

論文 96-33A-5-9

UTD 고차회절을 고려한 쌍곡면 반사판 안테나의 전자파 산란특성

(Electromagnetic scattering characteristics of a hyperbolic reflector antenna accounting for the UTD higher order diffraction)

崔在薰*, 李庚雨**, 李相高*

(Jaehoon Choi, Kyungwoo Lee, and Sangseol Lee)

요 약

쌍곡면 반사판 안테나의 원거리 산란파 패턴을 UTD를 이용하여 분석하였다. 이 논문의 주목적은 일차 회절 파들에 의해 생기는 음영 경계에서의 해의 연속성을 제공해 주는 고차 회절파를 구하는 것이다. 산란자계특성을 구하기 위해 기존 연구 결과에 추가된 산란 성분으로는 일차 회절, 회절-반사, 회절-반사-회절 성분이다. 연구의 결과를 일차 회절파만을 고려한 해 및 모멘트법을 이용한 해와 비교하였다. 본 논문의 접근 방식에 의하여 얻어진 해가 일차 회절파만을 고려한 해보다 많이 향상되었음을 살펴볼 수 있다. 또한 본 연구의 결과는 특히 일차 회절파들에 의해서 발생하는 음영경계 부근의 전이영역에서 모멘트법의 결과와 매우 잘 일치한다.

Abstract

The far-zone scattered field patterns of a hyperbolic reflector antenna are analyzed by using Uniform Geometrical Theory of Diffraction(UTD). The main objective of this paper is to obtain the higher order diffraction contributions which provide the continuity over the shadow boundaries of the first order solution. To obtain the scattered magnetic field characteristics, the scattered field components of the second-order diffraction, diffraction-reflection, diffraction-reflection-diffraction terms are added to the result of the previous research. The results of the present research are compared to those of the first order solution and the method of moments. One can observe the improvement of the current approach over the first order solution. Also, the results of the present method agree very well with those of the moment methods especially in the transition regions near the first order diffraction shadow boundaries.

I. 서 론

쌍곡면 반사판 안테나는 캐서그레인 안테나 시스템

과 같은 복반사판 안테나의 부 반사판으로 널리 사용된다. 쌍곡면 안테나에 대한 산란특성은 전류분포법을 이용하여 Rusch^[1]에 의해 연구되었으나, 그의 결과는 안테나의 가장자리에서 발생하는 회절파를 정확히 예측하지 못한 단점이 있다. 최근에 3차원 쌍곡면 안테나의 산란특성에 대한 선행 연구로서 쌍곡선 단면을 갖는 2차원 반사판의 산란특성 연구^[2]가 UTD^[3]이론을 이용하여 수행되었다. 그러나 그 연구 역시 일차원 회절만을 고려하여 안테나의 가장자리에서 발생하는 회절파에 의한 음영경계(shadow boundary)부근에서 해의 불연속 특성을 나타내고 있다. 쌍곡면 반사판

* 正會員, 漢陽大學校 電波工學科

(Dept. of Radio Science & Eng. Hanyang Univ.)

** 正會員, 漢陽大學校 電子通信工學科

(Dept. of Elec. Comm. Eng. Hanyang Univ.)

※ 이 논문은 한양대학교 산업과학연구소 '95 신입교수 연구비 지원에 의해 수령되었음.

接受日字: 1996年1月24日, 수정완료일: 1996年4月24日

과 유사한 구조물에서 고차 회절과가 이러한 해의 불연속성을 제거시켜 주는 예를 참고문헌^[4] 상에서 볼 수 있다. 따라서 본 논문에서는 2차원 쌍곡면 반사판에 의한 전자파 산란특성을 UTD를 이용한 고차 회절과까지 고려하여 구하고자 한다. 본 논문 2장에서는 쌍곡면의 기하학적 특징과 쌍곡면에 의하여 생성되는 음영경계의 위치 및 각 영역에서의 산란파 성분을 알아보고, 3장에서는 전체 산란파를 구성하고 있는 다양한 성분, 즉 반사파, 일차 회절과 및 고차 회절과의 표현식을 구한다. 또한 4장에서는 3장에서 구해진 산란 자체 표현식을 이용한 원거리 산란자계의 수치해석 결과 및 그에 대한 고찰이 이루어진다. 결론에서는 본 연구의 기여도 및 향후 수행되어야 할 연구 방향을 제시하고자 한다.

II. 쌍곡면 반사판의 기하학적 특징과 음영경계

1. 기하학적 특징

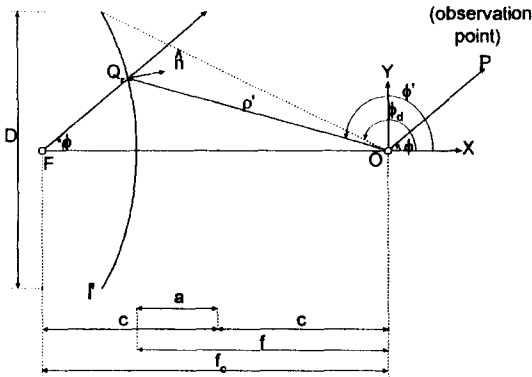


그림 1. 쌍곡면 반사판의 기하학적 구조
Fig. 1. Geometrical configuration of a hyperbolic reflector.

그림 1은 본 논문에서 해석하려는 쌍곡면 반사판의 기하학적 구조와 원점에 위치하는 자기 전류원을 도시한 것이다. 그림에서 ϕ 는 X-축과 관측점이 이루는 각이고, ϕ' 은 반사점과 X-축이 이루는 각, ρ 는 원점으로부터 관측점까지의 거리, f_c 는 원점으로부터 쌍곡면의 초점까지의 거리, f 는 원점으로부터 쌍곡면 중앙까지의 거리이다. 쌍곡면 반사판은 Z-축 방향으로 무한대까지 확장되어 있다. 그림 1의 쌍곡면 반사판을 원통

좌표계를 사용하여 수식적으로 표현하면

$$\rho' = \frac{-e\rho}{1 + e \cos \phi'}, \quad \phi_d \leq \phi' \leq 2\pi - \phi_d \quad (1)$$

이다. 식(1)에서

$$\begin{aligned} e &= \frac{c}{a}(e > 1) \\ \rho &= c \left(1 - \frac{1}{e^2}\right) \\ c &= \frac{f_c}{2} \\ a &= f - \frac{f_c}{2} \end{aligned}$$

로 주어진다. 또한 쌍곡면 반사판의 앞쪽 표면에서의 단위 법선 벡터는

$$\hat{n} = \frac{\hat{\rho}'(1 + e \cos \phi') - \hat{\phi}'(e \sin \phi')}{\sqrt{(1 + e \cos \phi')^2 + (e \sin \phi')^2}} \quad (2)$$

으로 정의된다^[5].

2. 음영경계에 의한 영역 구분

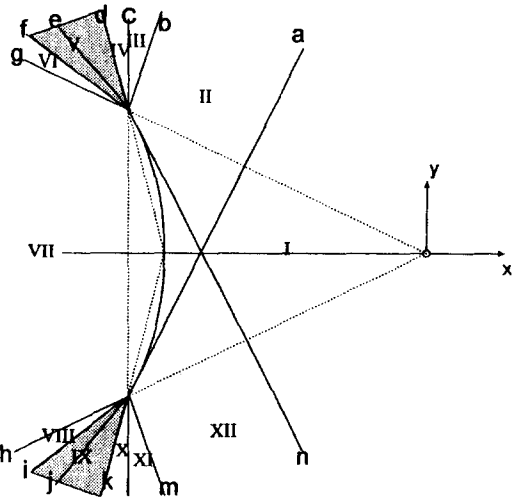


그림 2. 원점 O에 자기 전류원이 놓여 있는 경우의 음영경계
Fig. 2. Shadow boundaries when a magnetic current source is located at the origin O.

그림 2는 원점에 자기 전류원이 놓여 있는 경우에 쌍곡면 반사판에 의해서 형성되는 14개의 음영경계를 도시한 것이다. 모서리에 입사된 파는 입사파와 반사파의 불연속으로부터 자기 두개의 음영경계를 형성한다. 그림2에서 a는 아래 모서리의 회절과 경계, b는 직접 파의 윗모서리 반사파경계, c는 아래 모서리 회절과의

윗모서리 입사경계, d는 아래 모서리 회절-반사파 입사경계, e는 아래 모서리 회절-반사파 반사경계, f는 아래모서리 회절파의 윗모서리 반사경계, g와h는 직접파의 각모서리 입사경계, i는 윗모서리 회절-반사파 반사경계, j는 윗모서리 회절-반사파의 아래모서리 반사경계, k는 윗모서리 회절-반사파의 아래모서리 입사경계, l은 윗모서리 회절파의 아래모서리 입사경계, m은 직접파의 아래모서리 반사경계, n은 아래 모서리 회절파 경계를 각각 나타낸다. 각각의 경계에 따라 나누어지는 열두개의 영역에서는 각기 다른 (전)자계 성분들이 존재하게 된다. 인접한 경계 사이에서 하나의 영역이 형성되는데, 영역 V와 영역 IX는 세개의 경계로 부터 하나의 영역이 형성된다. 이는 각영역의 산란자계 구성성분을 조사해 보면 쉽게 알 수 있다. 각 영역에서 산란 자계를 구성하는 성분들을 표 1에 나타내었다.

표 1. 각 영역에서의 자계 구성 성분
Table 1. Magnetic field component in the individual areas.

영역 구분	산란 자계 성분 (H^s)	전체 자계 성분
I 영역	$H^i + H_1^d + H_2^d + H_{12}^d + H_{21}^d + H_{1R2}^d + H_{2R1}^d$	$H^i + H^s$
II 영역	$H^i + H_1^d + H_{21}^d + H_{2R1}^d$	$H^i + H^s$
III 영역	$H_1^d + H_{21}^d + H_{2R1}^d$	$H^i + H^s$
IV 영역	$H_1^d + H_2^d + H_{12}^d + H_{21}^d + H_{1R2}^d + H_{2R1}^d$	$H^i + H^s$
V 영역	$H_1^d + H_2^d + H_{12}^d + H_{21}^d + H_{1R2}^d + H_{2R1}^d + H_{2R}$	$H^i + H^s$
VI 영역	$H_1^d + H_2^d + H_{12}^d + H_{21}^d + H_{1R2}^d + H_{2R1}^d$	$H^i + H^s$
VII 영역	$H_1^d + H_2^d + H_{12}^d + H_{21}^d + H_{1R2}^d + H_{2R1}^d$	H^s
VIII 영역	$H_1^d + H_2^d + H_{12}^d + H_{21}^d + H_{1R2}^d + H_{2R1}^d$	$H^i - H^s$
IX 영역	$H_1^d + H_2^d + H_{12}^d + H_{21}^d + H_{1R2}^d + H_{2R1}^d + H_{1R}$	$H^i + H^s$
X 영역	$H_1^d + H_2^d + H_{12}^d + H_{21}^d + H_{1R2}^d + H_{2R1}^d$	$H^i + H^s$
XI 영역	$H_2^d + H_{12}^d + H_{1R2}^d$	$H^i + H^s$
XII 영역	$H^i + H_2^d + H_{12}^d + H_{1R2}^d$	$H^i + H^s$

표 1에서 H^i 는 전류원으로부터 직접 복사되는 자계를, H^s 는 산란자계를, H^r 은 쌍곡면에 의한 일차 반사파를, H_1^d , H_2^d 는 각각 윗모서리와 아래 모서리에서의 일차 회절파를, H_{12}^d 는 윗모서리에서 회절이 일어난 후

아래 모서리에서 다시 회절이 일어나는 이차 회절파를, H_{21}^d 는 아래 모서리 회절이 일어난 후 윗모서리에서 다시 회절이 일어나는 이차 회절파를 나타낸다. H_{1R} , H_{2R} 은 각각 윗모서리와 아래 모서리에서 회절된 후 반사판 뒷면에서 반사되는 산란파 성분을 표시한다. 또한 H_{1R2}^d 는 윗모서리 회절 후 반사판의 뒷면에서 반사되고 다시 아래 모서리에서 회절되는 산란파 성분을 표시하며 H_{2R1}^d 는 아래 모서리 회절되어 반사판 뒷면에서 반사된 후 윗모서리에서 회절되는 산란파 성분을 표시한다.

III. UTD를이용한 산란파의 해석

파장에 비해서 상당히 큰 복사인자 또는 산란체의 전자파 복사특성은 고주파 근사해를 이용해서 해석이 가능하다. 그러한 고주파 해석법 중의 하나인 기하학적 회절이론 (Geometrical Theory of Diffraction : GTD)은 Keller^[6]에 의해 제안되었으며, Keller 해의 문제점인 음영경계에서의 해의 불연속을 보정한 이론이 Pathak 등에 의해 제안된 UTD^[3]이다. 본 장에서는 UTD이론을 쌍곡면 반사판에 적용하여, 고차 회절파를 포함시킨 산란특성을 해석하고자 한다. 쌍곡면 반사판에 의한 해는 기하광학 (Geometrical Optics : GO) 해인 반사파와 모서리에 의해 발생하는 회절파 성분의 합으로 나타내어진다. 회절파의 경로는 일반화된 Fermat의 원리^[7,8]에 의해 결정되며, 기하광학 해의 음영경계(입사경계 : incident shadow boundary)와 반사경계 : reflection shadow boundary)에서의 불연속점으로부터 유추해 낼 수 있다.

1. 일차 산란파 성분

1) 반사파

원점 O에 있는 선형전류원에 의한 자계는 다음 식으로 표현된다.

$$H_z^i = C \frac{e^{-jk\rho}}{\sqrt{\rho}} \quad (3)$$

여기서 ρ 는 전류원으로부터 관측점까지의 거리이며 C는 임의의 상수이다. 반사점(Q_r)에서의 자계는

$$H_z^i(Q_r) = C \frac{e^{-jk\rho_0}}{\sqrt{\rho_0}} \quad (4)$$

이며 관측점에서의 반사파는

$$H^r = \begin{cases} H^i(Q_c) \frac{\sqrt{\rho_c}}{\sqrt{\rho_r + \rho_c}} e^{-jk\rho_r}, & \text{for } |\phi| < \phi_c \\ 0, & \text{otherwise} \end{cases} \quad (5)$$

이다. 식(4), (5)에서

$$\rho_0 = \frac{-ep}{1 + e \cos \phi_0} \quad (6-a)$$

$$\phi_0 = 180 + \sin^{-1} \left\{ \frac{f_c \tan \phi}{e \sqrt{p^2 + (p-f_c)^2 \tan^2 \phi}} \right\} - \tan^{-1} \frac{(f_c - p) \tan \phi}{p} \quad (6-b)$$

$$\rho_r = \rho - \rho_0 \cos(\phi_0 - \phi) \quad (6-b)$$

$$\frac{1}{\rho_c} = \frac{1}{\rho_0} + \frac{2}{R_c \cos \theta'} \quad (6-c)$$

여기서 ρ_c 는 반사파에 대한 caustic 거리이며 R_c 는 반사점에서의 곡률반경이며, θ' 는 법선단위벡터 \hat{n} 과 반사점 Q_c 에서의 입사파 H^i 가 이루는 입사각을 나타낸다. 곡률반경 R_c 는 다음과 같이 정의된다.

$$R_c = \frac{\left[\rho^2 + \left(\frac{\partial \rho}{\partial \phi} \right)^2 \right]^{3/2}}{\left| \rho^2 + 2 \left(\frac{\partial \rho}{\partial \phi} \right)^2 - \rho \left(\frac{\partial^2 \rho}{\partial \phi^2} \right) \right|} \quad (7)$$

입사각 θ' 는 Snell의 법칙에 의해 결정된다.

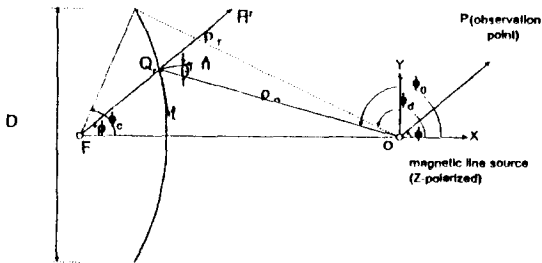


그림 3. 일차 반사파의 전파 경로
Fig. 3. Propagation path of the first order reflected field.

2) 일차 회절파

회절파는 다음과 같은 식으로 정의된다^[3,8].

$$H^d = H^i(Q_E) \{ D(L^i, \phi - \phi', n) + D(L^r, \phi + \phi', n) \} \frac{e^{-jk\rho}}{\sqrt{\rho}} \quad (8)$$

위식에서 $H^i(Q_E)$ 는 입사파의 회절점에서의 세기를 나타내며, $D(L^i, \phi - \phi', n)$ 는 입사 음영경계의 불연속성

에 관련된 회절계수이고, $D(L^r, \phi + \phi', n)$ 는 반사 음영경계의 불연속성에 관련된 회절계수로서 다음과 같이 주어진다.

$$D_n(L^i, L^r, \phi, \phi') = D(L^i, \phi - \phi', n=2) + D(L^r, \phi + \phi', n=2) = -\frac{e^{-j\pi/4}}{2\sqrt{2\pi k}} \left[\frac{F(kL^i 2 \cos^2 \frac{\phi - \phi'}{2})}{\cos \frac{\phi - \phi'}{2}} + \frac{F(kL^r 2 \cos^2 \frac{\phi + \phi'}{2})}{\cos \frac{\phi + \phi'}{2}} \right] \quad (9)$$

식(9)에서 포함하고 있는 천이 방정식 $F(x)$ 는 다음 식으로 정의된다.

$$F(x) = 2j\sqrt{x} e^{jx} \int_{\sqrt{x}}^{\infty} e^{-t^2} dt \quad (10)$$

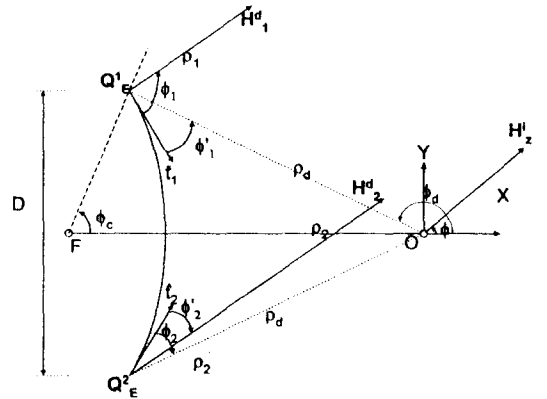


그림 4. 일차, 이차 회절파의 전파 경로
Fig. 4. Propagation path of the first and second order diffraction fields.

위 모서리(Q_E^i)으로부터 회절되는 파 H_1^d 는

$$H_1^d = \begin{cases} 0 & \frac{3\pi}{2} < \phi < \pi + \phi_d - \phi_1' \\ H^i(Q_E^i) D_n(L_1^i, L_1^r, \phi_1, \phi_1') \frac{e^{-jk\rho_1}}{\sqrt{\rho_1}} & \text{otherwise} \end{cases} \quad (11)$$

이다. 식(11)에서

$$H^i(Q_E^i) = C_0 \frac{e^{-jk\rho_1}}{\sqrt{\rho_d}} \quad (12-a)$$

$$D(L_1^i, L_1^r, \phi_1, \phi_1') = -\frac{e^{-j\pi/4}}{2\sqrt{2\pi k}} \left[\frac{F(kL_1^i 2 \cos^2 \frac{\phi_1 - \phi_1'}{2})}{\cos \frac{\phi_1 - \phi_1'}{2}} + \frac{F(kL_1^r 2 \cos^2 \frac{\phi_1 + \phi_1'}{2})}{\cos \frac{\phi_1 + \phi_1'}{2}} \right] \quad (12-b)$$

$$L_1^i = \frac{\rho_1 \rho_d}{\rho_1 + \rho_d} \approx \rho_d \quad (12-c)$$

$$L_1^r = \frac{\rho_1 \rho_{c1}}{\rho_1 + \rho_{c1}} \simeq \rho_{c1} \quad (12-d)$$

$$\phi_1 = \pi - \phi_d + \phi + \phi_1' \quad (12-e)$$

$$\phi_1' = \tan^{-1} \frac{-(1 + e \cos \phi_d)}{e \sin \phi_d} \quad (12-f)$$

$$\rho_1 = \begin{cases} \rho & \text{for the amplitude term} \\ \rho - \rho_d \cos(\phi_d - \phi) & \text{for the phase term} \end{cases} \quad (12-g)$$

이며 ρ_{c1} 은 (6-d)식에 의한 Q_E^1 에서의 caustic 거리이다.

엣지2(Q_E^2)에서의 일차 회절파 H_2^d 는 H_1^d 와 마찬가지로 다음과 같이 주어진다.

$$H_2^d = \begin{cases} 0 & \pi - \phi_d + \phi_2' < \phi < \frac{\pi}{2} \\ H^i(Q_E^2) D_n(L_2^i, L_2^r, \phi_2, \phi_2') \frac{e^{-jk_0 r}}{\sqrt{\rho_2}} & \text{otherwise} \end{cases} \quad (13)$$

여기서

$$L_2^i = \frac{\rho_2 \rho_d}{\rho_2 + \rho_d} \simeq \rho_d \quad (14-a)$$

$$L_2^r = \frac{\rho_2 \rho_{c2}}{\rho_2 + \rho_{c2}} \simeq \rho_{c2} \quad (14-b)$$

$$\phi_2 = \begin{cases} \pi - \phi_d + \phi + \phi_2' & \text{for } 0 \leq \phi \leq \frac{\pi}{2} \\ 3\pi - \phi_d + \phi + \phi_2' & \text{for } \frac{\pi}{2} \leq \phi \leq \pi \end{cases} \quad (14-c)$$

$$\phi_2' = -\tan^{-1} \frac{(1 + e \cos \phi_d)}{e \sin \phi_d} \quad (14-d)$$

$$\rho_2 = \begin{cases} \rho & \text{for the amplitude term} \\ \rho - \rho_d \cos(\phi_d + \phi) & \text{for the phase term} \end{cases} \quad (14-e)$$

이다.

2. 이차 회절파 성분

위 모서리에서 일차 회절하여 아래 모서리에서 이차 회절 된파 H_{12}^d 는

$$H_{12}^d = \begin{cases} 0 & \pi - \phi_d + \phi_2' < \phi < \frac{\pi}{2} \\ H^i(Q_E^2) D_n(L_2^i, L_2^r, \phi_{12}, \phi_{12}') \frac{e^{-jk_0 r}}{\sqrt{\rho_2}} & \text{otherwise.} \end{cases} \quad (15)$$

여기서 입사파 $H^i(Q_E^2)$ 는 위 모서리에서 아래모서리의 방향으로 회절되는 일차 회절파로 식(11)에서

$\rho_1 = D, \phi = \frac{3\pi}{2}$ 인 경우이므로

$$H^i(Q_E^2) = H_1^d |_{\rho_1 = D, \phi = \frac{3\pi}{2}} \quad (16-a)$$

이고

$$L_2^i = \frac{\rho_2 D}{\rho_2 + D} \simeq D \quad (16-b)$$

$$L_2^r = \frac{\rho_2 \rho_{c2}}{\rho_2 + \rho_{c2}} \simeq \rho_{c2} \quad (16-c)$$

$$\phi_{12} = \phi_2 \quad (16-d)$$

$$\phi_{12}' = \frac{5\pi}{2} - \phi_d + \phi_2' \quad (16-e)$$

이며 (16-c)식에서 ρ_{c2} 는 (6-d)식과 (7)식을 이용하여 구한다.

아래 모서리에서 일차 회절하여 위 모서리에서 이차 회절된 파 H_{21}^d 는 다음과 같다.

$$H_{21}^d = \begin{cases} 0 & \frac{3\pi}{2} < \phi < \pi + \phi_d - \phi_1' \\ H^i(Q_E^2) D_n(L_1^i, L_1^r, \phi_{21}, \phi_{21}') \frac{e^{-jk_0 r}}{\sqrt{\rho_1}} & \text{otherwise} \end{cases} \quad (17)$$

식(17)에서 입사파는 식(13)으로부터

$$H^i(Q_E^2) = H_1^d |_{\rho_2 = D, \phi = \frac{\pi}{2}} \quad (18-a)$$

으로 주어지며

$$L_1^i = \frac{\rho_1 D}{\rho_1 + D} \quad (18-b)$$

$$L_1^r = \frac{\rho_{c1} \rho_1}{\rho_{c1} + \rho_1} \quad (18-c)$$

$$\phi_{21} = \phi_1 \quad (18-d)$$

$$\phi_{21}' = \frac{5\pi}{2} + \phi_1' - \phi_d \quad (18-f)$$

이다.

3. 고차 산란파 성분

1) 회절-반사파

반사판의 양모서리에서 회절된 후 다시 반사판의 뒷면을 맞고 반사하여 관찰점에 도달하는 파를 그림5에 나타내었다. 그림에서 ρ_r 는 아래 모서리에서 반사점까지의 거리이며 ρ_v 는 반사점에서 관찰점까지의 거리이다. ϕ_x 는 아래 모서리에서 회절된 후 반사판 중간을 맞고 반사된 파가 x축과 이루는 각이고 ϕ_y 는 위모서리에서 반사된 파가 x축과 이루는 각으로 위 모서리 회절-반사파의 음영경계를 나타낸다. \hat{n} 은 반사판의 뒷면 방향으로의 법선단위벡터이며

$$\hat{n} = -\frac{\hat{\rho}(1 + e \cos \phi_0) - \hat{\phi}(e \sin \phi_0)}{\sqrt{(1 + e \cos \phi_0)^2 + (e \sin \phi_0)^2}} \quad (19)$$

으로 주어진다.

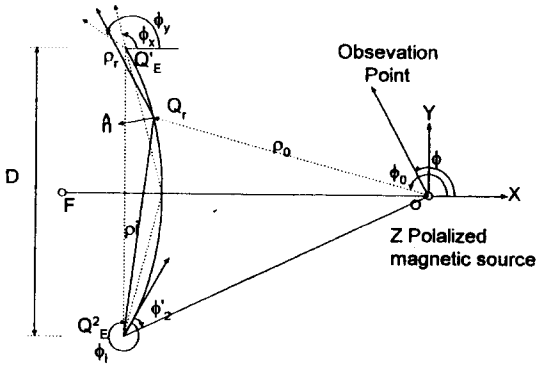


그림 5. 회절-반사파의 전파경로
Fig. 5. Propagation path of the diffracted-reflected field.

아래 모서리에서 회절한 후 반사점을 맞고 관찰점에 도달하는 파 H_{2R} 은 다음 식으로 나타내진다.

$$H_{2R} = \begin{cases} H^i(Q_r) \frac{\sqrt{\rho_{Rc}}}{\sqrt{\rho_i + \rho_{Rc}}} e^{-jk\rho}, & \phi_x < \phi < \phi_y \\ 0 & \text{otherwise} \end{cases} \quad (20)$$

여기서 $H^i(Q_r)$ 은 아래 모서리에서 회절하여 반사점 Q_r 에 입사한 파로서 식 (13)에 $\rho_2 = \rho_i$, $\phi = \phi_i$ 를 대입한 값으로

$$H^i(Q_r) = H_2^d |_{\rho_2 = \rho_i, \phi_2 = \phi_i} \quad (21-a)$$

$$\rho_r = \rho - \rho_0 \cos(\phi_0 - \phi) \quad (21-b)$$

마찬가지로 윗모서리에서 회절한 후 반사점을 맞고 관찰점에 도달하는 파 H_{1R} 은 다음 식으로 나타내진다.

$$H_{1R} = \begin{cases} H^i(Q_r) \frac{\sqrt{\rho_{Rc}}}{\sqrt{\rho_i + \rho_{Rc}}} e^{-jk\rho}, & 2\pi - \phi_x < \phi < 2\pi - \phi_y \\ 0 & \text{otherwise} \end{cases} \quad (22)$$

여기서 $H^i(Q_r)$ 은 윗모서리에서 회절하여 반사점 Q_r 에 입사한 파로서 식 (11)에 $\rho_1 = \rho_i$, $\phi_1 = \phi_i$ 를 대입한 값이다.

$$H^i(Q_r) = H_1^d |_{\rho_1 = \rho_i, \phi_1 = \phi_i} \quad (23)$$

식 (19),(20),(22)에서 ρ_{Rc} 는 caustic거리로서 식 (6-d)와 (7)식으로부터 구한다.

2) 회절-반사-회절파

양모서리에서 회절된 후 반사판의 중앙에서 반사되어 다른 모서리에서 회절하는 파를 그림6에 나타내었다.

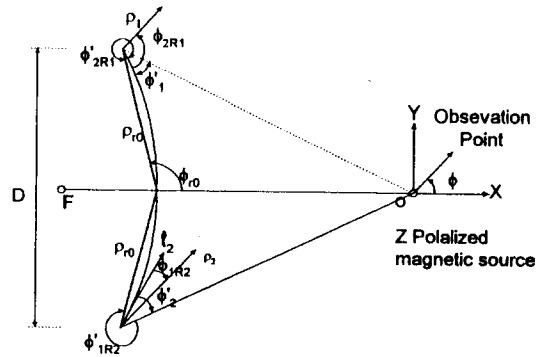


그림 6. 회절-반사-회절파의 전파경로
Fig. 6. Propagation path of diffracted-reflected-diffracted field.

아래 모서리에서 회절한 후 반사점 Q_{r0} 를 맞고 윗모서리에서 회절하는 파를 H_{2R1}^d 라 하면

$$H_{2R1}^d = \begin{cases} 0 & \frac{3\pi}{2} < \phi < \pi + \phi_d - \phi_1' \\ H^i(Q_E^1) D_h(L_1^i, L_1^r, \phi_{2R1}, \phi_{2R1}') \frac{e^{-jk\rho_1}}{\sqrt{\rho_1}} & \text{otherwise} \end{cases} \quad (24)$$

와 같다. 식(24)에서 입사파는 식(22)으로부터

$$H^i(Q_E^1) = H_{2R} |_{\rho_r = \rho_0, \phi = \phi_0} \quad (25-a)$$

이며

$$L_1^i = \frac{\rho_1 \rho_{r0}}{\rho_1 + \rho_{r0}} \approx \rho_{r0} \quad (25-b)$$

$$L_1^r = \frac{\rho_{2R1} \rho_1}{\rho_{2R1} + \rho_1} \approx \rho_{2R1} \quad (25-c)$$

$$\phi_{2R1} = \frac{\pi}{2} + \phi_{r0} - \phi \quad (25-d)$$

$$\phi_{2R1}' = 2\pi + \phi_{r0} - \phi_d + \phi_1' \quad (25-e)$$

이다.

윗모서리에서 회절한 후 반사점 Q_{r0} 를 맞고 아래 모서리 회절하는 파를 H_{1R2}^d 라 하면

$$H_{1R2}^d = \begin{cases} 0 & \pi - \phi_d + \phi_2' < \phi < \frac{\pi}{2} \\ H^i(Q_E^2) D_h(L_2^i, L_2^r, \phi_{1R2}, \phi_{1R2}') \frac{e^{-jk\rho_2}}{\sqrt{\rho_2}} & \text{otherwise} \end{cases} \quad (26)$$

이다. 식(26)에서 입사파는

$$H^i(Q_E^2) = H^i(Q_E^1) \quad (27-a)$$

이며

$$L_2' \approx \rho_{r0} \quad (27-b)$$

$$L_1' \approx \rho_{c1R2} \approx \rho_{c2R1} \quad (27-c)$$

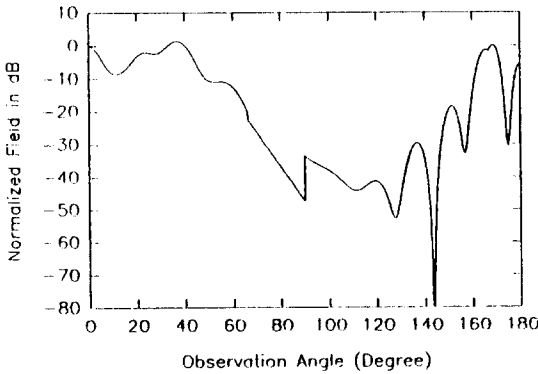
$$\phi_{1R2} = 3\pi + \phi_2' - \phi_d - \phi \quad (27-d)$$

$$\phi_{1R2}' = \phi_{2R1}' \quad (27-f)$$

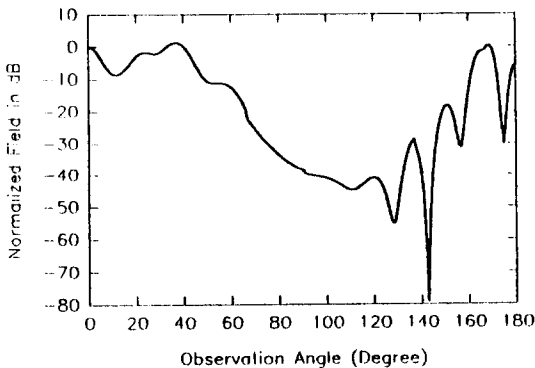
로 주어진다. 식 (25-c)와 (27-c)에서 ρ_{c2R1} 과 ρ_{c1R2} 는 caustic거리로서 식 (6-d)와 (7)식으로부터 구한다.

IV. 수치해석 및 결과 고찰

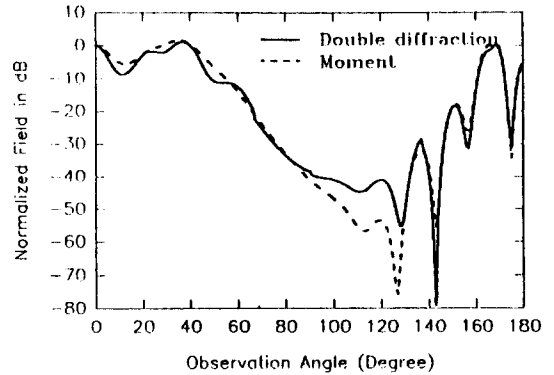
기존의 연구^[2]에서는 UTD에 의한 일차 회절파만을 고려함으로써 $\phi = 90^\circ$ 에서 해가 불연속이었다. 이는 두 번째 모서리에서 회절된 일차 회절파에 대한 음영 경계 (Shadow boundary) 때문이다. 이 장에서는 수치 해석을 통해서 고차 회절파를 포함시켰을 경우의 해가 전체 산란파의 특성에 미치는 영향을 고찰하고자 한다.



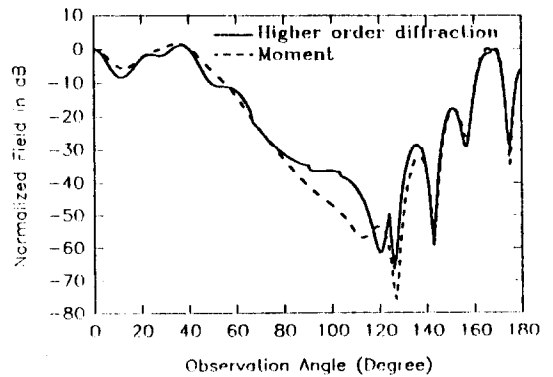
(a) 일차 회절파만을 고려한 쌍곡면 반사판의 산란자계 패턴



(b) 이차 회절파를 포함시킨 쌍곡면 반사판의 산란특성



(c) UTD 이차 회절파 해와 모멘트법의 비교



(d) UTD 고차 회절파를 포함시킨 해와 모멘트법의 비교

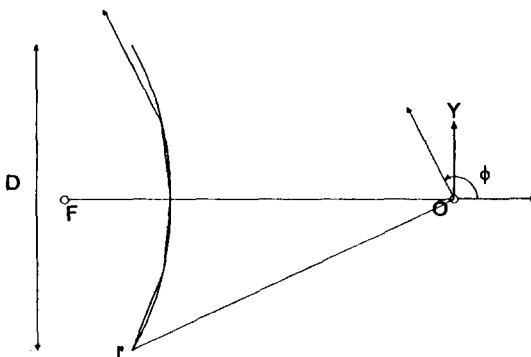
그림 7. 쌍곡면 반사판 안테나의 산란자계 패턴 ($\phi_d = 166.5^\circ$, $\phi_c = 60^\circ$, $f_c = 11.851\lambda$, $f = 9.98765\lambda$)

Fig. 7. Scattered magnetic field patterns of a hyperbolic reflector antenna.

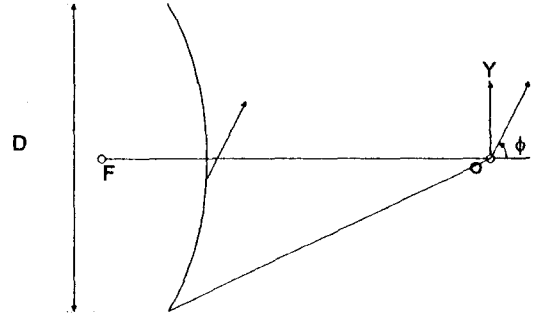
E-평면에서의 자계세기를 앞장에서 유도한 기하광학해(GO)와 UTD 일차 및 이차 회절파와 고차회절파해를 이용하여 계산하였다. 이 장에서 제시된 패턴은 원거리에서 자계의 세기를 등방성 전류원의 복사 패턴에 대해 정규화 시킨 값이다. 수치해석에 이용한 쌍곡면 반사판 안테나의 패러미터들은 $\phi_d = 166.5^\circ$, $\phi_c = 60^\circ$, $e = 1.5$, $f_c = 11.851\lambda$, $f = 9.8765\lambda$ 이며 반사판의 직경 $D = 5\lambda$ 이다. 산란패턴은 쌍곡반사판의 대칭성을 고려하여 $\phi = 0^\circ$ 에서 180° 까지만 도시하였다.

그림 7.(a)에는 일차 회절파만을 포함시킨 UTD해를 도시하였다. 그림에서 볼 수 있듯이 $\phi = 90^\circ$ 에서 해가 불연속 특성을 나타낸다. 이 불연속이 생기는 원인

은 쌍곡면반사판의 아래 모서리에서 일차 회절된 파가 윗 모서리에 의해 가려져 음영경계의 좌우에서 해가 달라지기 때문이다. 이를 해결하기 위해서는 아래 모서리에서 회절된 일차 회절파가 윗모서리를 조사함으로써 윗모서리에서 발생하는 이차 회절파를 포함 시켜야 한다. 앞장에서 유도된 UTD 이차 회절파를 포함시켰을 경우의 결과를 그림7.(b)에 제시하였다. 이 때의 해를 그림7.(a)와 비교하여 보면 불연속이 거의 사라짐을 알 수 있다. 또한 UTD 이차 회절파의 유효성 입증을 위해서 그림7.(c)에서 점선으로 표시된 모먼트법¹⁹⁾의 결과와 실선으로 표시된 이차 회절을 포함시킨 UTD 해를 비교하였다. 그림에서도 알 수 있듯이 전체적인 패턴의 형태가 모먼트법의 결과와 상당히 잘 일치하고 있다. 산란된 파에 대한 모먼트법과 UTD해를 비교할 때 특히 주의해야 할 점이 있는데, H^{tot} 은 전체 자계의 세기, H_{ud}^s 는 UTD산란자계, H_{mom}^s 은 모먼트법의 산란자계, 그리고 H^i 은 선형전류원에 의해 복사되는 입사자계라 하면, $\phi > 166.5^\circ$ 인 영역에서의 UTD해는 $H^{tot} = H_{ud}^s$ 인 반면에 모먼트법의 해는 $H^{tot} = H^i + H_{mom}^s$ 이다. 따라서 이 영역에서는 H_{ud}^s 와 $H^i + H_{mom}^s$ 를 비교하여야 한다. 그러나 $90^\circ < \phi < 130^\circ$ 영역에서는 모먼트법과 UTD해의 결과의 차이가 10dB 이상 나는 것을 볼 수 있다. 이러한 낮은 신호 레벨에서의 정확한 해를 얻기 위해서는 고차 산란파 성분들을 추가하여야 한다. 앞장에서 유도한 모서리에서 일차 회절된 파가 반사판의 후면에 의해서 반사되어 관측점으로 도달하는 파(회절-반사파)와 모서리에서 회절된 후 반사판의 후면에서 반사되고 다시 모서리에서 회절되는 고차파를 추가했을 때의 결과를 그림7.(d)에 도시하였다.



(a) 다중 경로 반사파의 반사 경로



(b) creeping wave의 회절 경로

그림 8. 추가적인 고차 산란파 성분의 예

Fig. 8. Examples of the additional higher order scattered field components.

일부 영역에서는 이차 회절파만을 고려하였을 때 보다 모먼트법과 잘 일치함을 알 수 있다. 그러나 아직도 비교적 큰 오차를 나타내는 부분이 일부 존재하는 데, 이러한 오차를 줄이기 위해서는 추가적인 고차 산란파 성분을 고려하여야 할 것이다. 이러한 고차 산란파 성분의 예^{10,11)}가 그림8.(a)와 8.(b)에 도해하였다. 고차 산란파 성분에 대한 해석은 쌍곡면 반사판의 정확한 산란특성의 해석을 위해 계속되어야 할 연구 분야이다.

V. 결론

본 논문의 2차원 쌍곡면반사판 안테나의 원거리 산란 특성 해석은 위성통신 기지국용으로 널리 사용되는 캐서그레인 안테나 시스템의 부분사판인 3차원 쌍곡면 반사판 안테나의 해석을 위한 선행 연구로서 수행되었다. 전자파의 산란특성 해석에는 다양한 방법들이 적용되고 있으나 반사판 안테나의 크기가 파장의 수배 내지 수십 배가되면 대표적인 저주파 해석 방법들인 모먼트법, 유한요소법, 유한 차분법들은 수치계산의 비효율성과 비현실성으로 인해 문제 해석에 적용하기가 어렵게 된다. 따라서 본 논문에서는 고주파 해석이론의 일종인 UTD를 이용해서 쌍곡 반사판 안테나에 의한 전자파의 산란특성을 해석하였다. 기존의 연구¹²⁾에서 해석하였던 일차 회절파만을 포함시킨 해의 단점인 음영경계에서의 불연속을 보완하기 위하여 이차 회절파와 일부 고차산란파 성분을 추가하였다. 앞장의 예에서 보았듯이 이차회절파와 일부 고차산란파를 포함시킴으로써 불연속 문제가 해결되었다. 그러나 앞장의 수치해

석 결과에서 나타났듯이 $90^\circ < \phi < 120^\circ$ 영역, 즉 신호 레벨이 낮은 곳에서는 본 논문의 해석 결과와 모먼트법의 결과가 일치하지 않는부분이 존재한다. UTD해와 모먼트법의 결과의 불일치는 쌍곡반사판의 모서리에서 일차 회절된 파들이 반사판 표면과의 상호작용으로 발생하는 고차 산란파의 부재에 기인한다. 이러한 고차 산란파의 해석은 계속 연구되어야 할 분야이다. 아울러 본 논문의 결과를 응용한 3차원 쌍곡면 반사판 안테나의 산란특성 해석도 추가되어야 할 것이다.

참 고 문 헌

[1] W.V.T Rusch, "Scattering From a Hyperboloidal Reflector in a Cassegrain Feed System," *IEEE Transaction on Antennas and Propagation*, Vol. AP-11, pp. 414~421, July 1963.

[2] J.H.Choi and H.J.Sung, "Electromagnetic Scattering From a Hyperbolic Reflector," *KITE Journal of Electronics Engineering*, Vol.3 NO.2, pp. 74~81, Nov. 1992.

[3] P.H. Pathak et al., "A Uniform GTD Analysis of the Diffraction of Electromagnetic Waves by a Smooth Convex Surface", *IEEE Transaction on Antennas and Propagation*, Vol. AP-28, No.5, pp. 631~642, Sept. 1982.

[4] C.A. Balanis, *Antenna Theory*, Harper & Row Publishing Inc.Co., New York, 1982.

[5] L.M. Kells, *Elementary Differential Equation*, McGraw Hill Book Co., New York, pp. 198~204, 1961.

[6] J.B. Keller, "Geometrical Theory of Diffraction," *Journal of Optical Society of America*, Vol.52 No.2, pp. 116~130, Feb. 1952.

[7] R.G. Kouyoumjian, "Geometrical Theory of Diffraction and Its Applications" in *Numerical and Asymptotic Techniques in Electromagnetics* (R.Mittra, ed.), Springer - Verlag, New York, 1975

[8] D.A. McNamara, C.W.I. Pistorius, J.A.G. Malherbe, *Introduction to the Uniform Geometrical Theory of Diffraction*, Artech House, Norwood, MA, 1990.

[9] R.F. Harrington, *Field Cmputation by Moment Methods*, R.E. Krieger Publishing Co., Malabar, Florida, 1982.

[10] J.H.Choi et al., "New Axial Back-scattering From Cone Sphere," *Radio Science*, Vol. 25 NO.4, pp. 427~434, July - Aug. 1990.

[11] J.H.Choi et al., "New Axial Back-scattering From Finite Cones", *IEEE Transaction on Antennas and Propagation*, Vol. 38., pp. 1264~1272, Aug. 1990.

저 자 소 개

崔 在 薰(正會員) 1992년 전자공학회 영문저널 Vol. 3, No. 2 參照.
현재 한양대학교 전파공학과 조 교수.



李 庚 雨(正會員) 1969년 4월 15일 생. 1991년 2월 한양대학교 전자통신과 졸업(학사). 1996년 6월 현재 한양대학교 전자통신공학과 석사과정. 주관심분야는 수치해석 및 전자파 산란

李 相 高(正會員) 第 31 卷 A編 11號 參照.
현재 한양대학교 전파공학과 교수