

UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS
FACULDADE DE ENGENHARIA DE CAMPINAS
DEPARTAMENTO DE ENGENHARIA ELÉTRICA

*Este exemplar corresponde à
redação final da tese defendida
por Manoel Veras de Souza Neto
e aprovada pela Comissão Julgadora
em 13/12/1985*

Attilio José Giarola

"CARACTERIZAÇÃO DE CAVIDADES PARA USO GERAL EM
ACELERADORES LINEARES DE ELÉTRONS"

Manoel Veras de Souza Neto

Orientador: Prof. Dr. Attilio José Giarola
Co-Orientador: Prof. Dr. Rui Fragassi Souza

114/85

Tese de Mestrado, apresentada à
Faculdade de Engenharia da Uni-
versidade Estadual de Campinas
como parte dos requisitos exigidos,
para obtenção do título de
Mestre em Engenharia Eletrônica

DEZEMBRO - 1985

UNICAMP
BIBLIOTECA CENTRAL

À memória do

meu pai

João Hélio Rocha.

AGRADECIMENTOS

Agradeço:

- Ao prof. Dr. Atílio José Giarola, pela orientação e apoio.
- Ao prof. Dr. Rui Fragassi Souza, pela co-orientação e sugestões dadas.
- Ao Dr. Carlos Rodolfo Silveira Stopa, pelas sugestões e confiança demonstrada.
- Ao Instituto de Estudos Avançados (IEAv) do Centro Técnico Aeroespacial (CTA), pelo apoio financeiro e por possibilitar a realização deste trabalho.
- Ao Engenheiro Milton de Souza Ribeiro, pela coordenação de todo o projeto mecânico envolvido.
- Aos pesquisadores: Dr. Celso Fuhrmann e Prof. Jiro Takahashi pelas valiosas sugestões dadas; Roberto da Silva pelo apoio computacional; Daniel Moutinho Pataca e Francisco R.F. Cavalheiro pela ajuda na parte experimental; Roberto M. Anazawa, Edgar F. Chagas e Valdir A. Serrão pela ajuda computacional.

- Ao Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico (CNPq) pela bolsa de mestrado concedida.

- À Valdira A. Costa, pela datilografia e forma que nos recebeu durante toda a confecção do trabalho.

- À Sueli Campos, pelos desenhos e ao Roberto Gianelli Filho, pela ajuda nos ajustes mecânicos envolvidos.

- A outros, que involuntariamente foram esquecidos.

RESUMO

A finalidade deste trabalho é o desenvolvimento de técnicas de medidas de microondas voltadas para a caracterização de cavidades usadas em aceleradores lineares de elétrons.

São desenvolvidos métodos de medida de parâmetros essenciais ao projeto de uma estrutura aceleradora utilizando técnicas convencionais de cavidades ressonantes em baixa potência.

Construíram-se cavidades do tipo "disk-loaded", de uso na maioria dos aceleradores de elétrons existentes, permitindo assim comparar os métodos desenvolvidos com aqueles desenvolvidos por outros pesquisadores.

Os resultados são relevantes para o projeto de cavidades visando o desenvolvimento de aceleradores lineares de elétrons.

SUMMARY

The main objective of this work is to develop measurement techniques for the characterization of microwave cavities used in linear electron accelerators.

Methods are developed for the measurement of parameters that are essential to the design of an accelerator structure using conventional techniques of resonant cavities at low power.

Disk-loaded cavities were designed and built, similar to those in most existing linear electron accelerators. As a result, the methods developed and the estimated accuracy were compared with those from other investigators.

The results of this work are relevant for the design of cavities with the objective of developing linear electron accelerators.

ÍNDICE

CAP. I.	INTRODUÇÃO	1
CAP. II.	VISÃO GERAL DOS ACELERADORES LINEARES DE ELÉTRONS	6
	II.1. Introdução	6
	II.2. Histórico	7
	II.3. Princípios gerais de funcionamento	12
	II.3.1. Estabilidade de fase e desfocalização transversal	12
	II.3.2. Condições para aceleração por onda progressiva	16
	II.3.3. Condição de captura	17
	II.4. Estruturas aceleradoras	18
	II.5. Parâmetros de aceleradores lineares de elétrons	25
	II.5.1. Resistência "shunt" (R_o)	25
	II.5.2. Fator de mérito (Q)	26
	II.5.3. Razão R_o/Q	27
	II.5.4. Velocidade de grupo (v_g)	28
	II.5.5. Frequência de operação (f_o) ...	30

II.5.6. Modo de operação (ϕ_0)	31
II.5.7. Constante de atenuação (α)	31
II.6. Aceleradores lineares de elétrons do	
tipo onda progressiva	33
II.6.1. Acelerador do tipo	
impedância constante	33
II.6.1.1. Tempo de enchimento .	37
II.6.1.2. Energia armazenada ..	38
II.6.2. Acelerador do tipo gradiente	
constante	40
II.6.2.1. Variação requerida	
da velocidade de	
grupo	44
II.6.2.2. Tempo de enchimento .	45
II.6.2.3. Energia armazenada ..	45
II.6.2.4. Intensidade de campo	
elétrico e ganho de	
energia	46
II.7. Projeto de cavidades aceleradoras do	
tipo "disk-loaded"	48
CAP. III. TÉCNICAS DE MEDIDAS DE PARÂMETROS DE	
CAVIDADES ACELERADORAS	54
III.1. Descrição geral	54

III.2.	Diagrama de dispersão	55
III.2.1.	Descrição teórica	55
III.2.2.	Montagem experimental	59
III.3.	Fator de mérito	62
III.3.1.	Introdução	62
III.3.2.	Fator de mérito de cavidade de uma porta	64
III.3.3.	O método de transmissão	70
III.3.4.	Montagem experimental	77
III.4.	Resistência "shunt"	81
III.4.1.	Introdução	81
III.4.2.	Teorema de Slater	83
III.4.3.	Resistência "shunt" de cavidades aceleradoras	85
III.4.4.	O método do bastão dielétrico	86
III.4.5.	Cavidade padrão	87
III.4.6.	Relação $a_0^2 / \sum a_n^2$	91
III.4.7.	Montagem experimental	92
CAP. IV.	ANÁLISE DOS RESULTADOS OBTIDOS	97
IV.1.	Introdução	97
IV.2.	Projeto e construção das cavidades "disk-loaded" e cavidade cilíndrica.	

Primeiros resultados experimentais	98
IV.3. Comparação dos resultados obtidos com os do SLAC (Stanford Linear Accelerator Center)	129
IV.4. Análise de erros	138
IV.5. Correções necessárias ao projeto final das cavidades "disk-loaded"	140
CAP. V. CONCLUSÕES	141
APÊNDICE A. O código SUPERFISH utilizado para ondas progressivas	145
APÊNDICE B. Equipamento básico de microondas utilizado	149
REFERÊNCIAS	150

CAPÍTULO I

Introdução

A construção de um acelerador linear de elétrons é um passo importante para o desenvolvimento de uma tecnologia que o país ainda não possui. Entre as várias etapas que constituem o projeto de um acelerador linear (LINAC), o projeto e desenvolvimento da estrutura aceleradora é a etapa mais complexa e por isso de importância fundamental no domínio desta tecnologia.

Em vista da geometria dos contornos internos da estrutura aceleradora (guia de ondas corrugado), não é possível obter solução exata para as equações de Maxwell. Portanto, a determinação final das dimensões e, conseqüentemente dos principais parâmetros de projeto, é feita por meio da iteração entre os programas computacionais e as medidas de laboratório.

As técnicas de medidas utilizadas já são dominadas em alguns países sendo no Brasil ainda bastante desconhecidas. Utilizam-se pilhas de cavidades idênticas com planos de curto obedecendo condições de simetria de reflexão para que se possam determinar os parâmetros desejados por técnicas convencionais de medidas de cavidades ressonantes

utilizando baixa potência (testes frios).

O principal parâmetro a ser determinado é a frequência de ressonância (f_0) da cavidade aceleradora. Todas as cavidades que compõe a estrutura deverão ser ajustadas dimensionalmente para a frequência de ressonância especificada obedecendo uma determinada condição de propagação (velocidade de fase (v_p) da onda propagante igual à velocidade da luz no vácuo (c)).

É necessária, também, a determinação da velocidade de grupo (v_g) da onda de RF que se propaga em uma cavidade aceleradora qualquer da estrutura. A velocidade de grupo é a velocidade da energia eletromagnética. A técnica utilizada na obtenção desta velocidade é a de levantamento da relação de dispersão da respectiva cavidade. Em certos tipos de estrutura aceleradora, esta velocidade varia sendo portanto necessária a sua determinação precisa em vários pontos ao longo da extensão da estrutura.

O fator de mérito (Q) define a capacidade de armazenamento de energia de uma estrutura aceleradora. A medida do fator de mérito é de muita importância por que determinará a atenuação sofrida pela microonda ao atravessar a estrutura. O fator de mérito de uma determinada cavidade é obtido levando em conta que os planos de curto da pilha de cavidades utilizada não farão parte da estrutura final (Cap.

III).

O parâmetro que mede a eficiência de uma estrutura aceleradora é a sua resistência "shunt" efetiva (R_0). Para a sua determinação é necessário o uso da teoria da perturbação aplicada em condições particulares. Em virtude da presença de harmônicas de ordens superiores que também se propagam ao longo da estrutura, o cálculo da resistência "shunt" deve ser corrigido para que esta possa representar a eficiência da estrutura para a harmônica fundamental, que é aquela utilizada na aceleração dos elétrons.

Devido ao fato de estarmos interessados na construção de um acelerador a onda progressiva que utilizará cavidades aceleradoras tipo "disk-loaded" [1], damos ênfase a este tipo de cavidade na comprovação dos métodos experimentais implementados.

Neste trabalho utilizou-se durante o projeto das cavidades e na comprovação teórica dos resultados obtidos experimentalmente, o código computacional SUPERFISH [2-4], que localiza modos eletromagnéticos em cavidades ressonantes obedecendo determinadas condições de simetria cilíndrica.

Foram contruídos conjuntos de cavidades "disk-loaded" em alumínio e depois em cobre OFHC (oxygen free high conductivity), na frequência de operação do acelerador de duas milhas de Stanford, Califórnia [5] para que os

resultados obtidos pudessem ser comparados e a precisão dos métodos estimada. Uma cavidade padrão foi projetada e construída para ressoar no modo TM_{010} para que se pudesse calibrar o objeto perturbador na determinação da resistência "shunt". Mediu-se o campo elétrico axial dentro da pilha de cavidades. O valor obtido foi usado para o cálculo da razão entre o valor quadrado da amplitude da harmônica fundamental e a soma dos valores quadrados das amplitudes de todas as harmônicas. A determinação desta razão possibilita obter o valor da resistência "shunt" efetiva. As medidas foram realizadas em uma mesa de testes especialmente construída para esta finalidade.

No Capítulo II faz-se uma introdução aos aceleradores lineares de elétrons dando ênfase às principais características destas máquinas.

O Capítulo III descreve as técnicas de baixa potência utilizadas na determinação da curva de dispersão (curva $f-\phi$) útil no cálculo das velocidades de fase e de grupo. Também são descritas as medidas do fator de mérito descarregado e impedância "shunt" efetiva das cavidades aceleradoras. Todas as técnicas experimentais apresentadas neste trabalho podem, em princípio, ser utilizadas em quaisquer tipos de cavidades usadas para aceleração de partículas [6].

No Capítulo IV, faz-se uma descrição das cavidades utilizadas nos testes. Confrontam-se os resultados experimentais obtidos com os resultados teóricos fornecidos pelo código SUPERFISH e com os resultados publicados pelo SLAC (Stanford Linear Accelerator Center) para o acelerador de 2 milhas em operação nesse centro. Faz-se uma análise de erros e descreve-se a estratégia de confecção destas cavidades.

O Capítulo V é dedicado aos comentários finais e dá algumas sugestões para futuros trabalhos nesta área.

O Apêndice A, descreve a utilização do código SUPERFISH, que foi originalmente desenvolvido para estruturas a onda estacionária, para o caso de ondas progressivas. O Apêndice B relaciona os equipamentos utilizados para a implementação das técnicas de medidas.

Este trabalho foi realizado no Laboratório de Microondas da Divisão de Física Experimental do Instituto de Estudos Avançados (IEAv) em São José dos Campos, SP. As cavidades foram construídas pela Divisão de Suporte Tecnológico (SUTEC), que utilizou um torno de ultra-alta precisão. O trabalho computacional foi feito utilizando-se o sistema CYBER 170/750 da Divisão de Processamento de Dados (CPD).

CAPÍTULO II

Visão Geral dos Aceleradores Lineares de Elétrons

II.1. Introdução

Os aceleradores lineares de elétrons são responsáveis por muitas das contribuições ao estudo da estrutura nuclear. Além de produzirem várias partículas subatômicas de alta energia, apresentam aplicações variadas na medicina, indústria e pesquisa básica.

Neste capítulo pretende-se dar informações básicas sobre o funcionamento destas máquinas, enunciar os principais parâmetros de projeto e enfatizar o problema de construção da estrutura aceleradora, principal passo para o desenvolvimento de um acelerador de partículas.

II.2. Histórico

O primeiro acelerador de partículas foi construído em 1931 por Sloan e Lawrence baseado em um trabalho publicado por Wideroe em 1928: "A New Principle for the Generation of High Voltages". A máquina de Sloan e Lawrence consistia essencialmente de uma série de tubos cilíndricos, separados por "gaps" aceleradores, com seus eletrodos conectados com polaridades alternadas a um oscilador de rádio-freqüência (RF) como mostra a Figura II.1. O artifício usado por Sloan e Lawrence para se conseguir acelerar partículas foi escolher o comprimento de cada cilindro de maneira que as partículas provenientes da fonte (canhão de elétrons) encontrassem o campo acelerador requerido no próximo eletrodo num tempo igual a um meio-período do sinal do gerador, conseqüentemente a partícula sempre encontrava o campo no próximo "gap" com a mesma fase do anterior e se acelerava recebendo energia.

Este tipo de acelerador apresenta dificuldades de natureza tecnológica, pois se a velocidade das partículas deve ser alta (altas energias), então ou o comprimento da máquina deve ser muito grande, encarecendo bastante o projeto, ou a freqüência do sinal deve ser alta, tornando difícil a transmissão de energia devido às altas perdas nos

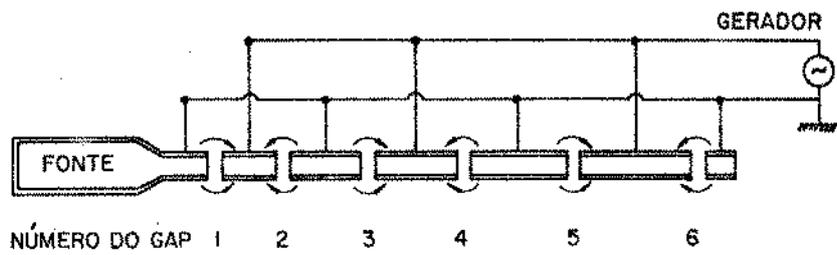


Fig. II.1. O acelerador de Sloan e Lawrence.

condutores.

Após a segunda guerra mundial, com o aparecimento de geradores de microondas estáveis com razoável nível de potência e com a descoberta em 1945, por McMillan e Veksler, do princípio de estabilidade de fase que possibilitava a interação de um feixe de elétrons com uma onda de RF desde que obedecidas certas relações de fase, tornou-se possível a construção de aceleradores lineares para fins de pesquisa em física nuclear. Os grupos que mais se destacaram nesta época foram os de Stanford (aceleradores de elétrons) e o da Califórnia (aceleradores de prótons).

Em 1947, surgiu o primeiro acelerador linear de elétrons utilizando o princípio de estabilidade de fase, construído pelo grupo de Stanford (Ginzton, Hansen e Kennedy). Uma estrutura aceleradora simples foi escolhida: um guia de ondas cilíndrico excitado em um modo magnético transversal (que inclui componente de campo elétrico axial). A velocidade de fase no guia foi reduzida para a velocidade da luz pelo carregamento periódico da estrutura com discos como mostra a Figura II.2. Este acelerador, operou em 3 GHz com elétrons sendo acelerados até 4,5 MeV e ficou conhecido como "Stanford Mark I".

Em 1955, iniciou-se a construção do acelerador Mark II que foi protótipo para um acelerador maior, o Mark III [7],

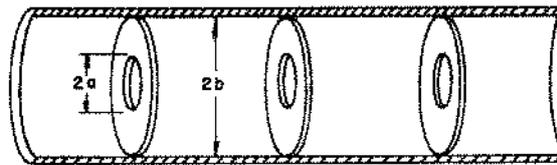


Fig. II.2. Guia de ondas corrugado (guia cilíndrico carregado por discos).

proposto com um comprimento de 66 m para acelerar elétrons até 1,3 GeV. Estes aceleradores utilizaram o amplificador klystron já operando com um nível de potência alto (tipicamente 20 MW de pico).

Com os primeiros resultados expressivos conseguidos pelo Mark III, o grupo de Stanford começou a construção de um acelerador de elétrons de 2 milhas projetado para operar com 20 GeV. Este acelerador foi concluído em 1966 e operou em 1967 com o nível de energia previsto [5].

Paralelamente aos trabalhos realizados em Stanford, em vários lugares dos EUA e em outros países construíram-se aceleradores lineares para diversos propósitos.

No início da década de 60, o desenvolvimento de aceleradores lineares tomou direções distintas, aceleradores pequenos de alguns MeV para fins médicos e aceleradores grandes com grande energia para aplicações em física nuclear básica.

A partir de 1967, três importantes linhas de desenvolvimento ficaram evidentes. A primeira, de aceleradores lineares de alta energia com corrente de pico da ordem de 100 mA, a segunda, de desenvolvimento de estruturas aceleradoras com conformação periódica diferente das estruturas convencionais melhorando bastante a estabilidade de fase no guia de ondas e a terceira, mais recente, de aceleradores para operação com

técnica utilizando ressoadores de super-condutividade.

No Brasil, além de alguns aceleradores pequenos de procedência estrangeira operando atualmente, tem-se conhecimento do acelerador linear da Universidade de São Paulo (USP), doado pela Universidade de Stanford em 1969 e posto em funcionamento em 1971 [8], que serviu como protótipo para o acelerador de 2 milhas em operação nos EUA. No Instituto de Estudos Avançados, CTA, começou-se em 1984 o desenvolvimento de um Acelerador Linear de Elétrons (Acelerador CURUMIM, que deverá operar em 1300 MHz com energia da ordem de 15 MeV) que servirá de protótipo e injetor para um acelerador maior (Acelerador PAJÉ, que deverá ter energia final da ordem de 140 MeV). O diagrama esquemático simplificado do Acelerador CURUMIM é mostrado na Figura II.3.

II.3. Princípios Gerais de Funcionamento

II.3.1. Estabilidade de Fase e Desfocalização Transversal

O requisito básico para se conseguir acelerar partículas é ter uma onda de RF com uma componente de campo

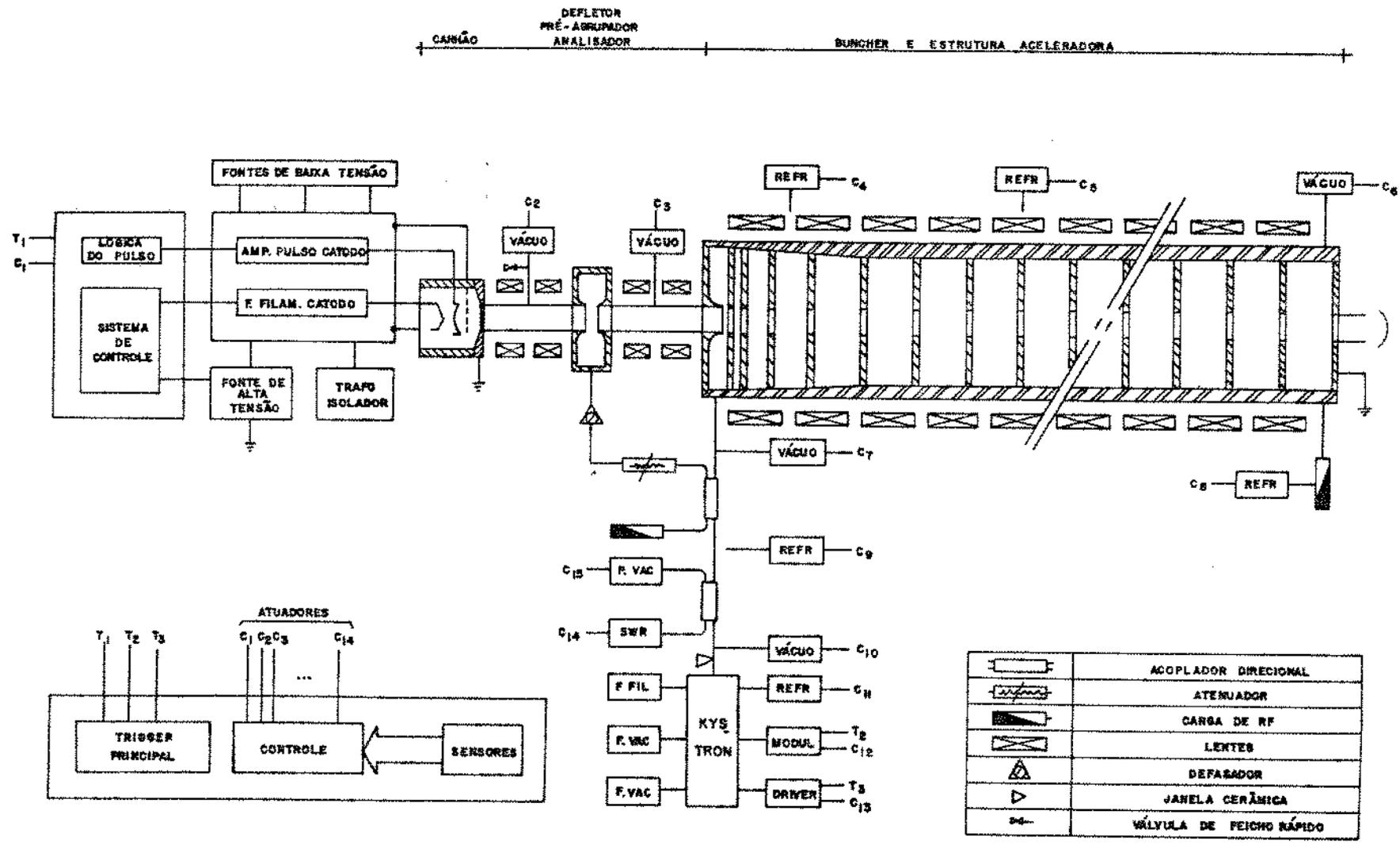


Fig. II.3. Diagrama simplificado do acelerador CURUMIM.

elétrico na direção do feixe e com uma velocidade igual à velocidade das partículas. Partículas que estão no semi-ciclo positivo da onda de RF podem ser aceleradas e se o campo elétrico de pico excede um certo limiar, que depende da taxa de crescimento da velocidade da onda, existem duas fases (fases síncronas ϕ_s e $-\phi_s$) onde as partículas podem estar movendo-se ao longo da onda e ganhando velocidade [9], como mostra a Fig. II.4. Nas proximidades de ϕ_s existe uma estabilidade de fase, isto é, partículas que tenham suas fases nas vizinhanças de ϕ_s podem oscilar sobre esta fase síncrona e ter um ganho médio de energia na taxa correta. Os mesmos argumentos são válidos para a fase $-\phi_s$. À medida que a velocidade das partículas aumenta, estas oscilações tendem a diminuir pois suas velocidades passam a depender de suas energias, não existe mais limiar, e a característica desejada é a de ter todas as partículas na crista da onda, onde elas podem acumular o máximo de energia com um mínimo de espalhamento.

A estabilidade de fase, ou focalização longitudinal é incompatível com a estabilidade transversal. Isto pode ser entendido da seguinte maneira: um sistema de referência movendo-se junto à partícula síncrona, em um certo instante observa que a fase desta partícula está praticamente em repouso e as únicas forças atuando nelas são devido aos

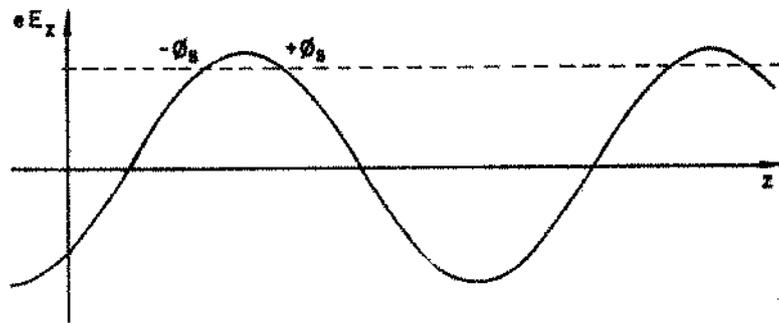


Fig. II.4. A onda é considerada se movendo da esquerda para a direita. A linha tracejada indica o campo de limiar necessário para aceleração das partículas.

campos eletrostáticos. Neste caso não existe posição de equilíbrio transversal estável devido ao efeito de espalhamento transversal originado pela força de Coulomb. A solução para este tipo de problema é a manutenção de campos magnéticos por dispositivos externos à estrutura para focalizar o feixe.

Quando as partículas são ultra-relativísticas, isto é, quando suas velocidades estão bem próximas da velocidade da luz, a instabilidade transversa é desprezível devido ao campo magnético intrínseco da onda tender a confinar o feixe.

II.3.2. Condições para Aceleração por Onda Progressiva

Para obedecer os requisitos citados anteriormente é preciso se ter uma onda eletromagnética do tipo transversal magnética (TM) com a sua velocidade de fase aproximadamente igual à velocidade da partícula.

Os guias corrugados (Fig. II.2) são estruturas que obedecem a estes critérios básicos.

II.3.3. Condição de Captura

Se considerarmos uma partícula síncrona (não existe oscilação em torno da fase ϕ_s) em movimento em um campo uniforme e partirmos da equação relativística do movimento assumido que a onda se propaga com $v_p=c$, e que o campo elétrico acelerador está na direção de propagação e tem um comportamento senoidal no tempo com amplitude E_{oz} constante ao longo da trajetória, chegamos à expressão de captura, dada por [9]

$$E_{oz} > \frac{\pi m c^2}{\lambda_g e} \left[\frac{1 - v/c}{1 + v/c} \right]^{1/2} \quad (2.1)$$

onde c é a velocidade da luz e m , e e v/c são respectivamente a massa, a carga e a velocidade normalizada da partícula no início da estrutura, que descreve a relação entre o campo elétrico de pico (E_{oz}), o comprimento de onda guiado (λ_g) e a velocidade inicial que deve ser satisfeita para que seja possível capturar partículas (isto é, que elas estejam na região de fases estáveis) injetadas com uma velocidade de fase menor que a velocidade de fase da onda (que é normalmente feita igual a velocidade da luz).

II.4. Estruturas Aceleradoras

Em um guia de ondas uniforme, as características de propagação são dadas pela solução da equação de onda

$$\nabla^2 \vec{E} + K^2 \vec{E} = 0 \quad (2.2)$$

onde $K = \omega/c$ e ω é a frequência angular. Para um guia com simetria cilíndrica com coordenadas ψ , r e z operando no modo TM_{01} que tem uma componente E_z na direção de aceleração das partículas, os campos elétricos e magnéticos são dados por [10]:

$$E_z = E_0 J_0(K_c r) e^{j(\omega t - \beta z)} \quad (2.3)$$

$$E_r = j\eta E_0 \left[1 - \left(\frac{\omega_c}{\omega} \right)^2 \right]^{1/2} J_1(K_c r) e^{j(\omega t - \beta z)} \quad (2.4)$$

$$H_\psi = jE_0 J_1(K_c r) e^{j(\omega t - \beta z)} \quad (2.5)$$

onde J_0 e J_1 são funções de Bessel, ω_c é a frequência de corte, $K_c = \omega_c/c$, $\beta = \omega/v_p$, $\beta^2 = K^2 - K_c^2$ e η é a impedância intrínseca do meio. Para que estas soluções existam, a constante de propagação β deve ser real; esta condição é satisfeita somente se $v_p > c$. Estas propriedades são

ilustradas pela hipérbole mostrada na Figura II.5.

A tangente da linha partindo da origem até o ponto especificado na hipérbole (frequência de operação particular) dá a velocidade de fase (v_p), e a tangente à hipérbole neste ponto dá a velocidade de grupo que, em geral, coincide com a velocidade de transporte de energia. Como visto, a velocidade de fase é sempre maior que c , a velocidade da luz, no guia uniforme, impossibilitando o sincronismo entre a onda de RF e o feixe de partículas. Este fato leva ao conceito de estrutura carregada periodicamente (guia de ondas corrugado) ilustrada na Fig. II.6.a. Se os obstáculos periódicos são pequenos, os efeitos nos campos podem ser desprezíveis exceto quando o meio comprimento de onda guiado ou um múltiplo deste se torna igual ao espaçamento entre discos e as reflexões de sucessivos obstáculos adicionam-se para criar uma série de bandas proibidas que são separadas por bandas de passagem. À medida que a abertura dos discos se torna menor, as bandas proibidas tornam-se maiores e as bandas de passagem mais estreitas. A interseção da linha $v_p = c$ com a banda de passagem mais baixa pode ser feita onde desejada acima de ω_c . A configuração de campo necessária para as devidas condições de contorno (Fig. II.6.b.) pode ser analisada em termos de harmônicas espaciais (análise de Fourier) de amplitudes

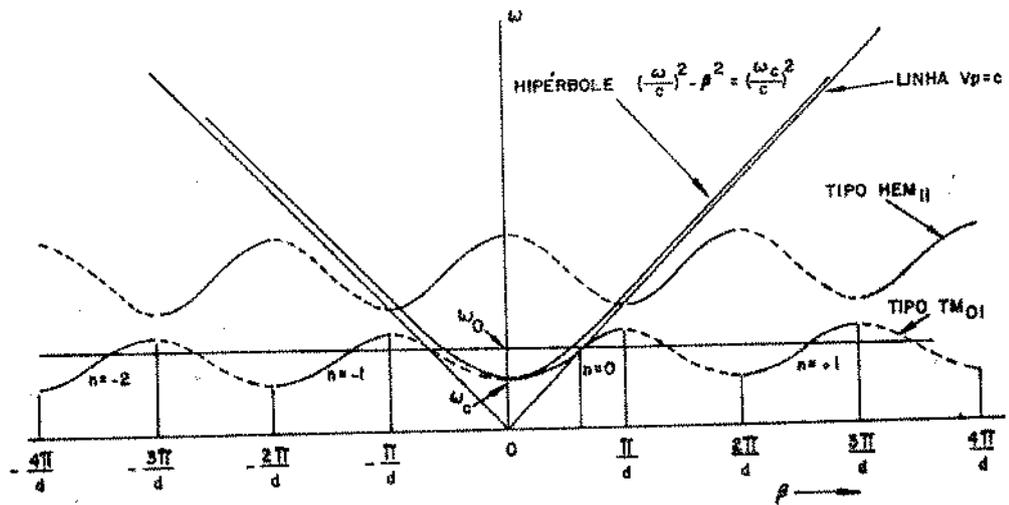
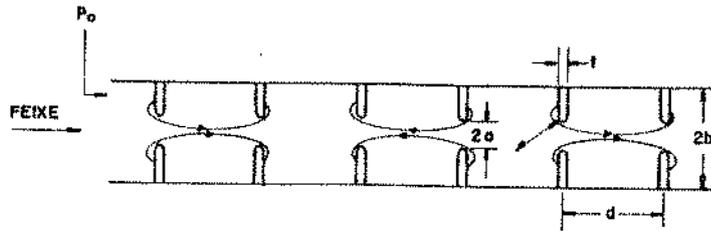
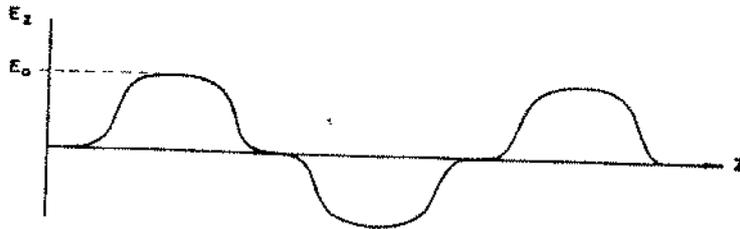


Fig. II.5. Diagrama de Brillouin (ou $\omega - \beta$) mostrando as características de propagação para estruturas uniformes e estruturas carregadas periodicamente.



(a)



(b)

Fig. II.6. Guia de ondas corrugado (a) e padrão de campo elétrico necessário para um deslocamento de fase por cavidade de $\pi/2$ radianos (b).

relativas a a_n , onde n é um inteiro entre $-\infty$ e $+\infty$. O campo total E_z na primeira banda de passagem (modo dominante) é dado por [11]:

$$E_z = \sum_{n=-\infty}^{n=+\infty} a_n J_0(K_{rn} r) e^{j(\omega t - \beta z)} \quad (2.6)$$

onde $\beta_n = \beta_0 + \frac{2\pi n}{d}$, β_0 é a constante de propagação da harmônica espacial fundamental e $k_{rn}^2 = k^2 - \beta_n^2$. Estas relações são conseqüências do teorema de Floquet [11].

Várias relações importantes são derivadas da equação (2.6). A primeira é que o deslocamento de fase por período para a harmônica fundamental é $\beta_0 d$ e que o deslocamento de fase por período de qualquer outra harmônica espacial difere de $\beta_0 d$ por um número inteiro de 2π . As harmônicas sucessivas são representadas pelos sucessivos ramos mostrados na Figura II.5. (As linhas cheias representam uma propagação segundo $+z$, e as linhas tracejadas uma propagação segundo $-z$). Em uma dada frequência, as tangentes de todos esses ramos são iguais; isto significa que todas as harmônicas espaciais propagam-se com a mesma velocidade de grupo, $d\omega/d\beta$. Cada harmônica, entretanto, tem uma diferente velocidade de fase e somente uma, geralmente a_0 , é feita síncrona com os elétrons e atua acumulativamente durante o processo de

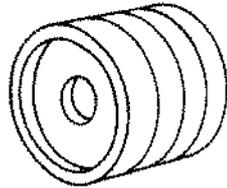
aceleração. O projeto otimizado de uma estrutura consiste, entre outras considerações, em escolher o valor de $\beta_0 d$ (isto é, $2\pi/n$, onde n é o número de discos por comprimento de onda) para dar a mais alta intensidade de campo axial para uma dada potência de entrada, aumentando o valor de a_0 com respeito a todas as outras harmônicas, i. e., maximizando a expressão $a_0^2 / \sum a_n^2$.

Uma importante relação é que, para uma dada direção de propagação de potência, da esquerda para a direita, por exemplo, os ramos negativos ($n = \dots, -3, -2, -1$) têm velocidades de grupo positiva como os ramos positivos, porém suas velocidades de fase (v_{pn}) são de sinais opostos.

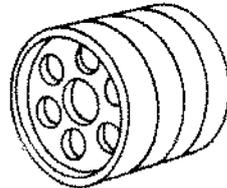
Estruturas onde a velocidade de grupo e a velocidade de fase, para $n = 0$, têm o mesmo sinal são chamadas estruturas de ondas direta. Quando essas velocidades são contrárias, para $n = 0$, são chamadas estruturas de onda reversa. Alguns desses tipos de estruturas são mostradas na Figura II.7.

Outro importante aspecto é que quando a harmônica fundamental viaja com $v_p = c$, $\beta_0 = k$ e $k_{r0} = 0$, tem-se $J_0(k_{r0} r)$ independente de r e E_z não tem variação radial. Conseqüentemente, para um feixe de dimensões radiais finitas, todos os elétrons são submetidos ao mesmo campo acelerador e o espectro de energia final não é deteriorado.

ESTRUTURAS DE ONDA - DIRETA

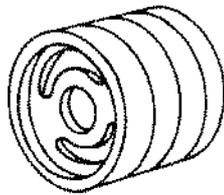


1- ESTRUTURA DISK-LOADED

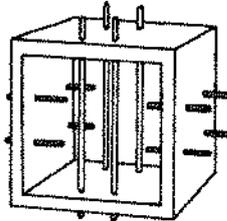


2- ESTRUTURA VENTILADA

ESTRUTURAS DE ONDA REVERSA



3- ESTRUTURA SLOTTED DISK



4- EASITRON CARREGADO

Fig. II.7. Estruturas periódicas propostas para ace
leradores lineares de elétrons.

Referindo-se à Fig. II.5, deve ser enfatizado que existem um número infinito de bandas de passagem e bandas proibidas (somente 2 bandas de passagem são mostradas). Estas bandas correspondem a modos TM, modos TE e modos híbridos HEM. Os modos híbridos não são usados para aceleração devidos aos seus efeitos indesejáveis na transmissão de feixes de altas correntes, podendo causar "beam break-up" (ruptura do feixe) [11].

II.5. Parâmetros de Aceleradores Lineares de Elétrons

II.5.1. Resistência "Shunt" (R_0)

A resistência "shunt" por unidade de comprimento é a característica que mede a eficiência de uma estrutura como aceleradora de partículas. É definida como

$$R_0 = - \frac{E_{oz}^2}{\frac{dP}{dz}} \quad (2.7)$$

onde E é a amplitude da harmônica espacial fundamental do campo elétrico axial da onda, tendo velocidade de fase igual e na mesma direção do elétron em aceleração e dP/dz

é a potência dissipada por unidade de comprimento na estrutura.

É evidente que uma alta resistência "shunt" é desejada pois desta maneira, é obtido um alto campo acelerador para uma determinada quantia de potência de RF dissipada por unidade de comprimento.

A medida da resistência "shunt" leva em conta o fato de que existe um número infinito de harmônicas espaciais na estrutura, e somente uma delas (ou duas no caso do modo π) viaja com a velocidade do elétron e produz uma aceleração útil durante todo o comprimento. As outras harmônicas meramente perturbam o movimento dos elétrons quando atravessam o acelerador e não produzem um efeito global útil. Entretanto, são necessárias para satisfazer as condições de contorno da estrutura aceleradora.

II.5.2. Fator de Mérito (Q)

O fator de mérito é a medida do mérito de uma cavidade de RF como ressoador. É definido como a razão da energia armazenada na cavidade para a energia dissipada por radiano do ciclo de RF. Quando várias cavidades idênticas são consideradas, a definição mais usual para o fator de

mérito é dada por

$$Q = - \frac{\omega w}{\frac{dP}{dz}} \quad (2.8)$$

onde w é a energia armazenada por unidade de comprimento e ω é a frequência angular do sinal de RF.

II.5.3. Razão R_o/Q

Este é um parâmetro básico em estruturas de microondas. Pode ser obtido das equações (2.7) e (2.8) resultando em

$$\frac{R_o}{Q} = \frac{E_{oz}^2}{\omega w} \quad (2.9)$$

Assim, R_o/Q é visto como a medida do quadrado do campo em relação a energia armazenada por unidade de comprimento na estrutura. Para uma dada estrutura com configuração geométrica particular, R_o/Q só depende da frequência de operação.

II.5.4. Velocidade de Grupo (v_g)

É a velocidade com que a energia flui através do acelerador. Para estruturas "disk-loaded", a velocidade de grupo depende fortemente da razão a/b (Figura II.2). Uma fórmula aproximada para a velocidade de grupo normalizada (v_g/c) nestas estruturas é

$$\frac{v_g}{c} = C \left(\frac{a}{b} \right)^4 \quad (2.10)$$

onde C é uma constante dependente do número de discos por comprimento de onda e da espessura e configuração destes discos.

A velocidade de grupo é um parâmetro importante por três razões:

- (1) O tempo de enchimento, que é o tempo necessário para encher o acelerador com potência de RF, depende de v_g . Para um simples acelerador de comprimento L, o tempo de enchimento é dado por L/v_g . Um alto valor de v_g é necessário para minimizar o tempo de enchimento e minimizar os efeitos iniciais do "beam loading" (carregamento do feixe).

(2) A potência que flui na estrutura e a energia armazenada por unidade de comprimento são inter-relacionadas através da velocidade de grupo como segue:

$$w = \frac{P}{v_g} \quad (2.11)$$

Como w é proporcional a E_{oz}^2 , é claro que um baixo valor de v_g é preferível sob o ponto de vista de obter campos aceleradores maximizados para uma dada potência fluente.

(3) Os valores de R_o , Q e R_o/Q dependem da escolha de v para a estrutura aceleradora (Capítulo IV). Uma baixa v , resulta em uma alta R_o , um baixo Q e um alto fator R_o/Q ; assim, um baixo valor de v_g é preferível no ponto de vista de se obterem altos valores de R e razão R_o/Q .

As razões acima, salientam a importância da escolha da velocidade de grupo para a obtenção do desempenho requerido do acelerador a ser projetado.

II.5.5. Frequência de Operação (f_0)

Quase todos os parâmetros básicos dependem da frequência de operação e sua escolha é fundamental no projeto de um acelerador.

Algumas considerações importantes na escolha de f_0 são:

- (1) Sob o ponto de vista de conservação de potência de RF, a frequência de operação deve ser a mais alta possível. Entretanto, devido ao fato de que a potência de RF das fontes disponíveis cai mais rapidamente do que o aumento de R_0 com a frequência, não é aconselhado o uso de frequências muito altas.
- (2) Baixas frequências (maiores dimensões de íris) são preferíveis no ponto de vista de não interceptação do feixe ao longo do acelerador.
- (3) Quando é desejado obter um intenso feixe de elétrons com uma certa energia, o uso de baixas frequências possibilita maior quantidade de potência de RF e energia armazenada disponíveis para a conversão em potência de feixe.
- (4) O tempo de enchimento em um acelerador otimizado varia com $f_0^{-3/2}$. Isto indica o uso

de frequência alta para aumentar a fração do comprimento do pulso de RF disponível para acelerar os elétrons.

Das discussões acima, a escolha da frequência é feita com base no compromisso entre técnica e fator custo. As frequências usuais utilizadas variam de 700 a 10000 MHz.

II.5.6. Modo de Operação (ϕ_0)

O modo de operação é caracterizado pelo parâmetro

$$\phi_0 = \frac{2\pi}{n} \quad (2.12)$$

onde n é o número de discos por comprimento de onda. Para facilidade de medição n é escolhido inteiro. O valor de n é determinado pelo projeto, levando em conta a eficiência de aceleração e as precisões dimensionais requeridas.

II.5.7. Constante de Atenuação (α)

As variações da intensidade de campo elétrico e da potência de RF fluindo na estrutura aceleradora são dadas

por:

$$\frac{dE}{dz} = - \alpha E \quad (2.13)$$

e

$$\frac{dP}{dz} = - 2\alpha P \quad (2.14)$$

onde $\alpha(z)$ é a constante de atenuação em neper (Np) por unidade de comprimento.

De (2.13) e (2.14), concluímos que a intensidade de campo elétrico e a potência fluindo no acelerador em um ponto z distante da entrada ($z=0$) são dados por:

$$E = E_0 e^{-\int_0^z \alpha(z) dz} \quad (2.15)$$

$$P = P_0 e^{-2\int_0^z \alpha(z) dz} \quad (2.16)$$

onde E_0 e P_0 são valores da intensidade de campo e potência na origem.

O parâmetro de atenuação (τ) é definido como:

$$\tau = \int_0^L \alpha(z) dz \quad (2.17)$$

expresso em N_p na estrutura de comprimento L .

Em estruturas "disk-loaded", a magnitude de α é fortemente dependente da abertura da íris. Aumentando-se o raio da íris, aumenta-se v_g e diminui-se α . Desta maneira τ pode ser obtido da seleção apropriada do diâmetro da íris e da distância entre alimentadores (L).

II.6. Aceleradores Lineares de Elétrons do Tipo Onda Progressiva

Basicamente, os aceleradores do tipo onda progressiva são divididos em dois grupos: aceleradores a impedância constante e aceleradores a gradiente constante. Descrevem-se aqui estes dois tipos de aceleradores.

II.6.1. Acelerador do Tipo Impedância Constante

Neste tipo de acelerador a seção transversal modular permanece constante ao longo de estrutura aceleradora. Da definição (2.8) e da relação (2.11), a taxa de dissipação de potência, a potência fluindo e o campo

como:

$$\frac{dP}{dz} = - \frac{\omega P}{v_g Q} \quad (2.18)$$

$$P = P_0 e^{-\left(\frac{\omega}{v_g Q}\right) z} \quad (2.19)$$

$$E = E_0 e^{-\left(\frac{\omega}{2v_g Q}\right) z} \quad (2.20)$$

As formulações acima são úteis pois os parâmetros ω , v_g e Q podem ser medidos em cavidades de teste.

Comparando-se (2.14) e (2.18), obtêm-se:

$$\alpha = \frac{\omega}{2v_g Q} \quad (2.21)$$

A energia ganha por um elétron situado a um ângulo θ com respeito à crista da onda caminhante pode ser obtido integrando (2.20) através do comprimento L da estrutura, resultando em

$$V = E_0 L \left[\left(\frac{1 - e^{-\tau}}{\tau} \right) \right] \cos \theta \quad (2.22)$$

onde $\tau = \alpha L$ é a atenuação total, em N_p , na estrutura aceleradora. Usando as equações (2.7) e (2.18), a equação

(2.22) pode ser escrita em termos de quantidades mensuráveis

($E = E_{oz}$):

$$V = (2\tau)^{1/2} \left[\left(\frac{1 - e^{-\tau}}{\tau} \right) \right] (P_o R_o L)^{1/2} \cos \theta \quad (2.23)$$

Nota-se de (2.23) que o ganho de energia descarregado depende fortemente de τ . Convém lembrar que o ganho de energia descarregado não considera o "beam-loading".

Para se obter um máximo ganho de energia, deve-se ter

$$\tau = \frac{1}{2} (e^{\tau} - 1) \quad (2.24)$$

que é satisfeita para

$$\tau = 1,26 \quad (2.25)$$

O ganho máximo de energia é, então, dado por

$$V_{\max} = 0,903 (P_o R_o L)^{1/2} \cos \theta \quad (2.26)$$

A quantidade $V/(P_o R_o L)^{1/2} \cos \theta$ da equação (2.23) é mostrada em função de τ na Fig. II.8. A região de máximo na curva é bastante ampla, implicando que o valor de $\tau = 1,26$ não é crítico, para se terem bons resultados. Um baixo valor

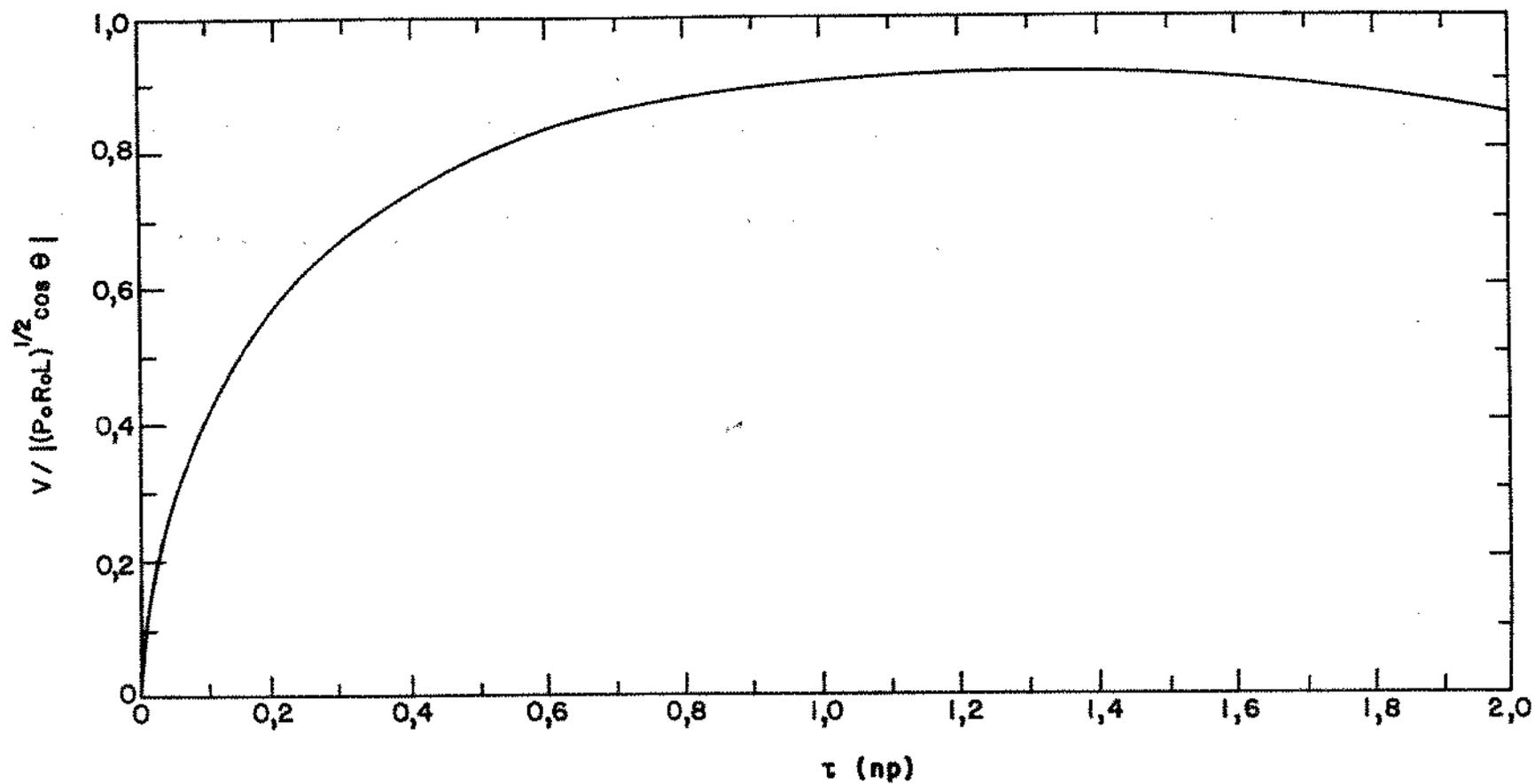


Fig. II.8. Ganho de energia normalizado em função de τ na estrutura tipo impedância constante.

de τ é preferível na maioria dos casos, por considerações de "beam-loading", redução do tempo de enchimento, e por relaxar os requisitos de frequência e tolerâncias dimensionais.

É instrutivo calcular qual seria o ganho de energia obtido para um acelerador otimizado de comprimento infinito. Para mantido constante e assumindo $\cos\theta=1$, a equação (2.23) se torna

$$V_L \Rightarrow \infty = \left[\frac{2P_o R_o}{\alpha} \right]^{1/2} \quad (2.27)$$

Assim

$$\frac{V_L \Rightarrow \infty}{V_{\tau = 1,26} (\cos\theta=1)} = \frac{(2P_o R_o / \alpha)^{1/2}}{[0,903 \sqrt{(P_o R_o L)^{1/2}}]} = 1,39 \quad (2.28)$$

Conclui-se que o ganho de energia pode ser aumentado em 39% se aumentarmos o comprimento do acelerador até o infinito.

II.6.1.1. Tempo de enchimento

Usando a definição do parâmetro de atenuação $\tau = \omega L / 2v_g Q$, o tempo requerido para encher com sinal de RF o acelerador à impedância constante com energia de RF é dado por:

$$t_f = \frac{L}{v_g} = \frac{2Q\tau}{\omega} \quad (2.29)$$

Para um acelerador otimizado (eq. (2.25)) o tempo de enchimento é dado aproximadamente por:

$$t_f = 2,52 \frac{Q}{\omega} \quad (2.30)$$

II.6.1.2. Energia Armazenada

A energia total de RF (W) contida no acelerador ao fim do tempo de enchimento pode ser obtida integrando a energia armazenada por unidade de comprimento (w) (equação (2.11)) através do comprimento L do acelerador, i.e.,

$$W = \int_0^L w dz = \int_0^L \left(\frac{P_0}{v_g} \right) e^{-2\alpha z} dz = P_0 t_f \cdot \left[\frac{(1 - e^{-2\tau})}{2\tau} \right] \quad (2.31)$$

A razão $W/P_0 t_f$ é a fração da energia de RF de entrada que permanece disponível no acelerador após o tempo de enchimento para aceleração dos elétrons. Esta razão, que é mostrada na Figura II.9 como função de τ , é o limite

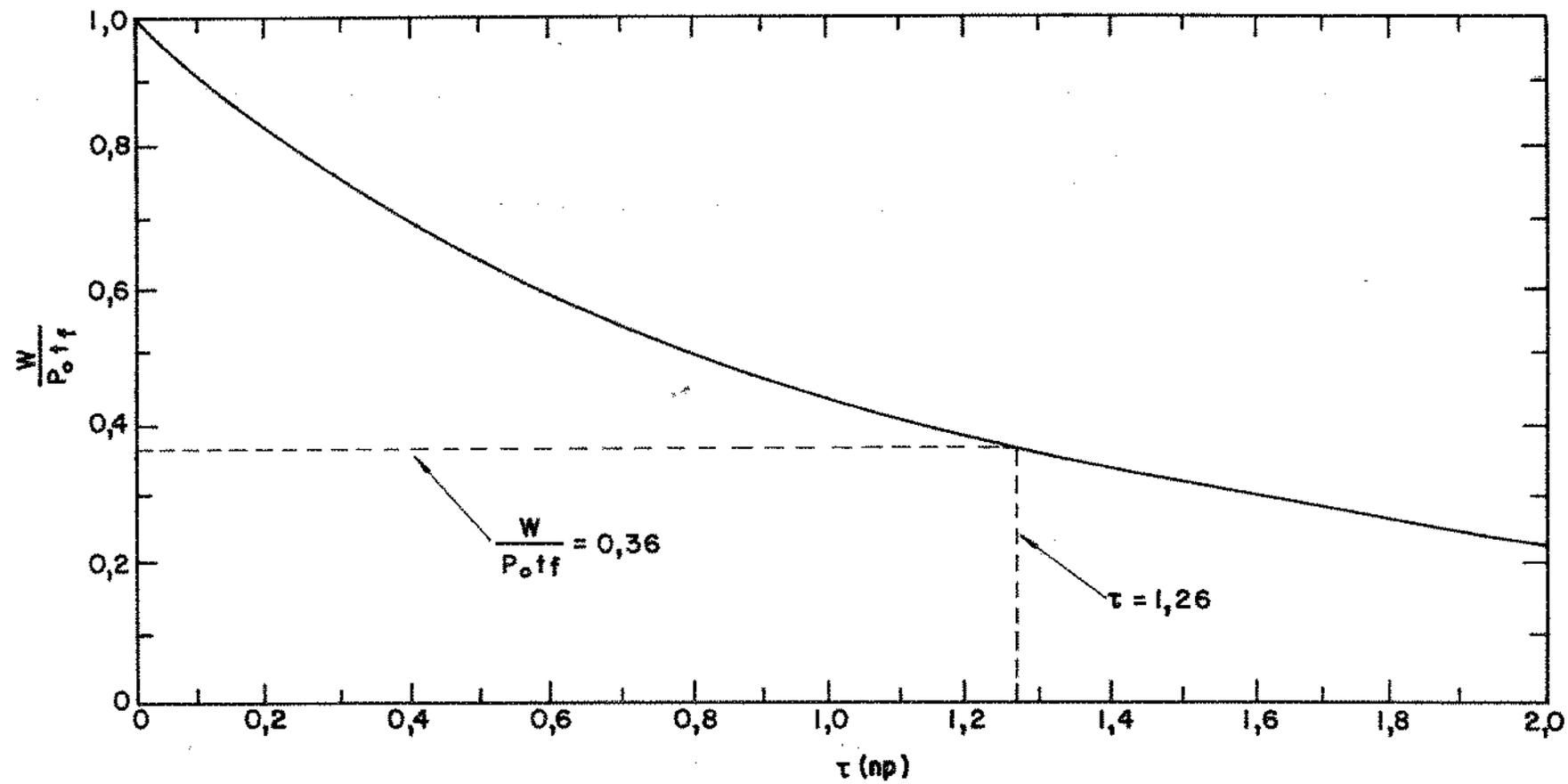


Fig. II.9. Fração de energia de RF que permanece na estrutura a impedância constante ao fim do tempo de enchimento em função de τ .

superior da eficiência de conversão da energia de RF para energia de feixe de elétrons. Em $\tau=1.26$, $W/P_0 t_f$ é 0,36. Quando a eficiência de conversão de energia é o principal critério de projeto, baixos valores de τ são indicados.

II.6.2. Acelerador do Tipo Gradiente Constante

Devido à seção transversal modular constante, a potência de RF e o campo elétrico em um acelerador a impedância constante decaem exponencialmente com a distância z como mostrado nas eqs. (2.19) e (2.20). O campo elétrico está traçado vs. z/L na Fig. II.10. Como pode-se notar o campo elétrico no início da estrutura ($z=0$) é maior que o campo médio por um fator que depende de τ . Esta dependência é enfatizada pelo simples rearranjo da equação (2.22) para $\cos \theta=1$

$$\frac{\frac{E_0}{V}}{\left(\frac{L}{L}\right)} = \frac{\tau}{1 - e^{-\tau}} \quad (2.32)$$

Esta razão é mostrada em função de τ na Figura II.11. Pela variação da dimensão modular transversal é possível projetar um acelerador com campo elétrico axial constante ao longo da estrutura aceleradora (Fig. II.10). Este tipo de acelerador

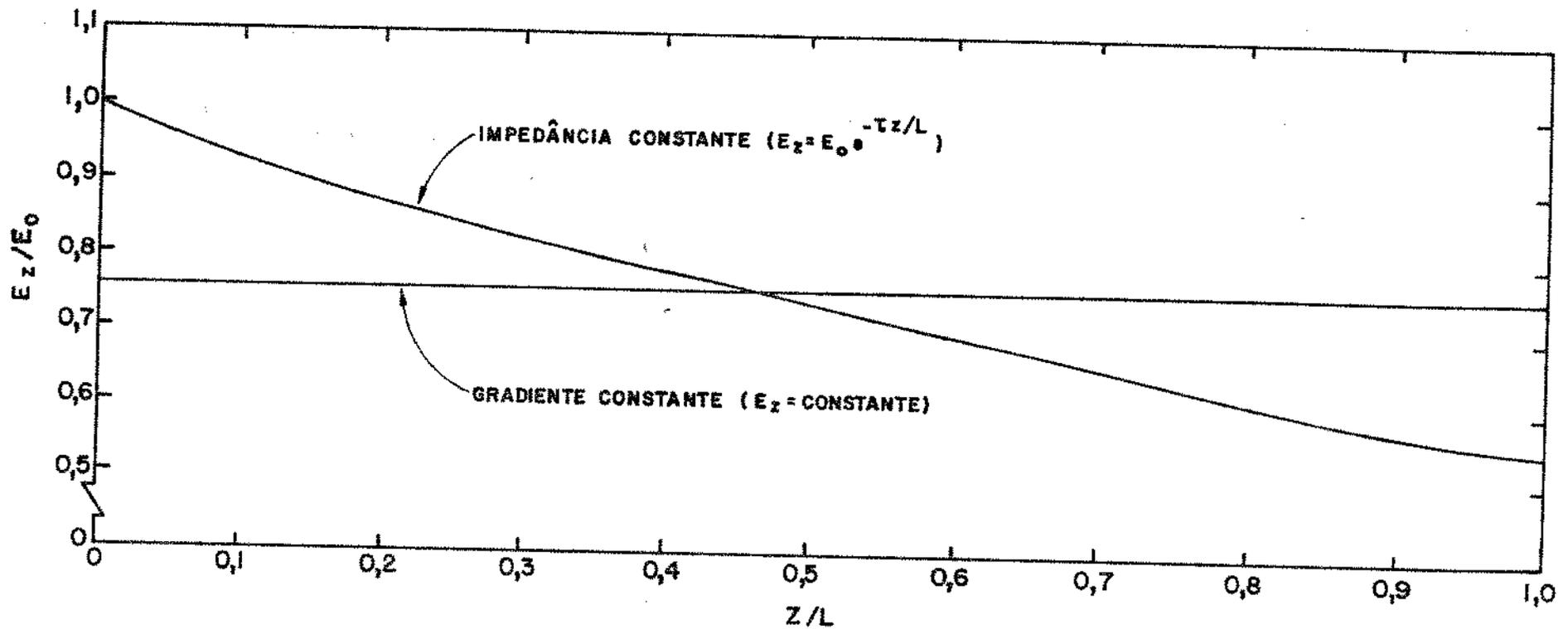


Fig. II.10. Intensidade de campo elétrico em função da distância normalizada para estruturas tipo gradiente constante e tipo impedância constante. $\tau=0,57$.

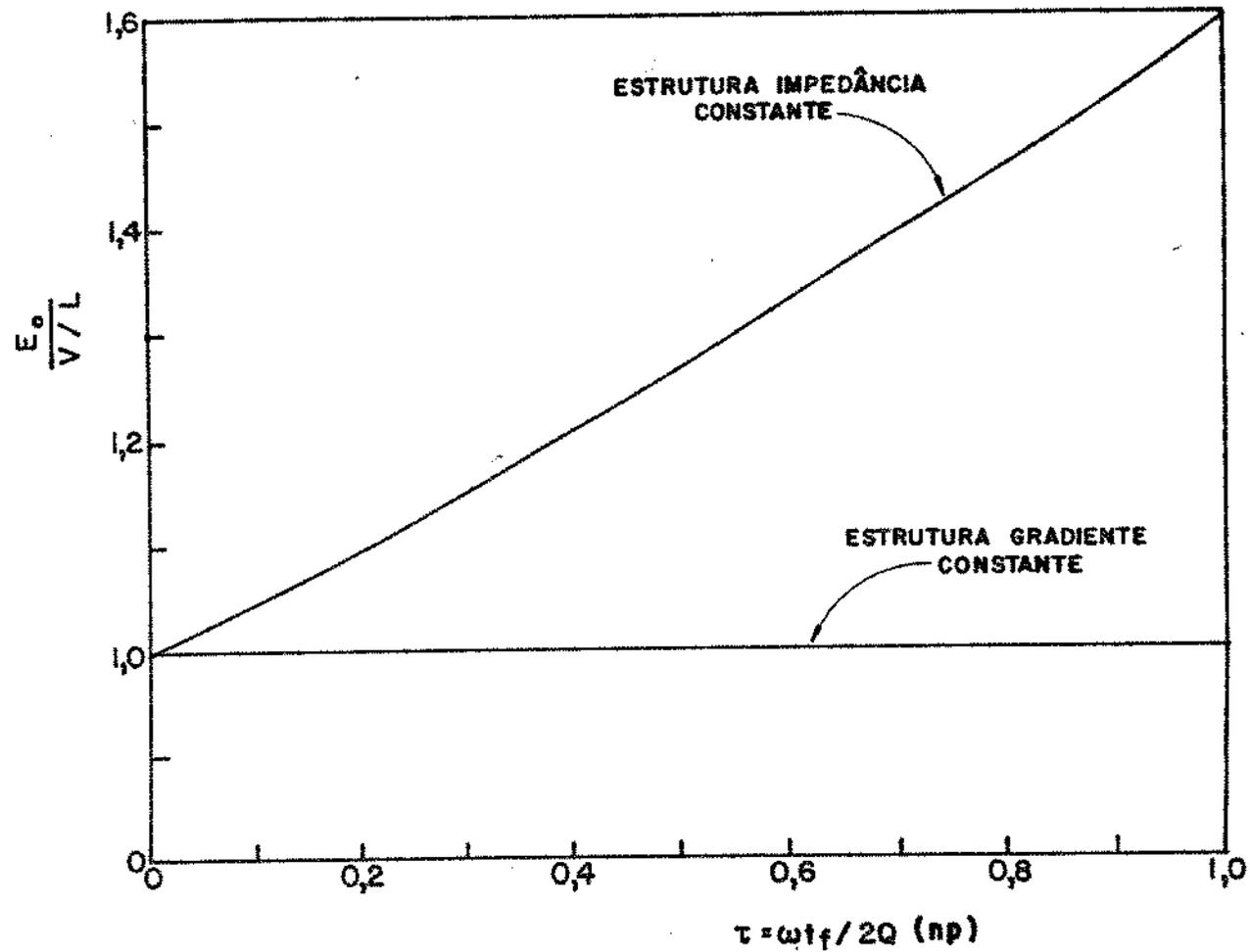


Fig. II.11. Razão do campo elétrico de-pico para o médio em função de τ para as estruturas tipo impedância constante e tipo gradiente constante.

é chamado tipo gradiente constante. Pela definição, a razão do campo de pico para o médio é 1 para qualquer valor de τ como mostrado na Fig. II.11. A base para o projeto a gradiente constante é providenciada pela equação (2.7). Como R_0 varia pouco com as dimensões modulares da estrutura, esta pode ser considerada constante. Assim o requisito para gradiente constante ao longo da estrutura se torna:

$$\frac{dP}{dz} = \underline{\text{Cte}} \quad (2.33)$$

Desta maneira, se a potência de entrada do acelerador é P_0 e a potência em $z=L$ é P_L , o requisito da equação (2.33) é satisfeito se a potência fluente no acelerador for dada por:

$$P = P_0 - (P_0 - P_L) \frac{z}{L} \quad (2.34)$$

Como, pelas eqs. (2.16) e (2.17), $\frac{P_L}{P_0} = e^{-2\tau}$, a eq. (2.34) se torna

$$P = P_0 \left[1 - (1 - e^{-2\tau}) \frac{z}{L} \right] \quad (2.35)$$

Duas expressões equivalentes para $\frac{dP}{dz}$ são obtidas das eqs. (2.34) e (2.35)

$$\frac{dP}{dz} = - \frac{(P_o - P_L)}{L} \quad (2.36)$$

e

$$\frac{dP}{dz} = - \frac{P_o (1 - e^{-2\tau})}{L} \quad (2.37)$$

Assim enquanto dP/dz é constante neste tipo de acelerador, no acelerador a impedância constante este valor varia ao longo da estrutura. O fato de se ter a taxa de dissipação de potência de RF constante ao longo da estrutura facilita o problema de refrigeração.

II.6.2.1. Variação Requerida da Velocidade de Grupo

Eliminando dP/dz entre as equações (2.37) e (2.14), substituindo a eq. (2.35) para P e resolvendo para v_g , obtêm-se:

$$v_g = \frac{\omega L}{Q} \left\{ \frac{[1 - (1 - e^{-2\tau})] \frac{z}{L}}{(1 - e^{-2\tau})} \right\} \quad (2.38)$$

Nota-se que P e v_g variam da mesma maneira e pela mesma razão entre $z=0$ e $z=L$.

II.6.2.2. Tempo de Enchimento

É obtido integrando-se $dt=dz/v_g$ de 0 a L e usando a eq. (2.38) para v_g :

$$t_f = \frac{2Q\tau}{\omega} \quad (2.39)$$

Comparando (2.29) e (2.39), vemos que t_f é igual para os dois tipos de estrutura se estas forem projetadas para um mesmo τ .

II.6.2.3. Energia Armazenada

A energia armazenada ao fim do tempo de enchimento pode ser obtida integrando (2.11) de $z=0$ até $z=L$ e usando (2.35) e (2.38) para P e v_g , e (2.39). O resultado é:

$$W = P_0 t_f \left[\frac{(1 - e^{-2\tau})}{2\tau} \right] \quad (2.40)$$

Uma comparação das eqs. (2.31) e (2.40) mostra que

para um mesmo τ , os dois tipos de estrutura apresentam a mesma energia armazenada.

II.6.2.4. Intensidade de Campo Elétrico e Ganho de Energia

A intensidade de campo elétrico axial é obtida das eqs. (2.7) e (2.35) sendo dada por:

$$E = \left[(1 - e^{-2\tau}) \frac{P_o R_o}{L} \right]^{1/2} \quad (2.41)$$

e é constante através do comprimento do acelerador.

O ganho de energia é obtido integrando o campo elétrico (eq.(2.41)) através do comprimento do acelerador, i.e.,

$$V = [(1 - e^{-2\tau}) P_o R_o L]^{1/2} \quad (2.42)$$

Uma comparação das energias descarregadas da estrutura a gradiente constante e da estrutura a impedância constante é mostrada na Fig. II.12 versus τ (considerando $\cos \theta = 1$).

Nota-se que o ganho de energia para aceleradores a

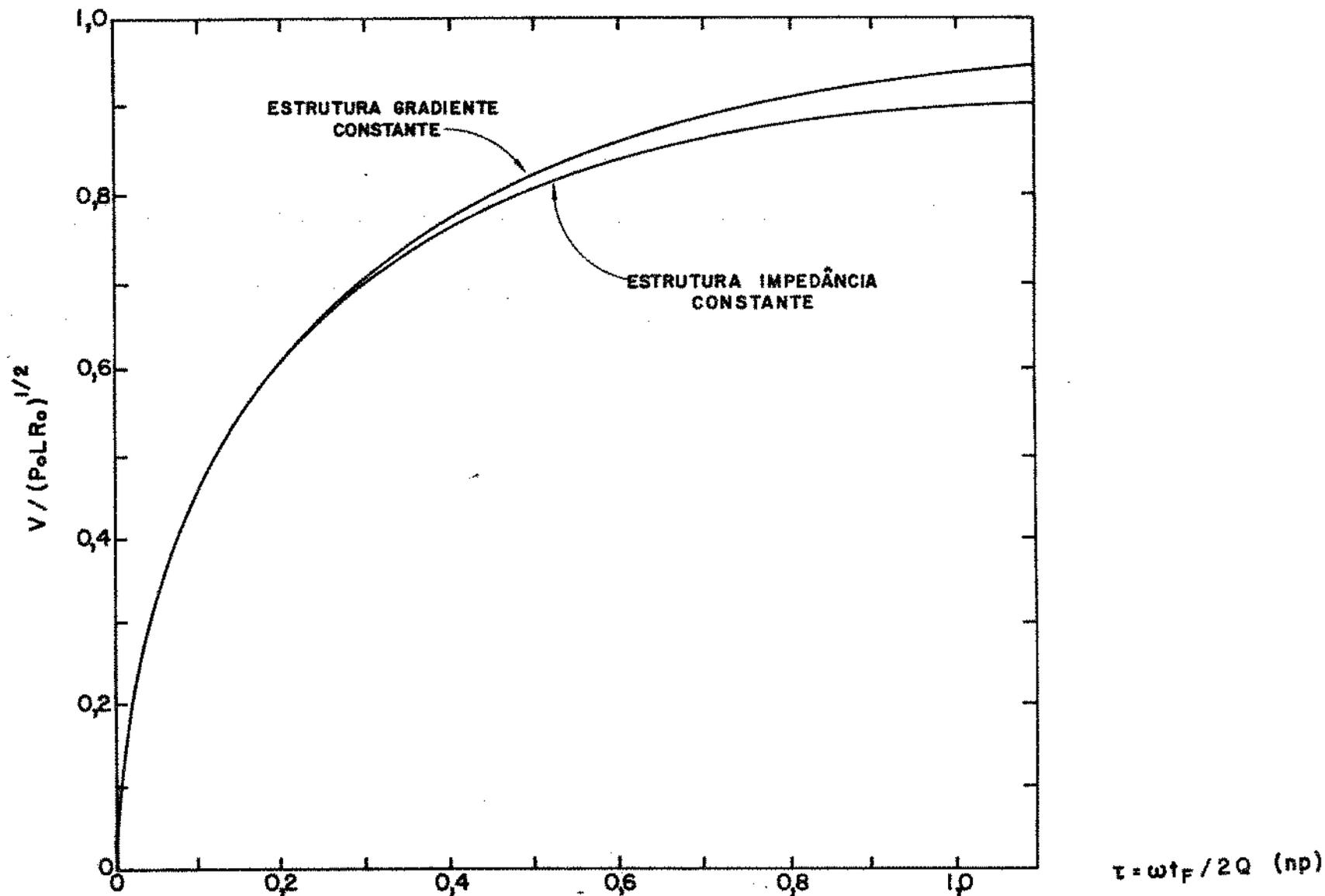


Fig. II.12. Energia descarregada em função de τ para estruturas tipo gradiente constante e tipo impedância constante.

gradiente constante é ligeiramente maior para valores altos de τ . Além desta vantagem, aceleradores a gradiente constante apresentam várias outras vantagens em relação às estruturas a impedância constante, como por exemplo, menor sensibilidade a variações de frequência, problema de refrigeração facilitado, tendo como desvantagem principal um custo maior do projeto [12].

II.7. Projeto de Cavidades Aceleradoras do tipo "disk-loaded"

O dimensionamento das cavidades que compõem a estrutura aceleradora tipo guia de ondas corrugado pode ser obtido, com uma boa aproximação, se se considerar o guia corrugado como sendo obtido a partir da junção de um guia circular com um guia radial como mostra a Fig. II.13. Assim, a onda que se propaga no guia de ondas pode ser considerada como um modo cilíndrico na região de raio (r) menor que " a " e por modos de um guia radial para $a < r < b$. A condição de casamento de impedância aplicada na região comum aos dois guias (raio= a) fornece a equação de frequência [13, 14] que, quando a velocidade de fase for igual a c , é dada por:

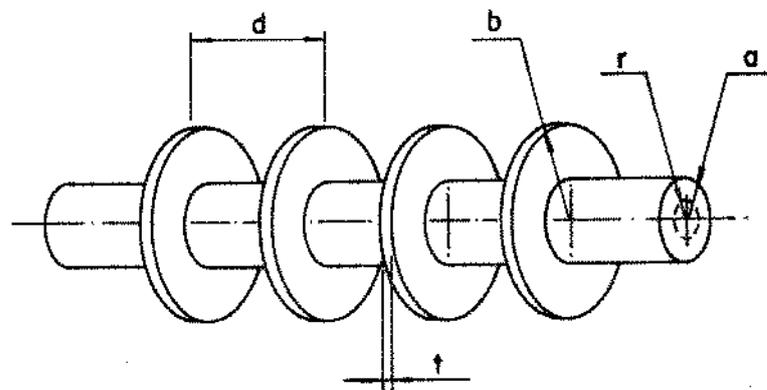


Fig. II.13. Representação do guia corrugado pela junção de um guia circular com um guia radial.

$$\frac{2}{Ka} = \left[\frac{N_0(Ka)J_0(Kb) - N_0(Kb)J_0(Ka)}{N_1(Ka)J_0(Kb) - N_0(Kb)J_1(Ka)} \right] \left(1 - \frac{t}{d} \right) \quad (2.43)$$

onde K é a constante de propagação no espaço livre e $N_0(x)$, $N_1(x)$, $J_0(x)$ e $J_1(x)$ são funções de Bessel.

A velocidade de grupo no guia corrugado é obtida a partir da equação (2.43) e é dada por [13, 15]:

$$\frac{v_g(a,b)}{c} = \frac{\left(1 - \frac{t}{d} \right) K^2 a^3}{\left(1 - \frac{t}{d} \right) K^2 a^3 - 8N(a,b)} \quad (2.44)$$

onde

$$N(a,b) = \left\{ a \left[E_1 \left(E_1 - \frac{2E_2}{Ka} \right) + E_2^2 \right] - bE_3E_4 \right\} / E_1^2$$

com

$$\begin{aligned} E_1(a,b) &= J_0(Ka)N_0(Kb) - N_0(Ka)J_0(Kb) \\ E_2(a,b) &= J_1(Ka)N_0(Kb) - N_1(Ka)J_0(Kb) \\ E_3(a,b) &= J_1(Ka)N_0(Ka) - N_1(Ka)J_0(Ka) \\ E_4(a,b) &= J_1(Kb)N_0(Kb) - J_0(Kb)N_1(Kb) \end{aligned}$$

Dependendo do tipo de acelerador a ser projetado (tipo gradiente constante ou tipo impedância constante) é

possível obter a velocidade de grupo em função dos parâmetros de projeto da estrutura. Numa estrutura a gradiente constante, a variações da velocidade de grupo necessária é dada pela equação (2.38) e é repetida abaixo,

$$\frac{v_g(z)}{c} = \frac{2\pi f_o L}{Q} \frac{\left[1 - (1 - e^{-2\alpha L})\right] \frac{z}{L}}{(1 - e^{-2\alpha L})} \quad (2.45)$$

As equações (2.43), (2.44) e (2.45), acrescidas dos parâmetros de projeto, constituem um sistema de três equações a três incógnitas. O programa computacional PROCAV [16] resolve este sistema através de cálculo numérico.

Em guias de ondas corrugados usados na prática, a região da borda da íris recebe um abaulamento. Isto reduz o problema do "beam break-up" nesta região de campo elétrico intenso. Assim, os resultados obtidos do sistema de equações são uma primeira aproximação para o projeto das cavidades. O trabalho de J. Bernard [17] faz um estudo do guia de ondas corrugado levando em conta o fato de que as cavidades não tem íris com bordas retas. Mais recentemente, com o aparecimento do código computacional SUPERFISH, que possibilita o projeto de uma determinada cavidade levando em conta sua geometria real, foi possível optar por uma filosofia iterativa de projeto entre os códigos descritos e

o laboratório de microondas, como mostra o diagrama de blocos da Fig. II.14.

A necessidade de se manter uma precisa relação de fase entre o campo de RF guiado e os elétrons agrupados ao longo da seção aceleradora, para evitar uma perda de energia apreciável, faz com que se necessite de altíssimas precisões dimensionais na confecção das cavidades (por exemplo da ordem de $\pm 0,005$ mm no seu diâmetro) que compõe esta estrutura. A solução utilizada em geral é a de usinar as cavidades com boas tolerâncias (mas não ultra-elevadas), diminuindo o custo do projeto e depois, se necessário, efetuar uma etapa de sintonia [5,11] em toda a estrutura aceleradora para compensar os erros dimensionais de cada cavidade.

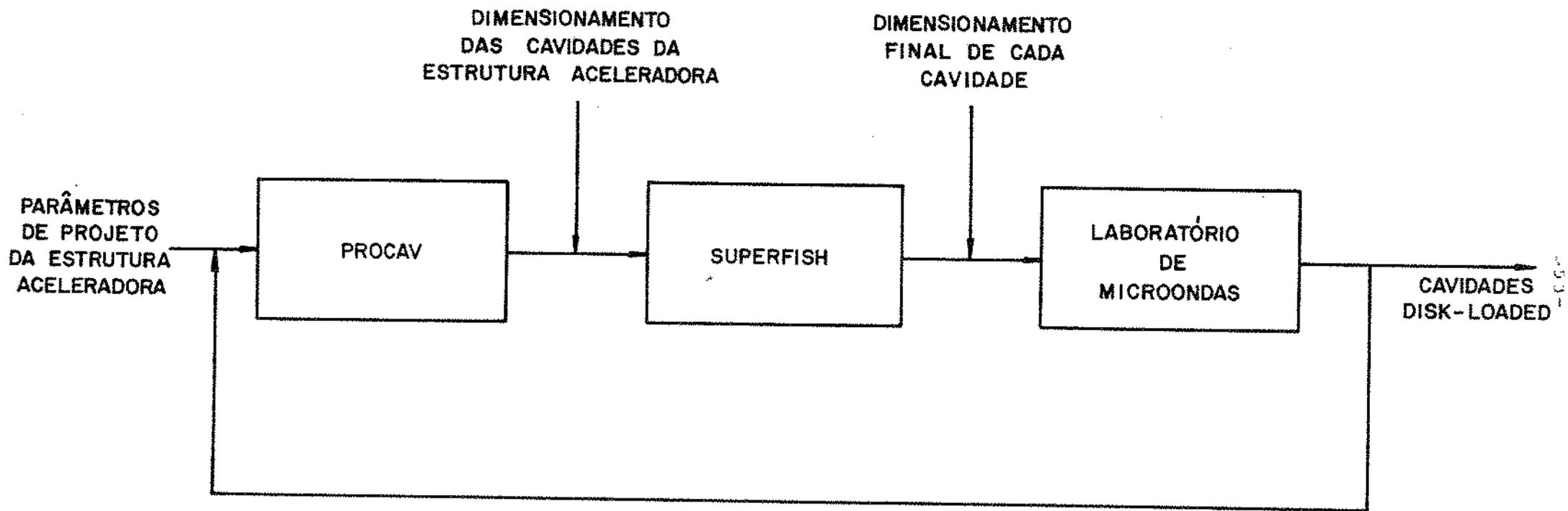


Fig. II. 14. Filosofia iterativa de projeto e construção de uma estrutura aceleradora.

CAPÍTULO III

Técnicas de Medidas de Parâmetros de Cavidades Aceleradoras

III.1. Descrição Geral

Não existe um tratamento teórico suficientemente preciso que permita o cálculo das dimensões das cavidades que compõem a estrutura aceleradora. Estas dimensões são geralmente determinadas, numa primeira aproximação, por programas computacionais que resolvem as equações de Maxwell dentro da estrutura obedecendo as devidas condições de contorno e depois ajustadas pela realização de testes frios em conjuntos de cavidades idênticas. No projeto a gradiente constante, um grande número de cavidades deve ser determinado para se obter um bom projeto da estrutura aceleradora, cada conjunto de valores dimensionais de uma cavidade sendo obtido de uma célula de teste (pilha de cavidades) diferente.

Para cada célula de teste, as seguintes quantidades devem ser medidas: velocidade de fase (v_p), velocidade de grupo (v_g), fator de mérito (Q) e resistência

"shunt" (R_0). Estas quantidades determinam o desempenho do acelerador a ser projetado.

Resultados de testes frios em células de testes são válidos se as simetrias de reflexão da estrutura são cuidadosamente levadas em conta. Planos de curto devem ser localizados em planos onde o vetor campo elétrico é normal, possibilitando que a onda estacionária simulada seja uma representação exata da onda progressiva que se pretende estudar. As linhas tracejadas na Fig. III.1. representam tais planos. Observa-se que para o modo $2\pi/3$, conjuntos de três ou seis cavidades podem ser usados, cobrindo um ou dois comprimentos de onda.

III.2. Diagrama de Dispersão

III.2.1. Descrição Teórica

Uma célula de teste composta de R comprimentos periódicos terminada em planos de simetria de reflexão deve ressoar $R+1$ vezes em cada banda de passagem [18]. Estas ressonâncias devem ocorrer quando

$$q \frac{\lambda}{2} = R \cdot d = \ell \quad (3.1)$$

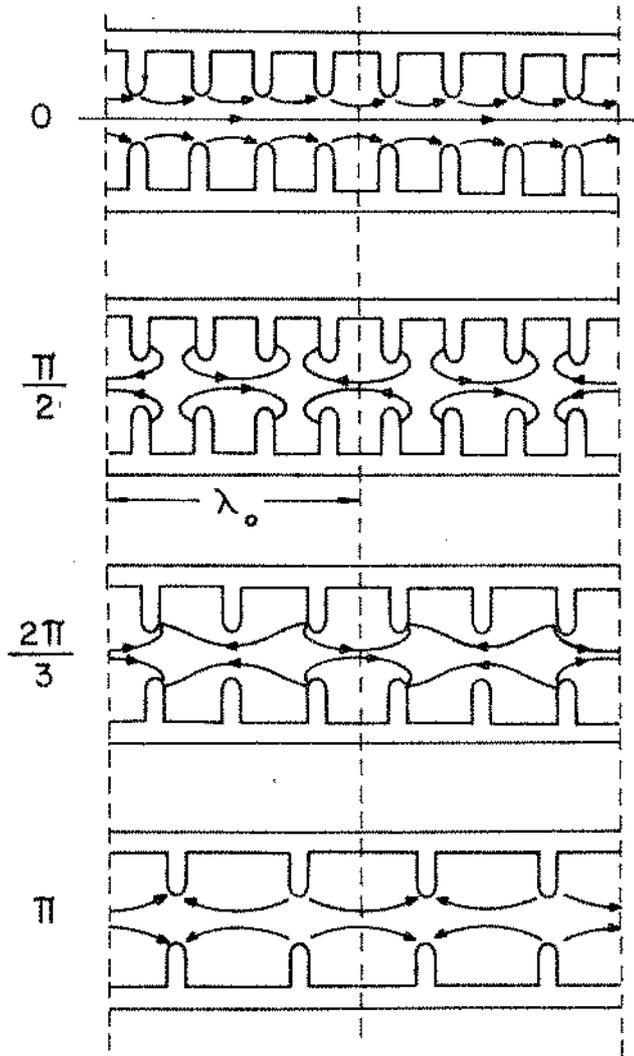


Fig. III.1. Configurações de campo elétrico caminhante para deslocamentos de fase de $0, \pi/2, 2\pi/3$ e π por cavidade.

ou

$$\beta_0 d = \frac{q\pi}{R} \quad (q = 0, 1, 2, \dots, R) \quad (3.2)$$

onde λ_g é o comprimento de onda guiado, d é o período da estrutura, ℓ o comprimento da célula de teste e β_0 é a constante de fase da harmônica fundamental.

Em termos de estrutura a onda caminhante estas ressonâncias aparecem na banda de passagem do modo usado para a propagação da onda de RF.

Se ϕ é o intervalo longitudinal de fase por cavidade, a velocidade de fase normalizada (v_p/c) é dada por

$$\frac{v_p}{c} = \frac{2\pi}{\phi} \frac{d}{\lambda} \quad (3.3)$$

onde λ é o comprimento de onda no espaço livre.

A velocidade de grupo normalizada (v_g/c) é, por definição, dada por

$$\frac{v_g}{c} = \frac{d(1/\lambda)}{d(1/\lambda_g)} \quad (3.4)$$

Se o diagrama de dispersão é construído de ressonâncias discretas de um comprimento finito da estrutura, pode-se computar a tangente sobre um intervalo de frequência. Assim,

$$\Delta(1/\lambda) = \frac{\Delta f}{c} \quad (3.5)$$

a variação correspondente do número de propagação é dada por

$$\Delta\left(\frac{1}{\lambda}\right) = \frac{\Delta\Phi}{2\pi d} \quad (3.6.)$$

então

$$\frac{v_g}{c} = \frac{2\pi d}{c} \frac{\Delta f}{\Delta\Phi} \quad (3.7)$$

Conclui-se, portanto, que a velocidade de grupo pode ser obtida graficamente da tangente do diagrama $\omega-\beta$ na frequência de operação ou, para melhor precisão, usando as frequências de ressonância medidas em conexão com a fórmula de aproximação polinomial de Stirling.

Se poucos períodos da estrutura são disponíveis, pode-se assumir que o diagrama de dispersão é senoidal. Para esta aproximação, a velocidade de grupo normalizada é dada por

$$\frac{v_g}{c} = \frac{\pi d \Delta f}{c} \operatorname{sen} \left(\frac{2\pi}{v_p/c} \frac{d}{\lambda} \right) \quad (3.8)$$

onde Δf é a largura da banda de passagem.

III.2.2. Montagem Experimental

A determinação experimental das velocidades de fase e de grupo é feita através do levantamento do diagrama de dispersão da célula de teste utilizada. Uma possível montagem para obtenção deste diagrama é mostrada na Fig. III.2. Utilizando-se uma varredura conveniente, localizam-se os modos de ressonâncias no osciloscópio. Instala-se o medidor de potência em substituição ao osciloscópio e passa-se a operar com o gerador sem varredura procurando as frequências que produzam máxima indicação de potência. Se conjuntos de um ou dois comprimentos de onda são utilizados, quatro ou sete frequências de ressonâncias serão detetadas e medidas com o freqüencímetro acoplado à linha de entrada de acordo com as equações (3.1) e (3.2).

Uma maneira mais simples de se obter as frequências de ressonâncias é utilizar um analisador de rede em conjunto com um freqüencímetro como mostra a Fig. III.3. Neste caso, as frequências de ressonâncias são visualizadas diretamente no "display" do analisador, bastando para isso que o oscilador do analisador de rede esteja com a varredura conveniente. Após feita a localização cada frequência pode ser medida operando o oscilador sem varredura e utilizando um marcador qualquer que indica a frequência a ser medida

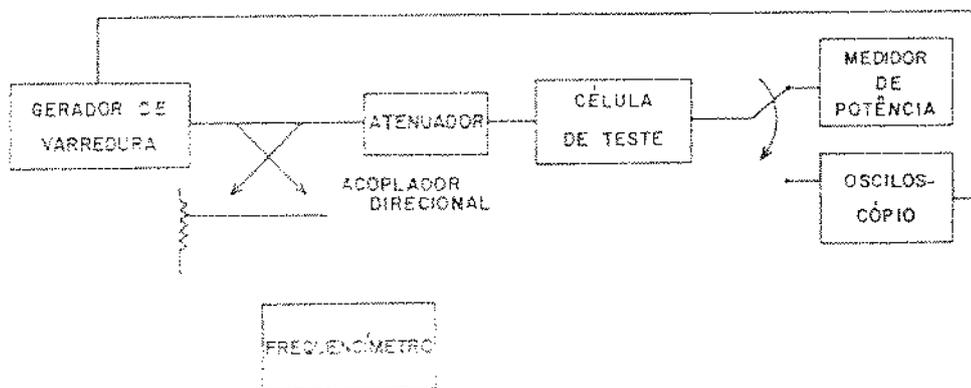


Fig. III.2. Montagem experimental para levantamento do diagrama de dispersão de uma célula de teste.

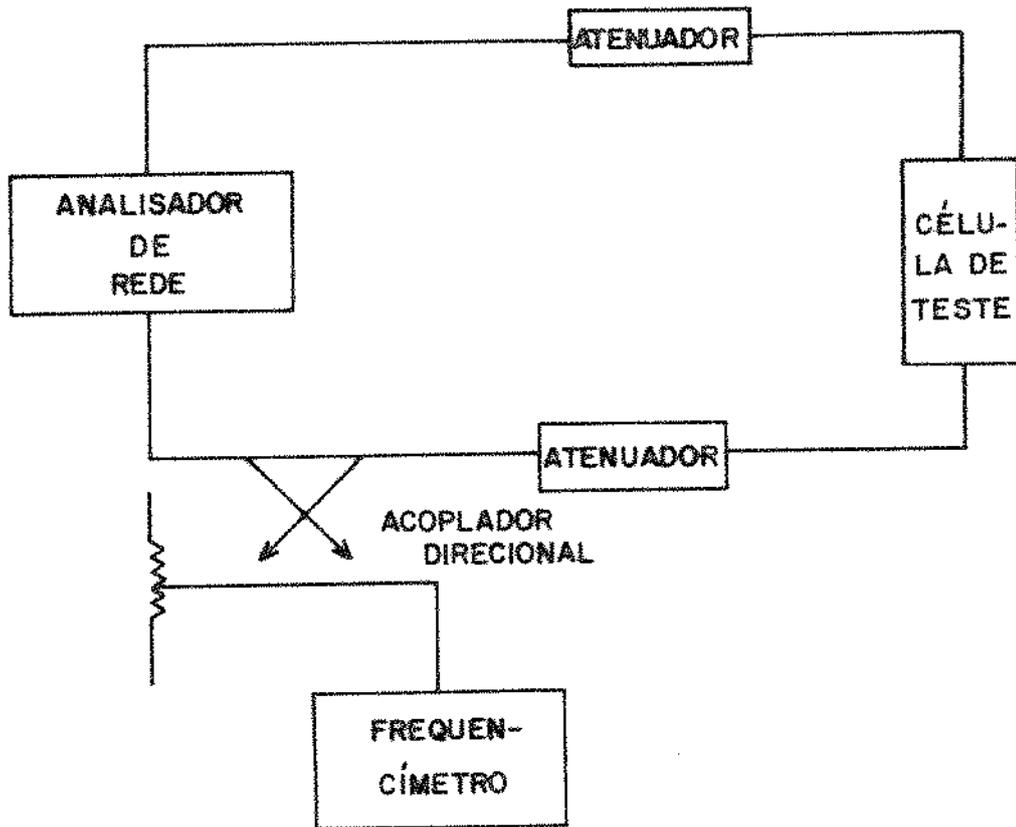


Fig. III.3. Alternativa de montagem experimental para obtenção do diagrama de dispersão de uma célula de teste.

pelo freqüencímetro.

Devido à necessidade de determinação precisa das freqüências de ressonâncias para o cálculo das velocidades de fase e de grupo, é importante que se utilize um oscilador de varredura estável e um freqüencímetro com boa resolução.

III.3. Fator de Mérito

III.3.1. Introdução

É comum em sistemas de acoplamento de cavidades especificar as perdas no sistema por meio do fator de mérito (Q) definido na equação (2.8).

No caso da medida do Q de uma pilha de cavidades (célula de teste) é importante que o comprimento da pilha seja suficiente para que os efeitos de imagem das paredes finais e efeitos de acoplamento entre alimentadores sejam desprezíveis. É também importante corrigir o Q medido de tais estruturas devido a estas levarem em conta a dissipação existente nas paredes finais (curtos) colocados em posições de simetria de reflexão.

Considerando dois comprimentos da estrutura de teste disponíveis com n_1 e n_2 períodos, respectivamente, e

sabendo que a energia armazenada é proporcional ao número de comprimentos periódicos (nS) e que as perdas são proporcionais ao número de comprimentos periódicos (nL) mais as perdas fixas das paredes (curtos) finais (L_p), pode-se definir o Q para cada seção respectivamente por

$$Q_1 = \frac{\omega n_1 S}{n_1 L + L_p} \quad (3.9)$$

e

$$Q_2 = \frac{\omega n_2 S}{n_2 L + L_p} \quad (3.10)$$

Eliminando L_p das equações acima, obtém-se o Q real da estrutura dado por

$$Q = \frac{\omega S}{L} = \frac{n_1 - n_2}{\left(\frac{n_1}{Q_1} - \frac{n_2}{Q_2} \right)} \quad (3.11)$$

Se $n_1 = 2n_2$,

$$Q = \frac{Q_1 Q_2}{2Q_2 - Q_1} \quad (3.12)$$

As medidas de Q_1 e Q_2 são feitas por técnicas convencionais descritas a seguir.

III.3.2. Fator de Mérito de Cavidade de uma Porta

Uma cavidade de um acesso pode ser representada por um circuito RLC série ou paralelo quando está nas proximidades da ressonância de um modo simples [19]. Esta representação equivalente só é válida se o plano terminal na linha de transmissão de entrada estiver num local onde existe ou um nó de voltagem (mínimo de onda estacionária) ou um antinó (máximo de onda estacionária) quando a cavidade estiver suficientemente fora da ressonância. Na posição de um nó de voltagem (posição de curto dessintonizado) a cavidade é representada por um circuito RLC paralelo; numa posição de antinó de voltagem (posição de aberto dessintonizado), $\lambda_g/4$ distante da posição de curto dessintonizado, a cavidade é representada por um circuito RLC série. A Fig. III.4. ilustra estas situações.

A Figura III.5. mostra a cavidade representada pelo circuito RLC série com o gerador desligado e com sua impedância interna transferida para a posição de aberto dessintonizado. Neste caso podem-se definir três fatores de mérito em função das fontes de dissipação. Define-se Q para fontes internas de dissipação (interior da cavidade), Q_L para fontes internas e externas do sistema acoplamento-cavidade e Q_E para fontes externas à cavidade. Assim

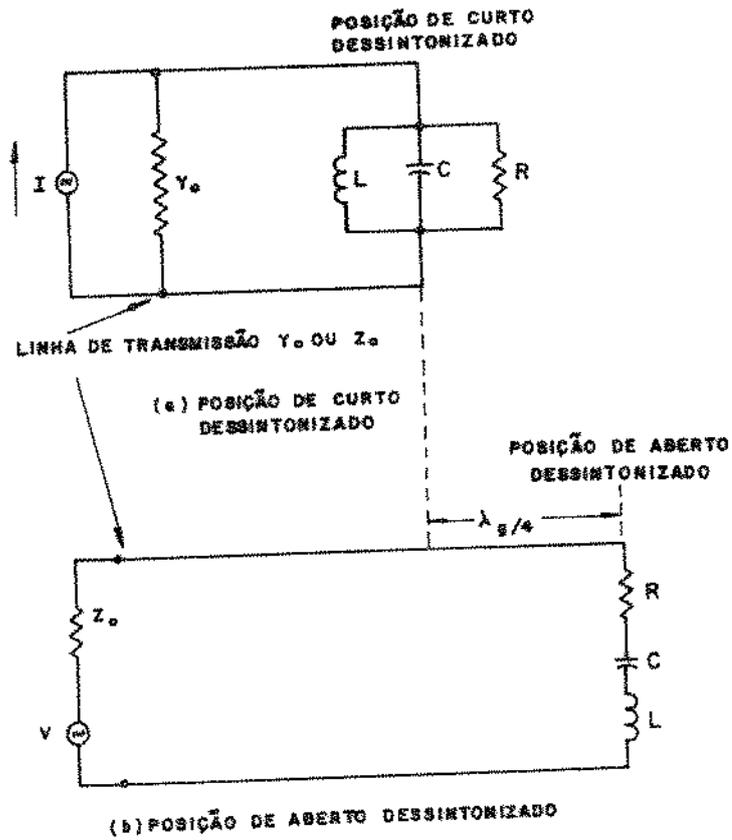
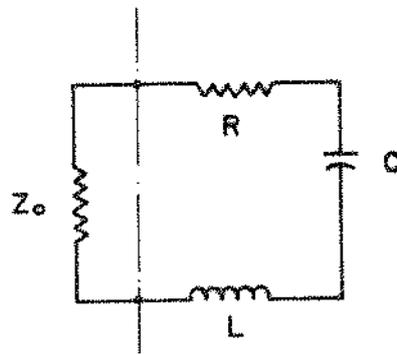


Fig. III.4. Representação de uma cavidade ressonante por um circuito equivalente com relação a certos planos de referência.



POSIÇÃO DE ABERTO
DESSINTONIZADO

Fig. III.5. Cavidade representada por circuito RLC série com o gerador desligado e sua impedância transferida para a posi o de aberto dessintonizado.

$$Q = \frac{\omega_o (LI)^2 / 2}{I^2 R / 2} = \frac{\omega_o L}{R} \quad (3.13)$$

$$Q_L = \frac{\omega_o (LI)^2 / 2}{I^2 (R+Z_o) / 2} = \frac{\omega_o L}{R+Z_o} \quad (3.14)$$

$$Q_E = \frac{\omega_o (LI)^2 / 2}{I^2 Z_o / 2} = \frac{\omega_o L}{Z_o} \quad (3.15)$$

Se $\beta_a = Z_o / R$

$$Q_L = Q / (1 + \beta_a) \quad (3.16)$$

$$Q_E = Q / \beta_a \quad (3.17)$$

e

$$Q_L = QQ_E / (Q + Q_E) \quad (3.18)$$

Onde β_a é o fator de acoplamento e mede a eficiência com que a energia armazenada no sistema da cavidade é acoplada para uma carga externa e lá dissipada. Se β_a for menor que 1, diz-se que a cavidade está subacoplada, se β_a for igual a 1 diz-se que a cavidade está

com acoplamento crítico e se β_a é maior que 1 diz-se que a cavidade está sobreacoplada. Resultados análogos podem ser obtidos para o caso de curto dessintonizado (cavidade representada por circuito RLC paralelo) [20].

Na Fig. III.6. faz-se um traçado do lugar de impedâncias na carta de Smith quando a frequência é variada na cavidade ressonante com referência à posição de aberto dessintonizado para os três graus de acoplamento. Na frequência de ressonância do circuito, o círculo de impedância intercepta o eixo real em R/Z_0 valor igual a $1/\beta_a$. Para o circuito sobreacoplado, o círculo de impedância engloba a origem da carta desde que β_a seja maior que 1, para o caso crítico o círculo passa na origem e no caso subacoplado o círculo não engloba a origem desde que β_a seja menor que 1. Conclui-se que o SWR na ressonância (S_0) é igual a β_a no caso sobreacoplado, $1/\beta_a$ no caso subacoplado e 1 no caso crítico. No caso subacoplado deverá existir uma onda estacionária mínima na ressonância onde uma onda estacionária máxima existia quando a cavidade estava fora desta ressonância. No caso sobreacoplado não existe este tipo de mudança no padrão de onda estacionária e esta propriedade pode ser usada para distinguir o tipo de acoplamento na determinação do Q.

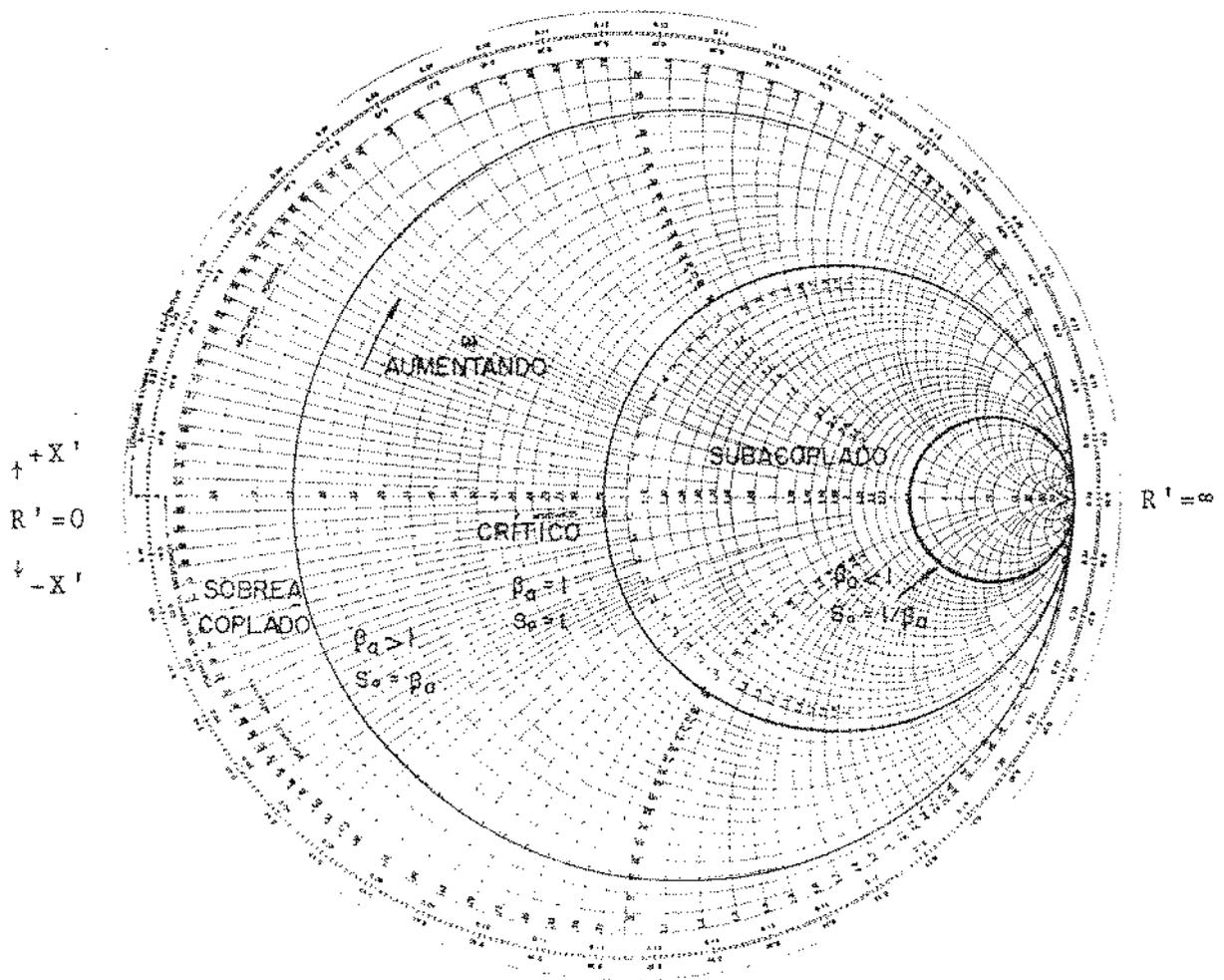


Fig. III.6. Diagrama de impedância de entrada para uma cavidade ressonante referida a posição de aberto dessintonizado traçado na carta de Smith para três graus de acoplamento $\left(R' = R/Z_0, X' = \frac{X}{Z_0} \right)$.

III.3.3. O Método de Transmissão

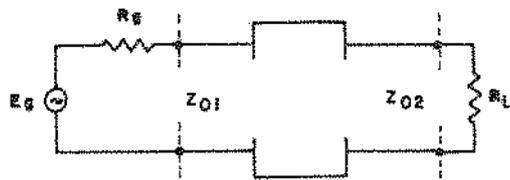
Existem diversos métodos de medida do fator de mérito de cavidades ressonantes. Estes vão desde métodos simples que utilizam técnica de varredura em frequência e detecção do sinal transmitido e refletido pelo ressoador [20, 21] até métodos automáticos que utilizam analisadores de rede acoplados a microcomputadores [22, 23]. Neste trabalho optou-se por um método de varredura por transmissão pela sua simplicidade e razoável precisão.

A Fig. III.7.a. ilustra uma cavidade de transmissão conectada a linhas de entrada e saída com impedâncias características Z_{01} e Z_{02} , a linha de entrada conectada a um gerador com resistência interna $R_g = Z_{01}$ e a linha de saída a uma carga resistiva $R_L = Z_{02}$. Na Fig. III.7.b. é mostrado o mesmo sistema com a cavidade representada por um circuito RLC série e as estruturas de acoplamento por transformadores ideais de número de espiras n_1 e n_2 .

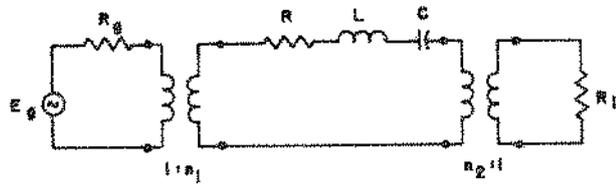
Transformando os circuitos de entrada e saída para a malha central obtém-se o circuito mostrado na Fig. III.8.

Das definições anteriores o Q e o Q_L são dados por

$$Q = \omega_0 L / R \quad (3.19)$$



(a) CAVIDADE DE TRANSMISSÃO COM LINHAS DE ENTRADA E SAÍDA
($R_g = Z_{01}$, $R_L = Z_{02}$)



(b) CIRCUITO EQUIVALENTE

Fig. III.7. Sistema gerador-cavidade-carga (a) e seu circuito equivalente (b).

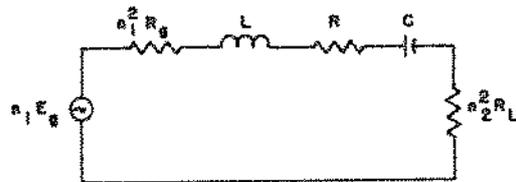


Fig. III.8. Circuito equivalente de uma cavidade de transmissão com gerador e circuito de carga transferidos para a malha central.

e

$$Q_L = \omega_0 L / (R + n_1^2 R_g + n_2^2 R_L) \quad (3.20)$$

para $\omega_0 = 1/(LC)^{1/2}$. Se $\beta_{1a} = n_1^2 R_g / R$ e $\beta_{2a} = n_2^2 R_L / R$ a equação (3.20) pode ser escrita como

$$Q_L = Q / (1 + \beta_{1a} + \beta_{2a}) \quad (3.21)$$

A impedância do circuito equivalente vista pelo gerador pode ser escrita como

$$Z = R \left[1 + \beta_{1a} + \beta_{2a} + jQ \left(\frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega} \right) \right] \quad (3.22)$$

Assim a potência disponível para a carga é dada por

$$P_L = |I|^2 n_2^2 R_L = \frac{n_1^2 E_g^2 n_2^2 R_L}{|Z|^2} = \frac{n_1^2 E_g^2 n_2^2 R_L}{R^2 \left[(1 + \beta_{1a} + \beta_{2a})^2 + Q^2 \left(\frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega} \right)^2 \right]} \quad (3.23)$$

Para circuitos de alto Q, é comum a análise da característica de transmissão perto da ressonância. Fazendo-se $\omega = \omega_0 + \delta\omega$ e supondo que $\left| \frac{\delta\omega}{\omega_0} \right|$ é muito menor que 1 obtém-se

$$\left(\frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega} \right) = \frac{2\delta\omega}{\omega_0} \quad (3.24)$$

A equação (3.23) pode ser agora escrita como

$$P_L = \frac{n_1^2 n_2^2 E_g^2 R_L}{R^2 \left[(1 + \beta_{1a} + \beta_{2a})^2 + 4Q^2 \left(\frac{\delta\omega}{\omega_0} \right)^2 \right]} = \frac{n_1^2 n_2^2 E_g^2 R_L}{R^2 (1 + \beta_{1a} + \beta_{2a})^2 \cdot \left[1 + 4Q_L^2 \left(\frac{\delta\omega}{\omega_0} \right)^2 \right]} \quad (3.25)$$

Na ressonância $\omega = \omega_0$ e a equação (3.25) resulta em

$$P_L = \frac{n_1^2 n_2^2 E_g^2 R_L}{R^2 (1 + \beta_{1a} + \beta_{2a})^2} \quad (\text{Ressonância}) \quad (3.26)$$

Se $R_g = R_L = Z_{o1} = Z_{o2} = Z_o$, a potência disponível para a carga (sem a inserção da cavidade) é a potência disponível do gerador dada por

$$P_o = \frac{E_g^2}{4Z_o} \quad (3.27)$$

Define-se um fator de transmissão $T(\omega)$ pela relação entre a potência disponível para a carga com a cavidade inserida e a potência disponível do gerador. Usando-se as equações (3.26) e (3.27) resulta

$$T(\omega) = \frac{4\beta_{1a}\beta_{2a}}{\left(1 + \beta_{1a} + \beta_{2a} \right)^2 \left[1 + 4Q_L^2 \left(\frac{\delta\omega}{\omega_0} \right)^2 \right]} \quad (3.28)$$

que representa a atenuação introduzida pela cavidade. Na ressonância a potência transmitida é máxima e $T(\omega_0)$ é dada por

$$T(\omega_0) = \frac{4\beta_{1a}\beta_{2a}}{(1 + \beta_{1a} + \beta_{2a})^2} \quad (3.29)$$

Assim,

$$\frac{T(\omega)}{T(\omega_0)} = \frac{1}{1 + 4Q_L^2 \left(\frac{\delta\omega}{\omega_0} \right)^2} \quad (3.30)$$

E os pontos de meia-potência (3dB abaixo do nível de potência na ressonância) são dados por

$$4Q_L^2 \left(\frac{\delta\omega}{\omega_0} \right)^2 = 1 \quad (3.31)$$

que resulta em

$$Q_L = \frac{\omega_0}{\Delta\omega} = \frac{f_0}{\Delta f} \quad (3.32)$$

onde $\omega_0 = 2\pi f_0$ e $\delta\omega = 2\Delta\omega$.

É possível obter β_{1a} e β_{2a} em termos de quantidades mensuráveis. Transformando-se o circuito da Fig. III.7.b. para a malha de entrada e novamente considerando $R_g = R_L = Z_0$, obtém-se a resistência equivalente vista pelo gerador dada

por

$$R_{eq} = \frac{R}{n_1^2} + \frac{n_2^2 Z_0}{n_1} \quad (3.33)$$

O SWR de entrada na ressonância (S_0) para o caso subacoplado resulta em

$$S_0 = \frac{R_{eq}}{Z_0} = \frac{1 + \beta_{2a}}{\beta_{1a}} \quad (3.34)$$

e para o sobreacoplamento

$$S_0 = \frac{Z_0}{R_{eq}} = \frac{\beta_{1a}}{1 + \beta_{2a}} \quad (3.35)$$

neste caso

$$\beta_{2a} = \frac{\beta_{1a} - S_0}{S_0} \quad (3.36)$$

Substituindo (3.36) em (3.29) e resolvendo para β_{1a} , usando (3.35), chega-se a

$$\beta_{1a} = \frac{4S_0^2}{4S_0 - T(\omega_0)(S_0 + 1)^2} \quad (3.37)$$

e

$$\beta_{2a} = \frac{T(\omega_0)(S_0 + 1)^2}{4S_0 - T(\omega_0)(S_0 + 1)^2} \quad (3.38)$$

Analogamente para o subacoplamento, obtém-se

$$\beta_{1a} = \frac{4}{4S_o - T(\omega_o)(S_o + 1)^2} \quad (3.39)$$

e

$$\beta_{2a} = \frac{T(\omega_o)(S_o + 1)^2}{4S_o - T(\omega_o)(S_o + 1)^2} \quad (3.40)$$

Os valores de $T(\omega_o)$ e S_o são obtidos por técnicas convencionais de medida por reflexão e transmissão.

III.3.4. Montagem Experimental

Como visto pelas equações anteriores, o cálculo do fator de mérito é bastante indireto e por isso todas as suas etapas devem ter boa precisão para possibilitar um resultado coerente.

A Fig. III.9.a. mostra o esquema experimental utilizado para a determinação do Q carregado (Q_L) da cavidade. Faz-se uma varredura conveniente no oscilador localizando a curva de transmissão da cavidade na frequência central de interesse (modo a ser utilizado na aceleração das partículas), através da visualização no "display" e

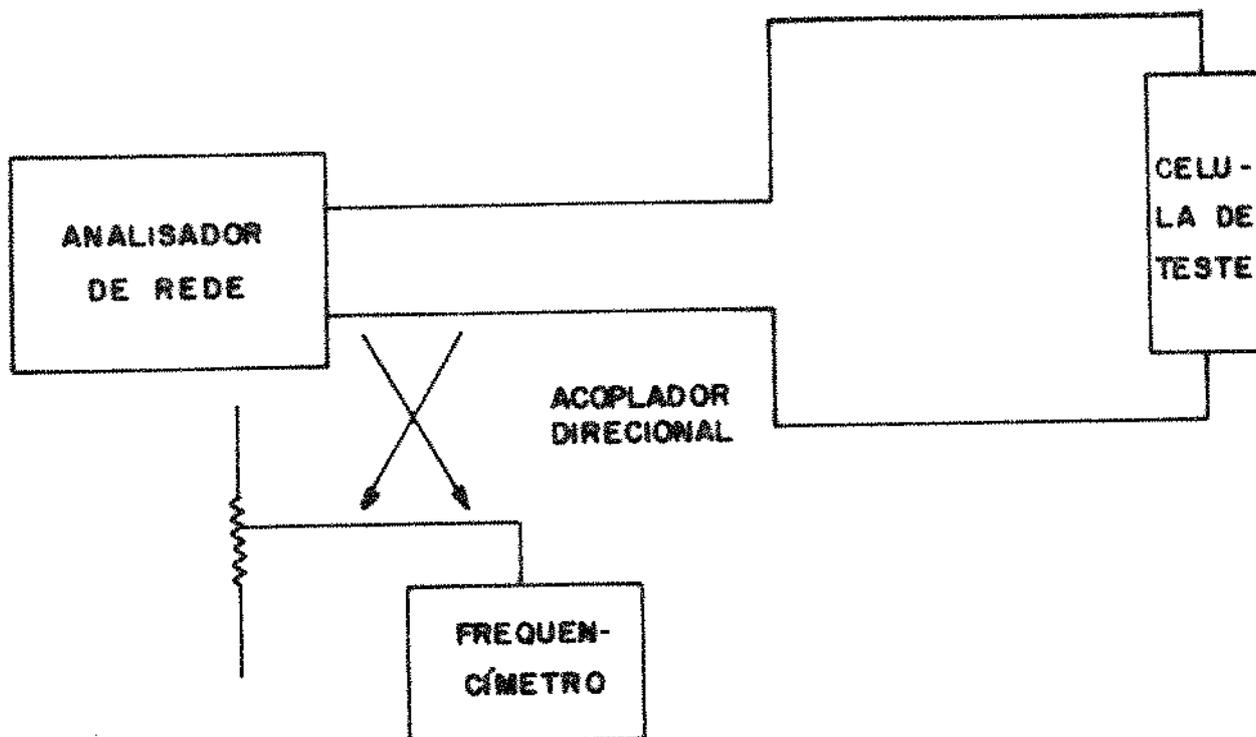


Fig. III.9.a. Montagem experimental para medida do Q carregado (Q_L).

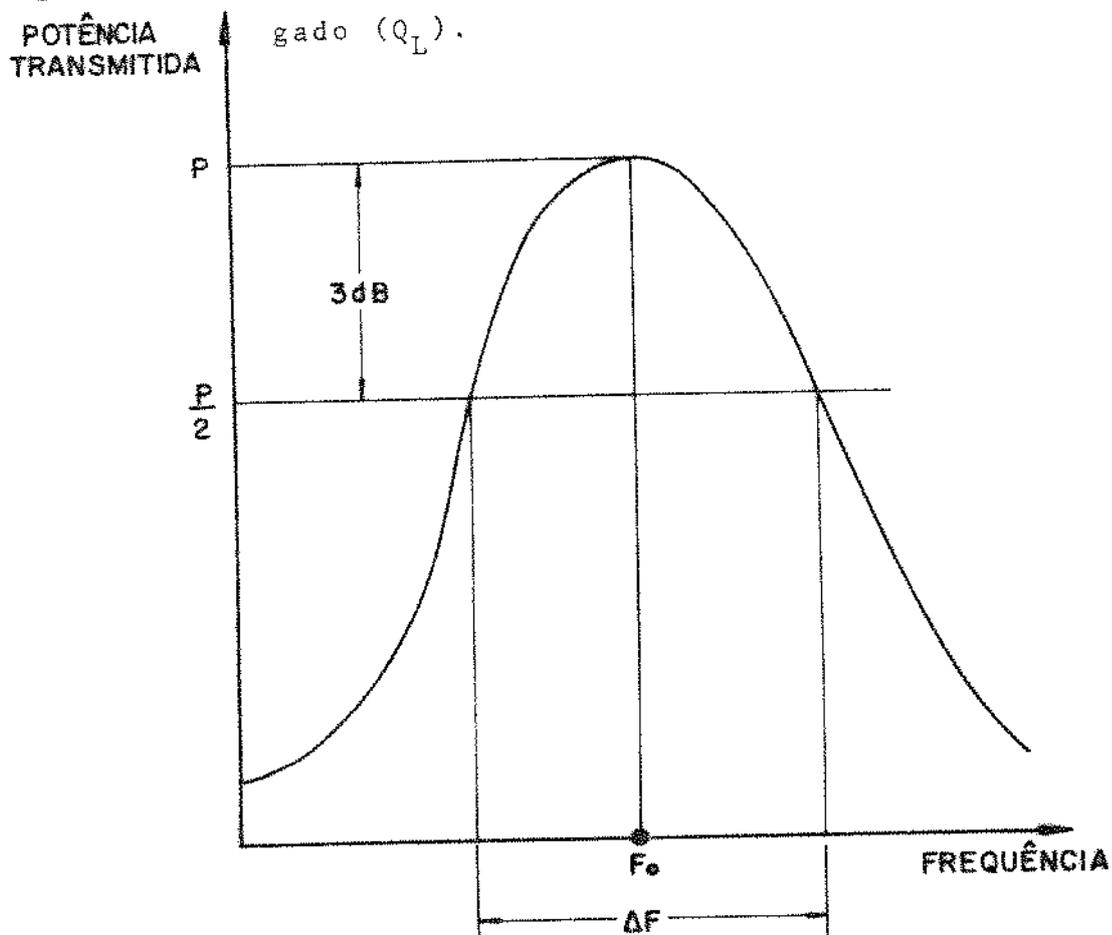


Fig. III.9.b. Curva típica de transmissão obtida na medida.

colocando os marcadores nas posições de frequências central e frequências de 3dB (Δf); é então possível medir estas frequências com o freqüencímetro acoplado. Usando a eq. (3.32) é, então, calculado o Q_L . A Fig. III.9.b. mostra a curva da transmissão e os pontos citados.

É necessário, numa próxima etapa, descarregar o Q, isto é, medir os fatores de acoplamento. A perda de retorno (RL_o) e a perda por inserção (IL_o) estão relacionadas ao SWR de entrada na ressonância (S_o) e ao fator de transmissão $T(\omega_o)$ como segue

$$RL_o \text{ (dB)} = - 20 \log \frac{S_o - 1}{S_o + 1} \quad (3.41)$$

e

$$T(\omega_o) = \left(10^{0,1 IL_o \text{ (dB)}} \right)^{-1} \quad (3.42)$$

Conclui-se então que para descarregar o Q é somente necessário medir a perda de retorno e a perda por inserção da cavidade na frequência de ressonância.

A medida da perda por inserção na ressonância (IL_o) é feita como mostra a Fig. III.10.a. Primeiro calibra-se, na faixa de frequência de interesse, (em torno de f_o), o analisador de rede com um cabo de perda por inserção nula. É então conectada a célula de teste e medida a perda por inserção na ressonância relativa ao cabo de calibração

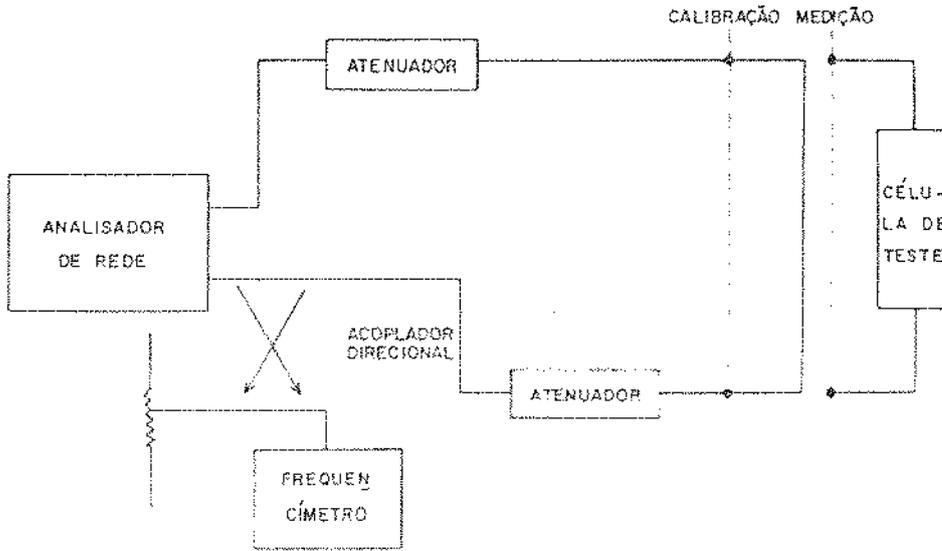


Fig. III.10.a. Montagem experimental para medida de IL_0 .

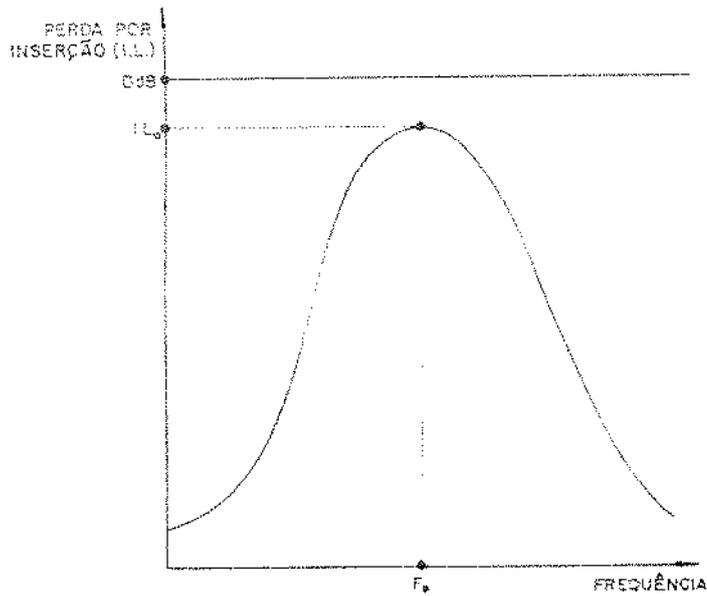


Fig. III.10.b. Curva típica obtida na medida.

(perda por inserção nula). A Fig. III.10.b. ilustra a curva típica de medida. Numa segunda etapa deve-se medir a perda de retorno na ressonância (RL_0) da cavidade. Calibra-se o analisador de rede com um curto na faixa da frequência de interesse (em torno de f_0), após isto conecta-se a célula de teste e mede-se a perda de retorno na ressonância relativa ao curto. A Fig. III.11.a. ilustra a montagem experimental e a Fig. III.11.b. mostra a curva típica de medida.

III.4. Resistência "Shunt"

III.4.1. Introdução

A resistência "shunt" (R_0) de uma cavidade é a sua impedância na ressonância. A sua determinação é de muita importância em situações que envolvem interação de campos de RF com partículas (aceleradoras lineares, válvulas de microondas, etc.).

O cálculo da resistência "shunt" necessita do conhecimento do campo elétrico dentro da cavidade na região de interesse (eq. (27)). Em arranjos típicos, a cavidade em questão é separada das linhas de transmissão por regiões de descontinuidades geométricas, como "loops" de acoplamento,

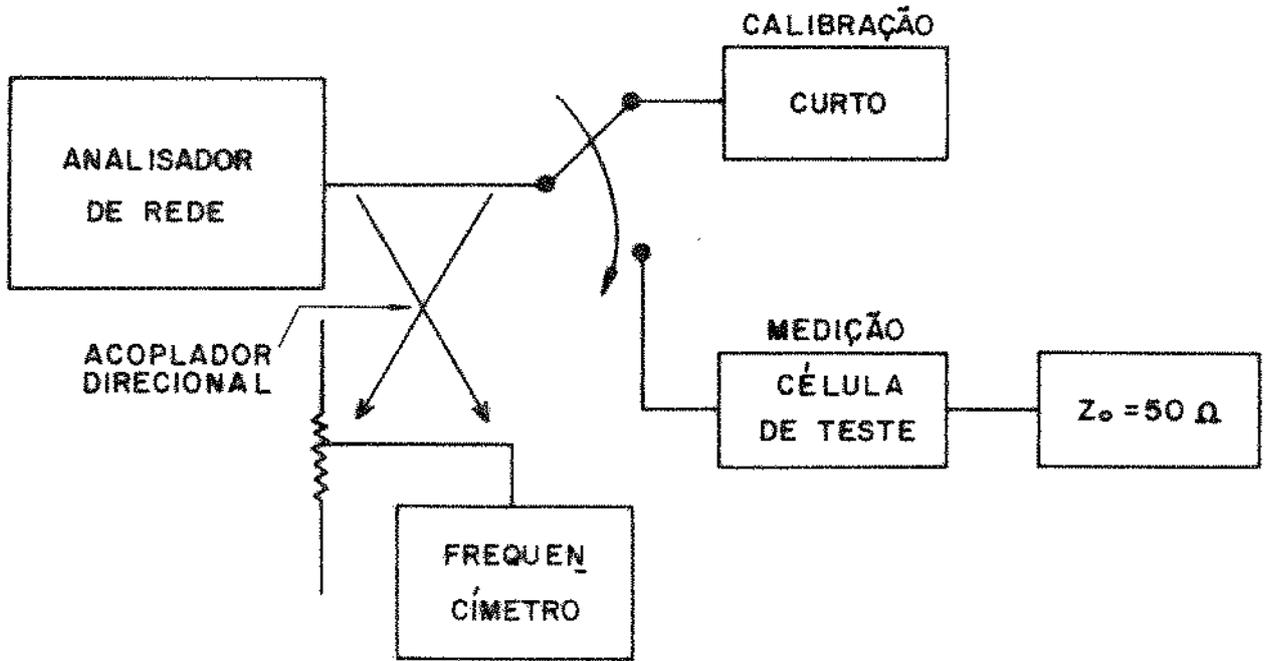


Fig. III.11.a. Montagem experimental para medida de RL_0 .

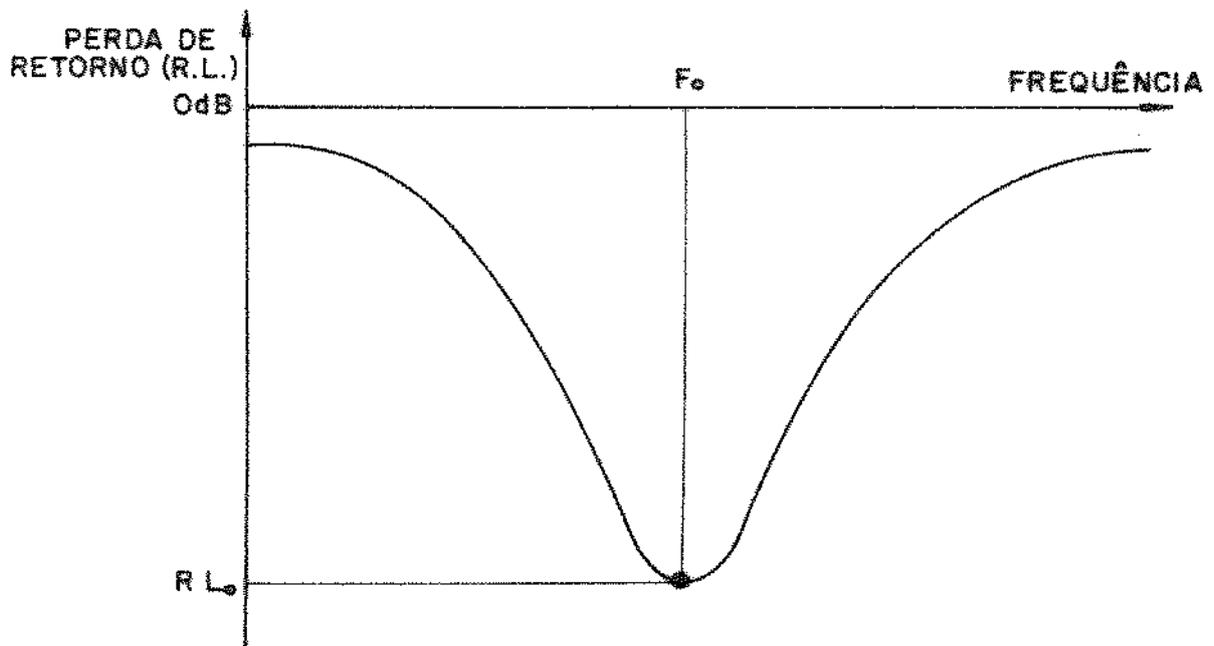


Fig. III.11.b. Curva típica obtida na medida.

por exemplo, que introduzem no mínimo um transformador ideal com uma não conhecida relação de espiras entre os pontos em questão e a região onde o fenômeno de onda estacionária pode ser observado. Desta maneira a medida da resistência "shunt" fica impossibilitada por métodos diretos.

A técnica usual de medida de R_0 é a de utilização de um método indireto que calcula a razão R_0/Q . Para a determinação de R_0 o problema pode ser dividido em duas partes: a medida do fator R_0/Q e a medida do Q . Como o Q pode ser medido facilmente, este procedimento possibilita a medida de R_0 . Esta técnica indireta tem méritos especiais. O fato de R_0/Q ser independente de perdas e governado por fatores geométricos (eq.(2.9)) possibilita a medida em qualquer tipo de material utilizado na confecção da cavidade e como também independe do comprimento de onda, medidas podem ser feitas em modelos com um comprimento de onda conveniente desde que todas as dimensões do modelo tenham sido linearmente escaladas.

III.4.2. Teorema de Slater [24]

Para a obtenção da razão R_0/Q , em geral é utilizado o teorema da perturbação de Slater, que relata a mudança da

freqüência de ressonância de uma cavidade de microonda para o volume, forma, material e posição de um objeto perturbador colocado no interior da cavidade. A relação entre os campos eletromagnéticos da cavidade não perturbada e o desvio de freqüência causado pela perturbação é obtida deste teorema e dada por

$$\omega^2 = \omega_0^2 \left[1 + k' \frac{\int_{\Delta\tau} (\mu H^2 - \epsilon E^2) d\tau}{\int_{\Delta v} (\mu H^2 + \epsilon E^2) dv} \right] \quad (3.43)$$

onde ω representa a freqüência perturbada, ω_0 a freqüência não perturbada, $d\tau$ é um elemento de volume do objeto perturbador, dv é um elemento de volume na cavidade e k' é uma constante que depende do elemento perturbador. O numerador representa uma integração sobre o volume do objeto perturbador e o denominador é igual ao dobro da energia média armazenada na cavidade (w_c). Desta maneira,

$$\omega^2 = \omega_0^2 \left[1 + k' \frac{\int_{\Delta\tau} (\mu H^2 - \epsilon E^2) d\tau}{2w_c} \right] \quad (3.44)$$

Se a perturbação é pequena, $\omega \approx \omega_0$ e se $\delta = \frac{\omega - \omega_0}{\omega_0}$,

(3.44) resulta em

$$\delta = k' \frac{\int_{\Delta\tau} (\mu H^2 - \epsilon E^2) d\tau}{4w_c} \quad (3.45)$$

III.4.3. Resistência "Shunt" de Cavidades Aceleradoras

No caso de cavidades aceleradoras sabe-se que só a harmônica fundamental propaga-se com $v_p=c$ e conseqüentemente só esta harmônica é responsável pelo ganho de energia dos elétrons. A medida de R_o/Q deve levar em conta este fato. A figura de mérito responsável por esta correção é o fator $\frac{a_o^2}{\sum a_n^2}$ [25] que representa a razão do quadrado da amplitude da harmônica fundamental para a somatória dos quadrados das amplitudes de todas as harmônicas. Assim

$$\left(\frac{R_o}{Q}\right)_o = \left(\frac{R_o}{Q}\right)_T \cdot \left(\frac{a_o^2}{\sum a_n^2}\right) \quad (3.46)$$

onde "T" denota todas as harmônicas e "o" denota a harmônica fundamental.

III.4.4. O Método do Bastão Dielétrico

Existem alguns métodos de se determinar a razão (R_0 / Q) de cavidades aceleradoras [26, 27]. O método do bastão dielétrico é de fácil implementação e de bastante precisão [28].

Se um bastão dielétrico fino de seção transversal A e de constante dielétrica ϵ é inserido ao longo do eixo da cavidade, atravessando todo o seu comprimento, a perturbação da frequência de ressonância de um modo transversal magnético (TM) é dada por (eq. 3.45):

$$\delta = - \frac{(\epsilon - \epsilon_0) A \int_0^L E_z^2 dz}{4w_c} \quad (3.47)$$

onde $\delta = \frac{\Delta f}{f_0}$ e E_z representa o campo elétrico axial na cavidade (no eixo axial o campo magnético é nulo). A energia armazenada na cavidade pode ser expressa em termos da energia da onda caminhante, $w_c = 2wL$ e o campo axial em termos do conjunto de harmônicas espaciais $\int E_z^2 dz = 2LEa_n^2$. Desta maneira a equação (3.47) pode ser expressa em termos de $(R_0 / Q)_0$ (eq. 2.9) da harmônica espacial síncrona, eliminando a energia armazenada entre as duas expressões,

$$\left(\frac{R_o}{Q}\right) = \frac{2}{\pi(\epsilon - \epsilon_o)A} \left[\frac{\Delta f}{f_o^2} \right] \frac{a_o^2}{\Sigma a_n^2} \quad (3.48)$$

Fazendo-se $\epsilon' = \epsilon/\epsilon_o$ e $\frac{1}{\pi\epsilon_o} = 120c$ (c=vel. de propagação no vácuo), e usando (3.46) resulta

$$\left(\frac{R_o}{Q}\right)_T = \frac{240c}{(\epsilon' - 1)A} \cdot \left[\frac{\Delta f}{f_o^2} \right] \quad (3.49)$$

A dificuldade deste método é o conhecimento preciso da constante dielétrica relativa (ϵ') do bastão dielétrico usado na perturbação. A solução é calibrar este bastão (calcular sua constante dielétrica) com uma cavidade que tenha os valores de campos eletromagnéticos bem definidos. Para isto utiliza-se uma cavidade padrão com uma geometria bem definida operando em um modo conveniente.

III.4.5. Cavidade Padrão

A cavidade padrão escolhida foi uma cavidade cilíndrica circular. A Fig. III.12 mostra esta cavidade.

Os modos normais neste tipo de cavidade são divididos em modos TE e TM. Estes modos são especificados em termos dos inteiros l, m e n que representam o número de variações periódicas de $E_r(H_r)$ com respeito a ψ , número de meia-variações periódicas de $E_\psi(H_\psi)$ com respeito a r e o

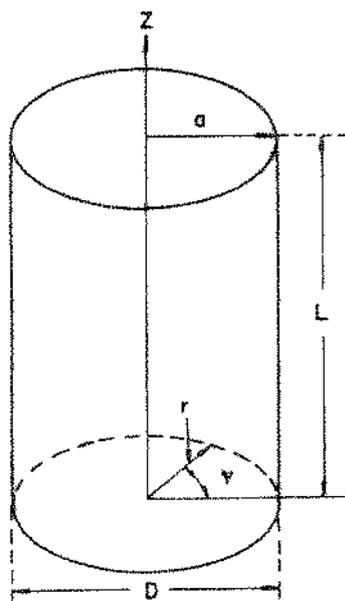


Fig. III. 12. Cavidade cilíndrica circular.

número de meia-variações periódicas de $E_r(H_r)$ com respeito a z respectivamente para os modos TE(TM).

A equação para as frequências ressonantes deste tipo de cavidade pode ser escrita como [29] (vide Fig.III.12)

$$f_o = \left\{ \frac{1}{D^2} \left[\left(\frac{cx_{\ell m}}{\pi} \right)^2 + \left(\frac{cn}{2} \right)^2 \cdot \left(\frac{D}{L} \right)^2 \right] \right\}^{1/2} \quad (3.50)$$

onde

$x_{\ell m}$ = m^{ésima} raiz de $J_{\ell}'(x) = 0$ em modos TE,

$x_{\ell m}$ = m^{ésima} raiz de $J_{\ell}(x) = 0$ em modos TM,

e $J_1(x)$ e $J_1'(x)$ é função de Bessel de primeira espécie e ordem 1 e sua derivada, respectivamente.

Para o modo TM_{010} , o fator de mérito descarregado da cavidade ressonante cilíndrica obedece a seguinte equação [29]

$$Q \frac{\delta}{\lambda} = \frac{x_{01}}{\pi \left(2 + \frac{D}{L} \right)} \quad (3.51)$$

Esta equação é importante pois pode ser usada para a verificação da medida experimental do fator de mérito.

Para a determinação da constante dielétrica relativa do bastão ($\epsilon' = \frac{\epsilon}{\epsilon_0}$) é preciso calcular a

de energia é calculável. No caso de cavidade cilíndrica de diâmetro $2a$ no modo TM_{010} perturbada por um bastão dielétrico de diâmetro j , a perturbação de energia média armazenada no tempo é dado por [28]

$$\Delta w_c = \frac{1}{4} (\epsilon' - 1) \epsilon_0 \pi j^2 E_0^2 L \quad (3.52)$$

A energia média armazenada no tempo para esta cavidade no modo TM_{010} é [10]

$$w_c = \frac{\pi a^2}{2} \epsilon_0 L E_0^2 J_1^2(x_{01}) \quad (3.53)$$

De (3.52) e (3.53) e sabendo que $\frac{\Delta w_c}{w_c} = - \frac{\Delta f}{f}$, chega-se a expressão final para a constante dielétrica relativa do bastão descrita abaixo

$$\epsilon' = 1 + 2 \left(\frac{a}{j} \right)^2 J_1^2(x_{01}) \left[\frac{\Delta f}{f_0} \right] \quad (3.54)$$

onde $x_{01} = \frac{2\pi a}{\lambda}$ é a condição de ressonância para o modo TM_{010} .

III.4.6. Relação $\frac{a_o^2}{\sum a_n^2}$

A relação $\frac{a_o^2}{\sum a_n^2}$ é descrita como [25]

$$\frac{a_o^2}{\sum a_n^2} = \left(\frac{2}{n} \right) \frac{\left[\sum_{m=0}^{m=n} E_{zm} \cos \frac{m\pi}{n} \right]^2}{\sum_{m=0}^{m=n} E_{zm}^2} \quad (3.55)$$

onde E_{zm} representa o campo elétrico axial no ponto m ao longo da célula de teste e N é o número de intervalos tomados na medida.

Pelo teorema de Slater sabe-se que

$$E_{zm}^2 \propto \Delta f(z) \quad (3.56)$$

A equação (3.56) sugere uma maneira de se fazer o mapeamento do campo elétrico dentro da estrutura: passando-se um objeto perturbador pequeno, de maneira que a teoria da perturbação seja válida, através do eixo da célula de teste é possível obter os desvios da frequência de ressonância em cada ponto desejado e calcular o valor $\frac{a_o^2}{\sum a_n^2}$ [30, 31].

III.4.7. Montagem Experimental

Como visto anteriormente o cálculo de $\frac{R_o}{Q}$ da cavidade aceleradora é feito, basicamente, em duas etapas. Primeiro mede-se a relação $\left(\frac{R_o}{Q}\right)_T$, calibrando-se antes o bastão dielétrico utilizado com uma cavidade cilíndrica padrão. As fig. III.13 e III.14 mostram o arranjo experimental utilizado. Medem-se basicamente as frequências perturbada e não perturbada em cada caso. O oscilador utilizado deve ser bastante estável pois os desvios de frequências para objetos perturbados de dimensões realísticas são pequenos.

Após efetuada a primeira etapa, deve-se calcular a figura de mérito $\frac{a_o^2}{\sum a_n^2}$. Precisa-se de uma mesa de testes em conjunto com roldanas (Fig. III.15) onde passará o fio que dará sustentação ao objeto perturbador e possibilitará o seu movimento dentro da célula de teste. É também necessário se ter uma maneira de localizar o elemento perturbador dentro da célula de teste para uma definição precisa dos intervalos a serem tomados nas medidas dos desvios da frequência de ressonância. A fig. III.15. ilustra um possível esquema que pode ser utilizado. Em cada ponto é medido o desvio de frequência (em relação a frequência de ressonância não perturbada) diretamente no freqüencímetro, pela observação da

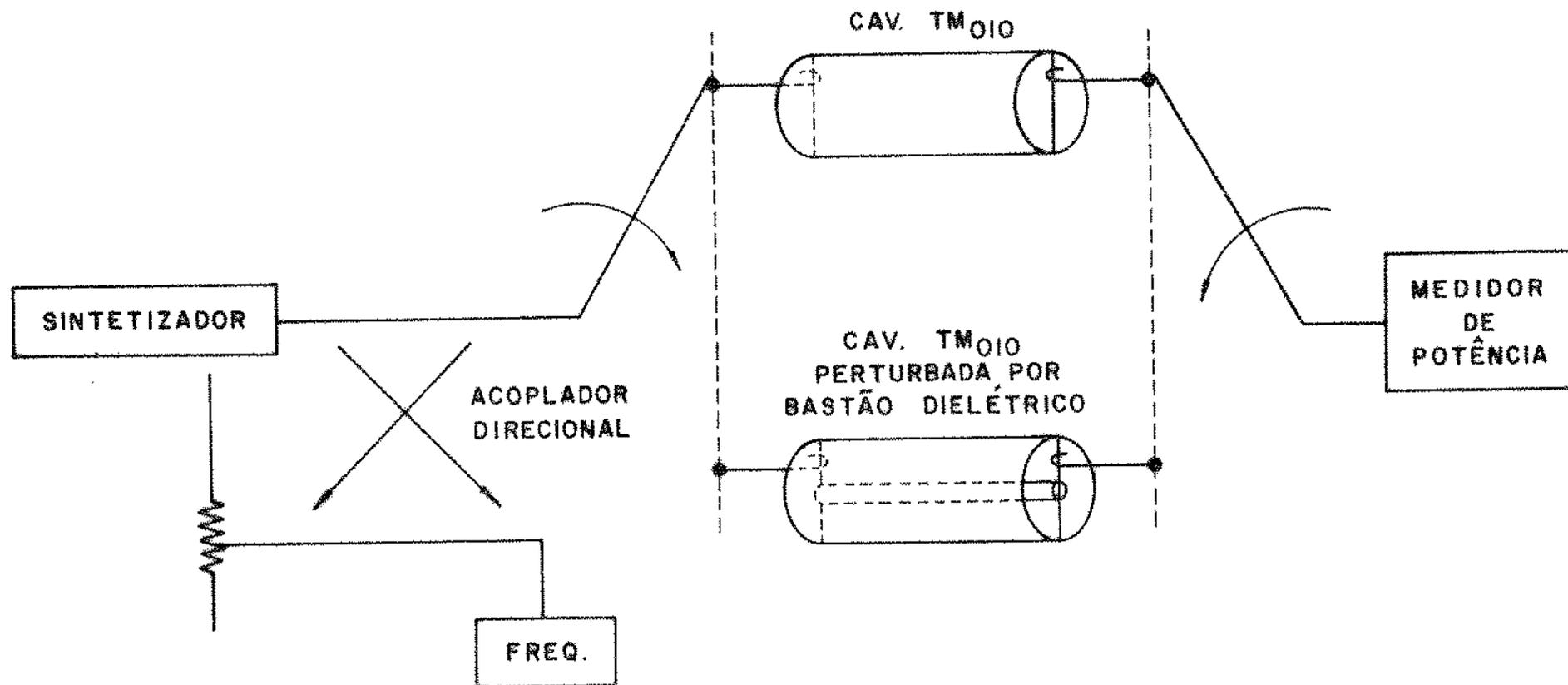


Fig. III.13. Calibração do bastão dielétrico.

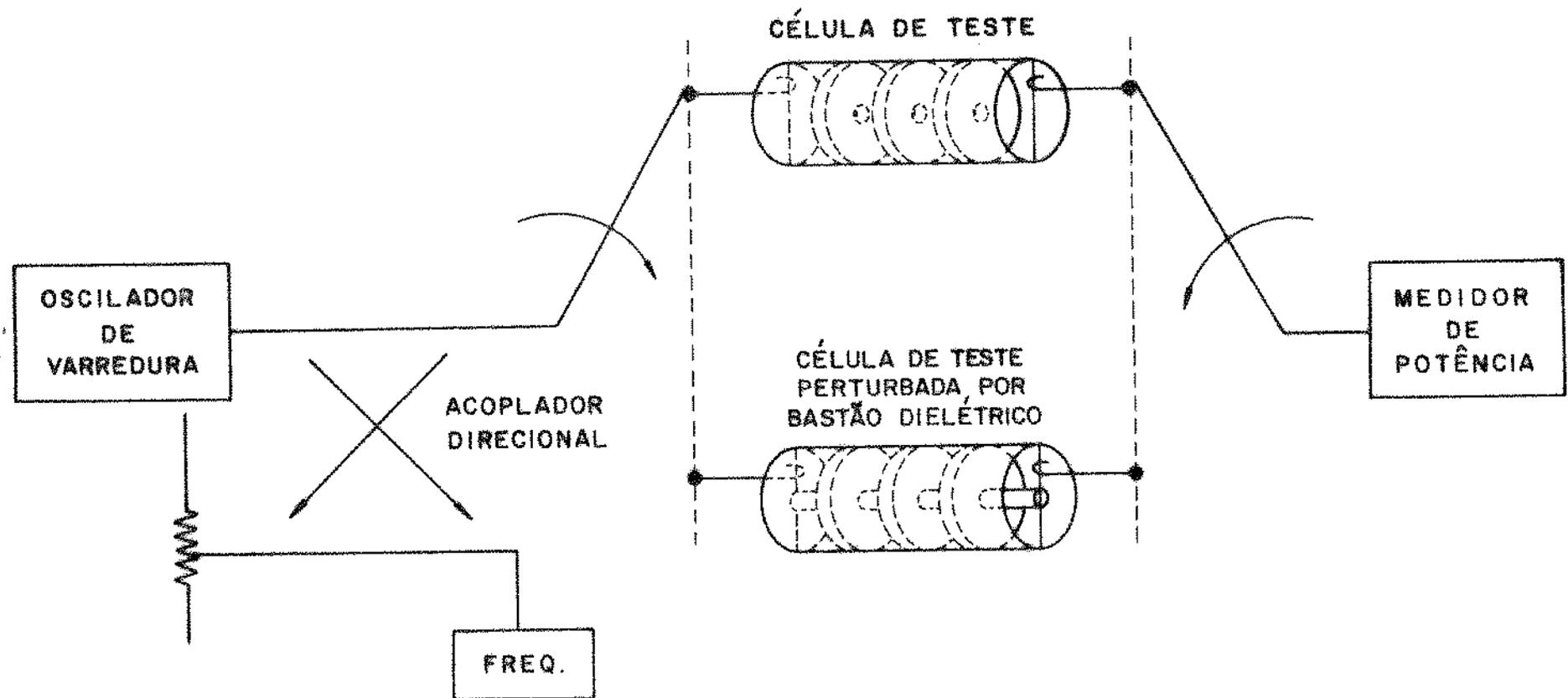


Fig. III.14. Obtenção da relação $\left(\frac{R_0}{Q}\right)_T$.

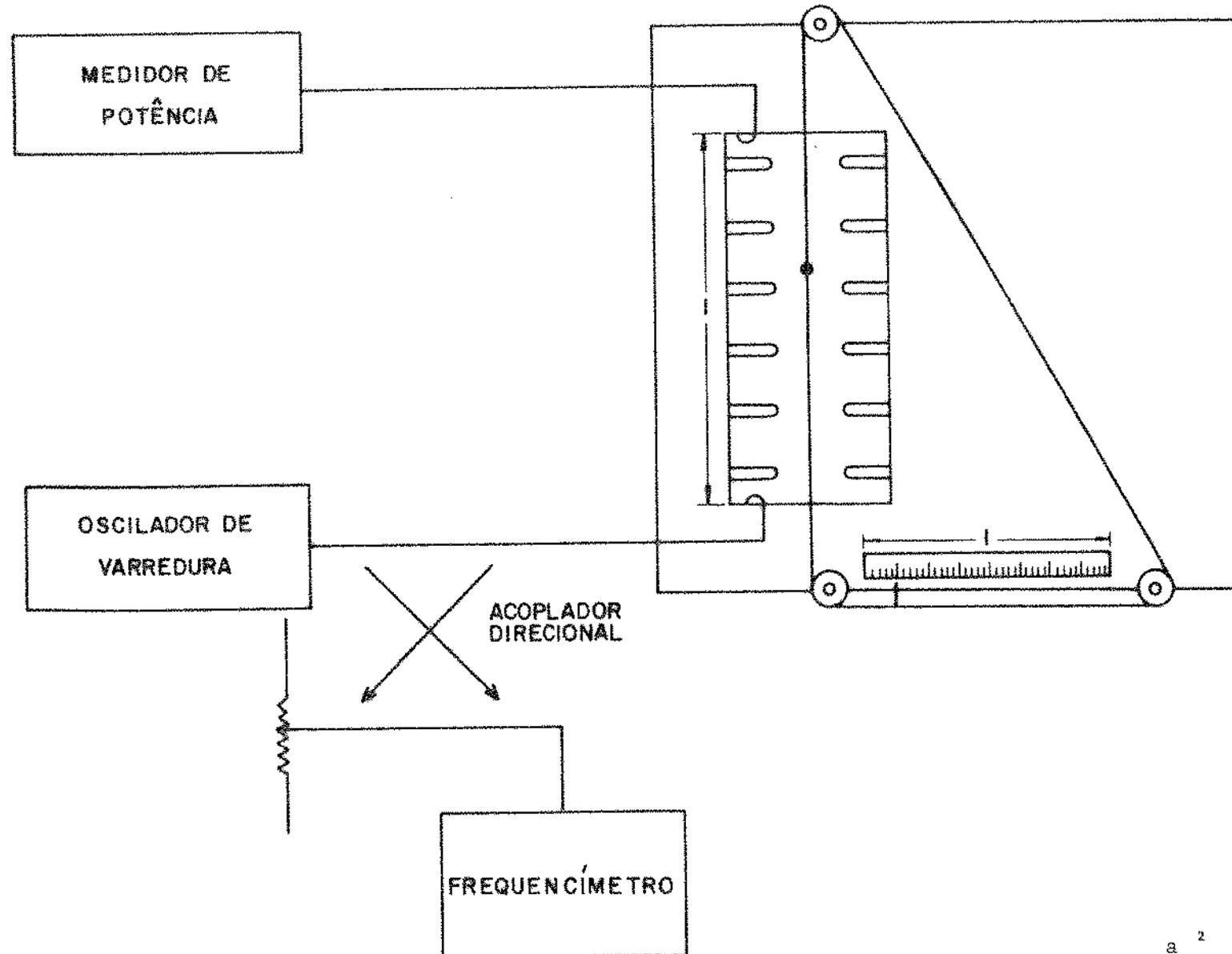


Fig. III.15. Montagem experimental para obtenção da relação

$$\frac{a_0^2}{\sum a_n^2}$$

nova frequência de ressonância através da indicação do
medidor de potência.

CAPÍTULO IV

Análise dos Resultados Obtidos

IV.1. Introdução

O principal objetivo deste capítulo, é descrever os resultados obtidos com a aplicação das técnicas citadas no capítulo anterior em cavidades do tipo "disk-loaded". Descreve-se ainda o projeto e construção de tais cavidades e cita-se uma possível técnica de fabricação utilizando o código computacional SUPERFISH.

Também foi projetada e construída uma cavidade cilíndrica para operar no modo TM_{010} . Esta cavidade teve como principal função possibilitar o cálculo da constante dielétrica do material usado pela técnica perturbacional no cálculo da resistência "shunt" da cavidade "disk-loaded" e também servir como calibração para o sistema de medidas utilizado na determinação da frequência de ressonância e fator de mérito das cavidades aceleradoras.

Construíram-se várias cavidades do tipo "disk-loaded" na frequência de operação do acelerador de 2 milhas de Stanford, selecionando-se alguns valores ao longo do comprimento de uma estrutura aceleradora (este acelerador

apresenta 960 estruturas aceleradoras, iguais cada estrutura sendo composta de 86 cavidades ressonantes, ao longo de sua extensão).

O acelerador de Stanford é do tipo gradiente constante e, como descrito no capítulo II (Item II.6), apresenta uma variação linear do parâmetro v_g através do comprimento da seção aceleradora; na prática os parâmetros Q e R_0 também apresentam uma variação linear pequena, mas bem definida. Com essa escolha de cavidades os principais parâmetros de projeto puderam ser medidos e comparados tendo-se assim condições de avaliar a precisão dos métodos utilizados.

Por último faz-se uma análise de erros e comentam-se as correções dimensionais necessárias para a utilização das cavidades em estruturas aceleradoras finais.

IV.2. Projeto e Construção das Cavidades "disk-loaded" e Cavidade Cilíndrica. Primeiros Resultados Experimentais

Uma cavidade "disk-loaded" típica é mostrada na Fig. IV.1. Os parâmetros geométricos envolvidos, como mostra a figura, são o diâmetro do guia cilíndrico (2b), o diâmetro da íris (2a), o comprimento periódico (d), a espessura da

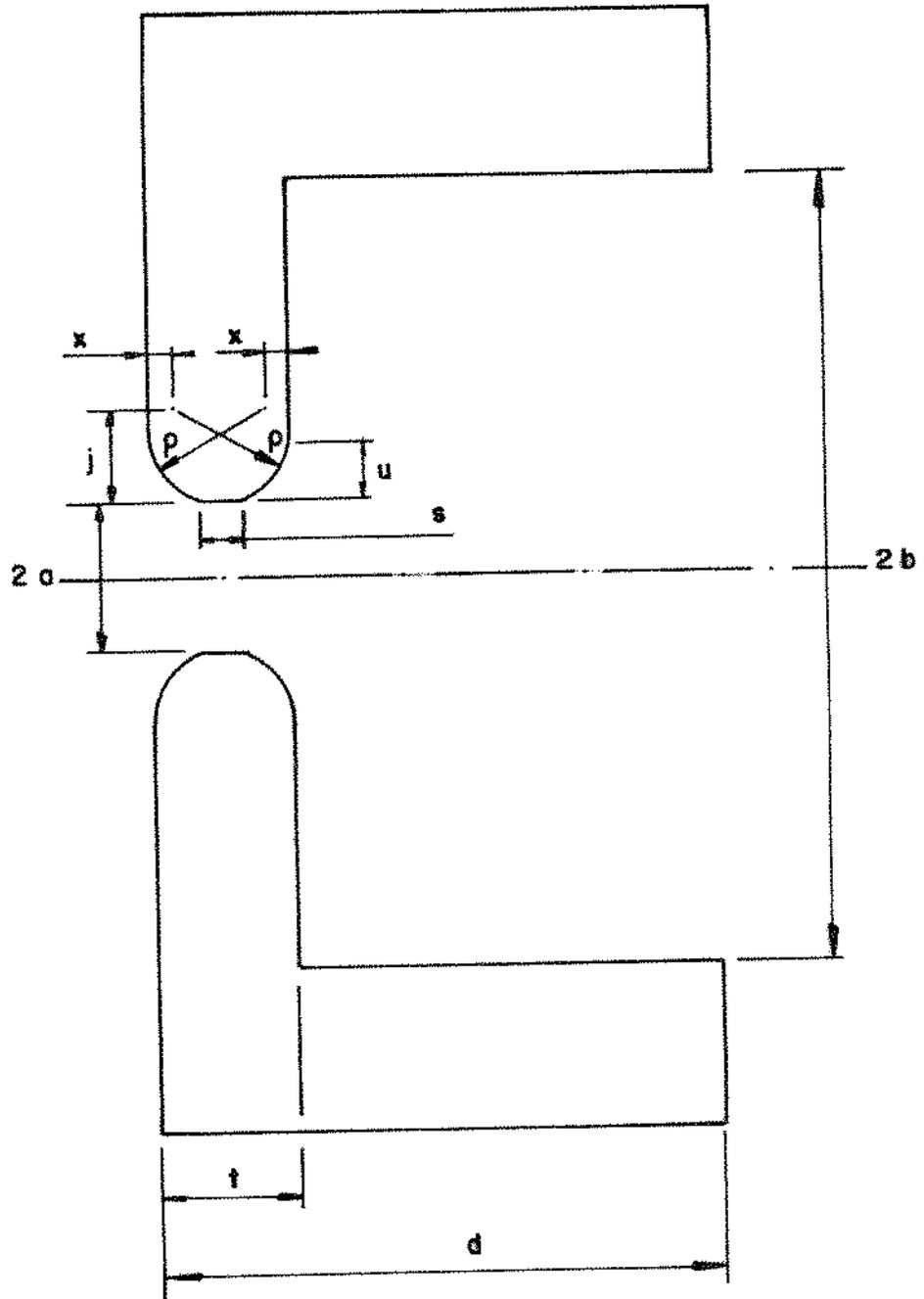


Fig. IV.1. Cavidade "disk-loaded" típica (vista de perfil).

íris (t) e seus parâmetros de abaulamento (j, u, x, ρ e s).

Para o projeto da primeira cavidade "disk-loaded" tipo SLAC ($f_0 = 2856$ MHz, $\phi_0 = 2\pi/3$) procurou-se reproduzir uma cavidade bem referenciada na literatura [5; Figura 6.3, pág. 106, Tabela 6.6, pág. 145] de onde os valores de 2a, 2b, ρ e t foram obtidos.

O valor de "s" foi obtido da Referência [32]. A distância "d" é dada por $\phi_0 c/\omega_0$ (eq. 3.1) e é fixa para uma dada frequência de operação e modo utilizado. Os valores de "j", "u" e "x" são ajustados utilizando o programa SUPERFISH. A escolha de "t" envolve o compromisso entre se ter um disco fino para aumentar R_0 [33] e um disco grosso para reduzir problemas de faiscamento elétrico. A região de abaulamento é de construção crítica pois é nela que o campo elétrico é intenso e erros dimensionais significativos deverão causar um desvio apreciável na frequência de ressonância da cavidade em questão. A velocidade de grupo, como descrito no capítulo II (Item II.6), é fortemente dependente da razão a/b e a frequência do modo zero depende diretamente do diâmetro 2b ($f_0(0) = 0.766c/2b$).

Para esta cavidade, após várias simulações, os parâmetros iniciais obtidos foram (dimensões em mm):

$$\begin{aligned} u &= 2,59 \\ j &= 3,05 \\ x &= 2,78 \end{aligned}$$

com $2b = 82,12$, $2a = 10,44$, $t = 5,84$, $\theta = 3,09$ e $d = 34,99$ fixos.

A Fig. IV.2 mostra a saída gráfica do SUPERFISH para a simulação final. A frequência de ressonância obtida foi:

$$f_0 (2\pi/3) = 2856,065 \text{ MHz}$$

Simulou-se então uma célula de três cavidades idênticas. Neste caso a precisão do código ainda é razoável, apesar da malha ficar mais grossa [3]. É possível assim localizar as quatro frequências de ressonância dos modos excitados (eq. 3.8) e se ter condição de estimar v_g (Apêndice A). A Fig. IV.3. ilustra o diagrama de campo elétrico destes quatro modos. As frequências, em MHz, obtidas foram:

$$f_0 (0) = 2834,563$$

$$f_0 (\pi/3) = 2841,757$$

$$f_0 (2\pi/3) = 2856,377$$

$$f_0 (\pi) = 2863,110$$

Procurou-se, numa etapa seguinte, verificar a possibilidade de ajuste dimensional da cavidade na fase de construção, de maneira a não se correr o risco de construir a

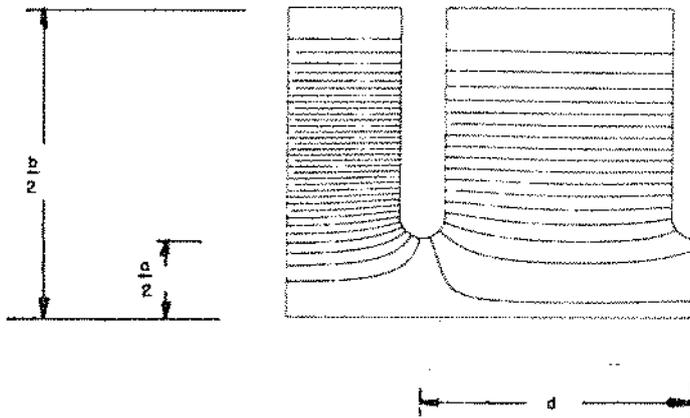


Fig. IV.2. Diagrama de campo elétrico axial fornecido pelo SUPERFISH para cavidade "disk-loaded" no modo $\frac{2\pi}{3}$.

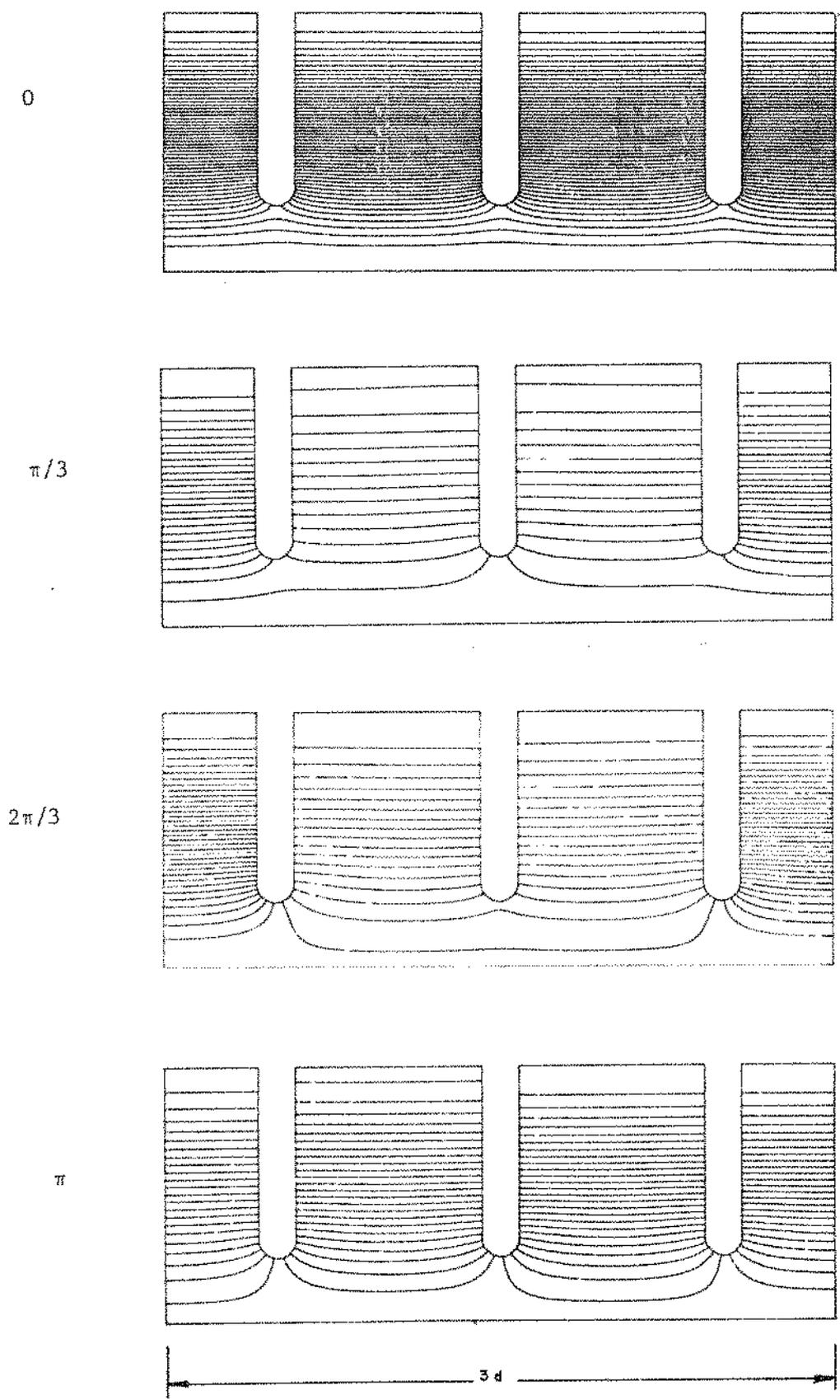


Fig. IV.3. Diagrama de campo elétrico axial fornecidos pelo SUPERFISH em células de 3 cavidades "disk-loaded" para os modos 0 , $\pi/3$, $2\pi/3$ e π .

cavidade e esta ressoar fora da frequência de ressonância prevista, devido as várias contribuições dos erros dimensionais. Optou-se por utilizar para ajuste a dimensão $2b$ do guia cilíndrico pois esta dimensão facilita bastante este tipo de ajuste através do tórno. Devido à precisão dimensional que poderia se obter, optou-se por um $2b$ inicial de 81,92 mm. A simulação resultou em:

$$f_o(0) = 2841,687$$

$$f_o(\pi/3) = 2848,932$$

$$f_o(2\pi/3) = 2863,376$$

$$f_o(\pi) = 2870,578$$

onde as frequências são dadas em MHz.

A Fig. IV.4. mostra os diagramas de dispersão obtidos para os dois casos simulados. Observou-se que o diâmetro $2b$ praticamente não alterou a inclinação do diagrama de dispersão. Com esta técnica é então possível se construir a cavidade com um diâmetro de guia menor e, após algumas passadas no tórno, acertar a sua frequência de ressonância.

Foram inicialmente construídas cavidades tipo copo e tipo disco-anel (célula de testes de três e seis

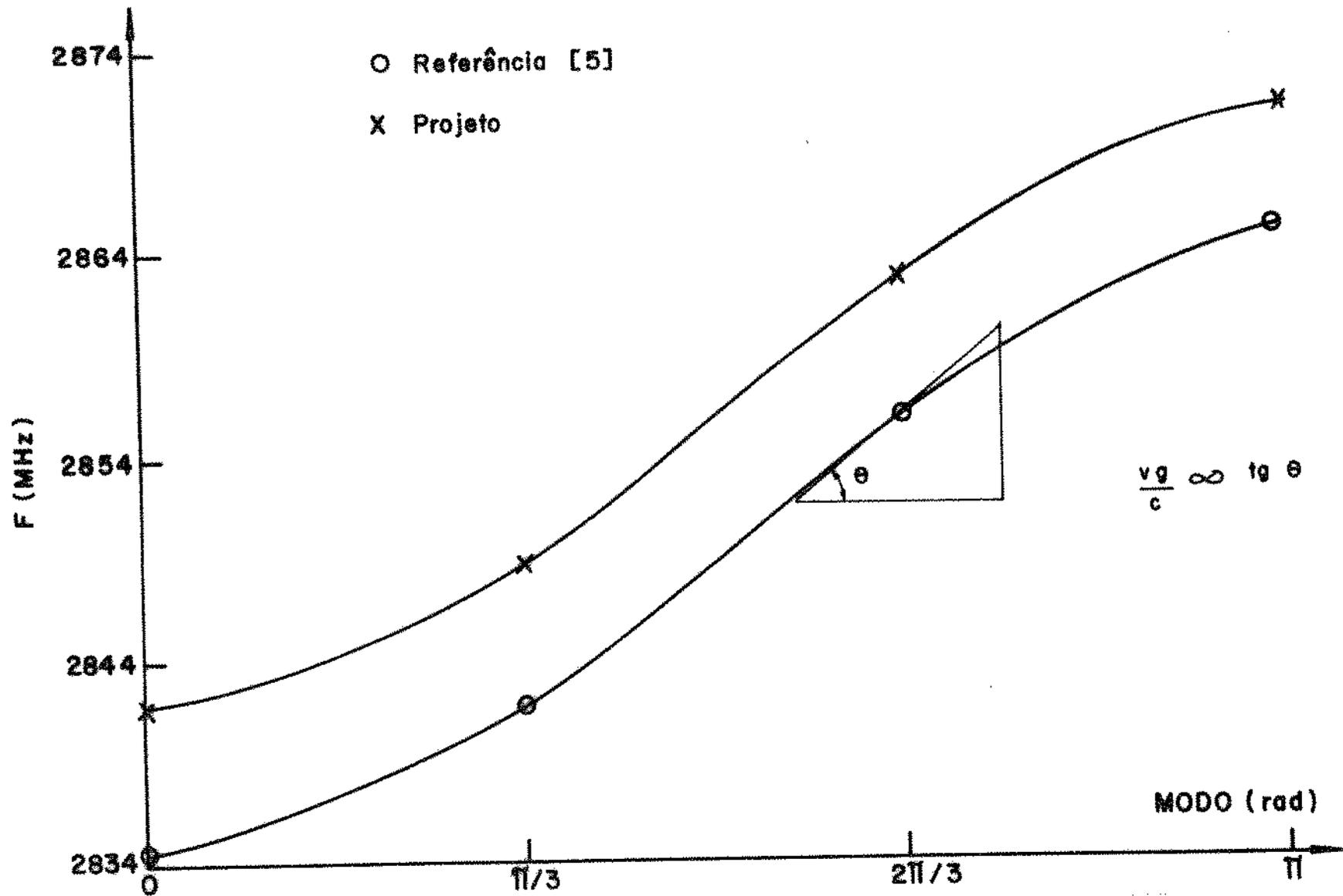
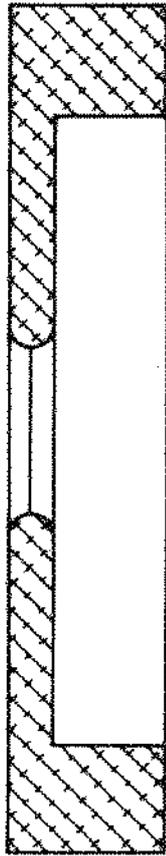


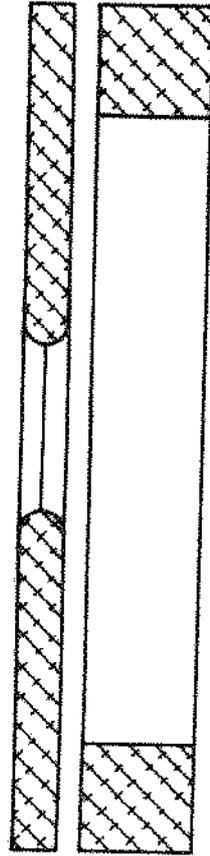
Fig. IV.4. Diagrama de dispersão obtido para simulação inicial (Ref. 5) e final (Projeto) com o SUPERFISH.

cavidades) em alumínio. A Fig. IV.5. mostra estas cavidades. Utilizaram-se tubos de aço para fazer o alinhamento da pilha de cavidades na etapa de medição e tomou-se bastante cuidado com a pressão exercida pelas placas de curto e com a temperatura da sala de usinagem e de medição. Foram construídos tubos de alinhamento para medidas em um e dois comprimentos de onda (três e seis cavidades). A Fig. IV.6. ilustra os tubos utilizados onde pode-se observar o tipo de acoplamento para a linha coaxial utilizada. Este acoplamento foi do tipo "loop" magnético. Qualquer modo na cavidade que tenha um campo magnético com linhas de fluxo passando através do "loop" será acoplado à mesma; no entanto, em uma certa frequência f_0 especificada, somente o modo que for ressonante nesta frequência será excitado com amplitude apreciável [34]. O acoplamento deve ser bem fraco para evitar um efeito de perturbação de campos e conseqüentemente alteração da frequência de ressonância; além disso, nas medidas do fator de mérito, ganha-se bastante precisão quando se trabalha com a cavidade bastante subacoplada (o único problema é que existe um compromisso entre nível de sinal que pode ser medido e o fraco acoplamento).

A localização dos "loops" é feita em locais de campo magnético máximo que podem ser previstos pelo código SUPERFISH.



(a)



(b)

Fig. IV.5. Cavity "disk-loaded" tipo copo (a) e tipo disco-anel (b).

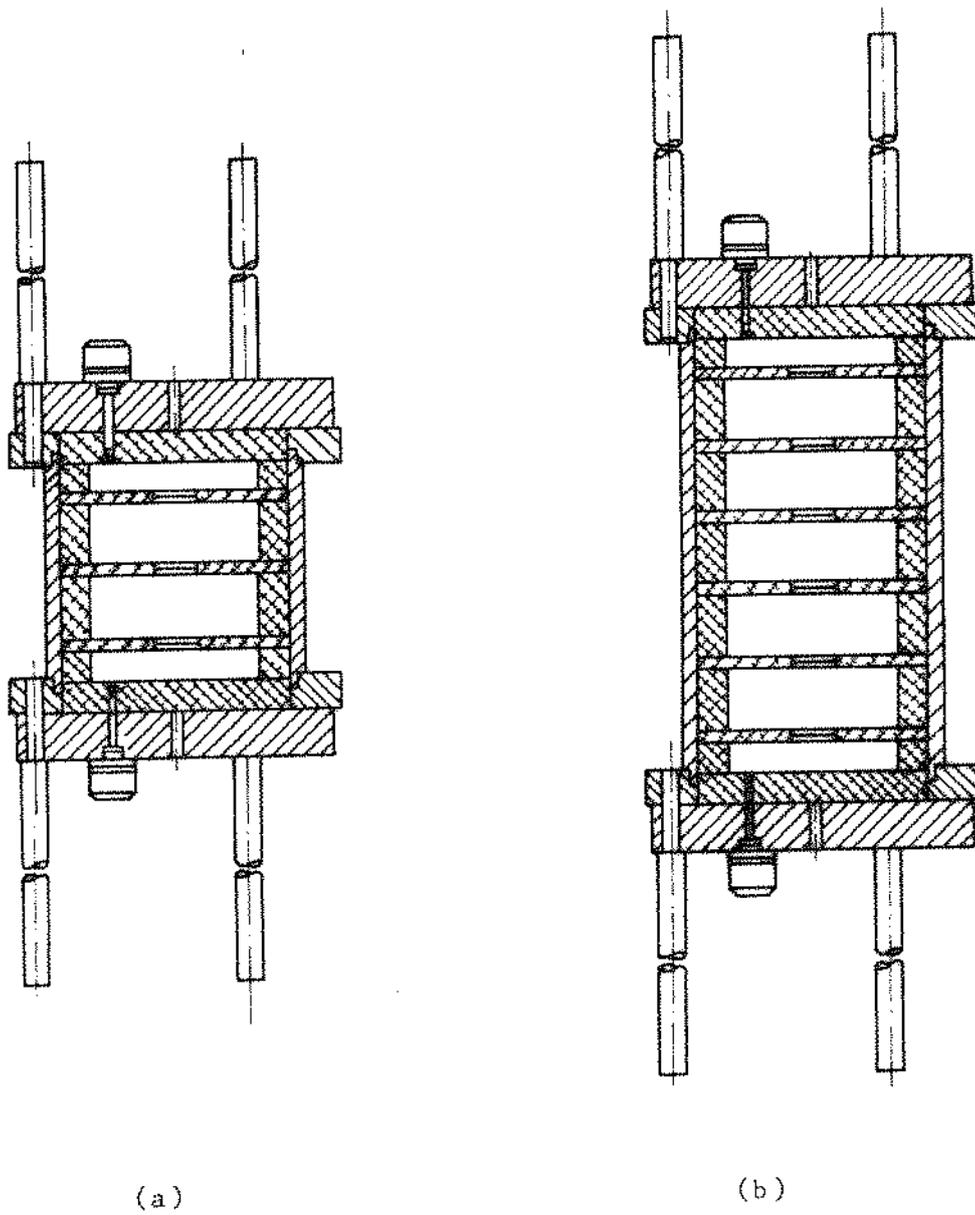


Fig. IV.6. Células de teste com três (a) e seis (b) cavidades "disk-loaded".

Para as cavidades tipo copo as precisões dimensionais conseguidas com o tórno utilizado, após a construção, foram (dimensões em mm):

$$2b = 81,92 \pm 0,02$$

$$2a = 20,88 \pm 0,05$$

$$d = 34,99 \pm 0,05$$

$$t = 5,84 \pm 0,05$$

A região de abaulamento é feita através de uma peça copiadora usinada especialmente para construir esta região.

Utilizando-se a montagem experimental da Fig. III.3. em uma célula de teste de um comprimento de onda, obtiveram-se as frequências de ressonâncias da cavidade na faixa de interesse. Estas foram

$$f_o(0) = 2839,26$$

$$f_o(\pi/3) = 2846,55$$

$$f_o(2\pi/3) = 2860,47$$

$$f_o(\pi) = 2868,13$$

em MHz. Notou-se a diferença entre os resultados medidos e os resultados previstos pelo código SUPERFISH. Isto se deve às precisões dimensionais utilizadas e do próprio desvio que o código fornece [35]. Notou-se também a importância da

pressão uniforme na excitação dos modos.

Após algumas passadas no tórno (aumentos de 2b) chegou-se a frequência de operação requerida. Assim para 2b = 82,01 mm, obteve-se:

$$f_o(0) = 2835,37$$

$$f_o(\pi/3) = 2841,66$$

$$f_o(2\pi/3) = 2856,12$$

$$f_o(\pi) = 2864,76$$

em MHz.

Verificou-se que este resultado ($f_o = 2856$ MHz) era satisfatório. Não se chegaram a resultados melhores devido às precisões dimensionais utilizadas. Uma simples alteração da posição das cavidades na pilha ou uma troca de cavidades acarretava um desvio da frequência da ordem de 300 kHz. Este tipo de cavidade apresentou problemas de usinagem. O tórno perdeu precisão em algumas regiões de difícil contato mecânico.

Para esta cavidade, a velocidade de grupo normalizada obtida através da aproximação senoidal (eq. 3.8) foi

$$\frac{v_g}{c} = 0,0093$$

Optou-se então por construir cavidades disco-anel com precisões dimensionais mais fechadas (ajudadas pela

própria forma geométrica da cavidade) para se compararem os resultados. A dimensão $2b$ inicial foi de $81,980 \pm 0,005$ mm (as outras precisões conseguidas (em mm) foram de $\pm 0,03$ em $2a$ e d , e $\pm 0,01$ em t) e as frequências medidas na célula de três cavidades foram

$$f_o(0) = 2838,05$$

$$f_o(\pi/3) = 2844,46$$

$$f_o(2\pi/3) = 2858,74$$

$$f_o(\pi) = 2866,66$$

em MHz.

Após algumas passadas no tórno (aumentos do diâmetro $2b$) obteve-se

$$f_o(0) = 2835,06$$

$$f_o(\pi/3) = 2841,56$$

$$f_o(2\pi/3) = 2856,02$$

$$f_o(\pi) = 2863,45$$

em MHz.

Conseguiu-se então para uma célula do teste específica (seqüência bem definida de cavidades com $2b = 82,036$) obter a frequência de 2856,0 MHz para o modo $2\pi/3$.

Com a mudança dos elementos componentes da pilha, verificou-se uma maior reprodutibilidade dos resultados para a frequência de ressonância do modo $2\pi/3$ com desvios da ordem de 200 kHz. Além disso o trabalho de usinagem ficou bem facilitado nestas cavidades. O mais baixo custo desta cavidade também é um fator importante na sua escolha. A desvantagem é que, em termos de RF, o fato de se ter uma junção a mais na cavidade disco-anel acarreta um dP/dz mais alto.

Para esta cavidade,

$$\frac{v_g}{c} = 0,0090$$

Levantou-se a curva de transmissão para arranjos de um e dois comprimentos de onda. Verificou-se a importância da pressão uniforme com as duas curvas obtidas (Fig. IV.7.). O fato de se ter uma pressão por cavidade menor no conjunto de três cavidades faz com que as frequências de ressonância medidas dêem sempre um valor abaixo das frequências obtidas no conjunto maior. Esta diferença chega a ser da ordem de 400 kHz para os conjuntos utilizados. É necessário, então, reforçar a pressão sobre as cavidades e fazê-la praticamente igual nos dois conjuntos. Um dado importante é a variação de

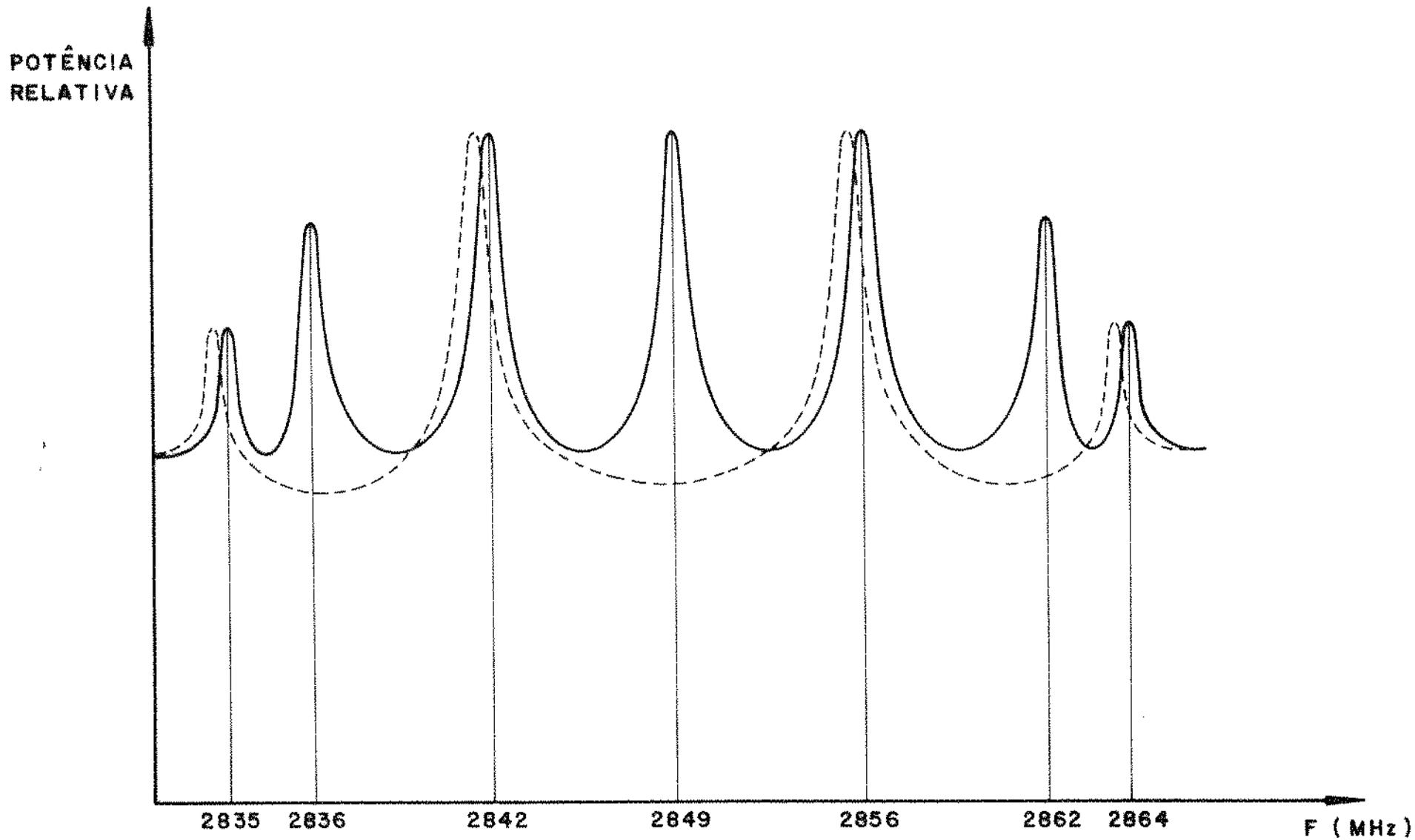


Fig. IV.7. Curva de transmissão para células de teste com três e seis cavidades "disk-loaded".

frequência medida para uma variação do diâmetro $2b$. Nas cavidades de alumínio obteve-se uma variação de 600 a 800 KHz em torno de 2856 MHz para uma variação de 0,02 mm em $2b$. A temperatura também introduz um desvio na frequência de ressonância. Uma variação de 2°C na temperatura do laboratório acarretou um desvio de cerca de 100 kHz em f_0 ($-100 \text{ kHz}/2^{\circ}\text{C}$) para $f_0 = 2856 \text{ MHz}$.

Os resultados descritos estão sumarizados na Tabela IV.1.

TABELA IV.1

VALORES CALCULADOS E MEDIDOS DAS FREQUÊNCIAS DE

RESSONÂNCIAS EM MHz

MODO	TEÓRICO (SUPERFISH)		EXPERIMENTAIS			
			CAVIDADE COPO		CAVIDADE DISCO-ANEL	
2b (mm)	82,12	81,92	81,92	82,01	81,980	82,036
$f_o(0)$	2834,563	2841,687	2839,26	2835,37	2838,05	2835,06
$f_o(\frac{\pi}{3})$	2841,757	2848,932	2846,55	2841,66	2844,46	2841,56
$f_o(\frac{2\pi}{3})$	2856,377	2863,376	2860,47	2856,12	2858,74	2856,02
$f_o(\pi)$	2863,110	2870,578	2868,13	2864,76	2866,66	2863,45

Numa etapa seguinte construiu-se uma cavidade cilíndrica (Fig. III.12) para operar no modo TM_{010} . Utilizando-se a eq. (3.50) para $x_{01} = 2,404826$ e fixando-se $f_0 = 2500$ MHz obteve-se

$$D = 91,80 \text{ mm}$$

Convém observar que a escolha de $f_0 = 2500$ MHz é devido ao fato de se pretender alimentar esta cavidade através de um sintetizador de frequência, cuja faixa do "plug-in" disponível vai até 2600 MHz, conseguindo-se assim uma maior estabilidade de frequência em certas medidas.

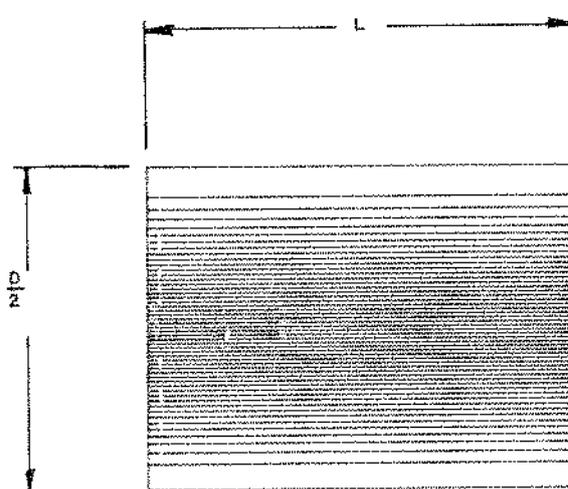
O comprimento L foi fixado levando-se em conta uma boa separação dos outros modos em relação ao TM_{010} . Portanto L foi escolhido como sendo 60,00 mm. Para se ter idéia da precisão dimensional requerida para um desvio aceitável de frequência de ressonância, calculou-se a frequência de ressonância para desvio de $\pm 0,01$ mm e $\pm 0,05$ mm. Assim para

$$D = 91,81; f_0 = 2499,75 \text{ MHz}$$

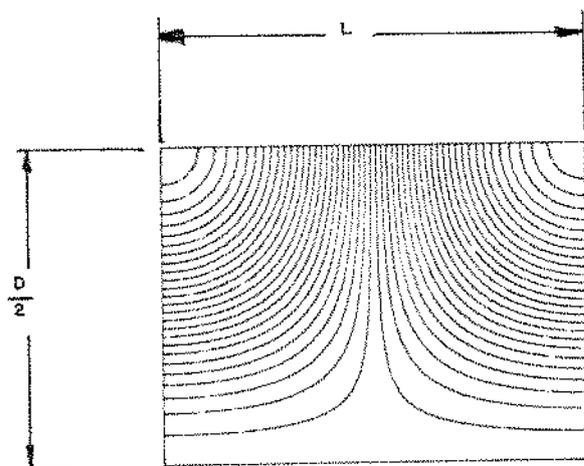
$$D = 91,79; f_0 = 2500,25 \text{ MHz}$$

$$D = 91,85; f_0 = 2498,66 \text{ MHz}$$

$$D = 91,75; f_0 = 2501,38 \text{ MHz}$$



(a)



(b)

Fig. IV.8. Diagrama de campo elétrico axial fornecido pelo SUPERFISH para cavidade padrão nos modos TM_{010} (a) e TM_{011} (b).

Para o próximo modo TM_{011} têm-se uma frequência de ressonância que depende do diâmetro e do comprimento (eq. 3.50).

Para as dimensões de D e L calculadas têm-se:

$$f_0 (TM_{011}) = 3534,32 \text{ MHz}$$

Se as dimensões D e L variam 0,05 mm para cima e para baixo obtêm-se

$$f_0 (TM_{011}) = 3531,84 \text{ MHz}$$

$$f_0 (TM_{011}) = 3536,76 \text{ MHz}$$

Com isto pretendeu-se mostrar a dificuldade de construir uma cavidade quando se quer acertar sua frequência de ressonância. Para o modo TM_{010} que será utilizado nas análises a seguir para uma variação de $\pm 0,05$ mm em D chega-se a um desvio máximo de 3MHz em relação à frequência real de ressonância. No caso do modo TM_{011} (o campo axial E_z não é constante como no modo TM_{010}) têm-se uma variação máxima de 6 MHz para uma variação de $\pm 0,05$ mm em D e L.

A Fig. IV.8. mostra a simulação desta cavidade para os modos TM_{010} e TM_{011} com o SUPERFISH. Construiu-se uma cavidade com $D = 91,80 \pm 0,01$ e $L = 60,00 \pm 0,01$. O acoplamento novamente foi feito por "loop" e este foi

localizado onde o campo magnético na parede é máximo. As frequências de ressonância medidas foram:

$$f_0 (TM_{010}) = 2499,78 \text{ MHz}$$

$$f_0 (TM_{010}) = 3533,32 \text{ MHz}$$

O Q analítico para o modo TM_{010} considerando a condutividade do cobre de $\sigma_{Cu} = 5,8 \times 10^5 \text{ S/cm}$ e sabendo-se que $\delta = (2/\omega_0 \mu \sigma)^{1/2}$ (onde δ é a profundidade de penetração pelicular, μ a permeabilidade magnética do interior condutivo da cavidade e σ a condutividade do material), é dado pela equação (3.51) e descrito abaixo:

$$Q = 19700$$

utilizando-se o SUPERFISH, obteve-se

$$Q = 19788$$

Para se ter uma primeira referência da medida do Q, resolveu-se então medir o Q da cavidade TM_{010} .

Utilizando-se os arranjos experimentais descritos nas Figuras (III.9), (III.10) e (III.11) e as equações (3.32), (3.39), (3.40), (3.41) e (3.42) obteve-se

$$Q_L = 16995 \text{ (no nível de 10dB)}$$

e

$$\beta_{1a} = 0,087, \beta_{2a} = 0,04$$

assim

$$Q = 18549$$

A Figura IV.9 ilustra a curva obtida e os valores de frequência em ponto de 3,6 e 10dB.

Como elemento perturbador na técnica perturbacional, descrita em (III.4.4), utilizaram-se bastões dielétricos construídos com vidro. Com o arranjo citado na Fig. III.13 e utilizando a eq. (3.54) obteve-se para este material com alguns bastões de diâmetro (f) diferentes os seguintes resultados:

$$j = 1,23 \pm 0,01 \text{ mm}, \epsilon' = 4,42$$

$$j = 1,25 \pm 0,02 \text{ mm}, \epsilon' = 4,54$$

$$j = 1,45 \pm 0,02 \text{ mm}, \epsilon' = 4,44$$

Optou-se por $\epsilon' = 4,42$ por ter sido este valor obtido com o bastão que introduz menos perda (o mais fino) e por ter este a seção transversal mais uniforme ao longo do seu comprimento. A Fig. IV.10 mostra as curvas obtidas para estas perturbações. A precisão do cálculo desta constante recai nas dimensões geométricas (2a) e (j) e na medida do desvio de frequência causado pela perturbação. Além disso é

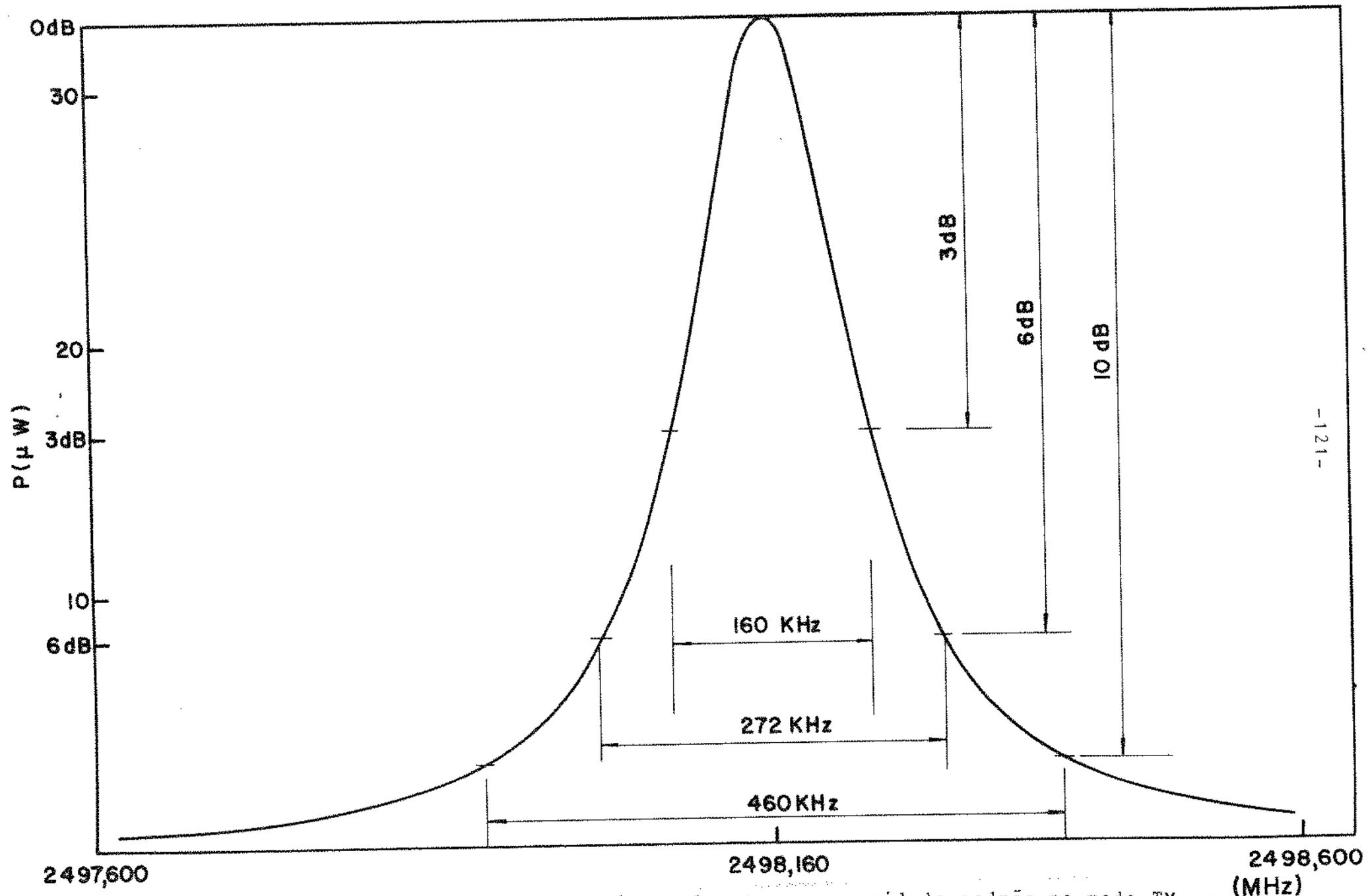


Fig. IV.9. Curva de transmissão obtida experimentalmente para cavidade padrão no modo TM_{010} .

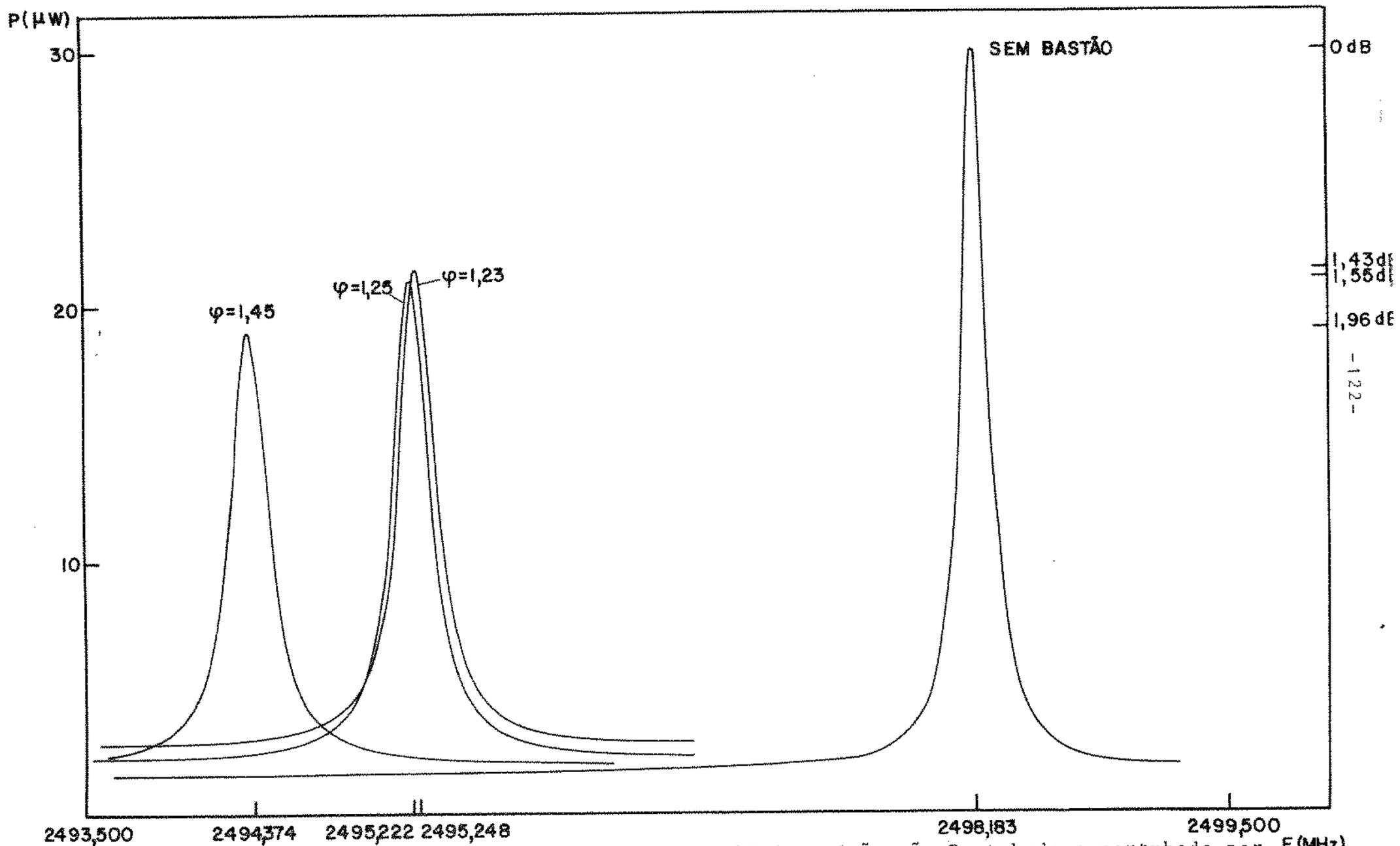


Fig. IV.10. Curvas de transmissão obtidas para cavidade padrão não Pertubada e pertubada por bastões dielétricos de diferentes diâmetros no modo TM_{010} .

importante que o bastão seja fino para que a teoria da perturbação seja válida (pequena alteração nos campos eletromagnéticos internos).

A seguir para se medir o Q das cavidades anteriormente citadas (copo e disco-anel), é necessário, como descrito no capítulo anterior, medir o Q nas células de um e dois comprimentos de onda para se eliminarem as perdas introduzidas pelos curtos. Assim utilizando-se um acoplamento bem fraco (subacoplamento) obteve-se para as cavidades tipo copo

$$Q_1 = 9100$$

e

$$Q_2 = 8050$$

resultando

$$Q = 10465$$

e para as cavidades tipo disco-anel

$$Q_1 = 8920$$

e

$$Q_2 = 8030$$

resultando

$$Q = 10032$$

Observou-se que o Q para os dois tipos de cavidades são da mesma ordem.

A seguir efetuou-se a medida da relação $(R_o/Q)_T$ utilizando-se a montagem da Fig. (III.4) e utilizando a equação (3.49). Obteve-se

$$(R_o/Q)_T = 54,2\Omega/\text{cm}$$

Nesta medida utilizaram-se as cavidades disco-anel pois a medida é independente de perdas (Capítulo II).

Na medida da perturbação de campo causada pelo elemento perturbador escolheram-se elementos perturbadores de maneira que suas geometrias não alterassem significativamente o padrão de campo eletromagnético dentro

da cavidade a ser estudada [30], optou-se pelo uso de elementos esféricos e agulhas para se efetuarem estas perturbações.

Existe um compromisso entre o nível de perturbação introduzido (desvios de frequências grandes para facilitar a medida) utilizando elementos com dimensões maiores e maior precisão do método perturbacional utilizado (menores dimensões), situações onde a teoria perturbacional pode ser bem aplicada. Devido ao gerador de varredura não ser muito estável, optou-se para uso como elemento perturbador uma esfera com $\phi = 3$ mm de diâmetro.

Testou-se também a utilização de agulhas perturbadoras com várias dimensões e verificou-se uma melhor resolução de medida utilizando-se a esfera.

A Fig. IV.11 mostra o diagrama ($\sqrt{\Delta f_{xz}}$) obtido pela perturbação ao longo da célula de 2 comprimentos de onda (a medida da perturbação sofre um menor efeito das paredes finais). Utilizou-se o arranjo experimental da Fig. (III.15). Assim a equação (3.55), tomada em 46 intervalos e utilizada em conjunto com considerações de campo dentro da cavidade, resultou em

$$\frac{a_o^2}{\sum_n a_n^2} = 0,795$$

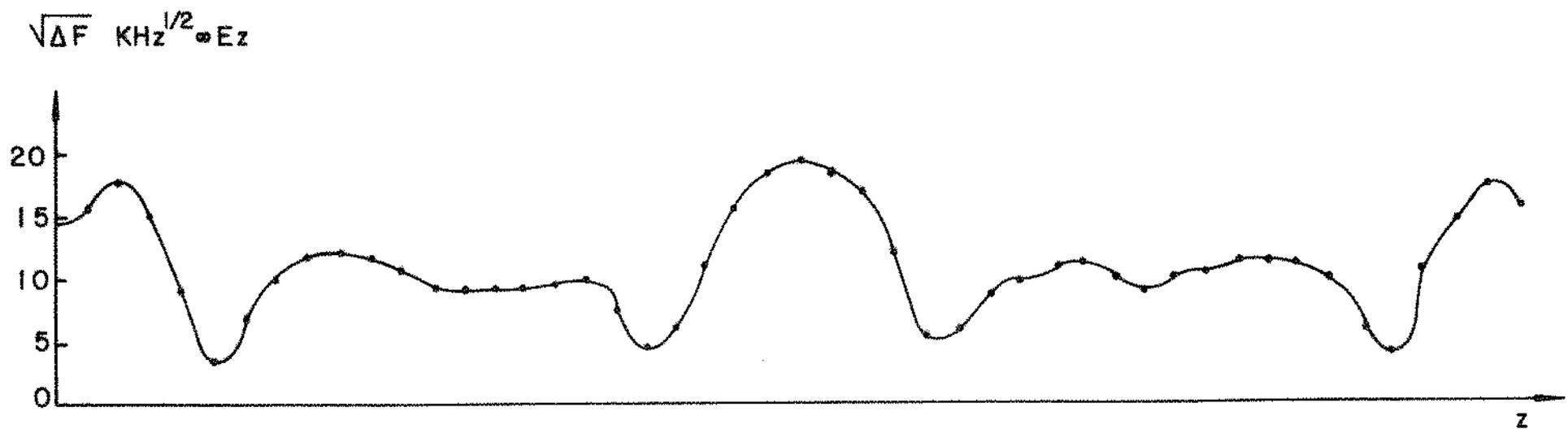
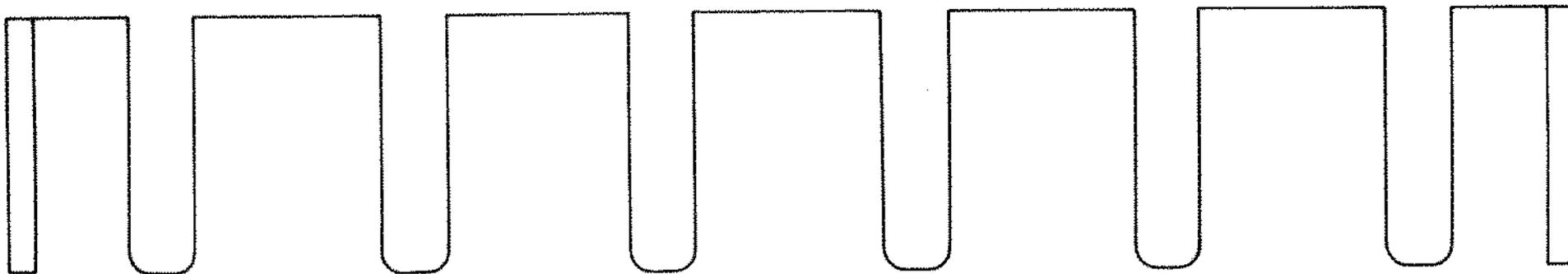


Fig. IV.11. Mapeamento do campo elétrico axial obtido pela técnica perturbacional em uma célula contendo 6 cavidades "disk-loaded".

Portanto,

$$(R_o/Q)_o = 43,1\Omega/cm$$

Com os resultados obtidos, optou-se por construir estas mesmas cavidades tipo disco-anel em cobre OFHC. O 2b inicial foi $82,030 \pm 0,005$ mm. Resolveu-se levantar a curva de dispersão com a célula de dois comprimentos de onda para se ter maior precisão. A primeira medida efetuada resultou em (valores em MHz)

$$f_o(0) = 2836,61$$

$$f_o(\pi/6) = 2838,22$$

$$f_o(\pi/3) = 2843,47$$

$$f_o(\pi/2) = 2850,84$$

$$f_o(2\pi/3) = 2857,93$$

$$f_o(5\pi/6) = 2863,34$$

$$f_o(\pi) = 2865,62$$

Após 2 passos de 0,025 mm em 2b chegou-se a (2b final de 82,080mm):

$$f_o(0) = 2834,32$$

$$f_o(\pi/6) = 2835,96$$

$$f_o(\pi/3) = 2841,40$$

$$f_o(\pi/2) = 2848,21$$

$$f_o(2\pi/3) = 2855,94$$

$$f_o(5\pi/6) = 2861,06$$

$$f_o(\pi) = 2863,23$$

em MHz.

Assim, no modo $2\pi/3$, $f_0 = 2856$ MHz e com isso $v_p = c$.

O cálculo de v_g/c resulta em

$$\frac{v_g}{c} = 0,0092$$

Mediu-se a seguir o Q de tais cavidades. Para se ter uma idéia dos níveis de Q que deveriam ser medidos em um e dois comprimentos de onda, utilizou-se o código SUPERFISH simulando uma célula de teste de um comprimento de onda com e sem paredes de curto.

Com isto obteve-se

$$Q_2 = 9928$$

e

$$Q = 13820$$

Utilizando-se a equação (3.12) obteve-se o valor de $Q_1 = 11555$.

Os valores medidos foram

$$Q_2 = 8892$$

$$Q_1 = 10300$$

resultando em

$$Q = 12300$$

O valor de $(R_o/Q)_o$ obtido utilizando os arranjos experimentais descritos nas Figuras (III.14) e (III.15) e utilizando as equações (3.49) e (3.55) foi de 44,0 Ω/cm .

IV.3. Comparação dos Resultados Obtidos com os do SLAC (Stanford Linear Accelerator Center)

Com o intuito de verificar a precisão dos métodos de medida desenvolvidos, construíram-se cavidades "disk-loaded" ao longo de uma estrutura do acelerador de Stanford onde os parâmetros v_p , v_g , R_o e Q foram medidos e a precisão dos métodos pode ser estimada.

O programa PROCAV utilizado com os parâmetros fornecidos pelo SLAC gerou os valores de $2b$, $2a$ e v_g/c descritos na tab. IV.2 para as cavidades 1, 28, 57 e 70 (a estrutura do SLAC é composta de 86 cavidades).

Os valores citados na Referência [35] para as cavidades do acelerador de duas milhas são descritos na Tabela IV.3.

TABELA IV.2

VALORES DE $2b$, $2a$ e v_g/c PARA AS CAVIDADES 1, 28, 57 E 70,
PELO PROGRAMA PROCAV

CAVIDADE	$2b$ (mm)	$2a$ (mm)	v_g/c
1	83,196	26,379	0,0187
28	82,783	24,551	0,0146
57	82,295	22,165	0,0102
70	82,054	20,865	0,0082

TABELA IV.3

VALORES FORNECIDOS PELA REFERÊNCIA [35]

CAVIDADE	2b (mm)	2a (mm)	v_g/c
1	83,442	26,201	0,0202
28	82,960	24,506	0,0157
57	82,393	22,185	0,0111
70	82,114	20,879	0,0089

Observou-se que realmente, como visto no capítulo II, os valores fornecidos pelo programa PROCAV precisam ser ajustados pelo código computacional SUPERFISH. Isto era esperado pois além da aproximação utilizada para a obtenção da equação de frequência (dois guias originando o guia corrugado), o PROCAV considera os valores de R_0 e Q constantes ao longo do comprimento da seção aceleradora e isto não acontece na prática. A técnica utilizada para a reprodução dos resultados do SLAC foi a de fixar o diâmetro da íris (2a) e chegar à frequência de ressonância da cavidade usinando a dimensão (2b). As Tabelas IV.4, IV.5, IV.6 e IV.7 comparam os resultados publicados pelo SLAC com os resultados obtidos no IEAV e os resultados teóricos fornecidos pelo código SUPERFISH para as cavidades construídas.

Observou-se a boa concordância dos resultados obtidos com os do SLAC. Basicamente as diferenças na dimensão (2b) justificam-se pelo erro introduzido no abaulamento da cavidade (região crítica) e pelo pequeno acréscimo do volume da célula de teste acarretado pelo tipo de acoplamento utilizado. O fator de mérito das cavidades aqui construídas é relativamente mais baixo, isto pode ser justificado pelo fato de que o cobre OFHC utilizado ser de uma pureza mais baixa. Os outros resultados obtidos estão plenamente de

TABELA IV.4

COMPARAÇÃO DE RESULTADOS PARA A CAVIDADE 1

PARÂMETRO	SLAC	IEAv	SUPERFISH
2b (mm)	83,442	83,412	83,442
2a (mm)	26,201	26,201	26,201
f ₀ (MHz)	2856	2856	2856,451
$\frac{v_g}{c}$	0,0202	0,0206	0,0206
$\frac{R_o}{Q} \left(\frac{\Omega}{cm} \right)$	38,99	37,36	38,98
Q	14160	13484	13876

TABELA IV.5

COMPARAÇÃO DE RESULTADOS PARA A CAVIDADE 28

PARÂMETRO	SLAC	IEAv	SUPERFISH
2b (mm)	82,960	82,910	82,960
2a (mm)	24,506	24,506	24,506
f_o (MHz)	2856	2856	2856,679
$\frac{v_g}{c}$	0,0157	0,0161	0,0162
$\frac{R_o}{Q} \left(\frac{\Omega}{cm} \right)$	40,40	39,91	40,71
Q	13860	13112	13855

TABELA IV.6

COMPARAÇÃO DOS RESULTADOS PARA A CAVIDADE 57

PARÂMETRO	SLAC	IEAV	SUPERFISH
2b (mm)	22,393	82,343	82,393
2a (mm)	22,185	22,185	22,185
f_0 (MHz)	2856	2856	2856,323
$\frac{v}{c}$	0,0111	0,0112	0,0112
$\frac{R_0}{Q} \left(\frac{\Omega}{cm} \right)$	42,47	42,63	43,04
Q	13560	13248	13830

TABELA IV.7

COMPARAÇÃO DOS RESULTADOS PARA A CAVIDADE 70

PARÂMETRO	SLAC	IEAv	SUPERFISH
2b (mm)	82,114	82,080	82,114
2a (mm)	20,879	20,879	20,879
f_0 (MHz)	2856	2856	2856,065
$\frac{v_g}{c}$	0,0089	0,0092	0,0090
$\frac{R_0}{Q} \left(\frac{\Omega}{\text{cm}} \right)$	44,25	44,00	44,36
Q	13370	12300	13818

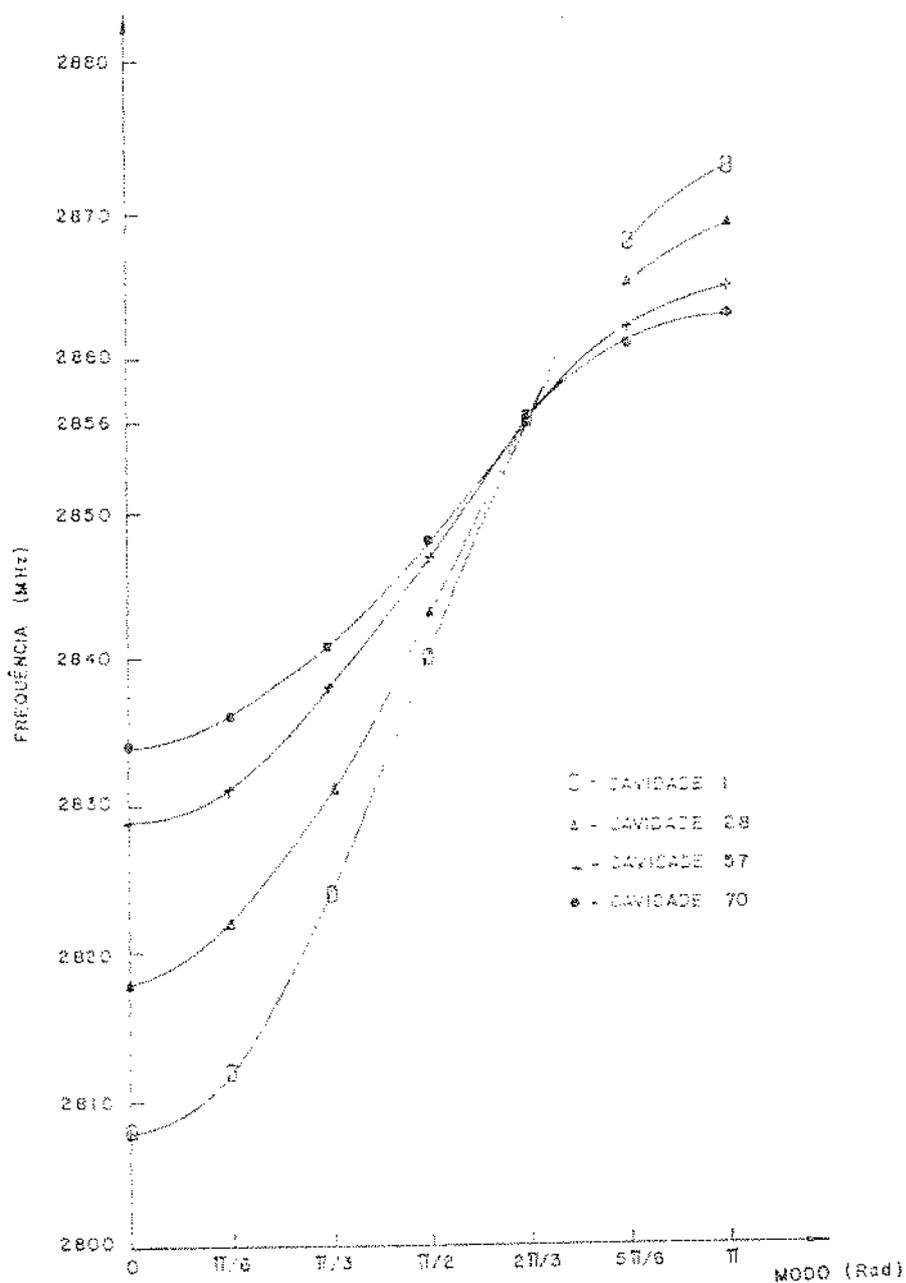


Fig. IV.12. Curvas de dispersão obtida experimentalmente para as cavidades 1, 28, 57, e 70 construídas.

acordo com os resultados publicados pelo SLAC na década de 60. A Fig. IV.12 descreve os diagramas de dispersão destas cavidades.

IV.4. Análise de Erros

Nos métodos descritos no capítulo anterior e agora utilizados existem duas principais fontes de erros a serem analisadas: as relacionadas com o tratamento teórico utilizado nos métodos e as de teor experimental. Os erros experimentais em geral superam aqueles devidos às aproximações teóricas introduzidas justificando assim o uso destas aproximações plenamente.

As medidas das quantidades v_p e v_g não apresentam erros experimentais de grande significância. O equipamento utilizado tem precisão suficiente para medir estes parâmetros dentro das precisões requeridas (o oscilador tem uma instabilidade de frequência máxima de 50 kHz).

O parâmetro mais complexo de se medir é o Q . Isto devido principalmente à maneira indireta de obtê-lo. É necessário uma precisão muito boa nas medidas de Q_1 e Q_2 para que o resultado final seja coerente.

A equação (3.12) pode ser expressa em termos de erro fracional como

$$(Q + \delta Q) = \frac{(Q_1 + \delta Q_1)(Q_2 + \delta Q_2)}{2(Q_2 + \delta Q_2) - (Q_1 + \delta Q_1)} \quad (4.1)$$

Eliminando-se os termos quadráticos do erro fracional e rearranjando, obtém-se

$$\frac{\delta Q}{Q} = \frac{\delta Q_2}{Q_2} + \frac{\delta Q_1}{Q_1} - \frac{2\delta Q_2 - \delta Q_1}{2Q_2 - Q_1} \quad (4.2)$$

O que se observa é que, quando os erros de medida de Q_1 e Q_2 são da mesma ordem e do mesmo sinal, o erro fracional final é da mesma ordem destas medidas individuais. Porém, se os erros têm sinais opostos e são da mesma ordem, a precisão dos resultados diminui sensivelmente.

O outro parâmetro medido que oferece uma margem de erro apreciável é o fator R_0/Q . É necessário uma boa calibração da constante dielétrica do bastão perturbador em conjunto com um mapeamento de campo elétrico preciso. Isto é conseguido trabalhando-se com geradores de varredura bastante estáveis e com elementos perturbadores de dimensões reduzidas para que a teoria da perturbação seja válida. Uma outra técnica utilizada é descrita no trabalho de C.

Fuhrmann [6] e apresenta resultados de ótica precisão, porém utiliza um arranjo experimental mais sofisticado.

IV.5. Correções Necessárias ao Projeto Final das Cavidades "Disk-loaded"

Considerando-se que a estrutura aceleradora quando em funcionamento deverá estar numa temperatura de operação bem mais alta do que a temperatura da sala de usinagem e do laboratório de medidas, correções finais devem ser feitas para a expansão do cobre prevista. Além disso deve-se considerar o desvio de frequência acarretado pela utilização de vácuo como dielétrico dentro das cavidades. A taxa de umidade também deverá ser levada em conta.

Com estas correções feitas, o projeto das cavidades pode ser definido e após algumas medidas serem realizadas em diferentes cavidades da estrutura aceleradora pode-se definir o projeto final através de uma interpolação polinomial que resultará nas combinações de $(2b, 2a)$ e v_g necessárias ao projeto a gradiente constante.

CAPÍTULO V

Conclusões

Foram desenvolvidos neste trabalho métodos experimentais de medidas de parâmetros de cavidades essenciais ao projeto de uma estrutura aceleradora de elétrons.

A técnica utilizada foi a de simular uma onda estacionária, que representa a onda progressiva que será utilizada na aceleração dos elétrons, em uma célula de teste composta por cavidades idênticas com os planos de curto localizados em posições de simetria de reflexão.

Mediram-se as velocidades de fase e de grupo obtidas da relação de dispersão da cavidade constituinte da célula em questão, o fator de mérito descarregado desta cavidade levando em conta a presença de planos de curto que não farão parte da estrutura aceleradora final e a resistência "shunt" obtida através da técnica perturbacional.

As técnicas desenvolvidas podem ser utilizadas, em princípio, em quaisquer tipos de cavidades usadas em aceleradores lineares, salientando o fato de que estas

técnicas também podem ser utilizadas em estruturas aceleradoras finais e em estruturas para agrupamento ou empacotamento do feixe de elétrons ($v_p < c$) em estágio anterior ao do de aceleração uniforme ($v_p = c$) para comprovação dos parâmetros eletromagnéticos obtidos anteriormente em pilhas de cavidades.

A viabilidade dos métodos experimentais utilizados foi comprovada com a boa reprodução dos dados publicados pelo "Stanford Linear Accelerator Center" para as cavidades "disk-loaded" que compõem o acelerador de duas milhas em operação nesse centro. Os valores obtidos experimentalmente para os diversos parâmetros das cavidades construídas também foram comparados com os valores fornecidos pelo programa computacional SUPERFISH e notou-se uma excelente concordância entre os valores teóricos e os valores medidos.

Na estrutura aceleradora tipo impedância constante (Item II.6.1), as diversas cavidades ao longo do seu comprimento têm a mesma dimensão modular. Isto significa que só uma célula de teste deverá ser construída para medição dos parâmetros anteriormente citados. Contudo, na estrutura gradiente constante (Item II.6.2), que comparativamente apresenta melhor desempenho que a estrutura impedância constante, as dimensões modulares das cavidades variam ao longo de seu comprimento para se conseguir a necessária

variação da velocidade de grupo e assim se obter uma amplitude de campo elétrico axial constante ao longo de toda a extensão da estrutura. Este fato sugere um futuro trabalho nesta área que diz respeito a automatização dos testes agora implementados. Esta automatização é necessária, principalmente, quando da fabricação de uma estrutura aceleradora deste tipo.

As cavidades, após serem medidas em células de teste, deverão passar pelo processo de eletroformação (eletrodeposição do cobre) que dará o necessário alinhamento e rigidez à estrutura final. Sugere-se que a eletroformação seja aplicada nas pilhas de cavidades utilizadas neste trabalho e que seja tentada a reprodução dos valores experimentais obtidos, verificando-se, assim, a viabilidade desta técnica.

Como consequência deste trabalho, deverão ainda serem feitos estudos do casamento da estrutura aceleradora composta por cavidades com o sistema de guia de ondas que conduz a potência de RF proveniente da válvula KLYSTRON e que possibilita a dissipação na carga colocada no final da estrutura da microonda utilizada na aceleração, e também testes de sintonia na estrutura já eletroformada para se sentir a necessidade de ajustes de fase finais.

Este trabalho alcançou plenamente os objetivos a

que se propôs. Fica viabilizada a construção deste tipo de cavidade e assim é dado um passo experimental importante na construção de um acelerador linear de partículas no país.

APÊNDICE A

O Código SUPERFISH Utilizado para Ondas Progressivas

O código computacional SUPERFISH calcula propriedades de RF das cavidades a onda estacionária usadas em aceleradores lineares em geral e em outras estruturas aceleradoras de partículas. Entre estas propriedades estão a frequência de ressonância eletromagnética, configurações de campos no interior da cavidade, impedância "shunt" por unidade de comprimento e o fator de mérito. Maiores informações sobre a sua utilização são dados no seu guia de usuário [36] e nas referências citadas no primeiro capítulo deste trabalho. Descreve-se aqui a utilização deste código para o caso de aceleradores que operam a onda progressiva.

A velocidade de grupo (v_g) para ondas progressivas (TW) pode ser obtida do diagrama de dispersão ($v_g = d\omega/d\beta$) ou da velocidade da energia ($v_g = P/W_{TM}$) onde P é a potência fluente e W_{TM} é a energia armazenada por unidade de comprimento. Pode-se calcular v_g ou pela primeira expressão computando várias frequências no diagrama de dispersão ($\omega - \beta_0 d$) e ajustando os dados por uma curva suave (isto também é feito no caso de ondas estacionárias (SW)), ou,

para melhor precisão, calculando os campos em uma só frequência (f_0) através da segunda expressão. Para este caso, em um dado z , tem-se:

$$v_g = \frac{P}{W_{TW}} = \frac{1/2 \int E_r H_\psi ds}{\int \left[\frac{\epsilon E^2}{2} dv + \frac{\mu H^2}{2} dv \right]} \quad (A.1)$$

unid. comp. unid. comp.

O denominador é simplesmente $W_{SW}/2$, onde W_{SW} é a energia armazenada para o caso estacionário e é fornecida pelo código. O numerador pode ser calculado em qualquer seção transversal (S) já que a potência que flui é independente do plano de integração. Precisa-se assim, para calcular a expressão (A.1), obter valores de $E_{r,TW}$ e $H_{\psi,TM}$ simultâneos em um certo plano. O artifício utilizado é gerar uma onda progressiva a partir de duas ondas estacionárias, sendo possível, assim, se calcular o numerador da expressão utilizando valores de campos estacionários fornecidos pelo código.

Para o caso do guia corrugado é conhecido que na mais baixa banda de passagem (modo TM_{01}) o campo de onda progressiva E_z (eq. 2.6) é dado por

$$E_{z,TW} = \sum_{n=-\infty}^{n=+\infty} a_n J_0(K_{rn} r) e^{j(\omega t - \beta z)} \quad (A.2)$$

onde a_n é a amplitude da harmônica espacial de índice n , $\beta_n = \beta_0 + 2\pi n/d$, β_0 é a constante de fase da harmônica fundamental, $K_{rn}^2 = K^2 - \beta_n^2$ e d é o comprimento periódico para o caso estacionário.

No eixo do guia ($r=0$), para o caso estacionário, o campo elétrico axial pode ser escrito como

$$A = E_{z,SW} = e^{j\omega t} \sum_{n=-\infty}^{n=+\infty} 2a_n \cos \beta_n z \quad (E_T=0, \text{ Neuman}) \quad (\text{A.3})$$

ou

$$A' = E_{z,SW} = e^{j\omega t} \sum_{n=-\infty}^{n=+\infty} 2a_n \sen \beta_n z \quad (H_T=0, \text{ Dirichlet}) \quad (\text{A.4})$$

Considerando (A.3) e fazendo um deslocamento do padrão de campo para a esquerda ($z=-d$), tem-se uma segunda solução estacionária dada por

$$B = e^{j\omega t} \sum_{n=-\infty}^{n=+\infty} 2a_n \cos \beta_n (z + d) \quad (\text{A.5})$$

Tanto A como B são obtidos de duas ondas progressivas de direções contrárias; assim, para se conseguir a onda progressiva desejada, é necessário ajustar suas fases

de maneira a se poderem somar as ondas que caminham num sentido e cancelar as que caminham no outro. Então:

$$A e^{j(\beta_0 d - \pi/2)} + B e^{j\pi/2} = 2 \operatorname{sen} \beta_0 d \underbrace{\sum_{n=-\infty}^{n=+\infty} a_n e^{j(\omega t - \beta_n z)}}_{TW} \quad (A.6)$$

A amplitude e a fase de TW são:

$$|TW|^2 = \frac{A^2 + B^2 - 2AB \cos \beta_0 d}{4 \operatorname{sen}^2 \beta_0 d} \quad \text{e} \quad \tan \theta(z) = \frac{B - A \cos \beta_0 d}{A \operatorname{sen} \beta_0 d} \quad (A.7)$$

onde A e B são funções de z.

As equações (A.6) e (A.7) são gerais e aplicam-se para qualquer componente E_r , E_z ou H_ψ e qualquer z. Assim para valores de campo estacionário fornecidos pelo código é possível obter valores exatos para o caso progressivo e obter v_g pela eq. (A.1).

O valor de $(R_0/Q)_0$ para o caso progressivo é simplesmente o dobro do caso estacionário. O valor de Q é o mesmo nos dois casos.

APÊNDICE B

EQUIPAMENTO BÁSICO DE MICROONDAS UTILIZADO

Os vários métodos experimentais desenvolvidos no Capítulo III requerem a utilização de equipamentos de microondas bastante sofisticados com excelente estabilidade com relação a variação de temperatura e flutuações da rede elétrica utilizada.

Foram, basicamente, utilizados um analisador de rede automático HP8408B, um freqüencímetro do tipo HP5342A, medidores de potência HP432A e HP436A, medidor de SWR HP415E, linha de fenda HP805C, oscilador sintetizado de freqüência (sintetizador) HP8660C, registrador X-Y HP7015B, osciloscópio TEKTRONIX 543A, acoplador direcional HP797D e vários dispositivos complementares como atenuadores da série HP11581A, terminações coaxiais HP908A, curtos, cabos e transições de vários fabricantes.

REFERÊNCIAS

- [1] C.R.S. Stopa e outros, "Projeto CURUMIM", IEAv/PP-001/84.
- [2] K. Halback & R.F. Holsinger, "SUPERFISH-A Computer Program for evaluation of RF cavities with cylindrical symmetry", Particle Accelerators, Vol. 7, pp.213-222, 1976.
- [3] K. Halbach, et al., "Properties of the Cylindrical RF Cavity Evaluation Code SUPERFISH", Proc. of the 1976 Proton Linear Accelerator Conf., Chalk River Nuclear Laboratories, Chalk River, Ontario, pp. 122-128, 1976.
- [4] R. Silva, "SUPERFISH no CYBER-IEAv", Nota Técnica, IEAv/NT-011/82.
- [5] R.B. Neal, et al., The Stanford Two-Mile Accelerator, W.A. Benjamin, Inc., New York-Amsterdam, 1968.
- [6] C. Fuhrmann, "Contribution a L'Étude des Structures Accélétrices Biperiodiques a Ondes Stationnaires pour

- Electrons", These de Doctorat d'État, Faculté de Sciences d'Orsay, Université de Paris, 1985.
- [7] M. Chodorow, E.L. Ginzton, W. Hansen, R.L. Kyhl, R.B. Neal, W.K. Panofsky, et al., "Stanford High Energy Linear Electron Accelerator (Mark III)", The Review of Scientific Instruments, Vol. 26, nº 2, pp. 134-204, Fev. 1955.
- [8] J. Takahashi, "Sistema de Microondas, de Injeção de Análise e Condicionamento do feixe de elétrons do Acelerador Linear de Elétrons do IFUSP", Tese de Mestrado, U.S.P., 1975.
- [9] E. Persi, E. Ferrari, S.E. Segre, Principles of Particle Accelerators, W.A. Benjamin, Inc., 1968.
- [10] S. Ramo, J.R. Whinnery, T.V. Duzer, Fields and Waves in Communication Electronics, John Wiley & Sons, Inc., 1966.
- [11] P.M. Lapostolle, A.L. Septier, Linear Accelerators, North-Holland Publishing Company, Amsterdam, 1970.
- [12] R.B. Neal, "Comparison of the Constant Gradient and Uniform Accelerator Structures", Technical Report n 259, Universidade de Stanford, California, 1961.

- [13] E.L. Chu & W.W. Hansen, "The Theory of Disk-Loaded Waveguides", Journal of Applied Physics, Vol. 18, pp. 996-1008, Nov. 1947.
- [14] L.S.R. Cavalcanti, "Cálculo das Características de Funcionamento de uma Estrutura Aceleradora de Partículas", CTA/ITA, Trabalho de Graduação, 1979.
- [15] L.S.R. Cavalcanti & O.L. Gonzalez, "Determinação das Expressões para a Velocidade de Grupo e de sua Sensibilidade em função dos Parâmetros Estruturais do Guia Corrugado", Nota Técnica, IEAv/NT-019/81.
- [16] L.S.R. Cavalcanti, "PROCAV - Um Programa para Dimensionamento de Estruturas Aceleradoras do Tipo Guia Corrugado", Nota Técnica, IEAv/NT-024/81.
- [17] J. Bernard, "Étude et Realization D'un Accelérateur Lineaire D'Electrons. Dynamique des Electrons Accelerés", These de Doctorat d'État, Faculté de Sciences d'Orsay, Université de Paris, 1966.
- [18] J.C. Slater, "The Design of Linear Accelerators", Reviews of Modern Physics, Vol. 20, n° 3, pp. 473-518, Jul. 1948.

- [19] R.E. Collin, Foundation for Microwave Engineering, McGrawHill, Inc., 1966.
- [20] M. Sucher & J. Fox, Handbook of Microwave Measurements, Vol. II, Polytechnic Press, 1963.
- [21] E.L. Ginzton, Microwave Measurements, McGraw-Hill Book Company, Inc., 1957.
- [22] R.K. Pandrangi, S.S. Stuchly & M. Barski, "A Digital System for Measurement of Resonant Frequency and Q Factor", IEEE Trans. Instrum. Meas., Vol. IM-31, pp. 18-21, Mar. 1982.
- [23] A.O. Andrade, M.C.F. Garrote, M.F. Reis e J.T. Senise, "Medida de Frequência de Ressonância e Fator Q por método de integração controlado por microcomputador", Anais do 1985/Simpósio Internacional de Microondas no Desenvolvimento Industrial-Brasil, pp.389-342, Jul. 1985.
- [24] J.C. Slater, Microwave Electronics, D. Van Nostrand Company, Inc., New York, 1950.
- [25] L. Young, Advances in Microwaves, Vol. I, Academic Press, 1966.

- [26] W.W. Hansen & R.F. Post, "On the Measurement of Cavity Impedance", Journal of Applied Physics, Vol. 19, pp. 1059-1061, Nov. 1948.
- [27] W.J. Gallagher, "Measurements Techniques for Periodic Structures", M. Report n° 205, Universidade de Stanford, California, 1960.
- [28] W.J. Gallagher, "Periodic Transmission - Line Mode Measurements", Particle Accelerators, Vol. 16, pp. 113-123, 1984.
- [29] C.G. Montgomery, Technique of Microwave Measurements, McGraw Hill Book Company, Inc 1947.
- [30] L.C. Maier, J.C. Slater, "Field Strength Measurements in Resonant Cavities", Journal of Applied Physics, Vol. 23, n° 1, pp. 78-83, Jan. 1952.
- [31] L.C. Maier & J.C. Slater, "Determination of Field Strength in a Linear Accelerator Cavity", Journal of Applied Physics, Vol. 23, n° 1, pp. 68-70, Jan. 1952.
- [32] R.P. Borghi & D.H. Jeong, "Gradient Measurement for the SLAC Accelerating Structure", Relatório Interno-SLAC, Ago. 1963.

- [33] A.L. Elderidge, G.A. Loew, R.B. Neal, "Design and Fabrication of the Accelerating Structure for the Stanford Two-Mile Accelerator", SLAC Report n^o 7, Stanford, California, 1962.
- [34] H. Whiteside e R.W. King, "The Loop Antenna as a Probe", "IEEE Transactions on Antennas and Propagation", Vol. AP-12, n^o 3, pp.291-297, Mai. 1964.
- [35] G.A. Loew, R.H. Miller, R.A. Early e K.L. Bane, "Computer Calculation of Traveling-wave Periodic Structure Properties", "IEEE Transactions on Nuclear Science", Vol. NS-26, n^o 3, pp.3701-3704, Jun. 1979.
- [36] R.F. Holsinger, "Poisson Group Programs, User's Guide", Fields Effects, Inc., EUA, 1981.