

운동중인 플라즈마 층으로 덮인 평면 도체상의 개구면에 의한 복사전자계 해석

(Analysis of Electromagnetic Fields Radiated from an Aperture
on Conducting Plane Covered with a Moving Plasma Layer)

金 南 泰*, 李 相 高*

(Nam Tae Kim and Sang Seol Lee)

要 約

운동중인 단축성 플라즈마층에 의해 평면도체가 덮여 있을 때 평면 도체상의 개구면에 의한 복사 전자계를 해석한다. 운동중인 플라즈마와 자유공간에서의 파동방정식으로부터 각 영역에서의 해를 구하고 적절한 경계조건을 적용함으로써 복사 전자계를 결정한다.

본 논문에서 구한 결과는 플라즈마가 등방성인 특수한 경우에 적용할 때 기존의 연구결과와 일치한다.

Abstract

The electromagnetic fields radiated from an aperture on a conducting plane covered with a moving uniaxial plasma layer are analyzed. From wave equations in moving plasma and free space region, their solutions are obtained and radiation fields are determined by applying proper boundary conditions in each region.

For a particular case of isotropic plasma layer, our results correspond to well-known results.

I. 서 론

플라즈마 층으로 덮인 안테나의 복사특성은 우주선이 지구로 귀환할 때 우주선과의 통신, 전파천문학, 플라즈마 진단등에 있어서 매우 중요한 과제로서 광범위하게 연구된 바 있다.^{[1]-[6]} 이러한 연구의 대부분은 플라즈마 층이 정지해 있는 것으로 가정하고 있다.

운동중인 플라즈마 층으로 덮인 도체면상의 슬롯에 의한 복사특성은 Casey와 Yeh^[3]등에 의하여 해석된 바 있다. 그러나 이는 모두 2차원의 문제에 국한되었으며 무한 평면위의 유한 슬롯에 의한 3차원적인 해석은 최근 Weil^[4]에 의하여 연구되었다. 그러나 Weil의 연구는 평면도체를 덮고 있는 플라즈마층이 등방성인 경우였으며 단축성 플라즈마(uniaxial plasma)의 경우 3차원적인 문제는 아직까지 해석되지 않았다.

본 논문에서는 Weil의 연구결과를 확장하여 평면도체가 운동중인 단축성 플라즈마 층으로 덮여 있을 때 평면도체상의 유한 개구면에 의한 3차원의 복사

*正會員, 漢陽大學校 電子通信工學科
(Dept. of Elec. Commu. Eng., Hanyang Univ.)
接受日字: 1991年 7月 2日

문제를 해석한다. 본 논문의 결과에 대한 타당성을 검토하기 위하여 평면도체를 덮고 있는 플라즈마층이 등방성일 경우에 대하여 복사패턴을 계산하며 이를 Weil의 연구결과와 비교함으로써 본 이론의 타당성을 확인한다. 또한 플라즈마층이 단축성일 경우의 복사패턴도 계산하며 플라즈마 퍼라미터와 플라즈마층의 속도에 따른 복사패턴의 변화도 살펴본다.

II. 파동 방정식

그림1과 같이 면상에 개구면이 있는 무한 평면도체를 생각한다. $y=0$ 좌표면에 놓여있는 평면도체는 z 방향으로 일정한 속도 v_z 로 운동중인 두께 ℓ_0 의 플라즈마 층으로 덮여있다. 여기서 플라즈마 층 밖은 자유공간이고 개구면상의 전계의 접선성분은 알려져 있는 경우로 한다.

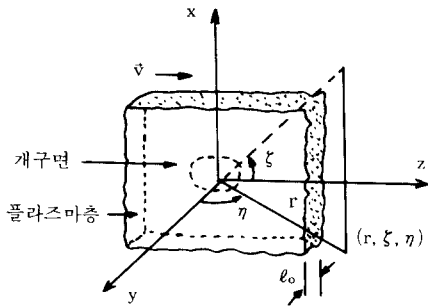


그림 1. 운동중인 플라즈마층으로 덮인 평면도체
Fig. 1. A conducting plane covered with a moving plasma layer.

플라즈마 층의 정지계 (S' 계)에 있어서 플라즈마의 텐서(tensor) 유전율은 다음과 같다.

$$\hat{\epsilon}' = \begin{bmatrix} \epsilon_1' & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_1' & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_3' \end{bmatrix} \quad (1)$$

평면도체의 정지계 (S 계)에서 전자계의 시간에 대한 변화는 $e^{j\omega t}$ 이며 S' 계에서 플라즈마의 투자율 μ' 은 자유공간에서의 투자율 μ_0 과 같다고 가정한다.⁸⁾ Lorentz 변환을 이용하여 S' 계의 전자계 $\mathbf{E}', \mathbf{B}', \mathbf{D}', \mathbf{H}'$ 를 S 계의 전자계 $\mathbf{E}, \mathbf{B}, \mathbf{D}, \mathbf{H}$ 로 나타낸 후 S' 계의 보조관계식 $\mathbf{D}' = \hat{\epsilon}' \mathbf{E}', \mathbf{B}' = \mu' \mathbf{H}'$ 을 이용하여 $\mathbf{E}', \mathbf{B}', \mathbf{D}', \mathbf{H}'$ 를 소거하면 다음 관계식을 구할 수 있다.⁷⁾

$$\mathbf{D}_t = a\epsilon_1' + b/c \hat{a}_z \times \mathbf{H}_t \quad (2)$$

$$\mathbf{D}_z = \hat{a}_z \cdot \epsilon_3' \mathbf{E}_z \quad (3)$$

$$\mathbf{B}_t = a\mu' \mathbf{H}_t - b/c \hat{a}_z \times \mathbf{E}_t \quad (4)$$

$$\mathbf{B}_z = \hat{a}_z \cdot \mu' \mathbf{H}_z \quad (5)$$

여기서

$$a = (1 - \beta^2) / (1 - n^2 \beta^2)$$

$$b = \beta (n^2 - 1) / (1 - n^2 \beta^2)$$

$$\beta = v_z / c$$

$$n^2 = c^2 \mu' \epsilon_1'$$

이며 c 는 자유공간에서의 광속도, t 는 z 방향에 수직인 전자계 성분을 나타낸다.

원천(source)이 없는 영역에서의 Maxwell 방정식

$$\nabla \times \mathbf{E} = -j\omega \mathbf{B} \quad (6)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = j\omega \mathbf{D} \quad (7)$$

에 식(2)~(5)를 대입하고 Fourier 변환의 정의식

$$\hat{\psi}(x, y, k_z) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \psi(x, y, z) e^{jk_z z} dz \quad (8)$$

$$\psi(x, y, z) = \int_{-\infty}^{\infty} \hat{\psi}(x, y, k_z) e^{-jk_z z} dk_z \quad (9)$$

을 적용하면 z 방향으로 운동중인 단축성 플라즈마 내의 파동방정식과 z 방향에 수직인 전자계 성분은 다음과 같이 주어진다.

$$(\nabla_t^2 + K_1^2) \hat{E}_z = 0 \quad (10)$$

$$(\nabla_t^2 + K^2) \hat{H}_z = 0 \quad (11)$$

$$\hat{E}_t = \frac{jd}{d^2 - k^2 a^2} (\nabla_t \hat{E}_z + \frac{1}{d} \omega \mu' a \nabla_t \times \hat{a}_z \hat{H}_z) \quad (12)$$

$$\hat{H}_t = \frac{jd}{d^2 - k^2 a^2} (\nabla_t \hat{H}_z - \frac{1}{d} \omega \epsilon_1' a \nabla_t \times \hat{a}_z \hat{E}_z) \quad (13)$$

여기서

$$k^2 = (k^2 a^2 - d^2) / a$$

$$K_1^2 = (\epsilon_3' / \epsilon_1') K^2$$

$$k^2 = \omega^2 \mu' \epsilon_1'$$

$$d = k_z - \omega b / c$$

이다. 한편 플라즈마층 밖 자유공간의 전자계를 지배하는 \hat{E}_z^r, \hat{H}_z^r 에 대한 파동방정식과 z 방향에 수직인 전자계는 다음과 같이 주어진다.⁴⁾

$$(\nabla_t^2 + K_0^2) \hat{E}_z^r = 0 \quad (14)$$

$$(\nabla_t^2 + K_0^2) \hat{H}_z^r = 0 \quad (15)$$

$$\hat{E}_t^r = \frac{-jk_z}{K_0^2} [\nabla_t \hat{E}_z^r + \frac{\omega \mu_0}{k_z} \nabla_t \times \hat{a}_z \hat{H}_z^r] \quad (16)$$

$$\hat{H}_t^r = \frac{-jk_z}{K_0^2} [\nabla_t \hat{H}_z^r - \frac{\omega \epsilon_0}{k_z} \nabla_t \times \hat{a}_z \hat{E}_z^r] \quad (17)$$

여기서

$$K_0^2 = k_0^2 - k_z^2$$

$$k_0^2 = \omega^2 \mu_0 \epsilon_0$$

이다.

Ⅲ. 경계조건 및 복사전자계

운동중인 플라즈마와 자유공간의 경계면에서 $\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}$ 와 $\mathbf{H} - \mathbf{v} \times \mathbf{D}$ 의 접선성분은 연속이어야 하므로^{[8], [9]} $y = \ell_0$ 에서는 다음 관계식이 성립한다.

$$\hat{E}_z = \hat{E}_z^r \tag{18}$$

$$\hat{H}_z = \hat{H}_z^r \tag{19}$$

$$\hat{E}_x(1 + \beta b) - a\mu'v_z\hat{H}_y = \hat{E}_x^r - \mu_0v_z\hat{H}_y^r \tag{20}$$

$$\hat{H}_x(1 + \beta b) + a\epsilon_1'v_z\hat{E}_y = \hat{H}_x^r + \epsilon_0v_z\hat{E}_y^r \tag{21}$$

또한 평면도체 위에서 전체의 접선성분은 0이어야 하므로 개구면에서의 전체의 접선성분을 E_z^a, E_x^a 로 표시하면 $y=0$ 에서는 다음 관계식이 성립한다.

개구면에서

$$\hat{E}_z = \hat{E}_z^a, \hat{E}_x = \hat{E}_x^a \tag{22}$$

이외의 영역에서

$$\hat{E}_z = 0, \hat{E}_x = 0 \tag{23}$$

이다.

x 에 대한 Fourier 변환의 정의식을 파동방정식 (10), (11), (14), (15)에 적용하면 이들은 상미분 방정식이 되며 z 의 파수영역에 있어서 그 해는 다음과 같이 주어진다.

$$\hat{E}_z = \int_{-\infty}^{\infty} (A(k_x, k_z) e^{-jK_1y} + B(k_x, k_z) e^{jK_1y}) e^{-jK_x x} dk_x \tag{24}$$

$$\hat{H}_z = \int_{-\infty}^{\infty} (C(k_x, k_z) e^{-jK_y y} + D(k_x, k_z) e^{jK_y y}) e^{-jK_x x} dk_x \tag{25}$$

$$\hat{E}_z^r = \int_{-\infty}^{\infty} F(k_x, k_z) e^{-jK_0y} e^{-jK_x x} dk_x \tag{26}$$

$$\hat{H}_z^r = \int_{-\infty}^{\infty} G(k_x, k_z) e^{-jK_0y} e^{-jK_x x} dk_x \tag{27}$$

여기서 $K_{1y}^2 = K_1^2 - k_x^2$, $K_y^2 = K^2 - k_x^2$, $K_{0y}^2 = K_0^2 - k_x^2$ 이며 미지계수 $A \sim G$ 는 경계조건에 의하여 결정되는 상수이다.

개구면에서의 전자계 \hat{E}_z^a, \hat{E}_x^a 는 다음과 같이 표시된다.

$$\hat{E}_z^a = \int_{-\infty}^{\infty} U(k_x, k_z) e^{-jK_x x} dk_x \tag{28}$$

$$\hat{E}_x^a = \int_{-\infty}^{\infty} W(k_x, k_z) e^{-jK_x x} dk_x \tag{29}$$

여기서

$$\begin{bmatrix} U \\ W \end{bmatrix} = \frac{1}{(2\pi)^2} \iint_{\text{a.p.}} \begin{bmatrix} E_z^a \\ E_x^a \end{bmatrix} e^{jK_x x' + jK_z z'} dx' dz' \tag{30}$$

이며 적분은 개구면에 대하여 이루어진다.

식(12), (13), (16), (17) 및 (24)~(30)을 식(18)~(23)에 대입하면 미지계수 $A \sim G$ 에 대한 다음 행렬 방정식을 얻는다.

$$\begin{bmatrix} a_1 & b_1 & 0 & 0 & f_1 & 0 \\ 0 & 0 & c_2 & d_2 & 0 & g_2 \\ a_3 & b_3 & c_3 & d_3 & f_3 & g_3 \\ a_4 & b_4 & c_4 & d_4 & f_4 & g_4 \\ a_5 & b_5 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ a_6 & b_6 & c_6 & d_6 & 0 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A \\ B \\ C \\ D \\ F \\ G \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ U \\ W \end{bmatrix} \tag{31}$$

여기서

$$\begin{aligned} a_1 &= e^{-jK_1y\ell_0} & b_1 &= e^{jK_1y\ell_0} \\ f_1 &= -e^{-jK_0y\ell_0} & c_2 &= e^{-jK_y\ell_0} \\ d_2 &= e^{jK_y\ell_0} & g_2 &= -e^{-jK_0y\ell_0} \\ a_3 &= -\frac{k_x dm}{K^2} e^{-jK_1y\ell_0} & b_3 &= -\frac{k_x dm}{K^2} e^{jK_1y\ell_0} \\ c_3 &= -\frac{K_y \mu'}{K^2} (\omega - v_z k_z) e^{-jK_y\ell_0} & d_3 &= \frac{K_y \mu'}{K^2} (\omega - v_z k_z) e^{-jK_y\ell_0} \\ f_3 &= \frac{-k_x}{K_0^2} (\beta k_0 - k_z) e^{-jK_0y\ell_0} & g_3 &= \frac{K_{0y} \mu_0}{K_0^2} (\omega - v_z k_z) e^{-jK_0y\ell_0} \\ a_4 &= \frac{K_y \epsilon_1'}{K^2} (\omega - v_z k_z) e^{-jK_1y\ell_0} & b_4 &= -\frac{K_y \epsilon_1'}{K^2} (\omega - v_z k_z) e^{jK_1y\ell_0} \\ c_4 &= \frac{k_x dm}{-K^2} e^{-jK_y\ell_0} & d_4 &= \frac{k_x dm}{-K^2} e^{jK_y\ell_0} \\ f_4 &= \frac{K_{0y} \epsilon_0}{-K^2} (\omega - v_z k_z) e^{-jK_0y\ell_0} & g_4 &= \frac{k_x}{-K^2} (\beta k_0 - k_z) e^{-jK_0y\ell_0} \\ a_5 &= 1 & b_5 &= 1 \\ a_6 &= -\frac{k_x d}{aK^2} & b_6 &= -\frac{k_x d}{aK^2} \\ c_6 &= -\frac{\omega \mu' K_y}{K^2} & d_6 &= \frac{\omega \mu' K_y}{K^2} \end{aligned}$$

식(31)로부터 $A \sim G$ 를 결정할 수 있으나 자유공간에서의 복사전자계를 구하기 위해서는 F, G 만 알면 된다. 여기서 F, G 는 다음과 같이 계산된다.

$$F(k_x, k_z) = \left[k_x \left[\frac{dm}{K^2} + \frac{(\beta k_0 - k_z)}{K_0^2} \right] \frac{1}{\omega} (\omega - k_z v_z) e^{jK_0 y \ell_0} \right. \\ \left. \sec(K_y \ell_0) \left[W + \frac{dk_x}{aK^2} U \right] - \left[\frac{j\mu' K_y}{K^2} \tan(K_y \ell_0) + \frac{K_{0y} \mu_0}{K_0^2} \right] \right. \\ \left. (\omega - k_z v_z) \frac{j\epsilon_1' K_{1y}}{K^2} \operatorname{cosec}(K_{1y} \ell_0) e^{jK_{0y} \ell_0} U \right] \frac{1}{D} \quad (32)$$

$$G(k_x, k_z) = \left[\left[\frac{j\epsilon_1' K_{1y}}{K^2} \cot(K_{1y} \ell_0) - \frac{K_{0y} \epsilon_0}{K_0^2} \right] \frac{1}{\omega} (\omega - k_z v_z)^2 \right. \\ \left. \sec(K_y \ell_0) e^{jK_{0y} \ell_0} \left[W + \frac{dk_x}{aK^2} U \right] - k_x \left[\frac{dm}{K^2} + \frac{(\beta k_0 - k_z)}{K_0^2} \right] \right. \\ \left. (\omega - k_z v_z) \frac{j\epsilon_1' K_{1y}}{K^2} \operatorname{cosec}(K_{1y} \ell_0) e^{jK_{0y} \ell_0} U \right] \frac{1}{D} \quad (33)$$

여기서

$$D = k_x^2 \left[\frac{dm}{K^2} + \frac{(\beta k_0 - k_z)}{K_0^2} \right]^2 - \left[\frac{j\mu' K_y}{K^2} \tan(K_y \ell_0) + \frac{K_{0y} \mu_0}{K_0^2} \right] \\ \left[\frac{j\epsilon_1' K_{1y}}{K^2} \cot(K_{1y} \ell_0) - \frac{K_{0y} \epsilon_0}{K_0^2} \right] (\omega - k_z v_z)^2$$

$$m = \frac{n^2 \beta^2 - 1}{n^2 - 1}$$

이고 식(32), (33)을 식(26), (27)에 대입함으로써 파수영역에서의 복사전자계의 z 성분이 구해진다. 따라서 z 방향에 수직인 전자계를 식(16), (17)로 계산할 수 있다.

플라즈마층 밖 자유공간에서의 복사전자계는 식(16), (17), (26), (27)의 Fourier 역변환을 취함으로써 구할 수 있으며 이의 근사해는 안정위상법(stationary phase evaluation)을 연속적으로 두번 적용함으로써 계산할 수 있다.¹¹ 그림1과 같은 좌표계 (r, η, ξ) 를 도입하면 안정점(stationary point)에서의 k_x, k_z 의 값은 다음과 같이 주어진다.

$$k_{xs} = k_0 \sin \eta \sin \xi \quad (34)$$

$$k_{zs} = k_0 \sin \eta \cos \xi \quad (35)$$

식(34), (35)를 k_x, k_z 를 파라미터(parameter)로 하는 모든 양에 대입함으로써 안정점에서의 그 값을 구할 수 있으며 이는 첨자 s 를 붙여 표시하기로 한다.

식(16), (17), (26), (27)로부터 r 방향의 시평균 Poynting 벡터는 다음과 같이 계산된다.

$$\langle Pr \rangle = \frac{1}{2} \left[\frac{2\pi}{\lambda_{or}} \right]^2 \left[\frac{\cos^2 \eta}{1 - \sin^2 \eta \cos^2 \xi} \right] \\ \left[|F_s|^2 / \eta_0 + \eta_0 |G_s|^2 \right] \quad (36)$$

여기서 $\eta_0 = \sqrt{\mu_0 / \epsilon_0}$ 이다.

IV. 복사패턴의 계산

본 논문에서 구한 결과식은 단축성 플라즈마가 덮여있는 임의의 형태의 개구면에 대한 것이나 여기서는 특수한 예로써 개구면이 그림2와 같은 직사각형의 슬랏(rectangular slot)일 경우에 대하여 복사패턴을 계산한다.

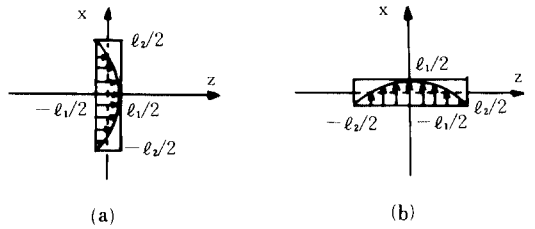


그림 2. 직사각형 슬랏

(a) E-면축이 속도에 평행한 경우

(b) E-면축이 속도에 수직인 경우

Fig. 2. A rectangular slot.

(a) The case of velocity parallel to E-plane axis of the slot,

(b) The case of velocity normal to E-plane axis of the slot.

그림 2(a), (b)와 같은 슬랏의 경우 구형도파관의 모드를 가정하면 슬랏에서의 전계는 각각 다음과 같이 된다.

$$E_z^a = (1/\ell_1) \cos(\pi x/\ell_2), E_x^a = 0 \quad (37)$$

$$E_x^a = (1/\ell_1) \cos(\pi x/\ell_2), E_z^a = 0 \quad (38)$$

식(37), (38)의 Fourier 변환은 다음과 같다.

$$U = \frac{\ell_2}{2\pi} \frac{\sin(k_{zs} \ell_1/2)}{(k_{zs} \ell_1/2)} \frac{\cos(k_{xs} \ell_2/2)}{\pi^2 - k_{xs}^2 \ell_2^2}, W = 0 \quad (39)$$

$$W = \frac{\ell_2}{2\pi} \frac{\sin(k_{xs} \ell_1/2)}{(k_{xs} \ell_1/2)} \frac{\cos(k_{zs} \ell_2/2)}{\pi^2 - k_{zs}^2 \ell_2^2}, U = 0 \quad (40)$$

여기서 식(39), (40)을 (32), (33)에 대입하면 F_s, G_s 의 값을 구할 수 있으며 식(36)으로부터 복사패턴을 계산할 수 있다.

그림3은 플라즈마층이 등방성 일 때 $\ell_1/\lambda_0 = 0.4, \ell_2/\lambda_0 = 0.8$ 인 경우 각 슬랏에 의한 E-면 복사패턴의 계산결과이다. 플라즈마의 유전율은 저온 플라즈마(cold plasma)의 유전율 $\epsilon_1' = \epsilon_3' = \epsilon_0 (1 - \omega_p^2/\omega'^2)$ 을 사용하고 S'계에서의 주파수 ω' 은 Doppler 편이된 주파수 $\omega' = (\omega - k_z v_z) (1 - \beta^2)^{-1/2}$ 을 사용하였다. 그림3, 4에 있어서 0dB는 슬랏의 E-면 축이 운동방향에 평행인 경우는 $\eta = \xi = 0, \beta = 0$ 일 때의 Poynting

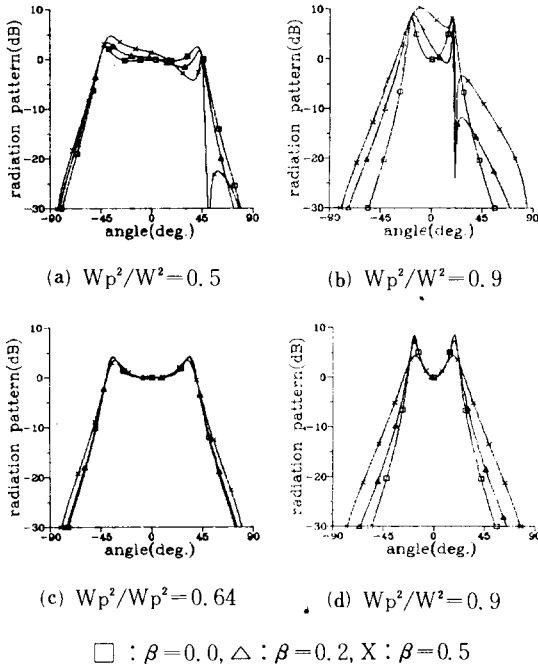


그림 3. $k_0 l_0 = \pi$ 의 등방성 플라즈마 일 경우 복사패턴
 Fig. 3. Radiation patterns for a moving isotropic plasma layer of $k_0 l_0 = \pi$.

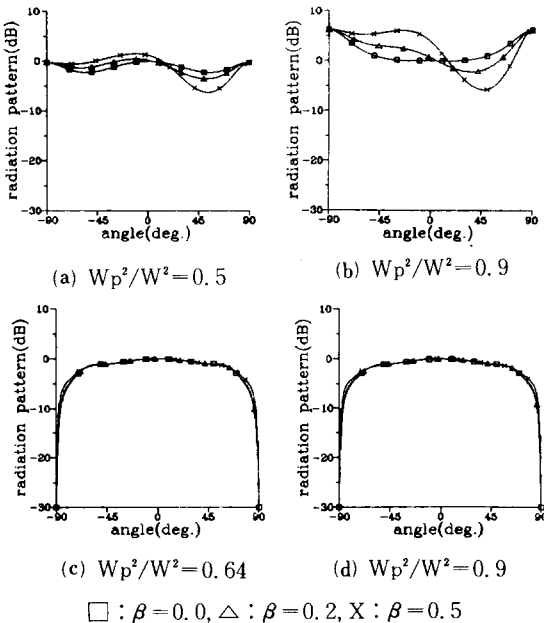


그림 4. $k_0 l_0 = \pi$ 의 단축성 플라즈마 일 경우 복사패턴
 Fig. 4. Radiation patterns for a moving uniaxial plasma layer of $k_0 l_0 = \pi$.

벡터 $\langle P_r \rangle$ 을 기준으로 하고 수직인 경우는 $\eta = 0^\circ, \xi = 90^\circ, \beta = 0$ 일때의 $\langle P_r \rangle$ 을 기준으로 하였다. 그림 3(a), (b)는 슬랄의 E-면 축이 운동방향에 평행일 때의 ω_p^2/ω^2 이 0.5와 0.9인 경우에 대한 복사패턴이다. ω_p^2/ω^2 이 0.5인 경우 β 가 작은 범위에 있어서는 β 의 증가에 따라 패턴은 크게 변하지 않으나 β 가 0.5 이상이면 $\eta = 90^\circ$ 근방에서 부엽(minor lobe)이 나타난다. ω_p^2/ω^2 이 0.9인 경우 β 의 작은 범위에 있어서는 그 형태는 크게 달라지며 $\eta = 90^\circ$ 부근에서 부엽이 나타남을 알 수 있다. 그림 3(c), (d)는 슬랄의 E-면 축이 운동방향에 수직일 때 ω_p^2/ω^2 이 0.64와 0.9인 경우에 대한 복사패턴이다. ω_p^2/ω^2 이 0.64와 0.9인 경우는 β 의 변화에 따라 복사패턴의 형태는 크게 변화하지 않으나 ω_p^2/ω^2 이 0.9인 경우는 0.64인 경우보다 복사패턴의 크기 변화가 심하게 나타난다. 그림 3의 복사패턴은 플라즈마층이 등방성일 경우 Weil의 결과⁽⁶⁾와 일치한다.

그림 4는 플라즈마층이 단축성일 때 $l_1/\lambda_0 = 0.4, l_2/\lambda_0 = 0.8$ 인 경우 각 슬랄에 의한 E-면 복사패턴의 계산결과이다. 플라즈마의 유전율은 $\epsilon_1' = \epsilon_0, \epsilon_3' = \epsilon_0(1 - \omega_p^2/\omega^2)$ 을 사용하였다. 그림 4의 (a), (b)는 슬랄의 E-면 축이 운동방향에 평행인 경우 ω_p^2/ω^2 이 0.5와 0.9일 때의 복사패턴이다. 두 경우에 있어서 운동방향에 있는 복사패턴의 크기는 감소하며 운동방향에 반대인 방향에 있어서의 복사패턴의 크기는 증가하는 것을 알 수 있다. 특히 $\eta = 45^\circ$ 부근의 복사패턴이 많이 감소하며 ω_p^2/ω^2 이 0.9일 경우가 0.5일 경우보다 더 큰 변화를 일으킨다. 그림 4(c), (d)는 슬랄의 E-면 축이 운동방향에 수직인 경우 ω_p^2/ω^2 이 0.64와 0.9일 때의 복사패턴이다. 두 경우에 있어서 복사패턴은 등방성 플라즈마의 경우와는 달리 ω_p^2/ω^2 과 β 의 값에 거의 영향을 받지 않는다.

V. 결 론

본 논문에서는 평면도체가 운동중인 단축성 플라즈마층으로 덮여 있을 때 평면도체 위의 임의의 형태를 갖는 개구면에 의한 복사특성을 해석하였다. 이론의 결과는 플라즈마층이 등방성인 특수한 경우에 대하여 기존의 연구결과와 일치함을 확인하였으며 플라즈마층이 단축성일 경우에 대한 복사패턴도 제시하였다.

단축성 플라즈마층에 있어서 개구면의 E-면 축이 운동방향에 평행인 경우 파동의 주파수와 플라즈마의 주파수가 거의 같을 때 플라즈마층의 운동은 그 속도가 광속에 비하여 상대적으로 작더라도 복사패턴에 큰 변화를 초래한다. 그러나 개구면의 E-면 축

이 운동방향에 수직인 경우 E-면 복사패턴은 파동의 주파수와 플라즈마 주파수 그리고 플라즈마층 속도가 변화해도 거의 일정한 패턴을 유지한다.

參 考 文 獻

- [1] H. Hodara, "Radiation from a gyro-plasma sheathed aperture," *IEEE Trans. Antennas and Propagat.*, vol. AP-119, no.1, pp.2-12, Jan. 1963.
- [2] T. Kojima, K. Itakura and T. Higashi, "Radiation from magnetic line source covered with a moving sheath," *Radio Science*, vol. 6, no. 12, pp. 1099-1107, Dec. 1971.
- [3] K.F. Casey and C. Yeh, "Radiation from an aperture in a conducting cylinder coated with a moving plasma sheath," *IEEE Trans. Antennas and Propagat* vol. AP-17, no. 6, pp. 757-762 Nov. 1969.
- [4] W. L. Hatt, "Radiation from an aperture in a conducting plane coated with a moving plasma layer," Master's Thesis, School Eng. Alr Force Inst., Tech., Wrlight-Patterson AFB, OH, Rep. GE/EE/70-10, Mar. 1970.
- [5] T. Kojima, "Radiation characteristics of a slotted cylindrical antenna surrounded by a moving magneto-plasma layer," *IEEE Trans. Antennas and Propagat.*, vol. AP-22, no. 3, pp. 449-456, May 1974.
- [6] C.M. Well, "Radiation characteristics of rectangular apertures covered by a layer of moving cold plasma," *IEEE Trans. Antennas and Propagat*, vol. AP-37, no. 9, pp. 1130-1139 Sept. 1989.
- [7] J.A. Kong and D.K. Cheng, "On guided waves in moving anisotropic media," *IEEE Trans, Microwave Theory and Tech*, vol. MTT-16, pp. 99-103, Feb. 1968.
- [8] A. Sommerfeld, *Electrodynamics*. Academic Press, New York, pp. 280-288, 1952.
- [9] D.S. Jones, *The Theory of Electromagnetism*, Pergaman Press, New York, pp. 135, 1964.

著 者 紹 介

金 南 泰 (正會員) 第28卷 A編 第7號 參照
현재 한양대학교 대학원
전자통신 공학과 박사과정

李 相 高 (正會員) 第25卷 第2號 參照
현재 한양대학교 전자통신공
학과 교수