

변분 리액션 이론을 이용한 비균질 비등방성 매질에서의 전파특성 해석

正會員 金 賢 峻* 正會員 洪 勇 仁* 正會員 金 正 祺*

An Analysis of the Wave Properties in an Inhomogeneous Anisotropic Medium using Variational Reaction Theory

Hyun Jun Kim*, Yong In Hong*, Jung Ki Kim* *Regular Members*

要 約

본논문은 임의의 유전율 텐서를 포함하는 비등방성 매질에 비스듬하게 입사되는 전파문제를 변분유한 요소법을 통하여 고찰하였다. 먼저, 변분수식은 유기정리, 리액션 이론, 가역정리에 기초한 새로운 접근방법을 통해 유도하였다. 그다음, 유한요소법을 이용하여 구해진 범함수로 부터 전파특성을 해석하였다. 또한, magnetoplasma 슬랩에 입사되는 전파에 대한 수치결과를 나타냈다.

ABSTRACT

In this paper the propagation problem of waves obliquely incident upon an anisotropic medium with arbitrary permittivity tensors is analyzed through a partial variational finite element method. First, a variational equation is derived from the new approach based on the induction theorem, reactions, and reciprocity. Next, by using the finite element method, the propagation problems are solved from the obtained functional. Also included are numerical results for the problem of waves incident upon a magnetoplasma slab.

* 中央大學校 電子工學科
Dept. of Elec. Eng. Chungang Univ.
論文番號 : 93-148

I. 서 론

각종 비등방성 매질(자기플라즈마, 페라이트 또는 크리스탈)내에서의 전파전파(wave propagation)문제에 대해서 그동안 많은 연구가 진행되어 왔다^[1-4]. 그중에서도 비등방성 유전체 슬랩은 매질의 물리적인 특성을 이해하는데 가장 단순하면서도 중요한 구조이다. 본 논문에서는 비등방성 슬랩에 비스듬하게 입사되는 전파문제를 해결하기 위하여 변분 리액션 이론을 적용하였다. 이 방법은 매질분포가 완만한 변화를 하는 경우에 적용되는 WKB 법^[1]이나 local wave 해법을 사용한 Bahar의 일반특성함수법(또는 Runge-Kutta method)^[2], 적분방정식에 의한 해법^[3] 등에 비해 임의의 유전율 텐서를 갖는 경우에도 수식화가 간단하며, 수치해석 측면에서도 효율적인 방법이다. 여기에 사용된 이론은 리액션 이론 및 유기정리, 가역정리등이며 비균질 등방성 유전체 슬랩, 그리고 파라볼릭 및 정현적인 전하밀도 분포를 갖는 비균질 비등방성 자기플라즈마 슬랩등에 적용하여 전파특성을 고찰하였다.

II. 고찰 대상

그림1과 같이 자유공간내의 영역 $x=0, x=a$ 에 유전율과 투자율이 각각 $(\epsilon_0 \bar{\epsilon}(x), \mu_0 \bar{\mu}(x))$ 인 비균질 비등방성 슬랩이 놓여 있다. 비유전율 ϵ 는 임의의 비대칭 텐서이며, 단지 x 만의 함수로 가정한다. 그리고 비균질 슬랩에 평면파가 θ_i 의 각도로 입사한다고 가정한다. 여기서 \mathbf{B}_0 는 외부에서 가해지는 정자계이다.

일반적으로 유전율과 투자율은 다음과 같이 행렬로 표시할 수 있다.

$$\bar{\epsilon} = \begin{bmatrix} \epsilon_{xx} & \epsilon_{xy} & \epsilon_{xz} \\ \epsilon_{yx} & \epsilon_{yy} & \epsilon_{yz} \\ \epsilon_{zx} & \epsilon_{zy} & \epsilon_{zz} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \bar{\epsilon}_{tt} & \bar{\epsilon}_{tz} \\ \bar{\epsilon}^T_{zt} & \bar{\epsilon}_{zz} \end{bmatrix}$$

$$\bar{\mu} = \begin{bmatrix} \mu_{xx} & \mu_{xy} & \mu_{xz} \\ \mu_{yx} & \mu_{yy} & \mu_{yz} \\ \mu_{zx} & \mu_{zy} & \mu_{zz} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \bar{\mu}_{tt} & \bar{\mu}_{tz} \\ \bar{\mu}^T_{zt} & \bar{\mu}_{zz} \end{bmatrix}$$

(1)

입사파는 다음과 같이 표기된다.

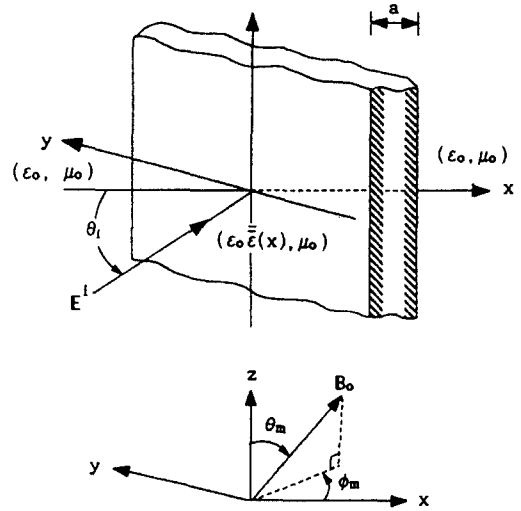


그림 1. 비균질 슬랩에 임의의 각도로 입사하는 평면파.

$$\mathbf{E}_0^i(\vec{r}) = \vec{e}_0^- \exp(-jk_0 \vec{\zeta}^i \cdot \vec{r})$$

$$\eta_0 \mathbf{H}_0^i(\vec{r}) = \vec{\zeta}^i \times \mathbf{E}_0^i$$

$$\vec{\zeta}^i = \hat{x} \cos \theta_i + \hat{y} \sin \theta_i$$

$$\vec{r} = \hat{x} x + \hat{y} y$$

$$\eta_0 = \sqrt{\mu_0 / \epsilon_0}, \quad k_0 = \omega \sqrt{\epsilon_0 \mu_0}$$

(2)

여기서 $\vec{\zeta}^i$ 는 입사파의 진행방향을 의미한다.

그리고 η_0, k_0 는 각각 자유공간의 고유임피던스 및 파수를 나타낸다.

식(2)의 입사파에 대해 슬랩 외부 영역에서의 반사파 및 투과파는 각각 다음과 같이 표현된다.

$$\left. \begin{aligned} \mathbf{E}_0^r(\vec{r}) &= \vec{e}_0^r \exp(-jk_0 \vec{\zeta}^r \cdot \vec{r}) \\ \eta_0 \mathbf{H}_0^r(\vec{r}) &= \vec{\zeta}^r \times \mathbf{E}_0^r \end{aligned} \right\} x < 0$$

$$\left. \begin{aligned} \mathbf{E}_0^t(\vec{r}) &= \vec{e}_0^t \exp(-jk_0 \vec{\zeta}^t \cdot \vec{r}) \\ \eta_0 \mathbf{H}_0^t(\vec{r}) &= \vec{\zeta}^t \times \mathbf{E}_0^t \end{aligned} \right\} x < a$$

(3)

여기서 $\vec{\zeta}^r$ 는 반사파의 진행방향을 나타낸다.

반사계수, 투과계수는 매질의 비등방성으로 인하

여 다음과 같이 횡성분 및 종성분으로 구분된 매트릭스로 표현된다.

즉,

$$\bar{\mathbf{R}} = \begin{bmatrix} \parallel R_{\parallel} & \parallel R_{\perp} \\ \perp R_{\parallel} & \perp R_{\perp} \end{bmatrix}, \quad \bar{\mathbf{T}} = \begin{bmatrix} \parallel T_{\parallel} & \parallel T_{\perp} \\ \perp T_{\parallel} & \perp T_{\perp} \end{bmatrix} \quad (4)$$

$\parallel R_{\parallel}$ 는 x-y평면의 입사파에 분극 입사파에 대한 x-y 평면 분극 반사파의 반사계수이고, $\parallel R_{\perp}$ 는 z 방향 분극 입사파에 대한 x-y 평면 분극 반사파의 반사계수를 의미한다. 마찬가지로 $\perp R_{\parallel}$ 는 x-y 평면의 분극 입사파에 대한 z 방향 분극 반사파의 반사계수이고, $\perp R_{\perp}$ 는 z 방향 분극 입사파에 대한 z방향 분극 반사파의 반사계수를 의미한다. $\bar{\mathbf{T}}$ 의 각 성분들도 반사계수 $\bar{\mathbf{R}}$ 의 성분들과 같은 의미를 갖는다.

식(4)의 반사계수 및 투과계수의 각 성분은 식(5)의 입사파 및 반사파, 투과파를 계산함으로써 구해진다.

$$\bar{\mathbf{e}}_o^{\perp} = \bar{\mathbf{R}} \cdot \bar{\mathbf{e}}_o^{\parallel}, \quad \bar{\mathbf{e}}_o^{\parallel} = \bar{\mathbf{T}} \cdot \bar{\mathbf{e}}_o^{\perp} \quad (5)$$

그리고 슬랩 내부에서의 필드는 식(6)과 같이 표기된다.

$$\left. \begin{aligned} \mathbf{E}_o(\bar{\mathbf{r}}) &= \bar{\mathbf{e}}_o(x) \exp(-k_o y \sin \theta_i) \\ \mathbf{H}_o(\bar{\mathbf{r}}) &= \bar{\mathbf{h}}_o(x) \exp(-k_o y \sin \theta_i) \end{aligned} \right\} 0 < x < a \quad (6)$$

식(3), (4)로 부터 입사파, 반사파, 투과파의 진행 방향이 xy 평면이므로 식(6)에서 z 방향 성분의 변화는 없다.

III. 변분수식

본 절에서는 리액션 이론을 사용하여 trial 필드로 표현된 범함수 I를 구한다음 범함수의 일차변분 δI 를 계산하여 최종적인 선형 매트릭스 방정식을 만든다. trial 필드는 아래와 같이 trial 체적전류 및 표면전류에 의해 발생된다.

$$\begin{aligned} \mathbf{J} &= \nabla \times \mathbf{H} - j\omega \epsilon_o \bar{\mathbf{e}} \cdot \mathbf{E} \\ \mathbf{M} &= -\nabla \times \mathbf{E} - j\omega \mu_o \bar{\mathbf{\mu}} \cdot \mathbf{H} \end{aligned} \quad (7)$$

$$\left. \begin{aligned} \mathbf{K} &= [\mathbf{H}(x=0^+) - \mathbf{H}(x=0^-)] \times (-\hat{\mathbf{x}}) \\ \mathbf{N} &= (-\hat{\mathbf{x}}) \times [\mathbf{E}(x=0^+) - \mathbf{E}(x=0^-)] \end{aligned} \right\} x=0$$

$$\left. \begin{aligned} \mathbf{K} &= [\mathbf{H}(x=a^-) - \mathbf{H}(x=a^+)] \times \hat{\mathbf{x}} \\ \mathbf{N} &= \hat{\mathbf{x}} \times [\mathbf{E}(x=a^-) - \mathbf{E}(x=a^+)] \end{aligned} \right\} x=a \quad (8)$$

여기서 표면전류 \mathbf{K} , \mathbf{N} 는 경계면에서의 경계조건을 만족시키기 위한 전류소스이다. 그리고 리액션 이론을 적용하기 위해서는 이 trial 가변 시스템에 대해 보조(adjoint) trial 시스템^[4]이 정의되어야 한다. 즉,

$$\mathbf{J}^a = \nabla \times \mathbf{H}^a - j\omega \epsilon_o \bar{\mathbf{e}}^a \cdot \mathbf{E}^a$$

$$\mathbf{M}^a = -\nabla \times \mathbf{E}^a - j\omega \mu_o \bar{\mathbf{\mu}}^a \cdot \mathbf{H}^a$$

$$\text{여기서 } \bar{\mathbf{e}}^a = \bar{\mathbf{e}}^{\perp T}$$

$$\text{혹은 } \bar{\mathbf{e}}^a = (\bar{\mathbf{e}}^{\perp T})^* \quad (9)$$

가 된다.

일반적으로 실내적을 사용할 경우에는 $\bar{\mathbf{e}}^a = \bar{\mathbf{e}}^{\perp T}$ 로, 복소내적을 사용할 경우에는 $\bar{\mathbf{e}}^a = (\bar{\mathbf{e}}^{\perp T})^*$ 로 정의된다 [4].

임의로 가정한 trial 필드와 실제 original 필드가 같다면 임의의 보조 필드와 trial 전류사이의 리액션은 0이 된다. 그러므로 편변분이론을 사용하면 범함수의 일차변분은

$$\begin{aligned} \delta^a I^a &= \langle \delta^a \mathbf{F}^a | \mathbf{S} - \mathbf{S}_o \rangle = \delta^a \langle \mathbf{F}^a | \mathbf{S} - \mathbf{S}_o \rangle \\ &= \int (\delta \mathbf{E}^a \cdot \mathbf{J} + \delta \mathbf{E}^a \cdot \mathbf{K} - \delta \mathbf{H}^a \cdot \mathbf{M} - \delta \mathbf{H}^a \cdot \mathbf{N}) dx = 0 \end{aligned}$$

이 된다. 여기서 \mathbf{F} 는 필드성분을 나타내며, \mathbf{S} 는 소스 성분을 의미한다. 그리고 \mathbf{S}_o 는 original 시스템의 전류 및 자유성분을 나타낸다. 위의 일차변분 수식에 대응되는 범함수는 다음과 같다.

$$I = \int (\mathbf{E}^a \cdot \mathbf{J} + \mathbf{E}^a \cdot \mathbf{K} - \mathbf{H}^a \cdot \mathbf{M} - \mathbf{H}^a \cdot \mathbf{N}) dx \quad (10)$$

식(10)에서, 전체 성분을 머지수로 갖는 범함수를 얻기 위해 \mathbf{M} , $\mathbf{N}=0$ 이라 놓는다. 결과적으로 식(11)과 같은 범함수가 구해진다.

$$I = \int (\mathbf{E}^a \cdot \mathbf{J} + \mathbf{E}^a \cdot \mathbf{K}) dx \quad (11)$$

식(10)에서 $\mathbf{J}, \mathbf{K}=0$ 이라고 놓으면 자계를 미지수로 하는 범함수를 얻을 수 있다. 이 경우는 페라이트와 같은 투자율 텐서를 포함하는 매질에 대해 유효하다. 식(11)로부터 최종적인 범함수를 구하기 위해 아래와 같은 평면파 특성을 이용한다.

$$\begin{aligned} \hat{x} \cdot \mathbf{E}^i &= -\tan \theta_i (\hat{y} \cdot \mathbf{E}^i) \\ \hat{x} \cdot \mathbf{E}^r &= \tan \theta_i (\hat{y} \cdot \mathbf{E}^r) \\ \hat{x} \cdot \mathbf{E}_o^i &= -\tan \theta_i (\hat{y} \cdot \mathbf{E}_o^i) \end{aligned} \quad (12)$$

식(7)~(8)을 식(11)에 대입하면 식(13)과 같이 전체의 각 성분이 미지수가 되는 최종적인 범함수를 얻게 된다.

$$\delta I = 0$$

$$I = \int_0^A \left[\bar{e}^{-a} \frac{d\bar{e}^{-a}}{d\bar{\xi}} \right] \cdot \begin{bmatrix} -\bar{\epsilon} + (\hat{x}\hat{x} + \hat{z}\hat{z}) \sin^2 \theta_i - j \sin \theta_i \hat{xy} \\ j \sin \theta_i \hat{yx} & \hat{yy} + \hat{zz} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \bar{e} \\ \frac{d\bar{e}}{d\bar{\xi}} \end{bmatrix} d\bar{\xi} + j [\bar{e}^{-a} \cdot (\sec \theta_i \hat{yy} + \cos \theta_i \hat{zz}) \cdot \bar{e}] \bar{\xi} = 0^+, \bar{\xi} = A^- - 2j [\bar{e}^{-a} \cdot (\sec \theta_i \hat{yy} + \cos \theta_i \hat{zz}) \cdot \bar{e}_o^-] \bar{\xi} = 0^+ \quad (13)$$

, 여기서 $\bar{\xi}, A$ 는 각각 $k_0 x, k_0 a$ 로 정의되는 정규화된 값을 의미한다.

식(13)을 행렬식으로 표현하면 다음과 같다.

$$I = \int_0^A \begin{bmatrix} e_x^a \\ e_y^a \\ e_z^a \\ e_x^a \\ e_y^a \\ e_z^a \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \sin^2 \theta_i \cdot \epsilon_{xx} & -\epsilon_{xy} & -\epsilon_{xz} & 0 & -j \sin \theta_i & 0 \\ -\epsilon_{yx} & -\epsilon_{yy} & -\epsilon_{yz} & 0 & 0 & 0 \\ -\epsilon_{zx} & -\epsilon_{zy} & \sin^2 \theta_i \cdot \epsilon_{zz} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ j \sin \theta_i & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} e_x \\ e_y \\ e_z \\ e_x' \\ e_y' \\ e_z' \end{bmatrix} d\bar{\xi}$$

$$+ j [e_y^a \sec \theta_i e_y + e_z^a \cos \theta_i e_z] \bar{\xi} = 0^+, \bar{\xi} = A^- + 2j [e_y^a \sec \theta_i e_y' + e_z^a \cos \theta_i e_z'] \bar{\xi} = 0^+ \quad (14)$$

여기서 e_x', e_y', e_z' 는 전체 각 성분의 $\bar{\xi}$ 에 대한 미분을 의미한다.

만약 해석대상이 투자율 텐서를 포함하는 경우라면, $\mathbf{J}, \mathbf{K}=0$ 으로 놓고 범함수를 유도한다. 그러면 쌍대정리에 의해 식(12)는 자계 \bar{h} 만이 범함수의 미지수가 되며 $\bar{\epsilon}$ 대신 $\bar{\mu}$ 를 대입하면 된다. 식(14)는 유한 요소법^[5]을 사용하여 푼다.

먼저 전 영역을 N개의 요소로 나누고 각 요소에 대해 몇개의 절점을 선정한다. 그 다음에는 Ritz변분^[5] 과정을 통하여 선형 매트릭스 방정식으로 변환한다. 이 방정식을 풀어 각 노드에서의 미지 함수값들을 구한 뒤 $x=0$ 및 $x=a$ 인 지점에서의 반사 및 투과계수를 구한다. 그리고 내부의 전체분포는 각 영역에서의 형상함수와 구해진 절점치들의 곱으로부터 구해진다.

IV. 수치 예 및 결과 고찰

본 절에서는 수치 예로 비균질 등방성 유전체 슬랩 및 cold magnetoplasma와 같은 비균질 비등방성 슬랩에서의 반사 및 투과계수, 슬랩 내부에서의 필드 분포 및 슬랩의 임피던스를 구하였다. 각각의 경우에 있어서 투자율 및 유전율은 다음과 같이 주어진다.

1) 비균질 등방성 유전체 매질의 경우^[5]

$$\mu = \mu_0 \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}$$

$$\epsilon(x) = 1 - \frac{X}{1 - jZ \exp(-\gamma x)}$$

여기서 $\gamma = 1/\lambda_0$ 이다.

$$X = X_m \left[1 - \left(\frac{2x}{a} - 1 \right)^2 \right] \quad (15)$$

$$X = \frac{X_m}{2} \left[1 - \cos \left(\frac{M\pi x}{a} \right) \right] \quad (16)$$

식(15)는 매질내의 전하밀도 분포가 파라볼릭 분포로 표현되는 경우이고, 식(16)은 정현적인 전하밀도 분포를 갖는 경우이다. 여기서 M은 전하밀도 분포의 주기성을 결정하는 요소이다.

2) 비균질 비등방성 유전체 매질의 경우^[1]

$$\bar{\epsilon} = \begin{bmatrix} 1-(U^2-Y^2 \ell_x^2)F & (Y^2 \ell_x \ell_y + jYU \ell_z)F & (Y^2 \ell_x \ell_z - jYU \ell_y)F \\ (Y^2 \ell_x \ell_y - jYU \ell_z)F & 1-(U^2-Y^2 \ell_y^2)F & (Y^2 \ell_y \ell_z + jYU \ell_x)F \\ (Y^2 \ell_x \ell_z + jYU \ell_y)F & (Y^2 \ell_y \ell_z - jYU \ell_x)F & 1-(U^2-Y^2 \ell_z^2)F \end{bmatrix}$$

$$U = 1 - jZ, F = X / (U^3 - UY^2)$$

$$\ell_x = \sin\theta_m \cos\phi_m, \ell_y = \sin\theta_m \sin\phi_m, \ell_z = \cos\theta_m$$

$$Z = Z_m \exp(-x/a) \quad (17)$$

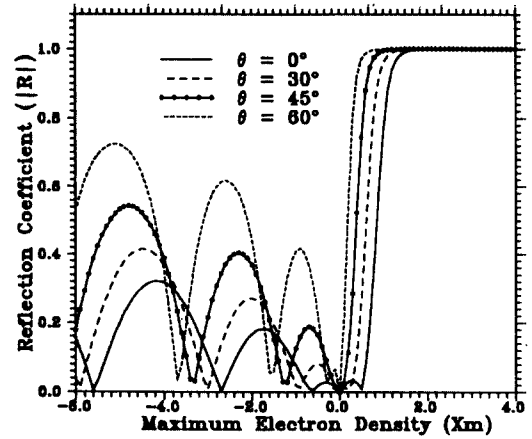
여기서 X는 전하밀도에 비례하며, Y는 외부 정자계의 크기에 의해 결정되는 값이다. 그리고 Z는 손실에 관련된 값으로서 전자의 평균 충돌 주파수에 비례하며 이들은 아래와 같은 식으로 표현된다.

$$X = \frac{\omega_N^2}{\omega^2} \quad \omega_N^2 = \frac{N_e q_e^2}{m_e \epsilon_0} \quad Y = \frac{\omega_H}{\omega}$$

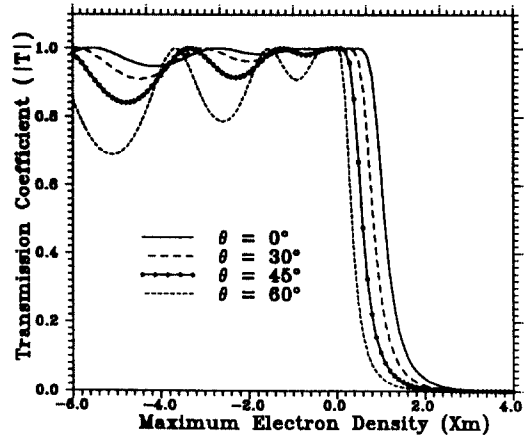
$$\omega_H = \frac{q_e B_0}{m_e} \quad Z = \frac{\nu}{\omega}$$

여기서 q_e 와 m_e 는 각각 전자의 전하량과 전자의 질량을 나타내며 B_0 는 외부에서 가해주는 정자계의 크기이다. θ_m, ϕ_m 은 외부 정자계의 방향을 나타낸다. 그리고 X_m, Z_m 은 각각 최대전하밀도 및 최대 손실을 나타낸다. 슬랩이 무손실($Z=0$)일때 유전율은 텐서는 Hermitian이고 손실이 있는 경우에는 Hermitian도 대칭도 아니다. 슬랩의 두께는 간단히 자유공간의 파장과 같게 놓고 전체를 20개의 요소로 분할하였으며 이 경우 결과가 충분히 수렴한다. 그리고 각 요소에 대해 기저함수로는 복잡한 수식을 좀더 간단한 다항식으로 바꾸어서 미분이나 적분값을 구하는데 용이한 Lagrange 다항식을 사용하였다^[7].

먼저 비균질 등방성인 매질로서 유전율이 식(15)처럼 전하분포가 파라볼릭 함수로 주어지는 경우에 입사각도 및 최대 전하밀도를 변화시켜 슬랩의 반사계수 및 투과계수를 구하였다(그림 2). 그림에서 최



(a)



(b)

그림 2. 등방성 자기 플라즈마 슬랩 내부에서의 반사계수 및 투과계수($a = \lambda_0, Z = 0$)

(a) 반사계수 ($|R|$) (b) 투과계수 ($|T|$)

대전하밀도가 음수인 경우는 이 온화되지 않은 플라즈마로서 반사계수 및 투과계수가 심하게 진동하게 된다. 입사각도가 커질수록 반사계수의 진동폭과 투과계수의 진동폭이 모두 커지나 그 크기를 고려해볼 때 반사계수는 증가하며 상대적으로 투과계수는 감소한다.

그림2의 결과로부터 반사계수와 투과계수 사이에는 $|R|^2 + |T|^2 = 1$ 의 관계가 성립한다는 것을 알 수 있다. 그림3은 슬랩 내부에서의 x 방향으로의 파(wave) 임피던스 $Z_x (= E_y/H_z)$ 의 크기 및 위상을 구

한 것이다. 임피던스 계산시 자계는 식(7)로부터 전계에 의해 결정된다. 여기서는 식(16)의 전하밀도를 사용하였다. 이 임피던스의 결과로부터 y방향의 전계의 세가지 z방향의 자계의 세기에 비하여 매우 크게 나타나는 것을 알 수 있다. 또한 최대전하밀도가 음수인 경우에는 양수인 경우에 비하여 그 변화폭이 상대적으로 작은 것을 알 수 있다. 특히 특정한 X_m 값에 대해서 전계 및 임피던스 분포가 대칭형태로 나타

난다(완전 투과원도우 현상).^[5]

다음에는 식(17)에서 X가 파라볼릭 분포를, Z가 지수분포를 갖는 비균질 비등방성 매질의 경우에 대해서 특성을 알아보았다.

먼저 비균질 비등방성 슬랩에 30°의 입사각도를 갖고 평면파가 입사하는 경우 각 방향으로의 반사계수 및 투과계수를 구하였다(그림 4). 슬랩의 비등방성으로 인해 입사파와는 다른 방향의 분극성분이 반사파

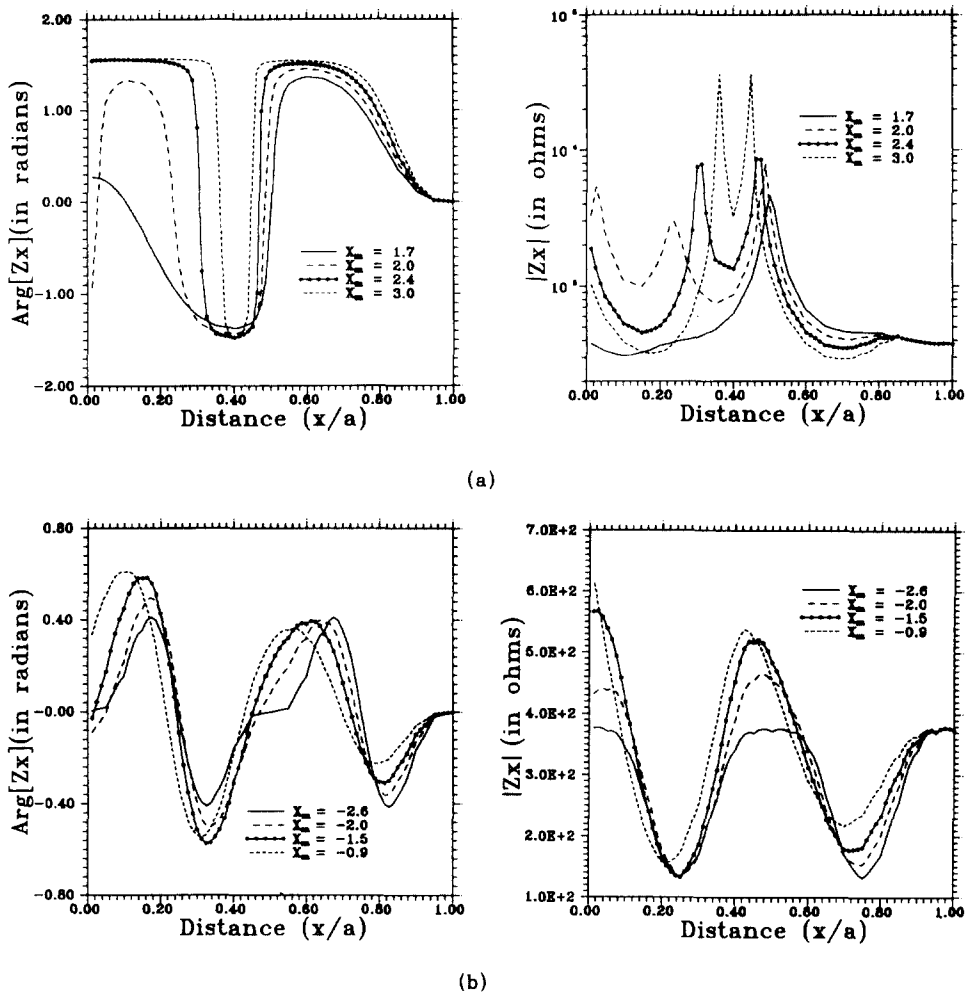
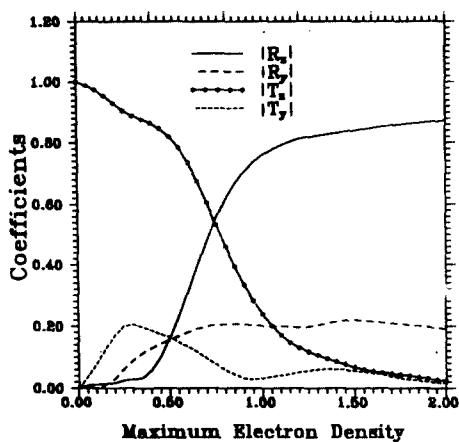


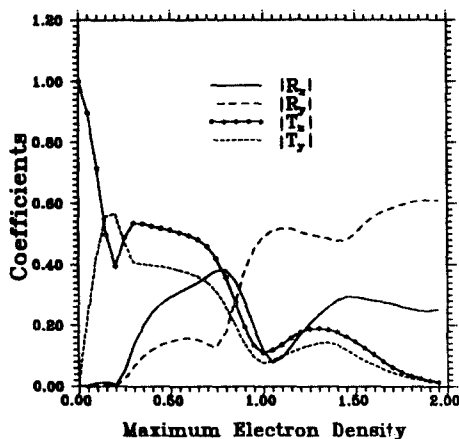
그림 3. 등방성 자기 플라즈마 슬랩 내부($0 \leq x \leq a$)에서 파(wave) 임피던스 Z_x 의 크기 및 위상
 $(a = \lambda_0, M = 0, \theta_i = 0^\circ, Z = 0)$
 (a) $X_m > 0$ (b) $X_m < 0$

및 투과파에 포함되는 것을 알 수 있다. 이 경우 슬랩 내부의 전계를 구하여 그림5에 나타내었다.

각 그림에서 알 수 있는 바와 같이 등방성 유전체 매질의 경우는 반사파 및 투과파의 분극방향이 입사파의 분극방향과 같으나 비등방성 유전체 매질의 경우는 입사파와는 다른 분극방향성분이 존재한다는 것을 알 수 있다.

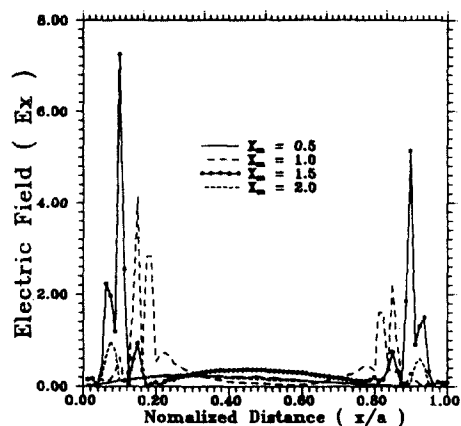


(a)

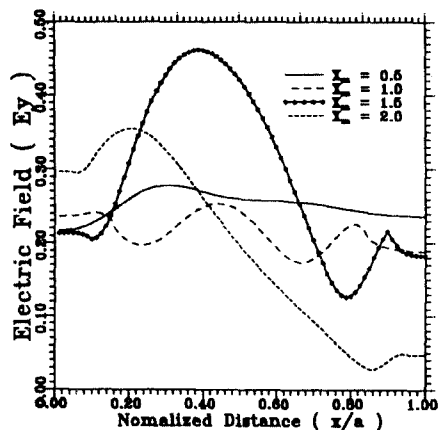


(b)

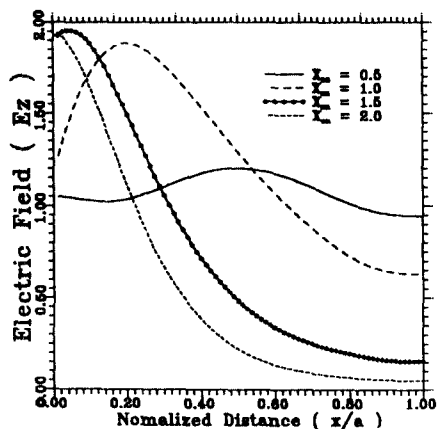
그림 4. 비균질 비등방성 슬랩의 각 방향으로의 반사계수 및 투과계수 ($\theta_i = 30^\circ$, $X = X_m$, $Y = 0.7$, $Z_m = 0.1$, $\theta_m = 15^\circ$, $\phi_m = 30^\circ$)
(a) $a = \lambda_0$ (b) $a = 2\lambda_0$



(a)



(b)



(c)

그림 5. 비균질 비등방성 슬랩의 내부전계의 크기 ($\theta_i = 30^\circ$, $a = \lambda_0$, $X = X_m$, $Y = 0.7$, $Z_m = 0.1$, $\theta_m = 15^\circ$, $\phi_m = 30^\circ$)
(a) E_x (b) E_y (c) E_z

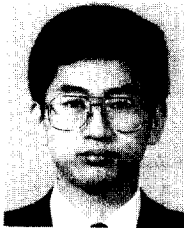
V. 결 론

유기정리와 가역정리를 이용한 변분 Reaction 이론을 적용하여 범함수를 구한 뒤, 수치해석 방법으로 유효요소법¹⁵⁾을 이용하여 평면파가 비균질 등방성 유전체 및 비균질 비등방성 유전체 매질에 임의의 경사를 갖고 입사하는 경우에 있어서 전파특성을 고찰하였다.

본 논문에서 사용된 이론을 이용하면, 임의의 유전율 및 투자율 텐서를 갖는 비등방성 매질에 입사하는 전자파에 대한 전파특성 해석, 흡수체의 산란 해석, 임의의 비등방성 매질이 장하된 도파관(plasma 도파관 등)의 모드해석 및 불연속 단면을 갖는 매질내에서의 전파특성 해석에도 적용될 수 있다.

참 고 문 헌

1. K. C. Yeh, C. H. Liu, Theory of Ionospheric Waves, New York : Academic Press, 1972.
2. B. S. Agrawal, E. Bahar, "Propagation of EM waves in inhomogeneous anisotropic media," IEEE Trans. on Antennas and Propagation, vol. AP-28, May 1980.
3. C. Su, C. H. Chen, "A fast algorithm for inhomogeneous slab scattering problems from the integral equation approach," J. Appl. Phys. 53 (9), pp.6009-6014, Sep. 1982.
4. S. R. Cvetkovic, J. B. Davies, "Self-adjoint vector variational formulation for lossy anisotropic dielectric waveguide," IEEE trans. on Microwave Theory and Techniques, vol. MTT-34, Jan. 1986.
5. C. H. Chen, Y. W. Kiang, "A variational theory for wave propagation in a one-dimensional inhomogeneous medium," IEEE trans. on Antennas Propagat., vol. AP-28, pp.762-769, Nov. 1980.
6. V. H. Rumsey, "Reaction concept in electromagnetic theory," Phys. Rev., vol 94, pp. 1483-1491, June 1954.
7. E. Hinton, D. R. J. Owen, Finite Element Programming, New York : Academic Press, 1977.



金 賢 峻(Hyun Jun Kim) 正會員
1967年 2月 14日生
1991年 2月 : 中央大學校 電子工學
科 卒業(工學士)
1993年 2月 : 中央大學校 大學院 電
子工學科 卒業(工學碩
士)



洪 勇 仁(Yong In Hong) 正會員
1960年 3月 25日生
1987년 2월 : 淸州大學校 電子工學
科 卒業(工學士)
1989년 8월 : 中央大學校 大學院 電
子工學科 卒業(工學碩
士)
1990년 3월 ~ 現在 : 中央大學校 大
學院 電子工學科(博
士課程修了)



金 正 祺(Jung Ki Kim) 正會員
1942年 5月 5日生
1965年 2月 : 延世大學校 電氣工學
科 卒業
1969年 2月 : 延世大學校 大學院 電
氣工學科(工學碩士)
1975年 2月 : 延世大學校 大學院 電
氣工學科(工學博士)

1970年 3月 ~ 1977年 2月 : 光云工科大學校 副教授
1977年 3月 ~ 現在 : 中央大學校 電子工學科 教授
1982年 12月 ~ 1983年 12月 : 美코넬大學校 客員教授