

第6章 トリプレート形ストリップ線路の不連続問題

—— 開放境界平面回路の応用 ——

第3章で第2章の解析手法に基づいて、解析的に取り扱える平面回路の周波数特性を計算し、固有モード展開法の計算誤差と収束性について検討した。この章では、第4章の任意形状平面回路の固有モードの数値解法に基づいて、トリプレート形線路の1個の不連続問題を取り扱う。具体的には、トリプレート形90°コーナベンダ、トリプレート形90°円形ベンダ、トリプレート形扇形平面回路を解析する。

6.1 ストリップ線路不連続問題の電算機解析

任意形状マイクロ波平面回路の広帯域周波数特性を計算するには考慮にいれなくてはならないパラメータが多いため電算機に頼らざるを得ないが、最初から最後まで数値計算を電算機でやらせるとどこでどれだけ誤差が発生したか検討するのが困難である。ここでは、この点を解決すると共に従来の回路理論を平面回路解析に導入して見通しの良い計算法を確立するために、伝送線路より平面回路を見た状態インピーダンスを定義し、これを用いて、平面回路が伝送線路の基本伝送状態に対して示す実効インピーダンスの表現式を回路理論的に導出した。実効インピーダンスが計算されると容易に回路の周波数特性(S行列)を広帯域に計算することができる。更に、このようなステップに従った電算機プログラム⁽³⁾を開発し、本プログラムを角切直直角コーナーと直角円形ベンダの周波数特性に適用し、本電算機解析の問題点を検討した。

6.2 トリプレート形90°コーナーの広帯域周波数特性⁽⁷⁾

マイクロ波平面回路の構造、有用性については既に大越教授により議論され、その解析法についても2次元自由境界条件を満足するグリーン関数⁽¹⁾による手法が提案され、回路解析にともに役立つことが示されている。

本論文では、第2章での解析理論を発展させて任意形状平面回路の広帯域周波数特性を一般的に電算機で計算しやすいように、又、電磁界解析と回路理論とを密接に関連させるために平面回路の状態インピーダンスを定義し、この状態インピーダンスを境界条件を満足する平面回路の無限個の固有状態

関数系と固有値より表現した．ところで，平面回路上に接続される伝送線路は無限個の伝送状態があり，このうち電磁波電力の入出力に与するの一般的に基本状態のみで，平面回路との接続部で励振される高次状態は伝搬せずエネルギーのたまりとして働く．この点に着目して平面回路が基本伝送状態に対して実際に示すインピーダンス（実効インピーダンス）を定義し，これを平面回路の状態インピーダンスより回路理論的に求めた．

実効インピーダンスが求まると平面回路の周波数特性は容易に求まるが，この実効インピーダンスを任意形状平面回路に対して本手法で求めるためには，電算機に頼らざるを得ず，このとき次の点が問題となる．

1. 平面回路の固有状態関数の導出法．
2. 状態インピーダンスを計算する場合，実際上無限個の状態を有限個で打ち切らざるを得ない．このときに生じる打ち切り誤差．
3. 実効インピーダンスを計算するためには，実際上無限個の伝送状態を実際上無限個の状態を有限個で打ち切らざるを得ない．このときに生じる打ち切り誤差．

この2，3の打ち切り誤差の問題は，必要な場合，より多くの高次状態を考慮すれば良いと考えることで解決できる．又，1.の問題は，既に，幾つかの算出法が数学の問題として提案されているのでどの手法が適用するかが当面の問題となる．ここでは，これらの問題を具体的に検討するために，角切断直角曲がりを取り上げ，その広帯域周波数特性を本手法に基づき電算機で計算した．ここでの計算結果より，本計算手法で任意形状平面回路の広帯域周波数特性を計算できることを示した．特に，2，3の問題点は具体的に打ち切り誤差と考慮した固有状態の個数との関係より必要な状態数の推定ができるので，本手法で最後に残る問題点は如何に高次まで正確に平面回路の固有状態を求めるかということに集約できた．又，副産物として，直角曲がりの最適切断量も計算でき，これは従来の結果とほぼ一致していることが確かめられた．

6. 2. 1 平面回路の状態インピーダンス，等価回路

図6.1に示すように厚さ d なる開放境界平面回路に m 本の平面的伝送線路（線路幅 W_i ， $i=1,2,\dots,m$ 両側開放）が接続されているとする．今， i 番目の伝送線路の p 番目の伝送状態に対して，状態電圧 $V_p^{(i)}$ ，状態電流

$I_p^{(1)}$ を伝送線の断面での電磁界の強さに比例して、2.4節の如く定義すると伝送線の状態特性インピーダンスは式(6.1)で与えられる。

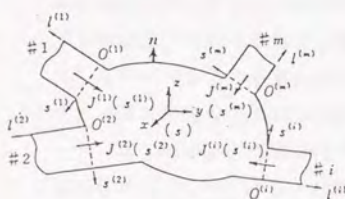


図6.1 平面回路と座標系

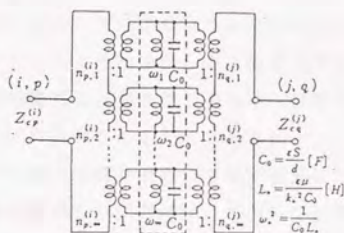


図6.2 平面回路の等価回路

$$Z_{op} = \frac{j\omega\mu}{\gamma_p^{(1)}} \cdot \frac{d}{W} \quad (6.1)$$

但し、 $\gamma_p^{(1)}$ は (i, p) 状態の伝搬定数で、両側開放の平行板線路では $\sqrt{(p\pi/W^{(1)})^2 - \omega^2\epsilon\mu}$ で与えられる ($p=0, 1, 2, \dots$)。

又、平面回路に、 j 番目の伝送線の q 番目の伝送状態の状態電流 $I_q^{(j)}$ を流し込んだとき、平面回路を通して i 番目の伝送線の p 番目の状態開放電圧 $V_p^{(i)}$ を求めることにより、平面回路の状態インピーダンス Z_{pq}^{ij} を次のように定義することができる。

$$Z_{pq}^{ij} = \left. \frac{V_p^{(i)}}{I_q^{(j)}} \right|_{(i,q) \text{ 以外の状態電流} = 0} \quad (6.2)$$

このようにして定義された状態インピーダンスは、第2章に示した誘導法に基づいて式(6.3)となる。

$$Z_{pq}^{ij} = \sum \frac{1}{j\omega C_0 + 1/j\omega L_n} \cdot n_{p,n}^{(i)} \cdot n_{q,n}^{(j)} \quad (6.3)$$

$$n_{p,n}^{(i)} = \frac{1}{W^{(1)}} \int \psi_n(x_0, y_0) \sqrt{\epsilon_p} \cos(p\pi/W^{(1)} \cdot s^{(1)}) \cdot ds^{(1)} \quad (6.4)$$

$$\epsilon_p = 1 \quad (p=0), 2 \quad (p>1)$$

式(6.3)の形より、平面回路の等価回路は、図6.2に示すように、伝送線路

姿態 (i, p) が平面回路の固有姿態に対応した並列共振回路 $(n=1, 2, 3, \dots, \infty)$ に、結合度 $n_{p, n}$ で結合された形となっている。

ところで平面回路を実際に使う場合、伝送線路内の基本姿態のみ伝搬し、高次姿態は非伝搬となる周波数帯で使用するか、又はこのような条件が成立する伝送線路構造で使用する場合が多い。このような場合、基本姿態入力に対して平面回路との不連続部で生じる高次姿態の反射波は伝送線路を伝搬せず、不連続部近傍でのエネルギーの蓄積にのみ寄与するだけである。

今、この効果を各伝送線路の q 次までの伝送姿態を考慮して基本姿態に対する実効的インピーダンス行列を第2章に記述した回路理論に基づいて計算すると式(6.5)で与えられる事が分かっている(第2章参照)。

$$Z_{eff} = Z_{0,0} + \Delta Z^q \quad (6.5)^{(5)}$$

$$\text{但し, } Z_{pq} = (Z_{pq}^{ij}), \quad i, j = 1, 2, \dots, n$$

$$\Delta Z^q = - \begin{bmatrix} Z_{01} \\ Z_{02} \\ \vdots \\ Z_{0q} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} Z_{11} + Z_{01} & \dots & Z_{1q} \\ Z_{21} & \dots & Z_{2q} \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ Z_{q1} & \dots & Z_{qq} + Z_{0q} \end{bmatrix}^{-1} \begin{bmatrix} Z_{10} \\ Z_{20} \\ \vdots \\ Z_{q0} \end{bmatrix}$$

$$Z_{cp} \equiv \text{diag.} (Z_{cp}^{(1)}, Z_{cp}^{(2)}, \dots, Z_{cp}^{(m)}), \quad (p=0, 1, 2, \dots, \infty)$$

式(6.5)で、第2項は伝送線路の不連続部で生じる高次非伝搬姿態の基本伝送姿態への寄与を表わしている。なお、基本姿態に対する実効的インピーダンスが求められると、基本姿態に対するS行列は回路理論より式(6.6)で与えられる。

$$S = (Z_{eff} + Z_{00})^{-1} (Z_{eff} - Z_{00}) \quad (6.6)$$

6.2.2 電算機による平面回路の解析手順

ここでは与えられた平面回路で接続された入出力伝送線路間の周波数特性を6.2で述べた手法で電算機を用いて一般的に計算する手順を説明する。この手順を流れ図として示すと図6.3となり、各ステップを順を追って説明す

る。

ステップ1：平面回路の固有モードの計算

表3. 1に示す境界条件を満足する固有関数を理論的に無限個、実際には数個より数十個求める必要がある。この計算は本質的には2次元固有値問題であり、形状が方形、円形、正3角形といった形状では解析解が知られているが、任意形状に対しては、数値解法に頼らざるを得ない。数値解法としては、差分法、変分法、有限要素法、境界整合法、領域分割法などが一般的に存在するが、本論文での固有モード計算では変分法一種であるレイリー・リッツの手法を適用した。

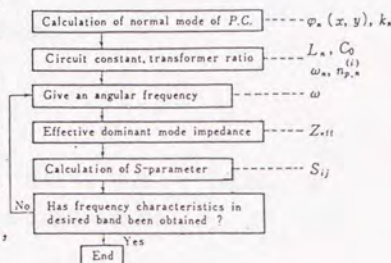


図6.3 平面回路解析の手順（流れ図）

つまり、表3. 1の境界条件を満たす固有関数、固有値は式(6.7)の汎関数が停留値を取るときの関数 ψ と、このときの停留値 λ で与えられる事を第4章で記述した。

$$\lambda(\psi) = \frac{\iint (\partial^2 \psi / \partial x^2 + \partial^2 \psi / \partial^2 y) dx dy}{\iint \psi^2 dx dy} \quad (6.7)$$

ここに、 $\lambda(\psi) = k^2(\psi)$

今、 ψ は未知関数であるから、既知関数 $f_i(x, y)$ ($i=1, 2, \dots, N$ 基底関数と呼ぶ) で式(6.8)のように近似する。

$$\psi = \sum C_i f_i(x, y) \quad (6.8)$$

このときの C_i は式(6.7)が停留条件を満足することにより決定される。よく知られているとおり、式(6.7)、(6.8)より、次の行列式に関する固有値方程式が得られる。

$$(A - \lambda B) C = 0 \quad (6.9)$$

$$A = (A_{ij}) \quad B = (B_{ij}) \quad C = (C_1, C_2, \dots, C_n)^T$$

$$A_{ij} = \iint_S \nabla f_i \cdot \nabla f_j dS \quad (6.10)$$

$$B_{ij} = \iint_S f_i f_j dS \quad (6.11)$$

従って、式(6.9)に関する固有値方程式を解けばN個の近似固有関数が得られる。

本手法での重要な段取りは次の通りである。

- ① 基底関数の選定と基底関数の数Nの決定。
- ② A_{ij} 、 B_{ij} を求めるための面積分法
- ③ 式(6.9)の行列固有方程式の解法
- ④ 正規化

①、②、③に対する処理の仕方は一意的ではなく、場合々々（例えば、形状、対称性）により最適な処理の仕方があると考えられる。

ステップ2：回路定数の計算

図6.2に示す等価回路の回路定数 C_0 、 L_n は、平面回路の寸法 S 、 d 、固有値 k_n が分かると容易に求まる。又、結合度 $n_{p,n}$ は伝送線路の固有伝送状態関数、今の場合、 $f_p(s^{(1)}) = \sqrt{\epsilon_p} \cos(p\pi s^{(1)}/W^{(1)})$ と上で求めた固有関数 $\psi_n(x, y)$ より式(6.4)の積分で求めることができる。

ステップ3：実効的基本状態インピーダンスの計算

与えられた周波数での実効的基本状態インピーダンスを式(6.3)、(6.5)に基づいて計算する。この際、次の点が重要となる。

① 式(6.3)に基づく状態インピーダンスの計算で、平面回路の状態を無限個一般的に求めることは困難であるため、実際上有限個で打ち切らざるを得ない。従来の計算より、ある周波数帯域での電力透過係数を1%の計算精度で得るためには、その帯域の4倍の周波数帯に平面回路の固有周波数が存在するすべての固有状態を考慮すればよいという評価が知られている。

② 伝送線路の高次非伝搬状態(q)をどの位考慮すれば電力透過係数で1%程度の計算精度が得られるかである。

ステップ4：S行列の計算

一般的には式(6.6)に基づいて計算すれば良い。特に、ステップ3の①、②の問題点はインピーダンスの精度ではなく、S行列の精度で検討されるべきであるとする。

6.2.3 問題の正規化

一角切直直角曲がりの広帯域周波数特性一

ここでは、図6.4に示す幅 W なる平面的伝送線路の直角曲がりを取り上げ、

その角切断量Cに対する広帯域周波数特性を、斜線を施した部分(S)を平面回路とし、これに2本の平行板線路が接続されているとして、6.2.1, 6.2.3で述べた手法で計算する。

ここでの取り扱いでは、本質的問題ではないが計算に対して便宜を図ると同時に、計算結果に対して汎用性をもたせるために周波数、インピーダンス、平面回路の形を正規化する。下記に示す正規化を施す事によって解析用プログラミング、特に周波数特性の計算プログラミングが容易になる。

- ① 正規化周波数 (F) 実周波数 (f)

$$F \equiv 2\sqrt{\epsilon} \mu W f = 2W/\lambda \quad (\lambda: \text{自由空間波長})$$

- ② 正規化インピーダンス (Z) インピーダンス (Z)

$$Z = Z/Z_{00}, \quad Z_{00} = \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} \frac{d}{W} \quad (6.12)$$

従って、伝送線路の正規化姿態特性インピーダンス、平面回路の正規化姿態インピーダンスは式(6.13), (6.14)となる。

$$Z_{op} = F / \sqrt{F^2 - p^2} \quad (6.13)$$

$$Z_{pq}^{ij} = \frac{1}{j\pi S} \sum \frac{F}{F^2 - (k_n W / \pi)^2} \quad \begin{matrix} (j) & (i) \\ n & qn \end{matrix} \quad (6.14)$$

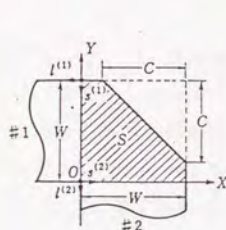
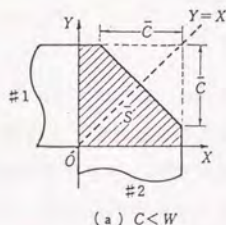
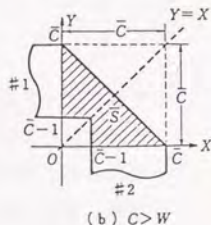


図6.4 角切断直角曲がり



(a) $C < W$



(b) $C > W$

図6.5 正規化角切断直角曲がり

- ③ 正規化平面回路 (S) 平面回路 (S)

図6.4に示す伝送線路部分も含めた平面回路の寸法をすべてWで正規化する。従って、正規化後の平面回路は図6.5(S)となる。なお、この図で、正規化座標系 $X = x/W$, $y = y/W$, $L^{(1)} = l^{(1)}/W$, $S^{(1)} = s^{(1)}/W$ を同

時に示す。又、図6.4で、 $C > W$ のときには、伝送線路の不連続部は $x = -(C - W)$ ，及び $y = -(C - W)$ より始まるので、直角曲がりの特性を計算するときの基準面を、 $C < W$ のときの $x = 0$ ，及び $y = 0$ より上記の面まで移し、その間の曲がり部分を平面回路として取り扱う。従って、このときの正規化平面回路は図6.5(b)となる。この図では後で固有姿態を変分法で計算する都合上、直角曲がり部分の正規化平面回路をすべて第1象限に入るように移動してある。

図6.5に示す正規化座標系での正規化平面回路の固有姿態を表2を満たすように求めると正規化前の表1の固有値、固有関数とは次の関係となる。

$$k_n = K_n/W, \quad \phi_n(x, y) = S/W \Psi_n(X, Y) \quad (6.15)$$

この関係より結合度 $n_{p,n}$ を式(6.4)より求めると、

$$n_{p,n}^{(1)} = S/W \cdot n_{p,n}^{(1)} \quad (6.16)$$

$$n_{p,n} = \int \sqrt{\epsilon_p} \cos(p\pi S^{(1)}) \cdot \Psi_n(X_0, Y_0) ds^{(1)} \quad (6.17)$$

となるので、式(6.15)、(6.16)を式(6.14)に代入すると正規化姿態インピーダンスは式(6.18)と簡単になる。

$$Z_{pq} = \frac{1}{j\pi S} \sum \frac{F}{F^2 - (k_n W/\pi)^2} n_{pn}^{(j)} n_{pn}^{(i)} \quad (6.18)$$

6.2.4 固有姿態の計算

姿態インピーダンスを計算するためには、図6.5に示す正規化平面回路で与えられた条件を満たす固有関数系を求める必要がある。この平面回路で $C = 0$ と、 $C = 1.0$ のときには形状が正方形、直角2等辺3角形となるので表6.3に示す解析解が存在するが、それ以外の場合には数値解法に類らざるを得ない。ここでは、6.2.2で述べた、レイリー・リッツの手法で計算する。この際使用する基底関数系は表6.3に示す正方形平面回路の固有関数系で $Y = X$ に関して偶奇の対称性に分類して使用する。これは、ここで解析される回路形状も $Y = X$ に関して対称性があるためである。今回の計算では、偶、奇の固有姿態を計算するために表6.3に示す正方形回路の偶、奇の固有関数系を基底として、固有値の小さい順に各々16個用いた ($N=16$)。

式(6.10) A_{ij} ， B_{ij} の面積分評価は2次元のシンプソンの公式により評価

し，得られた行列固有方程式の解はヤコビ法を用いて計算した。このようにして求めた固有値 K_n ，及び固有関数 $\Psi_n(X, Y)$ の数例を C パラメータとして図6，7に示す。

$\bar{C}=0$ と $\bar{C}=1$ のときの固有関数系

形 状	固有値 (K_n)	偶・奇	固有関数 $\Psi_n(X, Y)$
$\bar{C}=0$ (正方形)	$\sqrt{l^2+m^2} \pi$ ($l \geq m$)	偶	$\sqrt{\frac{l+m}{2}} (\cos l\pi X \cos m\pi Y + \cos m\pi X \cos l\pi Y)$
$l=0 \sim \infty$	$\sqrt{l^2+m^2} \pi$ ($l \geq m$)	奇	$\sqrt{\frac{l+m}{2}} (\cos l\pi X \cos m\pi Y - \cos m\pi X \cos l\pi Y)$
$m=0 \sim \infty$	$\sqrt{2} l \pi$ ($l = m$)	偶	$\epsilon_l \cos l\pi X \cos l\pi Y$
$\bar{C}=1$ (直角2 等辺三角 形)	$\sqrt{l^2+m^2} \pi$ $l+m=2n$ ($l > m$)	偶	$\sqrt{\epsilon_l \epsilon_m} (\cos l\pi X \cos m\pi Y + \cos m\pi X \cos l\pi Y)$
$l=0 \sim \infty$	$\sqrt{l^2+m^2} \pi$ $l+m=2n+1$ ($l > m$)	奇	$\sqrt{\epsilon_l \epsilon_m} (\cos l\pi X \cos m\pi Y - \cos m\pi X \cos l\pi Y)$
$m=0 \sim \infty$	$\sqrt{2} l \pi$ ($l = m$)	偶	$\sqrt{2} \epsilon_l \cos l\pi X \cos l\pi Y$

表6.3 $C=0$ と $C=1$ のときの固有関数系

n	偶・奇	固有値 (K_n)		結合度 ($\bar{a}_{l,m}$)	
		真 値	計算値	真 値	計算値
1	偶	0.00000	0.00000	1.0	1.0+0
2	奇	3.14159	3.14160	-1.0	-1.0+1.0×10 ⁻⁴
3	偶	4.44288	4.44284	0.0	0.0+1.117×10 ⁻⁴
4	偶	6.28318	6.27977	1.0	1.0-1.0×10 ⁻⁴
5	奇	7.02481	7.02447	0.0	0.0+8.762×10 ⁻⁴
6	偶	8.88576	8.88566	0.0	0.0-5.519×10 ⁻⁴
7	奇	9.42477	9.42555	-1.0	-1.0+2.1×10 ⁻³
8	偶	9.93458	9.93458	0.0	0.0-2.279×10 ⁻⁴
9	奇	11.32717	11.3273	0.0	0.0+3.718×10 ⁻⁴
10	偶	12.56637	12.5668	1.0	1.0-4.8×10 ⁻³
11	奇	12.95311	12.9560	0.0	0.0-7.971×10 ⁻³
12	偶	13.32864	13.3283	0.0	0.0-7.288×10 ⁻³
13	偶	14.04962	14.0517	0.0	0.0+3.533×10 ⁻³
14	奇	15.70796	15.7081	0.0	0.0+2.956×10 ⁻²
15	奇	15.70796	15.7188	-1.0	-1.0+8.8×10 ⁻³
16	偶	16.01904	16.0381	0.0	0.0-3.820×10 ⁻³
17	奇	16.91799	16.9256	0.0	0.0+2.412×10 ⁻²
18	偶	17.77153	17.7589	0.0	0.0-1.584×10 ⁻²

表6.4 固有値，結合度の真値と計算値の比較

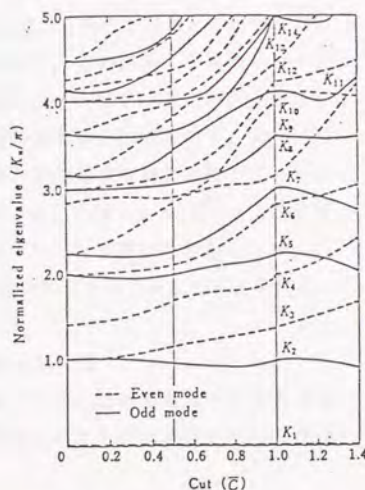
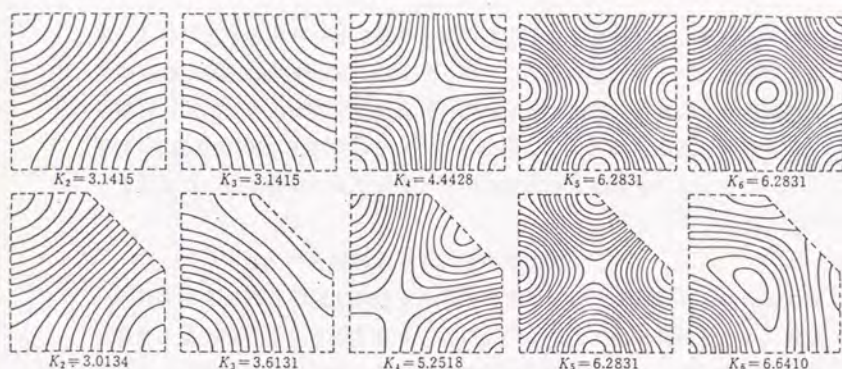


図6.6 固有値の計算値
($N=16$ として)



固有変態関数の計算例 (上図: $\bar{c}=0$, 下図: $\bar{c}=0.5$)
Examples of normal mode function for arbitrary cut.

図6.7 固有関数の計算例 (上図: $c=0$, 下図: $c=1$)

6.2.5 計算精度について

6.2.5で計算した固有値, 固有関数の計算精度を調べるために, 正確な解の分かっている $C=0$ と $C=1.0$ の固有値と6.2.5で求めた結果とを比較した。 $C=1.0$ についての比較結果のみを表6.4に示す。この結果より真値とレイリー・リッツの結果とは0.07%の精度でほとんど一致していることが分かる。又、固有関数 $\Psi_n(X, Y)$ の計算精度は直接比較するのが困難なので, 式(6.17)で定義した $n_{p,n}$ を6.2.5で求めた固有関数と正確な固有関数より計算した結果の比較を表6.4に示す。10番目の変態までは, ほぼ $\Delta n = 10^{-4}$ 程度の計算誤差である。ここでは, $C=1.0$ の場合について計算精度を検討したが, 任意の C に対してもここで述べた計算精度はほぼ確保されていると考えられる。

6.2.6 各切断直角曲がりの広帯域周波数特性

ここでは, 6.2.5で計算した固有変態を用いて角切断直角曲がりの入力定在波比, 図6.4の回路で $x=0$ と $y=0$ を基準面としたときの基準面間の位相遅れの広帯域周波数特性を計算した。

本計算での問題点は, 6.2.1で述べたように基本変態に対する実効的インピーダンスを計算する際,

- (1) 平面回路内の固有変態数 (N)
- (2) 伝送線路内の高次非伝搬変態数 (q)

を、どの程度考慮すべきかである。この点を検討するために、最初、解析的に無限個の固有形態が分かっている $C=1.0$ の場合を取り上げ、考慮した形態数 N 、 q に対する計算結果の真値への収束性を調べ、これより電力透過係数で1%程度の精度で計算するのに必要な平面回路と伝送線路の形態数 N 、 q を推定し、この推定に基づいて、その周波数特性を計算した。

6. 2. 7 考慮すべき形態数 (N , q) の検討

本計算法で正確に周波数特性を計算するためには、平面回路の無限個の非伝搬伝送形態を考慮しなくてはならないが、これは実際上無理なので、有限個の固有形態、つまり N 個の平面回路の固有形態と q 個の伝送線路の非伝搬高次形態を考慮して電力透過係数 $|S_{12}|^2_{q,N}$ を計算し、これと真値 $|S_{12}|^2_{true}$ と比較して打ち切り誤差 $e_{q,N}$ を、 $C=1.0$ の場合に対して計算した。

$$e_{q,N}(F) = \left| \frac{|S_{12}(F)|^2_{q,N} - |S_{12}(F)|^2_{true}}{|S_{12}(F)|^2_{true}} \right| \quad (6.19)$$

この計算で、 $|S_{12}(F)|^2_{true}$ は実際上分からないので、 $|S_{12}(F)|^2_{4,100}$ を真値と近似した。式(6.19)の打ち切り誤差は一般的に周波数の関数であるが、ここでは、 $F=0.4, 0.6, 0.8$ の点周波数で、TEM近似と非伝搬高次形態を4次まで考慮したときの打ち切り誤差を、考慮した平面回路の形態数 (N) の関数として求めると図6.8となる。この図より次のような傾向が分かる。

- (1) 確かに、 N 、 q を増加すると真値に収束する。
- (2) TEM近似では周波数が低いとき程、 N は小さくて収束するが、その収束値は真値よりもかなりずれている。

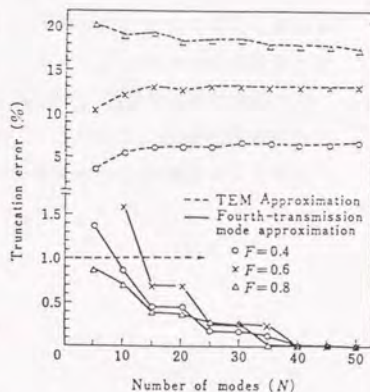


図6.8 考慮する形態数打ち切りによる誤差

(3) 1%程度の計算精度を実現するためには、図6.8より、 $q=4$ 、 $N=13$ 程度の各固有姿態を考慮に入れる必要がある。これは平面回路の固有姿態に関して、 $C=1.0$ のときには正規化固有周波数で、 $F=0\sim 4.5$ の間にある全固有姿態を考慮に入れたのに相当し、他の形状の平面回路の打ち切り誤差の評価ともほぼ一致している。

6.2.8 角切断直角曲がりの周波数特性の計算結果

6.2.5で求めた固有値、固有関数を用いて、任意の角切断量 C に対する広帯域周波数特性を計算した。この際考慮した姿態数は、6.2.8の結果より伝送線路内の非伝搬高次姿態で4次まで、平面回路の固有姿態では正規化固有周波数 (K_n/π) で $F=0\sim 4.5$ の間にあるすべての固有姿態である。

$C=C/W=0\sim 1.2$ をパラメータとして、定在波比の周波数特性を図6.9に、又、図6.4で基準面の位相遅れ $\theta (= \arg S_{12})$ より計算された実効長さ l_{eff} を図6.10に示す。

$$l_{eff} = \frac{\theta}{\omega \epsilon \mu} = \frac{\omega}{\pi F} \theta(F) \quad (6.20)$$

6.2.9 トリプレート形伝送線路の最適角切断量

図6.9の計算結果より、 $DC \sim 0.4f_0$ ($f_0=1/2\sqrt{\epsilon\mu}W$)にわたって低定在波比を実現する形状は、 $C=0.9W$ となる。図6.11に示すトリプレート形伝送線路で磁気壁の仮定は、実際の寸法 W_0 に実効幅 $\Delta (=0.441d)$ の補正が必要となるので、同図に示すように $W=W_0+2\Delta$ ($W_0+0.882d$)とおかれ、最適切断量は、 $C=0.9(W_0+0.882d)$ となる。これより実際に切断すべき C_0 の値は次式となる。

$$C_0/W_0 = 0.9 + 0.277d/W_0 \quad (6.21)^{(e)}$$

これは従来の結果と一致している。

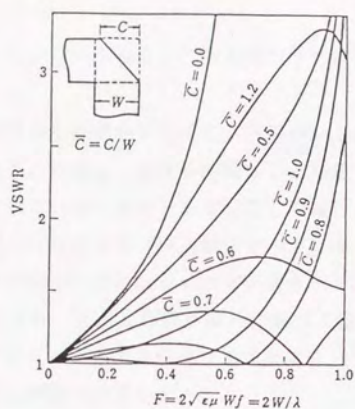


図6.9 直角コーナーの定在波比の周波数特性

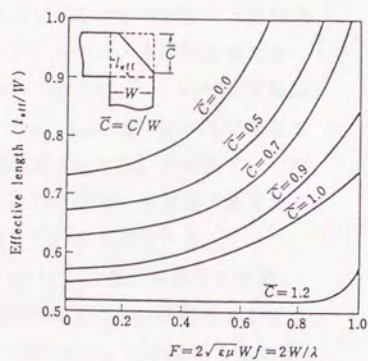
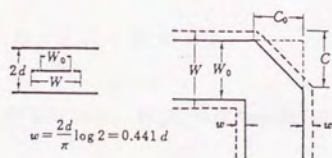


図6.10 実効長さの周波数特性



Triplate type right angle bend with corner-cut.

図6.11 トリプレート形角切断
直角曲がりの実効幅

6.3 トリプレート形90°円形ベンドの周波数特性

各種機能回路を集積化するのに、円形ベンドはよく用いられる基本的な回路素子である。しかし、解析が困難なこともあって、従来厳密な取り扱いはありませんなされていまいようである。ここでは、 θ 方向の固有モードを無限個考慮したことに相当する「伝送線路モード」を用いた解析を行い、任意角、任意の曲率半径の円形ベンドの固有伝送モードより、ベンド部の姿態・インダダンスを求め、回路論的取り扱いに基づく基本伝送姿態(TM₀)に対する実効姿態インピーダンスを導出することによって任意角トリプレート形円形ベンドの伝送特性を計算した。

6.3.1 解析法

図6.12に示すようにトリプレート形任意角円形ベンドにおいて、直線伝送線路部(基本伝送モードはTM₀モード)は伝送線路座標系($l^{(1)}, s^{(1)}, z$)で、曲がり伝送線路部は円筒座標系(r, θ, z)で表わす。なお、高さ方向に対しては均一な構造であるから z 軸は一致しているものとする。

今、径方向(r)の漏れ電磁界を考慮し、本質的には3次元の電磁界問題であるが、金属ストリップ $r=a, b$ の境界を磁気壁を仮定し、2次元の電磁界問題に還元する。各領域の電磁界成分は式(6.22)となり、

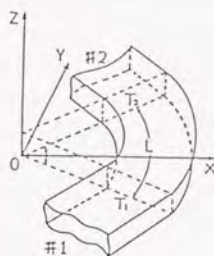


図6.12 平面的伝送線路形円形ベンドと座標系

$$E = (0, 0, E_z) \quad H = (H_\theta, 0) \quad (6.22)$$

各領域の E_z が分かれば、 H_θ 成分はMaxwellの方程式から求めることができる。

6.3.2 円形ベンドのモード・インピーダンスの導出

今、図6.12に示すように円形ベンドに基準面 T_1, T_2 で入出力の平面的伝送線路(入射基本伝送はTEM波)が接続されているとする。

今、何等かの方法で θ 方向の高次モードも含めた伝搬定数 γ が求まったら仮定すると、第2種Green関数は次式で与えられることが分かっている。

$$G(r, \theta, r', \theta') = - \sum \frac{R_m(r) \cdot R_m(r')}{\gamma_m \sin(\gamma_m \theta_0)} \times \begin{cases} \cos \gamma_m (\theta_0 - \theta') \cdot \cos \gamma_m \theta \\ \cos \gamma_m (\theta_0 - \theta) \cdot \cos \gamma_m \theta' \end{cases} \quad (6.23)$$

このとき、曲がり線路を j 番目の伝送線路の q 番目のモード電圧 $V_q^{(j)}$ で円形ペンドを励振したとき、 i 番目の伝送線路の p 番目のモード電流 $I_p^{(i)}$ を求める事により、モード・インピーダンス Z_{pq}^{ij} を次のように定義する事ができる。

$$Z_{pq}^{ij} = \left. \frac{V_q^{(j)}}{I_p^{(i)}} \right|_{(j, q) \text{ 以外のモード電流}=0} \quad (6.24)$$

この定義式(6.24)に基づいて、円形ペンドの Z_{pq}^{ii} , Z_{pq}^{jj} を求めると式(6.25), (6.26)となる。

$$Z_{pq}^{ii} = \left. \frac{V_q^{(i)}(0)}{I_p^{(i)}(0)} \right|_{I_q^{(2)}(\theta_0)=0, I_q^{(j)}(0)=0} \quad (6.25)$$

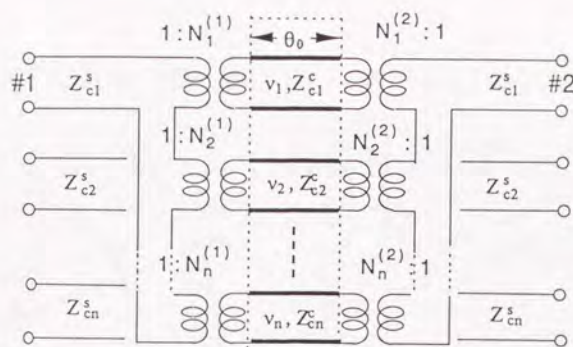
$$Z_{pq}^{jj} = \left. \frac{V_q^{(j)}(0)}{I_p^{(j)}(0)} \right|_{I_q^{(2)}(\theta_0)=0, I_q^{(i)}(0)=0} \quad (6.26)$$

但し、このモード・インピーダンス Z_{pq}^{ij} は対称性 $Z_{pq}^{ij} = Z_{qp}^{ji}$ の関係が成り立つ事は自明である。

上式の定義に基づいて、第2種グリーン関数より、円形ペンドの姿態インピーダンスを求めると式(6.27)で与えられる。

$$Z_{pq}^{ij} = - \sum_m \frac{j\omega \mu d}{\gamma_m} \cdot n_{pm}^{(i)} \cdot n_{qm}^{(j)} \begin{cases} \cot \gamma_m \theta_0 & (i=j) \\ \operatorname{cosec} \gamma_m \theta_0 & (i \neq j) \end{cases} \quad (6.27)$$

$$n_{pm}^{(i)} = \frac{1}{W} \int R_m(r_0, F) \cdot f_p(s) dr \quad (6.28)$$



伝送線路部 円形ベンド部 伝送線路部

図6.13 平面的円形ベンドの等価回路

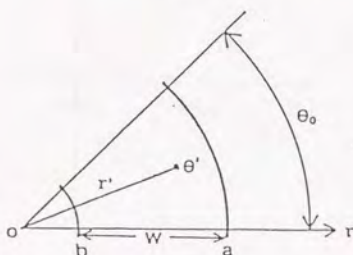
この状態インピーダンスから、曲り線路の等価回路は図6.13の如くなる。

これは、円形ベンド部の θ 方向の伝搬定数 v_m 、状態特性インピーダンス $Z_{cm}^{(1)} = j\omega \mu / v_m \cdot d/W^{(1)}$ の伝送線路(曲がり部 θ_0)が直線伝送線路の各伝送モードと理想変圧器を介して並列に結合されている事を意味している。

6.3.3 数値結果

伝搬定数 v_m は前節の方形導波管円形ベンドと同様に変分法に基づく数値解法によって計算した。基底関数の個数 $N=20$ 個、固有値問題はハウスホルダー法によって計算した伝搬定数 $[v_m]$ を図6.14(a)に示す。図6.14(a)の横軸は正規化周波数 (F)、縦軸は、正の領域は $\text{Real}(v_m = \mu_m)$ で伝送モードを、負の領域は $\text{Imaginary}(v_m = -j\mu_m)$ で非伝搬モードを表わす。又、伝搬定数 v_m に対応した固有関数分布の一例を図6.14(b)に与える。導波モードのベンド内電磁界分布は傾き、曲がりの外側の部分に集まるようになる。強い曲がり線路程、ある非伝搬領域の範囲内(ここでは $-j15.0$ 以内)に非伝搬モードが多く存在し、緩やかな曲がり線路では非伝搬高次モードが少ない傾向にある。このことから曲がり線路部の非伝搬高次モードをどの位考慮すればよいかの目安となる。図6.15は 90° 円形ベンドの定在波比の周波数特性を曲率半径 C をパラメタとして示す。パラメタ C はベンドの内径 a と外径 b の比で $C=0$ は最も強い曲がりを、 $C=1$ は真直な線路を表わす。更に、図6.16に $C=0.01 \sim 0.7$ 、 $F=0.5$ のときの低次固有関数分布を与える。 $C=0.01$ のとき TEM モードの界分布から大きく乖離し、 $C=0.7$ のとき真直導波管の界分布に近づく事が分かる。

Circular 90° Bend of Strip Line(TM)



$$\frac{d^2 R}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dR}{dr} + (k^2 - \frac{v^2}{r^2}) R = 0$$

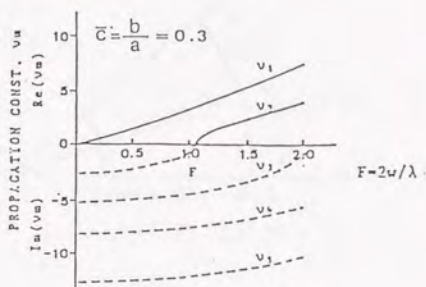


図 6.14(a) 円形ベンドの伝搬定数

$$G(r, \theta, r', \theta') = - \sum_m \frac{R_m(r) R_m(r')}{v_m \sin v_m \theta_0} \times \begin{cases} \cos v_m (\theta_0 - \theta') \cos v_m \theta & 0 < \theta < \theta' \\ \cos v_m (\theta_0 - \theta) \cos v_m \theta' & \theta' < \theta < \theta_0 \end{cases}$$

$$Z_{pq}^{ij} = - \sum_n \frac{j \omega \mu d}{v_n} \cdot n_{pn}^{(i)} \cdot n_{qn}^{(j)} \begin{cases} \cot v_n \theta_0 & (i=j) \\ \operatorname{cosec} v_n \theta_0 & (i \neq j) \end{cases}$$

$$n_{pn}^{(i)} = \frac{1}{W} \int_0^W R_m(r, F) \cdot f_p(s) dr$$

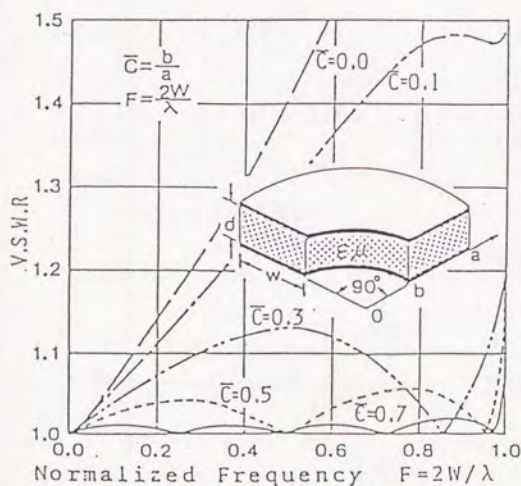


図 6.15 平面的円形ベンドの周波数特性

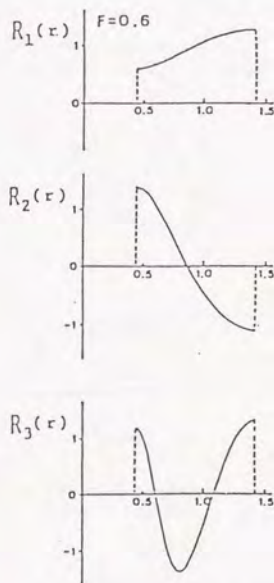


図 6.14(b) 低次固有関数

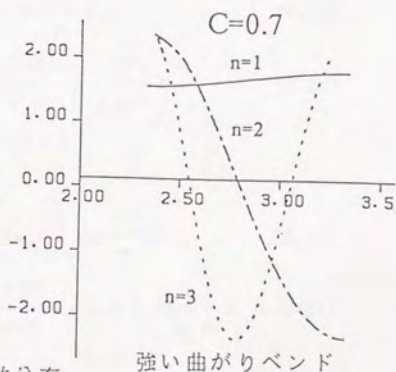
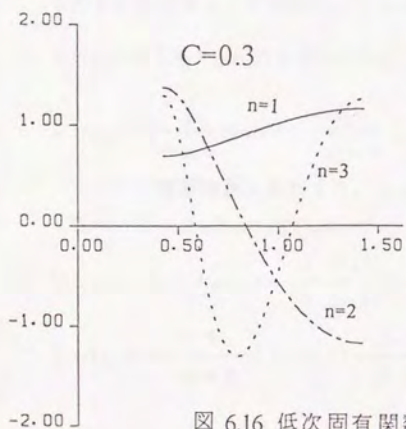
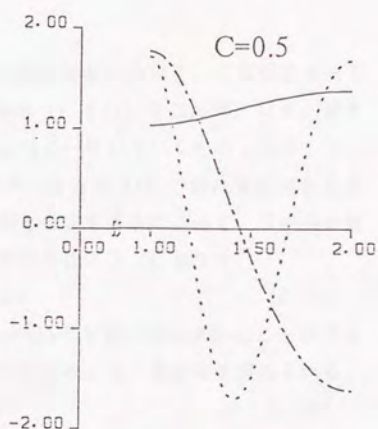
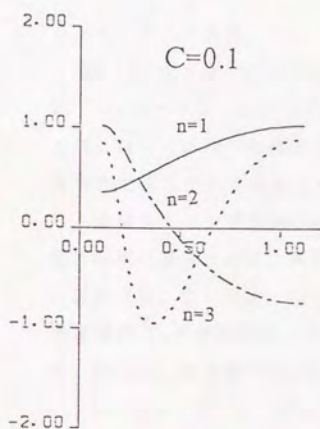
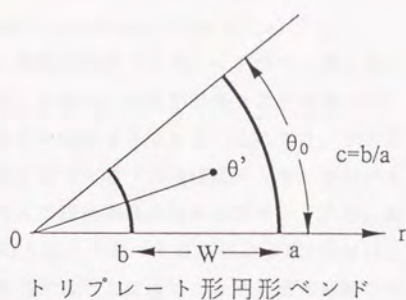
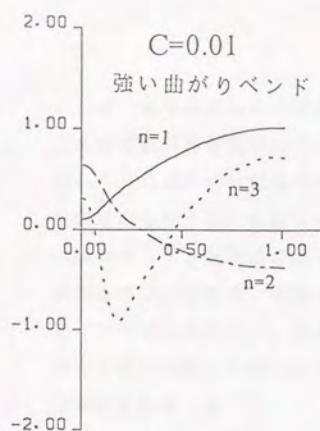


図 6.16 低次固有関数分布
($C=0.01$, $C=0.1$, $C=0.3$, $C=0.5$, $C=0.7$)

6.4 扇形平面回路の解析 (Wedge-type Radial-line stubs)

各種機能回路を集積化するのに、扇形状はフィルタ、ミクサーなどによく用いられる基本的な回路素子である。しかし、解析が困難なこともあって、従来厳密な取り扱いはあまりなされていないようである。ここでは、 θ 方向の固有モードを無限個考慮したことに相当する「伝送線路モード」を用いた解析を行い、任意角、任意の曲率半径の扇形回路の固有伝送モードより、姿態インダクタンスを求め、回路論的取り扱いに基づく基本伝送姿態(TM₀)に対する実効姿態インピーダンスを導出することによって任意角扇形回路の伝送特性を計算する。

6.4.1 解析法

図6.17に示すようにトリプレート形任意角扇形において、基本伝送モードはTM₀モードで、扇回路部は円筒座標系 (r, θ, z) で表わす。なお、高さ方向に対しては均一な構造であるから z 軸は一致しているものとする。今、本質的には3次元の電磁界問題であるが、径方向 (r) の漏れ電磁界を考慮し、金属ストリップ周囲の境界を磁気壁と仮定する事によって、2次元の電磁界問題に還元される。各領域の電磁界成分は式(6.29)となり、

$$E = (0, 0, E_z) \quad H = (H_r, 0) \quad (6.29)$$

各領域の E_z が分かれば、 H_r 成分はMaxwellの方程式から求めることができる。従って、第2章で記述した平面回路方程式より、次の関係が得られる。

$$V = -E_z \cdot d \quad J = (H_r, H_\theta) \quad (6.30)$$

このとき電圧を r, θ 方向に、 $V(r, \theta) = R(r) \cdot \Theta(\theta)$ と変数分離すると

$$V(r, \theta) = \{A J_0(k_c r) + B Y_0(k_c r)\} \cos \frac{n\pi}{\phi} \theta \quad (6.31)$$

$$J(r, \theta) = j \frac{1}{\omega \mu d} \text{grad} V = j \frac{1}{\omega \mu d} \left\{ i \frac{\partial V}{\partial r} + j \frac{1}{r} \frac{\partial V}{\partial \theta} \right\} \quad (6.32)$$

$$r = R \text{ で開放境界を果たすと, } J_{nr}(R) = 0$$

$$B = -A = J_0(k_c R) / Y_0(k_c R)$$

$$V(r, \theta) = A \left\{ J_0(k_c r) - \frac{J_1(k_c R)}{Y_1(k_c R)} Y_0(k_c r) \right\} \cos \frac{n\pi}{\phi} \theta \quad (6.33)$$

$$J_{nr}(r, \theta) = j \frac{A \cdot k_c}{\omega \mu d} \left\{ J_1(k_c r) - \frac{J_1(k_c R)}{Y_1(k_c R)} Y_1(k_c r) \right\} \cos \frac{n\pi}{\phi} \theta \quad (6.34)$$

端子より流入する全電流 $I_n(r, \phi)$ は、 $m=0$ のとき TEM モードとなる。
 $I_n(r, \phi) = \int J_n(r, \phi) \cdot r_i d\theta$

$$= -j \frac{A \cdot k_0}{\omega \mu d} \cdot (r_i \phi) J_{nr}$$

従つて、 r_i の点より扇形回路を見たときのインピーダンスは次式となる。

$$Z_{in} = -j \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} \frac{d}{r_i \phi} \cot(k_c r_i, k_c R) \quad (W = r_i \phi) \quad (6.35)$$

$$\cot(k_c r_i, k_c R) = \frac{Y_0(k_c r_i) J_1(k_c R) - J_0(k_c r_i) Y_0(k_c R)}{J_1(k_c r_i) Y_1(k_c R) - Y_1(k_c r_i) J_1(k_c R)}$$

ここに、式(6.35)は形式的に伝送線路の先端開放のインピーダンスの式と一致している。

6. 4. 2 数値結果

この回路形状は、入出力伝送線路との結合の調整が容易な事、低インピーダンス線路を実現し易いといった特徴を持っているので、今後、フィルタ回路に大いに利用されると考える。ここでは、1例として扇形平面回路を用いたワグナ形フィルタ回路（帯域幅：20%，帯域内リップル：3dB）の周波数特性の計算結果を図6. 17 (b) に与える。ほぼ理想的な特性が得られている。

リップル : 3.0 (dB)
 帯域幅 : 20.0 (%)

大形 Radial-Stub 半径 : 25.30 (mm)
 小形 Radial-Stub 半径 : 8.42 (mm)
 大形 Radial-Stub 角度 : 87.00 (°)
 小形 Radial-Stub 角度 : 54.00 (°)

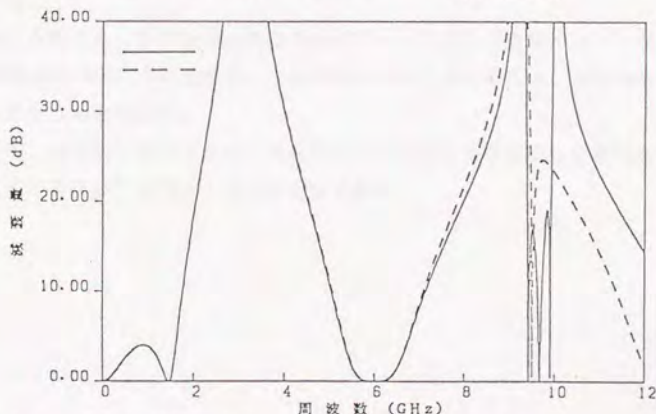
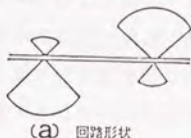


図6. 17 (b) 扇形ワグナ・フィルタ回路の周波数特性

6. 5 まとめ

この章では、開放境界任意形状平面回路の広帯域周波数特性を電算機を用いて解析する手法と段取りを提案したもので、本手法の利点は次のようにまとめることができる。

(1) 姿態インピーダンス、実効インピーダンスを定義したことで、従来の回路理論と関連づけられ、見通しのよい解析法を確立した。

(2) 任意形状平面回路を幾つかのステップに従って計算でき、各ステップでの計算精度も確認できるので、電算機解析に向けた手法を確立したこと。

(3) 必要な計算精度、帯域に応じて、必要な平面回路と伝送線路の姿態数、および計算に関連した姿態を特定できるので平面回路解析に電算機を効率的に運用できること。

本手法による計算例として角切断直角曲がりを取り上げ、その広帯域周波数が計算でき、特にその最適切断量は、従来の結果と一致していることより、本手法の有効性を確認できた。

6. 3節では、トリプレート形円形ベンドの高次伝送モードを含めた伝搬定数、固有関数を求めるために固有値問題として定式化し、ここではレイリー・リッツの手法を用いて数値計算した。次に、この伝送モードを用いて、任意角トリプレート形円形ベンドの姿態インピーダンスを計算し、広帯域周波数特性（定在波比）を求めた。このように、本手法は等価回路の変圧比が周波数の関数になっているために、周波数ごとに固有値問題を解かなければならないが、種々の曲率半径に対して正確に計算できるといった特徴を持っている。

6. 4節では、扇形平面回路のTEMモードに対する姿態インピーダンスの計算を述べた。この回路をフィルタ等に応用するためには、より厳密な解析を行なう必要がある。

今後、本手法の要点である”任意形状平面回路の固有姿態を必要数まで正確に求める手法”を確立する事が必要である。

第7章 平面回路手法によるストリップ線分岐線路形

3 d B ハイブリッド回路の解析と合成

ストリップ線分岐線路 3 d B ハイブリッド回路はマイクロ波、ミリ波帯で利用される重要な回路であるが、接合部分での寸法が波長と比較して無視できない高周波帯では、接合部の電磁界の乱れを正確に考慮した解析・設計が必要である。先づ、平衡形ストリップ線分岐線路 3 d B ハイブリッド回路を、伝送線路接合部分での電磁界に乱れを考慮して如何に解析するかを述べている。具体的には、平衡形ストリップ線路を平面的伝送線路に近似することにより、ハイブリッド回路全体を平面回路に置き直し、これに平面回路理論を適用して、系統的な解析法を確立している。更に、ここで述べた解析法に基づいて、基本的ハイブリッド回路に対する周波数特性を求め、どの周波数帯から特性が劣化するか、またその劣化の原因を明らかにしている。

次に、この電磁界の乱れを電磁波回路として合理的に取り扱うために、伝送線路分岐線路形 3 d B ハイブリッド回路を分岐線路部と接合回路部に分離し、各部分の機能解析に基いて等価回路を導出し、この等価回路を面的広がりのあるストリップ線回路で如何に実現（合成）するかを述べている。実際には、ストリップ線路を平面的伝送線路モデルに近似する事により、ハイブリッド回路全体を平面的伝送線路回路モデルに置き直す。これに平面回路理論を適用して、伝送線路接合部分での電磁界の乱れによる所望ハイブリッド特性からのずれを設計に組み込んだ実的な合成法を確立している。更に、本合成法の適用例として、トリプレート形ストリップ線路でハイブリッド回路を設計し、又対応した回路を作成、測定している。その測定結果は本合成法に基いて計算した周波数特性と良く一致した事より、本合成法の妥当性、有効性を確認した。

7. 1 ストリップ線分岐線路形 3 d B ハイブリッド回路

ストリップ線分岐線路形 3 d B ハイブリッド回路は、マイクロ波、ミリ波帯で頻繁に利用される重要な回路である。この動作原理は、すでに良く知ら

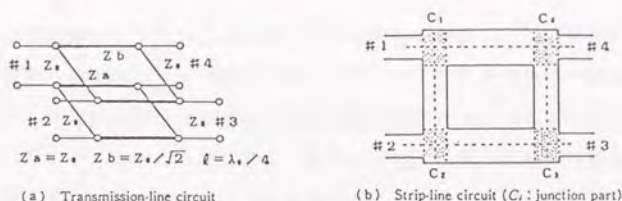


図 7. 1 分岐線路形 3 d B ハイブリッド回路

れているように、伝送線路理論に基いており、 Z_0 、 $Z_0/\sqrt{2}$ の特性インピーダンスを持った $1/4$ 波長伝送線路を図 7.1(a) に示すように接続する事により、動作中心周波数で所望な特性を実現することができる⁽¹⁾。

これに対応した回路をストリップ線路で実現すると、図 7.1(b) に示す回路となり、図 7.1(a) に示す実現すべき伝送線路回路に比して、次の問題が生じる。

(1) 動作中心周波数が上昇すると、伝送線路幅に比して、伝送線路の長さが短くなり、伝送線路接合部の寸法が、回路寸法に対して無視できなくなる。この接合部を如何に解析・設計理論に組み込むか。

(2) ストリップ線路には、TEM 伝送状態の他に、高次伝送状態が存在し、高次伝送状態は、常に伝送線路の不連続部で励振される。動作中心周波数が低いときには、この伝送状態の減衰定数が大きいので、付加的リアクタンスは小さいが、動作中心周波数が上昇すると、このリアクタンスを無視できなくなる。このリアクタンスを如何に解析・設計理論に組み込むか。

これ等の問題は、従来、実験的及至準理論的に取り扱われていた問題であるが、今後、マイクロ波回路の厳密な机上解析、机上設計が益々必要となってくる事により、この種の問題を系統的に解析・合成する手法を確立しておく事は、意義があると考えられる。

所で、図 7.2(a) に示すストリップ線回路は、実効幅近似により平面的伝送線路回路モデルとして取り扱い得る事がすでに知られている⁽³⁾⁽⁴⁾ ので、本論文では、先づ、ストリップ線分岐線路形 3 d B ハイブリッド回路に平面的伝送線路モデルを設定し、本モデルを伝送線路部と接合回路部に分離し、平

面回路論的取り扱いによる解析手法を説明した後、伝送線路理論に基づいて設計されるストリップ線路 3 dB ハイブリッド回路を本手法で解析する。設計中心周波数が低いときには、伝送線路理論が成り立つので所望の特性を実現されるが、設計中心周波数の上昇に伴って、所望の特性を実現されない上、伝送線路理論に依る所定の周波数特性より乖離する事を示し、この原因を明らかにすると共に所望の特性を如何に回復するかを検討する。

7. 2 分岐線路形 3 dB ハイブリッドの解析^{(6)・(8)}

7. 2. 1 平面的伝送線路モデル

ここで解析するストリップ線路 3 dB ハイブリッド回路の構造は、図 7.2(a) に示すように TEM 姿態が基本伝送姿態のトリプレート線路又はストリップ線路である。このような伝送線路では、幅 W_0 の導体ストリップの両側に漏れ電界が存在し、この漏れ電界は通常非放射場となっているので、適切な実効幅 Δ と実効誘電率とを考慮することにより、図 7.2(b) に示す両側磁気壁となっている平面的伝送線路に近似することができる^{(2)・(4)・(7)}。従って、ストリップ線路の位相定数 β と特性インピーダンス Z_{c0} が与えられると、

$$W_{eff} = (120\pi / \sqrt{\epsilon_{re}})(d / Z_{c0}) \quad (7.1)$$

$$W_{eff} = W_0 + 2\Delta, \quad \epsilon_{re} = (\beta / k_0)^2$$

$$\text{但し, } k_0 = \omega \sqrt{\epsilon_0 \mu_0}$$

これらの値は種々の解析手法により、構造と周波数の関数となる事がすでに知られており、実際の回路設計に便利な公式が求められている。特に、トリプレート形の場合、実効幅は $\Delta = (2/\pi \log 2) d$ 、実効誘電率 $\epsilon_{re} = \epsilon_s$ で与えられる。

平衡形ストリップ線路構造は、上下対称であるから、その 1/2 部分を平面的伝送線路として取り扱う事により解析できる。但し、この場合の平面的伝送線路の特性インピーダンスは平衡形ストリップ線路の 2 倍となる。従って、平衡形ストリップ線路の 50 Ω は平面的伝送線路では 100 Ω に相当する。

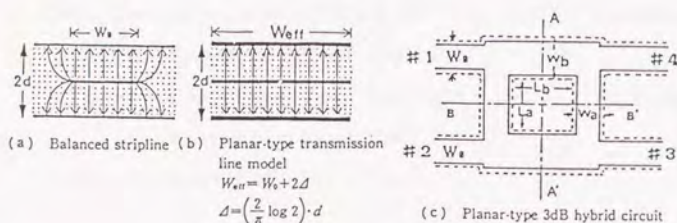


図 7. 2 平面的伝送線路モデル

従って、図7.2(c)の実線で示すストリップ線3dBハイブリッド回路は実効幅を考慮して、図7.2(c)のように点線で示す平面的伝送線路回路モデルに近似的に置き直す事ができる。今後の解析では、点線で示す平面回路を取り扱う事とし、境界では磁気壁（完全開放境界）となっているとする。

一般に、トリプレート形あるいはマイクロストリップ形といったストリップ線路回路の電磁界問題は3次元の境界値問題となるが、実効幅近似を用いて回路周囲が磁気壁となっている平面的伝送線路モデルを設定すると、両回路共に取り扱うべき電磁界問題は2次元の境界値問題に還元され、平面回路として比較的容易に解析することができる。

7. 2. 2 解析法⁽¹⁾

一般に、図7.2(c)に示す平面的伝送線路モデルによる3dBハイブリッド回路は、AA'、BB'による2重対称性があるので、S行列は式(7.2)のように書くことができる。

$$S = \begin{vmatrix} S_{11} & S_{21} & S_{31} & S_{41} \\ S_{21} & S_{11} & S_{41} & S_{31} \\ S_{31} & S_{41} & S_{11} & S_{21} \\ S_{41} & S_{31} & S_{21} & S_{11} \end{vmatrix} \quad (7.2)$$

又、このときのS行列の各要素は、図7.3(a),(b),(c),(d)に示した境界条

件を持った一開口 $1/4$ ハイブリッド回路の基本伝送状態に対する反射係数 $\Gamma_{ee}, \Gamma_{oe}, \Gamma_{eo}, \Gamma_{oo}$ を求める事により、次式で与えられる。

$$\begin{aligned} S_{11} &= (\Gamma_{ee} + \Gamma_{oe} + \Gamma_{eo} + \Gamma_{oo}) / 4 \\ S_{21} &= (\Gamma_{ee} - \Gamma_{oe} + \Gamma_{eo} - \Gamma_{oo}) / 4 \\ S_{31} &= (\Gamma_{ee} - \Gamma_{oe} - \Gamma_{eo} + \Gamma_{oo}) / 4 \\ S_{41} &= (\Gamma_{ee} + \Gamma_{oe} - \Gamma_{eo} - \Gamma_{oo}) / 4 \end{aligned} \quad (7.3)^{(5)}$$

図7.4に示す一開口 $1/4$ ハイブリッド回路の基本伝送状態に対する反射係数は、端子1の接合面より接合回路部を見たときの電磁界の乱れを考慮した基本伝送状態に対する実効インピーダンス Z_{eff} を計算すると、式(7.4)より求めることができる。

$$\Gamma = \frac{Z_{eff} - Z_{co}}{Z_{eff} + Z_{co}} \quad (7.4)$$

$$Z_{co} = \frac{\sqrt{\mu}}{\sqrt{\epsilon_{re}} W_{eff}} d \quad \text{基本伝送状態の特性インピーダンス} \quad (7.5)$$

W_{eff} : 平面的伝送線路モデルにおける実効幅

ϵ_{re} : 平面的伝送線路モデルにおける

実効誘電率

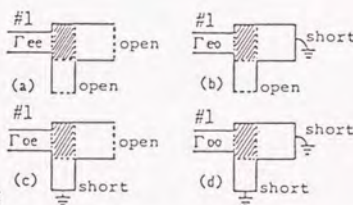


図7.3 $1/4$ ハイブリッド回路と端条件

7.2.3 一開口 $1/4$ ハイブリッド回路の実効インピーダンスの計算

図7.4に示す一開口 $1/4$ ハイブリッド回路の実効インピーダンスは、回路全体を一つの平面回路として取り扱う事により求めることもできるが、ここでは、幅 W_a, W_b の先端が開放又は短絡となっている平面的伝送線路部とCの接合回路部に分離して、接合回路部が接続された伝送線路の各伝送状態に各開

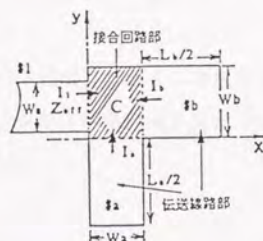


図7.4 接合回路と座標系

口で示す状態インピーダンスを用いて平面回路理論に基いて計算する。つまり、図7.4の回路で接合回路Cに接続されている*i*番目の伝送線路接合面で、この伝送線路の*p*番目の伝送状態電圧*V_p*は、接合回路の状態インピーダンス*Z_{pq}*及び接合回路に接続された*j*番目の伝送線路の*q*番目の伝送状態電流*I_q*を用いて式(7.6)となる。

$$V_p = \sum \sum Z_{pq} I_q \quad (7.6)$$

式(7.6)では、各伝送線路で*n*次の高次伝送状態までを考慮する事とした。具体的に*n*をどの程度に取るかは必要計算精度に関係している。

式(7.6)の意味を明確にするために、式(7.8)で与えられるように*i*番目の伝送線路の接合回路の接合面での状態電圧縦行列 $V^{(i)}$ 、状態電流縦行列 $i^{(i)}$ 、及び接合回路Cの状態インピーダンス行列を定義すると式(7.7)の回路方程式を得る。

$$\begin{aligned} V^{(i)} &= Z^{i,i} i^{(i)} + Z^{i,a} i^{(a)} + Z^{i,b} i^{(b)} \\ V^{(a)} &= Z^{a,i} i^{(i)} + Z^{a,a} i^{(a)} + Z^{a,b} i^{(b)} \\ V^{(b)} &= Z^{b,i} i^{(i)} + Z^{b,a} i^{(a)} + Z^{b,b} i^{(b)} \end{aligned} \quad (7.7)$$

但し、

$$V^{(i)} = \begin{bmatrix} V_1^{(i)} \\ V_2^{(i)} \\ \vdots \\ V_n^{(i)} \end{bmatrix} \quad i^{(i)} = \begin{bmatrix} I_1^{(i)} \\ I_2^{(i)} \\ \vdots \\ I_n^{(i)} \end{bmatrix} \quad Z^{i,j} = \begin{bmatrix} Z^{i,j} & \cdots & Z^{i,j} \\ Z^{i,j} & \cdots & Z^{i,j} \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ Z^{i,j} & \cdots & Z^{i,j} \end{bmatrix} \quad (7.8)$$

又、図7.4で、伝送線路A、Bの先端は、図7.3で説明したように開放又は短絡となっているので、接合面(*i* = *a*, *b*)より伝送線路先端を見たときの状態電圧*V_p*、*I_p*の関係は式(7.9)で与えられる。

$$V_p = -Z_{cp} \cdot \begin{cases} \coth(\gamma L/2) & \text{(開放)} \\ \tanh(\gamma L/2) & \text{(短絡)} \end{cases} I_p \quad (7.9)$$

$$(i = a, b, \quad p = 1, 2, \dots, n)$$

式(7.9)での負号は、姿態電流 I_p の正方向が接合回路の流入方向に取られているためである。又、 γ_p , Z_{cp} は、 i 番目の平面的伝送線路の p 番目の伝送姿態の伝搬定数と姿態特性インピーダンスで、次式で与えられる。

$$\gamma_p^{(i)} = \sqrt{\left(\frac{p\pi}{W^{(i)}}\right)^2 - \epsilon k_0^2} \quad p=0,1,2,3,\dots$$

$$Z_{cp} = \frac{j\omega\mu}{\gamma_p^{(i)}} \cdot \frac{d}{W^{(i)}} \quad (7.10)$$

式(7.9)を式(7.8)で定義した各開口での姿態電圧縦行列 $v^{(i)}$ 、姿態電流縦行列 $i^{(i)}$ 、接合回路 C の姿態インピーダンス行列を Z を用いて書き直すと、次の回路方程式を得る。

$$v^{(i)} = -Z_c^{(i)} \begin{Bmatrix} \coth(\gamma^{(i)} L^{(i)}/2) \\ \tanh(\gamma^{(i)} L^{(i)}/2) \end{Bmatrix} \cdot i^{(i)} \quad \begin{matrix} \text{(先端開放)} \\ \text{(先端短絡)} \end{matrix}$$

$$(i = a, b) \quad (7.11)$$

但し、対角行列を diag で表示すると式(7.11)の行列は次式で与えられる。

$$Z_c^{(i)} = \text{diag.} (Z_{c1}^{(i)}, Z_{c2}^{(i)}, \dots, Z_{cn}^{(i)})$$

$$\coth(\gamma^{(i)} L^{(i)}/2) = \text{diag.} (\coth(\gamma_1^{(i)} L^{(i)}/2), \coth(\gamma_2^{(i)} L^{(i)}/2), \dots, \coth(\gamma_n^{(i)} L^{(i)}/2))$$

式(7.7), (7.11)より5個の行列回路方程式が得られるが、図7.4での内部開口 a , b に関する各高次姿態電圧、電流縦行列を消去すると開口1に関する図7.4の回路全体の姿態インピーダンス Z' を求める事ができる。

$$v^{(1)} = -Z' \cdot i^{(1)} \quad (7.12)$$

更に、開口1での基本伝送姿態に対する実効インピーダンスは、式(7.7)で基本伝送姿態以外の高次姿態は、対応した姿態特性インピーダンスで終端されているとの条件で求める事ができる。

従って、ストリップ線分岐線路形 3 dB ハイブリッド回路の特性を示す S 行列は平面的伝送線路回路にモデル化する事により、次のステップで、7. 1 で述べた 2 つの問題点も含めて解析する事ができる。

1. 二重対称性を用いて、一開口 1/4 ハイブリッド回路の解析に問題を還元する。
2. 一開口 1/4 ハイブリッド回路を、伝送線路部と接合回路部に分け、各部での姿態特性インピーダンスを求める事により、一開口実効インピーダンスを求める。
3. 式(7.3), (7.4)を用いて、ハイブリッド回路の S 行列を求める。

本解析法での問題点は、(1) 接合回路の姿態インピーダンスの計算法、(2) 各伝送線路での高次非伝搬伝送姿態数 n を何個考慮すればよいかわかるが、(1) に関しては 7. 2. 3 で説明するように固有モード展開法を、(2) に関しては、従来の結果⁽³⁾及びここでの最終的な解の収束性を検討して、基本伝送姿態も含めて 4 個の非伝搬高次姿態までを考慮する事とした。

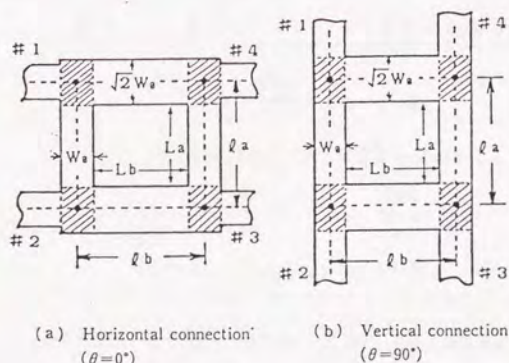


図 7. 5 基本的ハイブリッド回路

$$(l_a = l_b = \lambda_g/4)$$

7. 2. 4 基本的ハイブリッド回路の高周波特性

ここでは、図7.5に示すような基本的構成のストリップ線3dBハイブリッド回路（今後、基本的ハイブリッドと呼ぶ）を取り上げ、入出力ストリップ線路が接合回路に水平に結合されている場合（a）、及び垂直に結合されている場合（b）の周波数特性を、7.2で述べた解析法を用いて、その周波数特性を計算する。このような基本的構成のハイブリッド回路では、設計中心周波数が低いときには、図7.5で斜線を施した接合回路近傍での電磁界の乱れが無視できるので、ほぼ所望の特性（動作中心周波数が設計中心周波数と一致し、この中心周波数で入力伝送線路と結合された伝送線路に電力が等分され、非結合伝送線路への漏れ電力及び入力伝送線路での反射電力が零）が得られる上、全体の周波数特性は伝送線路理論より得られる所定の周波数特性と一致するが、設計中心周波数が上昇するにつれて、所望の特性が得られなくなる上、所定の周波数特性より乖離していく事が分かった。

1) 基本ハイブリッド回路の設計

入出力インピーダンス Z_0 (Ω)、設計中心周波数 f_0 (GHz) のハイブリッド回路を、比誘電率 ϵ_s 、厚さ d なる平面的伝送線路回路を用いて、図7.5の構成で設計した場合、平面的伝送線路回路各部の寸法は、表7.1で決定される。

表7.1 基本的ハイブリッド回路の各部寸法

$$\begin{aligned} W_0 &= \frac{120\pi}{Z_0} \cdot \frac{d}{\sqrt{\epsilon_s}} \quad (\text{mm}) \\ W_a &= W_0 (\text{mm}) \quad W_b = \sqrt{2} W_0 (\text{mm}) \\ l_a = l_b &= \frac{1}{4} \lambda_g \quad \left(\lambda_g = \frac{300}{f_0} \cdot \frac{1}{\sqrt{\epsilon_s}} \right) \\ L_a &= l_a - W_b, \quad L_b = l_b - W_a \end{aligned}$$

従って、例えばレキソライト2200 ($\epsilon_s=2.62$, $d=1.45$ mm)を用いて、 $Z_0=50\Omega$ として、設計中心周波数をパラメータとした基本的ハイブリッド回路の回路寸法は、 $W_a=W_0=3.38\text{mm}$, $W_b=4.78\text{mm}$ となり、 L_a , L_b は表7.2に示す。表7.2より、接合回路部の寸法 ($W_a \times W_b$) は、3GHz以上になると

伝送線路長 L_a , L_b に比して無視できなくなる上, 9 GHz 以上になると, 伝送線路長は接合回路寸法よりかなり小さくなるので, 伝送線路理論に基づく設計法が有効でなくなる事が分かる。*

表 7. 2. レキソライト 2200 を用いたときの寸法

f_0	$\lambda_0/4$	(a)		(b)		(c)	
		L_a	L_b	L_a	L_b	L_a	L_b
0.5	92.67	87.89	89.29	90.72	89.91	88.72	92.36
1.0	46.34	41.56	42.96	44.38	43.57	42.39	46.02
3.0	15.45	10.67	12.07	13.48	12.68	11.48	15.19
5.0	9.27	4.49	5.89	7.27	6.50	5.29	9.00
7.0	6.62	1.84	3.24	4.57	3.84	2.62	6.27
9.0	5.15	0.37	1.77	3.01	2.37	1.12	4.76

単位 mm

注1) 形状 (a), (b) の補正は式(7.15)に基いて線路長を最適化した L_a , L_b の寸法である。

注2) ここでの数値は使用する誘電体の厚さ, 比誘電率に関連しており, 誘電体厚を薄くすれば, ミリ波での回路設計も可能である。

2) 基本的ハイブリッド回路の解析⁽⁵⁾

1) で与えられた基本的ハイブリッド回路に 7. 2 で述べた解析法を適用して広帯域周波数特性を計算する。本解析法では, 図 7.5(a), (b) の結合位置における接合回路部の状態インピーダンスを求める必要がある。所で, この場合の接合回路形状は方形回路となっているので, 接合回路の状態インピーダンス Z_{pq}^{ij} ($= j X_{pq}^{ij}$) は解析的に与えられ, 式(7.13)となる。

$$X_{pq}^{ij} = \frac{1}{\omega_0 C_0} \sum \sum \frac{-f}{f^2 - f_{l,m}^2} n_{(l,m),p}^{(i)} n_{(l,m),q}^{(j)} \quad (7.13)$$

$$\begin{aligned} \text{但し, } \omega_0 C_0 &= 2\pi \times 10^9 \times (\epsilon_0 \epsilon_s W_a \times W_b / d) \\ &= 1.624 \times 10^{-3} \quad (\text{S}) \end{aligned}$$

$f_{l,m}$ は $W_a \times W_b$ の方形回路の (l, m) 状態の共振周波数で次式となる。

$$f_{1,m} = \sqrt{\frac{(300)^2}{4\epsilon_s} \cdot (1^2 + 0.5m^2)} = 27.42 \sqrt{1^2 + 0.5m^2} \quad (7.14)$$

$l, m = 0, 1, 2, 3, \dots$ (接合回路内の固有モードの次数)

$n_{(l,m),p}$ は l 番目の伝送線路の p 番目の伝送状態と方形接合回路の (l, m) 状態との結合係数で次式となる。

$$n_{(l,m),p}^{(1)} = \begin{cases} \frac{\sqrt{\epsilon_p \epsilon_l \epsilon_m}}{\pi} \cdot \frac{m/2}{p^2 - m^2/2} \cdot (-1)^p \sin\left\{\frac{(\sqrt{2}-1)}{2\sqrt{2}} m \pi\right\} \\ - \sin\left\{\frac{(\sqrt{2}-1)}{2\sqrt{2}} m \pi\right\} \\ (-1)^{l+m} \epsilon_m \delta_{pl} \end{cases}$$

$$n_{(l,m),p}^{(a)} = \epsilon_m \delta_{pl} \quad n_{(l,m),p}^{(b)} = (-1)^l \epsilon_l \delta_{pl} \quad (7.15)$$

$p = p-1, q = q-1$ ($p, q = 1, 2, 3, \dots$)

式(7.13)での状態インピーダンスは、 (l, m) に関する二重和となっているが、特別な場合を除いて、有限和で近似せざるを得ない。ここでは、従来の結果⁽⁵⁾及びここでの解の収束性を検討して、接合回路の固有状態を30個程度考慮して計算した。

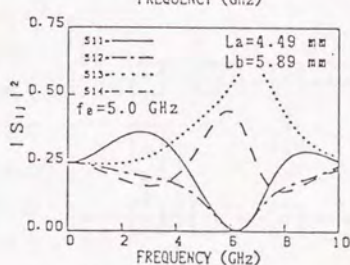
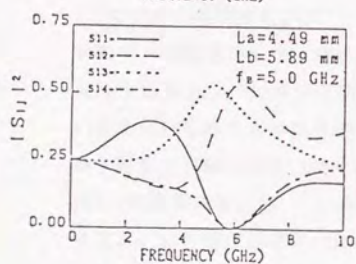
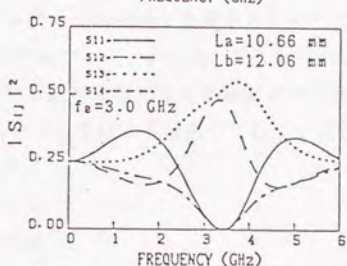
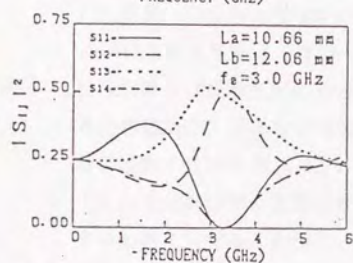
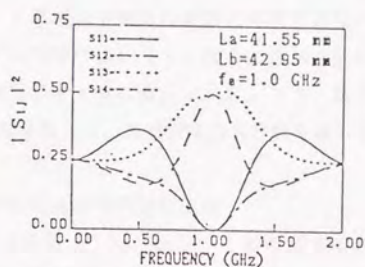
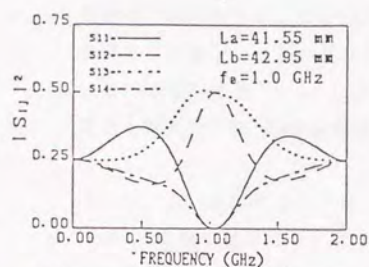
3) 基本的ハイブリッド回路の周波数特性

表7.2に示す寸法(設計中心周波数 $f_0 = 0.5, 1.0, 3.0, 5.0 \text{ GHz}$)を持った図7.5(a),(b)の基本的ハイブリッド回路のS行列の周波数特性を7.2で述べた手法で計算し、その結果を図7.6に示す。本計算結果より次の点が指摘できる。

(1) 設計中心周波数が1GHzまでは、一次元伝送線路理論の特性とほぼ同じ特性を示す。

(2) 設計中心周波数が3GHz以上では、2種類の回路形式共、動作中心周波数が設計値より上方へずれる上、伝送線路理論の周波数特性よりかなり乖離し、所望の特性が得られていない。

(3) 2種類の回路形式共、 $|S_{31}|^2$ が最大となる周波数で、 $|S_{11}|^2$,



(a) Horizontal connection ($\theta=0^\circ$)

(b) Vertical connection ($\theta=90^\circ$)

図7.6 基本的ハイブリッド回路の周波数特性
(設計中心周波数 $F_0=1.0, 3.0, 5.0$ GHz)

$|S_{21}|^2$ 共ほぼ零となり、この周波数を動作中心周波数と呼ぶと、この動作中心周波数は2種類の回路形式共ほぼ同じであるが、 $|S_{41}|^2$ の最大となる周波数は、図7.5(a),(b)の回路形式で、動作周波数の下又は上にずれている。

これ等の結果より、1)で述べた基本的ハイブリッド回路の考え方では、動作中心周波数が3GHz以上のハイブリッド回路の設計は無理ではないかと考えられる。これ等の点を改善するためには、(1)接合回路部の設計と(2)伝送線路長(L_a , L_b)の調節が考えられる。7.2.5で、接合回路部を変えないで、伝送線路長のみを調整して、周波数特性の改善を試みる。

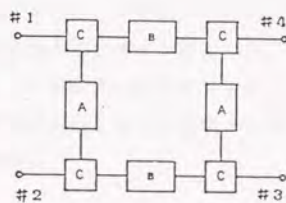
7.2.5 基本的ハイブリッド回路の周波数特性の改善

図7.5に示す基本的ハイブリッド回路を、1)の表7.1の考え方で設計した結果、設計中心周波数が高くなる程、所望の特性が得られないだけでなく、伝送線路理論より乖離する事が分かった。これは、図7.5の回路で、接合回路及び接合回路との接続により伝送線路内に生じる電磁界の乱れによる位相遅れが、表1の設計法での L_a , L_b では十分補償し切れず、図7.6の解析結果に示されるように、 $|S_{31}|$,

$|S_{41}|$ の動作中心周波数がずれてくるものと考えられる。従って、ここでは図

7.5に示す2種類の基本的ハイブリッド回路で、斜線を施した三開口方形接合回路を取り出し、この部分が接続されている各伝送線路の基本伝送状態に対して示す特性を三開口のS行列で表示すると図7.5の等価回路は図7.7となるので、各分岐A, Bと接合回路での位相遅れを含めた位相差は電気角が 90° となるように各伝送線路長 L_a , L_b を再設計し、基本的ハイブリッド回路の周波数特性の

改善を試みた。



A: Planar transmission line ($W_0 \times L_a$)
B: Planar transmission line ($\sqrt{2} W_0 \times L_b$)
C: 3-port junction with S-matrix

図7.7 図7.5の等価回路

1) 三開口方形接合回路の周波数特性

図7.5の回路で斜線を施した三開口接合回路の特性を図7.4で示した座標系

を用いて解析する。この場合、先ず、接合回路に接続される3本の平面的伝送線路内に生じる電磁界の乱れも考慮して、接合回路が各伝送線路の基本伝送状態に対して示す実効インピーダンスを求める。図7.5での方形接合回路の姿態インピーダンス $Z_{pi}^{(i)}$ が式(7.13)で与えられる事より、式(7.7)を、各伝送線路接合面での基本伝送状態電圧、姿態電流に関する縦行列 V_i, I_i 及び各伝送線路の非伝搬高次姿態電圧、電流縦行列 V_r, I_r を用いて、整理し直すと式(7.17)となる。

$$\begin{pmatrix} V_i^{(1)} \\ V_i^{(a)} \\ V_i^{(b)} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} Z_{i1} & Z_{i1} & Z_{i1} \\ Z_{i1} & Z_{i1} & Z_{i1} \\ Z_{i1} & Z_{i1} & Z_{i1} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} I_i^{(1)} \\ I_i^{(a)} \\ I_i^{(b)} \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} Z_{ir} & Z_{ir} & Z_{ir} \\ Z_{ir} & Z_{ir} & Z_{ir} \\ Z_{ir} & Z_{ir} & Z_{ir} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} i^{(1)} \\ i^{(a)} \\ i^{(b)} \end{pmatrix} \quad (7.16)$$

$$\begin{pmatrix} V_r^{(1)} \\ V_r^{(a)} \\ V_r^{(b)} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} Z_{r1} & Z_{r1} & Z_{r1} \\ Z_{r1} & Z_{r1} & Z_{r1} \\ Z_{r1} & Z_{r1} & Z_{r1} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} i^{(1)} \\ i^{(a)} \\ i^{(b)} \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} Z_{rr} & Z_{rr} & Z_{rr} \\ Z_{rr} & Z_{rr} & Z_{rr} \\ Z_{rr} & Z_{rr} & Z_{rr} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} i^{(1)} \\ i^{(a)} \\ i^{(b)} \end{pmatrix} \quad (7.17)$$

$$i=1,a,b \quad p=0,1,2,\dots$$

但し、ここでは接合回路と伝送線路の接合面で生じる電磁界の乱れを考慮するために各伝送線路で n 番目の高次伝送状態まで計算する事とした。

所で、伝送線路と接合回路の接合面で生じる電磁界の乱れは局所的となるので、これにより励振される高次伝送状態は非伝搬となり、特性インピーダンス $Z_{cp}^{(i)}$ で終端された形となるので次式を得る。

$$V_p^{(i)} = -Z_{cp}^{(i)} I_p^{(i)} \quad (i=1,a,b \quad p \geq 1) \quad (7.19)$$

式(7.19)で負符号が付いているのは、姿態電流の正方向を接合回路の流入方向に取っているためである。

式(7.19)を式(7.18)で定義した高次伝送状態に関する電圧 $V_r^{(i)}$ 、電流縦行列 $i_r^{(i)}$ を用いて記述すると次式となる。

$$v_r^{(i)} = -Z_{cr}^{(i)} i_r^{(i)} \quad (i=1, a, b) \quad (7.20)$$

但し, $Z_{cr} = \text{diag} (Z_{c1}, Z_{c2}, \dots, Z_{cn})$

式(7.17), (7.20)より7個の行列に関する連立方程式が得られるが, これ等の式より各開口での高次伝送状態に関する電圧, 電流縦行列 v_r, i_r ($i=1, a, b$) を消去する事により, 各伝送線路の基本伝送状態に関する実効インピーダンス Z_{eff} を求める事ができる。

$$Z_{eff} = \begin{bmatrix} Z_{1,1}^{1,1} & Z_{1,1}^{1,a} & Z_{1,1}^{1,b} \\ Z_{1,1}^{a,1} & Z_{1,1}^{a,a} & Z_{1,1}^{a,b} \\ Z_{1,1}^{b,1} & Z_{1,1}^{b,a} & Z_{1,1}^{b,b} \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} Z_{1,r}^{1,1} & Z_{1,r}^{1,a} & Z_{1,r}^{1,b} \\ Z_{1,r}^{a,1} & Z_{1,r}^{a,a} & Z_{1,r}^{a,b} \\ Z_{1,r}^{b,1} & Z_{1,r}^{b,a} & Z_{1,r}^{b,b} \end{bmatrix} \cdot$$

$$\begin{bmatrix} Z_{r,r}^{1,1} + Z_{c,r}^{1,1} & Z_{r,r}^{1,a} & Z_{r,r}^{1,b} \\ Z_{r,r}^{a,1} & Z_{r,r}^{a,a} + Z_{c,r}^{a,a} & Z_{r,r}^{a,b} \\ Z_{r,r}^{b,1} & Z_{r,r}^{b,a} & Z_{r,r}^{b,b} + Z_{c,r}^{b,b} \end{bmatrix}^{-1} \begin{bmatrix} Z_{r,1}^{1,1} & Z_{r,1}^{1,a} & Z_{r,1}^{1,b} \\ Z_{r,1}^{a,1} & Z_{r,1}^{a,a} & Z_{r,1}^{a,b} \\ Z_{r,1}^{b,1} & Z_{r,1}^{b,a} & Z_{r,1}^{b,b} \end{bmatrix} \quad (7.21)$$

従って, 三開口接合回路の基本伝送状態に対する周波数特性を S 行列で表示すると, この S 行列は回路理論より次式で計算される。

$$S = (Z_{eff} + Z_{c0})^{-1} (Z_{eff} - Z_{c0}) \quad (7.22)$$

但し $Z_{c0} = \text{diag} (Z_{c0}^{(1)}, Z_{c0}^{(a)}, Z_{c0}^{(b)})$

$$S_{ij} = |S_{ij}| \exp(-j\theta_{ij}) \quad (7.23)$$

式(7.22)に基づいて, 図7.5に示す水平結合 ($\theta = 0^\circ$) と垂直結合 ($\theta = 90^\circ$) の2種類の接合回路の S 行列の各要素の振幅と位相の周波数特性を計算した。この結果を図7.8に示す。

2) 基本的ハイブリッド回路の伝送線路長の再設計

図7.5の等価回路である図7.7で、接合回路Cの部分の周波数特性が、1)で求めたので、この結果を用いて分岐A、Bの伝送線路長 L_a 、 L_b を再検討する。

今、接合回路CのS行列より、接合回路Cに仮想的基準点を設けて、この点より i 番目の伝送線路の接合回路Cとの接合面までの位相遅れを θ_i とすると

$$\theta_{ij} = \theta_i + \theta_j \quad (i \neq j, i, j=1, a, b) \quad (7.24)$$

と考える事ができる。

従って、設計中心周波数が定まると図7.8の位相特性より、 θ_{ij} ($i \neq j$)が求まり、これより式(7.24)を用いて、このときの i 番目の伝送線路の接合回路の接合面より接合回路の仮想的基準点までの位相遅れ θ_i を求めることができる。

$$\theta_i = (\theta_{ij} + \theta_{ik} - \theta_{kj}) / 2 \quad (7.25)$$

$$(i, j=1, a, b)$$

図7.7の等価回路で、各接合回路の仮想的基準点間の位相差が 90° となる事が、ハイブリッド回路の動作条件となるので、図7.5での伝送線路長は、式(7.26)と計算される。

$$L_i = \left(1 - \frac{2\theta_i}{90}\right) \cdot \frac{\lambda_g}{4} \quad (7.26)$$

この式を用いて、図7.5(a),(b)に示すハイブリッド回路の線路長を設計し直すと、表2に示す値が得られる。基本的ハイブリッド回路での当初の伝送線路長に比して、再設計後の長さは大きく補正されている事が分かる。

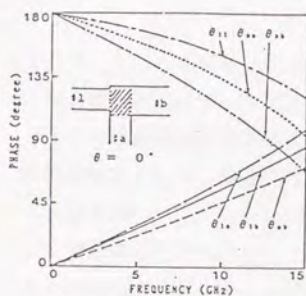
3) 再設計後の周波数特性

この再設計後の線路長を用いて、図7.5に示す基本ハイブリッド回路の周波数特性を計算し直すと図7.9の結果を得る。図7.9の結果より、動作中心周波数は、設計中心周波数に回復する事ができたが、中心周波数での端子3、端子4への電力分配は不平衡のままである。

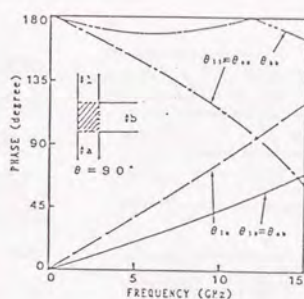
但し、設計中心周波数1GHzでの周波数特性は、基本的ハイブリッド回路の設計では、図7.6に示すように $|S_{14}|$ の最大値は、動作中心周波数の前

後にづれているが、再設計後の伝送線路長 L_a 、 L_b を用いると、所望の特性が完全に回復している事が分かる。

なお、式(7.26)で決まる L_a 、 L_b の前後に線路長を変えて、ハイブリッド回路の周波数特性を計算したが、電力分配の不均衡は解消されず、これを改善するためには、接合回路部の伝送線路の結合位置も含めた形状を設計し直す必要があるものと考えられる。

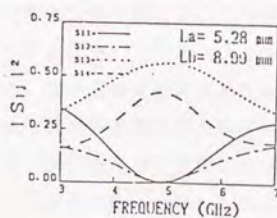
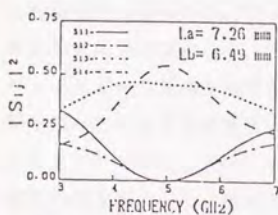
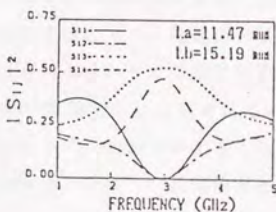
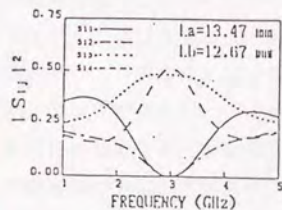
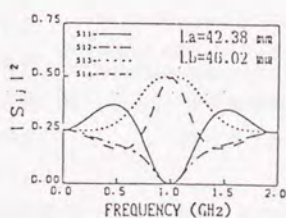
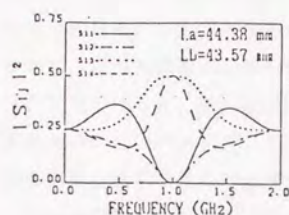


(a) Horizontal connection ($\theta=0^\circ$)



(b) Vertical connection ($\theta=90^\circ$)

図7.8 三開口方形接合回路の位相特性



(a) Horizontal connection ($\theta=0^\circ$)

(b) Vertical connection ($\theta=90^\circ$)

図7.9 基本的ハイブリッド回路の伝送線路長補正後の周波数特性

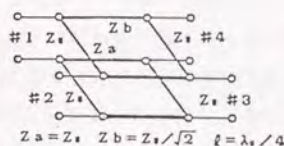
7. 3 分岐線路形 3 dB ハイブリッド回路の合成⁽²⁾

7. 3. 1 ハイブリッド回路の合成法

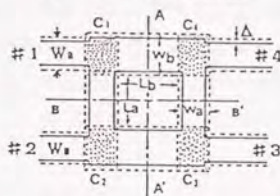
伝送線路形 3 dB ハイブリッド回路は、マイクロ波集積回路で頻りに利用される重要な回路であり、伝送線路理論に基づいて設計されている。しかし、図 7.10(a) に示す伝送線路形 3 dB ハイブリッド回路を平面的伝送線路モデルを用いて図 7.10(b) に示す基本的構成で設計した場合、設計中心周波数が上昇し、線路幅が波長と比較して無視できない周波数帯では接合部での電磁界の乱れを設計に考慮しなければ、所望の特性が得られない事を第 7. 2 節で示した。又、所望特性を実現するためには、ハイブリッド回路の接合部を設計し直す必要のある事も指摘した。

これまでに、ストリップ線による高周波帯での平面的 3 dB ハイブリッド回路の合成法として、2つの方法が東京大学大越教授によって提案されている：(1) 素回路法による試行錯誤的合成法と(2) 周回積分法による解析法、パウエル法による最適化合成手法を組み合わせた数値計算法が実用化され、リング形 3 dB ハイブリッド回路の最適設計に応用されている⁽³⁾。これらの手法は 2 次元平面回路の合成法として先駆的な考え方であるが、当時の計算機的能力、プログラミング法の問題でかなりの計算時間を要する。

本論文では、はしご形 3 dB ハイブリッド回路の接合回路部と $L = \lambda_g/4$ 分岐線路部の各部の機能解析に基づいて等価回路を導出し、この等価回路の回路定数を満足するように、回路論を「なかだち」としたストリップ線ハイブリッド回路の合成法を提案する。更に、本合成法で設計された回路を 7. 2 節で述べた手法で理論解析し、確かに所望の特性が実現されている事を確認した上で、対応した回路をレキシライト 2200 を用いて実際に作成し、その周波数特性を測定した。測定結果は、計算結果と良く一致した事より、本合成法の有効性と妥当性が確認できた。



(a) Transmission-line circuit



(b) Stripline circuit (C_j : junction part)

分岐線路形 3 dB ハイブリッド回路 (図中の点線は実効幅 $d = (2 \log 2/\pi) \cdot d$ を示す)

図 7. 10 分岐線路形 3 dB

ハイブリッド回路

7.3.2 合成の考え方

ここでは、図7.11(a)に示す伝送線路形3dBハイブリッド回路をストリップ線回路で合成するために、ストリップ線路を平面的伝送線路モデルで近似し、ハイブリッド回路全体を境界周囲が磁気壁モデルの平面回路に置き直す(1)、(2)、(3)。次に、接合回路部分と分岐伝送線路部分に分離し、各部の機能解析を行う。この各部分での機能が、平面的伝送線路モデルを用いたハイブリッド回路で同様に実現するように設計すれば、回路全体として、所要の特性が実現できるとの考えに基いている。従って、先ず、伝送線路形ハイブリッド回路の各部の機能解析を行い、次に、平面的伝送線路で、この機能をどのように実現するかを示す。

7.3.3 伝送線路形ハイブリッド回路の機能解析

図7.10(a)に示す伝送線路形ハイブリッド回路は、

1. Z_0 , Z_0 , $Z_0/\sqrt{2}$ の特性インピーダンスを持った3本の伝送線路の接合部
2. Z_0 , $Z_0/\sqrt{2}$ の特性インピーダンスを持った長さ $\lambda_g/4$ の伝送線路部

より構成されていると考えられる。

前者の接合部の機能をS行列で表すと式(7.27)となる(付録C, 1参照)。式(7.27)の各要素は後に引用されるので、 $[S_{ij}]$ と置く事とする。

$$S^o = \frac{1}{\sqrt{2}+1} \begin{vmatrix} -1 & \sqrt{2} & \sqrt{2\sqrt{2}} \\ \sqrt{2} & -1 & \sqrt{2\sqrt{2}} \\ \sqrt{2\sqrt{2}} & \sqrt{2\sqrt{2}} & -(\sqrt{2}-1) \end{vmatrix} \quad (7.27)$$

又、後者の機能は、 Z_0 , $Z_0/2$ の特性インピーダンスを持った伝送線路で、進行波の位相を 90° 遅らせる機能を持っている。従って、伝送線路分岐線路形3dBハイブリッド回路を、機能という点より構成し直すと図7.11となる。

7.3.4 平面的伝送線路モデルによるハイブリッド回路の合成法

伝送線路形3dBハイブリッド特性を図7.10(b)に示すような平面的伝送線路モデルを用いて実現するためには、平面的三開口接合回路部及び平面的伝送線路部で、図7.11に示す機能相当を実現すれば良い事となる。図7.11の

各部の設計を順を追って説明する。

1. 平面的伝送線路幅 W_a , W_b の設計

各特性インピーダンス $Z_a = Z_0$, $Z_b = Z_0 / \sqrt{2}$ に従って設計する ($W_a = W_0$, $W_b = \sqrt{2}W_0$)。

2. 三開口接合回路の設計

一般に, W_0 , W_0 , $\sqrt{2}W_0$ の入出力伝送線路が接続された図7.12(a)に示す三開口任意形状接合回路の S 行列の各要素は, 複素数となっているので, 設計中心周波数で, $S = S^0$ となるように接合回路を設計する事は困難である。今, 設計中心周波数で, 三開口接合回路の S 行列の要素 S_{ij} が式(7.27)で与えられる S 行列の要素 S_{ij} と次の関係となるように接合回路の形状を設計できたとしよう。

$$|S_{ij}| = |S_{ji}^0| \quad (7.28)$$

このとき, 付録 C. 2 に示すように設計された接合回路の散乱行列 S は式(7.29)と表わすことができる。

$$S \equiv P \cdot S^0 \cdot P \quad (7.29)$$

$$\text{但し, } P = \text{diag.} (e^{-j\theta_1}, e^{-j\theta_a}, e^{-j\theta_b})$$

ここに, P は対角行列を意味し, θ_1 , θ_a , θ_b は平面的接合回路の位相遅れ量を表わす。

このように設計された図7.12(a)に示す三開口接合回路の等価回路は理想的な S^0 行列を用いて, 図7.12(b)となる。この等価回路で, 電気角 θ_i ($i = 1, a, b$) の伝送線路は, 各部分の伝送線路に組み込む事ができるので, 式(7.28)が成立するように三開口接合回路を設計すれば, 式(7.27)の $[S^0]$ が実現した事に相当する。

3. 伝送線路長 (L_a , L_b) の設計

図7.12(b)の等価回路及び図7.11の各部機能の解析より, 伝送線路長は, 次式で決定される。

$$L_i = \left(1 - \frac{2\theta_i}{90}\right) \cdot \frac{\lambda_g}{4} \quad (\text{但し, } i = a, b) \quad (7.30)$$

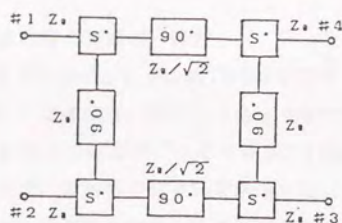
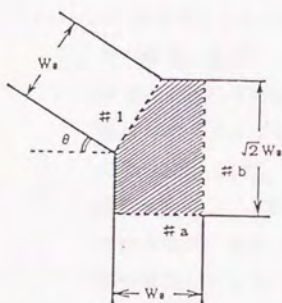
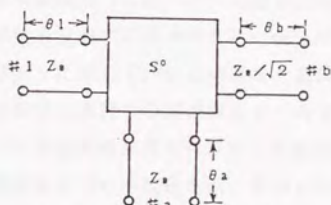


図7.11 伝送線路分岐線路形3dBハイブリッド回路の各部の機能

Function of each parts of branch-line 3dB hybrid circuit after compensations of line-length.



(a) Circuit designed to satisfy the relation of $|S_{11}|=|S_{22}|$



(b) Equivalent circuit of (a)

図7.12 三開口方形接合回路とその等価回路

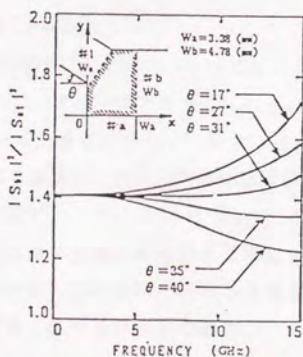


図7.13 三開口方形接合回路の周波数特性の結合角依存性

7.3.5 三開口接合回路の一設計

ここでは、7.3.2で述べたように式(7.28)を実現する三開口接合回路を平面回路理論に従って合成する。所で、このような特性を実現する平面回路の形状は種々あると考えられるが、ここでは図7.12(a)に示す斜め結合三開口接合回路を取り上げ、斜め結合角 θ° を決定する。

(1) 斜め結合三開口接合回路を取り上げた理由

方形接合回路の特性

図7.12(a)に示す平面回路形状を用いて、式(7.28)を満足する接合回路を合成する前に、図7.14(a),(b)2種類の三開口方形接合回路のS行列の各要素の大きさの周波数特性を平面回路的手法で計算した。この結果は、図7.13(a),(b)に示され、この周波数特性を仔細に検討すると次の点に分かる。

1. 両回路共、設計中心周波数が1GHz程度までは、式(7.28)の条件がほぼ満たされているので、伝送線路長(L_a , L_b)の調節だけで、完全にハイブリッドの所望の特性を実現する事ができる(例えば、7.2節の図7.15で、 $f_0 = 1\text{GHz}$ に対して、伝送線路長を調節前の周波数特性を示し、動作中心周波数は設計中心周波数よりずれている事が分かるが、式(7.30)に基づいて伝送線路長を再設計した後の周波数特性は図7.17となり、中心周波数のずれが改善され、確かに所定の周波数特性が回復されている事が分かる)。
2. 設計中心周波数が3GHz以上になると、図7.14(a),(b)の両接合回路共、式(7.28)の条件が満足されず、従って、図7.10(b)の伝送線路長を調節すると、動作中心周波数を設計中心周波数に戻す事ができても、中心周波数で、電力は端子3、端子4に等分されていない(7.2節の図7.9を参照)。
3. 三開口接合回路のS行列の中、 $|S_{a1}|^2$ 、 $|S_{b1}|^2$ の周波数特性が、図7.14(a),(b)で逆の傾向を示している。図7.13(a),(b)の接合回路は、図7.12(a)の回路で結合角 θ° が 0° と 90° と見なす事ができる上、上記の中、第2点より、図7.12(a)に示す斜め結合三開口接合回路の結合角 θ が適当な所で、 $|S_{a1}|^2$ 、 $|S_{b1}|^2$ の周波数特性が平衡となり、式(7.28)の条件が直流より高い周波数まで満足される可能性がある。これが、三開口接合回路を図7.13の形状で合成しようとする理由である。

(2) 斜め結合三開口接合回路の設計

ここでは、図7.11の平面回路形状で、結合角 θ° をパラメータとして、三
 閉口接合回路のS行列の周波数特性を求め、式(7.28)が広帯域に成立する結
 合角 θ° を決定する。

所で、図7.12(a)の接合回路のS行列は、平面回路理論（例えば、文献
 [1]で記述した方法）に基いて実効インピーダンス及び実効反射係数を求
 める。この計算を行うためには、図7.13において、伝送線路の基本伝送状態
 が示す状態インピーダンスを求める必要がある。ここでは、固有状態展開法
 により状態インピーダンスを求める⁽⁶⁾。なお、この形状に対しては解析的
 に表7.3の固有状態が得られないので、レイリー・リッツ法を用いて数値計
 算し、動作中心周波数の4倍（ほぼ30個程度）までの固有状態を考慮して、
 接合部の状態インピーダンスを計算する。変分表現の基底関数として、方形
 回路の固有関数 $f_i = \cos(1\pi x/w_0) \cdot \cos(m\pi y/\sqrt{2}w_0)$ を採用し、
 固有値問題はハウスホルダー法で計算した。これらの計算により、結合角度
 θ をパラメータとした $|S_{b1}|^2/|S_{a1}|^2$ の比の計算結果を図7.13に示す。
 $\theta = 31^\circ$ のとき、10GHz程度まで、振幅条件（ $=\sqrt{2}$ ）をほぼ満足し
 ている事が分かる。又結合角 31° のときの接合回路のS行列の周波数特性
 を図7.14(c)に示す。

基本的ハイブリッド回路の接合回路に使用された方形回路のS行列の周波
 数特性（図7.15(a),(b)）に比して、かなり広い帯域でほぼ式(7.28)の条件
 が満たされている事が分かる。

従って、式(7.28)を満足する接合回路が合成されたとして、この接合回路
 を用いて次に具体的にハイブリッド回路を設計する。

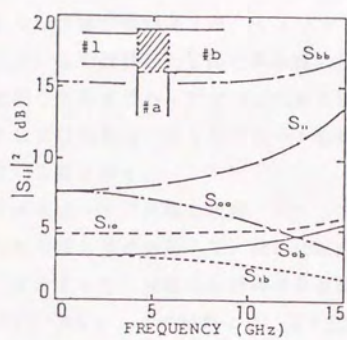
表7.3. 接合回路の固有関数系

$$\frac{\partial^2 \phi_n}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi_n}{\partial y^2} + k^2 \phi_n = 0$$

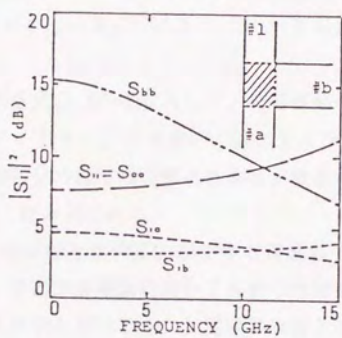
$$n \cdot \text{grad} \phi_n = 0$$

$$k_1 = 0, k_2 \leq k_3 \leq k_4 \dots$$

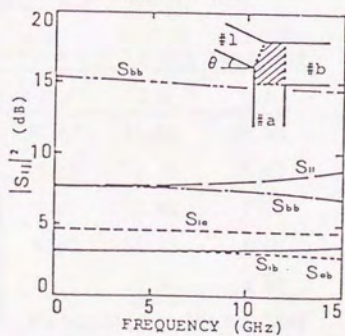
$$\frac{1}{S} \int \phi_n \phi_m dx dy = \delta_{nm}$$



(a) $\theta = 0^\circ$



(b) $\theta = 90^\circ$



(c) $\theta = 31^\circ$

図7.14 三開口方形接合回路の周波数特性

7.3.6 ストリップ線分岐形3dBハイブリッド回路の設計と実験

ここでは、7.3.2で設計した三開口斜め結合接合回路を用いて、7.3.3の考え方に従って3dBハイブリッド回路を設計し、又、対応した回路をレキソライト2200を用いたトリプレート線路で作成し、設計通りの特性が実現されている事を示す。

(1) 3dBハイブリッド回路の設計

結合角 31° の斜め接合回路を用いて、図7.15に示す形状のハイブリッド回路を設計する。使用する接合回路のS行列の各要素の位相遅れ θ_{ij} の周波数特性は、図7.16と計算され、この結果より、図7.12(b)に示す等価回路で、電気角 θ_i は、付録の式(D1.11)を用いて式(7.31)と計算される。

$$\theta_i = (\theta_{ij} + \theta_{ik} - \theta_{jk}) / 2 \quad (7.31)$$

$$(i, j, k = 1, a, b)$$

式(7.31)の結果を式(7.30)に代入して、分岐線路の線路長を決定する事ができる。レキソライト2200を用い、入出力インピーダンス $Z_0 = 100(\Omega)$ のときの図7.15の形状の各部の寸法は、設計中心周波数をパラメタとして、表7.2のように与えられる。

なお、表7.2の設計値を用いて、設計中心周波数3, 5, 7GHzの場合の周波数特性を、平面回路理論に基いて解析した結果を図7.17に示す。確かに、所望の特性を実現している上、伝送線路理論とほぼ同じ特性まで回復されている事が分かる。*

表7.4 レキソライト2200上での設計値

$f_0(\text{GHz})$	$\lambda_0/4$	L _a	L _b
1.0	46.67	43.97	44.80
3.0	15.45	13.01	13.87
5.0	9.27	6.82	7.70
7.0	6.62	4.08	5.06
9.0	5.15	2.55	3.57

単位: mm $W_a = 3.38\text{mm}$, $W_b = 4.78\text{mm}$

* 本来、式(7.28)を満たしていれば、 $\theta_i = \theta_{ij}/2$ ($i=1, a, b$) の対角行列要素より求めた結果と式(7.31)の非対角行列要素より求めた結果は一致する。実際、この場合、式(7.28)の条件が正しく成り立っている。また、この回路設計では、式(7.31)で求めた方が有効である事が確認されている。

(2) 実験結果

ストリップ線分岐線路 3 dB ハイブリッド回路の本合成法に基づく結果の妥当性を確かめるために誘電体基板レキソライト 2200 ($\epsilon_r = 2.62$, $d = 1.45$ mm) を用いてフォトエッチングにより計算に対応した回路 ($f_0 = 3.5$ GHz) をトリプレート線路で作成し、周波数特性試験装置 (HP 社製 8755B) で測定した結果を計算値と共に、図 7.18 に示す。この時、若干の漏れ電界があるために、実際の回路は、実効幅近似を用いて、

$$\Delta = \frac{2d}{\pi} \ln 2 = 0.442d = 0.64 \text{ mm}$$

だけ、線路の両側で小さく回路を設計した。実験結果は、計算値と良く一致しており、所望特性も満足されている事を確認した。

7.4 まとめ

7.2 節では、ストリップ線分岐線路形 3 dB ハイブリッド回路の接合部の不連続部での電磁界の乱れを考慮した系統的な解析法についてまとめたもので、次の点を明らかにした。

1. ストリップ線を実効伝送線路幅近似を用いた平面的伝送線路モデルに置き直す事により、ハイブリッド回路内での 2 次元的電磁界分布を考慮した回路の解析法

2. 設計中心周波数が低いときには、基本的ハイブリッド回路の考え方で回路が十分設計できるが、設計中心周波数が上昇すると、この考えではハイブリッド特性が得られないだけでなく、ハイブリッド回路内の 2 次元的電磁界分布により、得られる特性は伝送線路特性より乖離する事

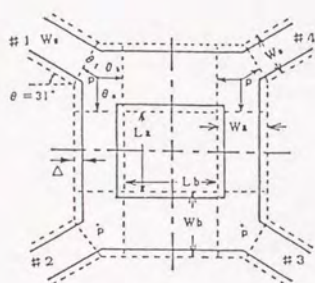
3. 設計中心周波数の上昇に伴って生じるハイブリッド回路の動作中心周波数と設計中心周波数のずれは接合回路及びこの近傍での電磁界の乱れによる位相遅れを考慮に入れて、分岐線路長を適切に設計する事により、元に戻す事ができるが、電力分配比の不均衡は、これだけでは解消せず、接合回路部を設計し直す必要があると考えられる。

7.3 節では、伝送線路理論に基いて設計されたハイブリッド回路の各部の機能解析を行い、同種の機能が平面的伝送線路を用いたハイブリッド回路の各部で実現する事により、ストリップ線分岐線路形 3 dB ハイブリッド回路が系統的に設計 (合成) できる事を示した。

本合成法を実際問題に適用するには、三開口接合回路の設計が重要であり、初めに必要な特性を満足する三開口接合回路を平面回路理論に基いて設計し、この三開口接合回路を用いて、3 dB ハイブリッド回路を設計した。又、先に述べた解析法を用いて、所望の特性が実現されている事を数値計算で確認した。この時の動作状態（固有ベクトル）を図7.19に与える。各反射係数は 90° となっている。実際に作製した3 dB ハイブリッド回路は、合成結果と測定結果が良く一致し、本合成法の妥当性・有効性を確認する事ができた。

以上、平面回路理論に基いたストリップ線分岐線路形3 dB ハイブリッド回路を系統的に合成する事ができた。

今後、ここで述べた解析法および合成法を平面的伝送線路モデルで近似できる各種ストリップ線回路に適用して、回路の動作特性を予測すると共に動作特性の改善に役立てていく予定である。



$$\Delta = \left(\frac{2}{\pi} \log 2\right) \cdot d$$

図7.15 平面的3 dBハイブリッド回路
Fig. 6 Planar-type 3 dB hybrid circuit ($\theta=31^\circ$).

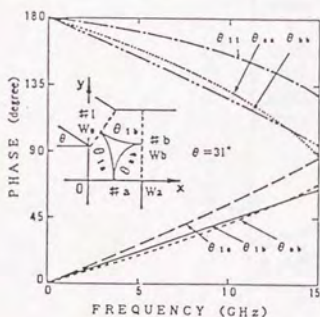


図7.16 図7.12(a)の接合回路の周波数特性
(結合角 $\theta=31^\circ$)

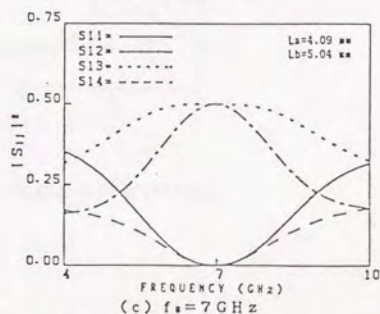
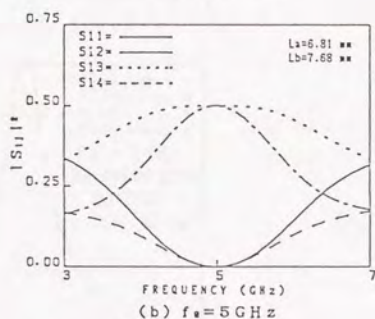
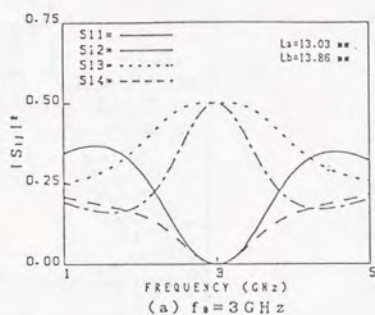


図7.17 斜め接合回路を用いた3 dBハイブリッド回路の周波数特性 (結合角 $\theta=31^\circ$)

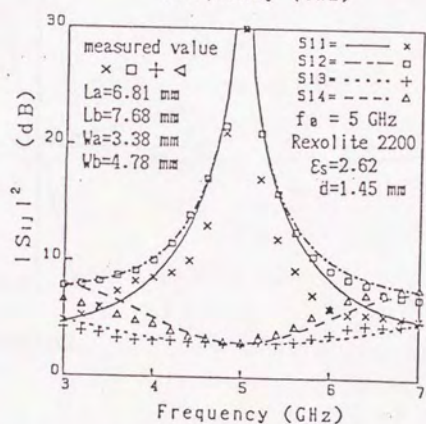
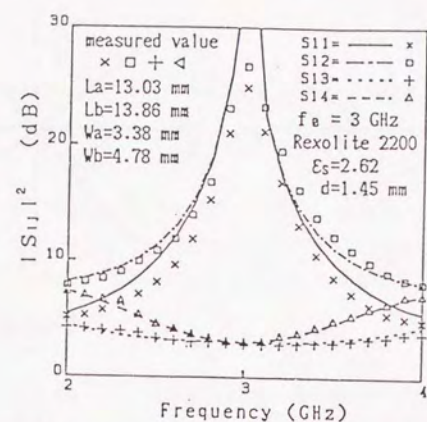
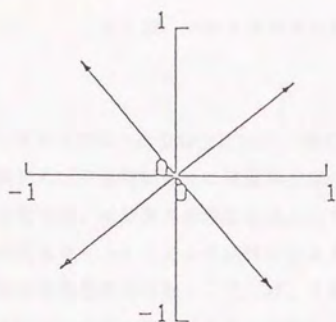
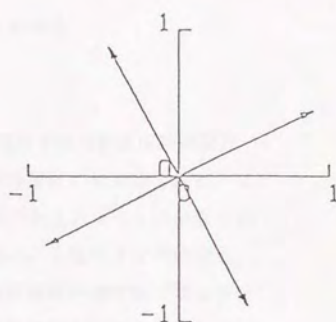


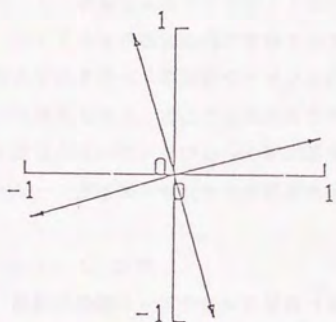
図7.18 本合成法に基づいた回路の周波数特性の理論値と測定値



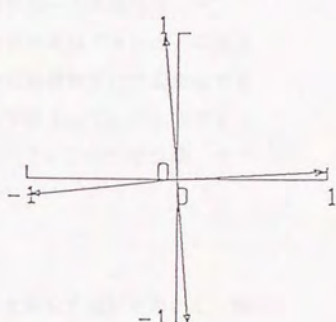
$F=1\text{GHz}$



$F=3\text{GHz}$

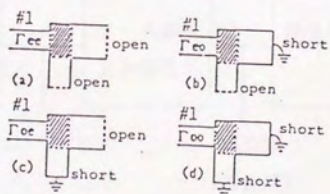


$F=5\text{GHz}$



$F=7\text{GHz}$

図7.19 斜め接合回路を用いた1/4接合回路の固有ベクトル (図7.3の回路)



1/4 ハイブリッド回路と端条件
1/4-hybrid circuit and terminal conditions.

第8章 平面回路の電磁界分布の周波数特性

平面回路の入出力特性に加え、回路内の電磁界分布を知る事は回路の設計・調整及び不連続部分での電磁界分布の振舞等の動作解析にも有用である。この章では、開放境界形平面回路として、8.1節でトリプレート形平面回路の固有モードとフィルタ回路のコレスティック液晶による電磁界分布の測定、短絡境界形平面回路として、8.2節でトラフ形表面波平面回路の電磁界分布をプローブ・アンテナで直接測定し、方形導波管形平面回路とのアナロジーを用いて理論値と実験値を比較している。

8.1 液晶によるトリプレート形平面回路の固有モードの測定^{(1),(2)}

マイクロ波平面回路内の電磁界分布の視覚的観測が可能であれば、平面回路の電磁界モードの解析やマイクロ波集積回路の回路調整等に変り大に有益であると考えられる。ここでは電磁界分布を観測する手段として、コレスティック液晶を用いてトリプレート形平面回路の固有モード、方向性結合器、ラットレース回路等の電流分布の観測を行う。

8.1.1 原理

温度効果形コレスティック液晶（以下CH液晶と略記する）を用いて、電磁界分布を色分布として観測するために、図8.1に示すメカニズムによる。即ち、マイクロ波電磁界によって、平面回路の上側アース基板には表面電流を生じる。これに抵抗膜を用いて熱変換し、この熱変換によって生じた温度分布を抵抗膜に均一に塗布されたCH液晶を用いて色分布として観測する。次に平面回路の電流分布、抵抗膜、CH液晶について説明する。

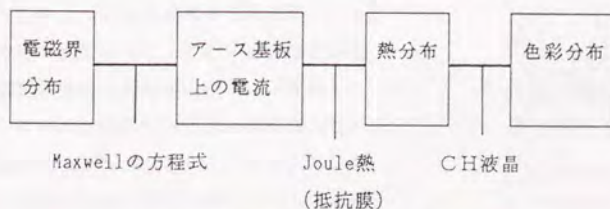


図8.1 電磁界分布の測定原理

(a) 電流分布

図8・2の座標系において、厚さ d は波長に比して充分薄いと仮定すると、平面回路内の電磁界は $E=(0,0,E_z)$, $H=(H_x,H_y,0)$ となり、Maxwellの方程式から、直ちに、 E_z に関して2次元のヘルムホルツ方程式が得られる。この方程式を解くことにより、 E_z が求まったとすると、誘電体内の横方向磁界 H_t は式(8・1)で与えられる。従って、アース基板上の表面電流密度は式(8・2)となる。

$$H_t = \frac{1}{j\omega\mu} k \times \nabla_t E_z \quad (8.1)$$

$$J = \frac{1}{j\omega\mu} \nabla_t E_z = k \times H_t \quad (8.2)$$

今、伝送線路の電磁界(TEM波)分布は、伝送方向に直角な面内でほぼ一様な電磁界となっているので、回路上の電流分布を観測することは電磁界分布を観測することと等価である。

(b) 抵抗膜 熱変換部分

CH液晶を用いて平面回路の固有モードや分布定数回路の定在波分布の観測を行うには、図8・3に示すように中心導体を抵抗膜に置きかえるか、あるいは平面回路のアース基板を抵抗膜に置き換える、(a)、(b)の二つの方法が考えられるが、(a)の方法で実験を行う。このとき抵抗は表面電流の強弱を熱分布に効率よく変換し、かつ電磁界に乱れを生じない程度の大きさを選択する必要がある。ここでは、抵抗膜として銀コーティングカーボンペーストを厚さ一定となるように吹き付け、 $80^\circ\text{C} \sim$

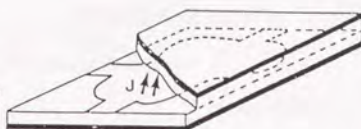


図8・2 トリプレート形平面回路

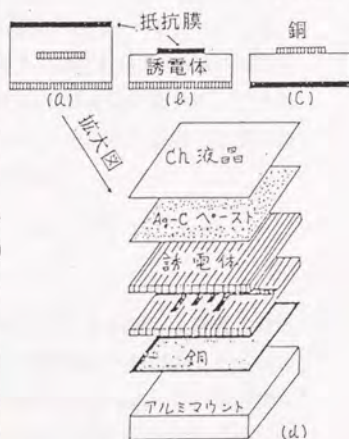
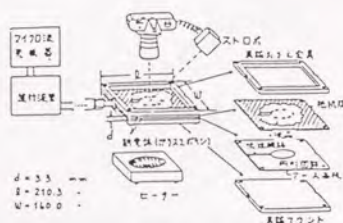


図8・3 構造図

120°C位で乾燥させて、その上に黒色塗料を塗布して作成した。なお、使用したA_g-C抵抗塗料は規格1.0Ω/□と0.1Ω/□の2種類の抵抗膜を作成したが0.1Ω/□の抵抗膜の方が色彩分布としてよい結果を得た。

(c) コレステリック液晶 (CH液晶) ⁽³⁾

CH液晶はCholesteryl Nonanoate(呈色温度: 78°C~91°C)とCholesteryl Oleyl Carbonate(同室温)を77.1:22.9(重量パーセント比)の割合に混合して、呈色温度を40°C、呈色温度範囲を1°Cに設定したものである。温度の高い順に紺、青、緑、黄、橙、赤となる。緑から青の範囲で温度変化は大であり、人間の目の感覚で黄色はきわめて狭い範囲のスペクトル幅しかない。従って、CH液晶膜で黄と緑を観測する温度幅は狭く、赤や青の幅は比較的広い。

ここで使用したCH液晶は、「螺旋」構造に起因する他の液晶にはない種々の光学的特性——旋光能、選択的散乱、円偏光2色性——を持っている。そのうちCH液晶が温度変化で選択的散乱を行う(具体的には色が変化する)という現象を利用する。つまり、図8.4(a)の角度関係において、CH液晶の光軸に対して、入射角 ϕ_1 で入った光のうち、分子層の表面で一部は透過し、次式で与えられる波長近辺が強く反射される。

$$2n = n_p \cos \frac{1}{2} \left\{ \sin^{-1} \left\{ \frac{\sin \phi_1}{n} \right\} + \sin^{-1} \left\{ \frac{\sin \phi_2}{n} \right\} \right\} \quad (8.3)$$

*) 脚注: 液晶については、応用範囲が非常に広く、各分野から研究されているが、分子の配列構造によって、細長い分子が層状に平行配列したSmectic型、細長い分子の長軸方向が平行以外は無秩序配列なNematic型、各層内では、分子の長軸が層の面に平行で、隣接層とは分子の配列方向がわずかに回転していく「螺旋」構造をとるCholesteric型に分類される。

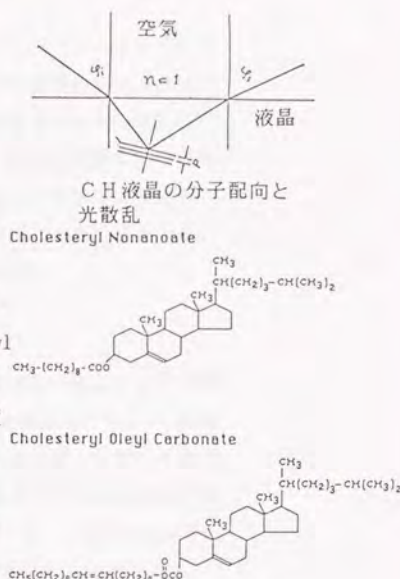


図8.4 CH液晶の分子配向と光散乱

ここで、 n は液晶の平均屈折率、 p は「螺旋」のピッチで、上式より反射光の波長は入射角、散乱角およびCH液晶のピッチの関数であることが分かる。CH液晶のピッチは、電界、応力、化学物質の吸着等によって変化するが、主に温度により変化し、このピッチの変化に対応して散乱光の波長（目に見える色）が変化する。なお、呈色温度および呈色範囲は2種以上のCH液晶の混合比を変えることによって任意に設定することができる。ここで使用したCH液晶の化学構造式を図8.4(b)に与える

8.1.2 実験準備

実験に用いた誘電体基板は熱による歪に対して十分強度のあるガラスエポキシ系（比誘電率： $\epsilon_s=4\sim5$ ）を用い、中心導体は厚さ $100\mu\text{m}$ の銅箔をエッチングし、図8.5の測定系により、マイクロ波発信器の出力を進行波管（7W402）で増幅して5Watt程度の電力を供給して各種回路の測定を行った。この進行波管の増幅帯域範囲が5.65～6.55GHzなので、6GHz付近で各モードが共振するように回路の大きさを設定した。

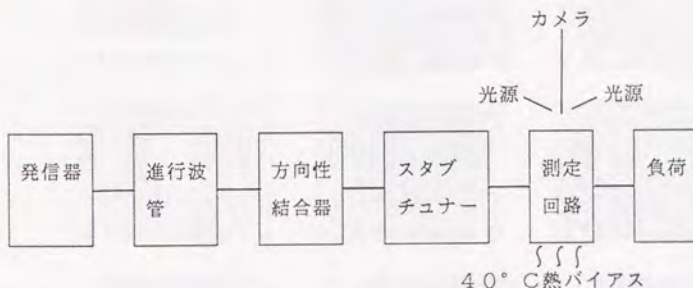


図8.5 測定系のブロックダイアグラム

8.1.3 測定結果

測定した結果を各形状の固有値の低い順に解析結果と対比させて以下に示す。固有値の縮退モードは2つのモードが混在した形となって共振するため電磁界を単独のモードとして観測できない。これを避けるために適当なスリットを入れて、不必要な固有モードが励振しないようにして所望の固有モード

を観測した。また、固有値の高いモードは回路寸法が大きくなり、呈色するために入力電力がより多く要るので、伝送線路と共振回路間のGapを小さくして結合をよくしている。しかし、より高次のモードでは回路が大きくなり過ぎてモードが明確に観測できなかった。図8.6にフィルタ回路および円形平面回路、正方形平面回路、正三角形平面回路の固有モード・パターンの測定結果を示す。

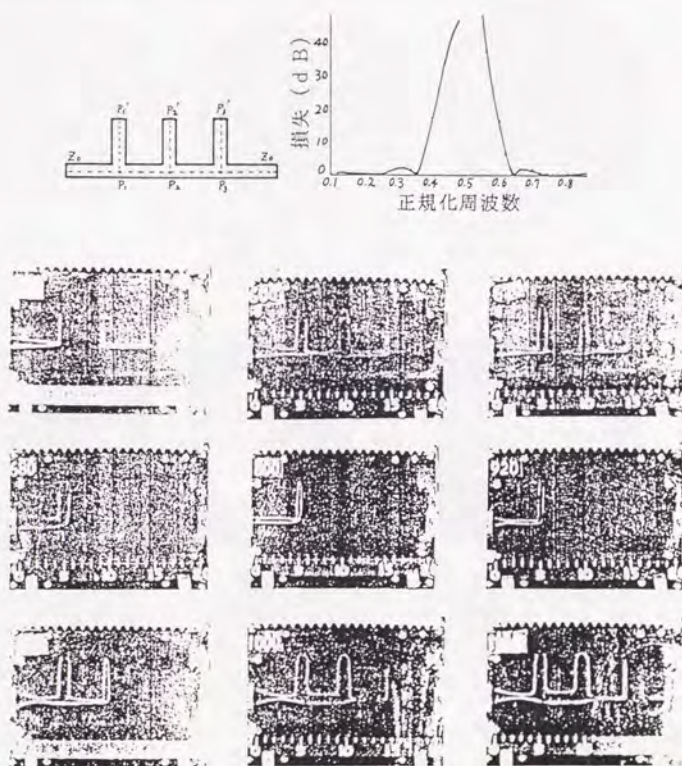
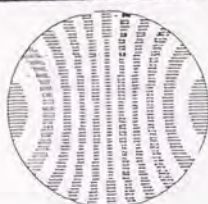
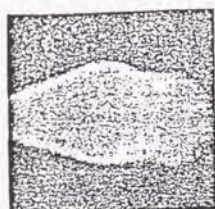


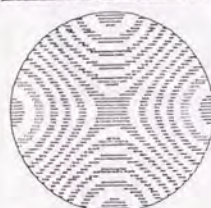
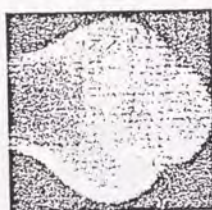
図8.6 CH液晶による帯域消去フィルタ回路の電磁場の周波数特性

1. (1,1)



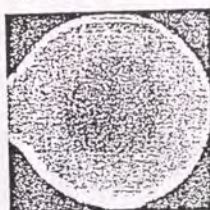
$akt = 1.8412$
 $a = 6.60$
 $f_s = 6.0$

2. (2,1)



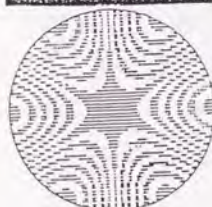
$akt = 3.0542$
 $a = 10.94$
 $f_s = 6.0$

3. (0,1)



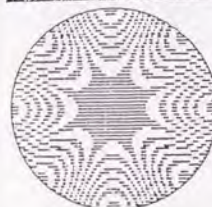
$akt = 3.8317$
 $a = 15.06$
 $f_s = 6.0$

(4). (3,1)



$akt = 4.2012$
 $a = 15.06$
 $f_s = 6.45$
 (7) (5,1)

(5). (4,1)



$akt = 5.3176$
 $a = 22.27$
 $f_s = 5.92$
 (8) (2,2)

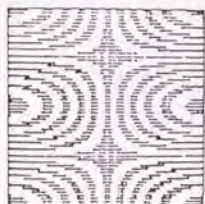
(6). (1,2)



$akt = 5.3314$
 $a = 22.27$
 $f_s = 5.92$
 (9) (0,2)

図8.6(a) CH液晶による円形平面回路の固有モードの色分布

(7) (2,1)

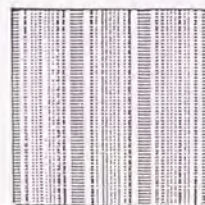
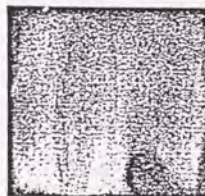


$$\alpha k = 7.0248$$

$$\alpha = 29.5$$

$$f_0 = 5.85$$

(10) (3,0)

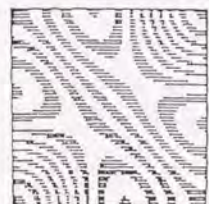
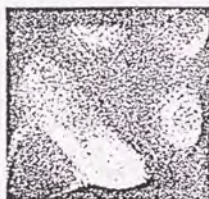


$$\alpha k = 9.0425$$

$$\alpha = 39.0$$

$$f_0 = 5.80$$

(8) (2,1) の合成

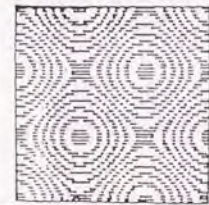
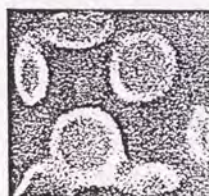


$$\alpha k = 7.0248$$

$$\alpha = 29.5$$

$$f_0 = 5.85$$

(11) (3,0) の合成

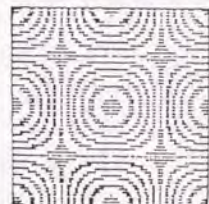


$$\alpha k = 9.0425$$

$$\alpha = 39.0$$

$$f_0 = 5.80$$

(9) (2,2)

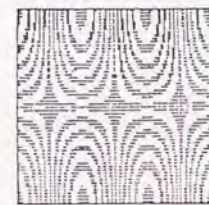
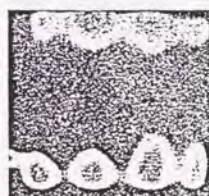


$$\alpha k = 8.8858$$

$$\alpha = 36.0$$

$$f_0 = 5.86$$

(12) (3,1)



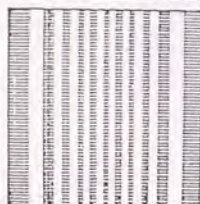
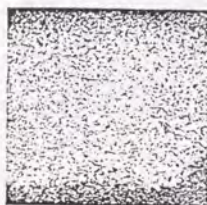
$$\alpha k = 9.9346$$

$$\alpha = 41.0$$

$$f_0 = 5.88$$

図8.6(b) CH液晶による正方形平面回路の固有モードの色分布

6. 正方形 (1) (1,0)

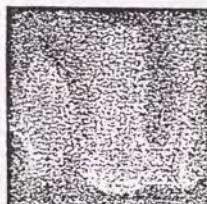


$$Q_k = 3.1416$$

$$a = 10.82$$

$$f_0 = 6.0$$

(4) (2,0)

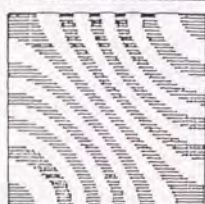
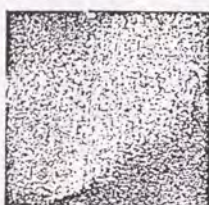


$$Q_k = 6.2832$$

$$a = 26.0$$

$$f_0 = 5.72$$

(2) (1,0) の合成

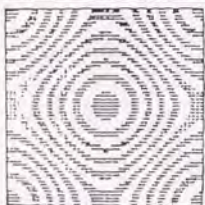


$$Q_k = 3.1416$$

$$a = 10.82$$

$$f_0 = 6.0$$

(5) (2,0) の合成 (和)

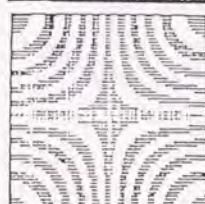


$$Q_k = 6.2832$$

$$a = 26.0$$

$$f_0 = 5.72$$

(3) (1,1)

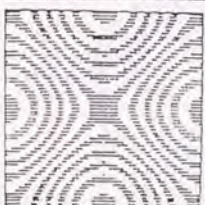


$$Q_k = 4.4428$$

$$a = 15.92$$

$$f_0 = 6.0$$

(6) (2,0) の合成 (差)



$$Q_k = 6.2832$$

$$a = 26.0$$

$$f_0 = 5.72$$

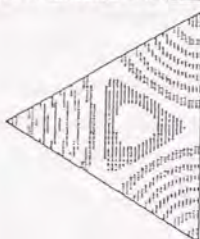
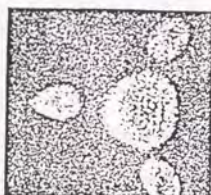
図8.6(c) CH液晶による正方形平面回路の固有モードの色分布

正三角形 (1) (1, 0)



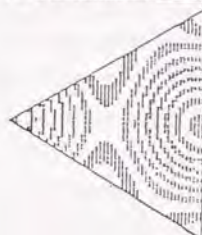
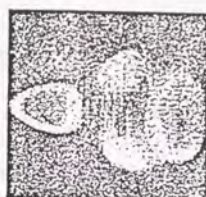
$Q\lambda = 4.1888$
 $a = 18.0$
 $f_0 = 5.92$

(2) (1, 1)



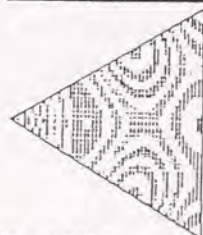
$Q\lambda = 7.2552$
 $a = 30.0$
 $f_0 = 5.92$

(3) (3, 0)



$Q\lambda = 12.5664$
 $a = 51.0$
 $f_0 = 5.93$

(4) (2, 1)



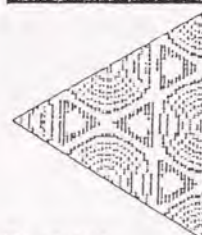
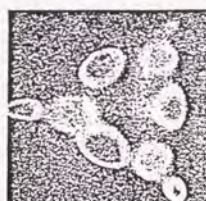
$Q\lambda = 11.0825$
 $a = 43.0$
 $f_0 = 5.99$

(5) (3, 0)



$Q\lambda = 12.5664$
 $a = 51.0$
 $f_0 = 5.93$

(6) (2, 2)



$Q\lambda = 14.5104$
 $a = 59.0$
 $f_0 = 5.92$

(7) (3, 1)

(8) (4, 0)

(9) (3, 2)

図8.6(d) CH液晶による正三角形平面回路の固有モードの色分布

8.2 プローブによる短絡境界平面回路の電磁界分布の

周波数特性の計算と測定

平面回路の入出力特性に加え、回路内の電磁界分布を知ることは回路の設計・調整及び不連続境界での電磁界分布のふるまい等の確認にも有用であると考えられる。しかし、従来の導波管回路では、完全に閉じた系であるために内部の電磁界分布の測定は困難であった。ここでは、H面方形導波管と、これと同じ境界条件を持った表面波トラフ形平面回路との間に存在するアナロジーを施すと両回路の電磁界分布、入出力特性には相似関係が存在することを利用し、後者の回路である上部が開放となっているトラフ線路形回路として方形導波管T分岐回路を作成し、高周波電界分布の周波数特性を自動測定装置を用いて測定し、対応した回路の電磁界分布の電算機解析を行った。

8.2.1 表面波平面回路方程式⁽⁴⁾

図8.7に任意形状平面回路に任意の幅 W の伝送線路が m 本接続されている一般的な場合の回路構造と座標系を示す。表面波平面回路は面方向 (x, y) では一様となっており、比誘電率 $\epsilon_s(z)$ の関数を持った構造であるので、電磁界

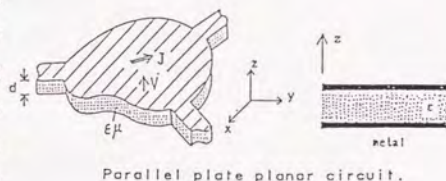


図8.7 表面波平面回路

ベクトルは面方向 (x, y) に関する関数に変数分離することができる。これより各モードの電磁界ベクトルを変数分離形に直すと次式になる。

$$\mathbf{E} = (E_t, E_z) \quad \mathbf{H} = (H_t, 0) \quad (8.3)$$

$$H_t(x, y, z) = H_t^E(x, y) \cdot f_n^E(z)$$

$$E_z(x, y, z) = E_z^E(x, y) \cdot g_n^E(z)$$

$$E_t(x, y, z) = E_t^E(x, y) \cdot h_n^E(z)$$

$$g_n(z) = A / \epsilon_s \cdot \cos(\sqrt{\epsilon_s k_0^2 - \beta_t^2} \cdot z)$$

$$A \cdot \cos(\sqrt{\epsilon_s k_0^2 - \beta_t^2} \cdot z) e^{-\sqrt{\beta_t^2 - k_0^2} \cdot (z-d)}$$

ここで、変数分離 $E_z(x, y, z) = E_z(x, y) \cdot g_n(z)$ を仮定して Maxwell の方程式に代入して整理すると、次の 2 次元波動方程式を得る。

$$\nabla_t^2 E_z^E(x, y) + (\beta_n^E)^2 E_z^E(x, y) = 0 \quad (8.4)$$

$$\frac{d}{dz} \left(\frac{1}{\epsilon_s} \frac{d}{dz} (\epsilon_s(z) \cdot g_n^E) \right) + (k_0^2 \epsilon_s(z) - (\beta_n^E)^2) \cdot g_n^E = 0 \quad (8.5)$$

式(8.4)から固有値 β_n^E が ω の関数として求まる。また、式(8.3)～式(8.5)より E_z^E 、 g_n^E が求まると他の電磁界成分は次のように求まる。

$$H_t^E = -\frac{j \omega \epsilon_0}{(\beta_n^E)^2} k \times \nabla_t E_z \quad (8.6)$$

$$f_n^E = \epsilon_s g_n^E(z)$$

$$E_t^E = \frac{k_0}{(\beta_n^E)^2} \nabla_t E_z^E(x, y)$$

$$h_n^E = \frac{1}{k_0} \frac{1}{\epsilon_s(z)} \frac{d}{dz} (\epsilon_s(z) g_n^E(z))$$

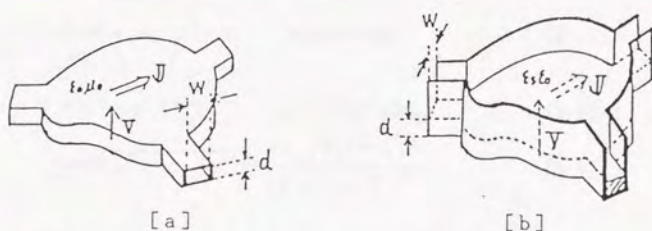


図8.8 方形導波管回路とトラフ形H面平面回路のアナロジー

8.2.2 方形導波管回路とトラフ線路形H面平面回路のアナロジー

図8.8に示す2種類の回路で平面回路方程式は式(8.8)，(8.9)，電圧に関するヘルムホルツ方程式は式(8.10)，(8.11)となる。式(8.10)，式(8.11)で満足すべき境界条件は同じなので、図8.9の分散特性を参照して、

$k_0(\omega_1) = \beta_t(\omega_2)$ のときに同じ入出力特性で同じ電磁界分布となる。このアナロジーを用いると [b] の回路の ω_2 での入出力特性は [a] の回路の ω_1 で、また、[a] の回路の ω_1 での電磁界分布は [b] の回路の ω_2 に対応することがわかる。この特性を用いることにより、方形導波管形の電磁界分布がトラフ線路によって簡単に測定できる。

$$\text{grad } V^E = \frac{k_0^2}{j \omega \epsilon_0} \mathbf{J}^E \quad (8.8)$$

$$\text{div } \mathbf{J}^E = -j \omega \epsilon_0 V^E$$

但し $k_0^2 = \omega^2 \epsilon_0 \mu_0$

$$\text{grad } V^E = \frac{\beta_t^2}{j \omega \epsilon_0} \mathbf{J}^E \quad (8.9)$$

$$\text{div } \mathbf{J}^E = -j \omega \epsilon_0 V^E$$

$$\nabla_t^2 V^E + k_0^2 V^E = 0 \quad (\text{導波管回路}) \quad (8.10)$$

$$\nabla_t^2 V^E + \beta_t^2 V^E = 0 \quad (\text{トラフ形回路}) \quad (8.11)$$

$$\tan \sqrt{k_0^2 \epsilon_s - \beta_t^2} = \frac{\epsilon_s \sqrt{\beta_t^2 - k_0^2}}{\sqrt{k_0^2 \epsilon_s - \beta_t^2}} \quad (8.12)$$

ここで、 d は平面回路に接続された伝送線路の厚さである。式 (8.10)・(8.11) で満足すべき境界条件は同じであるから $k_0(\omega_1) = \beta_t(\omega_2)$ のとき、同じ入出力特性、同じ電磁界分布となる。このアナロジーを用いると、方形導波管形H面平面回路の ω_1 での電磁界分布に、トラフ線路形H面平面回路の ω_2 での電磁界分布が対応することがわかる。つまり、前者で困難な電

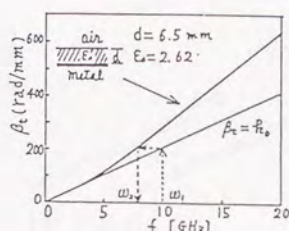


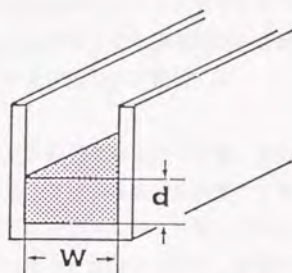
図8.9 誘電体スラブの分散特性

磁界分布の測定が後者の電磁界分布を測定することにより簡単に測定できることになる。

8. 2. 3 トラフ線路の分散特性の設計

図8.10に示すトラフ線路のTMモードの分散特性を求める。今、図8.10において、y方向の伝搬定数を β_y と定義すると表面波分散方程式(8.12)より

$$(\beta_y^E)^2 = (\beta_y^H)^2 - \left(\frac{n\pi}{W}\right)^2 \quad n=1, 2, 3 \dots$$



8. 2. 4 測定装置及びプログラム

図8.10 トラフ線路の構造図

(1) 測定装置の概要

図8.11に示すように電界検出用プローブ・アンテナをX、Y軸ステップモータ駆動のマニピュレータを用いて表面波誘電体平面回路路上を移動させ、2次元電界分布を測定し、測定データはA-D変換器を通してマイクロ・コンピュータ内に取り込まれる。蓄積されたデータはフロッピーディスクに記憶され、マイクロ・コンピュータ内で図形処理されてディスプレイに出力される。検出用アンテナをマニピュレータで移動することにより測定点間の移動距離を最小20 μ mから最大130mmまで設定できるようにして、測定点はX軸方向へ一掃引につき最大100点、Y軸方向に最大100本の掃引ができるようにした。また、検出用アンテナには、HP社製の定在波測定器用のプローブを用いた。本装置のシステムブロック図を図8.12に示す。マイクロ・コンピュータはCPU6502、メモリ48K (APPLE II)を用い、A-D変換は12ビットADC-80を用いている。

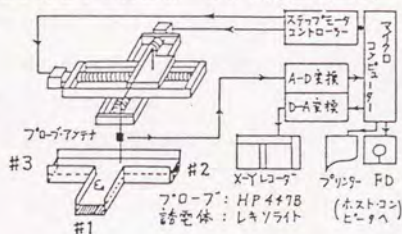


図8.11 2次元高周波電界分布測定装置

(2) プログラムの説明

測定プログラム

プログラムのステップモータ駆動及びデータ取り込み部分は高速処理が要求されるのでアセンブラで、また、データ処理部分はベーシックでプログラムができています。メインプログラムは図8.13に示すように操作選択部分と操作サブルーチン群からなる。以下、各サブルーチンについて説明する。

** A-D CONVERTOR **

データ測定格納サブルーチンで、入力されたX軸の測定点間の距離、測定点数、Y軸の掃引間隔、掃引回数を機械語の\$1F00番地からメモリに書き込む。機械語レベルの測定サブルーチンでこれを読みX軸、Y軸のステップモータ駆動パルスを発生し、サンプリングを行う。測定データは、直接ベーシックレベルのディメンジョン(D%)に蓄えられる。

** SAVE DATA **

ディスクへのデータ書き込みサブルーチンで、データを蓄えたディメンジョン(D%)の機械語の開始番地とデータ長を計算し、バイナリファイルでディスクにデータを書き込む。

** LOAD DATA **

ディスクからのデータを読み込みサブルーチンで、ディメンジョンの開始番地を計算し、ディスクからバイナリファイルを読み込む。

** TEXT DISPLAY **

マイクロ・コンピュータ(APPLE II)の高分解能グラフィックを使用し、測定データを陰線処理してディスプレイに出力する。

** ONE LINE A-D **

X軸方向に一掃引だけデータをサンプリングし測定データをディスプレイに表示する。

(CONTLN) プログラム

測定データを二次元で図形処理する。

(GSPL) プログラム

測定データを三次元で図形処理する。

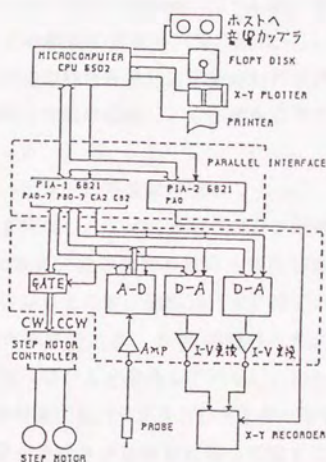


図8.12 測定装置のブロック図

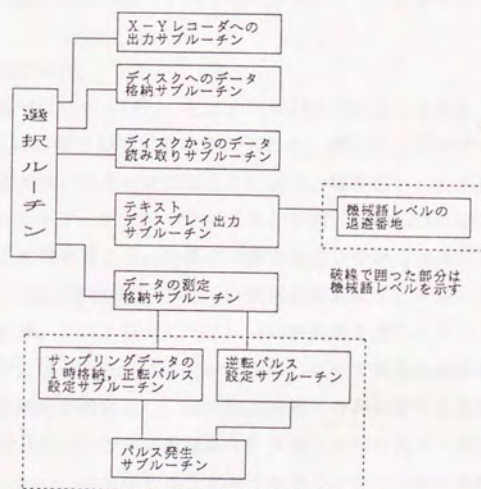


図8.13 ソフトウェアのブロック図

8.2.5 高周波電磁界分布の測定^{(5), (6)}

(a) 先端短絡トラフ線路の定在波分布

まず、実際にトラフ線路 ($W=20\text{mm}$, $d=6.5\text{mm}$, $\epsilon_s=2.62$) を作成し、電界分布自動測定装置を用いてこの線路の定在波 (管内波長 λ_g) を測定することにより、TMモードの低次分散特性を求め、伝搬定数の計算値と共に図8.14に示す。なお、トラフ線路の先端は短絡し、定在波を立てて測定した。また、金属壁の高さは15mmとした。

(b) 角切断90° コーナーベンドの周波数特性

図8.15に示すトラフ線路を作成し、 TM_{01} モードのみが伝搬する周波数帯 ($f_0=6.0\sim 11.0\text{GHz}$) で周波数、及び角切断量 C を変化したときの直角曲がり部分での電界分布の測定結果を示す。図8.16 (左) は $C=0$ で、周波数をパラメタとしたときの等電界線である。 $f=10\text{GHz}$ のとき、コーナー部で定在波が立っており、出力側へほとんど透過していない。図8.16 (右) は周波数 $f=7.5\text{GHz}$ 一定で、角切断量 C をパラメタとしたときの等電界線である。 $C=0.7$ のとき、コーナー部分で電界が切断面に沿って回り込んでおり、最も透過が良い事が分かる。更に、 $C=1.0$ と大きくすると反射が大きくなり、コーナー部分での電界が乱れ、出力側に伝搬しにくくなっている様子が分かる。

(c) T分岐回路の周波数特性

トラフ線路形平面回路では、 $E=(E_x, E_z)$, $H=(H, 0)$ であるから、電界分布 $E_z(x, y)$ は回路表面に対して垂直であるため、図8.11に示すアンテナ (HP社447B) を回路表面に垂直に立てることにより、電界 $E_z(x, y)$ が検出される。実際には、プローブ・アンテナをマイコン制御 (CPU6502C) によるステップモータを用いて回路表面上1mmの高さの所を移動しながら高周波電界分布をサンプリングし (最小移動距離 $20\mu\text{m}$, 最大移動距離 x, y 軸共に130mm, 最大サンプリングデータ数1万点) 12Bit A/D変換器を通してデジタルデータとしてディスクに格納する。ここでは、図8.11に示す構造の線路の先端を電波吸収体による無反射終端とし、基本伝送状態だけが伝搬する周波数帯 ($f=6.4\sim 10.8\text{GHz}$) で測定した。実験結果は計算値とかなり良く一致していることが分かる。しかし、測定結果は金属壁の境界において一部金属壁を越えて電磁場が外部に漏れている。又、終端が完全な無反射終端ではないための影響が幾分現われている。以上より、端子1から励振したとき、 $f=$

10.1GHz, 10.9GHzでは端子2と3に電力が等分に分配されているが, $f = 13.5\text{GHz}$ では, ほとんど端子1に伝送されない。

次に, 測定に対応した周波数の電磁界分布を計算し, 比較する。式(2.13)に基づいて, 伝送線路の高次モードを5次まで, 平面回路内の固有モードを30個考慮して計算したT分岐回路の端子1あるいは端子2より励振したときの高周波電界分布の周波数を3次元表示にて図8.17に示す。又, 等電界分布を図8.18に示す。なお, 図中の周波数は導波管形T分岐を, 括弧()はトラフ形T分岐を表わす。以上より, 端子1から励振したとき, $f = 10.1\text{GHz}$, 10.9GHzでは端子2と3に電力が等分に分配されているが, $f = 13.5\text{GHz}$ では全反射に近い状態となっている。又, 端子2から励振したとき, $f = 10.1\text{GHz}$, 10.9GHzでは端子1と3に伝送されているが, $f = 13.5\text{GHz}$ ではほとんど端子1に伝送されているが, 端子1に伝送されない様子が分かる。

8.2.6 考察・検討

本測定装置を用いて電界分布の測定における問題を整理すると, 次の通りである。

1. トラフ線路形H面T分岐回路, 角切直角曲がり線路は横方向の境界が金属で短絡してあるため, 本来, 境界面上で電界は零であるが, 実験では金属壁が有限であるために, 一部金属を超えて電界が外に漏れている。この影響をできるだけなくするために壁を高くする必要がある。しかし, プローブ・アンテナと誘電体表面の間隔が大きくなるので検波出力が弱くなる。従って, プリアンプの感度を高くするとICのドリフトやノイズの影響が入ってくる事がある。
2. トラフ線路の伝搬定数は先端を短絡し, 定在波を立てて管内波長 λ_g より測定した。このとき, 複数のモードが伝搬する周波数領域では, モードの干渉のため規則的な定在波が得られなくなるので, ソフト的にフーリエ変換の処理を加え, 所望のモードの伝搬定数を見出す等の情報処理を行なう必要がある。
3. トラフ形角切直角曲がり線路の等電界線を測定(サンプリング点を100点)すると, 約30分程の時間を要する。このとき, 発振器の出力, 周波数の変動をモニタするために, 4チャンネルのA/D変換を並列に処理する事が必要である。

8.3 まとめ

8.1節では、円形平面回路、正方形平面回路、正三角形平面回路の固有モードを色分布として観測できた。またフィルタ回路の電磁界分布の測定から周波数特性と各スタブとの関連が明らかになった。今後、電磁界分布と色分布の関係を定量的に明確にする必要がある。さらに、任意形状の電磁界分布の観測および回路設計の際の調整に応用していくことを考えている。又、低電力による液晶の室温での動作、高分解能化を図っていくことを目指す。

8.2節では、従来測定の困難なH面導波管回路の電磁界分布をトラフ形平面回路で容易に測定する方法を提案した。実際にトラフ線路形直角コーナーベンド、T分岐回路の高周波電界分布の様子を知る事ができた。理論解析の結果と比較してほぼ一致した結果を得られた事から、第5章での解析手法の妥当性を確認した。今後、理論解析の困難な不連続部での電磁界分布を測定することによって回路解析・設計に利用する事を考えている。又、プローブ・アンテナを工夫する事により磁界分布も測定する事を考えている。

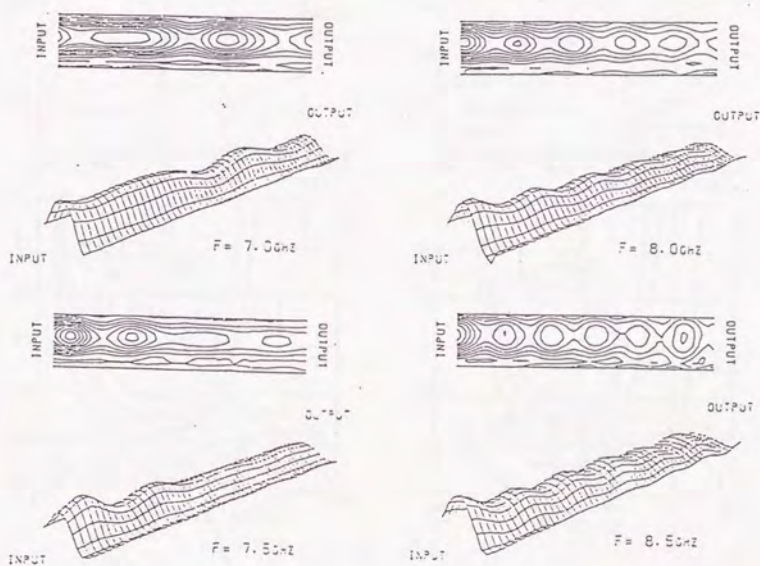
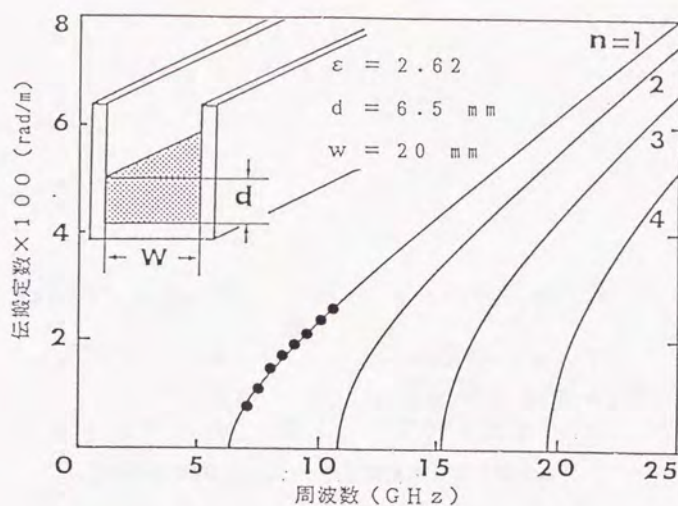


図8.14 トラフ形伝送線路の伝搬定数と電界分布

$$\text{grad } V^E = \frac{\beta_z^2}{j \omega \epsilon_0} \mathcal{U}^E \quad (1)$$

$$\text{div } \mathcal{U}^E = -j \omega \epsilon_0 V^E$$

$$\beta_0 = \omega^2 \epsilon_0 \mu_0$$

$$\nabla_z^2 V^E + \beta_0^2 V^E = 0 \quad (2)$$

$$\text{grad } V^E = \frac{\beta_z^2}{j \omega \epsilon_0} \mathcal{U}^E \quad (1')$$

$$\text{div } \mathcal{U}^E = -j \omega \epsilon_0 V^E$$

$$\lambda_{0m} \sqrt{\beta_0^2 - \beta_z^2} \cdot d = \epsilon_s \sqrt{\beta_z^2 - \beta_0^2} / \sqrt{\beta_0^2 \epsilon_s - \beta_z^2}$$

$$\nabla_z^2 V^E + \beta_z^2 V^E = 0 \quad (2')$$

方形導波管回路およびトラフ線路形H面平面回路

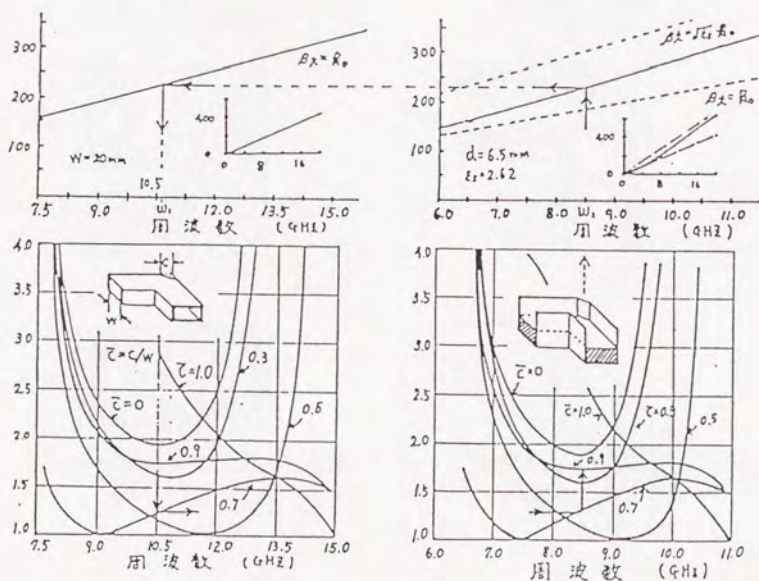


図8.15 角切断90°コーナーブンドの周波数特性

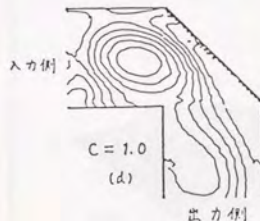
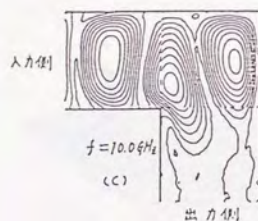
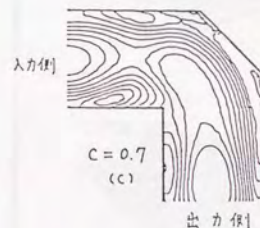
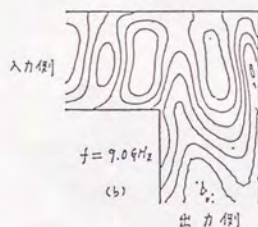
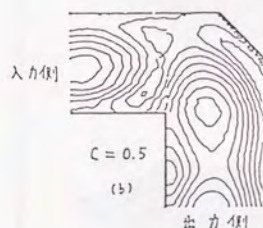
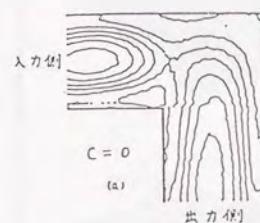
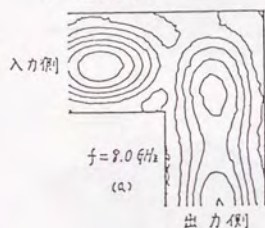
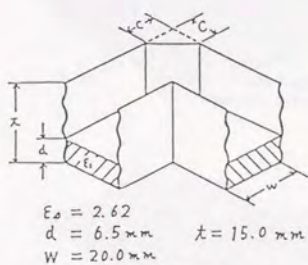
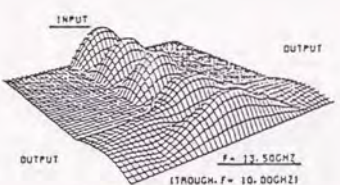
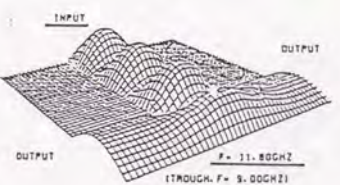
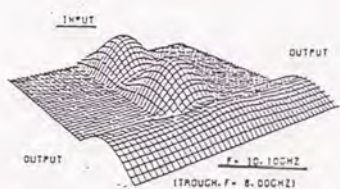
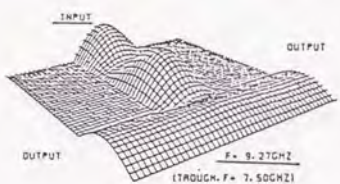
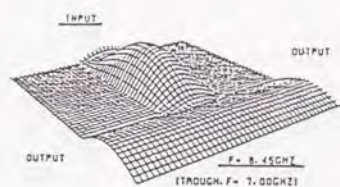
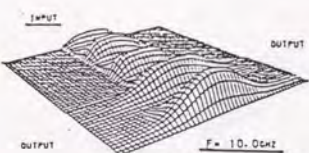
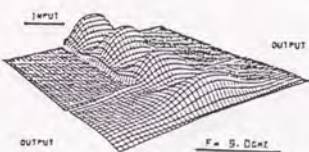
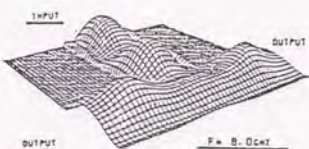
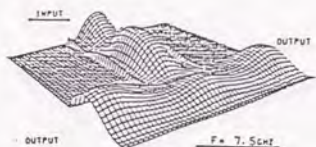
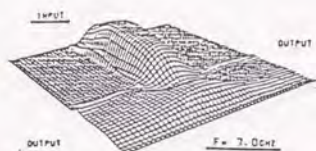


図8.16 トラフ形角切断90°コーナーバンドの電磁界分布



(計算値)



(測定値)

図8.17(a) トラフ形T分岐回路の電磁界分布の周波数特性

(左: 計算値 右: 測定値)

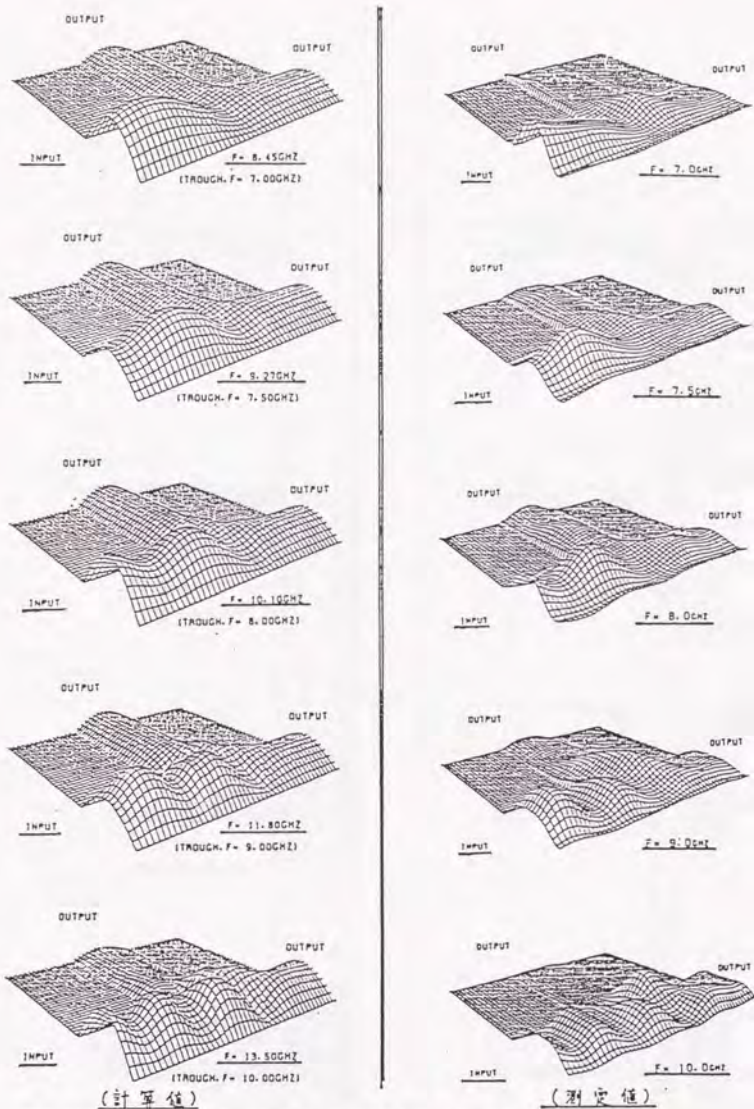


図8.17(b) トラフ形T分岐回路の電磁界分布の周波数特性

(左: 計算値 右: 測定値)

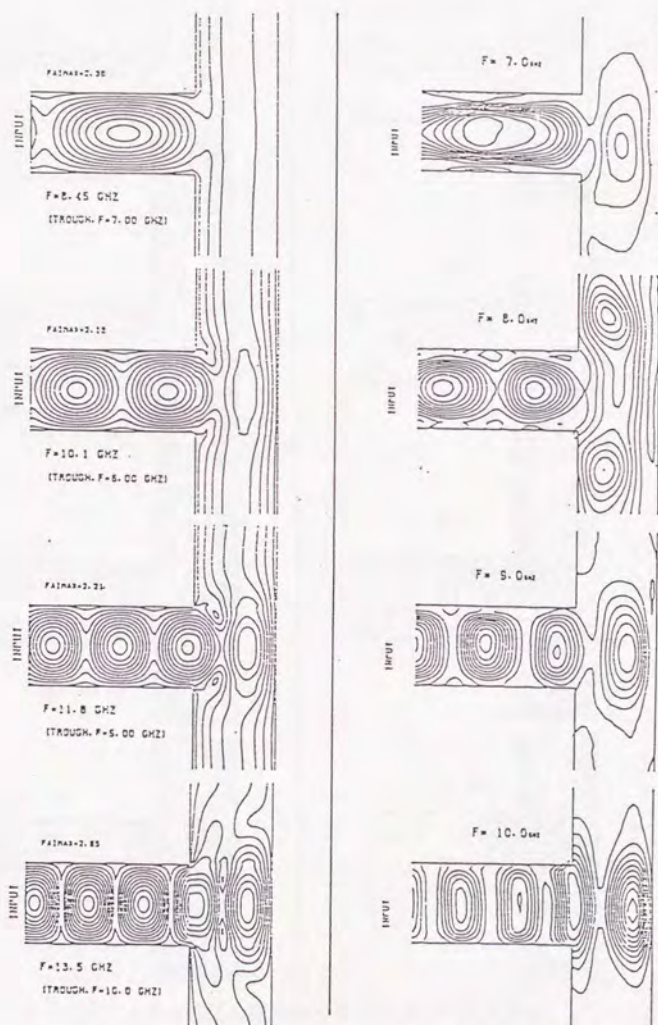


図8.18(a) トラフ形T分岐回路の等電界線の周波数特性
(左：計算値 右：測定値)

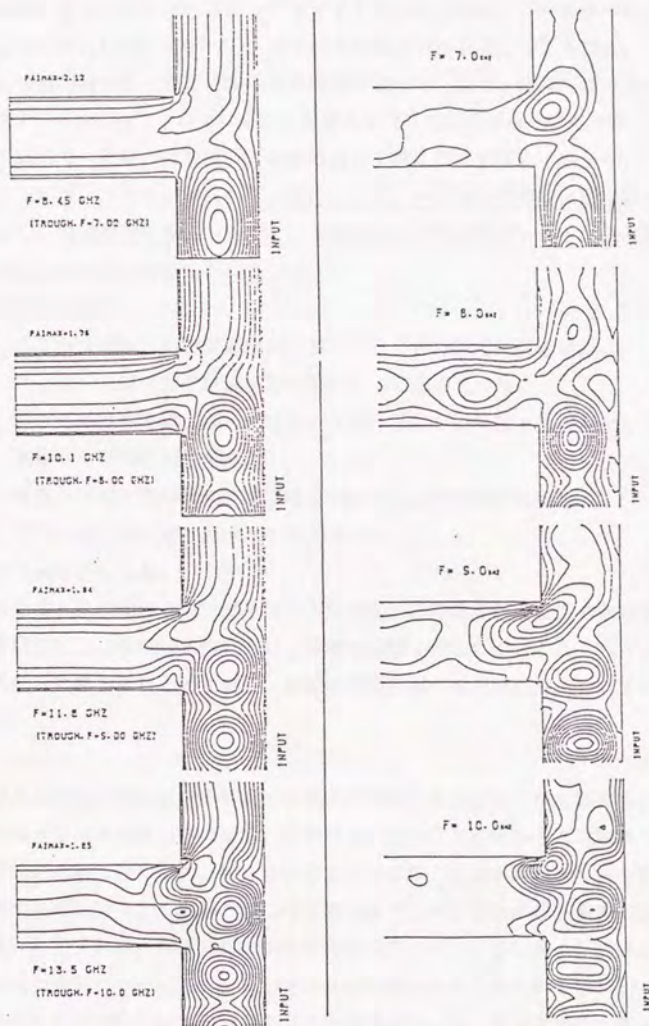


図8.18(b) トラフ形T分岐回路の等電界線の周波数特性
(左: 計算値 右: 測定値)

マイクロ波帯での集積回路は、今後、マイクロ波帯の活用（衛星・TVの一般化、光通信でのベースバンドのマイクロ波化、準マイクロ波帯の利用、Giga Bit Logic化）に伴って、従来以上に需要が高まると考えられる。

この種の回路は、すでに集中定数回路理論あるいは伝送線路理論で解析・合成する手法が確立されているが、實際上2次元的に広がった平面回路となっているので、従来の回路解析・合成理論は正確には近似理論に過ぎない。

本研究は、この点に着目して、主に、マイクロ波回路に平面回路理論を適用して、従来理論を見通した上で、系統的且つ合理的なストリップ線回路、H面導波管回路の解析法を確立した。

具体的には、

1. ストリップ線回路を従来理論で設計したときの適用限界の明確化
2. ストリップ線回路の平面回路方程式による解析法の確立
3. 実際に回路を理論に基づいて設計・作成・測定し、理論と比較照合して、実用的な解析理論の検証
4. H面方形導波管回路の不連続問題の解析と従来理論の比較
5. H面平面回路の電磁界分布の解析と測定

等の研究を行なった。

第2章～第8章の各章で開放境界平面回路、短絡境界平面回路の固有モード展開法による解析と応用について詳細な議論を行ったが、これらの結果を各章ごとに簡単にまとめて見る。最後に今後に残された問題点について考察する。

第2章には、平面回路を解析するための理想的な解析モデルを設定し、平面回路の各境界条件（開放境界、短絡境界、混合境界）における電磁界の境界値問題を解くためには、各々の境界条件に対応した2次元のグリーン関数を求めればよいことを示した。この2次元のグリーン関数が何らかの方法で求まったとすれば、平面回路に伝送線路が接続されているときの伝送線路の基準面から見たモード・インピーダンスは容易に計算できる事を示した。

さらに平面回路の基本モードに対する実効的インピーダンス行列を導出した。又、高次モードの伝搬を許した場合の解析法についても言及した。これ

は、マイクロ波帯では、それ程必要性はないが、ミリ波～光波帯での平面回路の解析に役に立つと考えられる。

第3章には、第2章で導出したグリーン関数を平面回路の固有値、固有関数から如何にして展開するかを記述した。この定式化に基づいて、平面回路に適した等価回路を導出した。更に、この等価回路で並列共振回路の回路定数は固有値より、理想変圧器の変圧比は固有関数により決定されることを示した。又、固有モード展開という考え方の可能性、計算精度、問題点を明らかにするために簡単な解析例を同時に示し、本解析法が平面回路の周波数特性の計算に充分有効な手法の一つであることを確認した。このとき、周波数特性を $\pm 1\%$ 以内の計算精度で得るためには必要帯域内のほぼ4倍の帯域内に存在する固有モードを考慮すれば良いことを明らかにした。更に、平面回路を2次元モデルに近似して解析する磁気壁モデルの妥当性を計算と実験の両面から検討し、本磁気壁モデルが充分成り立つことを確認した。

第4章では、任意形状を持った平面回路の境界条件付き固有値問題を如何に精度よく且高速に解くかを議論した。変分法、有限要素法、素回路法（領域分割法）による数値解法の計算精度を確かめるために、解析解と数値計算結果を比較検討し、平面回路の解析に適用できる事を確認した。この結果、全くの任意形状平面回路では変分法、有限要素法が適しているが、フィルタ回路のような細長い回路形状に対しては、素回路法（領域分割法）が計算時間、計算精度等の点で優れていることを明らかにした。

第5章では、第2章のスカラー固有関数展開法の理論を短絡境界平面回路に適用するための定式化と具体的な解析例および収束性の検討を与えた。その結果、平面回路の固有モード数は必要帯域内の4倍までに存在するすべての固有モード数を、伝送線路の高次モード数は4次まで考慮して計算すればよい事を明らかにした。従来、近似計算しかされていなかったH面T分岐回路、H面90°コーナ回路、H面90°円形バンド回路に本解析手法を適用し、広帯域周波数特性を計算した。特に、円形バンド回路の解析は、伝送線路モード（ θ 方向のモードを無限個考慮した事に相当する）を利用することによって計算精度を高める事ができた。

第6章では、任意形状平面回路を解析するため汎用的なソフトウェアを開発した。そして平面回路の実際問題への応用として、トリプレート形ストリップ線回路の代表的な不連続問題（90° コーナー、90° 円形バンド）を取り扱った。特に90° コーナーにおいては、角切断量 $C=0.9W$ （ W ：線路幅）のとき、広帯域にわたって低定在波比となる事を明らかにした。これらの計算結果は、従来の純静的な近似計算結果に対してダイナミックな広帯域周波数特性を与えると共に種々のストリップ線回路の従属接続において有用な役目を果たすものと考ええる。

第7章では、ストリップ線ハイブリッド回路の従来理論で設計したときの適用限界を明確にした。伝送線路理論で回路合成（soft）を行い、これに基いてストリップ線回路を設計（hard）したとき、本来所定の特性が実現する筈であるが實際上特性がづれる。これはストリップ線接続部での2次元的電磁界の乱れとその相互干渉が考慮されなかったためで、動作周波数が低いときにはこのづれは小さく適当に補正できるが、周波数の上昇につれて、単に補正だけでは済まなくなり、回路全体を平面回路理論で設計し直す必要性を指摘した。又、従来理論で設計されたストリップ線ハイブリッド回路の特性回復について述べた。2次元的電磁界分布を正確に記述した平面回路方程式に基いて、接合回路の本来持っている機能を明らかにすると共に接合回路形状を工夫する事により、所要特性を回復する事ができた。この考え方は各種フィルタ回路等の設計、特性改善に有用である。

第8章では、これまでは入出力間の周波数特性について主に記述してきたが、回路特性の改善には平面回路内の電磁界分布の様子を知ることが必要である。しかし、従来、この種のストリップ線回路、短絡境界平面回路の電磁界分布を直接測定する方法がなかった。ここでは、ストリップ線回路はコレステリック液晶を用いて測定する方法を開発した。実際に、円形、正方形、正三角形平面回路の固有モードおよびスタブ形フィルタ回路の電磁場の周波数特性をコレステック液晶を用いて測定した例を示した。

又、短絡境界平面回路の電磁界分布は上部開放のトラフ形平面回路の電磁界分布とのアナロジーによって測定できることを明らかにした。H面方形導波管T分岐回路の電磁界分布を平面回路理論に基いて解析し、測定によって

本理論の正しい事を確認した。

第9章では、各章のまとめを与えると共にマイクロ波平面回路の残された問題点及び今後の展望を整理して述べた。

以上、簡単に各章の概要を述べた。現在までの研究の状況を図式化すると図9.1のようになり、現在ようやく任意形状平面回路の解析が、計算機を用いることによりほぼ可能になってきた。

将来、所望の周波数特性を持った平面回路の形状の決定（回路網の合成に相当する）といった問題を含めて、この種の回路独特の応用が期待されている。今後、本論文で述べた解析手法に基づいて現在使用されている種々のマイクロ

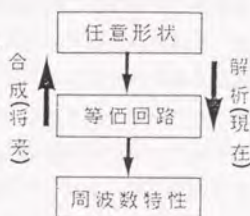


図9.1 解析と合成

波回路の特性解析及び特性改善を行なう一方、平面回路内の2次元電磁界分布を積極的に利用した新しいマイクロ波平面回路を開発していく予定である。更に、平面回路という考え方は今後、ミリ波～光波における集積回路化に益々重要な位置を占めつつあり、本論文で示した解析法が充分生かされる事を希望する。最後に、平面回路の今後の課題、即ち固有モード展開法による合成問題について言及する。

これまでに本論文で述べた解析手法以外にも、既に与えられたマイクロ波平面回路の周波数特性を解析する手法についてはいくつか提案され、ほぼ明確になってきたので、ここでは逆の問題、すなわち与えられた周波数特性を満足する平面回路の形状と伝送線路結合位置を決定する一般的な手法（平面回路合成問題）について考察する。従来の回路網の問題は所望の周波数特性を満足するインピーダンス行列を求め、このインピーダンス行列をはしご形に展開して集中定数素子で構成するのに適した回路を決定しているが、マイクロ波周波数程度になると、対応した集中定数素子を実現することは困難となり、むしろマイクロ波帯で容易に実現できる回路構成にすることが望ましい。ここでは、先づ平面回路が有する等価回路を導出し、所望の特性を満足するインピーダンス行列より平面回路に適合した回路を導く一般的な考え方（設計法）について述べる。

設計という観点から、与えられた周波数特性を満足する平面回路を合成する手法が非常に都合が良い。この種の問題を取り扱う考え方としては

(1) 解析的プログラムを利用して平面回路の形状と伝送線路の結合位置を少しずつ変化して周波数特性を計算し、所望の特性を得るまでこの操作を続けて平面回路を決定する（試行錯誤法）。

(2) 従来理論で設計されたストリップ線回路の特性回復（接合回路の設計）
ストリップ線回路では線路不連続で生じる2次元電磁界の乱れで、所要の特性よりずれる事は第7章で指摘した。このずれは2次元電磁界分布を正確に記述した平面回路方程式に基いて、所望の機能を満足するように試行錯誤的に回路パターンを工夫する事によって、所要特性を回復する事ができる。この考えを実際の各種回路に適用して特性改善を計る。第7章の3dBハイブリッド回路に適用して特性改善の成果を得た。

(3) 所望の特性を有し、且平面回路の等価回路に適合した回路を導出し、この回路を平面回路で実現する（直接合成法）。

があるが、(1)、(2)の考え方は収束の速さが初期形状に依存し、初期形状の選択にはかなり経験が入る可能性があるので実際的ではあるが一般的とは言えない。従って、ここでは(3)の考え方に基づく手法（直接合成法）について考察する。

固有モード展開法による平面回路の合成法

平面回路なる考え方自体が新しいので、所望特性・機能を実現する回路パターンを系統的・合理的に合成する手法は明確でない。ここでは、良く知られているように図9.2(c)に示す固有モード展開法による等価回路を活用して次の手順で合成を行う流れ図を図9.2に与える。

イ. 図9.2(a)に示す希望周波数特性を図9.2(b)に示すフォスター形等価回路で表現する（回路の固有値展開）。

ロ. 図9.2(d)に示す任意形状平面回路は図9.2(c)に示す無限個の共振器より成るフォスター形等価回路で表現できる（電磁界の固有モード展開）。

ハ. 図9.2(c)の形状等価回路で、有限個のモードを取り出し、その固有値、結合度が図9.2(b)の希望特性等価回路と一致するように平面回路の形状を決定する。

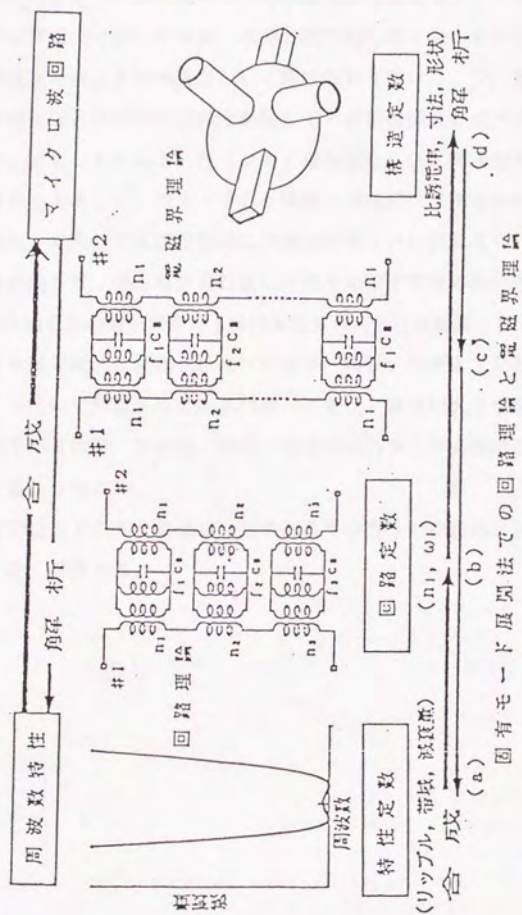


図9.2 固有モード展開法での回路理論と電磁界理論

本研究に当たり、多くの方々にお世話になったので、ここに感謝の意を表したい。特に神奈川大学工学部許 瑞邦教授に対し厚くお礼を申し上げる。同教授には卒業論文時代より指導教官として終始指導を戴いた。又、東京大学工学部大越 孝敬教授には、平面回路研究会を通して平面回路研究の直接の御示唆がきっかけとなり、始まったもので、色々な面で御指導ならびに御援助を戴いた。又、平面回路研究会を通して、埼玉大学の小林嘉夫助教授には誘電体について色々教えて戴いた。本学の末武国宏教授には論文の書き方の御助言を、辻野次郎丸教授、齊藤隆弘助教授、中山明芳助教授には色々な面で御指導戴いた。又、神奈川大学工学部許研究室の修士課程終了後日本電気株式会社に勤務されている近藤 修氏、日本下水道事業団に勤務されている金子 均氏、日東電工に勤務されている本庄 満氏、NHKに勤務されている門前 了寛氏、神奈川大学情報処理センターに勤務されている牧野 文則氏、同じく卒論生の方々に平面回路の作製、実験上の御援助を賜わった。

本研究は以上の方々をはじめとする多くの方々の御援助により完成したものであり、深く感謝する。

公表論文

今までに本研究に関し公表した論文，研究会，講演発表した一覧を示す．

A. 学会論文誌

1. 許，穴田，「マイクロ波平面回路の固有モードによる解析」
信学論(B)、58-B,12,PP.671-678(昭50-12)
2. 穴田，許，「短絡境界平面回路の固有モードによる解析」
信学論(B)、61-B,07,PP.646-653(昭53-07)
3. 許，穴田，「マイクロ波平面回路のインピーダンス行列を用いた
電算機解析」，信学論(B)、64-B,09,PP.986-993(昭56-09)
4. 許，穴田，「ストリップ線路回路の平面回路的手法による解析」
ー高次姿態インピーダンス概念の応用ー，信学論(B)、66-B,06,
pp.766-773(昭58-06)
5. 穴田，許，「平衡形ストリップ線分岐線路3dBハイブリッド回路の
平面回路モデルによる解析」，信学論(B)、70-B,07,PP.816-825
(昭62-07)
6. 穴田，許，「平衡形ストリップ線分岐線路3dBハイブリッド回路の
平面回路モデルによる合成」，信学論(B)、70-B,07,PP.826-832
(昭62-07)
7. 許瑞邦，穴田哲夫，大川 貢，「E面平面回路の平面回路方程式とその
解析法」，電子情報通信学会論文誌，C-I，VOL.J73-C-1，NO.3，PP.
134～pp.142，平成2年3月号．
8. K.Usui,T.Anada,Hsu,Jui-Pang, "Analysis of End Coupled Strip-Line
Filter by Current Normal Mode Expansion Method",Trans.IEICE,Oct.
1989,pp.1040-pp.1042.
9. T.Anada, Hsu Jui-Pang, T.Ükoshi, "Synthesis Method of Branch-Line
3 dB Hybrid: A Hybrid Approach Comprising Planar and Transmission
Line Circuit Concepts (IEEE 投稿中, 採用決定)

B. 国際会議 (IEEE)

1. Hsu Jui-Pang and T.Anada, "Planar circuit equation and
its practical application to planar-type transmission-line
circuit" in IEEE MTT Int. Symp.Dig. pp.574-576,1983
2. Hsu Jui-Pang and T.Anada, "Proposal of surface-wave planr circuit
formulation of its planar circuit equations and its practical
applications", in IEEE MTT Int. Symp.Dig. pp.797-800,1986
3. T.Anada and Hsu Jui-Pang, "Analysis and Synthesis of Triplate-
Line Branch-Line 3db Coupler based on the Planar Circuit Theory"
in IEEE MTT Int. Symp.Dig. pp.207-210,1987
4. Hsu, Jui-Pang, T.Anada, A.A.Oliner, S.T.Peng, "Formulation of Mode
Coupling Equations at step Discontinuity Based on the Planar
Circuit Theory", 1989, IEEE/MTT-S, pp.5, (Long Beach)

C. 電子情報通信学会マイクロ波研究会

1. 許 瑞邦 , 穴田 哲夫 , " マイクロ波平面回路の計算機解析" , 昭和48年4月 , MW73-07, 信学会マイクロ波研究会
2. 小山 進, 荒川 信基, 六島 俊次, 穴田 哲夫, 許 瑞邦, " 液晶によるマイクロ波平面回路内の電磁界分布の観測" , 昭和48年7月, MW73-58 信学会マイクロ波研究会
3. 許 瑞邦 , 穴田 哲夫 , 近藤 修, " 伝送線路形マイクロ波平面回路の固有モードによる解析, 昭和48年7月 MW73-59 信学会マイクロ波研究会
4. 許 瑞邦 , 穴田 哲夫 , 六島 俊次 , 牧野 文則, " 90° コーナの固有モードによる解析 , 昭和48年11月会 MW73-100 信学会マイクロ波研究会
5. 穴田 哲夫 , 牧野 文則 , 近藤 修, 許 瑞邦, " 平面回路の固有値, 固有モードの計算機解析" 昭和48年 信学会マイクロ波研究会
6. 許 瑞邦 , 近藤 修 , 穴田 哲夫, 牧野 文則, " 各種トリプレート形マイクロ波平面回路の固有値の測定と計算 昭和49年2月 MW73-117, 信学会マイクロ波研究会
7. 許 瑞邦 , 穴田 哲夫 , 近藤 修, " マイクロ波平面回路の固有モードによる解析 昭和49年 8月, MW74-41, 信学会マイクロ波研究会
8. 近藤 修 , 穴田 哲夫 , 許 瑞邦, " 正方形平面回路の解析" 昭和49年8月 MW74-42 信学会マイクロ波研究会
9. 許 瑞邦 , 穴田 哲夫, " マイクロ波平面回路の合成法" , 昭和49年11月MW74-82, 信学会マイクロ波研究会
10. 近藤 修 , 穴田 哲夫 , 許 瑞邦, " 正方形及び矩形平面回路の解析と応用" , 昭和50年1月MW74-104, 信学会マイクロ波研究会
11. 許 瑞邦 , 穴田 哲夫, " 短絡境界形マイクロ波平面回路の固有モードによる解析" 昭和50年9月 MW75-63 信学会マイクロ波研究会
12. 穴田 哲夫 , 許 瑞邦, " 矩形導波管H面ステップの固有モードによる解析" , 昭和50年12月MW75-97 信学会マイクロ波研究会
13. 穴田 哲夫 , 近藤 修, 金子 均, 許 瑞邦, " 計算機による平面回路解析用プログラム 昭和51年 5月 MW76-12, 信学会マイクロ波研究会
14. 金子 均, 許 瑞邦, " 平面回路円形ベンダの固有モードによる解析" , 昭和51年12月 MW76-105 信学会マイクロ波研究会
15. 穴田 哲夫 , 許 瑞邦, " 矩形導波管H面円形ベンダの固有モードによる解析" , 昭和51年12月, MW76-106, 信学会マイクロ波研究会
16. 片瀬 崇, 小野寺 研二, 吉岡 宏, 穴田 哲夫 , 許 瑞邦, " 液晶による円形, 正方形, 正三角形平面回路内の固有モードの観測" , 昭和52年7月MW77-50, 信学会マイクロ波研究会
17. 渡辺 浩伸, 川原 博文, 穴田 哲夫 , 許 瑞邦, " 誘電体共振器の従属接続によるモード結合" , 昭和52年7月MW77-48, 信学会マイクロ波研究会

18. 穴田 哲夫, 許 瑞邦, " マイクロ波平面回路の固有モードによる
解第析3報", 昭和53年5月MW78-07, 信学会マイクロ波研究会.
19. 許 瑞邦, 穴田 哲夫, " 誘電体平面回路の提案と解析法", 昭和
54年2月 MW78-127 信学会マイクロ波研究会
20. 許 瑞邦, 穴田 哲夫, 門前 了寛, " 導波管形誘電体フィルタ
の固有モードによる解析", 昭和54年4月 MW79-1 信学会マイク
ロ波研究会
21. 穴田 哲夫, 許 瑞邦, " 方形導波管H面直角コーナベンダの固有
モードによる解析", 昭和54年6月 MW79-26, 信学会マイクロ波
研究会
22. 穴田 哲夫, 畑山 満雄, 許 瑞邦, " 方形導波管H面T分岐の固
有モードによる広帯域周波数特性の計算", 昭和54年9月MW79-68
信学会マイクロ波研究会
23. 門前 了寛, 小沢 直人, 穴田 哲夫, 許 瑞邦, " 誘電体平面回
路の固有モードの求め方—導波管形誘電体フィルター—", 昭和54年
9月MW79-69, 信学会マイクロ波研究会
24. 許 瑞邦, 穴田 哲夫, " E面平面回路の提案とその等価回路の導
出 ミリ波帯回路素子への応用 ", 昭和54年11月 MW79-83
信学会マイクロ波研究会
25. 許 瑞邦, 穴田 哲夫, " 領域分割法によるマイクロ波平面回路の
解析 伝送線路モードを用いた", 昭和55年4月 MW80-2 信学
会マイクロ波研究会
26. 許 瑞邦, 穴田 哲夫, 本上 満, " 表面波を用いた平面回路と
その基本方程式の導出", 昭和56年9月 MW81-48, 信学会マイ
クロ波研究会
27. 穴田 哲夫, 許 瑞邦, " はしご形3dBハイブリッド回路の最適
設計", 昭和56年9月 MW81-49, 信学会マイクロ波研究会
28. 本上 満, 穴田 哲夫, 許 瑞邦, " アイリスの代わりに誘電体板
を用いた導波管フィルタの誘電体平面回路としての解析", 昭和56
年10月 MW81-64, 信学会マイクロ波研究会
29. 許 瑞邦, 穴田 哲夫, " 表面波の不連続部での結合方程式", 昭
和57年2月 MW81-110, 信学会マイクロ波研究会
30. 穴田 哲夫, 本上 満, 許 瑞邦円形ベンダの固有モードとその伝
送特性", 昭和57年5月 MW82-07 信学会マイクロ波研究会
31. 穴田 哲夫, 大川 貢, 許 瑞邦, " 円形ベンダの固有モードとそ
の伝送特性", 昭和57年10月MW82-54, 信学会マイクロ波研究会
32. 本上 満, 穴田 哲夫, 許 瑞邦, " 固有モード展開法によるマイ
クロ波回路の合成", 昭和57年10月 MW82-55 信学会マイク
ロ波研究会
33. 許 瑞邦, 大川 貢, 穴田 哲夫, " E面平面回路の平面回路方程式
とその応用", 昭和58年2月, MW82-123, 信学会マイクロ波研究会
34. 独古 康明, 穴田 哲夫, 許 瑞邦, " 直線状一様不連続部での表
面波の入反射特性", 昭和58年2月, MW82-124, 信学会マイクロ波
研究会

35. 許 瑞邦, 独古 康明, 穴田 哲夫, " 屋根付イメージ線路形直線状一様不連続での入反射特性", 昭和58年11月, MW83-70, 信学会マイクロ波研究会
36. 穴田 哲夫, 山口 清美, 久保田 幸夫, 許 瑞邦, " 表面波平面回路の高周波電界分布自動測定表示装置", 昭和58年11月 MW83-71 信学会マイクロ波研究会
37. 大川 貢, 穴田 哲夫, 許 瑞邦, " 方形導波管E面3dBハイブリッド回路の平面回路的解析", 昭和58年11月 MW83-69, 信学会マイクロ波研究会
38. 許 瑞邦, 穴田 哲夫, " 平面的伝送線路の平面回路方程式による解析", 昭和59年2月 MW83-129 信学会マイクロ波研究会
39. 独古 康明, 穴田 哲夫, 許 瑞邦, " 屋根付イメージ線路の平面回路方程式による伝搬特性の解析", 昭和59年2月 MW83-130, 信学会マイクロ波研究会
40. 穴田 哲夫, 椿 英俊, 許 瑞邦, " ストリップ線路形直線状一様不連続部での入反射特性", 昭和59年2月 MW83-131 信学会マイクロ波研究会
41. 大川 貢, 坂村 茂, 穴田 哲夫, 許 瑞邦, " E面方形導波管ステップ及びテーパの固有モードによる解析", 昭和59年2月 MW83-133 信学会マイクロ波研究会
42. 穴田 哲夫, 小林 祐司, 許 瑞邦, " ストリップ線路形3dBハイブリッド回路の平面回路的設計法", 昭和59年12月 MW84-85 信学会マイクロ波研究会
43. 椿 英俊, 穴田 哲夫, 許 瑞邦, " 伝送線路回路の固有モード展開法による解析と合成", 昭和59年12月 MW84-86 信学会マイクロ波研究会
44. 穴田 哲夫, 許 瑞邦, " 平面回路内の高周波電界分布の計算と測定", 昭和60年5月 MW85-10 信学会マイクロ波研究会
45. 村上 欣吾, 右田 勇次, 穴田 哲夫, 許 瑞邦, " ストリップ線路の一般化F行列による解析", 昭和60年7月 MW85-35, 信学会マイクロ波研究会
46. 江里口 冬樹, 穴田 哲夫, 許 瑞邦, " イメージ線路形直線状一様不連続部での入反射特性—TE斜め入射での放射スペクトル—", 昭和60年7月 MW85-36 信学会マイクロ波研究会
47. 江里口 冬樹, 穴田 哲夫, 許 瑞邦, " イメージ線路形直線状一様不連続部での入反射特性—TM斜め入射での放射スペクトル—", 昭和60年10月 MW85-84 信学会マイクロ波研究会
48. 浜本 克明, 江里口 冬樹, 穴田 哲夫, 許 瑞邦, " リブ線路形一様不連続部での入反射特性—TE斜め入射の場合—", 昭和60年10月 MW85-84 信学会マイクロ波研究会
49. 大沼 雄次, 穴田 哲夫, 許 瑞邦, " 円形表面波共振器の平面回路方程式による解析", 昭和61年9月 MW86-55 信学会マイクロ波研究会

50. 右田 勇二, 穴田 哲夫, 許 瑞邦, "固有モード展開法によるストリップ線スタブ形フィルタ回路の合成", 昭和61年9月 MW86-56 信学会マイクロ波研究会
51. 江里口 冬樹, 穴田 哲夫, 許 瑞邦, "屋根付リブ線路の固有伝搬モードと放射損失機構の検討", 昭和62年2月 MW86-131 信学会マイクロ波研究会
52. 右田 勇二, 穴田 哲夫, 許 瑞邦, "伝送線路形フィルタ回路の固有モード展開法による合成", 昭和62年2月 MW85-13 信学会マイクロ波研究会
53. 穴田, 王, 許, "平衡形金属ストリップ線路の電磁界の固有モード解析", 電子情報通信学会, マイクロ波研究会, MW89-22, 1989.5
54. 許瑞邦, 臼井健一, 穴田哲夫, "端結合ストリップ線フィルタ回路の電流固有モード展開法による解析—アドミタンス行列—", 電子情報通信学会, 電子情報通信学会マイクロ波研究会, MW89-67, 1989.10月
55. 許瑞邦, 穴田哲夫, 臼井健一, 赤池あずさ, "伝送線路スタブ形帯域通過フィルタの固有モード展開法による設計—ワグナ形帯域通過フィルタの場合—", 電子情報通信学会マイクロ波研究会, MW89-102, 1989.12月
56. 臼井, 穴田, 許, "端結合ストリップ線フィルタ回路の固有モード展開法による合成", 電子情報通信学会, マイクロ波研究会, MW89-147, 2.16
57. 許瑞邦, 大槻健一郎, 船田泰寛, 穴田哲夫, "リブ形光導波路の理論解析と実験", 電子情報通信学会光量子エレクトロニクス波研究会, OQE89-112, 1990. (1月)
58. 猪田栄一, 臼井健一, 穴田哲夫, 許瑞邦, "誘電体周期構造を用いた狭帯域通過フィルタの検討", 電子情報通信学会マイクロ波研究会, MW90-15, 1990. (5月)

D. 電子情報通信学会総合全国大会口答発表

1. 許 瑞邦 , 穴田 哲夫, " 平面回路の固有値, 固有モードの計算機解析", 昭和48年 電子通信学会総合全国大会, NO.618
2. 許 瑞邦 , 穴田 哲夫, " 正方形平面回路の摂動による基本モードの固有値の変化", 昭和48年 電子通信学会総合全国大会, NO.619
3. 許 瑞邦 , 片柳 幸裕, 穴田 哲夫, " 液晶によるマイクロ波平面回路内の電磁界分布の観測", 昭和48年 電子通信学会総合全国大会, NO.620
4. 許 瑞邦 , 穴田 哲夫, 六島 俊次, " 液晶による正方形平面回路内の固有モードの観測", 昭和49年 電子通信学会総合全国大会, NO.845
5. 許 瑞邦 , 穴田 哲夫 , 高橋 賢, 他, " 平面回路の縮退モード中の不要モードの抑圧", 昭和49年 電子通信学会総合全国大会, NO.846
6. 許 瑞邦 , 近藤 修 , 穴田 哲夫 他, " 正方形平面回路の応用例 フィルタ及びハイブリッド", 昭和49年 電子通信学会総合全国大会, NO.847
7. 近藤 修 , 穴田 哲夫, 許 瑞邦, " 正方形及び矩形平面回路の解析と応用", 昭和49年 電子通信学会総合全国大会, NO.896
8. 許 瑞邦 , 穴田 哲夫 , 近藤 修, " マイクロ波平面回路の合成法", 昭和50年 電子通信学会総合全国大会, NO.608
9. 許 瑞邦 , 穴田 哲夫, " 短絡境界形平面回路の固有モードによる解析", 昭和51年 電子通信学会総合全国大会", NO.592
10. 許 瑞邦, 金子 均, " 直角コーナの固有モードによる解析", 昭和51年電子通信学会総合全国大会, NO.593
11. 穴田 哲夫, 許 瑞邦, " 矩形導波管H面T分岐の広帯域周波数特性", 昭和52年 電子通信学会総合全国大会, NO.554
12. 源 浩二, 杉浦 孝一, 許 瑞邦, " 矩形導波管共振器の従属接続によるモード結合", 昭和52年 電子通信学会総合全国大会, NO.585
13. 渡辺 浩伸, 川原 博文, 穴田 哲夫, 許 瑞邦, " 誘電体共振器の従属接続によるモード結合", 昭和52年 電子通信学会総合全国大会, NO.595
14. 穴田 哲夫, 門前 了寛, 許 瑞邦, " ストリップ線路素子の固有モードによる解析", 昭和53年電子通信学会光・電波部門全国大会, NO.194
15. 穴田 哲夫, 許 瑞邦, " マイクロ波平面回路内の電界分布の周波数特性", 昭和54年 電子通信学会総合全国大会, NO.700
16. 門前 了寛, 三上 浩, 穴田 哲夫, 許 瑞邦, " 誘電体平面回路の固有モードによる解析, 昭和54年電子通信学会総合全国大会, NO.701
17. 穴田 哲夫, 野萩 秀之, 許 瑞邦, " はしご形3dBハイブリッド回路の解析", 昭和55年電子通信学会総合全国大会, NO.627
18. 許 瑞邦, 穴田 哲夫, " E面平面回路の広帯域周波数特性", 昭和55年電子通信学会総合全国大会, NO.628

19. 穴田 哲夫, 八代 泰三, 許 瑞邦, " 立体平面回路の固有モードによる解析", 昭和55年 電子通信学会光・電波部門全国大会, NO.150
20. 鳥井 昌典, 穴田 哲夫, 許 瑞邦, " 正方形, 方形平面回路の応用と実験", 昭和56年 電子通信学会総合全国大会, NO.707
21. 穴田 哲夫, 池上 勇, 許 瑞邦, " 3-ブランチ3dBハイブリッド回路の平面回路的解析と設計", 昭和56年 電子通信学会総合全国大会, NO.708
22. 本上 満, 穴田 哲夫, 許 瑞邦, " 誘電体板を用いた導波管フィルタの固有モードによる解析", 昭和56年 電子通信学会総合全国大会, NO.720
23. 穴田 哲夫, 許 瑞邦, " 円形ベンドの固有伝送モードとその伝送特性-方形導波管H面円形ベンド-, 昭和57年電子通信学会総合全国大会, NO.704
24. 許 瑞邦, 穴田 哲夫, 山口 清美, " 表面波共振器の二次元電界分布の測定", 昭和57年電子通信学会総合全国大会, NO.718
25. 許 瑞邦, 穴田 哲夫, 中村 信一, " 表面波を用いた共振器の理論と実験", 昭和57年 電子通信学会総合全国大会, NO.719
26. 穴田 哲夫, 許 瑞邦, 他, " はしご形3dBハイブリッド回路の最適形状について", 昭和57年電子通信学会総合, 全国大会, NO.725
27. 本上 満, 穴田 哲夫, 許 瑞邦, " 誘電体装荷導波管フィルタの固有モードによる合成", 昭和57年 電子通信学会光・電波部門全国大会, NO.180
28. 穴田 哲夫, 久保田 幸男, 許 瑞邦, " 誘電体表面波平面回路の二次元電界分布の測定", 昭和57年 電子通信学会光・電波部門全国大会, NO.190
29. 大川 貢, 穴田 哲夫, 許 瑞邦, " E面方形平面回路の広帯域周波数特性の計算と実験", 昭和57年 電子通信学会光・電波部門全国大会, NO.191
30. 穴田 哲夫, 大川 貢, 許 瑞邦, " 方形導波管E面円形ベンドの周波数特性", 昭和57年 電子通信学会光・電波部門全国大会, NO.192
31. 独古 康昭, 穴田 哲夫, 許 瑞邦, " 誘電体装荷直線状一様不連続での入反射特性", 昭和57年 電子通信学会光・電波部門全国大会, NO.193
32. 本上 満, 穴田 哲夫, 許 瑞邦, " 固有モード展開法によるフィルタ回路の合成", 昭和58年 電子通信学会総合全国大会, NO.823
33. 福原 康夫, 穴田 哲夫, 許 瑞邦, " 平面的伝送線路回路の固有モードの計算", 昭和58年 電子通信学会総合全国大会, NO.824
34. 椿 英俊, 穴田 哲夫, 許 瑞邦, " 二次元方形レンズでの電磁界の計算と実験", 昭和58年 電子通信学会総合全国大会, NO.862
35. 独古 康昭, 穴田 哲夫, 許 瑞邦, " イメージ線路形平面回路の直線状不連続部での入反射特性", 昭和58年 電子通信学会総合全国大会, NO.878

36. 許 瑞邦, 穴田 哲夫, 久保田 幸男, " 方形導波管形H面平面回路とトラフ線路形H面平面回路", 昭和58年 電子通信学会総合全国大会, NO.879
37. 大川 貢, 穴田 哲夫, 許 瑞邦, " 方形導波E面ハイブリッド回路の入出力特性の計算", 昭和58年 電子通信学会総合全国大会, NO.880
38. 穴田 哲夫, 許 瑞邦, " トリプレート線路形平面回路の直線状不連続部での入反射特性", 昭和58年 電子通信学会総合全国大会, NO.881
39. 穴田 哲夫, 許 瑞邦, " H面トラフ線路の直角ベンドの電磁界分布の計算機解析と測定", 昭和59年 電子通信学会総合全国大会, NO.861
40. 大川 貢, 穴田 哲夫, 許 瑞邦, 他, " 方形導波管E面T分岐回路の周波数特性の計算", 昭和59年 電子通信学会総合全国大会, NO.862
41. 独古 康昭, 穴田 哲夫, 許 瑞邦, " 屋根付イメージ線路の伝搬定数とその電磁界分布", 昭和59年 電子通信学会総合全国大会, NO.880
42. 穴田 哲夫, 許 瑞邦, " ストリップ線路形直線状一様不連続部での入反射特性", 昭和59年 電子通信学会総合全国大会, NO.881
43. 独古 康昭, 穴田 哲夫, 許 瑞邦, " イメージ線路形直線状一様不連続部での入反射特性", 昭和59年 電子通信学会総合全国大会, NO.884
44. 椿 英俊, 穴田 哲夫, 許 瑞邦, " 伝送線路回路の固有モード展開による解析法と合成法", 昭和59年 電子通信学会光・電波部門全国大会, NO.178
45. 穴田 哲夫, 小林 祐司, 許 瑞邦, " ストリップ線路形3dBハイブリッド回路の設計", 昭和59年 電子通信学会光・電波部門全国大会, NO.179
46. 椿 英俊, 穴田 哲夫, 許 瑞邦, " 伝送線路回路の固有モード展開による解析", 昭和60年 電子通信学会総合全国大会, NO.799
47. 穴田 哲夫, 小林 祐司, 許 瑞邦, " ストリップ線路形3dBハイブリッド回路の設計 - 直角角切断接合回路 -", 昭和60年 電子通信学会総合全国大会
48. 江里口 冬樹, 浜本 克昭, 穴田 哲夫, 許 瑞邦, " リブ線路形一様不連続部による表面波の閉じ込め壁の特性", 昭和61年度信学会総合全国大会, NO. 767
49. 穴田 哲夫, 許 瑞邦, " 円形誘電体共振器の平面回路方程式による解析", 昭和61年度信学会総合全国大会シンポジウム, S11-1
50. 方形導波管窓形フィルタの電磁界分布の周波数特性の測定", 昭和61年度信学会総合全国大会 NO. 750
51. 右田 勇二, 穴田 哲夫, 許 瑞邦, " ストリップ線スタブ形フィルタの平面的固有状態を用いた合成法の検討", 昭和61年度信学会総合全国大会 NO. 753

52. 穴田 哲夫, 許 瑞邦, "固有モード展開法に基づく平面的3dBハイブリッド回路の合成", 昭和61年度信学会、光、電波部門全国大会 NO. 139
53. 江里口 冬樹, 許 瑞邦, "屋根付リブ線路の固有伝送モードの計算" 昭和61年度信学会、光、電波部門全国大会, NO. 170
54. 大沼 雄次, 穴田 哲夫, 許 瑞邦, "ストリップ線路基板上での円形誘電体共振器のTE018モードの計算", 昭和61年度信学会、光、電波部門全国大会 NO. 163
55. 穴田 哲夫, 桜木 孝一, 許 瑞邦, "対称ストリップ線路高次伝送モードの解析", 昭和62年度信学会総合全国大会, NO. 796, (62年3月発表)
56. 右田 勇二, 穴田 哲夫, 許 瑞邦, "伝送線路形フィルタ回路の固有モード展開法による合成", 昭和62年度信学会総合全国大会 (62年3月発表)
57. 許 瑞邦, 穴田 哲夫, 右田 勇二, "マイクロ波フィルタの固有モード展開法による合成", 昭和62年度信学会総合全国大会シンポジウム.
58. 水間 秀夫, 小林 恒久, 穴田 哲夫, 許 瑞邦, "光多層薄膜回路の固有モード展開法による解析", 昭和62年度信学会総合全国大会, NO. 699, (62年3月発表)
59. 江里口 冬樹, 船田 泰寛, 穴田 哲夫, 許 瑞邦, "屋根付リブ線路の固有伝搬モードと放射損失機構の検討", 昭和62年度信学会総合全国大会.
60. 大槻, 船田, 穴田, 許, "リブ断面光導波路の電磁界解析", 1989年電子情報通信学会秋季全国大会, NO.C-248
61. 許, 穴田, 白井, 猪田, 赤池, "スタブ形帯域通過フィルタの構造定数の検討", 1989年電子情報通信学会秋季全国大会, NO.C-378
62. 白井, 穴田, 許, "端結合ストリップ線フィルタ回路の" 1989年電子情報通信学会秋季全国大会, NO.C-379
63. 穴田, 王, 許, "くさび入りストリップ線分岐形3dBハイブリッド回路の合成と実験", 1989年電子情報通信学会秋季全国大会, NO.C-384.
64. 猪田, 白井, 穴田, 許, "誘電体周期構造を用いた狭帯域通過フィルタの実現とその高周波電磁界分布の計算", 1989年電子情報通信学会秋季全国大会, NO.C-94
65. 大石剛久, 山田 剛, 穴田哲夫, 許瑞邦, "ストリップ線田の字平面交叉回路の平面回路理論による解析・実験", 1990年電子情報通信学会春季全国大会, NO.C-128 (3月)
66. 西田雄一, 王延照, 大槻健一郎, 穴田哲夫, 許瑞邦 "ステップ形3次元グレーティング及びテーパ導波路の作製と実験", 1990年電子情報通信学会春季全国大会, NO.C-187
67. 許瑞邦, 穴田哲夫, 小林恒久, 遠州岳美, "多層超薄膜3次元光導波路の理論解析 -単一偏波面・単一モード導波路-", 1990年電子情報通信学会春季全国大会, NO.C-207

参 考 文 献

第2章に関するもの(特に, 文献(1), (2), (3)は全章にわたって参考にした.)

- (1) 大越孝敬, "平面回路", 信学会誌, Vol.52, No.11, pp.1430-1433, 1969年11月.
- (2) 大越孝敬, 三好旦六, "平面回路", オーム社, 昭和50年
- (3) T.Okoshi: "Planar Circuits for Microwaves and Lightwaves", Springer-Verlag,
- (4) 許 瑞邦, "マイクロ波平面回路の等価回路", 信学会マイクロ波研資, MW71-45(1971-07)
- (5) P.P.Civalleri and S.Ridella, "Impedance and Admittance matrices of distributed three-layer N-prts," IEEE Trans.CT.Vol.CT-17, No.8, pp.392-398, Aug.1971.
- (6) 穴田 哲夫, 許 瑞邦, "マイクロ波平面回路の固有モードによる解析(第3報)", 信学会マイクロ波研資, MW78-07(1978-05)
- (7) 黒川兼行, "マイクロ波回路入門", 丸善
- (8) Hsu Jui-Pang, T.Anada, "Planar circuit equation and Its practical application to planar-type transmission-line circuit," in IEEE MTT Inst.Symp.Dig. pp.574-578, 1983.
- (9) 許 瑞邦, 穴田 哲夫, 近藤 修, 「マイクロ波平面回路の固有モードによる解析」, 信学論(B), 58-B, 12, PP.671-678(昭50-12)

第3章に関するもの

- (1) 三好旦六, 大越孝敬, "マイクロ波平面回路の解析的取り扱い", 信学会論文誌(B), Vol.55-B, No.8, pp.441-448, 1972年8月
- (2) 許 瑞邦, 穴田 哲夫, 近藤 修, 「マイクロ波平面回路の固有モードによる解析」, 信学論(B), 58-B, 12, PP.671-678(昭50-12)
- (3) 許, 近藤, 穴田, 高橋, "正方形平面回路の解析", 信学会マイクロ波研資, MW74-42(1974-08)
- (4) A.A Oliner, "Equivalent Circuits for Discontinuities in Balanced Strip Transmission Line", 1955 MTT-3, p.134 (Mar.1955)
- (5) 牧本他, "トリプレート円板形共振器の共振周波数とQ値", 昭和46年度, 電子通信全国大会, NO. 519
- (6) 小林, 田辺, 田中, "円板共振器による誘電率測定法の検討", 昭和48年度, 信学会全国大会, 講演番号617.
- (7) 許, 近藤, 穴田, 他, "各種トリプレート形マイクロ波平面回路の固有値の測定と計算", 信学会マイクロ波研資, MW73-115(1974-02)
- (8) Schelkunoff, S.A.: "Electromagnetic Waves," D.Van Nostrand Comany, Inc., Princeton, N.J., 1943

第4章に関するもの

- (1) 大越, 三好, "平面回路", オーム社, pp.109-140, 昭和50年
- (2) 大越, 竹内, "素回路法による平面回路の解析", 信学論B, 58-B, pp.400-407(1975.08).
- (3) 許, 穴田, "マイクロ波平面回路の計算機解析", 信学会マイクロ波研究会MW73-7(1973-04)
- (4) 許, 穴田, "領域分割法によるマイクロ波平面回路の解析"
ー伝送線路モードを用いたー, 信学会マイクロ波研究会MW80-2, 1980.4
- (5) J.P.Montgomery: "On the Complete Eigenvalue Solution of Ridged Waveguide", MTT-19, NO.6, pp.547-555, 1971.

- (6) P.Silvester, "Finite element analysis of Planar microwave networks," IEEE Trans. MTT, Vol. MTT-21, No. 2, pp. 104-108, Feb. 1973
- (7) 林, 村外, "変分法", 応用数学講座, コロナ社
- (8) 加川, "有限要素入門", オーム社

第5章に関するもの

- (1) 大越, 北沢, "短絡境界平面回路の計算機解析", 信学論(B), Vol. 57-B, No. 5, pp. 319-326, 1974年5月
- (2) 穴田 哲夫, 許 瑞邦, "短絡境界平面回路の固有モードによる解析" 信学論(B), 61-B, 07, pp. 646-653(昭53-07)
- (3) 穴田, 許, "方形導波管H面直角コーナーベンドの固有モードによる解析" 信学会マイクロ波研資, MW79-26, 1979.06
- (4) 穴田, 畑山, 許, "方形導波管H面T分岐の固有モードによる広帯域周波数特性の計算," 信学会マイクロ波研資, MW79-68, 1979.09
- (5) 穴田, 本上, 許, "円形ベンドの固有伝送モードとその伝送特性(方形導波管H面円形ベンド)", 信学会マイクロ波研資, MW1982.05
- (6) Rice, S.O., "Reflections from Circular Bends in Rectangular Wave Guides-Matrix Theory," B.S.T.J., 27, NO. 2 (April 1948), pp. 305-349
- (7) Bates, C.P., "Intermodal Coupling at Curved Waveguides," B.S.T.J., (september 1969), pp. 2259-2280
- (8) 和田, 他; "円形曲がりによる方形TE₂₀-TE₁₀モード変換" 信学技法 MW81-10, pp. 43-50
- (9) 本上, 穴田, 許; "円形ベンドの固有伝送モードとその伝送特性", 昭和57年度信学会総合全国大会, NO. 718
- (10) N. Marcuvitz, "Waveguide Handbook", McGraw-Hill, 1951
- (11) R.E. Collin, "Field Theory of Guided Waves", McGraw-Hill, pp. 352-359

第6章に関するもの

- (1) 三好, 大越: "マイクロ波平面回路の積分方程式による数値解析", 信学論(B), 55-B, 12, pp. 645-652 (昭47-12)
- (2) 許, 穴田, 近藤: "マイクロ波平面回路の固有モードによる解析", 信学論(B), 58-B, 12, pp. 671-678 (昭50-12)
- (3) 穴田, 近藤, 金子, 許: "計算機による平面回路解析用プログラム", 信学技報, MW76-12(1976-05)
- (4) 金子, 許: "90°コーナの固有モードによる解析(第2報)", 信学技報, MW76-13(1976-05)
- (5) 許, 穴田, 門前: "誘電体平面回路の提案と解析法", 信学技報, MW78-127(1979-02)
- (6) Matthei, G.L., Young, L. and Jones, E.M.T.: "Microwave filters impedance-matching networks and coupling structures", pp. 206, McGraw-Hill, New York (1964)
- (7) 許, 穴田, "マイクロ波平面回路のインピーダンス行列を用いた電算機解析", 信学論(B), 64-B, 09, pp. 986-993(昭56-09)

第7章に関するもの

- (1) 穴田, 許: "トリプレート線路分岐形3dBハイブリッド回路の平面回路理論による解析", 信学論(B), 70-B, 07, pp. 816-825(昭62-07)
- (2) 穴田, 許, "平衡形ストリップ線分岐線路3dBハイブリッド回路の平面回路モデルによる合成", 信学論(B), 70-B, 07, pp. 826-832(昭62-07)
- (3) T. Okoshi: "Planar Circuits for Microwaves and Lightwaves",

Springer-Verlag, pp.32.

- (4) W.menzel and I.wolff, "A method for calculating the frequency-dependent properties of microstrip discontinuities," IEEE Trans Microwave Theory Tech., vol.MTT-25, pp.107-112, Feb.1977.
- (5) C.G.Montgomery, R.Y.Dicke and E.M.Purcell: "Principles of Microwave Circuits", New York Dover Publications, Inc., pp130, pp401
- (6) 許, 穴田: "ストリップ線路回路の平面回路的手法による解析", 信学論(B), J66-B, 6, pp.766~733, (昭58-6)
- (7) 許, 穴田, 金子: "マイクロ波平面回路のインピーダンス行列を用いた電算機解析法", 信学論(B), J64-B, 9, pp.986~993 (昭56-09).
- (9) 森口, 宇田川, 一松: "数学公式", 岩波全書, pp.226

第8章に関するもの

- (1) 許, 穴田, 六島, 本城, 松本, 「液晶による正方形平面回路の固有モードの観測」, 昭和49年電子通信学会総合全国大会NO. 845
- (2) 小山, 荒川, 六島, 穴田, 許, 「液晶によるマイクロ波平面回路内の電磁界分布の観測」, MW73-117(1973.7)
- (3) 小林駿介, 「液晶—その性質と応用—」, 日刊工業新聞社, pp.79
- (4) 許, 穴田, 本上, "表面波を用いた平面回路とその基本方程式の導出", 信学技報, MW81-58, 1981.9
- (5) 許, 穴田, "平面回路内の高周波電界分布の計算と測定", 信学技報, MW85-10
- (6) 穴田, 山口, 許, 久保田, "表面波平面回路の高周波電界分布自動測定表示装置の試作", 信学技報, MW83-71, 1983.11

付 録 A

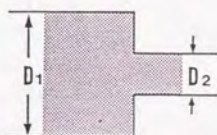
2 開口ステップ不連続素子はリアクタンス

素子として機能する。この不連続問題は

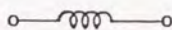
A.A.OLINER(1955年,MTT-3,P.134)によって

解析されており、図A.1に示す誘導性素子と

なる。



$$\frac{X}{Z_1} = \frac{2D_1}{\lambda} \ln \left(\csc \frac{\pi D_2}{2D_1} \right) \quad (\text{A.1})$$



Z_1

Z_2

$$\frac{Z_2}{Z_1} = \frac{D_1}{D_2} \quad (\text{A.2})$$

図A.1 2 開口ステップ不連続

この等価回路より、S 行列を計算すると次式となる。

$$S_{12} = \frac{D_2/D_1}{1 + j(D_2/D_1)X + D_2/D_1} \quad (F = 2D_1/\lambda) \quad (\text{A.3})$$

また、固有モード展開法による計算において、計算精度を上げるために、級数の公式を用いて、モードインピーダンスを求めると、2重級数和は級数の公式を用いて整理すると次式で与えられる。これはx方向の固有モードを無限個考慮したことに相当する。

$$Z_{p,q}^{i,j} = \sum_n \frac{n_{p,m}^{(i)} n_{q,m}^{(j)}}{n_{p,m}^{(i)} n_{q,m}^{(j)}} Z_{om} \begin{cases} \cot(\beta_m a) & i=j \\ \csc(\beta_m a) & i \neq j \end{cases} \quad (\text{A.4})$$

周波数特性は、式(A.4)からモードインピーダンスが正確に計算できるので、式(A.5)の実効インピーダンスを計算し、S 行列を計算する。

$$Z_{eff} = Z_{11} + \Delta Z_q \quad (\text{A.5})$$

$$S = (Z_{eff} + Z_{co})^{-1} (Z_{eff} - Z_{co}) \quad (\text{A.6})$$

級数の和の公式

$$\cot(z) = \sum \frac{\epsilon_n z}{z^2 - (n\pi)^2} \quad \csc(z) = \sum \frac{\epsilon_n (-1)^n z}{z^2 - (n\pi)^2}$$

$$\epsilon_n = 1 \quad (n=0), \quad \epsilon_n = \sqrt{2} \quad (n \neq 0)$$

付 録 B

式(3.29)より

$$w/d = F(ka/d) \quad (B.1)$$

であり、又式(3.33)より

$$ka = \frac{a}{a + c w} \chi_n \quad (B.2)$$

であるので、式(B.1)を式(B.2)に代入して
変形すると

$$c \frac{ka}{s} = F(ka/s) = \chi_n - ka \quad (B.3)$$

となる。又、式(B.3)で

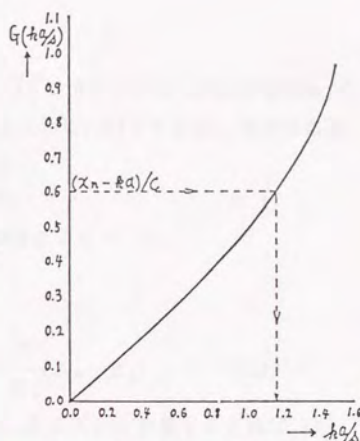
$$G(ka/s) = \frac{ka}{s} F(ka/s) \quad (B.4)$$

とすれば、これは ka/s だけの関数となり、図3.28を参考にすると図B.1の
如くなる。

所で、式(B.3)を変形すると式(B.5)となる。

$$G(ka/s) = \frac{\chi_n - ka}{c} \quad (B.5)$$

この式で、モードを決めると χ_n が決まり、形と a の取り方を決めると c
が定まる。従って、 ka に対する ka/s を図B.1に示す方法で求めることができ
る。この ka/s と最初に与えた ka より、 ka に対する s 、つまり s に対する
 ka が決まる。



図B.1 $G(ka/s)$ のグラフ

付 録 C

C.1 三開口接合回路の性質

図C・1に示すような Z_0 , Z_0 , $Z_0/\sqrt{2}$ の特性インピーダンスを持った接合回路の電圧, 電流をそれぞれ V_i , I_i ($i=1, a, b$) とすると, 次の回路方程式を得る。

$$V_1 = V_a = V_b \quad I_1 + I_a + I_b = 0 \quad (C.1)$$

式 (C.1) と電圧入射波, 電圧反射波の関係より

$$A_1 + B_1 = A_a + B_a = A_b + B_b$$

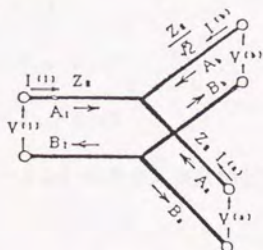
$$\frac{1}{Z_0} (A_1 - B_1) = \frac{1}{Z_0} (A_a - B_a) = \frac{\sqrt{2}}{Z_0} (A_b - B_b) \quad (C.2)$$

上式より, 電圧散乱行列 $[B] = [S_v] [A]$ を計算すると式(C.3)となる。

$$[S_v] = \frac{1}{\sqrt{2}+1} \begin{vmatrix} -\frac{1}{\sqrt{2}} & \frac{\sqrt{2}}{2} & \frac{2}{\sqrt{2}-1} \\ \frac{\sqrt{2}}{2} & -\frac{1}{2} & -(\sqrt{2}-1) \end{vmatrix} \quad (C.3)$$

従って, 三開口接合回路の電力散乱行列 $[S]$ は式(C.4)より, 本文の式(7.27)が導出される。

$$[S] = [Z_0] [S_v] [Z_0] \\ [Z_0] = \text{diag.} (Z_0, Z_0, Z_0/\sqrt{2})$$



図C.1 三開口接合回路の
等価回路

C.2 式(7.29)の導出

今, 三開口接合回路の電力散乱行列 $S = (S_{ij})$ が $|S_{ij}| = |S_{ji}|$ となるように設計されたとすると S_{ij} は次式で与えられる。

$$S = \begin{vmatrix} -\alpha e^{-j\theta_{11}} & \beta e^{-j\theta_{1a}} & \gamma e^{-j\theta_{1b}} \\ \beta e^{-j\theta_{1a}} & -\alpha e^{-j\theta_{aa}} & \gamma e^{-j\theta_{ab}} \\ \gamma e^{-j\theta_{1b}} & \gamma e^{-j\theta_{ab}} & -\delta e^{-j\theta_{bb}} \end{vmatrix} \quad (C.5)$$

但し,

$$\alpha = \frac{1}{\sqrt{2+1}} \quad \beta = \frac{\sqrt{2}}{\sqrt{2+1}} \quad \gamma = \frac{\sqrt{2\sqrt{2}}}{\sqrt{2+1}} \quad \delta = \frac{\sqrt{2}-1}{\sqrt{2+1}} \quad (C.6)$$

所で、接合回路は、無損失であるためS行列はユニタリ行列 $S_t^* S = I$ となっている⁽⁴⁾。従って、次の関係式を得る。

$$\begin{aligned} -\alpha \beta e^{-j(\theta_{11}-\theta_{1a})} - \alpha \beta e^{-j(\theta_{1a}-\theta_{aa})} + \gamma \gamma e^{-j(\theta_{1b}-\theta_{ab})} &= 0 \\ -\alpha \gamma e^{-j(\theta_{11}-\theta_{1b})} - \gamma \beta e^{-j(\theta_{1a}-\theta_{ab})} + \delta \gamma e^{-j(\theta_{1b}-\theta_{bb})} &= 0 \\ -\gamma \beta e^{-j(\theta_{1a}-\theta_{1b})} - \gamma \alpha e^{-j(\theta_{aa}-\theta_{ab})} + \gamma \delta e^{-j(\theta_{ab}-\theta_{bb})} &= 0 \end{aligned} \quad (C.7)$$

但し、*は共役複素数、tは転置行列、Iは単位行列を意味する。

これらの式に式(C.6)の関係式を代入して整理すると、次の関係式を得る。

$$\begin{aligned} 2e^{-j(\theta_{11}-\theta_{1a})} &= e^{-j(\theta_{1a}-\theta_{aa})} + e^{-j(\theta_{1b}-\theta_{ab})} \\ 2e^{-j(\theta_{11}-\theta_{1b})} &= e^{-j(\theta_{1a}-\theta_{ab})} + (2-1)e^{-j(\theta_{1b}-\theta_{bb})} \\ 2e^{-j(\theta_{1a}-\theta_{1b})} &= e^{-j(\theta_{aa}-\theta_{ab})} + (2-1)e^{-j(\theta_{ab}-\theta_{bb})} \end{aligned} \quad (C.8)$$

更に、式(C.8)の第一式の両辺に $\exp j(\theta_{1b}-\theta_{ab})$ を掛け、実数部と虚数部に分離すると次式を得る。

$$\begin{aligned} \cos x + \cos y &= 2 & x &= \theta_{11} - \theta_{1a} - \theta_{1b} + \theta_{ab} \\ \sin y + \sin y &= 0 & y &= \theta_{1a} - \theta_{aa} - \theta_{1b} + \theta_{ab} \\ \cos^2 x + \sin^2 x &= (2 - \cos y)^2 + \sin^2 y = 1 \end{aligned}$$

同様に、その他の式も導出される。従って、次式が成立しなくてはならない。

$$\begin{aligned} \theta_{11} - \theta_{1a} - \theta_{1b} + \theta_{ab} &= 0 \\ \theta_{1a} - \theta_{aa} - \theta_{1b} + \theta_{ab} &= 0 \\ \theta_{11} - \theta_{1b} - \theta_{1a} + \theta_{ab} &= 0 \\ \theta_{1b} - \theta_{bb} - \theta_{1a} + \theta_{ab} &= 0 \\ \theta_{aa} - \theta_{ab} - \theta_{1a} + \theta_{1b} &= 0 \\ \theta_{ab} - \theta_{bb} - \theta_{1a} + \theta_{1b} &= 0 \end{aligned} \quad (C.9)$$

つまり、

$$\begin{aligned}\theta_{11} + \theta_{aa} &= 2\theta_{1a}, \quad \theta_{11} + \theta_{bb} = 2\theta_{1b}, \\ \theta_{aa} + \theta_{bb} &= 2\theta_{ab}\end{aligned}\tag{C.10}$$

従つて, $\theta_{11} = 2\theta_{1a}$, $\theta_{aa} = 2\theta_a$, $\theta_{bb} = 2\theta_b$ とおくと式(C.10)より

$$\begin{aligned}\theta_{1a} &= (\theta_1 + \theta_a), \quad \theta_{1b} = (\theta_1 + \theta_b), \\ \theta_{ab} &= (\theta_a + \theta_b)\end{aligned}\tag{C.11}$$

となり, 設計された接合回路の散乱行列 S は式(C.12)と表す事ができる。

$$S = P \cdot S^0 \cdot P\tag{C.12}$$

$$P = \text{diag} (e^{-j\theta_1}, e^{-j\theta_a}, e^{-j\theta_b})$$



