

## 磁気シールドに対する印加磁場配位の効果について

永田 靖典 (JAXA/ISAS), 里深 優, 渡辺 理成 (早稲田大学), 山田 和彦, 安部 隆士 (JAXA/ISAS)

## Effect of Magnetic-Field Configuration on Electrodynamic Heat Shield

by

Yasunori Nagata (JAXA/ISAS), Yu Satofuka, Yoshinari Watanabe (Waseda University),  
Kazuhiro Yamada, and Takashi Abe (JAXA/ISAS)

## Abstract

In the electrodynamic flow control, a weakly-ionized plasma flow behind the strong shock wave could be controlled by the applied magnetic field around a reentry vehicle. The magnetic field configuration is a controllable parameter, and then, the magnetic field can be inclined to the body axis to generate the asymmetric field. Recently, the influence of the inclined magnetic field was experimentally and numerically investigated. However, they didn't agree qualitatively about the in-plane component of the side force based on the plane defined by the body axis and the magnetic pole. Meanwhile, when the magnetic field is inclined, the out-plane component of the side force acts on the body due to the Hall effect according to the MHD simulation, but it was not yet confirmed experimentally. Then, in this study, the side force acting on the magnetized body was investigated using the arcjet wind tunnel and the MHD simulation. As a result, we confirmed that the out-plane force is clearly measured and its direction agrees with the MHD simulation. The inclination angle dependency of the magnetic field on the in-plane force is significantly affected by the plume size. The experimental result is similar to the MHD simulation in which the finite plume size is considered like the experiment.

## 1 はじめに

極超音速で飛行する機体の空力加熱を低減させる方法として、印加磁場を用いて流れ場を変化させる方法が提案されている<sup>1)</sup>。高速で飛行する機体の前方には強い衝撃波が発生し、衝撃層内の気体が高温となることで、解離や電離反応が起こり、弱電離プラズマ状態となる。弱電離プラズマ流は導電性を持ち、機体周りに発生させた磁場と相互作用させることで電磁力が発生する。Figure 1 はその概念図であり、 $V$  がプラズマ流の速度ベクトル、 $B$  は印加される磁場ベクトル、 $J$  は導電性流体が磁場中を運動することで誘起される電流、 $J \times B$  は誘導電流と印加磁場によって流体に作用する Lorentz 力である。衝撃層内に電磁力が作用することで衝撃層が拡大し、流れ場が変化することで加熱量低減につながることを期待されている。また、プラズマ流に作用する電磁力の反作用が機体に働くことで空力特性を変化させることができ、空力制御デバイスとしてエアロ・ブレーキなどへの応用も期待されている<sup>2,3)</sup>。

これまでの研究では、磁極が機軸方向を向いている場合を主な対象として研究が行われてきたが、磁極の向きを変えることで試験模型に作用する力や加熱量が変わることがアーク加熱風洞を用いた実験により近年報告されている<sup>4,5)</sup>。一方、大気突入飛行を想定した MHD (Magnetohydrodynamics) 計算により、磁極を

傾けた際の影響が検討されている<sup>6,7)</sup>。これまでの実験では、抗力および磁極回転面内方向の横力 (面内力, In-plane force) に対する影響が計測されているが、面内力については実験と MHD 計算とで磁極傾斜角に対する傾向が大きく異なっており、定性的にも一致していない。また、MHD 計算結果によると、Hall 効果の影響によって磁極回転面外方向の横力 (面外力, Out-plane force) も作用することが示唆されているが、実験的には確認されていない。アーク加熱風洞では Hall 効果が顕著に現れるため、面外力についても実験的に計測できる可能性があると考えられる。

そこで本研究では、実験計測と MHD 計算との整合性を確認するため、磁場印加型模型に作用する横力に関して検討を行った。具体的には、アーク加熱風洞を用いて、試験模型に作用する横力について面内力と面外力の両成分の計測を行い、磁極傾斜角と横力の関係を明らかにする。また、実験に合わせた MHD 計算を実施し、実験と MHD 計算との差異について考察を行う。

## 2 実験概要

## 2.1 気流条件

実験は、円錐ノズル半頂角が 25 [deg.]、ノズル出口直径が 30 [mm] である小型のアーク加熱風洞を用いて行った。本実験におけるプラズマ気流特性を Table 1 に示す<sup>8)</sup>。ここではノズル出口から 110 [mm] の位置で計測された気流条件を示している。このときのアルゴンガス流量は 8 [l/sec]、投入電力は 1.5 [kW] である。

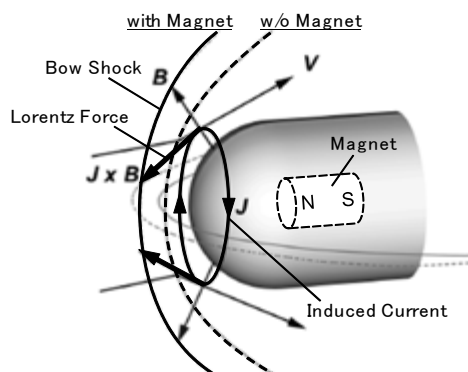


Fig. 1 Schematic view of the electrodynamic flow control.

Table 1 Test flow condition<sup>8)</sup>.

Test gas	Argon
Mach number	1.7
Max total enthalpy, MJ/kg	1.1 *
Pitot pressure, Pa	160 *
Static pressure, Pa	34 *
Flow velocity, m/s	1097 *
Heavy particle temperature, K	1200 *
Electron temperature, K	~ 6100 *
Neutral particle number density, m <sup>-3</sup>	2.05 × 10 <sup>21</sup>
Electron number density, m <sup>-3</sup>	~ 1 × 10 <sup>19</sup> *
Ionization degree	~ 0.5 %
Electric conductivity, S/m	731

\* Measured.

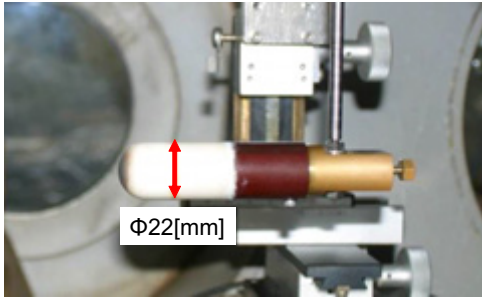


Fig. 2 Experimental model.

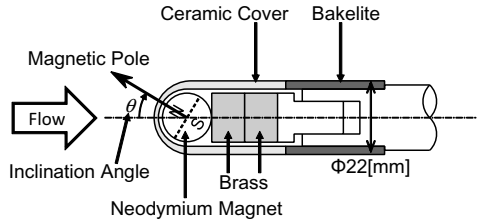


Fig. 3 Internal configuration of the experimental model.

## 2.2 模型概要

本実験では、永久磁石を内蔵した球頭円柱模型を用いて実験を行った。試験模型の外観を Fig. 2 に、内部構造を Fig. 3 にそれぞれ示す。模型周りに磁場を印加するためにネオジム製の  $\phi 15$  [mm] 球形永久磁石を使用し、この外側に頭部がマコール製の  $\phi 22$  [mm] 球頭円柱形カバーを取り付けている。なお、加熱による熱減磁を避けるために、磁石とカバーとの間には約 1 [mm] の隙間を設けている。磁石は真鍮製治具の先端に、中心軸が一致するように接着剤によって固定されている。模型は磁極傾斜角  $\theta$  毎に、 $\theta=0, 30, 45, 60, 90, 120, 135, 150, 180$  [deg.] の計 9 個製作した。このとき、各模型に使用した磁石は、磁石表面での最大磁束密度が同じものを選択した。また、マコール製カバーは各模型で共通のものを使用した。なお、比較のため、消磁させた磁石を用いた磁場無しの模型も製作し、計測を行った。

試験模型表面における最大磁束密度は 0.38 [T] であり、ノズル出口から 110 [mm] の位置に模型先端がくるように配置して計測を行った。印加磁場効果を表すパラメータとして、相互作用パラメータ  $Q$  があり、これは次式で見積もられる。

$$Q = \frac{\sigma B_{ref}^2 L_{ref}}{\rho_{\infty} V_{\infty}} \quad (1)$$

ここで、 $\sigma$  は導電率、 $B_{ref}$  は磁場強度、 $L_{ref}$  は代表長、 $\rho_{\infty}, V_{\infty}$  はそれぞれ気流密度と流速である。最大磁束密度と模型直径を用いて相互作用パラメータを見積もると  $Q=15$  となり、十分大きな値であるため、本実験において印加磁場効果が発現することが期待される。また、Hall パラメータは次式で見積もられる。

$$C_H = \frac{\sigma B_{ref}}{N_e e} \quad (2)$$

ここで、 $N_e$  は電子数密度、 $e$  は電気素量である。本実験について Hall パラメータを見積もると  $C_H=173$  となり、十分に大きな Hall 効果が発現することが期待される。

## 2.3 横力計測方法

磁極を気流に対して傾けることで試験模型には模型中心軸に対して垂直方向の力（横力）が発生する。ここで、模型、磁極回転面、力の方向の関係を Fig. 4 のように定義する。すなわち、磁極

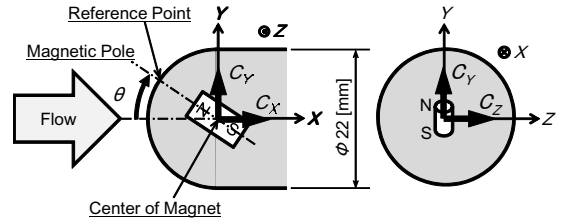


Fig. 4 Definition of the direction of force.

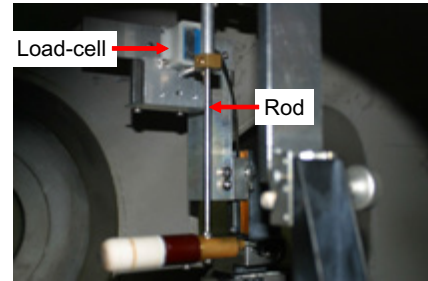
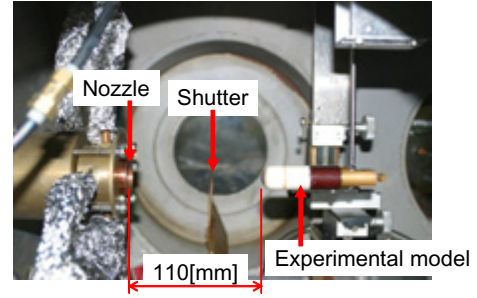


Fig. 5 Experimental setup and measurement system for the side force.

回転面内方向の横力を面内力  $C_Y$ 、回転面外方向の横力を面外力  $C_Z$  と呼ぶこととする。これまでの実験計測において、面内力の発生は確認されている<sup>4)</sup>。一方、面外力については MHD 計算により発生することが示唆されているが、計測は行われていない。

本実験では、磁極傾斜角の異なる各試験模型に対し、模型に作用する横力の計測を行った。計測手法としては河村らによって提案された振り子システムを用いた<sup>4)</sup>。この計測システムを用いたセットアップの様子を Fig. 5 に示す。このシステムでは、試験模型はロッドを介して回転軸に接続されており、この回転軸周りに動かせるようになっている。ロッドは途中で垂直に分岐しており、その先端がロードセルにつながっている。ロードセルはプラズマ気流から十分遠い位置にあり、プラズマ気流による影響が出力に現れないように配置されている。回転軸は模型中心軸と平行に設置されており、試験模型に横力が作用することで生じる微小変位をロードセルが検知することで横力が計測される。磁石を模型中心軸周りに 90 [deg.] 回転させることで面内力と面外力とをそれぞれ計測することができる。ロードセルには共和電業製の微小荷重用ロードセル LVS-50GA を使い、シグナルコンディショナには共和電業製 CDV-700A を用いた。なお、迎角は 0 [deg.] であり、模型中心軸とノズル中心軸を合わせている。

試験模型とノズルとの間にはシャッターが設置されており、プラズマ気流が生成され安定した後にシャッターを開けることで、試験模型が気流にさらされる前後でのロードセル出力電圧を取得した。Figure 6 は取得したロードセル出力電圧の典型例を示している。取得された電圧データには真空ポンプ等の振動によるノイズが含まれているため、ローパスフィルタを数値的に適用することで 5 [Hz] 以上の周波数成分を除去した。さらに、シャッター開

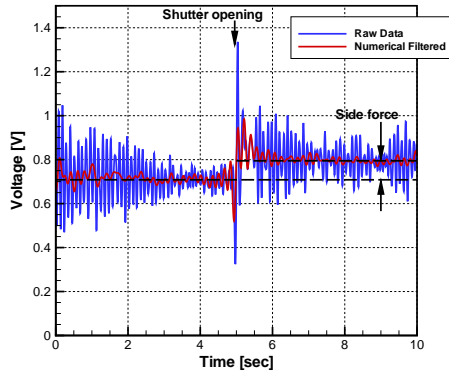


Fig. 6 Typical output voltage from the load-cell before and after the shutter opening.

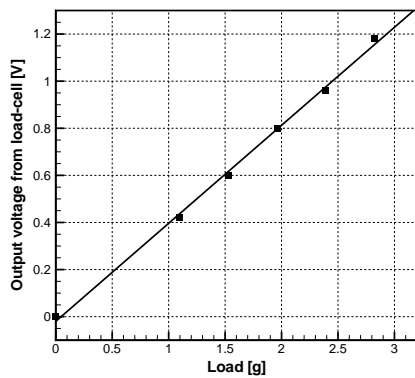


Fig. 7 Side force vs. output voltage from the load-cell.

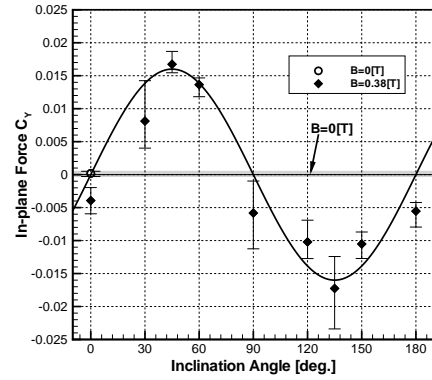
前後それぞれについて 2 秒間程度の時間平均を算出することで、試験模型が気流にさらされたことによる生じる電圧差を取得した。電圧と横力との関係は錘を用いたキャリブレーションにより求められており、Fig. 7 に示すように電圧と横力の大きさは比例関係にある。なお、試験模型設置時にロードセルには初期荷重が作用するように設置されているため、正負どちらの向きの横力も計測が可能となっている。

### 3 実験結果

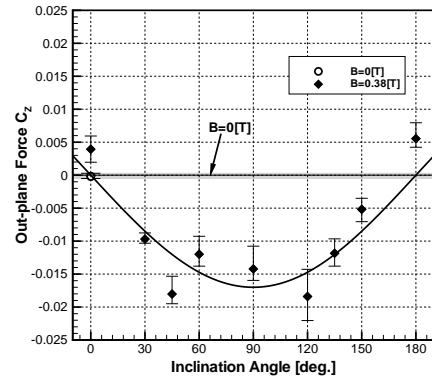
Figure 8 に横力の計測結果を示す。計測は各模型についてそれぞれ 5 回行われ、この内の最大と最小を除いた 3 回について平均値を求めた結果をここでは示しており、エラーバーは 3 回の中の最大と最小で規定している。また、横力は無次元量で表しており、動圧と正面投影面積を用いて無次元化されている。なお、図中の実線は MHD 計算結果を参考にプロットした参考曲線である。

まず、磁場無し模型についてはエラーバーの範囲内で横力が 0 であり、試験模型が気流にさらされただけでは横力は発生していないことがわかる。一方、磁場有り模型については磁場無し模型に比べて大きな横力が計測されており、明確に横力が発生していることがわかる。磁極傾斜角  $\theta=0, 180$  [deg.] の場合、理想的には横力は発生しないと考えられるが、計測結果は 0 とはなっていない。これは模型製作時の磁極傾斜角の設定誤差によるものと考えられ、実際に  $\theta=0$  [deg.] の模型は磁極傾斜角が 4 [deg.] 程度ずれていることが確認されている。

面内力  $C_Y$  に関しては、 $\theta=0\sim 90$  [deg.] の範囲では正、 $\theta=90\sim 180$  [deg.] の範囲では負となっている。また、 $\theta=45$ ,



(a) In-plane force  $C_Y$



(b) Out-plane force  $C_Z$

Fig. 8 Result of the measurement of the side force.

135 [deg.] 付近では磁極傾斜角に対する面内力の変化が比較的緩やかであることがわかる。面外力  $C_Z$  に関しては、 $\theta=0\sim 180$  [deg.] の範囲で負となっていることがわかる。また、 $\theta=45\sim 135$  [deg.] の範囲では面外力の変化が比較的少ないことがわかる。MHD 計算において、面外力は Hall 効果の影響により生じることが示唆されており<sup>7)</sup>、本実験条件では Hall 効果が強く働くため、Hall 効果によって面外力が生じることを実験的に確認できたといえる。

### 4 数値解析概要

磁極傾斜角と横力との関係は、地球大気突入を想定した MHD 計算によってこれまでに検討されているが、その結果によると  $\theta=0\sim 90$  [deg.] の範囲では面内力と面外力は共に負になるとされている<sup>6,7)</sup>。また、電磁場の対称性から、 $\theta=90\sim 180$  [deg.] については、面内力は正、面外力は負になると考えられる。一方、Fig. 8 に示したように、実験計測と比較すると面外力については MHD 計算と定性的に一致するが、面内力については方向が反対であり、定性的にも一致していない。そこで、アーク加熱風洞を模擬した MHD 計算を実施し、その原因について検討を行った。

#### 4.1 計算モデル

本研究では、磁極傾斜角の影響を検討するために、支配方程式として電磁場の影響を考慮した 3 次元 Navier-Stokes 方程式を用いる。ここで対象としているアークジェット気流は Knudsen 数が 0.05 の中間流であるが、流体的に取り扱ったとしても概ね現象をうまく予測できることが報告されている<sup>8)</sup>。また、化学反応と温度緩和に関する特性時間がともに流れの特性時間に比べて長いため、熱的・化学的に凍結に近い状態である。ここでは簡易的に、熱的には凍結の仮定を用い、電子温度を一定として取り扱った。

よって、支配方程式は以下のように表される。

$$\frac{\partial}{\partial t} \begin{bmatrix} \rho \\ \rho_s \\ \rho \mathbf{V} \\ \mathbf{E}_t \end{bmatrix} + \nabla \cdot (\mathbf{F} - \mathbf{F}_v) = \mathbf{S} + \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ \mathbf{J} \times \mathbf{B} \\ \mathbf{J} \cdot \mathbf{E} \end{bmatrix} \quad (3)$$

ここで、 $t$  は時間、 $\rho$  は密度、 $\rho_s$  は化学種  $s$  の密度、 $\mathbf{V}$  は速度ベクトル、 $\mathbf{E}_t$  は全エネルギー、 $\mathbf{F}$ 、 $\mathbf{F}_v$  はそれぞれ対流項と粘性項、 $\mathbf{S}$  は生成項、 $\mathbf{J}$  は電流密度ベクトル、 $\mathbf{B}$  は磁束密度ベクトル、 $\mathbf{E}$  は電場ベクトルである。化学種としては  $\text{Ar}$ 、 $\text{Ar}^+$ 、 $e^-$  を考慮し、化学反応モデルは Hoffert らのモデル<sup>9,10)</sup> を用いた。各化学種の熱力学的特性は NASA Glenn のデータ<sup>11)</sup> を使用した。混合ガスの輸送係数は Gupta らの mixing rule<sup>12)</sup> を用いて見積もり、衝突積分について、中性粒子との衝突は Laricchiuta らのデータ<sup>13)</sup> を用い、荷電粒子間の衝突は Coulomb 衝突を仮定して見積もった<sup>14)</sup>。

本研究では、流体と電磁場の連成問題として、以下の仮定を用いた。

- 流体は電気的中性  $\rho_c = 0$
- 電磁波に代表される高周波の現象は考慮せず、変位電流による影響を無視  $\frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \approx 0$
- 磁気 Reynolds 数  $R_m = 2.2 \times 10^{-2}$  は 1 に比べ小さく、誘導磁場による影響は無視  $\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \approx 0$

ここで、 $\rho_c$  は電荷密度、 $\mathbf{D}$  は電束密度ベクトルであり、磁気 Reynolds 数  $R_m$  は次式で見積もられる。

$$R_m = \mu_0 \sigma V_\infty L_{ref} \quad (4)$$

$\mu_0$  は真空中透磁率である。これらの仮定を用いると、電磁場に関する Maxwell 方程式は、

$$\nabla \times \mathbf{E} = 0 \quad (5)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{J} = 0 \quad (6)$$

と簡略化される。式 (6) は電流の保存式である。また、電場ベクトル  $\mathbf{E}$  は電位ポテンシャル  $\phi$  を用いて、

$$\mathbf{E} = -\nabla \phi \quad (7)$$

で定義される。一方、一般化された Ohm の法則は Hall 効果を考慮すると、

$$\mathbf{J} = \sigma(\mathbf{E} + \mathbf{V} \times \mathbf{B}) - C_H(\mathbf{J} \times \mathbf{b}) \quad (8)$$

で表される。ここで、 $\mathbf{b} = \mathbf{B}/|\mathbf{B}|$  であり、ion-slip 効果は考慮していない。導電率  $\sigma$  と Hall パラメータ  $C_H$  は以下のように表される<sup>15)</sup>。

$$\sigma = \frac{e^2 n_e}{k_B T_e \sum_{j \neq e} n_j \Delta_{e,j}^{(1,1)}} \quad (9)$$

$$C_H = \frac{e|\mathbf{B}|}{k_B T_e \sum_{j \neq e} n_j \Delta_{e,j}^{(1,1)}} \quad (10)$$

ここで、 $k_B$  は Boltzmann 定数、 $n_i$  は数密度、 $T_e$  は電子温度、 $\Delta_{i,j}^{(1,1)}$  は衝突積分である。

式 (6), (7), (8) を用いると、

$$\nabla \cdot [\tilde{\sigma}(-\nabla \phi + \mathbf{V} \times \mathbf{B})] = 0 \quad (11)$$

が得られる<sup>16)</sup>。なお、Hall 効果による項は  $\tilde{\sigma}$  に含まれているとする。この式は電位ポテンシャル  $\phi$  に関するポアソン方程式であり、適当な境界条件を用いて解くことによって形成される電場を見積もることができる。

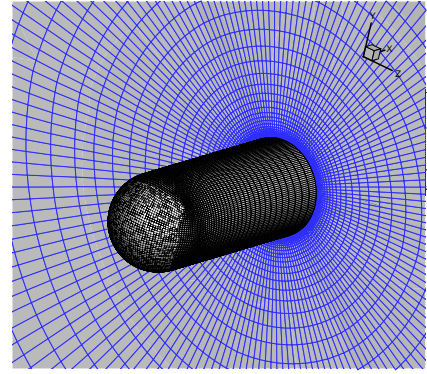


Fig. 9 Computational grid.

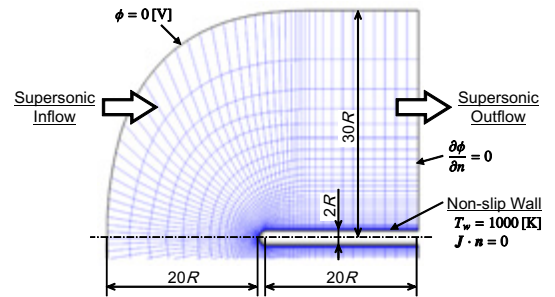


Fig. 10 Computational Region and boundary conditions.

## 4.2 計算手法

支配方程式の離散化には有限体積法を用いた。対流項の評価には AUSM-DV スキーム<sup>17)</sup> を用い、MUSCL 法により空間 2 次精度とした。粘性項の評価には 2 次精度中心差分を用いた。時間積分には MFGS (Matrix Free Gauss-Seidel) 近似陰解法<sup>18)</sup> を用い、定常解までの収束を早めるために局所時間刻み法を用いた。化学反応計算には対角点陰解法<sup>19)</sup> を用いた。電位ポテンシャルに関するポアソン方程式には前処理法を組み合わせた ILU(0)-BiCGstab 法<sup>20,21)</sup> を用いた。なお、電位ポテンシャルに関するポアソン方程式は、流体計算 100 ステップ毎に解くようにした。

## 4.3 計算条件

計算対象は、実験で使用した試験模型形状と同じ半径 11 [mm] の球頭円柱物体であり、壁面境界条件には、滑り無し、等温 ( $T_w = 1000$  [K])、絶縁壁 ( $\mathbf{J} \cdot \mathbf{n} = 0$ ) 条件を用いた。ここで、 $\mathbf{n}$  は壁に垂直な単位ベクトルである。磁場分布はダイポール磁場を仮定し、磁場の中心は実験に合わせてよどみ点から 9.5 [mm] の位置に置いた。磁極傾斜角  $\theta$  は 0~90 [deg.] の範囲で 15 [deg.] 毎に変化させて計算を行った。磁場強度については、 $\theta=0$  [deg.] の場合によどみ点における磁場強度が実験に合わせて 0.38 [T] となるようにした。

気流条件は Table 1 に示す条件を一様流として用い、電子温度については計算領域内で一定とした。Figure 9 に使用した計算格子を示す。壁面上の格子点数は約 12,000 点、壁から垂直方向には 49 点とり、総格子点数は約 60 万点である。無限遠での電位ポテンシャルは 0[V] とし、この境界の影響が現れないよう計算領域は十分に広い領域を確保する必要がある。そこで、Fig. 10 に示すように衝撃層に比べ十分に広い領域を計算領域とした。なお、格子点数を 1/4 にしたとしても物体に作用する力の差異は、磁場の有無にかかわらず 1% 程度である。CFL 数は 0.35 とし、定常解を得るまでに 40,000 ステップを要した。

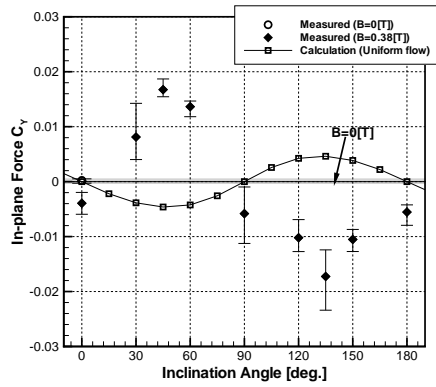
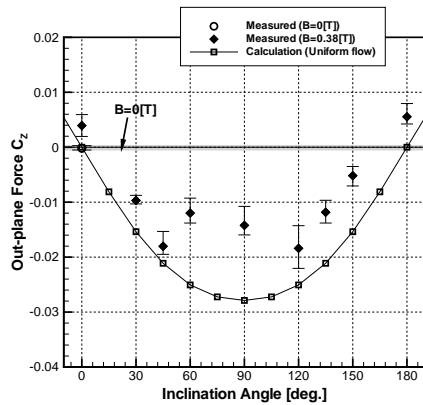
(a) In-plane force  $C_Y$ (b) Out-plane force  $C_Z$ 

Fig. 11 Comparison of the side force between the experiment and the simulation assuming the uniform flow.

## 5 数値解析結果

Figure 11 に計算結果と実験による計測結果との比較を示す。面内力  $C_Y$  に関しては、計算結果と計測結果とで正負が逆であり、定性的にも一致していないことがわかる。一方、面外力  $C_Z$  に関しては、計算結果と計測結果とが定性的に一致しており、大きさとしても近い値を示していることがわかる。これら面内力、面外力の作用する方向は地球大気突入飛行を想定した MHD 計算結果<sup>7)</sup>と同じであり、アークジェット気流で見られるように衝撃波上流においてもプラズマ状態であり、導電性を持っていたとしても定性的な傾向は変わらないが、計測結果とは差異がある。

実験に使用したアーク加熱風洞のブルームサイズは試験模型サイズに比べて大きいとはいえない。Figure 12 は、ノズル出口から 110 [mm] の位置で計測されたピトー圧の半径方向分布を示しているが、これより、一様な気流が試験模型にさらされているとはいえないことがわかる。葛山らによる数値解析によって、このようなプラズマ気流の非一様性は印加磁場効果に多大な影響を与えることがわかっている<sup>15, 23)</sup>。すなわち、ブルーム境界が絶縁境界として作用することで電流分布に影響を与え、このことは衝撃層拡大効果や抗力増大効果に影響を与える。そのため、印加磁場効果によって発現している横力についても、同様にブルームサイズによる影響を受けることが考えられる。そこで本研究では、ブルームの外部で導電率が低くなることを簡易的に模擬するために、意図的に導電率を抑えることでブルームサイズによる影響について検討した。具体的には、気流条件としては一様流をそのまま仮定するが、中心軸から一定距離 (ブルーム半径  $R_i$ ) より外側の領域については導電率を微小な値に設定して計算を行った。ブルーム

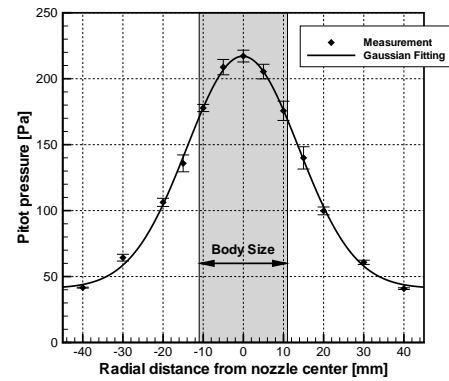


Fig. 12 Radial distribution of the pitot pressure at 110 [mm] from the nozzle exit.

半径  $R_i$  を  $D$ ,  $1.5D$ ,  $2D$  とした場合について計算を実施した。ここで、 $D$  は物体直径である。

Figure 13 に、ブルーム半径による横力への影響を示す。ブルーム径が変わることで面内力の磁極傾斜角に対する傾向が大きく変化していることがわかる。物体サイズに対してブルーム径が小さくなっていくと、面内力が減少し、やがて面内力の作用する方向が反転し、実験結果に近くなることがわかる。また、ブルーム径がさらに小さくなると面内力は大きくなっている。ブルーム径が小さくなると、電流の流れる領域が狭くなることで、狭い領域に多くの誘導電流が流れるようになり、印加磁場効果が大きくなる傾向にあるため、面内力が増大したと考えられる。さらに、このことは電流分布や電流の向きにも影響を与え、これが面内力の作用する向きに影響したと考えられる。一方、面外力についてもブルーム径による影響が見られるが、作用方向が変化することはないことがわかる。ブルーム径が小さくなっていくと、徐々に面外力は増加しているが、 $R_i = D$  のケースでは逆に面外力は減少している。これらのことから、ブルーム径が小さくなると、印加磁場効果が大きくなるだけでなく、電流分布が変化することでその特性にも影響を与えたと考えられる。

## 6 結論

磁場印加型模型に作用する横力に関して、実験計測と MHD 計算との整合性を確認するため、アーク加熱風洞を用いた横力計測、および実験に合わせた MHD 計算を行った。以下に、本研究で得られた知見をまとめる。

1. 磁極を傾けた試験模型に作用する横力を計測した結果、面内力  $C_Y$  だけでなく、面外力  $C_Z$  も作用していることを確認した。また、面内力は磁極傾斜角  $\theta=45, 135$  [deg.] 付近で、面外力は  $\theta=45 \sim 135$  [deg.] の範囲で変化が緩やかとなる。
2. アーク加熱風洞実験に合わせた MHD 計算を実施し、一様流の条件下では面内力と面外力の磁極傾斜角に対する傾向は、地球大気突入飛行を想定した MHD 計算の結果と同じである。
3. アーク加熱風洞実験におけるブルームサイズによる影響を模擬するために、絶縁境界を設けて MHD 計算を実施したところ、ブルーム径が小さくなると面内力の作用方向が反転することが確認された。一方、面外力の作用方向についてはブルーム径によって反転することはない、横力について実験結果と定性的に一致する結果が得られた。

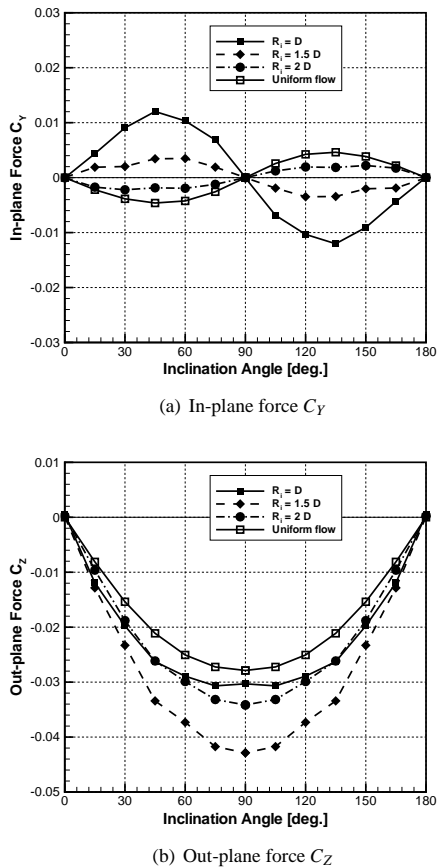


Fig. 13 Influence of the plume size on the side force.

今後の予定として、より定量的な議論を行えるよう計算手法の改善を図るとともに、プルーム径による力への影響について詳細を検討する。

#### 参考文献

- 1) J. Poggie and D. V. Gaitonde, "Computational Studies of Magnetic Control in Hypersonic Flow," AIAA Paper 2001-0196, January, 2001.
- 2) H. Katsurayama, T. Abe, and D. Konigorski, "DSMC Simulation of Electrodynamic Aerobraking on a Reentry Capsule in a Hypersonic Rarefied Regime," AIAA Paper 2011-3467, 2011.
- 3) H. Otsu, H. Katsurayama, D. Konigorski, T. Abe, "Impact of the Lift Force by Electromagnetic Flow Control on the Reentry Trajectory," AIAA Paper 2011-3466, 2011.
- 4) 河村政昭, 「弱電離プラズマ流と磁場印加型鈍頭物体との干渉効果に関する実験的研究」, 東京大学博士論文, 2011.
- 5) M. Kawamura, H. Katsurayama, H. Otsu, K. Yamada, and T. Abe, "Magnetic-Field Configuration Effect on Aerodynamic Heating of a Magnetized Body," Journal of Spacecraft and Rockets, Vol. 49, No. 2, pp. 207–211, 2012.
- 6) Y. Nagata, H. Otsu, K. Yamada, and T. Abe, "Influence of the Magnetic Configuration on the Electrodynamic Flow Control for the Weakly Ionized Flow," AIAA Paper 2011-3743, 2011.
- 7) Y. Nagata, H. Otsu, K. Yamada, and T. Abe, "Influence of Hall Effect on Electrodynamic Flow Control for Weakly Ionized Flow," AIAA Paper 2012-2734, 2012.
- 8) H. Katsurayama, M. Kawamura, A. Matsuda, and T. Abe, "Ki-

netic and Continuum Simulations of Electromagnetic Control of a Simulated Reentry Flow," Journal of Spacecraft and Rockets, Vol. 45, No. 2, pp. 248–254, 2008.

- 9) M. I. Hoffert and H. Lien, "Quasi-One-Dimensional, Nonequilibrium Gas Dynamics of Partially Ionized Two-Temperature Argon," The Physics of Fluid, Vol. 10, No. 8, pp. 1769–1777, 1967.
- 10) T. G. Owano, C. H. Kruger, and R. A. Beddini, "Electron-Ion Three-Body Recombination Coefficient of Argon," AIAA Journal, Vol. 31, No. 1, pp. 75–82, 1993.
- 11) Bonnie J. McBride, Michael J. Zehe, and Sanford Gordon, "NASA Glenn Coefficients for Calculating Thermodynamic Properties of Individual Species," NASA/TP-2002-211556, 2002.
- 12) R. N. Gupta, J. M. Yos, R. A. Thompson, and K.-P. Lee, "A Review of Reaction Rates and Thermodynamic and Transport Properties for an 11-Species Air Model for Chemical and Thermal Nonequilibrium Calculations to 30000K," NASA RP-1232, 1990.
- 13) A. Laricchiuta, D. Bruno, M. Capitelli, C. Catalfamo, R. Celiberto, G. Colonna, P. Diomede, D. Giordano, C. Gorse, S. Longo, D. Pagano, and F. Pirani, "High temperature Mars atmosphere. Part I: transport cross sections," Eur. Phys. J. D, Vol. 54, pp. 607–612, 2009.
- 14) Michael J. Wright, Deepak Bose, Grant E. Palmer, and Eugene Levin, "Recommended Collision Integrals for Transport Property Computations, Part 1: Air Species," AIAA Journal, Vol. 43, No. 12, pp. 2558–2564, 2005.
- 15) H. Katsurayama, D. Konigorski, and T. Abe, "Numerical Simulation of Electromagnetic Flow Control in an Arcjet Plume," AIAA Paper 2008-1392, 2008.
- 16) H. Otsu, D. Konigorski, and T. Abe, "Influence of Hall Effect on Electrodynamic Heat Shield System for Reentry Vehicles," AIAA Journal, Vol. 48, No. 10, 2010, pp. 2177–2186.
- 17) Y. Wada and M.-S. Liou, "A Flux Splitting Scheme with High-Resolution and Robustness for Discontinuities," AIAA Paper 94-0083, 1994.
- 18) 嶋英志, 「構造/非構造格子 CFD のための簡単な陰解法」, 第 29 回 流体力学講演会, 1997.
- 19) S. Eberhardt and S. Imlay, "A Diagonal Implicit Scheme for Computing Flows with Finite-Rate Chemistry," AIAA Paper 90-1577, 1990.
- 20) H. A. van der Vorst, "Bi-CGSTAB: A Fast and Smoothly Converging Variant of Bi-CG for the Solution of Nonsymmetric Linear Systems," SIAM Journal on Scientific and Statistical Computing, Vol 13, 1992, pp. 631–644.
- 21) 関本幹, 藤野清次, 「ILU(0) 前処理つき IDR(s)-R2 法と同 BiCG 法系統の収束性比較」, 九州大学大学院システム情報科学紀要, 第 16 巻, 第 1 号, 2011, pp. 11–16.
- 22) 吉野智之, 榊原諒, 藤野貴康, 石川本雄, 「鈍頭物体周りにおけるプラズマ流れの MHD Flow Control に及ぼすイオンスリップ効果の影響」, 日本航空宇宙学会論文集, Vol. 57, No. 666, pp. 280–286, 2009.
- 23) H. Katsurayama, D. Konigorski, and T. Abe, "Numerical Simulation of Electromagnetic Flow Control in a One-Kilowatt Class Argon Arcjet Windtunnel," AIAA Paper 2008-4016, 2008.