

異方性フェリ磁性体基板を用いたマイクロ ストリップ線路の動的な取扱い法*

林 義 男**

大 内 均**

鈴 木 道 雄***

藤 木 義 矩***

(昭和 47 年 9 月 29 日受理)

A Dynamic Analysis Method of the Microstrip Transmission Line on the Ferri-magnetic Substrate Associated with the Anisotropic Permeability

by Yoshio HAYASHI, Hitoshi OHUCHI, Michio SUZUKI
and Yoshinori FUJIKI

Microstrip line with anisotropic material has been usually analyzed by assuming a TEM propagation. The TEM solution can not give the frequency dependence, and also there is error due to the anisotropic effect. In fact, considerable difference is noted between the experimental data and the theoretical results. This paper did not use a TEM method and derived the integral equation which gives the propagation constant of the ferrimagnetic substrate microstrip magnetized by d-c field parallel with line and, in anticipation of a slowwave type, the phase constant is calculated. The numerical results correspond much with already published experimental data.

1. ま え が き

異方性フェリ磁性体の基板を用いたマイクロストリップ線路は、マイクロ波集積回路の移相器などに利用されているが、現在のところ理論的な検討が不十分で設計基準を得るだけのデータは得られていないようである。この問題に関しての解析は、最初 G. T. Roome ら¹⁾によって行なわれ、さらに最近金木の報告²⁾もある。前者は変形等角写像法³⁾により、また後者は変分法により解を求めているが、両者ともに TEM 波近似により解析を行なったものである。等方性誘電体基板の場合には通常の使用状態では TEM 波近似で十分である場合が多いが、異方性媒質を含む線路では、異方性の影響により伝搬軸方向に界成分が生じるので TEM 波近似

* 電子通信学会論文誌 (B) (昭 47-09) で一部発表

** 北見工業大学電気工学科

*** 北海道大学工学部電子工学科

の適用範囲は当然せばまってくる。文献(2)では dyadic 透磁率の主対角線要素に対する非対角線要素の大きさの比が 0.5 より大なる範囲で実測値と比較しているが、実験誤差以上の違いが見受けられるようである。また、筆者等は、先にこの種の問題について分布定数線路の考え方を適用して線路パラメータを求める解析法を提案した⁴⁾。この解析法は多少複雑ではあるが、最初から TEM 波近似を行なっていないので、前記の理論に比べてその適用範囲が広がっていることが予想できる。しかし、分布定数線路の考え方を適用するには線路の電磁界分布が TEM 波に近い状態にある場合にのみ可能であるから、この理論も前記二論文と同様な制限を受けることは否めない。

上記の理論に対して、本論文で提案する解析法は TEM 波近似を行なうことなしに、伝搬定数を与える決定方程式を積分形式で求め、数値計算により dynamic な解を求める方法である。取扱った問題は前記二論文^{1),2)}と同様に伝搬軸方向に磁化した場合についてであり、また、決定方程式の誘導と数値計算に際しては実用的な見地から近似的取扱いを用いているが、厳密な取扱い法についても言及しており、異方性媒質を含むマイクロストリップ線路の一般的な解析法が示されている。

なお、本論文では、ストリップ導体は無限に薄く、無損失であると仮定している。また、フェライトおよび大地導体の損失も無視している。

2. 決定方程式

最初に本稿で用いる記号を列挙しておく。

- ϵ_0 : 真空の誘電率
- ϵ : 磁性体基板の誘電率
- h : 基板の高さ
- ω : 使用角周波数
- μ_0 : 真空の透磁率
- $\hat{\mu}$: 磁性体基板の dyadic 透磁率
- W : ストリップ導体の幅
- λ : 使用波長

n_1, n_2, n_3 : x, y, z 方向の単位ベクトル

図1にストリップ導体、フェリ磁性体基板、および完全導体板から構成されるマイクロストリップ線路を示す。

直流磁界を加えるとフェリ磁性体は dyadic 透磁率を示す。 y 方向に磁化したとき $\hat{\mu}$ は、

$$\hat{\mu} = \begin{bmatrix} \mu & \mu_z & j\kappa \\ 0 & 0 & 0 \\ -j\kappa & 0 & \mu- \end{bmatrix} \quad (1)$$

で与えられる。ただし、フェリ磁性体が直流磁界によって飽和しているときは $\mu_z = \mu_0$ となる。

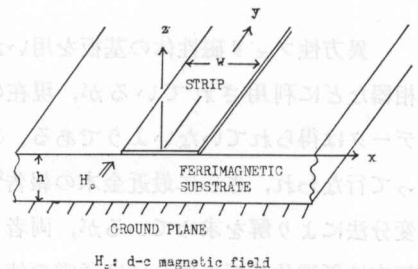


図 1 フェリ磁性体基板マイクロストリップ線路

Fig. 1. Microstrip line on ferri-magnetic substrate.

ここで, x 領域で規格直交性を満たすベクトル姿態関数 $\mathbf{f}_m, \mathbf{g}_m$ を用いて界の横成分 (x, y 成分) を次式のようにフーリエ展開する。

$$\begin{pmatrix} \mathbf{E}_t \\ \mathbf{H}_t \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \sum_{m=1}^2 \int_{-\infty}^{\infty} e^{-j\beta y} \begin{pmatrix} V_m(\alpha, \beta: Z) \mathbf{f}_m(\alpha, \beta: x) \\ I_m(\alpha, \beta: z) \mathbf{g}_m(\alpha, \beta: x) \end{pmatrix} d\alpha d\beta \quad (2)$$

$$\mathbf{f}_1 = \frac{j}{\sqrt{2\pi}K} \mathbf{K}_1 e^{-j\alpha x}, \quad \mathbf{f}_2 = \frac{j}{\sqrt{2\pi}K} \mathbf{K}_2 e^{-j\alpha x}$$

$$\mathbf{g}_1 = \frac{-j}{\sqrt{2\pi}K} \mathbf{K}_2 e^{-j\alpha x}, \quad \mathbf{g}_2 = \frac{j}{\sqrt{2\pi}K} \mathbf{K}_1 e^{-j\alpha x}$$

$$K = \sqrt{\alpha^2 + \beta^2}$$

$$\mathbf{K}_1 = \mathbf{n}_1 \alpha + \mathbf{n}_2 \beta, \quad \mathbf{K}_2 = \mathbf{n}_1 \beta - \mathbf{n}_2 \alpha$$

ここに, $m=1$ は E 波 ($H_z \equiv 0$) を, $m=2$ は H 波 ($E_z \equiv 0$) を表わす。式(1), (2)をマックスウェルの界方程式に代入すると姿態電圧 V_m , 姿態電流 I_m に関する伝送方程式をうる。ただし空気領域 ($z \geq 0$) では式(1)を scalar 量 μ_0 に置きかえる。結果は次のとおりである⁴⁾。

$$\begin{aligned} z \geq 0 \quad \text{で,} \quad & -\frac{dV_1}{dz} = j a_{11}^0 I_1, \quad -\frac{dI_1}{dz} = j C_{11}^0 V_1 + j_1 \delta(z) \\ & -\frac{dV_2}{dz} = j a_{22}^0 I_2, \quad -\frac{dI_2}{dz} = j C_{22}^0 V_2 + i_2 \delta(z) \end{aligned} \quad (3)$$

$\delta(z)$: デルタ関数

$$a_{11}^0 = \omega \mu_0 - K_0 / \omega \varepsilon_0$$

$$C_{22}^0 = \omega \varepsilon_0 - K^2 / \omega \mu_0$$

$$a_{22}^0 = \omega \mu_0$$

$$C_{11}^0 = \omega \varepsilon_0$$

$z \leq 0$ で

$$\begin{aligned} & -\frac{dV_1}{dz} = j a_{11} I_1, \quad -\frac{dI_1}{dz} = j C_{11} V_1 + i_1 \delta(z) \\ & -\frac{dV_2}{dz} = j a_{22} I_2 + b_{22} V_{22}, \quad -\frac{dI_2}{dz} = j C_{22} V_2 + d_{22} I_2 + i_2 \delta(z) \end{aligned} \quad (4)$$

$$a_{11} = \omega (\mu_z \alpha^2 + \mu_L \beta^2) / K^2 - K^2 / \omega \varepsilon$$

$$a_{22} = \omega (\mu_L \alpha^2 + \mu_z \beta^2) / K^2$$

$$C_{11} = \omega \varepsilon, \quad C_{22} = \omega \varepsilon - K^2 / \omega \mu$$

$$b_{22} = -d_{22} = (\kappa / \mu) \alpha \quad \mu_L = \mu - \kappa^2 / \mu$$

ここで, i_1, i_2 は, ストリップ導体上に存在する電流密度ベクトル $\mathbf{J}(x', y')$ によって生じる E 波および H 波の電流源で次式のように与えられる。

$$i_m = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{x'} \int_{y'} \mathbf{f}_m^*(\alpha, \beta: x') \cdot \mathbf{J}(x', y') e^{j\beta y'} dx' dy' \quad (5)$$

$m = 1, 2$

*印は共役複素数を表わす

ただし, 式(4)において κ / μ に比例する E 波, H 波の結合項が生じるが, ここでは, 異方性の

効果が小さいものと仮定してこれを無視してある。

次に、伝送方程式 (3), (4) を解く。

波源は $z=0$ に存在するので $z>0$ では進行波のみが存在する。したがって式 (3) の解は、

$$\begin{aligned} V_1 &= A_1 e^{-j\kappa_0 z} & I_1 &= A_1 \sqrt{\frac{c_{11}^0}{a_{11}^0}} e^{-j\kappa_0 z} \\ V_2 &= A_2 e^{-j\kappa_0 z} & I_2 &= A_2 \sqrt{\frac{c_{22}^0}{a_{22}^0}} e^{-j\kappa_0 z} \\ \kappa_0 &= \sqrt{a_{11}^0 c_{11}^0} = \sqrt{a_{22}^0 c_{22}^0} \end{aligned} \quad (6)$$

とおくことができる。

$z=-h$ 面の境界条件を用いることにより、式 (4) の解は、

$$\begin{aligned} V_1 &= B_1 \sin \kappa_1 (z+h) \\ I_1 &= \frac{-\kappa_1}{j a_{11}} B_1 \cos \kappa_1 (z+h) \\ V_2 &= B_2 \sin \kappa_2 (z+h) \\ I_2 &= \frac{-1}{j a_{22}} B_2 \left\{ \kappa_2 \cos \kappa_2 (z+h) + b_{22} \sin \kappa_2 (z+h) \right\} \\ \kappa_1 &= \sqrt{a_{11} c_{11}} & \kappa_2 &= \sqrt{a_{22} c_{22} + b_{22} d_{22}} \end{aligned} \quad (7)$$

とおくことができる。上式で、 A_1, B_1, A_2, B_2 は境界面 ($z=0$ 面) における界の連続性から定まる積分定数である。 $z=0$ には電流源が存在し、電圧は連続である。したがって境界条件として、

$$\begin{aligned} I_1(+0) - I_2(-0) &= -i_1, & V_1(+0) - V_1(-0) &= 0 \\ I_2(+0) - I_2(-0) &= -i_2, & V_2(+0) - V_2(-0) &= 0 \end{aligned} \quad (8)$$

が満たされなければならない。式 (6)~(8) から未知の積分定数 A_1, A_2, B_1, B_2 が次のように求まる。

$$\begin{aligned} A_1 &= \frac{-i_1}{\sqrt{\frac{c_{11}^0}{a_{11}^0} + \frac{\kappa_1}{j a_{11}} \cot \kappa_1 h}} \\ A_2 &= \frac{-i_2}{\sqrt{\frac{c_{22}^0}{a_{22}^0} + \frac{b_{22}}{j a_{22}} + \frac{\kappa_2}{j a_{22}} \cot \kappa_2 h}} \\ B_1 &= A_1 \operatorname{cosec} \kappa_1 h \\ B_2 &= A_2 \operatorname{cosec} \kappa_2 h \end{aligned} \quad (9)$$

上式を式 (6), (7) に代入すれば伝送方程式 (3), (4) の解が求まる。このようにして求めた V_m, I_m を式 (2) に代入して境界面 $z=0$ における電界の横成分 \mathbf{E}_t を計算すると次式のようになる。

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_t &= \frac{-1}{4\pi^2} \int_{x'} \int_{y'} \int_{\alpha} \int_{\beta=-\infty}^{\infty} \sum_{m=1}^2 \mathbf{K}_m \frac{Z_m}{K^2} \mathbf{K}_m \cdot \mathbf{J}(x', y') \\ &\quad e^{-j\alpha(x-x') - j\beta(y-y')} dx' dy' d\alpha d\beta \end{aligned} \quad (10)$$

$$Z_1 = \frac{1}{\omega \varepsilon_0} \frac{1}{\frac{1}{\kappa_0} - j \frac{\varepsilon_r}{\kappa_1} \cot \kappa_1 h}$$

$$Z_2 = \frac{\omega \mu_0}{\kappa_0 - j \frac{\alpha^2 + \beta^2}{\mu_{zr} \alpha^2 + \mu_{Lr} \beta^2} \left(\frac{\kappa}{\mu} \alpha + \kappa_2 \cot \kappa_2 h \right)}$$

$$\kappa_0 = \sqrt{\omega^2 \varepsilon_0 \mu_0 - \alpha^2 - \beta^2}$$

$$\kappa_1 = \sqrt{\omega^2 \varepsilon \frac{\mu_z \alpha^2 + \mu_L \beta^2}{\alpha^2 + \beta^2} - \alpha^2 - \beta^2}$$

$$\kappa_2 = \sqrt{\frac{\mu_L \alpha^2 + \mu_z \beta^2}{\mu (\alpha^2 + \beta^2)} (\omega^2 \varepsilon \mu - \alpha^2 - \beta^2) - \left(\frac{\kappa}{\mu} \right)^2 \alpha^2}$$

$$\varepsilon_r = \varepsilon/\varepsilon_0, \quad \mu_{zr} = \mu_z/\mu_0, \quad \mu_{Lr} = \mu_L/\mu_0$$

ここで、波の伝搬定数を β_0 と仮定して $\mathbf{J}(x', y')$ を

$$\mathbf{J}(x', y') = \mathbf{F}(x') e^{-j\beta_0 y'} \quad (11)$$

とおき、式(10)に代入して β, y' について積分すると、

$$\mathbf{E}_t = \frac{-1}{2\pi} \int_{x'} \int_{-\infty}^{\infty} \sum_{m=1}^2 \mathbf{K}_m \frac{Z_m}{K^2} \mathbf{K}_m \cdot \mathbf{F}(x') e^{-ja(x-x') - j\beta_0 y} dx d\alpha \quad (12)$$

となる。ただし Z_m, \mathbf{K}_m, K に含まれる β は β_0 に置き換える。

ストリップ導体上で $\mathbf{E}_t = 0$ なる条件を用いると、

$$\int_{x'=-w/2}^{w/2} \int_{\alpha=-\infty}^{\infty} \sum_{m=1}^2 \mathbf{K}_m \frac{Z_m}{K^2} \mathbf{K}_m \cdot \mathbf{F}(x') e^{-ja(x-x')} dx' d\alpha = 0 \quad (13)$$

を得る。

上式は異方性の効果がさほど大きくないものと仮定して E 波, H 波の結合項を無視した場合の決定方程式である。結合項を考慮すると伝送方程式は、

$$\begin{aligned} -\frac{dV_1}{dz} &= ja_{11} I_1 + ja_{12} I_2 + b_{12} V_2 \\ -\frac{dI_1}{dz} &= jc_{11} V_1 + i_1 \delta(z) \\ -\frac{dV_2}{dz} &= ja_{21} I_1 + ja_{22} I_2 + b_{22} V_2 \\ -\frac{dI_2}{dz} &= jc_{22} V_2 + d_{21} I_1 + d_{22} I_2 + i_2 \delta(z) \\ b_{12} &= -d_{21} = -(\kappa/\mu) \beta \\ a_{12} &= a_{21} = \omega(\mu_0 - \mu_L) \alpha \beta / K^2 \end{aligned} \quad (4')$$

となる。式(4)の代わりに式(4')を用いて上記の手順で計算を行なえば厳密な決定方程式が得られる。結果は文献(4)の前半に示されている。

厳密な決定方程式を求めることは容易であるが、いずれの方程式を採用するにしても数値計算が問題である。次節に、数値計算法について若干の考察を行ない、式(13)の近似的な決定

方程式から数値解を求めることにする。

3. 数 値 計 算

本節では式(13)の近似的な決定方程式のみを取扱うが、以下に述べることは厳密な決定方程式から解を求める場合にもそのまま適用できることを最初に注意しておく。

式(13)から一般的に解を求めることは困難であるので、ここでは非減衰モードのみに着目して位相定数 β_0 を算出する。等方性誘電体基板マイクロストリップ線路についてのこの種の方程式の数値計算法は種種提案されている。

文献(5)~(8)の方法がその主なものであろう。文献(5)はストリップ導体を N 分割して N 元連立方程式を導きその根から位相定数を求める方法である。また、文献(6)は未知の位相定数を仮定して逐次計算の手法を適用する方法である。前者の方法においては分割数を増すことにより、また、後者の方法においては逐次計算の回数をふやすことにより極めて精度の高い解を得ることが可能である。精度の高い解を得るにはこれらの方法が適当であるが、一般に計算は複雑化する。比較的簡単で、かつ満足できる解が求まる方法としては文献(7)、(8)の方法がある。これらは未知の電流分布関数として適当な分布形を仮定する方法である。文献(7)の方法は比較的簡単ではあるが境界条件として point matching を用いているので試行関数の影響が結果に大きく表われる欠点がある。等方性媒質基板の場合には適当な試行関数を見い出すことが可能であるからこの方法で充分であるが、異方性媒質基板の場合には適当な試行関数を見い出すことが困難であるので、この方法は不適当であらう。これに対して文献(8)の方法は一種の変分表示形式から解を求めているので試行関数の影響が軽減されており、したがって異方性媒質基板の場合にも適用可能であらう。ここでは文献(5)~(7)の方法はさけて文献(8)の方法により数値解を求めることにする。式(13)に $\mathbf{F}(x)$ をかけて x について積分すると、

$$\begin{aligned} \int_{-w/2}^{w/2} \mathbf{E}_t \cdot \mathbf{m}_1 \mathbf{F}_x(x) dx &= 0 \\ \int_{-w/2}^{w/2} \mathbf{E}_t \cdot \mathbf{m}_2 \mathbf{F}_y(x) dx &= 0 \end{aligned} \quad (14)$$

を得る。 $F_x(x)$ および $F_y(x)$ は、ストリップ導体上の電流分布関数 $\mathbf{F}(x)$ の x および y 成分である。上式が文献(8)で取扱う決定方程式であるが、フェリ磁性体基板を伝搬軸 (y 軸) 方向に磁化した場合には次に述べる近似が可能であらう。

磁化したフェリ磁性体は dyadic 透磁率を示すが、 y 方向に磁化した場合には、式(1)からわかるように dyadic 量の [1, 2] 要素と [2, 1] 要素が零であるので $[x, y]$ 面内では磁界と磁束は scalar 量で結びつけられている。このことをストリップ導体上の電流密度ベクトルに着目して考えると電流の x 成分 F_x と y 成分 F_y の coupling は dyadic 透磁率の非対角線要素の影響を大きく受けることはないということになる。したがって F_x と F_y の大きさの関係は、近似

的に、等方性誘電体基板の場合と同じであるとみなすことが可能で、 $W/\lambda < 0.17$ の範囲では F_y に対して F_x を無視することができる。 F_x を無視すると式 (14) は次のようになる。

$$\int_{-w/2}^{w/2} \int_{-w/2}^{w/2} \frac{\beta_0^2 Z_1 + \alpha^2 Z_2}{\alpha^2 + \beta_0^2} F_y(x) F_y(x') e^{-j\alpha(x-x')} d\alpha dx' dx = 0 \quad (15)$$

ただし Z_1, Z_2 に含まれる β は β_0 に置き換える。上式で $F_y(x)$ が未知であるので、これに適当な試行関数を代入しなければならない。等方性誘電体基板マイクロストリップ線路の場合には自由空間中に存在するストリップ導体の電流分布関数

$$F_y(x) = \frac{1}{\sqrt{1-(2x/w)^2}} \quad (16)$$

を試行関数に選べば満足できる解が得られることがわかっているが⁸⁾、ここで取扱っている問題は異方性媒質を基板とするマイクロストリップ線路であるので、電流分布も異なった形になり、精度の高い解を得るためには当然真の分布に近い別の関数形を採用しなければならない。しかし式 (15) で与えた決定方程式は一種の変分表示形式であるので、試行関数の違いは結果に大きな影響を与えないであろうから、等方性誘電体基板マイクロストリップ線路の場合に良好な結果を与える式 (16) を試行関数に選んでも限られた条件内では、満足できる解が得られるであろう。

表 1 実測値および他の理論との比較

$f(\text{GHz})$	μ_L/μ_0	$\beta/\omega \sqrt{\epsilon_0 \mu_0}$		
		実 測 値 ⁹⁾	Static 解 ⁴⁾	本 理 論
6.9	0.291	2.18	2.19	2.19
7.45	0.392	2.34	2.33	2.36
8.1	0.487	2.46	2.44	2.48
8.85	0.570	2.53	2.52	2.57
9.5	0.625	2.62	2.57	2.63
10.3	0.682	2.69	2.62	2.68
11.05	0.723	2.70	2.66	2.72
11.8	0.757	2.76	2.68	2.75

$$4\pi M_s = 2156 \text{ Gauss}$$

$$\epsilon_r = 13 \quad w/h = 0.5 \quad h = 0.02''$$

表 1 は、筆者等が先に求めた Static 解⁴⁾ と式 (15), (16) から求まる dynamic 解を比較し、さらに C. P. Hartwig 氏⁹⁾ の実測値と対比したものである。最初に述べたように文献 (4) は電磁界分布が TEM 波に近い状態にあるものと仮定して分布定数線路の考え方を適用する解析法である。この取扱い法によれば、伝送方程式における E 波、 H 波の結合は無視され、また磁界はストリップ導体上の電流の軸方向成分のみによって定まる。したがってこの解析法は式 (15) の誘導に用いた近似はすべて行なっており、さらに零周波数近似も用いているので異方性の効果が小さく、かつ使用する周波数が低い場合にのみ適用できる理論である。

表1によると static 解は周波数の高いところを除いては、実測値と大略一致しているようである。周波数の高い範囲で誤差が生じるのは当然であるが、 $f=8.85, 7.45$ (GHz) では dynamic な解よりもむしろ実測値に近い値を示している。このことは文献(4)の理論は周波数による誤差と異方性の影響による誤差を含んでいるが、全体として現われる誤差はこれらが互いに相殺し合っているか、少なくとも重畳するようには作用していないためであると解釈できる。static 解の誤差を文献(10)の計算例をもとにして周波数に依存する誤差のみに限定して評価すると多少小さく現われており、このことから上の結論がうなずける。したがって、文献(4)の static 解は、 $\mu_L/\mu_0 > 0.29$ ($\kappa/\mu \doteq 0.84$ に相当する)の範囲で、つねに表1の例のように実測値と良く一致する結果を与えるか否かは疑問である。これに対して、式(15)、(16)から求めた dynamic 解は周波数に対する考慮はなされているので異方性の影響についてのみ検討すればよい。表1によれば、 $\mu_L/\mu_0 > 0.29$ の全範囲で実測値とよく一致しており、これは $\lambda/w < 0.1$ が満たされている限り常に主張できる結論である。

4. む す び

磁化したフェリ磁性体を基板とするマイクロストリップ線路の dynamic な取扱い法を示した。本稿で取扱った決定方程式(式15)は伝搬軸方向に磁化し、しかも異方性の効果が小さい場合にのみ適用可能であり、任意方向に磁化した場合、または、異方性の影響が顕著な場合には本文で述べた厳密な解析法を用いなければならない。

文 献

- 1) G. T. Roome and H. A. Hair: "Thin ferrite devices for microwave integrated circuits". IEEE Trans., **MTT-16**, p. 411 (July 1968).
- 2) 鈴木利之: "変分法による異方性フェリ磁性体基板を用いたマイクロストリップ線路の位相定数の計算", 電子通信学会論文誌 (B), **54-B**, 10, p. 625 (昭46-10).
- 3) H. A. Wheeler: "Transmission-line properties of parallel Separated by a dielectric Sheet", IEEE Trans., **MTT-13**, p. 173 (March 1965).
- 4) 林 義男・藤木義矩・鈴木道雄: "フェライトを含むマイクロストリップ線路の解析法", 電子通信学会論文誌 (B), **54-B**, 10, p. 639 (昭46-10).
- 5) G. I. Zysman and D. Varon: "Wave propagation in microstrip transmission lines", 1969, Int. Microwave Symp., Dallas (May 1969).
- 6) 藤木義矩・林 義男・鈴木道雄: "逐次近似法によるストリップ線路の解析法", 電子通信学会論文誌 (B), **55-B**, 5, p. 212 (昭47-05).
- 7) E. J. Denlinger: "A frequency dependent solution for microstrip transmission lines", IEEE Trans., **MTT-19**, p. 30 (Jan. 1971).
- 8) 藤木義矩・林 義男・鈴木道雄: "変分法によるマイクロストリップ線路の解析に関する検討", 電子通信学会論文誌 (B), **54-B**, 9, p. 606 (昭46-09).
- 9) C. P. Hartwig, D. Masse and R. A. Pucel: "Ferrite substrates for microwave integrated circuits", Raytheon memorandum M-2170.
- 10) 林 義男・鈴木道雄: "ミアンダ線路の動的取り扱い", 電子通信学会マイクロ波研究会資料, **MW71-37** (1971-07).