

# 水銀整流器 아아크管徑크기에 對한 定量的 考察

千 熙 英\*  
(Heeyoung Chun)

論文  
16-4-1

## Abstract

The deionization behavior in plasma during arc discharge of mercury arc rectifier depends on ambipolar diffusion. It is shown here in the quantitative analysis that a diameter of arc path which affects the mercury arc rectifier characteristics is related with the density of charged particles in plasma, the particle number of extruguish ion, the deionizing time and the recovering time of grid controlled ability.

The conclusion would be useful for designing a diameter of arc path of mercury arc rectifier by quantitative method. And it could be applied to the designing of electrical apparatus using arc discharge phenomena.

## I. 序 論

水銀整流器의 順 變換裝置 또는 逆 變換裝置로서의 迅速精密한 出力制御는 水銀아아크 放電中の plasma 에서 陽이온과 電子의 運動 및 格子制御에 의한 것이다. 外部回路에 電流를 供給하는 것은 陽極 陰極間을 電界에 따라 從方向에 移動하는 荷電粒子에 의한 移動電流 (drift current)이다. 水銀아아크 plasma 에서 이온의 消滅作用은 Ambipolar 擴散에 의한 것으로 plasma 活性領域에서 荷電粒子의 再 結合은 考慮할 必要가 없다. 水銀整流器의 格子制御能回復時間은 出力制御에 影響을 주는 重要한 要素이며, 格子制御能回復時間은 아아크消滅後의 殘留이온에 對한 消이온 時間에 의하여 定해진다. 殘留이온은 格子의 制御能回復時間뿐 만 아니라 逆孤의 電流責務에도 重要한 役割을 하며 殘留이온密度는 水銀整流器의 構造, 水銀蒸氣壓 溫度 負荷電流 格子制御率 등 에 의하여 定해진다.

本 論文에서는 水銀整流器 아아크通路管의 徑 크기가 負荷電流와 擴散에 의하여 消失되는 荷電粒子의 密度 및 殘留이온密度에 미치는 影響을 定量的으로 考察한 것이다. 移動電流 random 電流 및 擴散에 의하여 消失되는 荷電粒子密度에 對하여서는 氣體粒子 random 運動에 關한 Maxwell 方程式, Boltzmann 의 氣體平衡條件과 이온 및 電子移動能도에 關한 Compton 의式, 粒子流에 關한 Boltzmann 의 分布函數와 Einstein 關係 등을 適用하여 消失荷電粒子密度式을 誘導하여 考察하였고 殘留이온密度에 對하여서는 Danders 氏, Ludwigs 氏, Tonks-Langmuir 氏, Gerhard Friend 氏의 研究結果를 綜合하여 이것에 水銀整流器用電壓器의 漏洩 reactance 를 考慮한

轉流時의 電流波形을 適用하여 殘留이온密度에 關한 式을 一部 修正하고 이것에 對한 影響을 考察한 것이다.

## II. 本 論

### [1] 擴散에 의하여 消失되는 荷電粒子密度

水銀아아크 plasma 中에는 水銀氣體粒子, 陽이온 및 電子가 있고 電子와 陽이온 密度( $10^{11} \sim 10^{13}/\text{cm}^3$ )는 거의 같으나 이온과 電子의 密度는 氣體粒子密度의 몇 分之 1(%)程度이고 比較的弱한 縱方向電位傾度에 의하여 驅動되는 電子의 移動이 移動電流構成의 主因이 된다. 주어진 條件下에서 plasma 領域內의 이온發生率은 境界를 通하여 徑方向(橫方向)에 움직이는 이온의 領域에서의 消失率과 같어야 한다는 平衡條件을 滿足하여야 한다.

水銀整流器 水銀아아크의 plasma 에서 이온의 消失에 影響을 줄 것으로 생각되는 것은 再結合과 擴散이다. 水銀整流器의 動作範圍內의 壓力과 密度에서는 電子와 陽이온의 相對接近速度가 크고 結合에너지도 큰 까닭에 再結合은 거의 이러나지 않으며 電子가 氣體粒子에 捕捉되어 陰이온이 되고 이것이 陽이온과 再結合하는 二段階的인 結合의 頻度도 僅少한 것이다. 그러므로 水銀整流器의 plasma 에서 이온의 消失作用은 擴散作用에 의하여 이루어진다고 볼 수 있다.

plasma 粒子의 擴散은 plasma 諸性質의 基礎的 役割을 하며 溫度傾度, 濃度傾度, 壓力傾度, 電磁界 其他 여러 種類의 驅動力作用으로 일어난다. 水銀整流器의 경우에는 plasma 中心에서 外側徑方向에 생기는 큰 密度差와 徑方向의 不活性領域에 對한 적은 電位傾度 때문에 擴散(Ambipolar 擴散)이 생기고 徑方向에 이온의 移動流가 생겨 이것이 이온消失의 主因이 된다.

荷電粒子의 粒子流가 없으면 다음式으로 주어지는 電

\* 正會員 仁荷工科大学教授

水銀整流器 아아크管徑크기에 對한 定量的 考察

子流密度  $i_e$  와 陽이온 流密度  $i_i$  가 나타난다.

$$\left. \begin{aligned} i_e &= eN_e G_e E + eD_e \nabla N_e \\ i_i &= eN_i G_i E - eD_i \nabla N_i \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (1)$$

- $e$  : 電子의 荷電量
- $E$  : 電界의 세기
- $N_e, N_i$  : 電子와 陽이온密度
- $G_e, G_i$  : 電子와 陽이온移動能度
- $D_e, D_i$  : 電子와 陽이온 擴散係數

電流의 連續性에서  $i_e + i_i = i$  이고, plasma 에서  $N_e \approx N_i \approx N$  이며 Ambipolar 擴散條件은  $i = 0$  이므로 徑方向電子流密度 및 陽이온密度는 다음과 같다.

$$\left. \begin{aligned} i_e &= eD_e \nabla N \\ i_i &= -eD_i \nabla N \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (2)$$

(2)式의  $D_a$ 는 Ambipolar diffusion Coefficient(兩極性 擴散係數)이며 다음式으로 주어진다.

$$D_a = \frac{G_e D_i + G_i D_e}{G_e + G_i} = \frac{D_i + \frac{G_i}{G_e} D_e}{1 + \frac{G_i}{G_e}} = D_e \left( \frac{D + G}{1 + G} \right)$$

여기서  $D = \frac{D_i}{D_e}, G = \frac{G_i}{G_e}$

plasma 中에서 電子의 random 速度는 移動速度보다 훨씬 크며 自由行程이 始作할때의 實際速度를 無視하고 random 速度가 maxwell의 速度分布則을 따르며 氣體粒子가 剛體球라 假定하면 移動能度  $G_e, G_i$ 는 다음의 Compton 氏의 式으로 表示된다.

$$G_e = \frac{8}{3\pi} \frac{e l_e}{m_e \bar{c}_e} = 0.85 \frac{e l_e}{m_e \bar{c}_e}$$

$$G_i = \frac{8\sqrt{2}}{3\pi} \frac{e l_i}{m_i \bar{c}_i} \sqrt{1 + \frac{E_{Tg}}{E_{Ti}}} = \frac{16}{3\pi} \frac{e}{m_g} \frac{l_g}{\bar{c}_i}$$

$m_e, m_i, m_g$  : 電子와 陽이온 및 水銀粒子的 質量 [ $m_g \approx m_i$ ]

$l_e, l_i, l_g$  : 電子와 陽이온 및 水銀粒子的 平均自由行程

$\bar{c}_e, \bar{c}_i$  : 電子와 陽이온의 平均速度

$E_{Tg}, E_{Ti}$  : 水銀粒子和 陽이온의 溫度等價電壓

[水銀아아크의 plasma 는 弱電界이므로

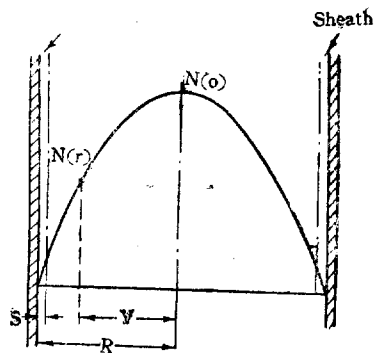
$$E_{Tg} = E_{Ti}]$$

電子의 擴散係數는 陽이온 擴散係數보다 크며 電子의 陽이온 單의 plasma 中에서 移動能度는 各各 質量에 逆比例하고 또 水銀整流器에서 電子와 陽이온의 溫度는 거의 같으므로  $D_e \approx 2D_i \ll D_e$ 의 關係가 成立한다.

Ambipolar 擴散이 일어나면 아아크路管의 徑크기가 plasma 特性에 큰 影響을 미치는 것을 알 수 있다. 管이 가늘면 擴散이 旺盛해 지고 消失荷電粒子가 많으므로 이것을 補充하기 위하여 같은 放電電流을 흘리기 위한 plasma 中에서의 電位傾도가 커진다. 또 管徑이 크면 一定한 電流을 흘리기 위한 plasma 電位傾도는 크지 않으나

아아크消滅後 殘留이온이 많아 消이온 時間이 길기 때문에 格子制御能回復時間이 길어져 順變換裝置에 對하여서는 精密한 出力制御가 不可能하고 逆變換裝置에 對하여서는 轉流의 失敗를 가져오며 逆弧나 通弧가 이려나기 쉽다. 위의 事實은 한개의 아아크路에서 풀릴 수 있는 放電電流에 限度가 있는 것을 말하며, 아아크路徑을 크게 하여 電流을 증가시키면 安定한 運轉을 할 수 없다.

아아크가 通하고 있는 管이 圓筒이라면 徑方向에는 그림 1과 같은 零次의 Bessel 函數  $N(r) = N(0) J_0(2.4 \frac{r}{R})$ 로 表示되는 荷電粒子 密度分布가 있다. 電子의 移動速度는 이온보다 훨씬 크므로 plasma 境界에서는 電子보다 이온이 많아진다. 즉 圓筒의 壁에서 S거리 에 있는 sheath의 plasma 面에는  $(N_e - N_i) \ll N_i$ 인 狀態에서 갑자기  $N_e \ll N_i$ 의 狀態로 移行하는 곳이 되고 Boltzmann의 關係式이 電子密度를 左右한다. sheath 에서는 이온의 數가 많으므로 電界가 생기고 이온을 境界 쪽으로 加速한다. sheath 面에 到達한 陽이온은 sheath 를 通過하고 아아크筒 등의 絕緣性壁에 靜止한다. 큰 random 에너지를 가지는 電子가 sheath 를 通過하고 停止하고 있는 이온의 直接附近의 壁에 到達하면 여기서 再結合이 이루어지고 中性의 粒子도 된다.



아아크路徑方向荷電粒子密度

$$N(r) = N(0) J_0 \left( 2.4 \frac{r}{R} \right)$$

$N(r)$  : 圓筒中心에서 r 거리에 있는 荷電粒子密度

$N(0)$  :  $r=0$  中心에서의 荷電粒子密度

$R$  : 圓筒半徑

$$N(r) = N(0) J_0 \left( \frac{2.4r}{r} \right)$$

Ambipolar 擴散으로 sheath 面에서 徑方向에 垂直인 單位面積을 單位時間에 通過하는 荷電粒子 擴散量  $N$ 은 다음과 같다.

$$N = -D_a \frac{dN(r)}{dr} = D_a \frac{N(R-S)}{S}$$

$$= D_a \frac{N(o)}{S} \cdot J_o \left\{ 2.4 \frac{(R-S)}{R} \right\} \dots \dots \dots (3)$$

電子와 陽이온의 再 結合係數(coefficient of recombination)를  $a$ , 水銀整流器構造와 內部動作狀態에서 定해지는 定數를  $M$  라하면 plasma에서 單位體積 當消失되는 荷電粒子密度  $N_a$ 에 對하여 다음과 같은 一般式이 얻어진다.

$$N_a = aMD_a \frac{N(R-S)}{S} \cdot \frac{2\pi(R-S) \cdot h}{\pi R^2 \cdot h} \quad (R \gg S)$$

$$\approx aMD_a \frac{N(R-S)}{S} \cdot \frac{2}{R}$$

$$= 2aMD_a \frac{N(o)}{SR} J_o \left\{ 2.4 \frac{(R-S)}{R} \right\} \dots \dots \dots (4)$$

그러므로 plasma에서는 (4)式에 表示되는 消失荷電粒子密度만큼 ( $h$ : 아아크圓筒의 높이)의 荷電粒子를 電離에 의하여 補充되어야 한다.

(1) 아아크圓筒半徑을  $\frac{1}{n}$ 로 하였을 때의 消失荷電粒子密度의 比 負荷電流가 一定한 경우 아아크圓筒半徑  $R$ 를  $\frac{1}{n}$  로 줄였을 때의 消失荷電粒子密度에 對한 比를 구한다.

圓筒半徑  $R$  및  $\frac{R}{n}$  때의 移動電流密度를  $N_o, N'_o$ 라 하면

$$\pi R^2 N_o v_o = \pi \left( \frac{R}{n} \right)^2 N'_o v'_o$$

$$N'_o = n^2 \frac{v_o}{v'_o} N_o$$

$v_o, v'_o$ : 電子의 移動速度

移動電流密度와 random 電流密度의 比는 다음과 같으므로

$$\frac{\text{移動電流密度}}{\text{random 電流密度}} = 2\sqrt{\pi} \frac{v}{\xi}$$

$v$ : 電子 또는 陽이온의 移動速建

$\xi$ : 電子 또는 陽이온의 溫度特性速度

위의 두 式에서부터 圓筒半徑을  $\frac{1}{n}$ 로 하였을 때의 徑方

向荷電粒子密度는  $n^2 \frac{\xi}{\xi'}$  배 된다.

半徑  $R$  때의 消失荷電粒子密度

$$2aM \frac{1}{SR} N(o) J_o \left\{ 2.4 \frac{(R-S)}{R} \right\}$$

半徑  $R/n$  때의 消失荷電粒子密度

$$2aM \frac{1}{S'R} N'(o) J_o \left\{ 2.4 \frac{\left( \frac{R}{n} - S' \right)}{\frac{R}{n}} \right\}$$

$R \gg S, R \gg S', D_a \approx 2D_o, S = S'$

$$J_o \left\{ 2.4 \left( 1 - \frac{nS'}{R} \right) \right\} \approx J_o \left\{ 2.4 \left( 1 - \frac{S}{R} \right) \right\}$$

$$N'(o) = n^2 \frac{\xi}{\xi'} N(o)$$

의 關係를 使用하면

$$\frac{2aM \frac{n}{S'R} N'(o) J_o \left\{ 2.4 \left( 1 - \frac{nS}{R} \right) \right\}}{2aM \frac{1}{SR} N(o) J_o \left\{ 2.4 \left( 1 - \frac{S}{R} \right) \right\}} = n^2 \frac{\xi}{\xi'}$$

즉 消失荷電粒子密度는  $n^2 \frac{\xi}{\xi'}$ 에 比例하여 증가한다.

(2) 圓筒半徑  $R$ 와 同一한 斷面積이 되는 半徑  $\frac{R}{\sqrt{n}}$ 의 圓筒  $n$ 個를 並列로 使用하는 경우의 消失荷電粒子密度의 比

荷電流가 一定하면  $N'(o) = N(o) \frac{\xi}{\xi'}$

半徑  $R$  때의 消失荷電粒子密度

$$2aMD_a \frac{1}{SR} N(o) J_o \left\{ 2.4 \frac{(R-S)}{R} \right\}$$

半徑  $\frac{R}{\sqrt{n}}$  때의 消失荷電粒子密度

$$2aMD_a \frac{\sqrt{n}}{S'R} N'(o) J_o \left\{ 2.4 \frac{\left( \frac{R}{\sqrt{n}} - S \right)}{\frac{R}{\sqrt{n}}} \right\}$$

(1)에서 近似條件을 다시 適用하면 消失荷電粒子密度의 比는

$$\frac{2aMD_a \frac{\sqrt{n}}{S'R} N'(o) J_o \left\{ 2.4 \frac{\left( \frac{R}{\sqrt{n}} - S \right)}{\frac{R}{\sqrt{n}}} \right\}}{2aMD_a \frac{1}{SR} N(o) J_o \left\{ 2.4 \frac{(R-S)}{R} \right\}} = \sqrt{n} \frac{\xi}{\xi'}$$

즉 消失荷電粒子密度는  $\sqrt{n} \frac{\xi}{\xi'}$ 에 比例하여 증가한다.

[2] 殘留이온 密度

水銀整流器의 容量限界는 構造上의 限界, 尖頭波電流限界 및 轉流責務限界이다. 逆弧가 電動機應用에서 問題가 되는 것은 轉流責務이며 이것은 轉流完了直後의 殘留이온 密度와 飛躍逆電壓의 積으로 表示된다. 또 格子의 制御能回復時間은 殘留이온의 消이온時間으로 定해짐으로 水銀整流器의 出力制御에 重要한 뜻을 가지는 것은 殘留이온密度이다.

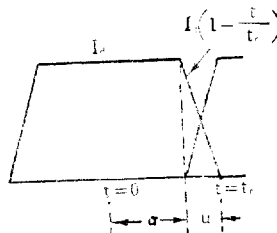


그림 2

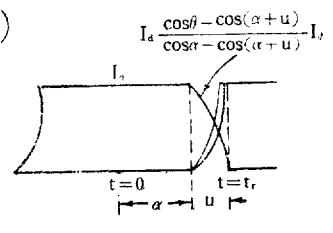


그림 3

$\alpha$ : 制御角  
 $u$ : 重複角

轉流時의 電流波形은 그림 2와 같은 直線電流를 假定한 Danders 氏 및 Ludwig 氏의 理論에 依하면 轉流開始前

과 轉流完了直後의 荷電粒子密度  $N_{eo}$ 와  $N_{eu}$ 는 다음과 같다.

$$N_{eu} = AKN_{eo} \frac{\tau_r}{t_b} = Ak \frac{I_d}{t_r} f(N, \sigma, I_d) \phi(N, \sigma', I_d)$$

A : 中性狀態 電離狀態 및 勵發狀態의 電位差로 定해지는 定數

k : 消이온時定數와 重複角에 對한 補正係數

$I_d$  : 負荷電流

$t_r$  : 轉流完了時間

N : 陽極附近의 蒸氣密度

$\sigma, \sigma'$  : 水銀整流器構造에 의하여 定하여지는 定數

$\tau_b$  : 轉流開始前의 荷電體壽命

水銀이온의 平均自由行程  $l_i$ 와 陽極格子間의 距離  $2d$ 와 의 相對的 크기에 따라  $l_i \gg 2d$  때 는 擴散理論으로  $l_i \ll 2d$  때 는 Tanks-Langmuir 의 理論에  $f(N, \sigma, I_d)$ 와  $\phi(N, \sigma' I_d)$ 를 適用하면

$$l_i \gg 2d \text{ 때 } f(N, \sigma, I_d) \phi(N, \sigma' I_d) \approx K_1 (U_{eb})^{-0.714} (N)^{0.208}$$

$$l_i \ll 2d \text{ 때 } f(N, \sigma, I_d) \phi(N, \sigma' I_d) \approx K_2 (U_{eb})^{-1} \cdot N$$

여기서  $K_1, K_2$ 는 定數이고  $U_{eb}$ 는 轉流開始前의 電子溫度를 等價電壓으로 表示한 것으로 電離度  $x$ 와 蒸氣密度  $N$ 의 函數이며 Ludwig 氏는  $U_{eb}$ 와  $x$ 의 關係를 graph로 表示하였다.

위의 關係로부터 轉流完了直後의 荷電粒子密度는 다음과 같다.

$$l_i \gg 2d$$

$$\begin{aligned} N_{eu} &= Ak \frac{I_d}{t_r} f(N, \sigma, I_d) \phi(N, \sigma', I_d) \\ &= Ak \frac{I_d}{t_r} K_1 (U_{eo})^{-0.718} (N)^{0.208} \dots \dots \dots (5) \end{aligned}$$

$$l_i \ll 2d$$

$$\begin{aligned} N_{eu} &= Ak \frac{I_d}{t_r} f(N, \sigma, I_d) \phi(N, \sigma' I_d) \\ &= Ak \frac{I_d}{t_r} K_2 (U_{eo})^{-1} (N) \dots \dots \dots (6) \end{aligned}$$

(5), (6)式은 轉流時의 電流變化를 그림 2와 같은 直線電流로 假定한 것이나 實際에 있어서는 整流器用變壓器의 漏洩 reactance 때문에 그림 3과 같은 變化를 하므로  $\left(\frac{d_i}{d_t}\right)_{t=tr} = \frac{I_d}{t_r}$ 의 關係를 修正하면

轉流時의 電流  $i = \frac{\cos \omega t - \cos(\alpha + u)}{\cos \alpha - \cos(\alpha + u)} I_d$  이니까

$$\begin{aligned} \left(\frac{d_i}{d_t}\right)_{t=tr} &= \frac{-\omega \sin \omega t_r}{\cos \omega t - \cos \omega t_r} I_d \\ &= -\frac{\omega \sin(\alpha + u)}{\cos \alpha - \cos(\alpha + u)} I_d \left[ \frac{\alpha + u}{\alpha + u} = \omega t_r \right] \end{aligned}$$

따라서 轉流完了直後의 荷電粒子密度의 式 (5), (6)은 다음과 같이 修正이 된다.

$$l_i \gg 2d \quad N_{eu}$$

$$= Ak \frac{\omega \sin(\alpha + u)}{\cos \alpha - \cos(\alpha + u)} I_d K_1 (U_{eb})^{-0.718} (N)^{0.208} \dots (7)$$

$$l_i \ll 2d \quad N_{eu}$$

$$= Ak \frac{\omega \sin(\alpha + u)}{\cos \alpha - \cos(\alpha + u)} I_d K_2 (U_{eb})^{-1} \cdot N \dots \dots \dots (8)$$

轉流完了後의 陽極逆電流는 測定結果로부터 指數函數의 으로 減少하므로 殘留 plasma 中の 殘留이온의 消入滅도 같은 過程을 밝은 것으로 생각된다. 消이온 時定數는 Gerhard Frind 氏의 研究에 의하면 아아크導電部의 斷面積에 比例하고 溫度傳導率에 逆比例하므로 轉流壓의 殘留 plasma 中の 殘留荷電粒子密度  $N_{eut}$ 는 다음과 같이 表示할 수 있다.

$$\begin{aligned} N_{eut} &= Ak \left(\frac{d_i}{d_t}\right)_{t=tr} K_i (U_{eb})^{-\alpha} (N)^\beta \cdot \epsilon^{-\frac{t}{\tau}} \\ &= Ak \left(\frac{d_i}{d_t}\right)_{t=tr} K_i (U_{eb})^{-\alpha} (N)^\beta \epsilon^{-\frac{2 \cdot 40^2 \pi k}{\pi R^2} \cdot t} \dots \dots \dots (9) \end{aligned}$$

여기서

$$l_i \gg 2d \text{ 때 } \alpha = 0.714, \beta = 0.208, i = 1$$

$$l_i \ll 2d \text{ 때 } \alpha = 1, \beta = 0, i = 2$$

K : 溫度傳導率

殘留荷電粒子密度  $N_{eut}$ 에 對한 吟味

(1) 轉流完了時의 陽極電流의 時間的變化率  $\left(\frac{d_i}{d_t}\right)_{t=tr}$ 는 制御角  $\alpha$  重複角  $u$ 의 增加에 따라 커지므로  $N_{eut}$ 도 커진다.

(2)  $\alpha = 1, \beta = 0$  때 Ludwig 氏의 研究에 依하면

$$\begin{aligned} K_2 &= \frac{3.249f(1+H_b)^2}{eb_{eo}N_1b_i^0(1+9.38d^2R^2)} d^3 \\ b_{io} &= G_i \frac{N}{N_1} \left(\frac{N_1E}{N}\right) \xi, \quad b_{eo} = G_e \frac{N}{N_1} \left(\frac{N_1E}{N}\right) \xi, \\ &[\xi = 0.25 \sim 0.5] \end{aligned}$$

$H_b$  : 半徑에 對한 補正係數

$g_f$  : 陽極格子間의 空間斷面積과 格子孔의 全斷面積의 比

$e$  : 電子電荷量

$N_1$  : 0°C, 1 mmHg 에서의 分子密度

$N$  : 水銀蒸氣密度

$E$  : plasma 中の 電界세기

$G_i, G_e$  : 陽이온과 電子의 移動能度

$K_2$ 는 荷電粒子의 移動能도와 半徑  $R$ 의 增加에 따라 減少하나 半徑  $R$ 이  $\frac{1}{n}$ 로 減少하면  $K_2$ 는 大略  $n^2$ 倍로 增加한다.

(3)  $U_{eb}$ 는 Million 氏 Langmuir 氏 및 Kömmnik 氏의 研究에 의하면 電流增加에 따라 電離度가 增加하므로  $U_{eb}$ 는 減少하나  $(U_{eb})^{-\alpha}$ 는 增加한다.

(4) 蒸氣密度  $N$ 도 電流增加에 따라 增加한다.

(5) 消이온時定數는 斷面積에 比例하니까 半徑이  $N$ 倍가 되면 時定數는  $n^2$ 배가 되고 殘留이온 密度가 커지고 消이온時間이 길어진다.

즉 殘留이온密度는 負荷電流가 증가하면  $I_d K_i (U_{cb})^{-\alpha} \cdot N^{\beta}$ 의 相來積에 比例하여 증가하고 또 一定負荷電流에 對하여 半徑  $\frac{R}{\sqrt{n}}$  되는 管을  $n$ 個 並列로 使用하면  $\frac{1}{n} I_d \cdot K_i (U_{cb})^{-\alpha} N^{\beta}$ 의 相來作用으로 減少할 뿐만 아니라 消이온 時定數도  $\frac{1}{n}$ 이 되어 殘留이온은 急速度로 減少한다. 또 殘留이온密度는 制御角  $\alpha$ 와 重複角  $u$ 의 증가에 따라 커짐을 알 수 있다.

### III. 結 論

1. Ambipolar 擴散으로 消失되는 荷電粒子密度에 對한 式을 誘導하고 이것을 檢討한 結果 負荷電流가 一定한 경우 아아크路圓筒의 半徑을  $\frac{1}{n}$ 로 하면 消失荷電粒子密度는  $n^3 \frac{\xi}{\xi_r}$ 에 比例하고 圓筒半徑과 同一한 斷面積이 되는 半徑  $\frac{R}{\sqrt{n}}$ 의 圓筒  $n$ 個를 並列로 使用하면 消失荷電粒子密度는  $\sqrt{n} \frac{\xi}{\xi_r}$ 에 比例함을 알 수 있다.

2. 殘留이온密度에 對한 Dander 氏 및 Ludwing 氏의 式을 修正하고 檢討한 結果 制御角  $\alpha$  및 重複角  $u$ 가 커지면 殘留이온密度가 커지고 一定負荷電流에 對하여 아

아크圓筒半徑  $R$  때와  $\frac{R}{\sqrt{n}}$  되는 圓筒  $n$ 個를 並列로 使用하는 경우를 比較하면 消이온時定數는  $\frac{1}{n}$ 로 적어지고 殘留이온密度는  $\frac{1}{n} I_d K_i (U_{cb})^{-\alpha} N^{\beta}$ 의 相來積으로 減少한다,

### 參 考 文 獻

1. William G. Dow: Fundamentals of Engineering electronics
2. A.F. Puchstein: Alternating current machines
3. Kemeth, Smiller: Engineering mathematics
4. Harlin L. Bum: Plasma 中の 電子密度와 그의 分布 測定[日本電氣學會誌 1961年 9月號 紹介]
5. Gerhard Frind: Arc 消滅에 關한 理論的 考察[日本電氣學會誌 1961年 5月號 紹介]
6. 岡田實] : Plasma 工學  
荒大去明]
7. 電氣學會 : 水銀整流器
8. 草野光男 : 水銀整流器
9. 甲斐弘道 : 整流器
10. 日本電氣學會誌 : 1960年 1月號, 1961年 8月號, 1965年 2月號.