

# 膨張波管を用いた印加磁場による衝撃層拡大効果に関する実験的研究

牧野仁(東海大学), 谷藤鉄也(東京工業大学), 和才克己(東海大学), 加藤優佳, 大津広敬(静岡大学),  
水書稔治(東海大学), 山田和彦, 安部隆士(JAXA)

## Expansion tube experiment on shock layer enhancement effect of the electromagnetic field

by

Hitoshi Makino(Tokai University), Tetsuya Tanifuji (Tokyo Institute of Technology),  
Katsumi Wasai(Tokai University), Yuka Kato, Hirotaka Otsu (Shizuoka University),  
Toshiharu Mizukaki(Tokai University), Kazuhiko Yamada, Takashi Abe (JAXA)

### Abstract

The flight speed of space plane or reentry capsule reaches 8~12 km/s and the temperature behind the shock wave become tens of thousands of Kelvin. Due to that, development of heat shield systems is one of the most important tasks. Current main heat shield system is the thermal protection tile and ablator. These systems utilize thermal protective structures for reducing heat flux. These thermal protective methods can not be reusable because thermal protective structures 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 vehicle passively from aerodynamic heating, but also reducing aerodynamic heating actively. To reduce aerodynamic heating actively, the method 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 the present study, using expansion tube, we generated the high enthalpy flow, which approached real flight condition comparatively, around the test model with applied magnetic field. And we visualized density variation around the test model, and search 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 is increased with increasing magnetic field intensity.

### 1. はじめに

宇宙往還機や大気圏に再突入するカプセルなどの飛行速度は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、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が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。

他方、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方法だけではなく、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に磁場を印加することにより衝撃波背後の流れを制御するというものである。再突入飛行体周りの弱電離プラズマ流に磁場を印加させると電流が発生する。その電流はFig. 1のようによどみ線の周方向に発生し、電流密度を $J$ とすると、一般化されたオームの法則より

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

とかける。ここで、それぞれ $\sigma$ ,  $E$ ,  $V$ ,  $B$ は導電率、電場、速度ベクトル、磁場である。そして、その周方向の電流密度 $J$ と、機体からの印加磁場 $B$ が相互作用をし、

$$F = J \times B \quad (2)$$

というローレンツ力が働く。この力 $F$ は、速度ベクトルと逆方向に働く抗力として作用することにより、衝撃層を増大させ、熱流束を減少させるものである。

このような空力加熱低減法は今までに研究されてきており、CFDによるMHD数値計算ではPoggieら<sup>1)</sup>、大津ら<sup>2)</sup>などによって行われ、このシステムの有効性が示されている。また、実験的検証については、アークジェットを用いて行われており<sup>3)</sup>、また、膨張波管を用いて谷藤ら<sup>4)</sup>によって行われている。しかし、アークジェットを用いた実験では、生成される気体が衝撃波の前方ですでに電離しており、実際の飛行状態とは異なった気流状態である。一方、過去の膨張波管を用いた実験では、発光を調べることで、衝撃波離脱距離を評価しており、衝撃波の位置を直接捉えているわけではない。そのため、

本研究では、再突入環境を模擬するために、膨張波管を用いて温度の低い電離していない高エンタルピ気流を作り出し、実験データと解析を用いて一様流条件の特定を行った。そして、衝撃波の位置を特定するためにシュリーレン法を用いて試験模型周りに形成される衝撃波を可視化した。そして、得られた画像から磁場強度と衝撃波離脱距離の関係を調べ、数値計算結果と比較検討し、印加磁場による衝撃層拡大効果を実証する。

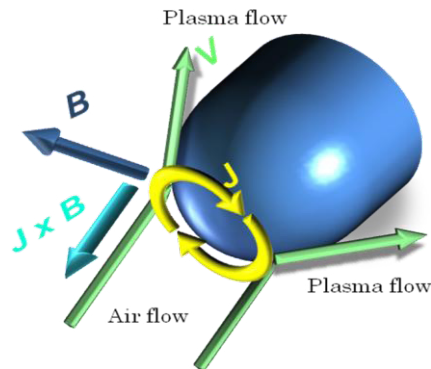


Fig. 1 Mechanism of the interaction between plasma flow and magnetic field

## 2. 実験方法

### 2. 1 膨張波管

温度が低く電離していない高エンタルピ気流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、中圧管内の気体が試験気体である。Fig.3は膨張波管の波動線図である。この図からわかるように、高圧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圧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。

ここで、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ため、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オペレーションの初期状態は変化させずに実験を行った。

Table 1 Expansion tube Operation Conditions

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

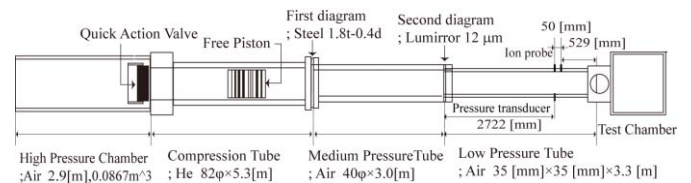


Fig. 2 Schematic of the expansion tube

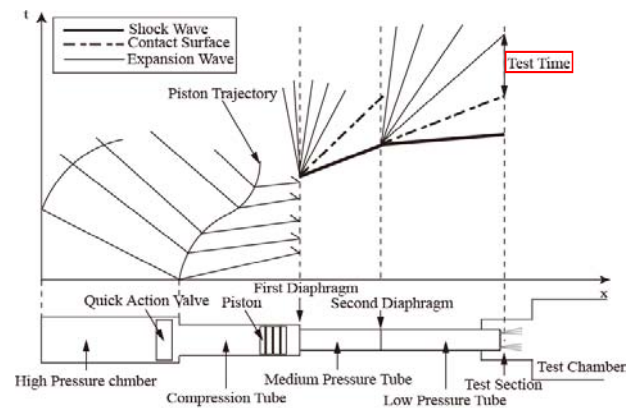


Fig. 3 x-t diagram of the expansion tube

### 2. 2 シュリーレン法

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(3)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。

$$\frac{\Delta I}{I} = K \frac{\partial \rho}{\partial y} \quad (3)$$

$\Delta I$ ,  $I$ ,  $K$ ,  $\rho$ ,  $y$ 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(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なっている。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  $\mu$ s, 露光時間250 ns, HPV-1, 島津製作所)に入るようにした。

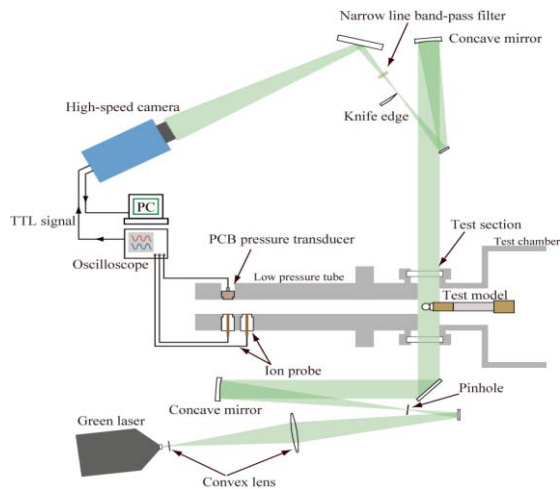


Fig. 4 Schematic of experimental setup

2. 3 試験模型

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。磁場は双曲子磁場である。実験に用いた磁石は磁場なし(0 T)と弱磁場(0.45 T)と強磁場(0.72 T)のものである。弱磁場と強磁場の場合のよどみ線上の磁場強度分布の一例をFig.6に示す。

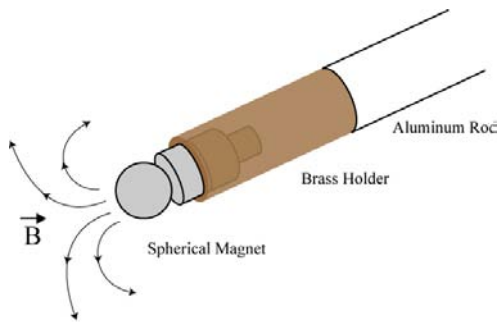


Fig. 5 Test model

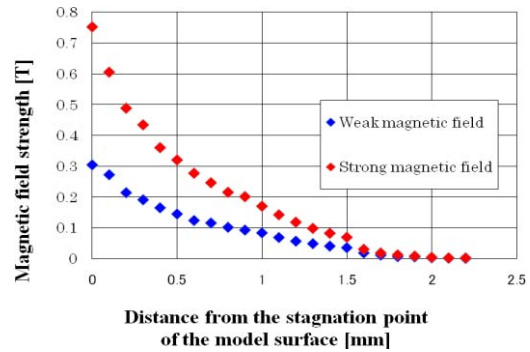


Fig. 6 Magnetic field distribution on the stagnation line

2. 4 圧力・速度計測

気流状態を把握するために、圧力センサ(PCB PIEZOTRONICS)を用いて静圧と全圧を計測した。静圧計測は、膨張波管の壁面に圧力センサを取り付けることにより計測した。全圧計測は、Fig.7のように圧力センサを気流に対抗する向きに設置した。取り付ける場所は試験模型と同じ場所に設置し、別途計測した。また、銅の電極(Ion probe)を膨張波管の壁面の2ヶ所に設置し、解離・電離した伝播衝撃波の到達とともに銅の電極に電流が流れることを利用して衝撃波速度を求めた。

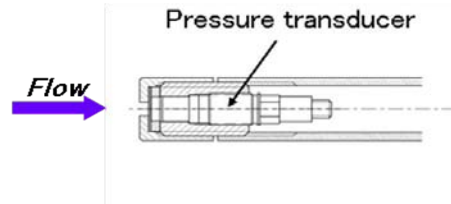


Fig. 7 Stagnation pressure measurement

3. 数値計算法

膨張波管によって作り出された気流を用いて、模型周りに形成される衝撃波の数値解析を行った。この計算法は誘導磁場を無視し、印加磁場のみを考慮する低磁気レイノルズ数近似<sup>1)</sup>を行ったものである。また計算で用いた方程式は Navier-Stokes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力およびJoule熱を考慮したものである<sup>5)6)</sup>。模型の形成する磁場は、双曲子磁場と仮定した。

4. 実験結果

4. 1 試験気流

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全圧履歴を計測した。その全圧履歴と静圧履歴を Fig.8 に示す。そして、これらの値から気流状態を定義する。気流速度については、2つのイオン

ローブの応答差から衝撃波速度を求め、その衝撃波速度から熱化学平衡を仮定した計算コード<sup>7)</sup>を用いることにより求めた。試験時間については実験と解析を併用して総合的に求めた。まず、熱化学平衡を仮定し、気流速度から試験時間を見積もると、 $15\ \mu\text{s}\sim 50\ \mu\text{s}$  となり、理想気体を仮定して試験時間を見積もると  $52\ \mu\text{s}\sim 65\ \mu\text{s}$  となる。また、Fig.8の全圧履歴から、接触面背後では Mach 数が増大し、全圧も増加することから接触面は  $35\ \mu\text{s}$  に到達していると考えられる。そして試験時間の間は全圧が一定である安定した気流が持続することとし、これらのことを考慮すると、試験時間は  $35\ \mu\text{s}\sim 50\ \mu\text{s}$  という事となった。そして試験気流の Mach 数、温度、密度は熱化学平衡を仮定した計算コード<sup>7)</sup>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 Free stream characteristics of test flow

Variable	Value	Source
Shock speed	$12.66\pm 0.32$ km/s	Measured
Flow velocity	$11.95\pm 0.31$ km/s	Calculated
Static pressure	$14.2\pm 2.5$ kPa	Measured
Stagnation pressure	$1092.59\pm 12.09$ kPa	Measured
Temperature	$4875\pm 775$ K	Calculated
Flow density	$7.91\pm 0.34\times 10^{-3}$ kg/m <sup>3</sup>	Calculated
Mach number	$8.27\pm 0.50$	Calculated
Test time (After the shock arrival)	$35\sim 50\ \mu\text{s}$	Integrated

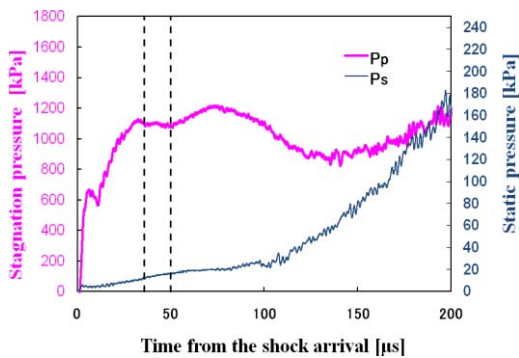


Fig. 8 Test time and pressure history

#### 4. 2 画像解析

高速度カメラを用いて膨張波管によって作り出される一連の気流変化を撮影した。その撮影画像の一枚を Fig.9 に示す。ダクト出口から気流が放出され、球状の模型に到達し、衝撃層が暗く映し出されているのが見える。また、膨張波管によって作り出された気流を時系列に追って特徴的な部分を示したものが Fig.10 である。この Fig.10 の①

から⑥までの番号の横に記載されている時間は、衝撃波が到達してからの経過時間を示している。①は伝播衝撃波が到達する前の画像、②は伝播衝撃波が到達した瞬間の画像、③は接触面が到達する前の画像、④、⑤は接触面到達後の試験気流の画像、⑥は試験気流が終わり膨張波や圧縮管内の気体が到達していると考えられる時の画像である。③、④、⑤の画像は衝撃層が暗く写っているのに対し、⑥の画像では衝撃層が明るく写っている。これは、光が分子の密度変化だけでなく電子の密度変化にも依存するためである。電子の屈折率への寄与は、分子のそれとは逆である。

試験時間に撮影された画像を用いて印加磁場による衝撃層拡大効果の検証を行った。試験時間は  $15\ \mu\text{s}$  であり、撮影周期は  $2\ \mu\text{s}$  であるので、その間に撮影された画像は7枚である。そして、それらの画像のよどみ線上の光の強度分布をそれぞれの磁場(0 T, 0.45 T, 0.72 T)の模型において求めて比較した。そのグラフを Fig.11 に示す。I,  $I_0$ , x, R はその座標での光の強度、衝撃波が来る直前の画像の光の強度、よどみ線上の座標、模型半径である。横軸は模型先端を0とした時のよどみ線上の座標であり、値が大きいほうが流れの上流側である。また、縦軸は光の強度比である。縦軸を光の強度比で表わした理由の一つは、それぞれの撮影画像にバックライトの強度のむらがあり、その影響を少なくするためである。もう一つの理由は、光の強度の変化量を求めるためである。その方法としては、衝撃波到達の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それぞれの画像のよどみ線上の光の強度を割った。このことより、光の強度比が1の部分では、光が屈折していないと見ることができる。ここで、Fig.11において、光の屈折率が気体分子密度のみならず、電子数密度にも影響し、その屈折率の符号が逆であること、シュリーレン法のナイフエッジは上流側から切っていることを考慮すると、光の強度比が1よりも大きい部分では分子の密度変化の効果が電子のそれよりも大きいことを示しており、1よりも小さい部分では電子の密度変化の効果が分子のそれよりも大きいことを示していると理解できる。しかし、Fig.11においては光の強度分布が衝撃波を含んでなだらかになっており、衝撃波の位置をこのグラフから特定するのが困難である。そのため、数値計算結果を用いて実験における衝撃波の定義とすることにした。ここで磁場なしモデルにおいてのよどみ線上の光の強度分布と、数値計算結果のよどみ線上の密度分布を比較したものが Fig.12 である。この数値計算において密度変化が起こり始める位置を衝撃波の位置と定義した。その衝撃波の位置は模型先端から 0.0715 であり黒の実線で示す。そして、その衝撃波の位置での磁場なしモデルにおけるシュリーレン画像の光の強度比の値が衝撃波を示す値とし、その値は 0.336 である。この値を Fig.11 に黒の破線で示す。また、このときの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。

そして、その衝撃波を示す光の強度比(0.336)の位置を、それぞれの磁場(0 T, 0.45 T, 0.72 T)で調べたものが Fig.13 である。0 T, 0.45 T, 0.72 T の場合の衝撃波離脱距離はそれぞれ0.0715, 0.0793, 0.0934 である。これより磁場強度を増すと、衝撃波離脱距離も増加する傾向が確認できる。また、数値計算を用いて磁場強度と衝撃波離脱距離の関係を示したものが Fig.14 であり、0 T, 0.45 T, 0.72 T の場合の衝撃波離脱距離はそれぞれ0.0715, 0.0718, 0.0721 である。実験結果と同様に磁場強度を増すと衝撃波離脱距離も増加する傾向がみられる。そして、実験結果と数値計算結果を比較したものが Fig.15 である。これより、数値計算結果よりも実験結果のほうが印加磁場の効果が大きく表れていることが分かる。

ここで、プラズマ流と印加磁場の相互作用の効果を評価するパラメータ Q というものがあり、次式で表わせる。

$$Q = \frac{\sigma B^2 L}{\rho U} \quad (4)$$

ここで、 $\sigma$ ,  $\rho$ ,  $U$ ,  $B$ ,  $L$  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。今回の実験では、 $\sigma$ ,  $\rho$ ,  $U$  の値はそれぞれ  $3529 [\Omega\text{m}]^{-1}$ ,  $7.91 \times 10^{-3} \text{ kg/m}^3$ ,  $11.95 \text{ km/s}$  となる。また、 $B$ ,  $L$  の値を  $0.72 \text{ T}$ ,  $0.015 \text{ m}$  を代入すると、干渉パラメータ Q の値は  $0.290$  となり、決して大きな値でないため数値計算において印加磁場の効果が少ないことは理解できる。また、干渉パラメータ Q の値と熱流速の減少率の関係は大津ら<sup>8)</sup>によって調べられている。

また、印加磁場の効果が実験と数値計算とが異なっている原因の一つとしては、実験データを用いて予測した数値計算に用いた流れと、実際の流れとが必ずしもよく一致しているとは限らないためであると考えられる。そのため、今後は、より詳しく、正確に、気流状態を把握する必要があると考えている。ほかの原因としては、 $\sigma$  の値についてである。この値は計算から求めたものであるため、精度については検討する必要がある。そのためこの  $\sigma$  の値を正確に把握することが重要であると考えている。

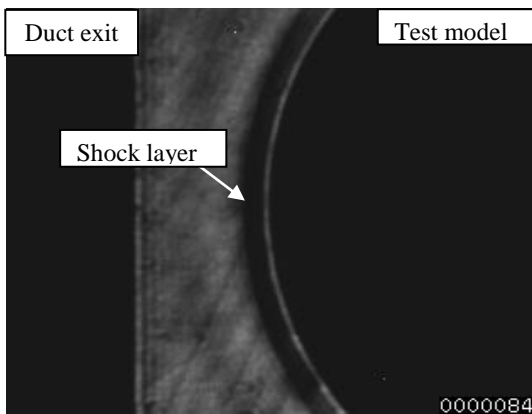


Fig. 9 Image of the shock wave visualized by schlieren Method

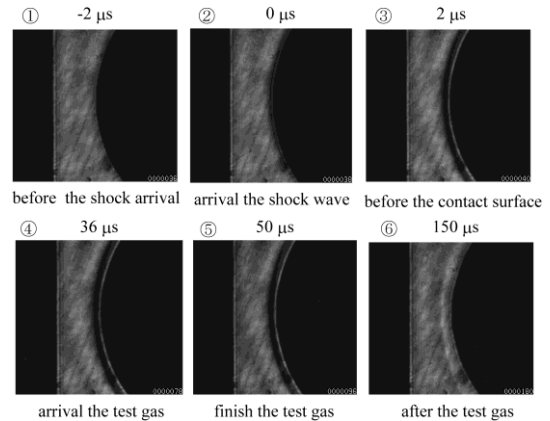


Fig. 10 Sequential photograph of the shock layer

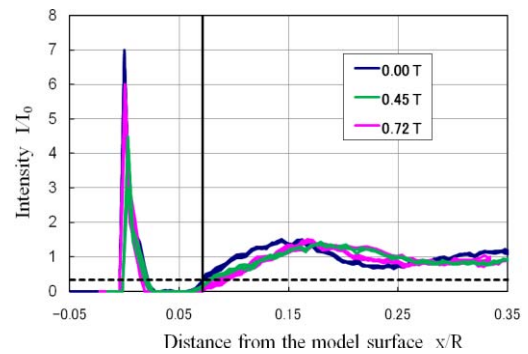


Fig. 11 Intensity on the stagnation line

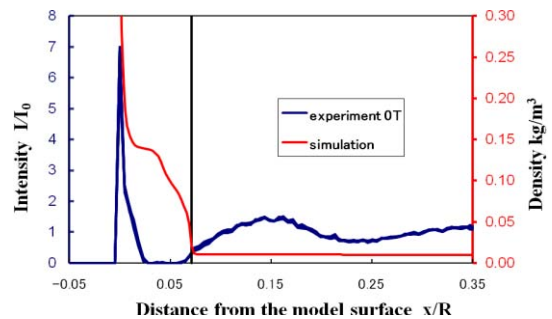


Fig. 12 Determination of the between experiment and simulation

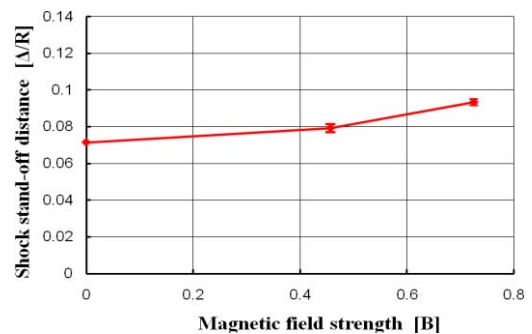


Fig. 13 Comparison of the shock layer in the experiment

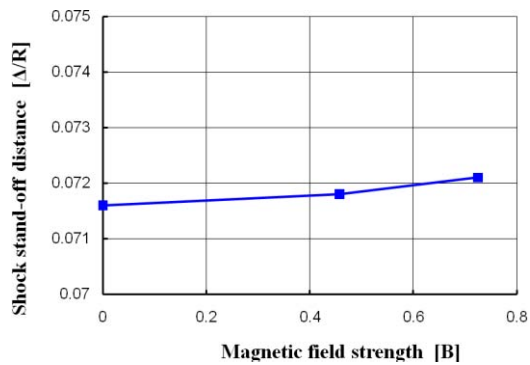


Fig. 14 Comparison of the shock layer in the simulation

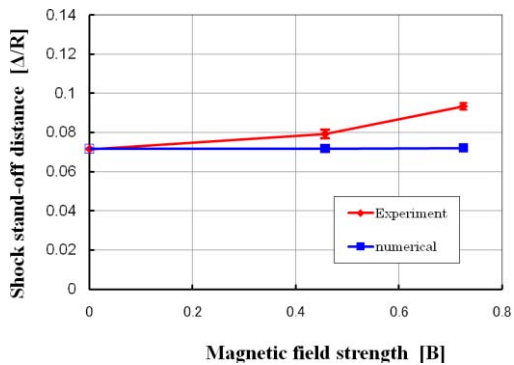


Fig. 15 Comparison of the shock layer between experiment and simulation

## 5. 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、温度が低く、電離していない高エンタルピー気流を作り出し、その気流を用いて球状模型周りに衝撃波を含む流れを形成した。さらに、磁化された模型を用いることにより、磁気の流れに対する効果、特に衝撃波離脱距離に対する効果をシュリーレン法を用いて観察した。その結果、磁場強度を増すにつれて、衝撃波離脱距離も増加する傾向が確認できた。

## 参考文献

- 1) J. Poggie, D.V. Gaitonde: Computational Studies of Magnetic Control in Hypersonic Flow, AIAA Paper 2001-0196, 2001
- 2) 大津広隆, 安部隆士, 舟木一幸, 電磁力による空力加熱低減法の超軌道飛行体への適用, 日本航空宇宙学会論文集, Vol.54, No.628, pp.181-188, 2006.
- 3) 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.

- 4) T. Tanifuji, A. Matsuda, K. Wasai, Hi Otsu, H. Yamasaki D. Konigorski, : Expansion Tube Experiment of Applied Magnetic Field Effect on Reentry Plasma, AIAA Paper 2008-1113, 2008.
- 5) H. Otsu, K. Matsushita, D. Konigorski, I. Funaki and T. Abe: Reentry Heating Mitigation by Utilizing the Hall Effect, AIAA Paper 2004-2167, 2004.
- 6) H. Otsu, T. Abe, Y. Ohnishi, A. Sasoh and K. Takayama: Numical Investigation of High-Enthalpy Flows Generated by Expansion Tube, AIAA Journal, pp. 2423-2430, 2002.
- 7) Heiser W. H. and Pratt d. T.,: Hypersonic Airbreathing Propulsion, AIAA Education Series, 1994.
- 8) H. Otsu, A. Matsuda, T. Abe, D.Konigorski, Feasibility Study on the Flight Demonstration for a reentry vehicle with the Magnetic Flow Control System, AIAA Paper 2006-3566, 2006.