

# 円筒形 MHD 発電機におけるプラズマ電磁流体の 3 次元数値シミュレーション

## Three-dimensional Numerical Simulation of Magneto-plasma-dynamic Flows in Cylindrical Shaped MHD Generator

- 吉見尚也, 筑波大学, 茨城県つくば市天王台 1-1-1, E-mail: yoshimi@fmm.kz.tsukuba.ac.jp
- 高橋徹, 筑波大学, 茨城県つくば市天王台 1-1-1, E-mail: takahashi@fmm.kz.tsukuba.ac.jp
- 藤野貴康, 筑波大学, 茨城県つくば市天王台 1-1-1, E-mail: tfujino@kz.tsukuba.ac.jp
- 石川本雄, 筑波大学, 茨城県つくば市天王台 1-1-1, E-mail: misikawa@kz.tsukuba.ac.jp
- Naoya Yoshimi, University of Tsukuba, Tennodai 1-1-1, Tsukuba, Ibaraki
- Toru Takahashi, University of Tsukuba, Tennodai 1-1-1, Tsukuba, Ibaraki
- Takayasu Fujino, University of Tsukuba, Tennodai 1-1-1, Tsukuba, Ibaraki
- Motoo Ishikawa, University of Tsukuba, Tennodai 1-1-1, Tsukuba, Ibaraki

The present study carries out three-dimensional numerical simulations of fluid dynamics and electro-dynamics in a cylindrical shaped MHD generator with strong MHD interaction. An analytical condition is based on the experimentally operating condition of the pulsed MHD generator “Pamir-3U” with rectangular cross section. Numerical results show that an oblique shock wave with three-dimensional structure occurs in the cylindrical shaped MHD channel. The oblique shock wave is generated by Lorentz force strengthened in the center of circular cross-section. At the downstream of the oblique shock wave, electric current constricts near the electrode edges on the circular cross-section. The current constriction occurs by appearance of boundary-layer separation.

### 1. はじめに

MHD 発電は、磁場が印加された流路に導電性を持つ作動流体を流し、ファラデーの電磁誘導の法則に従って得られる起電力を用いて発電する直接発電の一つである<sup>(1)</sup>。MHD 発電機は既存のタービン発電機に比べ、小型かつ単純形状であるため、応用性が高いと考えられる。

MHD 発電機のうち、直線形状の発電流路を有するものとしては、地上民生用大電力 MHD 発電機や、特殊用途用パルス MHD 発電機、超音速航空機搭載用スクラムジェットエンジン駆動 MHD 発電機などを対象にした研究が数多く行われており（例えば、文献(2)~(4)）、多次元解析によって内部の電磁流体挙動および発電性能が解明されてきた。これらの流路はいずれも矩形であり、円筒形状の MHD 発電機に関する研究はほとんど行われていない。数少ない円筒形 MHD 発電機の研究の一例に、2007 年米国において開発された超音速航空機搭載を想定した円筒形ホール形 MHD 発電機がある<sup>(5)</sup>。また同発電機の数値解析が実施され、弱い MHD 相互作用下での円筒流路内部の電磁流体挙動が示された<sup>(6)</sup>。しかし、円形断面による電磁流体に及ぼす影響がより顕著に現れると予想される、強い MHD 相互作用下での円筒流路内の電磁流体挙動は明らかになっていない。

Fig. 1 に本研究で対象とする矩形、円筒形 MHD 発電機の概略図をそれぞれ示す。MHD 相互作用のない流れ場では、矩形断面をもつ流路では運動量や熱の均一な輸送に影響を与える二次流れが生じるのに対し、円形断面をもつ流路ではそのような不均一性は発生しない。一方で、MHD 相互作用下では、円形断面をもつ発電機内には、電極中央部と電極端部との Anode-Cathode 間距離の違いによる電磁気学的諸量の不均一など、矩形流路とは異なる挙動が生じると思われる。それに追従して、強い MHD 相互作用下では、流体力学的諸量も円形断面特有の三次元的な挙動が予想される。これを解明することは、MHD 発電分野のデータの拡充にもなりうる。そこで本研究では、強い MHD 相互作用下にある円筒形、矩形流路の連続電極ファラデー型 MHD

発電機を対象として、内部の電磁流体挙動を三次元数値解析によって調べ、比較することで円筒流路の特徴を明確にすることを目的とする。

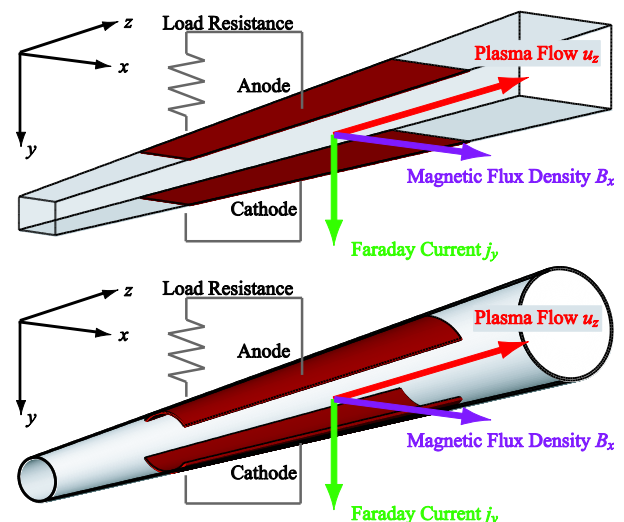


Fig. 1 Cylindrical shaped MHD generator and rectangular shaped MHD generator.

### 2. 解析モデル

#### 2. 1 解析領域

解析対象とする円筒形および矩形の MHD 発電機の流路形状を Fig. 2 に示す。ここで対象とした発電機は、1994 年にロシアで発電実験が行われた連続電極ファラデー型パルス MHD 発電機 “Pamir-3U” の K1 チャネル（矩形流路）<sup>(7)</sup> をもとにしたものである。これらの発電機の出入口の断面積、流路長はそれぞれ “Pamir-3U” の流路と一致させている。

解析領域は円筒形発電機、矩形発電機共に、ノズル部( $0 \leq z \leq 0.480$  [m]), MHD チャネル部( $0.480 \leq z \leq 1.488$  [m]), ディフューザ部( $1.488 \leq z \leq 2.000$  [m]) からなる。MHD 流路部は一对の Anode-Cathode 連続電極壁と絶縁壁で構成されている。電極壁と絶縁壁の長さの比は両流路で一致させてある。円形断面流路では電極壁は円弧状、矩形断面流路では平板状である。なお“Pamir-3U”の流路では、ノズル部と MHD チャネル部との接合部で開き角が変化する。“Pamir-3U” K1 チャネルの数値解析<sup>(8)</sup>では、この開き角変化による斜め衝撃波が生じることが示されている。この斜め衝撃波は発電機下流まで伝搬し、MHD 相互作用で生じる衝撃波と形状に起因する衝撃波との判別が困難になる。本解析では円筒形および矩形流路での MHD 相互作用による電磁流体挙動の特徴のみに着目して調べるため、対象とする 2 つの流路では、開き角を流路全域で一定としている。

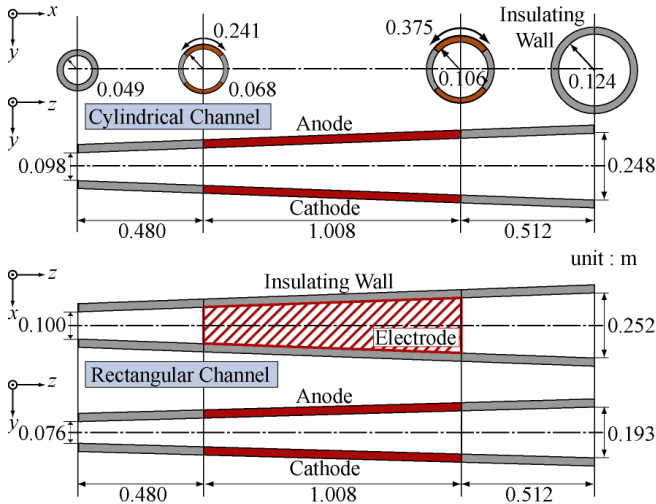


Fig.2 Analytical region and coordinate system.

## 2. 2 流体力学的諸量の基礎方程式

流体力学的諸量に関する基礎方程式は、質量保存式、運動量保存式、全エネルギー保存式であり、MHD 相互作用に関するソース項を含む。以下にまとめて示す。

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_{\Omega} \mathbf{W} d\Omega + \int_S (\mathbf{F}_c - \mathbf{F}_v) dS = \int_{\Omega} \mathbf{Q} d\Omega \quad (1)$$

$$\mathbf{W} = \begin{pmatrix} \rho \\ \rho u_x \\ \rho u_y \\ \rho u_z \\ \rho E \end{pmatrix}, \quad \mathbf{F}_c = \begin{pmatrix} \rho V \\ \rho u_x V + p n_x \\ \rho u_y V + p n_y \\ \rho u_z V + p n_z \\ \rho H V \end{pmatrix}$$

$$\mathbf{F}_v = \begin{pmatrix} 0 \\ \tau_{xx} n_x + \tau_{xy} n_y + \tau_{xz} n_z \\ \tau_{yx} n_x + \tau_{yy} n_y + \tau_{yz} n_z \\ \tau_{zx} n_x + \tau_{zy} n_y + \tau_{zz} n_z \\ \Theta_x n_x + \Theta_y n_y + \Theta_z n_z \end{pmatrix}, \quad \mathbf{Q} = \begin{pmatrix} 0 \\ j_y B_z - j_z B_y \\ j_z B_x - j_x B_z \\ j_x B_y - j_y B_x \\ j_x E_x + j_y E_y + j_z E_z \end{pmatrix}$$

$$\begin{cases} \Theta_x = \tau_{xx} u_x + \tau_{xy} u_y + \tau_{xz} u_z + \kappa \frac{\partial T}{\partial x} \\ \Theta_y = \tau_{yx} u_x + \tau_{yy} u_y + \tau_{yz} u_z + \kappa \frac{\partial T}{\partial y} \\ \Theta_z = \tau_{zx} u_x + \tau_{zy} u_y + \tau_{zz} u_z + \kappa \frac{\partial T}{\partial z} \end{cases}$$

$$V = u_x n_x + u_y n_y + u_z n_z, \quad E = e + \frac{|u|^2}{2}, \quad H = E + \frac{p}{\rho}$$

ここで  $\mathbf{B}=(B_x, B_y, B_z)$  は磁場ベクトル [T],  $e$  は比内部エネルギー [J/kg],  $E$  は比全エネルギー [J/kg],  $\mathbf{E}=(E_x, E_y, E_z)$  は電界強度ベクトル [V/m],  $H$  は比全エンタルピー [J/kg],  $\mathbf{j}=(j_x, j_y, j_z)$  は電流密度ベクトル [A/m<sup>2</sup>],  $\mathbf{n}=(n_x, n_y, n_z)$  は外向き法線単位ベクトル,  $p$  は静圧 [Pa],  $T$  は静温 [K],  $\mathbf{u}=(u_x, u_y, u_z)$  は流速ベクトル [m/s],  $\rho$  は質量密度 [kg/m<sup>3</sup>],  $\tau_{ij}$  は粘性応力テンソル成分 [kg/m-s<sup>2</sup>],  $\kappa$  は熱伝導率 [J/m-s-K] である。

## 2. 3 電磁気学的諸量の基礎方程式

電磁気学的諸量に関する基礎方程式は、低磁気レイノルズ数 MHD 近似<sup>(9)</sup>を施したマクスウェル方程式および一般化されたオームの法則からなる。

$$\nabla \times \mathbf{E} = \mathbf{0} \quad (2)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{j} = 0 \quad (3)$$

$$\mathbf{j} = \sigma(\mathbf{E} + \mathbf{u} \times \mathbf{B}) - \frac{\beta_e}{|\mathbf{B}|} (\mathbf{j} \times \mathbf{B}) \quad (4)$$

ここで、 $\sigma$  は電気伝導率 [S/m],  $\beta_e$  は電子のホールパラメータである。

## 2. 4 解析手法および解析条件

流体力学的諸量の基礎方程式はセル中心有限体積法を用いて離散化する。対流項の評価には AUSM-DV スキーム<sup>(10)</sup>、拡散項には中心差分法、時間積分には一次精度のオイラー陽解法をそれぞれ用いる。解析領域入口においては、Table 1 に示す各諸量を固定値として与える。解析領域出口においては、式(1)の保存量ベクトル  $\mathbf{W}$  の各成分に関して  $z$  方向勾配が 0 となる境界条件を与える。流体の壁面における境界条件には、壁温固定 (2300 K) および滑りなし条件を用いる。円筒形流路中心軸上においては  $\mathbf{W}$  の各成分の半径方向勾配が 0 となる境界条件を与える。なお、本研究では粘性応力に関して乱流粘性は考慮しておらず、分子粘性のみとしている。乱流モデルの導入は今後の課題である。

電磁気学的諸量の基礎方程式から得られる電位  $\phi$  に関する 2 階の偏微分方程式は、ガラーキョ有限要素法を用いて離散化する。これにより得られる連立一次方程式の解法として Bi-CGSTAB2 法<sup>(11)</sup>を用いる。その際、境界条件として解析領域入口、出口、絶縁壁上では次式を与える。

$$\mathbf{j} \cdot \mathbf{n} = 0 \quad (5)$$

また、Anode 電極上では電位 0 [V], Cathode 電極上では負

荷電圧値 200 [V]を、それぞれ固定境界条件として与える。円筒形流路中心軸上では  $\phi$  の半径方向勾配が一定となる境界条件を与える。

作動流体は“Pamir-3U”で使用されたロケット燃料燃焼ガスであり、その熱力学的諸量および輸送係数の値の算出は、文献(10)に従って求める。印加磁場  $B$  については、“Pamir-3U”K1 チャネルの解析において励磁電流が 14 [kA] で固定となる条件<sup>(8)</sup>を採用する。Fig. 3 に  $z$  軸に沿った印加磁場分布を示す。印加磁場は  $x$  方向成分  $B_x$  のみを持ち、 $x, y$  方向に一樣であると仮定する。なお、対象とする発電機内では磁気レイノルズ数が 0.6 程度と 1 より小さいため、誘導磁場を無視する。

Table 1 Analytical condition.

Parameter	Value
Inlet Static Pressure [MPa]	2.6
Inlet Static Temperature [K]	3638
Inlet Velocity [m/s]	1274
Inlet Mach Number	1.02
Wall Temperature [K]	2300
G-factor	1.1
Channel Voltage [V]	200

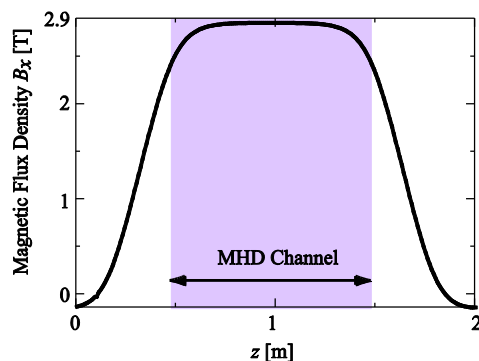


Fig. 3 Distribution of applied magnetic flux density  $B_x$  along  $z$ -direction.

### 3. 結果および考察

Fig. 4 に中心軸上の  $z$  方向一次元静圧分布を示す。Fig. 4 では、磁場を印加せず非発電条件とした場合と、磁場を印加し発電条件とした場合の分布を併せて示している。非発電条件では、円筒形流路と矩形流路における静圧分布は一致していることがわかる。発電条件では、円筒形、矩形流路ともに  $z = 0.7$  [m] 付近で静圧上昇がみられる。これはローレンツ力の発生に起因した衝撃波によるものである。発電条件での静圧の値を比較すると、円筒形流路で生じる衝撃波は、矩形流路で生じるものよりも強いことがわかる。このことに関しては後述する。

以下では、磁場を印加し発電条件とした場合の結果について議論する。Fig. 5, 6 に円筒形、矩形それぞれの MHD チャネル内の質量密度勾配の等値面の分布を示す。ここで

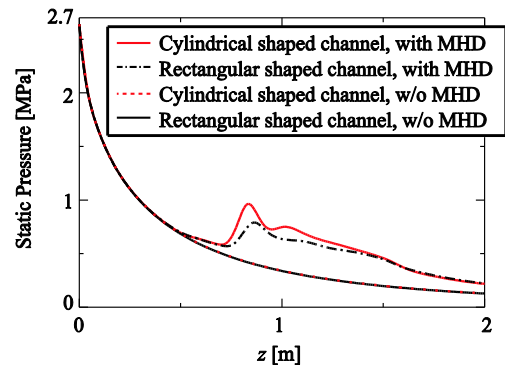


Fig. 4 One-dimensional distributions of static pressure along  $z$ -direction ( $x = 0$  [m],  $y = 0$  [m]).

質量密度勾配とは、質量密度の勾配の大きさであり、式(6)で定義される。

$$|\nabla\rho| = \sqrt{\left(\frac{\partial\rho}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial\rho}{\partial y}\right)^2 + \left(\frac{\partial\rho}{\partial z}\right)^2} \quad (6)$$

Fig. 5, 6 では発電機内部の電磁流体の不均一構造に注目するため、壁面から 5 [mm] 程度の境界層による高密度勾配の領域は除いて示している。Fig. 5 の円筒形流路内の流体構造に注目すると、 $z = 0.7$  [m] 付近でくの字型の等値面 ( $|\nabla\rho| = 3.0$  [ $\text{kg}/\text{m}^4$ ]) が確認できる。この等値面は Fig. 4 でみられた斜め衝撃波の波面に相当する。MHD 相互作用のない円筒形流路では、斜め衝撃波は周方向に一樣な円錐状の構造をもって生じると考えられる。MHD 相互作用下では、周方向の一樣性が崩れた斜め衝撃波に変わることがわかる。また、 $z = 0.8$  [m] 付近より下流にかけ、流れ方向に沿って伸びる平板状の等値面が確認できる。これは後述する境界層剥離の外縁部であると考えられる。 $|\nabla\rho| = 4.0$  [ $\text{kg}/\text{m}^4$ ] の等値面は、斜め衝撃波と境界層外縁との接触面に対応している。Fig. 6 より矩形流路においても、各等値面がくの字型の斜め衝撃波面、下流に向かって伸びる境界層剥離の外縁部に対応する。

Fig. 5, 6 より、斜め衝撃波の波面の様子を比較すると、円筒形流路で生じる斜め衝撃波は、 $x = 0$  [m] 付近でせり出すような波面をもっていることがわかる。一方で矩形流路で生じる斜め衝撃波は、 $x$  方向に対してほぼ一樣な波面をもっていることがわかる。これは電界分布の違いに起因したローレンツ力分布の違いによる。

Fig. 7 に  $z = 0.6$  [m] における  $x$ - $y$  2次元平面上的  $y$  方向電界分布を示す。本解析では負荷電圧を固定して与えているため、 $x$ - $y$  断面における  $y$  方向電界は、電極間距離に依存した分布をとる。円形断面における  $-y$  方向電界は、断面中央( $x = 0$  [m])で最小値、絶縁壁側で最大値をとる。矩形断面における  $-y$  方向電界は、 $x$  方向にほぼ一樣である。

Fig. 8 に  $z = 0.6$  [m] における  $x$ - $y$  2次元平面上的  $y$  方向電流密度分布および電流経路を示す。円形断面における  $y$  方向電流密度は、断面中央で最大値、絶縁壁側で最小値をとる。矩形断面における  $y$  方向電流密度は、絶縁壁近傍を除いて  $x$  方向にほぼ一樣である。 $y$  方向電流密度は Fig. 7 の  $y$  方向電界とおおよそ逆の分布をとっている。これは負荷電圧を与えることで生じる電界が起電力と逆向きに作用し、電



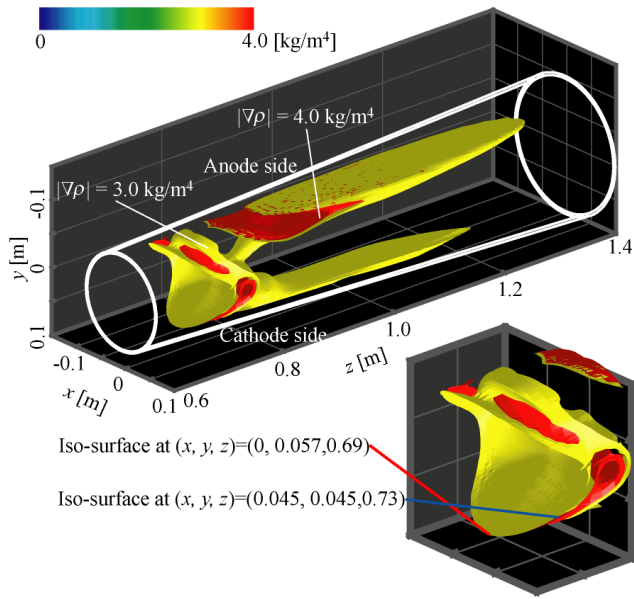


Fig. 5 Iso-surface of mass density gradient in cylindrical shaped MHD channel.

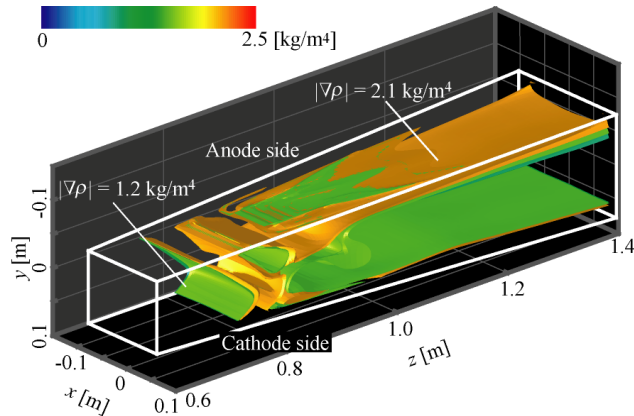


Fig. 6 Iso-surface of mass density gradient in rectangular shaped MHD channel.

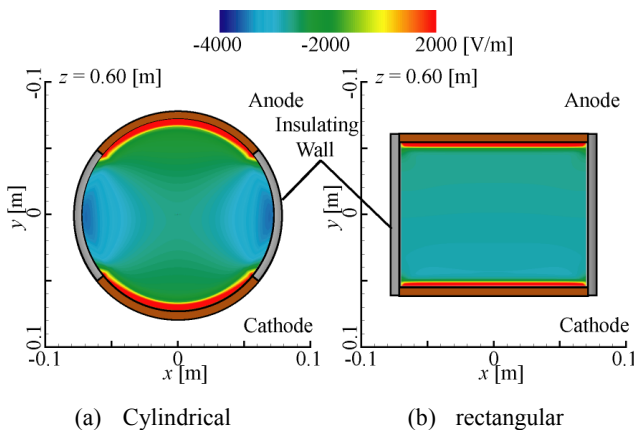


Fig. 7 Distributions of y-component of electric field on x-y plane at  $z = 0.6$  [m].

流密度を低下させるためである。また、Fig. 3 より MHD チャンネル内では磁場分布が空間的にほぼ一様であり、流れ方向と逆向きに作用する  $z$  方向ローレンツ力の分布は、 $y$  方

向電流密度分布に従う。よって  $z$  方向ローレンツ力は、円形断面において断面中央で最大となる  $x$  方向に非一様な分布をとり、矩形断面では  $x$  方向にほぼ一様な分布をとる。結果として Fig. 5, 6 でみられるように、円筒形流路では、 $z$  方向ローレンツ力の強い  $x = 0$  [m] 付近で斜め衝撃波は最も上流側に押し出される。矩形流路においては、斜め衝撃波は  $x$  方向にほぼ一様な構造をもつ。

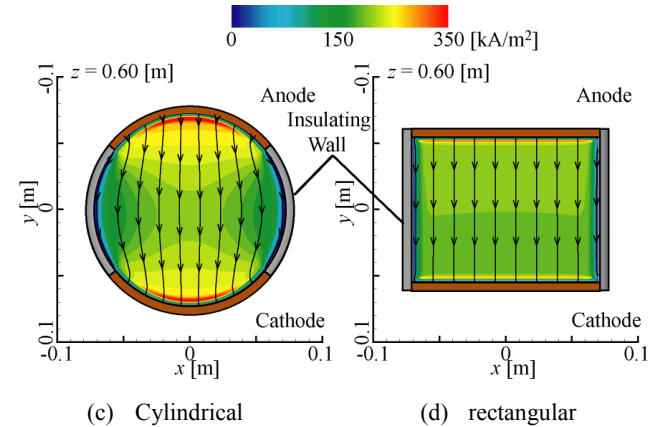


Fig. 8 Distributions of y-component of electric current density and current path on x-y plane at  $z = 0.6$  [m].

Fig. 4 で示した円筒形と矩形流路の斜め衝撃波強さの違いに関して述べる。円筒形と矩形の発電機では、流路断面積と電極表面積を一致させている。このため電極端付近を除く領域で、電極間距離は、矩形断面よりも円形断面において大きい。よって  $y$  方向電界は矩形断面よりも円形断面において小さい。そのため  $y$  方向電流密度および  $z$  方向ローレンツ力は、矩形断面よりも円形断面において大きい。以上の理由から、斜め衝撃波は矩形流路よりも円筒形流路において強く生じる。

Fig. 9 に  $x = 0$  [m] における  $y$ - $z$  2次元平面上の  $z$  方向流速分布および流れの様子を示す。円筒形、矩形流路それぞれにおいて、斜め衝撃波定位置 ( $z = 0.7$  [m]) 下流の Anode, Cathode 両電極近傍で逆流領域がみられる。これは衝撃波の発生に伴う境界層剥離によるものである。境界層剥離の領域は、矩形流路よりも円筒形流路で厚い。この剥離領域の違いは衝撃波強さの違いによると考えられる。また円筒形、矩形流路それぞれにおいて、Anode 側の剥離領域が Cathode 側の剥離領域に比べて厚い。これはホール電流 ( $z$  方向電流) の発生により、 $y$  方向ローレンツ力が働き、流体構造を Cathode 側に偏らせるためである。

Fig. 10 に  $y = 0$  [m] における  $x$ - $z$  2次元平面上の  $z$  方向流速分布および流れの様子を示す。 $x$ - $z$  平面では、作動流体は流路に沿ってほぼ一様に流れていることがわかる。Fig. 9 の  $y$ - $z$  平面でみられた境界層剥離は印加磁場に平行な  $x$ - $z$  平面ではみられない。

Fig. 11 に  $z = 1.0$  [m] における  $x$ - $y$  2次元平面上の  $z$  方向流速分布を示す。円形断面では、Anode, Cathode 両電極付近で境界層剥離による逆流領域がみられる。矩形断面では、Anode 側では逆流領域が顕著にみられるが、Cathode 側ではほとんどみられない。また、両断面ともに断面中央部において剥離領域は最も厚く、絶縁壁側では境界層の付着が生じている。これは境界層剥離の原因となる逆圧力勾配が、断面中央部で大きく、絶縁壁側で小さいことによる。また、

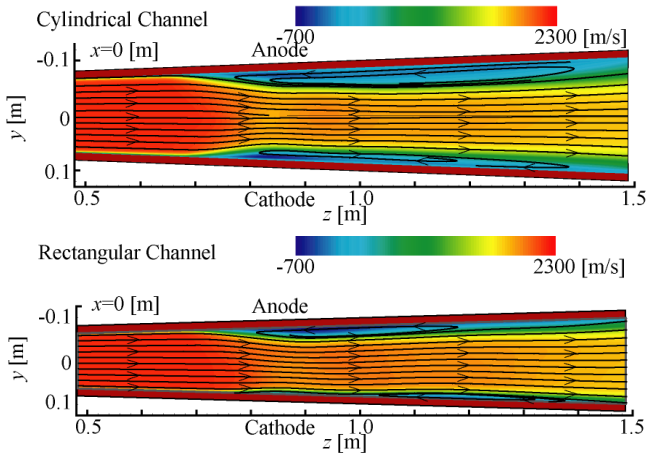


Fig. 9 Distributions of  $z$ -component of fluid velocity and stream lines on  $y$ - $z$  plane at  $x = 0$  [m].

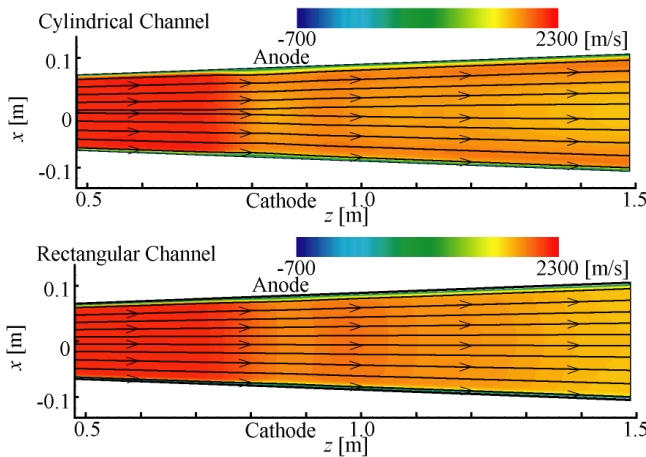


Fig. 10 Distributions of  $z$ -component of fluid velocity and stream lines on  $x$ - $z$  plane at  $y = 0$  [m].

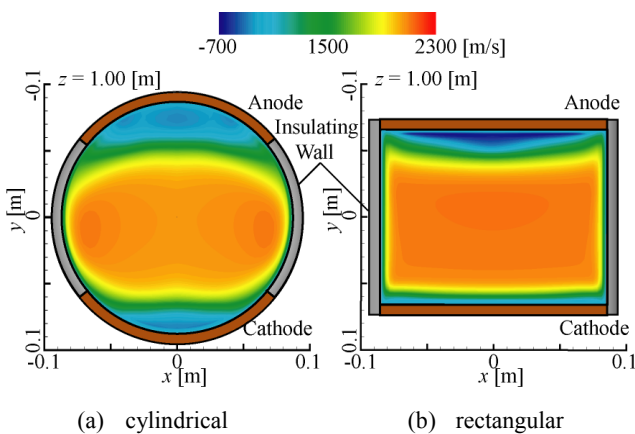


Fig. 11 Distributions of  $z$ -component of fluid velocity on  $x$ - $y$  plane at  $z = 1.0$  [m].

両断面の絶縁壁側において境界層による流速の低下がみられる。これらの結果、境界層剥離の生じる  $x$ - $y$  断面に関して、円形断面における主流部は楕円形の構造をもち、矩形断面における主流部は凹形の構造をもち、

Fig. 12 に境界層剥離が顕著にみられる  $z = 1.0$  [m] における  $x$ - $y$  2 次元平面上の  $y$  方向電流密度分布および電流経路を示す。円形断面の両電極付近において、 $y$  方向電流密度は電極中央部で低く、電極端付近で高い。また電流経路から、電流は電極中央を避けるように流れていることがわかる。矩形断面においては、Anode 側でのみ同様の傾向がみられる。この電流の分布は Fig. 11 でみられた剥離領域に対応する。流速の低い剥離領域では、起電力が得られないため電流が流れにくく、剥離領域が厚い断面中央を避け、境界層が付着する電極端側に寄って電流が流れる。

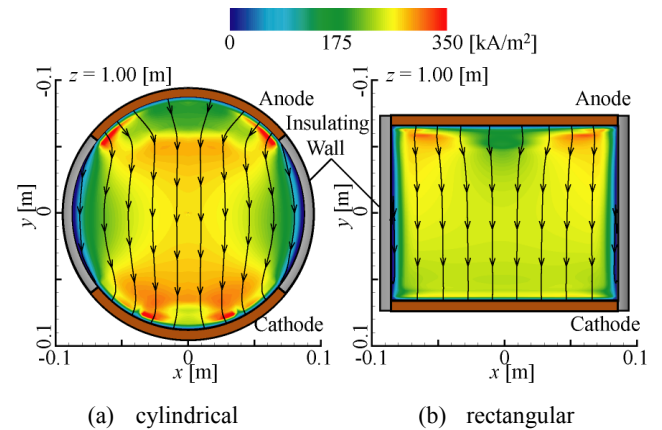


Fig. 12 Distributions of  $y$ -component of electric current density and current path on  $x$ - $y$  plane at  $z = 1.0$  [m].

円筒形および矩形の MHD 発電機の電気出力を比較する。負荷電圧 200 [V] の条件における電気出力は、円筒形 MHD 発電機では 8.82 [MW]、矩形 MHD 発電機では 9.93 [MW] である。電気出力に関しては円筒形よりも矩形の MHD 発電機で大きくなる。Table 2 に円筒形、矩形それぞれの発電機における有効発電体積、全体積、および全体積に対する有効発電体積の割合を示す。有効発電体積は、電流密度ベクトルと電界ベクトルを用いて表される電気出力密度  $\mathbf{j} \cdot \mathbf{E}$  が正となる領域の体積である。Table 2 より、円筒形発電機では、矩形発電機に比べ有効発電体積は小さく、全体積に占める割合も 15 [%] 低いことがわかる。有効発電体積の減少により、円筒形発電機の電気出力は矩形よりも低下する。

Fig. 13 に  $z = 1.0$  [m] における  $x$ - $y$  2 次元平面上の電気出力密度分布を示す。 $z = 1.0$  [m] の断面では、 $\mathbf{j} \cdot \mathbf{E}$  が負の値をとる領域は Fig. 11 でみられた境界層剥離の領域に対応していることがわかる。剥離領域では起電力の低下による電圧降下が生じ、電気出力を取り出せない。よって境界層剥離の領域体積が出力を劣化させる一つの原因となる。しかし、MHD 発電機には最適負荷条件が存在するため、単に同一の負荷条件で発電機の性能を比較することはできない。今後、円筒形、矩形でそれぞれの発電機における最適負荷条件を模索し、発電性能を比較することが望ましい。

Table 2 Effective generation volume of MHD generators with circular and rectangular cross-section ( $V_{ch} = 200$  [V]).

Channel shape	Active generator region [m <sup>3</sup> ]	Total volume of channel [m <sup>3</sup> ]	Volume ratio [%]
Cylinder	$3.04 \times 10^{-2}$	$4.84 \times 10^{-2}$	62.9
Rectangular	$3.50 \times 10^{-2}$	$4.50 \times 10^{-2}$	77.9

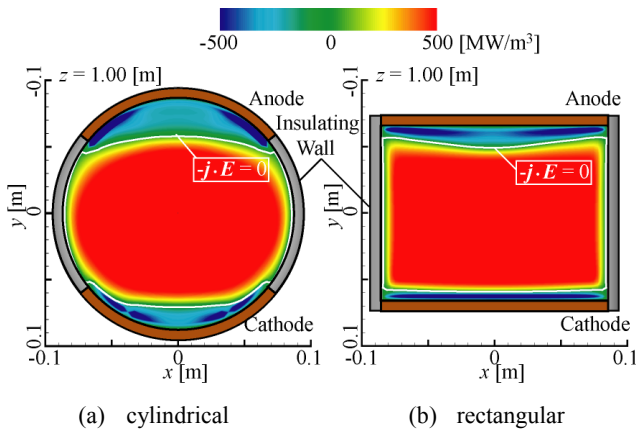


Fig. 13 Distributions of electric power output density on  $x$ - $y$  plane at  $z = 1.0$  [m].

#### 4. まとめ

本研究では、強い MHD 相互作用下にある円筒形 MHD 発電機内の三次元数値解析を実施した。また比較のため同条件の矩形流路の発電機についても解析を行い、内部の電磁流体挙動を比較した。得られた主な結果を以下に示す。

- ・ 円筒形 MHD 発電機と矩形 MHD 発電機の内部では、ローレンツ力によって斜め衝撃波が生じる。斜め衝撃波の構造は、円筒形流路では 3 次元的であり、矩形流路では 2 次元的である。これは円形断面上では電極間距離が一定ではないため、電流密度およびローレンツ力が  $x$  方向に非一様に生じるのに対し、矩形断面上では電極間距離が一定であるため、電流密度およびローレンツ力は一様に生じることによる。
- ・ 円形断面上における主流部は楕円形の分布をとり、矩形断面上における主流部は凹形の分布をとる。これは断面上における境界層剥離の構造の違いから生じる。
- ・ 円形、矩形断面ともに、境界層剥離が生じる断面では、電流は剥離の厚い電極中央部分を避けるようにして流れ、境界層が付着する電極端側に偏る。
- ・ 円筒形 MHD 発電機では、矩形 MHD 発電機に比べ有効発電体積が低下し、発電出力が劣化する。有効発電体積は、境界層剥離によって減少し、円筒形では全体積の 62.9 [%]、矩形では 77.9 [%]となる。

#### 参考文献

- (1) R.J. Rosa : Magnetohydrodynamic Energy Conversion, McGraw-Hill, New York (1968).
- (2) N. Kayukawa, and Y.N. Wang : “Advanced Coal Power Cycle with a Stand-Alone Magnetohydrodynamic Generator”, *Journal of Propulsion and Power*, Vol.20, No.3, pp.566-571 (2004).
- (3) V.A. Zeigarnik, : “Pulsed MHD-Generators”, Proc.12th Intl. Conf. MHD Power Generation, Yokohama, Vol.1, pp.28-60 (1996).
- (4) J.T. Lineberry, L. Begg, J.H. Castro, and R.J. Litchford : “Scramjet Driven MHD Power Demonstration - HVEPS Program Overview”, 14th AIAA/AHI International Space Planes and Hypersonic Systems and Technologies Conf., AIAA-2006-8010.
- (5) J.T. Lineberry, L.L. Begg, and R.J. Litchford : “HVEPS Combustion Driven MHD Power Demonstration Tests”, 39th AIAA Plasmadynamics & Lasers Conf., AIAA-2008-4097.
- (6) T. Takahashi, K. Mizumura, T. Fujino, and M. Ishikawa :

- “Performance Comparison between Hall and Diagonal Magnetohydrodynamic Generator with Circular Cross Section”, 41st AIAA Plasmadynamics and Lasers Conf., AIAA-2010-4306.
- (7) V.A. Zeigarnik, D.W. Swallon, and J.S. Gibbs : “Pamir-3U Pulsed PorTab. MHD Power System”, 32nd Symp. Eng. Aspects MHD, Ses.7 (1994).
- (8) 松尾哲司, 石川本雄, V.A. Zeigarnik : 「パルス MHD 発電機 Pamir-3U の数値解析-気液 2 相流に関する基礎的検討-」, *電学新・省エネルギー研資*, ESC-96-16, pp. 87-96 (1996).
- (9) G.W. Sutton, A. Sherman : “Engineering Magnetohydrodynamics”, *Dover Pubns* (2006).
- (10) Y. Wada and M.S. Liou : “A Flux-Splitting Scheme with High-Resolution and Robustness for Discontinuities”, 32nd AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, AIAA paper 94-0083 (1994).
- (11) M.H. Gutknecht : “Variants of Bi-CGSTAB for Matrices with Complex Spectrum”, *SIAM journal on scientific computing*, Vol. 14, No.5 pp. 1020-1033 (1993).