

## 도전성 및 자성 차폐체의 차폐효과 해석과 차폐인수 산정

(Analysis of Shielding Effectiveness and Estimation of Shielding Factor in Conductive and Magnetic Shields)

강대하\*

(Dae-Ha Kang)

### Abstract

In this study the method based on flux linkage in cell was introduced in calculation of eddy currents by cell method. According to this method eddy current distribution and the loss can be evaluated and since the shielding effectiveness by flux cancelation of eddy current can be analyzed, this method is applicable to design of conductive shield. And also the formula of shielding factor were so deduced as to be applicable to finite-width infinite-length shielding sheets and infinite-length underground cable shield. These formula are adaptable to magnetic materials as well as conductive materials. As the results of calculation in model shields are follows..

In case of finite-width infinite-length shielding sheet, shielding effectiveness increases with increasing of conductivity. In case of infinite-length underground cable shield, the effectiveness become higher with increasing of permeability. Especially the effectiveness is very high in materials with both high conductivity and permeability in underground cable shield.

Key Words : Flux Linkage, Eddy Current, Conductive Shield, Shielding Factor, Magnetic Material, Underground Cable Shield

### 1. 서 론

금속재료에 의한 전자계의 차폐는 두 가지의 토

\* 주(교신)저자 : 부경대학교 전기공학과 교수

\* Main(Corresponding) author : Professor,  
Department of Electrical Engineering,  
Pukyong National University

Tel : 051-629-6311, Fax : 051-629-6305

E-mail : daeha@pknu.ac.kr

접수일자 : 2013년 6월 18일

1차심사 : 2013년 6월 21일

심사완료 : 2013년 8월 27일

폴로지가 가능하다. 즉 “개방형”과 “밀폐형”이다. 개방형 차폐구조는 유한 구조이며 차폐판의 끝 면이나 구멍, 틈새의 주위에 항상 자계의 누설이 존재한다. 따라서 이 구조에 대한 차폐특성을 연구하기 위해서는 수치해석법의 도입이 필요하다. 이에 비해 밀폐형은 무한 평판, 원주형 또는 구형 구조 등으로 구성할 수 있으며 소스로부터 차폐영역을 완전히 분리한다. 밀폐형 차폐구조에 대해서는 적당한 경계조건을 부여하여 맥스웰 방정식의 직접적 해로부터 ‘closed form’의 자계 차폐효과의 식을 얻

을 수 있다. 전자계 차폐를 고려할 경우 차폐재료의 선택이 중요하다. 도전성 재료는 고도전율을 나타내며 비투자율은 1에 가깝다. 도전성 금속재료의 차폐효과는 “와류상쇄”에 기인하며 이 특성은 시변 자계에 대해서만 가능하다. 와류는 파라데이 법칙에 의해 금속도체 내에 유도되며 이 와류에 의해 발생하는 자계는 소스자계에 대하여 역방향으로 작용하여 차폐영역의 자계를 감소시킨다. 이와는 달리 강자성재료는 고투자율의 특성을 가지고 있으며 차폐효과는 자속이 차폐판 내에 들어가 편향적 경로를 발생시켜 차폐영역에 들어가지 못하도록 하는 “flux shunting” 메카니즘에 의해 얻어진다[1]. 이러한 차폐문제의 분석 및 설계를 위해서는 먼저 소스도체에 의한 자계산정이 필수적이다. 송전선로와 같은 무한장 전선로뿐만 아니라 옥내배선과 같은 짧은 전선로에도 적용할 수 있는 계산식이 필요하다. 현재까지 자계의 계산에 관한 연구[2-4]는 자계 발생원인 도체가 무한장일 경우에 한정되어 있어 옥내배선과 같은 짧은 선로의 전류에 적용하기에는 무리가 따른다 한편 지중 케이블과 같은 지중 도체에 의해 발생하는 자계의 계산은 Pollaczek의 무한 적분 계산에 어려움이 있었으나 최근 이 적분을 빠르고 정확하게 산정할 수 있는 계산기법이 개발되어 있다[5-6]. 도전성 유한 차폐판의 자계차폐 효과의 분석을 위해서는 차폐판 내의 와류를 계산해야 한다. 그 계산법으로는 셀법(cell method) [3-4]이 알려져 있다. 그러나 이들 문헌에서 제시된 방법은 프라이멀 변 간의 상호인덕턴스를 기반으로 한 것으로서 프로그램 작성이 복잡하고 계산시간이 길어 그 개선이 필요하다. 본 연구에서는 개방형 차폐구조로서 유한 구조의 도전성 차폐판과 유한폭 무한장 차폐판을, 밀폐형 구조로서 무한장 지중케이블 차폐체를 연구대상으로 하였다. 도전성 유한 차폐판의 경우는 유한장 직선도체 전류에 의한 자계 및 차폐판의 와류 산정기법을 제안하고 그 차폐 효과를 제시하였으며 유한 폭 무한 장 차폐판과 지중 케이블의 차폐체에 대하여는 물질특성을 고려한 차폐효과 분석 및 빠르고 정확한 자계 계산기법을 제시하였다.

## 2. 유한 도전성 차폐판의 와류 계산 및 자계 차폐효과

### 2.1 와류 계산기법

도전성 차폐판의 유도전류를 구하기 위해서 평판 도체판을 그림 1과 같이 직4각형의 셀들로 분할 하기로 한다. 듀얼 면(dual face)에 균일분포로 흐르는 전류는 프라이멀 변에 집중하여 흐르는 것으로 간주한다. 그림 2는 프라이멀 셀의 4각 필라멘트에 흐르는 순환전류(와류)와 자속의 쇄교방향을 나타낸 것이다. 따라서 프라이멀 셀 내를 직각 방향으로 통과하는 자속이 알려지면 순환전류  $I$ 를 구할 수 있다.

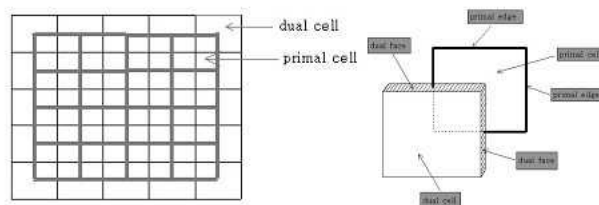


그림 1. 프라이멀 셀과 쌍대 셀  
Fig. 1. Primal cells and dual cells

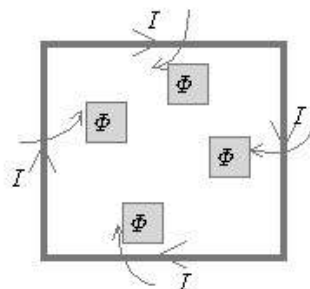


그림 2. 프라이멀셀 내 프라이멀 변의 와류와 자속쇄교  
Fig. 2. Eddy current of primal edge and flux linkage in primal cell

소스 도체의 전류방향을  $x$  방향으로 하고 프라이멀 셀 내의 자속밀도를 균일하다고 가정하기로 한다. 또한 평판 차폐판의 경우를 고려하고 차폐판의 위치는 소스도체의 상부  $x-y$  평면상에 위치해 있는 것으로 한다. 이 경우  $x-y$  평면상의 프라이멀 셀 내를 직각으

로 통과하는 자속밀도 성분은  $B_z$ 이다. 이  $B_z$ 는 소스전류  $I_s$ 에 비례하므로  $B_z(I_s) = M_z I_s$ 로 표현할 수 있다. 따라서 면적  $S$  인 프라이멀 셀의 쇄교자속은  $\Phi = S \cdot M_z I_s$ 이며 프라이멀 변에 유기되는 전압은  $E_s = -j\omega S M_z I_s$ 이다.

따라서 소스도체 전류  $I_s$ 에 의해  $k$ 번째 프라이멀 폐로 변에 유기되는 유도전압  $E_{ks}$ 는 식 (1)로 쓸 수 있다.

$$E_{ks} = -j\omega S B_{zk}(I_s) = -j\omega S M_{zks} I_s \quad (1)$$

단  $\omega$ : 각속도,  $S$ : 프라이멀 셀의 면적,  $B_{zk}(I_s)$ :  $I_s$ 에 의해  $k$ 번째 프라이멀 셀의 중앙에 발생하는 자속밀도의  $z$  성분

또  $m$ 번째 프라이멀 셀의 순환전류  $I_m$ 에 의해  $k$ 번째 프라이멀 셀의 폐로 변에 유기되는 유도전압  $E_{km}$ 는 식 (2)와 같이 표현할 수 있다.

$$E_{km} = -j\omega S B_{zkm}(I_m) = -j\omega M_{zkm} I_m \quad (2)$$

따라서  $N$ 개의 프라이멀 셀에 대하여 다음식이 만족되어야 한다.

$$E_{ks} + \sum_{m=1}^N E_{km} = 0 \quad (3)$$

3상 소스도체 전류  $I_a, I_b, I_c$ 에 대하여 matrix 로 나타내면 유도전압은 다음 식으로 표현할 수 있다.

$$[E_s] = \begin{bmatrix} E_{s1} \\ E_{s2} \\ \vdots \\ E_{sN} \end{bmatrix} = -j\omega S \begin{bmatrix} M_{za1} & M_{zb1} & M_{zc1} \\ M_{za2} & M_{zb2} & M_{zc2} \\ \vdots & \vdots & \vdots \\ M_{zaN} & M_{zbN} & M_{zcN} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} I_a \\ I_b \\ I_c \end{bmatrix} \quad (4)$$

$$[E_{mk}] = - \begin{bmatrix} Z_{11} & Z_{12} & \dots & Z_{1N} \\ Z_{21} & Z_{22} & \dots & Z_{2N} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ Z_{M1} & Z_{M2} & \dots & Z_{MN} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} I_1 \\ I_2 \\ \vdots \\ I_N \end{bmatrix} \quad (5)$$

여기서  $k$ 번째 프라이멀 셀의 자기임피던스  $Z_{kk}$ 는

$$Z_{kk} = 2(R_{kx} + R_{ky}) + j\omega S M_{kk} \quad (6)$$

$$\text{단 } R_{kx} = \rho \frac{L_x}{S_x}, R_{ky} = \rho \frac{L_y}{S_y}, \rho = \frac{1}{\sigma}$$

$$S_x = L_y \times t, S_y = L_x \times t, S = L_x \times L_y$$

$t$ : 차폐판의 두께  $\sigma$ : 차폐판의 도전율

$L_x, L_y$ : 프라이멀 변의  $x$  및  $y$  방향길이

$k$ 번째 프라이멀 셀에 인접해 있는  $m$ 번째 프라이멀 셀의 상호 임피던스  $Z_{km}$ 은

$$Z_{km} = -R_{kx} + j\omega S M_{km} \text{ 또는 } Z_{km} = -R_{ky} + j\omega S M_{km} \quad (7)$$

그 밖의 프라이멀 셀간의 상호 임피던스  $Z_{km}$ 은

$$Z_{km} = j\omega S M_{km} \quad (8)$$

그러므로 프라이멀 폐로변의 순환전류(와류)는 다음 식으로 구할 수 있다.

$$\begin{bmatrix} I_1 \\ I_2 \\ \vdots \\ I_N \end{bmatrix} = -j\omega S \begin{bmatrix} Z_{11} & Z_{12} & \dots & Z_{1N} \\ Z_{21} & Z_{22} & \dots & Z_{2N} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ Z_{M1} & Z_{M2} & \dots & Z_{MN} \end{bmatrix}^{-1} \cdot \begin{bmatrix} M_{Bza1} & M_{Bzb1} & M_{Bzc1} \\ M_{Bza2} & M_{Bzb2} & M_{Bzc2} \\ \vdots & \vdots & \vdots \\ M_{BzaN} & M_{BzbN} & M_{BzcN} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} I_a \\ I_b \\ I_c \end{bmatrix} \quad (9)$$

따라서 임의 공간의 자속밀도는 소스 전류에 의한 것과 각 프라이멀 셀의 순환전류에 의한 것을 합성함으로써 구할 수 있다. 이를 위해서는 임의 방향, 임의 길이의 유한장 직선전류에 의한 각 자속밀도 성분  $B_x, B_y, B_z$ 의 식이 필요하다. 유한장 직선도체 AB에 흐르는 전류  $I$ 에 의해 임의점 P에 발생하는 자속밀도  $B_{00}$ 는 그림 3을 참조하여 다음과 같은 식을 얻을 수 있다.

$$B_{00} = \frac{\mu_0 I}{4\pi} (\sin \beta_1 + \sin \beta_2) \quad (10)$$

이 식을 성분 분리하면 다음 식을 구할 수 있다.

$$\begin{aligned} B_x &= \frac{B_{00}}{LR} [(y_2 - y_1)(z - z_0) - (z_2 - z_1)(y - y_0)] \\ &= M_{B_x} I \\ B_y &= \frac{B_{00}}{LR} [(z_2 - z_1)(x - x_0) - (x_2 - x_1)(z - z_0)] \\ &= M_{B_y} I \\ B_z &= \frac{B_{00}}{LR} [(x_2 - x_1)(y - y_0) - (y_2 - y_1)(x - x_0)] \\ &= M_{B_z} I \end{aligned} \quad (11)$$

단  $r_1 = \sqrt{(x - x_1)^2 + (y - y_1)^2 + (z - z_1)^2}$   
 $r_2 = \sqrt{(x - x_2)^2 + (y - y_2)^2 + (z - z_2)^2}$   
 $L = \sqrt{(x_2 - x_1)^2 + (y_2 - y_1)^2 + (z_2 - z_1)^2}$   
 $t = \frac{L^2 + r_1^2 - r_2^2}{2L}, R = \sqrt{r_1^2 - t^2}$   
 $\sin \beta_1 = \frac{t}{r_1}, \sin \beta_2 = \frac{L - t}{r_2}$   
 $x_0 = (x_2 - x_1) \frac{t}{L} + x_1$   
 $y_0 = (y_2 - y_1) \frac{t}{L} + y_1$   
 $z_0 = (z_2 - z_1) \frac{t}{L} + z_1$

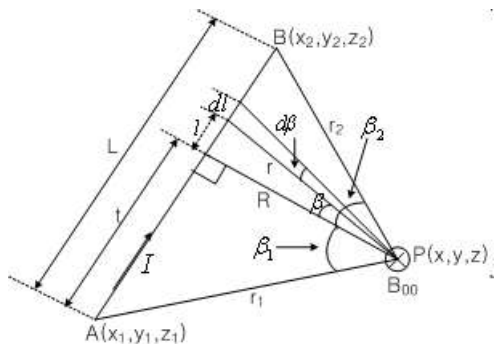


그림 3. 유한장 직선도체 전류에 의한 자속밀도  
 Fig. 3. Magnetic flux density by current of finite straight line conductor

한편 차폐효과를 나타내는 차폐인수 SF는 식 (12)와 같이 차폐체가 없는 경우의 자속밀도  $B_0$ 에 대한 차폐체가 있는 경우의 자속밀도 B의 비로써 나타내며 이 값이 작을수록 차폐효과가 크다.

$$SF = \left| \frac{B}{B_0} \right| \quad (12)$$

한편 프라이멀 셀의 순환전류는 인접 프라이멀 셀의 순환전류와 중첩되어 흐르므로 인접 프라이멀 셀과 공통인 프라이멀 변의 유도전류는 두 프라이멀 변의 순환전류 차로서 주어진다. 반면에 인접 프라이멀 셀이 없는 가장자리의 프라이멀 변에서는 그 변이 속해있는 프라이멀 셀의 순환전류와 변의 전류가 같다. 예를 들면 그림 4는 프라이멀 셀의 순환전류  $I_{11}, I_{12}, I_{13}$ 와 프라이멀 변의 유도전류  $I_1, I_2, I_3, I_4, I_5, I_6$ 의 관계를 나타낸 것으로서 각 프라이멀 변의 유도전류는 식 (13)과 같이 구할 수 있다.

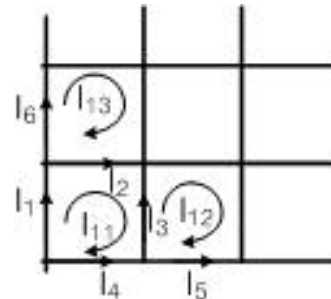


그림 4. 프라이멀 셀의 순환전류와 프라이멀 변의 유도전류  
 Fig. 4. Loop currents of primal cells and induced currents of primal edges

$$\begin{aligned} I_1 &= I_{11}, I_2 = I_{11} - I_{13}, I_3 = I_{11} - I_{12}, I_4 = I_{11}, \\ I_5 &= I_{12}, I_6 = I_{13} \end{aligned} \quad (13)$$

### 2.2 계산 결과 예

그림 5는 계산에 적용한 평판형 차폐판 모델 예로서 3상 수평 도체배열이며 계산 파라미터는 표 1과 같다.

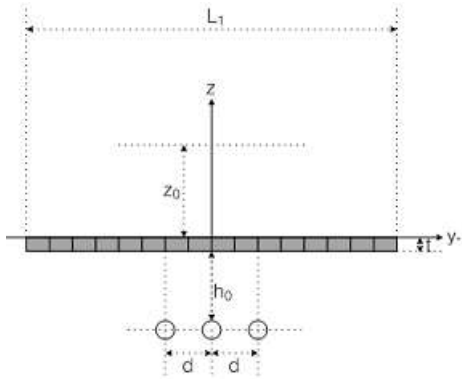


그림 5. 차폐판 모델 예(전면)  
Fig. 5. shield model(front face)

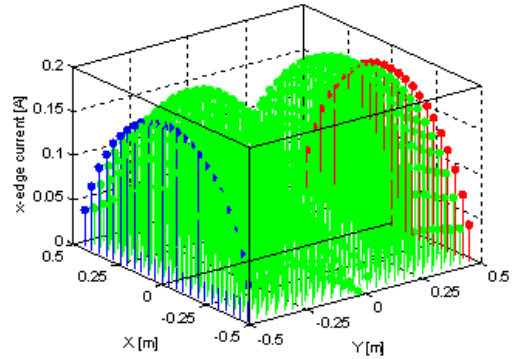
표 1. 파라미터  
Table 1. parameters

소스도체 위치	차폐판 아래쪽 $h_0 = 0.5 [m]$
소스도체 간격	$d = 5 [cm]$
소스도체 길이	$1 [m]$
소스도체 전류	$100 [A]$
차폐판 폭	$L_1 = 1 [m]$
차폐판 길이	$1 [m]$
차폐판 두께	$t = 2 [mm]$
차폐판 도전율	$\sigma = 35 \times 10^6 [S/m]$
primal cell 수	평판형 $24 \times 24 = 576$
계산점의 높이	$x = 0, z_0 = 0.25 [m]$

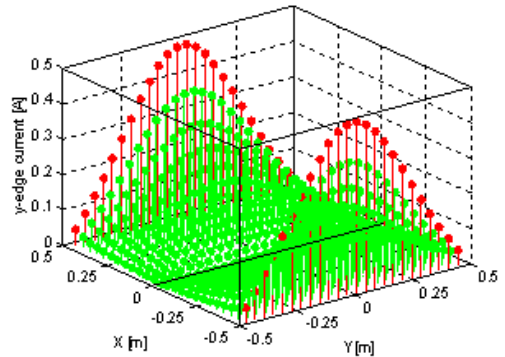
그림 6은 평판형 차폐판의 x-방향(a) 및 y-방향(b) 프라임얼 변의 유도전류 분포를 나타낸 것이다.

그림에서 알 수 있는 바와 같이 x-방향(a) 프라임얼 변의 전류분포는 가장자리 및  $y = \pm 0.25$ 에서, y-방향(b) 전류분포는 차폐판의 가장자리에 거의 집중하여 흐르는 경향이 있으며 그 중 차폐판 상의  $(x,y) = (\pm 0.5, 0)$ 의 위치에서 최대의 유도전류가 나타남이 특징적이다. 차폐판의 와류손은  $2.408 \times 10^{-4} W$ 로서 매우 작은 값으로 나타났다.

그림 7은 자속밀도를 나타낸 것으로서 차폐판이 있는 경우 중앙 부분에서 더욱 작은 값을 나타내고 있는 것이 특징적이며 그림 8의 차폐인수에서도 이를 반영하고 있다.



(a) x-방향 프라임얼 변의 전류분포  
(a) Current distribution of x-direction edges



(b) y-방향 프라임얼 변의 전류분포  
(b) Current distribution of y-direction edges

그림 6. 프라임얼 변의 전류분포  
Fig. 6. Current distribution of primal edges

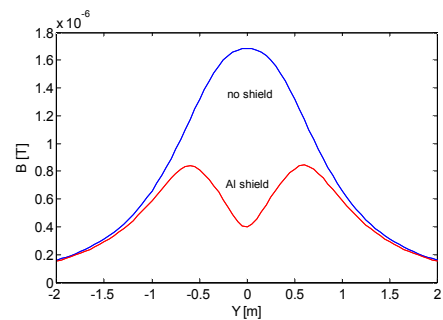


그림 7. 3상 전류에 의한 자속밀도  
Fig. 7. Magnetic flux density

실제적으로 두께가 표피깊이(skin depth)보다 얇은 도전성 차폐판을 사용할 경우 두께방향의 전류분포가

균일하다고 할 수 있으므로 차폐판 설계에 이상의 해석기법을 적용할 수 있을 것으로 생각된다.

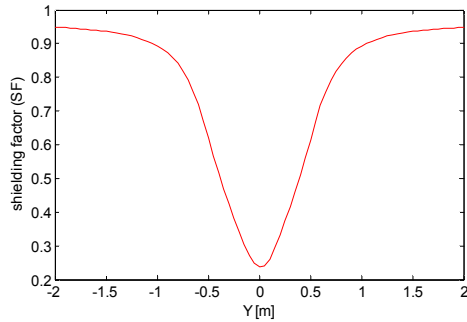


그림 8. 차폐인수  
Fig. 8. Shielding factor

### 3. 무한장 차폐체의 차폐효과

#### 3.1 유한폭 무한장 차폐체

$w$  직교좌표계에서  $z$ -방향의 무한장 직선 소스도체에 흐르는 전류  $I$ 에 의한 자속밀도는 식 (14)~(16)으로 주어진다.

$$B_x = \frac{\mu_0 I}{2\pi} \cdot \text{real}\left(\frac{1}{w-w_0}\right) \quad (14)$$

$$B_y = \frac{\mu_0 I}{2\pi} \cdot \text{imag}\left(\frac{1}{w-w_0}\right) \quad (15)$$

$$B_0 = \sqrt{B_x^2 + B_y^2} \quad (16)$$

단  $w = x + jy$ : 자계 계산점  
 $w_0 = x_0 + jy_0$ : 전류도체 위치

지금 폭  $2L$ 인 도전성 또는 자성 차폐판이 그림 9와 같이 좌표축의 중앙에 위치해 있고 차폐판의 두께는 표피 두께 보다 큰 경우를 가정한다. 또한 차폐판의 길이가 폭에 비해 매우 긴 경우이므로 차폐판을 통한 차폐영역으로의 자속 투과는 없는 것으로 간주한다.

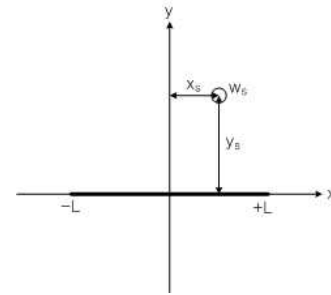


그림 9.  $w$ -직각 좌표계  
Fig. 9.  $w$ -rectangular coordinates

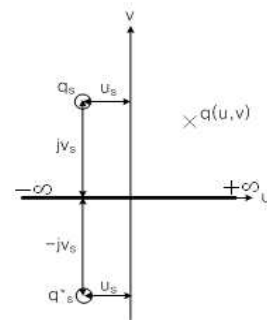


그림 10.  $q$ -직각 좌표계  
Fig. 10.  $q$ -rectangular coordinates

$q = u + jv$ 를 변환 좌표계의 변수라 하고  $w$ 와  $q$ 가 다음과 같은 관계가 있다고 하면,

$$w = L \left( \frac{1-q^2}{1+q^2} \right) \quad (17)$$

$y, z$ 평면에서의 폭  $2L$ 인 차폐판은  $u, v$ 평면에서는 그림 10과 같이 등각사상(conformal mapping)에 의해  $\pm \infty$ 로 확대 사상된다.

반사계수  $R_f$ 를 고려하고 다시  $w$ 좌표계로 환산하면 임의 공간의 자속밀도는 식 (18)~(20)로 주어진다.

$$B_x = \frac{\mu_0 I}{2\pi} \left[ \text{real}\left(\frac{1}{q-q_0} \cdot \frac{dq}{dw}\right) + R_f \cdot \text{real}\left(\frac{1}{q-q_0^*} \cdot \frac{dq}{dw}\right) \right] \quad (18)$$

$$B_y = \frac{\mu_0 I}{2\pi} \left[ \text{imag}\left(\frac{1}{q-q_0} \cdot \frac{dq}{dw}\right) \right]$$

$$+ R_f \cdot \text{imag}\left(\frac{1}{q-q_0} \cdot \frac{dq}{dw}\right) \quad (19)$$

$$B = \sqrt{B_x^2 + B_y^2} \quad (20)$$

$$\text{단 } \frac{dq}{dw} = -\frac{(1+q^2)^2}{4Lq} \quad q = \mp \sqrt{\frac{L-w}{L+w}}$$

여기서  $R_f$ 는 반사계수로서 다음 식으로 주어진다[7].

$$R_f = \frac{\eta_1 - \eta_{nf}}{\eta_1 + \eta_{nf}} \quad (21)$$

$$\text{단 } \eta_1 \approx \sqrt{j\omega\mu_0\mu_r/\sigma} \quad \eta_{nf} = j\omega\mu_0 \left| \frac{q-q_d}{\frac{dq}{dw}} \right|, \quad q_d = \frac{q_0}{2}$$

### 3.2 지중 케이블 차폐체

그림 11은 지중 케이블의 단면을 나타낸 것으로서  $\mu_0, \mu$ 는 각각 공기 및 차폐체의 투자율,  $\epsilon_0, \epsilon_e$ 는 공기 및 대지의 유전율,  $\sigma, \sigma_e$ 는 차폐체 및 대지의 도전율이다.

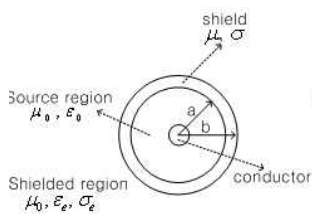


그림 11. 원주 구조 케이블 단면  
Fig. 11. Cross section of cylindrical cable

그림 10과 같은 단심 케이블 차폐체의 경우  $z$  방향인 벡터 포텐셜  $A$ 에 대한 방정식은 원주좌표계에서 식 (22)와 같은 Bessel 방정식으로 주어진다.

$$A = a_z A_0(r) \cos \phi$$

$$\frac{d^2 A_0(r)}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dA_0(r)}{dr} = \left[ \frac{1}{r^2} + \gamma^2 \right] \quad (22)$$

이 식의 일반해는 식 (23)으로 쓸 수 있다.

$$A_0(r) = M_1 K_1(\gamma r) + M_2 I_1(\gamma r) \quad (23)$$

여기서  $I_1(\gamma r), K_1(\gamma r)$ 는 위수 1의 제1종 및 제3종 변형 Bessel 함수이다.

전계 및 자계의 세기는 맥스웰 방정식에 의해 식 (24)로 주어진다.

$$E_{z0}(r) = -j\omega A_0(r), \quad H_{\phi 0}(r) = -\frac{1}{\mu} \frac{dA_0(r)}{dr} \quad (24)$$

그림 10의 각 영역에 대한 전계 및 자계는 다음 식으로 표현할 수 있다.

$$0 < r < a, \quad E_{z0}(r) = -j\omega [M_1 K_1(\gamma_0 r) + M_2 I_1(\gamma_0 r)]$$

$$H_{\phi 0}(r) = -\frac{\gamma_0}{\mu_0} [M_1 K_1'(\gamma_0 r) + M_2 I_1'(\gamma_0 r)]$$

$$a < r < b, \quad E_{z0}(r) = -j\omega [M_3 K_1(\gamma r) + M_4 I_1(\gamma r)]$$

$$H_{\phi 0}(r) = -\frac{\gamma_0}{\mu_0} [M_3 K_1'(\gamma_0 r) + M_4 I_1'(\gamma_0 r)]$$

$$a < r < b, \quad E_{z0}(r) = -j\omega M_5 K_1(\gamma_e r)$$

$$H_{\phi 0}(r) = -\frac{\gamma_e}{\mu_0} M_5 K_1'(\gamma_e r) \quad (25)$$

$$\text{단 } \gamma_0 = j\omega \sqrt{\mu_0 \epsilon_0} \quad \gamma = \frac{1+j}{\delta} \quad \delta = \sqrt{\frac{2}{\omega \mu \sigma}}$$

$$\gamma_e = \sqrt{j\omega(\sigma_e + j\omega \epsilon_e)}$$

$\gamma_0$ : 공기의 파정수  $\gamma$ : 차폐체의 파정수

$\gamma_e$ : 대지의 파정수

$\sigma$ : 차폐체의 도전율  $\delta$ : 표피 깊이

$\epsilon_0$ : 공기의 유전율  $\epsilon_e$ : 대지의 유전율

여기서  $K_1'(\gamma a), I_1'(\gamma a)$  등은 Bessel함수의 미분 값을 나타낸다.

경계면  $r=a$  및  $r=b$ 에서의 경계조건은 전계  $E_z(r)$  및 자계  $H_\phi(r)$ 가 연속이어야 하므로 식 (26)의 등식이 성립한다.

$$\begin{aligned}
 M_1 K_1(\gamma_0 a) + M_2 I_1(\gamma_0 a) &= M_3 K_1(\gamma a) + M_4 I_1(\gamma a) \\
 \frac{\gamma_0}{\mu_0} [M_1 K_1'(\gamma_0 a) + M_2 I_1'(\gamma_0 a)] &= \frac{\gamma}{\mu} [M_3 K_1'(\gamma a) + M_4 I_1'(\gamma a)] \\
 M_3 K_1(\gamma b) + M_4 I_1(\gamma b) &= M_5 K_1(\gamma b) \\
 \frac{\gamma}{\mu} [M_3 K_1'(\gamma b) + M_4 I_1'(\gamma b)] &= \frac{\gamma_e}{\mu_0} M_5 K_1'(\gamma_e b) \quad (26)
 \end{aligned}$$

이 식으로부터 계수  $M_2, M_3, M_4, M_5$ 를 구하면 모두  $M_1$ 의 곱의 항으로 정리된다. 따라서 차폐인수  $SF$ 는 다음 식으로 구할 수 있다.

$$SF = \frac{\gamma_e M_5 K_1'(\gamma_e b)}{\gamma_0 [M_2 K_1'(\gamma_0 b) + M_3 I_1'(\gamma_0 b)} \quad (27)$$

본 연구에서는 지중 전력케이블을 대상으로 하고 있으므로 먼저 지중도체 전류에 의한 지상 공간의 자속 밀도 산정에 문헌 [5]를 인용하기로 한다.

그림 12와 같은 직각 좌표계에서  $z$ 방향 지중도체 전류에 의한 벡터 포텐셜은 식 (28)과 같은 Pollaczek 적분으로 주어진다.

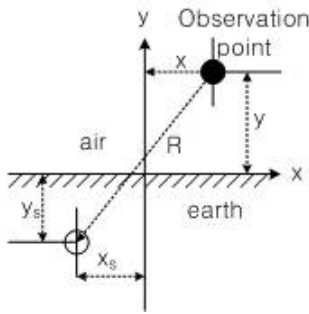


그림 12. 직각 좌표계  
Fig. 12. Rectangular coordinates

$$A_z = \frac{\mu_0}{2\pi} \int_0^\infty \frac{\exp(-y\lambda + y_s u)}{\lambda + u} \cos(\lambda(x - x_s)) d\lambda \quad (28)$$

단,  $u = \sqrt{\lambda^2 + k^2}$ ,  $k = \sqrt{-j\omega\mu_0\sigma_e}$

공기 중에 형성되는 자속밀도는 식 (29)로 쓸 수 있다.

$$\begin{aligned}
 B_x &= \frac{\partial A_z}{\partial y} = \frac{\mu_0 I}{2\pi} \int_0^\infty F(\lambda) \cos(\lambda(x - x_s)) d\lambda \\
 B_y &= \frac{\partial A_z}{\partial x} = -\frac{\mu_0 I}{2\pi} \int_0^\infty F(\lambda) \sin(\lambda(x - x_s)) d\lambda \quad (29)
 \end{aligned}$$

단,  $F(\lambda) = \frac{2\lambda}{\lambda + u} \exp(-y\lambda + y_s u)$

$B_x, B_y$ 는 무한적분 산정기법 AET(Asymptotic Extract Technique)[5]에 의하면 식 (30)으로 구해진다.

$$\begin{aligned}
 B_x &= B_{x,pri} + B_{x,sec} \quad B_y = B_{y,pri} + B_{y,sec} \\
 B_{x,pri} &= -\frac{\mu_0 I}{2\pi} \left(\frac{y - y_s}{R}\right), \quad B_{y,pri} = \frac{\mu_0 I}{2\pi} \left(\frac{x - x_s}{R}\right) \\
 B_{x,sec} &= B_{x,src}^{(1)} + B_{x,src}^{(2)}, \quad B_{y,sec} = B_{y,src}^{(1)} + B_{y,src}^{(2)} \\
 B_{x,sec}^{(1)} &= -\frac{\mu_0 I}{2\pi} \int_0^T \Delta F(\lambda) \cos(\lambda(x - x_s)) d\lambda \\
 B_{y,sec}^{(1)} &= -\frac{\mu_0 I}{2\pi} \int_0^T \Delta F(\lambda) \sin(\lambda(x - x_s)) d\lambda \\
 B_{x,sec}^{(2)} &= -\frac{\mu_0 I}{2\pi} \int_T^\infty \Delta F(\lambda) \cos(\lambda(x - x_s)) d\lambda \\
 &= -\frac{\mu_0 I}{2\pi} \frac{k^2}{4} \left[ \frac{1}{T} E_2(re_{q+} T) - 2y_s E_1(re_{q+} T) \right] \\
 B_{y,sec}^{(2)} &= -\frac{\mu_0 I}{2\pi} \int_T^\infty \Delta F(\lambda) \sin(\lambda(x - x_s)) d\lambda \\
 &= -\frac{\mu_0 I}{2\pi} \frac{k^2}{4} \left[ \frac{1}{T} E_2(re_{q-} T) - 2y_s E_1(re_{q-} T) \right] \\
 B &= \sqrt{B_x^2 + B_y^2} \quad (30)
 \end{aligned}$$

단  $R = \sqrt{(x - x_s)^2 + (y - y_s)^2}$ ,  $T = 10|k|$

$$\Delta F(\lambda) = \exp(-(y - y_s)\lambda) \left[ -\frac{2\lambda}{\lambda + u} \exp((u - \lambda)y_s) - 1 \right]$$



$$req_+ = (y - y_s) + j(x - x_s), \quad req_- = (y - y_s) - j(x - x_s)$$

이 식 중  $E_1(x)$  및  $E_2(x)$ 는 Matlab에서 제공하는 지수함수 적분 루틴으로서 다음 식으로 정의된다.

$$E_1(z) = \int_1^\infty \frac{e^{-zt}}{t} dt, \quad E_2(z) = \int_1^\infty \frac{e^{-zt}}{t^2} dt \quad (31)$$

그림 13은 프로그램의 검증을 위해 문헌 [5]의 파라미터를 적용하여 산정한 결과로서 문헌 [5]의 결과와 일치한다.

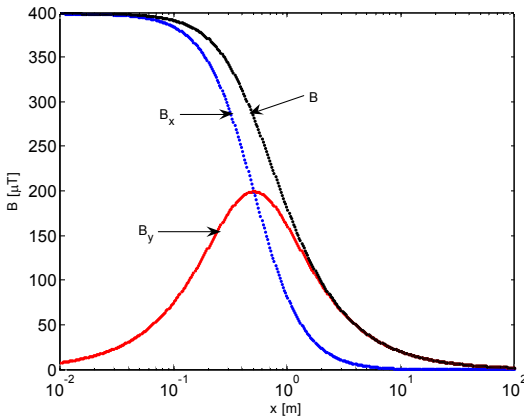


그림 13. 지중도체 전류에 의한 자속밀도  
 $I = 1000 [A], f = 5 [kHz], \sigma_e = 0.01 [S/m]$   
 $(x_s, y_s) = (0, -0.5), x = 0.01 \sim 100 [m], y = 0$   
 Fig. 13. Magnetic flux density by current of underground conductor  
 $I = 1000 [A], f = 5 [kHz], \sigma_e = 0.01 [S/m]$   
 $(x_s, y_s) = (0, -0.5), x = 0.01 \sim 100 [m], y = 0$

그러므로 지중 케이블 도체전류에 의한 공기 중의 자속밀도는 식 (29)에 식 (27)의 차폐인수 SF를 곱하여 산정할 수 있다.

### 3.3 계산 예

그림 14는 계산에 적용한 3상 도체배열을 나타낸 것으로서 그림 (a)는 유한폭 무한장 차폐판의 경우이고 그림 (b)는 무한장 지중 케이블 차폐체의 경우이다. 그림에서  $d=0.3m, h_0=0.5m, L=0.8m$ , 계산 점의 높이

$y=0.3m$ , 소스도체 전류는 3상 100A이다. 계산은 Matlab 7.1을 사용하였다.

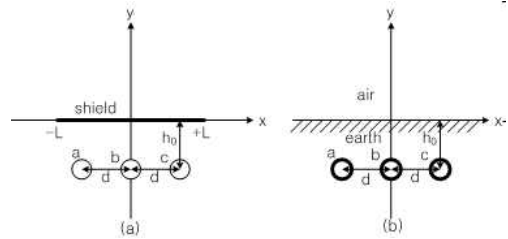


그림 14. 3상 도체배열 (a) 유한폭 무한장 차폐체의 경우 (b) 지중 케이블 차폐체의 경우  
 Fig. 14. configuration of 3-phase conductor (a) in case of finite-width infinite-length shield (b) in case of infinite-length underground cable shield

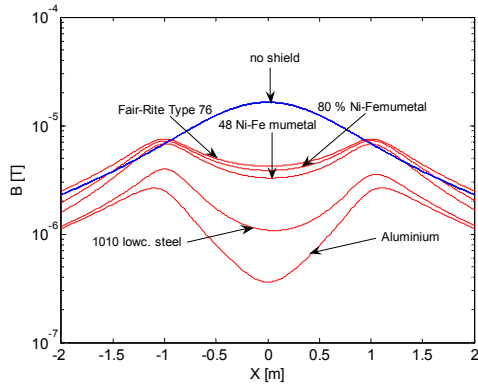
표 2. 차폐재료  
 Table 2. Shield materials

shield materials	conductivity $\sigma [S/m]$	initial relative permeability $\mu_r$
Aluminium	$3.5 \times 10^7$	1
1010 Low C. steel	$6.76 \times 10^6$	182
48% Ni-Fe mu-metal	$2.08 \times 10^6$	3415
80% Ni-Fe mu-metal	$1.64 \times 10^6$	15120
Fair Rite Type 76	2	10000

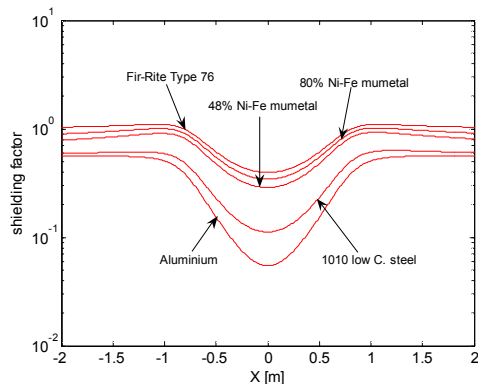
표 2와 같은 유한폭 무한장 차폐 재료 및 그림 13 (a)와 같은 도체배열에 대한 자속밀도 및 차폐인수의 계산결과는 그림 15와 같다.

그림에서 알 수 있는 바와 같이 차폐판의 중앙 위치에서 높은 차폐효과를 나타내며 도전성 차폐체의 경우가 강자성체의 경우보다 차폐효과가 큼을 알 수 있다.

이상의 결과는 두께가 표피깊이보다 두꺼운 차폐체로서 자계의 투과를 무시하고, 자계의 반사 및 누설만을 고려한 경우에 해당된다. 따라서 자성 및 도전성 재료로서 후막 차폐판에 적용할 수 있을 것으로 생각된다.

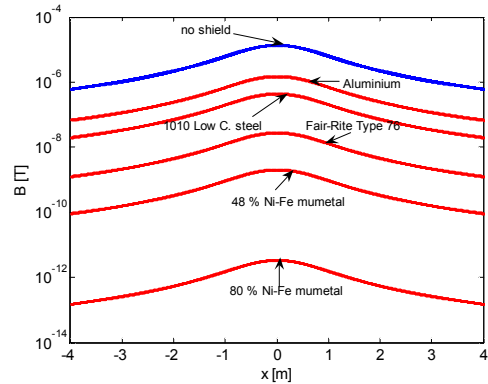


(a) 자속밀도

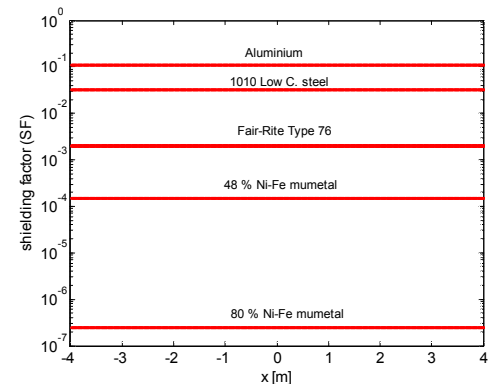


(b) 차폐인수

그림 15. 유한 폭 무한장 차폐체의 경우 차폐영역의 자속 밀도 및 차폐인수  
 Fig. 15. Magnetic flux density and shielding factor in shielded region in case of finite-width infinite-length shield. (a) flux density (b) shielding factor



(a) 자속밀도



(b) 차폐인수

그림 16. 원주형 무한장 지중 케이블 차폐체의 경우 차폐영역의 자속밀도 및 차폐인수  
 Fig. 16. Magnetic flux density and shielding factor in shielded region in case of cylindrical infinite-length underground cable shield. (a) flux density (b) shielding factor

#### 4. 결 론

그림 16은 지중케이블 차폐체의 경우에 대한 차폐영역의 자속밀도 및 차폐인수를 나타낸다.

이 경우 그림 10의 원주 차폐체의 내반경은  $a=0.1\text{m}$ , 외반경은  $b=0.105\text{m}$ 이다. 그림에서 알 수 있는 바와 같이 투자율이 큰 차폐 재료일수록 차폐효과가 크며 이 결과는 문헌 [8]의 실측결과와 정성적으로 일치한다. 특히 도전성과 자성을 함께 갖는 차폐체의 차폐효과가 매우 크다. 따라서 지중케이블 차폐체의 경우는 될 수 있는 대로 도전율과 투자율이 함께 큰 차폐재료가 적합할 것으로 생각된다.

본 연구에서는 도전성 유한 차폐판의 셀법에 의한 와류계산에 셀 내의 자속쇄교를 기반으로 한 새로운 기법을 도입하였다. 이 기법에 의하면 차폐판 내의 와류분포 및 와류손을 계산할 수 있으며, 와류의 자속상쇄에 의한 차폐효과를 자세하게 분석할 수 있으므로 차폐판의 설계에 응용할 수 있다. 또한 유한폭 무한장 차폐판 및 지중 케이블 차폐체에 적용할 수 있는 차폐인수를 유도하였으며 도전성 재료 뿐만 아니라 자성 재료에도 적용할 수 있도록 하였다. 차폐체 모델에 적

용한 결과 유한폭 무한장 차폐체의 경우는 도전율이 큰 차폐재료에서 차폐효과가 큰 것으로 나타났다. 지중 케이블 차폐체의 경우는 투자율이 큰 차폐재료에서 차폐효과가 큰 것으로 나타났으며, 특히 자성과 도전성을 함께 지닌 재료에서 차폐효과가 매우 크게 나타났다.

이 논문은 부경대학교 자율창의학술연구비(20013년 : C-D-2013-0621)에 의하여 연구되었음.

### References

[1] Aldo Canova, Alessandra Manzin and Michele Tartaglia, "Evaluation of different analytical and Semi-analytical methods for the design of ELF magnetic shielding shields", IEEE Trans. Ind. Appl., Vol. 38, No. 3, pp. 788~796, 2002.

[2] Yaping Du, T. T. Cheng and A. S. Frag, "Principles of power-frequency magnetic field shielding with flat sheets in a source of long conductors", IEEE Trans. Electromagn. Compati., Vol. 38, No. 3, pp. 450~459, 1996.

[3] Aldo Canova, Giambattista Grosso and Maurizio, "Integral method for analysis and design of low-frequency conductive shields", IEEE Trans. Magn., Vol. 39, No. 4, pp. 2009~2017, 2003.

[4] Massimo Guarnieri, Federico Moro and Roberto Turri, "An integral method for extremely low frequency magnetic shielding", IEEE Trans. Magn., Vol. 41, No. 3, pp. 1376~1379, 2005.

[5] Jun Jou, Mo Li, Jaebok Lee and Sughun Chang, "Calculation of the magnetic field in air produced by the underground conductor using Pollaczek Integral", IEEE Trans. Electromagn. Compati., Vol. 54, No. 1, pp. 198~204, 2012.

[6] Theodoulidis T., "Exact solution of Pollaczek Integral for evaluation of earth-return impedance for underground conductor", IEEE Trans. Electromagn. Compati., Vol. 54, No. 4, pp. 806~814, 2012.

[7] Pablo Mareno and Robert G. Olsen, "A method for estimating magnetic shielding by 2-D-thick plates for distribution systems shielding," IEEE Trans. Power Delivery, Vol. 25, No. 4, pp. 2710~2716, 2010.

[8] Sang Beom Kim, Joon Young Soh, Koo Yong Shin, Jin Hye Jeong and Sung Ho Myung, "Magnetic shielding performance of thin metal shields near power cables", IEEE Trans. Magn., Vol. 46, No. 2, pp. 682~685, 2010.

### ◇ 저자소개 ◇



#### 강대하 (姜大夏)

1948년 12월 17일생. 1975년 2월 부산대학교 전기공학과 졸업. 1990년 2월 인하대학교 대학원 전기공학과 졸업(박사). 1980년 ~ 현재 부경대학교 전기공학과 교수.

Tel : (051)629-6311

Fax : (051)629-6305

E-mail : daeha@pknu.ac.kr