

有限要素法과 解析解의 結合에 의한 電磁場 解析

Coupling Finite Elements and Analytical Solution for Electromagnetic Field Analysis

金 恩 培* · 梁 載 冕** · 李 基 植* · 兪 東 一***
 (Un-Bae Kim · Jae-Myen Yang · Ki-Sik Lee · Dong-Il Yoo)

Abstract - This paper presents a coupling scheme, which couples an analytical solution and the standard finite element, for analyzing the electromagnetic fields. The former is a solution of the magnetic field in free space, i.e., the outer region of boundary, and the latter represents the system with source currents and magnetic materials in the inner region of boundary. The proposed method retains the sparsity and symmetry of the final system matrix, the merits of the standard FEM. To verify the usefulness of the proposed algorithm, an example which can be solved analytically is chosen and analyzed. The results are compared with those of the standard FEM and the analytic solutions.

Key Words : · Finite Element Method(유한요소법) · Coupling Method(결합법)
 · Analytical Solution(해석적해) · Hybrid Method(혼합법)
 · Electromagnetic Field(전자계)

1. 서 론

유한요소법[1]은 연속계를 등가적인 이산계로 모델링하고 계행렬로 주어진 연립방정식을 풀어 결과를 얻는 수치해석적 기법 중의 하나이다. 이

방법에 의한 해석은 무한원에 있는 경계를 근거리로 이동하여 제한된 유한영역만을 해석영역으로 취하고, 유한영역으로 설정된 해석영역을 요소로 분할하여 해를 구함으로써 실현된다. 그러나 전기 기기와 같은 구조물이 해석의 모델인 경우의 적당한 경계를 벗어나면 전류나 철과 같은 해석상의 복잡한 경계가 없으므로 해석적으로 풀이가 가능하게 된다.

본 논문에서는 복잡한 구조물의 영역에서는 유

*正 會 員 : 檀國大 工大 電氣工學科 教授 · 工博
 **正 會 員 : 서울産業大 産業教育研究所 研究教授
 ***正 會 員 : 韓國消防檢定公社 檢定部 警報器科
 接受日字 : 1991年 9月 3日
 1次修正 : 1992年 1月 28日

한요소법으로 모델링하고, 그 이외의 영역에서는 해석적인 해를 구하여 결합함으로써 전자계를 해석할 수 있는 알고리즘을 제시하였다. 제시한 방법은 유한요소법과 경계요소법의 혼합법[2, 3]에 의한 방법과 비슷하나 계행열의 sparsity와 대칭성을 유지함으로써, 혼합법이 갖는 경계설정에 따른 그린함수를 찾는 문제점과 비대칭 계행열에 대한 특이적분을 고려치 않아도 된다.

제시한 알고리즘의 유용성 여부를 알아보기 위해 해석적인 해가 존재하는 모델을 택하여 해석적인 해, 기존유한요소법에 의한 해 및 본 방법의 결과를 비교·검토 하였다.

2. 알고리즘

2.1 모델 및 가정설정

그림2.1과 같은 구조물을 모델로 설정하고 해석의 간략화를 위하여 다음과 같은 기본적인 가정을 둔다.

- 1) 계의 모든량은 z축 방향으로 변화가 없는 ($\partial/\partial z=0$) 2차원 문제로 본다. 따라서 자기벡터포텐셜과 전류밀도는 z축 성분만 갖고 자장의 세기 및 자속밀도는 x, y성분만 갖는다.
- 2) 철심은 등방성, 선형성으로 보아 히스테리시스 및 자기포화현상은 없으며, 도전성도 없는 것으로 한다.
- 3) 계는 준정자장으로 변위전류가 없는 것으로 본다.

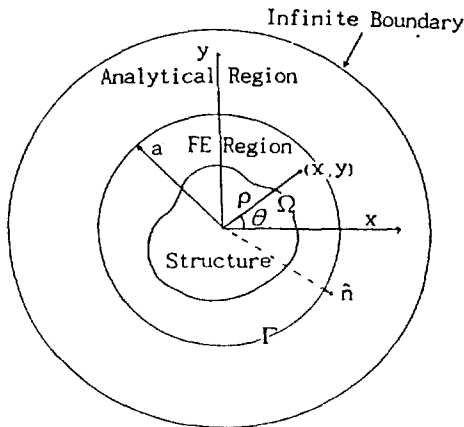


그림 2.1 계 해석 모델
Fig. 2.1 System model for analysis.

- 4) +z방향의 전류와 -z방향의 전류의 합은 '0'이다.

2.2 유한요소 이산화

변위전류를 무시한 Ampere의 회회법칙은

$$\nabla \times \nu \nabla \times A \hat{z} = J \hat{z} \quad (1)$$

와 같으며, 여기서 ν 는 자기저항률, $A(x, y)$ 는 자기벡터포텐셜, $J(x, y)$ 는 전류밀도이다.

유한요소법을 적용시키는 영역을 1차삼각형요소로 분할하고, Galerkin법을 사용하면 식(2)로 표현되는 방정식을 얻을 수 있다.

$$\iint_{\Omega} \nu \left[\frac{\partial N}{\partial x} \frac{\partial A}{\partial x} + \frac{\partial N}{\partial y} \frac{\partial A}{\partial y} \right] dx dy - \iint_{\Omega} J N dx dy - \int_{\Gamma} \nu N \frac{\partial A}{\partial n} d\Gamma = 0 \quad (2)$$

여기서 N 은 보간함수, Ω 는 유한요소법에 의한 해석영역, Γ 는 Ω 와 해석해를 갖는 영역의 경계, n 은 Γ 에서의 단위법선벡터이다. 식(2)의 경계적분항은 기존 유한요소법에서는 Neumann 경계조건 또는 Dirichlet 경계조건을 부여함으로써 계산을 하지 않았었다. 그러나 본 방법에서는 일반적인 경계이므로 반드시 계산이 이루어져야 한다. 식(2)를 계산한 계방정식을 행렬식 형태로 표현하면

$$\begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} A_1 \\ A_2 \end{Bmatrix} + \begin{Bmatrix} 0 \\ B \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} F_1 \\ F_2 \end{Bmatrix} \quad (3)$$

로 주어진다. 여기서 $\{A\}$ 는 절점이 갖는 포텐셜값, $[S]$ 는 계행열, $\{F\}$ 는 구동벡터이며 첨자 1과 2는 내부 절점과 경계상의 절점을 의미한다. 또한 $\{B\}$ 는 경계적분항으로부터 계산되어지는 벡터로서 경계상의 한 절점번호를 j 라 하면 이점에 대한 요소는

$$B_j = - \int N_j H_{\theta} d\Gamma \quad (j=1, 2, \dots, N_b) \quad (4)$$

와 같다. 이때 N_b 는 경계상의 절점수이며, N_j 는 절점 j 에 대한 형상함수로서 식(2)에서 사용된 N 과 같고, $H_{\theta} (= \nu \frac{\partial A}{\partial n})$ 는 자계세기의 접선성분이다.

2.3 H_{θ} 의 계산

자계세기의 접선성분과 자기벡터포텐셜의 관계를 원통좌표계로 표현하면

$$-\mu_0 H_{\theta} = \frac{\partial A}{\partial \rho} \quad (5)$$

와 같으며, A 는 Laplace 방정식 $\nabla^2 A=0$ 의 해이며

변수분리법을 이용하면

$$A(\rho, \theta) = \begin{cases} \rho^{+n} \\ \rho^{-n} \end{cases} \begin{cases} \cos n\theta \\ \sin n\theta \end{cases} \quad (6)$$

로 표현된다. 식(6)에서 $\rho \rightarrow \infty$ 에서도 함수가 유한하게 존재하기 위해서는 ρ^{-n} 만 택하여야 된다. 따라서 해는

$$A(\rho, \theta) = \sum_{n=0}^{\infty} \left(\frac{a}{\rho}\right)^n (C_n \cos n\theta + S_n \sin n\theta) \quad (7)$$

와 같이 표현될 수 있다. 가정 4)에서 왕복전류의 함은 '0'이므로 식(7)에서 $n=1$ 부터 취한다. 여기서 C_n, S_n 은 적분상수 이고 a 는 Γ 까지의 반경이다. 식(7)을 이용하여 H_θ 를 구하면

$$H_\theta = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{\mu_0} \left[n \frac{1}{\rho} \left(\frac{a}{\rho}\right)^n (C_n \cos n\theta + S_n \sin n\theta) \right] \quad (8)$$

와 같다.

2.4 포텐셜의 결합

Γ 상에서 A 를 Fourier 급수 전개하면 식(7)에서

$$C_n = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} A(a, \theta) \cos n\theta d\theta \quad (9)$$

$$S_n = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} A(a, \theta) \sin n\theta d\theta \quad (10)$$

와 같은 계수가 구해진다. $A(a, \theta)$ 는 Γ 상에서의 포텐셜값으로서 아직 모르는 값이나, 유한요소법에서 보간함수를 일차함수로 가정했으므로 그림 2.2와 같이 경계상의 포텐셜 A 가 θ 에 대해 그려질 것이다.

식(9)는

$$C_n = \sum_{j=0}^{N_b-1} \int_{\theta_j}^{\theta_{j+1}} A(a, \theta) \cos n\theta d\theta \quad (11)$$

(단 $0 = \theta_0 < \theta_1 < \theta_2 < \dots < \theta_{N_b-1} < \theta_{N_b} = 2\pi$)

로 표현될 수 있고, θ 의 각구간 $\theta_j \leq \theta \leq \theta_{j+1}$ 에서는 $A(a, \theta)$ 가 일차함수이므로

$$A(a, \theta) = \frac{\theta_{j+1} - \theta}{\theta_{j+1} - \theta_j} A_j + \frac{\theta - \theta_j}{\theta_{j+1} - \theta_j} A_{j+1} \quad (12)$$

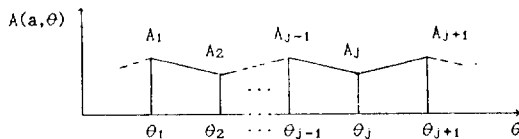


그림 2.2 경계상의 포텐셜
Fig. 2.2 Potentials on the boundary.

과 같이 표현된다. 따라서

$$C_n = \sum_{j=1}^{N_b} \left[\int_{\theta_{j-1}}^{\theta_j} \frac{\theta - \theta_{j-1}}{\theta_j - \theta_{j-1}} \cos n\theta d\theta + \int_{\theta_j}^{\theta_{j+1}} \frac{\theta_{j+1} - \theta}{\theta_{j+1} - \theta_j} \cos n\theta d\theta \right] A_j \quad (13)$$

로 계산되어져서 결국 경계상의 절점포텐셜값 A_j 의 일차결합으로 표현되게 된다. 여기서 $j=N_b$ 인 경우는 θ_{N_b+1} 이 있게되며 이는 θ_1 과 같은 각이다. 여기서

$$U_{nj} = \frac{1}{n} \left[\frac{\cos n\theta_j - \cos n\theta_{j-1}}{\Delta\theta_{j-1}} - \frac{\cos n\theta_{j+1} - \cos n\theta_j}{\Delta\theta_j} \right] \quad (14)$$

$$V_{nj} = \frac{1}{n} \left[\frac{\sin n\theta_j - \sin n\theta_{j-1}}{\Delta\theta_{j-1}} - \frac{\sin n\theta_{j+1} - \sin n\theta_j}{\Delta\theta_j} \right] \quad (15)$$

$$\Delta\theta_{j-1} = \theta_j - \theta_{j-1} \quad (16)$$

$$\Delta\theta_j = \theta_{j+1} - \theta_j \quad (17)$$

와 같이 놓으면 C_n 은 식(18)처럼 표현되고, 같은 방법에 의해서 식(19)과 같이 S_n 이 표현된다.

$$C_n = \frac{1}{\pi} \sum_{j=1}^{N_b} \frac{1}{n} U_{nj} A_j \quad (18)$$

$$S_n = \frac{1}{\pi} \sum_{j=1}^{N_b} \frac{1}{n} V_{nj} A_j \quad (19)$$

Fourier 급수 전개된 계수 C_n, S_n 을 $\{A_3\}$ 으로 정의하면

$$\{A_3\} = \{C_1, S_1, C_2, S_2, \dots, C_{N_H}, S_{N_H}\}^T \quad (20)$$

N_H : Fourier 급수 전개의 고조파 수

이고, 식(18), (19)에 의해 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$\{A_3\} = [T] \{A_2\} \quad (21)$$

$$T_{ij} = \begin{cases} \frac{1}{\pi n} U_{nj} & i : \text{홀수} \\ \frac{1}{\pi n} V_{nj} & i : \text{짝수} \end{cases} \quad (22)$$

여기서 i 는 1부터 $2N_H$ 까지 이고, j 는 1부터 N_b 까지 이며, n 은 $(i+1)/2$ 를 계산한 값의 정수값을 취한다.

2.5 경계적분의 결합

식(3)에서 $\{B\}$ 는 식(14), (15)로 정의된 U_{nj}, V_{nj} 를 이용하면

$$B_j = -\frac{1}{\mu_0} \sum_{n=1}^{N_H} (U_{nj} C_n + V_{nj} S_n) \quad (23)$$

과 같은 형태로서 식(20)의 $\{A_3\}$ 으로 표현된다. 따라서

$$\{B\} = [K]\{A_3\} \quad (24)$$

$$K_{ij} = -\frac{1}{\mu_0} \times \begin{cases} U_{ni} & j \text{가 홀수 이고, } n=(j+1)/2 \\ V_{ni} & j \text{가 짝수 이고, } n=j/2 \end{cases} \quad (25)$$

여기서 i 는 1부터 N_b 까지이고, j 는 1부터 $2N_H$ 까지이다.

2.6 결과식의 도출

식(3), (21), 및 (24)를 종합하여 보면

$$\begin{aligned} S_{11}A_1 + S_{12}A_2 &= F_1 \\ S_{21}A_1 + S_{22}A_2 + B &= F_2 \\ B &= KA_3 \\ A_3 &= TA_2 \end{aligned} \quad (26)$$

와 같이 되는데 B 를 소거하면

$$\begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} & O \\ S_{21} & S_{22} & K \\ O & -T & I \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_1 \\ A_2 \\ A_3 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} F_1 \\ F_2 \\ O \end{bmatrix} \quad (27)$$

로서 유한요소법과 해석적 해의 결합에 의한 최종의 결과식이 된다. 식(27)에서 $[S]$ 는 유한요소법에서 도출된 것으로서 sparse하며 대칭성을 갖고 있으며, $[I]$ 는 항등행렬이다. 이 계수행렬은 대칭성이 없으나 행렬 $[-T]$ 에 (πn) , 및 $(-1/\mu_0)$ 을 곱하면 행렬 $[K]$ 의 전치행렬임을 알 수 있고, 따라서 전체 계행렬에 sparsity와 대칭성을 그대로 보존시킬 수 있게 된다.

3. 사례연구 및 검토

본 논문에서 제시한 방법의 타당성을 입증하기 위해 그림 3.1과 같은 자유공간 내의 직사각형 왕복도체전류 모델에 적용하여 자체해석을 실시하였다. 각 도체의 크기는 가로 $c=0.1261[m]$, 세로 $b=0.2606[m]$ 이고 중심간거리는 $0.5437[m]$, 설정된 경계(원)의 반경 $a=0.3593[m]$ 이다. 전류밀도는 각각 $-10^6[A/m^2]$ 및 $10^6[A/m^2]$ 로 균일하며 도체의 비투자율은 1이다.

이 모델은 해석적인 해[4]가 존재하는 것으로서 기존의 유한요소법으로 해석하기 위한 요소분할은 그림 3.2와 같으며 자속분포는 그림 3.3과 같다. 제시한 방법으로 해석하기 위한 요소분할은 그림 3.2의 원형경계내부에서의 요소분할과 같으며 총절점수 402, 경계상의 절점수 124, 하모닉스수 40으로

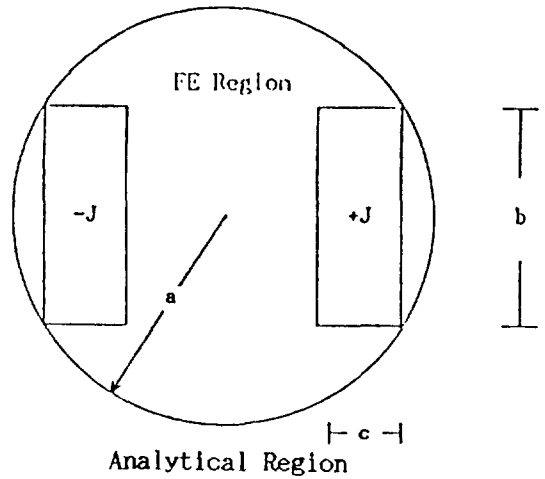


그림 3.1 직사각형 왕복전류의 도체
Fig. 3.1 Two current-carrying rectangular conductors.

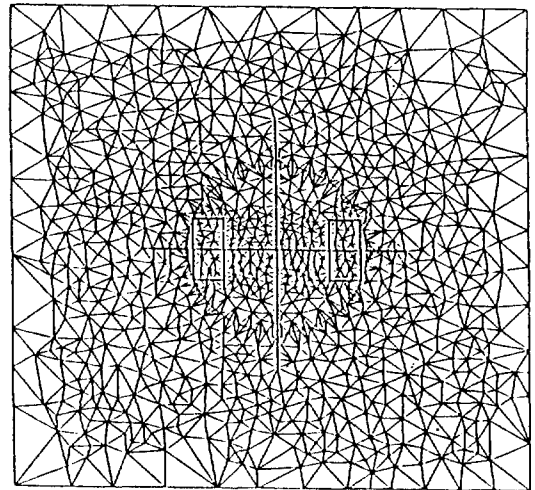


그림 3.2 유한요소법 적용을 위한 요소분할도
Fig. 3.2 Element discretization for standard FEM.

서 총미지수는 $482(=402+2 \times 40)$ 개였으며 자속분포는 그림 3.4와 같다. 해석적인 해의 자속분포는 그림 3.5와 같으며 각 방법에 의한 포텐셜값의 비교도는 그림 3.6과 같다. 해석적인 해를 기준으로 하여 보면 기존 유한요소법의 것과 제시한 방법의 것이 중심부에서는 일치하나 좌측 하반부에서는 제시한 방법의 것이 해석적 해에 근접하며 우측 상반부에서는 기존유한요소법과 제시한 방법으로 풀이한 것이 각각 해석적인 해에 상하로 거의 같

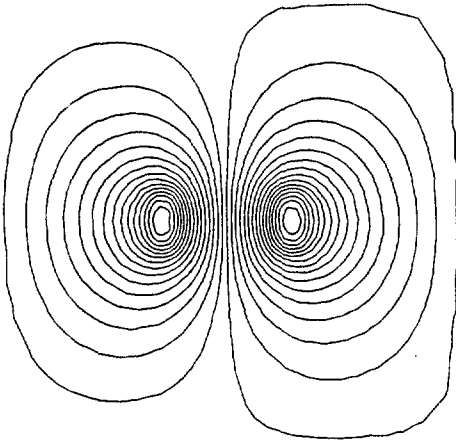


그림 3.3 유한요소법에 의한 자속분포도
 Fig. 3.3 Magnetic flux distribution by standard FEM.

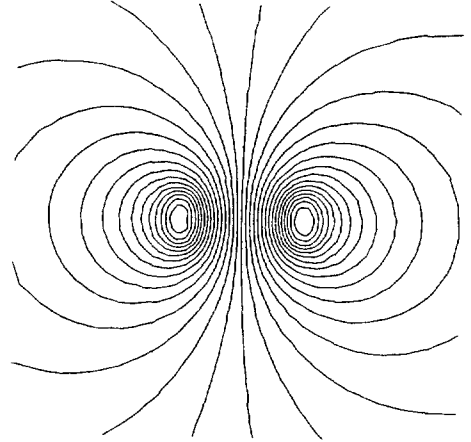


그림 3.5 해석적인 해에 대한 자속분포도
 Fig. 3.5 Magnetic flux distribution by analytical solution.

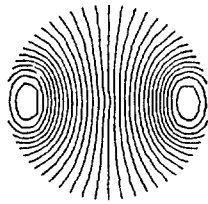


그림 3.4 제안한 방법에 의한 자속분포도
 Fig. 3.4 Magnetic flux distribution by proposed method.

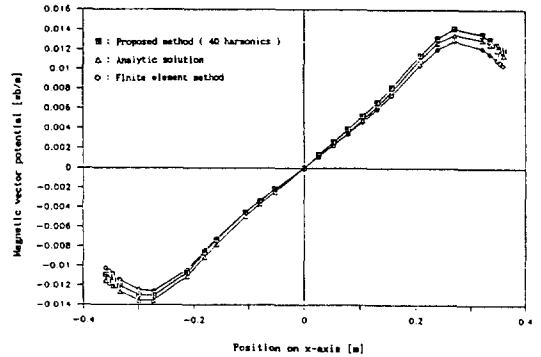


그림 3.6 자기벡터 포텐셜값
 Fig. 3.6 Magnetic vector potentials.

은 결과치를 보이고 있다.

경계설정의 변동에 따른 해석결과를 비교·검토하기 위하여 그림3.7과 같이 경계를 우측으로 치우쳐 설정하고 요소를 분할하였다. $c=0.0614[m]$, $b=0.2626[m]$ 이고 도체중심간의 거리는 $0.279[m]$, 설정된 경계(원)의 반경 $a=0.3595[m]$ 이다. 도체의 전류밀도는 각각 $-10^6[A/m^2]$ 및 $10^6[A/m^2]$ 이며 비투자율은 1이다. 기존 유한요소법 적용을 위한 요소분할은 절점수 882, 요소수 1697, 제안한 방법으로 해석하기 위한 요소분할은 총절점수 306, 경계상의 절점수 106, 하모닉스수 40으로서, 총미지수는 $386(=306+2 \times 40)$ 개였다. 각각의 방법으로 풀이한 포텐셜값의 비교도는 그림3.8과 같으며 좌측하반부에서는 기존 유한요소법의 것이 해석적인 해에 근접하고 중심에서는 두 방법이 일치하며 우측에서는 제안하는 방법이 해석적인 해에 근접함을 볼 수 있다. 제안하는 해석법의 경계설정은 해석모델을 포함하는 최소의 원

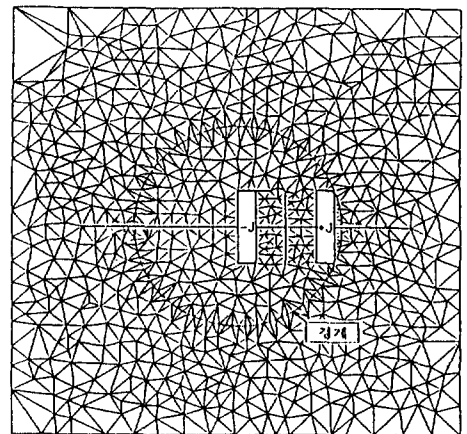


그림 3.7 경계이동 모델 해석을 위한 요소분할도
 Fig. 3.7 Element discretization for analysis of the shift boundary model.

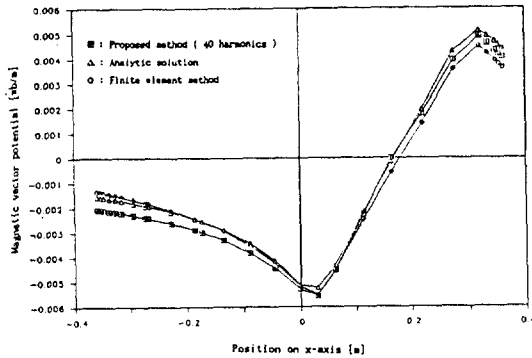


그림 3.8 경계이동 모델의 자기벡터 포텐셜값
Fig. 3.8 Magnetic vector potentials of the shift boundary model.

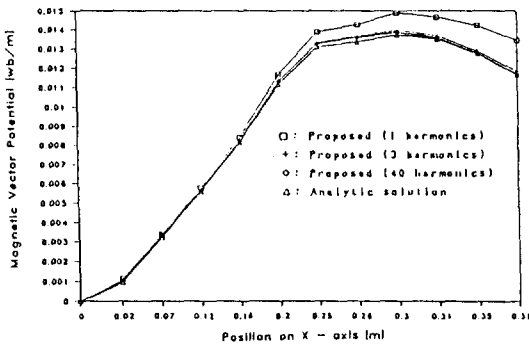


그림 3.9 고조파수에 따른 자기벡터 포텐셜값
Fig. 3.9 Magnetic vector potential curves with different number of harmonics.

으로 설정할 수 있음을 알 수 있다.

하모닉스 수에 따른 해의 정도를 확인하기 위해 그림 3.1의 모델에 적용하여 총절점수 228, 경계상의 절점수 44, 요소수는 410개로 하고 하모닉스수는 변화를 주어가며 해석하였다. x-축상의 포텐셜값의 비교도는 그림 3.9와 같으며, 경계상의 절점(90°~0°)에서의 포텐셜값의 비교도는 그림 3.10과 같다. 하모닉스수를 많이 할 수록 해석적 해에 근접함을 알 수 있고, 또한 어느정도 이상의 하모닉스수인 경우는 더 이상의 정확한 해가 구해지지 않고 정확도가 포함됨을 알 수 있다. 이러한 포화 현상은 이미 분할된 유한요소영역의 요소모양으로는 한계가 있는 것에 기인하는 것으로 추정된다. 본 모델 해석에서는 하모닉스수를 3개 이상으로 취하여 해석하면 해석적인 해에 비교적 잘 부합함을 알 수 있다.

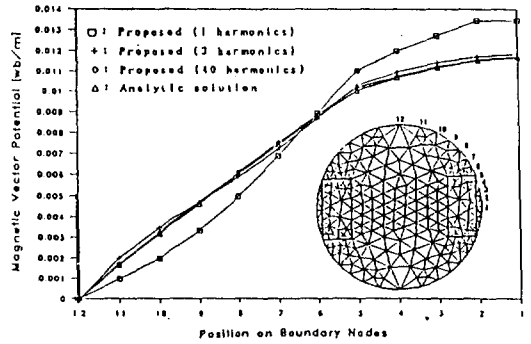


그림 3.10 고조파수에 따른 경계상절점에서의 자기벡터 포텐셜값(90°~0°)
Fig. 3.10 Magnetic vector potentials on the boundary nodes with different number of harmonics(90°~0°)

4. 결 론

전류나 철이 있는 영역에서는 유한요소법을 사용하고 그 영역을 벗어난 자유공간에서는 해석적인 해를 구하여 경계에서 결합하는 방법으로 전자장 문제를 해석할 수 있는 수치해석법을 제시하였다. 계행열의 대칭성 및 sparsity를 그대로 유지시킬 수 있어 기존 유한요소법에서의 장점은 그대로 활용할 수 있었고, 계산영역의 축소로 인한 훨씬 적은 미지수에도 불구하고 해의 정도가 높은 것으로 나타났으며, 해의 정도는 고조파수(공간)를 많이 택함으로써 좋아질 수 있음을 알 수 있었다.

이상의 사례연구의 결과를 볼 때 본 방법은 공극을 갖는 회전기계, 초전도체를 사용한 전기기기 해석에 매우 유용하게 사용될 수 있을 것으로 사료된다.

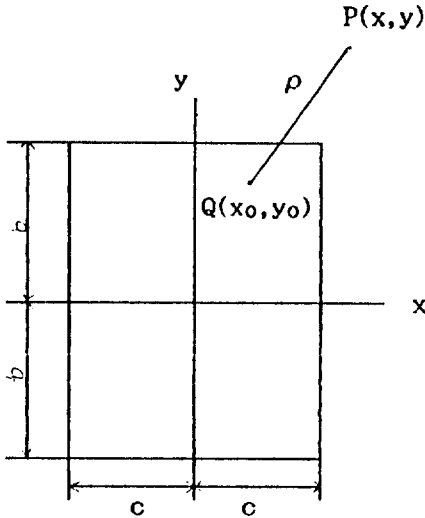
부록 직사각형 도체전류에 의한 자장

그림(A)와 같은 직사각형 도체의 한점 $Q(x_0, y_0)$ 의 면적소를 흐르는 전류는 도체에 흐르는 전류를 $J[A]$ 라고 할때

$$\frac{J}{4cb} dx_0 dy_0$$

이고, ρ 만큼 떨어진 점 $P(x, y)$ 의 벡터포텐셜의 미분은

$$dA = -\frac{\mu_0}{2\pi} \ln(\rho) \frac{J}{4cb} dx_0 dy_0$$



이며, 벡터포텐셜은 상기식을 적분함으로써 다음과 같이 계산되어 진다.

$$\begin{aligned}
 A &= -\frac{\mu_0 J}{8\pi c b} \int_{-c}^{+c} \int_{-b}^{+b} \ln\sqrt{(x_0-x)^2+(y_0-y)^2} dy_0 dx_0 \\
 &= -\frac{\mu_0 J}{16\pi c b} \left\{ (c-x)(b-x)\ln[(c-x)^2+(b-x)^2] \right. \\
 &\quad \left. -y^2 \right\} \\
 &\quad + (c+x)(b-x)\ln[(c+x)^2+(b-y)^2]
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 &+ (c-x)(b+y)\ln[(c-x)^2+(b+y)^2] \\
 &+ (c+x)(b+y)\ln[(c+x)^2+(b+y)^2] \\
 &+ (c-x)^2 \left[\tan^{-1}\frac{b-y}{c-x} + \tan^{-1}\frac{b+y}{c-x} \right] \\
 &+ (c+x)^2 \left[\tan^{-1}\frac{b-y}{c+x} + \tan^{-1}\frac{b+y}{c+x} \right] \\
 &+ (b-y)^2 \left[\tan^{-1}\frac{c-x}{b-y} + \tan^{-1}\frac{c+x}{b-y} \right] \\
 &+ (b+y)^2 \left[\tan^{-1}\frac{c-x}{b+y} + \tan^{-1}\frac{c+x}{b+y} \right]
 \end{aligned}$$

참 고 문 헌

- [1] 이기식 "유한요소법에 의한 자기회로 해석," 대한전기학회지, 제29권, 제9호, pp. 57~61, 1990.
- [2] S.J. Salon "The Hybrid Finite Element-Boundary Element Method in Electromagnetics," IEEE Trans. on Mag., Vol. MAG-21, No. 5, pp. 1829~1834, September 1985.
- [3] S.J. Salon, and J.D' Angelo, "Applications of the Hybrid Finite Element-Boundary Element Method in Electromagnetic," IEEE Trans. on Mag., Vol. MAG-24, No. 1, pp. 80~85, January 1988.
- [4] Milos Stafil, Electrodynamics of Electrical Machines, ILIFFE Books Ltd., London, 1967.

저 자 소 개



김은배(金恩培)

1929년 12월 2일생. 1956년 서울대 공대 전기공학과 졸업. 1974년 명지대 대학원 졸업(석사). 1988년 성균관대 대학원 졸업(공학박). 1978~80년 서독 Essen Univ. 연구교수. 현재 단국대 공대 전기공학과 교수.



양재면(梁載冕)

1936년 2월 25일생. 1960년 연세대 이공대 전기공학과 졸업. 1976년 동 산업대학원 전기공학과 졸업(석사). 1963~77년 대전 공업전문대학 전기과 교수. 1977~83년 문교부장학편수실 교육 연구관. 1983~87년 천안공업전문대학 학장. 현재 단국대 대학원 전기공학과 박사과정 및 서울산업대 산업교육연구소 연구교수.



이기식(李基植)

1952년 3월 30일생. 1973년 서울대 공대 전기공학과 졸업. 1985년 동 대학원 전기공학과 졸업(공학박). 현재 단국대 공대 전기공학과 교수.



유동일(兪東一)

1961년 2월 20일생. 1987년 광운대 공대 전기공학과 졸업. 1991년 단국대 대학원 전기공학과 졸업(석사). 현재 한국소방검정공사 검정부 경보기과.