Journal of the Korean Institute of Illuminating and Electrical Installation Engineers (2013) 27(1) : 46~52
http://dx.doi.org/10.5207/JIEIE.2013.27.1.046 ISSN 1229-4691(Print) ISSN 2287-5034(Online)
논문 27-1-6

접지임피던스 분석을 위한 접지전극의 전류분포 수치계산

(Numerical Calculation of Longitudinal Current Distribution in Grounding Electrode for Analyzing the Grounding Impedance)

조성철* · 이복희**
(Sung-Chul Cho · Bok-Hee Lee)

Abstract

The current distribution passing through grounding electrode is required for calculating an impedance of grounding electrode using the electromagnetic field model. In this paper the numerical calculation for currents passing through a grounding electrode as a function of frequency was given. The proposed approach is based on the wire antenna model(AM) in the frequency domain. The Pocklington's equation driven from the wire antenna theory was numerically calculated by the Galerkin's method. The triangle function was applied to both the basis function and the weighting function. The current distribution of a horizontal ground electrode was simulated in MATLAB. Also these results were compared with the data obtained from the CDEGS HIFREQ calculation.

Key Words : Grounding Impedance, Antenna Model, Method of Moment, Pocklington's equation, Current Distribution

1. 서 론

IT기술의 진전과 전력망의 지능화에 따라 지속적으로 접지에 대한 관심이 높아지면서 접지시스템의 높은 성능이 함께 요구되고 있다. 접지시스템의 특성은 정상상태와 과도상태로 구분되는데, 전원 주파수에서 접지시스템의 성능은 정상상태 해석이며, 낙뢰 또는 고장에 의한 임펄스 전류원에 대해서는 과도상태 해석이 된다. 그동안 접지전극에 대한 평가는 정상상태인 접지저항의 요소로만 이루어져왔던 대상이었다. 하지만 접지관련 국제 표준에서 접지전극에 대한 성능을 과도상태에서 평가함에 따라 접지시스템의 임피던스의 분석이 요구되고 있다[1]. 접지전극의 접지임피던스 해석에 대한 연구가 꾸준히 수행되었는데[2-7], 국내에서는 전자계 모델을 이용한 접지임피던스의 해석이 한 번도 시도된 적이 없었다.

접지임피던스를 고려한 접지시스템의 성능 해석에 대한 접근은 크게 2가지 방법이 있다. 하나는 접지전

* 주저자 : 기초전력연구원 선임연구원
** 교신저자 : 인하대학교 IT공대 전기공학부 교수
* Main author : Korea Electrical Engineering & Science Research Institute, Researcher
** Corresponding author : School of Electrical Engineering, Inha University, Professor
Tel : 02-885-9443, Fax : 02-883-0827
E-mail : canfeel@snu.ac.kr
접수일자 : 2012년 9월 25일
1차심사 : 2012년 9월 28일
심사완료 : 2012년 12월 20일

Copyright ⓒ 2013 KIIEE All right's reserved

극을 전송선로 R, L, G, C로 구성된 집중정수 혹은 분포정수로 해석하는 전송선로 모델(transmission line model, TL)이다[2-4]. EMTP가 대표적인 전송선로 모델을 이용한 프로그램으로 접지임피던스 해석에 활용된다. 전송선로 모델은 접지전극의 길이가 매우 긴 경우에 적합하며, TEM(transverse electromagnetic) 모드의 전자계를 전제로 한다. TEM 모드에서는 접지전극 방향의 전계는 존재하지 않으며, 반경 방향의 전계 형상이 정전계 형상과 같아 과도현상을 완벽히 구현하기에는 한계가 있다.

다른 하나는 안테나 이론을 이용한 전자계 모델(electromagnetic field model, EMF)이다[5-7]. 전자계 모델은 전송선로 모델 보다 최소의 가정을 기본으로 하기 때문에 보다 정확한 방법으로 많이 사용되고 있다. 전자계 모델을 통해 얻어진 방정식의 해를 구하기 위해서 모멘트법(method of moment)이 사용된다. 모멘트법은 1967년 Roger F. Harrington에 의해서 맥스웰의 전자방정식을 풀기 위해 전자계 이론에 처음 도입되었다[8]. Leonid Grcev와 Farid Dawalibi가 접지시스템의 임피던스 계산에 처음 적용한 이후로 접지전극의 특성 분석에 많이 활용되고 있다[5].

전자계 모델은 관련 수식의 물리적 의미에 대한 이해와 그 해석이 매우 어렵다는 단점으로 인하여 전자계 모델을 적용한 접지전극의 임피던스 해석 결과는 많지 않으며, 국내에서 수행된 경우는 없다. 뿐만 아니라 접지전극의 특성 분석에 사용되는 상용 프로그램의 이론적 배경에 대한 이해 없이 시뮬레이션 결과를 사용하고 있기 때문에 그 활용이 제한적이다. 이와 같은 배경에서 전자계 모델을 이용한 접지전극의 특성 해석에 대한 접근이 절실히 요구되고 있는 실정이다. 접지전극의 특성 분석에 있어서 가장 중요한 접지임피던스를 전자계 모델을 적용하여 계산하기 위해서는 우선 접지전극에서의 전류분포를 알아야 한다. 접지전극의 임피던스는 모멘트법에 의해 계산된 전류분포와 맥스웰방정식을 통해서 구해진다. 따라서 접지전극에서의 전류분포를 구하는 것은 전자계 모델을 이용한 접지전극의 임피던스 해석에 있어 가장 중요한 과정이다.

본 논문에서는 안테나이론을 기반으로 하는 전자계 모델을 접지전극시스템의 성능 해석에 적용하기 위한 수치계산기법의 제안을 목적으로 균일한(homeogenous) 손실매질인 대지에 설치한 접지전극의 한쪽 끝에 전류가 인가되었을 때, 접지전극의 모든 세그먼트에서의 전류분포를 계산하였다. 전류분포는 안테나 이론에 바탕을 둔 포클링턴방정식에 모멘트법을 적용하여 MATLAB으로 구현하였으며, 시뮬레이션 결과를 상용의 CDEGS HIFREQ 프로그램으로 계산한 결과와 비교하였다.

2. 전자계모델 적용 이론의 고찰

2.1 가정과 근사법

맥스웰의 전자방정식에서 유도되는 완전한 전자계 수식을 계산하는 것은 매우 어렵고, 해석 시간도 상당히 오래 걸린다. 이러한 문제들을 해결하기 위해서 전자계 수식을 단순화하여 해석하는 방법이 많이 사용된다. 단순화하는 방법에는 가는선 근사법(thin wire approximation)과 완전도체(perfect conductor) 가정이 대표적이다. 입체적인 접지전극을 가는 선으로 가정하는 가는선 근사는 체적적분방정식을 선적분방정식으로 단순화하기 때문에 복잡한 계산과정을 간소화시킨다[9-10]. 또한 접지전극의 저항성분이 없다고 고려한 완전도체 가정을 적용하면 접지전극 내부의 전계가 존재하지 않게 되어 접지전극 표면에서 얻어지는 경계조건에 의해 수식이 간소화된다[11].

일반적인 경우 대지 속에서 전체 전계 $\boldsymbol{E}$는 입사전계 $\boldsymbol{E}^i$와 산란전계 $\boldsymbol{E}^s$의 합으로 표현된다. 산란전계는 입사전계에 의해 접지전극에 유도되어지는 전류와 전하에 의해 발생된다. 접지전극의 세그먼트 표면에서 전계의 접선 성분에 대한 경계조건을 얻을 수 있다. 완전도체인 접지전극에서 접선성분의 전체 전계는 도체 표면에서 사라지게 되며, 다음과 같이 표현된다[10].

$$\boldsymbol{n}\times(\boldsymbol{E}^i+\boldsymbol{E}^s)=0 \tag{1}$$

$\boldsymbol{n}$은 전극표면과 수직인 단위벡터이다. 가는선 근사

이기 때문에 식 (1)은 단지 도체 표면에서 전계의 축 성분만 고려되며, 대지에 위치한 가는선 완전도체를 그림 1에 나타내었다.

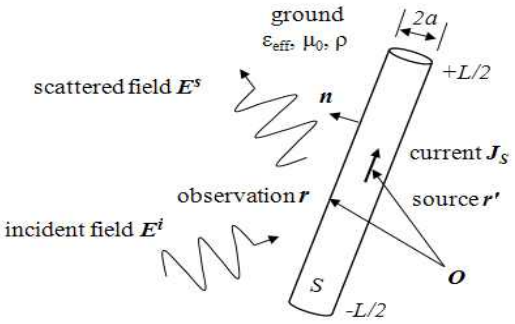


그림 1. 대지에 위치한 가는선 완전도체
Fig. 1. Thin-wire perfect conductor located in the ground

2.2 포클링턴방정식

맥스웰의 전자방정식은 스칼라전위(ϕ)와 벡터자위($\boldsymbol{A}$)로 표현이 가능하며, 이 둘은 전류의 함수이다. 전류 $\boldsymbol{I}(\boldsymbol{r'})$와 전하 $\sigma(\boldsymbol{r'})$에 의해 만들어지는 전극 표면의 한 점 $\boldsymbol{r}$에서의 산란 전계 $\boldsymbol{E^s}(\boldsymbol{r})$은 다음과 같이 표현된다.

$$\boldsymbol{E^s}(\boldsymbol{r}) = -j\omega\boldsymbol{A}(\boldsymbol{r}) - \nabla\phi(\boldsymbol{r}) \tag{2}$$

여기에서 Lorentz조건[9]과 벡터자위 $\boldsymbol{A}$는 다음과 같다.

$$\nabla \cdot \boldsymbol{A} = -j\omega\mu\varepsilon\phi \tag{3}$$

$$\boldsymbol{A}(\boldsymbol{r}) = \mu\iiint_V g(r,r')\boldsymbol{J}(\boldsymbol{r'})dr' \tag{4}$$

여기에서 $g(r,r')$는 그린함수(Green function)이며 [9], 다음과 같다.

$$g(r,r') = \frac{e^{-jkr}}{4\pi r} \tag{5}$$

여기에서 r은 $r = |\boldsymbol{r}-\boldsymbol{r'}|$이며, k는 대지에서의 전파 속도로 다음과 같다.

$$k = jw\sqrt{\mu\varepsilon_{eff}} \tag{6}$$

유효 유전율(effective permittivity) ε_{eff}은 손실 매질인 대지 속에서의 복소유전율로 다음과 같이 표현된다[11].

$$\varepsilon_{eff} = \varepsilon_0\varepsilon_r + \frac{1}{j\rho\omega} \tag{7}$$

ε_r은 토양의 비유전율이고, ρ는 접지전극 주위 토양의 저항률이다. 접지전극이 매설된 장소의 토양의 종류에 따라 비유전율과 대지저항률을 선택한다. 접지전극의 각 지점에서 흐르는 전류(longitudinal current)는 바로 전 지점에서 흐르는 전류에서 해당 지점에서 대지로 빠져나간 전류(leakage current)를 제외한 값이 된다.

가는선 근사를 도입하였을 때 접지전극에서의 전류밀도는 다음과 같다.

$$\boldsymbol{J}(\boldsymbol{r}) = \frac{I_z(z)}{2\pi a}\boldsymbol{z} \tag{8}$$

a는 접지전극의 반지름이다. 식 (8)의 관계에 따라 식 (4)는 다음과 같이 표현된다[10].

$$A_z(\rho,z) = \mu\int_{-L/2}^{L/2} I_z(z')g(r,r')dz' \tag{9}$$

식 (3), (8)에 의해 식 (2)는 다음과 같이 표현된다.

$$E_z^s = \frac{j}{\omega\mu\varepsilon_{eff}}\left[\frac{\partial^2}{\partial z^2}+k^2\right]A_z \tag{10}$$

따라서 식 (10)은 식 (1)과 식 (9)에 의해서 다음과 같은 포클링턴방정식으로 유도된다[10].

$$E_z^i = \frac{j}{\omega\varepsilon_{eff}}\int_{-L/2}^{L/2} I_z(z')\left[\frac{\partial^2}{\partial z^2}+k^2\right]\frac{e^{-jkr}}{4\pi r}dz' \tag{11}$$

여기에서 $r = \sqrt{(z-z')^2+a^2}$ 이다.

2.3 모멘트법

접지전극의 임피던스를 구하기 위해서는 식 (11)에서 접지전극의 전류분포 $I_z(z')$를 구해야 한다.

식 (11)은 비제차(inhomogeneous) 형태의 방정식

$$L(I) = g \tag{12}$$

으로 표현이 가능하다[8]. 여기서 L은 선형 연산자인 적분항과 미분항을 의미하며, g는 입사전계로 소스(source)함수이고, I는 구하고자 하는 각 위치에서의 전류밀도이다. 만약 식 (12)의 해가 존재하고 모든 g에 대해 유일하면, L^{-1}이 존재하여 식 (13)의 관계에 의해서 I가 구해진다.

$$I = L^{-1}(g) \tag{13}$$

식 (13)과 같은 방정식을 해석적으로 바로 풀 수 있는 경우는 매우 드물기 때문에 방정식을 선형 연립방정식의 형태로 변형하는 것이 요구된다.

미지함수 I는 L의 정의역에서 무한 함수열로 표현이 가능하다.

$$I = \sum_{n}^{\infty} a_n f_n \tag{14}$$

여기에서 a_n은 결정해야 할 정수이다. f_n은 기저함수(basis function)로서 서로 정규직교(orthonormal) 함수의 집합이다. 무한 함수열 대신 n개의 유한 함수열로 표현한다면 미지함수 I와 유사한 값을 갖는 함수를 얻을 수 있다.

$$I \cong I_n = \sum_{i=1}^{n} a_i f_i \tag{15}$$

식 (15)을 식 (12)에 대입하면 다음과 같다.

$$L(I) \cong L(I_n) = \sum_{i=1}^{n} a_i L(f_i) = g_n = P_n(g) \tag{16}$$

$P_n(g)$를 영사(projection) 연산자라 한다[8]. 이 때 참값(g)과 유사값($P_n(g)$)의 차를 오차 R_n이라 하면, 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$R_n = L(I_n) - g = P_n(g) - g \tag{17}$$

내적의 정의에 따라 오차 R_n은 가중함수(weighting function)에 의해서 영(zero)이 될 수 있다[8].

$$\langle R_n, W_j \rangle = 0 \qquad j = 1,2,...,n \tag{18}$$

여기서 내적은 다음과 같이 정의된다.

$$\langle R_n, W_j \rangle = \int_{\Omega} R_n W_j^* d\Omega \tag{19}$$

여기서 Ω는 해당되는 영역이다. 이와 같이 미지항이 있는 복잡한 미적분방정식을 연립 선형대수 방정식계로 근사해서 풀이하는 과정을 모멘트법이라 한다[8].

포클링턴방정식의 해를 구할 때 기저함수와 가중함수의 선택에 따라 결과의 정확도가 달라진다. 기저함수와 가중함수의 선택 방법에는 점정합법(point-matching)과 갤러킨법(Galerkin's method)이 있다[10]. 기저함수와 가중함수를 서로 다른 함수로 정의하여 도체의 전류분포를 구하는 것이 점정합법이며, 기저함수와 가중함수를 서로 같은 함수로 정의하여 전류분포를 구하는 것이 갤러킨법이다[12]. 점정합법은 파장에 비해 도체가 짧은 경우 이상적인 전류분포에 접근하지 못하는 한계가 있기 때문에 갤러킨법을 선택하였다.

$$f_n(z) = \frac{z - z_{n-1}}{z_n - z_{n-1}}, \quad z_{n-1} \le z \le z_n$$

$$f_n(z) = \frac{z_{n+1} - z}{z_{n+1} - z_n}, \quad z_n \le z \le z_{n+1} \tag{20}$$

갤러킨법에 사용되는 함수는 펄스함수, 삼각함수, 부분정현함수가 있다. 펄스함수보다 삼각함수와 부분정현함수가 보다 정확한 해를 구할 수 있기 때문에 본

논문에서는 삼각함수를 선택하였다[10]. 삼각함수는 식 (20)과 같이 정의된다.

식 (20)에서 삼각함수는 두 개의 모노폴(monopole)로 구성된 한 개의 다이폴(dipole)이며, n개의 세그먼트에서 $n-1$개의 삼각다이폴이 존재하게 된다.

접지전극의 모든 세그먼트로부터의 영향을 고려할 때, 식 (11)은 다음과 같이 표현된다.

$$\sum_{i=1}^{n}[Z]_{ji}[I]_i = [V]_j \quad j=1,2,...,n \tag{21}$$

여기에서 n은 도체 세그먼트의 전체 수이며, $[Z]_{ji}$는 i번째 세그먼트에 있는 소스에 의한 j번째 세그먼트의 관측점에서 상호임피던스(mutual impedance) 매트릭스를 나타낸다[7]. 상호임피던스는 오직 접지전극의 형상, 주파수 그리고 토양의 특성에 의존하는 값이다.

접지임피던스를 측정할 때 전류를 인가하고 접지전극에서 전위를 측정하기 때문에 전류값이 기준이 된다. 전압으로 표시된 식 (21)의 우측항은 계산이 어렵기 때문에 전류로 표현해야 계산이 가능하다. 전류소스가 접지전극의 첫 번째 세그먼트에 인가되었을 때 인가점의 삼각모노폴(injection triangular monopole)에서의 전류는 소스의 전류와 같다. 접지전극에서 전류분포의 구분적 삼각 근사를 그림 2에 나타내었다.

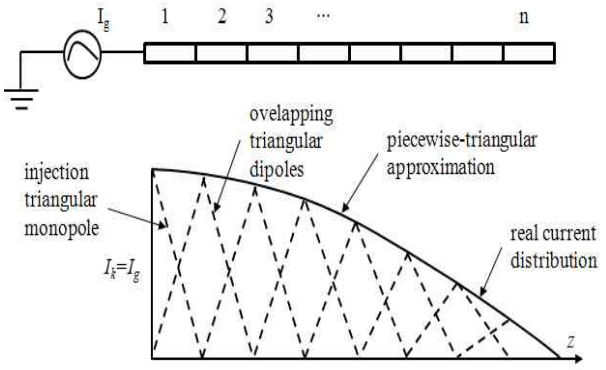


그림 2. 전류분포의 구분적 삼각 근사
Fig. 2. Piecewise-triangular approximation of current distribution

삼각다이폴(triangular dipole)의 수가 M개라고 했을 때 인가점의 삼각모노폴 전류는 $I_k = I_g$이고, 끝점의 전류는 영이 된다[13]. 이 때 식 (21)의 우측항은 임피던스와 전류의 곱으로 표현되어 다음과 같다.

$$\begin{bmatrix} z_{11} & z_{12} & \cdots & z_{1M} \\ z_{21} & z_{22} & \cdots & z_{2M} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ z_{M1} & z_{M2} & \cdots & z_{MM} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} I_1 \\ I_2 \\ \vdots \\ I_M \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -z'_{1k}I_g \\ -z'_{2k}I_g \\ \vdots \\ -z'_{Mk}I_g \end{bmatrix} \tag{22}$$

여기에서 z_{ij}, $i,j=1,2,...,M$은 M개 삼각다이폴간의 상호임피던스이며, I_i, $i=1,2,...,M$은 구하고자 하는 삼각다이폴 전류이다. 또한 z'_{ik}, $i=1,2,...,M$은 인가점의 삼각모노폴과 M개의 삼각다이폴간의 상호임피던스이다.

3. 수치해석 결과

기저함수와 가중함수가 삼각함수인 캘러킨법을 적용하여 접지전극에서의 전류분포를 MATLAB을 이용하여 계산하였다. 시뮬레이션 결과에 대한 정확도를 2가지 방법으로 확인하였다. 하나는 세그먼트 수에 따른 시뮬레이션 결과의 비교이고, 다른 하나는 상용 프로그램의 시뮬레이션 결과와의 상호 비교이다.

먼저 세그먼트 수에 따른 시뮬레이션 결과를 비교하기 위해 접지전극의 세그먼트 수에 따른 접지전극 중앙에서의 전류크기를 주파수를 변화시키면서 계산하였다. 길이가 10m, 반지름이 5㎜인 수평으로 매설된 선형 접지전극을 대상으로 하였다. 시뮬레이션에는 균일매질인 대지만을 고려하였기 때문에 지표면을 고려한 영상분은 계산에 포함되지 않았다. 세그먼트의 개수에 따른 접지전극 중앙에서의 전류 크기를 주파수 1kHz, 1MHz 그리고 5MHZ에 대해서 각각 계산하여 그림 3에 나타내었다.

비유전율이 100이고 토양의 저항률이 1000Ω·m인 대지를 가정하였으며, 100A의 전류를 접지전극의 한 쪽 지점에 인가하였을 때 접지전극 중앙에서 흐르는 전류를 주파수 변화에 따라 계산하였다. 세그먼트 수가 약 20 이상일 때부터 해당 주파수에 대한 접지전극 중앙에서의 전류 크기가 일정한 것을 확인할 수 있다.

시뮬레이션 계산시간을 고려하여 전류분포의 계산은 세그먼트 개수를 51개로 결정하였다.

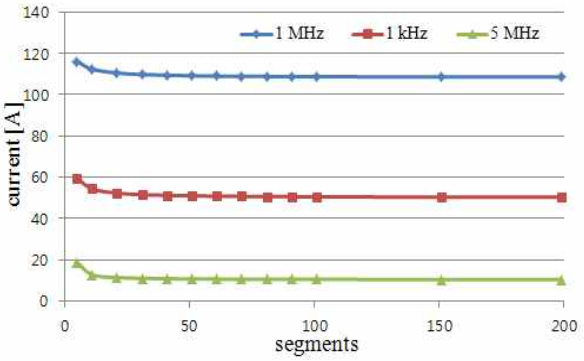
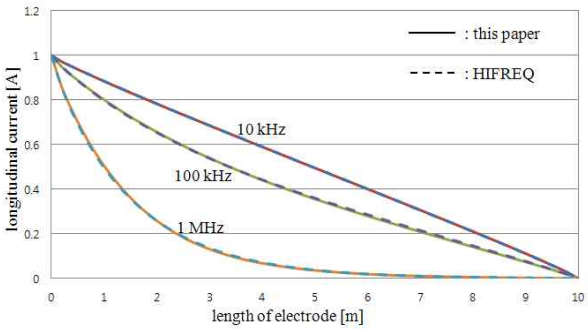


그림 3. 접지전극 중앙에서의 전류
Fig. 3. Current passing through the center of grounding electrode

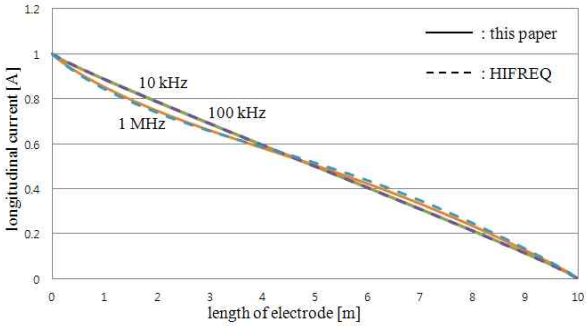
두 번째로, 접지시스템의 특성 해석에 많이 사용되는 상용프로그램인 CDEGS HIFREQ로 산출한 결과와 비교하기 위해서 토양의 저항률이 10, 100, 1000 Ω · m인 경우에 대해서 접지전극에서의 전류분포를 계산하였다. 대지저항률의 변화에 따라 주파수 10kHz, 100kHz, 1MHz에서 제안된 프로그램의 시뮬레이션 결과와 CDEGS HIFREQ의 결과를 그림 4에 각각 나타내었다.

1A의 인가전류를 접지전극의 왼쪽에 인가하였을 때 오른쪽 맨 끝 부분에서 전류는 0이 되는 것을 확인할 수 있다. 대지저항률과 주파수의 해당 범위 내에서 접지전극의 전류 분포가 HIFREQ 시뮬레이션 결과와 매우 잘 일치하였다. 대지저항률이 낮을 때는 접지전극의 앞부분에서 대지로 전류가 많이 빠져나가는 것을 알 수 있다. 또한 대지저항률이 높을 때는 대지로 빠져나가는 부분 보다 전파되는 전류가 많아 반사파의 영향으로 접지전극에 흐르는 전류가 1MHz인 경우 인가되는 전류보다 더 커지는 현상이 나타났다.

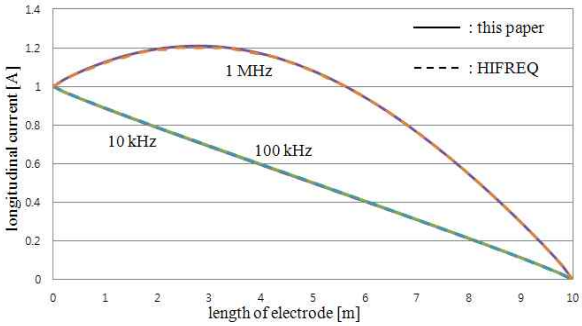
대지저항률이 100Ω · m인 경우 1MHZ의 결과에서 HIFREQ 결과보다 최대 1.15% 차이가 발생하였다. 그 이유는 HIFREQ 프로그램의 경우 인가전류가 접지전극의 맨 왼쪽에 위치한 세그먼트 중앙을 기준으로 설정되지만, 본 논문에서는 인가전류 위치가 맨 왼쪽의 첫 번째 세그먼트의 시작점으로 설정되어 상호 임피던스 계산에서 다소 차이가 발생하였다. 뿐만 아니라 CDEGS HIFREQ 프로그램은 계산의 편의를 위해서 기저함수와 가중함수를 펄스함수를 사용하였으며[14], 본 논문에서는 삼각함수를 사용한 것이 또 다른 이유가 된다.



(a) 대지저항률 10Ω · m



(b) 대지저항률 100Ω · m



(c) 대지저항률 1000Ω · m

그림 4. 대지저항률과 주파수에 따른 접지전극의 전류분포
Fig. 4. Longitudinal current distribution of grounding electrode as a function of frequency and resistivity

4. 결 론

본 논문에서는 전자계 모델을 이용하여 접지시스템의 임피던스 분석을 위해 필요한 접지전극에 흐르는 전류분포를 수치적으로 계산하였다. 전자계 모델에서 사용된 포클링턴방정식은 안테나 이론에 기본을 두고 있으며, 모멘트법을 적용하여 전류분포를 계산하였다. 기저함수와 가중함수를 동일한 삼각함수를 사용한 갤러킨법을 적용하였다. MATLAB 프로그램을 이용하여 대지 속에 위치한 접지전극의 전류분포를 구하고, 접지전극의 전류분포를 계산하였다. 계산된 전류분포 값과 CDEGS HIFREQ 프로그램의 계산값을 비교한 결과, 주파수와 대지저항률에 따른 전류 분포가 매우 유사하였으며 접지전극에 흐르는 전류분포의 산출을 위한 제안된 알고리즘과 계산프로그램의 타당성을 확인하였다. 향후 접지전극에 흐르는 전류분포를 기반으로 접지전극의 임피던스를 계산하고, 지표면을 고려한 실제 대지에서 접지전극의 임피던스를 분석할 계획이다.

References

[1] ANSI/IEEE Std 81-1983, "IEEE Guide for measuring earth resistivity, ground impedance, and earth surface potentials of a ground system", pp.16~28, 1983.

[2] Yaqing Liu, Zitnik, M., Thottappillil, R., "An improved transmission line model of grounding system", IEEE Trans. EMC, Vol.43, No.3, pp.348~355, 2001.

[3] Ala, G., Di Silverstre, M.L., "A simulation model for electromagnetic transients in lightning protection systems", IEEE Trans. EMC, Vol.44, No.4, pp.539~554, 2003.

[4] Lorentzou, M.I., Hatziargyriou, N.D., Papadias, B.C., "Time domain analysis of grounding electrodes impulse response", IEEE Trans. Power Delivery, Vol.18, No.2, pp.517~524, 2003.

[5] Grcev, L., Dawalibi, F., "An electromagnetic model for transients in grounding systems", IEEE Trans. Power Delivery, Vol.5, No.4, pp.1773~1781, 1990.

[6] Grcev, L.D., Menter, F.E., "Transient electromagnetic fields near large earthing systems", IEEE Trans. Magnetics, Vol.32, No.3, pp.1525~1528, 1996.

[7] Poljak, D., Roje, V., "The integral equation method for ground wire input impedance", Integral methods in science and engineering, Vol. I, U.K., pp.139~143, 1997.

[8] R. F. Harrington, "Field computation by moment methods", Macmillan, New York. pp.1~21, 1968.

[9] A. T. Adams, "Method of moments applications. Volume I - An Introduction to the Method of Moments", Report RADC-TR-73-217, Syracuse University, pp.5~23, 1974.

[10] W. C. Gibson, "The method of moments in electromagnetics", Chapman & Hall/CRC, pp.33~79, 2008.

[11] S. Y. Kim, "Engineering Electromagnetics", Second Edition, SciTech, pp.180~200, 2009.

[12] M. K. Seo, "Study of radiation pattern for antennas and its simulation using the method of moment", Inje University Physics, pp.4~24, 2002.

[13] Grcev, L., "Computation of transient voltages near complex caused by lightning currents", IEEE 1992 International Symposium on Electromagnetic Compatibility, pp.393~400, 1992.

[14] Selby, A., Dawalibi, F., "Determination of current distribution in energized conductors for the computation of electromagnetic fields", IEEE Trans. on PD, Vol.9, No.2, pp.1069~1078, 1994.

◇ 저자소개 ◇

조성철 (趙成哲)
1977년 12월 16일생. 2003년 2월 인하대 공대 전기공학과 졸업. 2005년 2월 동 대학원 전기공학과 졸업(석사). 현재 기초전력연구원 선임연구원.
Tel : (02)885-9443
Fax : (02)883-0827
E-mail : canfeel@snu.ac.kr

이복희 (李福熙)
1954년 6월 29일생. 1980년 인하대 공대 전기공학과 졸업. 1987년 동 대학원 전기공학과 졸업(박사). 1988~1989년 동경대학 생산기술연구소 객원여구원. 1995년 호주 Queensland대학 방문교수. 1999년 Cincinati대학 방문교수. 현재 인하대 IT공대 전기공학부 교수. 본 학회 명예회장.
Tel : (032)860-7398
Fax : (032)863-5822
E-mail : bhlee@inha.ac.kr