

論文99-36D-3-2

3차원 FDTD를 이용한 GPR 안테나의 복사 해석

(Analysis of Electromagnetic Radiation from a GPR Antenna by using 3-Dimensional FDTD Method)

玄昇燁*, 金尙昱**, 金世潤**

(Seung-Yeup Hyun, Sang-Wook Kim, and Se-Yun Kim)

요 약

3차원 FDTD 법을 이용하여 GPR 안테나의 복사 특성을 해석하였다. Bow-tie 안테나 구조에 대해서는 삼각형 contour-path FDTD, 지하와 같은 분산매질에 대한 흡수경계조건으로 dispersive PML, 공기와 지하간에는 다층구조에 대한 최적 PML 부가조건을 적용하여 Bourgeois의 FDTD 계산 모형을 개선하였다. 또한 확장 그리드 기법을 적용하여 수치 계산에 필요한 셀 수를 줄일 수 있음을 보였다.

Abstract

The radiation characteristics of a GPR antenna are analyzed by using 3-dimensional FDTD method. The Bourgeois's FDTD model is improved by employing the triangular contour-path FDTD on the bow-tie antenna, the dispersive PML absorbing boundary condition for the dispersive medium such as the earth, and the additional condition of the optimal PML for multi-layered structures between the air/earth layers. In addition, it is shown that the expanding-grid algorithm decreases the total number of cells required for numerical computation.

I. 서 론

GPR(ground-penetrating radar)은 지표면에서 펄스를 지하로 보내고, 지하에서 되돌아온 신호를 수신하는 광대역 레이더 시스템으로서 도로, 교량, 터널 등의 인공구조물에 대한 비파괴 검사를 비롯하여, 유적 발굴, 지뢰 탐지 등 지하 매설물에 대한 정보를 얻는 방법으로 널리 이용되고 있다^[1].

최근 Bourgeois가 3차원 FDTD(finite difference time domain)로 GPR 시스템 전체를 모델링하여 계산한 결과와 실제 측정결과와 일치함을 보였으며,

FDTD를 이용하여 GPR 시스템의 최적화에 응용할 수 있음을 제시하였다^[2]. 그러나 FDTD 영역 전체를 정육면체 셀로 나누고 최외곽 경계를 완전도체 경계조건으로 모델링하였기 때문에 계산 영역이 매우 넓으며, bow-tie 안테나를 정확히 모델링하기 위해서는 매우 작은 셀을 구성해야 하는 단점이 있다. 이후 GPML(generalized perfectly matched layer) ABC(absorbing boundary condition)를 이용한 GPR 해석으로 계산영역을 크게 줄일 수 있었으나, GPML은 비분산 손실매질에만 적용이 가능했기 때문에 분산성 지하구조를 다루지 못했다^[3].

본 논문은 GPR 시스템의 송신단에 대한 FDTD 모델링의 개선을 위하여 Bourgeois의 해석 방법을 기반으로 bow-tie 안테나의 모서리에 대하여 구원이 쉽고 정확성이 우수한 삼각형 contour-path FDTD^[4], 분산성 지하구조에 대해서는 Luebbers의 dis-

* 學生會員, 高麗大學校 電波工學科

(Dept. Radio and Sciences Eng., Korea Univ.)

** 正會員, 韓國科學技術研究院 映像미디어研究센터

(Imaging Media Research Center, KIST)

接受日字:1998年7月20日, 수정완료일:1999年3月2日

persive FDTD^[5,6], ABC로 분산 매질에 대한 dispersive PML^[7]을 적용하였다. 또한 공기와 지하 층간의 최적 PML 부가조건^[8]을 사용하여 PML의 특성을 높였다. GPR은 지표면 매설물을 탐지하는데 이용하므로 근거리 영역의 전자계 성분에 대해서 정확한 해석이 필요하기 때문에 안테나의 근거리 영역은 아주 작은 셀들로 구성해야 한다. 그러나 모든 영역을 작은 셀로 구성하면 계산영역이 증가하여 계산시간이 오래걸린다. 따라서 본 논문에서는 안테나 주변을 가장 작은 셀로 구성하고 대수적으로 셀 크기가 증가하는 확장 그리드(expanding grid)^[9]를 적용하여 전체영역을 작은 셀로 구성하지 않고서도 정확성을 유지하도록 하였으며, 확장률에 따른 특성을 비교하였다. 계산결과를 Bourgeois의 결과와 비교하여 본 논문의 접근 방법이 Bourgeois의 정확성을 유지하면서도 계산영역은 크게 줄일 수 있음을 보였다.

II. FDTD 모델링

GPR 시스템의 FDTD 계산 영역은 그림 1처럼 3차원으로 전체를 Yee^[10]의 육면체 셀로 구성하였으며, 최외곽 경계에 대한 ABC로 각 방향에 4개의 층으로 이루어진 dispersive PML^[7]을 구현하였다. 그리고 bow-tie 안테나의 모서리에 해당하는 셀의 xy 면에 대하여 그림 2에서 보인 바와 같이 삼각형 contour-path를 구성하였다. 이 경우 Ampere 법칙의 적분형을 적용하여 유한차분으로 전개하면 다음과 같다^[4].

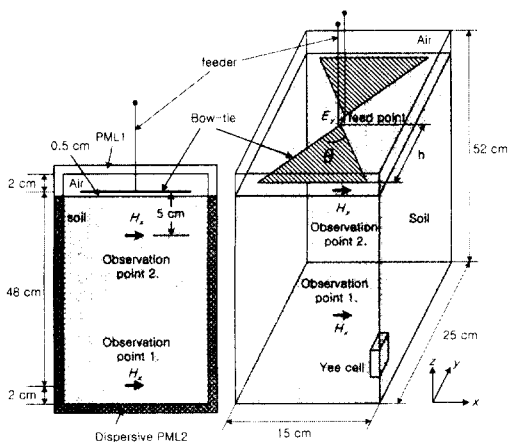


그림 1. GPR의 FDTD 계산 영역
Fig. 1. FDTD computation region of GPR.

$$H_z^{n+\frac{1}{2}}(i+\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2}, k) = H_z^{n-\frac{1}{2}}(i+\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2}, k) + \frac{2\Delta t}{\mu} \left[\frac{E_x^n(i+\frac{1}{2}, j+1, k)}{\Delta y} + \frac{E_y^n(i, j+\frac{1}{2}, k)}{\Delta x} \right] \quad (1)$$

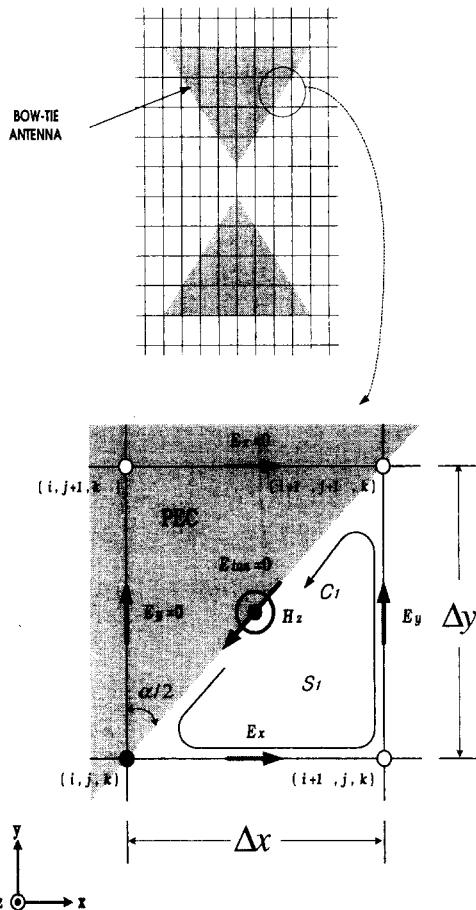


그림 2. Bow-tie 안테나 상에서 contour-path FDTD
Fig. 2. Contour-path FDTD on the bow-tie antenna.

식 (1)에서 흥미로운 점은 계단형 근사(staircase approximation)의 경우와 단지 계수 2만 달라지므로 구현이 간단해진다. 안테나의 모서리를 항상 삼각형 contour로 구성되도록 안테나의 벌어진 각(flare angle) θ 에 의하여 공간 간격은 다음과 같이 취하였다.

$$\Delta x = \Delta y \tan\left(\frac{\theta}{2}\right) \quad (2)$$

그림 1에서 보인 급전선의 두 도선 간격이 충분히 작으면 1차원 전송선로 모델로 근사할 수 있다. 따라서 선로 내의 전압 V 와 전류 I 에 관한 유한차분 방정

식은 다음과 같다^[11].

$$I^{n+\frac{1}{2}}(k'+\frac{1}{2}) = I^{n-\frac{1}{2}}(k'+\frac{1}{2}) - \frac{1}{Z_0} \left(\frac{v_p \Delta t}{\Delta z'} \right) \{ V^n(k'+1) - V^n(k') \} \quad (3)$$

$$V^{n+1}(k') = V^n(k') - Z_0 \left(\frac{v_p \Delta t}{\Delta z'} \right) \{ I^n(k'+\frac{1}{2}) - I^n(k'-\frac{1}{2}) \} \quad (4)$$

여기서 k' 은 전송선 셀의 위치를 나타내는 상수이고, Z_0 와 v_p 는 각각 선로의 특성 임피던스 위상 속도이며, $\Delta z'$ 은 전송선 셀의 공간간격을 나타낸다.

식 (3), (4)에 의하여 안테나에 연결된 전송선 셀을 그림 3처럼 정의할 수 있다. 그림 3에서 k'_s 지점에 인가한 입사파가 +z 방향으로만 진행하도록 하는 단방향 주입기(one-way injector)는 다음과 같이 표현할 수 있다^[11].

$$I_{in}^{n+\frac{1}{2}}(k'_s+\frac{1}{2}) = I_{in}^{n-\frac{1}{2}}(k'_s+\frac{1}{2}) - \frac{1}{Z_0} \left(\frac{v_p \Delta t}{\Delta z'} \right) \{ V_{in}^n(k'_s+1) - V_{in}^n(k'_s) \} + \frac{1}{Z_0} \left(\frac{v_p \Delta t}{\Delta z'} \right) V_{in}^n(k'_s) \quad (5)$$

$$V_{ref}^{n+1}(k'_s) = V_{ref}^n(k'_s) - Z_0 \left(\frac{v_p \Delta t}{\Delta z'} \right) \{ I_{in}^n(k'_s+\frac{1}{2}) - I_{in}^n(k'_s-\frac{1}{2}) \} + \left(\frac{v_p \Delta t}{\Delta z'} \right) V_{in}^{n+\frac{1}{2}}(k'_s+\frac{1}{2}) \quad (6)$$

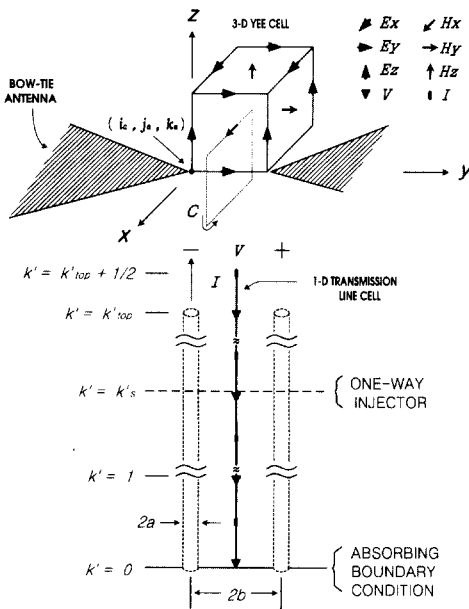


그림 3. 1차원 전송선 셀과 3차원 Yee 셀의 관계
Fig. 3. The relationship between the 1-D transmission line cell and the 3-D Yee cell.

그리고 $k' = 0$ 에 Mur의 ABC^[12]를 적용하면,

$0 < k' < k'_s$ 에 반사파만 존재하게 되며, $k'_s \leq k' \leq k'_{top} + 1/2$ 구간에서는 입사파와 반사파가 동시에 존재하게 된다. 따라서 Fourier 변환을 수행하지 않고서도 FDTD 계산만으로 $0 < k' < k'_s$ 구간에서 직접 시간 영역상의 반사파를 구할 수 있다.

그림 3에서 bow-tie 안테나의 급전점간의 간격을 Δy 로 선정하면 파장에 비하여 매우 작은 간격이 되므로 정전계와 정자계로 근사화 시킬 수 있으므로 Faraday, Ampere의 법칙에 의하여 1차원 선로의 V, I 와 3차원 공간상의 E, H 의 관계를 다음과 같이 정의할 수 있다^[2].

$$V^n(k_{top}) = -\Delta y E_x^n(i_o, j_o + \frac{1}{2}, k_o) \quad (7)$$

$$I^{n+\frac{1}{2}}(k'_{top}) = \Delta x \{ H_x^{n+\frac{1}{2}}(i_o, j_o + \frac{1}{2}, k_o + \frac{1}{2}) - H_x^{n+\frac{1}{2}}(i_o, j_o + \frac{1}{2}, k_o - \frac{1}{2}) \} - \Delta z \{ H_z^{n+\frac{1}{2}}(i_o + \frac{1}{2}, j_o + \frac{1}{2}, k_o) - H_z^{n+\frac{1}{2}}(i_o - \frac{1}{2}, j_o + \frac{1}{2}, k_o) \} \quad (8)$$

지하구조처럼 ($\epsilon_{rs}, \epsilon_{r\infty}, \tau, \mu$)로 Debye 분산을 갖는 경우 분산 매질에 대한 유한차분 방정식은 재현 기법(recursive technique)에 의하여 전계 성분은 다음과 같이 나타낼 수 있다^[5,6].

$$\vec{E}^{n+1} = \left(\frac{2\epsilon_0\epsilon_{r\infty} - \sigma\Delta t}{2\epsilon_0\epsilon_{r\infty} + 2\epsilon_0 X_d^0 + \sigma\Delta t} \right) \vec{E}^n + \left(\frac{2\epsilon_0}{2\epsilon_0\epsilon_{r\infty} + 2\epsilon_0 X_d^0 + \sigma\Delta t} \right) \vec{\Psi}_d^n + \left(\frac{2\Delta t}{2\epsilon_0\epsilon_{r\infty} + 2\epsilon_0 X_d^0 + \sigma\Delta t} \right) \nabla \times \vec{H}^{n+\frac{1}{2}} \quad (9)$$

여기서 ϵ_{rs} 는 저주파 영역의 정적 유전율(static permittivity), $\epsilon_{r\infty}$ 는 고주파 영역의 무한 유전율(infinite permittivity)이며, τ 는 이완 시간(relaxation time)을 나타낸다.

Debye 분산매질과 ($\epsilon_{rs}, \epsilon_{r\infty}, \tau, \mu, \sigma_d, \sigma_d^*$)인 dispersive PML 간에 임피던스 정합조건에 의하여 다음과 같은 관계를 만족한다.

$$\frac{\sigma\sigma_d}{\epsilon_0\epsilon_{rs}} = \frac{\sigma\sigma_d^*}{\mu} \quad (10)$$

따라서 분산매질에 대한 dispersive PML의 전계 성분은 다음과 같이 표현할 수 있다^[7].

$$\vec{E}^{n+1} = \left(\frac{2\epsilon_0\epsilon_{r\infty} - (\sigma + \sigma_d)\Delta t}{2\epsilon_0\epsilon_{r\infty} + 2\epsilon_0 X_d^0 + (\sigma + \sigma_d)\Delta t} \right) \vec{E}^n + \left(\frac{2\epsilon_0}{2\epsilon_0\epsilon_{r\infty} + 2\epsilon_0 X_d^0 + (\sigma + \sigma_d)\Delta t} \right) \vec{\Psi}_d^n + \left(\frac{2\Delta t}{2\epsilon_0\epsilon_{r\infty} + 2\epsilon_0 X_d^0 + (\sigma + \sigma_d)\Delta t} \right) \nabla \times \vec{H}^{n+\frac{1}{2}} - \left(\frac{2\Delta t^2 \sigma \sigma_d}{(2\epsilon_0\epsilon_{r\infty} + 2\epsilon_0 X_d^0 + (\sigma + \sigma_d)\Delta t)\epsilon_{rs}} \right) \sum_{m=0}^n \vec{E}^m \quad (11)$$

여기서

$$a_d = (\epsilon_{rs} - \epsilon_{\infty}) \left(1 - \frac{\sigma_d \tau}{\epsilon_0 \epsilon_{rs}} \right) \quad (12)$$

$$X_d^0 = a_d \left[1 - e^{\left(-\frac{\Delta t}{\tau} \right)} \right] \quad (13)$$

$$\Delta X_d^0 = a_d \left[1 - e^{\left(-\frac{\Delta t}{\tau} \right)^2} \right] \quad (14)$$

$$\vec{\Psi}_d^n = \vec{E}^n \Delta X_d^0 + e^{\left(-\frac{\Delta t}{\tau} \right)} \vec{\Psi}_d^{n-1} \quad (15)$$

공기와 지하는 층을 이루고 구조에 대하여 각 매질에 임피던스정합을 이루는 PML을 그대로 사용하는 경우보다 PML간에 다음과 같은 다층구조에 대한 최적 PML 부가조건을 적용하면 PML의 흡수능을 높일 수 있다^[8].

$$\frac{\epsilon_{air}}{\epsilon_{soil}} = \frac{\sigma_d^{air}}{\sigma_d^{soil}} \quad (16)$$

여기서 $\epsilon_{air}, \epsilon_{soil}$ 과 $\sigma_d^{air}, \sigma_d^{soil}$ 는 각 매질에 대응하는 PML의 유전율과 도전율(electric conductivity)을 나타낸다.

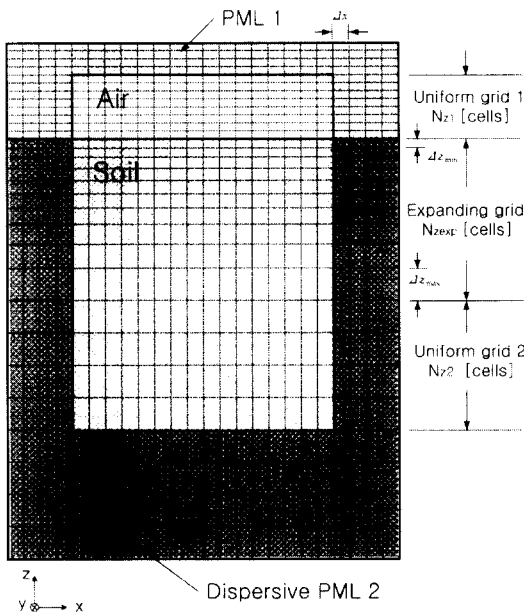


그림 4. z축 방향의 확장 그리드 구조
Fig. 4. Geometry of expanding grid along the z axis.

안테나의 근거리 전자계 성분에 대하여 그림 4와 같이 z축 방향으로만 확장 그리드를 적용하는 경우

Yee의 유한차분 식에서 공간 간격을 다음과 같이 설정하면 된다^[9].

$$\Delta z_e(k) = z(k+1) - z(k) \quad (17)$$

$$\Delta z_h(k) = \frac{\Delta z_e(k) + \Delta z_e(k+1)}{2} \quad (18)$$

여기서 $z(k)$ 는 z축 상에서 k지점의 좌표이며, 아래 첨자 e, h는 각각 전계, 자계에 대한 공간상의 유한차분을 나타낸다. z축상에서 최소 공간 간격이 Δz_{min} 인 셀에서 확장률(expanding factor) α_z 로 대수적으로 증가할때 N셀 이후의 공간간격은 $\Delta z_{min} \alpha_z^N$ 이 된다. 확장률을 적절하게 선정하면 균일 그리드보다 셀수를 크게 줄이면서 조밀한 셀을 구성한 경우와 거의 유사한 결과를 얻을 수 있다.

III. 수치계산 및 결과

실제 수치 계산에 사용한 bow-tie 안테나는 $\theta = 51^\circ$, $h = 10$ cm이며, 한 셀을 $\Delta x = 0.21$ cm, $\Delta y = \Delta z = 0.44$ cm 로 선정하여 총 $79 \times 64 \times 125$ 셀로 FDTD 계산영역을 구성하였다. 지하 매질은 Bourgeois의 해석과 동일하게 $\epsilon_{rs} = 20.5$, $\epsilon_{\infty} = 4.0$, $\tau = 8.592 \times 10^{-12}$ s, $\sigma = 0.12$ S/m로 모델링하였다. 인가전원은 크기 $V_0 = 100$ V, 특성시간 $\tau_p = 0.175$ ns인 다음과 같은 Gaussian impulse를 사용하였다.

$$v(t) = V_0 e^{-\frac{1}{2} \left(\frac{t}{\tau_p} \right)^2} \quad (19)$$

FDTD의 시간 간격과 공간 간격에 대한 Courant의 안정조건(stability condition)은 다음과 같다.

$$\Delta t \leq \frac{1}{v_{max} \sqrt{\left(\frac{1}{\Delta x} \right)^2 + \left(\frac{1}{\Delta y} \right)^2 + \left(\frac{1}{\Delta z} \right)^2}} \quad (20)$$

여기서 v_{max} 는 FDTD 계산영역 상에서 최대 전파속도를 나타낸다. 실제 계산에서는 식 (20)을 만족하는 $\Delta t = \frac{\Delta x}{2c} \approx 3.5$ ps 로 취하였으며, 총 시간 구간은 $n = 5000$ 으로 Bourgeois와 동일하게 선정하였다.

안테나의 중심에서 지하로 48 cm 떨어진 지점의 자계는 그림 5처럼 계산되었다. 그림 5에서 점선은 0.25 cm 인 정육면체 셀(cubic cell)로 $512 \times 256 \times 256$ 셀에 대하여 계산한 Bourgeois^[2]의 결과이며,

실선은 본 논문에서 제시한 FDTD 모델을 이용하여 계산하였다. Bourgeois의 결과 자체가 크기를 정규화하고 시간을 천이(shift)시킨 결과이므로 기존 자료와의 비교를 위하여 본 논문에서도 결과를 정규화하고, 시간을 천이시켜 나타내었다. 본 논문의 접근방법이 Bourgeois에 비하여 계산에 필요한 셀 수를 53분의 1로 줄이면서 정확도는 그대로 유지됨을 보여 주고 있다.

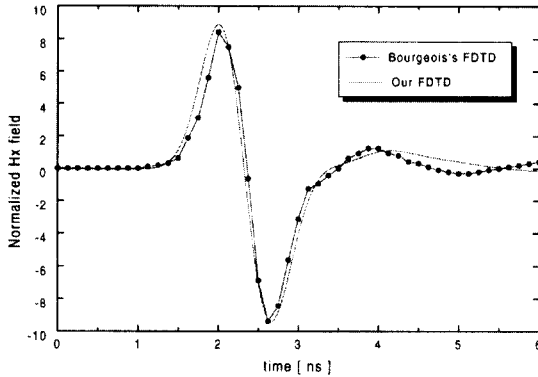


그림 5. 안테나 중심에서 지하 48 cm 지점의 자계
Fig. 5. Magnetic fields in the earth at the depth 48 cm below the transmitting antenna.

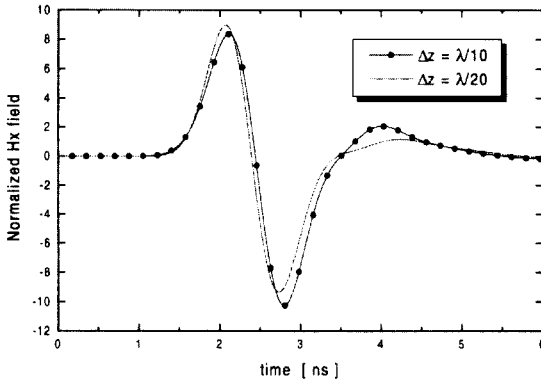


그림 6. 파장당 셀을 10개와 20개로 나눈 경우 안테나 중심에서 지하 48 cm에서 자계
Fig. 6. Magnetic fields at the 48 cm away from the transmitting antenna for 10 and 20 cells per wavelength.

계산의 수렴성을 알아보기 위해 셀을 z축 방향으로 파장당 10개와 20개로 나누었을 때 그림 6과 같이 수렴하는 결과를 보였다. 침투치가 다른 것은 셀 크기를 $\lambda/10$ 로 구성한 경우에는 지하로 48 cm 지점이 FDTD 계산상에서 안테나의 근거리 전자계 성분이

충분히 감소하지 못한 거리가 되기 때문에 생긴 오차이다. FDTD의 정확성은 $\lambda/10$ 로 구성하는 경우가 임계치이므로, 정확성을 보장하기 위해서는 파장당 20개 이상으로 셀을 구성해야 함을 알 수 있다. 그러나 전체영역을 $\lambda/20$ 보다 작은 셀로 구성하려면 3차원 FDTD 상에서는 계산해야할 성분이 많아지므로 계산이 오래 걸린다.

본 논문에서는 안테나 면을 포함하는 셀을 $\lambda/20$ 로 가장 작은 크기 Δz_{\min} 으로 하여 안테나에서 지하 방향으로 대수적으로 셀 크기가 증가하는 확장 그리드를 적용하였다. 그 결과를 그림 7에 안테나 중심에서 지하로 5 cm 지점에서 자계값으로 비교하였다. $\lambda/20$ 로 균일하게 구성한 경우와 $\alpha_z = 1.03$ 인 확장 그리드의 결과가 일치하는 반면에 $\lambda/10$ 인 균일 셀로 모델링한 경우에는 오차를 보이고 있다. 총 셀 수를 비교한 결과 표 1처럼 확장 그리드로 적용한 경우가 $\lambda/20$ 로 구성한 경우에 비하여 약 절반으로 셀 수를 줄일 수 있었다. 따라서 z축 방향으로 확장 그리드를 적용하여 안테나의 근접 전자계 성분이 안테나 근접영역에서 급격히 감소하는 특성을 그대로 계산에 반영하여 전체영역을 $\lambda/20$ 이상으로 조밀한 셀을 구성하지 않더라도 정확성을 유지할 수 있음을 알 수 있다.

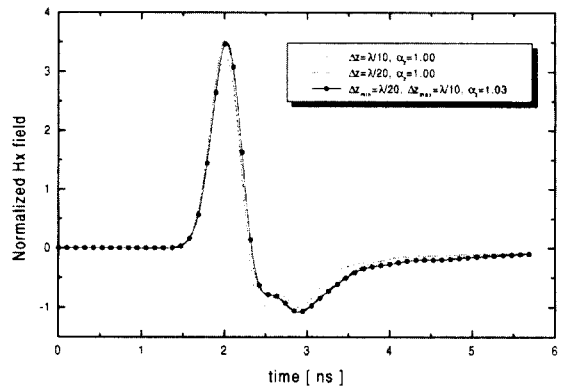


그림 7. 균일 그리드와 α_z 가 1.03인 확장 그리드를 적용한 경우 지하 5 cm 지점의 자계
Fig. 7. Magnetic fields at the 5 cm away from the transmitting antenna for a uniform grid and a expanding grid of $\alpha_z = 1.03$.

확장률에 따른 영향을 알아보기 위해서 $\alpha_z = 1.0$ 1~1.07인 범위에 대하여 지하로 5cm 깊이에서의 자계를 계산하여 $\lambda/20$ 셀인 경우를 기준값으로 동일시간마다 자승 오차를 계산한 후 모든 오차를 누적시켜

나타낸 결과 그림 8처럼 α_z 가 1.01 경우에는 $\lambda/20$ 의 정확성을 갖고 있으며, 표 1의 비교 자료에 의하면 계산에 필요한 셀 수는 $\lambda/20$ 의 약 절반으로 줄어든다. 확장률이 1.07까지는 $\lambda/10$ 보다 우수한 특성을 갖고 있으나 확장률이 증가함에 따라 오차도 증가함을 알 수 있다. 확장률을 너무 크게 잡으면 최종 셀로 갈수록 $\lambda/10$ 셀 보다 큰 셀이 생기므로 FDTD 정확성의 범위를 벗어나게 된다. 따라서 확장그리드는 최종 셀 크기가 $\lambda/10$ 보다 작은 범위에서만 적용이 가능하다.

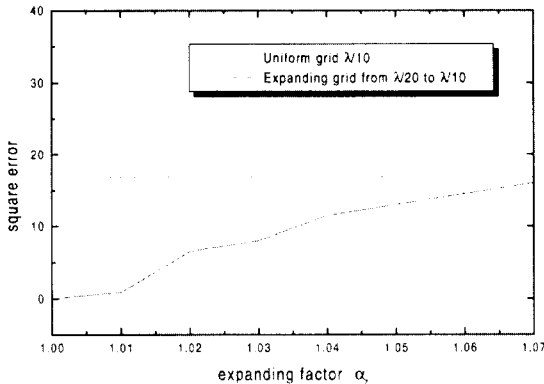


그림 8. 확장률에 따른 지하 5 cm 지점의 자계의 자승 오차

Fig. 8. Square error of Magnetic fields at the 5 cm away from the transmitting antenna according to the expanding factors.

표 1. 계산에 필요한 셀 수의 비교

Table 1. Comparison of the number of cells for computation.

cell size	Expanding factor α_z	Uniform grid 1 N_{z1} [cells]	Expanding grid $N_{z,exp}$ [cells]	Uniform grid 2 N_{z2} [cells]	Total N_{z1} [cells]
$\Delta z_{min} = \Delta z_{max} = \lambda/20$	1.00	9	1	225	235
	1.00	4	1	112	117
$\Delta z_{min} = \lambda/20$, $\Delta z_{max} = \lambda/10$	1.01	9	70	62	141
	1.02	9	36	87	132
	1.03	9	24	95	128
	1.04	9	18	100	127
	1.05	9	15	102	126
	1.06	9	12	104	125
	1.07	9	11	105	125

IV. 결 론

본 논문은 GPR용 bow-tie 안테나의 복사특성을 3

차원 FDTD로 해석하였다. Bourgeois의 GPR 모델링 방법에서는 FDTD 영역을 정육면체 셀과 완전 도체 조건으로 모델링하였기 때문에 계산영역이 커졌다. 이러한 단점을 보완하기 위해서 안테나의 모서리를 구현이 간편하면서 정확성이 높은 삼각형 contour-path FDTD를 적용하였으며, ABC로 분산매질에 대한 dispersive PML과 다층구조의 최적 PML 부가조건을 적용하여 정확성은 Bourgeois의 모델링 결과와 동일하게 유지하면서 계산에 필요한 셀 수를 53분의 1로 줄일 수 있었다. 또한 균일한 그리드로 계산영역을 구성하는 경우 충분히 작은 셀로 구성하지 않으면 안테나의 근거리 전자계 성분이 충분히 감소되지 못하여 오차가 발생하므로 근거리 영역에 대하여 $\alpha_z = 1.01$ 인 확장 그리드로 적용한 경우가 $\lambda/20$ 로 균일한 셀을 구성한 경우에 비하여 셀 수를 약 1/2로 줄이면서 정확성은 $\lambda/20$ 의 경우와 동일하게 유지되는 결과를 보였다.

참 고 문 헌

[1] D. J. Daniels, D. J. Gunton, and H. F. Scott, "Introduction to surface radar," *Proc. IEE*, vol. 135, pt. F, no. 4, pp. 278-320, Aug. 1988.

[2] J. M. Bourgeois and G. S. Smith, "A fully three-dimensional simulation of a ground-penetrating radar: FDTD theory compared with experiment," *IEEE Trans. Geosci. Remote Sensing*, vol. GRS-34, no. 1, pp. 36-44, Jan. 1996.

[3] J. M. Bourgeois and G. S. Smith, "A complete electromagnetic simulation of a ground-penetrating radar for mine detection: theory and experiment," *Proc. IEEE AP-S Int. Symp.*, pp. 986-989, 1997.

[4] P. Mezzanotte, L. Roselli, and R. Sorrentino, "A simple way to model curved metal boundaries in FDTD algorithm avoiding staircase approximation," *IEEE Microwave Guided Wave Lett.*, vol. 5, no. 8, pp. 267-269, Aug. 1995.

[5] R. Luebbers, D. Steich, and K. Kunz,

- "FDTD calculation of scattering from frequency-dependent materials," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. AP-41, no. 9, pp. 1249-1257, Sept. 1993.
- [6] D. F. Kelley and R. J. Luebbers, "Piecewise linear recursive convolution for dispersive Media using FDTD," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. AP-44, no. 6, pp. 792-797, Jun. 1996.
- [7] T. Uno, Y. He, and S. Adachi, "Perfectly matched layer absorbing boundary condition for dispersive medium," *IEEE Microwave Guided Wave Lett.*, vol. 7, no. 9, pp. 264-266, Sept. 1997.
- [8] 김상욱, 현승엽, 김세윤, "다층구조에서 최적 PML," *1997년도 한국전자과학회 종합학술 발표회*, pp.46-49, 1997
- [9] B. Q. Gao and O. P. Gandhi, "An expanding-grid algorithm for the finite-difference time-domain method," *IEEE Trans. Electromagn. Compat.*, vol. EMC-34, no. 3, pp. 277-283, Aug. 1992.
- [10] K. S. Yee, "Numerical solution of initial boundary value problems involving Maxwell's equations in isotropic media," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. AP-14, no. 3, pp. 302-307, May 1966.
- [11] J. G. Maloney, K. L. Shlager, and G. S. Smith, "A simple FDTD model for transient excitation of antennas by transmission lines," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. AP-42, no. 2, pp. 289-292, Feb. 1994.
- [12] G. Mur, "Absorbing boundary conditions for the finite-difference approximation of the time-domain electromagnetic-field equations," *IEEE Trans. Electromagn. Compat.*, vol. EMC-23, no. 4, pp. 377-382, Nov. 1981.

저자 소개



玄昇燁(學生會員)

1974년 8월 3일생. 1997년 2월 제주대학교 통신공학과 졸업(공학사). 1999년 2월 고려대학교 대학원 전파공학과 졸업(공학석사). 1999년 3월 ~ 현재 고려대학교 대학원 전파공학과 박사과정 재학중. 주관심분야는

안테나 및 전자파 산란, GPR 등임

金尙昱(正會員) 第32卷 A編 第8號 參照

현재 한국과학기술연구원 영상미디어 연구센터 연구원

金世潤(正會員) 第32卷 A編 第6號 參照

현재 한국과학기술연구원 영상미디어 연구센터 책임연구원