

논문 2010-47TC-5-8

# 전력선 유도전압 기초 산출을 위한 전자계 해석

## (Electromagnetic Field Analysis for Basic Estimation of Power Induction Voltage)

이 상 무\*, 은 창 수\*\*

(Sangmu Lee and Changsoo Eun)

### 요 약

통신서비스에 장애를 유발하는 전력선에 의한 전자유도 현상에 대한 방호를 위하여는 유도전압을 평가하여야 하고 상응한 대책을 수행하여야 한다. 유도전압을 평가하는 방식은 ITU 규격과 일본 유도자료로부터 국내에 도입되어 법률 고시화되어 있는데 이것으로 수용되지 못하는 유도 커플링상의 제원 요소들이 있다. 본 논문에서는 계산 수행 적용이 곤란한 범위를 포괄할 수 있도록 좀더 일반화된 고전적 유도 및 전자파 원론 해석 근간의 전자계 형성에 의한 소스와 관측점의 유도전압 산출 방식에 대한 기술을 분석하여 제시하였다.

### Abstract

The calculation method of induction voltage is abbreviated by the Ohm's law including Carson-Pollaczek's equation for mutual inductance estimation and various shielding effect coefficients. This method is mainly scoped to 60Hz power source and the inducing/induced object positioned on the air, and the dimension of shielding material is not thoroughly reflected. In this paper, more general method of calculation is scrutinized through electromagnetic wave propagation principles. Electromagnetic force as a voltage in the spot generating from the source is evaluated according to the position of the source and object, especially their relationship with earth surface as boundary line and independent to source propagation frequency. And this method intends to consider the material specification of each object in the induction field.

**Keywords:** electromagnetic field, induced voltage, mutual inductance, calculation method, coupling

### I. 서 론

전력선으로부터 발생하는 전자계 커플링은 주변의 통신선에 영향을 주어 서비스에 장애를 유발할 수 있다. 따라서 이에 대한 대책이 법적 규정으로 되어 있다<sup>[1]</sup>. 이 규정에서는 유도전압 제한치를 두고 있으므로 유도 대책의 수행 여부는 제한치를 초과하는 지 계산하여 수행할 수 있다. 계산 방법은 전파연구소고시 제 2007-102호(전력유도전압의 구체적 산출방법에 대한 기

술기준)에 제시되어 있다<sup>[2]</sup>. 또 유도전압의 계산과 관련하여 일본 '유도'자료, ITU-T Directive, 전자유도대책에 관한 일본 전기학회보고서 등에서 다루고 있다<sup>[3-5]</sup>.

이러한 자료들에서 제공하는 유도전압 계산방식은 '음의 법칙' 근간의 교류주파수 성분에 대한 상호인덕턴스 커플링에 대한 Carson-Pollaczek 식을 주류로 한 것이다. 이 방법에 의한 것은 60Hz 전원 주파수 범위의 선조 관계에 의한 가공 전력선 및 통신선에 대한 유도전압을 산출하는 것이다.

여기에는 세 가지 제약적 범위가 있다. 첫 번째는 전자계원의 주파수가 60Hz에 국한되어 있다. 두 번째는 유도 관계의 구성물이 지상에 위치한 경우에 적용되는 것이다. 세 번째는 주로 선조 구성물들의 관계로서 예를 들어 가스관이나 상수도관등 지중매설물과 같이 구

\* 정회원, 한국전자통신연구원  
(Electronics and Telecommunications Research Institute)

\*\* 평생회원, 충남대학교  
(Chungnam National University)

접수일자: 2010년1월4일, 수정완료일: 2010년5월19일

격 규모가 확장되고 유도 해석 관계의 자기임피던스 속성을 결정하는 차폐체 재질 특성이 다양화되는 경우에 있어서는 미세한 적용이 되지 못하는 문제점이 있다.

본 논문에서는 이상의 제약점들에 대한 의존성을 갖지 않도록 또는 그 특성이 포괄되도록 할 수 있는 고전적 전자파 원론 분석을 밑받침으로 한 유도전압 산출 방식의 기초가 될 수 있는 전자계 해석 기법을 분석 정리하였다.

## II. 전력선의 전자장 해석을 위한 이론

### 1. 전자장에 대한 정확한 표현식

단순하게 하기 위하여 하나의 전력선이 지표면 위  $(x, y)=(h_s, d_s)$ 에서  $z$  방향으로 무한히 길게 뻗어 있으며 전력선에 흐르는 전류를 알고 있다고 가정한다. 구조는 그림 1과 같다. 여러 개의 선로들에 의한 전자장은 중첩을 이용하여 단일 선로의 전자장으로부터 구할 수 있다.

일반적으로 전선에 흐르는 전류는  $z$ 의 함수로 복잡한 형태를 갖는다. 그러나  $d_s < \lambda_0 / 20$ 이라고 하면 전류는 진행파(traveling wave)이며 다음과 같은 형태를 갖는다고 가정할 수 있다<sup>[6]</sup>.  $\lambda_0$ 는 대기 중에서의 파장이다.

$$i_s(z, t) = \left| \hat{I}_s \right| e^{-\alpha_s z} \cos(\omega t - \beta_s z + \theta) \quad (1)$$

이를 페이지 형태로 나타내면 다음과 같다.

$$\hat{I}_s \exp(-j\gamma_s z) \quad (2)$$

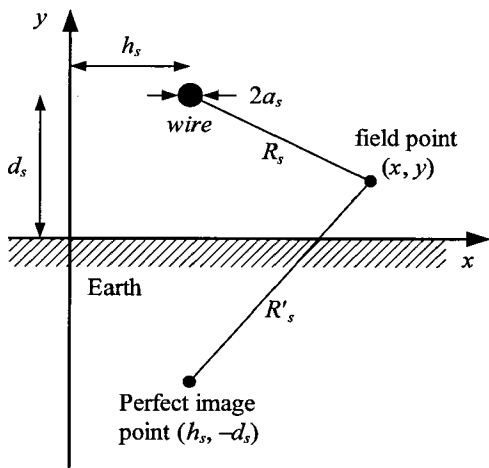


그림 1. 지구위의 전선이 설치된 구조  
Fig. 1. Image theory for the source wire on the earth.

$$\gamma_s = \beta_s - j\alpha_s = \text{전파상수}; \hat{I}_s = |\hat{I}_s| \exp(j\theta) \quad (3)$$

시변 전류는 페이지 전류의 실수부로 나타낸다.  $\gamma_s$  값은 축방향 전계가 전선의 전류와 전선의 고유임피던스(intrinsic impedance) 만큼 관련 있다고 가정하여 결정할 수 있다<sup>[7]</sup>.

Wait에 따르면 무한 길이 전선에 의한 대기 중 전계의  $z$  방향과  $y$  방향 성분을 다음 식 (4) 및 (5)와 같이 나타낼 수 있다<sup>[8-9]</sup>. 지구는 균일(homogeneous)하고 비자성(non-magnetic)이며 전리층 효과(ionospheric effects)는 없다고 가정하고 있다. 일단 전선은 가는 것으로 하여 전류가  $z$ 방향 성분만을 갖고 전선의 외곽을 따라 균일하게 분포된다는 사실로부터 이런 가정을 할 수 있다. 이 때 전류를 전선 중심에 있는 필라멘트 전류로 대체할 수 있다. Pogorzelski와 Chang의 보고에 따르면 전선과 지구 사이의 거리가 전선의 반경보다 멀다면 이런 가정을 통하여 발생된 오차는 작다<sup>[11]</sup>.

$$E_{0z}^s(x, y, z) = \frac{-\eta_0 \hat{I}_s e^{-\gamma_s z}}{4k_0} \left[ (\zeta^2) \left\{ H_0^{(2)}(\zeta R_s) - H_0^{(2)}(\zeta R'_s) \right\} - \frac{2k_0^2}{j\pi} \int_0^\infty \left( \frac{1}{u_0 + u_s} - \frac{\gamma_s^2}{k_0^2 u_s + k_s^2 u_0} \right) e^{-u_0(y+d_s)} e^{-j\lambda(x-h_s)} d\lambda \right] \quad (4)$$

$$R_s = \sqrt{(y - d_s)^2 + (x - h_s)^2};$$

$$R'_s = \sqrt{(y + d_s)^2 + (x - h_s)^2}$$

$$u_0 = \sqrt{\lambda^2 + \gamma_s^2 - k_0^2}, \quad \text{Re}(u_0) > 0;$$

$$u_g = \sqrt{\lambda^2 + \gamma_s^2 - k_g^2}, \quad \text{Re}(u_g) > 0;$$

$$\zeta = \sqrt{k_0^2 - \gamma_s^2}, \quad \text{Im}(\zeta) \geq 0$$

$$k_0 = \omega \sqrt{\mu_0 \epsilon_0} = 2\pi / \lambda_0$$

$$k_g = \omega \sqrt{\mu_0 \epsilon_g - j \frac{\mu_0 \sigma_g}{\omega}}, \quad \text{Re}(k_g) > 0$$

$\lambda_0$  = 공기(자유공간)에서의 파장 ;

$\epsilon_g = \epsilon_{rg} \epsilon_0$  = 지구의 유전율 ;

$\epsilon_0$  = 자유공간의 유전율  $\mu_0$  = 자유공간의 투자율 ;

$$E_{0z}^s(x, y, z) = \frac{-j\omega\mu_0\gamma_s\hat{I}_s e^{-j\gamma_s z}}{4k_0^2} \left[ (\zeta) \left\{ \frac{(y-d_s)}{R_s} H_1^{(2)}(\zeta R_s) - \frac{(y+d_s)}{R_s'} H_1^{(2)}(\zeta R_s') \right\} - \frac{j4k_0^2}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \left( \frac{1}{u_0+u_g} - \frac{\lambda^2+\gamma_s^2}{k_0^2 u_g + k_g^2 u_0} \right) \frac{e^{-u_0(y+d_s)}}{u_0} e^{-j\lambda x} d\lambda \right] \quad (5)$$

$\eta_{00} = \sqrt{\mu_0/\epsilon_0}$  = 자유공간의 임피던스 ;

$\sigma_g$  = 지구의 전도도 (저항률의 역수)

이상은 MKS 단위계에 따른다.

$H_0^{(2)}(x)$  = 변수가  $x$ 인 제2종 0차 Hankel 함수

$H_1^{(2)}(x)$  = 변수가  $x$ 인 제2종 1차 Hankel 함수<sup>[10]</sup>

식 (4)와 (5)는 Carson의 식보다 훨씬 일반적이다. 이 식들은 적절한 고주파 특성을 포함하고 있으며 저주파 경우에 Carson 식으로 근사된다.

## 2. 전자장에 대한 Carson 형태와 유효 조건

식 (4)와 (5)를 Carson식으로 근사시키기 위하여 몇 가지 가정을 한다. 첫 번째, 선로부터 거리( $y-d_s$ ,  $x-h_s$ )가 자유공간 파장  $\lambda_0$  (60Hz에서 5000km)에 비하여 작다고 가정한다. 이는 quasi-static 근사로 다음과 같이 가정한다.

$$|\zeta R_s|, |\zeta R_s'| \ll 1$$

이런 조건에서 다음과 같이 근사할 수 있다<sup>[12]</sup>.

$$H_0^{(2)}(\rho) \approx -\frac{2j}{\pi} \ln \rho$$

$$H_1^{(2)}(\rho) \approx \frac{2j}{\pi \rho}$$

적분에서 quasi-static 조건으로부터  $u_0 \approx \lambda$  (즉,  $k_0 \approx \gamma_s \approx 0$ )로 가정할 수 있다<sup>[13]</sup>. 이렇게 대체하는 것은 전선으로부터 방사되는 전자파의 위상 축적을 무시하는 것과 동가적이다.

더구나  $|k_g^2| \gg |\gamma_s^2|$ 인 경우,  $u_g \approx \sqrt{\lambda^2 - k_g^2} = u$ 이다. 마지막으로  $k_g \gg k_0$ 라면 식 (4)의 첫 번째 적분항을 제외하고 식 (4)와 식 (5)의 모든 적분항을 무시할 수 있다.  $\lambda$ 가 작은 경우  $k_g$ 로 근사되는  $u_g$ 가 각 피적분함수의 분모에 있기 때문이다. 식 (4)의 첫 번째 적분항은 무시될 수 없다.  $g_s \approx k_0$ 인 경우,  $(k_0^2 - g_s^2)$ 가 작기 때

문이다. 이런 가정들을 이용하면 식 (4)와 식 (5)는 다음 식 (6)과 (7)과 같이 된다.

$$E_{0z}^s \approx \hat{A} \hat{I}_s e^{-j\gamma_s z} \left[ \zeta^2 \ln \left( \frac{R_s'}{R_s} \right) - k_0^2 J_c(h_s, d_s, x, y) \right] \quad (6)$$

$$\hat{A} = -j \frac{\omega \mu_0}{2\pi k_0^2}$$

$$J_c(h_s, d_s, x, y) = \frac{2}{k_g^2} \int_0^\infty (u-\lambda) e^{-\lambda(y+d_s)} \cos \lambda(x-h_s) d\lambda$$

$$u = \sqrt{\lambda^2 - k_g^2}, \quad \text{Re}(u) > 0 \quad k_g \approx \sqrt{\omega \mu_0 \sigma_g} e^{-j\pi/4}$$

$$E_{0y}^s(x, y, z) \approx +j\gamma_s \hat{A} \hat{I}_s e^{-j\gamma_s z} \left[ \frac{y-d_s}{(R_s)^2} - \frac{y+d_s}{(R_s')^2} \right] \quad (7)$$

식 (6)은 1926년에 Carson이 얻은 결과와 같다<sup>[14]</sup>. 식 (7)은 지구가 완전 도체라고 가정하여 완벽한 영상이론(image theory)을 이용하여 단면 방향 전자장을 계산할 수 있다는 것을 의미한다.

식 (6)에서 적분  $J_c$ 는 무한수열(Carson's series)로 표현된다. 이 수열에서 몇 개의 유한한 항만을 사용해도 유용한 결과를 얻을 수 있다<sup>[15]</sup>.

식 (6)과 식 (7)이 타당성을 갖기 위한 충분조건은 다음과 같다.

- 1)  $a_s \ll d_s$
- 2)  $|y-d_s|, |x-h_s| \ll \lambda_0 = \text{자유공간 파장}$
- 3)  $|k_g| \gg |k_0|$
- 4)  $|g_s| \ll |k_g|$

변수에 대한 전형적인 값을 조사하여 이런 조건들이 만족되는 범위를 평가할 수 있다. 일반적으로  $a_s$  값은 1 m 이하이다. 첫 번째 조건은 정상적인 높이에 있는 전력선 도체에 대하여 만족되지만 지구에 가까운 도체에 대해서는 위반된다. 지구에 가까운 도체의 예로는 자체 유도 문제에서 대상이 되는 철도 트랙이다.

두 번째 조건은 일반적으로 60Hz에서 만족된다. 60 Hz에서의 파장  $\lambda_0$ 은 5000 km이다. 그러나 더 높은 주파수와 측정 거리가 더 먼 경우의 계산에서 이 조건은 만족되지 않는다. 예를 들어, 1MHz에서  $\lambda_0$ 가 불과 300 m이기 때문에 RFI(radio frequency interference) 계산을 위하여 이 조건을 검토하여야 한다. 세 번째 조건은 전력공학 이용분야에서 거의 언제나 유효하다.  $k_0=1.3 \times 10^{-6} \text{m}^{-1}$ 인 반면에 지구 전도도가 일반적으로  $10^{-2} \text{mhos/m}$ 이므로  $k_g = 2.2 \times 10^{-3} \text{m}^{-1}$ 이다.

마지막 조건은 문제에서 도체들 중에서 하나가 지구 표면에 접촉되어 있지 않다면, 전력공학 이용분야에서 위반되지 않는다. 조건이 위배되는 예제의 경우는 철도 트랙과 펜스 또는 전송선로에 차폐된 전선과 같이 주기적으로 접지된 전선들이다.

### III. 매설 케이블에 의한 전자장

#### 1. 해석적 수식

균일한 손실 특성을 갖는 지구에 비절연 전선 케이블 또는 절연 전선 케이블 하나가 그림 2와 같이 깊이  $d$ 인 지점에 있는 경우를 고려한다.  $y > 0$ 인 영역은 자유공간으로 유전율  $\epsilon_0$ 와 투자율  $\mu_0$ 을 갖는다.  $y < 0$ 인 영역은 손실이 있는 지구로 유전율  $\epsilon_g$ , 투자율  $\mu_g$ , 전도도  $\sigma_g$ 를 갖는다. 케이블의 내부는 반경이  $a$ 인 도전성 코어( $\epsilon_w, \mu_w, \sigma_w$ )이고, 그 둘레를 반지름이  $b$ 인 손실성 절연물질( $\epsilon_d, \mu_d, \sigma_d$ )이 덮고 있다.

$\exp(-iat)$ 의 시간 변화를 가정한다. 코어 도체와 절연체의 반경이 지구에서 전파되는 파장에 비하여 작고 매설 깊이에 비해서도 작다고 가정하였다( $a, b \ll \lambda_g, d$ )<sup>[16]</sup>. 이와 같은 방법으로 도체 전류는 축방향으로만 흐르고 방사상 변화를 무시하는 thin-wire 근사를 가정한다<sup>[17]</sup>.

매설 케이블에 의한 전류와 전자장이 축방향으로  $\exp(+iz-iat)$ 와 같이 변화한다고 가정한다. 따라서 전파상수  $k_z^p$ 를 결정하고, 그것으로부터 지구 표면에서의 전자장을 계산하려 한다. 각 영역(공기와 지구 반평면과 케이블)에서 파동 방정식을 계산하고 각 경계면에서 경계조건을 만족하게 하여 문제의 해를 계산할 수 있다.

Thin-wire 근사에서 케이블 표면에서의 축방향 성분 전계  $E_z$ 의 연속성은 다음의 조건이면 적절하다.

$$E_z^{ex}(k_z)|_{\rho=b} = I_0 Z^S(k_z) \quad (8)$$

$I_0$ 는 케이블에서 여기되는 모드전류(modal current)이다.  $E_z^{ex}|_{\rho=b}$ 는 공기와 지구 경계면을 고려하는 케이블의 외부 표면에서 축방향 전자장을 나타낸다.  $I_0 Z^S$ 는 원통형 구조라고 가정한 케이블의 내부 표면을 나타낸다. 식 (8)로부터 케이블에 의한 전파상수  $k_z = k_z^p$ 를 계산할 수 있다. ( $x=0, y=-d$ )에 있는 케이블에 의한 외부 전자장( $\rho > b$ )을 식 (9)를 이용하여 유도할 수 있다.

$$\begin{cases} [\nabla^2 - (k_x^2 - k_0^2)] \Pi^0 = 0 & ; y > 0 \\ [\nabla^2 - (k_x^2 - k_g^2)] \Pi^g = \frac{-i\omega\mu_g}{k_x^2} \frac{I_0}{(\tau_x b)K_1(\tau_x b)} \delta(x) \delta(y+d)z & ; y < 0 \end{cases} \quad (9)$$

$\Pi^0$ 와  $\Pi^g$ 는 각각 공기와 지구 영역에서의 2차원 Hertz vector potentials이다.  $k_0 = \sqrt{\omega^2 \mu_0 \epsilon_0}$ 는 공기에서의 전파상수이고  $k_g = \sqrt{\omega^2 \mu_g \epsilon_g + i\omega \mu_g \sigma_g}$ 는 지구에서의 전파상수이다. 이때, 지구에서의 전자장은 다음과 같다.

$$\vec{E} = \nabla \nabla \cdot \Pi^g + k_g^2 \Pi^g; \quad \vec{H} = \frac{k_g^2}{i\omega\mu_g} \nabla \times \Pi^g \quad (10)$$

일반적인 변환 기법을 사용하고 대기-지구 경계면에서 경계조건을 만족하게 하여 식 (9)의 해를 구할 수 있다<sup>[9, 18]</sup>. 대기와 지구의 투자율이 동일한 경우( $\mu_g = \mu_0$ ) 다음과 같다.

$$J(k_z, x, y) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{U_0 + U_g} e^{+i\lambda x + U_g(y-d)} d\lambda \quad (12)$$

$$G(k_z, x, y) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{n^2}{n^2 U_0 + U_g} e^{+i\lambda x + U_0(y-d)} d\lambda \quad (13)$$

$$U_0 = \sqrt{\lambda^2 + \tau_0^2}, \quad U_g = \sqrt{\lambda^2 + \tau_g^2}$$

$$\begin{aligned} \langle E_z^{ex}(k_z) \rangle|_{\rho=b} &= \langle [\nabla \nabla \cdot \Pi^g + k_g^2 \Pi^g] \cdot \hat{z} \rangle|_{\rho=b} \\ &= \frac{-i\omega\mu_g}{2\pi k_g^2} \frac{I_0}{(\tau_g b)K_1(\tau_g b)} \left\{ \tau_g^2 K_0(\tau_g b) - I_0(\tau_g b) \right. \\ &\quad \left. [ \tau_g^2 K_0(\tau_g 2d) + k_g^2 J(k_z, 0, -d) - k_z^2 G(k_z, 0, -d) ] \right\} \quad (11) \end{aligned}$$

$$Z^s(k_z) = \left( \frac{i\omega\mu_d}{2\pi k_d^2} \right) \tau_d^2 \left[ \frac{I_0(\tau_d b) K_0(\tau_d a) - I_0(\tau_d a) K_0(\tau_d b)}{(\tau_d a) I_0(\tau_d a) K_1(\tau_d a) + (\tau_d a) I_1(\tau_d a) K_0(\tau_d a)} \right] \\ + Z^w(k_z) \left[ \frac{I_0(\tau_d b) K_1(\tau_d a) + I_1(\tau_d a) K_0(\tau_d b)}{I_0(\tau_d a) K_1(\tau_d a) + I_1(\tau_d a) K_0(\tau_d a)} \right] \quad (14)$$

$\tau_0 = \sqrt{k_z^2 - k_0^2}$  는 공기 중에서의 단면 방향 전파상수이

고,  $\tau_g = \sqrt{k_z^2 - k_g^2}$  는 지구에서의 단면방향 전파상수이다.  $\text{Re}[U_0, U_g] \geq 0$  과  $\text{Re}[t_0, t_g] \geq 0$  이다.  $I_0(z)$ ,  $K_0(z)$ ,  $K_1(z)$  는 복소수의 독립변수를 갖는 변형 베셀 함수이다.

$n = \sqrt{\epsilon_g + i\sigma_g / \omega\epsilon_0}$  는 지구의 굴절율이다.  $\langle \rangle |_{\rho=b}$  는 케이블 둘레에서의 전자장의 평균값이다.

따라서 solid wires, 절연 케이블, wrapped conductors와 같은 여러 종류의 도체에 대하여 케이블 내부 표면에서 전자장과  $Z^s(k_z)$  를 쉽게 결정할 수 있다<sup>[19~20]</sup>. 그림 2와 같은 손실 절연 케이블에 대한 표면 임피던스는 다음 식 (14)와 같다<sup>[21]</sup>.

$$Z^w(k_z) = \left( \frac{i\omega\mu_w}{2\pi k_w^2} \right) \left[ \frac{\tau_w^2 I_0(\tau_w a)}{(\tau_w a) I_1(\tau_w a)} \right] \quad (15)$$

$$\tau_d = \sqrt{k_z^2 - k_d^2}; k_d = \sqrt{\omega^2 \mu_d \epsilon_d + i\omega\mu_d \sigma_d};$$

$$\tau_w = \sqrt{k_z^2 - k_w^2}; k_w = \sqrt{\omega^2 \mu_w \epsilon_w + i\omega\mu_w \sigma_w}$$

케이블 코어와 외부 유전체 또는 절연체를 특징지우는 전기적 변수를 예전에 각각  $(\epsilon_w, \mu_w, \sigma_w)$  와  $(\epsilon_d, \mu_d, \sigma_d)$  라고 정의하였다. 절연체 두께가 0이 될 때 ( $Z^s = Z^w|_{a=b}$ ), 식 (14)는 비절연 도체의 경우인 식 (15)로 된다. 전형적인 케이블 직경 ( $| \tau_g b |$ ,  $| \tau_d b | \ll 1$ )에 대하여 식 (14) 및 (15)에 있는 변형 베셀 함수에 대하여 변수가 작은 경

우에 대한 식을 사용할 수 있다.

## 2. 매설 비절연 케이블과 절연케이블의 전자장

식 (8)에 따른 복소전파상수  $k_z^p = \beta_p + i\alpha_p$  를 계산하면 지구 표면에서의 전자장을 다음과 같이 나타낼 수 있다. 절연 케이블의 경우 Wait는 다양한 코팅 두께와 매설 깊이에 대하여 전파상수의 특성을 광범위하게 연구하였다. Wait의 결과와 그림 2로부터 무손실 코팅의 경우, 전파상수  $k_z^p$  는 지구의 손실과 경계면 존재의 영향을 받는 절연층의 파수와 비슷하다 ( $k_z^p = k_d + k_0 \Delta_{\text{loss}}$ ). 매설된 비절연 도체의 전파상수는 현격하게 다른 특성을 보인다. 그림 2에서와 같이 전파상수 ( $k_z^p$ ) 는 지구 매질의 파수에 더 가깝고 매설 깊이에 따라 변화하게 되어  $k_z^p \approx k_g / \sqrt{2} \sim k_g$  이다. 절연의 경우와 달리 비절연의 경우에는 지구 표면에서의 축방향 전계는 전파상수를 정확히 계산하여야 한다.

Thin-wire 가정을 이용하여 그림 2의 구조에 대한 지구에서 전자장을 식 (10)을 이용하여 결정할 수 있다. 주요 관심은 전계의 축방향 성분과 자계의 단면 방향 성분이다. 이것은 아래의 식 (19)~(21)과 같다 ( $\rho = \sqrt{x^2 + (y+d)^2}$ ,  $\rho^* = \sqrt{x^2 + (y-d)^2}$ ). 함수  $F(k_z)$  는 원통형 케이블 구조의 효과를 고려한 것이다. 비절연 도체의 경우, 식 (20)은  $F(k_z)|_{a=b} = 1 / (\tau_g b) K_1(\tau_g b)$  이 된다. Thin-wire 가정을 하면, 절연과 비절연 상황에서  $F(k_z)$

$$E_z(x, y) = \frac{-i\omega\mu_g}{2\pi k_g^2} I_0 F(k_z^p) \left\{ \tau_g^2 \left[ K_0(\tau_g \rho) - K_0(\tau_g \rho^*) \right] \right. \\ \left. - k_g^2 J(k_z^p, x, y) + (k_z^p)^2 G(k_z^p, x, y) \right\} \quad (19-a)$$

$$H_x(x, y) = \frac{I_0}{2\pi} F(k_z^p) \left\{ -\tau_g \left[ \frac{(y+d)}{\rho} K_1(\tau_g \rho) - \frac{(y-d)}{\rho^*} K_1(\tau_g \rho^*) \right] + I_x(k_z^p, x, y) \right\} \quad (19-b)$$

$$H_y(x, y) = \frac{I_0}{2\pi} F(k_z^p) \left\{ +\tau_g \left[ \frac{x}{\rho} K_1(\tau_g \rho) - \frac{x}{\rho^*} K_1(\tau_g \rho^*) \right] - I_y(k_z^p, x, y) \right\} \quad (19-c)$$

$$F(k_z) = \frac{1}{(\tau_d b) K_1(\tau_d b)} \left[ \frac{b \left\{ I_0(\tau_d a) K_1(\tau_d b) + I_1(\tau_d b) K_0(\tau_d a) \right\}}{a \left\{ I_0(\tau_d a) K_1(\tau_d a) + I_1(\tau_d a) K_0(\tau_d a) \right\}} \right. \\ \left. + \frac{Z^w(k_z) \left( \frac{2\pi k_d^2}{-i\omega\mu_d} \right) b \left\{ I_1(\tau_d a) K_1(\tau_d b) - I_1(\tau_d b) K_1(\tau_d a) \right\}}{\tau_d^2 \left\{ I_0(\tau_d a) K_1(\tau_d a) + I_1(\tau_d a) K_0(\tau_d a) \right\}} \right] \quad (20)$$

$$I_x(k_z, x, y) = \int_{-\infty}^{\infty} \left[ \frac{U_g}{U_0 + U_g} + (k_z)^2 \frac{n^2 - 1}{(U_0 + U_g)(n^2 U_0 + U_g)} \right] e^{+i\lambda x + U_g(y-d)} d\lambda \quad (21-a)$$

$$I_y(k_z, x, y) = \int_{-\infty}^{\infty} \left[ \frac{i\lambda}{U_0 + U_g} \right] e^{+i\lambda x + U_g(y-d)} d\lambda \quad (21-b)$$

$$E_z(x, y=0) = \frac{-i\omega\mu_g}{2\pi k_g^2} I_0 F(k_z^p) \left[ -k_g^2 J(k_z^p, x, 0) + (k_z^p)^2 G(k_z^p, x, 0) \right] \quad (22-a)$$

$$H_x(x, y=0) = \frac{I_0}{2\pi} F(k_z^p) \left\{ -\tau_g \frac{d}{\sqrt{x^2 + d^2}} K_1(\tau_g \sqrt{x^2 + d^2}) + \int_{-\infty}^{\infty} \left[ \frac{1}{2} \frac{U_g - U_0}{U_g + U_0} + (k_z^p)^2 \frac{n^2 - 1}{(U_0 + U_g)(n^2 U_0 + U_g)} \right] e^{+i\lambda x - U_g d} d\lambda \right\} \quad (22-b)$$

$$H_y(x, y=0) = \frac{I_0}{2\pi} F(k_z^p) \left\{ +\tau_g \frac{x}{\sqrt{x^2 + d^2}} K_1(\tau_g \sqrt{x^2 + d^2}) - \int_{-\infty}^{\infty} \left[ \frac{-i\lambda}{2U_g} \frac{U_g - U_0}{U_g + U_0} \right] e^{+i\lambda x - U_g d} d\lambda \right\} \quad (22-c)$$

$\approx 1$ 을 수용할 수 있다. 따라서 비절연 케이블과 절연 케이블 형태 사이에서 외부 전자장의 차이는 계산된 축방향 전파상수  $k_z^p$ 의 차이에만 의한 것이다.

전자장에 대한 적분식 (21)에 변형 베셀함수들이 존재한다<sup>[24]</sup>. 축방향 전계에 대한 식 (21-a)에서 처음 두 개의 항  $K_0(\tau_g d)$ 과  $K_0(\tau_g d^*)$ 은 소스에 의한 전자장 기여와 영상소스에 의한 전자장 기여를 나타낸다. 나머지 적분식  $J$ 와  $G$ 는 지구에서의 전도전류 손실과 변위전류 손실을 각각 나타낸다. 마찬가지로 자계 표현식 (19-b)와 (19-c)에 대하여 소스에 의한 전자장 기여와 영상소스에 의한 전자장 기여를  $K_1(\tau_g d)$ 와  $K_1(\tau_g d^*)$ 로 나타내었다.

식 (22-a)을 보면 지구 표면에서 축방향 전계에 대한 소스에 의한 전자장 기여와 영상소스에 의한 전자장 기여는 상쇄된다. 나머지 항들로부터  $k_z^p$ 가  $k_g$ 와 동일한 크기라면 전계는 축방향 전파상수에 따라 심하게

변화된다. 절연케이블의 경우,  $k_z^p \approx k_d \ll k_g$ 이다. 따라서 전자장은 변위전류 효과를 무시할 수 있으며 전도전류항  $J$ 에 의하여 좌우된다. 비절연 도체의 경우,  $k_z^p \approx k_d / \sqrt{2}$ 이다. 전도전류항과 변위전류항이 중요해진다. 자계 표현식 (19-b)와 (19-c)에서 영상소스에 의한 전자장 기여는 변형 베셀함수  $K_1(z)$ 의 적분 형태를 이용하여 식 (22-b)와 (22-c)의 첫 번째 항들과 합쳐진다. 축방향 전파상수값에 관계없이 영상 전자장 기여가  $I_x$ 와  $I_y$ 의 처음 2개 항과 서로 상쇄되기 때문에 영상 전자장은 이 적분에 남아있게 된다. 나머지 적분들의 영향은 작다. 따라서 비절연과 절연 케이블의 경우 자계 성분은 소스에 의한 전자장 기여에 의하여 주로 좌우된다. 대기-지구 경계면의 존재는 케이블 주위 자속 밀도에 상당한 영향을 주어서는 안 되기 때문에 위와 같은 결과는 기대되었던 것이다. 그러나 대기-지구 경계면의 존재는 지구에서의 전류분포와 축방향 전계에

영향을 줄 것이다<sup>[25]</sup>.

$$E_z(x, y=0) \approx \frac{-i\omega\mu_g}{2\pi} I_0 \left[ \left\{ 1 - 2 \frac{(k_z^p)^2}{k_g^2} \right\} \ln(\tau_g \rho^*) - \left\{ \frac{1}{n^2} + \frac{(k_z^p)^2}{k_g^2} \right\} \ln \left( \frac{z_0}{\tau_g} \right) - \frac{1}{2} \right] \quad (23-a)$$

$$H_x(x, y=0) \approx \frac{I_0}{2\pi} \left( \frac{-d}{x^2 + d^2} \right) \quad (23-b)$$

$$H_y(x, y=0) \approx \frac{I_0}{2\pi} \left( \frac{x}{x^2 + d^2} \right) \quad (23-c)$$

도체가 지구의 표피 깊이에 대하여 경계면 근처에 매설되어 있고, 전자장 관측점이 근거리장( $d, \rho \ll \delta_g$ )에 있을 때, 식 (23-a)의 무한적분식  $J$ 와  $G$ 을 작은 변수의 표현식으로 근사시킬 수 있다<sup>[26]</sup>.  $\lambda \rightarrow \infty$  일 때 식 (22-b)와 (22-c)의 피적분 함수에서의 처음 항들이 상쇄되고 식 (22-b)의 나머지 항들은  $1/\lambda^2$  특성을 갖기 때문에 근접 자계에 대한 적분의 기여는 작다. 지구가 식 (22)에 의하여 주어진 것과 같이  $\ln \gg 1$ 인 good conductor로 동작한다는 일반적인 조건에서 전자장에 대한 근거리장 근사를 추론할 수 있다. 자계식 (23-b)와 (23-c)는 정전류(static current) 상황과 동일하다. 절연 케이블의 경우, 축방향 전파상수는 지구 매질에서의 축방향 전파상수에 비하여 작다( $k_z^p \ll k_g$ ). 따라서 식 (23-a)로의 유효한 근사를  $k_z^p \approx 0$ 라고 할 수 있다. 이것은 축방향 전류가 균일하다고 가정하는 것과 같은 동일한 효과를 준다. 식 (22-a)에서  $k_z^p = 0$ 이라고 가정하여 적분  $G$ 라고 표시되는 변위전류 효과를 무시하는 것이 분명하다. 축방향 전류가 균일하다는 가정에서 축방향 전계는 다음과 같다.

$$E_z(x, y=0) \xrightarrow[k_z^p = 0]{\rho^* \ll \delta_g} \frac{-i\omega\mu_g}{2\pi} I_0 \left[ \ln \left( \frac{\rho^*}{\delta_g} \right) - i \frac{\pi}{4} - \frac{1}{2} + \ln \sqrt{2} + \frac{1}{n^2} \ln(n) \right] \quad (24)$$

$1/\sqrt{\pi f \mu_g \sigma_g}$ 는 지구의 표피 깊이이다. 비절연 도체의 경우, 지구 손실에 의하여 영향을 받아 전파상수가  $k_g/\sqrt{2}$ 라는 것을 고려하여 식 (25)와 같은 근접 축방향 전계에 대한 근사식을 만들 수 있다.

$$E_z(x, y=0) \xrightarrow[\rho^* \ll \delta_g]{\rho^* \ll \delta_g} \frac{-i\omega\mu_g}{2\pi} I_0 \left[ -\Delta \ln \left( \frac{\rho^*}{\delta_g} \right) - i \frac{\pi}{4} - \frac{1}{2} - \frac{1}{4} \ln \left( \frac{1+\Delta}{1-\Delta} \right) \right]$$

$$\Delta = 2 \frac{(k_z^p)^2}{k_g^2} - 1 \quad (25)$$

식 (24)와 (25)를 비교하여 두 식의 일반적인 특성이 유사할지라도( $\rho^* \ll \delta_g$ 일 때,  $\ln(\rho^*/\delta_g)$ ), 관측된 전자장의 크기는 leading factor  $\Delta$ 에 의하여 비절연의 경우보다 훨씬 작다. 더구나 도체가 경계면 부근에 있을 때  $k_z^p \approx k_g/\sqrt{2}$ 이기 때문에 즉,  $\Delta$ 가 매우 작아질 때 비절연의 경우 관측된 전자장은 결정적으로 전파상수의 정확한 평가에 의존한다.

#### IV. 결 론

본 논문에서는 유도전압을 전자장 해석에 의하여 계산하기 위한 기초 작업으로서 무한도체에 의한 전자계의 정확한 식을 살펴보고 Carson식에 의한 것이 이것의 부분적 제한 조건에 의한 적용이라는 것을 유도하였다. 또한, 소스의 지표면 경계를 중심으로 한 위치 변화, 즉 지중 매설의 경우에 대한 Wait의 전자장 해석식을 분석하여 제시하였다. 이러한 전자장 해석식의 전체효과로부터 실제 통신선로에 유도되는 전압은 그 병행 구간의 거리를 적용함으로써 산출될 수 있다. 아울러 지중매설 특성상 소스 와이어의 절연 상태에 따라 달리 적용될 수 있음을 나타내었다. 이를 향후 실제의 구성 형태에 반영하기 위해서는 유도를 받는 매설관의 규격적 특성을 반영할 수 있는 파라미터가 포함된 식으로 확장하여야 한다.

#### 참 고 문 헌

- [1] 방송통신위원회, 전기통신설비의 기술기준에 관한 규정, 대통령령 제21098호, 2008.10.29.
- [2] 전파연구소, 전력유도전압의 구체적 산출방법에 대한 기술기준, 전파연구소고시 제2007-102호, 2007. 12. 21.
- [3] 일본 전기통신협회, 유도, 1970.12.1.
- [4] ITU-T, DIRECTIVES concerning the protection of telecommunication lines against harmful effects from electric power and electrified railway lines, 1989.
- [5] 일본 전기학회/전자정보통신학회, 전자유도대책의 개요 및 최신 기술, 유도조사 특별위원회 보고서, 1987.9.
- [6] D. C. Chang and R. G. Olsen, "Excitation of an

- Infinite Antenna Above a Dissipative earth*," Radio Science, vol. 10, August/September 1975, pp. 823-832.
- [7] P. C. Magnusson, "Prediction of Surge Response of a Symmetrically Excited Three-Phase Line, A Comparison with Experimental Results," Transactions Paper T 74 441-2, 1974, IEEE PES Summer Meeting
- [8] J. R. Wait, "Theory of Wave Propagation Along a Thin Wire Parallel to an Interface," Radio Science, vol 7, pp. 675-679, June 1972.
- [9] J. R. Wait, "Electromagnetic wave propagation along a buried insulated wire," Can. J. Physics, vol. 50, pp. 2402-2409, 1972.
- [10] M. Abramowitz and I. Stegun, Handbook of Mathematical Functions, National Bureau of Standards, pp. 360-375, 1964.
- [11] R. J. Pogorzelski and D. C. Chang, "On the validity of the thin wire approximation in analysis of wave propagation along a wire over a ground," Radio Science, pp. 699-707, Sept./Oct., 1977.
- [12] M. Abramowitz and I. Stegun, Handbook of Mathematical Functions, National Bureau of Standards, pp. 360-375, 1964.
- [13] A. Banos, Dipole Radiation in the Presence of a Conducting Half-Space, Pergamon, New York, 1966, pp. 132
- [14] J. R. Carson, "Wave propagation in overhead wires with ground return," BellSystemTech. Jour., vol.5, pp.539-554, 1926.
- [15] R. E. Judkins and D. E. Nordell, "Discussion of Electromagnetic Effects of Overhead Transmission Lines Practical Problems, Safeguards and Methods of Calculation," IEEETrans. PAS-93, May/June 1974, pp.892-902
- [16] G.E. Bridges, 'Fields generated by bare and insulated cables buried in a lossy half-space,' IEEETransactionson Geoscienceand Remote Sensing, vol.30, No.1, January 1992, pp.140-146
- [17] G. E. Bridges, "Interface effects on the propagation constant and fields of a bare conductor buried in a lossy half-space," in Proc. 1990 Intl. IEEEAP-SSymposium.Dallas, TX, pp.332-335, May, 1990.
- [18] E. F. Kuester, D. C. Chang and R. G. Olsen, "Model Theory of Long Horizontal Wire Structures Above the Earth, 1, Excitation," Radio Science, vol.13, pp.605-613, July/August 1978.
- [19] J. R. Wait, "Impedance conditions for a coated cylindrical conductor," Radio Sci., vol. 21, pp. 623-626, 1986.
- [20] J. R. Wait and D. A. Hill, "Propagation along a braided coaxial cable in a circular tunnel," IEEE Microwave Theory Tech., vol. MTT-23, pp. 401-405, 1975.
- [21] J. A. Stratton, Electromagnetic Theory, McGraw Hill, New York, 1941, pp. 486, 531-533
- [22] E. F. Vance, Coupling to Shielded Cables, New York: Wiley, 1978.
- [23] A. Ametani, "A general formulation of impedance and admittance of cables," IEEETrans. PowerApp. Syst., vol. PAS-99, pp.902-910, 1980.
- [24] M. Abramowitz and I. Stegun, Handbook of Mathematical Functions, National Bureau of Standards, pp. 360-375, 1964.
- [25] E. E. Sunde, Earth Conduction Effects in Transmission Systems, Dover, New York, 1968, pp.112, 66-94
- [26] D. C. Chang and J. R. Wait, "Extremely Low Frequency (ELF) Propagation Along a Horizontal Wire Located Above or Buried in the Earth," IEEE Trans., COM-22, pp.421-427, April, 1974.



## — 저 자 소 개 —



이 상 무(정회원)  
 1989년 단국대학교 전자공학과  
 학사 졸업.  
 2000년 정보통신대학원대학교  
 (현KAIST-KCC)  
 정보공학과 석사 졸업.  
 2010년 충남대학교 정보통신  
 공학과 박사 수료.

<주관심분야 : 통신, 전자유도, 전자기 장애>



은 창 수(평생회원)  
 1985년 서울대학교 전자공학과  
 학사 졸업.  
 1987년 서울대학교 전자공학과  
 석사 졸업.  
 1995년 The University of Texas  
 at Austin 박사 졸업.

1997년~현재 충남대학교 전기정보통신공학부  
 교수

<주관심분야 : RF 및 마이크로파 회로, 통신신호  
 처리>