超音速非平衡ディスク形 MHD 発電機の動作特性に及ぼす 2 分割アノードの効果

正 員 乾 義 尚 (豊橋技科大)
非会員 枚 田 智 裕 (京 都 大)
正 員 石 川 本 雄 (筑 波 大)

Effects of Two-Divided Anodes on Performance of Supersonic Nonequilibrium Disk MHD Generator

Yoshitaka Inui, Member (Toyohashi University of Technology), Tomohiro Hirata, Non-member (Kyoto University),
Motoo Ishikawa, Member (University of Tsukuba)

The authors have carried out r - z two-dimensional time-dependent numerical simulations for a large-scale supersonic nonequilibrium disk MHD generator with two-divided anodes to make clear the ionization process in the nozzle with this type of anode and also to investigate the effects of the external and the leakage resistance between the two anodes. A generator with 100 MW thermal input using cesium-seeded helium plasma is analyzed. It is found that the two-divided anodes have excellent performance and the working plasma is effectively heated up to the fully-ionized seed condition between the two anodes in the nozzle. The existence of local high Hall electric field between the two anodes is essential for the ionization. The external resistance promotes the ionization but causes the stagnation pressure loss in the nozzle. The electric insulation on the insulator wall between the two anodes should be highly maintained because bad influence of the leakage resistance between them on the generator performance is much larger than it in the generation channel.

キーワード：非平衡 MHD 発電，ディスク形発電機，ノズル，電離過程，2 分割タイプアノード

1. ま え が き

超音速非平衡ディスク形 MHD 発電機のノズルは，作動プラズマを発電回路の入口でその流体的諸条件が設計通りとなるまで加速する本来の機能以外に，作動プラズマをその内部を流れる電流によりシード完全電離状態にまで加熱する機能も併せ持つ必要があり，その点からも重要なコンポーネントである。

最近の実験に用いられている発電機のノズルの場合，このプラズマの加熱・電離機能を持たせるために，その上下の各壁面に設置されるアノードを，従来のように 1 枚でノズル部壁面全体を短絡するものとするのではなく，間に絶縁壁を挟んで半径方向に超音速部からスロート付近までの第 1 アノードと出口付近の第 2 アノードの 2 枚に分割し，その 2 電極間を外部で短絡あるいは小さな抵抗を介して接続してあるのが普通である⁽¹⁾⁽²⁾。アノードが電極壁だけの非分割タイプでは，プラズマ中のホール電界が壁面でほぼ完全に短絡されるので，小さなファラデー電流しか流れずプラズマがあまり加熱されないが，絶縁壁を挟んだ 2 分割タイプとすると，外部ではほぼ短絡されていても，絶縁壁の部分

のプラズマ内には局所的に正負のホール電界が発生し大きなファラデー電流が流れるので，プラズマの十分な加熱・電離が期待できるわけである。

一方，本発電機の動作特性の非定常数値シミュレーションも，従来は発電回路部のみを解析領域として行われていたが，最近ではノズル部も考慮されるようになり，簡便な準 1 次元解析コードを用いたものから詳細な 2 あるいは 3 次元解析コードを用いたものまで多数の解析結果が報告されている^{(3)~(8)}。しかし，それらのうち，電極配置の関係でかなり強い 2 次元性を持つと予想されるノズル内諸量の発電機半径方向および高さ方向分布を詳細に計算することができる 2 あるいは 3 次元解析コードを用いたシミュレーションは，全て従来の非分割タイプのアノードを持つ発電機を解析対象としている。そして，最近の 2 分割タイプのアノードを持つ発電機に対しては，諸量の発電機高さ方向分布についての詳細な検討を行うことはできない，発電機半径方向分布のみ計算する準 1 次元解析コードかあるいはそれに加えて発電機方位角方向分布も計算する 2 次元解析コードによる結果しかまだ報告されていない。

以上の点を考慮して，本研究では，セシウムをシードした

ヘリウムを作動プラズマとする熱入力 100 MW・電気出力 40 MW の 2 分割タイプのアノードを持つ超音速非平衡ディスク形 MHD 発電機を想定し、亜音速ノズル部から発電流路部までを解析領域として、諸量の発電機半径方向および高さ方向分布を考慮した動作特性の非定常 2 次元数値シミュレーションを行うことにより、ノズル内でのプラズマの電離過程を明らかにするとともに、分割アノード間の外部抵抗や壁面リーク抵抗の発電機動作特性に及ぼす影響についての検討も併せて行う。

2. シミュレーション手法の概要

非平衡ディスク形 MHD 発電機の場合、作動プラズマは 2 枚のディスクの間を中心から外向きに流れるので、その形状の対称性から、強い電離不安定性現象の発生時等特殊な場合を除けば、諸量分布は発電機方位角方向 (θ 方向) にはほぼ一定であると仮定して差し支えない。さらに、発電機高さ方向 (z 方向) の諸量分布の影響は、境界層によるもののみであれば、境界層排除厚さ等の仮定を導入することにより近似的に考慮できるので、発電機の動作特性解析には、発電機半径方向 (r 方向) のみの諸量分布の計算を行う、簡便な非定常準 1 次元解析コードがよく用いられている。

しかし、ノズル内では、アノードがその壁面に設置されているので、電流分布が主流部でも 2 次元的になっている。従って、ノズル内でのプラズマの電離過程を精度良く計算するためには、 r 方向のみの準 1 次元の解析コードでは不十分で、 z 方向の諸量分布の計算も行う 2 次元のコードが必要不可欠であると考えられる。そこで、本研究のシミュレーションには、著者等が最近開発した非平衡ディスク形 MHD 発電機の r - z 平面における非定常 2 次元解析コードを使用した。

なお、ノズル内のプラズマの電離過程をシミュレートするには、セシウムイオン密度の時間変化率の計算を精度良く行う必要があるが、そのために本コードでは、従来からの基底準位および自由電子による衝突電離・三体再結合過程のみを考慮した時間変化率の計算手法⁽⁹⁾ではなく、著者らが最近開発した励起準位および自由電子による衝突励起・反励起過程も考慮したより精度の高い計算手法⁽¹⁰⁾を用いている。また、作動プラズマの流体力学諸量分布の時間依存計算は、高解像スキームの一種で遷音速流れの計算手法としては定評がある Chakravarthy-Osher の TVD スキーム⁽¹¹⁾により行っている。

解析コードの詳細に関しては、既に文献 (3) および (12) で説明したので、そちらを参照していただくことにし、ここでは、本コードで解析の基礎方程式として用いた非平衡 MHD 発電プラズマの非定常 r - z 2 次元方程式を以下に示すにとどめる。

<2.1> 流体力学諸量の基礎方程式 プラズマの流体力学諸量の基礎方程式 (保存形の 2 次元 Navier-Stokes 方程式) は次式の通りである。

$$\frac{\partial U}{\partial t} + \frac{\partial F}{\partial r} + \frac{\partial H}{\partial z} - C = 0 \quad (1)$$

ここで

$$U = \begin{bmatrix} \rho \\ \rho u_r \\ \rho u_\theta \\ \rho u_z \\ \rho e_s \end{bmatrix} \quad (2)$$

$$F = \begin{bmatrix} \rho u_r \\ \rho u_r^2 + p \\ \rho u_r u_\theta \\ \rho u_r u_z \\ \rho u_r h_s \end{bmatrix} - \begin{bmatrix} 0 \\ \tau_{rr} \\ \tau_{r\theta} \\ \tau_{rz} \\ u_r \tau_{rr} + u_\theta \tau_{r\theta} + u_z \tau_{rz} - q_r \end{bmatrix} \quad (3)$$

$$H = \begin{bmatrix} \rho u_z \\ \rho u_r u_z \\ \rho u_\theta u_z \\ \rho u_z^2 + p \\ \rho u_z h_s \end{bmatrix} - \begin{bmatrix} 0 \\ \tau_{rz} \\ \tau_{\theta z} \\ \tau_{zz} \\ u_r \tau_{rz} + u_\theta \tau_{\theta z} + u_z \tau_{zz} - q_z \end{bmatrix} \quad (4)$$

$$C = -\frac{1}{r} \begin{bmatrix} \rho u_r \\ \rho u_r^2 - \rho u_\theta^2 \\ 2\rho u_r u_\theta \\ \rho u_r u_z \\ \rho u_r h_s \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} 0 \\ J_\theta B_z \\ -J_r B_z \\ 0 \\ J_r E_r + J_z E_z \end{bmatrix} - \frac{1}{r} \begin{bmatrix} 0 \\ \tau_{rr} - \tau_{\theta\theta} \\ \tau_{r\theta} + \tau_{\theta r} \\ \tau_{rz} \\ u_r \tau_{rr} + u_\theta \tau_{r\theta} + u_z \tau_{rz} - q_r \end{bmatrix} \quad (5)$$

$$e_s = c_v T + \frac{u_r^2 + u_\theta^2 + u_z^2}{2} \quad (6)$$

$$h_s = c_p T + \frac{u_r^2 + u_\theta^2 + u_z^2}{2} \quad (7)$$

$$p = \rho R T \quad (8)$$

$$\tau_{rr} = 2\mu_e \frac{\partial u_r}{\partial r} - \frac{2}{3}\mu_e \left(\frac{1}{r} \frac{\partial r u_r}{\partial r} + \frac{\partial u_z}{\partial z} \right) \quad (9)$$

$$\tau_{\theta\theta} = 2\mu_e \frac{u_r}{r} - \frac{2}{3}\mu_e \left(\frac{1}{r} \frac{\partial r u_r}{\partial r} + \frac{\partial u_z}{\partial z} \right) \quad (10)$$

$$\tau_{zz} = 2\mu_e \frac{\partial u_z}{\partial z} - \frac{2}{3}\mu_e \left(\frac{1}{r} \frac{\partial r u_r}{\partial r} + \frac{\partial u_z}{\partial z} \right) \quad (11)$$

$$\tau_{r\theta} = \mu_e \left(\frac{\partial u_\theta}{\partial r} - \frac{u_\theta}{r} \right), \quad \tau_{\theta z} = \mu_e \frac{\partial u_\theta}{\partial z} \quad (12)$$

$$\tau_{rz} = \mu_e \left(\frac{\partial u_z}{\partial r} + \frac{\partial u_r}{\partial z} \right) \quad (13)$$

$$q_r = -\lambda_e \frac{\partial T}{\partial r}, \quad q_z = -\lambda_e \frac{\partial T}{\partial z} \quad (14)$$

$$\mu_e = \mu_m + \mu_t, \quad \lambda_e = \lambda_m + \lambda_t = \frac{c_p \mu_m}{P_{rm}} + \frac{c_p \mu_t}{P_{rt}} \quad (15)$$

ただし、 ρ : 質量密度、 u : ガス流速、 e_s : 激み点内部エネルギー、 h_s : 激み点エンタルピー、 p : ガス圧力、 T : ガス温度、 τ : 粘性応力、 q : 熱流束、 J : 電流密度、 E : 電界、 B : 印加磁束密度、 R : ガス定数、 c_v : 定積比熱、 c_p : 定圧比熱、 μ_m , μ_t : 分子および乱流粘性係数、 λ_m , λ_t : 分子および乱流熱

伝導率, P_{rm} , P_{rl} : 分子および乱流プラントル数,

添字 r , θ , z : それぞれ r , θ および z 方向成分

なお, (15) 式中の乱流粘性係数の計算は, Prandtl の混合長モデルに基づいて Cebeci と Smith が提案し Stock と Haase が修正した方法⁽¹³⁾ により行っている.

<2.2> 電気諸量の基礎方程式 プラズマの電気諸量の非定常 2 次元基礎方程式は次式の通りである.

$$\frac{\partial}{\partial r}(2\pi r J_r) + \frac{\partial}{\partial z}(2\pi r J_z) = 0 \quad (16)$$

$$E_r = -\frac{\partial \phi}{\partial r}, \quad E_z = -\frac{\partial \phi}{\partial z} \quad (17)$$

$$J_r = \frac{\sigma}{1 + \beta^2}(E_r + u_\theta B_z + \beta u_r B_z) \quad (18)$$

$$J_\theta = \frac{\sigma}{1 + \beta^2}(\beta E_r + \beta u_\theta B_z - u_r B_z) \quad (19)$$

$$J_z = \sigma E_z \quad (20)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial n_{ih}}{\partial t} + u_r \frac{\partial n_{ih}}{\partial r} + u_z \frac{\partial n_{ih}}{\partial z} \\ = \dot{n}_{ih} + \frac{n_{ih}}{\rho} \left(\frac{\partial \rho}{\partial t} + u_r \frac{\partial \rho}{\partial r} + u_z \frac{\partial \rho}{\partial z} \right) \end{aligned} \quad (21)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial n_{ic}}{\partial t} + u_r \frac{\partial n_{ic}}{\partial r} + u_z \frac{\partial n_{ic}}{\partial z} \\ = \dot{n}_{ic} + \frac{n_{ic}}{\rho} \left(\frac{\partial \rho}{\partial t} + u_r \frac{\partial \rho}{\partial r} + u_z \frac{\partial \rho}{\partial z} \right) \end{aligned} \quad (22)$$

$$n_e = n_{ih} + n_{ic} \quad (23)$$

$$\begin{aligned} \frac{J_r^2 + J_\theta^2 + J_z^2}{\sigma} - Q_R - \frac{3}{2} \delta n_e m_e k(T_e - T) \\ \times \left(\frac{\nu_h}{m_h} + \frac{\nu_c}{m_c} + \frac{\nu_{ih}}{m_h} + \frac{\nu_{ic}}{m_c} \right) \\ - \frac{3}{2} k T_e \dot{n}_e + \sum_j \varepsilon_{hj} \dot{n}_{hj} + \sum_j \varepsilon_{cj} \dot{n}_{cj} = 0 \end{aligned} \quad (24)$$

ただし, ϕ : 電位, T_e : 電子温度, σ : 導電率, β : ホールパラメータ, n : 粒子密度, $\dot{n}$: 粒子密度の正味の時間変化率, m : 粒子の質量, ε : 電離エネルギー, ν : 衝突周波数, Q_R : 放射損失, δ : 衝突損失係数, k : ボルツマン定数, 添字 e , h , j , c , ih , ic : それぞれ自由電子, ヘリウムの j 準位の価電子, セシウムの j 準位の価電子, ヘリウム原子, セシウム原子, ヘリウムイオン, セシウムイオン

なお, (24) 式中の放射損失 Q_R は, 発電機内プラズマの場合, シード原子の共鳴放射に起因するものを考慮すれば十分であるので, Lutz の論文⁽¹⁴⁾ に従って, シード原子であるセシウムの主要な 4 本の共鳴線 ($6^2P_{1/2} - 6^2S_{1/2}$, $6^2P_{3/2} - 6^2S_{1/2}$, $7^2P_{1/2} - 6^2S_{1/2}$ および $7^2P_{3/2} - 6^2S_{1/2}$ 遷移によるもの) のプラズマ内各点での放射と吸収の差を計算することにより求めている.

3. 解析対象

本研究では, セシウムをシードしたヘリウムを作動プラズマとする熱入力 100 MW, 電気出力 40 MW, ノズル入口半径 0.18 m, スロート半径 0.23 m, 発電流路入口半径 0.3 m および発電流路出口半径 0.7 m の超音速非平衡ディスク形 MHD 発電機を想定し, 第 1 アノードは主に亜音速ノズル部

表 1 解析を行う発電機の発電流路部の基本仕様

Table 1. Basic specifications of generation channel section of disk generator studied.

熱入力	100 MW	電気出力	40 MW
入口澱み点温度	2,200 K	入口澱み点圧力	3 atm
入口マッハ数	1.53	入口ガス流速	3,160 m/s
入口半径	0.3 m	出口半径	0.7 m
入口発電機高	0.058 m	出口発電機高	0.099 m
入口印加磁束密度	8 T	出口印加磁束密度	7 T
シード率	1.65×10^{-5}	負荷抵抗	4.096 Ω
負荷電圧	12.8 kV	負荷電流	3.125 kA
エンタルピー抽出率	40 %	断熱効率	81.7 %

に設置されていることを考慮して, 解析領域を半径方向にはそのノズル入口から発電流路出口までとして非定常 2 次元数値シミュレーションを行った. また, 発電機高さ方向については, 発電機がその高さ方向の中心軸に対して対称であることおよび想定した発電機の場合これまでの解析で偏流現象は発生していない⁽¹²⁾⁽¹⁵⁾ ことを考慮して, 発電機高さ方向の中心軸から片側の壁面までを解析領域とした.

<3.1> 発電流路部 想定した発電機の発電流路部の基本仕様を表 1 に示す. これらの仕様は, 著者らが最近開発した発電流路の断面形状と超電導マグネットのレイアウトを同時に決定することができる設計計算コードを用い, 固定条件として上記の熱入力等に加えて入口澱み点温度 2200 K, 入口澱み点圧力 3 atm および入口印加磁束密度 8 T を与えることにより決定したものである. 用いた設計計算コードの詳細に関しては文献 (16) および (17) を参照されたい.

<3.2> ノズル部 上述したように, ノズル入口半径は 0.18 m としたが, これはこの付近で導入管からの作動プラズマの流れがほぼ半径方向に向きを変え終わると考えられるからである. 一方, スロート半径は 0.23 m, ノズル出口半径は発電流路の入口半径に等しい 0.3 m であるので, 想定したノズルの全長は 0.12 m で, そのうち上流側の長さ 0.05 m の部分が亜音速部, 下流側の長さ 0.07 m の部分が超音速部ということになる.

本ノズル入口での作動プラズマのマッハ数は 0.7 とし, 澱み点温度および澱み点圧力は, 発電流路入口で要求される値とノズル内の熱損失および圧力損失を考慮して, 2250 K および 3.35 atm に選んだ.

ノズル出口に接続される発電流路部の断面積はその設計により与えられており, さらに, 亜音速部では熱損失および圧力損失が無視できるとすれば, ノズル入口の流体条件によりその入口およびスロートの断面積も決まる. また, スロートでは断面積が最小となる必要がある. そこで, 本研究では, ノズル部の断面形状は, 全体の断面積分布ができるだけ簡単な関数でしかかもなめらかにつながるように, 亜音速および超音速部の断面積分布を上記の条件を満足するような 2 次関数および 3 次関数の形で与えることにより決定した.

2 分割タイプのアノードを想定しているので, ノズル部の壁面には, 半径方向に第 1 および第 2 アノードが分割設置

図1 発電機の断面形状と印加磁束密度分布
Fig. 1. Cross-sectional view and magnetic flux density distribution of disk generator studied.

されるが、それらの位置は、第1アノードが半径0.18 mから0.235 mまで、間に0.05 mの絶縁壁を挟んで第2アノードが0.285 mから0.3 mまでとした。

解析領域内の印加磁束密度分布 B_z は半径 r のみの関数とし、その分布には、発電路部の設計時に超電導マグネットのレイアウトも決定されているので、それによって作られる発電機高さ方向の中心軸上の分布を与えた。解析を行った範囲の発電機の断面形状と印加磁束密度分布を図1に示す。

<3.3> 境界条件 まず、解析領域入口における流体力学諸量の境界条件については、激み点温度および激み点圧力は前節で選んだ値で一定という固定境界条件として与えたが、流れが入口では亜音速でしかもスロートで音速状態となるように自動調整されることを考慮して、マッハ数を固定境界条件として与えることはせず、そのかわりに質量密度の入口境界での値を境界の下流方向に隣接して連続する解析領域内の2格子点におけるその値から直線外挿により計算し境界条件として用いた。また、入口での方位角方向流速は0とした。一方、解析は発電路部まででディフューザ部までは行っていないので、解析領域出口では、全ての保存変数のそこでの値を境界の上流方向に隣接して連続する解析領域内の2格子点における保存変数の値から直線外挿により計算し、それらを境界条件として用いた。

次に、解析に用いた電氣的な境界条件について説明する。通常導管は金属製で、従って第1アノードより上流側は完全に等電位であると考えて差し支えないので、解析領域入口の電位は第1アノードと同電位で高さ方向に一定とした。第1および第2アノード間は、外部で短絡あるいは小さな抵抗を介して接続されているものとし、さらに一部の解析では両アノード間の絶縁壁上に分布するリーク抵抗も考慮した。解析領域内にカソードは存在しないので、解析領域出口は高さ方向に等電位となっていると仮定することにより等価的なカソードを想定し、第2アノードとその間に定格負荷抵抗を接続した。

図2 半径方向流速の発電機中心軸上における半径方向分布の時間変化

Fig. 2. Time-dependent distribution of radial gas velocity on generator center line.

4. ノズル内電離過程

まず、2分割タイプのアノードを持つノズルの性能の確認とその内部でのプラズマの電離過程について考察するために、分割アノード間を外部で短絡した場合について、非定常 r - z 2次元数値シミュレーションを行った。なお、分割アノード間の絶縁壁は理想的で、電流リークはないものとした。

発電機内諸量分布の時間変化の一例として、図2に計算開始後長時間経過した後の発電機高さ方向の中心軸上における半径方向流速の半径方向分布の時間変化を示す。この図より、流速分布は、発電路入口付近に若干の動揺が見られるものの、全体としては安定な定常状態に達していることがわかる。

計算の結果得られた、定常状態における発電機内の半径方向流速、電位、電子密度および電流流線の2次元分布を図3に示す。本発電機の場合ノズル出口部でのシード原子密度は約 $7 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ であるので、この図より、プラズマは、ノズル内の分割アノード間でシード完全電離状態（シード原子がほぼ100%電離している状態）に達し、発電路内全体でその状態を維持していることがわかる。そして、シード原子の電離がこのような理想的であるので、半径方向流速等各諸量の発電路部の分布はほぼ設計通りである。また、エンタルピー抽出率もほぼ設計通りの38.3%となった。これらの結果は、2分割タイプのアノードをもつノズルは優れた性能を有していることを示している。一方、ノズル内の電気諸量分布は強い2次元性を持つことがわかるが、このことは本 r - z 2次元シミュレーションの必要性を示している。

次に、ノズル内でのプラズマの電離過程について考察する。定常状態における発電機内の半径方向流速、電位、電子密度および電流流線の2次元分布は既に図3に示したが、この図ではノズル内の諸量分布がわかりにくいので、発電機前半部分 ($0.18 \text{ m} \leq r \leq 0.38 \text{ m}$) におけるそれらの分布の拡大図を改めて図4に示す。この図より、電流が第1アノードの下流端から絶縁壁に沿って半径方向に流れ出し、それにより、まず発電機の壁に近い部分のプラズマがシ

図3 分割アノード間外部短絡の場合の計算結果
Fig. 3. Simulation results in case two anodes are externally short-circuited.

ード完全電離状態にまで加熱され、その後、絶縁壁部の下流側で、発電機の中心部のプラズマも加熱され、ノズル内の分割アノード間で断面全体のプラズマがうまくシード完全電離状態にまで達していることがわかる。また、絶縁壁部の上流および下流端で電位は急激に下降および上昇しているの、それらの部分に正負の高電界が発生していることもわかる。このことより、ノズル内の分割アノード間でプラズマがうまく電離するのは、絶縁壁の上流端で電離した壁近傍のプラズマが下流側で局所的に発電状態となり高電界を発生させ、大きなファラデー電流が流れてその付近のプラズマを全て加熱・電離させるとともに、そこで発生した電力が、第2アノードと外部接続を通じて上流側へ伝わり、第1ア

図4 分割アノード間外部短絡の場合の計算結果
(発電機前半部分拡大図)

Fig. 4. Simulation results in case two anodes are externally short-circuited (upstream half region).

ードから再びプラズマに注入され、発生するジュール熱で亜音速ノズルからの非電離プラズマを壁近傍で加熱・電離し、下流側で発電する電離プラズマを作るというフィードバックが生じているためであると考えられる。

なお、既に図2に示したように、発電機内の流速分布の時間変化にはプラズマの流れに乗って伝搬する周期的な動揺が見られるが、これはノズル内の分割アノード間で中心部のプラズマがシード完全電離状態に達する半径位置が時間的に若干変動するために起こる現象である。しかし、本動揺は、ごく小さいものであり、しかも発電流路の後半部ではほぼ消滅するのであまり問題にはならないと考えられる。

図5 分割アノード間の外部抵抗が 0.4Ω の場合の計算結果（発電機前半部分拡大図）

Fig. 5. Simulation results in case external resistance is 0.4Ω (upstream half region).

5. アノード部外部抵抗の影響

次に、アノード部外部回路のノズルの性能に及ぼす影響を明らかにするために、分割アノード間を 0.4Ω の抵抗を介して外部で接続した場合について r - z 2次元数値シミュレーションを行った。発電流路内の諸量の定常分布は前章で示した分割アノード間外部短絡の場合とほぼ同じとなったので、計算の結果得られた半径方向流速、電位、電子密度および電流流線の2次元分布の発電機前半部分における拡大図のみを図5に示す。また、同じ部分の停滞点圧力の定常状態における半径方向分布を、前章の分割アノード間外部短絡の

図6 発電機前半部分における停滞点圧力の半径方向分布

Fig. 6. Stagnation pressure distributions along radial direction in upstream half region.

場合とあわせて、図6に示す。

停滞点圧力分布の図を見ると、分割アノード間に外部抵抗を接続した場合は、外部短絡の場合よりも、ノズル部の圧力損失が大きいため、本発電機の場合は外部短絡の方が望ましいことは明らかである。しかし、電子密度分布を比較すると、外部抵抗を接続した方が、ノズル内で中心部のプラズマがシード完全電離状態に達する半径位置が若干上流側にシフトしているため、外部短絡では電離が不十分な場合には、適切な外部抵抗の接続が有効であると考えられる。

6. 壁面リーク抵抗の影響

前章までの結果は、分割アノード間の絶縁壁部に発生する局所電界がノズル部でのプラズマの加熱・電離に必要な不可欠であることを示している。従って、絶縁壁部にリーク抵抗が分布して存在し、その絶縁性能が低下していると、局所電界が短絡されるので、ノズル内の分割アノード間でのプラズマの電離が阻害され、発電機の性能が劣化することになると予想される。実際、最近の東京工業大学のFuji-1装置を用いた実験において、壁面へのシードの付着が原因とみられるそのような発電性能の劣化が観測されている⁽²⁾。そこで、どの程度のリーク抵抗でノズル内の分割アノード間でのプラズマの加熱・電離に影響が出るかを検討するために、分割アノード間の絶縁壁部に種々の大きさのリーク抵抗が分布して存在する場合について r - z 2次元数値シミュレーションを行った。なお、分割アノード間の外部接続は短絡とした。

計算結果の例として、リーク抵抗が半径方向に片面あたり 10 および $5 \text{ k}\Omega/\text{m}$ の2ケースについて、定常状態における発電機内の半径方向流速、電位、電子密度および電流流線の2次元分布をそれぞれ図7および8に示す。これらの図より、リーク抵抗が $10 \text{ k}\Omega/\text{m}$ 程度であれば、ノズル内の分割アノード間でのプラズマの加熱・電離にほとんど支障はなく、発電機の性能は良好であることがわかる。しかし、リーク抵抗がそれより若干低い $5 \text{ k}\Omega/\text{m}$ の場合には、ノズ

Radial gas velocity

Electric potential

Electron density

Current (100 A/line)

図7 分割アノード間のリーク抵抗が 10 kΩ/m の場合の計算結果

Fig. 7. Simulation results in case leakage resistance is 10 kΩ/m.

ル内の両アノード間でのプラズマの電離が不十分で、シードが完全電離に達する場所が $r = 0.3$ m の発電流入口の直後にまで後退するため、その付近で半径方向流速が急激に低下してしまっていることがわかる。その影響で、エンタルピー抽出率も 32.4 % にまで低下しており、この程度のリーク抵抗で発電機の性能が著しく劣化することが明らかとなった。

ところで、5 kΩ/m というリーク抵抗値を分割アノード間の抵抗に換算すると各壁面あたり 250 Ω であるので、シードの付着等で壁面が汚れていると十分に起こり得る値である。一方、発電流路部では、半径方向の電界がほぼ一定であ

Radial gas velocity

Electric potential

Electron density

Current (100 A/line)

図8 分割アノード間のリーク抵抗が 5 kΩ/m の場合の計算結果

Fig. 8. Simulation results in case leakage resistance is 5 kΩ/m.

るので、同じ値のリーク抵抗があるとする、今回想定した発電流路長 0.4 m の発電機の場合、それは負荷抵抗に並列に各壁面あたり 2000 Ω の抵抗が接続されているのと同じ効果を持つ。しかし、この抵抗値に較べて定格負荷抵抗値は 4.096 Ω と約 500 分の 1 であるので、発電流路部では、この程度のリーク抵抗であれば、その影響は無視しても差し支えないと考えられる。このことは、発電流路部に較べて、ノズル部ではリーク抵抗の影響を桁違いに受けやすいので、シードの付着等を防止し分割アノード間の壁面の絶縁性を確保することは、発電機の性能維持に特に重要であることを示している。

7. あとがき

以上、本論文では、セシウムをシードしたヘリウムを作動プラズマとする熱入力 100 MW・電気出力 40 MW の 2 分割タイプのアノードを持つ超音速非平衡ディスク形 MHD 発電機を想定し、亜音速ノズル部から発電流路部までを解析領域として、その動作特性の非定常 r - z 2 次元数値シミュレーションを行った。

その結果、2 分割タイプのアノードを持つノズルの場合、壁近傍の電離プラズマが絶縁壁部の下流側で局所的に発電状態となり高電界を発生させ、大きなファラデー電流が流れてその付近のプラズマを全て加熱・電離させるため、ノズル内の分割アノード間でプラズマがうまくシード完全電離状態にまで達することを明らかにし、本ノズルは優れた性能を有していることを示した。そして、このようにプラズマがうまく電離するのは、絶縁壁部下流端の発電領域で発生した電力が、第 2 アノードと外部接続を通じて上流側へ伝わり、第 1 アノードから再びプラズマに注入され、発生するジュール熱で亜音速ノズルからの非電離プラズマを壁近傍で加熱・電離し、下流側で発電する電離プラズマを作るというフィードバックが生じているためであることを明らかにした。また、分割アノード間は外部で短絡することが望ましいが、それでは電離が不十分な場合には、適切な外部抵抗の接続が有効であることを明らかにした。さらに、分割アノード間の絶縁壁部にリーク抵抗が分布して存在する場合についても検討を行った。そして、発電流路部に較べて、ノズル部ではリーク抵抗の影響を桁違いに受けやすいので、シードの付着等を防止し分割アノード間の壁面の絶縁性を確保することは、発電機の性能維持に特に重要であることを明らかにした。

終りに、本研究を実施するにあたり文部省科学研究費補助金（基盤研究（C））、課題番号：10680483）を受けたことを付記し、謝意を表します。

（平成 12 年 4 月 24 日受付、同 12 年 7 月 19 日再受付）

文 献

- (1) 花岡、他：「アルゴンを用いたディスク型 MHD 発電機の性能に対する断面積比の影響」、電学論 B, 118, 866 (平 10-7/8)
- (2) Y. Okuno, et al.: "High Enthalpy Extraction Experiments with Fuji-1 MHD Blow-Down Facility", *Energy Convers. Mgmt*, 40, 1177 (1999)
- (3) 乾・石川・卯本：「非平衡ディスク形 MHD 発電機の境界層を考慮した二次元解析」、電学論 B, 112, 507 (平 4-6)
- (4) 乾・石川・卯本：「非平衡ディスク形 MHD 発電機の超音速ノズルおよび境界層を考慮した設計および解析」、電学論 B, 116, 352 (平 8-3)
- (5) 大久保・山岬：「数値解析によるディスク型プラズマ MHD 発電機の性能予測」、電学論 B, 117, 112 (平 9-1)
- (6) 清水・小林・奥野・梶島：「熱入力 100 MW 非平衡ディスク形 MHD 発電機におけるプラズマ・流体の三次元構造」、電学論 B, 119, 103 (平 11-1)
- (7) Y. Inui & M. Ishikawa: "Performance Analysis of Supersonic Nonequilibrium Disk MHD Generator Considering Nozzle and Diffuser", '99 エネルギー先端工学シンポジウム, 179 (1999)
- (8) 大久保・奥野・梶島・山岬：「アルゴンを用いたディスク形 MHD 発電機内に発生する放電構造の数値シミュレーション」、電学論 B, 119, 820 (平 11-7)
- (9) E. Hinnov & J. G. Hirschberg: "Electron-Ion Recombination in Dense Plasmas", *Phys. Rev.*, 125, 795 (1962)
- (10) 乾・野口・石川・卯本：「非平衡 MHD 発電機内プラズマの新電子密度計算手法とその非定常準 1 次元解析への適用」、電学論 B, 115, 156 (平 7-2)
- (11) S. R. Chakravarthy & S. Osher: "A New Class of High Accuracy TVD Schemes for Hyperbolic Conservation Laws", AIAA Paper, AIAA-85-363 (1985)
- (12) 乾・小杉・石川：「超音速非平衡ディスク形 MHD 発電機のディフューザ部を考慮した 2 次元解析」、電学論 B, 120, 278 (平 12-2)
- (13) H. W. Stock & W. Haase: "The Determination of Turbulent K Length Scale in Algebraic Turbulence Models for Attached and Slightly Separated Flows Using Navier-Stokes Methods", AIAA Paper, AIAA-87-1302 (1987)
- (14) M. A. Lutz: "Radiation and Its Effect on the Nonequilibrium Properties of a Seeded Plasma", *AIAA J.*, 5, 1416 (1967)
- (15) 小杉・乾・松尾・石川：「He-Cs 非平衡ディスク形 MHD 発電機のディフューザ部を含む流れの対称性について」、平 11 電気学会大会, No. 1836
- (16) Y. Inui, M. Ishikawa & J. Umoto: "Conceptual Design of Coupled Nonequilibrium Disk MHD Generator and Superconducting Magnet System", *Energy Convers. Mgmt*, 37, 1765 (1996)
- (17) 乾・石川：「非平衡ディスク形 MHD 発電機の境界層を考慮した二次元設計計算」、電学論 B, 118, 767 (平 10-7/8)

乾 義 尚

（正員）1959 年 3 月 31 日生。1981 年京都大学工学部電気工学科卒業。1983 年同大学大学院工学研究科電気工学専攻修士課程修了。京都大学工学部電気工学科助手、同講師を経て、1999 年より豊橋技術科学大学電気・電子工学系助教授。工学博士。エネルギー変換、MHD 発電機およびその系統連系、燃料電池等に関する研究に従事。エネルギー・資源学会等会員。

枚 田 智 裕

（非会員）1975 年 11 月 7 日生。1998 年京都大学工学部電気工学科卒業。2000 年同大学大学院工学研究科電気工学専攻修士課程修了。同年、松下電器産業（株）入社、現在に至る。京都大学において、非平衡 MHD 発電機に関する研究に従事。

石 川 本 雄

（正員）1949 年 1 月 12 日生。1971 年京都大学工学部電気工学科卒業。1976 年同大学大学院工学研究科電気工学専攻修士課程修了。京都大学原子エネルギー研究所助手、同大学工学部電気工学科助教授等を経て、1998 年筑波大学構造工学系教授、改組により現在同大学機能工学系教授。工学博士。主として、エネルギー変換、MHD 発電に関する研究に従事。プラズマ・核融合学会、エネルギー・資源学会等会員。