

ESTUDO EXPERIMENTAL DAS PROPRIEDADES SELETIVAS DE RESSOADORES COAXIAIS

P.J. Castro, J.J. Barroso e R.A. Correa

Laboratório Associado de Plasma
Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais
12225 - São José dos Campos, SP

Resumo

Um estudo das propriedades seletivas de cavidades coaxiais cilíndricas abertas é conduzido experimentalmente e comparado com a teoria onde se incluem efeitos ôhmicos. A estrutura externa da cavidade compreende um guia de ondas fracamente irregular enquanto o condutor interno consiste em um cilindro homogêneo. Seqüências de modos fundamentais TE são identificadas sobre o intervalo de 9 a 17 GHz através de medidas das frequências ressonantes e dos fatores de qualidade associados aos vários modos. Verifica-se que o número de modos normais em uma dada seqüência depende da geometria do cilindro central considerado.

1. Introdução

O ressoador aberto cilíndrico encontra uma de suas mais interessantes aplicações nos masers de ressonância ciclotrônica (girotrons). Tal cavidade ressonante [1] consiste em segmentos de guias de onda cilíndricos fracamente irregulares que provêem as secções de corte requeridas para manter a ressonância de um modo característico do guia com um determinado fator de qualidade. Um problema relevante no desenvolvimento de girotrons com megawatts de potência diz respeito à investigação de cavidades sobredimensionadas altamente seletivas. Entretanto, encontram-se manifestadamente no ressoador coaxial possibilidades definitivas de uma eficiente seleção das oscilações ao se explorar a estrutura transversa dos modos normais [2].

Neste trabalho, as propriedades seletivas da estrutura coaxial cilíndrica são investigadas experimentalmente tendo-se por base um ressoador vazio [3] no qual é introduzido um cilindro regular. Verifica-se que para uma particular geometria do condutor coaxial, o número de modos ressonantes contidos no intervalo de frequência entre 9,0 e 17,0 GHz reduz-se de quinze para cinco modos.

2. Modos Normais e Efeitos Ôhmicos em Ressonadores Coaxiais Abertos

No que se segue, considera-se que a estrutura externa do ressoador tenha uma seção cilíndrica uniforme unida a duas transições lineares e que o condutor interno seja um cilindro regular (Fig. 1). A transição de entrada assegura o corte do modo de operação

enquanto a transição divergente acopla o campo quase-estacionário na seção ressonante com a onda caminhante de saída. Desde que cavidades de girotron operam próximo ao corte, a interação do feixe de elétrons com os campos magnéticos de RF é muito fraca e pode ser desprezada. Portanto, ao longo desse trabalho, somente modos TE_{mpq} serão considerados.

Então, na aproximação de modo único a distribuição longitudinal do campo elétrico satisfaz a equação (1):

$$\frac{d^2 V(z)}{dz^2} + k_{\parallel,s}^2(z) V(z) = 0 \quad (1)$$

submetida às condições apropriadas de radiação nas extremidades da cavidade

$$\left(\frac{dV}{dz} \mp i k_{\parallel,s} V \right) \Big|_{z_{in}, z_{out}} = 0 \quad (2)$$

onde $k_{\parallel,s} = (\omega^2/c^2 - k_{\perp,mp}^2)^{1/2}$ é o número de onda longitudinal com s denotando o conjunto de índices (m, p, q) . As autofreqüências complexas são representadas por $\omega = \omega_R + i\omega_I = \omega_R(1 + i2/Q_D)$ onde Q_D é o fator Q de difração do modo considerado. As freqüências ressonantes são próximas das freqüências de corte $\omega_c = ck_{\perp,mp} = c\chi_{mp}/b$ onde c é a velocidade da luz e χ_{mp} denota a p -ésima raiz não trivial da combinação de Bessel-Neumann

$$J'_m(\chi_{mp})N'_m(\chi_{mp}/C) - J'_m(\chi_{mp}/C)N'_m(\chi_{mp}) = 0 \quad (3)$$

com o parâmetro $C \equiv b/a$ sendo definido pela razão entre os raios externo e interno da estrutura coaxial. Note-se que no limite $C \gg 1$, a quantidade χ_{mp} aproxima-se da raiz da equação $J'_m(\chi) = 0$ que determina as autofreqüências do ressonador vazio.

Como mostrado na Fig. 2, a dependência de χ_{mp} com o parâmetro C é qualitativamente diferente para modos de volume e para modos de superfície. Em particular, para os modos TE_{mp1} com $m \geq 2$, a raiz χ_{mp} é aproximadamente constante para $C > 5$, significando com isto que a estrutura transversa de tais modos praticamente não se modifica com a presença do condutor interno, uma vez que o raio do cilindro coaxial é menor que o raio da cáustica $R_{caust} \simeq m/k_{\perp,mp}$. Note-se também que as raízes χ_{mp} associadas aos modos de índice radial superior $p \geq 3$ crescem rapidamente para $C \rightarrow 2$. Isto implica que a introdução de um condutor central com $C < 2$ pode reduzir significativamente a densidade de modos.

Para determinar o fator de qualidade ôhmico Q_Ω de um dado modo normal, calcula-se a energia armazenada U e, em seguida, a potência dissipada P_d nas paredes do ressonador, i.e., $Q_\Omega = \omega U/P_d$, onde ω denota a freqüência angular do campo. Chega-se a

$$Q_\Omega = \frac{\bar{b}}{\delta_b} \frac{\left(1 - \frac{m^2}{\chi_{mp}^2}\right) - \left(1 - \frac{m^2 C^2}{\chi_{mp}^2}\right) \left[\frac{J'_m(\chi_{mp})}{J'_m(\chi_{mp}/C)}\right]^2}{1 + C \frac{\delta_a}{\delta_b} \left[\frac{J'_m(\chi_{mp})}{J'_m(\chi_{mp}/C)}\right]^2} \quad (4)$$

onde $\bar{b}$ é o raio médio do cilindro externo e δ_a, δ_b representam a profundidade pelicular dos cilindros interno e externo, respectivamente. A presença das perdas resistivas sempre decresce a freqüência ressonante, que é estimada por $f \simeq f_D(1 - 1/2Q_\Omega)$ onde f_D denota a autofreqüência determinada pela eq.(1) submetida às condições de radiação (eq. (2)).

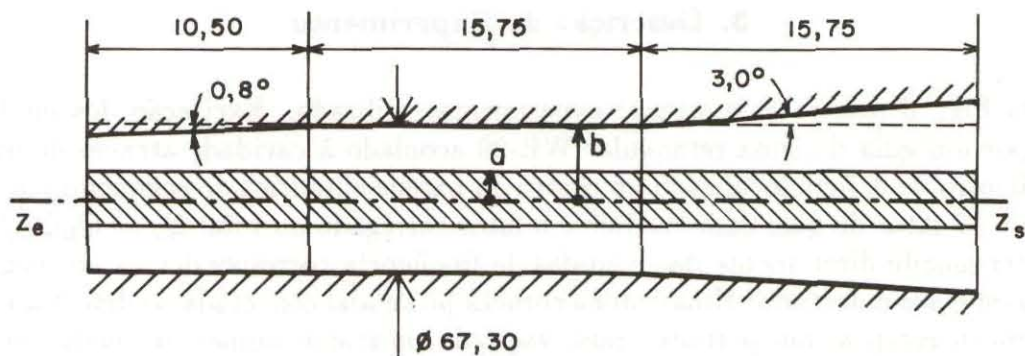


Figura 1. Vista em corte do ressonador coaxial (dimensões em cm)

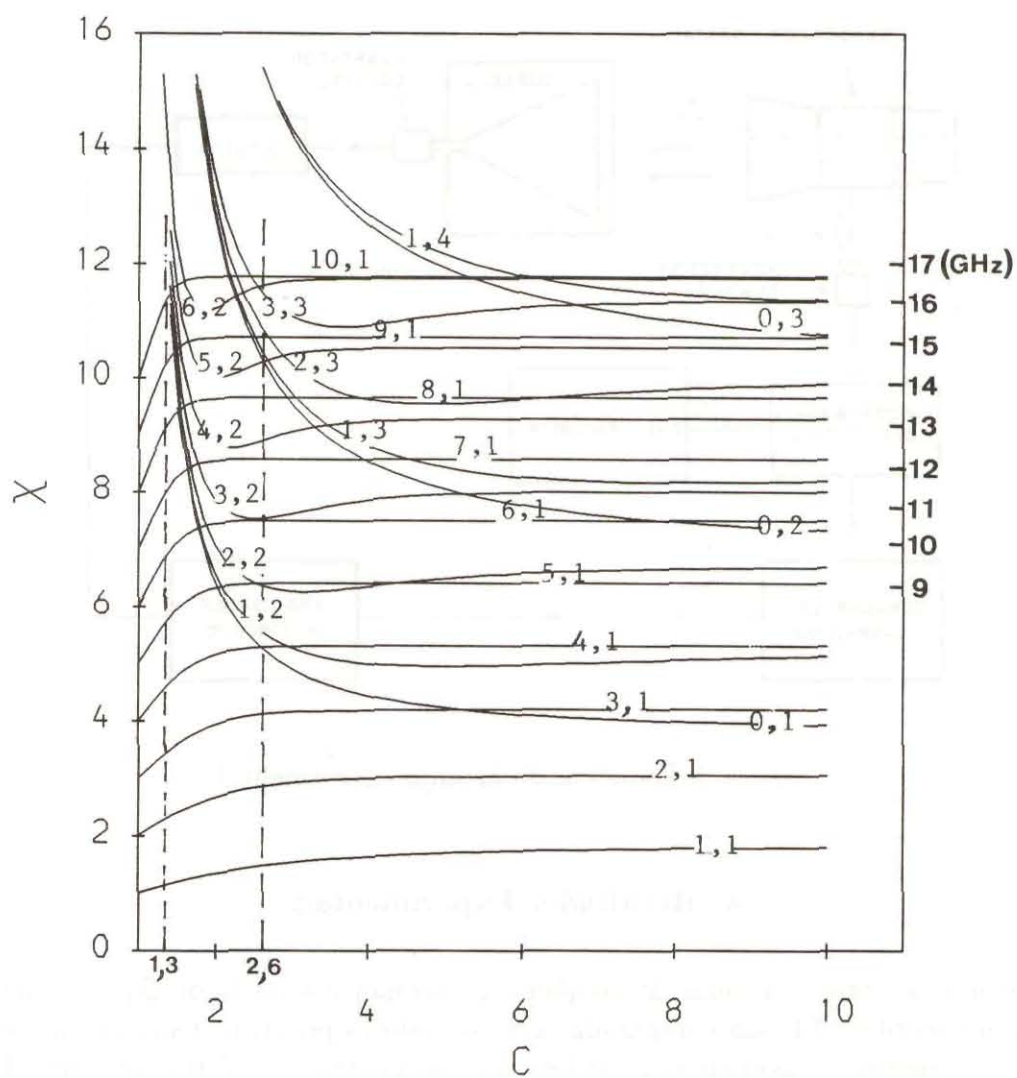


Figura 2. Dependência de χ_{mp} com o parâmetro C para alguns modos TE_{mp} . A escala vertical direita contém as frequências de corte $f_C = C\chi_{mp}/2\pi b$

3. Descrição do Experimento

Na Fig. 3 mostra-se o arranjo experimental utilizado. Excitação dos modos TE é feita por um guia de onda retangular WR-90 acoplado à cavidade através de um furo com diâmetro de 0,7 cm localizado no centro da parede cilíndrica do segmento regular do ressoador. O fator de qualidade medido é o fator carregado ou total $Q_T = Q_\Omega Q_D / (Q_\Omega + Q_D)$ determinado diretamente das medidas de frequência correspondentes aos pontos de -3dB no espectro detectado. Uma antena corneta piramidal conectada ao detector é usada no sistema de recepção que permite a observação de um grande número de modos incluindo aqueles de ordem axial superior ($q \geq 2$). Para cada modo, a antena é posicionada para maximizar a intensidade do sinal recebido e eliminar eventuais assimetrias na curva de ressonância correspondente.

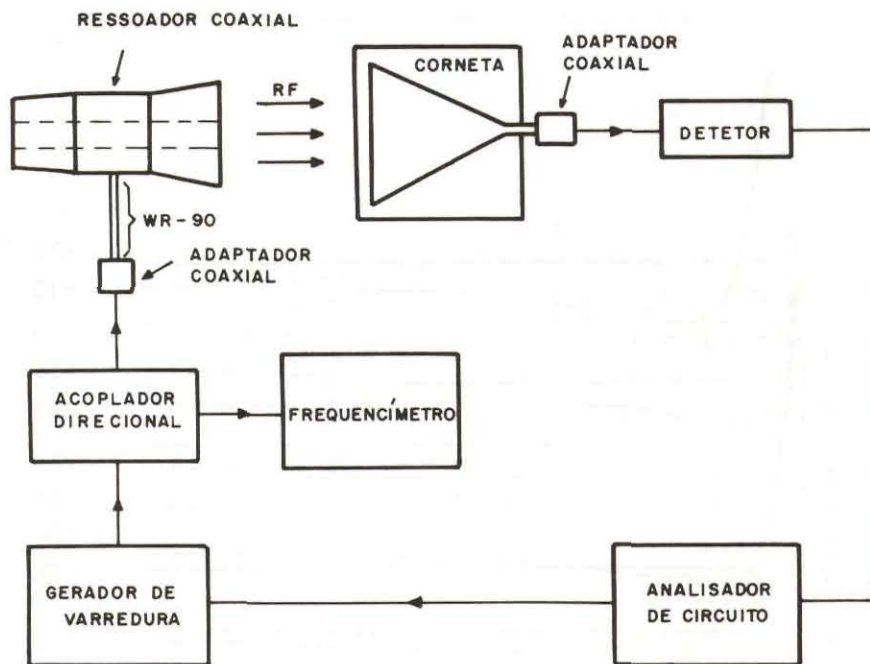


Figura 3. Esquema do arranjo experimental

4. Resultados Experimentais

No que se segue, medidas da frequência ressonante e do fator Q_T associados aos modos fundamentais TE são comparadas com os valores previstos teoricamente em dois casos. No primeiro, a cavidade coaxial tem um parâmetro $C = 2,6$ e, no segundo caso, este parâmetro é reduzido para $C = 1,3$ (cf. Fig. 2). A estrutura externa da cavidade é de cobre eletroformado enquanto o condutor central consiste em um cilindro regular de aço inox. Na determinação dos fatores Q_Ω (eq. 4), as condutividades elétricas foram estimadas em $\sigma_b = 3,8 \times 10^7 S/m$ para o cobre e em $\sigma_a = 0,8 \times 10^6 S/m$ para o aço.

A Tab. 1 refere-se à cavidade com parâmetro $C = 2,6$ onde as medidas de frequência apresentam excelente concordância com os valores teóricos. Medidas de Q_T apresentam erro inferior a 10% relativamente aos valores calculados, à exceção dos modos de superfície TE_{m11} , com $7 \leq m \leq 10$, para os quais a maior parte de sua energia acha-se armazenada próxima à parede externa da cavidade. Em particular, o valor medido de Q_T associado ao modo $m = 10$ é aproximadamente 45% do valor previsto. Isto deve-se ao fato de que para estes modos o correspondente comprimento angular ($b\pi/m$) é da ordem do diâmetro do furo de acoplamento. Desta forma, o furo na parede externa perturba apreciavelmente a estrutura transversa das oscilações, e, com isso, vem acarretar um mecanismo adicional de perda para a energia armazenada de tais modos.

Tabela 1. Valores calculados e medidos das frequências ressonantes e fatores Q_T para o ressoador coaxial com parâmetro $C = 2,6$

	calculado		medido	
modo TE_{mp}	f [GHz]	Q_T	$(f \pm 20 \times 10^{-4})$ [GHz]	Q_T
221	9,0244	623	9,0172	586±20
511	9,1108	732	9,0973	693±20
611	10,6554	1000	10,6390	1013±20
321	10,7186	870	10,7063	817±25
711	12,1825	1323	12,1629	1181±35
421	12,6568	1257	12,6418	1171±20
811	13,6981	1655	13,6742	1200±30
021	14,4916	1401	14,4684	1447±40
521	14,6180	1778	14,5956	1678±60
131	14,6901	1422	14,6631	1496±60
911	15,2056	2017	15,1761	1116±40
231	15,2712	1495	15,2517	1338±50
331	16,2238	1616	16,2029	1385±25
621	16,4968	2418	16,4762	2257±60
10,11	16,7066	2435	16,6727	1083±30

Resultados referentes à cavidade com parâmetro $C = 1,3$ estão contidos na Tab. 2. Note-se que as frequências ressonantes decrescem relativamente ao primeiro caso, uma vez que as propriedades seletivas da cavidade coaxial tornam-se, agora, fortemente dependentes da presença do tarugo central. Isto fica evidenciado pela melhor concordância entre os valores teóricos e experimentais dos fatores Q_T , porquanto o efeito do furo de acoplamento torna-se, neste caso, menos importante.

Tabela 2. O mesmo da Tab. 1, mas para $C = 1,3$

modo TE_{mp}	calculado		medido	
	f [GHz]	Q_T	$(f \pm 10 \times 10^{-4})$ [GHz]	Q_T
611	9,7124	709	9,7043	708±15
711	11,3112	934	11,2989	890±30
811	12,9038	1165	12,8866	962±20
911	14,4899	1395	14,4683	1167±30
10,11	16,0668	1688	16,0408	1383±40

5. Conclusões

As propriedades seletivas de ressoadores coaxiais cilíndricos abertos foram investigados experimentalmente sobre a faixa de frequências entre 9 e 17 GHz. Excitando-se a cavidade por um guia de ondas retangular, modos fundamentais TE foram identificados através das medidas da frequência ressonante e do fator de qualidade carregado. As frequências observadas apresentaram excelente concordância com os valores previstos teoricamente, enquanto constatou-se que a presença do furo de acoplamento acarretava um mecanismo de perda significativa para os modos de superfície TE_{m11} . Este efeito vem explicar discrepâncias de até 45% do Q_T teórico em relação ao Q_T medido para tais modos. Para os demais modos, a discrepância relativa de Q_T é tipicamente inferior a 10%. Verificou-se que um aspecto relevante da cavidade coaxial consiste na dependência do número e da natureza dos modos normais com a geometria do cilindro interno. Em particular, duas configurações de cavidade com parâmetros $C = 2,6$ e $C = 1,3$ foram examinadas. Para a cavidade com $C = 2,6$ identificaram-se quinze modos ressonantes enquanto para a cavidade com $C = 1,3$ somente cinco modos do tipo TE_{m11} , com $6 \leq m \leq 10$, foram observados sobre a faixa de frequência considerada.

Agradecimentos

Os autores agradecem a Carlos A. I. Miranda e Lúcio B. T. Cividanes do DEA do INPE pelo uso dos equipamentos necessários à realização deste trabalho.

Referências

1. J.J. Barroso, R.A. Correa, A. Montes. *Int. J. Electron.*, **67**(3), 1989.
2. J.J. Barroso, R.A. Correa. *Int. J. Infrared Millimeter Waves*, **12**(7), 1991.
3. P.J. Castro, J.J. Barroso, R.A. Correa and M.C.A. Nono. *Int. J. Infrared Millimeter Waves*, **13**(1), 1992.