

円弧電極を持つ MHD 発電機の 3 次元数値シミュレーション

Three-dimensional Numerical Simulation of MHD Generator with Circular-arc Electrodes

- 吉見尚也, 筑波大院, 茨城県つくば市天王台 1-1-1, E-mail : yoshimi@fmm.kz.tsukuba.ac.jp
藤野貴康, 筑波大院, 茨城県つくば市天王台 1-1-1, E-mail : tfujino@kz.tsukuba.ac.jp
石川本雄, 筑波大院, 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

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 electrodynamics in a cylindrical shaped Faraday-type MHD generator with circular-arc electrodes under strong MHD interaction. The operating condition in the present numerical simulation is based on the experimentally operating condition of the pulsed MHD generator “Pamir-3U” with rectangular cross section. Numerical results show that the electric power output of the cylindrical shaped MHD generator depends on the width of electrodes in the circular-arc direction. Under the narrow electrode condition, the electric field loss due to high electric current density near the electrodes increases with decreasing in the load resistance. The position of oblique shock wave shifts to more upstream region by locally high Lorentz force near the electrodes. Under the wide electrode condition, the joule dissipation due to short-circuit current near electrode edges increases with the load resistance. The electric efficiency, therefore, decreases under the high resistance conditions.

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(1)。MHD 発電機は機械的可動部を持つ発電機に比べ、高出力密度、単純形状を有し、始動性よく発電運転が可能であるなどの利点をもつ。

直線の発電流路を有する MHD 発電機は、主に矩形断面形状のものを対象として数多く研究がなされている。一方で、円筒形状の MHD 発電機を対象とした研究は極めて少ない。“Sakhalin”(2)や“Pamir-3U”(3)などの 10 秒程度の運転を目的としたパルス MHD 発電機は、円筒形の燃焼器と、矩形の MHD 発電流路を接合して、流路を構成している。円筒形の燃焼器と MHD 発電機を接続する場合、円筒形の MHD 発電流路を用いることは、製造上の利点や流路の不連続性に起因した流れの不均一性を極力回避できるといった矩形の発電流路にはない利点がある。

著者らは強い MHD 相互作用下にある円筒形の MHD 発電機を対象として、3 次元数値シミュレーションを実施し、円筒形特有の内部の電磁流体挙動や発電特性を示してきた(4)。円筒形の発電機では、矩形の発電機と同程度の出力が得られたが、電極の最適化はなされておらず、円弧方向の電極幅によっては矩形発電機を超える発電性能が得られる可能性がある。また同解析から、円形断面上では、電極が円弧状であることに起因した短絡電流が生じることがわかった。短絡電流は円弧方向に電極幅を広げること増大し、発電性能を劣化させる恐れがある。Fishman らによって行われた円形断面をもつ MHD 発電機内の理論解析(5)では、この電極幅に注目している。Fishman らは、電極幅によっては各電極で短絡された渦電流が発生し発電性能が低下することを示唆した。この理論解析では電磁流体の流速や電気伝導率を固定し、ホール効果を無視しており、実際に電極幅の変化が、内部の電磁流体挙動にどのような影響を及ぼすかは示されていない。

そこで本研究では、強い MHD 相互作用下にある円筒形の MHD 発電機を対象として、円弧方向の電極幅の変化が内部の電磁流体挙動や発電性能に与える影響を三次元数値シミュレーションによって調べる。ここで得られる結果は、円筒形の MHD 発電機を設計する際に有用となる知見を与えることができると考える。

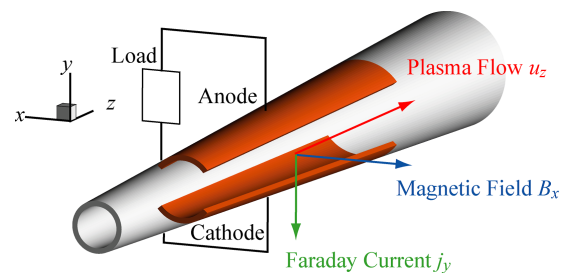


Fig. 1: Cylindrical shaped Faraday-type MHD generator with continuous circular-arc electrodes.

2. 数値解析手法

2.1 解析領域

解析対象とする円筒形 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パルス MHD 発電機 “Pamir-3U” の矩形の発電流路(3)を参考に設計したものである。発電機の出入口の断面積、流路長、軸方向電極位置 (MHD 流路部) はそれぞれ “Pamir-3U” の流路と一致させており、流路全域で開き角は一定としている。また MHD 発電方式は、“Pamir-3U” と同様の連続電極ファラデー型とする。座標系はデカルト座標を採用し、印加磁場方向を $-x$ 、ファラデー電流方向を $-y$ 、流路長手方向を z とする。MHD 流路部は一对の Anode-Cathode 連続円弧電極と絶縁壁で構成されている。本研究では、円弧方向の電極幅の変化が内部の電磁流体挙動や発電性能に与える影響を調べるため、円弧電極の中心角 θ を 15° 、 30° 、 45° 、 60° と変化させて計算を行う。以下では、円弧電極の中心角を電極角度と呼ぶ。

2.2 支配方程式および計算手法

流体の支配方程式は、圧縮性流れに関する質量保存式、運動量保存式、全エネルギー保存式であり、MHD 相互作用に関する生成項を含む。

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

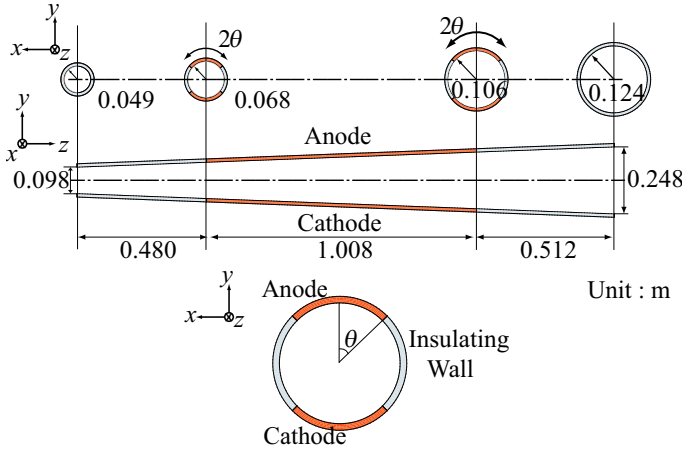


Fig. 2: Schematic diagram and coordinate system of cylindrical shaped MHD generator.

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

$$\mathbf{F}_v = \begin{pmatrix} 0 \\ \tau_{xx} n_x + \tau_{xy} n_y + \tau_{xz} n_z \\ \tau_{yx} n_x + \tau_{yy} n_y + \tau_{yz} n_z \\ \tau_{zx} n_x + \tau_{zy} n_y + \tau_{zz} n_z \\ \Theta_x n_x + \Theta_y n_y + \Theta_z n_z \end{pmatrix}$$

$$\mathbf{Q} = \begin{pmatrix} 0 \\ j_y B_z - j_z B_y \\ j_z B_x - j_x B_z \\ j_x B_y - j_y B_x \\ j_x E_x + j_y E_y + j_z E_z \end{pmatrix}$$

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

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

ここで、 $\mathbf{B} = (B_x, B_y, B_z)$ は磁束密度、 e は比内部エネルギー、 E は比全エネルギー、 $\mathbf{E} = (E_x, E_y, E_z)$ は電界強度、 H は比全エンタルピー、 $\mathbf{j} = (j_x, j_y, j_z)$ は電流密度、 $\mathbf{n} = (n_x, n_y, n_z)$ は外向き法線単位ベクトル、 p は

静圧、 t は時間、 T は静温、 $\mathbf{u} = (u_x, u_y, u_z)$ は流速、 V は反変速度、 ρ は質量密度、 τ_{ij} は粘性応力テンソル成分、 κ は熱伝導率である。流体の支配方程式の空間方向の離散化にはセル中心有限体積法を用いる。対流項の評価には AUSM-DV スキーム⁽⁶⁾を用い、2次精度の MUSCL 補間法により高次精度化を施す。拡散項の評価には2次精度中心差分を用いる。時間積分には1次精度のオイラー陽解法を用い、収束を加速するために局所時間刻み法を適用する。

電磁場の支配方程式は、低磁気レイノルズ数 MHD 近似を施した Maxwell 方程式、電流連続の式、および一般化されたオームの法則からなる。

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

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

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

ここで、 β は自由電子のホールパラメータ、 σ は電気伝導率である。これらの式から電位 ϕ に関する2階の偏微分方程式を導出し、Galerkin 有限要素法により離散化する。ここで得られる連立一次方程式の解法には Bi-CGSTAB2 法を用いる。

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は、文献⁽⁷⁾に従って静圧 p と静温 T の関数として与える。

本解析では、定常解が得られるまで電磁場と流体場を交互に繰り返し計算を行い、流体場と電磁場を弱カップリングさせる。

2.3 解析条件

解析格子として円筒座標系における不等間隔格子を用いる。グリッド数は半径方向に26、周方向に120、中心軸方向に200である。局所時間刻みは各セルでクーラン数0.01となるように設定する。

流体の入口条件を Table 1 に示す。Table 1 の各諸量は文献⁽⁸⁾の“Pamir-3U”の解析条件に基づいて算出した。流体の出口条件は式(1)の保存量ベクトル $\mathbf{W}$ の各成分に関して z 方向勾配を0とする。壁面では壁温を“Pamir-3U”の作動流体に含まれるアルミナの融点 2300 K で固定し、滑りなし条件を与える。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を0とする。

電場の境界条件として解析領域入口、出口、絶縁壁上では次式の絶縁条件を与える。

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

円筒形流路中心軸上では電位の半径方向勾配を一定とする。負荷条件は、負荷抵抗 R_{ch} を 10 mΩ から 60 mΩ まで変化させて与える。アノード電位は0とし、カソード電位(負荷電圧 V_{ch})は負荷電流 I_{ch} と負荷抵抗 R_{ch} の積として与えた。

Fig 3 に z 軸に沿った印加磁束密度分布を示す。印加磁束密度 $\mathbf{B}$ は、文献⁽⁸⁾の“Pamir-3U”の解析で用いられたものを参考にした。印加磁束密度は $-x$ 方向成分 B_x のみを持ち、 x, y 方向に一樣で、 z 方向にのみ分布をもつと仮定する。また、ビオ-サバルの法則を用いて発電機内の誘導磁場を見積もったところ、その大きさは外部印加磁場の大きさの7%程度と小さく、誘導磁場の影響は小さいと考えられる。よって本研究では、磁場は外部印加磁場のみとして誘導磁場を無視する。以下では、全ての諸量の分布が定常状態に達した後の結果を示す。

Tab. 1: Inlet condition.

Parameter	value
Inlet static pressure [MPa]	2.6
Inlet static temperature [K]	3638
Inlet Mach number	1.02
Wall Temperature [K]	2300

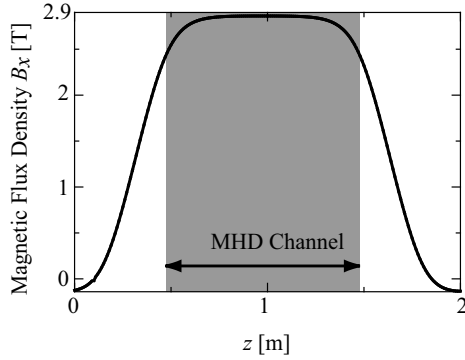


Fig. 3: Distribution of $-x$ -component of applied magnetic flux density along z direction.

3. 結果および考察

強い MHD 相互作用が得られる負荷抵抗 10 mΩ での結果を示す。特に、今回設定した円弧方向電極角度のうち最も小さい 15° と最も大きい 60° での電磁流体挙動に注目する。

Fig. 4 に負荷抵抗 10 mΩ, 電極角度 (a) 15°, (b) 60° での $z=0.6$ m における $x-y$ 平面上の電流密度の絶対値および電流流線の分布を示す。 $z=0.6$ m の断面は、後述する斜め衝撃波位置の上流であり、アノード-カソード間距離が短いため、電極幅の変化による電磁流体への影響の理解が容易である。以下では、円形断面上の議論はこの断面位置で行う。Fig. 4 より、電極角度 15° と 60° で電極付近の電流密度の値を比較すると、15° の方が 60° よりも電流密度が大きいことがわかる。これは円弧方向の電極幅の狭い方が電極付近に電流が強く集中することによる。

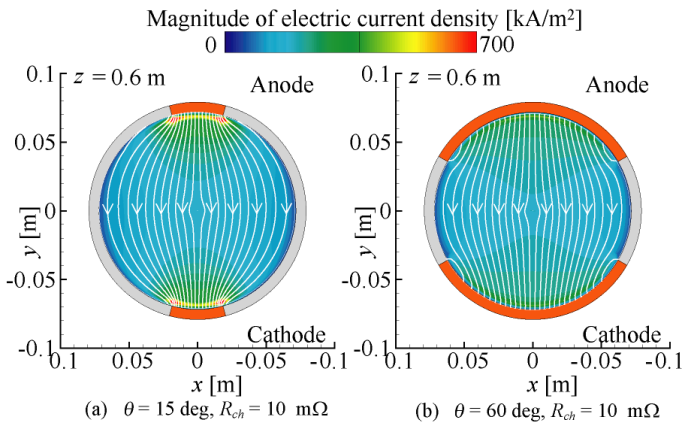


Fig. 4: Two-dimensional distributions of magnitude of electric current density and stream line of electric current on $x-y$ plane at $z=0.6$ m ($R_{ch}=10$ mΩ).

Fig. 5 に負荷抵抗 10 mΩ, 電極角度 (a) 15°, (b) 60° での $z=0.6$ m における $x-y$ 平面上のローレンツ力の z 方向成分を示す。電極近傍において、電極角度 15° では 60° よりも強くローレンツ力が $-z$ 方向に生じていることがわかる。 $x-y$ 平面上では磁束密度 B_x が一定であるため、 $-z$ 方向のローレンツ力は Fig. 4 の電流密度に比例する。

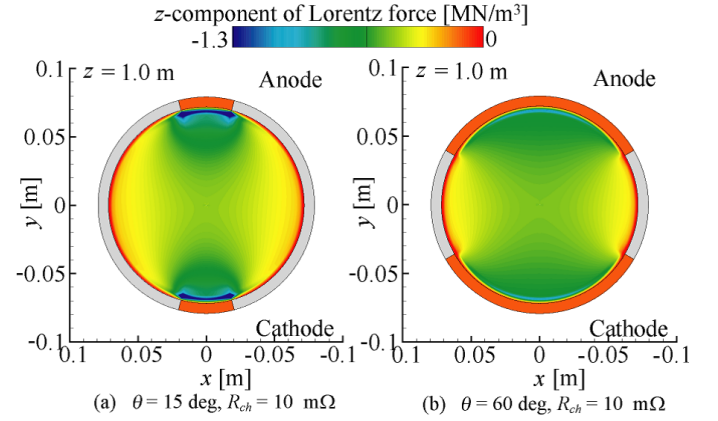


Fig. 5: Two-dimensional distribution of z -component of Lorentz force on $x-y$ plane at $z=0.6$ m ($R_{ch}=10$ mΩ).

Fig. 6 に負荷抵抗 10 mΩ, 電極角度 (a) 15°, (b) 60° での $x=0$ m における $y-z$ 平面上の質量密度勾配の絶対値を示す。Fig. 6 より、いずれの条件でも斜め衝撃波および境界層剥離が生じていることがわかる。これらの現象は、低負荷抵抗側での強い MHD 相互作用により、流体の流れと逆向きに大きなローレンツ力が生じることによる。 y 方向に非対称な分布がみられるのは、ホール効果によって y 方向だけでなく z 方向にも電流が誘起され、磁場 B_x とホール電流 j_z により $-y$ 方向のローレンツ力が生じているためである。また斜め衝撃波位置は電極角度 15° の方が 60° よりも上流側に位置していることがわかる。

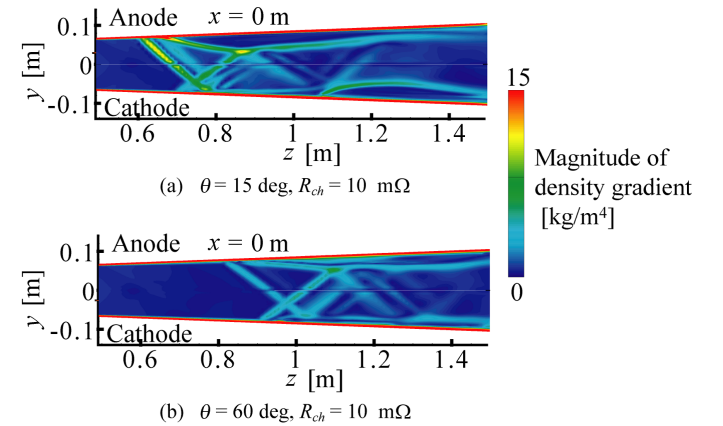


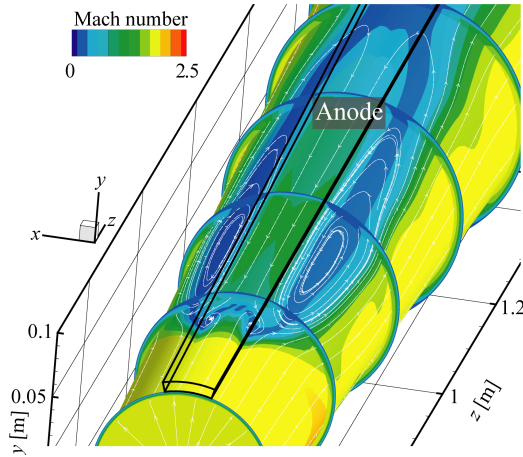
Fig. 6: Two-dimensional distribution of magnitude of mass density gradient on $y-z$ plane at $x=0$ m ($R_{ch}=10$ mΩ).

Fig. 7 に負荷抵抗 10 mΩ, 電極角度 (a) 15°, (b) 60° での Anode 電極付近のマッハ数分布と流線を示す。いずれの条件でも、電極付近には斜め衝撃波の発生に起因して境界層剥離が生じ、逆流がみられる。電極角度 15° と 60° で電極近傍のマッハ数を比較すると、電極角度 15° の方が 60° に比べ逆流領域のマッハ数が高く、逆流流速が大きいことがわかる。Fig. 5 より、円弧方向の電極幅が小

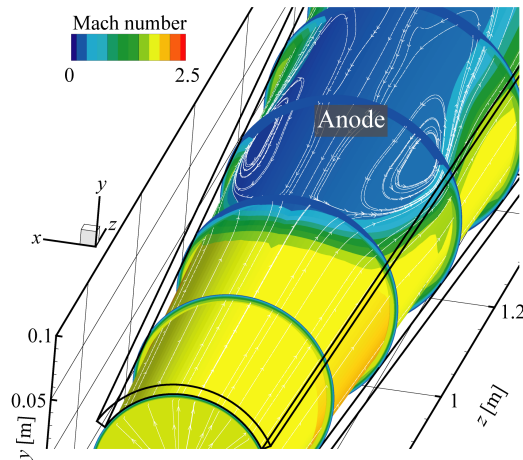
さい場合、電極幅が大きい場合よりも電極付近で局所的にローレンツ力が大きく、これを受けて逆流流速が大きくなる。剥離の開始点位置を比較すると、電極角度 15° の方が 60° よりも上流側にある。電極角度 15° では、速度の大きい逆流によって剥離開始点および斜め衝撃波位置は上流側に移行する。MHD 発電機内の電磁流体现象は MHD 相互作用の強さに依存する。MHD 相互作用の強さを表す MHD 相互作用係数 S_{MHD} は、入口全圧に対する発電機全体のローレンツ力として以下の式で定義される。

$$S_{MHD} = \frac{|\int_{V_{all}} j_y B_x dV|}{\int_{S_{in}} (p + \rho u_z^2) dS} \quad (6)$$

ここで S_{in} は流路入口断面積、 V_{all} は発電機の全体積である。負荷抵抗 $10 \text{ m}\Omega$ 、電極角度 15° 、 60° における S_{MHD} を式 (6) を用いて見積もったところ、それぞれ 0.31 、 0.32 であった。これまで研究されてきたパルス MHD 発電機では、斜め衝撃波位置は S_{MHD} が大きいほど上流に移行することが示されている⁽⁸⁾。 S_{MHD} は電極角度 60° の方が 15° よりもわずかに高いにも関わらず、斜め衝撃波位置は電極角度 15° の方が 60° よりも上流側に位置しており、斜め衝撃波位置は MHD 相互作用の大きさだけでなく、円弧方向の電極幅によっても大きく変化する。



(a) $\theta = 15^\circ$, $R_{ch} = 10 \text{ m}\Omega$



(b) $\theta = 60^\circ$, $R_{ch} = 10 \text{ m}\Omega$

Fig. 7: Two-dimensional distribution of Mach number and stream trace on $\theta - z$ plane near anode electrode surface ($R_{ch}=10 \text{ m}\Omega$).

負荷抵抗 $10 \text{ m}\Omega$ に比べて MHD 相互作用の弱い高負荷抵抗側の電磁流体挙動について述べる。Fig. 8 に電極角度 60° 、負荷抵抗 (a) $20 \text{ m}\Omega$ 、(b) $40 \text{ m}\Omega$ 、(c) $60 \text{ m}\Omega$ の条件における $x-y$ 平面上の電界の y 方向成分および電流流線を示す。円弧電極では、電極間距離が小さい電極端部では電極中央部に比べ電界が強くなる。Fig. 8 より、全負荷条件において電極端側ほど電界が強くなることが確認できる。また高負荷抵抗側ほど電極端側の電界が強いことがわかる。電流流線に注目すると、全負荷条件において、電極端付近で電流の短絡が生じていることがわかる。電流の短絡は電極端部の強い電界が局所的にファラデー起電力を超えてしまうために生じる。また、短絡する電流は電界の増大に伴い高負荷抵抗側ほど増加する。

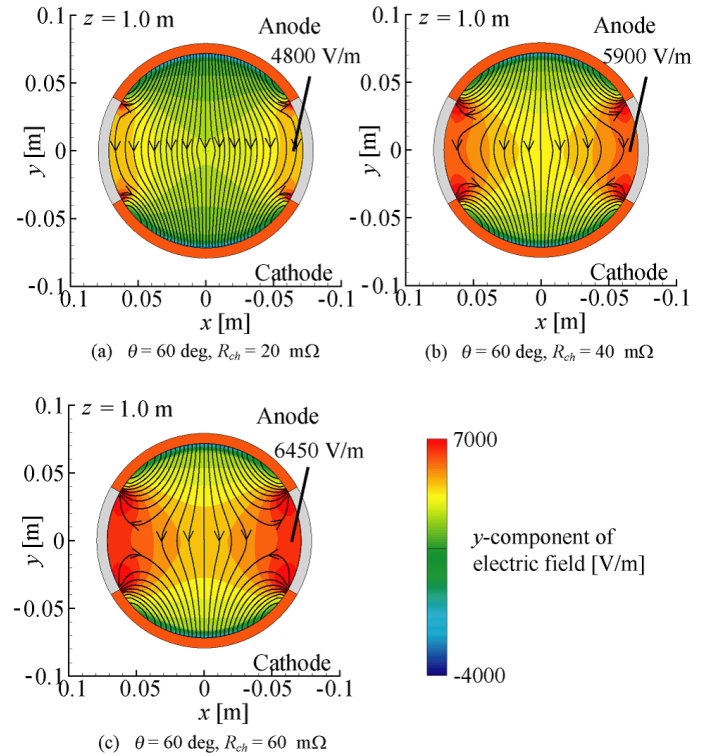


Fig. 8: Two-dimensional distributions of y -component of electric field and stream line of electric current for different load resistances.

Fig. 9 に電極角度 60° 、負荷抵抗 $60 \text{ m}\Omega$ における $x-y$ 平面上の (a) ローレンツ力の z 方向成分、(b) 流速の z 方向成分をそれぞれ示す。短絡する電流密度は電極端付近で局所的に $+y$ 方向成分を有す。このため電極端付近ではローレンツ力が流体を加速させる向きに働き、流速がわずかに上昇しているのがわかる。電極角度と負荷抵抗がともに大きい場合、短絡電流による流体の加速により、 x 軸方向において流速は境界層付近で主流部側よりも高くなり、M 字型の分布をとる。

以下では、円弧方向の電極幅の違いが発電性能に及ぼす影響に関して述べる。Fig. 10 に異なる電極角度における負荷抵抗と負荷電流の関係および負荷抵抗と電気変換効率の関係を示す。電気変換効率 η_e は流体のローレンツ力に逆らってなす仕事に対して得られる電気出力として、以下の式で評価した。

$$\eta_e = \frac{-\int_{V_{all}} \mathbf{j} \cdot \mathbf{E} dV}{-\int_{V_{all}} \mathbf{u} \cdot (\mathbf{j} \times \mathbf{B}) dV} \quad (7)$$

Fig. 10 より、電極角度 15° から 45° において、負荷抵抗の増加に伴う負荷電流の減少と電気変換効率の向上が

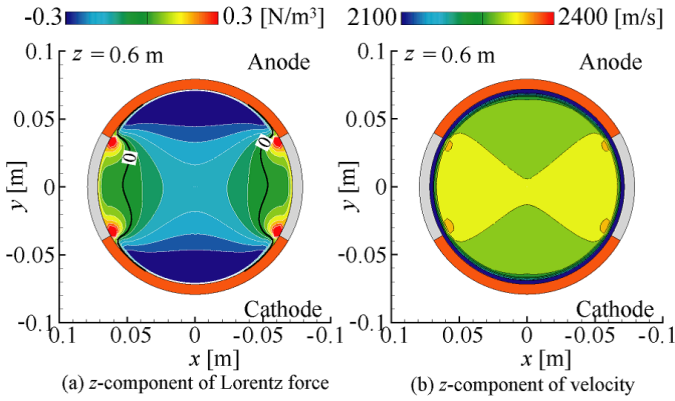


Fig. 9: Two-dimensional distribution of (a) z-component of Lorentz force and (b) z-component of velocity on $x-y$ plane at $z=0.6$ m. ($\theta=60$ deg., $R_{ch}=60$ m Ω)

確認できる。この電気変換効率の向上は負荷電流の減少とともにジュール散逸も減少することによる。電極角度 60° の場合、負荷電流は他の電極角度条件と同様に負荷抵抗の増加に伴い減少する。電気変換効率は負荷抵抗 40 m Ω でピーク値をとり、さらに高負荷抵抗側では負荷電流が減少するにも関わらず減少することがわかる。これは、Fig. 8 より電極角度 60° では電極端部で電流の短絡が生じることによる。短絡された電流は出力として取り出すことができず、ジュール散逸を増加させ電気変換効率を低下させる。Fig. 8 より、電極角度 60° では高負荷抵抗側ほど短絡電流が増加するため、負荷電流と電気変換効率がともに減少したと考えられる。また、電極角度 60° では、他の電極角度に比べ、全ての負荷抵抗条件で電気変換効率が小さい。これは電極角度が大きいくほど電極端部の電界が強くなり、他の電極角度に比べて短絡電流が顕著に表れているためである。

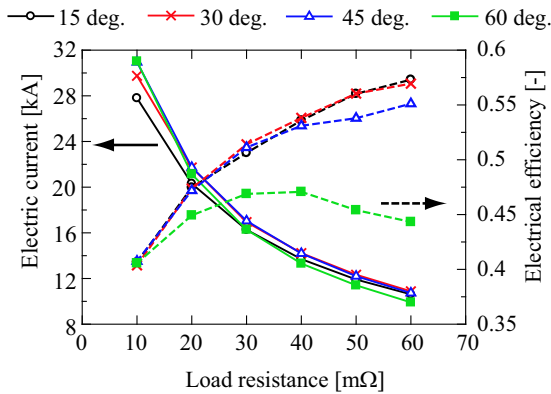
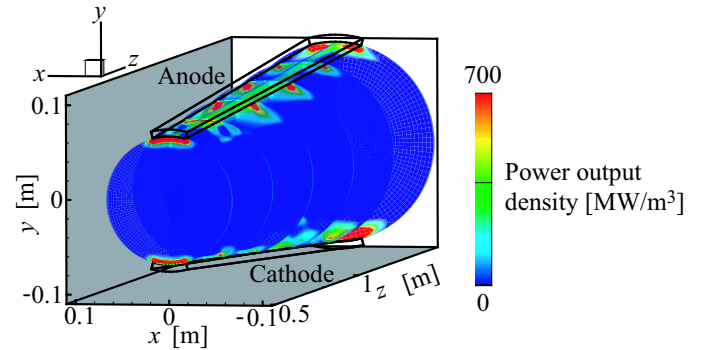


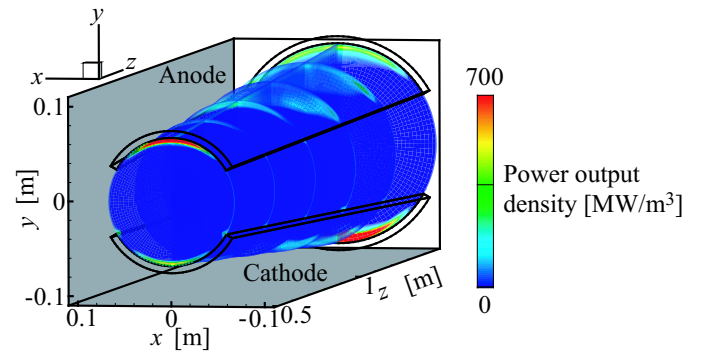
Fig. 10: Dependence of load current and electric efficiency on load resistance for several electrode angle conditions.

Fig. 11 に負荷抵抗 10 m Ω 、電極角度 (a) 15° 、(b) 60° における電気出力密度 $\mathbf{j} \cdot \mathbf{E}$ の分布を示す。Fig. 11 では、非発電領域のみに注目するため、有効発電領域である $\mathbf{j} \cdot \mathbf{E} < 0$ の部分の値は全て 0 として可視化したことに注意されたい。Fig. 11 より、それぞれの条件において非発電領域は主に各電極付近に存在していることがわかる。これは Fig. 7 より境界層剥離が生じ、電極付近が非発電領域となることによる。剥離領域では逆流により速度起電力が得られず、この領域を電流が流れることで電界損失が生じる。電極角度 15° と 60° で電極付近の $\mathbf{j} \cdot \mathbf{E}$ を比較すると、Fig. 4 でみられた電流密度の違いによ

て、電極角度 15° の方が 60° よりも高い値をとっていることがわかる。



(a) $\theta = 15^\circ$, $R_{ch} = 10$ m Ω

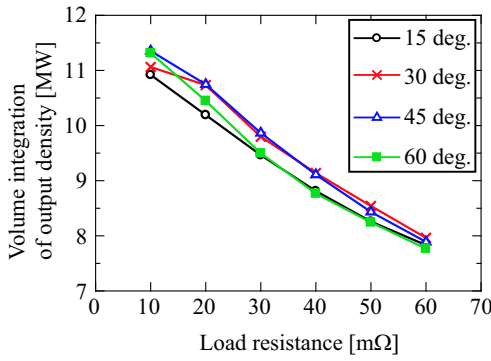


(b) $\theta = 60^\circ$, $R_{ch} = 10$ m Ω

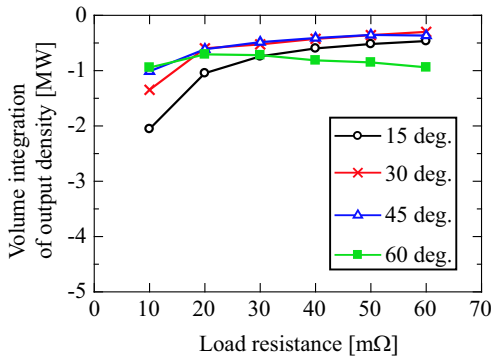
Fig. 11: Two-dimensional distribution of power output density on $x-y$ plane at $z=0.49-1.49$ m (0.2 m span) and $y-z$ plane at $x=0$ m ($R_{ch}=10$ m Ω).

Fig. 12 に出力密度の体積積分値を示す。出力密度 $-\mathbf{j} \cdot \mathbf{E}$ を発電路全域で体積積分したものが電気出力にあたるが、Fig. 12(a) には $\mathbf{j} \cdot \mathbf{E} < 0$ となる有効発電領域における $\mathbf{j} \cdot \mathbf{E}$ の体積積分値を、Fig. 12(b) には $\mathbf{j} \cdot \mathbf{E} \geq 0$ となる非発電領域における $\mathbf{j} \cdot \mathbf{E}$ の体積積分値をそれぞれ分けて示している。Fig. 12(a) と Fig. 10 を比較すると、負荷電流が大きい低負荷抵抗側ほど、有効発電領域の $\mathbf{j} \cdot \mathbf{E}$ の体積積分値は大きいことがわかる。Fig. 12(b) より、電極角度 15° から 45° の場合、非発電領域における $\mathbf{j} \cdot \mathbf{E}$ の体積積分値は低負荷抵抗側ほど負に増加する。これは境界層剥離の領域が低負荷抵抗側ほど拡大すること起因している。電極角度 15° における非発電領域の $\mathbf{j} \cdot \mathbf{E}$ の体積積分値は、低負荷抵抗側でとりわけ負に大きい。これは Fig. 11 より電極角度が小さいほど非発電体積当りの $\mathbf{j} \cdot \mathbf{E}$ が大きいこと、低負荷抵抗側ほど剥離領域が増大すること起因している。電極角度 60° の場合、他の電極角度の場合とは異なり、高負荷抵抗側で $\mathbf{j} \cdot \mathbf{E}$ の体積積分値は負に増大している。これは電極端部で生じる短絡電流が電界損失として働くため、短絡電流が増加する高負荷抵抗側ほどその損失が大きくなるためである。

Fig. 13 に異なる電極角度での負荷抵抗と電気出力の関係を示す。電極角度 15° では、他の電極角度に比べて低負荷抵抗側ほど電気出力が低下していることがわかる。これは Fig. 12(b) より非発電領域での $\mathbf{j} \cdot \mathbf{E}$ の体積積分



$$(a) - \int_{V_{act}} \mathbf{j} \cdot \mathbf{E} dV \quad V_{act} : \mathbf{j} \cdot \mathbf{E} < 0$$



$$(b) - \int_{V_{neg}} \mathbf{j} \cdot \mathbf{E} dV \quad V_{neg} : \mathbf{j} \cdot \mathbf{E} \geq 0$$

Fig. 12: Volume integration of power output density in (a) generation region and (b) non-generation region for several electrode angle conditions.

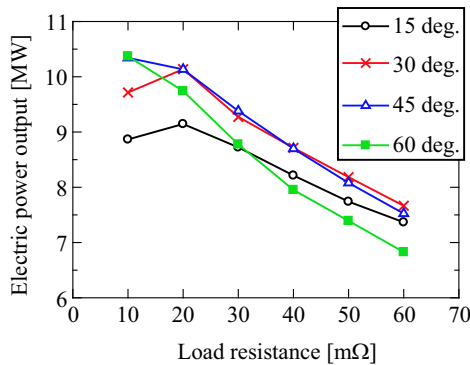


Fig. 13: Relation between electric power output and load resistance for several electrode angle conditions.

値が大きいことによる。電極角度 60 °では、他の電極角度に比べて高負荷抵抗側ほど電気出力が小さい。これは Fig. 10, 12(b) より短絡電流によってジュール散逸、電界損失が増加し電気変換効率が低下することによる。また全負荷条件において、電極角度 30 °、45 °で高い電気出力が得られていることがわかる。つまり今回調べた全負荷条件において最適な電極角度は 30 °から 45 °付近にあると考えられる。

4. まとめ

本研究では、強い MHD 相互作用下にある円筒形 MHD 発電機内の電磁流体挙動と発電性能に与える円弧方向の電極幅の影響を 3 次元数値シミュレーションによって調べ、以下の結論が得られた。

- ・電気出力は円弧方向の電極幅に強く依存する。今回対象とした発電機では、最適な電極の中心角は 30 °から 45 °の付近にある。
- ・電極幅が小さくなると、電極表面積が小さいことにより、電極付近の電流密度は増大する。局所的なローレンツ力の増大により、境界層剥離の逆流速度が大きくなる。また斜め衝撃波位置が発電機上流側へ移動する。電極幅が広い場合に比べ剥離領域での電流密度が高いため、剥離域が増大する低負荷抵抗側ほど電界損失が増加し電気出力は低下する。
- ・電極幅が大きくなると、起電力よりも電界が大きい領域が電極端部に生じ、短絡電流を生じさせる。短絡電流はジュール散逸を増加させ、電気変換効率および電気出力を低下させる。高負荷抵抗側ほど短絡電流は増加し電気出力は低下する。

参考文献

- (1) Rosa, R. J., "Magnetohydrodynamic Energy Conversion," McGraw-Hill, New York (1968).
- (2) Velikhov, E. P. et al., "Pulsed MHD Power System SAKHALIN -The World Largest Solid Propellant Fueled MHD Generator of 500MW Electric Power Output," *Proceedings of 13th International Conference on MHD Power Generation and High Temperature Technologies*, Vol. 2 (1999), pp. 387-398.
- (3) V.A. Zeigarnik, D.W. Swallon, and J.S. Gibbs, "Pamir-3U Pulsed Portable MHD Power System," 32nd Symp. Eng. Aspects MHD, Ses.7 (1994).
- (4) Yoshimi, N., Takahashi, T., Fujino, T., and Ishikawa, M., "Three-Dimensional Numerical Simulation of Cylindrical Shaped Magnetohydrodynamic Generator under Strong Magnetohydrodynamic Interaction", 42nd AIAA Plasmadynamics and Lasers Conference in conjunction with the 18th International Conference on MHD Energy Conversion, AIAA-2011-3599., 2011
- (5) F.J.Fishman, J.Advan. "Steady magnetohydrodynamic flow through a channel of circular section," *Energy Conversion*,4;223-236 (1964).
- (6) Wada, Y., and Liou. M-S., "A Flux-Splitting Scheme with High-Resolution and Robustness for Discontinuities," 32nd AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit , Reno, NV, AIAA paper 94-0083 (1994).
- (7) Matsuo, T., Sugita, H., Ishikawa, M., Zeigarnik, V. A., "Boundary-Layer Separation and Generator Performance of Self-Excited Pulsed MHD Channel with Strong MHD Interaction," *Proceedings of 13th International Conference on MHD Power Generation and High Temperature Technologies*, Vol. 2 (1999), pp. 399-408.
- (8) Sugita, H., Matsuo, T., Inui, Y., Ishikawa, M., "Two-Dimensional Behavior of Gas-Particle Two-Phase Flow under Strong MHD Interaction," *Proceedings of 13th International Conference on MHD Power Generation and High Temperature Technologies*, Vol. 2 (1999), pp. 453-462.