

# 3차원 공간고조파법을 이용한 슬롯리스형 영구자석 선형 동기전동기의 자계 및 추력특성 해석

論 文
50B-6-1

## Analysis of Magnetic Field and Thrust in Slotless Permanent Magnet Linear Synchronous Motor using 3D Space Harmonic Analysis Method

李柱旼\* · 姜圭洪\*\* · 洪正杓\*\*\* · 金奎卓§  
 (Ju-Min Lee · Gyu-Hong Kang · Jung-Pyo Hong · Gyu-Tak Kim)

**Abstract** - This paper deals with characteristic analysis method of the slotless type Permanent Magnet Linear Synchronous Motor(PMLSM) using the space harmonic method. Analysis models of the PM and the armature current are described by the magnetization configurations taking into account the 2D and 3D distribution. In 3D analysis, the thrust and normal force can be calculated more accurately, because it can consider the z component flux density which is impossible in 2D analysis.

In order to verify the validity of the proposed method, the results of the analytic method are compared with not only the experimental ones but the ones of Finite Element Method(FEM).

**Key Words** : Slotless PMLSM, 3D space harmonic analysis method, Magnetization distribution, Fourier series

### 1. 서 론

영구자석 선형 동기전동기(Permanent Magnet Linear Synchronous Motor : PMLSM)는 직접 직선 추력을 발생하므로 제어 성능이 우수하며, 고속, 고효율이 가능하다는 장점이 있어 2축 테이블이나 반도체 제조장비와 같은 직선 왕복 운동을 필요로 하는 시스템의 구동원으로 연구가 활발하게 이루어지고 있다[1,2]. 전기자에 치, 슬롯 구조를 가지는 PMLSM의 경우 공극에서의 슬롯 고조파에 의해 디텐트력(detent force)이 발생하게 된다. 이러한 디텐트력은 전동기의 추력 맥동으로 작용하여 기기의 소음 및 진동을 유발할 뿐만 아니라 기기의 제어성능을 악화시키므로 이를 최소화하기 위한 연구가 활발히 진행되고 있다[3]. 그러나, 디텐트력을 근본적으로 제거하기 위해서는 전기자의 구조를 치, 슬롯이 없는 슬롯리스형(slotless type)으로 가져가는 것이 타당하다[4]. 슬롯리스형 전동기는 디텐트력이 제거되고 수직력이 작기 때문에 추력 리플을 최소화 할 수 있어 고정도의 제어 특성이 요구되는 시스템에 적합한 반면 자기적 공극이 매우 커 출력밀도가 떨어지고 누설자속이 증가하는 단점이 있다. 특히, 전동기의 축 방향 길이가 짧은 소형의 PMLSM 경우 축 방향으로의 영구자석 양 단부에서 발생하는 누설자속으로 인해 공극에서의 평균자속밀도는 더욱 감소하게 된다. 따라서, 슬롯리스형 전동기에서 공극 자속밀도 및 특성

의 정밀한 해석을 위해서는 전동기 축 방향에서의 자속밀도 분포 특성해석이 반드시 요구된다[4-6].

전기기기를 해석하는 방법에는 유한요소법(Finite Element Method : FEM)과 같은 수치해석적인 방법과 주기적으로 분포하고 있는 전류 및 영구자석의 분포를 푸리에 급수(fourier series)로 전개하여 해석하는 공간고조파법 등의 해석적 방법>Analytical method)이 있다[7]. 수치해석적인 방법의 경우, 복잡한 형상을 그대로 모델링 할 수 있고 재질의 비선형성에 대한 고려가 가능하나, 해석 모델의 치수 변화에 따라 전처리 및 후처리 작업을 반복해야 하는 번거움이 있다. 이에 반해 해석적 방법은, 재질의 비선형성을 고려하기가 어렵다는 단점은 있으나 수치해석적 방법에 비해 해석시간이 빠르며 설계변수의 변화에 따른 특성 파악이 매우 용이하다는 장점이 있다. 특히, 슬롯리스형 PMLSM에서는, 전기자의 형상이 간단하고 철심의 국부적인 포화 현상도 무시할 수 있어 공간고조파법과 같은 해석적인 방법을 적용하더라도 정확한 결과를 얻을 수 있다[5-7].

따라서, 본 논문에서는 해석적인 방법으로 슬롯리스형 PMLSM의 자계 및 특성해석을 수행하였다. 자계해석에서는 PMLSM 축 방향으로의 양 단부에서 발생하는 누설자속과 자속밀도 분포 특성 해석을 위하여 자화의 축 방향 길이가 고려된 3차원 공간고조파 해석을 하였으며 2차원 해석의 결과와 비교 분석하였다. 3차원 공간고조파 해석으로부터 산정된 자속밀도로부터 PMLSM의 특성해석결과를 실험치와 비교 분석하였다.

### 2. 해석 모델

그림 1은 편축식 슬롯리스형 PMLSM의 구조로서 영구자석이 이동하는 가동자석형(moving magnet type)을 나타낸

\* 正 會 員 : (株)KASCO 技術研究所 研究員  
 \*\* 正 會 員 : 昌原大 工大 BK教授 · 工博  
 \*\*\* 正 會 員 : 昌原大 工大 電氣學科 助教授 · 工博  
 § 正 會 員 : 昌原大 工大 電氣學科 副教授 · 工博  
 接受日字 : 2000年 11月 28日  
 最終完了 : 2001年 6月 5日

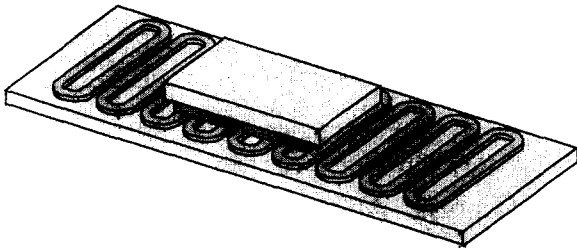


그림 1 슬롯리스형 PMLSM의 기본 구조  
Fig. 1 Basic structure of slotless type PMLSM

것이다. 전기자의 구조를 보면, 공심(air-core)구조의 코일을 직접 백아이언(back iron)에 부착시킨 형태로 만들어져 있다.

공간고조파법으로부터 자계해석을 위하여 다음과 같은 가정을 두었으며[5,7], 그림 2는 슬롯리스형 PMLSM의 해석 모델을 나타낸 것이다.

- ① 해석 영역은  $x, z$  방향으로 무한히 길다.
- ② 영구자석 및 전기자 전류에 의한 자화 분포는  $y$  방향으로 자화되어 있으며,  $x, z$  방향으로 주기적으로 분포해 있다.
- ③ 철심의 투자율은 무한대이다.
- ④ 해석 영역의 재질 분포는  $x, z$  방향으로 변화가 없다.

공간고조파법을 이용하여 공극 자속밀도 특성은 영구자석만 존재할때의 공극 자속과 전기자 전류만 여자하였을 때의 공극 자속을 각각 계산하여 중첩하여 해석하였다. 해석 결과로부터 산정된 공극 자속밀도를 이용하여 PMLSM의 특성 해석을 수행하였다.

그림 3은 2차원과 3차원 해석을 위한 모델의 측면도이고, 표 1은 본 논문의 특성 해석에 적용된 슬롯리스형 PMLSM의 사양이다.

표 1 슬롯리스형 PMLSM의 사양  
Table 1 Specification of slotless type PMLSM

항목	기호	값 [단위]
극 수	$2p$	12
잔류자속밀도	$B_r$	1.2 [T]
가동자 (영구자석)	영구자석 높이	$h_p$ 12 [mm]
	영구자석 축방향길이	$l_p$ 73.5 [mm]
	영구자석 폭	$\omega_p$ 26 [mm]
	극 피치	$\tau$ 28.5 [mm]
고정자 (전기자철심)	코일당 턴수	$N$ 650 [턴]
	코일 높이	$h_c$ 11 [mm]
	코일 폭	$\omega_c$ 12 [mm]
	코일 사이 간격	$d_c$ 12 [mm]
	상전류(최대치)	$I$ 2.66 [A]
	공극의 길이	$l_g$ 2 [mm]

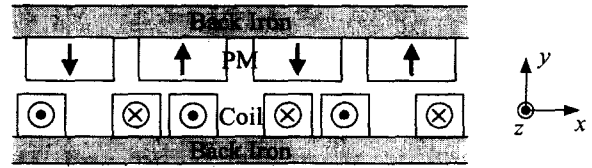


그림 2 해석 모델  
Fig. 2 Analysis model

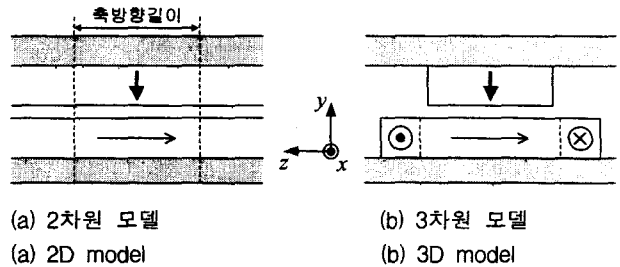


그림 3 해석 모델의 측면  
Fig. 3 Sided view of analysis model

### 3. 해석 이론

공간고조파법으로부터 자계해석을 위하여 해석 모델의 재질이나 소스(source)의 존재 여부에 따른 세부 영역을 나누어 각 영역에서의 지배방정식과 경계조건으로부터 지배방정식의 해를 구하여 자계해석을 하였다. 자계 해석은 영구자석에 의한 자계와 전기자 전류에 의한 자계를 각각 독립적으로 계산한 후 이를 중첩시킴으로써 해석 모델의 합성자계를 계산하는 방법을 적용하였다.

지배방정식의 계변수로 자기벡터포텐셜을 적용하는 경우 영구자석이나 전기자 전류의 분포를 등가자화전류로 치환해야 한다. 그러나 영구자석과 전기자 전류의 분포가 복잡한 경우 정확한 등가자화전류 분포를 고려하기가 어렵다. 한편, 계변수를 자기스칼라포텐셜로 가져갈 경우 영구자석과 전기자 전류에 의한 자화분포를 그대로 고려할 수 있기 때문에 자화분포의 복잡한 형상이나 3차원 분포를 묘사하기 쉬운 장점을 가지게 된다. 따라서, 본 논문에서는 자기스칼라포텐셜을 계변수로 하는 지배방정식으로부터 공간고조파법을 적용하였다.

그림 2의 해석 모델에서 각 영역에서의 자속밀도  $\vec{B}$ 와 자계의 세기  $\vec{H}$ 와의 관계는 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$\vec{B}_I = \mu_0 \vec{H}_I \quad (\text{공기 : 영역 I}) \quad (1)$$

$$\vec{B}_{II} = \mu_m \vec{H}_{II} + \mu_0 \vec{M} \quad (\text{영구자석 또는 코일 : 영역 II}) \quad (2)$$

여기서,  $\mu_m = \mu_0 \mu_r$ 은 재질의 투자율,  $\mu_0$ 는 공기의 투자율,  $\mu_r$ 은 재질의 비투자율이며,  $\vec{M}$ 은 자화 벡터이다. 한편, 자기스칼라포텐셜  $\phi$ 를 도입하면 각각의 영역 I과 II에서 지배방정식은 식 (3), (4)와 같이 구성된다[5,8].

$$\nabla^2 \varphi_I(x, y, z) = 0 \quad (3)$$

$$\nabla^2 \varphi_{II}(x, y, z) = \frac{\nabla \cdot \vec{M}}{\mu_r} \quad (4)$$

위의 지배방정식에 경계조건을 적용하여 구한 자기스칼라 포텐셜의 일반해로부터  $\vec{H} = -\nabla \varphi$ 의 관계와 식 (1), (2)를 이용하여 공극에서의 자속밀도를 계산하였다.

### 3.1 2차원 공간고조파 해석

#### 3.1.1 영구자석에 의한 자계

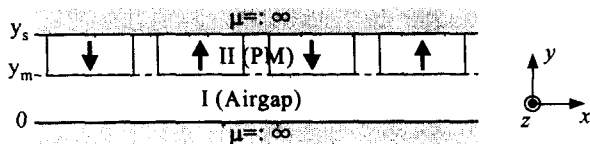


그림 4 영구자석의 해석 모델  
Fig. 4 Analysis model of permanent magnet

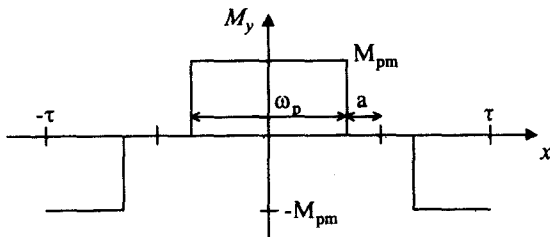


그림 5 영구자석의 자화 분포  
Fig. 5 Magnetization distribution of permanent magnet

그림 4는 영구자석에 의한 자계를 해석하기 위한 모델이며, 해석 영역은 공극과 영구자석의 두 영역으로 나누었다.

그림 5는 영구자석의 2차원 자화 분포를 나타낸 것인데, 여기서 영구자석의 자화 성분은 y방향으로만 자화되어 있기에  $M_y$  성분만 존재한다. x에 관하여 주기함수의 형태로 나타낼 수 있으므로 식 (5)의 푸리에 급수 전개를 이용하여 나타내었다.

$$M_y = \sum_{n=1}^{\infty} M_n \cos(nkx) \quad (5)$$

$$M_n = \frac{4M_{pm}}{n\pi} \sin(n\alpha_p \frac{\pi}{2}) \quad n=1, 3, 5 \dots \quad (6)$$

여기서,  $k = \pi/\tau$ 로서  $\tau$ 는 자극 피치,  $\alpha_p = \omega_p/\tau$ 는 영구자석의 자극비,  $M_{pm} = B_r/\mu_0$ 은 영구자석의 자화량이고  $B_r$ 은 영구자석의 잔류자속밀도이다. 그림 4의 해석 모델에서 해석해를 직접 계산하면 영구자석에 의한 공극(영역 I)의 자속밀도는 다음의 식 (7), (8)와 같이 구해진다[8].

$$B_{xz}^{pm} = - \sum_{n=1,3}^{\infty} \beta_{m2} \sinh(nky) \sin(nkx) \quad (7)$$

$$B_{yz}^{pm} = \sum_{n=1,3}^{\infty} \beta_{m2} \cosh(nky) \cos(nkx) \quad (8)$$

여기서, 계수  $\beta_{m2}$ 은 다음과 같다.

$$\beta_{m2} = \frac{\mu_0 M_n \sinh(nk(y_m - y_s))}{\xi_{m2}}$$

$$\xi_{m2} = \mu_r \cosh(nky_m) \sinh(nk(y_m - y_s)) - \cosh(nk(y_m - y_s)) \sinh(nky_m) \quad (9)$$

#### 3.1.2 전기자 전류에 의한 자계

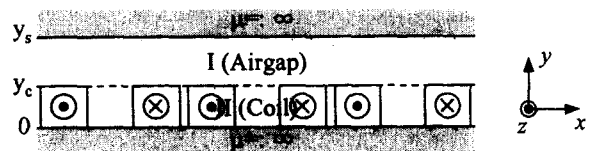


그림 6 전기자 전류 해석 모델  
Fig. 6 Analysis model of armature current

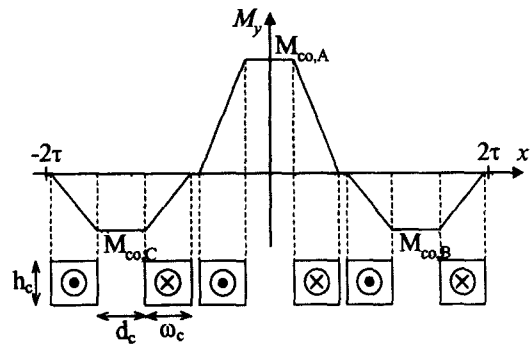


그림 7 전기자 전류에 의한 자화 분포  
Fig. 7 Magnetization distribution by armature current

그림 6은 전기자 전류에 의한 자계 해석 모델이며, 자속 밀도는 영구자석에서와 마찬가지로 식 (1)과 (2)를 이용하여 나타낼 수 있다. 여기서, 식 (2)는 코일 영역에서의 자속밀도가 대체되는데, 코일 부분의 투자율은 공기와 동일하게  $\mu_r = 1$ 로 치환하여야 한다. 그림 7은 3상 전류 인가시 A상의 전류가 최대가 되는 전류위상에서 전기자 전류에 의한 자화의 자화 분포를 나타낸 것이다[9].

영구자석에 의한 경우와 같이 그림 7의 자화 분포는 y성분만 존재하며, 1상의 전기자 전류에 의한 자화 분포를 식 (5)와 같이 표현하였다. 식 (5)에서  $k = \pi/2\tau$ 가 되며, 푸리에 계수  $M_n$ 은 다음과 같다.

$$M_n = \frac{4M_{\omega}}{n^2\pi k\omega_c} \sin\left(nk\frac{d_c + \omega_c}{2}\right) \sin\left(nk\frac{\omega_c}{2}\right) \quad (10)$$

$$n = 1, 2, 3 \dots$$

여기서,  $M_{\omega} = J \times \omega_c$ 는 자화의 크기,  $J$ 는 전류밀도,  $\omega_c$ 는 코일 폭,  $d_c$ 는 코일 사이 간격을 의미한다. 전기자 전류에 의한 공극 자속밀도 분포도 영구자석에 의한 자속 계산과 동일한 방법으로 계산하였다. 3상 전류 입력 시 임의의 각변위  $\omega t$ 에서 전기자 전류에 의한 공극(영역 I)에서의 자속밀도는 다음의 식 (11), (12)와 같다.

$$B_{xl}^{\omega} = \sum_{p=1}^3 \sum_{n=1}^{\infty} \beta_{2} \cos\left(\omega t + \frac{2\pi}{3}(p-1)\right) \cdot \sinh\left(nk(y-y_s)\right) \sin\left[n\left(kx + \frac{2\pi}{3}(p-1)\right)\right] \quad (11)$$

$$B_{yl}^{\omega} = - \sum_{p=1}^3 \sum_{n=1}^{\infty} \beta_{2} \cos\left(\omega t + \frac{2\pi}{3}(p-1)\right) \cdot \cosh\left(nk(y-y_s)\right) \cos\left[n\left(kx + \frac{2\pi}{3}(p-1)\right)\right] \quad (12)$$

여기서, 계수  $\beta_{2}$ 은 다음과 같다.

$$\beta_{2} = \frac{\mu_0 M_n \sinh(nky_c)}{\xi_{2}}$$

$$\xi_{2} = \cosh(nky_c) \sinh(nk(y_c - y_s)) - \cosh(nk(y_c - y_s)) \sinh(nky_c) \quad (13)$$

### 3.2 3차원 공간고조파 해석

#### 3.2.1 영구자석에 의한 자계

3차원 공간고조파법을 적용하기 위해서는 해석 모델의  $z$  축 방향으로의 변화를 고려해야 한다. 그러나 공간고조파법에서  $x, z$  축으로의 해석영역의 재질 변화는 고려하기가 매우 어려우므로 본 논문에서는 2차원 공간고조파법에서  $z$  축 방향으로의 자화 분포를 고려하여 3차원 해석을 수행하였다. 영구자석에 의한 자화 분포는 2차원 해석에서와 마찬가지로  $M_y$  성분만 존재하고 그림 8과 같이  $x, z$ 에 관한 함수의 형태로 나타낼 수 있다. 그림 8의 자화 분포를 푸리에 급수로 표현하면 다음과 같다[10].

$$M_y = \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} M_{mn} \cos(mk_x x) \cos(nk_z z) \quad (14)$$

$$M_{mn} = \frac{16M_{pm}}{mn\pi^2} \sin\left(m\alpha_x \frac{\pi}{2}\right) \sin\left(n\alpha_z \frac{\pi}{2}\right) \quad (15)$$

$$m, n = 1, 3, 5 \dots$$

여기서, 계수  $k_x, k_z$ 는 식 (16)과 같고,  $\alpha_x$ 는  $x$ 방향 자극비,  $\alpha_y$ 는  $y$ 방향 자극비를 의미하며 식 (17)과 같이 표현할 수 있다. 식 (17)에서  $\omega_p$ 는 영구자석의 폭,  $l_p$ 는 영구자

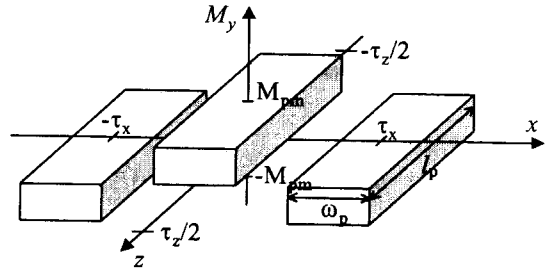


그림 8 영구자석의 3차원 자화 분포  
Fig. 8 3D magnetization distribution of permanent magnet

석의 축방향길이,  $\tau_x$ 는  $x$ 방향 자극피치,  $\tau_z$ 는  $z$ 방향 자극피치를 의미한다. 한편, 그림 8의 자화 분포에서  $z$ 방향으로 배열된 영구자석간의 상호작용을 무시할 수 있도록  $\tau_z$ 를 충분히 크게 설정하였다.

$$k_x = \frac{\pi}{\tau_x}, \quad k_z = \frac{\pi}{\tau_z} \quad (16)$$

$$\alpha_x = \frac{\omega_p}{\tau_x}, \quad \alpha_z = \frac{l_p}{\tau_z} \quad (17)$$

여기서, 계수  $k_{mn}$ 은 다음과 같은 관계가 성립한다.

$$k_{mn}^2 = m^2 k_x^2 + n^2 k_z^2 \quad (18)$$

2차원 공간고조파법과 동일하게 지배방정식을 풀어 일반해를 구하고[11], 경계 조건으로부터 일반해의 미정계수를 결정하여 영구자석에 의한 자속밀도를 계산하였다. 영구자석에 의한 공극(영역 I)의 자속밀도는 다음의 식 (19) ~ (21)와 같다.

$$B_{xl}^{pm} = - \sum_{m=1,3}^{\infty} \sum_{n=1,3}^{\infty} \frac{mk_x}{k_{mn}} \beta_{m3} \cdot \sinh(k_{mn}y) \sin(mk_x x) \cos(nk_z z) \quad (19)$$

$$B_{yl}^{pm} = \sum_{m=1,3}^{\infty} \sum_{n=1,3}^{\infty} \beta_{m3} \cdot \cosh(k_{mn}y) \cos(mk_x x) \cos(nk_z z) \quad (20)$$

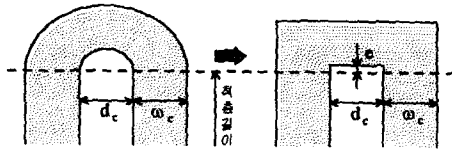
$$B_{zl}^{pm} = - \sum_{m=1,3}^{\infty} \sum_{n=1,3}^{\infty} \frac{nk_z}{k_{mn}} \beta_{m3} \cdot \sinh(k_{mn}y) \cos(mk_x x) \sin(nk_z z) \quad (21)$$

여기서, 계수  $\beta_{m3}$ 은 다음과 같다.

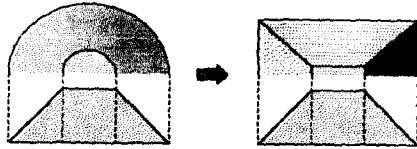
$$\beta_{m3} = \frac{\mu_0 M_{mn} \sinh(k_{mn}(y_m - y_s))}{\xi_{m3}}$$

$$\xi_{m3} = \mu_r \cosh(k_{mn}y_m) \sinh(k_{mn}(y_m - y_s)) - \cosh(k_{mn}(y_m - y_s)) \sinh(k_{mn}y_m) \quad (22)$$

3.2.2 전기자 전류에 의한 자계



(a) 엔드링의 형상 변환  
(a) Shape conversion of endring



(b) 엔드링 부분의 자화량  
(b) Magnetization volume of endring

그림 9 코일 엔드링의 등가화  
Fig. 9 Equivalence of coil endring

전기자 전류에 의한 3차원 자계 분포를 해석하는 방법은 영구자석에 의한 자계보다 다소 복잡하다. 특히, 해석 모델에서 전기자 코일의 엔드링 부분은 반원의 형상으로 이러한 형상은 푸리에 급수를 이용하여 나타내기가 매우 어렵다. 따라서, 엔드링의 형상을 직사각형으로 등가화하여 전기자 전류에 의한 가상의 자화분포를 푸리에 급수로 나타내었다. 그림 9에서 코일 엔드링의 등가화 개념은 엔드링 부분의 코일의 폭은 일정하게 두고, 반원을 직사각형의 형상으로 등가화 할 때 엔드링 부분의 자속이 같도록 하기 위해 엔드링 부분의 자화량을 동일하게 설정하는 것이다. 그림 9의 (b)에서 두 자화량의 부피를 같게 두고 (a)의 직사각형 엔드링에서 길이  $e$  값을 새로 계산하였다.

그림 10은 등가화 된 코일 형상에서 전기자 전류에 의한 자화 분포를 나타낸 것이다. 1상의 전류에 의한 자화 분포를 식 (14)의 푸리에 급수로 나타내면 푸리에 계수  $M_{mn}$ 은 다음과 같다.

$$M_{mn} = \frac{32M_{\omega}}{m^2 n^2 \pi^2} \frac{1}{k_x k_z \omega_c^2} \cdot \sin(mk_x \frac{d_c + \omega_c}{2}) \sin(mk_x \frac{\omega_c}{2}) \quad m = 1, 2, 3 \dots \quad (23)$$

$$\cdot \sin(nk_z \frac{l_c + \omega_c}{2}) \sin(nk_z \frac{\omega_c}{2}) \quad n = 1, 3, 5 \dots$$

전기자전류에 의한 공극(영역 I)의 자속밀도의 계산식은 다음의 식 (24) ~ (26)와 같다.

$$B_{yI}^{\omega} = \sum_{p=1}^3 \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=1,3}^{\infty} \frac{mk_x}{k_{mn}} \beta_{\Omega} \cos(\omega t + \frac{2\pi}{3}(p-1)) \cdot \sinh(k_{mn}(y-y_2)) \quad (24)$$

$$\cdot \sin[m(k_x x - \frac{2\pi}{3}(p-1))] \cos(nk_z z)$$

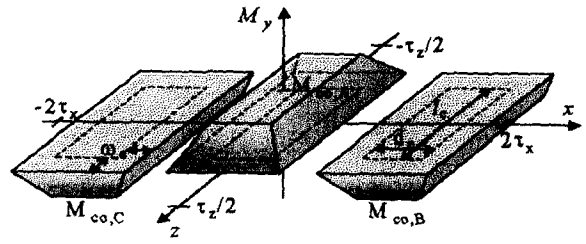


그림 10 전기자 전류에 의한 3차원 자화 분포  
Fig. 10 3D magnetization distribution by armature current

$$B_{yI}^{\omega} = - \sum_{p=1}^3 \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=1,3}^{\infty} \beta_{\Omega} \cos(\omega t + \frac{2\pi}{3}(p-1)) \cdot \cosh(k_{mn}(y-y_2)) \quad (25)$$

$$\cdot \cos[m(k_x x - \frac{2\pi}{3}(p-1))] \cos(nk_z z)$$

$$B_{zI}^{\omega} = \sum_{p=1}^3 \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=1,3}^{\infty} \frac{nk_z}{k_{mn}} \beta_{\Omega} \cos(\omega t + \frac{2\pi}{3}(p-1)) \cdot \sinh(k_{mn}(y-y_2)) \quad (26)$$

$$\cdot \cos[m(k_x x - \frac{2\pi}{3}(p-1))] \sin(nk_z z)$$

여기서, 계수  $\beta_{\Omega}$ 은 다음과 같다.

$$\beta_{\Omega} = \frac{\mu_0 M_{mn} \sinh(k_{mn} y_c)}{\xi_{\Omega}}$$

$$\xi_{\Omega} = \cosh(k_{mn} y_c) \sinh(k_{mn}(y_c - y_2)) - \cosh(k_{mn}(y_c - y_2)) \sinh(k_{mn} y_c) \quad (27)$$

3.3 전자력

전자력  $\vec{F}$ 는 맥스웰 응력법(Maxwell stress tensor)으로 부터 산정하였다. 공극 자속밀도 분포가 주어질 때  $x, y, z$ 방향에 대한 발생력은 각각 다음과 주어진다.

$$F_x = \frac{1}{\mu_0} \iint B_x B_y dx dz \quad (28)$$

$$F_y = \frac{1}{2\mu_0} \iint (B_y^2 - B_z^2 - B_x^2) dx dz \quad (29)$$

$$F_z = \frac{1}{\mu_0} \iint B_y B_z dx dz \quad (30)$$

여기서,  $F_x$ 는 추력(Thrust),  $F_y$ 는 수직력(Normal force) 이고  $F_z$ 을 횡방향으로 발생하는 힘이다. 2차원 해석의 경우  $B_z$  성분은 고려되지 않는다.

4. 해석 결과 및 검토

영구자석과 전기자 전류에 의한 공극 자속밀도를 산정한 후, 두 자속밀도를 중첩하여 공극에서의 합성 자속밀도를 계

산하였다. 공극 자속 분포 특성으로부터 PMLSM의 추력 및 수직력 특성을 해석하였다. 본 논문에서 제시한 해석 기법을 적용한 해석 결과를 실험치와 비교하기 위하여 PMLSM의 시작기를 그림 11에 나타내었다.

2차원 공간고조파 해석에 의한 공극 자속밀도 분포 특성을 그림 12, 13에 나타내었다. 영구자석에 의한 공극 자속밀도 분포 특성은 실험치와 비교하였다. 실험에서는 시작기의 축방향 길이 중심에서의 자속밀도  $B_y$  성분을 측정하였으며 영구자석 중심에서의 자속밀도 특성은 2차원 해석의 결과와 잘 일치함을 알 수 있다.

2차원 해석에서는  $z$ 축 방향으로의 자화 분포 특성을 고려하지 않으므로  $z$ 축 방향으로의 자속밀도 분포 특성은 해

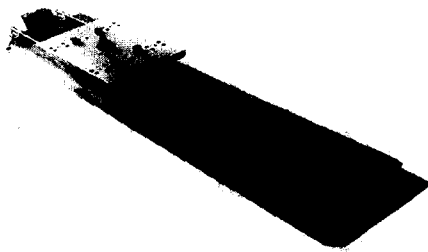


그림 11 슬롯리스 선형 동기전동기  
Fig. 11 Slotless linear synchronous motor

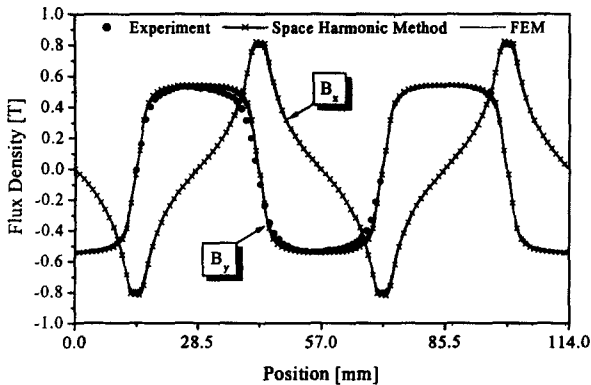


그림 12 영구자석에 의한 공극 자속밀도 분포  
Fig. 12 Flux density distribution by permanent magnet

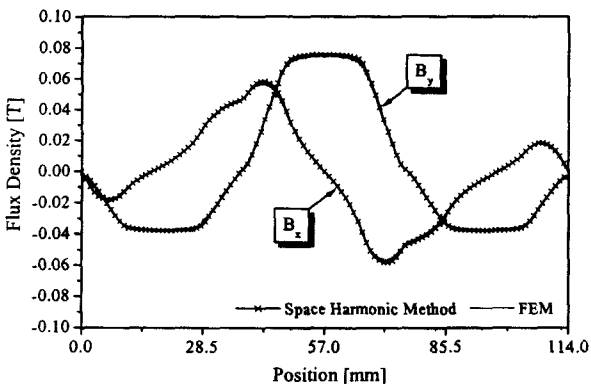


그림 13 전기자 전류에 의한 공극 자속밀도 분포  
Fig. 13 Flux density distribution by armature current

석할 수 없다. 그러나 슬롯리스형 영구자석 전동기의 경우 자기적인 공극이 매우 커 영구자석 양 단부에서의 누설 자속도 크게 발생한다. 즉,  $z$ 축 방향으로의 영구자석 양 단부에서 공극 자속밀도  $B_y$  성분은 감소하게 되고  $B_z$  성분이 존재하게 된다. 2차원 해석에서와 달리 자속밀도 분포는  $z$ 축에 대하여 일정한 값으로 나타나지 않으며 자속밀도  $B_z$  값은 영구자석의 양 끝단에서 크게 나타난다.

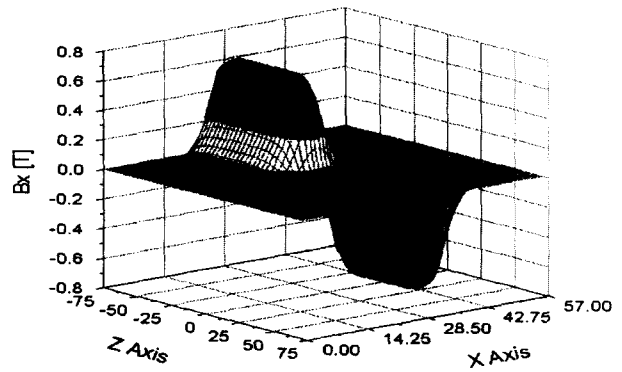


그림 14 영구자석에 의한 자속밀도의 x축 성분  
Fig. 14 X axis component of flux density by permanent magnet

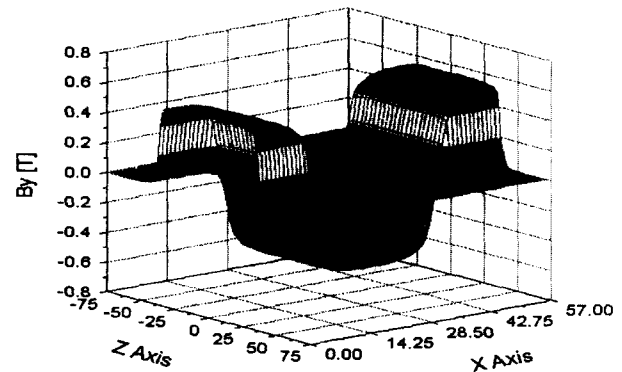


그림 15 영구자석에 의한 자속밀도의 y축 성분  
Fig. 15 Y axis component of flux density by permanent magnet

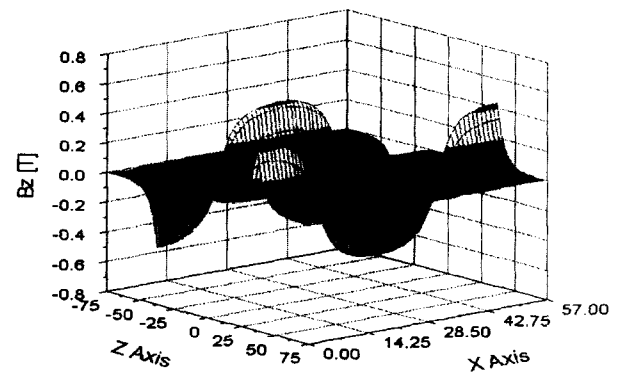


그림 16 영구자석에 의한 자속밀도의 z축 성분  
Fig. 16 Z axis component of flux density by permanent magnet

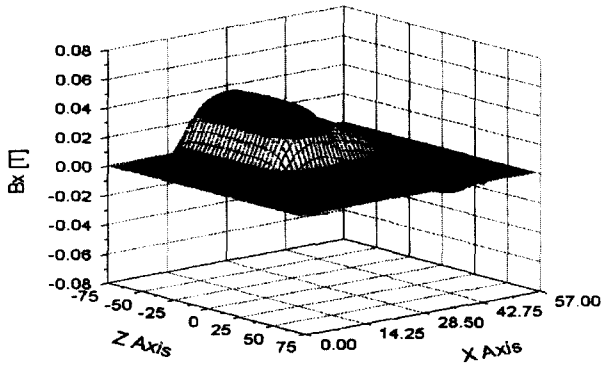


그림 17 전기자 전류에 의한 자속밀도의 x축 성분  
Fig. 17 X axis component of flux density by armature current

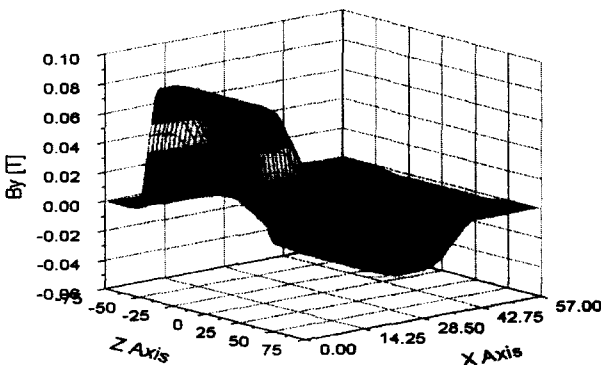


그림 18 전기자 전류에 의한 자속밀도의 y축 성분  
Fig. 18 Y axis component of flux density by armature current

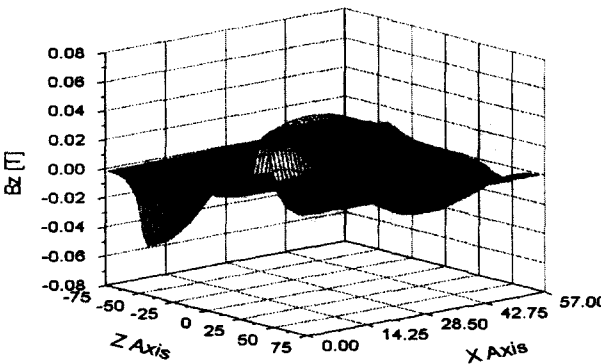


그림 19 전기자 전류에 의한 자속밀도의 z축 성분  
Fig. 19 Z axis component of flux density by armature current

그림 14, 15, 16은 3차원 해석으로 구한 영구자석에 의한 공극 자속밀도 분포의  $x$ ,  $y$ ,  $z$ 축 성분을 각각 나타낸 것이다.  $B_x$ 와  $B_y$ 성분은 영구자석의 양 끝단에서 감소하여 전체적으로 2차원 해석에서 보다 작은 값으로 나타난다. 또한 2차원 해석에서는 볼 수 없던  $B_z$ 성분을 구하였기 때문에 전동기의 추력과 수직력 특성은 2차원 해석 결과와는 조금 다르게 나타난다. 전기자 전류에 의한 자속밀도 분포도 영

구자석에서와 비슷한 양상으로 나타나는데, 그림 17, 18, 19는 3차원 해석으로 구한 전기자 전류에 의한 공극 자속밀도 분포의  $x$ ,  $y$ ,  $z$ 축 성분을 나타낸 것이다.

공극 자속밀도의 분포 특성으로부터 슬롯리스형 PMLSM의 추력과 수직력 특성을 계산하였다. 2차원 공간고조파 해석의 경우 2차원 유한요소 해석의 결과와는 일치하나 실험 결과와는 다소 오차가 발생함을 알 수 있다. 이는 누설 자속의  $z$ 축 성분의 증가로부터 나타난 현상으로 3차원 공간고조파 해석의 결과와 실험치를 비교한 결과, 2차원 해석에 의한 결과보다는 오차가 감소하여 본 논문에서 제시한 해석 방법의 타당성을 입증하였다. 따라서, 공극 자속의  $z$ 축 방향 누설 성분을 무시한 2차원 해석으로 PMLSM의 추력 및 수직력 특성을 정밀하게 해석하기는 곤란하다. 특히, 슬롯리스형 PMLSM과 같이 자기적인 공극이 큰 기기에서 이러한 오차는 무시할 수 없을 만큼 크게 작용하므로 정확한 계산 방법이 요구됨을 알 수 있다. 또한, 영구자석의 축 방향 길이가 짧은 기기일수록 그 오차의 비율은 더 크게 나타나므로 3차원 해석이 더욱 필요하게 된다.

그림 20은 이동자 변위에 따른 추력 특성, 그림 21은 이동자 변위에 따른 수직력 특성을 각각 2차원 해석과 3차원 해석으로 비교하여 나타낸 것이다. 공간고조파법 적용 모델에서 3차원 해석 결과가 2차원 해석 결과보다 대략 추력은 3.26[%], 수직력은 8.2[%] 정도 작게 나타났으며, 실험치와 비교한 결과 2차원 해석에 비해 오차가 많이 감소함을 알 수 있다.

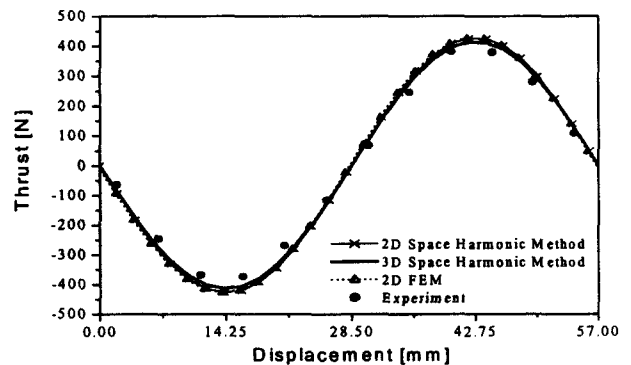


그림 20 이동자 변위에 따른 추력 특성  
Fig. 20 Thrust according to displacement

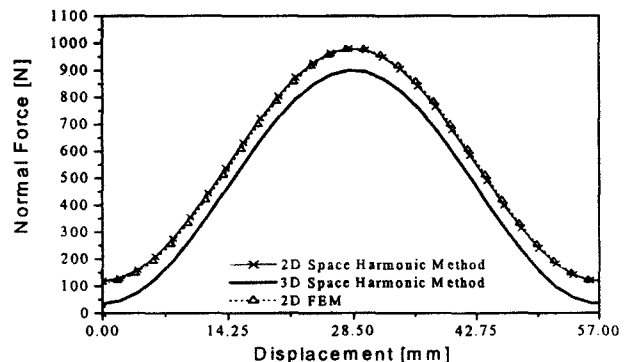


그림 21 이동자 변위에 따른 수직력 특성  
Fig. 21 Normal force according to displacement

### 5. 결 론

본 논문에서는 해석적인 방법으로 슬롯리스형 PMLSM의 자계 및 특성해석을 수행하였다. 해석적인 방법으로 공간고조파법을 적용하여 자계 및 특성해석 결과, 2차원 공간고조파법과 2차원 유한요소 해석의 결과는 잘 일치하여 해석적인 방법에 의한 자계 및 특성 해석법의 타당성을 입증하였다.

자기적인 공극이 매우 큰 슬롯리스형 PMLSM은 해석 영역에서의 누설 자속이 증가하게 된다. 특히 2차원 해석에서 무시하는 z축 방향 누설 자속의 증가에 의해 전동기의 추력 및 수직력 특성은 감소하게 된다. 따라서 본 논문에서는 z축 방향으로 영구자석과 코일 분포를 고려한 3차원 공간고조파법을 제안하였고 공극자속밀도의 분포 특성을 z축 방향의 누설 자속밀도  $B_z$ 를 고려하여 해석하였다. 자계 해석의 결과로부터 특성 해석결과를 2차원 해석 결과 및 실험치와 비교 한 결과 슬롯리스형 PMLSM은 z축 방향의 누설을 고려한 특성해석이 수반되어야 하고 본 논문에서 제시한 3차원 해석 방법의 필요성 및 타당성을 입증하였다.

#### 감사의 글

본 연구는 한국과학재단 지정 창원대학교 공작기계기술연구센터의 지원에 의한 것입니다.

#### 참 고 문 헌

[1] I. Boldea, S. A. Nasar, Linear Motion Electromagnetic Systems, John Wiley and Sons, 1985.  
 [2] Jacek F. Gieras, Zbigniew J. Piech, Linear Synchronous Motors - Transportation and Automation Systems, CRC Press, 2000.  
 [3] 임기채, 우준근, 홍정표, 김규탁, "영구자석 선형 동기전동기의 디텐트력 최소화 기법 연구", 대한전기학회 하계학술대회 논문집 (B), pp. 763-765, 2000.  
 [4] 강규홍, 홍정표, 김규탁, 하근수, 정중기, 임태빈, "공심 코일형 리니어 DC 모터의 설계 및 동특성 해석", 대한전기학회 논문지, 제49권, 3호, pp. 165-171, 2000.  
 [5] 천장성, 급가속용 선형 동기전동기의 특성해석 및 최적설계, 서울대학교 박사학위 논문, 1999.  
 [6] Thomas R. England, "Unique Surface-wound Brushless Servo with Improved Torque Ripple Characteristics", IEEE Trans. on Industry Applications, Vol. 24, No. 6, pp. 972-977, 1988.  
 [7] Ki-Chae Lim, Jung-Pyo Hong, Gyu-Tak Kim, "The Novel Technique Considering Slot Effect by Equivalent Magnetizing Current", IEEE Trans. on Magnetics, Vol. 35, No. 5, pp. 3691-3693, 1999.  
 [8] S. L. Ho, Y. J. Zhang, G. D. Xie, "Two-dimensional Analytical Method to Predict the Electromagnetic Field of Disc-type Permanent Magnet Machines", IEEE Trans. on Electric Machines and Power Systems, Vol. 26, No. 6, pp. 649-658, 1998.

[9] 임달호, 김학련, "등가자기회로방법에 의한 자계해석에 관한 연구" 대한전기학회 논문지, 제42권, 8호, pp. 14-21, 1993.  
 [10] 허진, 3차원 정자계 해석을 위한 등가자기회로방법에 관한 연구, 한양대학교 박사학위 논문, 1998.  
 [11] 차재선, 미분방정식, 경문사, pp. 727-733, 1994.

### 저 자 소 개



#### 이 주 민 (李柱旻)

1974년 9월 2일 생. 1999년 창원대 공대 전기공학과 졸업. 2001년 동 대학원 전기공학과 졸업(석사). 현재 (주)KASCO 기술연구소 연구원  
 Tel : 055-268-3375  
 E-mail : jmlee@kasco21.co.kr



#### 강 규 홍 (姜圭洪)

1967년 11월 5일 생. 1992년 창원대 공대 전기공학과 졸업. 1994년 동 대학원 전기공학과 졸업(석사). 1994년~1998년 LG전자(주) 주임 연구원. 2001년 동 대학원 전기공학과 졸업(공학박). 현재 창원대 공대 BK교수

Tel : 055-279-8044

E-mail : kgh1004@cosmos.changwon.ac.kr



#### 홍 정 표 (洪正杓)

1959년 4월 17일 생. 1983년 한양대 공대 전기공학과 졸업. 1985년 동 대학원 전기공학과 졸업(석사). 1985년~1990년 LG정밀(주) 중앙연구소 주임연구원 1990년~1992년 삼성전기(주) 종합연구소 선임연구원. 1995년 동 대학원 전기공학과 졸업(공학박). 1996년~1996년 한양대 산업 과학연구소 선임연구원. 현재 창원대 공대 전기공학과 조교수

Tel : 055-279-7517

E-mail : jphong@sarim.changwon.ac.kr



#### 김 규 탁 (金奎卓)

1961년 11월 12일 생. 1982년 한양대 공대 전기공학과 졸업. 1984년 동 대학원 전기공학과 졸업(석사). 1991년 동 대학원 전기공학과 졸업(공학박). 현재 창원대 공대 전기공학과 부교수. 1996년~1997년 일본

早稻田大 客員研究員

Tel : 055-279-7515

E-mail : gtkim@sarim.changwon.ac.kr