ISSN (Print) 1598-5385
ISSN (Online) 2233-6648
≪연구논문≫ Journal of the Korean Magnetics Society 25(2), 58-65 (2015) http://dx.doi.org/10.4283/JKMS.2015.25.2.058

Characteristic Analysis of Double sided Slotless Halbach Array Permanent Magnet Linear Generator with Three Phases Concentrated Winding of Cored Type by using Analytical Method

Sung-Won Seo and Jang-Young Choi*
Department of Electrical Engineering, Chungnam National University, Daejeon 305-764, Korea

Keyyong Hong and Kyong-Hwan Kim
Offshore Plant Research Division, Korea Research Institute of Ships & Ocean Engineering, Daejeon 305-343, Korea

(Received 2 March 2015, Received in final form 9 April 2015, Accepted 9 April 2015)

This paper deals with the generating characteristic analysis of permanent magnet linear generator (PMLG) with double-sided Halbach magnet array mover and three phases concentrated stator windings by using analytical method. On the basis of a magnetic vector potential and Maxwell's equations, governing equations are obtained, and magnetization modeling for Halbach magnet array is performed analytically by using the Fourier series. And then, we obtain electrical parameters such as back-EMF constant, resistance, and coil inductance based on magnetic field calculations. Finally, analytical results for generating performance are confirmed by comparing with finite element analysis results.

Keywords : Halbach array, generating performance characteristic, linear generator, finite element analysis

해석적 방법을 이용한 3상 집중권 권선을 갖는 양측식 슬롯리스 고정자 Halbach 배열 영구자석 선형 발전기의 특성해석

서성원 · 최장영*
충남대학교 전기공학과, 대전시 유성구 대학로 99, 305-764

홍기용 · 김경환
선박해양 플랜트 연구소, 대전시 유성구 유성대로 1312, 305-343

(2015년 3월 2일 받음, 2015년 4월 9일 최종수정본 받음, 2015년 4월 9일 게재확정)

본 논문은 양측식 슬롯리스 고정자 할박 배열 영구자석 선형 발전기의 발전특성해석을 하였다. 자기 벡터자위와 맥스웰 방정식 이용하여 지배방정식을 도출하고, 특히 영구자석 자화와 고정자 권선의 전류밀도 분포는 무한 푸리에 급수을 이용하여 모델링 하였다. 도출된 지배방정식으로부터, 영구자석 및 고정자 권선에 의한 자계 특성식과 역기전력, 저항, 인덕턴스와 같은 회로정수를 도출 하였다. 발전 특성 해석 결과는 유한요소 해석법과 비교하여 매우 잘 부합함을 확인함으로 그 타당성이 검증되었다.

주제어 : 할박 배열 , 발전 특성 해석, 선형 발전기, 유한요소해석법

I. 서 론

환경오염 및 에너지 고갈 문제로 현대 산업에서는 다양한 신재생에너지의 개발과 연구에 대한 요구가 증가하고 있는 추세이다. 이에 따라 전기에너지에 대한 필요성이 증가하였고, 특히 운동 에너지를 흡수하고 그 에너지를 전기에너지로 변환해 주는 발전기에 대한 연구가 활발히 진행 중이다. 이 중 영구자석을 이용한 발전기는 스스로 자력을 발생시켜 별도의 전원공급이 필요 없고, 고장과 유지 보수 문제가 적은 장점이 있다. 또한, 최근 높은 자기에너지 밀도를 갖는 희토류계 자석의 사용으로 영구자석 발전기는 계자 권선을 영구자석으

© The Korean Magnetics Society. All rights reserved.
*Corresponding author: Tel: +82-42-821-7610,
Fax: +82-42-822-4933, e-mail: choi_jy@cnu.ac.kr

로 대체할 수 있게 되어 소형화 및 경량화가 가능해지고 보다 높은 효율을 얻을 수 있게 되었다[1]. 이러한 장점을 이용하여 영구자석 기기는 공작기계, 하이브리드 자동차 등 고속, 높은 효율, 높은 출력을 필요로 하는 초소형 및 대형 기기들에 다양하게 사용된다. 이러한 선형 발전기의 영구자석 배열은 수직배열과 할박 배열이 있으며, 할박 배열은 1970년도에 독일의 클라우스 할박에 의해 제안 된 배열법으로 수직배열과 비교하여 약 1.4배의 공극자속밀도가 크고 그 파형 또한 더 정현적이다. 높은 공극자속밀도는 단위체적당 기기의 출력을 증가시켜 기기의 사이즈를 줄일 수 있으며 정현적인 자속밀도의 파형으로부터 정현적인 역기전력을 얻을 수 있다. 이러한 할박 배열의 사용은 영구자석 기기의 출력밀도를 높일 수 있고, 발전기의 사이즈가 작아진다는 장점 또한 제공한다[2-4].

본 논문에서는 해석적 방법을 이용하여 양측식 영구자석 선형 발전기의 특성해석에 대해 다룬다. 영구자석 발전기의 특성 해석에는 수치해석법의 한 종류인 유한요소 해석법과 공간고조파법과 같은 해석적 방법이 있다. 유한요소법은 높은 신뢰성을 보여주며 상용 소프트웨어의 발전으로 사용에 편리함을 갖지만 초기 설계와 같이 다양한 설계 변수에 따른 결과를 해석하는데 어려움이 있다. 반면에 해석적 방법은 우수한 정확도를 가지고 수초의 해석시간으로 해석이 가능하여 필요에 따라 설계 변수를 변경하여 해석이 가능하다. 따라서 본 논문은 해석적 방법을 이용하여 할박 배열 영구자석을 갖는 선형 발전기를 해석적 방법을 이용하여 특성해석하였고 유한요소법을 통한 신뢰성을 검증하였다. 먼저, 2차원 직각좌표계 및 푸리에 급수를 이용하여 영구자석의 자화를 수학적으로 표현하였다. 해석 모델의 각 영역별 지배방정식을 유도하여 각 영역의 자기벡터 퍼텐셜과 경계조건을 이용하여 자속밀도 해석 해를 도출하여 하였다. 이 과정으로 얻어진 해석 해를 이용하여 정현적인 속도입력에 의해 유기되는 유도기전력 특성식을 유도하였다. 동일한 과정으로 코일에 의한 전기자 반작용 자계분포를 해석한 후, 인덕턴스, 저항 등의 회로정수를 얻었다. 이 과정에서 얻어진 결과는 유한요소 상용 소프트웨어의 2차원 해석결과와 비교함으로써 해석적 방법의 신뢰성과 정확성을 검증하였다.

II. 영구자석에 의한 자계분포 특성 해석

1. 해석 모델

본 논문에서는 Fig. 1(a)와 같이 선형 발전기의 슬롯리스 타입 구조를 보여준다. 이동자 철심이 양측의 할박 배열로 구성된 영구자석을 사이로 발전을 하는 형태이다. 슬롯리스 타입은 에너지밀도가 높다는 장점과 짧은 유효 공극을 가지고

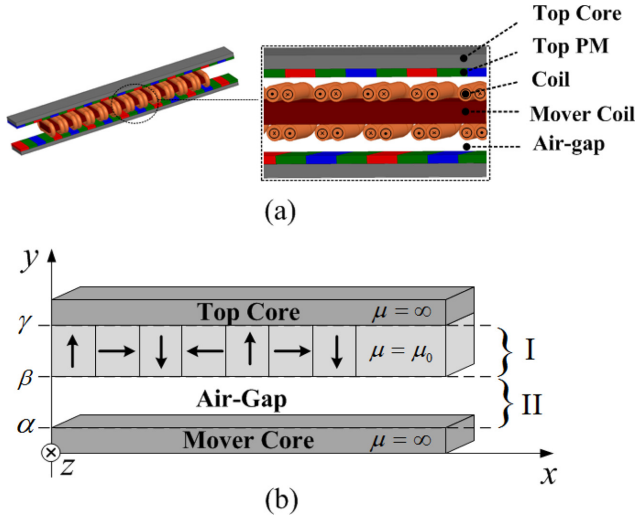

Fig. 1. (Color online) (a) Structure of linear generator slotless type (b) Analytical model for air-gap magnetic field distribution.

있다. 또한 치/슬롯 구조가 없어 디텐트력과 이동자-고정자 사이의 흡입력이 거의 없다. Fig. 1의 (b)는 영구자석에 의한 공극 자속밀도 분포를 보이기 위한 해석 모델로써 각 영역별로 분리하였고 보는 바와 같이 영구자석 배열에 따른 자화의 방향을 보여준다. 특히 할박 배열은 수평방향 자화 성분을 가지고 있다. 양층식 영구자석 선형 발전기는 이동자 철심을 중심으로 상하 대칭적인 구조를 가지고 있으므로 이동자 철심의 중심으로부터 상측 영역만 해석하고 이후 역기전력 해석 시 하측영역을 고려할 수 있으므로 간단한 해석 모델을 가진다.

2. 자화 모델링

Fig. 1의 해석 모델의 각 영역은 상측 영구자석 I영역, 공극 II영역으로 구분하였다. 이동자 철심의 중심을 영점으로 잡고 상측 철심의 표면까지 각 영역의 경계 거리를 각각 α, β, γ로 나타내었다. 또한 자석의 투자율은 공기와 같고 이동자 코어와 상측 코어는 무한대와 같다고 가정하였다. Fig. 2는 할박 배열 영구자석의 자화모델링을 보여준다. Fig. 2의 M_{xn}과 M_{yn}는 수평 방향과 수직 방향의 자화 성분을 나타내고,

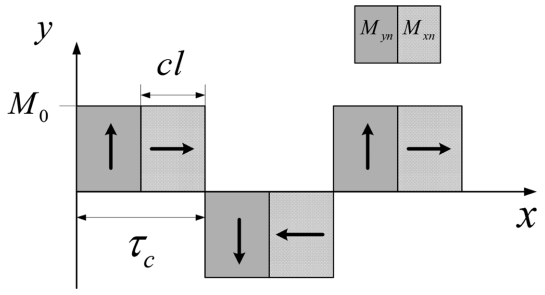

Fig. 2. Magnetization modeling of Halbach arrangement magnetic.

방향에 따라 x축을 기준으로 모델링하였다. 할박 배열 영구자석의 자화모델링을 하기 위해 푸리에 급수를 이용하여 나타낸다. 할박 배열의 자화모델링과 푸리에 전개 과정은 각각 식(1)과 식(2a), (2b)로 표현된다.

$$\mathbf{M} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} (M_{xn}\mathbf{i_x} + M_{yn}\mathbf{i_y})e^{-jk_n x} \tag{1}$$

$$M_{yn} = \frac{M_0}{jn\pi}(e^{jk_n cl} - 1) \tag{2a}$$

$$M_{xn} = \frac{M_0}{jn\pi}(e^{jk_n 2cl} - e^{jk_n cl}) \tag{2b}$$

$\mathbf{i_x}$와 $\mathbf{i_y}$는 x 방향과 y 방향의 단위벡터, n은 n차 공간고조파 성분을 의미한다. cl은 영구자석 면적, k_n은 $n\pi/\tau$로 공간고조파 계수를 나타낸다.

3. 무부하 자계

할박 배열의 영구자석 무부하 자계 해석을 위한 자계 특성식은 먼저 맥스웰 방정식에 의해 구할 수 있다. 자속밀도 $\mathbf{B}$에 관한 식은 $\mathbf{B} = \mu_0(\mathbf{H} + \mathbf{M})$로 나타낼 수 있는데 외부 자계에 의한 유도자화성분은 무시 할 수 있다고 가정하고 양변에 curl을 취하면 $\mathbf{H}$항이 $\nabla \times \mathbf{B} = \nabla \times \mu_0\mathbf{M}$와 같이 정리된다. 또한 자기벡터포텐셜 $\mathbf{A}$의 정의 $\mathbf{B} \equiv \nabla \times \mathbf{A}$를 이용하여 지배방정식을 유도하였다. μ_0는 진공중의 투자율로 $4\pi \times 10^{-4}$ H/m의 값을 갖는다. 자속밀도 $\mathbf{B}$의 양변에 curl을 취하고 쿨롱게이지 $\nabla \bullet \mathbf{A} = 0$과 벡터 삼중곱에 관한 항등식 $\nabla \times \nabla \times \mathbf{A} = \nabla(\nabla \bullet \mathbf{A}) - \nabla^2\mathbf{A}$을 이용하면 식(3)과 같은 지배방정식을 유도할 수 있다.

$$\nabla \times \mathbf{B} = -\nabla^2\mathbf{A} \tag{3}$$

앞서 말한 $\mathbf{H}$항이 소거된 정리와 식(3)을 결합하면 영구자석 영역 및 공극 영역에서의 지배방정식을 얻어낼 수 있다. 각 영역의 지배방정식은 식(4), (5)로 표현된다.

$$\nabla^2\mathbf{A}^I = -\mu_0(\nabla \times \mathbf{M}) \tag{4}$$

$$\nabla^2\mathbf{A}^{II} = 0 \tag{5}$$

자기벡터포텐셜 $\mathbf{A}$는 전류와 방향이 같아 z 방향의 성분만 갖기 때문에 $\mathbf{A} = \sum_{n=-\infty,odd}^{\infty} A_n(y) \cdot e^{-jk_n x}\mathbf{i_z}$와 같이 표현할 수 있다. 위의 식을 앞에서 유도한 각 영역의 지배방정식에 대입하면 식(6), (7)과 같은 미분방정식으로 표현되고, 얻어진 미분방정식의 지배방정식 일반해는 식(8), (9)로 표현된다.

$$-k_n^2 A_n^I(y) + \frac{\partial^2}{\partial^2 y}A_n^I(y) = jk_n\mu_0 M_{yn} \tag{6}$$

Table I. Boundary conditions of each region.

경계조건	
$y = \gamma$	$H_x^I - H_x^{core} = M_{xn} \cdot e^{-jk_n x}$ $\mu_r B_x^I - B_x^{core} = \mu_0\mu_r M_{xn} \cdot e^{-jk_n x}$ $B_x^I = \mu_0 M_{xn}$
$y = \beta$	$B_x^{II} - B_x^I = \mu_0 M_{xn}$ $B_x^I = B_y^{II}$
$y = \alpha$	$H_x^{II} - B_x^I = \mu_0 M_{xn}$ $\mu_r B_x^{II} - B_x^{core} = 0$ $B_x^{II} = 0$

$$-k_n^2 A_n^{II}(y) + \frac{\partial^2}{\partial^2 y}A_n^{II}(y) = 0 \tag{7}$$

$$A_n^I(y) = C_n^I\cosh(k_n y) + D_n^I\sinh(k_n y) - \frac{j\mu_0 M_{yn}}{k_n} \tag{8}$$

$$A_n^{II}(y) = C_n^{II}\cosh(k_n y) + D_n^{II}\sinh(k_n y) \tag{9}$$

자기벡터포텐셜 정의를 이용하여 각 영역의 자속밀도를 나타내면 식(10)~(13)으로 표현된다.

$$B_x^I = \sum_{n=-\infty}^{\infty} k_n\{C_n^I\sinh(k_n y) + D_n^I\cosh(k_n y)\}e^{-jk_n x} \tag{10}$$

$$B_x^{II} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} k_n\{C_n^{II}\sinh(k_n y) + D_n^{II}\cosh(k_n y)\}e^{-jk_n x} \tag{11}$$

$$B_y^I = \sum_{n=-\infty}^{\infty} jk_n\left\{C_n^I\cosh(k_n y) + D_n^I\sinh(k_n y) - \frac{j\mu_0 M_{yn}}{k_n}\right\}e^{-jk_n x} \tag{12}$$

$$B_y^{II} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} jk_n\{C_n^{II}\cosh(k_n y) + D_n^{II}\sinh(k_n y)\}e^{-jk_n x} \tag{13}$$

이때 C_n^I, D_n^I, C_n^{II}, D_n^{II}는 미정계수이며 다음의 식으로 적절한 경계조건을 얻을 수 있고 각 영역에 대입하여 해석 결과를 도출할 수 있다. 경계조건은 해석 모델의 재질의 특성 별로 영역을 나누고 각 영역의 경계면을 고려하여 Table I과 같이 풀이했다. 즉 해석 모델의 y가 γ 일 때 상측 코어의 투자율은 무한대로 가정하여 B_x^{core}는 0이 된다. y가 β 일 때, 영구자석 영역은 진공 중의 투자율 μ_0를 가지고 있기 때문에 B_x 성분이 존재하고 이때 B_x^I은 할박 자화성분 M_{xn}과 같다. y가 α 일 때 자화성분의 소스가 없기 때문에 0으로 경계조건을 제시하였다.

III. 전기자 반작용 자계

1. 해석 모델

슬롯리스 타입 선형발전기의 전기자 반작용 해석모델은

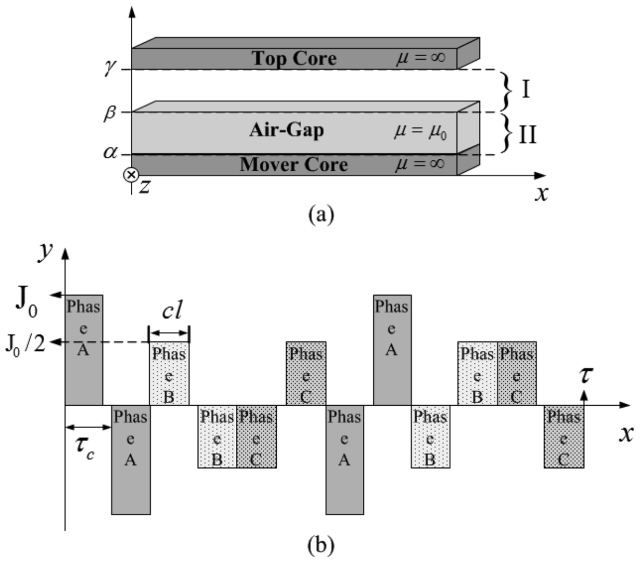

Fig. 3. (a) Analytical model for armature reaction magnetic field distribution of linear generator (b) modeling of armature current distribution.

Fig. 3의 (a)로 보인다. 슬롯리스 타입은 코일 사이에 코어를 넣는 구조로 되어있고 전기자 반작용 자계 해석을 위한 직각 좌표계 해석모델 또한 x 축을 기준으로 (–)부호의 대칭구조로 놓지 않은 이유는 영역이 많아지면 각 영역의 해석이 많이 복잡해진다. 따라서 Fig. 3의 (a)와 같이 해석 모델을 설정하고 코일에 의한 자계 특성식은 코일 영역에 전류가 흘러 전류밀도 **J**가 존재한다고 할 때, 맥스웰 방정식에 의해 구하였다. 지배방정식 $\nabla^2\mathbf{A} = -\mu_0\mathbf{J}$을 이용하여 각 영역의 지배방정식을 나타내면 다음 식(14) 및 (15)와 같다.

$$\nabla^2\mathbf{A}^I = 0 \tag{14}$$

$$\nabla^2\mathbf{A}^{II} = -\mu_0\mathbf{J} \tag{15}$$

3상 권선을 가지고 있으며 τ는 극 간격을 나타내고 τ_c는 코일피치, cl은 한 상 권선의 x 방향 두께를 의미한다. k_n은 $n\pi/\tau$로 공간고조파 계수를 나타내며 A상, B상, C상의 cl 값과 코일피치 τ_c는 모두 같다. 3상 평형조건에 의해 A상이 최대값 J_0의 값을 가질 때 B상과 C상은 $J_0/2$가 된다. A상의 전류밀도 식은 푸리에 급수로 나타내었고 식(16a)로 표현된다.

$$\mathbf{J_a} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} I_{na}\cdot e^{-jk_n x}\mathbf{i_z} \tag{16a}$$

$$I_{na} = \frac{J_0}{j2k_n\pi}\left\{\begin{array}{l} e^{jk_n cl} - 1 - e^{jk_n(\tau_c+cl)} + e^{jk_n\tau_c} - e^{jk_n(3\tau_c+4cl)} \\ + e^{3jk_n(\tau_c+cl)} + e^{4jk_n(\tau_c+cl)} - e^{jk_n(4\tau_c+3cl)} \end{array}\right\} \tag{16b}$$

식(16b)는 A상의 전류밀도식의 푸리에 계수를 나타낸다. 같은 방법으로 전기적으로 120도씩 고려하여 B상과 C상의 전류밀도 푸리에 계수를 얻을 수 있다. Fig. 3의 (b)는 앞의 식(16)을 이용한 슬롯리스 타입의 전류밀도모델링을 보여준다. 또한 전류 벡터 $\mathbf{J_z}$는 3상 전류밀도를 모두 더한 것과 같으므로 식(17)로 표현했다.

$$\mathbf{J_z} = \mathbf{J_a} + \mathbf{J_b} + \mathbf{J_c} \tag{17}$$

2. 전기자 반작용 자계

앞에서 구한 각 영역의 지배방정식을 이용하여 영구자석에 의한 자계 해석을 하는 방법과 동일한 과정을 통해 전기자 반작용 자계 해석을 진행하였다. 자기벡터퍼텐셜 $\mathbf{A} = \sum_{n=-\infty,odd}^{\infty} A_{zn}(y)\cdot e^{-jk_n x}\mathbf{i_z}$ 를 I영역, II영역의 지배방정식에 대입하면 미분방정식(18), (19)로 표현된다.

$$-k_n^2 A_{zn}^I(y) + \frac{\partial^2}{\partial^2 y}A_{zn}^I(y) = 0 \tag{18}$$

$$-k_n^2 A_{zn}^{II}(y) + \frac{\partial^2}{\partial^2 y}A_{zn}^{II}(y) = -\mu_0\mathbf{J} \tag{19}$$

미분방정식형태를 전기자 반작용 자계에 대한 지배방정식의 일반해로 나타내면 식(20), (21)로 표현된다.

$$A_n^I(y) = C_n^I e^{k_n y} + D_n^I e^{-k_n y} \tag{20}$$

$$A_n^{II}(y) = C_n^{II} e^{k_n y} + D_n^{II} e^{k_n y} + \frac{\mu_0 J}{k_n^2} \tag{21}$$

각 영역에서의 자속밀도는 앞에서 정리한 자기벡터포텐셜의 정의를 이용하여 구할 수 있고, I영역, II영역, III영역의 자속밀도는 수평방향의 $\mathbf{B_x}$와 수직방향의 $\mathbf{B_y}$로 나누어 식(22)~(25)로 정리하였다.

$$B_x^I = \sum_{n=-\infty}^{\infty} k_n(C_n^I e^{k_n y} - D_n^I e^{-k_n y})e^{-k_n x} \tag{22}$$

$$B_x^{II} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} k_n(C_n^{II} e^{k_n y} - D_n^{II} e^{-k_n y})e^{-k_n x} \tag{23}$$

$$B_y^I = \sum_{n=-\infty}^{\infty} jk_n(C_n^I e^{k_n y} + D_n^I e^{-k_n y})e^{-k_n x} \tag{24}$$

$$B_y^{II} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} jk_n\left(C_n^{II} e^{k_n y} + D_n^{II} e^{-k_n y} + \frac{\mu_0 J}{k_n^2}\right)e^{-k_n x} \tag{25}$$

영구자석에 의한 자계 해석과 동일한 과정으로 적절한 경계조건을 이용하여 미정계수를 구할 수 있다. 코일에 의해 자계가 생성되고 y가 γ 일 때 공극과 상측 코어에 전류밀도가

Table II. Boundary conditions of each region.

경계조건	
$y=\gamma$	$B_x^I=0$
$y=\beta$	$B_x^I=B_x^{II}$ $B_y^I=B_y^{II}$
$y=\alpha$	$B_x^{II}=\mu_0 J$

존재하지 않으므로 소스가 없다고 가정한다. y가 β 일 때는 코일의 투자율이 진공중의 투자율과 같다고 가정하여 B_x^I은 B_x^{II}, B_y^I은 B_y^{II}로 각각 표현되었고 y가 α 일 때, 전류밀도 성분 소스가 존재하여 B_x^{II}는 $\mu_0 J$가 나온다. y의 위치에 따른 경계조건은 다음 Table II와 같다.

IV. 회로정수

1. 인덕턴스

전기자 반작용 자계를 이용하면 각 상의 자기 인덕턴스, 상호 인덕턴스, 누설 인덕턴스의 합으로 인덕턴스 값을 도출 할 수 있다. 누설 인덕턴스는 매우 작은 값을 가지므로 무시할 수 있고 자기 인덕턴스에 포함되어야하는 엔드턴 인덕턴스도 같은 이유로 모델링하여 근접된 값을 찾을 수 있는 계산식으로 구하는 것만으로 충분하며 본 논문에서는 다루지 않았다. a상 전류에 의해 a상에 쇄교되는 자속 λ_a는 자기 인덕턴스로 표현되고 $\lambda_a = L_{self} i_a$로 나타낸다. 식(26)은 a상 코일에 쇄교하는 자속을 전기자 반작용 자계를 이용하여 표현하였다.

$$\lambda_a = L_{self} i_a = N_t N_s l_{stk} \frac{B_y}{-jk_n}\left(e^{-jk_n(\tau_c + cl/2)} - e^{-jk_n \cdot cl}\right) \tag{26}$$

이때, N_t은 코일의 턴 수, N_s는 상당 슬롯 수를, l_{stk}는 적층 길이를 나타낸다. 120도의 위상차를 가지고 3상 기기의 상호 인덕턴스 M은 식 $-1/2L_{self}$과 관계를 가진다. 따라서 한 상 코일에 쇄교되는 총 자속은 식(27)로 표현된다.

$$\lambda_a = L_{self} i_a + M i_b + M i_c = \frac{3}{2} L_{self} i_a = L_s i_a \tag{27}$$

2. 역기전력 상수

역기전력 특성식은 고정자 표면에서 영구자석의 자속밀도 특성식을 이용하여 도출 할 수 있다. 영구자석에 의해 생성된 자계 내에서 운동하는 코일의 유기기전력 E_{emf}는 식(28)로 표현된다.

$$E_{emf} = \frac{d\psi}{dt} = N_t K_{dn} N_s \frac{d\phi}{dt} \tag{28}$$

K_{dn}은 분포계수, ϕ는 코일 1턴 당 쇄교자속을 나타낸다. 영구자석에 의해 분포된 자계와 이동자축은 각각 (x, y, z)와 (x', y, z)로 나타냈고, x와 x'는 $x' = \int V dt$의 관계를 갖는다. 이동자 코어의 이동속도 V는 식 $V = v_p \sin(\omega t)$로 나타내고 임의의 정현파로 가정하였다. 이때 v_p는 최대속도, t는 시간을 나타내며 ω는 각주파수를 나타내고 $\omega = 2\pi f$로 나타내며 f는 주파수를 의미한다. 따라서 쇄교자속 ϕ는 식(29)로 나타낼 수 있고 Fig. 4는 쇄교자속을 계산하기 위한 해석적 모델을 보여준다.

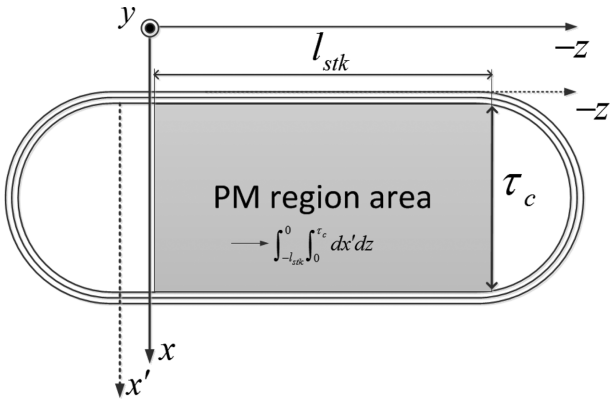

Fig. 4. Analytical model for flux linkage analysis.

$$\phi = \int_s B ds = \int_{-l_{stk}}^{0}\int_0^{\tau_c} B_y d\alpha dz$$
$$= -\frac{l_{stk} B_y}{jk_n} e^{-jk_n v_p(\omega t)/\omega} \cdot \left(e^{-jk_n \tau_c} - 1\right) \tag{29}$$

턴 당 쇄교하는 자속 ϕ를 식(28)에 대입하면 식(30)의 형태로 유도되고 해석모델의 역기전력상수 K_e는 식(31)로 표현된다. 식(30)의 상수 2는 해석과정에 상 · 하측을 고려해야 하기 때문에 곱해진다.

$$E_{emf} = -2N_t K_{dn} N_s l_{stk} B_y v_p \sin(\omega t) e^{-jk_n v_p \cos(\omega t)/\omega}$$
$$\cdot \left(e^{-jk_n \tau_c} - 1\right) \tag{30}$$

$$K_e = \max(E_{emf}/V) \tag{31}$$

3. 저항

권선 저항 P_{phase}는 식(32)로 표현된다. 온도에 따른 저항 특성은 일정한 온도로 가정하여 고려하지 않았고 식의 ρ_0는 권선으로 사용되는 구리의 상온에서 저항률로 $1.724 \times 10^{-8}\ \Omega \cdot$ m 값을 갖는다. 또한 A_c는 코일의 단면적을 나타내고 l_w는 권선의 총 길이를 나타낸다. 코일의 단면적과 총 길이는 식(33)과 (34)로 표현되고, 이때 s_f는 점적률로 0.35의 값을 갖고 h는 공극 중앙으로부터 코일의 y 방향 높이다.

$$R_{phase} = \rho_0 \frac{l_w}{A_c} \tag{32}$$

$$A_c = \frac{cl \cdot h \cdot s_f}{N_t} \tag{33}$$

$$l_w = N_t N_{sp}(2l_{stk} + \pi\tau_c) \tag{34}$$

IV. 발전특성 해석

1. 등가회로

등가회로의 회로정수는 해석 방법으로 도출할 수 있고, 발전기의 부하단에 저항 부하가 연결된다. Fig. 5는 발전기의 출력특성 해석을 위한 단상 등가회로이며 식(35)의 V_t는 상당 단자전압, I_{phase}는 상 전류, E_0는 상당 유도된 기전력, R_{load}는 상당 부하저항, R_{phase}는 상 저항을 의미하고 X_s는 동기리액턴스로 $X_s = wL_s$의 값을 갖는다.

$$V_t = I_{phase}R_{load} = E_0 \times \frac{R_{load}}{\sqrt{(R_{phase} + R_{load})^2 + X_s^2}} \tag{35a}$$

$$I_{phase} = \frac{V_t}{R_{load}} = \frac{E_0}{\sqrt{(R_{phase} + R_{load})^2 + X_s^2}} \tag{35b}$$

$$E_0 = V_t + I_{phase}R_{phase} + jI_{phase}X_s \tag{35c}$$

Fig. 5(a)의 등가회를 이용하여 (b)의 벡터도를 그릴 수 있다. Fig. 5(b)의 δ는 전류와 유도기전력 사이의 위상각을 나타내며 ϕ는 내부 위상각 $\phi = \tan^{-1}(X_s/R_{phase})$의 값을 갖는다.

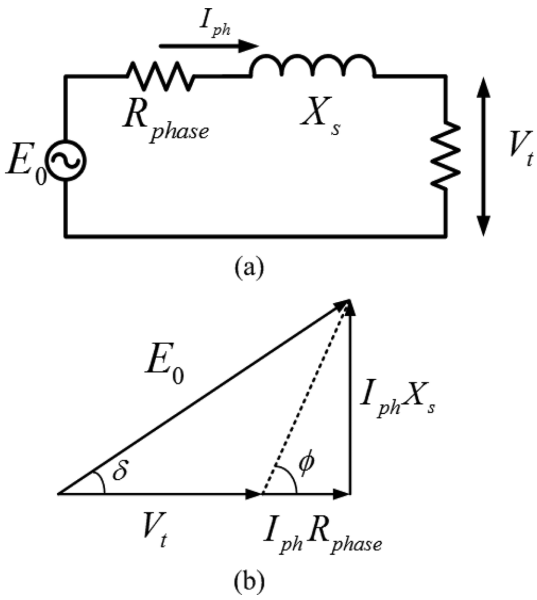

Fig. 5. (a) Equivalent circuit for power characteristic analysis (b) Vector diagram of equivalent circuit.

식(36)은 출력특성해석에서 정격부하 조건 시 3상의 출력 P_0 식을 나타낸다. 이때 첨자 a, b, c는 3상의 a상, b상, c상을 나타내고 I는 각 상의 전류, V는 각 상의 단자 전압을 나타낸다.

$$P_0 = V_aI_a + V_bI_b + V_cI_c \tag{36}$$

할박 배열 양측식 영구자석 발전기의 사양은 Table III과 같다. Fig. 6은 양측식 할박 배열의 영구자석 발전기의 2차원 유한요소해석 모델을 나타내며 Fig. 7은 공극자속밀도의 자계 분포, Fig. 8은 코일에 의한 전기자 반작용 자계 분포를 나타낸다. 결과 그래프를 통해 공간고조파법을 이용한 해석적 결과와 유한요소해석법이 잘 일치함을 볼 수 있다. Fig. 9는 정격 입력 파형을 나타내며 최대 입력 속도는 1.6 m/s이고 주기

Table III. Design specification of analysis model.

Inner torque [Nm]		Inner torque [Nm]	
전체길이	2574 [mm]	이동자 길이	990 [mm]
극수	10 [poles]	극 피치	49.5 [mm]
코일두께	40 [mm]	코일 두께	20 [mm]
점적률	35 [%]	적층 길이	500 [mm]
코일 턴 수	29 [turn]	자석 두께	40 [mm^2]
입력속도	1.6 [m/s]	전류밀도	7.2 [A/mm^2]

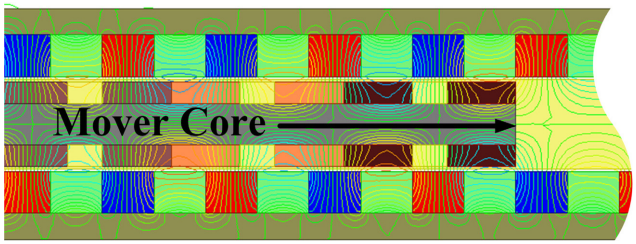

Fig. 6. (Color online) 2D Finite elements analysis model of cored type.

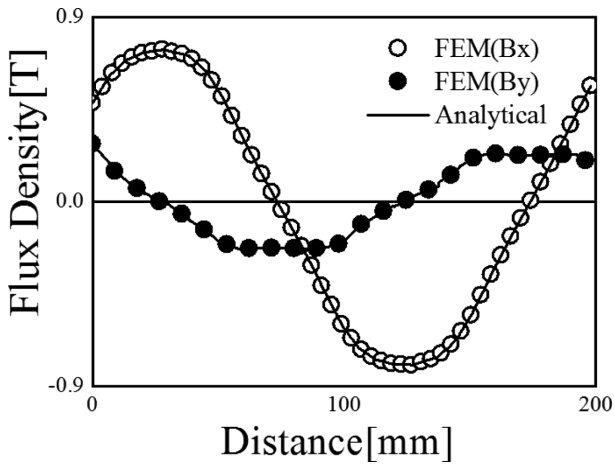

Fig. 7. Analysis results of the magnetic flux density at air gap.

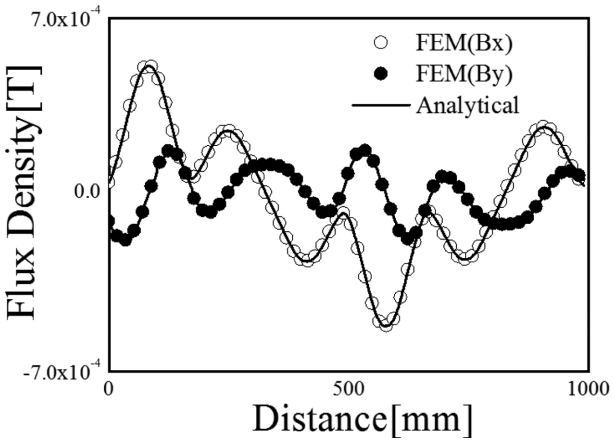

Fig. 8. Flux density distribution by armature reaction.

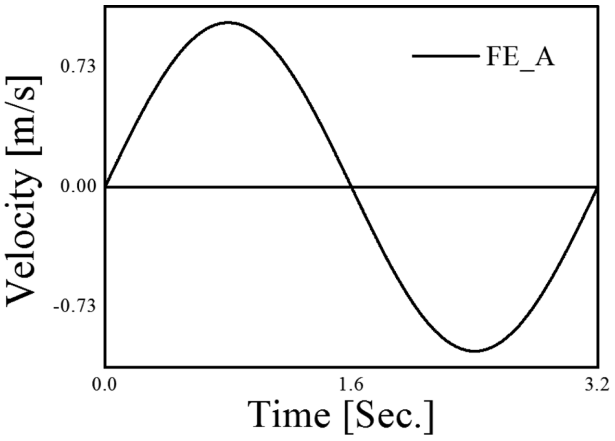

Fig. 9. Rated input wave velocity.

는 3.2초이다. 또한 식(30)을 이용한 역기전력 해석 결과는 Fig. 10으로 나타내었다. 해석 모델의 초기위치를 공간고조파법을 이용한 해석과 유한요소해석법에 각각 동일하게 설정하여 한 주기에서 해석하였다. Fig. 11은 부하조건을 이용한 출

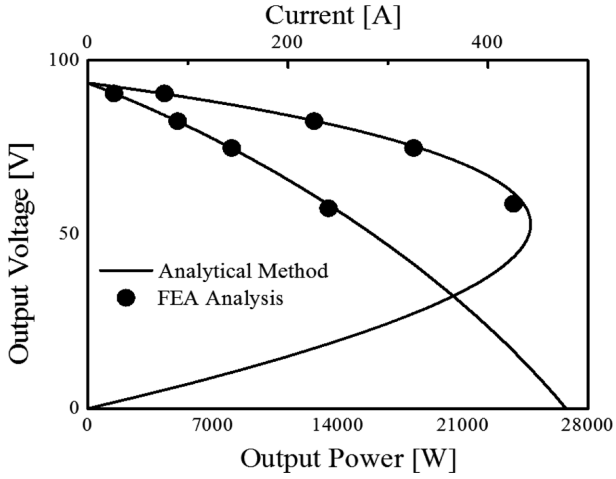

Fig. 11. Output characteristic according to load condition.

Table IV. Analysis results of electrical parameters.

	해석결과	유한요소해석
자기인덕턴스	0.0028 [mH]	0.0029 [mH]
역기전력상수	54.2567 [Vrms/(m/sec)]	54.6573 [Vrms/(m/sec)]
권선저항	0.06346 [ohm]	-

력특성 해석결과를 보여준다. 식(36)으로 결과를 얻을 수 있고 이로 인해 본 논문의 해석 발전기 전압출력 및 전압전류 관계를 확인 할 수 있다. 발전기의 코일에 의한 전기자 반작용 자계분포를 이용하여 자기 인덕턴스와 역기전력 상수 그리고 권선 저항 등 회로정수를 계산하여 Table IV에 나타내었다. 모든 결과는 해석적 방법과 유한요소법이 잘 일치함을 보여주어 신뢰성을 확인할 수 있다.

V. 결 론

본 논문은 양측식 할박 배열의 영구자석 발전기의 발전특

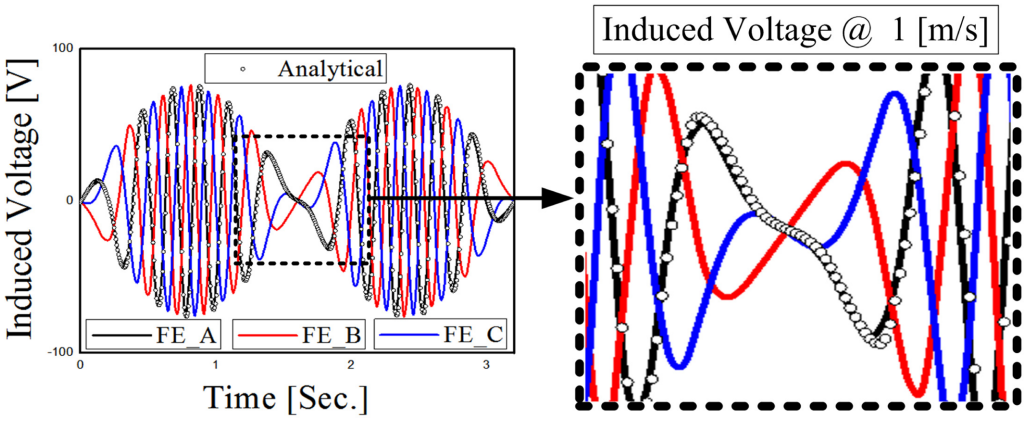

Fig. 10. (Color online) Analysis results of the induced voltage.

성 해석을 수행하였다. 맥스웰 방정식을 기반으로 지배방정식의 해를 구하였고 얻고자하는 자속밀도 특성식을 도출해 결과를 확인하였다. 이를 바탕으로 역기전력 특성식과 역기전력 상수를 도출하였고, 동기 인덕턴스 도출을 위해 전기자 반작용에 의한 자계분포특성 해석을 통하여 자기 인덕턴스를 도출하였다. 이동자 권선의 저항값을 구한 후 발전기의 회로정수와 등가회로법을 기반으로 해석 모델의 출력특성을 해석하였다. 모든 과정은 유한요소해석 결과를 통해 공간고조파법의 신뢰성을 확인하였고 정확성 또한 입증되었다. 본 논문에서의 연구 결과는 할박 배열의 영구자석 선형발전기의 민감도 해석과 초기설계, 그리고 성능 평가에 참고 할 수 있다. 또한 수직 배열을 이용한 선형 발전기의 해석에도 참고할 수 있을 것이라 사료된다. 실제 선형 영구자석 발전기의 제작과정에 참고하여 연구결과를 본 논문의 해석방법 참고를 통해 결과를 비교해 볼 수 있을 것이라 사료된다.

감사의 글

본 연구는 해양수산부의 해양청정에너지개발사업 “10MW급 부유식 파력-해상풍력 연계형 발전시스템 개발”의 지원으로 수행되었으며, 연구비 지원에 감사드립니다.

References

[1] G. R. Slemon, IEEE Trans. Ind. Appl. **30**, 134 (1994).
[2] K. Halbach, Nuclear instruments and Methods **169**, 1 (1980).
[3] David L.Trumper, IEEE Trans. Ind. Appl. **32**, 371 (1996).
[4] Y. Amara, J. B. Wang, and D. Howe, IEEE Trans. Energy Conv. **20**, 761 (2005).
[5] Z. Q. Zhu and D. Howe, IEE Proc. Electr. Power Appl. **148**, 299 (2001).
[6] Boldea and S. A. Nasar, IEEE Trans. Energy Conv. **14**, 712 (1999).
[7] M. Inoue and K. Sato, IEEE Trans. Magn. **36**, 1890 (2000).
[8] M. A. Mueller, IEE Proc. Elect. Eng. Gen. Trans. Distrib. **149**, 446 (2002).
[9] J. Wang, W. Wang, G. W. Jewell, and D. Howe, IEEE Trans. Ind. Electr. **49**, 640 (2002).
[10] W. R. Cawthorne, P. Famouri, J. Chen, N. N. Clarke, T. I. McDaniel, R. J. Atkinson, S. Nandkumar, C. M. Atkinson, and S. Petreanu, IEEE Trans. Veh. Technol. **48**, 1797 (1999).
[11] M. Leijon, H. Bernhoff, O. Agren, J. Isberg, J. Sundberg, M. Berg, K. Karlsson, and A. Wolfbrandt, IEEE Trans. Energy Conv. **20**, 219 (2005).
[12] J. Wang, G. W. Jewell, and D. Howe, IEEE Trans. Magn. 35, 1986 (1999).
[13] S.-M. Jang, J.-Y. Choi, and S.-S. Jeong, J. Appl. Phys. **99**, 08R307 (2006).
[14] Z. Q. Zhu and D. Howe, Magnetics, IEEE Trans. Magn. **29**, 152 (1993).