

# 주파수 의존형 FDTD법을 이용한 페라이트 코어 장착 선로의 해석

김동일\* · 양은정\*\*

\*한국해양대학교 전파공학과 교수, \*\*한국해양대학교 전파공학과 대학원

## An Analysis of the Wire Surrounded with a Ferrite Core by Frequency Dependent-FDTD

Dong il Kim\* · Eun jung Yang\*\*

\*Division of Radio sciences, National Korea Maritime University, Pusan 606-791, Korea

\*\*Graduate school of National Korea Maritime University, Pusan 606-791, Korea

**요 약** : 선로에 장착된 페라이트 코어에 의한 불요전자파 억제효과를 검토하기 위해 넓은 주파수 대역에 걸쳐 실험값과 잘 일치하는 페라이트의 투자율 분산 곡선을 고려한 주파수 의존형 FDTD 법을 제안한다. 평면파가 수직인 페라이트 매질에 입사할 때 반사계수의 이론값과 비교하는 것에 의해 그 타당성을 제시한다. 선로에 페라이트 코어를 장착한 간단한 루프 회로를 이용하여 부하임피던스와 페라이트 근방의 전자계 분포를 구하였다. 부하임피던스의 주파수 의존형 FDTD계산치는 등가회로 해석값과 잘 일치하였다. 또한, 전자계 분포에 대한 주파수 의존형 FDTD법과 실험치가 비슷한 결과를 나타내는 것을 확인하였다.

**핵심용어** : 주파수 의존형 FDTD법, 페라이트 코어, 주파수 분산 특성, 부하효과

**ABSTRACT** : The suppression of electromagnetic (EM) wave noise is required for the efficient operation of communication system. In order to suppress EM wave radiation, generally, electromagnetic absorber such as ferrite core or ferrite bead is employed, and the ferrite material has a frequency dispersion characteristic. FDTD is an efficient method to perform the EM wave analysis for the ferrite material. In this thesis, in order to confirm the suppression of the EM wave noise by ferrite core, the EM wave analysis was performed for the wire surrounded with ferrite core by using the frequency-dependent FDTD method, where the frequency dispersion characteristics of the permeability of the ferrite were considered. Concretely, firstly, we theoretically evaluated the reflection coefficient for the plane wave perpendicularly incident on the ferrite material, and confirmed the validity of the frequency-dependent FDTD method by comparing the reflection coefficient calculated by the frequency-dependent FDTD method with theoretically evaluated one. In addition, near-field EM dispersion and the load impedance were investigated for the wire loop surrounded with ferrite core. As a results, it was found that the results calculated by the frequency-dependent FDTD method showed a good agreement with those theoretically evaluated, which reveals the validity of the frequency-dependent FDTD.

**KEY WORDS** : frequency-dependent FDTD, ferrite core, frequency dispersion characteristics, load effect

### 1. 서 론

산업이 발달함에 따라 전기·전자 기기의 소형화, 집적화, 고속화가 진행되며, 이에 따라 불요전자파의 방사, 노이즈 내성의

에 대한 요구조건이 강화되고 있으며, 이를 만족시키기 위한 연구도 활발히 진행되고 있다[1].

이러한 불요전자파를 효율적으로 억제하기 위한 대처법으로서 PCB배선과 선로(cable 등)에 페라이트 코어, 페라이트 비드,

한 EMC(Electromagnetic Compatibility)문제를 고려하여 노이즈 문제를 90 % 또는 그 이상 제거하여 장비를 제작하여 기술 가격, 경감 요소의 가격, 설치가, 기기의 크기, 무게, 전력 낭비를 줄 일수 있다[2].

전송신호 및 기기에서 발생하는 전자파 잡음은 저주파에서 고주파까지의 넓은 범위내에서 존재하기 때문에, 목적하는 주파수대역에서 대책을 하는 경우가 많다. 잡음 대책 부품을 전기·전자 기기에 장착하여 대책할 때, 부품의 최적설계를 위해서, 부품을 장착한 경우의 부하 임피던스와 선로 주변의 전자계에 대해 넓은 주파수에서의 해석이 요구되고 있으며, 설계단계에서의 EMC 고려를 위해 시뮬레이션에 의한 평가 역시 요구되고 있다[2].

## 2. 주파수 의존형 FDTD법

EMC 대책에 이용되고 있는 페라이트는 비교적 이방성이 작은 스피넬형이 일반적이라고 간주되고 있으므로, 본 논문에서는 이방성을 고려하지 않는다. 한편 페라이트의 투자율의 허수부  $\mu_r''$  에 의한 저항성분이 잡음성분을 열로 변환하여 잡음을 제거하기 때문에  $\mu_r''$  의 표현이 중요하다. FDTD법으로 주파수 분산성을 고려하는 방법등에는 모델화가 용이한 RC(Recursive Convolution)법[3]을 이용한다.

일반적으로 주파수영역에서 자속밀도  $B(\omega)$  는

$$B(\omega) = \mu_0 \mu_r^*(\omega) H(\omega) \quad (2.1)$$

으로 표현된다. 단  $\mu_0$  는 진공중의 투자율,  $\mu_r$  은 복소비 투자율,  $B$  는 자속밀도,  $H$  는 자계이다. 여기에서,

$\mu_r^*(\omega)$  는 주파수 무한대의 크기의 비투자율  $\mu_\infty$  와 전기비 감수율(분극율)  $\chi(\omega)$  의 합

$$\mu_r^*(\omega) = \mu_\infty + \chi(\omega) \quad (2.2)$$

으로 표현된다. 따라서 식(2.2)는

$$B(\omega) = \mu_0 \mu_\infty H(\omega) + \mu_0 \chi(\omega) H(\omega) \quad (2.3)$$

으로 쓸수 있으며, 이것을 시간영역으로 변환하면

$$B(t) = \mu_0 \mu_\infty H(t) + \mu_0 \int_0^t \chi(\tau) H(t-\tau) d\tau \quad (2.4)$$

이다. 여기서, 이론적으로 도출되고 실험적으로도 검증된 주파수 분산식[9][10]

$$\begin{aligned} \mu_r^*(f) &= \mu_r' - j\mu_r'' \\ &= 1 + \frac{K}{1+jf/f_1} + \frac{K_m f_0^2}{f_0^2 - f^2 + j\gamma f} \end{aligned} \quad (2.5)$$

꾸면

$$\mu_r^*(\omega) = 1 + \frac{\mu_s - 1}{1 + j\omega\tau_0} + \frac{(\mu_s' - 1)\omega_p^2}{\omega_p^2 + j2\delta_p\omega - \omega^2} \quad (2.6)$$

이다. 단  $\tau_0 = 1/2\pi f_1$ ,  $\mu_s = K + 1$ ,  $\omega_p = 2\pi f_0$ ,

$\delta_p = \gamma\pi$ ,  $\mu_s' = K_m + 1$  이다. 제2항(스핀회전항)이 Debye 분산, 제3항(자벽운동항)이 Lorentz 분산형으로 표시되므로, 식(2.6)은

$$\mu_r^*(\omega) = 1 + \chi_{debye}(\omega) + \chi_{lorentz}(\omega) \quad (2.7)$$

이다. 단,

$$\chi_{debye}(\omega) = \frac{\mu_s - 1}{1 + j\omega\tau_0} \quad (2.8)$$

$$\chi_{lorentz}(\omega) = \frac{(\mu_s' - 1)\omega_p^2}{\omega_p^2 + j2\delta_p\omega - \omega^2} \quad (2.9)$$

으로 쓰인다.

식 (2.2)에 있어 페라이트의  $\mu_\infty$  는 1이므로,  $\chi(\omega)$  는 식 (2.7)에서  $\chi(\omega) = \chi_{debye}(\omega) + \chi_{lorentz}(\omega)$  (2.10)로 나타나다. 식 (2.4)를 RC법을 써서 FDTD법의 형식으로 정식화하면

$$B(t) \approx B(n\Delta t) = B^n \quad (2.11)$$

$$\begin{aligned} B^n &= \mu_\infty \mu_0 H^n + \mu_0 \int_0^{n\Delta t} \chi(\tau) H(n\Delta t - \tau) d\tau \\ &= \mu_\infty \mu_0 H^n + \mu_0 \sum_{m=0}^{n-1} H^{n-m} \int_{m\Delta t}^{(m+1)\Delta t} \chi(\tau) d\tau \end{aligned} \quad (2.12)$$

$$\begin{aligned} B^{n+1}(i) - B^n(i) &= \mu_0 \mu_\infty [H^{n+1}(i) - H^n(i)] \\ &\quad + \mu_0 H^{n+1} \chi^0 \\ &\quad + \mu_0 \sum_{m=0}^{n-1} H^{n-m}(i) (\chi^{(m+1)} - \chi^m) \end{aligned} \quad (2.13)$$

여기서,

$$\chi^m = \int_{m\Delta t}^{(m+1)\Delta t} \chi(\tau) d\tau \quad (2.14)$$

이다.

$$\begin{aligned} B^{n+1}(i) - B^n(i) &= (\mu_0 \mu_\infty + \mu_0 \chi^0) H^{n+1}(i) \\ &\quad - \mu_0 \mu_\infty H^n(i) - \mu_0 \sum_{m=0}^{n-1} H^{n-m}(i) \Delta \chi^m \end{aligned} \quad (2.15)$$

여기서,

$$\Delta \chi^m = \chi^m - \chi^{m+1} \quad (2.16)$$

$H^{n+1}(i)$  로 정리하면,

$$\begin{aligned} H^{n+1}(i) &= \frac{1}{1 + \chi^0} H^n(i) \\ &\quad + \frac{1}{1 + \chi^0} \sum_{m=0}^{n-1} H^{n-m}(i) \Delta \chi^m \end{aligned}$$

식 (2.8)의  $\chi_{debye}(\omega)$  의 inverse Fourier transform은

$$\chi_{debye}(t) = \frac{\mu_s - 1}{t_0} e^{-\frac{t}{t_0}} U(t) \quad (2.18)$$

이다.

식 (2.14)를 식 (2.18)에 적용하면,

$$\chi_{debye}^m = (\mu_s - 1) e^{-\frac{m\Delta t}{t_0}} \left[ 1 - e^{-\frac{\Delta t}{t_0}} \right] \quad (2.19)$$

이다. 식 (2.14)에 의해

$$\Delta \chi_{debye}^m = (\mu_s - 1) e^{-\frac{m\Delta t}{t_0}} \left[ 1 - e^{-\frac{\Delta t}{t_0}} \right]^2 \quad (2.20)$$

이다.

식 (2.19), 식 (2.20)을 사용하여 식 (2.17)의  $H^{n+1}$  의 debye 항을 구할 경우, 식 (2.17)의 convolution summation항을 계산하기 위해서 우리는 자계의 모든 과거값을 저장해야만 한다. 즉 컴퓨터 메모리와 계산 시간의 증가를 필요로 한다. 따라서 이 문제를 해결하기 위해 식 (2.17)의 제2항의 convolution summation을 변수  $\Psi^n$  으로 정의하면,

$$\begin{aligned} \Psi^n(i) &= \sum_{m=0}^{n-1} H^{n-m}(i) \Delta \chi^m \\ &= \sum_{m=0}^{n-1} H^{n-m}(i) (\Delta \chi_{debye}^m + \Delta \chi_{lorentz}^m) \\ &= \Psi_{debye}^n + \Psi_{lorentz}^n \end{aligned} \quad (2.21)$$

이다. n=1일 때, 식 (2.21)의 debye항은

$$\Psi_{debye}^1 = \sum_{m=0}^0 H^{1-m}(i) \Delta \chi_{debye}^m = H^1 \Delta \chi_{debye}^0 \quad (2.22)$$

이고, n=2일 때,

$$\begin{aligned} \Psi_{debye}^2 &= \sum_{m=0}^1 H^{2-m}(i) \Delta \chi_{debye}^m \\ &= H^2 \Delta \chi_{debye}^0 + H^1 \Delta \chi_{debye}^1 \end{aligned} \quad (2.23)$$

식 (2.20)로부터,

$$\Delta \chi_{debye}^{m+1} = e^{-\frac{\Delta t}{t_0}} \Delta \chi_{debye}^m \quad (2.24)$$

식 (2.24)와 식 (2.22), 식 (2.23)을 이용하면

$$\begin{aligned} \Psi_{debye}^2 &= H^2 \Delta \chi_{debye}^0 + H^1 e^{-\frac{\Delta t}{t_0}} \Delta \chi_{debye}^0 \\ &= H^2 \Delta \chi_{debye}^0 + e^{-\frac{\Delta t}{t_0}} \Psi_{debye}^1 \end{aligned}$$

따라서, 식 (2.21)의 debye항은 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$\Psi_{debye}^n = H^n \Delta \chi_{debye}^0 + e^{-\frac{\Delta t}{t_0}} \Psi_{debye}^{n-1} \quad (2.25)$$

이 결과는 summation의 수천개의 항을 계산하는 대신에 즉, 자계의 모든 과거값을 저장하는 대신에 식 (2.25)만 계산하면 된다는 것을 나타낸다.

여기서,

$$\alpha_p = \delta_p, \quad \beta_p = \sqrt{\omega_p^2 - \delta_p^2}, \quad \gamma_p = \frac{\omega_p^2 G_p (\mu_s - 1)}{\beta_p}$$

식 (2.26)의  $\chi_{lorentz}(t)$  의 시간 의존항은 이산 컨벌루션의 형태가 아니다. 따라서, 본 논문에서는 복소 시간 영역 자화를 다음과 같이 정의한다.

$$\hat{\chi}_{lorentz}(\tau) = -j \gamma_p e^{(-\alpha_p + j\beta_p)\tau} U(\tau) \quad (2.27)$$

따라서,

$$\chi_{lorentz}(\tau) = \text{Re}[\hat{\chi}_p(\tau)] \quad (2.28)$$

여기서, “ $\hat{\phantom{x}}$ ”은 복소 양을 의미한다.

식 (2.14)와 식 (2.16)을 식 (2.27)에 적용하면,

$$\hat{\chi}_{lorentz}^m = \frac{-j \gamma_p}{\alpha_p - j\beta_p} e^{(-\alpha_p + j\beta_p)m\Delta t} [1 - e^{(-\alpha_p + j\beta_p)\Delta t}] \quad (2.29)$$

이고,

$$\Delta \hat{\chi}_{lorentz}^m = \frac{-j \gamma_p}{\alpha_p - j\beta_p} e^{(-\alpha_p + j\beta_p)m\Delta t} [1 - e^{(-\alpha_p + j\beta_p)\Delta t}]^2 \quad (2.30a)$$

$$\Delta \hat{\chi}_{lorentz}^{m+1} = e^{(-\alpha_p + j\beta_p)m\Delta t} \Delta \hat{\chi}_{lorentz}^m \quad (2.30b)$$

식 (2.21)의 lorentz항을 계산하는 것은 debye항을 계산하는 것과 같다. 따라서,

$$\Psi_{lorentz}^n = \sum_{m=0}^{n-1} H^{n-m} \Delta \chi_{lorentz}^m = \text{Re}[\Psi_{lorentz}^n] \quad (2.31)$$

$$\Psi_{lorentz}^n = H^n \Delta \hat{\chi}_{lorentz}^0 + e^{(-\alpha_p + j\beta_p)m\Delta t} \Psi_{lorentz}^{n-1} \quad (2.32)$$

여기서,

$$\chi^0 = \text{Re}[\hat{\chi}_{lorentz}^0]$$

따라서, 식 (2.20)은

$$\begin{aligned} \Psi^n &= \Psi_{debye}^n + \text{Re}[\Psi_{lorentz}^n] \\ &= H^n \Delta \chi_{debye}^0 + e^{-\frac{\Delta t}{t_0}} \Psi_{debye}^{n-1} \\ &\quad + \text{Re}[H^n \Delta \hat{\chi}_{lorentz}^0 + e^{(-\alpha_p + j\beta_p)m\Delta t} \Psi_{lorentz}^{n-1}] \end{aligned} \quad (2.33)$$

이다.

### 3. 페라이트 코어 장착 선로 모델의 전자계해석

선로에 페라이트 코어가 장착된 단순한 루프회로를 구성하여 주파수 의존형 FDTD모델화의 유효성의 기초를 검토하였다. 동시에, 페라이트의 부하효과에 대하여 Fujiwara의 등가회로에 의한 계산값과 비교한다. 또, 등가회로에서는 해석되지 않는 페라이트 코어 주변의 전자계해석을 하고 그 방사잡음의 검토가 가능하다는 것을 분명히 하고자 한다.

3.1 페라이트 코어 장착 선로 모델과 FDTD 해석 모델

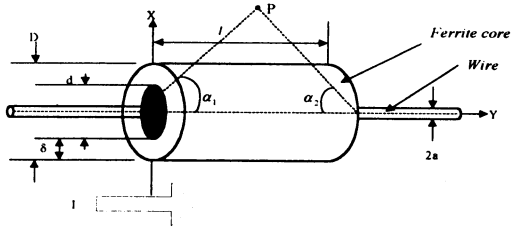


Fig. 1 External appearance of ferrite core inserted in the power line and analysis of coordinates.

선로에 장착한 페라이트 코어의 개략적인 형태를 그림 1에 나타냈다. 페라이트 코어의 외경  $D=15\text{ mm}$ , 내경  $d=9\text{ mm}$ , 두께  $\delta=3\text{ mm}$  로 하였다. 또 길이  $l$  에 대하여는, 식 (3.1)에서 구하여지는  $\xi$  에 대하여  $l \geq D\xi$  관계를 만족시키면 된다고 보고되어 있다[12]. 이에 따라 최소로  $l=12\text{ mm}$  로 하였다. 또 20, 28 mm 에 대하여 계산하고,  $l$  의 차에 의한 영향에 대하여도 검토를 하였다.

$$\xi = \frac{1-2\delta/D}{\delta/D} \ln \frac{1}{\sqrt{1-2\delta/D}} \quad (3.1)$$

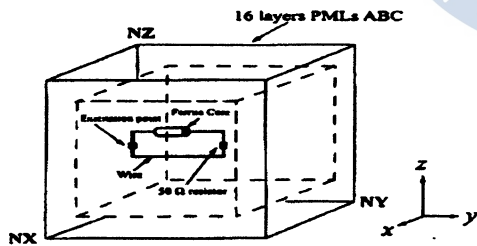


Fig. 2 Circuit model with a ferrite core and its calculation domain.

Table 1. Geometry of circuit model and calculation domain.

계산항목	d1 [mm]	d2 [mm]	해석공간 [cell]
(a) 임피던스	30	10	150*150*150
(b) 근방전자계	200	10	150*300*150

본 모델과 그 FDTD해석 공간을 그림 2에 나타내었다. 선로 모델의 크기는 시뮬레이션이 용이하고, 결과를 비교할 수 있도록 표 1에 나타내었다. z 방향(높이방향)의 선로길이를  $d2=10\text{ mm}$  로 하였다, y 축 방향(길이방향)의 선로길이에 대하여는, 부하임피던스의 계산에서는  $d1=30\text{ mm}$  로 하고,

에 의한 파장 단축율을 고려하여 셀사이즈를  $\Delta x = \Delta y = \Delta z = 1\text{ mm}$  로 하였다. Courant의 제한조건[4]에 의해 타임스텝을  $\Delta t = 1.9258\text{ ps}$  로 하였다. 흡수경계조건은 16층 PML(Perfect Matched Layer)을 이용하였다. 대역폭 1 GHz의 Gaussian Pulse를 여진하고, 전류를 수렴시킬 목적으로 여진원(신호원)의 내부저항을  $50\ \Omega$ 로 하였다. 또 선로를 저항  $50\ \Omega$ 로 종단하였다. 선로에 대하여는 반경  $0.135\text{ mm}$ 의 완전 도체의 와이어로 하여 서브셀법[4]을 이용하고, 페라이트는 원주 표면을 정방향으로 근사시켜 각각 모델화 하였다.

3.2 페라이트 코어에 의한 부하 임피던스

페라이트 코어를 장착한 도선의 고주파 임피던스를 구한다. 단, 여기서 도선의 표피저항보다도 외부 임피던스에 의한 리액턴스쪽이 충분히 큰 주파수를 대상으로 한다. 도선에 장착한 페라이트 코어의 외관과 임피던스해석을 위한 좌표계를 그림 1에 나타내었다.  $\mu_0$ 는 진공중의 투자율이다. 도선에 각주파수  $\omega$ 의 정현파 전류  $I$ 를 흘릴 경우, 페라이트 코어 장착에서 임피던스  $Z$ 는 장착 장소의 전위차를 전류에 의해서 구할 수 있다. 전위차는 도선 주위의 공간을 관통하는 자속  $\Phi$ 의 시간변화로 주어질 수 있으므로  $Z$ 를 구할 경우 식 (3.2)와 같이 된다.

$$Z = j\omega\Phi/I = \left\{ j\omega \int_0^l \int_a^{d/2} \mu_0 H(x, y) dx dy + j\omega \int_0^l \int_{d/2}^{D/2} \mu H(x, y) dx dy + j\omega \int_0^l \int_{D/2}^{\infty} \mu_0 H(x, y) dx dy \right\} / I \quad (3.2)$$

$$Z = j\omega L_e + \left( \frac{1}{R_s} + \frac{1}{j\omega L_s} \right)^{-1} + \left( \frac{1}{R_m} + j\omega C_m + \frac{1}{j\omega L_m} \right)^{-1} \quad (3.3)$$

계산결과의 예 ( $l=28\text{ mm}$ )를 그림 5에 나타내었다. 주파수 의존형 FDTD 시뮬레이션값과 등가회로 해석 값을 비교하면, 실수부에 있어 1 GHz 부근에서 약간의 오차가 보이지만, 잘 일치하고 있다. 길이 12, 20 mm의 경우도 마찬가지 결과이다.

4. 해석결과 및 분석

4.1 페라이트 코어에 의한 부하임피던스 해석결과

선로 모델의 크기와 주파수 의존형 FDTD계산공간의 크기를 표 1(a)처럼 배치하였다. 주파수 의존형 FDTD계산에서는 선로를  $y=50 \sim 80\text{ cell}$ 이 되도록 배치하고, 페라이트 코어의 좌단이  $y=51$ 이 되도록 배치하였다. 여진점에 있어 전류와

임피던스를 분산하는 것이 어려우므로 이것을 포함한 값으로 되어있다.

분산특성이 명확한 고주파용(~1 GHz) 페라이트 X175(조성 Ni, Cu, Zn, Co)을 사용하였다. 주파수 의존형 FDTD법의 타당성을 확인하기 위하여, 표 2의 값을 이용하여 식 (2.5)에 대입하여 평면파가 수직으로 페라이트 매질에 입사할 때의 반사계수를 구하고, 이론값과의 비교를 하였다.

Table 2. Parameters of ferrite X175.

$f_1$	36.4 Mhz
$K$	230
$f_0$	16.5 Mhz
$\gamma$	30.1 Mhz
$K_m$	222

반사계수(이론값)은, 분산 곡선을 이용하여

$$|\Gamma(\omega)| = \left| \frac{\sqrt{\mu_r^*(\omega)} - 1}{\sqrt{\mu_r^*(\omega)} + 1} \right| \quad (4.1)$$

에서 구할 수 있다.

주파수 의존형 FDTD 시뮬레이션에서는 무한히 넓은 페라이트에 평면파가 수직으로 입사하는 경우, 즉 이론적인 일차 혹은 모델에서 반사계수를 계산하였다. 1 차원 주파수 의존형 FDTD시뮬레이션의 해석 모델을 그림 3에 나타냈다.

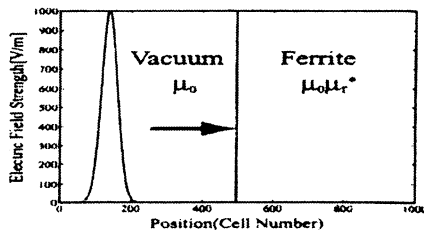


Fig. 3 1 Dimension analysis model to obtain the reflection coefficient between vacuum and ferrite.

좌측 반을 자유공간, 우측 반을 페라이트 매질로 하였다. 여기에서는 1 Mhz ~ 1 GHz의 주파수 대역에 주목하여 단위 셀 사이즈를  $\Delta x = 14.1 \text{ mm}$ , 타임 스텝을  $0.47 \text{ ps}$  로 하였다. 입사신호로는 1 GHz까지를 고려한 Gaussian Pulse를 이용하고, 주파수 특성을 구하였다. 분산성을 고려하지않은 경우(주파수 500 Mhz일때의 투자율을 사용)에 대하여 계산을 하고 비교하였다. 주파수 의존형 FDTD 시뮬레이션에 의해 구한 반사계수

산결과를 그림 4에 나타내었다.

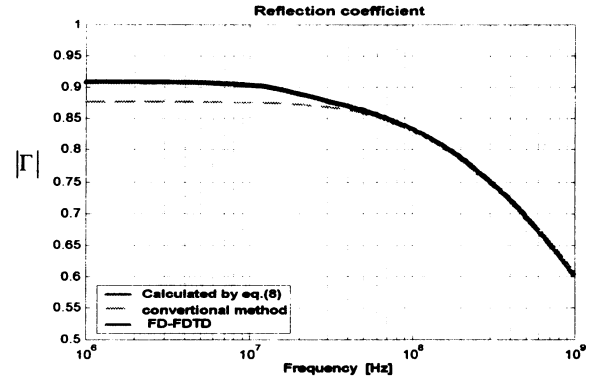


Fig. 4 Reflection coefficient of ferrite

분산성을 고려하지 않고, 500 Mhz일때의 투자율을 이용한 경우(그림 4의 conventional method)에는 주어진 투자율의 주파수 부근이외에서의 결과가 이론치와 많이 다르다. 주파수 50, 200, 800 Mhz일때의 투자율을 정수로 사용한 경우도 같은 결과를 나타내었다. 분산이 큰 매질의 경우, 기존의 해석방법으로는 광대역에서의 해석에 적용되지 않는 것을 알 수가 있다. 한편, 제안한 방법에 의한 결과(그림 4의 FD-FDTD)는 이론치(그림 4의 Calculated by eq. (8))와 잘 일치하고 있어 이 방법의 타당성을 증명하였다.

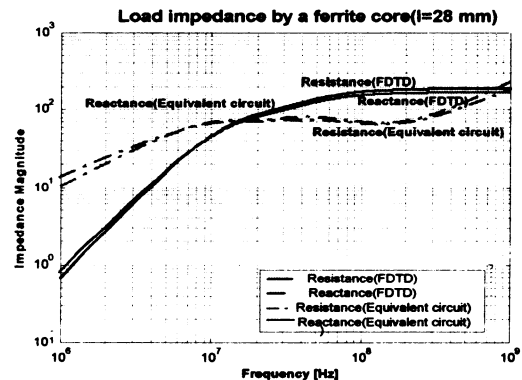
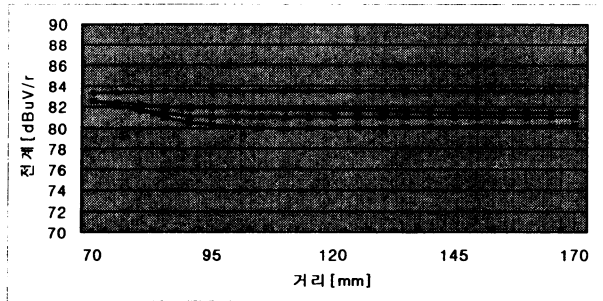


Fig 5 Load impedance of FDTD and Equivalent circuit

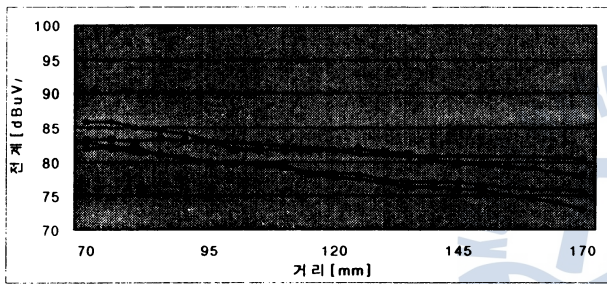
#### 4.2 페라이트 코어 근방의 방사전자계 해석결과

선로 모델의 크기와 FDTD 해석공간의 크기를 표 1(b)처럼 배치하였다. 선로는  $y = 50 \sim 250 \text{ cell}$  의 위치에 있다 ( $1 \text{ cell} = 1 \text{ mm}$ ). 먼저, 페라이트 코어를 왼쪽이  $y = 52$  에 두고, 근방전자계에 미치는 페라이트 코어 길이의 영향에

FDTD법과 측정치의 전계 분포를 각각 그림 6에 나타내었다.



(a) 주파수 의존형 FDTD



(b) 측정치

Fig. 6 Electromagnetic near-field distribution.

그림 6의 좌측은 신호원측이다. 여기에서, 전계 강도는 인가한 Gaussian Pulse에 대한 최대값이다. 그림 6(a)에서는 페라이트 코어 길이가 길수록 선로 부분의 전계가 감소한다. 마찬가지로 그림 6(b)에서도 페라이트 코어 길이가 길수록 전계도 감소한다.

## 5. 결 론

선로에 장착된 페라이트 코어에 의한 전자 잡음의 억제 효과를 검토하기 위하여, 1 MHz ~ 1 GHz의 주파수 대역에서, 페라이트 코어의 주파수 분산 특성을 고려한 주파수 의존형 FDTD 법을 이용하여 페라이트 코어를 장착한 선로를 해석하였다.

평면파가 수직으로 페라이트 매질에 입사할 때의 반사계수를 구하여 이론값과 비교함으로써, 그 타당성을 밝혔다. 또한, 선로에 페라이트 코어를 장착한 루프회로를 구성하여 부하임피던스와 페라이트 근방의 전자계 분포를 구하였다. 그 결과, 부하 임피던스의 주파수 의존형 FDTD법에 의해 구한 값은 종래의 주파수 분산 특성을 고려하지 않은 FDTD법에 비해, 등가회로 해석값과 작 일치하였다. 이 결과는 주파수 의존성을

해석하였다. 그 결과에 의하면 전자계 분포에 대해서는, 1 MHz ~ 1 GHz의 주파수 대역에서 페라이트 코어를 선로에 장착하지 않은 경우보다 페라이트 코어를 장착한 경우에 전자 잡음 억제 효과가 크다는 것을 확인하였다. 상기 결과에 의하면, 투자율이 주파수 분산특성을 보이는 재료를 이용하여 전자파 노이즈 억제 부품을 설계, 해석할 경우, 본 논문의 주파수 의존형 FDTD법이 유용하게 사용될 수 있을 것으로 기대된다.

## 사 사

본 연구는 대학 IT연구센터인 충남대학교 전자파환경기술연구센터의 지원으로 수행되었습니다.

## 참 고 문 헌

- [1] C. R. Paul, Introduction to Electromagnetic Compatibility, John WILEY & Sons, New York, 1997.
- [2] Ott, H. W., Noise Reduction Techniques in Electronic Systems, Wiley, New York, 294 pp., 1976.
- [3] K. Kunz and R.J. Luebbers, Finite Difference Time Domain Method for Electromagnetics, CRC Press, Boca Raton, 1993.
- [4] A. Taflov, Computational Electrodynamics : The Finite-Difference Time-Domain Method, Artech House, Norwood, 1995.
- [5] 민경식 역, FDTD법에 의한 마이크로파 평면회로·안테나 특성의 해석, (山下 榮吉, 錢 永喜 원저), 다성출판사, 1996.
- [6] A. Scarlatti and C.L. Holloway, "An equivalent transmission-line model containing dispersion for high-speed digital lines-with an FDTD implementation," IEEE Trans. Electromagn. Compat., vol.43, no.4, pp579-587, Nov. 2001.
- [7] X. Ye, M. Y. Koledintseva, M.Li, and J.L. Drewniak, "DC power-bus design using FDTD modeling with dispersive media and surface mount technology

- [9] Yoshiyuki Naito, "Formulation of frequency dispersion of ferrite permeability," IECE of Japan, Vol. J59-C, No.5, pp.297~304, May. 1976.
- [10] Yoshiyuki Naito, "A Note on Permeability Dispersion of Spinel Ferrite," IECE of Japan, Vol. J56-C, No.2, pp.113-120, Feb. 1973.
- [11] Teruo Tobana, Qiang Chen, Kunio Sawaya, Takayuki Sasamori and Kohshi Abe, "Suppression Effect of the Emission from a Printed Circuit Board Using a Ferrite Plat," IEICE, EMCJ2000-17, p.43-48
- [12] Osamu Fuhiwara and Takeshi Ichikawa, "An Analysis of Load Effects Produced by Ferrite Core Attachment," 電子情報通信用學會技術研究報告 B-II, vol.J79-B-II, no.11, pp.950-955, Nov. 1996.



