

359

29.10.25

発表会

前田

超高周波可變インピーダンス回路と その應用に関する研究

坂井利之

昭和28年12月

DOC

954

3

気系

超高周波可變インピーダンス回路と その應用に関する研究

京都大学 助教授

坂 井 利 之

昭和28年12月

DOC

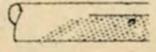
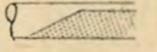
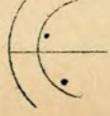
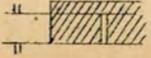
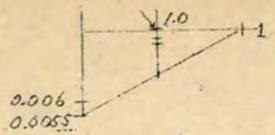
1954

3

電気系

超高周波可変インピーダンス回路とその應用に関する研究

正 誤 表

頁	行	誤	正	頁	行	誤	正	頁	行	誤	正	頁	行	誤	正	
2	(7.2)	(クライストロン)	(クライストロン等)	27	下から2行目	平行線同軸管	平行線、同軸管	56	(8.8)式一番下の分母	$\cos^2 \frac{a-d}{2} \alpha_{c10}$	$\cos^2 \frac{a-d}{2} \alpha_{c10}$	78	7行目	よく誤	よく誤差	
	(7.3)	應用例	應用	28	下から5行目	c) (i)	c) (ii)		(8.11)式	$\alpha_{c10} =$	$-\alpha_{c10} =$		第8.2表	0.351	0.381	
3	下から11行目	構成要素	構成要素	29	3行目	あるか、	あるが、					83	No Sampleの行	例がある ⁷²⁾	例がある ^{70) 72)}	
4	8行目	述べある	述べてある	30	下から4行目	d	α	57	(8.14)式	$\div 2 \left\{ 1 - \left(\frac{\lambda_0}{\lambda_{g0}} \right)^2 \right\}$	$-\alpha_0 \frac{\lambda_{g0}}{\pi} \left(\frac{\lambda_0}{\lambda_{g0}} \right)^2 \frac{\epsilon_2 - 1}{1 - \left(\frac{\lambda_0}{\lambda_{g0}} \right)^2}$		4行目	例がある	例がある	
7	第1.3図	sub tuner	stub tuner	31	節番号	消えかかり	4.3						下から6行目	ときの $\gamma = j\beta$	ときは $\gamma = j\beta$	
10	第2.1図	$x_m - L$	$x = -L$	32	第4.6図								下から4行目	ときの反射	ときの反射	
11	第2.2図	$\gamma(x)$	$\gamma(x)$	33	下から4行目	誘電体形	誘電体損形						84	12行目	第8.15節	第8.1.5節
12	(2.10)式の下	d^*	α^*	36	第6.1図	定在波測定位置	定在波測定器位置						86	11行目	移相器とが	移相器とか
17	第3.3図				横座標								87	下から5行目	にが各々	たが各々
19	2行目	いるの半波長	いるのは半波長	38	4行目	整分	整合	58	第8.3図				70	文献 8	pp 60-67	p. 184
	第3.6図	100	10.0	42	下から9行目	テーパをつ	テーパをつけ	59	1行目	irregul r	irregular			文献 12	p. 184	p. 13
	VSWRの目盛				下から3行目	thermister	thermistor	62	8行目	ず(8.15)式	ず(8.15)式		92	文献 30	p. 213	p. 214
20	節番号	消えかかり	3.3	46	2行目	起るこの	起る、この	64	第8.10図	dX_n	αX_n			文献 37	No. 4.19	E. 4.19
	下から5行目	分つているが、	分つているが、 ¹⁷⁾		5行目	ズレなく	ズレなく	66	1行目	第8.3図 a)	第8.2図 a)			文献 44	p. 322	p. 332
	下から2行目	実験的	実験的		第7.6図	左側の図に	mm単位を入れる		11行目	出来るが省略	出来るが省略		93	文献 48	p. 433	p. 431
21	3行目	部分及び ¹⁸⁾	部分及び ^{18) 19) 20)}	48	下から3行目	考える	変える	68	第8.13図					文献 53	p. 57	p. 37
	"	実在波	定在波	49	4行目	T°Cと	T ₀ °Cと						94	文献 74	p. 167	p. 168
	6行目	(第8.1.3節)	(第8.1.6節)		6行目	0時には	衝時には	70	下から2行目	決つてくる	決いてくる					
22	第3.8図	264 268 260	264 262 260	51	(7.5)式分母2つ共	$1+r^2-2rcos$	$1+r^2+2rcos$	71	第8.14図							
23	(3.1)式	length	length		下から5行目	共振線が	共振線の									
	(3.1)式の下	$8.7 \times S$	$8.7 \times S db$	54	(8.3)式	$\frac{2\pi}{\lambda c1} \frac{a-b}{2}$	$\frac{2\pi}{\lambda c1} \frac{a-d}{2}$	73	8.1.6の下	i	(i)					
	8行目	node	node	55	11行目	すれは	すれは	75	第8.1表	29.1	2.91			右から4列		
24	下から4行目	文献 9)	文献 16)		12行目	$-\Delta \lambda_{c10} =$	$\Delta \lambda_{c10} =$		Eシコソンの行							
25	1行目	文献 4)	文献 1)		(8.6)式	$\alpha_{c10} =$	$-\alpha_{c10} =$	76	10行目	極め広	極めて広					

目 次

内容梗概	3
第I部 超高周波可変インピーダンス回路素子	5
第1章 総論	5
1.1 緒言	5
1.2 任意のインピーダンスを取りうる二端子の回路素子	5
1.2.1 四端子の整合回路と無反射端を組合せる場合	5
1.2.2 構造上最初から二端子とみなせる場合	7
第2章 超高周波用可変インピーダンス回路素子の理論	8
2.1 緒言	8
2.2 伝送線上に於けるインピーダンス・反射係数の変換	9
2.3 スミス図表による説明	13
第3章 導波管形可変インピーダンス回路素子	14
3.1 導波管形可変インピーダンス回路素子の構造とその概要	14
3.2 可変インピーダンス回路素子の実験的性質	17
3.3 回路構成要素の検討	20
3.3.1 短絡ピストンの検討	20
3.3.2 抵抗膜テーパ部分の検討	24
3.4 可変インピーダンス回路設計の指針	26
第4章 同軸管形並びに平行線形可変インピーダンス回路素子	27
4.1 概要	27
4.2 同軸管形可変インピーダンス回路素子	28
4.3 平行線形可変インピーダンス回路素子	31
第5章 結論	33
第II部 超高周波可変インピーダンス回路の應用	35
第6章 総論	35

6.1	完全短絡装置，無反射終端としての應用	35
6.2	任意インピーダンスを形成する回路素子としての應用	37
6.3	回路の構成機構の應用（誘電定数の測定等）	38
第7章	任意インピーダンスを形成する回路素子としての應用	38
7.1	標準インピーダンスとしての利用	38
7.2	導波管を出力回路とする極波真空管（クライストロン）の リーケ線図作成への應用	39
7.2.1	リーケ線図とその作成法	39
7.2.2	実験に使用した回路とその概要	40
7.2.3	実験結果	42
7.3	平行線を出力回路とする粉波真空管（マグネトロン等）への 應用例	48
第8章	可変インピーダンス回路構成の應用	52
8.1	誘電定数の測定回路としての應用	52
8.1.1	緒言	52
8.1.2	測定原理並びに傳播定数と誘電定数との関係式	53
8.1.3	傳播定数の測定法	58
8.1.4	試料導波管の傳播定数より誘電定数を求める理論式の適用範囲	67
8.1.5	本法と種々の他の測定法との比較	69
8.1.6	本測定法の実験的検討	73
8.1.7	実験データ	78
8.1.8	結言	79
8.2	誘電体移相器，抵抗減衰器設計への應用	80
第9章	本研究の成果の要点	86
	謝 辞	89
	参考文献	90

内 容 梗 概

本論文は新しく考案した二端子の超高周波回路素子に関して述べたものであつて、任意のインピーダンスを簡単に見通しよく実現させることが出来るので、可変インピーダンス回路素子と名付けた。

この論文はス部9章より成り、第I部は可変インピーダンス回路素子を1つの回路素子として考えた場合に就いて論じ、第II部はそれの應用に就いて論じている。

第1章は任意インピーダンスを取り得る回路の必要性と重要性について考え、従来より使用している回路を調べ、理想的なこの種の回路素子の備えるべき條件について述べてある。

第2章は新しく考案した可変インピーダンス回路素子の理論的な計算を行い、回路素子の調整箇所とスミス図表上での軌跡とが簡単で、しかも独立な対応関係にあることを理論的に示した。

第3章には第2章の一般論の条件をそなえた回路素子を具体的に導波管回路(4000MCバンド)で試作したので、その回路素子の構造、4000MCバンドに於ける実験結果及び構成要素の短絡ピストン及び抵抗体のテーパーの長さ等について詳細に検討し、新しく可変インピーダンス回路素子を作る場合の設計指針を与えている。

第4章は第2章の一般論から考えられる同軸管並びに平行線形の可変インピーダンス回路について、それらの分類法、構成例並びに計算法等について述べてあり、この一般的な可変インピーダンス回路の持つ特徴を、そうでない普通のものと対比して明にした。

第5章は可変インピーダンス回路の設計の難易、工作の精密度、使用材料の安定性等は勿論のこと、その周波数特性、理論的或は理想的な要求条件と実験的な性質との差違等総てを考慮した結論にふれている。

この回路は極めて基礎的なインピーダンスに関して取扱つたものであ

るから種々の應用があるので、これを第Ⅱ部に納めた。

第6章は應用分野を任意インピーダンスを取り得る回路としての両極端、即ち完全短絡装置、無反射終端としての利用、任意インピーダンス作成回路を必要とする各種の應用、及びこの可変インピーダンス回路の抵抗体を除いた装置の應用とに3大別して説明してある。

第7章は任意インピーダンスを取り得る標準回路としての利用の可能性と可変インピーダンス回路をリーケ線図の作成に利用する場合について述べある。リーケ線図への應用では先づ在來の方法について概説し、この回路を使って取ったリーケ線図の實驗例について詳述し、これを用いる方法の特徴を明にしている。別に初期に行つた粉波マグネトロンの實驗についても略述してある。

第8章は回路の構成機構を應用すると、高低両力率の薄物誘電体の誘電定数を極めて簡單正確に、しかも再現性よく測定し得ると云うことを、理論的並びに實驗的に詳細に述べると共に、この新しい測定法を在來の方法と比較検討してその意義を明にしている。又、誘電体移相器、抵抗減衰器のテーパー部分の設計に対する基礎的なデータをも出すことが出来ることを示した。

第9章は本研究の成果を箇條書にして纏めてある。

第 I 部

超高周波可変インピーダンス回路素子

第 1 章 総論

1.1 緒言

マイクロ波領域に於ても低周波の場合と同様に任意の与えられた値をもつインピーダンスを作成する必要がある場合が多い。例へば或種の回路インピーダンスと同じ値をもつ擬似回路として、又、マデック T 等を用いたブリツゲ回路の一つのアームとして任意のインピーダンスを簡単に得たい場合、及び負荷インピーダンスの値によつて変つてくる超高周波真空管の働作を表す為のリーケ線図を求める場合等である。

所がマイクロ波領域になると低周波に使つていたコイル、蓄電器、抵抗と云つた回路素子が、純粹にインダクタンス、キャパシタンス、抵抗として働く事を期待出来なくなり、夫々混合した形の素子に變つてしまうから、之等 L.C.R を組合せて任意のインピーダンスを作る事は極めて困難となる。そこでマイクロ波領域では波長が短いので、傳送回路に数波長位を乗せることが構造上簡単に出来るから、この性質を利用して傳送線によるインピーダンスの変換を行つているものが殆んど全部であると云つて差支えない。

1.2 任意のインピーダンスを取り得る二端子の回路素子

1.2.1 四端子の整合回路と無反射終端を組合せる場合

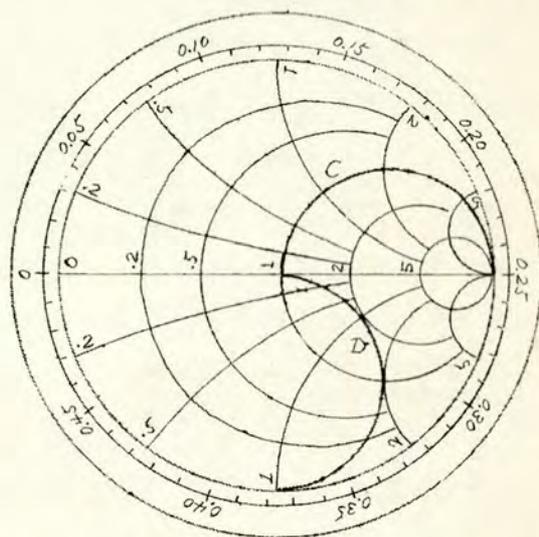
現在迄に発表されている回路で任意のインピーダンスを取り得る二端子の回路素子は、最終端に無反射端を置き、それより電源側に変成器 (*transformer*) と呼ぶことが出来る一つ或は數個の *stub*, *slug*, *screw*

等を置いて、之から生ずる反射波の大きさ及び位相を調節して、電源側の考えている標準点 (reference point) で示す複素反射係数を変化させている形式のものである。

a) 移動出来る screw を用いるもの ^{1) 2)}

或太さの screw を矩形導波管の底面中央にあけた slot を通して導波管内に挿入するもので、この screw を乗せた台 (carriage) は導波管の軸方向に移動する様になっている。これは簡単であるが screw の太さと深さにより導波管に並列に入るアドミッタンスの変化が理論的に明でないし、又底面にあける slot によつて screw の太さが制限される。

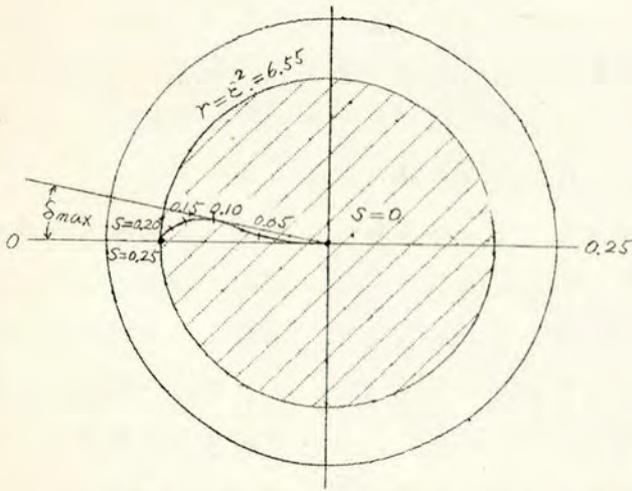
screw の挿入深さによるアドミッタンスの値はその点では第1.1図の様にスミス図表上の軌跡が図でCと示された円である。之を導波管方向に動かすと、その移動距離を管内波長で表はした角度だけ回転したDの様なスミス図表上のインピーダンスに変換される。



b) slug tuner を用いるもの ^{3) 4)}

これは導波管或は同軸管の ^{第1.1図} スミス図表上の screw の軌跡中に二枚の損失の少ない誘電体 (double slug tuner) を挿入し、その slug の管軸方向の長さは共に該誘電体を含んだ管内波長 λ_d の $\frac{1}{4}$ で、二枚の slug 間の距離 S は $\frac{1}{4} \lambda_d$ だけ動かせる様になっている。更にこの二枚の slug は一緒に又管軸方向に移動出来る様になっている。

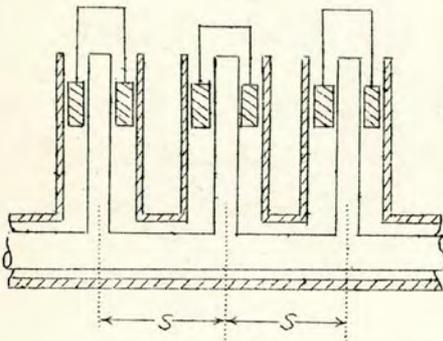
この double slug tuner はその構造がやゝ複雑なこと、取り得る反射係数に制限を受けること及び無反射端を含めると、相当の長さが必要



第1.2図 スミス図表上の slug tuner の軌跡

程少ないが、その最大値 δ_{max} は角度にして $\epsilon=4$ では 11° 弱、 $\epsilon=5$ では 14° 弱となる。³⁾ (第1.2図参照)

c) stub (trap) を用いるもの⁵⁾



第1.3図 stub tuner の一例

面倒なものである。

これは整合用の trap を逆に用いて無反射端を任意のインピーダンスに変換するもので、その変換可能のインピーダンスの領域に関しては一應の図式説明が出来るけれども、⁵⁾ 一度整合の経験をもった人なら直ちに分る様に2つ又は3つの trap を調整する一般的な基準がないから相当に時間のかかる

1.2.2 構造上最初から二端子とみなせる場合

整合の場合と逆に伝送線路の波動インピーダンスに等しい無反射端を

4端子の変成器によつて、それより電源側の或点で所要のインピーダンスに変換する方法も、その標準点より見れば2端子の可変インピーダンスの回路となつてゐる。しかしこの様な組合せ回路でなく最初から2端子の可変インピーダンス回路を作ると次の様な相違が出てくる。

i) 無反射端を得るには、その中に数波長或はそれ以上が乗る程度の長さが必要であり、又許容される定在波比 (*Standing Wave Ratio*; *SWR*) も用途によつて決定する必要がある。更に電源側につける変成器に問題がある。之は通常無損失である程よいが、その特性を理論的に正確に求めることが困難な場合が極めて多い。その回路の周波数特性もまた問題の一つであつて、要するに定在波測定器 (*Standing wave detector*; *SWD*) によつて定在波を測定し、之を適当なインピーダンスに変換することは調節に暇をかければ一應可能であるが簡単に、しかも系統的に正確に或インピーダンスを実現さすことは難しい。

ii) 所が最初から2端子の可変インピーダンス回路はその長さを上述のものに比してずっと短くすることが出来るし、構造が簡単でインピーダンスに対する見透れがよく、操作が系統的に出来る上は、精度の高い可変インピーダンス回路が得られる可能性が強い。

この様な回路が本論文の対稱であつて、可変インピーダンス回路と名づけてゐる。

第2章 超高周波用可変インピーダンス 回路素子の理論

2.1 緒言

任意のインピーダンスを実現するためには、少くとも2つの独立量が

必要であるから、実際の回路素子にもスケ以上の調整箇所がなければならぬ。インピーダンス平面を全部 cover するためには、直角座標ではその実数分、虚数分を独立に変化するか或は極座標ではその振巾分、位相分を夫々独立に変化することが必要である。このインピーダンス平面の独立量と、実際回路の調整箇所とが互に独立した簡単な一変数の函数関係で結ばれる時にはインピーダンスに対する見透れがよく、操作が簡単に系統的に行へると云う特徴が生れる。そこで伝送線路に於ける反射係数の振巾分、位相分を独立に変化させると云う考えは我々が提案した可変インピーダンス回路素子の根本的な概念であつて、⁶⁾之によつて組合せの回路で生じ易い接合点等の *irregularity* の問題から免れることが出来るし、又或インピーダンスを要求している回路の或点に、その伝送線路と同じ回路構造をもつた可変インピーダンス回路素子を結合することが可能となる。

超高周波の回路では少しの *irregularity* も問題になるが、⁷⁾⁸⁾之が全然入っていないことは回路を広帯域性にする事ができると云う含みを持つていと考へて差支えない。

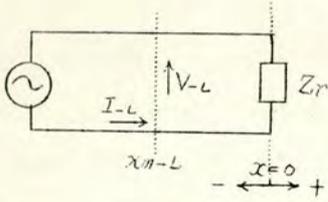
2.2 伝送線上に於けるインピーダンス、反射係数の変換

平行線回路、同軸回路は勿論分布定数回路であるが、導波管の如く一つの継がった導体系に於ても、特性インピーダンスが一義的に定まらなると云う事を除いて全く分布定数回路と同一の取扱をしてよいことが証明⁹⁾¹⁰⁾¹¹⁾されている。

超高周波用可変インピーダンス回路は、平行線、同軸管、導波管の伝送線路を想定しているので、一括して分布定数回路の基礎方程式より出発することにする。正弦的な波形をもつ電圧及び電流の傳送方程式は

$$V e^{j\omega t} = \{A e^{-\gamma x} + B e^{+\gamma x}\} e^{j\omega t} \quad (2.1)$$

$$Ie^{j\omega t} = \frac{j}{Z_0} \{ Ae^{-\gamma x} - Be^{+\gamma x} \} e^{j\omega t}$$



第2.1図 電源, 伝送線, 負荷系

で与えられる。但し

x : 入射方向の座標, $\gamma = \alpha + j\beta$,

γ : 傳播定数, α : 減衰定数,

β : 位相定数, Z_0 : 波動インピーダンス,

A, B : 定数.

第2.1図の電源, 伝送回路, 負荷系で,

負荷インピーダンス Z_r の点を $x=0$ に取り, 伝送線上の x 点に於ける電圧 V_x 及び電流 I_x の比を x 点に於けるインピーダンスと定義すると

$$Z_x = \frac{V_x}{I_x} = Z_0 \frac{Ae^{-\gamma x} + Be^{+\gamma x}}{Ae^{-\gamma x} - Be^{+\gamma x}} \quad (2.2)$$

となる。 $x=0$ とすれば

$$\dot{\gamma}_0 \equiv \frac{B}{A} = \frac{Z_r - Z_0}{Z_r + Z_0} \quad (2.3)$$

となり $Z_r = Z_0$ とすれば $B=0$ となる事が分る。所が B は $e^{+\gamma x}$ の係数で $e^{+\gamma x} e^{j\omega t} = e^{+\alpha x} e^{j(\omega t + \beta x)}$ の形より分る様に x の負方向に位相速度 $v_p = \frac{\omega}{\beta}$ で進む反射波の振巾であつて, A は $e^{j(\omega t - \beta x)}$ なる因子の係数で x の正方向に傳播する入射波の振巾であるから (2.3) 式で示される B/A は $x=0$ に於ける左向き電圧波 (振巾, 位相) に対する右向き電圧波 (振巾, 位相) の比であつて, 電圧の複素反射係数 (簡單の爲單に反射係数と云ふ) と呼ばれている。

(2.3) 式より明な様に $Z_r = Z_0$ ならば $B=0$ であり, 左向き電圧波はなく, 右向き電圧波のみで, この状態を整合された状態と云い, 線路の波動インピーダンスに等しい終端 Z_r を無反射端と呼ぶ。

(2.1) 式に於て $x=-L$ と置けば

$$V_{-L} = Ae^{+\gamma L} + Be^{-\gamma L}$$

となる。入射波 $\vec{V} = Ae^{+\gamma L}$ に対して反射波は $\overleftarrow{V} = Be^{-\gamma L}$ であり, その比 $\overleftarrow{V}/\vec{V}$ は電圧反射係数であつて

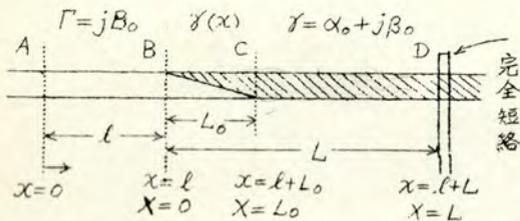
$$\dot{\gamma}_{-L} = \frac{\overleftarrow{V}}{\vec{V}} = \frac{B}{A} e^{-2\gamma L} = \dot{\gamma}_0 e^{-2\alpha L} e^{-2j\beta L} \quad (2.4)$$

で示される。(2.4)式の関係を(2.2)式に代入すれば

$$Z_{-x} = Z_0 \frac{1 + \dot{\gamma}_0 e^{-2\gamma x}}{1 - \dot{\gamma}_0 e^{-2\gamma x}} \quad (2.5)$$

となり、一様な構造をもつ伝送線の上の一点のインピーダンス Z_x を或特定の点 $x=0$ の反射係数と、線路の伝播定数で表現することが出来る。

次に第2.2図に可変インピーダンス回路の skeleton を示すが、その主要構成要素はそれより電源側に用いている伝送線と全く同一の伝送線、完全短絡装置と同図で斜線をほどこした抵抗体の3つであり、この抵抗



体は減衰のある線路とするために特に線路に附加するものである。

AB間の線路は無損失と考えてその傳播定数を $\Gamma=jB_0$

第2.2図 可変インピーダンス回路の座標系

とおく、BC区間は所謂 *taper*

区間であつて、この部分からは無用の反射波は全くないものとする。

(第3.3節参照)

CD区間は一樣な傳播定数を持っていて主として減衰を与える局の区間である。

傳播定数は入射波、反射波に対しても同じであるから、簡單の爲に入射波のみを考える。

B点をX座標の原点に取る、之より單位振幅の電圧波

$$\vec{V}_0 = 1 \cdot e^{j\omega t}$$

が右向きに進むものとする。(2.1)式より微小な長さ dX だけ進んだ所の右向き電圧は

$$\vec{V}_{dx} = \vec{V}_0 e^{-\gamma dx}$$

となるが、 γ がXの函数であるから

$$\vec{V}_x = \vec{V}_0 e^{-\int_0^x \gamma dx} \quad (2.6)$$

となる、 $X=L$ には完全反射板があるから、この点に於ては左向きの反

射波が右向きの入射波と同じ大きさで励振される。即ち

$$\dot{\gamma}_L = 1 = \frac{\overleftarrow{V}_L}{\overrightarrow{V}_L} \quad (2.7)$$

この反射波 \overleftarrow{V}_L が 0 运行くと \overrightarrow{V}_0 が \overleftarrow{V}_L 迄に受けた伝播定数の変化と同じ量だけ変って

$$\overleftarrow{V}_0 = \overleftarrow{V}_L e^{-\int_0^L \gamma dx} \quad (2.8)$$

となり従って (2.6), (2.7), (2.8) より

$$\dot{\gamma}_0 = \frac{\overleftarrow{V}_0}{\overrightarrow{V}_0} = e^{-2\int_0^L \gamma dx} = e^{-2\int_0^L \alpha dx} e^{-j2\int_0^L \beta dx} \quad (2.9)$$

を得る。これを (2.4) 式に代入し、CD 区間が一様な伝播定数 $\gamma_0 = \alpha_0 + j\beta_0$ を持つことを考慮すると

$$\begin{aligned} \dot{\gamma}_A &= \dot{\gamma}_0 e^{-2j\beta_0 l} = \exp\{-2\alpha^* - j2\beta^*\} \\ \alpha^* &= \int_0^{L_0} \alpha(x) dx + \alpha_0(L - L_0) \\ \beta^* &= \int_0^{L_0} \beta(x) dx + \beta_0(L - L_0) + \beta_0 l \end{aligned} \quad (2.10)$$

となる。この複素反射係数の振巾に対応する α^* と位相に相当する β^* を任意に独立に変化させることが出来れば、要求する点 A で反射係数平面上の如何なる値をも取り得る回路素子の実現が可能となる。

従って $\int_0^{L_0} \alpha(x) dx$, L_0 , α_0 が使用する抵抗体を決めれば一定であることを考えると長さ L を変化させれば (2.10) 式より α^* がそれに比例して l に関係なく一義的に決定される。次に β^* も又 L によつて変化を受けるが l の調整によつて β^* を任意の値にすることが出来る筈である。

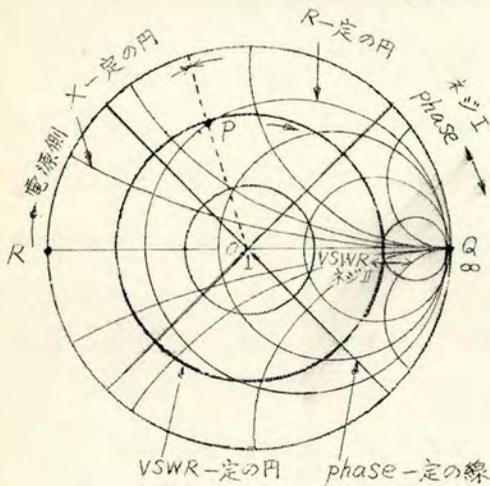
そこで L の変化即ち抵抗体の拔差によつて振巾分を、 l の変化即ち短絡板の移動によつて位相分を任意の値に調整することが出来るので、任意の複素反射係数をもつインピーダンスが簡単に系統的に得られる事になる。⁽³⁾

$|\dot{\gamma}_0| = |\dot{\gamma}_A| = 0$ 即ち α^* が充分に大きいならば反射は全然なくなり所謂無反射端となる。之は α_0 が大きい場合には容易に得られる。 $|\dot{\gamma}_0| = |\dot{\gamma}_A| = 1$ は

反射に完全な定在波が存在する場合に相当する。この ρ の取る値が幾何学的な抵抗膜の長さ l に対して直線的になるか或は急激な変化をするか、緩やかな動きをするかによって反射係数平面で cover する領域に実際上の制限がついてくる事になる。逆に云へば要求する反射係数平面の領域によって抵抗膜の設計が出来ることになる。

2.3 スミス図表による説明⁽¹⁴⁾

傳送線路に沿った電圧及び電流従つてインピーダンス及びアドミッタンスの変化はスミス図表 (Smith Chart) と呼ばれる円線図によつて簡単に計算される。これは既に周知のことであるから茲では可変インピーダンス回路実現の基本となる (2.10) 式がどの様にスミス図表で説明されるかだけを取扱うことにする。



第2.3図 スミス図表, $\frac{Z}{Z_0} = R + jX$

細線: インピーダンス平面

太線: 反射係数平面

任意のインピーダンスをその傳送線路の波動インピーダンスで規格化 (normalize) してスミス図表の上で P 点になつたとする。(第2.3図参照) [(2.10) 式は反射係数平面で与えられているが、これはスミス図表上に直ちに画くことが出来る]

O を中心として P を通り反射係数の絶対値が一定となる円を画き、之が OQ と交わる点はスミス図表の上で VSWR を与える。

所が反射係数: Γ と SWR: ρ には

$$|\Gamma| = |\rho_A| = \frac{\rho - 1}{\rho + 1} \quad (2.11)$$

の関係があるから SWR を一定値 f_0 にすることは、第 2.2 図で L の長さを一定にすることになる。この調整は L が長くなれば f は小さくなるのであるから極めて簡単である。次に $SWR=f_0$ となれば同図で l を変える為には短絡板の D を動かせば標準としている線路上の点 A に対して l を変化させたことになる。但し L の調整した値が l の選定に対して影響を受けない様な構造にしなければならぬことは注意を要する。

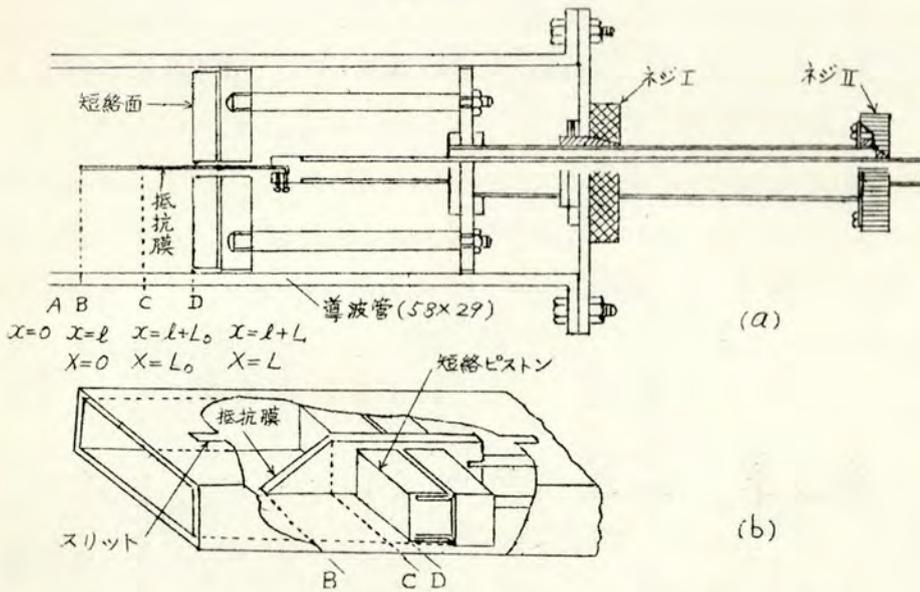
第3章 導波管形可変インピーダンス回路素子⁽⁵⁾

3.1 導波管形可変インピーダンス回路素子の構造とその概要

第2章に於て詳述した一般的な可変インピーダンス回路を矩形導波管に適用して試作したその構造略図を第3.1図(a)に、その実体図を同図(b)に示す。(第3.4節参照) 導波管が決つてしまうとその導波管を通る電波は或波長以下に限られ、特に H_{10} 姿態だけを通過域とするのが普通であるから波長の上下限が決定される。可変インピーダンス回路素子はこれを取付けようとする前段の導波管と不連続点の生じない様に導波管内面の寸法、形状を全く同じものとする。

短絡ピストンにはこの使用中心周波数に対して回路的に短絡するように $1/4$ 波長の折返しブロックを用い、このブロックを中央でカットして狭い溝を設ける。(第3.3節参照)

ブロックの導波管方向の長さは溝の巾と導波管の高さで形成される導波管を減衰域のこの電波が傳播して、他端には殆んど達しない位の長さにする。この短絡ピストンの導波管内での可動範囲は導波管の最大管内波長 λ_g の半分以上に取る。第2.2図で斜線を施した抵抗体としてここ



第3.1図 導波管形可変インピーダンス回路の構造

では導波管の中央にベークライトを基板としその表面にグラファイト等の炭素粒を塗布した薄い抵抗膜を入れる。例へば全インピーダンス平面を cover する為には抵抗膜が短絡面より導波管内に入らない時には勿論 $SWR = \rho = \infty$ であるが、全部入れた状態では $\rho = 1$ と無反射になる位の抵抗値、長さが必要とするが、減衰器に使う表面抵抗数百 Ω/cm^2 以下のものでは所要の長さは1波長程度になる。

ネジIとかみ合パイプの中とネジIIとかみ合パイプの端に回転だけを許された状態で設置される。尚第3.1図のA, B, C, D等の位置の記号は第2.2図と同様である。

構造の概要は以上の通りであるが、導波管形可変インピーダンス回路素子を例として第2章の一般論を具体的に説明する。

可変インピーダンス回路は前述の様に之を使用する前段の回路と何等の不連続もなく接続される二端子の回路素子であつて、完全短絡装置と抵抗体とより成立っている。

この回路を利用すると任意のインピーダンスを極めて簡単に見通しよく得られる特徴があるがその理由は次の様である。即ち通常の四端子変成器と無反射端で形成した回路では、一つの調整箇所の変化に対する反射係数平面での軌跡が、円とか放射線に一致することはなく複雑な軌跡を取るのが大部分である。(第1.1図, 第1.2図参照) 従つて任意のインピーダンスを取らせる場合には、定在波測定器(SWD)により定在波率(SWR), 位相(V_{min} の位置)を一緒に調べながらこれが目的の値となる様に変化量を適当に調整することになるので操作は繁雑で時間がかかる。¹⁶⁾

所が可変インピーダンス回路の場合には定在波測定器により定在波率のみを測定して、目的のインピーダンスを取るに必要な値にするために1個のネジIIのネを動かす。この場合他のネジIとか定在波の電圧最小値を取る V_{min} の位置には制限がない。

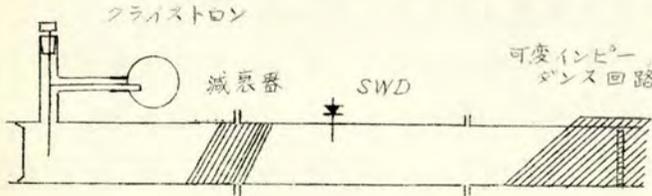
次に他の1ヶのネジIを動かして定在波の最小値点を目的の場所に持つて行く。ここで目的のインピーダンスを第2.3図のP点とするとSWDの V_{min} の点が波数にしてPORだけA点より電源側に寄つた所にする様にすればよいのである。この操作はネジIを動かしてもネジIIにより調整された長さLは第3.1図の構造図より明な様に不変量であるからSWRは変わらないことを巧く利用するようになってゐる。この單純な2回のネジ操作によつてスミス図表の上で目的のインピーダンスの近傍に必ず納つてゐるから、後は2個のネジの微調整で正確に所要の値を取らせることが出来るのである。2つの変化量を同時に適当に調整するのではなく、2つのネジの操作に順序があつて、しかも定在波測定器を観測する量も1つずつ順を追うことになる。

この様にして一般的な構造と、その理論式から單純で見通しのよい2回のネジ操作によつて任意のインピーダンスの作成が可能であることを予測し得たのであるが、これは次節の実験及び第7章第7.2節のリーケ線図作成への應用の所で明になるであらう。

3.2 可変インピーダンス回路素子の実験的性質

実験は 4000 MC バンドの標準矩形導波管 (29×58mm) を使用して、周波数 4220 MC, 4000 MC, 及び 3790 MC 附近の 3 点で行った。

電源側には約 8 db の緩衝減衰器を置いて実験したが、導波管の標準

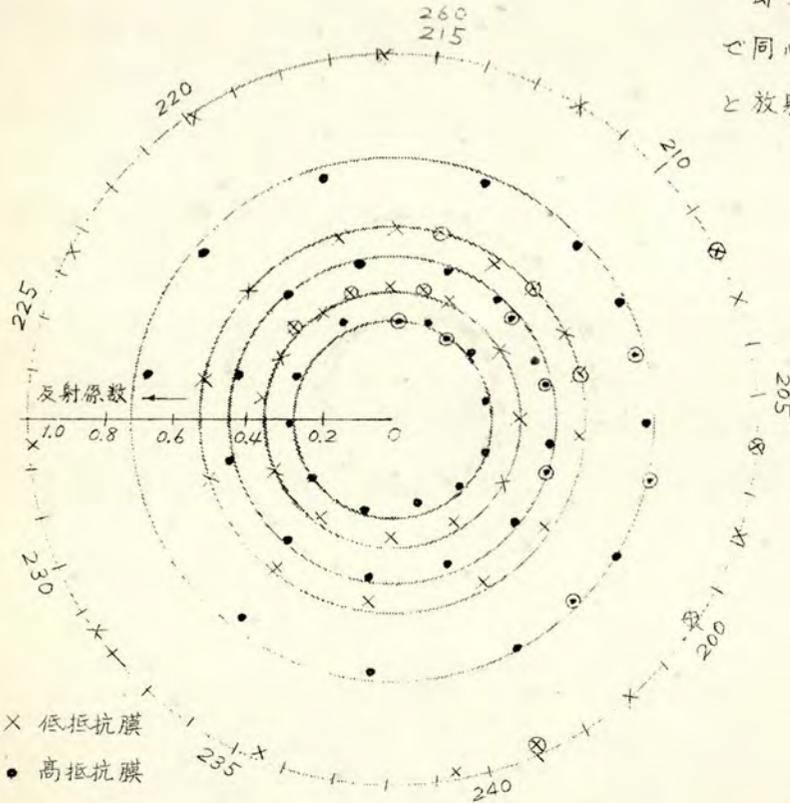


第 3.2 図 測定回路構成

点 A を別に決める必要もないので、第 3.3 図には鉱石出力の最小となる定在波測定器の位置を読み取って画いてある。

即ち反射係数平面で同心円となる SWR と放射線となる V_{min}

の位置で実験点を取っているから、或標準点に対するインピーダンス (アドミッタンス) を求めるにはインピーダンス円線 (アドミッタンス円線) の零点 R (第 2.3 図) を、



第 3.3 図 4220 Mc に於ける実験

その標準点に合致する様に回転させて重ね合せばよい。

第3.3図は周波数4220MC, 管内波長 $\lambda_g = 90.0\text{mm}$ に於ける実験の一例である。画いた円は実験点群より推定して画いたVSWR一定の円である。

図で円周方向は1回転が半波長になる様に定在波の最小値となる定在波測定器の指示位置をmm単位で示してあり、数字の若い程電源側に近い。尚左側に反射係数一定の円の位置を示してある。同図は抵抗膜として抵抗値の低い材料(数百 Ω/cm^2 以下)を用いたもので、テーパ部分のみを使うときが多かった場合の実験と抵抗がずっと高い抵抗膜(数千 Ω/cm^2)を用いて取った場合の実験を一緒に書いたものである。

尚4000MC及び3790MC

で第3.3図の抵抗値の

低いものと同じ材

料を用いて

行った実験

も第3.4図

第3.5図に

示す様に全

く同様な同

心円群とな

っている。

之等の実験

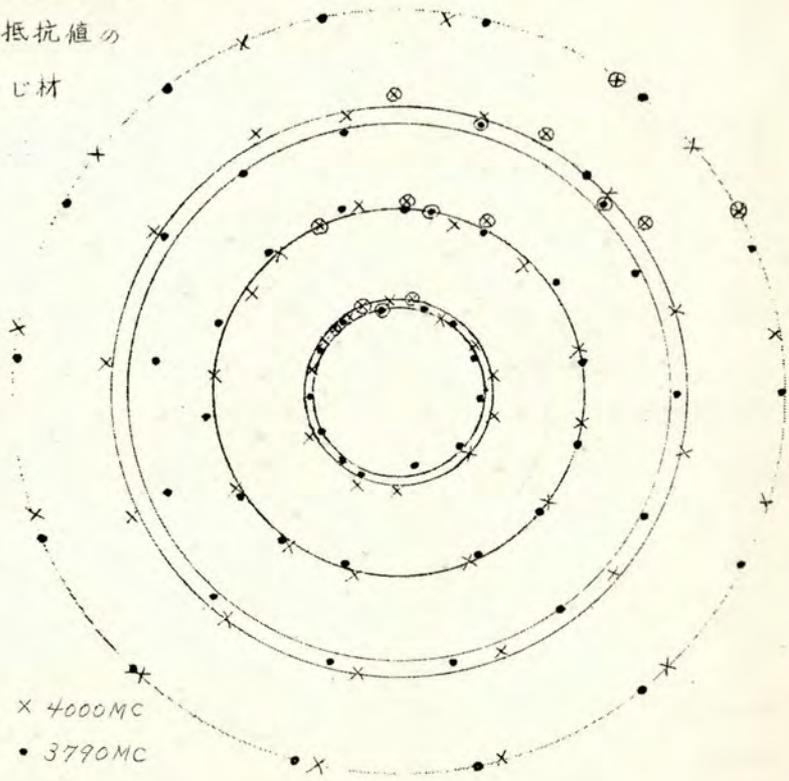
は勿論ネジ

IIによつて

抵抗膜の導

波管内に入

っている深



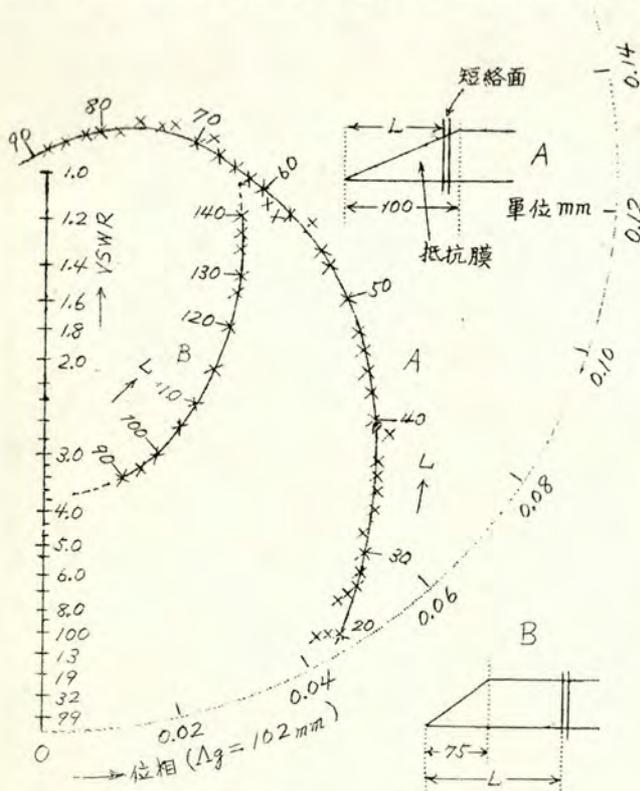
x 4000MC

• 3790MC

第3.4図 第3.5図 4000MC及3790MCに於ける実験

さを一定にしておいて、単にネジIを一定間隔約4mmずつ動かして行
 ったもので、図面で点が重つてきているの半波長以上短絡ピストンに可
 動範囲があるためである。之等の真には⊙⊗の記号が施してある。

次にネジIを固定しネジIIのみを動かして抵抗膜の導波管内に入つて
 いる長さを大きくするとSWRは単調に小さくなる。この時のSWRの V_{min}
 の位置は(2.10)式よりも分る様に、抵抗膜を含んだ導波管内の傳播定数
 β_0 と抵抗膜のない導波管内の夫 B_0 との差に比例し、スミス図表では第3.
 6図の様に損失のある傳送線の長さを変えた時のスミス図表上の軌跡が
 スパイラルになると云う傾向と一致して円の中心に収斂する。しかし収
 斂の仕方は抵抗膜の材質抵抗値によつて相当に違つてくるので、前述の



第3.6図 ネジIのみを動かした時の
 軌跡 ($\Delta g = 102.0 \text{ mm}$)

ようにネジI, IIの操
 作に順序をつけたので
 ある。

第3.3図～第3.5図
 の実験点はネジIIの回
 転数をパラメーターに
 し、ネジIを一定間隔
 4mmずつ動して取つた
 ものであるが、殆んど
 円の上に乗ること及び
 その各々の円に対し円
 周方向の間隔がほぼ一
 様であることは相当に
 良好である。しかし少
 しの実験点のバラツキ
 の原因としては、理論
 式には入っていないテ

ーパー部分の反射，抵抗材料の不均質さ等の他に緩衝減衰器の減衰度の不足，回路製作上の不整，及び測定値の読取誤差の混入等がうとられる。ここに読取誤差と云うのは，VSWRの小さい所ではスミス図表上の目盛が細かくなって居り，SWRの極めて高い所ではSWDの検波電流の最小値の読取りと，最大値附近の二乗検波特性からのズレ等があり，この為に少しの実験誤差が図面上で大きく表はれてくるのではないかと思われる。

尚第3.6図の様にはネジIを動かした時の軌跡が或一つの管内波長の附近では抵抗膜の材質抵抗値を工夫すると β_0 と B_0 が略々等しくなり放射線に近い理想的な場合に近づけることが出来る。

3.3 回路構成要素の検討

可変インピーダンス回路素子を設計する際には，中心周波数に対して抵抗膜のテーパの長さ及び短絡ピストンの折返し部分の長さを決めることになるが，この一つの装置で広帯域に亘って可変インピーダンス回路素子として満足に動作するか否かが問題となる。前節の4220MC，4000MC，3790MCに於ける実験例より略々満足なものであることが実証されているが，ピストンの中央にslotがあるので，この種ピストンの電界分布を調べる事が出来たこと，短絡ピストンの損失がこの回路を用いた誘電定数の測定（第8章特に第5.1.3節参照）で問題となるので少し詳しく調べた。又抵抗膜のーパーよりの反射係数は広い周波数範囲に亘って余り変わらないことが分っているが，この二つについて実験的及び理論的に検討を行った。

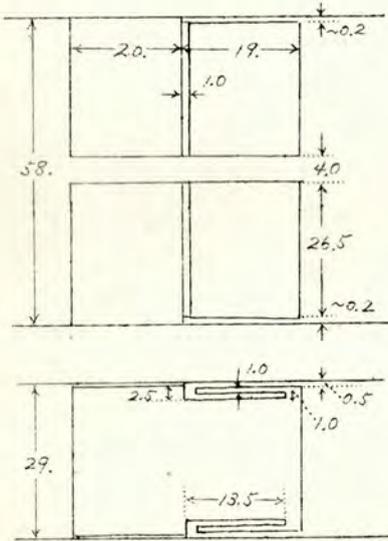
3.3.1 短絡ピストンの検討

i) 実験的検討

短絡ピストンについて実験的に検討を行った諸点は次の様である。

- a) 広い周波数範囲にわたって完全反射を行い、且つその反射位相面が短絡面と余りずれていないかどうか。
- b) 折返し部分⁽¹⁸⁾及びその前後で実在波がどの様に分布しているか、特に短絡ピストンのスロットを通過した電磁波の存在の有無。
- c) 短絡ピストンの損失はいくら位あるか、又その軽減法。

この三項目の内c)は第8章(第8・1・3節)に於て述べることにして、a), b)に関する実験結果を要約しよう。

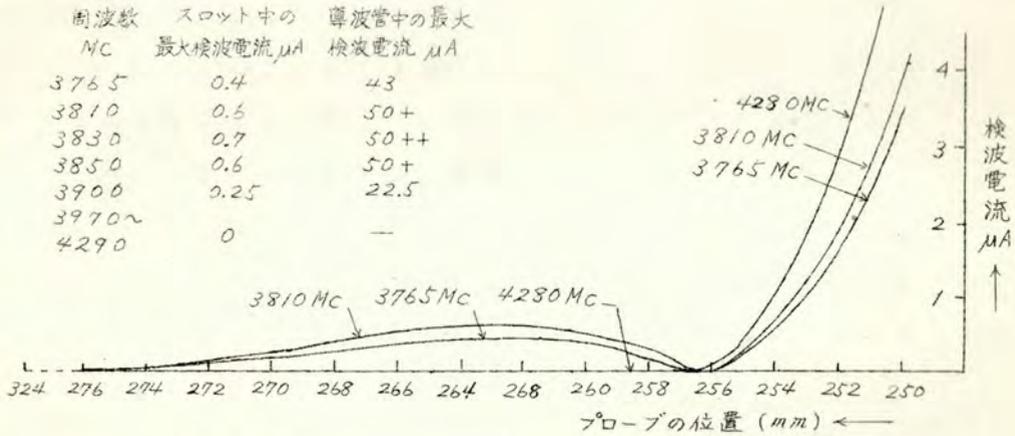


第3.7図 短絡ピストンの寸法(mm)

短絡ピストンの寸法は第3.7図の様であるが、これを定在波測定器の導波管の中に挿入して短絡ピストンのslotの中及びその前後の電界分布を調べた。これはピストンの中央にslotがあるので初めて取れたものである。各種波長に於ける電圧定在波の分布を第3.8図に示す。図より明な様にこの短絡ピストンは使用した実験セットの発振可能範囲の3800 Mc弱より4300 Mc弱迄の500 Mc以上の広範囲に亘って完全短絡をしていることが判った。この定在

波の最小値を示す点は普通同じ検波電流値を示す二点の中央の位置を以て表わすが、この定在波は片側のみであるから正確にはその位置を決定し難いが、図のSWDの目盛 256.5 は丁度短絡ピストンの最先端面である短絡面と2~3/10 mm程度の測定誤差の範囲内で一一致していて顕著な位相のずれはない。

slotの中に探針を入れて見ると回路的な短絡部になっている部分で第3.8図の様に周波数により幾分定在波を示しているものもあるが、その最大値を導波管内の検波出力の最大値と比較すると1%にも達せずしか



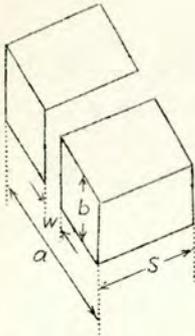
第3.8図 スロット中の電界分布

もその最大値を示す共はやや電源の導波管側に近いようである。又透過波はピストンの内部（回路的短絡部より後の部分）及び後部導波管内で総ての周波数範囲に於いて全く検出できなかつた。導波管の底面中央にあげられたスリットから輻射はないことは定在波測定器の場合と同様であつて、²¹⁾抵抗膜の存在によつても良好な状態は乱されなかつた。又短絡ピストンの中の抵抗膜の有無により導波管側の定在波比、位相共に殆ど変化を認められなかつた。

従つて試作の短絡ピストンは可変インピーダンス回路素子の短絡用としては周波数特性の広帯域性、定在波比、及び位相面のズレ等より考えてほぼ満足なものであつた。

ii) 理論的検討

一番問題となる所は短絡ピストンの中央にあげた slot (第3.9図)を通じて電磁波がピストンの後部に到達しない様にする事である。この場合 slot の巾 W 、導波管の高さ b とで形成される導波管内を減衰域となるこの電波が通るときはリアクタンス減衰器と考えればよい。所が普通 S は折返しの部分とその構造上機械的に決る寸法とで大凡決るのである



から W をどれ位迄許せるかと云うことになる。
リアクタンス減衰器の理論²²⁾によれば $W \times b$ の
slot を通る或姿態の電波に対する限界波長を
 λ_c とすると減衰定数は

$$\alpha = \frac{2\pi}{\lambda_c} \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda_c}{\lambda}\right)^2} \text{ nepers/unit length} \quad (3.1)$$

で与えられるから長さ S を与えると $8.7\alpha S$

第3.9図 短絡ピストンのスロット だけ減衰していることが分る。

所が短絡ピストンの *slot* の場合に *slot* の入口で色々な *higher mode* が励振されるが、一番遠方迄到達するのは限界周波数の低い H_{10} の姿態であるから、この波に対して $\lambda_c = 2W$ を代入して計算して置けばよい。

厳密に云へば *slot* の長さが無限大でないからその終端から反射して来るのであるが、この反射波も又 $8.7\alpha S$ db だけ減衰するから入口ではその入射波に対する反射波の振巾は $17.4\alpha S$ db に下つていて実用上全く問題にならない。

第3.7図に示した試作の短絡ピストンは

$$W = 4.0 \text{ mm} \quad (\lambda_c)_{H_{10}} = 2W = 8.0 \text{ mm} \quad S = 4.0 \text{ mm}$$

そこで 4000 Mc バントの上下限 $\lambda_L = 70. \text{ mm}$ $\lambda_U = 84. \text{ mm}$ について計算すると

$$\begin{aligned} \lambda_L = 70. \text{ mm} \text{ に対し} & \quad 7.85 \times 0.994 \times 4 \div 31.4 \text{ nepers} \div 273 \text{ db} \\ \lambda_U = 84. \text{ mm} \text{ に対し} & \quad 7.85 \times 0.996 \times 4 \div 31.4 \text{ nepers} \div 273 \text{ db} \end{aligned} \quad (3.2)$$

となる。

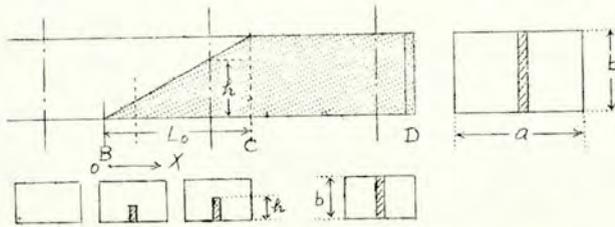
尚境界値問題として未定の短絡面の *slot* の所の電界の値を含む聯立積分方程式を立てて解いたのであるが実際上の必要性があまりないので省略することにする。²⁴⁾*

* 昭和28年卒業 渡辺和君の卒業論文

3.3.2 抵抗膜テーパ部分の検討

テーパされた同軸線路及び導波管の場合の等價的な近似理論によつて実験的な結果を解釈する試みが行われている。⁷⁰⁾ (第8.2節参照)

矩形導波管の中央に抵抗膜を入れた可変インピーダンス回路の場合には

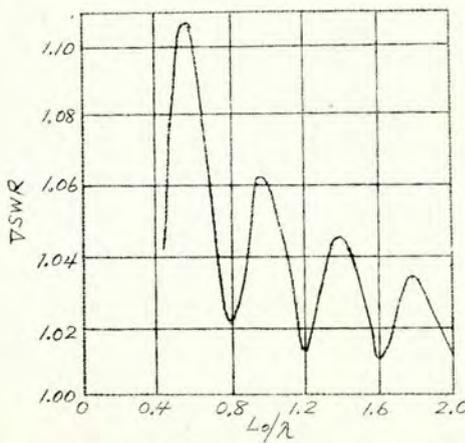


第3.10図 テーパ部の考え方

は第3.10図に示す様に矩形断面の電界方向の中央に抵抗膜が h/b だけ入った様な導波管の傳播定数で各点の $\gamma(x)$ を定義することが出来るから、これ

を第2章の一般理論の算式に代入すればよい。

第2章に於ては *Taper* 区間 BC よりは反射波が生じないものとして取扱つて来た。そこで茲ではこの部分よりの反射がどの位あるか、又その周波数特性はどうなるか、及び或中心周波数で反射を最小にする為の條件等について調べる。これを実験的に行うには抵抗膜を充分長くし、全体として実用上無反射端と考えられる時の *VSWR* ρ は主として *Taper* 部分による反射に基くものとするのである。そして周波数を変えた時同



第3.11図 *Taper* 長と *VSWR*

様の *SWR* を調べるとこれが *Taper* 部分の反射波 $\Gamma = \frac{\rho-1}{\rho+1}$ の周波数特性となる。

或は発振周波数を一定とし、*Taper* の長さを変えても大体の傾向が分る。

第3.11図は文献9 p.779に示されている *Taper* の長さを変えて行つた実験例である。

次に *Taper* 部分からの反射波を

最小にするために文献4) p.305; 文献70) より

$$\Gamma_{total} = -\frac{1}{4\gamma_B} \left[\frac{d \ln \gamma}{dX} \right]_{at B} + \frac{1}{4\gamma_C} \left[\frac{d \ln \gamma}{dX} \right]_{at C} \times \exp\left(-2 \int_B^C \gamma(X) dX\right) \quad (3.2)$$

を最小にすればよい。

その為にはB点に於ける反射波の大きさとC点に於ける反射波の大きさと等しく、次にその位相を適当にして互に打消しあつてB点より電源側での合成された反射波がない様にすればよい。即ち

$$\left. \begin{aligned} 2 \int_B^C \beta(X) dX &= 2n\pi \\ -\frac{1}{4\gamma_B} \left[\frac{d \ln \gamma}{dX} \right]_{at B} &= \frac{1}{4\gamma_C} \left[\frac{d \ln \gamma}{dX} \right]_{at C} e^{-2 \int_B^C \alpha(X) dX} \end{aligned} \right\} \quad (3.3)$$

BC 区間の長さは L_0 であるから

$$\int_0^{L_0} \beta(X) dX = n\pi \quad (3.4)$$

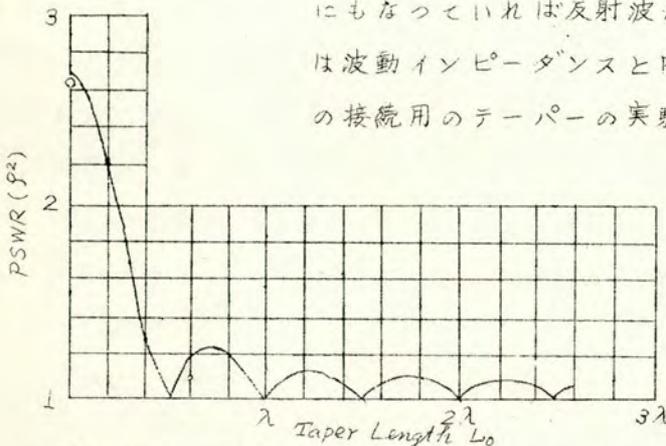
が求める Taper の長さになる。換言すれば Taper 区間の長さ L_0 を傳播する間に位相角が半波長の整数倍に相当する $n\pi$ だけ変化すればよいことになるのである。そして式(3.3)の第2式も満足される様な Taper の形

にもなつていれば反射波が最小になる。この関係は波動インピーダンスと内外の管径が違ふ同軸管の接続用のテーパの実験で明にされている。参

考迄に第3.12図

にこれを示す。

(文献1) p.307)



第3.12図 同軸管のテーパ部よりの反射
(75Ω → 46Ω の同軸管)

3.4 可変インピーダンス回路設計の指針

先づ使用する導波管の寸法が決っていると、その内面矩形寸法と同じ導波管を約 $\frac{4}{5}$ 管内波長に相当する長さだけ必要となる。その内訳は抵抗膜テーパー部分に約一波長、減衰領域に一波長、計二波長を必要とする。この抵抗膜を全部短絡ピストンの後部に収納可能とする為には約二波長分、短絡ピストンを導波管内で往復させる距離が半波長分である。

この長さは使用する最大波長に対する導波管内の管内波長を単位として計算する。

抵抗膜を含んだ部分の管内波長は基板とする誘電体の ϵ が大きい程、又厚さが厚い程空心の管内波長より短くなるが、この基板に塗る抵抗膜の導電率が高い程管内波長がのびる傾向にあり、これを総合して概して空心導波管の管内波長か或はそれより短い管内波長となる。

導波管底面の案内溝は必ずしも必要でなく厚い導体板を用いてその内面を凹ませレールとしてもよいが、この場合は短絡面より入っている抵抗膜の深さの指示装置が面倒となる。

次に短絡ピストンであるが、この回路的短絡の為の折返し部分は使用する中心周波数の自由空間波長の $\frac{1}{4}$ よりやや短くする。この部分の金属面との空隙は狭い程よいが工作精度を考慮して決定する。短絡ピストンの中央で、これを切半する slot の巾は挿入する抵抗膜の厚さを考えて広さに失することのない様に第3.3.1 ii) を参考として決定する。この slot で切半されて短絡ピストンは完全に二つに分れるから組合せた時短絡面が揃った位置になる様に工作に注意を拂わなければならない。

短絡ピストンの側面を回路的短絡部に相当する所だけ第3.7図の様に少し削り取った方が短絡ピストンの損失が少く安定性が増す。

ネジIは導波管のフランジにガタがなく回転だけを許されて固定され、ネジIIは肉厚の太いネジIとかみ合っているネジ棒の端に同じく回転だけを許されて固定される。ネジのピッチは共に 1mm にした方が便利で

ある。ネジⅡとかみ合い抵抗膜を抜差しする棒には *key* を入れて回転を防いで前後にだけ動く様にした方がよい。指示装置は導波管底面に *slot* をあけた時はネジⅠ、ネジⅡとかみ合っているネジ棒の導波管内の先端より夫々指示用の棒を立てて導波管の底面の外側に取付けた物指の上を滑る様な針を取付ける。ネジⅠ、ネジⅡに等分した分度円を刻めば更に便利である。抵抗膜は目的によつて取替へればよい。このテーパは中心周波数に於けるこの抵抗膜を含んだ導波管の管内波長の半分の整数倍になる様にすればよいが、標準インピーダンスを作る場合の外は余り問題にしなくてよい。抵抗膜としては中心周波数に於ける空心管内波長と、抵抗膜を全部 ($h/b=1$) 含んだ CD 区間の管内波長とが略々等しい様に基板の材料と、抵抗値とを選定すれば第3.6図に示す軌跡が放射線に近くなつて理想的となる。これも標準インピーダンスを作成する回路として利用する時以外は考慮しなくてよい。

標準インピーダンスとして使用する時には、総ての工作を精密にし又抵抗膜の均一性及び温度、湿度の変化に対する安定度を考える必要がある。これにはガラス基板の上に金属をスパッタさせて適当な抵抗値を持つようにした *metalized glass* が有望である。

第4章 同軸管形並びに平行線形可変 インピーダンス回路素子

4.1 概要

第2章に述べた様に可変インピーダンス回路の具備すべき一般的な性質と第3章に述べた導波管形のを参照にすれば、類似の構造をもつ平行線同軸管、導波管のものが色々と考えられる。

可変インピーダンス回路の分類法として、減衰を与える抵抗体の形式、

動作によつて分ける方法と、傳送線路よつて分類する方法との二つがある。

a) 傳送回路による分類

- (i) 平行線形可変インピーダンス回路素子
- (ii) 同軸管形 " "
- (iii) 導波管形 " "

b) 抵抗体の形式による分類

- (i) 抵抗損失形可変インピーダンス回路素子
- (ii) 誘電体損失形 " "

c) エネルギー損失部の挿入箇所による分類

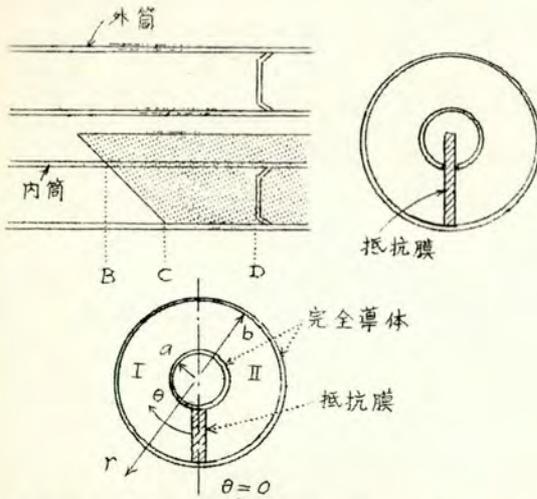
- (i) 直列形可変インピーダンス回路素子
- (ii) 並列形可変インピーダンス回路素子

これらの分類で云へば第3章に述べた導波管形可変インピーダンス回路素子は a)(iii) : 導波管形 ; b)(i) : 抵抗損失形 ; c)(ii) : 並列形のものである。

4.2 同軸管形可変インピーダンス回路素子

第3章に述べたのと同様に抵抗膜を線路に並列に入れる形のものが考えられる。これは導波管の場合と違つて短絡ピストンからのエネルギーの漏洩が増し、波長が粉波になるのです法が大きくなり面倒な点が増加する。

第4.1図は b)(i) : 抵抗膜形、c)(i) : 並列形のものである。この場合波長が長い時には勿論同軸線路として取扱つてよいが、波長が同軸管の円周程度になると立体回路的な取扱いが必要になる。これは円周方向に於ける界の一樣性が失われる為である。この場合の解析を行つたのでその要点のみを記すこととする。²⁵⁾



第4.1図 同軸管形可変インピーダンス回路 (抵抗膜)

第4.1図の断面図に於て電磁界的に求めた傳播定数を導いてくるのであるか、その取扱には一般の同軸管、立体回路と違つた異が出て来る。

- (i) $\theta=0$ の面に抵抗膜 $\sigma(r)$ があり、之に r 方向の電流が流れる。従つて $\theta=0_+$ と $\theta=0_-$ とでは磁界に不連続があり、 θ に関して周期的でない。

(ii) 傳播する波は勿論主波のみであるが、 $\theta=0$ に於て境界條件を満足する爲に同軸管の高調波が励振される。

軸方向の磁界 H_z と r 方向の電界 E_r との間に

$$H_{z0+}^n - H_{z0-}^n = 2 |H_{z0}^n| = \sigma \left\{ E_{r0} + \sum_n E_{r0}^n \right\} \quad (4.1)$$

の関係式が成立つ。上式で n は角方向の姿態の次数で

$$n = m + \frac{1}{2} \quad (4.2)$$

の様に半奇数次である。

(iii) 抵抗膜が進行方向に一様にある爲に一点にある場合の様に高調波を除外して、等備的な集中リアクタンスの様に考えられない。

さて電流が r 方向のみに流れると考へているから、 H 波のみが励振されて

$$H_z^m = \sum_{s=1}^{\infty} K_{ms}^2 B_{ms} Z_{m+\frac{1}{2}}(K_{ms} \cdot r) \cos \left\{ \left(m + \frac{1}{2} \right) \theta \right\} \quad (4.3)$$

茲に K_{ms} は固有値であつて

$$J'_{m+\frac{1}{2}}(Ka) Y'_{m+\frac{1}{2}}(Kb) = J'_{m+\frac{1}{2}}(Kb) Y'_{m+\frac{1}{2}}(Ka) \quad (4.4)$$

を満足する s 番目の根であり

$$Z_{m+\frac{1}{2}}(K_{ms} \cdot r) = J_{m+\frac{1}{2}}(K_{ms} \cdot r) - Y_{m+\frac{1}{2}}(K_{ms} \cdot r) \frac{J'_{m+\frac{1}{2}}(K_{ms} \cdot b)}{Y'_{m+\frac{1}{2}}(K_{ms} \cdot b)} \quad (4.5)$$

を表わすものとする。茲に J, Y は夫々半奇数次の第1種及び第2種の Bessel 函数で J', Y' は夫々 argument に対する微分を表わす。

B_{ms} は $E_{r0} = \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} \frac{A}{r}$ で表わされる同軸管の主波 (Principal wave) によつて励振された振巾であるから B_{ms} を A の項で示せばよいことになる。実円柱函数 (real cylindrical function) に対する Lommel の積分定理³⁰⁾ を用い、導体面 $r=a, b$ の境界条件のために直交関係が成立して、展開が可能であることが証明出来るのである。その結果

$$B_{ms} = \frac{\sigma \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} A \int_a^b Z_{m+\frac{1}{2}}(K_{ms} \cdot r) dr}{\{K_{ms}^2 \cdot b^2 - (m+\frac{1}{2})^2\} Z_{m+\frac{1}{2}}^2(K_{ms} \cdot b) - \{K_{ms}^2 \cdot a^2 - (m+\frac{1}{2})^2\} Z_{m+\frac{1}{2}}^2(K_{ms} \cdot a)} \quad (4.6)$$

が得られる。²⁵⁾ この角方向に $(m+\frac{1}{2})$ 次、半径方向に S 次なる高調波の振巾 B_{ms} は S が大きくなれば零に近くなる³¹⁾ ことが証明出来る。 S が小さい時には Fresnel の積分等を利用して求める³²⁾ ことが出来る。

K_{ms} なる固有値は $b/a = \rho$ を parameter として級数形で算出することが出来る²⁸⁾ ことが判つている。

さて減衰定数は主波が Z 方向に運ぶ energy W と、 θ 方向に失われる Poynting Vector³³⁾ の面積分 W_θ ($E_{r0} \times H_{z0}$ の形) との間に

$$W_\theta = \frac{dW}{dZ} = -2\alpha W \quad (4.7)$$

の関係が存在するから³³⁾

$$\alpha = \frac{-\sigma \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}}}{4\pi \ln \frac{b}{a}} \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{s=1}^{\infty} \frac{\int_a^b Z_{m+\frac{1}{2}}(K_{ms} \cdot r) dr \cdot \int_a^b Z_{m+\frac{1}{2}}(K_{ms} \cdot r) \frac{1}{r} dr}{\int_a^b |Z_{m+\frac{1}{2}}(K_{ms} \cdot r)|^2 r dr} \quad (4.8)$$

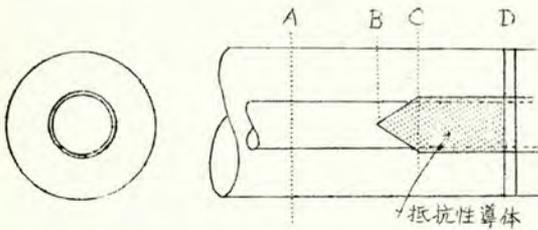
を得る。この α から傳播するのが同軸管と云う定義から主波のみであるから

$$\beta = \beta' \left[1 + \frac{1}{2} \left(\frac{\alpha}{\beta'} \right)^2 \right] \quad (4.9)$$

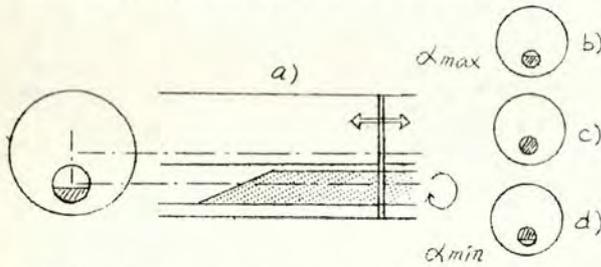
となる。但し β' は $2\pi/\lambda$ である。

この(4.8), (4.9)式は同軸管の寸法が波長に対して無視出来ない場合の抵抗膜を含んだ線路の減衰定数及び位相定数を与えるから(2.10)式の α_0 , β_0 が求まったことになる。

次に b) (i): 抵抗損失形, c) (i): 直列形では抵抗体として中心導体に抵抗

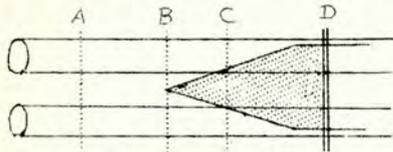


第4.2図 直列形可変インピーダンス回路

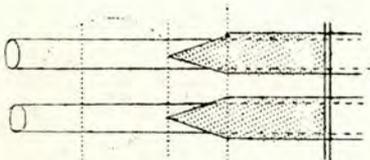


第4.3図 同軸管の場合(誘電体損)

一般的可変インピーダンス回路にすることが出来るが誘電体損形にすると第4.3図の様に偏心同軸管にしなければならぬから、前段の回路との



第4.4図 抵抗膜形可変インピーダンス回路



第4.5図 直列形可変インピーダンス回路(抵抗性導体)

抗の大きい材料を用いるか或いは導体表面に損失を大きくする材料を塗布したものをを用いるものである。Lの変化は中心導体を滑って行く薄いパイプの拔差で行く、この外側表面が上に述べた様な処理を行って抵抗損失が多くなるようにしてある。

第4.1図, 第4.2図のものは第2.2図で説明した一

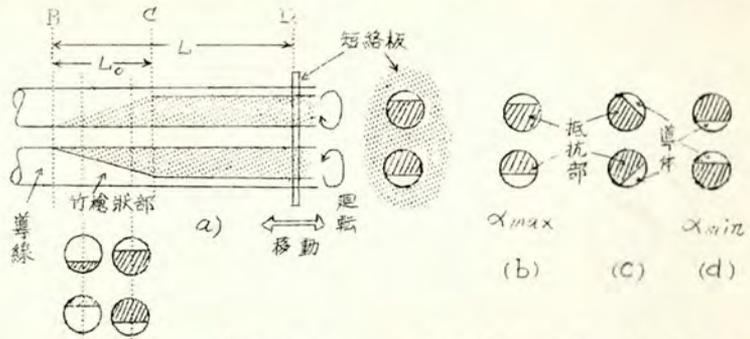
の連結に問題が生ずる。この回路は初期のものであつて、次節でその概要を述べる。

平行線形可変インピーダンス回路素子

同軸管の場合と同様に抵抗膜を用いたものと、抵抗性の中心導体を用いた

ものが考えられる、これらを夫々第4.4図、第4.5図に示す。

第4.4図では中空の導体パイプを用いてその一部を *cutter* で線軸方向の溝を切り抵抗膜の案内溝とする。第4.5図では第4.2図と同様抵抗性の薄いパイプを被せている。



第4.6図 平行線の場合(誘電体損)

次に誘電体損形の場合の例を

第4.6図に示す。この形でも勿論一般的な今迄の場合と同じ構造にして使えるが二つの平行線間の電気力線の分布を考えて見て、その電力線の密度の大きい所に誘電体があれば減衰定数が大きく、電力線密度の極めて小さい所では殆ど減衰を与えないことになるのを利用すると、導体面の回転によつてそのインピーダンスを変化させることが出来るのである。この場合には例えば回転或は短絡板の移動によつて傳播定数の α も β も共に変化するので、インピーダンスの見透しは極めて難しい。

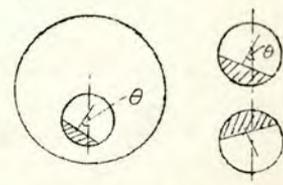
これを実験して見ると、第2章、第3章で述べた可変インピーダンス回路の便利さがよく分るのである。

しかし第7章第7.3節で粉波マグネトロン電子アドミッタンスを測定する時に用いたので簡単に説明する。これはマグネトロンの様に出力の大きい場合の負荷として適当であり、又吸収電力がカロリメーター法によつて測定出来ると云う利点がある。

第4.7図の座標を用い、抵抗体の入った部分の傳播定数を

$$\gamma(\theta, X) = \alpha(\theta, X) + j\beta(\theta, X) \quad (4.10)$$

とする。茲で θ は二つの導体の中心線と導



第4.7図 角座標 θ の決定

体の中心から弦へ引いた垂線とのなす角で、垂線の向きは導体より抵抗体に向うのを正とし $\theta=0$ は抵抗体が最大誘電体損失を与える状態の時取る。(第4.3図, 第4.6図 b) c) d) 参照) 第2.2図と同じく CD 間では X の如何に拘らず同じ構造であるから

$$\gamma(\theta, \hat{L}_0) = \alpha_0(\theta, \hat{L}_0) + j\beta_0(\theta, \hat{L}_0), \quad X \cong L_0 \quad (4.10')$$

(4.10), (4.10') 両式より

$$\begin{aligned} \alpha^*(\theta, L) &= \int_0^L \alpha(\theta, X) dX = \int_0^{L_0} \alpha(\theta, X) dX + (L - L_0) \alpha_0(\theta, \hat{L}_0) \\ \beta^*(\theta, L) &= \int_0^L \beta(\theta, X) dX = \int_0^{L_0} \beta(\theta, X) dX + (L - L_0) \beta_0(\theta, \hat{L}_0) \end{aligned} \quad (4.11)$$

となる。 l を一定とした場合には2つの動作即ち廻転によって θ を短絡板の移動によって L を変える事によって α^* , β^* を独立に任意の値を取らせる事が必要である。

反射係数平面の振巾, 位相を表わす (α^*, β^*) 平面と (θ, L) 平面との間には1対1の対応が成立すれば, θ, L の変化によってインピーダンス平面を全部 cover する事になる。

(α^*, β^*) 平面と (θ, L) 平面との対応を調べるには *Jacobian* の符号の判定³⁴⁾が必要であつて, 適当な仮定の下に *Jacobian* が常に θ の如何に拘らず一定の負の符号をもつ事が証明出来た³⁵⁾が茲では省略する。

第5章 結 言

可変インピーダンス回路素子は最初粉波マグネトロンのリーケ線図を取る為³⁴⁾に考案した第4章第4.3節の誘電体形のものについて実験していたが, そのインピーダンスに対する見透しの悪さと, 取り得るインピーダンスの領域の狭いこと, 及び機械的工作の難しさと, *open* な所で実験するので強力な擾乱波の為に甚だしく妨害されてデータが得難かつた為

に導波管で実験することを決意し、そこで第2章、第3章に述べた導波管形の可変インピーダンス回路を試作して略々理想的と思われる迄に一應完成することが出来た。尚この回路で問題を少し残しているのは抵抗膜の抵抗の最適値、均一性、濕度特性の改良及び電力容量の点である。

尚任意インピーダンスの形成回路と云う一般的な性質から種々の應用があるわけで、これは第II部に於て詳述することにする。参考の爲にこの可変インピーダンス回路の出現のもつ意味について述べる。“從來立体回路に於て可変標準反射係数或は可変インピーダンスを得ることは至難とされていた。”(文献37) 従つて今迄発表されているものはインピーダンス平面で1ヶ所の調整に対するその軌跡が複雑であつたから、任意インピーダンスに対する見透しが悪く調整箇所とインピーダンス平面との対応が單純でなかつた誤である。この可変インピーダンス回路は之等の要求を略々満足な程度に迄実現し得ることを示したものである。

第 II 部

超高周波可変インピーダンス回路の應用

第 6 章 総論

6.1 完全短絡装置、無反射終端としての應用

可変インピーダンス回路素子は完全短絡装置と抵抗体より成立っているから抵抗体を完全短絡板より電源側に全く挿入しない極端な場合は完全な定在波が立つことになる。次に抵抗体を充分挿入した場合には無反射端となり定在波がなく進行波のみになることは直ちに分る。これらの場合は勿論インピーダンス平面上に表された両極端の最外周円及び中心に対応する。

しかし同一の装置で取替えることなく完全短絡装置、無反射端にすることが出来ることは次の様な利点がある。

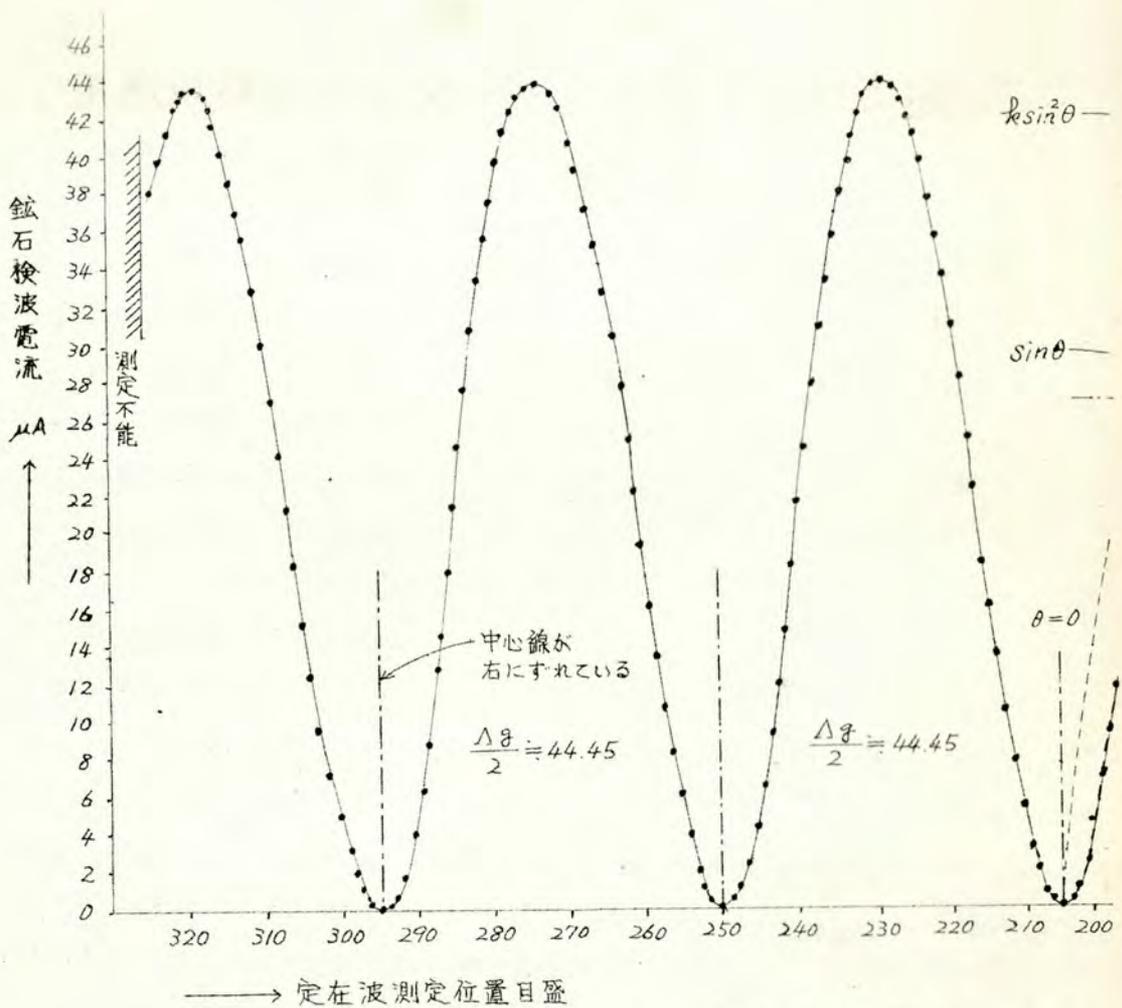
即ち使用する定在波測定器、その検波回路の特性、可変インピーダンス回路と SWD との継目の良否を調べることが出来る。

SWD に使用する鉍石の特性が自乗検波か否かを調べるのには、電源側は整合し、可変インピーダンス回路を完全反射にすると第 6.1 図に示す様な定在波が得られる。所が完全な電圧定在波は *sine* 波であるからその二乗検波の電力は $(sine)^2$ に比例する。

この様にして鉍石の検波特性が二乗か否かを調べるのである。これから二乗検波の領域の決定と、二乗検波以外の飽和領域の検波特性の較正が出来る。

又、SWD がその移動距離に亘つて工作が良好に出来ているか否かは定在波の最大値、最小値間の距離の一様性、定在波の対称性等より分りその SWD のくせが判ると以後の使用に極めて便利となる。

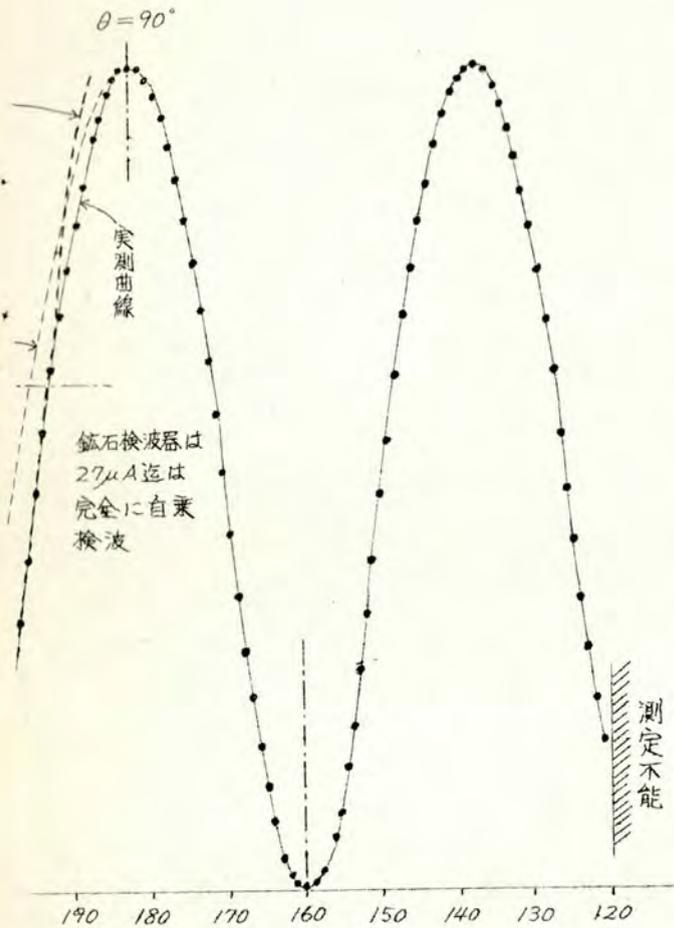
次に無反射終端とすると、同様に SWD の検波出力が一定となるべき



第6.1図 定在波測定器の検波出

筈であるから完全反射の場合の実験と併せて SWD の検査が出来る。

又 SWD と可変インピーダンス回路との接続点の不連続点もなく接続されているか否かは整分された電源に対して短絡ピストンの移動距離と SWD の V_{min} の位置が直線的に対応しているか否かによって、即ち、S-曲線³⁵⁾ によって調べることが出来る。この場合の応用は別に記述する程の内容を含まないので、茲で概略を述べて後はふれないことにする。



6.2 任意インピーダンスを形成する回路素子としての応用

任意のインピーダンスを簡単に形成し得る回路の特徴を利用して超高周波真空管のリーケ線図を相当特徴のある方法で取ることが出来る。これは第7章、第7.2節に於て詳述することにする。

その他未知のインピーダンスのものに対しマジックTの1つの標準アームとして *bridge* を *balance* させることが出来る。

更に広い応用範囲をもつものとして各種の整合回路の整合可能領域の決定、その調整方法の研究等を挙げ

ることが出来る。この上理想としては前段にSWDを用いずに2つのネジの目盛とその発振波長とから可変インピーダンス回路の接続面を標準具としてインピーダンスを表しておけばよいのである。この具でインピーダンスを表示して置けば、後はスミス図表の利用によつて直ちに变换して読取ることが出来る。

しかし之等の応用は極めて重要ではあるが、特に記述する程の新しい

力

内容を含んでいないので省略する。

6.3 回路の構成機構の応用（誘電定数の測定等）

この回路は任意のインピーダンスを取り得る様な構造になっているが、その抵抗膜（主として抵抗膜）の形が無反射端に使う様にテーパをつけたものであることが必要なわけではなく、厚さのみが短絡ピストンの slot の巾より小さければ誘電体でもよいのである。従って挿入する材料、その形に関して制限をつけずにこの回路を利用することを回路の構成機構の応用と呼ぶことにする。

凡そインピーダンスに関する測定とか応用なれば何等かの関係が存在するのであるが、実際に詳細に検討したのは誘電体の誘電定数の測定法であつて、これは第8章、第8.1節に述べてある。

その他誘電体移相器、抵抗減衰器のテーパ一部分の設計にも利用したので同じ章の第8.2節に触れている。

第7章

任意インピーダンスを形成する回路素子としての応用

7.1 標準インピーダンスとしての利用

マイクロ波領域に於ける標準インピーダンスの作成をマジックTを用いて作る試みがあつたが、³⁷⁾ 難しい所がある様である。この場合でも無反射端に使用する減衰材料の温度及び湿度特性がきいてくる筈である。³⁸⁾

上述の可変インピーダンス回路もその抵抗膜を、温度、湿度に対する安定性をもたせ、短絡ピストン及びその移動用の2つのネジを正確に造れば少くとも二次標準のインピーダンス回路素子として利用し得るものと思はれる。これには実用化、製品化の過程を通る必要がある。

(第3.4節参照)

7.2 導波管を出力回路とする揮波真空管(クライストロン等)のリーケ線図作成への応用³⁹⁾

7.2.1 リーケ線図とその作成法

超高周波真空管はその動伏電圧、電流のみならず負荷のインピーダンスによってその発振出力、周波数が変化するので、真空管の負荷特性を表すためにリーケ線図が利用されている。^{40) 41)} リーケ線図は真空管の働伏電圧、電流等を一定とし負荷インピーダンスを任意に変えて、スミス図表上にその発振電力、発振周波数を表示したものである。

この様に真空管の負荷特性を取る為の回路としては反射係数の絶対値と位相とが別々に変るものが理想的とされている。⁴²⁾

やゝ近いものとしては第1章、第1.2.1節b)に述べた *slug tuner* があるが、これは取り得るインピーダンスの範囲が使用材料及び構造によって決まるある SWR 以下に制限されていて面白くない。

又第1.2.1節a)に述べた1本の *screw* を導波管に沿つて動かす方法がよく用いられるが、これは一つの可動部分の調整に対するインピーダンス平面上の軌跡が余り単純でなくかなりの熟練を要し絶えずインピーダンス平面のどの領域を取っているかを頭の中に画いている必要があると云はれる。

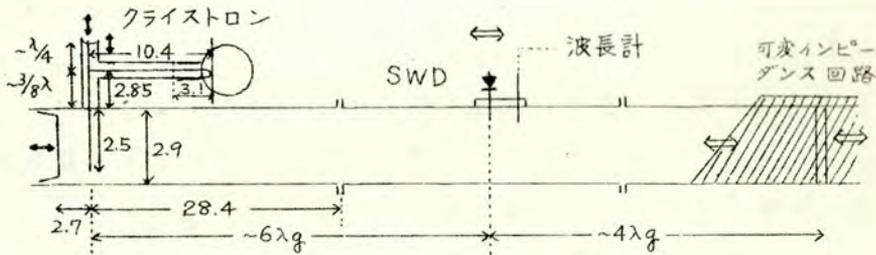
上述来の可変インピーダンス回路はリーケ線図を取る目的で考案したものであつて、その際の実験結果(第3章、第3.2節参照)よりも明な様に反射係数の絶対値、位相の調整に対する上記の理想条件によく合致している。

slug tuner は導波管内の位置を固定し、2枚の *slug* 間の距離を変えた時の反射係数平面での軌跡が、放射線に近いのに対し、可変インピーダンス回路は抵抗膜の挿入深さを一定にし、短絡ピストンを動かす

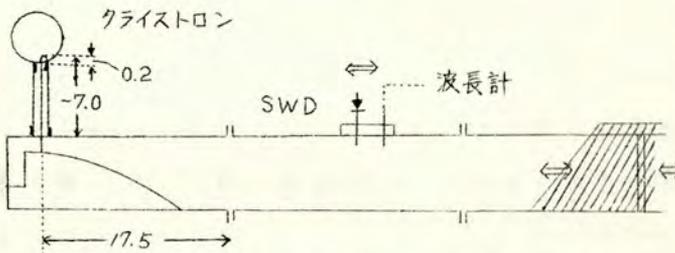
た時の同様の軌跡が同心円であることは面白い対称であるが、前者はSWR、位相の何れを先に決めこもよいが、構造上帯域巾が狭い。後者はSWRから先に決める必要があるが、帯域巾をせまくすれば軌跡が放射線になる様にする事は出来る。そのエネルギーの調整は同心円の軌跡をもつからリーケ線図上の等電力線を出す場合には極めて好都合となる。

7.2.2 実験に使用した回路とその概要

使用した回路の構成を第7.1図、第7.2図に示す。



第7.1図 1/4 波長支持の同軸導波管変換回路 (cm)



第7.2図 リッジ導波管による変換回路 (cm 単位)

問題となる所は長線路効果を除けば⁴³⁾クライストロン空洞から導波管へ導く変換回路のみとなる。

第7.1図、第7.2図の変換回路は周知の如く広帯域の特性をもつものである。⁴⁴⁾

第7.1図の構成では導波管を無反射にしてクライストロンの電源状態を一定にし、変換回路の所の矢印のある3ヶ所を調整して最大出力が出る様にした。調整は余り鋭敏でないから最後に之等には全く手をつけず

電源電圧を微細に調節して最大出力を得る様にして固定した。SWDのフローには一応問題がないとしても（鉍石検波回路は同軸管でフローの深さによるアドミッタンスを打消して同調を取っているからリーケ線図を取る際の周波数変化には感じない）空洞波長計の励振フローの入れ方には困った。

空洞波長計のQがあまり高くないし（3000程度）又相当疎結合にしないと測定が不正確になるからである。即ち負荷としては総てのインピーダンスを取り得る様に可変インピーダンス回路を調整するから、或範囲では導波管内には相当大きい定在波が立ち、この波に対する励振フローの占める位置により空洞波長計の鉍石出力が大いに變化してデータを取るのに手間どる。

最初には可変インピーダンス回路のピストンから導波管内に入っている抵抗膜の深さを一定にしてピストンを動かして位相を変え、その時の発振波長を測る方法を採用したが、この場合には波長計の機械的精度が大きい問題となり、又同一波長に合わせる為には可変インピーダンス回路のピストンの調整を再三行わなければならぬ。この波長計の問題を除くために波長計の共振波長を一定に固定しておいて可変インピーダンス回路のVSWR調整用のネジII、位相調整用のネジIを共に變化して等周波数線を取って行った。

発振周波数の上下限は可変インピーダンス回路素子の $SWR = \infty$ の状態、即ち抵抗膜を全然入れない状態で位相のみを変えて行くと出力、周波数が共に急變して直ちに介る *sink*⁴⁵⁾があるからその両端の周波数を調べればよいことになる。

リーケ線図の等周波数線は余り複雑でなく局所的には位相も余り變らないから予めSWDの電圧最小値を予想することが出来る場合が多く、その位置にSWDを置いて可変インピーダンス回路素子のピストンを動かすと波長計の振れが最大の所が出る。

そこで SWD (波長計の励振フローも同じ台の負荷側に固定) を動かして V_{min} の所を正確に取るのであるが、最初に置いた V_{min} の所と大してずれない時が多く、この時は SWD の移動台に固定された波長計の励振フローの占めている位置が殆んど導波管内に生じている定在波の同一位相の所にあつて、上述の波長決定の困難の問題は簡単に解消できた。従つて実験は極めて迅速に然も正確に出来る様になつた。

しかし等周波数線を追つて行くだけでは不安定領域の近傍は分り難いので別に周波数を問題にせずに出力の線を行つて行く⁴⁶⁾ とよい。即ち今度は可変インピーダンス回路素子の実験と同様に負荷の SWR が一定になる様な状態でネジ II を固定にして、ネジ I のみを廻して位相を順次変えて定在波測定器の V_{min} の位置と SWR を読み V_{min} の所の鉦石出力を讀んで相対出力を出す (第 7.4 式) この操作を周波数線の形から考えて、必要でしかも充分な数だけ順次おこなつて可変インピーダンス回路で全インピーダンス平面を cover する。

等出力線は之等の実験員の相対出力から簡単に画くことが出来る。

電力を絶対値に直す為には最後に可変インピーダンス回路を除いて S-S mount⁴⁷⁾ したサーミスタに整合を取り ($V_{SWR} 1.1$ 以下)、その電力を直流で較正して鉦石の相対出力を絶対電力に換算する。

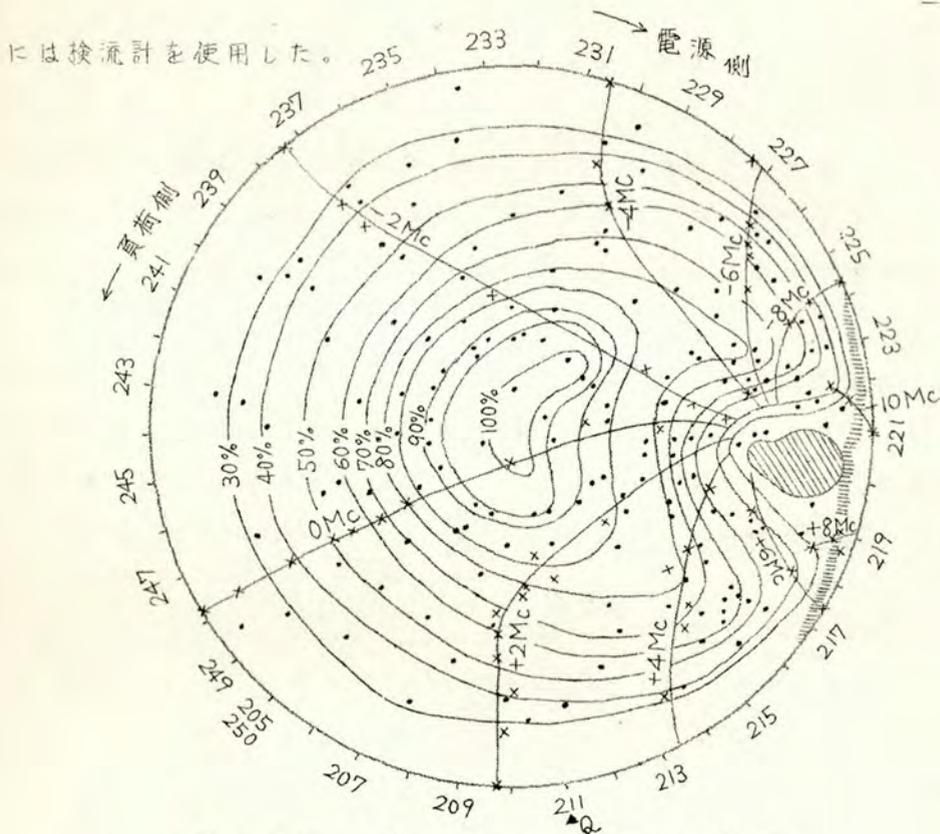
しかしリーゲ線図では出力を最大出力に対する比率を出してもよいのであるから、クライストロンの動作電圧と一緒に最大出力何 mW と記入しておけばよいことになる。

7.2.3 実験結果

実験にはクライストロン SP503B、外部空洞、4-0-29^{*} 及び半同軸空洞波長計；市販の SWD、リツジ導波管を使用した可変回路、可変インピーダンス回路、*thermister mount* は全部試作したものである。

SWD の検波出力はマイクロ、アンメーターで直ちに読み空洞波長計

* 初めの数字は KMC, 中の字は空洞の形状, 最後の数字は空洞の直径を表す。



第7.3図 代表的なリーケ線図

$V_a = 220 \text{ V}$, $I_b = 24 \text{ mA}$, $V_r = 164 \text{ V}$,
 中心周波数 $\approx 4225 \text{ Mc}$, 最大出力 $= 3.5 \text{ mW}$,

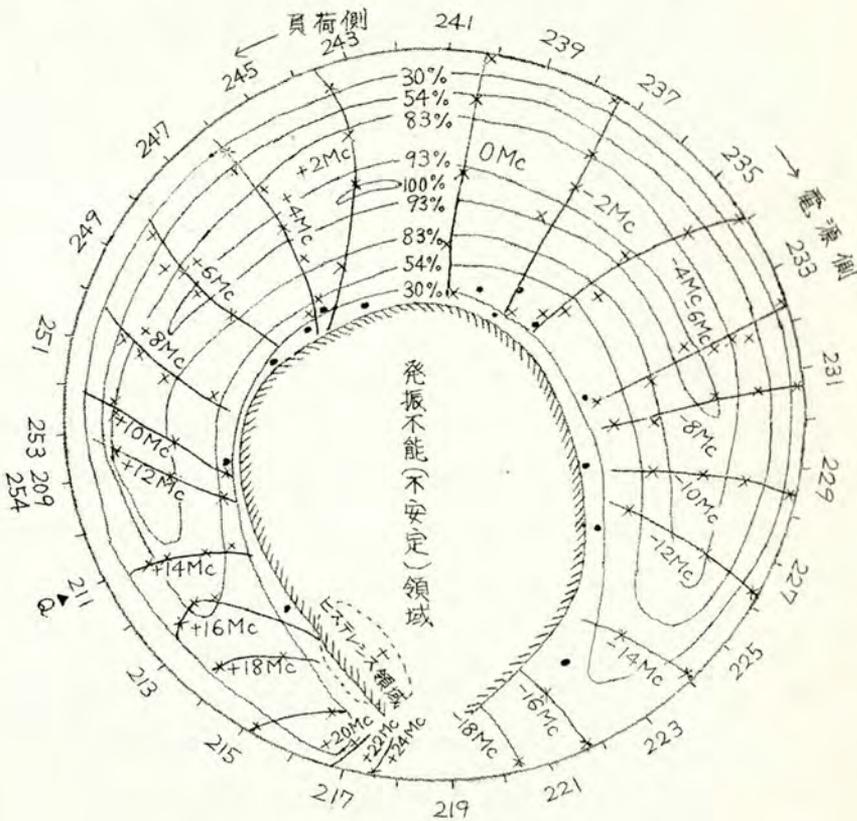
第7.3図、第7.4図のリーケ線図の相違は電源状態を同じにしておいて、第7.1図の回路構成で只クライストロン空洞に入るループの深さを変えただけである。

第7.3図は周波数変化量が適当で等周波数の曲線の形もあまり集中した所もなく、又急に折れ曲つたりしていないし、出力の最大点が無反射の付近にあつて良好である。図で×印は等周波数の軌跡を追つて V_{min} の所を読んだ位置、SWRから求めた実験点、・印は電力の相対値を取つた点であつて、等出力線は之等の点の数値を考慮して補間法で引いた

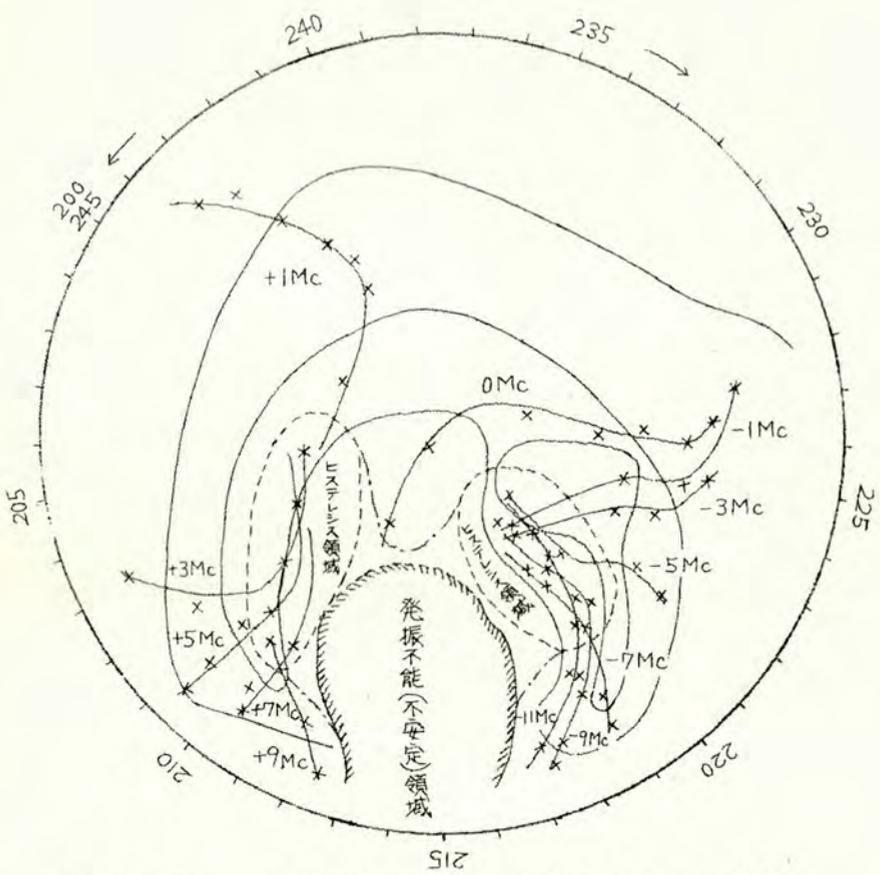
もので矛盾する様な実験値を示した呉は不安定領域に 2.3 あっただけである。

中心周波数の管内波長 $\Delta g = 90.0 \text{ mm}$ で換算すると導波管への励振フローアの位置は図に示した呉 Q より 6 波長隔った所となり、こゝにスミス図表の無限大呉 Q を重ね合せると、この呉より見た負荷のアドミッタンスが出る。

第 7.3 図に於て、クライストロン空洞に入っているルーアの深さ 2mm を 4 mm に変更して取ったリーケ線図が第 7.4 図であつて、中心部附近では過負荷となつて発振しない。又当然ではあるが周波数変化量も多く⁴⁸⁾なる。sink の附近で、わずかながらヒステシスの領域が出た。



第 7.4 図 密結合にし過ぎたリーケ線図



第7.5図 ヒステレシスのある場合のリーケ線図

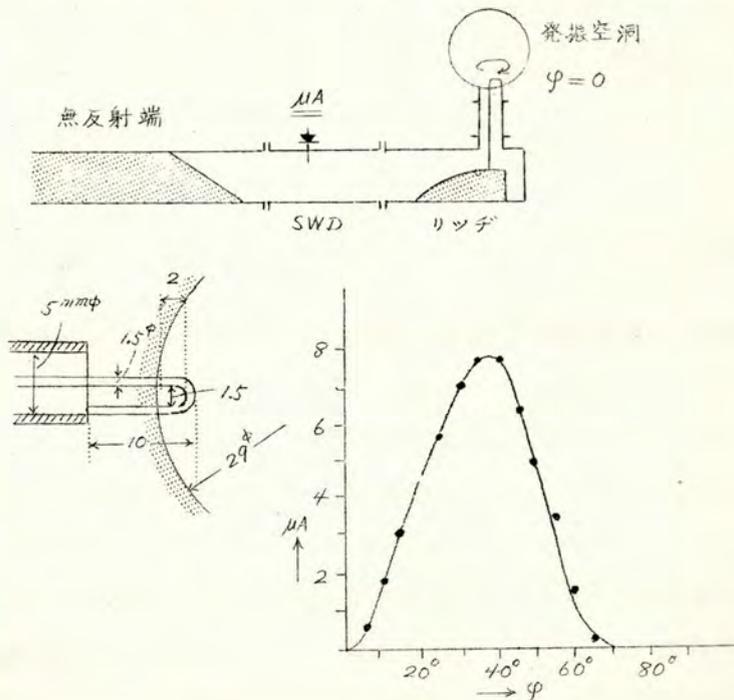
不安定領域の線は慎重に実験を繰返して安定な点(SWRも V_{min} の位置も共に測定出来る点で発振はしていてもSWDを動かして正確に V_{min} の位置、SWRを決めようとして、どちらかに動かすと発振を停止するようなものを除いた)の極限を追って之等の点をやゝ外側にするように引いたものである。

最大出力は第7.3図、第7.4図共に殆んど同じであつた。

次に第7.2図のようにリツヂ導波管⁴⁹⁾の上に均一な固定同軸管を継いでリーケ線図を取ろうとするとクライストロンの第3のヒステレシスの領域が全面的に出て来た。このヒステレシスは長線路効果、同軸管の内径

の不連続等、負荷取出回路の周波数特性の為にリーケ線図の等周波数線が交叉する領域が出る為に起るこの領域外の通常の所では可変インピーダンス回路素子を動かして共振周波数を固定した波長計の検波出力の最大値を見るのに、ピストンを電源側に押しこも引いても往復の距離的なズレなく直ちに検波出力を最大にできる。

併しヒステレシスの時は例えばリーケ線図上で周波数の高い方からピストンを電源側に押しに行く場合だけ目的の周波数の共振を持続し、波長計の出力は増加して行くが、波長計出力が最大値を越えピストンを押し過ぎたと思つて引いても、その時には波長計の出力は著しく下つていて共振周波数は變つており、ずっとピストンを引いても波長計の出力は仲々回復せず、逆に引過ぎてから押した時のみ同じ状態に出るといったようなものである。しかも少しの回路擾乱、例えばSWDを動かして測



第7.6図 共振空洞内のルーフ面と導波管出力との関係

定しようとする様な僅かの負荷インピーダンスの変換でも発振周波数が跳ぶ時があるが、発振周波数の高低何れの側でも決して出力が微弱とは云い得ない時が多い。これは今迄のリーケ線図の場合には漠然と不安定領域になつていたかも知れない。この様に非常にリーケ線図が難しいのであるから相当努力して取ったものでも第7.5図の程度のものしか得られない。そしてこの第3のヒステレシスの現象を解明しようとして種々試みたが周波数変調と振幅変調が共に深くかゝつていて、しかも急変するので成功しなかった。因みにこの第3のヒステレシスはクライストロンの反射板電圧、加速電圧等の変化と違つて負荷インピーダンスの変化⁴⁸⁾に關係するものである。

次に第7.3図、第7.4図より明な様にクライストロン空洞に入っているループの深さによつて変成器としての変成比が随分変るので、リツダ導波管の第7.2図の構成でループの面を廻転して行くと明に無反射端に最大出力を送る角度が見出される。発振空洞の中の碰束が全然ループと鎖交しない所があり、この時は導波管に出力が出て来ないからこの角を電氣的0°とする。途中に山があり、余り鎖交する面積が多いと過負荷となり発振を停止していることになる。この一例を第7.6図に示してある。

この可変インピーダンス回路素子を用いてリーケ線図を作成する場合には次の様な特徴がある。即ち、

- i) インピーダンスの全平面を cover し得ること。
- ii) 波長計を動かさないで或波長に共振する様に負荷インピーダンスの軌跡を取るから等周波数線を正確に求めることが出来ること。
- iii) 可変インピーダンス回路の実験の第3.4図〜第3.6図のようになると第7.3図、第7.4図の様な出力角が略々同心円群として出る場合が多いから、出力線が簡単に画けること。
- iv) 不安定領域、発振不能領域の決定等が簡単正確であること。

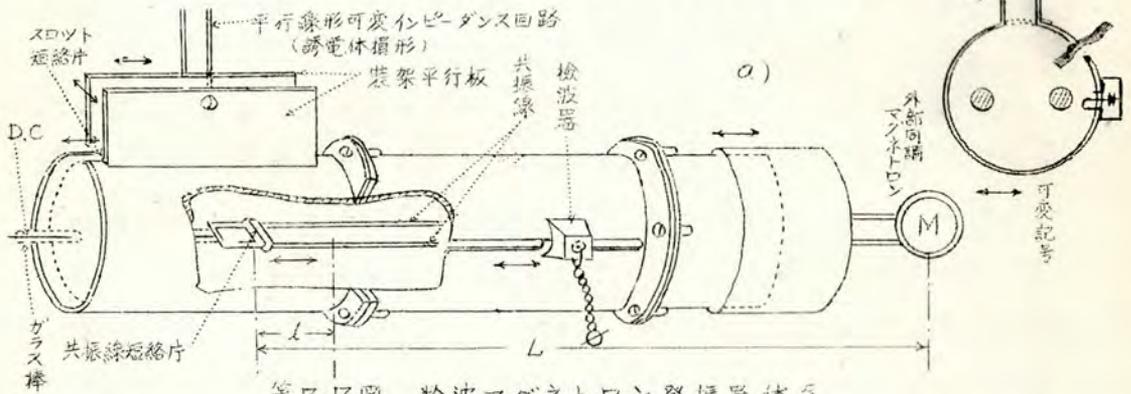
等である。

この実験には装置の簡便で使用しなかつたが方向性結合装置により波長計、電力計に結合すれば更に簡単にリーケ線図が取れるものと思われる。

50)

7.3 平行線を出力回路とする粉波真空管(マグネトロン等)への応用⁵¹⁾

a) 無反射終端による粉波電力の吸収、電力絶対量の測定



第7.7図 粉波マグネトロン発振器体系

第7.7図に示す様な粉波マグネトロンの発振器体系を用いて実験を行った。第4章、第4.3節に於て述べた平行線の誘電体損形の可変インピーダンス回路を使用した。マグネトロンは外部に共振回路をつける形のものであるから、遮蔽二心ケーブルを用いて輻射を防いで共振回路のQを高くし又測定の際に与える妨害を軽減させた。直流絶縁をしてしかも取出し回路との結合度を変えることが出来、しかも対称的な構造を乱さないために新しく考案した装架スリット回路を用いた。この回路は第7.7図 b)の様な断面をもつ *Slotted Cylinder* のスロットの両側に二枚の平行板を立てたものであつてその距離を考えると等価的なLCの回路のCを変えて微細な調整をすることになる。しかしこの平行板から平行線に電力を送るのに、線間隔が決っているとこの調整は出来ない。従

52)

つて *Slot* の短絡片を動かして同調をとる。平行線路への *matching* は平行線の立てる位置を変えて行う。可変インピーダンス回路の抵抗体としては液体負荷を用いた。今この負荷に一定電力が入っている時液体の平衡温度を T_{max} °C、外界温度を T_0 °C とする。熱の損失は平行線を通して失う伝導熱と輻射熱とが主である。液体と導体とが共存するから平衡時には略そ一様な温度と考えてよい。従って失われる熱量は $(T_{max} - T_0)$ に比例し、この比例定数を k とすれば平衡状態に入ってから電力の注入を遮断した t 秒後の温度 T は、

$$(T_{max} - T) = (T_{max} - T_0) e^{-kt} \quad (7.1)$$

と与えられるから *semi-log curve* に画いて k を求めることが出来る。平衡状態より超短波電力を切断して t 秒後に放ける温度降下 ΔT を上式より算出しておけば平衡状態では、その温度降下を保つだけの電力が入っているのだから吸収電力は

$$W = 4.2 MC \Delta T \quad (\text{watt}) \quad (7.2)$$

但し、 M : 液体の全重量、 C : 等価的な比熱となる。実験の一例として

$$T_{max} = 29.5^\circ\text{C} \quad T_0 = 15.0^\circ\text{C}$$

$$T = 23.0^\circ\text{C} \quad \text{at} \quad t = 9 \times 60 \text{ 秒}$$

$$\therefore k = \log \frac{14.5}{8.0} / 9 \times 60 \quad C = 1 \quad \text{液体は水}$$

$$M = 85 \text{ として} \quad W = 5.65 \text{ watt}$$

となる。この液体負荷は定在液測定器の検波器の較正のみに用いて他の場合は固体誘電体を用いた方が便利である。

b) リーク線図⁵³⁾

櫃波の真空管は、自蔵した共振回路を持ち、これから出力伝送線への変換回路も共に使用者側では調整する余地がない。従ってリーク線図は

出力伝送線の上だけで取ることが出来る。所が粉波のマグネトロンの如く真空管内には電極のみで、共振回路、変換回路も総て使用者の設計範囲内にあるときは、リーケ線図を取る所が、共振線上及び出力線上の二個所になる。

イ) 平行線形可変インピーダンス回路上のリーケ線図。

負荷側の平行線より電源側の装架スリット回路及び遮蔽共振線には共に手を加えないものとするれば、可変インピーダンス回路の回転と短絡板の移動とを系統的に行つて平行線上の定在波測定を行い、之を反射係数、位相の極座標で表わせば通常のリーケ線図になる。

しかしこの実験は、回路の構造上の難しさと強力なマグネトロンの漏洩電波のために断念せざるを得なかつた。

ロ) 共振線上に於けるリーケ線図。

遮蔽された共振線上の定在波測定を行う。鉦石をその検波特性が自乗と考えられる I_{min} の附近に置き、指示の最小値 $P_{min} (= I_{min}^2)$ を読み、この両側で $2P_{min}$ の値を示す点の間隔を Δx 、この線上の波長を $\lambda_g (= \lambda)$ とすれば

$$P(V.S.W.R) = \frac{\lambda_g}{\pi \Delta x} = \frac{I_{max}}{I_{min}} = \frac{V_{max}}{V_{min}} \quad (7.3)$$

こゝを通る電力は

$$\tilde{P} = K Z_0 I_{min} I_{max} = K^2 Z_0 I_{min}^2 P = K Z_0 P_{min} P \quad (7.4)$$

となる。この相対的な通過電力の比例定数 K を a) に述べた液体負荷で較正する。従つてこの電力 \tilde{P} と共振周波数を波長計で測定すればリーケ線図が画ける。但し実験では $Z_0 = 160 \Omega$, $P_{min} = 4.5 \mu A$,

$$P = 11.2, \quad \tilde{P} = 2.72 \text{ watt}$$

c) 電子アドミッタンスの推定(アドミッタンスの直角座標上に換算したリーケ線図)

これは b) のロ) で測定した共振線上の値から真空管内部にあるマク

ネトロン電極部のアドミッタンス $Y = G + jB$ を算定して、 G 、 B を直角座標にとり、発振波長、 λ 、電力 \tilde{P} を調べるのである。

共振線上の反射係数 r 、定在波測定器の I_{min} の点よりの距離が λ になる点のアドミッタンスは簡単な計算の結果⁵⁴⁾

$$\frac{G}{Y_0} = GZ_0 = \frac{1 - r^2}{1 + r^2 - 2r \cos 2\beta l}$$

$$\frac{B}{Y_0} = BZ_0 = \frac{-2r \sin 2\beta l}{1 + r^2 - 2r \cos 2\beta l} \quad (7.5)$$

$$\beta = \frac{2\pi}{\lambda g}$$

と与えられる。マクネトロンの時には、その発振可能範囲がサスセフタンス分の小さい所であるから、⁵⁵⁾

$$\cos 2\beta l \approx 1 \quad \sin 2\beta l \ll 1$$

従つて、

$$GZ_0 = \frac{1 - r^2}{1 + r^2 + 2r} = \frac{1 - r}{1 + r} = \frac{1}{\rho}$$

$$2\tilde{P} = G(\tilde{V})^2 \quad (7.6)$$

となり、SWR だけで G 、 \tilde{V} が決るのである。但し \tilde{V} は高周波電圧である。サスセフタンス B の精密な値は共振線が真空管の内部までも一枚とになっていないから、 λ の代りに波長 λ の変化で読んで求める。しかもこの共振線が不均一な所が周波数変化に対して敏感でないと考えられるから、 λ の変化と βl の変化とは比例した関係となり (7.5) 式が用いられる。

上に述べた理由によつて実験は可成り不正確であるが Z-302B を用いて行つた実験例を、第 7-1 表に示す。

第 7.1 表 Z-302B の電子アドミッタンス

ρ	\tilde{P} (in watt)	G (in mZ)	\tilde{V}_{eff} (in volt)	備考 $\lambda \doteq 50.2 \text{ cm}$
11.2	2.72	5.6	31.2	$\Delta\lambda_{\text{max}} = 0.0448 \times 4 \text{ cm}$
2.2	8.37	2.8	76.8	$\Delta\lambda_{\text{max}} / \lambda = 3.58 \times 10^{-3}$

但し、陽極電流 = 20 mA 一定、陽極電圧 = $2300 \text{ V} \pm 60 \text{ V}$ 調節、

磁場 $\doteq 890 \text{ gauss}$ (100 mA) 一定。

第 8 章

可変インピーダンス回路構成の應用

8.1. 誘電定数の測定回路としての應用⁵⁶⁾

8.1.1. 緒言

誘電定数の測定法として楕波領域に於ては置換法、準光學的方法、導波管法、空洞法⁵⁷⁾の4つを挙げる事ができる。しかし前二者は原理的にはともかく、実用上としては余りよい様に思はれない。導波管法、空洞法は夫々供試材料が高力率か低力率かによって使い分けられている。従つて種々のものを測定しようとするれば、この2つを用意して置かなければならない。こゝに述べる誘電定数の測定法は高力率の場合には導波管法、低力率の場合には空洞法に切り換えるものであつて、装置としては少しも変更する必要がない。

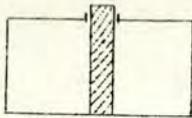
又固体誘電体の場合には、導波管全体を埋める試料の製作は困難であり、場合によつては実際に調べようとする板状のものと性質が違つてしまふ心配もあるし、又導波管と試料との間に出来る空隙が誤差の原因⁵⁸⁾になることも多い。

この方法は板状の試料のままに測定でき、試料の出し入れに装置の解

体を行わないから簡単で再現性が多く、 ϵ の測定は管内波長が長い程精度がよいが、例えば4000MCバンドでは最悪の場合でも0.3%以内の誤差に納まり、 $\tan \delta$ も一番誤差の入り易い低力率のポリスチロール級でも現在の普通級の定在波測定器(SWD)で数%以内の誤差に納っているので実用法としても更に精密実験用としてもおもしろいものと思う。

尚この方法によれば、⁶⁰⁾導波管定在波法に於ける短絡法の特徴を総て有し、鉱石の検波特性、導波管継目の良否等も簡単に調べて置く事ができる。

8.1.2. 測定原理並びに伝播定数と誘電定数との関係式



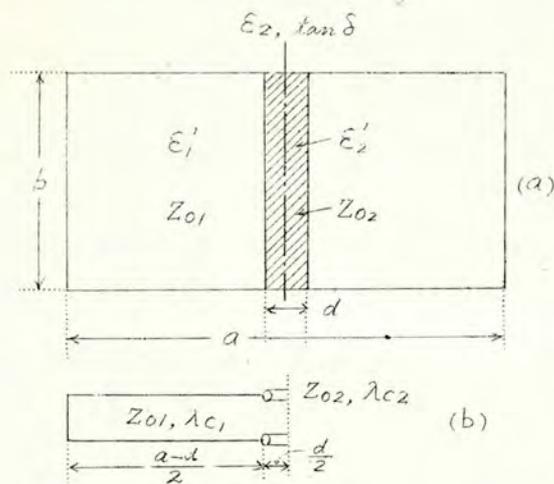
第8.1図
試料導波管断面図

誘電定数を測定しようとする供試材料は薄い矩形の板でこれを入れた導波管の断面図を第8.1図に示す。

(以下この断面をもつ導波管を試料導波管とよぶ)

供試材料は一様な厚さの矩形のもの、第8.1図の如く導波管の中央にあけたスリットを案内溝として、管軸方向に移動することができる様になっている。この供試材料を入れる導波管並びに短絡装置は第3章に於て述べた導波管形可変インピーダンス回路と全く同じであつて、可変インピーダンス回路では、テーパをつけた抵抗体を入れるが、この誘電定数測定の場合には、テーパのない矩形の誘電体が入るのが違うのみである。まず、第8.1図の試料導波管の管内波長 λ_{g0} 、減衰定数 α_0 が測定より求めたものとする。第8.1図の状態と第8.2図(a)とを電氣的に略々同じであると断定するためには精密な実験的、理論的検討を要するが、こゝでは同じであるとして取扱ふことにする。^{*}

* 第8.1図の様に導波管底面をスリットにすることなく凹ます程度にすれば、漏洩エネルギーも少く、この仮定もより正しくなってくる。文献24)参照。



第8.2図

試料導波管とその等価回路

さて第8.2図(a)の様に一様な厚さ d の均質な材料が導波管の長辺 a の中央に入っているものとし、その誘電定数を $\epsilon_2, \tan \delta$ 、他の部分は空気で $\epsilon_1' = \epsilon_1 = \epsilon_0$ とする。試料の誘電定数と複素誘電率との間には

$$\epsilon_2' = \epsilon_2 (1 - j \tan \delta) \quad (8.1)$$

の関係がある。

第8.2図(a)の断面を有する試料導波管を自由空間中の波

長 λ_0 なる電波で励振した時の複素管内波長を λ_g とすると、

$$\lambda_g = \frac{\lambda_0}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda_0}{\lambda_{c1}}\right)^2}} = \frac{\lambda_0}{\sqrt{\epsilon_2' - \left(\frac{\lambda_0}{\lambda_{c2}}\right)^2}} \quad (8.2)$$

の関係から夫々限界波長 $\lambda_{c1}, \lambda_{c2}$ が求まる。一般に限界波長に於ては導波管の管内波長は無窮大になり、従つて断面方向の共振が起つている管で、この時の等価回路は第8.2図(b)の様な送電線に対応する。もし壁面の損失がないものとすれば、この等価回路は厳密なものである。⁶¹⁾

限界波長に於ては導波管の中央より見た断面方向のインピーダンスは無窮大になり、従つて基本的な関係式として、

$$Z_{01} \tan \frac{2\pi}{\lambda_{c1}} \frac{a-b}{2} = Z_{02} \cot \frac{2\pi}{\lambda_{c2}} \frac{d}{2} \quad (8.3)$$

$$\frac{Z_{01}}{Z_{02}} = \frac{\lambda_{c1}}{\lambda_{c2}} = \sqrt{\frac{\epsilon_2' - \left(\frac{\lambda_0}{\lambda_g}\right)^2}{\epsilon_1' - \left(\frac{\lambda_0}{\lambda_g}\right)^2}} \quad (8.4)$$

の方程式を得る。⁶¹⁾

(8.2)式より、

$$\lambda_{c1} = \frac{\lambda_0}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda_0}{\lambda_g}\right)^2}} \quad (8.5)$$

となるが、 λ_0 は実数、 ϵ_2' 、 λ_g 、 λ_{c1} 、 Z_{01} 、 Z_{02} は総て複素数であつて、之等の内で実数となるものには更に脚字の0をつけて区別することにする。

複素位相定数は

$$\delta_0 = j \frac{2\pi}{\lambda_g} = -\alpha_0 + j\beta_0 = j \frac{2\pi}{\lambda_{g0}} \frac{1}{1 - j \frac{\alpha_0 \lambda_{g0}}{2\pi}}$$

であるから複素管内波長は、

$$\lambda_g = \lambda_{g0} \left(1 - j \frac{\alpha_0 \lambda_{g0}}{2\pi}\right)$$

複素限界波長を $\lambda_{c1} = \lambda_{c10} (1 + j\Delta\lambda_{c10})$ とすれば (8.5) の関係より、

$$-\Delta\lambda_{c10} = \frac{\lambda_{c10}^2}{\lambda_{g0} \cdot 2\pi} \alpha_0$$

依つて測定で得られる複素管内波長 λ_g (減衰定数 α_0 、位相定数 β_0) を複素限界波長 λ_{c1} (減衰定数 α_{c10} 、位相定数 β_{c10}) に変換すると次式となる。

$$\alpha_{c10} = \frac{\lambda_{c10}}{\lambda_{g0}} \alpha_0, \quad \beta_{c10} = \frac{2\pi}{\lambda_0} \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda_0}{\lambda_{g0}}\right)^2} \quad (8.6)$$

さて (8.4) なる複素数を

$$\frac{Z_{01}}{Z_{02}} = \frac{\lambda_{c1}}{\lambda_{c2}} = \frac{\sqrt{\epsilon_2' - \left(\frac{\lambda_0}{\lambda_g}\right)^2}}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda_0}{\lambda_g}\right)^2}} = 5 + j\eta \quad (8.7)$$

とおく。 $\frac{2\pi}{\lambda_{c1}} = \beta_{c10} + j\alpha_{c10}$ なる関係と (8.7) 式並びにその変形、

$$\frac{2\pi}{\lambda_{c2}} = \frac{2\pi}{\lambda_{c1}} (5 + j\eta) \text{ の関係を (8.3) (8.4) の基本式に代入して近}$$

似のない次式を得る。

$$\begin{aligned}
 & \frac{\sin(\beta_{c10}\zeta - \alpha_{c10}\eta)d}{\sin^2 h(\alpha_{c10}\zeta + \beta_{c10}\eta)\frac{d}{2} + \sin^2(\beta_{c10}\zeta - \alpha_{c10}\eta)\frac{d}{2}} \\
 = & \frac{\zeta \sin \beta_{c10}(a-d) - \eta \sin h \alpha_{c10}(a-d)}{\cos^2 h \alpha_{c10} \frac{a-d}{2} - \sin^2 \beta_{c10} \frac{a-d}{2}}, \\
 & \frac{\sin h(\alpha_{c10}\zeta + \beta_{c10}\eta)d}{\sin^2 h(\alpha_{c10}\zeta + \beta_{c10}\eta)\frac{d}{2} + \sin^2(\beta_{c10}\zeta - \alpha_{c10}\eta)\frac{d}{2}} \\
 = & \frac{\zeta \sin h \alpha_{c10}(a-d) + \eta \sin \beta_{c10}(a-d)}{\cos^2 h \alpha_{c10} \frac{a-d}{2} - \sin^2 \beta_{c10} \frac{a-d}{2}}
 \end{aligned} \quad (8.8)$$

茲で通常成立の条件。

$$\begin{aligned}
 & \beta_{c10} \gg \alpha_{c10} \quad \zeta \gg \eta \quad \text{従つて} \quad \beta_{c10}\zeta \gg \alpha_{c10}\eta \\
 & \zeta \beta_{c10} \frac{d}{2} \ll 1 \quad \text{即ち} d \text{ が充分小さい。}
 \end{aligned} \quad (8.9)$$

を入れて計算を行へば。

$$\begin{aligned}
 \zeta^2 &= \left(\beta_{c10} \frac{d}{2} \tan \beta_{c10} \frac{a-d}{2} \right)^{-1} \\
 -\frac{\eta}{\zeta} &= \frac{\alpha_{c10} \left\{ \frac{a-d}{\cos^2 \beta_{c10} \frac{a-d}{2}} + \frac{2 \tan \beta_{c10} \frac{a-d}{2}}{\beta_{c10}} \right\}}{4 \tan \beta_{c10} \frac{a-d}{2}}
 \end{aligned} \quad (8.10)$$

を得る。但し、

$$\lambda_{c10} = \frac{\lambda_0}{\sqrt{1 - (\lambda_0/\lambda_{g0})^2}}, \quad \alpha_{c10} = \frac{\lambda_{c10}}{\lambda_{g0}} \alpha_0, \quad \beta_{c10} = \frac{2\pi}{\lambda_{c10}} \quad (8.11)$$

茲で、 λ_0 : 励振波長(自由空間中), λ_{g0} : 第8.2図断面を有する試料導波管中の管内波長

であり、 d, a, α_0 も共に正值である。

5. γ が (8.10) 式によつて測定量 λ_{g0} , α_0 を入れると計算出来るから後は (8.7) 式より誘電定数との関係を見出せばよい。(8.7) 式を平方すると.

$$5^2 - \gamma^2 + j25\gamma = \frac{\epsilon_2' - (\lambda_0/\lambda_g)^2}{1 - (\lambda_0/\lambda_g)^2} \quad (8.12)$$

この計算を行つて両辺の実数部、虚数部を夫々等しいとすると.

$$\begin{aligned} \epsilon_2 &= \left(\frac{\lambda_0}{\lambda_{g0}}\right)^2 \\ &+ \frac{(5^2 - \gamma^2) \left\{ \left\{ 1 - \left(\frac{\lambda_0}{\lambda_{g0}}\right)^2 \right\}^2 + \left\{ \alpha_0 \frac{\lambda_{g0}}{\pi} \left(\frac{\lambda_0}{\lambda_{g0}}\right)^2 \right\}^2 \right\} - \left\{ \alpha_0 \frac{\lambda_{g0}}{\pi} \left(\frac{\lambda_0}{\lambda_{g0}}\right)^2 \right\} \left\{ \left(\frac{\lambda_0}{\lambda_{g0}}\right)^2 \frac{\alpha_0 \lambda_{g0}}{\pi} + \epsilon_2 \tan \delta \right\}}{1 - \left(\frac{\lambda_0}{\lambda_{g0}}\right)^2} \\ &\doteq \left(\frac{\lambda_0}{\lambda_{g0}}\right)^2 + 5^2 \left\{ 1 - \left(\frac{\lambda_0}{\lambda_{g0}}\right)^2 \right\} \end{aligned} \quad (8.13)$$

$$\begin{aligned} -\epsilon_2 \tan \delta &= \left(\frac{\lambda_0}{\lambda_{g0}}\right)^2 \frac{\alpha_0 \lambda_{g0}}{\pi} + \frac{1}{1 - \left(\frac{\lambda_0}{\lambda_{g0}}\right)^2} \left[25\gamma \left\{ \left\{ 1 - \left(\frac{\lambda_0}{\lambda_{g0}}\right)^2 \right\}^2 + \left\{ \alpha_0 \frac{\lambda_{g0}}{\pi} \left(\frac{\lambda_0}{\lambda_{g0}}\right)^2 \right\}^2 \right\} \right. \\ &\left. - \alpha_0 \frac{\lambda_{g0}}{\pi} \left(\frac{\lambda_0}{\lambda_{g0}}\right)^2 \left\{ \epsilon_2 - \left(\frac{\lambda_0}{\lambda_{g0}}\right)^2 \right\} \right] \doteq 25\gamma \left\{ 1 - \left(\frac{\lambda_0}{\lambda_{g0}}\right)^2 \right\} + \alpha_0 \frac{\lambda_{g0}}{\pi} \left(\frac{\lambda_0}{\lambda_{g0}}\right)^2 \frac{\epsilon_2 - 1}{1 - \left(\frac{\lambda_0}{\lambda_{g0}}\right)^2} \\ &+ 25\gamma \frac{\alpha_0 \frac{\lambda_{g0}}{\pi} \left(\frac{\lambda_0}{\lambda_{g0}}\right)^2}{1 - \left(\frac{\lambda_0}{\lambda_{g0}}\right)^2} \end{aligned} \quad (8.14)$$

(8.13) (8.14) 両式は近次式の様に見えるが第8.1.4節で検討する様に ϵ_2 が数十という大きい値を取らず α_0 従つて $\tan \delta$ が小数以下2位の大きさであれば極めて正確に成立つものである。

尚測定によつて得た λ_{g0} が λ_0 に余り近接していなければ (8.14) 式の第3項は全く問題にならない。

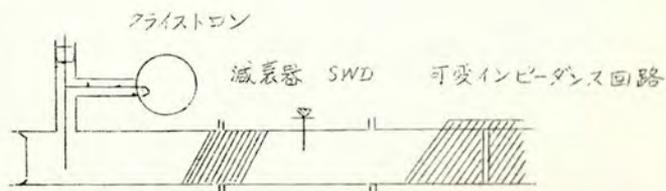
これらの式からも分る様に $\lambda_0/\lambda_{g0} \cong 1$ の場合が生ずるが $\lambda_{g0} \doteq \lambda_0$ となると誤差が大きくなることは注意を要する。

従つて (8.10) (8.11) (8.13) (8.14) の4つの式より ϵ_2 , $\tan \delta$

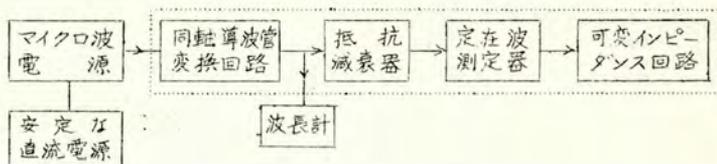
が計算出来る。

但し、茲に条件(8.9)と導波管の壁損失がないという(実験的に補正できる)仮定があるだけである。

8.1.3 伝播定数の測定法



第2.3図 測定回路構成



第8.4図 ブロック・ダイアグラム

クライストロンの直流電源は、極めて安定でなければならぬ。クライストロンには熱容量の大きい空洞があるから充分熱的に平衡してから実験を行う。緩衝用の抵抗減衰器は、入れた状態では10db内外あるが減衰を少くした状態では基板すら導波管内に残らないギロチン型⁶²⁾が望ましい。

定在波測定器によつて管内波長を測ると同時に波長計によつても波長を調べればよいが、必ずしも必要でない。

実験に先立って回路的に短絡された短絡ピストンを利用して、鉾石の検波特性を較正しておく。即ち短絡ピストンを一定の所に置き、抵抗減衰器を充分入れて、アローブを *slotted section* 全体に移動させて、正弦波と対比し、2乗検波か否かを調べる。(第6章、第6.1節参照)

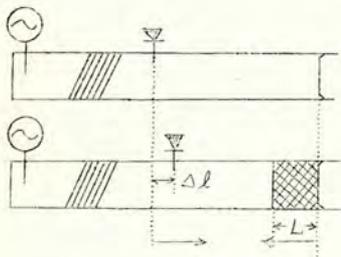
又定在波測定器と可変インピーダンス回路との間の継目が *irregular point* になつていないかを S-曲線によつて調べた方がよい。即ち短絡ピストンを移動してその位置と SWD の V_{min} の点との曲線を描き直線になる様に調整する。

こゝで求めている量は、波長 λ_0 の電波で励振した時の試料導波管の管内波長 λ_{go} と減衰定数 α_0 の二つである。

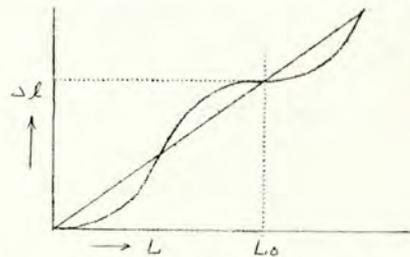
実験に当つては、試料にする材料は出来るだけ均質で一様な厚さのものが望ましい。低損失の材料の $\tan \delta$ を空洞法で測定する時以外は減衰器を入れておく。

i) 試料導波管の管内波長の測定法。

可変インピーダンス回路の短絡ピストンは、全然動かさないので短絡面より順次試料を導波管内に入れてゆき、この時の SWD の V_{min} の点を調べる。即ち短絡ピストンの短絡面より導波管内に試料が全然入っていない所謂無試料の時の SWD の V_{min} の位置を読む。次に試料を導波管内に深く入れて行くと、SWD の V_{min} の点は必ず試料の方に寄つて行く。この場合の曲線は第 8.6 図のようになる。L は短絡面より懸垂側へ計



第 8.5 図 管内波長測定座標



第 8.6 図 L- Δl 曲線

り、 Δl は無試料の時の SWD の位置より負荷側に計る。L の変化に対して V_{min} の位置が変わらない所があるから、この時が丁度半波長の整数倍になっている。この V_{min} の *stationary* となる位置の差距離から試料導波管の管内波長を求めるのである。今試料導波管の管内波長 λ_{go} 、

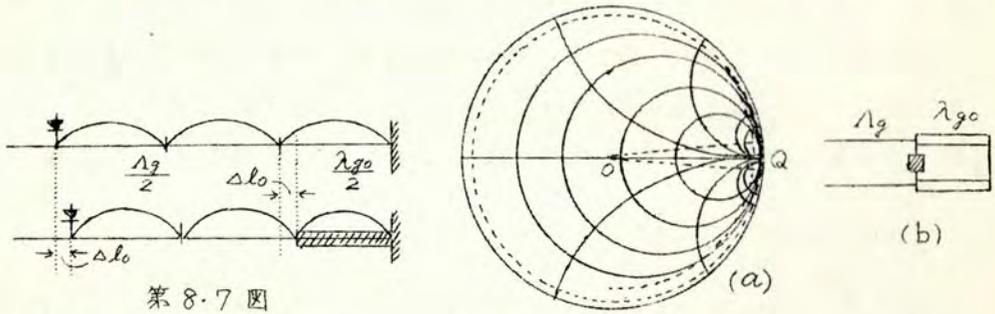
無試料の空心導波管の管内波長を Δg とする。第 8.7 図に於て無試料の時には、短絡面より SWD の V_{min} の実までの距離が $N \frac{\Delta g}{2}$ であつたとし、試料が凡 $\frac{\lambda_{g0}}{2} \doteq L_0$ だけ入つた時、 V_{min} の実が Δl_0 だけよつたとすると、

$$\Delta l_0 = n \frac{\Delta g - \lambda_{g0}}{2} \quad (8.15)$$

SWD の V_{min} を読む実は、 N が変わらない様にするは勿論である。

こゝで試料が導波管全体に入つていない為に生ずる難実にもかゝらわらず (8.15) 式で差距離 Δl_0 から試料導波管の管内波長 λ_{g0} が求められることを簡単に説明する。

損失ある誘電体を深く挿入して行けばその先端から見た短絡端側のアドミッタンス又はスミス図表の上で第 8.8 図 (a) の様に単位円の上を離れ

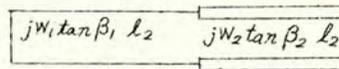


第 8.7 図

波長測定法の原理図

第 8.8 図

スミス図表による説明



第 8.9 図 計算用記号

て螺旋状に時計方向に動いて行くが、損失が少い時には単位円から余り離れない。(実線)

第 8.2 図の断面の試料導波管と無試料の導波管との継目には誘電体の存在による不連続が生じ、サセプタンス分が並列に入つて、その等価

*文献 24) 参照。サセプタンスは誘導性である。

回路は第 8.8 図 b) の様になる。スミス図表では極めて大きいサセクタンスは第 8.8 図 a) の様に中心 0 からみてアドミッタンスが ∞ である Q の附近に集中しているから管内波長が Δg である SWD の V_{min} の実が動かない時は $\lambda_{g0}/2$ の整数倍だけ試料が導波管内に入っていることになる。従つてこの状態で測定すれば並列に入る不連続部の小さいサセクタンスの大きさは問題にならないことになる。以上は極めて直観的に分る様にスミス図表を利用したが、これを不連続部のサセクタンスを無視して数式で証明することも出来る。即ち不連続部で両側を見たインピーダンス(リアクタンス)は第 8.9 図の記号により、

$$\tan \beta_1 l_1 = -m \tan \beta_2 l_2$$

$$\frac{W_2}{W_1} = \frac{\lambda_2}{\lambda_1} = \frac{\beta_1}{\beta_2} = m < 1$$

となり、 $f(l_2) = l_1 + l_2$ とおいてこの函数を l_2 について微分して零とすれば、これは第 8.6 図で曲線が平直になつた所であり、計算して

$$(m^2 - 1) \tan^2 \beta_2 l_2 = 0$$

となるから、 $\beta_2 l_2 = p\pi$ を得るのである。

さて本筋にもどつて、(8.15) 式を変形すると、

$$\lambda_{g0} = \Delta g - \frac{2}{n} \Delta l_0 \quad (8.16)$$

試料の力率が高い時には、 n を小さくする。 V_{min} の実値は検波電流値の最小値に対する SWD の位置を読まず、最小値指示実の両側で、同じ電流値を示す SWD の位置を読み取り、その中央の位置を min の実として定める。この方法によると、管内波長の測定は極めて安定確実で甚だ再現性に富む。即ち試料の入れ方の変更や測定の日時の差違によつても定在波測定器の V_{min} の位置は、その副尺の 0.1 mm 程度も変わらないから例えば管内波長 $\Delta g = 100$ mm ならば、 $n = 1$ として λ_{g0} の測定は 0.2% 以内の誤差内にある。

ii) 試料導波管の減衰定数の測定法

この方法は電源側を整合するために減衰器を入れる第1の方法と、減衰器を除いて直接発振管と密結合した形になる第2の方法とに分れる。

a)

第1の方法は所謂導波管法に属するものである。即ち減衰器を充分入れて電源と試料導波管とを隔離しても尚且SWDを讀取れる位に出力が充分あるか、或は材料が高力率であるかの何れかの場合に適當である。

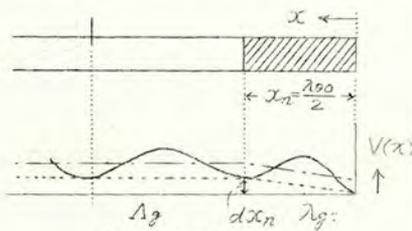
受端が完全に短絡された電送線上の電圧の分布は、短絡面の所を x 座標の原点として電源側に x を取れば、⁶³⁾

$$V = |V_0| \sin k \gamma x$$

鉦石の検波電流は、この電圧の絶対値の二乗であつて、電圧定在波の相隣る最大、最小の所の絶対値を測つて

$$SWR = \rho = \frac{|V_{max}|}{|V_{min}|} = \frac{1}{\sin \alpha x_n} = \frac{1}{\alpha x_n} = \frac{\beta}{n\pi \alpha} = \frac{Q}{n\pi} \quad (8.17)$$

即ち、前述の方法によつて λ_{g0} を出して試料の深さを約 $\lambda_{g0}/2$ の整数倍にしておけば、電圧は第8・10図のようになり試料のない所では損失がないものとすれば、SWDの V_{min} は



第8・10図

$|V_0| \alpha x_n$ のままであつてSWRは変更を受けない。

SWRの測定は *Twice minimum method* ⁶⁴⁾ によつて行ふ。即ち二乗検波の鉦石の最小電流値を P_{min} とし、電流値が $2P_{min}$ の隣の間の距離を Δx とすれば、SWRは、

導波管法の減衰定数の測定

距離を Δx とすれば、SWRは、

$$\rho = \frac{\lambda_g}{\pi \Delta x} = \frac{Q}{n\pi} \quad (8.18)$$

この Q より(8.24)式によつて主波でない H_{10} の姿態の減衰定数を出す

のである。

b)

第2の方法は試料が低力率の場合であつて、SWDの P_{min} の値が低すぎるか或は発振器の出力が小さ過ぎる場合に好都合である。

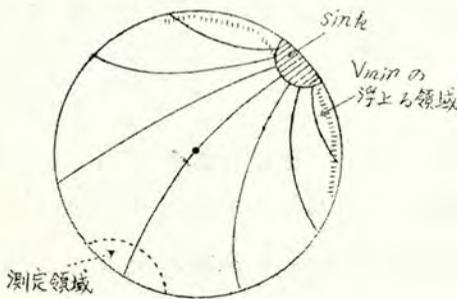
この場合のみ抵抗減衰器を最も減衰度が小さく殆んど零となる様にする。SWDの鉱石の出力は検流計によつて振らすか、或はD. C. 増巾して読むことが望ましい。

先づ短絡ピストンを動かしてクライストロンの発振状態が急変する“*sink*”の附近をさがし、定在波測定器の V_{min} の位置或は波長計の助けにより発振波長がリーケ線図の中央を通る中心周波数附近にする。これは抵抗腹をSWDの*slot*より入れて、最も簡単に測定に都合のよい減衰器とする場合に、その抜差によつてSWDの V_{min} の位置が変わらないから直ちに分る。この様にしておくと、周波数線は $SWR = \infty$ の最外周の円に対して略々垂直に出ていて、 SWR が数十以上となる低力率材料の場合には V_{min} の位置のみをおさえておけば、周波数は余り変動していない事になる、又*sink*の附近でよく起つてゐる P_{min} の値の浮上り、従つて定在波測定器の*Slot resonance*⁶⁵⁾もなく定在波測定器の移動によつて尚題となることは起らない。出ている電力の大きいリーケ線図から分るよう余り変わらないが、読み取るのは P_{min} と $2P_{min}$ の様に相対出力であるから更に差支えない。又リーケ線図では微小の位置変化ならば、電力は變つていないことかゝいえる筈である。

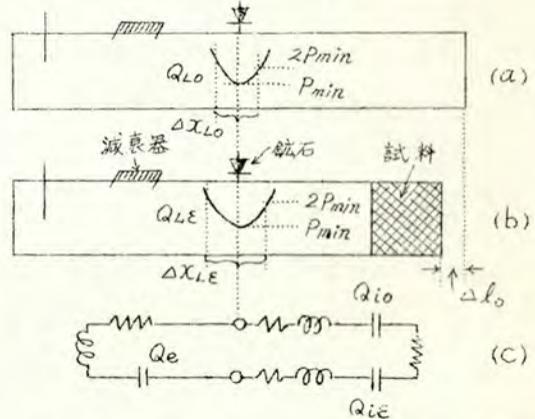
(第7章、第7・2・3節参照)

さて測定の本原理はSWDの V_{min} の處にて同軸導波管交換回路の導波管ピストンから可変インピーダンス回路の短絡ピストン迄の全導波管共振回路(第8・4図 フロック・ダイヤグラムの実線と囲んだ部分)の負荷 Q を測定し、この値からSWDの V_{min} の處より電源側の損失及び負荷側の壁損失を差引いて試料の損失のみに対応する無負荷 Q を出し、

第8.3図(a)に示す試料導波管の減衰定数を算出するもので、これから求めた減衰定数は第8.1.2節で伝播定数と誘電定数との関係式を導く際に仮定した導波管の損失がないということに満足しているものである。



第8.11図



第8.12図 空洞法による減衰定数の測定

リーケ線図に於ける測定領域

短絡ピストンを上述のように調整した時のSWDの V_{min} の位置を読み取りこの真にダイヤル、ゲージを取付ける。この状態が第8.12図(a)で V_{min} の所で二乗検波特性のある鉱石(第6章、第6.1節の方法で調べた)の最小検波電流 P_{min} と $2P_{min}$ になる両側の二実の距離を極めて精密によめるダイヤル・ゲージ($1/100\text{ mm}$. or $1/1000\text{ mm}$)によって測定し、その距離を ΔX_{L0} とする。するとこの系全体を空洞と見た時の空洞の Q は Q_{L0} 、このSWDの位置より左右を見たインピーダンスは共に抵抗のみであるが、鉱石検波器をも含めて左電源側の Q を Q_e 、右短絡板側の Q を Q_{i0} とすれば、

$$\frac{1}{Q_{L0}} = \frac{1}{Q_e} + \frac{1}{Q_{i0}} \quad (8.19)$$

の関係がある。

試料を入れた時にもSWDの V_{min} の真が同じ所($10/100\text{ mm}$ 以内)になる様に可変インピーダンス回路の短絡ピストンを電源側に動かす(第

8.12図 b) 試料の導波管内に入った深さは勿論先に測定した様に $\lambda_{g0}/2$ の整数倍 (n) であつて、これは構造上短絡ピストンの移動によつても変わらない。鉍石検波回路にも変化はない。この時の Q を夫々 Q_{LE} 、 Q_e 、 Q_{iE} とすると、

$$\frac{1}{Q_{LE}} = \frac{1}{Q_e} + \frac{1}{Q_{iE}} \quad (8.20)$$

$1/Q_e$ は同じ SWD の V_{min} の英から同じ波長で同じ状態を見たものであるから全く等しいので (8.19) (8.20) 式より

$$\frac{1}{Q_{LE}} - \frac{1}{Q_{Lo}} = \frac{1}{Q_{iE}} - \frac{1}{Q_{Lo}} \quad (8.21)$$

となる。 Q_{Lo} 、 Q_{LE} は Q の定義より直列共振の純抵抗のみに対する P_{min} と更にリアクタンス分が入つて抵抗とリアクタンスの大きさ等しく、従つて共振時の電力 P_{min} の2倍の値 $2P_{min}$ を示す両の距離 $\Delta\chi_{Lo}$ 、 $\Delta\chi_{LE}$ と無試料導波管の管内波長 Δg とより

$$Q_L = \frac{\Delta g}{\Delta\chi_L} \quad (8.22)$$

にて表される。或は周波数変化法による Q の定義に対応して入カインピーダンスの直接測定⁶⁶⁾によつて得た値 $\Delta\chi_L$ と既知の管内波長 Δg とより Q を出すようになっているとも考えられる。この場合の電源側の整合に因しては後で述べる。従つて (8.21) (8.22) 両式より

$$\frac{\Delta\chi_{LE} - \Delta\chi_{Lo}}{\Delta g} = \frac{1}{Q_{iE}} - \frac{1}{Q_{Lo}} = \frac{n}{Q_{un}} = \frac{1}{Q_u} \quad (8.23)$$

を得る。即ち第 8.12 図 a) b) で違つてゐるのは導波管の長さが a) の方が僅か $\frac{1}{2}n(\Delta g - \lambda_{g0})$ だけ長いのと、b) の場合試料が $n\lambda_{g0}/2$ 入つてゐるだけで、直列に入る短絡ピストンの損失を含めた壁損失と並列に入る誘電体の損失も共に小さいものとする引算を行つて、壁損失がなく、誘電損失のみある共振回路、即ち試料導波管を共振させたときの無負荷 Q (Q_u) を算出する式となる。

長さ半波長の試料導波管の無負荷 Q の Q_u より誘電損失のみにもとす

く導波管の減衰定数は、

$$\alpha_0 = \frac{\pi}{\lambda_{g0}} \cdot \frac{1}{Q_u} \cdot \left(\frac{\lambda_{g0}}{\lambda_0}\right)^2 \quad (8.24)$$

で与えられる。(8.23) (8.24) 式より

$$\alpha_0 = \frac{\pi}{\lambda_{g0}} \cdot \frac{\Delta\chi_{Le} - \Delta\chi_{Lo}}{\Delta g} \cdot \left(\frac{\lambda_{g0}}{\lambda_0}\right)^2 = \frac{\pi}{\lambda_{g0}} \cdot \frac{\Delta\chi'}{\Delta g} \cdot \left(\frac{\lambda_{g0}}{\lambda_0}\right)^2 \quad (8.25)$$

を得る。 λ_{g0} は (8.16) 式より求めた試料導波管の管内波長、 Δg は無試料導波管の管内波長、 λ_0 は自由空間中の波長、 $\Delta\chi'$ は第 8.12 図 b)。

a) の両者の *twice minimum* の電流値を示す矢の距離の差である。

依つて求むる試料導波管の管内波長と減衰定数は (8.16) (8.25) の両式を用いて測定量より計算される。

尚 (8.23) 式の Q_u を近似的でなく導波管の長さの相違による損失をも補正して正確に求めることも出来るが省略する。

この方法を採用すると、途中に減衰器が入っていない場合の電源クライストロンのリーケ線図に於て、同じ周波数線の上で、しかも SWR が極めて高い領域で測定していることになって、減衰器を入れた第一の方法に比して相当に密結合になっている。一般に波長が短くなれば真空管の出力が小さくなる傾向があり、結合を密にしたいのであるが、通常の空洞法では空洞による引込みを警戒して適当に疎結合にして使っている矢を解決したことになる。

又この第 2 の方法は明に励振用の同軸管、導波管、可変インピーダンス回路、検波器及び両端のピストン等を含めた全体の空洞に於ける測定であるが、これは又第 1 の方法による電源側を整合した導波管法にもなっている。これはリーケ線図を適当に利用することによって行われている。即ちリーケ線図に於て中心部を通る周波数で測定しているために整合された負荷に対する発振波長と全く緩衝減衰器を入れない SWR の極めて大きい場合の発振波長とが同一であることを意味し、従つて P_{min} の位置は殆んど変わらないように可変インピーダンス回路のピストンを最

初に調整してある。

一般に空洞の Q 測定と導波管の減衰定数 α の測定とは表裏の關係にあり、緩衝減衰器があつてもなくとも *twice minimum* 間の距離は試料が半波長の時は同じであり実験でも確めた。即ちこの方法は電源側に整合された減衰器を挿入せずに負荷の SWR を相対的に極めて大きい電力の下に定在波測定をしていることになつてゐる。

8.1.4 試料導波管の伝播定数より誘電定数を求める理論式の適用範囲

(8.8) 式は全く近似のないものであるから、如何なる $\epsilon_2 \cdot \tan \delta$ のものも、厚さ d 、測定波長 λ_0 等に関係なく正確に求めることが出来るものであるが、この二式から $\epsilon_2 \cdot \tan \delta$ を算出する事は一般に困難で数値解法とか図表によつて求めねばならない。

こゝで近似的に求めた理論式 (8.13) (8.14) を $P\%$ の誤差内で適用出来るためには、条件 (8.9) に入つてゐる数値を如何なる値まで許すことが出来るかを調べる必要がある。

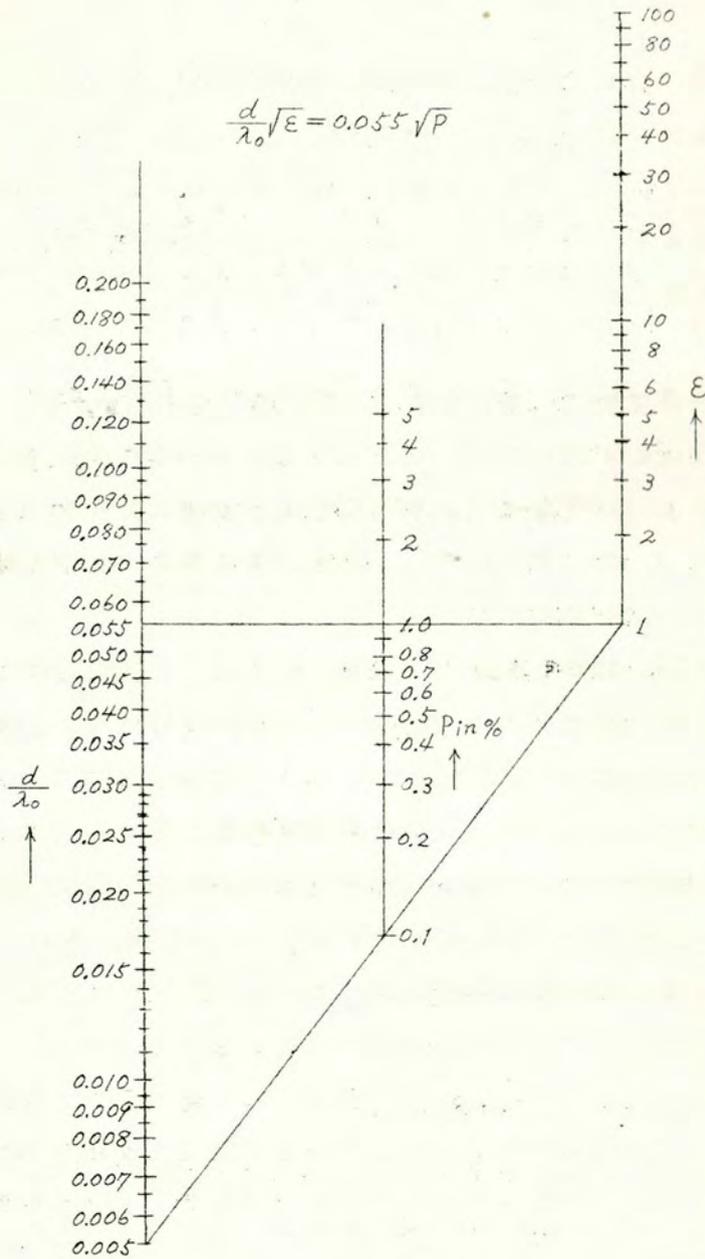
試料導波管では $\beta_{c10} \gg \alpha_{c10}$ の關係は誘電体である限り殆んど向題がなく、従つて線路の特性インピーダンスの実数分 β_{c10} に比し虚数分 α_{c10} を無視することが出来るし、三角函数の展開も $\alpha_{c10} \cdot \frac{a-d}{2}$ 等が小数点以下 2 桁で殆んど誤差の原因とならない。これらを考へて (8.8) 式の第 1 式は、

$$\cot \beta_{c10} S \frac{d}{2} = S \tan \beta_{c10} \frac{a-d}{2}$$

となり、これから S を求めるのであるが、 S^2 の誤差、従つて $\epsilon(\tan \delta)$ の誤差を $P\%$ 許すとするとな辺の展開式として

$$\cot \beta_{c10} S \frac{d}{2} = \left[\beta_{c10} S \frac{d}{2} \left\{ 1 + \frac{1}{3} (\beta_{c10} S \frac{d}{2})^2 \right\} \right]^{-1}$$

を得る。(8.6) (8.7) を用ひ、



第 8・13 図

理論式適用範囲のノモグラフ

$$\beta_{c10} \leq \frac{d}{2} \doteq \frac{2\pi}{\lambda_0} \sqrt{\epsilon_2 - \left(\frac{\lambda_0}{\lambda_{g0}}\right)^2} \frac{d}{2} < \frac{2\pi}{\lambda_0} \sqrt{\epsilon_2} \frac{d}{2} = 0.173\sqrt{P} < 1$$

$$\therefore \frac{d}{\lambda_0} \sqrt{\epsilon_2} = 0.055\sqrt{P} \quad (8.26)$$

(8.26)式の計算図表を第8.13図に示す。この図表は ϵ_2 が1より相当大きい材料を波長 λ_0 で理論式の誤差 $P\%$ 程度で測定しようとする場合に試料の厚さ d をどれ位にすればよいかを求める場合に用いる。

ここで簡単の為に1より小さい場合が多い $\left(\frac{\lambda_0}{\lambda_{g0}}\right)^2$ は ϵ_2 に対して無視してあり、実際には ϵ の小さいときは d はこの計算図表の値よりも大きくても $P\%$ の理論誤差範囲内にある。 d は短絡ピストンのスロットの巾の關係で導波管の長辺 a 、従つて λ_0 よりかなり小さい所で使う。

(第3章、第3.3.2節参照)

図よりも明な様に波長が短くなれば d を小さくしなくてはならないが、波長7.5cm附近では、 ϵ が100位と大きいものでも厚さ1.5mmの試料であれば、3%程度の誤差で(8.13)(8.14)の理論式を適用出来、波長3.0cm附近では ϵ が10以下の1mm厚さの誘電体ならば、同様に理論式の近似度は2%以下であつて、実用上差支えないものと云える。

8.1.5 本法と種々の他の測定法との比較

a) 試料の形をテーパ状にして測定する方法

誘電体の測定で最初に考えられる方法として、導波管内に試料を入れて、その透過波或は反射波の大きさ及び位相を測定する場合には、今迄の例を見ると、誘電体に適当なテーパをつければ、これから無用の反射波がないものとして取扱つて⁶⁹⁾いる。

可変インピーダンス回路によると第3章に詳述した如く、反射係数平面で反射係数、位相を夫々独立に変えることが出来たが、その際と全く同様にテーパをつけた誘電体を次第に短絡ピストンの短絡面より導波

管内に挿入して行き、SWDの V_{min} の位置と試料の深さとの実験実群を結ぶ直線の傾斜からこの材料を含んだ試料導波管の位相定数を、又試料の深さの変化に対するSWRの関係より減衰定数を求めようとした。

(第8.14図a)

テーパーより反射波が全くないとすると、試料の導波管内の深さとSWDの V_{min} の位置との関係は、両者を座標軸とした平面で直線となる。これを第8.14図b)に示す。テーパーの長さによる直線よりの変化は第8章第8.2節及び第3章、第3.3.2節を参照されたい。

試料導波管、空心導波管の管内波長 λ_{g0} 、 Δg と試料の深さの変化 ΔL 及び V_{min} の位置の移動 Δl との間には、

$$\frac{\lambda_{g0}}{\Delta g} = \left(1 + \frac{\Delta l}{\Delta L}\right)^{-1} \quad (8.27)$$

の関係があり、或試料深さ L の時のSWRを S_0 、 ΔL だけ更に深く入れた時の夫を S とすると、この試料導波管の減衰定数 α_0 は、

$$|\alpha_0| = \frac{1}{2\Delta L} \left\{ \ln \frac{S-1}{S+1} - \ln \frac{S_0-1}{S_0+1} \right\} \quad (8.28)$$

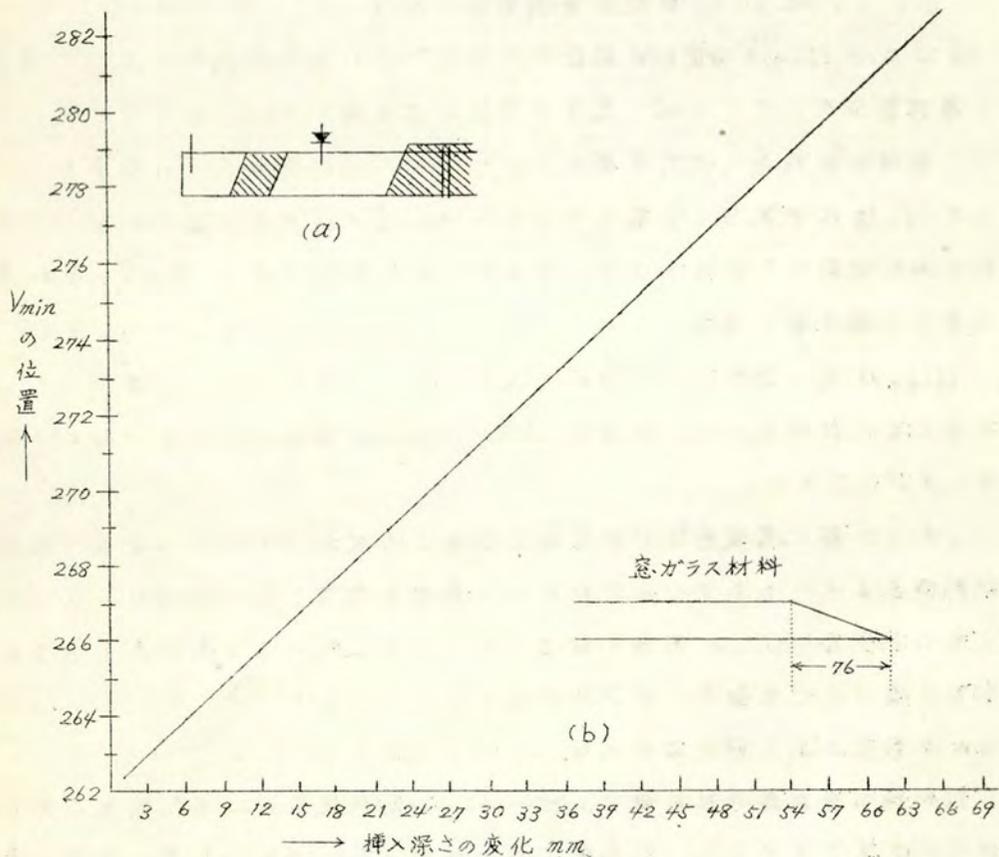
となる。この λ_{g0} 、 α_0 を第8.1.2節の理論式に代入して ϵ_2 、 $\tan \delta$ を算出するのである。

第8.14図b)は位相定数測定の実験例を示す。即ちテーパーの部分より起る僅かの反射波と減衰が少いので、短絡面より完全反射して来た波とにより或直線にそつて波状のクラフを得る。これらの実験実群より或る直線を引くのであるが、直線の引方によつて、1%程度の傾斜角の誤差は充分に起り得ることである。この傾斜角の誤差は(8.27)式によつて直ちに λ_{g0} の測定誤差となる。 π が(8.13)式より ϵ の算式は ζ^2 の項を含み、 ζ^2 は $\tan \beta_{c10} a^{-d/2}$ とtangentの形になつていて、 λ_{g0} (β_{c10})の測定誤差が ϵ の誤差に顕著に決つてくるから出来るだけ波長の測定は精確に行わねばならないことが分る。

又実験に際しては、各英を細かく、しかも数多く区切つて実験しなければならぬので相当に繁雑である。

従つてその測定誤差は第 8.1.3 節に述べた方法、即ち第 8.1.5 節の C) の方法に比して数倍以上大きくなり、従つて $\tan \delta$ も同程度に誤差が大きくなるから、この方法は途中で断念した。

茲で注意を要することは、導波管全体を埋める試料であるうと、そうでなかりうと、*Taper* をつける測定法には当然この程度の誤差が入つてくることである。



第 8.14 図

テーパされた試料を用いた実験例

b) 矩形の試料誘電体を所謂短絡導波管法によつて測定する方法

Hippel 氏等の行った如く電源側を整合し、或適當な長さ S だけ試料を入れて、その端の短絡面より完全反射させて、SWD により試料前面から最初の V_{min} の位置迄の距離 x_0 と SWR ρ を測定して下記の式の C, δ を計算し、これから δ_2 を図表又は近似式で求める。

$$\frac{\tan \delta_2 S}{\delta_2 S} = \frac{-j\lambda_1}{2\pi S} \frac{1 - j \tan \frac{2\pi x_0}{\lambda_1}}{1 - j \frac{1}{\rho} \tan \frac{2\pi x_0}{\lambda_1}} = C e^{j\delta}$$

但し λ_1 は空心導波管内の波長

δ_2 より $\epsilon, \tan \delta$ を求める式は別にある。この場合は試料によつて埋つた導波管を用いているが、我々の場合には勿論中央部のみならずテーパのない矩形の試料を入れた可変インピーダンス回路構成のものである。これで δ_2 を求め第 8.1.2 節の式より $\epsilon, \tan \delta$ を求める方法である。中央部のみを試料を入れる方法は、試料がうすい割にその $\epsilon, \tan \delta$ が試料導波管の伝播定数に顕著にきいてくることを利用していることになる。

Hippel 氏の測定法では試料の深さを変えて実験を行う必要があるが中央にのみ試料を入れて可変インピーダンス回路を利用すると極めて簡単にできる。

しかし一般に導波管法に於ては短絡面より試料の入つてゐる長さ或は試料端面より SWD の V_{min} の所迄の距離を測定しなければならぬが之等の測定を $1/10$ mm 程度の精度で行ふことは特別の工夫がある装置を利用しなければ困難で、又試料端面の仕上の精度がこれにからんで $1/10$ mm の数倍の測定誤差は免れないものと思はれる。

試料導波管の製作は可変インピーダンス回路構成では甚だ簡単であるがこの方法で求めると、試料導波管の管内波長には数%程度の誤差が含まれるから $\epsilon, \tan \delta$ の算式に入れると極めて大きい誤差となり、殆ど尙題にならない。

C) 矩形の試料誘電体を可変インピーダンス回路構成で測定する方法
(可変インピーダンス回路法)

この方法はこの節を除く本章で詳述しているもので b) 項に述べたように、距離の絶対値を読むことをさげ試料及び短絡ピストンを簡単に動かせる可変インピーダンス回路構成を利用して正確にのみ取れる V_{min} の位置の移動より試料導波管の管内波長を電氣的に測定し、試料の深さには単に半波長 $\lambda_{g0}/2$ の倍数れを決定する程度の役割しかない。

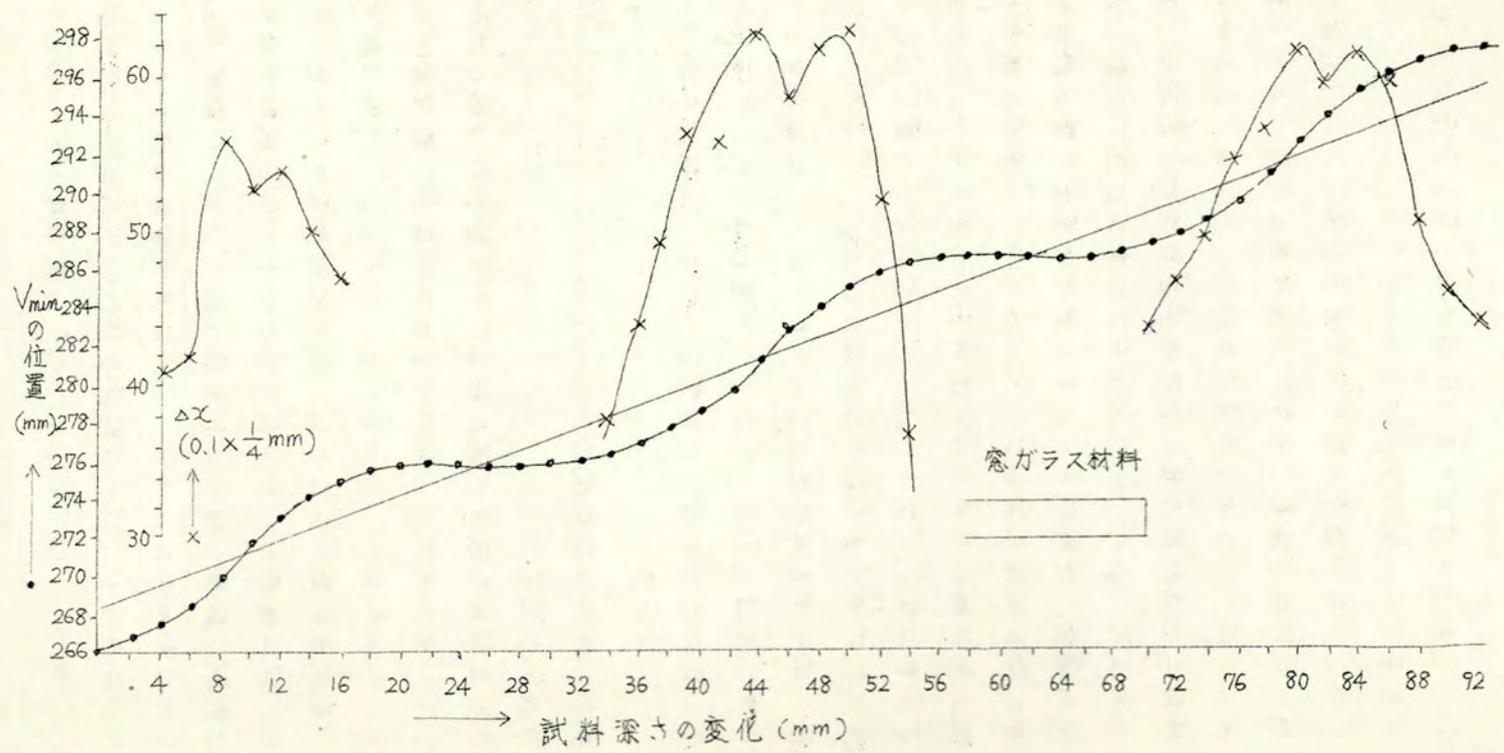
従つて試料端面、短絡ピストンの実際の全屈面と電氣的短絡面とのずれ等は實際上殆ど問題にならない。しかも a) に述べた様に 2~3 波長もの長い筒を全部細かく区切つて試料深さの変化と V_{min} の位置とをプロットする必要はなく、単に V_{min} の位置が深さの変化に対して余り変わらない附近のみでデータを数ヶだけ取ればよい。

又誘電体の存在する試料導波管と存在しない空心導波管との筒の不連続のリアクタンスは b) 項の方法では問題になるが、半波長の整数倍にして測定する方法ではこの影響をさけることが出来る。

8.1.6 本測定法の実験的検討

i. 管内波長の測定

この測定では試料の深さの絶対値は余り問題でないから試料を可変インピーダンス回路に必ずしも取付ける必要がない。導波管の上にあけられた案内溝より試料を出し入れして充分である。この時に板状試料の僅かの傾斜、導波管断面の長辺方向、従つて案内溝の巾方向に於て占める位置の偏り、試料端面の仕上、案内溝より出ている試料の部分の大小、等の影響は實際上数多く繰返した実験に於て SWD の副尺 $1/10$ mm 程度以上の大きさでは表われなかつた。その結果再現性は極めてよく、日、時、天候の変化にも拘らず、同一の結果を得た。矩形試料を短絡ピストンより導波管内に挿入して行つた場合の代表的な曲線を第 8.15 図に示す。



第 8.15 図 可変インピーダンス回路法の実験例

この時は勿論可変インピーダンス回路のネジⅡ(第3・1図)の回転数を決めて一定の深さごと試料を入れたものである。

ベークライト・ガラス等と試料を変えても同様で、ベークライトの様に $\tan \delta$ の大きいものは深く入った所では波打ちが少くなり直線に近づいて行く。

この図には同時に SWR 、 $\beta = \Delta g / \pi \Delta x$ の逆数に比列する Δx の大いさを示してある。

実験は 4000 Mc バンドで行ったが、如何なる材料でも同一波長ならば測定日時を変えた数回の管内波長の測定結果に於て 0.1mm 程度の差違も出てこなかった。又各種波長に於て算出した ϵ の値は λ_0 、 Δg 、 λ_{c10} 、 λ_{g0} 、 β^2 等が数値的に相当違っているし、又半年以上も経つて、試料も周囲の条件も違っているにも拘らず 0.8~5.5% 以内の変動内に納まっている、その一例を第8・1表に示す。

第8・1表 各種波長に於ける同一材料の算定 ϵ 、長さの単位は全部 mm

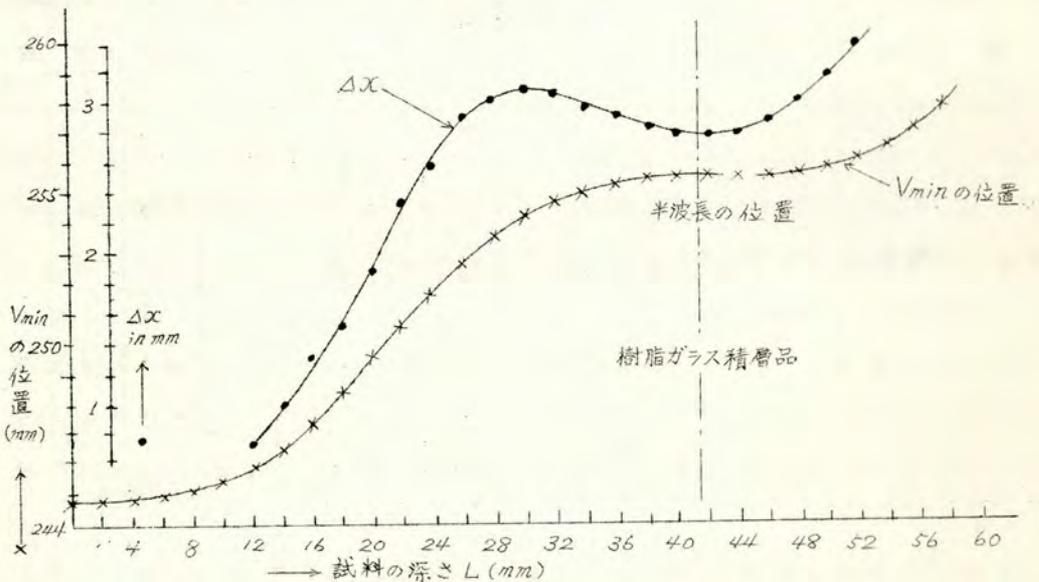
材 料	試料の厚さ $d \text{ mm}$	$\lambda_0 = 77.1$ $\Delta g = 103.0$		$\lambda_0 = 79.5$ $\Delta g = 109.0$		$\lambda_0 = 71.1$ $\Delta g = 90.0$		$\lambda_0 = 71.6$ $\Delta g = 90.9$		ϵ の 最大偏 差率 %
		λ_{g0}	ϵ	λ_{g0}	ϵ	λ_{g0}	ϵ	λ_{g0}	ϵ	
ポリスチロール	$3.06 \pm 0.65\%$	90.0	2.55	94.8A	2.52	79.7	2.52	80.1	2.56	0.8
シリコーン	$1.70_{\text{max}}, 11.8\%$	93.8	2.93	99.0A	2.78	82.6	2.91	82.6	2.98	3.5
樹脂ガラス積層品	$2.20 \pm 6.8\%$	81.5	4.85	85.2A	4.95	74.0	4.47	72.5	4.99	5.5
ベークライト	$1.58_{\text{max}}, 1.9\%$	89.2	4.17	93.8A	4.19	78.4	4.33	79.8	4.08	3.0
ガラス(乾板)	$1.31 \pm 0.4\%$	83.4	6.93	87.6A	6.67	74.0	6.66	74.7	6.67	2.0
マイカ	$0.32_{\text{max}}, 4.7\%$	97.8	6.43	103.6A	6.07	86.0	5.93	86.9	6.01	4.0
エポナイト	$2.52 \pm 0.4\%$	90.3	2.82	95.6A	2.75	80.0	2.79	80.7	2.79	1.2

この内でも厚さ d が一様で均質に近い製品程、又湿度温度特性の小さい材料程偏差が少ないことは当然ながら注目される。

ここで注意を要することは V_{min} の位置の変動しない所は第8.15図よりも明な様に相当にゆるやかであるから、試料の入っている深さ L が V_{min} の位置の移動差から求めた波長から計算して 1mm 程度の偏差内で一致していないと、第8.15図の本当に V_{min} の位置の変動が一番ゆるやかな平坦部の中央でなく、その近傍の所を以て一番平坦な所としていることになり、管内波長の算定に 1mm 程度の誤差が入ることになるから余り粗雑に実験してはいけない。

第8.1表の管内波長の所で Δ 印のある測定はこの様な所になつていたものである。それでも各波長に於ける ϵ は平均値より5%程度の偏差内に入っている。この様に極め広帯域に亘って計算途中の数値が違つていても同様な ϵ を与えることは今迄に仮定していた事柄の妥当性を示すと共に総合して確度の高い ϵ の測定法であると云う実験的証明になつてゐる。

尚第8.15図に引いてある直線の傾斜は材料が同一のものであるから勿



第8.16図 減衰定数の測定位置と $L-\Delta x$ 曲線

論第8.14図のテーパーのある場合の傾斜と同一で、第8.15図に示した平坦部の中央から、平坦部の中央迄の試料の深さの差は約35~36mmであつて、之は管内波長の半分になつている。H₁₁₁形空洞波長計による算定波長 λ_0 は72.0mm強であつた。そこで(8.27)式に $\lambda_g=91.8$ mm 第8.14図の傾斜 $\Delta l/\Delta L=9.3/30$ を入れて計算すると λ_{g0} として70.1mmを得る。所がこの測定法によると

$$\lambda_{g0}=91.8-2(286.9-276.0)=70.0 \text{ mm} \quad \text{となる。}$$

尚第8.15図では明でないが第8.16図の様に短絡ピストンの金属面より曲線平坦部の中央迄の距離は算出した管内波長の半波長になつていて第3.7図に示した短絡ピストンの実験に於ける電氣的短絡面と金属面との間にズレがないことと一致している。

(ii) 減衰定数の測定

この方法では V_{min} の所で鉱石検波するので誘電体の $\tan \delta$ が小さい時には検波出力は小さい。しかし第8.16図に示した如く V_{min} の位置移動 Δl 試料の深さ L の曲線で試料導波管の長さが半波長の整数倍になつている平坦部ではSWR ρ の逆数に比例する ΔX 即ち

$$\Delta X = \lambda_g / \pi \rho = \lambda_g / Q \quad (8.29)$$

が一定の値を示すので、挿入深さの微かの偏差による減衰定数(従つて Q)の測定誤差は管内波長の測定の時と同様に殆んど避けられる。

尚マイクロ波電源の周波数は変化させずに一定であるから短絡ピストンの移動が伴つてくる。所が元來この方式による減衰定数の測定は導波管法にしても、空洞法にしても極めて高いSWRを測定しなければならないので、特に低力率の場合にはSWDは相当精密なものを用いなければならない。

空洞法として使用する時には全導波管共振回路には可変インピーダンス回路、SWD、同軸導波管変換回路並ぐにクライストロンの発振空洞が

含まれるから Q は 10^2 の桁であつて通常の空洞より1桁低いものとなる。

この全体として低い Q_L の中から誘電体のみの損失による1桁高い無負荷 Q_u を引算で見出すのであるから ΔX の測定を行う SWD には $10^{-3} mm$ 程度の精度が欲しい。然るもこの系で SWD を除き唯一の可動部分である短絡ピストンの損失も ΔX に換算して $10^{-3} mm$ の桁で再現性が必要となつてくる。試作した可変インピーダンス回路で島田理化工業の普通級の SWD によりやや熟練して 6×10^{-4} の $\tan \delta$ を持つポリスチロールをや、再現性よく誤数%の程度で測定する事が出来たが、SWD は更に高精度として ΔX の $10^{-3} mm$ の桁を確保するものが望ましく、可変インピーダンス回路も精密工作にすればこの再現性及び誤差の問題は相当改善されるものと思う。

第3.7図の試作短絡ピストンで実験した ΔX の測定側を第8.2表に示

第8.2表 ΔX 再現性の一例

材 料	P_{min} (cm)	$2P_{min}$ の位置の dial gauge の読み及び差距離 (mm)							
No Sample	2.5	3.938	0.351	3.925	0.383	3.925	0.386	etc	
		3.557		3.542	-----	3.539			
シリコン	3.0	3.933	0.415	3.930	0.415	3.931	0.416	etc	
		3.518		3.515	-----	3.515			
ポリスチロール	2.6	3.903	0.402	3.915	0.405	3.908	0.396	3.915	0.403
		3.501	-----	3.510		3.512		3.512	

す。尚この場合には ΔX の値が日、時、天候によつて $5 \sim 6 \times 10^{-3} mm$ 程度以上もバラツクことがあつた。

8.1.7 実験データ

上述求の注意を拂つて励振波長 $\lambda_0 = 77.1 mm$ 、管内波長 $\lambda_g = 103.0 mm$ に於て測定した λ_{g0} , α_0 と (8.16), (8.25); (8.13), (8.14) 等によつて計算した誘電体の ϵ_2 , $\tan \delta$ 等の値を第8.3表に示す。

第 8.3 表 $\lambda_0 = 77.1 \text{ mm}$, $\lambda_g = 103.0 \text{ mm}$ に於ける誘電定数表

材 料	試料の厚さ $d \text{ mm}$	$\lambda_g \text{ mm}$	$\Delta x' \text{ mm}$	$\tan \delta (\times 10^{-4})$	ϵ
ポリスチロール	$3.06 \pm 0.65 \%$	90.0	0.019	6.0	2.55
シリコーン	$1.70_{\text{max}} 11.8 \%$	93.8	0.032	16.3	2.93
樹脂ガラス積層品	$2.20 \pm 6.8 \%$	81.5	3.654	731	4.85
ベークライト	$1.58_{\text{max}} 1.9 \%$	89.2	1.877	682	4.17
ガラス(乾板)	$1.31 \pm 0.4 \%$	83.4	0.188	49.7	6.93
マイカ	$0.32_{\text{max}} 4.7 \%$	97.8	0.019	24.3	6.43
エポナイト	$2.52 \pm 0.4 \%$	90.3	0.187	64.2	2.82

クライストロンは神戸工業製の $sp503B$ で U 形 (O 形) の空洞を用い変換回路は試作の $1/4$ 波長支持の広帯域の同軸導波管変換回路, SWD は島田理化学工業製の普通級, 鉱石は $1N23$ で自乗検波の特性は確かめてあり, 大きい検波電流値の所では 3% 程度の誤差があった。電流計は 60Ω 内部抵抗の $50 \mu A$ のもの, 検流計は $10^{-9} A$ 感度のものを使用した。

8.1.8 結 言

可変インピーダンス回路構成を利用した薄物固体誘電体の誘電定数の新しい簡単正確な測定法について述べた。

この測定法によれば, ごく特殊な誘電定数の大きいものを除けば殆んど全ての材料の誘電定数を理論的な近似度のよい数式によって計算出来ることが判った。更に測定法に関する考究は勿論, 実験によつても詳細にその再現性, 測定誤差について研究し, 総合して力率の如何に拘らず固体薄物誘電体を ϵ , $\tan \delta$ 共に極めて簡単, 確実, 高精度に測定することが出来ることを示した。

尚参考の爲に従来から発表されている内外の誘電体測定法と比較して

見ると次の様な特徴がある。

- i) 試料の力率によって装置の使い分けを要する必要がなく一つでよい。
- ii) 試料の製作が簡単で特別の工作、試作を必要としない。
- iii) 力率の如何を問わず簡単に再現性よく正確に測定出来る。

特に ϵ に関する測定ではこの方法は従来の方法の確度よりも数分の一乃至 $1/10$ 程度高くすることが出来る。又 $\tan \delta$ の測定確度も実験した普通級の装置では 10^{-4} の桁のものでは空洞法による測定より若干おとるが、これも本質的な缺點ではないと思う。

- iv) 要約して 10^{-4} 程度の $\tan \delta$ の測定に於ける缺點を除いては在来の方法と比較して遜色のある項目が直ちに浮んで来ない。

附言： 現在この固体誘電体の測定法の持つ長所を生かす為には損失の少い薄物材料の case を作り液体誘電体並びに固体誘電体の温度特性を測定する方法を検討している。

実用上或は物性論上の貢献に対して大きい期待があるが、測定理論としては簡単な *modification* の程度であるから省略することにする。

8.2 誘電体移相器、抵抗減衰器設計への應用

凡そマイクロ波回路に限らずあらゆる回路素子は広い周波数帯に亘って同様な特性をもつことが必要である。

たとえ局所的な周波数帯域で極めて良好な性質をもつていても、これが実用的な広帯域通信に必要な周波数帯域で不適格なものであれば問題にならない。ここでは誘電体移相器、抵抗減衰器等の広帯域化に必要なテーパ一部分の長さの決定法について述べる。

テーパ一部分の反射を所要帯域内で或与えられた値以下にするためには、その最小反射を与える周波数を帯域内の中心附近に置くことが必要

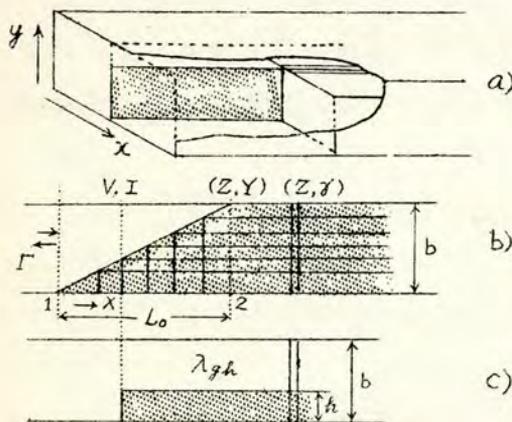
である。元来テーパの長さによる反射の周波数特性は余り顕著でないから¹⁷⁾この様にするだけで充分であるが、この周波数特性が著しい場合には窮極の所 *stagger* 方式にするより方法がないと云われている。

そこで所要帯域巾の中心周波数に対して最小の反射を与える様にテーパの長さを決める問題を取扱う。従来の方法は周波数を変えて見て一番よい長さになるように *cut and try* に行っていた。

ここではこの長さを決めるのに、基礎的な実験から一挙に決める方法を用いるが設計した後の結果には差異がない。即ちこの方法は第8.1節に於て述べた方法を用いて行うのであるが、この結果の外に従来不明で仮定としていた事柄²⁰⁾に対する実験的根拠を与えたものである。広帯域にする方法は *Taper* を取った場合と *tongue* にした場合²¹⁾とに大別され、その各々について調べた。

先づ *Taper* の場合を考える。使用しようとする誘電体或は低損失の減衰器の材料を誘電定数測定の場合と同様に矩形にする。これを第8.13節で詳述した方法によつてこの試料を含んだ導波管の管内波長を測定する。

次に矩形試料の導波管の高さ方向を幾つかに等分して、これを上面より順次切取つて行き、その度毎にその試料を含んだ導波管の管内波長を

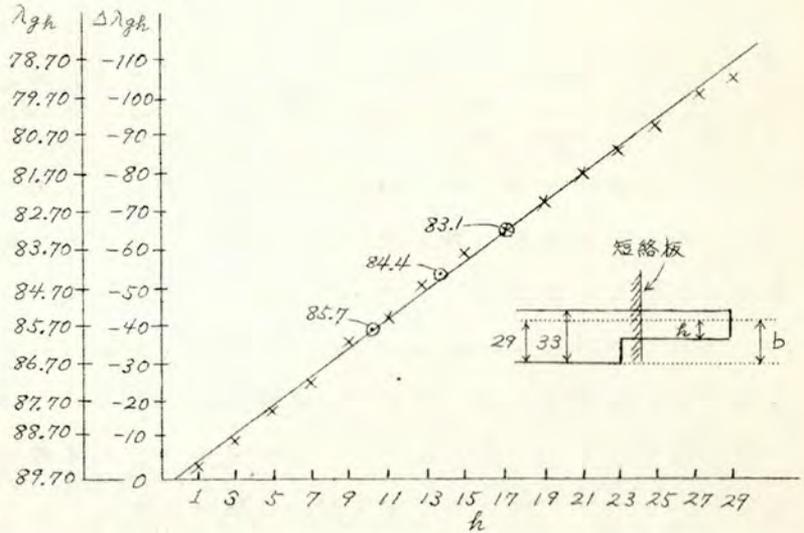


測定する。この方法を繰返すと、試料が導波管の高さ方向に占めている比率と、その測定波長に対する管内波長との関係が判明するから之を図表に示す。これが第8.17図である。

即ち同図 b) は実際のテーパのついた材料を入れた場合を表わしているが、こ

第8.17図 テーパー各部の管内波長の説明図

これは図の様に管軸方向が一様で上面に空隙のあるC)図の様な構造の導波管の集合と考えられる。この様にテーパー各部の管内波長を定義すると夫等は実測すること



第8.18図 テーパー各部の管内波長(単位mm)

が出来るのである。この様にして h と λgh との関係が分るので、その一例を第8.18図に示す。

この様にして Taper 各部の管内波長が判ると、H波の場合には界特性インピーダンスは

$$Z_x^H = E_y / H_x = \omega \mu / \gamma$$

で与えられ、 ω , μ を一定とすると $\gamma (\doteq j \frac{2\pi}{\lambda_g})$ に逆比例するから、インピーダンス変化による反射波の存在の程度は各部の管内波長の差の傾斜の程度と一致する。Taper の長さに制限を受けると管内波長と誘電体高さの関係即ち $h - \lambda_g h$ 平面で直線とすれば Taper 部分の形がよいと断定される。次にこの推論から明な様に Taper の両端 1, 2 が一番反射が多いので、これらを互に消し合う位相にすることが Taper 全体よりの無用の反射を少なくすることになる。所が第8.17図より明な様に右へ進む程材料の導波管内に入っている量が多くなっているから、インピーダンスの変化は単調であるから、1 及び 2 に於ける反射係数の正負の符号は(2.3)式より明な様に同符号である。従つて 1 点の反射波を 2 点の反射波で打

消す為には, 1, 2 の距離が電氣的に $\frac{1}{2}$ 波長で, しかも 1, 2 の反射係数の絶対値が等しいことが必要である。(第 3.3.2 節参照) ここで導波管の抵抗膜が Taper された場合の理論を等價的に Tapered Transmission Line に直して考察した例がある⁷²⁾ので簡単に之を紹介する。

$$\frac{dV}{dX} = -ZI, \quad ; \quad \frac{dI}{dX} = -YV$$

但し Z, Y は線路の單位長当りの直列インピーダンス及び並列アドミッタンスである。Tapered Line に於ける Z, Y は共に X の函数で

$$\frac{d^2V}{dX^2} - \frac{d \ln Z}{dX} \frac{dV}{dX} - ZYV = 0$$

となる。Z 及び $ZY = \gamma^2$ の X に対する変化が少いと仮定して上式を近似的に解き, 之を線路の両端に於ける境界条件に基いて反射係数 Γ を近似的に計算して

$$\Gamma = \frac{1}{4\gamma_1} \left[\frac{d \ln Z_0}{dX} \right]_1 - \frac{1}{4\gamma_2} \left[\frac{d \ln Z_0}{dX} \right]_2 \exp \left(-2 \int_1^2 \gamma dX \right)$$

但し茲に Z_0 は線路のその点に於ける特性インピーダンスで

$$Z_0 = \sqrt{Z/Y} = Z/\gamma$$

で表わされる。suffix 1, 2 は線路の入力, 出力端の値を意味している。

Z が X に対して変化しない場合には

$$\Gamma = -\frac{1}{4\gamma_1} \left[\frac{d \ln \gamma}{dX} \right]_1 + \frac{1}{4\gamma_2} \left[\frac{d \ln \gamma}{dX} \right]_2 \exp \left(-2 \int_1^2 \gamma dX \right)$$

で与えられる。通常使用されている立体回路の如く導波管の断面が一定であつて管内の誘電体の誘電率或は導電率が変化するときはこの場合である。無損失の誘電体移相器のときの $\gamma = j\beta$ となる。

傾斜部分に於ける γ 或は β の変化は一般には複雑であるが, これが直線的に変化すると仮定するときが反射係数は(無損失として)

$$\Gamma = j \left[\frac{1}{4\theta_1} - \frac{1}{4\theta_2} \exp \{ j(\theta_1 - \theta_2) \} \right]$$

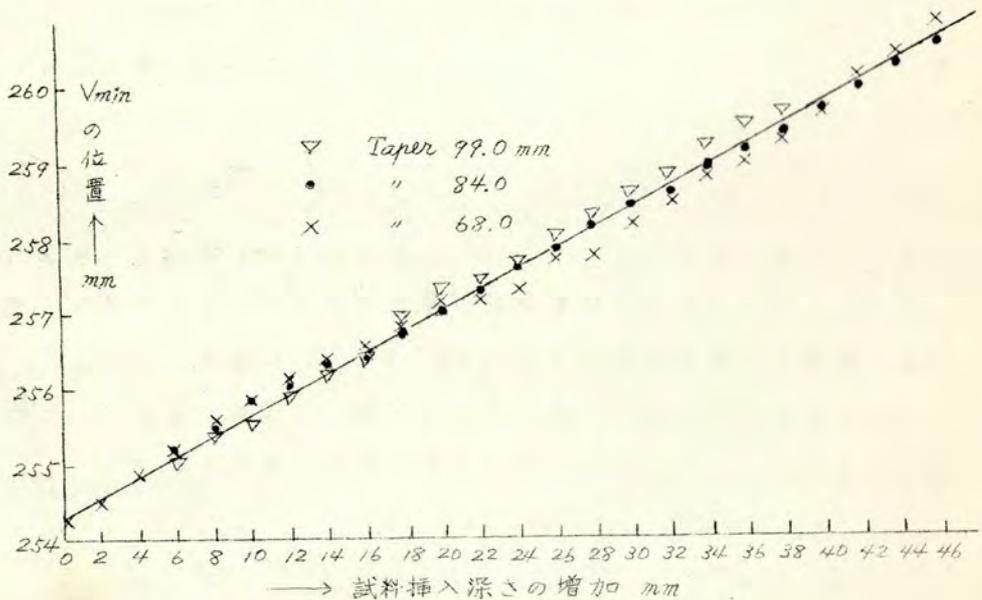
となる。茲で $\theta_1 = 2\beta_1 L_0 / \Delta\beta$; $\theta_2 = 2\beta_2 L / \Delta\beta$ である。

L 及び $\Delta\beta$ は Taper 部分の軸方向の長さ及び両端の β の差とする。(以

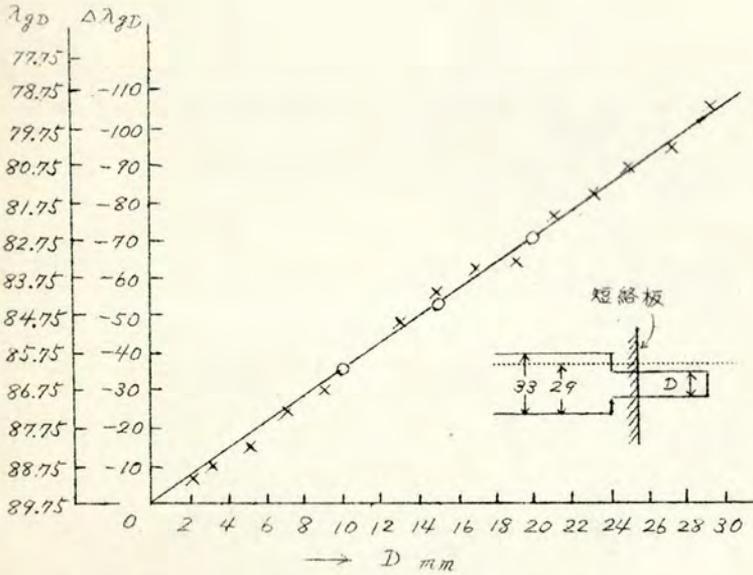
上文献 70) 従つて 1, 2 間の距離を電氣的に半波長の整数倍にすればよいことになる。⁷²⁾ そこで我々の問題はこの電氣的に半波長にすると云う條件に対して實際の長さを如何にすればよいかと云うことなる。

所が第 8.18 図の實驗より明な様に入力, 出力端では幾分直線性より外れるが, この部分は位相変化に対して余り *weight* がないから直線的と考へて差支えない。この事實は上に仮定している直線的な変化の實驗的な証明を与へたことになる。従つて問題は簡單である。即ち誘電体が導波管の高さの半分迄入つた所の管内波長が *Taper* 部全体の等価的な管波長になるから, $l = \frac{b}{2}$ の所の, 帯域中心周波数に於ける波長の長さと *Taper* 区間の長さを一致させればよい。

この様にして實驗したのが第 8.19 図である。(ベークライト使用) この測定法は既に第 8 章第 8.15 節 a) に於て述べた第 8.14 図と同様なものである。図より明な様に第 8.18 図の $l = \frac{b}{2}$ の管内波長の長さ附近にテーパーを選んだ場合の方が直線に近く, その両側の長さで行つた實驗



第 8.19 図 テーパーの長さと反射波の大小との關係

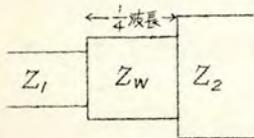


第8.20図 *tongue* 形の管内波長 (mm)

は直線よりずれている。これは導波管の中央位置にある場合だけであるが、この考え方はその他の位置にある場合にも適用出来る。⁷³⁾

次に“*tongue*” type のものについて考える。

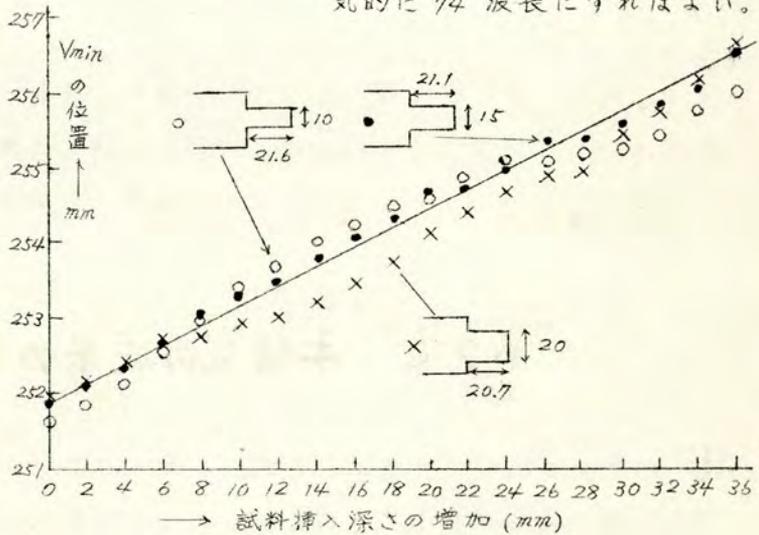
相当する実験は第8.20図の様になる。この場合も *Taper* の時と同様に略々直線的になるから従って *tongue* の長さを電氣的に $1/4$ 波長にすればよい。



第8.21図 $1/4$ 波長整合の回路

これは $1/4$ 波長の整合器に関する考え方である。⁷⁴⁾ 即ち Z_1, Z_2 なる二つの波動インピーダンスを持つ線路を整合する為には

$$Z_W = \sqrt{Z_1 Z_2}$$



第8.22図 *Tongue* 巾と反射波の大きさとの関係

なる波動インピーダンスを持つ線路を $\frac{1}{4}$ 波長の長さにして、両者の間に挿入すればよいことになる。

所が λ_g と λ_p との関係より使用帯域中の中心周波数で測定した場合に、その試料のない時の管内波長を λ_1 、試料の全部入った時の夫を λ_2 とすると

$$\lambda_w = \sqrt{\lambda_1 \lambda_2}$$

なる管内波長に相当する高さ D を第 8.20 図より探してその \tan を $\frac{1}{4} \lambda_{gp}$ にすればよいことになる。

この様にしてベークライトを用いて実験した例を第 8.22 図に示す。この値と違う D の場合に比して上記の条件に近いものが直線的になっている事が判明した。

この様にして誘電体移相器とが低損失の抵抗減衰器の *Taper* の長さを決める問題を *loss* の大きいベークライトを用いて基礎実験で解決した。しかしこの第 8.2 節に述べたことは実際的な価値の高いものとは思われないが、*Taper* 各部の管内波長を実験的に求めて、理論計算の時に仮定していた事確かめたこと及び更に積極的に *taper* 部分からの反射を少なくする為はその形を工夫する場合の基礎的方法として極めて有意義なものと思う。

この節の結果を導波管の長辺方向に材料を移動させる可変形のものに應用するには、不十分であるが、固定形の誘電体移相器、抵抗減衰器の広帯域化に対してはそのまま取り入れることが出来る。

第9章 本研究の成果の要旨

- ① マイクロ波領域（糧波，粉波）に於て任意のインピーダンスを取り得る二端子の回路素子を形成し得ることを理論的に予測し（第2章）これを導波管回路で実験的に証明した。（第3章）

この可変インピーダンス回路素子は任意のインピーダンスを簡単な構造で、しかも単純な操作により確実に実現させることが出来るのであるから、至難とされている理想的な回路素子に近づいたものと云える。次に在来のもものと比較してその特徴を列挙する。

- i) 構造が簡単で所要回路長が極めて短い。(第1・2・2節, 第2章, 第3章)
- ii) インピーダンス平面を全部 cover することが出来る。(第2章, 第3章)
- iii) 調整箇所は任意のインピーダンスを取るに必要な最低量の2ヶであつて、その1ヶ所の調整に対するインピーダンス平面上の軌跡が円と云う極め簡単な望ましい軌跡となること。(第2章, 第3章)
- iv) 2ヶの調整箇所に順序をつけるとネジI, IIの調整が反射係数の絶対値, 位相に夫々別々に簡単な対応関係がつく。(第3章)
- v) 回路構成の主要部である短絡ピストン及び抵抗膜は共に広帯域の特性をもつから総合して極めて広帯域な回路であること。(第3章)
- vi) 本質的な許容電力の制限はない。小電力では誘電体基板の抵抗膜, 高電力では *metalized glass* 等の使用を考慮すればよい。
- vii) 当然ではあるが完全短絡装置, 或は無反射終端としても使用することが出来る。(第6章)

② 可変インピーダンス回路は極めて基本的な回路であるから種々の應用が可能である。ここではその代表例として真空管のリーケ線図作成用の回路として、又誘電定数の測定回路としての應用について詳細に述べたが各々についてその要点を挙げると次の様である。(第6章, 第7章, 第8章)

a) リーケ線図作成への應用 (第7・2節)

- i) 1つの装置でインピーダンス平面を全部 cover するから装置の取替をせず、しかも熟練を要せず簡単、迅速、確実にリーケ線單が取れ

る。

- ii) リーケ線図に於て等周波数線の軌跡を追うことが出来るから波長計の誤差が入らず正確に取る事が出来る。
- iii) 等電力線の点が同心円に近い場合には、可変インピーダンス回路の軌跡が円であることから極めて好都合に適当な数だけ必要な場所だけ取る事が出来る。
- iv) リーケ線図の“*sink*”が極めて簡単に発見出来、従つて等周波数線の周波数差を決めるのに便利である。
- v) 発振の安定不安定の領域の決定が確實正確に出来ること。
- vi) 長線路効果による第3のヒステレシスが発見し易いこと。
- vii) 實際上必要なリーケ線図の領域を取るためには調整箇所との対応に頭を使わなくてもよいこと。

b) 誘電定数の測定法への應用 (第8.1節)

- i) 可変インピーダンス回路構成を利用して簡單、確實で再現性の多い正確な広範囲に亘る $\epsilon \tan \delta$ の測定法を見出し得たこと。
- ii) 供試材料が実際に近い板状のもので、特別の試作を必要とせず出入れが簡單で一試料の測定中に装置を解体する必要がない。
- iii) 試料を含んだ導波管の管内波長を在来の方法の数分の1以上の確度で再現性よく測定し得ること。
- iv) 測定理論が簡單で近似度が高く計算が容易なこと。
- v) ϵ の測定が4000 MC バンドでは1つの周波数では0.3%程度の誤差範囲内にある。しかも広帯域に亘つて厚さの均一性と同じ程度の偏差しか現われて来ないこと。
- vi) 試料導波管の減衰定数測定にリーケ線図の考えを用いて相対的に極めて大きい電力の下に測定を可能にしたこと。
- vii) 管内波長、減衰定数の測定は共に極めて短時間に行うことが出来、

- しかも統計法を用いることが出来る程数多く取ることが出来ること。
- viii) この新しい測定法と在来の方法とを可変インピーダンス回路構成で比較して長所を明にしたこと。
- ix) マイカの様極めて薄い材料をも正確に測定し得ること。又 ϵ , $\tan \delta$ の値を共に広い範囲で同一装置で測定し得ること。

c) その他の應用

- i) 標準可変インピーダンスとしての利用の可能性を明にした。(第7.1節)
- ii) 粉波マグネトロンで電子アドミッタンスを測定した。(第7.3節)
- iii) *Taper* のある誘電体, 抵抗減衰器の基礎的考察と実験を行ったこと。(第8.2節)

謝 辞

この研究は大学院特別研究生として加藤教授指導の下に行つたものであつて、終始御懇切な御指示と御鞭撻を戴いた同教授に対し深甚な謝意を表する次第である。又、阿部教授よりは綜合研究に關聯して種々御教示を賜り同研究室豊田講師からは誘電体の各種材料の提供を受けたもので深謝する所である。

又前田教授はこの原稿を丹念に通読して種々有益な御教授と御注意を与えられた。茲に深厚の謝意を表する。

尚、実験の器具、真空管に關しては神戸工業の大脇部長、高島、寺畑両課長、三菱電機研究所の薄井、喜連川の両氏より特別の御便宜を戴いたもので感謝の念に堪えない。

その他電気教室の教官各位、輻射科学研究会Ⅱ、Ⅲ部会の方々並びに卒業研究として実験に協力された学生諸君にも負う所が大きい。共に記し

と謝意を表したい。

参 考 文 献

1. G.L. Ragan: "Microwave Transmission Circuit"; Rad. Lab. Series p.485 (1948)
2. 岡村・林・金子: 極超短波磁電管の負荷特性並びに出力回路について、電通誌, 34 p.516 (昭26-9)
3. 文献 1 p.466
4. 管: 4000 MC帯同軸管無反射端及び双スラッグ・インピーダンス変成器 第25連大 No.10.47 (昭26-5)
5. 文献 1 p.p.472-478.
6. 加藤・坂井・林: レッヘル線及び同軸管の可変インピーダンス回路に就いて 電評 39 p.152, p.178 (昭26-4月・5月)
7. 加藤・坂井: 複合線路の研究—Lecher 線の継目に就いて 電評 37 No.4, p.13 (昭24-10・11月)
8. 文献 1 p.p.60-67
9. C.G. Montgomery, R.H. Dicke and E.M. Purcell: "Principles of Microwave Circuits" Rad. Lab. Series p.132 (1948)
10. 朝永・宮島・霜田: 極超短波理論概説 p.39, p.175. (リスナー社)
11. 安田・三東: 矩形導波管の等価回路とスリット結合回路への應用 電気通信学会論文集(1) p.68 コロナ社(1948)
12. 文献 1 p.184. 文献 6.
13. 加藤・坂井・林: 超高周波用可変インピーダンス回路素子に就いて 第25連大, No.10.52 (昭26-5)
14. 文献 1. pp.60-67
15. 加藤・坂井: 導波管形可変インピーダンス回路素子とそのリーケ線

図作成への應用 電通誌 36 p.290 (昭28-6)

16. C. G. Montgomery: "Technique of Microwave Measurements" Rad. Lab. Series p.196. (1947)
文献 1. chap. 8
17. 文献 1, Chap. 6 ; 文献 16, p.779
18. 文献 1. p.482
19. "The Representation, Measurement, and Calculation of Equivalent Circuits For Waveguide Discontinuities with Application to Rectangular Slots" Polytechnique Inst. of Brooklyn, Microwave Research Inst. (1949) chap. 4. Fig. 4.5.
20. 立体回路, 上巻 p.292 電気通信学会編 (コロナ社)
21. 文献 16 p.481
N. Marcuvitz: "Waveguide Handbook" Rad. Lab. Series p.397 (1951)
22. 文献 16 p.686
鈴木: リアクタンス減衰器に就いて. (電磁界的考察) 電通誌 31. p.93 (昭23-5)
23. 伊藤: 導波管の遮断域状態に関する考察 電通誌 32. p.329 (昭24-10)
24. 加藤・坂井・渡辺: 短絡ピストンのスロット及び誘電体不連続リアクタンスの解析 輻研 II, III 部会報告 (昭28-1)
25. 文献 13
26. 櫻井: 極超短波用可変減衰器の理論 電通誌 33 p.117 (昭25-3)
27. 文献 1 p.57
28. J. McMahon: "On the root of the Bessel and certain related functions" Annals of Mathematics IX. pp 23-30 (1894)
29. 木原太郎: 導波管 p.10 (修政社)
30. G. N. Watson: "A treatise of the theory of Bessel functions" p.133

- 犬井 鉄郎：球函数，円楕函数，超幾何級数 p.247 (河出書房)
- Jahnke & Emde : *Tables of Functions* p.213
31. Watson : *The Theory of Bessel Functions* p.488
32. 文献 31. p.544
- 林桂一：高等函数表 p.198 (岩波書店)
33. 文献 9 p.54, p.135
34. 佐藤常三：定積分及フーリエ級数 p.33 (河出書房)
35. 文献 6
36. G.B. Collins : "Microwave Magnetrons" *Rad. Lab. Series* p.178
牧本：Slaterの所謂S曲線に就て 電気三学会関西支部講演要旨Ⅲ
p.108 (昭24-10)
37. 園田・牧本・横内：立体回路に於ける反射係数，インピーダンス，
位相及び減衰等の可変標準器に就いて 第24連大，No.4.19
(昭25-4)
38. 柳井・田幸・中井：極波可変減衰器用抵抗材料 第24連大 E-4-2
(昭25-4)
- 阿部・豊田：“極波用可変減衰器”「精密周波数標準」綜合研究委員会
報告 (昭26-11)
39. 文献 15
40. D.R. Hamilton, J.K. Knipp & J.B.H. Kuyper : "Klystrons and
Microwave Triode," *Rad. Lab. Series, Chap 15. pp404-435*
(1948)
41. 文献 36. p.37, p.319
42. 文献 40. p.433
43. 文献 36. p.328, 文献 40. p.429
44. 文献 1 p.322.
45. 文献 40. p.430.

46. 文献 40. p.433.
47. 文献 16. p.140.
48. 文献 40. p.433.
49. 文献 1 p.359.
50. 文献 16 Chap 14. p.854
51. 加藤・坂井：粉波マグネトロンの発振器体系並びに働作線図に就いて. 第24連大. E-5-21 (昭25-4)
52. 加藤・坂井：Slotted Cylinderに製架を施した粉波回路 三学会関西支部講演要旨(Ⅲ) p.121 (昭24-10)
53. 文献 36. p.57, p.304, p.319
54. 文献 36. p.323
水橋東作：電波の傳導と輻射 p.16 (東海書房)
55. 岡村：多分割磁電管の発振周波数に就て 電通誌 30 33 (昭22-10)
文献 36 Chap 2. Chap 7. p.332
56. 加藤・坂井：可変インピーダンス回路構成による誘電定数の新測定法 電通誌 36 p.545 (昭28-10)
57. 文献 16. Chap 10, pp561-673 Summary pp.667-670
58. 星合・斉藤：4000 MC に於ける誘電体特性の測定に関する研究 電気通信研究所基礎研究部 第34号 (1951-3)
星合・斉藤：センチ波に於ける誘電体特性測定装置 電通誌 35 p.254 (昭27-6)
59. 文献 16. p.576
60. 文献 16. p.621
熊谷・松尾：極超短波領域に於ける材料の定在波に依る測定方法 電通誌 32 p.289 (昭24-9)
61. N. Marcuvitz: "Waveguide Handbook" Rad. Lab Series p.389
62. 文献 16. p.788

63. 文献 16. p.824.
64. 文献 16. p.505
65. 文献 16. p.482
66. 文献 16. p.822
67. 文献 9. p.50, p.184
68. 文献 16. p.642
69. 文献 16. p.588, p.626
70. 園田・牧本・横内・戸田: *Tapered Line* の反射係数に就いて 第
24連大 E.4.18 (昭25-4)
71. 文献 16. p.778, p.780
72. 文献 1. Chap 6, p.305. 文献 70.
73. 文献 16. pp.790-793, p.781, §12.16
74. 文献 1. p.167.