

有限한 幅을 가진 코오너-리프렉터 안테나의 輻射界의 計算法에 關하여

鄭 世 謨

On the Calculation of Radiation Pattern of a
Corner-Reflector Antenna Finite in Width

Se-Mo Chung

目 次

Abstract	2·2 第2方法
記號說明	3. 計算結果의 檢討
1. 序 論	4. 結 論
2. 計算法의 誘導	參考文獻
2·1 第1方法	附 錄

Abstract

The method of calculating the radiation pattern of the corner reflector antenna is proposed, in which the Fourier coefficients of the solution are determined by solving simultaneous equations, based on the two dimensional diffraction problem. Two different formulations are treated, in which the approximate solutions are derived by adopting the induced current method step by step, and then these are compensated for exact solution by solving simultaneous equations.

The calculated results are compared from the stand point of rapidity of convergency. It shows that the more correct the approximate solution the more rapidly they converge in calculation of compensation, and also show that the induced current method can offer sufficiently accurate radiation pattern without the complicated compensating process when the current on the conductor is assumed as those of infinite corner reflector antenna, as far as the main beam is concerned.

記 號 說 明

(ρ, ϕ, Z)	: 圓筒座標系의 3座標이며, 本論文에서는 2次元의 問題를 다루므로 주로 (ρ, ϕ) 로 表示한다.
ρ_0	: 原點에서 波源까지의 距離
a	: 안테나에 反射板의 幅
ϕ_1	: 兩 反射板의 사이角
E_ρ, E_ϕ, E_z	: 電界의 ρ 方向, ϕ 方向, Z 方向 各 成分
H_ρ, H_ϕ, H_z	: 磁界의 ρ 方向, ϕ 方向, Z 方向 各 成分
J_p, H_p	: 各各 P 次의 Bessel 및 第2種 Hankel 函數
$A_p(\rho, \rho_0)$: $J_p(k\rho_0) \cdot H_p(k\rho) \quad \rho_0 < \rho$ $J_p(k\rho) \cdot H_p(k\rho_0) \quad \rho_0 > \rho$
ν_n, χ_n	: $n\pi/\phi_1$ 및 $n\pi/(2\pi-\phi_1)$
ϵ, μ, k	: 空間의 誘電率, 透磁率 및 位相定數
$W\{f(x), g(x)\}$: $f(x) \cdot \frac{\partial}{\partial x} g(x) - g(x) \cdot \frac{\partial}{\partial x} f(x)$
ϵ_i	: Kronecker의 delta 함수이며 $i=0$ 에서 1/2의 값이고, $i \neq 0$ 에서 1의 값을 가진다.
λ, ω	: 電波의 波長 및 角速度
I_0, M_0	: 波源의 電流 및 磁流

1. 序 論

코오너-리플렉터 안테나(Corner-Reflector Antenna)는 構造가 簡單하면서도 몇 가지 매력적인 性質을 갖고 있어서, 일찍부터 理論的·實驗的으로^{(1), (2)} 많은 研究가 이루어져 있다. 理論解析中 初期의 것은 無限한 幅과 無限한 長이를 가진 안테나의 輻射界를 映像法 또는 Green 函數法으로 푸는 것이고^{(3), (4), (5), (6)}, 後에 有限한 幅과 無限한 長이(有限한 長이의 境遇의 解析은 著者의 아는 範圍로는 아직 한 編도 發表되지 않았으며, 著者도 안테나에의 長이는 無限한 境遇의 問題를 다룬다)의 안테나의 解析을 幾何學的 廻折理論^{(7), (8)}, 反射面誘導電流假定法^{(9), (10)}, 反射面端廻折法⁽⁹⁾, 無限次元 聯立方程式에 依한 數值計算法⁽¹²⁾ 등으로 試圖하여 왔으나, 그 어느 것이나 實用性있는 便利한 計算方式으로 받아 들이기는 어려운 實情이다. 本論文은 Aoki⁽¹¹⁾와 같은 聯立方程式法을 利用하지만, 먼저 反射面誘導電流法으로 輻射界의 近似解를 求하고, 이 近似解를 聯立方程式法으로 修正하는 것이 解의 收斂度가 많이 빨라짐을 밝혔다. 이러한 結論을 當然한 것으로 받아들일 讀者도 있을지 모르나, 無限次元聯立方程式을 有限次元으로 近似할 때의 解의 收斂條件에 關한 糾明이 이루어져 있지 않고, 또 聯立方程式法에 依한 計算이 상당히 容量이 큰 計算機를 必要로 하는 現實에 비추어, 本論文에서 다룬 近似解修正法의 收斂性을 經驗的으로나마 밝혀 中型의 計算機로도 코오너-리플렉터 안테나에의 輻射界를 計算하는 方法을 提示하는 것도 價値있는 일이라 믿는다.

本論文에서는 聯立方程式法, 近似解를 修正하는 方法의 두 가지를 擇하여 計算例를 比較하여, 두 解의 收斂性을 檢討하였으며, 參考로 Cottony⁽¹⁾의 實驗結果(이 境遇는 안테나에의 長이가 3~10波

長의 有限한 길이임)와 比較하였다. 또 本 論文에서는 反射板이 電流源에 對稱인 境遇만을 다루었으나 式의 약간의 變形으로 未定係數의 數를 倍로 늘리면 非對稱인 안테나의 解析도 할 수 있고, 또 電波의 偏性이 任意인 안테나에의 擴張을 爲하여 磁流源안테나의 解析도 다루었다.

2. 計算式의 誘導

Fig. 1 에 보인 바와 같이 幅이 α 이고 사이각이 ϕ_1 인 無限히 긴 두 장의 反射板이, $(\rho_0, 0)$ 에 位置한 역시 無限히 긴 電流源 I_0 (또는 磁流源 M_0)에 依하여 勵振되는 二次元의 問題($\frac{\partial}{\partial z} = 0$)를 생각한다. 이 問題는 다음의 條件을 滿足하는 E_z (또는 H_z)를 나타내는 式을 求하는 問題로 歸結된다.

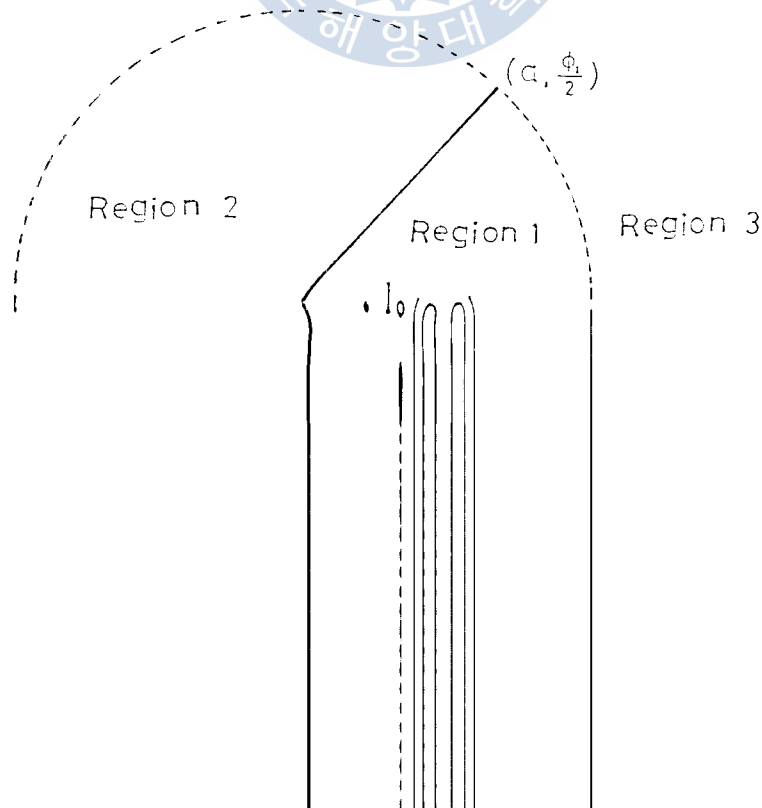
條件 : 1. $(\mathcal{L}^2 + k^2) \frac{E_z}{H_z} = jw \left\{ \frac{\mu I_0}{\epsilon M_0} \right\} \delta(\rho - \rho_0) \delta(\phi) / \rho$

2. 導體表面에서 $\left\{ \frac{\partial}{\partial \phi} H_z \right\} = 0$

3. 어떤 空間의 有限體積인 v 에 對하여서도

$$\int_v \left\{ \frac{E_z^2}{H_z^2} \right\} dv \text{ 是 有限}$$

4. $\lim_{\rho \rightarrow \infty} \rho \left(-\frac{\partial}{\partial \rho} + jk \right) \frac{E_z}{H_z} = 0$



長의 有限한 길이임)와 比較하였다. 또 本 論文에서는 反射板이 電流源에 對稱인 境遇만을 다루었으나 式의 약간의 變形으로 未定係數의 數를 倍로 늘리면 非對稱인 안테나의 解析도 할 수 있고, 또 電波의 偏性이 任意인 안테나에의 擴張을 爲하여 磁流源안테나의 解析도 다루었다.

2. 計算式의 誘導

Fig.1에 보인 바와 같이 幅이 a 이고 사이각이 ϕ_1 인 無限히 긴 두 장의 反射板이, $(\rho_0, 0)$ 에 位置한 역시 無限히 긴 電流源 I_0 (또는 磁流源 M_0)에 依하여 勵振되는 二次元의 問題($\frac{\partial}{\partial z}=0$)를 생각한다. 이 問題는 다음의 條件을 滿足하는 E_z (또는 H_z)를 나타내는 式을 求하는 問題로 歸結된다.

條件 : 1. $(\Delta^2 + k^2) \begin{matrix} E_z \\ H_z \end{matrix} = j\omega \begin{matrix} \mu I_0 \\ \epsilon M_0 \end{matrix} \delta(\rho - \rho_0) \delta(\phi) / \rho$

2. 導體表面에서 $\left\{ \frac{\partial}{\partial \phi} \begin{matrix} E_z \\ H_z \end{matrix} \right\} = 0$

3. 어떤 空間의 有限體積인 v 에 對하여서도

$$\int_v \left\{ \begin{matrix} E_z^2 \\ H_z^2 \end{matrix} \right\} dv \text{는 有限}$$

4. $\lim_{\rho \rightarrow \infty} \rho \left(\frac{\partial}{\partial \rho} + jk \right) \begin{matrix} E_z \\ H_z \end{matrix} = 0$

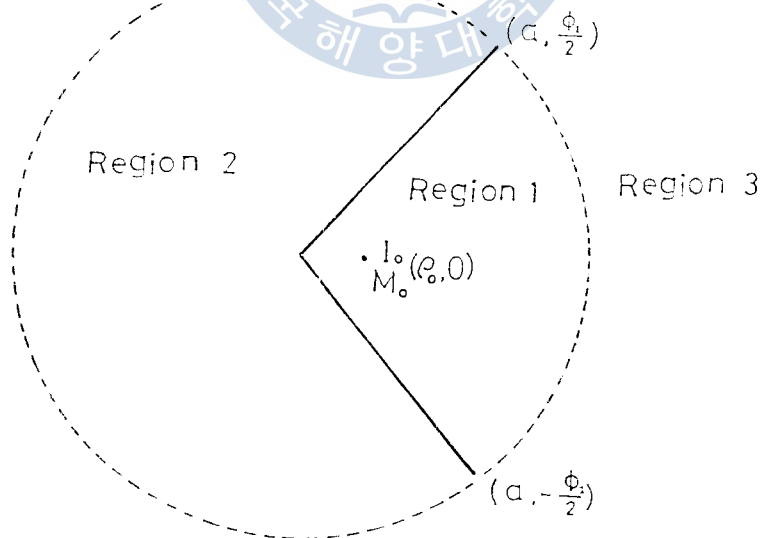


Fig. 1 Corner reflector antenna

이 解를 求하기 爲하여 領域을 Fig.1과 같이 區分하여 境界條件을 考慮한 解를 다음과 같이 表現하기로 한다.

領域 : 1. $[\rho < a, -\frac{\phi_1}{2} < \phi \leq \frac{\phi_1}{2}]$

$$\frac{E_z}{H_z} = \sum_{n=0}^{\infty} A_n A_{\nu n}(\rho, \rho_0) \cos(\nu_n \phi) \quad (1)$$

領域 : 2. $[\rho < a, \frac{\phi_1}{2} < \phi \leq (2\pi - \frac{\phi_1}{2})]$

$$\frac{E_z}{H_z} = \sum_{n=0}^{\infty} B_n J_{\chi n}(\rho, \rho_0) \cos\{\chi_n(\phi - \pi)\} \quad (2)$$

領域 : 3. $[a < \rho, 0 < \phi \leq 2\pi]$

$$\frac{E_z}{H_z} = \sum_{m=0}^{\infty} C_m H_m(k\rho) \cos m\phi \quad (3)$$

n 은 E_z 의 境遇 1, 3, 5, ……, H_z 의 境遇 0, 2, 4, ……의 값을 가지며 (以下 같다) 但,

$$A_{\nu}(\rho, \rho_0) = \begin{cases} J_{\nu}(k\rho_0) H_{\nu}(k\rho) & \rho_0 < \rho \\ H_{\nu}(k\rho_0) J_{\nu}(k\rho) & \rho < \rho_0 \end{cases}$$

이고 $\nu_n = \frac{n\pi}{\phi_1}$, $\chi_n = \frac{n\pi}{2\pi - \phi_1}$ 이며 J_{ν} 및 H_{ν} 는 P 次의 Bessel 및 第 2 種 Hankel 函數이고 A_n, B_n, C_m 은 各 各 多項式의 常數係數이며, 時間函數 $e^{j\omega t}$ 는 省略하였다. 여기에서 A_n, B_n 및 C_m 을 求하면 解를 얻지만, 우리의 關心은 遠方界에 있으므로 前述한 條件을 滿足하는 C_m 을 求하면 된다.

2.1 第 1 方法 (無限次元 聯立方程式에 依한 強制解法)

領域 1 및 領域 2 에 對하여 各 各 그 領域內에 波源을 갖지 않는 波로서 式 (4) 및 式 (5) 와 같은 解를 導入하면 이 解들은 前述한 條件 (1)~(3) 을 滿足한다.

$$\frac{E_z'}{H_z'} = J_{\nu_n}(k\rho) \cos(\nu_n \phi) \quad \text{領域 1} \quad (4)$$

$$\frac{E_z'}{H_z'} = J_{\chi_n}(k\rho) \cos(\chi_n \phi) \quad \text{領域 2} \quad (5)$$

附錄 A 의 式 (A-5) 의 積分體積을 各 領域에 適用하면 導體板面上的의 表面積分은 값을 갖지 않으므로 다음 式을 얻는다.

$$\int_{-\frac{\phi_1}{2}}^{\frac{\phi_1}{2}} \left(-\frac{E_z}{H_z} \times \frac{H_{\phi}'}{E_{\phi}'} \Big|_{\rho=a} + \frac{H_{\phi}}{E_{\phi}} \times \frac{E_z'}{H_z'} \Big|_{\rho=a} \right) a d\phi = \frac{I_0 E_z'(\rho_0, 0)}{M_0 H_z'(\rho_0, 0)} \quad (6)$$

$$\int_{\frac{\phi_1}{2}}^{2\pi - \frac{\phi_1}{2}} \left(-\frac{E_z}{H_z} \times \frac{H_{\phi}'}{E_{\phi}'} \Big|_{\rho=a} + \frac{H_{\phi}}{E_{\phi}} \times \frac{E_z'}{H_z'} \Big|_{\rho=0} \right) a d\phi = 0 \quad (7)$$

여기서 E_z, H_z 는 I_0 및 M_0 를 波源으로 하는 求하고자 하는 波로서 各 各式 (1) 및 式 (2) 로 表示되지만 解의 連續性에 依하여 $\rho = a$ 에서는 式 (3) 으로도 表示된다.

어떤 波가 電界 (또는 磁界) 의 Z 成分 E_z (또는 H_z) 만은 가질 때의 磁界 (또는 電界) 의 ϕ 成分은

$$\frac{H_{\phi}}{E_{\phi}} = +j\omega \left\{ \frac{\epsilon}{\mu} \right\} \frac{\partial E_z}{\partial \rho} \quad (8)$$

로 나타나므로 式 (3)~(8) 에서 다음 式을 얻는다.

$$\sum_{m=1}^{\infty} W[H_m(ka), J_{\nu_n}(ka)] \alpha_{nm} C_m = \frac{jw}{ka} \left\{ \frac{\mu I_0}{\epsilon M_0} \right\} J_{\nu_n}(k\rho_0) \quad (9)$$

$$\sum_{m=1}^{\infty} W[H_m(ka), J_{\chi_n}(ka)] \beta_{nm} C_m = 0 \quad (10)$$

$$\begin{aligned} \text{II, } \alpha_{nm} &= \int_{-\frac{\phi_1}{2}}^{\frac{\phi_1}{2}} \cos \nu_n \phi \cdot \cos m\phi d\phi \\ &= \begin{cases} \frac{\phi_1}{2\epsilon_m} & \nu_n = m \\ \left. \begin{aligned} \frac{2\nu_n}{\nu_n^2 - m^2} (-1)^{\frac{n-1}{2}} \cos \frac{m}{2} \phi_1 & n: \text{ odd} \\ \frac{-2m}{\nu_n^2 - m^2} (-1)^{\frac{n}{2}} \sin \frac{m}{2} \phi_1 & n: \text{ even} \end{aligned} \right\} \nu_n \neq m \end{cases} \\ \beta_{nm} &= \int_{-\frac{\phi_1}{2}}^{\pi - \frac{\phi_1}{2}} \cos \chi_n(\phi - \pi) \cdot \cos m\phi d\phi \\ &= \begin{cases} \frac{2\pi - \phi_1}{2\epsilon_m} & \chi_n = m \\ \left. \begin{aligned} \frac{2\chi_n}{\chi_n^2 - m^2} (-1)^{\frac{n-1}{2}} \cos \frac{m}{2} \phi_1 & n: \text{ odd} \\ \frac{2m}{\chi_n^2 - m^2} (-1)^{\frac{n}{2}} \sin \frac{m}{2} \phi_1 & n: \text{ even} \end{aligned} \right\} \chi_n \neq m \end{cases} \end{aligned}$$

이때 W 는 Wronskian 記號이고 ϵ_m 은 $m=0$ 이면 $1/2$, $m \neq 0$ 이면 1의 값을 갖는다. $m=n$ 에 대하여 式 (9) 및 式 (10)에서 n 개의 式을 만들면(하나의 m 에 대하여 2개의 式을 얻지만 E_z 의 境遇는 奇數의 n , H_z 의 境遇는 偶數의 n 만을 가지므로) m 개의 聯立方程式을 얻으며 따라서 C_m 을 求할 수 있다.

이것은 表現은 다르나 Aoki 氏의 計算法과 같은 것이다.

2·2 第2方法(近似解修正法)

이 方法은 解의 收斂度를 높이는 手段으로 第1方法에서와 같이 解의 係數를 聯立方程式으로 求하는 代身에 近似解의 修正分을 聯立方程式으로 求하는 方法이다.

求하는 解를

$$\frac{E_z}{H_z} = \frac{E_z^i}{H_z^i} + \sum_m D_m H_m(k\rho) \cos m\phi \quad (11)$$

로 表現하고, 右邊의 第1項을 反射面의 誘導電流를 近似하여 求한 近似解, 第2項을 嚴密解로 修正하는 項이라 한다.

$E_z^i(H_z^i)$ 를 求하기 爲하여, 有限한 幅의 反射板에 흐르는 電流分布를 無限幅 反射板이 있는 境遇의 그 部分의 電流分布로 近似한 後, 反射板을 除去하지만 電流는 그 位置에 그대로 흐르고 있다고 假想하여 誘導電流法을 適用한다.

$$\frac{E_z^i}{H_z^i} = \sum_n^{\infty} P_m H_m(k\rho) \cos m\phi \quad (12)$$

但, P_m 은 常數係數

로 表示하고, 附錄의 式 (A-5)에 該當하는 函數로서,

$$\frac{E_z'}{H_z'} = J_n(k\rho) \cos n\phi \quad (13)$$

을 取하고, 積分體積은 反射板幅 a 를 半徑으로 하는 圓筒內로 하며, E_z' 및 H_z' 의 波源이 이 體積外에 있다고 하면,

$$\int_0^{2\pi} \left(-\frac{E_z^i}{H_z^i} \times \frac{H_z'}{E_z'} \Big|_{\rho=a} + \frac{H_z^i}{E_z^i} \times \frac{E_z'}{H_z'} \Big|_{\rho=a} \right) a d\phi = \int_v \left\{ \frac{E_z'(I_o + I_z^{\infty})}{H_z' M_o + E_z' \cdot I_{\rho^{\infty}}} \right\} dv \quad (14)$$

를 얻는다. (I_{ρ} 는 無限幅反射板에 흐르는 ρ 방향 전류성분)

任意的 E_z 만을 갖는 波의 H_{ϕ} 성분은

$$H_{\phi} = -\frac{1}{j\omega\mu} \frac{\partial}{\partial \rho} E_z \quad (15)$$

이고, 任意的 H_z 만을 갖는 波의 E_{ϕ} 및 E_{ρ} 는

$$E_{\phi} = -\frac{1}{j\omega\epsilon} \frac{\partial}{\partial \rho} H_z \quad (16)$$

$$E_{\rho} = -\frac{1}{j\omega\epsilon} \frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial}{\partial \phi} H_z \quad (17)$$

이므로, 이들을 應用하여 式 (14)를 定理하면, 正弦函數의 直交性에 依하여

$$\begin{aligned} & P_n k n W\{J_n(ka), H_n(ka)\} \\ &= j\omega \left\{ \frac{\mu I_o}{\epsilon M_o} \right\} J_n(k\rho_o) + 2S \sum_{n=0}^{\infty} \nu_n (-1)^{\frac{n-1}{2}} k \cdot \cos \frac{n\phi_1}{2} \int_0^a \frac{1}{\rho} \cdot J_n(k\rho') A_{\nu n}(\rho', \rho_o) d\rho' \\ & \quad - 2S \sum_{n=0}^{\infty} \epsilon_n (-1)^{\frac{n}{2}} n \cdot \sin \frac{n\phi_1}{2} \end{aligned} \quad (18)$$

$$\text{但, } S = \frac{\pi\omega}{\phi_1} \cdot \mu I_o \quad (18)$$

이 된다. 任意的 두 種의 Bessel 函數 $Z_{\nu}(z)$, $\bar{Z}_{\nu}(z)$ 에 對하여 等式⁽¹³⁾

$$\int \frac{1}{z} Z_{\nu}(z) \bar{Z}_{\nu}(z) dz = -\frac{z}{u^2 - v} W[Z_{\nu}(z), \bar{Z}_{\nu}(z)] \quad (19)$$

가 成立하며, $\nu_n = n$ 의 境遇는 式 (18)의 右邊이 零이 되므로

$$\begin{aligned} & \int_0^a \frac{1}{\rho} \cdot J_n(k\rho') A_{\nu n}(\rho', \rho_o) d\rho' \\ &= -\frac{a}{n^2 - \nu_n^2} W[J_n(ka), A_{\nu n}(a, \rho_o)] \end{aligned} \quad (20)$$

로 求하여지며, P_n 이 決定된다. 따라서 式 (9) 및 式 (10)을 얻는 手法을 適用하여 式 (11)의 D_m 을 決定하는 聯立方程은

$$\begin{aligned} & \sum_{m=0}^{\infty} W[H_m(ka), J_{\nu_n}(ka)] \alpha_{nm} D_m \\ &= \frac{j\omega}{ka} \left\{ \frac{\mu I_o}{\epsilon M_o} \right\} J_{\nu_n}(k\rho_o) - \sum_{m=0}^{\infty} P_m [H_m(ka), J_{\nu_n}(ka)] \alpha_{nm} \end{aligned} \quad (21)$$

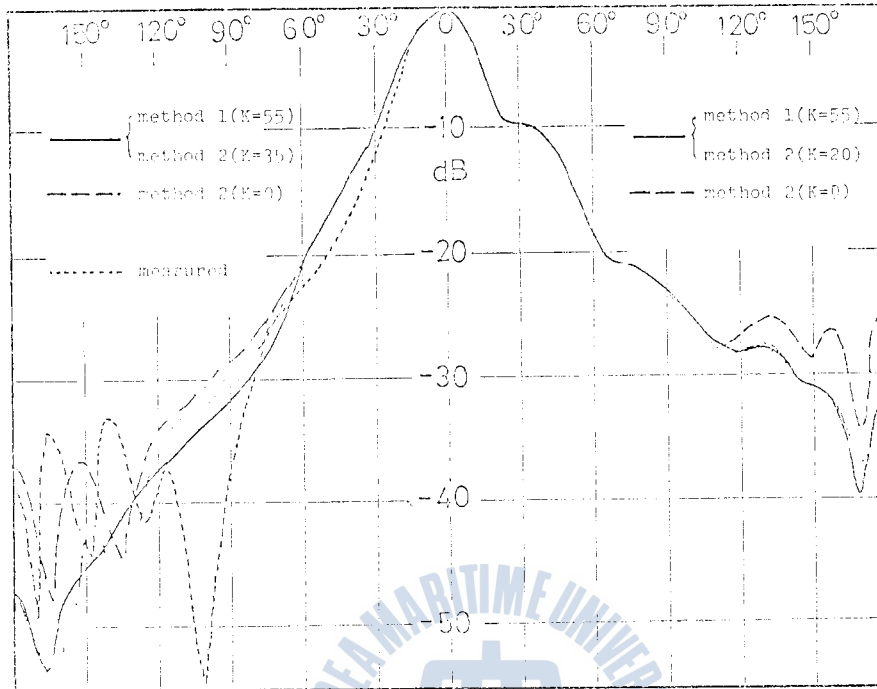


Fig. 2. Calculated radiation pattern of model 1 antenna
 ($a=3\lambda$, $\rho_s=0.52\lambda$, $\phi_1=57^\circ$, measured pattern is that of finite length of 10λ)

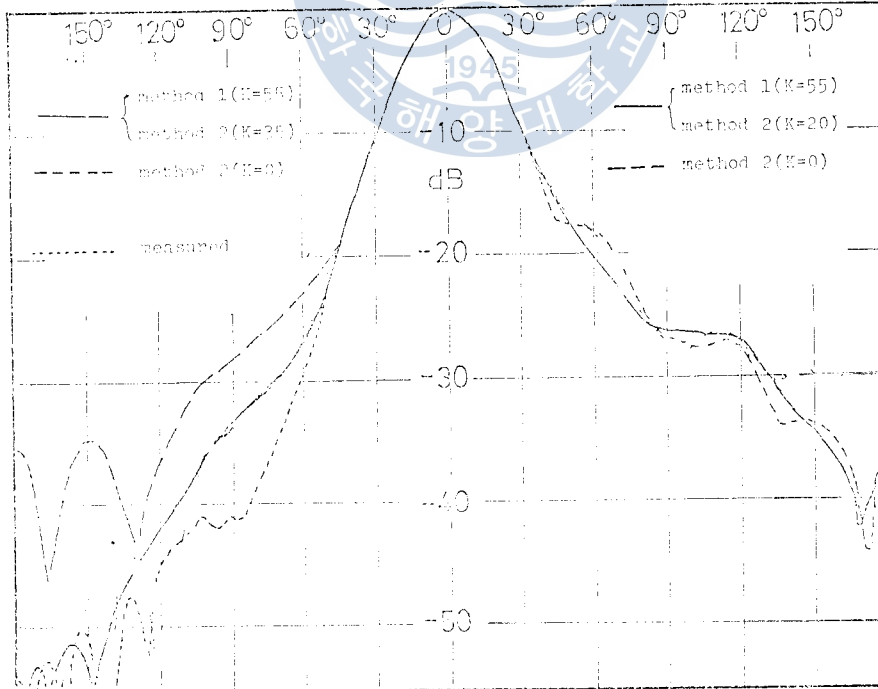


Fig. 3. Calculated pattern of model 2 antenna
 ($a=2\lambda$, $\rho_s=0.45\lambda$, $\phi_1=66^\circ$, measured pattern is that of finite length of 4λ)

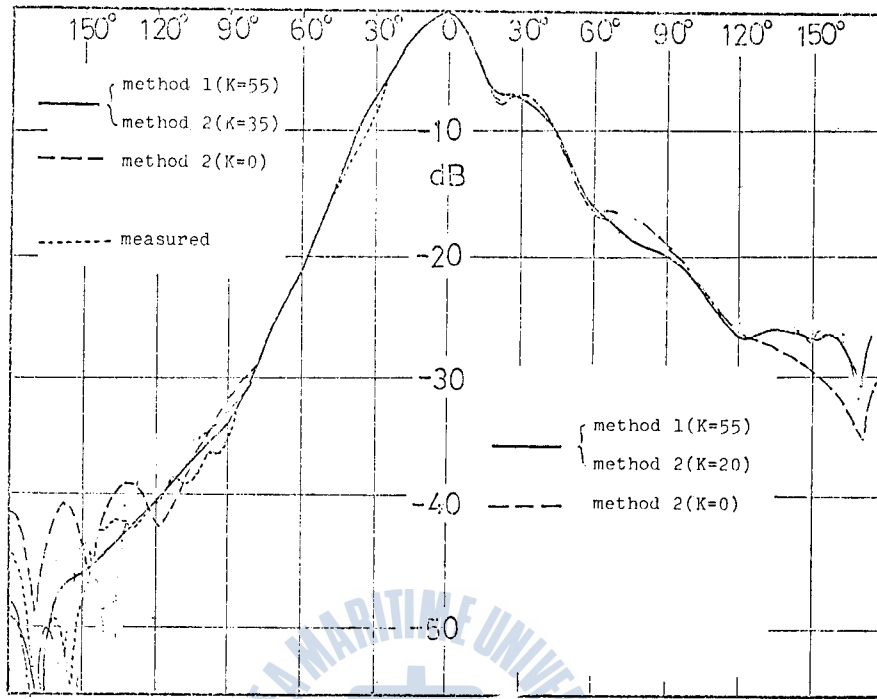


Fig. 4. Calculated pattern of model 3 antenna
 ($a=2\lambda$, $\rho_o=0.45\lambda$, $\phi_1=71^\circ$, measured pattern is that of finite length of 10λ)

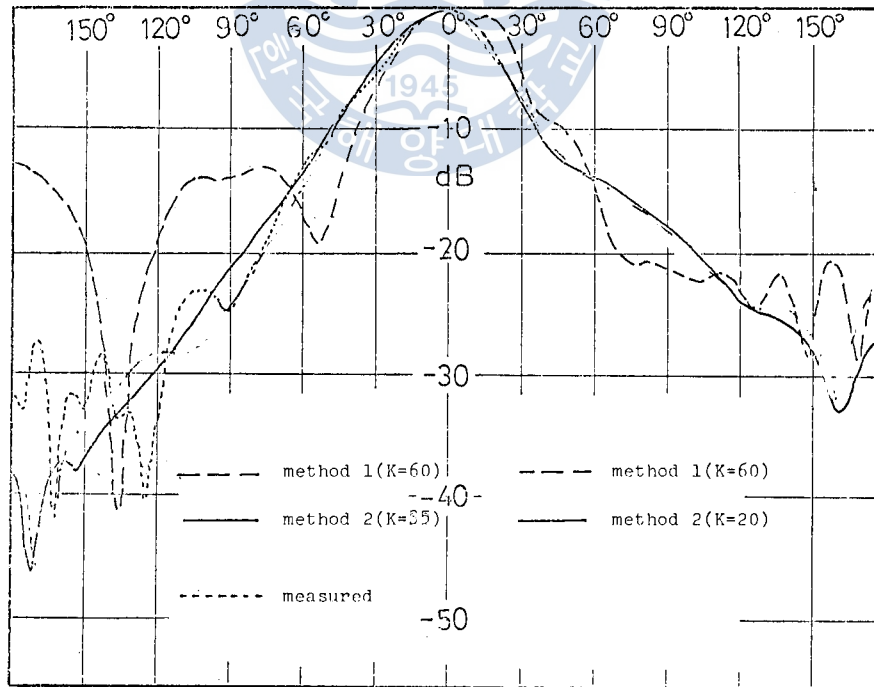


Fig. 5. Calculated pattern of model 4 antenna
 ($a=1\lambda$, $\rho_o=0.3\lambda$, $\phi_1=90^\circ$, measured pattern is that of finite length of 3λ)

$$\begin{aligned} & \sum_{m=0}^{\infty} W[H_m(ka), J_{\nu_n}(ka)] \beta_{nm} D_m \\ & = \sum_{m=0}^{\infty} P_m[H_m(ka), J_{\nu_n}(ka)] \beta_{nm} \end{aligned} \quad (22)$$

이 되며 $m=n$ 을 適當히 擇하여 m 個의 未知數 D_m 을 갖는 m 個의 聯立方程式을 얻는다.

3. 計算結果의 檢討

Cottony⁽¹⁾에 依하여 實驗結果가 發表된 안테나 모델中에서 안테나의 길이가 比較的 큰 4 個의 모델을 選定하여, 前章에서 說明한 두 가지의 計算法으로 計算한 結果를 Fig.2에서 Fig.5에 圖示하였다. 計算은 16進 8 位의 倍精度로 하였다.

第 1 方法에 있어서는 解의 計算에 使用한 聯立方程式의 次數 k 를 55~60까지 增加시켜 거의 解가 收斂됨을 보였으나 反射板의 사이角 ϕ_1 가 90° 의 境遇는 k 를 150까지 增加시켜도 解가 振動하였고, ϕ 를 88° 및 92° 로 變化시킨 境遇 k 가 55~60에서 收斂하였다. 第 2 方法의 境遇는 k 가 35 附近(磁流勵振의 境遇는 k 가 20附近)에서 收斂하였고 ϕ_1 가 90° 인 境遇에도 解의 收斂度에 別 異常이 없었다.

이 두 가지 計算法의 計算結果가 一致하였으므로, 거의 正解를 얻었다고 볼 수 있으며, 實測結果(磁電源의 境遇의 實測結果는 없음)와도 거의 一致하지만 모델에 따라서는 약간의 差異를 보이고 있으나, 이것은 實測이 有限한 길이인 안테나에 依한 것이기 때문에 생기는 誤差이거나 測定誤差로 간주된다.

또 第 2 方法에 있어서 聯立方程式으로 修正하지 않은 解($k=0$), 即 誘導電流法에 依한 近似解도 함께 圖示하였다. 어느 모델의 境遇에 있어서나 안테나 前方의 電磁界分布는 修正解와 거의 一致하지만, 안테나 後方의 電界分布는 修正解와 相當한 差異를 보이고 있다.

4. 結 論

코오너-리플렉터 안테나의 輻射界를 計算하는 한 方法으로 誘導電流近似法에 依한 近似解를 먼저 求하고, 이 近似解를 無限次元聯立方程式을 有限次로 近似하여 修正하는 方法을 提示하고, 이 方法이 처음부터 聯立方程式으로 直接 解를 求하는 方法보다 聯立方程式의 次數의 낮은 範圍에서 빨리 正解로 收斂함을 여러가지 計算例를 通하여 經驗的으로 밝혔다.

또 誘導電流法에 依한 近似解도 안테나의 前面의 輻射界에 對하여는서는 實用性이 있으나 안테나의 後方界를 計算함에는 不適當함을 밝혔다. 이 方法을 利用하면 中型의 容量을 가진 計算機로도 코오너-리플렉터 안테나의 輻射界를 거의 實用的인 精度까지 計算할 수 있어서 앞으로의 實用에 다소나마 도움이 되리라 믿는다.

參 考 文 獻

- (1) A. C. Wilson and H. V. Cottony "Radiation patterns of finite size corner-reflector antenna" Trans. I. R. E. vol. AP-9, p. 144(March 1960).
- (2) E. F. Harris "An experimental investigation of a corner reflector antenna finite in size" Proc., I. R. E., vol. 41, p. 645(May 1960).
- (3) J. D. Kraus "The corner reflector antenna" Proc. I. R. E., vol. 28, p. 513(Nov. 1940).
- (4) J. R. Wait "On the theory of an antenna with infinite corner reflector" Canadian Jour. phys., vol. 32, p. 365(June 1954).
- (5) R. W. Klopfenstein "Corner reflector antennas with arbitrary dipole orientation and apex angle" Trans. I. R. E., AP-5, p. 297(July 1957).
- (6) O. M. Woodward Jr. "A circularly polarized corner reflector antenna" Trans. I. R. E., AP-5, p. 290 (July 1957).
- (7) Y. Ohba "On the radiation pattern of a corner reflector antenna finite in width" Trans. IEEE, AP-11, p. 127(March 1963).
- (8) L. L. Tsai, et al. "A comparison of geometrical theory of diffraction and integral equation formulation for analysis of reflector antennas" Trans. IEEE, AP-20, p. 705(Nov. 1972).
- (9) J. S. Yu, et al. "Comprehensive analysis for E-plane pattern of horn antenna by edge diffraction theory" Trans. IEEE, AP-14, No. 2, p. 138(March 1966).
- (10) T. Sekikuchi, et al. "Radiation patterns of corner reflector antennas with major angle and arbitrary dipole orientation" Tech. Jour. IECE(Japan) AP-69-6(May 1969).
- (11) K. Aoki, et al "Radiation field of a finite size corner reflector antenna" Trans. IECE(Japan) vol. 59-13, No. 9, p. 549(Oct. 1974).
- (12) R. E. Collin "Field theory of guided waves" Mc-Graw Hill p. 581(1960).
- (13) S. Moriguchi "Mathematical Formulae" Iwanami Press(Japan) p. 190(1959).
- (14) A. Mohsen, et al. "On the two dimensional diffraction of a plane wave by a perfectly conducting edge" Int. J. Electronics, vol. 29, No. 6, p. 549(1970).

附 錄 A

E 및 H 를 電流源 I 및 磁流源 M (그 어는 하나만을 가져도 좋다)에 依한 電界 및 磁界라 하고, E' 및 H' 을 다른 電流源 I' 및 磁流源 M' 에 依한 것이라 하면 다음 式이 成立한다.

$$\left. \begin{aligned} \Delta \times H &= I + j\omega\epsilon E \\ \Delta \times E &= -M - j\omega\mu H \end{aligned} \right\} \quad (\text{A-1})$$

$$\left. \begin{aligned} \Delta \times H' &= I' + j\omega\epsilon E' \\ \Delta \times E' &= -M' - j\omega\mu H' \end{aligned} \right\} \quad (\text{A-2})$$

벡터 等式 (A-3)을 式 (A-1) 및 式 (A-2)에 適用하면 式 (A-4)를 얻는다.

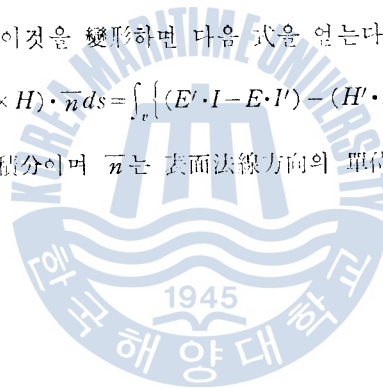
$$\Delta \cdot (A \times B) = B \cdot (\Delta \times A) - A \cdot (\Delta \times B) \quad (\text{A-3})$$

$$\Delta \cdot (E \times H') - \Delta \cdot (E' \times H) = (E' \cdot I - E \cdot I') - (H' \cdot M - H \cdot M') \quad (\text{A-4})$$

Gauss의 發散定理을 適用하여 이것을 變形하면 다음 式을 얻는다.

$$\oint_S (E \times H' - E' \times H) \cdot \bar{n} ds = \int_V \left\{ (E' \cdot I - E \cdot I') - (H' \cdot M - H \cdot M') \right\} dv \quad (\text{A-5})$$

여기서 S 는 體積 V 의 表面閉積分이며 \bar{n} 는 表面法線方向의 單位 벡터이다.



附 錄 B

座標 $(\rho, 0)$ 에 I_0 또는 M_0 의 波源을 갖고 $\phi = \frac{\phi_1}{2}$ 및 $\phi = -\frac{\phi_1}{2}$ 에 無限히 넓은 反射板을 갖는 코오너-리프랙터 안테나의 電界 또는 磁界의 Z 方向成分은 다음 式으로 表示된다. (14)

$$\frac{E_z^\infty}{H_z^\infty} = -\frac{\pi w}{\phi_1} \left\{ \frac{\mu I_0}{\epsilon M_0} \right\} \sum_n \epsilon_n A_{\nu_n}(\rho, \rho_0) \cos \nu_n \phi \quad (\text{B-1})$$

이 式은 $-\frac{\phi_1}{2} \leq \phi < \frac{\phi_1}{2}$ 에서만 有效하며, 그 以外의 區間에서는 電磁波는 存在하지 않으며 E_z^∞ 및 H_z^∞ 에 對하여 n 가 各各 奇數 및 偶數만을 갖는 것과 $A_{\nu_n}(\rho, \rho_0)$ 의 定義는 本文 式 (1)~(3)에서와 같고 ϵ_n 은 $n=0$ 에서 1/2, $n \neq 0$ 에서 1의 값을 갖는다.

電流源이 있는 境遇 磁界의 ρ 方向成分(Z 方向成分은 없음)은

$$\begin{aligned} H_\rho^\infty &= \frac{j}{w\mu} \cdot \frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial E_z}{\partial \phi} \\ &= \frac{S}{jw\mu} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\nu_n}{\rho} A_{\nu_n}(\rho, \rho_0) \sin(\nu_n \phi) \end{aligned} \quad (\text{B-2})$$

$$\text{但, } S = \frac{\pi w}{\phi_1} \cdot \mu I_0$$

이고, n 가 奇數이므로 ϵ_n 은 省略된다. 導體面에 흐르는 電流는 $H_t \times \bar{n}$ (\bar{n} 는 導體面의 法線方向 單位 Vector)이므로 次式으로 表示된다.

$$\frac{I_z^\infty}{I_\rho^\infty} = S \left\{ \frac{1}{jw\mu\rho} \right\} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\nu_n (-1)^{\frac{n-1}{2}}}{\epsilon_n (-1)^{\frac{n}{2}}} A_{\nu_n}(\rho, \rho_0) \left\{ \delta\left(\phi - \frac{\phi_1}{2}\right)_- \delta\left(\phi + \frac{\phi_1}{2}\right)_+ \right\} \quad (\text{B-3})$$

여기서 δ 는 Dirac의 函數記號이다.