ESCOLA POLITÉCNICA DA UNIVERSIDADE FEDERAL DA PARAÍBA

COORDENAÇÃO DOS PROGRAMAS DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA

GRÁU DE MESTRE EM CIÊNCIA

- FORMULÁRIO DE ACEITAÇÃO DE TESE -

A Tese seguinte é apresentada como exigência parcial para o gráu de Mestre em Engenharia Elétrica.

Título da Tese: ACOPLAMENTO E MODO TM01m EM CAVIDADES CILINDRICAS.

Apresentada por: EVANDRO CONFORTI

Data: 15 de dezembro de 1971

Comentário do (s) Examinador (s):

A Tese acima foi examinada e julgada, tendo sido:

1. aceita com distinção;

2. aceita sem modificações;

3. aceita com pequenas modificações;

4. aceita com grandes modificações;

5. não aceita.

Examinador: PAAVO A VUORINEN   Assinatura: Data:

______________________   ___/___/___

C748a Conforti, Evandro.
Acoplamento e modo TM01m em cavidades cilindricas / Evandro Conforti. -- Campina Grande, 1971.
60 f.

Dissertação (Mestrado em Ciências) - Escola Politécnica da Universidade Federal da Paraíba, 1971.
"Orientação : Prof. Dr. Paavo A. Vourinen".
Referências.

1. Circuitos Equivalentes. 2. Acoplamento - Projeto. 3. Cavidades Cilíndricas - Modo TM01m.. 4. Ciências - Dissertação. I. Vourinen, Paavo A. II. Universidade Federal da Paraíba - Campina Grande(PB). III. Título

CDU 621.011.712(043)

RESUMO

Utilizando-se circuitos equivalentes a parâmetros concentrados para representar a cavidade cilíndrica no modo TM01m e seu acoplamento com o guia retangular obtem-se: método de medida dos parâmetros e projeto do acoplamento proposto objetivando-se aquecimento de líquidos ou fibras sintéticas.

CONTEUDO

1. INTRODUÇÃO.. 1

2. ANALISE DA TEORIA DOS CAMPOS PARA CAVIDADES CILINDRICAS 3

2.1-Equações gerais para os campos na cavidade......... 3

2.2-Comprimento de onda ressonante no espaço livre..... 6

2.3-Carta de modos.................................... 7

2.4-Carta de modos específica..........................10

2.5-Estudo do modo TM_{010}...............................10

2.5.1-Os campos no modo TM_{010}...................10

2.5.2-Cálculo do circuito equivalente..............11

2.6-O estudo do modo TM_{01m} 18

2.6.1-Os campos do modo TM_{01m}.....................18

2.6.2-Cálculo do circuito equivalente..............19

3. METODO PARA EXCITAR A CAVIDADE.......................21

3.1-Análise qualitativa do acoplador modos TM_{01m} e modos espúrios...........................21

4. ANALISE DO CIRCUITO EQUIVALENTE 25

4.1-Introdução...25

4.2-Circuito proposto para o acoplamento...............26

4.3-Circuito equivalente do conjunto cavidade-guia.....28

4.4-Análise e simplicação do circuito..................30

4.5-Determinação dos parâmetors da cavidade e acoplamento34

4.5.1-Introdução...................................34

4.5.2-Cálculo do coeficiente de reflexão::.........34

4.5.3-Cálculo da potência absorvida................35

4.5.4-Potência refletida...........................37

4.5.5-Coeficiente de onda estacionária no guia.....39

4.5.6-Cálculo do fator de acoplamento..............40

4.5.7-Cálculo do fator de qualidade descarregado..42

4.5.8-Cálculo da resistência equivalente..........42

4.5.9-Calculo da relação de espiras do transformador.42

4.5.10-Cálculo da resistência superficial,profundidade de penetração e condutividade42

4.6-Determinação dos parâmetros para TM_{01m} 42

4.7-Análise da cavidade de dois acessos...............44

4.8-O acoplamento para linha de transmissão...........47

5. PROJETOS DAS CAVIDADES,CIRCUITOS E TECNICAS DE MEDIDA.48

5.1-O projeto das cavidades.........................48

5.1.1-Cálculo da frequência de ressonância........48

5.1.2-Cálculo do comprimento da cavidade..........49

5.1.3-Desenho do acoplamento cavidade guia........51

5.2-Medida dos parâmetros da cavidade de um acesso....52

5.2.1-Circuitos propostos.........................52

5.2.2-Medida da frequência de ressonância.........54

5.2.3-Medida do fator de qualidade carregado......55

5.2.4-Determinação do fator de acoplamento........56

5.2.5-Tabelas e resultados........................57

5.3-Medida dos parâmetros da cavidade de dois acessos.58

5.3.1-Circuito proposto e medidas.................58

5.4-Parâmetros do modo TM_{01m}.........................58

6. CONCLUSÕES.......................................59

BIBLIOGRAFIA...60

FIGURAS

2.1-Cavidade cilíndrica e o sistema de coordenadas... 5

2.2-Carta de modos para cavidades cilíndricas........ 9

2.3-Os campos no modo TM010.......................... 11

3.1-Campo magnético tangencial e correntes de superfície num guia retangular com curto........... 21

3.2-Correntes e campo magnético próximos a uma ranhura perpendicular às linhas de corrente.........22

3.3-Acoplador proposto para excitação do modo TM01m.. 22

3.4-Excitação do modo TMolm.......................... 23

3.5-Excitação dos modos TM11m(não coerente),TM21m (coerente),TE01m(não coerente).................. 24

3.6-Excitação dos modos TE11m(não coerente),TE21m.... 24

4.1-Desenho da montagem do circuito de aquecimento... 25

4.2-Circuito equivalente da cavidade fechada e cavidade com um acesso.............................. 28

4.3-Circuito equivalente do conjunto guia-cavidade de um acesso.................................... 29

4.4-Circuito equivalente simplificado do conjunto guia-cavidade de um acesso........................ 33

4.5-Gráfico da potência refletida pela cavidade com a freqüência................................... 38

4.6-Gráfico da potência absorvida com a freqüência... 39

4.7-Variação do coeficiente de reflexão com a freqüência...................................... 40

4.8-Fase do coeficiente de reflexão com a freq. para os três tipos de acoplamento................. 41

4.9-Circuito equivalente do conjunto guia-cavidade de dois acessos.................................. 44

5.1-Carta de modos específica........................ 50

5.2-Desenho mecânico do conjunto cavidade-guia....... 51

5.3-Circuito a micro ondas para determinação dos parâmetros da cavidade e acoplamento............. 52

5.4-Disposição dos feixes no osciloscópio na medida da freqüência de ressonância............... 54

5.5-Disposição dos feixes na medida da faixa de 3db.. 55

5.6-Tabela das medidas e resultados.................. 57

SIMBOLOS

L -comprimento da cavidade cilíndrica

D -diâmetro da cavidade cilíndrica

E -campo elétrico no tempo e no espaço

e -campo elétrico complexo

λ_0 -comprimento no vácuo da onda ressonante

ω_{00}, f_{00} -freqüência de ressonância cavidade fechada ideal

ω_0, f_0 -freqüência de ressonância cavidade com acoplamento

W -energia armazenada

P -potência dissipada nas paredes da cavidade

i -corrente superficial

L_0, L_{eq} -indutância equivalente da cavidade

C_{eq}, C_0 -capacitância equivalente da cavidade fechada ideal

C -capacitância equivalente da cavidade com acoplamento

R -resistência equivalente da cavidade

R_s -resistência superficial

σ -condutividade

δ -profundidade de penetração

Q_0 -fator de qualidade descarregado da cavidade

Q_L -fator de qualidade carregado da cavidade

μ_0 -permeabilidade magnética do vácuo

ϵ_0 -permissividade elétrica do vácuo

β -constante de fase do guia ou fator de acoplamento

Z -impedância

Y -admitância

Z_1 -impedância vista pelo guia

Z_2 -impedância do curto vista no acoplamento

Z -impedância da cavidade com acoplamento

Γ -coeficiente de reflexão

Γ_0 -coeficiente de reflexão na ressonância

P_A -potência absorvida pela cavidade
P_R--potência refletida " "
P_T -potência tranmitida " "
S -VSWR
S_o-VSWR na ressonância

CAPITULO 1

INTRODUÇÃO

O modo TM_{010} de uma cavidade circular pode ser utilizado para aquecimento de líquidos ou secagem de fibras sintéticas. O campo elétrico constante na direção axial fornece um aquecimento uniforme da matéria. O principal problema a resolver num projeto deste tipo é o acoplamento do guia retangular (que transmite a energia do magnetron) com a cavidade cilíndrica.

Püschner[1] sugere um furo circular, no centro da parede plana da cavidade, como acoplamento. A desvantagem dêste tipo de acoplamento é que o campo magnético é pequeno no furo.

Visando resolver êste problema o orientador sugeriu e fêz algumas medidas com um novo acoplamento mostrado no capítulo 3.

O objetivo deste trabalho é analisar teòricamente o problema formulando as experiências necessárias para um melhor entendimento do acoplamento proposto.

1 .Heating with microwaves - H. Püschner/ Seção 8.2. Philips Tec. Library / Springer-Verlag N Y inc.-1966

No capítulo 2 é dada a base teórica e feita a análise da cavidade no modo TM_{01m}. É proposts um circuito equivalente a parâmetros concentrados que facilitará o entendimento do comportamento em freqüência do conjunto cavidade-guia.

No capítulo 3 é mostrado o tipo de acoplamento proposto com uma análise qualitativa dos modos possíveis de serem excitados.

No capítulo4é estudado o comportamento em freqüência do conjunto guia retangular com curto-acoplamento-cavidade cilíndrica. Para tal é proposts e analisado um circuito equivalente para o acoplamento e um método para determinação dos parâmetros do circuito equivalente.

No capítulo 5 é proposto alguns circuitos e dada a técnica necessária para determinação dos parâmetros calculados no capítulo 4.

CAPITULO 2

ANALISE DA TEORIA DOS CAMPOS PARA CAVIDADES CILINDRICAS

2.1- Equações gerais para os campos na cavidade

Neste capítulo analisaremos uma cavidade cilíndrica com as equações de Maxwell para os campos eletromagnéticos e,a partir disto,proporemos um circuito equivalente para a cavidade operando no modo TM_{01m}.

As equações básicas do eletromagnetismo são :

equação de FARADAY-MAXWELL : $\int_{\gamma} \vec{E} \cdot \vec{dl} = -\frac{\partial}{\partial t}\int_S \vec{B} \cdot \vec{dS}$

equação de AMPERE-MAXWELL : $\int_{\gamma} \vec{H} \cdot \vec{dl} = \int_S \vec{J} \cdot \vec{dS} + \frac{\partial}{\partial t}\int_S \vec{D} \cdot \vec{dS}$

onde : $\vec{E}$ (V/m)-campo elétrico
$\vec{D}$ (C/m^2)-indução elétrica
$\vec{H}$ (Aesp/m)-campo magnético
$\vec{B}$ (W/m^2)-indução magnética , são grandezas que definem em todos os pontos do espaço um "estado elétrico".

Estas grandezas são funções do espaço e do tempo. Denotaremos : $E = E(u,v,w,t)$

Considerando o meio isotrópico temos :

$$\vec{J} = \vec{J}_{\text{condução}} = \sigma \vec{E}$$

$$\vec{D} = \epsilon \vec{E}$$

$$\vec{B} = \mu \vec{H}$$

Considerando-se que vamos resolver estas equa - ções em uma cavidade cilíndrica (figura 2.1),é mais fácil usar as equações na forma diferencial em coordenadas cilíndricas e a plicarmos as equações integrais nas discontinuidades dos campos (condições de contôrno). Supondo-se que os campos variam senoidalmente no tempo(campos harmônicos),podemos finalmente escrever :

equação Faraday-Maxwell

$$\begin{cases} \dfrac{\partial e_z}{\partial \varphi} - r\dfrac{\partial e_\varphi}{\partial z} = -j\omega\mu r h_r \\[2ex] \dfrac{\partial e_r}{\partial \varphi} - \dfrac{\partial e_z}{\partial r} = -j\omega\mu h_\varphi \\[2ex] \dfrac{\partial (r e_\varphi)}{\partial r} - \dfrac{\partial e_r}{\partial \varphi} = -j\omega\mu r h_z \end{cases}$$

(2.1)

equação Ampere-Maxwell

$$\begin{cases} \dfrac{\partial h_z}{\partial \varphi} - r\dfrac{\partial h_\varphi}{\partial z} = (\sigma + j\omega\epsilon) r e_r \\[2ex] \dfrac{\partial h_r}{\partial z} - \dfrac{\partial h_z}{\partial r} = (\sigma + j\omega\epsilon) e_\varphi \\[2ex] \dfrac{\partial (r h_\varphi)}{\partial r} - \dfrac{\partial h_r}{\partial \varphi} = (\sigma + j\omega\epsilon) r e_z \end{cases}$$

onde : $E_z(r,\varphi,z,t) = R_e(e_z e^{j\omega t})$

com : $e_z = E_{z0}\, e^{j\varphi_0}$

Anàlogamente para as outras componentes .

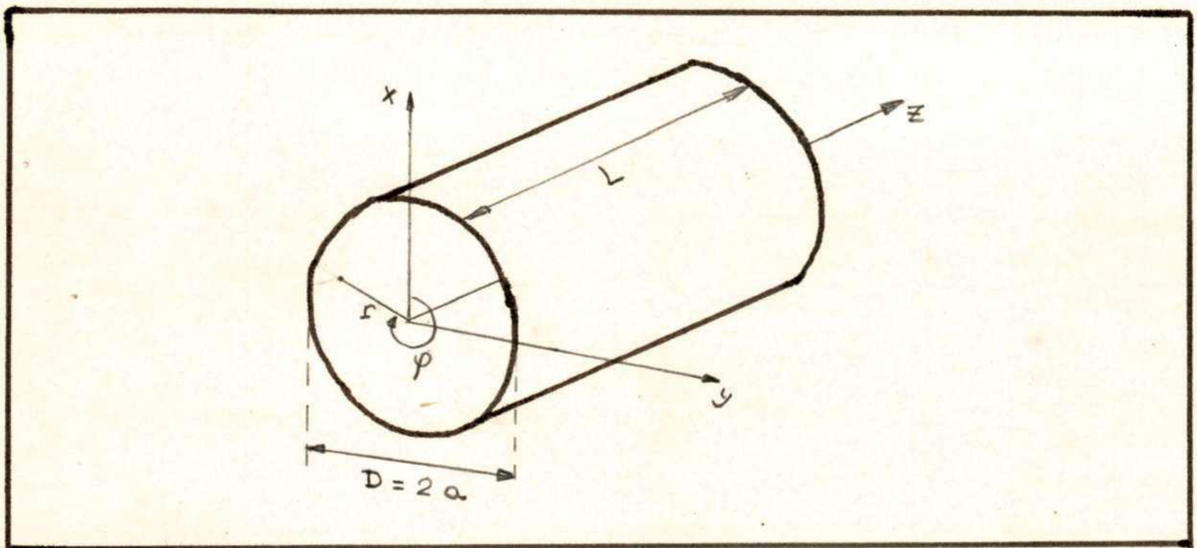


fig. 2.1- Cavidade cilíndrica e o sistema de coordenadas.

É conveniente considerar dois grupos de soluções (modos TE ou TM) e aplicarmos o método de separação de variáveis .

modos TE

$E_z = 0$

$H_z \neq 0$

$h_z = R(r) . \phi(\varphi) . Z(z)$

$Z(z) = \text{sen}(m\pi z/L)$ pois nas paredes planas , temos : $H_z\Big|_{z=0;\ z=L} = 0$

modos TM

$E_z \neq 0$

$H_z = 0$

$e_z = R(r)\ \phi(\varphi)\ Z(z)$

$Z(z) = \cos(m\pi z/L)$ pois nas paredes planas , temos : $E_z\Big|_{z=0;\ z=L} = 0$

Mas sabemos que $R(r) = J_n(x_n . r)$ e $\phi(\varphi) = \cos n\varphi$

Substituindo êstes valôres nas equações (2.1) , encontramos :

modos TE	modos TM
$h_z = J_n(x_n r)\cos(n\varphi)\,\mathrm{sen}(m\pi z/L)$	$e_z = J_n(x_n r)\cos(n\varphi)\cos(m\pi z/L)$
$e_z = 0$	$h_z = 0$
$h_r = \left(\frac{m\pi}{L x_n}\right) J'(x_n r)\cos(n\varphi)\cos(m\pi z/L)$	$e_r = -\left(\frac{m\pi}{L x_n}\right) J'_n(x_n r)\cos(n\varphi)\,\mathrm{sen}(m\pi z/L)$
$e_\varphi = \left(\frac{j\omega\mu}{x_n}\right) J'(x_n r)\cos(n\varphi)\,\mathrm{sen}(m\pi z/L)$	$h_\varphi = -\left(\frac{j\omega\epsilon}{x_n}\right) J'_n(x_n r)\cos(n\varphi)\cos(m\pi z/L)$
$h_\varphi = -\left(\frac{n m\pi}{L x_n^2 r}\right) J_n(x_n r)\,\mathrm{sen}(n\varphi)\cos(m\pi z/L)$	$e_\varphi = \left(\frac{n m\pi}{L x_n^2 r}\right) J_n(x_n r)\,\mathrm{sen}(n\varphi)\,\mathrm{sen}(m\pi z/L)$
$e_r = \left(\frac{j\omega\mu n}{x_n^2 r}\right) J_n(x_n r)\,\mathrm{sen}(n\varphi)\,\mathrm{sen}(m\pi z/L)$	$h_r = -\left(\frac{j\omega\epsilon n}{x_n^2 r}\right) J_n(x_n r)\,\mathrm{sen}(n\varphi)\cos(m\pi z/L)$
$x_n^2 = (\omega^2\mu\epsilon) - (m\pi/L)^2$ $\omega = \omega_{oo}$	$x_n^2 = (\omega^2\mu\epsilon) - (m\pi/L)$

equações (2.2)

As equações àcima podem ser obtidas a partir das equações 2.1. Para os modos TE, por exemplo, usamos a 1º e 5º equa equação para obter h_r lembrando que $e_z=0$. As outras componentes são obtidas seguindo a ordem, e, finalmente, a terceira equação fornece x_n. Algum cuidado é necessário ao usar-se as identidades de funções de Bessel.

2.2- Comprimento de onda ressonante no espaço livre

Aplicando-se as condições de contôrno nas paredes da cavidade (parede curva r=a; paredes planas z=0 e z=L) podemos encontrar a freqüência de ressonância e consequentemente o comprimento da onda ressonante no vácuo (λ_0).

Condições de contôrno

modo TE

$$\left.\begin{array}{l} e_{\phi} = 0 \\ h_r = 0 \end{array}\right| \quad r=a \qquad J'_n(x_n a)=0$$

note também que $h_z, e_{\phi}, e_r = 0$ em $z=0, z=L$, como requerido.

As raízes de $J'_n(x_n a)$ são :

$J'_o(x_o a)=0$, quando $(x_o a)=3{,}83;7{,}02;\ldots$

$J'_1(x_1 a)=0$, " $(x_1 a)=1{,}84;5{,}33;\ldots$

.....

A partir de $x_n^2=(w^2 u_o \epsilon_o)-(m\pi/L)^2$ e considerando que $w=2\pi f$ e que $f.\lambda_o = (u_o \epsilon_o)^{-1/2}$ e $D=2a$

$$\text{vem } \lambda_o = \frac{2}{\sqrt{(2 * x_{ns}/\pi D)^2 + (m/L)^2}} \tag{2.3}$$

onde x_{ns} é a $s^{ésima}$ raíz de $J'_n(x_n a)=0$

modo TM

$$\left.\begin{array}{l} e_{\phi} = 0 \\ h_r = 0 \\ e_z = 0 \end{array}\right| \quad r=a \qquad J_n(x_n a)=0$$

note também que $e_{\phi}, e_r = 0$ em $z=0$, como requerido.

As raízes de $J_n(x_n a)$ são |

$J_o(x_o a)=0$, quando $(x_o a)=2{,}40;5{,}52;\ldots$

$J_1(x_1 a)=0$, quando $(x_1 a)=3{,}83;7{,}01;\ldots$

....

A partir de $x_n^2=(w^2 u_o \epsilon_o)-(m\pi/L)^2$ e considerando que $w=2\pi F$ e que $f.\lambda_o=(u_o \epsilon_o)^{-1/2}$ e $D=2a$,

$$\text{vem } \lambda_o = \frac{2}{\sqrt{(2 * x_{ns}/\pi D)^2 + (m/L)^2}} \quad (2$$

onde x_{ns} é a $s^{ésima}$ raiz de $J_n(x_n a)=0$

2.3-Carta de modos.

Pela aplicação das condições de contôrno notamos que a cavidade só pode oscilar em freqüências bem definidas. Esses resultados são válidos para cavidades ideais e completamente fechadas. Veremos que cavidades com furos tem comportamento diverso.

Podemos então traçar gráficos das potências possíveis em função das dimensões da cavidade. Diremos que a cada potência corresponde um modo de oscilação definido pelas variáveis n(ordem da função de Bessel), s(ordem do zero da função de Bessel), m(número de $\lambda_g/2$ ao longo da cavidade). Denotaremos TE_{nsm} e TM_{nsm}.

De 2.2 temos:

$$x_n^2 = \omega^2 \mu \epsilon - (m\pi/L) \quad \text{ou} \quad \boxed{\omega/c = \sqrt{x_n^2 + (m\pi/L)^2}} \quad (2.4)$$

$$\text{com } a = D/2 \text{ e } \omega = 2\pi f \qquad \frac{4\pi^2 f^2}{c^2} = \frac{4(x_n a)^2}{D^2} + \frac{m^2 \pi^2 D^2}{D^2 L}$$

$$\text{ou} \quad (4/c^2)(f_{oo}^2 D^2) = 4(x_n a)^2 + m^2 (D/L)^2$$

Para f_{oo} em gigahertz e $c = 3,0 * 10^{10}$ cm/s vem

$$\boxed{(f_{oo} * D)^2 * 10^{-2} = \left[\frac{9}{\pi}(x_n a)^2\right] + \left[\frac{9m^2}{4}(D/L)^2\right]} \quad (2.5)$$

Plotando-se esta equação num gráfico obtemos a carta de modos(figura 2.2).

Os modos TE_{ns0} são impossíveis pois implica na anulação de todos os campos. A intercecção com o eixo das ordenadas corresponde ao comprimento de cavidade(L)infinito, onde todos os modos são possíveis e todos os modos da mesma família (n é o mesmo) têm mesma freqüência de corte. Veja também que TE_{011},TM_{111} ; TE_{012},TM_{112} ;...; estão juntos. Notar que dependendo das dimensões da cavidade o modo dominante é TE_{111} ou TM_{010}(modo usado para aquecimento).

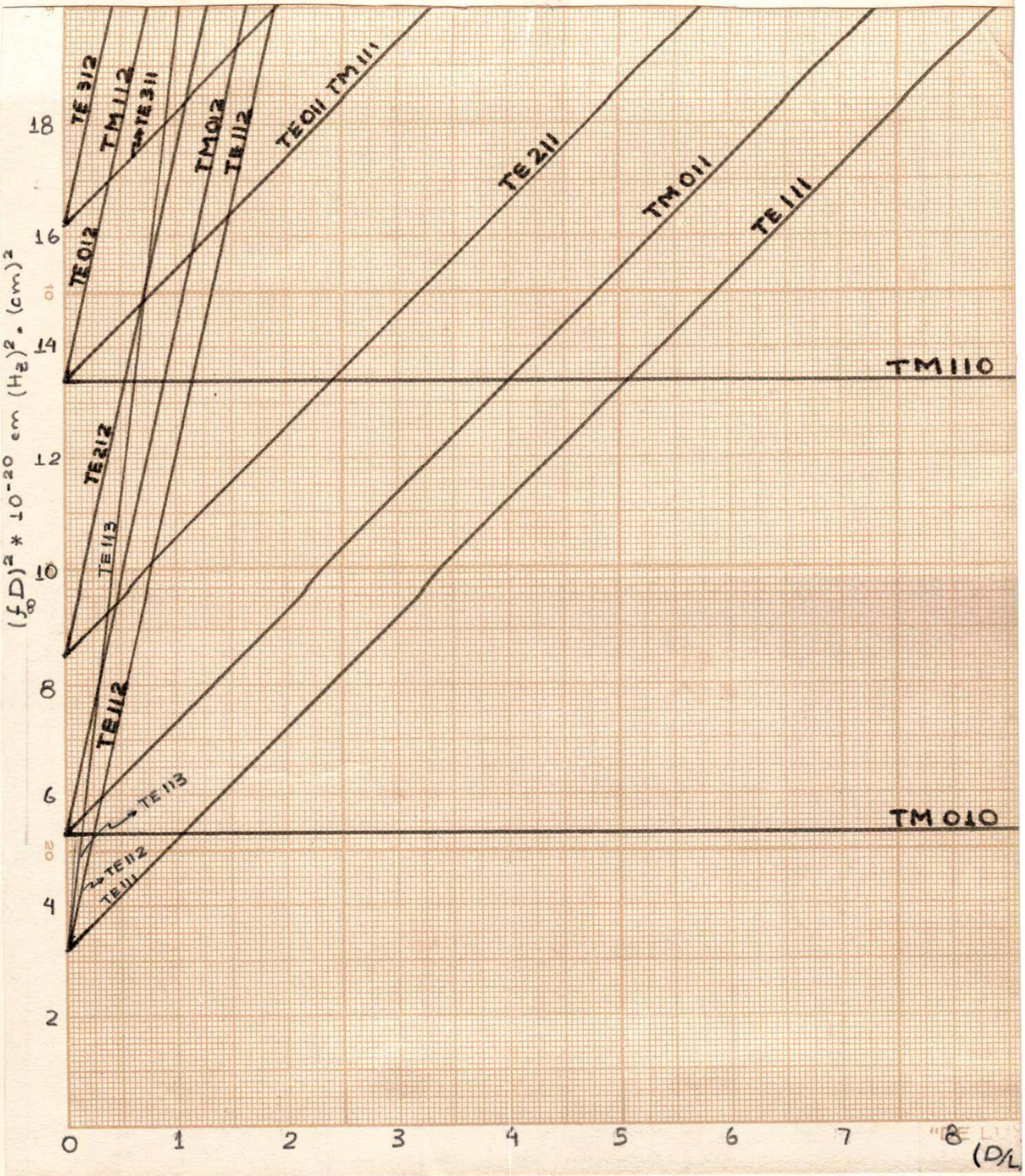


fig. 2.2- Carta de modos das cavidades cilíndricas.

2.4-Carta de modos específica.

Para o nosso problema as cavidades tem sempre o mesmo diâmetro, sendo que o comprimento é variàvel. Podemos traçar um gráfico em que dado o comprimento lemos a freqüência diretamente. Veremos que isto facilita muito o projeto da cavidade, assim como a identificação do modo de ressonância. A equação 2.4 pode ser escrita na forma seguinte :

$$\boxed{f_{oo} = \frac{10}{D}\sqrt{\frac{9\,(x_n a)^2}{\pi^2} + \left(\frac{9 m^2 D^2}{4}\right)\cdot\frac{1}{L^2}}} \qquad (2.6)$$

O gráfico correspondente para D=2,42 cm encontra-se na figura 5.1.

2.5-Estudo do modo TM_{010}

2.5.1-Os campos no modo TM_{010}.

Utilizando-se as equações 2.2 para modos TM vem:

n=0; s=1; m=0;

$x_o^2 = (w^2 \mu \epsilon) - (m\pi/L) \implies x_o = w.\sqrt{\mu_o \epsilon_o}$

campo complexo	campo real
$e_z = J_o(x_o r).e_{zo}$	$E_z = E_{zo}.J_o(x_o r).\cos(wt+\varphi)$
$h_z = 0$	$H_z = 0$
$e_r = 0$	$E_r = 0$
$h_\phi = -(jw\epsilon_o/x_o)J_o'(x_o r).e_{zo}$	$H_\phi = E_{zo}.(w\epsilon_o/x_o)J_o'(x_o r)\,\mathrm{sen}(wt+\varphi)$
$e_\phi = 0$	$E_\phi = 0$
$h_r = 0$	$H_r = 0$

(2.7)

Notar que os únicos campos que existem são E_z e H_ϕ que estão defasados de $\pi/2$ no tempo(não há dissipação de energia) e a razão de seus valores de pico vale

$$(E_{z\ pico}) / (H_{\phi\ pico}) = \sqrt{\mu_0/\epsilon_0}\ \left| J_0(x_0 r) / J_0'(x_0 r) \right| \qquad (2.8)$$

A variação destes campos com o raio r é mostrada na figura 2.3.

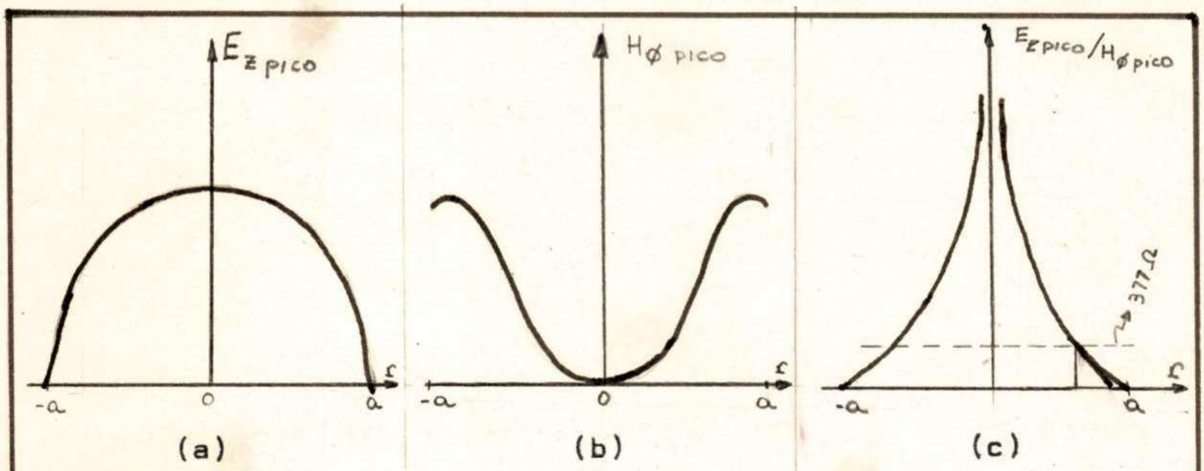


fig.2.3- Os campos no modo TMolo.(a)campo elétrico (b)campo magnético (c)módulo impedância de onda.

2.5.2-Cálculo do circuito equivalente.

Neste parágrafo calcularemos um circuito RLC equivalente da cavidade. Apesar de haver infinitos circuitos possíveis(a cavidade tendo dimensões da ordem do comprimento de onda não é um circuito a parâmetros concentrados),o circuito RLC nos ajuda a compreender o comportamento em freqüência da cavidade.

-energia armazenada no campo elétrico.

-Energia armazenada no campo elétrico

$$W_E = \int_V \frac{\epsilon_0 \vec{E}\cdot\vec{E}}{2}\, dV = \frac{\epsilon_0 L}{2} E_{x_0}^2\, 2\pi \cos^2(\omega t+\varphi)\int_0^a J_0^2(x_0 r).r.dr$$

considere a integral $\int_0^a J_0^2(x_0 r)\, r\, dr = \frac{1}{x_0^2}\int_0^{x_0 a} J_0^2(x)\, x\, dx$

$$= \frac{1}{x_0^2}\left(x^2 \cdot \frac{J_0^2(x)+J_1^2(x)}{2}\right)\Bigg|_0^{x_0 a}$$

ou :

$$\int_0^a J_0^2(x_0 r)\, r\, dr = \frac{a^2}{2} \cdot J_1^2(x_0 a)$$

definindo :

$$\overline{W_E} = \frac{1}{T}\int_0^T W_e\, dt \qquad \text{(valor médio)}$$

vem:

$$\boxed{W_E = E_{z_0}^2\, (\epsilon_0 L/4)\, \pi a^2\, J_1^2(x_0 a)} \qquad (2.9)$$

-Energia armazenada no campo magnético

$$W_H = \int_V \vec{H}\cdot\vec{H}\, \frac{\mu}{2}\, dV = \frac{\mu_0 L}{2} E_{z_0}^2 \left(\frac{\omega\, \epsilon_0}{x_0}\right)^2 \operatorname{sen}^2(\omega t+\varphi)\, 2\pi\int_0^a J_0'^2(x_0 r)\, r\, dr$$

mas temos que :

$$\int_0^a J_0'^2(x_0 r)\, r\, dr = \frac{1}{x_0^2}\left(\frac{x^2\left(J_0^2(x_0 r)+J_1^2(x_0 r)\right)}{2} - x J_0 J_1\right)\Bigg|_0^{x_0 a} = \frac{a^2}{2} J_1^2(x_0 a)$$

ou : $$\boxed{\overline{W}_H = \frac{\mu_0}{2} E^2_{z0} \left(\frac{\omega_0 \epsilon_0}{x_0}\right)^2 \frac{1}{2} \pi a^2 J_1^2(x_0 a)} \qquad (2.10)$$

notando que : $$\mu_0\left(\frac{\omega_0\epsilon_0}{x_0}\right)^2 = \mu\left(\sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}}\right)^2 = \epsilon_0$$

encontramos : $$\boxed{\overline{W}_E = \overline{W}_H}$$

ou seja: para cavidades ideais fechadas a energia armazenada no campo elétrico(valor médio no tempo) é igual a energia armazena da no campo magnético. Veremos que para cavidades "abertas" isto só acontece na ressonância.

-Cálculo das correntes na cavidade.

No interior da cavidade,o campo elétrico E_z vai dar uma corrente de deslocamento na direção z(i_d). Esta corrente varia com r mas é constante em z .A lei de Ampere-Maxwell:"a integral de linha de H_ϕ no círculo de raio r (z=constante) iguala a corrente interna ao círculo" nos dará i_d.

então : $$i_d = 2\pi E_{z0} \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} J'(x_0 r) \,.\, r \,.\, \mathrm{sen}(\omega t + \varphi)$$

A lei da conservação da carga(a corrente total em uma superfície fechada é nula) nos garante que a corrente na superfície curva(com z=constante) é igual à corrente de deslocamento(i_d) no círculo de raio a.

então : $$\boxed{i_c = 2\pi a E_{z0} \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \,.\, J'(x_0 a) \;\; \mathrm{sen}(\omega t + \varphi)} \qquad (2.11)$$

ou : $$i_c \cong 8,65 * 10^{-3} * E_{z0}\, a \;\; \mathrm{sen}(\omega t + \varphi)$$

Na parede plana temos uma corrente radial que varia com r. A condição de contornò :a corrente superficial por unidade de comprimento iguala o campo magnético tangencial, nos fornece o valor desta corrente.

$$i_p = 2\pi r\, E_{z0}\sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}}\; J'(x_0 r)\, \mathrm{sen}(\omega t + \varphi) = i_d$$

Quando r=a temos $i_p = i_c$ conforme esperado.

Notar que não existe sòmente um valor da corrente para calcularmos nosso circuito equivalente. Escolheremos o valor médio quadrático da corrente na parede curva($\overline{i_c^2}$).

$$\boxed{\overline{i_c^2} = 2\pi^2 a^2 E_{z0}^2\, \frac{\epsilon}{\mu}\, J_0'^2(x_0 a)} \qquad (2.12)$$

notar que : $J_0'^2(x_0 a) = J_1^2(x_0 a)$

-**Cálculo da indutância equivalente** (L_{eq})

$$\boxed{L_{eq} = \frac{2\,\overline{W_H}}{\overline{i_c^2}} = \left(\frac{\mu_0}{4\pi}\, L\right) = 1 \text{ milimicro henry/cm}} \qquad (2.13)$$

Para o cálculo da capacitância equivalente precisamos definir uma diferença de potencial(V) entre as paredes planas pois seu valor é qualquer dentro de uma faixa(que vai de zero até um valor máximo). Notar que este fato se deve ao campo elétrico possuir rotacional diferente de zero,ou seja,a integral de linha depende do caminho.(se fizermos a integral do campo elétrico por uma linha contida nas paredes seu valor é zero, ao passo na linha r=0 seu valor é máximo).

-Cálculo do campo elétrico médio

temos : $E_z = E_{z_0} \cdot J_0(x_0 r) \cos(\omega t + \varphi)$

então : $E_z^{med} = E_{z_0} \cdot \cos(\omega t + \varphi) \dfrac{1}{x_0 a} \displaystyle\int_0^{x_0 a} J_0(x)\, dx$

mas $\boxed{x_0 a = 2{,}4048}$ e a integral vale 1,47 donde,

$$\boxed{E_z^{med} = 0{,}613\, E_{z_0} \cos(\omega t + \varphi)} \qquad (2.14)$$

-Cálculo da "voltagem" entre as paredes planas

V_0 =integral de linha do campo médio sôbre a linha z

então : $\overline{V_0} = \overline{E_z^{med}} \cdot L$

e : $$\boxed{\overline{V_0} = \frac{0{,}613}{\sqrt{2}} \cdot E_{z_0} \cdot L} \qquad (2.15)$$

-Cálculo da capacitância equivalente (C_{eq})

$$C_{eq} = \frac{2\,\overline{W_E}}{\overline{V_0^2}} = \frac{2\,(\epsilon_0 L/4)(\pi a^2)\, J_1^2(x_0 a)}{(0{,}613/\sqrt{2})^2 E_{z_0}^2\, L^2}$$

notando que : $\epsilon_0 = \dfrac{1}{c^2 \mu_0}$; $J_1(x_0 a) = 0{,}519$; $D^2 = 4a^2$

vem :

$$\boxed{C_{eq} = \frac{\pi}{(2{,}4)^2\, c^2 \mu_0} \cdot \frac{D^2}{L}} \qquad (2.16)$$

-Cálculo da frequência de ressonância

Sabemos que : $\omega_{00} = \frac{1}{\sqrt{L_{eq} C_{eq}}} \cong \frac{(2,4) * 2 * c}{D}$

Mas da eq. 2.3 para TM_{olo} (n=0;s=1;m=0) temos:

$$\boxed{\omega_{00} = \frac{2\pi c}{\lambda_0} = \frac{2 x_{01} c}{D} = \frac{2 * 2{,}40485 * c}{D}} \quad (2.17)$$

ou seja, nossos valores de L_{eq} e C_{eq} estão coerentes.

---potência perdida num ciclo ($\overline{P_t}$)

temos: $P_t = P_c + P_p$ onde P_c é a potencia perdida na parede curva e P_p é a potencia perdida nas paredes planas. Considerando-se que não existe campo magnético no interior do condutor, a corrente superficial C é dada pelo campo magnético tangencial (H_ϕ). Seja R_s a resistencia superficial do condutor.

então | $\overline{P_c} = R_s \int \overline{C^2}.dS = E^2_{zo}.R_s.(\epsilon_0/\mu_0).J_1^2(x_o a).(2\pi aL/2)$

$$\overline{P_p} = 2*\frac{E^2_{zo}}{2}.R \,.(\epsilon_0/\mu_0)\int_0^a J_1^2(x_o r)2\pi r.dr$$

ou seja, $\overline{P_p} = E^2_{zo}.R_s.(\epsilon_0/\mu_0).J_1^2(x_o a).(2\pi a^2/2)$

finalmente, $\boxed{\overline{P_t} = E^2_{zo}.R_s.(\epsilon_0/\mu_0).J_1^2(x_o a).\pi a.(a+L)}$ (2.18)

-Coeficiente de qualidade descarregado (Q_o)

Quando calculamos a energia perdida nas paredes supusemos que as perdas eram suficientemente pequenas de maneira a não alterar os campos significativamente. Estas perdas vão ser responsáveis pela queda da energia armazenada no tempo. A constante de tempo Q_o é a relação entre a energia armazenada pela energia perdida num ciclo pelo sistema.

Então : $Q_o = \dfrac{\omega_{oo} \overline{W_E}}{\overline{P_t}}$

notando que $R_s = \sqrt{\dfrac{\omega \mu_o}{2\sigma}}$ e que : $(\omega\mu_o/2R_s) = \sqrt{\omega\mu_o\sigma/2} = \dfrac{1}{\delta}$

onde δ é a profundidade de penetração obtemos:

$$\boxed{Q_o = \frac{a L}{\delta (a+L)}} \qquad (2.19)$$

-Resistência série equivalente da cavidade(R).

Definimos : $R = \overline{P_t} / \overline{i_c^2}$

então : $R = \dfrac{R_s (a+L)}{2\pi a} = \dfrac{\delta \omega \mu_o (a+L)}{4\pi a}$

notar que desta maneira : $\boxed{R = \omega_{oo} L / Q_o}$ (2.20)

O valor de R_s e δ dependem da usinagem e do material das paredes da cavidade. Mostraremos como determinar experimentalmente estes valôres. Podemos expressar R como função de σ que é independente da freqüência, o que não acontece com R_s e δ.

$$R = \sqrt{\frac{\omega \mu_o}{2\sigma}} \; \frac{a+L}{2\pi a}$$

2.6-O estudo do modo TM_{01m}

2.6.1-Os campos do modo TM_{olm}

Utilizando-se as equações 2.2 para modos TM vem :

n=0 s=0 m=m

$$\chi_o^2 = (\omega_{oo}^2 \mu_o \epsilon_o) - (m\pi/L)$$

campo complexo	campo real
$e_z = e_{zo} J_o(\chi_o r)\cos(m\pi z/L)$	$E_z = E_{zo} J_o(\chi_o r)\cos(m\pi z/L)\cos(\omega t+\varphi)$
$h_z = 0$	$H_z = 0$
$e_r = -e_{zo}\left(\frac{m\pi}{L\chi_o}\right) J_o'(\chi_o r)\,\mathrm{sen}(m\pi z/L)$	$E_r = -E_{zo}\left(\frac{m\pi}{L\chi_o}\right) J_o'(\chi_o r)\,\mathrm{sen}(m\pi z/L)\cos(\omega t+$
$h_\varphi = -e_{zo}\left(\frac{j\omega\epsilon}{\chi_o}\right) J_o'(\chi_o r)\cos(m\pi z/L)$	$H_\varphi = -E_{zo}\left(\frac{\omega\epsilon}{\chi_o}\right) J_o'(\chi_o r)\cos(m\pi z/L)\,\mathrm{sen}(\omega t+$
$e_\varphi = 0$	$E_\varphi = 0$
$h_r = 0$	$H_r = 0$

Vemos portanto que em relação ao TM_{010} apareceu a componente radial do campo elétrico(E_r) e a variação em z .

O cálculo das perdas na parede é ainda fácil uma vez que só temos H_ϕ .Então o cálculo de Q_o também pode ser feito. A corrente nas paredes curvas varia com z .Isto é possivel devido à componente E_r que fornece uma corrente de deslocamento e a lei "a corrente total que entra em uma superfície fechada é zero"continua válida.

2.6.2-Circuito equivalente modo TM_{olm}; m> 0

-Cálculo da potência perdida num ciclo.

Nas paredes planas o campo H_ϕ é o mesmo que em TM_{010} e então o resultado é o mesmo que em 2.5.2

$$\overline{P}_p = E^2_{zo}\ R_s \left(\frac{\omega\epsilon}{x_o}\right)^2 J_1^2(x_o a)\,(2\pi a^2/2)$$

Nas paredes curvas o campo H^2_ϕ varia com $\cos^2(\frac{m\pi z}{L})$ e então a integral em relação a z dará 1/2.L pois $\int_0^L \cos^2 \frac{m\pi z}{L} dz = \frac{1}{2}L$

Então a potência perdida nas paredes curvas é a metade da potência perdida no modo TM_{010} (desde que a freqüência é a mesma)

$$\overline{P}_c = \frac{1}{2}\ E^2_{zo}\ R_s \left(\frac{\omega\epsilon}{x_o}\right)^2 J_1^2(x_o a)\,(2\pi a L/2)$$

finalmente :

$$\boxed{\overline{P}_t = E^2_{zo}\ R_s \left(\frac{\omega\epsilon}{x_o}\right)^2 J_1^2(x_o a)\ \pi a(a + L/2)} \qquad (2.21)$$

-Cálculo da energia armazenada no campo magnético

Devido ao quadrado de H_ϕ variar com $\cos^2(\ \ )$ o o valor de W_h será metade do calculado para TM_{010} onde H_ϕ não era função de z .

$$\boxed{\overline{W}_H = \frac{1}{2}\left(\frac{\mu L}{2}\right)\left(\frac{\omega_o \epsilon}{x_o}\right)^2 E^2_{zo}\ \frac{1}{2}\ \pi a^2\ J_1^2(x_o a)} \qquad (2.22)$$

-Cálculo do fator de qualidade descarregado(Q_o)

$$\boxed{Q_o = \frac{\omega_{oo}\overline{W}_H}{\overline{P}_t} = \frac{\omega_o \mu}{2R_s}\ \frac{DL}{2(D+L)} = \frac{1}{\delta}\ \frac{DL}{2(D+L)} = \sqrt{\frac{\omega_o \mu_o \sigma}{2}}\ \frac{DL}{2(D+L)}} \qquad (2.23)$$

-Resistência equivalente.

Escolheremos para R o mesmo valor que para TM_{010}

$$\boxed{R = \frac{R_s (D/2 + L)}{\pi D} = \frac{\delta \omega \mu_0 (D/2 + L)}{2\pi D} = \frac{\omega \mu}{2\sigma} \frac{D/2 + L}{\pi D}} \quad (2.24)$$

Notar que uma vez determinado pafa o modo TM_{010} basta medir a freqüência de ressonância para termos R.

-Indutância equivalente.

De $Q_0 = \omega L/R$,vem $L = R\, Q_0/\omega$

ou : $$\boxed{L_{eq} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{(D/2 + L)}{(D + L)} L} \quad (2.25)$$

ou seja agora a indutância equivalente depende do diâmetro (D)e do comprimento da cavidade. Para cavidades longas seu valor é o mesmo que para TM_{010}(neste caso as freqüências de ressonância se aproximam de um mesmo valor).

-Capacitância equivalente

$\omega_0 = 1/\sqrt{LC}$ mas : $\omega_{00} = 2\pi f_{00} = 2\pi c/\lambda_0$

tendo $x_{01} = x_{0a} = 2{,}4048$ e : $$\lambda_0 = \frac{2}{\sqrt{\left(\frac{2 x_{01}}{\pi D}\right)^2 + \left(\frac{m}{L}\right)^2}}$$

ou : $$C = \frac{1}{\omega_{00}^2 L_{eq}}$$

$$\boxed{C = \frac{(D + L)}{\pi^2 c^2 \left[\left(\frac{2 * 2{,}4048}{\pi D}\right)^2 + \left(\frac{m}{L}\right)^2 \right] \mu_0 \,(D/2 + L)\, L}} \quad (2.26)$$

CAPITULO 3 - METODO PARA EXCITAR A CAVIDADE

3.1-ANALISE QUALITATIVA ACOPLADOR PARA MODOS TM_{olm}

Seja dado um guia de ondas excitado no modo TE_{10}
A parede superior do guia(maior dimensão)tem a seguinte configuração de correntes de condução e campos magnéticos junto à superfície(figura 3.1)

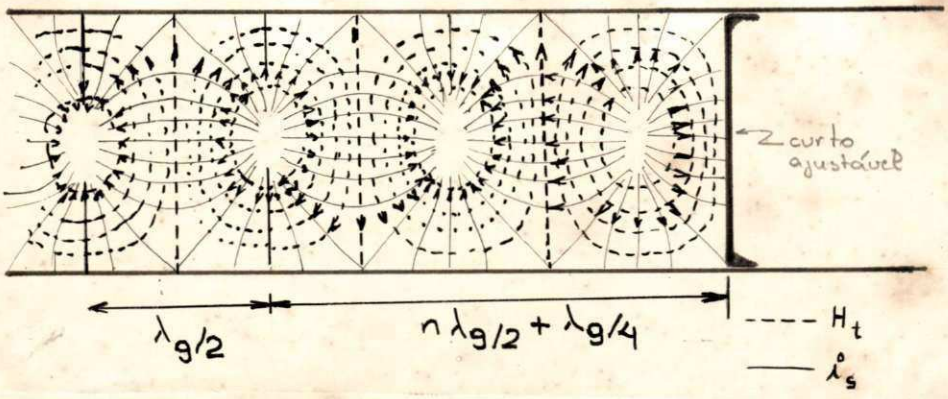


fig. 3.1- Campo magnético tangencial e correntes superficiais num guia retangular com curto,parede superior.

Se fizermos um corte(na parede do guia)perpendicular às linhas de corrente,a corrente tenderá a passar para o lado de fora do guia(parede externa).Essa corrente excitará então campos eletromagnéticos fora do guia e energia será irradiada.Se colocarmos / uma superfície metálica fechada,que contenha o furo,em cima do guia, a energia,não podendo mais ser irradiada,vai ser em parte armazenada e consumida na superfície e em parte devolvida ao guia retangular(energia refletida).

Caso nosso corte(perpendicular às linhas de corrente) seja comprido e fino,e,a espessura da parede do guia for pequena,teremos as linhas de campo magnético na direção da maior dimensão do corte,pois a condição de contôrno diz que os campos magnéticos tangenciais ao condutor são perpendiculares às linhas de corrente(que/ no caso,estão subindo pelas paredes laterais do corte)(ver fig 3.2)

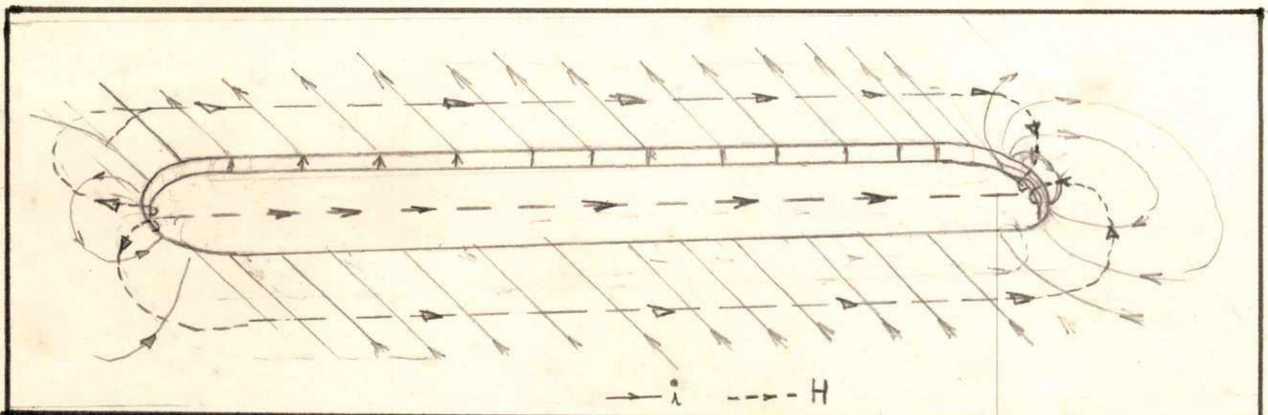


fig.3.2- Correntes e campo magnético próximos a uma ranhura perpendicular às linhas de corrente.

Façamos agora dois cortes no guia retangular como indica a figura 3.3.Este corte tem a direção de $H_z = A.\cos(\pi x/a).e^{-j\beta x}$. Estamos interessados em cortar H_z máximo pois pretendemos extrair a máxima energia possível do guia retangular.Portanto faremos o corte em x=a e a uma distância($\lambda g/4 + n\lambda g/2$) conforme indica a figura 3.3.

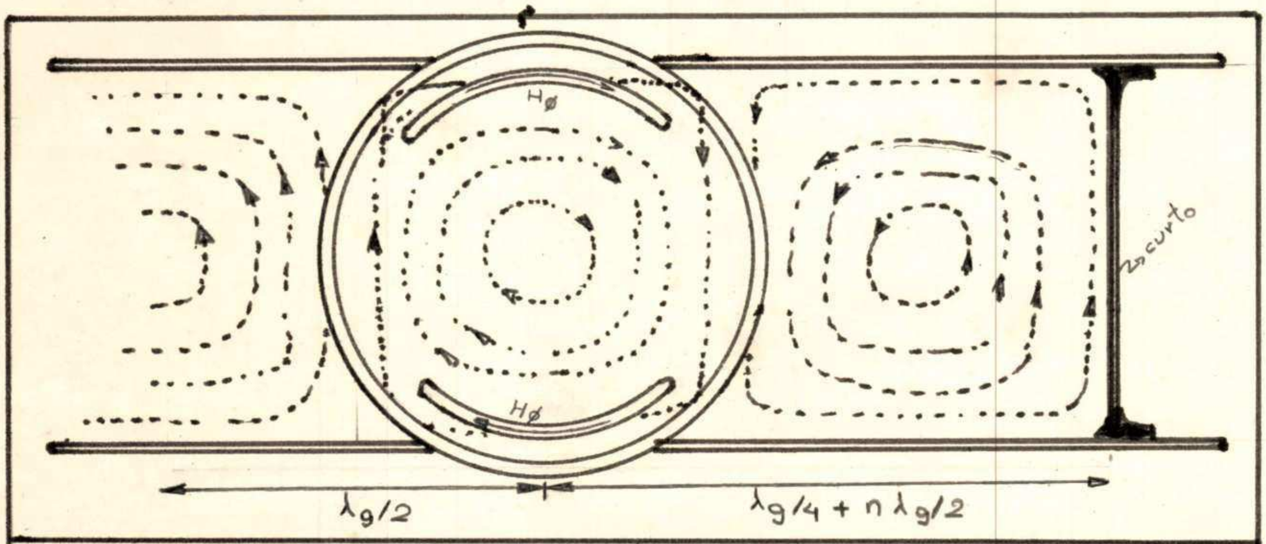


fig.3.3- Acoplador proposto para excitação do modo TM01m da cavidade cilíndrica com guia retangular modo TE10.

Caso a freqüência de trabalho esteja fixada,poderemos construir fendas no sentido de H_x,distanciadas de meio comprimento de onda do guia retangular!($\lambda_g/2$)

Analisaremos agora quais modos de oscilação da cavidade cilíndrica podem ser excitados pelas fendas propostas.

---modo TM_{olm}: este modo pode ser excitado pois possui sòmente H_ϕ e E_r que são independentes de ϕ (ver fórmula 2.). A figura 3.4 ilustra a excitação dêste / modo.

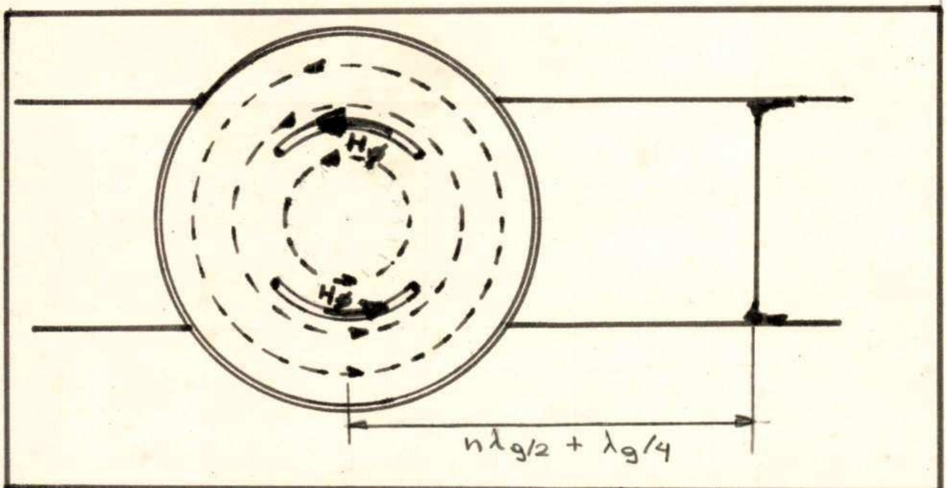


fig.3.4- Excitação do modo TM0lm com o acoplamento proposto.

---modo TM_{11m}: este modo não pode ser excitado pois / os campos magnéticos de dois pontos simétricos em relação ao centro são de mesmo sentido. (fig.3.5.a)

---modo TM_{21m}: pode ser excitado pois campos magnéticos em pontos simétricos ao centro são de sentidos contrários (fig.3.5.b).

---anàlogamente todos os modos TM_{opm} com p par podem ser excitados, e, todos os modos TM_{oim} com n impar não podem ser excitados. A freqüência de ressonância destes modos em geral estão àcima da faixa de operação.

---modo TE_{olm}: este modo não pode, em primeira análise, ser excitado pois sò possui campo magnético radial perto das paredes planas da cavidade (fig.3.5.c).

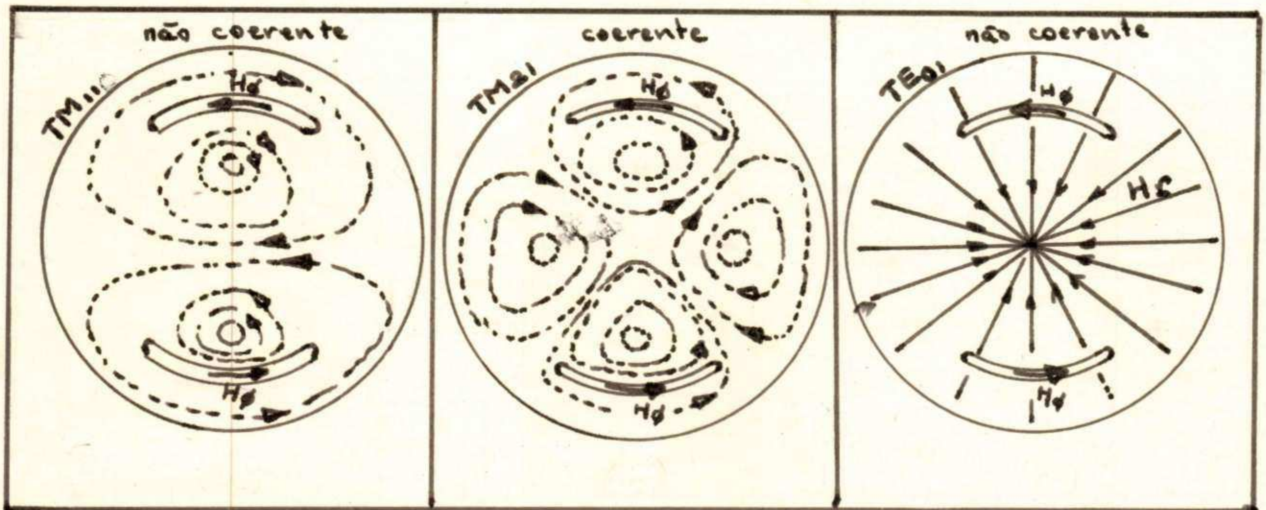


fig3.5- Excitação dos modos da cavidade com o acoplamento proposto. (a)modo TM11m-não é coerente com o acoplamento. (b)modo TM21m- coerente.(c)modo TE01m-não coerente.

---modo TE_{11m}:não pode ser excitado por êste tipo de acoplamento,pois possui,em pontos simétricos em relação ao centro,campos magnéticos com conponentes/ de mesmo sentido na direção Ø. Mesmo assim tentaremos evitar este modo dominante ao projetar as cavidades(ver cap.5).A figura 3.6.a mostra as linhas / de campo para êste modo.

---modo TE_{21m}:é possivel excitar-se êste modo conforme mostra a 3.6.b.

Não analisaremos modos mais altos pois podem ser evitados em virtude de suas altas frequencias de ressonância.

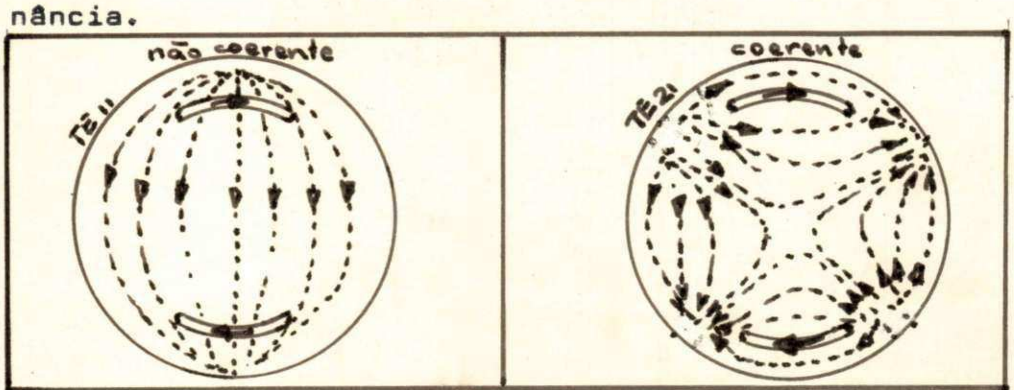


fig.3.6-Excitação dos modos:(a)TE11m-não coerente; (b)TE21m-coerente.

CAPITULO 4 -ANALISE DO CIRCUITO EQUIVALENTE

4.1-Introdução

Sabemos de 2.5 que o modo TM_{olo} possui campo elétrico máximo no eixo central da cavidade($r=0$).Este campo pode ser utilizado para aquecimento de líquidos ou secagem de fibras sintéticas.O esboço do equipamento está na figura 4.1.A potência fornecida pelo gerador é transmitida aos guias retangulares através de um T mágico e dos guias às cavidades pelos acopladores descritos no capítulo 3.Essa energia é consumida no aquecimento do material que fica dentro de um tubo de vidro de baixíssima condutidade e resistente ao calor.

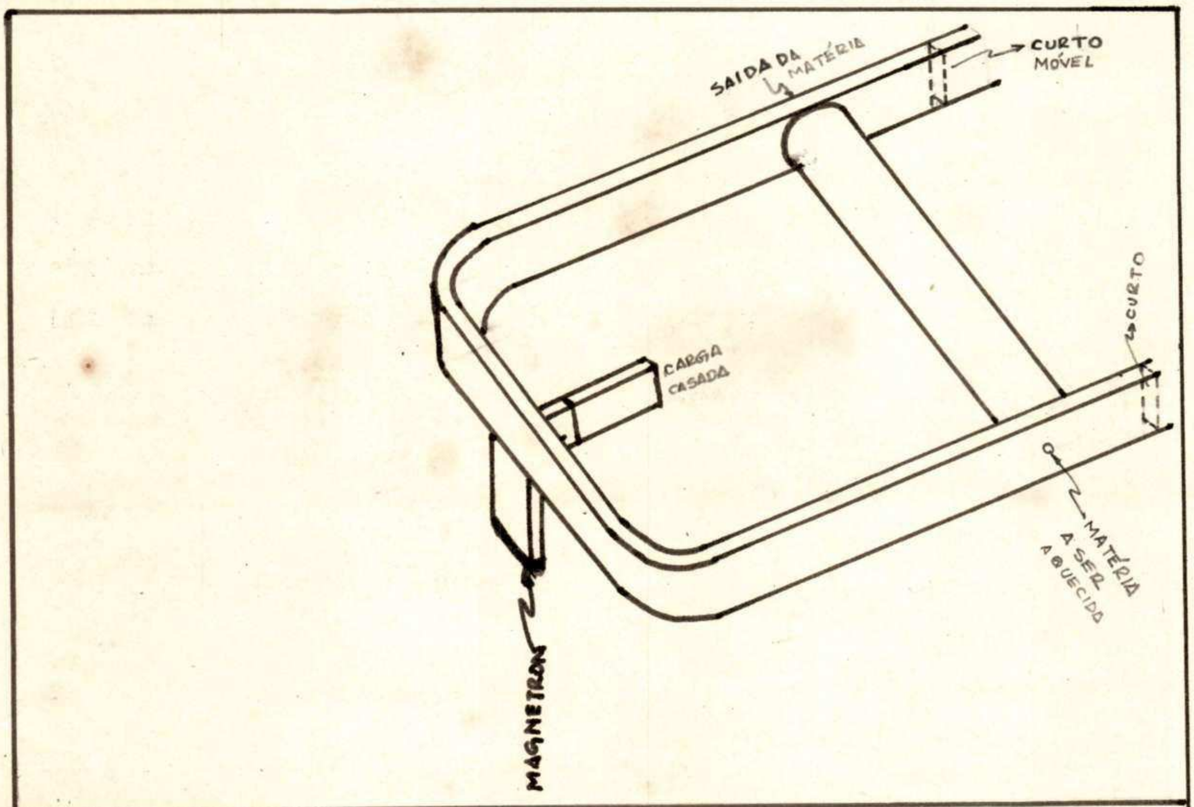


fig.4.1- Desenho da montagem do circuito de aquecimento.

Já vimosque para o modo TM_{010} podemos calcular um circuito equivalente RLC que represente a cavidade cilíndrica. Sabemos também que o guia de ondas retangular pode ser representado por uma linha de transmissão de impedância Z_o qualquer que faremos igual a 1. Então se pudermos achar um circuito que represente o acoplamento guia-cavidade saberemos determinar os parâmetros de cada cavidade e cada acoplamento através de medidas da frequencia de ressonância,VSWR(na ressonância),e faixa de 3 db.

Não existe ainda análise teórica para acoplamentos/ como o que vamos usar.O fato da ranhura ter formato circular e as linhas do campo magnético tangencial no guia retangular não serem circulares vai provocar uma modificação sensível na configuração do campo do guia retangular perto da ranhura.Essa modificação depende da abertura da ranhura,de seu comprimento de uma forma complicada.Outro efeito importante é a modificação / da configuração de campos no interior da cavidade. Este efeito vai depender de forma complicada do diâmetro,comprimento,dielétrico e resistência superficial da cavidade além de parâmetros do acoplamento.

4.2-Circuito proposto para o acoplamento

Seja um capacitor de placas paralelas circulares de capacitância C_o. Se fizermos um rasgo em uma das placas sabemos que a capacitância vai variar devido a mudança da área e o efeito das pontas.A diminuição da área tende a diminuir a capacitância e o poder das pontas a aumentar. Nas medidas experimentais notamos que para nossa cavidade houve diminuição de freqüência ou seja aumento da capacitância calculada em 2.5.2 com a confecção da ranhura na parede plana da cavidade. Este aumento foi tanto maior quanto maior a ranhura e menor a cavidade.

O efeito do aumento da capacitância acarreta a diminuição da freqüência de ressonância da cavidade. Seja C_o a capacitância da cavidade sem ranhura e seja C a capacitância com a ranhura.

Temos: $\omega_o^2 = 1/L_o C_o$ (freq. de ressonância sem ranhura)

$\omega^2 = 1/L_o C$ (" " " " com " ")

$$\therefore \Delta C = C - C_o = \frac{1}{\omega^2 L_o} - \frac{1}{\omega_o^2 L_o}$$

ou com os resultados do parágrafo 2.5.2 podemos chegar a:

$$\boxed{\Delta C = \left(\frac{25}{f^2 L}\right) - \left(\frac{4{,}8 * 10^{-2} D^2}{L}\right)} \qquad \begin{array}{l} \Delta C \rightarrow pF \\ L \rightarrow cm \\ D \rightarrow cm \\ f \rightarrow GHz \end{array} \quad (4.1)$$

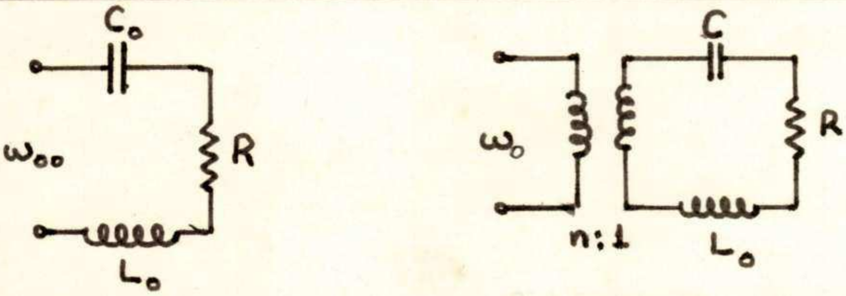
que nos dá o acréscimo de capacitância em função da freqüência medida e das dimensões da cavidade.

Afora o efeito do abaixamento da freqüência, o efeito mais importante do acoplamento é mudar, a medida que aumenta o comprimento da ranhura, a configuração de campos no guia retangular. Este efeito é muito importante pois, quando na ressonância da cavidade, a relação entre o campo elétrico e magnético no / guia retangular for coerente com a relação entre os campos na cavidade, tôda a energia do guia retangular vai ser transmitida à cavidade. Dizemos então que o acoplamento é crítico.

Caso não exista a coerência entre os campos, uma parte da energia é refletida pela cavidade e diremos que o acoplamento é subcrítico ou sôbrecrítico conforme a impedância refletida da cavidade seja maior ou menor que a do guia.

Podemos fixar uma impedância unitária para o guia / retangular (Z_o=1) uma vez que ela é arbitrária devido ao fato de ser impossível achar sòmente uma voltagem èntre dois pontos (a $\int \vec{E}.\vec{dl}$ depende do caminho).

Podemos representar o acoplamento,quanto à absorção ou reflexão de energia pela cavidade,por um tranformador (1:n) tal que,na ressonância,para acoplamento crítico,a impedância R da cavidade refletida no guia retangular ($R.n^2$) é igual a impedância do guia retangular(Z_0=1). Temos então o circuito equivalente da cavidade e acoplamento comforme a figufa 4.2.



cavidade cavidade com acoplamento

valôres para TM_{010}

$\omega_{oo} = 2 * 2{,}4048 * c / \pi D$

$C_o = \pi D^2 / (2{,}4048)^2 c^2 \mu_o L$

$L_o = \mu L / 4\pi$

R,n,ω ,C, a determinar experimentalmente

fig.4.2- Circuito equivalente da cavidade e da cavidade com 1 acoplamento(cavidade de 1 acesso).

4.3- Circuito equivalente do conjunto*cavidade-guia

Pretendemos neste parágrafo analisar as condições de reflexão ou transmissão de energia do gerador para a cavidade na montagem mostrada na figura 4.1.

Considerando-se o guia como uma linha de transmissão e observando-se a figura 3.3 vemos que a parte do guia /

que tem o curto pode ser considerada como uma linha de transmissão curto-circuitada de comprimento $n\lambda_g/2+\lambda_g/4$. Notar também que na ressonância ajustamos o curto de maneira que no acoplamento sempre temos um máximo de campo magnético na direção z (H_z=max.) e que consequentemente o campo elétrico E_y no centro do guia (para o mesmo valor de z) também é máximo ou seja, neste ponto, onde está o acoplamento, temos um máximo de voltagem (a prova do medidor de VSWR mede o campo E_y).

Mostraremos isto matemàticamente.

Sabemos que $H_z = A \cos \frac{\pi x}{a} \, e^{-j\beta z}$

no acoplamento (canto do guia) $x=a \,;\, z=0 \Rightarrow H_z = A$ (max.)

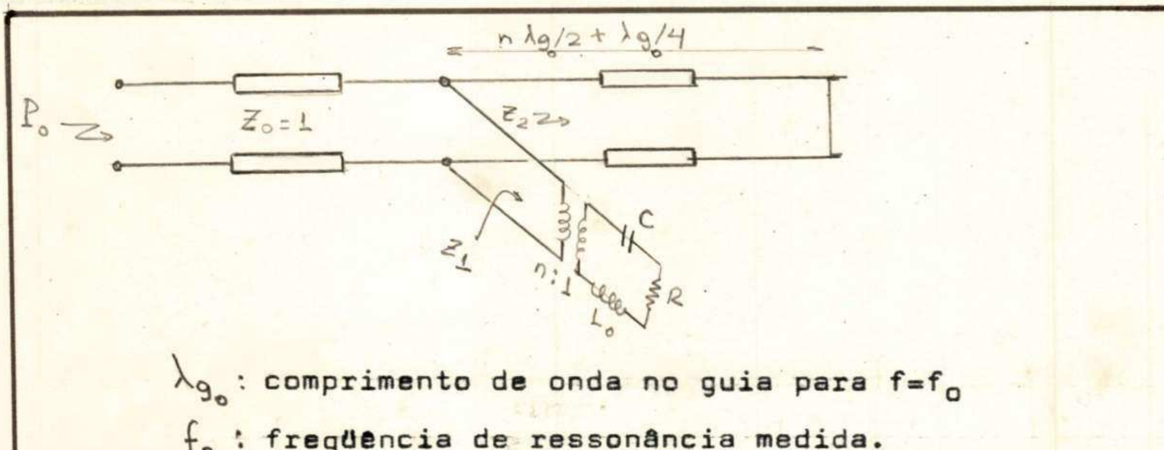
mas $E_y = -jAZ_R \frac{\beta}{k_0} \operatorname{sen} \frac{\pi x}{a} \, e^{-j\beta z}$

portanto no acoplamento, no centro do guia $x=a \,;\, z=0$

$$\Rightarrow E_y = -jAZ_h \frac{\beta}{k_0} \text{ (máximo)}$$

Podemos então agora propor o circuito equivalente / da montagem com a cavidade sem dielétrico; ver figura 4.3.

Notar que para este circuito, fora da ressonância (cavidade dessintonizada), tôda a energia é refletida para o gerador, pois a cavidade está funcionando como circuito aberto. Notar também que o transformador é n:1 pois R é da ordem de milésimos de ohm.



λ_{g_0} : comprimento de onda no guia para $f=f_0$

f_0 : freqüência de ressonância medida.

fig.4.3- Circuito equivalente do conjunto guia-cavidade de um acesso.

4.4- Análise e simplificação do circuito

Seja Z_l a impedância da cavidade vista pelo guia de ondas.

A impedância do circuito RLC vale: $Z = R + j(\omega L_o - 1/\omega C)$

onde a freq. de ressonância é dada por: $\omega_o = 1/\sqrt{L_o C}$

então: $Z = R + j\,\omega_o L(\omega/\omega_o - \omega_o/\omega) = R\left[1 + j\,Q_o\left(\frac{\omega}{\omega_o} - \frac{\omega_o}{\omega}\right)\right]$

onde $\omega_o L/R$ é o coeficiente de qualidade descarregado da cavidade (Q_o)

Como nosso valor de Q_o é alto, podemos considerar o comportamento da impedância sòmente para valôres próximos da freqüência de ressonância e fazer certas aproximações:

$$\frac{\omega}{\omega_o} - \frac{\omega_o}{\omega} = \frac{\omega_o + \delta\omega}{\omega_o} - \frac{\omega_o}{\omega_o + \delta\omega}$$

$$= \frac{\omega_o^2 + 2\omega_o\,\delta\omega + (\delta\omega)^2 - \omega_o^2}{\omega_o(\omega_o + \delta\omega)}$$

$$\frac{\omega}{\omega_o} - \frac{\omega_o}{\omega} = \frac{2\,\delta\omega}{\omega_o}\;\frac{1 + \delta\omega/2\omega_o}{1 + \delta\omega/\omega_o}$$

A última expressão, quando $|\delta\omega/\omega_o|$ é bem menor que a unidade, pode ser dada aproximadamente por $2\,\delta\omega/\omega_o$. Assim para $\delta\omega/\omega_o = 0{,}05$, representando 5% de desvio da frequencia de resso-nância, o êrro na aproximação é de 2,5%, enquanto para 1% de desvio é cerca de 0,5% .

$$\therefore \boxed{Z \simeq R\left[1 + j\,2\,Q_o\,\delta\omega/\omega_o\right]} \qquad (4.2)$$

A impedância Z_l vista pelo guia vale;

$$Z_1 = n^2 Z = n^2 R\left[1 + j\,2\,Q_o\,\delta\omega/\omega_o\right]$$

e

$$\boxed{Y_1 = 1/Z_1 = 1/n^2 R\left[1 + j\,2\,Q_o\,\delta\omega/\omega_o\right]} \qquad (4.3)$$

Estudaremos agora a admitância $Y_2 = 1/Z_2$ do pedaço de guia em curto(tôco).

Sabemos que: $Z_2 = j Z_o \tan \beta l$ onde: $\begin{cases} l = n\lambda_{g_o}/2 + \lambda_{g_o}/4 \\ \beta = 2\pi/\lambda_g \end{cases}$

ou: $Y_2 = -j Y_o \operatorname{cotg} \beta l$ onde: $Z_o = Y_o = 1$

Temos:

$$\beta l = \frac{2\pi}{\lambda_g} \cdot \left(n\lambda_{g_o}/2 + \lambda_{g_o}/4 \right)$$

na ressonância:

$$\beta_o l = \frac{2\pi}{\lambda_{g_o}} \left(n\lambda_{g_o}/2 + \lambda_o/4 \right) = (n\pi + \pi/2)$$

mas:

$$\beta l = l \sqrt{\omega^2 \mu_o \epsilon_o - (\pi/a)^2}$$

$$\beta l = l \sqrt{(\omega_o + \delta\omega)^2 \mu_o \epsilon_o - (\pi/a)^2}$$

$$\beta l = l \sqrt{\omega_o^2 (1 + \delta\omega/\omega_o)^2 \mu_o \epsilon_o - (\pi/a)^2}$$

$$\beta l \cong l \sqrt{\omega_o^2 \mu_o \epsilon_o (1 + 2\delta\omega/\omega_o) - (\pi/a)^2}$$

fazendo:

$$K_o^2 = \omega_o^2 \mu_o \epsilon_o$$

e vendo que : $\beta_o^2 = \omega_o^2 \mu_o \epsilon_o - (\pi/a)^2$

vem : $\beta l \cong l \sqrt{\beta_o^2 + K_o^2 \, 2\delta\omega/\omega_o}$

$$\beta l \cong \beta_o l \sqrt{1 + \frac{K_o^2}{\beta_o^2} \frac{2\delta\omega}{\omega_o}}$$

$$\boxed{\beta l \cong \beta_o l \left[1 + \frac{K_o^2}{\beta_o^2} \frac{\delta\omega}{\omega_o} \right]} \qquad (4.4)$$

ou : $\beta \ell = (n\pi + \pi/2)\left[1 + \dfrac{K_o^2}{\beta_o^2}\dfrac{\delta\omega}{\omega_o}\right]$

$$\cot g\,\beta\ell = \cot g\left[(n\pi + \pi/2) + (n\pi + \pi/2)\frac{K_o^2}{\beta_o^2}\frac{\delta\omega}{\omega_o}\right]$$

mas, $\cot g\left((n\pi + \pi/2) + a\right) \simeq a$ quando $a \ll 1$.

$$\therefore \quad \cot g\,\beta\ell \simeq -(n\pi + \pi/2)\frac{K_o^2}{\beta_o^2}\frac{\delta\omega}{\omega_o}$$

e $\quad Y_2 = -j\cot g\,\beta\ell \simeq j(n\pi + \pi/2)\dfrac{K_o^2}{\beta_o^2}\dfrac{\delta\omega}{\omega_o}$

fazendo : $\quad K_2 = (n\pi + \pi/2)\dfrac{K_o^2}{\beta_o^2}\dfrac{1}{\omega_o}$

vem : $\quad \boxed{Y_2 = j\,K_2\,\delta\omega} \qquad (4.5)$

Seria o efeito do curto desprezível? Para sabermos isto devemos comparar como variam Y_1 e Y_2 em função do desvio de freqüência. Se a variação de Y_1 for bem maior que a variação de Y_2, o efeito do curto pode ser desprezado com pequenas variações de frequencia,ao redor da ressonância.

Sabemos que : $\quad Y_1 = \dfrac{1}{R\left(1 + j\dfrac{2Q_o}{\omega_o}\delta\omega\right)n^2} = \dfrac{1 - j\,2Q_o\,\delta\omega/\omega_o}{n^2R\left(1 + 4Q_o^2\,\delta\omega^2/\omega_o^2\right)}$

e que : $\quad Re[Y_1] = 1/n^2R\left(1 + 4Q_o^2\,\delta\omega^2/\omega_o^2\right)$

$$Im[Y_1] = -\left(2Q_o\,\delta\omega/\omega_o\right)/n^2R\left(1 + 4Q_o^2\,\delta\omega^2/\omega_o^2\right)$$

A parte imaginária de Y_1 vai ser somada à admitância do tôco para sabermos a parte imaginária da admitância do conjunto.

Comparemos os dois valores :

$$\boxed{\frac{\mathrm{Im}(y_1)}{y_2} = \frac{-j\,\dfrac{2Q_0}{\omega_0}\,\delta\omega}{n^2 R\left(1+\dfrac{4Q_0^2}{\omega_0^2}\,\delta\omega^2\right)\cdot j(n\pi+\pi/2)\,\dfrac{k_0^2}{\beta_0^2}\,\dfrac{1}{\omega_0}}} \qquad (4.6)$$

Para valores típicos : $Q_0 > 10^3$

$\omega_0 \simeq 2\pi * 9 * 10^9$ hertz

$n^2 R = \mathrm{VSWR} < 20$

$\delta\omega < 0{,}05\ \omega_0$ (5%)

$(n\pi + \pi/2) < 10$

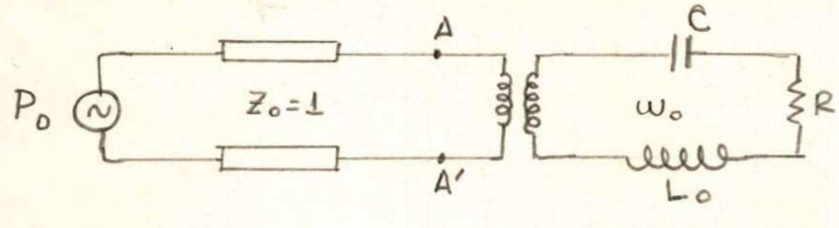
$\dfrac{k_0^2}{\beta_0^2} < 3$

vem :

$$\boxed{\left|\frac{\mathrm{Im}(y_1)}{y_2}\right| > 10^6} \qquad (4.7)$$

ou seja; podemos na prática desprezar totalmente o efeito do curto desde que o desvio de freqüencia em relação à freqüencia de ressonância seja pequeno.

Portanto o conjunto cavidade-guia pode ser representado pelo circuito equivalente da figura 4.4.



$L_0 =$

fig.4.4- Circuito equivalente simplificado do conjunto guia-cavidade de um acesso.

4.5-Determinação dos parâmetros da cavidade e acoplamento

4.5.1: Introdução

Nêste parágrafo mostraremos que a cavidade e o acoplamento ficam completamente determinados ao medirmos as suas / dimensões, freqüência de ressonância, VSWR na ressonância e a faixa de freqüência em que a energia armazenada cai à metade.

Seja U a energia armazenada no circuito e P a potência dissipada por radiano nas várias partes do circuito. Podemos definir o coeficiente de qualidade carregado Q_L

$$Q_L = U/P = \frac{\frac{1}{2} L i^2 * \omega_0}{\frac{1}{2} R i^2 + \frac{1}{2} i^2 \frac{Z_0}{n^2}}$$

$$Q_L = \frac{\omega_0 L}{(R + 1/n^2)} = \frac{\omega_0 L}{R\left(1 + \frac{1}{n^2 R}\right)}$$

definindo : $\boxed{\beta = 1/n^2 R}$ (4.8)

e vendo que: $Q_0 = \omega_0 L/R$

vem : $\boxed{Q_L = Q_0/1+\beta}$ (4.9)

Chamaremos Γ o coeficiente de reflexão no ponto AA' da figura 4.5. Então,

$$\boxed{\Gamma = \frac{Z_1 - Z_0}{Z_1 + Z_0}} \qquad (4.10)$$

Chamaremos S o VSWR no guia retangular.

4.5.2- Cálculo do coeficiente de reflexão

Usando as fórmulas 4.2 e 4.10 temos :

$$\Gamma = \frac{n^2 R(1 + 2j\, Q_0\, \delta\omega/\omega_0) - 1}{n^2 R(1 + 2j\, Q_0\, \delta\omega/\omega_0) + 1}$$

$$\Gamma = \frac{1 + 2j\, Q_o\, \delta\omega/\omega_o - \beta}{1 + 2j\, Q_o\, \delta\omega/\omega_o + \beta} * \frac{(1+\beta) - j\, 2\, Q_o\, \delta\omega/\omega_o}{(1+\beta) - j\, 2\, Q_o\, \delta\omega/\omega_o}$$

fazendo : $x = 2\, Q_o\, \delta\omega/\omega_o$

vem : $$\Gamma = \frac{(1-\beta)(1+\beta) - j x (1-\beta) + j x (1+\beta) + x^2}{(1+\beta)^2 + x^2}$$

ou : $$\boxed{\Gamma = \frac{(1-\beta^2+x^2) + 2 j x \beta}{\left[(1+\beta)^2 + x^2\right]}} \qquad (4.11)$$

4.5.3- Cálculo da potência absorvida

Seja P_a a potencia absorvida pela cavidade e P_o a potência do gerador. Então temos :

$$P_a = P_o * [1 - |\Gamma|^2]$$

mas : $$1 - |\Gamma|^2 = \frac{\left[(1+\beta)^2 + x^2\right]^2 - \left[(1-\beta^2+x^2)^2 + 4x^2\beta^2\right]}{\left[(1+\beta)^2 + x^2\right]^2}$$

numerador = $(1+\beta)^4 + \cancel{x^4} + 2x^2(1+\beta)^2 - 1 - \beta^4 - \cancel{x^4} + 2\beta^2 - 2x^2 - 2x^2\beta^2 + 4x^2\beta^2$

numerador = $(1+\beta^2+2\beta)^2 + 2x^2(1+\beta^2+2\beta) - 1 - \beta^4 + 2\beta^2 - 2x^2 - 2x^2\beta^2$

numerador = $\cancel{1} + \cancel{\beta^4} + 4\beta^2 + 2\beta^2 + 4\beta + 4\beta^3 + \cancel{2x^2} + \cancel{2x^2\beta^2} + 4x^2\beta - \cancel{1} - \cancel{\beta^4} +$

$+ 2\beta^2 - \cancel{2x^2} - \cancel{2x^2\beta^2}$

ou :

$$P_A = \frac{[8\beta^2 + 4\beta^3 + 4\beta + 4x^2\beta]\; P_o}{[(1+\beta)^2 + x^2]^2}$$

$$P_A = \frac{4\beta\,[(\beta+1)^2 + x^2]\; P_o}{[(\beta+1)^2 + x^2]^2}$$

$$P_A = P_o\,\frac{4\beta}{(1+\beta)^2 + 4Q_o^2\left(\frac{\delta\omega}{\omega_o}\right)^2}$$

$$\boxed{P_A = P_o\,\frac{4\beta}{(1+\beta)^2\left\{1 + \frac{4Q_o^2}{(1+\beta)^2}\left(\frac{\delta\omega}{\omega_o}\right)^2\right\}}} \qquad (4.12)$$

Portanto a energia absorvida na cavidade é máxima para $\beta = 1$ (acoplamento crítico) e para $\delta\omega = 0$ (ressonância).

A medida que variamos a freqüência a potência absorvida pela cavidade diminui. É possível medir experimentalmente o desvio de freqüência para esta potência cair à metade. Este desvio nos vai dar condições para calcular o Q_L do circuito.

Quando P_A cai à metade temos :

$$\frac{4Q_o^2}{(1+\beta^2)}\left(\frac{\delta\omega}{\omega_o}\right)^2 = 1$$ onde $\delta\omega \Longrightarrow P_A$ cai à metade

ou $$\boxed{\frac{\omega_o}{2\delta\omega} = \frac{Q_o}{(1+\beta)} = Q_L} \qquad (4.13)$$

Isto mostra que o coeficiente de qualidade carregado é uma medida da absorção de potência proveniente de uma fonte de potência constante. Se for possível medir a potência absorvida sem carregar significativamente a cavidade ,a faixa($2\delta\omega$) em que P_a cai de 3 db,juntamente com f_o, nos dará o fator de qualidade carregado(Q_L). além disso se for possível medir a potência absorvida na ressonância,a cavidade pode ser completamente resolvida (P_o é suposto conhecido).

No entanto,não é desejável inserir provas ou loops na cavidade pois haverá alteração,em geral,dos parâmetros devido a alteração provocada nos campos do interior da cavidade.

Consequentemente é vantajoso o comportamento em freqüência da potência refletida,que é fàcilmente medida usando um acoplador direcional.

4.5.4- Potência refletida

Chamemos P_r a potencia refletida para o gerador pêla cavidade. Temos ;

$$P_r = P_o - P_A$$

$$P_r = P_o \left\{ 1 - \frac{4\beta}{(1+\beta)^2\left[1 + \frac{4Q_o^2}{(1+\beta)^2}\left(\frac{\delta\omega}{\omega_o}\right)^2\right]} \right\}$$

Longe da ressonância temos : $P_r = P_o$

Na ressonância temos : $P_r = P_o \left\{ 1 - \dfrac{4\beta}{(1+\beta)^2} \right\}$

A queda de potência é : $\Delta P_r = \dfrac{4\beta}{(1+\beta)^2}$

Metade da queda de potência é : $\frac{\Delta P_r}{2} = \frac{4\beta}{(1+\beta)^2\{1+1\}}$

e isto ocorre quando : $1 = \frac{4 Q_o^2\, \delta\omega^2}{(1+\beta)^2 \omega_o^2}$

ou seja : $$\boxed{\frac{\omega_o}{2\delta\omega} = \frac{Q_o}{(1+\beta)} = Q_L} \quad (4.14)$$

Portanto a faixa de frequencia para a qual temos metade da queda de potência total, juntamente com a freqüência de ressonância, nos dará o fator de qualidade (Q_L) do circuito.

A potência refletida na ressonância é : $P_{r_o} = P_o \left|\frac{1-\beta}{1+\beta}\right|^2$

Na figura 4.5 está esquematizado o conportamento em freqüência da potência refletida, e, na figura 4.6 o da potência absorvida:

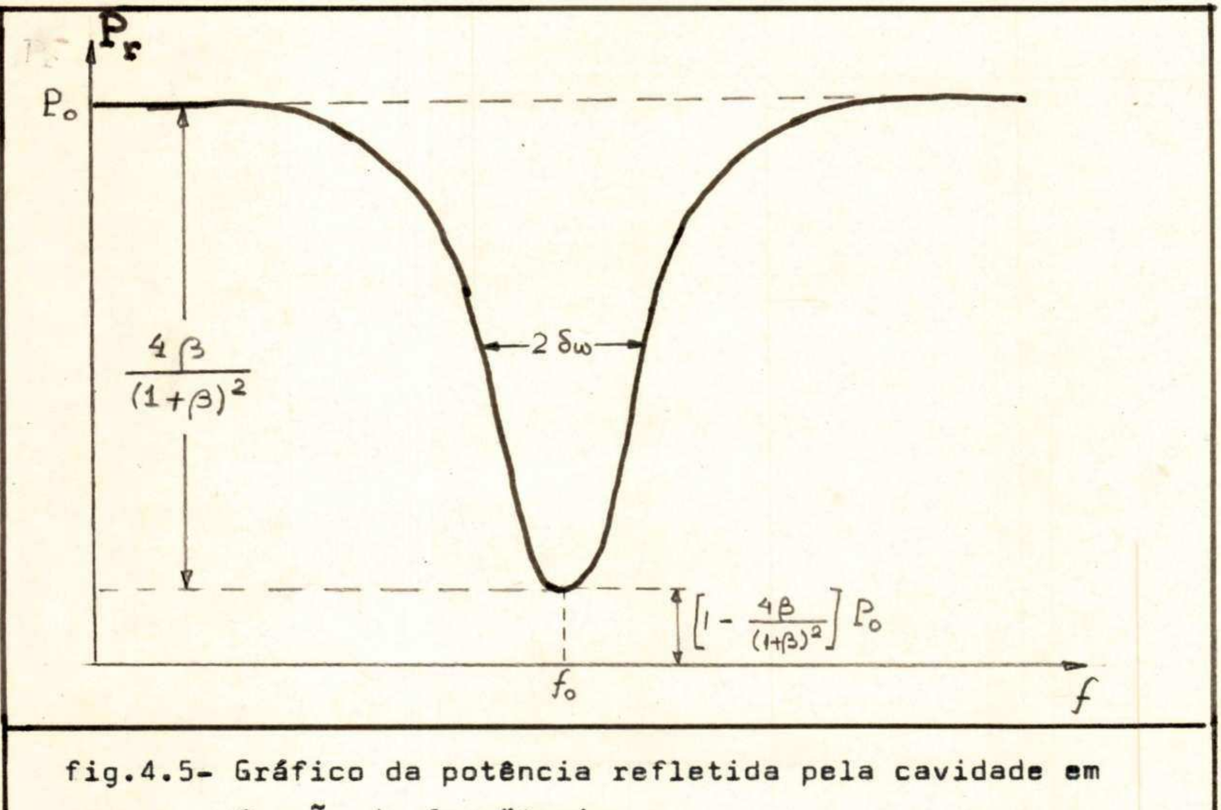


fig.4.5- Gráfico da potência refletida pela cavidade em função da freqüência.

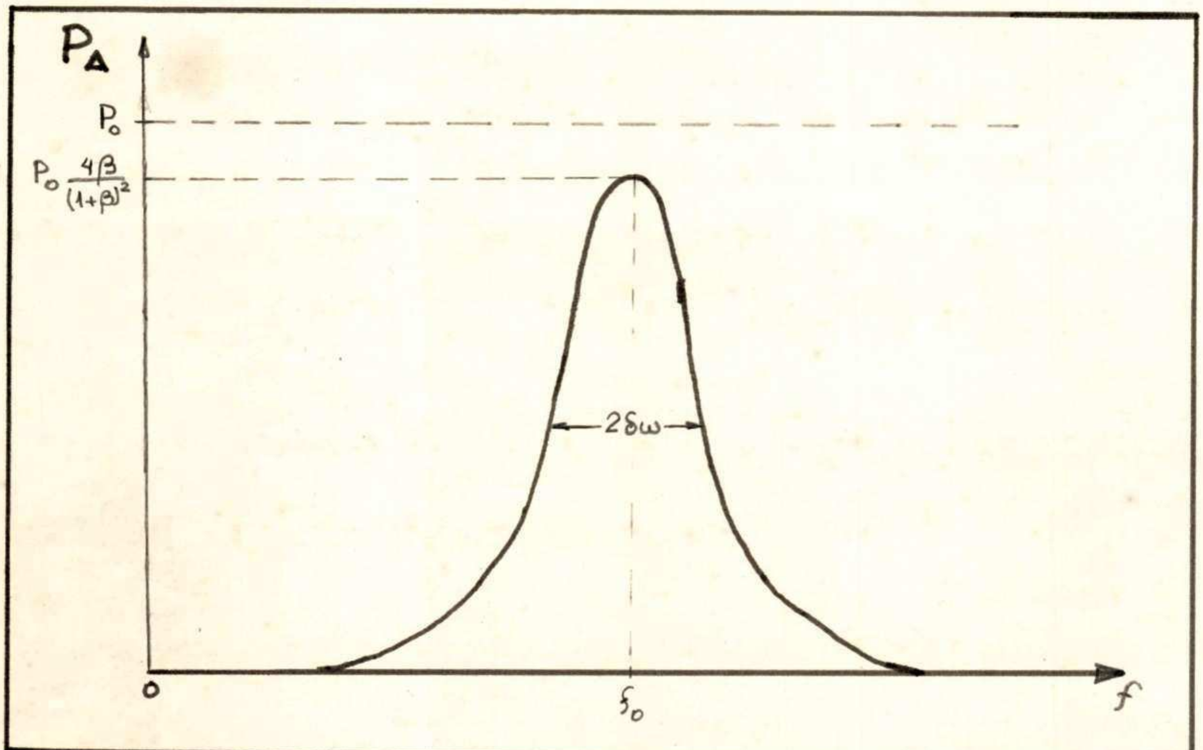


fig.4.6- Gráfico da potência absorvida na cavidade de um acesso em função da freqüência.

4.5.5-Coeficiente de onda estacionária no guia.

Temos : $$S = \frac{1 + |\Gamma|}{1 - |\Gamma|}$$

$$\boxed{S = \frac{(1+\beta)^2 + x^2 + \sqrt{(1-\beta^2+x^2)^2 + 4x^2\beta^2}}{(1+\beta)^2 + x^2 - \sqrt{(1-\beta^2+x^2)^2 + 4x^2\beta^2}} \quad \text{com } \beta = \frac{1}{n^2 R}} \qquad (4.15)$$

Na ressonância $x=0$, e notando que $0<\beta<\infty$ e $S>1$ podemos escolher o sinal da raiz e temos :

$$S_o = \frac{2(1+\beta)}{2\beta(1+\beta)} = \frac{1}{\beta} \quad \text{quando } \beta<1 \quad \text{(subcrítico)}$$

$$S_o = \frac{2\beta(1+\beta)}{2(1+\beta)} = \beta \quad \text{quando } \beta>1 \quad \text{(sobrecrítico)} \qquad (4.16)$$

4.5.6-Cálculo do fator de acoplamento(β)

Uma vez conhecido VSWR na ressonância basta sabermos o tipo de acoplamento(sub ou sôbrecrítico)para determinarmos β .

Sabemos de 4.5.2 que o coeficiente de reflexão

$$\boxed{\Gamma = \frac{(1-\beta^2+x^2)+2jx\beta}{[(1+\beta)^2+x^2]}} \tag{4.17}$$

Na ressonância : $\Gamma_0 = \dfrac{(1-\beta^2)}{(1+\beta^2)}$,ou seja,

Γ é real;se $\beta<1$ (subcrítico) $\Gamma_0>0$;se $\beta=1$ (crítico) $\Gamma_0=0$; se $\beta>1$ (sobrecrítico) $\Gamma_0<0$.

O comportamento de Γ com a frequência,para os três casos é mostrado na figura 4.7. Notar que longe da ressonância ($x=-\infty$ ou $x=\infty$) $\Gamma=+1$

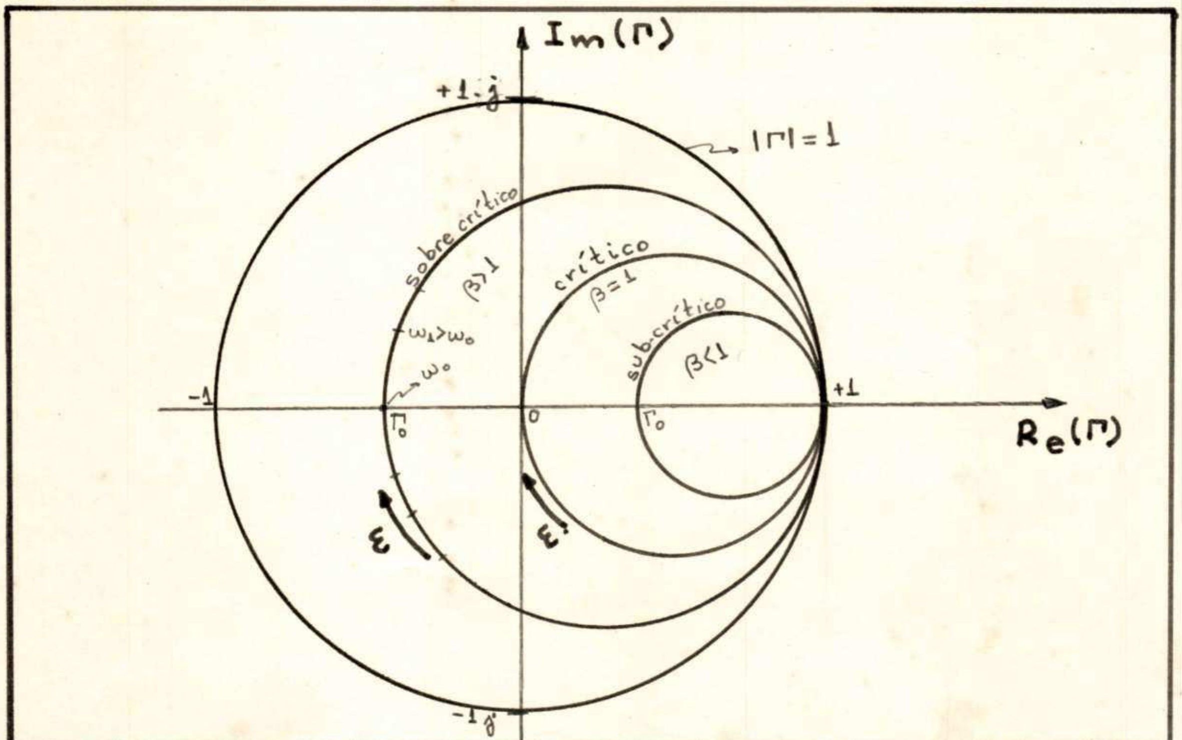


fig.4.7- Variação do coeficiente de reflexão com a freqüência.

A fase do coeficiente de reflexão para os três casos está mostrada na figura 4.8. As curvas são obtidas plotando-se as fases de em função da freqüência ao redor da freqüência de ressonância, utilizando-se a figura 4.8. Para acoplamento crítico existe uma discontinuidade que é o limite dos dois casos.

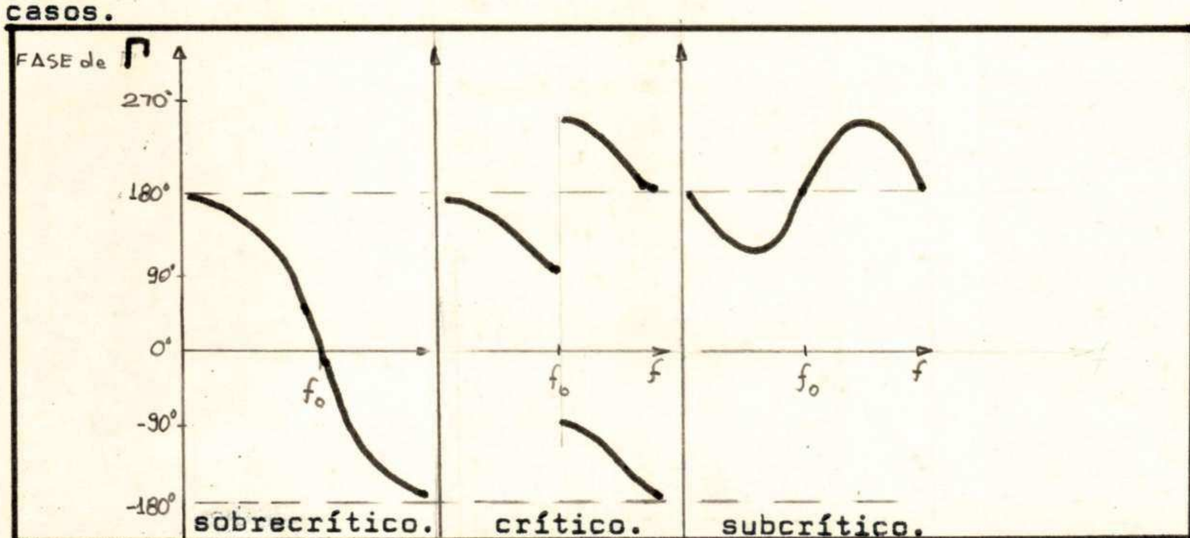


fig.4.8- Fase do coeficiente de reflexão com a freqüência para os três tipos de acoplamento.

Sabemos que a fase do coeficiente de reflexão é relacionada com a posição do mínimo de voltagem. Podemos então usar a figura 4.9 para obter um método para determinar se a cavidade é sub ou sobreacoplada. Basta localizar um mínimo de voltagem com freqüência abaixo da ressonância e estudar o deslocamento do mínimo a medida que a freqüência aumenta. Para acoplamento sobrecrítico o mínimo muda contìnuamente em direção à carga .Para acoplamento subcrítico a localização do mínimo primeiramente muda em direção à carga,depois em direção à fonte e novamente em direção ao gerador.

Finalmente $\beta = 1/S_0$ subcrítico

$\beta = S_0$ sobrecrítico

4.5.7-Cálculo do fator de qualidade descarregado(Q_0)

DE 4.5.1 obtemos: $\boxed{Q_o = Q_L.(1+\beta)}$ (4.18)

4.5.8-Cálculo da resistência equivalente R

De 4.4 vem : $\boxed{R = \omega_o L_{eq} / Q_o}$ (4.19)

$L_{eq} = 10^{-9}\, H/cm \cdot L$

4.5.9-Cálculo da relação de espiras do transformador

De 4.5.1 vem : $\beta = 1/n^2 R$ ou $\boxed{n = 1/\sqrt{\beta R}}$ (4.20)

4.5.10-Cálculo da resistência superficial(R_s),profundidade de penetração(δ),condutividade(σ).

De 2.5.2: $R = R_s \dfrac{(a+L)}{2\pi a} = \dfrac{\delta \omega \mu_o (a+L)}{4\pi a}$

ou : $\boxed{R_s = \dfrac{2\ a R}{(D/2 + L)}}$ (4.21)

e $\boxed{\delta = \dfrac{4\pi a R}{\omega_o \mu_o} \dfrac{a}{(a+L)}}$ (4.22)

mas : $R_s = \sqrt{\omega_o \mu_o / 2\sigma}$

então : $\boxed{\sigma = \dfrac{\omega_o \mu_o (a+L)^2}{8\pi^2 a^2 . R^2}}$ (4.23)

4.6-Determinação dos parâmetros para modo TM_{01m}

O procedimento é identico ao para o modo TM_{010}. Como já conhecemos a condutividade basta medir a frequência de ressonância e determinar o fator de acoplamento(β).

Então temos para o modo TM_{01m} :

$$\boxed{R = \sqrt{\frac{\omega_o \mu}{2\sigma}} \; \frac{(D/2 + L)}{\pi D}} \tag{4.24}$$

$$\boxed{n = 1/\sqrt{\beta R}} \tag{4.25}$$

$$\boxed{L_{eq} = \mu_o \frac{(D/2 + L)}{(D + L)} \cdot L} \tag{4.26}$$

$$\boxed{\Delta C = C - C_o} \tag{4.27}$$

onde

$$\boxed{C_o = \frac{(D + L)}{\pi^2 c^2 \left[\left(\frac{2 * 2{,}405}{\pi D} \right)^2 + \left(\frac{m}{L} \right)^2 \right] \mu_o (D/2 + L) L}} \tag{4.28}$$

$$\boxed{C = \frac{1}{\omega_o^2 L_{eq}}} \tag{4.29}$$

$\frac{\omega_o}{2\pi}$ é a freqüência de ressonância

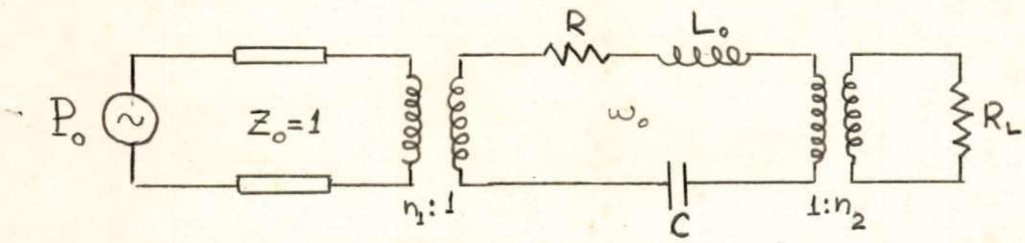
L é o comprimento da cavidade.

D é o diâmetro da cavidade.

c é a velocidade da luz.no vácuo.

4.7-Análise da cavidade de dois acessos.

No projeto final serão usadas cavidades de dois acessos e para analisá-las precisamos fazer modificações em relação à de um acesso. A figura 4.10 mostra o circuito equivalente correspondente à montagem da figura 4.1, tendo-se desprezado a influência dos curtos do guia retangular.



$L_0 = \mu_0 L/4\pi$

no nosso caso: $n_1=n_2=n$; $R_L=Z_0=1$; R, C, ω_0, medidos.

fig.4.9- Circuito equivalente conjunto guia-cavidade de dois acessos.

Seja $\beta_1 = 1/n_1^2 R$ e $\beta_2 = R_L/n_2^2 R$

$$Q_L = \omega_0 \frac{\text{energia armazenada}}{\text{potência dissipada por radiano}}$$

$$Q_L = \frac{\omega_0 L}{R + \frac{1}{n_1^2} + \frac{R_L}{n_2^2}} = \frac{\omega_0 L/R}{1 + \frac{1}{n_1^2 R} + \frac{R_L}{n_2^2 R}}$$

$$\boxed{Q_L = \frac{Q_0}{1+\beta_1+\beta_2}} \qquad (4.30)$$

Do ponto de vista da potência refletida, tudo se passa como se houvesse uma cavidade de reação com resistencia igual a $R + R_L/n_2^2$. Então podemos obter as fórmulas para Γ, VSWR, P_r, fazendo $\beta = \beta_1 + \beta_2$. Sendo assim temos por comparação com os resultados de 4.5 :

$$\boxed{\Gamma = \frac{\left[1-(\beta_1+\beta_2)^2+x^2\right] + 2jx(\beta_1+\beta_2)}{\left[(1+\beta_1+\beta_2)^2+x^2\right]}} \quad (4.31)$$

$$\boxed{P_r = P_o\left\{1 - \frac{4(\beta_1+\beta_2)}{(1+\beta_1+\beta_2)^2\left[1+\frac{4Q_o^2}{(1+\beta_1+\beta_2)^2}\left(\frac{\delta\omega}{\omega_o}\right)^2\right]}\right\}} \quad (4.32)$$

na ressonância: $$\boxed{P_r = P_o\left\{1 - \frac{4(\beta_1+\beta_2)}{(1+\beta_1+\beta_2)^2}\right\}} \quad (4.33)$$

na ressonância: $$S_o = \begin{cases} 1/(\beta_1+\beta_2) & \text{se } (\beta_1+\beta_2) < 1 \quad \textbf{subcrítico} \\ (\beta_1+\beta_2) & \text{se } (\beta_1+\beta_2) > 1 \quad \textbf{sobrecrítico} \end{cases}$$

Mas agora a potência que não é refletida não vai ser totalmente absorvida na cavidade. Uma parte vai ser absorvida na cavidade(P_a) e a outra parte vai ser transmitida ao outro guia(P_t).

temos então : $$P_a + P_t = \frac{4(\beta_1+\beta_2)}{(1+\beta_1+\beta_2)^2\left[1+\frac{4Q_o^2}{(1+\beta_1+\beta_2)^2}\left(\frac{\delta\omega}{\omega_o}\right)^2\right]}$$

mas : $$\frac{P_a}{P_t} = \frac{R\,i^2}{\frac{R_L}{n_2^2}\,i^2} = \frac{R\,n_2^2}{R_L} = \frac{1}{\beta_2}$$

ou : $$\frac{P_a + P_t}{P_t} = \frac{1+\beta_2}{\beta_2}$$ e : $$P_t = \frac{\beta_2}{1+\beta_2}\,(P_a + P_t)$$

$$\therefore \quad \boxed{P_t = P_o \frac{4\,(\beta_1+\beta_2)\,.\,\beta_2}{(1+\beta_2)\,(1+\beta_1+\beta_2)^2 \left[1 + \frac{4\,Q_o^2}{(1+\beta_1+\beta_2)^2}\left(\frac{\delta\omega}{\omega_o}\right)^2\right]}} \qquad (4.34)$$

É fácil ver que na ressonância a potência transmitida é máxima e vale :

$$P_t = P_o \frac{4\,(\beta_1+\beta_2)\,\beta_2}{(1+\beta_2)\,(1+\beta_1+\beta_2)^2}$$

Para a potencia transmitida na ressonância cair à metade é necessário que :

$$\frac{4\,Q_o^2}{(1+\beta_1+\beta_2)^2}\left(\frac{\delta\omega}{\omega_o}\right)^2 = 1 \implies \boxed{\frac{\omega_o}{2\,\delta\omega} = \frac{Q_o}{1+\beta_1+\beta_2} = Q_L} \qquad (4.35)$$

Portanto a faixa de freqüência para a qual a potência transmitida cai à metade, juntamente com a freqüência de ressonância nós dá o fator de qualidade carregado do circuito.

No nosso caso temos :

$$R_L = Z_0 = 1 \quad e \quad n_1 = n_2 = n \quad \text{vem} \quad \beta = \beta_1 = \beta_2 = \frac{1}{n^2 R}$$

$$\boxed{P_T = P_0 \frac{8\beta^2}{(1+\beta)(1+2\beta)^2 \left[1 + \frac{4 Q_0^2}{(1+2\beta)^2}\left(\frac{\delta\omega}{\omega_0}\right)^2\right]}} \qquad (4.36)$$

$$\boxed{Q_L = \frac{Q_0}{1+2\beta}} \qquad \boxed{L_0 = \frac{\mu_0}{4\pi} L} \qquad (4.37)e(4.38)$$

na ressonância : $S_0 = \begin{cases} 1/2\beta & \text{subcrìtico} \\ 2\beta & \text{sobrecrítico} \end{cases}$

e então a medida de f_0 , Q_L , β nos dará os parâmetros da cavidade de dois acessos.

$$\boxed{\text{PERDA DE INSERÇÃO : } P_i = 10 \log(P_0 / P_T)} \qquad (4.39)$$

4.8-O acoplamento para linha de transmissão.

Caso a cavidade seja muito longa e as perdas da matéria a aquecer forem grandes, é possível que não chegue potência significativa na outra parede da cavidade e então tudo se passa como se a cavidade fosse uma linha de transmissão com perdas. O estudo do acoplamento ideal para êste caso será feito experimentalmente.

CAPITULO 5

PROJETOS DAS CAVIDADES,CIRCUITOS E TECNICAS DE MEDIDA

5.1:O projeto das cavidades

Apresentaremos neste parágrafo o projeto das cavidades para medida dos parâmetros no modo TM_{010}. O projeto deve levar em conta o equipamento disponível e os modos espúrios de oscilação(TE_{11m} e TM_{olm}).

O projeto para aquecimento deve levar em conta a matéria a ser aquecida,potência e equipamento necessário,freqüência requerida e não será tratado neste trabalho.

5.1.1-Cálculo da freqüência de ressonância.

A freqüência de ressonância no modo TM_{010} só depende do diâmetro da cavidade e acoplamento(no nosso caso tende a diminuir a freqüência calculada-).

Temos : $$\boxed{f_{oo} = \frac{2{,}4048\ c}{\pi D}} \qquad (5.1)$$

c=vel. da luz vácuo.
D=diâmetro da cavidade
f_o=freq.de ressonância

No nosso caso D=2,42cm e f_o=9,48 GHz, ou seja , projetamos D de modo que a freqüência de ressonância esteja dentro dos limites de nosso gerador de varredura e de nosso medidor de freqüência.

5.1.2-Cálculo do comprimento da cavidade.

Agora que possuímos o diâmetro podemos traçar a carta de modos específica. Usamos a equação obtida em 2.4|

$$\boxed{f_{oo} = \frac{10}{D}\left\{\frac{9(x_{na})^2}{\pi^2} + \frac{9\,m^2 D^2}{4}\frac{1}{L^2}\right\}^{1/2}} \qquad (5.2)$$

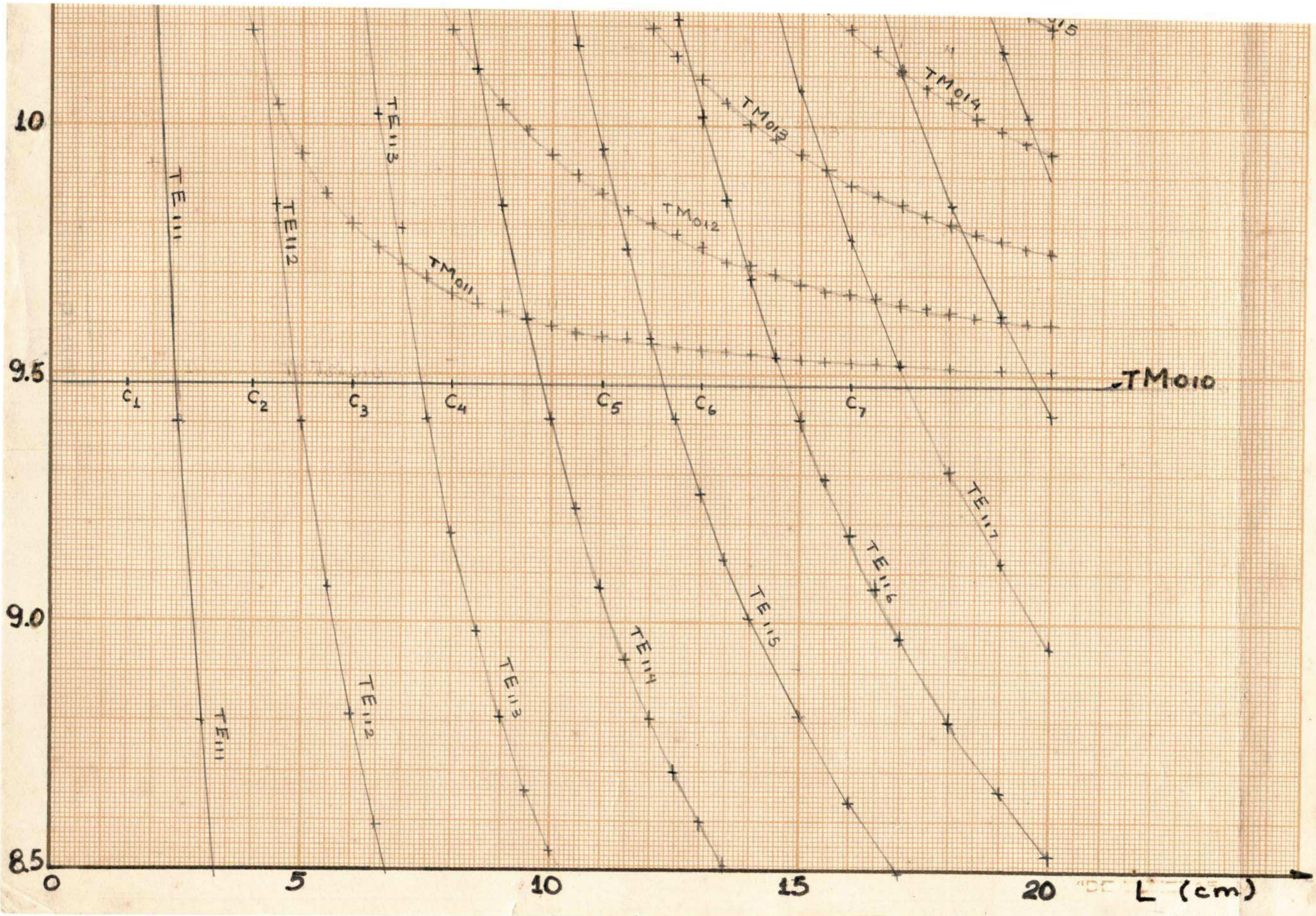
Plotamos então um gráfico de $f_{oo} * L$ para D fixo (ver figura 5.1 para D=2,42 cm). Pode-se notar que os únicos modos que podem interferir com o TM_{010} são o TE_{11m} eo TM_{01m}. Os outros modos tem freqüência de ressonãncia bem acima da freqüência do TM_{010} (TM_{110}=16 GHz ; TE_{211} acima de 18 GHZ ; TM_{210} e TE_{011} acima de 20 GHz).

A diferença entre as freqüências de ressonancia dos modos TM_{010} e TM_{011} limita o máximo comprimento da cavidade (nosso caso 20 cm)

Projetamos os diversos comprimentos das cavidades de maneira a deixar as ressonância espúrias o mais longe possível da freqüência do TM_{010}.

No nosso caso faremos cavidades de comprimentos : 1,5cm;4,0cm;6,0cm;8,0cm;11cm;13cm;16cm.

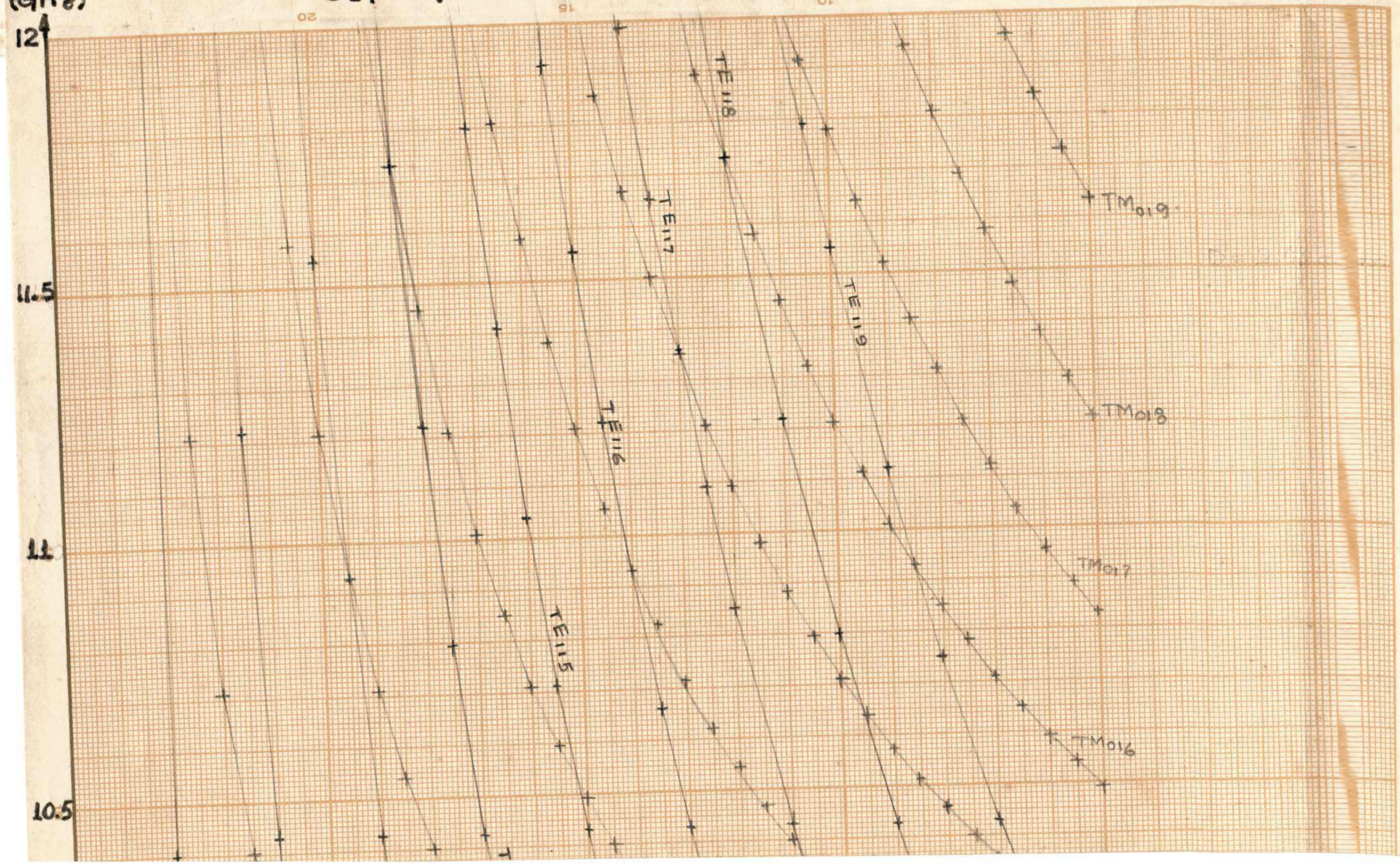
Notar que com a figura 5.1 podemos identificar qual o modo de uma freqüência de ressonância medida(como nossas medidas serão feitas com a potência refletida é o unico meio de identificar um modo).


TM010
TE111
TE112
TE113
TE114
TE115
TE116
TE117
TM011
TM012
TM013
TM014
C1
C2
C3
C4
C5
C6
C7
10
9.5
9.0
8.5
0
5
10
15
20
L (cm)

pag 50

fig 5.1 : carta de modos (cavidade cilíndrica) específica.

D= 2.42 cm



5.1.3- Desenho do acoplamento cavidade-guia

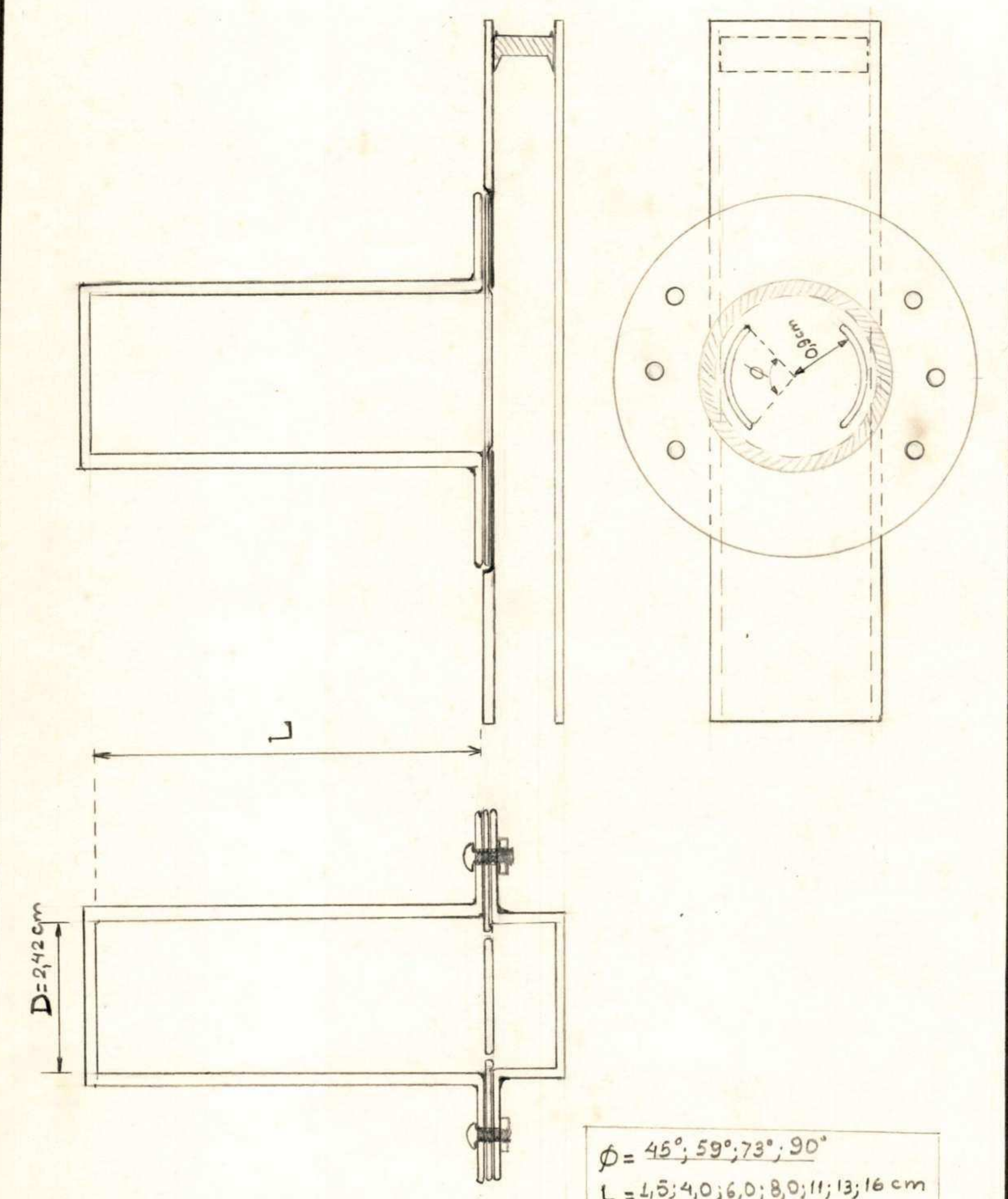


fig 5.2- Desenho mecânico em verdadeira grandeza do conjunto cavidade-acoplador-guia com curto.

5.2-Medida dos parâmetros da cavidade de um acesso.

Mostraremos neste parágrafo como efetuar as medidas dos parâmetros calculados no capítulo 4.6 visando-se determinar experimentalmente o comportamento do conjunto guia-acoplamento-cavidade.

5.2.1-Circuitos propostos.

Apresentaremos duas opções:usar a potência refletida ou absorvida pela cavidade;respectivamente figuras 5.3.a e 5.3.b.

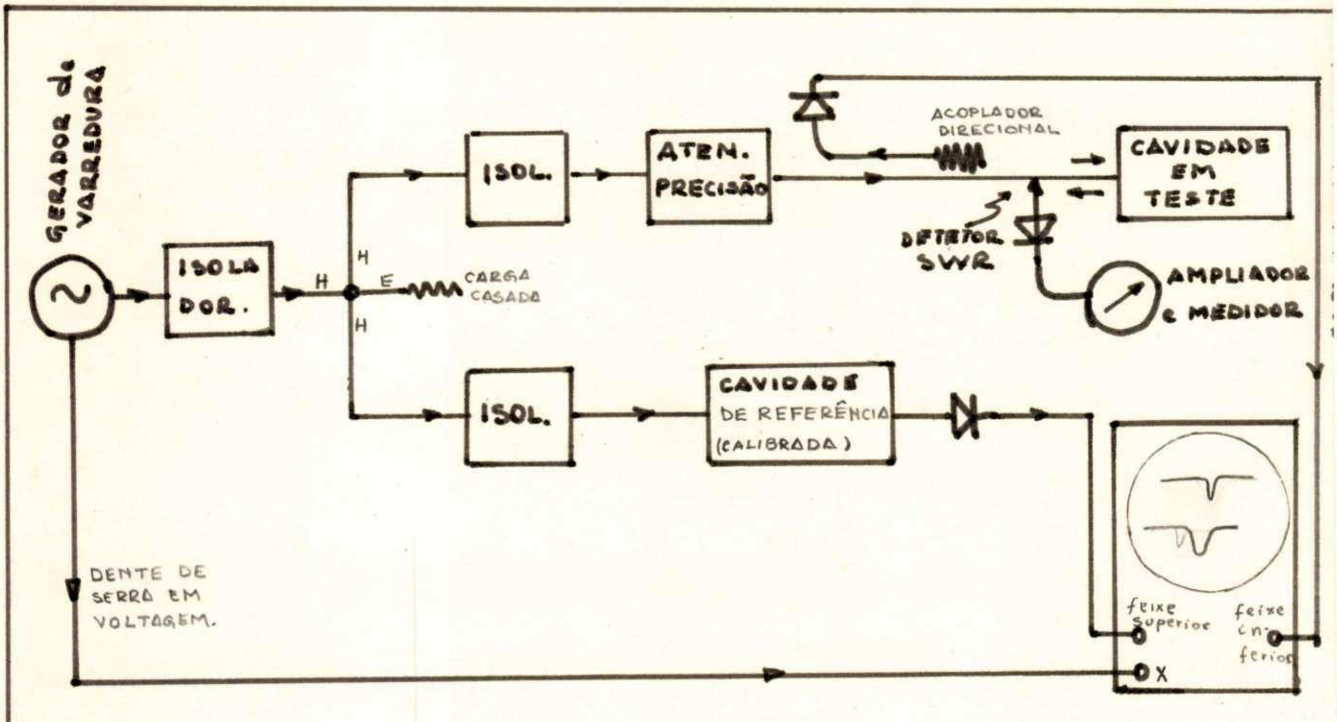


fig.5.3a Circuito a micro ondas para determinação dos parâmetros da cavidade a partir da potência refletida.

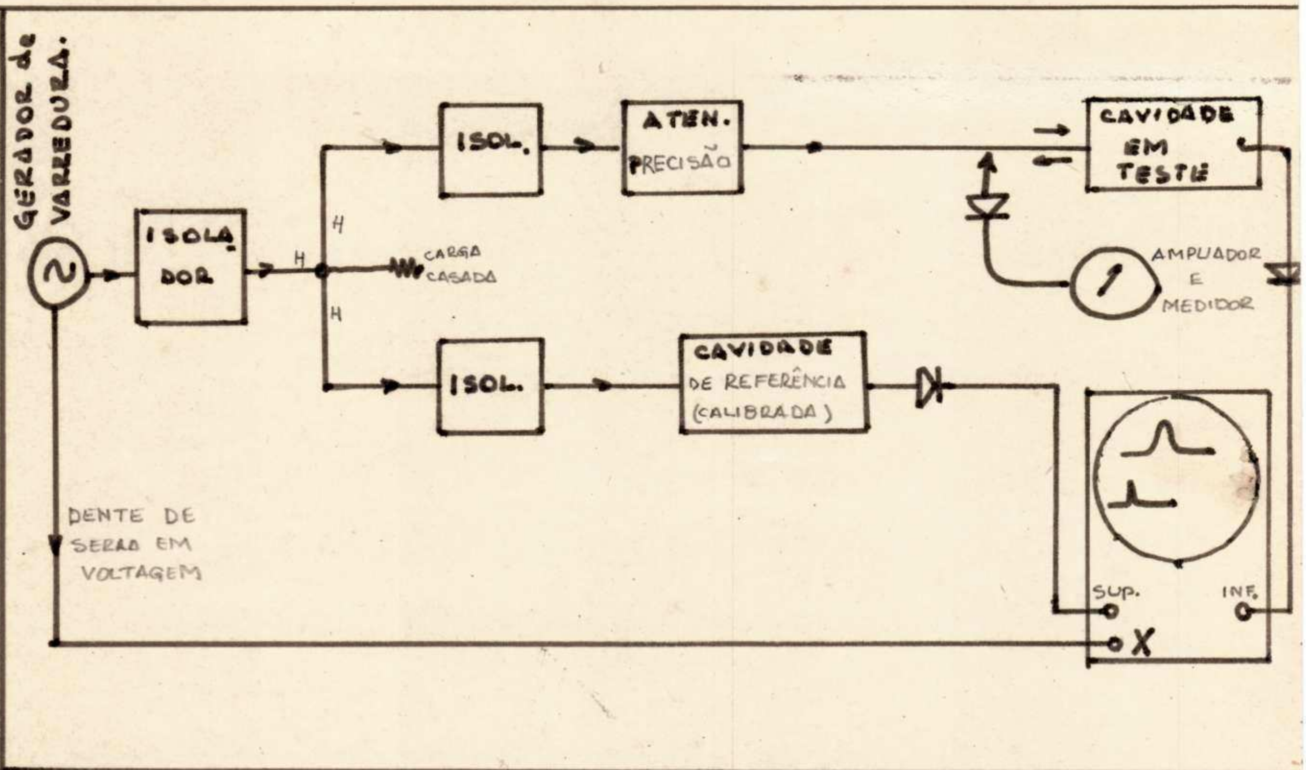


fig.5.3.b- Circuito a micro ondas para determinação dos parâmetros da cavidade a partir da potência absorvida.

A fonte de micro ondas é um gerador de varredura cuja faixa em freqüência deve fornecer potência constante sôbre um valor bem maior do que o esperado $2\delta\omega$ da queda de 3 db. A saída da varredura em voltagem (dente de serra) é aplicada nas placas X do osciloscópio. A velocidade de varredura é colocada no mais baixo valor possível, desde que exista imagem persistente no osciloscópio (devemos evitar varreduras elevadas para dar tempo da cavidade atingir o regime).

O primeiro isolador casa a fonte e os dois remanecentes tem a função de isolar a cavidade de teste com a de referencia. O T mágico é usado para dividir a potência, tendo o braço no plano E terminado numa carga casada. Qualquer acoplador direcional conveniente pode ser usado neste braço.

5.2.2-Medida da freqüência de ressonância

A ressonância é localizada ajustando a frequencia e procurando por um mínimo de potência refletida(máximo de absorvida) medida com o acoplador direcional(ponta de prova para potência absorvida). Este mínimo é fácil de localizar desde/ que o resultado seja independente da fase. Localizar um mínimo no VsWR é tedioso uma vez que a locação dos máximos e mínimos / de voltagem estão mudando constantemente. Com uma largura de faixa conveniente no gerador de varredura e montagem da figura 5.3.a a figura 4.5 vai aparecer no traço inferior do osciloscópio(como está mostrado na figura 5.4 abaixo). Notar que o eixo vertical é proporcional à potência refletida e o eixo horizontal é proporcional à freqüência. A cavidade de referencia é então ajustada até uma figura semelhante aparecer no feixe superior.

Quando os dois feixes estão alinhados,as freqüências de ressonância são identicas e desde que a cavidade de referência seja calibrada, o primeiro parâmetro (f_o) é conhecido.

No nosso caso usamos potência refletida para evitar o carregamento da cavidade com a ponta de prova.

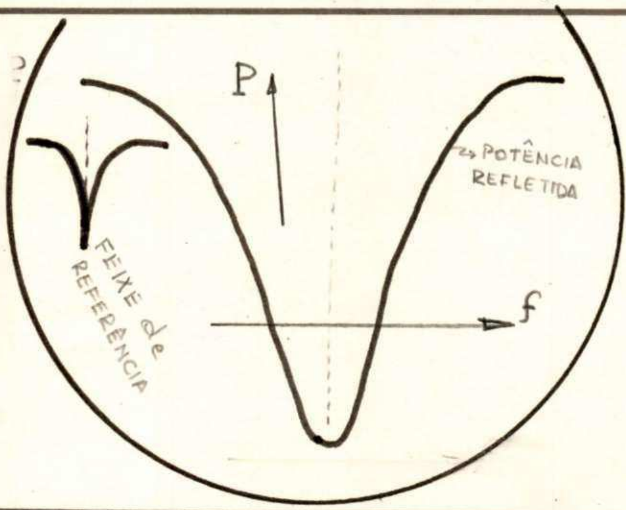


fig.5.4- Disposição dos feixes no osciloscópio na medida da freqüência de ressonância.

5.2.3-Medida do fator de qualidade carregado(Q_L)

Para medir Q_L é necessário medir a largura de / faixa entre os pontos em que temos metade da queda de potência.

Ajusta-se o atenuador calibrado em 0 db e ajusta-se o traço de mínimo da potência refletida para ler um valor conveniente,como indicado na linha a-a da figura 5.5. Inserindo 3 db de atenuação encontramos a linha mostrada em pontilhado , que determina a reta b-b,em que temos metade da queda de potência. Ajuste o osciloscópio até que a ponta da curva de referencia encontre a linha b-b. Volte o atenuador para zero e ajuste a cavidade de referência até os pontos T e Y coincidirem. Anote a leitura da cavidade de referência. Em seguida ajuste a cavidade de referência até os pontos T e X coincidirem,e anote novamente

A diferença entre as duas leituras de freqüência é a faixa de 3 db($\Delta f = 2\delta\omega$) requerida para o cálculo de Q_L.

É importante notar que é igualmente satisfatório medir a faixa correspondente a outros valores de atenuação (principalmente para Q mais alto).Basta considerar convenientemente as fórmulas de 4.5.3.

Para queda de 3 db $Q_L = f_0/\Delta f$

Para queda de 6 db $Q_L = \sqrt{3}\, f_0/\Delta f$

Para queda da 10db $Q_L = 3\, f_0/\Delta f$

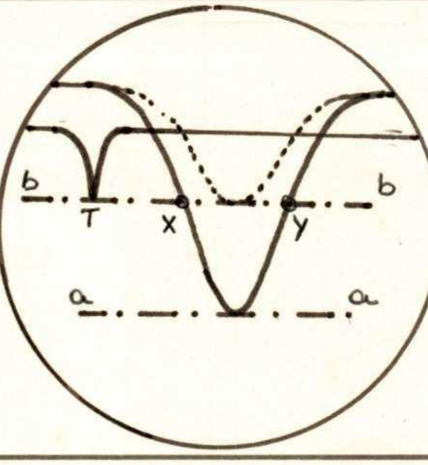


fig.5.5- Disposição dos feixes do osciloscópio na medida da faixa de 3 db.

5.2.4-Determinação do fator de acoplamento(β)

Sabemos de 4.5.6 que a medida de VSWR(S) na ressonância pode nos fornecer β

$$\beta = \begin{cases} 1/S_o \text{ se } \beta < 1,\ Z_o < n^2R & \text{subcrítico} \\ S_o \text{ se } \beta < 1,\ Z_o > n^2R & \text{sobrecrítico} \end{cases}$$

Para determinar se o acoplamento é crítico ou subcrítico localiza-se um mínimo de voltagem abaixo da freqüência de ressonância e estuda-se o comportamento da localização / de mínimo a medida que a freqüência cresce até a ressonância e acima. Para acoplamento sobrecrítico a localização do mínimo desloca continuamente em relação à carga. Para subcrítico o mínimo inicialmente desloca em direção à carga,depois em direção ao gerador e finalmente em direção à carga.

Sabemos que quando a ranhura de nosso acoplamento fica muito pequena a cavidade se comporta como circuito aberto então a impedância refletida no guia($n^2.R$) é grande ou seja/ n tende a infinito e então $\beta = 1/n^2R$ tende a zero,ou seja,o acoplamento é subcrítico e o S é grande. A medida que aumentamos a ranhura n diminui, β aumenta e o acoplamento torna-se crítico e depois sobrecrítico. Então basta determinarmos β para ranhuras em que S $\cong$ 1 ,pois então sabemos que para ranhuras menores o acoplamento é subcrítico e para ranhuras maiores é sobrecrítico.

5.2.5-Tabelas e resultados

Para facilidade nas medidas e resultados apresentaremos tabelas convenientes na figura 5.6.

PARA OS RESULTADOS

CAVIDADE nº ...

TIPO:

MODO:

f_{00} (ressonância teórica):

L =

D =

L_0 =

C_0 =

ACOPLADOR	ϕ °	f_0 GHz	Δf MHz	S na ress.	TIPO de ACOPLAM.	β	Q_0	Q_L	R $10^{-3}\Omega$	η	ΔC 10^{-3}pF	
#1	45											
#2	59											
#3	73											
#4	90											

PARA AS MEDIDAS

CAVIDADE Nº ....

ACOPLADOR Nº ...

f_0							
$2\delta\omega$							
TIPO DE ACOPLAMENTO							
S							

fig.5.6- Tabela das medidas e resultados.

5.3-Medida dos parâmetros da cavidade de dois acessos;

Mostraremos neste parágrafo como efetuar as medidas dos parâmetros calculados em 4.7.

5.3.1-Circuito proposto e medidas.

O circuito proposto para medida é semelhante ao para cavidades de um acesso, com excessão de medirmos Q_L através da potência transmitida (figura 5.5)

Faremos dois acoplamentos iguais donde :

$$Q_L = \frac{Q_0}{1+2\beta}$$

$$S \text{ na ress} \begin{cases} \rightarrow \frac{1}{2\beta} & \text{subcrítico} \\ \rightarrow 2\beta & \text{sobrecrítico} \end{cases}$$

$$R_{CAV} = \omega_0 L_{eq} / Q_0$$

$$L_{eq} = 10^{-9} . L \text{ Henry}$$

$$n = \frac{1}{\sqrt{\beta R}}$$

$$\Delta C = \left(\frac{25}{f^2 L}\right) - \left(\frac{4,8 * 10^{-2} D^2}{L}\right)$$

$\Delta C \rightarrow pF$
$L \rightarrow cm$
$D \rightarrow cm$
$f \rightarrow GHz$

5.4-Parâmetros do modo TM_{01m}

As medidas para o modo TM_{01m} são anàlogas às do modo TM_{010}. Devemos seguir o procedimento indicado em 4.6.

CAPITULO 6

CONCLUSÕES

A aplicação de circuitos a parâmetros concentrados na análise da cavidade cilíndrica(modo TM01m) e do acoplamento com o guia retangular mostrou-se útil para nosso caso. O circuito para o acoplamento(transformador n:1) será tanto melhor quanto menos variar n em função do comprimento da cavidade. Medidas experimentais,já iniciadas,confirmarão ou não a utilidade deste circuito equivalente(transformador) para o acoplamento. O efeito do abaixamento da freqüência de ressonância(representado pela aumento da capacitância equivalente)já teve confirmação experimental qualitativa.

A análise exposta nas páginas anteriores representa mais a tentativa de compreensão do acoplamento de dois guias diferentes do que uma ajuda efetiva ao projeto de aquecimento com modo TMolo. Isto porque com a colocação da matéria a ser aquecida na cavidade e a confecção de um furo central no acoplamento para a matéria passar, o comportamento do acoplador será levantado sòmente em bases experimentais devido a dificuldade da análise teórica.

BIBLIOGRAFIA

1 - HEATING WITH MICROWAVES=/ H. PUSCHNER
Philips Tec. Library / Springer-Verlag N Y inc.-1966

2 - MICROWAVE CIRCUITS / JEROME L. ALTMAN -
D. Van Nostrand Company, Inc.- 1964

3 - MICROWAVE MEASUREMENTS/ EDWARD L. GINZTON
McGraw-Hill Book Company, inc.- 1957

4 - THE MICROWAVE ENGINEERS' HANDBOOK and BUYERS' GUIDE
1964

5 - HANDBOOK OF MICROWAVE MEASUREMENTS, POLYTECHNIC PRESS
John Wily & Sons, inc., New York- 1963

6 -