

2 芯同軸線路を用いたファラデー旋波子

浜崎 襄二・木村 隆英

1. 序

円形導波管は、その構造の対称性から互いに反対回りで直交した二つの TE_{11} の円偏波を同時に伝送し得るので、軸方向に磁化されたフェライト棒が導波管軸上におかれるならばマイクロ波帯のファラデー旋波子が得られる。この旋波子は、非可逆性回路素子あるいはスイッチ等の多様の目的に利用されているが、次の二つの欠点を持っている。第1は、UHF 帯以下の周波数では円形導波管の寸法が大きくなり磁化することも容易ではなくなることであり、第2は、円形導波管の分散特性のため旋波角が周波数にかなり強く依存することである。

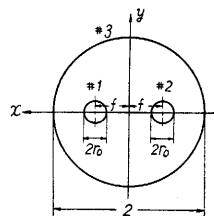
これらの欠点を持たぬファラデー旋波子は縮退 TEM 波回路によって実現できることが近年になって着目され、UHF 帯におけるテンソル透磁率の測定¹⁾や SHF 帯用広帯域ジャイレータ²⁾に2芯同軸線路が利用された。

本文では、これらの2芯同軸回路の延長と考えられる UHF 帯ファラデー旋波子の概要を述べ、これを使用したサーキュレータ、ジャイレータの試作実験結果^{3),4)}を報告しよう。

なお、縮退 TEM 線路としての2芯同軸線路の有用性は、本学黒川助教授の指摘によって筆者らは知ることができたものである。

2. 概 説

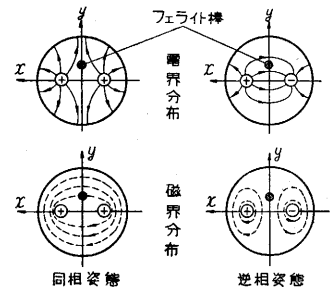
第1図のような、断面の金属壁でかこまれた一様な伝送線路（以下では2芯同軸線路と呼ぶことにしよう）は、三つの金属壁を持っているので、互いに独立な二つの電圧、すなわち、縮退しているが互いに独立な二つの TEM 状態を伝送することができる。このような線路で任意の TEM 状態にはそれと直交した TEM 状態が対応しており、また、それは特定の互いに直交した二つの TEM 状態の和として表現される。第2図の電磁界分布から明らかなように、二つの芯線の



第1図 2芯同軸線路

励振が同相である状態（同相状態）と逆相である状態（逆相状態）とは互いに直交しており、したがって任意の TEM 状態は同相状態と逆相状態の1次結合と考えられる。

さて、同相状態と逆相状態との電磁界は第2図の通り y 軸上で空間的に直交しているので、両状態が時間的に $\pm 90^\circ$ の位相差を持つならば y 軸上の両状態の電磁界の大きさが等しくなる点で左回りまたは右回りの円偏波が現われる。もしこの点に



第2図 2芯同軸線路の直交状態

軸方向に磁化された細いフェライト棒がおかれると、偏波面の回転方向の違いによって伝播定数に差が現われる。左あるいは右に回転する円偏波を持つ TEM 状態同士が互いに直交しているならば、伝播定数に差が現われても状態間の相互干渉はおこらない。直線偏波は左右に回転する円偏波の和と考えられるので、フェライト棒がおかれた部分を通過するとその長さに比例しただけの偏波面の回転が現われる。したがって、このような回路はファラデー旋波子となる。

次に、2芯同軸線路がファラデー旋波子として同軸線路系に挿入された場合の特性を概算するため、波動インピーダンス、TEM 状態の直交、フェライトの定数と旋波子の特性を結ぶ係数などを近似理論によって求めよう。

3. 縮退 TEM 波の波動インピーダンスと直交関係

完全導体で包まれた z 方向に一様な空間（簡単のため真空と考える）を直線偏波 TEM 状態の電磁界が z 方向に伝播すると考えよう。 (x, y) 面内の電磁界分布は、ポテンシャル函数 w によって次のように表わされる。

$$\vec{E} + j\sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \vec{H} = -\text{grad } w \quad (1)$$

μ_0, ϵ_0 ; 真空の透磁率, 誘電率. \vec{E}, \vec{H} ; 電界, 磁界ベクトルの瞬時値

(x, y) が真空中の座標であるときには, $w(\zeta) = u(x, y) + jv(x, y)$ (u, v は w の実部, 虚部) は $\zeta = x + jy$ の正則関数であって, その形は線路の境界条件と励振状態によって定まる.

2 芯同軸線路の場合のように同一の境界条件を満たす独立なポテンシャルが二つ存在する場合 (すなわち二つの状態が縮退している) を考えよう. それらを w_1, w_2 とするならば任意の 1 次結合もその境界条件を満たすポテンシャルである. 二つの一次結合 $i_1 w_1 + i_2 w_2, i_1' w_1 + i_2' w_2$ (i, i' は x, y に無関係な係数) があるとき, 線路の全断面積 A を伝播する瞬時的相互伝送電力 P_{12} は, (1) より

$$P_{12} = \int_A \vec{E} \times \vec{H}' \cdot d\vec{A} \\ = (i_1, i_2) \begin{pmatrix} Z_{11} & Z_{12} \\ Z_{21} & Z_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} i_1' \\ i_2' \end{pmatrix} \quad (2)$$

ただし $d\vec{A}$ は z 方向を向いた微小面積ベクトル, $\begin{pmatrix} Z_{11} & Z_{12} \\ Z_{21} & Z_{22} \end{pmatrix}$ は縮退状態 w_1, w_2 の波動インピーダンスマトリックスであり, その要素は次のように表わされる.

$$\left. \begin{aligned} Z_{11} &= \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \iint_A \left\{ \left(\frac{\partial u_1}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial u_1}{\partial y} \right)^2 \right\} dx dy \\ &= \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \oint u_1 \frac{du_1}{dn} ds \\ Z_{12} &= Z_{21} = \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \iint_A \left\{ \frac{\partial u_1}{\partial x} \frac{\partial u_2}{\partial x} + \frac{\partial u_1}{\partial y} \frac{\partial u_2}{\partial y} \right\} dx dy \\ &= \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \oint u_2 \frac{du_1}{dn} ds = \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \oint u_1 \frac{du_2}{dn} ds \\ Z_{22} &= \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \iint_A \left\{ \left(\frac{\partial u_2}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial u_2}{\partial y} \right)^2 \right\} dx dy \\ &= \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \oint u_2 \frac{du_2}{dn} ds \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

右辺の線積分は A の周上の積分であり, \vec{n} は A から外へ向かった法線方向単位ベクトルである. 電磁波が単一周波数の交流の場合には, i_1, i_2 はその尖頭値と等しい絶対値の複素数 I_1, I_2 で表わされ, 複素伝送電力 P_{12} は次のよく知られた関係で表わされる.

$$P_{12} = \frac{1}{2} (I_1, I_2) \begin{pmatrix} Z_{11} & Z_{12} \\ Z_{21} & Z_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} I_1^* \\ I_2^* \end{pmatrix} \quad (4)$$

* は複素共軛を表わす.

いま, 対称な構造の線路を考えることにし, $Z_{11} = Z_{22}$ としよう. 任意の 1 組の (I_1, I_2) がある時, これと直交する (すなわち $P_{12} = 0$) となる他の 1 組の (I_1', I_2') を求めるならば, (4) より

$$\frac{I_1}{I_2} \left(\frac{I_1'}{I_2'} \right)^* + \frac{Z_{12}}{Z_{11}} \left\{ \frac{I_1}{I_2} + \left(\frac{I_1'}{I_2'} \right)^* \right\} + 1 = 0 \quad (5)$$

あるいは

$$\left(\frac{I_1'}{I_2'} \right)^* = - \frac{\frac{Z_{12}}{Z_{11}} \cdot \frac{I_1}{I_2} + 1}{\frac{I_1}{I_2} + \frac{Z_{12}}{Z_{11}}} \quad (5')$$

したがって, I_1/I_2 が定まれば $(I_1'/I_2')^*$ は (5') の形の双一次変換によって決まってしまう.

2 芯同軸線路の励振装置を考える時の便宜のため, 特定の条件のもとにおける (5) の関係に注目する.

- i) $\frac{I_1}{I_2} + \left(\frac{I_1'}{I_2'} \right)^* = 0$ あるいは $\left(\frac{I_1}{I_2} \right) \left(\frac{I_1'}{I_2'} \right)^* + 1 = 0$ の場合
(5) に上の条件を代入するならば

$$\frac{I_1}{I_2} = \pm 1, \left(\frac{I_1'}{I_2'} \right)^* = \mp 1 \quad (6)$$

(上符号は上符号に, 下符号は下符号に対応する. 次下同様.)

I_1, I_2 として 2 芯線に流れる電流をとることにすれば, $I_1/I_2 = 1$ は同相状態であり, $I_1/I_2 = -1$ は逆相状態である. (6) の結果は同相状態と逆相状態とが直交することを示している.

- ii) $\frac{I_1}{I_2} \cdot \left(\frac{I_1'}{I_2'} \right)^* = 1$ の場合

(5) より

$$\left. \begin{aligned} \frac{I_1}{I_2} &= - \frac{Z_{11}}{Z_{12}} \pm \sqrt{\left(\frac{Z_{11}}{Z_{12}} \right)^2 - 1} \\ \left(\frac{I_1'}{I_2'} \right)^* &= - \frac{Z_{11}}{Z_{12}} \mp \sqrt{\left(\frac{Z_{11}}{Z_{12}} \right)^2 - 1} \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

特に $Z_{12} \rightarrow 0$ の時には

$$\left. \begin{aligned} \frac{I_1}{I_2} &\rightarrow -2 \frac{Z_{11}}{Z_{12}}, -\frac{1}{2} \frac{Z_{12}}{Z_{11}} \\ \left(\frac{I_1'}{I_2'} \right)^* &\rightarrow -\frac{1}{2} \frac{Z_{12}}{Z_{11}}, -2 \frac{Z_{11}}{Z_{12}} \end{aligned} \right\} \quad (7')$$

I_1, I_2 がそれぞれの芯線に流れる電流であるならば, (7) で示される状態は同相状態と互いに $\pm 45^\circ$ の関係にある直線偏波であることを示すことができる. (7') によれば Z_{12} が十分小さい線路ではこれらの状態は $(I_1, I_2) = (1, 0)$ と $(I_1', I_2') = (0, 1)$ で近似されることが判る. したがって Z_{12} の小さな線路でこれらの状態を励振するには, 一方の芯線に集中して電流を流してやればよい.

- iii) $\frac{I_1}{I_2} = \left(\frac{I_1'}{I_2'} \right)^*$ の場合

(5) に代入することによって

$$\begin{aligned} \frac{I_1}{I_2} = \left(\frac{I_1'}{I_2'} \right)^* &= - \frac{Z_{12}}{Z_{11}} \pm j \sqrt{1 - \left(\frac{Z_{12}}{Z_{11}} \right)^2} \\ &= e^{\pm j \cos^{-1} \frac{Z_{12}}{Z_{11}}} \end{aligned} \quad (8)$$

特に $Z_{12} \rightarrow 0$ の時には

$$\frac{I_1}{I_2} = \left(\frac{I_1'}{I_2'} \right)^* \rightarrow \pm j \quad (8')$$

I_1, I_2 がそれぞれの芯線の電流である場合には (8) は互いに反対向きに回転する円偏波に対応する状態であることが示される。(8') によれば Z_{12} が十分小さい時には、これらの状態は 2 芯線に時間的に 90° だけ位相の異なった電流を流すことによって励振される。

次に、電磁界の様子と状態の直交について考える。いま、直線偏波を表わす二つの TEM 状態 u_a と u_b とが互いに直交しており、それらの磁界の大きさが等しく、かつ空間的に直交している位置 Q が (x, y) 面上にあるものと仮定しよう。次のような状態

$$\phi + \pi/4 = u_a + u_b, \quad \phi - \pi/4 = u_a - u_b \quad (9)$$

$$\phi_+ = u_a + ju_b, \quad \phi_- = u_a - ju_b \quad (10)$$

を考えると、 Q 点において $\phi_{\pm\pi/4}$ の磁界は u_a のそれと $\pm 45^\circ$ の方向を持ち、 ϕ_{\pm} の磁界は左あるいは右方向に回転する回転磁界である。 $\phi_{\pm\pi/4}$ 、あるいは ϕ_{\pm} の状態が直交する条件を求めると、いずれの場合にも

$$P_{aa} = P_{bb} \quad (11)$$

となる。すなわち $\pm\pi/4$ 状態、あるいは左右の円偏波状態が直交するためには、 u_a のみの時の伝送電力と u_b のそれとが相等しいことが条件となる。

2 芯同軸の場合、同相状態と逆相状態とは y 軸上のある点で磁界の大きさが等しく空間的に直交するので、上述の u_a, u_b となり得る状態である。このような場合には $\phi_{\pm\pi/4}$ 、は ii) で考察した状態のポテンシャルであり、 ϕ_{\pm} は iii) のそれであることを示すことができる。⁴⁾

4. フェライトの定数と伝播定数

左、右回りの円偏波を持つ二つの縮退した伝送状態が直交している時、軸方向に磁化された細いフェライト棒が円偏波の位置に挿入されるならば、両状態の伝播定数は異なってくる。フェライト棒が挿入された区間を直線偏波の電磁波が通過する時には、円偏波状態の伝播定数の差によって

$$\frac{1}{2} \times (\text{円偏波状態の位相定数の差})$$

$$\times (\text{フェライト棒の長さ})$$

ラジアンだけの偏波面の回転が起きる。

フェライト棒を挿入しない時の伝播定数を $j\beta_0$ 、左あるいは右回りの円偏波を持つ状態の、フェライト棒を挿入した時の伝播定数を $(\alpha + j\beta)_+$ あるいは $(\alpha + j\beta)_-$ とすると、摂動理論によって、

$$\begin{aligned} \frac{(\alpha + j\beta)_{\pm} - j\beta_0}{j\beta_0} = & \left\{ \frac{2\left(\frac{\mu_{\pm}}{\mu_0} - 1\right)}{\frac{\mu_{\pm}}{\mu_0} + 1} \cdot \frac{\sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \frac{|\vec{H}_0|^2}{2}}{2P} A \right. \\ & \left. + \frac{2\left(\frac{\epsilon}{\epsilon_0} - 1\right)}{\frac{\epsilon}{\epsilon_0} + 1} \cdot \frac{\sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \frac{|\vec{E}_0|^2}{2}}{2P} A \right\} \frac{\Delta A}{A} \quad (12) \end{aligned}$$

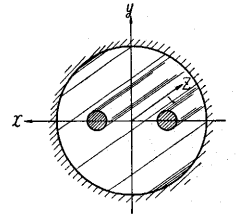
\vec{H}_0, \vec{E}_0 はフェライトが挿入される位置における、フェライトが挿入される以前の磁界および電界であり、その大きさは尖頭値を示す。 μ_{\pm} は、左、右回り円偏波に対するフェライトの透磁率、 ϵ はその誘電率であり P は円偏波を持つ状態によって伝送される電力であり、 ΔA はフェライトの断面積である。フェライト棒の断面は円形で十分細長いものと仮定している。

(12) の括弧内第 1 項の初めの因数はフェライトの性質で決まる量であるが、後の因数は線路の形状で決まる量であり、フェライトを有効に使用するためには後者が小さすぎたはならない。

5. 2 芯同軸線路の近似理論

第 3 図に示される断面を持つ 2 芯同軸線路を考えよう。簡単のため外部導体の内径は 1 とし、芯線の半径は f および $1-f$ に比較して十分

小さいものと仮定し、#1 の芯線に流れる (z 方向に向かう) 全電流を I_1 #2 のそれを I_2 とする。#1 あるいは #2 の芯線だけに単位の大



第 3 図 2 芯同軸線路の寸法

さの電流が流れているような TEM 状態のポテンシャルをそれぞれ w_1 あるいは w_2 とするならば、それらは近似的に次の関数で表わされる。

$$\left. \begin{aligned} w_1 &= \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \ln \frac{\zeta - \frac{1}{f}}{\zeta - f} \\ w_2 &= \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \ln \frac{\zeta + \frac{1}{f}}{\zeta + f} \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

(13) を (3) に代入して波動インピーダンスを求めると、

$$\left. \begin{aligned} Z_{11} = Z_{22} &\doteq \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \ln \frac{f\left(\frac{1}{f} - f\right)}{r_0} \\ Z_{12} = Z_{21} &\doteq \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \ln \frac{\frac{1}{f} + f}{2} \end{aligned} \right\} \quad (14)$$

さて、(6) から明らかなように同相状態 (push push mode) と逆相状態 (push pull mode) とは互いに直交した直線偏波である。以下においてこれらの状態を基準の直交状態と考える都合上、それらの波動インピーダンスを求めておく。同相状態あるいは逆相状態の量にはそれぞれ添字 sh あるいは ll を付けて相互の区別をする。

同相状態

$I_1 = I_2, I_1 + I_2 = I_{sh}$ とおき、2 芯線に流れる z 方向の全電流 I_{sh} を同相状態の電流とすれば、伝送電力

P_{sh} , 波動インピーダンス Z_{sh} は

$$P_{sh} = \frac{1}{2} Z_{sh} |I_{sh}|^2, \quad (15)$$

$$Z_{sh} = \frac{Z_{11} + Z_{12}}{2} \div \frac{1}{4\pi} \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \ln \frac{f\left(\frac{1}{f} - f\right)\left(\frac{1}{f} + f\right)}{2r_0} \quad (16)$$

逆相姿態

$I_1 = -I_2 = I_{1l}$, すなわち芯線の逆相電流を I_{1l} とすれば, 伝送電力 P_{1l} , 波動インピーダンス Z_{1l} は

$$P_{1l} = \frac{1}{2} Z_{1l} |I_{1l}|^2, \quad (17)$$

$$Z_{1l} = 2(Z_{11} - Z_{12}) \div \frac{1}{\pi} \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \ln \frac{2f\left(\frac{1}{f} - f\right)}{\left(\frac{1}{f} + f\right)r_0} \quad (18)$$

同相, 逆相の両姿態は (9), (10) の u_a, u_b と考えることができるので, それらの組合せによって円偏波姿態, $\pm 45^\circ$ 姿態が作られる. 円偏波姿態相互の間で, また, $\pm 45^\circ$ 姿態相互の間で直交条件が満たされるためには (11) より P_{sh} と P_{1l} が相等しくなければならない.

(15), (17) を (11) に代入すると

$$\left| \frac{I_{sh}}{I_{1l}} \right| = \sqrt{\frac{Z_{1l}}{Z_{sh}}} \quad (19)$$

電磁界の様子は (13) の w_1, w_2 を (1) に代入して電界, 磁界を求めそれらを適当に重畳することによって得られる. (19) の条件のもとで同相, 逆相の両姿態の電磁界の大きさが y 軸上で等しくなる点 Q の座標を $(x, y) = (0, y_{\pm})$ とすれば

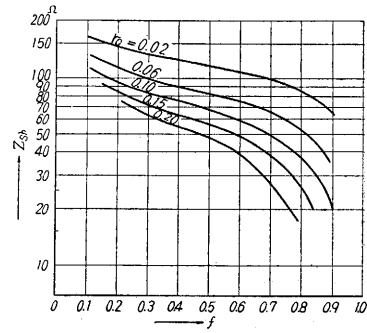
$$|y_{\pm}| = -\frac{1}{4} \left(\frac{1}{f} + f \right) \sqrt{\frac{Z_{1l}}{Z_{sh}}} + \sqrt{\frac{1}{16} \left(\frac{1}{f} + f \right)^2 \frac{Z_{1l}}{Z_{sh}} + 1} \quad (20)$$

またこの点における (12) の電磁界分布の係数は

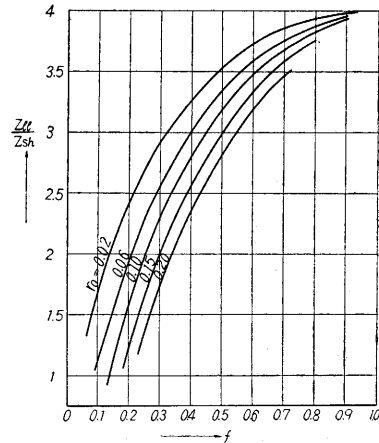
$$\begin{aligned} \frac{\sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \frac{|\vec{H}_0|^2}{2}}{2P} A &= \frac{\sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \frac{|\vec{E}_0|^2}{2}}{2P} A \\ &= \frac{\frac{\pi}{4} \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}}}{Z_{sh}} \cdot \left\{ \frac{1}{2\pi} y_{\pm}^2 \cdot \frac{\left(\frac{1}{f} - f\right)\left(\frac{1}{f} + f\right)}{(y_{\pm}^2 + f^2)\left(y_{\pm}^2 + \frac{1}{f^2}\right)} \right\} \\ &= \frac{\frac{\pi}{4} \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}}}{Z_{1l}} \cdot \left\{ \frac{1}{\pi} \cdot \frac{\left(\frac{1}{f} - f\right)(1 - y_{\pm}^2)}{(y_{\pm}^2 + f^2)\left(y_{\pm}^2 + \frac{1}{f^2}\right)} \right\} \quad (21) \end{aligned}$$

(16), (18), (20), (21) を数値計算した結果をそれぞれ第 4 図, 第 5 図, 第 6 図, 第 7 図に示す.

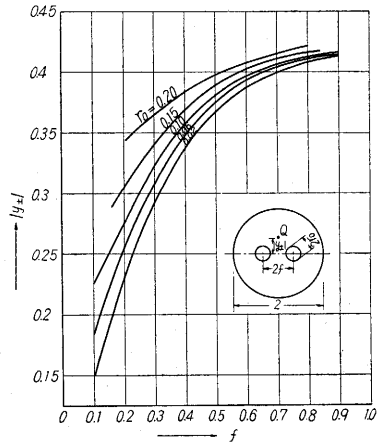
さて, 以上の結果は外部導体の内径が 1 であると仮定して求められたものである. 断面の寸法が相似的に l 倍に拡大されるならば, 円偏波が現われる位置 y_{\pm}^2 は l 倍されるが, (16), (18) の波動インピーダンスや (21) の値は変化しない.



第 4 図 同相姿態波動インピーダンス



第 5 図 逆相一同相インピーダンスの比



第 6 図 円偏波が得られる位置

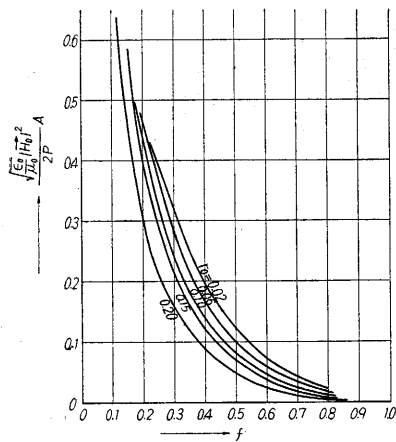
6. 1000 Mc 帯のファラデー旋波子

1000 Mc 帯において, フェライトを使用した 2 芯同軸型のファラデー旋波子を試作し, その性能を検討した. 次にその構造と性能の概略を述べよう.

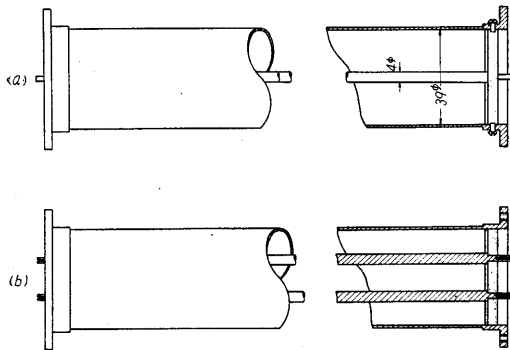
i) 2 芯同軸線路の構造

第 8 図はその構造の概略を表わす.

$$f = 0.385, \quad r_0 = 0.103, \quad Z_{sh} \approx 78 \Omega, \quad Z_{1l} \approx 210 \Omega$$



第 7 図 フェライトと電磁界の相互作用の強さ



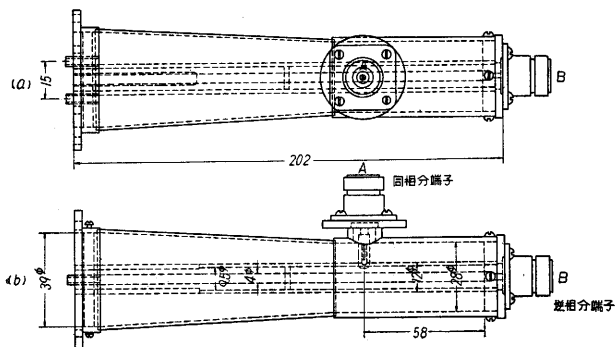
第 8 図 2 芯 同 軸 線 路

$$|Z_{\pm}| \approx 0.355 \text{ (6.9 mm)}$$

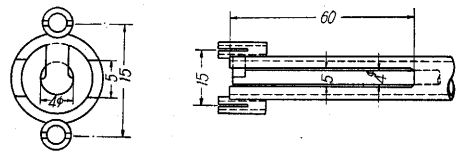
ii) 同相、逆相励振器の構造

第 9 図は中心周波数 1300 Mc に設計された同相逆相励振器の構造の概略を示す。

逆相姿態の電力は端子 B から同軸姿態で供給され、平衡—不平衡変換器によって逆相姿態に変換される。変換器部分は第 10 図に示され、アンテナ等に広く用いられているものである。平衡線路側の波動インピーダンス Z_{11} は変換器によって 1/4 に変換され同軸線路に整合している。



第 9 図 同 相 逆 相 励 振 器



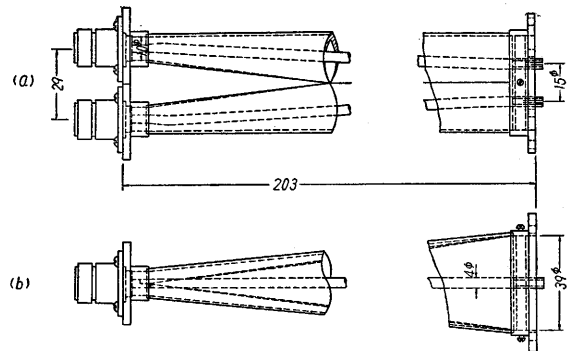
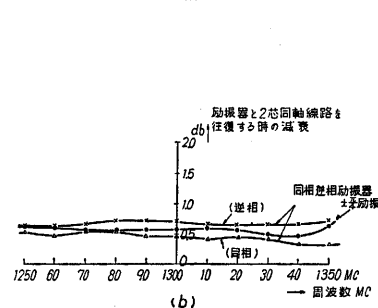
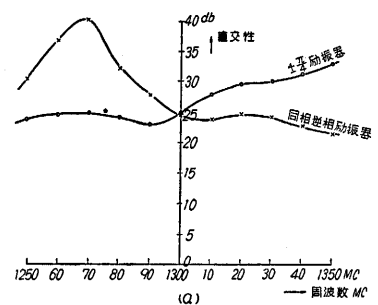
第 10 図 平衡—不平衡変換器

同相姿態の電力は端子 A から同軸姿態で供給される。端子 A が繋がれている同軸部分の波動インピーダンスは 51Ω であり、2 芯同軸線路の同相姿態波動インピーダンス Z_{sh} と整合させるため $\lambda/2$ の長さのテーパ部分が設けられ、また、端子 B をとり出すため端子 A の位置から $\lambda/4$ 離れた所で短絡されている。

iii) $\pm 45^\circ$ 姿態励振器の構造

第 11 図は 1000 Mc~2000 Mc に設計された $\pm 45^\circ$ 励振器の構造の概略を表す。

(7), (7') によれば $\pm 45^\circ$ 姿態は 2 芯線間の結合を十分小さくするならば一方の芯線だけに電流が集中する

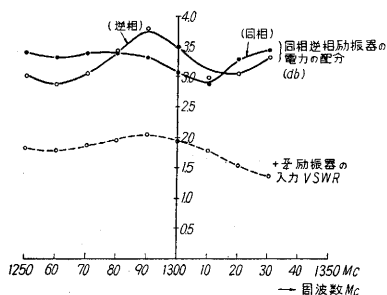
第 11 図 $\pm 45^\circ$ 姿 態 励 振 器

第 12 図 励 振 器 の 特 性

姿態となることが判っている。この励振器では、テーパ一部分によって2芯線間の結合を徐々に減少させ、ついには2芯線を完全に分離して別個の同軸端子に接続してある。この励振器は周波数に鋭敏な構造を使用していないので広帯域にわたって使用可能である。

iv) 励振器の特性

試作された励振器の端子間の姿態の直交性を実験的に確かめるため、一つの励振器に終端短絡の2芯同軸線路を接続して一方の端子から電力が供給された時の他方端子へ流れ込む漏洩電力を測定した。測定結果は第12図(a)の通りであり、1250 Mc~1350 Mc にわたって 20 db 以上の直交性が得られている。またこの時、電力を供給する側の端子の定在波を測定した。励振器と2芯同



第 13 図 励 振 器 の 特 性

軸線路を往復する時の減衰はこれから求められ、第12図(b)の通りであった。

同相、逆相姿態励振器と $\pm 45^\circ$ 姿態励振器とは互いに 45° の関係にあるから、両励振器を2芯同軸線路の両端に接続して一方の励振器の1端子から電力を供給するならば、他方の励振器の両端子から半分ずつの電力が

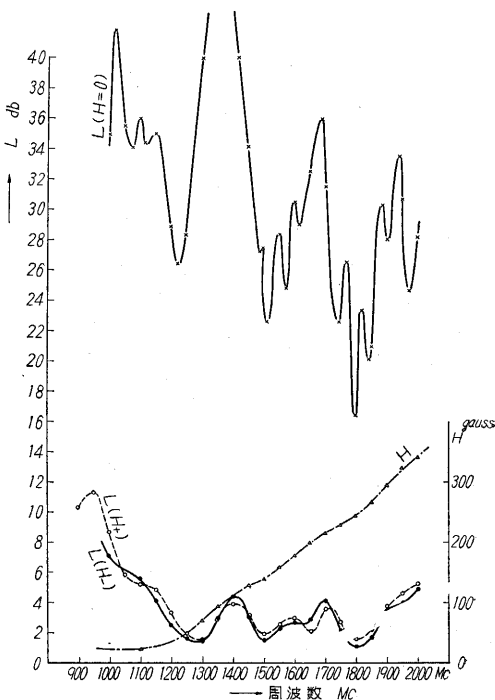


第 14 図 サークュレータの結線

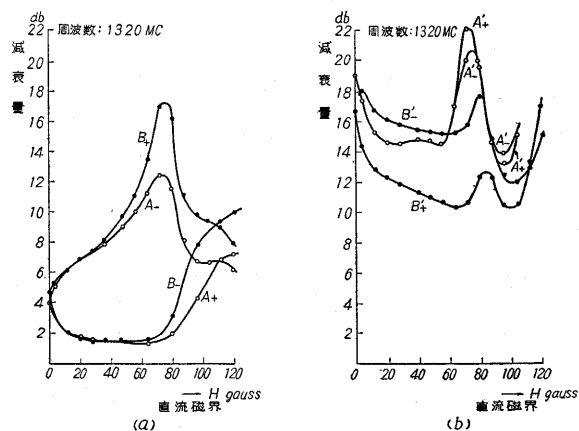
得られるはずである。 $\pm 45^\circ$ 姿態励振器の一方の端子から電力を供給し（他方の端子は無反射終端する）、同相、逆相姿態励振器の両端子の整合負荷に与えられる電力を測定した結果が第13図である。両端子から得られる電力はだいたい $- (3 \text{ db} + \text{損失分})$ であり、両励振器は互いに 45° に近い関係を持つことが確かめられた。

v) ファラデー旋波子を用いた 1300 Mc 帯のサーキュレータ

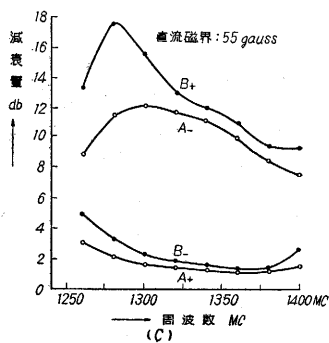
2芯同軸線路の y_{\pm} の一方の位置に細いフェライト棒を置き軸方向に直流磁界を加えるならば、ファラデー旋波子が得られる。実験には、東京電気化学KK社のUH F用フェライト（直径 6 mm ϕ 、長さ 314 mm、テーパ



第 16 図 ジャイレータの特性



第 15 図 サークュレータの特性



一部 25 mm) を使用した。| y_{\pm} | の値を実験的に検討した結果、| y_{\pm} | = 6 mm が適当であった。

第 14 図のように二つの励振器の間に 45° のファラデー旋波子を置き、A' 端子に入力を加えた場合、各端子の整合負荷に得られる電力を測定した結果が第 15 図である。同図 (a), (b) は磁界特性であり (c) は周波数特性である。図の A_+ 曲線は第 15 図に示される方向に磁界を加えた時、A 端子の整合負荷に得られる電力を示し、 A_- は磁界の向きを逆転したときのそれである。B, A', B' についても同様である。

vi) ファラデー旋波子を用いた 1300 Mc 帯ジャイレータ

直交姿態励振器に一端が短絡された 45° のファラデー旋波子が接続されるならば、ジャイレータが得られる。±45° 姿態励振器に前述のサーキュレータに使用した旋波子を接続し、その終端を短絡してジャイレータを構成した。±45° 姿態励振器は広帯域性の回路であるから、このジャイレータは磁界の調整によって広帯域で動作させることができる。第 16 図は、周波数の変化に応じて磁界を調節した時の特性であり、 $L(H=0)$ は磁界を加えない時の挿入損失、 H は挿入損失を最小とする磁界の強さ、 $L(H_{\pm})$ はその時の挿入損失の値である。

7. 結 び

本学黒川助教授によって指摘された 2 芯同軸線路の有用性を近似理論によって解明し、波動インピーダンス、円偏波が得られる位置、フェライトと電磁波との相互作用の強さを検討した。また、2 種類の直交姿態励振器を

考案し、これを用いて 1300 Mc 帯のサーキュレータ、ジャイレータを試作してその特性を実験的に検討した。その結果だいたい理論的に予想された特性を示すことが明らかになった。

本実験を行なうに当たり東京電気化学 K K 研究部の各位にはフェライト材料について多大のご援助を仰いだ。また、本学高木教授、斎藤教授、黒川助教授にはご指導ご助言をいただいた。また、本研究所の試作工場の各位には実験装置の試作について援助を仰いだ。以上の方々に深謝の意を表明する。 (1960. 6. 20)

文 献

- 1) 黒川、岡田; "1000 Mc 帯におけるフェライトテンソル透磁率の測定法" 昭 34 電気四学会連合大会 815.
- 2) E. M. T. Jones et al.; "A nonreciprocal TEM-mode structure for wideband gyrator and circulator applications" Trans. IRE vol. MTT-7 pp. 453-460 Oct. 1959.
- 3) 浜崎、木村; "2 芯同軸を用いた 1000 Mc 帯サーキュレータ" 昭 34 通信学会全国大会 194.
- 4) 浜崎、木村; "2 芯同軸線路を用いたファラデー旋波子" 電気通信学会マイクロ波伝送研究専門委員会資料 1960. 4. 12.

正 誤 表 (7 月号)

頁	段	行	種 別	正	誤
4	右	19	本 文	FF _n	FF
6	右	23	"	10 ¹	10 ¹
10	左		第 3 図 左	88 Fc	88
"	"		第 4 図 右	92 Ft	92
"	"		同上説明文	削 除	(図中 92 は 92 Fc)

次 号 予 告 (9 月号)

研究解説

原子燃料の動向	中 村 康 治
吸着法を用いたカーボンブラックの研究について	水 鳥 正 路
磁気テープ多重情報蓄積装置	藤 高 周 平 野 村 民 也 山 本 尙 志

海外事情

第 8 回国際自動車技術会議	平 尾 収
----------------	-------

研究速報

Pb-Sb 合金の機械的性質について	西 川 精 一 小 林 繁 美
板の加工における歪の解析 (その 2)	山 田 嘉 昭