UDC 621.313.522.015.3.012: 621.316.7

論文

59-B 55

ディスク形オープンサイクル MHD 発電機の過渡特性の解析

正員 早ノ瀬 信彦 (神戸高専)

正員 原 武久 (京都大)

正員 卯本 重郎 (京都大)

1. ま え が き

MHD 発電機に関するこれまでの研究は、主として作動ガスを発電ダクト内に、直線的に流すファラデー形およびダイアゴナル形を対象として行なわれてきたが、最近では作動ガスを放射状に流すディスク形発電機に関しても種々の研究がなされている。ディスク形発電機は、構造上側壁がなく、また、ファラデー形やダイアゴナル形の直線形ダクトのように分割電極を必要としないため、電界強度や電流密度に関して制約が少く、構造が簡単であるなどの利点を持っている。しかし、本質的にはホール形の発電機であるため、ホール係数が5程度以下の場合には、率が低くなる。そこで、ディスク内の作動ガスにスワールを加えることによって、ダイアゴナル形発電機と同じ特性をもたせることによって効率を下げないようにすることが提案されている⁽¹⁾。

一方、直流機である MHD 発電機においても、起動、停止、負荷変動、事故時など外部条件の急変時には種々の注目すべき過渡現象が生じることが予想される。そして、MHD 発電機の制御方法、制御システムを検討するうえで、この過渡特性を十分に把握しておくことが是非必要である。Oliver 氏によってこの過渡解析⁽²⁾の必要性が指摘され、その後、ファラデー形発電機に対する吉川氏らの解析⁽³⁾、ダイアゴナル形発電機に対する筆者の一人、早ノ瀬らの解析⁽⁴⁾、非平衡電

離のファラデー形発電機に対する田中氏らの解析⁽⁵⁾、MHD 発電機フロートレイン全体に対する STD グループの解析⁽⁶⁾、更に二次元コードによるダイアゴナル形発電機に対する石川氏らの解析⁽⁷⁾などが報告されている。しかしながら、ディスク形発電機に対する過渡解析については、これまで報告がなされていない。

本論文においては、ディスクオープンサイクル形発電機の過渡解析の必要性をかんがみて、これまで明らかにされていないディスク形発電機の解析を行なうものとする。まず、ディスク形発電機の非定常準一次元 MHD 方程式の解析方法を示す。次に、本解析法を用いて、負荷が開放または短絡された場合における過渡特性の解析を行ない、作動ガスの流速、圧力、温度などの流体力学的諸量および電界、電流密度などの電気的諸量の空間的、時間的な変化について検討を行なう。解析は亜音速ダクトおよび超音速ダクトについて行ない、それぞれの場合の過渡特性の比較、検討を行なっている。

2. ディスク形 MHD 発電機の解析方法

〈2.1〉 非定常準一次元 MHD 方程式 図1に示したディスク形 MHD 発電機において、作動ガスはノズル部分から流入し、放射状に発電ダクト部を広がり、流出するものとする。解析には円筒座標系表示を用い、流体力学的諸量および電磁気学的諸量を次のように定義する。

ガス流速は $\mathbf{u}=(u_r, u_\theta, 0)$ で、電界は $\mathbf{E}=(E_r, E_\theta, 0)$ で、電流密度は $\mathbf{J}=(J_r, J_\theta, 0)$ で、印加磁束密度は $\mathbf{B}=(0, 0, B)$ で与え、 B —一定とする。またガス圧力を p 、ガス温度を T とする。これらの諸量は半径方向 r と時間 t のみの関数であり、また作動ガスの磁気レイノルズ数は小さいので、誘導磁界を無視すると、

Analysis of Transient Characteristics of Disk Type Open Cycle MHD Generator. By Nobuhiko Hayanose, Member (Kobe Technical College), Takehisa Hara, Member & Jūrō Umoto, Member (Faculty of Engineering, Kyoto University).

早ノ瀬信彦：正員，神戸市立工業高等専門学校

原 武久：正員，京都大学工学部電気工学科

卯本重郎：正員，京都大学工学部電気工学科

図1 ディスク形 MHD 発電機
Fig. 1. Disk type MHD generator.

非定常準一次元 MHD 方程式として文献(2)~(6)と同様次式を得る。

$$\frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} = -\frac{\partial \mathbf{F}}{\partial r} - \mathbf{H} + \mathbf{I} + \mathbf{E} \quad (1)$$

但し、

$$\mathbf{U}(r, t) = \begin{pmatrix} \rho \\ m_r \\ m_\theta \\ \varepsilon \end{pmatrix}, \quad \mathbf{F}(\mathbf{U}) = \begin{pmatrix} m_r \\ m_r^2/\rho + p \\ m_r m_\theta/\rho \\ m_r(\varepsilon + p)/\rho \end{pmatrix},$$

$$\mathbf{H}(\mathbf{U}, r) = \frac{1}{A} \frac{\partial A}{\partial r} \begin{pmatrix} m_r \\ m_r^2/\rho \\ m_r m_\theta/\rho \\ m_r(\varepsilon + p)/\rho \end{pmatrix},$$

$$\mathbf{I}(\mathbf{U}, r) = \frac{1}{r} \begin{pmatrix} 0 \\ m_\theta^2/\rho \\ -m_r m_\theta/\rho \\ 0 \end{pmatrix},$$

$$\mathbf{E}(\mathbf{U}) = \begin{pmatrix} 0 \\ J_\theta B \\ -J_r B \\ J_r E_r \end{pmatrix} \quad (2)$$

但し、 A はダクトの断面積である。 ρ は流体密度、 m_r, m_θ はそれぞれ単位体積あたりの運動量の r 方向成分および θ 方向成分、また ε は全エネルギー密度であり、それぞれ次のような関係式が成り立つ。

$$m_r = \rho u_r \quad (3)$$

$$m_\theta = \rho u_\theta \quad (4)$$

$$\varepsilon = \left(h + \frac{u_r^2 + u_\theta^2}{2} - p/\rho \right) \quad (5)$$

但し、 $h = h(p, T)$ はエンタルピーである。本解析においては、ディスク形発電機は理想発電機として取り扱うものとし、境界層内での損失を無視している。また、状態方程式

$$p = \rho RT \quad (6)$$

が成り立つものとする。但し、 $R = R(p, T)$ はガス定

数である。従って、(3)~(6)式から各時間におけるダクト内の p, T, u を求めることができる。

〈2.2〉 電気的諸量の計算式 一般化されたオームの法則は

$$\mathbf{J} = \sigma(\mathbf{E} + \mathbf{U} \times \mathbf{B}) - \beta(\mathbf{J} \times \mathbf{B})/B \quad (7)$$

によって与えられる。但し、 σ はガスの導電率、 β はホールパラメータである。

ここで、外部負荷電流を I とすると、 r 方向および θ 方向の電界、電流密度 $E_r, E_\theta, J_r, J_\theta$ はそれぞれ次式で与えられる⁽²⁾⁽⁴⁾。

$$E_r = -(\beta + s)u_r B + \frac{1 + \beta^2}{\sigma} \frac{I}{A(r)} \quad (8)$$

$$E_\theta = 0 \quad (9)$$

$$J_r = I/A(r) \quad (10)$$

$$J_\theta = -\sigma u_r B + \beta \frac{I}{A(r)} \quad (11)$$

但し、 $s = u_\theta/u_r$ はスワール比である。つまり、(2)式における電気的諸量は上記の(8)~(11)式によって算出される。

発電機の端子電圧を V_r とすると、(9)式から、

$$V_r = -\int_{r_0}^{r_1} E_r dr = V_0 - R_i I \quad (12)$$

但し、

$$V_0 = -\int_{r_0}^{r_1} (\beta + s)u_r B dr : \text{開放電圧} \quad (13)$$

$$R_i = \int_{r_0}^{r_1} \frac{1 + \beta^2}{\sigma A(r)} dr : \text{内部抵抗} \quad (14)$$

である⁽²⁾⁽⁴⁾。但し、 r_0 はダクト入口半径、 r_1 はダクト出口半径である。また、局所負荷率 κ 、総合負荷率 κ_i 、出力密度 w 、出力 W 、負荷抵抗 R_L はそれぞれ以下の式によって求められる⁽²⁾⁽⁴⁾。

$$\kappa = \frac{E_r}{E_r|_{I=0}} = 1 - \frac{(1 + \beta^2)I}{\sigma(\beta + s)u_r B I} \quad (15)$$

$$\kappa_i = \frac{V}{V_0} = \frac{V_0 - R_i I}{V_0} \quad (16)$$

$$w = \mathbf{J} \cdot \mathbf{E} = -(\beta + s) \frac{u_r B I}{A} + \frac{1 + \beta^2}{\sigma} \frac{I^2}{A^2} \quad (17)$$

$$W = \int_{r_0}^{r_1} w A dr = V_0 I - R_i I^2 \quad (18)$$

$$R_L = \frac{V_r}{I} = \frac{V_0 - R_i I}{I} \quad (19)$$

〈2.3〉 数値解析の手法 流体力学的諸量の時間的变化は電気的諸量の変化に比べて非常に遅いものとして取り扱う。(1)式の発展形の方程式の数値計算にはマコーマックの予測-修正二段階スキーム⁽⁸⁾を適用

する。

予測ステップ:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial U_i^n}{\partial t} &= -\frac{F_{i+1}^n - F_i^n}{\Delta r} + C_i^n \\ U_i^* &= U_i^n + \frac{\partial U_i^n}{\partial t} \Delta t \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (20)$$

修正ステップ:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial U_i^*}{\partial t} &= -\frac{F_i^* - F_{i-1}^*}{\Delta r} + C_i^* \\ U_i^{n+1} &= U_i^n + \frac{\Delta t}{2} \left(\frac{\partial U_i^n}{\partial t} + \frac{\partial U_i^*}{\partial t} \right) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (21)$$

但し、 $C = -H + I + E$ 、また Δr と Δt は座標および時間の間隔を表わし、 $r = r_0 + i\Delta r$ 、 $t = n\Delta t$ である。

(20), (21) 式を解くためには初期条件および境界条件を与える必要がある。定常状態におけるダクト内諸量の分布が初期条件として与えられる。このために、次式の準一次元 MHD 方程式がルンゲ・クッタ・ギル法によって解かれる。

$$\left. \begin{aligned} \rho u_r A &= m_0 \\ \rho u_r \frac{du_r}{dr} + \rho \frac{u_\theta^2}{r} &= -\frac{dp}{dr} + J_\theta B \\ \rho u_r \frac{du_\theta}{dr} + \rho \frac{u_r u_\theta}{r} &= -J_r B \\ \rho u_r \frac{d}{dr} \left(h + \frac{u_r^2 + u_\theta^2}{2} \right) &= J_r E_r \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (22)$$

但し、 m_0 は質量流量である。上式から得られた圧力 p 、温度 T 、 r 方向流速 u_r 、 θ 方向流速 u_θ の値を (3), (4), (5) および (6) 式の関係を用いて、質量密度 ρ 、運動量 m_r, m_θ 、全エネルギー ε の値に変換し、初期条件とする。すなわち、

$$U(r, 0) = U^0(r) \dots\dots\dots (23)$$

次に境界条件として、ノズル入口端においては流体力学的諸量の変化はないものとし、ダクト出口端においては吹き流しの流出境界とする。つまり、

$$U(0, t) = \text{一定} \dots\dots\dots (24)$$

$$\frac{\partial U(r_{\text{outlet}}, t)}{\partial r} = \frac{\partial U(r_{\text{outlet}}, t - \Delta t)}{\partial r} \dots\dots\dots (25)$$

を適用する。

3. 計算条件

作動流体として、カリウムを 1 wt% シードした重油空気燃焼ガスを用いる。導電率 σ 、ホールパラメータ β 、ガス定数 R 、およびエンタルピー h はこの燃焼ガスに対するガステーブル⁽⁹⁾のデータを補間して圧力 p と温度 T の関数として次式で与える。

表 1 計算に用いた数値条件

Table 1. Numerical conditions used in calculation.

(a) 定速形亜音速ダクト			
入口ガス圧力	$P_0 = 3.3 \text{ atm}$	入口ダクト半径	$r_0 = 0.5 \text{ m}$
入口ガス温度	$T_0 = 2,700 \text{ K}$	出口ダクト半径	$r_1 = 1.5 \text{ m}$
r 方向ガス流速	$u_r = 700 \text{ m/s}$	入口ダクト高さ	$Z_h = 0.2 \text{ m}$
質量流量	$m_0 = 181.8 \text{ kg/s}$	ノズル長	$L = 0.2 \text{ m}$
磁束密度	$B = 4 \text{ T}$		
(b) 定マッハ形超音速ダクト			
入口ガス圧力	$P_0 = 2.5 \text{ atm}$	磁束密度	$B = 4 \text{ T}$
入口ガス温度	$T_0 = 2,300 \text{ K}$	入口ダクト半径	$r_1 = 0.5 \text{ m}$
マッハ数	$M = 1.5$	出口ダクト半径	$r_0 = 1.5 \text{ m}$
質量流量	$m_0 = 227.6 \text{ kg/s}$	入口ダクト高さ	$Z_h = 0.2 \text{ m}$

$$\left. \begin{aligned} \sigma &= 88.9 p^{-0.51} T^{1.055} \exp(-T_i/T) \text{ [s/m]} \\ \beta &= 4.43 p^{-0.99} T^{0.97} B \\ R &= 249.1 + 0.01872 T \text{ [J/kg} \cdot \text{K]} \\ h &= 2,804 T - 3.34 \times 10^6 \text{ [J/kg]} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (26)$$

但し、 $T_i = 25,190 \text{ K}$ はカリウムの電離温度である。

解析は亜音速ダクトおよび超音速ダクトについて行ない、流速の特性を中心にマッハ数の特性などについて考察を行なうものとする。このため本論文では、便宜上、定速形亜音速ダクト ($u_r = \text{一定}$) および定マッハ形超音速ダクト ($M = \text{一定}$) の 2 種類のダクトについて解析を行なう。流体力学的諸量やダクトサイズなどの数値条件を表 1 (a), (b) に示す。同表 (a) は亜音速ダクトに対する条件であり、同表 (b) は超音速ダクトに対する条件である。そして初期条件としては、これらの表に掲げた数値条件のもとで、負荷率が $\kappa_i = 0.5$ におけるダクト内諸量の定常値を用いる。

いずれのダクトに対しても、外部負荷が開放 ($\kappa_i = 1$) または短絡 ($\kappa_i = 0$) された場合における過渡特性について検討を行なう。負荷開放時および負荷短絡時の電流はそれぞれ $I = 0$, $I = I_s = V_0/R_i$ によって与えられる。

4. 数値計算結果と検討

〈4.1〉 定速形亜音速ダクトの特性 亜音速ダクトにおいては、ダクトの下流部から上流部への伝搬波が存在するが、その伝搬速度はガス流速に比べて非常に遅い。従って、負荷変化時のダクト内諸量の定常値への収束時間は非常に長いと考えられる。本論文ではディフューザからの反射波のような上流への伝搬波が無視できる計算時間内での解析を行なうものとする。

図 2 は r 方向電界 E_r 、 θ 方向電流密度 J_θ 、導電率 σ 、およびホールパラメータ β の初期分布を示す。 E_θ

図 2 r 方向電界, θ 方向電流密度, 導電率およびホールパラメータの初期値分布

Fig. 2. Distributions of initial values of radial electrical field, azimuthal current density, conductivity and Hall parameter for load factor of 0.5 and inlet swirl ratio of 0.0.

E_r および J_θ の分布において, 添字 -0 は定常時, つまり負荷変化直前 ($t=-0$) の値, 添字 $+0$ は負荷変化直後 ($t=+0$) の値を表わす。 σ および β は圧力 p と温度 T の関数であるので, p, T と同様, 電気諸量の時間的変化の速さに比べて, その変化は非常に遅いと考えられる。従って, $\sigma^0 = \sigma^-0 = \sigma^+0$, $\beta^0 = \beta^-0 = \beta^+0$ とする。

負荷急変直前の r 方向電界は $E_r^{-0} = -14 \sim -26$ V/cm であるが, 負荷開放直後には約 2 倍の $E_r^{+0} = -34 \sim -45$ V/cm の大きな電界が発生する。一方, 負荷短絡直後の電界は $E_r^{+0} + 4.5 \sim -7.0$ V/cm のかなり小さい値となる。また, 定常時の θ 方向電流密度が $J_\theta^{-0} = -3.4 \sim -4.0$ A/cm² であるのに対し, 負荷開放時には約 1.4 倍の $J_\theta^{+0} = -5.0 \sim -5.6$ A/cm², また負荷短絡時には約 1/2 倍の $J_\theta^{+0} = -1.7 \sim -2.3$ A/cm² となる。従って, 負荷開放時の r 方向電界と θ 方向電流密度は, 定常時のそれらの値よりもかなり大きな値となるが, 短絡時には小さくなることが示される。このような負荷変化時の電気諸量の急変が流体諸量の過渡変化の要因となる。

図 3 (a), (b) はそれぞれ負荷を開放および短絡した場合の r 方向流体に及ぼす入口スワール比の影響を表わす。 r 方向流速は u_r 発電ダクト中央部 ($r=1.1$ m) における値である。 u_r は負荷開放時に減速され, 負荷短絡時には加速されることがわかる。 u_r の初期

(a) 負荷開放時

(b) 負荷短絡時

図 3 負荷変化時の r 方向過渡流速に及ぼす入口スワール比の影響

Fig. 3. Influences of inlet swirl ratio on transient radial gas velocity at middle duct ($r=1.1$ m) after load changing.

値からの変化は $s=0.0$ の場合, 負荷開放および負荷短絡いずれにおいても, $t=2$ ms 時にほぼ 200 m/s となるが, 短絡時の方がその変化は少し大きい。また, スワール比が $s=1.0, -1.0$ のようにその絶対値が大きい場合には, 流速 u_r の変化は小さい。これは, スワール比 s の絶対値が大きくなると, J_θ の変化の割合が図 1 に示した $s=0.0$ の場合よりも小さくなるため, 電磁力 $-J_\theta B$ の変化が流体へ与える影響が小さくなるためである。

図 4 は $s=0.0$ の場合の負荷開放時の r 方向流速 u_r の空間的並びに時間的変化を表わす。負荷開放時には電磁力 $-J_\theta B$ が増大するため, u_r は減速されるが, この電磁力は下流部ほど増加の割合が大きく, u_r は下流部ほど減速されることになる。負荷短絡時には加速されるが, 負荷開放, 短絡いずれの場合にも, ダクト全体において流速は滑らかな減速および加速特性を表わす。

ディスク形の流速特性とファラデー形およびダイアゴナル形の流速特性を比較するために, それぞれの典型的な流速特性を図 5, 図 6 に示す。計算条件は表 2 に示すが, 流速の加速減速の形態は計算条件よりもダクトのタイプによるものである。

図 5 にファラデー形 MHD 発電機における局所負荷開放時の流速の過渡特性を示す。ファラデー形の場合には, 負荷開放箇所の電磁力 $-J_\theta B$ が零となるた

図 4 ディスク形発電機における負荷開放時の過渡流速の分布

Fig. 4. Transient distributions of radial gas velocity of disk type generator for inlet swirl ratio of 0.0 after open-circuiting.

表 2 ファラデー形およびダイアゴナル形の計算条件

Table 2. Numerical conditions of Farady type and diagonal type.

		ファラデー形	ダイアゴナル形
入口ガス圧力	P_0 (atm)	4	3.3
入口ガス温度	T_0 (K)	2,500	2,600
入口ガス流速	u_0 (m/s)	800	800
質量流量	m_0 (kg/s)	100	100
磁束密度	B (T)	4	4
発電ダクト長	L_1 (m)	5	5
ノズル長	L_2 (m)	1	1

図 5 ファラデー形発電機における局所負荷開放時の過渡流速の分布

Fig. 5. Transient distribution of gas velocity of Farady type generator after local open-circuiting.

図 6 ダイアゴナル形発電機における負荷開放時の過渡流速の分布

Fig. 6. Transient distribution of gas velocity of diagonal type generator for diagonal angle of 45° after open-circuiting.

め、負荷開放箇所の流速は時間とともに加速され、衝撃波面が発生することになる。

図 6 はダイアゴナル形 MHD 発電機 (ダイアゴナル角 $\varphi=45^\circ$) における負荷開放時の流速の過渡特性⁽⁴⁾を示す。ダイアゴナル形の場合の流速はディスク形と同様に、負荷開放時に減速している。

このように、ディスク形 MHD 発電機の過渡流速はダイアゴナル形と類似な特性となり、ファラデー形にみられるような局所負荷開放時の衝撃波は発生しにくいといえる。

図 7 (a), (b) は入口スワール比が $s=0.0$ の場合の負荷開放時および負荷短絡時の θ 方向流速の時間変化を示す。負荷開放時には、電磁力 $-J_r B$ が零となるため、 θ 方向流速 u_θ は加速され、ダクト内全体で零値に収束する。一方、負荷短絡時には、 $-J_r B$ が増加するため、 u_θ は更に負の方向へ傾けられる。これらの流速 u_θ の変化はいずれも約 2ms 以内に定常値に収束している。入口スワール比が大きいくほど u_θ の定常値への収束時間は短く、 $s=0.5$ の場合に約 1.5 ms、 $s=1.0$ の場合に約 1.0 ms で収束した。また、 u_θ は定常値へ上流部から収束し、下流部へ伝達される。

図 8 (a), (b) は $s=0.0$ の場合の負荷開放時の電界 E_r および電流密度 J_θ の空間的並びに時間的变化を図 4 と同様に示す。同図 (a) において、 E_r は負荷開放直後 ($t=+0$) に最大となり、以降漸減している。ダクト中央部 ($r=1.1$ m) での電界は、定常値 $E_{r=0}=-17.9$ V/cm から、負荷開放直後に約 2 倍の値である

図 7 負荷変化時の θ 方向流速の時間変化
Fig. 7. Time variation of azimuthal gas velocity for inlet swirl ratio of 0.0 after load changing.

図 8 負荷開放時の r 方向電界および θ 方向電流密度の過渡分布

Fig. 8. Transient distributions of radial electric field and azimuthal current density for inlet swirl of 0.0 after open-circuiting.

$E_r^{-0} = -36.3 \text{ V/cm}$ まで増加し、時間の経過とともに E_r は漸減している。これは起電力 $u_r B$ が負荷開放後減少するためである。

同図(b)において、 θ 方向電流密度 J_θ は、ダクト中央部で、定常値 $J_\theta^{+0} = -3.7 \text{ A/cm}^2$ から負荷開放

図 9 負荷変化時の端子電圧、内部抵抗、および短絡電流の時間的変化

Fig. 9. Time variations of external voltage, inner resistance and short current at middle of duct ($r=1.1 \text{ m}$) after load changing.

直後に約 1.4 倍の値の $J_\theta^{+0} = -5.3 \text{ A/cm}^2$ に増加後、 $t=0.6 \text{ ms}$ 時に最大値 $J_\theta = -5.6 \text{ A/cm}^2$ まで上昇する。この電流密度の最大値の波頭はダクトの下流方向へ約 700 m/s の速さで伝搬し、約 1.4 ms でダクトを通過している。このような波頭の伝搬は温度の過渡特性にも表われ、その伝搬速度は J_θ の波頭の伝搬速度と等しく、約 700 m/s である。これはエントロピー波と呼ばれるものであり、ガス流速に等しい。

短絡時の E_r, J_θ の値は小さく、時間的変化もゆるやかで、ほぼ一定の値となっている。

図 9 は入口スワール比が $s=0.0$ の場合の負荷開放および負荷短絡時の発電ダクト中央部 ($r=1.1 \text{ m}$) における流速 u_r と端子電圧 V_0 、内部抵抗 R_i および短絡電流 I_s の時間変化を示す。負荷開放時には、電磁力 $-J_\theta B$ が増加することにより、 u_r は減少し、温度の上昇を伴う。従って、 V_0, R_i は低下することになる。一方、負荷短絡時には、負荷電流 $I=I_s$ が増大するにもかかわらず、 $-J_\theta B$ が減少するため、 u_r は加速され、温度は低下する。この場合の I_s は緩やかな振動を伴い、ほぼ 2 ms で定常時電流の値の約 2 倍の $I_s \approx 18 \text{ kA}$ となる。このときの r 方向電流密度はダクト入口で、 $J_r \approx 3 \text{ A/cm}^2$ である。

〈4.2〉 定マッハ形超音速ダクトの特性

図 10 (a)~(d) はそれぞれ、入口スワール $s=0.5$ 、マッハ数 $M=1.5$ における負荷開放時の r 方向流速 u_r 、 θ 方向流速 u_θ 、圧力 p 、および温度 T の過渡変化を 3 次元的に示す。負荷開放時に u_r は減少するが、 u_θ, p, T は時間とともに増加する。また、 u_r および p の特性にみられるような約 0.1 ms でダクトを通過するガス流速に等しい速度のエントロピー波が伝搬していることが明らかである。

図 10 負荷開放時の流速、圧力および温度の過渡分布

Fig. 10. Transient distribution of radial gas velocity, azimuthal gas velocity, pressure and temperature for initial Mach number of 1.5 and inlet swirl ratio of 0.5 after open-circuiting.

亜音速ダクトの場合に比べて、これらの流体諸量の変化は小さく、その変化は上流方向へ伝搬しない。また、負荷短絡時の特性は負荷開放時の変化とは逆向きとなる。このことは、亜音速ダクトの場合と同様である。

負荷変化時の流速 u_r は負荷開放時に約 4ms、負荷短絡時に約 6ms で定常値に収束している。入口スワール比が異なる場合にも、定常値への収束時間は約 4~6ms 程度であった。

θ 方向流速 u_θ の亜音速ダクトの場合と同様、約 2ms で定常値に収束することが明らかになった。

図 11 は、図 10 の特性と同一条件の下で得られたマッハ数 M の時間変化を示す。負荷変化時のマッハ数は流速 u_r とほぼ同様な過渡変化を示し、定常値への収束時間も u_r の場合と同様、約 4~6ms である。負荷開放時には、 M の時間とともに低下し、負荷短絡時には M は増大する。また、ダクト出口の M の収束値は異なった入口スワールに対して、ほとんど一定となった。

図 12(a), (b) は図 10 の流体諸量の特性と同様、負荷開放時の電界 E_r と電流密度 J_θ の三次元的分布特性である。同図(a)において、電界 E_r は、定常値

図 11 負荷変化時のマッハ数の時間的变化
Fig. 11. Time variations of Mach number for inlet swirl ratio of 0.5 after load changing.

図 12 負荷開放時の r 方向電界および θ 方向電流密度の過渡分布

Fig. 12. Transient distributions of radial electric field and azimuthal current density for inlet swirl ratio of 0.5 after open-circuiting.

$E_{r=0} = -42 \sim -43 \text{ V/cm}$ から、負荷開放時に $E_{r=0} = -92 \sim -86 \text{ V/cm}$ の非常に大きな値となる。その後、時間の経過とともに漸減し、 $t=3\text{ms}$ にて定常値の約 2 倍の値である $E_r = -83 \sim -68 \text{ V/cm}$ となり、ほぼ落着いている。

同図(b)において、電流密度は、定常値の $J_{\theta=0} = -1.1 \sim -1.2 \text{ A/cm}^2$ から、負荷開放直後に $J_{\theta=0} = -1.76 \sim -1.84 \text{ A/cm}^2$ となり、 $t=3\text{ms}$ 後に定常時の約 1.8 倍の値である $J_\theta = -2.46 \sim -2.24 \text{ A/cm}^2$ 収束値に近い値となっている。

一方、荷短絡時の電界および電流密度はともに小さく、ダクト全体にわたりほぼ一様な分布となる。また短絡電流は定常値の約 2 倍の $I_s = 5.8 \text{ kA}$ となり、この場合の r 方向電流密度は $J_r = 0.98 \sim 0.88 \text{ A/cm}^2$ である。

5. む す び

以上、ディスク形 MHD 発電機の過渡特性について

て、その準一次元解析法を示し、亜音速ダクトおよび超音速ダクトに対して数値解析を行なった結果、次のような結論を得ることができた。

(1) 負荷開放時には、亜音速ダクトおよび超音速ダクトいずれにおいても、 r 方向流速は減速されるが θ 方向流速は加速され、圧力と温度は上昇する。一方負荷短絡時には、これらの流体諸量は逆方向への変化特性を示す。

(2) 入口スワール比が大きい場合には、負荷変化時の流体諸量の変化は小さい。また、この変化は超音速ダクトの方が亜音速ダクトよりも小さい。

(3) 負荷変化時において、流体速度と等しい速度で下流へ伝搬するエントロピー波が存在することを示した。

(4) 亜音速ダクトの場合には、ディフューザ部において生じる反射波が上流へ伝搬するため、定常値への収束は非常に遅いが、超音速ダクトの場合には、反射波が生じないので、定常値への収束は速く、その時間は約4~6ms程度である。但し、 θ 方向流速はいずれも約2ms以内で定常値に達する。

(5) 負荷変動に対するディスク形の流速の変化のし方は、フェラデー形の場合とは異なり、ダイアゴナル形と同様な特性を示す。従って、フェラデー形での負荷の局所開放時にみられるような衝撃波は発生しにくいことがわかる。

(6) r 方向電界および θ 方向電流密度は、いずれも負荷開放時に増加し、短絡時に減少する。超音速ダクトにおいては、負荷開放時の収束値はそれぞれ、約 -90 V/cm および約 -1.8 A/cm^2 程度であり、ほぼ3msで収束する。また、負荷短絡時の r 方向電流密度は約 0.9 A/cm^2 程度である。これらの値はいずれも、負荷変化前の約2倍となる。また、亜音速ダクトにおける値に対し、 r 方向電界、 r 方向電流密度、お

よび θ 方向電流密度はそれぞれ、約2倍、 $1/3$ 倍、および $1/2$ 倍程度である。

これらの結果から、ディスク形 MHD 発電機は超音速ダクトの方が、負荷変化時の流体諸量の変化が小さく、収束も速い。また事故時の電界、電流密度はディスク形の構造上、過大値ではない。従って、ディスク形発電機の場合、超音速ダクトの方が過渡特性は良好であり、定常時の効率も高いので、発電機として適していると言える。

終りに、本研究を進めるにあたり、種々有益なる御助言、ならびに御討論をいただきました京都大学工学部 石川本雄助手、岐阜大学教育学部 吉田昌春助教授に感謝の意を表します。(昭和58年8月8日受付)

文 献

- (1) 例えば、W. J. Loubsky, et al.: "Detailed Studies in a Disk Generator with Inlet Swirl Driven by Argon", 15th Symp. Eng. Aspects of MHD. VI. 4 (1976)
- (2) D. A. Oliver: "The Time Dependent Magnetohydrodynamic Generator", 14th Symp. Eng. Aspects of MHD. V. 5 (1974)
- (3) K. Yoshikawa, et al.: "Transient Characteristics of Constant Velocity Farady Type Generator", J. Nuclear Sci. Tech. 16, 5, 316 (1979)
- (4) N. Hayanose, et al.: "Analysis of Transient Characteristics of Diagonal Type Generator", Trans. IEE Japan. 101, 26 (1981)
- (5) D. Tanaka, et al.: "Time-Dependent Properties of Nonequilibrium MHD Generator with Fully Ionized Seed Plasma", 7th Int. Conf. MHD Electrical Power Generation. 4 (1980)
- (6) D. A. Oliver, et al.: "Transient Processes in Large Magnetohydrodynamic Generator Flowtrains", 7th Int. Conf. MHD Electrical Power Generation. 4 (1980)
- (7) M. Ishikawa, et al.: "Time-Dependent Analysis of Fault Currents in Mid-Channel Power", 20th Symp. Eng. Aspects of MHD. 7. 3 (1982)
- (8) P. W. McCormack: "The Effect of Viscosity on Hypervelocity Impact Cratering AIAA Hypervelocity Impact Conference", 69-354 (1969)
- (9) MHD 発電プラント熱量計算調査(IV)専門委員会委託研究成果報告書(昭48)