

論文95-32A-2-3

유전체 매질내에 있는 구형공동에 의한 근거리 회절패턴 (NEAR-FIELD DIFFRACTION PATTERN BY A SPHERICAL AIR CAVITY IN A DIELECTRIC MEDIUM)

康 辰 變 * , 羅 正 雄 *

(Jin Seob Kang, and Jung Woong Ra)

요 약

유전체 매질내에 있는 구형공동에 공동 반지름의 반과 비슷한 파장을 가지는 평면파가 입사했을 때, copolarized 및 crosspolarized 총전계의 회절패턴을 순방향 근거리영역에서 해석했다. 입사파 진행방향에 대해 수직인 측정면에서 copolarized 및 crosspolarized 총전계의 double dip 및 double null 존재를 보이고, 이들의 주파수 및 공동으로부터 측정면의 거리와 측정각에 대한 의존성을 조사했다.

Abstract

Diffraction patterns of the copolarized and the crosspolarized total electric fields by a spherical air cavity in a dielectric medium are analyzed in the forward near-field region when the wavelength of the incident plane wave is comparable to one half of the cavity radius. It is shown that double nulls and dips of the copolarized and the crosspolarized total electric fields exist in the measurement plane transverse to the propagating direction of the incident field, and their dependences on the frequency, the distance of the measurement plane, and the measurement angle are analyzed.

I. 서 론

역산란이란 미지의 산란체에 파동을 입사시켜 산란된 파동으로부터 산란체의 물리적 특성인 모양, 크기 및 유전율분포등을 알아내는 것이다. 파동의 전파 및 산란특성이 산란체와 매질의 물리적 성질에 따라 다르므로, 역산란하려는 산란체와 그 물리적 환경에 따라 각기 다른 효과적인 역산란방법을 생각할 수 있다.

본 논문에서는 지하공동과 같이 주위 매질과 유전율차가 크고(high-contrast), 유한한 크기를 가지는 3차원 산란체의 위치 및 크기를 예측할 수 있는 역산란방법을 제시하였다. 천연동굴과 같은 지하공동의 탐사는 댐이나 원자력발전소 및 핵폐기물 지하저장소등의 구조물 건설 예정지역의 지반검사에 필수적이다.

기존의 지하공동에 대한 역산란방법으로는, 우선 파동이 매질과 산란체에서 직진한다는 가정하에서 의용진단에서 사용하는 computer aided tomography¹¹를 지하공동 탐사에 응용한 computerized geophysical tomography¹²가 있다. 유전율차가 큰 high-contrast 공동의 경계면에서는 파동이 직진하지 않고 회절이나 굴절하므로, 이 방법을 high-contrast

* 正會員, 韓國科學技術院 電氣 및 電子工學科
(Korea Advanced Institute of Science and
Technology Dept. of Elec. Eng.)

接受日字 : 1994년 9월 3일

산란체 탐사에 사용하기에는 적합하지 않다.

일반적으로 산란파는 산란체의 유전율 분포가 주어지면, 산란체내에서 주위매질과의 비유전율차와 그 점의 충전계 곱으로 표시되는 변위전류에 자유공간 Green 함수를 곱한 후 산란체 체적적분하여 얻을 수 있다. 따라서 알고 있는 외부전계로부터 산란체의 유전율분포를 구하기 위해서는 이 비선형 적분방정식을 풀어야 한다. 비선형 역산란 적분방정식을 선형방정식으로 근사시켜 물체의 비유전율을 구하는 방법으로 산란체내의 산란파 크기가 입사파에 비하여 작다고 가정하여 내부전계를 입사파로 근사하는 Born 근사와 산란체 내부의 위상변화를 입사파의 위상변화로 근사하는 Rytov 근사가 있다^[3]. 이 방법은 산란체 내부전계를 입사파로 근사했기 때문에 산란체의 크기 D 와 비유전율 ϵ 이 Born 근사조건인 $\epsilon \ll 1$ 을 만족하는 작은 산란체나 low-contrast 산란체의 경우에만 사용이 가능하다. 여기서 λ 는 매질내 파장을 의미한다. 최근 산란파를 역푸리에 변환하여 얻은 투영함수의 길이를 다중 주파수를 사용하여 측정된 물체의 크기로 보정함으로써 기존의 Born 근사한계를 약 10 배 정도 확장시킨 개선된 Born 역산란방법^[4]이 개발되었으나, 아직 high-contrast 산란체의 영상화에는 성공적인 결과를 보이지 못하고 있다.

비선형 역산란 적분방정식을 수치해석적인 모멘트 방법으로 풀어 산란체의 유전율분포를 파수 및 각 스펙트럼 영역에서 알아내는 역전원 역산란방법^[5, 6]이 있다. 이 방법에서는 측정 위치, 소영역 크기 및 위치 등이 분리되어 표현되므로 미소한 측정잡음에 의해서도 재구성된 유전율 분포에 많은 오차가 발생하는 역산란의 근본적인 문제인 ill-posedness에 대한 원인은 규명했으나, 이 문제점을 완전히 해결하지는 못하였다. 한편 모멘트 방법을 이용하는 다른 방법으로 미지 물체의 초기 유전율 분포를 가정하고, 이 유전율 분포로부터 계산된 산란파와 측정된 산란파의 rms 오차(cost 함수)가 최소가 되는 유전율 분포를 찾아가는 반복기법^[7]이 있다. 그러나 이 방법은 역전원 역산란법에 비해 ill-posedness는 다소 극복했지만, high-contrast 산란체나 큰 산란체에 대해서는 반복계산할 때 cost 함수에 local minima가 생기기 때문에 물체의 유전율 분포를 수렴하는데는 한계가 있다^[8].

비선형 적분방정식을 풀어서 얻는 일반적인 역산란 방법과 달리 산란체의 특별한 산란특성을 이용하는 역산란방법이 개발되었다. 연속 전자파를 이용하는 이 방법^[9]은 특정한 주파수의 연속 전자파가 원기둥 공동에 입사했을 때 순(forward)방향에서 산란파와 입사파의 간섭에 의해 충전계 크기패턴에 나타나는 특이한

double dip 패턴으로부터 공동의 위치 및 크기를 알아내는 방식으로, 손실매질내에 존재하는 high-contrast 원기둥 공동탐사에 매우 효과적이다. 이 방법은 원기둥 공동에 매질내에서 공동의 단면 크기에 비해 큰 파장을 가지는 입사파가 입사하면 순방향에서 수신된 충전계 크기패턴에 공동중심에 비교적 약한 single dip이 나타나고, 파장이 짧아져 공동크기와 파장이 비슷해지면 공동의 윗쪽과 아래쪽 경계부근에 30 dB이상 떨어지는 강한 double dip이 발생한다. 파장이 더욱 짧아지면 double dip 패턴이 사라지는 일종의 공진현상을 이용한다^[10]. 파장이 공동크기와 비슷한 경우에 강한 double dip이 공동의 경계부근에서 발생하므로, 원기둥 공동의 위치와 크기는 한번의 parallel 측정과 두번의 offset 측정으로부터 얻은 충전계의 double dip 패턴을 역투시하여 복잡한 계산과정을 거치지 않고 쉽게 예측할 수 있다^[9]. 이런 강한 double dip은 근거리영역(near-field region)에서 산란파가 입사파와 크기가 같고 위상차가 180°인 특정한 주파수 및 위치에서 충전계 크기가 영인 double null이 되나, 측정거리가 공동으로부터 멀어지면 산란파 크기가 감소하게 되므로 원거리영역(far-field region)에서 이들 double null은 double dip이 된다^[10].

본 논문에서는 2 차원 산란체인 high-contrast 원기둥 공동 탐사에 매우 효과적인 특이한 double dip 패턴을 이용하는 탐사방법을 유한한 크기를 가지는 high-contrast 3 차원 공동 탐사에도 적용 가능한지를 알기 위해 해석적인 해가 존재하는 구형공동에 대해 가능성 조사를 했다. 유전체 매질내에 있는 구형공동에 공동 반지름의 반과 비슷한 파장을 가진 평면파가 입사했을 때, 입사파의 분극방향(copolarized 성분) 및 그와 수직인 방향으로 분극(crosspolarized 성분)된 충전계를 순방향 근거리영역에 위치한 입사파 진행방향에 대해 수직인 측정면에서 해석했다. Double null이 발생하는 주파수 및 위치부근에서는 강한 double dip이 발생하므로, double null 특성을 조사함으로써 강한 double dip 특성까지 알 수 있다. 따라서 근거리영역에서 double null의 존재와 발생 주파수 및 위치에 대한 연구는 high-contrast 구형공동 탐사에 중요한 자료가 되므로, double null의 존재와 이들의 주파수 및 공동으로부터 측정면의 거리와 측정각에 대한 의존성을 조사했다. 그리고 산란체의 기하학적인 대칭성에 의해 각 분극방향 산란전계 패턴에 나타나는 대칭성을 조사했다. 조사결과 구형공동의 근거리영역에서도 copolarized 충전계 크기패턴에 강한 double dip 및 double null이 공동 경계부근에서 발

생하므로, 이들 패턴으로부터 구형공동의 위치 및 크기를 예측할 수 있다^[11].

본 논문의 구성은 다음과 같다. 제 2 장에서는 유전체 매질내에 존재하는 구형공동에 단일주파수의 평면파가 입사했을 때 해석적인 산란해 유도과정^[12]을 간략히 설명하고, 산란체의 기하학적인 대칭성에 의해 산란전계 패턴에 나타나는 대칭성을 조사했다. 제 3 장에서는 copolarized 및 crosspolarized 총전계의 null 발생 주파수 및 위치를 계산했다. 끝으로 제 4 장에서 결론을 맺었다.

II. 해석적인 해 및 산란전계 패턴의 대칭성

1. 해석적인 해

전원이 없는 영역에서 E, H 는 벡터 파동방정식을 만족한다. 구좌표계에서 벡터 파동방정식을 만족하는 일반해는 스칼라 파동방정식을 만족하는 일반해 ψ 로부터 유도할 수 있다. 벡터를 3 차원 공간에서 유일하게 표현하기 위해 3 개 독립된 벡터를

$$L = \nabla \psi, \tag{1}$$

$$M = \nabla \psi \times r, \tag{2}$$

$$N = \frac{1}{k} \nabla \times M \tag{3}$$

라 각각 정의하면, 이들은 벡터 파동방정식을 만족하며 다음의 관계가 존재한다.

$$M = L \times r = \frac{1}{k} \nabla \times N. \tag{4}$$

(2), (4)에서 r 은 측정점의 위치벡터 $r \hat{r}_0$ 를 의미한다. M, N 은 각각 (3), (4)에서 curl로 정의되므로 solenoidal 성질을 가진다. 한편 전원이 없는 균일매질내에서 E, H 가 solenoidal 성질을 가지므로, 이들을 이런 성질이 있는 M, N 를 이용해서 표현할 수 있다.

구좌표계에서 스칼라 파동방정식을 만족하는 ψ 는 변수분리법으로 구할 수 있다. 정의되는 영역에서 ψ 가 유한한 값을 가지고, 연속이며, 단가(single-value)이면

$$\psi_{lm}^{(i)} = z_n^{(i)}(kr) P_n^m(\cos \theta) \frac{\sin(m\phi)}{\cos(m\phi)} \tag{5}$$

과 같이 표현된다. 여기서 $z_n^{(i)}(kr)$ 는 구 Bessel 함수

로서 $i = 1$ 일 때는 원점에서 유한한 값을 가지는 구 Bessel 함수 $j_n(kr)$ 를 의미하고, $i = 4$ 일 때는 복사조건을 만족하는 구 Hankel 함수 $h_n^{(2)}(kr)$ 를 의미한다. 그리고 $P_n^m(\cos \theta)$ 는 degree가 n 이고, order가 m 인 제 2 종 associated Legendre 함수를 의미한다. 또한 첨자 e, o 는 ϕ 가 ϕ 에 대한 우함수 또는 기함수인지를 나타낸다. (5)을 (2), (3)에 대입해서 벡터 파동방정식의 일반해인 구면파로 표현된 벡터 모드함수 M, N 를 각각 유도할 수 있다.

$$M_{e_{mn}}^{(i)} = \pm \frac{m}{\sin \theta} z_n^{(i)}(kr) P_n^m(\cos \theta) \frac{\cos(m\phi)}{\sin(m\phi)} \hat{\theta}_0 - z_n^{(i)}(kr) \frac{d}{d\theta} P_n^m(\cos \theta) \frac{\sin(m\phi)}{\cos(m\phi)} \hat{\phi}_0, \tag{6}$$

$$N_{o_{mn}}^{(i)} = \frac{n(n+1)}{kr} z_n^{(i)}(kr) P_n^m(\cos \theta) \frac{\sin(m\phi)}{\cos(m\phi)} \hat{r}_0 + \frac{1}{kr} \frac{d}{dr} [r z_n^{(i)}(kr)] \frac{d}{d\theta} P_n^m(\cos \theta) \frac{\sin(m\phi)}{\cos(m\phi)} \hat{\theta}_0 + \frac{m}{kr \sin \theta} \frac{d}{dr} [r z_n^{(i)}(kr)] P_n^m(\cos \theta) \frac{\cos(m\phi)}{\sin(m\phi)} \hat{\phi}_0. \tag{7}$$

여기서 $\hat{r}_0, \hat{\theta}_0, \hat{\phi}_0$ 는 각각 구좌표계에서 r, θ, ϕ 방향의 단위벡터를 의미한다.

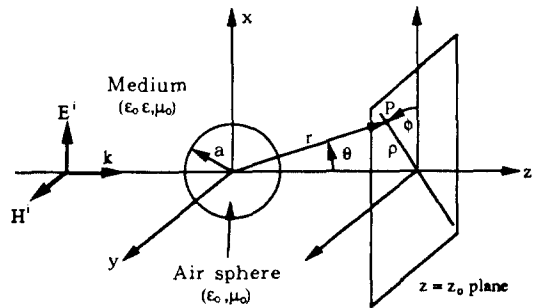


그림 1. 균일 유전체 매질내에 있는 유전체 구에 의한 산란

Fig. 1. Scattering by air sphere embedded in a homogeneous dielectric medium.

비유전율이 ϵ 인 유전체 매질내에 반지름이 a [m]이고, 공기로 채워진 구형공동에 평면파가 입사한 경우를 생각하자(그림 1). 공동영역과 매질영역에서 파수 k_0 와 k 는 각각 $k_0 = \omega \sqrt{\mu_0 \epsilon_0}$, $k = k_0 \sqrt{\epsilon}$ 이며, 여기서 ϵ_0 는 자유공간의 유전율, ω 는 각주파수이다. 모든 영역의 투자율은 진공의 투자율(μ_0)과 같다고 가정한다. 입사파는 전계가 \hat{x}_0 방향으로 분극되고, \hat{z}_0 방향으

로 진행하는 단위크기의 평면파를 가정한다.

$$E^i = e^{-jkz} \hat{x}_0. \quad (8)$$

산란파를 유도하기 위해 우선 입사파를 M, N 으로 전개한다. 입사파의 ϕ 에 대한 의존성을 알기위해 입사파 분극방향 \hat{x}_0 를 구좌표계로 표현하면, $\hat{r}_0, \hat{\theta}_0$ 방향 성분은 $\cos \phi, \hat{\phi}_0$ 방향 성분은 $\sin \phi$ 의존성이 있다. M, N 이 이런 ϕ 의존성을 가지기 위해서는 (6),(7)에서 M 은 ϕ 에 대해 기함수, N 은 우함수, m 은 1이어야 한다. 그리고 입사파가 원점에서 유한하므로 구 Bessel 함수는 $i=1$ 인 $j_n(kr)$ 를 사용해야 한다. 따라서 E^i 는 $M_{0n}^{(1)}, N_{1n}^{(1)}$ 으로 전개 가능하며, 전개과정에서 도입되는 전개계수는 $M_{0n}^{(1)}, N_{1n}^{(1)}$ 과 \hat{x}_0 의 직교성을 이용해서 구할 수 있다.

$$E^i = \sum_{n=1}^{\infty} -j^n \frac{2n+1}{n(n+1)} (M_{0n}^{(1)} + jN_{1n}^{(1)}). \quad (9)$$

평면파가 구형공동에 입사하면 공동 외부와 내부영역에 산란파가 생성되는데, 전자를 E^s , 후자를 E^t 라 각각 정의하고 $M_{0n}^{(4)}, N_{1n}^{(4)}$ 으로 전개하면 다음과 같다.

$$E^s = \sum_{n=1}^{\infty} (-j)^n \frac{2n+1}{n(n+1)} (a_n M_{0n}^{(4)} + j b_n N_{1n}^{(4)}). \quad (10)$$

$$E^t = \sum_{n=1}^{\infty} (-j)^n \frac{2n+1}{n(n+1)} (c_n M_{0n}^{(4)} + j d_n N_{1n}^{(4)}). \quad (11)$$

여기서 a_n, b_n, c_n, d_n 은 전개계수이다. E^s 는 복사 조건을 만족해야 하므로 (10)에서 구 Bessel 함수는 $i=4$ 인 $h_n^{(2)}(kr)$ 를 사용했다. 내부영역에서 파수는 k_0 이고, E^t 가 원점에서 유한한 값을 가져야 하므로 (11)에서 구 Bessel 함수는 $i=1$ 인 $j_n(k_0 r)$ 를 사용했다. 전개계수는 공동표면에서 전자계 접선성분이 연속이라는 경계조건으로부터 구할 수 있으며, E^s 의 전개계수 a_n, b_n 는 각각 다음과 같다.

$$a_n = \frac{j_n(\xi) [m \xi j_n(m \xi)] - j(m \xi) [\xi j_n(\xi)]}{j_n(m \xi) [\xi h_n^{(2)}(\xi)] - h_n^{(2)}(\xi) [m \xi j_n(m \xi)]}. \quad (12)$$

$$b_n = \frac{m^2 j_n(m \xi) [\xi j_n(\xi)] - j(\xi) [m \xi j_n(m \xi)]}{h_n^{(2)}(\xi) [m \xi j_n(m \xi)] - m^2 j_n(m \xi) [\xi j_n(\xi)]}. \quad (13)$$

여기서 ξ 는 ka 이고, m 은 k/k_0 으로 정의되는 복소굴

절율이며, []'에서 '은 구 Bessel 함수의 argument에 대한 미분을 의미한다.

2. 산란전계 패턴의 대칭성

입사파 진행방향에 대해 수직인 $z = z_0$ 측정면에 있는 측정점 P 는 구좌표계에서는 (r, θ, ϕ) , 원통좌표계에서는 (ρ, ϕ, z) 로 정의된다(그림 1). 측정점의 ρ 를 고정하고 ϕ 를 변화시키면 원통좌표계 변수 ρ, z 는 상수이고 ϕ 가 변수이므로, 구좌표계 변수 r, θ 의 함수는 상수가 되고 ϕ 의 함수만 변수가 된다. 따라서 이 측정방법으로 산란전계 패턴의 ϕ 의존성을 알 수 있다.

산란전계 E^s 패턴의 ϕ 의존성을 알기위해, 우선 (6), (7)에서 $M_{0n}^{(4)}, N_{1n}^{(4)}$ 의 $\hat{r}_0, \hat{\theta}_0, \hat{\phi}_0$ 각 방향성분을 r, θ 의 함수와 ϕ 의 함수 곱으로 분리해서 표현한다.

$$M_{0n}^{(4)} = M_{0n}^{(4)} \cos \phi \hat{\theta}_0 + M_{0n}^{(4)} \sin \phi \hat{\phi}_0. \quad (14)$$

$$N_{1n}^{(4)} = N_{1n}^{(4)} \cos \phi \hat{r}_0 + N_{1n}^{(4)} \cos \phi \hat{\theta}_0 + N_{1n}^{(4)} \sin \phi \hat{\phi}_0. \quad (15)$$

여기서 r, θ 와 k 의 함수 $M_{0n}^{(4)}, M_{0n}^{(4)}, N_{1n}^{(4)}, N_{1n}^{(4)}$, $N_{1n}^{(4)}$ 는 각각 다음과 같다.

$$M_{0n}^{(4)} = \frac{1}{\sin \theta} h_n^{(2)}(kr) P_n^1(\cos \theta), \quad (16)$$

$$M_{0n}^{(4)} = -h_n^{(2)}(kr) \frac{d}{d\theta} P_n^1(\cos \theta), \quad (17)$$

$$N_{1n}^{(4)} = \frac{n(n+1)}{kr} h_n^{(2)}(kr) P_n^1(\cos \theta), \quad (18)$$

$$N_{1n}^{(4)} = \frac{1}{kr} \frac{d}{dr} [r h_n^{(2)}(kr)] \frac{d}{d\theta} P_n^1(\cos \theta), \quad (19)$$

$$N_{1n}^{(4)} = -\frac{1}{kr \sin \theta} \frac{d}{dr} [r h_n^{(2)}(kr)] P_n^1(\cos \theta). \quad (20)$$

(14), (15)를 (10)에 대입해서 $\hat{r}_0, \hat{\theta}_0, \hat{\phi}_0$ 방향 성분별로 정리하면, 각 방향 산란파는 r, θ, k 의 함수와 ϕ 의 삼각함수 곱으로 분리되어 표현된다.

$$E^s = E_1 \cos \phi \hat{r}_0 + E_2 \cos \phi \hat{\theta}_0 + E_3 \sin \phi \hat{\phi}_0. \quad (21)$$

여기서 r, θ 와 k 의 함수 E_1, E_2, E_3 는 각각 무한급수식으로 주어진다.

$$E_1 = \sum_{n=1}^{\infty} (-j)^{n-1} \frac{2n+1}{n(n+1)} b_n N_{1n}^{(4)}, \quad (22)$$

$$E_2 = \sum_{n=1}^{\infty} (-j)^n \frac{2n+1}{n(n+1)} [a_n M_{oin\theta}^{(4)} + j b_n N_{ein\theta}^{(4)}] \quad (23)$$

$$E_3 = \sum_{n=1}^{\infty} (-j)^n \frac{2n+1}{n(n+1)} [a_n M_{oin\theta}^{(4)} + j b_n N_{ein\theta}^{(4)}] \quad (24)$$

입사파와 측정면이 직각좌표계로 표현되어 있으므로, 산란현상을 쉽게 이해하기 위해 구좌표계로 표현된 산란파 (21)을 직각좌표계로 표현하면

$$\mathbf{E}^s = E_x^s \hat{x}_o + E_y^s \hat{y}_o + E_z^s \hat{z}_o \quad (25)$$

이며, 여기서 E_x^s , E_y^s , E_z^s 는 각각

$$E_x^s = \frac{1}{2} (E_1 \sin \theta + E_2 \cos \theta + E_3)(1 + \cos 2\phi) - E_3, \quad (26)$$

$$E_y^s = \frac{1}{2} (E_1 \sin \theta + E_2 \cos \theta + E_3) \sin 2\phi. \quad (27)$$

$$E_z^s = (E_1 \cos \theta - E_2 \sin \theta) \cos \phi \quad (28)$$

이다. 총전계는 입사파와 산란파의 합이므로, 입사파가 존재하는 \hat{x}_o 방향 성분인 copolarized 총전계는 입사파와 산란파의 합으로 구성되고 입사파가 존재하지 않는 \hat{y}_o 와 \hat{z}_o 방향 성분인 crosspolarized 총전계는 산란파만으로 구성된다.

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}^i + \mathbf{E}^s, \quad (29)$$

$$= (E_x^i + E_x^s) \hat{x}_o + E_y^s \hat{y}_o + E_z^s \hat{z}_o, \quad (30)$$

$$= E_x \hat{x}_o + E_y \hat{y}_o + E_z \hat{z}_o. \quad (31)$$

(8), (26)-(31)로부터 \hat{x}_o , \hat{y}_o , \hat{z}_o 방향 총전계를 간단히 표현하면 각각

$$E_x = e^{-jkz} + A(r, \theta, k) + B(r, \theta, k) \cos 2\phi, \quad (32)$$

$$E_y = B(r, \theta, k) \sin 2\phi, \quad (33)$$

$$E_z = C(r, \theta, k) \cos \phi \quad (34)$$

가 된다. 여기서 r , θ , k 의 함수인 $A(r, \theta, k)$, $B(r, \theta, k)$, $C(r, \theta, k)$ 는 각각

$$A(r, \theta, k) = \frac{1}{2} (E_1 \sin \theta + E_2 \cos \theta - E_3). \quad (35)$$

$$B(r, \theta, k) = \frac{1}{2} (E_1 \sin \theta + E_2 \cos \theta + E_3). \quad (36)$$

$$C(r, \theta, k) = E_1 \cos \theta - E_2 \sin \theta \quad (37)$$

이다.

Copolarized 총전계 E_x 는 (32)로부터 $\cos 2\phi$ 의존성이 있으므로 ϕ 에 대해 180° 주기를 가진다. 그리고 ϕ 에 대해 상수인 offset 성분 $e^{-jkz} + A(r, \theta, k)$ 가 있으므로 전계크기 $|E_x|$ 패턴은 180° 주기를 가지며, ϕ 가 90° 의 정수배가 되는 입사파 분극방향인 E 평면(xz 평면)과 그에 수직인 H 평면(yz 평면)에 대해 대칭이다(그림 2).

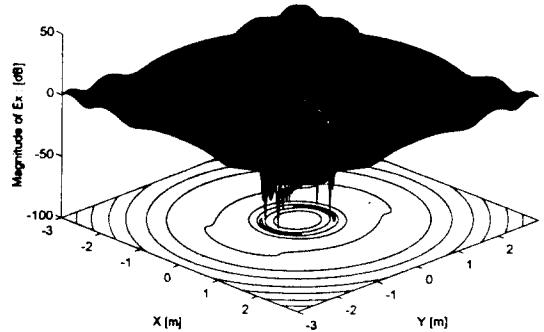


그림 2. $z_o = 3m$, $f = 549.604$ MHz일 때, copolarized 총전계 E_x 의 크기패턴

Fig. 2. Amplitude pattern of the copolarized total electric field E_x for $z_o = 3m$ and at $f = 549.604$ MHz.

Crosspolarized 총전계 E_y 는 (33)으로부터 $\sin 2\phi$ 의존성이 있으므로, ϕ 에 대해 180° 주기를 가진다. Offset 성분이 없으므로 E_y 패턴에 비해 $|E_x|$ 패턴은 주기가 반으로 줄어 90° 주기를 가지게 되고, ϕ 가 45° 의 정수배가 되는 면에 대해 대칭이 된다(그림 3). 또한 E 평면과 H 평면에서 E_y 가 항상 영이 되므로, 이 두 평면에서는 null이 발생하게 된다. 그림 3에서 이론적으로 null이 발생하는 E 평면과 H 평면에서 $20 \log_{10} |E_y|$ 가 $-\infty$ 값을 가지지 않고 유한한 값을 가지는 것은 컴퓨터를 사용하여 전계를 계산할 때 발생하는 수치계산상의 오차때문이다. 한편 E_z 는 (34)로부터 $\cos \phi$ 의존성이 있으므로, ϕ 에 대해 360° 주기를 가진다. Offset 성분이 없으므로 $|E_x|$ 패턴은 180° 주기를 가지게 되고, ϕ 가 90° 의 정수배가 되는 평면에 대해 대칭이 된다(그림 4). 또한 H 평면에서 E_z 는 항상 영이 되므로, 이 평면에서는 null이 발생하게 된다. Crosspolarized 총전계가 영이 되는 E 평면과 H 평면이 교차하는 z 축상에 공동중심이 있으므로, 입사파 진행방향에 대해 수직인 측정면에서 E 평면과 H 평면이 교차하는 원점으로부터 구형공동 중심위치를 정확

히 찾을 수 있다. 총전계 패턴의 ϕ 대칭성은 입사파 분극방향과 산란체의 기하학적인 대칭구조에 의해 결정되는 것이므로, 입사파의 주파수, 매질의 비유전율 (ϵ), 측정거리(근거리 또는 원거리), 측정방향(순 또는 역방향), multi-layer coating에 영향을 받지 않는다.

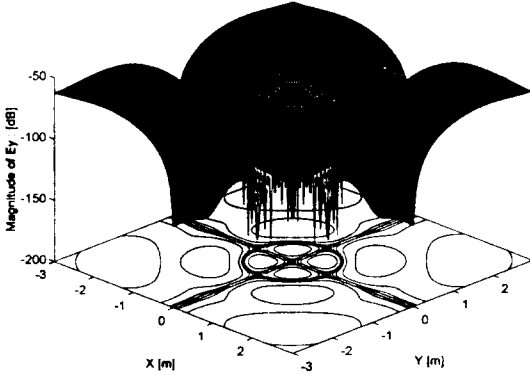


그림 3. $z_0 = 3m$, $f = 460.5263$ MHz일 때, crosspolarized 총전계 E_y 의 크기패턴

Fig. 3. Amplitude pattern of the cross-polarized total electric field E_y for $z_0 = 3m$ and at $f = 460.5263$ MHz.

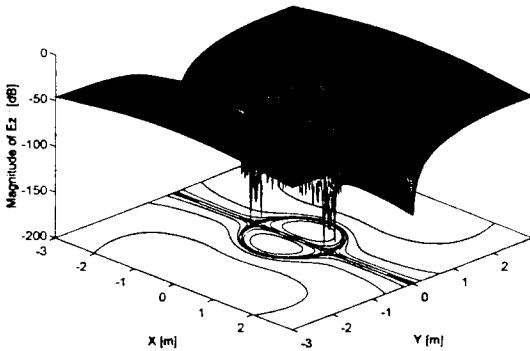


그림 4. $z_0 = 3m$, $f = 356.767$ MHz일 때, crosspolarized 총전계 E_z 의 크기패턴

Fig. 4. Amplitude pattern of the cross-polarized total electric field E_z for $z_0 = 3m$ and at $f = 356.767$ MHz.

III. Null 주파수 및 위치

Null 발생주파수 및 위치계산은 비유전율(ϵ)이 2인 유전체 매질내에 공기로 채워지고, 반지름(a)이 1 m

인 구형공동에 전계가 \hat{x}_0 방향으로 분극되고, \hat{z}_0 방향으로 진행하는 단위크기의 평면파가 입사했을 때, 순방향의 $z = z_0$ 측정면에서 x 축에 대해 y 축방향으로 ϕ 만큼 회전한 선상에서 해석적인 해 (10)를 이용해 계산했다(그림 1).

1. Copolarized 총전계의 null 특성

입사파와 산란파로 구성되는 copolarized 총전계 E_x null은 입사파와 산란파의 부호가 반대일 때, 즉 산란파와 입사파의 크기가 같고, 위상차가 180° 일 때 발생한다. 따라서 E_x 의 null은 산란파가 입사파 크기와 비슷하거나 클 수 있는 공동의 순방향 근거리영역에서 발생할 수 있으며, 산란파가 공간손실때문에 입사파 크기보다 항상 작은 원거리영역에서는 발생할 수 없다. (32)로부터 E_x 크기패턴에서 null은

$$e^{-ikz} + A(r, \theta, k) = -B(r, \theta, k) \cos 2\phi \quad (38)$$

를 만족하는 특정한 주파수(k) 및 위치(r, θ, ϕ)에서 발생한다. ϕ 에 대해 $\cos 2\phi$ 의 의존성이 있으므로, 측정면에서 측정점의 위치 $r, \theta(\rho)$ 가 고정된 경우 ϕ 가 변화하면 null 주파수 및 위치는 변하게 된다.

Null은 특정한 주파수 대역에서만 발생하므로, 그 주파수 대역에서 발생하는 null을 모드로 생각할 수 있다. $\phi = 0^\circ$ 평면에서 가장 낮은 주파수 대역을 가지는 첫번째 모드(120 MHz - 300 MHz)는 매질내 파장(λ)이 공동 반지름(a)과 비슷할 때($0.705 \leq \frac{\lambda}{a} \leq 1.796$) 발생하며, 두번째 모드(260 MHz - 870 MHz)는 파장이 공동 반지름의 반($\frac{a}{2}$)과 비슷할 때($0.244 \leq \frac{\lambda}{a} \leq 0.817$) 발생한다(그림 5). $z_0 = 8m$ 에서 발생하는 첫번째와 두번째 모드의 강한 double dip은 각각 247.669 MHz($\frac{\lambda}{a} = 0.857$)와 561.186 MHz($\frac{\lambda}{a} = 0.378$)에서 발생한다. 측정거리가 감소하면 첫번째와 두번째 모드의 강한 double dip은 각각 1.491m와 3.982m에서 double null이 된다. 측정거리가 이들 null 발생 최대거리보다 감소하면, 두 모드의 주파수 궤적은 두 궤적으로 나누어진다. 측정거리가 감소하면 높은 주파수 궤적에서는 double null이 발생하고 null 주파수가 증가하나, 낮은 주파수 궤적에서는 double null이 특정한 주파수에서 single null이 되고, 측정거리가 더욱 감소하면 single dip이 되며 이들이 발생하는 주파수는 낮아진다. 한편 첫번째 모드에 비해 두번째 모드의 null 발생 최대거리가 약 2.67배 큰 것은 주파수가 높아지면 공동에 의한 산란이 많

이 일어나 공동으로부터 먼거리에서도 산란파가 입사파 크기와 비슷해 질 수 있기 때문이다. 그리고 측정거리가 첫번째와 두번째 모드의 null 발생 최대거리보다 클 때 발생하는 각 모드의 강한 double dip 주파수는 각각 약 200 MHz와 530 MHz로서 측정거리가 증가하더라도 크게 변하지 않는다. 이 영역에서 이들 주파수의 매질내 파장이 각각 약 1.1 m, 0.400 m이므로, 첫번째 모드는 입사파 파장이 공동 반지름과 비슷할 때 두번째 모드는 파장이 공동 반지름의 1/2과 비슷할 때 강한 double dip이 발생함을 알 수 있다.

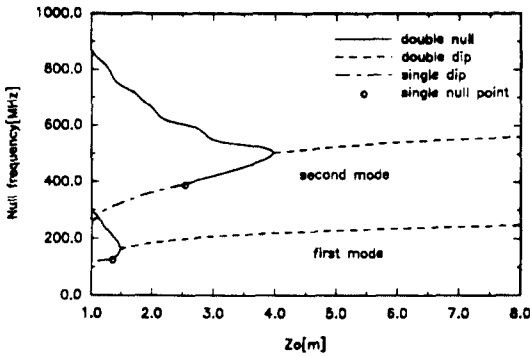
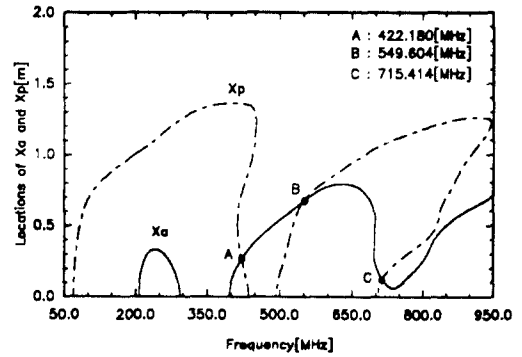


그림 5. $\phi = 0^\circ$ 일 때, copolarized 총전계 E_x 의 측정거리에 대한 null과 dip 주파수 궤적

Fig. 5. Loci of nulls and dips of the copolarized total electric field E_x in the plane of frequency versus distance for $\phi = 0^\circ$.

고차 모드를 사용하면 산란이 많이 일어나 null 발생 최대거리가 증가하는 장점이 있으나, 지하와 같은 손실매질내에서는 주파수가 높을수록 전송손실이 커지므로 가능하다면 저차 모드를 사용하는 것이 좋다. 그러나 첫번째 모드의 null이 공동에 매우 가까운 영역 ($z_0 < 1.491m$)에서만 발생하므로, 두번째 모드의 null 특성을 해석하는 것이 유용하다. $z = z_0$ 평면에서 null 주파수는 주파수를 증가시키면서 산란파와 입사파 크기가 같은 위치 x_a 와 위상차가 180° 인 위치 x_b 를 그려 보면 찾을 수 있다(그림 6). $\phi = 0^\circ$ 평면, $z_0 = 3m$ 에서 50 MHz에서 950 MHz사이의 주파수 대역에서는 x_a 와 x_b 가 일치하는 세 주파수 422.180 MHz(A), 549.604 MHz(B), 715.414 MHz(C)에서 double null이 발생하는데, 교점 A와 B는 각각 두번째 모드의 낮고, 높은 null 주파수이며, C는 세번째 모드의 낮은 null 주파수이다(그림 6(a)). 주파수가 549.604

MHz일 때, double null은 공동 경계보다 안쪽 $|x| = 0.670 m$ 에서 발생한다(그림 2, 7).



(a)

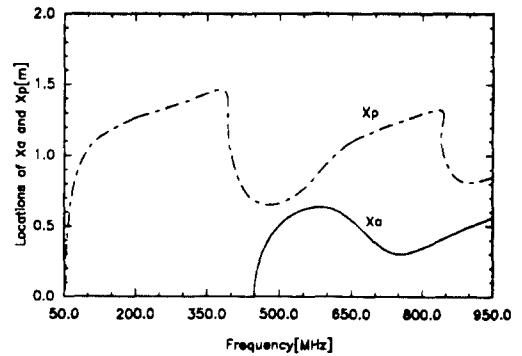


그림 6. $\phi = 0^\circ$ 일 때, 총전계 E_x 의 주파수에 대한 산란파가 입사파 크기와 같은 점(x_a)과 위상차가 180° 인 점(x_b)의 궤적: (a) $z_0 = 3m$, (b) $z_0 = 5m$

Fig. 6. Loci of equal-amplitude (x_a) and out-of-phase points (x_b) of the total electric field E_x in the plane of x versus frequency for $\phi = 0^\circ$: (a) $z_0 = 3m$, (b) $z_0 = 5m$.

그림 2에서 $|x| = 0.670 m$, $y = 0 m$ 일 때 $|E_x|$ 의 null이 발생하지 않는 것은 수치계산상의 오차 때문이다. $z_0 > 3.982 m$ 영역에서는 x_a 와 x_b 의 교점이 존재하지 않으므로, double null은 발생하지 않는다(그림 6(b)). 강한 double dip이 $z_0 = 8 m$ 에서 561.186 MHz일 때 발생하는데 이 주파수에서 far-field criterion ($\frac{2D}{\lambda}$)이 21.164 이므로, 그림 5에서 강한 double dip이나 double null이 공동의 근거리영

역에서 발생함을 알 수 있다. 여기서 D 는 공동 지름을 의미한다.

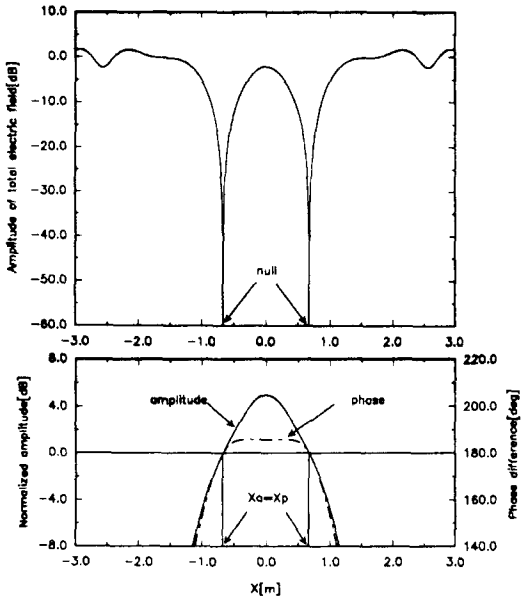
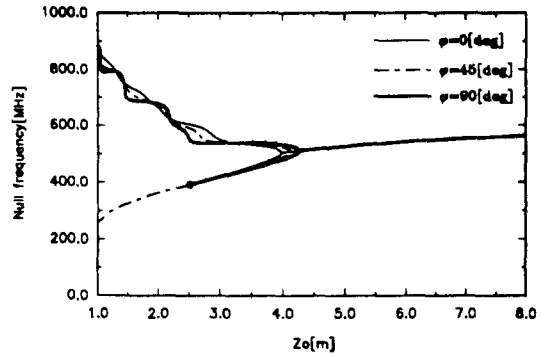


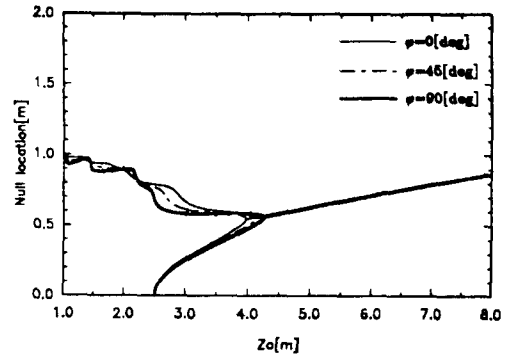
그림 7. $z_0 = 3m$, $\phi = 0^\circ$, $f = 549.604$ MHz 일 때, 총전계 E_x 의 크기패턴(윗 그림)과 입사파로 정규화된 산란파의 크기 및 위상 패턴(아래 그림)

Fig. 7. Amplitude pattern of the total electric field E_x (top) and amplitude and phase patterns of the scattered field normalized by the incident field (bottom) for $z_0 = 3m$, $\phi = 0^\circ$, and at $f = 549.604$ MHz.

총전계 null의 ϕ 의존성을 알기 위해 $\phi = 0^\circ, 45^\circ, 90^\circ$ 평면에서 두번째 모드의 null 주파수 및 위치를 계산했다(그림 8). ϕ 가 0° 에서 90° 로 증가하는 경우, 측정거리가 증가하면 낮은 주파수 제적의 null 주파수는 항상 감소하나, 높은 주파수 제적의 null 주파수는 증가하는 영역과 반대로 감소하는 영역이 번갈아 나타나며, 두 영역의 경계(제적 교점)에서 null 주파수는 ϕ 의 영향을 받지 않는다(그림 8(a)). 그리고 ϕ 가 0° 에서 90° 로 증가하면 null 발생 최대거리가 증가하나, single dip과 강한 double dip 주파수는 ϕ 의 영향을 받지 않는다. 한편 $\phi = 0^\circ$ 평면에서 높은 주파수 제적의 null 위치는 $z_0 = 1$ m에서 $\frac{z}{z_0} = 1$ 부근에서 발생하나, $z_0 = 4$ m에서는 감소하여 $\frac{z}{z_0} = 0.56$ 부근에서 발생한다(그림 8(b)).



(a)



(b)

그림 8. $\phi = 0^\circ, 45^\circ, 90^\circ$ 일 때, 총전계 E_x 두번째 모드의 측정거리에 대한 null 주파수 및 위치; (a) null 주파수, (b) null 위치

Fig. 8. Null frequency and location versus distance for second mode of the total electric field E_x for $\phi = 0^\circ, 45^\circ$, and 90° ; (a) null frequency and (b) null location.

낮은 주파수 제적에서는 약 $z_0 = 2.5$ m에서 single null이 원점 $\frac{z}{z_0} = 0$ 에서 발생하고, z_0 가 증가하면 null 위치는 증가하다 $z_0 = 4$ m, $\frac{z}{z_0} = 0.56$ 부근에서 높은 주파수 제적과 만난다. $z_0 > 4$ m 영역에서 발생하는 강한 double dip 위치는 측정거리가 증가하면 거의 선형적으로 증가한다. Null 위치의 ϕ 의존성은 null 주파수의 의존성과 같다.

2. Crosspolarized 총전계의 null 특성

산란파만으로 구성되는 crosspolarized 총전계 E_x ,

와 E_z 가 영이 되기 위해서는 각 산란파의 실수부와 허수부 크기가 동시에 영이 되어야 한다. 따라서 E_y 와 E_z null은 (33), (34)로부터 각각

$$B(r, \theta, k) = 0, \quad (39)$$

$$C(r, \theta, k) = 0 \quad (40)$$

을 만족하는 특정한 위치 r , $\theta(\rho)$ 와 주파수 k 에서 발생한다.

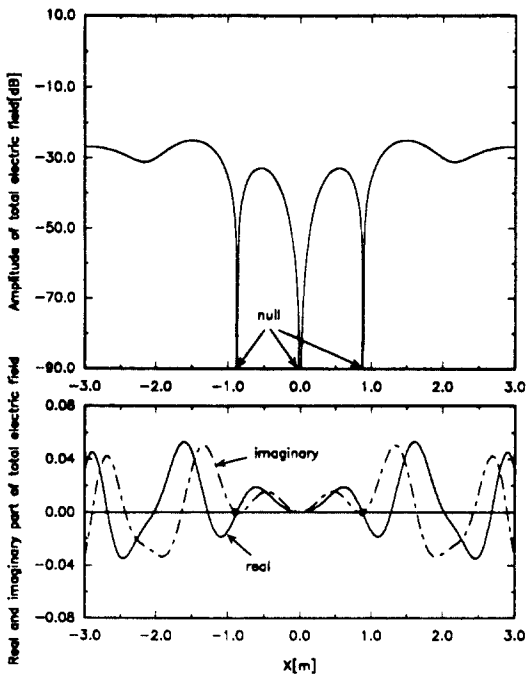
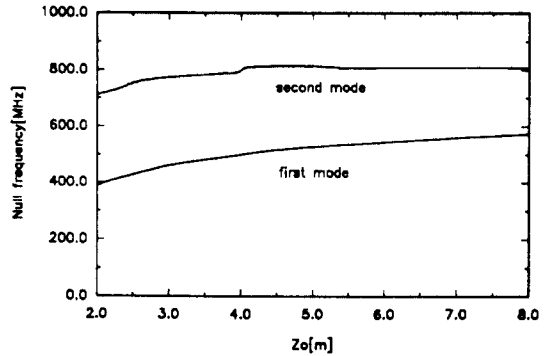


그림 9. $z_0 = 3m$, $\phi = 45^\circ$, $f = 460.5263$ MHz 일 때, crosspolarized 총전계 E_y 의 크기패턴(윗 그림)과 실수부 및 허수부패턴(아래 그림).

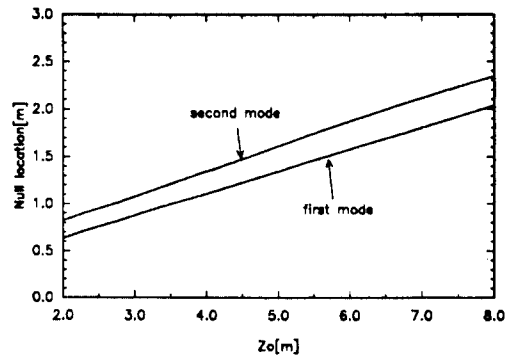
Fig. 9. Amplitude pattern of the cross-polarized total electric field E_y (top) and real and imaginary part patterns (bottom) for $z_0 = 3m$, $\phi = 45^\circ$, and at $f = 460.5263$ MHz.

그리고 이 조건을 만족하면 E_y 와 E_z 는 모든 ϕ 값에서 영이 되므로, 측정면에는 측정면 원점에 중심을 둔 원형 null 패턴이 나타나게 된다(그림 3, 4). Crosspolarized 총전계는 산란파만으로 구성되어 입사파와 무관하므로 null은 순 및 역방향, 근거리 및 원

거리영역에서도 발생할 수 있으며, 공동으로부터 측정 거리가 멀어지면 산란파 크기가 공간손실때문에 감소하므로 수신된 총전계 크기가 감소하여 측정이 힘들어진다.



(a)



(b)

그림 10. $\phi = 45^\circ$ 일 때, 총전계 E_y 의 측정거리 에 대한 null 주파수 및 위치: (a) null 주파수, (b) null 위치.

Fig. 10. Null frequency and location versus distance of the total electric field E_y for $\phi = 45^\circ$: (a) null frequency and (b) null location.

Crosspolarized 총전계 E_y 는 (33)으로부터 ϕ 에 대해 $\sin 2\phi$ 의존성이 있어 E 평면과 H 평면에서 항상 null이 발생하므로, $\phi = 45^\circ$ 평면에서 전계를 계산했다. $z_0=3$ m에서 E_y null은 주파수가 460.5263 MHz일 때 실수부와 허수부 크기가 동시에 영이 되는 $\rho = 0$ m, 0.880 m에서 발생하는데, $\rho = 0$ m에

있는 null은 산란체의 대칭성에 의해 발생하는 것이다 (그림 9). $z_0 = 3$ m에서 측정된 총전계 E_y 패턴에는 측정면 원점으로부터 $\rho = 0.880$ m에 원형 null 패턴이 나타난다(그림 3). 총전계 평균크기 수준은 입사파에 비해 약 30 dB 작으며, 측정거리가 증가하면 산란파 공간손실 때문에 감소한다. 순방향에서 null 주파수 및 위치를 계산하면, 측정거리가 증가함에 따라 null 주파수 및 위치는 증가하고 두번째 모드의 것이 첫째 모드의 것보다 큼을 알 수 있다(그림 10).

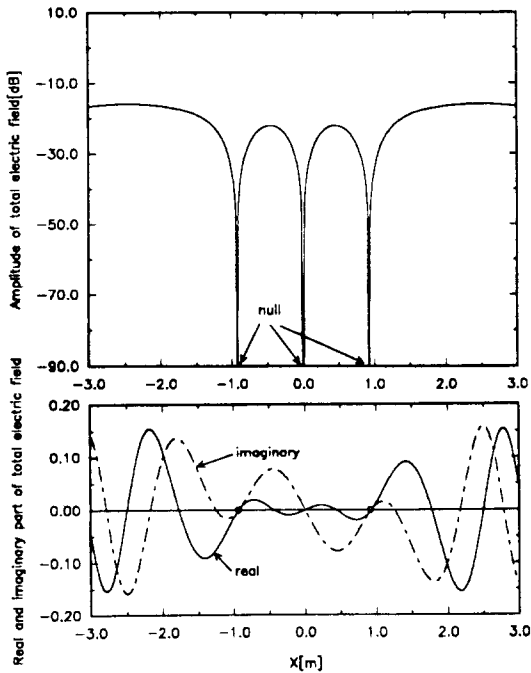
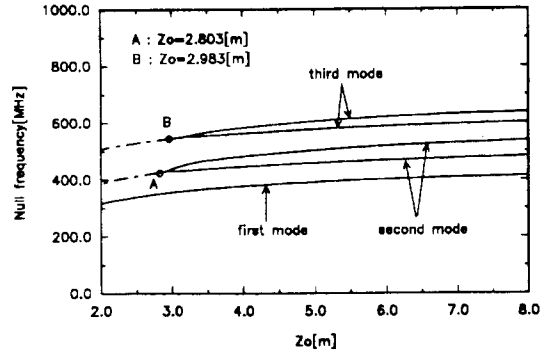


그림 11. $z_0 = 3$ m, $\phi = 0^\circ$, $f = 356.767$ MHz 일 때, crosspolarized 총전계 E_z 의 크기패턴(윗 그림)과 실수부 및 허수부 패턴(아래 그림).

Fig. 11. Amplitude pattern of the crosspolarized total electric field E_z (top) and real and imaginary part patterns (bottom) for $z_0 = 3$ m, $\phi = 0^\circ$, and at $f = 356.767$ MHz.

총전계 E_z 는 (34)로부터 ϕ 에 대해 $\cos \phi$ 의존성이 있어 H 평면에 null이 항상 발생하므로, $\phi = 0^\circ$ 평면에서 전계를 계산했다. $z_0 = 3$ m에서 E_z null은 주파수가 356.767 MHz일 때 실수부와 허수부 크기가 동시에 영이 되는 $\rho = 0$ m, 0.928 m에서 발생하는

데, $\rho = 0$ m에 있는 null은 산란체의 대칭성에 의해 발생하는 것이다(그림 11). $z_0 = 3$ m에서 측정된 총전계 E_z 패턴에는 측정면 원점으로부터 $\rho = 0.928$ m에 원형 null 패턴이 나타난다(그림 4). 순방향에서 측정거리가 증가하면, null 주파수 및 위치계측에는 E_y 에서 나타나지 않던 궤적 생성 및 분리가 나타난다



(a)

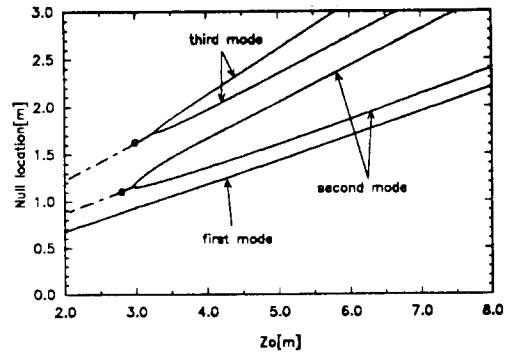


그림 12. $\phi = 0^\circ$ 일 때, 총전계 E_z 의 측정거리에 대한 null 주파수 및 위치: (a) null 주파수, (b) null 위치.

Fig. 12. Null frequency and location versus distance of the total electric field E_z for $\phi = 0^\circ$: (a) null frequency and (b) null location.

(그림 12). 주파수가 가장 낮은 첫번째 모드는 측정거리에 관계없이 항상 double null이 발생하고, 궤적 분리가 일어나지 않는다. 그러나 두번째 모드는 $z_0 < 2.803$ m 영역에서 double dip이 발생하고 $z_0 > 2.803$ m 영역에서 double null이 발생하는데, $z_0 > 2.95$ m 영역에서는 궤적 분리가 일어나 두 주파수에서 double

null이 발생한다. 세번째 모드는 $z_0 = 2.983$ m일 때 double dip이 double null이 되고, $z_0 > 3.30$ m영역에서는 궤적 분리가 일어나 두 주파수에서 double null이 발생한다.

IV. 결론

균일 유전체 매질내에 있는 구형공동 탐지에 효과적으로 이용될 수 있는 copolarized 및 crosspolarized 총전계 회절패턴에 나타나는 double null을 순방향 근거리영역에서 해석했다. 입사파 파장이 공동 반지름의 반과 비슷할 때, copolarized 총전계의 두번째 모드 double null은 공동에 가까운 영역에서 발생하고, double dip은 근거리영역에서 발생한다. 높은 주파수 궤적의 null 사이 거리가 공동 크기에 1/2-1배 범위 내에 있으므로, 순방향 근거리영역에서 null 사이 거리만 측정한다면 구형공동의 크기를 예측할 수 있다. 그리고 구형공동의 중심에 대한 기하학적인 대칭성에 의해 입사파 진행방향에 대해 수직인 측정면에서 copolarized 총전계 크기패턴에는 주기가 180°인 산란전계 패턴이 나타나며, crosspolarized 총전계 크기패턴에는 E 평면과 H 평면에서 null이 발생하므로 이들 null 패턴으로부터 공동의 중심을 찾을 수 있다.

참 고 문 헌

- [1] H. J. Scudder, "Introduction to computer aided tomography". Proc. Ieee. Vol. 66, pp. 628-637, 1978.
- [2] K. A. Dines and R. J. Lytle, "Computerized geophysical tomography". Proc. IEEE, Vol. 67, pp. 471-480, 1979.
- [3] M. Slaney, A.C. Kak, and L. E. Larsen, "Limitations of imaging with first-order diffraction tomography". IEEE Trans. Microwave Theory Tech., Vol. MTT-32, pp. 860-874, 1984.
- [4] S. G. Kim, K. W. Suh, and J. W. Ra, "Improved born inversion for frequency-Swept microwave Imaging of dielectric cylinder". Microwave Opt. Technol. Lett., Vol. 5, No. 7, pp. 340-343, 1992.
- [5] J. M. Lee, S.Y. Kim, and J. W. Ra, "A spectral inversion technique for reconstruction of complex permittivity profiles". Electron Lett., Vol. 24, pp. 556-558, 1988.
- [6] K. S. Lee and J. W. Ra, "Angular spectral inversion for reconstruction of complex permittivity profiles". Microwave Opt. Technol. Lett., Vol. 5, No. 8, pp. 359-361, 1992.
- [7] N. Joachmowitz, C. Pichot, and J. P. Hugonin, "Inverse scattering : an iterative Numerical method for electromagnetic imaging". IEEE Trans. Antennas Propagat., Vol. AP-39, pp. 1742-1752, 1991.
- [8] C. S. Park, S. K. Park, and J. W. Ra, "Microwave imaging in angular spectral domain based in the improved Newton's procedure". Microwave Opt. Technol. Lett., Vol. 7, No. 1, pp. 29-31, 1994.
- [9] R. J. Lytle, E. F. Laine, D. L. Lager, and D. T. Davis, "Cross-borehole electromagnetic probing to locate high-contrast anomalies". Geophysics, Vol. 44, pp. 1667-1676, 1979.
- [10] T. K. Lee, S. O. Park, J. W. Ra, and S. Y. Kim, "Near-field diffraction pattern by an underground void of Circular Cylinder". Microwave Opt. Technol. Lett., Vol. 2, No. 5, pp. 179-183, 1989.
- [11] J. S. Kang and J. W. Ra, "Near field scattered by an air sphere embedded in a dielectric medium". Proc. Int'l Symp. on Antennas and Propagat.(ISAP), Sapporo, Japan, pp. 61-64, Sep., 1992.
- [12] J. A. Stratton, Electromagnetic Theory, McGraw-Hill, New York, 1941.

 저 자 소 개



康辰燮(正會員)

1963년 12월 30일생. 1987년 2월 한양대학교 전자공학과 공학사, 1989년 8월 한국과학기술원 전기 및 전자공학과 공학석사, 1994년 2월 한국과학기술원 전기 및 전자공학과 공학박사, 1994년 2월 - 현재 한국과학기술원 전기 및 전자공학과 위촉연구원(Post-doc.), 주관심분야는 전자파 산란 및 수치해석과 안테나해석등임.

羅正雄(正會員) 제 28권 A편 제 2호 참조,

현재 한국과학기술원 전기 및 전자공학과 교수