

論文98-35D-6-2

Wiener-Hopf 적분방정식으로 부터 파수영역에서의 쌍적분 방정식 유도에 관한 검토

(Investigation on Derivation of the Dual Integral Equation
in the Spectral Domain from Wiener-Hopf Integral
Equation)

河憲兌*, 羅正雄**

(Huen-Tae Ha and Jung-Woong Ra)

요 약

Wiener-Hopf 적분방정식으로 부터 경계면위의 전계파를 미지수로 하는 파수영역에서의 쌍적분 방정식을 얻는 기존의 유도과정을 검토하였다. 이러한 기존의 유도 과정은 결국 Wiener-Hopf 적분방정식으로 부터 Helmholtz-Kirchhoff 적분방정식을 유도하는 과정임을 해석적으로 보였다.

Abstract

The derivation of the dual integral equation in the spectral domain, which has total fields of the interfaces as unknowns, is investigated. It is analytically shown that the derivation of the dual integral equation is equivalent to deriving the Helmholtz-Kirchhoff integral equation from the Wiener-Hopf integral equation.

I. 서 론

전자파 산란문제를 풀다는 것은 산란체 경계면에서의 경계조건 및 무한점에서의 복사조건등의 물리적 조건하에서 미분방정식인 Maxwell 방정식을 만족하는 전계 및 자계를 구하는 것을 의미한다. 현재까지 알려진 산란문제의 해석해는 도체 반평판, 도체 썬기, 도체 원추, 그리고 도체 및 무손실 원통등 극히 소수에 불과할 뿐만아니라 그 구조적 간결성에도 불구하고 상당

한 수준의 물리적, 수학적 배경을 요구한다^[1]. 그럼에도 해석해가 알려진 산란체는 일반적으로 실제 관심의 대상이 되는 산란체와는 구조적으로 상당한 차이가 있어 해석해 자체만으로 만족될 수 있는 경우는 매우 적다.

한편 해석해가 알려지지 않은 구조에 대해서는 근사적 방법을 통해 해결할 수 밖에 없다. 이러한 근사방법으로써 주로 전자파의 파장이 산란체의 크기에 비해 매우 큰 경우, 비교할 수 있는 정도의 경우, 및 대단히 작은 경우의 세 가지로 나누고 각각에 대해 준정전자계 근사(Quasi static approximation)법^[2], 수치계산방법^[3], 및 GTD(Geometrical theory of diffraction)^[4] 또는 UTD(Uniform theory of diffraction)^[5] 방법등을 적용하는 것을 들 수 있다. 이때 고주파 산란문제에 대한 근사적 방법인 GTD 또는 UTD방법은 주어진 산란체를 해석해가 알려진 기

* 正會員, (株)三聖電子 情報通信總括, 基幹傳送그룹
(High-Speed Transmission Group, Telecom Network Systems Division, Information & Communication Business)

** 正會員, 韓國科學技術院 電氣 및 電子工學科
(Dept. of Electrical Eng., KAIST)

接受日字:1998年3月23日, 수정완료일:1998年4月27日

본 구조의 결합체로 대체한 뒤, 그 해석해들의 대수적 합으로 실제 산란체에 의한 산란파를 근사적으로 계산하는 방법이다^[6]. 여기에서 기본 구조에 의한 전자파 산란문제의 해석은 단지 이론적 관점에서 뿐만 아니라 응용적 관점에서도 중요한 위치에 있음을 알 수 있다.

이러한 기본 구조로써 현재까지 정확한 해가 알려지지 않은 것중의 하나가 무손실 썰기이다. 그 구조적 간결성에 있어서는 완전 도체 썰기^[7]나 임피던스 썰기^[8]와 크게 다를 것이 없음에도 불구하고 해석적 해가 존재하지 않는 가장 큰 이유는 무손실 썰기에 의한 산란파가 변수분리 형태로 표현되지 않기 때문에 생기는 해석상의 어려움에 있다^[9]. 이러한 이유로 정확한 해를 직접 구하는 대신 무손실 썰기의 경계면위의 전체파를 미지수로 하는 파수영역에서의 쌍적분 방정식을 이용하여 접근해를 구하는 방법이 제안되었다^[10-12].

본 논문에서는 Wiener-Hopf 적분방정식으로 부터 무손실 썰기 경계면위의 전체파를 미지수로 하는 기존의 파수영역에서의 쌍적분 방정식 유도과정을 살펴보고 이러한 과정은 결국 Wiener-Hopf 적분방정식으로 부터 Helmholtz-Kirchhoff 적분방정식으로 변형하는 과정임을 해석적으로 보였다.

II. 본론

본 논문에서 살펴보고자 하는 구조는 그림1과 같이 유전율과 투자율이 각각 ϵ_d, μ_d 이고 썰기각이 θ_d 인 z 방향으로 무한 길이의 무손실 썰기 기둥(S_d 영역)이 유전율과 투자율이 각각 ϵ_o, μ_o 인 배경매질(S_o 영역)에 놓여져 있으며 여기에 배경매질영역 S_o 에 존재하는 전원 $s_f(\rho)$ 에 의해 여기되는, z_o 성분만을 갖는 전계 또는 자계 입사파 $u_o(\rho)$ 가 입사되는 경우이다. 이 때 C_1, C_2 는 각각 θ 가 0과 θ_d 인 무손실 썰기와 배경매질의 경계면이며, n_{o1}, n_{o2} 및 n_{d1}, n_{d2} 는 각각 경계면 C_1, C_2 에 대해 무손실 썰기 외부 및 내부에서 바깥 방향으로 향하는 수직단위 벡터이다. 기술의 편의상 시간의존함수 $e^{-i\omega t}$ 는 생략하였다.

1. Wiener-Hopf 적분방정식으로 부터의 파수영역에서의 쌍적분 방정식의 유도

여기서는 Wiener-Hopf 적분방정식으로 부터 무손실 썰기 경계면위의 전체파를 미지수로 하는 기존의

파수영역에서의 쌍적분 방정식을 유도하는 과정을 살펴 보겠다^[10-11]. 그림1과 같이 무한길이의 비손실 썰기 기둥에 썰기의 모서리 방향과 평행한 방향의 분극을 갖는 전계 또는 자계 입사파 $u_o(\rho)$ 가 입사할 경우 산란파도 z_o 성분만 갖게 되므로 전체파 $u(\rho)$ 는 다음과 같은 스칼라 방정식인 Wiener-Hopf 적분방정식을 만족하게 된다^[13].

$$u(\rho) = u_o(\rho) + (k_o^2 - k_d^2) \int_{S_o} u(\rho') G_o(\rho, \rho') d\rho' + (1-z) \int_{C_1+C_2} G_o(\rho, \rho') \frac{\partial u(\rho')}{\partial n_d'} dr \quad (1)$$

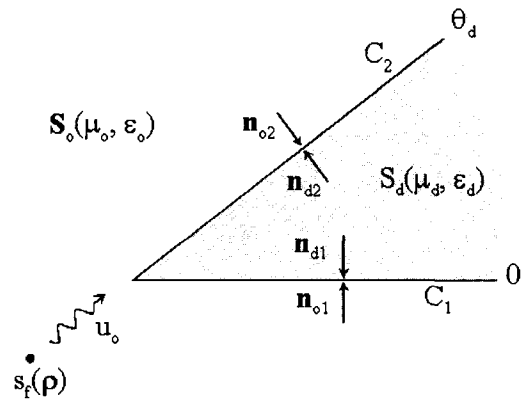


그림 1. TE 또는 TM 파가 입사되는 무손실 썰기의 구조

Fig. 1. Geometry of lossless wedge for the E- or H- polarized wave incidence.

이 때 k_o 와 k_d 는 각각 S_o 와 S_d 영역의 파수로서 $k_o = \omega\sqrt{\epsilon_o\mu_o}$ 및 $k_d = \omega\sqrt{\epsilon_d\mu_d}$ 이며 ω 는 입사파의 각 주파수이다. z 는 전체파의 경계면에 대한 수직 미분의 불연속의 정도를 나타내는 양으로써 $u(\rho)$ 가 전계이면 μ_o/μ_d , 자계이면 ϵ_o/ϵ_d 로 주어지는 값이며, n_d 는 경계면 C_1 과 C_2 에서 각각 n_{d1} 및 n_{d2} 이다. 식(1)의 $G_o(\rho, \rho')$ 는 S_o 영역과 동일한 매질을 갖는 2차원 자유공간 Green 함수로써 여러가지 형태로 표현 가능하지만 여기서는 파수 영역에서의 쌍적분 방정식을 유도하기 위해 2차원 Fourier 적분 형태를 쓰기로 한다.

$$G_o(\rho, \rho') = \frac{1}{(2\pi)^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} g(a, \beta, k_o) e^{i\alpha(x-x')} + i\beta(y-y')} da d\beta = F^{-1}[g(a, \beta, k_o) e^{-i(\alpha x + \beta y)}] \quad (2)$$

여기서 F^{-1} 은 2차원 역 Fourier 변환을 의미하고

(x, y) 과 (x', y') 는 각각 관측점 ρ 와 전원점 ρ' 을 의미하며 $g(\alpha, \beta, k_0)$ 는 다음과 같이 정의 된다.

$$g(\alpha, \beta, k_0) = (\alpha^2 + \beta^2 - k_0^2)^{-1} \quad (3)$$

식(2)를 식(1)에 대입하고 (α, β) 에 대한 적분과 (x', y') 에 대한 적분의 순서를 바꾸어 정리하면 식(1)로부터 다음과 같은 2차원 역 Fourier 변환을 포함하는 적분방정식을 얻을 수 있다.

$$u(\rho) = u_0(\rho) + F^{-1} \left\{ \left[1 - \frac{g(\alpha, \beta, k_0)}{g(\alpha, \beta, k_d)} \right] A(\alpha, \beta) \right\} + (1-\tau)F^{-1}[g(\alpha, \beta, k_0)B(\alpha, \beta)] \quad (4)$$

이 때 $A(\alpha, \beta)$ 와 $B(\alpha, \beta)$ 는 각각

$$\begin{aligned} A(\alpha, \beta) &= \int_{S_d} u(\rho) e^{-i(ax+\beta y)} d\rho \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} H(x \sin \theta_d - y \cos \theta_d) H(y) u(\rho) e^{-i(ax+\beta y)} d\rho, \\ &= F[H(x \sin \theta_d - y \cos \theta_d) H(y) u(\rho)] \end{aligned} \quad (5)$$

$$B(\alpha, \beta) = \int_{C_1+C_2} \frac{\partial u(\rho)}{\partial n_d} e^{-i(ax+\beta y)} dl \quad (6)$$

이며 H 는 Heaviside 함수로써

$$H(x) = \begin{cases} 1, & x > 0 \\ 0, & x < 0 \end{cases} \quad (7)$$

이다. 식(5)의 양변에 역 Fourier 변환을 취하고 이를 식(4)에 대입하여 정리하면 식(4)와 (5)로부터 다음과 같은 두 개의 파수영역에서의 적분방정식을 얻을 수 있다.

$$F^{-1}[A(\alpha, \beta)] = H(x \sin \theta_d - y \cos \theta_d) H(y) u(\rho) \quad (8)$$

$$\begin{aligned} u_0(\rho) - F^{-1} \left[\frac{g(\alpha, \beta, k_0)}{g(\alpha, \beta, k_d)} A(\alpha, \beta) \right] + (1-\tau)F^{-1}[g(\alpha, \beta, k_0)B(\alpha, \beta)] \\ = u(\rho) - F^{-1}[A(\alpha, \beta)] \end{aligned} \quad (9)$$

식(4)의 적분방정식이 식(8)과 (9)의 두개의 적분방정식으로 바뀌었지만 식(8)과 (9)는 식(5)의 $A(\alpha, \beta)$ 에 의해 서로 연결되어 있어 상호 독립식은 아니다.

식(8)에서 ρ 가 S_d 에 속하면 우변의 값은 $u(\rho)$ 가 되고, ρ 가 S_0 에 속하면 0이 된다. 물론 여기서 ρ 가 S_d 또는 S_0 에 속한다는 것은 S_d 또는 S_0 를 수학적으로 표현하는 좌표계의 값을 식(8)에 대입한다는 오로지 수학적인 의미만을 갖고 있다. 이를 수식적으로 표현하면 식(8)과 (9)로부터 다음과 같은 쌍적분 방정식을 얻을 수 있다.

$$F^{-1}[A(\alpha, \beta)] = \begin{cases} u(\rho), & \text{in } S_d \\ 0, & \text{in } S_0 \end{cases} \quad (10)$$

$$\begin{aligned} u(\rho) - F^{-1} \left[\frac{g(\alpha, \beta, k_0)}{g(\alpha, \beta, k_d)} A(\alpha, \beta) \right] + (1-\tau)F^{-1}[g(\alpha, \beta, k_0)B(\alpha, \beta)] \\ = \begin{cases} u(\rho), & \text{in } S_0 \\ 0, & \text{in } S_d \end{cases} \end{aligned} \quad (11)$$

식(10)과 (11)의 우변의 각각의 두 식은 식(8)과 (9)의 의미를 단지 수식적으로 표현한 결과로써 항상 동시에 만족하여야 한다. 따라서 식(10)과 (11)을 동시에 만족하는 $A(\alpha, \beta)$ 및 $B(\alpha, \beta)$ 를 구한다는 입장에서 식(10)과 (11)의 우변의 각각의 두 식중 어느 것이든 하나 선택하면 되는 것이고 어떤 쌍을 이용할 것인가는 문제의 특성에 따라 선택하면 된다. 파수영역에서의 쌍적분 방정식을 이용하여 유전체 썬기에 의한 산란파의 접근해를 구하는 연구에서는 식(10)과 (11)의 우변의 값이 0인 수식 쌍으로 $A(\alpha, \beta)$ 및 $B(\alpha, \beta)$ 를 구하고 이를 식(10)과 (11)의 우변의 각각의 식에 대입함으로써 전 영역에서의 전파와 $u(\rho)$ 를 구하였다^[10-12].

한편 $A(\alpha, \beta)$ 및 $B(\alpha, \beta)$ 를 구한다는 것은 결국 식(5) 및 (6)에서 알 수 있듯이 무손실 썬기내 및 경계면의 모든 점에서의 전체파 $u(\rho)$ 를 구하는 것과 같다. 따라서 무손실 썬기에 의한 산란파를 구하기 위해서는 무손실 썬기의 모든 점의 전체파 $u(\rho)$ 가 변수가 되어야 하는 부담이 있다. 이 때문에 식(5)와 같이 면적분으로 표시된 $A(\alpha, \beta)$ 를 선적분으로 변형시킴으로써 구하고자 하는 변수를 무손실 경계면 위의 전체파로 바꾼다. 이를 위해 식(8)에서 직각좌표계 (x, y) 를 원통좌표계 (ρ, θ) 로 바꾼 뒤 식(8)의 양변에 $(\nabla^2 + k_0^2)$ 을 취한다. 이 때 ∇^2 는 Laplacian 연산자이다. 그런 다음 식(8)의 양변에 2차원 Fourier 변환을 취하여 적분을 하면 $A(\alpha, \beta)$ 를 다음과 같은 선적분 형태로 표현할 수 있다^[10].

$$A(\alpha, \beta) = g(\alpha, \beta, k_d) L_1(\alpha, \beta) \quad (12)$$

이 때 $L_1(\alpha, \beta)$ 는

$$L_1(\alpha, \beta) = -L(\alpha, \beta, 0^+) + L(\alpha, \beta, \theta_d^-) \quad (13)$$

$$\begin{aligned} L(\alpha, \beta, \theta_0) = \int_0^{\infty} \left[i(\alpha \sin \theta_0 - \beta \cos \theta_0) u(\rho, \theta_0) + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \theta} u(\rho, \theta_0) \right] \\ e^{-i(\alpha \cos \theta_0 + \beta \sin \theta_0) \rho} d\rho \end{aligned} \quad (14)$$

이며 위 첨자 +, -는 식(14)의 피적분항에 포함된 전체 파의 값을 각 경계면을 기준으로 어느 쪽의 것으로 사용할 것인가를 말하여 주는 것으로 이는 식(14)의 $\partial u(\rho)/(\rho \partial \theta)$ 가 무손실 썩기 경계면에서 불연속하기 때문에 이를 구분하기 위해 사용되었다^[13]. 식(6)의 $B(\alpha, \beta)$ 에서도 ρ 를 원통좌표계 (ρ, θ) 로 바꾸고 다음의 관계를 이용하면

$$\int_{C_1} dl = \int_{C_2} dl = \int_0^\infty d\rho \quad (15)$$

$$-\frac{\partial}{\partial n_d} = \frac{\partial}{\partial n_z} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \theta} \quad (16)$$

식(12)의 $A(\alpha, \beta)$ 와 같이 원통좌표계로 표현된 선적분 방정식으로 바꿀 수 있다.

$$B(\alpha, \beta) = -M(\alpha, \beta, 0^+) + M(\alpha, \beta, \theta_d^-) \quad (17)$$

이 때 $M(\alpha, \beta, \theta_d)$ 는 다음과 같이 정의된다.

$$M(\alpha, \beta, \theta_d) = \int_0^\infty \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \theta} u(\rho, \theta_d) e^{-i(\alpha \cos \theta_d + \beta \sin \theta_d)} d\rho \quad (18)$$

한편 식(12)에 무손실 썩기 경계면의 접선성분 전체 전계와 자계는 연속한다는 경계조건^[13]

$$u(\rho, 0^-) = u(\rho, 0^+), \quad u(\rho, \theta_d^+) = u(\rho, \theta_d^-) \quad (19)$$

$$\frac{\partial u(\rho, 0^-)}{\rho \partial \theta} = \tau \frac{\partial u(\rho, 0^+)}{\rho \partial \theta}, \quad \frac{\partial u(\rho, \theta_d^+)}{\rho \partial \theta} = \tau \frac{\partial u(\rho, \theta_d^-)}{\rho \partial \theta} \quad (20)$$

을 대입하면 $A(\alpha, \beta)$ 에 대한 또 하나의 표현식을 얻을 수 있다.

$$A(\alpha, \beta) = -g(\alpha, \beta, k_d) \{L_2(\alpha, \beta) + (1-\tau)[-M(\alpha, \beta, 0^+) + M(\alpha, \beta, \theta_d^-)]\} \quad (21)$$

이 때 $L_2(\alpha, \beta, \theta_d)$ 는 다음과 같이 정의된다.

$$L_2(\alpha, \beta) = L(\alpha, \beta, 0^-) - L(\alpha, \beta, \theta_d^+) \quad (22)$$

식(12)와 (21)의 관계를 이용하면 식(10)과 (11)을 다음과 같이 변형할 수 있다.

$$u_d(\rho) + F^{-1}[g(\alpha, \beta, k_d)L_2(\alpha, \beta)] = \begin{cases} u(\rho), & \text{in } S_o \\ 0, & \text{in } S_d \end{cases} \quad (23)$$

$$F^{-1}[g(\alpha, \beta, k_d)L_1(\alpha, \beta)] = \begin{cases} u(\rho), & \text{in } S_d \\ 0, & \text{in } S_o \end{cases} \quad (24)$$

2. Wiener-Hopf 적분방정식으로 부터의 파수영역에서의 쌍적분 방정식의 유도 의미

Wiener-Hopf 적분방정식을 이용하여 무손실 썩기 경계면 위의 전체파를 미지수로 하는 파수영역에서의 쌍적분 방정식의 유도의 의미를 알아보기 위해 식(5)의 $A(\alpha, \beta)$ 의 표현식을 살펴보겠다. 식(5)의 $A(\alpha, \beta)$ 는 $e^{-i(ax+\beta y)}$ 에 대해

$$(\nabla^2 + k_d^2)e^{-i(ax+\beta y)} = -\frac{e^{-i(ax+\beta y)}}{g(\alpha, \beta, k_d)} \quad (25)$$

의 관계를 이용하면 다음과 같이 쓸 수 있다

$$A(\alpha, \beta) = -g(\alpha, \beta, k_d) \int \int_{S_d} u(\rho) (\nabla^2 + k_d^2) e^{-i(ax+\beta y)} d\rho \quad (26)$$

식(26)의 우변의 면적분내의 피적분항에 Green 정리를 이용하여 정리하면 $A(\alpha, \beta)$ 는

$$A(\alpha, \beta) = -g(\alpha, \beta, k_d) \int \int_{S_d} e^{-i(ax+\beta y)} (\nabla^2 + k_d^2) u(\rho) d\rho + g(\alpha, \beta, k_d) \int \int_{S_d} \nabla \cdot (e^{-i(ax+\beta y)} \nabla u(\rho) - u(\rho) \nabla e^{-i(ax+\beta y)}) d\rho \quad (27)$$

과 같이 되는데 식(27)의 우변 첫째항은 그 피적분항 중 $u(\rho)$ 가 무손실 썩기내의 전체파로써 전원이 없는 Helmholtz 미분방정식을 만족해야 하므로 0이 되며 식(27)의 우변 둘째항은 발산정리를 이용하여 선적분으로 바꾸어 쓸 수 있다.

$$A(\alpha, \beta) = g(\alpha, \beta, k_d) \int_{C_1+C_2} \left\{ e^{-i(ax+\beta y)} \frac{\partial u(\rho)}{\partial n_d} - u(\rho) \frac{\partial}{\partial n_d} e^{-i(ax+\beta y)} \right\} dl \quad (28)$$

이 때 식(28)의 (x, y) 는 임의 변수(dummy variable)이므로 (x', y') 으로 치환할 수 있다. 식(28)의 $A(\alpha, \beta)$ 를 식(8)에 대입한 뒤 (x', y') 와 (α, β) 에 대한 적분 순서를 바꾸고 식(2)의 2차원 자유공간 Green 함수의 표현을 이용하면 다음과 같은 Helmholtz-Kirchhoff 적분방정식을 얻을 수 있다.

$$F^{-1}[A(\alpha, \beta)] = \int_{C_1+C_2} \left\{ G_d(\rho, \rho') \frac{\partial u(\rho')}{\partial n_d'} - u(\rho') \frac{\partial G_d(\rho, \rho')}{\partial n_d'} \right\} dl \quad (29)$$

이때 $G_d(\rho, \rho')$ 은 S_d 영역과 동일한 매질을 갖는 2차원 자유공간 Green 함수이다.

한편 식(28)의 $A(\alpha, \beta)$ 는 식(19) 및 (20)의 경계조건을 이용함으로써 다음과 같이 표현할 수 있다.

$$A(\alpha, \beta) = -g(\alpha, \beta, k_d) \int_{C_1+C_2} \left\{ e^{-k(ax+\beta y)} \frac{\partial u(\rho)}{\partial n_o} - u(\rho) \frac{\partial}{\partial n_o} e^{-k(ax+\beta y)} \right\} dI \\ - (1-\tau)g(\alpha, \beta, k_d) \int_{C_1+C_2} \left\{ e^{-k(ax+\beta y)} \frac{\partial u(\rho)}{\partial n_d} \right\} dI \quad (30)$$

식(28)과 마찬가지로 식(30)의 (x, y) 를 (x', y') 으로 치환하고 식(9)에 대입한 뒤 (x', y') 와 (α, β) 에 대한 적분 순서를 바꾸고 식(2)의 2차원 자유공간 Green 함수의 표현을 이용하면 다음과 같은 Helmholtz-Kirchhoff 적분방정식을 얻을 수 있다.

$$u_o(\rho) - F^{-1} \left[\frac{g(\alpha, \beta, k_d)}{g(\alpha, \beta, k_o)} A(\alpha, \beta) \right] + (1-\tau)F^{-1} \{ g(\alpha, \beta, k_o) B(\alpha, \beta) \} \\ = \int_{C_1+C_2} \left\{ G_o(\rho, \rho') \frac{\partial u(\rho')}{\partial n_o} - u(\rho') \frac{\partial G_o(\rho, \rho')}{\partial n_o} \right\} dI \quad (31)$$

식(28)과 (30)의 $A(\alpha, \beta)$ 의 선적분은 식(15)와 (16)의 관계를 이용하여 원통좌표계로 바꾸면 각각 식(12) 및 (21)과 완전히 동일하며 미지수는 무손실 썩기 경계면 위의 접성선분 전체파이다. 식(29) 및 (31)은 식(28)과 (30)의 $A(\alpha, \beta)$ 표현식을 이용하여 식(10)과 (11)의 쌍적분 방정식을 다시 쓴 것으로 각각의 우변은 Helmholtz-Kirchhoff 적분방정식으로 표현됨을 알 수 있다. 따라서 Wiener-Hopf 적분방정식으로 부터 무손실 썩기 경계면 위의 전체파를 미지수로 하는 파수영역에서의 쌍적분 방정식을 유도하는 과정은 결국 Wiener-Hopf 적분방정식으로 부터 Helmholtz-Kirchhoff 적분방정식을 유도하는 과정임을 알 수 있다.

III. 검토 및 결론

본 논문에서는 Wiener-Hopf 적분방정식으로 부터 무손실 썩기 경계면 위의 전체파를 미지수로 하는 기존의 파수영역에서의 쌍적분 방정식의 유도과정을 살펴보고 식(5)의 $A(\alpha, \beta)$ 에 대해 고찰함으로써 상기의 유도과정은 결국 Wiener-Hopf 적분방정식을 Helmholtz-Kirchhoff 적분방정식으로 변형하는 과정임을 보였다. 이는 배경매질과 무손실 썩기 매질이 모두 균일매질이며 이러한 경우 언제나 Wiener-Hopf 적분방정식과 Helmholtz-Kirchhoff 적분방정식으로 동시에 표현할 수 있다는 사실과 부합된다.

여기서는 Wiener-Hopf 적분방정식으로 부터 쌍적분 방정식을 유도하는 과정과 Helmholtz-Kirchhoff 적분방정식으로 부터 쌍적분 방정식을 유도하는 과정

을 두 가지 면에서 비교하였다. 첫째는 유도과정의 간결성이다. Wiener-Hopf 적분방정식으로 부터 출발하는 기존의 유도과정은 Helmholtz-Kirchhoff 적분방정식으로 변형시키기 위해 먼저 전체파가 만족하는 미분방정식으로 부터 Wiener-Hopf 적분방정식을 구해야 하고 그런 다음 2장 1절에서 보인 바와 같이 전적으로 수학적이면서도 상당히 복잡한 과정을 거쳐야 한다. 이는 미분방정식으로 부터 직접 Helmholtz-Kirchhoff 적분방정식을 구하는 대신 Wiener-Hopf 적분방정식을 구하고 이로 부터 Helmholtz-Kirchhoff 적분방정식을 구했기 때문이다. 이러한 유도과정의 간결성은 구조가 복잡해 질수록 더욱 비교가 되는 데 도체와 무손실 매질로 구성된 복합 썩기에 의한 산란문제를 풀기 위해 파수영역에서의 적분 방정식을 유도할 경우 Helmholtz-Kirchhoff 적분방정식으로 부터 직접 유도하는 것이 훨씬 간편하다^[14].

둘째로 비교할 점은 식(23)과 (24)의 우변에서 0이 되는 공간의 의미를 어떻게 설명하느냐 하는 점이다. 식(23)과 (24)의 우변에서 0이 되는 공간은 파수영역에서의 쌍적분 방정식을 이용하여 유전체 썩기에 의한 산란파의 접근해를 계산하는 연구^[10-12]에 있어서 그 주된 해석 공간이므로 이 공간의 정확한 이해는 중요한 의미를 갖는다. 식(23)과 (24)는 식(8)과 (9)의 우변식을 단순히 수학적으로 풀어쓴 것이며 식(8)과 (9)의 식은 $A(\alpha, \beta)$ 를 식(5)와 같이 정의함으로써 얻어진 식이다. 따라서 식(23)과 (24)의 우변에서 0이 되는 것은 순전히 수학적 정의로 부터 유도된 것으로 그 유도과정에서는 그 의미를 설명하기 곤란하며 결과적인 식(23)과 (24)를 살펴봄으로써만 의미를 이해할 수 있다. 하지만 식(23)과 (24)는 2차원 역 Fourier 적분을 포함하는 수식이며 또한 그 피적분항인 $g(\alpha, \beta, k_o)$, $L_1(\alpha, \beta)$ 와 $g(\alpha, \beta, k_d)L_2(\alpha, \beta)$ 도 선적분 형태로 표현된 복잡한 식이어서 그 의미를 쉽게 이해하기는 어렵다^[12].

이에 반해 Helmholtz-Kirchhoff 적분방정식을 이용하여 유도할 경우 공간영역에서의 쌍적분 방정식을 먼저 유도하고 여기에 식(2)의 2차원 자유공간 Green 함수를 도입함으로써 식(23) 및 (24)와 같은 파수영역에서의 쌍적분 방정식을 유도하는데 식(23)과 (24)의 우변에서 0이 되는 영역을 공간영역에서의 쌍적분 방정식의 의미로 부터 살펴볼 수 있어 편리하다. 공간영역에서 쌍적분 방정식은 2차원 자유공간 Green 함수

와 무손실 썬기 경계면 위의 전체파로 표현되어지며 이는 곧 2차원 자유공간에서의 경계치 문제로 해석될 수 있다. 따라서 식(23)과 (24)를 등가적인 2차원 자유공간 경계치 문제의 의미로 부터 생각할 수 있어 편리하다.

이와 같이 무손실 썬기 경계면 위의 전체파를 미지수로 하는 파수영역에서의 쌍적분 방정식을 유도하는 경우 Helmholtz-Kirchhoff 적분방정식으로 부터 출발하는 것이 유도과정의 간결성 및 쌍적분 방정식의 의미 설명의 편리성에서 보다 유리함을 알 수 있다. Wiener-Hopf 적분방정식을 이용하여 파수영역의 쌍적분 방정식을 유도하는 과정이 갖는 어려움은 Helmholtz-Kirchhoff 적분방정식을 유도하기 위해 Wiener-Hopf 적분방정식을 경유한 결과이며 이로 인해 수학적 어려움뿐만 아니라 물리적 의미 해석에도 어려움을 갖게 된 것이다.

참 고 문 헌

- [1] J.J. Bowman, T.B.A. Senior, and P.L.E. Uslenghi, Eds, *Electromagnetic and Acoustic Scattering by Simple Shape*, North-Holland Pub. Amsterdam Netherland, 1969.
- [2] R.F. Harrington, *Time Harmonic Electromagnetic Fields*. McGraw-Hill, New York, 1961.
- [3] M.N.O. Sadiku, *Numerical Techniques in Electromagnetics*, CRC Press, Inc., 1992.
- [4] J.B. Keller, "Geometrical theory of diffraction", *J.Opt.Soc.Amer.*, vol. 52, pp. 116-130, 1962.
- [5] 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, pp. 1448-1461, 1974.
- [6] G.L. James, *Geometrical Theory of Diffraction for Electromagnetic Waves*, Rev. Ed., IEE Electromagnetic Waves Series 1, London, 1980.
- [7] A. Sommerfeld, "Uber verzweiste potentiale in raum," *Proc. London Math. Soc.*, vol. 28, pp. 395-429, 1897.
- [8] G.D. Maliuzhinets, "Excitation, reflection, and emission of surface waves from a wedge with given face impedances," *Sov. Phys. Dokl*, vol. 3, pp. 752-755, 1958.
- [9] J.B. Andersen and V.V. Solodukhov, "Field behavior near a dielectric wedge," *IEEE Tran., Antennas Propagat.*, vol. 26, pp. 598-602, 1978.
- [10] C.S. Joo, J.W. Ra, and S.Y. Shin, "Scattering by right angle dielectric wedge," *IEEE Tran., Antennas Propagat.*, vol. 32, pp. 61-69, 1984.
- [11] S.Y. Kim, J.W. Ra and S.Y. Shin, "Diffraction by arbitrary angled dielectric wedge : Part I - Physical optics approximation," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 39, pp. 1272-1281, Sept., 1991.
- [12] S.Y. Kim, J.W. Ra and S.Y. Shin, "Diffraction by arbitrary angled dielectric wedge : Part II - Correction to physical optics solution," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 39, pp. 1282-1292, Sept., 1991.
- [13] A.D. Rawlins, "Diffraction by a dielectric wedge," *J. Inst. Math. Appl.*, vol. 19, pp. 261-279, 1977.
- [14] H.T. Ha and J.W. Ra, "Edge diffraction of an arbitrary-angled wedge composed of metal and lossless dielectric," *Microwave and Optical Technology Letters*, vol. 16, pp. 89-93, 1997.

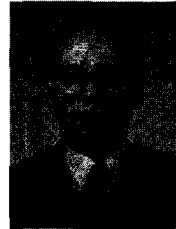
저 자 소 개



河憲兌(正會員)

1965년 7월 2일생. 1984년 3월 ~ 1988년 2월 서울대학교 전기공학과(학사). 1988년 3월 ~ 1990년 2월 KAIST 전기 및 전자공학과(석사). 1990년 3월 ~ 1993년 2월 KIST 연구원. 1993년 3월 ~ 1997년 8월

KAIST 전기 및 전자공학과(박사). 1996년 2월 ~ 현재 삼성전자 선임연구원. 학회활동 대한전자공학회, 한국전자과학회 회원. 주관심분야는 전자파 산란 및 회절, EMI/EMC, SDH M/W 전송장치



羅正雄(正會員)

1941년 7월 10일생. 1959년 ~ 1963년 서울대 전자공학과(학사). 1965년 ~ 1967년 Polytechnic Institute of Brooklyn 전기물리(석사). 1968년 ~ 1971년 Polytechnic Institute of Brooklyn 전기물리(박사). 1971년

~ 현재 KAIST 전기 및 전자공학과 교수. 1997년 대한전자공학회 회장. 1992년 ~ 현재 MOTL Editorial Board Members 편집위원. 1994년 ~ 현재 URSI, Korea 회장. 1996년 ~ 현재 IEEE MTT-S Administrative Committee 집행위원. 학회활동은 대한전자공학회, 한국통신학회, 대한전기학회, 한국전자과학회, 방송공학회회원 및 평회원, IEEE, Sigma Xi member. 관심분야는 전자파 산란 및 회절, 안테나, microwave imaging, geophysical probing