

空洞理論에 의한 스네이크라인 안테나의 輻射特性 解析

楊 仁 應* · 李 相 高**

In Eung Young · Sang Seol Lee

要 約

스네이크라인 안테나 中心導體의 形象이 簡單한 圖形으로 되어 있을 때는 그의 輻射特性을 解析함에 있어 그와 좀 다른 形態로 생각해도 크게 影響을 받지 않는다. 따라서 中心導體의 形象을 輻射特性에 關한 基本原理를 適用할 수 있는 形態로 假定하여 그 特性을 解析할 수 있다. 이와 같은 方法으로 그의 減衰常數가 中心導體의 幾何學的數值로 表示된다. 實驗結果가 理論的結果의 妥當性을 뒷받침하고 있다.

Abstracts

The exact shape of the center conductor of a snaked line antenna is not important in determining its radiating properties. An analysis is therefore made by standard principles of a snaked line antenna having a simple shape for the center conductor. This approach leads to an explicit formula for the structure attenuation constant in terms of its geometrical parameters. Experimental results support the theory.

I. 序 論

스네이크라인안테나는 1957年 Rotman 과 Karas¹⁾에 의해서 發明되었다. 처음 試圖된 안테나는 3個의 導線으로되어 있는데 두 導線은 平行直線導體이고 다른하나는 그 中央에 週期的으로 屈曲되어 있다. 두 直線導體는 同軸給電線의 外皮에 接續되고 中心導體는 同軸線의 內部導體에 接續된다. 그러나 後에 外部直線導體를 그림 1과 같이 서로 短絡된 두 平面導體로 代替하므로써 더 좋은 指向性을 갖는 안테나로 發展하였다.²⁾

이 안테나는 本質的으로 進行波形 안테나로 그 輻射原理를 理解할 수 있다. 近似的으로 中心導

體에는 進行波電流가 흐르는 것으로 생각할 수 있다. 또한 外部 導體面間의 間隔은 TEM 波만 傳播될 수 있을 程度로 좁다고 생각할 수 있다.

導線상의 모든 電流를 外部導體面에 對하여 垂直成分과 水平成分으로 分解하면 垂直成分만 TEM 모드로 付合되므로 電流의 垂直成分이 有效輻射電流로 된다. 따라서 導線에 依해 引導된 波로부터 에너지變換이 平行導體面間에서 일어나게되

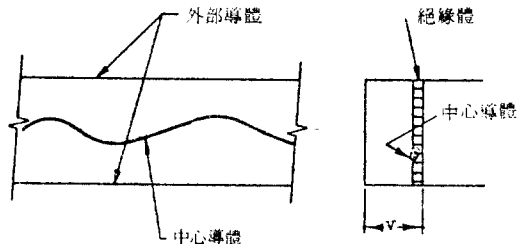


그림 1) 스네이크라인 안테나. (a)正面圖 (b) 側面圖

* 正會員, 延世大學校工學部
Dept. of Engineering, Yonsei University

** 正會員, 光云電子工科大學
Kwangwoon Institute of Technorogy

$$\vec{J}_s = \hat{y} I \delta(x) \delta(y) \quad (1)$$

여기서

I : 電流

s : 電流素의 길이

\hat{y} : y 方向의 單位벡터

$\delta(x)$: Dirac delta 函數

이다. J_s 에 依해서 空胴內에는 다음과 같은 電壓波가 發生된다.

$$V = \begin{cases} V^+ \exp(-j\beta z), & z > 0 \\ V^- \exp(j\beta z), & z < 0 \end{cases} \quad (2a)$$

$$(2b)$$

電流素 左右에 發生되는 進行波 모드 電磁場은

$$E|_{z=0^+} = \hat{y} \frac{V^+}{b} [1 + \Gamma \exp(-j2\beta d)] \quad (3a)$$

$$H|_{z=0^+} = -\hat{x} \frac{V^+ Y_0}{a} [1 - \exp(-j2\beta d)] \quad (3b)$$

$$E|_{z=0^-} = \hat{y} \frac{V^-}{b} [1 - \exp(-j2\beta \nu)] \quad (3c)$$

$$H|_{z=0^-} = \hat{x} \frac{V^- Y_0}{a} [1 + \exp(-j2\beta \nu)] \quad (3d)$$

로 된다. ⁷⁾ 여기서

Y_0 : 自由空間의 固有어드미턴스

Γ : 애퍼춰의 反射係數

d : 애퍼춰의 有效길이

ν : 電流素와 短絡板의 距離

이다. $z=0$ 點에 電磁場의 境界條件을 適用하면

$$E|_{z=0^-} = E|_{z=0^+} \quad (4a)$$

$$\int \hat{z} (\vec{H}|_{z=0^+} - \vec{H}|_{z=0^-}) dA = \int_A \vec{J}_s dA \quad (4b)$$

로 된다. ⁸⁾ 여기서 A 는 空胴의 接線方向端面이다. 윗 式에서 V^+ 를 求하면

$$V^+ = \frac{-Is[1 - \exp(-j2\beta \nu)]}{2Y_0 a [1 + \Gamma \exp\{-j2\beta(d + \nu)\}]} \quad (5)$$

이고 여기서 a 는 空胴의 幅이다.

애퍼춰에 걸리는 電壓 V_0 는

$$V_0 = V^+ (1 + \Gamma) \exp(-j\beta d) \quad (6)$$

이고 電流素와 애퍼춰에 依해서 輻射된 電力은 같아야하므로

$$|V_0|^2 G = I^2 R \quad (7)$$

이 成立한다. 여기서 R 은 輻射抵抗이다. 따라서 輻射抵抗 R 은

$$R = \frac{s^2 G}{4Y_0^2 a^2} \left| \frac{(1 + \Gamma)[1 - \exp(-j2\beta \nu)]}{1 + \Gamma \exp\{-j2\beta(d + \nu)\}} \right|^2 \quad (8)$$

로 된다.

후렌지가 없는 平行板電送線에 對하여 Marcuvitz는 애퍼춰어드미턴스에 關한 式을 求했다. 애퍼춰씨셀턴스는 空胴의 實際길이 d_0 에 端修正길이(end correction) d_c 를 追加하므로써 除去될 수 있는데 그 길이는

$$d_c = \frac{b}{2\pi} \ln \left(\frac{2e\lambda}{rb} \right) - \frac{\lambda}{2\pi} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2n!}{2^{2n}(n!)^2(2n+1)} \left(\frac{b}{\lambda} \right)^{2n+1} \zeta(2n+1) \quad (9)$$

이다. ⁹⁾ 여기서 $r=1.781$, $e=2.718$ (自然對數의 밑수), $\zeta(n)$ 은 Riemann zeta 函數¹⁰⁾이다. (9) 式은 애퍼춰의 후렌징커패시티를 考慮한 것으로 그 影響은 大部分 첫項으로 決定되고 無限數列에 依한 影響은 매우 적다. 이렇게 해서 애퍼춰어드미턴스는 純 콘덕턴스로서

$$G = \frac{Y_0 a}{b} \tan h \left(\frac{\pi b}{2\lambda} \right) \quad (10)$$

로 되고 애퍼춰의 反射係數 Γ 는

$$\Gamma = \exp \left(-\frac{\pi b}{\lambda} \right) \quad (11)$$

로 된다. (8) 式에서

$$R = \frac{Z_0 s^2}{4ab} \left| \frac{[1 + \exp(-\pi b/\lambda)][1 - \exp(-j2\beta \nu)]}{1 + \exp(-\pi b/\lambda) \exp\{-j2\beta(d + \nu)\}} \right|^2 \tan h \frac{\pi b}{2\lambda} \quad (12)$$

로 되고 여기서 $Z_0 = Y_0^{-1}$ 이다.

$$\nu = \frac{\lambda}{4} \text{로 하고 } d = (2n-1) \frac{\lambda}{4} \text{ (} n \text{은 整數)}$$

로 하면 주어진 R 에 對하여 s 는 最大로 된다. d 는 充分히 커서 애퍼춰와 電流素近方에서 이버네스cent 모드(evanescent mode)의 結合을 充分히 防止할 수 있게 한다. 이런 條件에서

$$R = \frac{z_0 s^2}{ab} \tan h \left(\frac{\pi b}{2\lambda} \right) \quad (13)$$

로 된다.

平行板을 電流源에서 適當한 距離되는 部分을 꺼어 혼의 形態로 만들어주면 애퍼춰 反射係數는 0이 되므로 空胴은 다음과 같은 콘덕턴스가 接續된 것으로 볼 수 있다.

$$G = \frac{Y_0 a}{b} \quad (14)$$

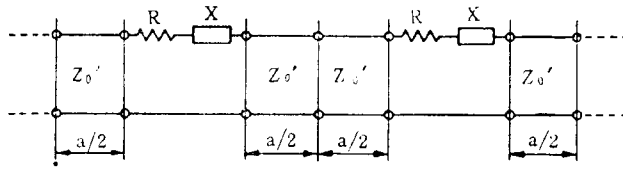


그림 5 스네이크라인의 等價回路

따라서

$$R = \frac{Z_0 s^2}{4ab} \left| 1 - \exp(-j2\beta v) \right|^2 \quad (15)$$

이고, $v = \frac{\lambda}{4}$ 이면

$$R = \frac{Z_0 s^2}{ab} \quad (16)$$

으로 된다.

輻射리액티스는 考慮하지 않았으나 그 크기가 매우 작으면 減衰常數에는 別로 影響을 주지않고 位相速度에 약간의 影響을 준다.

全 스네이크라인은 위에서 생각한 索子들이 周期的으로 되풀이되므로 그림 5와 같은 等價回路를 생각할 수 있다. 이 回路의 各部는 다음과 같은 回路定數를 갖는다.

$$\begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \frac{\theta'}{2} & j \sin \frac{\theta'}{2} \\ j \sin \frac{\theta'}{2} & \cos \frac{\theta'}{2} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & z \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos \frac{\theta'}{2} & j \sin \frac{\theta'}{2} \\ j \sin \frac{\theta'}{2} & \cos \frac{\theta'}{2} \end{pmatrix} \quad (17)$$

여기서

$$z = r + jx = \frac{R - jX}{Z_0} : \text{定規化된 輻射임피던스}$$

$$\theta' = \beta' a$$

Z_0' : 平行板과 中心導體의 平行部에 依한 特性임피던스

β' : 特性임피던스 Z_0' 인 傳送線에 對한 傳播定數

이다.

그림 5의 各部는 相似이므로 그의 影像傳達常數는 다음과 같이 주어진다.

$$A = \cos h(\alpha_0 + j\beta_0) a$$

여기서 α_0 는 減衰常數(Np/m), β_0 는 位相常數이다. (17)式에서

$$\alpha_0 = \frac{R}{2Z_0' a} \quad (18)$$

로 된다. (18)式은 各索子の 輻射抵抗으로 表示된 式으로 그에 따라 브로드사이드 輻射에 關한 減衰常數를 計算할 수 있다.

한 方向의 進行波만 持續되게 하기 爲해서 스네이크라인은 약간 誘導性을 띤 影像임피던스로 終端시켜야 한다. 理由는 損失을 갖는 進行波傳送線이기 때문이다. 이는 Z_0' 로 하면 充分하다. 本論文에서는 中心導體의 形象의 變化에 依한 反射의 影響은 無視했다. 中心導體가 길고 브로드사이드 方向의 輻射가 아니면 이들은 서로 相殺되어 그 影響은 크게 重要하지 않으나 브로드사이드 方向의 輻射에서는 同位相으로 더해져서 되돌아오는 進行波를 發生한다. 이는 入力 VSWR을 크게 하고 輻射模樣이 찌그러지는 原因이 된다. (그림 7, 8)

均一한 構造로부터 輻射된 輻射場은 그 길이에 따라 對數的으로 變化한다. 輻射場의 最重要한 輻射모양은 中心導體를 包含하고 애퍼춰 平面에 垂直되는 平面의 輻射模樣으로 다음과 같이 된다.

11)

$$\left| E_r \right| \propto \text{ccs} \theta \left| \frac{\sin \left\{ \left(\frac{1}{2} \right) \beta \sin \theta + j\alpha_0 w \right\}}{\frac{1}{2} (\beta \sin \theta + j\alpha_0) w} \right| \quad (19)$$

여기서 θ 는 브로드사이드 方向에서 測定한 角, w 는 안테나길이이다.

3. 實驗 結果

實驗用안테나의 共稱波長은 50.8mm(周波數로 5,900 MHz)로 하고, 全體의 길이는 406 mm로 했다. (19)式에 依한 豫備計算에서 α_0 는 約

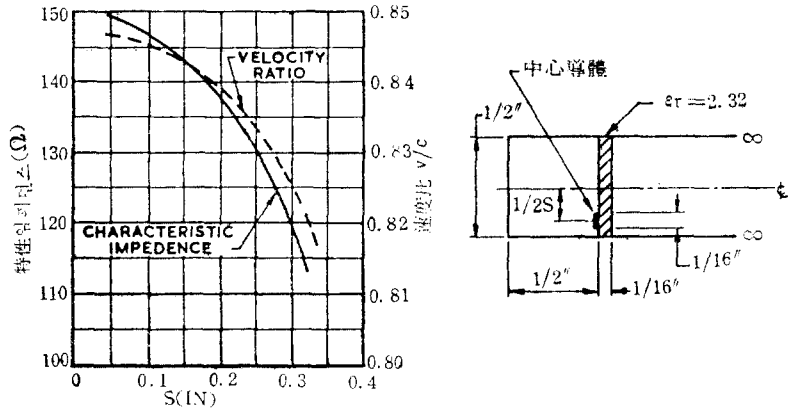


그림 6 傳送線의 特性 및 안테나 컷수

0.1 Np/in 일 때 測定目的에 付合되는 輻射模樣을 갖는다.

中心導體는 直徑 1mm의 軟銅線으로 製作하여 3點을 마름모形의 포리에치렌絶緣體로 固定시켰다. 矩形波形 導體에 對해서 外部導體와 平行되는 部分의 特性임피던스와 速度率의 計算値는 그림 6과 같다.

外部 平行板의 높이 $b = 12.7 \text{ mm} \left(\frac{\lambda}{4} \right)$ 로 하고 導體와 애퍼춰의 距離는 50.8 mm로 했다. 導體 屈曲의 크기는 3.81 mm로하고 이 때 減衰常數는 0.089Np/in이다. 中心導體에 따른 位相速度가 그 平行部나 垂直部에서 같다고 假定하여 中心導體의 屈曲周期를 計算하면 35.2mm로 되어 全 안테나에 20個의 假想空胴이 形成되도록했다. 이와같은 假定이 正當할 수는 없으나 中心導體의 垂直部分은 全導體길이의 $\frac{1}{5}$ 밖에 안되므로 그 誤差는 크지않다.

中心導體의 한끝은 同心軸線에 接續하여 給電하고 다른 끝은 테이퍼 로드(tapered load)를 接續해서 한 方面의 進行波만 作用되도록했다.

그림 7은 實驗結果와 理論値를 比較한 것이다. 周波數는 6120 MHz에서 브로드사이드 輻射模樣이 되었다. 이는 中心導體에 따라 進行하는 電流의 位相速度가 모든 部分에서 같다고한 假定에서 緣由한 것으로 解析된다. 두 結果는 最大値近處에서 서로 一致되고 있으며 몇個의 副葉에서도 비슷한 結果를 보이고 있다. 이는 위의 理論의 解

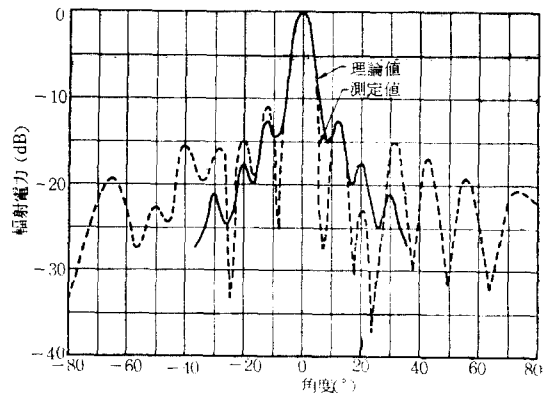


그림 7 안테나輻射模樣의 理論値와 實驗値

析이 矩形波形 스네이크라인안테나의 特性을 解析하는데 妥當함을 立證한다.

4. 結 論

스네이크라인 안테나에서 中心導體의 形象이 矩形波形인 경우 空胴理論을 適用하여 그의 減衰常數와 輻射模樣을 求했다. 얻은 結果式에서 하나의 難點은 中心導體와 外部導體間에 平行되는 部分에 對한 特性임피던스를 求해야하는 點이다. 이는 複雜한 프로그래밍으로 電子計算機에 依해 計算해야 하나 實測에 依해서 解決할 수도 있다.

理論値와 實驗値는 理論의 解析의 正當性을 뒷받침할만큼 接近하고 있다. 스테이크라인 안테나에서 그 中心導體의 形象은 안테나 特性에 큰 影響을 주지 않으므로 本 理論은 中心導體의 形象이 正弦波인 경우等, 다른 簡單한 形態의 스테이크라인 안테나 設計에 利用될 수 있다.

參 考 文 獻

- 1) W. Rotman and N. Karsas, "The sandwich wire antenna" IRE Nat. conv. Rec., pt. 1, 1957, pp166-172.
- 2) W. Rotman and N. Karsas, "The sandwich wire antenna," Microwave J., Vol. 2, Aug. 1959, pp29-33.
- 3) R. E. Collin and F. J. Zucker, "Antenna theory part I" New York: McGraw Hill, 1969, pp145-147.
- 4) C. H. Walter, "Travelling wave antenna," New York: McGraw Hill, 1965. ch4.
- 5) K. M. Chen, "Sandwich wire antenna," IRE Trans, Antennas Propa., Vol. Ap-10 Mar. 1962, pp159-164.
- 6) 楊仁應, 李相高, 吳承燁. "스테이크라인線列안테나" 電子工學會誌, 10卷5號 1973年 10月.
- 7) R. E. Collin, "Foundations for microwave engineering" New York: McGraw Hill, 1966, pp89-92.
- 8) R. E. Collin, "Field theory of guided waves," New York: McGraw Hill, 1960, pp 271-294, pp 14-15
- 9) Marcuvitz, "Waveguide Handbook," New York: Dover, 1965.
- 10) M. Abramowitz and I. A. Stegun, "Handbook of Mathematical Functions, 5th ed. Washington, D. C. : US Government Printing office, 1966, ch23.
- 11) R. F. Harrington, "Time harmonic electromagnetic fields," New York: McGraw Hill, 1961.