

氏 名 小 幡 常 啓

授 与 学 位 博 士 (工 学)

学 位 授 与 年 月 日 平 成 5 年 4 月 14 日

学 位 授 与 の 根 拠 法 規 学 位 規 則 第 5 条 第 2 項

最 終 学 歴 昭 和 46 年 3 月

電気通信大学電気通信学部通信工学科卒業

学 位 論 文 題 目 散 乱 体 を 有 す る 対 称 T 分 岐 導 波 路 の 理 論 解 析

論 文 審 査 委 員 東 北 大 学 教 授 千 葉 二 郎 東 北 大 学 教 授 安 達 三 郎

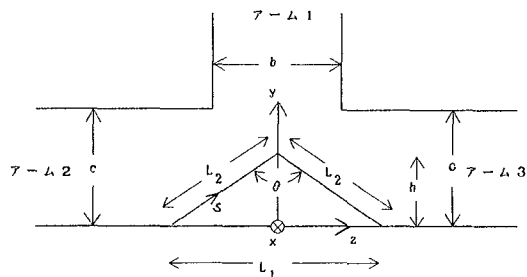
東 北 大 学 教 授 米 山 務 東 北 大 学 教 授 宮 城 光 信

論 文 内 容 要 旨

本論文では、散乱体が在る対称T分岐導波路に適した理論解析手法を開発した。すなわち、従来の回路行列とは異なる新しい回路行列を導入することで、対称T分岐導波路のいくつかの重要な知見が得られた。特に、回路行列が一般化停留値問題として完全に定式化されることを証明した。この定式化によって、導波路の特異な振舞いを明らかにすることができた。最後に、この理論形式の応用例として、パワー分配器として使用する際に問題となる反射損失を評価した。その結果、三角形の散乱体の挿入は、反射損失を -38dB (パワー反射係数 $\sim 0.015\%$) にまで軽減することを示した。

まず、図のT分岐について、(1)積分方程式の定式化と新しい回路行列の導出を行い、それらの特徴について概観する。続いて、(2)この積分方程式から新しい変分原理を導く。そして、回路行列は変分の停留値で完全に与えられることを証明する。

(3)特に散乱体がない場合、E面T分岐の回路行列は広い周波数にわたって近似的に特異であることを証明する。散乱体がある場合は、遮断周波数の近傍でのみ特異となる。その結果、対称T分岐を通常よりも1個少ない3個のパラメータで記述できることを示す。次に、(4)新しい回路行列に基づいた等価回路を与え、この回路の特徴を調べる。さらに、(5)この等価回路は Allanson-Coopwer-Cowling 等価回路や Lewin 等価回路との相互関係を明らかにすることを示す。その結果、Lewin 理論が近似理論として有効となることを示す。(6)新しい変分原理の応用として、回路行列要素に対する解析的公式を導出する。最後に、(7)パワー分配



問題を解析して、最適三角形サイズを決定する。E面T分岐の場合、頂点角=120°、高さ=0.6×(管幅)の鈍角三角形により反射損失が-38 dBにまで較減する。H面では逆に頂点角ゼロのフィンの極限で最もよくなる。幅=0.2×(管幅)のフィンにより、反射損失を-29 dBにまで軽減できる。最後に、(8)将来の展望で結ぶ。

(1) 積分方程式の定式化と新しい回路行列：最初にE面T分岐を例に概説する。対称T分岐に対する積分方程式の取り扱いにおいて、ほとんどの人は z の偶関数と奇関数の2つに分割する。ここでの方法は2つの偶関数と1つの奇関数の計3個への自然な分割を与える。まず、導波路を接合面($y=c$)を境に2つに分割する。各領域におけるSchwinger場 $\Psi(y, z)$ (\propto 磁場 H_x)の積分表示式を、Greenの公式から導出する。このとき、電気型で実数の矩型導波管Green関数を用いる。接合面上における電磁場の連続性と散乱体上の境界条件から、接合面上の場 $\varepsilon(z)$ (\propto 電場 E_z)と散乱体上の場 $\psi(s)$ (\propto y - z 面内電流)に対する積分方程式を得る。この積分方程式自身から未知関数の自然な分解を得る：

$$\varepsilon(z) = c (\varepsilon_s(z)I_s + \varepsilon_e(z)I_e + i\varepsilon_o(z)V_o)$$

$$\psi(s) = d (\psi_s(s)I_s + \psi_e(s)I_e + i\psi_o(s)V_o)$$

ここで、 c, d は定数。 I_M, V_M ($M=s, e, o$)は左右反転($1 \rightarrow 1, 2 \rightarrow 3, 3 \rightarrow 2$)オペレータの3つの固有ベクトル $e_s = [1, 0, 0]$, $e_e = [0, 1, 1]$, $e_o = [0, 1, -1]$ と電流ベクトル $[I_1, I_2, I_3]$ 、電圧ベクトル $[V_1, I_2, I_3]$ 、との内積である。各アームの電流および電圧変数 I_i, V_i ($i=1, 2, 3$)はSchwingerに従って定義する。このように、上の自然な分解は対称性と密接に関連するものである。

未知関数の分解に対応して積分方程式も3組に分解する($M=s, e, o$)：

$$f_M(z) = \int_{(j)} K_{jM}(z, z') \varepsilon_M(z') dz' - \int_{(0)} K_{j0}(z, s') \psi_M(s') dz'$$

$$g_M(s) = \int_{(j)} K_{0j}(s, z') \varepsilon_M(z') dz' - \int_{(0)} K_{00}(s, s') \psi_M(s') ds'$$

左辺は簡単な既知関数である。 $\int_{(j)}$ と $\int_{(0)}$ は接合面と散乱体に沿った積分である。 K_{jM} , K_{j0} , K_{0j} , K_{00} はGreen関数によって規定される積分核である。

これら4つの積分核が1組で対称核を形成する。

Schwinger場 $\Psi(y, z)$ の積分表示式を接合面から十分離れた漸近領域で計算すると、2組の独立な回路方程式が得られる：

$$[V_A] = i [H_{AB}] [I_B], \quad (A, B=s, e); \quad I_o = iH_o \cdot V_o$$

回路行列要素は積分方程式の解により、簡潔な関係式で与えられる：

$$H_{MN} = \int_{(j)} f_M(z) \varepsilon_N(z) dz + \int_{(0)} g_M(s) \psi_N(s) ds, \quad (M, N=s, e, o)$$

2組の独立な方程式へのこの分離は、T分岐が対称性を有するという事実と対称性に随伴した電流電圧変数を用いることによって生じた。分離した回路行列表示を直和行列表示と呼ぶ。インピーダンス表示のような他の表示ではこのような分離が起こらない。このように我々の理論形式は、対称性と密着した回路行列表示を自然に導く。

H面の議論もE面の場合と同様にすすむ。H面のSchwinger場 $\phi(y, z)$ (\propto 電場 E_x)に対する積分表示式から、接合面上の場 $\phi(z)$ (\propto 電動 E_x)と散乱体上の場 $\ell(s)$ (\propto x -方向電流)

に対する積分方程式が得られる。積分方程式自身から未知関数 $\phi(z)$, $\ell(s)$ の3成分 ϕ_M , ℓ_M ($M=s, e, o$) への自然な分解が得られる。積分表示式の漸近形からは次の直和行列表示回路方程式が得られる:

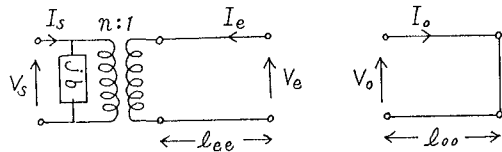
$$\begin{bmatrix} V_s \\ -iI_e \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} H_{\alpha\beta} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} iI_s \\ V_o \end{bmatrix}, \quad (\alpha, \beta=s, e); \quad V_o = iH_{oo} \cdot I_o$$

特にフィンの場合、反対称場 $\phi_o(z)$ に対する積分方程式は散乱体がない場合と同じになる。したがって、行列要素 H_{oo} は散乱体によらず、過去のデータ(例えば Marcuvitz のハンドブック)から計算できる。対称な場 ($M=s, e$) に対する積分方程式には散乱体の項が残るが、行列要素 H_{ss} , H_{se} は散乱体上の場に依存しなくなる。かつ、それらはアーム1の基本モード成分に等価であることが示せる。しかし、 H_{oe} に対してはこの様な単純化は生じない。

(2) 新しい変分式: E面の積分方程式標準的な方法で変分方程式変換すると、 ϵ_M, ψ_M の2次形式の比で与えられる汎関数 $B_M(\epsilon_M, \psi_M)$ を得る。新しい変分式は ϵ_M, ψ_M と ϵ_N, ψ_N の双1次形式の分数式の汎関数 $B_{MN}(\epsilon_M, \psi_M; \epsilon_N, \psi_N)$ で与えられる。停留値 B_{MN} と直和回路行列要素は $H_{MN} = 1/B_{MN}$ の関係にあることが証明できる。すなわち、直和回路行列は停留値によって完全に決定される。H面についても、同様な汎関数 $B_{MN}(\phi_M, \ell_M; \phi_N, \ell_N)$ が得られ、その停留値は直和回路行列要素と逆数の関係にあることが示せる。これまで Marcuvitz と Lewin の変分式が知られているが、Marcuvitz の変分式はE面の一部の要素に限られる。また、Lewin の変分式には理論的矛盾があることを証明した。

(3) 特異性: E面で散乱体が無い場合、積分方程式から近似式 $\epsilon_s(z) \simeq a \cdot \epsilon_e(z)$ (a , 定数) を得る。この荒い近似式を変分式へ代入すると $B_{ss} B_{ee} - B_{se}^2 \simeq 0$ を得る(関数の近似精度が荒くとも停留値の誤差は小さいことに注意)。ゆえに停留値と直和回路行列との関係から $\det[H_{\alpha\beta}] \simeq 0$ を得る。その結果、独立なパラメータは $4-1=3$ 個に減少する。この近似特異性は基準面 ($y=c, z=0$) で証明されたものである。散乱体がある場合には、近似式 $\epsilon_s(z) \simeq a \epsilon_e(z), \psi_s(s) \simeq a \psi_e(s)$ は遮断周波数の近傍でのみ成り立つ。ゆえに、特異性はこの近傍に制限される。H面については、このような特異性は一般に現れない。

(4) 等価回路: 各回路方程式は例えば図の等価回路で表せる。ポート s はアーム1に対応するが、ポート e と o はアーム1と2の和と差であるため、特定のアームに対応しない。それにもかかわらず、直和表示等価回路素子はすべて Weissfloch の節点移動法で測定でき



ることが示せる。特にE面の場合、その近似特異性の下では、回路素子は行列要素の極めて簡単な関数となる [$n^2 = (H_{se}/H_{ss})^2 = B_{ee}$, $b = 1/H_{ss} = B_{ss}$, $\tan k l_{ee} \simeq 0$, $\tan \kappa l_{oo} = 1/H_{oo} = 1/B_{oo}$]。この関係はまた、直和表示回路素子 n^2, b, l_{oo} は近似的に停留であることを表している。

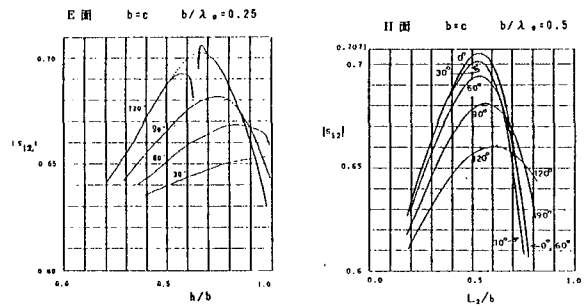
(5) 他の等価回路との関係: 直和表示に立脚した等価回路は他の等価回路との相互関係を明らかに

する。独立な2つの回路を、各アームに直接対応するポートを持つ3ポート回路へ自然に変換できる。基準面を $y=c, z=0$ から移動することにより線路 ℓ_{oe}, ℓ_{oo} を消すことができる。新しい基準面は一般に周波数に依存する。この基準面での3ポート回路は Allanson 達の回路に帰着する。特にE面の場合、近似特異性を利用すると、もとの基準面 ($y=c, z=0$) において線路 ℓ_{oe} は消失する。これは Lewin 回路に一致する。このことは、Lewin 理論は近似理論として有効であることを証明している。

(6) 回路行列要素の近似公式：Marcuvitz はE面の等価回路素子に対する近似公式の一部を変分法で求めた。新しい変分式を用いると、すべての回路素子の近似公式を得ることができる。変分式へ直角コーナー近傍電場を代入すると停留値 B_{MN} に対する近似式が得られる。これと前述の関係式 $H_{MN} = 1/B_{MN}$ から直和表示回路行列要素に対する近似式が得られる。

(7) パワー分配問題：周波数を中心付近に固定、頂点角をパラメータとして、規格化高さ h/b あるいは規格化斜辺長 L_2/b に対する透過係数 $|S_{12}|$ を数値計算した。結果を図示する (λ_g は管内波長)。E面では頂点角を大きく、H面では逆に頂点角を小さくするにしたがって、透過特性が改善される。言い換えると、反射 $|S_{11}|$ が減少する。また、周波数特性も計算した。E面では $\theta=120^\circ, h/b=0.6$ の大きな鈍角三角形により、 $b/\lambda_g = 0.35$ で最小反射損失 -38dB が達成された。反射損失が -30dB 以下の帯域幅は約7%、 -25dB 以下の帯域幅は約14%である。

H面については、y軸上にはあるが壁から離れたフィンについても解析した。壁からフィンの近い端までの距離を h_1 、遠い端までの距離を h_2 とするとき、 $(h_2 - h_1)/b = 0.2, 0.4 < h_2/b < 0.6$ のフィンにより、反射損失は最小となることを見いだした。 $h_2/b = 0.5$ の位置では中心



	最小パワー反射係数 $ S_{11} ^2$ (10log $ S_{11} ^2$)	帯域幅 $\Delta f/f$	
		-25 dB	-30 dB
本論文の 大角度三角形 (E面)	0.015 % (-38 dB) ($b/\lambda_g \approx 0.35$)	14 %	7 %
本論文の フィン (H面)	0.14 % (-29 dB) ($b/\lambda_g \approx 0.6$)	12 %	-
穴田, 畑山, 計の 三角柱 (H面)	12 % (-9 dB) ($b/\lambda_g \approx 0.8$)	-	-
Koshiba-Suzuki の 変曲三角柱 (H面)	10 % (-10 dB) ($b/\lambda_g \approx 0.75$)	-	-
Hirokawa et al. の 円柱 (H面)	0.025 % (-36 dB) (3.9 GHz)	14 %	7 %
マジック T 分岐	- (9.5 GHz)	10 % の帯域幅で -26 dB 以下	

周波数付近 $b/\lambda_g = 0.6$ で最小反射損失 -29dB が得られた。これらの三角形あるいはフィンと他の T 分岐との比較を表に示す (λ は自由空間波長)。

(8) 結び：以上の議論により、本理論形式が散乱体を有する対称 T 分岐導波路の解析を見通しよくできることを示した。この定式化は、もっと複雑な導波路に対しても1つの視点を与える形に拡張できる。実際我々はこの理論形式を多分岐導波路に対しても一般化を実行した。その結果、変分原理の停留値と回路行列要素の間には一般的な重要な関係式を導出できた。また、この関係式を用いて十字分岐導波路の解析的公式を得ることができた。

審査結果の要旨

複雑な導波路においては、散乱体が伝達特性を大きく支配する。しかし、このような場合の解析手法はいまだ確立されていない。本論文は、回路行列が一般化停留値問題として完全に定式化されることを証明し、対称T分岐導波路の理論解析手法を確立したものである。理論の応用も種々示され、その有効性が立証されている。本論文は、これらの研究成果を纏めたもので、全編8章よりなる。

第1章は序論である。

第2章では、T分岐に対するこれまでの代表的な理論解析手法を詳細に吟味し、特徴と問題点を明確にした。特に、対称性の考察が十分でないことや、回路行列要素の停留値問題が未解決であること等を指摘した。

第3章では、回路行列が一般化停留値問題として完全に定式化されることを証明し、2章で提示された問題を解決した。また、E面に対する精度のよい簡単な近似理論を構築できることを示した。これは重要な知見である。

第4章では、前章の理論形式を応用して、E面对称T分岐のパワー分配特性を解析した。その結果、頂点角の大きな三角形散乱体の挿入により反射損を -38 dB程度にまで軽減できることを明らかにした。これは有用な成果である。

第5章では、H面对称T分岐に対して新しい回路行列を導入することにより、この導波路の散乱問題を見通しよく定式化できることを示した。特に、H面の場合の回路行列も一般化停留値問題として完全に定式化されることを証明し、解析手法を確立した。これは優れた成果である。

第6章では、前章の理論形式をH面对称T分岐のパワー分配問題へ応用した。E面の場合とは逆に、三角形散乱体の頂点角がゼロになった場合、すなわちフィンにより著しい特性改善が得られることを見いだした。これは重要な知見である。

第7章では、より一般的配置のフィンの特性を調べた。本理論形式がフィンに対して特に見通しのよい定式を与えることを示し、最適寸法を決定した。

第8章では、多数の分岐を持つ導波路に対しても本理論形式は適用可能であることを証明し、その汎用性を示した。

以上要するに本論文は、散乱体を有する複雑な対称分岐波路に適した理論解析手法を確立して、その有効性を具体的に示したもので、通信工学の発展に寄与するところが少なくない。

よって、本論文は博士（工学）の学位論文として合格と認める。