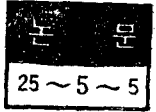


# 小容量 交流 MHD發電器에 대한 實驗的 研究

## Experiment on Small A.C. MHD Power Generator

田 春 生\*  
(Choon Saing Jhoun)



### Abstract

This paper is to investigate the A.C generation of MHD engine, converting directly the kinetic energy of conductive gas in high temperature to electric power by the effect of magnetic field.

It is known that there are at least two kinds of method in A.C MHD power generation; one, by sending stationary plasma flow in an alternating or rotating magnetic field and the other, by transmission of pulse type plasma flow in uniform and constant magnetic field, former method is adopted here.

In order to raise the total efficiency of close cycle in combination with nuclear power and MHD generation, an argon plasma jet is utilized as heat source, which is not mixed with the seed material, and the design data are obtained for A.C MHD generation in small capacity, but induced voltage and power output have the maximum values, 15 voltages and 7.5W respectively due to plasma flow with low conductivity and weak magnetic field.

### 1. 序 論

MHD 發電器도 一種의 熱機關 이지만 普通의 熱機關과 같이 터빈의 機械的 可動部分이 全然 必要없고 高溫의 導電性流體의 運動 에너지가 磁界의 作用에 의하여 直接 電氣 에너지로 變換 되는 所謂 直接發電裝置이며 通常의 熱機關과는 本質的으로 다르다. 이 發電方式을 採用하면 從來의 熱機關에 比하여 相當히 높은 Carnot의 熱效率을 期待할 수 있다. 그러므로 適當한 蒸氣 Cycle과 組合 시키면 總合效率도 現行의 火力發電의 40% 內外에 比하여 높은 50~60% 程度의 값을 얻을 수가 있다.

이미 10餘年前 부터 先進諸國에서 實驗用 MHD 發電器를 製作하여 MHD 發電에 關한 理論 및 技術的인 研究에 追車를 加하여 왔다. 이리하여 現在에는 美國 AVCO社 出力 50MW와 蘇聯의 75MW의 Pilot Plant의 設計, 西獨의 熱入力 30MW의 最大負荷用 MHD 發電施設과 日本의 1MW의 Mark V의 MHD 發電器의 運轉實驗 등을 計劃하고 있는 實情이다. 그러나 아직도 여러가지 未解決의 研究課題가 山積해 있다고 볼 수 있으며 우선 基礎的인 物理學的 問題로서는

- a) 高溫氣體의 磁界中에서의 性質
- b) 電極과의 境界層의 現象에 關한 問題
- c) 亂流 등 發電器 內의 에너지 運動量의 交換機構의

### 研究

d) 正確한 基礎資料의 測定등이 있다.

한편 技術的인 面에서는

a) 耐熱材料의 開發과 電極이 良導體임과 同時에 化學的으로 安定해야 한다.

b) Seeding 物質은 값이 싸고 電離가 容易할 뿐만 아니라 側壁材料나 電極에 腐食과 같은 化學作用을 일으키지 않는 物質.

c) 強力한 超電導電磁石의 開發

d) 交流發電方式의 調査 등을 列舉할 수 있다.

이 中에서 筆者는 特히 交流發電方式의 開發에 關心을 갖고 直流電力發生用 MHD 發電器에 Inverter를 結合 시켜 交流出力으로 變換시키는 現在의 發電方式을 改善하여 Inverter 裝置에 要하는 施設費의 減縮과 發電裝置의 總合의 效率을 向上 시키기 위한 目的으로 本研究를 着手하게 된 것이다.

交流發電에 대해서는 Plasma 內에 誘起되는 交流와 Magnet 捲線과의 鎖交 또는 電力密度의 向上을 위한 Plasma 流速의 增加에 關한 여러 難點등을 提示한 報告書는 있으며 그 以上の 研究는 아직 進涉되어 있지 않은 狀況에 있다.

交流發電方式의 開發에 接近하는 方法에는 直流磁界에 Plasma를 作用 시키는 경우와 定常 Plasma流에 交番磁界 또는 回轉磁界를 印加하는 두 種類를 생각할 수 있는 데 本研究에서는 後者의 方法을 取하였다.

\*正會員: 仁荷大 工大 教授工博(當學會 編修委員)  
接受日字: 1976年 8月 5日

研究의 第一段階로서 Plasma Jet를 熱源으로 하는 實驗用 交流 MHD 發電器를 試作한 後에 Plasma 溫度, 流速 및 磁界의 세기에 대한 直流 및 交流의 電氣的 特性을 調査하고 이것들을 比較檢討하였다. 그리고 電壓波形은 Oscilloscope上的 現象을 寫眞으로 撮影하여 film上에서 觀察하였다.

### 2. 基本理論<sup>(3-4)</sup>

磁界中の Ohm의 法則은 電流密度를  $J$ , 磁界를  $B$ 라고 하면 Hall效果를 考慮하면

$$J = \sigma(E + v \times B) - \frac{\beta}{B} J \times B \tag{1}$$

여기서  $\sigma$ : 導電率,  $\beta$ : Hall係數(=電子의 移動度  $\times$  磁界  $= \mu_e \times B$ )

$$\sigma = \frac{e^2 n_e}{m_e v_e} \tag{2}$$

$$\beta = \frac{eB}{m_e v_e} \tag{3}$$

여기서  $n_e$ : 電子密度,  $v_e$ : 電子와 中性粒子와의 衝突 周波數,  $m_e$ : 電子의 質量,  $e$ : 電子의 電荷.

지금 作動氣體가 흐르는 方向을  $x$ 方向, 磁界를  $z$ 方向으로 取하면  $v \times B$ 는  $y$ 方向이므로 (1)式을 成分으로 나누면

$$J_x = \frac{\sigma}{1 - \beta^2} \{E_x - \beta(E_y - vB)\} \tag{4}$$

$$J_y = \frac{\sigma}{1 + \beta^2} \{(E_y - vB) + \beta E_x\} \tag{5}$$

여기서  $J = (J_x, J_y, 0)$ ,  $v = (v, 0, 0)$ ,  $E = (E_x, E_y, 0)$ ,  $B = (0, 0, B)$

인 경우다.

#### 2-1. 連續電極形 發電器

電極이  $y$ 方向에 對向하여 存在하는 電極이 連續인 때는  $E_x=0$ 가 되므로 式 (4)와 (5)에서

$$J_y = \frac{\sigma}{1 + \beta^2} (E_y - vB), J_x = \beta J_y \tag{6}$$

이다. 또 發電出力密度는

$$P = -J_y E_y = -\frac{\sigma}{1 + \beta^2} v^2 B^2 (1 - K) K \tag{7}$$

여기서  $K = \frac{E_y}{vB}$ 이며 이것을 負荷率이라 한다.  $K=0$

는 短絡狀態이고,  $K=1$ 은 開放狀態를 나타낸다. 이때 單位體積當의 入力는 Lorentz力에 對抗하여 流體가 흐르므로  $J_y B v$ 가 된다. 따라서 發電效率  $\eta$ 는

$$\eta = \frac{P}{J_y B v} = K \tag{8}$$

이다. 普通  $\beta$ 의 값이 2以上 이므로 式 (7)에서 出力密

度가  $\frac{1}{1 + \beta^2}$ 만큼 떨어진다. 이것은 式 (4)와 (5)에서 보는 바와 같이 連續電極에서는  $E_x=0$ 이므로  $x$ 方向에 電流가 흘러  $J_y$ 가 減少하기 때문이다.

#### 2-2. 分割電極 發電器

그림 (b)와 같이 電極을 分割하여  $J_x$ 가 흐르지 않게끔 하였다.

$J_x=0$ 를 式 (5)에 代入하면 式 (4)와 (5)에서

$$J_y = \sigma(vB - E_y) \tag{9}$$

$$E_y = \beta(vB - E_y) \tag{10}$$

가 된다. 이 때의 出力密度는

$$P = J_y E_y = \sigma K (1 - K) v^2 B^2 \tag{11}$$

가 되므로 式 (7)에 比較하여  $(1 + \beta^2)$ 배가 되는 것을 알 수 있다.

이 形의 發電器를 分割電極形 Faraday 發電器라고 부른다. 效率  $\eta$ 는 2-1의 경우와 같다.

#### 2-3. Hall 發電器

그림 (c)와 같이  $y$ 方向에 對向하여 電極雙을 各各 短絡하여 놓고 發電部 入口와 出口의 電極間에 負荷를 連結한 것이다. 즉 Hall效果를 利用하여 發電하는 방식이다. 이 때  $E_x=0$ 이므로 式 (4)와 (5)에서

$$J_x = -\frac{1}{1 + \beta^2} (E_x + \beta v B) \tag{12}$$

$$J_y = -\frac{\sigma}{1 + \beta^2} (\beta E_x - v B) \tag{13}$$

開放時에는  $E_x = \beta v B$ 이므로 負荷率  $K_H$ 는

$$K_H = \frac{E_x}{\beta v B} \tag{14}$$

로 定義한다. 出力密度는

$$P = -J_x E_x = -\frac{B^2}{1 + \beta^2} \sigma v^2 B^2 K' (1 - K') \tag{15}$$

가 되어  $\beta^2 \gg 1$ 이면 式 (11)에 接近한다. 즉 Hall係數  $\beta$ 가 클 때는 큰 出力密度가 된다. 效率  $\eta$ 는

$$\eta = \frac{P}{J_y B v} = \frac{\beta^2 K_H (1 - K_H)}{1 - K_H \beta^2} \tag{16}$$

가 되어  $\beta$ 가 커야 한다.

本 實驗에서는 처음 두가지 發電器에 對하여 調査하였다.

### 3. 實驗裝置 및 方法

그림 1-a, b는 本 研究를 위하여 試作한 MHD 發生裝置를 나타낸 것이다.

#### 3-1. Plasma Jet 發生裝置

Plasma Jet 發生器<sup>(7-9)</sup>는 既報한 筆者가 設計 製作한 것을 使用하였는데 이것은 電氣의 入力를 供給하는 電源回路, 作動氣體(Argon) 供給用의 Bomber, 起



Fig. 1-a. Experimental Apparatus

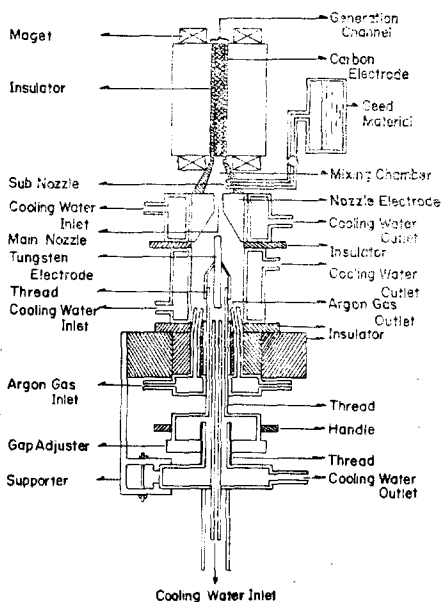


Fig. 1-b.

用 高用波 發生部, 冷却水 循環系統 및 發生器 本體로 構成되어 있다.

電源은 3相 220(V), 200(A)의 交流電源을 整流할 수 있는 定格出力 400(V), 200(A)의 실리콘 整流器를 利用하였으며 出力電壓은 Argon 作動氣體를 使用함에 있어 起動에 支障이 없게끔 한 것이다. 또 動作時의 電壓-電流 特性에 適當한 垂下特性을 줄 수 있게끔 電流容量 200(A)의 可飽和 리액터를 使用하였

다. 熱源으로서 Plasma 發生器를 使用하였는데 이 理由는 化石燃料 Burner에 比하여 作動流體의 選擇이 自由롭고 比較的 純粹한 Plasma를 얻을 수가 있어 諸現象의 基本的 研究에 適當하기 때문이다. Plasma Jet 發生器의 Nozzle에서 放出된 高溫高速 Plasma氣流는 混合室에 噴霧되는 때 이 混合室은 Plasma Jet 發生器의 Nozzle 出口를 나온 高溫氣流에다 MHD 發電에 適當한 電離度를 주기 위하여 副Nozzle에서 나오는 Seed 材料를 混合하기 위한 곳이다. 그러나 本實驗에서는 基礎的인 材料를 順次的으로 얻기 위하여 一次로 Seed 材를 注入치 않은 狀態 즉 Plasma Jet 入力에 의하여 加熱된 純粹한 Argon 電離氣體만 使用했을 때의 發電特性을 調査하였다.

### 3-2. 電磁石

電磁石은 強한 直流 및 交流磁石을 無難하게 發生시키기 위하여 鐵心은 두께 0.45(mm)의 硅素鋼板을 成層한 것이며 斷面積이  $6 \times 10(\text{cm}^2)$ 이고 中心線 長이가 170(cm)가 되며 空隙은 磁束密度를 크게 하기 위하여 22(mm)로 하였고 發電路가 插入된 部分에는 均一한 磁束分布가 되게 하였다.

勵磁捲線은 直徑 TA 2/7(mm)인 Vinyl 絕緣捲線을 300回 감은 것이며 最大磁束密度 400C(Gauss)까지 얻을 수 있다. 勵磁電壓은 交流磁界에 대해서는 交流 600(V), 直流磁界에 대해서는 交流 100(V)를 整流한

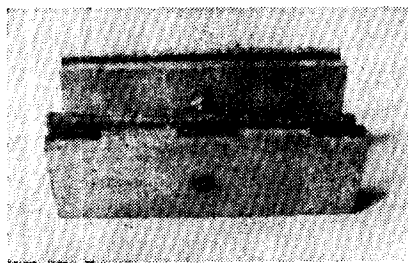


Fig. 2-a. Generation Channel

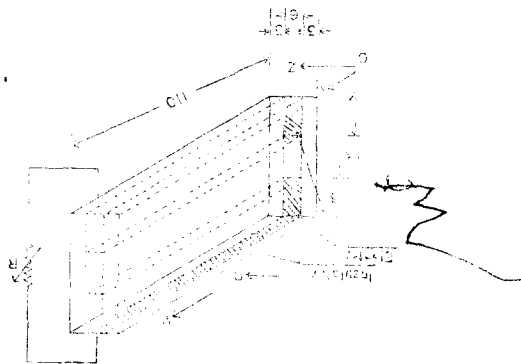


Fig. 2-b.

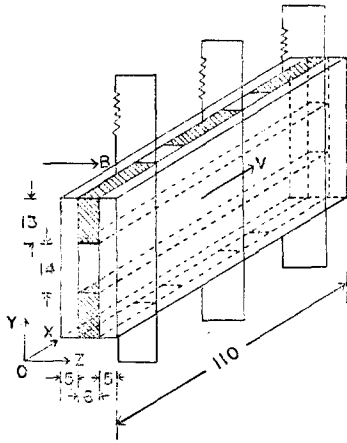


Fig. 2-c.

것이며 交流電壓을 Slidac으로 調整하여 磁界의 세기를 變化 시켰다. Plasma Jet 發生器에 洩洩磁束이 흘러 들어가 Plasma Jet에 미치는 影響을 防止하기 위하여 Plasma Jet 發生器를 두께 10.2(mm)의 鐵製函으로 包圍하여 磁氣遮蔽를 시켰다.

3-3. 發電路

發電路는 높이 4(cm) 電極間隔 1.4(cm) 길이 11(cm)의 치수를 갖는 定斷面形 發電路이며 絶緣材料는 Alumina 磁器, 電極은  $1.3 \times 0.6 \times 11(\text{cm}^3)$ 의 치수를 갖는 黑鉛으로 構成되어 있다. 電極은 連續的인 것과 Hall效果를 消去하고 電氣量의 Plasma流의 方向에 대한 分布를 測定하기 위하여 3分割한 것을 使用하였다. 또 一部分의 電極表面에 작은 突起를 만들어 電極과 作動氣體와의 사이에서 電子交換을 活潑하게끔 하였다. 本實驗은 前述한 두가지 電極形 發電器에 대한 電氣的 出力特性을 測定한 것이다. 純粹한 Argon을 Arc 加熱에 의하여 얻은 Plasma Jet를 作動流體로 利用하였으므로 電氣的 出力特性은 이 作動流體의 溫度, 流速, 磁界의 세기 및 發電路의 치수에 의하여 決定된다고 볼 수 있다. 그런데 作動流體의 溫度와 流速은 Plasma Jet의 電氣的 入力 및 作動氣體의 流量과 函數關係가 있으므로 電氣的 出力特性을 Plasma Jet의 Argon 流量, 入力 및 印加磁界의 세기의 變化에 대하여 調査하였다. Argon 流量은 Bomber에 附着 시킨 流量計(Victrometer)로 入力은 Plasma Jet의 Arc電壓과 電流를 測定하여 구하였다. 또 磁界의 세기는 Gaussmeter(日本 SSIL社)로 測定하였다.

電氣的 出力特性으로는 無負荷時의 端子電壓, 開路電壓, 短絡電流 및 負荷電壓을 測定하였는데 이 때

使用한 電壓 電流計는 0.5% 級(日本 YEW社)의 精密한 것이었다. 그리고 出力電壓 電流波形은 Oscilloscope(U.S.A. Tetrionix Co. Type 531 A)에서 觀察하였다.

4. 實驗結果 및 考察

다음은 筆者가 試作한 直流와 交流 MHD 發電器에 대하여 發電特性인 開路電壓, 短絡電流 및 負荷電壓—負荷電流의 關係를 究明한 結果들이다.

4-1. 開路電壓과 短絡電流特性

그림 3은 分割電極形 發電路에 대하여 負荷를 걸지 않은 開放狀態에서 各雙의 電極間의 D.C와 A.C端子

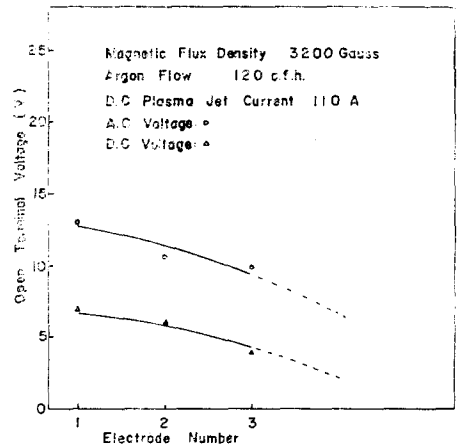


Fig. 3. Open Terminal Voltage vs. Electrode Number

電壓을 測定한 것이다. 이 경우에는 Argon流量 120(c.f.h), 磁束密度(0.32Wb/m<sup>2</sup>), Plasma Jet 電流(110A)의 條件下에서 動作開始後 3秒 되는 時間位置에서 實驗한 값 들이다.

橫軸은 Plasma Jet 噴出口에서 順次的으로 番號를 붙인 電極을 代表하고 있다. 上流側에 있는 電極 일수록 開路電壓이 높은 것을 알 수 있는데 發電路 上下流 兩端에 있어서의 流速과 導電率의 差 즉 Plasma의 溫度差가 크다고 볼 수 있다. 實驗에 使用한 發電路의 치수가 짧은 데도 불구하고 이와 같은 큰 差가 있는 것은 初期에 있어 發電路 上流 附近에서의 傳導에 의한 熱損失이 큰데 原因이 있다고 생각할 수 있다. 發電路의 構成은 電氣的 絶緣物로서 Alumina 磁器의 耐熱物을 使用하였는데 이것이 融解되지 않은 時間內 즉 約 5秒內에 發電器를 運轉해야 하므로 黑鉛電極의 表面溫度가 相當히 낮다고 볼 수 있다. 따라서 5秒內의 短時間 實驗에서는 電極을 充分히 低溫狀態에 있어

電極表面에서는 絶緣物에 가까운 氣體層이 存在한다고 생각된다.

이 部分이 開路電壓에 크게 影響을 미친다고 判斷되므로 여기의 電位分布狀態를 一般的으로 考察해 보기로 한다. Plasma 部分에는 荷電粒子가 存在하므로 負極에는 電子가 正極에서는 正 Ion이 Plasma에서 引出되어 外部回路에 電流를 供給하게 된다. 이 部分에 있어서의 荷電粒子의 電荷密度를  $\rho$ 라고 하면 電流密度  $J$ 는 다음 式과 같다.

$$J = \mu \rho E \quad (17)$$

한편 Poisson의 方程式에서

$$\text{div } E = \frac{(\rho + \rho')}{\epsilon_0} \quad (18)$$

여기서  $\rho'$ : 主荷電粒子와 反對符號를 갖는 粒子의 電荷密度

$\mu$ : 主荷電粒子의 移動度

$E$ : 電位傾度

이 層에서는 流速이 極히 적다고 볼 수 있으므로 層內에서의  $U \times B$ 를 無視할 수 있다. 一般的으로  $\rho'$ 는 氣體溫도의 函數이므로 上式의 解를 求할 수 있다. 그러나 電極近傍에서는 急激한 溫度分布를 豫想할 수 있고 또 導電率은 溫도와 더불어 急峻한 變化를 한다고 하면 絶緣氣體層은 다음의 狀態에 있다고 推定할 수 있다.

i) 絶緣層의 高溫端에서는 電子密度와 Ion密度는 거의 같다.

ii) 電離度는 溫도의 函數로서 溫度에 의하여 指數函數의 形式으로 減少하므로 溫度傾斜가 急한 絶緣層內에서 Ion密度는 高溫端에서 層內部로 向하여 急激히 變化한다. 그러므로 高溫端 以外的 部分에서는 高溫端에서 引出되는 電子의 흐름이 形成하는 空間電荷에 의한 電子密度가 Ion密度에 比하여 壓倒의 形式으로 많아 後者를 無視할 수 있다.

iii) 高溫端에 있어서의 電位傾度는 層內에 形成되는 空間電荷에 의한 電位傾도에 比하여 無視된다.

iv) 絶緣層의 두께  $\delta$ 는 發電路의 實効徑에 比하여 적으므로 一次元的인 取扱이 可能하다. 이와 같은 條件下에서 絶緣層의 두께  $\delta$ 와 여기서의 電壓降下  $V_s$ 와 의 關係는 式 (17)과 (18)에서

$$V_s = \frac{2}{3} \sqrt{\frac{2r}{\mu \epsilon_0}} \cdot \delta^{\frac{3}{2}} \quad (19)$$

가 된다.

여기서  $\delta$ : 電子電流密度

絶緣層의 高溫端에 있어서의  $\rho'$ 가 絶緣層內에 있어서의  $\rho$ 와 近似한 값을 갖는다고 假定하면  $\rho'$ 와 溫도와

의 關係는 理論的으로 求해져 있으므로 絶緣層의 高溫端에 있어서의 溫도는  $V_s$ 의 函數로 나타낼 수 있다.

電極表面에 突起를 만들면 有效한 電極間距離가 減少하는데도 不拘하고 開路電壓이 上昇하는 것을 實驗에서 確認할 수가 있었는데 이것은 突起表面에서의 氣體絶緣層이 얇아져 電極降下가 減少하기 때문이라고 判斷된다.

또 開路電壓  $V_0$ 는  $vBd$ 이므로 一次元 定常流理論에 따르면 短絡電流  $I_s^{(4)}$ 는

$$I_s = \frac{vBd}{R_i} \quad (20)$$

$$\text{이 고 } R_i = \frac{d}{\sigma S} \quad (21)$$

가 된다.

여기서  $d$ : 電極間距離

$S$ : 電極面積

$\sigma$ : Plasma의 導電率

$I_s$ 는 磁界가 一定할 때는 作動流體의 流量과 導電率 즉 溫度에 의하여 絶對的인 影響을 받게 됨을 알 수 있다.

a) Plasma Jet 電流의 影響

그림 4와 5는 Plasma Jet 電流를 增大시켰을 때의 D.C.와 A.C 開路電壓과 短絡電流를 나타낸 曲線인데 이 때의 Argon 流量과 印加한 磁界는 各各 120(cfh)와 3200(Gauss)였다.

Plasma Jet 電流의 增加에 따라 電壓과 電流值 모두 커지고 있으며 同一한 條件下에서 A.C의 값이 D.C의 値보다 높다.

Plasma Jet 電流는 Plasma의 溫도와 流速과 直接的인 關係가 있으므로 이에 關하여 解析해 보기로 한

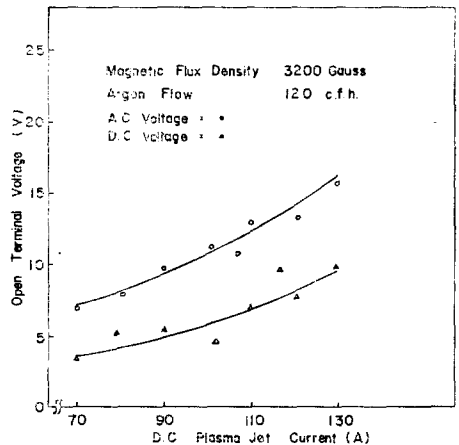


Fig. 4. Open Terminal Voltage vs. D.C Plasma Jet Current

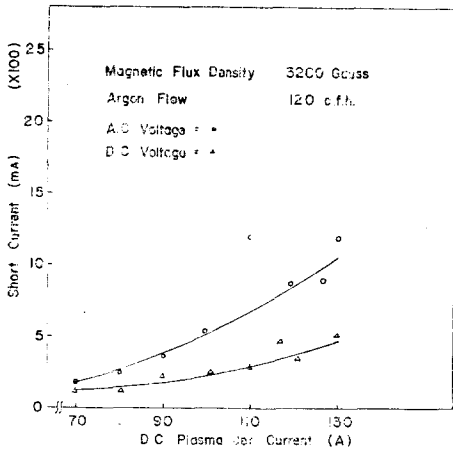


Fig. 5. Short Current vs. D.C. Plasma Jet Current

다. 半徑  $r$ 의 Arc柱에 供給 되는 單位 길이當의 電氣의 에너지는 電位傾度를  $E$ , Arc電流를  $I$ 라고 하면  $E \cdot I$ 로 表示되며 이것은 Arc柱 外部로 放出한 熱損失과 平衡되어 다음과 같은 Elenbass-Heller<sup>11)</sup>의 式이 成立한다.

$$\sigma E^2 - P_r(T) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (\kappa r \frac{\partial T}{\partial r}) = 0 \quad (22)$$

여기서  $\kappa$ : 熱傳導率,  $T$ : 溫度  
 $\sigma$ : 導電率,  $P_r(T)$ : 放射損失  
 $r$ : Plasma柱의 半徑

一氣壓下의 아아크柱에서는 放射損失을 大略 全損失의 10% 程度이므로 이것을 無視하면 (22)式은

$$\sigma E^2 + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (\kappa r \frac{\partial T}{\partial r}) = 0 \quad (23)$$

가 된다. 式에서  $\sigma$ 와  $K$ 는 溫度에 의하여 變化하므로 이 解는 一般的으로 簡便하게 求할 수 없다. 그러나 Plasma Jet의 半徑方向에 대한 溫度分布를 近似的으로 求하기 위하여  $\sigma$ 와  $\kappa$ 는 溫度에 無關하고 內部的 電流密度는 均一하다고 假定하면 (23)式은

$$-\kappa 2\pi r \frac{\partial T}{\partial r} = E \cdot I \frac{r^2}{r_a^2} \quad (24)$$

여기서  $r_a$ : Plasma Jet의 半徑.

(24)式에서 溫度分布를 求하면

$$T = \frac{E \cdot I}{4\pi\kappa} \left(1 - \frac{r^2}{r_a^2}\right) + T_0 \quad (25)$$

(25)式을 보면 Plasma Jet 入力 즉 電流가 增大하면 同一한 半徑  $r$ 에 대하여 溫度가 上昇한다. 그런데 導電率  $\sigma$ 는 그림 6<sup>5, 10, 11)</sup>과 같이  $T$ 에 대하여 거의 指數函數로 變한다. 한편 Plasma Jet의 平均流速은 溫度가 既知일 때는 다음과 같이 求한다. 發電路內의 流速

壓, 溫度의 平均値를 各各  $v, P, T$ 라고 하면 質量保存則과 狀態方程式에서 다음 式이<sup>12)</sup> 成立한다.

$$v = \frac{mRT}{MPS} \quad (26)$$

여기서  $M$ : 氣體分子量  $R$ : 氣體定數  
 $S$ : 發電路斷面積  $m$ : 質量流量

따라서  $m, T, P$ 를 알 때는 (26)式에서  $v$ 를 求할 수가 있으므로 發電路內의 Plasma 溫度 즉 Plasma 電流가 커지면 Plasma 流速도 增大함을 알 수 있다. 그러므로 Plasma Jet 電流를 크게하면 開路電壓과 短絡電流 즉 電氣의 出力도 式 (7), (11) 및 (15)에서 上昇하는 것을 볼 수 있다.

本實驗의 내용과는 다르지만 液體金屬을 使用하여 調査한 誘導形 交流 M.H.D 發電器의 出力<sup>3, 12, 14)</sup>은 다음과 같이 報告되고 있다.

$$P = \frac{1}{2} \frac{S(1-S)\sigma v^2 B_0}{1+R_m^2} \quad (27)$$

이 式에서도 역시  $P$ 는  $\sigma$ 와  $v$ 의 函數가 되는데 液體金屬 대신 Argon Plasma를 使用하는 경우에는 Plasma의 溫度 즉 Plasma 電流가 커지면 電氣의 出力은 增大해 갈 것으로 推測할 수 있다.

b) 作動氣體流量의 影響

그림 7과 8은 作動氣體인 Argon 流量을 變化시켰을 때 連續電極에 있어서의 開路電壓과 短絡電流特性을 나타낸 것이다. Argon 流量의 增加에 따라 거의 指數函數의 形式으로 上昇하다가 다시 減少하고 있는데 Argon 流量에는 臨界値가 存在함을 알 수 있다. 流量이 많아지면 冷却된 氣體로 因하여 Plasma Jet 周圍의 溫度가 低下한다. 이 때문에 이 部分의 導電率이 減少하여 電流가 흐르기 힘드므로 Plasma Jet의 直徑이 작아지게 된다. 이것을 所謂 熱Pinch效果라고 하며 이 때 Plasma Jet 電流를 一定하게 維持 시킬려면 Plasma Jet 電壓을 높여야 한다. 이 結果 (25)式에서  $E \cdot I$ 가 커져 Plasma Jet의 溫度가 上昇하게 되는데 Argon 流量이 너무 過大하면 Plasma Jet에 Argon 冷却氣體가 混入하여 熱을 吸收하게 되어 溫度는 低下한다. 이와

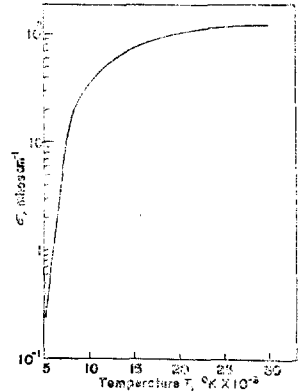


Fig. 6. The Electrical Conductivities of Argon at 1 Atm Pressure

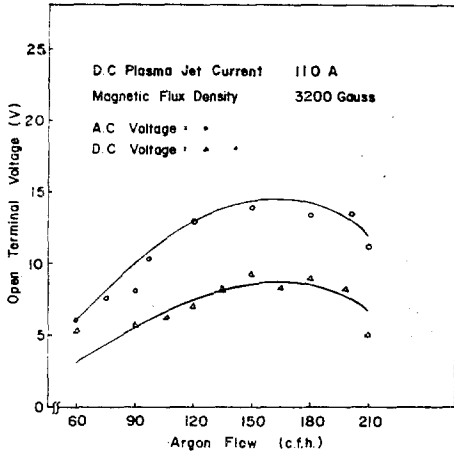


Fig. 7. Open Terminal Voltage vs. Argon Flow

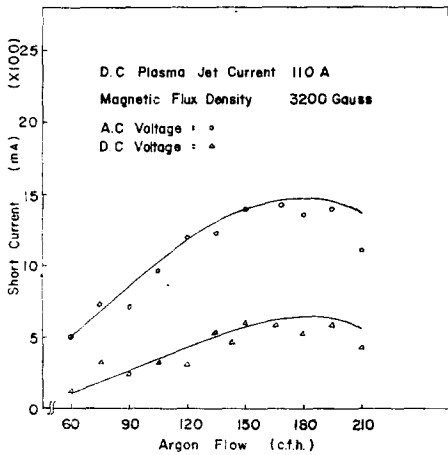


Fig. 8. Short Current vs. Argon Flow

같이 Argon 流量에는 臨界値가 存在하게 된다.

c) 磁界의 세기의 影響

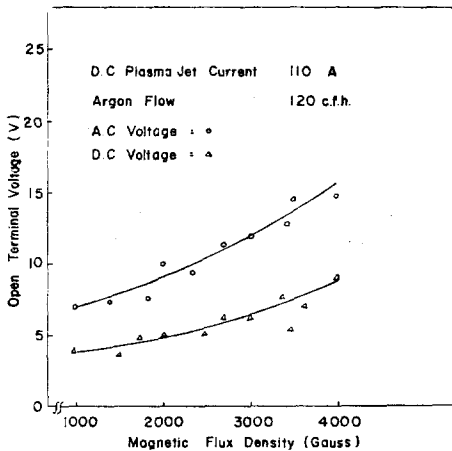


Fig. 9. Open Terminal Voltage vs. Magnetic Flux Density

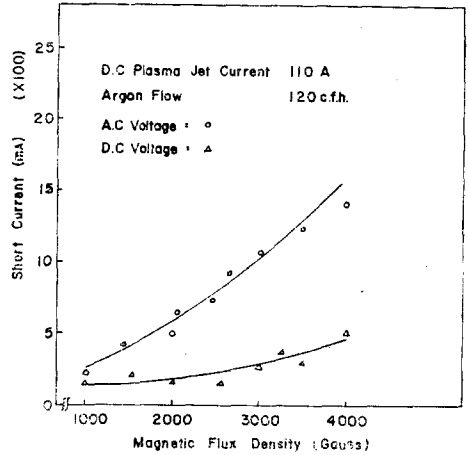


Fig. 10. Short Current vs. Magnetic Flux Density

그림 9와 10은 磁界의 세기를 높여갈때의 連續電極에 대한 發電特性을 나타내고 있으며 同一한 磁界의 세기에 대하여 A.C. 特性値가 D.C. 特性値보다 커지고 있다. 磁界가 커지면 式 (7)과 (20)에 의하여 開路電壓과 短絡電流는 모두 높아지고 있는데 結果와 잘 一致한다.

따라서 大出力의 發電을 可能하게 할려면 Plasma Jet의 導電率  $\sigma$  및 流速  $v$ , 磁界의 세기  $B$ 를 더 크게 해야 하지만 作動流量에 의한  $v$ 에는 限界値가 있다는 것을 想起할 必要가 있다.

4-2. 電氣的 出力과 負荷電流

그림 11은 電極間에 接續한 可變抵抗에 의하여 負荷電流를 變化시켜 줄 때의 負荷端子電壓을 나타낸 것이다.

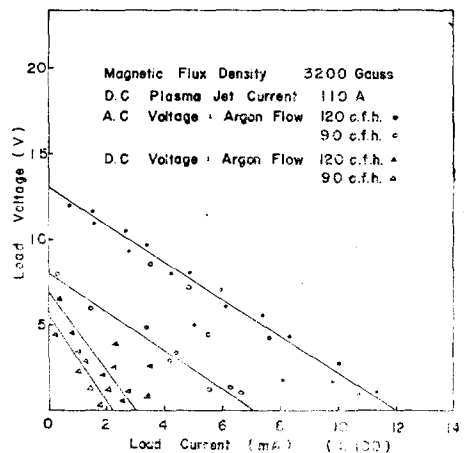


Fig. 11. Load Voltage vs. Load Current

負荷電流가 커짐에 따라 負荷電壓은 直線的으로 變化하고 電氣의 出力에는 그 값이 最大가 되는 負荷電流가 있으며 短絡電流의  $\frac{1}{2}$ 이 되는 값이다. 連續電極의 發電路에서 電極附近의 電壓降下를 無視하고 內部抵抗을  $R_i$ 라고 하면 負荷時 端子電壓  $V_0$ 는 다음과 같이 된다.

$$V = V_0 - IR_i \tag{28}$$

그러므로 負荷電流의 增加와 더불어 端子電壓은  $V_0$ 에서 直線的으로 降下하게 된다.

그림 12는 開路電壓波形的의 時間的變化에 對한 波형을 나타낸 것이다.

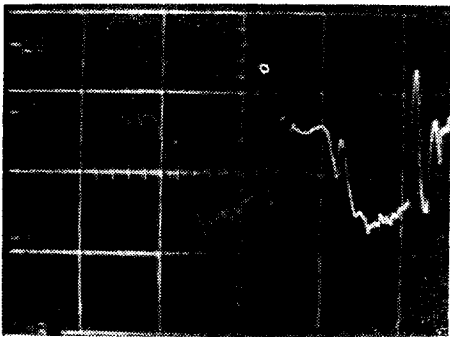


Fig. 12. The Wave Form of Open Terminal Voltage

波형에는 基本波 以外에 많은 高調波成分이 包含되어 있는데 이것은 交番磁界와 Plasma Jet의 不安定에 緣由된다고 생각되며 適當한 濾波器를 使用하면 이것들을 除去할 수 있다고 본다.

### 5. 結 論

Plasma Jet를 熱源으로 하여 實驗用 交流 MHD發電器를 試作하고 電氣의 出力 特性을 測定하여 다음과 같은 結論을 얻었다.

(1) 低電離率의 Plasma와 弱磁界의 交流이기 때문에 開路電壓과 短絡電流는 各各 最大 15V와 0.5A의 實効值를 얻을 수 있었다.

(2) 電氣의 出力은 Plasma Jet 入力 作動氣體의 流量 및 磁界의 세기와 더불어 增大한다. 그러나 作動氣體 流量에는 臨界值가 存在한다.

(3) 實驗開始直後에는 電氣의 特性과 一次元定常流의 理論에서 豫想되는 特性사이에는 相當한 差異가 있으나 5秒程度 以上에서는 兩特性이 近似한 값을 가진

다.

(4) A.C 出力은 D.C 出力보다 크다.

(5) 負荷電壓 및 出力과 負荷電流와의 變化狀態는 그 理論과 相當히 큰 差異를 가진다.

(6) 強力한 交流磁界의 形成을 爲하여 直流의 磁界인 경우보다 월등히 큰 勵磁電力이 必要하다.

이와같이 交番磁界를 利用하면 MHD 交流出力을 얻을 수 있지만 磁界를 위한 勵磁電力을 여하히 減少시켜 綜合的인 效率을 向上시키느냐가 將次 解決해야 할 問題인 것으로 생각된다.

### 參 考 文 獻

- ① 岡田實, 荒田吉明; 플라즈마工學, 日本日刊工業新聞社, pp. 131~658, 1965.
- ② 関口忠, 一丸節夫; 플라즈마物性工學, 日本日刊工業新聞社, pp. 129~157, 1967.
- ③ G.W. Sutton; Direct Energy Conversion, McGraw-Hill Co. pp. 181~233, 1966.
- ④ Chang; Energy Conversion, Prentice-Hall, Inc. Co, pp. 133~176, 1963.
- ⑤ A.B. Cambel; Plasma Physics and Magnetofluid Mechanics, McGraw-Hill Co., 1963.
- ⑥ Krall and Trivelpiece; Principles of Plasma Physics, 1973.
- ⑦ 田春生; Plasma Jet의 同軸 平行磁界에 의한 영향에 관한 연구(I)  
大韓電氣學會誌 Vol. 22, No. 2, pp. 45~57, 1973.
- ⑧ 田春生; Plasma Jet의 同軸 平行磁界에 의한 영향에 관한 연구(II)  
大韓電氣學會誌 Vol. 22, NO. 5, pp. 19~32, 1973.
- ⑨ G. W. Suttan and A. Sherman; Engineering Magnetohydrodynamics, McGraw-Hil Co., 1965.
- ⑩ Cromer and Pai; Magnetofluidynamics, McGraw Hill Co., pp. 205~271, 1973.
- ⑪ C. H. Marcton; "MHD Accelerator Performance for Specified Interaction Parameter", AIAAJ, Vol. 4, no. 11, November, 1966.
- ⑫ E. F. Procler; "The Constant Velocity MHD Generator with Variable Electrical Conductivity" J. Aerospace Sci., 29 : 126~627, 1962.
- ⑬ Harwitz, Kilb and Sutton; "Influence of Tensor Conductivity on Current Distribution in a MHD Generator", J. Appl. Phys., 32 ; 205~216, 1961.
- ⑭ D. G. Elliott; "D.C Liquid-metal Magnetohy-



- drodynamics Power Generator", Ref. 3, Sixty Symposium, 1965.
- ⑮ J. L. Kerrebrock ; "Magnetohydrodynamics Generators with Nonequilibrium Ionization", AI-AAJ, 3 ; 591~601, 1965.
- ⑯ S. Wag. and S. M. Decorso ; "Experiments with MHD Power Generation", Trans, ASME, 83A : 397, 1961.
- ⑰ B. Podolsky and A. Shermann ; "The Influence of Tensor Conductivity or End Currents in Crossed Field MHD Channels with Skewed Electrodes", J. APPI. Phys., 33 ; 1414~1418, 1962.
- ⑱ W. F. Hugher and F. J. Young ; The Electromagnetodynamics of Fluids., John Wiley and Sons, Inc. 1966.