

해석적 방법을 이용한 축 방향 자속 영구자석 커플링의 과부하 자계특성해석

장강현*, 구민모*, 최장영*
충남대학교*

Magnetic Characteristic Analysis of Axial Flux Permanent Magnet Coupling based on Analytical method according to overload

Gang-Hyeon Jang*, Min-Mo Koo*, Jang-Young Choi*
Chungnam National University*

Abstract - This paper deals with magnetic characteristic analysis of axial flux permanent magnet coupling according to overload using analytical method. When magnet coupling has a slip, the eddy current induced in PM with conductivity. This eddy current make a distorted flux density. In this paper, we analyze the distorted flux density. The analytical results are validated extensively by comparing with 3d finite element analysis.

1. 서 론

자기커플링은 1차측 축의 토크를 2차측 축에 전달해주는 역할로, 에너지의 전달과정에서 어떠한 기계적 접촉도 필요로 하지 않는 특성이 있어 많은 산업에서 주목받고 있다. 기존에 사용되는 기계적인 커플링은 정격기준 이상의 토크가 가해지게 되면 뒤틀림으로 인한 파손이 발생한다. 이에 반해 자기커플링은 과도한 토크가 가해질 경우 슬립을 통해서 이를 극복함으로써 파손의 위험을 줄일 수 있다 [1]. 회전하는 자기커플링에 슬립이 일어나게 되면 도전율을 갖는 영구자석 내부에 시간에 따라 변화하는 자속이 발생하기 때문에 와전류가 흐르게 되고 이 와전류는 자계분포의 왜곡을 일으키게 된다.

본 논문에서 제시한 모델은 기하학적 구조상 3D 유한요소해석이 필수적이며 이는 높은 신뢰성을 제공하지만 상당한 해석시간을 필요로 한다 [2]. 따라서 본 논문에서는 공간고조파법을 이용하여 자기커플링의 슬립이 발생할 시 자계특성을 해석하고 3차원 유한요소 해석법과 결과를 비교하여 해석적방법의 타당성을 검증하고자한다.

2. 본 론

2.1 자기 커플링의 구조

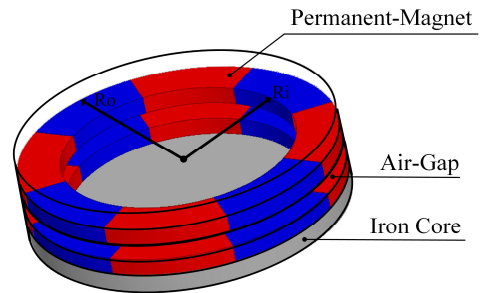
본 논문에서 해석한 자기커플링의 구조는 그림 1과 같다. 각각 상측과 하측에 축 방향으로 착자 되어있는 4극 쌍의 영구자석이 있다. 상측과 하측 사이에 공극이 존재하고 한쪽이 회전하게 되면 자기적으로 결합되어 같이 회전할 수 있는 구조이다. 상측과 하측 철심은 투자율을 무한대로 두고, 상측과 하측 영구자석은 같은 도전율을 갖으며 투자율은 진공의 투자율과 같다고 가정하였다. 해석에 사용된 설계 변수는 표 1과 같다.

2.2 과부하시 자계분포특성

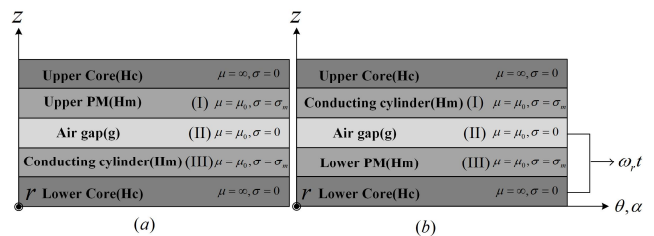
그림 2는 공간고조파법을 이용한 과부하시 자계특성 해석을 위한 해석모델이다. 본 논문의 축 방향 영구자석 커플링의 경우 상측과 하측이 r-θ평면에 대칭을 이루고 있는 구조이므로 그림 2의 (b)의 경우를 해석해서 중첩을 해주는 방법을 사용하였다. I 영역을 영구자석의 도전율 σ_m 을 갖는 도전체로 가정하였으며 II영역은 공극, III 영역은 영구자석으로 구분하였다. III 영역(θ)이 ω_r (rad/s)의 회전속도를 갖으며 회전하면 I 영역(α)과 III 영역은 $\theta = \omega_r t + \alpha$ 관계를 갖는다. 이때 I 영역 도전체에는 하측 영구자석에 의해서 와전류가 발생하게 되고 발생된 와전류에 의해 자계분포의 왜곡이 발생한다.

2.2.1 영구자석 자화 모델링

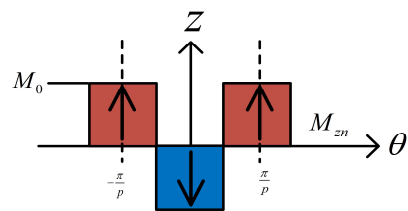
그림 3은 영구자석의 자화모델링을 위한 푸리에급수 전개모델을 나타낸다. 자화의 크기 $M_0 = B_r / \mu_0$ 이고 B_r, μ_0 는 각각 영구자석의 잔류자속밀도와 진공에서의 투자율을 나타낸다. 그리고 주기가 $2\pi/p$ 인 주기함수로 볼 수 있으므로 푸리에 급수를 이용하여 표현할 수 있다. 영구자석을 수식으로 표현하면 식 (1)과 같이 나타낼 수 있고 여기서 n과 p는 각각 고조파 차수 및 극 쌍수를 의미한다. 영구자석 자화모델링을 위한 상측과 하측의 푸리에 계수는 식 (2)와 같다.



<그림 1> 자기 커플링의 구조



<그림 2> 상·하측 영구자석에 의한 와전류 해석 모델 :
(a) 상측 영구자석 (b) 하측 영구자석



<그림 3> 영구자석 자화모델링

<표 1> 해석에 사용된 설계변수 및 치수

Parameter		Value
R_o	영구자석외경	71.5 [mm]
R_i	영구자석내경	52.5 [mm]
B_r	잔류자속밀도	1.23 [T]
g	공극두께	8 [mm]
H_c	코어두께	8.8 [mm]
H_m	자석두께	8 [mm]
σ_m	영구자석도전율	625,000 [siemens/m]
p	극 쌍수	4
ω_r	회전속도	209.43 [rad/s]
t	슬립시간	0.00375 [s]

$$\mathbf{M} = \sum_{-\infty}^{\infty} M_{zn} e^{-jn p \theta} \cdot \mathbf{i}_z \quad (1)$$

$$M_{zn} = \frac{jM_0}{n\pi} \left(e^{\frac{jn\pi}{2}} - e^{-\frac{jn\pi}{2}} \right) \quad (2)$$

2.2.2 영구자석에 의한 자기분포

각 영역의 지배방정식은 맥스웰 방정식으로부터 도출할 수 있다. 먼저 영구자석 영역에서는 전류원이 없으므로 식 (3)에서 $\nabla \times \mathbf{H} = 0$ 이 되고 따라서 $\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 (\nabla \times \mathbf{M})$ 이 된다 [2]. 영구자석이 아닌 도전체로 가정 한 I 영역에서는 III 영역 영구자석에 의한 와전류가 발생하므로 식 (3)에서 $\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{J}_{\text{eddy}}$ 가 되고 따라서 $\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{J}_{\text{eddy}}$ 가 된다. 와전류밀도는 $\mathbf{J} = \sigma_m \mathbf{E}$ 를 통해서 구할 수 있으며 여기서 전계 \mathbf{E} 는 패러데이법칙에 따라서 식 (4)로 표현될 수 있고 와전류 밀도는 식 (5)로 나타낼 수 있다 [3]. 자기벡터포텐셜의 정의($\mathbf{B} \equiv \nabla \times \mathbf{A}$)와 Coulomb's gauge ($\nabla \cdot \mathbf{A} = 0$)을 통해서 식 (6)와 같은 지배방정식을 도출할 수 있다.

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 (\nabla \times \mathbf{H}) + \mu_0 (\nabla \times \mathbf{M}) \quad (3)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = -\frac{\partial (\nabla \times \mathbf{A})}{\partial t} = \nabla \times \left(-\frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} \right) \quad (4)$$

$$\mathbf{J} = \sigma_m \mathbf{E} = -\sigma_m \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} \quad (5)$$

$$\nabla^2 \mathbf{A}^I = -\mu_0 \mathbf{J} = \mu_0 \sigma_m \frac{\partial \mathbf{A}^I}{\partial t} \quad (6a)$$

$$\nabla^2 \mathbf{A}^{II} = 0 \quad (6b)$$

$$\nabla^2 \mathbf{A}^{III} = -\mu_0 (\nabla \times \mathbf{M}) \quad (6c)$$

이때 자기벡터포텐셜은 전류와 같은 방향으로 다음 식 (7)로 표현할 수 있다.

$$\mathbf{A} = A_n(z) e^{-jn p (\theta - \alpha)} \cdot \mathbf{i}_z \quad (7)$$

식 (7)를 식 (6)에 각각 대입하여 미분방정식의 해를 구하면 식 (8)에 나타낸 것과 같이 각 영역에서의 자기벡터포텐셜을 도출할 수 있다.

$$\mathbf{A}_n^I(z) = \sum_{-\infty}^{\infty} \left[C_n^I \cosh(k_1 z) + D_n^I \sinh(k_1 z) \right] e^{-jn p \alpha} \quad (8a)$$

$$\mathbf{A}_n^{II}(z) = \sum_{-\infty}^{\infty} \left[C_n^{II} \cosh\left(\frac{npz}{r}\right) + D_n^{II} \sinh\left(\frac{npz}{r}\right) \right] e^{-jn p \theta} \quad (8b)$$

$$\mathbf{A}_n^{III}(z) = \sum_{-\infty}^{\infty} \left[C_n^{III} \cosh\left(\frac{npz}{r}\right) + D_n^{III} \sinh\left(\frac{npz}{r}\right) - \frac{j\mu_0 M_{zn}}{np} \right] e^{-jn p \theta} \quad (8c)$$

자기벡터포텐셜의 정의를 이용하면 각 영역에 해당되는 자속밀도를 구할 수 있다. 식 (9)와 그림 4는 단부효과로 인한 영구자석 내·외 반경에서의 반경방향 자속밀도의 변화를 고려하기 위한 보정함수이다 [4].

$$G(r) = \frac{A_1 - A_2}{1 + e^{\frac{(r-r_{\text{outer}})}{dr}}} + A_2 \quad (9)$$

영구자석 커플링의 영역별 자속밀도는 식 (10)과 같다.

$$\mathbf{B}_\theta^I = G(r) \times \sum_{-\infty}^{\infty} \left[k_1 (C_n^I \sinh(k_1 z) + D_n^I \cosh(k_1 z)) \right] e^{-jn p \alpha} \quad (10a)$$

$$\mathbf{B}_\theta^{II} = G(r) \times \sum_{-\infty}^{\infty} \left[\frac{np}{r} (C_n^{II} \sinh\left(\frac{npz}{r}\right) + D_n^{II} \cosh\left(\frac{npz}{r}\right)) \right] e^{-jn p \theta} \quad (10b)$$

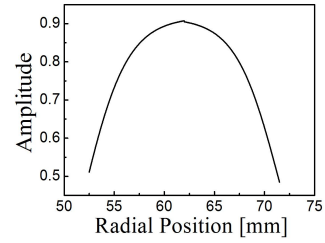
$$\mathbf{B}_\theta^{III} = G(r) \times \sum_{-\infty}^{\infty} \left[\frac{np}{r} (C_n^{III} \sinh\left(\frac{npz}{r}\right) + D_n^{III} \cosh\left(\frac{npz}{r}\right)) \right] e^{-jn p \theta} \quad (10c)$$

$$\mathbf{B}_z^I = G(r) \times \sum_{-\infty}^{\infty} \left[\frac{jnp}{r} (C_n^I \cosh(k_1 z) + D_n^I \sinh(k_1 z)) \right] e^{-jn p \alpha} \quad (10d)$$

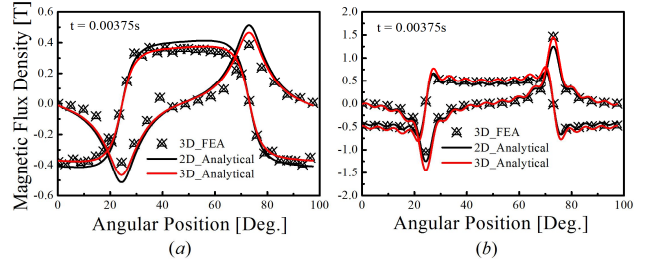
$$\mathbf{B}_z^{II} = G(r) \times \sum_{-\infty}^{\infty} \left[\frac{jnp}{r} (C_n^{II} \cosh\left(\frac{npz}{r}\right) + D_n^{II} \sinh\left(\frac{npz}{r}\right)) \right] e^{-jn p \theta} \quad (10e)$$

$$\mathbf{B}_z^{III} = G(r) \times \sum_{-\infty}^{\infty} \left[\frac{jnp}{r} (C_n^{III} \cosh\left(\frac{npz}{r}\right) + D_n^{III} \sinh\left(\frac{npz}{r}\right)) - \frac{j\mu_0 M_{zn}}{np} \right] e^{-jn p \theta} \quad (10f)$$

여기서 $k_1 = \sqrt{\frac{(np)^2}{r^2} - j\mu_0 \sigma_m np \omega_r}$ 이다.



〈그림 4〉 보정함수



〈그림 5〉 영구자석 커플링의 과부하시 자기특성해석 : (a) 공극중앙 (b) 영구자석표면

$C_n^I, C_n^{II}, C_n^{III}, D_n^I, D_n^{II}, D_n^{III}$ 은 미정계수를 나타내고 적절한 경계조건에 적용하면 각각의 미정계수를 구할 수 있다.

2.3 해석결과 검증

그림 5는 슬립이 발생하였을 때 보정함수가 적용되지 않은 자속밀도와 보정함수가 적용된 자속밀도를 영역별로 유한요소해석 결과와 비교하여 나타낸 것이다. 이러한 결과를 바탕으로 해석적 방법을 이용한 축방향 자속 영구자석커플링의 과부하시 자기특성해석이 유한요소 해석법과 잘 일치하는 것을 확인할 수 있다.

3. 결 론

본 논문은 공간고조파법을 이용하여 이전 연구에서 수행한 축 방향 자속 영구자석 커플링의 영구자석에 의한 자기분포 특성을 바탕으로 커플링이 과부하 상태에서의 즉, 슬립이 발생하였을 때의 왜곡된 자기특성에 대해서 해석하였고 이를 3D 유한요소해석과 비교 검증하여 해석적 방법의 타당성을 입증하였다. 본 논문의 결과는 축 방향 자속 영구자석 커플링의 초기설계 및 설계변수 민감도 해석에 참고 될 수 있을 것으로 사료된다.

이 논문은 2014년도 정부(미래창조과학부)의 재원으로 한국연구재단의 지원을 받아 수행된 기초연구사업임 (No.2014R1A1A1A05002745).

[참 고 문 헌]

- [1] W. Wu, H. C. Lovatt, and J. B. Dunlop, "Analysis and Design Optimisation of Magnetic Coupling Using 3D Finite Element Modeling", *IEEE Trans. on Magn.*, vol.33,no.5, pp.4083-4085, 1997.
- [2] 장강현, 구민모, 최장영, "3차원 해석적 방법을 이용한 할박배열을 갖는 축 방향 자속 영구자석 커플링의 토크 특성 해석", 대한전기학회, 2015 춘계학술대회 논문집, pp.84-86, 2015
- [3] David L. Trumper, Won-jong Kim, and Mark E. Williams, "Design and Analysis Framework for Linear Permanent-Magnet Machines", *IEEE, Trans. IAS*, vol.32, pp.371-379, 1996.
- [4] Jaouad Azzouzi, georges Barakat, and Brayima Dakyo, "Quasi-3-D Analytical Modeling of the Magnetic Field of an Axial Flux Permanent-Magnet Synchronous Machine," *IEEE Tran. Magn.*, vol. 20, no. 4, pp. 746-752, Dec. 2005.