

시간영역 유한차분법을 이용한 동축선로의 전송특성 및 차폐효과 해석

Analysis of Coaxial Line Transmission Characteristics and Shielding Effectiveness using by Finite Difference Time Domain Method

남 상 식* · 윤 현 보** · 김 정 렬*** · 백 락 준** · 우 종 우**

Sang Sik Nam* · Hyun Bo Yoon** · Jeong Ryul Kim*** · Rack Jun Paek** · Jong Woo Woo**

요 약

본 논문에서는 시간영역 유한차분법 (Finite Difference Time Domain: FDTD) 에 의해서 동축선로의 전달계수와 차폐효과에 대하여 해석하고 그 결과를 모멘트법과 비교하였다.

기존의 여기방법인 TE 나 TM 모드를 대신하여 반사파의 빠른 시간내의 완전흡수를 위하여 TEM 모드로 가정한 Gaussian 펄스를 인가하는 방법을 사용하였다.

또한, 동축선로의 차폐효과를 FDTD 를 이용하여 계산한 결과와 모멘트법을 이용하여 얻은 결과와 매우 유사한 결과를 얻었다.

Abstract

In this paper, the Finite Difference Time Domain (FDTD) method is used to analyse the characteristics of the coaxial line transmission coefficient, shielding effectiveness, and compared to results of the moment method.

The excitation mode of the Gaussian pulse is assumed to be a TEM-mode instead of the TE or TM-mode and in order to eliminate the reflected wave with in short length of the line.

Calculated value of shielding effectiveness of the coaxial line by the FDTD are in good agreement with the results of the moment method.

I. 서 론

모든 통신 시스템에서 단위 시스템간의 연결에 일반적으로 사용되는 동축선로의 전달특성과 동축선로에 유기되는 전자계량과 방출량을 해석하여 시스템 설계시 선로간의 간섭효과를 최소화 할 필요가

있다.[1]

시간영역 유한차분법 (Finite Difference Time Domain: FDTD) 을 이용하여 동축선로로 부터 방출되는 전자계의 양을 계산함으로써 유기량을 가역적 원리로부터 구할 수 있게 된다.

시간영역에서의 해석방법은 Bergeron 의 방법[2,

* 한국전자통신연구소(ETRI)

** 동국대학교 전자공학과(Dept. of Electronic Engineering, Dongguk Univ.,)

*** 국방과학연구소(ADD)

3], 전송선로 행렬방법 (Transmission Line Matrix method)[4] 및 시간영역 유한차분법 (FDTD) 등이 있는데. 이들 중에서 1966 년 K.S. Yee[5] 에 의해 제안된 시간영역 유한차분법이 최근에 초고주파회로 해석에 많이 이용되고 있는 추세이다.

해석에 사용된 시간영역 유한차분법은 3 차원공간을 유한계의 격자구조로 나누고 동시에 시간에 대해 분할하여 Maxwell 방정식을 풀게되며, 입력신호를 광대역 주파수 응답특성을 갖는 Gaussian 펄스를 인가하고 그 과도응답특성을 Fourier 변환을 하므로서 한번의 계산으로 광대역의 원하는 주파수특성을 효율적으로 구할 수 있는 장점을 지니고 있다.

또한 본 논문에서는 FDTD 의 일반적인 여기방법인 TE 또는 TM 모드 여기방법[6,7] 대신에 TEM 여기방법을 사용하여 급전선로의 길이를 짧게 할 수 있으며, 입력여기 펄스의 안정화를 빠른 시간내에 안정화 시킬 수 있다. 이 방법을 이용하여 동축선로의 전송특성 및 차폐효과에 대한 해석을 하였다. 또한 FDTD 에 대한 해석결과와 더불어 모멘트법을 이용하여 동축선로의 차폐효과에 대하여 해석을 하여 비교한 결과 매우 유사한 결과를 얻을 수 있었다.

II. 시간영역 유한차분법 (FDTD)

2-1. 시간영역 유한차분법의 기본식

시간영역 유한차분법은 유한한 체적을 갖는 해석대상을 시간과 공간에 대해 분할하고, 전자파동을 지배하는 Maxwell 방정식을 컴퓨터 계산에 용이한 형태로 수식화하여 풀어내는 해석방법이다.

해석대상의 매질이 등방성이며, 무손실로 가정하면 이때, Maxwell 방정식은

$$\nabla \times E = -\mu \frac{\partial H}{\partial t} \quad (1,a)$$

$$\nabla \times H = -\mu \frac{\partial E}{\partial t} \quad (1,b)$$

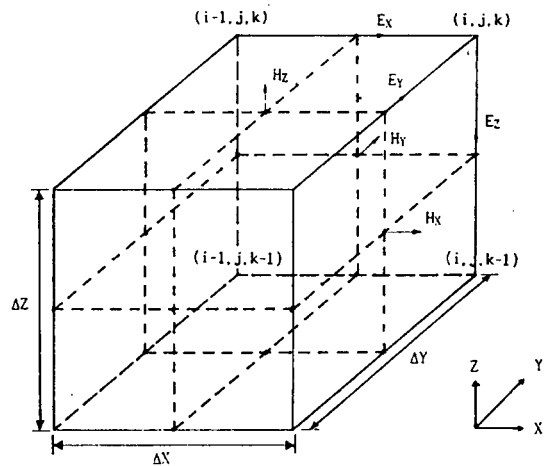
와 같이 2 개의 편미분방정식으로 나타내어진다.

임의의 해석대상내에서 시간과 공간에 대해 서로

연계적인 2 개의 편미분방정식의 근사해를 구하기 위해서는 먼저, 전체 회로를 구성하는 영역내에서의 여기면 (excitation plane) 및 도체, 유전체, 자유공간의 경계외벽 등에 적당한 경계조건을 부여하고, 다음에 이 편미분방정식을 중심차분 근사법 (centered difference approximation) 에 의해 시간과 3 차원 공간 양쪽에 대해 적절한 간격으로 분할한다.

전체 해석대상영역을 [그림 1]과 같이 x, y, z 방향에서 각각 $\Delta x, \Delta y, \Delta z$ 인 미소 직육면체 단위격자로 분할하면, 미소 단위격자내에는 E_x, E_y, E_z 와 H_x, H_y, H_z 인 6 개의 기본 전자계 성분만이 존재하므로 [그림 1]의 점선부분을 접하는 6 개의 전자계 성분을 x, y, z 방향에서의 격자점 (i, j, k) 로 표시한다.

이와 같은 분할 방법과 중심차분 근사법을 사용하여 위의 Maxwell 방정식이 시간영역 유한차분법으로 식(2)와 같이 컴퓨터 계산에 적합한 수식으로 변환될 수 있다.



[그림 1] FDTD 의 단위격자와 각 절점에서의 전자계 성분

[Fig. 1] FDTD unit mesh and the field components at each node point

$$H_x^{n+\frac{1}{2}}(i, j, k) = H_x^{n+\frac{1}{2}}(i, j, k) + \quad (2,a)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\Delta t}{\mu \Delta z} \{E_y^n(i, j, k) - E_y^n(i, j, k-1)\} - \frac{\Delta t}{\mu \Delta y} \{E_z^n(i, j, k) \\ & - E_z^n(i, j-1, k)\} \\ H_y^{n+1/2}(i, j, k) = H_y^{n-1/2}(i, j, k) + \end{aligned} \quad (2, b)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\Delta t}{\mu \Delta x} \{E_z^n(i, j, k) - E_z^n(i-1, j, k)\} - \frac{\Delta t}{\mu \Delta z} \{E_y^n(i, j, k) \\ & - E_y^n(i, j, k-1)\} \\ H_z^{n+1/2}(i, j, k) = H_z^{n-1/2}(i, j, k) + \end{aligned} \quad (2, c)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\Delta t}{\mu \Delta y} \{E_x^n(i, j, k) - E_x^n(i, j-1, k)\} - \frac{\Delta t}{\mu \Delta x} \{E_y^n(i, j, k) \\ & - E_y^n(i-1, j, k)\} \\ E_x^{n+1}(i, j, k) = E_x^n(i, j, k) + \end{aligned} \quad (2, d)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\Delta t}{\epsilon \Delta y} \{H_z^{n+1/2}(i, j+1, k) - H_z^{n+1/2}(i, j, k)\} - \\ & \frac{\Delta t}{\epsilon \Delta z} \{H_y^{n+1/2}(i, j, k+1) - H_y^{n+1/2}(i, j, k)\} \\ E_y^{n+1}(i, j, k) = E_y^n(i, j, k) + \end{aligned} \quad (2, e)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\Delta t}{\epsilon \Delta z} \{H_x^{n+1/2}(i, j, k+1) - H_x^{n+1/2}(i, j, k)\} - \\ & \frac{\Delta t}{\epsilon \Delta x} \{H_z^{n+1/2}(i+1, j, k) - H_z^{n+1/2}(i, j, k)\} \\ E_z^{n+1}(i, j, k) = E_z^n(i, j, k) + \end{aligned} \quad (2, f)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\Delta t}{\epsilon \Delta x} \{H_y^{n+1/2}(i+1, j, k) - H_y^{n+1/2}(i, j, k)\} - \\ & \frac{\Delta t}{\epsilon \Delta y} \{H_x^{n+1/2}(i, j+1, k) - H_x^{n+1/2}(i, j, k)\} \end{aligned}$$

2-2. 격자분할 및 안정조건

FDTD 방법을 사용한 Maxwell 편미분방정식의 근사식에서 발생하는 오차는 시간과 공간 모두에서 2 차이며, $\Delta x = \Delta y = \Delta z = \Delta l$ 이고 Δt 는 Taflove 와 Brodwin 에 의해 유도된 Courant 안정조건에 의해 제한된다[8].

$$\Delta t \leq \frac{1}{v_{\max}} \left[\frac{1}{\Delta x^2} + \frac{1}{\Delta y^2} + \frac{1}{\Delta z^2} \right]^{-1/2} \quad (3)$$

여기서 v_{\max} 는 계산영역 매질 내에서의 최대 전파 속도로 자유공간에서의 광속도와 같다.

2-3. 여기 펄스 선택

FDTD 방법을 수행하는데 있어서 해석 대상회로의 입력단에 여기시키는 신호는 회로에서 구하고자 하는 가장 높은 주파수 응답을 포함하는 광대역 주파수 스펙트럼을 포함하는 펄스신호이어야 한다.

이상적인 Gaussian 펄스는 펄스폭을 조절함으로써 직류부터 해석하고자 하는 최대 주파수까지의 Gaussian 분포의 광대역 스펙트럼 분포를 얻을 수 있다.

x 방향으로 진행하는 이상적인 Gaussian 펄스의 식은

$$g(t, x) = \exp\left(-\frac{\{(t-t_0) - (x-x_0)/v\}^2}{T^2}\right) \quad (4)$$

으로 주어지며, 여기서 v 는 해석 대상내 매질에서의 전파속도이며, T 는 Gaussian 펄스의 주기, t_0 와 x_0 는 펄스가 여기되는 시간과 공간의 초기값으로 $t-t_0$, $x-x_0$ 에서 $g(t, x)$ 는 최대값을 갖는다.

2-4. 경계조건 설정

해석 대상영역내의 경계면에 대한 전자계의 경계조건을 정의해 주어야 한다. 일반적인 전자장 및 초고주파 회로에 있어서 전자계에 대해 경계면이 되는 부분은 두개이상의 유전체 매질이 만나는 매질접합부, 접지면이나 스트립 도체와 같이 하나의 유전체 매질과 완전도체가 만나는 부분, 입력임피던스 정합에 의해 무반사조건을 갖는 입력단, 출력임피던스 정합에 의해 무반사조건을 갖는 출력단 및 자유공간상의 무반사 흡수경계조건이 부여되는 부분이 있다.

마이크로스트립 구조의 회로나 안테나와 같이 기관의 상면과 측면이 개방구조 (open structure) 로 되어 있는 경우에는 회로구조 뿐만아니라 주위 자유공간까지를 계산영역에 포함시키는 3차원 격자가 만들어져야 하며, 무한공간에 대해서 격자를 만들어야 하기때문에 컴퓨터 기억용량의 한계로 계산이 불가능하게 된다. 때문에 자유공간 x , y , z 방향에서의

격자의 갯수를 한정시켜 계산영역을 유한크기로 한정하여 그 경계면에 입사하는 전자파의 반사가 없는 경계조건을 부여함으로써 한정된 컴퓨터 처리시간과 한정된 기억용량으로 자연현상과 유사한 계산결과를 얻을 수 있다.

최초의 흡수경계조건은 Lysmer 와 Kublemeyer에 의해 설명되었으며, 임의 평면에 법선방향으로 입사하는 전자파에 대한 흡수경계조건은 Clayton과 Engquist, Engquist와 Majda, Mur, Wagutha에 의해 설명되었다. [9,10]

이것을 Engquist-Majda의 흡수경계조건 또는 Mur의 1차 근사 흡수경계조건이라고 한다.

음의 x 방향으로만 진행하는 전자파의 해를 갖는 식이

$$\left[\frac{\partial}{\partial x} - \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \right] \phi(x,t) = 0 \quad (5)$$

일때, 임의 평면에 법선방향으로 입사하는 전자파에 위 조건을 부여하면 반사가 일어나지 않는다.

즉, $x=0$ 인 $y-z$ 평면상에 법선방향으로 입사하는 파에 대한 흡수경계조건은

$$\frac{\partial}{\partial x} \phi(x,t) \Big|_{x=0} = \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \phi(x,t) \Big|_{x=0} \quad (6)$$

로 주어진다.

2-5. 매개변수의 계산

입력신호의 여기와 경계조건이 결정된 후에 FDTD 를 수행하여 출력단에서의 시간에 따른 과도 응답 전자계를 관찰하여, Fourier 변환하면 회로의 특성을 결정짓는 각종 파라미터들 (임피던스, VSWR, 반사손실 등) 의 주파수 특성이 구하여진다.

FDTD 방법에 의해 구해진 시간영역 과도응답의 Fourier 변환에 의해 광대역 주파수상에서의 산란계수들이 한번의 계산으로 구해질 수 있다.

주파수 함수로서 산란계수 $S_{11}(w)$, $S_{21}(w)$ 은 입,

출력단의 전압 $V_1(t)$ 와 $V_2(t)$ 를 Fourier 변환하여 식 (7)과 (8)에 의해서 구해진다.

$$S_{11}(W) = \frac{\mathcal{F}[V_{1ref}(t)]}{\mathcal{F}[V_{inc}(t)]} \quad (7)$$

$$S_{21}(W) = \frac{\mathcal{F}[V_2(t)]}{\mathcal{F}[V_1(t)]} \quad (8)$$

2-6. 여기방법의 개선 및 비교

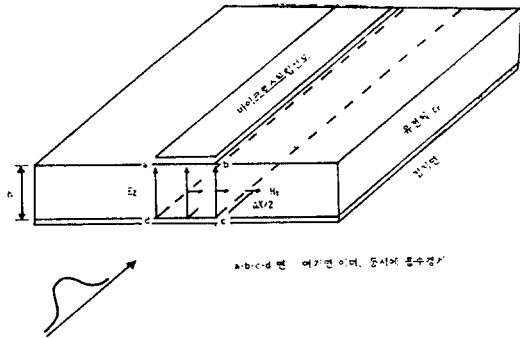
여기방법으로는 급전선로의 진행방향에 대해 수직방향의 전계성분 Ez 만을 갖는, 즉 입력단에 전기벽 (electric wall) 이 존재하는 것으로 가정하고 Ez 성분만을 갖는 Gaussian 펄스를 입력단에 여기시켜 급전선에 따라 진행하는 동안에 우세모드로 안정되어 가도록 하는 방법이 일반적으로 사용되고 있다. 이 방법은 가장 간단한 방법이나 급전선로를 진행하며 안정화될 때까지의 시간이 오래 걸리기 때문에 급전선로의 길이를 충분히 길게해 주어야 할 필요가 있어 계산영역이 증가하는 단점이 있다.

다른 여기방법으로는 진행방향의 법선 전계성분 Ex 와 Ez 를 입력단에 여기하고 접선 자계성분인 H_z 는 $+\Delta x/2$ 만큼 편이시켜 여기하는 방법이 있다. 입력단을 자기벽 (magnetic wall) 으로 가정하고 영상이론에 의해 $+\Delta x/2$ 의 접선 자계성분 H_{tan} 와 $-\Delta x/2$ 에서의 접선 자계성분 $-H_{tan}$ 의 크기가 같도록하여 여기시키면 최소의 왜곡이 발생하며, 주입된 펄스는 진폭이 거의 "1" 이고, 시간과 진행 방향에 대해서 Gaussian 파형을 유지하는 장점이 있다. 이러한 자기벽여기방법을 사용함으로써 실제 마이크로 스트립선로를 따라 진행하는 우세모드로서의 하이브리드모드가 보다 빨리 형성되게 된다. 이 방법은 단일 Gaussian 펄스의 여기가 완전히 끝날때까지는 입력단에 영상이론을 적용하여야 하고 흡수경계조건을 부여하지 못하기 때문에, 이때까지는 반사파가 입력단에 되돌아 오지않도록 선로의 급전선로가 충분히 길어야 한다.

본 논문에서는 전기벽이나 자기벽 여기방법의 단점을 극복하여 보다 빠른 시간에 Gaussian 펄스가

안정되며 직류자계성분이 잔류하지 않고 흡수경계 조건을 처음부터 부여함으로써 급전선로의 길이가 짧아질 수 있도록 여기방법을 개선하였다. 기존의 여기방법은 TE 또는 TM 모드를 여기시키어 선로를 진행하는 과정에 선로의 분산특성에 의하여 하이브리드모드로 안정화 된다. 이 방법은 [그림 2]와 같이 입력단에 수직인 전계성분 E_z 를 여기시키고 $+\Delta x/2$ 만큼 편이된 곳에 E_z 과 수직이고, 진행방향과도 수직인 자계성분 H_y 를 여기시키는 TEM 모드 여기방법을 사용함으로써 실제의 하이브리드 모드로 빠르게 안정될 수 있다.

그리고 TEM 여기방법을 사용함으로써 펄스의 왜곡이 최소로 되었으며 직류 자계성분도 잔류하지 않았을 뿐만아니라, 여기중에도 급전선의 반사파에 대한 흡수가 이루어짐으로 급전선로의 길이가 짧아도 우세모드로의 안정이 단시간에 이루어지며, 특히 연속신호의 여기가 가능하게 된다.



[그림 2] FDTD 를 위한 TEM 여기방법
[Fig. 2] The TEM mode excitation for FDTD

III. FDTD 를 이용한 동축선로의 해석

동축선로의 구조는 일반적인 직각좌표계로의 해석은 부정확하므로 좌표계를 원통좌표계로 바꾸어 계산을 해야하므로 직각좌표계로 나타낸 식(2)를 원통좌표계로 다시 나타내면,

$$H_r^{n+1/2}(i, j, k) = H_r^{n-1/2}(i, j, k) + \frac{\Delta t}{\mu \Delta z} \{E_z^n(i, j, k) - \quad (9, a)$$

$$E_z^n(i, j, k-1)\} - \frac{\Delta t}{\mu \Delta \phi} \frac{1}{r_i} \{E_z^n(i, j, k) - E_z^n(i, j-1, k)\}$$

$$H_\phi^{n+1/2}(i, j, k) = H_\phi^{n-1/2}(i, j, k) + \frac{\Delta t}{\mu \Delta r} \{E_z^n(i, j, k) - \quad (9, b)$$

$$E_z^n(i-1, j, k)\} - \frac{\Delta t}{\mu \Delta z} \{E_z^n(i, j, k) - E_z^n(i, j, k-1)\}$$

$$H_z^{n+1/2}(i, j, k) = H_z^{n-1/2}(i, j, k) + \frac{\Delta t}{\mu \Delta \phi} \frac{1}{r_i} \{E_z^n(i, j, k) - \quad (9, c)$$

$$E_z^n(i, j-1, k)\} - \frac{\Delta t}{\mu \Delta r} \frac{1}{r_i} \{r_i \cdot E_z^n(i, j, k) - r_{i-1} \cdot E_z^n(i-1, j, k)\}$$

$$E_r^{n+k}(i, j, k) = E_r^n(i, j, k) + \frac{\Delta t}{\epsilon \Delta \phi} \frac{1}{r_i} \{H_z^{n+1/2}(i, j+1, k) - \quad (9, d)$$

$$H_z^{n+1/2}(i, j, k)\} - \frac{\Delta t}{\epsilon \Delta z} \{H_\phi^{n+1/2}(i, j, k+1) - H_\phi^{n+1/2}(i, j, k)\}$$

$$E_\phi^{n+k}(i, j, k) = E_\phi^n(i, j, k) + \frac{\Delta t}{\epsilon \Delta z} \{H_r^{n+1/2}(i, j, k+1) - \quad (9, e)$$

$$H_r^{n+1/2}(i, j, k)\} - \frac{\Delta t}{\epsilon \Delta r} \{H_z^{n+1/2}(i+1, j, k) - H_z^{n+1/2}(i, j, k)\}$$

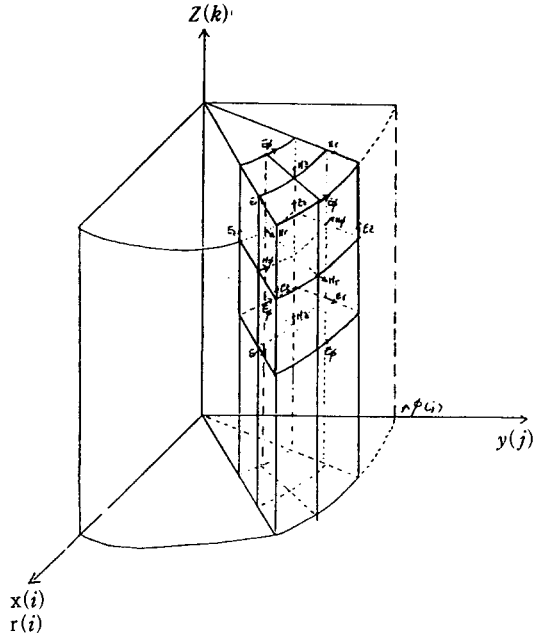
$$E_z^{n+k}(i, j, k) = E_z^n(i, j, k) + \frac{\Delta t}{\epsilon \Delta r} \frac{1}{r_i} \{r_{i+1} \cdot H_\phi^{n+1/2}(i+1, j, k) - \quad (9, f)$$

$$r_i \cdot H_\phi^{n+1/2}(i, j, k)\} - \frac{\Delta t}{\epsilon \Delta \phi} \frac{1}{r_i} \{H_r^{n+1/2}(i, j+1, k) - H_r^{n+1/2}(i, j, k)\}$$

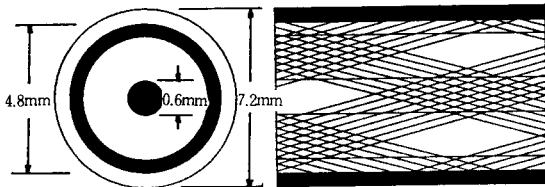
이다.

이때 원통좌표계로 E_r, E_ϕ, E_z 와 H_r, H_ϕ, H_z 를 표시하면 [그림 3]과 같이 표현이 된다. 그리고, [그림 4]와 같은 동축선로에 FDTD 를 수행하기 위하여 계산 영역을 정하고 r, ϕ, z 방향의 격자길이는 동축선로의 구조에서 정규화 길이의 기준 되는 내심의 직경 a 를 2개의 격자로 분할할수 있도록 $\Delta r = 0.3mm, \Delta \phi = (2\pi/16)rad, \Delta z = 0.32mm$ 로 설정하여 전체 계산 영역을 $12\Delta r \times 16\Delta \phi \times 312\Delta z$ 로 분할하였다.

여기신호로 사용된 Gaussian 펄스의 시작점을 0 에 가까운 값으로 하기위해서 최대치의 0.1%로 설정하였으며, 이때 펄스폭(W), 주기(T), 최대 차단 주파수(f_{max})는 각각 10.16 mm, 6.4472 ps, 77.55 GHz로 계산되었다. 그리고 Fourier 변환후의 주파수 해상도를 높이기 위해서 Gaussian 펄스의 폭(W)를 40개의 공간격자크기로 변환하였으며, 이때 시간 분할간격 Δt 는 안정조건을 만족하는 0.5337 ps로 설정하였다. 시간 분할간격 Δt 로 74,900회의 FDTD를 반복수행한 결과, 입력단과 출력단과의 시간에 따른



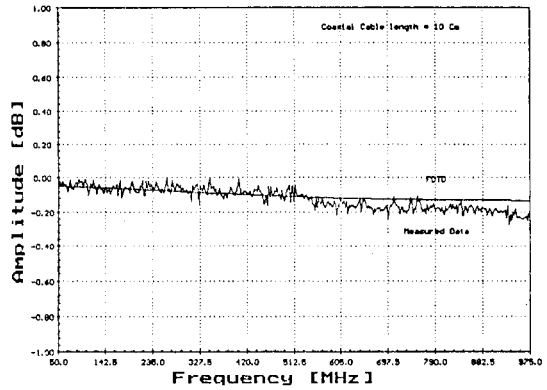
[그림 3] 원통좌표계에서의 E_r, E_θ, E_z 와 H_r, H_θ, H_z
 [Fig. 3] E and H field components at cylindrical coordinate



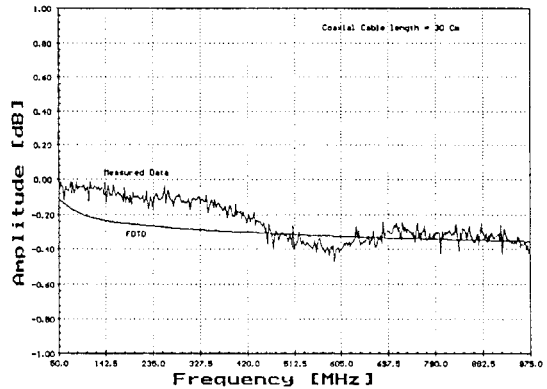
[그림 4] 동축선로의 구조
 [Fig. 4] A structure of coaxial line

전압파형의 변화를 Fourier 변환하였다.

동축선로의 길이가 각각 10 cm, 30 cm 인 경우의 측정값과 계산값을 [그림 5]에 나타내었으며, [그림 6]에는 계산지점과 동축선로까지의 거리가 1 mm 에서 1 M인 경우의 방출량을 나타내었다.



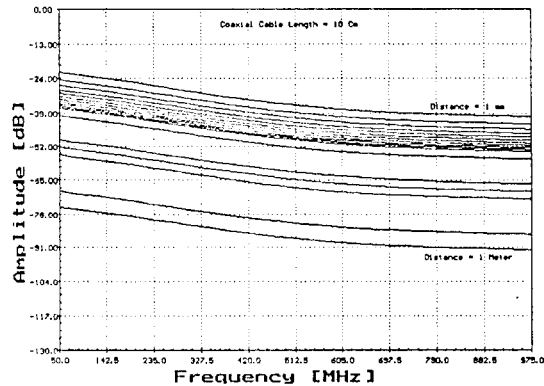
(a) 길이가 10 Cm 인 경우



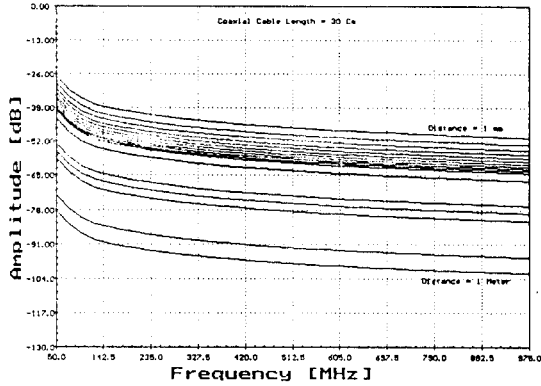
(b) 길이가 30 Cm 인 경우

[그림 5] 동축선로 전달특성의 FDTD 계산값과 측정값의 비교

[Fig. 5] A comparison of transmission characteristics between FDTD and Measured value



(a) 길이가 10 Cm 인 경우



(b) 길이가 30 Cm 인 경우

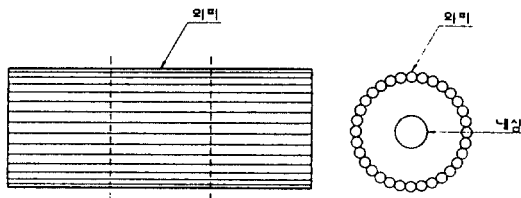
[그림 6] 동축선로의 외부 방출량

[Fig. 6] Emission characteristics of external coaxial line

IV. 모멘트법을 이용한 동축선로의 전자계 방출량 해석

동축 선로를 중심도체와 외쪽 표피를 [그림 7]과 같이 원형봉으로 구성하고 각 원형봉에 흐르는 전류의 양을 모멘트법을 이용하여 구한 후 구해진 전류량으로부터 근접 전계와 자계를 계산하여 동축선로의 전자계 방출량을 해석하였다.

방출량 해석을 위하여 동축 선로를 모멘트법으로 적용하기 위한 도형 구성 프로그램과 각 봉에 흐르는 전류를 계산하기 위한 전류 계산 프로그램, 계산된 전류 양을 근접전계와 자계로 구하는 프로그램



[그림 7] 동축선로를 모멘트법으로 해석을 위한 모델링

[Fig. 7] A model of coaxial line analyzed by the moment method

등 3종류의 프로그램을 이용하였다.

[그림 7]은 동축선로를 모멘트법으로 해석하기 위하여 동축선로를 원형봉으로 모델링한 그림이다.

4-1. 동축 선로의 모형 구성

동축 선로의 외피에 흐르는 전류의 양을 모멘트법으로 해석하기 위하여, 중심선은 단일 원형봉으로 정하고, 외부를 싸고 있는 표피를 원형의 봉들이 서로 밀착되어 구성된 것으로 동축선로의 해석적 모형으로 정하였다.

구성된 각 원형 봉은 길이로 4 등분을 하여 각각에 흐르는 전류의 양을 계산할 수 있도록 하였다.

선로를 분할한 각각의 좌표점을 구하기 위하여, 선로 중심도체의 크기와 중심도체 주변을 싸고 있는 유전체의 유전율과 동축선로의 임피던스, 외피의 두께를 설정하면 선로의 외피의 내측 크기를 알 수 있으며, 외피의 두께와 동일한 직경의 원형봉을 기준하여 전체의 외피를 원형봉이 밀집되어 구성된 결합체로써 동축 선로가 형상화하고 이때의 분할된 각각의 분할점들을 중심도체를 기준하여 직각좌표계로 설정하였다.

4-2 동축선로의 전류 및 방출 전자계량의 계산

구현된 동축선로 모형의 각 원형봉에 여기되는 전류의 양을 계산하기 위하여, 기존 상용되고 있는 Mininec 소프트웨어의 전류 계산 프로그램을 기본으로하여 행렬 식과 용량을 변화시켜 프로그램을 재구성하여 이용하였다.

구해진 전류의 양을 이용하여 계산된 근접 전계와 자계의 양은 FDTD를 이용하여 구해진 전류의 양을 전계와 자계를 구하기 위한 식과 동일 식을 이용하여 구하였으며, 신호의 입력 세기를 1 Watt가 인가되는 것을 기준으로하여 계산된 것으로, 전체 전계 (E: loss) 와 자계 (H: loss) 로 표시된 값들은 각 방향성을 갖는 전자계 ($E_x, E_y, E_z, H_x, H_y, H_z$)의 curl 한 값이다.

이러한 값들은 상대 값이기는 하나 임의의 입력

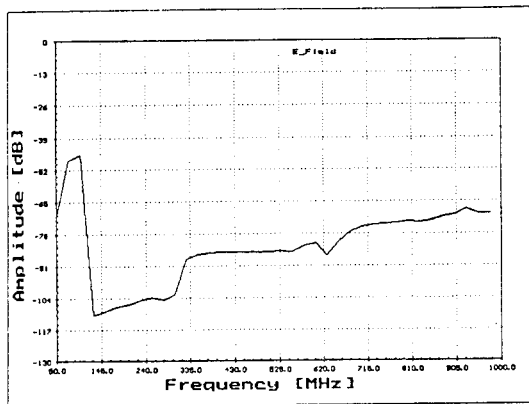
신호에 대하여 상대적으로 감한 값이 입력 신호의 단위계와 동일한 일정 비의 상수로 처리됨으로 별도의 단위 변환 없이 손쉽게 방출되는 전계와 자계의 양을 구할 수 있으리라 본다.

구해진 값들에서 상대적으로 낮은 주파수에서 높은 차폐효과가 나타나는 것은 선정된 동축선로의 길이에 따른 주파수 공진에 따른 결과로 공진된 주파수대를 넘어서는 주파수가 높아짐에 따라 전파의 차폐가 좋아지는 것을 길이를 변화시켜 계산한 결과 분석되어 졌다.

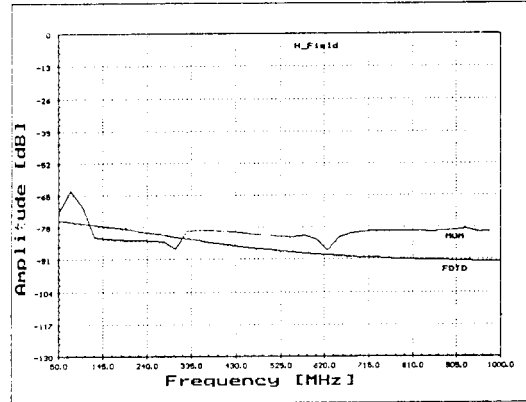
자계의 경우 전계와는 달리 z방향으로의 자계(Hz)는 존재하지 않는 것으로 분석되었다. [그림 8]에 근접 전계의 양을 그래프로 도시하였으며, [그림 9]에는 FDTD를 이용한 방법과 모멘트법을 사용한 방법을 비교하여 도시하였다.

FDTD에 대한 해석결과와 더불어 모멘트법을 이용하여 동축선로의 차폐효과에 대하여 해석을 하여 비교한 결과를 [그림 8]에 나타내었으며, 비교결과 FDTD를 이용하여 얻은 방법과 모멘트법을 사용하여 얻은 해석결과는 차폐효과에서 유사한 결과를 얻었다.

그러나 모멘트법을 통하여 얻은 결과에서의 공진점이 나타나는 이유는 FDTD는 도체에 전자계가 인가시 차폐를 하는 형태로 계산되고, 모멘트법의



[그림 8] 전계 방출량
[Fig. 8] Emission characteristics(E-Field)



[그림 9] FDTD와 모멘트법의 자계방출량 비교
[Fig. 9] A comparison of emission characteristics between FDTD and moment method (H-Field)

경우는 도체가 방사체의 형태로 계산되는 차이에서 생긴 것으로 판단된다.

V. 결 론

시간영역 유한차분법을 이용하여 동축선로의 특성을 해석함으로써 시스템간의 연결시 동축선로가 방출하는 전자계의 양을 예측할 수 있었다.

해석에 사용된 시간영역 유한차분법은 3 차원공간을 유한개의 격자구조로 나누고 동시에 시간에 대해 분할하여 Maxwell 방정식을 풀게되며, 입력 신호를 광대역 주파수 응답특성을 갖는 Gaussian 펄스를 인가하고 그 과도응답특성을 Fourier 변환을 함으로서 한번의 계산으로 광대역상의 전체 주파수특성을 효율적으로 구할 수 있었다.

또한 본 논문에서는 FDTD의 일반적인 여기방법인 TE 또는 TM 모드 여기방법 대신에 과도응답특성을 기존의 방법에 비해 더 빨리 안정시키는 TEM 여기방법을 사용하였고, 이 방법을 이용하여 동축선로의 전송특성 및 차폐효과에 대한 해석을 하였다.

FDTD를 이용하여 계산한 방출량은 50 MHz에서 약 -75 dB, 620 MHz에서 약 -92 dB 정도가

방출되는 것으로 계산되었으며, 모멘트법을 이용하여 계산한 방출량은 50 MHz 에서 약 -72 dB, 620 MHz 에서 약 -88 dB 정도가 방출되는 것으로 계산되었다.

또한 FDTD 방법에 대한 해석결과와 더불어 모멘트법을 이용하여 동축선로의 차폐효과에 대하여 해석을 하여 비교하였으며, 비교결과 FDTD 를 이용하여 얻은 방법과 모멘트 법을 사용하여 얻은 해석결과는 차폐효과에서 유사한 결과를 얻었다.

그러나 모멘트법을 통하여 얻은 결과에서의 공진점이 나타나는 이유는 FDTD는 도체에 전자계가 인가시 차폐를 하는 형태로 계산되고, 모멘트법의 경우는 도체가 방사체의 형태로 계산되는 차이에 의해서 생긴 것으로 판단된다.

참 고 문 헌

- [1] 윤현보, 박항구, 임계재, "복수비직선 신호선로의 불요전자파 복사에 관한 해석" 한국통신학회 논문지 16권 7호, 1991.
- [2] S. Koike, N. Yoshida and I. Fukai, "Transient analysis of microstrip line on anisotropic substrate in three-dimensional space," IEEE trans. on Microwave Theory and Tech., MTT-36, No.1, pp.34-43, Jan. 1988
- [3] T. Shibata, T. Hyashi and T. Kimura, "Analysis of microstrip circuits using three-dimensional full-wave electromagnetic field analysis in the time domain," IEEE trans. on Microwave Theory and Tech., MTT-36, No.6, pp.1064-1070, Jun. 1988
- [4] S. Akhtarzad and P.B. Jones, "Solution of Maxwell's equations in three space dimensions and time by the T.L. M method of numerical analysis," IEE proc., part H, Vol.122, No.12, pp.1344-1348, Dec. 1975
- [5] K.S. Yee, "Numerical solution of initial boundary value problems involving maxwell's equations in isotropic media," IEEE trans. on Antennas and Prop., Vol.AP-14, No.3, pp. 302-307, May. 1966
- [6] X. Zang, J. Fang, K.K. Mei and Y. Liu, "Calculations of the dispersive characteristics of microstrips by the time-domain finite difference method," IEEE trans. on Microwave Theory and Tech., Vol.MTT-36, No.2, pp. 1949-1957, Dec. 1989
- [7] X. Zang and K.K. Mei, "Time-domain finite difference approach to the calculation of the frequency-dependent characteristics of microstrip discontinuities," IEEE trans. on Microwave Theory and Tech., Vol. MTT-36, No. 12, pp. 1775-1787, Dec. 1988
- [8] A. Taflove and M.E. Broddwin, "Numerical solution of steady-state electromagnetic scattering problem using the time-dependent Maxwell's equations," IEEE Trans. on Microwave Theory and Tech., Vol.23, No.6, pp. 623-630, Jun. 1975
- [9] B. Engquist and A. Majda, "Absorbing boundary conditions for the numerical simulation of waves," Math. Comp. 31, pp.629-651, 1977
- [10] G. Mur, "Absorbing Boundary conditions for the finite-difference approximation of the time-domain electromagnetic-field equations," IEEE Trans. on Electromagnetic Compatibility., Vol.23, No.4, pp.377-382, Nov. 1981