

Analysis of Magnetic Field Characteristics in a Squirrel-Cage Induction Motor Considering Rotor Conductivity and Operating Conditions Using the Subdomain Method

Seok-Hyeon Eom, Jun-Won Yang, Hwi-Rang Ban, and Jang-Young Choi*

Department of Electrical Engineering, Chungnam National University, Daejeon 34134, South Korea

Hoon-ki Lee

H&A R&D Center, Home Appliance & Air Solution Company, LG Electronics Inc. Gasan R&D Campus, Seoul 08592, Korea

Kyung-Hun Shin*

Department of Electrical Engineering, Changwon National University, Changwon 51140, South Korea

Dae-Hyun Lee

Department of Biosystems Machinery Engineering, Chungnam National University, Daejeon 34134, Korea

(Received 11 September 2025, Received in final form 17 October 2025, Accepted 20 October 2025)

This paper presents an analytical approach based on the subdomain method for accurately and efficiently analyzing the magnetic field characteristics of a squirrel-cage induction motor (SCIM). The motor cross-section is modeled in a 2D polar coordinate system and partitioned into multiple subdomains. From Maxwell's equations, the governing equations of each region are derived, and general solutions are obtained using the magnetic vector potential together with the method of separation of variables. The unknown coefficients in the solutions are determined by applying appropriate boundary conditions at the interfaces, yielding the final analytical expressions. Based on the derived solutions, the air-gap flux density distribution of the SCIM is evaluated. The validity of the proposed method is confirmed through comparison with finite element method results, demonstrating its capability for rapid and reliable prediction of machine performance, particularly useful in the early design stage.

Keywords : analytical approach, induction motor, magnetic field characteristic, motor, subdomain method

서브도메인법을 이용한 농형 유도전동기의 회전자 도전율 및 운전 조건에 따른 자계 특성 해석

엄석현 · 양준원 · 반휘랑 · 최장영*

충남대학교 전기공학과, 대전광역시 유성구 대학로 99, 34134

이훈기

LG전자 H&A연구센터 기반기술연구소, 서울특별시 가산디지털1로 51, 08592

신경훈*

국립창원대학교 전기공학과, 경남 창원시 의창구 창원대학로 20, 51140

이대현

충남대학교 스마트농업시스템기계공학과, 대전광역시 유성구 대학로 99, 34134

(2025년 9월 11일 받음, 2025년 10월 17일 최종수정본 받음, 2025년 10월 20일 게재확정)

본 논문에서는 농형 유도전동기의 빠르고 정확한 성능 예측을 위해 서브도메인법 기반의 자계 해석 기법을 제시하였다. 전동기 단면을 2차원 극좌표계로 단순화하고 여러 영역으로 분할한 뒤, 맥스웰 방정식과 전자기 이론에 따라 각 영역의 지배방정식을 유도하였다. 이어 자기비터포텐셜과 변수분리법을 이용하여 각 영역의 일반해를 구하고, 경계조건을 적용하여 미정계수를 결정함으로써 최종 해석해를 도출하였다. 이를 바탕으로 공극 자속밀도를 계산하였으며, 제안된 기법의 타당성은 유한요소해석 결과와의 비교를 통해 검증하였다. 본 연구에서 제시한 해석 방법은 전동기 초기 설계 단계에서 신속하고 신뢰성 있는 성능 평가에 유용할 것으로 기대된다.

주제어 : 해석적 방법, 유도전동기, 자계 특성 해석, 전동기, 서브도메인법

I. 서 론

최근 중국의 희토류 무기화로 인한 가격 변동은 전 세계 전동기 설계와 제조에 큰 영향을 미치고 있다[1,2]. 이에 따라 희토류를 사용하지 않는 비희토류 전동기에 대한 연구가 활발히 진행되고 있으며, 대표적인 예로 농형 유도전동기(Squirrel-Cage Induction Motor, SCIM), 계자 권선형 동기전동기, 릴렉턴스 전동기 등이 있다. 이 중 SCIM은 구조가 단순하고 견고하며 제작 단가가 저렴하다는 장점 덕분에 여전히 산업계 전반에서 중요한 전동기로 널리 활용되고 있다 [3,4].

또한, 전 세계적인 에너지 효율 규제 강화와 산업 기술의 고도화에 따라 SCIM은 고효율·고출력 밀도뿐만 아니라 저소음·저진동 특성을 동시에 충족해야 하는 상황에 놓여 있다[5-7]. 이러한 성능을 확보하기 위해서는 초기 설계 단계에서 전동기 내부의 자계 분포를 신속하고 정확하게 예측하는 것이 필수적이다. 자계 특성을 정밀하게 해석하면 역기전력, 쇄교자속, 토크 등 주요 성능 지표를 조기에 파악할 수 있어 설계 효율을 크게 향상시킬 수 있다[8-11].

현재 SCIM 해석에는 수치해석법 중 하나인 유한요소법(Finite Element Method, FEM)이 가장 널리 사용된다. FEM은 복잡한 형상과 재료의 비선형성을 고려할 수 있어 매우 높은 해석 정확도를 제공한다는 장점이 있다. 그러나 요소 분할 조건과 설계자의 숙련도에 따라 결과가 영향을 받을 수 있으며, 정상상태 특성을 얻기 위해 과도 구간까지 포함한 장시간 연산이 요구된다는 한계가 있다[12,13].

이에 비해 해석적 방법인 서브도메인법은 정상상태를 가정하여 과도 구간 계산이 불필요하고, 다양한 설계 변수 변화에 따른 결과를 신속하게 확인할 수 있다는 장점이 있다. 따라서 초기 설계 단계에서 극·슬롯·도체바 선택 등 반복적인 해석이 필요한 경우 매우 유용하다.

본 연구에서는 서브도메인법을 적용하여 3상 SCIM의 자계 특성을 해석하였다. 이를 위해 전동기 단면을 2차원 극좌표계로 단순화하여 여러 영역으로 분할하고, 각 영역의 지배방정식을 유도하였다. 이후 자기비터포텐셜과 변수분리법을 적용하여 일반해를 도출하고, 경계조건을 통해 미정계수를 결정하여 최종 해석해를 구성하였다. 이를 기반으로 공극 자속밀

도를 계산하였으며, FEM 결과와의 비교를 통해 제안된 해석 기법의 타당성을 검증하였다.

II. 서브도메인법을 이용한 농형 유도전동기의 자계 해석

1. 해석 모델 및 가정

본 연구에서 사용된 2차원 해석 모델은 자기비터포텐셜 \mathbf{A}_s 를 극좌표계에서 푸리에 급수로 전개하여 구성하였다. 서브도메인법 해석의 계산 효율성을 위해 다음과 같은 가정을 두었다[14,15].

- 단부 효과는 무시한다.
- 철심의 비투자율은 무한대로 가정한다.
- 모든 물성치는 일정하고 균일하다.
- 해석은 정상상태 조건에서 수행되며, 전원 주파수와 회전자 속도는 일정하고 유도전류는 정상상태로 수렴한다.
- 모든 해석은 기준 시점 t_0 에서 회전자 위치가 고정된 조건에서 진행된다.

Fig. 1은 해석을 위해 단순화한 모델을 나타낸다. 모델은 다섯 개의 영역으로 구분되며, 회전자 슬롯 영역(Region 1), 회전자 슬롯 오프닝 영역(Region 2), 공극 영역(Region 3), 고정자 슬롯 오프닝 영역(Region 4), 고정자 슬롯 영역(Region 5)으로 이루어진다.

r_1, r_2, r_3, r_4, r_5 그리고 r_6 는 각각 회전자 슬롯 내경, 회전자 슬롯 외경, 회전자 외경, 고정자 내경, 고정자 슬롯 내경, 고정자 슬롯 외경을 의미하며, 각도 변수 a, b, c, d 는 각각 회전자 슬롯, 회전자 슬롯 오프닝, 고정자 슬롯, 고정자 슬롯 오프닝의 각도를 나타낸다.

$$\theta_j = \frac{2\pi}{Q_r}(j-1) \quad (1)$$

$$\theta_i = \frac{2\pi}{Q_s}(i-1) \quad (2)$$

여기서, θ_j 는 j 번째 회전자 슬롯의 위치를 의미하며 θ_i 는 i 번

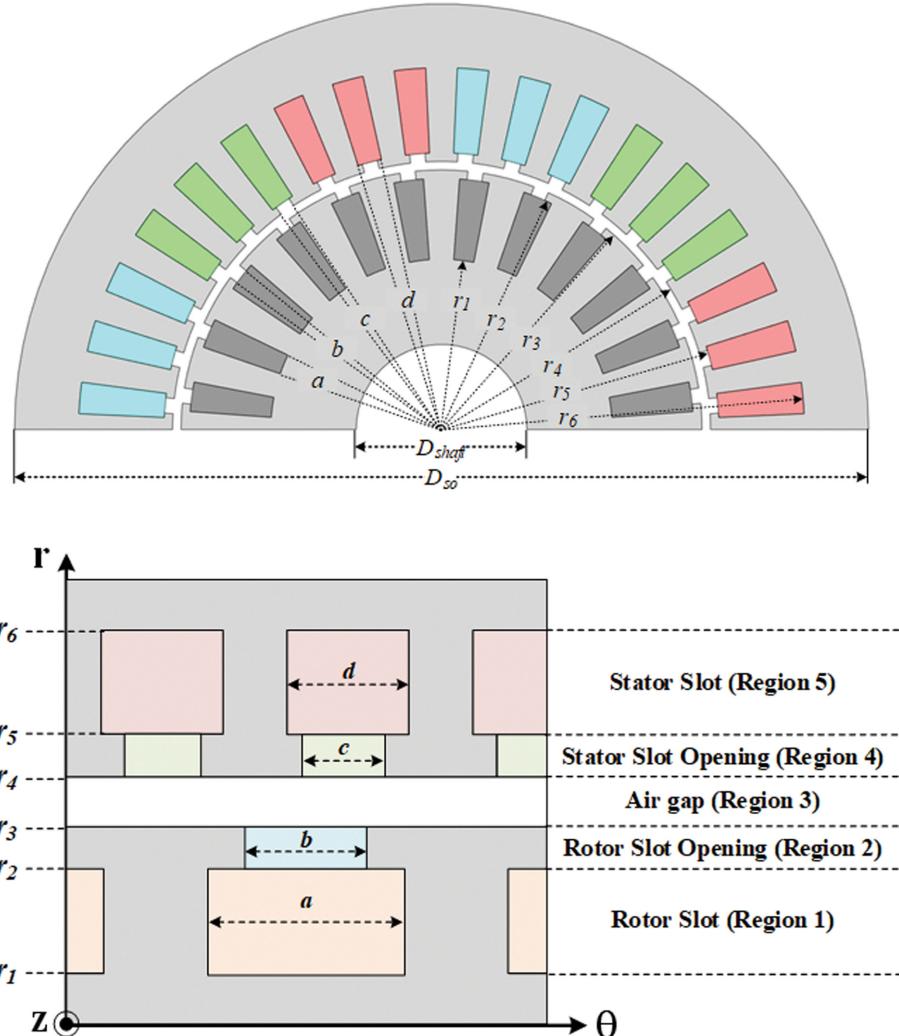


Fig. 1. (Color online) Simplified 2D analytical model of the SCIM divided into five regions.

째 고정자 슬롯의 위치를 나타낸다.

2. 지배방정식: 라플라스, 푸아송 방정식 및 헬름홀츠 방정식

지배방정식은 맥스웰 방정식으로부터 유도된다. 그러나 벡터 형태의 맥스웰 방정식을 직접 해석하는 것은 매우 복잡하므로, 일반적으로 자기벡터포텐셜을 도입하여 다음과 같이 표현한다[16,17].

$$\nabla^2 \mathbf{A} = -\mu_0(\nabla \times \mathbf{M}_0) - u_0 u_r \mathbf{J} \quad (3)$$

$$\nabla^2 \mathbf{A} = \frac{\partial^2 \mathbf{A}_z}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \mathbf{A}_z}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \mathbf{A}_z}{\partial \theta^2} \quad (4)$$

여기서 \mathbf{A} 는 자기벡터포텐셜, \mathbf{M}_0 는 자화, \mathbf{J} 는 전류밀도를 나타내며, μ_0 와 μ_r 은 각각 진공의 투자율 및 비투자율이다.

SCIM은 영구자석이 존재하지 않으므로 자화 성분이 사라진다. 이에 따라 고정자 슬롯(Region 5)에는 전류가 흐르므로

푸아송 방정식으로 표현할 수 있다. 반면, 공극 영역(Region 3), 회전자 슬롯 오프닝(Region 2), 고정자 슬롯 오프닝(Region 4)은 전류나 자화 성분이 존재하지 않으므로 라플라스 방정식으로 나타낼 수 있다. 각 영역의 지배방정식은 다음과 같다.

$$\frac{\partial^2 A_{zk}^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial A_{zk}^2}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 A_{zk}^2}{\partial \theta^2} = 0 \quad (5a)$$

$$\frac{\partial^2 A_{zn}^3}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial A_{zn}^3}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 A_{zn}^3}{\partial \theta^2} = 0 \quad (5b)$$

$$\frac{\partial^2 A_{zv}^4}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial A_{zv}^4}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 A_{zv}^4}{\partial \theta^2} = 0 \quad (5c)$$

$$\frac{\partial^2 A_{zv}^5}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial A_{zv}^5}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 A_{zv}^5}{\partial \theta^2} = -\mu_0 J \quad (5d)$$

SCIM의 회전자 도체바 영역에서는 시간에 따라 변화하는

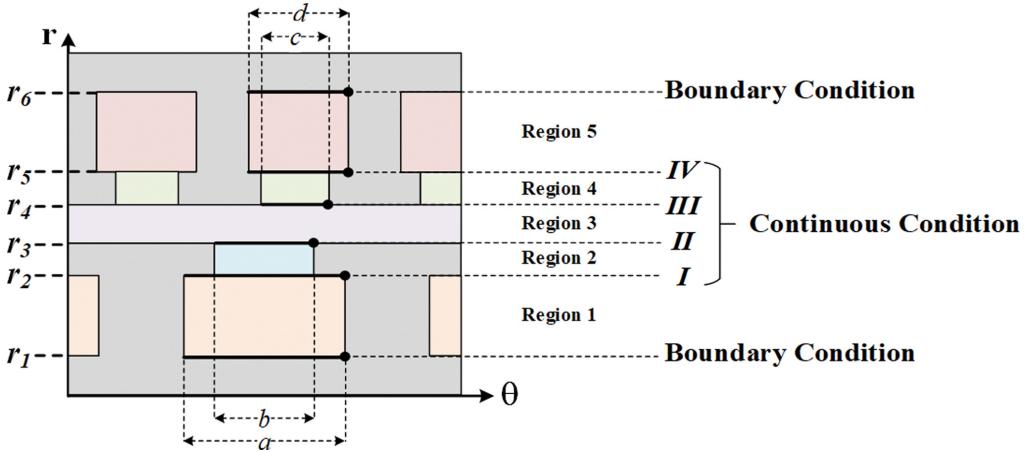


Fig. 2. (Color online) Simplified analytical model of the SCIM with subdomain boundaries.

자기장이 유도전류를 발생시키므로, 자기벡터포텐셜은 시간과 공간에 의존한다. 따라서 A_z 는 확산 방정식 형태의 편미분 방정식으로 표현되며, 극좌표계에서는 다음과 같이 나타낼 수 있다[18,19].

$$\frac{\partial^2 A_z}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial A_z}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 A_z}{\partial \theta^2} - \mu_0 \mu_r \sigma \left(\frac{\partial A_z}{\partial t} + \Omega \cdot \frac{\partial A_z}{\partial \theta} \right) = 0 \quad (6)$$

여기서, σ 는 도전율, Ω 는 회전자의 각속도이다.

식(6)에서 마지막 항은 시간적 변화와 회전에 따른 공간적 변화를 모두 고려한 항으로, 회전자 도체바에서 변화하는 자속의 비율을 나타낸다. 따라서 자기벡터포텐셜이 시간에 대해 정현파 형태라고 가정하면, 시간 및 회전에 따른 변화 항은 식(7)과 같이 단일 항으로 단순화된다[19].

$$\mu_0 \mu_r \sigma \left(\frac{\partial A_z}{\partial t} + \Omega \frac{\partial A_z}{\partial \theta} \right) = j \mu_0 \mu_r \sigma \omega_r A_z \quad (7)$$

따라서 자기벡터포텐셜에 대한 지배방정식은 헬름홀츠 방정식 형태로 변환되어 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$\frac{\partial^2 A_z}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial A_z}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 A_z}{\partial \theta^2} - \alpha^2 A_z = 0 \quad (8)$$

여기서, α 는 복소 확산 계수로 자기장의 확산 성질을 나타내며 다음과 같이 정의된다.

$$\alpha = \sqrt{j \mu_0 \mu_r \sigma \omega_r} \quad (9)$$

여기서 ω_r 은 고정자의 회전자계에서 의해 유도된 회전자 회전자계의 속도이다.

이 과정을 통해 확산 방정식은 헬름홀츠 방정식 형태로 단순화되며, 회전자 슬롯 영역(Region 1)의 지배방정식은 식(10)과 같이 표현된다.

$$\frac{\partial^2 A_{zm}^1}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial A_{zm}^1}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 A_{zm}^1}{\partial \theta^2} = j \mu_0 \mu_r \sigma \omega_{rm} A_{zm}^1 \quad (10)$$

3. 경계조건 정의

본 연구에서는 자기벡터포텐셜 편미분 방정식의 일반해를

Table I. Summary of boundary conditions at radial positions in the SCIM model.

$r = r_1$	$H_{zm}^1(r_1, \theta) = 0$	-
	$A_{zm}^1(r_2, \theta) = A_{zk}^2(r_2, \theta)$	$\theta_{j-\frac{b}{2}} < \theta < \theta_{j+\frac{b}{2}}$
$r = r_2$	$H_{zm}^1(r_2, \theta) = H_{zk}^2(r_2, \theta)$	$\theta_{j-\frac{b}{2}} < \theta < \theta_{j+\frac{b}{2}}$
	$H_{zm}^1(r_2, \theta) = 0$	elsewhere
	$A_{zk}^2(r_3, \theta) = A_{zn}^3(r_3, \theta)$	$\theta_{j-\frac{b}{2}} < \theta < \theta_{j+\frac{b}{2}}$
$r = r_3$	$H_{zk}^2(r_3, \theta) = H_{zn}^3(r_3, \theta)$	$\theta_{j-\frac{b}{2}} < \theta < \theta_{j+\frac{b}{2}}$
	$H_{zk}^2(r_3, \theta) = 0$	elsewhere
	$A_{zn}^3(r_4, \theta) = A_{zv}^4(r_4, \theta)$	$\theta_{i-\frac{c}{2}} < \theta < \theta_{i+\frac{c}{2}}$
$r = r_4$	$H_{zn}^3(r_4, \theta) = H_{zv}^4(r_4, \theta)$	$\theta_{i-\frac{c}{2}} < \theta < \theta_{i+\frac{c}{2}}$
	$H_{zn}^3(r_4, \theta) = 0$	elsewhere
	$A_{zv}^4(r_5, \theta) = A_{zl}^5(r_5, \theta)$	$\theta_{i-\frac{c}{2}} < \theta < \theta_{i+\frac{c}{2}}$
$r = r_5$	$H_{zv}^4(r_5, \theta) = H_{zl}^5(r_5, \theta)$	$\theta_{i-\frac{c}{2}} < \theta < \theta_{i+\frac{c}{2}}$
	$H_{zv}^4(r_5, \theta) = 0$	elsewhere
$r = r_6$	$H_{zl}^5(r_6, \theta) = 0$	-

구하기 위해 각 서브도메인의 경계에 경계조건을 적용하였다. 적용된 조건은 연속조건, 주기적 경계조건, 노이만 경계조건이며, 각 영역별 세부 조건은 Fig. 2와 Table I에 정리되어 있다.

주기적 경계조건은 기계적으로 2π 의 주기를 갖는 공극 영역(Region 3)에 적용하였다. 노이만 경계조건은 서로 다른 투자율을 갖는 재질 경계에 적용되며, 회전자 슬롯(Region 1), 회전자 슬롯 오프닝(Region 2), 고정자 슬롯 오프닝(Region 4), 고정자 슬롯 영역(Region 5)에 해당한다. 마지막으로, 서브도메인들이 맞닿는 경계면에는 연속조건을 적용하여 물리적 연속성을 보장하였다.

이러한 조건들을 각 영역의 일반해에 대입하여 미정계수를 결정함으로써 최종 해를 유도할 수 있다.

4. 서브도메인에서의 일반해 도출

각 영역의 지배방정식은 리플라스, 푸아송, 헬름홀츠 방정식으로 표현된다. 이를 2차원 극좌표계에서 풀기 위해 본 연구에서는 변수분리법을 적용하였다. 2D 극좌표계에서 자기벡터포텐셜은 반경 방향 성분 r 과 원주 방향 성분 θ 의 합수로 나타내며, 다음과 같이 두 변수의 곱 형태로 전개되어 해를 도출할 수 있다[20].

$$A_z(r, \theta) = R(r) \cdot \Theta(\theta) \quad (11)$$

위의 식에 지배방정식을 대입하여 변수 분리를 위해 분리상수 λ 를 도입하면 다음과 식(12)와 같이 나타낼 수 있다.

$$r^2 \frac{R''}{R} + r \frac{R'}{R} = - \frac{\Theta''}{\Theta} = \lambda^2 \quad (12)$$

이를 통해 구한 해는 자기벡터포텐셜로 다음과 같이 표현된다.

$$A_z(r, \theta) = \left(R_0(r) \Theta_0(\theta) + \sum_{\lambda=1}^{\infty} R_{\lambda}(r) \Theta_{\lambda}(\theta) \right) i_z \quad (13)$$

도출된 자기벡터포텐셜에 경계조건을 적용하여 각 영역의 일반해를 얻을 수 있다. 특히 회전자 슬롯 영역(Region 1)의 경우, 헬름홀츠 방정식과 주기적 경계조건 및 노이만 경계조건을 통해 다음과 같은 일반해가 구해진다.

$$\mathbf{A}_{zm}^1(r, \theta) = \left(A_0^1 f(r) + \sum_{m=1}^{\infty} A_m^1 g_m(r) \cos\left(\frac{m\pi}{a}(\theta - \theta_j + \frac{d}{2})\right) \right) \mathbf{i}_z \quad (14a)$$

$$f(r) = J_0(ar) - \frac{J_1(ar)}{Y_1(ar)} Y_0(ar) \quad (14b)$$

$$g(r) = J_{\lambda-1}(ar) - \frac{J_{\lambda-1}(ar) - J_{\lambda+1}(ar)}{Y_{\lambda-1}(ar) - Y_{\lambda+1}(ar)} Y_{\lambda}(ar) \quad (14c)$$

여기서 λ 는 $\frac{m\pi}{a}$ 이고 m 은 Region 1의 공간고조파 차수, A_0^1 , A_m^1 은 미정계수, $J_{\lambda}(ar)$ 은 제 1종 베셀 함수, $Y_{\lambda}(ar)$ 은 제 2종 베셀 함수이다. 이때 만약 $\lambda^2 > 0$ 이라면 사용된 베셀 함수 $J_{\lambda}(ar)$, $Y_{\lambda}(ar)$ 은 수정 베셀 함수 $I_{\lambda}(ar)$, $K_{\lambda}(ar)$ 로 계산하게 된다[18,19].

회전자 슬롯 오프닝 영역(Region 2)은 라플라스 방정식이 적용되며, 주기적 경계조건과 노이만 경계조건을 적용하여 다음과 같은 일반해가 구해진다.

$$\mathbf{A}_{zn}^2(r, \theta) = A_0^2 + B_0^2 \ln(r) + \sum_{k=1}^{\infty} \left(A_k^2 \left(\frac{r}{r_2} \right)^{-\frac{k\pi}{b}} + B_k^2 \left(\frac{r}{r_3} \right)^{\frac{k\pi}{b}} \right) \cos\left(\frac{k\pi}{b}(\theta - \theta_j + \frac{b}{2})\right) \mathbf{i}_z \quad (15)$$

여기서 A_0^2 , B_0^2 , A_k^2 , B_k^2 는 미정계수, k 는 Region 2의 공간고조파 차수이다.

공극 영역(Region 3)에서의 일반해는 라플라스 방정식과 주기적 경계조건을 적용하면 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$\mathbf{A}_{zn}^3(r, \theta) = A_0^3 + B_0^3 \ln(r) + \sum_{n=1}^{\infty} \left[\begin{aligned} & \left(A_n^3 \left(\frac{r}{r_3} \right)^{-n} + B_n^3 \left(\frac{r}{r_4} \right)^n \right) \cos(n\theta) \\ & + \left(C_n^3 \left(\frac{r}{r_3} \right)^{-n} + D_n^3 \left(\frac{r}{r_4} \right)^n \right) \sin(n\theta) \end{aligned} \right] \mathbf{i}_z \quad (16)$$

여기서 A_0^3 , B_0^3 , A_n^3 , B_n^3 , C_n^3 , D_n^3 은 미정계수, n 은 Region 3에서의 공간고조파 차수이다.

고정자 슬롯 오프닝 영역(Region 4)의 경우 회전자 슬롯 오프닝 영역과 마찬가지로 라플라스 방정식과 주기성 경계조건, 노이만 경계조건을 적용하여 다음과 같이 일반해를 도출할 수 있다.

$$\mathbf{A}_{zv}^4(r, \theta) = A_0^4 + B_0^4 \ln(r) + \sum_{v=1}^{\infty} \left(A_v^4 \left(\frac{r}{r_4} \right)^{-\frac{v\pi}{c}} + B_v^4 \left(\frac{r}{r_5} \right)^{\frac{v\pi}{c}} \right) \cos\left(\frac{v\pi}{c}(\theta - \theta_j + \frac{c}{2})\right) \mathbf{i}_z \quad (17)$$

여기서, A_0^4 , B_0^4 , A_v^4 , B_v^4 는 미정계수이고, v 는 Region 4의 공간고조파 차수이다.

고정자 슬롯 영역(Region 5)의 경우 코일에 전류가 흐르므로 푸아송 방정식과 노이만 경계조건을 이용하면 다음과 같이 일반해를 도출할 수 있다.

$$\mathbf{A}_{zl}^5(r, \theta) = A_0^5 + \frac{1}{2} \mu_0 J_0^5 r_6^2 \ln(r) - \frac{1}{4} \mu_0 J_0^5 r^2 + \sum_{l=1}^{\infty} \left(A_l^5 \left(\left(\frac{r}{r_5} \right)^{-\frac{l\pi}{d}} + \left(\frac{r}{r_6} \right)^{\frac{l\pi}{d}} \left(\frac{r_6}{r_5} \right)^{-\frac{l\pi}{d}} \right) \right) \cos\left(\frac{l\pi}{d}(\theta - \theta_j + \frac{d}{2})\right) \mathbf{i}_z \quad (18)$$

여기서, A_0^s , B_0^s , A_l^s , B_l^s 는 미정계수, l 은 Region 5의 공간고조파 차수이고 J_0 는 고정자 권선의 전류밀도이다.

각 영역의 일반해에 Table I의 연속조건을 적용하여 연립방정식을 풀면 미정계수를 결정할 수 있다. 이렇게 구한 계수를 식(19)에 대입함으로써 자속밀도를 계산할 수 있다.

$$\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A} = \frac{1}{r} \begin{vmatrix} \mathbf{i}_r & \mathbf{i}_\theta & \mathbf{i}_z \\ \frac{\partial}{\partial r} & \frac{\partial}{\partial \theta} & \frac{\partial}{\partial z} \\ 0 & 0 & A_z \end{vmatrix} \quad (19a)$$

$$\mathbf{B}_r = \frac{1}{r} \frac{\partial A_z}{\partial \theta} \mathbf{i}_r \quad \mathbf{B}_\theta = -\frac{\partial A_z}{\partial r} \mathbf{i}_\theta \quad (19b)$$

III. 해석결과 및 비교

제안된 해석 기법의 타당성을 검증하기 위해, 서브도메인법으로 도출한 결과를 상용 FEM 해석결과와 비교하였다. Fig.

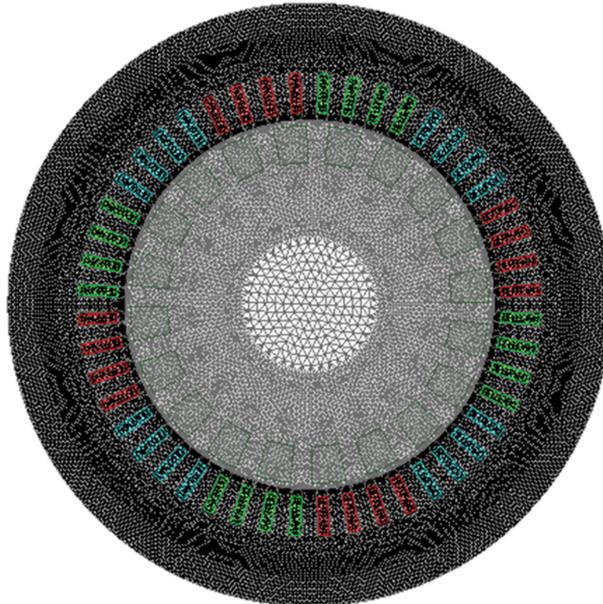


Fig. 3. (Color online) Mesh structure of the SCIM model applied in FEM analysis.

Table II. Detailed design specifications of the SCIM used for FEM analysis.

Symbol	Value	Symbol	Value
pole/slot/bar	4/48/20	a	10.7 deg.
r_1	46 mm	b	5 deg.
r_2	58 mm	c	2.3 deg.
r_3	59.5 mm	d	3.4 deg.
r_4	59.75 mm	L_{stk}	85 mm
r_5	60.5 mm	μ_r	1
r_6	75.5 mm	σ	38e+06 S/m

3은 FEM 해석에 적용된 메쉬 구조를 보여주며, Table II에는 SCIM의 상세 설계 사양이 요약되어 있다. 이때 FEM 해석에는 총 49,764개의 메쉬가 사용되었다.

제안된 해석 모델의 공간고조파 차수는 $n = 500$, 나머지 $k, m, v, l = 7$ 로 설정하였다. 이때 FEM 해석에는 약 1시간 43분이 소요된 반면, 서브도메인법은 3.57초로 계산 시간이 크게 단축되었다.

또한, SCIM 회전자 도체바의 도전율은 기동 특성과 운전 효율을 좌우하는 핵심 설계 변수이다. 회전자 도체바의 도전율이 낮을수록 회전자 전류의 크기가 감소하여 전기자 반작용이 약해지고, 이에 따라 공극자속밀도는 정현파적인 형태에 가까워진다. 반대로 도전율이 높을수록 회전자 전류가 증가하여 전기자 반작용이 강해지며 공극자속밀도의 파형의 웨곡이 커지게 된다. 제안된 해석 기법의 정확성을 검증하기 위해 Fig. 4-6과 같이 도전율을 변화시키며 공극자속밀도를 FEM 결과와 비교하였다. 그림에서 보듯이, 정격 조건($slip = 0.01$)에서 두 해석결과는 모든 도전율에 대해 높은 일치도를 보였다.

슬립 변화에 따른 공극 자속밀도 특성을 분석하기 위해 무부하($slip = 0.0001$)부터 정격($slip = 0.01, 0.03$), 구속 상태($slip = 1$)까지의 해석결과를 비교하였다. 각 조건의 파형 및

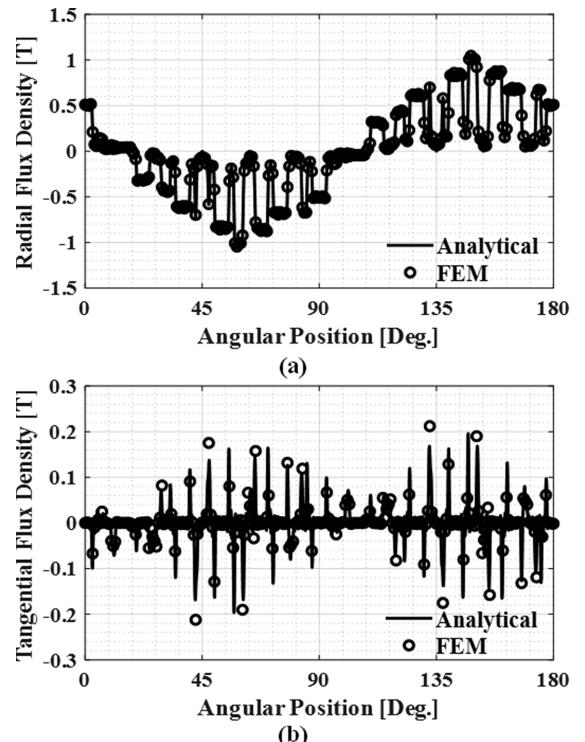


Fig. 4. Comparison of air-gap flux density at rotor bar conductivity $\sigma = 1.0 \times 10^7$ S/m (slip = 0.01) between FEM and the proposed method: (a) radial and (b) tangential magnetic flux densities.

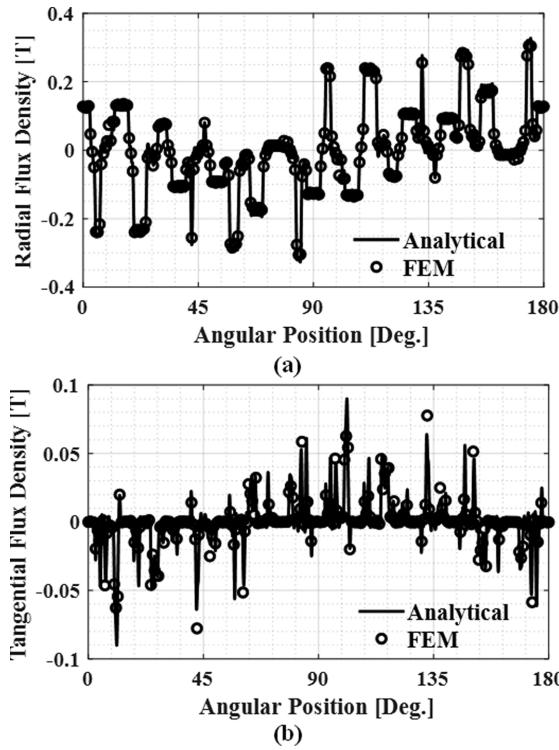


Fig. 5. Comparison of air-gap flux density at rotor bar conductivity $\sigma = 5.0 \times 10^7$ S/m (slip = 0.01) between FEM and the proposed method: (a) radial and (b) tangential magnetic flux densities.

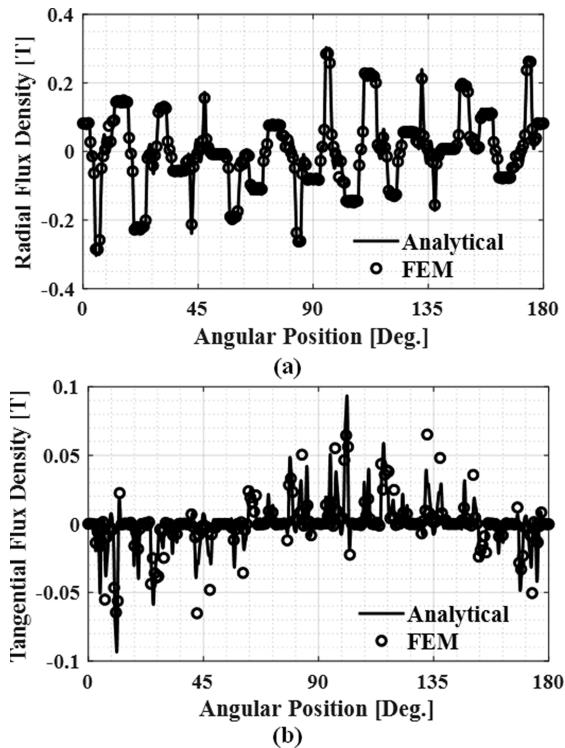


Fig. 6. Comparison of air-gap flux density at rotor bar conductivity $\sigma = 1.0 \times 10^8$ S/m (slip = 0.01) between FEM and the proposed method: (a) radial and (b) tangential magnetic flux densities.

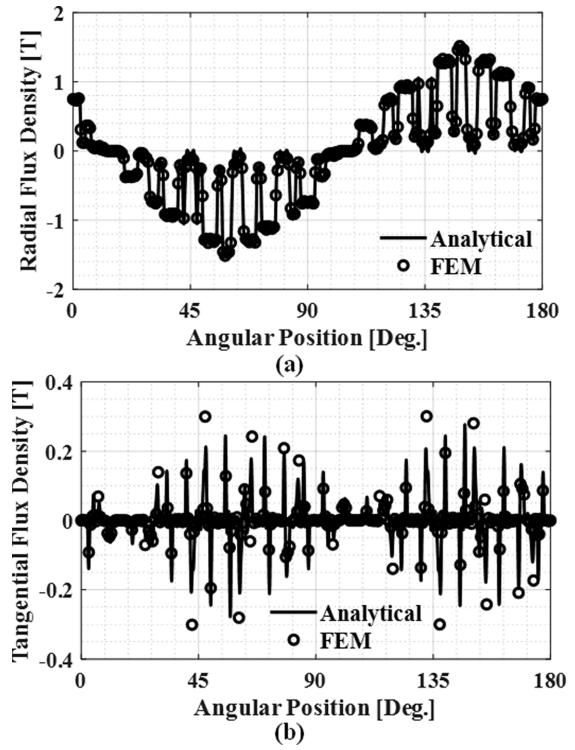


Fig. 7. Comparison of air-gap flux density waveforms under no-load condition ($\sigma = 3.8 \times 10^7$ S/m, slip = 0.0001) between FEM and the proposed method: (a) radial and (b) tangential magnetic flux densities.

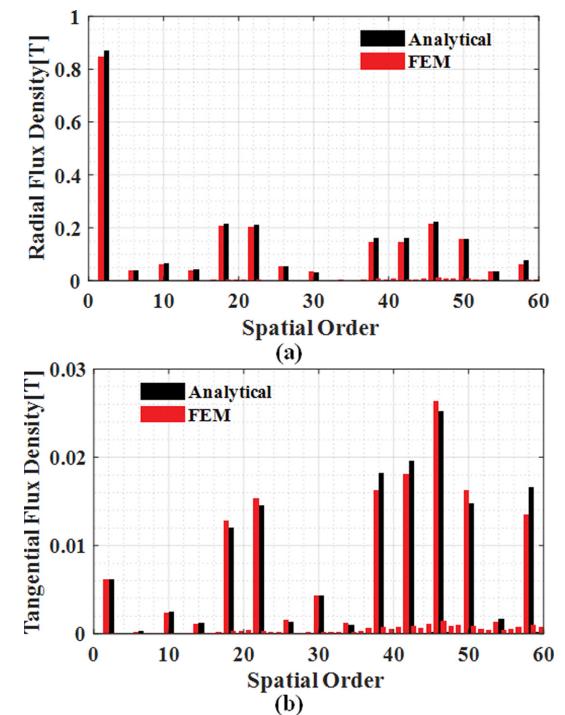


Fig. 8. (Color online) Comparison of FFT results of air-gap flux density under no-load condition ($\sigma = 3.8 \times 10^7$ S/m, slip = 0.0001) between FEM and the proposed method: (a) radial and (b) tangential magnetic flux densities.

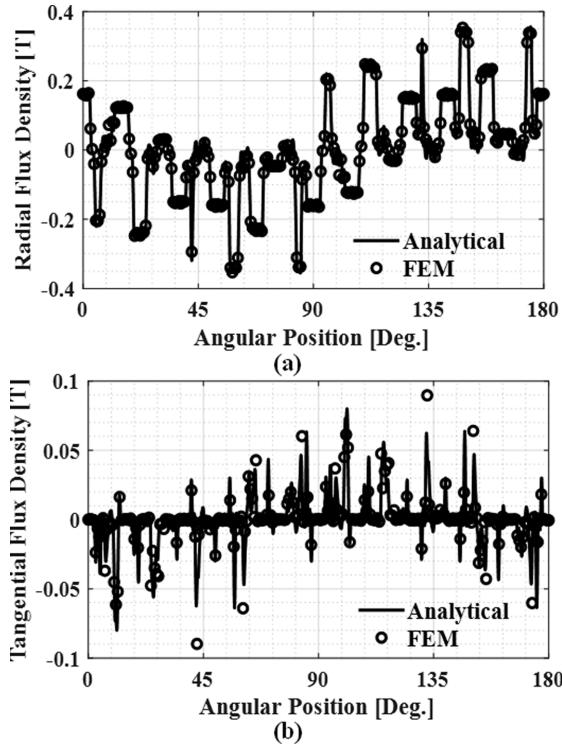


Fig. 9. Comparison of air-gap flux density waveforms under rated condition ($\sigma = 3.8 \times 10^7$ S/m, slip = 0.01) between FEM and the proposed method: (a) radial and (b) tangential magnetic flux densities.

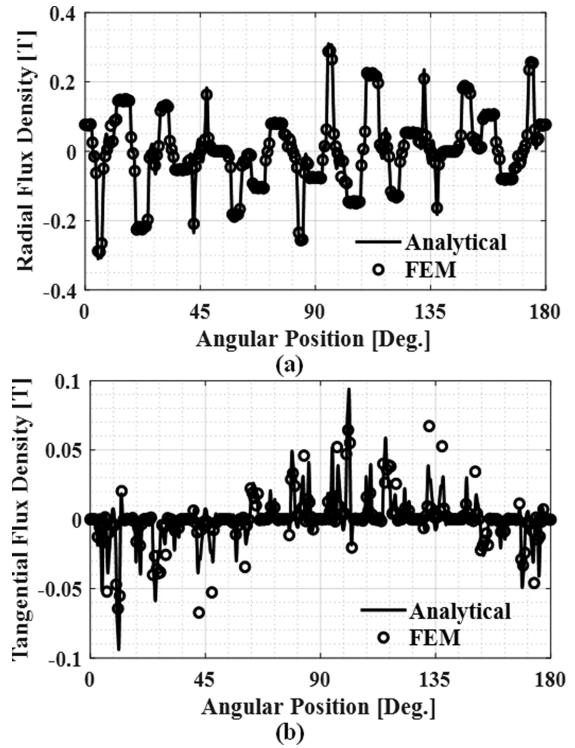


Fig. 11. Comparison of air-gap flux density waveforms under rated condition ($\sigma = 3.8 \times 10^7$ S/m, slip = 0.03) between FEM and the proposed method: (a) radial and (b) tangential magnetic flux densities.

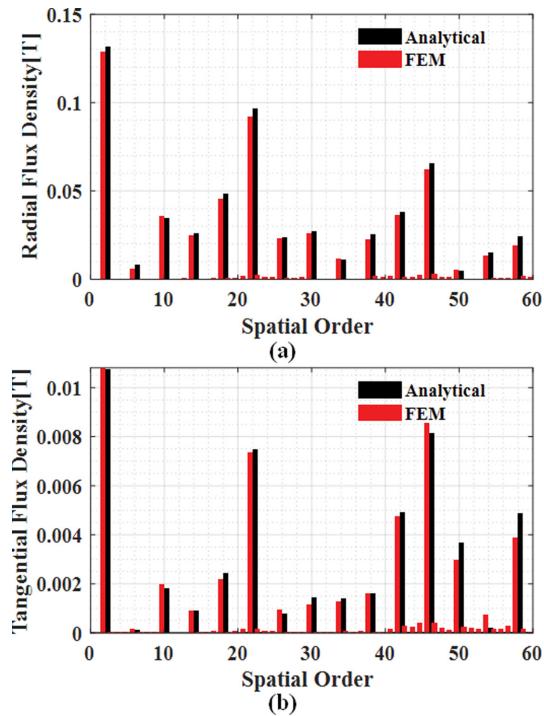


Fig. 10. (Color online) Comparison of FFT results of air-gap flux density under rated condition ($\sigma = 3.8 \times 10^7$ S/m, slip = 0.01) between FEM and the proposed method: (a) radial and (b) tangential magnetic flux densities.

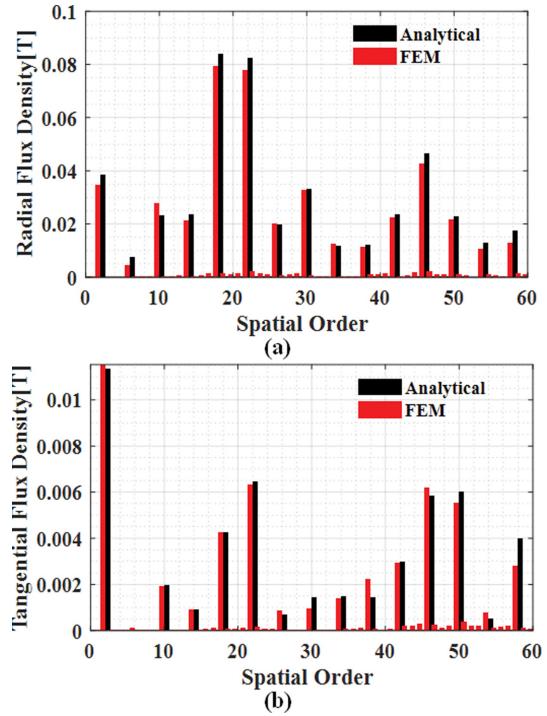


Fig. 12. (Color online) Comparison of FFT results of air-gap flux density under rated condition ($\sigma = 3.8 \times 10^7$ S/m, slip = 0.03) between FEM and the proposed method: (a) radial and (b) tangential magnetic flux densities.

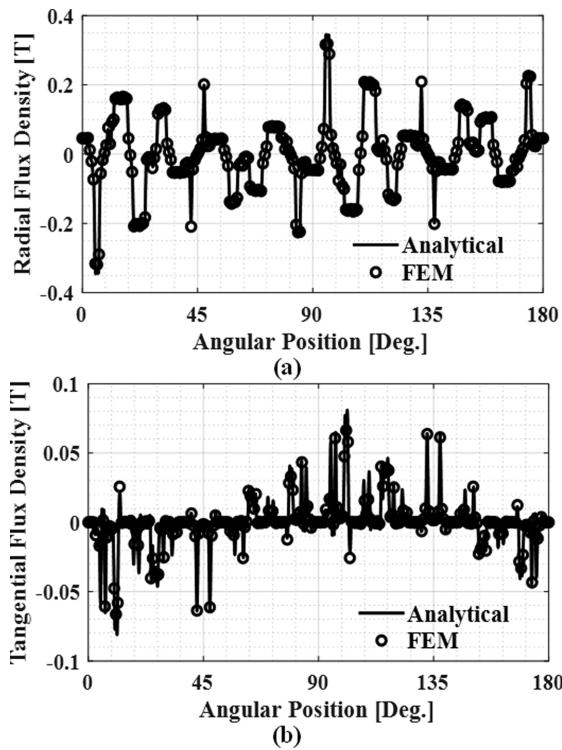


Fig. 13. Comparison of air-gap flux density waveforms under locked-rotor condition ($\sigma = 3.8 \times 10^7$ S/m, slip = 1) between FEM and the proposed method: (a) radial and (b) tangential magnetic flux densities.

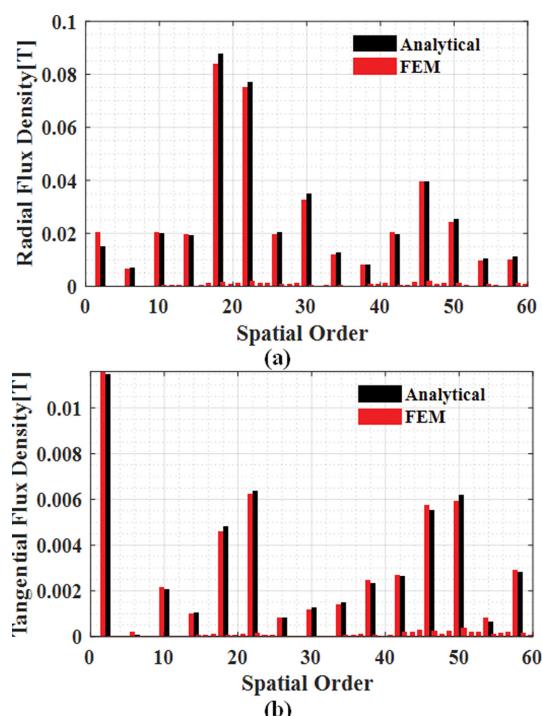


Fig. 14. (Color online) Comparison of FFT results of air-gap flux density under locked-rotor condition ($\sigma = 3.8 \times 10^7$ S/m, slip = 1) between FEM and the proposed method: (a) radial and (b) tangential magnetic flux densities.

FFT 분석 결과는 Figs. 7~14에 제시되어 있다.

무부하에 가까운 조건(slip = 0.0001)에서는 회전자 전류의 영향이 거의 없어 공극 자속밀도 파형이 정현파에 가깝고, FFT 결과에서도 기본파 성분이 지배적이다. 반면 슬립이 증가하는 정격운전 영역(slip = 0.01, 0.03)에서는 회전자 전류의 영향으로 파형 왜곡이 나타나기 시작한다. 특히 구속 상태(slip = 1)에서는 큰 회전자 전류가 강한 전기자 반작용을 일으켜 기본파 성분이 크게 감소하고, 회전자 슬롯 고조파가 주요 성분으로 나타나면서 파형 왜곡이 극대화된다.

모든 슬립 조건에서 제안된 해석 기법은 FEM 결과와 높은 일치도를 나타내었으며, 이는 본 해석 모델이 전기자 반작용과 슬롯 고조파 변화를 정확하게 예측함을 입증한다.

IV. 결 론

본 논문에서는 FEM의 긴 해석 시간을 보완하기 위해 서브도메인법을 이용한 3상 SCIM의 자계 해석 기법을 제시하고 그 타당성을 검증하였다. 전동기를 여러 영역으로 분할한 뒤 각 영역의 지배방정식과 경계조건을 적용하여 공극자속밀도를 도출하였다. 제안된 기법을 통해 얻은 해석결과는 FEM 대비 약 1/70 수준(3.57초)의 계산 시간으로, 다양한 회전자 도전을 및 슬립 조건 ($s = 0.0001\sim 1$)에서 공극자속밀도가 FEM의 결과와 높은 일치도를 보였다. 이는 제안된 기법이 회전자 전기적 특성 변화에 따른 자계 분포를 정확하게 반영함을 의미한다. 따라서 본 논문의 해석 기법은 극, 슬롯, 도체바 및 다양한 설계 변수에 따른 성능 경향을 정확하고 신속히 평가할 수 있어 전동기 초기 형상 설계의 효율성을 크게 향상시킬 수 있을 것으로 기대된다.

감사의 글

본 결과물은 농림축산식품부의 재원으로 농림식품기술기획 평가원의 농식품과학기술융합형연구인력양성사업의 지원을 받아 연구(RS-2024-00397026) 및 2025년도 교육부 및 경상남도의 재원으로 경상남도RISE센터의 지원을 받아 수행된 지역혁신중심 대학지원체계(RISE)의 결과(2025-RISE-16-002)입니다.

References

- [1] L. Deprater, S. Goutte, and T. Porcher, *Energy Economics* **146**, 108496 (2025).
- [2] M. E. Riddle, E. Tatara, C. Olson, B. J. Smith, A. B. Irion, B. Harker, D. Pineault, E. Alonso, and D. J. Graziano, *Resources, Conservation and Recycling* **164**, 105193 (2021).

- [3] M. Di Nardo, A. Marfoli, M. Degano, and C. Gerada, IEEE Trans. Ind. Appl. **58**, 3383 (2022).
- [4] P. Gipe, Wind energy comes of age, John Wiley & Sons, Hoboken, New Jersey (1995) pp. 211~212.
- [5] M. Zeraoulia, M. E. H. Benbouzid, and D. Diallo, IEEE Trans. Veh. Technol. **55**, 1756 (2006).
- [6] A. T. De Almeida, F. J. Ferreira, and J. A. Fong, IEEE Ind. Appl. Mag. **17**, 12 (2010).
- [7] J. Geras, C. Wang, and J. C. Lai, Noise of Polyphase Electrical Motors, Taylor & Francis, Boca Raton, Florida (2006) pp. 1~7.
- [8] L. J. Wu, Z. Q. Zhu, D. Staton, M. Popescu, and D. Hawkins, IEEE Trans. Magn. **47**, 1693 (2011).
- [9] T. Lubin, S. Mezani, and A. Rezzoug, IEEE Trans. Magn. **47**, 479 (2011).
- [10] B. Hannon, P. Sergeant, L. Dupré, and P.-D. Pfister, IEEE Trans. Magn. **55**, 8107217 (2019).
- [11] Y. Oner, Z. Q. Zhu, L. J. Wu, X. Ge, H. Zhan, and J. T. Chen, IEEE Trans. Ind. Electron. **63**, 4105 (2016).
- [12] J. Faiz, B. M. Ebrahimi, B. Akin, and H. A. Toliyat, IEEE Trans. Magn. **44**, 66 (2007).
- [13] H. A. Toliyat and T. A. Lipo, IEEE Trans. Energy Convers. **10**, 241 (1995).
- [14] T. Lubin, S. Mezani, and A. Rezzoug, IEEE Trans. Magn. **46**, 1092 (2009).
- [15] B. Gysen, K. Meessen, J. Paulides, and E. Lomonova, IEEE Trans. Magn. **46**, 39 (2009).
- [16] D. Zarko, D. Ban, and T. A. Lipo, IEEE Trans. Magn. **44**, 908652 (2008).
- [17] Z. Djelloul-Khedda, K. Boughrara, F. Dubas, A. Kechroud, and A. Tikellaline, IEEE Trans. Magn. **55**, 6300112 (2019).
- [18] K. Boughrara, N. Takorabet, R. Ibtouen, O. Touhami, and F. Dubas, IEEE Trans. Magn. **51**, 1 (2014).
- [19] E. Devillers, J. Le Besnerais, T. Lubin, M. Hecquet, and J.-P. Lecointe, IEEE Trans. Magn. **54**, 1 (2018).
- [20] L. J. Wu, Z. Q. Zhu, D. Staton, M. Popescu, and D. Hawkins, Int. Conf. Electr. Mach. **59**, 2143379 (2010).