

# 影像面上的 直線型 안테나의 임피던스 特性

## (The Impedance Characteristics of Vertical Antennas Over a Finite Image Plane)

楊 仁 應\*  
(Young, In Eung)

趙 盛 昊\*\*  
(Cho, Seong Hoh)

### 要 約

有限影像面に 垂直으로 세운 굵은 線型안테나 임피던스特性이 解析되고 測定되었다. 測定에는 正方形과 圓形導體影像面이 利用되었고 周波數는 固定시키고 안테나 길이를 變化시켰다. 給電點과 안테나間의 連結點에서 發生될 수 있고 端末現象에 對하여도 論하였다.

比較的 큰 正方形影像面上的의 안테나 임피던스 測定値와 理論値가 거의 一致한다. 또한 작은 圓形影像面上的의 안테나 임피던스는 無限大影像面上的의 굵은 안테나 임피던스 特性과 비슷하다.

### ABSTRACT

The impedance characteristics of vertical antennas over a finite image plane were analyzed and measured. Two kinds of image plane, one rectangular and the other circular, were used for the measurements. And the length of antennas was varied at fixed frequency.

All kinds of terminal zone effects which possible raise questions because of antenna mounting system were discussed.

It is observed from the results that the measured impedance of antennas over a comparatively large rectangular plane is approximately identical with the theoretical value, and also the impedance of antennas over a comparatively small circular plane had similar characteristics to a comparatively thick antennas over an infinite image plane.

### I 序 論

Hertz가 1887年 簡單한 裝置로써 電磁波를 輻射시킨 후 안테나에 關한 여러가지 問題가 研究되었다. 그중 實際的인 重要性에 따라서 導電性의 地表面에 세운 안테나의 特性이 注目을 받았으며 이러한 안테나의 輻射抵抗을 測定한것은 1950年 Proter가 行하였으나 當時까지도 이러한 안테나의 임피던스를 定하는 基本的 理論이 서 있지 못하였다. 1949年 Meier와 Summers는 有限한 影像面に 垂直으로 세운 線型안테나의 임

피던스를 實測하였으며, 이 實驗에서 안테나의 임피던스가 影像面の 크기 및 모양에 依한 減衰振動函數가 됨을 알아내었다. 이 實驗에 이어 Leitner 및 Spence는 이런 것의 特別한 경우의 理論的인 解析을 하였으며 同年 Storer는 變分的方法을 써서 比較적 影像面이 클 때 안테나 임피던스를 影像面이 無限일 때의 임피던스로서 간단히 求하게 되었다.

實驗室에서 안테나 임피던스 測定은 有限한 크기의 影像面으로 無限한 크기의 影像面을 代替하는 경우가 많다. 따라서 測定된 임피던스 値는 影像面の 크기 및 形態를 考慮에 넣지 않

\* \*\* 延世大學校電氣工學科 正會員  
Electrical Engineering Department, Yonsei University

(接受日字 1966. 5 30)

으면 안될 것이다.

本論文에서는 Storer의 理論을 利用하여 影像面이 一定할때 안테나 길이에 依한 電氣的 길이  $\beta_0 a$ 를 變化시킬때 안테나의 임피던스를 測定하고 解析하였다. 影像面은 비교적 큰 正方形 ( $93^{\text{cm}} \times 93^{\text{cm}}$ )의 것과 비교적 작은 원형 ( $D=43.7^{\text{cm}}$ )의 것을 使用하여 影像面의 形態에 依한 임피던스의 變化도 同時에 觀察하였다. 또한 本論文에서 影像面이 無限인 경우의 理論的 임피던스値를 求하기 위해서 Hallen의 原理를 多少 수정한 King과 Middleton의 原理를 利用했으며 이들의 計算値를 적용하였다.

안테나 連結裝置에 發生되는 副次的 임피던스를 또한 論하였다.

## II 本 論

### 1. 線型垂直 안테나의 影像面의 크기에 따른 임피던스 特性

完全導體 平面위에 길이  $h$ 이고, 等價半徑  $a$ 인 원통형 안테나가 垂直으로 세워졌을경우 안테나의 中心軸을  $Z$ 軸으로 하고, 導體平面은  $Z=0$ 인 座標平面으로 定한다. 안테나의 給電은  $Z=0$ 인 안테나의 끝의 斷面에서 다음과 같이 定한 Dirac  $\Delta$ 函數 發電機로서 한다.

$$(E_z^e)_{r=a} = V_0^e \delta(z) \dots\dots\dots (1. a)$$

$$\int_0^h \delta(z) dz = 1 \dots\dots\dots (1. b)$$

$$\delta(z) = \begin{cases} 0 & z \neq 0 \\ \infty & z = 0 \end{cases} \dots\dots\dots (1. c)$$

여기서  $V_0^e$ 는 外部에서 안테나에 加해진 起電力이고,  $(E_z^e)_{r=a}$ 는 이起電力에 依해서 안테나 表面  $r=a$  위에  $Z$ 軸方向으로 생긴 電界의 세기이다. 特히 안테나의 等價半徑  $a$ 가 다음과 같은 關係를 만족한다면

$$\beta_0 a \ll 1, \text{ 여기서 } \beta_0 = 2\pi/\lambda_0, \dots\dots\dots (2)$$

$\lambda_0$ 은 自由空間에서 波長일때

$Z$ 軸 方向 以外 電界 및 電流成分은 무시할 수 있고, 境界面 및 自由空間에서 電界의 세기는

$$E_z = -\left(\frac{\partial \phi}{\partial z} + j\omega A_z\right) \dots\dots\dots (3)$$

위와같이 되고 境界面에서 電流는 다음과 같이 電界의 세기로서 表示할수있다.

$$i_{zr} = \sigma (E_z + E_z^e)_{r=a} \dots\dots\dots (4)$$

式(3) 및 (4)에서  $E_z$ 는 안테나에 外部에서 加해진  $E_z^e$ 에 依해서 發生되는 電界의 세기이며  $i_{zr}$ 는 안테나 表面 電流密度이고,  $\sigma$ 는 導電率이다.  $\phi$  및  $A_z$ 는 Maxwell의 電磁界方程式을 만족하는 스칼라 및 벡터 포텐셜이다. 式(4)에서 導電率을 內部 임피던스  $Z'$ 로 表示하면

$$\left(\frac{i_{zr}}{\sigma}\right)_{r=a} = I_z z' \dots\dots\dots (5)$$

위와 같이되고 特히 理想的인 導體의 경우  $Z' = 0$ 으로 하면 式(4) (5)에서 다음과 같이 된다.

$$(E_z)_{r=a} = -E_z^e \dots\dots\dots (6)$$

안테나 導體 表面에서 複素에너지 傳達函數 (Complex Energy-transfer Function)은 다음과 같다.

$$P = P_r + jP_i = -\frac{1}{2} \int_0^h (E_z)_{r=a} I_z^* dz \dots\dots (7)$$

$I_z^*$ 는  $I_z$ 의 共軛複素量이다. 式(6)에 應用한 假定에 따라서  $(E_z)_{r=a}$ 는  $z=0$ 되는 매우 작은 部分以外에서는 零이 되므로 式(7)은 式(1) 및 (6)에 依해서 다음과 같이 된다.

$$P = \frac{1}{2} I_0^* \int_0^h (E_z^e)_{r=a} dz = \frac{1}{2} I_0^* V_0^e \\ = \frac{1}{2} I_0^* I_0 Z_0 \dots\dots\dots (8)$$

$I_0$ 은 안테나의  $z=0$ 인 部分에서 電流이고  $Z_0$ 은 다음과 같이 定義된 안테나의 入力 임피던스이다.

$$Z_0 \equiv \frac{V_0^e}{I_0} \dots\dots\dots (9)$$

지금 안테나와 垂直을 이룬 影像面이 有限한 경우와 無限이 큰 경우의 電界의 세기를 생각해보기로 한다. 影像面이 半徑  $r=D/Z$ 인 원형인 경우의 電界의 세기  $E_r$ 를 半徑  $r=\infty$ 인 경우의 電界의 세기  $E_z^{\infty}$ 로서 다음과 같이 表示하기로 한다.

$$E_z = E_z^{\infty} + \Delta E_z \dots\dots\dots (10)$$

여기서  $\Delta E_z$ 는 두경우 影像面에 依한 變化分이다. 안테나 自體의 電流分布는 影像面의 電流分布와는 無關하므로 두경우  $V_0^e$ 를 적당히 調節해서  $I_0$ 을 서로 같게 하면, 式(8) 및 (10)으로부터 다음과 같이 두경우의 임피던스 差에 對한 式을 얻을수 있다.

$$\Delta Z_0 I_0 I_0^* = (Z_0 - Z_0^{\infty}) I_0 I_0^* \\ = -\int_0^h (\Delta E_z)_{r=a} I_z^* dz \dots\dots\dots (11)$$

여기서  $\Delta Z \equiv Z_0 - Z_0^\infty$ 이고,  $Z_0$ 은 影像面이 半徑  $r = D/2$ 인 有限한때의 안테나의 入力 임피던스이고  $Z_0^\infty$ 은 影像面이 無限일때의 안테나 入力 임피던스이다. 式(11)에서  $\Delta E_z$ 는 Maxwell의 電磁界方程式에 依해서 다음과 같이 磁束密度로서 表示할수 있다.

$$\begin{aligned} \Delta E_z &= -\frac{j\omega}{\beta_0^2} V_z \times \Delta B \\ &= -\frac{j\omega}{\beta_0^2} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \Delta B_\theta) \dots \dots (12) \end{aligned}$$

여기서  $(V_z \times)$ 는  $(V \times)$ 의  $Z$ 軸成分이다. 式(12)로서 (11)은 다음과 같다.

$$\begin{aligned} \Delta Z_0 I_0 I_0^* &= \frac{j\omega}{\beta_0^2} \int_0^h \left[ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \Delta B_\theta) \right] r_{=a} I_z^* dz \\ &\dots \dots \dots (13) \end{aligned}$$

式(13)에서 알수있는 바와 같이  $\Delta Z_0$ 의 값을 求하기 위해서  $\Delta B_\theta$ 의 값을 求하면 된다.

影像面이 無限히 클때와 有限한때의 垂直안테나에 依한 Hertz벡터는 다음과 같이 쓸수 있다. (7)

$$\pi_z^\infty = \pi_{zs}^\infty + \pi_{zr}^\infty \dots \dots \dots (14. a)$$

$$\pi_z = \pi_{zs} + \pi_{zr} \dots \dots \dots (14. b)$$

係字  $d$  및  $r$ 은 안테나 電流, 影像面電流에 依한 벡터포텐셜을 表示한다. 안테나 自體의 電流分布는 兩경우 同一하므로  $\pi_{zs}^\infty = \pi_{zs}$ 이고, 두 포텐셜의 差  $\Delta \pi_z$ 는 다음과 같이 된다.

$$\Delta \pi_z = \pi_{zr} - \pi_{zr}^\infty \dots \dots \dots (15)$$

無限한 影像面上  $Z$ 軸의  $Z'$ 에 있는 電氣雙極子  $P_z$ 에 依한  $\pi_{zr}^\infty$ 은 다음과 같다. (7)

$$\begin{aligned} \pi_{zr}^\infty &= \frac{D_z}{4\pi\epsilon_0} \int_0^\infty f(\lambda) \frac{J_0(\lambda r)}{\sqrt{\lambda^2 - \beta_0^2}} e^{-\sqrt{\lambda^2 - \beta_0^2}(z+z')} \\ &\lambda d\lambda \dots \dots \dots (16) \end{aligned}$$

여기서  $f(\lambda)$ 는 影像面을 이루는 導體의 境界面에서 두 媒質의 傳播常數 및  $Z'$ 로 결정되는 反射係數이다. 안테나 電流와 雙極子와의 關係는

$$I_z dz = \frac{\partial P_z}{\partial t} = j\omega P_z \dots \dots \dots (17)$$

와 같고, 따라서  $\pi_{zr}^\infty$ 은 다음과 같이 表示할수 있다.

$$\begin{aligned} \pi_{zr}^\infty &= -\frac{j}{4\pi\epsilon_0\omega} \int_0^h I_z' dz' \int_0^\infty \frac{f(\lambda) J_0(r\lambda)}{\sqrt{\lambda^2 - \beta_0^2}} e^{-\sqrt{\lambda^2 - \beta_0^2}(z+z')} \\ &\lambda d\lambda \dots \dots \dots (18) \end{aligned}$$

여기서  $\epsilon_0$ 은 自由空間의 誘電率이다.

또한  $\pi_{zr}$ 을 (18)式과 같은 형태로 다음과 같이 表示하기로 한다.

$$\begin{aligned} \pi_{zr} &= -\frac{j}{4\pi\epsilon_0\omega} \int_0^h I_z' dz' \int_0^\infty \frac{g^+(\lambda, z') J_0(\lambda r)}{\sqrt{\lambda^2 - \beta_0^2}} \\ &e^{-\sqrt{\lambda^2 - \beta_0^2}(z+z')} \lambda d\lambda \quad z \leq 0 \dots (19. a) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \pi_{zr} &= -\frac{j}{4\pi\epsilon_0\omega} \int_0^h I_z' dz' \int_0^\infty \frac{g^-(\lambda z') J_0(\lambda r)}{\sqrt{\lambda^2 - \beta_0^2}} \\ &e^{\sqrt{\lambda^2 - \beta_0^2}(z+z')} \lambda d\lambda \quad z \leq 0 \dots \dots (19. b) \end{aligned}$$

여기서  $g^+$  및  $g^-$ 는 境界面 條件에 依해서 定한 係數이며, 式(18) (19)로서  $\Delta \pi_z$ 는 다음과 같다.

$$\begin{aligned} \Delta \pi_z &= -\frac{j}{4\pi\epsilon_0\omega} \int_0^h I_z' dz' \int_0^\infty F^+(\lambda z') e^{-\sqrt{\lambda^2 - \beta_0^2}z} \\ &J_0(\lambda, r) \lambda dr dz \geq 0 \dots \dots (20. a) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \Delta \pi_z &= -\frac{j}{4\pi\epsilon_0\omega} \int_0^h I_z dz' \int_0^\infty F^-(\lambda z') e^{+\sqrt{\lambda^2 - \beta_0^2}z} \\ &J_0(\lambda, r) \lambda d\lambda \quad z \leq 0 \dots \dots (20. b) \end{aligned}$$

여기서  $F^+$  및  $F^-$ 는 다음과 같다.

$$\begin{aligned} F^+(\lambda, z') &= \frac{\lambda [g^+(\lambda, z') - f(\lambda)] e^{-z' \sqrt{\lambda^2 - \beta_0^2}}}{\sqrt{\lambda^2 - \beta_0^2}} \\ &\dots \dots \dots (20. c) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} F^-(\lambda, z') &= \frac{\lambda [g^-(\lambda z') - f(\lambda)] e^{z' \sqrt{\lambda^2 - \beta_0^2}}}{\sqrt{\lambda^2 - \beta_0^2}} \\ &\dots \dots \dots (20. d) \end{aligned}$$

磁束密度  $B_\theta$ 를 Hertz 벡터로 表示하면, (7)

$$\begin{aligned} B_\theta &= j \frac{\beta_0^2}{\omega} V_\theta \times \pi \\ &= -j \frac{\beta_0^2}{\omega} \frac{\sigma}{\sigma_r} \pi_z \dots \dots (21) \end{aligned}$$

위와 같이된다. 따라서  $\Delta B_\theta$ 는 다음과 같다.

$$\begin{aligned} \Delta B_\theta &= \frac{\mu_0}{4\pi} \int_0^h I_z' dz' \int_0^\infty F^+(\lambda_1 z') e^{-\sqrt{\lambda^2 - \beta_0^2}z} \\ &J_1(\lambda r) \lambda d\lambda \quad z \geq 0 \dots \dots (22. a) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \Delta B_\theta &= \frac{\mu_0}{4\pi} \int_0^h I_z' dz' \int_0^\infty F^-(\lambda, z') e^{\sqrt{\lambda^2 - \beta_0^2}z} \\ &J_1(\lambda r) \lambda d\lambda \quad z \leq 0 \dots \dots (22. b) \end{aligned}$$

여기서  $\mu_0$ 은 自由空間의 透磁率이다.

$F^+$  및  $F^-$ 를 定하기 위해서 境界面 條件을 利用한다. 式(12)에서와 같이  $E_r$ 을 磁束密度  $B_\theta$ 로 表示하면  $x, y$ 軸으로 이루는 平面은  $z$ 軸에 對해서 對稱이 되어서 다음과 같다.

$$E_r = E_r^\infty + \Delta E_r$$

$$= \frac{j\omega}{\beta_0^2} \frac{\partial}{\partial z} (B_0^\infty + \Delta B_0) \dots\dots\dots (23)$$

그런데  $(E_r^\infty)_{z=0} = 0$ ,  $\frac{\partial B_0^\infty}{\partial z} \Big|_{z=0} = 0$ 이므로 式(23)에서  $(\Delta E_r)_{z=0}$ 은 다음과 같다.

$$(\Delta E_r)_{z=0} = \frac{j\omega}{\beta_0^2} \frac{\partial}{\partial z} \Delta B_0 \Big|_{z=0}$$

$$= \begin{cases} 0 & r \leq D/2 \dots\dots (24) \\ f(r, z') & r \geq D/2 \end{cases}$$

즉  $\Delta E_r$ 는 影像面밖에서  $r$  및  $Z'$ 에 依해 定해지는 값을 갖는다고 볼 수 있다. 式(24)의 조건을 만족하는  $F^+$  및  $F^-$ 에 對해서 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$\int_0^\infty F^+(\lambda, z') \sqrt{\lambda^2 - \beta_0^2} J_1(\lambda r) \lambda d\lambda$$

$$= \begin{cases} 0 & 0 \leq r \leq D/2 \\ \xi(r, z') & r \geq D/2 \dots\dots\dots (25.a) \end{cases}$$

$$- \int_0^\infty F^-(\lambda, z') \sqrt{\lambda^2 - \beta_0^2} J_1(\lambda r) \lambda d\lambda$$

$$= \begin{cases} 0 & 0 \leq r \leq D/2 \\ \xi(r, z') & r \geq D/2 \dots\dots\dots (25.b) \end{cases}$$

式(25)에서도 함수  $\xi(r, z')$ 는 항상 짝은 아닌 어떤 函數이다. 式(25.ab)에 對해서 Fourier-Bessel 變換을 取하고 式(22a.b)에 代入해서  $\Delta B_0$ 에 對해 쓰면 다음과 같이 된다.

$$\Delta B_0 = \frac{\mu_0}{2\pi} \int_0^h I_z' dz' \int_{D/2}^\infty G(z, r, r') \xi(r' z') r' dr'$$

$$\dots\dots\dots (26)$$

여기서 函數  $G(z, r, r')$ 는 다음과 같이 定한다.

$$G(z, r, r') \equiv \pm \frac{1}{2} \int_0^\infty \frac{e^{-\sqrt{\lambda^2 - \beta_0^2} |z|}}{\sqrt{\lambda^2 - \beta_0^2}} J_1(\lambda r) J_1(\lambda r') \lambda d\lambda \dots\dots\dots (27)$$

式(26)으로서 式(13)은 다음과 같다.

$$\Delta Z_0 I_0 I_0^* = \frac{\omega \mu_0}{2\pi \beta_0^2} \int_0^h I_z' dz' \int_0^h I_z^* dz$$

$$\int_{D/2}^\infty \left( \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r G(z, r, r') \right) \Big|_{r=a} \xi(r' z') r' dr'$$

$$\dots\dots\dots (28)$$

式(28)의 微分項은

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} [r G(z, r, r')] \Big|_{r=a} = \frac{1}{2} \int_0^\infty \frac{J_0(\lambda a) J_1(\lambda r')}{\sqrt{\lambda^2 - \beta_0^2}} e^{-\sqrt{\lambda^2 - \beta_0^2} |z|} \lambda^2 d\lambda \dots\dots\dots (29)$$

위와 같이 되고 積分値는  $\lambda < \beta_0$ 인 범위 內에

서 主分布를 이루고 또한  $J_0(\lambda a) = 1$ 로서 式(29)는 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} [r G(z, r, r')] \Big|_{r=a} = -\frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial r_1} \int_0^\infty \frac{e^{-\sqrt{\lambda^2 - \beta_0^2}}}{\sqrt{\lambda^2 - \beta_0^2}} J_0(\lambda r') \lambda d\lambda \dots\dots\dots (30)$$

式(30)을 指數函數로 고치면

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} [r G(z, r, r')] \Big|_{r=a} = -\frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial r} \frac{e^{-j\beta_0 R_0}}{R_0} \dots\dots\dots (31.a)$$

$$\text{여기서 } R_0 = \sqrt{z^2 + r'^2} \dots\dots\dots (31.b)$$

위와 같이 된다. 式(31)에서  $r' \geq D/2$ 이고 안테나와 影像面の 크기가  $\frac{2h}{D} \gg 1$ 이며, 또한 影像面과 使用波長의 關係가  $\frac{\pi D}{\lambda} \gg 1$ 이면, (31.a)의 微分項은 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$\frac{\partial}{\partial r'} \frac{e^{-j\beta_0 R_0}}{R_0} = -j\beta_0 \frac{e^{-j\beta_0 R_0}}{r'} \dots\dots (32)$$

式(32)로서 (28)은 다음과 같이 되고,

$$\Delta Z_0 I_0 I_0^* = \frac{-\mu_0 \omega}{4\pi \beta_0} \int_0^h I_z' dz' \int_0^h I_z^* dz$$

$$\int_{D/2}^\infty \frac{e^{-j\beta_0 r'}}{r'} \xi(r' z') r' dr' \dots\dots\dots (33)$$

윗식에서 函數  $\xi(r' z')$ 의 값을 알면  $\Delta Z_0 I_0 I_0^*$ 의 값을 定해 진다.

$B_0$ 가  $z=0$ 인  $xy$ 軸이 이루는 平面에서  $r \geq D/2$ 인 범위에서 連續인것에 留意하면  $B_0 = B_0^\infty + \Delta B_0$ 에서

$$B_0 = B_0^\infty + \frac{\mu_0}{2\pi} \int_0^h I_z' dz' \int_{D/2}^\infty G(z, r, r') \xi(r' z') r' dr' \quad z \leq 0 \dots\dots\dots (34.a)$$

$$B_0 = -\frac{\mu_0}{2\pi} \int_0^h I_z' dz' \int_{D/2}^\infty G(z, r, r') \xi(r' z') r' dr' \quad z \geq 0 \dots\dots\dots (34.b)$$

이며 따라서

$$B_0^\infty(r', 0) = -\frac{\mu_0}{\pi} \int_0^h I_z' dz' \int_{D/2}^\infty G(0, r, r') \xi(r' z') r' dr' \dots\dots\dots (35)$$

위와 같은 關係가 이루어 진다. 完全導體 平面上에서  $Z$ 軸上에 電流素  $I_z'$ 에 依한 Hertz 벡터 포텐셜을 指數函數로 쓰면 다음과 같고, (7)

$$\pi^\infty = -\frac{j}{4\pi \epsilon_0 \omega} \int_0^h I_z' \left( \frac{e^{-j\beta_0 R_1}}{R_1} + \frac{e^{-j\beta_0 R_2}}{R_2} \right) dz' \dots\dots\dots (36)$$

이것에 의한  $B\theta^\infty$ 을 表示하면 다음과 같다.

$$B_\theta^\infty(r, z) = -\frac{\mu_0}{4\pi} \frac{\partial}{\partial r} \int_0^h \frac{e^{-j\beta_0 R_1}}{R_1} + \frac{e^{-j\beta_0 R_2}}{R_2} dz' \dots (37.a)$$

여기서  $R_1 = \sqrt{(z-z_1)^2 + r^2}$ ,  $R_2 = \sqrt{(z+z')^2 + r^2}$ 이다. .... (37. b)

式(32)에 적용한 條件을 利用해서 式(37. a)은 다음과 같이 쓸수 있고

$$B_\theta^\infty(r'o) = \frac{j\beta_0 \mu_0}{2\pi} \frac{e^{-j\beta_0 r'}}{r'} \int_0^h Ix' dz' \dots (38)$$

式(35)와 式(38)에서 다음 결과를 얻는다.

$$\int_{D/2}^\infty G(o, r, r') \xi(r', z') r' dr' = \frac{-j\beta_0}{2} \frac{e^{-j\beta_0 r'}}{r'} \dots (39)$$

實際 函數  $\xi(r', z')$ 는 式(32)에 적용한 條件에 의해서 式(39)에서

$$\xi(r'z') = \xi(r') \dots (40)$$

로 쓸수 있다. 이제 式(39)에서  $\xi(r')$ 을 變分法을 利用해서 求하기 위하여 다음과 같이 媒介變數  $\mu$ 를 定한다.

$$\mu = \frac{-j\beta_0}{2} \left[ \int_{D/2}^\infty e^{-j\beta_0 r} \xi(r) dr \right]^{-1} \dots (41)$$

式(41)은 다음과 같이 쓸수도 있다.

$$\mu = \frac{\int_{D/2}^\infty \int_{d/2}^\infty G(o, r, r') \xi(r') \xi(r') r' dr dr'}{\int_{d/2}^\infty e^{-j\beta_0 r} \xi(r) dr^2} \dots (42)$$

式(42)는  $\mu$ 를 媒介變數로 하는 式(39)의 變分型이다.  $\mu$ 는  $\xi(r)$ 의 實價에서 微小變化를 하여도 一定이다. 지금  $\xi(r)$ 를 다음과 같은 函數로 假定한다.

$$\xi(r) = \frac{e^{-j\beta r}}{\sqrt{r}} F(r) \dots (43)$$

여기서  $F(r)$ 의 값은  $r$ 에 對해서 서서히 變하고  $r = d/2$ 일때  $\xi(r)$ 의 값을 有限한 값을 갖는 函數로 한다. 式(42) (43)에서 變分法을 써서  $\mu$ 를 求하면 다음과 같다.

$$\mu = \frac{Dej\beta_0 D}{4L(D)} \dots (44. a)$$

여기서 函數  $L(D)$ 는

$$L(D) \equiv \left[ 1 + \frac{e^{-j(\beta_0 D + \frac{3\pi}{4})}}{\sqrt{2\pi\beta_0 D}} \right]^{-1} \dots (44. b)$$

이며  $\beta_0 D$ 가 充分히 클때, 即 影像面의 直徑  $D$ 가 使用 波長에 비해 매우 클때  $L(D) = 1$ 이 되고

式(44.a) 및 (41)에서 다음과 같은 結果를 얻는다.

$$\int_{D/2}^\infty e^{-j\beta r} \xi(r) dr = -\frac{jz\beta_0}{D} e^{-j\beta_0 D} L(D) F^2(I) \dots (45)$$

式(45)로 式(33)에서 임피던스差  $\Delta Z_0$ 는 다음과 같이 된다.

$$\Delta Z_0 \equiv \frac{j}{2\pi} \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \frac{e^{-j\beta_0 D}}{\beta_0 D} L(D) F^2(I) \Omega \dots (46.a)$$

$$F^2(I) = \left| \beta_0 \int_0^h \frac{I_z}{I_0} dz \right|^2 \dots (46.b)$$

式(46)에서  $\frac{e^{-j\beta_0 D}}{\beta_0 D}$ 는  $\beta_0 D$ 의 값이 커짐에 따라 減小되어 가는 渦狀曲線을 이룬다. 函數  $L(D)$ 는 前述한바와 같이  $\beta_0 D$ 의 값이 커짐에 따라 實數1에 漸近하는 曲線이다. 끝으로  $F^2(I)$ 의 값은 안테나 表面에 電流分布에 따라 定해진다. 안테나 表面의 電流分布는 다음 節에서 論하기로 한다.  $\Delta Z_0$ 은 實數部와 虛數部로 나누어 쓰면 다음과 같다.

$$\Delta R = R - R_0 = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \frac{\sin\beta_0 D}{\beta_0 D} L(D) F^2(I) \Omega \dots (47.a)$$

$$\Delta X = X - X_0 = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \frac{\cos\beta_0 D}{\beta_0 D} L(D) F^2(I) \Omega \dots (47.b)$$

단  $\Delta Z_0 = \Delta R + j\Delta X$ 이다.

式(47)에서 알수 있는 바와 같이 적당한  $\beta_0 D$ 의 값은  $\Delta R$  또는  $\Delta X$ 를 零되게 할수 있다.

그 Hallen의 原理에 依한 圓筒形 안테나의 電流分布 및 안테나 임피던스

前節에서 式(2)의 條件을 만족하는 안테나에서 스칼라포텐셜  $\phi$ 와 벡터포텐셜  $A_z$ 와의 關係는 다음과 같이 表示할 수 있고

$$\frac{\partial}{\partial z} A_z + j \frac{\beta_0^2}{\omega} \phi = 0, \dots (48)$$

軸方向 電流  $I_z$ 는

$$(E_z)_{r=a} = z'I_z \dots (49)$$

가 되어서 式(3), (48) 및 (49)로 다음 결과를 얻을수 있다.

$$\frac{\partial^2 A_z}{\partial z^2} + \beta_0^2 A_z \quad r=a = j \frac{\beta_0^2}{\omega} z'I_z \dots (50)$$

式(50)의 一般解는 式(50)의 齊次方程式의 補助解와 特解의 疊으로 다음과 같다.

$$(A_z)_{r=a} = -\frac{j}{V_0} \left[ c_1 \cos\beta_0 z + c_2 \sin\beta_0 z \right]$$

$$-z' \int_0^z I(s) \sin \beta_0(z-s) ds \dots\dots\dots (51)$$

여기서  $v_0 = 1/\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}$ ,  $C_1$  및  $C_2$ 는 定하여질 常數이다.  $(-j/v_0)$ 은  $C_1$ 와  $C_2$ 가 스칼라포텐셜의 次元을 갖도록 하기 위해 붙인것이다.

式(48)에서  $\phi(z) = j \frac{\omega}{\beta_0^2} \frac{\partial A_z(z)}{\partial z}$ 이므로

$$\begin{aligned} \langle \phi(z) \rangle_{r=a} &= -C_1 \sin \beta_0 z + C_2 \cos \beta_0 z \\ -z' \int_0^z I(s) \cos \beta_0(z-s) ds &\dots\dots\dots (52) \end{aligned}$$

위와 같이 된다. 外部에서 加해진 안테나의 끝면과 影像面과의 電位差  $V_0$ 는

$$V_0 = \frac{1}{2} \lim_{z \rightarrow 0} [\phi(z) - \phi(-z)] = \phi(0) \dots\dots\dots (53)$$

인것을 利用해서 式(52)에서

$$C_2 = V_0 \dots\dots\dots (54)$$

가 된다.  $C_2$ 의 값을 式(51)에 代入하면

$$\begin{aligned} (A_z)_{r=a} &= -\frac{j}{V_0} C_1 \cos \beta_0 z + V_0 \sin \beta_0 z \\ -z' \int_0^z I(s) \sin \beta_0(z-s) ds &\dots\dots\dots (55) \end{aligned}$$

위와 같이 된다. 벡터포텐셜  $A_z$ 는 指數函數로 表示할 수 있고 안테나 導體 境界面에서 다음과 같이 쓸수있다.

$$(A_z)_{r=a} = \frac{\mu_0}{4\pi} \int_{-h}^h \frac{I_z'}{R_1} e^{-j\beta_0 R_1} dz' \dots\dots\dots (56)$$

式(55) (56)은 等式이고 다음 關係가 成立된다.

$$\begin{aligned} \int_{-h}^h \frac{I_z'}{R_1} e^{-j\beta_0 R_1} dz' &= -j4\pi \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} [C_1 \cos \beta_0 z \\ &+ V_0 \sin \beta_0 z] \dots\dots\dots (57) \\ &+ j4\pi \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} z' \int_0^z I(s) \sin \beta_0(z-s) ds \end{aligned}$$

實際 積分式(57)과 같은 式의 解를 그대로 求할 수는 없다. 어떤 基準電流  $I_0$ 을 求해서 級數形의 解를 求한다. 지금

$$I_z' \equiv I_0 g(z, z') \dots\dots\dots (58)$$

또한

$$\phi_0(z) \equiv \int_{-h}^h \frac{I_z'}{R_1} g(z, z') e^{-j\beta_0 R_1} dz' \dots\dots (59)$$

인 積素函數를 定義한다. 이들 函數를 써서 式(57)을 다음과 같이 變形시킨다.

$$\begin{aligned} \int_{-h}^h \frac{I_z'}{R_1} e^{-j\beta_0 R_1} dz' &= I_0 \phi_0(z) \\ &+ \int_{-h}^h [I_z' - I_0 g(z, z')] \frac{e^{-j\beta_0 R_1}}{R_1} dz' \dots (60) \end{aligned}$$

實際  $\psi^0$ 는 式(56) (59)로

$$\psi_0(z) = \frac{4\pi}{\mu_0} \frac{(A_z)_{r=a}}{I_0} \dots\dots\dots (61)$$

위와 같이 되고 안테나 끝부분 以外에서는 거의 一定하다고 豫想할 수 있다. 지금  $(z)$ 의 값을 實定數  $\psi$ 와 複素修正項  $r(z)$ 로 다음과 같이 表示한다.

$$\psi_0(z) = \psi + r(z) \dots\dots\dots (62)$$

따라서  $r(z)$ 는  $0 \leq z < h$ 에서는 매우 작은 값을 갖고  $z=h$ 인 안테나 끝에서  $I_z=0$ 일때  $I_r(z)$ 가 零이 아닌 有限한 값을 갖게 할 것이다. 또한 이 부분의 벡터포텐셜  $A_z$ 는 極히 적을 것이므로  $I_r(z)$ 도 極히 적은 값을 갖게 될 것이다. 式(60)에 式(62)를 代入하고 式(57)을 利用하면  $\psi$ 는 有限한 값을 가지므로  $I_z$ 는 다음과 같다.

$$\begin{aligned} I_z &= -\frac{j4\pi}{\phi} \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} [C_1 \cos \beta_0 z + V_0 \sin \beta_0 z] \\ &+ \frac{j4\pi}{\phi} \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} z' \int_0^z I(s) \sin \beta_0(z-s) ds \\ &- \frac{1}{\phi} I_r(z) + \int_{-h}^h [I_z' - I_0 g(z, z')] \\ &\frac{e^{-j\beta_0 R_1}}{R_1} dz' \dots\dots\dots (63) \end{aligned}$$

분명히  $[I_z]_{z=h} = 0$ 이므로 式(63)은 다음과 같이 쓸수 있다.

$$\begin{aligned} I_z &= -\frac{j4\pi}{\phi} \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \{C_1 [\cos \beta_0 z - \cos \beta_0 h] \\ &+ V_0 [\sin \beta_0 z - \sin \beta_0 h]\} \\ &+ \frac{j4\pi}{\phi} \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} z' \int_0^z I(s) \sin \beta_0(z-s) ds \\ &- \int_0^h I(s) \sin \beta_0(h-s) ds \\ &- \frac{I_r(z)}{\phi} - \frac{1}{\phi} \int_{-h}^h [I_z' - I_0 g(z, z')] \\ &\frac{e^{-j\beta_0 R_1}}{R_1} dz' - \int_{-h}^h I_z' \frac{e^{-j\beta_0 R_1} h}{R_1 h} dz' (64) \end{aligned}$$

式(64)는 안테나 電流에 對한 거의 完全한 式이라 할 수 있다. 여기서  $I_0$ 는 任意로 가장 便利하게 定할 定數이며 分布函數  $g(z, z')$ 를 實際와 가깝게 定하는데 따라서 積分項의 差는 零에 接近케 된다.

式(64)에 對한 Hallén의 解를 R. King과 D. Middleton이 修正해 놓은 解는 다음과 같다. (6)

$$(I_z)_m = j \frac{4\pi V_o}{\phi_k} \sqrt{\frac{\epsilon_o}{\mu_o}} \times$$

$$\frac{(D_1)_m \sin \beta_o (h - |z|) + \frac{(D_2)_m}{\phi_k} M_{111} + \frac{(D_3)_m}{\phi_k^2} M_{211} + \dots}{\cos \beta_o h + \frac{(D_1)^{m-1}}{\phi_k} A_{111} + \frac{(D_2)^{m-1}}{\phi_k^2} A_{211} + \dots} \quad (65)$$

實定數  $D$ 는  $X = 1 - \frac{\Omega}{\phi_k}$  로 쓰면 다음과 같다. 단

$$\Omega_1 = 2L_n \frac{2h}{a} \quad (66)$$

$$\frac{m=0 \quad 1 \quad 2 \quad 3 \quad 4}{(D_1)_m = 1 + X + X^2 + X^3 + X^4 + \dots} \quad (67)$$

$$(D_2)_m = 1 + 2X + 3X^2 + 4X^3 + \dots$$

$$(D_3)_m = 1 + 3X + 6X^2 + \dots$$

$$(D_4)_m = 1 + 4X + \dots$$

$$(D_5)_m = 1 \quad 1 + \dots$$

$$M_{111} \equiv M_1^I(z) + jM_1^{II}(z) \equiv F_1(z) + G_o(h)$$

$$- G_1(z)F_o(h) + G_1(h)F_o(z) - F_1(h)G_o(z) \quad (68. a)$$

$$M_{211} \equiv M_2^I(z) + jM_2^{II}(z) \equiv F_2(z)G_o(h) - G_2(z)F_o(h)$$

$$+ F_1(z)G_1(h) - G_1(z)F_1(h) + F_o(z)G_2(h) - G_o(z)F_2(h) \quad (68. b)$$

$$A_{111} \equiv A_{111}^I + jA_{111}^{II} \equiv F_1(h) \quad (69. a)$$

$$A_{211} \equiv A_{211}^I + jA_{211}^{II} \equiv F_2(h) \quad (66. b)$$

式 (68) (69) 에서  $F_m(z)$  및  $G_m(z)$  다음과 같다.

$$F_m(z) = j4\pi \sqrt{\frac{\epsilon_o}{\mu_o}} z^i \int_0^z F_{m-1, s} \sin \beta_o (z-s) ds$$

$$+ F_{m-1, z} \Omega \quad (70. a)$$

$$- \int_{-h}^h F_{m-1, z'} k_1(z, z') dz'$$

$$G_m(z) = j4\pi \sqrt{\frac{\epsilon_o}{\mu_o}} z^i \int_0^z G_{m-1, s} \sin \beta_o (z-s) ds$$

$$+ G_{m-1, z} \Omega \quad (70. b)$$

$$- \int_{-h}^h G_{m-1, z'} k_1(z, z') dz'$$

$$F_m(h) = j4\pi \sqrt{\frac{\epsilon_o}{\mu_o}} z^i \int_0^z F_{m-1, s} \sin \beta_o (z-s) ds \quad (70. c)$$

$$- \int_{-h}^h F_{m-1, z'} k_1(h, z') dz' \quad (70. d)$$

$$G_m(h) = j4\pi \sqrt{\frac{\epsilon_o}{\mu_o}} \int_0^z G_{m-1, z'} \sin \beta_o (h-s) ds$$

$$- \int_{-h}^h G_{m-1, z'} k_1(h, z') dz'$$

$$k_1(z, z') \equiv \frac{e^{-j\beta_o R_1}}{R_1} \quad (70. e)$$

여기서 特히  $F_o(z)$ ,  $F_o(h)$ ,  $G_o(z)$  및  $G_o(h)$ 는

$$F_o(z) \equiv \cos \beta_o z \quad F_o(h) \equiv \cos \beta_o h \quad (71. a)$$

$$G_o(z) \equiv \sin \beta_o |z| \quad G_o(h) \equiv \sin \beta_o h \quad (71. b)$$

위의 같이 定義되면 式 (70) 에서  $F_{m,z}$  및  $G_{m,z}$ 는 다음과 같다.

$$F_{m,z} \equiv F_m(z) - F_m(h) \quad (72. a)$$

$$G_{m,z} \equiv G_m(z) - G_m(h) \quad (72. b)$$

媒介數  $\psi_k$ 는 다음과 같다.

$$\phi_k = \psi_{k1} = |\phi_1(o)| / \sin \beta_o h \quad \beta_o h \leq \pi/2 \quad (73. a)$$

$$\phi_{k1} = |\phi_1(h - \lambda_o/4)| \quad \beta_o h \leq \pi/2 \quad (73. b)$$

$$\text{但 } \phi_1 = \int_{-h}^h \sin \beta_o (h-z) k_1(z, z') dz' \quad (73. c)$$

매우 작은 안테나에 對해서

$$\phi_{k1} = \Omega - z \quad (\beta_o h)^2 \ll 1 \quad (74)$$

위의 같이 定할 수가 있으며 비교적 큰 길이 의 안테나에서  $\beta_o a \ll \beta_o h$  이면 다음과 같다.

$$\phi_{k1} = | -\frac{1}{2} [L_n(4\beta_o h - \pi) \cos 2\beta_o h$$

$$+ 4L_n \beta_o a + \sin \pi - 2I_n \pi + C]$$

$$+ L_n(2\beta_o h - \pi) \cos^2 \beta_o h$$

$$+ \frac{1}{2} j [L_n(4\beta_o h - \pi) - I_n(2\beta_o h - \pi)]$$

$$- \frac{1}{2} j [\sin \pi + \pi/2] | \quad (75)$$

여기서  $Cin(u)$  및  $Si(u)$ 는 다음과 같은 積分三 角函數이고,  $C$ 는 Euler의 常數

$$Cin(u) = \int_0^u \frac{1 - \cos u}{u} du \quad (76. a)$$

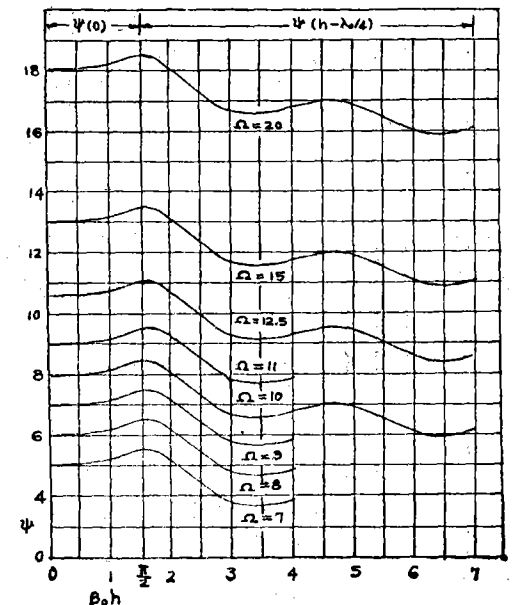


그림 1  $\Omega$ 를 媒介數로 하는 함수  $\psi(\beta_o h)$ 의 곡선 (Fig 1. Curves of function  $\psi(\beta_o h)$ ,  $\Omega$  as a parameter)

$$Si(u) = \int_0^u \frac{\sin u}{u} du \dots\dots\dots(76. b)$$

$$C = \lim_{m \rightarrow \infty} (1 + \frac{1}{2} + \frac{1}{3} + \dots + \frac{1}{m} - I_{nm}) \dots(76. c)$$

$\phi_{k1}$ 의 값을  $\Omega$ 를 媒介數로 하여 나타내면 그림 1과 같다.

導體의 内部 임피던스를 무시한 경우 式(65)에서  $m=2$ 인 2階의 近似解에 依한 電流分布 曲線은  $\Omega = 2l_n \frac{2h}{h} = 10$ 일때 그림 2(a~d)와 같다.

前節의  $F^2(I)$ 를 求하면 다음과 같다.

$\beta_0 h$	$\pi/2$	$3\pi/4$	$\pi$	$5\pi/4$
$F^2(I)$	1.16	10.8	3.84	2.92

안테나의 入力임피던스는  $(Z_0)_m = V_0 / (I_0)_m$ 인 으로 式(65)에서

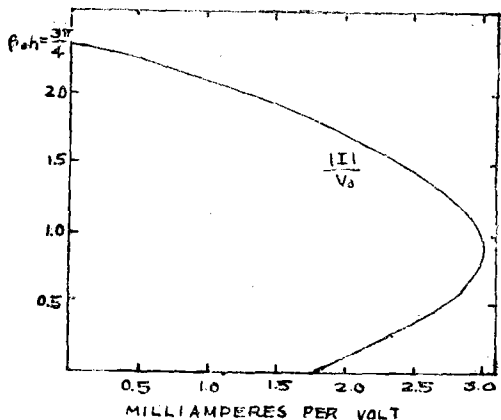
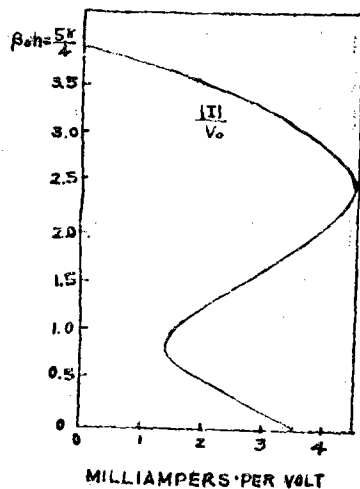
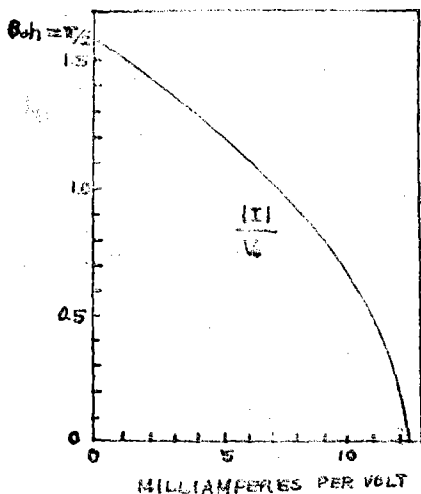
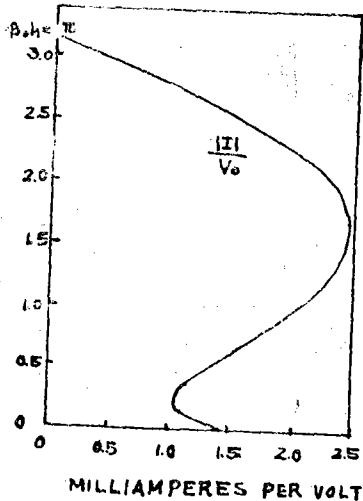


그림 2. (a)  $\beta_0 h = \pi/2$ 일때 전류분포  
 (b)  $\beta_0 h = 3\pi/4$  " "  
 (c)  $\beta_0 h = \pi$  " "  
 (d)  $\beta_0 h = 5\pi/4$  " "

$$(Z_0)_m = -j \frac{\phi_k}{4\pi} \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}}$$

$$\frac{\cos \beta_0 h + \frac{(D_1)_{m-1}}{\phi_k} A_{111} + \frac{(D_2)_{m-1}}{\phi_1^2} + \dots}{(D_1)_m \sin \beta_0 h + \frac{(D_2)_m}{\phi_1^2} B_{111} + \frac{(D_3)_m}{\phi_1^3} B_{211} + \dots} \dots\dots\dots(77)$$

式(77)에서  $B_{111}, B_{211} \dots B_{m11}$ 는 式(68, a, b)에서  $M_{11}(0), M_{21}(0) \dots M_{m1}(0)$ 가 된다.  $B_{111}$  및  $B_{211}$ 에 對해 쓰면 다음과 같다.

$$B_{111} = F_1(0) \sin \beta_0 h + G_1(h) - G_1(0) \cos \beta_0 h \dots(78. a)$$



$$B_{211} \equiv F_2(o) \sin \beta_o h + G_1(h) F_1(o) - G_1(o) F_1(h) \dots (78. b)$$

$$+ G_2(h) - G_2(o) \cos \beta_o h$$

式(77)에서  $m=0, 1$  및  $m=2$ 일 때 안테나 임피던스는 다음과 같다.

$$(Z_o)_0 = -j30\phi_k \cot \beta_o h \dots (79. a)$$

$$(Z_o)_1 = -j30\phi_k \frac{\cos \beta_o h + A_{1H}/\psi_k}{(D_1)_1 \sin \beta_o h + B_{1H}/\psi_k} \dots (79. b)$$

$$(Z^o)_2 = -j30\phi_k \frac{\cos \beta_o h + (D_1)_1 A_{1H}/\psi_k + A_{21H}/\psi_k^2}{(D_1)_2 \sin \beta_o h + (D_2)_2 B_{1H}/\psi_k + B_{21H}/\psi_k^2} \dots (79. c)$$

도체의 内部임피던스  $z^i$ 는 다음과 같고,

$$z^i = r^i + jx^i \dots (80. a)$$

$$r^i = x^i = \frac{1}{2\pi a} \sqrt{\frac{\omega\mu}{2\sigma}} \dots (80. b)$$

實際 안테나 材料로 많이 사용되는 銅과 같은 金屬에서  $z^i$ 는 極히 적으므로 이를 무시할 수도 있다. 式(79. c)에 依한 2階임피던스 값을  $\Omega=10$ 일 때 求하면 그림 10 및 그림 11의 曲線이 된다.

### III. 안테나 임피던스 測定理論 및 裝置

안테나 取付裝置는 그림3과 같이 製作하였다. Polyethelen環을 使用하여 中心導體를 支持하였으며 取付裝置의 他一端은 定在波檢出器와 連結되도록 되어있다. 中心導體 外程  $a$  및 外部導體 內程  $b$ 는 各各 3.02m/m, 6.95m/m이다. 따라서 이 안테나 取付裝置의 特性임피던스의 計算値는  $Z_o=49.96\Omega$ 이 된다.

이러한 連結裝置는 순수한 負荷임피던스 外에 副次的 임피던스를 發生시키게 된다. 理論的으로 負荷와 結電線은 전혀 獨立된 것으로 취급하지만 實際로는 어느程度 電氣的 結合이 있게 된다. 影像面上的 垂直안테나에 同軸線으로 給電할 경우 안테나와 給電線과의 結合으로 因한 임피던스는 그림 4와 같은 等價回路로 나타낼 수 있고,  $L_c$  및  $C_c$ 의 값은 다음과 같다. (6)

$$L_c = 0 \dots (1. a)$$

$$C_c = -C_o \int_0^a \frac{\phi dx}{\phi + 2l_n \frac{b}{a}} \dots (1. b)$$

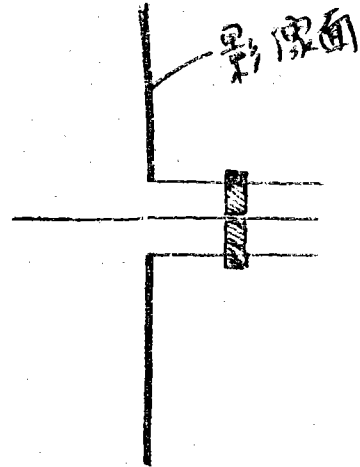


그림 3. 안테나 連結裝置 (Fig 3. Antenna coupling System)

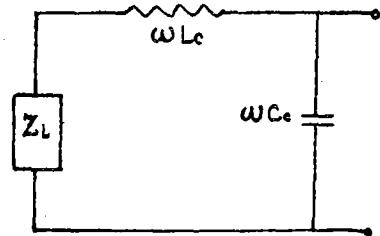


그림 4. 안테나와 給電線의 結合에 依한 等價回路 (Fig 4. Equivalent circuit when an antenna is coupled to a transmission line)

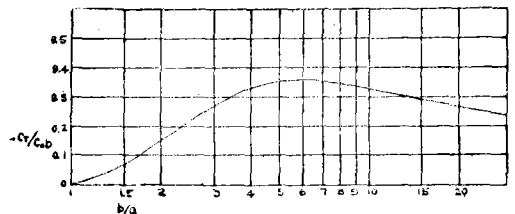


그림 5. 同軸線에서  $b/a$ 의 函數  $-G/bc_o$ 의 曲線 (Fig. 5. Curves of the function  $-G/bc_o$  in coaxial cable)

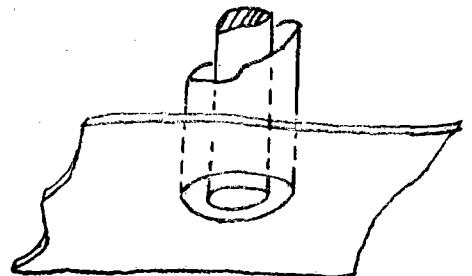


그림 6. 導體平面에 露出된 同軸線의 斷面 (Fig 6. Cross section of the exposed coaxial cable in a conductor plane)

여기서  $d=10b$ 이고,  $\phi$ 는 다음과 같은 負荷點에서 給電線을 따른 거리  $x$  및  $a$ 와  $b$ 의 函數이다.

$$\phi = \frac{1}{4} \left[ \sin^{-1} \frac{b-a}{x} + \ln \frac{b^2+x^2}{a^2+x^2} \right] \dots\dots (2)$$

$C_0$ 은 同軸線의 單位길이當 分布容量이고, 다음과 같이 同軸線의 規格  $a$  및  $b$ 와 誘電體의 誘電率  $\epsilon$ 로 定하여진다. (1)

$$C_0 = \frac{2\pi\epsilon}{\ln \frac{b}{a}} \text{Farad/m} \dots\dots\dots (3)$$

R. King이 求한 曲線(그림 5)에서  $b/a=2.30$ 일 때  $-C_0/C_0b=2$  이다. 本 안테나 取付台의 分布容量  $C_0$ 의 값은  $6.67 \times 10^{-11}$  farad가 되었으며 따라서  $C_0$ 는  $-9.28 \times 10^{-14}$  farad가 된다. 負符號는  $C_0$ 가 誘導리액턴스로 作用함을 의미한다.

그림 6에서의와 같이 導體平面에 露出된 同軸線 斷面에 依한 輻射電力  $P$ 는 다음과 같다(3)

$$P = \frac{4}{3} \pi \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \frac{\pi^2(b^2-a^2)Y^2}{\lambda^2 \ln \frac{b}{a}} \dots\dots (4)$$

이것에 依한 輻射컨덕턴스  $G_r$ 은

$$G_r = \frac{P}{|V|^2} = \frac{4}{3} \pi^5 \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \left[ \frac{b^2-a^2}{\lambda^2 \ln \frac{b}{a}} \right]^2 \dots\dots (5)$$

위 式과 같이 되고 實際 本實驗에서는 무시할 程度이다.

다음은 中心導體를 支持하고 있는 Bead에 依한 影響을 考察하기로 한다. 이러한 誘電體 Bead는 傳送線에서 並列容量을 發生시키며 이것을  $C_0$ 라고 하면  $C_0$ 는 다음과 같이 表示할 수 있다. (6)

$$C_0 = \int_0^l [C(x) - C_0] dx \dots\dots\dots (6)$$

여기서  $C(x)$ 는 Bead의 誘電率 및 規格으로 定하여진다. 傳送路에서 幾何學의 形態의 不連續에 因한 容量을 무시하면  $C(x)$ 는 다음과 같이 表示할 수 있다.

$$C(x) = \frac{2\pi\epsilon}{\ln b'/a'} \dots\dots\dots (7)$$

$b'$  및  $a'$ 는 Bead의 外經 및 內經이다. 使用한 Bead는  $b'=11.50m/m$   $a'=3.02m/m$  그리고 두께  $t=7.20m/m$ 이고 比誘電率 2.3일 때  $C_0=1.87 \times 10^{-13}$  Fared가 된다. 이 값은 前述한  $C_0$ 의 값보다 매우 큰 값이 될을 알 수 있다.

임피던스 測定은 定在波比方法 (Standing

Wave Ratio Method)을 쓰기로 한다. (2)定在波檢出器로는 平行板同軸線定在波檢出器를 使用하며 特性임피던스는  $50\Omega$ 이다. 버니어로 探針 (probe)의 位置를  $0.1m/m$ 까지 읽을 수 있으며 1N21B크리스털 檢波器를 使用한다. 대개의 計器로는 定在波比가 10 또는 그 이상이면 直接 正確한 값을 測定하기 어려움으로 다음과 같은 方法을 使用한다.

使用하는 檢波器가 自乘法測特性을 갖고 定在波檢出器의 Slotted Section에서 減衰가 極히 적을 때 最小電壓 近處에서 다음과 같은 關係가 成立한다. (4)

$$V_1^2 = V_{min}^2 [\cos^2(\frac{1}{2}\beta x_1) + s^2 \sin^2(\frac{1}{2}\beta x_1)] \dots\dots (8. a)$$

$$V_2^2 = V_{min}^2 [\cos^2(\frac{1}{2}\beta x_2) + \xi \sin^2(\frac{1}{2}\beta x_2)] \dots\dots (8. b)$$

여기서  $V_1$ 과  $V_2$ 는

$$V_2^2 = V_1^2 C \dots\dots\dots (8. c)$$

위와 같은 關係가 있으며  $C$ 는 常數이다.

$x_1$  및  $x_2$ 는 그림 7에서 表示된 것처럼 同電位間

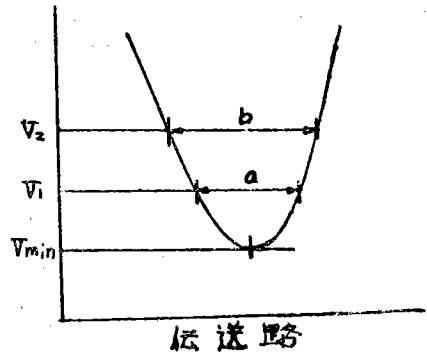


그림 7. 傳送路의 最小電位부근의 電位分布 (Fig. 7. Current distribution near the minimal potential point on a transmission line)

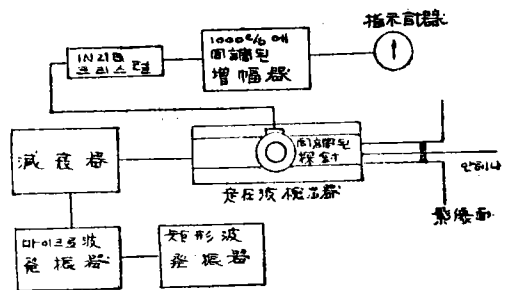


그림 8. 임피던스測定裝置 (Fig. 8. Impedance measuring system)

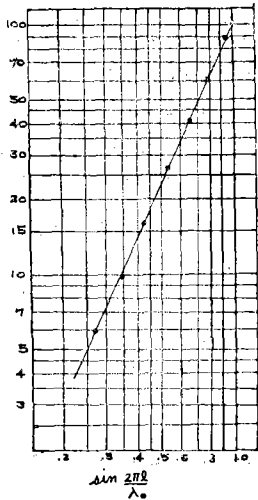


그림 9. 크리스탈 1N21B의 1500Mc에서의 특성곡線 (Fig 9. Characteristic curves of diode 1N2/B at 1500Mc)

의 거리이고  $S$ 는 定在波比이다. 式(8a.b.c)에서  $S$ 는 다음과 같이 구하여진다.

$$S = \left[ \frac{2(C-1)}{(C \cos \beta x_1 - \cos \beta x_2) - (C^2 - 1)} + 1 \right]^{\frac{1}{2}} \dots (9a)$$

上述한 方法은 探針의 結合作用으로 인하여 最大電壓 근처에서 歪曲이 심한 것을 考慮에 넣을 때 多少 計算이 複雜하지만 적은 定在波比를 求하는데도 有用하다. 特히 最小電壓을 直接 測定할 수 있을 경우에  $x_1 = 0$ 이고 式(19)는

$$S = \left[ \frac{2(C-1)}{1 - \cos \beta b} + 1 \right]^{\frac{1}{2}} \dots (9.b)$$

으로 된다. 定在波比  $S$ 로 測定임피이던스 값을 表示하면 다음과 같다.

$$Z_M = Z_0 \frac{1 - j \tan \beta x_n}{S - j \tan \beta x_n} \dots (10)$$

임피이던스測定 裝置의 系統圖은 그림 8과 같다. 使用周波數는 1,500Mc로 하고 클라이스트론 6BM6A를 使用한다. 마이크로波는 1000rps의 矩形波로 振幅變調을 시키고 出力端에는 써미스터브릿지 넣어서 出力을 監視할 수 있으며 또한 減衰器로서 調節할 수 있게 한다.

안테나 임피이던스測定에 使用된 影像面은 93cm×93cm正方形 알미늄板과 直徑 44cm의 圓形알미늄板 二種을 使用하였다. 두께는 正方形의 것이 3mm 圓形的 것은 1.2mm로 透過深度 (Penetration Depth)를 充分히 넘는 것을 使用하

였다. 안테나는 직경 1.5mm의 銅線를 使用하였다. 測定에 使用된 定在波檢波用 增幅器의 利得은 35db程度에서 使用되며 入力側에 1000c/s의 濾波器를 갖는다.

#### IV. 임피이던스 測定結果

임피이던스測定에 앞서 檢波에 使用할 크리스탈 特性을 注意깊게 測定하였다. 測定方法은 마이크로波 出力端에 備置된 減衰器로서 大體의 인 特性을 알아낸다음 定在波檢出器의 受端을 短絡시켰을때 傳送路에 發生되는 正弦分布電壓을 利用하였다. 實際 몇개의 크리스탈을 試驗한것中 使用周波數 1500Mc에서  $n = \log I / \log v = 2.2$ 인 것을 本測定에 使用하였다. 따라서 定在波電壓比에서 반드시 이것을 有意해야 한다. Ⅲ章에서 式(9a.b)中  $C$ 의 값은 測定된  $C_m$ 을 다음과 같이 修

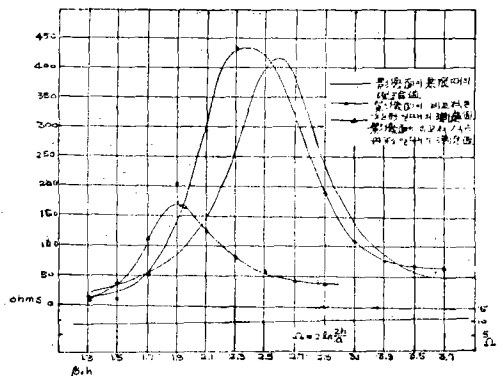


그림 10. 안테나抵抗의 理論値와 測定値 (Fig 10. Theoretical and measured values of antenna resistance)

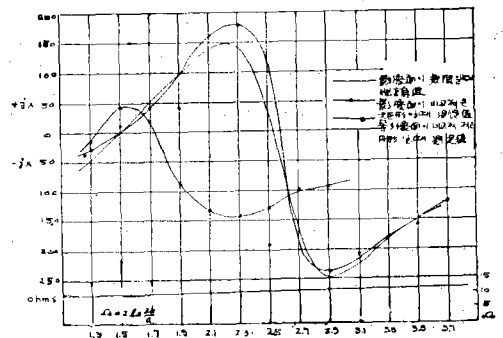


그림 11. 안테나 리액턴스의 理論値와 測定値 (Fig 11. Theoretical and measured values of antenna reactance)

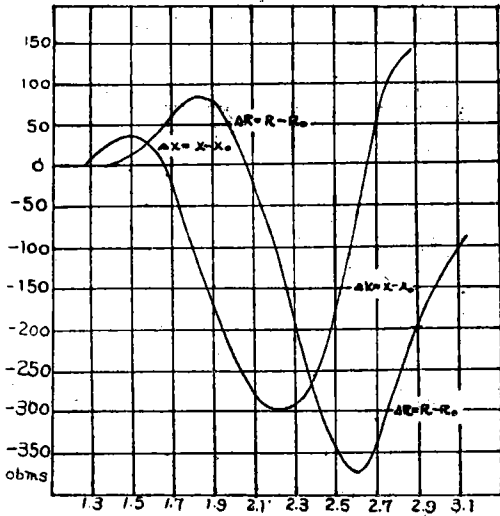


그림 12. 影像面이 無限大일때와 비교적 작은 圓形 일때의 임피던스차  
(Fig 12. Impedance difference when the image plane is infinite and comparatively small circular shape)

正하여 計算하여야 한다.

$$C = C_0^{0.91} \dots \dots \dots (1)$$

그림은 測定에 使用된 크리스털의 特性曲線이다.

測定하여 計算한 안테나 임피던스 값과 理論値와 비교한 값은 그림 10 및 그림 11과 같다. 特別 圓形影像面을 使用하였을 경우와 理論的 임피던스 값과의 差  $\Delta R$  및  $\Delta X$ 는 그림 12와 같이 된다.

正方形의 影像面에 對한 임피던스値는 理論値와 近似한 값을 갖고 있음을 알 수 있다. Fig 10에서  $\beta h$ 變化에 依한 안테나 抵抗  $R_0$ 의 값이 理論値보다 多少 小한 것을 볼 수 있다. 이것은 안테나 取付裝置에 因한 給電線 不連續으로 안테나의 電氣的 長이 變化된 것으로 볼 수 있다.

正方形의 影像面에 比해서 圓形的 影像面에서 임피던스 變化는 매우 顯著하다. 本實驗의 경우 안테나의 長이는 影像面에 比해서 비교적 커서 Storer의 理論은 거의 잘 맞지 못함을 볼 수 있다.

定在波比方法에 依한 임피던스測定에서 가장 注意할 點은 探針의 loading 문제이다. 本 실험에서도 探針은 許容되는 限 疎結合을 시켰으나 마이크로波 出力은 비교적 낮고 增幅器의 利得은 적어서 측정에 支障을 주었다.

V. 結 論

以上の 結果에서 影像面을 使用하는 안테나 임피던스測定은 圓形이 아닌 다른 모형, 即 矩形 따위를 쓰는 것이 無限 영상면과 거의 같은 效果를 얻을 수 있음을 알 수 있다. 이것은 各方向에서 오는 影像面上의 定在波가 서로 相鎖되는 것에 基因한다고 볼 수 있다. 여기서 안테나의 輻射狀態를 論議함은 勿論 아니며 단지 임피던스에 관해서만 論한 것이다.

影像面の 크기로서 影像面이 無限일 때와의 임피던스차를 任意로 定할 수 있다. 마찬가지로 안테나의 電氣的 長이로서도 定할 수 있다.

또한 本 實驗에서 影像面에 比해서 Storer의 式을 만족하는 조건 以上の 큰 波長을 使用하는 것은 影像面이 비교적 클 때 비교적 작은 안테나를 使用하는 것과 같이 안테나 임피던스의  $\beta h$ 에 따른 變化가 적어짐을 알 수 있다.

參 考 文 獻

1. Everitt, W.L.: Communication Engineering, McGraw-Hill Book Co., Inc., New York, 1956
2. Ginzton, Edward L.: Microwave Measurements, McGraw-Hill Book Co., Inc., New York, 1957
3. Harrington, Roger F.: Time Harmonic Electromagnetic Fields, McGraw-Hill Book Co., Inc., New York, 2nd edition, 1951
4. Hund, August: High-Frequency Measurements, McGraw-Hill Book Co., Inc., New York, 2nd edition, 1951
5. King, Ronold W. P.: Fundamental Electromagnetic Theory Dover Publications, Inc., New York, 2nd edition, 1945
6. King, Ronold W.P.: The Theory of Linear Antennas, Harvard University Press, Cambridge, 1956
7. Stratton, Jullus Adams: Electromagnetic Theory, M McGraw-Hill Book Co., Inc., New York, 1941
8. Meier, A.S. & W.P. Summers: Measured Impedance of vertical Antennas over finited Ground Planes, Proc. I.R.E. 57, 639, 1949
9. Storer, J.E.: Impedance of an Antenna over a large circular screen, J. Appl. phys. 22, 1058, 1951