

多層誘電體 위의 週期的인 導體 스트립 構造에 의한 電磁波散亂 解析

Analysis of Electromagnetic Scattering by a Perfectly Conducting Strip Grating on Dielectric Multilayers

尹義重* · 梁承仁**

Uei-Joong Yoon* · Seung-In Yang**

요 약

본 논문에서는 다층 유전체 위의 주기적인 도체 스트립 구조에 의한 전자파산란 문제를 Fourier-Galerkin 모멘트법으로 수치해석하여 정규화된 반사 및 투과전력을 계산하였다. 도체띠에 유도되는 전류밀도는 적절한 모서리 경계조건을 만족하는 함수와 1종 Chebyshev 다항식의 곱의 급수로 전개하였으며, 각 유전체층의 경계 면에서는 전자계 연속조건을 적용하였다. 산란 전자파는 Floquet 모드 함수를 이용하여 무한개의 급수로 전개하였다. 본 논문에서 제안된 방법의 타당성을 입증하기 위하여 각 유전체 층의 비유전율과 두께를 변화시켜 얻어진 정규화된 반사 및 투과전력은 기존의 수치방법 및 논문의 결과와 평가 및 비교하였으며, 이 때 본 논문의 수치결과들은 기존의 수치방법 및 논문의 결과와 매우 잘 일치하였다. 기하광학적 정규화된 반사 및 투과전력의 급변점의 위치는 입사각 및 격자 주기 그리고 유전체층의 비 유전율 및 두께에 따라 주된 영향을 받을 수 있었고, Wood의 변칙이라고 불리는 이러한 급변점은 고차 모드의 반사전력이 전파모드와 감쇠모드 사이에서 모드 전환이 주된 요인으로 관측되었으며, 국부적인 최소 위치들은 유전체층의 비 유전율이 증가함에 따라 격자주기가 작아지는 좌측방향으로 약간 이동함을 알 수 있었다.

Abstract

In this paper, electromagnetic scattering by a perfectly conducting strip grating on dielectric multilayers is analyzed for the normalized reflected and transmitted power by applying the Fourier-Galerkin moment method. The induced current density is expanded in a series of multiplication of Chebyshev polynomials of the first kind and functions with appropriate edge boundary condition, the continuous condition of electromagnetic field is applied in the boundary planes. The scattered electromagnetic fields are expanded in series of Floquet mode functions. To confirm the validity of the proposed method, the normalized reflected and transmitted power obtained by varying the relative permittivity and thickness of each dielectric layers are evaluated and compared with those of the existing numerical method and a paper, and then the numerical results in this paper are in good agreement with those of the existing numerical method and the paper. The sharp variation position in the geo-

* 京畿專門大學 電子通信科(Dept. of Electronic Communication, Kyungki Jr. College, Incheon, Korea.)

** 崇實大學校 電子工學科(Dept. of Electronic Engineering, Soongsil University, Seoul, Korea.)

· 논문 번호 : 970106-001

· 수정완료일자 : 1997년 4월 10일

metrically normalized reflected and transmitted power can be moved by the incident angle, grating period, and the relative permittivity and thickness of the dielectric multilayers, these sharp variation points which are called the Wood's anomaly of the geometrically normalized reflected power are observed as a main factor when the reflected powers of the higher order mode are transitted between propagating and evanescent modes, and the local minimum positions are slightly moved to the left hand direction in which grating period is getting small according to the increase of the relative permittivity of dielectric layers.

I. 서 론

격자구조에 대한 문제는 반사나 투과 현상을 취급하기 위해서 일찍이 많은 연구가 있어 왔으며, 이러한 격자구조에 의한 산란문제는 광학, 필터, 레이더, 안테나 및 전자기학 분야에서 널리 이용되어 왔으며, 여러 연구자들에 의해서 많은 관심을 가져왔다^{[1]-[13]}. 격자구조에 도체를 사용한 기본 문제로서 Richmond^[4]는 자유 공간상에서 스트립에 유도되는 미지의 유도전류를 간단히 프리에 급수로 전개함에 있어 모서리 경계조건을 함께 적용하여 수치계산을 하여 모서리 경계조건을 적용한 경우가 그렇지 않은 경우보다 매트릭스의 역변환 시에 수치계산 시간을 절약할 수 있었다. 그리고 저항띠를 가진 경우는 파수영역에서 spectral-Galerkin 모멘트법^{[5]-[7]}을 이용하여 수치해석하였다. 도체 및 저항띠의 격자구조에 의한 산란 문제에 대해 좀 더 좋은 반사 특성을 얻기 위하여 접지층 위에 유전체층을 가진 경우^{[8],[9]}에 대해 PMM(point matching method)을 이용하여 수치계산하였으며, 그 후 좀 더 개선된 방법인 Fourier-Galerkin 모멘트법을 이용하여 수치해석한 바 있다^{[10]-[12]}. 그리고 최근에 유전체판 상의 저항띠 격자구조에 대해 수치해석한 바 있으며^[13], 이는 적분 방정식을 이용하여 스트립에 유도되는 전류밀도를 하나의 모서리 경계조건을 만족하는 함수와 광학이론을 적용하여 좁은 폭에 대해 간단히 수식화하여 산란 특성을 해석한 바 있으며, 앞서 언급된 유전체층 문제에 관한 해석은 1개의 유전체층 및 접지된 유전체층에 관한 문제를 취급하였다.

본 논문에서는 다층 유전체층 위의 주기적인 도체 스트립 구조의 산란 문제에 적용할 수 있는 Fourier-Galerkin 모멘트법을 이용하여 3개의 유전체층을 가지는 문제를 E-편파의 경우에 대해 다층 유전체의 비 유전율(relative permittivity)과 두께의 값을 변화시켰을 때 기하광학적 정규화된 반사 및 투과전력이 급하게 변하는 급변점(sharp variation points)과 고차모드(higher order mode)의 반사전력과의 관계를 취급하였다. 이 때 도체띠에 유도되는 전기전류는 E-편파의 경우 모서리 양끝에서 매우 높은 전류가 예측되므로 이러한 형태를 갖는 함수와 1종 Chebyshev 다항식^{[14],[15]}의 곱의 급수로 전개하였고, 사용된 미지의 계수를 구하기 위하여 각 유전체층 사이의 경계면에서는 전자계의 연속조건을 적용하였다. 산란 전자계는 Floquet 모드 함수로 전개하였으며, 수치계산의 타당성을 입증하기 위하여 기존의 자유 공간상의 수치결과와 비교하였다. 몇 가지 수치계산 결과로 수직 및 비스듬히 입사하는 경우에 대해 정규화된 반사 및 투과전력의 크기를 수치 계산하였으며, 또한 본 논문의 구조에서 도체띠는 매우 얇은 경우로 가정하였다.

II. 문제의 構造에 대한 電磁波散亂 解析

문제의 구조는 그림 1과 같은 경우로써 3개의 유전체층 위의 주기적인 도체 스트립 구조에 E-분극 평면파가 가장자리에 나란하게 ϕ 의 각도로 비스듬히 입사되는 경우를 취급하였다. 스트립은 y방향으로 무한하고, 도체띠는 xy평면상에 위치하고 있으며, x방향으로 주기적으로 배열되어 있으며, 스트

립 주기는 s , 스트립 폭은 $w(=2h)$ 이며, h 는 스트립 폭의 반이다. 그리고 영역 1과 5는 자유공간 영역이며, 영역 2, 3, 4는 유전체층 영역으로서 각 유전체층의 비 유전율(relative permittivity)은 ϵ_{r2} , ϵ_{r3} 및 ϵ_{r4} 이며, 각 유전체층의 경계면은 $z = t_1, t_2, t_3$ 및 0 이다.

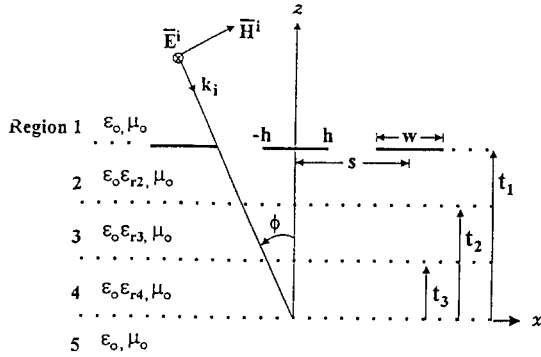


그림 1. 문제의 구조

Fig. 1. Geometry of the problem.

문제의 구조에 입사되는 전계 \bar{E}^i 및 접선성분의 자계 \bar{H}^i 는 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$\bar{E}^i = \hat{a}_y E_0 e^{-jk_0 x \sin\phi} e^{-jk_0 z \cos\phi} \quad (1)$$

$$\bar{H}^i = \hat{a}_x \frac{k_0 \cos\phi}{\omega\mu_0} E_0 e^{-jk_0 x \sin\phi} e^{-jk_0 z \cos\phi} \quad (2)$$

여기서 $k_0 = \omega\sqrt{\mu_0\epsilon_0}$ 이며, k_0, μ_0 및 ϵ_0 는 자유공간의 전파상수, 투자율 및 유전율이며, E_0 는 입사전계의 진폭으로서 본 논문에서는 1로 하였다. 영역 1에서 산란전계 \bar{E}^s 와 접선성분의 산란자계 \bar{H}^s 는 다음과 같은 평면파의 합으로 표시할 수 있다.

$$\bar{E}^s = \hat{a}_y E_0 e^{-jk_0 x \sin\phi} \sum_{n=-\infty}^{\infty} A_n e^{-j\gamma_n(z-t_1)} e^{-j2n\pi x/s} \quad (3)$$

$$\bar{H}^s = -\hat{a}_x \frac{E_0}{\omega\mu_0} e^{-jk_0 x \sin\phi} \sum_{n=-\infty}^{\infty} A_n \gamma_n e^{-j\gamma_n(z-t_1)} e^{-j2n\pi x/s} \quad (4)$$

여기서 A_n 은 구해야 할 미지의 계수이며 γ_n 은 다음과 같다.

$$\gamma_n = \begin{cases} \sqrt{k_0^2 - \beta_n^2}, & k_0^2 \geq \beta_n^2 \\ -j\sqrt{\beta_n^2 - k_0^2}, & k_0^2 < \beta_n^2 \end{cases} \quad (5)$$

식 (5)에서 $\beta_n = k_0 \sin\phi + 2n\pi/s$ 이고, 영역 2, 3, 4 내의 전체전계 $\bar{E}_2^i, \bar{E}_3^i, \bar{E}_4^i$ 및 접선성분의 전체자계 $\bar{H}_2^i, \bar{H}_3^i, \bar{H}_4^i$ 는 다음과 같이 표시할 수 있다.

$$\bar{E}_i^i = \hat{a}_y E_0 e^{-jk_0 x \sin\phi} \sum_{n=-\infty}^{\infty} [B_{ni} e^{-j\eta_{ni} z} + C_{ni} e^{j\eta_{ni} z}] e^{-j2n\pi x/s} \quad (6)$$

$$\bar{H}_i^i = \hat{a}_x \frac{E_0}{\omega\mu_0} e^{-jk_0 x \sin\phi} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \eta_{ni} [B_{ni} e^{-j\eta_{ni} z} - C_{ni} e^{j\eta_{ni} z}] e^{-j2n\pi x/s} \quad (7)$$

여기서 $i=2, 3, 4$ 이며, B_n 와 C_n 는 각 영역에서 구해야 할 미지의 계수이고, η_{ni} 는 다음과 같다.

$$\eta_{ni} = \begin{cases} \sqrt{k_i^2 - \beta_n^2}, & k_i^2 \geq \beta_n^2 \\ -j\sqrt{\beta_n^2 - k_i^2}, & k_i^2 < \beta_n^2 \end{cases}, i=2, 3, 4 \quad (8)$$

여기서 $k_i = \omega\sqrt{\mu_0\epsilon_0\epsilon_{ri}} = k_0\sqrt{\epsilon_{ri}}, i=2, 3, 4$ 이다. 또한 영역 5의 $z < 0$ 구간에서 전체 투과전계 \bar{E}_5^s 와 접선성분의 투과자계 \bar{H}_5^s 는 다음과 같다.

$$\bar{E}_5^s = \hat{a}_y E_0 e^{-jk_0 x \sin\phi} \sum_{n=-\infty}^{\infty} D_n e^{j\gamma_n z} e^{-j2n\pi x/s} \quad (9)$$

$$\bar{H}_5^s = \hat{a}_x \frac{E_0}{\omega\mu_0} e^{-jk_0 x \sin\phi} \sum_{n=-\infty}^{\infty} D_n \gamma_n e^{j\gamma_n z} e^{-j2n\pi x/s} \quad (10)$$

여기서 D_n 은 미지의 계수이며, 지금까지 사용된 미지의 계수를 구하기 위해 전자계의 경계조건을 적용한다. 우선, 영역 2와 3, 3과 4 및 4와 5의 각

경계면에서 전자계의 연속 조건을 적용하면 C_{n2} 를 B_{n2} 의 항으로 표시할 수 있다.

$$C_{n2} = P_{n2} B_{n2} \quad (11)$$

여기서

$$P_{n2} = \left[\frac{\exp(-2j\eta_{n3} t_2)(\eta_{n2} - \eta_{n3}) + P_{n1}(\eta_{n2} + \eta_{n3})}{\exp(-2j\eta_{n3} t_2)(\eta_{n2} + \eta_{n3}) + P_{n1}(\eta_{n2} - \eta_{n3})} \right] \exp(-2j\eta_{n2} t_2) \quad (12)$$

$$P_{n1} = \left[\frac{\exp(-2j\eta_{n4} t_3)(\eta_{n3} - \eta_{n4})(\eta_{n4} - \gamma_n) + (\eta_{n3} + \eta_{n4})(\eta_{n4} + \gamma_n)}{\exp(-2j\eta_{n4} t_3)(\eta_{n3} + \eta_{n4})(\eta_{n4} - \gamma_n) + (\eta_{n3} - \eta_{n4})(\eta_{n4} + \gamma_n)} \right] \exp(-2j\eta_{n3} t_3) \quad (13)$$

이다. 또한 $z=t_1$ 인 도체면 이외의 영역(개구)에서 전계가 연속이라는 경계조건을 적용하면 B_{n2} 를 A_n 의 항으로 표현할 수 있다.

$$B_{n2} = \frac{e^{jk_0 t_1 \cos\phi} \delta_n + A_n}{e^{-j\eta_{n2} t_1} + P_{n2} e^{j\eta_{n2} t_1}} \quad (14)$$

식 (14)에서 δ_n 는 $n=0$ 일 때만 1이고, $n \neq 0$ 의 경우는 0인 Kronecker delta 함수이다. 이 때 E-편파의 경우는 모서리 양끝에서 매우 높은 전류가 예측되므로 y 방향 전류밀도 $J_y(x)$ 는 이러한 형태를 포함한 함수와 1종 Chebyshev 다항식^{[14],[15]}의 곱의 급수로 전개하였다.

$$J_y(x) = e^{-jk_0 x \sin\phi} \sum_{p=0}^{\infty} f_p \frac{T_p(x/h)}{\sqrt{1-(x/h)^2}}, \quad -h \leq x \leq h \quad (15)$$

식 (15)에서 f_p 은 미지의 계수이며, $T_p(x/h)$ 는 1종 Chebyshev 다항식을 의미하며, 이를 사용한 이유는 기존의 지수함수를 사용한 경우는 $-\infty$ 에서 ∞ 까지의 매트릭스의 크기를 가지나, 1종 Chebyshev 다항식을 사용한 경우는 0에서 ∞ 까지의 매트릭스의 크기를 가지므로 본 논문의 경우가 반

정도의 매트릭스의 크기만 가지고도 문제의 구조에 대한 해를 구할 수 있으며, 또한 다음에 나올 식 (17)이 closed form으로 구해질 수 있기 때문이다. 그리고 영역 1과 2에서 자계 경계조건(magnetic boundary condition)을 적용한 후 양변에 $e^{j2m\phi}$ 를 곱하고, $-s/2 \leq x \leq s/2$ 의 범위에서 적분을 취하면 A_n 에 관한 식을 얻는다.

$$A_n = -\frac{k_0 \eta_0}{s} \sum_{p=0}^{\infty} f_p \left(\frac{G_{pn}}{r_n - P_{n3}} \right) + e^{jk_0 t_1 \cos\phi} \left(\frac{k_0 \cos\phi + P_{n3}}{r_n - P_{n3}} \right) \delta_n \quad (16)$$

여기서

$$G_{pn} = \int_{-h}^h \frac{T_p(x/h)}{\sqrt{1-(x/h)^2}} e^{j \frac{2\pi n}{s} x} dx \quad (17)$$

$$P_{n3} = \left[\frac{\eta_{n2}(e^{-j\eta_{n2} t_1} - P_{n2} e^{2j\eta_{n2} t_1} - 1)}{e^{-j\eta_{n2} t_1} + P_{n2} e^{2j\eta_{n2} t_1}} \right] \quad (18)$$

이며, $\eta_0 = \sqrt{\mu_0 / \epsilon_0}$ 으로써 자유 공간의 고유 임피던스(intrinsic impedance)이다. 또한 영역 1의 도체면 위에서는 입사전계와 산란전계의 합이 0이라는 완전도체의 경계조건을 만족해야만 하므로 식 (1)과 (3)의 합이 0인 식의 양변에 $T_q(x/h) / \sqrt{1-(x/h)^2}$ 를 곱한 후 $-h \leq x \leq h$ 의 범위에서 적분을 취하면 다음 식을 얻는다.

$$\sum_{n=-\infty}^{\infty} A_n G_{qn}^* = -e^{jk_0 t_1 \cos\phi} \pi h \delta_q, \quad q=0, 1, 2, \dots \quad (19)$$

여기서 “*”는 공액복소(complex conjugation)를 의미하며, 식 (16)을 식 (19)에 대입한 후 무한급수를 수치계산하기 위해서 n 의 값은 $-N$ 부터 N , p 의 값은 0 부터 M 까지로 매트릭스의 크기를 한정시켜서 행렬 형태로 표시하면 다음과 같은 선형 방정식을 얻는다.

$$\sum_{2p=0}^M f_p Z_{qp} = V_q, q = 0, 1, 2, \dots, M \quad (20)$$

여기서

$$Z_{qp} = \frac{k_0 \eta_0}{S} \sum_{n=-N}^N \left(\frac{G_{pn}}{\gamma_n - P_{n3}} \right) G_{qn}^* \quad (21)$$

$$V_q = e^{jk_0 t_1 \cos \phi} \left[\pi h \delta_q + \sum_{n=-N}^N \delta_n \left(\frac{k_0 \cos \phi + P_{n3}}{\gamma_n - P_{n3}} \right) G_{qn}^* \right] \quad (22)$$

이다. 식 (20)의 매트릭스에 관한 식을 역 변환하여 계수 f_p 를 구한 후 이를 식 (16)에 대입하면 반사계수(reflection coefficient) $\Gamma_n = A_n$ 를 구할 수 있으며, 투과 계수(transmission coefficient) D_n 은 다음과 같다.

$$D_n = \frac{8\eta_{n4} e^{-j\eta_{n2} t_2} e^{-j\eta_{n3} t_3} (e^{jk_0 t_1 \cos \phi} \delta_n + A_n)}{(\eta_{n4} - \gamma_n) (e^{-j\eta_{n2} t_1} + P_{n2} e^{-j\eta_{n2} t_1}) P_{n4} P_{n5}} \quad (23)$$

여기서

$$P_{n4} = e^{-j\eta_{n4} t_3} \left(1 + \frac{\eta_{n4}}{\eta_{n3}} \right) + e^{j\eta_{n4} t_3} \left(1 - \frac{\eta_{n4}}{\eta_{n3}} \right) \left(\frac{\eta_{n4} + \gamma_n}{\eta_{n4} - \gamma_n} \right) \quad (24)$$

$$P_{n5} = e^{-j\eta_{n3} t_2} \left(1 + \frac{\eta_{n3}}{\eta_{n2}} \right) + e^{j\eta_{n3} t_2} \left(1 - \frac{\eta_{n3}}{\eta_{n2}} \right) P_{n1} \quad (25)$$

이다.

Ⅲ. 數值計算 結果 및 檢討

본 논문에서는 다층 유전체 위의 주기적인 도체 스트립 구조의 산란 문제에 적용할 수 있는 Fourier-Galerkin 모멘트법을 이용하여 3개의 유전체층을 가지는 문제에 대해서 수치 계산하였으며, 또한 각 유전체층인 2, 3, 4 영역 중에서 영역 3을 자유공간의 문제인 $\epsilon_{r3}=1$ 인 문제에 대해 수치 계

산하였다. 기하광학적 정규화된 반사 및 투과전력은 식 (16)과 식 (23)을 이용하여 구할 수 있으며, 본 논문의 수치결과를 증명하기 위하여 기존의 수

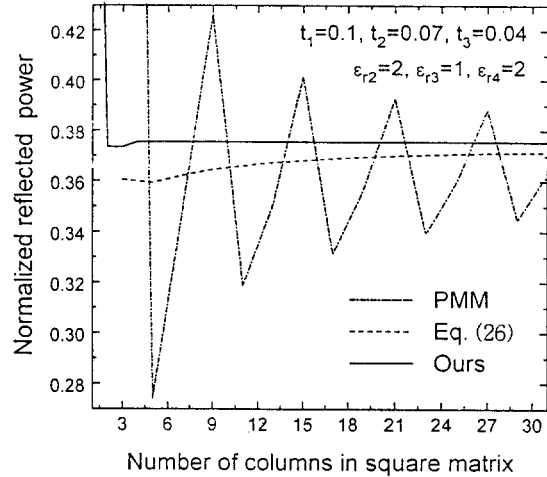


그림 2. 정방형 매트릭스의 행수 P에 따른 기하광학적 정규화된 반사전력의 수렴도 곡선

Fig. 2. Convergence curve of geometrically normalized reflected power versus the number of columns P in square matrix. ($\phi=0^\circ$, $h=0.5 [\lambda]$, $w=2h [\lambda]$, and $s=1.5w [\lambda]$)

치방법의 결과와 비교하였다.

그림 2에서는 다음 3 가지 경우에 대해 기하광학적 반사전력의 수렴도를 비교하였다.

첫째, 본 논문과 같은 구조를 PMM 방법^[8]으로 수치해석한 경우.

둘째, 식 (15)의 전류밀도를 간단히 지수함수를 적용한 경우.

$$J_y(x) = e^{-jk_0 x \sin \phi} \sum_{p=-M}^M f_p e^{jpnx/h}, \quad -h \leq x \leq h \quad (26)$$

셋째, 적절한 모서리 경계조건을 만족하는 함수와 1종 Chebyshev 다항식의 곱의 급수로 전개한

본 논문의 식 (15)의 경우.

위에 언급한 3가지의 경우에 대해 수치계산시 정방형 매트릭스의 크기는 식 (20)에 의해서 결정되는데 이론적으로 매트릭스의 크기는 무한대이나 수치계산시 어느 정도로 한정시켜야 하며, 식 (26)을 이용하여 II 장과 동일한 과정으로 계산하면 반사전력을 계산할 수 있다. 또한 식 (20)의 좌변에서 임피던스 정방형 매트릭스의 크기를 $P \times P$ 라고 할 때 첫 번째 방법의 참고문헌 [8]의 PMM 방법과 식 (26)의 지수함수를 적용한 경우는 $P = 2M + 1$ 이나 1종 Chebyshev 다항식을 적용한 본 논문의 경우는 $P = M + 1$ 의 매트릭스 크기를 가지므로 위에 언급한 첫째와 둘째의 수치방법보다는 거의 절반 정도의 매트릭스의 크기를 가지고도 수치계산이 가능하다. 그림 2에서 횡축은 식 (20)의 정방형 매트릭스의 행수 P 이며, $n = 2N + 1$ 인 매트릭스의 크기를 가질 때 $N = 200$ 으로 수치 계산하였다. 그림 2의 경우에서 격자상수는 $h = 0.5 [\lambda]$, $w = 2h [\lambda]$ 및 $s = 1.5w [\lambda]$, 유전체층의 두께는 $t_1 = 0.1$, $t_2 = 0.07$ 및 $t_3 = 0.04 [\lambda]$, 각 유전체층의 비 유전율은

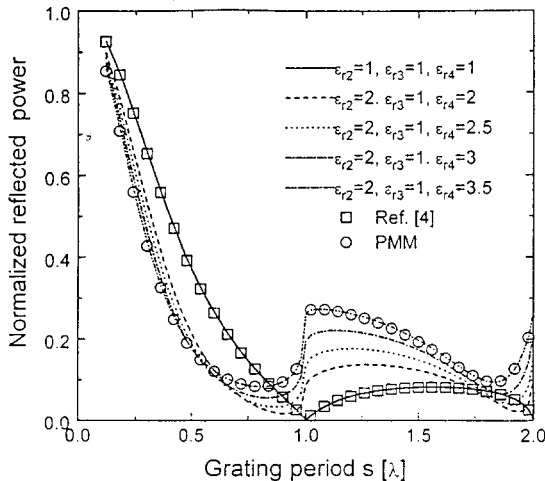


그림 3. 수직입사시 기하광학적 정규화된 반사전력
Fig. 3. Geometrically normalized reflected power for the normal incidence. ($\phi = 0^\circ$, $w/s = 0.2$, $t_1 = 0.1$, $t_2 = 0.07$, and $t_3 = 0.04 [\lambda]$)

$\epsilon_2 = \epsilon_4 = 2$ 및 $\epsilon_3 = 1$ 을 가지는 경우에 대해 수직입사시 정방형 매트릭스의 행수 P 에 따른 정규화된 반사전력의 크기에 대한 수렴도를 계산하였으며, 본 논문의 경우가 P 의 크기가 적어도 매우 빠르게 수렴함을 알 수 있다.

그림 3과 4는 수직입사시의 수치 계산한 결과로서 그림 3은 기하광학 반사전력, 그림 4는 투과전력을 보였으며, 사용된 격자 상수 $w/s = 0.2$ 이고, 각 유전체층의 두께는 $t_1 = 0.1$, $t_2 = 0.07$ 및 $t_3 = 0.04 [\lambda]$ 를 가지는 경우에 대해 주기 s 는 0에서 2과장까지 증가시켰을 때의 수치결과로서 반사 전력과 투과전력은 대조적인 특성을 보이고 있으며, “□” 표시는 유전체층이 없는 자유 공간상의 문제와 같은 경우인 $\epsilon_2 = \epsilon_3 = \epsilon_4 = 1$ 의 값을 가지는 경우와 동일한 구조인 참고문헌 [4]의 수치결과이며, 또한 “○” 표시는 본 논문과 동일한 구조를 비 유전율이 $\epsilon_2 = 2$, $\epsilon_3 = 1$ 및 $\epsilon_4 = 3.5$ 인 경우에 대해 PMM 방법 [8]으로 수치계산한 결과로 매우 잘 일치하였고, 수직입사시 영역 2와 4의 비 유전율의 값이 증가하면

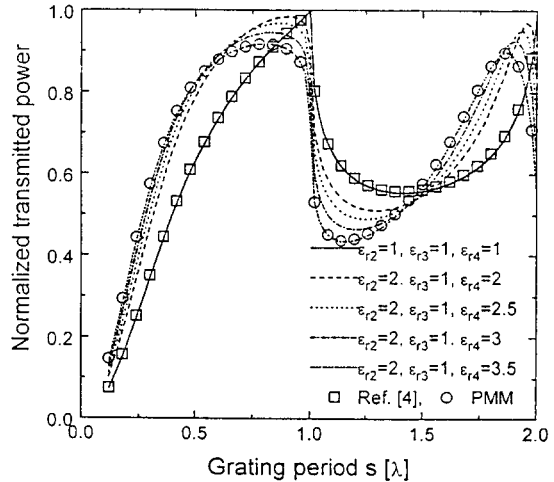


그림 4. 수직입사시 기하광학적 정규화된 투과전력
Fig. 4. Geometrically normalized transmitted power for the normal incidence. ($\phi = 0^\circ$, $w/s = 0.2$, $t_1 = 0.1$, $t_2 = 0.07$, and $t_3 = 0.04 [\lambda]$)

$s = 1$ 파장 이상의 부근에서 전반적으로 기존의 자유공간의 경우보다 반사전력이 커지는 경향을 알 수 있으며, 또한 유전체층의 비 유전율 ϵ_n 가 증가할수록 격자주기 s 가 작아지는 방향으로 약간 이동함을 알 수 있었다.

그림 5에서 12까지의 경우는 입사각이 60도인 경우의 정규화된 반사전력 및 투과전력을 수치계산한 결과로서 그림 5는 모드 $n=0$ 인 기하광학적 정규화된 반사전력의 크기, 그림 6에서 11까지는 $n \neq 0$ 인 고차모드(higher order mode)의 정규화된 반사전력의 크기를 각 유전체층의 유전율의 값에 따른 수치계산 결과를 보였다. 그림 6과 7은 모드 $n=-1$ 및 1, 그림 8과 9는 모드 $n=-2$ 및 2, 그림 10과 11은 모드 $n=-3$ 및 3일 때의 정규화된 반사전력을 나타내었으며, 식 (5)의 전파모드(propagating mode)와 감쇠모드(evanescent mode)를 구분하기 위해서 전파모드는 양의 값, 감쇠모드는 음의 값으로 구분하여 표시하였으며, 그림 12는 기하광학적 정규화된 투과전력의 크기이다. 그림 5와 12에서 급변점들은 격자 주기(grating period) $s = 0$.

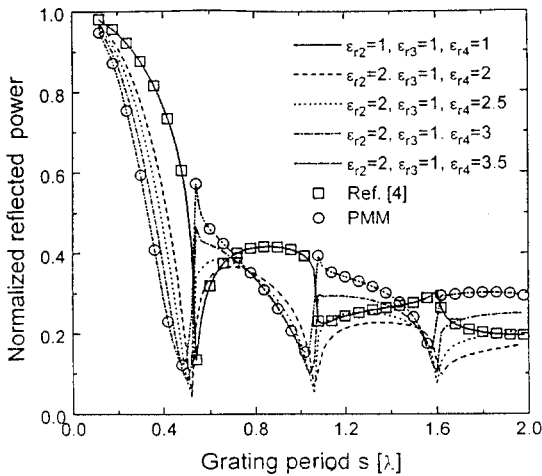


그림 5. 기하광학적 정규화된 반사전력
 Fig. 5. The Geometrically normalized reflected power. ($\phi=60^\circ$, $w/s=0.2$, $t_1=0.1$, $t_2=0.07$ and $t_3=0.04 [\lambda]$)

54, 1.07 및 1.6파장 부근에서 발생하며, 비 유전율 ϵ_n 가 커질수록 s 가 작아지는 방향으로 약간 이동함을 알 수 있었다. 그림 5의 급변점들은 $n < 0$ 의 고차모드를 취급한 그림 6, 8 및 10의 수치결과에서 감쇠모드에서 전파모드로 전환(transition)될 때 발생하므로 기하광학적 반사전력의 급변점에 주된 영향을 미친다는 것을 알 수 있으며, 또한 각 유전체층의 유전율의 값에 따라 반사전력의 크기가 다르게 나타남을 알 수 있었다. 또한 $n > 0$ 의 고차모드의 반사전력을 취급한 그림 7, 9 및 11의 경우는 모두 감쇠모드로 작용하고 있으며, 그 이외의 고차모드에 대해서는 그림 5와 12의 급변점에 그다지 영향을 미치지 않았다. 그리고 그림 5와 12에서 “□”와 “○”표시는 그림 3의 경우와 동일한 경우로 매우 잘 일치하고 있다.

그림 13과 14는 입사각에 따른 기하광학적 정규화된 반사전력 및 투과전력의 크기를 수치계산한 결과로서 그림 13은 기하광학적 정규화된 반사전력, 그림 14는 투과전력을 보였으며, 격자상수는 $h=0.3 [\lambda]$, $w=2h [\lambda]$ 및 $s=1.6 [\lambda]$ 이고, 각 유

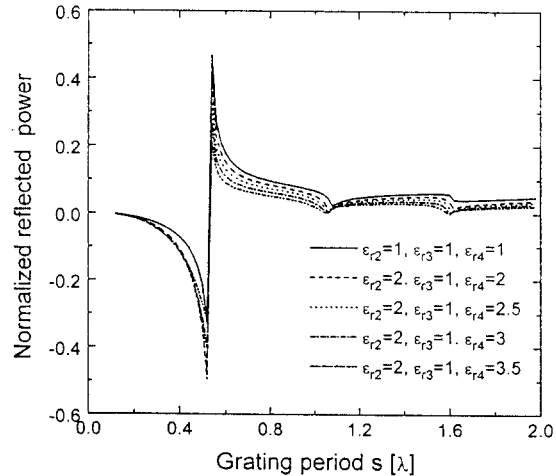


그림 6. 고차모드 $n=-1$ 에 대한 정규화된 반사전력
 Fig. 6. Normalized reflected power for higher order mode $n=-1$. ($\phi=60^\circ$, $w/s=0.2$, $t_1=0.1$, $t_2=0.07$ and $t_3=0.04 [\lambda]$)

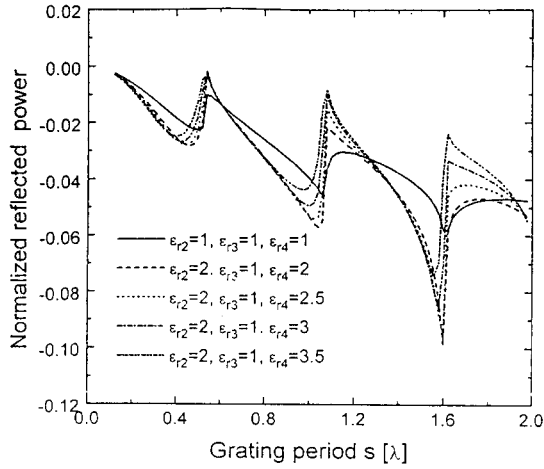


그림 7. 고차모드 $n=1$ 에 대한 정규화된 반사전력
 Fig. 7. Normalized reflected power for higher order mode $n=1$. ($\phi=60^\circ$, $w/s=0.2$, $t_1=0.1$, $t_2=0.07$ and $t_3=0.04$ [λ])

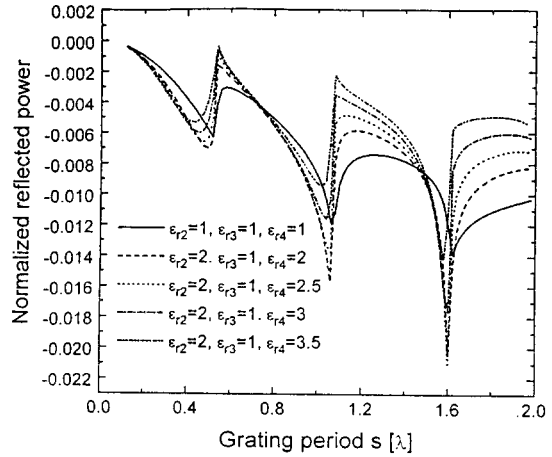


그림 9. 고차모드 $n=2$ 에 대한 정규화된 반사전력
 Fig. 9. Normalized reflected power for higher order mode $n=2$. ($\phi=60^\circ$, $w/s=0.2$, $t_1=0.1$, $t_2=0.07$ and $t_3=0.04$ [λ])

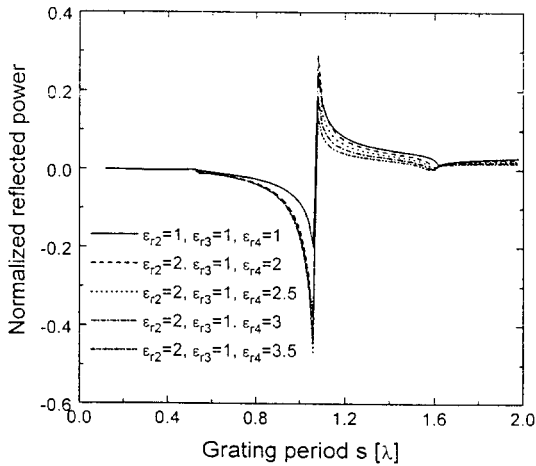


그림 8. 고차모드 $n=-2$ 에 대한 정규화된 반사전력
 Fig. 8. Normalized reflected power for higher order mode $n=-2$. ($\phi=60^\circ$, $w/s=0.2$, $t_1=0.1$, $t_2=0.07$ and $t_3=0.04$ [λ])

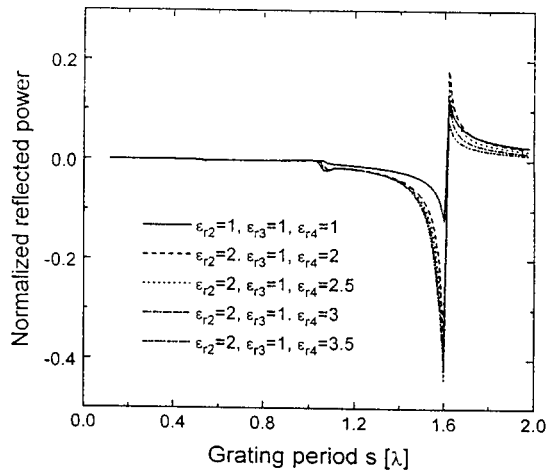


그림 10. 고차모드 $n=-3$ 에 대한 정규화된 반사전력
 Fig. 10. Normalized reflected power for higher order mode $n=-3$. ($\phi=60^\circ$, $w/s=0.2$, $t_1=0.1$, $t_2=0.07$ and $t_3=0.04$ [λ])

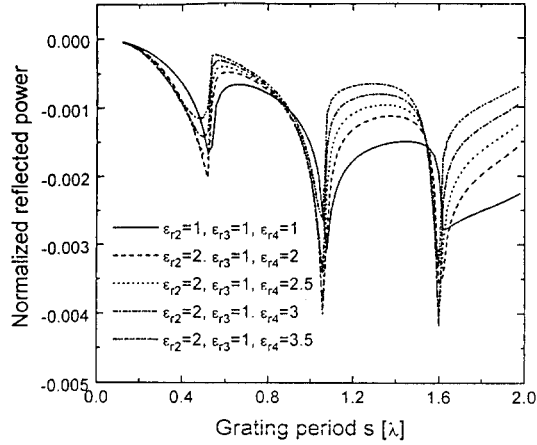


그림 11. 고차모드 $n=3$ 에 대한 정규화된 반사전력
 Fig. 11. Normalized reflected power for higher order mode $n=3$. ($\phi=60^\circ$, $w/s=0.2$, $t_1=0.1$, $t_2=0.07$ and $t_3=0.04$ [λ])

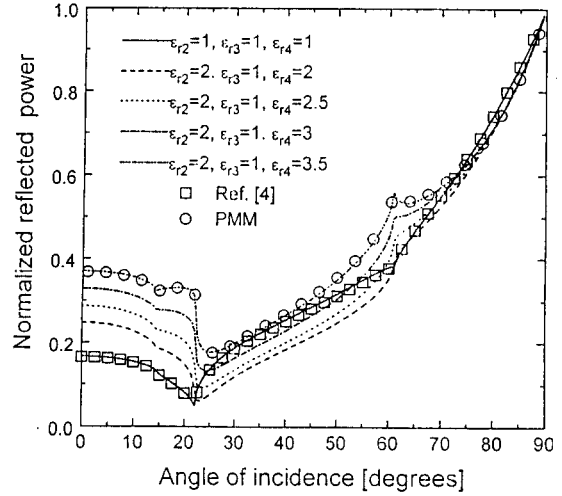


그림 13. 입사각에 따른 정규화된 기하광학 반사전력
 Fig. 13. Geometrically normalized reflected power for angles of incidence. ($h=0.3$ [λ], $s=1.6$ [λ], $t_1=0.1$, $t_2=0.07$ and $t_3=0.04$ [λ])

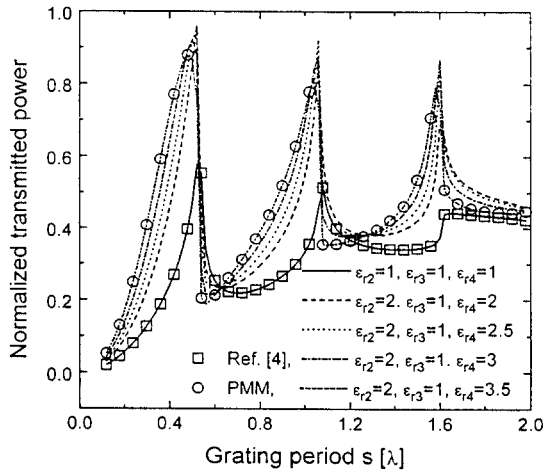


그림 12. 기하광학적 정규화된 투과전력
 Fig. 12. Geometrically normalized transmitted power. ($\phi=60^\circ$, $w/s=0.2$, $t_1=0.1$, $t_2=0.07$ and $t_3=0.04$ [λ])

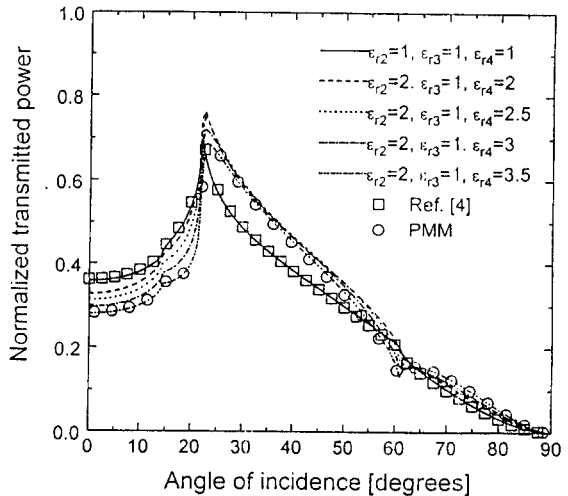


그림 14. 입사각에 따른 정규화된 기하광학 투과전력
 Fig. 14. Geometrically normalized transmitted power for angles of incidence. ($h=0.3$ [λ], $s=1.6$ [λ], $t_1=0.1$, $t_2=0.07$ and $t_3=0.04$ [λ])

전체층의 두께는 $t_1=0.1$, $t_2=0.07$ 및 $t_3=0.04$ [λ]를 가지는 경우에 대해 유전체층들의 비 유전율 값에 따른 수치계산 결과를 보였으며, 그림 13과 14의 수치결과는 대조적인 특성을 보이고 있다. 그림 13에서 각 유전체층의 유전율 값을 증가하면 전반적으로 급변점 이하의 부근에서 반사전력이 커짐을 알 수 있으며, “□”와 “○”의 표시는 앞에서 언급한 경우로 매우 잘 일치하였다.

IV. 結 論

본 논문에서는 다층 유전체 위의 주기적인 도체 스트립 구조의 산란 문제에 적용할 수 있는 Fourier-Galerkin 모멘트법을 이용하여 3개의 유전체층을 가지는 문제를 E-편파의 경우에 대해서 수치계산하였다. 이 때 도체띠에 유도되는 전기전류는 E-편파의 경우 모서리 양끝에서 매우 높은 전류가 예측되므로 이러한 형태를 갖는 함수와 1종 Chebyshev 다항식의 곱의 급수로 전개하였으며, 각 경계면에서 전자계의 연속정리를 적용하여 해를 구했다. 이 때 각 유전체층의 비 유전율의 값을 변화시켰을 때 기하광학적 정규화된 반사전력과 투과전력 및 고차모드의 반사전력의 크기를 비교하였다. 주기적인 스트립 구조에서는 기하광학적 반사 및 투과전력이 급하게 변하는 급변점이 존재하게 되는데 급변점의 위치는 입사각 및 격자 주기 그리고 유전체층들의 비 유전율 및 두께에 따라 이동시킬 수 있으며, Wood anomaly라고 불리는 이러한 급변점들은 고차 모드의 반사전력이 전파모드와 감쇠모드 사이에서 모드전환될 때 주된 요인으로 관측되었으며, 유전체층의 비 유전율 ϵ_4 가 커질수록 격자주기가 작아지는 방향으로 약간 이동함을 알 수 있었다.

본 논문에서 제안된 수치계산의 타당성을 입증하기 위해서 기존 논문의 수치결과와 비교한 결과 매우 잘 일치됨을 알 수 있었다. 본 논문의 해석방법을 확대 적용하면 더 많은 유전체층 또는 접지된 다층 유전체층 위의 도체 및 저항띠 격자구조의 해석

이 가능하며, 물론 H-편파의 경우에 대해서도 적용이 가능하다.

參 考 文 獻

- [1] C. Dragone, "New Grids for Improved Polarization Duplexing of Microwaves in Reflector Antenna," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. AP-26, pp. 459-463, May 1978.
- [2] M. Ando and K. Takei, "Reflection and Transmission Coefficient of a Thin Strip Grating for Antenna Application," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. AP-35, no. 4, pp. 367-371, Apr. 1987.
- [3] J. D. Hanfling, G. Jerinnc, and L. R. Lewis, "Twist Reflector Design Using E-type and H-Type Modes", *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. AP-29, pp. 662-628, July 1981.
- [4] J. H. Richmond, "On the Edge Mode in the Theory of TM scattering by a Strip or Strip Grating," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. AP-28, pp. 883-887, Nov. 1980.
- [5] R. Mittra and R. C. Hall, "Scattering from a Periodic Array of Resistive Strips," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. AP-33, pp. 1009-1011, Sept. 1985.
- [6] R. C. Hall, R. Mittra, and K. M. Mitzner, "Analysis of Multilayered Periodic Structure Using Generalized Scattering Matrix Theory," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. AP-36, pp. 511-517, Apr. 1988.
- [7] 尹義重, 梁承仁, "抵抗띠 양끝에서 無限대로 變하는 抵抗率을 갖는 週期 格子構造에 의한 E-分極 反射係數," 大韓電子工學會 論文誌 第31卷 A編 2號, pp. 162-168, 1994年 2月.

- [8] H. A. Kalhor and M. Ilyas, "Scattering of Plane Electromagnetic Waves by a Grating of Conducting Cylinders Embedded in a Dielectric Slab over a Ground Plane," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. AP-30, pp. 576-579, July 1982.
- [9] U. J. Yoon and S. I. Yang, "E-Polarized Scattering by a Resistive Strip Grating with a Grounded Dielectric Layer," KICS 95 Fall Conference, Korea Univ., pp. 810-813, Nov. 1995.
- [10] Y. K. Cho, et al, "Analysis of Electromagnetic Scattering by Periodic Strips on Grounded Dielectric Slab," *IEEE Trans. Antennas Propagat.* Sympo. Digest, vol. 1, pp. 511-517, June 1995.
- [11] U. J. Yoon and S. I. Yang, "E-Polarized Scattering by a Resistive Strip Grating with a Grounded Dielectric Layer Using Fourier Galerkin Moment Method," *KI-TE Journal of Electronics Engineering*, vol. 7, no. 2, pp. 15-20, June 1996.
- [12] U. J. Yoon and S. I. Yang, "E-Polarized Scattering by a Resistive Strip Grating with the Linearly Tapered Resistivity on a Grounded Dielectric Layer," 1996 KJJC-EMTC Proceedings, Hankuk Aviation Univ., pp. 13-16, Aug. 1996.
- [13] J. L. Volakis, Y. C. Lin, and H. Anastassiou, "TE-Characterization of Resistive Strip Gratings on a Dielectric Slab Using a Single Edge-Mode Expansion," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. AP-42, pp. 205-212, Feb. 1994.
- [14] M. Abramowitz and I. A. Stegun, *Handbook of Mathematical functions*, Dover, New York, 1972.
- [15] I. S. Gradshteyn and I. M. Ryzhik, *Table of Integrals, Series, and Products*, Academic Press, 1980.

윤 의 중



1958년 7월 7일생
1993년 8월 : 송실대학교 전자공학과
(공학박사)
1990년 3월~1992년 2월 : 송실대학교 전자공학과, 한국항공대학교 통신정보공학과 강사

1992년 2월~현재 : 경기전문대학 전자통신과 조교수
1997년~현재 : 대한전자공학회 마이크로파 및 전파전파연구회 간사
[주관심 분야] 전자파산란, 수치해석, 초고주파 회로

양 승 인



1952년 1월 18일생
1974년 2월 : 서울대학교 전기공학과(공학사)
1976년 2월 : 한국과학기술원 전기 및 전자공학과(공학석사)
1987년 8월 : 한국과학기술원 전기

및 전자공학과(공학박사)
1983년~1984년 : University of Michigan, Radiation Lab.(객원연구원)
1991년~1992년 : University of Colorado, MIMICAD Center(객원교수)
1990년~현재 : 한국통신기술협회 RSG-9 의장
1996년~현재 : 한국전자파학회 학술이사
1997년~현재 : 대한전자공학회 마이크로파 및 전파전파 연구회 전문위원장
1978년~현재 : 송실대학교 전자공학과 교수
[주관심분야] 전자파 산란, 수치해석, 안테나, 초고주파 회로