ブローダウン方式非平衡ディスク形 MHD 発電機の 数値シミュレーション

正員 乾 義尚* 学生員 伊藤 英之*
学生員 石田 太一*

Numerical Simulation of Blow-Down Closed-Cycle Disk MHD Generator

Yoshitaka Inui*, Member, Hideyuki Ito*, Student Member, Taichi Ishida*, Student Member

Numerical simulations of the closed-cycle disk MHD generation experiment with TIT (Tokyo Institute of Technology) Fuji-1 blow-down facility are performed. In the calculations, the r - z two-dimensional time-dependent simulation code developed by the authors that can take the effect of water contamination into account is used, and the experimental conditions of Run A4109 operated by Disk-F4 generator are selected as the numerical conditions. When the water contamination is the lowest level realized in the experiments, the simulation results coincide with the experimental results reasonably well, though there exist some discrepancies caused by inaccuracy of used basic plasma parameters, limitations of the two-dimensional approximation, etc. The voltage-current curve is almost linear, indicating that the MHD interaction is relatively weak and the flow field is mainly determined by the back pressure. The increase of the water contamination level results in the decrease of the seed ionization rate at the generator channel inlet, leading to the steep deterioration of the generator performance.

キーワード：非平衡 MHD 発電，ディスク形発電機，数値シミュレーション，ブローダウン装置

Keywords: closed-cycle MHD power generation, disk generator, numerical simulation, blow-down facility

1. まえがき

非平衡ディスク形 MHD 発電機の実用化を目指した実験的研究は過去約 30 年にわたって地道に進められてきており、最初から行われている実験継続時間はミリ秒オーダーと短いものの装置が小型で簡便な衝撃波管装置を用いた実験に加えて、約 20 年前からは高温熱交換器を備えたより実用装置に近い構成で実験継続時間が分オーダーと長いブローダウン装置を用いた実験が行われてきた。この間、実験により得られる発電性能は着実に向上し、理想に近い形状の発電機と不純物をほとんど含まない作動プラズマを用いることができる衝撃波管装置を用いた実験では、30%以上の高エンタルピー抽出率と 55%近い高断熱効率が得られている⁽¹⁾⁽²⁾。また、ブローダウン装置を用いた実験では、作動プラズマ中にシード原子と同量程度の水分子が不純物として含まれるためエンタルピー抽出率は最高でも 19%程

度と若干低いものの、実験継続時間全体にわたって高出力が得られ、非平衡ディスク形 MHD 発電機による安定した高エンタルピー抽出の実証に成功している⁽³⁾⁻⁽⁵⁾。そして、これらの成果をふまえて、現在はより長時間の連続実験が可能なクローズドループ装置の建設が行われている。

一方、ディスク形発電機の動作特性の数値シミュレーションコードは、発電機の半径方向 (r 方向) のみを考慮した簡便な非定常準 1 次元解析コードから、半径方向と方位角方向 (θ 方向) または半径方向と高さ方向 (z 方向) を考慮した非定常 2 次元解析コード、さらに最近では非定常 3 次元解析コードまで開発されている。そして、それらを駆使することにより、発電実験の数値シミュレーションや将来の大型発電機の性能予測、性能改善手法の提案等多数の研究が行われている⁽⁶⁾⁻⁽¹²⁾。それらのうち、発電実験の数値シミュレーションに関しては、衝撃波管装置およびブローダウン装置を用いた実験の両方に対して行われており、衝撃波管装置を用いた実験に対しては従来から実験結果と数値シミュレーション結果のよい一致が報告されている⁽⁹⁾⁽¹²⁾ が、ブローダウン装置を用いた実験に対してはあまりよい一致はみられていない⁽⁸⁾。この不一致は、これまでのブローダウン実験の数値シミュレーションでは、不純物の水分子の

* 豊橋技術科学大学 電気・電子工学系
〒441-8580 豊橋市天伯町雲雀ヶ丘 1-1
Department of Electrical and Electronic Engineering,
Toyohashi University of Technology
1-1, Hibarigaoka, Tempaku-cho, Toyohashi 441-8580

影響を考慮していなかったことおよびノズルでのシード原子の電離過程を正確に計算できていなかったためであると考えられる。

以上の点を考慮して、本研究では、著者らが最近開発したノズルでのシード原子の電離過程を精度よく計算することができる非平衡ディスク形 MHD 発電機の非定常 r - z 2 次元数値シミュレーションコードを水分子の影響が考慮できるように改良し、それを用いて東京工業大学の非平衡ディスク形 MHD 発電機ブローダウン実験装置 Fuji-1 の Disk-F4 発電機を用いた発電実験の数値シミュレーションを行い、計算結果を実験結果と比較検討する。そして、実験で測定されている最低レベル程度の水分子濃度であれば電気出力は計算結果と実験結果で比較的良好に一致することや発電流路入口での電離度の低下も水分子混入による発電性能劣化の主要な原因となっていること等を明らかにする。

2. 数値シミュレーションの対象と計算条件

本研究で数値シミュレーションの対象としたのは、東京工業大学の非平衡ディスク形 MHD 発電機ブローダウン実験装置 Fuji-1 の Disk-F4 発電機⁽⁴⁾⁽⁵⁾である。この発電機の作動プラズマはセシウムをシードしたアルゴン、熱入力約 3 MW で、サイズはスロートの半径が 0.08 m で高さが 0.015 m、発電流路入口の半径が 0.17 m で高さが 0.019 m、発電流路出口の半径が 0.406 m で高さが 0.04 m である。

計算には 3 次元コードを用いることが望ましいのは言うまでもないが、アルゴンを作動プラズマとする Fuji-1 装置規模の発電機に対するノズルでの電離過程も考慮した詳細な 3 次元計算は現在のコンピュータの能力ではまだ困難であるので、本数値シミュレーションには、2 次元コードではあるがノズルでの電離過程を考慮することができる、非定常 r - z 2 次元解析コードを用いた。

発電機の動作特性解析には発電流路部のみの計算では不十分であることがこれまでの研究により明らかになっている⁽¹⁰⁾⁽¹¹⁾ので、解析領域は半径方向に亜音速ノズル部の半径 0.05 m の位置からディフューザ入口部の半径 0.47 m の位置までとした。また、発電機高さ方向については、流れが発電時には偏りが小さく発電機の高さ方向の中心軸に対する対称性の高い分布になることがやはりこれまでの研究でわかっている⁽⁴⁾ので、中心軸から片側の壁面までを解析領域とした。数値シミュレーションで与えた発電機断面形状と印加磁束密度分布を図 1 に示す。それらは、できるだけ実験と同じとしたが、Disk-F4 発電機の亜音速ノズル部の断面形状は高さ方向に対称ではないので、解析では、その部分だけは実験機と異なり対称なものを仮定することにし、入口でマッハ数が 0.7 でスロートになめらかにつながる形状を与えた。Disk-F4 発電機には第 1 および第 2 アノード、第 1 および第 2 カソードの 4 電極が設置されているが、第 1 カソードには何も接続されていないので、解析では、第 1 アノード (半径 0.05 m から 0.09 m まで)、第 2 アノード (半径 0.14 m から 0.17 m まで) および第 2 カソード (半径

図 1 解析で与えた発電機断面形状と磁束密度分布

Fig. 1. Generator cross-sectional view and magnetic flux density distribution used in calculations.

0.406 m から 0.441 m まで) のみを設置し、模擬した実験にあわせて第 1 と第 2 アノード間は外部回路で短絡とし第 2 アノードと第 2 カソード間に負荷抵抗を接続した。

数値シミュレーションでは、Disk-F4 発電機を用いた一連の発電実験のうちで、比較的初期のものであるが、不純物である水分子濃度の測定値が最も低い 96 年 7 月 3 日に行われた発電実験 Run A4109⁽⁴⁾を模擬することにし、それとほぼ同じである入口液面点温度 1940 K、入口液面点圧力 0.45 MPa、背圧 0.025 MPa および水分子濃度 140 ppm なる条件で計算を行った。この発電実験の条件は、水分子濃度の測定値を除けば、一連の発電実験中で典型的なものであり、実験により得られている最高の電気出力およびエンタルピー抽出率も、それぞれ 440 kW および 16.4% で、一連の発電実験中で最高ではないが典型的なものである。なお、水分子濃度と発電性能の関係については後ほど詳しく考察する。

3. 数値シミュレーション手法

〈3・1〉基礎方程式 本研究で用いた非平衡ディスク形 MHD 発電機の非定常 r - z 2 次元解析コードでは、発電機内作動流体の基礎方程式として、非平衡 MHD 発電プラズマの支配方程式を全ての諸量の分布が発電機の θ 方向に一定であると仮定して簡略化することにより得られる、以下に示す非定常 2 次元方程式⁽⁷⁾⁽¹⁰⁾を考慮している。

まず、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。

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial r}(\rho u_r) + \frac{\rho u_r}{r} + \frac{\partial}{\partial z}(\rho u_z) = 0 \dots \dots \dots (1)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\rho u_r) + \frac{\partial}{\partial r}(\rho u_r^2 + p) + \frac{\rho u_r^2 - \rho u_\theta^2}{r} + \frac{\partial}{\partial z}(\rho u_r u_z) \\ = J_\theta B_z + \frac{\partial \tau_{rr}}{\partial r} + \frac{\tau_{rr} - \tau_{\theta\theta}}{r} + \frac{\partial \tau_{rz}}{\partial z} \dots \dots \dots (2) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\rho u_\theta) + \frac{\partial}{\partial r}(\rho u_r u_\theta) + \frac{2\rho u_r u_\theta}{r} + \frac{\partial}{\partial z}(\rho u_\theta u_z) \\ = -J_r B_z + \frac{\partial \tau_{r\theta}}{\partial r} + \frac{\tau_{r\theta} + \tau_{\theta z}}{r} + \frac{\partial \tau_{\theta z}}{\partial z} \dots \dots \dots (3) \end{aligned}$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho u_z) + \frac{\partial}{\partial r}(\rho u_r u_z) + \frac{\rho u_r u_z}{r} + \frac{\partial}{\partial z}(\rho u_z^2 + p) \\ = \frac{\partial \tau_{rz}}{\partial r} + \frac{\tau_{rz}}{r} + \frac{\partial \tau_{zz}}{\partial z} \dots\dots\dots (4)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho e_s) + \frac{\partial}{\partial r}(\rho u_r h_s) + \frac{\rho u_r h_s}{r} + \frac{\partial}{\partial z}(\rho u_z h_s) \\ = J_r E_r + J_z E_z + \frac{\partial}{\partial r}(u_r \tau_{rr} + u_\theta \tau_{r\theta} + u_z \tau_{rz} - q_r) \\ + \frac{u_r \tau_{rr} + u_\theta \tau_{r\theta} + u_z \tau_{rz} - q_r}{r} \\ + \frac{\partial}{\partial z}(u_r \tau_{rz} + u_\theta \tau_{\theta z} + u_z \tau_{zz} - q_z) \dots\dots\dots (5)$$

ここで

$$e_s = c_v T + (u_r^2 + u_\theta^2 + u_z^2)/2 \dots\dots\dots (6)$$

$$h_s = c_p T + (u_r^2 + u_\theta^2 + u_z^2)/2 \dots\dots\dots (7)$$

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

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

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

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

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

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

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

$$\mu_e = \mu_m + \mu_t, \quad \lambda_e = \frac{c_p \mu_e}{P_r} \dots\dots\dots (15)$$

ただし、 ρ :質量密度、 u :ガス流速、 e_s :澱み点内部エネルギー、 h_s :澱み点エンタルピー、 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 、 μ_e :それぞれ分子、乱流および実効粘性係数、 λ_e :実効熱伝導率、 P_r :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、上式を導出するにあたっては、発電機および超電導マグネットの形状および配置を考慮して、印加磁束密度は z 方向成分 B_z のみをもつものと仮定している。

次に、プラズマの電気諸量の非定常2次元基礎方程式は、本研究では発電実験にあわせて水分子が不純物として混入しているセシウムをシードしたアルゴンを作動プラズマとして想定しているので、次式の通りである。

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

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

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

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

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

$$\frac{\partial n_{ia}}{\partial t} + u_r \frac{\partial n_{ia}}{\partial r} + u_z \frac{\partial n_{ia}}{\partial z} \\ = \dot{n}_{ia} + \frac{n_{ia}}{\rho} \left(\frac{\partial \rho}{\partial t} + u_r \frac{\partial \rho}{\partial r} + u_z \frac{\partial \rho}{\partial z} \right) \dots\dots (21)$$

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

$$n_e = n_{ia} + n_{ic} \dots\dots\dots (23)$$

$$\frac{J_r^2 + J_\theta^2 + J_z^2}{\sigma} - \frac{3}{2} n_e m_e k (T_e - T) \\ \times \left(\delta_a \frac{\nu_a}{m_a} + \delta_c \frac{\nu_c}{m_c} + \delta_{ia} \frac{\nu_{ia}}{m_a} + \delta_{ic} \frac{\nu_{ic}}{m_c} + \delta_w \frac{\nu_w}{m_w} \right) \\ - \frac{3}{2} k T_e \dot{n}_e + \sum_j \varepsilon_{aj} \dot{n}_{aj} + \sum_j \varepsilon_{cj} \dot{n}_{cj} - Q_R = 0 \dots\dots (24)$$

ここで

$$\sigma = \frac{e^2 n_e}{m_e \nu_e}, \quad \beta = \frac{e B_z}{m_e \nu_e} \dots\dots\dots (25)$$

$$\nu_e = \nu_a + \nu_c + \nu_{ia} + \nu_{ic} + \nu_w \dots\dots\dots (26)$$

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 、 aj 、 cj 、 a 、 c 、 ia 、 ic 、 w :それぞれ自由電子、アルゴンの j 準位の価電子、セシウムの j 準位の価電子、アルゴン原子、セシウム原子、アルゴンイオン、セシウムイオン、水分子

〈3・2〉数値計算手法 数値シミュレーションに用い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次元解析コードの手法の詳細に関しては、既に文献(7)および(10)に記述したので、そちらを参照していただくこととし、ここでは簡単にその概要を説明するにとどめる。

作動プラズマの流体力学諸量の r - z 2次元分布の時間依存計算は、高解像スキームの一種で超音速および遷音速流れの計算手法として定評がある、Chakravarthy-OsherのTVDスキーム⁽¹³⁾を用いて(1)~(5)式を解くことにより行っている。また、(15)式中の乱流粘性係数の計算は、CebeciとSmithが提案したモデルを改良したStockとHaaseによる方法⁽¹⁴⁾により行っている。

一方、電気諸量のうち電位、電界および電流密度の r - z 2次元分布は、まず、(17)~(20)式を(16)式に代入するこ

図2 諸量分布の定常状態での時間変化 (水濃度 140 ppm, 負荷抵抗 0.25Ω , シード率 2.5×10^{-4})
 Fig. 2. Time variations of various quantity distributions in steady-state (water fraction: 140 ppm, load resistance: 0.25Ω , seed fraction: 2.5×10^{-4}).

とにより得られる, 電位に関する2階の偏微分方程式をガラキン有限要素法を用いて解き, その結果を再び (17)~(20) 式に代入することにより, 計算を行っている。

イオン密度分布の計算は, (21) および (22) 式を特性曲線法を用いて解くことにより行っている。その際, アルゴンイオン密度の時間変化率 $\dot{n}_{ia}$ の計算には従来からの基底単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計算手法⁽¹⁵⁾を用いているが, ノズル内での電離過程を精度よく計算するため, セシウムイオン密度の時間変化率 $\dot{n}_{ic}$ の計算には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⁽¹⁶⁾を用いている。

電子温度分布の計算は, (24) 式により行っている。その際, アルゴン原子およびセシウム原子の衝突断面積は文献 (17) の値を, 本研究で新たに追加した水分子の衝突断面積は文献 (18) のデータを用いている。また, 電子は水分子以外とは弾性衝突をするものと仮定し, 水分子との非弾性衝突の損失係数 δ_w は文献 (19) の実験データを参考にして 550 (電子温度依存性はなく一定) としている。さらに, (24) 式中の放射損失 Q_R は, 発電機内プラズマの場合, シード原子であるセシウム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⁽²⁰⁾に従って, その $6P-6S$

および $7P-6S$ 遷移による共鳴線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。

4. 数値シミュレーション結果

〈4・1〉 実験結果との比較 実験結果と比較するために文献⁽⁴⁾で結果が報告されている負荷抵抗が 0.25 および 0.48Ω の場合についてシード率を $1.5, 2.0, 2.5, 3.0$ および 3.5×10^{-4} と変化させて数値シミュレーションを行った。

発電機内諸量分布の数値シミュレーション結果の一例として, 負荷抵抗が 0.25Ω 時の計算においてもっとも高い平均電気出力が得られたシード率が 2.5×10^{-4} の場合の, 定常状態における発電機中心軸上の半径方向流速, 静圧およびシードの電離度の半径方向分布の時間変化を図2に示す。この図より, 定常状態においてもノズルにおけるシードの電離は間欠的に起こるため, 発電機内の諸量分布は常に動揺しており, その周波数は約 5 kHz であることがわかる。流速や静圧の動揺は, 発電機方位角方向に平均化されるので, 実際にはこれほどは顕著に現れない可能性が高いが, セシウムをシードしたアルゴンを作動流体とし衝撃波管装置を用いて行われた発電実験でも 8 kHz 程度の静圧の変動が観測されている⁽²⁾ので, この結果は実際の発電機内で発生している動揺をかなり正確にとらえているものと考えられる。また, シードは, 超音速ノズル内で一旦かなり電離するが, 第2アノード部でそのほとんどが再結合してしまうため, 発電流路入口部で再び電離することになり, その付近で急激な流速の低下と静圧の上昇が発生している。従って, この条件では, 発電性能は発電流路内でのシードの電離によって決定されており, ノズルでの電離が発電性能の向上にほとんど結びついていないことがわかる。

数値シミュレーションの結果得られた種々のシード率における電気出力, 静圧および電位の半径方向分布を, それらの実験結果とともに, 負荷抵抗が 0.25 および 0.48Ω の場合についてそれぞれ図3および図4に示す。ただし, 上述したように発電機内の諸量分布の計算結果は定常状態においても動揺しているので, これらの値および分布は定常状態において時間平均されたものである。なお, 静圧および電位分布の図で, 実験結果はシード率が 1.0 および 2.0×10^{-4} の場合について示しているのに対して, シミュレーション結果は $2.0, 2.5$ および 3.0×10^{-4} の場合について示しているのは, 後述するように, 電気出力が最高となるシード率が両者でずれているためである。これらの図より, 負荷抵抗が 0.25 および 0.48Ω の両方の場合とも, 最高電気出力の値, シード率の増加にしたがって電気出力が一旦増加した後減少するという定性的な性質, ノズルおよび発電流路後半部における静圧分布等は, 数値シミュレーション結果が実験結果とよく一致していることがわかる。しかし, 最高電気出力が得られるシード率の値, 静圧が急上昇する半径位置, 電位の半径方向分布等には両者で若干の違いがみられる。この違いは, 以下に詳しく考察するように, 計算に用いたプラズマの基礎データの不正確さや2次元解析

図3 負荷抵抗 $0.25\ \Omega$ 時の解析結果と実験結果
Fig.3. Simulation results and experimental results when load resistance is $0.25\ \Omega$.

図4 負荷抵抗 $0.48\ \Omega$ 時の解析結果と実験結果
Fig.4. Simulation results and experimental results when load resistance is $0.48\ \Omega$.

コードの特性、計算では無視しているシードの壁面付着の影響等に起因していると考えられる。

電気出力のシード率依存性は、数値シミュレーション結果の方が実験結果に較べて、全体的に 0.5×10^{-4} 程度高い方にずれているが、反応や壁面付着によるシードの消失の影響であれば逆方向となるはずであるので、このずれはそれらでは説明できない。しかし、これまでに報告されている衝撃波管装置を用いた発電実験の数値シミュレーション結果⁽¹²⁾でもやはり同じように高い方にずれているので、本研究も含めて通常計算に用いられているアルゴンやセシウムの衝突断面積等プラズマの基礎データが若干ずれている可能性も否定できないと考えられる。

シード率が高くなるにしたがって、数値シミュレーション結果では、静圧が急激に上昇する半径位置が上流側へ移動していくが、実験結果では、若干はそのような傾向があるものの、静圧上昇位置は常に発電流路入口付近でそれほど移動していない。しかし、静圧上昇位置の上流側への移動が明瞭に観測されている実験もある⁽⁴⁾ことと、今回用いた2次元解析コードによる計算では、発電機方位角方向に平均化されないため、電磁流体相互作用の影響がより

シャープに現れる傾向があることを考慮すれば、妥当な結果であると考えられる。

電位の半径方向分布についても、数値シミュレーション結果では、発電流路入口部の静圧低下領域における負電位、静圧の急上昇を伴ってシードが電離した後の電位の急上昇、発電流路下流域における電位の飽和が明瞭に現れているのに対して、実験結果では、それらがはっきりと現れず、電位は単調に上昇している。しかし、上述の2次元解析の特性や実験では壁面にシードが付着してその導電性が無視できなくなっている可能性があることを考慮すれば、この違いは致し方ないものであると考えられる。

以上の結果は、計算に用いたプラズマの基礎データの不正確さや2次元解析コードの特性等に起因する種々の問題点はあるものの、水分子濃度が実験で測定されている最低レベル程度の場合には、本数値シミュレーションは実験結果をまですましく模擬できることを示している。

なお、前章で説明したように本研究では文献(19)を参考にして水分子の衝突損失係数は550としたが、電子温度が低い場合には本係数はこの値よりもかなり大きいという検討結果も報告されている⁽²¹⁾。また、発電実験で測定してい

図5 電圧-電流特性

Fig. 5. Voltage-current curve.

図6 水分子濃度の電気出力に及ぼす影響

Fig. 6. Influence of water contamination level on output power.

るのはホットダクト内の水分子濃度であり、発電流路内では水分子濃度は壁面付着やシード原子との反応により低下すると考えられるので、得られている測定値と発電流路内の実効水分子濃度は若干異なっている可能性も否定できない。さらに、発電実験では水分子濃度が200~600 ppmと高い場合でもかなりの発電出力が得られている⁽⁴⁾が、数値シミュレーションでは、試しに行ってみたところ、それが200 ppm 近くになると、シードの電離がほとんど起こらず、電気出力がほぼ0になるという結果になった。従って、今回の数値シミュレーションにより実験結果の模擬に一応は成功したが、水分子の衝突損失係数と発電流路内実効水分子濃度の高精度な推定は、今後も引き続き検討を行っていくべき課題と考えられる。

〈4・2〉 電圧-電流特性 本研究で比較を行った発電実験では、発電機の電圧-電流特性は測定されていないが、発電機の特徴はその電圧-電流特性にも反映されるので、それを調べておくことも重要である。そこで、一例として、シード率が 2×10^{-4} の場合のこの発電機の電圧-電流特性を数値シミュレーションにより求めるために、シード率をその値に固定し、負荷抵抗値を前節で計算した0.25および0.48 Ω に付け加えて0.125, 1, 2 および4 Ω と変化させて計算を行った。

計算の結果得られた発電機の電圧-電流特性を図5に示

す。ただし、図中にプロットされている電圧および電流の値はすべて定常状態における時間平均値である。この図より、発電機の電圧-電流特性はほぼ直線であり、この計算結果はこの発電機の他の発電実験で測定されている電圧-電流特性⁽³⁾と定性的には一致している。しかし、理想的な非平衡ディスク形MHD発電機の場合、その電圧-電流特性は低抵抗側ではほぼ定電流で高抵抗側ではほぼ定電圧となることがわかっている⁽⁶⁾ので、この発電機の特性は理想とは大きくかけ離れている。この違いは、理想的な発電機の場合、電磁流体相互作用が発電機内諸量分布に与える影響が大きく、低および高抵抗領域でそれぞれ電離不安定性および衝撃波が発生するので、それらにより発電機の起電力や導電率等が大きく変化し、電圧-電流特性が折れ曲がるのに対し、本発電機の場合、背圧が高く、電磁流体相互作用よりもむしろその影響で発電機内の流れがほぼ規定されており、負荷抵抗を変化させても発電機の起電力や導電率等がほとんど変化しないことに起因していると考えられる。従って、このことは、背圧が発電機の電圧-電流特性にも大きな影響を与えることを示している。なお、電圧-電流特性の両端部で曲線の傾きが若干大きくなるのは、低抵抗領域では電子温度が下がり導電率が若干減少するためであり、高抵抗領域では負荷電流の減少によりスワールが小さくなるためである。

〈4・3〉 水分子濃度と発電特性 既に述べたように、水分子の衝突損失係数と発電流路内実効水分子濃度の高精度な推定は今後の課題であり、本研究で用いたモデルは十分であるとはいえない。しかし、そのモデルの範囲内でも水分子濃度が発電機の性能に与える悪影響を詳しく考察しておくことは意味のあることであると考えられるので、次に水分子濃度を種々変化させて数値シミュレーションを行った。

水分子濃度が高い場合には発電出力がほとんど得られなかったもので、ここではそれが140 ppmよりも低い種々の場合について、負荷抵抗を0.25 Ω に固定し、シード率を種々変化させて計算を行った。計算の結果得られた水分子濃度が30, 65 および100 ppmの場合の定常状態における電気出力の時間平均値のシード率依存性を、既に計算済みの水分子濃度が140 ppmの場合のそれとともに、図6に示す。図より、水分子濃度が140 ppmでは最高でも400 kW程度の電気出力が、30 ppmにまで低減されると最高で約1.75倍の700 kW程度にまで約300 kW(発電機の熱入力3 MW弱であるのでエンタルピー抽出率にして10%以上)も大幅に増加することがわかる。このことは、ブローダウン発電実験装置Fuji-1を用いた実験では、水分子の混入が発電機の性能に非常に大きな悪影響を与えていることを示している。なお、今回計算を行った条件の場合には、電気出力は水分子濃度が30 ppmではほぼ飽和し、それより低くしてもあまり増加しなかった。

図6を見ると、水分子濃度の低下に従って、最大電気出力が得られるシード率が140 ppm時の 2.5×10^{-4} から30 ppm時の 3.0×10^{-4} へと高シード率側へシフトしてい

図7 諸量分布の定常状態での時間変化(水濃度 30 ppm, 負荷抵抗 0.25Ω , シード率 3.0×10^{-4})
Fig. 7. Time variations of various quantity distributions in steady-state (water fraction: 30 ppm, load resistance: 0.25Ω , seed fraction: 3.0×10^{-4}).

るが、このことは、水分子濃度が低下すると、衝突により電子が失うエネルギーが減り、プラズマがほぼシード完全電離となる最適シード率が高くなることに対応している。そして、シード率の上昇にともなう導電率の上昇が最大電気出力増加の原因であることは明らかである。しかし、水分子濃度が 30 ppm と低い場合には、シード率が 2.5×10^{-4} の場合でも 600 kW 以上の電気出力が得られているので、上記の説明だけでは約 1.75 倍という大幅な電気出力の増加は説明できない。

そこで、この大幅な電気出力増加の他の原因について考察するために、水分子濃度が高い場合と低い場合の発電機内の諸量分布を詳細に比較検討することにする。水分子濃度が高い場合の発電機内の諸量分布としては、水分子濃度が 140 ppm でシード率が 2.5×10^{-4} の場合の定常状態における発電機中心軸上の半径方向流速、静圧およびシードの電離度の半径方向分布の時間変化が既に図 2 に示されているので、水分子濃度が低い場合の諸量分布の一例として、水分子濃度が 30 ppm でシード率が 3.0×10^{-4} の場合の同様の分布を図 7 に示す。

両図より、発電流路の中および下流部では水分子濃度の高低による電離度の違いはあまり見られないが、上流部では濃度が高い方が電離度が低いことがわかる。この電離度の低下の一因は明らかに水分子の混入による発電流路内に

おける電子温度の低下である。しかし、両図をよく見ると、水分子濃度が低い場合にはノズル部で電離したシードのかなりの部分が再結合せずに発電流路の入口に達するのに対して、濃度が高い場合にはそのほとんどが第 2 アノード部で再結合してしまうため、発電流路入口 ($r = 0.17 \text{ m}$) における電離度が既に大きく違っており、それがこの電離度の低下の主要な原因であることがわかる。さらに、水分子濃度が高い場合には、発電流路入口部で再びシードが激しく電離することになり、その付近で急激な流速の低下と静圧の上昇が発生しているが、濃度が低い場合にはそのような急激な変化は見られない。電離度の低下は導電率を低下させ、流速の低下と圧力の上昇は起電力 $\beta u_r B_z$ を低下させるので、ともに発電性能を劣化させる。従って、以上の考察は、水分子が混入すると、ノズル部での電離の効果の低減による発電流路入口での電離度の低下が起これ、それも発電性能劣化の主要な原因となっていることを示している。

5. あとがき

本研究では、著者らが開発したノズルでのシード原子の電離過程を精度よく計算することのできる非平衡ディスク形 MHD 発電機の非定常 r - z 2 次元数値シミュレーションコードを水分子の影響が考慮できるように改良し、それを用いて東京工業大学の非平衡ディスク形 MHD 発電機ブロードダウン実験装置 Fuji-1 の Disk-F4 発電機を用いた発電実験 Run A4109 を模擬した数値シミュレーションを行い、計算結果と実験結果の比較検討等を行った。

その結果、計算に用いたプラズマの基礎データの不正確さや 2 次元解析コードの特性等に起因する種々の問題点はあるものの、水分子濃度が実験で測定されている最低レベル程度の場合には、本数値シミュレーションは実験結果をますますうまく模擬することができることがわかった。また、シミュレーションを行った発電機の場合、負荷抵抗を変化させても発電機の起電力や導電率等がほとんど変化せず、発電機の電圧-電流特性はほぼ直線となったが、これは発電流路内の流れは主に背圧により規定されており、電磁流体相互作用の影響が相対的に小さいためであり、背圧が発電機の電圧-電流特性にも大きな影響を与えることがわかった。さらに、不純物である水分子の混入により発電性能は非常に大きく劣化するが、水分子の混入によりノズル部での電離の効果が低減し、発電流路入口の電離度が低下してしまうこともその劣化の主要な原因の一つであることがわかった。

なお、本数値シミュレーションにより実験結果の模擬に一応は成功したが、水分子の衝突損失係数と発電流路内実効水分子濃度の高精度な推定に関しては、まだ不十分な点も多く、今後も引き続き検討を行っていく予定である。

終りに、いつもご指導いただく筑波大学石川本雄教授、本研究を行うにあたり貴重な実験データを提供いただいた東京工業大学山岬裕之教授、奥野喜裕教授に謝意を表します。(平成 14 年 7 月 25 日受付, 平成 14 年 11 月 14 日再受付)

文 献

- (1) N. Harada, et al.: "Characteristics of Disk MHD Generator with Inlet Swirl", Proc. 16th Symp. Efficient Use of Energy and Direct Electrical Power Generation, 5.5.1 (1994)
- (2) H. Yamasaki and Y. Okuno: "Review of Disk MHD Generator Performance with Ar/Cs Driven by Shock-Tube", Proc. Symp. Advanced Research of Energy Technology 2000, p.37 (2000)
- (3) Y. Okuno, et al.: "Closed Cycle MHD Power Generation Experiments with Fuji-1 Blow-Down Facility", Proc. 12th Int. Conf. MHD Electrical Power Generation, Vol.1, p.155 (1996)
- (4) Y. Okuno, et al.: "Fuji-1 Activities in 1996", Proc. '97 Symp. Advanced Research of Energy Technology, p.19 (1997)
- (5) S. Kabashima: "Developments of Fuji-1 Experiments", Proc. Symp. Advanced Research of Energy Technology 2000, p.1 (2000)
- (6) Y. Inui, T. Hara, M. Ishikawa, and J. Umoto: "Two-Dimensional Simulation of Performance Characteristics of Nonequilibrium Disk MHD Generator Using Helium Gas", *T. IEE Japan*, Vol.111-B, No.5, p.552 (1991-5) (in Japanese)
乾・原・石川・卯本:「ヘリウムを作動流体とする非平衡ディスク形 MHD 発電機の動作特性の二次元解析」, 電学論 B, 111, 5, p.552 (1991-5)
- (7) Y. Inui, M. Ishikawa, and J. Umoto: "Two-Dimensional Simulation of Nonequilibrium Disk MHD Generator Considering Boundary Layer", *T. IEE Japan*, Vol.112-B, No.6, p.507 (1992-6) (in Japanese)
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, 6, p.507 (1992-6)
- (8) T. Suekane, T. Hagita, T. Maeda, Y. Okuno, and S. Kabashima: "Effects of Back Pressure on the Performance of a Disk MHD Generator", *T. IEE Japan*, Vol.118-B, No.7/8, p.860 (1998-7/8) (in Japanese)
末包・萩田・前田・奥野・梶島:「クローズドサイクルディスク形 MHD 発電機の性能に与える背圧の影響」, 電学論 B, 118, 7/8, p.860 (1998-7/8)
- (9) M. Okubo, Y. Okuno, S. Kabashima, and H. Yamasaki: "Numerical Simulation of Discharge Structures in Ar/Cs Plasma Disk MHD Generator", *T. IEE Japan*, Vol.119-B, No.7, p.820 (1999-7) (in Japanese)
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, 7, p.820 (1999-7)
- (10) Y. Inui, A. Kosugi, and M. Ishikawa: "Two-Dimensional Analysis of Supersonic Nonequilibrium Disk MHD Generator Considering Diffuser", *T. IEE Japan*, Vol.120-B, No.2, p.278 (2000-2) (in Japanese)
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, 2, p.278 (2000-2)
- (11) Y. Inui, T. Hirata, and M. Ishikawa: "Effects of Two-Divided Anodes on Performance of Supersonic Nonequilibrium Disk MHD Generator", *T. IEE Japan*, Vol.120-B, No.11, p.1521 (2000-11) (in Japanese)
乾・牧田・石川:「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」, 電学論 B, 120, 11, p.1521 (2000-11)
- (12) K. Shimizu, Y. Okuno, and H. Yamasaki: "Numerical Simulation of Performance of Shock Tube Driven Disk MHD Generator", *T. IEE Japan*, Vol.121-B, No.7, p.881 (2001-7) (in Japanese)
清水・奥野・山岬:「衝撃波管駆動ディスク形 MHD 発電機の性能数値計算」, 電学論 B, 121, 7, p.881 (2001-7)
- (13) S.R. Chakravarthy and S. Osher: "A New Class of High Accuracy TVD Schemes for Hyperbolic Conservation Laws", AIAA Paper, AIAA-85-363 (1985)
- (14) H.W. Stock and 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)
- (15) E. Hinnov and J.G. Hirschberg: "Electron-Ion Recombination in Dense Plasmas", *Phys. Rev.*, Vol.125, p.795 (1962)
- (16) Y. Inui, H. Noguchi, M. Ishikawa, and J. Umoto: "New Calculation Method of Electron Density in Nonequilibrium MHD Generator and Its Application to Quasi-One-Dimensional Time-Dependent Simulation", *T. IEE Japan*, Vol.115-B, No.2, p.156 (1995-2) (in Japanese)
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, 2, p.156 (1995-2)
- (17) T. Hara, A. Veeckind, and L.H. Th. Rietjens: "Numerical Simulation of the Inhomogeneous Discharge Structure in Noble Gas MHD Generators", *AIAA J.*, Vol.20, p.1473 (1982)
- (18) F.E. Spencer, Jr. and A.V. Phelps: "Momentum Transfer Cross-Sections and Conductivity Integrals for Gases of MHD Interest", Proc. 15th Symp. Engineering Aspects of MHD, IX.9.1 (1976)
- (19) C.D. Maxwell, et al.: "Input Data for Computation of Thermodynamic and Electrical Properties of Coal Combustion Products", Proc. 13th Symp. Engineering Aspects of MHD, VII.5.1 (1973)
- (20) M.A. Lutz: "Radiation and Its Effect on the Nonequilibrium Properties of a Seeded Plasma", *AIAA J.*, Vol.5, 1416 (1967)
- (21) K. Sasaki, Y. Okuno, T. Okamura, and S. Kabashima: "Discharge Structure and Performance in Disk CCMHD Generator with Water Vapor", *T. IEE Japan*, Vol.117-B, No.2, p.246 (1997-2) (in Japanese)
佐々木・奥野・岡村・梶島:「ディスク形 CCMHD 発電機における水分混入時の放電構造と発電性能」, 電学論 B, 117, 2, p.246 (1997-2)

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、二次電池等に関する研究に従事。エネルギー・資源学会等会員。

伊 藤 英 之 (学生員) 1978 年 3 月 12 日生。2000 年豊橋技術科学大学工学部電気・電子工学課程卒業。2002 年同大学大学院工学研究科修士課程電気・電子工学専攻修了、豊田自動織機(株)入社。豊橋技術科学大学に在学中、非平衡 MHD 発電機に関する研究に従事。

石 田 太 一 (学生員) 1978 年 8 月 5 日生。2001 年豊橋技術科学大学工学部電気・電子工学課程卒業。同年同大学大学院工学研究科修士課程電気・電子工学専攻進学。非平衡 MHD 発電機、固体酸化物形燃料電池複合発電システムに関する研究に従事。