

膨張波管を用いた印加磁場による 衝撃層増大効果に関する実験的研究

牧野 仁^{*1} 谷藤 鉄也^{*2} 和才 克己^{*3} 水書 稔治^{*4} 安部 隆士^{*5}

Expansion Tube Experiment on Shock Layer Enhancement Effect of Electromagnetic Field

by

Hitoshi MAKINO^{*1}, Tetsuya TANIFUJI^{*2}, Katsumi WASAI^{*3}, Toshiharu MIZUKAKI^{*4}
and
Takashi ABE^{*5}

(Received on Mar. 31, 2009 and accepted on Jul. 6, 2009)

Abstract

The velocity of space plane and reentry capsule reaches 8 to 12 km/s and the temperature behind the shock wave is tens of thousands of Kelvin. Therefore, the development of heat shield systems is one of the most important tasks. Presently, the heat shield system mainly used consists of thermal protection tile and ablator. These systems utilize thermal protective structures for reducing heat flux. These thermal protective structures however cannot be reused because they are damaged in one reentry flight. Given this factor, in order to develop a future thermal protection system, we need to consider not only protecting vehicles passively from aerodynamic heating, but also reducing aerodynamic heating actively. To reduce aerodynamic heating actively, the method of using magnetic force has been considered. In this method, plasma flow behind the shock wave is controlled by the applied magnetic field through the electric current and Lorentz force. In this study, we generated high enthalpy flow around the test model applied magnetic field by using an expansion tube which comparatively resembles real flight conditions. We also visualized density variation around the test model, and studied the shock stand-off distance in the varied magnetic field. By evaluating the shock stand-off distance from the images, we confirmed that the shock stand-off distance increases as the magnetic field is stronger.

Keywords: Magneto hydro dynamics, Flow Visualization, Hypersonic Flow, Shock Wave

1. まえがき

宇宙往還機や大気圏に再突入するカプセルなどは秒速 8~12 km/s にもなり、衝撃波背後の気体温度は数万 K にも達する。そのため、将来の宇宙往還機実現には、地球再突入時の空力加熱から、宇宙飛行体を守る熱防御システムの開発は最重要課題の一つとなっている。それと共に、高度な熱防御技術と空力加熱についての知見の重要性は高まりつつある。

現在の熱防御システムは主に、耐熱タイルやアブレーターといったものである。これは、機体表面に耐熱構造体を設置することにより、機体外部から機体内部への熱流束を低減させるというものである。このような耐熱手法では、一度の再突入飛行で、すくなくとも耐熱材がダメージを受けるため、再使用不可能である。そこで、将来の熱防御システムにおいては、空力加熱から機体を守るだけでなく、積極的に空力加熱を減らすことを考えていかなければならない。そのための空力加熱低減の方法として電磁力を利用することが考えられている。この手法は、再突入飛行時に機体全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印加させ、誘導電流を発生させる。その電流は Fig. 1 のように機体の周方向に発生し、その電流密度を J とすると、一般化されたオーム

* 1 工学部航空宇宙学科
* 2 東京工業大学総合理工学研究科創造エネルギー専攻 修士課程
* 3 工学研究科航空宇宙学専攻
* 4 航空宇宙学科 准教授
* 5 宇宙航空研究開発機構 宇宙科学研究本部 教授

の法則より

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

とかける。ここで、それぞれ σ , \mathbf{E} , \mathbf{V} , \mathbf{B} は導電率、電場、速度、磁場である。そして、その周方向電流 \mathbf{J} と、機体からの印加磁場 \mathbf{B} が相互作用をし、

$$\begin{aligned} \mathbf{F} &= \mathbf{J} \times \mathbf{B} \\ &= \sigma(\mathbf{E} \times \mathbf{B}) + \sigma(\mathbf{V} \times \mathbf{B} \times \mathbf{B}) \end{aligned} \quad (2)$$

というローレンツ力が働く。この力 \mathbf{F} は、速度ベクトルと逆方向、すなわち、気流に対して抵抗力として働く。

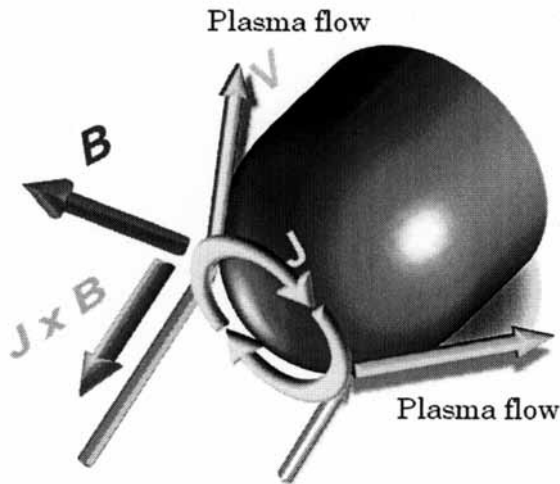


Fig.1 Mechanism of the interaction between plasmaflow and magnetic field

このような、プラズマを制御する方法は 1950 年代に提案され、精力的に行われた^{1),2)}。しかし、1960 年代にはこの分野への関心が薄れていった。当時の技術では、磁場発生機構が、複雑で、大がかりなものとなってしまふという問題のために、実用化が困難であると結論付けられた。しかし、その後、超伝導磁石などの技術の発達により、数 Tesla 程度の強力な磁場を比較的容易に発生させることができるようになり、近年再び、磁場と弱電離プラズマの相互作用に関する研究が進められている。数値計算では、Poggie³⁾ら为先駆けとして、松ドや藤野、大津^{4),5),6),7)}らによって MHD シュミレーションが行われ、電磁力を利用した熱防御法の有効性が示された。印加磁場効果による実験的検証については、アークジェットを用いて、滝澤、松田ら^{8),9),10),11)}によって行われた。彼らはレーザ吸収分光法を用いて、印加磁場環境下においての、並進温度計測方法を確認した。そして、印加磁場による衝撃層増大効果が立証された。しかし、アークジェットを用いた実験では、衝撃波

前方ですでに気体がプラズマ状態のため、実際の飛行条件とは異なる。葛山ら¹²⁾はこのことを指摘し、実際の飛行条件のように、気体が衝撃層内でのみ電離している状態では、大きな電磁力を期待できると述べている。そのため、谷藤ら¹³⁾は膨張波管をもちいて、発光領域を計測することにより、印加磁場効果を評価した。そして、数値計算との比較を行い、磁場強度を増大させると、衝撃層も広がることを確認した。

本研究では、試験模型周りの密度変化を調べ、衝撃波の位置を特定することにより、衝撃層増大効果を検証した。再突入環境を模擬するために膨張波管を用いた。膨張波管で生成される気流速度は非常に速く、また、密度が低いため衝撃波前後では非平衡現象が生じている。そのため、密度変化の起こる位置と、気流の自発光が起こる位置とが異なっている可能性がある。正確に衝撃波の位置を求めるためには、密度変化の不連続面を調べ、衝撃波の位置を特定することが必要である。

実験方法としては、シュリーレン法を用いることにより、衝撃波を可視化する。気流状態を固定し、磁場を変化させた場合の衝撃層の広がりの変化を実験的に求める。印加磁場効果を評価するパラメータの一つとして、電磁力と慣性力の比を用いて、そのパラメータを Q とし、次式で表す。

$$Q = \frac{\sigma B^2 L}{\rho U} \quad (3)$$

ここで、 σ , ρ , U , B , L は電気伝導度、密度、流速、磁束密度、試験模型の代表長である。これより Q 値は、模型代表長に対して比例し、流速や密度に対しては反比例する関係がある。しかし、磁場強度に対しては 2 乗に比例する。よって、気流条件を変えるよりも、磁場強度を変化させたほうが、衝撃層の広がりの変化はより大きいはずである。このことより、より大きな衝撃層増大効果を観察するため、気流状態を固定し、磁場強度を変化させ、衝撃層増大効果を調べる。

したがって、本実験の目的は、磁場を印加させた試験模型周りに、膨張波管を用いて高エンタルピ流れを形成し、そして、その試験模型周りの流れをシュリーレン法により可視化し、磁場強度と衝撃波離脱距離の関係を調べることである。

2. 実験方法

温度が低く、電離していない気流状態を作り出すために膨張波管を用いた。Fig.2 に膨張波管の寸法を示す。膨張波管は高圧部、ピストン走行管、中圧管、低圧管からなっており、試験気体は中圧

管内の気体である。Fig.3 は膨張波管の波動線図である。この図から分かるように、高压室内の高速作動バルブを開くと、自由ピストンが移動し、ピストン前方の気体を圧縮させる。高速作動バルブは高压室と圧縮管を区切る役割をしている。そして、ピストン前方の気体が圧縮され、第一隔膜が限界圧力に達すると、破膜する。そこで生成された衝撃波は、中圧管内を通過して、第二隔膜まで到達する。そして、第二隔膜が破膜し、高真空な加速管へ衝撃波が伝わり、加速管内の気体が試験気体を引っ張ることにより膨張、加速させられる。このような過程により、膨張波管では、加熱による内部エネルギー増加によるものではなく、運動エネルギー増加による、極めて高いエンタルピ流を発生することができる。

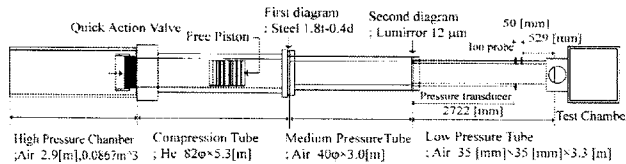


Fig.2 Schematic of expansion tube

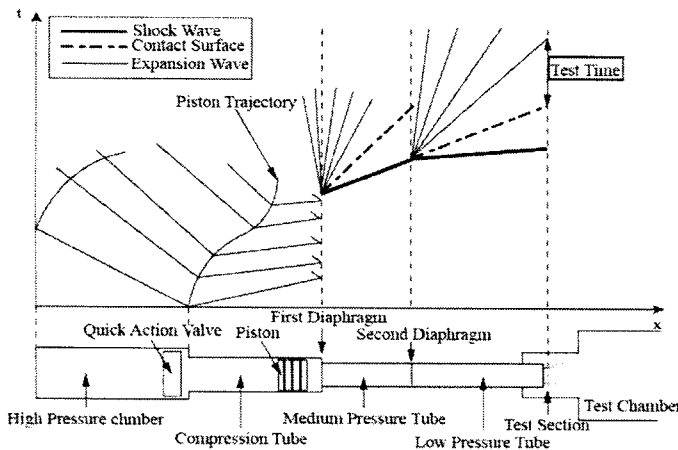


Fig.3 x-t diagram of the expansion tube

膨張波管の作動条件は、印加磁場の効果が表れるような試験気流が発生するようにした。そのためには、干渉パラメータ Q 値をできるだけ大きくする必要がある。干渉パラメータ Q とは、電磁力を慣性力で割った値であり、慣性力を小さくすればその値は大きくなる。そのためには、試験気流の密度と流速の積の値を下げる必要がある。この実験では、中圧管の初期圧力を下げることにより試験気流の密度を下げ、また、低压管の初期圧力も下げることにより試験気流の速度を上げることとした。

膨張波管のオペレーションの初期状態を Table 1 に示す。実験では印加磁場効果を観察する際、気流状態を固定して、磁場強度を変化させていく。そのため膨張波管の作動状況も変化させずにを行った。

Table 1 Expansion tube Operation Conditions

Component	Value	Material /Species
High pressur chamber	2.7 MPa	Air
Compression Tube	101 kPa	Hc
1st Diaphragm	55.7 MPa	Steel, 1.8t-0.4d
Medium Pressure Tube	1.0 kPa	Air
2nd Diaphragm	12 mm	PET
Low Pressure Tube	4 Pa	Air

衝撃波の可視化方法としてはシュリーレン法を用いた。シュリーレン法とは、式(4)に示すように、流れの密度変化量が光の明るさに比例して変化することを利用した可視化方法である。

$$\frac{\Delta I}{I} = K \frac{\partial \rho}{\partial y} \quad (4)$$

ΔI , I , K , ρ , y は光の変化量, 発光強度, Gladstone-Dale 定数, 密度, 密度の変位方向座標である。Fig.4 にシュリーレン光学系を示す。レーザー(FKLA-8000, greenOmicron Laserage Laserprodukte GmbH, 出力 6 W, 波長 532 nm)から出た光はイクスパンダーによって一度広げられ、凸面鏡にて再び集光され焦点を形成する。その焦点にピンホールを設置することにより余分な光をカットし、焦点距離 1500 mm の凹面鏡に入光する。この凹面鏡により平行光が作られ、観測部を通過して反対側の凹面鏡まで達する。二つの平面鏡の間隔は 5000 mm であり、その中心に観測部が来るようにしてある。そして、反対側の凹面鏡で反射した光は再び焦点を形成する。観測部を通過した後の焦点にはナイフエッジを設置し、光を半分程カットした。ナイフエッジの方向は流れに垂直な方向で、上流側から切っている。ナイフエッジを通過した光はバンドパスフィルター(中心波長 532 nm, 半値全幅 2.0 nm, エドモンド・オプティクス・ジャパン株式会社)を通ることにより、流れの自発光による光を遮断し、レーザー光のみが高速カメラ(撮影周期 2 μs, HPV-1, 島津製作所)に入るようにした。

試験模型の磁場発生源として永久磁石を用いた。Fig.5 に示すようにアルミニウム製のロッド

($\phi 17$ mm)の先端に、真ちゅう製のアダプターを設置し、その先端に $\phi 15$ mmの球状の磁石を取り付けた。磁場強度は0 T, 0.43 T, 0.73 Tの3つの場合で行った。

気流状態を把握するために、圧力センサーを用いて静圧とピトー圧を計測した。また、2つのイオンプローブを用いて伝播衝撃波速度を求めた。

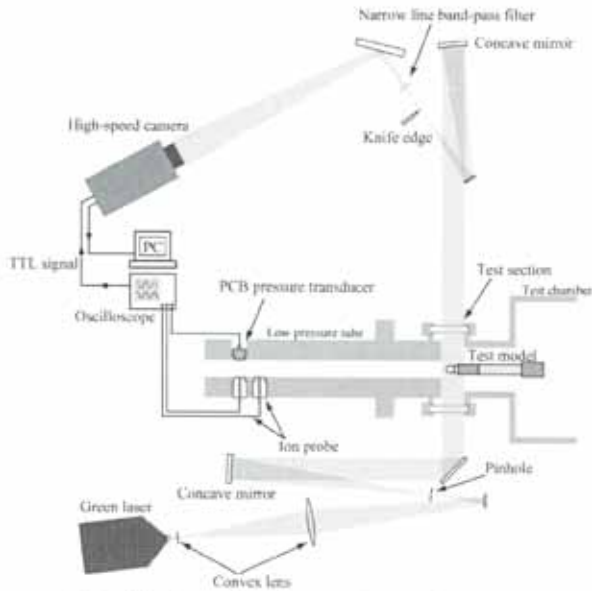


Fig.4 Schematic of experimental setup

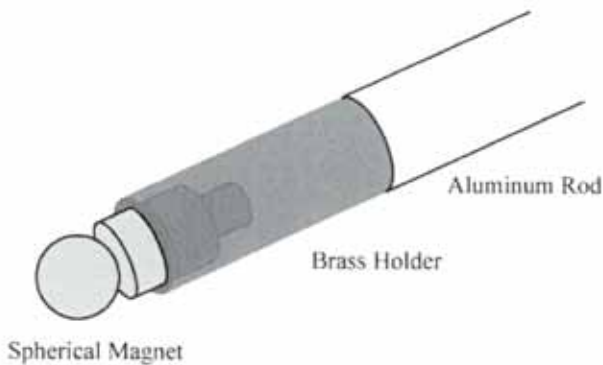


Fig.5 Test model

3. 実験結果

膨張波管によって生成される気流状態を把握するため、衝撃波速度と静圧履歴とピトー圧履歴を計測した。ピトー圧履歴と静圧履歴を Fig.5 に示す。0 μ s から急激に圧力上昇を示しているものがピトー圧で、0 μ s から徐々に圧力が上昇しているものが静圧である。Fig.6 ではピトー圧、静圧をそれぞれ P_p , P_s としている。また、図中の2本の破線は試験時間の始まりと終わりを示している。

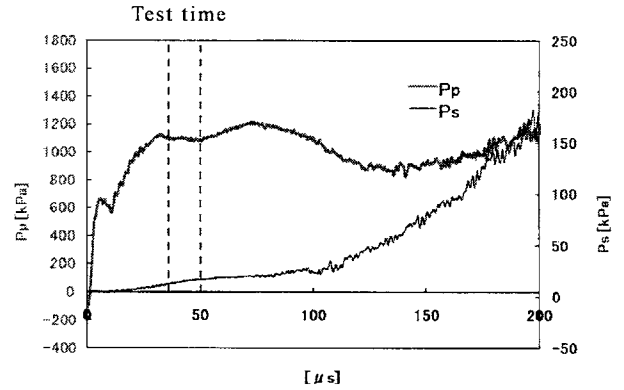


Fig.6 Test time and pressure history

ここで、気流状態を求める方法について説明する。気流速度については、衝撃波速度から単純理論¹⁴⁾を用いて算出した値と熱化学平衡を仮定した計算コード¹⁵⁾を用いて算出した値を平均した¹⁶⁾。試験時間については、その開始時刻は気流速度と膨張波管の長さから試験気流の到達する時刻を求め、終了時刻はピトー圧において試験気流開始時刻から 10 μ s ごとの平均値を算出し、その変動が 2%以内となる時間帯までとした。これらより導き出された試験時間は衝撃波が模型に到達してから 35.1 μ s 後から 50.6 μ s となる。また、気流マッハ数、温度、密度は熱化学平衡を仮定した計算コード¹⁵⁾を用いて算出した。本研究の試験気流状態を Table.2 に示す。

Table.2 Freestream characteristics of test flow

Variable	Value
Shock speed	12.66 \pm 0.32 km/s
Flow velocity	11.16 \pm 0.21 km/s
Static pressure	14.66 \pm 0.43 kPa
Pitot pressure	1092.59 \pm 12.09 kPa
Temperature	4447 \pm 10 K
Flow density	9.433 \pm 0.255 $\times 10^{-3}$ kg/m ³
Mach number	8.130 \pm 0.161
Test time (After shock arrival)	35.1~50.6 μ s

衝撃層増大効果の検証には画像解析を用いた。試験時間内に高速度カメラにより撮影した画像を用いて画像解析を行った。その撮影周期は 2 μ s で、試験時間内に撮影した画像は 7 枚である。その撮影画像の 1 枚を Fig.7 に示す。この画像は流れが左方向から半球状の模型に到達する。また、衝撃波が暗く写っている。

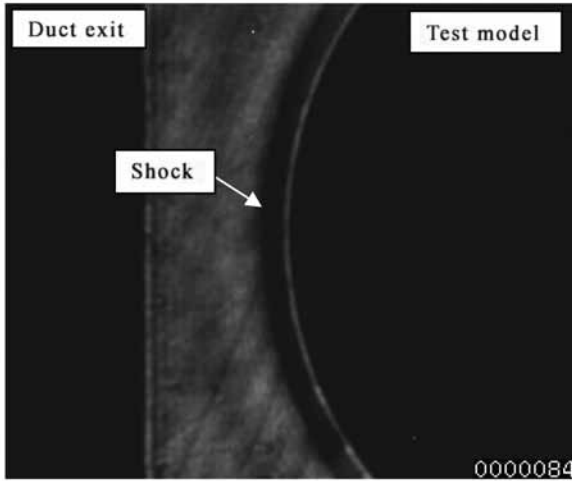


Fig.7 Image of the shock wave visualized by schlieren method

そして撮影画像のよどみ線上の発光強度分布を 0 T, 0.43 T, 0.73 T において、それぞれ求め、グラフにしたものが Fig.8 である。I, I₀, δ, R は発光強度、衝撃波が来る直前の光の強度、衝撃波離脱距離、模型半径である。ここで、画像 1 枚 1 枚にバックライトの強度によるむらがあり、その差をなくすためと、光の強度の変化量を知るために、衝撃波が来る直前の画像のよどみ線上の光の強度を求め、その値で試験時間に撮影した発光強度を割った。このことより、発光強度比が 1 の部分では、光が屈折していないと見ることができる。Fig.8 においてこのような見方をすると、衝撃波は密度の不連続面であるので、発光強度比が 1 である一定した部分から急激に減少している部分が衝撃波の位置であるといえる。しかし、発光強度比の分布が理想的ではなく複雑になっているため、このグラフから衝撃波の位置を特定することが困難である。そのため、以下の式を用いて導き出した値Δを、衝撃波離脱距離として衝撃波の位置を求めた¹⁷⁾。

$$\Delta = 0.41 \frac{\rho_1}{\rho_2} D \quad (5)$$

ここでΔ, ρ₁, ρ₂, D は球の衝撃波離脱距離、衝撃波前方の密度、衝撃波背後の密度、球の直径である。この式は、正確に衝撃波の位置を割り出すためというよりも、各磁場強度での衝撃波離脱距離を相対的に評価するための基準とするために用いた。(5)式で求めた 0T の衝撃波離脱距離の値は 0.0620 で Fig.8 に黒の実線で示している。この 0T における位置での発光強度比が衝撃波を示すものであるとし、その値は 0.03863 である。そのため、0 T, 0.45 T, 0.72 T において、その発光強度比の値を示す位置を衝撃波離脱距離とし、この値はそれぞれ 0.0643, 0.0812, 0.0877 である。こ

のとき、シュリーレン法のナイフエッジの切り方は全てにおいて同じであると仮定している。

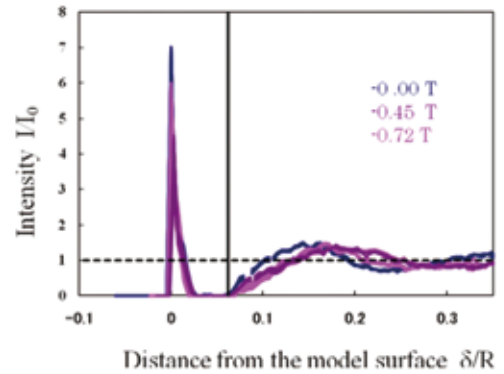


Fig.8 Intensity on the stagnation line

Fig.8 において、横軸の負の方向から見た場合に、発光強度が立ち上がる位置を模型の先端とし、先ほど述べたように衝撃波離脱距離を決め、磁場強度と衝撃波離脱距離の関係をグラフにしたものが Fig.9 である。Δ/R, B は衝撃波離脱距離を模型半径で無次元化したもの、磁場強度である。エラーバーは、発光の立ち上がりの位置と、各画像時間による光の強度のばらつきが原因である。このグラフから、印加磁場強度が増すと、衝撃波離脱距離も増加する傾向を見ることができる。

ここで、電磁力の効果を評価する、電磁力と慣性力の比である干渉パラメータ Q の値を求める。熱化学平衡を仮定した計算コード¹⁵⁾を用いてσ, ρ, U を求めると 4130 [Ωm]⁻¹ 9.45×10⁻³ kg/m³, 11.16 km/s となる。また、B=0.72 T, L=0.015 m を代入すると、干渉パラメータ Q の値は 0.305 となり、Poggie らの計算結果¹⁸⁾と比較しても決して大きな値ではなく、今回の実験での電磁力と衝撃波離脱距離の関係性が妥当であることが分かる。

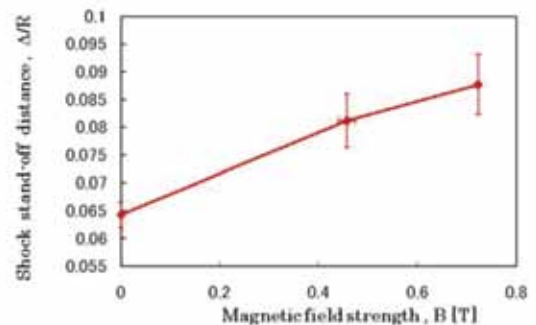


Fig.9 Comparison of the shock stand-off distance

4. 結論

本報告では、膨張波管を用いることにより、磁場を印加した模型周りに、比較的实际の飛行

条件に近い衝撃波を発生させた。そして、その模型周りの気体の密度変化を、シュリーレン法を用いて可視化し、磁場強度を変化させた場合の衝撃波離脱距離の変化を調べた。得られた画像から、それぞれの磁場強度での衝撃波離脱距離を評価したところ、磁場強度が大きくなるにつれ、衝撃波離脱距離も増大する傾向が確認できた。

参考文献

- 1) Resler, E.L. and Sears, W.R.: The Prospects for Magneto-Aerodynamics, Journal of the Aeronautical Science, Vol.25, No.4, 1958, pp.235-254,258.
- 2) Resler, E.L. and Sears, W.R.: The Prospects for Magneto-Aerodynamics Correction and Addition, Journal of the Aero/Space Science, Vol.26, No.5, 1959, pp.318.
- 3) J.Poggie, Gaitonde, D. V., : Computational Studies of Magnetic Control in Hypersonic Flow, AIAA Paper 2001-0196, January, 2001.
- 4) Kenji Matsushita, : Control of Hypersonic Plasma Flow using Electromagnetic Force, Ph. D. thesis, Department of Aeronautics and Astronautics, The University of Tokyo, 2004.
- 5) T. Fujino, I. Funaki, M. Mizuno, H. Sugita, and M. Ishikawa: Numerical Studies of Influences of Hall Effect on MHD Flow Control around Blunt Body OREX, AIAA-2004-2561, June, 2004.
- 6) H. Otsu, K. Matsushita, D. Konigorski, I. Funaki and T. Abe: Reentry Heating Mitigation by Utilizing the Hall Effect, AIAA-2004-2167, June, 2004.
- 7) H. Otsu, T. Abe, and D.Konigorski: Influence of the Hall Effect on the Electrodynamic Heat Shield System for Reentry Vehicles, AIAA-2005-5049, June, 2005.
- 8) Y. Takizawa, S. Sato, T. Abe and Detlev Konigorski: Electro-Magnetic Effect on Shock Layer Structure in Reentry-Related High-Enthalpy Flow_ AIAA 2004-2162,2004.
- 9) Y. Takizawa, A. Matsuda, S. Sato, T. Abe and D. Konigorski: Experiment on Shock Layer Enhancement by Electro-Magnetic Effect in Reentry-Related High-Enthalpy Flow___AIAA 2005-4786,2005.
- 10) A.Matsuda, K. Wakatsuki, M. Kawamura, Y. Takizawa, D. Konigorski and T. Abe: Shock Layer enhancement by electro-magnetic effect for spherical blunt body_AIAA 2006-3573, 2006.
- 11) Y. Takizawa, A. Matsuda, S. Sato, T. Abe and D. Konigorski: Experimental investigation of the electromagnetic effect on a shock layer around a blunt body in a weakly ionized flow, Physics of Fluids, vol.18, No.11, pp117105-1-pp117105-10,2006.
- 12) H.katsurayama, Takashi Abe, Detlev Konigorski, Hiroataka Otsu,: Numerical Study of the Electromagnetic Control of a Weakly Ionized Flow Around a Blunt Body, AIAA Paper, 2007-4529,2007.
- 13) T.Tanifuji, Atsushi Matsuda, Katsumi Wasai, Hiroataka Otsu, Hiroyuki Yamasaki Detlev Konigorski ,: Expansion Tube Experiment of Applied Magnetic Field Effect on Reentry Plasma, AIAAPaper-2008-1113,2008.
- 14) 生井武文, 松尾一泰:衝撃波の力学, コロナ社,1983
- 15) W.H. Heiser and D. T. Pratt ,:Hypersonic Air-breathing Propulsion,AIAA Education Series,1994.
- 16) 谷藤鉄也, 再突入飛行における印加磁場効果における衝撃層増大効果に関する実験的研究, 東京工業大学総合理工学研究科創造エネルギー専攻修士論文, 2008.
- 17) ULBUR C.NELSON ,: THE HIGH TEMPERATURE ASPECT OF HYPERSONIC FLOW , PP.519-527,(1962)
- 18) J,Poggie. D V.Gaitonde,: Magnetic control of flow past a blunt body: Numerical validation and exploration, PHYSICS OF FLUIDS, Vol.14, No5,2002,pp.1720.