

스트립形 散亂導體의 結合에 의한 슬롯안테나의 圓偏波 形成에 관한 研究

(A Study on the Generation of Circularly Polarized Waves
with a Slot Antenna by Coupling of a Strip Scatterer)

許 正* 李 忠 雄*

(Jung Hur and Choong Woong Lee)

要 約

슬롯안테나에 스트립形 散亂導體를 結合하여 多様な 偏波特性을 가진 輻射素子를 具現할 수 있음을 確認하였다. 슬롯, 스트립의 길이 및 이 두 素子 사이의 間隔, 두 素子가 이루는 角度等 네가지가 偏波의 形態를 決定하는 變化要素이며, 이들 要素의 調整에 의해 偏波形態가 광범위하게 變化함을 밝혔다. 또한 이들 要素의 適切한 組合에 의해 圓偏波가 形成될 때, 輻射效率, 指向性, 輻射패턴 등을 구하여 整理하였다.

Abstract

We proposed a new radiating structure generating a circularly polarized wave. Furthermore, we show that it is possible to generate all kind of polarizations by simple variations of some schematic factors. Basically, the structure composed of a slot and a strip. The length of slot and strip, the slot-strip distance and the strip inclination are the crucial factors to determine the polarization form. In this paper, we investigated the effects on polarization and other radiation characteristics by varying the factors.

I. 序 論

안테나의 輻射路 前方에 散亂導體(conducting scatterer)를 놓았을 때 이로 인한 輻射特性的 變化를 把握하는 것은 안테나 분야에서 대단히 중요한 問題 중의 하나이다. 스트립形 散亂導體가 슬롯 안테나의 輻射特性을 어떻게 變化시키는지에 관한 基本的인 考察은 이미 本 著者들의 論文에서 밝힌 바 있다.^[1,2] 이 論文들에서 슬롯의 前方에 스트립形의 散亂導體를

놓아 注目할만한 輻射特性的 改善이 이루어짐을 確認하였었다. 이는 根本的으로 能動素子(active element)와 寄生素子(parasitic element)의 結合에 관한 問題로서, 특히 能動素子가 開口形態(aperture type)인 一種의 開口-散亂體 問題(aperture-scatterer problem)이다. 能動素子-寄生素子の 結合으로는 1928년에 發表된 H.Yagi의 研究^[3]로 代表되는데, 이 研究에서는 이러한 結合에 의해 指向的 増大의 效果가 있음을 밝히고 있다. 한편 여러가지 형태의 開口-散亂體 結合構造에 대해서도 많은 研究結果가 發表되고 있는데, 특히 H.Yatom 等^[4]은 작은 圓形開口의 前方에 놓인 環形(loop)導體에 의해 指向的 및 輻

*正會員, 서울大學校 電子工學科
(Dept. of Elec. Eng., Seoul Nat'l Univ.)
接受日字: 1990年 1月 17日

射效率이 改善됨을 밝혔으며, S. N. Sinha 等^[5]은 導波管슬롯과 導體板을 結合하여 輻射特性의 改善을 圖謀할 수 있다는 事實을 밝혔다.

本 論文에서는 슬롯 안테나에 스트립형 散亂導體가 結合될 때 輻射特性이 改善되어짐은 물론 스트립과 슬롯의 軸이 이루는 角度를 變化시켜 다양한 形態의 偏波가 具現됨을 確認하여 整理하였다. 偏波의 形態를 決定하는 要素로는 슬롯 및 스트립의 길이, 슬롯-스트립 사이의 間隔, 슬롯, 스트립이 이루는 角度等 네가지로 整理되며, 이들 네 要素를 適切히 組合하면 圓偏波가 具現될 수 있음도 밝혔다.

本 研究에서 理論을 展開해 나가는 過程의 하나인 問題를 數式化하는 作業으로서는, 等價原理(equivalence principle)^[6]와 影像理論(image theory)^[6]을 適用한 후 境界條件을 利用하여 한 雙의 積分微分方程式을 導出하였고, 이 聯立 積分微分方程式의 解를 구하기 위한 數值解析方法으로는 모멘트 方法(method of moments)^[7]을 利用하였다.

그림1은 本 論文에서 撮示하는 圓偏波 形成 슬롯-스트립구조는 이미 本 著者들이 제시한 構造^[1,2]에 스트립의 方向變化를 준 보다 一般의인 構造이다. 自由空間에 놓여진 無限히 넓은 完全導體스크린상에 幅 $2w_s$, 길이 $2l_s$ 의 슬롯이 놓여져 있고, 스크린의 뒷쪽에 놓여진 理想電流源 J_1 에 의해 勵振되고 있다. 이때 電流源의 크기는 J_x 이고 x 方向 成分만 存在한다고 假定한다. 또한 電流源이 놓여진 位置는, 슬롯의 中心에서 스크린과 垂直한 方向으로 l 만큼 떨어져 있다. 그림에서와 같이 슬롯의 中心을 原點으로 하는

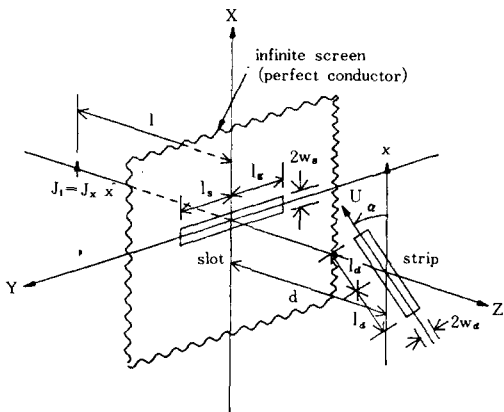


그림 1. 理想電流源에 의해 勵振되는 슬롯-스트립 結合輻射界의 構造

Fig. 1. Schematic diagram of slot-strip combined radiator excited by an ideal current source.

(x, y, z) 座標界를 정할때 電流源 J_1 의 座標는 $(0, 0, -l)$ 이고 $J_1 = xJ_x\delta(x, y, z+l)$ 로서 表現된다. 스크린의 앞쪽에는 幅 $2w_s$, 길이 $2l_s$ 의 導體스트립이 x 軸과 α 의 角度를 유지하며 놓여져 있다. 이때 스트립의 方向을 u 軸으로 하고, u 軸에 수직인 方向을 v 軸으로 假定한다. 스트립의 中心은 $(0, 0, d)$ 에 位置하며 스크린과 面을 마주보게 配置한다. 스크린과 스트립의 두께는 無視할 수 있을 정도로 얇다고 假定한다. 이 경우 슬롯 前方에 놓여진 스트립에는 슬롯의 1次輻射에 의해 電流가 誘起되며, 이 誘起電流에 의해 스트립으로부터의 2次輻射가 發生한다. 이 스트립의 2次輻射中 슬롯 方向으로의 輻射는 슬롯상에 새로운 電壓을 誘起하여 磁流分布를 새롭게 한다. 결국 슬롯과 스트립은 이러한 相互作用에 의해 각각의 固有한 磁流, 電流分布를 갖게 되어 1組의 輻射體를 形成하게 된다. 이 때, 스트립의 軸方向(u 軸)이 x 軸과 α 度의 角度를 유지하면 스트립상의 誘起電流에는 x 성분 이외에도 y 성분이 存在하며 이로 因해 輻射電磁界는 一般的으로 橢圓偏波의 形態를 취하게 될 것이 豫想된다.

그림 1에서 스크린에 의해 分割되는 두 개의 空間을 空間 I, II로 區分하여, 電流源이 存在하는 空間을 空間I, 스트립이 존재하는 空間을 空間II로 나타낸다. 또한 空間I 및 II에서의 電磁界를 각각 (E_1, H_1) , (E_2, H_2) 로 나타내며, 슬롯에 分布되는 電界를 E_s 라 假定한다. 이때 $w_s \ll l_s$, λ (λ 는 波長)인 條件이라면 E_s 는 x 성분만 存在한다고 假定해도 無妨하다.

問題의 解析은 等價原理 및 影像理論을 利用하여 空間I 및 空間II를 獨立시킨 후, 각 空間에서의 電磁界를 구하여 슬롯 및 스트립상에서의 境界條件을 適用하여 定式化하는 過程으로부터 出發한다.

우선 슬롯 상의 電界 E_s 는 等價原理를 적용하여 導體表面에 分布된 磁流源(magnetic current source)으로 대체된다. 이것을 等價磁流源이라 하며, 슬롯을 導體面으로 대체하고 그 兩面에 分布하게 된다. 이때 磁流源 M_s 는 $M_s = \hat{z} \times E_s$ 이며 y 성분만을 갖기 때문에 $M_s = \hat{y}M_{sy}$ 로 나타낼 수 있다.

空間I에서의 電磁界는 電流源 J_1 및 그 影像(image), 表面磁流源 M_s 및 그 影像에 의한 輻射電磁界로서, 다음과 같이 구해진다.

$$E_1 = E(J_1) + E(-J_1) + E(2M_s) \quad (1)$$

$$H_1 = H(J_1) + H(-J_1) + H(2M_s) \quad (2)$$

여기에서 $E(J_1), H(J_1)$ 는 電流源 J_1 에 의한 電磁界, $E(-J_1), H(-J_1)$ 는 影像電流源 $-J_1$ 에 의한 電

磁界, $\mathbf{E}(2\mathbf{M}_s), \mathbf{H}(2\mathbf{M}_s)$ 는 等價表面磁流源 및 그 影像에 의한 電磁界를 각각 나타낸 것이며 다음과같이 주어진다.

$$\mathbf{E}(\mathbf{J}_1) + \mathbf{E}(-\mathbf{J}_1) = -j\omega\mu_0 \left[\mathbf{A}_1 + \frac{1}{k^2} \nabla(\nabla \cdot \mathbf{A}_1) \right] \quad (3)$$

$$\mathbf{E}(2\mathbf{M}_s) = -\nabla \times \mathbf{F} \quad (4)$$

$$\mathbf{H}(\mathbf{J}_1) + \mathbf{H}(-\mathbf{J}_1) = \nabla \times \mathbf{A}_1 \quad (5)$$

$$\mathbf{H}(2\mathbf{M}_s) = -j\omega\epsilon_0 \left[\mathbf{F} + \frac{1}{k^2} \nabla(\nabla \cdot \mathbf{F}) \right] \quad (6)$$

위 식들에서 \mathbf{A}_1 및 \mathbf{F} 는 각각 電流源 \mathbf{J}_1 에 의한 磁氣벡터포텐셜 (magnetic vector potential) 및 磁流源 $2\mathbf{M}_s$ 에 의한 電氣벡터포텐셜 (electric vector potential)로서 다음 식으로 구해진다.

$$\begin{aligned} \mathbf{A}_1 &= \frac{\mathbf{J}_1}{4\pi} \left[\frac{e^{-jkR_-}}{R_-} - \frac{e^{-jkR_+}}{R_+} \right] \\ &= \frac{\mathbf{J}_x}{4\pi} \left[\frac{e^{-jkR_-}}{R_-} - \frac{e^{-jkR_+}}{R_+} \right] \hat{x} \end{aligned} \quad (7)$$

$R_{\pm} = [x^2 + y^2 + (z - (\pm)d)]^{1/2}$; 電流源 및 그 影像으로부터 觀察點까지의 거리

$$\begin{aligned} \mathbf{F} &= \frac{1}{4\pi} \iint_{\text{slot}} (2\mathbf{M}_s) \frac{e^{-jkR}}{R} dx' dy' \\ &= \frac{1}{2\pi} \iint_{\text{slot}} \frac{M_{sy} e^{-jkR}}{R} dx' dy' \end{aligned} \quad (8)$$

$R = [(x-x')^2 + (y-y')^2 + z^2]^{1/2}$; 슬롯의 한점으로부터 觀察點까지의 거리

위 식들을 이용하여 空間I의 電磁界를 다시 쓰면

$$\mathbf{E}_1 = -\nabla \times \mathbf{y} \frac{1}{2\pi} \iint_{\text{slot}} \frac{M_{sy} e^{-jkR}}{R} dx' dy' - \frac{j\omega\mu_0}{4\pi} \cdot$$

$$\left[1 + \frac{1}{k^2} \frac{\partial^2}{\partial x^2} \right] \cdot \left[\hat{x} J_x \left[\frac{e^{-jkR_-}}{R_-} - \frac{e^{-jkR_+}}{R_+} \right] \right] \quad (9)$$

$$\mathbf{H}_1 = \nabla \times \hat{x} \frac{J_x}{4\pi} \left[\frac{e^{-jkR_-}}{R_-} - \frac{e^{-jkR_+}}{R_+} \right] - \frac{j\omega\epsilon_0}{2\pi} \cdot$$

$$\left[1 + \frac{1}{k^2} \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right] \cdot \left[\hat{y} \iint_{\text{slot}} \frac{M_{sy} e^{-jkR}}{R} dx' dy' \right] \quad (10)$$

空間II에서의 等價는 空間I에서와 마찬가지로 等價原理 및 影像理論을 적용함으로써 성립된다.

空間II에서의 電磁界는 스트립導體에 유기되는 表面電流密度 $\mathbf{J}_a (= J_{au} \hat{u})$ 및 그 影像, 表面磁流源 $-\mathbf{M}_s$ 및 그 影像에 의한 輻射電磁界로서, 空間I에서와 비슷한 과정에 의해 다음과 같이 구해진다.

$$\mathbf{E}_2 = \nabla \times \hat{y} \frac{1}{2\pi} \iint_{\text{slot}} \frac{M_{sy} e^{-jkR}}{R} dx' dy' - \frac{j\omega\mu_0}{4\pi} \cdot$$

$$\left[1 + \frac{1}{k^2} \frac{\partial^2}{\partial u^2} \right] \cdot \left[\hat{u} \iint_{\text{strip}} J_{au} \left[\frac{e^{-jkR_{2+}}}{R_{2+}} - \frac{e^{-jkR_{2-}}}{R_{2-}} \right] du' dv' \right] \quad (11)$$

$$\begin{aligned} \mathbf{H}_2 &= \nabla \times \hat{u} \frac{1}{4\pi} \iint_{\text{strip}} J_{au} \left[\frac{e^{-jkR_{2+}}}{R_{2+}} - \frac{e^{-jkR_{2-}}}{R_{2-}} \right] du' dv' \\ &+ \frac{j\omega\epsilon_0}{2\pi} \cdot \left[1 + \frac{1}{k^2} \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right] \cdot \left[\hat{y} \iint_{\text{slot}} \frac{M_{sy} e^{-jkR}}{R} dx' dy' \right] \end{aligned} \quad (12)$$

위 식에서 $R_{2\pm}$ 는 스트립상의 한 점으로부터 觀察點까지의 거리로서 다음과 같이 계산된다.

$$R_{2\pm} = [(u-u')^2 + (v-v')^2 + (z - (\pm)d)]^{1/2}$$

이 문제에서 적용할 境界條件을 정리하면 다음과 같다.

- i) 슬롯面에서의 電磁界 接線成分은 連續이다.
- ii) 스트립表面에서의 電界接線成分은 零이다.

境界條件 i)에서 電界連續條件은 슬롯 上의 電界 \mathbf{E}_s 를 양 쪽 半空間의 電磁界 解析에 공통으로 이용하였기 때문에 이미 만족되고 있으며 磁界連續條件은 식(10) 및 (12)에서 y 성분만을 이용하여, 슬롯의 座標에 맞게 정리하면 아래의 식 (13a)가 된다. 또한 境界條件 ii)는 식(9) 및 (11)에서 u 성분만을 취하여, 스트립의 座標에 맞게 정리하면 아래의 식 (13b)가 된다.

$$\begin{aligned} & -\frac{1}{2\pi} \frac{\partial}{\partial z} \left[\cos\alpha \cdot \iint_{\text{strip}} J_{au} \frac{e^{-jkR_{2+}}}{R_{2+}} du' dv' - J_x \frac{e^{-jkR_-}}{R_-} \right] \\ &= \frac{j\omega\epsilon_0}{\pi} \left[1 + \frac{1}{k^2} \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right] \iint_{\text{slot}} \frac{M_{sy} e^{-jkR}}{R} dx' dy' \text{ on slot} \end{aligned} \quad (13a)$$

$$\begin{aligned} & \cos\alpha \cdot \frac{\partial}{\partial z} \iint_{\text{slot}} \frac{M_{sy} e^{-jkR}}{R} dx' dy' + \frac{j\omega\mu_0}{2} \left[1 + \frac{1}{k^2} \frac{\partial^2}{\partial u^2} \right] \\ & \iint_{\text{strip}} J_{au} \left[\frac{e^{-jkR_{2+}}}{R_{2+}} - \frac{e^{-jkR_{2-}}}{R_{2-}} \right] du' dv' = 0 \text{ on strip} \end{aligned} \quad (13b)$$

식(13a), (13b)는 所謂 聯立 積分微分方程式으로, 이 聯立方程式으로부터 J_{au} 와 M_{sy} 를 구해내야 한다. 이 過程은 解析的 方法으로는 거의 不可能하기 때문에 모멘트 方法을 利用한 컴퓨터 數值解析 方法으로 遂行하였다. 이 過程은 文헌[2]에 簡略하게 記述되었다.

III. 數值計算의 結果 및 偏波에 대한 考察

슬롯-스트립 結合輻射界의 偏波特性을 把握하기 위하여 遂行한 數值計算은 構造上의 變化에 따른 電磁氣의 特性의 變化, 특히 스트립軸方向(u軸方向)이 x軸方向과 이루는 角 α의 變化에 따른 偏波形態의 變化分析에 重點을 두었다.

數值計算은 다음과 같은 具體的인 條件下에서 行해졌다. 本 論文에서 提示한 그림 1의 構造에서 슬롯과 理想電流源과의 距離 l은 0.1λ로 固定하고 理想電流源의 길이(Δl)는 波長에 비해 대단히 짧고 (Δl ≪ λ), 이 電流源 다이폴의 길이方向 電流分布는 振幅 I로써 均一하다고 假定하고, 振幅 I와 길이 Δl의 곱을 편의상 1λ[Ampere-meter]라고 假定하였다. 또한, 슬롯 및 스트립의 幅 2w_s, 2w_a는 모두 0.002λ로 假定하였다. 이러한 電流源 다이폴이 自由空間에 놓여져 있을때 전체공간에 輻射되는 總電力 W_r은⁽⁸⁾

$$W_r = \frac{1}{2} \int_{\theta=0}^{\pi} \int_{\phi=0}^{2\pi} \mathbf{E} \times \mathbf{H}^* \cdot d\mathbf{s} = \frac{\omega \mu_0 k}{12\pi} (I\Delta l)^2 \approx 395 [W] \tag{14}$$

이다.

計算結果에 대한 客觀的인 比較를 위하여 輻射效率(radiation efficiency) eff는 다음과 같이 定義한다.

$$\text{eff} \equiv \frac{\text{radiated power in space II through slot}}{W_r} \tag{15}$$

식(9)와 같이 定義된 輻射效率는 공간에 理想電流源만이 單獨으로 놓여진 境過에 0.5로 計算되고, 이 電流源의 前方에 無限한 넓이의 導體스크린을 놓은 경우 0으로 計算되며, 만약 어떠한 構造的 要件의 充足에 의해 輻射가 前方의 半空間으로만 行해진다던 이 값은 1이 될 것이다.

本 論文에서 주로 다루고자 하는 內容인 偏波特性은 軸比(AR, axial ratio), 回轉方向(sense of rotation), 傾斜角(τ, tilt angle) 등 세가지의 特性值로 나타낼 수 있는데, 관련한 論理展開를 위하여 이들 特性值들을 다음과 같이 整理한다.^(8,9)

1) 軸比(AR, axial ratio)

電界벡터가 그리는 軌跡은 一般的으로 橢圓을 이루는데 이 軌跡橢圓의 短軸에 대한 長軸의 比를 意味한다. 이 軸比는 1에서 無限大(∞)의 범위에서 정해지며 軸比가 1인 경우는 圓偏波(circularly polarized wave), 無限대인 경우는 直線偏波(linearly polarized wave)로 各各 불리우며, 이 以外의 경우는 모두 橢圓偏波(elliptically polarized wave)라 부른다.

2) 回轉方向(sense of rotation)

電波가 進行되어 오는 것을 바라보면, 軌跡橢圓은 어느 方向으로든 回轉을 하게 되는데, 이 回轉方向은 時計方向 혹은 反時計方向으로 觀察된다. 時計方向의 경우를 右旋(right-handed), 反時計方向의 경우를 左旋(left-handed)으로 各各 區分한다.

3) 傾斜角(τ, tilt angle)

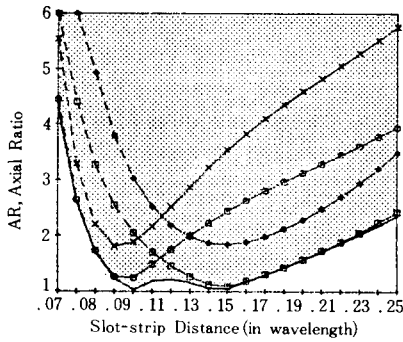
軌跡橢圓의 長軸이 基準軸에 대해 이루고 있는 傾斜角度를 意味하는데 本 論文에서는 特別한 考慮의 對像으로 삼지는 않는다.

數值計算의 結果는 우선 슬롯, 스트립의 길이 一定할 때 슬롯-스트립 間隔 및 u軸이 x軸과 이루는 角度 α 및 슬롯-스트립 間隔의 變化에 따라 偏波特性 및 輻射效率이 어떠한 變化樣狀을 나타내는 지를 整理해 본다. 그런데, 일단 輻射源의 여러가지 變數가 決定된 狀態였 하더라도 輻射의 方向, 즉 觀察點의 方向에 따라서 偏波의 모양은 다르게 나타나기 때문에, 偏波特性은 z軸 方向, 즉 θ=0 度인 方向에서의 偏波形態를 나타내어 比較하였다. 그림2(a)는 슬롯 및 스트립의 길이를 0.44λ로 固定하고, 슬롯 - 스트립 間隔을 0.07λ에서 0.25λ까지 0.01λ마다 變化시키면서 u軸과 x軸이 이루는 角度(α)를 0度에서 180度까지 1度間隔으로 變化시키며 軸比를 計算하여 전형적인 몇가지 角度條件에서의 結果를 整理한 것이다. 이 그림에서 橫軸은 슬롯-스트립 間隔(d)을, 從軸은 軸比(AR)를 各各 나타내며, 點線으로 表示된 部分은 左旋偏波를, 實線으로 表示된 部分은 右旋偏波를 各各 나타낸 것이다.

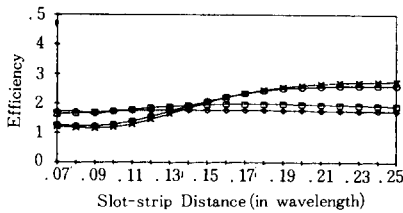
앞에서 言及했듯이 軸比가 1이면 圓偏波, 1보다 커지면 橢圓偏波, 無限대에 가까워지면 直線偏波로 解析하면 된다. 本 論文에서 重點的으로 分析하려는 事項은 提案된 構造에서 圓偏波 電磁界를 얻는 것이므로 橫軸(AR=1)近處의 變化에 注目해야 한다.

슬롯-스트립間隔과 角度 α의 變化에 따라 z軸方向의 輻射電磁界가 취할 수 있는 軸比의 영역을 그림에서 어두운 部分으로 나타내었다. 이 중 圓偏波에 가까운 特性은 0.10λ < d ≤ 0.17λ 사이에서 45度 < α < 65度 범위에서 얻어질 수 있음을 確認하였다. 그런데 그림 3에서도 確認할 수 있는 바와 같이 90度 ≤ α ≤ 180度에서의 特性은 0度 ≤ α < 90度에서의 特性과 α = 90度를 軸으로 完全히 對稱이 되며, 다만 偏波의 回轉方向만 정반대로 된다.

그림 2 (b)는 그림 2 (a)의 各 條件에서의 輻射效率를 整理한 것으로서, 偏波特性이 圓偏波에 가까워질 때 輻射效率는 그리 높지 않다는 事實을 보여주고있다.



(a)



(b)

그림 2. 슬롯-스트립 間隔(d) 및 角度 α 의 變化에 따라 얻어지는 偏波特性 및 그때의 輻射效率

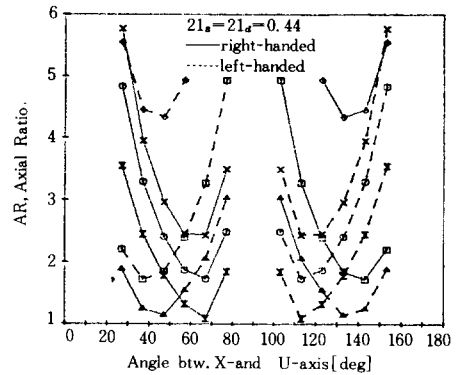
- (a) 軸比 및 回轉方向을 表示한 偏波特性
- (b) 輻射效率 (\times ; $\alpha=27^\circ$, \circ ; $\alpha=37^\circ$, \square ; $\alpha=67^\circ$, \diamond ; $\alpha=77^\circ$)

Fig. 2. Polarization and efficiency variations with some changes of slot-strip distance and an angle α .

- (a) polarization characteristics designated by AR and the sense of rotation,
- (b) radiation efficiency (\times ; $\alpha=27^\circ$, \circ ; $\alpha=37^\circ$; \square ; $\alpha=67^\circ$; \diamond ; $\alpha=77^\circ$).

同一한 結果를 그림 3에 角度 α 의 變化를 橫軸으로 하여 나타내어 보았다. 이 그림에서 角度 α 에 대한 偏波特性的 전형적인 變化樣狀을 觀察할 수 있는데 당연히 0度, 180度에서는 直線偏波 ($AR=\infty$)를 67度(右旋) 및 113度(左旋) 부근에서 가장 圓偏波에 近接하는 特性을 觀察할 수 있다.

다음으로 슬롯길이 및 스트립길이의 變化에 따른 偏波特性的 變化를 알아본다. α 가 45, 60, 120, 135度인 各 境遇에 슬롯-스트립 間隔이 0.11 λ , 0.15 λ 인 $4 \times 2=8$ 가지의 경우에 대하여 슬롯 및 스트립의 길이를 각각 0.40 λ 에서 0.55 λ 까지 0.01 λ 間隔으로 變化시켜 모두 $4 \times 2 \times 16 \times 16=2048$ 경우에 대해 偏波特性 및 輻射效率, 指向性 등을 調査하였다. 이러한 조사를 바탕으로 다음과 같은 事項을 導出하였다.



- \diamond : $d=0.07\lambda$, \square : $d=0.09\lambda$,
- \triangle : $d=0.11\lambda$, \circ : $d=0.15\lambda$,
- \circ : $d=0.20\lambda$, \times : $d=0.25\lambda$,

그림 3. 그림 2(a)의 結果를 α 를 橫軸으로 하여 나타낸 偏波特性

Fig. 3. The polarization characteristics of Fig. 2 (a) with the abscissa of α .

1) 圓偏波의 形成은 슬롯 혹은 스트립 길이보다는 角度의 變化에 더욱 敏感하다.

2) 輻射效率과 指向性 特性은 變化傾向이 類似하다. 즉 輻射效率이 最大일 때, 指向性도 거의 最大가 된다. 그러나 圓偏波가 얻어지는 條件에서 輻射效率 및 指向性은 그다지 높지 않다.

3) 슬롯 혹은 스트립의 길이가 變化할 때, 偏波, 輻射效率, 指向性의 전형적인 變化樣狀을 그림 4에 나타내었다.

지금까지의 論議에서는 여러가지 構造의 變數에 따른 z方向 ($\theta=0^\circ$)으로의 偏波形態에만 關心을 가졌었는데 이제는 輻射方向에 따른 偏波特性에 關心을 돌려본다. 一般的으로 偏波形態는 輻射方向에 따라 크게 달라지는데, 예를 들어 $\theta=0^\circ$ 에서 圓偏波일 경우, $\theta=90^\circ$ 에서는 直線偏波로, 이 以外의 方向에서는 橢圓偏波로 觀察된다. 또한 $\theta=0^\circ$ 에서 橢圓偏波를 나타내는 경우라 할지라도 어느 特定한 方向에서는 圓偏波가 얻어질 수 있다.

그림 5는 $\theta=0^\circ$ 의 方向에서 圓偏波가 얻어지는 경우에 H-面 및 E-面에서의 輻射패턴 및 軸比變化를 나타낸 것인데, 그림 5 (b)에서 볼 수 있는 바와 같이 대단히 넓은 범위에서 圓偏波를 形成하고 있다

그림 6은 $\theta=0^\circ$ 에서는 橢圓偏波(軸比=1.18)이지만 E-面上的 $\theta=40^\circ$ (화살표로 表示한 部分)인 方向에서 圓偏波에 대단히 近接하는 特性을 보인 예

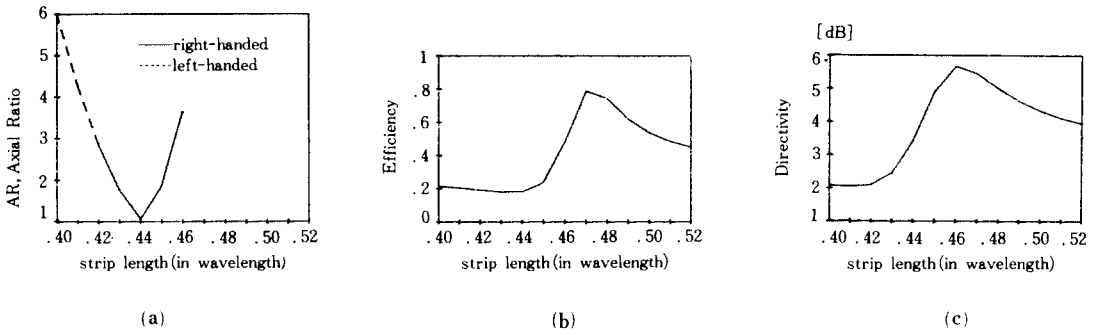


그림 4. 슬롯 또는 스트립의 길이變動에 따라 나타나는

(a) 軸比, (b) 輻射效率

(c) 指向性的 展型的인 變化(슬롯길이는 0.48λ 로, 슬롯-스트립 間隔은 0.11λ 로, 角度 α 는 45° 로 固定하고, 스트립의 길이를 變化시킨 경우)

Fig. 4. A typical variations of, (a) axial ratio, (b) radiation efficiency, (c) directivity with the changes of slot or strip length(in the case of strip length variation with fixing of slot length at 0.48λ , slot-strip distance at 0.11λ and $\alpha=45^\circ$).

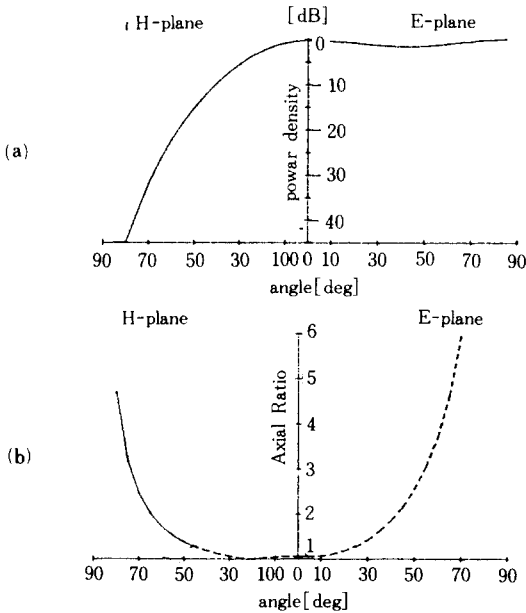


그림 5. $\theta=0^\circ$ 에서 圓偏波를 갖는 경우의

(a) 輻射패턴 및

(b) 方向에 따른 偏波特性的 變化(슬롯길이는 0.52λ , 스트립길이는 0.44λ , 슬롯-스트립 間隔은 0.11λ , 角度 α 는 45° 인 경우)

Fig. 5. (a) Radiation pattern and, (b) polarization pattern in case of circular polarization at $\theta=0^\circ$ ($l_s=0.52\lambda$, $l_a=0.44\lambda$, $d=0.11\lambda$, $\alpha=45^\circ$).

에 대하여 輻射패턴 및 軸比變化를 나타낸 것이다.

V. 結 論

本 論文에서는 理想電流源으로 勵振되는 슬롯의 前方에 놓인 스트립형 散亂導體의 適切한 配置에 의해 圓偏波의 輻射電磁界가 얻어질 수 있음을 밝혔다. 슬롯, 스트립의 길이 및 슬롯-스트립間隔, 두 素子가 이루는 角度 등 네 가지가 偏波形態를 決定하는 要素이며, 특히 素子間的 角度는 가장 重要한 要素임을 밝혔다.

本 研究結果는 슬롯의 勵振源으로서 理想電流源을 假定하였기 때문에 안테나로서의 實用化 設計에 直接 適用할 수는 없으나, 勵振源으로서 마이크로스트립 線路(microstrip line)나 空洞共振器(cavity resonator)를 利用하는 境過에도, 스트립 散亂體의 適切한 設計를 通해 원하는 偏波特性을 얻을 수 있을 것으로 豫想된다.

參 考 文 獻

[1] J. Hur and C.W. Lee, "Effects of conducting strip located in front of radiating slot," Electronics Letters, vol. 25, no. 16, pp. 1092-1094, 3rd, Aug. 1989.
 [2] 許正, 李忠雄, "스트립형 散亂導體에 의한 슬롯안테나의 輻射特性 改善에 관한 研究," 電子

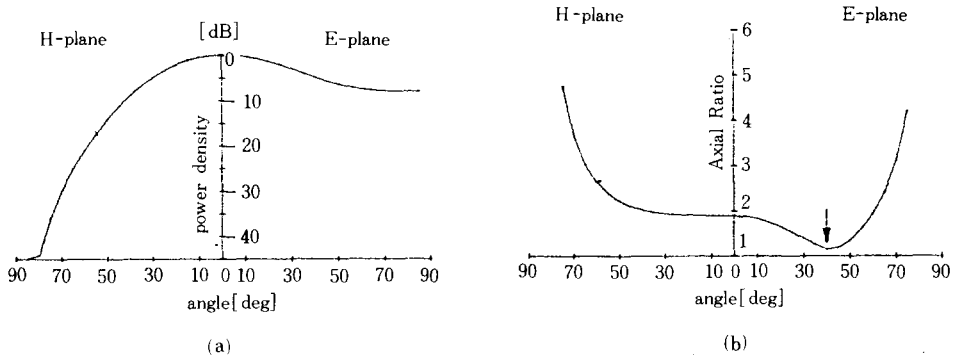


그림 6. $\theta=0$ 도에서는 橢圓偏波이지만 特定한 方向에서는 圓偏波가 形成될 수 있음을 보여주는 예. 화살표로 表示한 部分에서 圓偏波에 近接한다.

(a) 輻射패턴

(b) 方向에 따른 偏波特性的 變化(슬롯길이는 0.50λ , 스트립길이는 0.50λ , 슬롯-스트립 間隔은 0.11λ , 角度 α 는 45° 인 경우)

Fig. 6. (a) Radiation pattern and, (b) polarization pattern in case of circular polarization generation at a particular direction in spite of elliptic polarization at $\theta=0^\circ$ ($l_s=0.50\lambda$, $l_a=0.50\lambda$, $d=0.11\lambda$, $\alpha=45^\circ$).

工學會論文誌, 第26卷, 第11號, pp. 1712-1721, 1989年 11月.

[3] H. Yagi, "Beam transmission of ultra-short waves," Proceedings of IRE, vol. 16, p. 715, 1928.
 [4] H. Yatom and R. Rupp, "Excitation of a circular loop through a small aperture," IEEE Trans. Antennas Propagat., vol. AP-33, pp. 101-106, Jan. 1985.
 [5] S.N. Sinha, D.K. Mehra and R.P. Agarwal, "Radiation from a waveguide-backed aperture in an infinite ground plane in the presence of a thin conducting plate," IEEE

Trans. Antennas propagat., vol. AP-34, pp. 539-545, Apr. 1986.

[6] R.F. Harrington, Time-Harmonic Electromagnetic Fields, McGraw-Hill, New York, 1961.
 [7] R.F. Harrington, Field Computation by Moment Methods, Macmillan, New York, 1968.
 [8] W.L. Stutzman and G.A. Thiele, Antenna Theory and Design, John Wiley & Sons, New York, 1981.
 [9] H. Jasik, Antenna engineering handbook, McGraw-Hill, New York, 1961.

著者紹介

許 正 (正會員) 第26卷 第11號 參照
 현재 서울대학교 박사과정
 재학중

李 忠 雄 (正會員) 第26卷 第5號 參照
 현재 서울대학교 전자공학과
 교수