

반경 방향으로 자화된 Tubular 타입 자기 커플링의 특성 해석

Characteristics Analysis of Radially Magnetized Tubular type Magnetic Coupling

김 창 우* · 정 경 훈** · 최 장 영†

(Chang-Woo Kim · Kyoung-Hun Jung · Jang-Young Choi)

Abstract - Magnetic coupling is used where required high reliability, because magnetic coupling's durability is stronger than mechanical coupling's durability. This paper shows the characteristics of radially magnetized tubular type magnetic coupling by using Analytical method such as space harmonic method. Analytical method was used, to find force characteristics. First, on the basis of the magnetic vector potential and two-dimensional(2-D) polar-coordinate system, the magnetic field solutions of the radially magnetized permanent magnet are obtained. And we obtain the analytical solutions for the flux density produced by permanent magnet. Finally, we can calculate the force by using the Maxwell stress tensor. And then, Finite element method(FEM) is used to validate force characteristics.

Key Words : Linear coupling, Magnetic coupling, Force characteristic, Analytical method, Finite element method, FEM

1. 서 론

직선형 기기는 길이가 유한하기 때문에 회전형 기기와 다르게 단부효과를 고려해야하며, 효율이 낮고 역률이 떨어지는 등의 단점이 있음에도 불구하고, 구조가 보다 간단하고, 유지보수가 용이한 장점이 있다. 또한 직선운동을 회전운동으로 변환할 필요가 없기 때문에 선형전동기를 비롯한 직선 추력을 얻을 수 있는 전 기기기 등에 사용함에 있어 회전형 기기보다 유리하다[1-4]. 커플링은 1차 축 기기와 2차 축 기기를 연결하여 동력을 전달하는 기계요소로서 크게 접촉식 커플링과 비접촉식 커플링으로 나누어 진다. 자기 커플링은 자기력을 이용하여 동력을 전달하는 대표적인 비접촉식 커플링으로, 접촉식 커플링에 비해 진동과 소음의 절연 효과를 기대할 수 있다. 또한 마찰에 의한 기계적인 손상을 방지 할 수 있으며, 과도한 힘 발생 시에는 커플링 자체에서 슬립이 생겨 기기를 보호하기 때문에 교체 비용에 대한 절감 효과가 크다.

커플링의 성능 및 이상 유무는 구동설비의 운전에 큰 영향을 끼치기 때문에 정확한 예측이 필요하다. 특히 자기 커플링에서의 최대 힘 특성 해석은 커플링에 과도한 힘이 가해졌을 때 슬립을 통해 기기를 보호하여야 하기 때문에 필수적이다[5, 6].

자기 커플링의 특성 해석에는 유한요소 해석법(Finite Element

Method)과 공간고조파법 등을 이용해 해석 할 수 있다. 유한요소 해석법을 기반으로 하는 해석 프로그램은 정확한 해석을 제공하고, 누구나 쉽게 사용할 수 있게 만들어졌기 때문에 대부분의 업계에서 많이 사용하고 있는 추세이다. 하지만 다양한 변수에 따른 해석 시간이 오래 걸리며, 공간고조파법과 같은 해석적 방법에 의한 해를 제공 하지 못하기 때문에 초기 설계시 공간고조파법에 의한 해석이 유리하다[7-9]. 따라서 본 논문에서는 Tubular 타입 자기 커플링의 특성해석을 공간고조파 법을 통해 해석하고, 유한요소 해석법 결과와 비교하여 타당성을 입증하려 한다. 우선 반경 방향자화를 갖는 영구자석을 푸리에 급수를 통해 자화 모델링을 하고, 2차원 극 좌표계에서 영구자석 영역, 공극 영역의 자기벡터 포텐셜에 의한 지배방정식을 유도하여, 각 영역에 대한 자속밀도 특성 식을 도출한 뒤, Maxwell stress tensor를 이용하여 힘 특성을 확인 할 것이다.

2. Tubular 타입 자기 커플링의 전자기적 특성 해석

2.1 Tubular 타입 자기 커플링의 구조

본 해석 모델은 1차 축 기기에서 동력이 전달되면 내측 철심과 영구자석이 움직이게 되고 같은 방향으로 외측 영구자석과 철심이 자기력에 의해 움직이게 되어 동력이 전달되는 방식으로 운전하게 된다. Tubular 타입 선형 자기 커플링은 그림 1과 같이 밀폐된 직선형 기기의 운전에 최적화 되어 있는데, 이는 비접촉식 커플링이므로 마찰에 의한 기계적인 손상이 없어 유지 및 보수적인 측면에서 접촉식 커플링에 비해 유리하기 때문이다.

그림 2는 반경 방향으로 자화된 영구자석을 갖는 Tubular 타

† Corresponding Author : Dept. of Electrical Engineering, Chungnam National University, Korea

E-mail : choi_jy@cnu.ac.kr

* Dept. of Electrical and Electronic Engineering, Chung Nam University, Korea

** Institute. of technology, Hanon systems, Korea

Received : July 9, 2015; Accepted : October 21, 2015

입 자기 커플링의 구조이다. Tubular 타입 자기 커플링을 해석하기 위하여 5개의 영역, 내측 철심 영역(I), 내측 영구자석 영역(II), 공극 영역(III), 외측 영구자석 영역(IV), 외측 철심 영역(V)으로 표현하였고, r, θ, z 의 원통형 좌표계에 각 영역을 도식화 하였다. 이때 r 방향은 반경 방향이 되며, z 방향은 축 방향이 된다. 반경 방향으로 자화된 커플링은 표 1과 같은 사양을 갖는다. 해석의 편리성을 위하여 철심의 투자율은 무한대로 가정하였고, 영구자석의 투자율은 진공의 투자율($\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} \text{H/m}$)과 같다고 가정하였다.

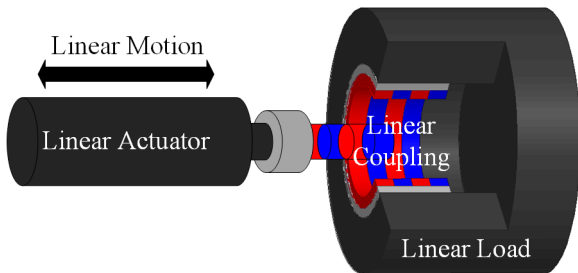


그림 1 Tubular 타입 선형 자기 커플링 개념도
Fig 1 Concept of Tubular type Linear Magnetic Coupling

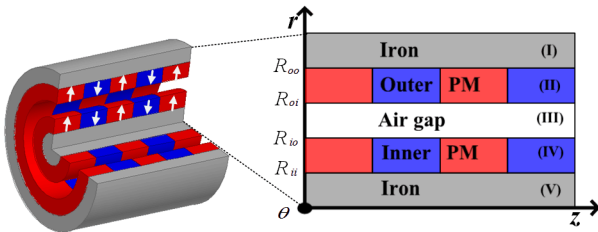


그림 2 반경 방향으로 자화된 Tubular 타입 자기 커플링 구조
Fig 2 Structure of Radially Magnetization Tubular type Magnetic Coupling

표 1 해석 모델 사양

Table 1 Specifications of Analysis Model

기 호	명 칭	수 치
R_{oo}	외측 영구자석 외경	25 mm
R_{oi}	외측 영구자석 내경	19 mm
R_{io}	내측 영구자석 외경	11 mm
R_{ii}	내측 영구자석 내경	5 mm
τ	극 피치	10 mm
l	축 방향 길이	80 mm
v	이동자의 이동 속도	0.5m/s
B_{pm}	영구자석 잔류 자속밀도	1.23T

2.2 반경 방향 자화 모델링

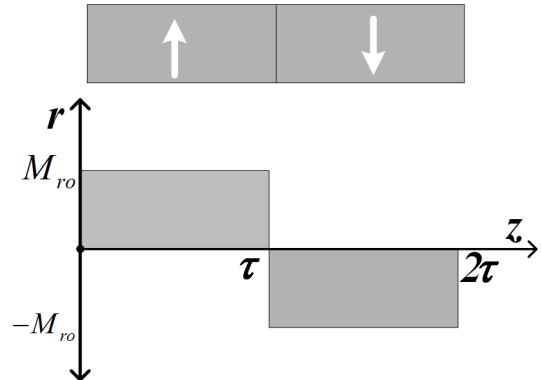


그림 3 반경 방향 자화 모델링
Fig 3 Magnetization distribution of Radial Direction

반경방향 자화를 갖는 자기 커플링은 내측 영구자석과 외측 영구자석의 자화 방향이 같기 때문에 자화된 자석의 양의 방향과 음의 방향에 대해 나타내면 그림 3과 같다. $M_{ro} = B_{pm}/(\mu_0\mu_r)$ 의 크기를 가지며, B_{pm} 은 영구자석의 잔류 자속밀도, μ_0 는 진공에서의 투자율, μ_r 은 각 매질 고유의 투자율을 의미한다. 자화성분은 푸리에 급수를 통해 식 (1)과 같이 표현할 수 있다.

$$\mathbf{M} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} M_r(n) e^{-jk_n z} \vec{i}_r \quad (1)$$

여기서 \vec{i}_r 는 r 방향으로의 단위벡터, k_n 은 $n\pi/\tau$ 로 n 차 공간 고조파 성분을 의미하며, $M_r(n)$ 은 반경 방향 푸리에 계수로 식 (2)와 같다.

$$M_r(n) = \frac{1}{\tau} \left[\int_0^{\tau} M_{ro} e^{-jk_n z} dz + \int_{\tau}^{2\tau} -M_{ro} e^{-jk_n z} dz \right] \quad (2)$$

$$= \frac{jM_{ro}}{n\pi} [\cos(2n\pi) - 2\cos(n\pi) + 1]$$

2.3 자계 특성

2.3.1 지배 방정식

반경 방향으로 자화된 자기 커플링의 지배방정식을 유도하기 위해서 자속밀도(\mathbf{B})를 식 (3)과 같이 자계(\mathbf{H})와 자화성분(\mathbf{M})으로 표현하였다.

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

식 (3)의 양 변에 curl을 취해주면 식 (4)와 같다.

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \{ (\nabla \times \mathbf{H}) + (\nabla \times \mathbf{M}) \} \quad (4)$$

이때 영구자석 영역에는 전류가 없기 때문에 $\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{0}$ 이 성립하며, 자기벡터포텐셜 \mathbf{A} 에 대한 정의($\nabla \times \mathbf{A} = \mathbf{B}$)를 적용 하면 식 (5)를 얻을 수 있다.

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 (\nabla \times \mathbf{M}) = \nabla \times \nabla \times \mathbf{A} \quad (5)$$

식 (5)의 우변 ($\mu_0 (\nabla \times \mathbf{M}) = \nabla \times \nabla \times \mathbf{A}$)을 라플라시안 연산 ($\nabla \times \nabla \times \mathbf{A} = \nabla \cdot (\nabla \cdot \mathbf{A}) - \nabla^2 \mathbf{A}$)을 이용해 계산하고 Coulomb's Gauge ($\nabla \cdot \mathbf{A} = \mathbf{0}$)를 적용하면 각 영역에서의 지배 방정식 식 (6)을 구할 수 있다.

$$\nabla^2 \mathbf{A}^{\text{II}} = -\mu_0 (\nabla \times \mathbf{M}) \quad (6.a)$$

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

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

위점자 II, III, IV는 각각 내측 영구자석, 공극, 외측 영구자석 영역을 나타낸다. 원통형 좌표계에서는 z 방향과 θ 방향에서 공간 고조파 성분이 존재 하고, 자기벡터포텐셜 \mathbf{A} 는 θ 방향으로 존재 하기 때문에 식 (7)과 같이 가정할 수 있다.

$$\mathbf{A} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \mathbf{A}_n(r) e^{-jk_n z + m_n \theta} \vec{i}_\theta \quad (7)$$

식 (6)에 식 (7)과 식 (1)를 대입하여 전개하면 식 (8)과 같이 자기벡터포텐셜 \mathbf{A} 에 관한 2차 미분 방정식 형태로 표현할 수 있다.

$$\frac{\partial^2 \mathbf{A}^{\text{II}}}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \mathbf{A}^{\text{II}}}{\partial r} - \left(k_n^2 + \frac{m_k^2}{r^2} \right) \mathbf{A}^{\text{II}} = jk_n \mu_0 \mathbf{M} \quad (8.a)$$

$$\frac{\partial^2 \mathbf{A}^{\text{III}}}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \mathbf{A}^{\text{III}}}{\partial r} - \left(k_n^2 + \frac{m_k^2}{r^2} \right) \mathbf{A}^{\text{III}} = 0 \quad (8.b)$$

$$\frac{\partial^2 \mathbf{A}^{\text{IV}}}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \mathbf{A}^{\text{IV}}}{\partial r} - \left(k_n^2 + \frac{m_k^2}{r^2} \right) \mathbf{A}^{\text{IV}} = jk_n \mu_0 \mathbf{M} \quad (8.c)$$

m_k 를 1로 간이화 하면, 식 (8)은 수정된 베셀 함수의 일반형 이 된다. 따라서 자기벡터포텐셜 \mathbf{A} 의 해는 식 (9)와 같다.

$$\mathbf{A}^{\text{II}} = C_n^{\text{II}} I_1(k_n r) + D_n^{\text{II}} K_1(k_n r) - \frac{j\mu_0 M_r(n)}{k_n} \quad (9.a)$$

$$\mathbf{A}^{\text{III}} = C_n^{\text{III}} I_1(k_n r) + D_n^{\text{III}} K_1(k_n r) \quad (9.b)$$

$$\mathbf{A}^{\text{IV}} = C_n^{\text{IV}} I_1(k_n r) + D_n^{\text{IV}} K_1(k_n r) - \frac{j\mu_0 M_r(n)}{k_n} \quad (9.c)$$

I_1 은 1차 제1종 베셀 함수, K_1 은 1차 제2종 베셀 함수이고, $C_n^{\text{II}}, C_n^{\text{III}}, C_n^{\text{IV}}, D_n^{\text{II}}, D_n^{\text{III}}, D_n^{\text{IV}}$ 는 미정 계수이다.

표 2 각 경계에서의 경계 조건

Table 2 Boundary Condition of each Boundary

위치	법선 성분 경계조건	접선 성분 경계조건
R_{oo}		$\mathbf{B}_z^{\text{II}} = 0$
R_{oi}	$\mathbf{B}_r^{\text{II}} = \mathbf{B}_r^{\text{III}}$	$\mathbf{B}_z^{\text{II}} = \mathbf{B}_z^{\text{III}}$
R_{io}	$\mathbf{B}_r^{\text{III}} = \mathbf{B}_r^{\text{IV}}$	$\mathbf{B}_z^{\text{III}} = \mathbf{B}_z^{\text{IV}}$
R_{ii}		$\mathbf{B}_z^{\text{IV}} = 0$

2.3.2 자속밀도 특성 식

자기벡터포텐셜 \mathbf{A} 에 대한 정의 ($\nabla \times \mathbf{A} = \mathbf{B}$)에 식 (9)를 대입하면 식 (10)과 같이 자속밀도는 반경 방향으로의 자속밀도 (\mathbf{B}_r) 성분과 축 방향으로의 자속밀도 (\mathbf{B}_z) 성분으로 표현할 수 있다.

$$\mathbf{B} = -\frac{\partial}{\partial z} A_\theta \vec{i}_r + \left(\frac{A_\theta}{r} + \frac{\partial}{\partial r} A_\theta \right) \vec{i}_z \quad (10)$$

이어서 각 영역에서 반경 방향으로의 자속밀도와 축 방향으로의 자속밀도 특성 식은 식 (11)과 같다.

$$\begin{aligned} \mathbf{B}_r^{\text{II}} &= \sum_{n=-\infty, \text{odd}}^{\infty} jk_n \left\{ C_n^{\text{II}} I_1(k_n r) + D_n^{\text{II}} K_1(k_n r) \right\} e^{-jk_n z} \vec{i}_r \\ \mathbf{B}_z^{\text{II}} &= \sum_{n=-\infty, \text{odd}}^{\infty} k_n \left\{ \frac{C_n^{\text{II}} I_0(k_n r) - D_n^{\text{II}} K_0(k_n r)}{-j\mu_0 M_r(n)} \right\} e^{-jk_n z} \vec{i}_z \end{aligned} \quad (11.a)$$

$$\begin{aligned} \mathbf{B}_r^{\text{III}} &= \sum_{n=-\infty, \text{odd}}^{\infty} jk_n \left\{ C_n^{\text{III}} I_1(k_n r) + D_n^{\text{III}} K_1(k_n r) \right\} e^{-jk_n z} \vec{i}_r \\ \mathbf{B}_z^{\text{III}} &= \sum_{n=-\infty, \text{odd}}^{\infty} k_n \left\{ C_n^{\text{III}} I_0(k_n r) - D_n^{\text{III}} K_0(k_n r) \right\} e^{-jk_n z} \vec{i}_z \end{aligned} \quad (11.b)$$

$$\begin{aligned} \mathbf{B}_r^{\text{IV}} &= \sum_{n=-\infty, \text{odd}}^{\infty} jk_n \left\{ C_n^{\text{IV}} I_1(k_n r) + D_n^{\text{IV}} K_1(k_n r) \right\} e^{-jk_n z} \vec{i}_r \\ \mathbf{B}_z^{\text{IV}} &= \sum_{n=-\infty, \text{odd}}^{\infty} k_n \left\{ \frac{C_n^{\text{IV}} I_0(k_n r) - D_n^{\text{IV}} K_0(k_n r)}{-j\mu_0 M_r(n)} \right\} e^{-jk_n z} \vec{i}_z \end{aligned} \quad (11.c)$$

2.3.4 경계 조건

미정계수의 값은 경계조건을 이용하여 구할 수 있으며, 각 경계에서의 경계 조건은 표 2와 같다.

먼저 반경 방향으로 자화된 자기 커플링의 미정계수를 구하기 위해, 5개의 영역을 r, θ, z 의 원통형 좌표계에 도식화 한 모델을, 해석의 편리성을 위해 내측 영구자석과 외측 영구자석을 각각 공극영역으로 가정하여 그림 4와 그림 5에 표현하였다. 그림 4에는

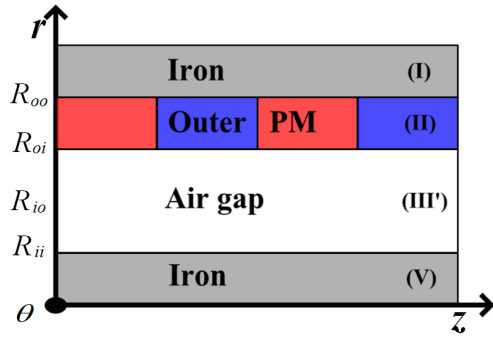


그림 4 내측 영구자석을 공극으로 가정한 모델
Fig 4 The Model, which of inner PM is assumed as air

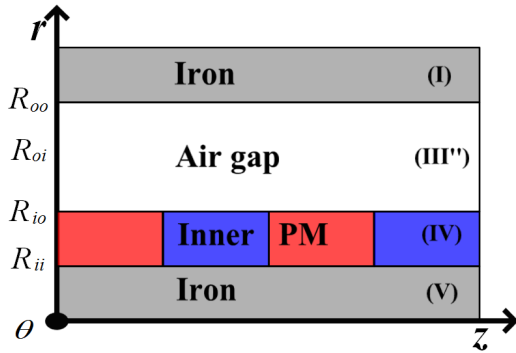


그림 5 외측 영구자석을 공극으로 가정한 모델
Fig 5 The Model, which of outer PM is assumed as air

외측 철심, 외측 영구자석, 공극, 내측 철심이 존재하기 때문에, R_{oo}, R_{oi}, R_{ii} 3곳의 경계가 존재하며, 4개의 경계조건이 존재하기 때문에, 식 (12)-(15)를 얻을 수 있다.

$$C_n^{II} I_0(k_n R_{oo}) - D_n^{II} K_0(k_n R_{oo}) - \frac{j\mu_0 M_r(n)}{k_n^2 R_{oo}} = 0 \quad (12)$$

$$C_n^{II} I_0(k_n R_{oi}) - D_n^{II} K_0(k_n R_{oi}) - \frac{j\mu_0 M_r(n)}{k_n^2 R_{oi}} = C_n^{III'} I_0(k_n R_{oi}) - D_n^{III'} K_0(k_n R_{oi}) \quad (13)$$

$$C_n^{II} I_1(k_n R_{oi}) + D_n^{II} K_1(k_n R_{oi}) - \frac{j\mu_0 M_r(n)}{k_n} = C_n^{III'} I_1(k_n R_{oi}) + D_n^{III'} K_1(k_n R_{oi}) \quad (14)$$

$$C_n^{III'} I_0(k_n R_{ii}) - D_n^{III'} K_0(k_n R_{ii}) = 0 \quad (15)$$

식 (12)~(15)를 통해 미정계수 ($C_n^{II}, C_n^{III'}, D_n^{II}, D_n^{III'}$)의 값을 구할 수 있다. 그림 5에는 외부 철심, 공극, 내측 영구자석, 내측 철심이 존재하기 때문에, R_{oo}, R_{oi}, R_{ii} 3곳의 경계가 존재하며, 그림 4와 마찬가지로 4개의 경계조건이 존재하기 때문에, 식 (16)~(19)를 얻을 수 있다.

$$C_n^{III'} I_0(k_n R_{oo}) - D_n^{III'} K_0(k_n R_{oo}) = 0 \quad (16)$$

$$C_n^{IV} I_0(k_n R_{io}) - D_n^{IV} K_0(k_n R_{io}) - \frac{j\mu_0 M_r(n)}{k_n^2 R_{io}} = C_n^{III'} I_0(k_n R_{io}) - D_n^{III'} K_0(k_n R_{io}) \quad (17)$$

$$C_n^{IV} I_1(k_n R_{io}) + D_n^{IV} K_1(k_n R_{io}) - \frac{j\mu_0 M_r(n)}{k_n} = C_n^{III'} I_1(k_n R_{io}) + D_n^{III'} K_1(k_n R_{io}) \quad (18)$$

$$C_n^{IV} I_0(k_n R_{ii}) - D_n^{IV} K_0(k_n R_{ii}) - \frac{j\mu_0 M_r(n)}{k_n^2 R_{ii}} = 0 \quad (19)$$

마찬가지로 식 (16)~(19)를 통해 4개의 미정계수 ($C_n^{III'}, C_n^{IV}, D_n^{III'}, D_n^{IV}$)의 값을 구할 수 있다. 이때 실제 해석 모델은 그림 4와 그림 5가 합쳐진 모습이기 때문에, $C_n^{III} = C_n^{III'} + C_n^{III''}$ 의 값이 되고, $D_n^{III} = D_n^{III'} + D_n^{III''}$ 의 값이 되므로, 미정계수 ($C_n^{II}, C_n^{III}, C_n^{IV}, D_n^{II}, D_n^{III}, D_n^{IV}$)의 값을 모두 구할 수 있다.

2.3.5 자속밀도 비교

그림 6은 2-D 유한요소해석법을 통해 확인 한 자기 커플링의 자속선 분포도이며, 그림 7은 3-D 유한요소해석법을 통해 확인 한 자기 커플링의 자속선 분포도이다. 두 그림 모두에서 영구자석에 의해 자계가 생성되는 것을 확인 할 수 있다. 그림 8은 반경 방향으로의 자속밀도와 축 방향으로의 자속밀도를 유한요소해석법과 공간고조파 해석결과와 비교한 그래프이다. 그림 8(a)는 외측 철심과 외측 영구자석 사이의 경계(R_{oo}), 그림 8(b)는 외측 영구 자석과 공극 사이의 경계(R_{oi}), 그림 8(c)는 공극 중앙, 그림 8(d)는 내측 영구 자석과 공극 사이의 경계(R_{io}), 그림 8(e)는 내측 영구자석과 내측 철심 사이의 경계(R_{ii})에서의 자속 밀도를 보여준다. 5개의 그래프 모두에서 유한요소해석법의 결과와 공간고조파법 해석 결과와 일치함을 확인 할 수 있다.

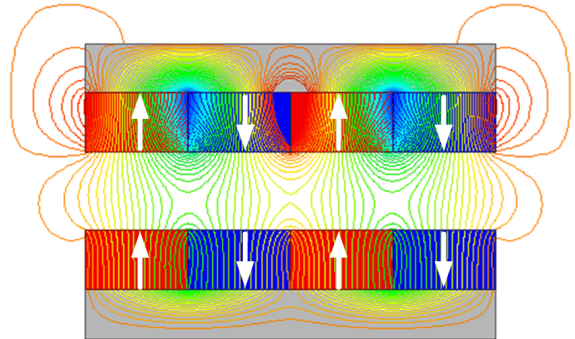


그림 6 자기 커플링의 2-D 모델 자속선 분포
Fig 6 Magnetic Coupling's 2-D FEM Model of Magneto static Field

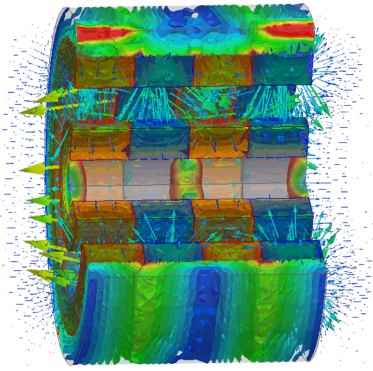


그림 7 자기 커플링의 3-D FEM 모델 자속선 분포
 Fig 7 Magnetic Coupling's 3-D FEM Model of Magneto static Field

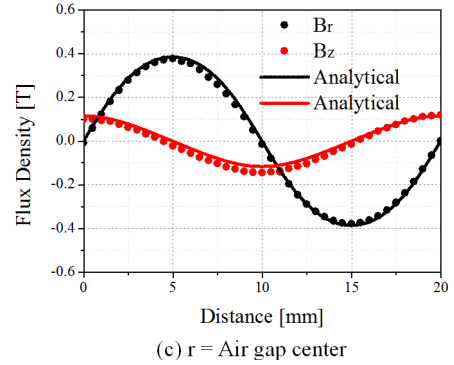
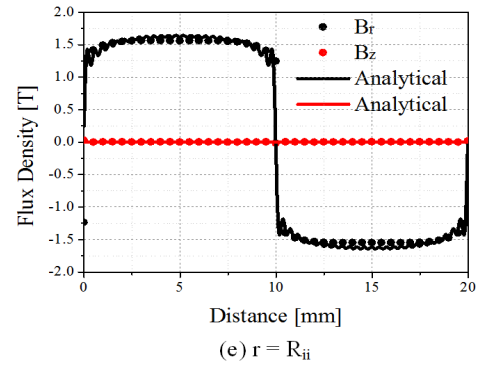
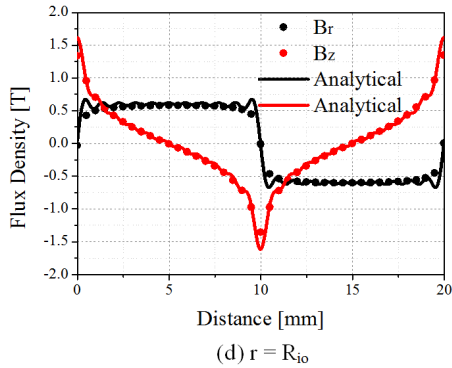
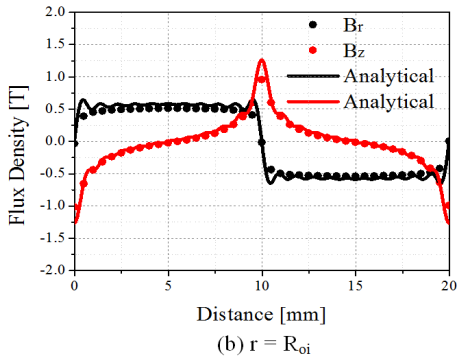
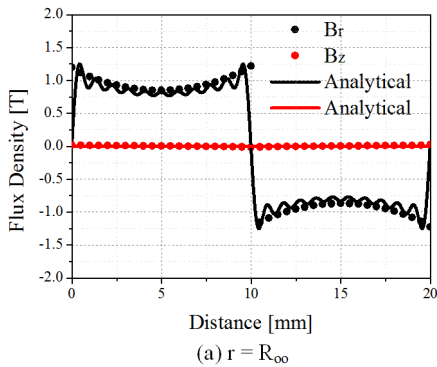


그림 8 각 경계에서의 FEM과 공간 고조파법의 자속 밀도 비교 : (a) $r=R_{oo}$, (b) $r=R_{oi}$, (c) r =공극 중앙, (d) $r=R_{io}$, 및 (e) $r=R_{ii}$

Fig 8 Comparison of analytical results with FEM for the magnetic flux Density at each Boundary : (a) $r=R_{oo}$, (b) $r=R_{oi}$, (c) r = air gap center, (d) $r=R_{io}$, and (e) $r=R_{ii}$

2.4 힘 특성

본 해석 모델에서 내측 철심영역(I)과 영구자석영역(II)은 축 방향으로 이동한다. 이때 발생하는 힘은 Maxwell stress tensor를 이용하여 계산 하면 식 (20)과 같다[13-15].

$$F_z = -\frac{S}{2\mu_0} \{B_r^I(B_z^I)^*\} \quad (20)$$

식 (20)에서 *는 켈레를 의미하고, S 는 움직이는 면의 단면적을 의미한다. 단면적은 내측 영구자석이 움직임에 따라 변하기 때문에 식 (21)과 같이 표현할 수 있다.

$$S = 2\pi R_{io}(l - vt) \quad (21)$$

l 은 축 방향의 길이, v 는 이동자의 이동속도, t 는 시간을 의미한다. 반경 방향 자기 커플링이 0.5m/s의 속도로 50mm 이동할

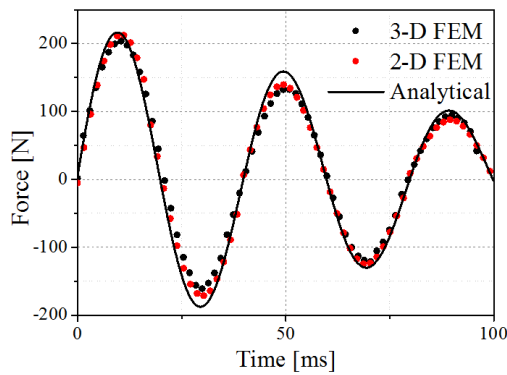


그림 9 3-D FEM, 2-D FEM과 공간고조파법의 힘 특성 결과 비교
Fig 9 Comparison of Analytical results with 3-D FEM and 2-D FEM for Force Characteristics

때까지의 힘 특성을 그림 9에 표현하였다. 공간고조파법 해석 결과는 2-D 유한요소해석법과 3-D 유한요소해석법 결과와 비교하여 검증하였다. 최대 힘이 줄어드는 모습을 확인 할 수 있는데, 이는 1차 축 기기의 동력에 의해 내측 영구자석이 이동함에 따라 내측 영구자석과 외측 영구자석이 마주하는 면적이 줄어들기 때문이다.

3. 결 론

직선 운동을 하는 기기에서의 동력전달에 있어, Tubular 타입 자기 커플링은 효율성, 내구성, 경제성에 있어 다른 커플링보다 뛰어나다. 따라서 본 논문에서는 반경 방향으로 자화된 Tubular 타입 자기 커플링의 전자기적 특성 해석을 진행하였다. 먼저 푸리에 급수를 이용하여 자화모델링을 하였고, 지배방정식을 통해서 영구자석 영역과 공극 영역에서의 자속밀도를 확인하였다. 마지막으로 Maxwell stress tensor를 이용하여 힘 특성을 해석하였고, 그 결과를 유한요소 해석법과 비교하여 해석의 타당성을 입증하였다. 따라서 본 논문에서 사용한 해석 방법을 이용하면 Tubular 타입 자기 커플링의 초기 설계 및 Parameter 선정에 있어 유한요소 해석법을 통한 설계보다 간단하게 설계 가능할 것으로 생각된다. 또한 본 논문의 후속 연구로, Halbach 배열 자화를 가진 Tubular 타입 자기 커플링의 특성을 해석하여, 반경 방향으로 자화된 Tubular 타입 자기 커플링의 특성과 비교해 볼 수 있을 것으로 사료된다.

감사의 글

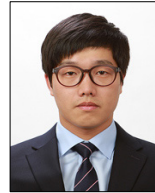
이 논문은 2015년도 정부(미래창조과학부)의 재원으로 한국연구재단의 지원을 받아 수행된 기초연구사업임 (No.2014 R1A1A1A05002745)

References

- [1] M. Leijon., H. Bernhoff, O. Agren, J. Isberg, J. Sundberg, M. Berg, K. Karlsson and A. Wolfbrandt “ Multiphysics simulation of wave energy to electric energy conversion by permanent magnet linear generator,” IEEE Trans., on Energy Convers., vol. 20, no. 1, pp.219-224, 2005.
- [2] J. F. Eastham, “Novel synchronous machines : Linear and disc,” IEEE Proc. Electr. Power Appl., vol. 137, pp 49-58, 1990.
- [3] Ashabani, M., Milimonfared, J., Shokrollahi-Moghani, J., Taghipour, S. and Aghashabani, M., “Mitigation of cogging force in axially magnetized tubular permanent-magnet machines using iron pole-piece slotting,” IEEE Trans. on Magn., vol. 44, pp. 2158-2162, 2008
- [4] W. Jiabin, W. Weiya, G. W. Jewell, and D. Howe, “A low-power, linear, permanent-magnet generator/energy storage system,” Industrial Electronics, IEEE Trans. on Magn., vol. 49, pp. 640-648, 2002.
- [5] Romain Ravaud, Valerie Lemarquand, and Guy Lemarquand, “Analytical Design of Permanent Magnet Radial Couplings,” IEEE Trans. on Magn, vol.46, no.11, pp.3860-3865, 2010.
- [6] W. Wu. H. C. Lovatt, and J. B. Dunlop, “Analysis and Design Optimisation of Magnetic Couplings Using 3D Finite Element Modeling,” IEEE Trans., on Magn., vol. 33, no. 5, pp.4083-4085, 1997.
- [7] Seok-Myeong Jang, Jang-Young Choi, and Sang-Sub Jeong “Electromagnetic Analysis and Control Parameter Estimation of Moving-Coil Linear Oscillatory Actuator,” J. Appl. Phys., vol. 99, no 8, 08R307, April 2006.
- [8] Boldea and S. A. Nasar, “Linear electric actuators and generators,” IEEE Trans. Energy Conv., vol. 14, no. 3, pp.712 - 716, 1999.
- [9] Jiabin Wang, Geraint W. Jewell and David Howe, “A General Framework for the Analysis and Design of Tubular Linear Permanent Magnet Machines,” IEEE Trans. on Magn, vol.35, no.3, pp. 1868-2000, May, 1999.
- [10] J. Y. Choi, S. M. Jang, “Analytical magnetic torque calculation and experimental testing of radial flux permanent magnet-type eddy current brakes,” Journal of Applied Physics., vol.111, no.7, pp.07E712-07E712-3, 2011.
- [11] Zachary S. Sacks, David M. Kingsland, Robert Lee, and Jin-Fa Lee, “A Perfectly Matched Anisotropic Absorber for Use an Absorbing Boundary Condition,”

- IEEE Trans., on ANTHENNAS and PROGATION, vol. 43, no. 12, pp. 1460-1463, 1995
- [12] Harry Contopanagos, Benjamin Dembart, Michael Epton, John J. Ottusch, Vladimir Rokhlin, John L. Visher, and Stephen M. Wandzura, "Well- Conditioned Boundary Integral Equations for Three-Dimensional Electromagnetic Scattering," IEEE Trans., on ANTHENNAS and PROGATION, vol. 50, no. 12, pp. 1824-1830, 2002
- [13] 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
- [14] Meessen,K.J, Paulides, J.J.H, and Lomonova, E.A, "Force Calculations in 3D Cylindrical Structures Using Fourier Analysis and the Mawell Stress Tensor," IEEE Trans., on Magn., vol.49, no.1, pp.536-545, 2012.
- [15] Y. S. Chen, and Z. Q. Zhu, "Investigation of Magnetic Drag Torque in Permanent Magnet Brushless DC Motors," IEEE Trans., on Magn., vol. 43, no. 6, June 2007.

저 자 소 개



김 창 우 (Chang-Woo Kim)

1989년 7월 10일생. 2015년 충남대학교 전기공학과 졸업, 2015 3월~현재 충남대학교 전기공학과 석사 과정.

Tel : 042-821-7601

Email : demona@cnu.ac.kr



정 경 훈 (Kyoung-Hun Jung)

1974년 12월 27일생. 2000년 조선대학교 정밀기계공학과 졸업, 2002년 전남대학교 기계공학과 석사졸업. 2002년~2008년 1월 삼성전자연구소. 2008년 2월~현재 한은시스템 기술연구소.

Tel : 042-826-9906

Email : kjung1@hvcglobal.com



최 장 영 (Jang-Young Choi)

1976년 10월 20일생. 2003년 충남대학교 전기공학과 학사졸업. 2005년 동대학원 전기공학과 석사졸업. 2009년 동대학원 전기공학과 박사 졸업. 2009년 1월~2009년 8월 ㈜한라공조 기술연구소. 2009년 9월~현재 충남대학교 전기공학과 부교수.

Tel : 042-821-7610

E-mail : choi_jy@cnu.ac.kr