

〔特集〕電磁流体

MHD 技術の航空宇宙分野への応用

*筑波大学 大学院システム情報工学研究科 藤野 貴 康†
筑波大学 大学院システム情報工学研究科 石川 本 雄

Application of MHD Engineering on Aerospace Field

Takayasu FUJINO, Graduate School of Systems and Information Engineering, University of Tsukuba
Motoo ISHIKAWA, Graduate School of Systems and Information Engineering, University of Tsukuba

1 はじめに

プラズマを利用した電磁流体力学 (Magnetohydrodynamics, MHD) の工学分野への応用は、地上用の大容量高効率発電を目指したものがこれまで主であったが、近年、航空宇宙分野への応用を目指した研究も盛んになりつつある。

プラズマ MHD 技術の航空宇宙分野への応用の一つとして、プラズマ工学などの教科書に古くから紹介されているのが MHD 加速器である。その原理は至って簡単で、磁場 \mathbf{B} が印加されたダクト内に外部から強制的に電流 \mathbf{j} を流し込み、ローレンツ力 $\mathbf{j} \times \mathbf{B}$ で流れを加速するものである。大気圏再突入時などの高エンタルピー極超音速流れを模擬するための装置として、アーク加熱型や誘導結合加熱型のプラズマ風洞が一般に用いられている。これらの風洞では貯気槽部で生成した高温・高圧のプラズマを気体力学的にノズルで加速しているが、MHD 加速器を用いて電磁力学的にさらに加速させることで、貯気槽の熱・圧力条件を変化させることなく、試験気流の速度・エンタルピーを高めることが可能である。現在、定常的に稼働している大型の MHD 加速風洞は、ロシアの TsAGI¹⁾ に唯一あるだけだが (200-300kW の同軸アーク方式、印加磁場 2.5T、澱み点温度 3700K 程度、澱み点圧力 3atm 程度、気流速度 8km/s 程度)、米国の NASA でも、この種の風洞の必要性が認められ、Marshall Space Flight Center で MAPX (Magnetohydrodynamic Augmented Propulsion Experiment) プロジェクト²⁾ として、MHD 加速風洞の製作が着々と進められている。この MAPX プロジェクトで非常に興味深いのは、この装置を単なる MHD 加速風洞と位置づけているだけでなく、将来の宇宙

航行用大推力推進器として MHD 加速器を用いることの可能性を検討するための基礎実験装置としても位置づけていることにある。

MHD 技術の航空宇宙工学分野への応用に関して世界的な研究動向が把握できる米国航空宇宙学会 AIAA の Plasmadynamics and Lasers Conference (毎年開催) や関連の研究者によって開かれる MHD 技術の発電・航空宇宙応用に関する国際会議 (二年毎) では、近年、MHD 技術のラム/スクラムジェットエンジン極超音速機への応用に関する研究発表が数多くある。その研究の方向性として、現在、大別すると二つあり、一つはロシアで提案された AJAX コンセプト³⁾ に沿った研究と、もう一つは米国の HVEPS (Hypersonic Vehicle Electric Power Generation System) プロジェクト⁴⁾ に沿った研究である。空気吸い込み型のラム/スクラムジェットエンジンは、タービン圧縮型のジェットエンジンとは異なり、大気の動圧を利用して空気を圧縮し、その後、燃焼器でエネルギーを投入し、ノズルを介して燃焼ガスを噴射することで推力を得る。AJAX コンセプトでは、燃焼器の前方に MHD 発電機を、燃焼器の後方に MHD 加速器を設ける。MHD 発電機を用いて流れのエンタルピーを電力に変換し、その過程を介して燃焼器へ流入する流れの圧力・温度を制御する。抽出した電力は燃焼機をバイパスして MHD 加速器に供給され、流れの再加速に利用する。MHD プロセスの導入に起因した全圧損失や熱効率の低下は避けられないが、MHD プロセスの導入が燃焼性能の改善や飛行条件の拡大をもたらす、総合的にはラム/スクラムジェットエンジンの高性能化に繋がると考えられている。なお、抽出した電力は MHD 加速器で推進エネルギーとして利用されるだけでなく、MHD 発電機の前段部にある予備電離装置にも一部供給され、

*〒305-8573 つくば市天王台 1-1-1

† E-mail: tfujino@kz.tsukuba.ac.jp

気流のプラズマ化にも利用される。AJAX コンセプトに沿った最近の研究動向は、熱力学的手法によるこのコンセプトの有用性の検証や CFD によるスクラムジェットエンジン内の電磁流体挙動の詳細な把握といった段階であるが、研究開発の更なる活性化のためには MHD エンタルピーバイパスエンジンの実証実験が強く望まれる。

米国では、HVEPS プロジェクトとして 2001 年から 5 年計画でスクラムジェットエンジンと MHD 発電とを組み合わせた航空機搭載型の発電システムの研究が開始された⁴⁾。スクラムジェットエンジンは、機械的な可動部を持たないため、軸出力を取り出すことができず、機内で消費する電力を一般的な回転型の発電機で生み出すことはできない。HVEPS プロジェクトでは、MHD 発電機の特長である (1) 機械的な可動部を必要とせずに流体のエンタルピーを直接電気エネルギーに変換できること、(2) 単位体積当たりの出力密度が極めて高いことなどに注目し、先の AJAX コンセプトのように流れの制御を主目的として MHD 発電機を用いるのではなく、スクラムジェットエンジン航空機の電力を賄う電源として MHD 発電機を主に利用することを考えている。この HVEPS プロジェクトでは、図 1 に示すように MHD 発電機をスクラムジェット燃焼器の後方に設置し、高温・超音速の燃焼ガス（導電性を持たすためにアルカリ金属を微量添加）を作動流体として MHD 発電機を運転することが想定されている。2006 年にその実証実験が HVEPS プロジェクトの一環として、General Atomic 社を中心に、Lytec 社, LLC 社, NASA マーシャル宇宙センターの協力で、United Technology 社のスクラムジェット試験装置を用いて行われた⁵⁾。この実験から、MHD 技術によって超音速燃焼気流から電力を抽出することが可能であることを実証でき、また今後の課題も明確になった。なお、長岡技術科学大学の原田によってこの実験の主要な結果が文献(6) にコンパクトにまとめられているので、興味を持たれた方は参照されたい。

ラム/スクラムジェットエンジン極超音速機への MHD 技術の応用に並んで、MHD 技術の航空宇宙分野への応用研究として活気があるのは MHD 技術を利用した地球再突入・惑星突入時の空力加熱・飛行特性の能動的制御（以下、MHD Flow Control と呼ぶ）に関する研究である。著者らも、ここ最近、数値解析の手法を用いて MHD Flow Control に関する研究を精力的に進めている。

本稿では、この後、MHD Flow Control 及び HVEPS-MHD 発電機を対象として著者らが実施した

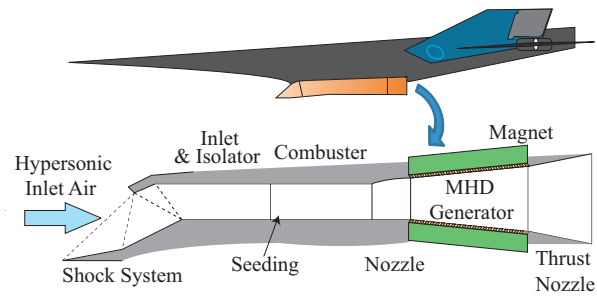


図 1 スクラムジェットエンジン駆動 MHD 発電システムの概念図

数値解析の代表的な結果を紹介する。上記で述べたもの以外にも MHD 技術の航空宇宙分野への応用に関するアイデアは数多くあり、例えば、MHD 発電機の小型・高効率・高出力密度（低比質量）という特性を生かして、太陽エネルギーが十分に得られない火星以遠の惑星や衛星を探索する将来の大型原子力推進機の電源として MHD 発電機を用いることが NASA の Litchford ら⁷⁾や長岡技術科学大学の原田ら⁸⁾により提案されている。また、極超音速機周りの境界層や剥離を MHD 効果によって非接触かつ能動的に制御するアイデアも提案されており、その関連の基礎実験や数値解析が数多く実施されている。なお、文献(9) には、最近の MHD 技術の航空宇宙工学分野への応用に関して、より広く、またより詳細に記載されているので、興味を持たれた方は参照されたい。

2 MHD Flow Control による再突入流れ・熱の能動的制御

2.1 MHD Flow Control の原理

スペースシャトルなどの宇宙往還機は、地球に再突入する際、機体前方の強い離脱衝撃波に起因して、極めて厳しい空力加熱環境下に曝される。米国のスペースシャトルは、C/C(カーボン・カーボン)複合剤や SiC(炭化珪素)複合剤などの耐熱タイルを利用してその厳しい空力加熱から機体を保護している。また、2010 年に地球に帰還予定の小惑星探査機「はやぶさ」はアブレーション法と呼ばれる炭素系樹脂の相変化を利用した熱防御法が採用されている。これらの方法は「熱に耐える」受動的な熱防御技術に分類され、再使用性は乏しいものの、現段階では最も信頼性の高い熱防御技術である。一方、ここで対象とする MHD Flow Control¹⁰⁾は「熱を積極的に低減する」能動的熱防御法に分類され、また、その原理上、極めて再使用性の高い熱防御法であると考えら

れており、将来型宇宙往還機の再使用熱防御法の一つとして検討されている。

地球再突入時に発生する離脱衝撃波は非常に強い。ため、飛行物体と衝撃波の間の領域（衝撃層）の流れはプラズマ状態にある。機体内部に搭載した磁石を用いてこのプラズマ流れに磁場を印加すると、図2に示すようにファラデーの電磁誘導の法則及びホール効果によって衝撃層内に電流が誘起される。その電流と印加磁場の相互作用で発生するローレンツ力が衝撃層内の流れを減速させる。この流れの減速により衝撃層は拡大し（衝撃波が前方に移動）、その結果、壁面近傍の温度勾配が緩やかになり、壁面熱流束が低減する。これがMHD Flow Controlのもともとのアイデアである。さらに最近の研究から、MHD Flow Controlを用いると機体形状を変えることなく高々度領域の抗力を増加させることが可能であり、その結果、空力加熱の厳しい飛行高度領域（高度70-50km）をより低い速度で飛行することが可能となり、このことから空力加熱の低減が期待できると指摘されている。

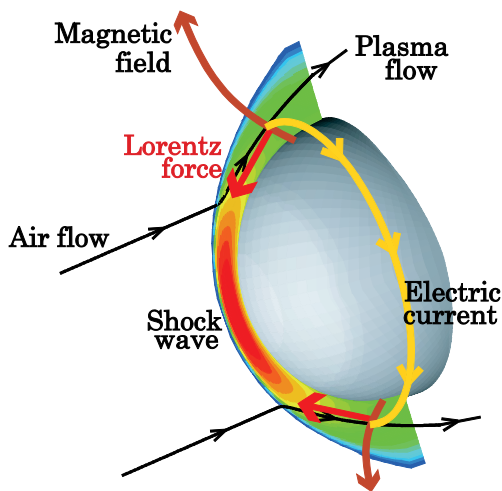


図2 MHD Flow Control の概念図

MHD Flow Control は、これまで提案されている他の能動的熱防御法（冷却媒体を機体表面から吹き出すトランスピレーション法やフィルム冷却法、物理スパイク法など）とは異なり、熱負荷のかかる機体表面に特殊な構造を設けずに能動的に熱防御が可能である。また、磁場発生システムは機体内部に搭載されるので、熱負荷の影響を受けることがなく、再使用が可能であり、MHD Flow Control は将来型の熱防御法として十分な魅力を有す。

一方で、MHD Flow Control が提案された1950年代当時からこの方法の大きな欠点として、またその実現可能性を疑問視する理由として挙げられていたのが磁場発生システムの重量的な問題である。しか

し、最近の大型超電導磁石の軽量・強磁場技術の進歩は目覚ましく、磁場発生システムの重量という観点からのみでMHD Flow Controlの実機への適用可能性を否定する必要はないというのがこの研究に携わっている研究者の考えである。最近の軽量大型超電導磁石の代表的な例として、宇宙線観測気球船“BESS-Polar”に搭載されたソレノイド超電導磁場発生システムが挙げられる¹¹⁾。磁場強さ1.2 Tを持つソレノイドコイル自体の重量は40kg程度（直径900 mm, 長さ1400 mm, 厚み3.4 mm）、冷却システム（2ヶ月以上の低温維持）を含んだ全体の重量も380 kg程度である。従って、このような技術が確立されている現在、スペースシャトルのペイロードが20 tを超すことを考えれば、同程度のスケールを持つ将来の宇宙往還機であればMHD Flow Controlを実機に適用することは十分に可能であると考える。

以下では、まず、著者らがMHD Flow Controlの電磁流体解析で使用している基礎方程式を示し、その後、最近の代表的な解析結果^{12,13)}を簡単に紹介する。

2.2 電磁流体の基礎方程式と解析手法

流れ場の基礎方程式には、再突入流れのCFDで一般に広く利用されているParkの2温度モデル¹⁴⁾に基づく11化学種・熱化学非平衡圧縮性Navier-Stokes方程式¹⁵⁾に、MHD相互作用に関する項をソース項として加えたものを使用している。なお、このParkの二温度モデルでは、各モードのエネルギー緩和速度を考慮して、重粒子の並進モード及び回転モードは常に平衡状態にあるとして一つの温度（並進・回転温度 T_r ）で表し、他の内部モード、すなわち、振動モード、電子励起モード、そして自由電子の並進モードがまた別の平衡状態にあるとして一つの温度（振動・電子励起・電子温度 T_{ve} ）であらわす。以下に、流れ場の基礎方程式をまとめる。

・11化学種($N_2, O_2, NO, N, O, N_2^+, O_2^+, NO^+, N^+, O^+, e$)の連続方程式

$$\frac{\partial \rho_s}{\partial t} + \nabla \cdot \rho_s \mathbf{u} = \nabla \cdot (\rho D_s \nabla y_s) + \dot{\omega}_s \quad (1)$$

$$\rho = \sum_{s=1-11} \rho_s \quad (2)$$

・運動量保存方程式

$$\frac{\partial \rho \mathbf{u}}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u} \mathbf{u}) = -\nabla \cdot \Pi_{i,j} + \mathbf{j} \times \mathbf{B} \quad (3)$$

$$\Pi_{i,j} = -p \delta_{ij} + \mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \mu \delta_{ij} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \quad (4)$$

$$p = \sum_{s \neq e} \rho_s \frac{\bar{R}}{M_s} T_{tr} + \rho_e \frac{\bar{R}}{M_e} T_{ve} \quad (5)$$

・全エネルギー保存方程式

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \rho \left(e + \frac{\mathbf{u}^2}{2} \right) + \nabla \cdot \left(\rho \left(e + \frac{\mathbf{u}^2}{2} \right) \mathbf{u} \right) \\ = \nabla \cdot (k_{tr} \nabla T_{tr} + k_{ve} \nabla T_{ve}) - \nabla \cdot (\Pi_{i,j} \cdot \mathbf{u}) \\ + \nabla \cdot \left(\rho \sum_{s=1-11} h_s D_s \nabla y_s \right) + \mathbf{j} \cdot \mathbf{E} \end{aligned} \quad (6)$$

$$e = \sum_{s=1-11} \frac{\rho_s}{\rho} (e_{tr,s} + e_{ve,s}) \quad (7)$$

・振動-電子エネルギー保存方程式

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \rho e_{ve} + \nabla \cdot (\rho e_{ve} \mathbf{u}) \\ = -p_e \nabla \cdot \mathbf{u} + \nabla \cdot \left(\rho \sum_{s=1-11} h_{ve,s} D_s \nabla y_s \right) \\ + \nabla \cdot (k_{ve} \nabla T_{ve}) + \dot{\omega}_{ve} + \frac{\mathbf{j}^2}{\sigma} \end{aligned} \quad (8)$$

$$e_{ve} = \sum_{s=1-11} \frac{\rho_s}{\rho} e_{ve,s} \quad (9)$$

ここで、 ρ_s : 各化学種の質量密度、 ρ : 混合ガスの質量密度、 y_s : 各化学種のモル分率、 \mathbf{u} : 速度ベクトル、 \mathbf{j} : 電流密度ベクトル、 \mathbf{B} : 磁束密度ベクトル、 \mathbf{E} : 電界ベクトル、 p : 混合ガスの静圧、 p_e : 電子気体の分圧、 $e_{tr,s}$: 各化学種の並進・回転エネルギー、 $e_{ve,s}$: 各化学種の振動・電子エネルギー、 e : 混合ガスの内部エネルギー、 e_{ve} : 混合ガスの振動・電子エネルギー、 h_s : 各化学種の内部エンタルピー、 $h_{ve,s}$: 各化学種の振動・電子エンタルピー、 D_s : 各化学種の実効拡散係数、 k_{tr} : 混合ガスの並進・回転モード凍結熱伝導率、 k_{ve} : 混合ガスの振動・電子励起・自由電子モード凍結熱伝導率、 σ : 電気伝導率である。また、 $\dot{\omega}_s$ は化学反応に伴う各化学種の単位時間・単位体積当たりの質量生成率であるが、本解析では Dunn&Kang の化学反応モデル¹⁶⁾を用いて評価している。 $\dot{\omega}_{ve}$ は粒子系の並進モードと振動モードのエネルギー緩和項、重粒子系と電子系のエネルギー緩和項、及び化学・電離反応に伴う振動・電子エネルギーの生成・消滅項をまとめたものを表している。

これらの流れの基礎方程式は一般座標空間の下で有限体積的に離散化して解く。対流項の数値流速の評価には Shock-Fix 法が組み込まれた AUSM-DV スキ

ームを用いている¹⁷⁾。その際、セル界面の原始変数は山本らが提案した高次精度コンパクト MUSCL-TVD スキーム (最大 4 次精度)¹⁸⁾を用いて評価した。拡散項の離散化には中心差分法を用いている。時間積分には LU-SGS 陰的解法¹⁹⁾を用い、各化学種の化学反応に伴う質量生成・消滅項は Diagonal-Point Implicit 法²⁰⁾を用いて陰的に扱っている。

電磁場の基礎方程式には、以下に示す低磁気レイノルズ数 MHD 近似に基づく Maxwell 方程式とホール効果・電子圧力勾配を考慮した一般化されたオームの式を使用している。

$$\begin{aligned} \cdot \text{低磁気レイノルズ数近似に基づく Maxwell 方程式} \\ \begin{cases} \nabla \times \mathbf{E} = \mathbf{0} \\ \nabla \cdot \mathbf{j} = 0 \end{cases} \end{aligned} \quad (10)$$

・一般化されたオームの式

$$\mathbf{j} = \sigma \left(\mathbf{E} + \mathbf{u} \times \mathbf{B} + \frac{\nabla p_e}{en_e} \right) - \frac{\beta}{|\mathbf{B}|} (\mathbf{j} \times \mathbf{B}) \quad (11)$$

ここで、 e : 素電荷、 β : 電子ホールパラメータである。これらの電磁場の方程式から、電位 ϕ に関する 2 階の偏微分方程式を導き、それを適切な境界条件のもとで Galerkin 有限要素法を用いて解く。得られた電位分布から電界分布がわかり、再度その電界分布を一般化されたオームの式に代入することで、電流分布が得られる。なお、ここで示した一般化されたオームの式にはイオンスリップ項が含まれていないが、高々度条件ではその効果が無視し得ない可能性があるため、現在、イオンスリップ効果を考慮できる解析コードの開発を進めているところである。

2.3 解析結果例

まず、ある特定の飛行条件の解析結果から MHD Flow Control のアイデアを確認するとともに、「壁面と流れの電氣的な結合」という導電性流体ならではの物理現象が理由で MHD Flow Control の適用可能性が機体壁面の電氣的特性に強く左右されることを示す。次に、電磁流体と飛行物体の飛行経路の連成解析の結果から飛行特性に及ぼす MHD Flow Control の影響について簡単に説明する。なお、解析対象とした飛行物体は再突入実験機 OREX(1994, JAXA)²¹⁾を模擬したものであり、ノーズ半径は 1.35m で軸対称形状を有す。また、仮定した印加磁場分布 (ダイポール磁場) も飛行物体の中心軸に対し対称性を有していることから、物体周りの電磁流体場を軸対称(r - z) 2 次元場と近似して解析を行った。

図 3 に磁場を印加した場合(MHD Flow Control 適



図3 磁場を印加した場合 (MHD ON) と印加しない場合の(MHD OFF)の圧力分布の比較
 ((a): 完全絶縁壁条件, (b):完全導体壁条件)

用時)と印加しない場合での圧力分布の比較を示す。なお、図3-(a)は電位分布を求める際に、壁面の境界条件を電氣的に完全絶縁壁(電気伝導率:0)として取り扱ったときの結果であり、一方、図3-(b)は完全導体壁(抵抗率:0)として取り扱ったときの結果である。飛行条件は高度59.6 km, 速度5.6 km/sであり、印加磁場分布には澱み点($r=0\text{m}$, $z=-1.35\text{m}$)で0.5Tを持つダイポール磁場を仮定した。まず、図3-(a)の絶縁壁条件での圧力分布に着目すると、MHD Flow Controlのアイデア通り、磁場を印加することで衝撃波が前方に移動し、衝撃層が拡大していることがわかる。一方、図3-(b)からわかるように、完全導体壁条件の場合には磁場を印加しても全くと言ってよいほど衝撃波の移動(衝撃層の拡大)がみられない。図4に壁面熱流束の分布を示す。なお、壁面の温度は境界条件として1519K(OREX 実験での高度59.6 kmでの値を参考)に固定している。磁場を印加したことで衝撃波が前方に移動した絶縁壁条件では、磁場を印加しない場合に比べて壁面熱流束は低い値を示している。一方、導体壁条件では、磁場を印加しても壁面熱流束はほとんど変化しない。

図5に円周方向電流密度分布を示す。MHD Flow Controlによる衝撃波の移動は、円周方向電流と印加磁場の相互作用で発生するローレンツ力が流れを減速させることで起こり、印加磁場が同じ条件では円周方向電流が強いほど衝撃波の移動が顕著になる。図5からわかるように、絶縁壁条件と導体壁条件で

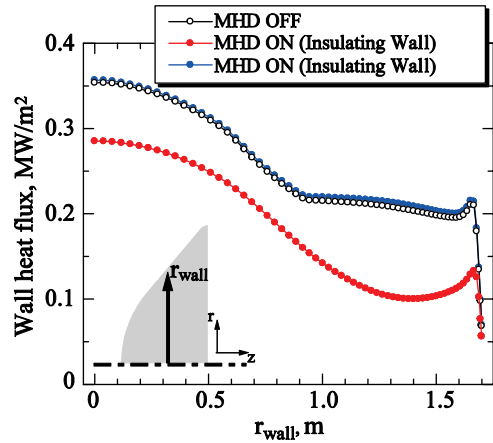


図4 壁面熱流束の分布

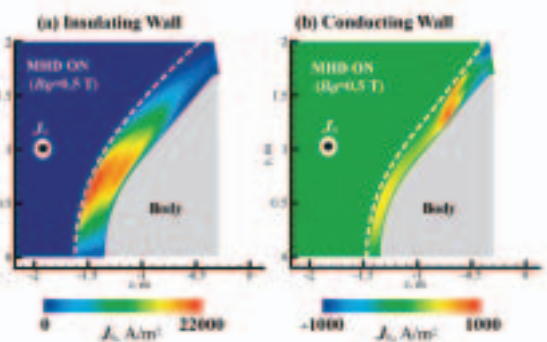


図5 円周方向電流密度の分布(点線: 衝撃波位置)
 ((a): 完全絶縁壁条件, (b):完全導体壁条件)

は円周方向電流密度に大きな差があり、導体壁条件での円周方向電流密度の最大値は絶縁壁条件でのその値の5%以下である。円周方向電流の大きさをファラデーの電磁誘導の法則から考えれば、印加磁場が一定の場合、その大きさはプラズマ流れの電気伝導率と速度だけで決定されることになり、壁の電氣的特性に左右されることはない。ところが、実際には、ホール効果と呼ばれる物理現象が衝撃層内の電磁場現象を強く支配し、その効果を介して衝撃層内の電流は壁の電氣的特性に強く影響を受けることになる。ホール効果は、円周方向(磁場に対して垂直方向)の電気伝導率を減少させる効果を持つ。一方で、ホール効果によって発生する r - z 平面上の電界と印加磁場の相互作用が円周方向電流の駆動力になる。図6に完全絶縁壁及び完全導体壁条件での r - z 平面上の電位分布を示す。絶縁壁条件では機体の澱み点から壁に沿った方向に電位が上昇し、澱み点と肩の間には約4kVもの電位差が発生している。この大きな電位差(強い電界)によって、ホール効果による実効的な電気伝導率の低下があっても、衝撃波を移動させるだけの円周方向電流が得られる。一方、完全導体壁条件においては、機体壁面に沿った

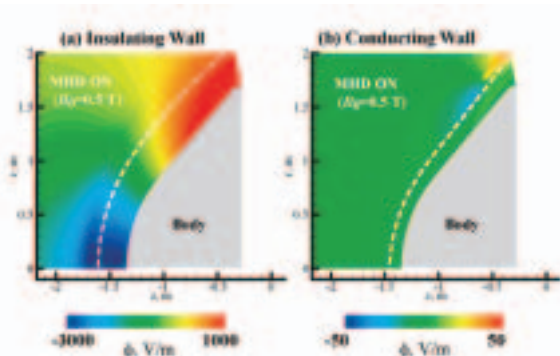


図6 電位分布 (点線: 衝撃波位置)
(a): 完全絶縁壁条件, (b): 完全導体壁条件)

方向に電位は上昇せず, ほぼ等電位になっている。すなわち, 絶縁壁条件の場合とは異なり, 大きな円周方向電流をもたらすだけの強い電界が導体壁条件では得られない。それゆえ, 導体壁条件では, 磁場を印加しても衝撃波を移動させることができない。

図7に完全絶縁壁条件及び完全導体壁条件での r - z 平面上の電流流線を示す。どちらの条件においても, r - z 成分の電流はホール効果によって発生する。図5と図7から電流流線の様子を3次元的に考えると, 絶縁壁条件では, 電流は渦を描きながら円周方向に流れ, その電流はプラズマ中で閉じる。一方, 導体壁条件では, 壁から流出した電流は, 円周方向に曲げられながら衝撃層内を下流に向かって流れ, 再度, 壁に入り混む。つまり, 導体壁条件では, 衝撃層内のプラズマと電位一定の導体壁が電氣的に結合する。そのため, 絶縁壁条件のように衝撃層内に強い電界は得られない。なお, 磁場印加時には, 電流の r - z 成分と磁場の相互作用で周方向にローレンツ力が発生するため, 磁場を印加しない場合にはみられない円周方向の流れが衝撃層内に誘起される。図は省略するが, その大きさは, 絶縁壁条件で 300m/s 程度, 導体壁条件で 100m/s 程度であり, その方向は, 壁面付近の電流の向きに起因して導体壁条件と絶縁壁条件では逆向きになる。

以上の解析結果から, 機体壁面が完全絶縁壁であれば MHD Flow Control によって壁面熱流束を低減できることが確認できた。一方で, 機体壁面を完全導体壁として扱った場合には, MHD Flow Control は全く機能しないという結果が得られた。この継続研究として, 先に述べた高度 59 km での飛行条件において機体壁面の電気伝導率をパラメータとした解析を最近実施し²²⁾, MHD Flow Control を可能とする壁面材の電気伝導率の上限値の存在を明らかにした。また, その上限値は壁面材の厚みにほぼ反比例することも明らかにした。ただし, MHD Flow Control

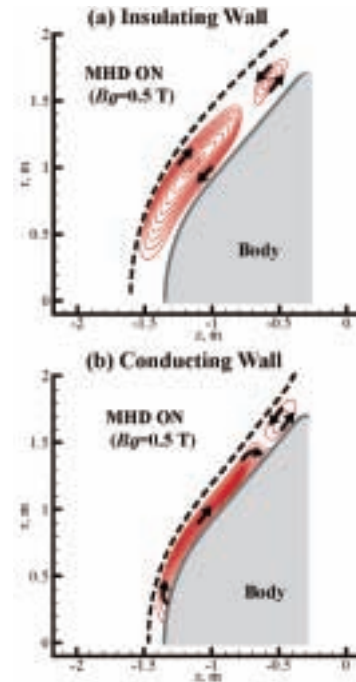


図7 r - z 平面上の電流流線図 (点線: 衝撃波位置)
(a): 完全絶縁壁条件, (b): 完全導体壁条件)

を可能とする壁面材の電気伝導率の上限値は衝撃層内のプラズマの電気伝導率によって変化することが十分に予想されるので, MHD Flow Control と併用可能な壁面材のデータベースを作成するためには, 衝撃層内のプラズマの電気伝導率に大きな影響を及ぼす飛行条件をパラメータとして, 同様の解析を今後実施する必要がある。

ここからは, 電磁流体場と飛行経路の連成解析から調べた「飛行特性 (飛行経路, 空力抵抗, 空力加熱など) に及ぼす MHD Flow Control の影響」について簡単に説明する。この解析では機体壁面を完全絶縁壁と仮定し, 初期の飛行高度・飛行速度条件を高度 75 km・速度 7.2km/s とした。また突入角は 3 度に固定し, 迎角はゼロで揚力は発生しないとした。

図8に飛行高度と飛行速度の関係 (飛行経路) を示す。図中に示されている B_0 の値はダイポール磁場の澱み点での磁束密度の大きさを示しており, この値が大きいほど空間全体の磁場分布も強くなる。ただし, 最も磁場が強い点は澱み点である。図8からわかるように磁場を印加することで同一高度の突入速度は低下し, その低下量は磁場が強いほど顕著になる。磁場印加時の飛行物体の抗力は, 気体力学的な抗力とローレンツ力の反力として飛行物体 (直接的にはマグネットに働く) に作用する電磁力に起因した抗力に分けられる。磁場を印加することで飛行速度が低下するのは, 高々度においてこの電磁力に起因した抗力で飛行物体が大きく減速されることによる。

図9に飛行高度と澱み点熱流束の関係を示す。なお、澱み点熱流束を評価する際に必要となる壁面温度は輻射平衡条件から求めた。この図からわかるように、本解析で対象とした飛行高度域全体にわたって、磁場を印加することで澱み点熱流束は低減し、またその低減量は磁場が強いほど増している。い

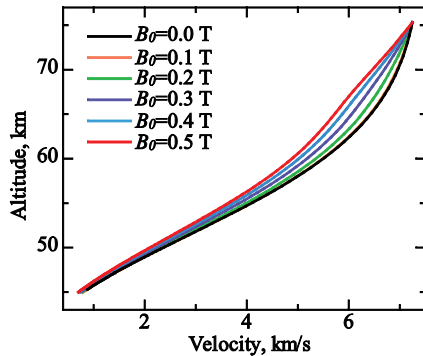


図8 飛行高度と飛行速度の関係

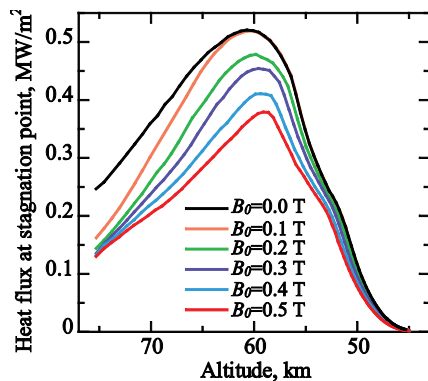


図9 飛行高度と澱み点熱流束の関係

ずれの磁場条件でも高度 60km 付近で澱み点熱流束はピーク値を取るが、 $B_0=0.5T$ における澱み点熱流束のピーク値は磁場を印加しない場合のその値の70%程度まで減少している。この磁場印加による澱み点熱流束の低減は、図3に示した衝撃層の拡大と図8に示した飛行速度の低下、両方によってもたらされるが、高々度では衝撃層の拡大が主な要因であり、低高度では飛行速度の低下が主な要因である。磁場印加時の熱流束低減の要因が飛行高度によって変わるのは、衝撃層内の電気伝導率が高度の低下とともに減少し、そのため衝撃層の拡大を引き起こすローレンツ力も飛行高度の低下とともに弱くなることによる。なお、図は省略するが、高度 55km より低高度では磁場を印加しても実効的なローレンツ力が発生せず、衝撃層は拡大しない。

磁場を印加することで飛行速度が低下すると、飛行時間は当然長くなる。 $B_0=0.5T$ の磁場を印加した場合、高度 75km から 45km までの飛行時間は、磁場を

印加しない場合に比べて 20 秒程度長くなる。しかし、壁面熱流束の壁面積・飛行時間での積分値として定義される総加熱量 Q は、磁場を印加した場合の方が飛行時間は長くなるにもかかわらず低い値を示した。 $B_0=0.5T$ の磁場を印加した場合の総加熱量 Q は磁場を印加しない場合のその値の 60%程度であった。

以上、著者が最近実施した MHD Flow Control に関する数値解析について簡単に紹介した。ここで示したように、澱み点熱流束のピーク値、総加熱量、どちらも MHD Flow Control によって効果的に低減できる。また、先にも述べたように、MHD Flow Control は機体壁面に特殊な構造を設けずに能動的な熱制御が可能であり、再使用も可能である。それ故、将来型の宇宙往還機の熱防御技術として検討する価値は十分にあると確信する。

3 スクラムジェットエンジン駆動 HVEPS-MHD 発電機の電磁流体解析

先に述べたように、米国では、HVEPS プロジェクトとして 2001 年から 5 年計画でスクラムジェットエンジンと MHD 発電とを組み合わせた航空機搭載型の発電システムの研究が開始された。その HVEPS プロジェクトの一環として、2006 年に General Atomic 社を中心に、Lytec 社、LLC 社、NASA マーシャル宇宙センターの協力で、United Technology 社のスクラムジェット試験装置を用いてスクラムジェットエンジン駆動 MHD 発電機の実証実験が行われた。その実験での MHD 発電機部を対象とした 3 次元解析が筑波大・Lytec 社により行われている。この 3 次元解析における流体力学、電磁気学部分の基礎方程式は 2.2 節で述べた方程式と同じであるが、熱化学的非平衡性は考慮する必要がないため、1 温度モデルを採用し、燃料燃焼生成物の平衡計算から熱力学的諸量は圧力と温度の関数として与えている²³⁾。また流れは強い乱流となっているため、乱流モデルを用いて考慮している²⁴⁾。これらの方程式は Harten&Yee の TVD 法を用いて解いている²⁵⁾。電位に関する方程式は 1 次 4 面体要素を用いた有限要素法により計算している^{26,27)}。

実験に用いられた MHD 発電機は、製作が容易である銅のフレームの間に絶縁物をはさむ構造を採用しており、導電性側壁を持つダイアゴナル型 (Diagonal Conducting Sidewall: DCW) MHD 発電機と呼ばれている。発電領域は 33 のフレーム電極から構成されており、主な流れの方向と 60 度の傾きを持っており、0.5 インチ (1.27 cm) の幅を持つ銅フレ

ームが 1/8 インチ (0.32 cm)の絶縁物をはさみ込んでいます。従って流れ方向にはピッチが 1.8 cm の分割電極が並んでいることになる。また入口部と出口部のそれぞれ 3 電極フレームが電気的には結合されて電力取りだし電極(Power-Take-Off: PTO 電極)とされ外部負荷抵抗に結合されている。図 10 は MHD 発電チャネルの形状と用いた座標系を示している。

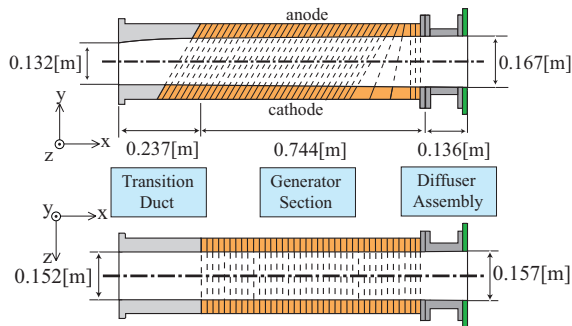


図 10 MHD 発電チャネル形状と座標系

実験に用いられた超伝導磁石は NASA が提供したものであるが、航空宇宙応用を目的として用意された軽量磁石ではない。この磁石によって流路内に印加される磁場は 3 成分を有し、それらが 3 次的に分布しているが、 x , y 方向成分は z 方向成分に比べると十分に小さいので本解析では無視し、磁束密度の z 方向成分のみが 3 次的に分布していると仮定している。図 11 にその磁束密度の z 方向成分の中心軸上の分布を示す。

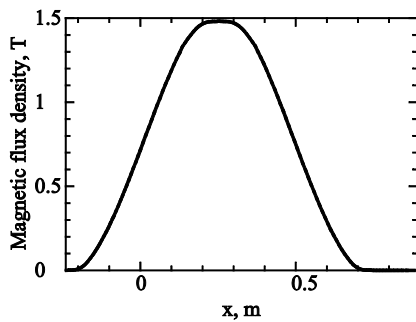


図 11 磁束密度 z 方向成分の中心軸上の分布

図 12 は磁場と直交する平面 (x - y 平面) における圧力の 2 次元分布である。既存のスクラムジェット燃焼実験装置とこの実験のために新たに製作した MHD 発電機の接続部から膨張波と圧縮波が発生している状況を示している。実機を想定した場合、燃焼部の形状と MHD 発電部の形状を部分的に設計するのではなく全体を通して形状の最適化が行われるので、今回のような接続部からの波は、実機では避けることができるものである。

図 13 は 3 次元解析結果と米国の LyTec 社が実行し

た 1 次元解析結果を比較したものである。図 12 に示した複雑な波が 3 次元解析では見られるにもかかわらず、主流の値は非常によく一致していることが分かる。これらの一致は 1 次元解析コードと 3 次元解析コードの正しさを示すものではあるが、一方では本実験機の MHD 相互作用が非常に小さいことも示している。実用段階でこのようなプラズマの非一様性が存在すると導電率が大きく変化し、MHD 相互作用を通して圧力分布も大きく変化するものと思われる。

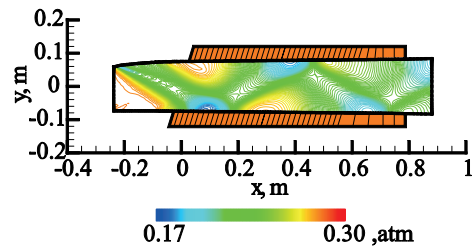


図 12 x - y 平面における圧力の 2 次元分布

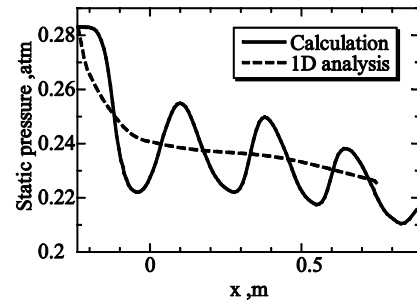


図 13 3 次元解析結果と 1 次元解析結果の圧力の比較

図 14 はプラズマの電気伝導率の理論値(実験で用いられた燃料と燃焼条件を用いて化学的熱平衡状態を仮定して計算して得られた値)におよそ 0.8 倍を掛けて得られた導電率を用いて発電機内で積分した負荷電流の流れ方向 (x -方向) 分布の実験結果との比較である。発電部分では 3 次元計算値と実験値が非常に良く一致しているが、入口と出口の電力取りだし部分で最大 30% 程度の不一致が見られる。これは電極近傍での電流集中現象が現在の計算機では十分に計算できないことに原因があることも考えられ、今後の検討課題である。なお、プラズマの電気伝導率が理論値の 80% 程度に低下する理由も現段階では明らかではないが、導電性を持たすために微量添加 (シード) した NaK の混合が実際の実験では十分でない可能性がある。

図 15 は磁場方向 (z -方向) 中央での x - y 平面における電流分布の 2 次元分布である。出入り口部分には渦電流が誘起され、発電機としてはほとんど働いていないことが分かる。これは、図 11 から分かるように出入り口部分では磁束密度が低く MHD 相互作用

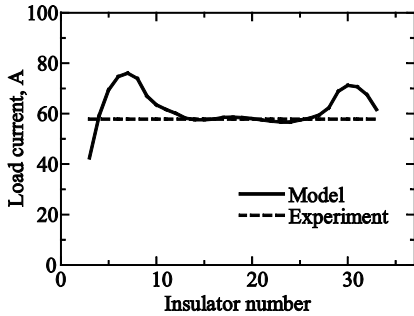


図 14 負荷電流分布の計算値と実験値の比較

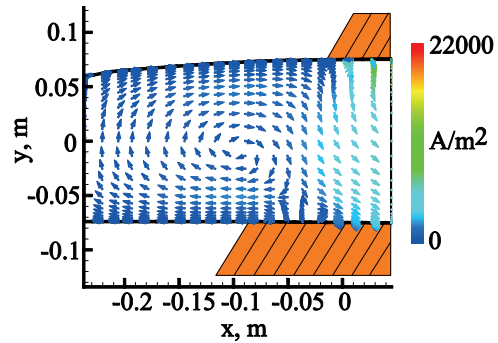


図 17 入口部での x - y 平面上の電流の 2次元詳細分布 ($z=0$)

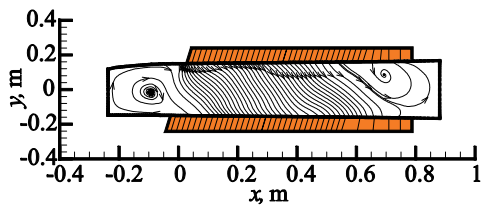


図 15 x - y 平面での電流分布の 2次元分布 ($z=0$)

3 おわりに

本稿では、プラズマ MHD 技術の航空宇宙応用に関する研究例として、地球再突入流れ・熱を能動的に制御する MHD Flow Control の数値解析とスクラムジェットエンジン駆動 MHD 発電システムの実証実験装置を対象として実施した数値解析について紹介した。MHD 技術の航空宇宙分野への応用は、ここで取り上げたもの以外にも多々提案されているが、いずれも、現段階の研究レベルはアイデアの実証レベルに留まっており、実機に利用するまでには解決すべき課題を数多く抱えている。今後、課題を解決していくためには、流体力学、航空宇宙工学、超伝導工学、プラズマ工学、電気工学など、広い分野の研究者・技術者の協力を必要としている。そのためにも、まずは多くの研究者・技術者に、プラズマ MHD 技術を航空宇宙分野にも応用する試みがあることを知って頂くとともに興味を持って頂くことが重要であると考えます。本稿がそのきっかけとなれば幸いです。

謝辞

本稿を執筆するにあたり、筑波大学大学院システム情報工学研究科の大学院生である吉野智之君、高橋徹君の協力を得たことを付記し、謝意を表します。

引用文献

- 1) Alferov, V. I.: Current status and potentialities of wind tunnels with MHD acceleration, *High Temperature*, 38 (2000) 321-334.
- 2) Litchford, R. J.: Magnetohydrodynamic augmented propulsion experiment: I. performance analysis and design, *Proc. of 14th International Conference on MHD Electrical Power Generation and High Temperature Technologies*, (2002)263-278.
- 3) Gurjanov, E. P. and Harsha, P. T.: AJAX: New directions in hypersonic technology, *International Space Planes and Hypersonic Systems and*

用が小さいためである。

図 16 は x 方向中央部分 ($x=0.34\text{m}$) での y - z 平面における 2次元電流分布である。 z 方向の半分だけを描いている。発電機側壁にも電極が存在するため電流分布は y - z 平面で大きな非一様分布となっている。本発電機は MHD 相互作用が小さいにも係わらず 3次元解析が必要であることが分かる。

図 17 は入口部における x - y 平面上の電流の 2次元詳細分布を示しており、図 15 の入口部に対応している。 出入り口部では磁束密度の大きさが大きく変化しているため起電力も大きく変化し、大きな渦電流が発生していることが分かる。 出入り口部分に設置する電力取り出し電極の位置が発電機の性能に大きな影響を持つことが予想できる。

以上スクラムジェット駆動 MHD 発電機内の電流の流れに視点を置いて紹介した。弱電離プラズマの流れと電流の流れは相互に影響しあって複雑な流れを生み出している。

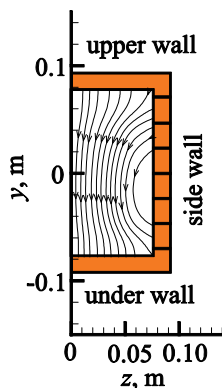


図 16 y - z 平面での電流分布の 2次元分布

- Technologies Conference*, AIAA-1996-4609(1996).
- 4) Lineberry, J. T., Begg, L., Castro, J. H. & Litchford, R. J.: Scramjet driven MHD power demonstration – HVEPS program, *37th AIAA Plasmadynamics and Lasers Conference*, AIAA-2006-3080 (2006).
 - 5) Lineberry, J. T., Begg, L., Castro, J. H., Litchford, R. J., Donohue, J. M.: HVEPS scramjet-driven MHD power demonstration test results, *38th AIAA Plasmadynamics and Lasers Conference*, AIAA-2007-3880 (2007).
 - 6) 原田信弘 : MHD 発電技術のスクラムジェットエンジンへの応用, *電気学会誌*, 128 (2008) 32-35.
 - 7) Litchford, R. J., Bitteker, L. J., and Jones, J. E.: Prospects for nuclear electric propulsion using closed-cycle magnetohydrodynamic energy conversion, NASA/TP-2001-211274 (2001).
 - 8) Harada, N., Kien, L., and Hishikawa, M.: Basic studies on closed cycle MHD power generation system for space application, *35th AIAA Plasmadynamics and Lasers Conference*, AIAA-2004-2365 (2004).
 - 9) 電気学会電力および宇宙用MHD発電技術調査専門委員会:電力および宇宙用MHD発電技術, 974 (2004).
 - 10) Meyer, R. C.: On reducing aerodynamic heat-transfer rates by magneto hydrodynamic techniques, *Journal of the Aero / Space Sciences*, 25 (1958) 561-566.
 - 11) Yamamoto, A.: A thin superconducting solenoid magnet for astroparticle physics, *Nuclear Physics B*, 113 (2002) 299-302.
 - 12) Fujino, T., Sugita, H., Mizuno, M., Funaki, I., and Ishikawa, M.: Influences of electrical conductivity of wall on MHD control of aerodynamic heating, *Journal of Spacecraft and Rockets*, 43(2006) 63-70.
 - 13) Fujino, T., Yoshino, T., and Ishikawa, M.: Numerical analysis of reentry trajectory coupled with MHD flow control, *Journal of Spacecraft and Rockets*(to be published).
 - 14) Park, C.: Assessment of two-temperature kinetic model for ionizing air, *Journal of Thermophysics and Heat Transfer*, 3(1989) 233-244.
 - 15) Gnoffo, P. A., Gupta, R. N., and Shinn, J. L.: Conservation equations and physical models for hypersonic air flows in thermal and chemical nonequilibrium, NASA TP-2867(1989).
 - 16) Kang, S. W., Jones, W. L., and Dunn, M. G.: Theoretical and measured electron-density distributions at high altitudes, *AIAA Journal*, 11(1973)141-149.
 - 17) Wada, Y. and Liou, M. S.: A flux-splitting scheme with high-resolution and robustness for discontinuities, *Proc. AIAA 32nd Aerospace Sciences Meeting & Exhibit*, AIAA paper 1994-0083(1994).
 - 18) Yamamoto, S.: Shock-vortex capturing method and its application to unsteady 3-D cascade flow, *Computational Fluid Dynamics Journal*, 8(1999) 341-349.
 - 19) Yoon, S. and Jameson, A.: Lower-upper symmetric-gauss-seidel method for the Euler and Navier-Stokes equations, *AIAA Journal*, 26(1998)1025-1026.
 - 20) Eberhardt, S. and Imlay, S.: Diagonal implicit scheme for computing flows with finite rate chemistry, *AIAA Journal*, 6(1992)208-215.
 - 21) Yamamoto, Y.: Recent comparisons of aerothermodynamic results by CFD and FEM coupling analysis with OREX flight experiments, *Proceedings of the 13th NAL Symposium on Aircraft Computational Aerodynamics*, (1995) 27-39.
 - 22) Fujino, T., Matsumoto, Y., Kasahara, J., and Ishikawa, M.: Numerical studies of magnetohydrodynamic flow control considering real wall electrical conductivity, *Journal of Spacecraft and Rockets*, 44(2007) 625 - 632.
 - 23) Gotoh, D., Takahashi, T., Fujino, T., Ishikawa, M. and Lineberry, J. T.: Computational analysis of HVEPS scramjet MHD power generation, *Proc. 16th International Conference on MHD Energy Conversion*, AIAA-2007-4015 (2007).
 - 24) Stock, H. W. and Haase, W.: The determination of turbulent length scale in algebraic turbulence models for attached and slightly separated flows using Navier-Stokes methods, *Proc. 19th AIAA Fluid Dynamics, Plasmadynamics and Lasers Conference*, AIAA-87-1302 (1987).
 - 25) Yee, H. C. and Harten, A.: Implicit TVD schemes for hyperbolic conservation laws in curvilinear coordinates, *AIAA Journal*, 25(1986) 266-274.
 - 26) Ishikawa, M., Itoh, K. and Tateishi, K.: Comparison of three-dimensional constricted electric current near anode and cathode of open-cycle Faraday MHD generator, *Proc. 33rd AIAA Plasmadynamics and Lasers Conference*, AIAA-2002-2237 (2002).
 - 27) Gutknecht, M. H.: Variants of BICGSTAB for matrices with complex spectrum, *SIAM journal on scientific computing*, 14(1993) 1020-1033.