幅射科学研究会研究報告一覧

昭和36年4月22日(土) 於大阪大学産業科学研究所

1 . 空胴波波器形の負性抵抗增幅回路

大阪大学産研

牧 本 利 夫

2。X-Band 後進波管の試作

大阪大学産研

松尾幸人,張吉夫

3. 3. 50Gc 帯大出力平板ビーム多間隙クライストドン(Laddertron)の組立管の試作

神戸大学工学部

藤 沢 和 男,金 児 壮 至,野 中 忠 彦

4. ベルスドップラーレーダーにおけるボックスコー復調器の一考察

神戸工業

松田季彦

5. 集中定数的 Parametric Device の一般的解析およびその応用

神 戸 工 業

岩 沢 宏

6. 3000Mc 帯の試作大阪管について

大阪市立大学工学部 村 井 昭

昭和36年7月15日(土) 於松下電器產業株式会社中央研究所

1. ボツクスカー復調器を用いたレーダ信号S/N改善の一方法

神 戸 工 業 松 田 季 彦

2. パラメトリツク増幅におけるサイクロトロン波のパワーについて

大阪大学産研 松 尾 幸 人, 神戸工学 佐々木 昭 夫

3. 可変容量素子を用いた反射型クライストロンについて

神 戸 工 業 佐々木 昭 夫

4. 広帯域ペラメトリツク 増幅器

三 菱 電 機 喜連川 隆, 白 幡 潔

5. トンネルダイオードを使用したUHF ミキャー

松下電器流沢善宿,内田耕作

昭和36年9月30日(土) 於大阪大学工学部

1. ドツプラレーダーにおけるクラツタの影響とその抑圧

神 戸 工 業 松 田 季 彦

2. 誘電体装荷矩形導波管の位相定数に対する一近似解法

大阪大学工学部 板 倉 清 保,阿座上 孝

3. 温度制限電子流

大阪大学工学部 菅田栄治,寺田正純,浜田 博,朴 烱 義

4. 進行波管の動作パラメータ

大阪大学工学部 菅田栄治,寺田正純,

5. 結合ストリツブ線 (垂直形)をもちいた 2Gc 帯同軸形ハイブリッド

三 菱 電 機 尾 形 陸奥男

6. 分岐点の影響を考慮した二通路分布定数線路濾波器の特性

昭和37年2月10日(土) 於早川電機工業株式会社中央研究所

1.マルヂエントラント型ストリツプ線帯域濾波器

大阪大学工学部 板 倉 清 保。

板 倉 清 保,阿座上 孝,東 知

2. FM レーダ法によるレーダ断面積の測定

大阪大学工学部

熊 谷 三 郎 松 尾 優 楼 井 照 男

3. 二段結合型パラメトリツク 増幅器の結合方式について

京都大学工学部

中島将光

4. 太陽電池について

早川電機工業

馬 場 幸三郎,伊 藤 弘

空胴炉波器形の負性抵抗増幅回路

牧 本 利 夫 (大阪大学 產業科学研究所)

昭和36年4月22日

空胴沪波器形の負性抵抗增幅回路

牧 本 新 夫 (大阪大学 產業科学研究所)

§ 1. はしがき

工サキダイオードのごとき負性抵抗素子を利用した増幅回路がマイクロ波像においても研究されてつあり、多くの報告がある。 負性抵抗を用いた四端子回路によって整合された増幅回路を提案されているが、一般にこれらの報告は単一の共振回路を利用した増幅回路についてである。したがつて、その動作は再生増幅であるから、マイクロ波像ではサーキュレータを必要としている。

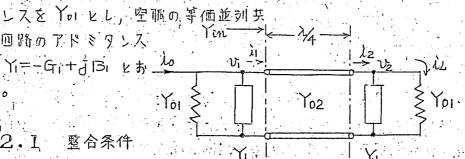
本論文はこのような空胴沪波圏形の構成をした負性抵抗増幅 回路の特性を計算したものである。ただし鉄値計算は主として空胴を2段、3段に持続したものにつけてである。

単一空間共振器に質性抵抗素子を挿入したてきの等個回路は、 質性抵抗を持つた並列アドミタンスで表わされるものとする。(図1)。 空間の特性と関性抵抗の値などか万等価並列回路の定数を導くこと が心やであるが、本論文では単に並列共振回路を関性抵抗を含む共 長回路の等価回路とする。また空間内の線路の位相角は同波数によ

って变化するのが実際であるが、オ 段階の解析として、その位相角が常に 90°であると仮定する。

§ 2. 2空脈の増幅回路

負性抵抗を含む空胴を四分の-波玉離して接続した回路(四2)を考 える。隔離する線路の特性アドミタン スをYo2」電源あよび負荷のコレダク タレスをYou とし、空脈の等価並列共 振回路のアドミタンス



四

2.1 整合条件

隔離の線路の電源

側かり見た入力アドミタン

ンスイがはいる。

$$Y_{in} = \frac{Y_{02}^{2}}{Y_{01} + Y_{1}} \tag{2.1}$$

- fi)にありて、電源(Yor) である。まず中心周波牧(B,= 0, 省= かり見て整合している条件は

$$Y_{01} = -G_1 + Y_{in}(B_i = 0) = -G_1 + \frac{Y_{02}}{Y_{01} + G_1}$$

であり、これを整理すると

$$Y_{01}^{2} = Y_{02}^{2} + G_{1}^{2} \qquad (2.2)$$

となる。これが中心周波数にあける整合条件である。

中心周波数にあける利得

定趣流 loが電源から流北込んだ時に、夏荷 (Yei)に流れる電 流を求めて、 型力利得を計算する。 隔解線路の画側における 電田, **電流を図のように、ひ、ひ、山、んとかく。これらの旧には**

$$v_2 = V_1 \cos 0 - J(\lambda_1/\gamma_{02}) \sin 0$$

$$k_2 = -J \gamma_{02} V_1 \sin 0 + \lambda_1 \cos 0$$
(2.3)

なる関係がある。ただし〇は線路の配気角である。図2 では O=90° である。このときには、(2.3)式は簡単に

$$v_2 = -j \lambda i / \gamma_{02}$$
, $\lambda_2 = -j \gamma_{02} v_i$ (2.4)

なる、関係となる。 図2 にかいて $\mathcal{N}=\hat{\mathcal{N}}/(Y_{01}+Y_{1}+Y_{01})$ であつ て、電流12は12=-アイの2ひで与之られ、負荷型流1上は... 整理すると,

$$\dot{\mathcal{L}} = -\bar{J} \frac{\gamma_{01} \gamma_{02} \dot{\mathcal{V}}_{1}}{\gamma_{01} + \gamma_{1}} = -\bar{J} \frac{\gamma_{01} \gamma_{02} \dot{\mathcal{L}}_{0}}{(\gamma_{01} + \gamma_{1})^{2} + \gamma_{02}} + (2.5)$$

を得る。
電源と同じ
夏荷(いい)が直接
電源に接続されたときの
夏荷 電流は 10/2 であり、夏荷に消費される電力は 28/4781 かあ写成、 これが電源の有能電力である。 心 と 1/2 の比の絶対値を電流利 得 g_f ν 定義すると、 電力利得は g_f ν なる。 (2.5) 式から

$$g_{t}^{2} = \left| \frac{\lambda L}{\lambda v_{2}} \right|^{2} = \left| \frac{2 Y_{01} Y_{02}}{(Y_{01} + Y_{1})^{2} + Y_{02}^{2}} \right|^{2}$$
 (2.6)

となる。まず中心周波数(イーー(Tr)にあける利得 引につりて考

えると、整合条件 (2.2)式を利用して
$$g_{\lambda}^{2} = \frac{4 \text{ Yoi}^{2} (\text{Yoi}^{2} - \text{Gr}^{2})}{((\text{Yoi} - \text{Gr})^{2} + (\text{Yoi}^{2} - \text{Gr}^{2}))^{2}} = \frac{\text{Yoi} + \text{CTI}}{\text{Yoi} - \text{CTI}}$$
 (2.7)

となる。これから迷に Gi/Yoi を求めると

$$\frac{G_{1}}{Y_{01}} = \frac{g_{\lambda}^{2} - 1}{g_{\lambda}^{2} + 1}$$
 (2.8)

を得る。2個の空胴を接続するとき、利得92が与えられると、

(2.8)式によって ケノア を求め、これより(2.2)式から

$$\frac{G_{1}}{Y_{01}} = \frac{g_{\lambda}^{2} - 1}{g_{\lambda}^{2} + 1} \tag{2..9}$$

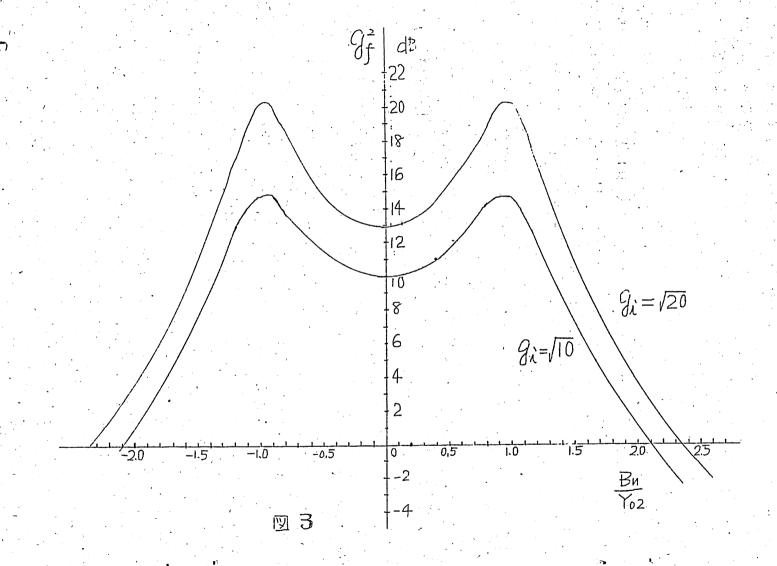
によって Y_0 2/ Y_0 1 を求めると,整合されてりて,中心周波数にかける利得が 9元 なる空間増幅回路が得られる。

2.3 利得の周波数特性

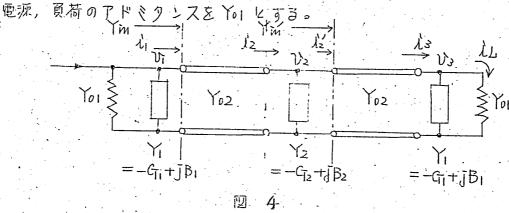
利得の同波数特性は(2.6)ずで与えられている。 $\frac{G_f}{g_{\chi}^2}$ を(2.6)式から求め,整合条件(2.2)式あまび(2.8),(2.9)式によって整理すると($Y_1 = -G_1 + J_1B_1$)

$$\frac{G_{L}^{2}}{G_{f}^{2}} = \left| \frac{(Y_{01} - G_{11} + \overline{J}B_{1})^{2} + Y_{02}^{2}}{(Y_{01} - G_{11})^{2} + Y_{02}^{2}} \right|^{2} = \left| \left[1 - \frac{B_{1}^{2}}{2Y_{01}(Y_{01} - G_{11})} \right] + \overline{J} \frac{B_{1}}{Y_{01}} \right|^{2} \\
= \left[1 - \frac{1}{4} (G_{L}^{2} + 1) (\frac{B_{1}}{Y_{01}})^{2} \right]^{2} + \left[\frac{B_{1}}{Y_{01}} \right]^{2} \qquad (2.10)$$

となる。 g_f^2 を数値計算した具体例が図るである。具体例にも明らかなように g_f^2 は双拳性の曲線である。これは(2.10) 式から極値を求めれば解るように、 $(B_1/Y_{01})^2 = 4(g_{\ell}^2-1)/(g_{\ell}^2+1)^2$ にありて $g_f^2/g_{\ell}^2 = (g_{\ell}^2+1)^2/4g_{\ell}^2 > 1$ となり、常に $g_{\ell}>1$ のとき中心 周波数にありて沿となる双拳性の曲線である。



§3.3空胴の増幅回路



3.1 整合条件

中央および左側の空胴の等価アドミタンスのすぐ右側から見 た入力アドミタンスは

$$\Upsilon_{\text{NI}} = \frac{\Upsilon_{02}^2}{\Upsilon_{01} + \Upsilon_{1}} \tag{3.1}$$

$$Y_{M} = \frac{Y_{02}^{2}}{Y_{M1} + Y_{2}} = \frac{Y_{02}^{2} (Y_{01} + Y_{1})}{Y_{2} Y_{01} + Y_{1} Y_{2} + Y_{02}^{2}}$$
(3.2)

となる。中心周波数 (Yi=-Ci, Y2=-Ci2) にありて、電源から見て整合がとれている条件は You=Yi+Ym であるから、(3.2) 式を用りて整理すると

$$Y_{01}^{2} = G_{1}^{2} + 2Y_{02}^{2} \frac{G_{1}}{G_{2}}$$
 (3.3)

となる。これが整合条件である。ここで注意すべきことは、一分、一分、一分、何れかが正抵抗(分、分2が負値)であつても整合はとれるが、一分が正抵抗であるときは、利得はなり。一分2が正抵抗であるときは、利得はなり。

3.2 中心周波数にかける利得

負荷に流れる電流 んとを(2.4) 式を用いて頻次計算すると

$$\dot{L} = Y_{01} \dot{V}_{3} = Y_{01} \left[-\bar{J} \dot{L}_{2} / Y_{02} \right] = -\bar{J} \left(Y_{01} / Y_{02} \right) \left(Y_{01} \dot{V}_{2} \right)
= -\bar{J} \frac{Y_{01}}{Y_{02}} Y_{01} \left[-\bar{J} \frac{\dot{L}_{1}}{Y_{02}} \right] = -\frac{Y_{01}}{Y_{02}} \frac{Y_{01}}{Y_{02}} \left[Y_{01} \dot{V}_{1} \right]
= -\frac{Y_{01}}{Y_{02}} \cdot \frac{Y_{01}}{Y_{02}} \cdot \frac{Y_{01} \dot{L}_{0}}{Y_{01} + Y_{1} + Y_{10}} \tag{3.4}$$

となる。ただしひ、心などは図示の位置の電圧、電流を表わし、 心 「は電源の定電流である。(3.4)式に中心周波数における整合条件 Yoi = -Gi + You あよび Yn=Yoz/(Yoi-Gi)を代入して整理 すると、

$$L_{2} = -\frac{Y_{01}}{Y_{02}} \frac{Y_{02}}{Y_{01} - G_{11}} \frac{(Y_{01} + G_{11}) \lambda_{0}}{2 Y_{01}} = -\frac{\lambda_{0}}{2} \frac{Y_{01} + G_{11}}{Y_{01} - G_{11}} (3.5)$$

となる。 電源と同じアドミタンスの 負荷を 直接持続した ときの 負荷 電流は $2\sqrt{2}$ であるから、電流利得 $9\lambda = \lambda 2/(2\sqrt{2})$ は

$$g_{1} = \frac{121}{10/2} = -\frac{Y_{01} + G_{1}}{Y_{01} - G_{1}}$$
 (3.6)

ヒなり、これより

$$\frac{G_1}{Y_{01}} = \frac{\hat{g}_{k'} + 1}{g_{k'} - 1} \tag{3.7}$$

となる。整合条件 (3.3)式 に代入 | て

$$\frac{G_2}{Y_{0.2}} = \frac{-2Y_{0.2}G_1}{G_1^2 - Y_{0.1}} = -\frac{Y_{0.2}}{Y_{0.1}} - \frac{g_1^2 - 1}{2g_1^2}$$
(3.8)

を得る。この式にかりて、1921>1であれば「12とのとは符号が 反対である。よってGシロ,負性松抗であれば分はは質となるか 5, g1=- gin & 51< K

$$\frac{G_{2}}{\chi_{2}} = \frac{\gamma_{02}}{\gamma_{01}} = \frac{g_{\lambda 0}^{2} - 1}{2g_{\lambda 0}}, \quad \frac{G_{1}}{\gamma_{01}} = \frac{g_{\lambda 0} - 1}{g_{\lambda 0} + 1}$$
 (3.9)

ヒなり、 C2く0,正抵抗であれば、別は正であるから、(3.7)~

(3.8)式のままでおり。利得が与えられれば、(3.7)~(3.9)式によって負性抵抗値が決る。ここで注意すべきことは(3.8),(3.9)式のように Yoz/Yolが任意のまま残されていることである。

3.3 利得の周波数特性

中心周 取数以外の周 抜数に かける 負荷 電流 は (3.4) 式によって計算され、利得 g_f は $| \lambda_2/(20)|$ で 与 2.5 化、 電力 利得 は g_f で 求められる。 (3.1) 、 (3.2) 式 を (3.4) 式 に代入 1 て 整理すると

$$G_f^2 = \left| \frac{L_L}{L_{0/2}} \right|^2 = \left| \frac{2 \Upsilon_{01} \Upsilon_{01}}{(\Upsilon_{01} + \Upsilon_{1}) \Upsilon_{01} + (\Upsilon_{01} + \Upsilon_{1}) \Upsilon_{2} + \Upsilon_{02}^{2}} \right|^2$$

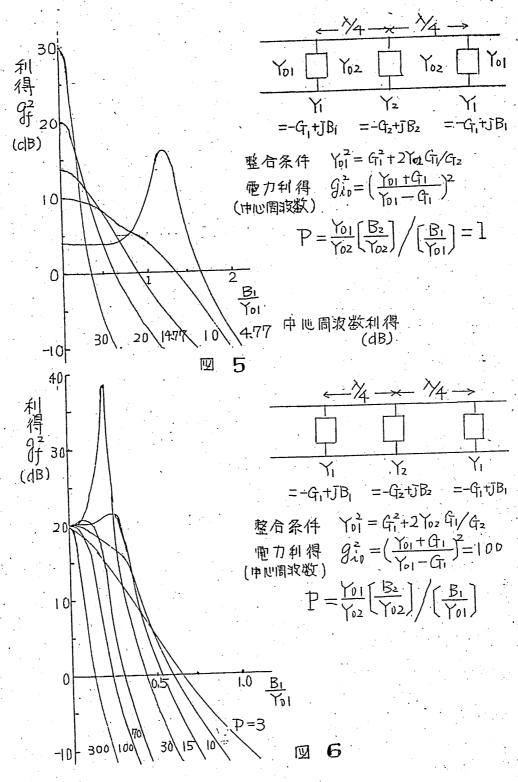
$$= \left| \frac{1}{[1 + (\Upsilon_{1/2})][1 + (\Upsilon_{2/2})(\Upsilon_{02})(\Upsilon_{01/2})][1 + (\Upsilon_{1/2})]} \right|^2$$

となる。11 またが貧性抵抗共振回路を示す場合を老之, (3.10) (3.10)式に $Y_1 = -G_1 + y_1 B_1$, $Y_2 = -G_2 + y_1 B_2$ を代入し, G_1 , G_2 には (3.9) 式を用りて g_{10} で表わすと

$$\frac{\left(\frac{g_{10}}{g_{f}}\right)^{2}}{\left(\frac{g_{10}}{g_{f}}\right)^{2}} = \left[\left(1+\int_{0}^{\infty} \frac{g_{10}+1}{2} \frac{B_{1}}{Y_{01}}\right)\left[\left(1-\frac{g_{10}}{g_{10}+1} \frac{Y_{01}}{Y_{02}} \frac{B_{1}}{Y_{01}} \frac{B_{2}}{Y_{02}}\right)\right]^{2} + \int_{0}^{\infty} \left[\frac{2g_{10}}{(g_{10}+1)^{2}} \frac{Y_{01}}{Y_{02}} \frac{B_{2}}{Y_{02}} - \frac{1}{2}\left(g_{10}-1\right)\frac{B_{1}}{Y_{01}}\right]^{2} \right]^{2} \\
= \left[\left(1+\left(\frac{g_{10}+1}{2}\right)^{2}\left(\frac{B_{1}}{Y_{01}}\right)^{2}\right)\left[\left(1-\frac{g_{10}}{g_{10}+1} P\left(\frac{B_{1}}{Y_{01}}\right)^{2}\right)^{2} + \left(\frac{p-2g_{10}}{(g_{10}+1)^{2}} - \frac{g_{10}-1}{2}\right)^{2}\left(\frac{B_{1}}{Y_{01}}\right)^{2}\right]^{2} + \left[\frac{p-2g_{10}}{(g_{10}+1)^{2}} - \frac{g_{10}-1}{2}\right]^{2}\left(\frac{B_{1}}{Y_{01}}\right)^{2}\right]^{2}$$

となる。ただし

$$P = \frac{Y_{01}}{Y_{02}} \left(\frac{B_z}{Y_{02}} \right) / \left(\frac{B_1}{Y_{01}} \right)$$
 (3.12)



している。 (3、11)式にしたがつて3空間の増幅回路の極刀刊得を数値計算したのが図5、図6である。図から明らかなように条件によって単条件、双条件、三条件の特性が得られている。図5はP=1の場合であって、Yol = Yo2、P=100、P=100、P=100、P=100、P=100、P=100、P=100、P=100、P=100、P=100、P=100、P=100 (4.77~10 dB)の向では平坦な周波数特性が期待される。図6 は利得 P=100 (20 dB)を一定として P=10 (20 dB)を一定として P=10 で P=10 の同で P=10 の P=10

周衷敬特性は (3.11)式で与えられるが、これは2つの大抵孤の積で与えられて113。 2 の大抵孤は周衷敬 (8) 2 の大抵孤は周衷敬 (8) 2 の内に対して単調に増加して113 の 2 の大抵西は2 の 肉係によって変化が関う、2 の大抵強を 2 の

$$P > \frac{1}{2} (g_{\lambda 0} + 1)^{2} \left[1 + \frac{1}{2g_{\lambda 0}} \sqrt{(3g_{\lambda 0} - 1)(g_{\lambda 0} + 1)} \right]$$

$$P < \frac{1}{2} (g_{\lambda 0} + 1)^{2} \left[1 - \frac{1}{2g_{\lambda 0}} \sqrt{(3g_{\lambda 0} - 1)(g_{\lambda 0} + 1)} \right]$$
(3.13)

また 戸 の才2 か中指弧が零なる場合、すびわる

$$P = \frac{(g_{10} - 1)(g_{10} + 1)^{2}}{4g_{10}}$$
 (3.14)

の場合には、(Bi/You) を安化させて、 〒1 の中抵頭が零となるとき、 すなかち



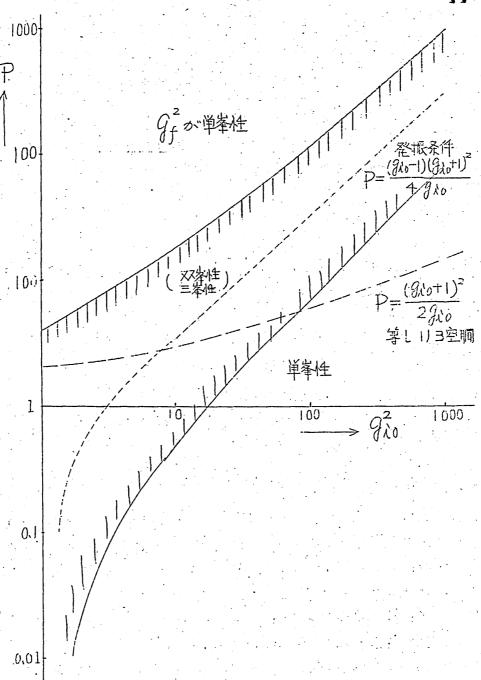


図 7

$$\left(\frac{B_1}{Y_{01}}\right)^2 = \frac{g_{10}+1}{g_{10}P} = \frac{4}{g_{10}^2-1}$$
 (3.15)

のときには 下が窄となり、利得 gf が無限大となる。すなわち中心間取数では整合されて11 る特定な利得があるが、(3.14)、(3.15) 式を添足する条件では、回路は発振する。よって利得 glo あよび回路定数の値を適当に選ばないと、中心問取数以外の問取数で発振する場合も定る。(3.14)式を図でに実線で示して11る。

3.4 等し川空間の場合

3つの空胴が等し川場合、すなわち Gi=Gz, Bi=Bz の場合を考えよう。整合条件は(3.3) ごから

$$\gamma_{01}^{2} = G_{1}^{2} + 2\gamma_{02}^{2} \tag{3.16}$$

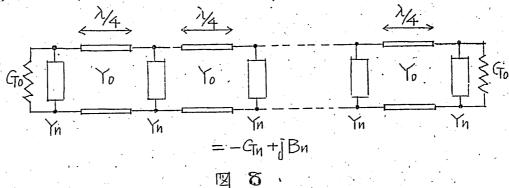
となる。(3.9)式によって GVY01 が与えられていると、Y02/Y01 は $\frac{Y_{02}}{Y_{01}} = \frac{\sqrt{2910}}{910 + 1}$ (3.17)

となる。このときの利得の周波数特性は(3、11)式で与えられるが, (3、12]式で与えろれるPの値が

$$P = \left(\frac{\gamma_{01}}{\gamma_{02}}\right)^2 = \frac{\left(\frac{g_{10} + 1}{2g_{10}}\right)^2}{2g_{10}} \tag{3.14}$$

とする。これをグラフにしたのが図了の破線である。この図かる明かなように、3つの空間が等し川場合には、利得の間波数特性曲線は JAO によって大きく変化する。したがって利得と利得の周波数特性曲線とを共に希望のそのとすることができなり。もし利得と利得の周波数特件曲線とを希望するのとするためには、3.3 項までに述ったように一般の回路を考之、任意性として対されて川たYOI/YOZ あるりは P の値を適当に遅ぶことが必要である。

§ 4. 多空胴の増幅回路



4.1 基本空間

空間支振器の1つを取出し、 四9のように、その両側にからの 線路を接続した回路を基本回路と する。から線路の特性アドミタレ スをYo、空胴の等価アドミタレス をYn=一Gn+JBn とあく。この 回路の四端を定数は

の四期子定数は

$$\begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} = \frac{1}{V_{\overline{z}}} \begin{pmatrix} 1 & \overline{j} & \overline{j} \\ \overline{j} & \overline{j} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ \gamma_{\overline{n}} & 1 \end{pmatrix} \frac{1}{V_{\overline{z}}} \begin{pmatrix} 1 & \overline{j} & \overline{j} \\ \overline{j} & \overline{j} \end{pmatrix}$$

$$= \frac{1}{2} \begin{pmatrix} \overline{j} & \overline{j} & \overline{j} & \overline{j} & \overline{j} \\ \overline{j} & \overline{j} & \overline{j} & \overline{j} & \overline{j} \end{pmatrix}$$
(4.1)

ヒたる。この回路の影像パラメーターは

影像アドミタレス

$$Y_{I}^{2} = \frac{1}{Z_{I}^{2}} = \frac{C}{B} = \frac{\bar{j}2Y_{0} + Y_{0}}{\bar{j}\frac{2}{Y_{0}} - \frac{Y_{0}}{Y_{0}^{2}}} = Y_{0}^{2} \frac{1 - \bar{j}(Y_{0}/2Y_{0})}{1 + \bar{j}(Y_{0}/2Y_{0})}$$
(4.2)

影像伝搬定数分

$$e^{\delta o} = \sqrt{BC} + D$$

$$= \sqrt{||Y| + (Yn/2Y_0)|^2} + (Yn/2Y_0)|^2$$

$$e^{\delta o} = \sqrt{||Y| - (Yn/2Y_0)|^2} + (Yn/2Y_0)|^2$$

$$\cosh \delta_o = \sqrt{|Y| - (Yn/2Y_0)|^2}$$

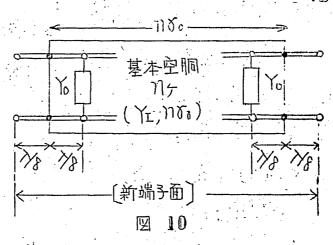
$$\sinh \delta_o = \sqrt{|Y| + (Yn/2Y_0)|^2}$$

$$\tau'' + \lambda 5 h 3.$$
(4.3)

4.2 多空胴持流

基本空間の影像パラメータが与えられたとき、これを化ケ縦に接続した回路の影像アドミタンス Yr は不安で、影像伝摘定数 Bn においての となる。ここで影像アドミタンス Yr は、中心周波数 Bn でいるのである。ここで影像アドミタンス Yr は、中心周波数 Bn を合んで()る。したがつて整合させようとしても、このようら複なのである。これは実際に使用するである。これは実際に使用するである。これは実際に使用するがあるが、これは実際に使用するが、シーではおよしくなり。実際的見地からは、かくとも中心周波数について、影像アドミタンスがコンダクタンスは線路の特性アドミタンスに等しい(サセプタンスは線路の特性アドミタンスに等しい(サセプタンスを変にはいて)場合が必ましい。前の場合には特性アドミタンスを変にないまった。

後者の場合は別に報告する予定であって、本論文にかりては前者の場合について計算する。すなわち基本空間数値を縦続に接続したおと、両側に伝送認路を持続して、影像アドミタレスグコンダクタンスとなるような軸長を求める。この計算は省略するが、その録果は軸長が土入分・でおればよりことが解る。一入8 とすることは両端の基本室胴に接続してかりた画端の入分の線路を取除いて、



基本空間をNケ接続したときの影像アドミタンスは YI であり、影像伝播定数は γ δ δ である。この回路に位相角が $\beta \mathcal{L} = \beta (\lambda - \lambda \beta) = 2\pi - \pi 4$ の線路を接続したときの回端う 定数は

$$\begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 & -\overline{j} & \overline{\gamma_0} \\ -\overline{j} & \gamma_0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cosh n \delta_0 & \frac{1}{\sqrt{2}} & \sinh n \delta_0 \\ -\overline{j} & \gamma_0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cosh n \delta_0 & \cosh n \delta_0 \\ -\overline{j} & \gamma_0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}} & +\frac{\gamma_0}{\gamma_0} \\ -\overline{j} & \gamma_0 \end{pmatrix} \sinh n \delta_0$$

$$= \frac{1}{2} \begin{pmatrix} -\overline{j} & \frac{1}{\sqrt{2}} & +\frac{\gamma_0}{\gamma_0} \\ -\overline{j} & \gamma_0 & \cosh n \delta_0 + \gamma_0 \begin{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}} & -\frac{\gamma_0}{\gamma_0} \\ -\overline{j} & \gamma_0 & \cosh n \delta_0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}} & -\frac{\gamma_0}{\gamma_0} \\ -\overline{j} & \gamma_0 & \gamma_0 \end{pmatrix} \sinh n \delta_0$$

$$-\overline{j} \begin{pmatrix} \frac{\gamma_0}{\gamma_0} & +\frac{\gamma_0}{\gamma_0} \\ -\overline{j} & \gamma_0 & \gamma_0 \end{pmatrix} \sinh n \delta_0$$

$$-\overline{j} \begin{pmatrix} \frac{\gamma_0}{\gamma_0} & +\frac{\gamma_0}{\gamma_0} \\ -\overline{j} & \gamma_0 & \gamma_0 \end{pmatrix} \sinh n \delta_0$$

$$-\overline{j} \begin{pmatrix} \frac{\gamma_0}{\gamma_0} & +\frac{\gamma_0}{\gamma_0} \\ -\overline{j} & \gamma_0 & \gamma_0 \end{pmatrix} \sinh n \delta_0$$

$$-\overline{j} \begin{pmatrix} \frac{\gamma_0}{\gamma_0} & +\frac{\gamma_0}{\gamma_0} \\ -\overline{j} & \gamma_0 & \gamma_0 \end{pmatrix} \sinh n \delta_0$$

となる。したがつて影像アドミタンス Yts は (42) (43) 式によって $\frac{Y_0}{Y_0} - \frac{Y_0}{Y_0} = -2j \cosh \delta_0 / \sinh \delta_0$ (4.5) であることなどに注意すると

$$Y_{1S}^{2} = \frac{C}{B} = Y_{0}^{2} \frac{\cosh \eta V_{0} - \frac{1}{2F} \left(-\frac{Y_{0}}{Y_{0}} - \frac{Y_{E}}{Y_{E}} \right) \sinh \eta V_{0}}{\cosh \eta V_{0} + \frac{1}{2J} \left(\frac{Y_{E}}{Y_{0}} - \frac{Y_{0}}{Y_{E}} \right) \sinh \eta V_{0}}$$

$$= -Y_{0}^{2} \frac{\sinh (n+1)V_{0}}{\sinh \eta (n-1)V_{0}} \qquad (4.6)$$

となる。また影像伝播定数 on は (4.2)(4.3) 式から

$$\frac{Y^{\text{I}}}{Y_0} + \frac{Y_0}{Y_{\text{I}}} = \frac{2j}{\sinh Y_0} \tag{4.7}$$

かまび (4.5)式を用いて

$$e^{-8n} = D - \sqrt{BC}$$

$$= \frac{1}{\sinh \delta_0} \left[\sinh n\delta_0 - \sqrt{\sinh (n-1)\delta_0} \sinh (n+1)\delta_0 \right]$$

$$Cosh \ \gamma_n = \frac{\sinh n\delta_0}{\sinh \delta_0}$$

$$(4.8)$$

ī,

$$\frac{Y_{13}^{2}}{Y_{0}^{2}} = -\frac{\sin h (N-1) \delta o}{\sinh (N+1) \delta o}$$

$$(4.9)$$

となり、その値は(4.6)式とは送数関係にある。したがフて中心周 複数にありてともに関数となるが、高アドミタンスとなるか、低ア ドミタレスとなるかの差がある。何れが関現し易りかによって、端 子面の移動を失めればよるしり。このように送数関係の規格化アド ミタレスとなることは、新しり2つの端子面の距離が~4 であるか ら当然なことである。

$$\left(\frac{\text{YIS}}{\text{Yo}}\right)^2 = 1 + \left(\frac{\text{Yn}}{\text{Yo}}\right)^2 \tag{4.10}$$

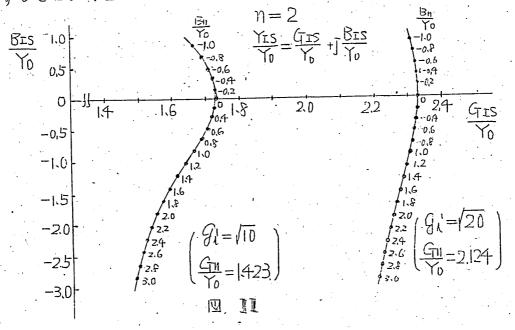
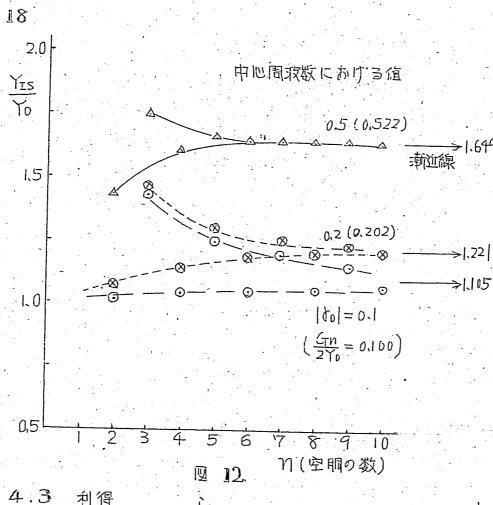


図 12 には (4.6) 式で与えられる中心固変数(Yn =-Gn)に かける影像アドミタレス YIS/Yo を同性抵抗値 Gn/21s をパラメータレーて、空胸の数に対して曲線を風川で11る。 1が大き、て $|(1) \pm 1) \rangle$ $|(1) \pm 1) \rangle$ の場合には双曲線関数は指数関数では て、中心間波数では

$$\frac{\text{Yis}}{\text{Yo}} = \sqrt{\frac{\sinh(n+1)\delta_0}{\sinh(n-1)\delta_0}} = \sqrt{1 + \left(\frac{Gn}{2Y_0}\right)^2} + \left(\frac{Gn}{2Y_0}\right) (4.11)$$

となる。これを測血線として図の石側に示している。



れる。少し条件の点目場合で図13のように、影像アドミタンスができ、 影像伝播定数がでいの線路に電源、 員構ともに Goto Bm なるアドミタンスを接続したときの糾得を求める。 <table-cell>流比 g は 員荷コレター クタンス Go に流れる 電流 心に対して、 同じ Go を電源 (Go) に直接接続したときの電流 心との比で定義する。 日ま 同餘の 両端に J Bm を並列に接続したときの電流 心をの 国路の 四端子定数 は

$$\begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} I & D \\ \bar{J}Bm & I \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cosh \delta n & \frac{1}{Y_{IS}}Sinh\delta n \\ Y_{IS} & Sinh\delta n & \cosh \delta n \end{pmatrix} \begin{pmatrix} I & D \\ \bar{J}Bm & I \end{pmatrix}$$

$$= \begin{pmatrix} \cosh \delta n + \frac{\bar{J}Bm}{Y_{IS}} & \sinh \delta n \\ \bar{J}2Bm & \cosh \delta n + \frac{Y_{IS}^{T} - Bm}{Y_{IS}}Sinh\delta n \\ \frac{1}{Y_{IS}}Sinh\delta n \\ \cosh \delta n + \frac{\bar{J}Bm}{Y_{IS}}Sinh\delta n \end{pmatrix}$$

$$\begin{pmatrix} 4.12 \end{pmatrix}$$

$$\cosh \delta n + \frac{\bar{J}Bm}{Y_{IS}}Sinh\delta n$$

で与シられる。このときの電流比は

$$\frac{1}{g} = \frac{\lambda 0/2}{\lambda L} = \frac{1}{Z} \left[A + D + BGo + C/Go \right]$$

$$= \frac{G_o + JBm}{Go} \cosh \ln + \frac{Y_{1s}^2 + (G_o + JBm)^2}{2GoY_{1s}} sinh \ln (4.13)$$

で与えられる。2、3の場合を考える。

$$(a) \quad B_m = 0$$

$$\frac{1}{g} = \cosh \delta n + \frac{1}{2} \left[\frac{\Upsilon_{IS}}{G_{To}} + \frac{G_{0}}{\Upsilon_{IS}} \right] \sinh \delta n \qquad (4.14)$$

(b)
$$G_0 + JB_m = Y_{IS} \equiv G_{IS} + JB_{IS}$$

$$\frac{1}{g} = \frac{Y_{IS}}{G_{IS}} e^{y_0} \qquad (4.15)$$

(C)
$$Y_{IS} = G_0 - J_{Bm} B_{31} I_{F} Y_{IS}^* = G_0 + J_{Bm}$$

$$\frac{1}{g} = \frac{1}{G_{IS} (G_{IS} + J_{BIS})} [G_{IS}^2 + B_{IS}^2 + B_{IS}^2] (4.16)$$

となる。YIS は空胴の等価アドミタレス Yn=-Gn +JBn の関数であって、間波数におって Bn が変化するとき、YISのサセプタレスのと同時にコンダクタンスのも変化する。したがって(b)、ICIのよう G回路定数の条件を与えることは実際上は不可能である。 実際の回路としては中心間段にあける YIS の実数(コンダクタンス)を資荷として、サセプタレスのの変化に近似して Bmを変化するよ

うな回路を接続する。さらに基本空調を縦続したあと、端子面を移動させて、中心周波数にかける規格化影像アドミタレスのコレダクタレスが1でサセプタレスを含む場合の夏荷の接続にはJBmを接続しておく必要がある。

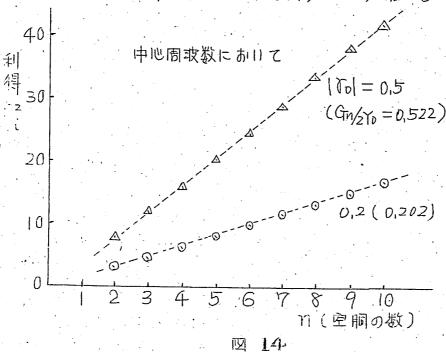
(C)項 の場合に中心周波数におけて Go=Yis であるとすると(4.14) 式は

$$g = e^{-\chi_n}$$
 (4.17)

となる。この場合の利得 g の数値例を四14に示している。空胴の数を増す E 、利得 (dB) は大体直線的に変化する。上式で e^{-kn} は (4.8) 式を用いる。 1 が大きく 2 - 2 が 2 - 2 の 2 - 2 のときには 双曲線関数を指数関数で近似する 2 - 2 とんなり式から上式の 2 - 2 は

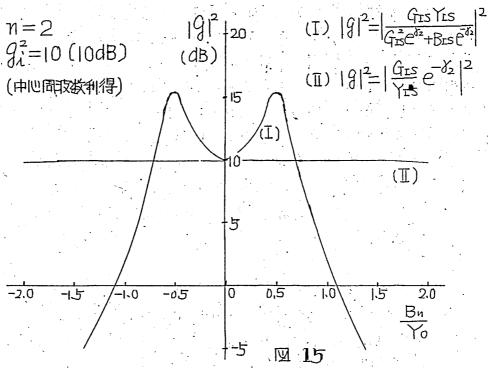
$$|g|^{2} = \frac{|e^{-n\delta_{0}}|^{2}}{|+(Gn/2Y_{0})^{2}} = \frac{[\sqrt{1+(Gn/2Y_{0})^{2}}+(Gn/2Y_{0})]^{2n}}{|+(Gn/2Y_{0})^{2}}$$
(4.18)

L近似され、dB表示をするヒハに比例することがわかる。



4.4 2空間持続

 $\eta=2$ ヒすれば本節の結果は 32 の場合となり、中心固衷数に π いて π の π と π いたのが整合条件 (2.2) 式であり、 (4.14)式によって π 得が計算されるが、これを整理したのが π 4 の式 (2.6)である。これの 数値例は π 7 に回るに π 1 に回るに π 1 に π 6 に π 7 に π 8 を π 8 で π 8 で π 8 で π 9 で π 8 で π 9 で π 8 で π 9 で



図の曲線(I), (II) は(C) 項(4.16)式, (b) 項(4.15)式にしたがつて M=2 として計算したものである。 奥際の回路として Bm に周波 数特性を与える場合に、 影像アドミタンスのサセプタンス分が 図11 にかいて説明したように、 周波数の増加とともに正値入ろ 頁値 となるので, (b) 項のように Bmをこれと合わせることは困難である。したがつて実現し易いのは (C) 項のように 共軛のサセプタンスを与えることである。 しかし 図 15 曲線 (I」 と図 3 との 比較だけでは大差がなり。 むしる B波数 構場の 臭からは 図 3 のうが 必まし 1 の

4.5 3空 胴接統

η=3 ヒすれば本節の結果は§3の場合の特例ヒなり、§3, 3.4 にかけて説明したものヒす7"て一致してける。

84. むすび

空胴デ双局形の構成をした 勇性共抗増幅回路にフリて若干の解析ある び数値計算をした。数値計算は僅かの具体例にフリス試計下にけてあるが、空胴デ政器とは少し異なって、 双峯性、 三峯性の増觸特性をする場合、 あるいは発振を起す場合もあって、 空胴デ政衙のように、 中心同攻数近くで平坦は増幅特性を持つためには、 電力利得あるび回路定数周に限るれた範囲のあることが明らかにされた。 多段の空胴の場合には、 もし 各空胴の特性を 安えてあけばかなりがましい特性が得られるものと 期得される。

御援助を載りた古河電気工業に感謝する。協力された研究室のオ々に感謝する。

文献

- 1) P.M. Chirlian "A Technique for Cascading Tunneldiode Amplifiers", Proc. IRE, 48, 1156, 1960.06
- 2) 牧本利夫 "整合されたエサキタ"イオード増幅回路の特性" 輻射科学研究会オ2,3,4部会,昭36.2

輻射科学研究会次 2.3.4部会資料

メバンド後進波管の試作 一特にFrequency Pushingについて一

> 1961年4月22日 阪大産研

大阪大学産業科学研究所 松尾 幸人 張 吉夫

Xバンド後進波管の試作 - 特に Frequency Pushing について

1. はしがき

約1年前、この輻所でこり波のBWOに用いる目的で交叉指裝荷導波管違波回路を提案し、その位相常数、結合インピータンス等について檢討した。その後、この同路のhotの状態での各種の基礎的なデータを得るために比較的測定の容易なXベンドで実際にBWOを租立て種々が測定を行ってきたがその結果については概要を招介するにとどめ、特に frequecy pushing の現象についての新しい説明の方法でその測定結果での対照結果に重点をあいて報告する。

2. 試作管の設計ならない構造 設計目標

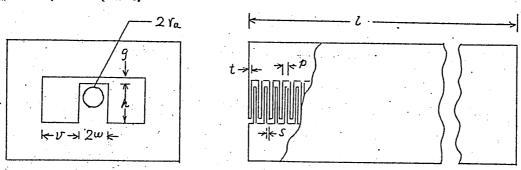
発振周波数 F 8~12 Gc/s
 同期回路電丘 V。 3600 V 以 F
 発振出力 Pout 200 mW 以上
 発振開始電流 Is 10 mA 以 F

構造的には、全体として全属管構造を採用し、遅波同路で生じた熟を有効に管外部へ伝達する構造とし、又、ピーム集束に電磁石を用いる関係上、その極間距離も考えて、全長17cm以下、入力ステム、出力導波管は管軸で直角方向に取出すことにした。

上の目標に対 L.決定した遅渡回路かよが電子銃の主要寸法を、それぞれ、キー回、 ヤ2回に示す。 その結果、 回路の主要な諸常数は ヤー 表の様に 計算 \pm 収 5 、 又、 \Box ム 電流 5 、 10 、 15 、 20 、 25 mA に対し、 7 、7 、7 、7 、 8 、 10 、

選波同路本の標準導波管への変換部には、tapered ridge で back Cavity との組み合せを用いて本帯域化をはずり、 出力窓には共振型のコパールがラス封じのものを用いた。 ともに目標周波数範囲でVSWR、3以下に入っている。

以上の設計方針の結果、全体の構造はおる図に示す様なものとなった。 構造材料は、ガラスとの接続部にはコバールを用いた以外、 殆ですべて 無酸素鋼である。 遅波同路の製作には、 まが交叉指の部分をフライス加 エで作り、 これを組合せた後、 放配加工でピーム孔をあけた。 ピッチ P の件上り構度は ± 50 世程度で、 余り良くなく、 今後改善の余地がある。 コレクター端には長生、25mm のテーパーを付けたカーボンブロックが終 端としてつめてある。



g=0.8 , h=5.4, v=5.0, w=1.8 $r_a=1.0$, S=0.4, t=0.3 , p=5+t=0.7 $\ell=1.41$ $\frac{3}{7} \times p=99$ 单位:mm(設計值)

オ1四 遅波回路の主要寸法

カー表 選波回路の主要な常数

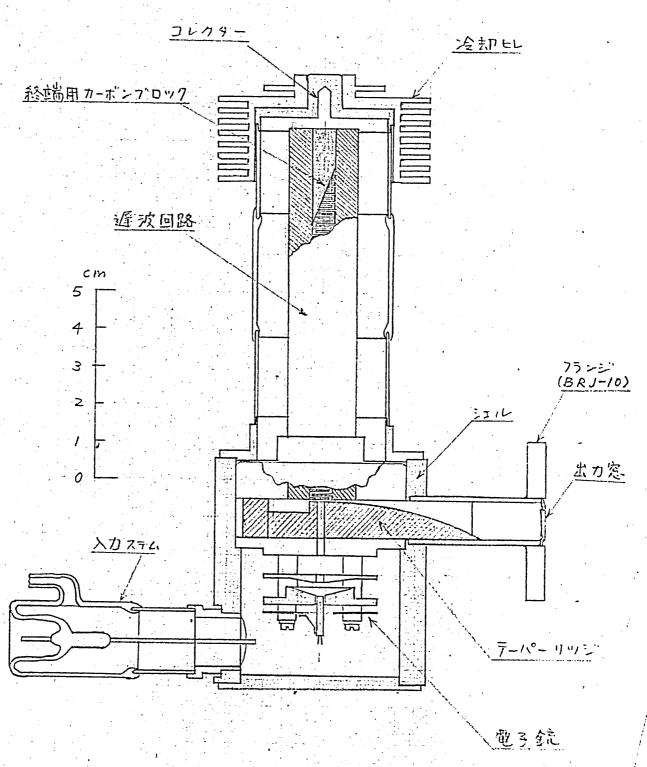
F	θ _o (rad)	V°5 (v°)	yora	K ₀ (Ω)			
(Gc/s)				rb/ra=1	0.9	0.8	0.7
8 10	-2.12 -1.87	7 <i>92</i> 1 <i>58</i> 0	3.03 2.67	2.80 4.20	1.90 3.08	1.3 5 2.3 5	0.983
12	-1.62	3080	2.32	6.63	5.22	4.25	3.46

$$\Theta_{o} = x - \pi,$$

$$\Omega c \quad x = k (p + h),$$

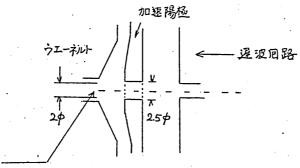
$$k = \omega \sqrt{\mu_{o} \epsilon_{o}}$$

$$V_{oc} = 505 \left(\frac{x_{o}}{\Theta_{o}} \frac{p}{p + h}\right)^{2} \qquad --- (2)$$



才 図 試作×バンド BWO 構造図

$$\begin{split} \mathcal{T}_o \Upsilon_a & \simeq \beta_o \Upsilon_a = |\theta_o| \frac{\Upsilon_a}{P} \quad (\beta_o: Z \text{ 万向 位相常数}) - - - (3) \\ \bar{K}_o & = \sqrt{\frac{\mu_o}{E_o}} \frac{S}{2\omega} \left(\frac{M_o}{\theta_o} \right) \cdot R \\ \text{但 L} & M_o & = \frac{\sin \frac{\theta_o}{2} \frac{S}{P}}{\frac{\theta_o}{2} \cdot \frac{S}{P}} \quad , \\ R_o & = \frac{I_o^2 \left(\chi_o \Upsilon_a \right) - I_1^2 \left(\chi_o \Upsilon_a \right)}{I_o^2 \left(\chi_o \Upsilon_a \right)} \end{split}$$



パーピアンス:0.57×10⁻⁶A/V^{3/2} (設計値)

中2回 电子锐の主要寸法

カ2表 Yu/a = 0.9 とした場合の極々 のよに対する gain parameter Cの値

F	С								
(GC/S)	$I_{o} = 5 mA$	10 mA	15 mA	20 mA	25mA				
. 8	00144	00182	0.0208	0.0229	0.0247				
10	0.0134	0.0170	0.0194	0.0214	0.0 230				
12	0.0129	00162	0.0185	0.0204	0.0220				

3 寒驗

别定條件

カソード温度 815°C

ウエーネルト南丘 0ワ (カゾードに対し)

コレケター電圧・ OV(同路に対し)

集束磁束 1340 Gauss

冷却 コレクター & びシエル部分を約 1 2/minで強制空冷

今回の試作管では、電子銃部と、回路部との遊出しが不免全であった。 コレクターへのピーム透過率は約50%であった。

(i) 発振出力 Pout

カソード電流 $I_K=20\,\text{mA}$, $50\,\text{mA}$ の場合の測定結果をお4図に示す。因中、点線は $P_{out}=6\,\text{C}$ I_V_{out} , $k=1.5\,$ の計算値である。 $I_o=$ $0.5\,I_K$ と見れば、測定値の傾向は大体一致する。

(ii) 発振周波数 F

同調曲線 F 対 ∇_{0} も $I_{K}=20\,mA$, $50\,mA$ の場合についてプロットした結果を大 5 図に示す。 $I_{K}=50\,mA$ の場合、バンド内の相当広い範囲にかたって、出力 I V 以上あり、最大 3 V に達している。

四中、 無線は (2)式の計算値、 即ち下対 Voc IK の増大につれて、 測定点が下の低い側へずれているのが frequency pushing の現象であるが、詳しくは、 4、 5、 で説明する。 (四中、 鎖線についても後に述べる)

(iii) 発振開始電流 Is

発振開始時のカリード電流 IKS の測定値をや6日に示す。 図中. 点線については、 IS の計算値で、くわしくは4 で説明する

以上、Pout、F, Is 共に前述の設計目標も充分漏足して居り、 旅出し を調整すれば更に特性を改善出来るものに考へている。

4. BWO o Frequency Pushing 12 747

BWOのピーム電 流 Ioの増大による、frequency pushing (以下略i Z, F,P.) については、これまでにも多くの報告があるが、5)~8) われわれの実験にあいても相当大きなF.P.を経験した。

F、P、Rフロての解析的な説明は、あまりなされていない称であるが、BWOのF、P、がかなり大きいので、その推定の方法があれば、BWDの設計上大変便利である。北大の視庭氏は、丘の変化の小さい範囲での近似式を提案し、Sullivana実験結果がと既合して、かなりよい一致を見出しているが、われわれけ正の変化が、かなり大きい場合にも適用できる方法を考えた。この方法も、あくまで、SMall Signal の仮定にもとづいているので、どの程度この方法が有効かは実験結果との距合にまたなりればならない。

BW D の発振は、回路上を伝わる3つの成分電圧波の距離的な ビートの結果、全回路電圧 V(又)にO 臭が 表小る現象とこで説明される。 すなわち、C≪ | とにた場合、V(区) は、(以下、文献 €)による。)

$$\nabla_{c}(z) = \nabla_{c}(o) \exp(-j2\pi N) \sum_{i=1}^{3} \frac{(\delta_{i} + 4QC) \exp(2\pi CN\delta_{i})}{(\delta_{i} - \delta_{i+1})(\delta_{i} - \delta_{i+2})}$$
to i.

で表されるが、発振向始條件は、回路長 マニしゃとこと

$$\overline{V}_{c}(\mathcal{L}_{c}) = \mathfrak{d}$$
 (6)

で与えられる。 たっし、 台1,2,3 は b,d, QC も与えた場合、(記号の意味については、記号表参照)

$$-\delta_{i} = \frac{1}{-b-jd+j\delta_{i}} + 4QC, i=1,2,3$$
 [7]

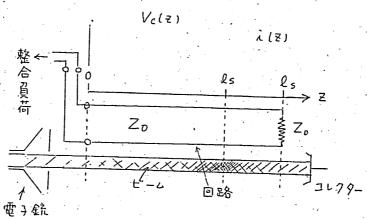
の根でもなければならない。すなわち、(5),(6),17) 式を同断に満足する(CN), b,d,(QC) の1組がBWDの発振用始條件を与えるものであり、その数値解は、Johnson , Weglein ⁹⁾ 等によって与えられている。

Johnson は、この発振向性條件を[(CN), b, cl,(QC)]start の形

ですく、(発振開始條件 **1 組を []slart の形で表づ) [(CN), 中, L, (G/N)]start の形で与えているが、それは, [(CN), b, d, QC)]start から、次の変形によって得られる。

[(CN), Φ, L, [Q/N]]start の組み合せをオフ(A)图、オフ(b) 図 κ、 [(CN), L, (VN)]start, [中, L, (O/N)]start の形で示す。 Johnsonは これらのグラフルフルで、Ioを増大させた場合、その平面上の軌跡 は垂直線上を移動し、曲線を横切るところで発振がはいまり、曲線 より上の領域で発振が掃続されると説明している。こかし、この曲 線以外の卓では、[(CN), 中, L [G/N]]start [以下, 略して,[start]. と記す)の條件は満足されないのであるから、発振條件もまた、満 足されなくなり、発振り停止するはずである。そとで、発振閉始電 流Is以 上のビーム電流Loを流した場合、すなわち亟常のBWOの 動作狀態では、V(と)のO失がマニ lo から、gun側に移動して、 ヱ=lsくlo に来るものと仮定する。そうすれば、Loの変化にっ れて、その平面上の軌跡は、[start]の曲線上を移動することが可 能となり、発振南始條件はIoのいかんにかかわらず常に満足される ことになる。すなわち、[start] は発振用始條件というよりは、 発振持続條件であり、 To 一定のすとで、 To を変化させた場合には、 発祇 周 波数 F , Vc (マ)の O 臭 ls が 変動する と と は よ り。 [start] が 祖祠され、その移果が、FPYiて観測されると芳之る。枡に、 ls=loとなるときのLoかIs であり、そのときのF水発掘用始断 の周波数 Fsを与える。

Vc(2)のD矣 が変動することについて、少し検討してみる。今、 特性インピーダンス Zo, 長さ Qo の退波回路がコレクター端で、Zo で終端されているものとすれば、回路上の任意の失からコレクター 側を見た状態は、ユレクター端にあける状態と同じであるから、回路だけの條件からええば、levu ラ全長に特別の意味はない。(オ8回参照)えこで任意のマーlsで Vc(ls) = D が成立したとしてこの東でビーム中に発生した電流の高周波成分をし(ls) とすれば、このに(ls) が と>ls の範囲で Vc(z)を誘起するが、このVc(z)はとことをで、一旦 Dとなるから、発振開始條件に影響することはよい。要するに、発振持続の條件は管長が ls(<lo)となった管についての発振開始條件に等しいと考えるわけである。



(オ8図) Io> Isにありる、BWO動作狀態の想象図

[(CN), 中, L, [Q/N]] start の発振條件を、 F. P. に対して実用的 12 便利な[F, ls, L, Io] osc の形に直して ふく。 それには、次の関係を用いる。

$$(CN) = C \cdot \frac{\beta e \, \ell s}{2\pi} , T = s'' \dot{\iota}, C = \left(\frac{I_o \, \overline{K}_b}{4V_o}\right)^{1/3} \tag{11}$$

$$\Phi = (\beta_c - \beta_e) \ell_s , \qquad \tau_z \rightarrow i - Az iz , \qquad \beta = \frac{\omega}{\sqrt{2\eta \nabla}}$$
 (12)

$$\left(\frac{\mathcal{O}_{N}}{N}\right) = \frac{\left(\frac{\mathcal{O}C}{CN}\right)}{\left(\frac{C}{CN}\right)} \cong \frac{1}{4} \left(\frac{R_{P} w_{P}}{w}\right)^{2} \frac{1}{C^{2}} \frac{1}{\left(\frac{C}{CN}\right)}$$
(13)

実用的な単位で表せば、上の諸式は、

$$(CN) = 1.06 \frac{\overline{K_0}^{1/3} \cdot F \cdot l_s \cdot \overline{l_0}^{1/3}}{V_0^{5/6}}$$
(14)

$$\phi = 105 \cdot F \cdot \ell_s \left(\frac{1}{\sqrt{V_o}} - \frac{1}{\sqrt{V_o}} \right)$$
 (15)

$$(\Theta_{N}) = 0.500 \frac{\overline{V}_{0} \cdot R_{P}^{2}}{\overline{K}_{0} \cdot F^{3} \cdot \ell_{s} \cdot S}$$
(16)

E/'i. 認量の単位は F ··· Gc/s , Ko···· Ω , ls····cm
Io ····mA , Voc, V ----- VOLTS , S ····· Cm²,
等である。

(CN), 中には、それがれ オワ 図, オワ(b) 図の値を用いる。 i たがって、 しはてれらに、陰に含まれるニと、なる。 又、 Ko, Voc, Rp はそれごれ下の関係であることに注意、なければならない。 発派條件、[F, ls, L, Io]osc (Vo=const)を ボめるには、(14),(151,(16)を連立方程式として解けばよい。

今回の試作管にフいて、[F, ls,L, Io]osc を較値計算にてみる。 まつ"、 Ko(F), Voc(F)には、それで山(2),(4) 2 を用いる。 Rp(F) とこでは、金屬円筒中のソリッドビームについてのもの 10)を用い、連立方程式を解くるに、図的な方法を用いた。

い上の計算では、 Asの変動による、 」で変化を無視したが、オロ 四のら、しの影響はあまり、大きくないことが推測される。

5. Frequency Pushingの測定

今回の試作管12ついて、そのFP、を測定し、4部の解析の彩当性 を検討した。

測定には、BWOと測定回路との向に、最低20dB稅度はパップアーを挿入し、pullingの影響が入りこまないよう注意になから、加速陽極電圧及を変化して、カリード電流工で加減し、FPを透過形の空間で測定した。この場合、コレクチー電圧は 回路 に入+150Vとした。それ以外の測定條件は、3節のものと同じである。

計算結果と比較するのに問題となるのは、今回の試作管で正確な L が測定出来なかったことであるが、 L_0 はコレクター電流 L_0 にはば E にか E にないまのとして、測定にはE を用いた。 E の回中にE に E 回中にE の回中にE の別定結果をE のののでは、E の別定結果を、計算値とよく一致している。 その他のではついての測定結果を、計算値と失にかE にかけについて、計算値との此較を示している。 E に E の E に E の E に E の E に E の E に E の E に E の E に E に E の E に E に E の E に E に E の E に E に E の E に E の E に E に E の E の E の E に E の E の E の E の

オ S. 回中に I_0 = I_0 mA, I_0 mA の 場合同調 曲線の計算値を鎖線で示す。 $I_K = SOmA$, I_0 mA の 場合の測定値と大体一致している I_0 が I_0 が I_0 が I_0 が I_0 の I_0 の I_0 の I_0 の I_0 が I_0 の I_0 で I_0 で I_0 を I_0 を I_0 で I_0 で I_0 で I_0 を I_0 で I_0 を I_0 で I_0 で I_0 で I_0 を I_0 で I_0 で I_0 で I_0 を I_0 を I_0 で I_0 で I_0 で I_0 を I_0 を I_0 で I_0 で I_0 で I_0 を I_0 で I_0 で

図の測定値は発振開始時のカリード配流についてのものでおり、透過率が約50名程度であることを考慮すると、計算値の方が大きく出て3小が傾向としては一致している。

6. あとがき

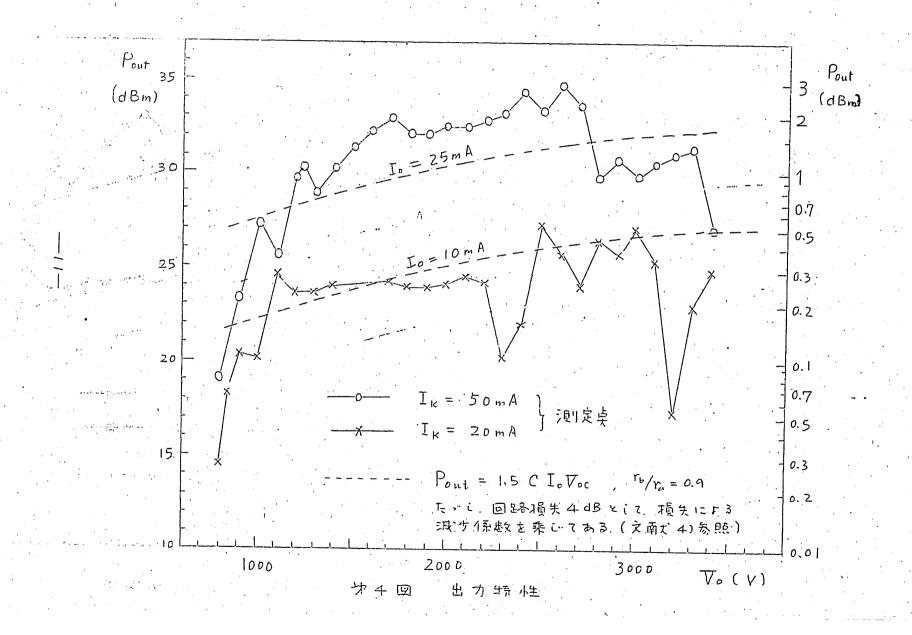
文又指裝置導波管遅波同路を用いたBWOVEXパンドで組立て、みた が満足すべき結果水得られんが狀態での各種のデーターを得ることが出 来た。

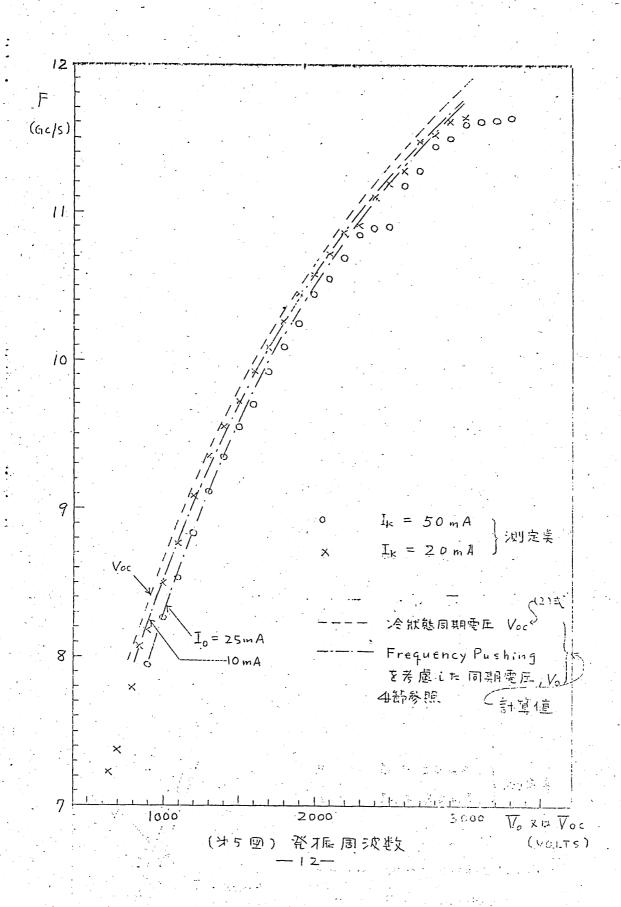
発版開始條件を、Io>Isの範囲に返拡張する事に依って、 F.P.もらに制限を付けないで定量的に算出する方法を提架し測定結果と対照してIo,Rのかなり広い範囲で良く一致することを確めた。

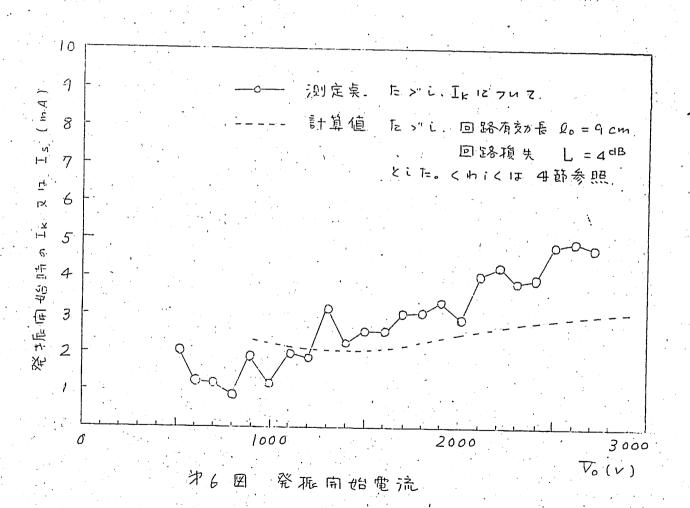
絶えず衝鞭達を賜った圍田教授、試作に協力下こった日本無線、秋因氏 測定にあせ話になった神戸工業、三杉佐の木雨氏、及、当研究室小林氏に深謝

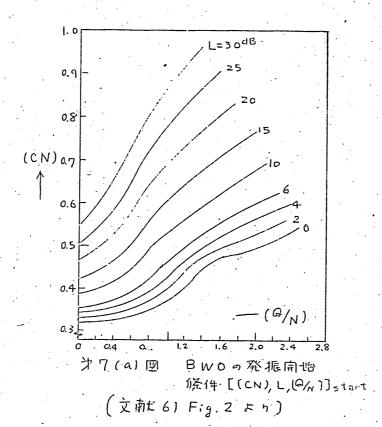
文献

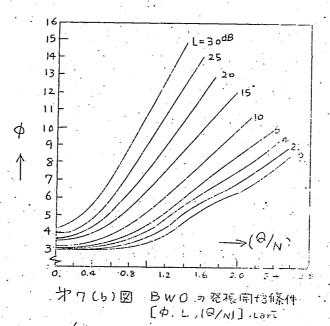
- 1): 松尾: 张、小林. 畅研资料 1960年3月.
- 2) 瑟、秋园、松尾、 マイクロ迎展空管研究専問委員会資料 1961年2月
- 3) 松尾、秋园、張、 36年連合大会、1238、1961年4月、
- 4) Grow. Watkins. Proc. IRE, 43, 848/856, 1955/9 7A.
- 5) J. W. Sullivan, Proc. IRE, 42, 1651/, 1954年/1月
- 6). HR. Johnson. Proc. IRE, 43, 684/697, 1955年 6月
- 7). P. Palluel, A.K. Goldberger, Proc IRE, 44, 333/345, 1956 年 3 月.
- 8). 神原滿男. マイクロ 淡真空管専問委員会資料 1959年5月,
- 9). R.D. Weglein, IRE Trans. on ED, ED-4, 197/179
 1957年 4月.
- 10). G.R. Branch, T.G. Mihran, IRE Trans. on ED, ED-2, 3/11



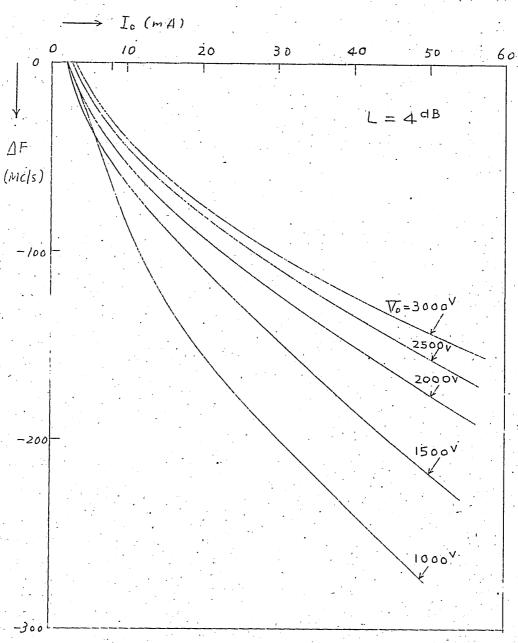




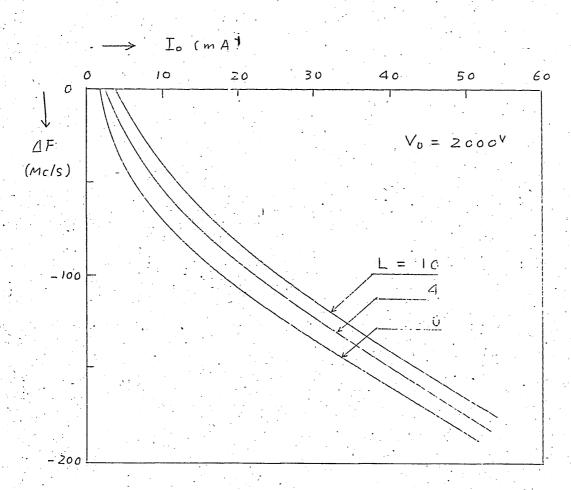




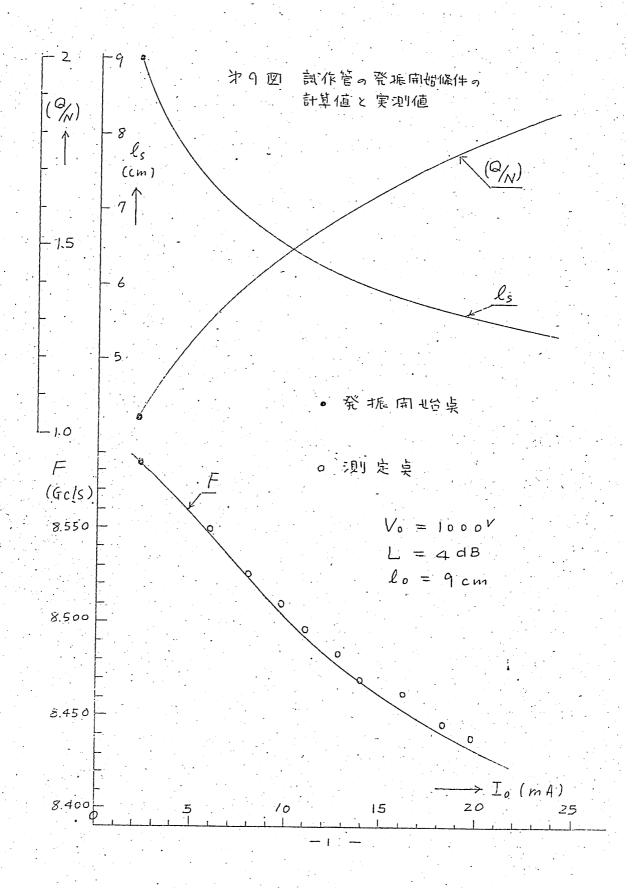
(文南だ 6), Fig. 3 よ 1)

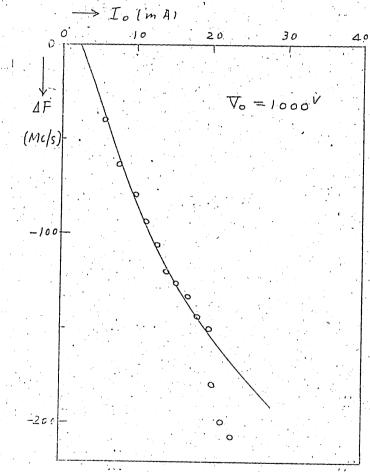


オ10回·Frequency pushing は対する。 回路同期電圧での景が響

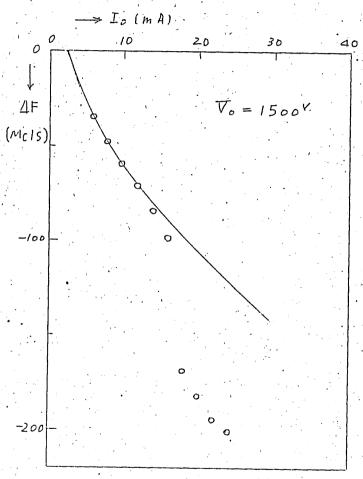


オ11回 Frequency Pushing 12対する 回路損失しの影響





プ12回(a) Frequency pushingの 計算値と、測定値との比較、Vo=1000V



オ12回 (b) Frequency pushingの計算 値に引定値との比較、 Vo = 15:00

本文中に説明していない記号について

Z 医淡回路 ~ 伝播才向 ~ 座標

い 角周波数

B。 退次回路のZ方向《基本次》位相常数

 βe 電子の位相常数 $\beta e \equiv \omega/\sqrt{2 \gamma V_o}$

か 電子の比電荷

Si Pierceの定義による incremental propagation constants

QC Pierceの定義ではる、空間電荷パラメータ

C Pierceの定義なよる、利得パラメータ

b Pierceの定義による、速度パラメータ

cl Pierceの定義による、複失パラメータ

N 兵士 \overline{L} の回路 \overline{L} のる電子 変数 $N = \frac{\beta e \overline{L}}{2\pi}$

Pierce による 路定義 は肉しては、

J. R. Pierce "Traveling-Wave Tubes",

(D. Van Nostland Co., Inc., 1950) 参照 a = x.

50Gc売太出が平板ビーム多同僚、 クライストロン(Laddertron) の組立管の試作

輻射科学研究会为2,3,4部会

昭和36年4月22日

神产大学工学部藤沢和男金別野中忠秀

50Gc帯大出力平板ピーム表間除クライストロン (Laddertron)の組立管の試作

藤沢和男· 金児壮至 野中忠
(神戸大学工学部)

1、緒 言

平板ピームラ間限クライストロンのミリ波帯における試作研究ドマ、ては、昨年34日の間で源認出カノのワット近くの組立権の試作ド原功しい。不最近沖骨気工業科式会社においてその製品化が試みられ連続出からすりの対じ切り試作個の試作に成功し、"Laddertyon"と命名コルドンとは既に報告して通りである。

本で今回我々は50Gc、帯 Kをいて運輸出力リフット 以上の組立管の試作に成功したので、天 K ついて・ 報告する。この管の動作原理、標準等 K ついてはこと 度々発展済みであるので、ここでは新しい試作管の 時性 K ついてのみ 報告する。

2.50Ge带Laddertronの組直許作結果

才/图 K 実職装置の大要を示す。実験は組立式の, 高真 座 容器中で行い、出力はマイカ窓を過して外部 K 取り出し、そのなかを方向性結合器と P R D - 632 のポロメーターで測定しな。このボロメ - ターの能率、 は考えず その指示値をそのする出力として記録しているので、実際の出力の値はここ K 末 すデータ より 小さくなることはない。座胴は/2間際でその構造 するので、実際の出力の値はここ K 末 すデータ より 小さくなることはない。座胴は/2間際でその構造 するの路路率は約/6%位 K 週ぎなかった。符しこ

の数値は空胴に行くすでの等液管の途中の反射や損 失る老魔していない計算なので、あそり信用出来る 値ではない。 電子銃部は今までに発表したものと 同称な符浸型の 集束電子銃でローム集界には1の倍以上である。ド リフト管は3mm×0、27mmの矩形断面で,透過電 流多かmAさで安定水流すことが出来た。この時の電 流然度は10.5分分,その透過率は80%以上であ っな。又」の時の陰極負荷は約1份であった。陰極 の放射胃流密度が相当大きいので組立管の実験の時 はどるかく、対い切り階とするときは酸化物陰極では 無理で、特殊な陰極を用いる心質があるようである · 雅振特性 至 中 3 图 K 本 有 が , 最 大 太 立 / , 2 ワ y 下如顧録可以て居り, 衛流を一定として骨圧のみを 変えな時の発振聴用に約くのMeであるり広くない。 常振 太 女 は 透過 ピーム の 状態 k 相, 当関係 する よう で 施極の位置を調整しビーム透過率を下げた方が出力。 がかえって増加することをしばしば経験でれること である。中る国水は書いてないめ、孤極の調整中人 発振公力2ワット以上が得られてこともあったので 。電子館の改良K成りこのさまの動作冒圧Bci電流 でも未が出力を相当に上丁得るものと思かれる。 透過ピームが飛振出力に影響を及す原因として次の 三ツの事項が考えられる。

- (a) ピーム形成が岩全以理想的水行われていないのでピームの Acalloping が調整面音自己 いると、之以依って希間膜のピームに対する相互作用が一杯でなくなり、各間隙の合成効果が複雑 K変化することが考えられる。
 - (b) ピームのドリフト電内の位置によって間積原数が変化すること、透過率が減少しても気力が増大することがあるのは之に依るものと思われる。

(C) ビームの透過率の変化に依って空間の温度上昇 か異りを胴の損失が変化すること。透過雷流が十 办でない時Kは電圧印力直後K発振1下まかか。 最分後人は出力が減少して遂人発振が停止する という現象も度の経験されることである。 尚中3团以示不如く発振開始電流は約45m位と思 かれる。併じ前述の如く定胸に入るピーム電流の大 まけ、依依、て空間の温度上昇、従って空間の浸失が 東るから この発振開始 電流の値をそのする便のて座 胸の損失を求め、正規動作時の調量を推造すること K はあまり期待が持てない。 尚 50 Gc帯のミリ液ドよる人体中の発熱作用下 タ4 品帯の時より夏火飯畝に風じのいるようで 出力が100ミリワット位でも導波管開口記で指生 K発熱が認められ、出力が1ワットも名ている時は 相当熟く取じられる。

3、結言

以上るの配帯 Laddertronの銀立管の試作縮果につき報告したが、道院太カノワット以上が得られたことは一応の成功であった。本文は述べ下如く電子統部の改良と定願の回路能率を改善することによりこのますの動作電圧でも名力を今回のものの数倍に上げることで十分可能でと思いれる。

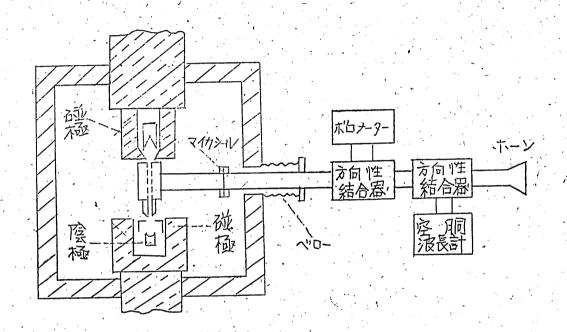
前二のような短い液長で運能出力 / ワット以上が記録すれた例は世界的にも数が少なく、原産等の知析では今まで、

- (a) フランスのクタ Gで 0 型 カルシノトロン 名カ 4ワット (入刀 400ワット)*
- (b) イギリス Elliot社の50 gc帯 値 建 型クライストロン *カ 5 ワット (入力 530W, ピーム関正3500V. で流150 MX上)

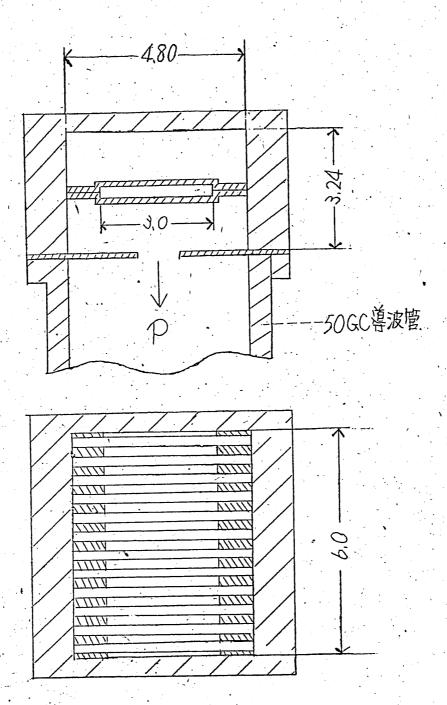
かあるのみである。秋々の試作僧の虫力月之に次ぐ スロかる5年110月マイクロ波真を電専門委員会に おける東大岡村教授の報告、

おめり、入かが約210ワットピーム暦圧210 V, ゴーム関流/ooiA下動作し、対で切り管とす 此口教長も成概的に変えられるので、イデリスの1 ライストロンド比べてはるナメ便い易いもいう程具 がある。 今後は電子宛の改良以下るその特性改善と、封心切 りなの実現に努力する積りである。 前本所完遂行上当少日4年度文部治療関研究費內 補助を受力なことを記し益の難意を表するおかであ る。又沖骨気工業族式会社長心三菱電源游式会社よ りも種々動機筋をいなびいなことを感謝する次々で おる。

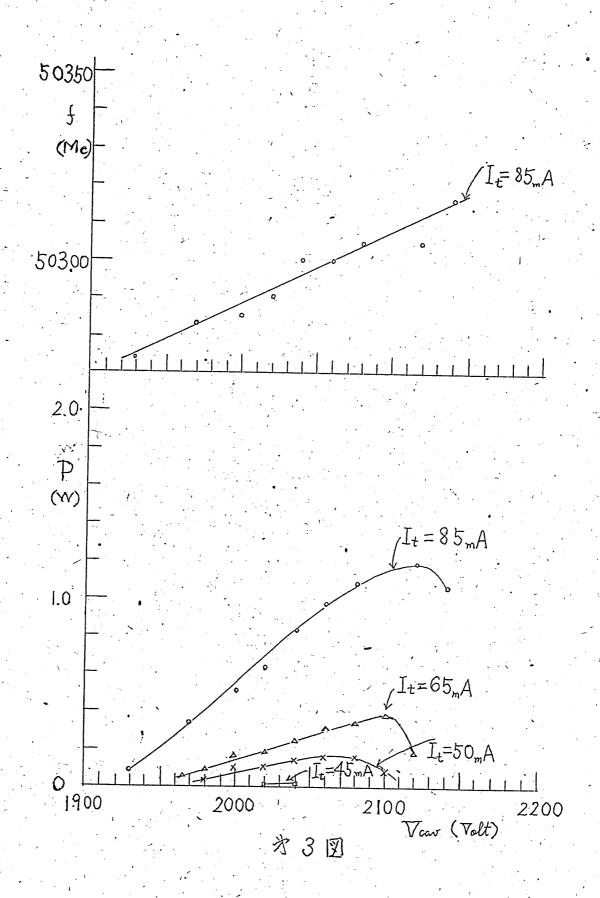
- ひ 蘇沢、金児、野中・マチの帯大黒力平板で-ム 一定胴多間限クライストロンの試作"マイクロ波真空電研究専門委員会(電和マケーケ)
- 四 藤沢 金児、野中、J4Ge篇大为下版中一山 一 室胴弓間隙クライストロンス試作が と会意大 (解和35-7)
- (3) 處状 仓児 野中 青井 中島 新光 波平坂中一ムラ間除クライストロンの試作(Sat ddertron) 尼気田学会題大(昭和的一4)



才 / 図



冲 2 图:



ドップラーレーダにおけるBox-Car 復調器の一考察

松 田 季 彦 (神戸工業株式会社)

1961年4月22日 (於 阪大産研)

ドップラーレーダにおけるBox-Car復調器の一考察

松 田 季 彦 (神戸I業株式会社)

要然

パルスドップラーレーダに使用される Box - Car 復調器の動作をとくに蓄積素子 南内の時定数の影響に着目して解析し、復調器としての伝達肉数(周波数特性)、液形変換特性が一般にいわれている零次ホールドのそれから相当変化してくることをまず述べる。

次に、この結果を利用して信号パルスの位置的揺らぎのある場合の、いわゆる抵らぎ雑音を定量的に求め、これに対処するための設計の基礎を導出した。

さらに、時定数の存在により周期的入力信号に対する出力の蓄積作用を逆に利用すると、検波後積分効果(Past Detector Integration Effect)があらわれてきて、一般に使われている Comb Filter, Storage Tube 等による、SM改善特性と同一の結果が得られることを示す。

いずれも実験によりその裏付けを行かい、解析の結果とよく合致することを確認した。

これらの結果により、ドップラーレーダに使用する場合の具体設計の基準と、 高性能化のため一方法を得た。

1 序言

パルスドップラーレーダにおいて、そのドップラービート検出のためには、 Coho、Non – Coho 方式を向わず Box – Can 復調器を使用することが多い。1)*

Box-Car 復調器とは、付録-/に示すように、蓄積素子とその崩肉素子より構成された一種のピーク検波器で単純な回路素成のわりには高能率のために、標本化保持回路、零次ホールド回路等と呼ばれて、レーダ以外、パルス通信系、サンプル値制御系にさかんに実用されている。

動作についても、Lawsan, $Uhlenbech^2$. $Kleene^3$, 宇野氏 4)等により既に解析されているが、いずれも理想的動作、もしくは保持特性に重矣をおいたものである。

- 1) パルス幅の短少化に伴い蓄積素子 南南のためのゲートパルスも当然短少化して、南南国路時定数の影響は無視できない。
- 2) マグネトロン、トリガーパルス向の〝ジッタ〞は必らずといっていい程 存在する。

等のため、具体設計に際して従来の理論のみでは不十分で、とくにこれらを明確 にした解析が必要になってきた。

本稿は先ず解析の重矣を上記 /) 項の時定数の影響を考慮した回路の動作において、伝達肉数 (問衷数時性)、信号とゲートパルスの相互位置による変換時性 を求める。ついでこの結果を用いて、揺らぎの影響を定量化し、こらに時定数の影響を逆に利用すれば、加算結果により S/N 改善の可能性を述べ、具体設計の基礎を明らかにしようとするものである。

2. 伝達関数 (周波数時性)

この復調器に対して、まずその伝達肉数を求めることは、たんにその動作特性を明確にするばかりでなく.

- 1) 付録 / で述べたように復調時の混変調による $nf_r \pm f_d$ (ただし f_r ; 繰返し 月波数、 f_d ; ドップラ周波数 $\eta \ge 1$ 整数)の影響除去のための低域を 液器の設計上。
 - 2) 般に多種周波数の複合と考えられるドップラー信号に対して /) のデ

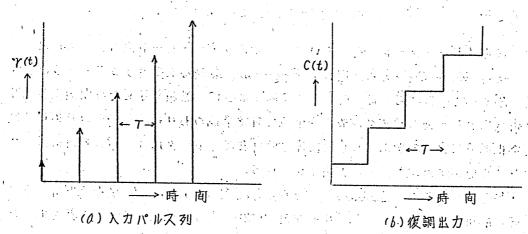


図2.1 理想的 Box-Can 復調器の入出力液形

波器を含めた無歪液形伝送の必要上。

等のため、必要と思われる。動作が完全理想的な場合、保持に減衰のある場合、 さらにゲート肉時の時定数を考慮した場合について述べる。

2./ 理想的動作の場合⁵⁾(平担保持)

まず、理想的な Box-Can 復調器の動作として図2./(a) の入力パルス列に対して同図 (b) のような復調出力があらわれる場合について検討する。

$$C_{I}(S) = \sum_{n=0}^{\infty} \gamma(nT) e^{-nT_{S}} \frac{1 - e^{-sT}}{S} - - - - (2.1)$$

ただし、T;繰返周期(= Vsr)

n;正整数

・入力信号を 尺(区) としてまとめると

$$C_{I}(S) = R(Z) \frac{I - e^{-ST}}{S} - - - - (2.2)$$

$$G_o(S) = \frac{C_i(S)}{R(z)} = \frac{1 - e^{-\tau S}}{S} = ---- (2.4)$$

となる.

(2.4)式の $S \longrightarrow j \omega$ とおいて周戒数時性を求めるY.

$$G_{0}(jw) = \frac{1}{jw} \left(1 - e^{-jwT} \right) - - - - (2.5)$$

$$|G_{0}(jw)| = T \frac{\sin \sqrt{2} wT}{\sqrt{2} wT}$$

$$L G_{0}(jw) = -\frac{1}{2} wT$$

$$- - - - (2.5b)$$

となる.

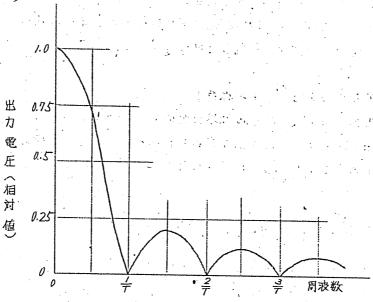


図2.2 $|Go(j\omega)|/T$ の周波数時性(平担保持の場合)

2.2 保持時性に減衰のある場合

付録四A-/の等価回路で示すように、ケート 南時の時定数は有限であるから一般には周期であるからしたには問期であるがらい。 減衰がある。

この場合の出力は図2.3 に示すような指数向数的減衰曲線の連続したものとなる。いまこの保持のときの時定数を1/6とし、2.1と

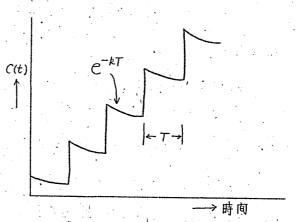


図2.3 保持に減衰のある場合の出力液形

同様にプラス変換により、伝達肉数 G,(S) 支求めると、

$$G_{I}(S) = \frac{I - e^{-T(S+k)}}{S+k} ---- (2.6)$$

5→ ἐω とおいて周波数特性を求めると

$$G_{1}(j\omega) = \frac{1 - e^{-(k+j\omega)T}}{k + j\omega} - - - - - (2.7)$$

$$|G_{1}(j\omega)| = T \left\{ \frac{(1 - 2e^{-kT} \cos \omega T + e^{-2kT})}{k^{2}T^{2} + \omega^{2}T^{2}} \right\}^{1/2} - - - (2.7a)$$

$$LG_{1}(j\omega) = \tan^{-1} \left\{ \frac{\omega(1 - e^{-kT} \cos \omega T) - 2e^{-kT} \sin \omega T}{2(1 - e^{-kT} \cos \omega T) + e^{-kT} \omega \sin \omega T} \right\} - - (2.7b)$$

となる.

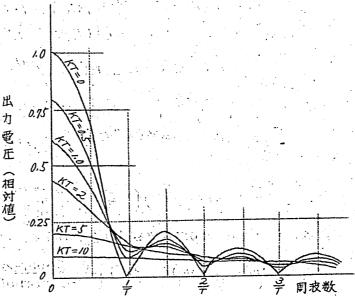


図2.4 |G₁(jw)|/Tの周波数時性 (保持に減衰がある場合、)

- /) もはや / 回だけの入力パルスにより その尖頭値まで完全充電されるのではなくて、前のパルスの保持値の未放電残留が新しいものに重量する。
- *2) 新しいパルスによる火頭値までの完全充電が不能である。 を考慮して考察を行わなくてはならない。

いま、仮定として

- (a) 信号、ゲートパルスは同一パルス中で、その位置は完全に一致。
- (b) 肉回路の時定数 CY = V2
- (C) 残留効果 (上記 1) 項) は 77 番前にまでおよぶ、

Yし、図のように時间原臭をえらぶと、

t=0 における出力 C(t)は

$$C(t) = \gamma(0) (1 - e^{-d\tau_0}) + \gamma(-\tau)(1 - e^{-d\tau_0}) e^{-d\tau_0}$$

$$+ --- + \gamma(-n\tau) (1 - e^{-d\tau_0}) e^{-nd\tau_0}$$

$$= (1 - e^{-d\tau_0}) \sum_{0}^{n} \gamma(-n\tau) e^{-nd} --- (2.9)$$

2. / と同様にラブラス 変換により. 伝達肉数 G2(S) を求めると

$$G_{2}(S) = (/-e^{-d\tau_{0}}) \left(\frac{/-e^{-ST}}{S}\right) (/+e^{-(d\tau_{0}+ST)} + ----+e^{-(\pi/I)(d\tau_{0}+ST)})$$

$$= (/-e^{-d\tau_{0}}) \left(\frac{/-e^{-ST}}{S}\right) \left(\frac{e^{-\pi(d\tau_{0}+ST)}}{(/-e^{-(d\tau_{0}+ST)})}\right) ----(2.9)$$

となる. S→jω として周波数特性を求めると.

$$G(j\omega) = G_0(j\omega)(1 - e^{jT_0}) \left\{ \frac{e^{nL_1 T_0} (\cos \omega T - j \sin \omega T)}{(1 - e^{jT_0} \cos \omega T) + j e^{jT_0} \sin \omega T} \right\}$$

$$|G(i\omega)| = T\left(\frac{\sin\frac{\omega\tau}{2}}{\frac{\omega r}{2}}\right)(1-e^{-i\tau})e^{-it\tau}(1-2e^{-i\tau}\cos \omega\tau + e^{-2d\tau})$$

$$LG(j\omega) = tan' \frac{\sin \omega \tau}{\cos \omega \tau - e^{-j\tau_0}} - - - - - - - (2.10b)$$

$$G_2'(S) = (1 - e^{-\lambda \tau_0}) \left(\frac{1 - e^{-ST}}{S} \right) (1 + e^{-(\lambda \tau_0 + S\tau)}) = ---(2.11)$$

$$\left|G_{2}'(j\omega)\right| = T\left(\frac{\sin\frac{\omega\tau}{2}}{\frac{\omega\tau}{2}}\right) \left(1 - e^{J\tau_{0}}\right) \left(1 + 2e^{J\tau_{0}}\cos\omega\tau + e^{-2J\tau_{0}\tau_{2}}\right)$$

(2.9)~(2.1/6)より明らかなように、周波数特性は時定数 1人の 肉数となってくる・ 図2.5 はんて。をパラメータとして (2.1/a) の相対 出力 |G(iw)| /下を図示したものである。

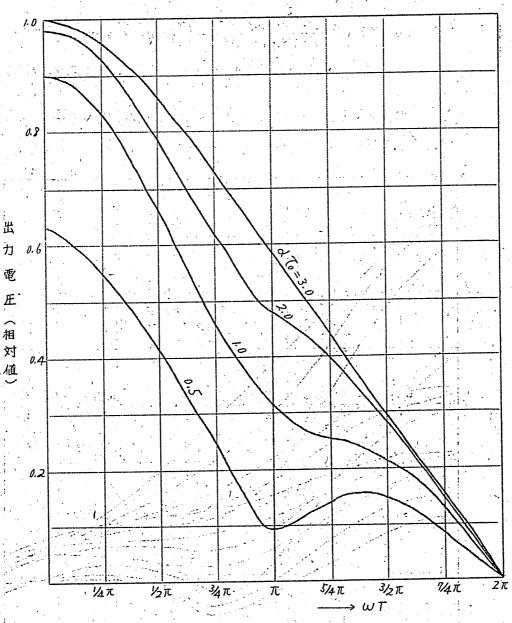


図2.5 |G'(jw)|/T 周波数特性 (ゲート ON 時の時定数 Vd 至考慮した場合)

理想条件で求めた (2.5a) のいわゆる (Sin X/x) の特性に比べると、 d て。 ≤ / になると著しい変化のあることがわかる。

 2 らに、2.2で述べたような時定数 V_R を考慮して保持の減衰を加味すると (2.7)(2.10) より

$$|G_3''(jw)| = T \left\{ \frac{(1-2e^{-kT}\cos wT + e^{-2kT})^{1/2}}{k^2T^2 + \omega^2T^2} \right\}^{1/2} (1-2e^{-kT}\cos wT + e^{-2kT})$$

$$\times (1-e^{-kT}\cos wT + e^{-2kT})$$

となる。

(2./2) に対し、2 て。、 k Tをパラメータとして周波数時性を図示したものが、図 2.6 である。

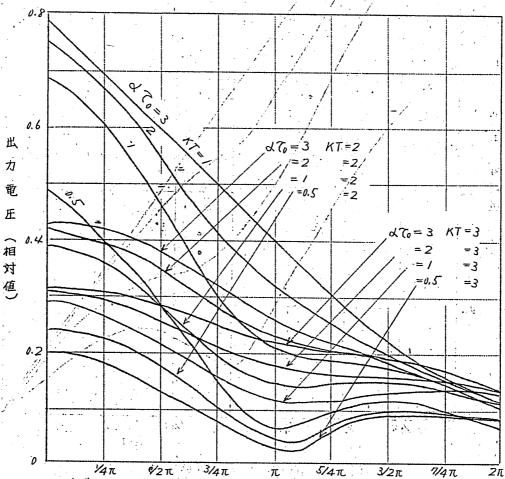


図 2.6 |G'(; w)| /T の 周波 数 特性 (ゲート ON 時の時定数 ½ と保持の時定数 1/K 至考慮 した場合) |G'(; w)| / T の --- 性

2.4 付加低域 デ 表器の 特性

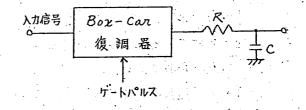
サンプリング定理より明らかなように、混変調により発生した前述のnfv $\pm fa$. nfr を除去するためには、遮断問波数 fc = V2 fr の低域戸戎器が必要となる。 $2.1 \sim 2.3$ で考察した本復調器自体の伝達肉数(周波数特性)のみでは、いずれも不満足であるから、別に低域戸液器を従続して付加する要がある。

ドップラー信号の検知法としては、聴音、振動子、 液形表示等いろいろあり その対象によって伝送系の要求度もちがってくるが、一応振中特性のみならず 位相特性も同等の必要性を有する液形伝送の場合を考えて、付加戸液器を含め た伝送系の検討を行う。

2.4.1 理想的平坦保持の場合

(2.5) よりわかるように、

_ 復調器自体の周衷数特性は、 アパーチャ効果による振中 "ひずみ"のみで位相"ひずみ" はない。



いま、簡単に CRによる図・

$$\begin{aligned} G_{oV}(j\omega) &= G_{o}(j\omega) G_{f}(j\omega) \\ &= \frac{1}{J\omega} \left(J - e^{j\omega T} \right) \left\{ \frac{1/RC}{1/RC + j\omega} \right\} \\ &= \frac{1}{J\omega} \left(J - e^{j\omega T} \right) \left\{ \frac{1/RC}{1/RC + j\omega} \right\} \\ &= \frac{2 \sin \frac{\omega T}{2}}{\omega (J + \omega^{2} \dot{c}^{2} R^{2})} \left\{ \left(\cos \frac{\omega T}{2} - \omega cR \cdot \sin \frac{\omega T}{2} \right) - j \left(\omega cR \cos \frac{\omega T}{2} + \sin \frac{\omega T}{2} \right) \right\} \\ &- J \left(\omega cR \cos \frac{\omega T}{2} + \sin \frac{\omega T}{2} \right) \right\} \\ &- J \left(\cos \left(\frac{J\omega}{J} \right) \right) &= \frac{2 \sin \frac{\omega T}{2}}{\omega (J + \omega^{2} C^{2} R^{2})} \sqrt{J + \omega^{2} C^{2} R^{2}} - - - - - - \left(\frac{J\omega}{J} \right) \right\} \\ &- J \left(\cos \left(\frac{J\omega}{J} \right) \right) &= \frac{2 \sin \frac{\omega T}{2}}{\omega (J + \omega^{2} C^{2} R^{2})} \sqrt{J + \omega^{2} C^{2} R^{2}} - - - - - - - \left(\frac{J\omega}{J} \right) \right\} \\ &- J \left(\cos \left(\frac{J\omega}{J} \right) \right) &= \frac{2 \sin \frac{\omega T}{2}}{\omega (J + \omega^{2} C^{2} R^{2})} \sqrt{J + \omega^{2} C^{2} R^{2}} - - - - - - - - \left(\frac{J\omega}{J} \right) \right\} \\ &- J \left(\cos \left(\frac{J\omega}{J} \right) \right) &= \frac{2 \sin \frac{\omega T}{2}}{\omega (J + \omega^{2} C^{2} R^{2})} \sqrt{J + \omega^{2} C^{2} R^{2}} - - - - - - - - - \left(\frac{J\omega}{J} \right) \right\} \\ &- J \left(\cos \left(\frac{J\omega}{J} \right) \right) &= \frac{2 \sin \frac{\omega T}{2}}{\omega (J + \omega^{2} C^{2} R^{2})} \sqrt{J + \omega^{2} C^{2} R^{2}} - - - - - - - - - \left(\frac{J\omega}{J} \right) \right\} \\ &- J \left(\cos \left(\frac{J\omega}{J} \right) \right) &= \frac{2 \sin \frac{\omega T}{2}}{\omega (J + \omega^{2} C^{2} R^{2})} \sqrt{J + \omega^{2} C^{2} R^{2}} - - - - - - - - - - \left(\frac{J\omega}{J} \right) \right\} \\ &- J \left(\cos \left(\frac{J\omega}{J} \right) \right) &= \frac{2 \sin \frac{\omega T}{2}}{\omega (J + \omega^{2} C^{2} R^{2})} \sqrt{J + \omega^{2} C^{2} R^{2}} - - - - - - - - - \left(\frac{J\omega}{J} \right) \right\}$$

実用的に混変調発生分除去のため fc における綜合伝達閑数の相対値を

$$\frac{|Gov(iw)|_{s=sc}}{|Gov(iw)|_{s=0}} \leq 0.7$$

$$\frac{|Gov(iw)|_{s=0}}{|Gov(iw)|} \leq \frac{\pi}{20} - - - - (2.16)$$

したがって、ωCR に対する必要な条件は、上の不等式の解として求められて、

$$\omega \in R \geq \frac{40}{\pi} \qquad - - - - - (2.17)$$

(2.16)の条件を(2.146)に入れると

$$\angle Gov(iw) = ton^{-1}(\cot \frac{\omega T}{2}) = \frac{1}{2}(\pi - \omega T) \cdot O(\omega < \omega C)$$

したがって(2.16)の条件を満たす CRの戸波器のみで位相"ひずみ"の影響も無視できる伝送を行い得る。

2.4.2 減衰保持性の場合

2.4./ Σ 同様の考察を (2.1) について行う Σ. 綜合周波数特性 Gov(εω)

$$Gov(jw) = \frac{1 - e^{-(k+jw)T}}{k+jw} \left(\frac{VRC}{VRC + jw} \right) - - - (2.19)$$

(2.15) の条件を満足するための ωcR の値は KT < π < $< \tau$ $< \tau$ <

$$(2.20)$$
 を満足する場合の位相角を求める Y . $WT = 0 \sim \pi$ $RT < 1$ の範囲では

$$\angle Gov(j\omega) = tan^{-1}\frac{\omega}{R} ----- (2.21)$$

が成立ち、24.1と同様、位相"ひずみ"は無視してもかまわない。

2.4.3 時定数の影響を考慮した保持の場合

一般に L.C で構成される、低域戸波器の位相特性 φ(w)は 商単には

$\phi(\omega) = -\theta \sin \omega T$ θ ; ハンラの最大値

で示されるから、本復調器位相特性の近似値である $1 G_2(i\omega) = R S in \omega T$

とは互に軽減のように動作する。

さらに厳密な解析はいたすらに複雑性を加えるのみで実用性に乏しいため 本稿から省略する。

3. 信号とゲートパルスの相互関係

- 液形変換×相互揺らぎの影響

パルスドップラーレーダにおいて、Target よりの受信信号を検出するために、これと時间的に同期したゲートパルスの必要であることは、既に述べたとおりである。

受信信号の到来予期値は、一般に零であるから、ゲートパルスのストローブによる探索により、はじめて Tanget の距离、速度の情報を得るのであるが、この操作は、た义之ばサンプリングシンクロスコープとか、帯域圧縮伝送に用いられている波形変換(時向軸延伸)と同一である。

ここでは、とくに向内素子内のとこの時定数を考慮に入れて、信号とゲートパルスの、相互のパルス中、位置による変化、すなわち上記我形変換特性をまずぶめ、ついて相互位置に不規則な揺らぎの混入した場合について、その影響を求めてみる。

3./ 相互位置による復調器出力の変化

いま、 γ(t); 入力信号パルス電圧(尖頭値)
(t); 復調番出力電圧(瞬時値)

とし、 簡単化のために、

- (a) 残留効果は n=2 までとする。
- (b) 保持は平坦.
- (C) 相互位置に揺らざはない。
- (d) 入力信号は周期 ア. 単位振中の矩形で無限連続

¥仮定する。

信号、ゲートパルス巾をされぞれてs, てg とし、てsくてg、て>てg の 二つの場合について考察する。

図3./ のように、信号パルス前縁を基準に、それぞれのパルスの前縁の時 向差を dとする:

dの値に対する出力 C(t) を求めると、

i)
$$|-d| > \gamma_g \quad C(t,d) = 0$$

ii)
$$\tau_{q} > |-d| > \tau_{q} - \tau_{s} = (1 - e^{\lambda(\tau_{q} - d)}) e^{-\lambda(\tau_{s} - \tau_{q} + d)} \phi(\lambda, \tau_{q})$$

iii)
$$|-d| = \tau_q - \tau_s$$
 = $(1 - e^{-t\tau_s}) \cdot \phi(d \cdot \tau_q)$

iv)
$$0 < |-d| < \tau_g - \tau_s$$
 = $(/-e^{-\lambda \tau_s}) e^{-\lambda(\tau_g - \tau_s + d)} \phi(\lambda \tau_g)$

$$V) \quad 0 < |+d| < \tau_S \qquad = (1 - e^{\lambda(\tau_S - d)}) e^{\lambda(\tau_g - \tau_S + d)} \cdot \phi(\alpha \tau_g)$$

$$Vi) |+d| > 7s = 0$$

$$\begin{aligned}
E & = \frac{1}{1 - e^{-3d} \cdot q} & = \frac{1}{1$$

2でs をパラメータに(3.1)を図示すると、図 3.1(C)となる。原信号パ ルスが正確に矩形波状をなしていても、でg/でs、V2 によって、その波 形の"ひずみ~、位置の移動がおこる。

3.1.1. Ts > Tg の場合

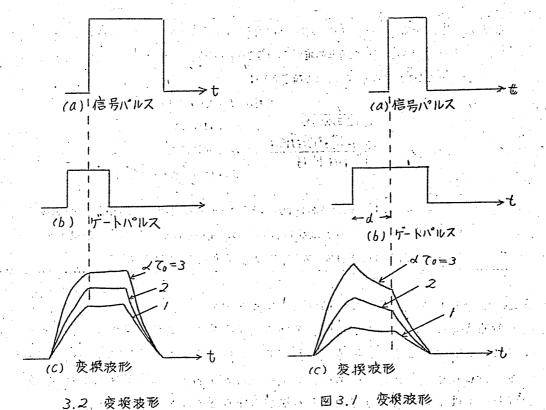
信号と、ゲートパルスの相互肉係を図よ.2のように考えると、3.1.1と同 様に、

i)
$$1-d177g$$
 $C(t.d) = 0$

iii)
$$0 < |+d| < 7s - 7g = (1 - e^{-d7g}) \phi (d7g)$$

iv)
$$7s - 7g < 1 + d | < 7s. = (1 - e^{-d(7s-d)}) e^{-d(7g-7s+d)} \phi(d.7g)$$

$$V) |+d|>7s = 0$$
 = --- (3.3.)



まえと同様に、以てをパラメータとして(3.3)を図示すると、図3.2(c) となる、図3.1と比較すると、変換出力波形の原表形に対する液形"ひずみ"、 位置の移動は、ともにはるかに少い。

(てタンで5の場合)

医原环 植物菜 化乙酰化氯酚

以上は、繰返周期一定としたが、周期7の信号に対して、T+4Tの周期でN個標本化した後、時向軸がN倍となった原信号と相似表形を再生する、いわゆる標本化波形変換操作においても、全く同一のことがいい得る。

(結論的にいえば、いく、 はない)

(TgくTs の場合)

- 2) この波形"ひずみ"、および前縁の移動は、レーダにおける距离 測定の確度※の上限を与えることとなる。

※ 脚主 レータ距离、変度則定の理論的確度は、到来する受信信号の Carrier IZ対して、その到来時刻、周波数偏位の確率的推定により与之られている。() たとえば距离に向しては、その確度 ST は

$$ST = \frac{1}{\mathcal{B}(2E/N_0)^{1/2}}$$

$$\mathcal{B}^2 = \frac{(2\pi)^2 \int_{-\infty}^{\infty} f^2 |S(f)|^2 df}{\int_{-\infty}^{\infty} |S(f)|^2 df}$$

$$\mathcal{B}(f) = \int_{-\infty}^{\infty} S(t)e^{-j\omega t} dt$$

物理的にいえば、"液形とSMIZよりきまる"といい得る。実際にはCarrier から直接 はわからなくて、このような復調器を通してはじめて精報を得るのであるから、変換液形の "ひずみ"はレーダの主要性能である確度、更には分解能に与える影響大である。

3.2 信号およびゲートパルス相互向の揺らぎの影響

前節までは、信号とゲートパルス向の相互位置、一定関係を保持しているものとして論じてきたが、実際の機器においては必らずなんらかの不規則な揺らき、いわゆる〝ジッタッかある。とくに Line Type パルスを使用したレーダにおいては、送信時よりすでにある程度の揺らぎをまめがれない。

以下この揺らぎによって、Box - Can 出力に発生する雑音(以下抵らき雑・昔)について検討する。

3.2./ 抵らご雑音の一般論

(3.1ナ(3.3) で述べたように、復調器出力 C(t.d) は相対時间差 dの 関数であるが、いま dに揺らざが生じたときの、出力 C*(t.d) は、揺ら ごの定常確立性を仮定してその確率宏度関数をP(x)とすれば

$$C^*(t, d_0) = av \left\{ C(t, (d_0 + \chi_k)) \right\}$$
$$= \int_{-\infty}^{\infty} C(t, d_0 + \chi_k) \mathcal{P}(x) dx ---- (3.4)$$

ただし

$$d = do + \chi_k$$

Xk; 相対位置偏位量の一定値 doからの"ずれ"であって 一般仮定として、

$$\sum_{k} X_{k} = 0 \quad \forall b \langle . \dots \langle 3.5 \rangle$$

一般に揺らざの確立屈度肉数 P(X) は正規分布 Y 見做 bう るから

$$p(\chi) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}6} e^{-\frac{\chi^2}{262}}$$
 ---- (3.6)

ただし ①: 標準偏差

したがって

 $X \ll d \times j \times S \times C^*(t, d+X)$ はXについて展向されて

$$C(t, d+x) = C(t, d) + x C'(t, d) + \frac{x^2}{2} C''(t, d)$$

$$(3.4) ty$$

$$C^*(t,d) = \int_{-\infty}^{\infty} \{c(t,d) + \chi c'(t,d) + \frac{\chi^2}{2} c''(t,d)\}$$

$$P(\chi) d\chi = --- (3.9)$$

(3.9)に(3.1) の肉係を入れると

$$= C(t,d) + \frac{\delta^2}{2} \frac{d^2}{d\chi^2} C(t,d) ----(3.10)$$

また、C*(t.d)は信号と雑音の和と考えられるから、

$$C^*(t,d) = C(t,d) + N(t,d) ---- (3.11)$$

(3.10) (3.11)より揺らざ雑音は、

$$N(t,d) = \frac{6^2}{2} \frac{d^2}{dX^2} C(t,d) = ---- (3.12)$$

の一般式を得る。

(3.12) を用いて、(3.1) (3.3) のされぞれに対する揺らぎ雑音を求めて みよう。

3.2.2 てg > でs の場合

(3.1) の ii) ~ V) に対し (3.72)を用いて算出すると

$$ii) N(t,d) = \frac{\sigma^2 d^2}{2} e^{-dd} \cdot Q'$$

$$iii) = \frac{\sigma^2 d^2}{2} C(t,d)$$

$$V) = \frac{\sigma^2 d^2}{2} e^{-dd} \cdot Q''$$

$$(.5)$$

3.2.3 て_g くて_s の場合 っえy 同様に

$$ii) N(t,d) = \frac{\delta^2 d^2}{2} e^{-dd} \cdot Q'''$$

$$iii) = 0$$

$$iii) = \frac{\delta^2 d^2}{2} e^{-dd} \cdot Q'''$$

$$iv) = \frac{\delta^2 d^2}{2} e^{-dd} \cdot Q'''$$

 $t = e^{-dT_q} \phi(dT_q)$

(3.13) (3.14) から得られる結論は

(1) 揺らぎ雑音から無関係になるためには 6≪ d のとき

$$T_q < T_s$$
, $0 < |+d| < T_s - T_q$

(2) 一般には、揺らざ雑音は

$$N(t,d) = \int \left(\frac{\sigma^2 d^2}{2}, e^{-dd}\right)$$

すなわち、揺らぎの標準偏差の、時定数 V2の関数となる。 である。これは 3./ の液形的考察より、直観的に考えられるものと- 致する。

3.3 揺らぎによる雑音の電力スペクトル・ガス・ボートで、

次に、前項で述べたような定常確率性の不規則な揺らぎにもとずいて発生した雑音信号 N(t,d) が復調器出力 SM の算定に影響する火を見るために、 電力スペクトルを求めてみる。

抵らぎの原因が、一方的に信号パルス側にあると仮定すると、本復調器出力は四3.3に示すような、繰返周期、および中は一定(= ア)、振中 Qn はラングムな連続した不規則階段状液形と考えられる。

(簡単のため、平坦保持とした。)

 $time\ O\ C$ おける、振中1、幅T のパルスの周波数スペクトルを $G_O(\omega)$ とし、時间範囲 -NT から +NT まで を考えて、2N+ / 個の振中 Q_N のパルス Y する Y 、そのスペクトル $S(\omega)$ は、個Q の $G_N(\omega)$ の和であるから

$$S(w) = G_0(w) \sum_{-N}^{N} a_N e^{inwT}$$
 (3.16)

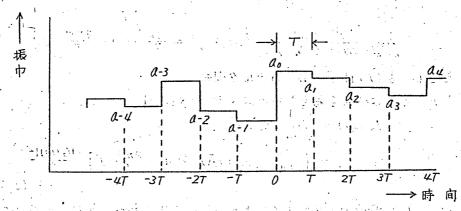


図3.3 揺らぎ雑音出力表形

電力スペクトル密度を $R_N(\omega)$ とすると、これは単位時向における $S(\omega)$ の絶対値の自乗平均値であるから、

$$\mathcal{R}_{N}(\omega) = \frac{\overline{|S(\omega)|^{2}}}{(2N+I)T'}$$

$$= \frac{\overline{|G(\omega)|^{2}}}{T} \left\{ \frac{I}{2N+I} \left[\sum_{N=N}^{N} a_{n} \cos(n\omega T) \right]^{2} \right\}_{av}$$

$$= \frac{\overline{|G(\omega)|^{2}}}{T} \left\{ \frac{I}{2N+I} \left[\sum_{N=N}^{N} a_{n} \cos(n\omega T) \right]^{2} \right\}_{av}$$

$$+ \frac{I}{2N+I} \left[\sum_{N=N}^{N} a_{n} \sin(n\omega T) \right]^{2} \right\}_{av}$$

$$----(3.17)$$

$$\iint_{A} -2 (A 2 - 9) \otimes \Pi \cap \mathcal{T} \left\{ \right\} \otimes \mathbb{E} \otimes$$

$$\frac{\partial}{\partial x} \frac{\partial}{\partial x} = \int_{-\infty}^{\infty} (x - \overline{A})^2 = \int_{-\infty}^{\infty} (x - \overline{A})^2 p(x) dx$$

$$= \int_{-\infty}^{\infty} (x - \overline{A})^2 p(x) dx$$

次にパルスの数を無限にまで 拡大すると

$$\lim_{N\to\infty} \frac{1}{2N+1} \left[\sum_{-N}^{N} \sin(n\omega T) \right]^{2} = 0$$

$$\lim_{N\to\infty} \frac{1}{2N+1} \left[\sum_{-N}^{N} \cos(n\omega T) \right]^{2} = \frac{2\pi}{T} \delta(\omega - \frac{2\pi m}{T})$$

$$(3.20)$$

ただし S(X) は Dinac のテルタ肉数

したがって無限個数を考えた電力スペクトル密度は

$$R(\omega) = \lim_{N \to \infty} R_N(\omega)$$

$$= \left(\frac{1}{(A - \overline{A})^2} + (\overline{A})^2 \delta(\omega - \frac{2m\pi}{T})\right) \frac{|G(\omega)|^2}{T}$$

$$= (3.27)$$

(3.21) は連続スペクトルと、f = mfr (加正整数)毎に離散的にあらわれる線スペクトルとの合成で、そのエンベロープはいずれも $|G(\omega)|^2/T$ できまることを示している。

2節で述べたように、この復調器としては、0~20 fr までを対象とし、それ以上の周波数帯はカットしているため、線スペクトルを示す〔〕内、オ2項は無視してよい。

そうすると揺らき雑音 N(t)の電力スペクトル中、考察の対象となるのは連続スペクトルのみとなって、(D:C項除去)

$$N(\omega) = \frac{|G(\omega)|^2}{(A - \bar{A})^2} \frac{|G(\omega)|^2}{T} - - - - (3.22)$$

(3.6)で仮定したように揺らぎ自体は(0,6)型の正規分布であるから、これにもとずく振中の確率密度関数 9(a) は、

$$\mathcal{Q}(a) = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \, 0} \, e^{-\frac{(a-\bar{a})^2}{2\, 0^2}} - - - (3.23)$$

したがって

$$\frac{1}{(A-\overline{A})^2} = \delta^2 \qquad ---(3.24)$$

$$N(\omega) = \frac{1 - 2e^{-kT}\cos \omega T + e^{-2kT}}{T(k^2 + \omega^2)} \cdot (1 - 2e^{-kT}\cos \omega T + e^{-2kT}) \cdot (1 - 2e^{-kT}\cos \omega T + e^{-kT}\cos \omega T$$

結論的にいって (3.22), 具体的には例えば (3.25) を Lawson らの導出した
も
も
は
も
と
まままする
以要がある。

また揺らぎの分布は (3.6) で仮定したように一個の揺らぎ分布として取扱った。しかし 実際には、いくつかの独立した 確率変数の集合と見做されるからいませの確率変数を×とすると、

$$X=X_1+X_2+----+X_1$$
 ----(3.26)
特性肉数法を用いて綜合の分布肉数を求めると、標準偏差のは $\delta^2=\delta_1^2+\delta_2^2+---+\delta_n^2------(3.21)$

実際には (3.21) を (3.22)、または (3.25)に用いるべきである。

4. 時定数による残留効果を利用した S/N の改善

いままでは、 南肉素子肉のときの時定数の影響を解析し、主として 特性劣化に 対処するための根拠を求めてきた。

しかし、2.3で述べた残留効果を逆に利用すると、信号と不規則雑音の重量している人力に対して、加算蓄積効果による S/N 改善の可能性が予想される。

一般的にいって、ある確率分布 P(X) dX Z もった現象を、非荷重に N回加算すると、とのときの確率分布 $P_n(X)$ dX は、はじめのものとは変ってきて、分布の 3次、 4次モーメントである分布の "ひず" x "、 火度は少くなって、正規分布に接近してくる。

この効果を利用して、Comb Filter X, Starage Tube による S/N 改善の原理が説明 されているが、きったく同様の方法を用いて、Box-Con 復調器による S/N 改善度を述べる Y、つぎのようになる。

(2.8)より n個の加算蓄積がおこなわれたときの出力 C(t)は

$$C(t) = (/-e^{-\lambda T_0}) \left\{ \gamma_n(t) + \gamma_{n-1}(t) e^{-\lambda T_0} + --- + \gamma(t) e^{-(n-1)\lambda T_0} \right\}$$

$$= (/-e^{-\lambda T_0}) \sum_{q=1}^{n} \gamma_q(t) e^{-n\lambda T_0} ---- (4./)$$

ただし、カア; 個々の半不変値

Anr-: 加算された分布の半不変値

SM改善度 $\rho(\eta d)$ は (4.2) より容易に求められて

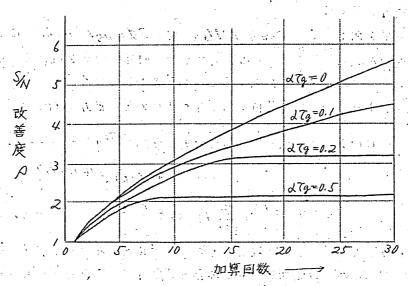
$$P(nd) = \left\{ \frac{(1 - e^{-nd\tau_0})}{(1 - e^{-d\tau_0})} \right\} - - - (4.3)$$

lたがって、改善度 ρ は η とは γ 0 との肉数となる。

信号とゲートパルスの相互位置を、たとえば (3.3) の (iii) のような位置に 固定すると、 (-般的には 6 (/) (2)で述べたように、もっとも良好と考えられ る位置である。) $(70 \rightarrow 7g)$ となって、改善度は、(70) の関数となる。

しかし、Comb Filter や、Slarage Tube のときと違うのは、NとATG が独立にえらべない長である。

(4.3)を四示すると、四4.1となる。



四4.1 SIN 改善特性

5 実験結果およびその検討

5./ 伝達肉数(周丧数特性)

一定変調度で A.M. された、パルス列を入力に加えたときの Box-Con 復調: 器の出力を求めると、 $\otimes S./$ のようになる。

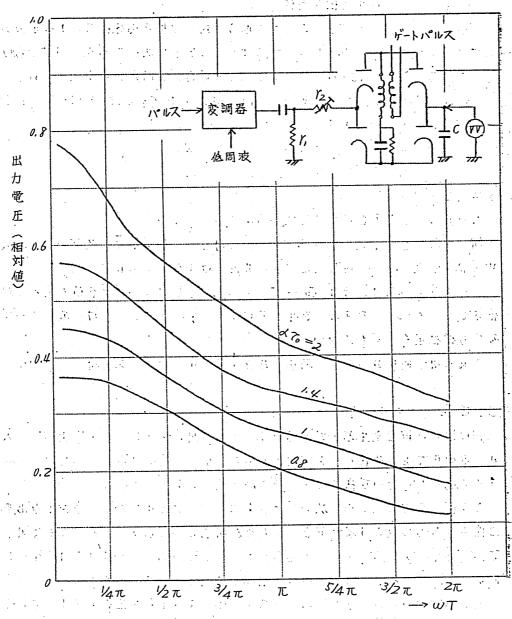


図5. / 時定数変化にともなう周衷敬特性

数調 同 表数 は $5\sim 2.500$ C/s 可変にして、 周 表数 特性 2 求めたものである。信号 パルス 中 7 な は 1.0

5.2 信号! ゲートパルス相互関係

とほとんどっ致している。

出力波形の位置変位については、同図(f)に示す。

同一入力信号パルス(中=0.5μs)に対して、ゲートパルスでgのパルス中を0.2μと1.0μ 切替えたときの波形、位置変位を示している。

 $C_g > C_S$ の時は、ほぼ $C_g - C_S = 0.3 \mu S$ だけそのピーク値が前方に偏位する YY もに、 " ひずみ " を生じている、 $C_g < C_S$ の Y きは、 液形 " ひず み " も偏位量も、 Y もに Y い。

これらは、時定数の影響で解析した3.1項の正しいことを裏付けしている。

5.3 抵らぎの影響

別に設けた雑音発生器(実効値可変)よりの出力を信号パルス発生回路に入れ、不規則な位置的揺らぎを発生せしめた。ゲート、信号中の二つの場合に対する SM の劣化の模様をしらべたのが四5.3である。

こらに、5.2×同一の才法でゲートをストロープさせながら、変換出力 玻形に揺らご雑音の重畳する状態を求めたのが図 5.4(a)(b)である。それぞれ、てgくてs、てg>てsの二つの場合を示す。(3.3)の iii)の条件では完全に無 雑音となっている。さらに時定数を増加していったとこの状態を(C)(d)に示す 3.2 結論(2)に述べたようによの減少に伴って、揺らぎ雑音も減少している



回5.2 (a) 入カパルス

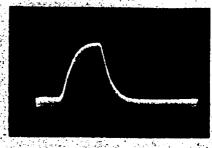


図 5.2(b) で5 0.5/15 です 1.0/1年 278=3.0

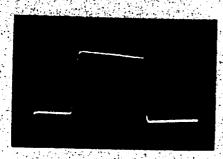


図5.2 (c) ・で、2.0から で、0.2から よて、= 3



回52(d) ₹ 0.5以 73 1.0以\$ 273 = 0.5

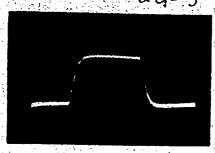


図 5.2 (e)



図 5.2 (f)

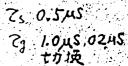




図 5 5 (a) 75.20从5 検波公力 -75dbm



(2) 5.4 (a) 75 0.5 µs
78 1.0 µs

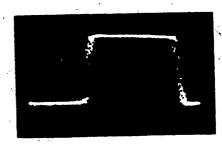
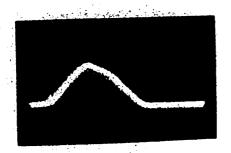


図 5.4 (b) Cs 2 0/4S



网 5.4 (c)

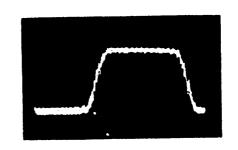


图 5.4 (d)

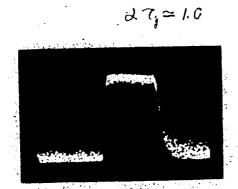


図 5.5 (b) 7.5 2.0µs 7.5 0.2µs - 75dbm

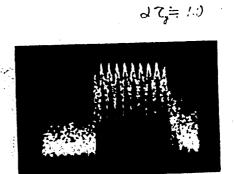
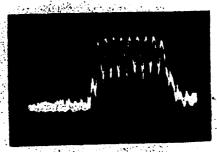


図 5.5 (c) 條件(b) 标图 概物調



図 5.5 (d) 保作(b)=同じ 27g = 0.2



回 5.5(e) 解件(b)同じ 27g≒0.2

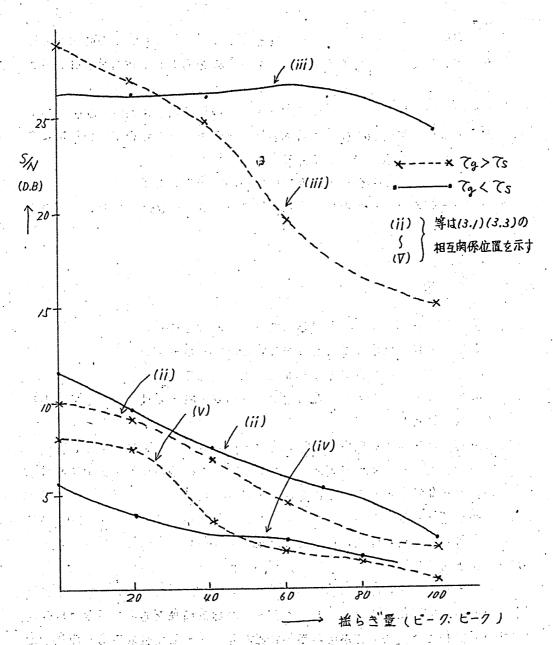


図5.3 揺らざによる出力 S/W の変化

5.4 SIN の改善

5.2×同様、ゲートパルスストロープ法によった。ただし、信号はパルス変調された M 玻 S.G. より供給 U、レーダ 受信機を通過して雑音と重量したものである。

V-9 受信機、検광出力における信号パルス液形は図S.S(a). Box-Can 復調器の出力は、同図(b) (C) に A.M 変調の有無の二つの場合について示している。この义主の d てg = 3 である。

A.M. 変調時 S/N の改善度を求めたところ、約 10 db とおり、(4.2) とは正確12一致 uた。

6 結 論

以上をもって、Box - Can 復調器に対する一考察を終る。 すでに各節、各項に必要な結論を述べてきたが、綜合的にいって

- (1) てs> てg の条件はまず満足せしめるべきである。

- (4) 加算蓄積効果による SW改善をはかるためには、 & < 0.2 とすべきである 等がいい得る。 解析の結果はほとんど 正確に実験結果と合致 し、実用性あるも のといえよう。

なおゲートの間内に際し、本稿では単純にスイッチとおこかえて解析を行ったが、実験的確認によれば、これで十分で、非線形時性を考慮する要は実験的にないと思われた。さらに本復調器の特性がレーダの主要性能である距离、速度の測定、確度、分解能、探知能力等に重要な影響を与える実は、別稿により紹介したい。

最後に終始細指導場った大阪大学岡部名誉教授,本稿の校阅を場った当社大野取締役, 西岳部長、藤本課長に厚く感謝する。また実験および数値計算を担当された異住、鏡原社員に承謝する。

- 1) たビえは 松田 "X Band Doppler Radar" 信学会航電専研委 昭和35年12月
- 2) Lawson, Uhlenbech "Threshold Signal"

 R. L. Series Vol 24 (Mcg raw-hill 1950)
- 3) Kleene "Analysis of Lengthening of Modulated...
 Repetitives Pulses"

Proc I.RE Vol 37 P1049 Oct 1949

- 4) 宇野、山口、西口,小崇 "非線形でするの少い広帯域 PPM端局" 通研実用化報告 5-/(1956)
- 5) E.I Jury "Sampled data Control System" Wiley (1958)
- 6) to XXII P.M. Wood ward "Probability and Information
 Theory with applications to
 Radar":

Pergamon (1953)

- 7) J.V. Harrington, T.F. Fogers
 - "Signal-to-Noise Improvement Through Integration in a Storage Tube" Proc I.R.E Vol 38 P1197 Oct 1950
- 8) たとえば W.R. Lepage 等

"Analysis of a Comb Filter Using Synchro--nously Commutated Capacitors" Trans. A.I.E.E (March 1953).

9) W.R. Bennett "Method of Solving Noise Problems"

Proc I.R.E Vol. 44 No. 5 P609

(May 1956)

付録 1

a) Box - Car 復調器動作の概要

A.M. された pulse 列 $\Upsilon(t)$ は、そのパルス中で、繰返角周来数 P振中は、 $(1+E\ cos\ \omega_{d}\ t)$ でその起実値がきまって平坦 top をなすものとする。 級数に展開すると、

$$Y(t) = K \in \sum_{-\infty}^{\infty} \frac{\sin K\pi}{\kappa \pi} \frac{mp + \omega_d}{p} \cos \left\{ (mp + \omega_d) \left(t - \frac{\tau}{2} \right) - \delta \right\} + K \sum_{-\infty}^{\infty} \frac{\sin mK\pi}{m K\pi} \cos m p t \qquad (A/-1)$$

Y(t) は繰返Pの高調R とこれら高調R と変調やは、R で R 調のため、

$$\left(\frac{Sin\left(\pi K\right)}{\pi K}\right)$$

の関数となっている。周波数スペクトル、周波数組成を図示すると、図A/ - 2, 3 となる。

変調周表数 ω_a をこのまま抽出するには、通過域 $<\frac{p}{2}$ の尖鋭な低域を波器を必要とするばかりでなく、得られた振巾は火倍(ℓ (ℓ)となるため、甚だしい損失で、 ℓ 0)となるため、甚だしい

これに対して Box-Cor 復調器を用いると、 Pulse 尖頭値は、 そのままで Pulse 中を $T(=\frac{1}{5r})$ まで引延ばしたことになるから、 その出力C(t) は、

$$C(t)$$

$$= \left(1 + \varepsilon \left(\frac{\sin \pi \frac{\omega_d}{p}}{\pi \frac{\omega_d}{p}}\right) \cos \left\{\omega_d \left(t - \frac{T}{2}\right) - \delta\right\}\right)$$

$$+ \varepsilon \sum_{-\infty}^{\infty} \frac{\sin \pi \frac{(mp + \omega_d)}{p}}{\pi \frac{(mp + \omega_d)}{p}} \cos \left\{(mp + \omega_d) \left(t - \frac{T}{2}\right)\right\} (A/-2)$$

ペ2項は混変調分を示すが、これは除去が可能であるから無視すれば"

$$= /+ \varepsilon \left(\frac{\sin \pi \frac{\omega_d}{P}}{\pi \frac{\omega_d}{P}} \right) \cos \left\{ \omega_d \left(t - \frac{T}{2} \right) - \delta \right\}$$
 (A/-3)

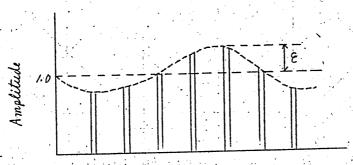
D.C、項を除去した出力 C''(t) は

$$C''(t) = \left\{ \left(\frac{\sin \pi \frac{\omega_d}{P}}{\pi \frac{\omega_d}{P}} \right) \cos \left\{ \omega_d \left(t - \frac{T}{2} \right) - \delta \right\}$$
 (A)-4)

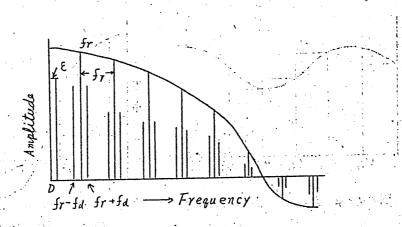
となる。これは、アパーチャ 効果としてよく知られている振巾歪

$$(\frac{\sin \pi \frac{\omega_d}{p}}{\pi \frac{\omega_d}{p}})$$

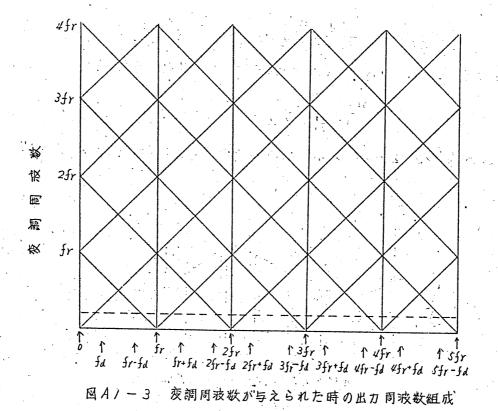
遅低時向 T/2 女もった変調周波数 Wa の信号となる。(図 A 1 - 4.5 参照)

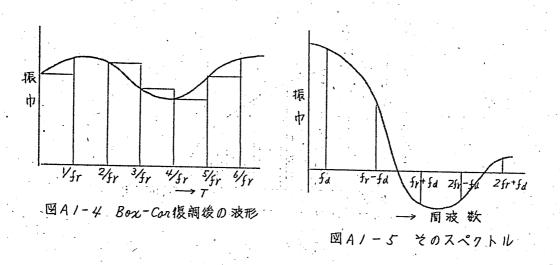


AMされた Pulse ---- Time 図 AI-1



1AI — 2 40 Spectrum





b) Box-Con 復調器の構成 凹A/-6に復調器の代表的接続図の一例を示す。

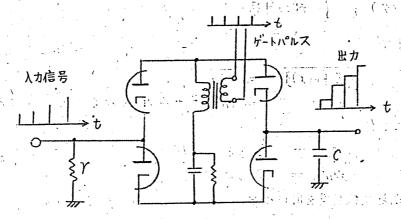
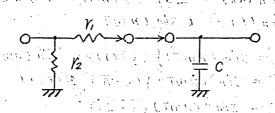
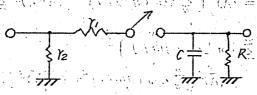


図 A.1-6, Box-Car,復調器の代表的接続図

ゲートパルスのON, OFF による等価回路は図AY - 7 (a) (b) Y考えられる。



(a) ゲートバルスの外の火き



(6) ゲートパ ス OFF のとき

図A/-/7 等 価、回一路

また変数変換を用いると.. $X_n = \int x p_n(x) dx = \int f_n(x) g(x) dx$ $\delta_n^2 = \int (\chi - \chi_n)^2 \mathcal{P}_n(\chi) d\chi$ $= \int \left(\int_{\mathbb{R}^n} (\chi) - \chi_n \right)^2 \mathcal{G}(\chi) d\chi$ $v \neq \sum f_n(a_n) = \sum a_n \sin(n\omega T) \times f_n \times f_n$ $f_n(x) = x \sin(n\omega T).$ $\therefore X_n = \sin(n\omega T) \int X_q^2(x) dx = \sin(n\omega T) \overline{A}$ $\sigma_n^2 = \sin^2(n\omega T) \int (x - \overline{A})^2 \varphi(x) dx$ $= \sin^2(n\omega T) (A - \overline{A})^2$ したがって (A'2-1) (A2-6) まり $\left(\sum_{-N}^{N} a_{n} \sin (n\omega T)\right)^{2}$ $= (\overline{A})^2 \left(\sum_{-N}^{N} \sin \left(\eta \, \omega T \right) \right)^2 + \overline{(A - \overline{A})^2} \sum_{-N}^{N} \sin^2 \left(\eta \, \omega T \right) - - (A2 - 7)$ (\(\sum_{\text{an cas (nwT)}}\)^2 $= (\overline{A})^2 \left(\sum_{N}^{N} \cos (n \omega T) \right)^2 + \overline{(A - \overline{A})^2} \sum_{N}^{N} \cos^2 (n \omega T)$

 $(3.17) \circ \left\{ \right\}$ $= \overline{(A-\overline{A})^2} + \frac{(\overline{A})^2}{2N+1} \left(\sum_{N}^{N} \sin(n\omega T) \right)^2 + \frac{(\overline{A})^2}{2N+1} \left(\sum_{N}^{N} \cos(n\omega T) \right)^2$ (42-9) (30)

集中定数的 Parametric Device の一般的解析とその応用

1961, 4, 22

神 戸 工 業 株 式 会 社 岩 沢 宏

集中定数的 Parametric Device の一般的 解析とその応用

神戸工業株式会社 岩 沢 宏

要約

一般にK個の異る基本周波数で集中定数的非線形リアクタンスを励振した場合多変数複素フーリエ級数を用いて(非直線性を一価関数と仮定)考えている基本波による任意の側帯波周波数の電荷、電圧のフーリエ係数 Q's および V's の一般的関係式を導き、更にこれから電流・電圧の複素振中 I's および V's の基本的な関係式を求めた。これらをもとにして通常の高周波ポンピング P.A・2周波ポンピング P.A・単一低周波 P.Aにおける非線形リア・クタンスに対する各周波数成分の I's と V's との一般的な基本式を導いた。これに共振回路・外部回路を個々の場合に応じて等価回路で与えると具体的なパラメータ増中器の解析が可能である更に高次の非線形頂についても考察を行ってある。単一低周波ポンピング P.A・多周波ポンピング P.A では小信号理論の範囲においてもポンピングを動作させると各共振回路の共振周波数が静的な場合のそれと異って来ることを指摘した。本稿では従来行われている解析法を多周波ポンピング、又は高次側帯波を用いる場合にも適用できるよう一般化を行った。

1 序 論

米以下 P.A Y 略記

は更に H.E. Rowe³⁾ により小信号理論として回路網理論的取扱いの基礎が与えられた。後者の方法は前者に比し取扱が簡単な臭ですぐれているが、ポンピング 回路、ポンピング電力の考察に適していない。

 $S.Duskiner^{4)5}$ は非線形素子 (抵抗・リアクタンス)を用いた周波数変換器素子を含む回路網の解析理論を小信号理論のもとで統一した。即ち信号周波数 Pについては基本波のみをとり(小信号の仮定から Pの高周波成分は省略)、ポンピング(局部発振)周波数 Pについては一般的に P0 高周波成分は省略)、ポンピング(局部発振)周波数 P1 については一般的に P0 高周波成分は省略)、ポンピング(局部発振)周波数 P1 に P1 に P2 に P3 として 物理量を 複素二重 P3 に P4 に P5 として 物理量を 複素二重 P5 と P6 を P7 を P8 として 物理量を 複素二重 P7 に P8 を P8 に P9 を P8 に P9 を P9 を P8 に P9 を P9 を P9 に P

本論文では集中定数型パラメータ増巾器(周波数変換型をも含む)の多周液ポンピングの場合をも含めた一般的な解析について論じてあり、従来のものを次の 実で一般化してある。(i) 一般に K 個の基本周波数で励振した場合を考慮してある。(ii) 高次の非線形項を考慮に入れた後小信号の場合を考えた、従って大信号解析の準備をしてある。

尚. D.B Leeson⁷⁾ は非線形容量による周波数速倍の一般的解析において高次の非線形項をも考慮しフーリエ級数法を用いている。本論文の解析は. D.B. Leeson の方法の類推から拡張パラメトリック・デバイスに適用したものである

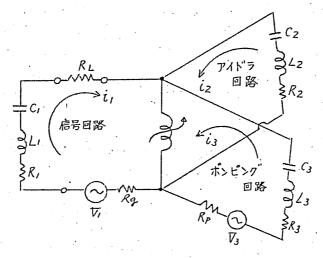


Fig 1 S.Bloome、KKN Changの用いたポンピンク を陽に含む等価回路

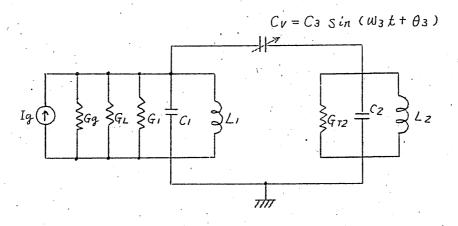


Fig 2 H. Heffner, G. Wade の用いたポンピング回路 を陽に含まない等価回路

2. 多周波ポンピングを考慮した一般的解析

非線形容量は無損失(抵抗分はなく ヒステリシスはない) とし、電荷Q と電圧 Vの関係が次のように与えられているとする。

$$Q = f(\nabla) \qquad : f(\nabla) d - \text{価関数} \tag{1}$$

(1)で与えられた Q-V 特性 (Fig-1) において動作臭を $V=V_0$ とし、そのときの電荷(直流分)を Q_0 とする。この奌に高周波電圧 V が加えられ電荷に交流成分を生じる、電荷の交流成分を多で表わすと、

$$Q = f(\nabla_0 + \nabla), \qquad Q_0 = f(\nabla_0) \qquad (2)$$

 $V < \nabla_0 \ Y$ する $Y < \nabla_0 \ E$ 中心 $Y < \nabla_0 \ E$ 中心Y < Taylor -展開することができる。 即ち $f^{(k)}(Y)$ が存在するならば、

$$Q = Q_0 + Q = \sum_{k=0}^{k} \frac{\mathcal{V}^k}{k!} f^{(k)}(\nabla_0) \tag{3}$$

$$\mathcal{G} = \sum_{k=1}^{k} C_{k-1} \mathcal{V}^{k} \tag{4}$$

$$C_{h-1} = \frac{1}{k!} \left. \frac{df^{(h)}(\nabla)}{d\nabla} \right|_{\nabla = \nabla_h} \tag{5}$$

K個の異る基本周波数を f1、f2 ---- fK とすると、 g, ひおよび i はそれぞれ 9変数複素 フーリエ級数に展開できる。

$$\mathcal{Q} = \sum_{n_{\kappa} = \infty}^{\infty} \cdots \sum_{n_{2} = \infty}^{\infty} \sum_{n_{1} = \infty}^{\infty} \mathcal{Q}_{n_{1} n_{2} \cdots n_{K}} e^{j(n_{1} \chi_{1} + n_{2} \chi_{2} + \cdots + n_{K} \chi_{K})}$$
(6)

$$V = \sum_{\eta_{\kappa} = -\infty}^{\infty} \cdots \sum_{\eta_{2} = -\infty}^{\infty} \sum_{\eta_{1} = -\infty}^{\infty} \nabla_{\eta_{1} \eta_{2} \cdots \eta_{\kappa}} e^{j(\eta_{1} \chi_{1} + \eta_{2} \chi_{2} + \cdots + \eta_{\kappa} \chi_{\kappa})}$$
(7)

$$i = \sum_{n_{\kappa} = -\infty}^{\infty} \cdots \sum_{n_{l} = -\infty}^{\infty} \sum_{n_{l} = -\infty}^{\infty} I_{n_{l}} n_{2} \cdots n_{\kappa} \in i^{(n_{l} \chi_{l} + n_{2} \chi_{2} + \cdots + n_{\kappa} \chi_{\kappa})}$$
(8)

$$In_{1}n_{2}...n_{K} = j(n_{1}\omega_{1} + n_{2}\omega_{2} + \cdots + n_{K}\omega_{K})Qn_{1}n_{2}...n_{K}$$

$$(9)$$

但し $X_i = \omega_i t$ (i = 1, 2 - - - K)

V's, I's および Q's は多変数複素 フーリエ係数で

$$\nabla n_{1}n_{2}\cdots n_{K} = \frac{1}{(2\pi)^{k}} \int_{0}^{2\pi} d\chi_{K} \int_{0}^{2\pi} d\chi_{K-1} \cdots \int_{0}^{2\pi} d\chi_{i} \quad \forall i \in -\frac{1}{2} (n_{1}\chi_{1} + n_{2}\chi_{2} + \cdots + n_{K}\chi_{K}) \quad (10)$$

I's、Q's についても同様に表わすことができる。

8, V, i は実数量であるから

$$\nabla n_{i} n_{2} \dots n_{\kappa} = \nabla x_{n_{i}-n_{2}} \dots -n_{\kappa} , \quad \nabla -n_{i}-n_{2} \dots -n_{\kappa} = \nabla n_{i} n_{2} \dots n_{\kappa}$$
 (//)

 $\nabla_{n_1 n_2 \cdots - n_i \cdots n_K} = \nabla^*_{-n_1 - n_2 \cdots n_i \cdots - n_K}, \quad \nabla_{-n_1 - n_2 \cdots n_i \cdots - n_K} = \nabla^*_{n_1 n_2 \cdots - n_i \cdots n_K}$

 Q'_S , I'_S についても同様な肉係が成立する.

(4) のgの展崩式中のU, U^2 、---- U^h をg変数複素フーリエ級数に展崩する.

$$\gamma^{-2} = \sum_{n_{\kappa}=-\infty}^{\infty} \cdots \sum_{n_{2}=-\infty}^{\infty} \sum_{n_{i}=-\infty}^{\infty} (\nabla^{2})_{n_{i}} n_{2} \cdots n_{\kappa} \in \mathcal{V}^{(n_{i}\chi_{i}+n_{2}\chi_{2}+\cdots+n_{\kappa}\chi_{\kappa})}$$

$$(\nabla^{2})_{\pi_{1}\pi_{2}\cdots\eta_{K}} = \frac{1}{(2\pi)^{j_{K}}} \int_{0}^{2\pi} d\chi_{K} \int_{0}^{2\pi} d\chi_{K-1} \cdots \int_{0}^{2\pi} d\chi_{1} \cdot \mathcal{V}^{2} e^{-\frac{1}{2}(\pi_{1}\chi_{1}+\eta_{2}\chi_{2}+\cdots+\eta_{K}\chi_{K})}$$

$$= \sum_{\ell_{K}+l_{K}=\eta_{K}} \cdots \sum_{\ell_{2}+l_{2}=l_{2}} \sum_{\ell_{1}+l_{1}=l_{1}} \nabla_{\ell_{1}} \ell_{2} \cdots \ell_{K} \nabla_{r_{1}} r_{2} \cdots r_{K}$$

$$(\nabla^{3})_{n_{1}n_{2}\cdots n_{K}} = \sum_{l_{K}+l_{K}+S_{K}=l_{l_{K}}} -\sum_{l_{2}+l_{2}+S_{2}=l_{1}} \sum_{l_{1}+l_{1}+S_{1}=n_{1}} \nabla_{l_{1}l_{2}\cdots l_{K}} \nabla_{r_{1}r_{2}\cdots r_{K}} \nabla_{s_{1}s_{2}\cdots s_{K}} (12)$$

$$\gamma^{k} = \sum_{n_{k}=-\infty}^{\infty} --- \sum_{n_{2}=-\infty}^{\infty} \sum_{n_{i}=-\infty}^{\infty} (\nabla^{k}) n_{i} n_{2} \cdots n_{K} \in \gamma^{(n_{i}\chi_{i}+l)_{2}\chi_{2}+\cdots+l} \kappa^{k} \chi_{K})$$

$$(\nabla^k) n_1 n_2 \cdots n_{\kappa} = \sum_{\alpha_{\kappa} + b_{\kappa} + \cdots R_{\kappa} = 1 \mid \kappa} \sum_{\alpha_{2} + b_{2} \cdots + R_{2} = n_{2}} \sum_{\alpha_{1} + b_{1} + \cdots k_{1} = n_{1}} \nabla_{\alpha_{1} b_{2} \cdots \alpha_{\kappa}} \nabla_{b_{1} b_{2} \cdots b_{\kappa}} \cdots \nabla_{k_{1} k_{2} \cdots k_{\kappa}}$$

(12) の V^k $(k=1,2-\cdots)$ を (4) の右辺に代入したもの Y(6) の Y(6) の

$$Q_{N,N_2\cdots N_K} = C_0 \nabla_{N_1N_2\cdots N_K} + C_1 (\nabla^2)_{N_1N_2\cdots N_K} + C_2 (\nabla^3)_{N_1N_2\cdots N_K} + \cdots + C_k (\nabla^k)_{N_1N_2\cdots N_K} + \cdots$$

$$(/3)$$

ここで Q_S' 、 I_S' は複素 j – リエ係数で $(\nabla^k)_{n,n_2}$ … n_k については J_S' 、 Y_S' 、 … k_S' の正負の整数 (O を含む)について例えば Q_k + b_k + … k_k = n_k と なるすべての組を考え、 $(\nabla^k)_{n,n_2}$ … n_k を $e^{\sum_i (n_i X_i + n_2 X_2 + \dots n_k X_K)}$ に関して和 $e^{\sum_i (n_i X_i + n_2 X_2 + \dots n_k X_K)}$ に関して和 $e^{\sum_i (n_i X_i + n_2 X_2 + \dots n_k X_K)}$ に関して和 $e^{\sum_i (n_i X_i + n_2 X_2 + \dots n_k X_K)}$ に関して正の側の $e^{\sum_i (n_i X_i + n_2 X_2 + \dots n_k X_K)}$ に対して正の側の $e^{\sum_i (n_i X_i + n_2 X_2 + \dots n_k X_K)}$ が $e^{\sum_i (n_i X_i + n_2 X_2 + \dots n_k X_K)}$ の 代リに交流理論で用いる電流・配圧の複素振巾を $e^{\sum_i (n_i X_i + n_2 X_2 + \dots n_k X_K)}$ に $e^{\sum_i (n_i X_i + n_2 X_1 + \dots n_k X_K)}$ に $e^{\sum_i (n_i X_i + n_2 X_1 + \dots n_k X_K)}$ に $e^{\sum_i (n_i X_i + n_2 X_1 + \dots n_k X_K)}$ に $e^{\sum_i (n_i X_i + n_2 X_1 + \dots n_k X_K)}$ に $e^{\sum_i (n_i X_i + \dots n_k X_K)}$

表わすと、一般にV(またはi) の $N_1 W_1 + N_2 W_2 + \cdots + N_K W_K$ 成分は

$$\begin{split} & \mathcal{V}_{n_{1}n_{2}\cdots n_{K}} = \overline{\mathcal{V}}_{n_{1}n_{2}\cdots n_{K}} \, e^{\frac{i}{\hbar}(n_{1}\omega_{1}+n_{2}\omega_{2}+\cdots+n_{K}\omega_{K})} t_{+} \overline{\mathcal{V}}_{-n_{1}-n_{2}\cdots-n_{K}} \, e^{\frac{i}{\hbar}(n_{1}\omega_{1}+n_{2}\omega_{2}+\cdots+n_{K}\omega_{K})} t_{+} \\ & = \overline{\mathcal{V}}_{n_{1}n_{2}\cdots n_{K}} e^{\frac{i}{\hbar}(n_{1}\omega_{1}+n_{2}\omega_{2}+\cdots+n_{K}\omega_{K})} t_{+} \overline{\mathcal{V}}_{n_{1}n_{2}\cdots n_{K}}^{*} \, e^{-\frac{i}{\hbar}(n_{1}\omega_{1}+n_{2}\omega_{2}+\cdots+n_{K}\omega_{K})} t_{+} \\ & = 2 \left| \overline{\mathcal{V}}_{n_{1}n_{2}\cdots n_{K}} \right| cos \left\{ \left(n_{1}\omega_{1}+n_{2}\omega_{2}+\cdots+n_{K}\omega_{K} \right) t_{+} + \phi_{n_{1}} n_{2}\cdots n_{K} \right\} \\ & = \mathcal{R}e \left(\overline{\mathcal{V}}_{n_{1}n_{2}\cdots n_{K}} \, e^{\frac{i}{\hbar}(n_{1}\omega_{1}+n_{2}\omega_{2}+\cdots+n_{K}\omega_{K})} t_{+} \right) \end{split}$$

従って

$$\left|\nabla n_1 n_2 - n_K\right| = \frac{1}{2} \left|\nabla n_1 n_2 - n_K\right| \tag{14}$$

これを用いて(14) 式は

$$\dot{I}_{N_{1}N_{2}...N_{K}} = \dot{j}_{N_{1}N_{2}+...+N_{K}} \mathcal{U}_{N_{1}} + N_{2}W_{2} + ... + N_{K}} \mathcal{U}_{N_{1}N_{2}...N_{K}} + \dot{j}_{N_{1}N_{2}...N_{K}} + \dot{j}_{N_{1}N_{$$

(15)から I/y を求めれば非線形容量が各周波数成分に対して呈するアドミタンスが与えられる。

(15) は K個の励振が与えられたときの側帯波周液数 $N_1 \omega_1 + N_2 \omega_2 + \cdots + N_K \omega_K$ の電流・電圧の複素振中 \dot{I} 's \vee \dot{V} 's の肉係を示す基本肉係式である.

3. 単一周波ポンピング・パラメータ増巾器

3.2において K=2とし、2つの異る基本 問波数 W₁, W₂に対して、W₁=W_S を信号 問波数、W₂= W_Pをポンピング 周波数にえらが単一 周波ポンピング PA を考える。アイドラ(下側 帯液)として W_P - W_S(W_P > W_S)、上側 帯液として W_P + W_S をとる場合と、アイドラ(又は下側 帯液)として NW_P - W_S(Nは 整数で NW_P > W_S)、上側 帯液として NW_P + W_S を選ぶ場合がある。前者は 通常 用いられる単一高 同波ポンピング PAである。

Fig 3 のように非線形容量が夫尺独立な定電流源により異る基本問波数 Ws. Wp で励振されていて、非直線性により発生する側帯液は各尺独立に分離して、外部回路(共振回路)に分れるとする、各分岐回路には夫尺の周波数のみを無損

失で通過させ他の周波数成分は完全に阻止するフィルタが挿入されているとする。 以下本稿においてはこの仮定が成立っているものとする。

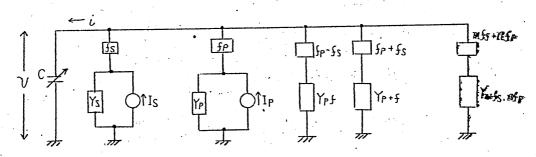


Fig3 単一周波ポンピング系

非線形容量のg-V特性は(4)で与えられ、非直線性により発生する側帯波を一般にMfs+nfpとすると非線形容量における電荷・電流・電圧は次の如く複素ニ重フーリエ級数で表わすことができる。

$$q = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \sum_{m=-\infty}^{\infty} Q_{mn} e^{\frac{1}{2}(m\chi + ny)}$$
 (76)

$$V = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \nabla_{mn} e^{\frac{1}{2}(m\chi + n\psi)}$$
(17)

$$\dot{t} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \sum_{m=-\infty}^{\infty} I_{mn} e^{i(n(\chi+n)ty)} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \sum_{m=-\infty}^{\infty} j(m\chi+ny) Q_{mn}$$
 (18)

Vs. I's. Q's は複素フーリエ係数で、例えは"

$$\nabla_{mn} = \frac{1}{(2\pi)^2} \int_0^{2\pi} \int_0^{2\pi} y \cdot e^{-\frac{1}{2}(mx + ny)} dx dy \tag{19}$$

但し、X=Wst, y=Wpt な、じ、ひ、は実数であるから

$$\nabla_{mn} = \nabla_{-m-n}^*, \quad \nabla_{-m-n} = \nabla_{mn}^*, \quad \nabla_{-mn}^* = \nabla_{m-n}, \quad \nabla_{m-n}^* = \nabla_{-mn}$$
 (2*n*)

 Q_{S}^{\prime} . V_{S}^{\prime} . I_{S}^{\prime} に対しても同様な関係が成立する。

(4)の Vk (k = 1, 2. ---) を (17)を用い複素 フーリエ級数に展開すると

$$V^2 = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \sum_{n=-\infty}^{\infty} (\nabla^2)_{mn} e^{\frac{1}{2}(m\chi + n\psi)}$$

$$(\nabla^{2})_{mn} = \sum_{\gamma_{1}+\gamma_{2}=n} \sum_{l_{1}+l_{2}=m} \nabla l_{1}\gamma_{1} \nabla l_{2}\gamma_{2}$$

$$\nabla^{3} = \sum_{\eta=-\infty}^{\infty} \sum_{m=-\infty}^{\infty} (\nabla^{3})_{mn} \in \mathcal{J}(m\chi+ny)$$

$$(\nabla^{3})_{mn} = \sum_{\gamma_{1}+\gamma_{2}+\gamma_{3}=n} \sum_{l_{1}+l_{2}+l_{3}=m} \nabla l_{1}\gamma_{1} \nabla l_{2}\gamma_{2} \nabla l_{3}\gamma_{3}$$

$$\nabla^{k} = \sum_{\eta=-\infty}^{\infty} \sum_{m=-\infty} (\nabla^{k})_{mn} \in \mathcal{J}(m_{k}+\gamma l_{k}y)$$

$$(\nabla^{k})_{mn} = \sum_{\Sigma \gamma_{1}=n} \sum_{\Sigma l_{1}=m} \nabla l_{1}\gamma_{1} \nabla l_{2}\gamma_{2} \cdots \nabla l_{k}\gamma_{k}$$

(21)を(4) に代入、(16)との恒等的関係から問疫数 MX+Ny 成分のQ'S と∇'S の関係は

$$Q_{MN} = C_0 \ \nabla_{MN} + C_1 \sum_{\gamma_1 + \gamma_2 = N} \sum_{\ell_1 + \ell_2 = M} \nabla_{\ell_1 \gamma_1} \ \dot{\nabla}_{\ell_2 \gamma_2} + C_2 \sum_{\gamma_1 + \gamma_2 + \gamma_3 = N} \sum_{\ell_1 + \ell_2 + \ell_3 = M} \nabla_{\ell_1 \gamma_1} \ \nabla_{\ell_2 \gamma_2} \ \nabla_{\ell_3 \gamma_3} + \cdots + C_{k-1} \sum_{\Sigma' = N} \sum_{\Sigma' = M} \nabla_{\ell_1 \gamma_1} \ \nabla_{\ell_2 \gamma_2} \cdots \nabla_{\ell_k \gamma_k} + \cdots - (22)$$

(3,22)を(3.18)に代入電流・電圧のフーリエ係数の関係を求め(14)を用い 複素振巾 I's と P's の関係に書き改めると次式を得る。

$$\begin{split} \dot{I}_{MN} &= \dot{j} \left(M \omega_{S} + N \omega_{P} \right) C_{0} \dot{V}_{MN} + \dot{j} \left(M \omega_{S} + N \omega_{P} \right) \frac{C_{I}}{2} \sum_{\gamma_{I} + \gamma_{2} = N} \frac{1}{\ell_{I} + \ell_{2} = M} \dot{V}_{\ell_{I} \gamma_{I}} \dot{V}_{\ell_{2} \gamma_{2}} \\ &+ \dot{j} \left(M \omega_{S} + N \omega_{P} \right) \frac{C_{2}}{2^{2}} \sum_{\gamma_{I} + \gamma_{2} + \gamma_{S} = N} \sum_{\ell_{I} + \ell_{2} + \ell_{3} = M} \dot{V}_{\ell_{I} \gamma_{I}} \dot{V}_{\ell_{2} \gamma_{2}} \dot{V}_{\ell_{3} \gamma_{3}} + - - - - \\ &+ \dot{\gamma} \left(M \omega_{S} + N \omega_{P} \right) \frac{C_{R-I}}{2^{R-I}} \sum_{\Sigma_{I} = N} \frac{1}{\Sigma_{I} + M} \dot{V}_{\ell_{1} \gamma_{I}} \dot{V}_{\ell_{2} \gamma_{2}} - - - \dot{V}_{\ell_{R} \gamma_{R}} + - - - (3.23) \end{split}$$

通常パラメータ増中器では信号入力はポンピング配圧(又は電流)に比べて小さいから、非線形容量により発生する信号周波数 f_s の高周波は極めて小さく無視できる。従って側帯波としては $nf_P \pm f_s$ (nは正又は負の整数)のみ考えればよい。即ち nに対しては n=0、 1 を 2 とれば下側帯波については n=1 n=1 n=1 n=1 n=1

(ZZ) を用い、fs、fp、nfp ± fs に対する V's と Q's の 肉係は.

$$Q_{10} = C_0 \, \nabla_{10} + C_1 \sum_{\vec{l}_1 + \vec{l}_2 = 0} \sum_{\vec{l}_1 + \vec{l}_2 = 1} \nabla_{\vec{l}_1 \cdot \vec{l}_1} \, \nabla_{\vec{l}_2 \cdot \vec{l}_2} + C_2 \sum_{\vec{l}_1 + \vec{l}_2 + \vec{l}_3 = 0} \sum_{\vec{l}_1 + \vec{l}_2 + \vec{l}_3 = 1} \nabla_{\vec{l}_1 \cdot \vec{l}_1} \, \nabla_{\vec{l}_2 \cdot \vec{l}_2} \, \nabla_{\vec{l}_3 \cdot \vec{l}_3}$$

(24)

+ ---- +
$$C_{k-1}$$
 $\sum_{\Sigma I=0}^{r}$ $\sum_{\Sigma l=1}^{r}$ $\nabla l_1 \gamma_1 \nabla l_2 \gamma_2 - \cdots \nabla l_R \gamma_R + \cdots$

$$Q_{01} = C_0 \nabla_{01} + C_1 \sum_{\gamma_1 + \gamma_2 = 1} \sum_{l_1 + l_2 = 0} \nabla_{l_1} \gamma_1 \nabla_{l_2} \gamma_2 + C_2 \sum_{\gamma_1 + \gamma_2 + \gamma_3 = 1} \sum_{l_1 + l_2 + l_3 = 0} \nabla_{l_1} \gamma_1 \nabla_{l_2} \gamma_2 \nabla_{l_3} \gamma_3 + \cdots + C_{k-1} \sum_{\Sigma Y = 1} \sum_{\gamma_1 \neq 0} \nabla_{l_1} \gamma_1 \nabla_{l_2} \gamma_2 - \cdots \nabla_{l_k} \gamma_k + \cdots - \nabla_{l_k} \gamma_k \nabla_{l_k} \gamma_k + \cdots - \nabla_{l_k} \gamma_k \nabla_$$

 $Q_{IN} = C_0 \ \nabla_{In} + C_1 \sum_{\gamma_1 + \gamma_2 = n} \sum_{l_1 + l_2 = l} \nabla_{l_1} \gamma_1 \ \nabla_{l_2} \gamma_2 + C_2 \sum_{\gamma_1 + \gamma_2 + \gamma_3 = n} \sum_{l_1 + l_2 + l_3 = l} \nabla_{l_1} \gamma_1 \ \nabla_{l_2} \gamma_2 \ \nabla_{l_3} \gamma_3 + \cdots + C_{l_{r-1}} \sum_{\gamma_1 + \gamma_2 = n} \sum_{j_1 = l_2} \nabla_{l_1} \gamma_1 \ \nabla_{l_2} \gamma_2 - \cdots \nabla_{l_k} \gamma_k + \cdots - \cdots$

$$Q_{-1n} = C_0 \ \nabla_{-1n} + C_1 \sum_{\gamma_1 + \gamma_2 = n} \sum_{\ell_1 + \ell_2 = 1} \nabla_{\ell_1 \gamma_1} \ \nabla_{\ell_2 \gamma_2} + C \sum_{\gamma_1 + \gamma_2 + r_3 = n} \sum_{\ell_1 + \ell_2 + \ell_3 = 1} \nabla_{\ell_1 r_1} \ \nabla_{\ell_2 \gamma_2} \ \nabla_{\ell_3 \gamma_3} + \cdots + C_{\ell_{2-1}} \sum_{\Sigma \gamma_1 = 1} \sum_{\ell_1 \neq \ell_2} \nabla_{\ell_1 \gamma_1} \ \nabla_{\ell_2 \gamma_2} - \cdots - \nabla_{\ell_k \gamma_k} + \cdots - \cdots$$

$$n = 0$$
. ± 1 , ± 2 . ----

、従って(23)はポンピングに対し一般に N.fp の高調波を考えたときのQs. Vsの関係式で、本節では以後 (24) 式を基礎にして解析を行う。

信号周波数をfs 、ポンピング周波数をfp として側帯波fp-fs (fp)をs なるを要す)又はfp+fs を用い、他の側帯波は存在しかい場合である。

a) 下側帯波変換型および負性抵抗型 P.A

周波数成分として fp. fs および fp - fs (fp > fs)のみ存在し他の側帯波は存在しないとすると (23) より

$$Q_{10} = C_0 \ \nabla_{10} + 2C_1 \ \nabla_{01} \ \nabla_{-11}^* + 6C_2 \left\{ \frac{|V_{00}|}{2} + |V_{01}|^2 + |\nabla_{-11}|^2 \right\} \nabla_{10} + \cdots + C_{12-1} \sum_{l2} A_{l0} \left\{ |\nabla_{l0}|^{2l} |V_{01}|^{2b} |V_{-11}|^{2c} \right\} \nabla_{10} + \cdots + C_{12-1} \sum_{l2} A_{l0} \left\{ |\nabla_{l0}|^{2l} |V_{01}|^{2b} |V_{-11}|^{2c} \right\} \nabla_{10} + \cdots + C_{12-1} \sum_{l2} A_{l0} \left\{ |\nabla_{l0}|^{2l} |V_{01}|^{2b} |V_{-11}|^{2c} \right\} \nabla_{10} + \cdots + C_{12-1} \sum_{l2} A_{l0} \left\{ |\nabla_{l0}|^{2l} |V_{01}|^{2b} |V_{-11}|^{2c} \right\} \nabla_{10} + \cdots + C_{12-1} \sum_{l2} A_{l0} \left\{ |\nabla_{l0}|^{2l} |V_{01}|^{2b} |V_{-11}|^{2c} \right\} \nabla_{10} + \cdots + C_{12-1} \sum_{l2} A_{l0} \left\{ |\nabla_{l0}|^{2l} |V_{-11}|^{2b} |V_{-11}|^{2c} \right\} \nabla_{10} + \cdots + C_{12-1} \sum_{l2} A_{l0} \left\{ |\nabla_{l0}|^{2l} |V_{-11}|^{2b} |V_{-11}|^{2c} \right\} \nabla_{10} + \cdots + C_{12-1} \sum_{l2} A_{l0} \left\{ |\nabla_{l0}|^{2l} |V_{-11}|^{2b} |V_{-11}|^{2c} \right\} \nabla_{10} + \cdots + C_{12-1} \sum_{l2} A_{l0} \left\{ |\nabla_{l0}|^{2l} |V_{-11}|^{2b} |V_{-11}|^{2c} \right\} \nabla_{10} + \cdots + C_{12-1} \sum_{l2} A_{l0} \left\{ |\nabla_{l0}|^{2l} |V_{-11}|^{2b} |V_{-11}|^{2c} \right\} \nabla_{10} + \cdots + C_{12-1} \sum_{l2} A_{l0} \left\{ |\nabla_{l0}|^{2l} |V_{-11}|^{2b} |V_{-11}|^{2c} \right\} \nabla_{10} + \cdots + C_{12-1} \sum_{l2} A_{l0} \left\{ |\nabla_{l0}|^{2l} |V_{-11}|^{2b} |V_{-11}|^{2c} \right\} \nabla_{10} + \cdots + C_{12-1} \sum_{l2} A_{l0} \left\{ |\nabla_{l0}|^{2l} |V_{-11}|^{2b} |V_{-11}|^{2c} \right\} \nabla_{10} + \cdots + C_{12-1} \sum_{l2} A_{l0} \left\{ |\nabla_{l0}|^{2l} |V_{-11}|^{2b} |V_{-11}|^{2c} \right\} \nabla_{10} + \cdots + C_{12-1} \sum_{l2} A_{l0} \left\{ |\nabla_{l0}|^{2l} |V_{-11}|^{2b} |V_{-11}|^{2c} \right\} \nabla_{10} + \cdots + C_{12-1} \sum_{l2} A_{l0} \left\{ |\nabla_{l0}|^{2l} |V_{-11}|^{2b} |V_{-11}|^{2c} \right\} \nabla_{10} + \cdots + C_{12-1} \sum_{l2} A_{l0} \left\{ |\nabla_{l0}|^{2l} |V_{-11}|^{2b} |V_{-11}|^{2c} \right\} \nabla_{10} + \cdots + C_{12-1} \sum_{l2} A_{l0} \left\{ |\nabla_{l0}|^{2l} |V_{-11}|^{2b} |V_{-11}|^{2c} \right\} \nabla_{10} + \cdots + C_{12-1} \sum_{l2} A_{l0} \left\{ |\nabla_{l0}|^{2l} |V_{-11}|^{2c} \right\} \nabla_{10} + \cdots + C_{12-1} \sum_{l2} A_{l0} \left\{ |\nabla_{l0}|^{2l} |V_{-11}|^{2c} \right\} \nabla_{10} + \cdots + C_{12-1} \sum_{l2} A_{l0} \left\{ |\nabla_{l0}|^{2l} |V_{-11}|^{2c} \right\} \nabla_{10} + \cdots + C_{12-1} \sum_{l2} A_{l0} \left\{ |\nabla_{l0}|^{2l} |V_{-11}|^{2c} \right\} \nabla_{10} + \cdots + C_{12-1} \sum_{l2} A_{l0} \left\{ |\nabla_{l0}|^{2l} |V_{-11}|^{2c} \right\} \nabla_{10} + \cdots + C_{12-1} \sum_{l2} A_{l0} \left\{ |\nabla$$

$$Q_{01} = C_0 \, \nabla_{01} + 2C_1 \, \nabla_{10} \, \nabla_{-11} + 6 \, C_2 \left\{ |V_{i0}|^2 + \frac{|V_{01}|^2}{2} + |\nabla_{-11}|^2 \right\} \, \nabla_{01} + \cdots + \cdots + C_{l2-1} \, \sum_{R} A_{01} \, \left(|\nabla_{i0}|^{2\alpha} |\nabla_{01}|^{2b} |\nabla_{-11}|^{2C} \right) \, \nabla_{01} + \cdots - \cdots$$

$$Q_{-1/2} = C_0 \nabla_{-1/2} + 2C_1 \nabla_{01} \nabla_{10}^* + 6 C_2 \left\{ |\nabla_{0}|^2 + |V_{01}|^2 + \frac{|V_{-1}|^2}{2} \right\} \nabla_{-1/2} + \cdots + C_R \sum_{k} A_{-1/2} \left[|\nabla_{10}|^{2a} |V_{01}|^{2b} |V_{-1/2}|^{2C} \right] \nabla_{-1/2} + \cdots + C_R \sum_{k} A_{-1/2} \left[|\nabla_{10}|^{2a} |V_{01}|^{2b} |V_{-1/2}|^{2C} \right] \nabla_{-1/2} + \cdots + C_R \sum_{k} A_{-1/2} \left[|\nabla_{10}|^{2a} |V_{01}|^{2b} |V_{-1/2}|^{2C} \right] \nabla_{-1/2} + \cdots + C_R \sum_{k} A_{-1/2} \left[|\nabla_{10}|^{2a} |V_{01}|^{2b} |V_{-1/2}|^{2C} \right] \nabla_{-1/2} + \cdots + C_R \sum_{k} A_{-1/2} \left[|\nabla_{10}|^{2a} |V_{01}|^{2b} |V_{-1/2}|^{2C} \right] \nabla_{-1/2} + \cdots + C_R \sum_{k} A_{-1/2} \left[|\nabla_{10}|^{2a} |V_{01}|^{2b} |V_{-1/2}|^{2C} \right] \nabla_{-1/2} + \cdots + C_R \sum_{k} A_{-1/2} \left[|\nabla_{10}|^{2a} |V_{01}|^{2b} |V_{-1/2}|^{2C} \right] \nabla_{-1/2} + \cdots + C_R \sum_{k} A_{-1/2} \left[|\nabla_{10}|^{2a} |V_{01}|^{2b} |V_{-1/2}|^{2C} \right] \nabla_{-1/2} + \cdots + C_R \sum_{k} A_{-1/2} \left[|\nabla_{10}|^{2a} |V_{01}|^{2b} |V_{-1/2}|^{2C} \right] \nabla_{-1/2} + \cdots + C_R \sum_{k} A_{-1/2} \left[|\nabla_{10}|^{2a} |V_{01}|^{2b} |V_{-1/2}|^{2C} \right] \nabla_{-1/2} + \cdots + C_R \sum_{k} A_{-1/2} \left[|\nabla_{10}|^{2a} |V_{01}|^{2b} |V_{-1/2}|^{2C} \right] \nabla_{-1/2} + \cdots + C_R \sum_{k} A_{-1/2} \left[|\nabla_{10}|^{2a} |V_{01}|^{2b} |V_{-1/2}|^{2C} \right] \nabla_{-1/2} + \cdots + C_R \sum_{k} A_{-1/2} \left[|\nabla_{10}|^{2a} |V_{01}|^{2b} |V_{-1/2}|^{2C} \right] \nabla_{-1/2} + \cdots + C_R \sum_{k} A_{-1/2} \left[|\nabla_{10}|^{2a} |V_{01}|^{2b} |V_{-1/2}|^{2C} \right] \nabla_{-1/2} + \cdots + C_R \sum_{k} A_{-1/2} \left[|\nabla_{10}|^{2a} |V_{01}|^{2b} |V_{-1/2}|^{2C} \right] \nabla_{-1/2} + \cdots + C_R \sum_{k} A_{-1/2} \left[|\nabla_{10}|^{2a} |V_{01}|^{2b} |V_{-1/2}|^{2C} \right] \nabla_{-1/2} + \cdots + C_R \sum_{k} A_{-1/2} \left[|\nabla_{10}|^{2a} |V_{01}|^{2b} |V_{-1/2}|^{2C} \right] \nabla_{-1/2} + \cdots + C_R \sum_{k} A_{-1/2} \left[|\nabla_{10}|^{2a} |V_{01}|^{2b} |V_{-1/2}|^{2C} \right] \nabla_{-1/2} + \cdots + C_R \sum_{k} A_{-1/2} \left[|\nabla_{10}|^{2a} |V_{01}|^{2b} |V_{-1/2}|^{2C} \right] \nabla_{-1/2} + \cdots + C_R \sum_{k} A_{-1/2} \left[|\nabla_{10}|^{2a} |V_{-1/2}|^{2C} \right] \nabla_{-1/2} + \cdots + C_R \sum_{k} A_{-1/2} \left[|\nabla_{10}|^{2a} |V_{-1/2}|^{2C} \right] \nabla_{-1/2} + \cdots + C_R \sum_{k} A_{-1/2} \left[|\nabla_{10}|^{2a} |V_{-1/2}|^{2C} \right] \nabla_{-1/2} + \cdots + C_R \sum_{k} A_{-1/2} \left[|\nabla_{10}|^{2a} |V_{-1/2}|^{2C} \right] \nabla_{-1/2} + \cdots + C_R \sum_{k} A_{-1/2} \left[|\nabla_{10}|^{2a} |V_{-1/2}|^{2C$$

(18) を用い I's と V's の 肉係を求め更に複素振中を用いると

$$\begin{split} \dot{I}_{l0} = \dot{j} \, \omega_{S} \, C_{0} \, \dot{\nabla}_{l0} + \dot{j} \, \omega_{S} \, C_{I} \, \dot{\nabla}_{01} \, \dot{\nabla}_{-11}^{*} + \dot{j} \, \frac{3}{2} \, \omega_{S} \, C_{2} \, \Big\{ \frac{|\dot{\nabla}_{0}|^{2}}{2} + |\dot{\nabla}_{01}|^{2} + |\dot{\nabla}_{-11}|^{2} \Big\} \, \dot{\nabla}_{l0} \\ + - - + \dot{j} \, \frac{\omega_{S} \, C_{R}}{2 \, k} \, \sum_{R} \, A_{l0} \, \Big[|\dot{\nabla}_{l0}|^{2a} |\dot{\nabla}_{01}|^{2b} |\nabla_{-11}|^{2C} \Big] \, \dot{\nabla}_{l0} + - - - \\ \dot{I}_{01} = \dot{j} \, \omega_{P} \, C_{0} \, \dot{\nabla}_{01} + \dot{j} \, \omega_{P} \, C_{I} \, \dot{\nabla}_{-11} \, \dot{\nabla}_{l0} + \dot{j} \, \frac{3}{2} \, \omega_{P} \, C_{2} \Big\{ \frac{|\dot{\nabla}_{0}|^{2}}{2} + |\dot{\nabla}_{0}|^{2} + |\dot{\nabla}_{-11}|^{2} \Big\} \, \dot{\nabla}_{01} \\ + - - - + \dot{j} \, \frac{\omega_{P} \, C_{R}}{2 \, k} \, \sum_{R} \, A_{01} \, \Big[|\dot{\nabla}_{l0}|^{2a} |\dot{\nabla}_{01}|^{2b} |\nabla_{-11}|^{2C} \Big] \, \dot{\nabla}_{01} + - - - \\ \dot{I}_{-11} = \dot{j} \, \omega_{-} \, C_{0} \, \dot{\nabla}_{-11} + \dot{j} \, \omega_{-} \, C_{1} \, \dot{\nabla}_{01} \, \dot{\nabla}_{l0}^{*} + \dot{j} \, \frac{3}{2} \, \omega_{-} \, C_{2} \, \Big\{ |\dot{\nabla}_{l0}|^{2} + |\dot{\nabla}_{01}|^{2} + |\dot{\nabla}_{-11}|^{2} \Big\} \, \dot{\nabla}_{-11} \\ + - - - + \dot{j} \, \frac{\omega_{-} \, C_{R}}{2 \, k} \, \sum_{R} \, A_{-11} \, \Big[|\nabla_{l0}|^{2a} |\dot{\nabla}_{01}|^{2b} |\nabla_{-11}|^{2C} \Big] \, \dot{\nabla}_{-11} + - - - \\ - - - (26) \end{split}$$

(26) 式は高次の非線形項をも考慮した場合の単一高周波ポンピングPA. (下側帯液変換型 および 質性抵抗型)の非線形容量における信号、ポンピング およびアイドラ(下側帯液出力) 周液数成分の電流および電圧の複素振中の 関係を示す基本式で、高次の項を含めた大信号解析に用いることができるが、本 論文では大信号動作はは立ち入らない。

C2 以上の項が C/ に比し小さいときには

$$\dot{I}_{10} = \dot{j} \, \omega_{S} \, C_{O} \, \dot{\nabla}_{10} + \dot{j} \, \omega_{S} \, C_{I} \, \dot{\nabla}_{01} \, \nabla_{-11}^{*}
\dot{I}_{01} = \dot{j} \, \omega_{P} \, C_{O} \, \dot{\nabla}_{01} + \dot{j} \, \omega_{P} \, C_{I} \, \nabla_{10} \, \nabla_{-11}
\dot{I}_{-11} = \dot{j} \, \omega_{-} \, C_{O} \, \dot{\nabla}_{-11}^{*} + \dot{j} \, \omega_{-} \, C_{I} \, \dot{\nabla}_{10} \, \dot{\nabla}_{01}^{*}$$

$$\times \, i \dot{I}_{-11}^{*} = \dot{j} \, \omega_{-} \, C_{O} \, \dot{\nabla}_{-11}^{*} - \dot{j} \, \omega_{-} \, C_{I} \, \dot{\nabla}_{10} \, \dot{\nabla}_{01}^{*}$$

 $g = C_0 V + C_1 V^2$, $C = d\theta/dV = C_0 + 2C_1 V$ (29a) であるから今 (27a) において $2C_1 V = \sum_{n=-\infty}^{\infty} C_n e^{inwpt} Y$ おくY (27) 式において $2C_1 V_0 = C_1$ Yかる。ここでポンピングに関する式を除外次/式Y 大きマトリックス表示するY、

$$\begin{pmatrix}
\dot{I}_{10} \\
\dot{I}_{-11}^{*}
\end{pmatrix} = \begin{pmatrix}
\dot{j}\omega_{S}C_{0} & \dot{j}\omega_{S}C_{1} \\
-\dot{j}\omega_{-}C_{1} & -\dot{j}\omega_{-}C_{0}
\end{pmatrix} \begin{pmatrix}
\dot{\nabla}_{10} \\
\dot{\nabla}_{-11}^{*}
\end{pmatrix}$$
(28)

これは H.E. Rowe の小信号理論による転換型 P.A に関する基本式に他ならない。 H.E. Rowe の小信号理論为2式がないためポンピングに関する考察は困難である。

従って、ポンピング電力・ポンピング回路を検討し得るためには (26)を直接解かねばならない。

但b(26)式の \sum_{a} は2(a+b+c)= k であるような整数 a.b. C のすべての組についての和を表わす。

ASは次式で与えられるものとする。-

$$A_{10} = \frac{(k+1)!}{(a+1)(a!)^2(b!)^2(C!)^2} \qquad A_{-11} = \frac{(k+1)!}{(a!)^2(b!)^2(c+1)(C!)^2}$$

$$A_{01} = \frac{(k+1)!}{(a!)^2(f+1)(f!)^2(C!)^2} \qquad 2(a+b+C) = k$$
(26a)

b) 上側帯波変換型 P.A の場合

fs、fpのほか上側帯波 fp+fsのみが存在し fp+fs=f+を出力として とり出す場合である。

(24)式から (a) と同様な方法で解析すると、C2以上の項を省略すると

$$\dot{I}_{10} = \dot{j} \, \omega_{S} \, C_{O} \, \dot{\nabla}_{10} + \dot{j} \, \omega_{S} \, C_{I} \, \dot{\nabla}_{01}^{*} \, \dot{\nabla}_{II}$$

$$\dot{I}_{0I} = \dot{j} \, \omega_{P} \, C_{O} \, \dot{\nabla}_{0I} + \dot{j} \, \omega_{P} \, C_{I} \, \dot{\nabla}_{i0}^{*} \, \dot{\nabla}_{II}$$

$$\dot{I}_{II} = \dot{j} \, \omega_{+} \, C_{O} \, \dot{\nabla}_{II} + \dot{j} \, \omega_{+} \, C_{I} \, \dot{\nabla}_{0I} \, \dot{\nabla}_{I0}$$
(30)

これは上側帯波変換型 P.A の基本肉係式である。

3.2 単一低周波ポンピング・パラメータ増巾器

通常の高周波ポンピングP.Aではfp>fsであることが必要であるが、アイド ラ周波数 (または下側帯波出力周波数) として Nfp-fs を とり Nfp > fs であ るようにすれば fp <fs であっても負性抵抗型 P.A 支実現することができる。 これを単一低周波ポンピング P.A と呼ぶことにする。以下このような場合を取扱う。

今、周波数成分として fs 、fp および Nfp-fs (上側帯液のときは Nfp+fs) のみが存在する場合を考えると、(24) の C/から C_{N-1} 迄の項は Nfp-fs なる側帯液をつくるのに寄与しないから非線形容量の f-V 特性としては

$$\mathcal{G} = C_0 \mathcal{V} + C_N \mathcal{V}^{N+1} + \sum_{k>N+2} C_{k-1} \mathcal{V}^k \tag{3/}$$

を考えれば、 $V^2 \sim V^N$ 迄の項はむしる不要側帯波を発生する有害な項であり、C's($k=1\sim N$)が C_0 、 C_N に比し充分小さい非線形容量を用い、フィルター・共振回路などで抑圧するのが普通である。

さらに CN+1、 CN+2 << CN であるような場合は、4-V 特性として

$$\mathcal{G} = C_0 \mathcal{V} + C_N \mathcal{V}^{N+1} \tag{32}$$

と仮定すれば充分である。

Q) 負性抵抗型および下側帯液変換型 PA

周波数成分として fs、fp. Nfp− fs(Nfp> fs)のみ存在する場合で、 Q's と V's の関係は (24)から、

$$Q_{I0} = C_0 \nabla_{I0} + C_N \sum_{N} A_{I0} \left(|\vec{\nabla}_{I0}|^{2a} |\nabla_{0I}|^{2b} |\nabla_{-IN}|^{2c} \right) \nabla_{I0} + (N+I) C_N \nabla_{-IN}^* (\nabla_{0I})^N$$

$$Q_{0I} = C_0 \nabla_{0I} + C_N \sum_{N} A_{0I} \left(|\nabla_{I0}|^{2a} |\nabla_{0I}|^{2b} |\nabla_{-IN}|^{2c} \right) \nabla_{0I} + (N+I) C_N \nabla_{-IN} \nabla_{I0} (\nabla_{0I})^* N^{-I}$$

$$Q_{-IN} = C_0 \nabla_{-II} + C_N \sum_{N} A_{-II} \left(|\nabla_{I0}|^{2a} |\nabla_{0I}|^{2b} |\nabla_{-IN}|^{2c} \right) \nabla_{-IN} + (N+I) C_N \nabla_{I0}^* (\nabla_{0I})^N$$

ここで \sum_{N} は $\mathcal{Q}(\alpha+b+c)=N$ となる α , b, c の考えられる整数にっいての和をとることを意味 \cup A'S は次式で示されるものである。

$$A_{iV} = \frac{(N+1)!}{(a!)^2 (b!)^2 (C!)^2}$$

$$A_{0I} = \frac{(N+1)!}{(a!)^2 (b+1)(b!)^2 (C!)^2}$$

$$A_{-iV} = \frac{(N+1)!}{(a!)^2 (b!)^2 (C+1)(C!)^2}$$
(33a)

(33) を電流・電圧の複素振中の関係式に書き改めると

$$\begin{split} \dot{I}_{10} &= \dot{j} \omega_{S} \, C_{0} \, \dot{\nabla}_{10} + \dot{j} \, \omega_{S} \, \frac{C_{N}}{2^{N}} \, \sum_{N} A_{10} \, \Big(|\dot{\nabla}_{10}|^{2a} \, |\dot{\nabla}_{01}|^{2b} \, |\dot{\nabla}_{-1N}|^{2c} \Big) \, \dot{\nabla}_{10} + (N+1) \, \frac{C_{N}}{2^{N}} \, \dot{\nabla}_{-1N} \, \dot{\nabla}_{10} \, (\dot{\nabla}_{01})^{Nb} \\ \dot{\dot{I}}_{01} &= \dot{j} \, \omega_{P} \, C_{0} \, \dot{\nabla}_{01} + \dot{j} \, \omega_{P} \, \frac{C_{N}}{2^{N}} \, \sum_{N} A_{01} \, \Big(|\dot{\nabla}_{10}|^{2a} \, |\dot{\nabla}_{01}|^{2b} \, |\dot{\nabla}_{-1N}|^{2c} \Big) \, \dot{\nabla}_{01} + (N+1) \, \frac{C_{N}}{2^{N}} \, \dot{\nabla}_{-1N} \, \dot{\nabla}_{10} \, (\dot{\nabla}_{01})^{N-b} \\ \dot{\dot{I}}_{-11} &= \dot{j} \, \omega_{-} \, C_{0} \, \, \dot{\nabla}_{-11} + \dot{j} \, \omega_{-} \, \frac{C_{N}}{2^{N}} \, \sum_{N} A_{-1N} \, \Big(|\dot{\nabla}_{10}|^{2a} \, |\dot{\nabla}_{01}|^{2b} \, |\dot{\nabla}_{-1N}|^{2c} \Big) \, \dot{\nabla}_{-1N} + (N+1) \, \frac{C_{N}}{2^{N}} \, \dot{\nabla}_{70}^{*} \, (\dot{\nabla}_{01})^{N} \\ &= - - - - \, (34) \end{split}$$

(34)式は非線形容量のタール特性を(32)と仮定したときfs を信号再改数、fp をポンピンク間表数、Nfp-fs をアイドラ周波数(又は下側帯出力の周波数)とする負性抵抗形単一低周波 PA(または下側帯波変換型単一低周波 PA)の非線形容量における電流・電圧の複素振中の関係を示す基本式である。

b) 上側蒂玻変換型 P.A

Q) の場合と同様 8- V 特性を (32)と仮定、fs、fp、Nfp+fs カみが存在する上側帯液変換型 P. A を考える。

この場合の I's Y V'S の 関係は (24)から、

$$\begin{split} \dot{I}_{10} = \dot{j} \, \omega)_{S} \, C_{O} \, \, \dot{\nabla}_{IO} + \dot{j} \, \omega_{S} \, \frac{C_{N}}{2^{N}} \, \sum_{N} A_{IO} \left(\, |\dot{\nabla}_{IO}|^{2a} \, |\dot{\nabla}_{OI}|^{2b} \, |\dot{\nabla}_{+IN}|^{2c} \, \right) \, \dot{\nabla}_{IO} \\ + \, \dot{j} \, \omega_{S} \, \frac{C_{N}}{2^{N}} \, (N+I) \, \, \dot{\nabla}_{IN} \, \left(\, \dot{\nabla}_{OI}^{*} \, \right)^{N} \\ \dot{I}_{OI} = \dot{j} \, \omega_{P} \, C_{O} \, \, \dot{\nabla}_{OI} + \dot{j} \, \omega_{P} \, \frac{C_{N}}{2^{N}} \, \sum_{N} A_{OI} \, \left(\, |\dot{\nabla}_{IO}|^{2a} \, |\dot{\nabla}_{OI}|^{2b} \, |\dot{\nabla}_{IN}|^{2c} \, \right) \, \, \dot{\nabla}_{OI} \\ + \dot{j} \, \omega_{P} \, (N+I) \, \, \frac{C_{N}}{2^{N}} \, \, \, \dot{\nabla}_{IN} \, \, \, \dot{\nabla}_{IO}^{*} \, \left(\, \nabla_{OI}^{*} \, \times \, \right)^{N-I} \end{split}$$

$$I_{IN} = j \omega_{+} C_{0} \dot{\nabla}_{IN} + j \omega_{+} \frac{C_{N}}{Z^{N}} \sum_{N} A_{IN} \left[|\dot{\nabla}_{i0}|^{2d} |\dot{\nabla}_{0I}|^{2b} |\dot{\nabla}_{IN}|^{2C} \right] \dot{\nabla}_{IN}$$

$$+ j \omega_{+} (N+I) \frac{C_{N}}{Z^{N}} \dot{\nabla}_{I0} (\dot{\nabla}_{0I})^{N}$$

---- (35)

ここで $\sum_{n=1}^{\infty}$ は 2(a+b+C)=N となるすべての a,b,C の整数の組に対する和 2とることを示した A_{N} . A_{N} は (33a)で示すものであり、

$$A_{IN} = \frac{(N+I)!}{(C+I)(A!)^2(b!)^2(C!)^2}$$

(35)は単一低周波ポンピング上側帯波変換P.Aの基本式である。この場合 信号、人出力回路が完全に整合がYれているYきには、Manley Rowse の . 肉係 から変換利得はf+/fs で決定される。

4. 2周波ポンピング P.A.

ポンピング 周波数が 2つの場合、すなわち信号周波数を含め 3つの基本周波数の励振を考える。3.2において K=3の場合を考えると、8、V、i は夫々複素 3重フーリエ級数に展向される。(4)の 8-V特性の Vk をフーリエ級数で展向すると、

$$G = C_{0} \sum_{\eta_{3}=-\infty} \sum_{\eta_{1}=-\infty} \nabla_{\eta_{1}} \eta_{2} \eta_{3} \in i^{(\eta_{1}\chi_{1}+1l_{2}\chi_{2}+\eta_{3}\chi_{3})} + C_{1} \sum_{\eta_{3}=-\infty} \sum_{\eta_{1}=-\infty} (\nabla^{2})_{\eta_{1}} \eta_{2} \eta_{3} \in i^{(\eta_{1}\chi_{1}+1l_{2}\chi_{2}+\eta_{3}\chi_{3})} + C_{2} \sum_{\eta_{3}=-\infty} \sum_{\eta_{1}=-\infty} (\nabla^{2})_{\eta_{1}} \eta_{2} \eta_{3} \in i^{(\eta_{1}\chi_{1}+1l_{2}\chi_{2}+\eta_{3}\chi_{3})} + \cdots - C_{2} \sum_{\eta_{3}=-\infty} \sum_{\eta_{1}=-\infty} (\nabla^{3})_{\eta_{1}} \eta_{2} \eta_{3} \in i^{(\eta_{1}\chi_{1}+1l_{2}\chi_{2}+\eta_{3}\chi_{3})} + \cdots - C_{2} + C_{2} \sum_{\eta_{3}=-\infty} \sum_{\eta_{3}=-\infty} \sum_{\eta_{2}=-\infty} (\nabla^{l_{2}})_{\eta_{1}} \eta_{2} \eta_{3} \in i^{(\eta_{1}\chi_{1}+\eta_{2}\chi_{2}+\eta_{3}\chi_{3})} + \cdots - C_{2} \in i^{(\eta_{1}\chi_{1}+\eta_{2}\chi_{2}+\eta_{3}\chi_{3}+\eta_{3}\chi_{3})} + \cdots - C_{2} \in i^{(\eta_{1}\chi_{1}+\eta_{2}\chi_{2}+\eta_{3}\chi_{3}+\eta_{$$

但し

$$(\nabla^2)_{\eta_1\eta_2\eta_3} = \sum_{S_1+S_2=\eta_3} \sum_{N+Y_2=\eta_2} \sum_{\ell_1+\ell_2=\eta_1} \nabla_{\ell_1} \gamma_1 S_1 \cdot \nabla_{\ell_2} \gamma_2 S_2$$

$$(\nabla^{3})_{\eta_{1}\eta_{2}\eta_{3}} = \sum_{S_{1}tS_{2}tS_{3}=\eta_{3}\gamma_{1}\gamma_{2}t\gamma_{3}=\eta_{2}} \sum_{I_{1}tI_{2}tI_{3}=\eta_{1}} \nabla_{I_{1}\gamma_{1}S_{1}} \nabla_{I_{2}\gamma_{2}S_{2}} \nabla_{I_{3}\gamma_{3}S_{3}}$$

$$(\nabla^k)_{\Pi_1\Pi_2\Pi_3} = \sum_{\Sigma \subseteq \Pi_3} \sum_{\Sigma I=\Pi_2} \sum_{\Sigma I=\Pi_2} \nabla_{I_1Y_1S_1} \nabla_{I_2Y_2S_2} - - - - \nabla_{I_RY_RS_R}$$

(36) を各周波数ごとに整理、(/3)で K=3 とおいたものとの恒等的関係から Q'S と $\nabla'S$ の関係を求める。 $L_{X,+}M_{X_2}+N_{X_3}$ 周波数成分の Q'S と $\nabla'S$ の関係は、

$$Q_{LMN} = C_0 \, \nabla_{LMN} + C_1 \sum_{S_1 + S_2 = N} \sum_{K_1 + K_2 = M} \sum_{L_1 + L_2 = L} \nabla_{I_1 Y_1 S_1} \, \nabla_{I_2 Y_2 S_2} + C_2 \sum_{S_1 + S_2 + S_3 = N} \sum_{K_1 + K_2 + K_3 = L} \nabla_{I_1 Y_1 S_1} \nabla_{I_2 Y_2 S_2} \nabla_{I_3 Y_3 S_3} + \cdots + C_{k-1} \sum_{\Sigma S_2 = N} \sum_{\Sigma T_2 = M} \sum_{\Sigma I = L} \nabla_{I_1 Y_1 S_1} \nabla_{I_2 Y_2 S_3} - \cdots - \nabla_{I_k Y_k S_k} + \cdots - \cdots$$

$$(37)$$

a) 2周玻ポンピング負性抵抗 (下側帯波) PA

信号周波数をfs. 2つの異るポンピング周波数を f_P , fq とする。今下側帯波 $f_- = f_P + f_Q - f_S$ のみが(f_P , f_Q , f_S のほか)存在し、他の側帯波は共振回路・フィルタにより抑圧され発生しないとする。このとき、

$$(\nabla^2) \eta_1 \eta_2 \eta_3 = 0$$

であり、2乗項は側帯液 $f_P+f_4-f_8$ の発生に無肉係で、 C/ V^2 頂はむしる不要側帯波を発生する有害な項である。これをC/ が極めて小さい容量

を用いるか、共振回路・フイルターにより除去すれば € - V 特性として少くと も 3次の非線形項が必要であり、

$$Q = C_0 V + C_2 V^3 + \sum_{k \ge 3} C_{k-1} V^k$$
 (38)

と仮定すれば充分である.

(38)の仮定のもとに(37)において(l's Ys, S's)の組として(生たみの) (0±1,0)、(0,0±1)、(+1,±1,±1) 支とり(N, N2, N3) に戻して (1.0,0)(0,1,0) および(-1,1,1)をとると、Q'S と V's の関係式は

$$Q_{100} = C_0 \ V_{100} + 6 \ C_2 \left(\frac{|V_{100}|^2}{2} + |\nabla_{010}|^2 + |\nabla_{001}|^2 + |\nabla_{-111}|^2 \right) \nabla_{100} + 6 \ C_2 \ \nabla_{010} \ \nabla_{001} \ \nabla_{-111}^*$$

$$+ \cdots + C_N \sum_{N} A_{100} \left(|\nabla_{100}|^{2a} |\nabla_{010}|^{2b} |\nabla_{001}|^{2c} |\nabla_{-111}|^{2d} \right) \nabla_{100} + \cdots$$

$$Q_{010} = C_0 \ \nabla_{010} + 6 \ C_2 \left(|\nabla_{100}|^2 + \frac{|\nabla_{010}|^2}{2} + |\nabla_{001}|^2 + |\nabla_{-111}|^2 \right) \nabla_{100} + 6 \ C_2 \ \nabla_{100} \ \nabla_{111} \ \nabla_{011}^*$$

$$+ \cdots + C_N \sum_{N} A_{010} \left(|\nabla_{100}|^{2a} |\nabla_{010}|^{2b} |\nabla_{001}|^{2c} |\nabla_{-111}|^{2d} \right) \nabla_{010} + \cdots$$

$$Q_{001} = C_0 \ \nabla_{001} + 6 \ C_2 \left(|\nabla_{00}|^2 + |\nabla_{010}|^2 + \frac{|\nabla_{001}|^2}{2} + |\nabla_{-111}|^2 \right) \nabla_{001} + 6 \ C_2 \ \nabla_{100} \ \nabla_{001}^* \ \nabla_{-111}$$

$$+ \cdots + C_N \sum_{N} A_{001} \left(|\nabla_{100}|^{2a} |\nabla_{010}|^{2b} |\nabla_{001}|^{2c} |\nabla_{-111}|^{2d} \right) \nabla_{001} + \cdots$$

$$Q_{-111} = C_0 \ \nabla_{-111} + 6 \ C_2 \left(|\nabla_{100}|^2 + |\nabla_{010}|^2 + |\nabla_{001}|^2 + \frac{|\nabla_{-111}|^2}{2} \right) \nabla_{-111} + 6 \ C_2 \ \nabla_{010} \ \nabla_{001} \ \nabla_{100}^*$$

$$+ \cdots + C_N \sum_{N} A_{-111} \left(|\nabla_{100}|^{2a} |\nabla_{010}|^{2b} |\nabla_{001}|^{2c} |\nabla_{-111}|^{2d} \right) \nabla_{-111} + \cdots$$

(39) $ext{ } ext{ } ex$

$$\begin{split} \dot{I}_{100} &= \dot{f} \, \mathcal{W}_{S} \, C_{O} \, \dot{\nabla}_{100} + \dot{f} \, \frac{3}{2} \, \mathcal{W}_{S} \, C_{2} \Big(\frac{|\dot{\nabla}_{100}|^{2}}{2} + |\dot{\nabla}_{010}|^{2} + |\dot{\nabla}_{011}|^{2} + |\dot{\nabla}_{-111}|^{2} \Big) \, \dot{\nabla}_{100} \\ &+ \dot{f} \, \frac{3}{2} \, \mathcal{W}_{S} \, C_{2} \, \dot{\nabla}_{010} \, \dot{\nabla}_{001} \, \nabla_{-111}^{*} + \cdots + \dot{f} \, \frac{\mathcal{W}_{S} \, C_{N}}{2^{N}} \, \sum_{N} A_{100} \Big(|\dot{\nabla}_{100}|^{2a} \, |\dot{\nabla}_{010}|^{2b} \, |\dot{\nabla}_{-111}|^{2d} \Big) \, \dot{\nabla}_{100} + \cdots \Big(|\dot{\nabla}_{100}|^{2} + |\dot{\nabla}_{-111}|^{2} + |\dot{\nabla}_{-111}|^{2} \Big) \, \dot{\nabla}_{010} + \cdots \Big(|\dot{\nabla}_{-111}|^{2d} \, |\dot{\nabla}_{-111}|^{2d} \, |\dot{\nabla}_{-111}|^{2d} \Big) \, \dot{\nabla}_{010} + \cdots \Big(|\dot{\nabla}_{-111}|^{2d} \, |\dot{\nabla}_{-111}|^{2d} \, |\dot{\nabla}_{-111}|^{2d} \, |\dot{\nabla}_{-111}|^{2d} \Big) \, \dot{\nabla}_{010} + \cdots \Big(|\dot{\nabla}_{-111}|^{2d} \, |\dot{\nabla}_{-111}|^{2d} \, |\dot{\nabla}_{-111}|^{2d} \, |\dot{\nabla}_{-111}|^{2d} \Big) \, \dot{\nabla}_{010} + \cdots \Big(|\dot{\nabla}_{-111}|^{2d} \, |\dot{\nabla}_{-111}|^{2d} \, |\dot{\nabla}_{-111}|^{2d} \, |\dot{\nabla}_{-111}|^{2d} \Big) \, \dot{\nabla}_{010} + \cdots \Big(|\dot{\nabla}_{-111}|^{2d} \, |\dot{\nabla}_{-111}|^{2d} \, |\dot{\nabla}_{-111}|^{2d} \, |\dot{\nabla}_{-111}|^{2d} \Big) \, \dot{\nabla}_{010} + \cdots \Big(|\dot{\nabla}_{-111}|^{2d} \, |\dot{\nabla}_{-111}|^{2d} \, |\dot{\nabla}_{-111}|^{2d} \, |\dot{\nabla}_{-111}|^{2d} \, |\dot{\nabla}_{-111}|^{2d} \Big) \, \dot{\nabla}_{-111} \, \dot{\nabla}$$

$$\begin{split} \vec{I}_{-III} &= j \cdot \omega_{-} C_{0} \cdot \vec{\nabla}_{-III} + j \cdot \frac{3}{2} \cdot \iota_{0}_{-} C_{2} \left(|\vec{\nabla}_{I00}|^{2} + |\nabla_{010}|^{2} + |\vec{\nabla}_{001}|^{2} + \frac{|\vec{\nabla}_{-III}|^{2}}{2} \right) \vec{\nabla}_{-III} \\ &+ j \cdot \frac{3}{2} \cdot \omega_{-} C_{2} \cdot \vec{\nabla}_{010} \cdot \vec{\nabla}_{001} \cdot \vec{\nabla}_{00}^{*} + - - - + j \cdot \frac{\omega_{-} C_{N}}{2^{N}} \sum_{N} A_{-III} \left(|\vec{\nabla}_{100}|^{2a} |\vec{\nabla}_{010}|^{2b} |\vec{\nabla}_{001}|^{2c} |\nabla_{-III}|^{2d} \right) \vec{\nabla}_{-III} + \cdots \end{split}$$

〜 は 2 (α + b + C + d) = N となる整数 α, b, C, d, のすべての組についての和をとることを示す。 A's は次式で与えられるものとする,

$$A_{100} = \frac{(N+1)!}{(a+1)(a!)^2(b!)^2(C!)^2(d!)^2}, \quad A_{010} = \frac{(N+1)!}{(a!)^2(b!)^2(C!)^2(d!)^2}$$

$$A_{001} = \frac{(N+1)!}{(a!)^2(b!)^2(C!)^2(C+1)(d!)^2}, \quad A_{-111} = \frac{(N+1)!}{(a!)^2(b!)^2(C!)^2(d+1)(d!)^2}$$

 $C_{k-1}(k \ge 4) \ll C_3 \ \pm 0 \ C_2 \ V^3$ 以上の非線形項を省略 0 に出して充分小さい。即ち

 $|\dot{\nabla}_{100}|^2$, $|\dot{\nabla}_{-111}|^2$ \ll $|\dot{\nabla}_{010}|^2$, $|\dot{\nabla}_{001}|^2$

めときは

$$\begin{split} \dot{I}_{100} &= \dot{j} \, \omega_{S} \, C_{o} \, \, \dot{\nabla}_{100} \, + \dot{j} \, \frac{3}{2} \, \omega_{S} \, C_{2} \, \Big[|\dot{\nabla}_{010}|^{2} + |\dot{\nabla}_{001}|^{2} \Big] \, \dot{\nabla}_{100} \, + \dot{j} \, \frac{3}{2} \, \omega_{S} \, C_{2} \, \dot{\nabla}_{010} \, \, \dot{\nabla}_{001} \, \, \dot{\nabla}_{-111} \\ \dot{\dot{I}}_{010} &= \dot{j} \, \omega_{P} \, C_{o} \, \, \dot{\nabla}_{010} \, + \dot{j} \, \frac{3}{2} \, \omega_{P} \, C_{2} \, \Big[|\dot{\nabla}_{010}|^{2} + |\dot{\nabla}_{001}|^{2} \Big] \, \dot{\nabla}_{010} \, + \dot{j} \, \frac{3}{2} \, \omega_{P} \, C_{2} \, \dot{\nabla}_{010} \, \, \dot{\nabla}_{-111} \, \, \dot{\nabla}_{001} \\ \dot{\dot{I}}_{011} &= \dot{j} \, \omega_{Q} \, C_{o} \, \, \dot{\nabla}_{001} \, + \dot{j} \, \frac{3}{2} \, \omega_{Q} \, C_{2} \, \Big[|\dot{\nabla}_{010}|^{2} + |\dot{\nabla}_{001}|^{2} \Big] \, \dot{\nabla}_{010} \, + \dot{j} \, \frac{3}{2} \, \omega_{Q} \, C_{2} \, \dot{\nabla}_{010} \, \, \dot{\nabla}_{011} \, \, \dot{\nabla}_{010} \\ \dot{\dot{I}}_{-111} &= \dot{j} \, \omega_{C} \, C_{o} \, \, \dot{\nabla}_{-111} \, + \dot{j} \, \frac{3}{2} \, \omega_{C} \, C_{2} \, \Big[|\dot{\nabla}_{010}|^{2} + |\dot{\nabla}_{001}|^{2} \Big] \, \dot{\nabla}_{010} \, + \dot{j} \, \frac{3}{2} \, \omega_{C} \, C_{2} \, \, \dot{\nabla}_{010} \, \, \dot{\nabla}_{011} \, \, \dot{\nabla}_{010} \\ &- - - \, (4/) \, \end{split}$$

-(40) 式は、3次以上の非線形を考慮した場合の非線形容量における \dot{I} 's \dot{V} 's の関係を示す基本式で大信号動作の解析に用いる $\Xi \times N$ できる、この場合 G = V 特性は (38) であるX 仮定している。

(41) 式は 3次以上の非線形項の効果は充分小さく、8-V 特性を $8=C_0$ $V+C_2$ V^3 Y 仮定した場合、 $|V_{000}|^2$, $|V_{000}|^2$ $|V_{000}|^2$ $|V_{000}|^2$ 即ちポンピングに比し信号入力が充分小さい場合の基本式である。ヤニ項は増巾に肉係しない項で小信号の場合でもポンピング電圧の自乗に比例し、ポンピングを動作させることにより各共振回路に並列に入るサセプタシスで高周液ポンピング P. Aでは小信号の場合は入って来ない項である。

b) 上側帯波変換型 P.A

 f_P . f_S の f_S

① の場合と同様 3次より高次の非線形項を省略し、且っ | Vool² | Vool² | Vool² | Vool² | Over | Vool² | Vool²

$$\begin{split} \dot{I}_{100} &= \dot{j} \omega_{S} C_{0} \ \vec{\nabla}_{vo} + \dot{j} \frac{3}{2} \omega_{S} C_{2} \left[|\vec{\nabla}_{010}|^{2} + |\vec{\nabla}_{001}|^{2} \right] \vec{\nabla}_{00} + \dot{j} \frac{3\omega_{S}}{2} \ C_{2} \ \vec{\nabla}_{III} \ \vec{\nabla}_{010} \ \vec{\nabla}_{010} + \dot{j} \frac{3}{2} \omega_{P} C_{2} \left[|\vec{\nabla}_{010}|^{2} + |\vec{\nabla}_{001}|^{2} \right] \vec{\nabla}_{010} + \dot{j} \frac{3\omega_{P} C_{2}}{2} \ \vec{\nabla}_{III} \ \vec{\nabla}_{vo} \ \vec{\nabla}$$

---- (4Z)

外部回路支考慮して (42) を解けばよいのであるが、上側帯波変換型PAの場合は拡張されたManley-Foweの関係から、入出力回路の整合がとれているY き変換利得はW+Ws で与えられる。

5. 理論的考察

以上一般に無損失な非線形リアクタンスにK個の異なる基本周表数の励振を与えたパラメータ増巾器の一般的な解析を行ったが、その結果及び仮定などにっき 考察する。

(/) 解析法に対する検討

最初:Q=f(V) 义依定交流分に対し $Q=\sum_{k=1}^{n}C_{k-1}$ V^k のQ-V 特性を導いて、主义して等価回路を並列アドミタンスで表わした义とに適した表現を行ったが、V=g(Q). $V=\sum_{k=1}^{n}A_{k-1}$ V^k 义して等価回路を直列インピーダンスで表わし解析を行う义色に便利な表現を行うことも可能であり、各尺の場合の複表振巾 I'S 义 V'S の基本関係式から双対的な置換を行えば、インピーダンス表示を行うこともできる。電流・電圧の基本関係式は非線形容量のQ-V 特性により定するもので結局各周表数における非線形容量のQ-V 特性により定するもので結局各周表数における非線形容量のQ-V 特性与えている。従って外部回路・共振回路のアドミタンスを個尺の場合について

(2) 非直線性と大振巾動作について

$$\mathcal{G} = C_0 \mathcal{V} + C_N \mathcal{V}^{N+1} \tag{43}$$

(3) 非線形容量の呈するアドミタンス

小信号の場合につき考える。通常のPAでは(21)から明らかなように非線形容量のアドミタンスのうち次/項はポンピングに無関係な項で各共振回路に分離させて並列に入っていると考えてもよい項で、次二項は負性コンダクタンス(上側帯疫変操型では正)を呈し増中に寄与する項であるが、この場合はポンピングを動作させても共振回路の共振周飛数は変化しない。しかし2周表ポンピング・および単一低周液ポンピング PAにおいては(33)および(41)から明らかなように通常の場合には入って来ないポンピング配圧の振中の自乗に比例する純サセプタンスが空洞に並列に入ることになり小信号の場合でも動作時共振周波数は変化するという特色がある。

(4) 半導体ダイオード(可変容量)の非直線性

通常パラメータ増中に用いる P-N接合の可変容量ダイオードの障壁容量は 次式で与えられている。、

$$C_{J} = \frac{C_{K}}{(\phi - \nabla)^{\gamma}} \tag{44}$$

ここで 申は接合部の接觸電位差

CKI

Yは不純物の濃度勾配により定する指数で

傾斜状接合のとき 1/2

階段状接合のとき 1/3

$$C_{J} = C_{K} \nabla_{0}^{-\gamma} \left(1 + \frac{\gamma}{V_{0}} \gamma - \frac{\gamma(\gamma+1)}{2!} \left(\frac{\gamma}{V_{0}} \right)^{2} + \frac{\gamma(\gamma+1)(\gamma+2)}{3!} \left(\frac{\gamma}{V_{0}} \right)^{3} + \cdots + (-1)^{k} \cdot \frac{\gamma(\gamma+1)\cdots(\gamma+k-1)}{k!} \left(\frac{\gamma}{V_{0}} \right)^{k} + \cdots - \frac{\gamma}{2!} (4)$$
 を γ で 彼分して

$$C_{J} = \frac{dq}{dv} = C_{0} + 2C_{1}V + 3C_{3}V^{2} + ---- + (k+1)C_{k}V^{k} + ---$$

両者の係数を比較して

$$C_0 = C_K \nabla_0^{-\gamma}$$

Ck はバイアス電圧の(k+ T)乗に逆比例する。

 $\gamma = \frac{1}{2}$ (階段状接合)

$$C_0 = C_K \nabla_0^{-\frac{1}{2}} C_1 = C_0/4 \nabla_0 C_2 = -C_0/8 \nabla_0^2 C_3 = 5C_0/6 4 \nabla_0^3$$
 (46)
 $Y = \frac{1}{3}$ (傾斜状接合)

$$C_0 = C_K \nabla_0^{-\frac{1}{3}} \quad C_1 = C_0 / C_{\nabla_0} \quad C_2 = -C_0 / 27 \nabla_0 \quad C_3 = \frac{7C_0 / 142 \nabla_0^3}{47}$$
 (47)

 C_K 、 γ が与えられると即ち ダイオード が与えられると、 θ - 0 特性を示す係数 C'_S はバイアス電圧で決定される。

基本励振周波数がK個(ポンピングはK-/個)の一般的な場合をもとにして高次の非線形項をも含めて集中定数的パラメトリック増中器の解析を行った。非線形容量のチーひ特性をもとにして非線形容量における各周波数成分の電流・電圧の基本的な関係式を得た。その応用として通常の高周波ポンピングPA、2周波ポンピングPA および単一低周波ポンピングPA にっき高次の非線形項を含んだ場合および小信号理論としての電流・電圧の関係を得た。この結果は個々の場合に応じ外部回路・共振回路の等価アドミタンスを組合せれば各種P.Aの解析が容易に行い得る。

尚、低周波ポンピング P.Aの具体的な検討は別の機会にゆずる。

参考文献

- 1) S. Bloom. K.K.N. Chang "Theorem of parametric Amplifier using ronlinear reactor" RCA Rev VOL18 PP578-596 Dec 1957.
- 2) H. Heffnen. G Wade "Gain. Band width and Noise Figure of variable capacilance amplifier" JAP. VUL 29 No. 9 PP/32/-/33/ Sept 1958
- 3) H.E. Rowe "Some general properties of Monlinear Element II small signal theorem"

Proc IRE VULU6 No.5 PP850-860 May 1958

4) S. Duskiner "General properties of frequency connecting Network"

Philips Res. Rep. 13. No. 1 PP37-78 Jan 1958

- 5) S. Duskiner "General properties of frequency Converting Network Philips Res Rep 13. No. 2 PP/101-148 Feb. 1958
- 6) 斉藤成文 "Parametric Element 左含む伝送回路" 信学誌 VOL42 No.6 PPS13-PP519 June 1959
- 7) D.B. Leeson, S. Weinrel "Frequency Multiplication with Nonlinear Capacitors a circuit analysis" proc IRE vol. 47. No. 12 PP 2076-2084, Dec 1959
- P) 岩 沢 "非線形要素における Manley-Rowe の関係式の拡張" マイクロ 液伝送研専委資料 (1959-12)
- 9)岩 沢 "非線形要素における Manley Rowe のエネルギ 肉係式の拡張" 信学誌 Vol 43 No.10 FP1129-1131 oct 1960
- 10) H. Iwasawa "Extended theorem of the Manley-Rowe's Energy Relations in Nonlinear elements and Nonlinear loss less Mediam"
- I.R.E Trans MTT-8 No.4 PP 459 460 July 1960 川)岩 沢 空洞型パラメトリック増巾器に向する一考察 軽切 2.3.4 部会資料 2.176/

3,000 MC 幣の試作大阪管について

大阪市立大学工学部、村开股

機要、大阪管「原理上能率/からの機能が期待されるので、高温力偏距で便原にとこ迄高能率、高面力が得られるかを調べる為、中心周辺放3,000 MCで、試作管を設計した。精成は基本的を正角对曲線と近似りで極正用い、低極一リパラー周隔を各面が、陽極対の向隔を3点に更行20点に、今間が稀土とした。空間の支援周波致が設計値より低下して2557 MCで、之上計ずる電子基本周期の折ず電圧は約8,200 不小十でするか、ペルナーが修理中の名、此の附近の偏距が割べらりかかったか、外3等小紋な振に必要で電をは約900 本ルトであるから、優別此の特色、近り電圧及び、客主名ののから、程度の破束感をに対する電力を依要化、以力変配針を詳しく調べた。最初回路は空間よりループ給合により、川油は支換し導度電向にダイヤールとに動射する方式であるが、出力の経識217 判別して事は

- 1) 限顿电压成+10不叫B至12加水小丝数英飞阶沉强空迎领总板
- り、依定区側の方は空間間後級M外の穿生器版スペイルが認力ら小る。 (液長計が無いので、正確には利うない)
- 3 陽極電石の上昇と女に出力は急吸に増大する。
- 4)、高层液出力は灰电流密度を域之にとれ以下では凹凸上密化在"短排力液形で,是要性力,有周期を果に打磨的。干涉の旅后种精力疾患以及12次至12至12至12次的不大概中的作片的移动。
- 建设成可成1多小根比见之3。

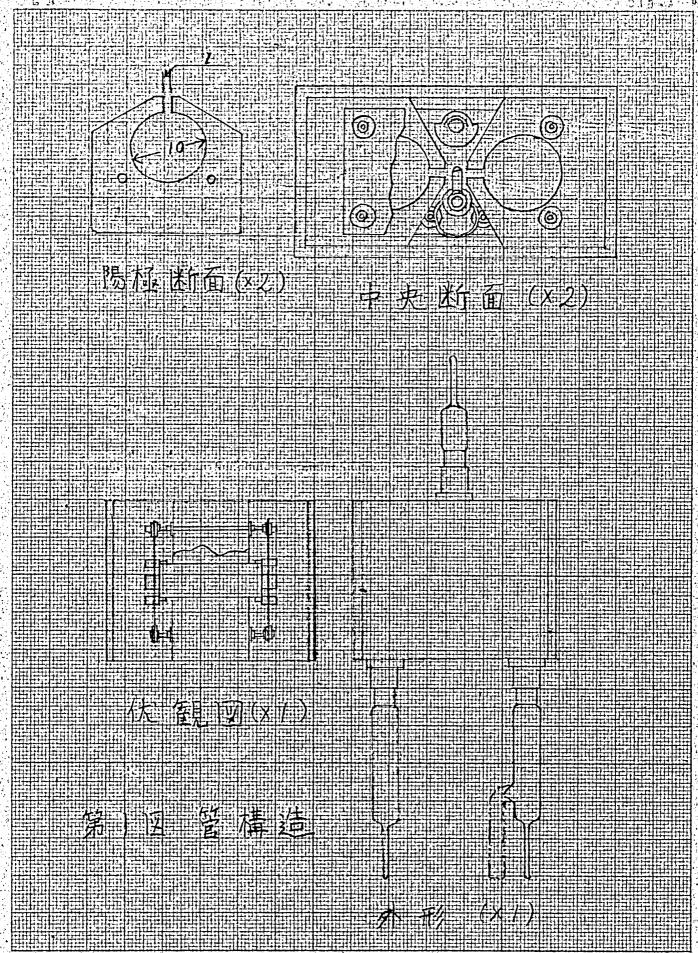
- 6) 陽極電圧600木川以上では空間居圧が100ボルト程度ある旅である。
- 7)リパラー、バッキングプレートを充分引度後にすれば、加速電子によるバック ヒーティングでで限価が数せらい、ビーター電板を切っても持続機振する。

他部分の特長は多望を行電子派と有効を交至作用と行小空間の設計、及必定同引避が直流电位分布を与へる率から、数目の派表振動で陽 報告流入する電子器に報も言同和LE電位分布を決定する安であるか。 製工程も基本的な双曲銀近似電極を打人間。

秋下に全体の構成及がショリ得られた実験循果につき近人言。

游成

恐症正接地电位上之儿险值一11个了一条正复居住上于3样仪正扶人区。



TRAUE TE MARK

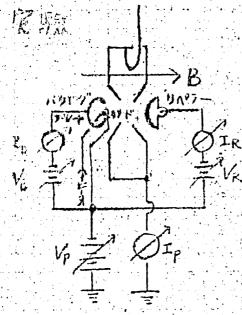
JES-A4 SIZE (18076 X 250%)

これにおりりから一電化の調整用生体が胸で電源より介分に必要であるから、三は実験の解来の一一加大ルトの支化と対し本質的な出力への景が響は無く、又最大もカロ酸一/ポルト的近により、これは要ポルトと大多の銀い事が分かったので、実際には不用でする。第1回に全体の構成を示す。近常電化、機器は基本版に対し

$$V_{P1} = 112 \left(f_{(RHC)} \cdot D_{(GRH)} \right)^{2} \left\{ 1 + \left(\frac{D_{1}}{D_{X}} \right)^{2} \right\}$$
 (75-101-)

$$= 8184 \left(\frac{1}{3} \cdot \frac{1}{3} \cdot \frac{1}{3} + \frac{1}{3} \cdot \frac{1}{3} \cdot \frac{1}{3} \cdot \frac{1}{3} + \frac{1}{3} \cdot \frac{1}{3} \cdot \frac{1}{3} \cdot \frac{1}{3} \cdot \frac{1}{3} + \frac{1}{3} \cdot \frac{1}{3} \cdot$$

第一年小阪后的1218



犯回 灾颗回路

第2回に示すなく間の酸して実験した。磁 界理度をパラメーターにてが一幅=0に施 ける内で配かる時間は関係ーから一個 の変化をとったのがかる図である。此の図 から次の本で指摘する本が出来る。

- リルラー電流工作は助連がなり防症電抗 エアのたにない、破界強度の変化には余り 関係しない。
- 可陽松電影中は陽極原的如治大战

- 3)りパラー学流工の勾配は右端で除に路径であり、右端にかいては 数界強度に割牧束條件が不充分になる為、獨解界から順次 11パラー 学玩は減小する。
- かる場構電流工具は磁界强度の増大と共に減小し、一般に下く下で、ある。

と小らの事から、般に陽極原は「腹極放射はにないて多更を行にする。 空間を荷のタマリから柳側で小、造にリパラー電流は底前を新のタマリ が無い事から毎半オイクルのカル迷す小に電子器より成るが、より多くの電子 はないりは相に流入して、成連多更を行電子で記にとっては之しが重量が、 分様に働き、必ずしも高能率効体を期停出失いのでは及いかと考へて なる。此の個何は陰極放射電流を多くすればする飛頭するので、 比較的小電流の竹で高能率の得ら小る帯突と一致し、又磁界強変 ので、食り強減等もまかって良く無い事になる。此の改善には結る 作内電流を高間波出力の一部を展還に減速を相にのみ流入する 環に設計する事が望ましい。

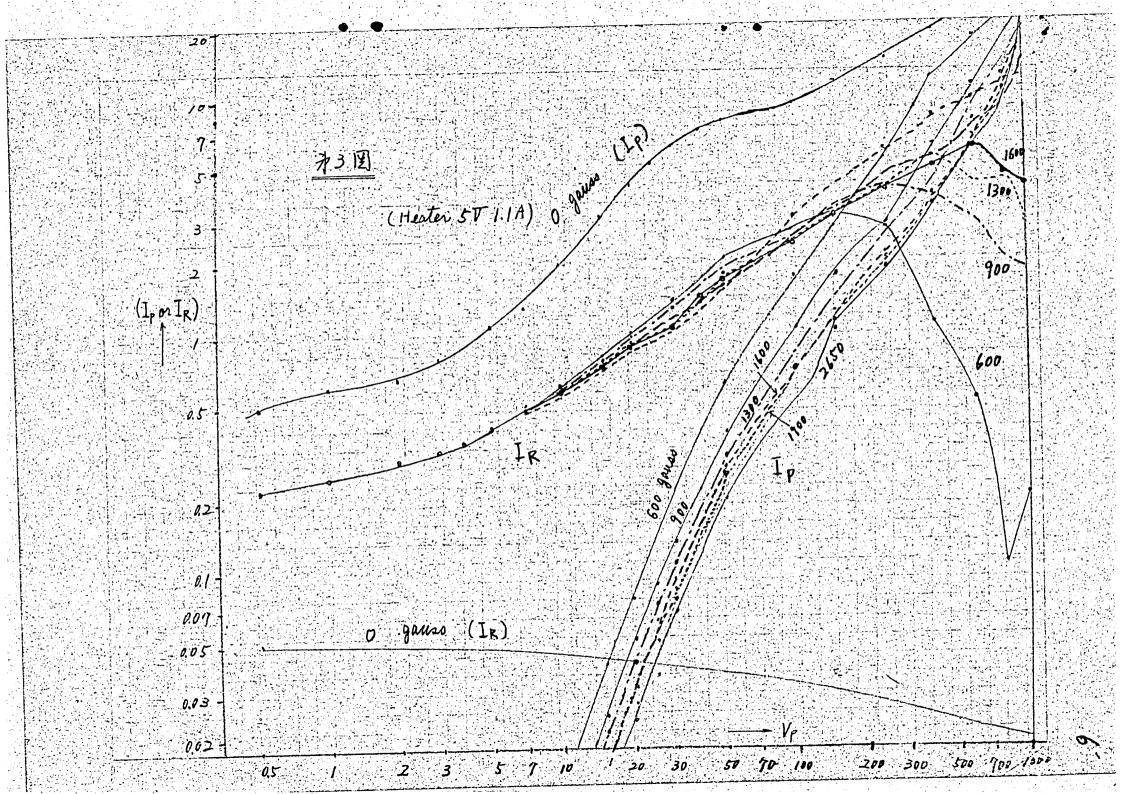
リハワラー中流が 陽原匠の治和には例し、陽極原流水光東に比例する事は、毎月減速された多重走行用了流生芳人、各目に放射すれた要流水を発であるとすれば、エトは各種行用の因子群の一部よりなるとして

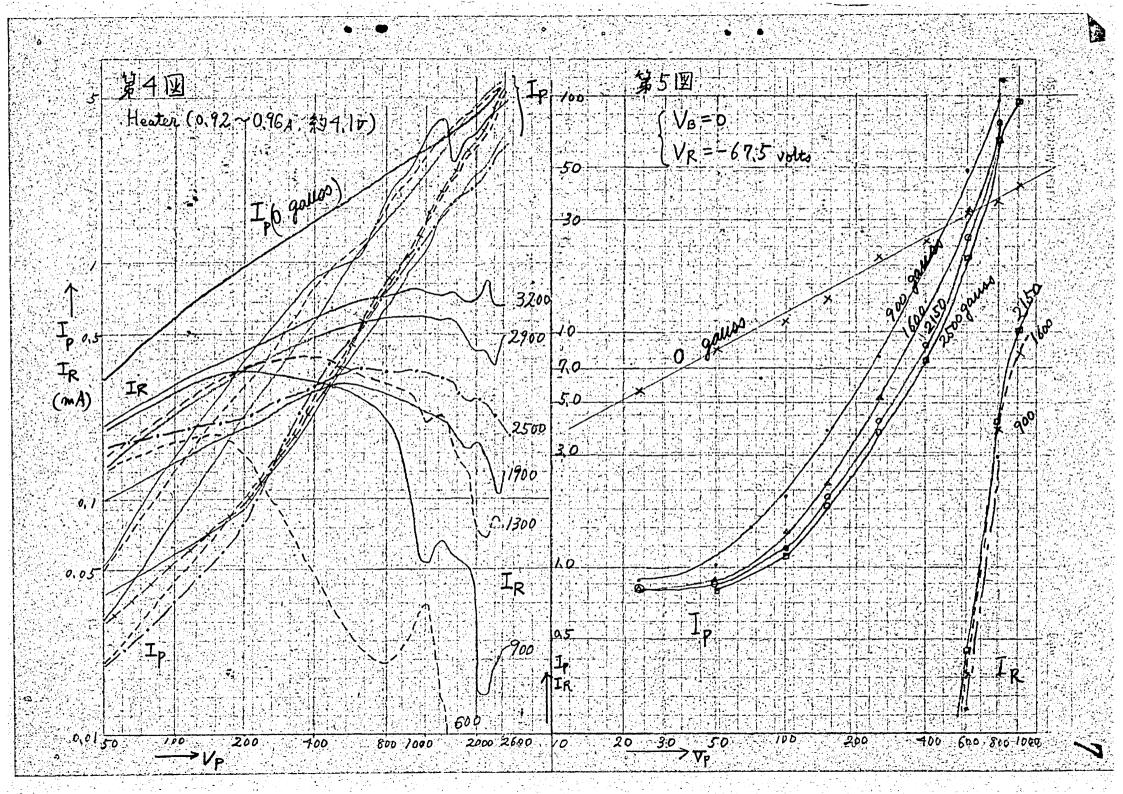
$$I_{R} = K_{R} V_{p}^{2k}$$

$$I_{P} = K_{P} V_{p}^{3k} = \int_{0}^{\infty} I_{R}^{2k} dV_{p} = \frac{2}{3} K_{R} \cdot V_{p}^{3k}$$

就にKp;多至定行による大きな空向电析が限価近傍に存在する時のパーピアンス

KRI空向电荷が限極道係に余り存在しない時の電电板からピアンス 版:多重走行空間電所の一种が陽極に入る事による保護を補いる に成入び電脈がパーピアンス





才子四も同様の配置で得るいた結果であるが、近更を側を有勝り、再更を側を V=2600 本川迄 核ででとったものである 陰極を位値が関係る鳥、切り図とは一致しない。 Poor 本川 附近で高同族の大振中発援をしてなるやうで、此の附近でバックと一テルのの海 酸極 医皮が増大し、電流値が各増するので精複 雅な夫化になって ねる。

同様へ同路で100ラーセークワンボルの負電位ですへたものがから図でする。 Vp=600 本川附近印 リハッテー電流が流入し始め、此の曲線は本帯を急め配をもなるる。 之は全く空间间隙の高周放展圧に関係になると考入引用る。

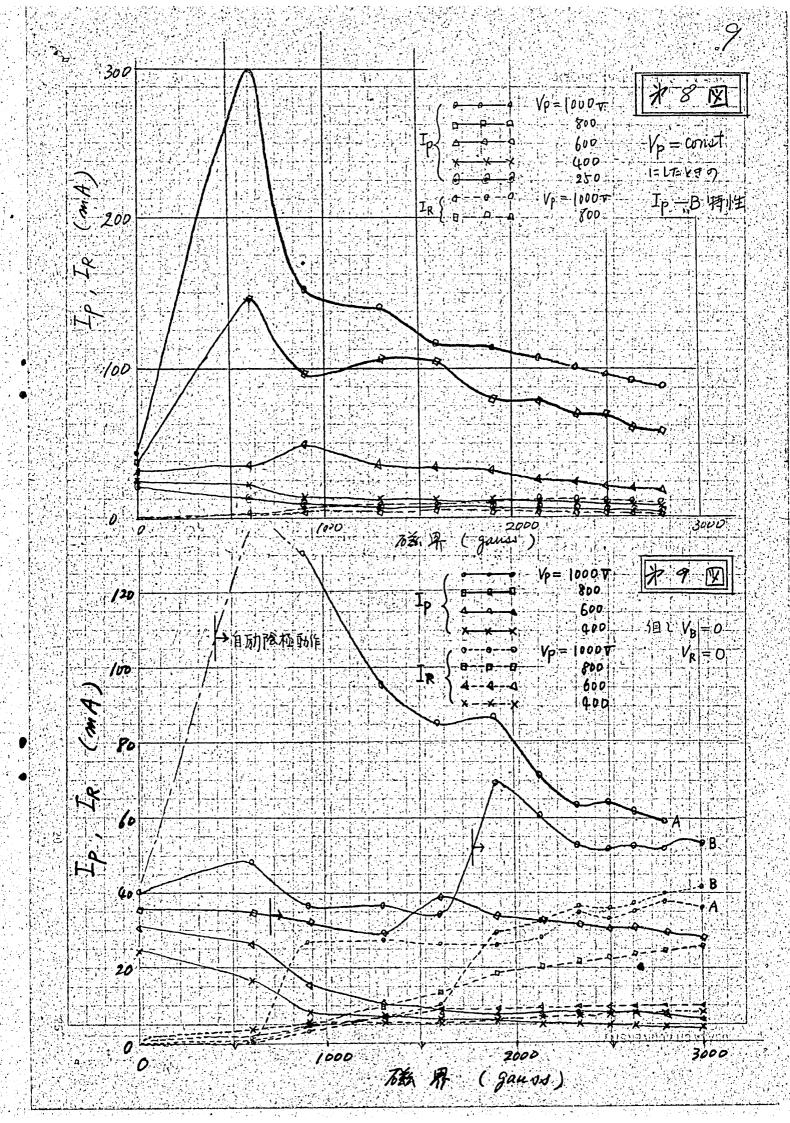
中の国は寒傷界に放いてヒーター入力をパラメーターと」を呼の電色一を流動館である。個電石に扱いては可吸り大部の配を持ち、最大134か15不小な行う小たか、1000大小は附近では何小も略なたたかって了い、他の同の状況をカワ田に示す。

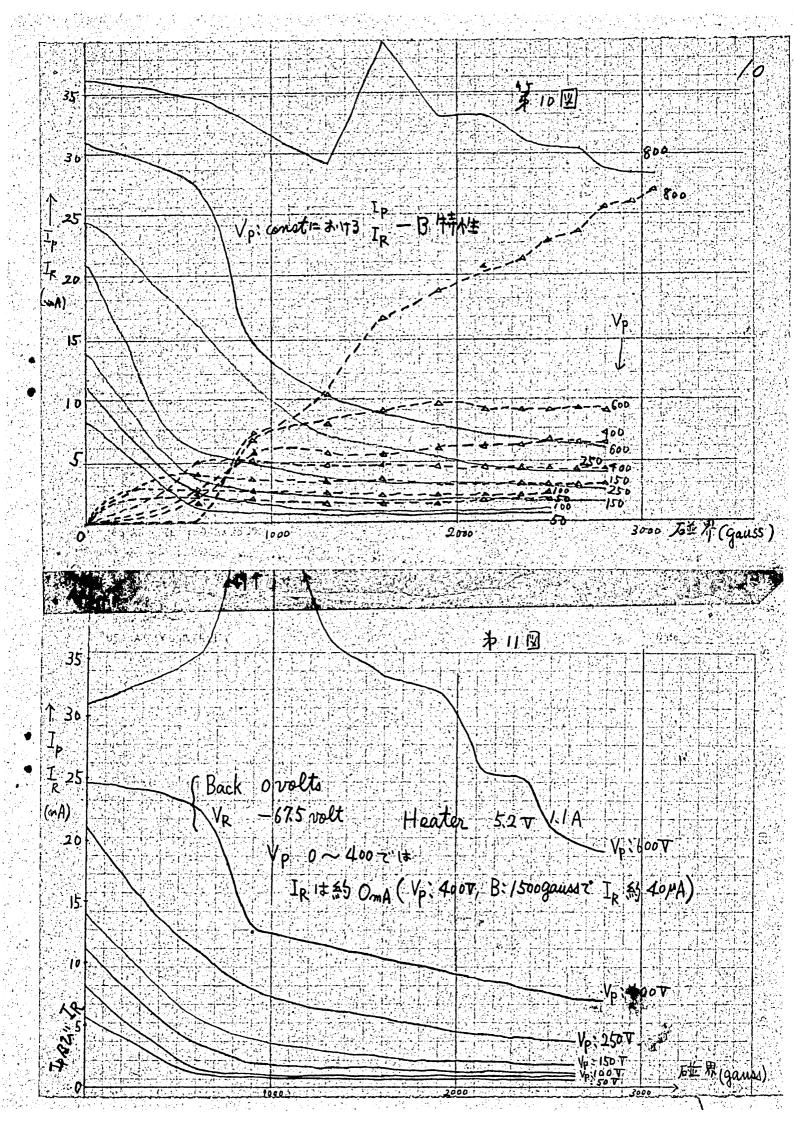
お見回へかり回に概果女化による相称展流の支化を示す。

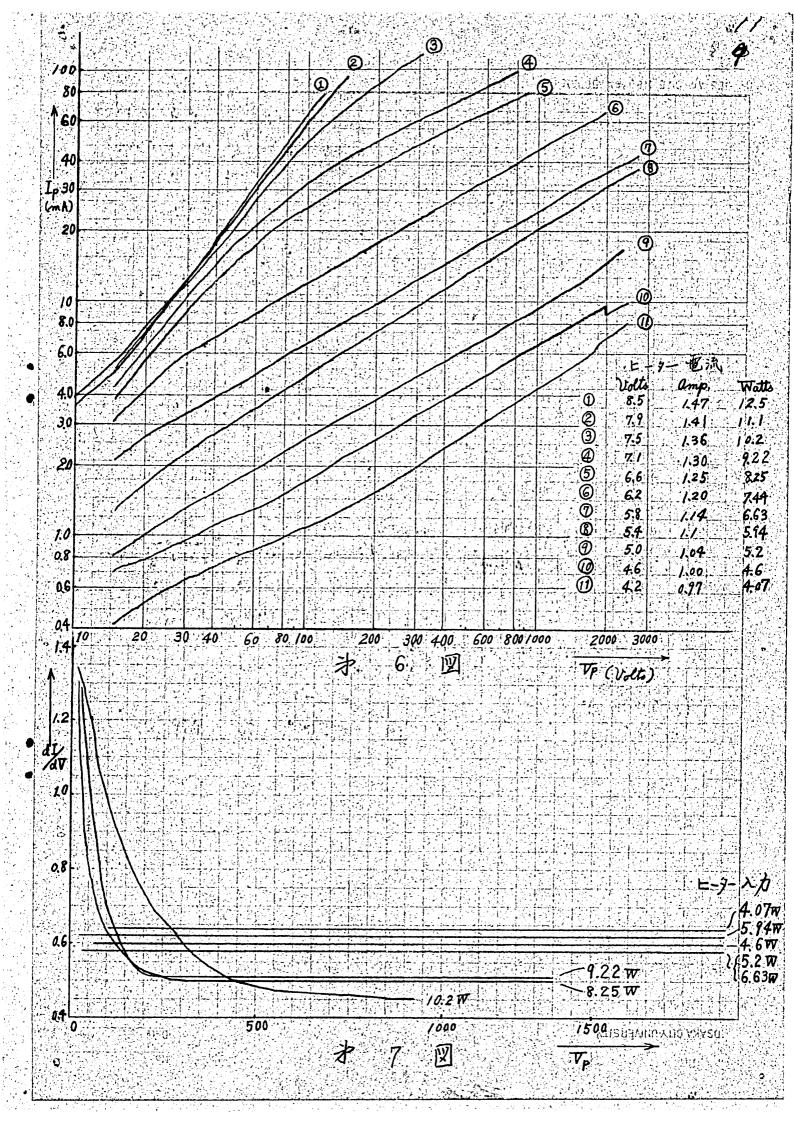
高周攻出力

高力の修小放各板動作生するかと高周版出力は管の機構入力及以陽極 写流により大中に多化なながパルナーが故障で高入力実際は行人なかった。 のでなる体別後述の各体的を動作を述べる。

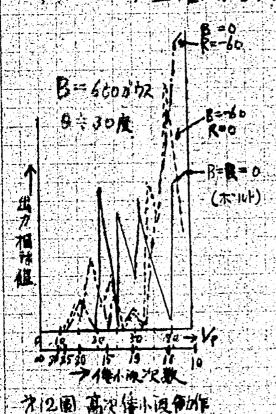
第一月指徵は務に全傷極平后に行る後級出力が不ら事で、調和援動の本質之一致に任備で示してみる。一方、後留調整により陽極同際を標準的理な場合を発進に調整に昨日最近動作と考入られるが、出力の行び大方高級早間に作り、無此の動作を高周後出力から確かめる報難しい。 おりない 大阪餐室中の 弦界初の 建物は方程式の削む混引を入一致打放 運動方向 に父がしる まい一致でした みない 探に見なれる。







次に高局後出力対防板電圧の国介であるか、実験的に機能放射を展が、関極を圧のを乗に水倒し、これが多重連行により必要な変えので、結局、ようはいいのでは、大体上の値になるであるが、正確には分けない。



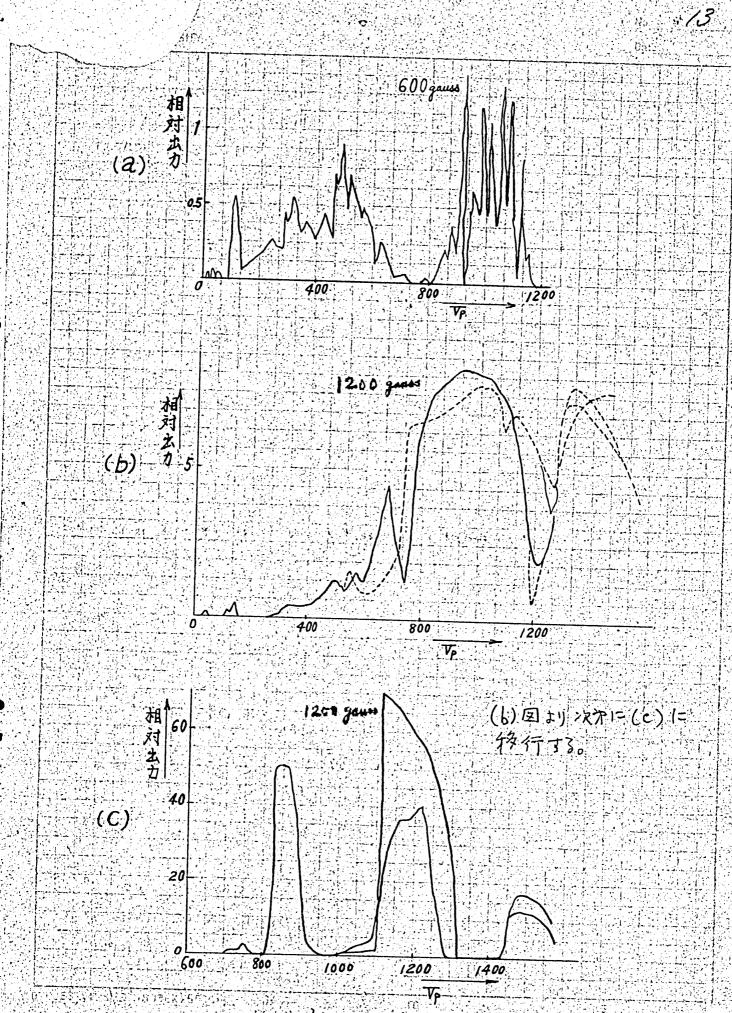
第12回は発掘南台に対する低層匠の限界 正東のようとりに実験であって、最低磁界ものか 対では此の範囲の地区に対し、使来が残遇まで 支工作用が不た分で、登楼 はないか、便動を設果 方向に対し30度程度循行よと発掘する。まか は推進数で19日ファナ化度と考へでなるか、最低 18極度配列本ルトで発促する中うで、6,3本以 のピータートランスで移物に移行すると、此の表頭 値では那発根であるが、出からかり、スライタディケ で1、3 倍にすると客様な、配められた。16小仮 火数は25に相当する中つである。

713回は磁学派奏の増大による高周仮配位借大から だいルーテムグを起こして 陰極温度地大により 出して 陰極温度地大により 出して 間回(A) は事者に 凹圏に富んに 複雑に出り依形であるない おおよって でない かりない ライると

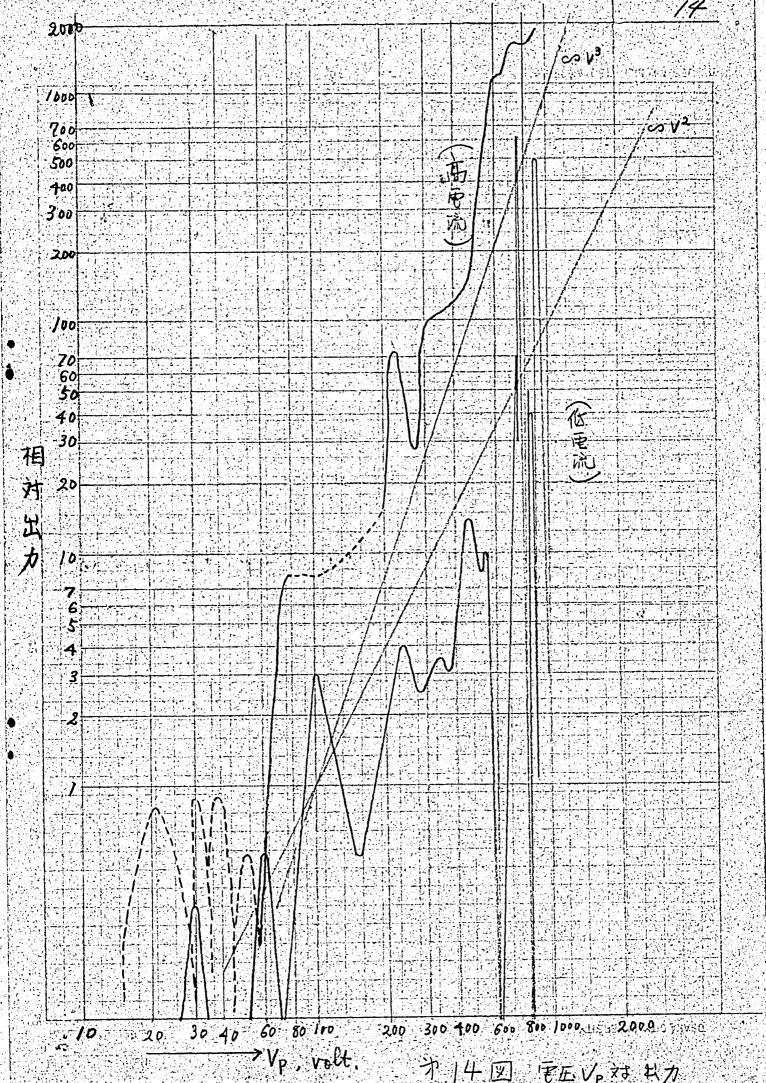
外は、「はる」は、1小個の光が作り及れが次次に増大し、四四水吹水に噴火は電調を曲線に移行する。此が四四は多重を行により板中が成れした電子が水水が下旬を分からより、箱里なる周期で往後する事が原因ではないかと考入てかる。以電流宏友を境として、此の様な各個電子が運動が、完全に統合され、陽極軍圧のまいに統一された大きな電子群が、エネルギーをい土き、適ける過程に変る様に思はれる。この解明には、往後回数の解明が出に、外要となる。

一か件図に広範囲の陽極場形に対する出力変化を示す。差端東線の部分は他の角度を変化して最大出加調整に毛範囲である。出力がレールの動動して範囲である。出力がレールの動動で、作うれてわる事本わかる。

能率は及い外心的30%に達する。



13 図 磁带变化上去 出力变化



オ14回電ビル対料力

1

結語

以上,之迄得かれた結果により大阪塩電子群の働作を述べた水、向題見とはままりに雑音の多まうな長品が小甲子門間はおいえは一つの1場位を下に対し、一つ以上の発掘国域数が見られる事が響ける小る。

雅音は気け管の真空度不足によるものかくも考へられ、今后定明するで 足である。複数目顶数発振は管自身高次後小波体が作る行り率。及か 完全調和振的でなく 多重定行と艾に周期と関心する 電子群の 停留より起る 雨面が考入るれるか、此の分為は実外厄介 居同題ではなからうか。

해辞

武作馆主发作记载专义年轻御討該截心在日無自由国部长生田、野島,田中介诸《日展部时》。又往《仰指宁正载》下三个先生 Au" 注席公正移动下 常元の当研究室 设计 先生后深部;する。

輻射科学研究会資料

ボックスカー復調器を用いた レーダ信号S/N改善の一方法

松 田 季 彦 (神戸工業株式会社)

1961年7月15日

(於松下電器中研)

ボックスカー復調器を用いた レーダ信号SW改善の一方法

松 田 季 彦 (神戸工業株式会社)

要約

報音に埋れたレータ信号検出のための、Post Detection Integrator の一方法として、残留効果のあるボックスカー復調器が使用可能であることを、伝達岗数を求めて、まず説明した。残留係数允により、S/N 改善度は一般に/+t//-tで求められることをのべる。さらに、過渡応答特性、安定度を検討し、遅延帰還型またはStorage Tule型と類似の特性を有することを確認した。さいごに、ゲーテングによる雑音相肉長の変化にふれ、伝達肉数により求めたS/N 改善度を吟味した。実験結果を併記し、解析結果を裏付けした。S/N 改善度30db 以上をきわめて、容易に得られている。

/ 序 言

レーダ、ソーナのような、いわゆる周期的な信号に対し、そのS/W改善により、雑音に埋れた信号を検出し、探知能力の増大を計るうとするここるみは、すでに古い歴史をもっている。

とくに理論面では、Wiener' Narth²⁾ Zadeh Ragazzin³⁾ 等多数による多彩な研究があり、その実用化においても、相肉器⁴⁾ 遅延帰還型フィルタ⁵⁾ Storage Tube 法⁶⁾ 等種尺のものがある。

しかし、どちらかというと、理論面の発展に比し、実用化の実においては、いまた特殊用途の域を出す、とくに高安定性、能率、経済性では不十分の感が深い。

したがって、いかに単純な構成または方法により、高度の改善度をもった"方法"を実現するかということが、目下の関係者に課せられた一致した課題であり、要求であるといえよう。

一方、レーダ、PCM通信、サーボ等において問知である、ボックスカー復調器の動作において、ゲート巾に比し、開肉素子の時定数が無視できないばあい、残留効果があらわれてきて、その特性が一般に考えられている(Sin X/X)より大巾に変化することは、すでに述べたが、この考察を進めることにより、Starage Tube 法とほぼ同等のS/W改善特性が容易に実現することがわかった。)(一部既報か)

本稿は、ボックスカー復調器のこのような時性を利用して、5/N改善をおこがった"方法"について、その原理の解析と、2,3の问題卓に対する考察をこころみたものである。

まず、残留効果のあるボックスカー復調器の伝達閑数を求めて、これ を基礎におき、解析を進めるが、あくまで線形不変定数回路と仮定した さいごに、実験結果に付して、理論考察の裏付をおこなった。

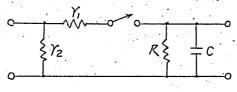
2. ボックスカー復調器の伝達 関数および 周波数特性

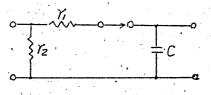
残留効果のある場合

- (1) 入力パルスの尖頭値までは、完全充電されない。
- (2) 前回入力パルスの保持値の放電は、完全におこなわれなくて、残留を生じ、これが(/)/に重量する。

等が考えられる。 考察の便宜上等価回路としては、 次2.1(a)(b)図のように考えよう。

^{*} ボックスカー復調器, ; ボックスカー 関数発生器、標本化固定回路, 零次ホールド回路 室の別 ホガリ





(b) 崩肉素子"肉"のとき

オ2./図 等価回路

図中の回路素子として

Υ; 電子 南 肉素子 オの と きの 等価抵抗

Y2 ; 入力端子间等価抵抗

C ; 保持コンデンサ

R ; Cに並列の 等価抵抗

メ ; 肉時の時定数の逆数

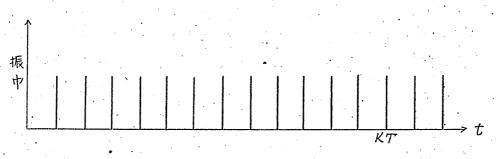
 $\gamma = \gamma_1 + \gamma_2 \times j + i j$

$$\lambda = \frac{1}{Cr}$$

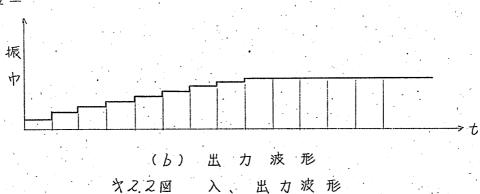
Yする。保持の特性が、1)平坦 2)指数 関数的減衰 のそれぞれについて、まず伝達 関数 を求めて みる。

2./ 平坦保持の場合

入. 出力の時向波形を、 キ2.2図(a)(b) のように、まず仮定する。



(a) 入力パルス波形



入力パルス R(t) は、周期 T のインパルス 波形で、 草位高 I の 波列 とする。 すなわち

$$\mathcal{R}(t) = \delta(t) + \delta(t - T) + \delta(t - ZT) + \cdots + \delta(t - nT) + \cdots + \cdots + \delta(t - nT)$$

$$= \sum_{n=0}^{\infty} \delta(t - nT)$$

ラプラス変換により、

一方、 出力波形 C(t) として、 定常状態に達した t= kT について 考えると、

$$C(t-kT)=(1-k)R(t-kT)+kC\left\{t-(k-1)T\right\}-----(2.2)$$

順次に、前の値を入れていくと.

$$= (1-k)R(t-kT) + (1-k)kR\{t-(k-1)T\}$$

$$+ (1-k)k^{2}R\{t-(k-2)T\} + ----$$

$$+ (1-k)k^{k}R(t)$$

$$= (1-k)\sum_{r=0}^{k}k^{r}R\{t-(k-r)T\} ----- (2.3)$$

同様に、それぞれの時刻に対して.

考察の対象を完全連続としてR→∞とし、平坦保持の特性を加味すれば、(2.1)式と同様に、出力波列のラプラス変換は、

$$C_{f}(S) = \left(\frac{1 - e^{-TS}}{S}\right) \left\{ (1 - h) e^{hTS} \sum_{r=0}^{\infty} h^{r} e^{-rTS} + \cdots + (1 - h) e^{(h-1)TS} \sum_{r=0}^{\infty} h^{r} e^{-rTS} + \cdots + (1 - h) \sum_{r=0}^{\infty} h^{r} e^{-rTS} + \cdots + (1 - h) \sum_{r=0}^{\infty} h^{r} e^{-rTS} \right\}$$

$$= \left(\frac{1 - e^{-TS}}{S}\right) \cdot \sum_{r=0}^{\infty} (h e^{-TS})^{r} \cdot \sum_{k=0}^{\infty} e^{-kTS}$$

$$= \left(\frac{1 - e^{-TS}}{S}\right) \cdot \left(\frac{1}{1 - h e^{-TS}}\right) \cdot \left(\frac{1}{1 - e^{-TS}}\right) - \cdots + (2.6)$$

(2.1)(2.6)式より、伝達 (S)は

$$T_f(S) = \frac{C_f(S)}{R(S)} = \left(\frac{1 - e^{-rS}}{S}\right) \left(\frac{1 - h}{1 - h} e^{-rS}\right) - \cdots - (2.7)$$

ボックスカー正規動作のときの伝達肉数をTo(S)、残留効果に去とずくものをTr/(S)とすると、

$$T_{o}(S) = \frac{1 - e^{-\tau S}}{S}$$

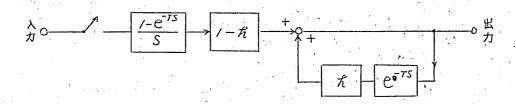
$$T_{ri}(S) = \frac{1 - \hbar}{1 - \hbar e^{-\tau S}}$$

したがって

T_f(S) = To(S)・Tn(S) ----- (2.8 a) (2.8a) 式をZー変換して、パルス伝達関数⁹⁾を求めると、

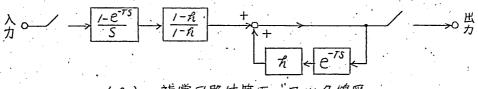
$$T_f(Z) = (/-\hbar) \frac{Z}{Z - \hbar} - - - - (2.9)$$

(2.1)(2.8)式より、等価プロック線図を画くと、 * 2.3 図となる。



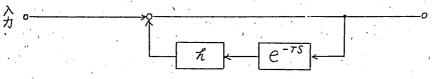
ヤ2.3回 等価ブロック線図

時定数が大となると、 $R \simeq 1$ 、したがって、 $1-R \ll 1$ となって、当然振巾の減衰を伴うが、これは $\frac{1}{1-R}$ の増中器により、容易に補償できる。さらに出力を、Gating してやれば、 $\frac{1-e^{-rs}}{s}$ の零次ホールド特性は消失して、 $Urokwitz^{(0)}$ の示した、3 < 2 < v (b) のような遅延帰還回路と全く等価となる。



(a) 補償回路付等価プロック線図

₹,



(6) 変形等価プロック線図

オスム図 プロック線図(補償回路付)

本回路による S/N 改善の原理は、 サ2.3 図および サ2.4 図より明ら かなように、 残留効果にあるといいうる。

つきに、 $S \rightarrow j \omega \ Y$ おいて 周波数時性を求めておこう。

$$T_{rr}(j\omega) = \frac{1-\hbar}{1-\hbar e^{j\omega T}} = \frac{(1-\hbar)\left((1-\hbar\cos\omega T)+j\hbar\sin\omega T\right)}{1+\hbar^{2}-2\hbar\cos\omega T}$$

$$|T_{rr}(j\omega)| = \frac{1-\hbar}{\sqrt{1+\hbar^{2}-2\hbar\cos\omega T}} - - - (2.10)$$

$$|T_{rr}(j\omega)| = \frac{1-\hbar}{\sqrt{1+\hbar^{2}-2\hbar\cos\omega T}} - - (2.11)$$

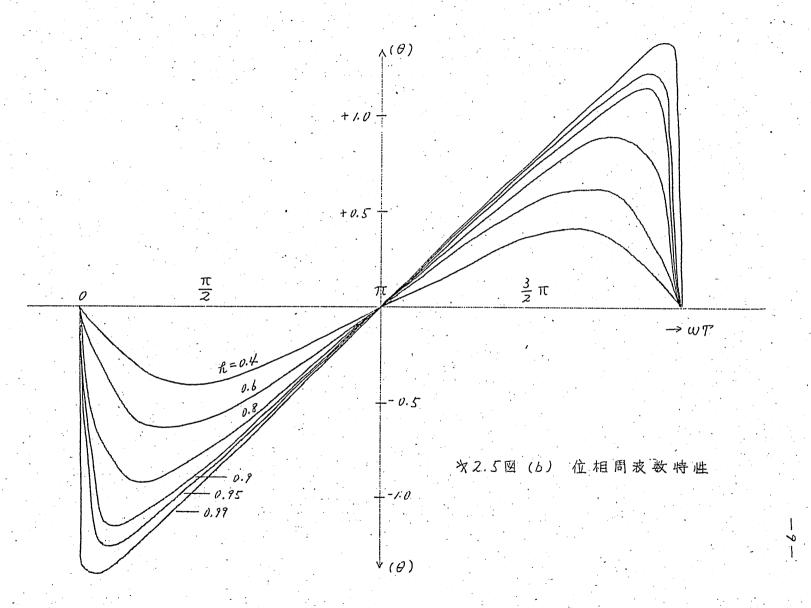
$$|T_{rr}(j\omega)| = -\tan^{-1}\frac{\hbar\sin\omega T}{1-\hbar\cos\omega T} - (2.12)$$

$$|T_{rr}(j\omega)| = |T_{0}(j\omega)| \cdot |T_{rr}(j\omega)|$$

$$= |T(j\omega)| \angle T(j\omega)| - - - - - (2.13)$$

$$|T_{rr}(j\omega)| = |T_{0}(j\omega)| \cdot |T_{rr}(j\omega)|$$

$$= T\frac{\sin\frac{\omega T}{2}}{\frac{\omega T}{2}} \cdot \frac{1-\hbar}{\sqrt{1+\hbar^{2}-2\hbar\cos\omega T}} - (2.14)$$



2.2 指数离数的减衰の場合

2.1 と同様の方法により、出力波形 Ca(t)のラプラス変換 Ca(S)

$$C_{2}(S) = \left(\frac{1-e^{-(S+a)T}}{S+a}\right) \left\{ (1-h) e^{hTS} \sum_{\gamma=0}^{\infty} h^{\gamma} e^{-\gamma aT} e^{-\gamma r S} + (1-h) e^{(h-r)TS} \sum_{\gamma=0}^{\infty} h^{\gamma} e^{-\gamma aT} e^{-\gamma r S} + (1-h) e^{(h-r)TS} \sum_{\gamma=0}^{\infty} h^{\gamma} e^{-\gamma aT} e^{-\gamma r S} + (1-h) e^{(h-r)TS} \sum_{\gamma=0}^{\infty} h^{\gamma} e^{-\gamma aT} e^{-\gamma r S} + (1-h) 1 \sum_{\gamma=0}^{\infty} h^{\gamma} e^{-\gamma aT} e^{-\gamma r S} \right\} - - - (2.16)$$

$$= \left(\frac{1-e^{(S+a)T}}{S+a}\right) \left(\frac{1-h}{1-h} e^{-(S+a)T}\right) \left(\frac{1}{1-e^{-TS}}\right) - - - - (2.17)$$

ただし
$$a = \frac{1}{CR}$$
 ; 保持滅衰係数 - - - - - (2.18)

(2.1)(2.11)より、この場合の伝達离数 Ta(S) け

$$T_{a}(S) = \frac{Ca(S)}{R(S)} = \left(\frac{1 - e^{-(S+a)T}}{S+a}\right) \left(\frac{1 - h}{1 - h}e^{-(S+a)T}\right) - - - (2.19)$$

前と同様に、又一変換して、パルス伝達肉数を求めると、

$$T_d(Z) = (/-h)(\frac{Z}{Z-d})(\frac{Z-d}{Z-hd}) ---- (Z.20)$$

ただし $e^{-aT} = d \times l$ た。

(2.19) 式において、 $S \rightarrow j\omega$ Yおいて周波数特性を求めると、

$$Tr_{2}(j\omega) = \frac{1-h}{1-he^{-(a+j\omega)T}}$$

$$= \frac{1-h\left\{(1-he^{-aT}\cos\omega T)-jhe^{-aT}\sin\omega T\right\}}{1+h^{2}e^{-2aT}-2he^{-aT}\cos\omega T} - - - (2.21)$$

$$|T_{r2}(j\omega)| = \frac{1 - \hbar}{\sqrt{1 + \hbar^2 e^{-2aT} - 2\hbar e^{-aT} \cos \omega T}} - - - - (2.22)$$

$$\angle Tr_2(jw) = -\tan^{-1} \frac{h e^{-aT} \sin \omega T}{1 - h e^{-aT} \cos \omega T} - - - - (2.23)$$

$$T_{\mathcal{A}}(j\omega) = |T_{\mathcal{A}}(j\omega)| \angle T_{\mathcal{A}}(j\omega) = ---- (2.24)$$

とすると、文献(1)(2.21ね)(2.21b)式と(2.22)(2.23) 式より

$$\left| \mathcal{T}_{\mathcal{A}}(j\omega) \right| = \mathcal{T} \left\{ \frac{1 - 2e^{-a\tau}\cos\omega\tau + e^{-2a\tau}}{a^2T^2 + \omega^2T^2} \right\} \frac{1 - \hbar}{\sqrt{1 + \hbar^2 e^{-2a\tau} - 2\hbar e^{-a\tau}\cos\omega\tau}}$$

----*(2.25)*

$$\angle T_d(j\omega) = \angle T_{02}(j\omega) + \angle T_{72}(j\omega)$$

$$= -\left(\tan^{-1}\frac{2e^{-a\tau}\sin \omega T - \omega(1 - e^{-a\tau}\cos \omega T)}{2(1 - e^{-a\tau}\cos \omega T) + e^{-a\tau}\omega\sin \omega T} + \tan^{-1}\frac{\hbar e^{-a\tau}\sin \omega T}{1 - \hbar e^{-a\tau}\cos \omega T}\right) - - - - - (2.26)$$

3 過渡応答および安定度

3./ 過 渡 応 答

回路の過渡応答考察のために、 t=0 において、 周期アの単位パルス波列が入力端子に加った場合の出力波形を求めてみよう。

入力波形を Z-変換すると、

$$R(z) = \frac{z}{\overline{z}-1} \qquad ---- (3.1)$$

出力波形の Z-変換 C(Z) は

$$C(Z) = R(Z) T(Z)$$
 ---- (3.2)

ただ'し T(Z); パルス伝達 段数

平坦保持とすれば、(2.9)(3.1)より

$$C_f(Z) = \frac{(1-h) Z^2}{(Z-1)(Z-h)} - - - - (3.3)$$

 $C_f(Z)$ の根はZ=1、 えのZっで、いずれも単位円内・

 $C_f(Z)$ の逆Z-変換により、時向波形を求めると、

$$f(nT) = \frac{1}{2\pi i} \oint_{|Z|=1} C_f(Z) Z^{n-1} dZ \qquad ---- (3.44)$$

$$=\frac{(1-\hat{h})}{2\pi j} \oint_{|Z|=1} \frac{Z^{n+1}}{(Z-1)(Z-\hat{h})} dZ ----(3.4b)$$

ただし、積分路は、単位円に沿って行ならものとする。 (3.4b) の積分を 留数計算により求めると、

$$R_{B} = \frac{Z^{n+\prime}}{Z - \hbar} \Big|_{Z=\prime} + \frac{Z^{n+\prime}}{Z - \prime} \Big|_{Z=\hbar} = \frac{\prime - \hbar^{n+\prime}}{\prime - \hbar}$$

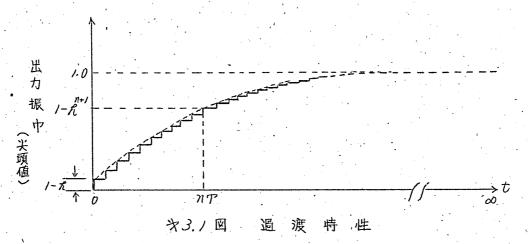
$$\therefore f(nT) = \prime - \hbar^{n+\prime} \qquad \qquad - - - - - - \qquad (3.5)$$

きた

$$f(0T) = \lim_{Z \to \omega} C_f(Z) = / - \hat{\pi} - - - - -$$
 (3.6)

$$\lim_{n \to \infty} f(n\tau) = \lim_{Z \to 1} (1 - Z^{-1}) \left(f(Z) = 1 - - - - (3.7) \right)$$

残留係数尤け (2.4) 式で定義したが、 $CR \rightarrow \infty$ となると $R \rightarrow 1$ 、本稿で対象とする範囲では、 $R \simeq 1$ とする。(3.5) 式を図示すると、+3.1 図 のような階段状の上昇曲線となる。



つきに、(3.5)式より、その包絡線を求めてみよう。 えに対する仮定より、

とすると、 一次近似として

$$f(t) = 1 - e^{-\frac{t^2}{T}t}$$

$$---- (3.9)$$
ただい $t = mT$ (m : 正整数)

応答時间 MT2、 $f(t) = 1 - e^{-1}$ となるまでの時间とすると、

$$M = \frac{1}{1-\hbar} \qquad ---- \qquad (3.10)$$

3.2 安 定 度

(1) 饋還回路としての安定度

本回路のパルス伝達岗数 $T_f(Z)$ は (2.7) 式より

$$T_f(Z) = (1-\hbar) \frac{Z}{Z-\hbar} - - - - (3,1/)$$

Tf(Z)の極は、Z= たであるが、メ Tg> 0 であるから、 そく1. すなわち、極は叱らす" Z - 平面上単位円内にあるから、 絶対安定 であるといい得よう。

(2) 繰返周期の揺らぎ

本回路の特異実の一つとして、ゲートの存在が考えられる。そのために、信号とゲートの問期に"揺らぎ"があると、当然"揺らぎ 雑音"として、出力雑音の増加となる。

しかし、この矣は、文献 (ク) 3.2 ですでに求めたように、

- i) でs > でg でs; 信号パルス中
 - ii) 0</+d/<Ts-Tg- d;位置差

の条件を満たすように、中および位置を選定すれば、"揺らき"の えいきょうは無視しうる。

ゲート、信号相互の関係一定のまま、繰返周期に"揺らごりが生 じても、既述の同波数特性で述べたように、自動的に信号の主スペ クトラル唯一個を対象として動作するために、一般のコムフィルタ のような、複雑さはおこらない。

4 連続信号に対するS/N改善度

前2節で求めた回路の基本特性をもとにして、まず連続信号に対する 5/w 改善度を検討しよう。

考察の便宜上

- (1) 入力パルス信号の波形 f(t) は、同形、等振中(単位振中) 等周期 Y l . 無限連続。
- (2) 雑音は白色。

と仮定する。

4.1 一般式の導出

まず、回路の入、出力信号電力をPsi、Pso、雑音電力をPni、Pno とし、信号の同波数スペクトラムを $F(\omega)$ 、雑音の電力スペクトラムを $\phi_N(\omega_n)$ とすると、一般的に、

$$P_{Si} = \frac{1}{2\pi} \int_{0}^{\infty} |F(w)|^{2} d\omega - - - - (4.1)$$

$$P_{S0} = \frac{1}{2\pi} \int_{0}^{\infty} |F(w)|^{2} |T(jw)|^{2} d\omega - - - (4.2)$$

$$P_{Ni} = \int_{0}^{\infty} \phi_{N}(w_{n}) d\omega - - - - - (4.3)$$

$$P_{N0} = \int_{0}^{\infty} \phi_{N}(w_{n}) |T(jw)|^{2} d\omega - - - - (4.4)$$

·入、 出力における信号雑音電力比で S/N 改善度を定義し、GYする

$$G = \frac{Pso/P_{No}}{Psi/Pni} = \frac{Pso \cdot Pni}{Psi \cdot Pno} - (4.5)$$

$$= \frac{\int_{o}^{\infty} |F(w)|^{2} |T(jw)|^{2} dw \int_{o}^{\infty} \phi_{N}(w_{n}) dw}{\int_{o}^{\infty} |F(w)|^{2} dw \int_{o}^{\infty} \phi_{N}(w_{n}) |T(jw)|^{2} dw} - (4.6)$$

つきに、仮定(1)(2)と、本回路の特性を考慮して整理すると、

$$P_{si}' = \frac{1}{2\pi} \int_{0}^{\omega_0} |F(j\omega)|^2 d\omega ---- (4.7)$$

仮定(1)より信号は線スペクトルと考えられるから、

$$P_{So}' = |T(0)|^{2} \frac{1}{2\pi} \int_{0}^{\omega_{0}} |F(\omega)|^{2} d\omega$$

$$= |T(0)|^{2} \cdot P_{Si}' \quad ----- \quad (4.8)$$

板定 (2) より、 $\phi_N(\omega_n)$ = 定数

$$P_{NL}' = \int_{0}^{\omega_{0}} \phi_{N}(\omega_{n}) d\omega = \phi_{N}(\omega_{n}) \cdot \omega_{0} - - - (4.7)$$

$$P_{NO}' = \int_{0}^{\omega_{0}} \phi_{N}(\omega_{n}) |T(j\omega)|^{2} d\omega$$

$$= \phi_{N}(\omega_{n}) \int_{0}^{\omega_{0}} |T(j\omega)|^{2} d\omega$$

$$= \frac{P_{NL}'}{\omega_{0}} \int_{0}^{\omega_{0}} |T(j\omega)|^{2} d\omega - - - - (4.70)$$

(4.7) - (4.10)式を(4.6)式に代入すると、

$$G = \frac{\omega_o |T(v)|^2}{\int_0^{\omega_o} |T(j\omega)|^2 d\omega} ---- (4.11)$$

ここで ω, 考察の対象とする角周波数の上限

(41)式は、一般のコムフイルタに対して、青柳、嵩氏等の導出された結果と全く同形である。(文献11)(10)式) ただ、 Wo としての考察の対象が、一般には

$$W_0 = \frac{2\pi}{T} \cdot m \quad (m; \text{EEW})$$

に対し、本稿の場合、零次ホールドを行かうために、主スペクトルの みを考えればよいから、 m = 1 のみでよい。

なお、実際に (4.11) の計算を行なうには、 Z - 変換によるのが便 利である。

 $T(j\omega)$ が $\frac{2\pi}{T}$ の 同期 肉数 の χ 三 は

$$\frac{1}{(\omega_0)} \int_0^{\omega_0} |T(j\omega)|^2 d\omega = \frac{T}{2\pi} \int_0^{\omega_0} T(j\omega) T(-j\omega) d\omega \quad ---- (4.12)$$

$$e^{j\omega T} = Z \quad \forall \text{おいて} \quad \text{変数変換する} \forall$$

$$= \frac{1}{2\pi j} \oint_{|Z|=1} T(Z) T(2) \frac{dZ}{Z} \quad ---- (4.13)$$

T(jω)が、Z-変換されたパルス伝達 関数T(Z)の形で与えられたとうは、(4.13)式により、Z-平面、単位円内留数の和を求めればよく、計算は容易となる。

しかし、 Z-変換によるパルス伝達 関数 T(Z)が、 周期 T のサンプル値のみに着目して求めたものであるから、この場合の零次ホールド の特性は 変換値が / となるために利いてこない。

したがって、零次ホールド四路の及による S/M 改善度 G_{ℓ} \times . (ℓ . //) の積により、綜合 S/M 改善度 G_{T} \times して補正する \times

$$G_{T} = \frac{|T(0)|^{2}}{\sqrt{2\pi i}} \oint T(Z)T(V_{Z}) \frac{dZ}{Z} \cdot G_{R} = - - - (4.14)$$

ここで、 $G_{\mathcal{L}}$ は、(4.11) 式を求めたのと全く同一方法により求めることができる。

$$|\mathcal{T}_{o}(j\omega)|^{2} = \mathcal{T}^{2} \left(\frac{\sin \frac{\omega \tau}{2}}{\frac{\omega \tau}{2}}\right)^{2}$$

$$|\mathcal{T}_{o}(v)|^{2} = \mathcal{T}^{2}$$

であるから

$$G_{\mathcal{H}} = \frac{\omega_o |T_o(o)|^2}{\int_o^{\omega_o} |T_o(i\omega)|^2 d\omega} = \frac{\omega_o |T^2|}{2T S_i(2\pi)}$$
$$= \frac{\pi}{S_i(2\pi)} - - - - - - (4.16)$$

ただし $S_{\iota}(2\pi)$,積分正弦肉数

$$= \int_0^{2\pi} \frac{\sin t}{t} dt = 1.42$$

4.2 平坦保持の場合

(2.9) で与えられた Tf(Z) Y: (4.13)式により

$$\pm t. |T(i\omega)|_{\omega=0} = |T(0)| = / ---- (4.18)$$

したがって
$$G_{f_0} = \frac{1+f_0}{1-f_0} - - - - - - (4.19)$$

補正された、綜合改善度 Grf は (4.16) より

$$G\tau_f = \frac{1+\hat{h}}{1-\hat{h}} \cdot \frac{\pi}{S_i(2\pi)} \quad ---- \quad (4.20)$$

4.3 指数閑数的減衰保持の場合

(Z,Z0)式で与えられた $T_{\alpha}(Z)$ を用いて、まず(4.13)の計算をおこなうと

$$\frac{1}{2\pi i} \oint_{|z|=1} T(z) T(1/z) \frac{dz}{z}$$

$$= (1-R)^2 \frac{1}{2\pi i} \oint_{|z|=1} \left(\frac{z}{z-d}\right) \left(\frac{1}{z-Rd}\right) \left(\frac{1}{1-zd}\right) \left(\frac{1-zd}{1-Rzd}\right) \frac{dz}{z}$$

$$= \frac{1(1-R)^2}{1-R^2 d^2} \qquad (4.21)$$

(2.25)式より

$$|T_d(0)| = \frac{1-d}{aT}$$
 ---- (4.22)

(4.21)(4.22) \ (4.11) \ \ 1

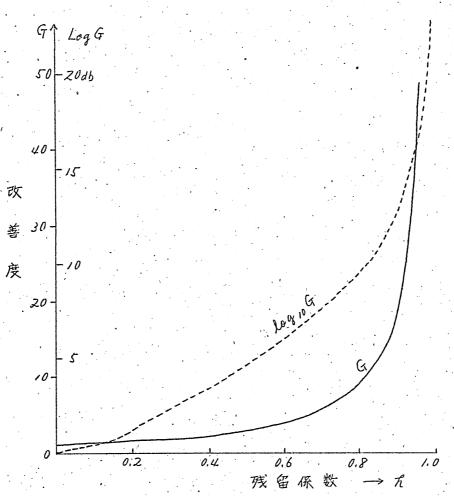
$$G = \left(\frac{1-d}{aT}\right)^2 \cdot \frac{1-h^2d^2}{(1-h)^2} - - - - (4.23)$$

$$\begin{cases}
EE U: d = e^{-aT} \\
a = \frac{1}{CR}
\end{cases}$$

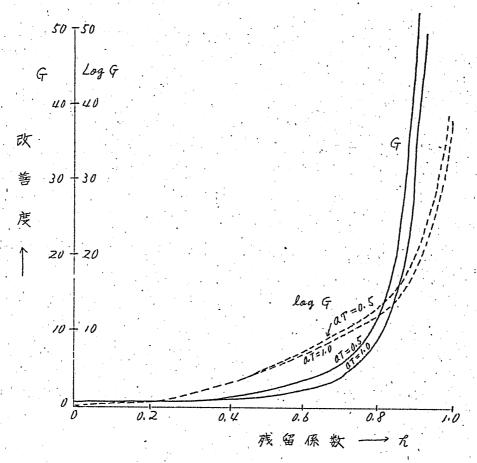
したがって

$$\lim_{\alpha \to 0} Gd = G_{f_0} = \frac{/+R}{/-R}$$

とかって (4.19)式と一致する。



次4./图(a) 改善度曲線(平担保持)



ヤ4.1四(b) 保持に減衰ある場合の改善度

5 有限線返信号に対する改善度

有限繰返信号に対する、一般コムフィルタの改善度の取扱いは、信号の周波数スペクトラムが、線スペクトルより連続スペクトルに変るため、 周波数領域では複雑となる。

しかし、この場合、対象スペクトラムは、0~ω。= 一の の向の、主スペクトラムのみであるから、3./で述べた過渡応答の(3.9)式を利用すると、周波数領域をはなれて時間領域の向題となるため、容易に結果を求めることができる。

考察に先立ち

- (1) 信号は、周期ア、単位振中パルスの波列が t=0 のとき印加 これたとする。
- (2) 雑音に対しては、無限時向で考えたものでよい。

と仮定し、時刻 MTにおける、瞬時の入 出力信号電力を、Pism、Posm、またそのときの雑音電力を Pinm、Ponm とすると、そのときの、改善度 Gm は、つぎのようにして求めることが出来る。ます。

$$G_{m} = \frac{P_{osm} \cdot P_{iNm}}{P_{ism} \cdot P_{oNm}} \qquad ---- \qquad (5.1)$$

とし、簡単のために、平坦保持の場合のみを考察すると、すでに求めた 過渡応答の(3,11)式より

$$P_{osm} = |f(t)|_{t=mT}^{2} P_{ism} - - - - - (5.2)$$

$$\therefore \frac{P_{osm}}{P_{ism}} = |f(t)|_{t=mT}^{2} - - - - - - (5.3)$$

また、雑音電力に対しては仮定(2)より(4.9)(4.10)式が成立するから

$$\frac{P_{ONM}}{P_{ONM}} = \frac{\omega_0}{\int_0^{\omega_0} |T(j\omega)|^2 d\omega}$$

$$= \left(\frac{1}{2\pi i} \oint_{|Z|=1} T(Z) T(V_Z) \frac{dZ}{Z}\right)^{-1} - -- (5.4)$$

(5.3) (5.4) ±11.

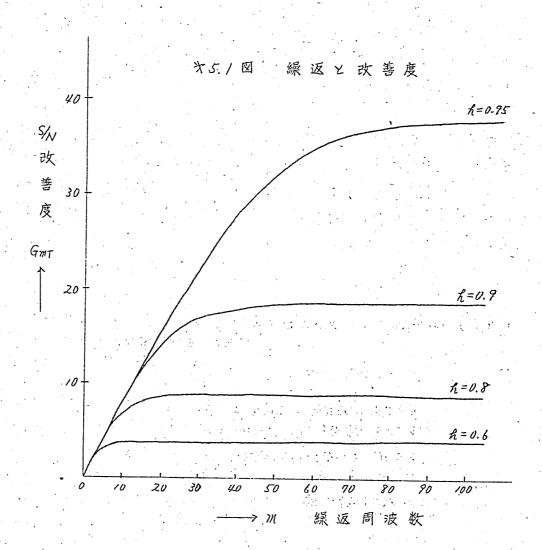
$$G_{t=mT} = \frac{\left| \int (t) \right|^{2}_{t=mT}}{\frac{1}{2\pi j} \oint_{|\mathcal{Z}|=1} T(\mathcal{Z}) T(1/\mathcal{Z}) \frac{d\mathcal{Z}}{\mathcal{Z}}}$$

$$\Rightarrow \left(G \right)_{t=\omega T} \left(1 - e^{-\frac{1-K}{T}t} \right)_{t=mT}^{2}$$

$$\Rightarrow \left(G_{o} \right)_{T=\omega T} \left(1 - 2e^{-\frac{1-K}{T}t} + e^{-\frac{2(1-K)}{T}t} \right)_{t=mT}$$

ただし.
$$\left[G\right]_{\infty} = G = \frac{/+\hbar}{/-\hbar}$$
 $\left\{ t = mT \quad (m; 正整数) \right\}$

いま、たとえば $\mathcal{L}=0.9$ とすると、m=20で改善度は G_{∞} の約70%である。



なお、回路構成の単純性より、容易に多重ループ化が可能であるが、 文献 (川)に既出で、実験的にもほぼその結果が合致している。ドップレーダの使用に対して、興味ある結果があるが、別稿にゆずりたい。

6 Gating Y雑音の相関尺数

前節では、本回路の考察にあたり、ゲート中は無限少のインパルス状液形と仮定した。換言すれば、ゲート中内に入力波形の変化はないものとして、すべてを線形不変定数回路と見做し、伝達肉数をもとにして考察を進めてきた。

したがって、諸特性、就中 SA 改善度は(2.4)で定義した残留係数尤により一義的に定まった。

これは、ゲート中の如何に拘らず、時定数との比さえ一定にしてやれば、当然オは一定となるから、同一特性が予想されることになる。

しかし、いま入力液形として、とくに雑音電圧液形の平均パルス中* でnがゲート中でgより小さい場合は、既述のような仮定は、もはや成立せず、別途の考察が必要になってくる。

(* 6. 1 图 (a) (b) 参照)

* 推音の平均パルスヤ 元 ―― 滝氏により下式で与えられている。 (*雑音の細かさ《信学会 ZZ 年 8 月)

$$\overline{\zeta}_n = \frac{p(v)}{S} = \pi \sqrt{\frac{K_0}{K_2}} e^{Vz/k_2} / erfc \left(\frac{V}{\sqrt{K_0}}\right)$$

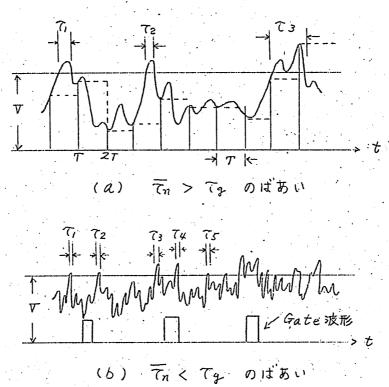
P(V); 単位時间内に雑音電圧が V以上にある時间の平均

S: V電圧を、単位時间に下から上へ切る回数

Ko Ko 社音の周波数分布より定まる係数

V・ 数定費 圧

一般にレータでは受信機の帯域中Bは信号パルス中でSに対し $B = \frac{\sqrt{2}}{\sqrt{5}}$ で与えられる。しかし既述のように、特に判距確度に重臭をおくとさは $B = \frac{10 - 20}{\sqrt{5}}$ が考えられる。 \overline{C} nくでS0 の考察対象は、このような場合である。



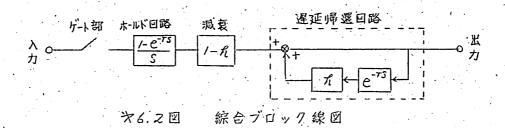
オも12 一般音とゲート液形

本節では、ゲート中送定の具体的基礎をつる目的で、近似的なから、 gating と S/N改善度の変化に関する若干の考察を試みよう。

6./ 遅延帰還回路の一般的考察/2)/3)

2./で述べたところ、および次2.3図に示したブロック線図をもと にして、 ** 6.2 図のような、綜合ブロック線図を考える。

(以下の説明に必要な各部の名称は図中に記入した)



まず、次6.2四の実線で囲った遅延帰還部に着目し、この部分の入力端子に周期での信号と、不規則な雑音の混合したもの、すなわち、

$$f(t) = S(t) + N(t) = --- (6.1)$$

であらわされるような電圧が加わったものとする。たた。s(t) は周期アの周期肉数、N(t) は雑音をあらわす肉数とする。

そのときの回路の出力電圧 F(t)とすると、

ここで S(t) は周期アの周期関数であるから.

$$S(t-iT) = S(t)$$

したがって

$$F(t) = \frac{1}{1-\pi} S(t) + \sum_{i=0}^{\infty} h^{i} N(t-iT) --- (6.2)$$

S(t)、N(t) は全く独立であるから、(6.2) 式の二乗平均は、右辺各項の二乗平均値の和となる。

右辺やノ項の二乗平均値は、出力における信号電力と考えられ、

$$\frac{1}{(1-h)^2} \overline{S(t)^2} \longrightarrow Pso$$

次 2 項 の 二乗 平均 値は、 雑音 電力 で あって.

$$\sum_{i=0}^{\infty} \sum_{j=0}^{\infty} h^{i+j} \frac{1}{N(t-iT)N(t-jT)}$$

$$= \sum_{i=0}^{\infty} \sum_{j=0}^{\infty} h^{i+j} R_N \{(i-j)T\} \longrightarrow P_{N0} \longrightarrow (6.3)$$

ここで RN は、雑音 N(t)の自己相関 R数である。

t も t 、 維音が 周期 t だけ 離れた 戻で は、 無相 肉と すれば t = t の と さの みと なる から 、

$$(6.3) = \sum_{i=0}^{\infty} f_i^{2i} R_N (0)$$

$$= \frac{1}{1 - f_i^2} \mathring{R}_N (0) ---- (6.4)$$

したがって、電力比で示した SIN 改善度 G は

$$G = \frac{1+h}{1-h} ---- (6.5)$$

となって、4節で求めた結果と一致する。

っきに、 雑音に相関がある場合を検討する,

$$P_{NO} = \frac{1}{1-R^2} \left\{ R_N(0) + 2 \sum_{i=1}^{\infty} f_i^i R_N(iT) \right\} ---- (6.6)$$

となり、 出力 における信号対雑音電力比は

$$\frac{Pso}{PNO} = \frac{\overline{S(t)^2}}{RN(0) + 2\sum_{i=1}^{\infty} h^i RN(iT)} \cdot \frac{1+h}{1-h} - --- (6.7)$$

したがって、このときの改善度 G' は

$$G' = \frac{P_{So}}{P_{Si}} \cdot \frac{P_{N(0)}}{\overline{S(t)^{2}}}$$

$$= \frac{P_{N(0)} + 2\sum_{i=1}^{\infty} \hat{h}^{i} R_{N(iT)}}{\hat{h}^{i} R_{N(iT)}} \cdot \frac{1+\hat{h}^{i}}{1-\hat{h}^{i}} - - - - (6.8)$$

実際に i=2 以上の相関ス数は無視できるから.

$$=\frac{R_N(0)}{R_N(0)+2RR_N(T)}\cdot\frac{1+R}{1-R}\qquad ---- \qquad (6.9)$$

さらに、 $f \frac{R_N(T)}{R_N(0)} \ll 1$ として、近似すると

$$\doteq \left(\frac{1+\hbar}{1-\hbar}\right)\left\{1-2\hbar\left(\frac{R_N(T)}{R_N(0)}\right)\right\} ---- (6.10)$$

すなわち、雑音の相肉長が周期T以上になる場合、S μ 改善度け、Z λ $\frac{R_N(T)}{R_N(0)}$ だけ減少する。

したがって、本回路の考察をさらに進めるためには、まず遅延帰還回路の入力にあらわれる雑音の相関長を確めておく必要がある。雑音相関長に大きな要素は Jating の巾と、その回路、伝送路に入ってくる回路素子と考えられるから、以下これについて検討をおこなう。

6.2 無限少ケート中の場合

次6.2 図に示す綜合プロック線図の入力端子に、6.1 と同様に周期 アの信号と、簡単のために完全白色雑音の混合したものが加わったものとする。信号は周期性のため考察より除外し、ホールド回路を通った白色雑音が、帰還回路の入力としてあらわされたときの電力スペクトラムを考察する。

系の入力雑音の電力スペクトラムは白色と仮定したから、

$$\phi_{in}(\omega_n) = N = Const$$
 (6.11)

ゲート中無限少とすれば、gating による電力スペクトラムの分布には変化を生じないと考えてよい。

したがって、ホールド回路出力の雑音の電力スペクトラム $\phi_o(\omega_n)$ は

$$\phi_o(\omega_n) = |T_{\mathcal{R}}(j\omega)|^2 \phi_i(\omega_n)$$

$$= N |T_{\mathcal{R}}(j\omega)|^2 ----(6.12)$$

ただし、 $T_{\mathcal{L}}(j\omega)$; ホールド回路の周波数伝達朗数文献 1 (2.5a) 式より

$$|T(i\omega)| = T \frac{\sin\frac{\omega T}{2}}{\frac{\omega T}{2}}$$
 ---- (6.13)

ホールド回路の出力、すなわち遅延帰還部入力における雑音の自己 相関及数 $R_N(t)$ は、Wiener – Khintchin の定理により

$$R_{N}(\tau) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \phi_{o}(\omega_{n}) \cos \omega \tau \ d\omega$$

$$= \frac{1}{\pi} \int_{0}^{\infty} \phi_{o}(\omega_{n}) \cos \omega \tau \ d\omega \quad --- (6.14)$$

(6.12)(6.13) 式を用いて、(6.14)の積分をおこなると、

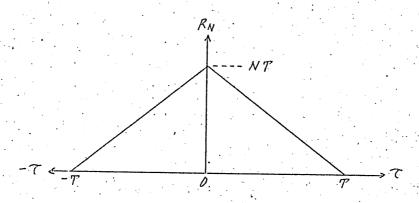
$$R_{N}(T) = N(T-|T|), |T| < T$$

$$= 0 \qquad |T| \ge T$$

(6.15) 式を図示すると、 や6.3 図となる。

(6.15) 式、なん3回より明らかかように、

$$R_N(T) = 0 \quad \forall \Delta \Delta.$$



36.3 以 ホールド回路出力維音の自己相関 R 数

したがって、この場合は、6.1)で述べた遅延周期アにおける雑音は 無相関となって、(6.5)、(4.16) 式成立を裏付けした。

ゲート中無限少、入力雑音白色と仮定したが、実際には入力雑音の 周波数分布から考えられる平均パルス中でnに比し、ゲート中でgが 狭いときは、このまま適用が可能である。またこの場合が本稿で取扱 う一般的ケースであるともいえよう。

6.3 有限ゲート中の場合

本稿で取扱う対象の特殊ケースとして、入力雑音の平均パルス中で

に比し、Tg が広く、かつ残留係数尤は依然~1である場合を考えよ う。勿論 Ts > Tg の基本条件は充足されているものとする。

この場合、向題は時定数をもった回路による gating の結果、雑音 電力スペクトラムが、いかに推移するかを検討することにある。

いま、gating パルスg(t)のフーリエ変換

$$G(\omega) = \int g(t) e^{-j\omega t} dt$$

$$= T_g \frac{\sin \frac{\omega T_g}{2}}{\frac{\omega T_g}{2}} \qquad ---- (6.16)$$

とし、gating 回路に付随する、CY による L.P.F. の周波数伝達 関数を Tcr (jw) とすると、

$$T_{cr}(j\omega) = \frac{1}{1+j\omega cr}$$
 ---- (6.17)

一般仮定として、 左 ~ / としたから

したがって、 $G(\omega)$ 、 $Tcr(j\omega)$ のそれぞれの周波数帯域上限は、明らかに $Tcr(j\omega)$ の方が低く、ゆ之に gating による雑音のスペクトラム分布の推移け、近似的に $Tcr(j\omega)$ にのみ基因すると見てよい。以上の条件のもとで、遅延帰還回路への入力雑音の電力スペクトラム $\phi_{on}(\omega_n)$ は、(6.12) 式と同様に

$$\phi_{oN}(\omega_n) = \phi_{in}(\omega_n) |T(j\omega)|^2$$

$$= \phi_{in}(\omega_n) |T_{cr}(j\omega)|^2 |T_{R}(j\omega)|^2 - \cdots \qquad (6.18)$$

前と同様に、この場合の自己相関尺数 尺が(で) は、

$$R_{N}'(\tau) = \frac{1}{\pi} \int_{0}^{\infty} \phi_{oN}'(\omega_{n}) \cos \omega \tau d\omega$$

$$= \frac{u}{\pi} \int_{0}^{\infty} \frac{\sin^{2} \frac{\omega T}{2} \cos \omega \tau}{\omega^{2} (1 + \omega^{2} c^{2} \gamma^{2})} d\omega$$

$$= N \left\{ T - |\tau| - c \gamma \left(e^{-i\tau/c\gamma} - e^{-\tau/c\gamma} \cos k \frac{|\tau|}{c \gamma} \right) \right\} - (6.19)$$

$$= NT \left\{ 1 - \frac{|\tau|}{T} - \frac{cr}{T} \left(e^{-\frac{|\tau|}{cr}} - e^{-\frac{7\pi r}{cr}} \cos h \frac{|\tau|}{cr} \right) \right\} - - - (6.19a)$$

て= 下付近を検討する。

 $T/cr \gg 1$ であるから、 $cosh X = sinh X = \frac{e^x}{2}$ を用いて、整理すると、

$$= NT \left\{ 1 - \frac{|T|}{T} - \frac{cr}{T} \left(e^{-\frac{|T|}{cr}} \frac{1}{2} e^{-\frac{T}{cr}} e^{\frac{|T|}{cr}} \right) \right\} - - - (6.196)$$

$$\therefore R_N(T) = N cr\left(\frac{1}{2} - e^{-\frac{T}{cr}}\right)$$

$$= N cr\left(\frac{1}{2} - e^{-\frac{T}{cr}}\right) ---- (6.20)$$

$$\neq 0$$

また(6.19ね) 式より、て=0 とすると

$$R_{N}(0) = N \left\{ T - CY \left(1 - e^{-\frac{T}{CY}} \right) \right\} - - - - - - (6.21)$$

$$= NT \left\{ 1 - \frac{CY}{T} \left(1 - e^{-\frac{T}{CY}} \right) \right\} - - - - - (6.21a)$$

$$\therefore \frac{R_{N}(T)}{R_{N}(0)} = \frac{\frac{CY}{T} \left(\frac{1}{2} - e^{-\frac{T}{CY}} \right)}{\left\{ 1 - \frac{CY}{T} \left(1 - e^{-\frac{T}{CY}} \right) \right\}} - - - - (6.22a)$$

、したがって (6.22) 式支(6.10) に代入して、改善度の補正支しなければならない。

(6.10)式の補正項の及をとりあげて、近似計算をおこなうと

$$\left\{ 1 - 2 \mathcal{R} \left(\frac{\mathcal{R}_{N}(T)}{\mathcal{R}_{N}(0)} \right) \right\}$$

$$= \frac{1 - \frac{Cr}{T} \left(1 - e^{-\frac{T}{Cr}} \right) - 2 \mathcal{R} \left\{ \frac{cr}{T} \left(\frac{1}{2} - e^{-\frac{T}{Cr}} \right) \right\}}{1 - \frac{Cr}{T} \left(1 - e^{-\frac{T}{Cr}} \right)}$$

$$\frac{Cr}{T} < 1 \qquad \therefore e^{-\frac{T}{Cr}} \simeq 0$$

$$\pm \mathcal{R} \simeq 1 \qquad \left(\frac{Cr}{T} \right)^{2} \ll 1$$

$$\Rightarrow 1 - \frac{Cr}{T} \qquad - - - - - - \qquad (6, 23)$$

以上は、有限中の gating と、これに付随した L.P.F.、 零次ホールド回路によって、雑音の電力スペクトラムの分布がせまくなると同時に、その相関長が延びできて、周期で以上になり、S/N 改善度算定のときに、雑音有相関の補正を必要とすることを述べた。

一方、雑音やのものの入力端より、ホールド回路出力に達するまでの電力の変化を考えると、4節にてホールド回路の周波数特性をもとにして、補正したと全く同様の補正をこの場合にも適用する必要がある。

改善度の補正係数をG"とすると.

$$G'' = \frac{\omega_0 |T(0)|^2}{4 \int_0^{\omega_0} \frac{\sin^2 \frac{\omega T}{2} d\omega}{\omega^2 (1+\omega^2 C^2 Y^2)}}$$

$$= \frac{1}{\{1 - \frac{CY}{T} (1 - e^{-\frac{T}{CY}})\}} - - - - - (6.24)$$

$$= \frac{CY}{T} < 1 \times \% \lambda \delta \lambda \delta \delta$$

$$= 1 + \frac{CY}{T} (1 - e^{-\frac{T}{CY}}) - - - - - (6.246)$$

以上を綜合して、改善度の算定式を書きあらためる。 綜合修正改善 度を Grc とすると、近似的に

$$G_{TC} \doteq \left(\frac{l+h}{l-h}\right) \left(l+\frac{C\gamma}{T}\right) \cdot \left(l-\frac{C\gamma}{T}\right) - \cdots (6.25a)$$

$$= \left(\frac{l+h}{l-h}\right) \left(l-\frac{C^2\gamma^2}{T^2}\right) - \cdots (6.25b)$$

また 尤~/ の範囲では

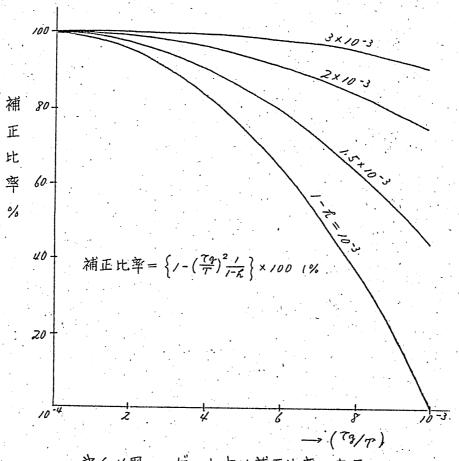
$$CY = \frac{\tau_q}{1-h}$$

が成立するから

$$= \left(\frac{1+h}{1-h}\right) \left\{ 1 - \frac{\tau g^2}{T^2(1-h)^2} \right\} - - - - (6.250)$$

(6.25a)式 右辺のオノカッコは、遅延帰還回路自体の改善度、 ガスカッコは、入力より遅延回路に至るまでの L.P.F. 効果による改善 の正補正項、 カ 3 カッコは、雑音の相関長が周期アより延びることに よる、負の補正項である。

 $T_g > \overline{C_n}$ のように、 T_g が定まったときは (6.25C) を用いるとよい。



オ6.4回 ゲートヤと補正比率の関係

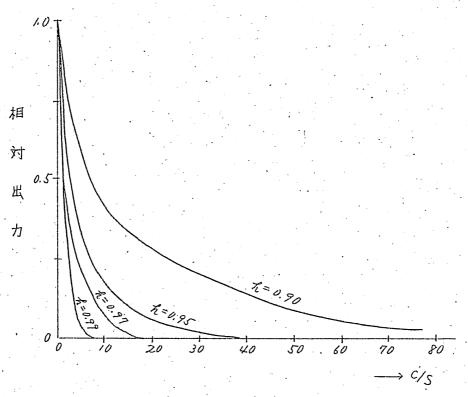
図から明らかなように、改善度30db以上を目途するときには でかの選定に注意が必要である。

7 実験結果およびその検討

2.1 回路の周波数特性

考察の基礎である伝達関数を確認するため、まず、回路の周波数特性を測定した。その結果が、カクノ図である。

(2)式と対照すると、ほとんと、 測定誤差の範囲で合致しているのがわかる。



为7/四, 周波数特性

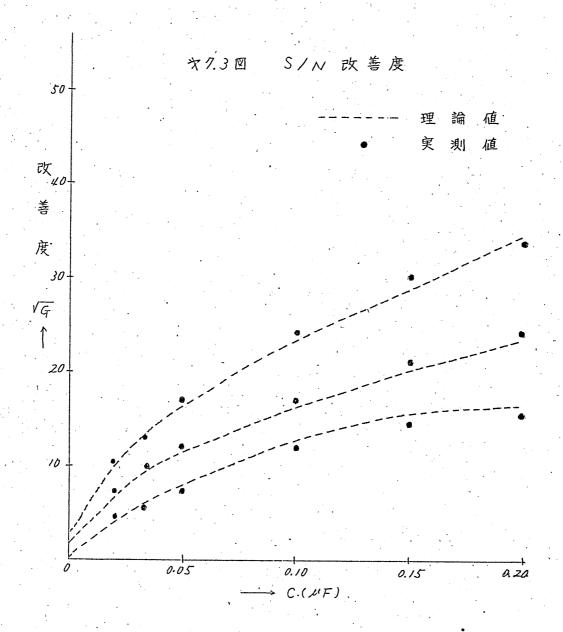
1.2 過渡応答

7.3 S/N 改善度

測定は、信号ピーク対雑音実効値(4節で求めたところの平方根) について行なった。

ゲート中でg が雑音の平均パルス中でn より小さい条件では、ほぼ 4節の結果と照合している。

ツク3回は測定結果の一例で、理論よりの計算結果を実線で示した。



て の 広い場合については、 目下未整理のため、データとして 完結していないが、中 向的に 理論と 実際を対照すると 次 2 / 表 の よ う に なる。

なお、擬似レーダエコーとして、S.G. を使用し、文献 1) 3 節で述べたように、ゲートを、 Stroke して探索した出力がみ 1.4四(a)'~(d)'である。

サクノル表 理論と実則値の対照(広いゲート中のとき)

理論値 (db)		実測値 (db)
未補正	補正	大小四(ab)
30	28.5	28.0
31.5	30.5	30
33	3/	30.5

備考 ゲートヤ 0.6215

· (a)~(d)は、それぞれのと

きの入力波形(ボックスカ復調への)である。

(戈7.4四 写真波形)

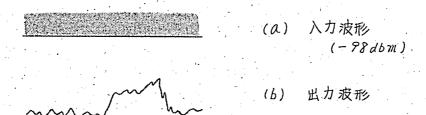
註 写真液形は会場で提示

信号パルスヤ 0.5~15

ゲート中 0.1 45

繰返周波数 2,000 ℃s

で 行なった。代表的 - 例を 31.5 図に示す。



カク5回 S/N 改善の - 例 (改善度 約30db)

入力は雑音に埋れて検知は不可能であるが(ターゲット移動法で検 知可能の限界). 出力は図の通り、明瞭に信号を認知し得る。. ボックスカー 復調器の時定数を変更するのみで、極めて単純性をもちながら、高度の改善度を得た。

綜合的に見て. その特長を一括すると、

- (1) 構成の単純、低原
- (2) "ループ"の安定性は絶対的で、 え→1 としても不安定は起らない。したがって、 高改善度で使用可能。
- (3) 多重化容易:
- (以) "ゲート"の存在が特異卓であるが、条件を保持すれば、"揺らざ"雑音は無視できる。信号、ゲート共にの"絶対的揺らき"は、
 殆んど、问題にならない。 むしろ jitter に対しては安定性に富むと
 いいうる。
- (5) ショートパルスに対しても、feed-back type が広帯域無歪に本質的限界あるのに対して、本方式では、いかに狭いゲートを発生するかといった程度の"テクニック"上の向題にすぎない。
- (6) 連続出力を再びゲートしてやれば、P.P.I. 表示可能な、改善されたビデオパルス列を得る。
- (1) 主スペクトラルのみを対象にするから、入力波形による要素は無視してよい。

等がいい得て、実用性に富んだ"一方法"といえよう。

Pre-Delection Signal Integrator との併用による、さらに高性能化、応答時间の短縮等、実用化の諸向題、各仮定の拡張による解析上の一般化等、残向題があるが、別の機会にゆずりたい。

稿を終るにた リ、御鞭撻と御教示を賜った阪大名誉教授岡部博士、 および当社西岳部長、藤本課長に深謝する。また実験および数値計算に 協力された鏡原社員、種々討論を頂いたカー試作課各位に感謝する。

11 F

参考文献

- 1) N. Wiener; The Interpolation Extrapolation and Smoothing of Stationary Time Series; John Wiley & Sons INC 1949
- 2) D.O. North; An Analysis of the Factors Which Determine Signal -Noise Discrimination in Pulsed Carrier System; RCA Lab Rep PTR-6-C. June 1943
- 3) L.A. Zadeh, J.R. Ragazzini; "Optimum Filters for the Delection of Signal in Noise"

Proc. I.R.E Vol40 No.10. P1223~1231 (oct 1952)

- 4) Exist Y.W. Lee etc; "Application of Correlation Analysis to the Detection of Periodic Signals in Noise"

 Proc I.R.E. Vol 38. No. 10 P1165~1174 (act 1950)
- 5) たとえば、小林信三;"碰気ドラム型遅延帰還方式"信学会通方専委資料 1961年1月
- 6) J.V. Herrington, T.F. Rogers; "Signal-te-Noise Improvement Through Integration in Storage Tube" Proc. I.R. E. Vel 38. No. 10 P1197~1203 (oct 1950)
- 7) 松田; "ドップラレーダにおける Box Gaz 復調器の一考察² 輻研資料 1961. 4月
- B) 松田; 特許出願中
- 9) 高橋安人; "自動制御工学" 岩波 (1954年)
- 10) H. Urkowitz; "Analysis and Senthesis of Delay Line Periodic Fillers" I.R.E. PGCT June 1957
- 11) 青柳健次、嵩忠雄 ; "遅延素子によろ櫛状プルタについての一考察" 信学会 Val 43 No.1 P32 (35年1月)
- /2) 萩原 宏 ; "相関関数測定における遅延時间の揺らきと雑音中の周期信 号の検出 ¹
- 13) A.E. Bailey; "Integration in Pulse Radar Systems"
 Papers of 1952 London Symposium

可変容量素子を用いたクライストロン

神戸工業K.K. 佐々木 昭 夫

輻射科学研究会(於松下中研)

昭和 36 年 7 月 15 日

§ / 緒

電子ビームのサイクロトロン波のパラメトリック増巾を行りせる方 法に、時间的旋回電界による方法 (Adler Tube R.F. pumping) と空 **间的旋回電界による方法®(Gordon Tube, D.C. pumping)とがある。** 前着に対してW.H. Louisell ③ が後者に対して A.E. Siegman ® が coupled mode equations を用いて理論的な説明を行っている. しか し coupled mode equations の変数はその絶対値の自乗が波動のパワ ーを表す項を用いて居るため Hamiltonian に類似した方程式で、現象 をパワーの項で統一的に記述するには適して居るが、現象の物理的な 記述に飲ける点がある。

從つて本報告では以前に発表した電子の運動方程式から出発する、 Newtowan の方法®を用いてパラメトリック増巾に於けるサイクロト ロン波のパワーを、その回転によるパワーと軸方向の電界との相互作 用によるパワートに分けて増巾後に於ける波動のパワーの状態を論じ なものである.

時间的旋回電界による増巾(R.E pumping)

Fig 2.1 上示 t guadru poleの 電位分布は次式で与えられる。

 $\nabla (Y, \lambda, Z, t) = \frac{1}{2} \nabla_p \left(\frac{Y}{a}\right)^2 \cos a d \cos b$ $(Wpt - \beta_P Z + \phi)$

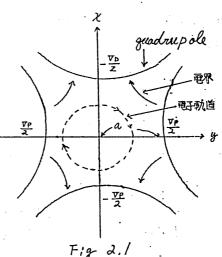


Fig 2.1

X = Y Sni 2,リョア cod マ の肉係を用い 絃で

 $\nabla = \frac{\nabla r}{2\alpha^2} \left(y^2 - \chi^2 \right) cod \left(W_p t - \beta_p 2 + \phi \right)$

となり兹にWP はホッピング角周波数でありPPはその位相定数で、中はt=0.Z=0に於ける電位々相を表的す。 と方向の電界 E_X , Y方向の電界 E_Y は

$$E_{\chi} = -\frac{2V}{2Z} = \frac{VP}{d^{2}} \times cod \left(Wpt - \beta pZ + \Phi\right)$$

$$E_{y} = -\frac{2V}{2Y} = -\frac{VP}{d^{2}} \cdot y \cdot cod \left(Wpt - \beta pZ + \Phi\right)$$

$$\left\{(2.3)\right\}$$

こうした電界分布を持った quadrupale に fast cyclotron wave が入って来るものとする。

 Y_c は変位の半径、 β_e は w/u_o T_d δ 位相定数、 U_o はビームの直流速度 W_c はサイクロトロン角間波数、 θ は電子が guoduupale に欠入する 時、即5 t=0 、Z=0 に於ける電子の変位々相を表す。今、ポンピング角間波数 W_P が λ_0 と等しく、位相速度がサイクロトロン波と等しく且つ、 λ_0 - 中= - λ_0 の位相関係を満たす電界分布の時、 λ_0 の他中を距り λ_0 とが λ_0 ない λ_0 ない λ_0 の変化はポンピング電 アートング

$$X = -Y_{c} \mathcal{E}^{R_{o}t} \sin \left\{ w \, t - \beta e \left(1 - \frac{w_{c}}{w} \right) Z + \theta \right\}$$

$$y = Y_{c} \mathcal{E}^{R_{o}t} \cos \left\{ w \, t - \beta e \left(1 - \frac{w_{c}}{w} \right) Z + \theta \right\}$$

$$\triangleq U \cdot R_{o} = \frac{\eta \, \nabla P}{2 q^{2} w_{c}}$$

に増大される。この灰化により2方向の
電界と
電子との相互作用によって電子の得るパワーを 求める。2方向の
電界 $E_{\mathcal{E}}$ は (2.7) むの ∇ に $\omega_P = 2\omega$, $\beta_P = 2\beta_e$ ($1 - \frac{\omega_c}{\omega}$), $2\theta - \Phi = -\frac{\pi}{2}$ の條件 2 ないて、

$$E_{z} = -\frac{2V}{2z} = -2\beta e \left(1 - \frac{wc}{w}\right) \frac{\nabla P}{2a^2} \left(y^2 - \chi^2\right) \cos\left(2wt - 2\beta e\left(1 - \frac{wc}{w}\right)z + 2\theta\right)$$
(2.6)

を得る。從って(as)式で与える次位で持つ電子の得るパワーRは

$$P_{L} = \frac{I_{o}}{e} \left\{ -e \int_{o}^{t} E_{z} u_{o} dt \right\}$$
 (2.7)

より求められて

$$PL = \frac{I \cdot \omega}{2\pi} \frac{\omega}{\omega_c} \left(1 - \frac{\omega_c}{\omega} \right) \omega_c^2 \gamma_c^2 \left\{ \varepsilon^{2Rot} - 1 \right\} \quad (2.8)$$

となる。- 方電子は最初 (a.4) 式で与えられる半径 kで回転して居ためが (a.5) 式の半径 k e^{kct} に増大して回転することにより得たパワーPTは

$$PT = \frac{Io}{2\eta} \omega_c^2 \gamma_c^2 \left\{ \varepsilon^{2kot} / \right\}$$
 (2.9)

となる。從つて fast cyclotion w and v 、このポソピング領域を七時间進む亊により得るパワーp は

$$P = P_L + P_T = \frac{\omega}{\psi c} P_T. \qquad (2,10)$$

(2.8)式, (2.9) 式から分る如く、R.F. pumping の Adlar tube では fost cyclotion wave の縦方向のパワーPuも、横方向のパワーPr も増大されることをしる。その様子をFig 2.2 に示す。

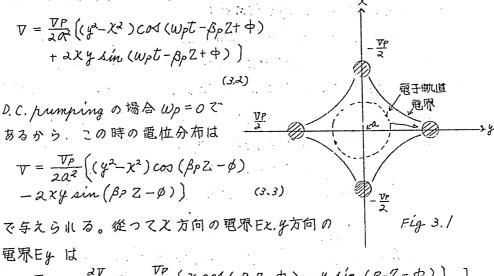
§ 3. 空间的旋回電駅による増巾

(D.C. pumping-)

Twist これた guadmpole
電位分布は次式で与えられる。 $V(Y. A, Z. t) = \frac{VP}{Z} (\frac{Y}{a})^2 \cos(Wpt - \beta pZ + \phi - 2 A)$ 後進波

Fig. 2.2

兹でX=Y Anid, タ=Ycold の肉係を用いて書を換えると



$$E_{\chi} = -\frac{\partial V}{\partial \chi} = -\frac{VP}{\partial \lambda} \left(\chi \cos \left(\beta_{P}Z - \Phi \right) - y \sin \left(\beta_{P}Z - \Phi \right) \right)$$

$$E_{\chi} = -\frac{\partial V}{\partial \chi} = -\frac{VP}{\partial \lambda} \left(\chi \cos \left(\beta_{P}Z - \Phi \right) - \chi \sin \left(\beta_{P}Z - \Phi \right) \right)$$

$$(3.4)$$

となる。前節に於ける取扱いの対比を行うには、本節でも、D.C. guadrupole fieldに入る cyclotron wave は fast waveのみを取扱うべきであるが、この時 D.C. guadrupole fieldに対するcyclotros wave の変位の各位相によってその取扱いが非常に復雑となるため、fast cyclotron wave とが同一振巾を持つ波に対して解析を行う。從って D.C. guadrupale fielsに入る合成波を求める

先づ fast cyclotron wavelは
$$Z_f = -Yc' \sin \left\{ wt - \beta e \left(1 - \frac{\omega c}{w} \right) Z + \theta \right\}$$

$$y_f = Yc' \cos \left\{ wt - \beta e \left(1 - \frac{\omega c}{w} \right) Z + \theta_s \right\}$$

$$- 古 Slow cyclotron wave は$$

$$x = Y' \sin \left\{ wt - \beta e \left(1 + \frac{\omega c}{w} \right) Z + \theta_s \right\}$$

$$\chi_{S} = \gamma_{C}' \sin \left\{ wt - \beta_{E} \left(1 + \frac{\omega_{C}}{w} \right) Z + \theta \right\}$$

$$y_{S} = \gamma_{C}' \cos \left\{ wt - \beta_{E} \left(1 + \frac{\omega_{C}}{w} \right) Z + \theta \right\}$$
(3.6)

弦でθ は波が quadrupole field に入る位相である。 2 = uot の関係
-4-

で、と用いて合成皮の変位と、yを取めると、 sale in the selection

$$X = X_f + X_S = -Y_C \text{ Cod } \theta \text{ sin } w_c t$$

$$Y = Y_f + Y_S = Y_C \text{ cod } \theta \text{ cod } w_c t$$

$$\begin{cases} 3.7 \\ 3.7 \end{cases}$$

但し、Yc=2Ycである。(3.4)式で与えられるguadrupaleの電界EX、Eyの作用により(3.7)式の変化は $\beta_P = 2\beta_C Z$ 、 $\beta_C = \frac{\omega_C}{U_O}$ 、中 $= \frac{\pi}{2}$ の條件のもとに、次の様に増大される。

上式からかる様に R.F. Pump ingに於けるのと同様での 灰位半径は増大で肌るが、 電界 Ezとの相互作用によるパワーの 援受を検討して見る。 電界 Ezは (3,3) 式より (3,8) 式を求めた時の條件を用いて、

tanih tiya istisaan sista aya tiri isti

$$Ez = -\frac{2V}{2Z} = \frac{\beta_c V_F}{\alpha^2} \left((y^2 - z^2) \cos \alpha \beta_c Z - 2z y \sin \alpha \beta_c Z \right)$$
(3.9)

(3.9) 式中の2.4に(3.8) 式を代入してR、F.pumpnig、の時と同様の計算を行ってパワーPLを求めると、

$$P_L = \frac{I_o}{2\pi} W_o^2 Y_o^2 Cod \theta \left(\frac{e^{2k_o t}}{e^{2k_o t}} \right)$$
 : (3.10)
 E なる。一方電子がその回転半径を増大した事によるパワーの増加 P_T は

 $P_T = \frac{I_o}{a\eta} w_c^2 Y_c^2 \cos^2 \theta \left(\mathcal{E}^{ARot} - I \right)$ である。従って このポンピング領域を七時順進む亊により得るパワーP は

$$P = P_L + P_T = 0$$
 (3.2)

故にこの合成波の変位は(3.8) 式から分る様に確かに増大して居るが波動のパワーとしては何ら増大して居られる。これは縦方向のパワー PLが横方向のパワー PTに変換された如くになって居る。この事は又、 coupled mode equations からも説明ごれる如く D.C. pumping では pumping power から wave はパワーを得て居らない事を示す。

wave theory から fast cyclotron wave とslow cyclotron wave との 増大によるものと説明されている。

Q # 結 言

guadwpoleのポンピング領域を通ったサイクロトロン次のパワーに 就いてそれを回転によるパワーと各方向の電界EZとの相互作用による パワーとに分けて解析し、R.F. pumpingに於ても、D. C. pumping に於てもその回転半径を増大するが、前者に於て確かに波動の R.F.パ ワーの増大を見るが、後者に於てはパワーの増大がない事を示めした。 これは coupled moece equations からの結論を電子里の観点から物 理的に説明するものである。

終りに、本解析に於いて討論を願った阪大産研園田名誉教授並な にその端緒を与えられた当社佐々木部長、小宮山課長に謝意を表し ます。

参 を 文 献

- R.Adler G.Hrbek, G.Wade: The quodrupole amplifier, a lownaise parametric devices" L.R.E act 1959

 - 3 W.H. Louisell: "Coupled mode and parametric electronics".

 John Wiley and Sons. gnc. P. 195, P. 26/
 - @ A.E Siegman: The DC pumpeal quadupale ampligier-awave analysis. I.R.E oct 1960
 - ⑤ 松尾、佐々木:模型電界に於ける beam waveの power & coupled mode Jom について",
 マイクロ波真空管研専委貸料 1960年4月

パラメトリック増巾における サイクロトロン波のパワーについて

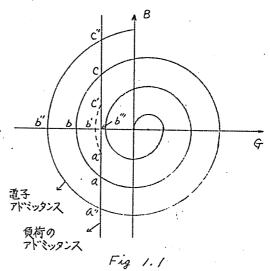
大阪大学産研 松 尾 幸 人 神戸工業 K. K. 佐々木 昭 夫

輻射科学研究会(於 松下中研)

昭和 3 6 年 7 月 1 5 日

§1 緒言

一般の反射型クライストロンの諸特性はクライストロンの螺旋状 を呈する電子アドミッタンス



M変調器として使用する時、変調歪を生ずる。

この変調歪を小さくする方法として a b c の 発振領域より とモード次数の高い a" b" c"の領域を利用するか又は クライストロンの 負荷の Q 値を小さくして用いる方法がある。しかし、いずれの場合も出力の低下する欠点がある。

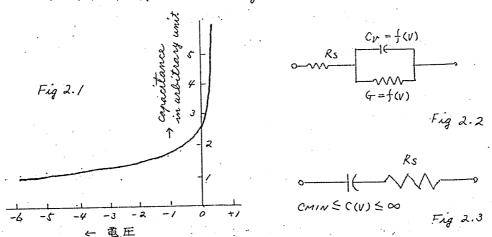
他の方法は coupled resonator Klystron と称せられるもので 53. これは空胴共振器を二つ持ったもので double tuning により負荷のアドミッタンスをa'b'C'の如く一部螺旋にそわせたもので 53. この方法は少しの出力低下をまねくが変調歪は或る程度改善される.

扱て慈で報告するクライストロンは上記の出力特性の範囲を広くすると共に変調歪を改良する方法の一提案であり、その実験データを一部提示する.

§ 2 可変容量素子を用いたクライストロン

— Varactor Klystron 又は Varactron — 可変容量素子はVaractor 又は Semicap と知られている Ge 従ってバラクタの両端に印加される電圧Vで示すと

$$Cv = \frac{Co}{3\sqrt{1-\frac{V}{\phi}}} \tag{2.1}$$



次にバラクタの等価回路は Fig 2、2で与えられる。茲に Rs は Ge 半導体又は SL 半導体による抵抗値であり、G は空乏屑の Leakage conductance で ある。一般に周波数が充分高い時、即ち、Rs W $CN > \frac{G}{WCN}$ が満足される時バラクタの Q値 QN は

$$Qv \cong \frac{/}{Rs WCv}$$
 (2.2)

で与えられる。従ってマイクロ波帯では(2.2)式と Fig 2.3の等価回 略で用いられる。

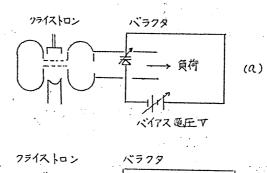
以上 バラクタについてその予備知識を記して来たが次にこれを用いたクライストロン従って本論について記して行く。

Fig 24 (a) に示す如く通常のクライストロンの結合口の前にバラクタを Set しこの容量を変化させると、クライストロンの自隣から見た 負荷のサセプタンスが変化した恵になり従って発振周波数が変る。

同様 (6) に示すものは Coupled resorator の一方の cavity にバ

ラクタをSetし、容量を変化せしめ、従ってそのCavityの共振問波数を変えクライストロンの発振問波数を変えせしめるものである。

Fig 1.4ではクライストロンと負荷は Lis coupleの図を示しているが出力同軸取り出しても同様の操作を行う事が出来る。又図には示めしてが機械同調部を兼ね備えていてと良いわけである。



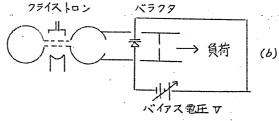


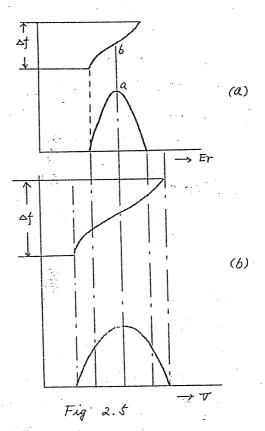
Fig 2.4

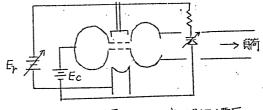
任意のモード次数で発振している普通のクライストロンに於てての発振 固波数を変えるに二通りある。リペラ電圧を変える事により、電子コンダクタンスとそのサセプタンスが変りその出力、同波数が Fig 2.5 (6) の様になる。しかし一般に機械同調による方がその同波数の可変範囲が ない・扱てバラクタを用いたカライストロンに於てそのバイアス電圧を 変えることは回路のサセプタンスを変えることであり従って機械同調と 同様に可変範囲が広い。故に Fig 2.5 (6) の横軸がそのままバイアス電 EVとなりバラクタを用いたクライストロンでは Wide Tuning のクラ イストロンが得られた事を等価的 6 である。 F_{Ng} Q. / でかる様に知るる様になって、 ででそのな量はないに、 ないに、 $\frac{d}{d}$ Q では、 ないに、 $\frac{d}{d}$ Q では、 ででは、 変変化を得るに V の変化を得るに V の変化を得るに V の変化をする。

次にFy 2.6に示す様にりペラ で Fy 2.6に示す様にりペラ で Fy 2.6に示すクタのでイアので Ty 2ラ電圧に用い、リペラ電圧が変に 大きにが Ty 2をで で Ty 2をで で Ty 2をで で Ty 2をで で Ty 2をで Ty 2

-電子コンダクタンス Ge = 回路コンダクタンス Gc

一電子サセプタンス Be = 回路サセプタンスBC が満足されるならば Fig 2.5 (6) に





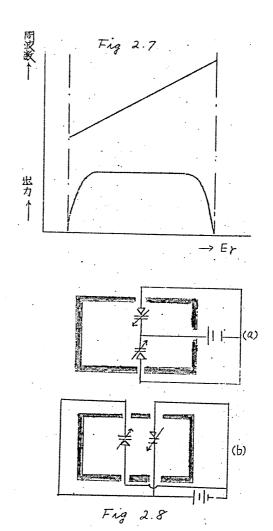
Er: リペラ配圧 EC: キャビイティ電圧 Fig 2.6

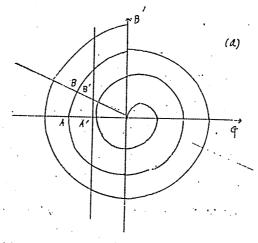
示されるものより、一層 wide tuning のクライストロンが得られる。 旦っ、こうした回路に Video Signal を入れるとき、クライストロンを Fig 2.5 (a) 図に於ける出力特性の a 点で、 周波数変化特性の b 点に相 当する変調感度の所で常に働かせる事が出来る。 従って 変調歪の殆どな い。 又 A M 成分の少ない F M Signal を得る事が出来る。 即ち、図に示すならば Fig 2. 2に 示す如き特性を持つクライストロン が得られる。この特性は反射型クラ イストロンの最も理想とする所の特性である、クライストロンだけでは 達し得なかった所の理想的特性が solid state の助けを借りて得ら れる事が分る。

以上記して来たバラクタを用いたクライストロンにも一つの欠点がある。それはバラクタが高周波電界中に Aetされている為、バイアス電圧がマイクロ波周波数で変動される争である。しかしこれの回避にはバラクタを次の様に Aetすればよい。

即ち Fig 28(a).(6)の様に導液管又は空胴中に AeX すれば高問波電界の影響を含く打ち消し合う事になると可で変量素子についる。 フライストロンのリペラ電圧と可変容量素子に変化させる場合を アドミッタンス図上で考えて見る。

空胴共振器の共振周波数fo で出力最大の点にリペラ電圧 が調整されているそのとする。 アドミッタンス図上ではその 動作点をFug 2.9(a)のA.A´





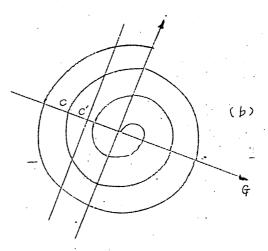


Fig 2.9

次に現技術段階に於ける容量素子で周波数の可変範囲の狭い時を考えて見るとバイアス電圧が浅い時、

容量変化が大きい従ってバイア ス電圧に対する問波数変化は Fug 2.10 に示す様な凸曲線に なるものと思われる。

一方クライストロンの実際の 周波数変化は出力最大点より少 し低い所に弯曲点がある。Fug 2.5 (a)の b 点に相当する点が

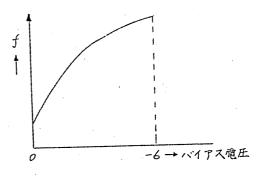


Fig 2.10

出力最大より左側にある. 従って凸曲線特性の容量素子による特性と凹曲線特性のクライストロンの特性とを重量させる事により変調盃を改良する争ができるものと思われる.

§3. 変調特性の理論的考察

特別な場合として Fig 2.6に示すバラクタを用いたクライストロンの変調特性を理論的に考察を行う。且バラクタはクライストロンの結合口を通して Fig 2.3に示す等価回路で示されるアドミッタンスを変調同隙に呈する位置に setされているものとする。この時の全体の等価回路は Fig 3.1の様になる。

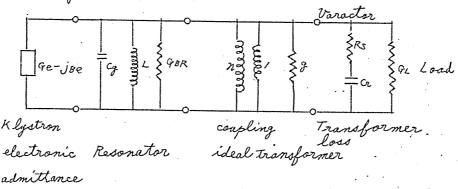


Fig 3. 1

$$Ge = -\beta^{2} g_{0} \theta \frac{J_{s}(x)}{x} \cos \theta$$

$$Be = -\beta^{2} g_{0} \theta \frac{J_{s}(x)}{x} \sin \theta$$

$$Gc = GBR + g' + GL' + RS'(w(v))$$

$$Bc = -w Cg + \frac{I}{wI} - w Cv$$

$$Ge-jBe Gc-jBc$$

$$Klystron Circuit electric admittance$$

兹に $\phi = \theta - \theta n$, $\theta n = 2\pi (n + \frac{1}{2})$ であり、circuitt admittance の計算に於いては、バラクタの Q値 Qvに対して Qよン / の仮定を用いる。

定常状態に於いては
$$Ge + Gc = 0$$
 $B_e + B_c = 0$ (3.2)

の関係が満足される.

サセプタンスの肉係式から発信周波数が決定される。即ち.

$$\beta^2 g_0 \theta \frac{J_1(x)}{x} \sin \phi + w c_g - \frac{1}{wL} + w c_{v'} = 0$$

所が前節で述べた如くリペラ電圧とバラクタのバイアス電圧によってク ライストロンが常にFig 2.5(a)に示す a点に相当する仂作点で Operato されるものとするとのこのである故に

$$\omega \, Cg - \frac{1}{\omega L} + \omega \, C'v = 0$$

上式から発振周波数のは

$$\omega = \frac{\omega_0}{\sqrt{1 + \frac{C'v}{cg}}} \tag{3.3}$$

で与えられ、盆に $W_0 = \frac{1}{\sqrt{Lc_g}}$ にて空胴のみの共振局波数である。バ ラクタに次の電圧が印加する

$$\nabla = \nabla_0 + v \sin \omega st$$
 (3.4)

V=Vo+Vsin Wst (3.4) Voは直流バイアス電圧. ひはVideo signal の振巾. Ws はその角間 波数であり、Vo>Vなる関係が満たされているとする。尚、バイアス電 圧がVoの時のバラクタの容量をC'voとする. Vがバイアス電圧とし て用いる時は負の値を代入する亊にする。

扨て(3.3) 式を次の様に最向する.

$$w(\nabla) = w(\nabla_0) + \frac{dw(\nabla)}{d\nabla}\Big|_{\nabla = \nabla_0} v \sin w st + \frac{1}{a} \frac{d^2w(\nabla)}{d\nabla^2}\Big|_{\nabla = \nabla_0} v^2 \sin^2 w st + \frac{1}{a} \frac{d^3w(\nabla)}{d\nabla^3}\Big|_{\nabla = \nabla_0} v^3 \sin^3 w st + \cdots$$

$$(3.5)$$

(ふか) 式は次の如く近似される

$$w(\overline{v}) \cong w(\overline{v_0}) + \frac{dw(\overline{v})}{d\overline{v}} \Big|_{\overline{v} = \overline{v_0}} v \sin w s t - \frac{1}{4} \frac{d^2w(\overline{v})}{d\overline{v}^2} \Big|_{\overline{v} = \overline{v_0}} v^2 \cos 2w s t$$

$$- \frac{1}{44} \frac{d^3w(\overline{v})}{d\overline{v}^3} \Big|_{\overline{v} = \overline{v_0}} v^3 \sin 3w s t + \cdots \qquad (3.6)$$

$$(3.3) \ \, \underline{\xi} + \underline{\beta} + 3 = |C| + 2 = |C| + 2 = |W| + |C| + |C$$

滋で式中の夕は(J./)式に於けるりである。

扱て高詞 波笙なるものは、その基本周波数の振巾に対する 2次、3次 高調波振中の比によって表わされるの即ち、

二次高制波至
$$D_2 = \frac{v}{4} \begin{vmatrix} \frac{d^2w}{dV^2} \\ \frac{dw}{dV} \end{vmatrix} V = V_0$$
三次高制波至 $D_3 = \frac{v^2}{dw} \begin{vmatrix} \frac{d^3w}{dV} \\ \frac{dw}{dV} \end{vmatrix} V = V_0$

...である(3.2)式を(3.8)式に用いると

$$D_{2} = \frac{w_{oo}}{w_{o}} \left(\frac{w_{oo}}{w_{o}} \frac{C'v_{o}^{3}}{3 p C_{o}^{3}} v \right)^{2} \left(1 + \frac{f}{8} \frac{C'v_{o}}{Cg} \right)$$
(3.9)

$$D_{3} = \frac{7}{6} \left(\frac{\omega_{oo}}{\omega_{o}} \right)^{2} \left(\frac{\omega_{oo}}{\omega_{o}} \frac{C\dot{\nu}o^{3}}{3\phi C\dot{o}^{3}} \mathcal{V} \right)^{2} \left(/ + \frac{/9}{/4} \left(\frac{C\dot{\nu}o}{C_{g}} \right) + \frac{55}{/12} \left(\frac{C\dot{\nu}o}{C_{g}} \right)^{2} \right)$$

上式を一尺の周波数変化
$$\triangle f$$
 を行った時の表示を行う。 (3.7) 式の $\frac{dW(P)}{dV}$ $V=V_0$ に関する式より

$$\Delta f \cong \frac{W_{\circ \circ} C'_{vo}}{2W_{\circ} C_{g}} \left(\frac{W_{oo}}{W_{o}} \frac{C'_{vo}^{3}}{3 \not C'_{o}^{3}} V \right) f_{oo} \qquad (3.10)$$

(3、10) 式を (3、9) 式に用いて

$$D_{2} = \left(\frac{\Delta f}{foo} \frac{2 \zeta g}{c' vo}\right) \left(/ + \frac{\xi}{8} \frac{c' vo}{c g} \right)$$

$$D_{3} = \frac{7}{6} \left(\frac{\Delta f}{foo} \frac{2 \zeta g}{c' vo}\right)^{2} \left(/ + \frac{/9}{/4} \left(\frac{c' vo}{c g}\right) + \frac{\xi \xi}{//2} \left(\frac{c' vo}{c g}\right)^{2} \right)$$
(3.//)

上式から分る様に変調特性の高調液歪はクライストロンの特性に抱らず変調 同院の容量 Cg ヒバラクタの容量 Cvo (= Cvo) の比によって決る事が分る。しかし現在の所実際に動作させる所のクライストロンとバラクタの各定数の数値が不足している為、普通のクライストロンとの比較の報告は次回にゆづるものとする。

以上は高調波歪の考察であったが、次に変調特性の直線性について考える。これは $\frac{\partial w(V)}{\partial V}\Big|_{V=V_0}$ と周波数が $\Delta +$ 変化した所の $\frac{\partial w(V)}{\partial V}\Big|_{V=V}$ との相違の程度を表わすもので次式で表わされる。

$$D = \frac{\frac{dw(v)}{dv}\Big|_{v=v} - \frac{dw(v)}{dv}\Big|_{v=v_0}}{\frac{dw(v)}{dv}\Big|_{v=v_0}}$$
(3./2)

(2.3) (3.7)式より

$$\frac{df}{dv} = \frac{C'o}{6\phi c_g} \frac{1}{(1+\frac{\overline{V}}{\phi})^{\frac{\omega}{\sigma}}} \frac{1}{(1+\frac{c_{\nu}'}{c_g})^{\frac{\omega}{\sigma}}}$$
(3.13)

Tはバイアス電圧にて数値として貝の値を用う.

(3.12) (3.13)式より

$$D = \left(1 + \frac{\Delta C_{v}}{C_{vo}}\right)^{\alpha} \left(\frac{\Delta f}{foo}\right)^{\beta} + \left(\frac{\Delta C_{v}}{C_{vo}}\right)^{\alpha} \tag{3.14}$$

兹に $\triangle C_N = C_{N-C}v_o$ を表す.即ち間波数が \int_{00} の時バラクタ容量 C_{NO} にて. $\triangle f$ 変化した時容量が $\triangle C_N$ 変った状態に於ける直線性を表わす ものである. 参考のために普通のクライストロンのDを示すと

$$D = (2QL)^{2} \left(1 + \frac{\phi}{Q\eta}\right)^{2} \left(\frac{\Delta f}{f_{0}}\right)^{2} \tag{3.15}$$

この ϕ は $\theta-\theta n$ にて、周波数が f_0 の時 $\theta=\theta n+\phi$ の状態に於ける 直線性を表わすものである・ χm って f_0 ののは g_0 の g_0 のである・ g_0 ののである・ g_0 ののである g_0 ののできなのみで決まり・ g_0 ののは、 g_0 のは、 g_0

次にクライストロンの発振可能な条件は下式で与えられる.

(3.1) 式より

$$\beta^{2}g_{0}\theta\frac{J_{r}(\chi)}{\chi}\cos\phi \gg G_{BR}+g'+G'_{L}+R_{S}(\omega c_{V'})^{2}$$

しかし現在の場合は常に $\phi = 0$ 、 $\theta = \theta n$ が満たされている為

$$\beta^2 g_0 \theta_n \frac{J_{\prime}(\chi)}{\chi} \geqslant GBR + g' + GL + R's (WC'v)^2$$

(3.3) 式を用いて

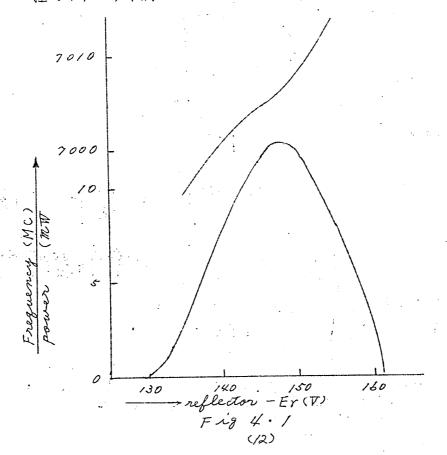
$$\beta^{2}g_{0}\theta n \frac{J_{r}(\lambda)}{\lambda} \geqslant G_{BR} + g' + G'_{L} + R'_{S} \frac{w_{o}^{2}}{\frac{I}{C_{g}} + \frac{I}{C_{h'}}}$$
 (3.16)

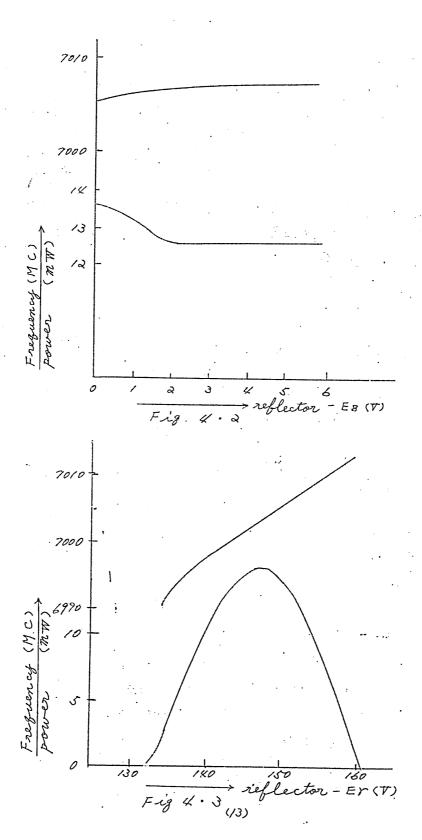
普通のクライストロンの如き Ge が減少すると言う事はなく広い周波数 範囲で発振し得る事を示す。

§ 4. 実験データ

クライストロンは coupled resonator型のフレ204(6575MCへ6875MC)を用い、これの一方の共振器に可変容量素子MA460C(microwave Associates製)をマウントし、このクライストロンをEc=300V. IK=30mAの状態で実験を行った。

Fig 人、/に容量素子のバイアス電圧を-3アに固定し、リペラ電圧だけを変えた特性を示す。Fig 人。以下イアス電圧ボー3アの時、出力最大を与えるりペラ電圧-バイアス電圧し、バイアス電圧を変えた時の特性を示す。Fig 人。3に発振可能なりペラ電圧変化範囲に対し、バイアス電圧を等分して変化させたデータを示す。これによって周波数変化特性が直線的に改良されて居る事を知る。現在種々のデータ取得中で詳細は追って報告する。





§ 5 結 言

以上、現段階に於けるバラクタクライストロンに付き述べて来た。 今迄のクライストロンでは一つの特性を良好ならしめるには、他の 特性を犠牲にしなければならず、或る所で天協されたものし不製作 し得なかったが、 solid state electronics に於けるVaraー ctor の助けを借りる事により或いは又 Vacuum electroniー cs とSolid state electronics が胡まってFig λ ・ Γ に示 す様なクライストロンの理想特性に近いものが得られる可能性があ るのではないかと思う。

参 方 文 *献*

- () E.D. Reed: "A Coupled Resonator Reflex Klystron", B. S.T. J. 32, 1953, 715
- ② A. Uhlir Jr: "Varactor" Microwave associates, INC. brochure.
- 3 R.L. Jepsen, T. Moreno: "FM Distortion in Reflex Klystron" IRE 1953 Jan.

広帯域パラメトリツク増幅器

1961年7月15日

三菱電機株式会社研究所

喜連川

隆

白 幡

潔

まえがき

ダイオードを用りた空間形パラメトリック増幅器は、構造が比較的簡単で、推音特性のすぐれていることから、マイクロ波受信器の前置増幅器として広く用いられるすう勢にあるが、実用的見地からみると、一般には 増幅帯域幅が十分でなく、又調整がかなりめんどうだという欠点があった。

通常のレーダ受信機のIFの帯域幅は 05 ~ 5 MC 程度のものであるから、前置増幅器として用いるパラメトリック増幅器も 一応 0.5 ~ 5 MC の帯域幅があれば よいように考えられるが受信周波数(=マグネトロンの発振周波数)が ±3 MC 程度揺動するのを見込まねばならない。 又 同一周波教帯のレーダが ある領域内で多数使用をれている場合は、ジャミングの問題も起生てくるので、それを避けるをめ、故意に周波数をずらす必要が生ずる。その他若しマグネトロンが 周波数可変形でない場合は、マグネトロンの支換による周波数偏移も考慮しなければならない、したがって実用的には 少なくとも 10 MC以上、必要であり、更に望むべくは その帯域を式にわたる帯域幅を持っことである。なお受信系全体の帯域幅は IF増幅器の帯域幅で決まるから、前置増幅器をるパラメトリック増幅器の広帯域化による種音特性の劣化はないと考えられる。

次に近時実用化されつつある見丞し外通信 あるいす研究段階にある宇宙通信のためにも 低粧 古前 置増幅器として パラメトリック増幅器を用いることが要求されているが、この場合には、その受信方式からして 50~100 MC の帯域幅が必要である。

以上の事情からパラメトリック増幅器と要求される性能では、低独音特性の外に実用的には、 広帯域特性が特に重要なものとなる。 広帯域化のためは、いわゆる進行波形パラメトリック増幅 場が研究されているが、今まで報告された例からみると、1000MC 以上で、かなりの特性を得る でとは必ずしも容易ではない。 一方ダイオードを1個用いた空間形パラメトリック増幅器でも帯 域幅は 現在のところ進行波形のそれに近いものが実現されている。 小形なこと および経済性か らみて広帯域化をれた空間形パラメトリック増幅器の実用性は高い。

本文では まずパラメトリック増幅器の理論的考察を行なって、帯域幅の広帯域化の方向を探り、非確退形の例として 最初に 1300MCの増幅器について、本質的に調整容易な構造について述べ、 就作機での 実験結果を示している。ついではが同一構造 の1680 MC の試作機での広帯域化の方法と実験結果を示し、最後に縮温形の例として、5300MCの試作機とついて、その構造と実験結果について述べてある。

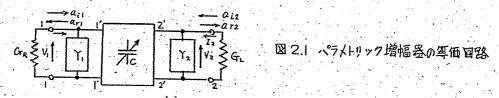
2. 理 論

周波数 f_p で周期的に変化する容量に、周波数 f_r の電流しか流れない回路と f_2 の電流しか流れない回路と f_2 の電流しか流れない回路と f_2 の電流しか流れない回路と f_3 の電流した。 な量の端子電圧 f_1 、 f_2 、 f_3)との間には 式 f_3 の関係が成立する

$$\begin{pmatrix} I_1 \\ I_2^* \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & \hat{d}\omega_1 \frac{C}{2} \\ -\hat{d}\omega_2 \frac{C}{2} & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} V_1 \\ V_2^* \end{pmatrix} \dots (2.1)$$

ここに $C=c_0+C$, C は 容量の変化分 $f_p=f_1+f_2$ で、また* は 共役を示す、C は 実際には PN 接合ダイオードの非直線容量を適当な逆バイアス電圧のもとに固波数 f_p の劢振電力 (ポップ 電力)で励振して発生をせる。

ダイオードを用いた空間形パラメトリック増幅器の等価回路は 図2.1で示すことができる。



 Y_1 は f_1 の共振回路、 Y_2 は、 f_2 の共振回路であり、 Y_1 と Y_2 とは容量C、すなわち式 (2.1)の変換関係を示す4端子網回路で結合されている。 G_9 は Y_1 ド接続された基準化した信号源のコンダクタンス、 G_4 は Y_2 ド接続された基準化員荷コンダクタンス である。

パラメトリック増幅器の電力利得 G は、f を信号周波数とするならば、図 2.1 の端子 I-1 た おける λ 射電力 $|a_{11}|^2$ に 対する 反射電力 $|a_{11}|^2$ の比で与えられる。図 2.1 の等価回路について計算を進めるならば、式 (2.2) を得る、 f_2 は P1 ドラ周波数である。

$$G = \left| \frac{a_{r_1}}{a_{t_1}} \right|^2 = \left| \frac{(G_g - Y_1)(G_L + Y_2^*) + \frac{\omega_1 \omega_2 C^2}{4}}{(G_g + Y_1)(G_L + Y_2^*) - \frac{\omega_1 \omega_2 C^2}{4}} \right|^2$$
(2.2)

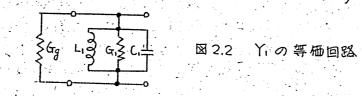
利得の十分大なる状態では、式 (2.2)の分母は 零 L きわめて近いから、式 (2.2)は 式 (2.3)のように簡単になる。

$$G = \frac{2(G_L + Y_2^*) G_g}{(G_g + Y_1)(G_L + Y_2^*) - \frac{\omega_1 \omega_2 C^2}{4}}$$
(2.3)

もし Y, Y2 が、図2.2 に示す 単純な共振回路であれば

$$Y_{1} = G_{9}\left(g_{1} + j2\frac{Q_{x_{1}}}{f_{01}}\Delta f\right)$$

$$Y_{2} = G_{L}\left(g_{2} - j2\frac{Q_{x_{2}}}{f_{02}}\Delta f\right)$$
(24)



$$G_{max} = \left\{ \frac{2(1+g_2) G_g G_L}{(1+g_1)(1+g_2) G_g G_L - \frac{\omega_1 \omega_2 C^2}{4}} \right\}^2 \dots (2.5)$$

帯域幅Bは 利得が最大利得より3dB減の周波数幅とすれば、

$$B = \frac{(1+g_1)(1+g_2) \operatorname{Gg} \operatorname{GL} - \frac{\omega_1 \omega_2 C^2}{4}}{\left\{\frac{\underline{D}_{x1}}{f_{01}}(1+g_2) + \frac{\underline{D}_{x2}}{f_{02}}(1+g_1)\right\} \operatorname{Gg} \operatorname{GL}}$$
(2.6)

である。 したがって V Gmax·B 横を求めれば、

$$\sqrt{G_{max}} \cdot B = \frac{1}{1 + g_1} \cdot \frac{1}{\frac{1}{B_1} + \frac{1}{B_2}}$$
 (2.7)

広帯域ルのためた ポンプ 電力を増さなければならなりという結論が出るのけ、 Y. および Y2 を式 (24)のように仮定したためである。しかしながら実際には Y. および Y2 は 式(2.6)で与えられる帯域幅より広い 周波数範囲にわたって

$$\frac{\partial \Gamma_1}{\partial f_1} \stackrel{.}{=} \frac{\partial \Gamma_2}{\partial f_2} \stackrel{.}{=} 0 \qquad (2.8)$$

とすることもできる。式 (2.3) に帰って考えてみると、 $\frac{U_1U_2C^2}{4}$ なる項は 問波数の関数ではあるが、その変化率は、一般には Y_1 およが Y_2 にくらべて非常に小さいから、定数とおくことができる。したがって

$$\frac{\partial G}{\partial f_i} = 0 \tag{2.9}$$

とおいて、その条件を求めれば、

$$\gamma_{2}^{*'}\left\{ (G_{g} + Y_{1})(G_{L} + Y_{2}^{*}) - \frac{\omega_{i}\omega_{2}C^{2}}{4} \right\} \\
- (G_{L} + Y_{2}^{*})\left\{ Y_{1}^{'}(G_{L} + Y_{2}^{*}) + Y_{2}^{*'}(G_{g} + Y_{1}) \right\} = 0$$

$$5545 - (G_{L} + Y_{2}^{*})^{2}Y_{1}^{'} = \frac{\omega_{i}\omega_{2}C^{2}}{4}Y_{2}^{*'} \qquad (2.10)$$

であるから、式 (2.8) が成立すれば G_{g} , G_{L} の大きさにかかわらず 式 (2.9) が成立、すなわち広帯域にすることができる。式 (2.8) な寒現するには Y_{g} , Y_{g} を多重空胴にするか、または 題当な サセプタンス をそう入する ことなどにより 可能である。

図2.1 の等価回路について雑音指数を求めれば、利得の十分大きいとき式(2.11)で表わるれる。

$$F = (1+g_1)\left(1+\frac{f_1}{f_2}\right) \dots (2.11)$$

3. 構 造

2章では ポンプ回路とついて触れなかったが ダイオードドポンプ電力を有効に印加するには、ポンプ回路と整合装置が必要である。したがってダイオードには f_p , f, および f_2 の三つの失振回路が結合することになるから、各共振回路の調整が非常に困難になることが予想される。これを避けるためには、各周波数の調整が独立に行なえるような共振モードをとるか 善浪管のシャ断特性を利用するか、または通過フィルタ、阻止フィルタを用いるとかの考慮が必要になってくる。しかし周波数は 前述のように選ばれているので、実際上他に影響なく、それぞれ独立と調整の行なえる構造は 実現が困難である。そこで次番の栗として、高い周波数の調整が低い

周波数ド影響を与えないようにした。信号共振器は、同軸空胴、アイドラ共振器は、Xボッド導波管で H100 モード、また、ポップの路は、P1 ドラ共振回路と共通なので、その調整は $\int_P O$ 帯域通過フィルタを通して行なう。

図3.1 \times 原理的な構造図を示す、 f_1 (1300 MC)の同軸共振モードによる電界は、導波管部では、ダイオードのごく近傍に限られ、 f_2 (9375 MC) 空間の共振周波教調整用ショートプランジャ S_2 の近傍には存在しない、また f_2 のインピーダンス整合装置 S_3 の近傍には f_p (10675 MC)の S_2 の近傍には存在しない、また f_2 のでまないものとみることができる。しかし、逆に同軸共振器 F_2 および F_p がはいり込み、 F_1 の影響を受け、ポップ回路の整合 F_2 は また F_2 と、 F_2 よっても影響を受ける。

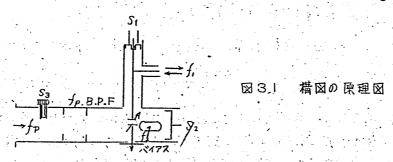
すなわち

$$Z_P = f(S_1, S_2, S_3)$$
 $f'_1 = f(S_1, S_2)$
 $f'_2 = f(S_1)$
 $f'_1, f'_2 :$ 各 $S_2 = S_3$

であるから、 $S_1 \longrightarrow S_2 \longrightarrow S_3$ の順序で調整を行なえば、原理的に再調整の必要はなり、

信号空胴と外部回路との結合は、ループ結合にしたが、 Q_{x1} を15程度にするループは 相当大 E_{x} を E_{y} を

アイドラ 空間と外部回路との結合は、空間の E面にあけた窓によって行なう、窓の位置は ア



イドラ電果の強い場所を選ぶが、ポンプ電力も漏れるから 窓の先に f2 のB.P.Fをつける必要がある。

また設計にあたっては次の点についても考慮を払った。すなわち、同軸失振器の実効軸長が f_p かよが f_2 について $\frac{\lambda}{4}$ (2n+1) なる長さになっていると、導波管とダイオードとは 結合しなくなるから、 $n\lambda/2$ に近く なるように設計する 迸にダイオードと f_p の B.P.F. との間の 実効長は f_p および f_2 とついて $\frac{\lambda g}{4}$ (2n+1) に近く選ぶ。これらのれは 小さい方が望ましい、以上の方針のもとに設計した1300MC試作パラメトリック 増幅器の外観を 図3.2 に示す。

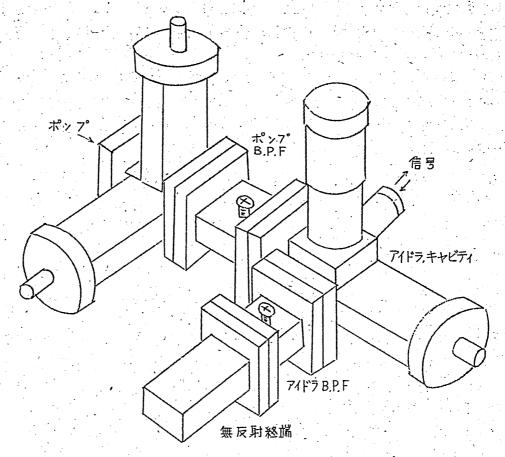


図 3.2 | 1300 MC ペラメトリック増幅器

使用したダイオード は MA-460E, サーキュレータ は 順方向そう入損失 0.35dB, 逆方向漏れは $1300\,MC$ \pm $25\,MC$ で $-19\,dB$ 以下のものである。

4.1 受動回路的特性

式(2.7) に示されている Bi およが B2 すなわち信号およが アイドラ 空胴のポップ 電力を加えてないと きの帯域幅を、ループ およが 開口の大きさを調節してまず 100 MC に調整した、ダイオードのベイアス 電圧は ほぼ _ IV である。

次に 両空間共振器とダイオードとの結合の目安として、ダイオードのベイアス電圧の変化と対する共振周波数の推移を測定した。

バイアス電圧ズ 0 ~ - 5 V の変化で

信号 空胴 $\Delta f = 160 \,\text{Mc}$ アイドラ 空胴 $\Delta f = 70 \,\text{Mc}$

の変化であった。信号空間共振器については 同軸共振器の開放端にダイオードが装着されているから、ダイオードと空間との結合という点からは 最適位置であろう。アイドラ空間共振器については 必ずしも最適結合の位置にあるわけではないので、調整によって Afの値は きらに大きくなしうるものと考えられる。

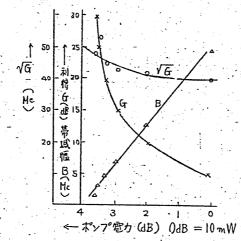
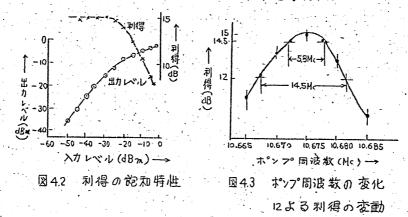


図4.1 利得および帯域幅のポップで電力特性



4.2 增 幅 特 性

ポンプ電力を変化したときの利得、帯域幅 および \sqrt{Gr} B 積特性を図4.1 に示す。 出力レベルは 常 $2-30\,\mathrm{dBm}$ 一定に保っている。

4.3 利得の飽和特性、

利得 15dB の,ときについての測定結果を 図42に示す。3dBの利得低下は 入力が-13dBm のときに起てっている。

4.4 ポンプ間波数による利得の変動

利得15dBのときの結果を 図4.312示す。ポンプ周波数の利得に与える影響はかなり顕著であるが、これはポンプ回路の①が高いためであって、設計いかんによって さらに改善できる見通しがある。

4.5 バイアス電圧の変化による利得の変動

利得 ISOB のときの 結果を 図4.4に示す。バイアス電圧の利得変動に与える影響は 実用上はとんど問題のない程度である。

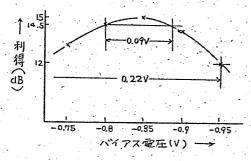


図44 バイアス電圧の変化による 利得の変動

46. 框 音 指 数

N G 芸で測定して、増幅器本体の 無音指数は 27dB で あった。 またアップコンバータと しては 1.8dB の値を得た。

5. 増幅帯域幅の広帯域化

5.1 双峰特性

増幅帯域幅の広帯域化を目的として、信号回路に適当なサセプタンスをそう入し、共振問波数が一つで、1,300 Mcであった共振符性に細工を加えて、1,300 Mcの主共振問波数 fíのぼかに、ほぶ 1,300 Mc ± 40 Mc の2 問波数にも軽い副共振点を作った。このような状態で、まずポンプ 問波数およびアイドラ 空胴の共振問波数を一定に保ったまま、信号空間の共振問波数 fíを1,300 Mc の信号問波数の前後に変化させた。fíを 1,260 Mcにしたところ。ほぶ 1,280 Mc を中心に双峰性の非常に広い増幅領域が現われ、まだ fíが 1,340 Mc では、ほぶ 1,320 Mcを中心に前者とほとんど同じ形状の非常に広い増幅領域ができた。この関係を 図5.1 に示す。

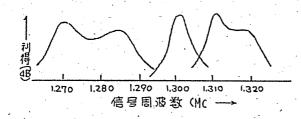


図5.1 信号空嗣共振器の顧調による 増幅特件の双峰化

利得は いずれの場合も最大 15dB である。

次にポップ間波数および信号室間の共振間波数を 一定に保つたまま。アイドラ空間の共振 間波数 f_2 を 9.375 Mc のアイドラ間波数の前缀に変化させた。 f_2 を 9.400 Mc とした場合は、ほぶ 1.285 Mc を中心に、また f_2 を 9.350 Mc とした場合は、ほぶ 1.315 Mc を中心に また f_2 を 9.350 Mc とした場合は、ほぶ 1.315 Mc を中心に 前 2 者とほとんご同一形状の非常に広い増幅優遇が現われた。この関係を図 5.2 に示す。

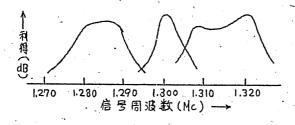
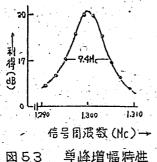
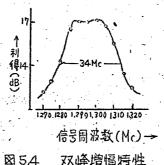


図 5.2 アイドラ 空胴 共振器の 庭調 による増幅 特性の 双峰化

5.2 広蒂域化特性

所要ポップ電力は 100mW であった。





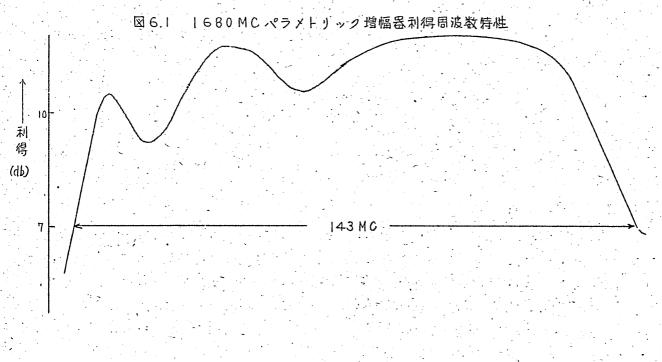
3 单峰增幅特性 図54 双峰增幅地

6. 1680MCペラメトリック 増幅器

立きに草2で広帯域化のためには、Y1 およびY2 の周波数特性をなめらかにする必要のあることを述べた。YおよがY2は ダイオードのC すなわち 可変容量の端子からみた信号回路 および アイドラ回路のアドミタンス であるから、結局、ダイオードの C端子から 信号回路 およが アイドラ回路をみたときに、必要周波数範囲にわたって回路のアドミタンスがほぶ一定であることが必要である。実際には アドミタンスの中で 特に分数項を小さり範囲に抑えることが必要となる。

その方法として例えば 章5に示したように信号回路に適当なサセプタンスを挿入してもよい 次、信号回路が長くなり、 線路損失による無音指数の劣化が起こる筈で、 又、 構造上の点からも あまり好ましい ことは言えない。1680 MC パラメトリック 増幅器で採った方法は 次のようである。

増幅器の構造は 外観上は 図3.2 と殆ど同一である。ただし 同軸で構成されている信号空 胴と外部信号回路との結合は 特に強い過結合にして、0 を下げることによる分散の平坦化を行なった。またアイドラ回路では、挿入 5 なれている周波数 5 の 5 の 5 の 5 の 5 を開との 距離 5 が空嗣と 5 の 5 を調整して、ダイオード側からみて 多重共振系を形成せしめ、分散の平坦化を行なった。その一実験例を 図5 の5 の 5



ポップ 周波数 11200 MC , ポップ電力 40mW , ダオード MA-460 G , バイアス電圧 - 1.3 V (9/11)

信号周波数 (MC)

ポンプ 間 波数 11200 MC ポンプ 電 カ 40mW ダイオー ド MA - 460 G バイアス電圧 -1.3 V

なお 利得の脈動は 信号側の線路の影響によるものと思われる。

7. 5300 MC パラメトリック増幅器

図7.1 5300 MC ペラメトリック増幅器

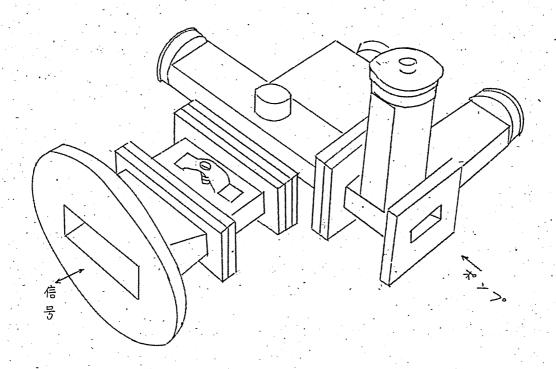
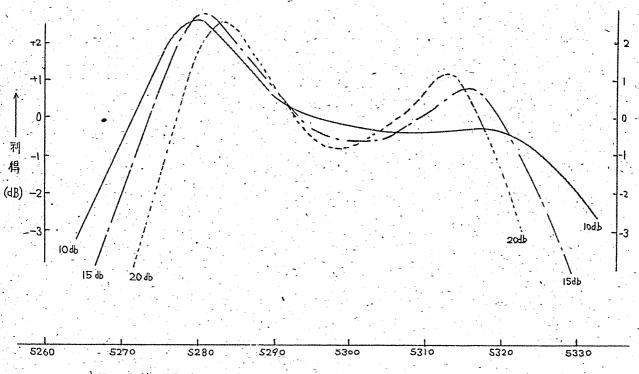


図72 5300 MC パラメトリック 増幅器利得間波数特性



──── 信号周波数 (MC)

ポップ間波数 10600 MC

ポップ電力 10dB, 22.4 mW

15dB 31m₩

20dB 40.7mW

ダイオード MA-460 G

ベイアス電圧 -1.5▼

この試作機に基いて製作された増幅器が レーダに組込まれ、10 dbの無音指数を 4.5db に改善している。

8. あとがき

広帯域化の基本的な考え方について述べ、それに基いて試作をれた 1300 MC, 1680 MC およが 5300 MCのパラメトリック増幅器についての実験結果を示した。 図2.1 の等価国路で Yi.2 なるアドミタンスは 多重共振系を形成した場合、そのような単純な 2端子綱では表わし得ないが、ここでは 簡単のため、Yを平坦化するという説明をとった。

輻射科学研究会資料

トンネルダイオードを使用した U H F ミ キ サ

昭和36年7月15日

竜 沢 善 信 内 田 耕 作

(松下電器中央研究所電気部)

はしがき

トンネルダイオードを使用したミキサーは 低雑音性と経済性のため 実用的価値は非常に大きいと考えられる。トンネルタイオードミキサー に関する報告は二三行われているな、 (ハ(2) UHF帯で実際の受信機 に使用するまでには至っていたい.

今回、ストリップ線によって、900 MC帯でのトンネルダイスード ミキサを試作し、変換利得、帯域巾、雑音指数及び安定度について実験 を行ったので報告する。

1. 緒 論

今回試作したミキサは、900MC帯で、ビデオ信号の伝送にさしつかえないだけの帯域巾を特たせることを一つの目的としたものである。 本帯域ミキサを実現するには、高周波回路に、周波数特性の全くない回路を使えばよい、このようなミキサーの一例はW.J. RobertSONが本帯域ハイブリッドを用いたバランスドミキサを実験している。しかし、このような立帯域のものは、実際の受信機に使う場合には、一般に不適当である。即ち影像信号除去のため適当なる波器を、トンネルダイオードミキサの前に置かねばならないが、このろ波器を置くと予期しない周波数でミキサの安定性がくずれることもありうるので、別に検討が必要である。

そこで、ミキサ自体に最初から、ある程度の周波数特性を持たせて 実際の動作状態において、必要な送択性と、帯域巾が得られるように することが考えられる。

一般に、トンネルダイオードの頁性コンダクタンスを考えないときの回路のQを低くしておいても、トンネルダイオードを動作させれば見掛けのQは高くなり、送択性も鋭くなる。この様子は気/図に示す通りである。

 と帯域巾が得られるように考慮したものである.

2. 高 周 波 回 路

送かな周波数特性を持つ回路として、奏 2 図の回路を試みた。これは、特性アドミタンスガイ。のストリップ線の端 D にトンネルダイスードをマウントし、そこから 2 複雑れた点 B (B)に 直列容量 C を挿入し、更に 2 4 雑れた点 A に、周調用のスタブを設けて、その長さ Ls を加減して同調を取るようにしたものである。

電源のアドミタンスが、トンネルダイオードの点りから見て、どのようなアドミタンスを呈するかをスミスケャートによって調べれば次のようになる。 第3回において、電源のアドミタンス ys は、線路に整合されているとして、ケャートの中心にある。これにスタブのアドミタンスy(ls) が加わると、ya となる。これをグa 離れたB点(第2回参照) から見れば yb となる。 yb をインピーダンスで表わせば、3b であり、これに直列容置 C、のインピーダンス 3 (C・) を加えれば、3b となる。これを再びアドミタンスで表わせば yb である。これを更にかな離れた D点から見れば yp となる。これにダイオードの容量 C。のアドミタンス y (Co)か加わって、合成アドミタンスは、再びチャートの中心へ返える。即ち、電源アドミタンスは、ダイオードの点において、同じ値のアドミタンスとして現われる。このことは同調さえ でいれば、ls, C・、Co、の値の送び方には 無肉係である。同調条件は第3回から明らかをように、次のようになる。

$$y(ls) + 3(C_i) + y(C_o) = 0$$
 但し $\frac{y(ls)}{i} < 0$, $\frac{y(C_o)}{i} > 0$

この回路のQは、 $C_0 = 4PF$ $C_1 = 2PF$ のとき・大体 I_0 程度と なる。しかも、 C_1 の値が交ってもQの値は大きく変らないのも好都 合な点である.

実際の回路は、Y₀= 0.02ひ (Z₀=50Ω) の非平衡型ストリップ 線を用い、C, はそのストリップ線を切断し、 適当な長さのギャップ を設けたもので、IPFへ3PF の値である。ダイオードは Sonyの /T/103 の Co=4pFのものを用いた,中間周波辺力は、十分細い 頸線で取出し、高周波信号が直接中间周波回路へ 選れないようにした. ス、C, は中间周波信号が、高周波信号源の方へ進れるのを防いでい **る**.

3. 中间周波回路、バイアス回路及び励振回路

トンネルダイスードと直告する中面周波回路は、高周波回路と同様 に、ミキサの周波数特性に大きな影響を及ぼすのでQは十分低くなる ようにした。自身の東京もは、一方

バイアス回路は、中间周波回路ヒ区别して考えることは出来ず、総 合して安定条件を充すようにしなければならない。

励根電力は、記号回路に影響を与えない ように、結合を弱くして加 えている。 機構的には、主ストリップ線に、 励振電力供給用の引入ト リップ源を近づけるようにした。必要な励振電カは、副ストリップ線 の送端ヒおいて、-2d Bm (0.63m W) 程度であるび、このとき、 実際に、ダイオードに入っている電力は東に少いはずである.

4. 実験における諸条件

実験は 第4回の回路によって行った。 周波数関係は次の通りである.

入力周波数 935.25Mc

化分离类 医铁马达斯亚克萨氏

励振く研発)周波数

875: 25Mc

出力(中间周波)周波数

60 ML

変換利得は、電力利得について求めたものであり、 荷域市は総合の帝 域特性から、中间周波増巾器の帯域特性を差引いて求めたものである。 帝域特性を正確に測定するために出力固波数は、ヘテロダイン周波数

計によって読むようにした。(第4回参照)

他に / T//02,/T//0/, 及びSYLVAN/AのD4//5Aも使って みたび、実験結果に着しい差は存かった。

5. バイアス電圧を変えた場合の諸特性

励振竜力を一定(-2dBm) に保ち、ダイス ドのバイア人電圧 ∇oを上述て行くと 宴6図に示すように 交換利得が増大し、それに 伴って帯域特性が鋭くなってくる。バイアス電圧を88mVにしたと き、利得が最大で、∇oをそれ以上、上述ると再次利得は低下する。

笺7図は、ミキサの変換利得、帯域中及び・ 雑音指数がバイアス電 圧Vo によってどのように変わるかを示したものである。

6. 励振電力を変えた場合の諸特性

7 安定度に対する検討

等で図を見てもわかるように、励振電力がPL=-Zd Bm の場合は、バイアス電圧∇ωがどのような種を取っても発振には至らなかった。即ち、Vωが、ダイオードの頁性コンダクタンスを示す領域にあっても安全である。

従来 一般にダイオードのバイアス点は、安定度の問題から等5 図のA点又はD点に送ふのが常識とされていたが、今回の実験では 実7図の場合(P_L=-ZdBm Const.)は、バイアス電圧V_oに対する安定度が最もよいのは、V_o=88m∇ の 近傍である。

しかし、励振電力PL に対する安定度は、むしろ、V₀=75mVの 方がよい、これは 笑8図〈V₀=75mV)と笑9図〈V₀=88mV〉 を比較すれば明らかである。

一般に、励振電力の変動を抑制することは、バイアス電圧の変動を抑制することに比べて困難であるから、励振電力に対する安定度がよくなるように、タイオードの動作点を決めるべきである。 今回の実験における代表的長動作点は

$$\begin{cases} \nabla_0 = 75 m \nabla$$
 (笑ら図におけるB点) $P_L = -2dBm$.

である.

上記の動作点における安定度を第7回及び第8回から求めれば、次のように なる.

	変 換 利得の変動 (16.1αB基準)	帯域中の変動 (8Mc基準)	推音指数の変動 (7.3dB基準)
パイプス電圧の変動	+ 2.7 dB	- 1.2 Mc	- 0.3 d B
土5%に対して	- 29dB	+ 1.1 Mc	+ 0.3 d B
励振電力の変動	- 0.8 dB	+ 0.3 Mc	+ 0.1 dB
土/ αΒ ヒ対に	- 0.4 &B	+ 0.15 Mc	+ 0.2 dB

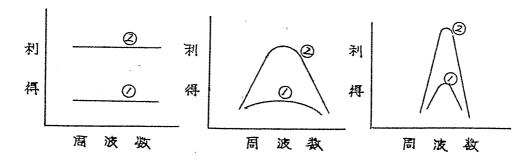
8. 結 言

独目の形の回路を用いて、適当な周波数送択性と帯域巾を持った。 900 Mc 帯のトンネルダイオードミギサを試作し、変換利得、帯域 巾及び雑音指数を測定した結果、十分満足できる値を得た。バイア ス**電**圧及び励択電力に対する安定度についても検討し、これによって トンネルダイオード、ぐキサを実用の段階に移すことができた。

文 献

- (1) K.K.N. Chang. etc. "Low noise Tunnel Diode Lown Converter Having Conversion Gain." PIRE May. 1960.
- (2) W.J. Robertson "A Broad Band Hybrid Coupled Tunnel Lliade Llown Converter."

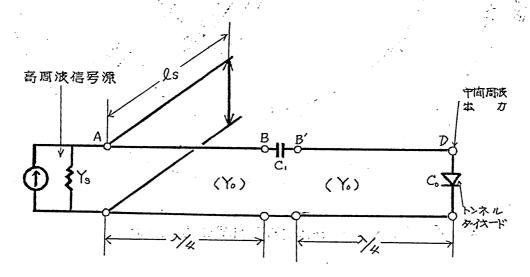
 PIRE Llec. 1960.



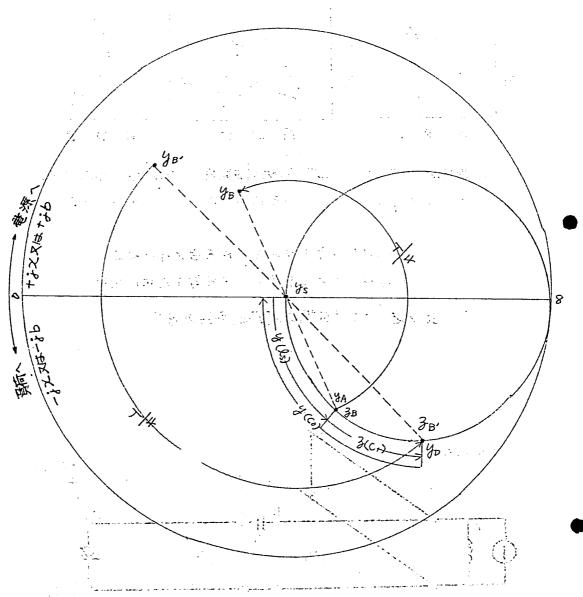
- (a) 周波数特性を全く 特にない回路
- (b) 緩かな問決数特 性を 持つ 回路
- (C) 鋭い周波数特性 を持つ回路

/ ①はトンネルダイオードを考えない場合 / | ②はトンネルダイオードを動作させた場合 /

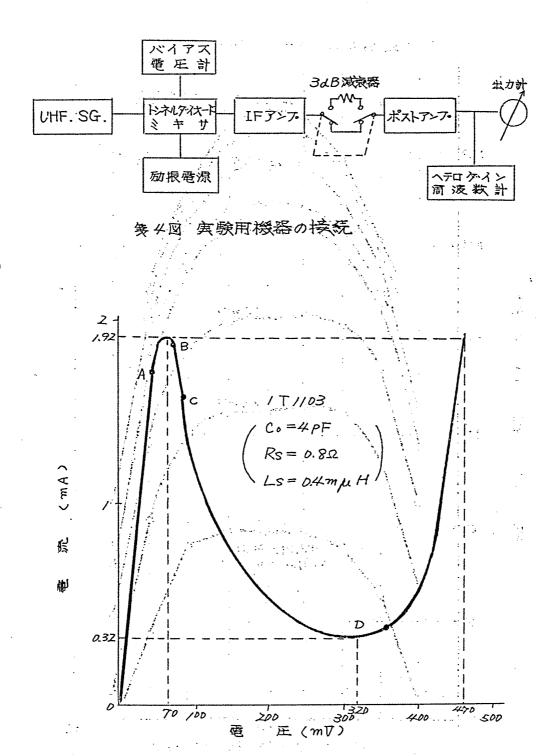
箋/図 ミキサ回路の周波数特性の影響



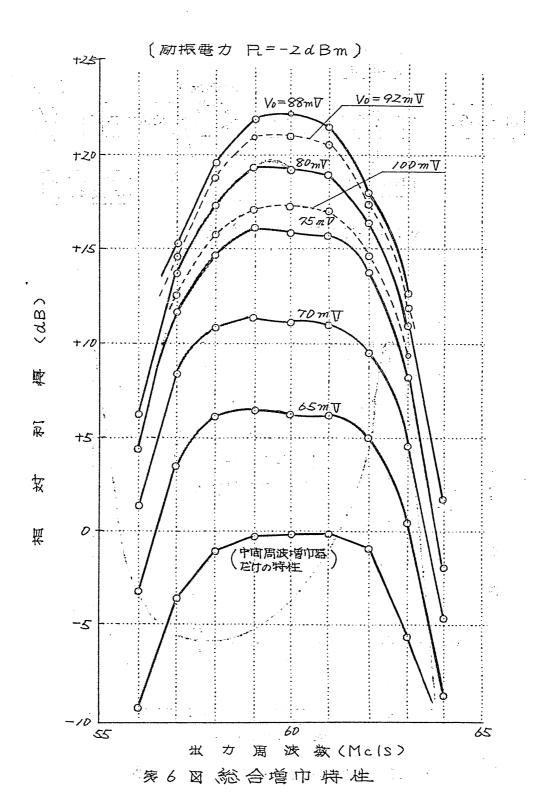
寒 2 図 トンネルダイオードミキサの高周波回路



第3回 スミステャートによる高周波回路の説明

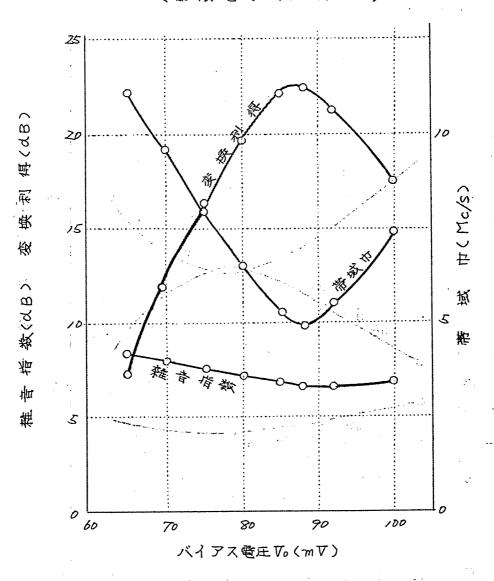


第5図 実験に使用したダイオードの特性



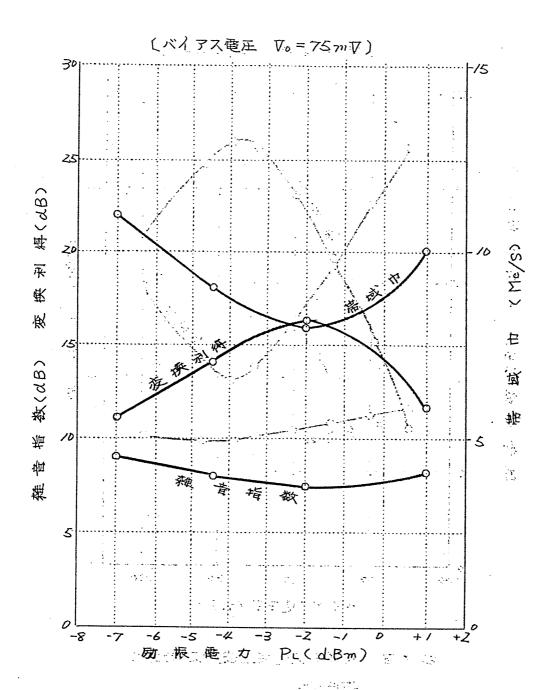
— 10 —

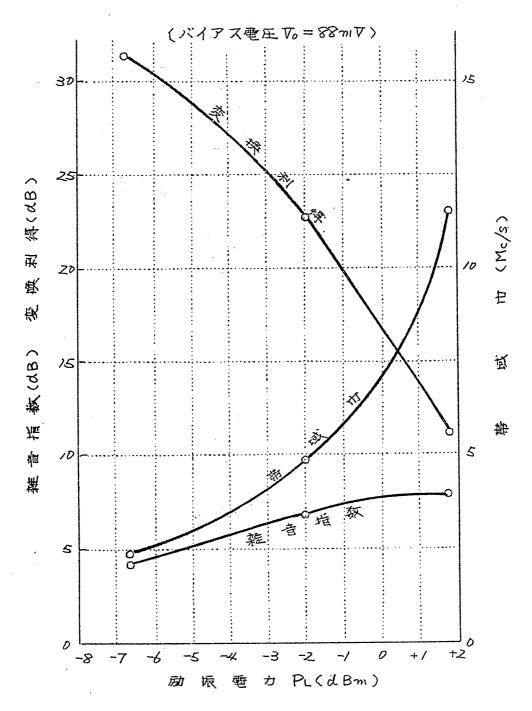
(励振電力 PL=-ZdBm)



第7回 バイアス電圧を変えた場合の 諸特性

-- 11 ---





第9回 励振電力を変えた場合の諸特性 (∇₀=88m∇)

輻射科学研究会 2、3、4部会資料

ドプラ・レーダにおけるクラッタの影響とその抑圧

松 田 季 彦 (神戸工業株式会社)

昭和36年9月30日 (阪大工学部)

1. 序言

レーダの Target Area より、十分大きな動揺反射体、たとえば要、雪、海面、大地等よりの反射は、波長が短かくなるにつれて平面反射とは考えられなくなって、不規則に変動する多くの散乱因子、(diffuse scatterers)からの反射と見なければならなくなる。これら各散乱因子(Scatterers)よりの反射の、位相、振幅の変動は、当然、それらの合成と見られる受信電界にも、不規則な変動を伴うようになる。この現象を、一般にクラッタ(clutter)という。

クラッタそのものは、その成因から、電波伝播におけるフェージング、あるいは雑音理論における、その包絡線分布と同様の取扱いの可能なことは、容易にうなすかれる処で、KERR! Uhlenbeck2) らにより諸研究の結果がとりまとめられている。

しかし、レーダとくに、ドプラ・レーダにおいて、具体的に、どのような影響があるか、また、これに対して、いかに対処せわばからぬか、というような工学的見地をもった研究は、/ 2を除いて非常に稀のように思われる。

一方、本研究の対象である、ノンコーホ法によるドプラ・レーダの場合、すでに、その動作原理を述べたように、ドプラ・ビートを依るためには、大地よりの反射波を標準信号として、直接利用している。したがって、この標準信号自体が、フラッタを含むとこは、ドプラ周波数出力のSN比に直接影響を与えるのは当然で、装置性能、たとえば最大探知距離においてSN比よりも、このSC比が、むしろ支配的であることが、しばしばである。したかって、まず、その影響を明確にし、抑圧のための具体的方法を見出すことは、この種レーダの高性

能化のために重要な課題であるといえよう。

本稿においては、ます、従来のクラッタ理論を系統的に整理して、 雨後の考察に必要と思われる確率的諸量、とくに、電力スペクトル分 布を明らかにする。ついで、この結果を利用して装置の性能上重要な 出力SC比を、受信機の課程より求めて、基本式を導出する。

さらに、この抑圧のための最も簡易な一方法として、A.G.C.法をとりあけ、その効果を述べる。考察は、包絡線伝送特性に着目して線形と見なした。さいごに、実験結果を述べて、理論の裏付けをしている。

2. クラッタを伴う信号の確率的性質

本師では、まず、KERR、Lawson、Uhlenbeck²⁾らの述べる処を整理し、さらに一歩進めて、クラッタを伴う信号の振巾相肉及数を求め、その電力スペクトルを算定しよう。なお、実際向題との対照上/)独立した不規則散乱因子のみの集合のとき。2)定常反射体がりに重畳したとき。の2つの場合に分けて考察し、さいごに移動Targetが存在するときを求める。

2./ 独立した不規則散乱因子のみの集合の場合...

% 2.1 図に示すように、V-9のパルス・パケット (Ru lse Racket) 内の空间に、無数の不規則散乱因子が集合している場合であって、た义之は、雲、雪、等がこれに相当する。この場合の反射波、すかわち 受信信号の瞬時値 $C_c(t)$ は、

$$\mathcal{C}_{c}(t) = A(t) \sin \left[\omega_{o} t + \phi(t) + \theta \right] \qquad (2.1)$$

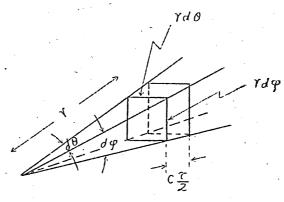
ここに A(t) ; 時向的に不規則に変動する振巾最大値

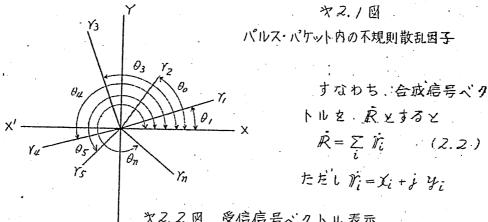
 $\phi(t)$; 時向的に不規則に変動する位相

θ ; 電波の往復に伴う固有の位相差

$$=\omega_o t_i = \omega_o \frac{2R}{C} \qquad (2.2.1)$$

本来、パルス変調されているため、時間に腐して、離散的肉数にて示されるべきであるが、動揺の問期は、もっとも早いものでも、たかだか 100 5 なで、一般レーダの繰返問波数に比すると、はなはだしく遅いため、連続 関数としてあらわした・換言すれば、相対的に主スペクトル、およびその側帯波のみを考慮したものともいい得る。





つぎに、仮定として.

- /) パルス・パケット内の散乱因子の数、Nは非常に多い。
- 2) されざれの反射の位相は、0~2πの向完全不規則、平均値 は零。

$$\overline{X}_i = \overline{Y}_i = 0$$

3) それぞれの因子は確立的に独立。 とすると、问題は二次元の酔歩向題(Random Walk Prablem)と同 ーとなる。

したがって、VNのオーダの誤差を許せば、合成振巾尺の分布は、 問知の Ray/eigh 分布となるから、その確率客度殷数 P,(R)は

$$p_{i}(R_{i}) = \frac{2R}{P_{o}} e^{-\frac{R^{2}}{6}}$$
 (2.3)

ここに Po はN個の散乱因子による平均反対電力で、

$$P_o = N \overline{\gamma_i}^2 \qquad (2.4)$$

合成電力の分布は.

$$P_{i}(P_{i}) = \frac{1}{P_{o}} e^{-\frac{P}{P_{o}}}$$
 (2.5)

さらに、時间差でをとった二次元確率宏度関数 $P_{z}(P_{1},P_{2},T)$ は

$$\mathcal{P}_{2}(P_{1}, P_{2}, T) = \frac{1}{P_{0}^{2}(1-q^{2})} e^{-\frac{P_{1}+P_{2}}{P_{0}(1-q^{2})}} I_{0}\left(\frac{2q\sqrt{P_{1}P_{2}}}{P_{0}(1-q^{2})}\right) \qquad (2.6)$$

7 - 17

$$P_0 = N \overline{\Upsilon_I^2}$$

$$\mathcal{G} = \frac{1}{|\vec{r}|^2} \left| \int_0^\infty \vec{r}_i^2 d\vec{r}_i \int_{-\infty}^\infty \mathcal{P}(\vec{r}_i, Y) e^{i u \pi u t / \lambda} du \right|$$

$$= \frac{|\vec{r}_i^2 e^{i (u \pi u / \lambda) t}|}{|\vec{r}_i|^2}$$
(2.7)

$$\overline{P_1 P_2} = \int_0^\infty \int_0^\infty P_2(P_1, P_2, T) P_1 P_2 dP_1 dP_2$$

$$= P_0^2 (1 + g^2) \qquad (2.8)$$

また

$$\overline{P_i}^2 = 2P_0^2 \tag{2.9}$$

正規化電力相関 / 数 P (P て) は

$$P(P,T) = \frac{\overline{(P_r - P_o)(P_2 - P_o)}}{\overline{(P_r - P_o)^2}} = \frac{\overline{P_r P_2 - P_o^2}}{\overline{P_r^2 - P_o^2}} = 9^2 \qquad (2.10)$$

さて、電力スペクトルを求めるためには、まず、 $P_2 = P(P,T)$ を $P_1 = P(R,T)$ に変換する要がある。 $Uhlenbeck^{3}$ によれば

$$P_{i} = P(R,T) = \frac{1}{1 - \frac{\pi}{4}} \left\{ E(g) - \frac{1}{2} (1 - g^{2}) K(g) - \frac{\pi}{4} \right\}$$
(2.11)

ここに、F(g)、K(g) け/種 2種の完全楕円積分。

(2.川) 式を、9のべこ級数に展開して整理すると、

$$\rho_{1} = \frac{\frac{\pi}{16} g^{2}}{1 - \frac{\pi}{4}} \left\{ 1 + \frac{1}{2^{2}} \left(\frac{1}{2} \right)^{2} g^{2} + \frac{1}{3^{2}} \left(\frac{1 \cdot 3}{2 \cdot 4} \right)^{2} g^{4} + \frac{1}{4^{2}} \left(\frac{1 \cdot 3 \cdot 5}{2 \cdot 4 \cdot 6} \right) g^{6} + \cdots \right\}$$

$$\simeq g^{2} \qquad (2.12)$$

$$(\rho_{2} = g^{2} \simeq \rho_{1})$$

となるから、 ρ , のかわりに g^2 を高度の近似値として用いることが、できる。

一方、 9 は (2.1)式で与えられたものであるが、その一例を検討 するために、

- 1) すべての散乱因子の受信電界は等しい。
- 2) 運動方向は、全方向に等しい確率をもつ。 と仮定し、速度分布を &(V)dV とすれば、

$$\begin{aligned} \beta &= \left| \overline{e^{j u \pi u / \lambda^{T}}} \right| \\ &= \frac{1}{2} \left| \int_{0}^{\infty} \varphi(v) \, dv \int_{0}^{\infty} \sin \theta \cdot e^{j u \pi u / \lambda^{T} \cos \theta} \, d\theta \right| \\ &= \int_{0}^{\infty} \varphi(v) \, dv \cdot \frac{\sin \left(\frac{u \pi u}{\lambda} t\right)}{\left(\frac{u \pi u}{\lambda} t\right)} \, . \end{aligned}$$

ざらに、すべての散乱因子の速度 ひ=ひ。一定とすれば

$$= \frac{\sin\left(\frac{4\pi v}{\lambda}t\right)}{\left(\frac{4\pi v}{\lambda}t\right)} \tag{2.13}$$

公式
$$\left(\frac{\sin \chi}{\chi}\right)^{k} = 1 - \frac{k}{6} \chi^{2} + \frac{K(5k-2)}{360} \chi^{4} - \frac{K(35 K^{2} - 42K + 16)}{45360} \chi^{6}$$

ただし | X | < π

を用いると.

$$\mathcal{P}_{1} = \mathcal{P}(R,T) = g^{2} = \left(\frac{\sin\frac{u\pi v}{\Lambda}t}{\frac{u\pi v}{\Lambda}t}\right)^{2}$$

$$\Rightarrow 1 - \frac{1}{3}\left(\frac{u\pi v}{\Lambda}t\right)^{2} + \frac{2}{us}\left(\frac{u\pi vt}{\Lambda}\right)^{4}$$

$$\Rightarrow e^{-\frac{1}{3}\left(\frac{u\pi v}{\Lambda}t\right)^{2}} = e^{-\alpha^{2}\tau^{2}}$$

$$(2.14)$$

ただし

$$\frac{4\pi vt}{\lambda} \ll I$$

$$\alpha = \frac{4\pi v}{\lambda} \cdot \frac{I}{\sqrt{3}} = \frac{2\pi f_d}{\sqrt{3}}$$

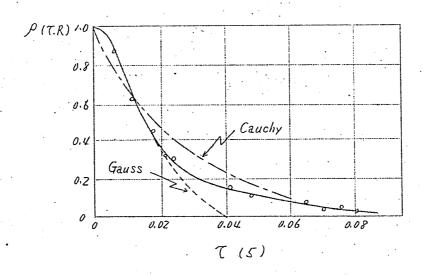
以上のような、単純化された条件では、正規化包絡線相商尺数 P_1 は、散乱因子の移動速度のドプラ周波数に対応するものを係数として 合んだ Gauss 分布とみてよい。実際には、さらに複雑な条件が予想 2 れ、Kerr'' の実測結果を参照すると、上述した (2.14) 式のような Gauss 分布の場合と、つぎの (2.15) 式に示すような Eauchy 分布* の場合との、いずれかとすれば、実質的に大きな誤差はないように思われる。

^{*} Cauchy分布の要考慮に関しては、とくに、神戸大学田中教授より、G.R. Sugar の Paper "Some Fading characteristics of Regular VHF Ionospheric Propagation"
Proc I.R.E. Vol 43 No. 10 (Oct 1955) を御教示頂いた。

Cauchy 分布の場合

$$P_{IC} = e^{-B^{T}} \tag{2.15}$$

カ2.3回は、Kerr の実側値と(2.1/2)(2.1/5)式を対照したものである。



ヤ2.3四 実測値と理論の対照

____ 実 測 値

---- Gauss 分布 (d = 60)

----- Cauchy 分布 (B = 40)

以上の正規化相関収数をもとにして、電力スペクトル(正規ル) S(f)を求めれば、つぎのようになる。

$$S_{G}(f) = \int_{0}^{\infty} \rho_{,g} \cos 2\pi f \tau d\tau$$

$$= \frac{2\sqrt{\pi}}{\alpha} \cdot e^{-\frac{\pi^{2}f^{2}}{\alpha^{2}}} - - - (Gauss \% \pi o Y^{\frac{1}{2}}) \qquad (2.16)$$

$$S_c(f) = \frac{4B}{B^2 + (2\pi f)^2} = --- (Cauchy 分布のとき)$$

ここに、正規化電力スペクトル S(f) は、電力スペクトルを $\Phi(f)$ とすると

$$S(f) = \frac{\Phi(f)}{\int_{a}^{\infty} \overline{P}(f) df}$$
 (2.18)

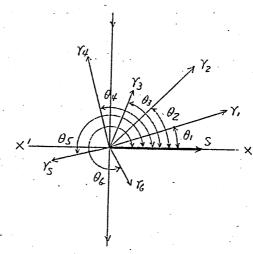
を満足するものとする。

以上で、クラッタによる電力スペクトルの拡がりが与らられた。結論的に概説すると、クラッタの電力スペクトルは、散乱因子の動紙速度と、使用する間波数により定まる分散値をもった Gauss 分布、または、Cauchy 分布(ただしこの場合は分散値でなくて係数)とみることができる。

2.2 定常反射波が独立不規則散乱因子の集合に重量した場合 た义之ば、大地面の反 射波がこれである。

草木等の不規則に動揺する散乱因子に、建物、固定 Target として、建物、 岩石等が存在するときの 受信信号をベクトル表示 すると、ガス、4回のよう に考えられる。

図のように、定常反射 波が、X軸に合致してい るとすると、合成信号は、



次2.4図 受信尺号ベクトル表示 (定常反射波Sが重畳したとき)

$$\mathcal{E}_{c2}(t) = \left(X_{c}(t) + S \right) \cos \Omega t + Y_{c}(t) \sin \Omega t$$

となる.

$$\mathcal{P}_{\eta}(R) = \frac{2R}{P_0} e^{-\frac{S^2 + R^2}{P_0}} I_0(\frac{2RS}{P_0})$$
 (2.19)

 $\exists \exists \exists \exists . P_o = N \overline{\gamma_i^2}$

$$I_o(X) = J_o(jX)$$

 $R^2 \rightarrow P$ とすれば、電力の密度関係 $\mathcal{P}_n(P)$ は

$$\mathcal{P}_{\eta}(P) = \frac{1}{P_0} e^{-\frac{R_1 + S^2}{P_0}} I_0(\frac{2S\sqrt{P_S}}{P_0})$$
 (2.20)

CC10,

Ps ; 綜合の平均電力

$$\overline{P_S} = \overline{(X+S)^2} + \overline{Y^2} = P_0 + S^2$$

2.1 と同様に、二次元確率名度 段数は、

$$P(R_1, R_2, \tau) = \frac{1}{\pi^2 P_o^2 (1 - g^2)}$$

$$exp \left\{ -\frac{(X_1 - S)^2 + Y_1^2 + (X_2 - S)^2 + Y_2^2 - 2g((X_1 - S)(X_2 - S) + Y_1, Y_2)}{P_o(1 - g^2)} \right\}$$

$$(2.2/1)$$

また

$$\overline{P_1 P_2} = (P_1 + 2X_1 S + S^2) (P_2 + 2X_2 S + S^2)$$

$$= (1 + 9^2) P_0^2 + 2S (\overline{X_1 P_2} + \overline{X_2 P_1}) + 2P_0 S + 29^2 I_0 S^2 + S^4$$

$$\overline{X} = 0 \qquad \overline{X_1 X_2} = g P_0/2$$

$$\overline{X_1 P_2} = \overline{X_2 P_1} = 0$$

$$7.5355.$$

$$\overline{P_1 P_2} = (1 + g^2) P_0^2 + 2(1 + g^2) P_0 S^2 + S_4 \qquad (2.22)$$

$$m^2 = S^2/p_o$$
 \tag{2.23}

$$= P_o^2 \left(1 + g^2 + 2 m^2 (1 + g^2) + m^4 \right) \qquad (2.24)$$

$$\overline{P_1^2} = P_0^2 \left(2 + 4 m^2 + m^4 \right) \tag{2.25}$$

正規化電力相関双数 Ps (P で)は

(2.26) 式へ、(2.24)(2.25) 式を代入すると

$$P_{S}(P, \tau) = \frac{g^{2} + 2m^{2}(1 + g^{2}) + m^{4}}{1 + 4m^{2} + m^{4}}$$
 (2.27)

2.1の結果を用いると.

.
$$P_{S}(R,T) \simeq P_{S}(R,T)$$

また、定常信号とクラッタとは、無相関であるから、

$$\rho(R,T) = \rho_S(R,T) + \rho_C(R,T)$$
(2.29)

ここに、Ps (R. て) は (2.28)式の定数項

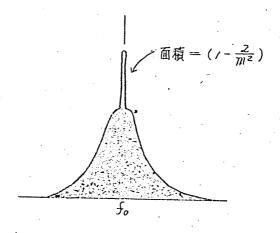
$$P_c(R,T)$$
 は 9 を含む項

たとえば、 (2.28)式の m≫ / の場合に例をとって、正規化電 カスペクトルを求めると、クラッタを Gauss 分布とすると、

$$S(f) = (1 - \frac{2}{m^{2}}) S(f - f_{o})$$

$$+ \frac{4 \sqrt{\pi}}{m^{2} \cdot \alpha} \cdot e^{-\frac{\pi^{2} (f - f_{o})^{2}}{J^{2}}} \qquad (2.30)$$

(2.30)式を図示すると、 次2.5回のようになる。



マ2.5回 正規化電力スペクトル

2.3 移動 Target が存存する場合

いままで述べた処は、Pu/se Packet 内に散乱因子のみが存在するか、またはこれに定常信号が重畳した場合について論じた。ここでは、これらの結果を用いて、Pu/se Packet 内に、さらに、移動Target が存在する、本研究の主対象について考察しよう。

之節に戻って、同- Pulse Packet 内に固定 Target Y . 移動 Target が共存する場合を考えるY . その時の受信P 号の瞬時値は、すでに、文献 $^{(2)}$ で求めたように

$$C_S(t) = A \{ /+ \varepsilon \cos \omega_d t \} Sin \{ \omega_o t + \Phi(t) \}$$

(2.31)

ここに、ε は変調度と見られるもので、

$$\varepsilon = \frac{B}{A}$$

すなわち、固定、移動、それぞれの反射信号の電界比を示す。

信号 $e_s(t)$ の包絡絡線を時向尺数 y(t) とすれば、

$$Y(t) = A \left\{ / + \varepsilon \cos \omega_{d} t \right\}$$

$$= A + B \cos \omega_{d} t \qquad (2.32a)$$

その自己相関尺数は

$$R(t) = \overline{Y(t) \ Y(t+\tau)}$$

$$= A^2 + \frac{1}{2} B^2 \cos 2\pi \int d\tau \qquad (2.33)$$

$$R(0) = \overline{Y(t)^2} = A^2 + \frac{1}{2} B^2 \qquad (2.34)$$

$$\approx A^2 \quad (B/A)^2 = 0$$

Wiener - Khintchine の定理により、その電力スペクトルを求めると、

$$\Phi(f) = 2A^{2} \delta(f) + \frac{1}{2} B^{2} \delta(f - f_{d})$$

$$= A^{2} \left\{ 2\delta(f) + \frac{1}{2} E^{2} \delta(f - f_{d}) \right\} \qquad (2.35)$$

ここにAは、Pulse Packet 内の固定 Target よりの受信尺号最大値を示し、定常不変とした。

・ しかし、実際には、本節の2./、2.2で論じたように、クラッタが 存在する場合、A はもはや不変定数ではなくて、

i) Pulse Packet がクラッタのみから成るとき

$$A \longrightarrow Ac(t)$$
 (2.36a)

ii) クラックと定常不変反射波とから成るとき

$$A \longrightarrow Ac(t) + Ao \qquad (2.36b)$$

と考えねばならない。

$$\Phi^{*}(f) = A_{0}^{2} \left((1 - \frac{2}{m^{2}}) + \frac{4}{m^{2}} \cdot \frac{\sqrt{\pi}}{\alpha} e^{-\frac{\pi^{2} f^{2}}{\alpha^{2}}} \right) \cdot \left\{ 2S(f) + \frac{1}{2} E^{2} S(f, -f_{d}) \right\} \quad (2.37)$$

ただし、 $S(f) \rightarrow \mathfrak{P}(f)$ の変換は、(2.18) 式から、

$$\Phi(f) = S(f) \int_{0}^{\infty} \Phi(f) df$$

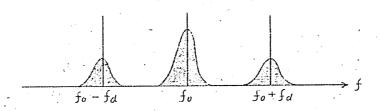
$$= S(f) \cdot R(0)$$

Yし、R(0) は (2.34) 式より $E^2 = 0$ Y 仮定して

$$\simeq S(f) \cdot A_0^2$$

とした。

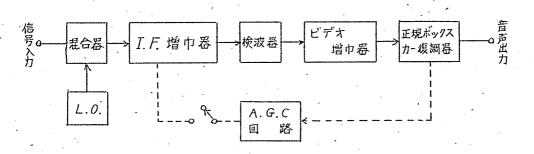
(2.31) 式から、ドプラ問波数成分にも、主スペクトルと同一比率にてクラッタによる運続報音が混入することがわかる。以上の考察は、便宜上、 包絡線のみに着目して考察を行なったが、 搬送波を合めて考えても、 $f=f_0$ $f_0=f_0$ t_0 t_0



* 2.6回 移動Target のある場合の電力スペクトル分布

3. ドプラ・レーダへの影響

前節では、クラッタに肉する確率的性質を求めたが、本節では、ヤ 3./ 図に示すような系統図の、ドプラ・レータ 受信機の出力(検波器 出力)において、どのような信号クラッタ比を示すかを検討しよう。



为3.1回、 受信 機 系 統 回

3. / 検 波 出 力

前節で得られたクラッタの電力スペクトルに比し、受信機の帯域は 十分に広く、且つ、混合器および I.F. 増中器は、完全に線形と仮定す れば、検波器入力におけるクラッタの電力スペクトル分布は、入力端 におけるものと何等変形がかいものと考えてよい。

大地面よりのクラッタについて考察すると、検波器入力における 包絡線振中の分布は、(2.19) 式より

$$\mathcal{P}(R) = \frac{2R}{P_o} e^{-\frac{S_o^2 R^2}{P_o}} I_o\left(\frac{2RS}{P_o}\right) \tag{3.1}$$

/) 直線検波器の場合

直線検波器の場合、入力電圧∇と、出力電流Ⅰとの向には、

$$I = \left\{ \begin{array}{cc} o & \nabla < o \\ \angle \nabla & \nabla > o \end{array} \right\} \tag{3.2}$$

の肉保で与えられるものとする。ここにメは常数である。

さらに、低周波スペクトルに関しては、無損失とすると、低 域沪波器を通過する全低周波電流 I_{t0} は、

$$\bar{I}tl = \frac{dR}{\pi}$$
 (3.3)

ただし、尺は入力信号Vの包絡線。また、便宜上、Ite を次の 2つの部分に分ける。

$$Itl = I_{DC} + I_{lf}$$
 (3.4)

Ioc ; 直流電流

Ief ; 低周波電流

S.O. Rice によれば、

$$I_{DC} = \overline{I_{t\ell}} = \frac{\angle \overline{R}}{\pi}$$

$$= \frac{\angle}{\pi} \int_{0}^{\infty} R P(R) dR$$

$$= \angle \left(\frac{P_0}{2\pi}\right)^{1/2} F_{\ell}\left(-\frac{\ell}{2}; 1; -\frac{S^2}{2P_0}\right)$$

$$= \angle \left(\frac{P_0}{2\pi}\right)^{1/2} e^{-\frac{\chi_2}{2}} \left((\ell+\chi) I_0\left(\frac{\chi}{2}\right) + \chi I_{\ell}\left(\frac{\chi}{2}\right)\right)$$
(3.5)

ここに,F, は超幾何数、Io、I, は虚角を偏角とする変形 Bessel 肉数.

$$I_o(x) = J_o(jx)$$

 $I_I(x) = J_I(jx)$

また

$$m^2$$
; (2.23)式

X >> / のときは、

$$I_{DC} \simeq \frac{\alpha}{\pi} \left(S + \frac{P_0}{2S} + \frac{P_0^3}{8S^2} + \cdots \right)$$
 (3.7)

一方

$$\overline{I_{t\ell}^2} = \overline{(I_{bc} + I_{f})^2} = \overline{I_{bc}^2} + \overline{I_{ff}^2}$$
(3.8)

$$= \left(\frac{\alpha}{\pi}\right)^2 \overline{R^2} = \left(\frac{\alpha}{\pi}\right)^2 \int_0^\infty R^2 \mathcal{P}(R) dR$$

$$= \frac{d^2}{\pi^2} \left(S^2 + 2P_0\right) \qquad (3.9)$$

(3.7)(3.8)(3.9)式より、×≫/ のときは、

$$\overline{I_{ef}} \simeq \frac{\lambda^2}{\pi^2} \left(P_o - \frac{P_o^2}{2S^2} - - - - \right)$$

$$= \frac{\lambda^2}{\pi^2} P_o \left(1 - \frac{1}{4\chi} - - - - \right) \qquad (3.10)$$

検波出力における、信号対クラッタ比として、

$$\left(\frac{S}{C}\right) = \frac{I_{DC}^2}{2I_{Pf}^2} \tag{3.11}$$

と定義すれば、又刃/ のときは

$$\left(\frac{S}{C}\right)_{L} \doteq \frac{\left(\frac{\Delta}{\pi}\right)^{2} S^{2}}{2\left(\frac{\Delta}{\pi}\right)^{2} R_{o}} = \frac{m^{2}}{2} = \chi \qquad (3.12)$$

入力における S/C ((3.6) 式)が、そのまま出力においても保たれている Y見ることができる。

すなわち、上述の条件のもとでは、検波器通過のときに向題となる、信号抑圧効果は無視できて、入力 S/c ~ 出力 S/c が云いうる。側帯波である、ドプラ問波数成分(ドプラ・レーダにおける希望信号)においても、同様のことがいい得る。

変調度 E による信号、1 ラッタされぞれの絶対値に相異があっても、その比は、やはり、(3.12) 式と同一である。

2) 自乗則検波器の場合 自乗則検波器として。

$$I = \alpha \nabla^2 \qquad (3.12)$$

Yし、前Y同様に、Itt を包絡線Rを用いて表示するY、

$$Itt = \lambda \frac{R^2}{2} \tag{3.73}$$

(3./)式の分布が与えられると、

$$I_{DC} = \frac{d\overline{R^2}}{2} = dP_0 + \frac{dS^2}{2} = dP_0 \left(1 + \frac{m^2}{2} \right) \qquad (3.14)$$

$$\overline{I_{tt}^{2}} = \frac{\alpha^{2}}{4} \overline{R^{4}} = \alpha^{2} \left(2 P_{0}^{2} + 2 S^{2} P_{0} + \frac{S^{4}}{4} \right)$$
 (3.15)

$$\overline{I_{\theta_f}^2} = \overline{I_{tt}^2} - I_{\theta c}^2 = \mathcal{A}^2 \left(P_0 + S^2 \right) P_0 = \mathcal{A}^2 P_0^2 \left(/ + m^2 \right)$$
(3.16)

(3.11) が定めた定義にしたがい、この場合の S・C 比を求めると、

$$\left(\frac{S}{C}\right)_{Q} = \frac{I_{DC}}{2I_{D_{3}^{2}}} = \frac{\mathcal{L}^{2}P_{o}^{2}\left(1 + \frac{m^{2}}{2}\right)^{2}}{2 \cdot \mathcal{L}^{2}P_{o}^{2}\left(1 + m^{2}\right)}$$

$$= \frac{\left(1 + \frac{m^{2}}{2}\right)^{2}}{2\left(1 + m^{2}\right)}$$

$$\approx \frac{m^{2}}{8} = \frac{\chi}{4} \qquad (m \gg 1) \qquad (3.17)$$

直線検波器の場合と同様に、入力の S/c によって、きまるといってもよい。直線検波器との相異は、係数がちがうのみである。

以上は、X ≫ / と仮定し、一次近似的考察の結果であるが要は、高周波部における S・C 比が、側帯波成分である。ドプラ周波数出力に至るまで支配的であることで、クラッタの影響 抑圧のための指針も、これをもとにおかねばならないことを示している。

3.2 抑圧のための方法

(3.11)(3.17)から、受信機出力における、ドプラ周波数の信号対クラッタ電力比は、RFもしくは、IF部における信号搬送波平均電力対クラッタの平均電力比で定まることがわかった。

さらに、クラッタ・レベルに比し少い、微小信号が、検波器通過によって、一般に抑圧される効果を考え合わせると、S/c 改善のためには、RFもしくは IF部の高間波部において、クラッタ抑圧をおこかつのを可とすることが結論づけられる。

以下、具体的に 1~2の方法を検討しよう。

/) ダイパーシチ炎信法仲上氏**)によれば、ダイバーシチ炎信による改善効果 Gは、

$$G = (/ - \rho(R.\tau))$$
 (3.18)

 $G \rightarrow$ 大にしようと思えば、 $\mathcal{P}(RT) \rightarrow 0$ 。 -方、 $\mathcal{P}(RT)$ は(2.27)で与えられ、Cauchy、Gaussの布のいずれにおいても、 $\mathcal{P} \rightarrow 0$ ならしめるためには、遅延時间でを十分長くとる必要が生じてくる。すなわち、時间効果をわらった、ダイバーシチ受信のときには、遅延時间を少なくとも 100ms以上とる必要がある。実用化すると機器が、ぼう大化し、移動機器には適さない。

2) Optimum Filter 法

H. Urkowitzⁿ⁾ によれば、Optimum⁸⁾ Filter 論に従って、 問液数特性 A(ω)が次式を満足する Anti-clutter Filterを 用いた。

$$A(\omega) = \frac{K F_s^*(\omega)}{\Phi_c(\omega)}$$
 (3.19)

ここに、 $F_s^*(\omega)$ は信号の電圧スペクトルに共役なもの $\Phi_c(\omega)$ はクラッタの電力スペクトルである。

しかし、このフィルタの実現化には、向題臭が多いのみならず、S/N の劣化は、実用的見地からは疑向を残す。

3) A.C.C.法

A.G.C.回路として、RCよりなるL.P.F.を採るとき、A.G.C. 付受信機の綜合の包絡線伝送特性は、H.P.F.となる。すなわち 包絡線の低周波動揺の平滑化と見られる(次節で詳述する)。 したがって、クラッタの抑圧のためには、このA.G.C.法が簡単 且つ効果の大きい方法と考えられる。とくに、本研究のように (1)強大な固定反射による受信機抑圧の防止、(2)固定反射波 すなわち搬送波レベルの如何にかかわらず、包絡線振巾出力一 定化等のため、A.G.C.回路を既有するときは、単に回路時定数 の選定のみでよいから、優れた実用性をもつといえよう。

4. A.G.C. 回路によるクラッタの抑圧

4.1 A.G.C.付受信機の基本動作

A.G.C.付受信機の基本動作は、3./図に示したように、高間液信号が直線検波器で包絡線検波され、さらに正規動作するボックスカー復

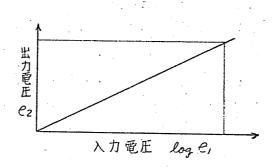
調器にて、低周波連続腐数に復調されたものが、受信機 IF部に帰還されている。いわば、巨絡線 『帰還が行なわれていると見てよく、H.W. Bode の示したように、(1) 搬送周波数は、クラッタ 周波数に比し、十分高く、(2) 受信帯域はクラッタ 周波数スペクトルに比し十分広いから、巨絡線に着目する限りにおいては、この帰還ループ 回路は線形と見なしつる。以下に、まず、定常状態の基本式を求めよう。A.G.C付受信機の入、出力特性は、ヤダ./ 図に示すように、定常的には

$$e_{z} = \frac{1}{K} \log e_{i}$$
(4.1)

綜合利得 G は、

$$G = \frac{e_z}{e_z}$$

したがって



ヤ4.1回 A.G.C.付受信機 の入.出力特性

$$\begin{aligned} \mathcal{C}_2 &= \frac{1}{K} \log \frac{\mathcal{C}_2}{G} \\ &= \frac{1}{K} \left(\log \mathcal{C}_2 - \log G \right) \\ \therefore \log \mathcal{C}_2 &= \mathcal{C}_2 K + \log G \end{aligned}$$

両辺を ezで微分すれば"

$$\frac{1}{e_2} = K + \frac{d}{de_2} \left(\log G \right)$$

-般に、e2 ≫ / であるから、Ve2 ~ 0 ×おくと、

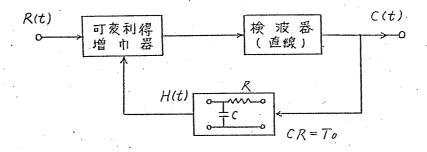
$$log G = K C_2 + C \qquad (4.2)$$

$$e_1 \exp\left(-\kappa e_2\right) = e_2 \qquad (4.3)$$

A. G. C. 付受信機は、(4.2)式に示すように、格子偏位電圧と利得の 向には指数関数関係が成立する。これを変形したものが(4.3)式で、 あくまで定常状態の基本関係式を示している。

4.2 包絡線伝達 数

A.G.C.付受信機の包絡線伝送特性を求めるために、定常状態の基本 式(4.2)(4.3)式をもとにして、包絡線伝達窉数を求めよう。



(4.3) 式の $\{$ $\}$ 内は、定常状態における、可変利得増巾器の格子偏位電圧を意味するから、RC 戸波器のインパルス・レスポンス($Inpulse\ Response$)を f(T) として、時间 肉数に直すと、格子偏位電圧 H(t)

$$H(t) = \int_{0}^{t} C(t - \tau) \, h(\tau) \, d\tau$$

したがって

$$R(t) \left(exp \left\{ -K \int_{0}^{t} c(t-\tau) h(\tau) d\tau \right\} \right)$$

$$= C(t) \qquad (4.4)$$

(U.U)式は包絡線伝送量に着目したときの、A.G.C.回路基本式といえよう。")

(4.4)式を解くことは、繁雑が予想されるから、指数肉数を、その展向式の最初の2項で近似し、

$$R(t) \left(1 - K \int_{0}^{t} C(t - T) h(T) dT \right) \doteq C(t) \qquad (4.5)$$

とする。

$$\dot{T}(S) = S \cdot \mathcal{I}\{C(t)\}$$
 (4.6)

から、容易に求めることができる。

ヤリ3 図 回路の伝達角数

$$\dot{\mathcal{T}}_{RC}(S) = \frac{1}{C_o} \cdot \frac{1}{S + \frac{1}{C_o}}$$

$$\dot{\mathcal{L}}(T) = \mathcal{L}^{-1} \left\{ \frac{1}{C_o} \cdot \frac{1}{S + \frac{1}{C_o}} \right\}$$

$$= \frac{1}{C_o} e^{-\frac{t}{C_o}}$$
(4.7)

$$C(t) = 1 - K \int_{0}^{t} \frac{1}{\tau_{o}} e^{-\frac{\tau}{\tau_{o}}} d\tau$$

$$= (1 - K) + K e^{-\frac{t}{\tau_{o}}}$$
(4.8)

(4.6) 式から

$$\dot{T}(S) = (/-K) + K \frac{ST_o}{/+ST_o}$$
 (4.9)

 $S \rightarrow j\omega \ \forall \ \forall \ n \ \vec{l}$

$$\dot{\mathcal{T}}(j\omega) = (/-K) + K \frac{j\omega \tau_o}{/+j\omega\tau_o} \qquad (4.10)$$

すなわち、等価伝達関数の一次近似として、(4.9)式を、問設数特性として、(4.10)式を得た。

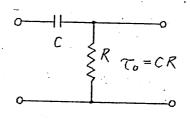
K≡/として簡単化し、振巾、位相の周波数特性になおすと、

$$|T(j\omega)|_{\kappa=1} = \frac{\omega T_o}{\sqrt{1+\omega^2 T_o^2}} \qquad (4.11)$$

$$\angle T(j\omega)_{\kappa=1} = \frac{1}{\omega T_0} \qquad (4.12)$$

これらは、時定数 T。の C. R よりなる、 4. 4 図のような、 H. P. F. と全く等価である。

すなわち、単一 C.R より成る、 L.P.F. を、帰還回路にもった A.G. C. 回路は、その E 路線伝送 特性に 着目して、伝達 関数を求めると、 一次近似として、 サ 4.4 図 の よう な C.R よりなる H.P.F. と 等価になる。



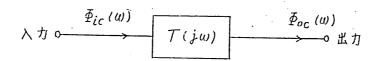
4.3 クラッタの抑圧効果

ここでは、上述したような、特性をもった、A.GC.付受信機を用いることにより、いかほどクラッタの抑圧が可能であるかを検討しよう。 受信機の包絡線(あるいは、低周波変調波)に戻する同波数応答は (4.10)式から、K=/として簡略化すると、

$$\dot{T}(j\omega) = \frac{j\omega T_0}{/+j\omega T_0} \tag{4.13}$$

ここに、て。は、帰還回路 L.P.F.の時定数である。

向題は、ガル5回に示すように、(4.13)式で示した回路A入力に 2節で求めたような確率的性質の、不規則動揺信号である クラッタが 加えられたとき、その出力が、いかように推移するかを求めることに なる。



ヤル5図 クラッタに対する等価回路

まず、入出力における、クラッタの電力スペクトル、クラッタ電力 を、それぞれ $\varPhi_{ic}(\omega)$ 、 $\varPhi_{oc}(\omega)$ 、 P_{ic} , P_{oc} とすると .

$$\Phi_{oc}(\omega) = \Phi_{ic}(\omega) |T(j\omega)|^{2} \qquad (4.14)$$

$$P_{ic} = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \Phi_{ic}(\omega) d\omega \qquad (4.15)$$

$$P_{oc} = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \Phi_{oc}(\omega) d\omega \qquad (4.16)$$

また. 抑圧効果 G は、入出力の電力比により次式で定義する。

$$G = \frac{P_{ic}}{P_{oc}} = \frac{\frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \overline{\Phi}_{ic}(\omega) d\omega}{\frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \overline{\Phi}_{ic}(\omega) |T(j\omega)|^2 d\omega}$$
(4.17)

2節の所論に従って、 $\Phi_{ic}(\omega)$ としては、Gauss と、Cauchy の 2つの分布に対して検討する。

1) Gauss 分布の場合

電力スペクトラムとしては、簡単のために、正規化電力スペクトルを用いると、(2.16) 式から、

$$\Phi_{ic}(\omega) = \frac{\sqrt{\pi}}{\alpha} e^{-\frac{\omega^2}{4\lambda^2}}$$
 (4.18)

$$P_{ic} = \frac{1}{\pi} \cdot \frac{\sqrt{\pi}}{\Delta} \int_{0}^{\infty} e^{-\frac{\omega^{2}}{4\Delta^{2}}} d\omega = 1 \qquad (4.19)$$

$$\dot{P}_{oc} = \frac{1}{\pi} \cdot \frac{\sqrt{\pi}}{d} \int_{0}^{\infty} e^{-\frac{\omega^{2}}{4d^{2}}} \cdot \frac{\omega^{2} \tau_{o}^{2}}{1 + \omega^{2} \tau_{o}} d\omega$$

$$= \frac{1}{d\sqrt{\pi}} \int_{0}^{\infty} e^{-\frac{\omega^{2}}{4d^{2}}} \left(1 - \frac{1}{1 + \omega^{2} \tau_{o}^{2}}\right) d\omega$$

$$= 1 - \frac{1}{d\tau_{o}} \cdot e^{\frac{1}{4d^{2}\tau_{o}^{2}}} \cdot Erfc\left(\frac{1}{2d\tau_{o}}\right)$$

ここに、Erfc(X)は Gauss の誤差肉数を示す。

$$\begin{aligned} & Erfc(X) = \int_{X}^{\infty} e^{-t^{2}} dt = \sqrt{\pi} - \int_{0}^{X} e^{-t^{2}} dt \\ & \simeq e^{-X^{2}} \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^{n} \frac{(2n-1)!!}{2^{n+1} X^{2n+1}} \\ & = 2d^{2} T_{o}^{2} - 12d^{u} T_{o}^{u} + 120 d^{6} T_{o}^{6} \\ & = 2d T_{o}^{2} \left(1 - 6d^{2} T_{o}^{2} + 60 d^{u} T_{o}^{u} - - - \right) \\ & \doteq 2d^{2} T_{o}^{2} \left(1 - 6d^{2} T_{o}^{2} + 60 d^{u} T_{o}^{u} - - - \right) \\ & \doteq 2d^{2} T_{o}^{2} \left(1 - 6d^{2} T_{o}^{2} + 60 d^{u} T_{o}^{u} - - - \right) \\ & = 2d^{2} T_{o}^{2} \left(1 - 6d^{2} T_{o}^{2} + 60 d^{u} T_{o}^{u} - - - - \right) \end{aligned}$$

(4.19)(4.21)式より、

$$G = \frac{1}{2d^2 T_o^2 (1 - 6d^2 T_o^2)}$$

$$= \frac{1}{2d^2 T_o^2} (1 + 6d^2 T_o^2) \qquad (4.22)$$

(4.22)式より、明らかなように、抑圧効果Gに対しては、最適条件の時定数C。はなく、C0 \rightarrow 0、G7 \rightarrow 0 \times 2なる。したがって、抑圧効果をあげるためには、時定数をなるべく小さく選べばよいことになる。これは包絡線伝送において、ますますH.P.F.0特性を呈することを意味し、直感的考察とも合致する。

しかし、当然、低周波伝送特性を損し、希望信号であるドララ 周波数成分を失うから、T_o → 0 には、後述するような、制限が おこる。

2) Cauchy 分布の場合 (2.11) 式から、

$$\Phi_{ic}(\omega) = \frac{2\beta}{\beta^2 + \omega^2} \qquad (4.23)$$

$$P_{oc} = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \Phi_{ic}(\omega) |T(j\omega)|^2 d\omega$$

$$= \frac{2\beta T_o^2}{\pi} \int_{0}^{\infty} \frac{\omega^2}{(\beta^2 + \omega^2)(1 + \omega^2 T_o^2)} d\omega$$

$$= \frac{\sqrt{2} T_o \beta}{\sqrt{2} T_o^2 \beta^2 + \beta^2 + 2} \qquad (4.24)$$

$$G = \frac{\sqrt{2} T_o^2 \beta^2 + \beta^2 + 2}{\sqrt{2} T_o \beta}$$

$$G^2 = 1 + \frac{\beta^2 + 2}{2T_o^2 \beta^2}$$

$$= 1 + \frac{1}{2T_o^2} + \frac{1}{T_o^2 \beta^2}$$

$$(4.25)$$

Gauss 分布のソミと同様、 $T_o \rightarrow 0$ $G \rightarrow \infty$ となる。ただし、殆んどが(4.26)式、右辺カ2項で決まって、分布の定数B

による影響は無視しつる矣、Gauss分布とは、大きな相異矣である。

4.4 抑. 圧 の 限 界

(4.22) (4.26) 式が示すように、クラッタ電力スペクトル分 布が Gauss、 Cauchy のいずれかを向わず、時定数を小さくすれば する程、抑圧効果はあがることがわかった。

しかし、この受信機としては、クラッタ抑圧と同時に、当然、信号である、ドプラ周波数成分は完全に通過させねばならめから、実用的には、この両者を併せ考えた有限の時定数が定まってきて、抑圧効果も、おのずから、有限な値となる・振巾の周波数特性は、(4、1/) 式により考えられているが、振巾 Vvz になる 周波数をもって、遮断周波数とすると、

$$T(\omega) = \frac{\omega_c \tau_o}{\sqrt{1 + \omega_o^2 \tau^2}} = \frac{1}{\sqrt{2}} \qquad (4.27)$$

$$= \hbar \delta \cdot \frac{1}{\omega_c^2 \tau_o^2} = 1 \qquad \forall \pi \delta \delta \delta.$$

$$\tau_o = \frac{1}{\omega_c} \qquad (4.28)$$

$$G_{GL} = \frac{\omega_o^2}{2\lambda^2} \left(/ + \frac{6\lambda^2}{\omega_o^2} \right) \tag{4.29}$$

Cauchy分布のときは、

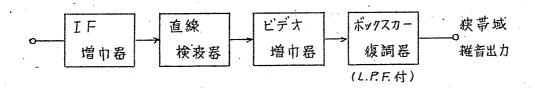
$$G_{CL}^2 = 1 + \omega_c^2 \left(\frac{1}{2} + \frac{1}{\beta^2} \right)$$
 (4.30)

いずれの場合も、分布の常数、 d あるいはd が与えられれば、 伝送すべき信号の下限問波数 ω_c は予め定まるから、 抑圧効果 G は容易に求めることができる。

5. 実験結果

5. / 擬似信号発生器

きず、クラッタの電力スペクトルに類似した狭帯域の Gauss 分布 雑音を発生せしめるため、5.1回に示す雑音発生器を試作した。

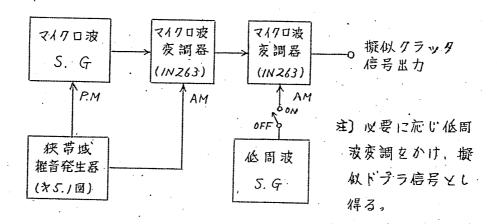


次5./図 狭带域雑音発生器系統図

帯域 10Mc の I.F. 増巾器のセット雑音を直線検波し、ビデオ増巾后、 残留効果*のあるボックス・カー復調器にて、復調、超低周波成分の みを抽出したものである。

ついで、この狭帯域雑音発生器を用いて、対 5.2 図の構成で、クラッタの擬似信号を得た。

陶註 米残留効果のあるボックス・カー復調器に肉しては、ヤ3章で詳述した。



. ヤ 5. 2 四 擬似 クラッタ 信号発生 器系統 図

必要に応じて、さらに、低周波A.M.をかけて、提似ドプラ信号を得るため、Ge タイオードによる変調器は、2ヶ従続接続した。

5.2 抑 圧 効 果

まず、上記の振似クラッタ発生器を用いて、抑圧効果確認**の室内実** 験を行なった。

結果の一例を、 おふる回に示す。

理論的抑圧効果 Gは (4.22) 式より

$$G \doteq \frac{1}{2d^2T_o^2} \left(1 + 6 d^2 T_o^2 \right) \tag{5.1}$$

以 ; Gauss 分布の常数 = $\sqrt{2}$ π δ (5.2)

6 ; 標準偏差 とすると

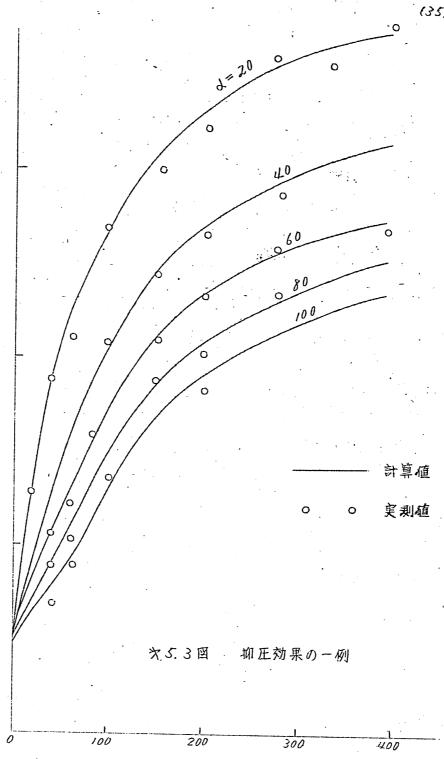
(5.1)式のよけ、(5.2)式により、標準偏差のに対応したものであるが、これの決定は、狭帯域報音発生器のボックス・カー復調器 残留係数尤を変化せしめて、求めた。

セット 稚音の影響を除くため、入力、約 45 dbm、 利得は約 40 db絞った状態である。

実測卓の"ぱらっき"は、主として、残留するセット雑音の影響に よる、測定誤差と考えられる。

時定数 T。を小さくすれば、容易に 20db 以上の抑圧効果を得た。 ただし、信号伝送特性の低周我特性はさせいにしている。





遊断問波数 fc (%)

写真ヤ 5.4 回は、A スコープ 液形であって、その上部は、ゲート・パルスを示す。

、 み S. S 図 (A) (B) は、 クラッタのみ、 抑圧、 前、 后を示す。

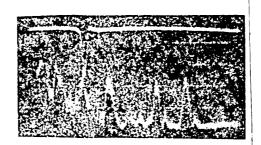
カ5.5 図(C) (D)は、移動 Target があるときの、抑圧の前、后を示す。

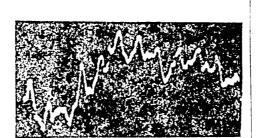
. 同図 (A) から、分布は Gauss 形、 & ≃ 40 が概算できる。この場合の、A.G.C. 回路の時定数

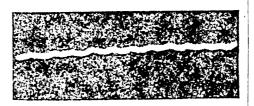
 $T_n \simeq 1.75$

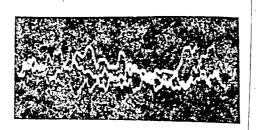
 $l \, E \, b' \, \sigma \, \tau \, , \, \, G \, \simeq \, \, 100 \, = \, \left(20 \, d \, b \, \right)$

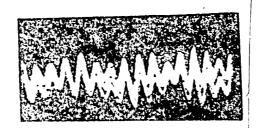
の抑圧効果があるとみてよい。











为 5. 4 图

カ 5.5 図 a) クラッタのみの

(ノ目盛 20ms)

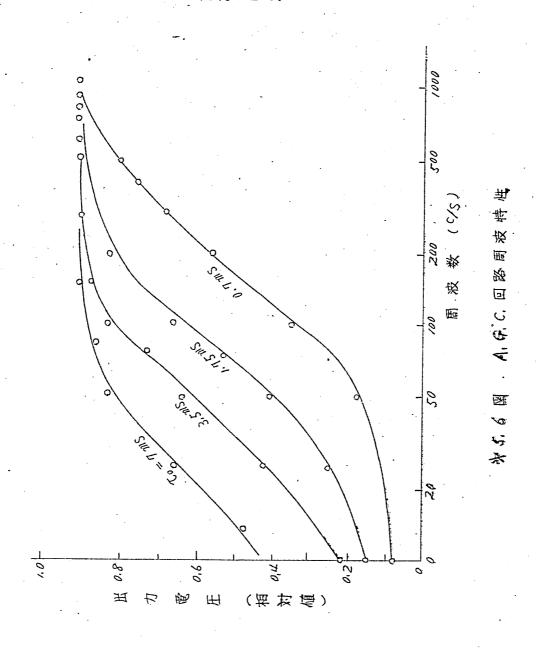
b) A.G.C. ON 抑圧した時の 出力波形 (/目盛 20ms)

C) クラッタと、 ドプラ信号と を含んだ時 (/目盛20ms)

d) A.G.C. ON.
Cluller を抑圧
Lた時のDoppler
信号波形
(/目弦 5ms)

5.3 A.G.C.回路の特性

A.G.C.回路 ON の状態の、受信機の包絡線伝送に関する局液数特性を、 かから図に示す。実線は、(4.11)式を示す。一次近似として、大きな誤差のないことが確認できた。



6., 結

以上、ドララ・レーダにおよばすクラッタの影響と、これに対処するための一方法として、A.G.C.法による抑圧効果を論じ、実験結果を付して、その裏付けを行なった。理論は、あくまでクラッタを定常不規則な現象とみ、回路はすべて線形と仮定したが、

- 次近似的には、十分の実用性のある結果を得たといえよう。

本研究は、大阪大学岡部名誉教授の御懇篤な御指導によるものである。

なお、大阪大学宮脇教授、神戸大学田中教授からは、数尺の有益な御討論、御教示を賜った・稿を終るにあたり、諸先生に深謝を捧げたい。

さらに、たえず御激励と、御鞭撻を頂いた当社無線技術部、西 在部長、藤本課長、実験に切力された魚住、鏡原社員、検討を頂 いたレーダ関係名位に感謝する。

以上

参考文献

- (1) D.E.Kerr, "Propagation of Short Radio Wave"

 M.I.T. R.L. Series

 Vol-13 Mcgraw Hill (1951)
- (2) J.L. Lawson, G.E. Uhlenbeck "Jhreshold Signals".

 M.I.T. R.L. Series

 Vol-24 McGraw-Hill (1750)
- (3) G.E. Uhlenbeck, R.L. Report No 454; Oct 15, 1743
- (4) 仲上 稔, "短波の特性及び合成受信の研究" 修教社 (22年/2月)

Control of the first straight fact

- (5) S.O. Rice, "Mathematical Analysis of Random Noise"

 B.S.T.J. Vol-23 PP 282-232

 Vol-24 PP 46-156

 宮眼一男訳 雑音理論"

 三根 双 電気書院(30年12月)
- (6) 仲上稔. 町尾真喜子, ** ダイバーシティ効果の一般理論 ** 信学会 Vol-3P. No.10 P 28-3/ (30年10月)

- (7) H. Urkowitz, "Filter fr Detection of Small Radar Signal in Clutter" J.A.P. Vol-24. No.8, P1024-1031 (August 1953)
- (8) たとえば、D.O. North, Technical Report
 PTR-6C, RCA Lab (June 1943)
- (9) H.W. Bode, "Network Analysis and Feedback Amplifier Design" D. Van Nostrand
 N.Y. (1945)

 喜安善市訳 "回路網と饋還の理論" 岩液書店 (30年12月)
- (10) 田中幸吉、塚脇章生、生駒問三 "整流帰還型対数増巾器の考察" 信学会 3 3 年度全国大会予稿 244 または、

田中、塚脇 **整流帰還型対数変換回路の-考察* 信学会 回路研専要 (35年/月)

- (11) たとえば、Y.W. Lee "Statistical Theory of Communication"

 John. Wiley & Sons. Inc
- (12) 松 田 "X-Band Doppler Radar

 Non-Coherent Method について"

 信学会 航電研専委資料 (35年12月)

輻射科学研究会 第2,3,4部会資料

誘電体装荷矩形導波管の 位相定数に対する一近似 解法

大阪大学 工学部 板 倉 清 保 何 產 上 寿

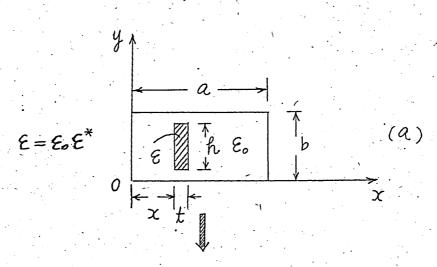
昭和36年9月30日 於、大阪大学 工学部

1. 緒言

· 誘電体装荷矩形導波管の位相定数は,N. Marcuvity(1)などの理論式より求めることがで るが、それには超越方程式の解を必要とし、また 誘電体と月面との向に空隙のある場合には、その まま適用することができず、実験結果と合わない ことがある、筆者らは、図1(2)のような誘電を 装荷矩形導波管にあいて, 相対する H面を平板 コンデンサと考え、この上下H面向の全静電容量 が、同図(c)の等価的比誘電率 Enなる媒質で 導波管内を一称に満した場合の全静電容量に等し いとかくことにより、図1(a)の場合の位相定数 を簡単な形であらわすことができた、また、理論 値と測定値とを比較し, 誘電率の値, 誘電体の幅, および空際の長さが適当な範囲内にあれば、この 公式は実用上充分な精度で成り立つことをたしか めたので、ここに脚報告する次才である.

2. 理論

図1において、電界はX才向に正弦波的 (E=Eo Lin 芸X)に分布し、誘電体の存在により乱されないものとする。



$$\mathcal{E}_{s} = \mathcal{E}_{o} \mathcal{E}_{s}^{*} \qquad \mathcal{E}_{s} \qquad \mathcal{E}_{o} \qquad (b)$$

図1 (b) にかける等価的比誘電率 ε_s^* は,同図 (a) \times (b) \times の t なる幅に対する上下 H 面 向 の 静電容量 (管軸 才向には単位長) が等 じい \times ホーンにより次式で与えられる.

$$\dot{\varepsilon}_{s}^{*} = \left\{ 1 - \left(1 - \frac{1}{\varepsilon^{*}} \right) \frac{h}{b} \right\}^{-1} \tag{1}$$

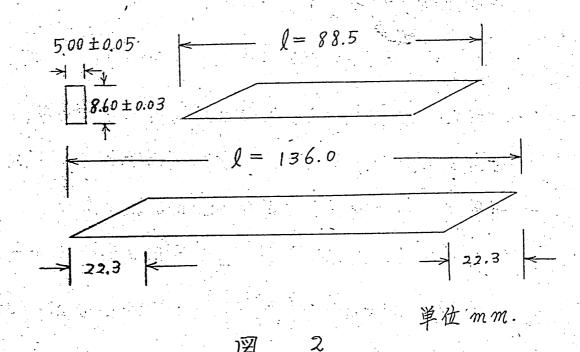
つぎに、図1(b)と(c)とにかける上下H面にの全静電容量が等レいとかくことにより(c)の等価的比誘電率 e_{4}^{*} は

$$\varepsilon_{\text{eff}}^* = 1 + (\varepsilon_s^* - 1) \sin \frac{\pi t}{2a} \cdot \sin (2\chi + t) \frac{\pi}{2a}$$
 (2)

結局,図1 (a) なる誘電体装荷矩形導波管の 位相定数は (c) のように等価的比誘電率 ε_{W}^{*} なる 媒質で一様に満たした場合の位相定数 ε_{W}^{*} ない。 したがつて, TE_{10} 姿態に対する位相定数 ε_{W}^{*} は ε_{W}^{*} ε_{W}^{*}

3. 測定結果

測定には、図2のように両端に22.3 mmの テーパをフサた長さしの異なる誘電体素子を2本 試作し、それぞれ素子と管壁との距離又を変化させて移相量を測定し、それらの移相量の差を求めた。使用周波数は9230 Mcである。

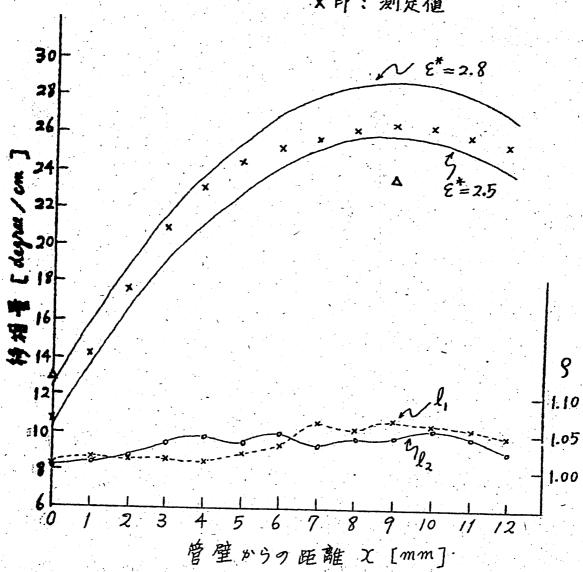


理論値と測定値との比較を図3に示す。同図のフ 継軸は移相量,右畿軸は誘電体素子の入力電圧定在 破比をあらわし,横軸は素子と管壁との周の顕 離をあらわす。誘電体としては比誘電率を*=2.5 へ2.8 なる値のポリスケレンを使用したので,理論値にはを*=2.5 とを*=2.8 の場合を示した・また,図中の△印は文献(1)の理論式と式(1)とをもちいて計算した値である。

4. 検討および謝辞

測定結果と理論値との由に存在する若干の偏差は,誘電体とH面との空隙部の電界の乱れ,誘電体による電界分布の偏位,誘電体の減分極,仮定した比誘電率の値などによるものと考えられる。しから、誘電体移租器などの設計をかこなう場合には,前記の関係式は充分実用になると思われる

実線; 理論值 X 印: 測定值



終りに、助言をいただいた熊冶信昭助教授に感謝の意をあうかす。また、実験に協力された中川 健助手に深謝する。

この研究は文才を科学研究費の援助を受けてか こなったことを附記する。

文献

(1) N. Marcuvitz, MIT-Rad-Lat. Seriet, Vol. 10 (1951). PP. 388~391 温度制限電子銳輻研》一部会資料 1951、9 30 於大阪大学工学部

大阪大学工学部 管田 学 治 寺田 正 純 诗、田 梅 科 柳 電子ピーム加工装置はもちろんのこと、一般に所定の新面積をもった電子ピームを得るには、できるたけ放出電子流密度の高い陰極を放って、大電流でしかも加速電圧を高くするということが望ましい。しかし種々の理由から酸化物陰極が使えずタングステンやタンタルのような材料を陰極として使用する場合には、陰極の放出電子流は健和状態であさるられることになる。

一方において、電子銃を出る電子ビームの形狀かよく揃った(well collimated)ものでなければ、それ以後の電子レンズ(集束杆構)を工夫して電子ビームの形を自由にしばることは発んビネ可能に近い。

このような理由から、よくcallinateされた電子に 一ムを供給するような、飽和肽態で動作する電子纸 (温度制限電子銃)の設計か必要となる。

空向電荷制限狀態で動作する電子銀についてはすでに Pierce の設計方法 かある。 われわれは上記の要求にこたえるため、 Pierce の方法を参照して温度制限電子乳の電極形狀について検討を行った。

今回報告するものは、二次元的な平行じてムを発生するような温度制限電子航に関する理論的な解析 結果である。高解析に当っては電子の初速度をひとした

§ え 一次元温度制限電子法内の電位分布

一次元的な温度制限電力流を流れと平行な上下名
枚の平行平面で切り取り、厚さの有限な平行か一ム
を取り出しその上の面に沿って入軸を送び、 4軸を
これと直角にか一ムの外側に向ってとるものとする。
そして人軸に平行に流れている電子流密度(均一分)
を引とする

$$\begin{array}{c}
V = f(x) \\
\frac{\partial V}{\partial y} = 0 \\
\frac{\partial^2 V}{\partial y^2} = 0
\end{array}$$

$$\begin{array}{c}
V = f(x) \\
\frac{\partial V}{\partial y} = 0 \\
\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial y^2} = 0
\end{array}$$

オ1回 ビーム端面での境号條件 まが電子流の存在する y く D の領域に成ける電位は、次式を満定する。

$$\frac{d^{2}\nabla}{dx^{2}} = \frac{d}{\epsilon \sqrt{2\eta}} \frac{d^{2}\nabla}{\nabla^{2}}$$

$$\mathcal{L} = \frac{1}{\epsilon \sqrt{2\eta}} \left(\frac{1}{\epsilon} + \frac{1}{\epsilon} \right) + \frac{1}{\epsilon} \frac{1}{\epsilon}$$

$$(1)$$

$$\frac{d^2V}{d\lambda^2} = \frac{k_0}{\sqrt{V}}$$

$$\left(\frac{dV}{dx}\right)^{2} = \int_{0}^{V} \frac{2kj}{\sqrt{V}} dV + C$$

$$= 4kj V^{\frac{1}{2}} + C$$
(3)

T=Oの時 dv = E とまれは、C= E2となるから

$$\frac{dV}{dx} = \sqrt{4kV^{k} + F^{2}}$$

$$X = \int_{0}^{V} \frac{1}{\sqrt{4kjV^{2} + F^{2}}} dV$$
(4)

$$\chi = \int_{0}^{\frac{\pi^{2}}{4}} \frac{2\omega d\omega}{\sqrt{4kj}\omega + E^{2}}$$

$$= \frac{1}{6k^{2}j^{2}} \left((4kj \tau^{\frac{1}{2}} + E^{2})^{\frac{1}{2}} \left(2kj \tau^{\frac{1}{2}} - E^{2} \right) + E^{2} \right) \qquad (1)$$

もし陰極か空間電荷制限炊態にあればE=Oであるから的立は

$$\chi = \frac{3}{3} \frac{\nabla^{\frac{2}{4}}}{(h)^{\frac{1}{2}}} \tag{7}$$

メニューおける電圧を切としこの電子流密度をj=joと すれば、一名

$$\dot{j}_0 = \frac{4}{7} \frac{V_1^{3/2}}{ka^2} \tag{8}$$

を得る。

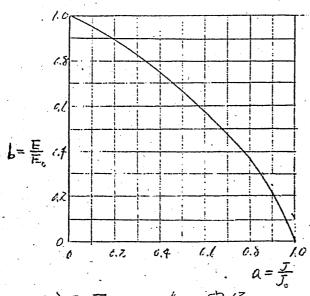
一方 X = dにおける電圧を前と同様に切に係ったま ン J = 0とすれば

$$F_{o} = \frac{v_{i}}{d} \tag{7}$$

となる。

$$J/J_0 = a$$
, $E/E_0 = b$ とかいて的式を変形すると $a = \frac{1}{2} \left[1 \pm \left\{ 1 - \frac{27}{7}b^2 (1-b)^{\frac{1}{2}} \right\} \right]$ (10) を得る。ここで被ちょ $b > \frac{2}{3}$ の時には質労を、また

bくうの時は正号をとる。 ヤ2回は(10)式のa=d/doとb=F/F。の関係を示す。



オス図 なともの関係

53. 写さ有限な一次元的温度制限電子流の外部電影

電子ビームの外側(リンの)の領域では電位は次式を満足しなければならない。

$$\frac{\partial^2 V}{\partial \chi^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial x^2} = 0 \tag{11}$$

問題は上式をリーのにおいて、オー図で示されるような境界修件の下に解くにある。即かのD本の解はリーのにおいて

$$\left(\frac{\partial y}{\partial y}\right)_{y=0} = 0 \tag{12}$$

であり同時に心式のTy=oと一致しなりればならない。

さではむでは電位アか义の陽関数とうておらわされていないか、一般に人軸上(y=0)において

$$\nabla = f \omega \tag{3}$$

のようにひが义の陽関数として女之られている場合には (12)、(13)、式の境界條件を満足するラプラス方程式の解は

$$\overline{V} = \text{Real } f(x + iy)$$

ですえられる。われわれの場合のように130年のような形でなく

$$\chi = g(V)$$
 (15)

とうて与えられていると、マをマ+vU、XをX+lyと置換え(15)式を

$$x + iy = g(T + iU)$$
 (16)

のように書けば、サか似)、1/3)式の境界條件を満足するラプラス方程式(川)の解となる。

從ってゆ式において Xを X+ly, Dを サナルとうて書換えれば

$$\chi + \lambda' y = \frac{1}{6kj^2} \left[\left\{ 4kj (\nabla + iU)^{\frac{1}{2}} + E^2 \right\}^{\frac{1}{2}} \left\{ 2kj (\nabla + iU)^{\frac{1}{2}} - E^2 \right\} + E^3 \right]$$

$$(17)$$

となり西辺の実部、虚部をそれぞれ比較して

$$X = \frac{1}{6\sqrt{2}k^{2}} \left\{ \{\sqrt{2}k_{1}\sqrt{V} + \sqrt{V^{2}} + U^{2}} - E^{2}\} \left\{ \xi_{1} + \sqrt{\frac{1}{2}} \right\}^{\frac{1}{2}} - \sqrt{2}k_{1}\sqrt{V} + \sqrt{V^{2}} + U^{2}} - E^{2}\} \left\{ \xi_{1} + \sqrt{\frac{1}{2}} \right\}^{\frac{1}{2}} + \sqrt{2}E^{3} \right\}$$

$$Y = \frac{1}{(\sqrt{2}k_{1}^{2})^{2}} \left\{ \left\{\sqrt{2}k_{1}\sqrt{V} + \sqrt{V^{2}} + U^{2}} - E^{2}\right\} \left\{ -\xi_{1} + \sqrt{\frac{1}{2}} \right\}^{\frac{1}{2}} + \sqrt{2}k_{2}\sqrt{V} + \sqrt{V^{2}} + U^{2}} + E^{2}\right\}$$

$$+ \sqrt{2}k_{1}\sqrt{V} + \sqrt{V^{2}} + U^{2} + E^{2}$$

$$Y_{1} = \frac{16k_{1}^{2}}{V^{2}}\sqrt{V^{2}} + \frac{1}{V^{2}} + 4\sqrt{2}k_{1}^{2}E^{2}\sqrt{V} + \sqrt{V^{2}}V^{2}} + E^{4}$$

$$Y_{2} = \frac{16k_{1}^{2}}{V^{2}}\sqrt{V^{2}} + 4\sqrt{2}k_{1}^{2}E^{2}\sqrt{V} + \sqrt{V^{2}}V^{2} + E^{4}$$

原理的には118) ミレ(19) シェリリを消去すれば電子に一ムの外側(リンの)の電位を満足すべき方程式か得られる。 字電位線を応めるには118)、119) ギニ おいてひ= const とかけばよい。 その降りはパラメータと見なされる。

次に(18),(19) 式を規格化する。

$$\frac{\chi}{d} = \frac{1}{4\sqrt{2}a^{2}} \left(\left\{ \sqrt{2}a\sqrt{\psi + \sqrt{\psi^{2} + \phi^{2}}} - (\frac{3}{2}b)^{2} \right\} \left\{ \xi_{2} + \sqrt{2} \right\}^{\frac{1}{2}} - \sqrt{2}a\sqrt{-\psi + \sqrt{\psi^{2} + \phi^{2}}} \left\{ -\xi_{2} + \sqrt{2} \left(\frac{3}{2}b \right)^{2} \right\} (20)$$

$$\frac{y}{\lambda} = \frac{1}{4\sqrt{2}a^{2}} \left\{ \left\{ \sqrt{2}a\sqrt{4} + \sqrt{4^{2}}\phi^{2} - \left(\frac{3}{2}b\right)^{2} \right\} \left\{ -\frac{6}{5}_{2} + \frac{7}{5_{2}}^{\frac{1}{2}} \right\}^{\frac{1}{2}} + \sqrt{2}a\sqrt{-4} + \sqrt{4^{2}}\phi^{2} \left\{ \frac{6}{5}_{2} + \frac{7}{5_{2}}^{\frac{1}{2}} \right\}^{\frac{1}{2}} \right\}$$
(21)

$7_{2} = 16a^{2}\sqrt{4^{2}+4^{2}} + 4\sqrt{2}a(\frac{3}{2}b)^{2}\sqrt{44\sqrt{4^{2}+4^{2}}} + (\frac{3}{2}b)^{2}$ $\psi = \frac{V}{V_{1}}, \quad \phi = \frac{U}{V_{1}}, \quad a = \frac{d}{d_{0}}, \quad b = \frac{T}{E_{0}}$

V=0であるから4= Vか=0となり(20),(21)むは少し 簡単になり

$$\frac{\chi}{d} = \frac{1}{4\sqrt{2}a^{2}} \left\{ \left\{ \left[\sqrt{2}a\phi^{\frac{1}{2}} - \left(\frac{3}{2}b \right)^{2} \right] \left\{ \vec{5}_{3} + \vec{7}_{3}^{\frac{1}{2}} \right\}^{\frac{1}{2}} - \sqrt{2}a\phi^{\frac{1}{2}} \left\{ -\vec{5}_{3} + \vec{7}_{3}^{\frac{1}{2}} \right\}^{\frac{1}{2}} + \sqrt{2}\left(\frac{3}{2}b \right)^{3} \right\}$$
(22)

$$\frac{4}{\lambda} = \frac{1}{4\sqrt{2}a^{\frac{1}{2}}} \left\{ \left\{ \sqrt{2}a^{\frac{1}{2}} - \left(\frac{1}{2}b\right)^{2} \right\} \left\{ -\frac{1}{2}a^{\frac{1}{2}} + \frac{1}{2}a^{\frac{1}{2}} \right\}^{\frac{1}{2}} + \sqrt{2}a^{\frac{1}{2}} \left\{ \frac{1}{2}a^{\frac{1}{2}} + \frac{1}{2}a^{\frac{1}{2}} \right\}^{\frac{1}{2}} \right\}$$

$$(23)$$

次尺

$$X + iy = \gamma e^{i\theta}$$

$$Y = \sqrt{\chi^2 + y^2} \quad \theta = \tan^{-1} \frac{y}{\chi}$$

と置いて(22), (23)式を検討して見る。 >>0, Y→∞ にした時の日記もサ= 0の等電位線と X軸となま角を水めて見ると

$$\Gamma \rightarrow 0$$
 $U \rightarrow 0$ $\frac{1}{2}$ $\rightarrow \infty$ $O \rightarrow \frac{\pi}{2}$ $O \rightarrow \infty$ $V \rightarrow$

8 4 数何計算

種々の a=1分のに対して数値計算を行って得た字電 世線の例をオる国、オイ国、オケ 図に示す。 分軸の 10 のところ が例之は陽極位置に相当する。 ネ 3 回 の り は下=0 の場合の字電位線群であり、実際にはウエ

§ 5 結論

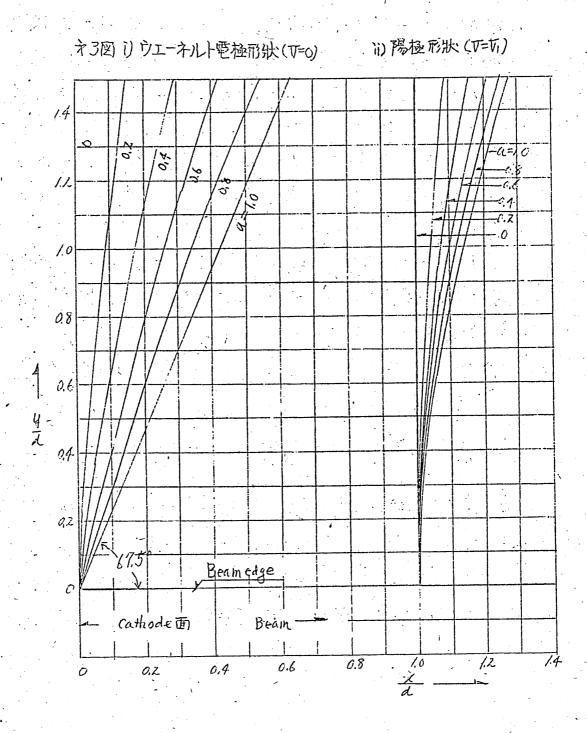
平行じームを取り出すような温度制限電子銃の電極的状について、これを二次元问題として扱い理論的な解析を行った。種々のの一人が優極の形状についたは自事経界の例を図示した。 陽極の形は なのは、まるは、まると、大きな変化をでした。 のでは、ないないでは、ないないでは、ないないでは、ないないでは、ないないでは、ないないでは、ないないでは、ないないでは、ないないでは、ないないでは、ないないでは、ないないないが、ないないないが、ないから、なくしいなると、「陰極表面に接続する。の傾きかし、人端面に対してのない。

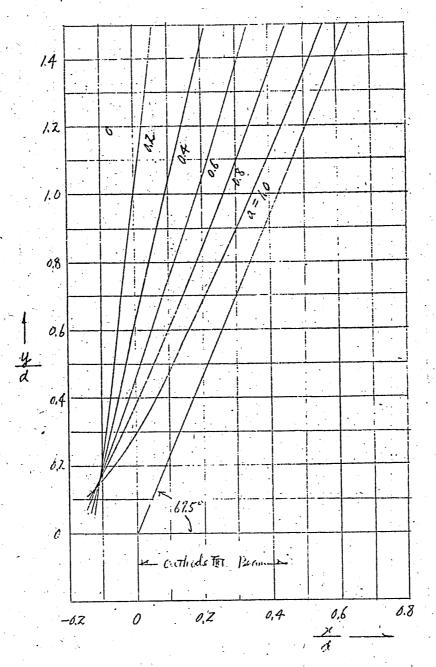
からかに急変する。十分にピームから離れた領欧ではの電位電極の傾きはなの値如何にかかわらずピーム結面に対して6750となる。このことは温度制限を子銃での電位のピーム形成電極を使うものとするにある際に電子ピームの値を変化させる際に電子であるのは、本旗的にそのの電位電極を電子ピームとにいるが終れるからないは少くともでいるというであるからないまするないにとるようないまである。

なお軸対極の同間ビームの場合にも、ビーム端面 近傍の電極形状はここで水めた=次元的な場合の電 極形状によって近似これる。

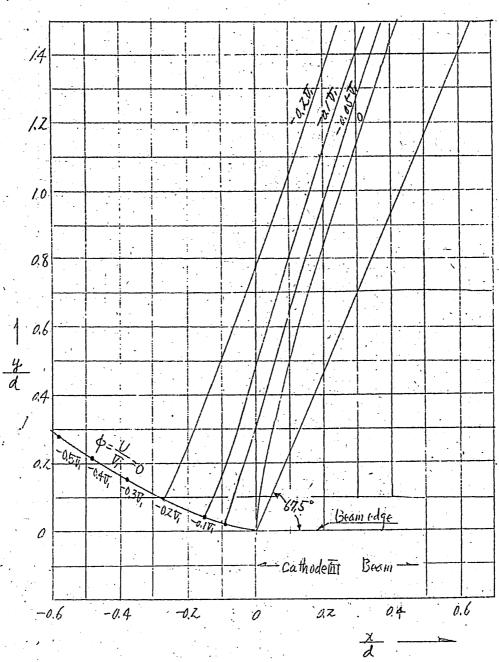
文献

- 1 J.R. Pierce: Theory and Dosign of Electron Promis
- 2. Henry F. Ivey: "Cathode Field in Diodes under Partial Space - charge Conditions" Physical Review Vol 76 No.4- 129 555 Aug 1949





才5回 Q=0.6の場合の等電位線



進行波管の動作パラメータ 輻冊 か2部会資料

1961年9月30日(土旺日)
於、大阪大学工学部

大阪大学工学部電子工学教室

- (1) J.R. Pierce. "Traveling-wave tuber." (1950)
- 12) R.C. Fletcher, "Helix parameters in traveling-wave tube cheory." Proc. IRE:, 38 413(1950)
- (3) P. Parzen, "Integral equation solution for travelingwave tube parameters." Trans. IRE, ED-26 (1955.67)
 - (4) G.S. Kins, "Normal mode theory in perturbed transmission systems." Stanford Univ, Tech. Rep. No. 84 (1955)
 - (5) L.A. Vainstein, Electron waves in retardation systems. T. Tech. Phys. (U.S.S.R.) 1 19(1956)
 - (6) (K. Birdeall, G.R. Brewer, "Traveling-wave tube characteristics for finite value of C." Trans IRE ED-1: 1 (1954-08)
- (7) G.R. Brewer, C.K. Birdsoll, "Normalized propagation constants for traveling wave tube for finite value of C." Hughes. Aircraft Tech. Memo NO. 331
- (8) 管田,裏"進行波管增巾の回路基本式"輻研(1958.03)
- (9) E. Janke, F. Emde, "Table of Functions." (1933)
- (10) D.A. Dunn G.S. Kino, G.W.C. Mathers." T.W.T. propagation constants for finite value of gain per wavelength."

、§1. 緒言

進行波管の動作は次節で示すように若干のパラメータで決定される。これらのパラメータが与えられたで、計算図表に、計算図表に、計算図表に、計算図表に、対して、対して、対して、対して、対して、対して、対し、ないで、対し、ないで、対し、ないで、対し、ないで、対し、ない、が、が、一般的で、しかも実用的なパラメータ計算方法を展向に、が、一般の定としては、(i)、小信号(ii)、電子の運動を足方には、(ii)、電子速度は光速には、(i)、電子で、人の電子と、(ii)、電子では、(ii)、電子では、(ii)、電子で、(ii)、電子と、では、(ii)、電子に、(ii)、電子に、(ii)、電子に、(ii)、電子に、(ii)、電子に、(ii)、電子に、(ii)、電子に、(ii)、電子に、(iii)電子に、(iii)電子に、(iii)電子に、(iii)電子に、(iii)電子に、(iii)電子に、(iii)電子に、(iii)電子に、(iii)電子に、(iii)電子に、(iii)電子に、(iii)電子に、(iii)電子に、(iii)電子に、(iii)電子に、人の電流を、速度の直流成分は一定、

尚以上の外に軸回転対称性を仮定するか、それ以外の系にも容易に拡張できる。

92. 伝播定数决定式

問題も2つに分け、 売が与えられたE2の下で電子の運動を解きじーム電流の交流成えを求める。 次に

キュラれたてから電子に作用するEzを求め、これ を建立させる。前着は比較的簡単で原理的に内題な

$$\hat{Z} = \frac{\hat{J}\beta e}{(\hat{J}\beta e - T)^2} \cdot \frac{I_0}{2V_0} E_Z \qquad (2.1)$$

と与えられる。但し $\beta e = \omega/u$ 。, u。, 電子 直流速度, σ ビー4 雷圧, I, ビーム電流。

回路のB, Xは

ビームのないときの等價 エテューリー語 T

 $\Gamma_1 = \sqrt{B} \times \frac{P}{2T^2} = K = \sqrt{\frac{K}{B}}$ (2.2) 月21 等價回路 但しびはピームに作用すべき Ezと

$$E_Z = -\frac{\partial V}{\partial Z} \qquad (23)$$

で結ばれている。「はじームのないときの回路の 伝播定数、 ビーム交流成分でによって四路にける。 の電流が流れ込むと伝送方程式は

$$\frac{\partial I}{\partial z} = -jBV - \frac{\partial \dot{z}}{\partial z} , \quad \frac{\partial V}{\partial z} = -j \times I \qquad (2.4)$$

上式で1を消去し、(2.2)、(2.3)を用いると

$$E_z = -\frac{\Gamma^2 \Gamma_1}{\Gamma^2 - \Gamma_1^2} k \hat{z}$$
 (2.5)

(2.5)の日は空向電荷項を含まない、二れも考慮して Pierce it

$$E_{z} = -\frac{\Gamma^{2}\Gamma_{1}}{\Gamma^{2}-\Gamma_{1}^{2}}K^{2} - \frac{2\hat{1}0K\Gamma^{2}}{\beta e}$$
 (2.6)

とおいた。ニルとはハとを建立させると「の決定方程式

$$(i\beta_e - \Gamma)^2 = -\frac{2i\beta_e \Gamma_i \Gamma^2}{\Gamma^2 - \Gamma_i^2} C^3 - 4QC^3 \Gamma^2$$
 (2.7)

(2.7)かう明らかなように、 Be, 「は既知であるからC3,4QC3が判れば、この4次方程式の根を求めることができる。 4根の中で1根が増大波に対応し強りの3根は減衰波,非減衰波,後進波に対応する。こ

(2.7)の根は次の規格化したS=x+jyについて数値として与えられている(6)(7)

「=iße(1+iCS), 「=iße(1+bC-iCd) (2.1)
(2.7) を導くために(2.6) 又は(2.5) を認めわばならぬが、マイクロ波領域で(2.3) が成立するのは、Principal モードか又は E-モードでしかもひ《Cのときであるので(2.5)
の成立そのものに疑向がある。又ビームが存在するとこの等價回路といて單純に回2.1を用いてよいかについても疑臭が残る。Parce いけどームの存在するとこの電界を、ビームの存在しないとこの回路の固有モードで展南し次式を得た。

$$E_{z} = -\frac{1}{\Gamma^{2} - \Gamma_{i}^{2}} \cdot \frac{\Gamma^{2} + R^{2}}{\Gamma_{i}^{2} + R^{2}} \cdot \frac{1}{2(-\Gamma_{i}^{2}) P} E_{z_{1}} \int E_{z_{1}} J_{z} dA$$

$$- \sum_{m=2}^{\infty} \frac{\Gamma_{m}^{3}}{\Gamma^{2} - \Gamma_{m}^{2}} \cdot \frac{\Gamma_{i}^{2} + R^{2}}{\Gamma_{m}^{2} + R^{2}} \cdot \frac{E_{z_{m}}}{2(-\Gamma_{m}^{2}) P_{m}} \int E_{z_{m}} J_{z} dA$$
(310)

Jzはビーム電流密度交流成分である。Pienceの単出 過程には矛盾があるが、以前筆者はこの(2.9)式自体 は成立することを指摘したプス Kino It Pience 及び筆者 の仮定したモデル以外でも二小が成立することを示した(4)

=の(2.9)で「モードのみかビームと強り結合をする と役定し、十2項の級数を1フにまとめ、

$$|\Gamma_i^2| |\Gamma_m^2| \ll R^2 \tag{2.11}$$

を仮定し、 更にじーム断面中で Jz, Ez, が殆んど 変化して いない = x を仮定(細いビー4の仮定) して(2.6) が導ける。

活田
$$I''$$
 ームの仮定の下では K は $K = \frac{E_{ZI}}{2\beta_1^2 P}$ (2.12)

として、ビームの存在しないともの電界(個レビー4の存在すべき位置での)と電力とから計算できる。 QKは(2.6)のア2項を特長がけるもので、 空间電荷界に対 広する。 もし空间電界をのものであるとすると

$$4Q(^3 = (\omega_2/\omega)^2 \qquad (2.3)$$

と(て計算できる。しかし QKには空間電荷界だけでなく, ビームが存在することによる界の乱いの寄与も考慮されねばならないので, (2.12) は近似的なものである。この値が正確に計算されているのは理想ら線(Sheath Helix)のときのみである。(2).(4)

§3. 太いビームのK,QK

ビームの中では、実際向題として電界が変化している。このようなとも前節の(2.6) は成立しないかられたを用いた(2.7) で「を計算できない。しかし太いじームのときでも(2.7) の形は成立するものと考え、等價なで3, QC3 を決めることができればそれに越したことが、い、太いビームのとものK, QK を求める同題はPierce"、Flotcher"、Parzen(3)、Kimo (4)、Tainatein によって考察されているが、ビーム中の電界分布を仮定したり、理想う線のときの計算が与えられているだけで、その仮定が正当であるかどうか、他の回路ではどうなるかについての解答を与えることができたかった。

ビーム電流の交流成分 Jaは直流成分をJoとすると

(2,1)
$$7.5$$

$$J_z = \frac{1 \beta e}{(1 \beta e - \Gamma)^2} \cdot \frac{J_o}{2 V_o} E_z \qquad (3.1)$$

一方ピームの電界は

$$E_{z}(r) = E_{z}(0) I_{o}(n \delta r)$$
 (3.2)

九はじームの等價屈折率であり次式で与ころりる。

$$n^{2} = 1 + \frac{\beta_{e}}{(\frac{1}{2}(\beta_{e} - \Gamma)^{2})^{2}} \frac{J_{e}}{W \xi} \frac{J_{e}}{z V_{o}}$$
 (3.3)

$$\gamma^2 = -\Gamma^2 - \kappa^2 \tag{3.4}$$

從って電界介布を仮定することは(3.2)により かを仮定することになり、それは(3.3)により下を仮定

すること意味する。從ってその仮定が正しいかどうかを見るためには蒸次近似で確かめるより方法がない。ところで遂次近似を適用できるのはParzumと Vainatein の表示によるものであるが、彼等のものであるが、彼等量のなってあるとして事目をである。「ままめる計算目である。」というな素量になる。「まなめるである。」というないでは、QKができる。「なっても成立するような表示式が必要である。Parzumはビーム中の電界を、回路として理想ら線を用いたとき次式で与えている。

$$E_{Z}(\tau) = -\frac{\sigma^{2}}{\partial \omega \varepsilon S(\sigma)} \int_{0}^{\gamma} Z_{o}(\sigma r) I_{o}(\sigma r) P dr J_{z}(r)$$

$$+ \int_{r}^{b} I_{o}(\sigma r) Z_{o}(\sigma r) P dr J_{z}(r)$$
(3.5)

 $S(\gamma) = \frac{1}{K_c^2} \left[\left(\frac{k \omega t^2}{\gamma} \right)^2 I_1 K_1 - I_2 K_2 \right]$ (3.6)

Ko, Io, K, は变形ベッセル函数で変数は 8a, a はら線半径, b は t ーム半径。 尚

$$Z_{o}(3r) = I_{o}(3r) + S(r) K_{o}(3r)$$
 (37)

(3.5) は S(8)を外部回路によって決まる 8 の 4 の 函数とすると、理想 5 線に限らずアドミタンス壁回路、問期構造を持ち損失を含む回路に 丘城張できる。(証明

は附録 A 参照)

今「2か「「2=十分近、と考える。S(1)」「「の函数で" もあるから(8=√-「2-162)

 $S(8) = S(8) + (\Gamma^2 - \Gamma_1^2) \left(\frac{dS(\Gamma^2)}{d\Gamma^2} \right)_{\Gamma = \Gamma_1} + \frac{(\Gamma^2 - \Gamma_1^2)^2 \left(\frac{d^2S(\Gamma^2)}{d\Gamma^4} \right)_{\Gamma = \Gamma_1}}{Z_1 \left(\frac{d\Gamma^4}{d\Gamma^4} \right)_{\Gamma = \Gamma_1}}$ (3.8) は次のように変形できる。

$$S(\delta) = -\frac{S'(\delta_1)}{2\delta_1} (\Gamma^2 - \Gamma_1^2) + \frac{(\Gamma^2 - \Gamma_1^2)^2}{8\delta_1^3} (\delta_1^2)''(\delta_1) - S'(\delta_1))$$

$$S'(\delta_1) = \left(\frac{dS(\delta)}{d\delta}\right)_{\delta=\delta_1} - S''(\delta_1) = \left(\frac{d^2S(\delta)}{d\delta^2}\right)_{\gamma=\delta_1}$$

$$(3.9)$$

 $\mathbb{E}_{\sigma}(\mathcal{X}_{\Gamma}) = \mathbb{I}_{\sigma}(\mathcal{X}_{\Gamma}, \mathcal{Y}) - \frac{\Gamma^{2} - \Gamma_{\Gamma}^{2}}{2 \times 10^{-2}} \cdot \mathcal{Y} \mathbb{I}_{\tau}(\mathcal{X}_{\Gamma}, \mathcal{Y}) + \cdots \qquad (3.10)$

$$(\overline{J}\beta e^{-\Gamma})^{2} = \frac{\delta^{2}\beta e}{\omega \varepsilon} \cdot \frac{J_{o}}{2V_{o}} \cdot \frac{2\delta_{1}}{\int_{o}^{b} |E_{z}|^{2} \gamma_{d} \gamma} \cdot (\Gamma^{2} - \Gamma_{1}^{2}) S'(\delta_{1})}{\int_{o}^{b} |E_{z}|^{2} \gamma_{d} \gamma} \cdot (\Gamma^{2} - \Gamma_{1}^{2}) S'(\delta_{1})}$$

$$- \frac{\delta^{2}\beta e}{\omega \varepsilon} \cdot \frac{J_{o}}{2V_{o}} \cdot \frac{\int_{o}^{b} |E_{z}|^{2} \gamma_{d} \gamma}{\int_{o}^{b} |E_{z}|^{2} \gamma_{d} \gamma}$$

18 L
$$F_{1}(x,y) = K_{0}(\tilde{s},\tilde{t}) \int_{0}^{b} E_{E} I_{0}(\tilde{s},\tilde{t}) F dP + I_{0}(\tilde{s},\tilde{t}') \int_{V}^{b} E_{E} K_{0}(\tilde{s},\tilde{t}') F dP$$

$$F_{2}(x,t) = \int_{0}^{b} E_{E} I_{0}(x_{1}x_{1}) Y dY \int_{0}^{b} E_{E}^{*} I_{0}(x_{1}x_{1}) Y dY$$

$$+ \int_{0}^{b} E_{E} I_{1}(x_{1}x_{1}) Y^{*} dY \int_{0}^{b} E_{E}^{*} I_{0}(x_{1}x_{1}) Y dY$$

(311)の右辺オノ項が(2.7)の右辺オノ項、(311)の右辺ア2,3,4項か(2.7)のオユ項と答しいとすると

$$K = -\frac{\gamma_1}{\beta_1} \frac{\Gamma_+^2 f_c^2}{\Gamma_-^2} \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} \cdot \frac{\gamma_1}{\beta_1} \frac{2}{\epsilon b^2} \cdot \frac{1}{\delta_1 S'} \cdot \frac{\int_0^b E_z I_o(\delta_1 r) Y dr}{\int_0^b \left[E_z I_o(\delta_1 r) Y dr\right]} \frac{\int_0^b E_z I_o(\delta_1 r) Y dr}{\int_0^b \left[E_z I_o(\delta_1 r) Y dr\right]}$$
(3.13)

$$QK = Q_1K - Q_2K - Q_3K$$

$$Q_1K = \frac{\Gamma_1^2 + R^2}{\Gamma^2} \cdot \sqrt{\frac{M}{\epsilon}} \frac{\beta e}{f^2} \frac{1}{2\pi b^2} \cdot \frac{\int_0^b E_z^+ F_1(x_1) Y dY}{\int_0^b |E_z|^2 Y dY}$$
(3.14)

$$Q_{z}K = -\frac{\Gamma^{2}+R^{2}}{\Gamma^{2}}\sqrt{\frac{\mathcal{H}}{\xi}}\frac{\beta_{e}}{R}\cdot\frac{1}{2\pi b^{2}}\cdot\frac{F_{z}(\delta_{i})}{S'(\delta_{i})}\cdot\frac{1}{\int_{0}^{b}\left|E_{z}\right|^{2}YdY}$$
(3.16)

$$Q_{3}k = \frac{\Gamma^{2} + k^{2}}{\Gamma^{2}} \sqrt{\frac{Be}{\xi}} \frac{1}{k^{2}} \frac{\gamma_{1}S'' - S'}{2\pi b^{2}} \cdot \frac{\int_{0}^{b} E_{2}I_{d}(S,Y)YdY}{\int_{0}^{b} E_{2}I_{d}(S,Y)YdY} \int_{0}^{b} \frac{1}{|E_{2}|^{2}YdY} \int_{0}^{b} \frac{1}{|E_{2}|^{2}YdY} \frac{1}{|S''|^{2}} \frac{1}{|S''|$$

(3.16)、(3.17) に (3.13) を代入すると

$$Q_2 = \frac{1}{4} \frac{\beta_1 \beta_2}{\delta_1^2} \cdot \frac{\delta_1 F_2(\delta_1)}{\int_0^b E_2 I_0(\delta_1 r) 1 dr \int_0^b E_Z^* I_0(\delta_1 r) r dr}$$
(3.18)

$$Q_{3} = -\frac{1}{5} \frac{\beta_{i} \beta_{e}}{\delta_{i}^{2}} \frac{{\gamma_{i}}^{2} S'' - \overline{\gamma_{i}} S'}{\overline{\gamma_{i}} S'}$$
(3.19)

(210) の両辺にEを乗じビーム断面中で積分して、上と同称の手順を踏大と

$$K = K_o \frac{2}{b^2} \frac{\int_0^b E_2 I_o(\delta_1 r) 1 dr \int_0^b E_2^* I_o(\delta_1 r) V dr}{\int_0^b 1 E_2 I^2 Y dr}$$
(3.20)

伯 (
$$K_0 = \frac{|E_2(0)|^2}{2(-\Gamma_1^2)P}$$
 (3.21)

(3.20) と (3.13) とから

$$-\mathcal{V}_1 S'(\mathbf{V}_1) = \frac{\Gamma^2 + \mathbf{R}^2}{\Gamma^2} \cdot \frac{\mathcal{V}_1^2}{\Gamma^2 \cdot \mathbf{R}} \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} \frac{1}{\pi \, \mathbf{K}_0}$$
 (3.22)

5(8) を直接 求めなくても(3,22)から 5(8). 5"(8) を求める = とかできる。

上記の表示式は回路が周期構造を持ち損失を含むてきにも成立する一般的なものである。又回転対称系に限らず他の系にも容易に拡張できることは明るかである。

中空ビームのときむちじームが $b_1 \le l \le b_2$ を満たし $b_1 - b_2 \to 0$ のとき $E_Z(b) = E_Z(0) E_Z(x)$ であるから上の表示式は

$$K = K_{0} I_{0}^{2}(B)$$

$$Q_{1}K = \frac{\Gamma^{2} + K^{2}}{\Gamma^{2}} \sqrt{\frac{B}{E}} \frac{B}{K} \frac{1}{4L} K_{0}(B) I_{0}(B)$$

$$Q_{2}K = -\frac{\Gamma^{2} + K^{2}}{\Gamma^{2}} \sqrt{\frac{B}{E}} \frac{B}{K} \frac{1}{2L} \frac{B I_{0}(B) I_{1}(B)}{\chi_{1} \zeta'(\chi_{1})}$$

$$Q_{3}K = \frac{\Gamma^{2} + K^{2}}{\Gamma^{2}} \sqrt{\frac{B}{E}} \frac{B}{K} \frac{1}{4L} \frac{\chi_{1}^{2} \zeta'' - \chi_{1} \zeta'}{2 \zeta_{1} \zeta'^{2}} I_{0}(B)$$

$$Q_{3}K = \frac{\Gamma^{2} + K^{2}}{\Gamma^{2}} \sqrt{\frac{B}{E}} \frac{B}{K} \frac{1}{4L} \frac{\chi_{1}^{2} \zeta'' - \chi_{1} \zeta'}{2 \zeta_{1} \zeta'^{2}} I_{0}(B)$$

$$Q_{4}K = Q_{1}K - Q_{2}K - Q_{3}K$$

$$(3.27)$$

Y な 3。

理想ら線中空ビームのとき、(3.23).~(3.27)から求めたK, QKは King(4)が大めたものと一致する。

§ 4 K, QKの一般的性質 § 4.1 回路が無損失のとき

このときがは実である。更に11°1%を(Slow wwweの條件)を仮定すると、K;QKは巨が複素量でも実で正である。

{4.2 Kの規格化

Kセピームが存在しないときの諸量のみで決まる Fで規格化する、Parceによると下け

$$\overline{K} = K_0 \frac{\int_b^b I_o^2(\delta_i b) \gamma d\gamma}{b^2/2}$$
(4.1)

このRを用いると

$$K/K = \frac{\int_{0}^{b} E_{z} I_{o}(\delta_{i}t) \cdot dY \int_{0}^{b} E_{z}^{*} I_{o}(\delta_{i}r) \cdot rdY}{\int_{0}^{b} (E_{z}l^{2}rdY) \int_{0}^{b} I_{o}^{2}(\delta_{i}r) \cdot rdY}$$

$$(4.2)$$

もし Ic(sir). Ez(r) が実函数即す T,nom実では虚のときは Schwartzの定理により

$$K/\overline{K} \leq 1 \tag{4.3}$$

が成立する。 等号が成立するのは ビーム 断面にで Ez(Y), Io(δ,Y)= -定 (4.4.)

$$E_2(\gamma) \propto T_0(\gamma,\gamma)$$
 (4.5

が成立するときに限られる。(4.4)の仮定は細いビームの仮定である。(4.5)はじームが存在するときの電界分布が、存在しないときの分布に等しいことを意味し(3.2)を用いると N=71/1=1 (46)

= れけ Parzen(3) の 仮定である。 Futilin は n=0 即ちじーム中で電界が変化しない= とも及定した。 從って、彼の K は K よりも学に小さい= とか一般的に言こる。

84.3 Q1K, Q2K, Q2K

(327) 1= 1 / QK = QK - Q2K - Q3K 7" 5 3.

QKは回路の構造を表すら(な)を含まずじーム半程がとれるのみの函数である。一方外部を除いたとこの空間電荷界は(3.5)でら(8)を除いた項で表され、QKはそれに対応する。 従ってQKは自由空向中の空間電荷界に対応し、回路の影響はれるの形で間接的に入る。

Q2KのQも上のQ1Kと同じくビーム半径をb. 708 のみに関係し回路の影響はKの形でまとまって入り その直接の構造に無関係である。

、Q3KのQ3は回路の量のみで与えられる。 周期構造 を持つ回路においては、 周期が波長に比がて十分小 さいときの値と殆んピー致する。

Q1Kが本来の空面電荷に対応しQ2K,Q3Kはじームが存在するための界の乱れによる寄午である。回路の構造はQ3にのみ直接関係し他にはKの形で入るため、非常に見通しのよい、しかも実用的方表示式である。

54.4 ビーム·パーゼアンスと進行波管の動作

進行波管の動作卓はC,QC,bで決まるが最適動作 卓のbはC,QCによって決まる。從って進行波管で はC,QCが動作を決定する。多3の結果からITP、IITP >> R²のとき

$$K\frac{k}{7}$$
, $QK\frac{k}{Be}$ (4.7)

は η と η と η の 子 の 丞 較 で ある。 一方 $C^3 = \frac{I_0}{4 \overline{I_0}} K$ で ある から

$$C^{3} = \frac{I_{o}}{4V_{o}} k \frac{R}{\delta_{1}} \frac{\tilde{A}_{1}}{\beta_{1}} \frac{\tilde{B}_{1}}{\beta_{1}} \frac{\tilde{B}_{e}}{\beta_{1}} = \frac{I_{c}}{4V_{o}} k \frac{R}{\delta_{1}} (1+bc) \frac{C}{U_{o}}$$

= 126,4×
$$\beta$$
 ($\frac{k}{8}$)(1+bc) (4.8

组($P = I_o/V_o^{3/2}$

同称にして

$$QC^3 = 126.4 \times P(QK\frac{R}{Ge})$$
 (4.1)

二れからる、Johd、Qd I= Pの形で入ることが一般的に証明できた。

\$ 5. れるが実又は虚のときの K/R, Q,K,Q,
このとき Io*(n > r) = Io(n > r) であり・E₂ = E₂(o) ×
Io(n > r) であるから(4.21) (3.15) の積分が遂行できて

$$\frac{K}{K} = \left(\frac{2H_2}{B(N^2-1)}\right)^2 \frac{1}{\left[I_o^2(B) - I_1^2(B)\right]\left[I_o^2(NB) - I_1^2(NB)\right]}$$
(5.1)

$$Q_{1}K\frac{f_{R}}{f_{R}} = \frac{60}{g^{2}(N^{2}-1)} \left(-1 - \frac{ZH_{1}H_{2}}{N^{2}-1} \cdot \frac{1}{I_{0}^{2}(B) - I_{1}^{2}(NB)}\right)$$
 (5.2)

$$Q_{2} = \frac{\beta e}{\beta i} \cdot \frac{1}{N^{2}-1} \left[1 - \frac{\beta (N^{2}-1)}{2} \cdot \frac{H_{3}}{H_{2}} \right]$$

$$\beta = \lambda_{i} b \cdot N = n \delta / \delta_{i}$$

$$H_{1} = N I_{i} (NB) K_{o} (B) + I_{D} (NB) K_{i} (B)$$

$$-H_{2} = N I_{i} (NB) I_{o} (B) - I_{o} (NB) I_{i} (B)$$

$$H_{3} = N I_{i} (NB) I_{i} (B) - I_{o} (NB) I_{o} (B)$$

(5.2) は Vainetin か 理想ら線のとき導いた QK & と, Be とり、の差で一致する.

次に(51)~(53)で特別な値を代入したとさを示す。

(VB >1. B>1 0 7 5

$$K/R = \frac{4N}{(N+1)^2}, \quad Q_1K\frac{R}{\beta e} = \frac{60}{B^2} \frac{1}{N+1},$$

$$Q_2 = \frac{\beta e}{\beta_1} \frac{B}{2}$$
(5.5)

上の才2式 χ (2.13) χ を比較する χ χ χ χ χ χ に対応する。

$$N=0 \quad \text{or} \quad \xi$$

$$K/\overline{K} = \frac{4}{B^2} \cdot \frac{I_1^2(B)}{I_0^2(B) - I_1^2(B)}$$

$$Q_1 K \frac{R}{Q_2} = \frac{6C}{B^2} \cdot \left[1 + 2 I_1(B) K_1(B) \right]$$

$$Q_2 \frac{Q_1}{Q_2} = -1 + \frac{B}{2} \frac{I_0(B)}{I_1(B)}$$

$$(5.6)$$

$$N=1 \circ 2 \frac{1}{2}$$

$$K / \overline{K} = 1$$

$$Q_{1} K \frac{R}{\beta \epsilon} = \frac{30}{B^{2}} \left(B_{1}^{2} (B) K_{0}(B) + I_{1}(B) K_{1}(B) \right)$$

$$Q_{2} \frac{\beta_{1}}{\beta \epsilon} = \frac{1}{2} \frac{I_{1}^{2}(\beta)}{I_{0}^{2}(\beta) - I_{1}^{2}(\beta)}$$

$$- \frac{I_{1}^{2}(\beta)}{I_{0}^{2}(\beta) - I_{1}^{2}(\beta)} \right]$$

$$(5.7)$$

$$N=\frac{1}{2}N_2$$
 ozt

$$\frac{K}{R} = \frac{4}{B^{2}(N_{2}^{2}I)^{2}} \cdot \frac{H_{22}}{\left[I_{c}^{2}(B) - I_{1}^{2}(B)\right] \left[J_{o}^{2}(N_{2}B) + J_{1}^{2}(N_{2}B)\right]}$$

$$Q_{1} \left[\left(\frac{R}{\beta_{e}}\right) - \frac{6C}{B^{2}(1+N_{2}^{2})} \left[1 + \frac{1}{1+N_{2}^{2}} \cdot \frac{2H_{22}H_{12}}{J_{o}^{2}(N_{2}B) - J_{1}^{2}(N_{2}B)}\right]$$

$$Q_{2} \frac{\beta_{1}}{\beta_{e}} = \frac{1}{1+N_{2}^{2}} \left[-1 + \frac{B(1+N_{2}^{2})}{2} \cdot \frac{H_{32}}{H_{22}}\right]$$

$$H_{12} = -N_{2} J_{1} (N_{2}B)K_{o}(B) + J_{e}(N_{2}B)K_{1}(B)$$

$$H_{22} = -N_{2} J_{1}(N_{2}B)J_{o}(B) - J_{o}(N_{2}B)I_{1}(B)$$

$$H_{32} = -N_{2} J_{1}(N_{2}B) I_{1}(B) - J_{1}(N_{2}B)I_{0}(B)$$

$$(5.9)$$

96 [NB], |B| ≤2 のときの K/R, Q, Q, Q, Q, M, Q, M, Q, Q, M, Q, M, Q, Q, M, Q, M,

$$K/\bar{K} = 1 - \frac{1}{12} \left(\frac{B}{2} \right)^{\frac{1}{2}} \left\{ (1 - \xi)^{2} + \zeta^{2} \right\} + \frac{1}{24} \left(\frac{B}{2} \right)^{\frac{1}{2}} (1 + \xi) + (1 - \xi)^{2} + \zeta^{2} \right\}$$

$$Q_{1}K \frac{k}{6e} = -30 \left(\frac{B}{2} + 0.5772 \right) \left[1 + \left(\frac{B}{2} \right)^{\frac{1}{2}} + \frac{1}{12} \left(\frac{B}{2} \right)^{\frac{1}{2}} \left(6 - (1 - \xi)^{2} - 5^{2} \right) + \frac{1}{72} \left(\frac{B}{2} \right)^{\frac{1}{2}} \left(10 - \frac{3}{2} (1 - \xi)^{3} - \frac{3}{2} (1 - \xi) \xi^{2} \right) \right]$$

$$+ 7.5 \left[1 + \frac{1}{3} \left(\frac{B}{2} \right)^{\frac{1}{2}} (10 - \xi) + \frac{1}{24} \left(\frac{B}{2} \right)^{\frac{1}{2}} \left(47 + 6\xi + \xi^{2} - 3\xi^{2} \right) + \frac{1}{360} \left(\frac{B}{2} \right)^{\frac{1}{2}} \left(20c - \frac{2}{3} + 177\xi - 132\xi^{2} - 86\xi^{2} + 9\xi^{3} + 4\xi\xi^{2} \right)$$

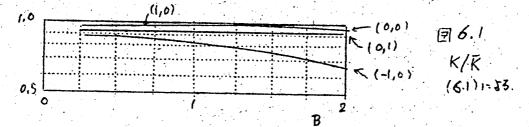
$$(6.1)$$

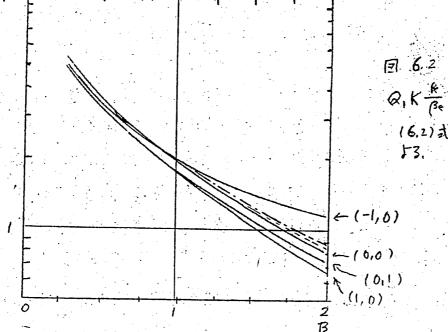
$$Q_{2} \frac{\beta_{1}}{\beta_{e}} = \frac{1}{2} \left(\frac{\beta^{2}}{2} \right) \left[1 - \frac{1}{6} \left(\frac{\beta^{2}}{2} \right) (1 - \xi) + \frac{1}{24} \left(\frac{\beta^{2}}{2} \right) \left(1 - 2\xi - \xi^{2} + \zeta^{2} \right) + \frac{1}{360} \left(\frac{\beta}{2} \right) \left(-4 + 12\xi + 3\xi^{2} + 4\xi^{3} - 3\xi^{2} - 12\xi\xi^{2} \right) \right]$$

$$= \frac{1}{360} \left(\frac{\beta^{2}}{2} \right) \left(-4 + 12\xi + 3\xi^{2} + 4\xi^{3} - 3\xi^{2} - 12\xi\xi^{2} \right)$$

$$= \frac{1}{360} \left(\frac{\beta^{2}}{2} \right) \left(-4 + 12\xi + 3\xi^{2} + 4\xi^{3} - 3\xi^{2} - 12\xi\xi^{2} \right)$$

但L
$$\xi = \Re N^2$$
, $\zeta = \Im N^2$ $N = n \gamma/\gamma$, (6.4)

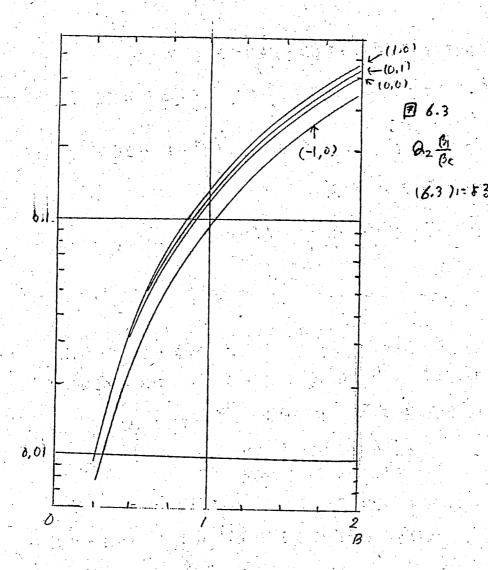




(,) 的前的数字は多量、後は5星电影味る。

図・6.2の 電筒線はQK $\frac{4}{30} = \frac{60}{8^2} \left(\frac{\omega_8}{\omega_p}\right)^2$ で自由空間中の ω_8/ω_p を用いた 1直

吳線は多4による(0,0)の正確な値



多7. ビームの等價屈折率

ビームの筆價盈析率は(3.3)で与シュラ中でいる。=中に 「= iβe(1+icδ) C³= 126.4×β(素k)(1+bc)

$$E H \times 3 = 1 + M \cdot \frac{(1+bc)^{4/3}}{8^2}$$

$$M = 12 \cdot \frac{P^{N_3}}{B^2} \cdot \frac{1}{(K \cdot \frac{K}{K_1})^{2/3}} \quad P = P_N \times 10^{-6}$$
(16)

8に関する近似式 (酢鞣B)を代入すると

$$\xi \approx 1 + \frac{1}{2}M > 0$$
, $\xi \approx \frac{3}{2}M$ (C41.40C41) (7.2)

$$\xi \approx 1 - \frac{M}{400}$$
, $\xi \approx 0$ (C«1, 400 ≈ 1) (7.3)

(7.3)は(7.1)を代入すると

$$\frac{3}{3} \approx 1 - \frac{60}{B^{2}(a \times \frac{R}{\beta_{e}})}$$
 $5 \approx 0$ (7.4)

54. K/K の電臭

28が実又は虚のとき(43)により K/R ≤1 である。 28が実のとき K/R は電にならない。 れるが虚のときには電実が存在する。 はめにより 電卓 は

$$\frac{B I_1(B)}{I_0(B)} + \frac{N_2 B J_1(N_2 B)}{J_0(N_2 B)} = 0$$
 (8.1)

の根として与之うずる。

 $B\ll 1$ のとき(8.1) の根は $J_1(N_2B)=0$ 智力 $N_2B=3.8;$ --- $B \gg 1$ のときは $J_2(N_2B)=0$ 智力 $N_2B=2.4;$ --- で与之ら れる。

れるが虚のときは噌大波が存在しない。ことは(穴1)から明らかである。 K=0も増大波が存在しない。ことを意味するが、このときには更にビームと回路との結合が零であることを意味する。 (名1) (ニよってビーム

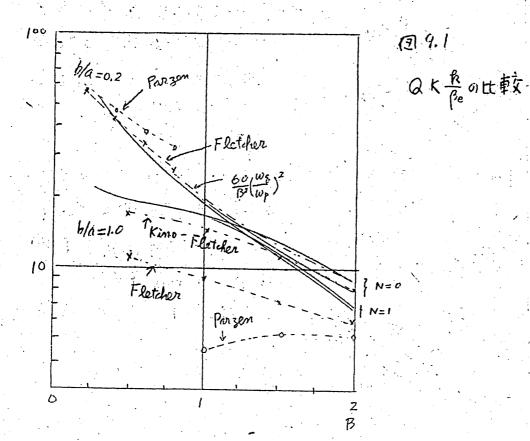
別端の半径方向のアドミタシスが、 一4のないできの値と同じであることが証明できる。

多9、理想5線への応用

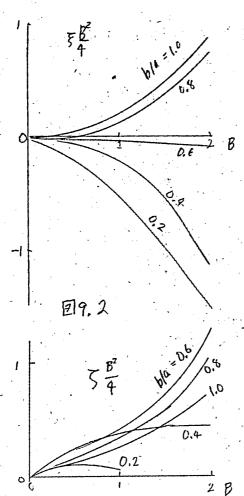
従来の理論では外部回路としては理想を終をとり、N=0,1を仮定している。比較の意味で N=0,1としたときをもか考える。

K = 閉しては Rienceの K × Pangen の K × は - 致す がきものであり、事実よく一致する。 N=o × よい た値も Fletcher の値×よく一致すべであり又一致する。

OKない関して比較したのが下の回引である。

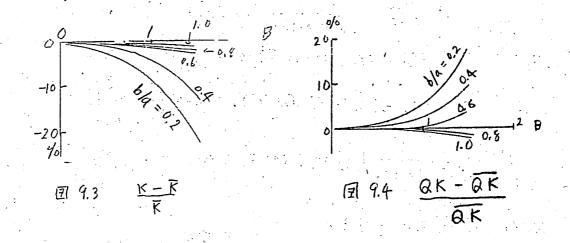


b/a=0.2 の Y=t は Q_2K , Q_3K の 寄午 は小な Y=0.2 の Y=0.2 の



国 9.2 は N=1 と 仮定して 求めた K, QK を 用いてじ 一ムの 等價 屈 析 率 を 計 算 した 結果である。 但し PM = 1. (右 利得 最 大條件 を 仮定している。

国9.3,94 は 図9.2のまち を多6 の近似式 に代入し て始めの値との差を百分 比で示した。 b/a 20.620.8 で N=1 がよい近似になる ことが打る。



結言

一般的で且っ実用的な K, Qk の計算方法を示し 又、その一般的性質を明うかにできた。

$$I_z^a = \frac{1}{S(\delta)K_0(\delta a)} I_z I_0(\delta P) \qquad (A-1)$$

とかける。Y=f=Iz , Y=a = Ig があるときの電界け

$$E_{z} = -\frac{\delta^{2}}{2\pi j \omega \varepsilon} \left[K_{o}(\delta P) I_{o}(\delta V) I_{z} + K_{c}(\delta a) I_{c}(\delta V) I_{z}^{c} \right]$$

$$r(P < q)$$

$$E_{z} = -\frac{\gamma^{2}}{2\pi j \omega \varepsilon} \left[I_{o}(\delta P) K_{o}(\delta V) I_{z} + K_{o}(\delta a) I_{c}(\delta V) I_{z}^{c} \right]$$

$$P(P < q)$$

(A-2)1=(A-1) を行かすると

$$E_{z} = -\frac{g^{2} I_{z}}{1 \omega \ell 2\pi S(\delta)} \begin{cases} I_{o}(\delta r) Z_{o}(\delta r) & r < r \\ I_{o}(\delta r) Z_{o}(\delta r) & r < r \end{cases}$$

$$(A-3)$$

(A-3)を合成すれば本文(3.5) になる、

附錄 B 8の並似式

[CK1,4QCK1 0x =]

(2,7)に(2.9)を代入し両辺を2+((i8+b-id)で割りで, 4QC, b, d を1次微小量と見て3次以上を無視すると $(18)^3 + (18)^2[-(b-1d)-80c^2-\frac{6^2}{4}]+18(-40c+\frac{3}{2}C)$ $+1+\frac{C}{2}(b-\hat{1}a)+4QC(b-\hat{1}a)=0$ (B-1)

- ニルニ す8=のW+jA を代入すると3次方程式 の正準形 $w^3 - 3pw + 2 = 0$ が得られる。 $|P| \ll 1$ のとき $\omega(-2^{1/3}) + \omega^2(-\frac{P}{2^{1/3}})$ $\omega^2(-2^{1/3}) + \omega(-\frac{P}{2^{1/3}})$ $\omega^2(-2^{1/3}) + \omega(-\frac{P}{2^{1/3}})$ · で増大波 Si= x,+14, 上対応する根は

$$\mathcal{I}_{1} = \frac{\sqrt{3}}{2} \left[1 + \frac{C}{2} - \frac{1}{3} + QC - \frac{1}{7} (b^{2} - d^{2}) + \frac{1}{3} bC + \frac{2}{9} + QC \cdot b \right]$$

$$- \frac{d}{3} \left(1 + \frac{C}{2} + \frac{b}{3} + \frac{4QC}{3} - \frac{d}{2\sqrt{3}} \right]$$

$$V_{1} = \frac{1}{2} \left[1 - \frac{C}{2} + \frac{1}{3} + QC \left(1 + \frac{2}{3} b \right) + \frac{b}{3} \left(C + \frac{b}{3} \right) + \frac{2}{3} b \right]$$

$$+ \frac{4}{3} QC^{2} - \frac{C^{2}}{6} \right] + \frac{\sqrt{3}}{2} d \left[2b + \frac{C}{3} + \frac{2}{9} + QC - \frac{d}{3\sqrt{3}} \right]$$

[C<1, 4QC >1 0 63]

B-2 を導いたのと同称に導くこともできるか、 Dunn等(10) による解も記す。

$$X = (1+bC) \frac{D}{C} k' - d(1-Dk'')$$

$$Y = -b - (1+bC) \frac{D}{C} k'' - dDk'$$
(B-3)

18 1.
$$f_1 = f_1 + i f_1'' = -i f_1 - i f_2 + i f_3 + i f_4 - i f_3$$

$$- f_2 = \sqrt{4 \cdot QC^3} \qquad D^2 = \frac{i \cdot Ge}{i \cdot G_1} \frac{C^3}{f_1 \cdot G_2}$$
(5.4)

is= is(1-4)(1+205) , 「= 18(1-10g), T= is(1+inh))

回路が無損失のとき(g=0),利得最大は f=0 で5 2 5 4 3。

昭和36年9月30日 輻射科学研究会資料

結合ストリツブ線(垂直形)を用いた 2GC帯同軸形ハイブリッド

尾 形 むつを

(三菱電機株式会社 無線機製作所)

この種結合器の設計手限は既に明らかにされているが、ストリップ線の厚さを 考慮に入れると計算が複雑になるので実用的なチャートを作成して設計を容易 ならしめた。製品は1.7~2.7GCの帯域にてVSWR1.1以下、結合度8± 0.5dB,減結合量30dB以上の良好な特性を得た。

1、主之が台

同軸ハイブリッドとしてはスロッテッドブリックや同軸マタックで等のパラン形、ラットレース回路やハイブリッドリング(1/4波長結合)等のリング形、および方向性結合器形(結合度をdB)が考えられ実用に供されている。パラン形はテレビ送信機等に広く使用されているが構造が比較的複雑で不平衡端子の帯域が決い、またリング形は減結合量を充分にとることが困難であり原理的に大形となる欠点がある。これらに比して方向性結合器形は構造が簡単である割に性能がよく原理的に小形に作ることができるから、電力容量が問題にならない回路には利用度が大きい。さらにこれを結合ストリップ線で構成すれば工作、調整とも容易になり、他の形にくらべて格段に小形軽量となる。

2、設計法

2.1 結合方法

2組のTBU伝送線路をある区間互比平行に近接させると逆方向に結合する方向性結合器 (Contra-Directional Coupler)を構成することができる。すなわち図1において入力電子を1とすると結合出力は端子4に表われその量は式1で表わされる。また端子3の出力は式2で表わされる。また端子3の出力は式2で表わされる。とこにθは結合線路段、量は結合系数を表わす。(1)

線路としてストリップ線(三導体)を用いる場合をの結合方法としては図2に示すようにる種考えられ、それぞれ平面形(Copianar-Coupled)、水平形(Broadsids-Coupled Parallel)、整直形(Broadside-Coupled Parallel)、整直形(Broadside-Coupled Parallel)と名付ける。② 従来平面形を用いた方向性結合器が数多く発表されているが結合を設定するためにはストリップ線相互の関隔が非常に小さくなり、ハイブリッドに用い

るにはBroad #1de 結合とせざるを得ない。Broad #1de 結合の場合水平形、整直形とも既に実験例が発表されている(1)が周波数が1 GC 以上の場合には同軸線路とのトランシンゴン、ストリップ線の支持方法等の理由から筆直形の方が有利と思われる。

8.2 特性インピーケンス

ストリップ線の厚きをかせ口の場合の豊直形結合ストリップ線の特性インピーダンスは式ア〜タで与えられる。今 ことで Zoo, Zoo はぞれぞれらvon-mode, odd-mode の場合の1本のストリップ線の特性インピーグンスである(式る〜6 および図る参照)。なおこれらの式は w/wが1より大きい場合は w/b、 s/b のすべての値に対し充分に正確であり、また s/b が1に比して小ならば w/。 が1より永さい場合にもなが相当に正確である。

さて上記式で、9から Zoe , Boo が胚知ならば他の変数 b/s. W/bを 求めるととができるが、それはいわゆるマイクロストリップのようにき わめて薄いストリップ線を用いる場合以外には適用することができない。 誘脳体を用いない三導体機路では相当の厚さをもつのが普通であるから 厚さによる補正式 10~14(4)をも満足させねばならない。ここに Coé、 Goo はそれぞれのモードに対応した単位長あたりの等価静電容量で、また△C2は厚みをもつ場合の補正容量である。式で、9 および 10~ 14 を同時に成立させてその解を求めることは相当に複雑であり、またそれほど厳密な数値を要求する必要もない。そこで式をおよび式 3 について よ 2 をパラメークにしてチャートを作成しておくと容易にその解を求めることができる。

2.8 設計手順

- (1) 与えられた結合度から結合系数量を求める。 なお式」により使用帯域内での結合機構差を予測しておく必要がある。 量と既定の伝送線路インピーダンス 20 から厚さを一〇の場合の eveno'dd-nodeインピーダンス 20c ・ 20c を求める。

(8) Ceo(()) () からこれに対応する too を求める。 大10 Eeo に対応する too を求める。 云 4

Dock対応するパラメータは2を求める。

式 7

- (d) 手順8で求めた」2 が手順8で求めた値と一致したときはじめてその点 に対応する 28、 2/b、 2/b が求める鑑となる。

上記手順は煩雑に見えるが実際にはチャートから内押法で求めるので その算出ないし操作はきわめて容易である。なおも一つの場合をチャ ートから求める方法は上記の手順からおのずから明らかであろう。

2.4 トランシション

四軸線路とのトランジションは種々の方法が可能であるが垂直形結合ストリップ線を用いる場合には、不連続部の反射を比較的小さくをきるとと、非結合部分の特性インピーダンスが明確であること。および結合ストリップ線を機械的に充分な程度に保持できる等の理由から次節に説明するような円形中心導体を用いるのが最も有利である。なお、との線路の特性インピーダンスは式16日でよめるととができる。(図5参照)

8、 B G C 帯風輸形ハイブリンド

3,1 構造、寸法

周波数帯域を1.7~2.70C 帯に大らび図るに示す構造の同軸スイプリンドを製作した。始合部分は上述のような重直を結合ストリップ線を用いる。中心周波数 2.20C での総合度を 3.0cm を 3.2cm からと 2.2cm からし 2.5cm とし簡単のために 1/2 = 1 とすると、12 m の 1.4。 80 m 1.2cm 8.5 cm 1.2cm 8.5 cm 1.2cm 8.5 cm 1.3cm 8.5 cm 8.5

Eデニュとし、寸法の単位は mmとする。非額合部分は式 15 よず40=6.8 となりはマッと等しくなるから単純なデーバーで組合部分に接続すると と単できる。円形中当準体は他端を誘幅体で無持され同時に自形接接座 に変換される。これらの変換部分を充分に準固に作っておけば額合部間 個は誘電体等を用いることなく充分正確に保持できる。

3.2 特

特性の一例を超りと示す。図るは整合館、図りは整合板の特性で、整合化より箱合度は増んと変らないが、▼# 世界と減額合量は著しく改善されている。なお整合は図5に示すように上下に貫通したポストにより行なった。図に示すように1、7~2、760の使用者域にて▼8 世日1、1 以下、結合度3 ± 0.5 d8、減結合量364 g 以上の特性を満足し、1.9~2、600 の普減では結合度3 ± 0.25 d g、減能合量46 d g 以上という良好は結果を得た。

4. 2 7 0

以上結合ストリップ級を用いた局輪ハイブリッドの実用的設計法とつを設 関し、今回製作したるGC帯局軸ハイブリッドの構造、特性につき述べた。 この形のハイブリッドは巡力容量が小さくまた減額合量があまりとれないの が欠点とされていたが、ことに述べた温度の減額合量が得られれば各種の用 途に充分に満足できるもので、小形磁量という大きな特長とあいまつて今後 広く各方面に使用されるであろう。

なお、本文には無直形結合ストリソプ級についてのる記したが、水平形とついては勿論、平面形についてもは、同様の考察を行なうことによりテヤートによる設計が可能であるが設計公式(号(4)(号を付録に記載するに止めた。 終りに本用発にあたり御指導頂いた脳気撃に厚く感謝する。 J.K. Shimizu ; Strip-Line 3^{db} Directional Couplers; IRE WESCON 1957/pt. 1, pp4-15

き、板油、関脳上、水下:XY形板板図路刷アナログビよる各種のストリンプ 機器の骨性 インビーグンス関連

福朝養料 昭36-2-11

- Coupled Strip Transmission Lines; IRE Trans...
 MTT-8-No.6 (1960) pp663-637
- 4. S.B. Cohn Thickness Corrections for Capacitive Obstacles and Strip Conductors; IRE Trans., MTT-8

 No.6 (1960) pp638-644
- 5. S.B. Cohn : Problems in Strip Transmission Lines; IRE
 Trans., MTT-3 No. 2 (1955) pp119~124
- Shielded Coupled-Strip Transmission Line;
 IRE Trans., MTT-3 No.5 (1955) pp29-38

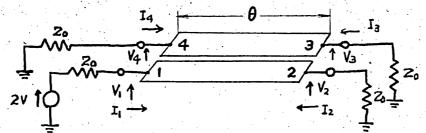


図1 Contra-Directional Coupler

$$\frac{V_4}{V_1} = \frac{j \, k \sin \theta}{\sqrt{1 - k^2 \cos \theta + j \sin \theta}}$$

$$\frac{V_2}{V_1} = \frac{\sqrt{1 - k^2}}{\sqrt{1 - k^2} \cos \theta + j \sin \theta}$$

図2 ストリップ線の結合方法

$$Z_{0} = \sqrt{Z_{0e} Z_{00}}$$

$$Z_{0e} = \sqrt{\frac{1+k}{1-k}}$$

$$Z_{0e} = \sqrt{\frac{1+k}{1-k}}$$

$$Z_{0e} = \sqrt{\frac{1-k}{1+k}}$$

$$Z_{0o} = \sqrt{\frac{1-k}{1+k}}$$

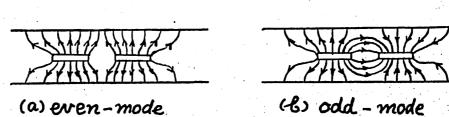
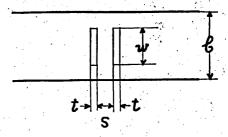


図3 結合ストリップ。線の應界分布

垂直形

Broadside Coupled, Perpendicular



$$Z_{0e} = \frac{188.3}{\sqrt{\varepsilon_r}} \frac{K(k)}{K(k')}$$

$$Z_{00} = \frac{296.1/\sqrt{\varepsilon_r}}{\frac{6}{5}\cos^{-1}k + \log_e \frac{1}{b}}$$

$$\frac{w}{\mathcal{E}} = \frac{2}{\pi} \left[\tan \left\{ \frac{k'}{k} \frac{1 - \frac{k}{k'} \frac{S}{\mathcal{E}}}{1 + \frac{k'}{k} \frac{S}{\mathcal{E}}} \right\} - \frac{S}{\mathcal{E}} \tanh^{-1} \left\{ \sqrt{\frac{1 - \frac{k}{k'} \frac{S}{\mathcal{E}}}{1 + \frac{k'}{k} \frac{S}{\mathcal{E}}}} \right\} \right]$$

式 9

$$k'=\sqrt{1-k^2}$$

K(k), K(k'): 才1 稚完全楕円積分

$$Z_{oe} = \frac{\sqrt{\mu \, \varepsilon}}{C_{oe}}$$

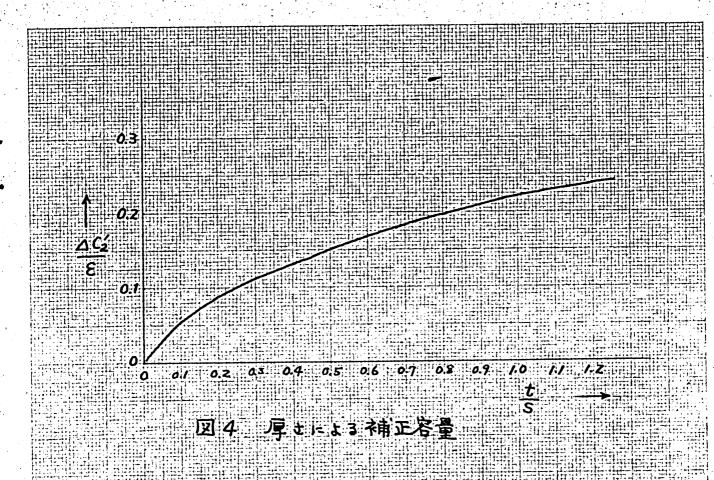
$$Z_{00} = \frac{\sqrt{\mu \varepsilon}}{C_{00}'}$$

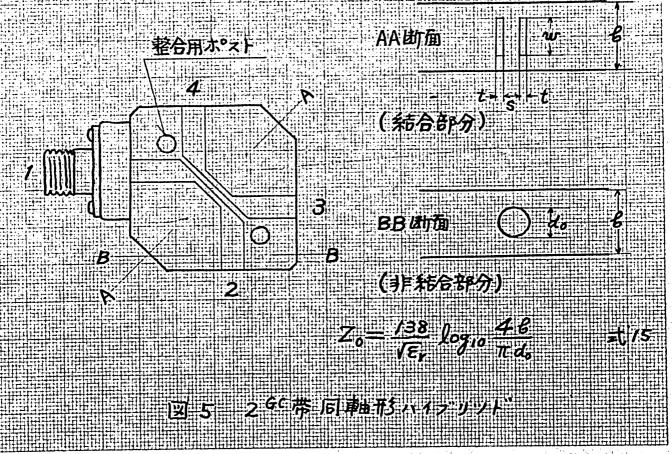
$$C_{0e}\left(\frac{w}{\epsilon},\frac{s}{\epsilon},\frac{t}{s}\right) = C_{0e}\left(\frac{w}{\epsilon},\frac{s'}{\epsilon},0\right)$$

$$S'=S+2t$$

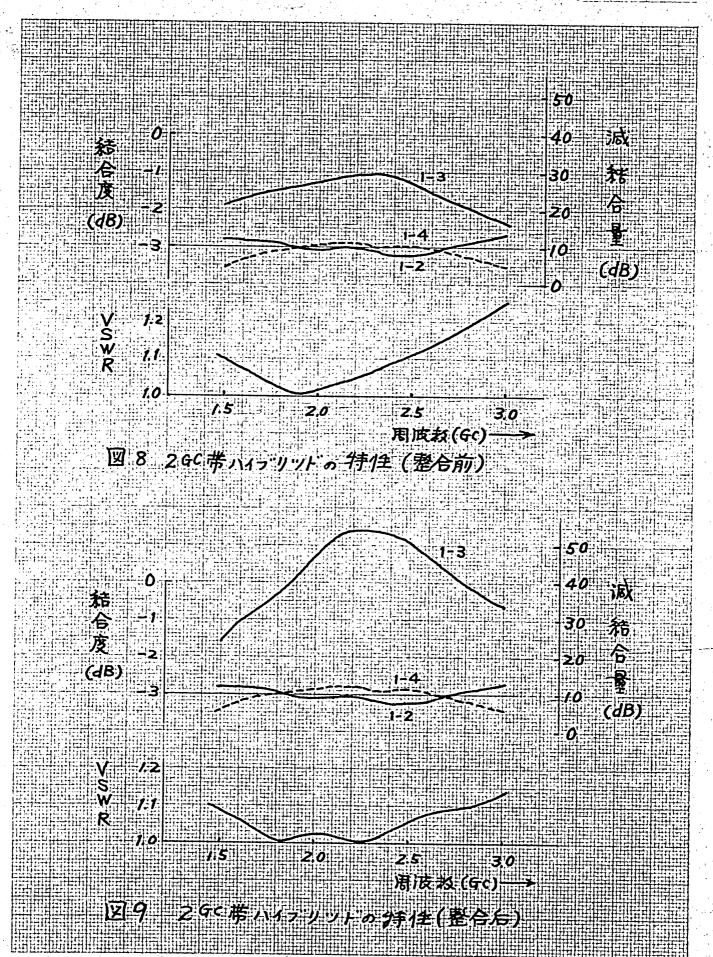
$$C_{00}\left(\frac{w}{e},\frac{s}{e},\frac{t}{s}\right) = C_{00}\left(\frac{w}{e},\frac{s}{e},0\right) + 4\Delta C_{2}\left(\frac{t}{s}\right) \vec{x}$$
 13

$$\Delta C_2'\left(\frac{t}{s}\right) = \frac{\varepsilon}{2\pi} \left\{ \left(1 + \frac{t}{s}\right) \log_e\left(1 + \frac{t}{s}\right) - \frac{t}{s} \log_e\frac{t}{s} \right\} \quad \vec{x} \cdot 14$$



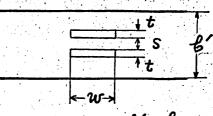


三菱電機株式会社



水平形

Broadside Coupled, Parallel



$$Z_{0e} = \frac{188.3}{\sqrt{E_{\nu}}} \frac{K(k)}{K(k)}$$

$$Z_{00} = \frac{296.1}{\sqrt{\varepsilon_r} \frac{g}{s} \tanh^{-1} k}$$

$$\frac{w}{-g} = \frac{2}{\pi} \left[\tanh^{-1} \sqrt{\frac{k \frac{g}{s} - 1}{\frac{l}{k} \frac{g}{s} - 1}} - \frac{s}{g} \tanh^{-1} \left\{ \sqrt{\frac{k \frac{g}{s} - 1}{\frac{l}{k} \frac{g}{s} - 1}} \right\} \right]$$

k: パラメータ

$$k' = \sqrt{1 - k^2}$$

K(k), K(k'): 为1 種完全楕円積分

$$Z_{0e} = \frac{\sqrt{\mu \, \varepsilon}}{C_{1}}$$

$$Z_{00} = \frac{\sqrt{\mu \varepsilon}}{C_{00}}$$

$$C_{oe}'\left(\frac{w}{\ell'},\frac{s}{\ell'},\frac{t}{s}\right) = C_{oe}'\left(\frac{w}{\ell'},\frac{s'}{\ell'},0\right)$$

$$S'=S+2t$$

$$C_{00}\left(\frac{w}{\ell'},\frac{s}{\ell'},\frac{t}{s}\right) = C_{00}\left(\frac{w}{\ell},\frac{s}{\ell'},o\right) + 4\Delta C_{2}\left(\frac{t}{s}\right)$$
 $\Rightarrow t \ge 2$

$$\Delta C_2'\left(\frac{t}{s}\right) = \frac{\varepsilon}{2\pi} \left\{ \left(1 + \frac{t}{s}\right) \log_e\left(1 + \frac{t}{s}\right) - \frac{t}{s} \log_e \frac{t}{s} \right\} \stackrel{\text{dis}}{=} 23$$

平面形

Coplanar Coupled

$$Z_{oe} = \frac{30\pi \ K(ke')}{\sqrt{\epsilon_r} \ K(ke)}$$

$$k_e = \tanh\left(\frac{\pi}{2} \frac{w}{6}\right) \tanh\left(\frac{\pi}{2} \frac{w+s}{6}\right)$$

$$Z_{00} = \frac{30\pi}{\sqrt{\epsilon_r}} \frac{K(k_0')}{K(k_0)}$$

$$k_0 = \tanh\left(\frac{\pi}{2} \frac{w}{\epsilon}\right) \coth\left(\frac{\pi}{2} \frac{w+s}{\epsilon}\right)$$

k:ハペラメータ K: オノ種 完全 楕円 穂分

$$Z_{0e} = \frac{\sqrt{\mu \, \epsilon}}{C_{0e}}$$

$$Z_{00} = \frac{\sqrt{\mu \varepsilon}}{C_{00}}$$

$$-C_{oe}\left(\frac{w}{\ell},\frac{s}{\ell},\frac{t}{\ell}\right) = C_{oe}\left(\frac{w}{\ell},\frac{s}{\ell},o\right) + 2C_{f}\left(\frac{t}{\ell},\right) - 2C_{f}\left(o\right)$$

$$C_f' = \frac{0.0885 E_r}{\pi} \left\{ \frac{2}{1 - \frac{t}{6}} log_e \left(\frac{1}{1 - \frac{t}{6}} + 1 \right) - \left(\frac{1}{1 - \frac{t}{6}} - 1 \right) log_e \left(\frac{1}{\left(1 - \frac{t}{6} \right)^2} - 1 \right) \right\}$$

$$C_{00}\left(\frac{w}{\ell}, \frac{s}{\ell}, \frac{t}{\ell'}\right) = C_{00}\left(\frac{w}{\ell}, \frac{s}{\ell}, 0\right) + 2\Delta C_{i}\left(\frac{t}{s}\right) + 2C_{i}\left(\frac{t}{s}\right)$$

$$+2C_{i}\left(\frac{t}{\ell'}\right) - 2C_{i}\left(0\right)$$

$$\frac{\Delta C_1'}{\hat{s}} = \frac{t}{S} + \frac{2}{\pi} \left(1 + \log_e \frac{\pi}{8} \right) = \frac{t}{S} + 0.0415$$

式'31

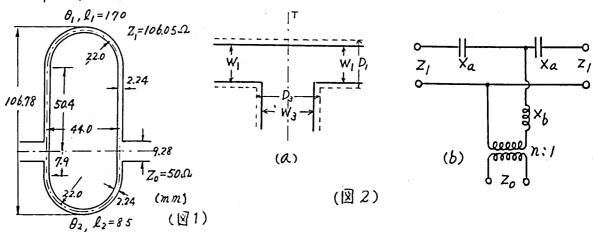
分岐部の影響を考慮した 2通路分布定数線路沪波器の特性

輻射科学研究会 昭和 36年 9月 30日

1. 绪言

S.B. Cohn, P.I. Richards等: 的, 2通路分布定数镍路沪波器の神入损失特性的同量以及实际了多海, 举者等的行力大人上川少了"镍路;的2通路沪波器的又11口波带了的实验结果;如了18 寸で"三報告(下が"), 神入碩夫の周波敏特性;於了, 理論值と实验值之の同: 100~300 MC のず状を生じ下。この原因は沪波器の分歧部である建筑の影響を考視して理論計算をした為であって, この分歧部を H.M. altachuler & A.A. Oliner²⁾ の等価回路を用いて解析(下结果, 理論值と实験値がよく一致することが、かかったので、こと、報告する。

2. 分歧部の等価回路



実験に用いた2通路沖波器(1)にて使用したものと同一にて、各線路の特性インピータ"ンスは等しく、 $\theta/\theta_2=2$ なる関係をもつもので、その寸法を図りに示す。この分岐部(1) 遮蔽型ストリップ。 線路対称下型回路図2(a)として考えられ、文献(2)が、、、の回路の等価回路(1)図2(b)となり、その国路定数は次式で"チネられる。

$$n' = \frac{\sin(\frac{\pi D_3}{\lambda})}{\pi D_3/\lambda}$$
 $n = n'\sqrt{\frac{D_3}{D_1}}$ $\chi_a' = \frac{\chi_a}{Z_1} = -\frac{D_3}{\lambda}(0.785n)^2$ $\chi_b' = \frac{\chi_b}{Z_1} = -\frac{\chi_a'}{2} + \frac{2D_1}{(n')^2 \lambda} \left[l_n \left(\frac{J.43D_1}{D_3} \right) + 2 \left(\frac{D_1}{\lambda} \right)^2 \right]$ (1)
塩し $D_3/D_1 > 0.5$ の場合
茲に $D = W + \frac{2b}{\pi} l_n 2 + \frac{t}{\pi} \left[J - l_n \left(\frac{2t}{b} \right) \right]$ $W: 实際の内部保路の中. D: 等価ストリップの中.$

b:ストリップ線路の基板自隔 t:p部線路の厚を.

文献 1) 滝山、豊永白石、マイクロストリップ。保路による2層分布定数保路沖波器の実験 輻研 I.正都会 35. 3. 26 及 電気連大 /237 35. 7.

2) H.M. Altschuler & A.A. Oliner: "Discontinuities in the Center Conductor of Symmetric Strip Transmission Line" 1. R. E. Trans., Vol. MTT-8, No.3, May (1960)

(図3)

從って2通路沖波器の半区画の等価回路は図3となる。 今図3につき端31、及び2を短路,用放したとき端33より 見た短路,及び開放1ンピーダンス 2s, 2f を求めると,

$$\frac{Z_{1}^{2}}{Z_{0}} = \hbar^{2} \frac{Z_{I}}{Z_{0}} \left\{ \frac{\left(\frac{Z_{If}}{Z_{I}} + \dot{\lambda} \cdot \frac{X_{a}}{Z_{I}}\right) \cdot \left(\frac{Z_{2f}}{Z_{I}} + \dot{\lambda} \cdot \frac{X_{a}}{Z_{I}}\right)}{\left(\frac{Z_{If}}{Z_{I}} + \dot{\lambda} \cdot \frac{X_{a}}{Z_{I}}\right) + \left(\frac{Z_{2f}}{Z_{I}} + \dot{\lambda} \cdot \frac{X_{a}}{Z_{I}}\right)} + \dot{\lambda} \cdot \frac{X_{b}}{Z_{I}} \right\}$$
(3)

$$\frac{Z_{1S}}{Z_{1}} = \hat{j} \tan \frac{\theta_{1}}{2}, \qquad \frac{Z_{2S}}{Z_{1}} = \hat{j} \tan \frac{\theta_{1}}{4}$$

$$\frac{Z_{1f}}{Z_{1}} = -\hat{j} \cot \frac{\theta_{1}}{2}, \qquad \frac{Z_{2f}}{Z_{1}} = -\hat{j} \cot \frac{\theta_{1}}{4}$$

上式を用いて影像パラメータ Zi, Bi を求めると

$$\frac{Z\dot{i}}{Z_{o}} = \sqrt{\frac{Z_{s}}{Z_{o}}} \frac{Z_{f}}{Z_{o}}$$

$$\tan h \frac{\partial \dot{i}}{\partial z} = \sqrt{\frac{Z_{s}}{Z_{f}}} , \quad \cot h \frac{\partial \dot{i}}{\partial z} = \frac{1 + \tan h \frac{\partial \dot{i}}{\partial z}}{1 - \tanh \frac{\partial \dot{i}}{\partial z}}$$

$$(4)$$

となる。 影像パラメータ 及び 挿入損失の計算結果を図4に示す。

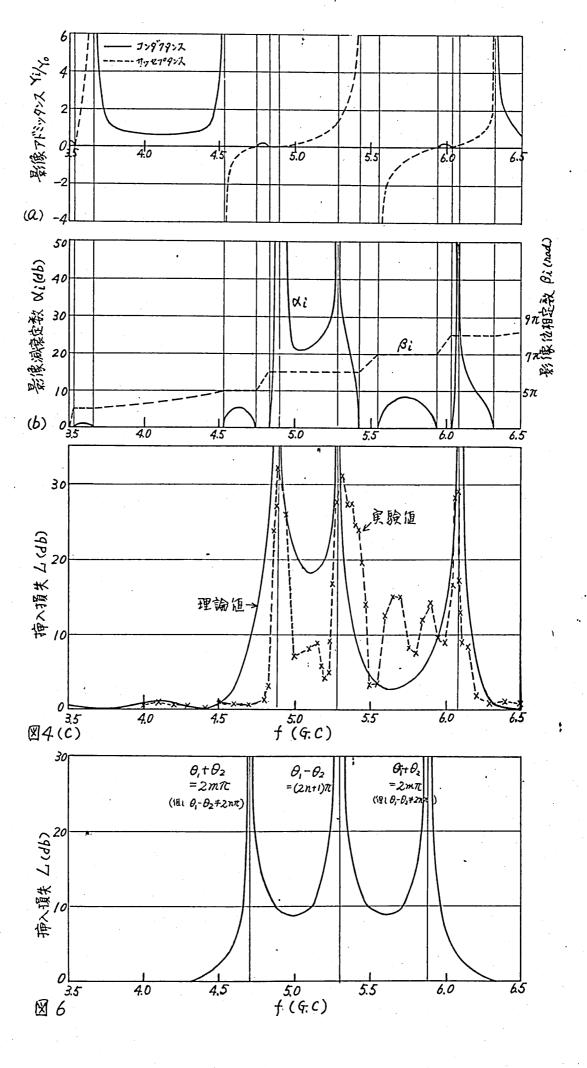
3. 東 験

- (a) 挿入損失の測定方法
 - 1) 通過帶域:図5(a) (:示す如<镍路を超及射端に7终端し、沪波器の入力側に7 V.S.W.R.の を測定すると、挿入損失 L(db) (d

$$L = 10 \log_{10} \frac{(6+1)^2}{40} \qquad db$$

むり求めることが出来る。

2) 減衰常域、減衰常域ではのが大となり、1)の方法では測定困難となるので、次の方法にて測定を行った。

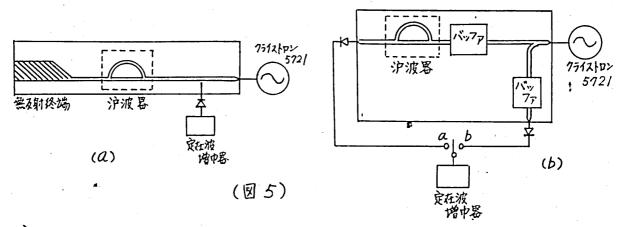


即は図5(b)の回路にて、沪波器を含むい場合の a, b端に於ける出力比 A, を求め、次に沪波器を挿入した場合の出力比 A2を求めて

訓神入損失 L db を得る。

(6) 測定裝置

測定装置日図5(Q).(b)の称にし、発振管ロクライストロン572/を用いて、周波級範囲はスケース5 G.C, 太力日约50~250mmである。無及射終端に日朴の扱を用いス分、75 G.C にて V.S.W.R. 日 1.07~1.4である。バッファー 日同じ、朴の投にて約10dbの減衰量を得ている。 定在波測定器に日水平移動台に取り付けた同軸波受計のプローブを銀路の内部導体に接近させて電界をピックアップ。して V.S.W.R. を求めた。又定在波潭中器 日 60dbの減衰量を 直续 し得るものである。



(c) 寅骏结果

以上の実験结果は図4(C)のX印にて示されている。

4. 考 察

図4の計算結果を見ると、影像アドシッタンス 1/2。=1のとうで、神入損失 ム=のdbとなり、影像減衰定報以=∞のとうで、と=∞となっている事がわかる。次に図4(c)の神入損失の問波教特性を、分岐部の影響を無視した時の理論値図6と比較検討すると、分岐部の影響によって特性が非対称になっている。即 神入損失無限大の位置が移動し、減衰の最小値が低間波側では高く、高間波側では低くなっている。 いは図3の等(西回路に於ける容量性回路素子Xaが大きく影響している為である。即5線路に直列に容量 Xaが接続されると 線路の長さは予価的に短縮され、のかるるの値が 2 より歩分大きくなる為と考えるれる。 いかなるがよの影響を考慮して得た図4(c)の理論値と同図 X 印の実験値とはよく一致していることがわかった。

終りに計算に協力されたえぞ生林構思(沖軽)に謝意を表します。

輻射科学研究会資料

FMレーダによる レーダ断面積の測定法

熊 谷 三 郎 (大阪大学工学部)

松尾 優 (近畿大学理工学部)

桜 井 照 男 (大阪大学工学部)

1962年2月10日

輻射科学研究会資料

"FMレーダによるレーダ断面積の測定法について"

熊 谷 三 郎 (大阪大学工学部) 松 尾 優 (近畿大学理工学部) 桜 井 照 男 (大阪大学工学部)

1 緒 論

近年、ミリ波を用いた高分解能レーダが実用化され、また人工衛星、月等を利用する通信、ロケット、ミサイル、人工衛星等の追尾を行なっなどの問題において、あらかじめその対象物の正確なレーダ断面債を知つておく必要がある。

対象とする一般の目標物はその形状が非常に複雑なはかりでなく、で気定数も一様でないので、特殊な場合を除き、そのレーダ断面積の理論式を導くことさえできない。このため、このような目標物のレーダ断面積は測定によって求めるより仕方がなく、精度ならびに感度の良い測定技術の開発が要望されている。レーダ断面積の測定法として、ここ数年の間に数値の新らしい方法が提案されてをり((),(2),(4),これらは絶対測定法と比較測定法とに大別することができる。

A 絶対測定法に属するもの

- (A-1) レータ方程式より算出する方法
- a. 実際のレーダによる測定
 - b. パルス·レーダ法 (time-separation method)
- (A-2) 電界定在波法 (standing-wave method)
- (A-3)光学干渉計の原理を用いる方法 (space-separation method)
- B. 比較測定法に属するもの
- (B-1) マジック下法 (magic-T method)
- (B-2) ドプラ効果を利用する方法 (Doppler-shift method)
- (B-3) FMV-ダ法 (FM radar method)

以上の測定法のうち、(A-1)、Qの実際のレーダによる測定以外の方法はほとんど cm 波、あるいは mm 波 という短かい波長を用い、目標物の寸法を比

例縮少 (scale down)して行なう。いわゆる電気力学的相似則 (law of electro dynamic similitude)を応用した方法 (technique of electromagnetic modelling) が採られ、実験室内で行なえるようにエ夫されている。

以上の測定法にはそれぞれ得失があるので、測定せんとする目標物の種類によって最も都合の良い方法を選ぶべきである。本論において述べるFMレーダ法を除く他のすべての方法では実験室内の屋、器物からの散乱反射波を除く必要がある。このため測定波長帯において優れた無反射特性をもつ電波吸収壁をはりめぐらすか、または理想的な電波暗室を必要とする。この点、FMレーダ法はその必要のない有利な方法である。

以下、FMレーダによるレーダ断面積の測定法について、その原理、特長 および基礎実験結果を述べ、検討を加える。

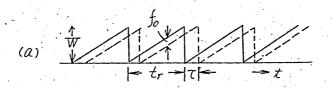
2 測定原理および特長

2-/ 原 理

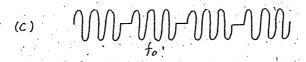
本測定法はFMレーダの原理を応用したものである。

図 I(a) において,実線は一定繰返周期 T で鋸歯状液周波数変調を施した送信波をあらわし,破線はその送信波が距離R にある静止目標物で散乱 T を対して受信された受信波をあらわす.両波は時間的に $T = \frac{cR}{2}$

(C:電波の速度)だけずれているので、送、受信波の合成ビート信号は



(b) MIMMINIMM



図

同日(b)のごとくなり、その周波数は下Mレーダの基本関係式(后述(3)式)から決まり、その信号の大きさは目標物の後方散乱断面積と一定の比例関係にある。

送信鋸歯状下M波の帰線時からT なる時間の範囲のビート信号は適当な蒸波器で除去しうるから、結局、同図(C)のごときビート周波数 f_o なる信子波列について考察することにする、

同図 (c) の信号波列において、信号の継続時間(t_r -T)と緑返周期 t_r との比を $Q = \frac{t_r - T}{t_r}$,信号周波数 f_o と鋸歯状波緑返周波数 $f_r = (//t_r)$ との比を $N = f_o/f_r$ として、この信号波をフーリエ展開すれば

$$\ell(t) = \frac{1}{2} a_0 + \sum_{n=1}^{\infty} \left\{ a_n \cos(2n\pi f_r) t + b_n \sin(2n\pi f_r) t \right\}$$
 (1)

$$= \exists E \qquad a_o = \frac{E}{\pi} \left\{ \frac{1 - \cos 2\pi N d}{N} \right\} \tag{1-1}$$

$$Q_{n} = \frac{E}{2\pi} \left\{ \frac{1 - \cos 2\pi (N - n) d}{N - n} + \frac{1 - \cos 2\pi (N + n) d}{N + n} \right\}$$
 (1-2)

$$b_n = \frac{E}{2\pi} \left\{ \frac{\sin 2\pi (N-n)d}{N-n} - \frac{\sin 2\pi (N+n)d}{N+n} \right\}$$
 (1-3)

九は正の整数

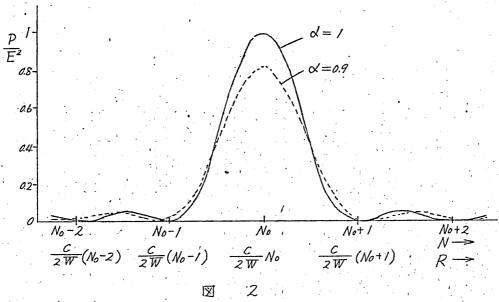
となる。すなわち、この信号派は鋸歯状波繰返周波数の正の整数倍のスペクトルの合成されたものである。

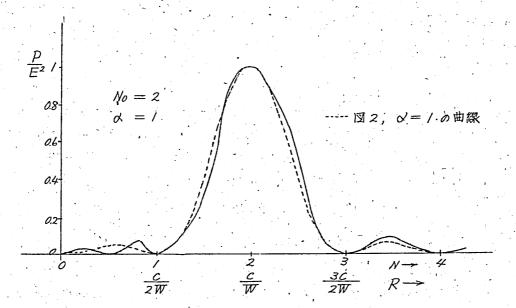
いま特定のスペクトル、すなわち、 $n=N_0$ なる電力スペクトルは

$$P_{No} = a_{No}^{2} + b_{No}^{2} = \frac{E^{2}}{(2\pi)^{2}} \left\{ \left\{ \frac{1 - \cos 2\pi (N - N_{0}) d}{(N - N_{0})} + \frac{1 - \cos 2\pi (N + N_{0}) d}{(N + N_{0})} \right\}^{2} + \frac{\sin 2\pi (N - N_{0}) d}{(N - N_{0})} - \frac{\sin 2\pi (N + N_{0}) d}{(N + N_{0})} \right\}^{2} \right\}$$
(2)

となる。 N_0 が充分大きい値のとさは上式 $\{ \}$ 内の第2項は無視することができるから。電力スペクトルは図2のようになる。すなわち、 $N=N_0$ のときに最大となり, $N=N_0\pm 1$ のときに零,またはそれに近くなる、 N_0 が小なろ値のとき、例えば $N_0=2$ の場合の電力スペクトルを図3

$$\frac{f_o}{W} = \frac{7}{tr} \quad , \quad \frac{f_o}{f_r} = \frac{2RW}{C} = N \tag{3}$$





から、Nが正の整数 N_0 になるときの、受信信号周波数 f_0 と鋸歯状波線返 周波数 f_7 との関係がよび周波数偏移 W と目標物までの距離 R との関係が π められる。 Θ 4 には $N_0=1$, 2, 3, 4 のときの W と R との関係を示した。

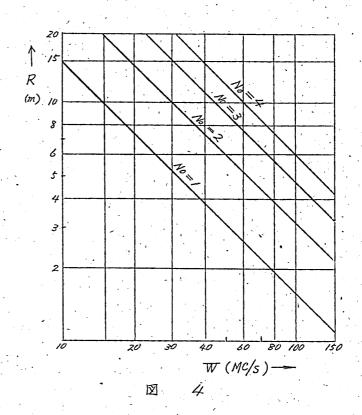
図2の横軸のNは(3)式の関係からWを一定としたときに Rにて置換えることができる.

すなわち、目標物が

$$R_{o} = \frac{C}{2W} N_{o}$$
 (4)

なる距離にあるとき 受信電力は最大となり、その距離の前後 に移動するにつれて 減少する。

以上の原理をレーダ断面積の測定法に 適用すると、一つの 大きな特長がえられ



(4)式の関係から求められる距離に被測定目標物をおき 緑返周波数のNo 倍の周波数を中心とする狭帯域増幅器にて受信すれば、散乱受信波は有効に受信できる。その後方に被測定目標物と匹敵するくらいのレーダ断面積をもつ 障害物 (産, 暑物等)かあつても、その影響は極めて小さい。

3. 受信信号強度に及ぼす各種の影響

: 前草において述べたところの 同一目標物をレーダ軸に沿つて移動した場合の受信信号強度の距離特性 (図2, 図3)は、つぎのような影響によって補正しなければならない。

まず,目標物までの距離を増大することによって

- (1) てが増加、レアがつて $Q = \frac{tr-T}{tr}$ が減少する
- (2) 受信電力が減少する.

また

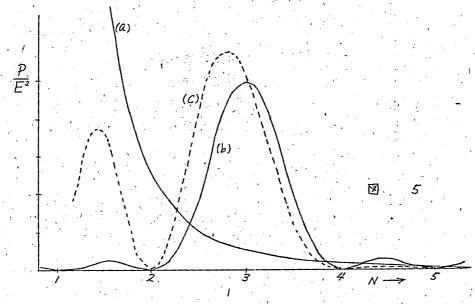
(3) 鋸歯状周波数偏移全域に亘る受信出力特性. が、その主たる影響と考えられる、各項について検討を加える.

3-/ 遅延時間 て の影響

3-2 距離増大に伴なう受信電力の低下

前章では、同一目標物が距離を変えても、受信されるべき電力は一定 (2)式で E^2) と仮定したが、実際には距離特性をもつから、この影響を補正する必要がある.

輻射器の遠距離界においては、レーダ方程式より明らかなごとく、同一

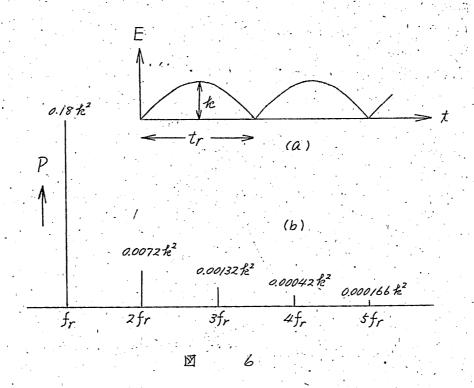


目標物に対して距離の4乗に逆比例した受信電力特性となる。 図5 (a)には n=3, すなわち、 $R_0=\frac{3C}{2W}$ なる距離で受信電力が 1 になるような受信電力の距離特性を示した、前章で述べた電力分布(同図(b))にこの距離特性を考慮すれば、同図 (c) のごとき受信電力分布となる。

3-3 周波数偏移内の整合特性の影響

本測定に用いる超高周波回路系および輻射器は、下州レーダ送信周波数偏移全域に亘つて広帯域に整合をする必要がある、しかし実際にはプロードながら周波数特性をもつ場合が多く、また、送信源の出力振幅特性が加わって受信信号波スペクトルに変化を与える。

いま 図 6(a) のように送信周波数偏移内に正弦波の半周期で近似した出力変化があるものとすると、その電力スペクトルは同図 (b) となる、選択中心周波数が Nof_r のときは、その電力スペクトル分だけが、目標物の存在位置に無関係な一定値として常に受信電力に加えられることになる。したがつて、図 f(c) の 曲線をその電力スペクトル分だけ上方にずらせたものとなる。例之ば、 h=3 のとき No=3 の電力分布は約 $\frac{1}{100}$ だけ上にずれる。



4. 測定装置および基礎実験結果

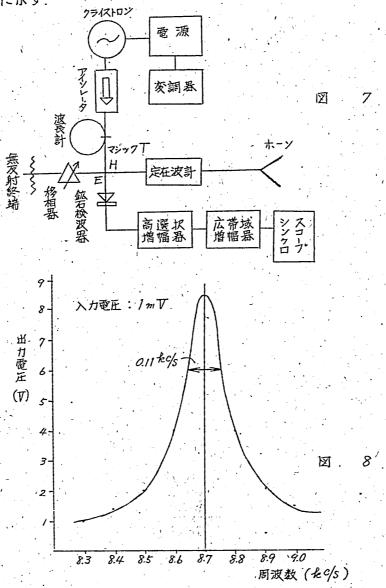
4-1 測定装置

本装置の系統図を図りに示す.

測定波長 入 = 8.6 mm 中心。 周波数隔移 W = 的 80 M c, 送, 受信波分離; 合成 — 少しくバランスをずらした magic T 送, 受信夫用空中線 — 12×13 cm 角× タル・プレート レンズ・アンテナ

弦、気信天用を中欧 - 12×13 600 日メリル リレ ・レンベ リック ・ 12×13 600 日本 ・ 12×13 60

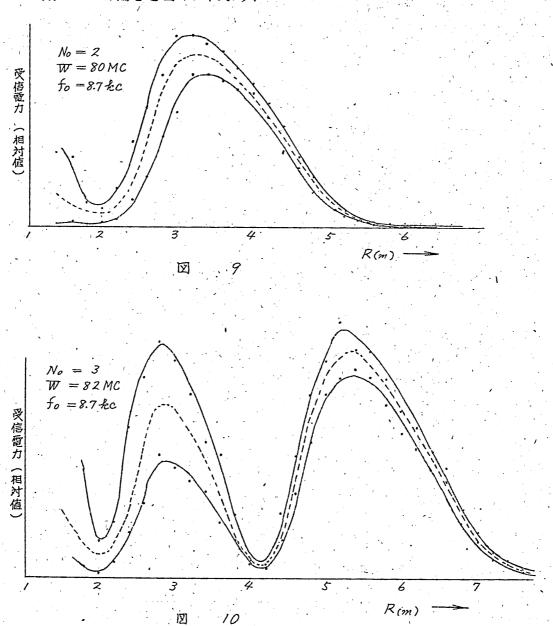
性を囚8に示す.



4-2 距離特性に関する実験結果

上述の測定装置において、目標物以外からの散乱反射波の影響を確かめるための基礎実験を行つた。

同一目標物を輻射器ビーム方何に移動したときの距離に対する受信電力の関係を求めた、得られた実験結果のうち、 $N_0 = 2$ の場合を図 Q_0 $N_0 = 3$ の場合を図 Q_0 $Q_$



2本の実線は目標物と輻射器との散乱断面横による干渉の上限および下限 を示し 破線はその干渉の影響を除いたものである

両特性はいずれも第2章の原理に基き、第3章の影響を補正した理論曲線(例、図5(C))とよく一致した傾向を示している。 ただし、 距離 Rは 輻射器の前面から測定した値であつて、 正しくは輻射器から鉱石検波器までの管内位相速度を考慮した距離だけ補正しなければならない。

5. 結 言

レーダ断面橋の測定法には従来原理的に異なる数権の方法が提案されている。いずれも被測定目標物および測定装置を無反射背景にて蔽い、不要散乱波から保護しなければならない。本測定法は単に高選択度回路を用いたFMレーダ方式を採用することによって、不要散乱波の影響を受けないようにすることができる特長をもっている。なお、本測定法ではマジック下法あるいは space-separation 法で測定可能な最小レーダ断面橇に近い値(半径 smmの金属円板、 $O=10~cm^2$)まで測定することができる。

本測定法で問題となる点は、測定送信波が周波数偏移しているから厳密には点周波数に対する ν 一が断面積が求められないことである。しかし、測定周波数に比べて周波数偏移はきわめて小さい(10^{-3} オーダー)から、通常問題にならない場合が多い。

本測定法に関する研究に際し、協力された大阪大学大学院修士修了中司浩 生氏(現三菱電機) はじめ学生川井弓夫(阪大)、奈良真彦(近大)両宮 に深謝する

参考文献

- (1) 熊谷三郎, 松尾優, "V-ダ断面積の測定法について." エレクトロ ニクス・ダイジエスト 33, PP 148-155, (1961)
- (2) W. A. Cumming, "Radiation Measurements of Radio Frequencies, A Survey of Current Techniques," Proc. I. R.E., 47, 5, p. 705, (1959-05)
- (3) 熊谷三郎、松尾優, "三り波戸Mレーダによる探索とその距離分解能について," 電通学会航空電子機器専門委員会資料 (昭35-12)
- (4) 中司浩生 "三リ波帯でのレーダ断面積の研究", 大阪大学大学院工学研究科卒業研究報告 (昭 35 - 03)
- (5) 熊谷三郎: 中司浩生, 松尾優、"無限長誘電体円柱の軸に垂直な偏波の入射波に対するレーダ断面積。" 電気四学会連合大会 . //88 (昭35-07)

昭和37年2月10日 輻射科学研究会 第2·3·4部会資料

マルチ・リエントラント形ストリップ線帶域ろ波器

板名清保阿 座 上寿知東知(大阪大学 工 学 部)

1. 結 言

9000Mc 帯におけるマルチ・リエントラント形ストリップ線帯域ろ波器を 影像関数法により構成する設計理論,設計法,輝入塡失の測定法および実験結果について述べている。

2, 設計理論

設計理論の詳細は別に発表してあるので^{(1),(2)}, ここにはその主要な点を記述し、後記の設計法の基礎を明らかにすることにした。

(1) 合成アドミタンス・マトリクス

図/のか岐数3のマルチ・リエントラント形ストリツプ線において、図1 に示す記号の下に、Tーブ区间のアドミクンス・マトリクスは次式で表わされる。

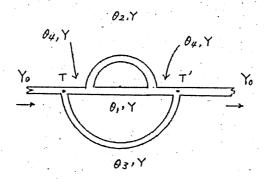


図1 分岐数3の場合のマルチ・リエントラント形ストリップ 線3 皮器

OL (1=1~4):ストリップ線路の電気長

$$[Y] = \begin{bmatrix} Y_{11} & -Y_{12} \\ Y_{21} & -Y_{22} \end{bmatrix}$$

$$(7)$$

$$\sum_{i=1}^{n} Y_{i1} = Y_{22} = -\frac{1}{p} Y \frac{Q}{P}$$
 (2)

$$Y_{12} = Y_{21} = -j Y \frac{R}{P}$$
 (3)

$$P = f \sin \theta_{3} \qquad (4)$$

$$Q = f \cos \theta_{3} + g \sin \theta_{3} \qquad (5)$$

$$R = a \cdot C \sin \theta_{3} + f \qquad (6)$$

$$f = 2a \cdot b \cdot e + (b^{2} - C^{2})(1 - d) + a^{2} \cdot d$$

$$g = a \cdot b \cdot (2d - 1) + e \cdot (b^{2} - C^{2} - a^{2})$$

$$a = \sin \theta_{1} \cdot \sin \theta_{2}$$

$$b = \sin (\theta_{1} + \theta_{2})$$

$$C = \sin \theta_{1} + \sin \theta_{2}$$

$$d = \cos^{2} \theta_{4}$$

$$e = \sin \theta_{4} \cdot \cos \theta_{4}$$

$$Y = \Delta \phi_{0}$$

$$k \in \mathbb{R}^{n}$$

(ji) 通過域,減衰域,しや断点,および減衰極の決定

マルチ・リエントラント形ストリップ線帯域ろ波器の設計は、そのろ波器のもつ影像アドミタンス Y_i が実数のとぎ通過域、純虚数のとき減衰域を示し、或は、そのろ波器の影像伝達定数 θ_i が j β_i のとき通過域, $d_i+jn\pi$ ($d_i=$ 実数) のとき減衰域を示すことになるので,ろ波器の Y_i と θ_i との値を求めて検討すればよい。つぎにその判定法を列挙する。

4) 通過域

$$Y_i^2 = Y_{i1}^2 - Y_{i2}^2 > 0$$
 (7.

または

$$| \cosh \theta_i | < 1$$
 (8)

ロン減衰域

$$Y_{i}^{2} = Y_{ii}^{2} - Y_{i2}^{2} < 0 \tag{9}$$

または

$$|\cosh o_i| > 1$$

ハ)しゃ断点

$$Y_{i}^{2} = Y_{ii}^{2} - Y_{i2}^{2} = (\pm) 0^{*}$$
 \vec{x} \vec{x} $(\pm) \infty$ (//)

または

$$|\cosh \theta_i| - 1 = (\pm) 0$$
 (12)

二) 减衰極

$$|\cosh\theta_i| = \infty \tag{3}$$

iii) 挿入損失

A.A O-liner 氏の等価回路 $^{(3)}$ を用いれば図2(a)の分岐部の等価回路は同図(b)で表わされる。したがって、図1に示する政器の半区画の等価回路は図2(c)にて表わされ、全区画 r-r/ 间の挿入損失は次式で与えられる。

$$L = 10 \log_{10} \left[1 + \frac{1}{4} \left(\frac{Y_i}{Y_o} - \frac{Y_o}{Y_i} \right)^2 \sinh^2 \theta_i \right] \qquad [dB] \qquad (14)$$

$$\left(\frac{Y_i}{Y_o}\right)^2 = \left(\frac{Y_o p(\frac{1}{2})}{Y_o}\right) \cdot \left(\frac{Y_{ak}(\frac{p}{2})}{Y_o}\right) \tag{5}$$

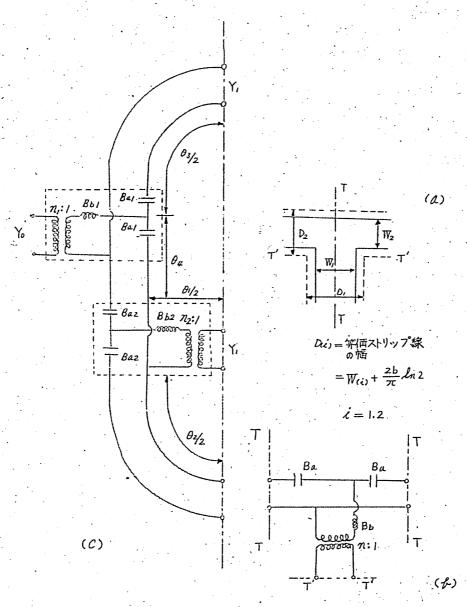
$$\sinh \theta_{i} = \frac{2 m}{1 - m^{2}}$$

$$m = \tanh \left(\frac{\theta_{i}'}{2}\right) = \left(\frac{Yop(\frac{1}{2})}{Y_{sh}(\frac{1}{2})}\right)^{\frac{1}{2}}$$

$$Yop(\frac{1}{2}) = \frac{1}{n_{i}^{2}} Yoa$$

$$Yah(\frac{1}{2}) = \frac{1}{n_1^2} Yaa$$

^{*)} $(\pm)0$. $(\pm)\infty$ は、その値をとる点の前後で異った符号をもつような0およが ∞ を意味する。



(a). 泵回路, (b).(a)の穿価回路, (C). 3 波器半区面の穿価回路

図2. 分岐部の等価回路説明図

$$Y_{(k)a} = \frac{-jB_{b,1} \left(Y_{(k)b} + Y_{(k)c} \right)}{-jB_{b,1} + \left(Y_{(k)b} + Y_{(k)c} \right)}$$

$$Y_{(k)C} = \frac{-\dot{\beta} B_{\alpha_1} Y_1 \cosh \left(\theta_4 + \cosh^{-1} \frac{Y_{(k)} e}{Y}\right)}{-\dot{\beta} B_{\alpha_1} + Y_1 \cosh \left(\theta_4 + \cosh^{-1} \frac{Y_{(k)} e}{Y}\right)}$$

$$Y_{(k)e} = \frac{-j B_{a2} (Y_{(k)f} + Y_{(k)h})}{-j B_{a2} + (Y_{(k)f} + Y_{(k)h})}$$

$$Y_{(k)f} = \frac{-\gamma B_{b2} \cdot n_z^2 \ Y'(k)f}{-\gamma B_{b2} + n_z^2 \ Y'(k)f}$$

$$(f) = 0 \quad 4$$

$$Y'_{0f} = -j Y \tan \frac{\theta_i}{2}$$

$$Y_{a,f} = -j \ Y \cot \frac{a_f}{2}$$

$$Y_{oh} = -j \frac{\beta_{a2} \cdot \gamma \tan \frac{\theta_2}{2}}{\beta_{a2} - \gamma \tan \frac{\theta_2}{2}}$$

$$Y_{sh} = -j \frac{Baz \cdot Y \cdot \cot \frac{\theta_2}{2}}{Baz + Y \cot \frac{\theta_2}{2}}$$

$$Y_{\theta b} = j \frac{\beta a_1 \cdot tan \frac{\theta^3}{2}}{\beta a_1 - \gamma tan \frac{\theta^3}{2}}$$

$$Y_{Sb} = \frac{Ba_1 \ Y \cot \frac{\theta_3}{2}}{Ba_1 + Y \cot \frac{\theta_3}{2}}$$

$$n_{(\ell)} = \frac{\sin \left(\pi D_{(\ell)} / \chi \right)}{\pi D_{(\ell)} / \chi} \qquad (\ell = 1, 2)$$

$$\frac{Ba_1}{Y_0} = -\frac{\frac{16D_2}{n_1^2 \pi^2 D_1^2} \lambda}{\frac{Bb_1}{Y_0}} = \frac{n_1^2 \lambda}{2D_1} \left[\ln \csc \frac{\pi D_1}{2D_2} + \ln 2 + \frac{\pi D_1}{6D_2} + \frac{3}{2} \left(\frac{D_2}{\lambda} \right)^2 \right]^{-1}$$

$$\frac{Ba_2}{Y_0} = -\frac{\frac{16\lambda}{n_1^2 \pi^2 D_2}}{\frac{Bb_2}{Y_0}} \left[\ln 2 + \frac{\pi D_1}{6} + \frac{3}{2} \left(\frac{D_2}{\lambda} \right) \right]^{-1}$$

3. 設計法

設計例として、 $\theta_2/\rho_1=2$, $\theta_3/\rho_2=2$, $\theta_4/\rho_3=\frac{3}{2}$ の場合をとりあけ、伝送特性を示せば図3(a)および(b) のごとくなる。これらの図において、微軸には、それぞれ($Cosh \theta_i$) なよび $\left(\frac{Y_i}{Y}\right)^2$ の値をとり、横軸には何れも θ_1 の値がとってある。

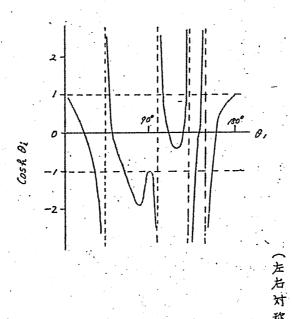
1) か岐線路の特性インピーダンスの算出

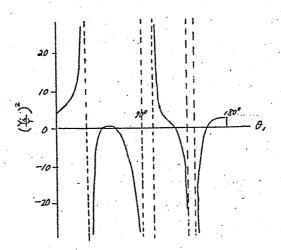
$$\left(\frac{Y_{i}}{Y}\right)^{2} \cong 2$$

また,整合条件より

$$\left(\frac{Y_{\lambda}}{Y_{0}}\right)^{2} = \left(\frac{Y}{Y_{0}}\right)^{2} \cdot \left(\frac{Y_{\lambda}}{Y}\right)^{2} = /$$
(76)

こゝに、 Y。 はろ波器を接続する線路の特性アドミタンス





したがって

$$Y = \frac{1}{\sqrt{2}} Y_0$$
 , または $Z = \sqrt{2} Z_0$ いま、 $Z_0 = 50 \Omega$ に迷べば、 $Z = \sqrt{2} \times 50 \Omega$

川) 帯域る波器の寸法算出

$$\ell_{1} = \frac{c\theta_{1}}{2\pi f_{0}} = \frac{3 \times 10^{10} \times 3\pi}{2\pi \times 9 \times 10^{9}} = 5 \text{ cm}$$
 (17)

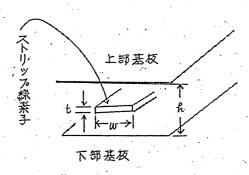


図4. レマへい形ストリップ線路

マルチ・リエントラント形ストリップ衆帯域る波器の設計寸法

×印: 調整用ねじの挿入位置

d : 調整用ねじの挿入長

单位,加加

4. 挿入塡失の測定法, 実験装置および実験結果

挿入填失量は阻止域では標準可変抵抗器による置換法から、また、通過域では入力電圧定在波比 P を測定することにより次式から求めた。

$$L = 10 \log_{10} \frac{(1+9)^2}{49}$$
 [dB] (18)

実験装置のブロツクダイヤグラムを図6に示す。

9.000 Mc における各部の電圧定在液比は、ギロナン形導液管切換器 1.07 (レベル を 0.2 d B), 標準可変減衰器 1.01, 無及射終端 1.01, 数石終端 1.03 である。また,ストリップ線路用定在波測定器の探針は、エ, 4, 203方句の直交座標系の各軸に平行移動が可能な台枠に取付けられており、上下接地基板の開放端よりストリップ導体まで図 2に示すような 同軸線路の形で挿入する。

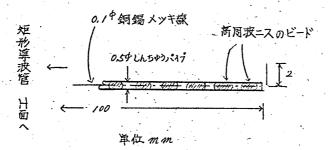


図2. ストリップ線路用定在波測定器の探針(庵界形)

人、検討ならびに結言

マルチ・リエントラント・形ストリップ線帶域 ろ液器の設計理論,設計法および実験結果について述べたのであるが, その結果、次の結項が明らかとなった。

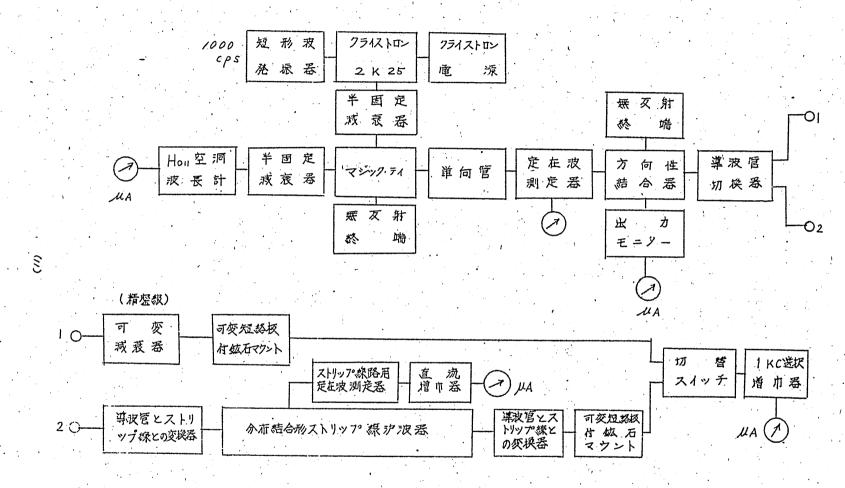


図 6 実験装置のブロックダイマグラム

- (/) この形のろ液器は構造上素子 間隙をもたないため、従来のものに比べて さらに小形、 製作容易であり、 ストリップ 尊体の支持が簡単で模械的強度 を増し、また、 印刷配線技術を大幅に利用することができる。
- (2) 中心周波数 9,000 Mc における帯域 3 放器を設計,試作し、この挿入 損失特性を測定したのであるが、ほぼ理論通りの値が得られた。理論値と 測定側との向に存在する若干の偏差は、1)素子の製作精度⁽⁶⁾、2)等 価回路の近似誤差、3) 所要の特性インピーダンス算出の際の近似誤差。 4) ふく射損などによるものと思われる。
- (3) 通過域内の最小挿入損失が約0.3 dBになっている。これは通常のストリップ線路の30 Cm (試作3波器の全長)に対する損失にほぼ等しい、すなわち、マルチ・リエントラント形の3波器では最小挿入損失は3波器の長さあたりの単一のストリップ機路の損失と方えてよいことになる。
- (U) 組立後の調整が容易であり、何等特別の技術を必要とせず、基板からビスを挿入することにより简単に行うことができる。
- (ま) この設計法は抽出により所要の特性をもつろ次器を実現するものであるから、設計に際しては、あらかじめ仕意の秒状のる液器の伝送特性図を必要とする。
- (6) マルチ・リエントラント形 3 波器の設計に当っては、 1) 分岐点の規準を決定する際の線路の不連続による影響 , 2) 接近した 2 本の入トリップ線路素子 向の漏洩 電磁 界の相互 干渉 、 3) 通過域において良好な 挿入損失 特性を うる ための終端 インピーダンス値の 送定 4) 理論的には狭帯域の特性を 持たすことができるが、ストリップ線路のもつ Qの値のために、 が要のものを実現することが困难となるなどの 点を 方慮しなければならない。

これらのことより、さらにる波器の多段縦続接続による特性改善を考える際の基礎資料をつることができた。

この研究は、文部省科学研究費の援助を受けておこなった。

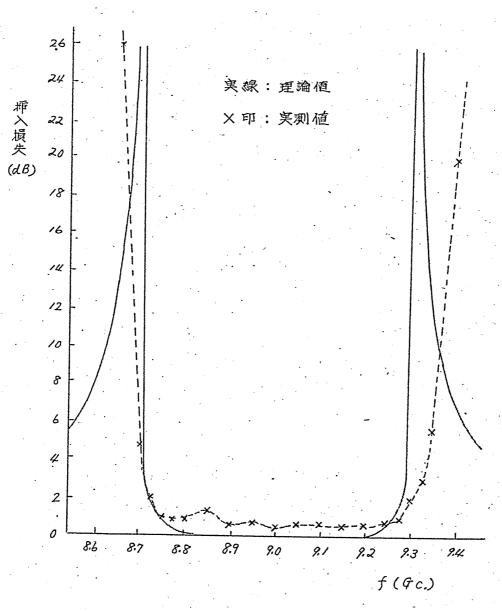


図8. マルチ・リエントラント形ストリップ 療帯域 3 液器の 挿入損失特性

- (1) 熊谷, 板倉, 阿座上: "マルチ・リエントラント形ストリップ線3波器の 伝送特性について", 信学会マイクロ波研究委資料, 昭和35年12月
- (3) A. A. Oliner: "Equivalent Circuits for Discontinuities in Balanced Strip Transmission Line"; IRE, PGMTT-3, No. 2, March; 1955
- (4) S.B. Cohn: "Very High Frequency Jechniques." Radio Research Lab. Series, Vol. 2, Chap. 26, 1947
- (5) S.B. Cohn: "Characteriatic Impedance of The Shielded-Strip Transmission Line." IRE. PGMTT. - 2, NO.2, July, 1954
- (6) J. W., Scholten: "The Effect of Tolerances in the Elements of Image Parameter Filter", Philips Jele com.

 Review, Vol., 22, NO., 2, Jan., 1961

輻射研究会 2.3.4部会資料

二段結合形パラメトリック増巾器の 結合方式について

池 上 淳 一中 島 將 光小宮田 国 雄竹 居 敏 夫

1962年2月10日

二段結合形パラメトリック増幅器の結合方式について

[. はしがき

マイクロ液におけるパラメトリック増中居は Suhlの提案以来、低種 音増中ができると(1う大きな長所の故に、各所で急速に研究が進められ 現在はほ母実用の段階に達した。この増中器の欠点の一つである狭帯域 性も、共根回路を多重同調にすることによって相当程度改善されるに至った。又共振型パラメトリック増中器は一種の負性抵抗増中器であって 増中度を大きくとれば安定度が益々悪くなると()ラ欠点をもっているが マイクロ波においてはサーキュレーター等の非可連素子が開発され、外部回路定数の変化による刊得変動も軽減されるようになった。一方パラメトリック装置にも建々のものがあり、それらの組合せ等も発表されている。 K. K. N. Chang は down converter → direct amplifier → up converter を でみに 祖み合わせて low freq. pump の 方法を 提案し、 D. K. Adams は 共振回路を増加して 四周波パラメトリ いク 回路を解析し、 建々の興味ある 特性を明らかに している。 又、 最近非線形容量による up-converter と非線形抵抗による down converter を 組み合わせた 増り器が報告された。

我々は周波数反転形(inverting case)up converter と down converter とを適当に組み合わせれば種々の興味ある特性が得られるだろうという予想の下に、色々の場合について解析したので、その結果について報告し、その一具体化例を挙げる。共振形パラメトリック増中器は1個のバラクタを用いるものであるが、それだけでは実際に応用する場合特性が不充分という場合もあろうし、そのために通常の増中器と同じように何段か縦馬に接ぐことによって、所望の性能を得たい場合もあろう。しかし、パラメトリック増中器(inverting case)は、本来負

性抵抗増巾器であるから、他の入出力が完全に分離している増巾器のように簡単に結合することはできないし、二段を適当に結合してもその特性は単なる和とはならない。

負性抵抗増中器において、負性抵抗が小さくてある程度以上の増中度が得られないをきは、外部から他の負性抵抗を直列または並列に接ぐことによって増中度を増すことができるが、負性抵抗が大きくなれば不安定となり、他の回路条件から増中度には限界がある。通常外部から他の負性抵抗をつけ足すのみでは刊得帯域中積は増加しない。しかし非可回路、例えばサーキュレーターによって負性抵抗を結合するならば、回路であっても $\lambda/4$ 線路のような特殊な作用をもつもので現である。負性抵抗は分離され、原理的には個々の和の特性がえられる。不可逆回路であっても $\lambda/4$ 線路のような特殊な作用をもつものが実現できる。負性抵抗は変弱が変弱であった特性をもつものが実現できる。負性抵抗はできることから推して適当な結合回路を用いることによって共振回路に負性サセブタンスを与えることができ、増中器の広帯域化も考えられる。

Ⅱ パラメトリック増中器の結合に関する解析

H. Heffner の等価回路の四端子行列表示を導き、これを適当な結合素子によって結合した増中器の諸特性の解析を行なう。

§ $2 \cdot 1$ パラメトリック励振をうけた容量の二周政 W_s , W_i (inverting case) における四端子行列

非線形容量が励振電力(Wp)によって.

$$C(t) = C_o + 2|C_i| \cos(W_\rho t + \varphi_\rho)$$

$$= C_o + C_i e^{jW_\rho t} + C_i e^{-jW_\rho t}$$
(1)

なる如く、パラメトリック劾振をうけているとき、これに電圧

$$u(t)=2|V_s|\cos(W_st+g_s)+2|V_t|\cos(W_tt+g_t)$$
 (2) なる信号電圧とアイドリング電圧が加わったものとする。このとき種々の周波数成分の電流が流れるが、との中、

 $i(t)=2|I_{\rm s}|\cos{(W_{\rm s}t+\theta_{\rm s})}+2|I_{\rm i}|\cos{(W_{\rm i}t+\theta_{\rm i})}$ (3) なる成分のみ着目する。ここに inverting case を取り扱っている故

$$W_{p} = W_{S} + W_{c} \tag{4}$$

である。容量でに流れる電流にとそれにかかる電圧ひとの間には、

$$i = d(cv)/dt$$

なる関係があるから、これに (1)~(3) の関係を代入して同じ周波数成 分の頃のみを比較すると、

 $I_{S} = j W_{S} C_{O} V_{S} + j W_{S} C_{I} V_{i}$

等四個の関係式が得られる。その中二個すつは互いに共軛であって独立 な式は二個である。それをアドミタンス行列の形にかいて、

$$\begin{pmatrix} I_s \\ I_i^* \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} j W_s C_o & j W_s C_i \\ -j W_i C_i^* & -j W_i C_o \end{pmatrix} \begin{pmatrix} V_s \\ V_i^* \end{pmatrix} \tag{5}$$

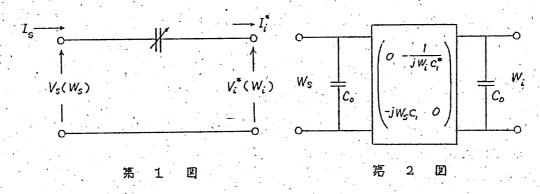
を得る。

次に、第1図のような四端子綱を考え、入力は周波数 Ws で、出力は

園 放数 W_i なる電圧のみが発生するようにしてあるものとする。この場合の四端子行列は (5) 式において V_i^* の代りに $-V_i^*$ とおくことによって次のように求められる。

$$\begin{bmatrix} V_{S} \\ I_{S} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{C_{o}}{C_{i}^{*}} & -\frac{1}{jW_{i}C_{i}^{*}} \\ jW_{S}\left(\frac{C_{o}^{2}}{C_{i}^{*}} - C_{i}\right) - \frac{W_{S}C_{o}}{W_{i}C_{i}^{*}} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} V_{i}^{*} \\ I_{i} \end{bmatrix}$$

$$(6)$$



これからわかるように、アイドリングに関する量はすべて複素共転数をとることに規約すれば、普通の線形回路と全く同様にレて行列で回路を解析することができる。 (6) の行列は更に分解することができ、

$$\begin{pmatrix} V_{S} \\ I_{S} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} I & O \\ jW_{S}C_{o} & I \end{pmatrix} \begin{pmatrix} O & -\frac{I}{jW_{i}C_{i}^{*}} \\ -jW_{S}C_{I} & O \end{pmatrix} \begin{pmatrix} I & O \\ -jW_{i}C_{o} & I \end{pmatrix} \begin{pmatrix} V_{i}^{*} \\ I_{i}^{*} \end{pmatrix}$$
 (7)

となる(第2図)。入力信号 Ws 側および出力アイドリング Wi 側に入る時間的に不変の容量 Co は夫々の端子に挿入する並列共振回路のアドミタンスに含めるものとして、パラメトリック励振された非線形容量の基本行列は、

$$\begin{pmatrix} 0 & -\frac{1}{jW_i C_i^*} \\ -jW_s C_i & 0 \end{pmatrix} = \frac{1}{-jW_i C_i^*} \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ -g_i^2 & 0 \end{pmatrix}$$
 (8)

で表わされるものとして以後の解析を進める。ただし

$$g_i^2 = W_S W_i \left| C_i \right|^2 \tag{9}$$

§ 2·2 周波数変換形増巾器の刊得、帯域巾

第3回のように非線形容量の両端に夫々 W_{so} かよび W_{io} に同調する並列共振回路をつけた場合の刊得・周改数特性を行列 (s) によって求めてみる。簡単のため並列共振回路の損失 G_{s} , G_{i} は信号源かよび負荷のコンダクタンス G_{g} , G_{i} に比して無視すると共振回路のアドミタンスは、

$$Y = jwc + \frac{1}{jwL} = j\sqrt{\frac{C}{L}}\left(\frac{w}{w_o} - \frac{w_o}{w}\right) = j2\delta'B$$

で表わすことができる。ここに

2 | C₁ | cos (W_pt + Φ_p)

第 3 図

である

信号およびアイドリング周波数 W_s , W_i およびそれらの共振周波数 W_{so} , W_{so} の間には、

 $W_S + W_i = W_p$, $W_{SO} + W_{io} = W_p$

$$\delta = \delta'_{s} = \frac{w_{s} - w_{so}}{w_{so}}, \quad B_{i} = B'_{i} \frac{w_{so}}{w_{io}} = \frac{w_{so}}{w_{io}} \sqrt{\frac{C'_{i}}{L'_{i}}}$$
 (10)

なる量を考えれば、信号回路およびアイドリング回路の共振アドミタンスは、

$$Y_s = j2 \delta B_s$$
 , $Y_i = -j2 \delta B_i$

と表わすことができる。

したがって信号源 G_q から負荷 G_ℓ に至る四端子行列は次のように求められる。

$$F_{i} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ j2 \delta B_{s} & 1 \end{pmatrix} \frac{1}{-jw_{i}C_{i}^{*}} \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ -g_{i}^{2} & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -j2 \delta B_{i} & 1 \end{pmatrix}^{*}$$

$$= \frac{1}{-jw_{i}C_{i}^{*}} \begin{pmatrix} j2 \delta B_{i} & 1 \\ -w_{s}w_{i}|C_{i}|^{2} - 4 \delta^{2}B_{s}B_{i} & j2 \delta B_{s} \end{pmatrix}$$
(11)

よって周波数変換形増中器の固有電力利得は、

$$G_{av} = \frac{4G_{g} G_{\ell} w_{i}^{2} |C_{i}|^{2}}{\left| j^{2} \delta B_{i} G_{g} + G_{g} G_{\ell} - g_{i}^{2} - 4 \delta^{2} B_{s} B_{i} + j^{2} \delta B_{s} G_{\ell} \right|^{2}}$$

$$= \frac{4G_{g} G_{\ell} w_{i}^{2} |C_{i}|^{2}}{(G_{g} G_{\ell} - g_{i}^{2})^{2} + 4 \delta^{2} (B_{s} G_{\ell} + B_{i} G_{g})^{2}}$$
(12)

となる。(付録) ここで増中帯域中は非常に小さい((窓以下)から $\delta \ll I$ として δ^2 の項を無視して近似計算している。中心周波数における刊得は、

$$G_{av} = \frac{4 G_g G_\ell W_i^2 |C_i|^2}{(G_g G_\ell - g_\ell^2)^2}$$
 (13)

となり、3 db 下りの帯域巾は

$$2 \delta = \frac{G_{g}G_{\ell} - g_{i}^{2}}{B_{g}G_{\ell} + B_{i}G_{g}}$$
 (14)

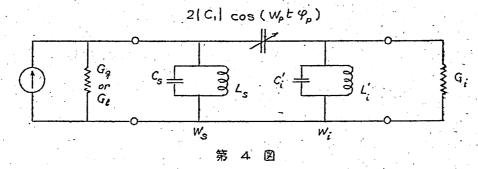
となる。従って利得帯域中積は

$$2S\sqrt{G_{av}} = \frac{2W_c |C_i| \sqrt{G_g G_\ell}}{B_c G_i + B_i G_g}$$
 (15)

この周波数変換形増中器が安定であるためには、信号源又は負荷から内部を見た負コンダクタンスの絶対値が外部に接続されるコンダクタンスより小さくなければならない。 すなわち安定条件は

で与えられる。

§ 2·3 直接槽巾器



サーキュレータを用いて直接増中する場合の利得等を求める。アイドリング回路の損失を G_i とすると、信号源から内部を見たアドミタンスは四端子行列 (11) から

$$Y_{in} = \frac{-g_i^2 - 4\delta^2 B_s B_i + j 2 \delta B_s G_i}{j 2 \delta B_i + G_i}$$

で与えられ、電力利得は反射係数の自乗で求められる。

$$G_{a\nu} = \left(\frac{G_{g}G_{i} + g^{2}}{G_{g}G_{i} - g^{2}}\right)^{2} \tag{16}$$

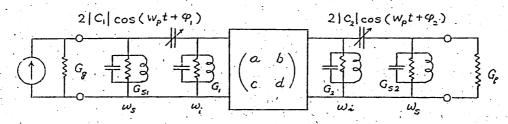
帯城中は(14) と同形式

$$2\delta = \frac{G_g G_i - g_i^2}{B_g G_i + B_i G_g} \tag{17}$$

となる。

§ 2·4 二段縦属結合増巾器の一般的解析

第 5 図のように § 2·2 の周波数変換形増巾器を背中合せに四端子網 (a,b,c,d) を介して結合した場合について考える。この場合二つの 増巾器はアイドリング周波のみで結合され、信号周波数は $\omega_s \rightarrow \omega_t \rightarrow \omega_s$ と二回変換を受けて入力と同じ周波数の出力信号が得られる。



第5四 縱属結合形增中器

さて前段の回路については周波数変換器に対する四端子行列(11)が 成立する。

$$F_{i} = \frac{1}{j W_{i} C_{i}^{*}} \begin{bmatrix} j2 \delta B_{i} & I \\ -g_{i}^{2} - 4 \delta^{2} B_{s} B_{i} & j2 \delta B_{s} \end{bmatrix}$$
(11)

又結合四端子網について

$$F_{c} = \begin{pmatrix} a & b \\ c & d \end{pmatrix}^{*} \tag{18}$$

後段の四端子行列については (11) 式において信号とアイドリングと を交換して、

$$F_2 = \frac{1}{-j\,\omega_2\,C_2} \begin{bmatrix} j\,2\,\delta\,B_S & I \\ -g_2^2 - 4\,\delta^2B_SB_i & j\,2\,\delta\,B_i \end{bmatrix}$$
(19)

ただし雑音指数を求めるとき以外は各共振回路の損失は増中器の動作に大きな影響を与えない限り無視することにする。又増中器の周波数特性を調べるに当っては両増中器は同一のものとする。すなわち両増中器のバラクタに関する共振回路の並列サセプタンスは同じ周波数特性をもつものと仮定する。

$$F_{z} = F_{1}F_{c}F_{2} = \frac{-e^{j(\varphi_{1}-\varphi_{2})}}{w_{3}w_{1}|C_{1}C_{2}|} \begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix}$$
(20)

ここだ

 $\varphi_{i} - \varphi_{2}$; 両増巾器のパラメトリック列振の位相差 $A = -\alpha^{*} 4\delta^{2}B_{s}B_{i} - b^{*}j2\delta B_{i} (w_{s}w_{i}|C_{i}|^{2} + 4\delta^{2}B_{s}B_{i}) \\
+ c^{*}j2\delta B_{s} - d^{*} (w_{s}w_{i}|C_{2}|^{2} + 4\delta^{2}B_{s}B_{i}).$ $B = \alpha^{*}j2\delta B_{i} - b^{*}4\delta^{2}B_{i}^{2} + C^{*} + d^{*}j2\delta B_{i}.$ $C = -\alpha^{*}j2\delta B_{s} (w_{s}w_{i}|C_{i}|^{2} + 4\delta^{2}B_{s}B_{i}) \\
+ b^{*}(w_{s}w_{i}|C_{i}|^{2} + 4\delta^{2}B_{s}B_{i})(w_{s}w_{i}|C_{i}|^{2} + 4\delta^{2}B_{s}B_{i}) \\
- c^{*}4\delta^{2}B_{s}^{2} - d^{*}j2\delta B_{s} (w_{s}w_{i}|C_{i}|^{2} + 4\delta^{2}B_{s}B_{i})$ $D = -\alpha^{*}(w_{s}w_{i}|C_{i}|^{2} + 4\delta^{2}B_{s}B_{i}) - b^{*}j2\delta B_{i}(w_{s}w_{i}|C_{i}|^{2} + 4\delta^{2}B_{s}B_{i}) \\
+ C^{*}j2\delta B_{s} - d^{*}4\delta^{2}B_{s}B_{i}$

(20) 式からわかるごとく、アイドリング周波のみによって結合するこの方式では両増中器のポンピングの位相差に関する係数が行列から共通因数として取り出される。これは入力信号と出力信号の位相差が、e¹⁽⁴⁾⁻⁴²⁾にしたがって変化するが、同時にその係数の絶対値が常にまであることから全体の刊得はポンピングの位相差に関係しな(1ことが結論される。進行形パラメトリック増中器と異なる一つの点である。

§ 2・5 直列抵抗による結合

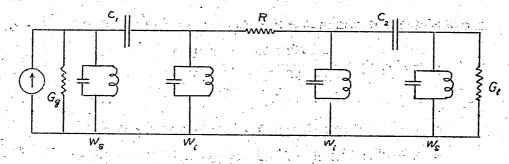
第6回のように二つの増巾器を直列抵抗Rによって結合した場合の特性を調べる。結合回路の四端子行列は、

$$F_{c} = \begin{pmatrix} I & R \\ 0 & I \end{pmatrix}^{*} = \begin{pmatrix} I & R \\ 0 & I \end{pmatrix} \tag{21}$$

であるから、この増巾器全体の四端子行列は

$$F_{t} = \frac{-e^{j(\varphi_{i}^{2} - \varphi_{2})}}{g^{2}} \begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix}$$

$$A = -g^{2}(1+j2\delta B_{i}R) , B = j4\delta B_{i}$$
(22).



第6図 直列抵抗による結合

$$C=g^2(Rg^2-j4\delta B_s)$$
, $D=-g^2(1+j2\delta B_iR)=A$ で表わされる。但し、両増中器の効振は同一とし、

$$g^2 = w_s w_i |C_i|^2 = w_s w_i |C_2|^2$$

増中間波数帝域は狭いので δ^2 の項は無視している。電力刊得は前と同様に、次のように計算される。

$$G_{av} = \frac{4}{\left| \left(\sqrt{\frac{G_2}{G_\ell}} + \sqrt{\frac{G_\ell}{G_g}} \right) - \frac{R_{g^2}}{\sqrt{G_g G_e}} + 2\delta \left\{ \frac{2B_s}{\sqrt{G_g G_e}} + B_i \cdot R \left(\sqrt{\frac{G_g}{G_\ell}} + \sqrt{\frac{G_g}{G_g}} \right) - \frac{2B_i \sqrt{G_g G_e}}{g^2} \right\} \right|^2}$$

中心周波数における利得は

$$G_{\alpha \nu} = \frac{4 G_q G_{\ell}}{(G_q + G_{\ell} - w_s w_{\ell} |c|^2 R)^2}$$
 (23)

となり、3db 下りの帯域巾を刊得の大きり場合につりて求めれば、

$$2 \delta = \frac{G_g + G_\ell - R_{g^2}}{2B_s + B_\ell R (G_g^2 + G_\ell^2) / (G_g + G_\ell)}$$
(24)

となる。

次にこれらの諸式を検討する。前項の単一増中最の場合は大きな利得を得るためには $W_s W_i |C|^2 \approx G_g G_e$ になる糸件が必要であった。挟言すれば励振によって生する変化容量の負コンダクタンス分が電源および負荷コングクタンスの幾何平均に近くなればよいということである。直列抵抗 R で結合したこの増中器では高利得の糸件は (23) 式からわかるよ

うに、

$$w_s w_i |C|^2 \approx \frac{G_g + G_e}{R}$$

であって、電源および負荷コンダクタンスの和と結合コンダクタンス 「Rとの幾何平均となる。したがって同一の電源および負荷コンダクタ ンスの場合、結合抵抗Rを大きくする程却って少しの効振電力で大きな 増中度が得られることになる。しかと一方余りRを大きくすれば(24) 式の分垂が大きくなるので帯域中が狭くなる。同時に利得帯域中積も小 さくなる。利得帯域中積は、

$$2\delta\sqrt{G_{\rho\nu}} = \frac{2\sqrt{G_{g}G_{\ell}}}{2B_{5} + B_{c}R(G_{g}^{2} + G_{\ell}^{2})/(G_{g} + G_{\ell})}$$
(25)

であるが、結合抵抗尺を小さくすればアイドリング共振回路のサセプタンスの影響が少なくなり、とれだけ増中帯域中が広くなる訳であるが、 前述の如く大きなパラメトリック励根が必要になる。

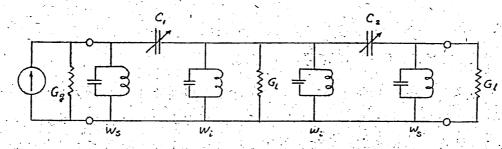
§ 2·6 直結合二段增巾

前節において R=0 とすれば、二つのパラメトリーック増巾器を直接 つなぐことになるが、その場合 (23) 式は

$$G_{\alpha} = \frac{AG_g G_{\ell}}{(G_g + G_{\ell})^2}$$

となり、これは形式上単なる伝送線の作用をしているにすぎなくなる。この物理的意味は、アイドリング回路に於いて電力の消費が起こらず、Manley-Rowe の増巾条件を減していないからである。実際問題としてこのような事は実現しない。アイドリング回路には必らず損失が含まれるからである。

次にアイドリング回路に損失 G_c がある場合について検討することにする(第7四)。



第7回 直結合二段增巾器

前項と同様に信号源から負荷までの四端子行列は、

$$F_{t} = \frac{-e^{j(\varphi_{i}-\varphi_{2})}}{g^{2}} \begin{pmatrix} -g^{2}+J2\delta B_{s}G_{c} & G_{c}+J4\delta B_{i} \\ -4\delta^{2}B_{s}^{2}G_{c}-J4\delta B_{s}g^{2} & -g^{2}+j2\delta B_{s}G_{i} \end{pmatrix} (26)$$

となり、利得帯域中等は、

$$G_{av} = \frac{4 g^{4}}{(G_{\ell} G_{\ell} - 2 g^{2})^{2}}$$

$$2 \delta = \frac{G_{\ell} G_{\ell} - 2 g^{2}}{2B_{S} G_{\ell} + B_{\ell} G_{\ell} - 2B_{S} g^{2} / G_{\ell}} \approx \frac{G_{\ell} G_{\ell} - 2 g^{2}}{B_{S} G_{\ell} + B_{\ell} G_{\ell}}$$

$$2 \delta \sqrt{G_{av}} = \frac{2g^{2}}{B_{S} G_{\ell} + B_{\ell} G_{\ell}}$$
(27)

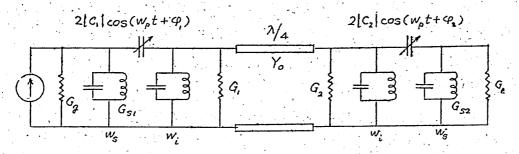
と求められる。安定条件は

であって、アイドリング回路の損失を小さくすればそれだけ少ない励振で増巾刊得がえられるが、同時に帯域中も小さくなる。これらの関係は単一素子のパラメトリッグ増中器とほとんど同一であって、パラメトリック増中器は単なる縦属結合では positive な結果はえられない。又信号入力側の負コンダクタンスを用いて直接増巾を行なわせる方法もあるが、特に見るべき効果は期待できない。

§ 2·7 インピーゲンス反転結合形増巾器(その1)

以上に見たように負性抵抗増巾器の一種であるパラメトリック増巾器を二段紙属に結合する場合単なる抵抗等の素子で結合するだけではその

特性は単一増中の場合とほとんど変らない。しかし純粋な負性抵抗は適当な受動素子とを組合わせることによって、インピーダンス反転回路やインピーグンスの負性化が実現できる如く、二つのパラメトリック増中器をインピーグンメ反転回路で結合すれば、種々の興味ある特性をもつ増中器が期待できる。



第8回 インピーダンス反転結合形増巾器

第8回のように伝播攻長スの 1/4 の線路 (特性インピーダンス Z₆)で結合したものについて考える。アイドリング共振回路における損失コンダクタンスを夫々 G,, G₂ とし、計算の便宜上これを結合回路に含めて考えることにする。従って結合回路の基本行列は、

$$F_{L} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ G_{1} & 1 \end{pmatrix}^{*} \begin{pmatrix} 0 & j Z_{0} \\ j Y_{0} & 0 \end{pmatrix}^{*} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ G_{2} & 1 \end{pmatrix}^{*} = -j Z_{0} \begin{pmatrix} G_{1} & 1 \\ Y_{0}^{2} + G_{1}G_{2} & G_{2} \end{pmatrix}$$
(28)

となるから、全体の四端子行列を

$$F_{t} = \frac{+jZ_{o} e^{j(\varphi_{i} - \varphi_{i})}}{w_{s} w_{i} | C_{i} C_{i}|} \begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix}$$
(29)

とおけば.

$$A = -G_{1}(g^{2} + 4\delta^{2}B_{5}B_{i}) - G_{2}4\delta^{2}B_{5}B_{i}$$

$$-j2\delta B_{i}(g^{2} + 4\delta^{2}B_{5}B_{i}) + j2\delta B_{2}(Y_{o}^{2} + G_{1}G_{2})$$

$$B = Y_{o}^{2} + G_{1}G_{2} - 4\delta^{2}B_{i}^{2} + j2\delta B_{5}G_{2} + j2\delta B_{i}G_{i}$$

$$C = (g^{2} + 4\delta^{2}B_{5}B_{i})^{2} - 4\delta^{2}B_{5}^{2}(Y_{o}^{2} + G_{1}G_{2})$$

$$-j2\delta B_{5}G_{2}(g^{2} + 4\delta^{2}B_{5}B_{i}) - j2\delta B_{5}G_{1}(g^{2} + 4\delta^{2}B_{5}B_{i})$$

$$D = -G_{1}4\delta^{2}B_{5}B_{i} - G_{2}(g^{2} + 4\delta^{2}B_{5}B_{i})$$

 $+j2\delta B_S(Y_o^2+G_iG_2)-j2\delta B_i(g^2+4\delta^2B_SB_i)$ となる。但 U ここでは 両増 巾 器の 回路定数 は全く 同一、即

 $g^2 = w_s w_i |C_i|^2 = w_s w_i |C_2|^2$, $G_g = G_c = G_o$ と仮定している。以後詳しく吟味するときは、

 $g_1^2 = W_S W_1 | C_1|^2$, $g_2 = W_S W_1 | C_2|^2$, $g_1^2 + g_2^2$, $G_g + G_e$ として添字をそえて両増中基の非対称な場合も考慮することにする。

 δ^2 の頃を零次の頃に比して省略(信号周波数 $4000\,MC$ に対して帯域中が $40\,MC$ 程度ならば δ は $1\,\%$ であり、近似は充分成立する)して利得帯域中を求めれば

$$G_{av} = \frac{4g_i^2 g_2^2 G_g G_e Y_o^2}{\left\{ (G_g G_i - g_i^2) (G_e G_2 - g_2^2) + Y_o^2 G_g G_e \right\}^2}$$

$$(30)$$

$$2\delta = \frac{(G_g G_i - g_i^2)(G_e G_2 - g_2^2) + \gamma_b^2 G_g G_e}{B_s \{ 2G_g (\gamma_o^2 + G_i G_2) - g^2 (G_i + G_2) \} + B_i G_g \{ G_g (G_i + G_2) - 2g^2 \}}$$
(31)

ここに得た二式と前の諸式を比較して特徴あるのは分冊である。利得を表す式 (30) にないて、 $g_1^2=g_2^2=g^2$ とおいて考えてみれば、 g^2 に関して二次式となり、条件

$$4 G_g G_{\ell} Y_o^2 > (G_g G_{\ell} - G_{\ell} G_{2})^2$$

の下では分母は零とはならない。すなわち両増巾器の効振を同じように 変化させた場合、単一増巾器のように利得が任意の大きさにとれない事 がある。又増巾周波数帯域を表わす(31)式の分母には負の項がある。 したがってこの負の項を適当に大きくすることによって増中帯域巾を広 くすることが考えられる。以下これらの性質に関して詳しく考察する。

a. 安定条件

先すこの増中器が安定に動作するためにはパラメトリック 砂振の大き g_1^2 , g_2^2 が如何なる範囲にあるべきか考察しなければならな(1。

回路が安定であるためには信号源 G_g から増巾番内部を見たときの負のコンダクタンスの絶対値が外部回路のコンダクタンス G_g より小さくなければならない。即ち、

$$G_{q} + G_{in1} = G_{q} + \frac{g_{i}^{2} g_{2}^{2} - G_{2} G_{\ell} g_{i}^{2}}{-G_{i} g_{2}^{2} + G_{\ell} (Y_{0}^{2} + G_{i} G_{2})} > 0$$

又負荷から見た場合につけても同様に

$$G_{\ell} + G_{in2} = G_{\ell} + \frac{g_{i}^{2}g_{2}^{2} - G_{i}G_{g}g_{2}^{2}}{-G_{i}g_{i}^{2} + G_{g}(Y_{o}^{2} + G_{i}G_{2})} > 0$$

が成立しなければならなり。或は上の二式を整頓して

$$\left\{ g_{2}^{2} - G_{e} \left(\frac{Y_{o}^{2}}{G_{i}} + G_{2} \right) \right\} \left\{ \left(g_{i}^{2} - G_{i} G_{g} \right) \left(g_{2}^{2} - G_{2} G_{e} \right) + Y_{o}^{2} G_{g} G_{e} \right\} < 0$$

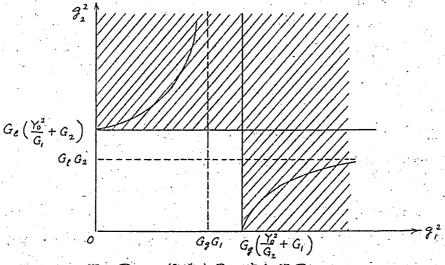
$$\left\{ g_{i}^{2} - G_{g} \left(\frac{Y_{o}^{2}}{G_{i}} + G_{i} \right) \right\} \left\{ \left(g_{i}^{2} - G_{i} G_{g} \right) \left(g_{2}^{2} - G_{2} G_{L} \right) + Y_{o}^{2} G_{g} G_{e} \right\} < 0$$

$$g_{1}^{2} < G_{g}\left(\frac{Y_{o}^{2}}{G_{1}} + G_{1}\right)$$

$$g_{1}^{2} < G_{\ell}\left(\frac{Y_{o}^{2}}{G_{\ell}} + G_{2}\right)$$

$$(32)$$

となる。(第9図)



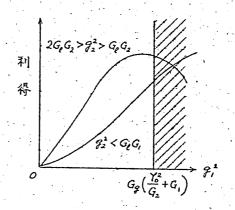
第9四 二段増巾器の安定範囲

効振の安定限界は夫々の可変容量素子について独立に定まることは注 目される。

6. 利 得

上述の安定範囲で効振の大きさを変えたとき、利得はどのように変化するかを調べる。後段の増中器の効振 g_2^2 を一定に保ち、 g_1^2 を零から安定限界点 G_g (Y_o^2/G_1+G_2)まで変化させた場合は g_2^2 の値によって利得の変化の模様が著しく異なる。 $g_2^2 \le G_2$ の場合は単一パラメトリック増中器の場合と同様に g_1^2 の増加と共に単調に増加するが、安定限界点に達しても刊得は無限大とはならない。又 $g_2^2 > G_2$ の場合は g_1^2 を変化したとき安定範囲内で刊得は最大点をもつようになる(第10回)。即ち砂板電力を大きくすること

によって刊得を任意に大き(と ることができず、最大利得は回 路定数の接び方によって定まる ことになる。



第10回 g_2^2 を一定に保ち g_1^2 をかえたときの刊得の変化

失は而者について少し異なるものとし、 $G_1 \gtrsim G_2$ と仮定する。(これによって一般性は失なわれない。)

先す

$$2 Y_o > G_1 - G_2$$
, $G_g = G_\ell = G_o$ (33)

の場合を考えると、前述のごとく(30)式は極点をもたず、増中度は一定の大きさに抑えられる(第11図曲線(1))。共通の効振の大きさが、

$$g^2 = G_o \sqrt{Y_o^2 + G_i G_2}$$

(.34)

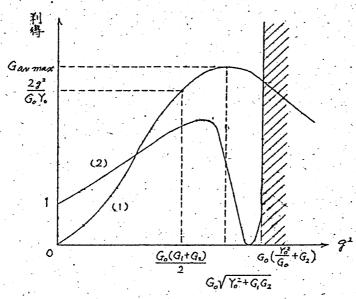
のときに利得は最大値

$$G_{av max} = \left\{ \frac{2Y_o}{2\sqrt{Y_o^2 + G_i G_2} - (G_i + G_2)} \right\}^2$$
 (35)

ととる。安定範囲にこの点が存在するためには、

$$\gamma_{a}^{2} > G_{i}(G_{i} - G_{2})$$
 (36)

でなければならない。



曲線(1) 二段增中器通過利得 (4) 一段日端子における反射利得

第11四 効板に対する刊得特性

この安定限界内で(35) 式は Yo について減少関数であって、(36)式 を滴す範囲で Yo を小さくすれば、得られる最大利得は任意に大きくす ることができる。

次に

$$2 Y_o \leq G_i - G_2$$

の場合を考えれば、刊得を表わす(30)式は極をもち、励振を大きくすることによって軍一のパラメトリック増中器のように任意に大きな刊得

をとることができる。

尚、二段結合増巾器の入力端に生する負性抵抗によって増巾利得をとることができるが、(33) 式が成立する場合につ(1て第11四に反射利得

$$G_{arrefl} = \left\{ \frac{(G_{i}G_{g}+g_{i}^{2})(G_{2}G_{e}-g_{2}^{2})+Y_{o}^{2}G_{g}G_{e}}{(G_{i}G_{g}-g_{i}^{2})(G_{c}G_{e}-g_{2}^{2})+Y_{o}^{2}G_{g}G_{e}} \right\}$$

を一緒に示した。通過利得 $w_s \to w_t \to w_s$ (1) と反射利得 $w_s \to w_s$ (2) は比較的小さな効振

$$g^{2} = \frac{G_{o}}{2} \left\{ 2 \gamma_{o} + G_{i} - G_{2} + \sqrt{(2 \gamma_{o} + G_{i} - G_{2})^{2} + 4 \gamma_{o}^{2}} \right\}$$

で交叉する。

以上から分かるように、条件(33)が成立するときは利得は無限大とならず、極大値をもつことは単一パラメトリック増巾器と著しく異なる点であるが、後述するように効振電力の変動に対する安定度が非常によくなることを示して()る。

C. 周波数特性

(31) 式にかりて、励振を安定範囲内のある一点

$$2g^{2} = G_{o}(G_{1} + G_{2}), \quad (2Y_{o} > G_{1} - G_{2})$$
(37)

が成立するように選定するならば、分母における B_i に関する頃はなくなり、第一次近似においてアイドリングの共振回路のサセプタンスの影響がなくなる。それにけ増中器全体の周波数帯域中が広くなることを聴いる。この効果の物理的意味を考えることは興味深い。一般に共振回路を伝送線に λ_4 間隔で並べれば沪波器として周波数特性の平坦なものが得られるが、この場合にもそれに似た現象と解釈できよう。しかし負コンダクタンスというアクチブな素子があるため、重常の沪波器とは担当異なった動作をするであろうことは充分考えられる。

さて (37) の条件が成立する場合の利得帯域巾積は

$$2\delta\sqrt{G_{av}} = \frac{2G_{o}Y_{o}(G_{i} + G_{2})}{B_{s}\left\{4Y_{o}^{2} - (G_{i} - G_{2})^{2}\right\}}$$

 $2 Y_{\alpha} \gtrsim G_{\alpha} - G_{\alpha}$

(38)

のように、結合銀路の特性アドミタンス Y_0 を決めたものとすれば、第一次近似にないて信号回路の共振サセプタンスが打消されるため、帯域中は非常に広くなり、同時に刊得も大きくなり、刊得帯域中預は非常に大きくなる。前述の如く大きな刊得をとるためには Y_0 を小さくしなければならな()が、 Y_0 を (38) 式より小さくずれば刊得 (30) は極をもっことになり、広帯域のための条件(37)~(38) は実現できな()ことになる。

このように結合線路の特性アドミタンス Y。の大きさがアイドリング 回路の損失と大きな関係をもつことは一見理解し難いようであるが、次 に物理的解釈を考えてみる。

この結合線路はその長さが ¾ にしてあるから、特性アドミタンス % を変換コングクタンスとして互に相手のアドミタンスを反転している。 第二段目の増中器のアイトリング回路の損失 G が非常に小さい場合を考えると、結合線路の特性アドミタンス % によって第一段目のアイドリング回路へ大きな損失となって変換される。少ない効振で大きな刊得を得るためにアイドリング回路の損失を小さくえらんだとしても、結合線路の特性アドミタンスが或る程度大きければ、却って損失が増したことと等価になる。その意味で変換コンダクタンスとなる線路の特性アドミタンス % は十分小さくえらばなければならない。しかし、一方これを余り小さくし過ぎると両者の結合が小さくなり、夫々の増中器が別々に動作するようになる。(32) において Y = 0 として分かるように、増中器の安定限界も大々について別個に定まり、(37)の条件も満足させることが不可能になる。線路の特性アドミメンスの大きさの決定が重要な故である。

以上、第一次近似において広帯域となる条件を求めたのであるが、第 一次近似で帯域中を表わす式が無限大となるのは単峰特性から双峰特性 に移行する点を示しているものと思われる。もう少し詳しく計算すれば 利得の周波数特性は次のようになる。

$$G_{aw} = \frac{4G_{g}G_{\ell}}{\{g^{4} - g^{2}(G_{i}G_{g} + G_{2}G_{\ell}) + G_{g}G_{\ell}(Y_{o}^{2} + G_{i}G_{2})\}^{2} + 4S^{2}\alpha + 16S^{4}\beta}$$

$$\alpha = B_{s}^{2}\{g^{4}(G_{i}^{2} + G_{2}^{2} - 2Y_{o}^{2}) - 2g^{2}(Y_{o}^{2} + G_{i}G_{2})(G_{g}G_{2} + G_{\ell}G_{i}) + (Y_{o}^{2} + G_{i}G_{2}^{2})(G_{g}^{2} + G_{\ell}^{2})\}$$

$$+ 2B_{s}B_{i} g^{2}(2g^{4} - G_{g}^{2}G_{i}^{2} + G_{\ell}^{2}G_{2}^{2})$$

$$+ B_{i}^{2}\{g^{4}(G_{g}^{2} + G_{\ell}^{2}) - 2g^{2}G_{g}G_{\ell}(G_{g}G_{2} + G_{\ell}G_{i}) + G_{g}^{2}G_{\ell}^{2}(G_{i}^{2} + G_{2}^{2} - 2Y_{o}^{2})\}$$

$$\beta = B_{s}^{4}(Y_{o}^{2} + G_{i}G_{2})^{2} + 2g^{2}B_{s}^{3}B_{i}(G_{i}^{2} + G_{2}^{2} - 2Y_{o}^{2})$$

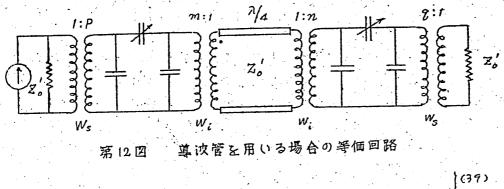
$$+ B_{c}^{2}B_{i}^{2}\{Sg^{4} + g^{2}(2G_{g}G_{2} + 2G_{\ell}G_{i} + G_{g}G_{i} + G_{\ell}G_{2})$$

$$+ (G_{i}^{2} + G_{2}^{2})(G_{g}^{2} + G_{\ell}^{2}) - Y_{o}^{2}G_{g}G_{\ell}\} + B_{s}B_{i}^{3} \cdot 2g^{2}(G_{g} - G_{\ell})^{2} + B_{i}^{4}G_{g}^{2}G_{\ell}^{2}$$

d. 結合線路の特性アドミタンスにつ()て

以上でみたように結合線路の特性アドミタンスは相当小さくしなければならないが、実際問題として線路の特性アドミタンスは自由に変えることはできないし、又要求されるような特性アドミタンスの小さい線路を得ることは技術的に困難である。しかしこれは次のように考えるとによって原理的に解決することができる。即ち適当な交換コンダクタンスを以ってインピーダンス反転をしたい場合、ある特性インピーダンススを転をしたい場合、ある特性インピーダンスを成器を取りればよいことがわかる。第12回路、上の問題を解決するためには増中器のアイドリング共振回路といば、上の問題を解決するためには増中器のアイドリング共振回路とかば、上の問題を解決するためには増中器のアイドリング共振回路との場路との結合を適当な大きさにすればよいことがわかる。第12回にその等価回路を示す。各同調回路における結合の大きさ、即ちインピーダンス変成比を図示のようにすれば、今までに用いた数量と導波管回路の特性インピーダンス 変っとの関係は、

$$G_q = \frac{1}{\rho^2 Z_o'}, \qquad G_\ell = \frac{1}{q^2 Z_o'}$$
 (39)



$$Y_o = \frac{1}{nmZ^o}$$

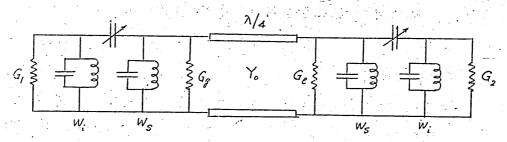
となる。信予源および負荷との結合(又はコンダクタンス G_g , G_e の大きさ)は変成比 P および P で定まり、同じ特性インピーグンスの導波管を使用しても P, P によって G_g , G_e の値を等価的にかえることができる。

望ましい特性を得るには結合線路の特性アドミタンス Yo はある程度 小さくしなければならないが、(39) 式からわかるように m.n を大き く、或いはアイドリング回路と結合線路との結合を小さくすることによ って等価的に Yo を小さくすることができる。

能って実際にこのような増中器を作る場合はアイドリング回路(又は信号回路)の線路との結合度を自由に調整できるものであることが必要である。徒来パラメトリック増中器においては非線形容量の信号およびアイドリング回路と外部回路との結合に関しては余り詳しく考えられていない。このの周波数への共振以外に結合度をも考慮に入れてパラメトリック増中器を製作することは立体回路では技術的に非常に難かしい問題であり、4個のパラメータ(二周波における共振と結合度)を独立に調整できるように設計することは怒らく不可能であろう。しかし単一形のパラメトリック増中の場合でもその性能が充分に発揮されるためにはその解決が望まれる所である。

§ 2・8 インピーダンス反転結合増巾器(その2)

第8図のような回路で、信号とアイドリングの位置を入れ替えたもの、即ち第13回に示すように、G、の位置に信号源G。をおき、G2の位置に負荷G2を接続しにような場合も種々の特徴ある特性をもっている。



第13回 インピーダンス反転結合増巾器(その2)

これは正崎ダイオードを用いた四端子型負性抵抗電中器をパラメトリック容量素子を用いて実現したような形である。従ってその最大の利点である所の中心周波数において整合がとれるという性質をきなえている。しかもパラメトリック増中器は本来低雑音である上、整合をとることによってサーキュレーター等の非可逆素子が不要になれば更に低雑音の増中器を得る可能性がある。

特性は既に発表された A/4 結合負性抵抗増中器と類似しているので 簡単に検討することにする。帯域の中心における利得は、

$$G_{qu} = \frac{4 G_g G_e G_i^2 G_2^2 Y_o^2}{\{(G_g G_i - g_i^2)(G_e G_2 - g_2^2) + Y_o^2 G_i G_2\}^2}$$

である. 整合のとれるための条件は

$$Y_o^2 + \frac{g_1^2 g_2^2}{G_1 G_2} = G_g G_{\ell}$$

$$\frac{g_2^2 G_g}{G_2} = \frac{g_1^2 G_{\ell}}{G_{\ell}}$$

となり、この条件の下で回路を全て対称 $\left(\begin{matrix} G_g = G_e = G_o \end{matrix}, y_i^2 = y_2^2 = g^2 \end{matrix} \right)$ と

えらんだ場合の利得は

$$G_{av} = \frac{G_o G_i + g^2}{G_o G_i - g^2}$$

となる。利得が大きくとれるためには $G_{o}G_{i} \approx g^{2}$ となるような励振が必要であるが、そのためには Y_{o} が小さくなければならない事は前節の場合と同様である。又周改数特性については、利得が、

$$G_{av} = \frac{4G_g^2 Y_o^2 (G_i^2 + 4S^2 B_i^2)^2}{16S^4 \alpha - 16S^2 \beta + \gamma^2}$$

と表わされて双峰特性となる。但し

$$\alpha = (B_S G_1 + B_i G_2)^4 + B_i^4 Y_o^4 + 2B_i^4 G_2^2 Y_o^2$$

$$\beta = 2B_i^2 G_o G_1 Y_o^2 (G_o G_1 - g^2) + G_i^2 Y_o^2 (B_S G_1 + B_i G_o - B_i Y_o) (B_S G_1 + B_i G_2 + B_i Y_o)$$

$$\gamma = (G_o G_1) - g^2)^2 + Y_o^2 G_i^2$$

§ 2・9 各種増巾器の安定度の比較

パラメトリック増中器は一種の負性抵抗増中器であるため、安定度は非常に悪い。その中で最も問題になるのは励振電力が変化したときの利得の変動である。 Rowe の定義と同様に励振電力の変化にもとづく利得変動率を、

$$S = \frac{d G_{av} / G_{av}}{d g^2 / g^2}$$

によって定義し、各種増巾器について比較する。

周波数変換形増巾器の場合は

$$S_{l} = \frac{G_{g}G_{\ell} + g^{2}}{G_{g}G_{\ell} - g^{2}} = \frac{G_{g}G_{\ell} + g^{2}}{2g\sqrt{G_{g}G_{\ell}}}\sqrt{G_{av}} \approx \sqrt{G_{av}}. \tag{a}$$

となり、一段でサーキュレーターを用いて直接増中する場合の利得変動 S_a も (a) と同じ値になる (b) 。

二段直列抵抗結合及び直結合の場合は、

$$S_4^3 \approx \frac{G_g + G_e}{\sqrt{G_g G_e}} \cdot \sqrt{G_{av}}$$
 (c)(d)

インピーダンス 反転結合 (I);

$$S_{5} = 2 + \frac{2g^{2}(G_{g}G_{e} + G_{e}G_{z} - 2g^{2})}{(G_{e}G_{g} - g^{2})(G_{z}G_{e} - g^{2}) + Y_{o}^{2}G_{g}G_{e}}$$

$$= 2 + \frac{G_{e}G_{g} + G_{z}G_{e} - 2g^{2}}{Y_{o}\sqrt{G_{g}G_{e}}}\sqrt{G_{aw}} \qquad (e)$$

インピーダンス反転結合(II);(入出力共に整合がとれているとき)

$$S_6 = \frac{2g^2 G_o G_1}{G_o^2 G_1^2 - g^4} = \frac{2g^2 G_o G_1 G_{av}}{(G_g G_1 + g^2)^2} \approx \frac{1}{2} G_{av}$$
 (f)

上の諸式を比較すれば、入出力、整合のとれたインピーダンス反転結合 増巾器(I)の利得変動は、利得に正比例していて最も悪いことが分る。 早 ーパラメトリック 増巾器の刊得変動率は刊得の平方根に等し()。このパ ラメトリック 増巾器を単なる抵抗 R で結合したり、直結したものは単一 のパラメトリック増巾器より安定度は却って悪くなる (c).(d)。

これに反してインピーダンス反転結合(I)の変動率は特殊な形をもってかり、利得の高い所では却って非常に小さくなる。この理由は前に述べたように、この増中器は利得に最大値をもってかり、その点で増中器が仂くように各定数を設定すれば励振電力の変化に対して利得の変動はなくなる。即ち $S_s=0$ となる。このための条件は(34)(36)式であるが、周波数特性に関して最も好もしい条件とや、異なる。馬波数帯域が広くなる (Maximally flat)条件は(37)式であるが、これを満すとき利得変動率は $S_s=2$ となる。他の形の増中器に比して非常に小さな値である。しかもこの条件は $S_s=0$ の条件よりも安定限界から遠ざ

かった点であるので却って好都合であるが、刊得は余り大きくない。

以上安定度として砂板電力が変化した場合の利得変動について考慮したのであるが、信号原、又は負荷のインピーダンスが変化した場合の利得変動も問題となる。しかし夫々の利得を表わす式から考えて、これらの定数の変化と砂板の大きさの変化とは相対的なものであるから、外部回路定数の変化に対する利得変動も大体同様なことが云える。又最近では、単向管のような非可逆素子も利用できるため、外部回路定数によるものはそれ程重要視する必要はないと思われる。

8 2-10 稚音指数について

今までの解析においては全体の特性に大きな影響はないものとして各並列共振回路の損失を無視したが、雑音指数を求めるに当ってはとれらが問題になる。各共振回路の損失は第5図に順じて G_{S1} , G_{1} , G_{2} , G_{52} と表わすことにする。

周波数変換形増巾器については周知の如く、谁音指数は、

$$F_{i} = 1 + \frac{G_{s}}{G_{g}} + \frac{W_{s}}{W_{i}} \frac{G_{g}G_{i}}{g^{2}}$$
 (a)

と表わされる。又、サーキュレーターを用いた直接増巾器では、

$$F_2 = 1 + \frac{G_s}{G_g} + \frac{w_s}{w_t} \tag{b}$$

である。

次に二段結合形の場合について雑音指数を求める。雑音指数の定義は 増巾器の電力利得を G_{av} 、出力に表わされる雑音電力を No とすれば

$$F = \frac{N_o}{KTB G_{av}}$$

で与えられる。従って増巾器中に存在する損失 G_{ν} による稚音指数への 寄与は次のようにして求めることができる。損失 G_{ν} から負荷 G_{e} に至るまでの四端子行列を求め、これを (A,B,C,D) で表わせば G_{ν} に発生する稚者電力は、

$$N_0 = \frac{4 \text{ KTB } G_r G_\ell}{\left| A G_r + B G_r G_\ell + C + D G_\ell \right|^2}$$

となる。これを代入して Guによる雑音指数への寄与は

$$F_{\ell}(G_{N}) = \frac{A G_{N} G_{\ell}}{G_{\alpha N} |A G_{N} + B G_{N} G_{\ell} + C + D G_{\ell}|^{2}}$$

によって求められる。

大々の増巾器について計算の結果を示せば次のようになる。

直列抵抗による結合形増巾最については

$$F_{s} = I + \frac{G_{s1}}{G_{g}} + \frac{W_{s}}{W_{i}} \left\{ \frac{G_{i}G_{g}}{g_{i}^{2}} + \frac{g_{i}^{2}R}{G_{g}} + \frac{G_{2}(Rg_{i}^{2} - G_{g})^{2}}{G_{g}g_{i}^{2}} \right\} + \frac{G_{s2}}{G_{g}} \frac{g_{z}^{2}}{g_{i}^{2}}$$
(c)

直結合型増中器については

$$F_4 = 1 + \frac{G_{SI}}{G_g} + \frac{w_s}{w_i} \cdot \frac{G_e G_g}{g_i^2} + \frac{G_{S2}}{G_g} \cdot \frac{(G_1 G_g - g_i^2)^2}{g_i^2 g_i^2}$$
 (d)

インピーグンス反転結合形 (I);

$$F_{5} = I + \frac{G_{51}}{G_{g}} + \frac{W_{5}}{W_{c}} \left\{ \frac{G_{1}G_{g}}{g_{1}^{2}} + \frac{G_{2}(G_{1}G_{g} - g_{1}^{2})^{2}}{G_{g}g_{1}^{2}Y_{o}^{2}} \right\} + \frac{G_{5}^{2}}{G_{g}} \frac{\left\{ G_{g}(Y_{o}^{2} + G_{1}G_{2}) - G_{2}g_{1}^{2}\right\}^{2}}{g_{1}^{2}Y_{o}^{2}}$$
(e)

インピーダンス反転 結合形(Ⅱ)

$$F_{6} = 1 + \frac{G_{51}}{G_{g}} + \frac{W_{5}}{W_{i}} \left\{ \frac{g_{i}^{2}}{G_{g}G_{i}} + \frac{g_{2}^{2}(G_{i}G_{2} - g_{i}^{2})^{2}}{G_{g}G_{i}^{2}G_{2}Y_{0}^{2}} \right\} + \frac{G_{52}}{G_{g}} \frac{(G_{i}G_{g} - g_{i}^{2})^{2}}{G_{i}^{2}Y_{0}^{2}}$$
(f)

因みに、インピーダンス反転形 (I) の場合で信号入力側の負性拡抗を 利用して直接増巾を行なった場合につ()て雑音指数を求めれば、

$$F_{7} = / + \frac{4 G_{g} g_{1}^{2}}{\left\{ (G_{l} G_{g} + g_{1}^{2}) (G_{2} G_{\ell} - g_{2}^{2}) + Y_{o}^{2} G_{g} G_{\ell} \right\}^{2}} \left\{ \left[G_{l} (G_{2} G_{\ell} - g_{2}^{2})^{2} + G_{2} G_{\ell}^{2} Y_{o}^{2} \right] \frac{w_{c}}{w_{\ell}} + G_{\ell} g_{2}^{2} Y_{o}^{2} \right\}$$
(9)

となる。

これらの諸式 (c)~(g) と早ーパラメトリック 増巾器の雑音指数 (a) (b)を比較して分るように、二段式にすればそれだけ損失を伴う個所が多くなるために、雑音指数は悪くなる。パラメトリック増巾器を二段縦属結合する場合は、二つの増巾器が互いに干渉し合って一つの増巾器を

形成するため、通常の谐中器のような考え方は成り立たなり。しかし(c)~(g)の諸式をみれば弱振の大きさを適当にえらべば、雑音指数のある特定の頃をO又は非常に小さくすることができる。このような場合は大体増中器の利得が高い場合に一致しており好都合である。ある特定の損失に基づく稚音指数への寄与が小さくなる理由は次のように考えられる。増中器の利得が大きくなるように励振をえらぶときは、それによって生する負コンダクタンスによって損失が補償され、ある端子はほとんど開放又は短絡の状態になり、その部分の稚音指数への寄与は小さくなるものと思われる。

インピーダンズ及転形について上の条件 $g_i^2 \approx G_g G_i$ が成立するように第一段の励振を定めたものとすれば、第二段目のアイドリングの損失 G_2 にもとづく雑音指数の劣下はなくなる。又インピーダンス 反転結合の場合は安定条件 (32) から考えてこのようにすることは可能であり、 その場合の雑音指数は、

$$F_{5}^{I} = I + \frac{G_{SI}}{G_{g}} + \frac{W_{S}}{W_{i}} + \frac{G_{S2}}{G_{i}} \frac{Y_{o}^{2}}{g_{z}^{2}}$$

$$F_{6}^{I} = I + \frac{G_{SI}}{G_{g}} + \frac{W_{S}}{W_{i}}$$

となって単一パラメトリック増巾器の場合と大差なくなる。

同じような条件の下でインピーダンス 反転形でサーヤエレーターを用いて直接増中を行なった場合の雑音指数は、

$$F_{7}' = 1 + \frac{4 G_2 g_i^2}{G_2 Y_0^2} \left(1 + \frac{w_s}{w_i}\right)$$

となる。

以上雑音指数の式にすべて共通していることは係数 Ws/w, をもつ項が多いことである。従って二段結合形増巾器において、雑音指数を減少させるにはアイドリング周波数を信号周波数に比して充分高くえらばなければならないのは単一パラメトリック増巾器におけると同様である。

§ 2・11 まとめ

パラメドリック増中最を二段結合する場合の種々の形式についてその性質を調べた。パラメトリック増中番は元来負性抵抗を利用しているものである故、単なる直結や抵抗による結合では、利得、帯域中は単一の場合と殆ど変る所なく、実用価値は余りない。結合素子としてインビーダンス反転器を用いるのが種々の興味ある特性をもつことが分った。

インピーダンス反転結合形増中器の種々の性質をまとめると次のようになるう。

- 1. 入出力回路が分離している。従ってサーキュレーター等の非可逆回路を省略することができる。
 - 2. 車ーパラメトリック増巾器の場合よりも帯域が広くとれる。

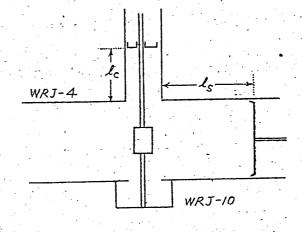
最近単一パラメトリック増巾器において共振器を多重にして、広帯域化が研究されているが、これらを伴用すれば更に帯域が広くとれるかもしれない。

- 3. 効振の変化に対する刊得変動が少ない。
- 4. 連行波形パラメトリック増巾器に比してダイオード当りの増巾度が大きくとれて励振の位相は考慮する必要はない。しかし帯域は進行波形程広くはとれないと思われる。
 - 5. 両方向性増巾である。

ここで行なった解析にかいては、各共振回路は中心周波数に同調しているものと仮定したが、スターが一式に各共振回路の同調周波数をずらせれば更に好ましい結果が得られるかも知れない。

Ⅲ イントペータンス反転結合増巾器の構成例

解析の結果分ったように励振型力(変化容量の振巾)を いくら大きくしても回路定数 によって最大増巾度が限定される故 antinum な増巾特性 を得るためには回路構成の最大が重要となる。最大利得は 回路定数のえらび方によっる が、路定にとることはできるが、励振を



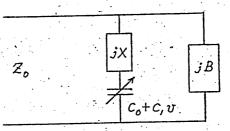
***14図 共振形パラメトリック増巾器**

$$g = \frac{G_g G_1 + A_L G_2}{2}$$

が成立するように撰んだときの利得はオ11 図に示したように結合線路の特性インピーダンスに比例するから大きな利得を得るためには特性インピーダンスの大きな線路を用いるか、§2.7(d)で述べたようにアイドリング回路の結合度を小さくしなければならない。即ち二段結合形増巾器を実現するためには各パラメーターの信号・アイドリングニ周波に共振する上に結合度を適当に加減できる構造のパラメトリック増巾器が必要である。オ14 図に示した構造のパラメトリック増巾器を二段結合にした場合の一例を次に報告する。

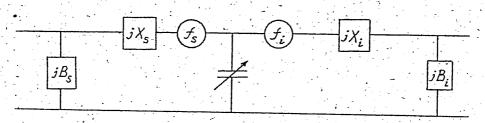
§3.1. 共振パラメトリック増巾器 の動作について

サ14 図のような構造のパラメト リック増巾器の等価回路はサ15 図 のように表わされる。jX は同軸部

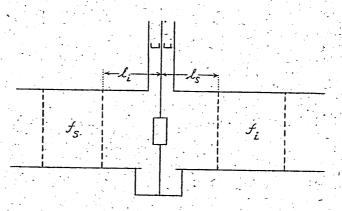


≯15図 ≯14.図の等価回路

およびバラクタに直列に入る支持棒のリアクタンスを表わし、jB は導入管の可動短絡板のバラクター面に入るサセプタンスを表わす。これが二周波で動作する場合、信号アクドリング周波数について失々に分けて等価回路を画けばオ16 図 のようになる。



オ16図 二周波における等価回路



オ17四 信号とアイドリングの分離

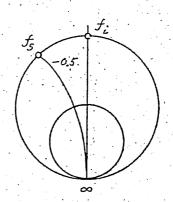
面とバラクタとの距離 ℓ_s , ℓ_i を適当に元らんでバラクターが信号及びアイドリング間波数に同調するようにした。信号は f_s に同調した空胴よリ入り、 f_i の空胴の D.S.C 面と長さ ℓ_s によってバラクターは信

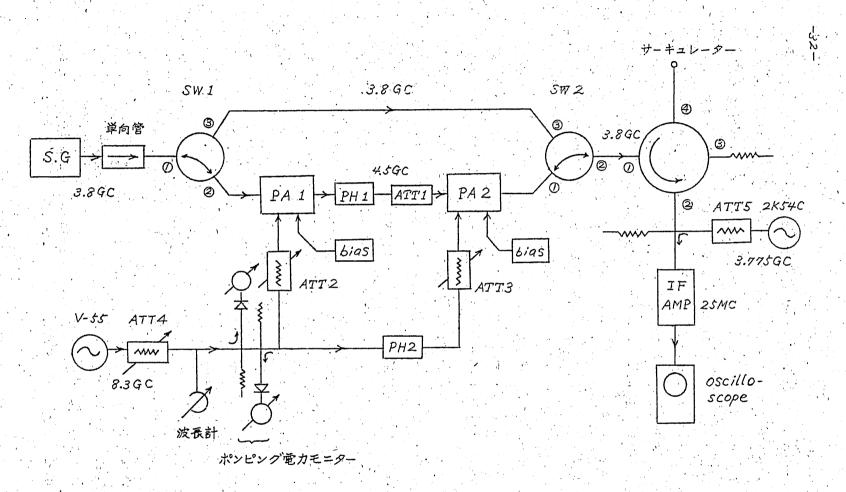
号周波数に共振する。アイドリングの共振回路は f_s の空胴の $D_s S_s C_s$ 面 によって形成され生じたアイドリングシグナルは 🗲 の空胴を通過して 信号fsとは反対の方向に出て行く。空胴はそれによって増巾器の帯域 巾に余り影響のないように外部 Q は小さくとった。しかし信号とアイ ドリングは周波数が相当離れているので分離はほぼ完全である。この回 路の動作は本質的にはオ14 図と異ならず、その等価回路はオ16 図の ように表わされる。異なるのはサセプタンスjBsとjBiが独立に加減で ·きるようになった事で、同軸の冠絡板と ls. li を適当に動かすことに よって信号及びアイドリング回路の結合度をある範囲内で加減すること ができる。これによって二段結合にする場合に要求される条件は或る程、 度までみたせるように調整できるが、パラメーターが一個足りないので - 完全とはいえない。パラメトリツク増巾器に於いてバラクターの信号源。 及がアイドリング頁荷との結合の問題は重要であるが明確な定義は与え 難い。レかし、増巾器を動作する状態にしたときのと。又は上;(即ち jB_{S} , jB, の値)によって大体の判断がつく。我々が用いたものでは l_{S} は信号周波数の管内波長近くであり、よはアイドリング周波数の管内波 長に殆んど一致している。この事実から信号回路の結合は強く、アイド リングのそれは小さいことが予想される。これは又定在波測定器によっ 'てバラクター面のインピーダンスを信号及びアイドリングの夫々の問波 . 数について測定すればもう少し明確に把握することができる(才18四)。

§3·2. 二段結合形增巾器

前節のように信号とアイドリン グの分離ができたので、同じもの を二個背中合せに結合した。オ19 図に実験回路を示す。

信号周波数は 8322 MC である。この増巾器はポンピングの位相には無関係であるので、特別の





オ19四 二段結合形パラ×トリック増巾器の実験回路ブロック図

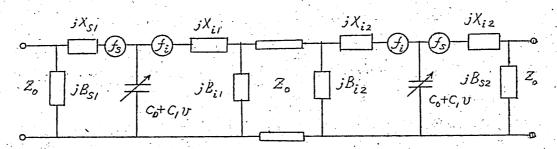
場合の外は移相器PH2 はつけていない。

二段結合増巾器は個々増巾器を別々に調整してから組立てたのでは、 その間に調整が狂う恐れがあるので、オ19四のように実験回路を構成 すれば便利である。調整法を述べれば;

先づ、信号発生器 S.G.をサーキュレーターの端子 Θ に接続し、蓴液管スイッチ S.W.2をO-Oに切換える。減衰器 ATT 1 を入れ、ポンピング電力を供給すればパラメトリック増巾器 PA2は直接増巾器として働らくので、適当な特性に調整することができる。次に導波管スイッチS.W.2をO-O1に S.W.1をO-O1に切り換えればパラメトリック増巾器 P.A1 が直接増巾器として働らく。

S.G. を導波管スイッチS.W.1の端子Oに接ぎ、S.W.1をO-OにS.W.2をO-Oに切りかえ、減衰器ATT1 を抜き移相器PH1 を適当に調整すれば二段結合増巾がえられる。増巾度はS.W.1をO-O, S.W.2をO-O に切り換えたものと比較すれば測定することができる。

この二段結合形増巾器の等価回路はオ20図のように表わすことができる。但し、信号とアイドリング分離のために用いた空間は外部Qを低くとってあるので省略している。同一尊波管を使用しているため特性イ



オ20図 二段結合形増巾器の等価回路

ンピーダンス 名。はすべて共通であるが、リアクタンスX及びサセプタンスBによって信号源、頁荷及びアイドリング回路の結合の大きさが変る。我々の実験に於いては前述の如くアイドリング回路の結合が弱く、解析において要求された条件がほぼ満たされている形になっている。

IV. むすび

パラメトリック増巾器を二段結合する場合の種々の方式について簡単な検討を行い、 興味ある一例についてその具体化の方法を述べた。 現在この増巾器を細立てて詰特性の調査中であるので、 測定データーと詳細な検討は次の機会に少することにする。

実験結果は解析結果と定性的には大体合致したものが得られている。 単一パラメトリック増巾器と比較して利得は大差がないが、帯域の拡大 がみられ、励振電力の大きさによって双峰特性を示す

文 献

- (1) K.K.N. Chang. "Analysis of a Four-Terminal Parametric Amplifier", R.C.A, Review, vol 20. p.205 (June 1959)
- (2) David K. Adams, "An Analysis of Four-frequency Nonlinear Reactance Circuits", IRE Trans. on MI'T vol. MT'T-8
 p.274-283 (May. 1960)
- (3) 熊谷 et al. "变·復調增巾器" マイクロ波伝送研究専門委員会資料(1961年12月6日)
- (4) 川上, 柳沢, "能動回路の基礎と応用"。 電子- 通信工学講座 A-S 共立出版 (昭34.7)
- (5) 岡島, 大島. "広帯域パラメトロン増巾器" 電気通信学会誌 昭 36. 3. p.362
- (6) H. Heffner and G. Wade. "Gain, Band Width. and Noise Characteristic of the Variable-Parameter amplifier"

 Journal of App. Phys., vol. 29 No.9 (Sep. 1958) p. 1321
- (7) J. M. Manley and H. E. Rowe, "Some General Properties of Nonlinear Elements Part 1. General Energy Relations,

" Proc. of IRE (July. 1956) PP. 904-913

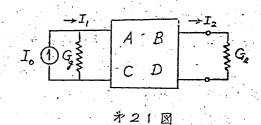
ŗ.

- (8) H.E. Rowe, "Some General Properties of Nonlinear Elements II Small Signal Theory" Proc. IRE (May. 1958)

 pp.850-860
- (9) 浜崎. "4分の1波長結合頁性抵抗增巾器". 電気通信学会誌. 昭 36年11月. P.1781-P.1788
- (10) 牧本, "整合されたエサキダイオード増巾回路の特性". 輻射科学研究会を2,3,4 部会資料,(1961-2)
- (II) 牧本、"空胴沪波器形の負性抵抗増巾回路", 輻射科学研究会資料 (1961-4)

附 録 四端子網の電力利得

オ21図のように四端子網に 内部コンダクタンス Gg の電源 と入力側に接続した他端に頁荷 Ge に接続したときの固有電力 利得 avail able pawer gain は次のようになる。



$$G_{av} = \frac{|I_{2}|^{2}/G_{e}}{|I_{2}|^{2}/4G_{g}} = \frac{4G_{g}G_{e}}{|AG_{g}+BG_{g}G_{e}+C+DG_{e}|^{2}}$$

$$= \frac{4}{|A\sqrt{\frac{G_{g}}{G_{e}}}+B\sqrt{G_{g}G_{e}}+\frac{C}{\sqrt{G_{g}G_{e}}}+D\sqrt{\frac{G_{e}}{G_{g}}}|^{2}}$$

輻射科学研究会資料

シリコン太陽電池

馬場幸三郎 伊藤 弘

(早川電機工業株式会社)

1962年 2月10日

目

1.	は	しか	·	••••••	· • • • • • • • •	••••••	• • • • • • • • • • •	• • • • • • • • • • • • • • • • • • • •	1
	,	:		· ·.			٠		
2.	. : 原	理及	構造.		•••••		••••••	••••••	1
	2.1	光起電	力効果	······::		••••••	·············	•••••	1
	2. 2	PN接	合の形成		••••••	••••••		••••••	4
	2.3	シリコ	ン太陽電	池の構造	告 …	• • • • • • • • • • • • • • • • • • • •		••••••	······· 7
3.	シ	リコンス	に陽電池の	· O特性 ··	·····	••••••	· · · · · · · · · · · · · · · · · · · ·		······ 8
	3.1	理想的	的特性…	••••••	• • • • • • • • • • • • • • • • • • • •	********	· · · · · · · · · · · · · · · · · · ·		8
	3.2	直列及	並列抵抗	の影響	· · · · · · · · · · · · · · · · · · ·	••••••	••••••	• • • • • • • • • • • • • • • • • • • •	11
	3.3	各 種	特性…		•••••		·············	······································	15
4.	能	率に関	する考	考		• •	••••••		1.9
5.	シ	リコンプ	、陽電池 €	○応用…	· · · · · · · · · · · · · · · · · · ·		••••••••••••••••••••••••••••••••••••••	••••••	25
		. هـ.		•	. •	•	•		
6.	結	Ω,			· · · · · · · · · · · · · · · · · · ·	• • • • • • • • • • • • • • • • • • •	• • • • • • • • • • • • • • • • • • • •	•••••	28

エネルギー源として我々が利用している地下資源(石炭、石油、天然ガス等)は年々の人口の増加及び将来の需要増加により経済的に利用できる資源は今後数十年~100年程度と推定され原子力、太陽エネルギー等の利用が急がれる様になつて来た。

2. 原理及び構造

2.1 光起電力効果

- 15

半導体の結晶に光が照射されると波長が充分長い場合は結晶格子と何ら相互作用をしないので吸収されずに透過してしまうが波長人がある限界値入すより短くなると吸収される。この波長は限界波長と呼ばれ物質によって定り半導体の禁止帯のエネルギーギャップ EG と(1)式の関係にある。

EG = h
$$\nu_t$$
 = $\frac{h c}{\lambda_t}$ ÷ $\frac{1.24}{\lambda_t(\mu)}$ (eV)………(1)
h:プランクの常数 c:光速度

即ち限界波長では光量子のもつエネルギーが半導体のギップエネルギーと 等しくなる。実際の Si, Ge でこの値は夫々約/ \cdot / μ , / \cdot 9 μ である。

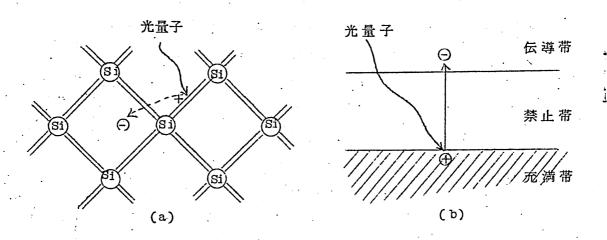


Fig 1 光量子による電子 - 正孔対の発生

入射光の波長が限界波長より短くなると、光量子のもつエネルギーがギャップエネルギーより大きくなり半導体の充満帯中の電子にエネルギーを与って伝導帯へ励起する様になる。この時充満帯に電子の抜け穴即ち正孔を残す。従つて光電子をノケ吸収する毎に一対の電子一正孔対を生じ伝導に寄与する様になる。 Fig 1 はこの模様を(a)格子結合モデル,(b)バンドモデルで示したものである。

次に太陽電池の様に P-N接合を有する素子に光を照射した場合を考へてみよう。半導体には電子伝導の N型と、正孔伝導型の P型があり結晶の一部が P型で他方が N型である場合、その境界の所は P-N接合と称され Fig 2 に示す如く自由担体の存在しない堰層領域となつている。今との様を素子に限界波長より短い波長の光を照射すると光を吸収し電子-正孔対を発生するが、それが P-N接合の堰層内とかその附近(過剰少数キャリャーの拡散長内)である時は接合部に存在する内部電界により正孔は P

領域へ、電子はN領域へ夫々分離される。Fig 3 はこの模様を示したもので外部に負荷を接続すると電流が流れる。併し電子-正孔対の発生が接合部から遠く離れた所(過剰少数キャリャーの拡散長外)で起つた場合は、これらが接合部へ拡散して行く途中で再結合をおこし光起電力に寄与し得ない。

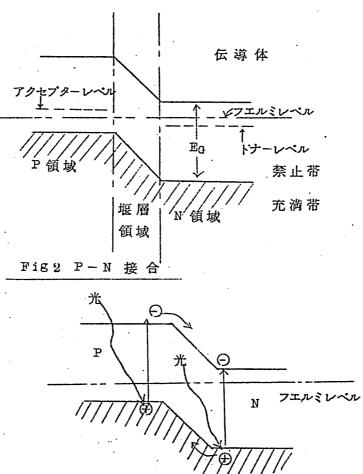
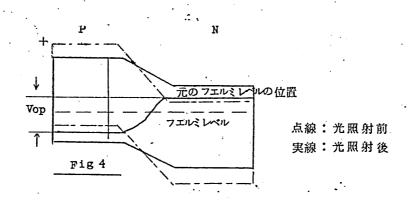


Fig 3 PN接合による電子一正孔対の分離

外部回路が開路されているとP-N接合で分離された電子及び正孔は接合の障壁を低下する様に作用する即ちP-N接合を順方向にバイヤスする事になり逆流をおこす。従つて定常状態に於いては、分離される電子及び正孔と逆流する電子及び正孔とが等しくなる状態で平衡し、Fig 4 に示される如く、PN間に電位差を生ずる。

この時図からわかる如く P側は正, N側は負となる。この様に P-N接合をもつ半導体に光を照射した場合に起電力を生ずる現象は Photovoltaic effect と呼ばれていこ



4.2 PN接合の形成

ダイオード,トランジスター等の半導体装置の製作に当つてP-N接合の 形成は最も重要である。P-N接合を形成する方法としては

- 1. 固体拡散法
- 2. 合 金 法
- 3.成 長 法
- 4. 真空蒸着法

等種々あるが、このうち固体拡散法は制御性の良い事、つまり不純物の濃... 度や濃度勾配をかなり任意に制御出来る事、又大面積のPN接合の大量生 産を容易にする等の特徴をもつているので、特に太陽電池には向いている。 良く知られている様に拡散現象は次の様にFickの法則で一般に書き表は される。

$$j = -D \frac{d Nx}{d \chi} \qquad \cdots (2)$$

$$\frac{\mathrm{d} \, \, \mathrm{N} \, \chi}{\mathrm{d} \, \, \mathrm{t}} \quad = \quad \mathrm{D} \, \frac{\partial^{\, 2} \, \, \mathrm{N} \, \chi}{\partial \, 2 \, \chi^{2}} \quad \cdots \qquad (3)$$

(2)式は任意の面を通じ毎秒移動する拡散原子の数はその面に於ける濃度勾配に比例する事を表はしている。

j : 原子の流れ

D : 拡散定数 [cm² / sec]

Ny : 任意の面に於ける拡散原子の濃度

(3)式は(2)式から得られるもので任意の面に於ける拡散原子の集積速度を示している。これに種々の境界条件を入れる事により拡散現象を解く事が出来る。 Fig 5 の様なガス拡散の場合不純物の表面濃度 N_S が 一定と考へられ、表面から χ なる距離に於ける濃度 N_X は(4)式の如くなる。

$$N \chi = N s$$
 erfc $\left(\frac{\chi}{2 \sqrt{Dt}}\right)$ (4)

但し
$$erfc u = / - erf u$$

 $= / - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^u e^{-d^2} da$ (5)
 $u >> / なる時は$
 $erfc u = \frac{e^{-u^2}}{u\sqrt{\pi}}$ (5)

普通(5)'式の近似が使へるので表面からの接合の保さを $\chi_{\mathbf{j}}$ とすると、 $\chi_{\mathbf{j}}$ は(6)式で計算できる。

$$\chi_{j} = K \sqrt{Dt}$$
(6)

として K は表面濃度とバルク濃度とより決る定数で 4~8程度である。

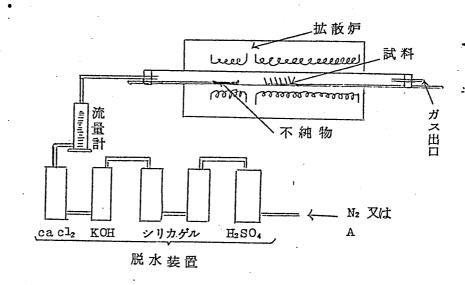
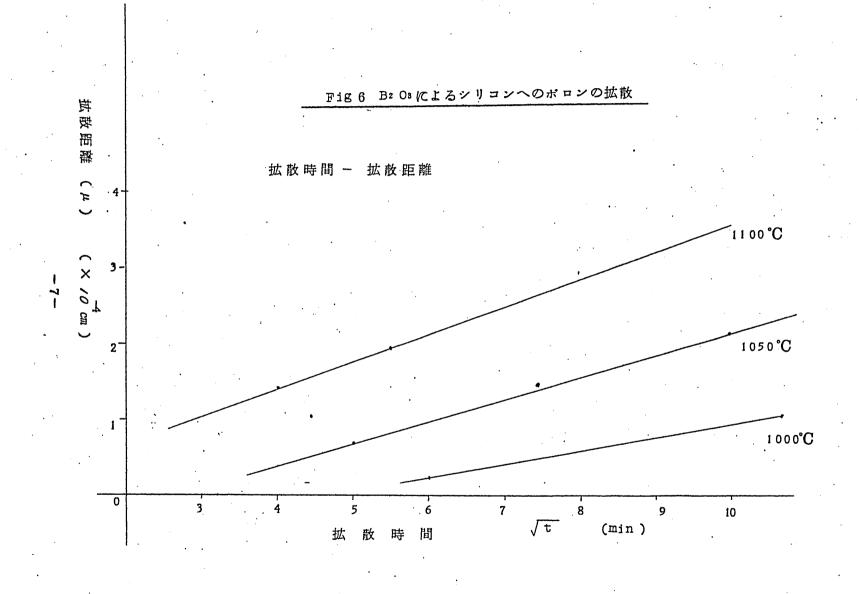


Fig 5 拡 散 装 置

拡散の方法としては

- 1. Open tube 法
- 2. Closed tube 法

とがあるが一般には Open tube が良く使はれる Fig 5 はその一例を示したもので炉管内に試料と不納物(基本が N型の場合 B, Gá, In, Al 等の 3 族原子、P型の場合 P, As, Sb, Bi 等の 5 族原子)を置き窒素又はアルゴン等の不活性ガスをキャリヤーガスとして不純物蒸気を送り拡散を行ふ。シリコンの場合試料温度は $1/00^{\circ}$ C前後で行ひFig 6 はその実験結果である。



2.3 シリコン太陽電池の構造

シリコン太陽電池は 2. / で述べた P-N 接合の Photovolitaic effect を利用して光エネルギーを直接電気エネルギーに変換する装置で、太陽エネルギーを効率良く電気エネルギーに変換する為

- 1. 受光表面に平行に P-N接合を形成し、接合の位置は表面から過剰 少数キャリヤーの拡散長内にする。
- 2. 受光面積を大きくする
- 3. 表面に於ける光の反射を少くする。
- 4. 直列内部抵抗損失を可及的に小さくする。

等を考慮して作る必要がある。

Fig 7 はシリコン太陽電池の構造を示したもので受光面積を入さくする

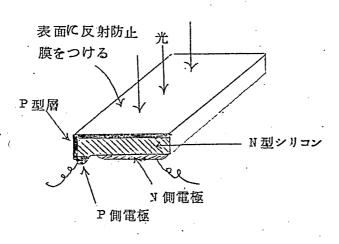
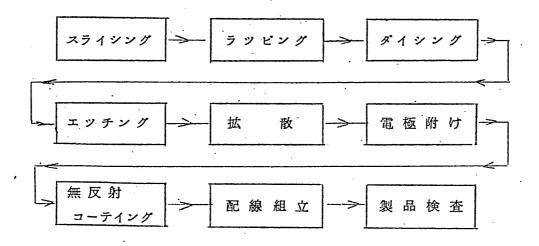


Fig シリコン太陽電池の構造

為に電極部分は裏面に設けてある。基体にはN型シリコン単結晶(0./~/Ωcm)の薄板(厚さ0.3~0.5mm)を用ひ、固相拡散法で表面に/~2μ程度のP型薄層が形成されている。後に述べる如く太陽電池の直列抵抗は変換効率を著しくにさすので、P層のシート抵抗を小さくする事が

現在製産されているシリコン太陽電池の形状は角型、半円板型、円板型等種々あるが、多数の素子を用ひた電源装置としては、 space factor の点で角型が最も良く半円板型、円板型となつている。併しコストの面では半円板型、円板型が有利であり、人工衛星とかその他の特殊用途で spaceの限られている場合以外では半円板型、円板型が有利である。



* 工程間で適宜、洗滌、検査を行ふ

Fig 8 太陽電池の製造工程の概略図

3. シリコン太陽電池の特性

3.1 理想的特性

太陽電池は2.3 からわかる如く整流器と同じような構造をして居り、理想的な場合を考へると等価回路はFig 9 の様に書ける。これからわかる様に太陽電池は定電流発生源に内部負荷として整流器が並列に入つたもの

として取扱ふ事が出来る。従つて電圧電流特性は次式で表せる。

$$I = I_8 (\epsilon \frac{q V}{KT} - /) - I_L \cdots (7)$$

$$I_{L} = \beta q N_{Dh} \qquad (8)$$

こして

118 工工 出力

q : 電子の電荷

k:ポルツマン定数

T: 絶対温度

β: 太陽電池の材料、構造等で定る

集収効率

Figg 理想太陽電池の等価回路

Nph : 太陽電池に毎秒吸収される有効 光量子数

Is: 飽和電流

(8)式に於いて I=0 , V=0 とおく事により開放電圧 $V_{\rm op}$, 短絡電流 $I_{\rm sh}$ は夫々(9) , $I_{\rm op}$ 引となる

$$Vop = \frac{KT}{q} \ln \left(\frac{IL}{Is} + / \right) \qquad (9)$$

次に太陽電池からの出力 P を求めてみよう。

最大出力 P_m はその時の電圧、電流を夫々 V_m , I_m とし I_L $\gg I_S$ なる近似を用ひると

* *

$$P_{m} = V_{m} \text{ Im } = \frac{\frac{q}{KT} V_{m}}{\gamma + \frac{q}{KT} V_{m}} \text{ Ish } \cdots$$
 (12)

$$\left(\prime + \frac{q}{KT} V_{\text{m}} \right) \qquad \epsilon \frac{q V_{\text{m}}}{KT} = \frac{\text{Ish} + \text{Is}}{\text{Is}} \cdots \cdots \cdots (13)$$

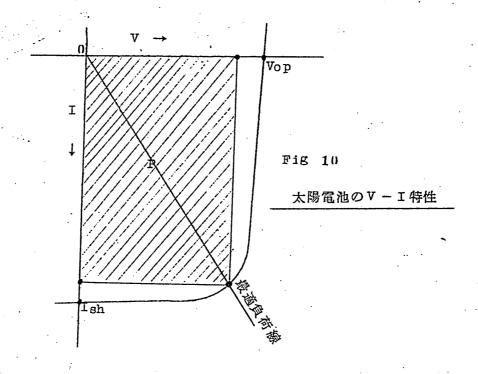
として曲線指数 Fc を

$$F_{c} = \frac{Vm \ Im}{Vop \ Ish}$$
 (14)

と定義すると

となる

Fig 10 は太陽電池の V-I 特性を示したもので図の斜線の部分は太陽電池から取り出し得る出力を表しこの面積の最大の処が最適負荷となる。シリコン太陽電池の場合曲線指数の理想値は約08とみられている。



3.2 直列及並列抵抗の影響

実際の太陽電池に於いては P層, N層及び電極の接触抵抗等が直列抵抗 Rs として、 又電極間のリーク、接合の欠陥等が並列抵抗 Rsh としては

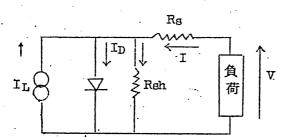


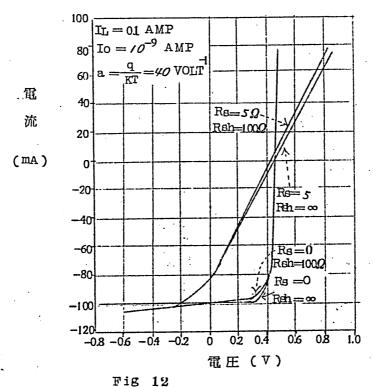
Fig 11 太陽電池の等価回路

いる為近似的を等価回路は Fig 11 の如くなる。 又等価回路から電圧電流の 関係式は次式で表される。

$$I = Is \left\{ \begin{array}{c} \frac{q}{\kappa T} (V - IR_B) \\ - \end{array} \right\} - I_L + \frac{V - IR_B}{R_{Sh}} \dots (17)$$

この式を Rs=0 , SQ , $Rsh=\infty$, 100Q の組合せでプロットしたのが Fig 12 である。 図からわかる如く並列抵抗より直列抵抗の 方が出力への影響が大きい。一般に並列抵抗を数 KQ 程度にする事は容易であるので、並列抵抗の影響は無視出来る。

Fig 13 はFig 12 と同一条件で RB の影響を示したものである。又 Fig 14 は Fig 13 から直列抵抗による出力の低下を RB = 0 に正規化 したものである。



10

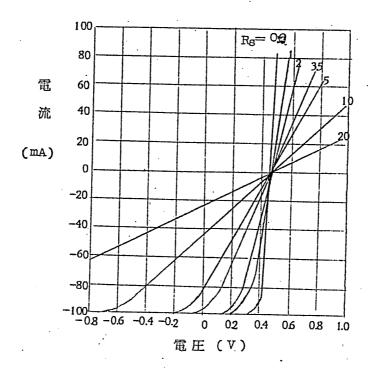
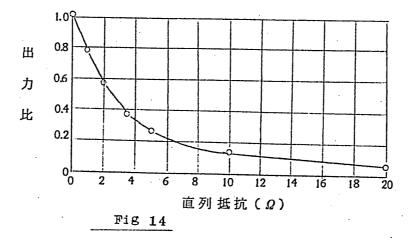


Fig 13 直列抵抗の影響



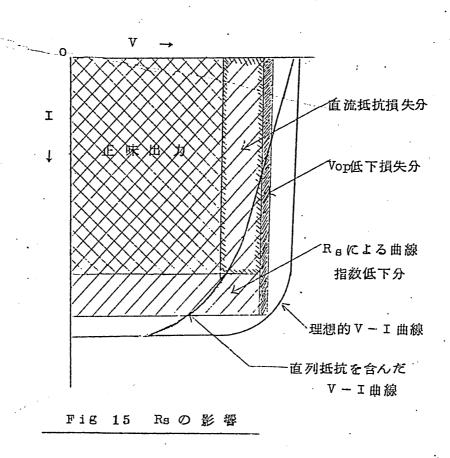
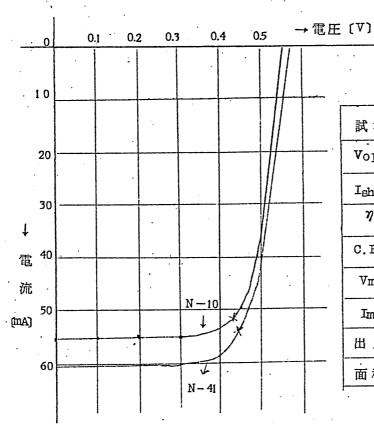


Fig 15 は Rs の出力への影響を原因別に示したもので、直列抵抗は単に 抵抗による直流損失だけでなく曲線指数の低下やVopの低下を伴ふ事がわ かる。従つてこれが減少は能率向上には不可欠の要素である。

Fig16 は我々の試作した太陽電池の特性例である。



試料 %	N - 10	N -41
V _{OP} (V)	0.55	0.575
I _{sh} (mA)	55	60.5
η (%)	11	12.1
C.F.	0.72	0.70
Vm (V)	0.435	0.45
Im (mA)	50.5	53.8
出力 (m₩)	22	24.2
· 面積 [cm²]	2	2

Fig 16 試作太陽電池の特性

3.3 各種 特性

太陽電池の起電力は入射光量によつて増減し、照度が/万ルックス以上の場合電圧はあまり変化しないが、電流は照度に比例して増加する。又太陽電池素子は温度が上ると出力は低下する。これ等の関係をシリコン太陽電池試料 Sharp N -41 (面積 $2\,\mathrm{cm}^2$) について測定したので、それに従って説明する事にする。

I)照度特性

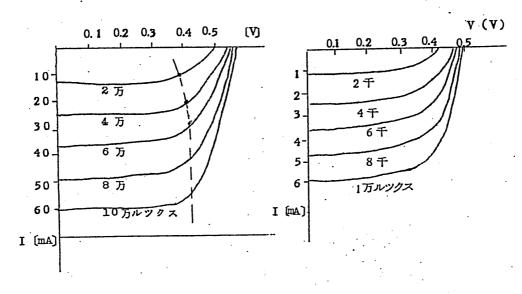


Fig 17 照度,V-I 特性

Fig 18 照度,V-I 特性

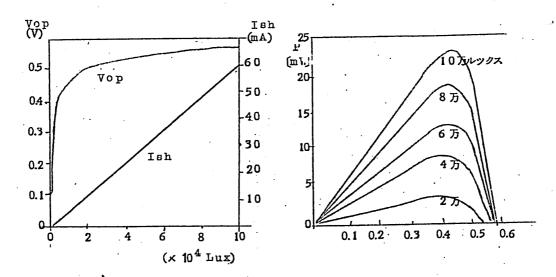


Fig 19 開放電圧と短絡電流の照度特性

Fig20 照度,出力-電圧特性

Fig17,18 は ∇ - I 特性の照度による変化を表わしたもいでいる。 破線で示される様に、最大出力 Pm 時の電圧は照度 I の万ルックス~ 2 万ルックスに於て 0.45 ポルト一定であり 2000 ルックスにても 0.35 ポルトの電圧が得られる。従つて蓄電池の定電圧充電(浮動充電)等に適する。

Fig 19 は開放電圧 Vop 短絡電流 Ish の照 医特性を書き出したもので Vop は対数関数的増加を示しており開放電圧の式(9)とよくあつている。 Ish は照 医に比例している、 従つてこの特性を使つて照 ま 等に応用出来る。

又 Fig 20 は太陽電池の電圧-出力特性を照度をバラメーターとして書いたものであるがこれからも最大出力時の電圧は照度に影響されない事がわかる。 Fig 21 は Vop, Ish, Pm の照度特性を表はしたものである。

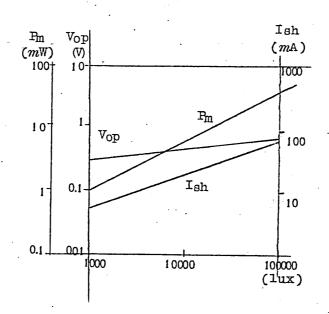
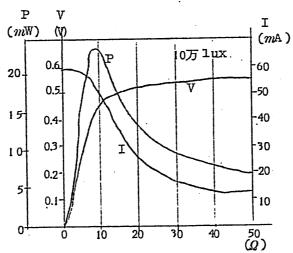


Fig 21 照度に対する出力特性



Ⅱ) 負荷特性

=

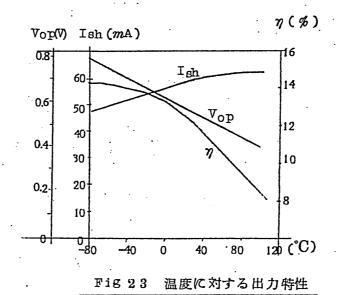
太陽電池の働作電圧は負荷によつて決まる。従つて太陽電池電源と負荷との整合が重要になる。Fig 22には出力、電流、電圧の照度 / 0万ルックスに於ける負荷特性を示すものである。太陽電池素子一枚の時は 8 Qに於て最大出力が得られる。この特性を基にして任意の負荷に対して用途に応じて太陽電池電源を設計する事が出来る。

Ⅱ)温度特性

太陽電池はトランジスター同様温度の影響を受け易く一般に温度が上昇 すると能率は低下する。Fig23 はその状態を示したものである。

開放電圧 Vop は、(9)式からもわかる様に飽和電流が温度上昇で急激に増加する為、温度の影響を受け易く、データーでは -2mV/C の変化をしている、通常 Vopは -1.9~2.5 mV/C の変化である。

短絡電流 Ishは so° C以下で0.0s $mA/^{\circ}$ C cm° の割合で温度低下と共 に減少している。一般に $1.s \times 10^{-3}$ / $^{\circ}$ C $\sim 3 \times 10^{-3}$ / $^{\circ}$ C の割合



で変化する。この結果能率は 0° C以上で 3×10^{-3} / $^{\circ}$ Cの割合で温度上昇と共に減少し、 0° C以下では 10^{-3} の割合である。

温度変化はエネルギーキャップが小さい材料程大きく、この意味で G_{θ} ($E_{G}=0.75~eV$) は太陽電池向きでなく、 む しろ Ga As, Cd Te, Cd Se, Ga P, Cd S と云つたエネルギーギャップの大きい材料程 温度変化が少く出力の低下が少い。

4. 能率に関する考察

始めに述べた如く太陽は地上で約、麻ノ m'のエネルギーを注いでいるが これを効率良く電気エネルギーに変換するにはそれを制限する要因を考へ る必要がある。こゝでは能率を制限する要因とそれに対して現在とられて いる対策について概説してみよう。

能率 7 は出力と入力の比で次式で定義される。

Pout : 太陽電池の最大出力

Pin ・ ル に毎秒照射される太陽エネルギー

(12)式を用ひて(17) 式の分母分子に開路電圧 Vop, 短絡電流 Ish, ギャップ電圧 Vop, 電子の電荷 q , 毎秒に吸収される有効光量子数 Nph をかけて、反射係数 γ を考慮して整理すると次式が得られる。

として

$$\int \frac{q \, N_{\text{ph}} \, V_{\text{q}}}{P'_{\text{i}} n} = F_{\text{s}} p$$

$$\frac{V_{\text{op}}}{V_{\text{q}}} = F_{\text{v}}$$
(21)

を定義すると(18)式は(9),(14)式を用ひて次式となる。

(22) 式について考へてみょう。オー項は表面に於ける反射損失を表している。オ2項 Fspは入力エネルギーと、そのうち吸収されて電子正孔対を作るのに消費される有効エネルギーとの関係を示す指数で、これは使用される半導体材料のエネルギーギャップと光源のスペクトル分布とにより定る

ものでスペクトル損失を表し、スペクトル指数と呼ばれる。又オ3項は半 導体のギャップ電圧と開放電圧との比で P-N接合に於ける電圧損失を表 すもので電圧指数と呼ばれる。

この電圧指数とか5項の曲線指数とは共に P-N接合が存在する為に生ずるものであるから、接合による損失と見做す事が出来、両方併せて接合指数と称しても良い。 オ4項は集収効率で光により発生された電子正孔が如何程 P-N接合により分離されて出力電流となり得るかの割合を示す。

この他に実際の太陽電池には3.2 で述べた如く直列抵抗による損失も伴ふのでこれを直列抵抗指数 F_R として定義すると、(2)式は更に次式の如く書き直す事が出来る。

$$\eta = (/-\gamma) F_{8P} F_{j} \beta (/-F_{R})$$
 (23)
$$F_{j} = F_{V} F_{C} \cdots (24)$$

従つて能率を制限する要因として次の5項目をあげる事が出来る。

- I) 反射損失
- Ⅱ) スペクトル損失
- Ⅲ)接合損失
- Ⅳ)集収効率
- V) 直列抵抗損失

この中で Π), Π) の項は大体材料により決るもので人為的に改良出来るものは Π), Π), Π)の項である。 Π 1 に表現 は人為的な損失を零とした理論限界を示す。図から判る様にシリコンでは約 Π 2/4 Π 6 であるが実際に製作可能な範囲は Π 7 の附近と見られている。

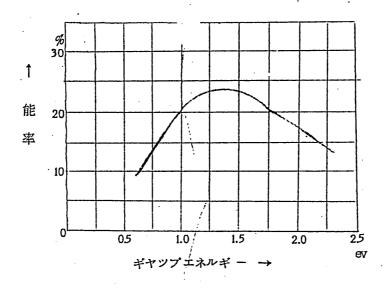


Fig 24 エネルギーギャップと理論能率の関係

次に能率向上の方法として現在考へられている方法を列挙すると

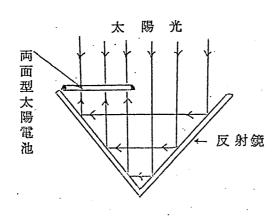
- 1. 電極を格子状にして直列抵抗損失を減らす。
- 2. 能率の理論限界の大きい材料を利用する。
- 3. 太陽エネルギーを有効に利用してスペクトル損失を減らす。
 - I) 積重ね型
 - Ⅱ) 禁止帯に適当な遷移レベルを挿入する型
 - Ⅲ) 可変エネルギーギャップ型
- 4. レンズで集光する
- 5. 両面拡散型*

等種々あるがとしては5の項のみにして他にはふれない事にする。
Fig 25 (a) は両面拡散型の構造を示すものでN型シリコン単結晶の両面に固和拡散法でP層を形成させたものでその他は2、3で述べたものと

N電極 P電極 N型シリコン P型層

両面に反射防止膜をつける

(a) 構 造



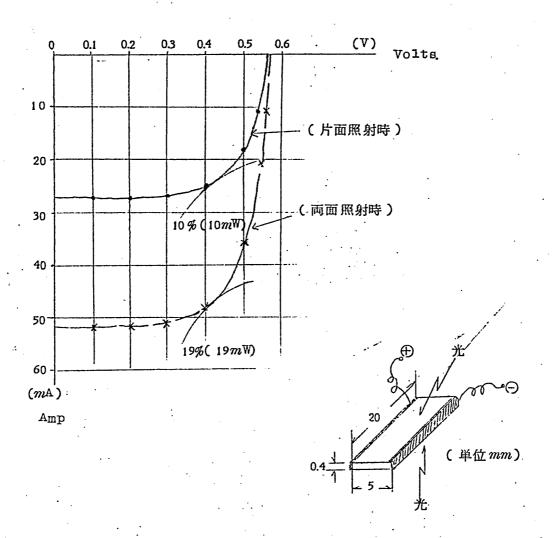
(b) 使用例

* 特許出願中

大体同じ構造になつている。(b)はその使用例を示すもので光は両面に 照射される。

反射鏡としては90%以上の反射率をもつものは容易に得られるので出力は片面の約2倍得られる。 又構造上から1.1μ以上熱は透過するので温度上昇も少い。往つて集光して更に能率を上げる事が出来る。

Fig 26 は我々の所で 試作した(20×5×04) の両面拡散型太陽電池の 特性例である。

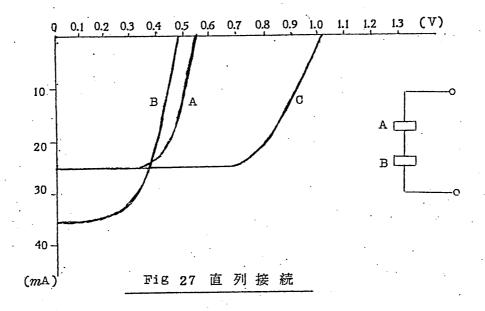


(鏡の反射率は一枚につき95%のものを使用した。)

Fig 26 代表的な両面拡散型太陽電池の特性

一般に太陽電池の素子 / ケ当りの出力は比較的小さくシリコンの場合最大出力電圧は 0.3~0.4 Vで電流も製造面等の制約からせいぜい 200 mA程度で電源装置として用ひるには多数の素子を直列又は並列に接続する必要がある。

I) 直列接続



出力電圧を大きくするには多数の素子を直列に接続すると良い。 直列拡続すると電池の場合と同様に電圧は和となるが、性能の異る素子 A,Bを直列接続すると Fig 27 の如くCの曲線となる。図からわか る様に太陽電池の場合電流電圧特性が非直線であり、電流は少いAの方 で抑へられる。従つて総合能率が低下するので各素子の短絡電流を揃え 、る事が望ましい。

11) 並列接続

出力電流を大きくするには多数の素子を並列に接続するとよいこの場合、電流は和となるが電圧はその平均値になる。Fig 28 は性能の異つた素子を並列接続した場合を示す。

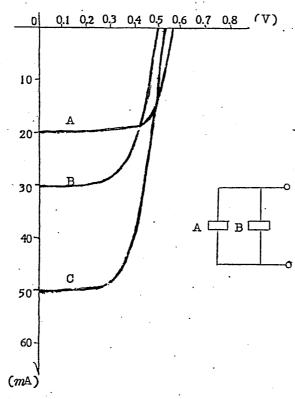


Fig 28 並 列 接 続

次に電源装置として使用する場合を考へてみる。太陽電池は太陽を光源としている為、夜間とか悪天候でも出力を供給する為には蓄電池を充電して

. .1. Z

置く必要がある。3.3 で述べた如く太陽電池は蓄電池の充電には適して居り、Fig 29 の如き回路でNi - Cd アルカリ蓄電池を充電し乍ら使用

(逆流防止ダイオード)
(太陽電池)
(Ni - Ca アルカリ 蓄電池)

Fig 29 浮動充電回路

する、つまり浮動充電する のが最も実用的である。 この場合蓄電池の容量は負 荷と年間を通じての無日照 時間で定まるが、太陽電池 の出力は、夜間とか悪天候、 充電の際の電圧損、逆流防 止ダイオート損失を考慮し て充分大きくする必要があ

実際には電源を設置する地域の天族条件を考慮しなければならないが/日の有効日照時間を6時間とし/ケ月の晴天を/5日とすると、連続に負荷をとるとして太陽電池の出力は所要負荷電力の/0倍位にする必要がある。 最後に用途として次の様な事が考へられる。

(A) 電源として

トランジスタラジオ、トランシーバー、電気時計、人工衛星、無人灯台、マイクロウエープ中継局、気象観測用ロボット、テレメタリング装置、テレビサテライト局、テレビプースター、野外放射能測定器、標識灯、魚群探知器等の各種機器の電源

(B) 其の他

日射計、露出計、等の光の指示計

以上太陽電池についての技術的説明を試みた。シリコン太陽電池は人工衛星や商用電源から離れた隔地の工業施設等の電源として実用に供せられており、又トランデスターラデオ等にセツトされて巷に流れる様になりつとあるものと未だ開発期の域を脱していない。今迄太陽電池の広い需要を阻んでいたものはコスト高であり、その大部分はシリコン単結晶によつて占められていた。併し乍ら今日シリコン単結晶引上げの技術が確立され、製造設備が拡大されて良質廉価なものが大量に生産される段階となり、一方高能率太陽電池作製の技術が確立されて来たので、シリコン太陽電池の大量生産コストダウンが可能となり本格的需要に答えられる様になつた。現在各方面に於いて広く太陽電池の使用が検討されている所以である。将来の電源としては、太陽電池以外にも熱発電、燃料電池、原子力等が開発されつとあるが、太陽電池は保守が簡単であること、燃料を必要としないこと、半永久的寿命を有すること、軽量簡便である事等々の特長を持つているので、広く実用されるものと期待される。

参 考 文 献

- 1. D.M. Chapin, C.S.Fuller and G.L.Pearson;

 "New Silicon P-N junction photocell for converting Solar radiation." J.A Phys., 25, P476 (/954)
- 2. 猪口敏夫 ; "太陽電池"研究談話会記錄 16.53
- 3. 林 一雄 ; "シリコン太陽電池の特性および応用" 電通学会誌,41, PP 780~786 (昭33)
 - . 林 一堆 ; "太陽電池" 電通学会誌,43, PP 780~786 (昭35)
- Silicon Photovoltaic Devices "

J. Brit. I.R.E., PP 583~596 , Oct, /958

- 4. D. A. Kleinman; "Consideration on the Solar Cell"

 The Bell System 'Technical Journal, PP85~//4

 January, /96/
- 7. M. Wolf; "Limitations and Possibities for
 Improvement of Photovoltaic Solar Energy
 converters", Proc. I. R. E. 48. PP/246~/263
 (July 1960)
- 8. M. B. Prince; "Silicon Solar Energy Converters".

 Transistor Technology Vol PP497~5//

補 谐:

分光感度特性

分光感度特性は拡散層の深さや表面の反射防止膜の膜厚により多少変える事が出来るが、拡散層の深さは太陽電池の直列抵抗及び集収効率に影響するので、変換効率を大きくする為には光源により拡散層の深さ及び反射防止膜の膜厚を適当に選ぶ必要がある。Fig 30 はシリコン太陽電池の太陽光に対する分光感度特性を示したもので、0.7 ~ 0.8 μ の波長即ち赤から近赤外線に対して最高感度をもつている。

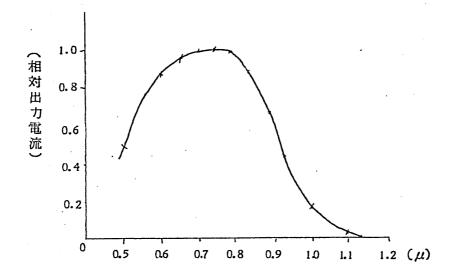


Fig 30 太陽光の波長に対する分光感 医特性