'88 추계학술대회

'88 — G — 2

공간 고조파를 고려한 L.I.M.의특성해석에 관한 연구

임 달 호　김 규 탁　김 윤 현°
(한 양 대 학 교)

A study on the characteristics analysis of L.I.M. considering space harmonics

Dal-Ho Lim, Gyu-Tak Kim, Youn-Hyun Kim°
(Hanyang Univ.)

Abstruct

Until now to analysis of LIM first winding current distribution is assumed to be finite sinusoidal current. But this method have demerits to learn the difference of LIM's characteristics which is produced by difference of winding method. So in this paper amodel of which period is the length core and air gap mmf of this winding current developed to fourier series, then mmf which contain air gap mmf is obtained this mmf is transformd to current sheet and the analysis result which are obtained by using sinusoidal first current and proposed method are compared.

I. 서론

선형 유도전동기는 일반 회전형 전동기를 축 방향으로 잘라 전개하여 회전자를 알루미늄등의 비자성도체 판으로 대치시켜 이동자를 구성한 형태로 3상 및 2상 여자 방식에 의하여 공극의 이동자계를 발생시키며 이 공극 자속과 2 차측에 유기된 와전류에 의하여 추력을 발생하는 전동기이다. 또한 일차측의 권선 방식도 일반회전형 기기 에서 처럼 2 층권으로 하는 것이 보편적이나 선형전동기의 구조적인 특징으로 인해 끝부분이 Half-filled 가 되어 양단부분의 자극의 세기가 미약하게 된다. 이를 보정하는 방법으로는 1 차측 철심끝에 보조 슬롯을 설치하여 보상권선을 시행하거나 양단부의 한극분에 대해서는 코일 피치를 무시하고 권선을 시행하는 방법, Gramming 권선법등 여러 방법이 이용되고 있다. 한편 선형전동기의 특성해석에는 전자장이론을 기초로 하여 해석하는 것이 일반적이다. 이경우 먼저 해석영역을 설정하고 해석 영역내의 물리적인 현상을 지배하는 방정식을 유도하여 경계조건을 대입하여 풂으로서 기기의 특성을 해석하고 있다.

이와 같이 지배방정식을 푸는 방법으로는 변수 분리법이나 fourier 급수등을 이용한 해석적인 방법을 이용하면 해석적인 형상이 복잡한 경우 경계조건의 산정이 매우 어려워 입력전류를 current sheet로 가정하여 해석하고 있는 실정이다. 이 경우 위에서 언급한 바와 같이 권선 방식에 따라 공극에 형성된 기자력분포가 상이하게 되나 이를 일률적으로 current sheet로 취급하여 해석하면 여러 문제점이 발생하게 되며 권선방식에 따른 특성차등을 규명하기 어렵다.

따라서 본 연구에서는 권선방식이 전동기의 특성에 미치는 영향을 규명하고자 권선 전류에 의해 발생한 공극기자력 분포를 fourier급수로 변환하여 이로 부터 등가표면전류를 도출하여 제반특성을 해석하므로서 권선방식이 선형전동기의 제반특성에 미치는 영향을 규명하였다.

II. 권선 방식에 따른 기자력 분포

회전형 유도 전동기에서 1차기자력은 정현적으로 분포하므로 1차권선의 전류 분포를 등가적인 표면전류로 취급하여 제반특성을 해석하여도 큰 오차는 발생 하지 않는다. 그러나 선형유도 전동기처럼 1차측의 길이가 유한한 경우 그림(1-a)에서 보는 바와 같이 유한 길이의 정현파 진행기자력 f(x,t)에 대응하는 1차표면전류 j (x,t)는 j (x,t) = −∂f(x,t)/∂x 의 과계로 부터 그림(1-b)에 나타낸 것 처럼 양단부에있어서의 기자력의 급격한 변화에 대응 되는 피크치가 발생한다. 또 이 양단 피크전류는 전원 주파수로 변동하고, 전체길이에 있어서 일정한크기로 교번하는 기자력을 발생시켜 항상 총기자력은 정현 파형으로 유지한다. 한편 그림 (1-d)의 유한길이의 정현파 표면전류를 고려해 보면 이 1차 표면전류분포는 그림 (1-b)의 분포에 양단의 피크전류를 상쇄시키는 전류가 존재한다고 볼 수있으므로 이에 대응되는 기자력은 유한길이의 정현파 기자력분포에 교번하는 기자력이 중첩되며, 양단부에서 기자력이 영이 된다. 따라서 양단부의 자극의 세기가 미약하게 되므로 이를 보정하기 위한 여러가지 권선법이 제안되고 있다.

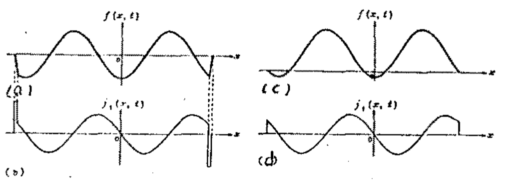


그림 (1) 기자력과 표면전류와의 관계

그러므로 권선방식에따른 기자력의 분포를 고찰하기 위하여 그림 (2),(3),(4)의 권선을 예로 들어보았다. 그림 (2)는 일반적으로 가정하는 유한길이 정현파 표면전류에 가장 근접된 권선 방식으로 기자력의 시간적 변화를 나타내었다. 그림에서 단층권선에 의한 기자력분포는 정현적으로 이동하는 성분과 교번하는 성분이 중첩되고 있음을 알 수 있다. 그림(3)은 양단부에서의 자극의 세기를 보정하기 위하여 단부의 코일피치를 달리한 경우로 그림(1-a)와같은 정현파 기자력을 갖는 모델이다. 따라서 이 권선 방식에서는 일차철심 양단에 시행된 권선의기자력이 그림(2)의 모델의 교번 기자력을 서로 상쇄시켜 전체기자력은 정현적인 변화를 한다.즉 철심 양단에 시행된 권선 전류가 그림 (1-d)에 나타낸 상쇄 피크전류로 단층권선에서와 같은 교번기자력은 발생하지 않는다.

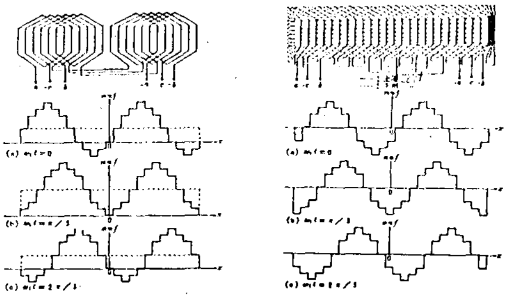


그림 (2),(3) 단층권과 이층권 기자력 분포

그림 (4)은 LIM의 권선 방식중 가장 보편적인 보상권선이 없는 이층권 권선 방식으로 양쪽의 단층부에서의 기자력 분포는 불규칙한 변화를 하고 이층부에서는 그림 (3)의 권선과 같은 분포를 하며 정현파 진행 기자력을 형성한다. 이상에서와 같이 권선방식에 따라 기자력 분포가 상이하므로 일률적인 정현파 표면전류로 취급할 수 없다.

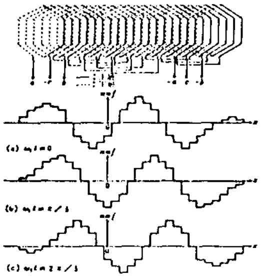


그림 (4) 일반적인 권선과 기자력 분포

III. 해석모델 및 특성 계산

III-1. 해석모델의 등가표면전류밀도

그림 (5)에 6극 21 슬롯 3상 선형 유도전동기의 권선도와 a상 기자력 분포를 나타내었다. 본 해석모델은 주기를 $2L_1$로하고 사선의 방형 기자력이 모든기자력의 기본이 되어 모타의 중심을 진행방향의 원점으로 가정하여 x좌표에 대해 furier 급수 전개하였다. 먼저 사선부분을 전개하면

$$F_{a,p_1}(x) = N i_a \Big[\frac{\tau}{2L_1} + \frac{2}{\pi}\sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n} \sin \frac{\pi}{\tau_n}\frac{\tau}{2} \cdot \cos \frac{\pi}{\tau_n}\Big\{x + \frac{\tau}{2} + \frac{(P-2)\tau}{2} - \frac{m-1}{m}\frac{\tau}{2}\Big\}\Big] \qquad (1)$$

이다. 여기서 $\tau_n = \frac{L_1}{n}$ 은 제n공간고조파 대한 등가 극 간격이다.
따라서 a상 권선에 의한 전체 기자력은 다음과 같다

$$F_a(x) = -N i_a \frac{4}{\pi}\sum_{n=1}^{\infty}\frac{1}{n} K_{wn} \sin \frac{\pi}{\tau_n}\frac{\tau}{2} \frac{\sin P \cdot \frac{\pi}{\tau_n}\frac{\tau}{2}}{\sin 2 \frac{\pi}{\tau_n}\frac{\tau}{2}} \cdot \sin \frac{\pi}{\tau_n}\Big\{x + \frac{m-1}{m}\frac{\tau}{2}\Big\} \qquad (2)$$

같은 방법으로 b상 c상에 대하여 퓨리에 급수를 전개하여 3상 합성기자력을 $F(x,t)$를 유도하면

$$F_1(x,t) = \frac{2\sqrt{2}}{\pi} N I m \sum_{n=1}^{\infty} K_{wn} K_{Lpn} \Big[\frac{\sin \frac{\pi}{2}\left(\frac{\tau}{\tau_n}-1\right)}{m \sin \frac{\pi}{2m}\left(\frac{\tau}{\tau_n}-1\right)} \cdot \cos\left(\omega t - \frac{\pi}{\tau_n}x\right) - \frac{\sin \frac{\pi}{2}\left(\frac{\tau}{\tau_n}+1\right)}{m \sin \frac{\pi}{2m}\left(\frac{\tau}{\tau_n}+1\right)} \cdot \cos\left(\omega t + \frac{\pi}{\tau_n}x\right) \Big] \qquad (3)$$

$$K_{wn} = \sin \frac{\pi}{\tau_n}\frac{\tau}{2} \quad K_{Lpn} = \sin \frac{\pi}{\tau_n}\frac{\tau}{2} \frac{\sin P \frac{\pi}{\tau_n}\frac{\tau}{2}}{\sin 2 \frac{\pi}{\tau_n}\frac{\tau}{2}}$$

이다.
그러므로 식 (3)의 합성기자력을 발생한기 위한 등가 표면전류는 $j(x,t) = -\partial F(x,t)/\partial x$의 관계로부터 다음과 같이 유도 된다.

$$\bar{j}_1(x,t) = \sum_{n=1}^{\infty}\left(J_{mfn} e^{j(\pi/\tau_n)(V_n t - x)} + J_{mbn} e^{j(\pi/\tau_n)(V_n t + x)}\right) \qquad (4)$$

단 $J_{mfn} = \frac{\pi}{\tau_n}\frac{2\sqrt{2}}{\pi n} N I m K_{wn} K_{Lfn}$

$J_{mbn} = \frac{\pi}{\tau_n}\frac{2}{\pi}\frac{\sqrt{2}}{n} N I m K_{wn} K_{Lbn}$

I ; 1차 상전류의 실효치

m ; 상수

$$\left.\begin{matrix} K_{Lfn} \\ K_{Lbn} \end{matrix}\right\} = K_{Lpn} \frac{\sin \frac{\pi}{2}\left(\frac{\tau}{\tau_n} \mp 1\right)}{m \sin \frac{\pi}{2m}\left(\frac{\tau}{\tau_n} \mp 1\right)}$$

III-2. 적용이론 및 특성 방정식

그림 (6)은 식 (4)의 등가 표면전류의 제 n조파 성분에 대한 해석모델로서 공극 자속밀도를 비롯한 제반 특성을 해석하기 위하여 다음과 같은 가정을 두었다.

1. 모든 계변수는 시간에 대하여 정현적으로 변한다.
2. 일차철심의 부자율은 무한대이다.
3. 이차도체판의 표피효과는 무시하며 이차측은 x축 방향으로만 진행한다.
4. 공극자속은 y방향성분만고려하며 누설은 무시한다.

이상과 같은 가정하에서 Maxwell의 전자 방정식을 해석모델에 적용하여 제 n 조파 등가표면전류에 의해 발생한 공극자속밀도에 관한 지배방정식은 다음과 같다.

$$\frac{\partial B_n}{\partial x} - \mu_0\sigma\frac{d}{g}V\frac{\partial B_n}{\partial x} - j\omega\mu_0\sigma\frac{d}{g}B_n = -j\frac{\mu_0}{g}\frac{\pi}{\tau_n}J_1 \qquad (5)$$

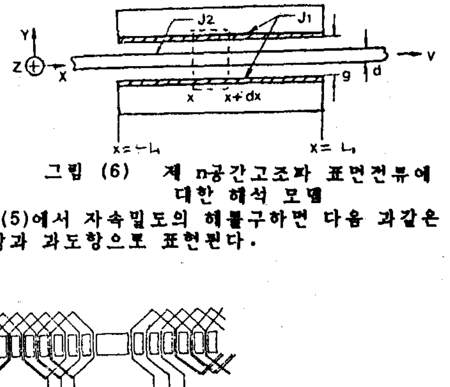


그림 (6) 제 n공간고조파 표면전류에 대한 해석 모델

식 (5)에서 자속밀도의 해를구하면 다음 과같은 정상항과 과도항으로 표현된다.

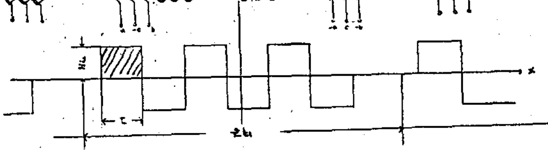


그림 (5) 해석 모델

$$B_{nu}=A_n e^{j\omega t}e^{\lambda_1 x}+B_n e^{j\omega t}e^{\lambda_2 x}+B_{mfn}e^{j(\omega t-\frac{\pi}{\tau_n}x)}+B_{mbn}e^{j(\omega t+\frac{\pi}{\tau_n}x)}$$

$$|x|\leq L_1 \quad (6)$$

$$B_{n\,entry}=C_n e^{j\omega t}e^{\lambda_1 x} \quad x\leq -L_1 \quad (7) \qquad B_{n\,exit}=D_n e^{j\omega t}e^{\lambda_2 x} \quad x\geq L_1 \quad (8)$$

단 $B_{mfn}=\dfrac{j\mu_0 J_{mfn}}{g(\frac{\pi}{\tau_n}+j\mu_0\sigma\frac{d}{g}S_n\omega\frac{\tau_n}{\pi})}$ $\quad B_{mbn}=\dfrac{-j\mu_0 J_{mbn}}{g(\frac{\pi}{\tau_n}+j\mu_0\sigma\frac{d}{g}(2-S_n)\omega\frac{\tau_n}{\pi})}$

$$\lambda_1=\frac{a}{2}\left[1+\sqrt{\frac{1+b}{2}}\right]+j\frac{a}{2}\sqrt{\frac{b-1}{2}}$$

$$\lambda_2=\frac{a}{2}\left[1-\sqrt{\frac{1+b}{2}}\right]-j\frac{a}{2}\sqrt{\frac{b-1}{2}}$$

$$a=\mu_0\sigma V d/g \qquad S_n=V_{sn}-V/V_{sn}$$

$$b=\sqrt{1+\left(\frac{4g\omega}{\mu_0\sigma d V^2}\right)^2} \qquad ;\ n\text{조파의 slip}$$

여기서 λ_1, λ_2 는 자기회로의 불연속으로 입구단 및 출구단에서 발생하는 공극자계의 진행파 반사파의 물리 정수 이다.

윗식의 상수값들을 결정하기 위한 경계조건으로는 자속밀도 및 전류의 연속조건으로 부터 다음과 같이 주어진다.

$$B_{nu}|_{x=-L_1}=B_{n\,entry}|_{x=-L_1} \quad (9)$$

$$B_{nu}|_{x=L_1}=B_{n\,exit}|_{x=L_1} \quad (10)$$

$$\left(\frac{\partial B_{nu}}{\partial x}\right)\Big|_{x=-L_1}=\left(\frac{\partial B_{n\,entry}}{\partial x}\right)\Big|_{x=-L_1} \quad (11)$$

$$\left(\frac{\partial B_{nu}}{\partial x}\right)\Big|_{x=L_1}=\left(\frac{\partial B_{n\,exit}}{\partial x}\right)\Big|_{x=L_1} \quad (12)$$

위 경계조건으로 구한 각고조파의 상수값은

$$A_n=\frac{-(\lambda_2+j\frac{\pi}{\tau_n})}{\lambda_2-\lambda_1}B_{mfn}e^{j\frac{\pi}{\tau_n}L_1}e^{-\lambda_1 L_1}-\frac{\lambda_2-j\frac{\pi}{\tau_n}}{\lambda_2-\lambda_1}B_{mbn}e^{-\lambda_1 L_1}e^{j\frac{\pi}{\tau_n}L_1}$$

$$B_n=\frac{\lambda_1+j\frac{\pi}{\tau_n}}{\lambda_2-\lambda_1}B_{mfn}e^{\lambda_2 L_1}e^{j\frac{\pi}{\tau_n}L_1}+\frac{\lambda_1-j\frac{\pi}{\tau_n}}{\lambda_2-\lambda_1}B_{mbn}e^{\lambda_2 L_1}e^{-j\frac{\pi}{\tau_n}L_1}$$

$$C_n=\left(\frac{\lambda_2+j\frac{\pi}{\tau_n}}{\lambda_2-\lambda_1}\right)B_{mfn}e^{-\frac{\pi}{\tau_n}L_1}e^{-\lambda_1 L_1}\left[e^{2\lambda_1 L_1}e^{-j2\frac{\pi}{\tau_n}L_1}-1\right]$$

$$+\left(\frac{\lambda_2-j\frac{\pi}{\tau_n}}{\lambda_2-\lambda_1}\right)B_{mbn}e^{-\lambda_1 L_1}e^{j\frac{\pi}{\tau_n}L_1}\left[e^{2\lambda_1 L_1}e^{-j2\frac{\pi}{\tau_n}}-1\right]$$

$$D_n=\left(\frac{\lambda_1+j\frac{\pi}{\tau_n}}{\lambda_2-\lambda_1}\right)B_{mfn}e^{\lambda_2 L_1}e^{j\frac{\pi}{\tau_n}L_1}\left[1-e^{-2\lambda_2 L_1}e^{-j2\frac{\pi}{\tau_n}L_1}\right]$$

$$+\left(\frac{\lambda_1-j\frac{\pi}{\tau_n}}{\lambda_2-\lambda_1}\right)B_{mbn}e^{\lambda_2 L_1}e^{-j\frac{\pi}{\tau_n}L_1}\left[1-e^{-2\lambda_2 L_1}e^{j2\frac{\pi}{\tau_n}L_1}\right]$$

한편 발생출력 F_x 는 로렌츠의 힘방정식으로 유도하면 다음과 같다.

$$F_x=\frac{1}{2}D\int_{-L_1}^{L_1}\mathrm{Re}(J^*B)\,dx$$

IV 해석 결과 및 검토

그림 (7)은 시간 변화에 따른 기자력 분포특성으로 wt를 0 에서 부터 까지 변화시킨 경우 이다. wt의 변화에 관계없이 양단부에서의 기자력은 항상 0 이다. 이는 유한 길이의 정현파 기자력과 단층권선이 만든 기자력이 단부에서 중첩되기 때문이다. wt가 0 및 π 인 경우 양단부의 기자력이 중심부 기자력의 약 1/2 이므로 단부에서의 자극의 세기는 미약하나 wt 가 $\frac{\pi}{3}$ 또는 $2\pi/3$ 인 경우는 중앙부의 일정 기자력보다 오히려 증가하는 현상이 발생하다. 즉 양단부에서의 자극의 세기는 불규칙하게 변화하며 이는 일반 회전기에서는 발생하지 않는 선형 전동기 만의 특이한 현상으로 일차권선이 공간적으로 불연속이 되며 또 단부의 단층권이 불규칙적인 기자력을 발생시키기 때문이다.

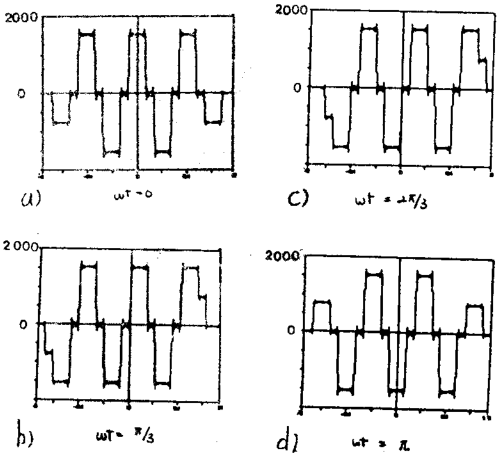


그림 (7) 시간 변화에 따른 기자력 분포

그림 8은 fourier 급수로 변환된 등가 표면 전류가 발생한 공극자속밀도의 공간고조파별 최대치를 도시한 것으로서 본 해석모델의 기본파인 3조파는 0.105 (T) 로 나타났다. 자속 분포의 외형에 가장 큰 영향을 미치는 공간 고조파는 4조파이며 그 이상의 공간고조파는 거의 영향을 미치지 않는다. 4조파의 최대치가 6극기의 기본파인 3조파의 86.8 %로 나타나 공극자속은 기본파외에 많은 고조파를포함 하게 된다. 이는 매극매상당 슬롯수가 본 해석 모델에서는 1 이기 때문에 기자력이 계단파형으로 분포하기 때문이며 매극 매상당 슬롯수를 크게 증가시키면 3조파 이외의공간고조파는 크게 감소하리라 사료된다. 또한 그림 b 의 반사파는 진행파에 비해 매우 작으므로 공극자속 분포에는 별 영향을 미치지 않는다.

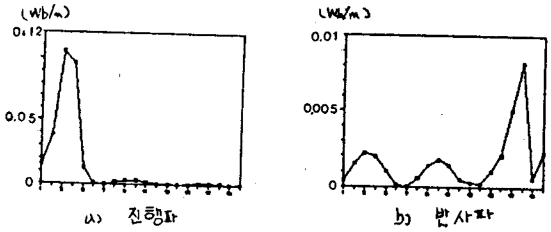


그림 (8) 공간 고조파의 진행파와 반사파

그림 9(a)는 본 해석모델에 있어서의 slip변화에 따른 공극자속밀도의 최대치를 공간적으로 나타낸 것으로 slip이 증가 할수록 이차측에 유기된 와전류에 의해 공극자속은 감소한다. s = 0.1 인 경우 입구단 부근의 자속은 0.3 이나 0.5 보다 적게 나타났다. 이는 s = 0.1 에서 end effect 가 가장 크게 발생하기 때문이다. 일반적으로 end effect로 인하여 출구단쪽으로 자속이 치우치게 되나 출구단에서는 반사파의 영향으로 오히려 감소하게 된다. 한편 end effect 가 저속 및 고속에서 기기의 특성에 미치는 영향을 규명하기 위하여 6극기로 설계된 21 슬롯 전동기의 코일변 단자의 결선을 바꿔 2극기로 한 경우의 공극자속 분포를 그림 (b) 에 나타내었다. 곡선 a는 current로 취급한 경우의 자속밀도분포이며 곡선 b 는 본 논문에서 제안한 공간 고조파 표면 전류에 의해 해석한 결과이며 c는 2 극기의 공극자속밀도분포 곡선이다. 그림에서 알 수 있는 바와 같이 고속인 2 극기가 6 극기보다 end effct 의 영향이 출구단쪽으로 자속이 치우침이 심하여 평균치도 6극기의 70 % 에 불과하다.

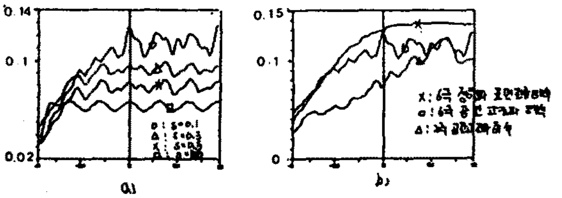
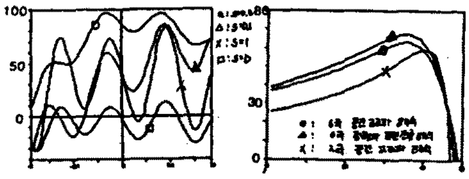


그림 (9) 슬립 변화에 따른 공극 자속밀도 분포

그림 10은 slip 변화에 따른 추력 특성을 도시한 것으로 그림 a 는 추력밀도의 공간적인 분포도로 slip 0인 경우를 제외하곤 출구단에서의 발생추력이 입구단부의 추력보다 크며 전동기 중심부의 추력밀도가 그 인접부분보다 작게 나타났다. 한편 s = 0 인 경우는 출구단 쪽으로 집중현상은 볼 수 없으나 부 추력을 발생하는 영역이 정 추력보다 많아 전체적으로는 2 차축 진행방향과 반대방향으로의 drag force 가 발생한다. 그림 b 에서는 6극기와 2극기의 발생추력 곡선으로서 최대추력을 발생하는 slip은 2극기가 6극기보다 작은 slip이며 또한 그 최대치가 6극기의 82 % 에 불과하다.



a) 추력 밀도의 공간적 분포　　b) 슬립 변화에 따른 추력

그림 (10) 슬립 변화에 따른 추력 특성

결론

변수 분리법이나 fourier변환법에 의해 선형유도전동기의 제반특성을 해석하는 경우 그 입력 전류를 current sheet 로 치환하여 해석하므로 1 차권선의 권선방식에 따른 특성변화를 파악할 수 없다. 따라서 본 연구에서는 1 차권선에 의해 형성된 공극기자력 분포를 fourier급수로 변환하여 고조파를 포함하는 등가 표면전류로 특성을 해석하였다.
앞으로 end effect 를 줄이기 위한 권선법, slot 의 영향, 횡방향 edge effect 등을 고려하여 본 방법을 적용하면 정도 높은 해석이 가능하리라 본다.

* 참 고 문 헌 *

1. 임 달호, 장 석명 " 단부 효과를 고려한 LIM의 동작 특성 해석 " 전기 학회 논문지 Vol 36, No 4, pp 240 - pp 251 1987
2. S.A.Nasar , I.Boldea " Linear Motion Electric Machine " John wiley Sons 1976
3. S.Yamamura " Theory of Linear Induction Motors " John wiley Sons 1979
4. S. Nonaka , M. Matsusaki " Analysis of performance characteristics of various primary windings " JIEE, Vol 99,No 6, pp 47-52 1979