論 文
40～4～9

차동기 공진 현상에서 터어보발전기 회전자의 전기적 특성과 wedge의 영향

The Effect of Wedges and the Electrical Characteristics of the Turbo-Generator Rotor of SSR Phenomena

李 殷 雄* · 李 敏 明** · 金 一 中***
(Eun-Woong Lee · Min-Myung Lee Il-Jung Kim)

Abstract- A turbogenerator without damper cage is divided into five regions according to composing materials in the radial direcrion. And the electric and magnetic field of each region in the subsynchronous resonance (SSR) phenomena is analyzed in this paper. The analytical method is based on solving a boundary value problem involving a three-dimensional magnetic diffusion equation and the basic function consists of the double Fourier series. And the electrical characteristics of the material and thickness of the wedges inserted in slot of the region Ⅲ, which is dependent on frequency, is to be investigated.

1. 序 論

大容量 장거리 送電線路에 力率 補償用 直列 캐패시터를 附着하여 線路 리액턴스를 減少시키는 경우 L-C共振周波數(f_e)의 線電流가 同期發電機 固定子 側에 흐르게 된다. 이 共振周波數의 電流에 의해 發生하는 回轉起磁力은 同期 速度(f_{sy})로 回轉하는 回轉子에 $f_{sy} \mp f_e$周波數의 渦電流를 誘起시키게 되며 이로 인해 發生하는 正逆方向의 토오크는 誘導發電(induction generation)現象[1]을 일으킨다.

또한 發電機와 터어빈이 같은 軸에 連結되어 있는 發電시스템에서 慣性 모멘트가 無限하지 않기 때문에 發電機의 電氣的 스티프니스(stiffness)에 適應하려는 아주 작은 周波數帶의 慣性 모멘트의 비틀림 振動이 發生하게 되고, 誘導發電 現象이 發生할 때 發電機의 負抵抗 값이 發電系統의 全正抵抗값 보다 크면 自勵磁振動이 發生하게 되는데 이 振動으로 인해 비틀림 周波數(f_b)가 發電機의 界磁作用을 하기 위해 同期速度로 回轉하고 있는 回轉子에 加減되어 固定子에 비틀림 共振周波數($f_{sy} \mp f_e$)의 攝動(pertubation)誘起電壓을 發生시킨다. 이 電壓에 의한 攝動電流는 攝動 토오크를 發生시키고, 이 攝動 토오크는 터어빈과 같은 軸에 連結된 回轉子에는 機械的 負制動으로 作用하는 비틀림 相互作用(tortional interaction)現象[2]을 일으킨다. 이와 같은 誘導發電狀態나 비틀림 相互作用 狀態의 次同期 共振(subsynchronous

*正 會 員：忠南大 工大 電氣工學科 敎授・工博
**正 會 員：大田工業大 電氣工學科 副敎授
***正 會 員：忠南大 大學院 電氣工學科 博士課程
接受日字：1990年 12月 8日
1次修正：1991年 3月 25日

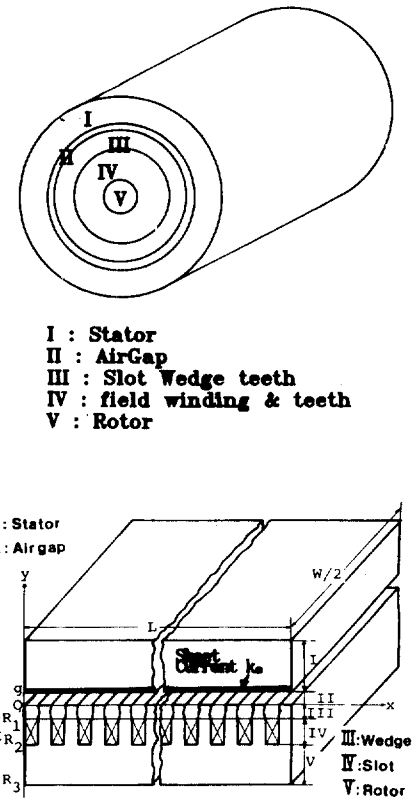

그림 1 대형 동기발전기의 다층영역 모델 (a) 원통좌표계 (b) 직각좌표계

Fig. 1 Multi layer region medel of large synchronous generator (a) cylindrical coordinate system (b) rectangular coordinate system

resonance ; SSR)現象에 관한 硏究는 電力系統의 安全運轉과 電氣的 設計 그리고 發電機의 電氣的 機械的 設計를 위하여 활발히 硏究되고 있다[3, 4, 5, 6]. 本 硏究者는 앞서 發表한 次同期 共振現象에서 制動卷線이 없는 터어보發電機의 圓筒固形鐵心回轉子(round solid iron rotor)에 發生하는 電氣的 特性 解析[1, 2]에서 처럼 本 硏究에서도 2重 Fourier級數를 基本으로한 Maxwell 電磁方程式을 使用하였다. 그리고 直線型 誘導電動機 解析에 使用한 多層接近(multi-layer region approach)法[7, 8]을 導入하여 모델로 選定한 터어보 發電機[9]를 그림 1처럼 軸 方向으로 分離되는 構成材에 따라 5領域으로 區分하여 더욱 자세히 解析하였다.

특히 그림 1의 領域Ⅲ은 回轉子에 界磁卷線이 分布되어 있는 슬롯이며 이슬롯에는 齒 部分 보다 透磁率이 적고 抵抗도 작은 쐐기(wedge)가 삽입된다. SSR狀態에서 쐐기의 種類와 두께에 따라 發生하는 回轉子 電流의 크기가 다르고[10] 抵抗보다는 리액턴스에 의해 電流가 分布되므로 界磁卷線이 있는 곳보다는 쐐기가 삽입된 슬롯 部分에서 누설 인덕턴스가 작아 電流分布가 많아진다 [11, 12]. 이 電流는 損失을 增加시키고 熱的 스트레스(stress)를 일으키며[13] 또한 쐐기 材料의 種類에 따라 熱傳導가 다르기 때문에 슬롯의 位置에 따라 溫度分布가 다르게 된다. 쐐기의 두께는 渦流의 침투깊이(Skin depth)보다 여러배가 되도록 하며 [13, 14]回轉子를 侵透하는 放射狀磁束(radial flux)의 浸透깊이는 齒 상단 폭의 1/2보다 작으며 [15], 浸透깊이에 따라 渦電流損이 다르다[16]. 또한 回轉子의 渦電流로 인해 發生하는 制動效果는 Park's equation을 基本으로하는 *dp* 軸 制動코일 概念으로 정확히 解析할 수 없다[17]. 따라서 쐐기의 影響을 보다 자세하고 정확하게 解析하는 것은 發電機 回轉子의 設計를 위해 매우 重要하다.

本 硏究에서는 回轉子 슬롯에 삽입된 쐐기의 材料와 두께가 SSR狀態에서 電氣的 特性에 미치는 影響을 分析하였다.

2. 解析領域과 基本原理

2.1 直交座標系의 適用과 領域區分

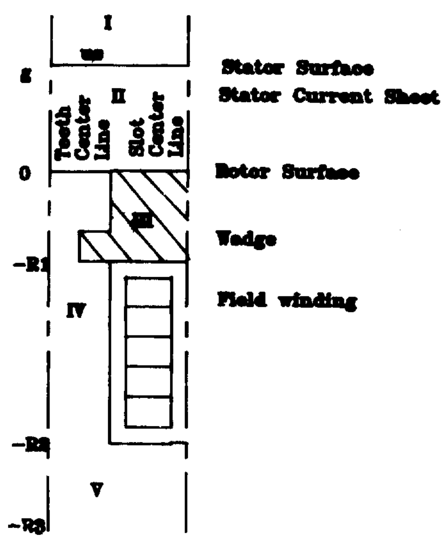

그림 2 각 영역의 구성재에 따른 발전기 모델의 단면도

Fig. 2 Cross section of generator model classified for the material of each region

모델로 選定한 터어보 發電機[9]의 回轉子는 制動卷線이 없는 圓筒型鐵心回轉子(round solid iron rotor)로 軸對稱이다. 그림 1(a)와 같이 圓筒座標系 構造의 터어보發電機를 空隙길이 g, 軸方向길이 $W/2$, 回轉子圓周길이 $L=2\pi R$, 同期速度 $V_{sy}=2\pi Rf_{sy}$등의 변함이 없는 그림 1(b)와 같은 直交座標系로 나타내면 圓筒座標로 나타낸 電磁方程式을 푸는 어려움을 피할 수 있고 經濟的인 電算處理를 할 수 있다. 그리고 電磁에너지의 變換을 多層接近(multi-layer region approach)法으로 더욱 자세히 解析하기 위하여 그림 1처럼 圓筒의 中心을 向한 構成材에 따라 5領域(Ⅰ : 固定子, Ⅱ : 空隙, Ⅲ : 쐐기를 포함한 슬롯과 齒, Ⅳ : 界磁卷線을 포함한 슬롯과 齒, Ⅴ : 回轉子의 나머지 部分)으로 나누었다. 슬롯과 齒部分을 나타낸 것이 그림 2이다.

2.2 基本理論

本 論文에서 사용한 解析方法의 기본은 3次元 電磁界가 適用되는 解析領域에서 境界條件 問題를 푸는 것이다. 均一한 媒質 導電材의 직사면체 斷面으로 나타낼 수 있는 既存 回轉子와 그 卷線 設計에 필요한 $\tilde{H}$-계, $\tilde{J}$ 계 및 표피효과등의 해석에 Fourier급수를 쉽게 적용할 수 있는 잇점이 있다. 특히 2重 Fourier級數의 基本은 逆 Fourier積分을 구하는 어려움을 피할 수 있으면서도 Fourier級數의 基本인 直交特性을 利用한 Parseval定理를 適用하므로써 같은 高調波 次數의 Fourier級數에서 係數간의 곱셈으로 힘을 비롯한 다른 값들을 쉽게 구할 수 있다. 또한 高調波 成分들은 基本波에 비해 매우 적고, 電氣機械 設計者들이 設計過程에서 高調波 成分을 除去하려는 努力을 거치기 때문에 基本波만의 問題로 볼 수 있다. 그림 1(b) 처럼 $L\times W/2\times R$의 크기를 갖는 發電機 두 대가 Z軸 方向으로 이어져 $L\times W\times R$의 직사면체를 이루고 있고 이와 같은 크기의 發電機 세트가 X와 Z軸의 양쪽으로 각각 무한개가 이어져 있는 數學的 모델을 假定하여 2重 Fourier級數를 基本으로 한다. 그리고 최종적으로 特性을 얻기 위해서는 $L\times W/2$인 한 대의 發電機를 基準으로 計算한다.

3. 多層接近에 의한 領域別 境界條件 問題의 解析

3.1 領域Ⅰ (固定子)의 面電流密度

그림 1(b)의 $y=g$위에서 흐르는 固定子 卷線電流는 成層方向으로 瞬時變化가 없다. 이 固定子 電流를 2重 Fourier級數 基本으로 表示하기 위한 數學的 모델은 2節에서 言及한 것을 參照하면 그림 3과 같이 나타낼 수 있다.

그림 3에서 電流 i_a가 흐르는 固定子卷線은 $x=0$, $x=\pm L/2$, 그리고 $z=0$, $z=\pm W/2$位置의 직사각형 모양으로 생각할 수 있다. 또한 이 固定子 卷線에 흐르는 瞬時電流를 그림 4처럼 임펄스(ipulse)函數와 스텝(step)函數로 나타낼 수 있어 이와 같은 數學的인 概念을 토대로 하여 參考文獻 [1]에서 提示한 方法을 그대로 適用하면 固定子

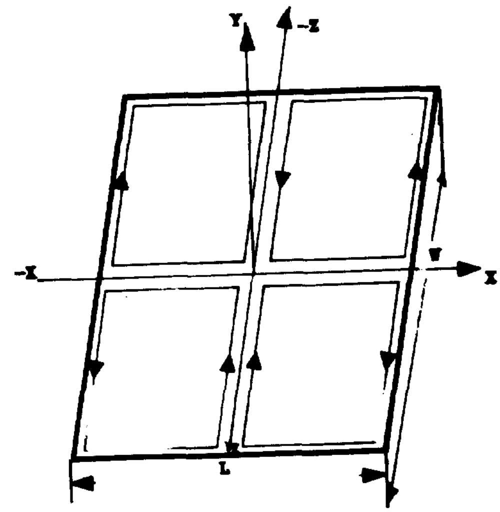

그림 3 2중 후리에급수를 기본으로 표시한 고정자전류의 수학적모델($y=g$)

Fig. 3 Double Fourier series base mathematical model of stator current at $y=g$

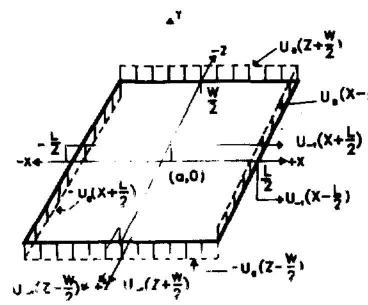

그림 4 고정자 권선전류 i_a[A]의 임펄스함수, 스텝함수에 의한 표시

Fig. 4 Stator winding current i_a[A]is represented by impulse and step function

卷線 電流 i_a에 의한 面電流密度는

$$\tilde{k}_{a1}(x,\ z,\ t)=i_a\sum_{m,n=odds}\sum\frac{4N_{a1}j}{LW}\left[\frac{\tilde{u}_x}{\alpha}-\frac{\tilde{u}_z}{\gamma}\right]\exp j(\alpha x+\gamma) \quad (3\text{-}1)$$

로 表示할 수 있다. 여기서 N_{a1} : 1코일當 導體數, m : x方向의 高調波數, n : z方向의 高調波數, $\tilde{u}_x$, $\tilde{u}_z$: x, z方向의 單位벡터, $\alpha=\frac{2\pi m}{L}$, $\gamma=\frac{2\pi n}{W}$이다.

解析모델로 選定한 터어보發電機[9]는 3相 2層卷이므로 各 相卷線이 $L/3$의 相帶內에 分布되어 있을때 重疊의 原理를 適用하여 3相을 合成하면 各速度 ω_e의 3相平衡電流에 의한 正시퀀스 面電流密度 $\tilde{k}_s(x,\ z,\ t)$는

$$\tilde{k}_s(x,\ z,\ t)=R_e\sum_{m,n=odds}\sum-\frac{2N_{a1}\mathrm{I}}{\pi LW}\left[\sum_{k=1}^{\bar{k}}\exp\left\{-j\alpha(\bar{k}-1)\bar{x}\right\}\left[\frac{\tilde{u}_x}{\alpha}-\frac{\tilde{u}_z}{\gamma}\right]\cdot\exp j(\alpha x-\omega_e t+\gamma Z)\right] \quad (3\text{-}2)$$

이고 基本波 成分만은

$$\tilde{k}_s(x,z,t)=-\frac{2N_{a1}I}{\pi LW}\left[\sum_{k=1}^{k}\exp\left\{-j\frac{2\pi}{L}(k-1)\bar{x}\right\}\left[\frac{L}{2\pi}\tilde{u}_x-\frac{W}{2\pi}\tilde{u}_z\right]\cdot\exp j\left[\frac{2\pi}{L}x-\omega_e t+\frac{2\pi}{W}z\right]\right] \quad (3\text{-}2)'$$

로 나타낼 수 있다. 여기서 $\bar{x}$: 슬롯절, $\bar{k}$: 每極每相當 슬롯數이다.

固定子 表面에서 電流의 連續性은 $\nabla\cdot\tilde{k}_s(x,\ z,\ t)=0$이 되어야 하므로 方向成分으로 나타내면 式(3-2)는 다음과 같이 나타내진다.

$$\tilde{k}_s(x,\ z,\ t)=\tilde{u}_x k_{sx}(x,\ z,\ t)+\tilde{u}_z k_{sz}(x,\ z,\ t) \quad (3\text{-}3)$$

3.2 領域 II (空隙)의 Laplace方程式

電氣鋼板을 成層한 固定子 鐵心(I)의 導電率를 $\sigma^I=0$으로 假定할 수 있고, 空隙(II)의 導電率도 $\sigma^{II}=0$이기 때문에 適用되는 準正常狀態의 Maxwell 方程式은

$$\nabla\times\tilde{H}=0 \quad (3\text{-}4)$$

$$\nabla\cdot\mu^I\tilde{H}=0 \quad (3\text{-}5)$$

이다. 그리고 H-界方程式은 Laplacian

$$\nabla^2\tilde{H}=0 \quad (3\text{-}6)$$

의 해로 나타내진다.

領域 I (固定子)과 領域 II (空隙)의 境界 $y=g$에서 式(3-3)으로 나타나는 固定子의 面電流 $\tilde{k}_s(x,\ z,\ t)$에 의한 磁界와의 境界條件式은 界의 連續性과 保存性에 의해

$$H_y^I-\frac{\mu^{II}}{\mu^I}H_y^{II}=0 \quad (3\text{-}7)$$

$$H_X^I-H_X^{II}=-k_{sz} \quad (3\text{-}8)$$

$$H_Z^I-H_Z^{II}=k_{sx} \quad (3\text{-}9)$$

이 成立한다. 그리고 式(3-5)를 만족하는 解를

$$\tilde{H}=\sum_{m,n=odds}\sum P_{mn}\exp\{j(\alpha x-\omega_e t+\gamma z)-\beta y\}+Q_{mn}\exp\{j(\alpha x-\omega_e t+\gamma z)+\beta y\} \quad (3\text{-}10)$$

으로 된다. 여기서

$$\beta^2=\alpha^2+\gamma^2 \quad (3\text{-}11)$$

의 관계가 成立하고 P_{mn}, Q_{mn}은 境界條件으로 풀리는 各 領域의 複素未係數이다. 앞으로 상단에 붙이는 添字 I, II, III, IV, V는 해당領域을 나타낸다. 領域 I 에서 $y=\infty$인 固定子 끝단에서는 式(3-10)에서 $\tilde{H}^I=0$이므로 $Q^I{}_{mn}=0$이 되어야 한다.

3.3 領域 III (쐐기와 齒)의 Bullard方程式과 電流式

쐐기材와 回轉子 齒의 電氣鋼板材로 構成된 이 領域의 合成導電率 σ^{III}와 合成透磁率 μ^{III}는 物理常數의 平均값으로 定하고 同質材로 假定하였다. 回轉子가

$$\tilde{V}_r=\tilde{u}_x V_m \quad (3\text{-}12)$$

의 機械的 速度를 가질때

$$\nabla\times\tilde{E}^{III}=-\frac{\partial\tilde{B}^{III}}{\partial t} \quad (3\text{-}13)$$

$$\tilde{J}^{III}=\sigma^{III}(\tilde{E}^{III}+\tilde{V}_r\times\tilde{B}^{III}) \quad (3\text{-}14)$$

$$\nabla\times\tilde{H}^{III}=\tilde{J}^{III} \quad (3\text{-}15)$$

$$\nabla\cdot\tilde{H}^{III}=0 \quad (3\text{-}16)$$

界方程式이 成立하고, 式(3-15)의 curl은

$$\nabla^2\tilde{H}^{III}+\sigma^{III}\mu^{III}(\nabla\times\tilde{V}_r\times\tilde{H}^{III})=\sigma^{III}\mu^{III}\frac{\partial\tilde{H}^{III}}{\partial t} \quad (3\text{-}17)$$

로 磁氣擴散方程式인 Bullard 方程式이 된다.

領域 II (空隙)과 領域 III 의 境界($y=0$)인 回轉子 表面에서는

$$H_y^{II}-\frac{\mu^{III}}{\mu^{II}}H_y^{III}=0 \tag{3-18}$$

$$H_x^{II}-H_x^{III}=0 \tag{3-19}$$

의 磁界에 대한 境界條件式이 成立하여, 式(3-2)가 移動波가 되는 解를 豫測하면 z成分 磁界 H_z^{III}는

$$H_z^{III}=\sum_{m,n=odds}\sum [Z_{1mn}\exp\{j(\alpha x-\omega_e t+\gamma z)-s_1 y\} + Z_{2mn}\exp\{j(\alpha x-\omega_e t+\gamma z)+s_1 y\}] \tag{3-20}$$

로 될 것이다. 여기서 Z_{1mn}, Z_{2mn}은 境界條件으로 決定되는 複素未係數이고, 式(3-20)을 式(3-17)에 代入하여 整理하면

$$s_1^2-\alpha^2-\gamma^2+j\alpha\sigma^{III}\mu^{III}\left[\frac{\omega_e}{\alpha}-V_m\right]=0 \tag{3-21}$$

의 分散(dispersion)方程式을 얻을 수 있고, 回轉子의 機械的 速度 V_m이 同期 速度(V_{sy})인 경우도 생각해야 한다. $y=0$에서 $z\geq\pm W/2$인 回轉子 active zone밖으로는 電流가 흐를 수 없기 때문에

$$Jz_{|z>\pm W/2}=0 \tag{3-22}$$

의 境界條件이 成立한다. 또 $y=0$와 不導體인 領域Ⅳ의 境界 $y=-R_2$에서 時變電流源이 없기 때문에 回轉子電流는

$$J_y=0 \tag{3-23}$$

이다. 그러므로 式(3-15)에서 $\nabla\times\tilde{H}^{III}=0$로 되어

$$\frac{\partial H_x{}^{III}}{\partial t}=\frac{\partial H_z{}^{III}}{\partial t} \tag{3-24}$$

이 成立하며 x, z方向成分의 電流密度 J_x, J_z는

$$J_x=\sum_{m,n=odds}\sum\frac{s_1^2-\alpha^2-\gamma^2}{s} [Z_{1mn}\exp\{j(\alpha x-\omega_e t+\gamma z)-s_1 y\}+ Z_{2mn}\exp\{j(\alpha x-\omega_e t+\gamma z)+s_1 y\}] \tag{3-25}$$

$$J_z=\sum_{m,n=odds}\sum\frac{\alpha(s_1^2-\alpha^2-\gamma^2)}{\gamma s_1} [Z_{1mn}\exp\{j(\alpha x-\omega_e t+\gamma z)-s_1 y\}+ Z_{2mn}\exp\{j(\alpha x-\omega_e t+\gamma z)+s_1 y\}] \tag{3-26}$$

로 얻어진다.

3.4 領域Ⅳ(齒와 界磁卷線), 領域Ⅴ(回轉子의 나머지 部分)의 準正常狀態의 Maxwell方程式 適用

$y=-R_1\sim-R_2$인 領域Ⅳ는 齒와 非磁性體인 銅을 絶緣하여 슬롯에 넣은 상태이므로 合成透磁率은 μ^{IV}, 導電率 $\sigma^{IV}=0$의 同質材로 假定할 수 있다. 따라서 不導體 領域으로 準正常 Maxwell方程式이 成立한다. 특히 商用周波數($f_{sy}=60$[Hz])에서 磁界의 浸透깊이는 매우 작고 電氣鋼板이 成層이므로 回轉子 中心方向으로 $y=-(R_2\sim R_3)$인 領域Ⅴ는 不導體 領域으로 $\sigma^V=0$, $y=-R_3$에서는 $\tilde{H}^V=0$이다. 따라서

$$J_{y=-(R2\cdots R3)}=0 \tag{3-27}$$

$$H_y^V=0 \tag{3-28}$$

의 境界條件이 成立한다. 따라서 式(3-28)을 만족하기 위해 $P_{mn}^V=0$이어야 한다. 그러므로 領域Ⅳ에서의 Laplace方程式 $\nabla^2\tilde{H}^{IV}=0$과 $y=-R_1$에서의 境界條件

$$H_y^{III}-\frac{\mu^{IV}}{\mu^{III}}H_y^{IV}=0 \tag{3-29}$$

$$H_x^{III}-H_x^{IV}=0 \tag{3-30}$$

을 만족시키는 $\tilde{H}$-界가

$$H_x^{IV}=P_{mn}^{IV}\exp\{j(\alpha x-\omega_e t+\gamma z)-\beta y\}+ Q_{mn}^{IV}\exp\{j(\alpha x-\omega_e t+\gamma z)+\beta y\} \tag{3-31}$$

$$H_y^{IV}=j\frac{\beta}{\alpha}\left[P_{mn}^{IV}\exp\{j(\alpha x-\omega_e t+\gamma z)-\beta y\}- Q_{mn}^{IV}\exp\{j(\alpha x-\omega_e t+\gamma z)+\beta y\}\right] \tag{3-32}$$

이고, 領域 Ⅴ에서도 領域Ⅳ와 같이 Laplace方程式 $\nabla^2\tilde{H}^V=0$의 解$\tilde{H}^V$-界는 $y=-R_3$에서

$$H_x^V=Q_{mn}^V\exp\{j(\alpha x-\omega_e t+\gamma z)+\beta y\} \tag{3-33}$$

$$H_y^V=-j\frac{\beta}{\alpha}Q_{mn}^V\exp\{j(\alpha x-\omega_e t+\gamma z)+\beta y\} \tag{3-34}$$

이고, $y=-R_2$에서 境界條件

$$H_y^{IV}-\frac{\mu^V}{\mu^{IV}}H_y^V=0 \tag{3-35}$$

$$H_x^{IV}-H_x^V=0 \tag{3-36}$$

이 成立하여야 한다.

3.5 各 領域에서 成立하는 聯立線型代數方程式

各 領域에서 $\exp j(\alpha x-\omega_e t+\gamma z)$로 變하는 函數들은 減衰函數의 性質, 界의 連續性, 保存性등을 適用할때 成立하는 境界條件式에 代入하여 整理하면 8개의 複素未係數를 갖는 聯立線型代數方程式이 成立하며 式(3-37)에 勵磁電流 式(3-2)와 모델로 選定한 發電機에서 얻을 수 있는 物理常數를 代入하여 이 未係數 값들을 얻을 수 있다. 이들 未係數 값을 利用하여 쐐기의 材質과 두께에 따른 電氣的 特性값을 표-1과 같이 얻을 수 있다. 여기

$$
\begin{bmatrix}
\exp(-\beta g) & \exp(-\beta g) & \exp(-\beta g) & & & & & \\
\frac{\beta}{\alpha}\exp(-\beta g) & \frac{\beta}{\alpha}\exp(-\beta g)\frac{\mu^{II}}{\mu^{I}} & -\frac{\beta}{\alpha}\exp(-\beta g)\frac{\mu^{II}}{\mu^{I}} & & & & & \\
 & 1 & 1 & -\frac{\alpha}{\gamma} & -\frac{\alpha}{\gamma} & & & \\
 & \frac{\beta}{\alpha} & -\frac{\beta}{\alpha} & -\frac{\alpha^2+\gamma^2}{\gamma s}\frac{\mu^{III}}{\mu^{II}} & \frac{\alpha^2+\gamma^2}{\gamma s}\frac{\mu^{III}}{\mu^{II}} & & & \\
 & & & -\frac{\alpha}{\gamma}\exp(sR_1) & \frac{\alpha}{\gamma}\exp(-sR_1) & \exp(\beta R_1) & \exp(-\beta R_1) & \\
 & & & \frac{\alpha^2+\gamma^2}{\gamma s}\exp(sR_1) & \frac{\alpha^2+\gamma^2}{\gamma s}\exp(-sR_1) & -\frac{\beta}{\alpha}\exp(\beta R_1)\frac{\mu^{IV}}{\mu^{III}} & \frac{\beta}{\alpha}\exp(-\beta R_1)\frac{\mu^{IV}}{\mu^{III}} & \\
 & & & & & \exp(\beta R_2) & \exp(-\beta R_2) & -\frac{\alpha}{\gamma}\exp(\beta R_2) \\
 & & & & & \frac{\beta}{\alpha}\exp(\beta R_2) & \frac{\beta}{\alpha}\exp(-\beta R_2) & -\frac{\beta}{\alpha}\exp(-\beta R_2)\frac{\mu^{V}}{\mu^{IV}}
\end{bmatrix}
\begin{bmatrix} P_{mn} \\ P^{II}_{mn} \\ Q^{II}_{mn} \\ Z_{1mn} \\ Z_{2mn} \\ P^{IV}_{mn} \\ Q^{IV}_{mn} \\ Q^{V}_{mn} \end{bmatrix}
=
\begin{bmatrix} Q^{*} \\ \\ \\ \\ \\ \\ \\ \\ \end{bmatrix}
$$

$$Q^{*} = -\frac{2N_{a1}I}{\pi L W}\left[\sum_{k=1}^{k}\exp\left\{-j\frac{2\pi}{L}(k-1)x\right\}\right]$$

表 1 各 領域의 特性

Table 1 Characteristics of each region

region	y-axis	description	permeability	conductivity
I	$y > g$	stator	$\mu^{I}=(\mu_s\mu_o)$	0
II	$y=0\sim g$	airgap	$\mu^{II}=(\mu_o)$	0
III	$y=0\sim -R_1$	wedges & teeth	$\mu^{III}=(\mu_r^{III}\mu_o)$	σ^{III}
IV	$y=-R_1\sim -R_2$	field windings and teeth	$\mu^{IV}=(\mu_r^{IV}\mu_o)$	0
V	$y=-R_2\sim -R_3$	remainder of rotor	$\mu^{V}=(\mu_r^{V}\mu_o)$	

서 μ_r는 회전자 철심재의 비투자율이다.

4. 쐐기의 材質과 두께에 따른 電氣的 特性

4.1 쐐기의 材質과 두께

表 2 領域 III의 材料常數

Table 2 Material constant of region III

Description \ Electric steel \ Wedges	Electric steel	Aluminum	Bronze	Duralumin	Stainless steel
Conductivity [s/m]	0.17×10^7	2.1×10^7	1.6×10^7	0.82×10^7	0.15×10^7
$\sigma^{III}\left(=\frac{\sigma_t+\sigma_w}{2}\right)$ [s/m]		1.13×10^7	0.88×10^7	0.49×10^7	0.16×10^7
Permeability $\mu^{III}\left(=\frac{\mu_r+\mu_w}{2}\right)$	$(60\sim160)\mu_o$	$40.3\mu_o$	$40.3\mu_o$	$40.3\mu_o$	$40.3\mu_o$

發電機의 쐐기 材料로는 常磁性體나 非磁性體를 使用한다. 따라서 本 研究에서도 表-2와 같은 材料常數를 갖는 쐐기 材料를 택하였으며 電氣鋼板의 成層으로 된 齒의 導電率(σ_t)과 쐐기 材料의 導電率(σ_W)의 平均 값을 領域 III의 導電率(σ^{III})로 하였다.

쐐기의 두께는 機械的 强度, 누설리액턴스, 熱傳導등의 고려에 의해 決定되지만 本 研究에서는 쐐기의 두께가 回轉子의 電氣的 特性에 미치는 影響을 分析하기 위해 各 材料 마다 9[mm], 18[mm], 27[mm], 36[mm]의 두께로 나누어 計算하였다.

4.2 電氣的 特性

回轉子의 渦電流 領域 III에서 1개의 制動卷線 等價回路 概念의 渦電流는 式(3-25), (3-26)에서

$$\tilde{J}_r = Re(\tilde{u}_x J_x + \tilde{u}_z J_z) \qquad (4\text{-}1)$$

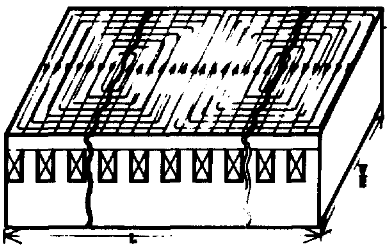

그림 5 영역Ⅲ(쐐기)에서의 와전류 패턴
Fig. 5 Eddy current flow pattern in the region Ⅲ (wedge)

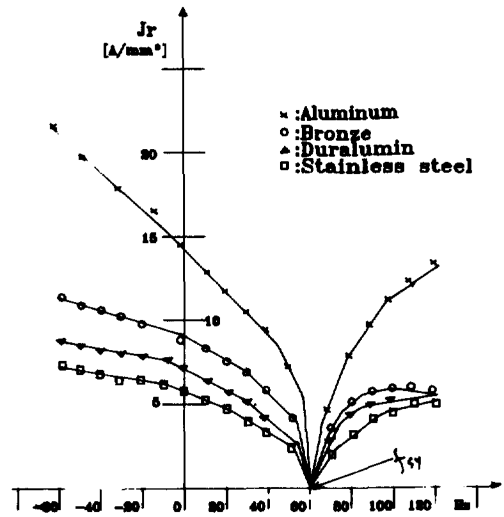

그림 6 쐐기의 구성재별 와류 대 주파수의 관계 (쐐기두께 18mm)
Fig. 6 Eddy current vs. frequency for various kind of rotor wedge (thickness 18mm)

로서 그림 5와 같이 나타낼 수 있다. 그리고 式(3-37)에 의해 구해지는 複素末係數 값과 두께 18[mm]일때의 材料常數를 式(4-1)에 代入하여 SSR狀態의 周波數에 대한 電流값을 나타내면 그림 6과 같다.

그리고 stainless steel 쐐기의 두께별 周波數와 渦電流의 變化는 그림 7과 같다.

領域 Ⅳ가 시작되는 齒部分에서는 그림 8과 같은 모양의 渦電流가 흐를것으로 생각되지만 商用周波數에서 浸透깊이가 매우 작기 때문에 $\sigma=0$으로 생각할 수 있어 渦電流는 거의 存在하지 않을 것이다.

等價負荷抵抗(R_2/s)과 리액턴스(X_2)

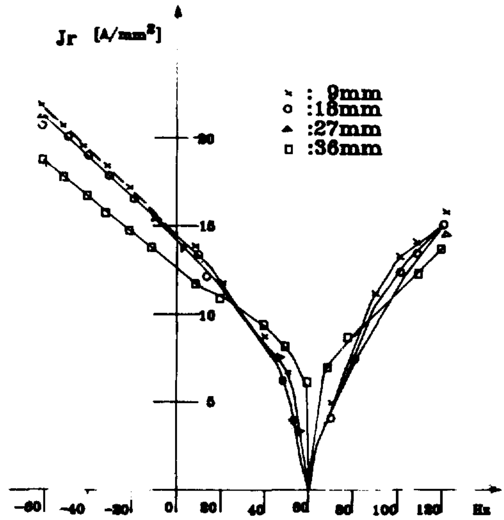

그림 7 쐐기가 스테인레스인 경우 두께별 와류 대 주파수의 관계
Fig. 7 Eddy current vs. freqeuncy for different thickness of stainless steel rotor wedge

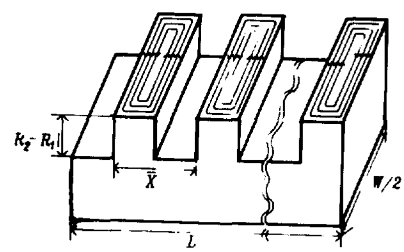

그림 8 영역Ⅳ(계자권선을 포함한 슬롯과 치)에서의 와전류 패턴
Fig. 8 Eddy current flow pattern in the region Ⅳ (slot and teeth with field windings)

그림-1(b)에서 積分區間 $-L/2\leq x\leq L/2$, $-R_1\leq y\leq 0$, $-W/2\leq z\leq W/2$에서 式(4-1)로 부터 Parseval定理를 利用하여 渦電流損을 구한 다음 固定子 임피던스를 무시하고, 驅動임피던스가 매우 크다는 假定에서 1次 定格電流(I_{rated})와 單位임피던스(Z_{base})로 구한 回轉子 抵抗은 共振周波數 f_e에서 슬립이 $s=\frac{\omega_e-\omega_{sy}}{\omega_e}$이므로, 1次側으로 換算한 等價負荷抵抗$\frac{\omega_e}{\omega_e-\omega_{sy}}R_2$으로 나타낼 수 있다. 또한 18[mm]두께의 쐐기材 種類別 周波數에 대한 負荷抵抗의 變化는 그림 9와 같고 stainless steel 쐐기의 두께별 共振周波數대 負荷抵抗의 變化는

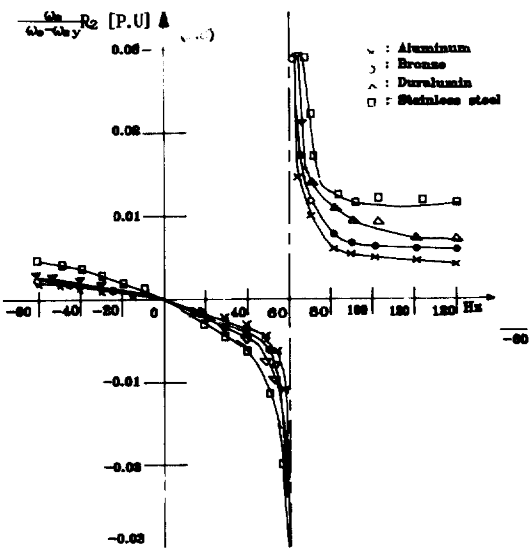

그림 9 쐐기의 구성재별 부하저항 대 주파수의 관계(쐐기 두께 18mm)

Fig. 9 $\frac{\omega_e}{\omega_e-\omega_{sy}}R_2$ vs. Frequency for various kind of rotor wedge (thickness 18mm)

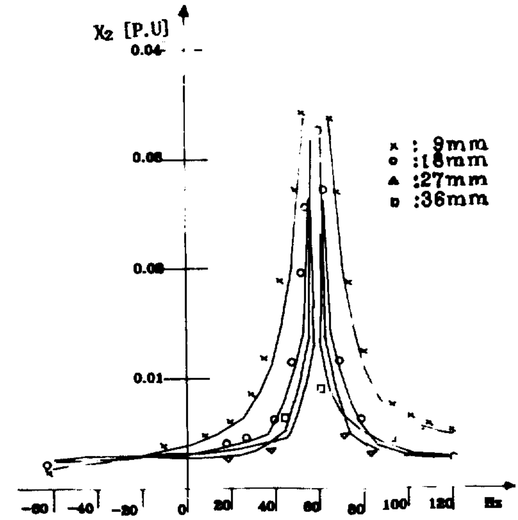

그림 11 쐐기가 스테인레스인 경우 두께별 리액턴스 대 주파수의 관계

Fig. 11 Reactance vs. frequency for different thickness of stainless steel rotor wedge

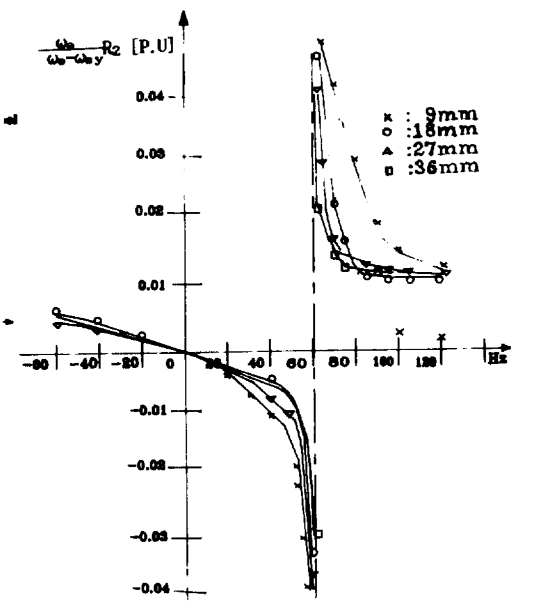

그림 10 쐐기가 스테인레스인 경우 두께별 부하저항 대 주파수의 관계

Fig. 10 $\frac{\omega_e}{\omega_e-\omega_{sy}}R_2$ vs. Frequency for different

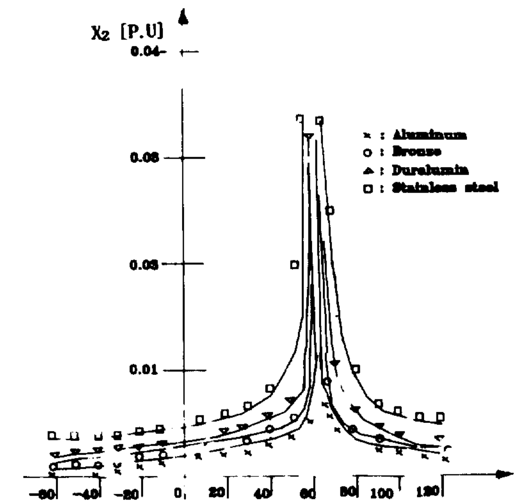

그림 12 쐐기의 구성재별 리액턴스 대 주파수의 관계(쐐기 두께 18mm)

Fig. 12 Reactance vs. Frequency for various kind of rotor wedge (thickness 18mm)

그림 10과 같다.

또 領域 Ⅲ의 磁氣에너지를 구하므로써 1次側으로 換算된 리액턴스 X_2를 구 할 수 있다. 이 리액턴스 X_2의 周波數 관계를 쐐기材料와 stainless

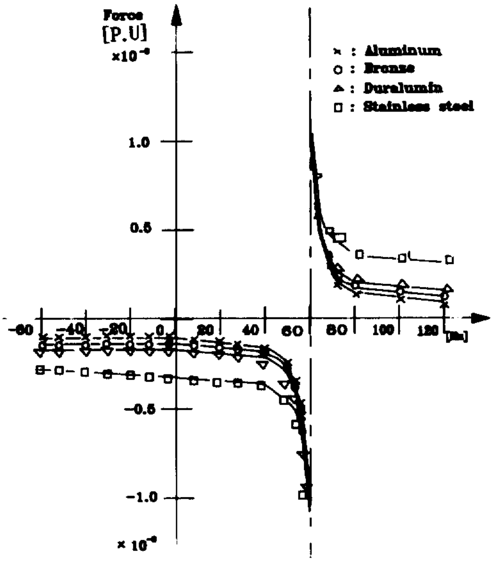

그림 13 쐐기의 구성재별 힘 대 주파수의 관계 (쐐기 두께 18mm)

Fig. 13 Force vs. Frequency for various kind of rotor wedge (thickness 18mm)

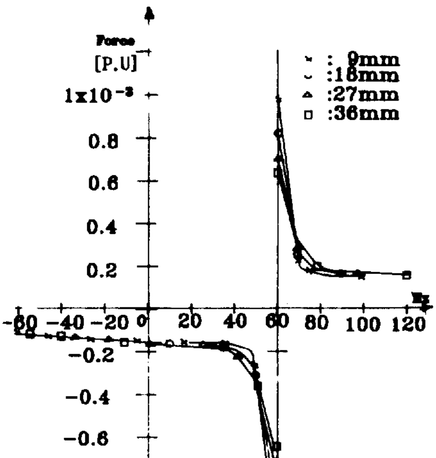

그림 14 쐐가가 알루미늄인 경우 두께별 힘 대 주파수의 관계

Fig. 14 Force vs. frequency for different thickness of aluminum rotor wedge

그림 12이다.

制動回轉力

SSR狀態에서 發生하는 힘은 Maxwell stress tensor에 의해 共振周波數에 해당하는 힘과 變化를 구할 수 있다. 쐐기의 材質別 그리고 stainless steel wedge의 두께에 따른 힘과 共振 주파수 관계는 그림 13, 그림 14에 나타냈다.

4.3 分析 및 檢討

SSR狀態에서 回轉子에 發生하는 渦電流(그림 8)는 使用 쐐기材의 導電率에 比例한다. 그러나 1次로 換算한 等價 負荷抵抗(그림 9)및 2次 리액턴스(그림 11)는 使用 쐐기材의 導電率에 反比例한다. 특히 SSR狀態에서 回轉子에 發生하는 渦電流로 인하여 發生하는 制動力은 使用 쐐기材의 導電率에 反比例하는데, 이와 같은 現象은 等價 負荷抵抗에 比例하는 것이므로 일반 誘導機의 原理에 一致 하는 것이 된다. 또한 使用 쐐기의 두께가 공진 주파수 변화에 따른 渦電流(그림 7), 等價負荷抵抗(그림 10), 發生 制動力(그림 14)등에 미치는 影響이 크지않다는 것을 알 수 있다. 그러나 同期周波數(f_{sy})에 가까운 共振周波數(f_e)에서 使用 쐐기材의 두께의 影響이 뚜렷함을 그림 12에서 알 수 있다. 따라서 使用되는 쐐기의 두께는 누설리액턴스, 機械的强度 그리고 熱傳導 特性등을 고려하여 決定하여야 할 것이다. 또 固定子의 임피던스를 무시할때 等價 負荷抵抗과 2次 리액턴스로 알 수 있는 制動卷線 임피던스(그림 11~그림 14)의 周波數에 따른 變化는 쐐기材의 材料常數와 두께에 따라 변하고 共振周波數가 一定치않기 때문에 安定領域 範圍를 豫測하기가 어려움을 알 수 있다.

5. 結 論

터어보發電機의 軸 中心方向의 構成材에 따라 5領域으로 區分하고 電磁場 理論을 適用하여 解析하므로써 誘導發電 狀態와 비틀림 相互作用 狀態에서 共振周波數에 따라 圓筒 回轉子에 發生하는 渦電流, 等價負荷抵抗, 2次리액턴스, 發生制動力 등의 電氣的 特性을 單一制動卷線 觀點에서 解析하였다.

그리고 쐐기材의 材料常數와 두께가 各 電氣的 特性에 미치는 影響을 計算하여 分析하므로써 쐐기의 두께 보다는 材料常數의 影響이 크다는 것을 論證하였다. 또한 制動卷線 임피던스의 周波數에 따른 變化는 安定 領域範圍와 共振周波數의 豫測, 그리고 wedge 재질의 영향도 고려해야 함을 糾明하였다.

본 연구는 한국과학재단의 1990년도 학술연구 조성비 지원으로 이루워진 연구결과로서 동 재단의 지원에 대해 감사드립니다.

참 고 문 헌

[1] 李殷雄, "誘導發電 狀態에 있는 同期發電機 回轉子의 渦電流", 大韓電氣學會論文誌, Vol. 36, No. 2, pp. 88~98, 1987.

[2] 李殷雄, "비틀림 相互作用 狀態에 있는 터어보發電機의 電氣的 特性", 大韓電氣學會論文誌, Vol. 37, No. 1, pp. 10~17, 1988.

[3] A.M. El-Serafi, S.O. Farid, "Effect of Field Discharge Resistors on Turbine Generator Shaft Tortional Torque", IEEE, Vol. EC-5, No. 1, pp. 129~136, 1990.

[4] A.G. Jack, "Negative Sequence Current Losses in the Solid Rotor for a Trubogenerator", IEE Proc., Vol. 127C, No. 2, pp. 53~64, 1980.

[5] M.M. Startawi, "Suppression and Avoidance of SSR in Synchronous Generator", Ph. D Thesis, McGill University, 1978.

[6] J.M. Undrill, T.E. Kostyniak, "Synchronous Oscillations Part Ⅰ, Ⅱ", IEEE Trans. on PAS, Vol. PAS-95, No. 4, pp. 1446~1458, 1976.

[7] R.P. Bhatia, D.R. Snider, "Thrust Expressions for Induction Motors with Thin Conducting Secondaries", IEEE Trans. on MAG, Vol. MAG-26, No. 2, pp. 1101~1103, 1990.

[8] R.M. Pai, S.A. Nasar, I. Boldea, "A Hybrid Method of Analysis of Low-speed Linear Induction Motors", IEEE Trans. on MAG, Vol. MAG-23, No. 6, pp. 3908~3915, 1987.

[9] V.P. Anenpodistov, E.G. Kasharskii, I.D. Urosov, "Problems in the Design and Development of 75 MW Turbogenerator", McMillan, N.Y., 1963.

[10] k. Adamiak, J. Mizia "Finite Element Force Calculation Linear Induction Machines", IEEE Trans on MAG, Vol, MAG-23, No. 5, pp. 3005~3007, 1987.

[11] S.J. Salon, M.R. Shah, L.W. Montgomery, "Analysis and Testing of Negative Sequence Heating of Turbine Generator Rotors", IEEE Trans. on Power Apparatus and Systems, Vol. PAS-100, No. 8, pp. 3940~3945, 1981.

[12] A.G. Jack, R.L. Stoll, "Nagative-sequence Current and Losses in the Solid Rotor of A Turbogenerator", IEE Proc., Vol. 127 Pt. C, No. 2, pp. 53~64, 1980.

[13] G.J. Neidhoefer, B.N. Bose, "Negative-sequence Losses in Solid Rotor of Turbogenerators and Equivalent Wave Impedance", IEEE Trans. on PAS, Vol. PAS-94, No. 3, pp. 753~763, 1975.

[14] S.C. Bhargava, "Negative-sequence Currents, Losses, and Temperature Rise in the Rotor of Turbogenerator During Transient Unbalanced Operation", Electric Machines and Power Systems, Vol. 8, pp. 156~168, 1983.

[15] N. Takahashi, T. Kawamura, M. Nishi, "Improvement of Unbalanced Current Capability of Large Turbine Generators", IEEE Trans. on PAS, Vol. PAS-94, No. 4, pp. 1390~1400, 1975.

[16] T. Nomura, S. Maeda, "Analysis of Magnetic Flux in Stator End Windings of Large Turbine Generator using Fourier Expansion", IEEE Trans. on MAG, Vol. MAG-26, No. 2, pp. 933~936, 1987.

[17] P. Bharali, B. Adkins, "Operational Impedances of Turbogenerators with Solid Rotors", IEE Proc., Vol. 110, No. 12, pp. 2185~2199, 1983.