

# 動作パラメータろ波器における素子偏差の影響

武 部 幹・森 田 慎 一 郎

## The Effect of Deviations in the Elements of Insertion Loss Parameter Filters

by

Tuyosi TAKEBE & Sin'ichirō MORITA

### Abstract

When we design and construct filters, it is important to know what effect is caused by the deviations in the elements of the filter on the characteristics. This paper deals with this problem in the ladder type filter. First, the relations between the sensitivity and the reactive power stored in the element are derived. Second, the pass band attenuation and impedance characteristics of the filter in which the elements have deviations are investigated. It is shown that the maximum value of attenuation deviations is in proportion to  $\omega\tau'$  where  $\tau'$  is quasi-group delay time. "Experiments" by using a digital computer were carried on the 6th chebyshev filters. The results describe that small element deviations may produce a large deviation in the input impedance.

### 1. ま え が き

ろ波器を設計，製作する場合，素子値の偏差が特性にどのような影響でおよぼすか，また逆に特性の許容偏差に対し，素子値に許される偏差がどのくらいであるかを知ることは，ぜひ必要であり，さらに進んで，素子値の偏差を見込んでろ波器の特性が許容範囲内に入るように設計するのが合理的である。従来，素子が損失を有する場合はその影響を見込んで設計する方法が確立されているが<sup>1)</sup>，素子値の偏差の影響については，近年主として我が国で活潑に論ぜられているが<sup>2)3)4)5)</sup>未だ不明な点が多い状況にある。筆者は先に映像パラメータろ波器についてこの問題を論じたが<sup>6)</sup>，本文は動作パラメータろ波器について，通過域における影響を論ずる。

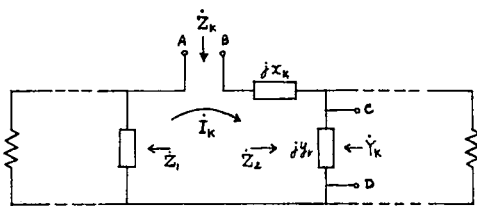
### 2. 素子の感度と蓄積電力の関係

ある素子  $K$  のインミタンスを  $W_k = U_k + jV_k$ ，回路の動作伝送量を  $\tau$  とすると，Bode<sup>7)</sup> によれば素子の感度  $S$  はつぎのように定義される。

$$\frac{1}{S} = -\frac{\partial \tau}{\partial \log W_k}, \quad \therefore d\tau = \frac{1}{S} \frac{dW_k}{W_k} \quad (1)$$

さて第1図に示すようなはしご形回路の直列素子の感度について考えて見よう。図に示すように素子  $jx_k$  に直列に回路を切断して端子  $AB$  を設け，この端子より回路を見込んだインピーダンスを  $Z_k$  とすると

$$\frac{\partial \tau}{j \partial x_k} = \frac{1}{Z_k}, \quad \therefore \frac{1}{S} = \frac{jx_k}{Z_k} \quad (2)$$



第1図 はしご形回路

となる。切断点より左を見込んだインピーダンスを  $\dot{Z}_1 = R_1 + jX_1$ ，右を見込んだインピーダンスを  $\dot{Z}_2 = R_2 + jX_2$  とする。 $\dot{Z}_1$ ， $\dot{Z}_2$  はろ波器の通過域において周波数特性を有し，また切断点により異なる。

つぎに端子  $AB$  を接続した原回路について考える。ろ波器の完全通過周波数においては， $\dot{Z}_1 = \bar{\dot{Z}}_2$  であるゆえ，図示の電流  $\dot{I}$  ならびに伝送電力  $P_0$  は

$$\dot{I} = \frac{E}{2R_1}, \quad P_0 = \frac{|\dot{E}|^2}{4R_1} \quad (3)$$

で与えられ，素子に蓄積される無効電力  $P_k$  は

$$P_k = x_k I^2 = x_k \frac{|\dot{E}|^2}{(2R_1)^2} = P_0 \frac{x_k}{R_1} \quad (4)$$

である。(2)式を用いると

$$\frac{1}{S} = j \frac{P_k}{2P_0} \quad (5)$$

次に完全通過周波数以外では，図の左側より駆動したとき

$$\vec{I} = \frac{\vec{E}}{\dot{Z}_1 + \dot{Z}_2} \quad (6)$$

$$\vec{P}_k = x_k |\vec{I}|^2 = -\frac{x_k}{R_2} |\vec{I}|^2 R_2 = -\frac{x_k}{R_2} P_s \quad (7)$$

ここに  $P_s$  は伝送される電力であって，電源の有能電力を  $P_0$  とすると次式で与えられる。

$$P_s = P_0 \frac{4R_1R_2}{(R_1 + R_2)^2 + (X_1 + X_2)^2} \quad (8)$$

回路において反射されて電源に戻る電力  $P_r$  は

$$P_r = P_0 - P_s = P_0 - \frac{(R_1 - R_2)^2 + (X_1 + X_2)^2}{(R_1 + R_2)^2 + (X_1 + X_2)^2} P_0 = P_0 |\rho|^2 \quad (9)$$

ここに

$$\rho = \frac{\dot{Z}_1 - \bar{\dot{Z}}_2}{\dot{Z}_1 + \dot{Z}_2}$$

(2)，(7)，(8)式により

$$\left| \frac{1}{S} \right|^2 = -\frac{\vec{P}_k}{2P_0} \cdot \frac{x_k}{2R_1} \quad (10)$$

が導かれる。次に回路を右側より駆動した場合は，(7)式に代って

$$\frac{\vec{P}_k}{P_s} = \frac{x_k}{R_1} \quad (11)$$

が得られる。すなわち素子に蓄積される電力は、回路がどちらから駆動されるかにより異なる。(10), (11)式により

$$\frac{1}{|S|} = \frac{\sqrt{\vec{P}_k \vec{P}_k}}{2 \sqrt{P_0 P_s}} = \frac{P_k}{2 P_0 \sqrt{1 - |\rho|^2}} \quad (12)$$

ただし  $P_k = \sqrt{\vec{P}_k \vec{P}_k}$  である。(7), (11)式より

$$\frac{\vec{P}_k}{P_k} = -\frac{R_2}{R_1} \quad (13)$$

となる。しかるにリアクタンスろ波器においては、動作減衰量を  $bp$  neper,  $R_2/R_1=R$ ,  $(X_1+X_2)/R_1=X$  と置くと、周知のごとく<sup>8)</sup>

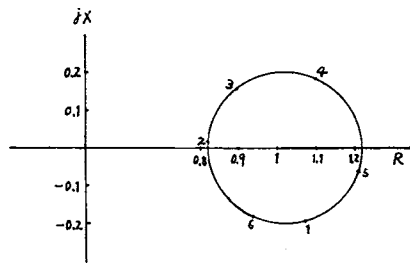
$$\{R - (2e^{2bp} - 1)\}^2 + X^2 = \{2e^{bp} \sqrt{e^{2bp} - 1}\}^2 \quad (14)$$

なる円の方程式が成立し、素子によって  $R$ ,  $jX$  なる点は円上の種々の点に位置し(第2図参照), (2)式により  $S$  は種々なる位相角を持つことが分る。完全整合の場合は,  $S$  は純虚数で素子の変化により位相の変動のみ生ずるが, そうでない場合は一般に  $S$  は実数部を持ち, 位相, 減衰両者の変化を生ずる。

以上は直列素子について考察したが, 並列素子については, 第1図のように素子に並列に端子  $CD$  を設けてそれより回路を見込んだアドミタンスを  $\dot{Y}_k$  とすると

$$\frac{\partial \dot{r}}{j \partial y_k} = -\frac{1}{\dot{Y}_k}, \quad \therefore \frac{1}{S} = -\frac{j y_k}{\dot{Y}_k} \quad (15)$$

となる。直列素子についての議論を双対な形に置き換えれば, 並列素子について全く同様な結果が得られる。



第2図 切断点における  $R+jX$  (1例)

### 3. 通過域における伝送量の変化

ろ波器に含まれる各素子の規定値よりの偏差はランダムに分布しているが, 最悪の場合を考えて各素子が同一の割合の正あるいは負の偏差を有している場合を考えよう。この場合の動作伝送量の変化  $\Delta g$  は

$$\Delta g = \Delta \beta + j \Delta \alpha = \sum \frac{\partial g}{\partial x_i} \Delta x_i + \frac{1}{2} \left( \sum \Delta x_i \frac{\partial}{\partial x_i} \right)^2 g = \Delta g_1 + \Delta g_2 \quad (16)$$

まず第 1 項  $4g_1$  を考える。

$$R_e \sum -\frac{\partial g}{\partial x_i} \Delta x_i = R_e \sum \frac{1}{S_i} \cdot \frac{\Delta x_i}{x_i}$$

であるから、 $\Delta x_i/x_i = \epsilon_i = \pm |\epsilon|$  とし、各素子の面するインシタンスを  $U_i + jV_i$  と置くと、無極ろ波器では

$$\begin{aligned} R_e \sum \frac{1}{S_i} &= R_e \sum \frac{j\omega \lambda_i}{U_i + jV_i}, \quad \lambda_i = L_i \text{ あるいは } C_i \\ &= \sum \frac{\omega \lambda_i U_i}{U_i^2 + V_i^2} \cdot \frac{V_i}{U_i} \end{aligned} \quad (17)$$

となる。これを素子が無偏差で一様消散の場合と比較してみる。一様消散の場合は周知の Mayer の公式が成り立ち、損失係数を  $d$ 、回路の遅延時間を  $\tau$  とすると

$$\begin{aligned} \Delta\beta &= R_e \sum \frac{j\omega \lambda_i}{U_i + jV_i} \cdot \frac{d\lambda_i}{j\omega \lambda_i} = \tau d \\ \therefore \tau &= \sum \frac{\lambda_i U_i}{U_i^2 + V_i^2} \end{aligned} \quad (18)$$

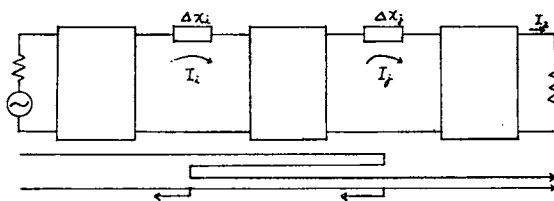
となる。(17)式においては  $V_i/U_i$  は正あるいは負の値を取るが、それに応じて  $\epsilon_i$  が正、負の値を取って各項がすべて正となって加算される場合が最も減衰歪の大きくなる場合である。 $|V_i|/U_i$  の最大値  $K_{max}$  は(14)式により決まるが、円上各点が一様に分布し、かつ円が小さいと仮定すると、 $\Delta\beta_1$  の最大値は

$$\Delta\beta_1 = A K_{max} \omega \tau \epsilon \quad A = 2/\pi \quad (19)$$

となる。これは黒沢の結果<sup>4)</sup>に一致する。また位相の変化は、 $\epsilon_i$  がすべて同符号のとき大きく

$$\Delta\alpha_1 = \omega \tau \epsilon \quad (20)$$

ろ波器の通過域の  $b_p$  が比較的大きい場合（たとえば  $0.1dB$  以上）、あるいは素子の偏差率が比較的小さい場合は  $4g_1$  のみを考慮すれば良い。しかし、 $b_p$  が小さくて素子に面するインミタンスの虚数部が、素子インミタンスの変化分と同じ位の大きさの場合は、むしろ(10)式第 2 項  $4g_2$  が主要となる。つまり、素子間の相互作用が主要な役割りを演ずる。そこで次にこれを考察しよう。 $4g_2$  の各項は一素子の変化による動作伝送量の変動分が、他の一素子の変化により変動する成分を表はすから、影像ろ波器の場合のろ波器を伝送線に凝似して考えたとき<sup>6)</sup>の二回折れ返り反射波ならびに反射点を一回透過した波の二回目の反射点における損失分に相当するものである。（第 3 図参照）図において素子無偏差のときの出力電流を  $I_2$  とし、素子の変動によりそれが  $\Delta I_2$  だけ増加したとする。



第 3 図 素子偏差の相互作用の説明

$$\begin{aligned} 4g &= \log \frac{S(\lambda) + 4S(\lambda)}{S(\lambda)} = -\log \frac{I_2 + 4I_2}{I_2} \\ &= -\frac{4I_2}{I_2} + \frac{1}{2} \left( \frac{4I_2}{I_2} \right)^2 \end{aligned} \quad (21)$$

一方、素子のインミタンスを  $\mu_i$  とおくと

$$4I_2 = \sum_i \frac{\partial I_2}{\partial \mu_i} d\mu_i + \frac{1}{2} \left( \sum_i d\mu_i \frac{\partial}{\partial \mu_i} \right)^2 I_2 \quad (22)$$

第1項を  $q_1 I_2$ 、第2項を  $q_2 I_2$  と置くと(21)式より

$$4\beta \approx R_e (-q_1 - q_2 + 0.5 q_1^2) \quad (23)$$

$4\beta$  の内で  $\mu_i$  の1次の項はすでに考察したから2次項  $4\beta_2$  について考える。

最初直列素子  $i$  について考えると、図において  $(dI_i/I_i) = (dI_2/I_2)$  であるから

$$-\frac{\partial^2 I_2}{\partial x_i^2} (dx_i)^2 = -\frac{2}{Z_i^2} (dx_i)^2 I_2 \quad (24)$$

と求まる。次に  $-\frac{\partial^2 I_i}{\partial x_i \partial x_j} dx_i dx_j$  を求める。

$$-\frac{\partial^2 I_i}{\partial x_i \partial x_j} = I_2(x_i + dx_i, x_j + dx_j) - I_2(x_i + dx_i, x_j) - I_2(x_i, x_j + dx_j) + I_2(x_i, x_j) \quad (25)$$

$$I_2(x_i + dx_i, x_j) = \frac{Z_i}{Z_i + dx_i} \cdot I_2 \quad I_2(x_i, x_j + dx_j) = \frac{Z_j}{Z_j + dx_j} \cdot I_2 \quad (26)$$

残っている  $I_2(x_i + dx_i, x_j + dx_j)$  は次のようにして求められる。いま  $dx_i = 0$ 、 $dx_j = 0$  のときの  $i$  点、 $j$  点の電流を  $\vec{I}_i(x_i, x_j)$ 、 $\vec{I}_j(x_i, x_j)$  とすると、補償定理により  $i$  点、 $j$  点に直列に夫々  $d\vec{e}_i = -\vec{I}_i dx_i$ 、 $d\vec{e}_j = -\vec{I}_j dx_j$  を挿入して  $d\vec{I}_2$  を求めれば、 $I_2(x_i + dx_i, x_j + dx_j) = I_2(x_i, x_j) + d\vec{I}_2$  である。まず  $d\vec{e}_i$  による  $d\vec{I}_2(i)$  を求める。第1近似として  $dx_j = 0$  としたときの  $d\vec{I}_2$  を求めると

$$d\vec{I}_2(i1) = -\frac{dx_i}{Z_i + dx_i} I_2 \quad (27)$$

このときの  $j$  点の電流は  $d\vec{I}_j = d\vec{e}_j / Z_{ij}$  である。次に  $dx_j$  が存在するとその影響は  $j$  点に  $d\vec{e}_{ij} = -\vec{I}_j dx_j$  が挿入されたときのこれによる  $dI_2$  として現はれる。 $d\vec{e}_{ij}$  による  $j$  点の電流を  $dI_j'$  とすれば

$$d\vec{I}_2(i2) \approx dI_j' \frac{\vec{I}_2}{I_j} = \frac{dx_i dx_j}{Z_i Z_{ij}} \cdot \frac{\vec{I}_i}{I_j} \vec{I}_2 \quad (28)$$

となる。ここで  $Z_{ij}$  を  $I_i$ 、 $Z_i$  等で表はして見る。素子無偏差のとき  $i$  点に  $\vec{e}$  が加わった場合には

$$Z_{ij} = \frac{\vec{e}}{I_j} = -\frac{\vec{I}_i Z_i}{I_j} \quad (29)$$

同様に  $j$  点に  $\vec{e}$  が加わった場合は

$$\dot{Z}_{ji} = \frac{\overleftarrow{e}}{\overleftarrow{I_j}} = - \frac{\overleftarrow{I_j} \dot{Z}_j}{\overleftarrow{I_i}} \tag{30}$$

もちろん  $\dot{Z}_{ij} = \dot{Z}_{ji}$  である。(29)式を用いると(29)式より

$$\Delta I_2(i2) = \frac{\Delta x_i \Delta x_j}{\dot{Z}_i \dot{Z}_j} I_2 \tag{31}$$

となり、以上で  $\vec{\Delta I_2}(i) = \vec{\Delta I_2}(i1) + \vec{\Delta I_2}(i2)$  が求まった。同様にして  $\vec{\Delta e_j}$  による  $\vec{\Delta I_2}(j)$  を求めると

$$\vec{\Delta I_2}(j) = - \frac{\Delta x_j}{\dot{Z}_j + \Delta x_j} I_2 + \frac{\Delta x_i \Delta x_j}{\dot{Z}_{ij}^2} I_2 \tag{32}$$

(26), (27), (31), (32)式を(25)式に代入すれば

$$-\frac{\partial^2 I_2}{\partial x_i \partial x_j} = \frac{1}{\dot{Z}_{ij}^2} + \frac{1}{\dot{Z}_i \dot{Z}_j} \tag{33}$$

を得る。ここで  $\dot{Z}_{ij}$  の性質を考察すると、 $i, j$  間の区間はろ波器の通過域においては近似的に変成器と全域通過回路の縦続接続となり、それが両側においてほぼ整合終端されているから、変成比を  $1:K_{ij}$ 、位相廻転を  $\alpha_{ij}$  とすると、(29), (30)式より

$$K_{ij} = \sqrt{\frac{|\dot{Z}_j|}{|\dot{Z}_i|}}, \quad \dot{Z}_{ij} = \sqrt{|\dot{Z}_i \dot{Z}_j|} \exp(i\alpha_{ij}) \tag{34}$$

となる。すなわち  $\dot{Z}_{ij}$  は波状特性を有し、(33)式第1項は回路を線路で擬似して考えれば折れ返し反射波に相当する項である。一方第2項は、比較的ならかな特性を有し透過波の2次項に相当する。

以上は直列素子2箇の相互作用を考えたが、並列素子2箇、並列素子と直列素子の組合せの場合も影嚮ろ波器の場合<sup>6)</sup>と同様に取り扱うことができ、後者においては折れ返し反射波の符号が負となる。以上を総合すると

$$q_2 = \frac{1}{2} \left[ \sum_i \frac{2}{\dot{W}_i^2} (\Delta \mu_i)^2 + 2 \sum_{i=1}^n \sum_{j=1}^{i-1} \left( \frac{(\pm 1)}{\dot{W}_{ij}^2} + \frac{1}{\dot{W}_i \dot{W}_j} \right) \Delta \mu_i \Delta \mu_j \right] \tag{35}$$

これを(23)式に代入し、 $\Delta \mu_i$  の2次の項だけを考え、 $\Delta \mu_i = j \Delta \mu_i'$  と置き  $\mu_i'$  をあらためて  $\mu_i$  と置けば

$$\Delta \beta_2 = R_e \left[ -\frac{1}{2} \sum_i \frac{1}{\dot{W}_i^2} (\Delta \mu_i)^2 - \sum_{i=1}^n \sum_{j=1}^{i-1} \frac{(\pm 1)}{\dot{W}_{ij}^2} \Delta \mu_i \Delta \mu_j \right] \tag{36}$$

さて次にその最大値を評価してみよう。

$$\frac{1}{\dot{S}_i} = \left| \frac{1}{\dot{S}_i} \right| e^{j\theta_i}$$

と置くと、(12)式を用いて

$$\begin{aligned} \Delta \beta_2 = R_e \left[ -\frac{1}{2} \sum_i \left( \frac{P_i}{2 P_0 \sqrt{1 - |\rho|^2}} \right)^2 e^{j2\theta_i} \left( \frac{\Delta \mu_i}{\mu_i} \right)^2 \right. \\ \left. + \sum_{i=1}^n \sum_{j=1}^{i-1} (\mp 1) \frac{P_i P_j}{(2 P_0 \sqrt{1 - |\rho|^2})^2} e^{j(\theta_i + \theta_j - 2\alpha_{ij})} \frac{\Delta \mu_i}{\mu_i} \frac{\Delta \mu_j}{\mu_j} \right] \tag{37} \end{aligned}$$

しかるに対称ならびに相反りアクタンス4端子においては，素子の蓄積する電氣的エネルギーを $V_i$ ，磁氣的エネルギーを $T_i$ ，電源の有能電力を $P_0$ とすると

$$\sum T_i + \sum V_i = \frac{\sum P_i}{2\omega} = P_0\tau \quad (38)$$

なる関係が成立する<sup>9)</sup>。故に素子が正あるいは負に変化し，その大きさが一定率 $\epsilon$ である場合の $4\beta$ の最大値は

$$4\beta_2 < \frac{1}{2} \sum_i \frac{P_i}{2P_0\sqrt{1-|\rho|^2}} \cdot \sum_i \frac{P_i}{2P_0\sqrt{1-|\rho|^2}} \epsilon^2 \leq \frac{1}{2} \omega^2 \tau^2 \epsilon^2 \quad (39)$$

となる。実際には(38)式の各項の位相がランダムに分布していると考えれば，その $2/\pi$ 倍程度の値となる。

以上は各素子が独立に偏差を有している場合であるが，我々は通常共振対の共振周波数を正しく調整する。この場合は上式において $\tau$ の代りに擬似遅延時間 $\tau'$ となる。<sup>\*6)</sup>

例として並列端はしご形低域ろ波回路について $\tau'$ を近似計算してみる。減衰極周波数をすべて

$$\Omega_\infty = \sqrt{\Omega_{1\infty} \Omega_{2\infty} \cdots \Omega_{n\infty}} \quad (40)$$

とすると，第4図において

$$|P_L| = \frac{1}{\Omega L} V^2, \quad P_c = \Omega C V^2, \quad \frac{P_c}{|P_L|} = \frac{\Omega^2}{\Omega_\infty^2} \quad (41)$$

であり，またろ波器の通過域に於ては(38)式より

$$\sum |P_{iL}| = \sum P_{ic} = \omega \tau P_0 \quad (42)$$

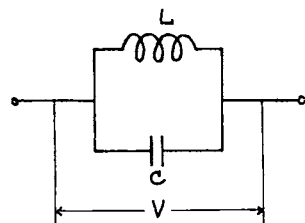
であるから，(42)式より

$$\tau' = \tau - \frac{2}{\omega P_0} \frac{\sum_2 P_{ic}}{\sum_2 P_{ic}} = \tau - \frac{2}{\omega P_0} \cdot \frac{\sum_2 P_{ic}}{\sum_2 P_{iL}} \quad (43)$$

(43)式を用いて

$$\tau' = \tau \left( 1 - \frac{\Omega^2}{\Omega_\infty^2} \right) \quad (44)$$

となる。直列端回路についても同じ結果が得られる。



第4図 並列共振回路

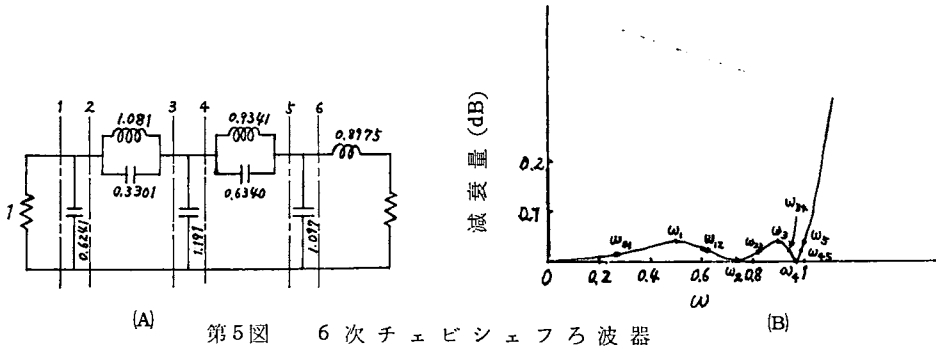
#### 4. 実 験

以上一般的解析を行ったが動作パラメータろ波器では，回路の内部特性は実際に調べて見ないと分からないことが多いので計数形電子計算機を用いて実験を行った。(19)，(39)式の結論を確かめるため第5図に示す回路のろ波器について図示の破線より左ならびに右を見たインピーダンスを求めた。ろ波器の特性は，次数6，通過域最大反射係数 $\rho=10\%$ ，遮断係数 $k=0.7878$ ，減衰域最小減衰量 $B_s=$

\*

$$\tau' = \frac{1}{2\omega P_0} \left\{ \sum_1 |P_i| + \sum_2 (|P_{iL}| - P_{ic}) \right\}$$

ここに $\sum_1$ は単一素子についての和を， $\sum_2$ は共振対素子についての和を示す。



(A) 第5図 6次チェビシェフろ波器 (B)

37.7 dBである。計算は直列素子あるいは並列素子1箇から成る区間\*の  $F$  行列の積を順次求め、求まった4端子定数より駆動点インピーダンス  $Z$  を

$$Z = \frac{A+B}{C+D} \tag{45}$$

と算出した。各切断点において左を見込んだインミタンスを  $U_1 + jV_1$ ，右を見込んだインミタンスを  $U_2 + jV_2$  とし、

$$\frac{U_2}{U_1} = U, \quad \frac{(V_1 + V_2)}{U_1} = V \tag{46}$$

とする。第5図に示す各周波数における各切断点の  $U + jV$  は第6図のようになり、最も減衰歪が大きくなる素子偏差の組み合わせは第1表のようになる。完全通過周波数を境にして符号が入れ換はるのが特徴的である。また(46)式の定数  $A$  は 0.59~0.67 の範囲にある。

数値例を挙げると、 $\omega = 1$  rad/sec において

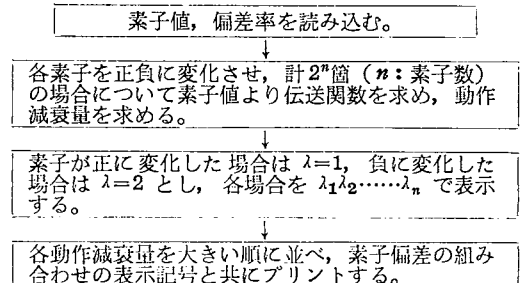
$$\begin{aligned} \omega\tau' &= 6.294, \quad A = 0.595, \quad K_{max} = 0.1016 \\ \omega = 1\% \text{ のとき } & 8.686AK_{max}\omega\tau'\epsilon = 0.0325 \text{ dB} \\ & 8.686 \cdot \pi^{-1} \cdot (\omega\tau'\epsilon)^2 = 1.096 \times 10^{-2} \text{ dB} \\ & \text{合計 } 0.0435 \text{ dB} \end{aligned}$$

となり、素子無偏差時の伝送損失 0.0436 dB と略同量となる。この理論値の精度を確かめるため、第2表に示すプログラムより実際に素子を動かして損失増加の最大値を求めた結果、0.0414 dB なる値が得られ、理論値と良く一致している。第7図は各素子の正負偏差の組合せにより生ずる伝送損失の分布を示す。

第1表 伝送損失が最大となる素子偏差の組み合わせ

$\omega$	01	1	12	2	23	3	34	4	45	5
$C_1$	+	+	+		-	+	+		-	-
$L_2$	-	-	-		+	+	+		-	+
$C_3$	+	+	+		-	-	-		+	+
$L_4$	+	+	+		-	-	-		+	+
$C_5$	-	-	-		+	+	+		-	-
$L_6$	+	+	+		-	+	+		-	-

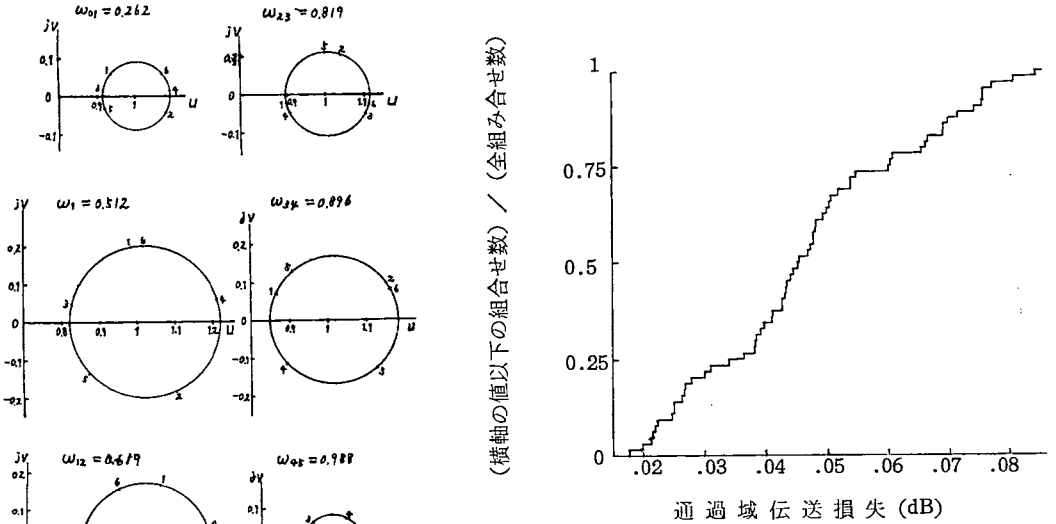
第2表 素子に偏差がある場合の動作減衰量を求め、大きい順に並べ印刷するプログラム



\* 共振対は正しく共振周波数に調整するとして、1箇の素子とみなす。



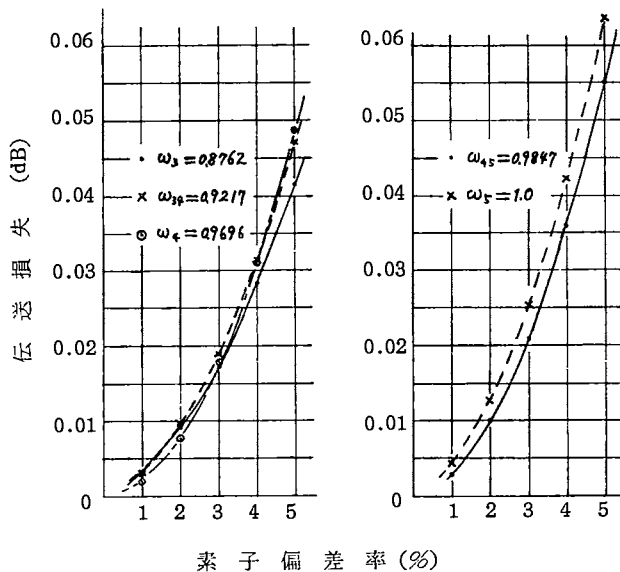
次に反射係数の小さいろ波器における特性を調べるため、次数 6,  $\rho = 1\%$ ,  $k = 0.6095$ ,  $B_s = 36.6 \text{ dB}$  のろ波器について同様な測定を行った。結果を第 8 図に示す。ここでは  $\Delta\beta_2$  が主部を占めるが、実験式を作ると、 $\Delta\beta_2 = K\epsilon^x$ ,  $K\epsilon^x = 0.25\omega^2\tau^2\epsilon^2|_{\epsilon=0.01}$   $x = 1.87 \sim 2.08$  (帯域端で  $x$  大) となる。前例に比べて  $\tau'$  が小さいため  $\Delta\beta_1$  はもちろん  $\Delta\beta_2$  も小さいことは注目すべきことである。



(横軸の値以下の組合せ数) / (全組合せ数)

第 7 図 素子の正負偏差の組合せにより生ずる伝送損失の分布

第 6 図 各切断点における  $U+jV$



第 8 図 反射係数 1% のろ波器における素子偏差率と伝送損失最大値との関係

## 5. む す び

リアクタンス回路における素子の感度と素子の蓄積するリアクティブ・パワーとの関係を述べ、はしご形共振回路において素子偏差により通過域伝送特性がどのように変化するかを解析し、電子計算機により実例について解析結果を確かめた。実例 1 に見られるように低域ろ波器において素子偏差を 1% におさめたにもかかわらず、伝送損失の最大値は原の値の約 2 倍の  $0.086\text{ dB}$  に達した。帯域ろ波器においては当然さらに大きい値に達する。 $bp$  を小さく選べば  $r'$  は小さく、したがって素子偏差による伝送特性の変化は小さい。それ故無偏差時の  $bp$  の値を選定するには、その値が実現されるのではなく、最終的に欲しい  $bp$  の値と素子の許容偏差とを考慮して選定すべきである。さらに考慮すべきは素子の損失である。通過域において重要なのは減衰歪と共にインピーダンス特性であるが、素子無損失の時には減衰歪とインピーダンスの不整合減衰量は Feldtkeller の式により結ばれている。しかし素子有損失の場合はこの関係は成り立たないので、減衰歪と不整合減衰量は分けて考えなければならない。これらの点は今後検討する予定である。本文は一部電気通信学会回路網委員会において発表した<sup>3)</sup>ものを補筆発展させたものである。実験に用いた計算機は金沢大学 NEAC-2230 である。

終りに御指導頂いた電々公社通信研究所矢崎前伝送課長、御討論頂き有益な示唆を頂いた重井第 1 伝送研究室長、黒沢、田中氏に厚くお礼申し上げます。

## 文 献

- 1) S. Darlington: "Synthesis of Reactance 4-Poles which produce Prescribed Insertion Loss Characteristics" J. Math. Phys., 13, p257 (1939)
- 2) J. W. Scholten: "The Effect of Tolerances in The Elements of Image Parameter Filters" Philips Jel. Rev., 22, p. 2, (1961)
- 3) 黒沢、武部、田中: "伝送関数に及ぼす素子偏差の影響について" 信学会, 回路委資料 1961, 7。
- 4) 黒沢: "リアクタンスろ波器の素子偏差と特性偏差の関係" 通研, 研実報 12, 1 (1963)。
- 5) 柴山, 山口: "梯子形伝送回路網における素子偏差に関する一考察" 信学会, 回路委資料 1963, 2。
- 6) 武部, 田中: "映像ろ波器における素子偏差の影響" 通研, 研実報 11, 5 (1962)。
- 7) H. W. Bode: "Network Analysis and Feedback Amplifier Design" 1945, D. Von Nostrand Co.
- 8) 矢崎: "伝送回路網およびろ波器(その 3)" 信学会, 実用通信工業叢書 (1960)。
- 9) W. Poshenrieder: "Steile Quarzfilter grober Bandbreite in Abzweigschaltung" N. T. Z. 9, p. 12. (1956).

(昭和 39 年 11 月 30 日受付)