

불완전도체의 구조체의 모서리에서의 산란파 해석

김석훈*, 이찬섭**, 최재연***

요약

불완전도체의 구조체에서 양쪽 모서리에서의 산란파를 해석한다. 임의의 임피던스면과 불완전도체의 모서리는 임의의 각을 갖고, 모서리에서의 파의 회절, 표면파와 모서리에서의 회절파를 계산한다. 모서리에서의 이차, 삼차회절파는 수정된 Pauli-Clemmow에 의한 가파는 경사의 하강 경로를 적분경로로 하는 방법과 ESRM(extended spectral ray method)을 이용하여 근사적으로 계산된다. 또한 Volakis의 근사식을 이용하여 정확한 값을 얻기 어려운 Maliuzhinets 함수값을 계산하고, 유도된 수식을 이용하여 다양한 모서리각과 표면 임피던스에 대한 회절파를 계산하고 결과를 고찰한다.

Analysis of Scattering Wave at the edge of the imperfect conductor structure

Seok-Hun Kim*, Jae-Yeon Choi**

ABSTRACT

The analysis of the scattering wave fields by a two corner of imperfect conductor surfaces is computed. The arbitrary impedance surfaces, the corner angle are considered for the computation of the diffraction coefficients. the first, The diffraction coefficients for the first, second and third diffraction wave at the corner are derived. The approximation for the second-order and third-order diffracted fields has done using the extended spectral ray method and the modified Pauli-Clemmow method of the steepest descent. The Maliuzhinets function which is very difficult to obtain accurate value is approximated by the Volakis's asymptotic expression. Numerical computations are performed for the various corner angles and surface impedance values. Finally, computed results are examined and discussed.

Key Words : scattering wave, diffraction coefficients, extended spectral ray, imperfect conductor

* (주)파라곤베이스

** 혜천대학 물류유통정보과

*** 남서울대학교 정보통신공학과

· 제1저자(First Author) : 김석훈 · 교신저자(Correspondent Author) : 최재연

· 접수일(2009년 12월 3일), 수정일(1차 : 2010년 1월 1일), 게재확정일(2010년 1월 5일)

I. 서 론

주파수 자원의 포화와 고속, 대용량의 데이터 전송이 요구되면서 사용주파수 대역이 점차 고주파로 이동하게 되었다. 고주파 환경에서 산란체를 해석하거나 전파환경을 예측하고자 하는 경우 UTD(Uniform Geometrical Theory of Diffraction)는 유용한 툴이 되어왔다.

UTD를 적용하여 고주파 산란을 해석하는 경우 실제 해석대상체의 대부분이 다수개의 윗지를 갖기 때문에 이런 구조물에 대한 회절파의 해석은 중요한 의미를 갖는다. 특히 각각의 윗지들이 서로의 천이영역에 위치하여 있을 때는 표면파 회절을 고려한 윗지간 고차회절 성분이 중요한 영향을 미치게 된다. 또한 사용주파수가 높아지고 좀 더 정확한 전파 예측이 요구됨에 따라 산란체를 완전도체[1]로 가정하여 해석하는 것은 측정치와의 많은 오차 때문에 더 이상 타당하지 않게 된다. 이 경우에는 산란체를 임피던스 경계조건을 갖는 불완전도체[2],[3]로 해석해야 한다.

본 논문에서는 불완전도체이면서 두 개의 윗지를 갖는 구조에 대해 산란파를 제한한다. 불완전도체는 임의의 임피던스면을 가지며 두 개의 윗지도 임의의 각을 갖는다. 입사파는 수직으로 입사하는 TE, TM의 경우를 모두 고려한다. 표면파 효과를 고려하여 윗지-표면파-윗지산란의 2차회절파, 윗지-표면파-윗지-표면파-윗지산란의 3차회절파를 계산한다.

2차회절파와 3차회절파는 Rahmat-Samii와 Mittra[4]에 의해 도입된 STD(Spectral Theory of Diffraction)를 일반화한 ESRM(extended spectral ray method)[4],[5]을 이용하여 계산한다. STD에 의하면 어떤 횡드는 평면파의 합이나 적분으로 표현될 수 있다. 또한 엣지에서의 회절파의 적분은 무한개의 비균일(nonuniform)평면파의 합의 형태로 표현될 수 있음을 Tiberio. et al[5]가 밝혔다. 이를 이용하여 비균일 평면파의 각각을 독립적으로 처리하여 회절파를 계산한다.

II. 이론적 해석

그림1은 문제의 구조를 나타낸 것이다. 윗지 Q1, Q2의 바깥쪽 윗지각은 각각 $n\pi$, $m\pi$ 이고, Q1 윗지의 n면, O면, Q2 윗지의 n면은 각각 Z_1 , Z_2 , Z_3 의 표면 임피던스를 갖는다.

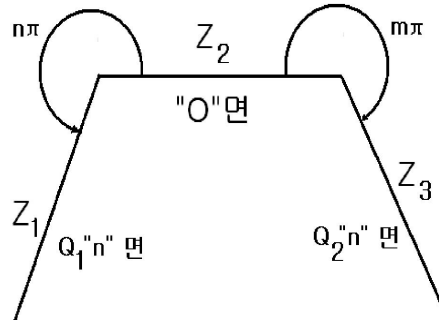


그림 1. 두 윗지를 갖는 불완전도체 구조
Fig. 1. the structure of imperfect conductor which has two wedges

임피던스 경계조건을 나타내기 위하여 다음을 정의한다.

$$\theta_{e,h}^{\pm} = \begin{cases} \sin^{-1}(\frac{1}{\eta^{\pm}}) & E-pol (TM case) \\ \sin^{-1}(\eta^{\pm}) & H-pol (TE case) \end{cases} \quad (1)$$

여기서, $\eta^{\pm} = \frac{Z^{\pm}}{Z_0}$ 이며 Z_0 는 자유공간의 임피던스이다.

\pm 는 각각 윗지의 중앙면(O면)과 바깥쪽면(n면)을 나타내며 첨자 e 는 입사파의 전계가 엣지와 평행함을 뜻하고 첨자 h 는 입사파의 자계가 엣지와 평행함을 뜻한다.

2.1 임피던스 웨지에 의한 일차회절파의 비균일 표현식

그림 2는 임피던스 엣지에 평면파가 수직으로 입사하는 것을 나타낸 것이다. 입사각과 회절각은 중앙 O 면에 대하여 측정된 각으로서 각각 ϕ_0 , ϕ 로 표시된다.

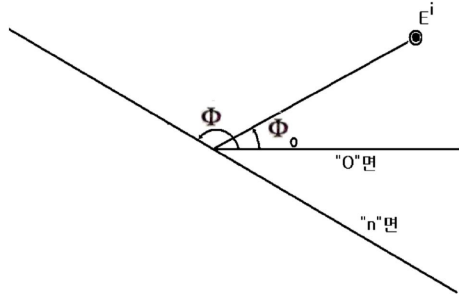


그림 2. 임피던스 웨지
Fig. 2. Impedance wedge

그림 2에서 입사파는

$$\begin{aligned} E_z^i &= e^{jk(x \cos \phi_0 + y \sin \phi_0)} \\ H_z^i &= e^{jk(x \cos \phi_0 + y \sin \phi_0)} \end{aligned} \quad (2)$$

이다.

이 경우에 회절파는 Maliuzhinets에 의하여 다음의 적분식으로 표현된다[6].

$$\begin{aligned} u_1^d(\phi, \phi_0) &= \frac{j}{2\pi n} \int_{s(0)} \sin \frac{\phi_0}{n} \Psi\left(\frac{n\pi}{2} - \phi_0\right) e^{-jk\rho \cos \alpha} \\ &\cdot \left\{ \frac{\Psi\left(\alpha + \pi + \frac{n\pi}{2} - \phi\right)}{\cos\left(\frac{\alpha + \pi - \phi}{n}\right) - \cos\left(\frac{\phi_0}{n}\right)} \right\} \end{aligned}$$

$$\left. - \frac{\Psi\left(\alpha - \pi + \frac{n\pi}{2} - \phi\right)}{\cos\left(\frac{\alpha - \pi - \phi}{n}\right) - \cos\left(\frac{\phi_0}{n}\right)} \right\} d\alpha \quad (3)$$

여기서, 적분경로 $s(0)$ 는 그림3에 보인 것과 같은 SDP(steepest descent path) 경로이다.

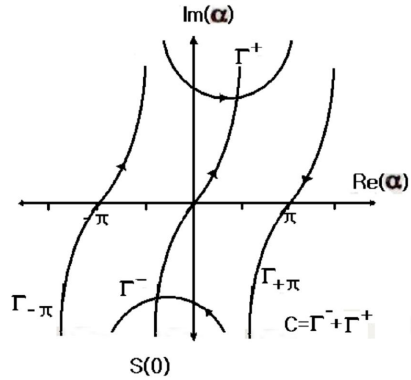


그림 3. 회절파의 적분을 위한 SDP
Fig. 3. SDP for integration of diffraction wave

Ψ 는 Maliuzhinets에 의해 다음과 같이 정의된 함수이다.

$$\Psi(\alpha) = \frac{\Psi_\phi(\alpha + \phi + \pi/2 - \theta^+) \Psi_\phi(\alpha - \phi - \pi/2 + \theta^-)}{\Psi_\phi(\alpha + \phi - \pi/2 + \theta^+) \Psi_\phi(\alpha - \phi + \pi/2 - \theta^-)} \quad (4)$$

이 식에서 $\Psi_\phi(z)$ 는 Maliuzhinets 함수이며 Volakis's의 근사식[7]을 이용하여 계산된다.

식(3)을 적분하기 위하여 다음의 식을 이용하여 적분식을 변형한다.

$$\begin{aligned} \Psi\left(\alpha + \frac{n\pi}{2} - \pi\right) &= C_\delta(\alpha, \theta^+, \theta^-, n) \Psi\left(\alpha + \frac{n\pi}{2} + \pi\right) \end{aligned} \quad (5)$$

여기서,

$$C_{\delta}(\alpha, \theta^+, \theta^-, n) = \frac{\sin(\frac{\alpha - \pi + \theta^+}{2n}) \sin(\frac{\alpha - \theta^+}{2n})}{\sin(\frac{\alpha + \pi - \theta^+}{2n}) \sin(\frac{\alpha + \theta^+}{2n})} \cdot \frac{\cos(\frac{\alpha - \pi + \theta^+}{2n}) \cos(\frac{\alpha - \theta^+}{2n})}{\cos(\frac{\alpha + \pi - \theta^+}{2n}) \cos(\frac{\alpha + \theta^+}{2n})} \quad (6)$$

이다.

식(5)를 식(3)에 대입하여 다음과 같이 비균일 일차 회절파 근사식을 얻을 수 있다.

$$u_1^d(\phi, \phi_0) \sim D^{NU}(\phi, \phi_0) = \frac{1}{2\pi n} \sqrt{\frac{2\pi}{k\rho}} e^{-jk\rho} e^{-j\pi/4} \sin \frac{\phi}{n} \frac{\Psi(-\phi + \frac{n\pi}{2} + \pi)}{\Psi(\frac{n\pi}{2} - \phi_0)} \cdot \left\{ \frac{1}{\cos(\frac{\pi + \phi_0}{n}) - \cos(\frac{\phi}{n})} - \frac{1}{\cos(\frac{\pi - \phi_0}{n}) - \cos(\frac{\phi}{n})} - \frac{\sin(\frac{\phi_0}{n}) C_{on}(-\phi)}{\cos(\frac{\pi + \phi}{n}) - \cos(\frac{\phi_0}{n})} \right\} d\alpha \quad (7)$$

여기서,

$$C_{on}(\alpha) = \frac{C_{\delta}(\alpha, \theta^+, \theta^-, n) - 1}{\sin(\frac{\alpha}{n})} \quad (8)$$

이고 $\Psi(z)$ 는 식(4)에서 정의된 함수이다.

2.2 임피던스 켈지에 의한 일차회절파의 균일 표현식

식(7)의 회절파 표현식에는 표면파 성분이 포함되지 않으므로 원거리에서만 타당한 결과를 준다. 표면파 성분을 포함하는 균일 표현식은 [8]의 방법으로 계산되며 다음과 같다.

$$u_1^d(\phi, \phi_0) \sim D^U(\phi, \phi_0) \frac{e^{-jk\rho}}{\sqrt{\rho}} = D^{NU}(\phi, \phi_0) - \frac{1}{2n\pi} \frac{\sin \frac{\phi_0}{n}}{\Psi(\Phi - \phi_0)} \sqrt{\frac{2\pi}{k}} e^{-j\pi/4} \frac{e^{-jk\rho}}{\sqrt{\rho}} \cdot \left\{ \sum_{p=1,2,4} A_p \frac{\left\{ 1 - F_{kp} \left[\pm (\sqrt{2k\rho} \cos \frac{\alpha_p}{2})^2 \right] \right\}}{\cos \frac{\alpha_p}{2}} - \sum_{p=1,3,5} B_p \frac{\left\{ 1 - F_{kp} \left[\pm (\sqrt{2k\rho} \cos \frac{\alpha_p}{2})^2 \right] \right\}}{\cos \frac{\alpha_p}{2}} \right\} \quad (9)$$

여기서,

$$A_1 = \frac{n}{2} \frac{\Psi(\Phi - \phi_0)}{\sin \frac{\phi_0}{n}} \cdot P_{2\pi}(\alpha_1 - \pi) \quad (10)$$

$$A_2 = -\frac{n}{2} \frac{\Psi(\Phi + \phi_0)}{\sin \frac{\phi_0}{n}} \cdot P_{2\pi}(\alpha_2 - \pi) \quad (11)$$

$$A_4 = n \frac{\csc(\frac{\alpha_4 - \alpha_5}{2n})}{\cos(\frac{\alpha_4 - \phi}{n}) - \cos \frac{\phi_0}{n}} \Psi^+(\alpha_4 + \Phi - \phi) \cdot P_{2\pi}(Re\{\alpha_4\} - \pi) \quad (12)$$

$$B_1 = -A_1 \cdot \{1 - P_{2\pi}(\alpha_1 - \pi)\} \quad (13)$$

$$B_3 = \frac{n}{2} \frac{\Psi(-3\Phi + \phi_0)}{\sin \frac{\phi_0}{n}} \cdot P_{2\pi}(\alpha_3 + \pi) \quad (14)$$

$$B_5 = n \frac{\csc(\frac{\alpha_4 - \alpha_5}{2n})}{\cos(\frac{\alpha_5 - \phi}{n}) - \cos \frac{\phi_0}{n}} \Psi^+(\alpha_5 + \Phi - \phi) \cdot P_{2\pi}(Re\{\alpha_5\} + \pi) \quad (15)$$

여기서

$$\alpha_1 = \phi - \phi_0, \quad \alpha_2 = \phi + \phi_0, \quad \alpha_3 = -2n\pi + \phi + \phi_0,$$

$$\alpha_4 = \pi + \phi + \theta^+, \quad \alpha_5 = -\pi - (n\pi - \phi) - \theta^-$$

이다.

그리고 $\Psi^+(\alpha)$ 는 다음과 같이 정의된다.

$$\Psi(\alpha + \frac{n\pi}{2} - \phi) = \csc(\frac{\alpha - \alpha_4}{2n}) \csc(\frac{\alpha - \alpha_5}{2n}) \Psi(\alpha + \frac{n\pi}{2} - \phi) \quad (16)$$

2.3 이차회절파

그림 4는 이차회절파의 산란 매커니즘을 나타낸 것이다.

위상중심점은 Q1이고 모든 작은 공통면(O면)에 대한 각이다.

η_0, η_1, η_2 는 각각 공통면(O면), 윗지 Q1의 바깥면(n면), 윗지 Q2의 바깥면(n면)의 정규화된 표면 임피던스이다.

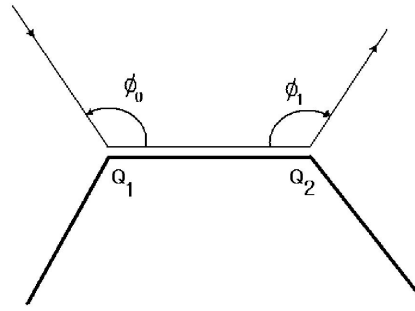


그림4. 이차회절파의 산란 매커니즘
Fig. 4. Scattering mechanism of secondary diffraction wave

ESRM(extended spectral ray method)과 수정된 Pauli-Clemmow방법에 의해 계산된 이차회절파는 다음과 같이 주어진다.

$$u_{21}^d(\phi_2, \phi_0) = \frac{-j}{\pi k(mn)^2} \frac{e^{-jk_w} e^{-jk_p}}{\sqrt{w} \sqrt{\rho}} \cdot \frac{\Psi(\frac{n\pi}{2} + \pi) \Psi(\frac{m\pi}{2} + \pi)}{\Psi(\frac{n\pi}{2} - \phi_0) \Psi(\frac{m\pi}{2} - \phi_2)} \cdot a_1 a_2 a_3 [A\{1 - F_{kp}(kwa_1)\} + B\{1 - F_{kp}(kwa_2)\} + C\{1 - F_{kp}(kwa_3)\}] \cdot \left\{ \frac{1}{1 - \cos(\frac{\pi - \phi_0}{n})} - \frac{1}{1 - \cos(\frac{\pi + \phi_0}{n})} - \frac{\sin \frac{\phi_0}{n} C_{om}(0)}{\cos \frac{\pi}{n} - \cos \frac{\phi_0}{n}} \right\} \cdot \left\{ \frac{1}{1 - \cos(\frac{\pi + \phi_2}{m})} - \frac{1}{1 - \cos(\frac{\pi - \phi_2}{m})} + \frac{\sin \frac{\phi_2}{m} C_{om}(0)}{\cos \frac{\pi}{m} - \cos \frac{\phi_2}{m}} \right\} \frac{e^{-jk_x}}{2} \quad (17)$$

여기서,

$$a_1 = 2\cos^2 \frac{\phi_0}{2} \quad (18)$$

$$a_2 = 2\cos^2 \frac{\phi_2}{2} \quad (19)$$

$$a_3 = 2\sin^2 \frac{\theta}{2} \quad (O\text{면의 } \theta) \quad (20)$$

$$A = \frac{-1}{(a_2 - a_1)(a_3 - a_1)} \quad (21)$$

$$B = \frac{-1}{(a_1 - a_2)(a_3 - a_2)} \quad (22)$$

$$C = \frac{-1}{(a_1 - a_3)(a_2 - a_3)} \quad (23)$$

이고

$$F_{kp}(z) = 2j\sqrt{z} e^{jz} \int_{\sqrt{z}}^{\infty} e^{-j\tau^2} d\tau \quad (24)$$

로 정의되는 UTD 천이함수로서 Fresnel함수[9]이다. z가 복소수일 경우는 다음의 관계식에 의하여 Fresnel함수를 Clemmow의 천이함수[10]로 바꾸어 계산한다.

$$F_{kp}(z^2) = \pm 2jz F_c(\pm z) \quad (25)$$

여기서 $-\frac{\pi}{4} < \arg(z) < \frac{5\pi}{4}$ 일 경우이며 그 외는 +이다.

2.4 삼차회절파

그림 5는 삼차회절파의 산란매커니즘을 나타낸 것이다.

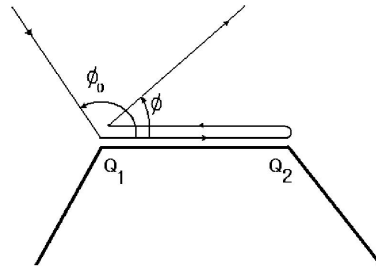


그림 5. 삼차회절파의 산란 매커니즘
Fig. 5. Scattering mechanism of tertiary diffraction wave

삼차회절파의 계산은 이차회절파의 계산과 동일하다. ESRM과 수정된 Pauli-Clemmow방법을 이용하여 계산한 결과는 다음과 같다.

$$u_{121}^d(\phi, \phi_0) = \frac{j2\sqrt{2} e^{-j2kw} e^{j3\pi/4} e^{-jk\rho}}{(k\pi)^{3/2} w (nm)^3 n \sqrt{\rho}}$$

- $\frac{\Psi^2(\frac{n\pi}{2} + \pi)\Psi(\frac{m\pi}{2} + \pi)}{\Psi(\frac{n\pi}{2} - \phi_0)\Psi(\frac{n\pi}{2} + \phi)\Psi(\frac{m\pi}{2})}$
- $\frac{a_1 a_3^2 a_4}{a_3 - a_4} [A\{1 - F_{kp}(kwa_1)\} + B\{1 - F_{kp}(kwa_2)\} + C\{1 - F_{kp}(kwa_3)\}]$
- $[F_{kp}(kwa_3) - F_{kp}(kwa_4)] \cdot \frac{e^{-jkx}}{4}$
- $\left\{ \frac{1}{1 - \cos(\frac{\pi - \phi_0}{n})} - \frac{1}{1 - \cos(\frac{\pi + \phi_0}{n})} - \frac{\sin(\frac{\phi_0}{n}) C_{on}(0)}{\cos(\frac{\pi}{n}) - \cos(\frac{\phi_0}{n})} \right\}$
- $\left\{ \frac{1}{1 - \cos(\frac{\pi - \phi_0}{n})} - \frac{1}{1 - \cos(\frac{\pi + \phi_0}{n})} \right\}$

$$\left. \begin{aligned} & - \frac{\sin(\frac{\phi}{n}) C_{om}(0)}{\cos(\frac{\pi}{n}) - \cos(\frac{\phi}{n})} \right\} \\ & \cdot \left\{ \frac{-2\sin\frac{\pi}{m}}{\left[1 - \cos(\frac{\pi}{m})\right]^2} - \frac{C_{om}(0)}{1 - \cos(\frac{\pi}{m})} \right\} \quad (26) \end{aligned}$$

여기서,

$$a_4 = 2\cos^2\left(\frac{\phi}{2}\right) \quad (27)$$

이며 1/4은 중앙의 공통면상에서 표면과 회절을 나타내는 성분이다. Q1 웨지에서의 삼차회절의 경우에 x 값은 0이다.

III. 해석결과 및 고찰

그림 6은 그림1의 구조에 대하여 E-편파된 평면파가 입사하는 경우의 역산란 패턴을 도시한 것이다.

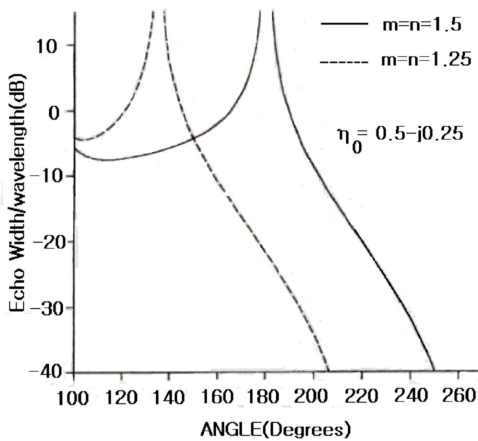


그림 6. 역산란 패턴 (E-편파)
Fig. 6. inverse scattering pattern (E-field)

여기서 공통면(O면)은 $\eta_0 = 0.5 - j0.25$ 의 정규화된 표면 임피던스를 갖고 폭은 $w = 0.5\lambda$ 인 불완전도체이며, Q1, Q2웨지의 바깥면(n면)은 완전도체이다. 두 웨지의 바깥쪽 웨지각이 각각 $n = m = 1.5, 1.25$ 인 경우에 대해 해석하였다.

$n = m = 1.5$ 인 경우에는 180° 에서, $n = m = 1.25$ 인 경우에는 135° 근처에서 역산란되는 파의 세기가 증가함을 알 수 있다. 또한, 바깥쪽 웨지각의 크기가 작아짐에 따라 역산란 패턴이 왼쪽으로 이동해 감을 볼 수 있다.

IV. 결 론

두 개의 웨지를 갖는 불완전도체 구조에 대해 산란파를 해석하였다. 불완전도체와 웨지는 각각 임의의 임피던스면과 임의의 각을 갖는다.

웨지에서의 1차회절파, 웨지-표면파-웨지산란의 2차회절파, 웨지-표면파-웨지-표면파-웨지산란의 3차회절파를 계산하였다.

2차회절파와 3차회절파는 Rahmat-Samii와 Mittra에 의해 도입된 STD(Spectral Theory of Diffraction)를 일반화한 ESRM(extended spectral ray method)과 수정된 Pauli-Clemmow적분법을 이용하여 근사 계산하였다.

정확한 값을 얻기 어려운 Maliuzhinets함수값은 Volakis의 근사식을 이용하여 계산하였다. Volakis의 근사식을 이용하였을 경우의 최대 오차는 0.5퍼센트이다. 또한 복소인자를 가질 경우의 Fresnel함수는 Clemmow의 천이함수로 변환하여 계산하였다.

유도된 수식을 이용하여 다양한 웨지각과 표면 임피던스에 대해 회절파를 계산하고 결과를 고찰하였다.

참고문헌

[1] R. Tiberio, G. Manara, G. Pelosi and R. G. Kouyoumjian, "High Frequency diffraction by a double wedge," presented at IEEE/Antennas Propagat. Soc. Symp. Nat. Radio Sci. Meet., Vancouver, Canada, June 1985.

[2] R. tiberio, F. Bessi, G. Manara, and G. Pelosi, "Scattering by a strip with two face impedances at edge on incidence," Radio Sci., vol. 17, Sept.-Oct. 1982.

[3] T. B. A. Senior, "Diffraction tensors for imperfectly conducting edges," Radio Sci., vol. 10, pp. 911-919, Oct. 1975.

[4] Y. Rahmat-Samii and R. Mittra, "A spectral domain interpretation of high-frequency diffraction phenomena," IEEE Trans. Antennas Propagat., vol. AP-25, 676-687, 1977.

[5] R. Tiberio and R. G. Kouyoumjian, "A uniform GTD solution for the diffraction by strips at grazing incidence," Radio Sci., vol. 14, no.6, pp. 933-941, 1979.

[6] G. D. Maliuzhinets, "Excitation, reflection and emission of surface waves from a wedge with given face impedances," Sov. Phys. Dokl., Eng. Tranni., vol. 3, 752-755, 1958.

[7] M. I. Herman, J. L. Volakis, and T. B. A. Senior, "Analytic expression for a function occurring in diffraction theory," IEEE Trans. Antennas Propagat., vol. AP-35, pp.1083-1086, Sept. 1987.

[8] J. L. Volakis and M. I. Herman, "A uniform asymptotic evaluation of integrals," Proc. IEEE, vol. 74, no. 7, 1043-1044, 1986.

[9] R. G. Kouyoumjian and P. H. Pathak, "A uniform geometrical theory of diffraction for an edge in a perfectly conducting surface," Proc. IEEE, vol. 62, no. 11, pp. 1448-1461, 1974.

[10] P. C. Clemmow, The Plane Wave Spectrum Representation of Electromagnetic Fields, New York: Pergamon, 1966.

[11] 최재연, "디지털 무선 기지국용 저잡음 증폭기 설계", 한국지식정보기술학회 논문지, 제4권 제3호, pp.13-18, 2009.



김석훈(Seok-Hun Kim)

2003년 한남대학교 컴퓨터공학과 (공학석사)
2006년 한남대학교 컴퓨터공학과 (공학박사)

2007년~현재 (주)과라곤베이스 기술이사
※ 관심분야: 웹 DB, 네트워크, VoIP, 모바일컴퓨팅



이찬섭(Chan-Seob Lee)

2000년 한남대학교 컴퓨터공학과 (공학석사)
2003년 한남대학교 컴퓨터공학과 (공학박사)

2003년~현재 해천대학 물류유통정보과 조교수
※ 관심분야: 웹 DB, 유비쿼터스, 캐싱



최재연(Jae-Yeon Choi)

1987년 한양대학교 전자통신공학과 (공학석사)
1998년 한양대학교 전자통신공학과 (공학박사)

삼성종합기술원, LG정보통신연구소
1996년~현재 남서울대학교 정보통신공학과 교수
남서울대학교 정보통신연구소
※ 관심분야: MMIC, 안테나공학