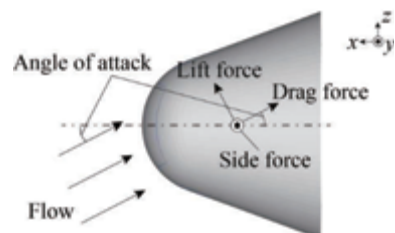


図4 飛行体に作用する力と座標系の関係の模式図

$$F_{Ll} = - \left\{ - \iiint_{V_{all}} (J \times B)_x dV \right\} \sin \alpha_A \quad (16)$$

$$+ \left\{ - \iiint_{V_{all}} (J \times B)_z dV \right\} \cos \alpha_A$$

$$F_{Sl} = - \iiint_{V_{all}} (J \times B)_y dV \quad (17)$$

ここで、添え字の D , L , S はそれぞれ抗力, 揚力, 横力を表す. 添え字の p , l はそれぞれ圧力による力とローレンツ力の反力による力を示す. S_{wall} , V_{all} はそれぞれ飛行体表面積および計算領域の全体積を表す. 代表面積 a は無迎角時における飛行体の正面投影面積とした.

3. 結果および考察

以下では、迎角およびホール効果の有無による飛行体周囲の電磁流体場の差異に着目するため、 $\alpha_A = 0^\circ$ および $\alpha_A = 25^\circ$ の場合における結果を比較する.

図 5, 図 6 に、 $\alpha_A = 0^\circ$ および $\alpha_A = 25^\circ$ の場合における、 x - z 平面等圧線分布($y = 0$ m)をそれぞれ示す. これらの図より、磁場を印加しない場合と比較して、磁場印加により飛行体前方の衝撃層が拡大していることがわかる. 迎角の有無によらず、よどみ点付近ではホール効果を考慮した場合と考慮しない場合で衝撃層の拡大は同程度となる. しかし、ホール効果を考慮した場合、流れ下流部へ向かうにつれて衝撃層の拡大はみられなくなり、磁場を印加しない場合と変わらないことがわかる. また $\alpha_A = 25^\circ$ の場合、飛行体下部ではホール効果の有無によらず、磁場を印加しても衝撃層は拡大しない. これは、飛行体下部より流入する流れの

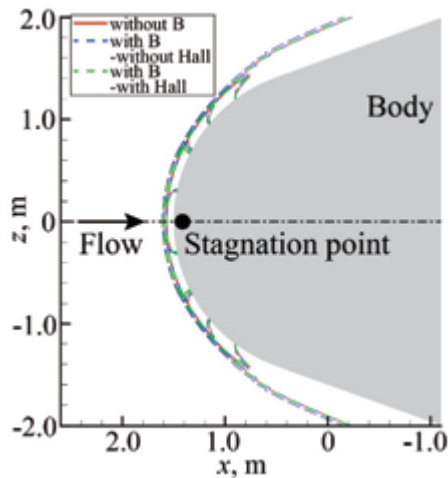


図 5 $\alpha_A = 0^\circ$ での x - z 平面等圧線分布($y = 0$ m)

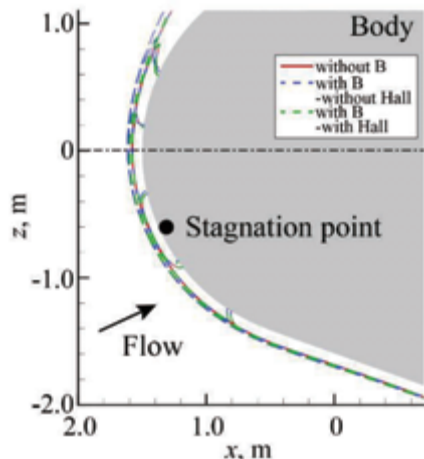


図 6 $\alpha_A = 25^\circ$ での x - z 平面等圧線分布($y = 0$ m)

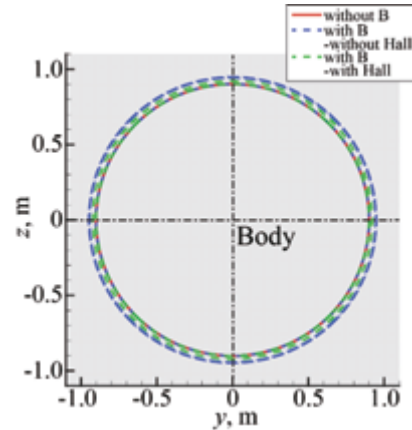


図 7 $\alpha_A = 0^\circ$ での y - z 平面等圧線分布($x = 1.3$ m)

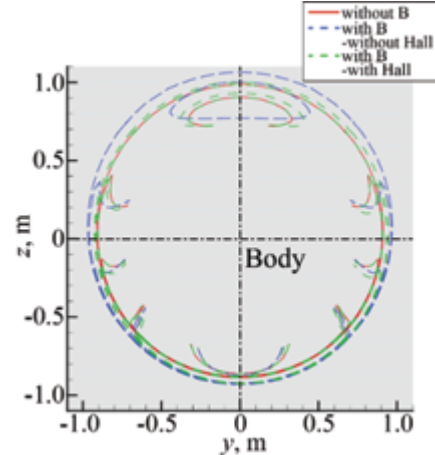


図 8 $\alpha_A = 25^\circ$ での y - z 平面等圧線分布($x = 1.3$ m)

慣性力に比べてローレンツ力がきわめて小さく、流れを十分に減速できないためである.

次に図 7, 図 8 に、 $\alpha_A = 0^\circ$ および $\alpha_A = 25^\circ$ の場合における、 y - z 平面等圧線分布($x = 1.3$ m)をそれぞれ示す. 図 7 より、 $\alpha_A = 0^\circ$ の場合ではホール効果の有無によらず、磁場印加により x 軸に関して軸対称に衝撃波が拡大されていることがわかる. 一方、図 8 より、 $\alpha_A = 25^\circ$ においてホール効果を無視した場合では、磁場印加により左右対称に衝撃波が拡大している. しかしホール効果を考慮すると、衝撃波は y 軸正の方向に偏って拡大していることがわかる.

図 9-12 に $\alpha_A = 0^\circ$ および $\alpha_A = 25^\circ$ の場合における、ホール効果を考慮した場合と考慮しない場合の電流流線および電流密度分布を示す. まず電流流線に着目する. ホール効果を考慮しない場合、図 9 より、 $\alpha_A = 0^\circ$ の場合では周方向に一樣な電流が発生していることがわかる. また図 10 より、 $\alpha_A = 25^\circ$ の場合、 $\alpha_A = 0^\circ$ の場合と比較して電流の渦の中心は飛行体の下部にずれる. ホール効果を考慮しない場合であれば、迎角を有する場合でも、電流分布は x - z 平面に関して対称な分布となる.

次に図 11 と図 12 より、ホール効果を考慮した場合、迎角の有無によらず電流は螺旋的に発生している事がわかる. $\alpha_A = 0^\circ$ の場合では、ホール効果が働いた場合でも電流分布は x 軸に関して軸対称な分布をとる. しかし、 $\alpha_A = 25^\circ$ の場合では、ホール効果を考慮しない場合と同様に電流の渦の中心は飛行体の下部へとずれることに加えて、 y 軸正の方向に電流の渦の中心がずれる. これは後述する、飛行体周囲の電位分布の偏りに起因する. 電流分布の偏りにより、ローレンツ力も y 軸正の方向に偏って働くため、図 8 に示したように衝撃波の広がりにも偏りが生じたと考えられる.

次に電流密度分布に着目する. $\alpha_A = 25^\circ$ の場合、電流の

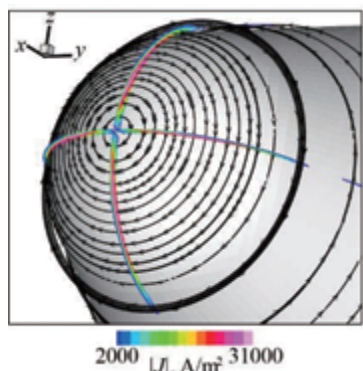


図 9 $\alpha_A = 0^\circ$ においてホール効果を考慮しない場合の電流分布および x - z 平面($y = 0$ m)と x - y 平面($z = 0$ m)における電流密度分布

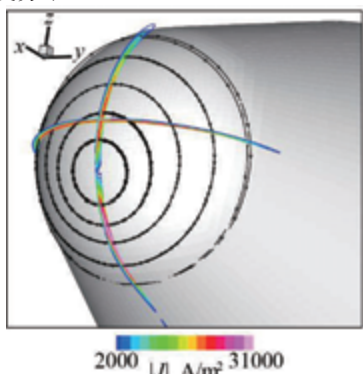


図 10 $\alpha_A = 25^\circ$ においてホール効果を考慮しない場合の電流分布および x - z 平面($y = 0$ m)と x - y 平面($z = 0$ m)における電流密度分布

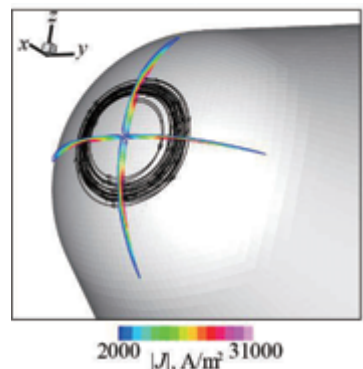


図 11 $\alpha_A = 0^\circ$ においてホール効果を考慮した場合の電流分布および x - z 平面($y = 0$ m)と x - y 平面($z = 0$ m)における電流密度分布

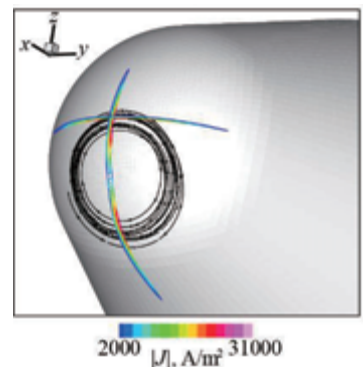


図 12 $\alpha_A = 25^\circ$ においてホール効果を考慮した場合の電流分布および x - z 平面($y = 0$ m)と x - y 平面($z = 0$ m)における電流密度分布

渦の中心より上側と比較して渦より下側の方が、電流密度が高いことがわかる。これは下側の方が温度が高く、電気伝導率大きいことに起因する。ホール効果を考慮した場合、迎角の有無によらず、ホール効果を見逃した場合と比較して電流密度の高い領域が飛行体壁面に近づく。これは、ホール効果により $(\mathbf{u} \times \mathbf{B})$ の速度起電力に起因するファラデー電流が弱められること、および壁面近くで形成されるホール電界に従って電流が発生することに起因する。また、ホール効果を考慮しない場合と比較して、電流の発生している領域が狭いことがわかる。そのため、飛行体下流部に向かうにつれてローレンツ力が弱くなり、図 5 と図 6 からわかるようにホール効果を考慮した場合には、下流部に向かうにつれて衝撃層の拡大が起これなかったと考えられる。

図 13-15 に、 $\alpha_A = 25^\circ$ においてホール効果を考慮しない場合、および $\alpha_A = 0^\circ$ と $\alpha_A = 25^\circ$ においてホール効果を考慮した場合の電位分布をそれぞれ示す。ホール効果を考慮しない場合、 $\alpha_A = 0^\circ$ の場合には飛行体周囲の流体場は x 軸に関して軸対称であるため、飛行体周囲に電位差は生じない。しかし図 13 からわかるように、 $\alpha_A = 25^\circ$ の場合には、主に z 方向の速度に起因した y 軸正の方向への $(\mathbf{u} \times \mathbf{B})$ 速度起電力が生じ、それを打ち消すように飛行体の左右で電位差が生じる。 z 軸に関して正の領域の方で電位の勾配が大きくなっているのは、流れが流入してくる飛行体下側と比較して速度が大きく、より強い $(\mathbf{u} \times \mathbf{B})$ 速度起電力が生じるためである。このとき、飛行体左右での電位差は約 600 V 程度である。ホール効果を考慮した場合、図 14 からわかるように、 $\alpha_A = 0^\circ$ の場合には図 14-pointA から図 14-pointB にかけて、 x 軸に関しておよそ軸対称にホール電界が生じる。ここで、ホール電位の分布が、周方向に完全に一定でないのは、各ブロック格子間での流体諸量の補間精度が原因であると考えられる。図 14-pointA から図 14-pointB における電位差は約 1600 V であり、迎角を持ったことにより生じる $(\mathbf{u} \times \mathbf{B})$ 速度起電力に起因する電位差の約 2.5 倍である。 $\alpha_A = 25^\circ$ においてホール効果を考慮した場合、図 15 からわかるように、飛行体周囲の電位分布は上下、左右それぞれに対して非対称となる。図 15-pointC から図 15-pointB にかけての電位差と比較して、図 15-pointA から図 15-pointB にかけての電位差の方が大きく、約 200 V 程度の差がある。これは図 15-pointC 付近と比較して、図 15-pointA 付近の方が温度は低いのでホールパラメータが大きく、また流れの速度も大きいので、ホール効果がより強く働くためである。 $\alpha_A = 25^\circ$ では、ホール効果を考慮した場合でも、ホール効果を考慮しない場合と同様に、 z 方向速度に起因した y 軸正の方向への $(\mathbf{u} \times \mathbf{B})$ 速度起電力を打ち消すように飛行体周囲には y 軸負の方向への電界が生じる。また、ホール効果により流れ下流部から飛行体先端にホール電界が形成される。このとき、 y 軸に関して正の領域では、 $(\mathbf{u} \times \mathbf{B})$ 速度起電力と $(\mathbf{u} \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B}$ ドリフト起電力は互いに強めあう。一方、 y 軸に関して負の領域では、これら二つの起電力は反対方向に発生する。そのため、図 15-(b) からわかるように、 y 軸に関して正の領域でより強い起電力を打ち消すために電位差が大きくなると考えられる。これに伴い、図 12 に示したように、電流分布は y 軸正の方向へずれたと考えられる。

次に、迎角の大きさがホール効果に及ぼす影響を評価する。図 16 に迎角と抗力係数値の関係を示す。図より、磁場印加の有無によらず、迎角が大きくなるにつれて飛行体の抗力は減少する。ホール効果を考慮しない場合には、迎角の大きさによらず、磁場印加により磁場を印加しない場合と比較して抗力はわずかに増加する。また、磁場印加による抗力の増加量は、迎角の大きさによらずほぼ一定であることがわかる。一方、ホール効果を考慮した場合、磁場を

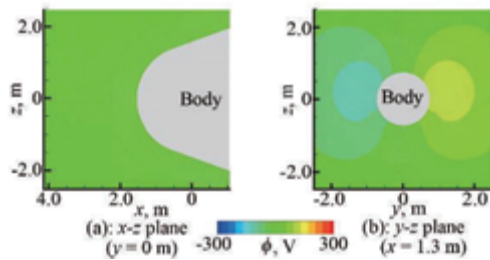


図 13 $\alpha_A = 25^\circ$ においてホール効果を考慮しない場合の(a): x - z 平面($y = 0$ m)と(b): y - z 平面($x = 1.3$ m)における電位分布

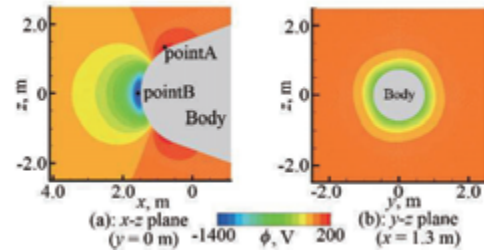


図 14 $\alpha_A = 0^\circ$ においてホール効果を考慮した場合の(a): x - z 平面($y = 0$ m)と(b): y - z 平面($x = 1.3$ m)における電位分布

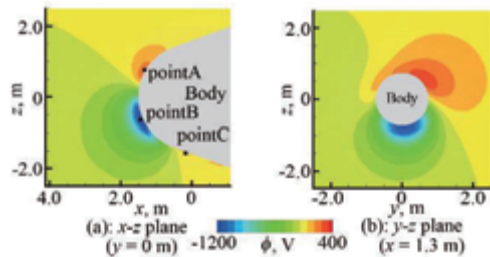


図 15 $\alpha_A = 25^\circ$ においてホール効果を考慮した場合の(a): x - z 平面($y = 0$ m)と(b): y - z 平面($x = 1.3$ m)における電位分布

印加しない場合と抗力はほとんど変わらないことがわかる。これは図 11 と図 12 からわかるように、ホール効果により電流分布が飛行体壁面に近づき、ローレンツ力の働く範囲が狭まったためである。

図 17 に迎角と揚力係数値の関係を示す。図より、磁場印加の有無によらず、迎角が大きくなるにつれて飛行体の揚力は増加することがわかる。ホール効果を考慮しない場合、磁場印加により揚力はわずかに減少する。図 10 からわかるように、迎角を持った場合、電流密度は電流の渦の中心より下側の方が高くなっている。そのため、 z 軸負の方向に働くローレンツ力と比較して z 軸正の方向に働くローレンツ力の方が強くなり、飛行体に加わるローレンツ力の反力は z 軸負の方向に強くなる。したがって飛行体の受ける揚力は、磁場印加により低減する。ホール効果を考慮した場合では抗力と同様に、磁場を印加しない場合とほとんど変わらないことがわかる。

図 18 に迎角と横力係数値の関係を示す。図より、磁場を印加しない場合およびホール効果を見視した場合では、迎角の大きさによらず飛行体に横力は発生しない。これは図 9 と図 10 からわかるように、ホール効果を見視した際は迎角の有無に関わらず、飛行体周囲の電流分布は x - z 平面に関して対称となるためである。また、 $\alpha_A = 0^\circ$ では飛行体周囲の電流分布は x 軸に関して軸対称であるため、ホール効果を考慮しても横力は作用しない。しかし、迎角を有する際にホール効果が働く場合、飛行体には横力が作用するよう

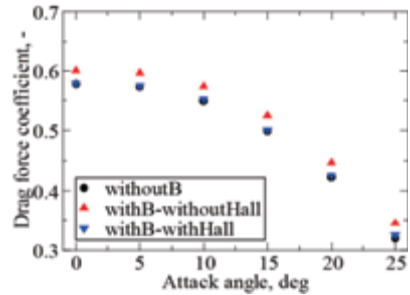


図 16 迎角と抗力係数値の関係

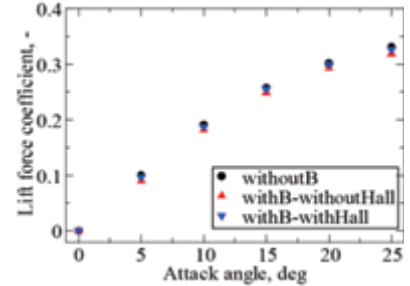


図 17 迎角と揚力係数値の関係

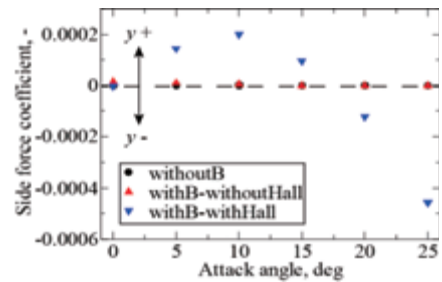


図 18 迎角と横力係数値の関係

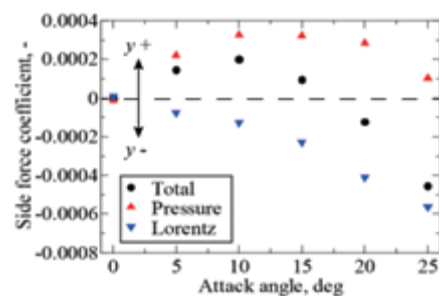


図 19 ホール効果を考慮した場合における迎角と各横力係数値の関係

になる。また図 18 より、迎角の大きさにより横力の作用する方向は変化することがわかる。この横力の発生は、後述するように、ホール効果により電流の渦の中心が y 軸正の方向にずれることで、ローレンツ力の働き方が飛行体の左右で非対称になるためである。なお、横力のオーダーは、抗力および揚力と比較して、約 1000 分の 1 程度と小さく、実質的には飛行特性に大きな影響を与えるほどではない。

図 19 に、ホール効果を考慮した場合における全横力係数値、機体表面圧力による力の横力係数値、ローレンツ力の反力による横力係数値を示す。この図から、表面圧力による横力は y 軸正の方向、ローレンツ力の反力による横力は y 軸負の方向に作用していることがわかる。ローレンツ力の反力による横力の絶対値は、迎角が大きくなるにつれて大きくなる。それに対して、表面圧力による横力の絶対値は、およそ $\alpha_A = 15^\circ$ 付近で極値を迎える。また同図より、迎角を有する際にホール効果が作用する場合でも、表面圧力による力の横力とローレンツ力の反力による横力が釣り合い、磁場を印加しても横力が作用しない最適迎角条件が

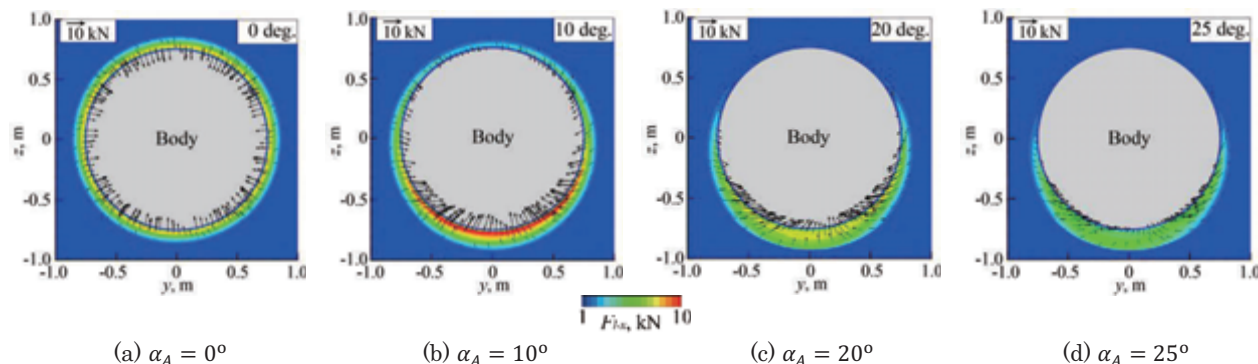


図 20 ホール効果を考慮した場合における y - z 平面ローレンツ力ベクトル分布
および x 方向ローレンツ力の y - z 平面分布 ($x = 1.3$ m)

存在すると考えられる。

図 20-(a)–(d)に $\alpha_A = 0^\circ$, $\alpha_A = 10^\circ$, $\alpha_A = 20^\circ$ および $\alpha_A = 25^\circ$ の時のホール効果を考慮した場合における y - z 平面ローレンツ力ベクトル分布および x 方向ローレンツ力の y - z 平面分布を示す ($x = 1.3$ m)。図 20-(a)より, $\alpha_A = 0^\circ$ では x 方向ローレンツ力は周方向にほぼ均一に発生し, y - z 平面ローレンツ力もほぼ一様に飛行体中心へ向いて働いていることがわかる。そのため, $\alpha_A = 0^\circ$ では飛行体に横力は作用しない。図 20-(b)–(d)より, 迎角が大きくなるにつれて, y - z 平面ローレンツ力は y 軸に対してより平行に作用するようになることがわかる。さらに, y 軸正の領域で発生する y - z 平面ローレンツ力と比較して, 負の領域で発生する y - z 平面ローレンツ力の方が y 軸に対してより平行に発生していることがわかる。これは, 図 12 に示したように, 電流の渦の中心が y 軸正の方向にずれたことで, y 軸負の領域では y 軸に対してより垂直方向に電流が流れるためである。そのため, y 軸正の方向へと働くローレンツ力の方が強くなり, ローレンツ力の反力による横力は, y 軸負の方向に大きくなる。

次に図 20-(a)–(d)における x 方向ローレンツ力分布に着目する。図 20-(a)–(c)より, $\alpha_A = 0^\circ$ から $\alpha_A = 20^\circ$ の範囲では, 迎角が大きくなるにつれて y 軸正の領域で発生する x 方向ローレンツ力は強くなることがわかる。そのため, y 軸正の領域でよりプラズマ流れが減速され, 壁面にかかる圧力が低下する。 y 軸正の領域でよりプラズマ流れが減速されていることは, 図 8 に示したように, ホール効果を考慮した場合では, y 軸正の方向へと衝撃層の拡大が大きくなることから明らかである。したがって, 圧力による力の横力は y 軸正の方向に作用し, $\alpha_A = 0^\circ$ から $\alpha_A = 20^\circ$ にかけて大きくなる。また, 図 20-(d)より, $\alpha_A = 25^\circ$ の場合, 左右での x 方向ローレンツ力の差はほとんどみられないことがわかる。そのため図 19 に示すように, $\alpha_A = 20^\circ$ の場合と比較して圧力による力の横力が小さくなったと考えられる。

4. 結論

本研究では, 迎角を有する再突入飛行体を対象に, ホール効果を考慮した MHD Flow Control の三次元電磁流体解析を実施した。その結果, 迎角を有する場合に, ホール効果が MHD Flow Control により発生する電磁気学的力に及ぼす影響として, 以下に示す結論を得た。

- 迎角を有する場合, MHD Flow Control の効果には飛行体上下で非対称性が生じる。さらにホール効果が働く場合, 飛行体周囲の電流分布は, 飛行体正面からみて左右に偏った分布をとるようになる。その結果, MHD Flow Control の効果には, 飛行体上下のみでなく飛行体の左右でも偏りが生じる。

- ホール効果により, 飛行体には抗力および揚力に加えて, 横力が作用するようになる。しかし, その強さは抗力および揚力と比較して小さい。
- 飛行体に作用する抗力, 揚力および横力は, 飛行体の迎角の大きさに強く依存する。特に横力は, 迎角の大きさによって力の強さのみでなく, 力の働く方向も変化する。また, この横力と迎角依存性に関係して, 横力が発生しない迎角値が存在する。

謝辞

本研究で行った数値解析の一部は, 京都大学生存圏研究所 電波科学計算実験装置 (KDK) を用いて実施致しました。

参考文献

- Meyer, R. C. “On Reducing Aerodynamic Heat-Transfer Rates by Magnetohydrodynamic Techniques,” *J. of the Aero/Space Sciences*, **25** (1958), pp. 561-566, 572.
- Bush, W. B. “Magnetohydrodynamic-Hypersonic Flow Past a Blunt Body,” *J. of the Aero/Space Sciences*, **25** (1958), pp. 685-690, 728.
- Ziener, R. W. “Experimental Investigation in Magneto-Aerodynamics,” *American Rocket Society J.*, **29** (1959), pp. 642-647.
- 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.
- 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.
- Bottin, B., “Thermodynamic Properties of Arbitrary Perfect Gas Mixtures at Low Pressures and High Temperatures,” *Progress in Aerospace Sciences*, Vol. 36, pp. 547-579, 2000.
- Wada, Y., and Liou, M.-S.: A Flux-Splitting Scheme with High-Resolution and Robustness for Discontinuities, 32nd Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Jan, AIAA 94-0083, 1994.
- Michael J. Wright, Graham V. Candler, and Marco Prampolini, “Data-Parallel Lower-Upper Relaxation Method for the Navier-Stokes Equations,” *AIAA Journal*, Vol. 34, No. 7, July, 1996.