單相 Linear Induction Motor의 開發研究

論 文
26~5~1

A Study on the Development of Single-phase Linear Induction Motor

任 達 鎬*
(Dal Ho Im)

Abstract

This paper work treats with the basic characteristics to be investigated in development of a single-phase linear induction motor.

The results of this research work have established some important characteristics which should be taken into consideration in the design and construction of this linear motor. And it is also proven that the development of high-voltage linear machine with large capacity is possible.

1. 緖 論

Linear induction motor(이하 LIM이라 함)은 一般的으로 3相 및 2相 勵磁方式에 의하여 移動磁界를 空隙에 형성시키고 空隙磁束과 2次誘導電流에 의한 發生推力을 이용하는 電動機로서 研究開發되어 많은 부문에 實用되고 있으며 그 動作特性에 관한 理論的 究明도 端部効果등의 부문적 문제를 제외하고는 대체적으로 해결되었다고 볼 수 있다.

그러나 이 LIM을 單相電動機로서의 開發研究는 아직 未開拓의 상태이며 지금까지의 이에 관련된 發表文獻으로는 D.B. Watson氏[1,2]에 의한 것과 鹿野快男氏[3]에 의한 것이 있으며 이들은 一般론에서 電動機와 同一한 原理로 LIM을 動作시킬 때의 制御特性에 관한 實驗的研究와 金屬流體의 펌프용 LIM開發에 관한 것이다.

本研究는 一般 單相誘導電動機의 高壓大容量機로서의 開發과 代替될 수 있는 單相 LIM을 開發하기 위한 첫단계로 LIM의 純單相驅動特性究明의 基礎가 되는 空隙磁界형성과 發生推力의 速度特性에 관해서 2分力回轉磁界解釋方法을 이용하여 理論的解釋을 위한 數式 model을 確立시키고 위의 特性을 定性, 定量的으로 밝히므로서 單相 LIM의 開發設計에 기초자료가 될 수 있는 卷線法, 空隙磁界, 發生推力, 制動特性, 端部効果등을 分析檢討하는데 그 목적을 두고 있다.

*正 會 員 : 漢陽大 工大敎授. 工博(當學會總務理事)
接受日字 : 1977年 6月 20日

2. 卷線法과 磁束分布

單相勵磁卷線은 空隙을 통한 作用領域內의 磁路에서 磁極형성의 平衡문제를 고려하였으며 그림 1과 같이 單層으로 同心分布卷(兩側勵磁方式)에 의한 경우, 空隙에 연한 勵磁磁束分布가 正弦的으로 平衡을 이루어서 理想的인 結果를 얻을 수 있다. 이때의 單相勵磁起磁力에 의한 空隙磁束分布計算은 다음式에 의하면 明確히 밝혀진다[4].

即 LIM의 入口端으로부터 거리 $x_m \sim x_{m+1}$ 사이의 齒上 磁束密度 $Bx_m \sim x_{m+1}$은[4]

$$Bx_m \sim x_{m+1} = \frac{\mu_0}{g_i}\left[\sum_{k=0}^{m}(Ni)_k \cdot l - \sum_{k=0}^{n+1}(Ni)_k(l-x_k)\right] \quad (1)$$

로서 計算이 된다.

여기에서 $x_0=0$, $x_{n+1}=l$, $k=0,1,2,3\cdots$, $(n+1)$,이다.

一次슬롯내에 분포되어 있는 ampere conductor를 x方向連續으로보아(current sheet 개념) 式 (1)을 積分形으로 나타내면 다음과 같은 결과를 얻을 수 있다.

空隙磁束分布가 正弦的이므로 單相交番起磁力$(Ni)_x$는 다음과 같이 2分力 積動磁界成分으로 나눌 수 있다.

$$\text{即 } (Ni)_x = \frac{NI_m}{2}\sin(\omega t - \frac{\pi}{\tau}x) + \frac{NI_m}{2}\sin(\omega t + \frac{\pi}{\tau}x) \quad (2)$$

따라서 2分力起磁力에 의한 磁束密度는 각각 다음과 같이 된다.

正, 逆相磁界項에 대한 磁束密度를 B^P, B^N이라하면

$$B^P=\frac{\mu_0}{g_l}\cdot\frac{NI_m}{2}\left[\int_0^x\sin(\omega t-\frac{\pi}{\tau}x)\cdot l\,dx-\int_0^l\sin(\omega t-\frac{\pi}{\tau}x)(l-x)\,dx\right]$$

$$=-\frac{\mu_0 NI_m\tau}{2g\pi}\cos(\omega t-\frac{\pi}{\tau}x)+\frac{\mu_0 NI_m\tau^2}{gl\pi^2}\sin\frac{\pi}{2\tau}l\cdot\cos(\omega t-\frac{\pi}{2\tau}l) \quad (3)$$

그런데 $l=2P\tau$가 되게 卷線을 시행하였으므로 式(3)에 第2項은 零이 된다.

$$B^P=\frac{\mu_0 NI_m}{2g\pi}\tau\cdot\cos(\omega t-\frac{\pi}{\tau}x) \quad (4)$$

이와같은 방법으로 逆相分磁界項의 磁束密度 B^N도 다음과 같이 된다.

$$B^N=\frac{\mu_0 NI_m}{2g\pi}\tau\cdot\cos(\omega t+\frac{\pi}{\tau}x) \quad (5)$$

以上의 式 (1),(5)와 擬似電流에 의한 測定 결과는 一致하며 그림 (2)의 例와 같다.

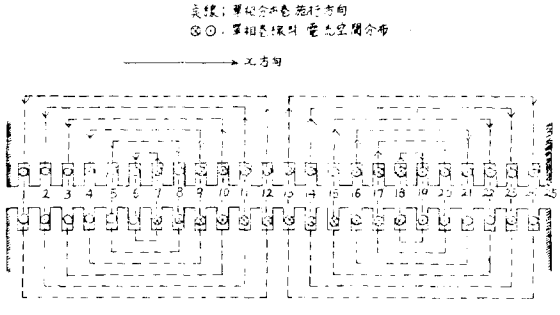
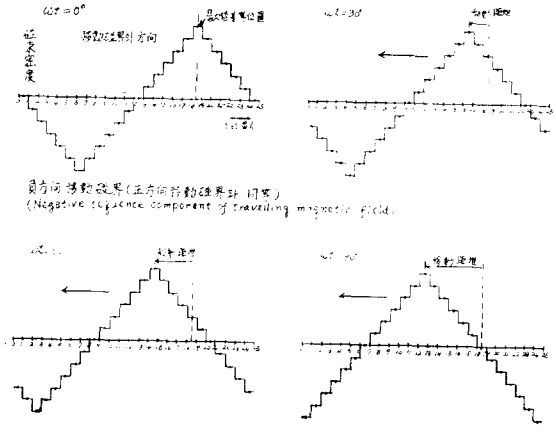


그림 1. 兩側方式의 單相卷線
Fig. 1. Single-phase windings of the double sided system.



※ 式(2)의 제 2 項에 의한 磁束密度의 計算値와 實測結果의 確認

그림 2. 移動磁界에 의한 磁束密度分布
Fig. 2. Flux distribution due to travelling magnetic field.

3. 理論的解釋

LIM의 特性究明을 위한 理論的 解釋은 電氣機械的 構造로 보아 電磁界理論의 適用이 가장 합리한 것으로 알려져 있다. 本硏究대상인 單相LIM에 대하여도 Maxwell의 電磁方程式을 導入시켜 2分力移動磁界理論을 引用하고 數式 model을 적당한 假定下에 구하여 이로부터 運轉時의 磁界形成과 發生推力의 特性過程을 구해보기로 한다.

우선 電磁誘導作用에 의하여 電力傳達과 機械的 作用으로 變換시키는데 기여하는 電磁界成分만을 고려하여 動作上의 特殊性을 分析檢討하기 위하여 다음과 같은 假定下에 그림 3의 單相 LIM model로 부터 理論式을 誘導하기로 한다.

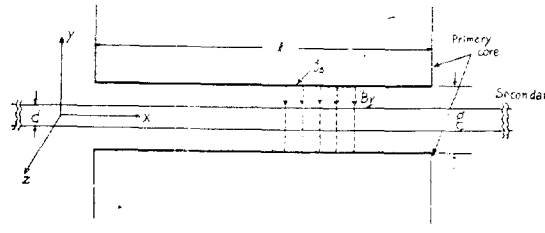


그림 3. 單相 Linear induction motor모델
Fig. 3. Model to the single-phase linear induction motor.

假定 (i) 兩側勵磁方式의 短1次의 경우로서 漏洩磁束과 端部의 fringing 磁界는 無視한다.

(ii) 磁界는 2次導體板面과 垂直成分만이며 2次誘導電流도 導體巾方向만의 成分만을 고려한다.

(iii) 電流의 表皮效果는 無視한다.

3-1. 電磁方程式과 空隙磁束密度

1次電流의 current sheet를 j_s라하고 任意의 瞬間에 있어서 鐵心入口와 出口端電流가 零으로 되는 것을 基準으로 할 때 j_s는 다음과 같이 2分力成分의 合成으로 나타낼 수 있다.

$$j_s=J_{s0}\,\varepsilon^{j\omega t}\sin\frac{\pi}{\tau}x$$

$$=\frac{i}{2}J_{s0}\,\varepsilon^{j(\omega t-\frac{\pi}{\tau}x)}-\frac{j}{2}J_{s0}\,\varepsilon^{j(\omega t+\frac{\pi}{\tau}x)} \quad (6)$$

式 (6)의 第1項과 2項을 각각 j_s^P, j_s^N이라하면

$$j_s=j_s^P+j_s^N \quad (7)$$

이 되고

$$j_s^P=\frac{j}{2}J_{s0}\,\varepsilon^{j(\omega t-\frac{\pi}{\tau}x)}$$

$$j_s^N=-\frac{j}{2}J_{s0}\,\varepsilon^{j(\omega t+\frac{\pi}{\tau}x)} \quad (8)$$

로서 각각 正相分($\dot{J}_p^S$)과 逆相分($\dot{J}_S^N$)의 移動磁界起磁力의 current sheet라 볼 수 있다.

지금 $\dot{J}_S$를 基準 phaser로 보고, 磁束密度를 $\dot{B}_y$라 하면

$$\dot{B}_y=\dot{B}_y^P+\dot{B}_y^N \tag{9}$$

와 같이 正相分($\dot{B}_y^P$)과 逆相分($\dot{B}_y^N$)의 合成으로 나타낼 수 있다. 따라서 Maxwell의 電磁方程式을 引用하여 위의 假定하에 磁束密度의 各成分電磁方程式과 그의 解는 다음과 같이 된다.

(i) 正相分 및 逆相分電磁方程式

$$\frac{g}{\mu_0}\cdot\frac{\partial^2 B_y^P}{\partial x^2}-\frac{\nu_r}{\rho}\cdot\frac{\partial B_y^P}{\partial x}-\frac{1}{\rho}\cdot\frac{\partial B_y^P}{\partial t}=\frac{\partial \dot{J}_S^P}{\partial x}$$

$$\frac{g}{\mu_0}\cdot\frac{\partial^2 B_y^N}{\partial x^2}-\frac{\nu_r\partial B_y^N}{\rho\partial x}-\frac{1}{\rho}\cdot\frac{\partial B_y^N}{\partial t}=\frac{\partial \dot{J}_S^N}{\partial x} \tag{10}$$

(ii) 式 (10)의 解를 구하기 위한 境界條件等式[5]

作用領域內의 모든 磁束의 流出入은 같아야 하므로

$$\int_0^{2P\tau}B_y dx=0 \tag{11}$$

와 같이 되고 鐵心入口(및 出口)端에서의 磁束은 $s=1$ 일때의 單相勵磁磁束이므로

$$B_y|_{x=0}=B_S|_{s=1} \tag{12}$$

(iii) 方程式의 解

式 (10)을 等式 (11), (12)의 條件下에 解를 구하면 正相分과 逆相分磁束密度 $\dot{B}_y^P$와 $\dot{B}_y^N$은 다음과 같이 된다.

$$\dot{B}_y^P=B_S^P\varepsilon^{j(\omega t-\frac{\pi}{\tau}x+\theta_S^P+\frac{\pi}{2})}+B_1^P\varepsilon^{-\frac{x}{\alpha_1^P}}\varepsilon^{j(\omega t-\frac{\pi}{\tau_t}x+\theta_1^P+\frac{\pi}{2})}+B_2^P\varepsilon^{\frac{x}{\alpha_2^P}}\varepsilon^{j(\omega t+\frac{\pi}{\tau_t}x+\theta_2^P+\frac{\pi}{2})} \tag{13}$$

$$\dot{B}_y^N=B_S^N\varepsilon^{j(\omega t+\frac{\pi}{\tau}x+\theta_S^N+\frac{\pi}{2})}+B_1^P\varepsilon^{-\frac{x}{\alpha_1^N}}\varepsilon^{j(\omega t-\frac{\pi}{\tau_t}x+\theta_1^N+\frac{\pi}{2})}+B_2^N\varepsilon^{\frac{x}{\alpha_2^N}}\varepsilon^{j(\omega t+\frac{\pi}{\tau_t}x+\theta_2^N+\frac{\pi}{2})} \tag{14}$$

以上에서 諸量, 正相分과 逆相分의 成分要素들간의 관계는 다음과 같은 等式이 成立한다.

$$B_S^N=B_S^P|_{s=2-s},\quad B_1^N=B_1^P|_{s=2-s},\quad B_2^N=B_2^P|_{s=2-s} \tag{15}$$

$$\alpha_1^P|_{s=2-s}=\alpha_1^N=\alpha_2^P$$

$$\alpha_S^P|_{s=2-s}=\alpha_2^N=\alpha_1^P \tag{17}$$

여기에서

$B_S^P=\dfrac{\frac{1}{2}J_{so}}{\sqrt{\left(\frac{g\pi}{\mu_0\tau}\right)^2+\left(\frac{1}{\rho}s\nu_S\right)^2}}$: (正相分磁束密度의 定常項最大値)

$\alpha_1^P=\dfrac{2}{X-\frac{\mu_0(1-s)\nu_S}{\rho g}}$: (正相分 磁束密度의 進行波 減衰定數)

$\alpha_2^P=\dfrac{2}{X+\frac{\mu_0(1-s)\nu_S}{\rho g}}$: (正相分 磁束密度의 反射波 減衰定數) (18)

$\tau_t=\dfrac{2\pi}{Y}$: (過渡項磁束密度의 極間隔)

$$X=\frac{1}{\sqrt{2}}\left[\left(\frac{\mu_0(1-s)}{\rho g}\nu_S\right)^2+\left\{\left(\frac{\mu_0(1-s)}{\rho g}\nu_S\right)^2+\left(\frac{4\omega\mu_0}{\rho g}\right)^2\right\}^{\frac{1}{2}}\right]^{\frac{1}{2}}$$

$$Y=\frac{1}{\sqrt{2}}\left[-\left(\frac{\mu_0(1-s)}{\rho g}\nu_S\right)^2+\left\{\left(\frac{\mu_0(1s-)}{\rho g}\nu_S\right)^2+\left(\frac{4\omega\mu_0}{\rho g}\right)^2\right\}^{\frac{1}{2}}\right]^{\frac{1}{2}} \tag{19}$$

이다.

또한 正相分 磁束密度의 進行波分과 反射波와 定常分磁束密度의 位相은 다음과 같다.

$$\dot{B}_1^P=\frac{\dot{k}_1\dot{k}_2}{1+\dot{k}_1},\quad \dot{B}_2^P=\frac{\dot{k}_2}{1+\dot{k}_1},\quad \theta_S^P=\tan^{-1}\frac{g\rho\pi}{\mu_0\tau s\nu_S} \tag{20}$$

이고 $\dot{k}_1$, $\dot{k}_2$는

$$\dot{k}_1=\frac{\alpha_2^P(\tau_t+j\alpha_1^P\pi)\{1-\varepsilon^{\left(\frac{1}{\alpha_2^P}+j\frac{\pi}{\tau_t}\right)2\tau}\}}{\alpha_1^P(\tau_t+j\alpha_2^P\pi)\{1-\varepsilon^{-\left(\frac{1}{\alpha_1^P}+j\frac{\pi}{\tau_t}\right)2\tau}\}}$$

$$\dot{k}_2=\left\{\frac{1}{\sqrt{\left(\frac{g\pi}{\mu_0\tau}\right)^2+\left(\frac{\nu_S}{\rho}\right)^2}}-\frac{1}{\sqrt{\left(\frac{g\pi}{\mu_0\tau}\right)^2+\left(\frac{s\nu_S}{\rho}\right)^2}}\right\}\cdot J_S^P\,\varepsilon^{j\theta_S^P} \tag{21}$$

이다.

3-2. 發生推力

(3-1)에서 空隙磁束密度의 正相分과 逆相分값을 구하였고 1次電流에 의한 2分力起磁力成分의 current sheet의 값을 알고 있으므로 全體發生推力은 各成分發生推力의 合成値가 될 것이다.

따라서 1次電流와 空隙磁束密度에 의한 1次出力은 2次入力이되고, 이것은 發生推力으로 나타낼 수 있다.

이때 發生推力의 各相分別 및 合成値의 單位面積當時間的 平均値는 다음과 같이 된다.

正相分推力 f_x^P 및 逆相分推力 f_x^N, 合成値 f_x는 $f_x^P=-\frac{1}{2}Re\{\dot{J}_S^P\cdot B_y^P\}$, $f_x^N=-\frac{1}{2}Re\{\dot{J}_S^N\cdot B_y^N\}$

$$f_x=f_x^P+f_x^N \tag{22}$$

로서 구할 수 있고,

$$f_x^P=-\frac{J_{so}^2}{8}\{A_x\cos\theta_S^P+B_1\varepsilon^{-\frac{x}{\alpha_1^P}}\cos(\theta_1^P-px)+B_2\varepsilon^{\frac{x}{\alpha_2^P}}\cos(\theta_2^P+qx)\} \tag{23}$$

$$f_x^N=-f_x^P|_{s=2-s} \tag{24}$$

이다. 윗 式들에서

$$A_x=\frac{1}{\sqrt{\left(\frac{g\pi}{\mu_0\tau}\right)^2+\left(\frac{s\nu_S}{\rho}\right)^2}} \tag{25}$$

$$B_x=\frac{1}{\sqrt{\left(\frac{g\pi}{\mu_0\tau}\right)^2+\left(\frac{\nu s}{\rho}\right)^2}}\quad \frac{1}{1+k_1}=p_x\,\varepsilon^{j\theta_{Px}},$$

$$k_1=Q_x\,\varepsilon^{j\theta_{Qx}} \tag{26}$$

라 놓을 때

$$B_1=(B_x-A_x)\underline{P}_x q_x$$

$$B_2=(B_x-A_x)\underline{P}_x \tag{27}$$

이며

$$\theta^P{}_1=\theta^P{}_S+\theta^P{}_{Px}+\theta^P{}_{Qx},\quad \theta^P{}_2=\theta^P{}_S+\theta^P{}_{Px}$$

$$p=\frac{\pi}{\tau_t}-\frac{\pi}{\tau},\quad q=\frac{\pi}{\tau_t}+\frac{\pi}{\tau}$$

이다. 또한

$$\underline{P}_x=\sqrt{F_1^2+F_2^2},\quad Q_x=\sqrt{E_1^2+E_2^2}$$

$$\theta_{Px}=\tan^{-1}\left(\frac{F_2}{F_1}\right),\quad \theta_{Qx}=\tan^{-1}\left(\frac{E_2}{E_1}\right)$$

$$F_1=\frac{1+E_1}{(1+E)^2+E^2{}_2},\quad F_2=\frac{-E_2}{(1+E_1)^2+E^2{}_2} \tag{28}$$

$$E_1=\frac{\alpha^P{}_2}{\alpha^P{}_1}\cdot\frac{AC+BD}{A^2+B^2},\quad E_2=\frac{\alpha^P{}_2}{\alpha^P{}_1}\cdot\frac{AD-BC}{A^2+B^2}$$

$$A=\tau_t-\tau_t\varepsilon^{-\frac{2\tau}{\alpha^P_1}}\cos\frac{\pi}{\tau_t}\cdot 2\tau-\alpha^P{}_2\pi\varepsilon^{-\frac{2\tau}{\alpha^P_1}}\sin\frac{\pi}{\tau_t}\cdot 2\tau$$

$$B=\tau_t\varepsilon^{-\frac{2\tau}{\alpha^P_1}}\sin\frac{\pi}{\tau_t}\cdot 2\tau+\alpha^P{}_2\pi-\alpha^P{}_2\pi\varepsilon^{-\frac{2\tau}{\alpha^P_1}}\cos\frac{\pi}{\tau_t}2\tau \tag{29}$$

$$C=\tau_t-\tau_t\varepsilon^{\frac{2\tau}{\alpha^P_2}}\cos\frac{\pi}{\tau_t}2\tau+\alpha^P{}_1\pi\varepsilon^{\frac{2\tau}{\alpha^P_2}}\sin\frac{\pi}{\tau_t}2\tau$$

$$D=-\tau_t\varepsilon^{\frac{2\tau}{\alpha^P_2}}\sin\frac{\pi}{\tau_t}\cdot 2\tau+\alpha^P{}_1\pi-\alpha^P{}_1\pi\varepsilon^{\frac{2\tau}{\alpha^P_2}}\cos\frac{\pi}{\tau_t}2\tau$$

의 관계를 나타낸다.

式 (23)을 鐵幅과 길이에 따라 積分하여 줌으로써 全體正相分推力을 얻을 수 있으며 鐵心幅을 W라 할때

$$F^P=W\int_0^l f^P{}_x dx$$

$$=-\frac{W}{8}J^2{}_{S0}\Big[A_x\cos\theta^P{}_S\cdot l+B_1\frac{e^{-\frac{l}{\alpha^P_1}}}{\left(\frac{1}{\alpha^P_1}\right)^2+p^2}$$

$$\Big\{\cos\theta^P{}_1\Big(-\frac{1}{\alpha^P_1}\cos pl+p\sin pl\Big)+\sin\theta^P{}_1\Big(-\frac{1}{\alpha_1}$$

$$\sin pl-p\cos pl\Big)\Big\}+B_1\frac{1}{\left(\frac{1}{\alpha^P_1}\right)^2+p^2}\Big\{\frac{1}{\alpha^P_1}\cos\theta^P{}_1$$

$$+p\sin\theta^P{}_1\Big\}-B_2\frac{e^{-\frac{l}{\alpha^P_2}}}{\left(\frac{1}{\alpha^P_2}\right)^2+q^2}\Big\{\cos\theta^P{}_2\Big(\frac{1}{\alpha^P_2}\cos ql$$

$$+q\sin ql\Big)-\sin\theta^P{}_2\Big(\frac{1}{\alpha^P_2}\sin ql-q\cos ql\Big)\Big\}$$

$$+B_2\frac{1}{\left(\frac{1}{\alpha^P_2}\right)^2+q^2}\Big\{-\frac{1}{\alpha^P_2}\cos\theta^P{}_2-q\sin\theta^P{}_2\Big\}\Big] \tag{30}$$

式 (30)을 $F^P=F^P{}_S+F^P{}_1+F^P{}_2$라 놓으면

式 (30)의 右邊 第1項은 正相分磁界의 正常項에 의한 發生推力($F^P{}_S$)이며 第2,3項은 進行波分에 의한 發生推力($F^P{}_1$)이고 第4,5項은 反射波分에 의한 發生推力 $F^P{}_2$을 나타낸다.

다음에 逆相分推力F^N은 슬립$(2-s)$로 動作하므로

$$F^N=F^P|_{s=2-s} \tag{31}$$

로서 計算되고 綜合發生推力(F)는 式 (30)과 (31)의 和로서

$$F=F^P+F^P|_{s=2-s} \tag{32}$$

와 같이 된다.

4. 解析結果와 檢討

4-1. 單相勵磁卷線

그림 1과 같이 코일피치가 다른 同心分布卷線을 시행하는 경우에 있어서의 空隙磁束分布가 비교적 正弦波에 가까운 상태로 되었으며, 空間高調波分의 영향을 피할 수 있는 최적의 방법이라 생각된다. 이때의 直流에 의한 擬似 2分力移動磁界形成의 實測결과는 그림 2와 같이 合理的인 形態로 나타났으며 이로써 2分力移動磁界理論의 適用이 타당함을 알 수 있다.

4-2. 負荷狀態에서의 空隙磁束分布

負荷狀態에서의 磁束分布를 各相分(正·逆相分) 磁界로 구별하여 얻은 結果式에 의한 空隙磁束密度特性은 計算機(UNIVAC 90/30, Date-77/06/18)처리결과 그림 4와 같으며 速度가 零일때 各相分磁束은 出口端에 이를수록 進行波 端部効果에 의한 磁界의 영향을 받아 增加하고 出口端에 이르러서는 매단히 높은 磁束密度値를 나타낸다. 反面 逆相分磁束密度는 出口端에 이를수록 反射波의 영향을 받아 減縮되나 그 程度는 경미하다.

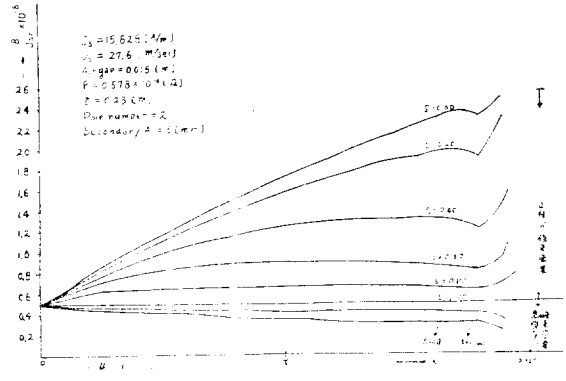


그림 4. 空隙磁束分布速度特性$\left(\frac{B}{J_{52}}\right)-S$特性

Fig. 4. Characteristics of air gap flux distribution versus slip.

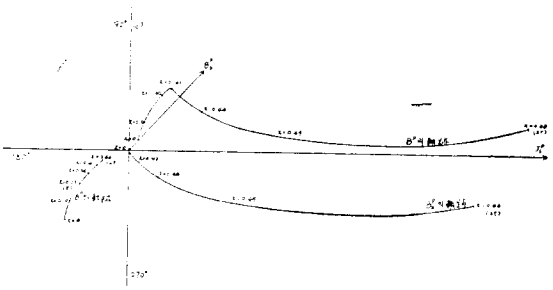


그림 5-1. 正相分磁界의 磁束密度와 1次電流의 페이서圖
Fig. 5-1. Phasor diagram of the magnetic flux densities and the primary current of positive phase-sequence component magnetic field.

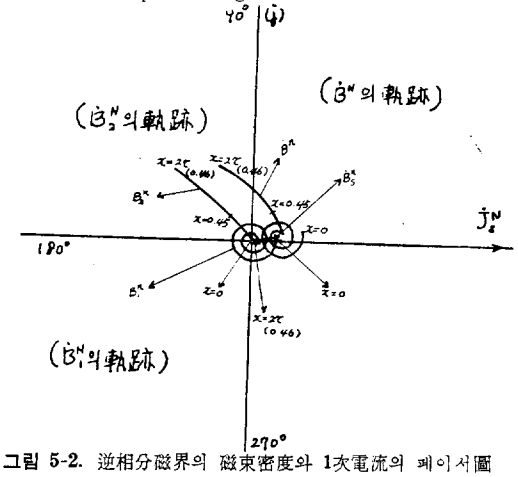


그림 5-2. 逆相分磁界의 磁束密度와 1次電流의 페이서圖
Fig. 5-2. Phasor diagram of the magnetic flux densities and the primary current of negative sequence component magnetic field.

그림 5. 磁束密度의 軌跡
Fig. 5. Locus of Flus densities.

그러나 出口端에서는 많이 낮아지는 경향을 보인다. 이와같은 速度와 入口端으로부터의 거리 x의 變化에 의한 空隙磁束密度變化特性의 경향은 그림 5-1, 5-2에서 알 수 있는 바와 같이 正相分, 逆相分移動磁界의 定常項磁界에 過渡項磁界인 進行波分과 反射波分의 x의 變化에 따르는 合成과정을 보면 그림 4의 變化모양이 分析立證된다.

4-3. 2次 面抵抗率과 發生推力

式 (30), (31)과 (32)에 의한 發生推力의 速度에 대한 特性曲線은 計算처리결과 그림 6과같이 2次 面抵抗率의 變化에따라 變化特性은 극심하게 달라지며 이의 外觀上의 特性은 一般單相誘導電動機의 特性과 類似하고, 實質的으로도 2次抵抗이 커지는 경우의 發生回轉力特性曲線과 同一한 현상이라 볼 수 있다.

그러나 單相LIM에 있어서는 2次 面抵抗率의 增減에 따르는 變化영향은 空隙長의 大小와 관계되므로 一般單相機와는 本質的으로 달리 취급되어야 한다.

即 單相LIM에 있어서는 그림 6의 6-5에서 알 수 있는 바와같이 同一한 空隙을 유지시키는 경우 2次導體抵抗이 큰 경우에 있어서 發生推力의 端部效果의 영향을 무시할 수 있으며 또 $s=1$일 때를 除外하고 全體速度領域에 있어서 逆方向推力이 作用하여 制動機로서 動作하게 됨을 알 수 있다. 그러나 이와같은 현상은 같은抵抗의 2次導體라 하더라도 空隙이 큰 경우와 同質的인 發生推力速度特性의 變化效果를 가져오게 된 것이 一般 單相機와 相異한 點이라 보겠다.

故로 實際設計에 있어서의 機械的寸數로 주어질 空隙長에 대한 2次導體板의 表面抵抗率의 크기의 選定은 대단히 중요한 문제이며 그림 6의 6-4, 6-5例와 같이 單位空隙長當의 面抵抗率이 單相制動作用의 臨界値($\rho=0.2312\times10^{-5}\sim0.115\times10^{-5}$사이의 값)以下로 設計되어야함은 單相LIM設計에 있어서 基本要件이 된다.

다음에 端部效果의 發生推力에 미치는 영향은 單位空隙長當의 2次 面抵抗率이 작아질수록 커지며 그림 6의 6-3′에서 알 수 있는 바와같이 特히 安定運轉速度範圍에 있어서는 正相分磁界의 進行波와 反射波分의 作用이 크게 기여하며 그중 進行波磁界成分에 의한 發生推力은 基本波分에 의한 發生推力을 減縮시키고 同期速度附近에 이르러서는 增加시키는 性質을 지닌다.

反面 反射波分磁界는 그 미치는 영향은 경미하나 全般的으로 基本波分發生推力을 增加시키는 方向으로 作用하는 性質을 갖는다.

結局空隙長을 크게하여 주는 경우 端部效果의 영향을 감축시킬 수 있는 效果는 거둘 수 있으나 實質的인 發生推力의 增大는 기대할 수 없고 오히려 減縮시키는 결과를 가져오며 따라서 同一材質의 2次導體板의 두께를 크게하여 2次抵抗을 적게한다는 것은 發生推力을 유효하게 얻는데는 아무런 의미도 지니지 못한다.

결과적으로 單相 LIM의 2次側設計에 가장 중요한 점은 2次表面抵抗率이 臨界値以下의 適正値를 選擇하고 相對的으로 空隙長을 줄여주는 방법이다.

이렇게 함으로써 安定運轉範圍內에서의 正相分發生推力의 크기에 대한 逆相分發生推力의 比率을 最小로 되게 할 수 있다.

4-4. 試驗機와 發生推力

(i) 試驗機製作仕樣(單相 Linear Induction Motor)

(a) 1次 :

arch형(MC 5mm 珪素鋼板成層)

曲率半徑 { 外徑(mm) : 945
內徑(mm) : 845

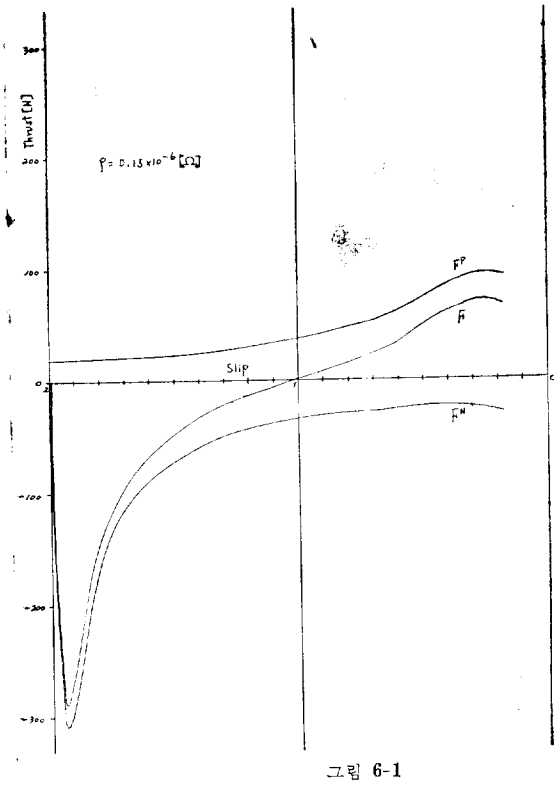


그림 6-1

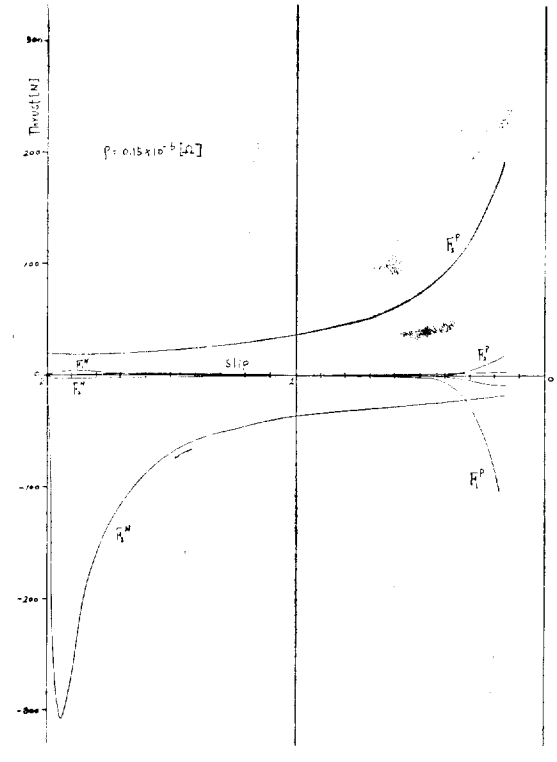


그림 6-1′

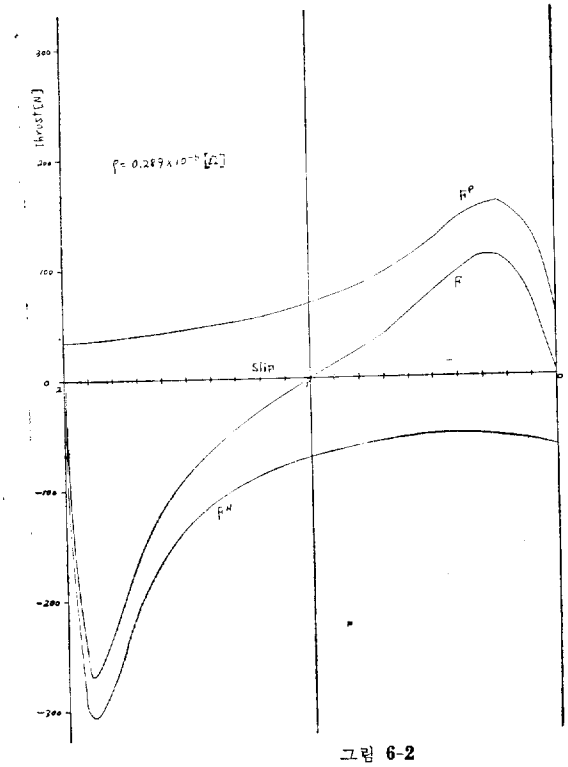


그림 6-2

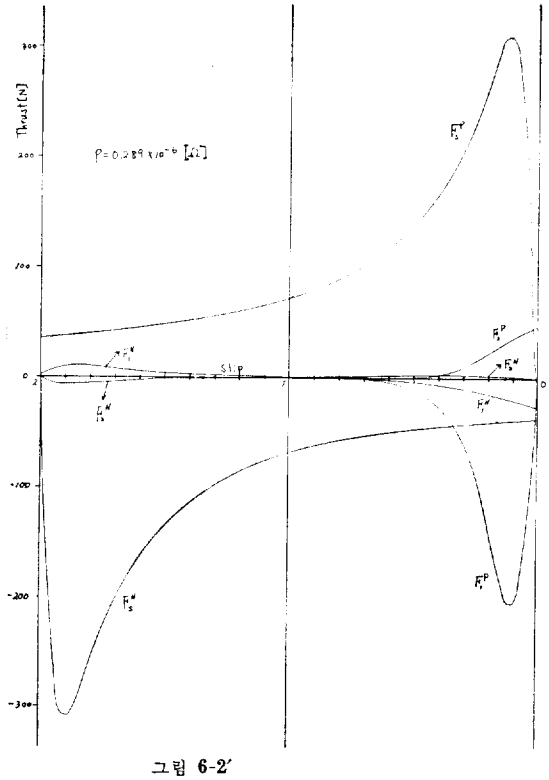


그림 6-2′

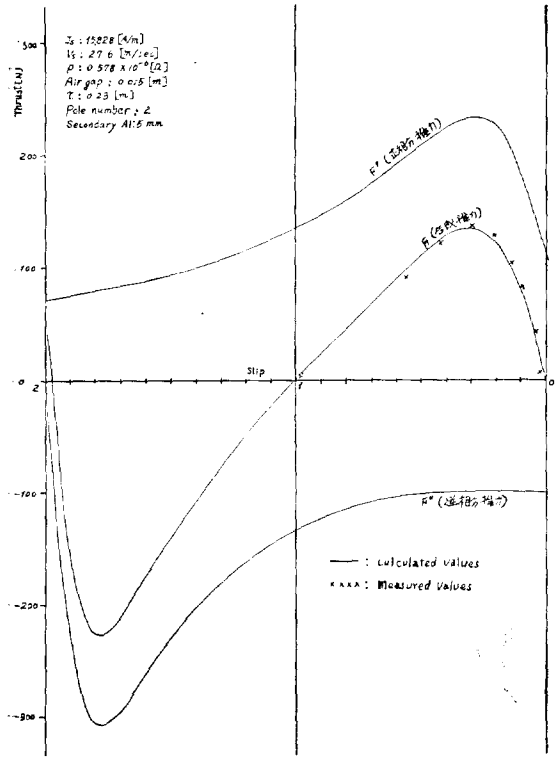


그림 6-3

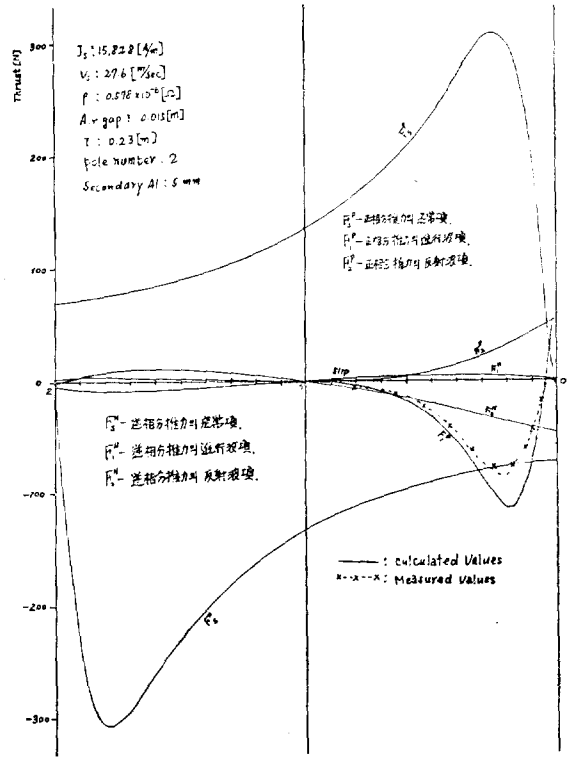


그림 6-3'

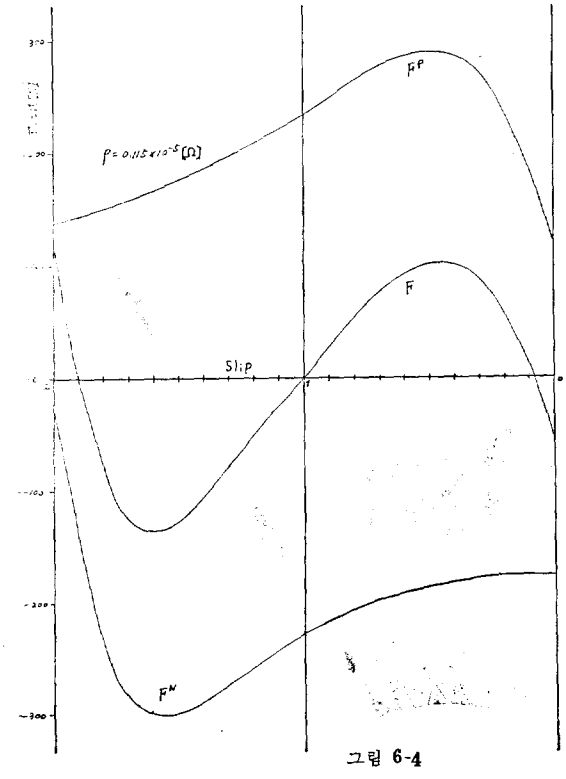


그림 6-4

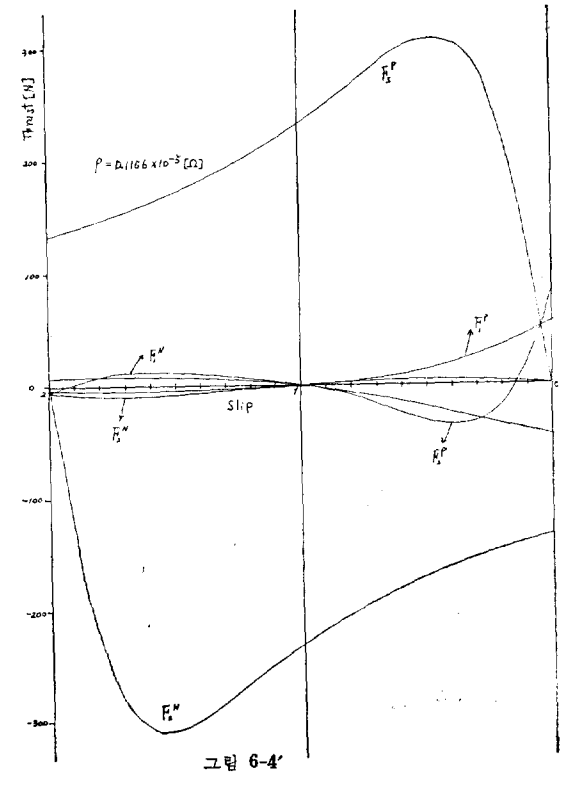


그림 6-4'

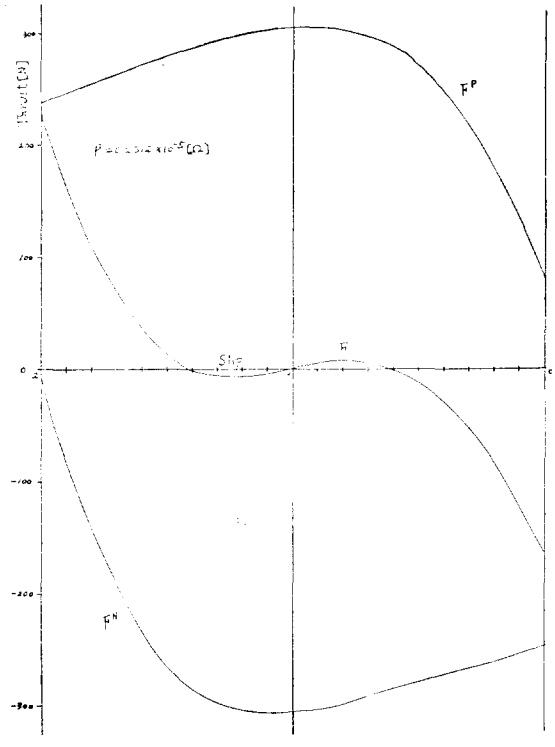


그림 6 5

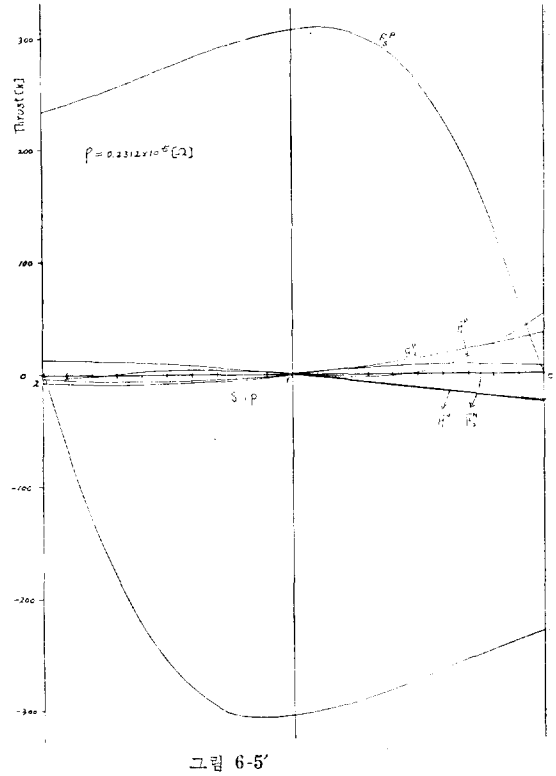


그림 6-5′

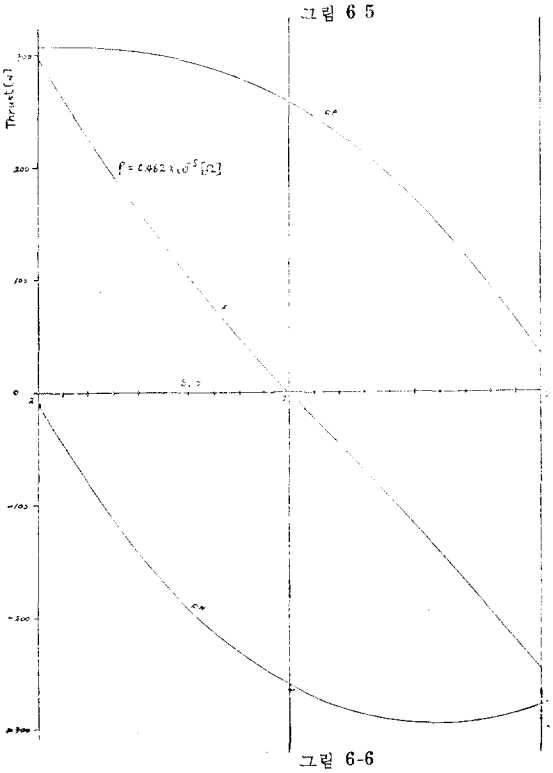


그림 6-6

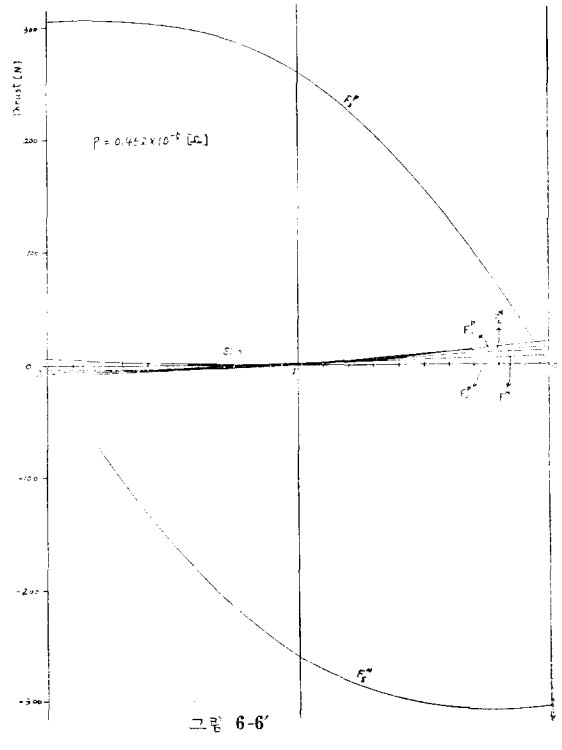


그림 6-6′

그림 6. 推力—슬립 特性
Fig. 6. Characteristics of thrust versus slip.

鐵心平均長(mm) : 465
鐵 心 高(mm) : 100
鐵 心 幅(mm) : 100
鐵心齒 { 外側齒幅(mm) : 10 / 內側齒幅(mm) : 8 / 齒數(個) : 25
鐵心 Slot { Slot幅(mm) : 10 / Slot深(mm) : 35 / Slot數(mm) : 24
卷 線 { 相 數 : 單相 / 極 數 : 2極 / 導 體 : 1.2mm 銅線 / Slot當導體數 : 96 / 極 間 隔 : 133〔mm〕 / 卷線係數 : 0.867

(b) 2次 :

disc型(外側 : 알루미늄板, 內側 : 鐵板)

알루미늄板 { 두 께(mm) : 5 / 外 徑(mm) : 1940 / 內 徑(mm) : 1440 / 幅 (mm) : 25 / 面 抵 抗 率(Ω) : 0.563×10^{-6}
鐵 板 { 두 께(mm) : 5 / 直 徑(mm) : 1440

(ii) 速度制御 및 制動試驗用(交流勵磁側制御仕様)

交流勵磁側固定子 :

平均曲率半徑 : 89.5〔mm〕

arch形 鐵心(試作機와 同一鐵心材料)

卷 線 { 相 數 : 3相 / 極 數 : 4極 / 導 體 : 1.2mm 銅線 / Slot導體數 : 100 / 極 間 隔 : 116.5〔mm〕 / 卷線係數 : 0.966

(iii) 試作機에 의한 發生推力特性曲線은 그림 6-3과 6-3'와 같다.

5. 結 論

一般的으로 高壓, 大容量의 LIM은 3相機로서 취급되어 왔으며 單相機로서의 開發은 소외시되어 있는 실정이다.

本研究에서는 單相機로서 開發을 하는 경우 參考되어야 할 基礎的인 몇가지 特性과 문제점을 考察檢討하여 다음과 같은 結果를 얻었다.

(1) 單相卷線은 鐵心長을 極間隔의 偶數倍로 一致시키므로서 端部存在에 관계없이(3相機에서는 不可能) 偶數極으로 閉磁路를 형성하고 磁氣的平衡을 유지시킬 수 있다.

(2) 並列同心形分布卷을 시행하여 주므로써 空間高調波의 영향을 피할 수 있고 正弦波形의 空隙磁束分布特性을 얻을 수 있다.

(3) 端部効果의 영향은 單位長當의 2次面抵抗率을 臨界値以下의 값에서 電動機容量에 따라 적합하도록 選定하므로써 端部効果를 最小로 減縮시킬 수 있다. 또한 LIM은 構造上, 鐵心長을 增加시킬 수 있는 특징을 지니므로 電壓, 容量等에 제약을 받지 않고 極間隔을 늘려서 速度를 높일 수 있으며 냉각의 문제가 배제된다는等의 長點을 지닌다.

끝으로 本 研究는 1976年度 産學協同財團의 研究費로 이루어졌으며 産學協同財團에 심심한 感謝를 드리는 바이다.

記 號

J_{so} : current sheet의 最大値〔A/m〕
B_y : 磁束密度의 y軸成分Wb/m²〕
g : 空隙長〔m〕
P : 極數〔個〕
τ : 極間隔〔m〕
l : 鐵心長〔m〕
v_r : 2次速度〔m/s〕
ρ : 2차導體面抵抗率〔Ω〕
B_s : 磁束密度의 定常分項의 最大値〔Wb/m²〕
τ_t : 磁束密度의 過渡項分의 極間隔〔m〕
i : 單相勵磁電流의 瞬時値〔A〕
I_m : 單相勵磁電流의 最大値〔A〕
ω : 電源角速度〔rad/s〕

參 考 文 獻

1) D.B. Watson, "Variable-speed Single-phase Induction Motor" Proc. IEEE, Vol. 119, No. 9, Sep. 1972.
2) D.B Watson, "Speed and Torque Control of a Single-phase LIM" Proc. IEEE, Vol. 122, No. 2, Feb. 1975.
3) 鹿野快男, "圓筒型 單相誘導電磁流體 Pump" JIEE, Vol. 96-13, No. 8, Aug. 1976.
4) 小貫 天, 佐野篤正, 任達鎬, "直線移動磁界に關する一考察" 理工研究所報告 第43輯 1968.
5) 山村 昌, 伊藤春雄, Farouk Ismal Ahmed, "誘導型リニアモータの端部効果について" JIEE, Vol. 90, No. 3, 1968.