

스텝-리지導波관의 遮斷모드特性

(Cutoff Mode Characteristics in Step-Rigged Waveguide)

楊 仁 應* · 金 鳳 烈**

(Yang, In Eung and Kim, Bong Ryul)

要 約

橫共振等價回路에서 傳送線 매트릭스式을 세워 스텝-리지導波관의 遮斷波長을 주는 特性方程式을 誘導하고 反復近似法으로 數值解析하였다. 또한 電磁界成分 및 이들間의 關係를 不連續電界에 의한 高次項을 도입하여 近似的으로 表示하고 이것에서 特性임피던스를 平均電力의 개념에서 求하고 이들을 實驗으로 확인하였다.

遮斷波長은 導波관의 윗面과 스텝面과의 罅이 작을수록 커지며 또한 스텝의 稜幅이 늘어남에 따라 增加하고 最適値는 罅의 比가 一定時, S_1/a 이 0.3~0.5이고 S_2/a 가 0.7~0.85일 때임을 나타내었다. 特性임피던스는 빈導波管때보다 낮은 값을 나타내어 낮은 特性임피던스를 갖는 다른 導波管이나 傳送線과 임피던스整合을 行하기에 適合하며 X帶域用 導波관의 크기이면서 낮은 周波數인 3~4GHz까지 通過시킬 수 있는 廣帶域인 小型 導波管을 實現할 수 있었다.

Abstract

Theoretical analysis is carried out for the cutoff wavelength characteristics of rectangular waveguide containing a step-ridge. In order to obtain the cutoff wavelength of step-ridge waveguide, a transmission matrix is formulated by the method of equivalent transverse resonance. The characteristic equation, in which the wavelength is obtainable by the numerical method, is derived from the equation.

An approximate determination of the dominant mode fields in step-ridge waveguides at all frequencies has been made. Using these fields, the characteristic impedance equation is derived from power considerations.

Analyzing the results of the calculations, the following characteristics are noted. The values of λ_c/a of TE₁₀ mode increase with decreasing gap lengths and with increasing step width S_2 or S_1 , or both.

Experimental results of cutoff characteristics are in good agreement with the theoretical analysis. It is shown that a waveguide within which a step-ridge is placed has a lower cutoff frequency and impedance than empty guide without it. Therefore, the role of a step-ridge guide is to broadening the bandwidth 2 to 3 times more than that of an empty guide of the same demension.

1. 序 論

리지導波管이 1940年代에 出現된 以來, 이에 대한 研究가 行하여져 Cohn¹⁾, Mihran²⁾, Hopfer³⁾ 등의 것

이 있고, 이들은 遮斷條件을 適用했을때의 橫共振等價 回路法에 의하여 遮斷波長과 임피던스를 求하여 設計 資料를 提示하였다. 또한 이들은 모두 그 以前에 있는 傳送線의 不連續問題를 다른 Whinnery⁴⁾의 연구를 參 考로 하였다. 그 後에 Pyle⁵⁾은 導波管의 縱橫比가 다 르고 여러 比率를 갖는 矩型導波管을 대상으로 위와

* ** 正會員 延世大學校 電子工學科
Dept. of Electronic Eng., Yonsei Univ.
接受日字: 1974年 11月 4日

같은 방법으로主委態波에 대한 遮斷波長을 求하였다. 또한 Getsinger⁶⁾는 리지導波管을 두 領域으로 나누어 각 領域에 대한 電磁界方程式을 近似的으로 求함으로써 나타내었다.

導波管의 不連續問題는 第 2次大戰을 前後하여 Schwinger⁷⁾의 研究팀에 의하여 開拓되었고 그 後에 계속된 研究로 거의 完決된것 같이 보였으나 高速 電子計算機의 出現으로 보다 더 複雜한 形態의 不連續問題도 取扱이 可能하게 되었다. 이러한 傾向으로 近年에 이르러 任意斷面을 갖는 導波管에 대한 數值解析法이 활발히 進行되어 몇몇 方法^{8), 9), 10), 11)}들이 개발되었으며 이들 가운데 例證으로서 리지導波管이 部分的으로 다루어지고 있다.

최근의 研究로는 Galchenko¹²⁾가 행한것으로 重複된 境界條件을 적용시키는 Schwartz方法에 의하여 解析하였고 Montgomery¹³⁾는 任意斷面을 갖는 導波管의 固有值問題의 解析方法인 Hertz포텐셜에 의한 電磁界方程式을 積分方程式으로 構成하여 매트릭스의 特性方程式에서 數值解로 固有值를 얻었으며 매우 精確한 方法임을 提示하였다.

리지導波管은 周知된 바와 같이, 낮은 遮斷周波數를 갖고, 임피던스가 낮아지며, 넓은 帶域에 걸쳐 高次모드의 간섭에 影響을 받지 않는다는 長點을 갖고 있다.

본 論文에서는 위와같은 표준리지 導波管보다 더 복잡한 境界를 갖는 對稱階段形인 스텝-리지導波管을 대상으로 하여 이의 電氣的特性을 考察하고자 한다. 표준리지의 경우보다 스텝-리지의 경우는 導波管의 橫斷面에서 導波管의 周圍길이가 더 多樣하게 變化되므로 遮斷波長이 보다 擴張됨을 期待할 수 있으며 따라서 廣帶域特性을 갖는 導波管을 구성시킬 수 있다.

스텝-리지導波管의 遮斷波長을 구하기 위하여 橫共振等價回路法으로 傳送매트릭스式을 세워 이것에서 遮斷波長을 주는 特性方程式을 誘導하였다. 또한 等價回路方式의 近似와 리지 모서리에서의 不連續電界에 의한 高次項을 導入하여 導波管에 나타나는 電磁界의 各成分을 近似的으로 表現하였고 이것에서 TE₁₀모드 일때의 特性임피던스를 나타내는 式을 誘導하였다. 數值解析에 의한 遮斷波長이 實驗値와 比較檢討되었으며 여기에서 스텝-리지導波管의 遮斷特性은 楎에 의해서만 아니라 楎 스텝의 폭에 따라서도 擴張됨이 表示되었다.

2. 스텝-리지導波管의 遮斷特性

2.1 遮斷波長의 特性方程式

스텝-리지의 모양은 그림 1과 같이 矩型導波管의

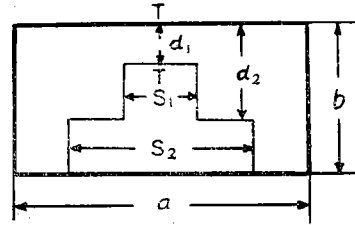


그림 1 스텝-리지 構形도파관
Fig. 1 Waveguide structure

넓은面을 a, 좁은面을 b로 하는 표준도파관 내에 a의 中心點에 對稱面을 갖는 對稱階段形의 導體로 된 리지로 構成된다. 階段의 높이는, 계단의 윗면과 導波管 윗면과의 楎을 각각 d₁, d₂라 할 때 (b-d₁), (b-d₂)이고 楎幅은 S₁과 S₂이다.

그림 1의 斷面에서 電磁界는 遮斷周波數일때 管軸方向으로서의 傳播는 없고 한 側面에서 다른 側面으로 進行하는 波에 의하여 發生된다고 생각할 수 있다. 그와같은 斷面은 遮斷될때 無限히 넓고 複合된, 그리고 두點이 短絡된 平行스트립傳送線으로 假定하여 取扱할 수 있다. TE₁₀모드遮斷은 이 스트립傳送線이 最低次共振을 갖는 周波數에서 존재하며 다른 모든 TE_{m0}遮斷은 m次共振周波數에서 존재한다. m이 기수일때 共振은 斷面의 中心에서 無限大의 임피던스를 갖는 경우가 되고, m이 우수일때는 이 임피던스는 零이 되어야 한다. 그러므로 共振條件은 斷面의 中央(T-T面)에서 入力어드미턴스를 零또는 無限大로 놓으므로 그림 2와같은 等價回路가 構成된다. 여기에서 B₁과 B₂는 계단 높이에서 오는 不連續어드미턴스이고 Z₁, Z₂, Z₃는 높이가 각각 d₁, d₂, b인 平行板導波管의 特性임피던스이다. 그리고 ϕ₁, ϕ₂, ϕ₃는 電氣的길이를 表示한다.

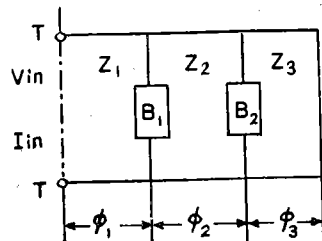


그림 2 등가회로
Fig. 2 Equivalent circuit

出力端이 短絡된 無損失 傳送線에서 入力電壓 V_{in}과 入力電流 I_{in}을 開放된 T-T面에서 매트릭스로 나타내면

$$\begin{pmatrix} V_{in} \\ I_{in} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\phi_1 & jZ_1\sin\phi_1 \\ j\sin\phi_1 & \cos\phi_1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ jB_1 & 1 \end{pmatrix}$$

$$\begin{pmatrix} \cos\phi_2 & jZ_2\sin\phi_2 \\ j\sin\phi_2 & \cos\phi_2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ jB_2 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos\phi_3 & jZ_3\sin\phi_3 \\ j\sin\phi_3 & \cos\phi_3 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$$

과 같이 된다. 遮斷條件은 入力임피던스 $Z_{in}=V_{in}/I_{in}$ 이 無限大일때 존재하므로 위의 (1)式에서 $I_{in}=0$ 으로 하여 구한다. 그 결과로

$$\begin{aligned} &1 - \frac{Z_3}{Z_1} \tan\phi_1 \tan\phi_3 + \frac{Z_2}{Z_1} B_2 Z_3 \tan\phi_1 \tan\phi_2 \tan\phi_3 \\ &\quad - B_1 Z_3 \tan\phi_3 + B_1 Z_2 B_2 Z_3 \tan\phi_2 \tan\phi_3 \\ &\quad - \frac{Z_3}{Z_2} \tan\phi_2 \tan\phi_3 - B_2 Z_3 \tan\phi_3 - \frac{Z_2}{Z_1} \tan\phi_1 \\ &\quad \tan\phi_2 - B_1 Z_2 \tan\phi_2 = 0 \end{aligned} \quad (2)$$

과 같은 特性方程式이 誘導된다.

이 (2)式은 超越方程式이므로 적당한 디지털電子計算機 프로그램에 의하여 스텝-리지導波管的 遮斷波長 λ_c 를 구할수 있다. 이 λ_c 의 計算에서 正規化 不連續시계텐스 $B_1 Z_2, B_2 Z_3, B_1 Z_3$ 는 중요한 역할을 하여 問題가 되나 이 시계텐스 B 項은 Whinnery⁴⁾가 求한 曲線에서나 Marcuvitz⁴⁾가 구한 正規化시계텐스의 結果를 引用할 수 있다. 여기서 後者の 경우를 택하고 α 를 스텝비로 취하면

$$\begin{aligned} \frac{B}{Y_0} = &\frac{4b}{\lambda_c} \left\{ \ln \left[\frac{1-\alpha^2}{4\alpha} \right] \left[\frac{1+\alpha}{1-\alpha} \right]^{\frac{1}{2}(\alpha+\frac{1}{\alpha})} \right. \\ &+ 2 \left[\frac{A+A'+2C}{AA'-C^2} \right] + \left[\frac{2b}{4\lambda_c} \right]^2 \left[\frac{1-\alpha}{1+\alpha} \right]^{4\alpha} \\ &\cdot \left[\frac{5\alpha^2-1}{1-\alpha^2} + \frac{4\alpha^2 C}{3A} \right]^2 \left. \right\} \end{aligned} \quad (3)$$

$$\text{여기서 } A = \left[\frac{1+\alpha}{1-\alpha} \right]^{2\alpha} \left[\frac{1+\sqrt{1-(2b/\lambda_c)^2}}{1-\sqrt{1-(2b/\lambda_c)^2}} \right] - \frac{1+3\alpha^2}{1-\alpha^2}$$

$$A' = \left[\frac{1+\alpha}{1-\alpha} \right]^{2/\alpha} \left[\frac{1+\sqrt{1-(2d/\lambda_c)^2}}{1-\sqrt{1-(2d/\lambda_c)^2}} \right] + \frac{3+\alpha^2}{1-\alpha^2}$$

$$C = \left[\frac{4\alpha}{1-\alpha^2} \right]^2$$

과 같다.

이 문제에서 스텝이 둘이며 (2)式에 나타나는 시계텐스項이 $B_1 Z_2, B_2 Z_3, B_1 Z_3$ 의 셋이므로 이중에서 $B_1 Z_2, B_2 Z_3$ 는 위의 (3)式에서 구한다. 즉, α 가 $\alpha_1 = \frac{d_1}{d_2}, \alpha_2 = \frac{d_2}{b}$ 인 경우 이들을 개별적으로 다만 α_1 을 적용시킬때는 (3)式的 b 를 d_2 로 代置시킨다. 시계텐스 計算에서 近接效果를 고려한다면 (3)式은 거의 兪밀한 精確성을 주는 式이다. 그리고 $B_1 Z_3$ 은 $B_1 Z_3 = B_1 Z_2 \cdot \frac{Z_3}{Z_2}$ 이므로 代置하여 計算할 수 있고 이때 $\alpha_3 = d_1/b$ 로 놓는다.

(1)과 (2)式에 包含되는 電氣의 位相길이 ϕ_1, ϕ_2, ϕ_3 를 遮斷波長의 項으로 表示하면 각각 다음과 같이 된다. 즉

$$\phi_1 = \frac{s_1 \pi}{\lambda_c}$$

$$\phi_2 = \frac{(s_2 - s_1) \pi}{\lambda_c}$$

$$\phi_3 = \frac{(a - s_2) \pi}{\lambda_c} \quad (4)$$

따라서 ϕ_1, ϕ_2, ϕ_3 의 項으로 遮斷波長 λ_c 는

$$\frac{\lambda_c}{a} = \frac{\pi}{(\phi_1 + \phi_2 + \phi_3)} \quad (5)$$

여기서 電氣의 길이인 ϕ_1, ϕ_2, ϕ_3 는 (4)式을 만족하는 값들이다.

3. 電磁界成分의 近似表示

3.1 電磁界成分

導波管斷面의 中央을 磁氣의 對稱面으로 取하면 電磁界를 求하기 위한 斷面圖는 그림 3과 같다. 첫번째 겹에서는 TEM傳送線으로 근사시키고 리지의 모서리에서 이 電界를 TEM모드에 高次項을 더한 電界와 整合시키는 方法을 적용하였다. 이것은 電磁界를 完全하게 表示하는 것은 아니지만 TEM傳送線 모드 단독으로 가정할때 보다는 훨씬 더 適切하게 될 것이다.

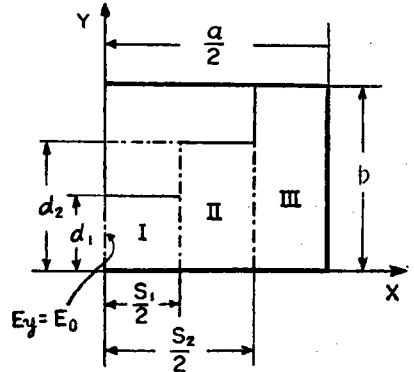


그림 3 중앙의 전계를 E_0 (최대)로 한 경우
Fig. 3 Structure dimensions for the field description

電界는 遮斷周波數에서 決定하려하며 리지의 中央에서 電界는 E_0 (最大値)이고 y 方向으로만 존재한다. 따라서 領域 I에서는 리지의 겹으로 이루어지는 無限平行板의 TEM傳送線 모드만으로 가정하면 리지의 모서리에서 이 모드의 電界는 영역 I의 $x = \frac{s_1}{2}$ 에서

$$\begin{aligned} E_y &= E_0 \cos k_t \frac{s_1}{2} & 0 < y < d_1 \\ E_y &= 0 & d_1 < y < b \end{aligned} \quad (6)$$

으로 주어진다.

영역 II의 $x = \frac{s_2}{2}$ 에서 平行板모드 만의 電界는

$$\begin{aligned} E_y &= B_0 \cos k_t \frac{s_2}{2} & 0 < y < d_2 \\ E_y &= 0 & d_2 < y < b \end{aligned} \quad (7)$$

로 쓸수 있으며, 영역 III에서는

$$E_y = C_0 \sin k_t \left(x - \frac{a}{2} \right) \quad 0 < y < b \quad (8)$$

다 表示할 수 있다.

領域 II, III에서는 리치의 모서리가 존재하므로 이의 影響으로 위의 基本 TEM波外에 不連續에서 오는 攪亂電界에 의한 高次項모드를 고려하여야 한다. 이 攪亂電界는 電界의 x成分으로 생각하며 또한 任意電界는 模式的 無限數로서 表示되므로 不連續에서 오는 電界의 x成分을 가정하면

영역 II에서

$$E_{xn} = \sum_{n=1}^{\infty} \sin \frac{n\pi y}{d_2} [B_n e^{-\Gamma_n(a/2-x)} + B_n' e^{\Gamma_n(a/2-x)}] \quad (9)$$

여기서

$$k_{yn}^2 - \Gamma_n^2 = k_t^2 \quad (10)$$

$$k_{yn}^2 = \left(\frac{n\pi}{d_2}\right)^2$$

Γ_n : n번째 모드일때 x方向으로의 傳播常數

영역 III에서

$$E_{xm} = \sum_{m=1}^{\infty} \sin \frac{m\pi y}{b} [C_m e^{-\Gamma_m(a/2-x)} + C_m' e^{\Gamma_m(a/2-x)}] \quad (11)$$

여기서

$$k_{ym}^2 - \Gamma_m^2 = k_t^2 \quad (12)$$

$$k_{ym}^2 = \left(\frac{m\pi}{b}\right)^2$$

Γ_m : m번째 모드일때 x方向으로의 傳播常數

로 나타내어진다. 이들의 y成分은

$$E_{yn} = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\Gamma_n}{\Gamma_n^2 + k_t^2} \frac{n\pi}{d_2} \cos \frac{n\pi y}{d_2} [B_n' e^{\Gamma_n(a/2-x)} - B_n e^{-\Gamma_n(a/2-x)}] \quad (13)$$

$$E_{ym} = \sum_{m=1}^{\infty} \frac{\Gamma_m}{\Gamma_m^2 + k_t^2} \frac{m\pi}{b} \cos \frac{m\pi y}{b} [C_m' e^{\Gamma_m(a/2-x)} - C_m e^{-\Gamma_m(a/2-x)}] \quad (14)$$

로 된다.

$x = \frac{a}{2}$ 에서 E_y 가 零이되는 境界條件을 적용시키면

$$E_{yn} = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2B_n \Gamma_n}{\Gamma_n^2 + k_t^2} \frac{n\pi}{d_2} \cos \frac{n\pi y}{d_2} \sinh \Gamma_n(a/2-x) \quad (15)$$

$$E_{ym} = \sum_{m=1}^{\infty} \frac{2C_m \Gamma_m}{\Gamma_m^2 + k_t^2} \frac{m\pi}{b} \cos \frac{m\pi y}{b} \sinh \Gamma_m(a/2-x) \quad (16)$$

로 된다.

이제 이들 高次項까지 포함시켜 각 領域에서 電界의 y成分을 표시하면

영역 I

$$E_{y1} = E_0 \cos k_t x \quad (17)$$

영역 II

$$E_{y2} = B_0 \cos k_t x + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2B_n \Gamma_n}{\Gamma_n^2 + k_t^2} \frac{n\pi}{d_2} \cos \frac{n\pi y}{d_2} \sinh \Gamma_n(a/2-x) \quad (18)$$

영역 III

$$E_{y3} = C_0 \sin k_t (a/2-x) + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2C_n \Gamma_n}{\Gamma_n^2 + k_t^2} \frac{m\pi}{b} \cos \frac{m\pi y}{b} \sinh \Gamma_n(a/2-x) \quad (19)$$

이다. 영역 II에서의 係數 B_0 와 B_n 은 $x = \frac{S_1}{2}$ 에서 I, II 영역의 電界의 接線成分을 整合시키므로서 얻어지고 각각

$$B_0 = E_0 \frac{d_1}{d_2} \quad (20)$$

$$B_n = E_0 \frac{d_2 (\Gamma_n^2 + k_t^2) \cos k_t \frac{S_1}{2}}{(n\pi)^2 \Gamma_n \sinh \Gamma_n \left(\frac{a-S_1}{2}\right)} \sin \frac{n\pi d_1}{d_2} \quad (21)$$

로 주어진다. 마찬가지로 영역 III에서의 係數 C_0 및 C_n 도 $x = \frac{S_2}{2}$ 에서 모드整合하면 각각

$$C_0 = E_0 \frac{d_1}{b} \frac{\cos k_t \frac{S_2}{2}}{\sin k_t \left(\frac{a-S_2}{2}\right)} \quad (22)$$

$$C_m = E_0 \frac{d_2 (\Gamma_m^2 + k_t^2) \cos \frac{k_t S_2}{2}}{(m\pi) (\Gamma_m) \sinh \Gamma_m \left(\frac{a-S_2}{2}\right)} \sin \frac{m\pi d_1}{d_2} \quad (23)$$

$$\frac{\sinh \Gamma_n \left(\frac{a-S_2}{2}\right)}{\sinh \Gamma_m \left(\frac{a-S_2}{2}\right)} \quad (23)$$

로 된다.

그러므로 이들 係數값을 代入한 각 領域에서의 電界 y成分의 正規化값은

$$\text{영역 I } (x=0 \sim \frac{S_1}{2}, 0 < y < d_1) \quad (24)$$

$$\frac{E_{y1}}{E_0} = \cos k_t x = \frac{\eta k_0}{\gamma} \frac{H_{x1}}{E_0}$$

$$\text{영역 II } (x = \frac{S_1}{2} \sim \frac{S_2}{2}, 0 < y < d_2) \quad (25)$$

$$\frac{E_{y2}}{E_0} = \frac{d_1}{d_2} \cos k_t x + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2}{n\pi} \frac{\cos k_t \frac{S_1}{2}}{\sinh \Gamma_n \left(\frac{a-S_1}{2}\right)} \sin \frac{n\pi d_1}{d_2} \cdot \sinh \Gamma_n \left(\frac{a}{2} - x\right) \cos \frac{n\pi y}{d_2}$$

$$\text{영역 III } (x = \frac{S_2}{2} \sim \frac{a}{2}, 0 < y < b) \quad (26)$$

$$\frac{E_{y3}}{E_0} = \frac{d_1}{b} \frac{\cos k_t \frac{S_2}{2}}{\sin k_t \left(\frac{a-S_2}{2}\right)} \sin k_t \left(\frac{a}{2} - x\right) + \sum_{n,m=1}^{\infty} \frac{2d_2 \cos \frac{k_t S_1}{2}}{b(n\pi) \sinh \Gamma_n \left(\frac{a-S_1}{2}\right)} \sin \frac{n\pi d_1}{d_2} \frac{\sinh \Gamma_n \left(\frac{a-S_2}{2}\right)}{\sinh \Gamma_m \left(\frac{a-S_2}{2}\right)} \sin h \Gamma_m \left(\frac{a}{2} - x\right) \cos \frac{m\pi y}{b} \quad (26)$$

와 같이 된다.

遮斷周波數에의 E_y 가 구하여지면 다른 任意周波數에서의 電磁界成分들이 결정된다. 즉 다음 關係

$$\left. \begin{aligned} k_0 &= \frac{2\pi}{\lambda}, \quad k_t = \frac{2\pi}{\lambda_c} \\ \gamma &= \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_c}\right)^2} \end{aligned} \right\} \quad (27)$$

$$\left. \begin{aligned} \frac{E_x}{H_y} &= -\frac{E_y}{H_x} = \eta \frac{k_0}{\gamma} \\ H_z &= \frac{j}{k_0 \eta} \left(\frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} \right) \end{aligned} \right\} \quad (28)$$

를 적용하면 導波管斷面에 나타나는 모든 電界와 磁界가 규정된다.

E_y 는 (24), (25), (26)과 같이 表示되었고 나머지 成分들은 영역 I에서

$$\frac{E_{x1}}{E_0} = \frac{\eta k_0}{\gamma} \frac{H_{y1}}{E_0} = 0 \quad (29)$$

$$j \frac{\eta k_0}{k_t} \frac{H_{z1}}{E_0} = \sin k_t x \quad (30)$$

로 되고 영역 II에서

$$\frac{E_{x2}}{E_0} = \frac{\eta k_0}{\gamma} \frac{H_{y2}}{E_0} = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2d_2(\Gamma_n^2 + k_t^2) \cos k_t \frac{s_1}{2}}{(n\pi)^2 \left[\sin h\Gamma_n \left(\frac{a-s_1}{2}\right) \right] \Gamma_n} \cdot \sin \frac{n\pi d_1}{d_2} \cdot \sin \frac{n\pi y}{d_2} \cosh \Gamma_n \left(\frac{a}{2} - x\right) \quad (31)$$

$$j \frac{\eta k_0}{k_t} \frac{H_{z2}}{E_0} = \frac{d_1}{d_2} \sin k_t x + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2k_t \cos k_t \frac{s_1}{2} \sin \frac{n\pi d_1}{d_2}}{n\pi \Gamma_n \sin h\Gamma_n \left(\frac{a-s_1}{2}\right)} \cdot \cos k\Gamma_n \left(\frac{a}{2} - x\right) \cos \frac{n\pi y}{d_2} \quad (32)$$

로 되며 영역 III에서는

$$\frac{E_{x3}}{E_0} = \sum_{n,m=1}^{\infty} \frac{2d_2(\Gamma_m^2 + k_t^2) \cos k_t \frac{s_1}{2}}{(n\pi)(m\pi) \Gamma_m \sin h\Gamma_m \left(\frac{a-s_1}{2}\right)} \cdot \sin \frac{n\pi d_1}{d_2}$$

$$\frac{\sin h\Gamma_n \left(\frac{a-s_2}{2}\right)}{\sin h\Gamma_m \left(\frac{a-s_2}{2}\right)} \cdot \cosh \Gamma_m x \sin \frac{m\pi y}{b} \quad (33)$$

$$\begin{aligned} -j \frac{\eta k_0}{k_t} \frac{H_{z3}}{E_0} &= \frac{d_1}{b} \frac{\cos k_t \frac{s_2}{2}}{\sin k_t \left(\frac{a-s_2}{2}\right)} \cos k_t \left(\frac{a}{2} - x\right) \\ &- \sum_{n,m=1}^{\infty} \frac{2d_2 k_t \cos k_t \frac{s_1}{2} \sin h\Gamma_n \left(\frac{a-s_1}{2}\right)}{b n \pi \Gamma_m \sin h\Gamma_m \left(\frac{a-s_1}{2}\right) \sin h\Gamma_m \left(\frac{a-s_2}{2}\right)} \\ &\cdot \sin \frac{n\pi d_1}{d_2} \cos h\Gamma_m \left(\frac{a}{2} - x\right) \cos \frac{m\pi y}{b} \quad (34) \end{aligned}$$

와 같이 된다.

여기서 高次項들은 대략 5,6次項에서 수렴되는 것을 시험적 計算에서 확인하였다.

3.2 임피던스 特性

一般的으로 導波管內에서 TE_{10} 모드만이 요구될때 電界分布는 f_c 와 f_g 를 包含하는 모든 周波數에서 같

다. 또한 f 가 ∞ 에서 波動임피던스는 自由空間에서의 임피던스와 같다. 그러므로 電界를 알면 磁界는 $H = E/\eta_0$ 로 주어지며 電界와 磁界는 f 가 ∞ 에서 完全히 橫的이고 導波管의 위와 밑면의 電流는 軸方向으로 된다. 또한 單位幅當의 電流는 導體表面에서의 磁界의 세기와 같으므로 f 가 ∞ 때 導波管의 임피던스는 導波管中心에 걸리는 電壓에 대한 위면의 全體 軸方向 電流의 比로 定義된다. 즉

$$Z_{0\infty} = \frac{V_0^2}{2P_{av}} = \frac{V_0}{I} = \frac{120\pi d_1 E_0}{2 \int_0^{a/2} E_y dx} \quad (35)$$

여기서 $V_0 = \int_0^{d_1} E_{y1}(x=0, y) dy = E_0 d_1$ [V]

P_{av} : 平均電力 [W]

이 式에서 E_y 로는 (24), (25), (26)式들을 사용하고 각 領域에 대하여 積分하여 합하고 전기적 길이 ϕ_1, ϕ_2, ϕ_3 로 나타내면

$$\int_0^{a/2} E_y dx = E_0 \frac{\lambda_c}{2\pi} \left[\sin \phi_1 + \frac{d_1}{d_2} \left(\sin \frac{\pi s_2}{\lambda_c} - \sin \phi_1 \right) - \frac{d_1}{b} \cos \frac{\pi s_2}{\lambda_c} \tan \frac{\phi_3}{2} \right]$$

로 된다.

그러므로 f 가 ∞ 때 TE_{10} 모드일때의 特性임피던스는

$$Z_{0\infty} = \frac{120\pi^2 d_1}{\lambda_c \left[\sin \phi_1 + \frac{d_1}{d_2} \left(\sin \frac{\pi s_2}{\lambda_c} - \sin \phi_1 \right) - \frac{d_1}{b} \cos \frac{\pi s_2}{\lambda_c} \tan \frac{\phi_3}{2} \right]} \quad (36)$$

로 되고 따라서 任意周波數일때의 特性임피던스는

$$Z_0 = \frac{Z_{0\infty}}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_c}\right)^2}} \quad (37)$$

로 주어진다.

4. 結果 및 檢討

4.1 結果

(2)式으로 주어지는 特性方程式에서 固有值 λ_c 를 計算하려면 (3)式으로 주어지는 正規化서셉턴스 BZ 값을 우선 計算하여야 하며 이것은 스텝-리지의 컷수 데이터를 設定하여 주고 λ_c 값을 任意值로 하여 計算하였다. 遮斷波長 λ_c 는 빈 導波管일때 $\lambda_c = 2a$ 이고 스텝-리지導波管에서는 最小限 이 값 이상일 것이므로 λ_c 의 初期值를 $2a$ 로 하고 그 이상의 最終值를 $10a$ 까지 취하였다. 이렇게 하여 얻은 BZ 값을 (2)式에 代入하여 이式을 만족하는 λ_c 값을 디지털 電子計算機(UNIVAC SS-80)에 의하여 反復近似法으로 求하였다.

여기서 취급된 短型導波管의 規格은 X-밴드用인 WR-90(내부컷수 $0.9" \times 0.4"$, 외부컷수 $1" \times 0.5"$, 차단파장 $= 2a = 4.572$ cm, 차단주파수 $= 6,557$ MHz)이고

이 内部에 스텝-리지를 設定하여 여러가지 寸수의 변화에 따른 遮斷波長 λ_c 의 변화를 관찰하였다. 먼저 縱橫比는 모든 경우 一定하게 $b/a=0.45$ 로 하고, 스텝比를 $d_1/d_2=0.5$, $d_2/b=0.1$, $d_1/b=0.05$ 로 一定하게 하여 幅의 比 s_1/a 를 0.044 내지 0.6구간까지 매개변수로 하여 幅의 比 s_2/a 를 0.1내지 0.8구간까지 0.1간격으로 變化하였다. 이 結果는 그림 4에 表示된 바와같다.

또한 스텝比를 $d_1/d_2=0.4$, $d_2/b=0.625$, $d_1/b=0.25$ 로 一定하게 하여 幅의 比 s_1/a 및 s_2/a 를 위의 경우와 같은 區間에서 變化시킨 경우 λ_c/a 값은 그림 5에 表示된 것과 같은 結果가 된다.

여기서 얻어진 理論值를 實驗으로 比較하기 위하여 製作된 스텝-리지 導波管의 構造 및 寸수는 그림 6에 表示된바와 같고 이의 길이는 49.5cm의 것을 만들었

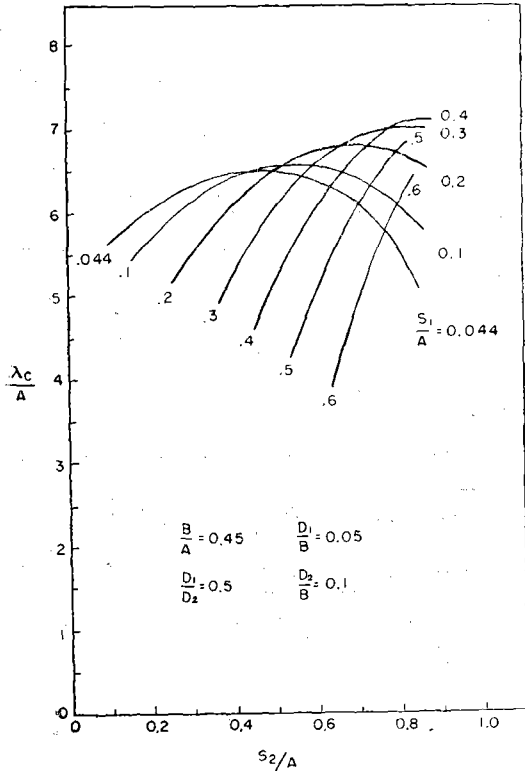


그림 4. 스텝 $d_1/b=0.05$, $d_2/b=0.1$ 배의 차단특성
Fig. 4 λ_c/a as a function of a/s_2 (step ratio $d_1/b=0.05$, $d_2/b=0.1$)

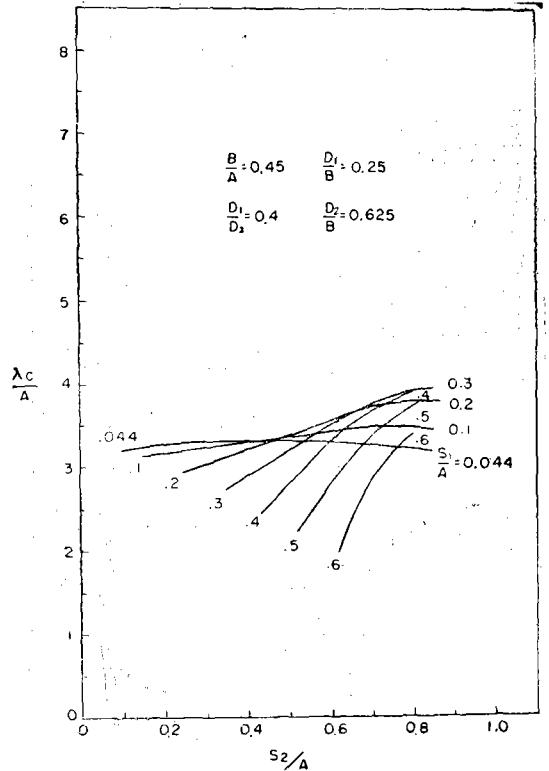
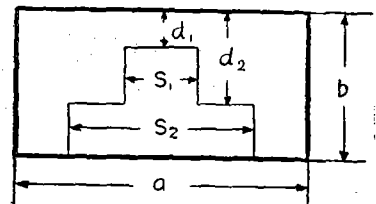
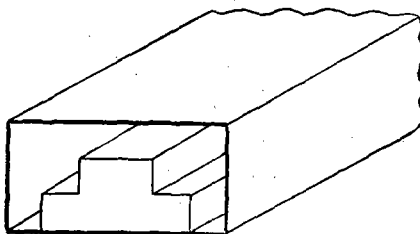


그림 5. 스텝比 $d_1/b=0.25$, $d_2/b=0.625$ 배의 차단특성
Fig. 5 λ_c/a as a function of a/s_2 (step ratio $d_1/b=0.25$, $d_2/b=0.625$)



- a=2.286cm
- b=1.016cm
- s1=0.572cm
- d1=0.271cm
- s2=1.143cm
- d2=0.646cm
- b/a=0.45
- d1/d2=0.4198
- s1/a=0.25
- d2/b=0.636
- s2/a=0.5
- d1/b=0.267

그림 6. 스텝-리지 도파관의 구조 및 寸수
Fig. 6 Structure and dimensions of guide

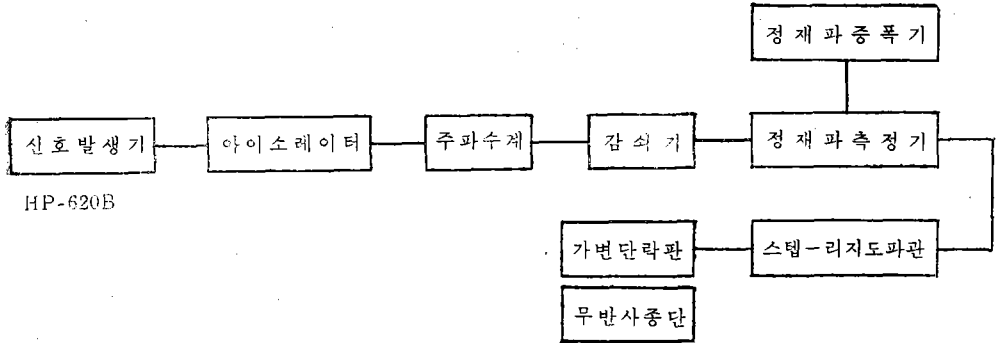


그림 7. 실험장치의 블럭선도

Fig. 7 Blockdiagram of experimental apparatus.

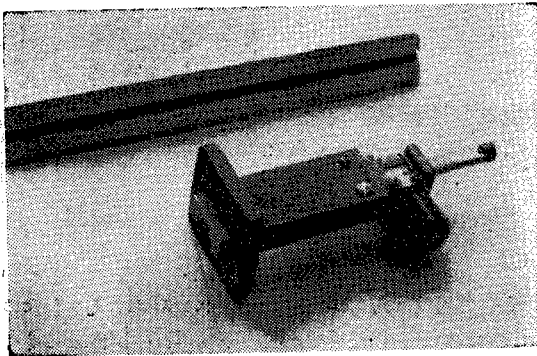


그림 8. 가변 단락판
Fig. 8 Variable short plunger.

다. 사용된 마이크로파 發生器는 HP-620B이고 測定 裝置의 블럭線圖는 그림 7과 같다. 또한 스텝-리지의 構造에 맞게 그림 8과 같은 可變短絡板을 만들었다.

管内波長 測定은 스텝-리지 導波管의 앞쪽 任意點에 檢波器의 探針을 固定하고 可變短絡板을 移動시켜 電壓의 最小點사이의 距離를 測定하여 얻었다. 測定된

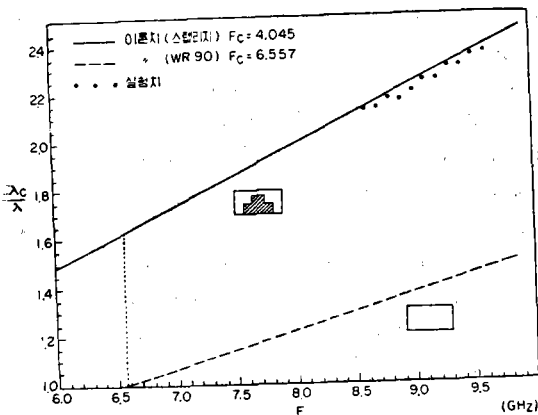


그림 9. 차단주파수 특성곡선
Fig. 9 λ_c/λ as. function of frequency

管内波長 λ_g 로 計算된 實驗値와 คอมพิวเตอร์로 얻어진 理論 値와 比較하여 보면 結果는 그림 9에서와 같다.

스텝-리지 導波管의 特性임피던스를 測定하기 위하여 우선 빈 導波管과 不連續體를 갖는 導波管과의 임피던스 정합을 시도하였다. 傳送線理論에 의하여 特性 임피던스가 다른 두 導波管을 連結할때는 $\lambda_g/4$ 트랜스 方式을 利用한다. 즉 不連續 導波管의 長이를 알맞게 調整하므로써 보통의 도파관과 정합을 시킬수 있고 따라서 이때는 絡端負荷로서 보통의 빈 導波管 管徑으로 만들어진 것을 使用할 수 있고 特性임피던스 또한 빈 도파관때 사용되는 式을 使用할 수 있다. 스텝-리지 도파관의 長이가 49.5cm이므로 $f=9.28\text{GHz}$ 때의 管内波長 3.6cm를 利用하면 $n=55$ 정수배로 되고 整合시 키기에 적당한 波長이 된다. 이때 測定結果는

$$f=9.28\text{GHz}, \lambda_g=3.6\text{cm에서}$$

$$\text{定在波比 } S=2.8$$

$$\text{電壓最小點 } d_{min}=0.125\text{cm}$$

$$\text{電壓最小點의 位相角 } d_{min}/\lambda_g=0.00347\text{rad}$$

$$\text{遮斷波長 } \lambda_c=7.322\text{cm}$$

와 같이 주어지고 特性임피던스의 結果를 計算된 理論 値와 比較하면 표 1과 같이 된다.

표 1 特性임피던스의 結果
Table 1. Characteristic impedance

구 분	λ_c (cm)	$Z_{0\infty}$ (Ω)	Z_0 (Ω)
이 론 치	7.416	146.75	418.8
실 험 치	7.322	150.00	420.1

4.2 考 察

數值解析은 楎의 比를 각각 $d_1/b=0.05, d_2/b=0.1, d_1/d_2=0.5$ (경우 A)와 $d_1/b=0.25, d_2/b=0.625, d_1/d_2=0.4$ (경우 B)로한 두가지 境遇에 대하여 해석하였

다. 우선 幅의 비인 s_1/a 와 s_2/a 를 一定하다고 생각하여 두 경우를 比較하면, A때가 B보다 약 1.7내지 1.8 배만큼 遮斷波長이 增加되며 표준도파관 보다는 3.5배 增加되는 것을 알 수 있다. 그림 4(A경우)와 그림 5(B경우)에서 스텝의 옆幅이 좁은 경우인 $s_2/a=0.044$, $s_2/a=0.1$ 일때 λ_c/a 는 A경우에 5.611이고 B경우에 3.2389이다. A때가 B보다 약 1.7배나 더 큰 값을 나타내고 이것은 겹의 크기가 작을 수록 遮斷波長이 增加되는 것을 나타낸다.

한편 겹의 높이를 一定하게한 A경우에서 s_1/a 이 0.04, 0.1일때는 s_2/a 의 變化에 대하여 最大/最小=1.7로 완만한 特性을 나타내나 s_1/a 이 0.2以上에서는 s_2/a 의 變化에 따라 차단특성이 最大/最小=1.35로 急增加하는 傾向을 갖는다. 이와같은 特性에서 前者의 경우는 보통의 리지와 類似한 特性을 갖고 後者の 경우 스텝-리지의 特有的 性質이 나타남을 알 수 있다. s_2/a 가 커질수록 이 傾向은 뚜렷하고 λ_c/a 의 差는 $\Delta \frac{\lambda_c}{a} = 1.955$ 로 커진다. 結果曲線의 檢討에서 最適遮斷特性을 주는 경우는 겹의 높이가 近接效果를 주지 않을 範圍에서 작을 때이며 또한 s_1/a 이 0.3~0.4의 範圍에서 s_2/a 가 0.8~0.85일때 이다.

표준리지와는 모양이 다르고 d_2/b 와 s_2/a 의 變數가 더 添加되므로 直接的으로 比較할수는 없으나, s_1/a 을 리지의 s/a 로, d_1/b 을 리지의 d/b 로 비유하여 볼때 두 導波관의 遮斷特性을 對比하면 표 2와 같다.

표 2 λ_c/a 값의 표준리지와의 比較($\frac{d_1}{b}=0.25$)

Table 2. Comparison of λ_c/a with standard ridges ($d_1/b=0.25$)

s_1/a	0.044	0.3	0.5	자료근거
리지	3.30	3.86	3.8	Cohn ¹⁾
	3.27	3.78	3.8	Pyle ⁵⁾
스텝-리지	3.24~3.31	2.93~3.95	2.77~3.85	본문

實驗에서 λ_c 의 實驗値는 理論値와 대략 一致하는 傾向을 나타내어 定性的으로 立證할 수 있었고 그림 9에서와 같이 빈 導波관의 약 1.62배의 遮斷波長을 갖고 있으므로 遮斷周波數는 $f_c=4.045$ GHz가 된다. 結果에서 平均誤差 0.767%가 發生한 것은 測定上의 誤差도 있을 것이고 또한 理論値가 全體的으로 上位에 位置하는 것으로 미루어 처음의 設計値에서 製作된 後의 스텝-리지의 두 겹이 管軸方向의 全體길이에서 平均的으로 낮아진 것에서 發生한 誤差로 推定할 수 있다. 正規化 遮斷波長 λ_c/a 를 實驗値와 比較하면 그림 10과 같이 나타내어진다. 여기서 實驗値는 각 周波數에서

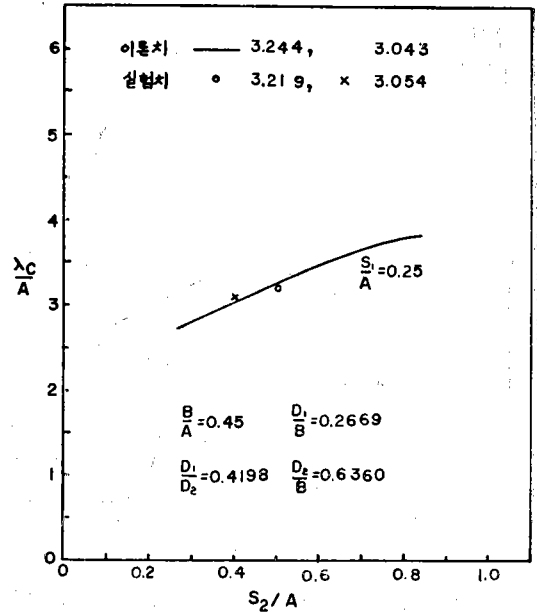


그림 10. 차단특성 λ_c/a 값

Fig. 10 Cutoff wavelength characteristics

얻어진 λ_c 값을 平均하여 나타내었다.

特性임피던스의 實驗結果는 $f=9.28$ GHz, $\lambda_g=3.6$ cm 때에 終端負荷와 임피던스整合下에 行하여져 표 1에서와 같이 보통의 導波管보다 낮아지는 것을 알 수 있었으며 理論値와의 差는 2.215% 증가하였고 거의 合致된다고 할 수 있다.

5. 結 論

對稱階段形인 스텝-리지 短型導波管에서 이의 電氣的 特性의 考察과 廣帶域性을 나타내기 위하여, 傳送線 매트릭스式으로부터 遮斷波長을 주는 特性方程式을 求하였고 이것에서 反復 逐次近似法으로 數値解析하여 遮斷波長값을 理論的으로 求하였다. 또한 스텝-리지를 利用하여 回路素子를 設計時에 應用될 수 있는 電磁界成分 및 이들間의 關係를 近似的으로 表示하였고 이것에서 主要特性인 特性임피던스式을 平均電力의 概念에서 誘導하였다.

$b/a=0.45$ 인 표준 短型導波管內에 $d_1/d_2=0.4198$, $d_2/b=0.6360$, $d_1/b=0.2669$, $s_1/a=0.25$, $s_2/a=0.5$ 의 橫斷面치수를 갖는 스텝-리지를 49.5cm의 길이로 設置하여 實驗한 즉, 遮斷波長 및 特性임피던스의 값이 理論値와 잘 符合되었다.

遮斷波長은 導波관의 윗面과 스텝面과의 겹이 작을수록 커지며 또한 스텝의 옆幅이 늘어남에 따라 增加하고, 最適値는 겹의 비가 一定할때 s_1/a 이 0.3내지 0.5

이고 s_2/a 가 0.7내지 0.85의 範圍임을 指適할 수 있다. 特性임피던스는 표준 구형도파관보다 낮은 값을 나타내고, 特性임피던스가 낮은 다른 導波管이나 傳送線과 임피던스整合을 行하기에 適當하다고 할 수 있다.

스텝-리지導波管은 期待하였던바와 같이 낮은 遮斷周波數와 特性임피던스를 가지며, X-帶域用 導波管의 크기이면서 낮은 周波數인 3~4GHz까지 通過시킬 수 있는 廣帶域인 小型導波管을 具顯시킬 수 있었다.

謝 意

本研究를 遂行함에 있어 積極적으로 後援하여 주신 延世大學校 電子工學科에 깊은 感謝를 表합니다.

참 고 문 헌

- Cohn, S.B.: Properties of Ridged Waveguide, Proc. IRE, Vol. 35, pp. 783-788, Aug. 1947.
- Mihran, T.G.: Closed-and Open-Ridge Waveguide, Proc. IRE, Vol. 37, No. 7, pp. 640-644, 1949.
- Hopfer, S.: The Design of Ridged Waveguide, IRE Trans. MTT-Vol. 3, No. 10, pp. 20-29, Oct. 1955.
- Whinnery, J.R. & H.W. Jamieson: Equivalent Circuits for Discontinuities in Transmission Lines, Proc. IRE, Vol. 32, No. 2, pp. 98-114, Feb. 1944.
- Pyle, J.R.: The Cutoff Wavelength of the TE_{10} Mode in the Ridged Waveguide of any Aspect Ratio, IEEE, MTT-Vol. 14, No. 4, pp. 175-183, 1966.
- Getsinger, W.J.: Ridged Waveguide Field Description and Application to Directional Couplers, IRE Trans. MTT-Vol. 10, No. 1, pp. 41-50, 1962.
- Schwinger, J. & D.S. Saxon: Discontinuities in Wave Guides. Gordon & Breach, 1968
- Davies, J.B. & C.A. Muilwyk: Numerical Solution of Uniform Hollow Waveguides with Boundaries of Arbitrary Shape, Proc. IEE 113, No. 2, pp. 227-284, Feb. 1966.
- Clarricoats, P.J.B. & K.R. Slin: Numerical Solution of Waveguide Discontinuity Problems. Proc. IEE, 114, No. 7, pp. 378-386, 1967.
- Bulley, R.M. & J.B. Davies: Computation of Approximate Polynomial Solutions to TE Modes in Arbitrary Shaped Waveguides, IEEE, MTT-Vol. 17, No. 8, pp. 440-446, 1969.
- Spielman, B.E. & R.F. Harrington: Waveguides of Arbitrary Cross Section by Solution of a Nonlinear Integral Eigenvalue Equation, IEEE, MTT-Vol. 20, No. 9, pp. 578-585, 1972.
- Gal'chenko, N.A. & V.S. Mikhalevskiy: Application of Schwartz's Method to the Calculation of the Electrical Parameters of Single Ridge and Double Ridge Waveguides, Radio Eng. & Electron Physics, Vol. 15, No. 1, pp. 38-44, Jan. 1970.
- Montgomery, J.P.: On the Complete Eigenvalue Solution of Ridged Waveguide. IEEE, MTT-Vol. 19, No. 6, pp. 547-555, 1971.
- Marcuvitz, N.: Waveguide Handbook, Vol. 10 of MIT Rad. Lab. McGraw-Hill, 1951.
- Sucher, M. & J. Fox: Handbook of Microwave Measurements. Polytechnic Press of P.I.B. 1963.