



PALAVRAS CHAVES/KEY WORDS  
GIROTRONS - COLETORES DE ELÉTRONS  
CANHÕES INJETORES DE ELÉTRONS DO TIPO MAGNEIRÔNICO  
CAVIDADES RESSONANTES - JANELAS DIELÉTRICAS

AUTORIZADA POR/AUTHORIZED BY  
Doutor Carlos Ferreira  
Marco Antonio Raupp  
Diretor Geral

AUTOR RESPONSÁVEL  
RESPONSIBLE AUTHOR  
J.J. Barroso de Castro

DISTRIBUIÇÃO/DISTRIBUTION  
 INTERNA / INTERNAL  
 EXTERNA / EXTERNAL  
 RESTRITA / RESTRICTED

REVISADA POR / REVISED BY  
Gerson Otto Ludwig

CDU/UDC  
533.9

DATA / DATE  
Dezembro 1988

TÍTULO/TITLE	PUBLICAÇÃO Nº PUBLICATION NO INPE-4758-TDL/347
	GERAÇÃO DE FEIXES DE ELÉTRONS EM MOVIMENTO CI CLOTRÔNICO E SUA INTERAÇÃO COM CAMPOS ELETRO MAGNÉTICOS EM CAVIDADES FRACAMENTE IRREGULA RES: UM ESTUDO APLICADO À ELABORAÇÃO CONCEI TUAL DE UM GIROTRON DE 35 GHz
AUTORES/AUTHORSHIP	Joaquim José Barroso de Castro

ORIGEM  
ORIGIN  
PG/LAP

PROJETO  
PROJECT  
FRH/ECO

Nº DE PAG. NO OF PAGES 245	ULTIMA PAG. LAST PAGE C.5
VERSÃO VERSION	Nº DE MAPAS NO OF MAPS

RESUMO - NOTAS / ABSTRACT - NOTES

Este trabalho distingue-se por investigar os vários fenômenos que ocorrem no girotron, a saber: 1) geração e transporte de um feixe helicoidal de elétrons, 2) interação de elétrons em movimento ciclotrônico com um modo transversal elétrico de cavidades ressonantes que operam próximo ao corte e 3) espalhamento de elétrons sobre a região ativa do coletor. Emprega-se um modelo balístico exato que ressalta o caráter não linear da equação relativística do elétron em movimento ciclotrônico e que incorpora a formulação complexa da distribuição longitudinal de campo elétrico em guias de onda fracamente irregulares. Estudam-se perfis de campo de RF fisicamente realizáveis tendo em vistas a maximização da eficiência de girotrons. Para tanto, investigam-se propriedades ressonantes de cavidades de cones truncados e desenvolve-se um novo tipo de ressonador cujo perfil é descrito por uma função contínua. Altas eficiências perpendiculares  $\eta_{MAX} = 0,86$  são calculadas para a interação na harmônica ciclotrônica fundamental com campo magnético uniforme. É introduzido um parâmetro S através do qual relações de escala  $\eta_{MAX} = \eta_{MAX}(S)$  se aplicam a uma variedade de perfis de campo. A elaboração conceitual de um girotron de 35 GHz destaca critérios de seleção de parâmetros de projeto em conformidade com a imposição de restrições técnicas e com o requisito de auto-excitação suave do oscilador. O girotron apresentado opera no modo azimutalmente simétrico  $TE_{021}$  e é apto a produzir com uma eficiência eletrônica de 40% uma potência de saída de 100 kW, em pulsos de 20 ms, com um fator de trabalho de 0,04%.

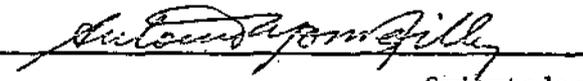
OBSERVAÇÕES / REMARKS  
Tese de Doutorado em Eletrônica e Telecomunicações, aprovada em Novembro de 1988.

Aprovada pela Banca Examinadora  
em cumprimento a requisito exigido  
para a obtenção do Título de Doutor  
em Eletrônica e Telecomunicações

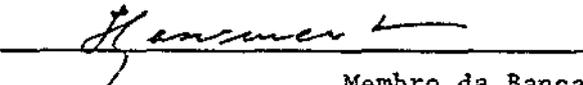
Dr. Gerson Otto Ludwig

  
Orientador/Presidente

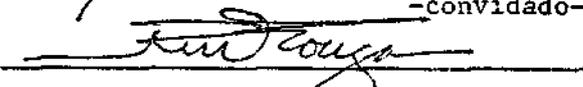
Dr. Antonio Montes Filho

  
Orientador

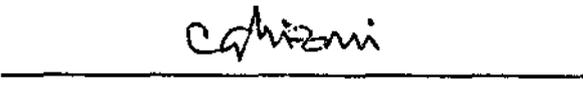
Dr. Ivan Cunha Nascimento

  
Membro da Banca  
-convidado-

Dr. Rui Fragassi Souza

  
Membro da Banca  
-convidado-

Dr. César Celeste Ghizoni

  
Membro da Banca

Candidato: Joaquim José Barroso de Castro

São José dos Campos, 30 de novembro de 1988

## AGRADECIMENTOS

Expresso o meu reconhecimento ao Dr. Gerson Otto Ludwig pela proposição do tema de tese e pelas valiosas sugestões que muito enriqueceram este trabalho.

Agradeço ao Dr. Antonio Montes Filho o incentivo e acompanhamento constantes no decorrer do estudo e a orientação segura no tratamento das questões científicas de frontadas.

Manifesto a minha consideração aos amigos do Laboratório Associado de Plasma do INPE pela convivência fraterna e pelo ambiente de estímulo com que sempre fui acolhido. Em particular destaco a colaboração dos colegas Rafael Alves Correa e Geraldo Pereira Galvão em alguns temas específicos e o entusiasmo da equipe de pesquisadores - Dr. Yoshiyuki Aso, Maria do Carmo de Andrade Nono, Pedro José de Castro e José Osvaldo Rossi - envolvidos no programa de desenvolvimento de girotrons experimentais do LAP.

Ao Dr. Abraham Chian-Long Chian fico agradecido pela sua estima e incentivo demonstrado ao longo de minha formação.

Por fim, mas com o devido apreço, revelo o meu agradecimento a Rosana Darcy Garcia de Arantes Gonçalves e a Tania Krüger pela eficiência e presteza com que datilografaram o manuscrito, e a Carlos Shinya Shibata pela leitura crítica de parte dos originais.

### ABSTRACT

This work is distinguished for an investigation of different phenomena that occur in the gyrotron: 1) generation and transport of helical electron beams, 2) interaction of electrons in cyclotron motion with a transverse electric mode in resonant cavities operating near cutoff and 3) electron deposition over the collector active region. An exact ballistic model, which points out the non-linear attributes of the relativistic equation of electron cyclotron motion and that includes a complex formulation for the longitudinal electric field distribution in weakly irregular waveguides, is used. Physically realizable RF field profiles are studied with the objective of maximizing gyrotron efficiency. For this purpose, an investigation is made of the resonant properties of truncated cones cavities and a new resonator type, with a profile described in terms of a continuous function, is developed. High perpendicular efficiencies ( $\eta_{\perp}^{\text{MAX}} = 0.86$ ) have been calculated for interaction at the fundamental  $\perp$  cyclotron harmonic and for uniform external magnetic field. A maximum efficiency scaling parameter  $S$  has been introduced, by which scaling relations  $\eta_{\perp}^{\text{MAX}} = \eta_{\perp}^{\text{MAX}}(S)$  are applicable to a variety of field profiles. The conceptual design of a 35 GHz gyrotron gives emphasis to selection criteria of operating parameters in compliance with technical constraints and with the requirement of soft self-excited oscillations. The proposed gyrotron operates in the azimuthally symmetrical mode  $\text{TE}_{021}$  and is able to produce, with an electronic efficiency of 40%, an output power of 100 kW, in pulses of 20 ms, with a duty factor of 0.04%:

## SUMÁRIO

	<u>Pág.</u>
LISTA DE FIGURAS .....	ix
LISTA DE TABELAS .....	xiii
<u>CAPÍTULO 1 - INTRODUÇÃO</u> .....	1
1.1 - Revisão histórica .....	1
1.2 - Análise linear do mecanismo de interação do girotron.....	20
1.3 - O girotron no contexto dos tubos de microondas.....	24
1.4 - Apresentação do trabalho .....	28
<u>CAPÍTULO 2 - ANÁLISE E PROJETO DO CANHÃO INJETOR DE ELÉTRONS</u> ....	33
2.1 - Introdução.....	33
2.2 - Efeitos de carga espacial na dispersão de velocidades.....	35
2.3 - O método de síntese.....	37
2.3.1 - O problema interno.....	37
2.3.2 - O problema externo.....	43
2.4 - Projeto e simulação do canhão.....	48
2.5 - Discussão e conclusões.....	68
<u>CAPÍTULO 3 - ANÁLISE E PROJETO DE RESSOADORES PARA GIROTRONS</u> ....	73
3.1 - Introdução.....	73
3.2 - O problema eletromagnético.....	74
3.3 - Exemplos.....	83
3.4 - Ressonadores práticos para girotrons.....	97
3.4.1 - Ressonadores de cones truncados.....	97
3.4.2 - Ressonadores de perfil contínuo.....	107
3.5 - Conclusões.....	119
<u>CAPÍTULO 4 - ESTUDO DA OTIMIZAÇÃO DA EFICIÊNCIA</u> .....	121
4.1 - Introdução.....	121
4.2 - Cálculo da eficiência.....	124
4.3 - Otimização através do perfil longitudinal de campo elétrico.....	131
4.3.1 - Considerações preliminares.....	131

	<u>Pág.</u>
4.3.2 - Otimização da eficiência em estruturas de campo fisicamente realizáveis.....	134
4.4 - Discussão e conclusões.....	141
<u>CAPÍTULO 5 - PROJETO CONCEITUAL DE UM GIROTRON DE 35 GHz.....</u>	<u>145</u>
5.1 - Introdução.....	145
5.2 - Cálculo da potência de saída e das perdas ôhmicas .....	147
5.3 - Parâmetros de operação e características de partida .....	155
5.4 - Análise do coletor .....	166
5.5 - Especificação da janela dielétrica.....	176
5.6 - Discussão e conclusões.....	188
<u>CAPÍTULO 6 - CONCLUSÃO.....</u>	<u>193</u>
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS .....	199
APÊNDICE A - RELAÇÕES DE SIMILARIDADE E CONDIÇÕES DE FLUXO LAMINAR	
APÊNDICE B - CÁLCULO DOS TERMOS DE ACOPLAMENTO	
APÊNDICE C - DEDUÇÃO DAS EQUAÇÕES REDUZIDAS DO GIROTRON E DO PARÂMETRO DE ESCALA S	

LISTA DE FIGURAS

	<u>Pág.</u>
1.1 - Diagrama esquemático do primeiro girotron.....	8
1.2 - Estimativa da potência contínua limite e da eficiência para alguns tipos de tubos de microondas.....	13
1.3 - Modelo básico da interação do girotron.....	20
1.4 - Domínios atuais de aplicação dos tubos de microondas e dos dispositivos a estado sólido.....	25
2.1 - Fluxo de elétrons com trajetórias que se interceptam.....	36
2.2 - Compensação dos componentes axiais das forças de carga espacial em um feixe laminar.....	37
2.3 - Vista longitudinal de um fluxo laminar de elétrons emitidos de um cátodo cônico infinito.....	39
2.4 - Condições iniciais para o problema interno.....	43
2.5 - Geometria das coordenadas características no domínio complexo.....	46
2.6 - Esquema de diferenças aplicado ao triângulo ACD da Figura 2.5.....	48
2.7 - Fluxograma para o método de síntese.....	49
2.8 - Geometria da seção transversa de um feixe helicoidal que mostra os centros de guia e o raio de Larmor.....	53
2.9 - Domínio da transformação conforme $z + ir = z_{ext}(t + iu) + ir_{ext}(t + iu)$ para $v = 0,064$ , $\mu = 0,065$ e $\theta_c = 25^\circ$ ....	54
2.10 - (a) Eletrodos sintetizados e (b) Eletrodos selecionados e a trajetória do elétron.....	55
2.11 - Configuração final do canhão sintetizado e trajetórias dos elétrons.....	56
2.12 - (a) Perfil axial da indução magnética e (b) o respectivo sistema de solenóides.....	58
2.13 - Configuração do eletrodo sintetizado em que se incorpora o campo magnético produzido pelas bobinas reais.....	59
2.14 - Exemplos de catodos simplificados em que $b = 12$ cm, $a = 0,6$ cm e o parâmetro $\alpha_0 (> 3)$ é inconvenientemente elevado ( $U_a = 24,5$ kV e $U_0 = 50$ kV).....	64
2.15 - Definição de parâmetros usados na análise dos canhões de elétrons.....	64
2.16 - Configuração de eletrodos que corresponde ao caso 6 da Tabela 2.1 .....	66

2.17 - Configuração de eletrodos que corresponde ao caso 8 da Tabela 2.1 (a = 0,6 cm).....	67
2.18 - Configuração de eletrodos que corresponde ao caso 13 da Tabela 2.1.....	69
3.1 - Guia axi-simétrico de perfil não uniforme onde $\hat{v}$ é o vetor unitário normal ao contorno $\ell$ da secção reta local S.....	76
3.2 - Perfil longitudinal de um ressoador axi-simétrico e campo de radiação associado.....	82
3.3 - (a) Vista longitudinal de um ressoador e (b) definição de seus parâmetros geométricos.....	84
3.4 - Diagrama esquemático de um ressoador com uma transição linear.....	89
3.5 - Módulos das partes real (linha cheia) e imaginária (linha tracejada) da distribuição $V(z)$ no tipo de ressoador na Figura 3.4 em que $d = 4,33$ cm $r_0 = 0,960$ cm e $\theta = 3,1^\circ$ . Modo ressonante: $TE_{021}$ com $f_R = 34,9985$ GHz e $Q = 444,9$ .....	95
3.6 - Módulo da distribuição $V(z)$ da Figura 3.5 e perfil $R_w(z)$ do ressoador correspondente.....	95
3.7 - O mesmo da Figura 3.6 mas sendo $z_{out} = 44,7$ cm.....	97
3.8 - Perfil longitudinal de um ressoador de cones truncados....	98
3.9 - Perfil de campo $ V(z) $ associado ao tipo de ressoador da Figura 3.8 com $\theta_1 = 0,08^\circ$ , $\theta_2 = 0^\circ$ , $\theta_3 = 3,0^\circ$ , $d_1 = 3,000$ cm, $d_2 = 4,500$ cm, $d_3 = 4,500$ cm, $R_2 = 0,9610$ cm, $f_R = 34,9181$ GHz e $Q = 945,0$ .....	101
3.10 - Partes real $V_R$ e imaginária $V_I$ referentes à distribuição $ V(z) $ na Figura 3.9.....	102
3.11 - O mesmo da Figura 3.9 exceto para $\theta_2 = 0,1^\circ$ , $f_R = 34,7867$ GHz e $Q = 367,0$ .....	102
3.12 - Perfil de um ressoador aberto representado pelas funções $R_w(z \leq z_M) = A_1 + B_1 \exp[-(z-z_M)^2/C_1]$ , $R_w(z_M \leq z \leq 0) = A_2 + B_2 \exp(-z^2/C_2)$ , $R_w(0 \leq z \leq z_I) = A_3 + B_3 \exp(-z^2/C_3)$ , $R_w(z_I \leq z \leq z_0) = A_4 - B_4 \exp[-(z-z_0)^2/C_4]$ e $R_w(z \geq z_0) = A_5 - B_5 \exp[-(z-z_0)^2/C_5]$ .....	107
3.13 - Vista longitudinal de um ressoador com três secções de corte, determinadas pelo raio crítico $R_c$ .....	109
3.14 - Exemplo de controle do fator Q através da geometria da seção de acoplamento III.....	111
3.15 - Fluxograma para a síntese do ressoador de perfil contínuo	113
3.16 - (a) Vista longitudinal de um ressoador axi-simétrico de perfil contínuo onde a reta tracejada ( $R_c = 0,9577$ cm) de-	

termina a secções de corte para o modo de operação ( $f_R = 34,978$ GHz, $Q = 3315,0$ ). (b) Distribuições $ V(z) $ para os modos nominal $TE_{02}$ e convertido $TE_{01}$ .....	114
3.17 - (a) Vista longitudinal de um ressoador axi-simétrico de perfil contínuo onde a reta tracejada ( $R_C = 0,9573$ cm) determina a secções de corte para o modo de operação ( $f_R = 34,984$ GHz, $Q = 524,00$ ). (b) Distribuições $ V(z) $ para os modos nominal $TE_{02}$ e convertido $TE_{01}$ .....	117
3.18 - (a) Vista longitudinal de um ressoador axi-simétrico de perfil contínuo onde a reta tracejada ( $R_C = 0,9572$ cm) determina as secções de corte para o modo de operação ( $f_R = 34,995$ GHz, $Q = 062,0$ ). (b) Distribuições $ V(z) $ para os modos nominal $TE_{02}$ e convertido $TE_{01}$ . Na aproximação de modo único se tem $f_R = 34,995$ GHz e $Q = 951,0...$	118
4.1 - Distribuição ótima de campo para interação na primeira harmônica.....	122
4.2 - (a) Vista em corte transversal das órbitas dos elétrons na cavidade e (b) o sistema que define as coordenadas cilíndricas ( $R, \phi$ ) e ( $r, \theta$ ).....	125
4.3 - Trajetórias no plano $\beta_{  }-\beta_{\perp}$ com $B_R = 0$ (linha cheia) e $B_R \neq 0$ (linha tracejada para dois elétrons inicialmente sobre o mesmo circulo de giração: (a) $\eta < 0$ e (b) $\eta > 0$ .....	130
4.4 - (a) Variação da energia, ao longo de uma cavidade cilíndrica, de um elétron injetado com as condições iniciais $\epsilon = 70$ keV, $\alpha = 1.5$ e $\theta_0 = 210^\circ$ . (b) Campo elétrico efetivo $E_\theta$ visto pelo elétron e a correspondente parte lenta $E_\theta$ definida pela Equação 4.25.....	132
4.5 - Trajetória IQP no plano $\beta_{  }-\beta_{\perp}$ do elétron referente à Figura 4.4.....	134
4.6 - Distribuições de elétrons nos planos X-Y e X-Z em diferentes estágios de interação.....	136
4.7 - Intensidades relativas de campo normalizados em relação à unidade e variação da eficiência ótima ao longo da região de interação.....	137
4.8 - O mesmo da Figura 4.7, mas sendo que as curvas tracejadas correspondem a uma cavidade de cones truncados com $Q=940..$	139
4.9 - Leis de escala para a eficiência perpendicular máxima referente aos perfis (a) triangular assimétrico e (b) senoidal. A eficiência perpendicular é definida por $\eta_{\perp} = (1 + \alpha^2)/\alpha^2$ onde $\eta$ é a eficiência eletrônica.....	140
5.1 - Diagrama esquemático do girotron de 35 GHz.....	146
5.2 - Módulo da distribuição radial de campo elétrico do modo $TE_{02}$ .....	157

	<u>Pág.</u>
5.3 - Diagrama esquemático dos principais passos envolvidos no projeto de um girotron.....	158
5.4 - Vista longitudinal da cavidade ressonante do girotron de 35 GHz.....	158
5.5 - Dependências da potência de saída com a corrente de feixe.	159
5.6 - Dependência da eficiência eletrônica com a corrente de feixe para três valores, em kG, de indução magnética.....	160
5.7 - Eficiência eletrônica e potência de saída em função da corrente de feixe.....	163
5.8 - Vista longitudinal da trajetória de um elétron em duas situações: (a) em que ocorre interação da partícula com os campos de RF na região da cavidade ( $0 < z < 12$ cm) e (b) onde se impõe $\bar{E}_{\phi 0} = 0$ . Neste último caso, o elétron fica submetido somente à ação do campo magnetostático externamente aplicado .....	168
5.9 - (a) Perfil da indução magnética axial e (b) o respectivo sistema de solenóides onde se inclui a bobina do coletor..	169
5.10 - Vista longitudinal das trajetórias de elétrons na região do coletor.....	170
5.11 - O mesmo da Figura 5.10 mas na condição em que $\bar{E}_{\phi 0} = 0$ ....	170
5.12 - Modelo simplificado para o estudo das características térmicas do coletor.....	171
5.13 - Modelo simplificado para a análise do comportamento térmico da janela dielétrica.....	184

LISTA DE TABELAS

	<u>Pág:</u>
1.1 - Parâmetros experimentais dos primeiros dispositivos a elétrons em movimento ciclotrônico.....	3
1.2 - Parâmetros e condições de operação dos girotrons de Zaytsev et al. (1974).....	11
1.3 - Parâmetros de girotrons soviéticos nas regiões milimétrica e submilimétrica em 1978.....	12
1.4 - Quadro evolutivo dos girotrons comerciais da Varian.....	15
1.5 - Parâmetros de girotrons experimentais.....	19
2.1 - Valores de dispersão de velocidades e do parâmetro $\alpha_0$ relativos a canhões do tipo magnetrônico em várias circunstâncias. Parâmetros por omissão: $U_a = 24,5$ , $U_0 = 50,0$ kV, $b = 12$ cm e $a = 0,6$ cm.....	63
2.2 - Parâmetros do canhão injetor de elétrons.....	71
3.1 - Dependência de $f_R$ e $Q$ com a posição $z = z_{out}$ da seção terminal no ressoador da Figura 3.6 $V^{MAX}$ representa o máximo valor de $ V(z) $ .....	96
3.2 - Dependência de $f_R$ e $Q$ com $\theta_2$ , $\theta_3$ e $d_2$ . Os parâmetros restantes $\theta_1 = 0,8^\circ$ , $d_1 = 3,00$ cm, $R_2 = 0,961$ cm e $d_3 = 4,500$ cm são mantidos fixos.....	103
3.3 - Girotrons experimentais que empregam a cavidade da Figura 3.8 com $\theta_2 = 0^\circ$ .....	106
3.4 - Parâmetros geométricos dos ressoadores mostrados nas Figuras indicadas. A dimensão os parâmetros $c_j$ , $i = 1, 2, \dots, 5$ , é dada em $cm^2$ , enquanto os restantes estão expressos em cm.....	115
5.1 - Valores normalizados da constante $C_{op}^{-2} = \pi X_{op}^2 J_0^2(X_{op})$ relativa a vários modos.....	150
5.2 - Propriedades térmicas do cobre livre de oxigênio.....	172
5.3 - Intervalos de valores para os coeficientes de transferência de calor em várias condições.....	174
5.4 - Aumento de temperatura nas superfícies do coletor, na condição de transferência convectiva natural por gases, para um fluxo de calor de $q = 8,8 \times 10^6$ J/m <sup>2</sup> s durante 20 ms....	175
5.5 - Propriedades físicas de materiais cerâmicos usados em janelas de girotrons. ( $\sigma_r$ : tensão de ruptura, $E$ : módulo de elasticidade, $\alpha_T$ : coeficiente de expansão térmica, $C$ : capacidade térmica, $k$ : condutividade térmica, $\epsilon_r$ : constante dielétrica, $\tan \delta$ : tangente de perdas).....	178

	<u>Pág.</u>
5.6 - Densidade de potência contínua dissipada ( $p_d$ ) em vários materiais dielétricos submetidos a uma radiação de 35 GHz (modo $TE_{02}$ ) com 100 kW de potência e o correspondente aumento de temperatura ( $\theta$ ) após 20 ms. $p_d$ representa a potência média dissipada desde que o pulso de 100 kW e com uma largura de 20 ms seja repetido a cada 5 s.....	179
5.7 - Estimativas dos valores máximos da potência dissipada e do aumento de temperatura em alguns materiais cerâmicos. No cálculo de $p_{d, max}$ admite-se que o calor gerado seja transferido radialmente por condução térmica.....	181
5.8 - Limitação imposta pelos materiais cerâmicos na máxima potência contínua produzida por um girotron de 35 GHz ( $TE_{02}$ ) na condição de que o disco dielétrico de 3,17 cm de raio seja resfriado perifericamente.....	182
5.9 - Estimativas dos limites da densidade de perda dielétrica e da potência incidente em alguns materiais cerâmicos na condição de que o disco dielétrico seja resfriado facialmente.	183
5.10 - Estimativas para a difusividade térmica de alguns materiais cerâmicos.....	186
5.11 - Parâmetros de projeto para o girotron de 35 GHz.....	189

## CAPÍTULO 1

### INTRODUÇÃO GERAL

#### 1.1 - REVISÃO HISTÓRICA

No final dos anos 50, foram realizadas experiências pioneiras que utilizavam a oscilação ciclotrônica de elétrons na geração e amplificação de ondas milimétricas. Eram estudos alternativos para superar as dificuldades de extensão que os geradores convencionais de microondas apresentavam para se inserir na região milimétrica do espectro eletromagnético. O termo convencional refere-se a dispositivos que usam uma estrutura de onda lenta para os propósitos de interação de um feixe de elétrons com uma onda eletromagnética. Um circuito de onda lenta pode consistir em uma hélice condutora ou em uma estrutura periódica, e entre as suas limitações inerentes se incluem: problemas de interceptação do feixe, dimensões da ordem do comprimento de onda, irregularidade do circuito e dissipação térmica.

As primeiras investigações teóricas do mecanismo ciclotrônico de amplificação foram iniciadas em 1958 por Twiss, que deduziu a fórmula geral do coeficiente de absorção para a radiação monocromática que atravessa um meio ionizado onde ocorrem transições eletrônicas radiativas. No ano seguinte, Schneider e Gaponov, evidentemente sem o conhecimento do trabalho de Twiss, publicaram separadamente cálculos que tratavam especificamente da emissão estimulada de elétrons relativísticos monoenergéticos em um campo magnético. O enfoque de Schneider é quântico e no final de sua predição teórica consta: "Não parece improvável que este efeito poderá ser utilizado em um novo tipo de maser, que não requeira bombeamento de microondas nem operação em baixa temperatura". Por outro lado, Gaponov, em um enfoque clássico, deduziu relações de dispersão para guias de ondas com feixes trocoidais e helicoidais de elétrons onde são identificados mecanismos que acarretam amplificação e oscilação de microondas em sistemas que não contêm estruturas periódicas nem linhas de retardo. No mesmo ano,

Swift-Hook e Reddish já especulavam as geometrias possíveis que envolvem o movimento ciclotrônico de elétrons como uma fonte natural de oscilação de alta frequência e propuseram um arranjo experimental de um dispositivo a campos cruzados. A idéia básica consistia em remover a periodicidade do circuito e introduzi-la no feixe de modo a ser obtida uma condição de sincronismo entre a onda e o feixe periódico, quer fosse trocoidal ou helicoidal. Mas, foi provavelmente Pantell (1959) quem relatou as primeiras experiências com uma estrutura a onda rápida e de interação ressonante ciclotrônica. Tal dispositivo era um oscilador a onda regressiva de sintonia magnética contínua sobre a faixa de 2,5 GHz a 4,0 GHz. A corrente e a tensão de feixe eram de 95 mA e 1kV, sendo gerada uma potência de saída de 0,4 W com uma eficiência de 0,5%. Estes resultados foram estendidos posteriormente por Chow e Pantell (1960), que atribuíram ao agrupamento axial de elétrons, causado pelo componente transversal do campo magnético de RF, o princípio de funcionamento do dispositivo. O valor mais alto de eficiência alcançou 1,7% para um feixe de 3,5 keV (Tabela 1.1) e a secção reta do tubo era aproximadamente 100 vezes a área transversa de uma hélice que opera com um feixe de tensão comparável e que tenha campos de RF intensos na região dos elétrons.

TABELA 1.1

PARÂMETROS EXPERIMENTAIS DOS PRIMEIROS DISPOSITIVOS A ELÉTRONS EM MOVIMENTO CICLOTÔNICO

EXPERIÊNCIA	Crow e Bartell (1960)	Antakov et al. (1966)	Hirschfield e Watchel (1964)	Gapunov et al. (1965)	Bott (1965)	Schriever e Johnson (1966)
TIPO DE CANHÃO	canhão de Samuel	canhão de Kiro	disco de placas paralelas	canhão injetor magnetrônico	canhão de Pierce	canhão injetor magnetrônico
TRAJETÓRIA DO ELÉTRON	helicoidal	trocoidal	helicoidal	helicoidal	helicoidal	helicoidal
TIPO DE INTERAÇÃO	onda regressiva	onda regressiva	ressonante circular TE <sub>021</sub>	ressonante circular TE <sub>021</sub>	onda regressiva	onda regressiva
TENSÃO DO FELDE (KV)	3,5	14,0	5,0	19,0	20,0	10,0
CORRENTE DO CANHÃO (mA)	260	600	-	320	25	1300
FREQÜÊNCIA (GHz)	2,18	38	5,8	25 (2ª harmônica)	143	9
POIÊNCIA DE SAÍDA (W)	15,7	850	1,0 x 1,0 <sup>-2</sup>	190	1	720
EFICIÊNCIA (%)	1,7	10	-	3	2	5,5

Em 1964, Bott construiu um oscilador que chegou a gerar um nível de potência acima de 1W na região milimétrica 0,95-2,2 mm. Na experiência, utilizou-se um feixe de 10 kV e 50 mA produzido por um triodo de placas paralelas. O canhão foi montado com uma inclinação de  $12^\circ$  em relação ao eixo de simetria do guia cilíndrico para dotar os elétrons da necessária componente transversal de velocidade. O sistema magnético consistia em um campo constante de 10 kG na região do canhão seguido por um campo pulsado de 100 kG na região do guia. A origem do mecanismo de ganho, brevemente mencionado, foi atribuída ao sincronismo entre a onda ciclotrônica regressiva e o modo dominante do guia. A grande importância do agrupamento azimutal ou de fase ainda não era reconhecida, e nesse estágio, os dispositivos eram concebidos tendo por princípio somente o agrupamento axial de elétrons. O efeito do processo relativístico emerge quando se consideram as fases de elétrons que giram em torno das linhas de campo magnético. A questão essencial para um conjunto de elétrons monoenergéticos, distribuídos uniformemente sobre a circunferência inicial de giração, consiste em identificar um mecanismo de agrupamento que justifique a emissão coerente, porquanto um anel uniforme de elétrons não produz radiação. Mesmo para um feixe fracamente relativístico, este agrupamento de fato ocorre devido à dependência da frequência ciclotrônica com a massa da partícula. Elétrons que absorvem energia tornam-se mais pesados, recuam em fase sobre o círculo de giração e passam a absorver energia com uma taxa mais lenta. Ao contrário, elétrons que emitem radiação tornam-se mais leves, giram mais rapidamente e, portanto, avançam em fase. Na evolução subsequente, o primeiro grupo de elétrons absorverá menos energia enquanto o último grupo perderá mais, resultando com isso, uma transferência líquida de energia do feixe para o campo de radiação.

Em 1964, Hirshfield e Watchell apresentaram resultados de um experiência projetada especificamente para investigar os efeitos do agrupamento azimutal de elétrons. Nesta experiência, um feixe de 5 keV era injetado em uma cavidade cilíndrica que operava no modo nominal  $TE_{011}$  e imersa em um campo magnético uniforme. O feixe helicoidal foi realizado usando-se um canhão de baixa perveância e a combinação de

um campo magnetostático de linhas helicoidais (Wingerson, 1961) com uma barreira magnética. O valor nulo do componente transversal do campo magnético de RF próximo ao eixo da cavidade assegurava um agrupamento axial desprezível nesta região. Os efeitos relativísticos foram observados medindo-se a impedância da cavidade através de um refletômetro de microondas. A corrente do feixe era mantida abaixo do valor de corte e excitava-se a cavidade com um clístron estabilizado. A curva de absorção era então observada ao se variar a intensidade do campo magnético uniforme na região de interação. Quando o valor da corrente do feixe ultrapassava 0,2 mA, com o clístron desligado, oscilações auto-sustendadas ocorriam justamente na condição em que a absorção negativa era previamente observada. A potência de saída excedeu 10 mW na frequência de 5,8 GHz e limitações na eficiência não foram discutidas em detalhe. Embora os valores da potência de saída e da eficiência fossem pouco significativos, a experiência de Hirshfield e Watchel foi particularmente importante em termos da verificação do agrupamento azimutal na interação do dispositivo por eles chamado de maser de elétrons cíclotrônicos (MEC):

Em 1965, Bott publicou um segundo trabalho em que descrevia um dispositivo semelhante ao da experiência anterior, mas com bobinas supercondutoras de 50 kG. O circuito de interação consistia em um cilindro de 6 mm de diâmetro e comprimento efetivo de 20 mm. Picos de potência de 1W com eficiências de 2% em várias frequências do intervalo 76,9 - 136,4 GHz foram detectados, como também radiação de segunda harmônica da frequência ciclotrônica com 10 mW de potência na faixa 208,3 - 283,0 GHz. No entanto, não se identificou de maneira inequívoca qual o mecanismo de ganho do dispositivo. Hsu e Robson (1965) analisaram no contexto da dinâmica relativística os resultados de Bott e mostraram que a origem do mecanismo devia-se de fato ao agrupamento azimutal. A análise foi depois estendida para incluir a interação do feixe como campo elétrico transversal de uma cavidade ressoante, e Hsu (1966) veio a explicar que o efeito da variação de massa do elétron é o responsável pelo decréscimo da corrente de partida em torno da frequência de corte observado no oscilador de Chow e Pantell (1960). Sem uma expli

cação relativística, e tendo-se por fundamento somente o agrupamento axial, este é um resultado contraditório porquanto o campo magnético transversal de RF é nulo no corte. As experiências realizadas em seguida por Beasley (1966), com tubos de projeto semelhante ao de Bott (1965), indicaram oscilações de modos TE particularmente intensas em torno da frequência de corte como previa a teoria de Hsu (1966). No mesmo ano, Schriever e Johnson construíram um oscilador sintonizável na faixa de 8 a 20 GHz. Usou-se um canhão injetor magnetrônico e a potência máxima medida foi de 720 W em 9 GHz. Os autores não consideraram efeitos relativísticos mas foram claramente identificados na experiência os modos ciclotrônicos rápidos regressivo e progressivo.

Antakov et al. (1966) em 1964 já haviam construído um dispositivo a elétrons em movimento ciclotrônico usando feixes trocoidais, onde o movimento dos elétrons ocorre em campos elétricos  $E_0$  e magnético  $B_0$  cruzados. O dispositivo era um oscilador a onda regressiva projetado para operar na região de 8 mm (Tabela 1.1). Como amplificador, atingiu uma eficiência de 25% para uma potência de saída de 750 kW e com ganho de 10 dB. No artigo, os autores citam que a coerência da radiação deve-se a dois tipos de agrupamento: o azimutal, de origem relativística, e o agrupamento axial, que resulta da ação do campo magnético de RF sobre os elétrons. Nesse estágio, os dispositivos soviéticos com feixes trocoidais produziam mais potência em um dado comprimento de onda e com eficiência mais alta do que os correspondentes com feixes helicoidais (Andronov et al., 1978). A razão da relativa desvantagem destes feixes comparados aos trocoidais provém do efeito de dispersão de velocidades. De fato, a condição de ressonância ciclotrônica  $\omega - k_{\parallel} v_{\parallel} = \omega_c$  entre o elétron e a onda envolve o termo Doppler  $k_{\parallel} v_{\parallel}$ , onde  $k_{\parallel}$  é a projeção do vetor de onda sobre a velocidade longitudinal  $v_{\parallel}$  do elétron. Em um feixe com dispersão de velocidades, a condição de ressonância não pode ser satisfeita por todos os elétrons. O alargamento Doppler da linha de ressonância pode resultar não somente em uma redução da eficiência, mas, além disso, no desaparecimento completo da amplificação da onda. Em feixes helicoidais, a dispersão de velocidades é quase sempre inevitável. Ao contrário, nos feixes trocoidais a velocidade de transla

ção  $v_{\perp} = E_0/B_0$  é a mesma para todos os elétrons. No entanto, tornou-se claro nesta época que os dispositivos com feixes trocoidais seriam de uso restrito em futuras aplicações com ondas de menor comprimento. O campo eletrostático  $E_0$  é limitado pela ruptura dielétrica e comprimentos de onda menores exigiriam campos magnéticos mais intensos. Este vínculo acarreta uma velocidade translacional necessariamente menor, e em consequência, uma corrente de feixe mais baixa, que por sua vez iria limitar a potência de saída. Tal restrição estimulou novas tentativas para utilizar os feixes helicoidais, de potencial energético muito superior. Para minimizar a dispersão de velocidades, Petelin (Andronov et al., 1978) sugeriu o uso de ondas eletromagnéticas que se propagassem em uma direção quase perpendicular ( $k_{\perp}c/\omega=0$ ) ao campo longitudinal  $B_0$ . Este arranjo pode ser realizado em um guia de onda que opera próximo ao corte, ou em uma cavidade aberta quase óptica com o campo magnético paralelo à superfície dos espelhos. Tais idéias foram postas em prática por Gaponov et al., que relataram em 1965 experiências com feixes helicoidais em cavidades ressonantes. Usou-se um canhão de cátodo côncavo para produzir e impelir elétrons ao longo de trajetórias helicoidais e as oscilações eletromagnéticas foram geradas em uma cavidade retangular de 20 cm de comprimento e que operava no modo  $TE_{021}$ . A seção de saída da cavidade aberta era conectada a um guia sobredimensionado no qual era extraída a radiação e que servia simultaneamente como coletor de elétrons. A potência gerada na primeira harmônica da frequência ciclotrônica foi de 6 W com um feixe de 8 kV e 80 mA (Tabela 1.1); enquanto na segunda harmônica foram obtidos 190 W de potência com um feixe mais intenso, de 19 kV e 320 mA. Nos dois casos, a razão entre as velocidades transversal e paralela às linhas de campo magnético na região de interação era da ordem de 3. Os baixos valores das eficiências medidas deviam-se em grande parte ao acoplamento ineficaz entre o guia de saída e a cavidade ressonante, fazendo com que a potência útil fosse somente 1/5 da potência extraída do feixe pelo campo eletromagnético. A alternativa encontrada para superar esta dificuldade estrutural consistiu no uso de cavidades com saída por difração para o campo de RF. O novo tipo de sistema eletrodinâmico compunha-se de um guia a cones truncados fracamente irregular com uma transição linear e divergente pa

ra o guia de saída. Uma cavidade com tal concepção foi incorporada à experiência seguinte de Gaponov et al. (1975) cujos resultados foram divulgados em uma conferência de Saratov em 1966. O dispositivo operava na região centimétrica  $\lambda = 2,0$  cm e o modo nominal  $TE_{011}$  era excitado na primeira harmônica da frequência ciclotrônica; a eficiência alcançou o valor máximo de 50% com um feixe de 20 kV e 300 mA, produzindo uma potência de saída de 3 kW em operação contínua. Utilizando-se um canhão mais potente e uma outra cavidade para a geração de segunda harmônica, a potência de saída alcançou 4,3 kW em 1,4 A mas com uma eficiência menor (18%). Este gerador, no qual a interação de um feixe helicoidal de elétrons com os campos de RF ocorre em uma cavidade aberta fracamente irregular que opera próximo ao corte (Figura 1.1), foi patenteado em 1967 na União Soviética e chamado de girotron (Andronov et al, 1978, Flyagin et al., 1977).

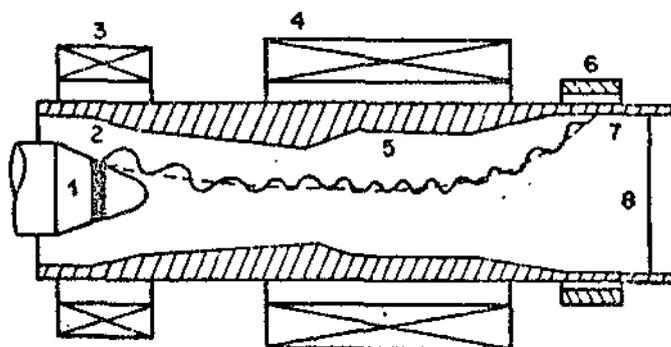


Fig. 1.1 - Diagrama esquemático do primeiro girotron (Gaponov et al. 1975): (1) catodo cônico, (2) anodo, (3) bobina do canhão, (4) bobina principal, (5) cavidade ressonante aberta, (6) magneto de deflexão, (7) coletor e guia de saída, (8) janela de saída. A linha ondulada representa a trajetória helicoidal do elétron e a curva tracejada é uma linha de força magnética.

O artigo de Gaponov et al. (1975) que tratava da investigação experimental de girotrons na banda centimétrica somente apareceu traduzido no Ocidente em 1975, causando um forte impacto na comunidade

de microondas. Enquanto o primeiro girotron construído nos Estados Unidos remonta ao ano de 1977, um considerável volume de resultados experimentais e estudos teóricos eram disponíveis em 1975 na União Soviética, como consequência da atividade intensa e contínua do grupo de Gorki, deflagrada pelo artigo fundamental de Gaponov et al. (1967). Neste trabalho é feita uma ampla revisão sobre a classe de interações que não requerem circuitos de onda lenta, com ênfase nas limitações práticas apresentadas por tais estruturas nas faixas milimétrica e submilimétrica. Consideram-se agrupamentos axiais e imutais de elétrons, e verifica-se a natureza competitiva dos dois mecanismos, em que a predominância de um tipo de agrupamento sobre outro depende inteiramente da velocidade de fase da onda: o agrupamento azimutal é dominante para ondas rápidas enquanto nas interações de feixes helicoidais com ondas lentas o mecanismo dominante é o agrupamento axial.

Tais questões são retomadas por Gaponov e Yulpatov (1967) que discutem a necessidade do emprego da equação relativística de movimento do elétron e as condições de aplicabilidade da equação não relativística em problemas que se referem à interação de um feixe de elétrons com campos de RF. A esses trabalhos, se seguiram teorias bem estabelecidas (Kurin, 1969; Smorgonskii, 1973; Petelin, 1974; Bratman et al., 1973; Bratman e Tokarev, 1974; Bykov et al., 1974; Petelin e Yulpatov, 1975), estudos autoconsistentes das condições de partida (Bratman, 1974; Bratman e Moiseev, 1975) e das oscilações estacionárias auto-excitadas em girodispositivos (Bratman e Petelin, 1975), bem como investigações sobre competição e estabilidade de modos (Nusimovich, 1974; Zarnitsyna e Nusimovich, 1975) e efeitos de carga espacial (Kovalev et al., 1974). Da mesma forma, uma série de estudos foi devotada a guias de onda fracamente irregulares que atuam como ressoadores abertos de alta seletividade (Vlasov et al., 1969) e a canhões injetores de elétrons, onde se incluem procedimentos de projeto (Gol'denberg e Petelin, 1973) e extensivos trabalhos experimentais (Antakov et al., 1975; Avodshin e Gol'denberg, 1973; Avodshin et al., 1973). Importantes análises sobre a operação harmônica de girodispositivos (Kolosov e Kurayev, 1974) e otimização do perfil do campo magnetostático (Glushenko et al., 1970) também foram conduzidas.

Na construção dos girotrons subseqüentes, seguiram-se várias linhas de projeto: otimização do perfil da cavidade, eliminação de oscilações parasitas no regime de alta corrente e aumento da frequência de operação. Os trabalhos experimentais de Kisel' et al. (1974) e Byrov e Gol'denberg (1975) atestaram a possibilidade de se aumentar a eficiência do girotron através da otimização do perfil da cavidade. Esse método de otimização foi indicado por antigas argumentações de Gapov et al. (1967), segundo as quais a eficiência poderia ser significativamente maior se a distribuição longitudinal do campo elétrico fosse uma função crescente da coordenada axial. As altas eficiências comparadas às obtidas em experiências anteriores foram atribuídas à forma triangular assimétrica do perfil do campo elétrico acomodado em cavidades adequadamente projetadas. O girotron descrito por Kisel' et al. (1974) operava no comprimento de onda de 8,9 mm com o modo nominal  $TE_{021}$  excitado na segunda harmônica da frequência ciclotrônica e produziu uma potência de saída de 10 kW em operação contínua com uma eficiência de 40% e uma potência de pico de 30 kW com 43% de eficiência em regime pulsado. No estudo comparativo de Bykov e Gol'denberg (1975) sobre o desempenho de dois tipos de cavidades, a eficiência máxima no ressoador tradicional a cones truncados era de 38% e ocorria para uma corrente de feixe de 2,0 A, enquanto no ressoador otimizado com perfil em degrau, obteve-se uma eficiência de 45% com uma corrente de 3,5 A.

Modos de "galeria sussurante" (isto é, modos em que a energia eletromagnética fica armazenada perto das paredes da cavidade) foram empregados com sucesso na supressão de oscilações parasitas em girotrons de alta potência com ressoadores de grande seção transversal (Bykov et al., 1975). O dispositivo operava no modo  $TE_{521}$  e com um comprimento de onda de 2,0 cm em regime pulsado. A eficiência máxima de 45% foi alcançada com uma corrente de 10A e tensão de feixe de 20 kV, enquanto com 30 A atingiu-se a potência máxima de 380 kW com uma eficiência de 30%.

As características de girotrons de comprimento de onda milimétrica foram estudadas experimentalmente no intervalo 2,78 - 0,92

mm por Zaytsev et al. (1974). O campo magnético requerido (65 kG) foi criado através de bobinas supercondutoras e um sumário dos resultados dos testes é apresentado na Tabela 1.2. No cálculo teórico das eficiências, foi considerada uma distribuição longitudinal de campo elétrico do tipo gaussiano e adotou-se o valor  $\alpha = 1,5$  para a razão entre as velocidades transversal e longitudinal dos elétrons. A geração de radiação milimétrica, mas sem o uso de bobinas supercondutoras, foi também relatada por Nikolayev e Ofitserov (1974) em uma experiência que empregava um campo magnético pulsado de 200 kG e cavidades quase ópticas de alta seletividade. Foram observadas oscilações em frequências discretas no intervalo de comprimento de onda de 2,2 a 1,2 mm; o nível de potência de saída alcançou valores entre 10 e 20 kW para um feixe de 5 A e 35 kV, correspondendo a um grau de eficiência de 10%.

TABELA 1.2

PARÂMETROS E CONDIÇÕES DE OPERAÇÃO DOS GIROTRONS DE ZAYTSEV ET AL. (1974)

MDELO Nº	MODO DE OSCILAÇÃO	REGIME DE OPERAÇÃO	NÚMERO HARMÔNICO	TENSÃO DE FEIXE (kV)	CORRENTE DE FEIXE (A)	$\lambda$ (mm)	POTÊNCIA DE SAÍDA (kW)	EFICIÊNCIA EXPERIMENTAL (%)	EFICIÊNCIA TEÓRICA (%)
1	TE <sub>021</sub>	CONTÍNUO	1	27	1,4	2,78	12,0	31,0	36
2	TE <sub>031</sub>	CONTÍNUO	2	18	1,4	1,91	2,4	9,5	15
	TE <sub>231</sub>	PULSADO	2	26	1,8	1,95	7,0	15,0	20
3	TE <sub>231</sub>	CONTÍNUO	2	27	0,9	0,92	1,5	6,2	5

A partir de então, tendo em vista aplicações físicas, problemas eminentemente técnicos, tais como o projeto de canhões de alta corrente, coletores mais eficientes, janelas de vácuo para a transferência de radiação intensa e sistema de medida e monitoração, tornaram-se os problemas centrais nos girotrons soviéticos, cujo estágio de de

envolvimento alcançado até 1978 é indicado na Tabela 1.3, enquanto na Figura 1.2 são comparados os desempenhos de alguns dispositivos de microondas. Os dados da tabela se referem a testes experimntais de girotrons realizados pelo grupo de Gorki (Andronov et al., 1978) e a potência limite indicada na Figura 1.2 é estimada considerando-se a mesma densidade de dissipação ôhmica nos girotrons e nos tubos convencionais.

TABELA 1.3

PARÂMETROS DE GIROTRONS SOVIÉTICOS NAS REGIÕES  
MILIMÉTRICA E SUBMILIMÉTRICA EM 1978

COMPRIMENTO DE ONDA (mm)	OPERAÇÃO PULSADA			OPERAÇÃO CONTÍNUA	
	6,7	3,0	2,8	2,0	0,9
TENSÃO DE FEIXE (kV)	65	68	27	40	27
EFICIÊNCIA (%)	35	34	31	22	6,2
NÚMERO HARMÔNICO	1	1	1	1	2
POTÊNCIA DE SAÍDA (kW)	1250	1100	12	22	1,5

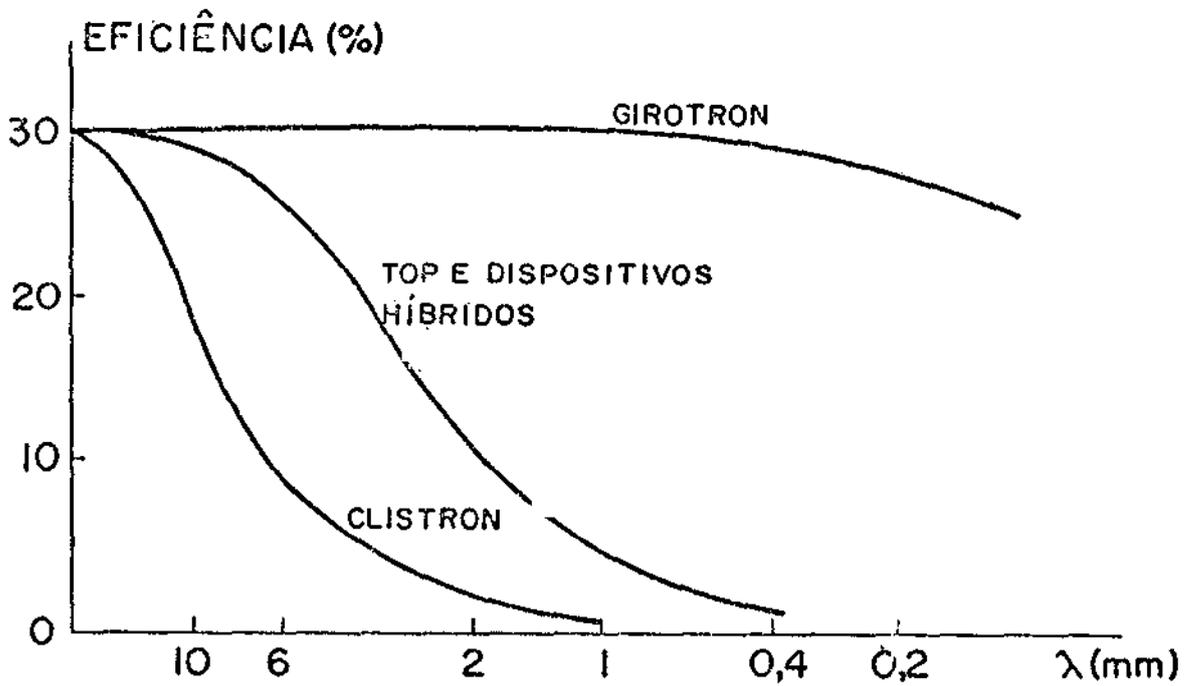
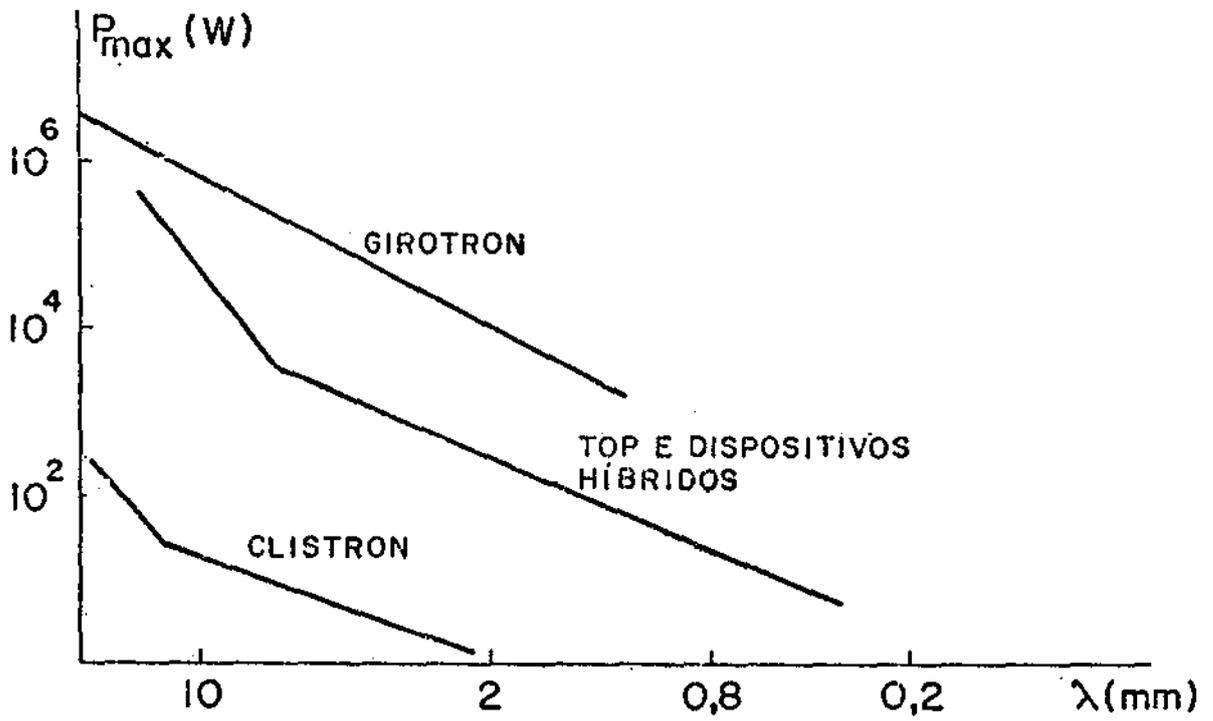


Fig. 1.2 - Estimativa da potência contínua limite e da eficiência para alguns tipos de tubos de microondas (Andronov et al., 1978).

Paralelamente a toda essa atividade coordenada e bem conduzida do grupo soviético do Instituto de Física Aplicada de Gorki que levou a um desenvolvimento vertiginoso dos girotrons no período de 1967 a 1975, os sinais de progresso nessa área eram acompanhadas por um silêncio taciturno no Ocidente e se manifestavam de uma maneira dispersa com a publicação de resultados isolados. Em 1969, Sehn e Hayes, à luz de argumentos físicos simples, demonstram a importância do agrupamento azimutal no dispositivo de Chow e Pantell (1960). Rowe (1971) analisa o mecanismo de saturação no maser de elétrons ciclotrônicos através de um tratamento balístico e conclui que o mecanismo de maior ganho está associado a efeitos relativísticos. Kulke (1972) retoma o dispositivo de Bott (1965) com o intuito de produzir potência contínua na região milimétrica e obtém um nível de 5 W com 2% de eficiência em 9,4 GHz. O problema da interação de um feixe de elétrons com campos eletromagnéticos é rediscutido em detalhe por Lindsay (1972), que deduz uma equação diferencial para o fluxo de energia entre a partícula e o campo, onde o caráter competitivo dos agrupamentos azimutal e axial é claramente ressaltado.

Tal curso modifica-se a partir de 1975, quando a companhia Varian Associates ingressa ativamente no campo de desenvolvimento de girotrons, procurando de início seguir os princípios de projeto soviéticos. Dois anos depois é construído um girotron pulsado de 28 GHz e com 28 kW de potência (Tabela 1.4), tendo em vista aplicações em aquecimento de plasmas de fusão. Em 1980, importantes resultados são obtidos com a versão do tubo de 28 GHz em operação contínua, que chegou a produzir 147 kW com uma eficiência de 47% (Jory et al., 1980) e logo a seguir é iniciado o programa de desenvolvimento para um girotron de 60 GHz (Jory et al., 1982). Em junho de 1983 foram realizados os primeiros testes com um tubo de 60 GHz que operou continuamente em 214 kW durante uma hora, sendo que a janela de saída atingia temperaturas superiores a 100°C que variavam sensivelmente com os parâmetros de operação (Jory et al., 1983; Felch et al., 1984). O tubo empregava um sistema coletor de 5 polegadas de diâmetro conectado à cavidade ressonante e ao guia de saída de 2,5 polegadas através de duas transições lineares, que

TABELA 1.4

QUADRO EVOLUTIVO DOS GIROTRONS COMERCIAIS DA VARIAN

FREQÜÊNCIA (GHz)	OPERAÇÃO CONT./PULSO	POTÊNCIA DE SAÍDA (kW)	MODO	TENSÃO DE FEIXE (kV)	CORRENTE DE FEIXE (A)	EFICIÊNCIA (%)	REFERÊNCIA
28	0,5 ms	245	TE <sub>02</sub>	80	9	34	Jory et al. 1977
28	40 ms	200	TE <sub>02</sub>	80	8	31	Jory et al. 1980
28	contínua	200	TE <sub>02</sub>	80	8	30	Jory et al. 1980
60	100 ms	200	TE <sub>02</sub>	80	7,3	34	Jory et al. 1982
60	contínua	206	TE <sub>02</sub>	80	7,2	35	Jory et al. 1983
60	contínua	207	TE <sub>02</sub>	80	7,5	37	Felch et al. 1984
140	contínua	75	TE <sub>03</sub>	60	4	31	Felch et al. 1986

por sua vez favoreciam grandemente o indesejável processo de conversão de modos. As temperaturas perigosamente altas da janela eram atribuídas à mistura de modos convertidos, e para *minorar* o processo de conversão, o diâmetro do coletor foi reduzido para 2,5 polegadas, suprimindo-se com isso a transição para o guia de saída (Felch et al., 1984). As medidas de distribuição de potência ao longo do novo coletor indicaram que o feixe de elétrons era dissipado com segurança usando-se um sistema de focalização magnética mais complexo. Outros testes mostraram que 95,3% da potência de saída eram transportados pelo modo de operação  $TE_{02}$  enquanto 2,3% e 2,4% foram medidos respectivamente nos modos convertidos  $TE_{01}$  e  $TE_{03}$ .

O desenvolvimento de girotrons que se traduz nos dados experimentais da Tabela 1.4 não se deveu somente à iniciativa particular da Varian, mas em vez disso, resultou do empenho coletivo de várias organizações coordenado pelo Programa Nacional de Girotrons dos Estados Unidos, iniciado em 1979 e que objetiva, através da indústria, desenvolver fontes de radiação contínua intensa para aplicações em reatores de fusão. O programa, através do Laboratório Nacional de Oak Ridge (ORNL), harmoniza as pesquisas em girotrons de alta potência realizadas no Instituto de Tecnologia de Massachusetts (MIT) e no Laboratório de Pesquisa da Marinha (NRL) com os recursos da indústria, onde preponderam a Varian, com grande experiência em tubos de microondas, e a Hughes, através de sua aptidão em ondas milimétricas.

Na Europa, o programa de girotrons foi iniciado em 1983 e segue as recomendações do Comitê Consultivo do Programa Europeu de Fusão conforme três esquemas intercomplementares. (Rager, 1986). O primeiro esquema confere à Thomson - CSF o desenvolvimento industrial de um girotron de 100 GHz e de 200 kW com 100 ms de largura de pulso completamente financiado pela Comissão das Comunidades Europeias. O protótipo está em fase de qualificação (Mourier et al., 1986) e testes em operação contínua devem ocorrer em 1988. No segundo esquema, investiram-se fontes de frequências mais altas com base nos conceitos avançados de giroclatron e girotron quase óptico. Este desenvolvimento rea

liza-se no Centro de Pesquisas em Física de Plasmas (CRPP) da Escola Politécnica Federal de Lausane com a participação industrial da Brown Boveri & Cia.. O objetivo consiste na construção de um tubo que opere na frequência de 150 GHz com potência contínua de 200 kW. No primeiro estágio do projeto, se inclui a construção de um girotron quase óptico de 120 GHz de aspectos experimentais que asseguram uma adequada flexibilidade para testar ressoadores de várias configurações (Grupo EPFL/BBC de Desenvolvimento de Giroclotron Quase Óptico, 1983). Ao terceiro esquema, são encarregados estudos teóricos e investigações experimentais de problemas físicos relacionados a girotrons de alta frequência (150 GHz). O programa prevê a construção de um tubo modular que permita a modificação sistemática de componentes críticos (Borie et al., 1986a) e dele participam o Centro de Pesquisas Nucleares de Karlsruhe (KfK) e algumas universidades alemãs.

Na República Popular da China, as atividades de pesquisa abrangem especulações conceituais que resultam em novas propostas de caráter experimental. Desenvolve-se um girotron de cavidade axi-simétrica quase óptica (Yang e Liu, 1984), propõe-se a inclusão de focalização eletrostática em girodispositivos (Zhang, 1986; Zhang e Liu, 1986) e se investiga um novo mecanismo de radiação estimulada (Wang e Liu, 1984) no Instituto de Eletrônica de Microondas de Chengdu, onde também se efetuam estudos experimentais de uma cavidade a espelho múltiplo (Xu e Liu, 1984) e de um girotron de 75 GHz (Y. Mo et al., 1984). Análises teóricas de um amplificador a guia de onda de perfil ondulado (Xu e Liu, 1984) e de um novo dispositivo quase óptico (Zhou et al., 1984) são realizados no Departamento de Radio-eletrônica da Universidade de Pequim.

O programa australiano voltou-se para o desenvolvimento de fontes sintonizáveis de ondas milimétricas de potência utilizável em aplicações de espectroscopia e estudos de flutuação em plasmas. O terceiro girotron construído na Escola de Física da Universidade de Sidney incorpora uma cavidade seccionada longitudinalmente que permite a sintonia fina de frequência no intervalo acessível de 100 GHz a 325 GHz

(Brand et al., 1984a). O nível de potência das fontes atinge alguns watts e o segundo modelo é sintonizado magneticamente sobre a faixa 125 GHz - 260 GHz enquanto o primeiro opera na frequência fixa de 120 GHz (Brand et al., 1984b).

O primeiro girotron japonês foi construído pela NEC e testado em julho de 1981, e ao protótipo de 35 GHz e de 55 kW logo se seguiu um dispositivo de 53 GHz e de 127 kW (Takahashi et al., 1982). O emprego do girotron em esquemas de aquecimento de plasmas de fusão também motivou a Toshiba a construir girotrons de 22 GHz (Sugimori et al., 1982) e de 28 GHz (Okamoto e Sugimori, 1984) com eficiências e regimes de operação especificados na Tabela 1.5.

Os girotrons apresentados nessa tabela abriram novos campos de pesquisa em física de plasmas que eram praticamente inacessíveis antes de sua invenção. Isto se refere principalmente ao aquecimento de plasmas em sistemas de confinamento toroidal, que requerem tipicamente uma potência de 1 MW com uma duração de pulso de 0,1 s na frequência de 100 GHz para elevar consideravelmente a temperatura do plasma. Tal quadro justifica a importância dos girotrons e têm-se indicações de que um dispositivo soviético operando em 100 GHz atingiu um nível de potência de 2,1 MW em regime de longa duração (Fix et al., 1984). Outras configurações de girotrons estão sendo investigadas, tais como um giroclistron de 10 GHz, e com uma potência de pico de 30 MW, a ser usado em aceleradores lineares de alta energia (Chu et al., 1985) e amplificadores girotrons (Granatstein et al., 1985) a onda caminhante, que já ultrapassaram em desempenho os amplificadores convencionais de ondas milimétricas e asseguram causar um forte impacto em sistemas avançados de comunicações e em radares de alta resolução.

TABELA 1.5

PARÂMETROS DE GIROTRONS EXPERIMENTAIS

FREQÜÊNCIA (GHz)	POTÊNCIA (kW)	EFICIÊNCIA (%)	MOD	OPERAÇÃO (CONT./PULSO)	PAÍS	REFERÊNCIA
15	180	45	TE <sub>02</sub>	-	U.R.S.S.	Bykov et al. 1975
22	32	35	TE <sub>02</sub>	-	JAPÃO	Suginori et al. 1982
25	4,3	18	TE <sub>02</sub>	contínua	U.R.S.S.	Gaponov et al. 1975
25	500	30	TE <sub>01</sub>	-	U.R.S.S.	Gaponov et al. 1981
28	200	31	TE <sub>02</sub>	40 ms	E.U.A.	Jory et al. 1980
28	200	30	TE <sub>02</sub>	contínua	E.U.A.	Jory et al. 1980
28	120	30	TE <sub>02</sub>	60 ms	JAPÃO	Okamoto e Suginori 1984
35	150	31-50	TE <sub>01</sub>	1µs-20ms	E.U.A.	Read et al. 1980
35	340	54	TE <sub>01/04</sub>	1 µs	E.U.A.	Carmel et al. 1983
35	475	38	TE <sub>04</sub>	13 µs	E.U.A.	Carmel et al. 1982
35	4,4	63	TE <sub>01</sub>	-	E.U.A.	Read et al. 1982
35	158	25	TE <sub>01</sub>	5 ms	JAPÃO	Takahashi et al. 1982
35	230	33	TE <sub>01</sub>	6 µs	FRANÇA	Boulianger et al. 1982
35	200-330	31-41	TE <sub>02</sub>	100 ms	FRANÇA	Mourier et al. 1986
35	320	40	TE <sub>04</sub>	1,4 ms	E.U.A.	Arfin et al. 1982
37	30	20	TE <sub>02</sub>	-	CHINA	Guo et al. 1981
44	1250	35	-	1-5 ms	U.R.S.S.	Andronov et al. 1978
53	127	20	TE <sub>02</sub>	8 ms	JAPÃO	Takahashi et al. 1982
60	200	34	TE <sub>02</sub>	100 ms	E.U.A.	Jordan et al. 1982
60	207	37	TE <sub>02</sub>	contínua	E.U.A.	Felch et al. 1984
75	150	30	TE <sub>02</sub> , TE <sub>01</sub>	-	CHINA	Mo et al. 1984
84	200	30	-	150 ms	U.R.S.S.	Flyagin et al. 1982
100	1100	34	TE <sub>15,11</sub>	100 ms	U.R.S.S.	Andronov et al. 1978
100	400	-	-	1 s	U.R.S.S.	Fix et al. 1984
100	200	30-40	TE <sub>02/04</sub>	20-100 ms	FRANÇA	Mourier et al. 1986
107	12	31	TE <sub>02</sub>	contínua	U.R.S.S.	Zaytsev et al. 1974
120	80	11	TEM <sub>0,0</sub>	1 µs	E.U.A.	Hargreaves et al. 1984
140	645	24	TE <sub>15,2</sub>	3 µs	E.U.A.	Kreisher e Temkin 1987
140	138	29	TE <sub>03</sub>	1-2 µs	E.U.A.	Kreisher et al. 1984
140	75	31	TE <sub>01</sub>	contínua	E.U.A.	Felch et al. 1986
150	22	22	TE <sub>02</sub>	contínua	U.R.S.S.	Andronov et al. 1978
241	25	6,5	TE <sub>11,2</sub>	1-2 µs	E.U.A.	Hyerly et al. 1984
125-260	0,01	-	vários	contínua	AUSTRÁLIA	Frank et al. 1984 b
375	120	15	TE <sub>mp</sub> (m>p)	contínua	U.R.S.S.	Lachinin et al. 1983

1.2 - ANÁLISE LINEAR DO MECANISMO DE INTERAÇÃO DO GIROTRON

A análise linear do quadro simplificado da Figura 1.3 ilustra o princípio de operação do girotron. Tal quadro (Brand, 1982) retém a dinâmica essencial da interação e compõe-se de um anel de elétrons distribuídos uniformemente sobre a circunferência inicial de giração, de um campo magnetostático  $B_0 \hat{z}$  e de um campo elétrico de pequena amplitude que oscila perpendicularmente à direção  $\hat{z}$ :

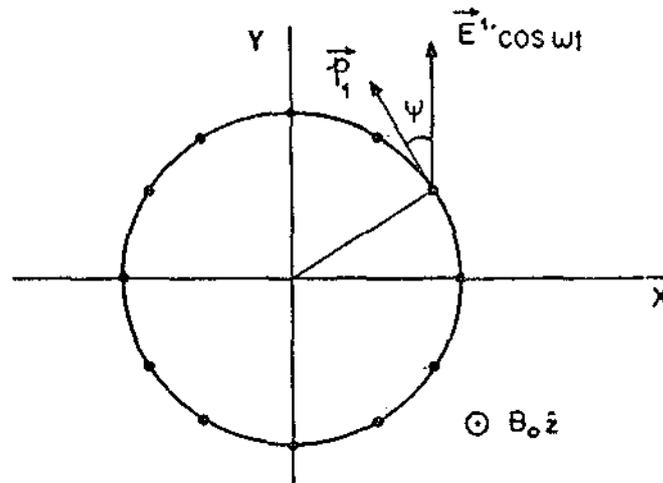


Fig. 1.3 - Modelo básico da interação do girotron.

A equação de movimento do elétron é

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = -e (E^1 \cos \omega t \hat{y} + \vec{v} \times \vec{B}) \quad (1.1)$$

onde a velocidade e a quantidade de movimento relacionam-se por  $\vec{p} = \gamma m_0 \vec{v}$  em que  $\gamma = (1 - v^2/c^2)^{-1/2} = (1 + p^2/m_0^2 c^2)$  é o fator relativístico e  $m_0$  representa a massa de repouso do elétron. Desenvolvendo-se a Equação 1.1 obtém-se o sistema

$$\frac{dp_\perp}{dt} = -e E^1 \cos \omega t \cos \psi$$

$$\frac{d\psi}{dt} = \frac{\omega_{c0}}{\gamma} + \frac{eE^1}{p_{\perp}} \cos \omega t \quad \text{sen } \psi$$

$$\frac{dp_z}{dt} = 0$$

onde  $\omega_{c0} = eB_0/m_0$  e  $p_{\perp}$  é o módulo da quantidade de movimento transversal. Efetuando a transformação  $d/dt \rightarrow v_z d/dz$  e adotando a formulação de escala temporal lenta, as equações anteriores são reescritas como

$$\frac{dp_{\perp}}{dz} = - \frac{eE^1}{2v_z} \cos \theta \tag{1.2a}$$

$$\frac{d\theta}{dz} = \frac{\omega}{v_z} - \frac{\omega_{c0}}{\gamma v_z} + \frac{eE^1}{2 p_{\perp} v_z} \text{sen } \theta \tag{1.2b}$$

$$\frac{dp_z}{dz} = 0. \tag{1.2c}$$

A conveniência da transformação de variáveis provém do fato que todos os elétrons devem percorrer, independentemente da duração do percurso, o mesmo comprimento  $L$  da região de interação. É ignorado o termo de flutuação rápida no desenvolvimento de  $\cos \omega t \cos \psi = [\cos(\omega t - \psi) + \cos(\omega t + \psi)]/2$  uma vez que a troca cumulativa de energia entre a partícula e o campo deve-se ao termo de variação lenta. Dessa argumentação, resulta a nova variável de fase lenta designada por  $\theta = \omega t - \psi$ . Linearizando o Sistema de equações 1.2, as soluções de primeira ordem em  $E^1$  para  $\theta$  e  $p_{\perp}$  são obtidas na forma

$$p_{\perp} = p_{\perp 0} - \frac{eE^1}{2(\omega - \omega_{c0}/\gamma_0)} \left[ \text{sen} \left( \theta_0 + \frac{\omega - \omega_{c0}/\gamma_0}{v_{z0}} z \right) - \text{sen } \theta_0 \right] \tag{1.3}$$

$$\theta = \theta_0 + \frac{\omega - \omega_{c0}/\gamma_0}{v_{z0}} z + \frac{eE^{\perp}}{2p_{\perp 0} (\omega - \omega_{c0}/\gamma_0)} \left\{ \left[ \cos \left( \theta_0 + \frac{\omega - \omega_{c0}/\gamma_0}{v_{z0}} z - \right. \right. \right. \\ \left. \left. \left. - \cos \theta_0 \right] \cdot \left( \frac{\omega \beta_{\perp 0}^2}{\omega - \omega_{c0}/\gamma_0} - 1 \right) + \frac{\omega \beta_{\perp 0}^2}{v_{z0}} z \sin \theta_0 \right\} \quad (1.4)$$

onde o índice "0" denota valores iniciais das quantidades envolvidas. De posse das Soluções 1.3 e 1.4, o passo seguinte consiste no cálculo do trabalho realizado pelo campo elétrico sobre um elétron individual

$$W = - e \int_0^T \vec{E} \cdot \vec{v} dt \quad (1.5)$$

onde T é o tempo decorrido de percurso ao longo da região de interação. Utilizando as relações  $dz = v_z dt$  e  $\gamma_0 v_{z0} = \gamma v_z = \text{const.}$ , esta última representando a conservação da quantidade de movimento axial do elétron, a Equação 1.5 se reduz a

$$W = - \frac{eE^{\perp}}{2p_{z0}} \int_0^L p_{\perp} \cos \theta dz \quad (1.6)$$

enquanto o trabalho médio realizado pelo campo sobre o conjunto de elétrons distribuídos uniformemente no círculo inicial de giração é

$$\langle W \rangle = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} W d\psi_0 \quad (1.7)$$

Notando que os termos de ordem zero de  $\theta$  e  $p_{\perp}$ , nas Equações 1.3 e 1.4, não contribuem para  $\langle W \rangle$ , tem-se que o trabalho médio vale

$$\langle W \rangle = \frac{e^2 (E^{\perp})^2}{4\gamma_0 m_0} \frac{1}{(\omega - \omega_{c0}/\gamma_0)^2} \left\{ (1 - \cos BL) - \frac{\omega \beta_{\perp 0}^2}{2(\omega - \omega_{c0}/\gamma_0)} \left[ 2(1 - \cos BL) - BL \sin BL \right] \right\} \quad (1.8)$$

onde  $BL \equiv -(\omega - \omega_{c0}/\gamma_0) L/v_{z0}$  e  $\beta_{\perp 0} = v_{\perp 0}/c$ .

Na Equação 1.8, os efeitos relativísticos apresentam-se de forma explícita através do termo que contém o fator  $\beta_{\perp 0}^2$ . Em uma formulação não relativística, somente apareceria o primeiro termo  $(1 - \cos EL)$  entre chaves, e neste caso, o trabalho médio seria sempre positivo para qualquer conjunto de parâmetros  $\{\omega, \omega_{c0}, L, v_{z0}\}$ . Isto significa que, no contexto clássico, a presença de forças puramente transversais não promove agrupamento de elétrons, não havendo, portanto, possibilidade de geração de radiação. Ao contrário, a inclusão do termo relativístico demonstra claramente a possibilidade de transferência líquida de energia dos elétrons para o campo desde que  $\omega > \omega_{c0}/\gamma_0$ . Uma equação estruturalmente análoga à Expressão 1.8 foi deduzida por Lindsay (1972), que considerou, no lugar de um campo elétrico puramente oscilante, ondas transversais elétricas com variação harmônica  $\exp[i(\omega t - k_{\perp} z)]$ . A diferença essencial entre as duas equações reside na inclusão de um fator adicional  $(1 - k_{\perp}^2 c^2 / \omega^2)$  no termo relativístico da Equação 1.8. Este fator mostra a existência de dois mecanismos competitivos, em que o primeiro, representado pela unidade, está associado ao agrupamento azimutal de elétrons; o outro mecanismo deve-se à ação do componente transversal do campo magnético de RF e corresponde ao termo  $k_{\perp}^2 c^2 / \omega^2$ , que pode variar entre zero (condição de corte) e 1 (onda TEM).

### 1.3 - O GIROTRON NO CONTEXTO DOS TUBOS DE MICROONDAS

Desde a sua invenção, há cinquenta anos atrás, os tubos de microondas têm se constituído na parte vital de todos os sistemas que requeiram ondas eletromagnéticas de alta potência e com alta frequência (Figura 1.4). Enquanto o projeto de sistemas de microondas a um nível inferior de potência torna crescente o uso dos dispositivos a estado sólido, as fronteiras de alta potência são reservadas estritamente para os dispositivos eletrônicos a vácuo. As aplicações predominantes para estes tubos incluem radares, comunicações, contramedidas eletrônicas e fornos de microondas. Outros usos correntes abrangem aceleradores de partículas, aquecimento de plasmas, processamento de materiais, transmissão de potência e aplicações médicas e científicas. Existem essencialmente seis tipos de tubos de microondas: magnetrons, amplificadores a campos cruzados, clistrons, tubos de onda progressiva (TOP) com hélices, TOP com cavidades acoplados e girotrons.

No magnetron, o mais antigo dos dispositivos a campos cruzados, os elétrons produzidos por um catodo termiônico movem-se sob a ação combinada de dois campos ortogonais entre si, um elétrico e o outro magnético, de forma que a direção de propagação do feixe seja perpendicular a ambos os campos. Os elétrons interagem sincronamente com as estruturas caminhanes de uma onda estacionária tal que a energia potencial do feixe seja convertida em radiação com grande eficiência. Em geral, estes dispositivos operam na faixa de frequência de 1 GHz a 40 GHz. Os magnetrons são usados extensivamente em radares e em ambientes industriais, e a sua produção tem sido grandemente impulsionada pela fabricação crescente de fornos de microondas domésticos. O magnetron continua a ser a fonte de microondas de menor custo, em termos de unidade monetária por watt, e produz mais potência por unidade de peso do que qualquer outra fonte. Isto o coloca em uma posição privilegiada tendo em vista o seu uso em radares aerotransportados. Os amplificadores a campos cruzados surgiram da necessidade de se criar um amplificador com interação semelhante à do magnetron. Estes amplificadores exibem ganhos moderados (~ 10 dB), com eficiências entre 40% e 70%

ao longo do intervalo de 300 MHz a 40 GHz, e encontram amplas aplicações militares através da geração de sinais de interferência para confundir detectores inimigos.

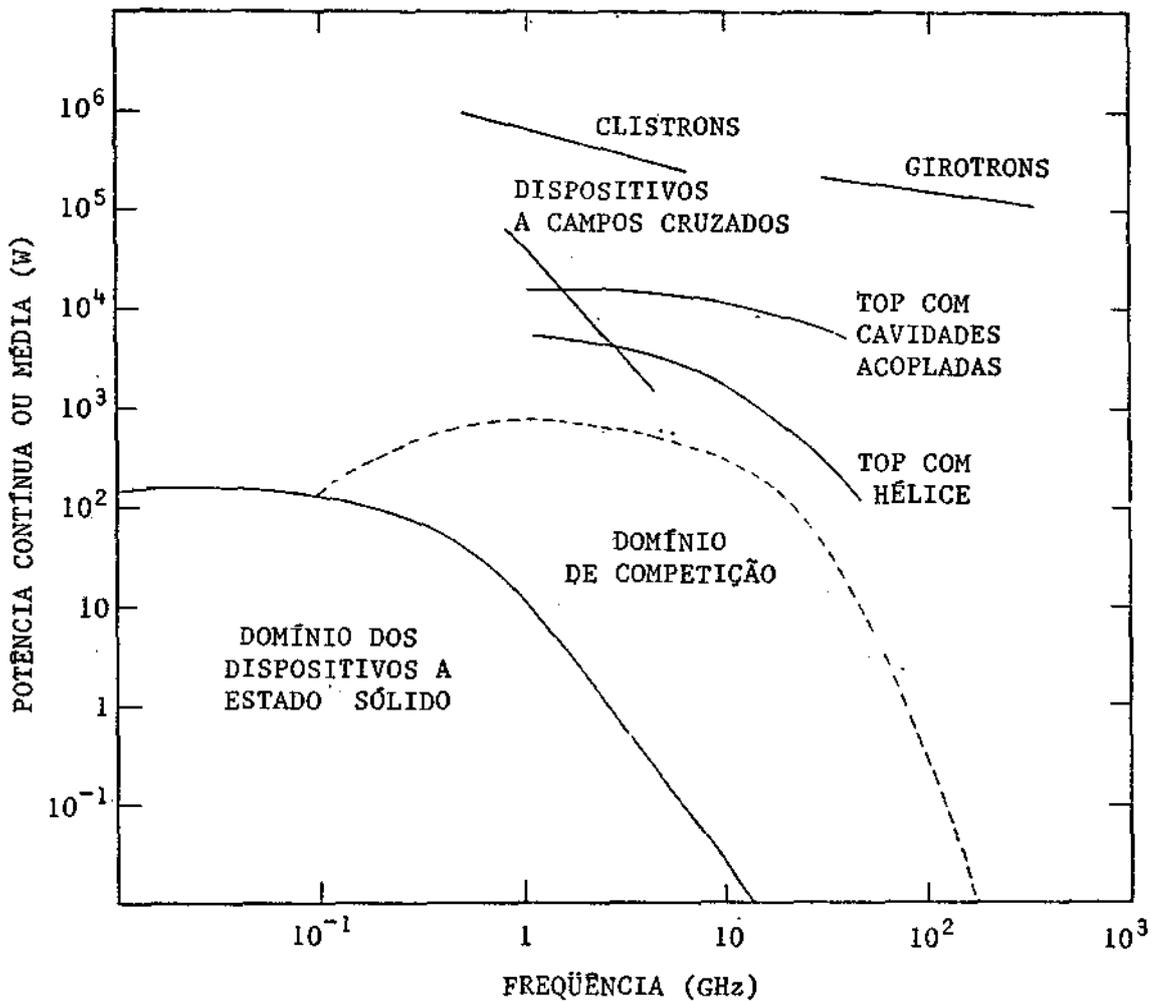


Fig. 1.4 - Domínios atuais de aplicação dos tubos de microondas e dos dispositivos a estado sólido.

Clistrons são tubos de feixes lineares que operam tendo por princípio a modulação em velocidade e que cobrem todas as faixas

de comunicação. Na configuração de amplificador, este tipo de dispositivo recebe energia de microondas em uma cavidade de entrada através da qual passa o feixe de elétrons. Esta energia modula as velocidades dos elétrons que por sua vez transpõem um tubo de deriva onde as partículas mais rápidas ultrapassam as mais lentas para formar agrupamentos axiais de elétrons. Desta forma, o feixe original de densidade de corrente uniforme se converte em um feixe de corrente modulada. Os elétrons axialmente agrupados atravessam então uma cavidade ressonante de saída para a qual se transfere a energia de modulação do feixe. Tais dispositivos são usados principalmente em sistemas complexos de radares - que requerem alta potência de pico em conformidade com operação em pulsos longos e características lineares de fase - e em transmissores de comunicação a longa distância. Os clistrons de grande potência, além de apresentarem contribuições importantes na terapia médica, são as fontes de aceleradores lineares, enquanto os superclistrons têm um papel destacado na física de altas energias. Os clistrons de uma cavidade (reflex) eram largamente empregados como osciladores locais de receptores ao longo dos anos 60 e foram gradualmente substituídos pelos osciladores a estado sólido durante a década seguinte. Atualmente, a fabricação do clistron reflex destina-se sobretudo à reposição de componentes. No entanto, uma única exceção refere-se à faixa milimétrica onde ele continua a ser uma fonte confiável de pequenos sinais com excelente estabilidade em frequência e baixa distorção.

O princípio de operação dos tubos de onda progressiva (TOP) com hélice baseia-se na interação contínua de um feixe de elétrons com uma onda eletromagnética guiada que se propaga em sincronismo com o feixe. Estes dispositivos são largamente empregados em contramedidas eletrônicas e em transmissores portáteis de comunicação, onde os níveis de potência requeridos são da ordem de algumas centenas de watts, ou em que picos de potência inferiores a 5 kW são necessários. Com focalização a ímãs permanentes alternados, o seu peso é de apenas alguns quilos.

Os TOPs com cavidades acopladas utilizam um circuito constituído de um conjunto de cavidades concêntricas cujo eixo de simetria coincide com o do feixe de elétrons. As linhas de retardo com cavidades acopladas eletricamente compreendem as partes essenciais desta classe extremamente importante de tubos de alta potência. Devido à sua estrutura robusta, elas permitem que sejam atingidos níveis de potência de pico dez vezes superiores àqueles conseguidos com os melhores tubos a hélice. Os TOPs com cavidades acopladas representam a tecnologia mais adequada à geração de níveis de potência superiores a dezenas de kW em bandas relativamente estreitas. Esses tubos são idealmente recomendados para aplicações em enlaces por satélites. Em estações terrenas eles apresentam um tempo de vida superior a 30.000 horas.

Essencialmente, o girotron é um oscilador que usa uma única cavidade ressonante onde o acoplamento do feixe helicoidal de elétrons com os campos de RF resulta de uma ressonância ciclotrônica. Uma vez que a frequência de operação do girotron é determinada conjuntamente pela ressonância da frequência ciclotrônica do elétron e da frequência de um modo normal da cavidade, ele pode operar em um modo superior da cavidade, permitindo com isso que as dimensões do ressoador sejam grandes em relação ao comprimento de onda da radiação. Este aspecto, comparado aos fundamentos em que se baseiam os outros tubos de microondas, se traduz em uma maior capacidade de geração de alta potência em frequências mais elevadas, porquanto a frequência ciclotrônica do elétron depende unicamente da intensidade do campo magnético externamente aplicado, e não das dimensões físicas do ressoador. O girotron abriu novas perspectivas de utilização das ondas milimétricas e se constitui na única fonte de microondas capaz de produzir níveis de potência contínua acima de 200 kW operando em frequências superiores a 100 GHz (Figura 1.1). Do ponto de vista físico, as vantagens de utilização das ondas milimétricas em radares, sistemas de comunicações e aquecimento de plasmas mostram-se consideravelmente expressivas. Por exemplo, comparado a um radar convencional que opera na região centimétrica, um radar de onda milimétrica possui maior direcionalidade, banda passante mais larga e antenas menores. Alta direcionalidade permite rastreamento com peque

nos ângulos de elevação, enquanto uma banda passante mais larga aumenta a resistência a sinais de interferência.

O grande interesse no desenvolvimento de girotrons, a que hoje se assiste, deve-se sobretudo à possibilidade de usar radiação de alta frequência (de 30 GHz a 150 GHz) e de alta potência, através da ressonância ciclotrônica de elétrons, em esquemas de aquecimento adicional em plasmas de fusão. Outros dispositivos para aquecimento podem operar ou na frequência ciclotrônica de íons (20 MHz a 80 MHz) tais como os tetrodos de alta potência, ou na frequência híbrida inferior (0,8 GHz a 4 GHz), onde clistrons de 500 kW de potência contínua na banda S são comercialmente disponíveis.

#### 1.4 - APRESENTAÇÃO DO TRABALHO

Esta dissertação de tese representará o esforço continuado de um programa de estudos devotado à investigação sistemática dos osciladores girotrons e que culmina com o projeto conceitual do primeiro girotron brasileiro. Os parâmetros principais do dispositivo caracterizam-se pela frequência de 35 GHz, pelo modo nominal  $TE_{021}$  de operação e pela energia e corrente do feixe, respectivamente fixadas em 50 keV e 5 A. Tais estudos fazem parte de um amplo projeto ora em desenvolvimento no Laboratório Associado de Plasma (LAP) do INPE que visa a utilização de fontes de microondas de alta potência em experiências de aquecimento e geração não indutiva de corrente em plasma toroidais.

A presente obra compreende seis capítulos cuja ordem de apresentação não reflete necessariamente a seqüência de etapas focalizadas no decorrer do estudo. Os processos que ocorrem no girotron foram investigados isolando-os da totalidade em que aparecem, a saber: 1) geração e transporte de um feixe helicoidal de elétrons, 2) interação de elétrons em movimento ciclotrônico com um modo transversal elétrico de cavidades ressonantes que operam próximo ao corte e 3) espalhamento de elétrons sobre a região ativa do coletor.

O Capítulo 2 é devotado à síntese e à análise de canhões injetores de fluxo laminar de elétrons. A primazia do feixe laminar, em relação a feixes comuns em que as trajetórias das partículas se interceptam, deve-se particularmente a uma menor dispersão de velocidades dos elétrons. Este fato, além de acarretar uma maior eficiência do girotron, torna os elétrons menos susceptíveis a efeitos de espelho magnético. Com a exigência de fluxo laminar, as superfícies dos eletrodos do canhão são determinadas através de um método de síntese, tendo-se como requisitos primordiais as características do feixe na região de interação. Para tanto, os parâmetros do feixe na cavidade, essencialmente fornecidos pela geometria e pela tensão de aceleração, foram especificados em um trabalho de enfoque balístico (Barroso e Montes, 1983) que expõe os princípios de operação do girotron. O Capítulo 2 incorpora contribuições previamente realizadas (Barroso et al., 1985a,b) que tratam da utilização sistemática do método proposto por Harker (1960) e depois estendido por Manuilov e Tsimring (1978), onde se constata que, até 1984, a bibliografia de canhões do tipo magnetrônico com fluxo laminar de elétrons ainda se mostrava notoriamente incipiente. Em seguida, tendo por base a configuração de eletrodos estabelecida pelo método de síntese, procede-se à análise de outras configurações de geometria simplificada e investigam-se procedimentos de controle do parâmetro  $\alpha = v_{\perp}/v_{\parallel}$  que define a razão entre os componentes  $v_{\perp}$  e  $v_{\parallel}$  da velocidade do elétron, respectivamente perpendicular e paralelo às linhas de campo magnético. Por fim, no Capítulo 2, são indicados modelos especiais de canhão cuja dispersão de velocidade perpendicular, associada somente a efeitos de óptica geométrica, é menor que 0,5%, um valor incomumente encontrado em análises semelhantes.

O Capítulo 3 dedica-se ao estudo analítico e computacional de ressoadores para girotrons. O sistema eletrodinâmico representa um componente essencial no desempenho do dispositivo, uma vez que, entre outros requisitos, a cavidade ressonante deve assegurar grande eficiência de interação, reduzida competição de modos e alta seletividade. Neste capítulo, ressoadores práticos são tratados em duas subdi

visões. Na primeira categoria, se incluem as cavidades de cones truncados, cujo perfil descontínuo, além de induzir fortes reflexões na onda caminhante de saída, favorece inevitavelmente o processo de conversão de modos. Apesar desses inconvenientes, todos os girotrons até hoje construídos utilizam a estrutura irregular de transições lineares. A segunda categoria de cavidades encerra um aspecto original que diz respeito à síntese de ressoadores de perfil contínuo. Este tratamento é a extensão de um trabalho anterior que apresenta uma nova análise (Barroso et al., 1986a) de perfis de campo de RF em ressoadores fracamente irregulares e que justifica o uso dos perfis gaussianos comumente adotados na descrição da estrutura longitudinal do campo elétrico em cavidades de girotrons. A introdução do perfil contínuo torna a análise matemática mais concisa e permite deduzir uma fórmula explícita para o fator  $Q$  de difração, segundo a qual este fator vem a depender essencialmente da geometria da seção de acoplamento do ressoador. Tal aspecto estrutural possibilita, independentemente do comprimento da seção ressonante, a síntese de ressoadores quer com baixo  $Q$  ( $< 500$ ), adequados para a utilização em girotrons de alta potência, ou com elevados fatores  $Q$  ( $> 3000$ ), usualmente encontrados em girotrons compactos que operam em uma harmônica superior da frequência ciclotrônica. Nestes termos, o comprimento da seção ressonante pode ser convenientemente escolhido, nem muito curto que o torne incompatível com o regime de alta eficiência, nem demasiadamente longo em que possa acarretar baixa seletividade. Enfim, o ressoador de perfil contínuo pode ser entendido como uma cavidade generalizada que permite com grande flexibilidade a realização de uma variedade de perfis de campo, quer do modelo gaussiano ou do tipo triangular assimétrico.

O caráter próprio do Capítulo 4 vincula-se à investigação sistemática de perfis de campo de RF fisicamente realizáveis tendo em vista a maximização da eficiência do girotron. No enfoque teórico de alguns autores (Döring e Luginsland, 1986; Danly e Temkin, 1986; Chang et al., 1981; Kolosov e Kurayev, 1974) o problema de otimização do girotron é formulado com a prescrição de um perfil longitudinal de campo de RF previamente estabelecido, em que não se indica de maneira explícita

cita a geometria do ressoador correspondente. A falta de consistência em se considerar um fator Q artificialmente criado impõe algumas restrições tanto a um cálculo mais exato da potência de saída, das perdas ôhmicas e do nível de conversão de modos quanto à determinação das condições de partida do oscilador. Ao contrário, no Capítulo 4 adotam-se procedimentos mais realistas no estudo desta classe de problemas. O cálculo da eficiência inclui, consistentemente com a geometria do ressoador sintetizado, o perfil longitudinal de campo elétrico associado à estrutura eletromagnética normal do modo de interesse. Seguindo esta metodologia, investiga-se a correlação da eficiência com determinados tipos de perfil de campo, fisicamente realizáveis e que correspondem às cavidades apresentadas no Capítulo 3. Em particular, constata-se que as mais altas eficiências são obtidas com perfis de campo assimétricos, onde a extensão e forma deste tipo de perfil constituem atributos essenciais que possibilitam a maximização da eficiência do girotron. Questões abrangentes que envolvem a dependência dos parâmetros do feixe e da geometria da cavidade com a eficiência perpendicular são exploradas com a introdução de um parâmetro S, através do qual relações de escala  $\eta_{\perp}^{MAX.} = \eta_{\perp}^{MAX.}(S)$  se aplicam a uma variedade de perfis de campo.

A organização do presente trabalho permite então que os capítulos anteriormente apresentados conduzam à elaboração conceitual completa de um girotron de 35 GHz que se expõe no Capítulo 5. Critérios de projeto são discutidos em detalhe neste capítulo, e expressões para a densidade de perda ôhmica e para a potência de saída são deduzidas consistentemente com a formulação complexa da estrutura longitudinal do campo elétrico. A configuração de eletrodos do canhão injetor de elétrons compreende um catodo de geometria simplificada que consiste em uma estrutura cônica concordante com uma calota esférica. O canhão assim projetado é apto a produzir um feixe laminar de 5 A de corrente e com uma dispersão total de velocidade perpendicular estimada em 1,5%, onde se consideram efeitos dispersores causados por processos térmicos das velocidades iniciais dos elétrons e pela rugosidade da superfície emissora do catodo. Quanto aos parâmetros de projeto, o presente girotron opera no regime pulsado - com uma duração de pulso de 20 ms -

e, na condição de auto-excitação suave, a máxima eficiência atinge o valor  $\eta = 0,40$ , o que se traduz em uma potência de saída de 100 kW. São incluídos três sistemas de bobinas magnéticas - correspondendo às regiões de formação do feixe, da cavidade e do coletor - que produzem, nestas três regiões, perfis uniformes de indução magnética com valores respectivamente iguais a 1,0 kG, 13,2 kG e 0,65 kG. A inclusão da bobina do coletor assegura que, após ter transferido parte (40%) de sua energia para o campo eletromagnético da cavidade ressonante, o feixe de elétrons seja espalhado sobre uma área relativamente grande do coletor, e com isso, o fluxo de calor resultante mantém-se abaixo do valor tipicamente aceitável de  $2 \text{ kW/cm}^2$ . Ao fim do Capítulo 5, desenvolve-se um estudo sobre as propriedades termofísicas de cerâmicas especiais que justifica porque a janela de saída do girotron vem a se constituir em um disco de alumina resfriado perifericamente.

As conclusões do trabalho são expostas no Capítulo 6, onde também se propõe um conjunto de temas que se devem tratar em estudos posteriores objetivando o prosseguimento da linha de pesquisa em girotrons. O trabalho se completa com a inclusão de três apêndices que clarificam algumas questões aduzidas ao longo do texto principal. Relações de similaridade e condições de fluxo laminar são tratadas em detalhe no Apêndice A. São deduzidos no Apêndice B os coeficientes de acoplamento do sistema de equações acopladas que descrevem o processo de conversão de modos em guias de perfil irregular, enquanto o Apêndice C traz a justificativa para a definição do parâmetro de escala S.

## CAPÍTULO 2

### ANÁLISE E PROJETO DO CANHÃO INJETOR DE ELÉTRONS

#### 2.1 - INTRODUÇÃO

O projeto de um canhão de elétrons envolve o cálculo não linear de trajetória de partículas carregadas com a determinação autoconsistente de campos elétrico e magnético. É um problema especialmente complexo em sistemas para a formação de feixes helicoidais usados em girotrons que requerem feixes com alta energia transversal e baixa dispersão de velocidades. As técnicas para a realização de tais tipos de feixe abrangem duas classes. Na primeira, um feixe linear é submetido a um processo de modulação não adiabático na região do campo magnético de guiagem, que acarreta uma redistribuição da energia de movimento dos elétrons. Exemplos de tal modulação incluem um dispositivo (Wingerson, 1961) que perturba um campo magnético axialmente uniforme de maneira a produzir, devido à força que resulta da interação do componente transversal do campo perturbado com a velocidade axial do elétron, uma variação na quantidade de movimento transversal das partículas. Nas primeiras experiências (Hirshfield e Watchel, 1964; Bott, 1964) com girotrons em que se adotava este esquema, muitos elétrons eram refletidos de volta para a região do canhão, enquanto que outros não alcançavam a velocidade longitudinal necessária para a interação com os campos de RF. Como consequência, o feixe era usado com muita ineficiência e somente 1/3 da corrente emitida realmente chegava à região da cavidade. Em outras experiências (Chow e Pantell, 1960), os elétrons do feixe linear adquiriam velocidade de rotação ao transpor um campo magnético radial.

No segundo esquema, descrito originalmente por Hull em 1947 (Brewer, 1967), o feixe é criado inicialmente com um componente transversal de velocidade. Em seguida, os elétrons são acelerados na direção axial e depois sofrem um processo de compressão adiabática até atingirem a região de interação com as velocidades transversal e axial especificadas de projeto. Gaponov et al. (1975) foram os primeiros a empregar

este esquema de injeção em girotrons, cujas altas eficiências eram atribuídas em parte ao canhão injetor do tipo magnetrônico, que operava em regime limitado por temperatura para reduzir o efeito deletério das cargas espaciais. Mesmo para um canhão que opere neste regime, no qual a corrente do feixe é muito menor que a corrente de Langmuir, as forças de carga espacial amplificam grandemente a dispersão de velocidades (Antakov et al., 1975), evitando um posterior aumento da corrente do feixe. Além de limitar a corrente, e em conseqüência a potência, a dispersão de velocidades reduz significativamente a eficiência do girotron.

Os seguintes fatores contribuem para a dispersão de velocidades em canhões de elétrons do tipo magnetrônico (Tsimring, 1972): (1) distribuição térmica das velocidades iniciais dos elétrons, (2) rugosidade da superfície emissora, (3) perda da simetria axial dos campos elétrico e magnético, (4) não uniformidade dos campos na região emissora, (5) campos não adiabáticos na região de aceleração e (6) carga espacial dos elétrons. Os fatores (4)-(6) podem ser praticamente eliminados através da construção otimizada do sistema de eletrodos enquanto (1)-(2) são fatores microscópicos que se manifestam na região da superfície emissora. Programas computacionais de óptica de feixe são usados, em princípio, no projeto de canhões com reduzida dispersão de velocidades através da otimização da forma dos eletrodos e da distribuição do campo magnético na região do catodo. Na simulação, entretanto, certos feixes de elevada carga espacial apresentam comportamento errôneo próximo ao eixo de simetria, e a natureza não adiabática das forças de carga espacial limitam o uso de tais feixes (Herrmannsfeldt, 1979). Por outro lado, em feixes laminares, o campo de carga espacial torna-se regular, permitindo a otimização (Tsimring, 1977; Gaponov et al., 1981). Uma alternativa para reduzir a dispersão de velocidades consiste em se adotar uma configuração de eletrodos tal que a trajetória resultante dos elétrons forme um feixe laminar na região do canhão. Na condição de fluxo laminar, o método de síntese desenvolvido por Harker (1960), e depois estendido por Manuilov e Tsimring (1978), possibilita a determinação da forma dos eletrodos. Esta técnica é aplicável a sistemas axialmente simétricos no regime de fluxo de Dryden (1962) modificado para operação limitada por temperatura (Manuilov e

Tsimring, 1978). Aplicações práticas deste método foram realizadas por Fliflet et al. (1982) e Silva (1986), que o empregaram na síntese de canhões de fluxos laminares em girotrons de alta potência.

No método de síntese, que consiste em duas partes, a geometria dos eletrodos é determinada pela trajetória da partícula. Na primeira parte, isto é, o problema interno, um sistema autoconsistente de equações diferenciais ordinárias que descreve o fluxo laminar de elétrons é resolvido. Na segunda parte, as soluções da extensão analítica do problema interno são obtidas e fornecem as condições de contorno para o problema externo, cuja solução determina as superfícies equipotenciais externas ao feixe, e em consequência, os eletrodos que estabelecem o fluxo laminar requerido.

Neste capítulo, o método de Harker (1960) é usado no projeto de um canhão injetor para um girotron de 35 GHz. A partir da configuração sintetizada, modificações na forma dos eletrodos são sistematicamente investigadas em conjunção com um campo magnético criado por bobinas reais de maneira a se produzir um feixe helicoidal de elétrons com baixa dispersão de velocidades. O feixe é caracterizado por uma tensão de 50 kV e por um parâmetro  $\alpha \approx 1,5$  que define a razão entre as velocidades transversal e longitudinal das partículas no início da região de interação.

## 2.2 - EFEITOS DE CARGA ESPACIAL NA DISPERSÃO DE VELOCIDADES

Os campos de carga espacial são importantes na ordenação das velocidades dos elétrons próximos à região emissora: elétrons emitidos de posições diferentes são submetidos a diferentes forças de carga espacial, que causam, com isso, dispersão de velocidades. O campo elétrico de carga espacial (Figura 2.1) desacelera continuamente o movimento axial dos elétrons emitidos na extremidade esquerda da faixa emissora. Desde que, próximos a essa região, elétrons a uma mesma distância do cátodo têm a mesma velocidade total, a velocidade transversal daqueles emitidos na extremidade esquerda aumenta, enquanto a velocidade transversal dos elétrons emitidos no lado direito diminui. A ação resultante das

forças de carga espacial em feixe de elétrons cujas trajetórias se interceptam (Figura 2.1) produz uma grande dispersão de velocidades (20-25%) mesmo quando o campo elétrico no catodo é reduzido de somente 10% do seu valor com carga espacial nula (Tsimring, 1977; Gaponov et al., 1981).

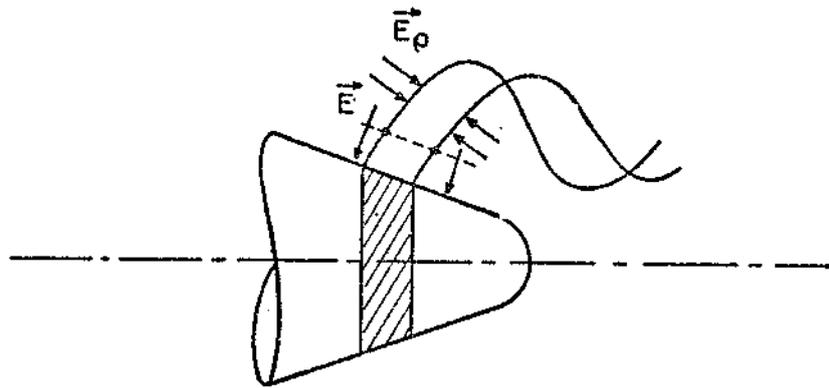


Fig. 2.1 - Fluxo de elétrons com trajetórias que se interceptam.  $\vec{E}$  e  $\vec{E}_p$  são respectivamente os campos elétricos aplicado e de carga espacial.

O uso de feixes laminares possibilita uma alternativa para reduzir tal efeito dispersivo. No fluxo laminar, em que as trajetórias dos elétrons não se cruzam (Figura 2.2), o componente axial das forças de carga espacial muda de sentido a cada meio período e o efeito resultante da força é minimizado. Neste caso, a redução do campo elétrico no catodo pode ser de 50% sem acarretar uma apreciável dispersão de velocidades (Gaponov et al., 1981). Isto se traduz favoravelmente em um aumento de potência do feixe, uma vez que a corrente de fluxo laminar pode ser uma fração significativa da corrente de Langmuir. A laminaridade somente ocorre na região de formação do feixe; a uma grande distância do catodo, o feixe laminar se transforma no de tipo comum onde as trajetórias se interceptam. Mas, a ação da carga espacial torna-se fraca à medida que os elétrons são acelerados porquanto a densidade do feixe diminui.

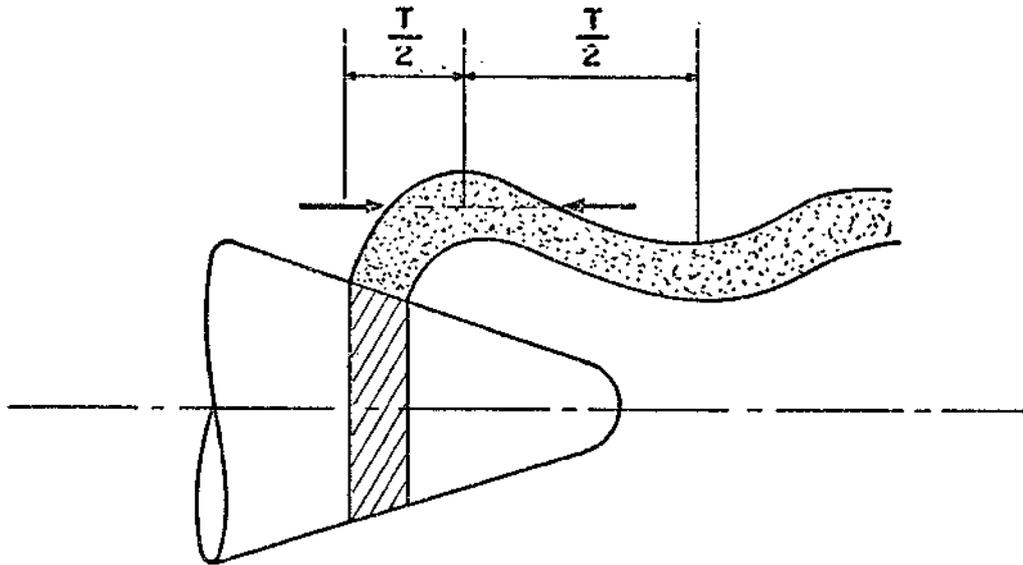


Fig. 2.2 - Compensação dos componentes axiais das forças de carga espacial em um feixe laminar.

### 2.3 - O MÉTODO DE SÍNTESE

#### 2.3.1 - O PROBLEMA INTERNO

O problema interno diz respeito ao fluxo laminar de elétrons a partir de um cátodo cônico na presença de um campo magnético axialmente simétrico. As equações de fluxo são dadas pela equação de movimento

$$\frac{dv'}{dt'} = -\eta(\vec{E}' + \vec{v}' \times \vec{B}') \quad (2.1)$$

onde  $\eta$  é a carga específica do elétron, as equações de campo

$$\nabla \times \vec{E}' = 0 \quad (2.2)$$

$$\nabla \cdot \vec{E}' = \rho' / \epsilon_0 \quad (2.3)$$

e a equação de conservação de corrente

$$\nabla \cdot \vec{J}' = 0 \quad (2.4)$$

Como mostrado por Dryden (1962), o fluxo laminar a partir de um catodo cônico infinito tem simetrias de rotação e de amplificação que leva a uma separação de variáveis em coordenadas esféricas ( $R', \theta, \phi$ ). Portanto, as trajetórias são similares e somente diferem por uma amplificação na direção radial e as quantidades de fluxo, denotadas por apóstrofes, satisfazem as relações de similaridade (Apêndice A)

velocidade	$v' \propto R'^n$	
campo elétrico	$E' \propto R'^{2n-1}$	
potencial	$V' \propto R'^{2n}$	(2.5)
indução magnética	$B' \propto R'^{n-1}$	
densidade de carga	$\rho' \propto R'^{2n-2}$	
densidade de corrente	$J' \propto R'^{3n-2}$	

onde  $n$  é uma constante arbitrária. Da conservação da corrente em um fluxo laminar (Figura 2.3), tem-se

$$\begin{aligned} dI &= J'_c \, 2\pi R'_c \, \text{sen } \theta_c \, dR'_c \\ &= J'_\theta \, 2\pi R' \, \text{sen } \theta \, dR' \end{aligned} \quad (2.6)$$

e portanto, a densidade de carga no feixe é

$$\rho' = \frac{J'_c}{v'_\theta} \frac{R_c^2 \text{sen } \theta_c}{R'^2 \text{sen } \theta} \quad (2.7)$$

onde  $J'_c$  é a densidade de corrente no ponto  $(R'_c, \theta'_c)$  sobre o catodo,  $J'_\theta$  e  $v'_\theta$  são respectivamente os componentes polares de densidade de corrente e velocidade na posição  $(R', \theta')$ . Uma maneira mais formal de obter o resultado acima é indicada pelo uso direto da Equação de conservação de carga (2.4) expressa em coordenadas esféricas

$$\frac{\partial}{\partial R'} (R'^2 J'_R) + \frac{1}{R' \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} (R'^2 J'_\theta \sin \theta) = 0$$

e da derivada total do termo  $R'^2 \sin \theta J'_\theta$

$$\frac{d}{dt} (R'^2 \sin \theta J'_\theta) = v'_R \frac{\partial}{\partial R'} (R'^2 \sin \theta J'_\theta) + \frac{v'_\theta}{R'} \frac{\partial}{\partial \theta} (R'^2 \sin \theta J'_\theta)$$

onde  $v'_\theta$  e  $v'_R$  são componentes da velocidade do elétron. Combinando estas duas últimas equações e usando a relação de similaridade  $J' \propto R'^{3n-2}$  apresentada no Esquema 2.5 chega-se a  $d(R'^2 J'_\theta \sin \theta)/dt = 0$ .

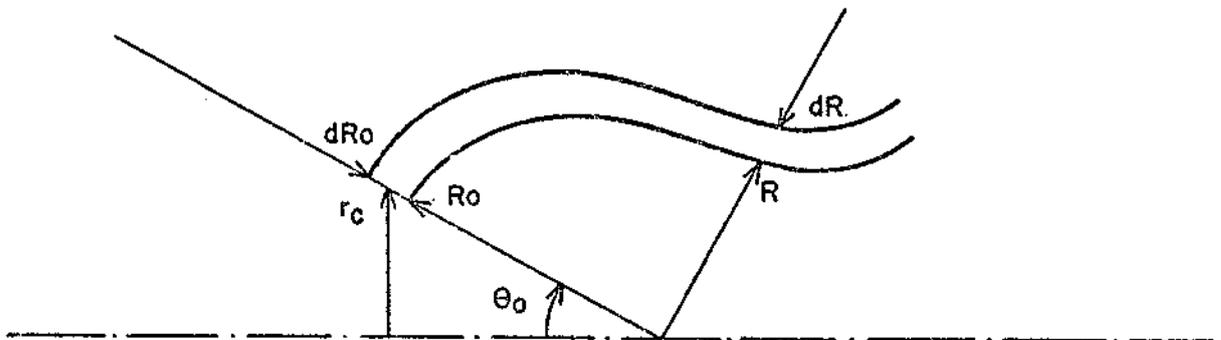


Fig. 2.3 - Vista longitudinal de um fluxo laminar de elétrons emitidos de um catodo cônico infinito.

Fazendo  $n = 1$  nas Relações 2.5, a Equação 2.3 torna-se

$$3E'_R + E'_\theta \cotan \theta + \frac{\partial E'_\theta}{\partial \theta} = \frac{\rho'}{\epsilon_0} R' \quad (2.8)$$

e da Equação 2.2

$$\frac{\partial E'_R}{\partial \theta} = 2 E'_\theta \quad (2.9)$$

onde  $E'_R$  e  $E'_\theta$  são os componentes radial e polar do campo elétrico. Do mesmo modo, as derivadas totais dos componentes do campo elétrico podem ser escritas como

$$\frac{d E'_R}{dt'} = \frac{1}{R'} (v'_R E'_R + 2v'_\theta E'_\theta) \quad (2.10)$$

$$\frac{d E'_\theta}{dt'} = \frac{1}{R'} \left( v'_R E'_\theta + v'_\theta \frac{\partial E'_\theta}{\partial \theta} \right) \quad (2.11)$$

Note-se que o caso  $n = 1$  nas Relações 2.5 corresponde a um campo magnético uniforme. A combinação das Equações 2.7, 2.8 e 2.11 fornece

$$\frac{d E'_\theta}{dt'} = \frac{1}{R'} \left( v'_R E'_\theta - 3v'_\theta E'_R - v'_\theta E'_\theta \cotan \theta + \frac{J'_c r_c'^2 / \epsilon_0}{R' \sin \theta \sin \theta_c} \right) \quad (2.12)$$

Normalizando as Equações 2.10 e 2.12 conforme o seguinte esquema, compatível com o regime limitado por temperatura (Manuilov e Tsimring, 1978)

potencial	$V = 2V' / \eta B_c'^2 r_c'^2$	
campo elétrico	$E = E' / E'_c$	
velocidade	$v = v' / \eta B_c' r_c'$	(2.13)
comprimento	$R = R' / r_c'$	
tempo	$t = t' \eta B_c'$	

onde  $B'_c$  é a indução magnética externamente aplicada,  $E'_c$  é o campo elétrico no catodo e  $r'_c$  é o raio do catodo, tem-se

$$\frac{d E_R}{dt} = \frac{1}{R} (v_R E_R + 2v_\theta E_\theta) \quad (2.14)$$

$$\frac{d E_\theta}{dt} = \frac{1}{R} \left( v_R E_\theta - 3v_\theta E_R - v_\theta E_\theta \cotan \theta + \frac{v}{R \sin \theta \sin \theta_c} \right) \quad (2.15)$$

em que

$$v \equiv \frac{J'_c}{\epsilon_0 \eta B'_c E'_c} \quad (2.16)$$

é o parâmetro de carga espacial. A mudança de variáveis, nas Equações 2.14 e 2.15, para um sistema de coordenadas cilíndricas  $(r, \phi, z)$  e a normalização da Equação 2.1 de movimento do elétron levam a um sistema de equações autoconsistentes que descreve o fluxo laminar do feixe:

$$\frac{dr}{dt} = v_{r'}, \quad \frac{d\phi}{dt} = \frac{v\phi}{r}, \quad \frac{dz}{dt} = v_z \quad (2.17a)$$

$$\frac{dv_{r'}}{dt} = -\mu E_R - v_\phi - \frac{v\phi^2}{r}$$

$$\frac{dv_\theta}{dt} = \frac{v_r v_\phi}{r} + v_{r'} \frac{dv_z}{dt} = -\mu E_z \quad (2.17b)$$

$$\frac{d E_r}{dt} = \left\{ \left[ E_r v_r \left( 1 - \frac{z^2}{r^2} \right) + E_z v_z \right] r - \left[ E_z v_r - 2 E_r v_z \right] z + \right.$$

$$\left. + \frac{vz}{r \operatorname{sen} \theta_c} \right\} \frac{1}{r^2 + z^2} \quad (2.17c)$$

$$\frac{d E_z}{dt} = \left\{ \left[ E_z v_r - 2E_r v_z \right] r + \left[ 2E_r v_r + E_z v_z \right] z - \right. \\ \left. - \frac{v}{\operatorname{sen} \theta_c} \right\} \frac{1}{r^2 + z^2} \quad (2.17d)$$

$$\frac{dV}{dt} = - 2\mu (E_r v_r + E_z v_z) \quad (2.17e)$$

onde  $V$  representa o potencial elétrico e o parâmetro de cilíndricidade  $\mu$  do sistema definido por

$$\mu = \frac{E'_C}{\eta B'_C r'_C} \quad (2.18)$$

é, em ordem de grandeza, igual à razão entre o raio de Larmor do elétron e o raio do cátodo. Da Figura 2.4,

$$r = 1, \quad z = - \cotan \theta_c, \quad \phi = 0, \quad v_r = v_\phi = v_z = 0 \\ E_r = - \cos \theta_c, \quad E_z = - \operatorname{sen} \theta_c, \quad V = 0 \quad (2.19)$$

são as condições iniciais para o Sistema de equações 2.17 cujas soluções são caracterizadas pelos parâmetros de cilíndricidade  $\mu$  e de carga espacial  $\nu$  e pelo ângulo  $\theta_c$ .

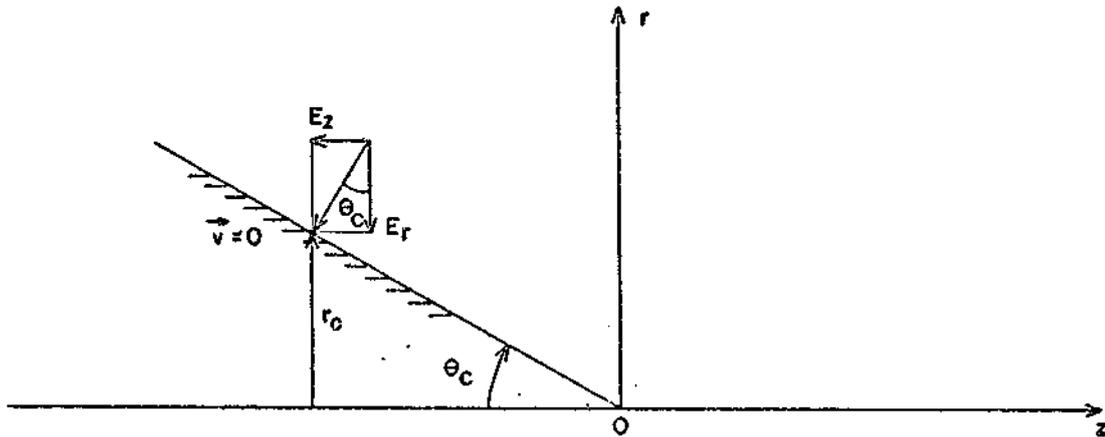


Fig. 2.4 - Condições iniciais para o problema interno.

### 2.3.2 - O PROBLEMA EXTERNO

No problema externo determina-se a distribuição do potencial eletrostático exterior à região do feixe. Matematicamente, isto é feito resolvendo-se a equação de Laplace sujeita a condições de contorno específicas ou, equivalentemente, determinando-se o campo eletrostático consistente com as leis de Gauss ( $\nabla \cdot \vec{E} = 0$ ) e de Faraday ( $\nabla \times \vec{E} = 0$ ) e com as condições de contorno. No presente capítulo, o problema será abordado conforme o segundo enfoque, a partir das equações rotacional e de divergência, que apresentam a seguinte forma em um sistema de coordenadas cilíndricas adimensionais

$$\frac{\partial E_r}{\partial r} + \frac{E_r}{r} + \frac{\partial E_z}{\partial z} = 0$$

(2.20)

$$\frac{\partial E_r}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial r} = 0$$

com as condições de contorno

$$E_z = E_{z, \text{ext}}, \quad E_r = E_{r, \text{ext}} \quad (2.21)$$

aplicadas às trajetórias limítrofes do feixe e que são definidas pela solução do problema interno. Conforme Harker (1960) é vantajoso adotar a transformação conforme

$$z + ir = z_{\text{ext}} (t + iu) + ir_{\text{ext}} (t + iu) \quad (2.22)$$

através da qual o contorno do feixe é levado ao eixo  $u = 0$ . Obviamente, essa transformação satisfaz as condições de Cauchy-Riemann

$$\frac{\partial r}{\partial u} = \frac{\partial z}{\partial t} \quad (2.23)$$

$$\frac{\partial z}{\partial u} = - \frac{\partial r}{\partial t}$$

e as Equações 2.20 se convertem em

$$\frac{\partial E_z}{\partial u} = \frac{\partial E_r}{\partial t} + \frac{E_r}{r} \frac{\partial r}{\partial t} \quad (2.24)$$

$$\frac{\partial E_r}{\partial u} = - \frac{\partial E_z}{\partial t} - \frac{E_r}{r} \frac{\partial z}{\partial t}$$

As Equações transformadas 2.24, as Condições 2.23 de Cauchy-Riemann e a equação

$$\frac{\partial V}{\partial u} = - 2\mu \left( E_r \frac{\partial z}{\partial t} - E_z \frac{\partial r}{\partial t} \right) \quad (2.25)$$

juntamente com as Condições de contorno 2.21 formam um sistema completo cuja solução fornece a distribuição do potencial eletrostático no plano  $(t, u)$ , isto é, exterior ao feixe. Entretanto, malograr-se-á qualquer tentativa de resolvê-lo numericamente, uma vez que o sistema é elíptico e portanto, instável. Para eliminar a instabilidade, é necessário reformular o problema segundo uma maneira apropriada. Nesse ponto, surge a essência do método desenvolvido por Harker (1960). As Equações 2.24 a 2.25 são transformadas através de uma continuação analítica a um domínio complexo definindo-se

$$t = p + iq \quad (2.26)$$

Para um valor constante de  $p$ , e com a substituição de  $\partial/\partial t$  por  $-i\partial/\partial q$ , a Transformação 2.26 leva a um sistema hiperbólico no plano complexo  $(q, u)$

$$\begin{bmatrix} \partial E_r/\partial u \\ \partial E_z/\partial u \\ \partial r/\partial u \\ \partial z/\partial u \\ \partial V/\partial u \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 & i & 0 & iE_r/r & 0 \\ -i & 0 & -iE_r/r & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -i & 0 \\ 0 & 0 & i & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -i2E_z & i2E_r & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \partial E_r/\partial q \\ \partial E_z/\partial q \\ \partial r/\partial q \\ \partial z/\partial q \\ \partial V/\partial q \end{bmatrix} \quad (2.27)$$

As raízes características da matriz na Equação 2.27 são reais  $(+1, -1)$  e, portanto, de acordo com a teoria das características, o sistema é hiperbólico e soluções estáveis serão obtidas desde que a integração seja realizada no interior da região de influência limitada pelas curvas características. Além disso, as raízes definem a inclinação das curvas características, que, neste caso, são dadas pela família de retas

$$q = \pm (u - \text{const.}) \quad (2.28)$$

Agora, o problema de valor de Cauchy é bem posto e sempre solúvel. São mostrados na Figura 2.5 os passos de integração, em que o eixo  $p$  é o antigo eixo  $t$  e representa o contorno do feixe. O plano  $q = 0$  representa a região do problema físico, e a continuação analítica é feita a regiões abaixo e acima desse plano. A solução do Sistema 2.27 requer a especificação das condições de contorno de Cauchy sobre o segmento  $AB$  (Figura 2.5), que são dadas pelas soluções das equações analiticamente estendidas do problema interno.

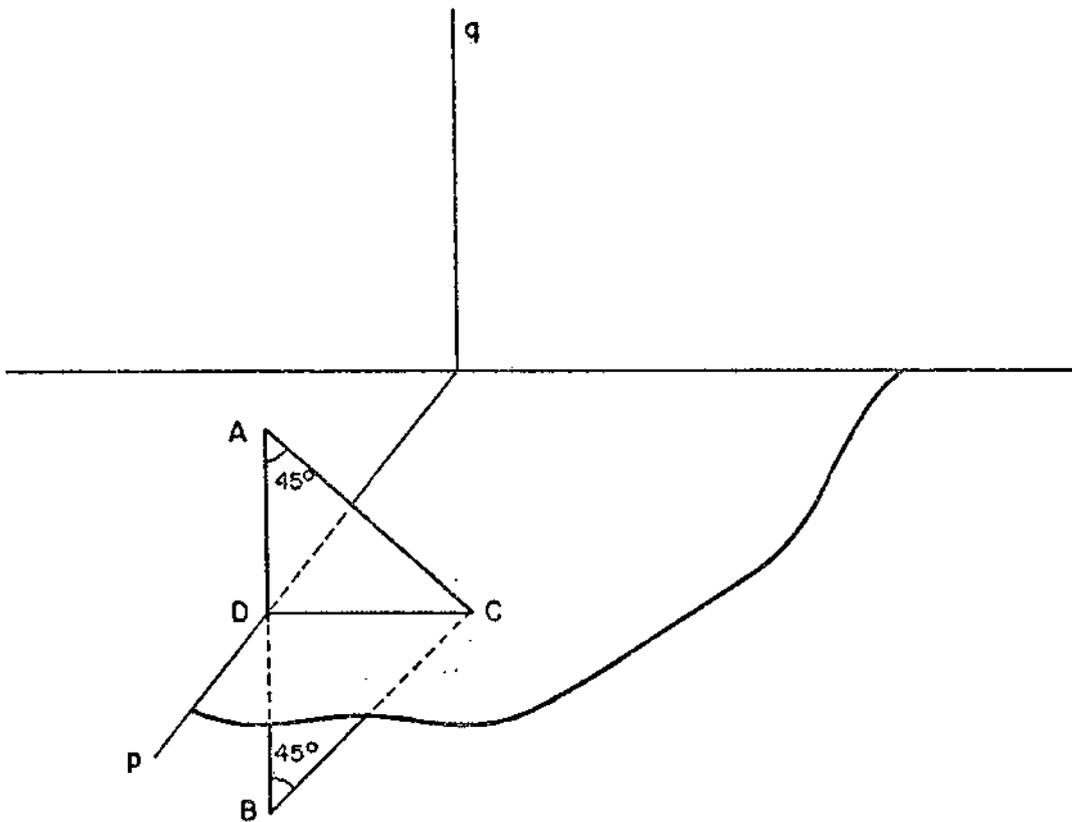


Fig. 2.5 - Geometria das coordenadas características no domínio complexo.

Estas soluções são encontradas inicialmente integrando-se as Equações 2.17 ao longo do eixo real de  $t = 0$  até  $t = p_D$ , e depois ao longo do eixo imaginário  $q$ , de  $q = 0$  até  $q = q_A$ , fazendo-se a substituição  $d/dt \rightarrow$

id/dq. Desse modo, os problemas interno e externo devem ser resolvidos simultaneamente. A translação do triângulo ABC a outros valores de p gera as condições de contorno sobre a superfície  $u = 0$ . Estas condições de contorno são usadas então para integrar o Sistema 2.27 no interior do triângulo ABC. Em geral, valores complexos são gerados através do domínio (p, u); somente os valores no plano  $q = 0$  (linha DC) apresentam significado físico. Em particular, são de interesse os valores do potencial  $V(t, u)$  e das coordenadas  $r(t, u)$  e  $z(t, u)$  porque definem respectivamente as equipotenciais e o domínio da transformação conforme  $r + iz = r_{ext}(t + iu) + iz_{ext}(t + iu)$ . A solução numérica do Sistema 2.27 (Barroso et al., 1985a) baseia-se em um método de diferença finita central (Figura 2.6). Para obter a solução no plano real  $q = 0$ , não é necessário considerar todo o triângulo ABC, uma vez que, pelo princípio de reflexão de Schwarz, o valor das funções no ponto de malha (m, -n) relaciona-se com o valor em (m, n) através de

$$f(m, -n) = f^*(m, n) \quad (2.29)$$

onde o asterisco denota conjugação complexa. Sempre que o segundo índice n é negativo, nas equações de diferença, o valor da função pode ser substituído pelo valor correspondente dado pela Equação 2.29. Os valores das funções nos pontos na coluna  $m = 0$  são obtidos pelas condições iniciais determinadas a partir das soluções analiticamente estendidas do problema interno. Então, um esquema de diferença de primeira ordem é usado para calcular os valores das funções na coluna  $m = 1$  para  $n = 1, 3, 5, \dots$ . Obtém-se a solução nos pontos de malha em  $m = 2, 3, 4, \dots$  através de um esquema de segunda-ordem aplicado sucessivamente tal que  $m + n$  seja par.

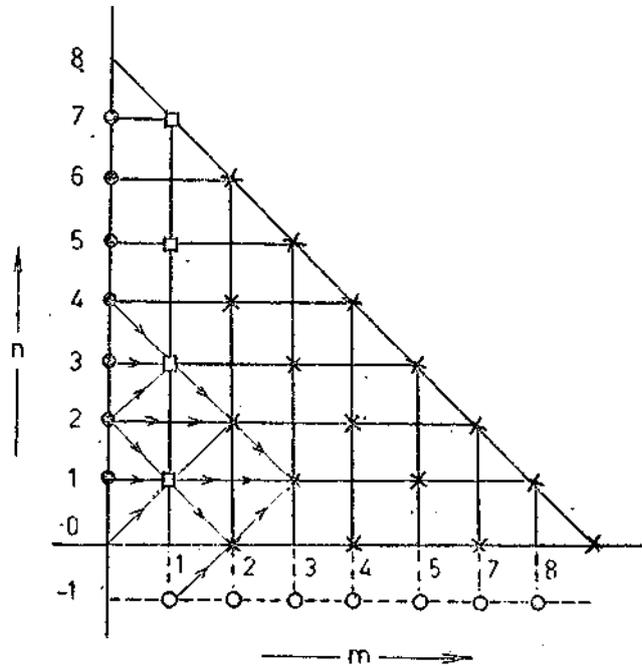


Fig. 2.6 - Esquema de diferenças aplicado ao triângulo ACD da Figura 2.5. Valores nos pontos  $\odot$  são determinados pelas condições iniciais; valores em  $\circ$  são obtidos por simetria; os valores das funções em  $\square$  e em  $*$  são calculados, respectivamente, por esquemas de diferença de primeira e segunda ordem.

#### 2.4 - PROJETO E SIMULAÇÃO DO CANHÃO

A determinação dos parâmetros de síntese  $\mu$ ,  $\nu$  e  $\theta_c$  segue esquematicamente o diagrama na Figura 2.7 (Barroso et al., 1985b) e é feita a partir das especificações primárias de projeto de um girotron, a saber: parâmetro  $\alpha = v_{10}/v_{n0}$ , energia do feixe, frequência e modo nominal de operação.

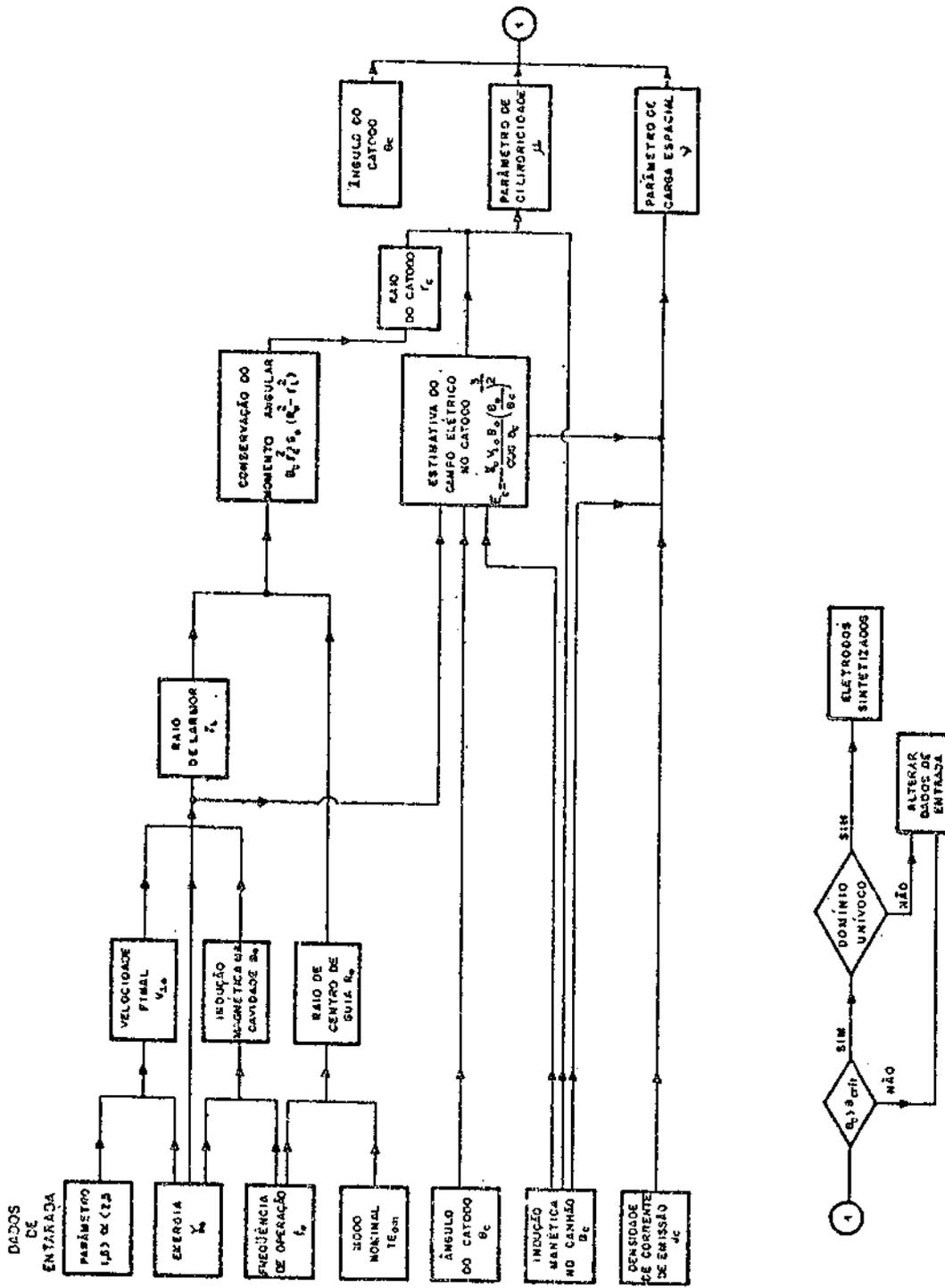


Fig. 2.7 - Fluxograma para o método de síntese.

O modo de operação e a frequência são especificados respectivamente como  $TE_{021}$  e 35 GHz. Note-se que 35 GHz é uma frequência particularmente atrativa porque, correspondendo a um mínimo de absorção atmosférica, torna este girotron utilizável em aplicações de radares de alta resolução e sistemas avançados de comunicações. Escolheu-se um modo puramente azimutal porque dentre os modos elétricos transversais, aqueles com campo elétrico circular caracterizam-se pelas perdas ôhmicas mais baixas, e além disso, permitem uma eficiente conversão para a polarização linear. Entretanto, não se pode evitar a especial competição entre os modos  $TE_{0n}$  e  $TE_{2n}$  quando  $n \geq 3$  (Arfin et al., 1982; Kim et al., 1981), e nestes casos torna-se recomendável o uso de cavidades complexas (Carmel et al., 1983) para aumentar a região de estabilidade do modo de operação. E entre os modos  $TE_{01}$  e  $TE_{02}$ , relativamente livres de competição, escolheu-se o modo  $TE_{02}$  por apresentar uma maior secção de corte, o que possibilita, conseqüentemente, um maior valor para o raio do feixe de elétrons. Isto é desejável porque a operação com um feixe cujo raio é o maior possível reduz problemas de carga espacial e de densidade de corrente no canhão. Uma vez que a cavidade fracamente irregular deve operar próximo ao corte, com um raio crítico  $R_c = X_{02} c/2\pi f = 0,957$  cm (Barroso et al., 1986, Barroso et al., 1987), onde  $X_{02} = 7,016$  é a segunda raiz não nula de  $J_1(x) = 0$ , o centro de guia é feito coincidir com o segundo máximo da distribuição radial do modo  $TE_{02}$ , o que determina  $R_0 = 0,727$  cm. Esta geometria do feixe permite, para uma mesma razão de compressão adiabática, que se use um maior raio  $r_c$  para o catodo, reduzindo-se assim a densidade de corrente na região de emissão; note-se, também, que a corrente limite cresce com o raio do feixe (Drobot e Kim, 1981; Ganguly e Chu, 1984). Além disso, um maior valor de  $r_c$  implica um menor parâmetro de cilindridade  $\mu$ , que corresponde a um domínio unívoco (Figura 2.9) mais amplo, e, em conseqüência, a uma maior variedade de superfícies equipotenciais que podem ser sintetizadas (Barroso et al., 1985a; Silva, 1987).

O próximo passo envolve a especificação do potencial de aceleração  $U_0$  e do parâmetro  $\alpha$  que determinam conjuntamente a velocidade transversal final  $v_{\perp 0} = c\beta_{\perp 0}$  onde

$$\beta_{\perp 0} = \frac{\alpha}{\gamma_0} \sqrt{\frac{\gamma_0^2 - 1}{\alpha^2 + 1}} \quad (2.30)$$

e  $\gamma_0 = 1 + U_0$  (kV)/511 é o fator relativístico. O girotron requerido deve operar na faixa acessível de tensão  $40 \text{ kV} \leq U_0 \leq 50 \text{ kV}$  e adota-se o intervalo típico  $1,5 \leq \alpha \leq 2,0$ . Essa decisão reveste-se de importância por quanto os parâmetros  $\gamma_0$  e  $\alpha$  da região de interação acham-se vinculados aos campos elétrico  $E_c$  e magnético  $B_c$  na região do catodo. Para estimar a intensidade do campo elétrico  $E_c$ , considera-se o invariante adiabático

$$\frac{\gamma_0^2 v_{\perp 0}^2}{B_0} = \frac{\gamma_c^2 v_{\perp c}^2}{B_c} \quad (2.31)$$

aplicável a esta geometria onde  $v_{\perp 0, c}$  denota o componente da velocidade perpendicular às linhas do campo magnético em discussão. Também é suposto que os campos próximos à região de emissão sejam suficientemente uniformes tal que uma velocidade de deriva seja expressa por

$$\vec{v}_D = \vec{E} \times \vec{B} / |\vec{B}|^2 \gamma_c \quad (2.32)$$

Uma vez que a velocidade do elétron, desprezando efeitos térmicos, é nula na superfície do catodo, as velocidades de deriva e de giração  $\vec{v}_{\perp c}$  devem ter sentidos opostos e módulos iguais, ou seja,

$$v_{\perp c} = \frac{E_c \cos \theta_c}{\gamma_c B_c} \quad (2.33)$$

Combinando este resultado com a Condição de fluxo adiabático 2.31, chega-se a uma estimativa para  $E_c$

$$E_c = \frac{\gamma_0 v_{\perp 0} B_0}{\cos \theta_c} \left( \frac{B_0}{B_c} \right)^{-3/2} \quad (2.34)$$

Considerações de ruptura dielétrica limitam a intensidade do campo elétrico no vácuo e usualmente recomenda-se um valor de 80 kV/cm em situações realistas. A Equação 2.34 consubstancia argumentos qualitativos de escala e impõe, uma vez fixados os parâmetros  $\{\gamma_0, v_{\perp 0}, B_0\}$  relativos à região de interação e o ângulo  $\theta_c$  do catodo, um limite superior para  $B_c$ . O campo magnético na cavidade deve corresponder a uma frequência ciclotrônica  $f_c \lesssim 35$  GHz e com isso,  $B_0 \sim 1,35$  T. Adotando-se os valores  $\gamma_0 = 1,084$  (43 kV) e  $\theta_c = 25^\circ$ , e considerando a indução magnética  $B_c = 0,105$  T no catodo tem-se que  $E_c \approx \gamma_0 \cdot 32$  kV/cm. Para uma razão final  $\alpha_0 = v_{\perp 0}/v_{\parallel 0} = 1,5$  a velocidade perpendicular é  $v_{\perp 0} = 0,32$  c e o raio de Larmor para os elétrons na cavidade vale  $r_L \approx R_0/17$ .

A conservação do momento cinético para elétrons em campos estáticos azimutalmente simétricos, considerando somente a aproximação paraxial  $B_z(R, z) \approx B_z(z)$ ,

$$\gamma m_0 R^2 \dot{\phi} - e B_z R^2/2 = \text{const. de movimento} \quad (2.35)$$

fornece uma importante equação de projeto através da qual se determina o raio do catodo  $r_c$ . Interpretando a Equação 2.35 na região da cavidade (Figura 2.8) tem-se

$$\gamma m_0 R^2 \dot{\phi} - e B_z R^2/2 = - e B_0 (R_0^2 - r_L^2)/2$$

enquanto a aplicação desse resultado na superfície do catodo, onde  $\dot{\phi} = 0$ , leva a

$$B_c r_c^2 = B_0 (R_0^2 - r_L^2) \quad (2.36)$$

o que determina  $r_c = 2,55$  cm.

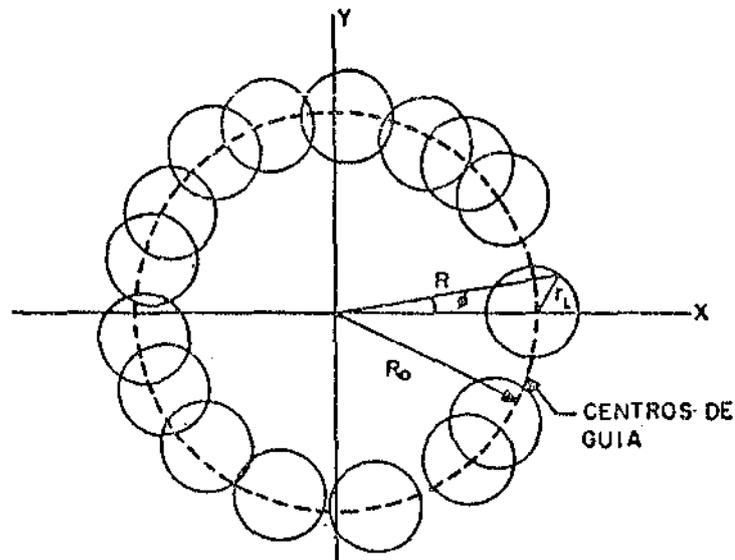


Fig. 2.8 - Geometria da seção transversa de um feixe helicoidal que mostra os centros de guia e o raio de Larmor.

Com as quantidades  $r_c$ ,  $E_c$  e  $B_c$  especificados na região do canhão, e considerando uma densidade típica de corrente térmica de  $2A/cm^2$  na faixa emissora, as Equações 2.16 e 2.18 fornecem respectivamente os parâmetros de carga espacial  $\nu = 0,064$  e de cilindricidade  $\mu = 0,065$  que possuem, conforme Manuilov e Tsimring (1978), um ângulo crítico associado ( $\theta_{crit.} = 22^\circ$ ) de menor valor que o ângulo do catodo  $\theta_c = 25^\circ$  considerado de projeto. Este é um aspecto significativo do método de síntese porquanto soluções formais do Sistema de equações 2.17 correspondem a fluxos não laminares  $\theta_c < \theta_{crit.}$  (ver Apêndice C).

O domínio da transformação conforme associado aos parâmetros de síntese  $\mu = 0,065$ ,  $\nu = 0,064$  e  $\theta_c = 25^\circ$  é mostrado na Figura 2.9, onde cada curva corresponde a um valor de  $u = const.$  O domínio é unívoco no intervalo  $-1,6 < \mu < 1,6$  e a curva para  $u = 0,0$  corresponde à trajetória do elétron. Somente curvas contidas nesse domínio são adequadas para as superfícies equipotenciais. Na Figura 2.10b, mostram-se os eletrodos sintetizados juntamente com a trajetória do elétron. Para os valores calculados de  $\mu$ ,  $\nu$  e  $\theta_c$ , um projeto de anodo único que satisfaça a condi

ção  $U_0 > 40$  não é possível. Parte da superfície equipotencial de 43 kV fica fora da região unívoca e um anodo de menor potencial (24 kV) deve ser disposto próximo ao catodo. A configuração final é apresentada na Figura 2.11. Pequenas modificações são então feitas na estrutura dos eletrodos sintetizados para facilitar a construção dos mesmos. Altera-se convenientemente a forma do segundo anodo de maneira a prover uma transição para o tubo de deriva e o nariz do catodo é feito concordar com uma calota esférica. As modificações não alteram a laminaridade do feixe segundo mostra a Figura 2.11. Esta figura é a saída gráfica do código de Hermansfeldt (1979) que calcula especificamente trajetórias em sistemas de focalização eletrostática e magnética de partículas relativísticas carregadas.

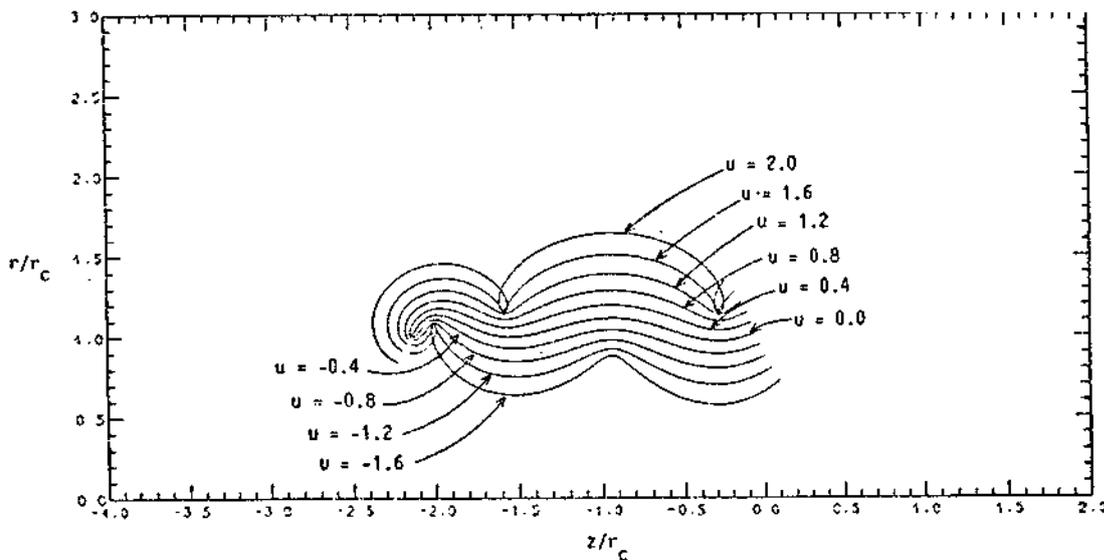


Fig. 2.9 - Domínio da transformação conforme  $z + ir = z_{ext}(t + iu) + ir_{ext}$  para  $v = 0,064$ ,  $\mu = 0,065$  e  $\theta_c = 25^\circ$ .

No programa estão incluídos efeitos de carga espacial e campos magnéticos intrínsecos. Para o canhão da Figura 2.11 a corrente total do feixe é  $I_0 = 5,0$  A e a velocidade transversal média dos elétrons, normalizada em relação à velocidade da luz, é  $\langle \beta_\perp \rangle = (87,77 \pm 0,95) \cdot 10^{-3}$  em  $z = 36,0$  unidades de malha. Nesta posição, o processo de aceleração elétrica

está praticamente terminado e as partículas têm uma energia média de 40,4 keV. No tubo de deriva, os elétrons do feixe sofrem um processo de compressão adiabática e adquirem uma velocidade transversal média, na entrada da cavidade de  $\langle v_{\perp 0} \rangle = \sqrt{B_0/B_C} \langle v_{\perp} \rangle = 0,31 c$ , em notável concordância com o valor estimado (0,32 c) pelo método de síntese.

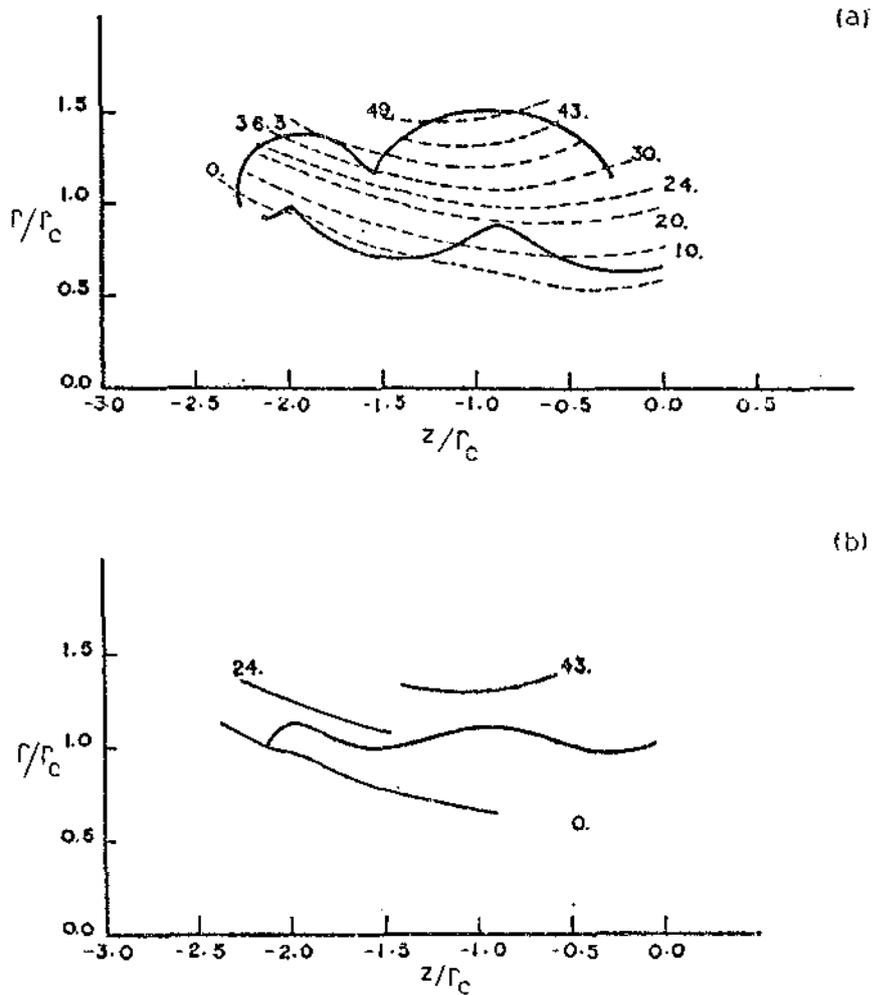


Fig. 2.10 - (a) Eletrodos sintetizados. Os valores numéricos indicam, em kV, os potenciais associados. As linhas cheias são os limites do domínio unívoco. (b) Eletrodos selecionados e a trajetória do elétron.

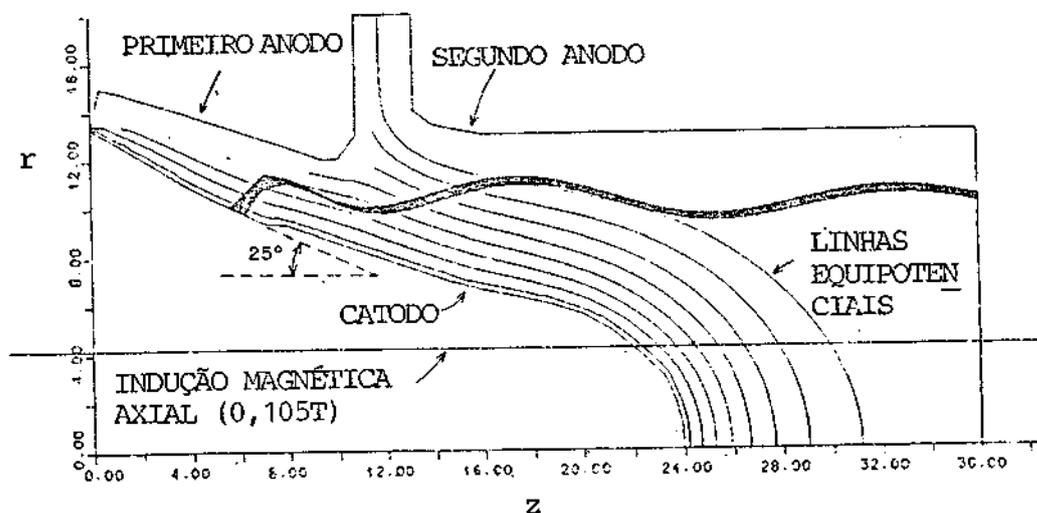


Fig. 2.11 - Configuração final do canhão sintetizado e trajetórias dos elétrons. As distâncias radial e axial estão expressas em unidades de malha, em que 1 U.M. = 0,255 cm.

Um aspecto relevante desse método refere-se à dependência da área da região unívoca com os parâmetros  $\mu$  e  $\nu$ . Se a região é estreita, as curvas equipotenciais de interesse podem ficar excluídas do domínio unívoco, inviabilizando com isso o projeto de um canhão que requeira um feixe laminar com uma dada energia. Por exemplo, em um projeto anterior (Barroso et al., 1984), ( $f_0 = 30$  GHz, modo  $TE_{02}$ ) em que o raio do feixe coincidia com a localização do primeiro pico da distribuição radial do campo elétrico na cavidade, a máxima tensão obtida para o segundo anodo foi de 11,2 kV, enquanto o valor desejado era de  $U_0 > 30$  kV. Esta limitação era imposta pela reduzida área do domínio unívoco associado aos valores de  $\mu = 0,109$  e  $\nu = 0,1$ . Note-se também que o uso de elevados valores de  $\mu (> 0,15)$ , no regime moderado de carga espacial ( $\nu \approx 0,1$ ), acarreta ângulos  $\theta_c$  maiores (Manuilov e Tsimring, 1978). Isto tem por conseqüência o aumento da dispersão posicional de velocidades, conforme a relação de similaridade  $\nu \propto R$  que leva a  $\Delta v_{\perp} \propto \ell \sin \theta_c$  onde  $\ell$  é a largura da faixa emissora no catodo.

No presente projeto, o raio do feixe coincide com o segundo máximo da distribuição radial do campo elétrico. Isto possibilita que o raio do catodo seja suficientemente grande para acarretar um pequeno valor para  $\mu$  ( $< 0,1$ ). Com as quantidades  $\mu = 0,065$  e  $\nu = 0,064$ , os potenciais dos eletrodos estão adequados a um girotron de média potência. A configuração final de eletrodos mostrada na Figura 2.11 produz um feixe de elétrons cuja dispersão balística de velocidade transversal é da ordem de 2%. A constrição na espessura do feixe, que ocorre no primeiro ciclo, pode ser abrandada através do aumento do ângulo do catodo  $\theta_c$ , mas isto causa uma maior dispersão de velocidades. Como um exemplo, para  $\theta_c = 28^\circ$  a dispersão que resulta é da ordem de 6%.

Para tornar a simulação numérica mais exata, incorpora-se ao sistema uma configuração de campo magnético produzido por bobinas magnéticas reais em substituição ao perfil uniforme de campo anteriormente considerado. O campo magnético necessário à operação do girotron é realizado por dois sistemas de solenóides convencionais refrigerados a água (Figura 2.12b). O sistema principal compreende 20 bobinas encapsuladas aos pares e alimentadas por uma corrente de 1 kA, que dá origem a um patamar de indução magnética de 13,5 kG na região da cavidade com uma flutuação de 0,1% sobre uma distância de 13 cm: Na região de formação do feixe, a densidade de fluxo magnético atinge, respectivamente, em  $z = 4$  cm e  $z = 8$  cm (Figura 2.12a) os valores 1,048 kG e 1,058 kG, sendo reproduzida uma distribuição quase uniforme de indução magnética  $B_c \sim 1,05$  kG conforme recomendada pelo método de síntese. Ao código SLAC (Hermansfeldt, 1979) foi acrescida uma sub-rotina que calcula o valor do campo magnético gerado pelas bobinas reais ao longo do eixo longitudinal  $z$  (Figura 2.12a). No programa principal, os componentes do campo fora do eixo são determinadas a partir dos valores axiais e de termos que incluem as suas derivadas até a sexta ordem (Vaughan, 1972).

Do que precede, o canhão sintetizado da Figura 2.11 é entendido como um primeiro modelo que deve ser sistematicamente analisa

do em várias circunstâncias. A investigação que se segue tem por objetivo prático simplificar a estrutura do catodo tendo-se em vista a facilidade de sua construção, mantendo-se, porém os critérios de projeto que requerem essencialmente baixa dispersão de velocidades e um parâmetro  $\alpha$  contido no intervalo  $1,5 < \alpha < 2,0$ .

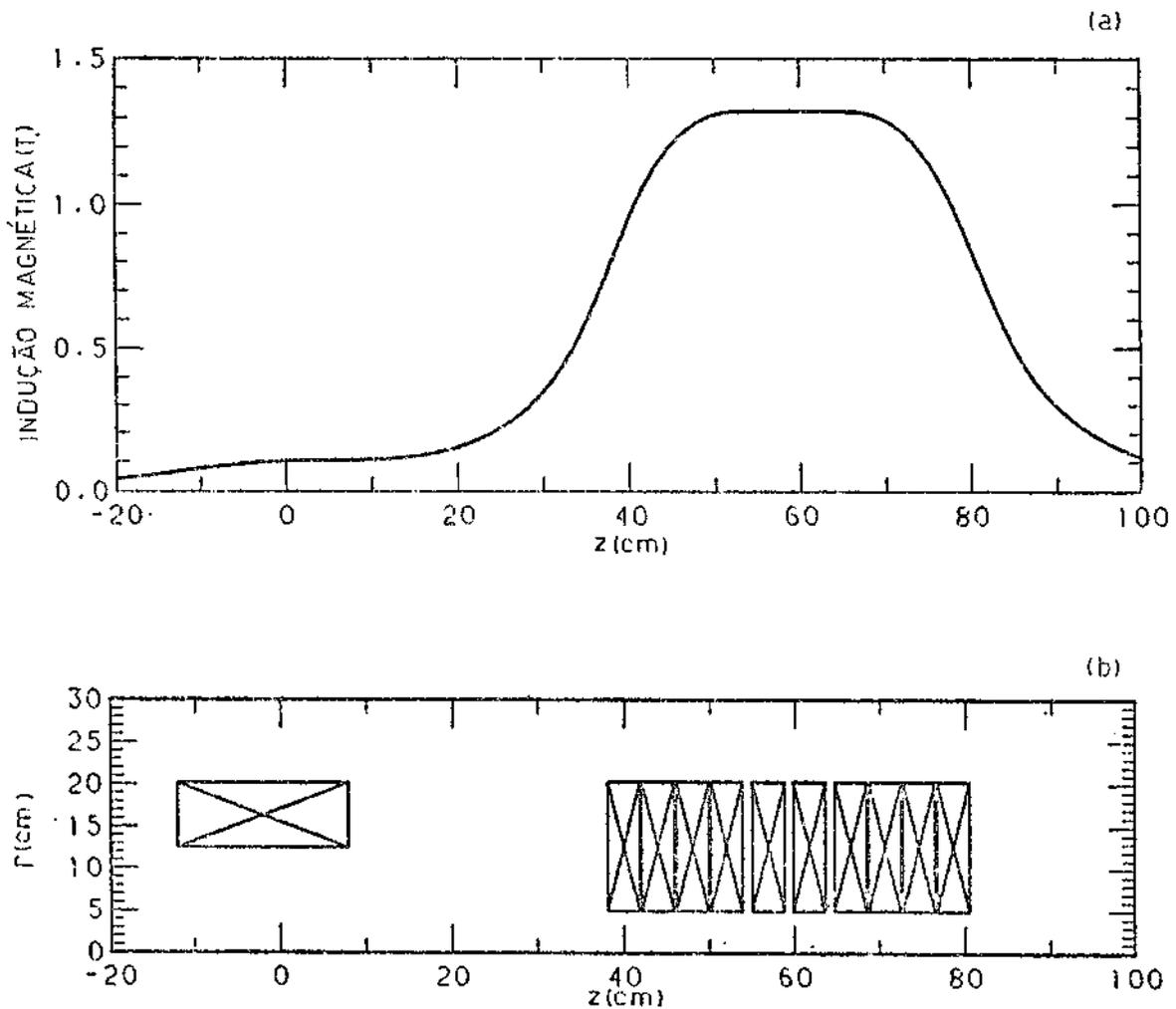


Fig. 2.12 - (a) Perfil axial da indução magnética e (b) o respectivo sistema de solenóides.

A Figura 2.13 mostra as trajetórias de 10 elétrons na estrutura de eletrodos originalmente sintetizada em que se incorpora o campo magnético produzido pelas bobinas reais.

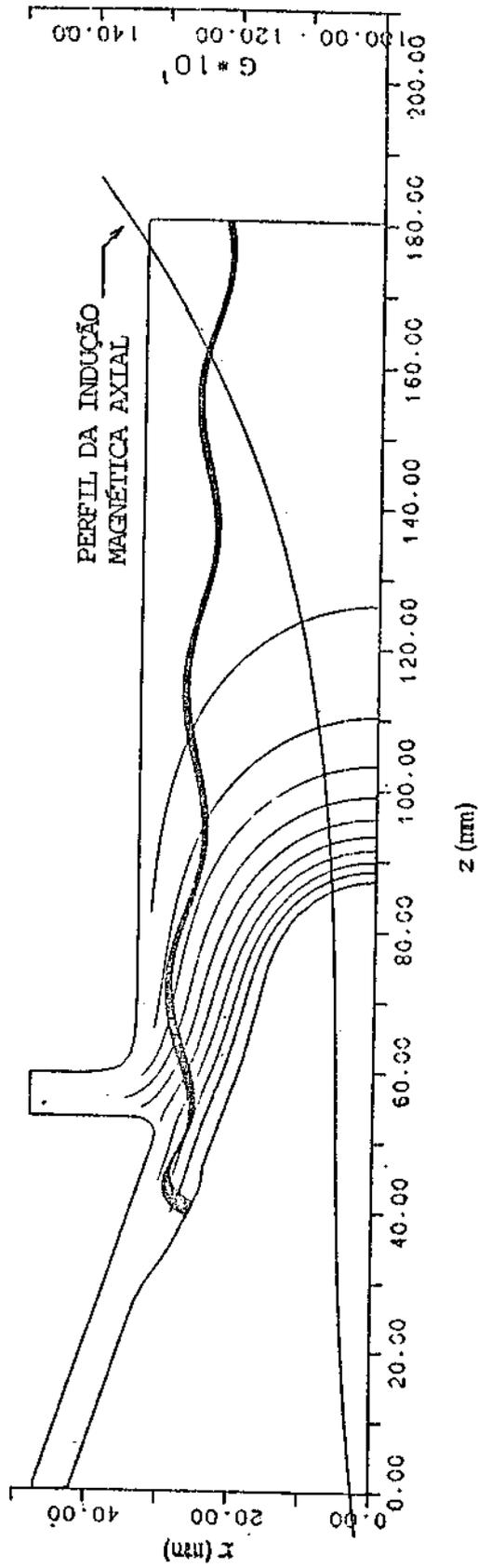


Fig. 2.13 - Configuração do eletrodo sintetizado em que se incorpora o campo magnético produzido pelas bobinas reais. Os potenciais do primeiro e segundo anodo são respectivamente 24,5 kV e 43 kV.

A corrente total do feixe é de 5 A e na posição  $z = 18$  cm os elétrons adquirem uma energia média de 42,9 keV, tendo-se com isso uma indicação clara que os efeitos de carga espacial são desprezíveis, porquanto o feixe dispõe praticamente de toda a tensão de aceleração do segundo anodo ( $U_0 = 43$  keV). Nesta posição, a dispersão da velocidade transversal média vale  $\Delta v_{\perp i} / v_{\perp i} = 2,0\%$ , onde  $\Delta v_{\perp i}$  representa o desvio padrão, enquanto  $\alpha_i = 0,26$  é a razão entre as velocidades médias transversal e longitudinal às linhas do campo magnético.

Em feixes de reduzida carga espacial, a quantidade  $\Delta v_{\perp} / v_{\perp}$  é aproximadamente conservada durante a compressão adiabática em um campo magnético fixo, isto é, em que

$$\frac{v_{\perp 0}}{v_{\perp i}} = \left( \frac{B_0}{B_i} \right)^{1/2} = \text{const.} \quad (2.37)$$

com os índices "0" e "i" referindo-se respectivamente aos estados final e inicial do processo de compressão do feixe. O valor da velocidade final previsto por esta equação apresenta um desvio relativo não superior a 3% se comparado ao valor correspondente mais exato fornecido pelo código SLAC. No uso da Equação 2.37 é necessário incluir a curvatura da linha de campo magnético na posição de interesse; a exclusão desse fato, mesmo para pequenos ângulos  $\theta = \tan^{-1} (B_R / B_Z) \sim 3^\circ$ , leva a resultados completamente errôneos. Considerando, portanto, a condição de fluxo adiabático, a dispersão para a velocidade axial na região da cavidade relaciona-se com  $\Delta v_{\parallel 0} / v_{\parallel 0}$  através de

$$\frac{\Delta v_{\parallel 0}}{v_{\parallel 0}} = \alpha_0^2 \frac{\Delta v_{\perp 0}}{v_{\perp 0}} \quad (2.38)$$

onde o parâmetro final  $\alpha_0^2$  é determinado por

$$\frac{1 + 1/\alpha_0^2}{1 + 1/\alpha_i^2} = \frac{B_i}{B_0} \quad (2.39)$$

A simulação numérica inclui os seguintes fatores que contribuem para a dispersão de velocidades: (1) largura finita da faixa emissora, (2) natureza não adiabática dos campos na região de formação do feixe e (3) campos de carga espacial. Estimativas para a dispersão causada por efeitos térmicos das velocidades iniciais e pela rugosidade da superfície emissora são fornecidas por Tsimring (1972):

$$\left( \frac{\Delta v_{\perp 0}}{v_{\perp 0}} \right)_T = \left( \frac{k_B T_C B_0}{m_0 \gamma_0 B_C} \right)^{1/2} \quad (2.40a)$$

$$\left( \frac{\Delta v_{\perp 0}}{v_{\perp 0}} \right)_R = 0,4 \left( \frac{2\eta E_C R B_0}{\gamma_0 B_C} \right)^{1/2} \frac{1}{v_{\perp 0}} \quad (2.40b)$$

onde  $k_B$  é a constante de Boltzmann,  $m_0$  e  $\eta$  são respectivamente a massa de repouso e a carga específica do elétron,  $T_C$  é a temperatura do catodo e  $R$  representa o raio do carço hemisférico que caracteriza a rugosidade do material emissivo do catodo. Substituindo os valores usuais  $T_C = 1200$  K e  $R = 1 \mu\text{m}$  nas Equações 2.40, as estimativas resultam em

$$\left( \frac{\Delta v_{\perp 0}}{v_{\perp 0}} \right)_T = \frac{0,16}{\gamma_0^{1/2} \beta_{\perp 0}} \quad (2.41a)$$

$$\left( \frac{\Delta v_{\perp 0}}{v_{\perp 0}} \right)_R = \frac{0,51}{\gamma_0^{1/2} \beta_{\perp 0}} \quad (2.41b)$$

onde foram considerados  $B_c = 1,05$  kG,  $B_0 = 13,5$  kG e o valor típico  $E_c = 33,0$  kV/cm.

A aplicação das Fórmulas 2.37-2.41 a este primeiro caso da Figura 2.13, em que  $v_{1i} = 0,0977c$  e  $\alpha_1 = 0,26$  na posição  $z = 180$  mm, determina as várias quantidades de interesse no início da região da cavidade conforme indica a primeira linha da Tabela 2.1, em que o desvio total  $(\Delta v_{10}/v_{10})_{TOTAL}$  devido às três fontes de dispersão estatisticamente independente é dado por  $\sqrt{(\Delta v_{10}/v_{10})^2 + (\Delta v_{10}/v_{10})_R^2 + (\Delta v_{10}/v_{10})_T^2}$ . No segundo caso, mantêm-se invariáveis as posições iniciais das bobinas e a tensão  $U_a = 24,5$  kV do anodo de controle, enquanto o potencial de aceleração final sendo alterado para  $U_0 = 50$  kV acarreta um aumento significativo no parâmetro  $\alpha_0$ . Para estes dois primeiros exemplos, a configuração dos eletrodos é mostrada na Figura 2.13, em que as curvas equipotenciais estão associadas aos valores de tensão  $U_{eq} = fU_0$  com  $f = 0,05; 0,15; \dots; 0,95$ . Note-se que o segundo caso da configuração sintetizada atende plenamente os requisitos de projeto, se bem que a forma complexa do catodo venha a oferecer certas dificuldades de construção. Uma simplificação imediata consiste em se adotar troncos de cones terminados por calotas esféricas, mantendo-se inalterados, no entanto, o raio do catodo  $r_c$ , a posição e a largura da faixa emissora conforme ilustram as Figuras 2.14a e 2.14b. Nas mesmas condições de operação a que se refere o segundo caso da Tabela 2.1, os canhões de elétrons da Figura 2.14 acarretam valores de  $\alpha$  desaconselhavelmente elevados ( $\alpha_1 > 0,33$ ) que chegam a causar fenômenos de espelho magnético. Contudo, o valor de  $\alpha$  pode ser controlado e reduzido conforme três procedimentos: 1) aumentando o espaçamento entre os dois anodos, 2) afastando a bobina do canhão relativamente à faixa emissora e 3) diminuindo o potencial do anodo de controle (Figura 2.15).

TABELA 2.1

VALORES DE DISPERSÃO DE VELOCIDADES E DO PARÂMETRO  $\alpha_0$  RELATIVOS A CANHÕES DO TIPO MAGNETRÔNICO EM VÁRIAS CIRCUNSTÂNCIAS. PARÂMETROS POR OMISSÃO:  $U_g = 24,5$ ,  $U_0 = 50,0$  kv,  $b = 12$  cm,  $E_a = 0,6$  cm

CASO Nº	FIGURA DE REFERÊNCIA	CONDIÇÕES	$\alpha_0$	$(\Delta v_{10} / v_{10})$ (%)	$(\Delta v_{10} / v_{10})_T$ (%)	$(\Delta v_{10} / v_{10})_H$ (%)	$(\Delta v_{10} / v_{10})_{TOT.}$ (%)	$(\Delta v_{10} / v_{10})_{TOT.}$ (%)
1	2.13	$U_0 = 43$ kv	1,3	2,0	0,50	1,6	2,6	4,4
2	2.13	$U_0 = 50$ kv	1,6	1,6	0,43	1,4	2,2	5,6
3	2.16	$b = 12$ cm	1,6	1,3	0,44	1,4	1,9	5,0
4	2.16	$b = 13$ cm	1,9	0,7	0,42	1,3	1,5	5,5
5	2.16	$b = 13$ cm $U_g = 23$ kv	1,4	1,4	0,45	1,4	2,0	4,0
6	2.16	$a = 1,6$ cm	1,0	2,4	0,51	1,6	2,9	2,9
7	2.16	$a = 1,4$ cm	1,3	1,8	0,46	1,5	2,4	4,0
8	2.17	$U_g = 24,5$ kv	2,1	0,2	0,41	1,3	1,4	6,0
9	2.17	$U_g = 23,5$ kv	1,7	0,1	0,43	1,4	1,5	4,2
10	2.17	$U_g = 22,8$ kv	1,5	0,3	0,44	1,4	1,5	3,4
11	2.18	$a = 0,8$ cm	1,9	0,5	0,42	1,3	1,4	5,2
12	2.18	$a = 0,9$ cm	1,6	1,0	0,45	1,4	1,8	4,5
13	2.18	$a = 1,1$ cm	1,1	2,0	0,50	1,6	2,6	3,2

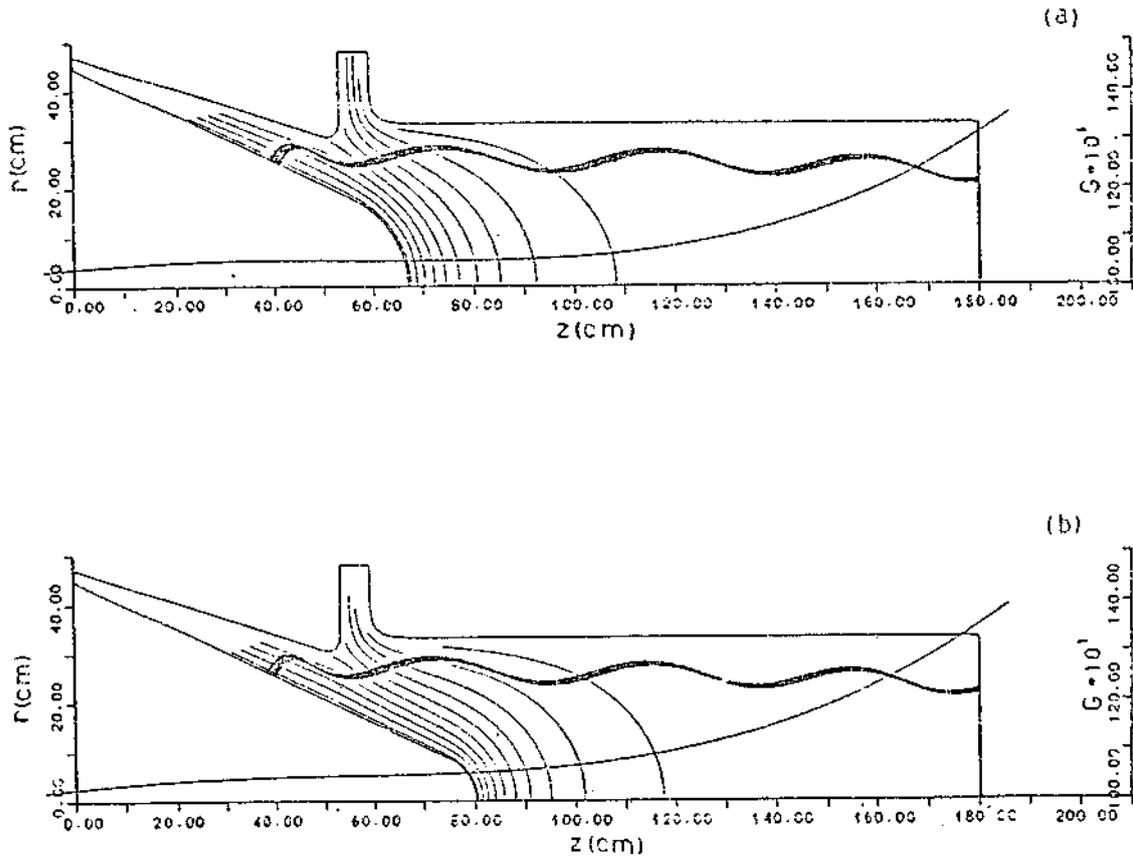


Fig. 2.14 - Exemplos de catodos simplificados em que  $b = 12$  cm,  $a = 0,6$  cm e o parâmetro  $\alpha_0 (> 3)$  é inconvenientemente elevado ( $U_a = 24,5$  kV e  $U_0 = 50$  kV).

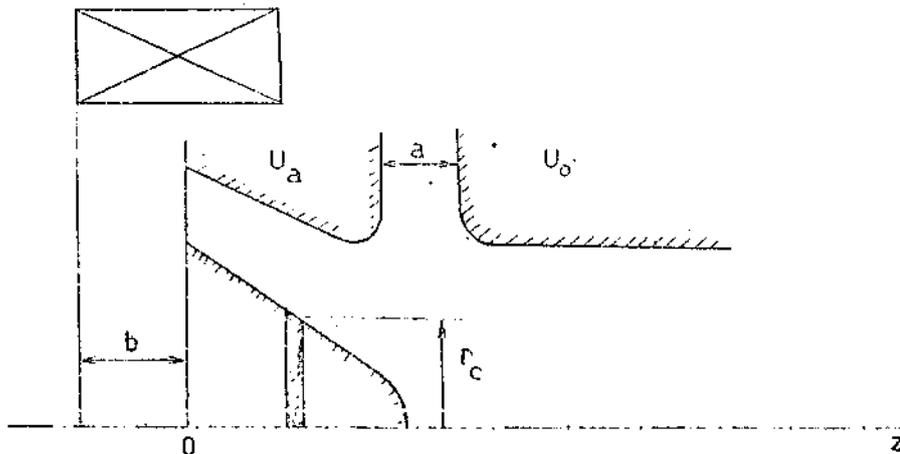


Fig. 2.15 - Definição de parâmetros usados na análise dos canhões de elétrons.

A primeira alternativa é exemplificada na Figura 2.16; note-se que, na região do feixe onde ocorre o segundo ciclo, a inclinação dos trechos das curvas equipotenciais é notavelmente mais acentuada com relação à inclinação dos trechos correspondentes na Figura 2.14a. Este efeito se manifesta em uma maior aceleração axial dos elétrons, e em consequência, na redução do parâmetro  $\alpha$ . Observe-se também nestas duas figuras que as superfícies equipotenciais associadas a 47,5 kV interceptam, nos dois casos, o eixo longitudinal em torno da posição  $z = 109$  mm. A este tipo de catodo com nariz curto (Figura 2.16) correspondem os casos 3 a 7 da Tabela 2.1, em que o valor omitido do espaçamento entre os anodos vale  $a = 1,1$  cm nos casos 3 a 5.

As duas outras alternativas de controle (variação de  $U_a$  e b) para o fator  $\alpha$  são indicadas pela Relação de escala 2.34, segundo a qual  $v_{l0} \propto E_c/B_c^{3/2}$ . No caso 4, uma pequena redução de 3% no valor de  $B_c$  é suficiente para produzir um apreciável aumento na quantidade final  $\alpha_0$ .

Reportando-se agora ao canhão simplificado da Figura 2.14b, que acarreta um parâmetro  $\alpha_0$  desfavoravelmente elevado ( $> 4$ ), uma maneira de reduzir  $\alpha_0$  - mantendo-se invariáveis a posição das bobinas, o espaçamento e os potenciais dos anodos - consiste em se acrescentar ao nariz do catodo uma proeminência metálica, na forma de uma pequena ogiva acoplável, segundo ilustra a Figura 2.17. A argumentação que justifica tal método fundamenta-se no deslocamento das superfícies equipotenciais relativamente à faixa emissora. Embora os segmentos das linhas equipotenciais na região do feixe compreendida entre as seções em  $z = 55$  mm e  $z = 65$  mm da Figura 2.17 sejam menos inclinados em relação aos trechos correspondentes na Figura 2.14b, note-se que na Figura 2.14b a superfície equipotencial de 47,5 kV intercepta o eixo longitudinal na coordenada  $z = 117$  mm. A partir desta posição, em que praticamente termina o processo de aceleração elétrica, o fluxo no tubo de deriva torna-se quase adiabático e o valor médio do parâmetro  $\alpha$  aumenta à proporção que o feixe se propaga.

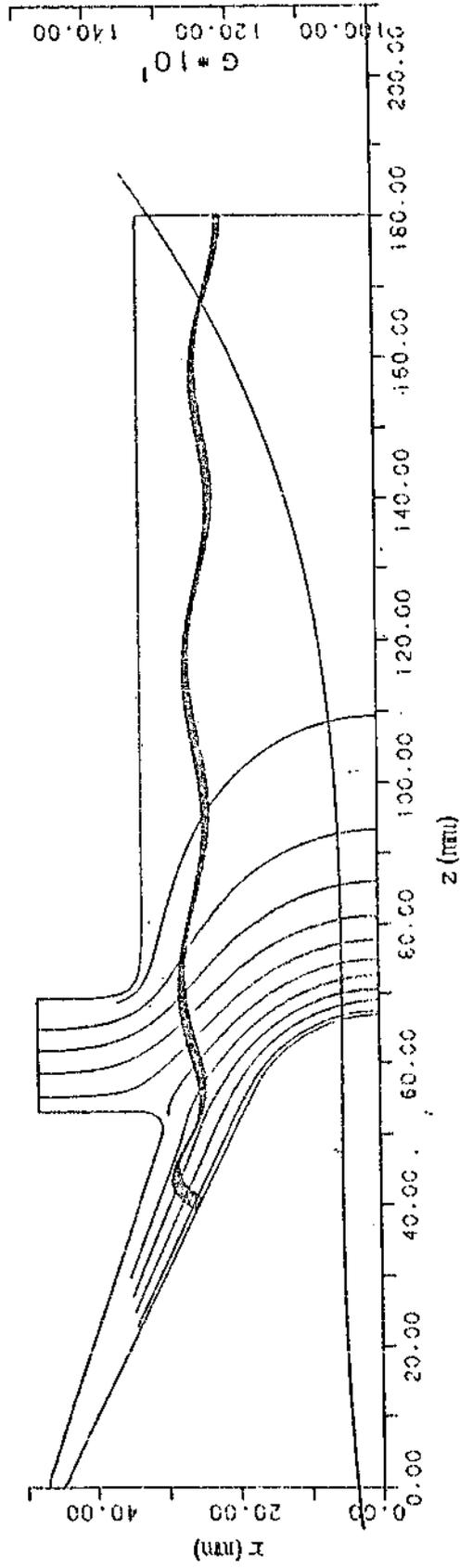


Fig. 2.16 - Configuração de eletrodos que corresponde ao caso 6 da Tabela 2.1.

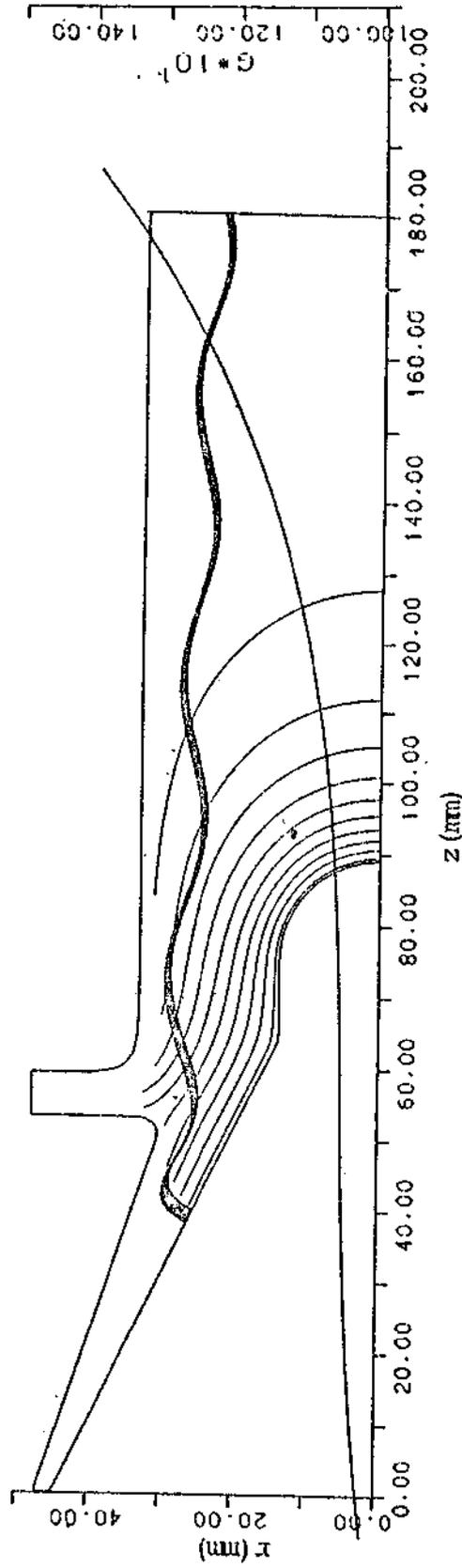


Fig. 2.17 - Configuração de eletrodos que corresponde ao caso 8 da Tabela 2.1 ( $a = 0,6$  cm).

Por outro lado, na Figura 2.17, a linha equipotencial de 47,5 kV ao cruzar o eixo na posição  $z = 127$  mm faz com que a extensão do percurso adiabático, que possibilita o aumento de  $\alpha$ , seja menor que a anterior. Em consistência com essa discussão, a Fórmula 2.39 indica que o valor de  $\alpha_0$  cresce rapidamente com a taxa de compressão  $B_0/B_1$ .

Nos casos 8 a 10 da Tabela 2.1, o controle do parâmetro  $\alpha_0$  se faz através do potencial do primeiro anodo e a dispersão promovida pelos efeitos balísticos é inferior a 0,5% nos três exemplos. O canhão na Figura 2.18 usa no catodo uma ogiva menor e os dados referidos na tabela evidenciam a influência do espaçamento entre os anodos sobre a quantidade  $\alpha_0$ . Em se adotando um espaçamento  $a = 0,6$  cm para a estrutura da Figura 2.18, e mantendo os potenciais de operação em  $U_0 = 50,0$  kV e  $U_a = 24,5$  kV, o valor de  $\alpha_0$  seria inconvenientemente elevado ( $> 3$ ). Note-se, contudo, que o caso 8, nas mesmas condições acima, apresenta um adequado valor de  $\alpha_0 (= 2,1)$ , indicando com isso que a ogiva maior (Figura 2.17) torna-se mais efetiva na redução de  $\alpha_0$ .

## 2.5 - DISCUSSÃO E CONCLUSÕES

Tendo por base a configuração de eletrodos (Figura 2.13) indicada pelo método de síntese, outros tipos de estrutura foram estabelecidos. Dentre os canhões analisados, o correspondente à Figura 2.17 se mostra o mais adequado, quer sob o aspecto de construção ou com referência aos requisitos do projeto global do girotron de 35 GHz. A facilidade de confecção do canhão recomendado, relativamente aos modelos das Figuras 2.13 e 2.14, torna-se evidente com a presença da ogiva no catodo cônico. Tal estrutura permite uma maior flexibilidade tanto na usinagem da peça quanto na instalação do anel emissor. Outra versatilidade dessa configuração diz respeito ao controle do parâmetro  $\alpha_0$  através do espaçamento entre os dois anodos conforme exemplifica a Tabela 2.1. Os critérios de projeto foram plenamente atingidos dada a reduzida dispersão balística de velocidades (caso 10) e ao adequado valor de  $\alpha_0 (= 1,5)$ .

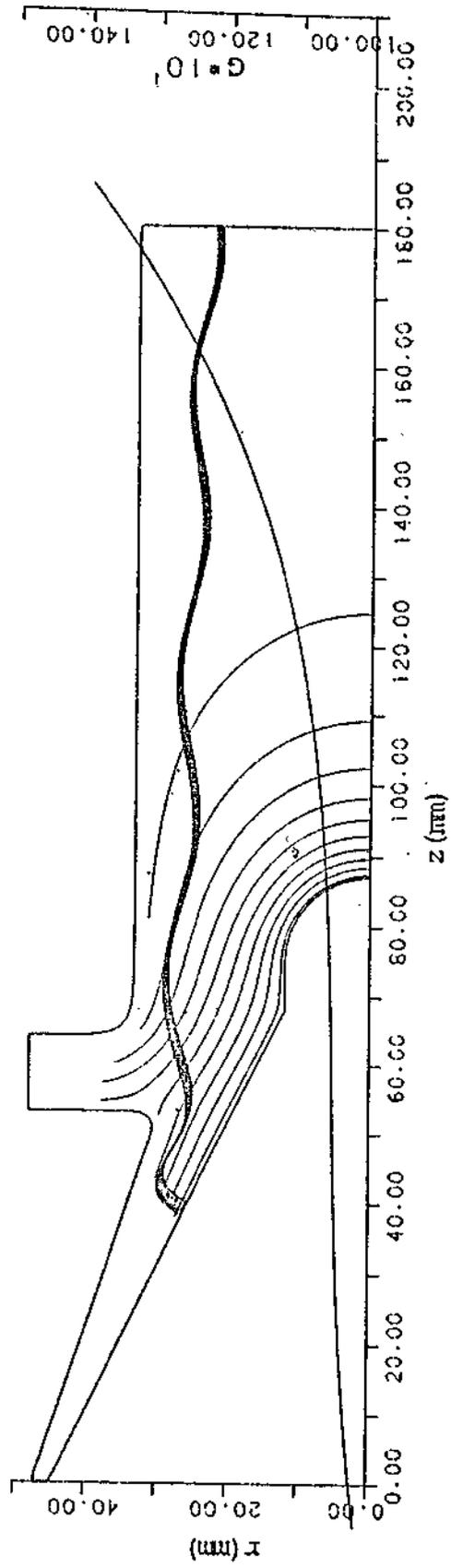


Fig. 2.18 - Configuração de eletrodos que corresponde ao caso 13 da Tabela 2.1.

Conforme o modelo de Ganguly e Chu (1984), a corrente limite no presente girotron, considerando  $\alpha_0 = 1,5$ , é da ordem de 70A, muito maior, portanto, que a corrente de operação de 5 A, enquanto para  $\alpha_0 = 2,0$ , tem-se um valor de 35 A. Tal limite depende, além do fator  $\alpha_0$ , da energia e da geometria do feixe, do raio da cavidade cilíndrica e estabelece, nestas circunstâncias, a máxima corrente que pode se propagar em regime de fluxo estacionário. Por conseguinte, os valores de corrente acima apresentados asseguram que efeitos de carga espacial são desprezíveis no sentido de não alterarem a estrutura eletromagnética normal da cavidade, uma vez que, entre outras condições, o parâmetro  $\alpha_0$  fica contido no intervalo  $1,5 \leq \alpha_0 \leq 2,0$ .

Deve-se destacar que as estimativas de dispersão por efeitos térmicos e por rugosidade (Equações 2.40) apenas quantificam inferiormente tais processos e somente poucos trabalhos experimentais corroboram satisfatoriamente as fórmulas de Tsimring (1972). Em feixes reais foram encontrados valores de dispersão transversal no intervalo típico de 10-20% (Avodshin et al., 1973) enquanto outras medidas indicaram uma pequena dispersão  $\Delta v_{\perp}/v_{\perp} \approx 4\%$  para a velocidade axial em canhões otimizados (Baird e Lawson, 1986).

Em conclusão, a Tabela 2.2 apresenta os parâmetros de projeto para o canhão de elétrons do girotron de 35 GHz.

TABELA 2.2

PARÂMETROS DO CANHÃO INJETOR DE ELÉTRONS

Raio do catodo $r_c$	2,55 cm
Largura da faixa emissora	0,20 cm
Ângulo do catodo $\theta_c$	25°
Densidade de corrente de emissão	2A/cm <sup>2</sup>
Corrente laminar total	5A
Tensão no anodo de controle $U_a$	22,8 kV
Tensão no anodo de aceleração $U_0$	50,0 kV
Indução magnética na região do canhão	1,05 kG
Indução magnética na região da cavidade	13,2 kG
Razão $\alpha_0$ entre as velocidades médias transversal e longitudinal	1,5
Velocidade média transversal $v_{\perp 0}$	0,34 c
Dispersão $\Delta v_{\perp 0} / v_{\perp 0}$ total	1,4%
Dispersão na velocidade axial $\Delta v_{\parallel 0} / v_{\parallel 0}$	3,4%

## CAPÍTULO 3

### ANÁLISE E PROJETO DE RESSOADORES PARA GIROTRONS

#### 3.1 - INTRODUÇÃO

O estudo de sistemas eletrodinâmicos, que assegurem máxima eficiência, reduzam a competição de modos e apresentem alta seletividade, tem acompanhado o desenvolvimento da pesquisa em girotrons e vários procedimentos têm sido adotados para a solução desta classe de problemas. Vlasov et al. (1969) calcularam as autofrequências, o fator Q e a distribuição do campo de RF em ressoadores axi-simétricos através da integração numérica de uma equação de onda, enquanto Temkin (1981) apresentou um método analítico para a determinação destas quantidades em ressoadores que consistem em um cilindro regular unido a uma transição linear. Fliflet e Read (1981), seguindo o formalismo de Vlasov et al. (1969) estudaram teórica e experimentalmente ressoadores de interesse em giro-dispositivos. Derfler et al. (1982) descreveram as propriedades eletromagnéticas de uma classe de cavidades axi-simétricas de cones truncados em que a determinação dos campos TE é formulada em termos de um problema de valor inicial. Baseados em princípios variacionais, Bernstein et al. (1983) trataram da teoria de excitação e propagação de modos TE em guias azimutalmente simétricos, onde é incluído, como um caso especial, um ressoador semi-infinito com uma transição linear. Um método para a análise de ressoadores constituídos de cones truncados foi proposto por Zhou et al. (1982), enquanto uma técnica de síntese, onde se determina a geometria da cavidade a partir do perfil do campo de RF, da frequência e do fator Q, é descrita por Xu et al. (1984). Uma ampla revisão dos trabalhos chineses nesta área é feita por Xu e Zhou (1983). Ressoadores de perfil contínuo fracamente irregulares e com dois pontos de transição foram considerados por Barroso et al. (1986), que, usando a transformação de Langer, mostraram que a distribuição longitudinal do campo de RF, para o modo fundamental, é essencialmente da forma  $\exp[-w^2(z)/2]$ , vindo a justificar o uso do perfil gaussiano comumente adotado na descrição dos perfis de campo de RF em cavidades de girotrons; nesta solu

ção uniformemente válida para todo  $z$  (a coordenada axial), a função  $w = w(z)$  é determinada a partir da geometria da cavidade.

Neste capítulo, investigam-se as propriedades ressonantes de guias de onda axi-simétricos e fracamente irregulares, considerados sob condições adequadas como ressoadores para girotrons. A Seção 3.2 trata do problema eletromagnético, onde se deduz um sistema de equações acopladas para os perfis longitudinais  $V(z)$  de campo elétrico e que descreve o processo de conversão de modos em tais estruturas eletrodinâmicas. Na Seção 3.3, discute-se a implicação do caráter dissipativo dos modos normais no método adotado para a solução deste tipo de problemas; são também deduzidas expressões para o fator  $Q \equiv \omega_R/2\omega_I$  de difração (onde  $\omega = \omega_R + i\omega_I$  é a autofrequência complexa) e para a frequência ressonante considerando-se uma cavidade particular de cunho didático. Ressoadores práticos para girotrons são então tratados em duas subdivisões na Seção 3.4. Na primeira categoria, se incluem as cavidades de cones truncados largamente empregadas em girotrons experimentais. Na Sub-seção 3.4.2, desenvolve-se um novo tipo de ressoador cujo perfil é representado por funções uniformemente contínuas. Esta última categoria de ressoador distingue-se por possibilitar com grande flexibilidade a realização de perfis longitudinais  $|V(z)|$  de campo elétrico quer dos tipos gaussiano ou triangular assimétrico. A introdução do perfil contínuo torna o tratamento matemático mais conciso e se deduz uma fórmula explícita para o fator  $Q$  de difração através da qual se têm indicações para o controle do nível de conversão de modos no ressoador. As conclusões do capítulo estão contidas na Seção 3.5, onde se discutem aspectos estruturalmente inerentes às duas classes de cavidades.

### 3.2 - O PROBLEMA ELETROMAGNÉTICO

O campo eletromagnético em um guia livre de cargas e de paredes perfeitamente condutoras é definido pelas equações rotacionais de Maxwell

$$\nabla \times \vec{H} = \epsilon \partial \vec{E} / \partial t \quad (3.1)$$

$$\nabla \times \vec{E} = -\mu \partial \vec{H} / \partial t$$

onde a permissividade  $\epsilon$  e a permeabilidade  $\mu$  caracterizam o meio no interior do guia. A questão matemática fundamental é obter uma solução para o Sistema 3.1 que para  $t = 0$  concorde com uma dada configuração inicial de campo. Nesse contexto, o problema do fluxo de potência radiada pelo ressoador pode ser resolvido usando as Equações 3.1 e impondo que as quantidades iniciais  $\vec{E}(\vec{r}, 0)$  e  $\vec{H}(\vec{r}, 0)$  sejam somente diferentes de zero no interior da cavidade para expressar o fato de que a energia a ser radiada esteja inicialmente, no instante  $t = 0$ , contida na cavidade. No entanto, usa-se uma outra condição, e em certa extensão contraditória. Admite-se que durante algum tempo se configure uma situação estacionária com um fluxo contínuo de potência através da seção de saída e com uma quantidade de energia já existindo fora da cavidade. Pressupõe-se, portanto, uma configuração inicial com energia fora do ressoador e o necessário fluxo de potência já estabelecido. Este enfoque, discutido com mais detalhe na próxima seção, é conveniente porque justifica uma separação de variáveis através da dependência temporal  $\exp(i\omega t)$  que permite reescrever as Equações 3.1 na forma

$$\nabla \times \vec{H} = i\omega\epsilon \vec{E} \quad (3.2a)$$

$$\nabla \times \vec{E} = -i\omega\mu \vec{H} \quad (3.2b)$$

Em seguida, as equações do campo eletromagnético são transformadas em equações diferenciais ordinárias escalares adotando-se uma representação dos campos em termos de um conjunto ortonormal completo de autofunções guiadas. Introduzindo estas funções modais, os componentes perpendiculares do campo são representados então por

$$\vec{E}_{\perp}(\vec{r}) = \sum_j V_j(z) \vec{e}_j^{\text{TE}}(\vec{r}) + \sum_j U_j(z) \vec{e}_j^{\text{TM}}(\vec{r}) \quad (3.3a)$$

$$\vec{H}_{\perp}(\vec{r}) = \sum_j I_j(z) \vec{h}_j^{\text{TE}}(\vec{r}) + \sum_j J_j(z) \vec{h}_j^{\text{TM}}(\vec{r}) \quad (3.3b)$$

onde  $j$  é um índice duplo e  $\vec{h}_j = \hat{z} \times \vec{e}_j$ . A decomposição de  $\vec{E}$  em duas partes é definida de tal forma que o conjunto vetorial  $\{\vec{e}_j^{\text{TM},\perp}\}$  é irrotacional na secção reta local  $S$  do guia (Figura 3.1) enquanto o conjunto  $\{\vec{e}_j^{\text{TE}}\}$  é solenoidal em  $S$ . Os autovetores transversais  $\vec{e}_j$

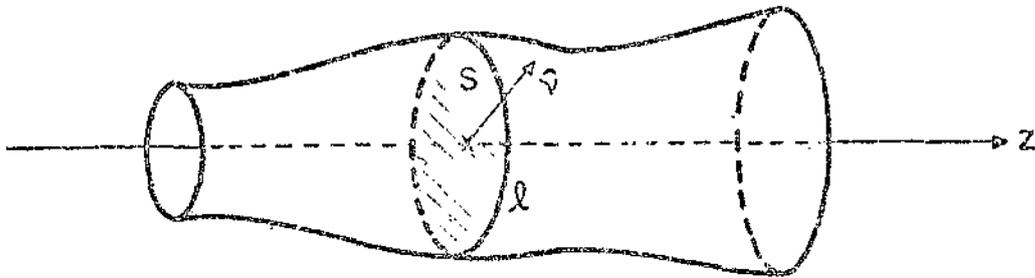


Fig. 3.1 - Guia axi-simétrico de perfil não uniforme onde  $\hat{v}$  é o vetor unitário normal ao contorno  $\lambda$  da secção reta local  $S$ .

e  $\vec{h}_j$  dependem da forma específica da secção reta do guia, sendo definidos a partir das seguintes equações independentes da coordenada axial  $z$

$$\nabla_{\perp} \cdot \nabla_{\perp} \vec{e}_j^{\text{TM}} = - (k_{\perp j}^{\text{TM}})^2 \vec{e}_j^{\text{TM}} \quad (3.4a)$$

$$\nabla_{\perp} \cdot \nabla_{\perp} \vec{h}_j^{\text{TE}} = - (k_{\perp j}^{\text{TE}})^2 \vec{h}_j^{\text{TE}} \quad (3.4b)$$

submetidas às condições de contorno

$$\hat{v} \cdot \vec{h}_j^{\text{TM}} = 0 = \nabla_{\perp} \cdot \vec{e}_j^{\text{TM}} \quad (3.5a)$$

$$\hat{v} \cdot \vec{h}_j^{\text{TE}} = 0 = \nabla_{\perp} \cdot \vec{e}_j^{\text{TE}} \quad (3.5b)$$

sobre  $\ell$ .  $\nabla_{\perp}$  denotará o operador diferencial nabla com relação às coordenadas transversais e  $k_{\perp j}$  é o autovalor do  $j$ -ésimo modo. As condições de ortonormalidade são dadas por

$$\int \vec{e}_i^{\text{TM}} \cdot \vec{e}_j^{\text{TM}} dS = \int \vec{e}_i^{\text{TE}} \cdot \vec{e}_j^{\text{TE}} dS = \delta_{ij} \quad (3.6)$$

valendo expressões análogas para os autovetores  $\vec{h}_j$ . As funções modais vectoriais devem ser calculadas resolvendo-se o problema de autovalor na secção reta  $S$ . A solução deste problema é simplificada introduzindo-se funções modais escalares. De acordo com as propriedades irrotacionais e solenoidais, respectivamente, dos conjuntos  $\{\vec{e}_j^{\text{TM}}\}$  e  $\{\vec{e}_j^{\text{TE}}\}$ , as funções modais vectoriais são representadas por rotacionais e gradientes de funções escalares  $\phi_j$  e  $\psi_j$ :

$$\vec{e}_j^{\text{TM}}(\vec{r}) = - \nabla_{\perp} \phi_j(\vec{r}) \quad (3.7a)$$

$$\vec{e}_j^{\text{TE}}(\vec{r}) = \hat{z} \times \nabla_{\perp} \psi_j(\vec{r}) \quad (3.7b)$$

Desse modo, substituindo as expressões de  $\vec{e}_j$  e  $\vec{h}_j$  em termos de  $\psi_j$  e  $\phi_j$  nas Equações para as funções modais vectoriais 3.4, verifica-se que as funções modais escalares são definidas pelos seguintes problemas de autovalor:

$$\nabla_{\perp}^2 \phi + (k_{\perp}^{\text{TM}})^2 \phi = 0 \quad (3.8)$$

em  $S$ , com  $\phi_j = 0$  sobre  $\ell$  se  $k_{\perp}^{\text{TM}} \neq 0$  e  $\partial\phi_j/\partial\ell = 0$  sobre  $\ell$  se  $k_{\perp}^{\text{TM}} = 0$  (modo TEM), e

$$\nabla_{\perp}^2 \psi_j + (k_{\perp}^{\text{TE}})^2 \psi_j = 0 \quad (3.9)$$

em  $S$ , com  $\partial\psi/\partial\nu = 0$  sobre  $\ell$ .

Em sistemas axialmente simétricos, onde a dependência azimutal das quantidades de campo é da forma  $\exp(im\phi)$ ,  $m = 0, 1, 2, \dots$ , as funções escalares que satisfazem as Equações 3.8 e 3.9 são:

$$\phi_{mp} = A_{mp} J_m(k_{mp}^{TM} r) \exp(im\phi) \quad (3.10)$$

$$\psi_{mp} = B_{mp} J_m(k_{mp}^{TE} r) \exp(im\phi) \quad (3.11)$$

onde

$$A_{mp}^{-1} = \pi^{1/2} Y_{mp}^2 J_m'(Y_{mp}) \quad (3.12)$$

$$B_{mp}^{-1} = [\pi (X_{mp}^2 - m^2)]^{1/2} J_m(X_{mp}) \quad (3.13)$$

sendo os autovalores transversais dados por

$$k_{\perp}^{TM} = Y_{mp}/R_w(z) \quad (3.14)$$

onde  $Y_{mp}$  é a  $p$ -ésima raiz de  $J_m(Y) = 0$ , e

$$k_{\perp}^{TE} = X_{mp}/R_w(z) \quad (3.15)$$

com  $X_{mp}$  sendo a  $p$ -ésima raiz não trivial de  $J_m'(x) = 0$  e  $R_w(z)$  descrevem do o perfil longitudinal do ressoador.

No tratamento que se segue, somente serão considerados modos azimutalmente simétricos  $TE_{op}$ . Nesta condição, as Equações 3.2 em coordenadas cilíndricas  $(R, \phi, Z)$  fornecem

$$\frac{\partial E_{\phi}}{\partial z} = i\omega\mu H_R \quad (3.16a)$$

$$\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} (R E_{\varphi}) = - i\omega\mu H_z \quad (3.16b)$$

$$\frac{\partial H_R}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial R} = i\omega\epsilon E_{\varphi} \quad (3.16c)$$

onde  $E_{\varphi}$ ,  $H_z$  e  $H_R$  são os únicos componentes não nulos de campo, valendo em  $R = R_w(z)$  as condições de contorno

$$\hat{n} \times \vec{E} = 0 \approx E_{\varphi} \quad (3.17a)$$

$$\hat{n} \cdot \vec{H} = 0 = H_R - \frac{dR_w}{dz} H_z \quad (3.17b)$$

em que  $\hat{n} = -\hat{R} \cos \alpha + \hat{z} \sin \alpha$  é o vetor unitário normal à parede do ressoador, com  $\tan \alpha = R'_w(z)$ . A Equação 3.3a, que representa  $\vec{E}_{\perp}$  em qualquer secção transversal da cavidade como a superposição dos modos normais em um guia cilíndrico de secção reta igual a secção local  $S$ , se reduz a

$$\vec{E} = \hat{\varphi} E_{\varphi} = \sum_p V_{op}(z) \vec{e}_{op}(\vec{r}) \quad (3.18)$$

onde  $\vec{e}_{op} = \hat{z} \times \nabla_{\perp} \psi_{op} = \hat{\varphi} \partial \psi_{op} / \partial r$  com a autofunção  $\psi_{op}$  sendo definida pela Equação 3.11. Das Equações 3.16b e 3.18 tem-se

$$i\omega\mu H_z = \sum_p V_{op}(z) k_{\perp op}^2 \psi_{op} \quad (3.19)$$

enquanto as Equações 3.16a e 3.16c fornecem

$$\frac{\partial^2 E_{\varphi}}{\partial z^2} + \frac{\omega^2}{c^2} E_{\varphi} = i\omega\mu \frac{\partial H_z}{\partial R} \quad (3.20)$$

Finalmente, combinando-se as Equações 3.18 - 3.20 chega-se a

$$\sum_p \left( \frac{\partial^2}{\partial z^2} + \frac{\omega^2}{c^2} - k_{\perp op}^2 \right) \cdot V_{op}(z) \vec{e}_{op}(R, z) = 0 \quad (3.21)$$

Multiplicando o último resultado por  $e_{oq}^* = (e_{oq})_\psi^*$  e integrando sobre a secção reta S, onde se usa a condição de ortogonalidade 3.6, obtém-se

$$\frac{d^2 V_{oq}}{dz^2} + \left( \frac{\omega^2}{c^2} - k_{loq}^2 \right) V_{oq} + \sum_p \left( 2 C_{qp} \frac{dV_{op}}{dz} + V_{op} \frac{dC_{qp}}{dz} \right) - \sum_p V_p \int \frac{de_{op}}{dz} \frac{de_{oq}}{dz} ds = 0. \quad (3.22)$$

$C_{qp}$  é o coeficiente de acoplamento definido por

$$C_{qp} = \int e_{oq}^* \cdot \frac{de_{op}}{dz} ds = \frac{R'_w(z)}{R_w(z)} \frac{2X_{op} X_{oq}}{X_{op}^2 - X_{oq}^2} \quad (3.23)$$

enquanto o cálculo do último termo de acoplamento na Equação 3.22 resulta em (Apêndice A)

$$\sum_p V_p \int \frac{de_{op}}{dz} \frac{de_{oq}}{dz} ds = 4 \frac{R'_w(z)}{R_w(z)} \sum_{p+q} \frac{X_{op}^2}{X_{op}^2 - X_{oq}^2} C_{pq} V_{op} + 2 \frac{R'_w(z)}{R_w(z)} \sum_{p+q} C_{pq} V_{op} + \frac{1}{3} X_{oq}^2 \left( \frac{R'_w(z)}{R_w(z)} \right)^2 V_{oq} \quad (3.24)$$

Portanto, a distribuição longitudinal  $V_{oq}$  de campo elétrico para o modo azimutalmente simétrico  $TE_{oq}$  em um guia de perfil irregular é dada por

$$\left[ \frac{d^2}{dz^2} + k_{oq}^2(z) \right] V_{oq}(z) = \sum_{p+q} \left( 2 C_{qp} \frac{dV_{op}(z)}{dz} + D_{qp} V_{op}(z) \right) \quad (3.25)$$

onde

$$k_{oq}^2(z) = \frac{\omega^2}{c^2} - \frac{X_{oq}^2}{R_w^2(z)} \left( 1 + \frac{R'_w(z)^2}{3} \right) \quad (3.26)$$

$$D_{cp} = \frac{2 X_{op} X_{oq} (X_{op}^2 + 3 X_{oq}^2)}{X_{op}^2 - X_{oq}^2} \left( \frac{R'_w(z)}{R_w(z)} \right)^2 \frac{2 X_{op} X_{oq}}{X_{op}^2 - X_{oq}^2} \frac{R''_w(z)}{R_w(z)} \quad (3.27)$$

As condições de contorno apropriadas são estabelecidas considerando o comportamento do campo nas secções de entrada e saída da cavidade no contexto da aproximação de modo único (Vlasov et al., 1969, Borie et al., 1986b, Barroso e Montês, 1986b), em que os coeficientes de acoplamento na Equação 3.25 são tomados iguais a zero:

$$\frac{d^2 V_{oq}}{dz^2} + k_{oq}^2(z) V_{oq} = 0$$

A Figura 3.2 mostra um ressoador axi-simétrico cujas secções de corte são determinadas por

$$R_c = \frac{\lambda}{2\pi} X_{oq}$$

onde  $R_c$  é o raio crítico do guia de onda e  $\lambda$  denota o comprimento de onda da radiação no espaço livre. Note-se que, para um modo superior de operação, a secção de corte e, conseqüentemente, as dimensões transversais do ressoador podem ser relativamente grandes. A radiação gerada na secção ressonante  $z_1-z_2$  da cavidade é refletida nas duas secções de corte, em  $z=z_1$  e  $z=z_2$ , enquanto a amplitude da onda decai exponencialmente nas regiões  $z_1-z_1$  e  $z_2-z_3$ . O segmento  $z_1-z_1$  deve ser suficientemente longo para não permitir que a radiação chegue até a região do canhão. Por outro lado, a geometria da secção de acoplamento  $z_2-z_3$  é projetada de modo a possibilitar que uma determinada quantidade de energia possa fluir através da secção em  $z=z_3$ . Considerando então que o perfil do ressoador seja fracamente irregular, isto é,

$$|d k_{oq}/dz| \ll |k_{oq}^2(z)|$$

e que em todos os pontos  $z < z_i$  e  $z > z_0$  (Figura 3.2) o raio  $R_w(z)$  se afasta suficientemente do raio crítico  $R_c$ , ou seja,

$$|\operatorname{Re} k_{\text{OQ}}^2(z)| \gg |\operatorname{Im} k_{\text{OQ}}^2(z)| ,$$

a solução da equação de onda na aproximação WKB é escrita na forma

$$V_{\text{OQ}}(z) = \frac{C_1}{\sqrt{k_{\text{OQ}}}} e^{i \int k_{\text{OQ}} dz} + \frac{C_2}{\sqrt{k_{\text{OQ}}}} e^{-i \int k_{\text{OQ}} dz}$$

onde  $C_1$  e  $C_2$  são constantes arbitrárias. Uma vez que na região  $z > z_0$  de saída,  $R_w(z) > R_c$ , isto é,  $\operatorname{Re} k_{\text{OQ}}^2 > 0$ , o campo tem a configuração de uma onda caminhança que se propaga para fora do ressoador; no caso oposto ( $\operatorname{Re} k_{\text{OQ}}^2 < 0$ ), a intensidade do campo decai exponencialmente com a distância. Portanto, nas duas situações, um dos coeficientes,  $C_1$  ou  $C_2$ , deve ser zero e as condições de radiação são dadas por

$$\left( \frac{d V_{\text{OQ}}}{dz} - i k_{\text{OQ}} V_{\text{OQ}} \right) \Big|_{z=z_i} = 0 \quad (3.28a)$$

$$\left( \frac{d V_{\text{OQ}}}{dz} + i k_{\text{OQ}} V_{\text{OQ}} \right) \Big|_{z=z_0} = 0 \quad (3.28b)$$

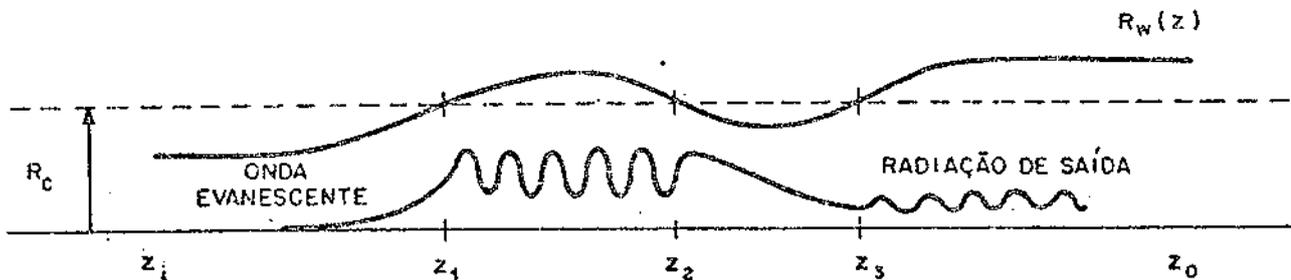


Fig. 3.2 - Perfil longitudinal de um ressoador axi-simétrico e campo de radiação associado.

### 3.3 - EXEMPLOS

Nesta seção, as duas configurações básicas de ressoadores usados em girotrons são convenientemente simplificadas e investigam-se as suas propriedades no contexto da aproximação de modo único.

A primeira estrutura a ser analisada refere-se à Figura 3.3. O modo excitado na região I da cavidade é continuamente refletido no plano  $z=-d$  (Figura 3.3), enquanto a onda apresenta um caráter evanescente na região II, uma vez que  $r_a < r_c$  onde  $r_c$  é o raio crítico que determina a seção de corte para o modo de operação  $TE_{op}$ .  $r_a$  e  $l$  são os parâmetros que basicamente determinam o fator Q de difração do ressoador e, conseqüentemente, a quantidade de energia que se propaga na seção III. Estes parâmetros são adequadamente escolhidos para que a cauda exponencial com a necessária intensidade em  $z=l$  forneça o fluxo de potência requerido no guia de saída. Além de tornar bastante simples a dedução da condição de ressonância, a introdução do plano refletor em  $z=-d$  obviamente assegura que não há radiação na região  $z < -d$ . Este é um aspecto a ser considerado no projeto de ressoadores para girotrons e expresso pela Condição de contorno 3.28a, segundo a qual radiação não deve se propagar em direção ao canhão injetor. Por outro lado, desde que a Condição 3.28b seja satisfeita na região  $z > l$  é estabelecida uma condição de ressonância e formada uma estrutura de onda quase estacionária.

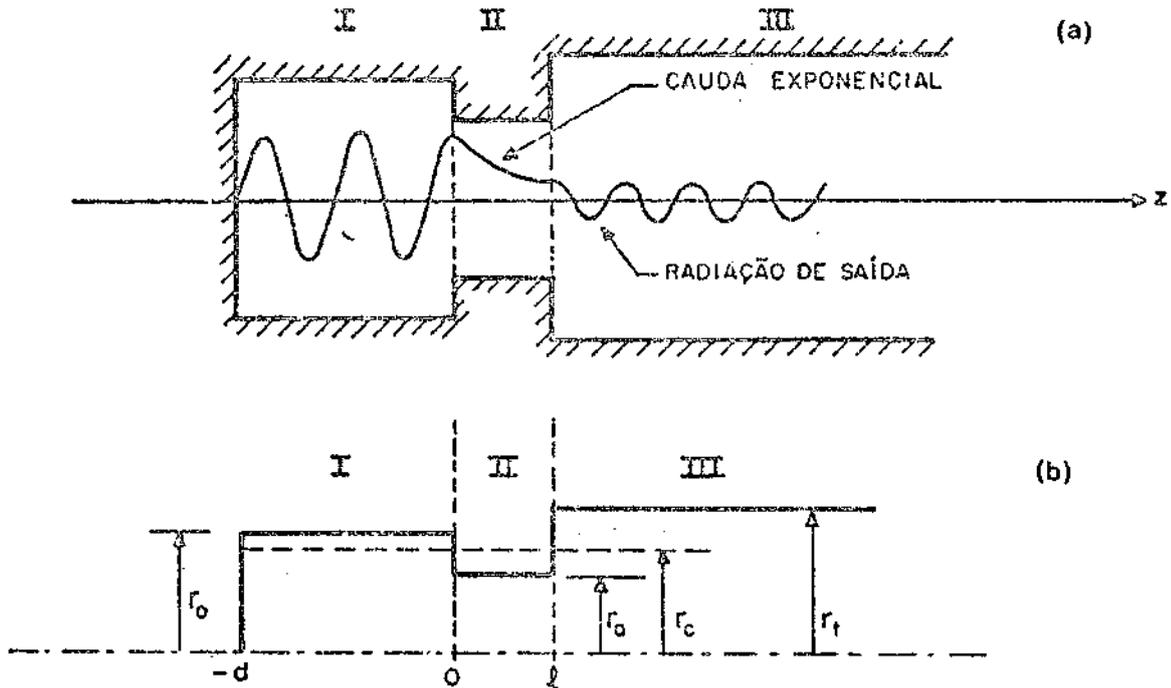


Fig. 3.3 - (a) Vista longitudinal de um ressoador e (b) definição de seus parâmetros geométricos.

Desprezando os termos de acoplamento na Equação 3.25 tem-se que a distribuição longitudinal do campo elétrico na cavidade da Figura 3.3 satisfaz.

$$\frac{d^2 V(z)}{dz^2} + k_{n,0}^2(z) V(z) = 0 \quad (3.29)$$

Ressalte-se, contudo, que as abruptas descontinuidades do perfil do ressoador em  $z=0$  e  $z=l$  violam a condição de fraca irregularidade que se pode justificar a não inclusão dos termos de acoplamento (a aproximação de modo único). Entretanto, a Equação 3.29 mantida nesta forma é bastante útil na descrição imediata das propriedades fundamentais dos ressoadores abertos. A solução correspondente é

$$V_I(z) = \exp(-ik_{n,0}z) + R \exp(ik_{n,0}z), \quad -d \leq z \leq 0 \quad (3.30a)$$

$$V_{II}(z) = A \exp(qz) + B \exp(-qz), \quad 0 \leq z \leq \ell \quad (3.30b)$$

$$V_{III}(z) = T \exp(-ik_{n,t}(z-\ell)), \quad z \geq \ell \quad (3.30c)$$

onde

$$k_{n,o}^2 = \frac{\omega^2}{c^2} - \frac{X_{op}^2}{r_o^2} = k^2 \left( 1 - \frac{r_c^2}{r_o^2} \right) \quad (3.31a)$$

$$q^2 = \frac{X_{op}^2}{r_a^2} - \frac{\omega^2}{c^2} = k^2 \left( \frac{r_c^2}{r_a^2} - 1 \right) \quad (3.31b)$$

$$k_{n,t}^2 = \frac{\omega^2}{c^2} - \frac{X_{op}^2}{r_t^2} = k^2 \left( 1 - \frac{r_c^2}{r_t^2} \right) \quad (3.31c)$$

Os coeficientes R, A, B e T são determinados a partir das condições de continuidade de  $V(z)$  e  $dV(z)/dz$  em  $z=0$  e  $z=\ell$ :

$$R = [(k_{n,o} k_{n,t} + q^2) \sinh q\ell + iq (k_{n,t} - k_{n,o}) \cosh q\ell] / D \quad (3.32a)$$

$$A = -i2k_{n,o} (q - ik_{n,t}) \exp(-q\ell) / D \quad (3.32b)$$

$$B = -i2 k_{n,o} (q + ik_{n,t}) \exp(q\ell) / D \quad (3.32c)$$

$$T = -i2 k_{n,o} q / D \quad (3.32d)$$

em que

$$D = (k_{n,o} k_{n,t} - q^2) \sinh q\ell + iq(k_{n,t} + k_{n,o}) \cosh q\ell \quad (3.33)$$

Para  $q\ell \gg 1$  ( $\cosh q\ell \approx \sinh q\ell \approx \exp(q\ell)/2$ ) verifica-se que a Equação 3.32d fornece em uma primeira aproximação

$$|T|^2 \approx 16 k_{n,0}^2 q^2 \exp(-q\ell) / [(k_{n,0}^2 + q^2)(k_{n,t}^2 q^2)] \quad (3.34)$$

para  $k_{n,0}$ ,  $k_{n,t}$  e  $q$  reais. A Solução 3.30c é imposta pela Condição de radiação 3.28b que requer somente ondas caminhanter progressivas na região  $z > \ell$ . A relação de dispersão é determinada a partir da condição de contorno  $V_I(-d) = 0$ .

$$1 + R \exp[-i2(k_{n,0} d - \ell\pi)] = 0, \quad \ell = 1, 2, \dots, \quad (3.35)$$

Substituindo a Solução 3.32a na Relação 3.35 e usando  $\exp(-i2x) = (1 - i \tan x)/(1 + i \tan x)$  tem-se

$$e^{q\ell} \left[ \frac{q}{k_{n,0}} \tan(k_{n,0} d - \ell\pi) + 1 \right] + e^{-q\ell} \left[ \frac{q}{k_{n,0}} \tan(k_{n,0} d - \ell\pi) + 1 \right]$$

$$\frac{k_{n,t} + iq}{k_{n,t} - iq} = 0 \quad (3.36)$$

Esta é uma equação transcendental para  $k$  que fornece as autofreqüências complexas  $\omega = ck$ . Considerando  $|q\ell| \gg 1$ , na aproximação de ordem zero, o termo que contém  $\exp(-q\ell)$  pode ser omitido, na Equação 3.36:

$$\frac{q^{(0)}}{k_{n,0}^{(0)}} \tan(k_{n,0}^{(0)} d - \ell\pi) + 1 = 0 \quad (3.37)$$

ou

$$k_{n,0}^{(0)} d = \ell\pi - \arcsen \frac{k_{n,0}^{(0)}}{\sqrt{k_{n,0}^{2(0)} + q^{2(0)}}}, \quad \ell = 1, 2, \dots, \quad (3.38)$$

em que o valor de arc sen, pertence ao intervalo  $[0, \pi/2]$  e  $\ell$  representa o índice longitudinal do modo. Note-se que a frequência de ordem zero  $\omega^{(0)}$  independe do raio  $r_t$  do guia de saída e, para  $r_a \rightarrow 0$  (e portanto  $q \rightarrow \infty$  conforme a Equação 3.31b) recupera-se a condição de ressonância

$$k_{n,0} d = \ell \pi, \quad \ell = 1, 2, 3, \dots, \quad (3.39)$$

do ressonador não acoplado. Substituindo a Solução de ordem zero 3.37. para o modo fundamental  $\ell=1$  na Equação 3.36 tem-se

$$F(k) = 2 e^{-q^{(0)} \ell} \frac{i k_{n,t}^{(0)} - q^{(0)}}{i k_{n,t}^{(0)} + q^{(0)}} = 0 \quad (3.40)$$

onde

$$F(k) = e^{q(k) \ell} \left\{ \frac{\sqrt{C_2^2 - k^2}}{\sqrt{R^2 - C_1^2}} \tan(d \sqrt{k^2 + C_1^2}) + 1 \right\} \quad (3.41)$$

$C_1^2 = X_{op}^2 / r_0^2$  e  $C_2^2 = X_{op}^2 / r_a^2$ . Expandindo  $F(k)$  em torno de  $k^{(0)}$ , onde  $F(k^{(0)}) = 0$ , e separando as partes real e imaginária de  $k = k_R + i k_I$  chega-se a

$$k_R = k^{(0)} \left\{ 1 + 2 C_0 \frac{k_{n,0}^{(0)}}{k^{(0)}} (k_{n,t}^{(0)} - q^{(0)}) \right\} \quad (3.42)$$

$$k_I = 4 C_0 k_{n,0}^{(0)} q^{(0)} / k^{(0)} \quad (3.43)$$

com

$$C_0 = \exp(-2q^{(0)}\ell) \frac{q^{2(0)} k_{u,0}^{2(0)}}{[ (k_{u,0}^{2(0)} + q^{2(0)}) (k^{2(0)} + q^{2(0)}) (1 + q^{(0)}\ell) ]} \quad (3.44)$$

Considerando perfeitamente condutoras as paredes da cavidade, o fator Q da oscilação relaciona-se com  $k_R$  e  $k_I$  através de

$$Q = k_R/2 k_I \quad (3.45)$$

Desprezando a pequena correção para  $k_R$  na Equação 3.42, tem-se que

$$Q^{(0)} = \frac{k^{2(0)} (1 + q^{(0)}\ell)}{k_{u,t}^{(0)} q^{(0)}} \frac{2}{|T|^2} \quad (3.46)$$

onde  $|T|^2$  representa o coeficiente de transmissão de energia na aproximação de ordem zero (Equação 3.34).

O valor imaginário de  $k_{u,0}(z)$  dá a entender o crescimento ilimitado da radiação no guia de saída. Isto é uma consequência direta do método adotado que admite uma situação estacionária de emissão contínua de radiação desde  $t=-\infty$ , havendo portanto, a grandes distâncias da porta de saída, radiação que foi emitida antes mesmo da excitação da cavidade. No método de solução, entretanto, não se considera o fato de que a emissão deve ter realmente começado em algum instante e que a quantidade de energia inicialmente armazenada era finita. Portanto, a conclusão de que  $|V(z)|$  diverge para  $z \rightarrow \infty$  é incorreta e a validade da solução encontrada limita-se a distância  $z \ll 2 Q k_{u,R}/k_R^2$ .

Um outro tipo básico de cavidade é mostrado na Figura 3.4, que consiste em uma cavidade cilíndrica unida a uma transição linear. Na junção guia-transição, a onda quase estacionária é refletida e parte da potência incidente se transmite através da seção de saída. Nessa estrutura, o número de onda longitudinal é dado por

$$k_{ii}^2(z) = k^2 - \frac{X_{op}^2}{R_w^2(z)} \quad (3.47)$$

onde

$$R_w(z) = R_0 \quad -d \leq z \leq 0 \quad (3.48a)$$

$$R_w(z) = R_0 + z \tan \theta, \quad 0 \leq z \leq z_{out} \quad (3.48b)$$

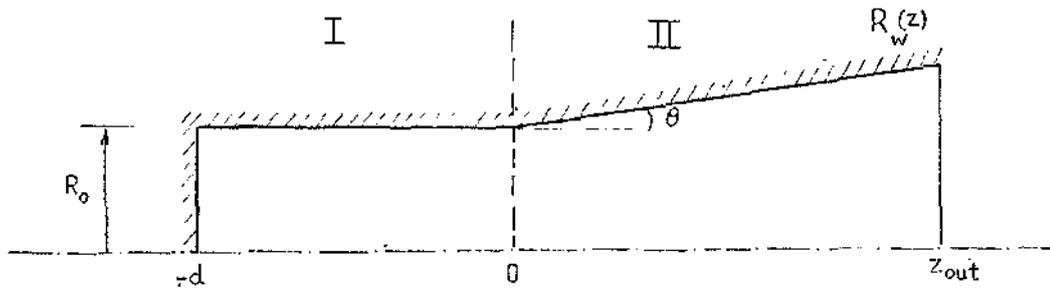


Fig. 3.4 - Diagrama esquemático de um ressoador com uma transição linear.

Na aproximação

$$(z/R_0) \tan \theta \ll 1 \quad (3.49)$$

a Equação 3.47 é desenvolvida como

$$k_{ii}^2(-d \leq z \leq 0) = k_{ii,0}^2 \quad (3.50a)$$

$$k_{ii}^2(z > 0) = k_{ii,0}^2 \left( 1 + \frac{2 X_{op}^2 \tan \theta}{R_0^3 k_{ii,0}^2} z \right) \quad (3.50b)$$

Para pequenos ângulos  $\theta$  (Vlasov et al. 1969, Temkin, 1981) a aproximação de modo único torna-se adequada e a distribuição longitudinal  $V(z) = V_{op}(z)$  do campo elétrico é descrita pela Equação de onda 3.29

$$\frac{d^2 V(z)}{dz^2} + k_{||}^2(z) V(z) = 0 \quad (3.29)$$

com  $k_{||}^2(z)$  definido nas Equações 3.50. Para resolver esta equação na região II (Figura 3.4), aplicando a transformação de variáveis

$$\zeta = (C k_{||,0}^2)^{2/3} (1 + z/C) \quad (3.51)$$

onde

$$C = R_0^3 k_{||,0}^2 / 2 X_{op}^2 \tan \theta \quad (3.52)$$

obtem-se

$$\left( \frac{d^2}{d\zeta^2} + \zeta \right) V_{II}(\zeta) = 0 \quad (3.53)$$

cuja solução pode ser escrita em termos de uma função de Hankel de ordem 1/3 que, assintoticamente, satisfaz a Condição de radiação 3.28b:

$$V_{II}(\zeta) = T w^{1/3} H_{1/3}^{(2)}(w) \quad (3.54)$$

com

$$w = \frac{2}{3} \zeta^{3/2} = \frac{2}{3} C k_{||,0}^2 (1 + z/C)^{3/2} \quad (3.55)$$

De fato, verifica-se que

$$\frac{d V_{II}}{dz} = T k_{II}(z) w^{1/3} H_{-2/3}^{(2)}(w) \quad (3.56)$$

onde se emprega a relação  $d/dz(z^{\nu} B_{\nu}(z)) = z^{\nu} B_{\nu-1}(z)$  com  $B_{\nu}(z)$  representando qualquer função de Bessel. Usando agora a forma assintótica

$$H_{\nu}^{(2)}(w) \sim \left(\frac{2}{\pi w}\right)^{1/2} \exp \left\{ \left[ -i \left( w - \frac{\nu\pi}{2} - \frac{\pi}{4} \right) \right] \right\}, \quad -2\pi < \arg w < \pi \quad (3.57)$$

para  $|w| > 10$ , tem-se  $H_{-2/3}^{(2)}(|w| \gg 1) = -i H_{1/3}^{(2)}(|w| \gg 1)$ ,

Valendo com isso

$$d V(z)/dz = -i k_{II}(z) V(z)$$

nas regiões remotas do guia, desde que seja preservada, no entanto, restrição  $(z/R_0) \tan \theta \ll 1$ .

Considerando a Solução 3.30a para a seção uniforme I

$$V_I(z) = \exp(-i k_{II,0} z) + R \exp(i k_{II,0} z) \quad 3.30a$$

e as condições de continuidade de  $V(z)$  e  $dV(z)/dz$  em  $z=0$ , se deduz que

$$R = \frac{H_{1/3}^{(2)}(w_0) - i H_{-2/3}^{(2)}(w_0)}{H_{1/3}^{(2)}(w_0) + i H_{-2/3}^{(2)}(w_0)} \quad (3.58)$$

$$T = \frac{2 w_0^{-1/3}}{H_{1/3}^{(2)}(w_0) + i H_{-2/3}^{(2)}(w_0)} \quad (3.59)$$

com

$$w_0 = \frac{2}{3} C k_{n,0} = \frac{1}{3} \frac{(k_{n,0} R_0)^3}{x_{op}^2 \tan \theta} \quad (3.60)$$

Analogamente ao exemplo anterior, a relação de dispersão é dada pela Equação 3.35. Utilizando a representação assintótica 3.57 para  $|w_0| \gg 1$ , o coeficiente de reflexão R é aproximado por

$$R \approx \frac{i}{12 w_0} \quad (3.61)$$

e a Relação de dispersão 3.35 é reescrita como

$$\exp [-i2(k_{n,0} d - \ell\pi)] = i / 12 w_0, \quad \ell = 1, 2, \dots, \quad (3.62)$$

Para calcular o coeficiente R no caso em que  $|w_0| \ll 1$ , empregam-se primeiramente as relações

$$H_\nu^{(2)}(w) = \frac{i}{\text{sen } \nu \pi} \left( e^{-i\nu\pi} J_\nu(w) - J_{-\nu}(w) \right) \quad (3.63)$$

$$J_\nu(w) = \left( \frac{w}{2} \right)^\nu \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-1)^n}{n! \Gamma(\nu+n+1)} \left( \frac{w}{2} \right)^{2n} \quad (3.64)$$

para encontrar a adequada expansão das funções de Hankel em pequenos argumentos. Retendo somente o primeiro termo no desenvolvimento da Expansão 3.64, chega-se às expressões

$$H_{1/3}^{(2)}(w) \sim \frac{i}{\text{sen}(\pi/3)} \left( \frac{w}{2} \right)^{-1/3} \frac{1}{\Gamma(2/3)} \quad (3.65a)$$

$$H_{-2/3}^{(2)}(w) \sim \frac{i}{\text{sen}(2\pi/3)} e^{-i2\pi/3} \left( \frac{w}{2} \right)^{-2/3} \frac{1}{\Gamma(1/3)} \quad (3.65b)$$

que substituídas na Equação 3.58 fornecem

$$R \approx - \left[ 1 - (\sqrt{3} + i) \frac{\Gamma(1/3)}{\Gamma(2/3)} \left(\frac{w_0}{2}\right)^{1/3} \right] \quad (3.66)$$

Para  $|w_0|$  suficientemente pequeno,  $|R| \approx -1$  e a onda é totalmente refletida em  $z=0$  pela transição, que atua, portanto, como um espelho.

Deve-se destacar, todavia, que a Expressão 3.58 para o coeficiente de reflexão foi obtida para um caso especial em que o meio transmissor é representado por um semi-espço não homogêneo em que  $k_{||}^2(z>0) - k_{||,0}^2$  é uma função linear de  $z$  (cf. Equação 3.50b). Um método poderoso para superar a restrição imposta pelo vínculo  $z/R_0 \tan \theta \ll 1$  consiste no uso da transformação de Langer (Barroso et al. 1986a) para aproximar com mais exatidão, para todo  $z>0$ , a Equação de onda 3.29 pela Equação de Stokes 3.53. Contudo, em vez do cálculo direto das autofreqüências complexas a partir de uma relação de dispersão (cuja solução para  $k_{||}$  combinada com  $k_{\perp} = X_{op}/R_w(z)$  fornece  $k$ ), adota-se um procedimento numérico para a integração da Equação 3.29 submetida às seguintes condições iniciais

$$V(-d) = 0, \quad V'(-d) = (k_{||}(z)/\cos k_{||}z) \Big|_{z = -d}$$

decorrentes da solução

$$V(z<0) = \text{sen } k_{||}z + (\tan k_{||}d) \cdot \cos(k_{||}z) \quad (3.67)$$

em que

$$k_{||}^2(z) = \frac{4\pi^2}{c^2} f_R^2 \left[ 1 - \frac{1}{4Q^2} - \left(\frac{X_{op}}{R_w(z)}\right)^2 + \frac{i}{Q} \right] \quad (3.68)$$

Os valores da freqüência ressonante  $f_R$  e do fator  $Q$ , inicialmente arbitrários ou estimados, são sistematicamente variados para minimizar, dentro da tolerância requerida, a grandeza

$$G = \left| d V(z)/dz + ik_{||}(z) V(z) \right| \Big|_{z = z_{out}} \quad (3.69)$$

onde  $z = z_{\text{out}}$  é o valor final do intervalo de integração numérica. No exemplo da Figura 3.5, o esquema de minimização indica  $f_R = 34,9985$  GHz e  $Q = 444,9$ ; o número de onda longitudinal no guia uniforme é  $k_{u,0} = (0,656 + i 0,092) \text{ cm}^{-1}$  e a constante definida na Transformação de variáveis 3.51 vale  $C = (7,00 + i 2,00)10^{-3} \text{ cm}$ . Uma descrição analítica aproximada, para a distribuição  $V(z)$  da Figura 3.5, pode ser feita no contexto da restrição  $z/R_0 \tan \theta \ll 1$ , segundo a qual para  $z \ll 18 \text{ cm}$ , ela é representada pela Solução 3.54. Usando então o desenvolvimento assintótico 3.57, porquanto se verifica que  $|w| > 10$  e  $-2\pi < \arg w < \pi$  para  $z > 3 \text{ cm}$ , tem-se no intervalo  $3,3 \text{ cm} \lesssim z \lesssim 4,5 \text{ cm}$ , considerado para satisfazer  $z/R_0 \tan \theta \ll 1$ , que a solução para  $V(z)$  é expressa por

$$V(z) \propto (z/c+1)^{-1/4} \exp \left\{ -i \frac{2}{3} C k_{u,0} (z/c+1)^{3/2} - 1 \right\} . \quad (3.70)$$

Uma vez que  $|z/c| \gg 1$ , esta relação se reduz a

$$V(z) \propto z^{-1/4} \exp \left( -i \frac{2}{3} a z^{3/2} \right) \quad (3.71)$$

em que  $a \equiv k_{u,0} C^{-1/2}$  é uma constante real. Apesar do limitado intervalo de sua validade, a relação acima justifica, em uma primeira aproximação, dois aspectos peculiares da Figura 3.5: o decaimento, no cone de saída, das partes real e imaginária de  $V(z)$  e a correspondente defasagem de  $90^\circ$  entre elas. Tomando o módulo de  $V(z)$ , conforme ilustra a Figura 3.6, a cauda que aparece na distribuição é um efeito que se manifesta devido ao  $Q$  finito do modo ressonante e que representa um vazamento de radiação.

No procedimento numérico, a arbitrariedade da definição da seção terminal tem como implicação a dependência de  $f_R$  e  $Q$  com a posição da própria seção de saída localizada em  $z = z_{\text{out}}$ . A Tabela 3.1 apresenta 3 casos em que os valores de  $f_R$  e  $Q$  minimizam a grandeza  $G$  em três posições axiais  $z = z_{\text{out}}$ . Em termos de projeto, a dependência de

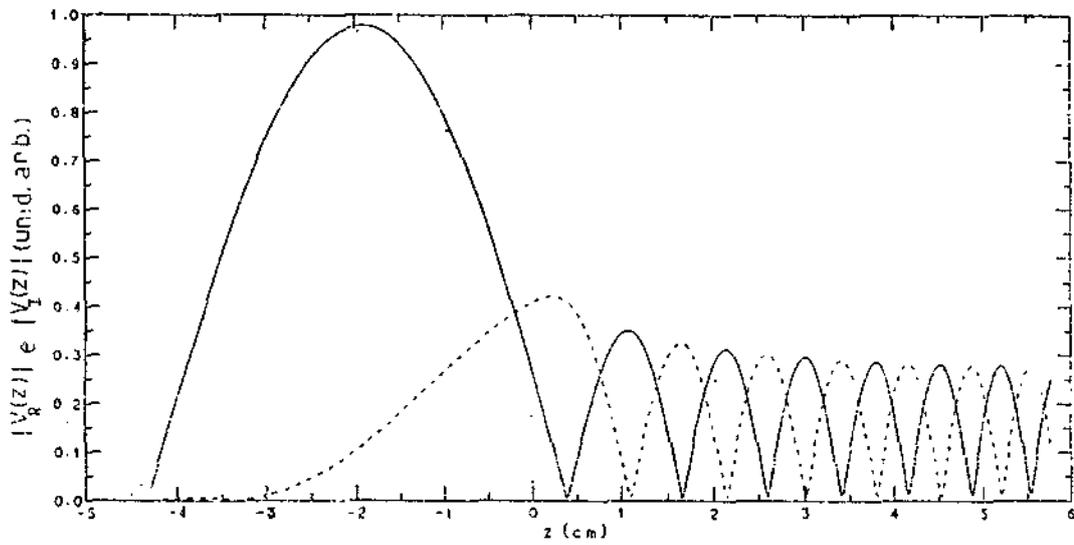


Fig. 3.5 - Módulos das partes real (linha cheia) e imaginária (linha tracejada) da distribuição  $V(z)$  no tipo de ressoador na Figura 3.4 em que  $d = 4,33$  cm  $r_0 = 0,960$  cm e  $\theta = 3,1^\circ$ . Modo ressonante:  $TE_{021}$  com  $f_R = 34,9985$  GHz e  $Q = 444,9$ .

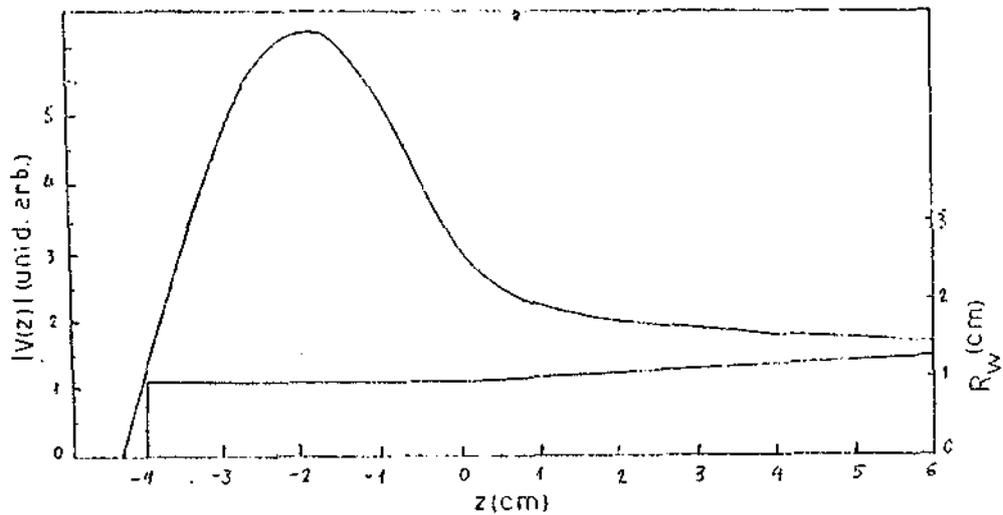


Fig. 3.6 - Módulo da distribuição  $V(z)$  da Figura 3.5 e perfil  $R_W(z)$  do ressoador correspondente.

$f_R$  e  $Q$  com  $z_{out}$  não parece ser relevante, uma vez que para efeitos práticos as frequências são quase coincidentes e o valor médio do fator  $Q$  sendo  $\langle Q \rangle = 440 \pm 5$  apresenta um desvio relativo muito menor que os comumente encontrados em medidas experimentais (Fliflet e Read 1981, Derfler et al. 1982). Observe-se no entanto, que a dimensão  $z_{out}$ , que define o comprimento da transição de saída, não pode ser tomada arbitrariamente grande porque, como discutido no exemplo anterior, a validade das soluções fornecidas pela Equação de onda 3.29 acha-se limitada a distâncias  $z_{out} \ll 2 Q k_{R}^2 / \kappa_R$ . No presente ressoador, esta restrição impõe tipicamente que  $z_{out} \ll 79$  cm, e conforme a Figura 3.7 a divergência na distribuição  $|V(z)|$  passa a se manifestar a partir de  $z_{out} \approx 15$  cm.

TABELA 3.1

DEPENDÊNCIA DE  $f_R$  E  $Q$  COM A POSIÇÃO  $z = z_{out}$  DA SEÇÃO TERMINAL NO RESOADOR DA FIGURA 3.6  $V^{MAX}$  REPRESENTA O MÁXIMO VALOR DE  $|V(z)|$

$f_R$ (GHz)	$Q$	$z_{out}$ (cm)	$G/V^{MAX}$ ( $cm^{-1}$ )
34,99881	437,23	4,77	$1,094 \times 10^{-5}$
		5,77	0,0181
		6,77	0,0058
34,99857	444,91	4,77	0,0176
		5,77	$0,414 \times 10^{-5}$
		6,77	0,0134
34,99885	439,78	4,77	0,0056
		5,77	0,0133
		6,77	$1,17 \times 10^{-5}$

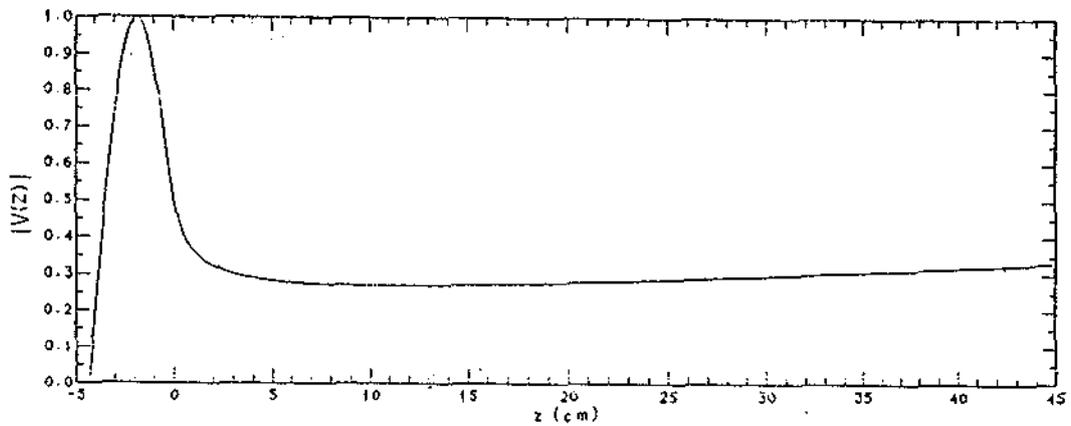


Fig. 3.7 - O mesmo da Figura 3.6 mas sendo  $z_{out} = 44,7$  cm.

### 3.4 - RESSOADORES PRÁTICOS PARA GIROTRONS

#### 3.4.1 - RESSOADORES DE CONES TRUNCADOS

Um guia irregular de fácil construção e comumente usado como cavidade ressonante em girotrons é mostrado na Figura 3.8. Nessa estrutura de cones truncados, o comprimento  $d_1$  e a inclinação  $\theta_1$  são adequadamente escolhidos para que o módulo da distribuição  $V(z)$  seja praticamente nulo em  $z = z_{in}$ . Além de permitir a injeção do feixe na cavidade, a transição de entrada tem basicamente a mesma função do plano refletor na cavidade da Figura 3.3, qual seja a de evitar que radiação se propague para a região do canhão. Geralmente, quando o índice radial  $p$  do modo de operação  $TE_{opl}$  é maior que 1, o valor do ângulo  $\theta_1$  fica contido no intervalo  $0,5^\circ \leq \theta_1 \leq 1,0^\circ$ , enquanto o ângulo  $\theta_3$  é limitado a  $6^\circ$  para reduzir o processo de conversão de modos que se desenvolve a partir da junção guia-transição e que produz radiação de ondas parasitas na seção de saída (Gold et al., 1985, Felch et al., 1984). No estudo de Derfler et al. (1982) sobre esta classe de cavidades, foi encontrado que para  $\theta_3 = 5^\circ$  a fração da potência de saída que não é transportada pelo modo principal é inferior a 5%, confirmando a validade da condição de contorno radiativa para modos puros se  $\theta_3 \leq 12^\circ$ . Borié e Dumbrajs (1986b) também verificaram que o acoplamento de modos é desprezível para ângulos de

uns poucos graus, do contrário, os coeficientes de acoplamento  $C_{pq}$  para todos os modos que podem se propagar devem ser incluídos no Sistema de equações acopladas 3.25 se os ângulos das transições excedem  $10^\circ$ . No que se segue, particulariza-se a análise no contexto da aproximação de modo único onde os coeficientes  $C_{pq}$  são tomados iguais a zero. Casos em que conversão de modos é importante serão discutidos posteriormente.

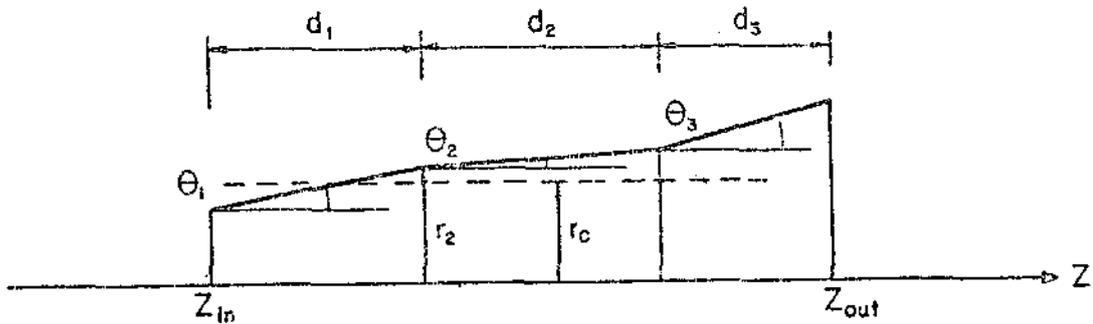


Fig. 3.8 - Perfil longitudinal de um ressonador de cones truncados.

- A linha tracejada determina a seção de corte para o modo de interesse.

A expressão que determina o número de onda longitudinal nesta estrutura é escrita na forma

$$k_{||}^2(z) = \left(\frac{\omega R}{c}\right)^2 \left[ \left(1 - \frac{1}{4Q^2}\right) \left(\frac{R_c}{R_w(z)}\right)^2 + \frac{i}{Q} \right] \quad (3.72)$$

onde o raio crítico é definido por

$$R_c = X_{op} \frac{c}{\omega_R} \quad (3.73)$$

e o perfil longitudinal  $R_w(z)$  para  $z \leq z_c$  representa-se como

$$R_w(z < z_c) = R_c - (z_c - z) \tan \theta_1 \quad (3.74)$$

No caso em que  $R_c > R_2$ , a validade desta expressão se restringe obviamente a  $z < z_2$ . Considerando  $Q \gg 1$  e  $z/R_c \tan \theta_1 \ll 1$ , a Equação 3.72 torna-se

$$k_w^2(z) = - \frac{X_{op}^2}{R_c^2} \left[ (z_c - z) \frac{2 \tan \theta_1}{R_c} - \frac{i}{Q} \right] \quad (3.75)$$

Aplicando a transformação de variáveis

$$\zeta = \left( \frac{X_{op}}{2 \tan \theta_1} \right)^{2/3} \left[ (z_c - z) \frac{2 \tan \theta_1}{R_c} - \frac{i}{Q} \right] \quad (3.76)$$

à Equação de onda 3.29 com  $k_w^2(z)$  dado em 3.75, a equação que descreve a distribuição longitudinal  $V(z < z_c)$ , no contexto da aproximação de modo único, fica na forma

$$\frac{d^2 V}{d\zeta^2} - \zeta V = 0 \quad (3.77)$$

A solução desta equação pode ser escrita em termos das funções Hankel de ordem 1/3, como foi feito na Solução 3.56, ou alternativamente em termos das funções de Airy. Com o propósito de calcular as condições iniciais para a integração numérica, é mais conveniente adotar a segunda alternativa, porquanto a escolha de  $Ai(\zeta)$  e  $Bi(\zeta)$  tem a vantagem de que ambas as funções são reais para  $\zeta$  real ( $Q \rightarrow \infty$ ). Em consequência, a solução geral da Equação 3.77 é dada por

$$V(\zeta) = a Ai(\zeta) + b Bi(\zeta) \quad (3.78)$$

onde  $Ai(\zeta)$  e  $Bi(\zeta)$  são respectivamente as funções de Airy de primeira e segunda espécie, enquanto a constante  $b$  é determinada a partir da Condição de radiação 3.28a:

$$b = - \frac{a \operatorname{Ai}'(\zeta) + i k_n(z) \operatorname{Ai}(\zeta)}{a \operatorname{Bi}'(\zeta) + i k_n(z) \operatorname{Bi}(\zeta)} \Bigg|_{\zeta(z = z_{in})} \quad (3.79)$$

com  $a \equiv (2 X_{op}^2 \tan \theta)^{2/3} R_c$ . Usando o fato de que a parte imaginária  $\zeta_I$  é, em geral, muito menor que a correspondente parte  $\zeta_R$  de  $\zeta$ , expande-se a Solução 3.78 em torno de  $\zeta_R$  até o termo de terceira ordem em  $\zeta_I$ , vindo-se a obter

$$V(z < z_c) = V(\zeta_R) \left[ 1 - \frac{\zeta_R \zeta_I^2}{2} - i \frac{\zeta_I^3}{6} \right] + i \zeta_I V'(\zeta_R) \left[ 1 - \frac{\zeta_R \zeta_I^2}{6} \right] \quad (3.80a)$$

$$V'(z < z_c) = a \left\{ V'(\zeta_R) \left[ 1 - \frac{\zeta_R \zeta_I^2}{2} - i \frac{\zeta_I^3}{6} \right] + i \zeta_I V(\zeta_R) \left[ \zeta_R \left[ 1 - \frac{\zeta_R \zeta_I^2}{6} \right] + i \frac{\zeta_I}{2} \right] \right\} \quad (3.80b)$$

Desta maneira, as Equações 3.80a,b fornecem as condições iniciais  $V(z_{in})$  e  $V'(z_{in})$  para a integração numérica da Equação de onda 3.29 no intervalo  $[z_{in}, z_{out}]$ .

Na análise dos resultados que se seguem, consideram-se ressoadores que operam no modo nominal  $TE_{021}$  em torno da frequência de 35 GHz. O módulo da distribuição longitudinal  $V(z)$  é mostrado na Figura 3.9, em que o máximo do perfil de campo  $|V(z)|$  ocorre em  $z_p = 4,90$  cm, à esquerda do centro da cavidade  $z_M = 5,37$  cm. Este é um aspecto desfavorável no que se refere à eficiência. Para favorecer a interação do feixe de elétrons com os campos de RF, o pico da distribuição deve se localizar à direita do centro  $z_M$ , com a maior parte da energia do campo concentrando-se próximo à secção de saída da cavidade. O centro  $z_M$  é de

finido pelo valor médio  $z_M = (z_{I1} + z_{I2})/2$  das posições  $z_{I1}$  e  $z_{I2}$  que correspondem aos dois primeiros pontos de inflexão (Figura 3.10) da parte real  $V_R$  da distribuição  $V(z)$ . Note-se na Figura 3.10, que,  $z_{I2}$  ocorrendo à direita da junção em  $z_J = 7,5$  cm, a onda quase estacionária es-tende-se parcialmente na transição de saída. Com isso, ela é acoplada com um número de onda maior ao campo caminhante de saída. Na estrutura de cones truncados, uma maneira de deslocar o pico da distribuição para a direita consiste em se considerar  $\theta_2 > 0^\circ$ , como ilustra a Figura 3.11.

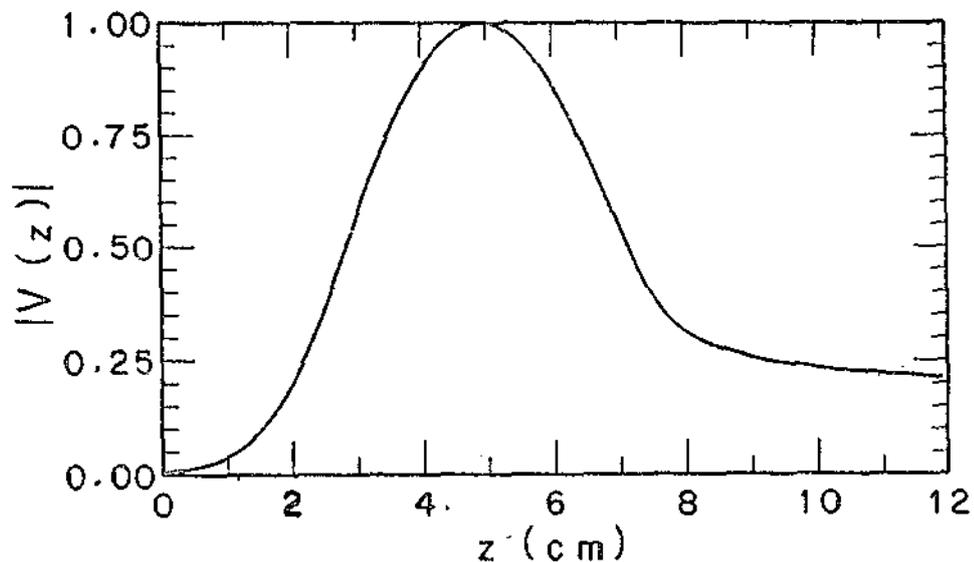


Fig. 3.9 - Perfil de campo  $|V(z)|$  associado ao tipo de ressoador da Figura 3.8 com  $\theta_1 = 0,08^\circ$ ,  $\theta_2 = 0^\circ$ ,  $\theta_3 = 3,0^\circ$ ,  $d_1 = 3,000$  cm,  $d_2 = 4,500$  cm,  $d_3 = 4,500$  cm,  $R_2 = 0,9610$  cm,  $f_R = 34,9181$  GHz e  $Q = 945,0$ .

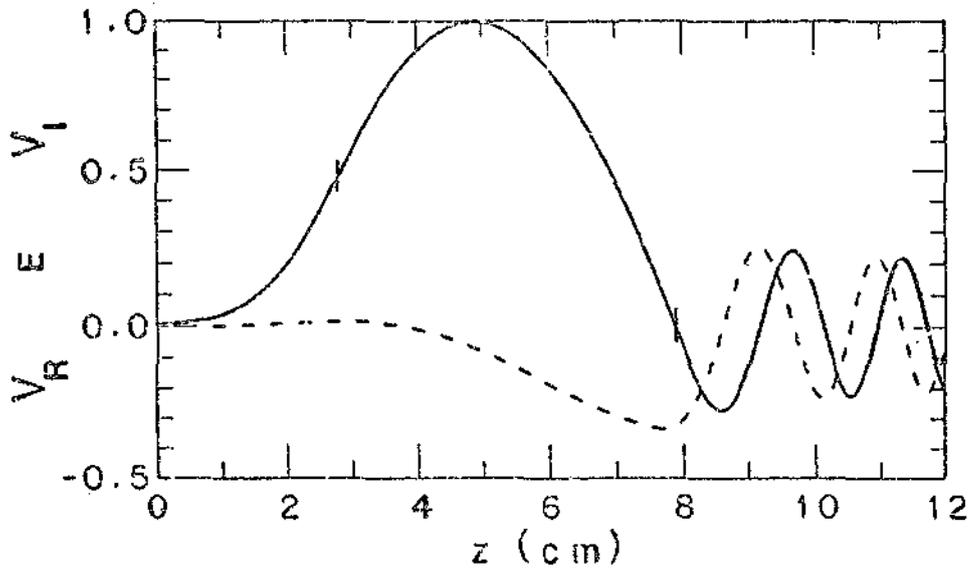


Fig. 3.10 - Partes real  $V_R$  e imaginária  $V_I$  referentes à distribuição  $|V(z)|$  na Figura 3.9. As duas marcas indicam os pontos de inflexão  $z_{11}$  e  $z_{12}$ .

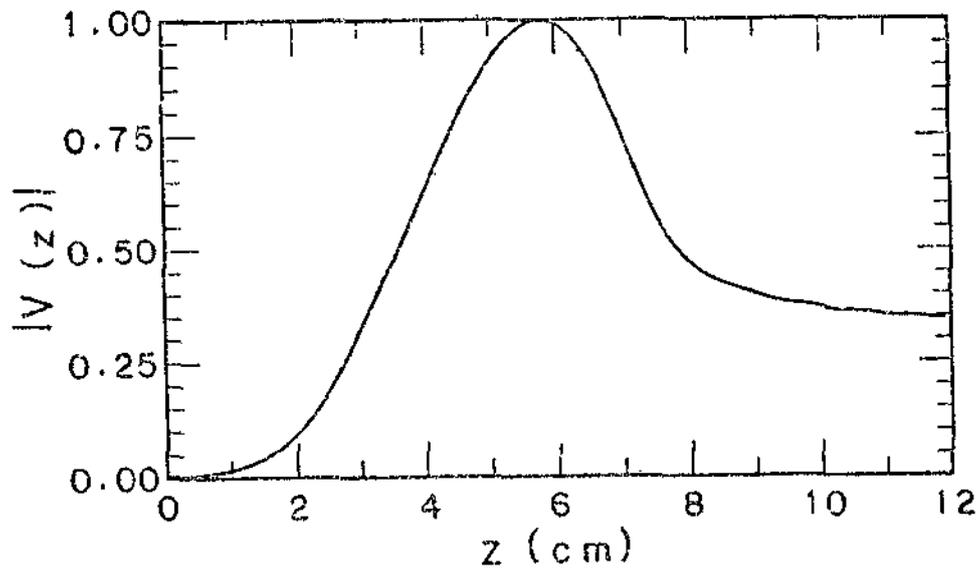


Fig. 3.11 - O mesmo da Figura 3.9 exceto para  $\theta_2 = 0,1^\circ$ ,  $f_R = 34,7867$  GHz e  $Q = 367,0$ .

Mantendo a mesma geometria do ressoador referente à Figura 3.9, mas fazendo  $\theta_2 = 0,1^\circ$ , a distribuição  $|V(z)|$  na Figura 3.11 em alguns aspectos importantes difere da Figura 3.9. Note-se agora que o pico da distribuição em  $z_p = 5,80$  cm, à direita do centro  $z_M = 5,74$  cm, fica mais próximo da secção de saída da cavidade. A secção de corte ( $R_C = 0,963$  cm  $>$   $R_2$ ) localiza-se à direita da primeira junção, e por esse fato, a frequência ressonante diminui. Uma vez que o volume ressonante diminui, o fator Q também decresce porque o campo de RF decai mais rapidamente ao penetrar na transição de entrada da cavidade. Entretanto, esta última cavidade, se comparada a uma outra com  $\theta_2 = 0^\circ$  e com o mesmo fator Q, tem a vantagem de apresentar uma maior densidade de modos com  $l \geq 2$ . A Tabela 3.2 demonstrará a influência dos parâmetros geométricos  $\theta_3$  e  $d_2$  sobre as quantidades  $f_R$  e Q, onde o ressoador com  $Q = 945,0$  é considerado como referência. O aumento de  $\theta_3$  ( $= 5,0^\circ$ ) faz com que a onda que incide na junção de saída seja mais fortemente refletida e tem como efeito direto o aumento do fator Q, porquanto estas fortes reflexões prolongam a meia vida dos modos oscilantes. A diminuição do comprimento  $d_2$  da seção principal acarreta a redução do volume ressonante, e portanto, relativamente à cavidade de referência, a energia armazenada no campo quase estacionário decai mais rapidamente. Este efeito se traduz pelo baixo  $Q (= 305)$  que resulta quando  $d_2$  é reduzido de 4,50 cm para 2,55 cm.

TABELA 3.2

DEPENDÊNCIA DE  $f_R$  E Q COM  $\theta_2$ ,  $\theta_3$  E  $d_2$ . OS PARÂMETROS RESTANTES  $\theta_1 = 0,8^\circ$   
 $d_1 = 3,00$  cm,  $R_2 = 0,961$  cm e  $d_3 = 4,500$  cm SÃO MANTIDOS FIXOS

$\theta_2$ ( $^\circ$ )	$\theta_3$ ( $^\circ$ )	$d_2$ (cm)	$f_R$ (GHz)	Q
0,0	5,0	4,50	34,9206	1076
0,0	3,0	4,50	34,9181	945
0,1	3,0	4,50	34,7867	367
0,0	3,0	2,55	35,0077	305

Na metodologia adotada no projeto dos ressoadores apresentados na Tabela 3.2, fixa-se primeiramente o raio  $R_2$  conforme o critério de que as cavidades de girotrons devem operar próximo ao corte. Para o modo  $TE_{02}$  na frequência de 35 GHz, o raio crítico é  $R_c$  (cm) =  $15X_{02}/\pi f(\text{GHz}) = 0,9571$  cm, e com isto escolhe-se  $R_2 = 0,96 \text{ cm} \geq R_c$ . O comprimento  $d_2$  da seção principal é, tipicamente, considerado da ordem de  $\sim 5 R_c$ , enquanto o ângulo  $\theta_3$  da transição de saída fica limitado a  $5^\circ$  para reduzir o nível de conversão de modos. Como discutido no final da Seção 3.3, o comprimento  $d_3$ , de pouca influência nas propriedades ressonantes da cavidade e vinculado à restrição  $d_3 \ll 2Q k_{\parallel R}/k_R^2$ , é fixado em  $\sim 5 R_c$ . Os parâmetros  $d_1$  e  $\theta_1$  da transição de entrada, e que controlam a extensão da cauda exponencial, são escolhidos para que  $|V(z)|$  seja praticamente nulo na posição  $z = z_{in}$  e que o raio  $R_1$  seja adequado para permitir a passagem do feixe de elétrons. Esse último processo de escolha pode ser realizado sem o conhecimento exato do fator  $Q$ , porquanto ele depende essencialmente dos parâmetros  $\theta_2$  e  $d_2$  da seção principal e do ângulo  $\theta_3$ . Sabendo que o valor de  $f_R$  fica em torno de 35 GHz e estimando  $Q \sim 800$  para o conjunto de parâmetros selecionados, a Equação de onda 3.29, submetida às Condições iniciais 3.80, é integrada no intervalo  $[z_{in}, z_{out}]$ . Conforme o perfil  $|V(z)|$  resultante,  $\theta_1$  e  $d_1$  são convenientemente variados para satisfazer os requisitos a que lhes são atribuídos. Em seguida, procede-se à minimização da grandeza  $G$  (Equação 3.69) que fornecerá, dentro da tolerância requerida, a autofrequência complexa  $\omega = \omega_R (1 + i/2Q)$ .

Os ressoadores apresentados na Tabela 3.2, mantidos o modo de operação  $TE_{021}$  e os correspondentes fatores  $Q$ , podem ser estendidos a outras frequências. A lei de escala, é indicada pela Equação 3.75. Normalizando-a em relação a  $R_c = X_{op} c/\omega_R$ , ela torna-se independente da frequência  $\omega_R$ . Uma vez que o raio crítico  $R_c$  é inversamente proporcional a  $\omega_R$ , basta dividir pelo quociente  $F = f_2/f_1$  todas as dimensões do ressoador que opera na frequência  $f_1$  para obter um outro ressoador, de igual fator  $Q$ , que opera na frequência  $f_2$  e no mesmo modo nominal  $TE_{op}$ .

Devido em parte à sua simplicidade de construção, este tipo de cavidade tem sido extensivamente usado em uma variedade de girotrons e satisfazendo em muitas circunstâncias os requisitos particulares de projeto. A Tabela 3.3 apresenta alguns desses girotrons e nela se destacam a extensa faixa das frequências de operação (28-243 GHz) e o intervalo relativamente grande (210-12000) dos fatores Q envolvidos. Nas aplicações em girotrons de alta potência, nota-se que os valores de Q ficam tipicamente contidos no intervalo (200-1500), sendo, portanto, pequenos em relação ao fator de qualidade ôhmico  $Q_{\Omega}$  dos correspondentes modos de operação. Tais valores de Q são adotados para maximizar a potência de saída  $P_0 = P_w / (1 + Q/Q_{\Omega})$ , (onde  $P_w$  é a potência transferida do feixe para os campos de RF), e minimizar a carga térmica na parede da cavidade  $P_{\Omega} = (Q/Q_{\Omega}) P_0$ . Os altos valores de Q empregados nos girotrons de Saito et al. (1985) e de Silverstein (1985) decorrem, dentre outros vínculos do requisito de reduzidas correntes de partida ( $< 0,5A$ ). Na cavidade de baixo Q, do girotron de Fliflet et al. (1982), a localização do feixe coincide com o máximo da distribuição radial do modo  $TE_{01}$ . De acordo com o modelo de Drobot e Kim (1981), a corrente limite que corresponde a este girotron vale  $I_L = 56A$ , apreciavelmente maior que a corrente de operação  $I_0 = 12A$ . Deste fato, decorre que os efeitos de carga espacial são pouco relevantes e praticamente não modificam a estrutura eletromagnética do modo normal dessa cavidade. Por outro lado, na experiência de Arfin et al. (1982), o raio do feixe ( $R_0 \approx 0,25$  cm) coincide com o primeiro máximo radial do modo  $TE_{04}$ . Por efeito, considerando esta geometria e os parâmetros de feixe, a corrente de operação (12A) é uma fração substancial da corrente limite ( $\sim 21A$ ). Para reduzir efeitos de carga espacial, no girotron do M.I.T. (Kreisher et al. 1984; Temkim et al. 1982) o feixe de elétrons ( $R_0 \approx 0,18$  cm) é colocado no segundo pico radial do modo  $TE_{03}$ . Nesta posição, em que  $I_L = 65A$ , o acoplamento do feixe com o campo de RF é significativamente menor do que aquele correspondendo a um feixe coincidente com o primeiro máximo. Para compensar esta redução, uma cavidade de médio Q ( $\sim 1500$ ) é usada.

TABELA 3.3

GIROTRONS EXPERIMENTAIS QUE EMPREGAM A CAVIDADE DA FIGURA 3.8 COM  $\theta = 0^\circ$

FREQÜÊNCIA (GHz)	$P_0$ (kW)	$V_{FEIDE}$ (kV)	OPERÇÃO CONT./PULSO	NÚMERO HARMÔNICO	$\eta$ (%) EXPERIMENTAL	$\eta$ (%) TEÓRICA	MODO	$d_2/\lambda$	Q	REFERÊNCIA
35	150	70	-	1	26	38	TE <sub>01</sub>	1,1	210	Filiflet et al. (1982)
140	100	80	1,1 $\mu$ s	1	17	31	TE <sub>03</sub>	5,0	1515	Tankin et al. (1982)
35	320	70	1,4 $\mu$ s	1	40	40	TE <sub>04</sub>	5,2	430	Avfin et al. (1982) Cannel et al. (1982)
28	150	80	1 ns	1	32	36	TE <sub>02</sub>	3,7	414	Osaroto e Saggiari (1984)
140	75	64	1-2 $\mu$ s	1	28	40	TE <sub>03</sub>	7,1	1500	Kreiser et al. (1984)
137	12	65	1 $\mu$ s	1	26	37	TE <sub>03</sub>	12,3	6000	Saito et al. (1985)
220	0,2	30	2,5 $\mu$ s	2	0,7	10	TE <sub>63</sub>	15,7	12000	Silverstein (1985)
140	75	60	CONTÍNUA	1	36	38	TE <sub>03</sub>	~7	1500	Felch et al. (1986)
140 243	645 470	80	3 $\mu$ s	1	24	38	TE <sub>15,2</sub> TE <sub>22,4</sub>	6	415	Kreiser e Tankin (1987)

No ressoador de cones truncados com  $\theta_2 = 0^\circ$ , os valores típicos de  $Q$  associados ao modo fundamental  $\ell = 1$ , nas condições  $0,5^\circ \leq \theta_1 < 1^\circ$  e  $\theta_3 < 6^\circ$ , seguem a relação

$$Q \sim 40 (d_2/\lambda)^2,$$

enquanto para os modos axiais superiores, estes valores decaem com  $\sim \ell^2$ . Note-se que o comprimento efetivo da seção ressonante pode ser controlado através dos ângulos  $\theta_1$  e  $\theta_3$ . Para grandes valores de  $\theta_1$  os campos de RF não penetram na seção de entrada e o fator  $Q$  torna-se menor. De fato, com  $\theta_1 = 90^\circ$ , a cavidade (modo  $TE_{01}$ ) da experiência de Arfin et al. (1982) tem um comprimento  $d_2 \approx 5\lambda$  suficientemente longo para otimizar a eficiência da interação e um fator  $Q$  adequadamente baixo ( $\sim 480$ ) que maximiza a potência de saída.

### 3.4.2 - RESSOADORES DE PERFIL CONTÍNUO

A Figura 3.12 apresenta um tipo especial de ressoador cujo perfil é representado seccionalmente por funções do tipo  $R_w(z) = A \pm B \exp(-z^2/C)$ , onde  $A$ ,  $B$  e  $C$  são quantidades positivas, casadas ao longo do eixo longitudinal  $z$ .

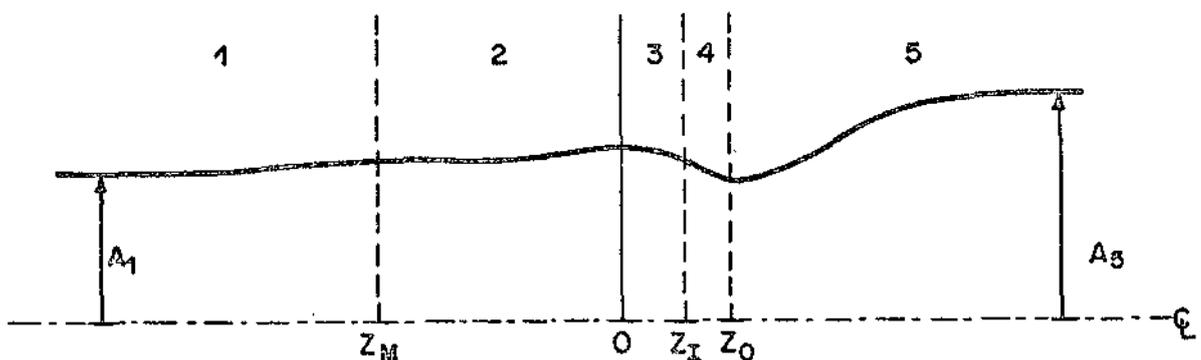


Fig. 3.12 - Perfil de um ressoador aberto representado pelas funções  $R_w(z < z_M) = A_1 + B_1 \exp[-(z-z_M)^2/C_1]$ ,  $R_w(z_M < z < 0) = A_2 + B_2 \exp(-z^2/C_2)$ ,  $R_w(0 < z < z_I) = A_3 + B_3 \exp(-z^2/C_3)$ ,  $R_w(z_I < z < z_0) = A_4 - B_4 \exp[-(z-z_0)^2/C_4]$  e  $R_w(z > z_0) = A_5 - B_5 \exp[-(z-z_0)^2/C_5]$ .

Para apreender as propriedades dessa estrutura irregular, considere-se a Figura 3.13. Na região I, e longe da secção de corte em  $z = z_1$ , admitin do-se que o perfil seja suficientemente suave tal que  $|dk_{||}/dz| \ll |k_{||}^2(z)|$ , a Equação de onda 3.29 tem a solução WKB usual.

$$V_I = \frac{a}{\sqrt{|k_{||}|}} \exp\left(-\int_z^{z_1} |k_{||}| dz\right), \quad z < z_1 \quad (3.81)$$

onde  $a$  é uma constante e a segunda solução independente foi omitida porquanto a Condição de radiação 3.28a requer que  $V_I$  permaneça finita quando  $z \rightarrow \infty$ . Usando o fato de que a Solução 3.81 pode ser conectada através dos pontos de transição pelas funções de Airy, as soluções aproximadas da Equação de onda 3.29 nas regiões II, III e IV são dadas aproximadamente por

$$V_{II} = \frac{2a}{\sqrt{k_{||}}} \operatorname{sen}\left(\psi - \int_z^{z_2} k_{||} dz + \frac{\pi}{4}\right), \quad z_1 < z < z_2 \quad (3.82a)$$

$$V_{III} = \frac{a}{\sqrt{|k_{||}|}} \left\{ \exp\left(\int_z^{z_3} |k_{||}| dz\right) \exp(-\Delta) \operatorname{sen} \psi + \exp\left(-\int_z^{z_3} |k_{||}| dz\right) \exp(\Delta) 2 \cos \psi \right\}, \quad z_2 < z < z_3 \quad (3.82b)$$

$$V_{IV} = \frac{a}{\sqrt{k_{||}}} \exp\left(i \int_{z_3}^z k_{||} dz\right) \left\{ \frac{1}{2} \exp(-\Delta) \exp\left(i\frac{\pi}{4}\right) \operatorname{sen} \psi + 2 \exp(\Delta) \exp\left(-i\frac{\pi}{4}\right) \cos \psi \right\} + \frac{a}{\sqrt{k_{||}}} \exp\left(-i \int_{z_3}^z k_{||} dz\right) \left\{ \frac{1}{2} \exp(\Delta) \exp\left(-i\frac{\pi}{4}\right) \operatorname{sen} \psi + 2 \exp(\Delta) \exp\left(i\frac{\pi}{4}\right) \cos \psi \right\}, \quad z > z_3 \quad (3.82c)$$

em que

$$\psi \equiv \int_{z_1}^{z_2} k_{\parallel} dz \quad \text{e} \quad \Delta \equiv \int_{z_2}^{z_3} |k_{\parallel}| dz.$$

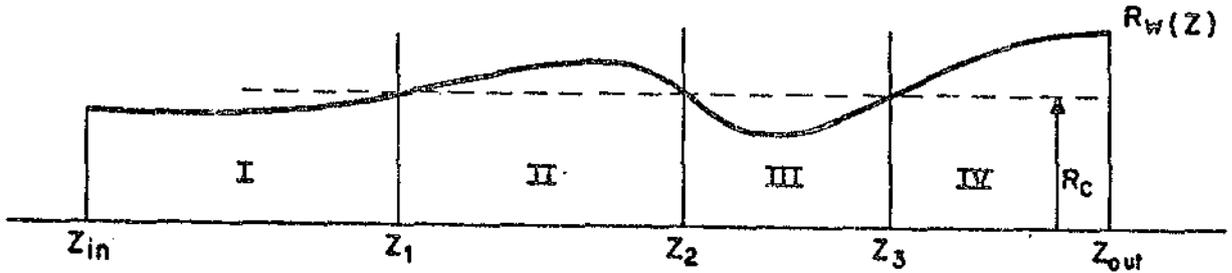


Fig: 3.13 - Vista longitudinal de um ressonador com três seções de corte, determinadas pelo raio crítico  $R_c$ .

Obviamente, este enfoque só é aplicável a pontos de transição suficientemente afastados uns dos outros para que se torne válida a aproximação WKB. Considerando que a solução esteja casada, na porta de saída em  $z = z_{out}$ , com uma onda caminante que se propaga para a direita, o primeiro termo da Solução 3.82c deve ser igual a zero, o que impõe

$$\cotan \psi = -\frac{i}{4} \exp(-2\Delta) \quad (3.83)$$

Notando que  $\cotan(x + \Delta x) \approx -\Delta x$ , para  $x = \pi(\ell - 1/2)$  onde  $\ell$  é um inteiro e  $|\Delta x| \ll 1$ , obtém-se a seguinte relação de dispersão, onde se considera  $|\exp(-2\Delta)| \ll 1$ ,

$$\int_{z_1}^{z_2} k_{\parallel}(z) dz = \pi(\ell - \frac{1}{2}) + \frac{i}{4} \exp(-2\Delta), \quad \ell = 1, 2, \dots, \quad (3.84)$$

Definindo a frequência complexa  $\omega = \omega_R + i\omega_I$  com  $\omega_I \ll \omega_R$  e expandindo o número de onda longitudinal dado na Equação 3.72, em torno de  $\omega_R$ , vem que

$$k_{R} + i k_{I} = \sqrt{\left(\frac{\omega_R}{c}\right)^2 + \left(\frac{X_{op}}{R_w(z)}\right)^2} + i \frac{\omega_I}{\omega_R} \frac{(\omega_R/c)^2}{\sqrt{\left(\frac{\omega_R}{c}\right)^2 + \left(\frac{X_{op}}{R_w(z)}\right)^2}} \quad (3.85)$$

Com isso, a parte real da integral de fase 3.84 vale

$$X_{op} \int_{z_1}^{z_2} \left(\frac{1}{R_c} - \frac{1}{R_w^2(z)}\right)^{1/2} dz = \pi \left(\ell - \frac{1}{2}\right), \quad \ell = 1, 2, \dots, \quad (3.86)$$

enquanto a parte imaginária fornece

$$Q \equiv \omega_R/2\omega_I = 2 \exp\left(2 \int_{z_2}^{z_3} |k_{II}| dz\right) \int_{z_1}^{z_2} \frac{(\omega_R/c)^2 dz}{\sqrt{\left(\frac{\omega_R}{c}\right)^2 - \left(\frac{X_{op}}{R_w(z)}\right)^2}} \quad (3.87)$$

O último resultado pode ser escrito como

$$Q = \omega_R \frac{2}{|T|^2} \int_{z_1}^{z_2} \frac{dz}{v_{grupo}} \quad (3.88)$$

onde  $v_{grupo} = c^2 k_{R}/\omega_R$  e

$$|T|^2 = \exp\left(-2 \int_{z_2}^{z_3} |k_{II}| dz\right) \quad (3.89)$$

Uma vez que se considera  $|T|^2 \ll 1$ , tem-se  $|T|^2/2 \approx 1 - |R| \approx -\ln |R|$  e portanto

$$Q = \omega_R \frac{1}{-\ln |R|} \int_{z_1}^{z_2} \frac{dz}{v_{\text{grupo}}} \quad (3.90)$$

onde R representa o coeficiente da onda quase estacionária (formada na seção ressonante II na Figura 3.13) e que incide na seção de acoplamento III, onde os campos da onda estacionária se acoplam às ondas caminantes, que por sua vez, se propagam na seção de saída IV do ressonador. O Resultado 3.90, previamente deduzido por Temkin (1981) através de um enfoque fenomenológico, revela uma dependência inversa com o logaritmo do coeficiente de reflexão que também é encontrada em ressoadores ópticos de baixo Q tais como cavidades de laser (Yariv, 1975). Note-se também na Equação 3.87 que o fator Q varia sensivelmente com os parâmetros geométricos da seção III (Figura 3.13) do ressonador como exemplifica a Figura 3.14.

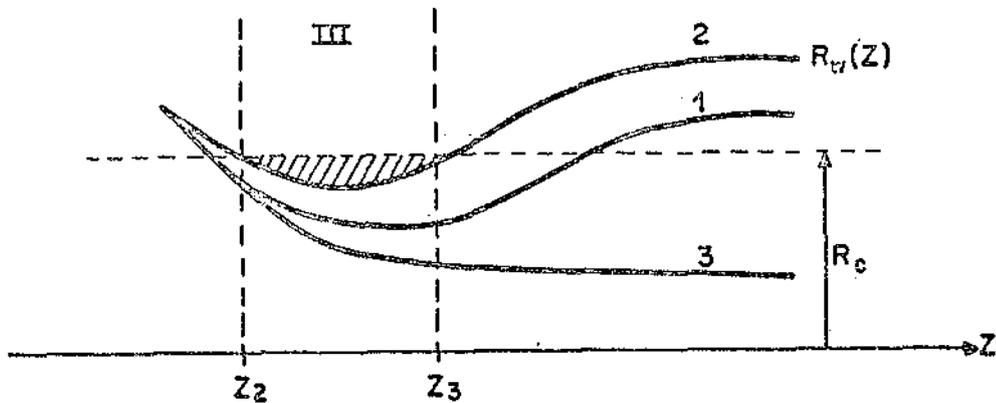


Fig. 3.14 - Exemplo de controle do fator Q através da geometria da seção de acoplamento III.

- Considerando o perfil 1 como referência, o valor de Q relativo ao caso 2 é grandemente reduzido, enquanto no caso 3 o fator Q torna-se infinito.

Em essência, é mostrado que o valor de Q varia diretamente com a área limitada pela reta de ordenada  $R_c$  e pelo contorno  $R_w(z)$  compreendido en

tre as seções de corte em  $z = z_2$  e  $z = z_3$ . Por outro lado, a condição de ressonância de ordem zero, dada na Equação 3.86, indica que a frequência ressonante  $\omega_R$  depende essencialmente da geometria da seção II da cavidade (Figura 3.13).

A síntese do ressoador de perfil contínuo envolve duas partes (Figura 3.15). Na primeira, os parâmetros  $A_1$ ,  $C_1$ ,  $z_M$ ,  $B_2$  e  $A_3$  das três primeiras seções (Figura 3.12) são convenientemente escolhidos, enquanto para um valor de  $B_1$ , inicialmente arbitrário, os parâmetros dessas três seções são calculados das condições de casamento do perfil  $R_w(z)$  aplicadas em  $z = z_M$  e  $z = 0$ . Em seguida,  $B_1$  é incrementado até que, dentro da tolerância requerida, a Condição de ressonância 3.86 seja satisfeita. Na segunda parte, as seções de acoplamento 4 e de saída 5 são utilizadas conforme uma escolha criteriosa dos parâmetros  $z_1$ ,  $C_4$  e  $A_5$  para que a Fórmula 3.87 forneça, em uma primeira aproximação, o fator Q requerido de projeto. Nesse processo de ajuste e escolha de parâmetros verifica-se que o fator Q cresce rapidamente com a coordenada de casamento  $z_1$ , enquanto a diminuição de  $C_4$  pode reduzir substancialmente o valor de Q.

O primeiro exemplo refere-se ao ressoador da Figura 3.16a projetado para operar em 35 GHz, enquanto na Figura 3.16b são mostradas as correspondentes distribuições  $|V(z)|$  dos modos nominal  $TE_{02}$  e convertido  $TE_{01}$ . Com o perfil  $R_w(z)$  determinado pelos parâmetros apresentados na Tabela 3.4, a Condição de ressonância 3.86, onde o raio crítico de ordem zero vale  $R_C^{(0)} = 0,9571$  cm, é satisfeita para uma parte em  $10^5$ , enquanto a Fórmula 3.87 fornece  $Q^{(0)} = 3274,5$ . Em seguida, procede-se à solução do Sistema de equações acopladas 3.25. A procura da frequência complexa envolve a variação sistemática de  $R_C^{(0)}$  e  $Q^{(0)}$  até que as Condições de contorno 3.28 sejam satisfeitas dentro de uma tolerância de  $10^{-4}$ . Assim procedendo, a solução procurada fornece  $R_C = 0,95773$  cm e  $Q = 3315,0$ , enquanto na aproximação de modo único se tem  $R_C = 0,95775$  cm e  $Q = 3231,0$ , o que atesta, neste particular exemplo, a validade das Equações de ordem zero 3.86 e 3.87. Se uma tolerância de  $10^{-3}$  é adotada, verifica-se que a perda de precisão do ponto de vista

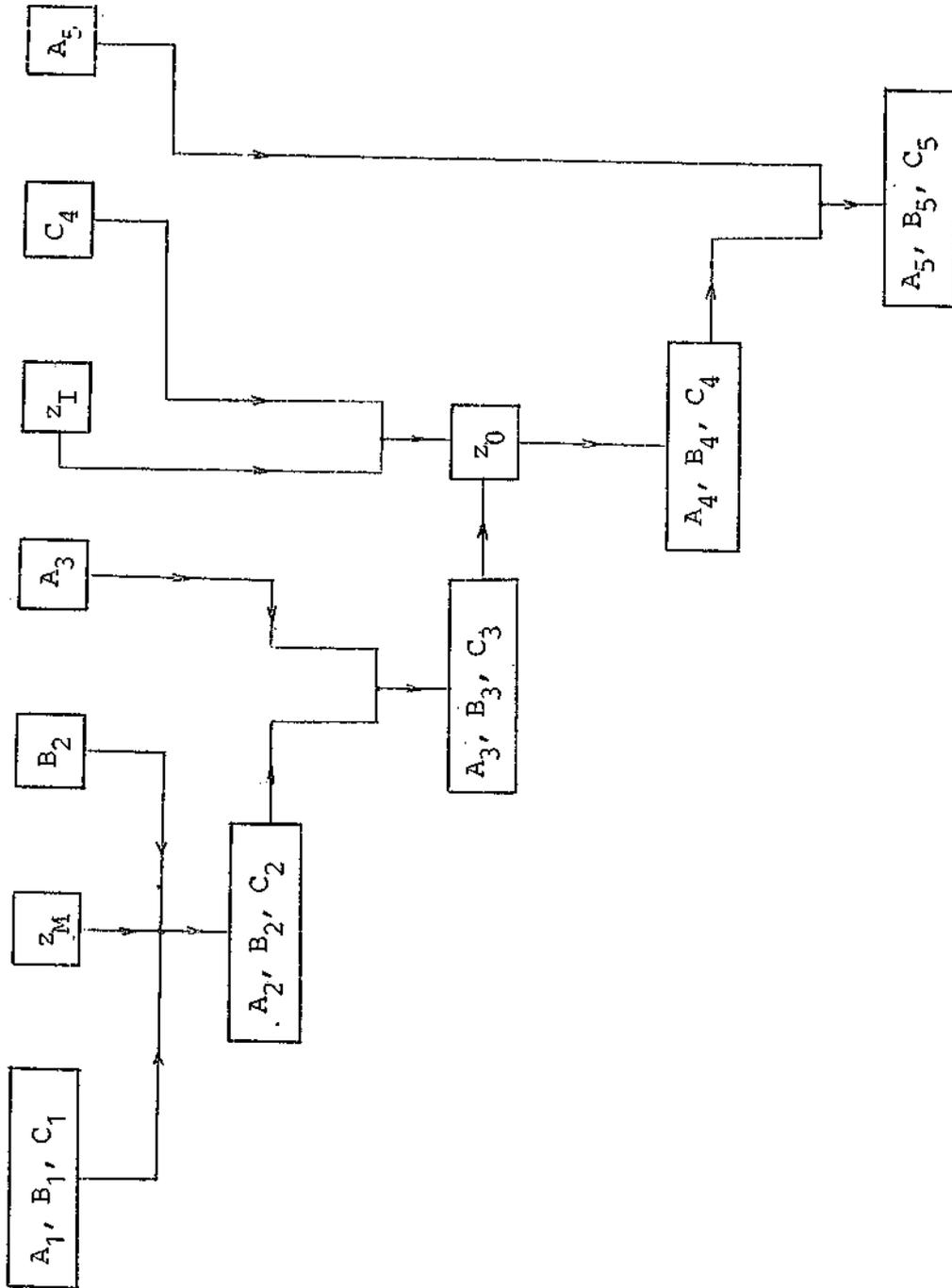


Fig. 3.15 - Fluxograma para a síntese do ressoador de perfil contínuo.

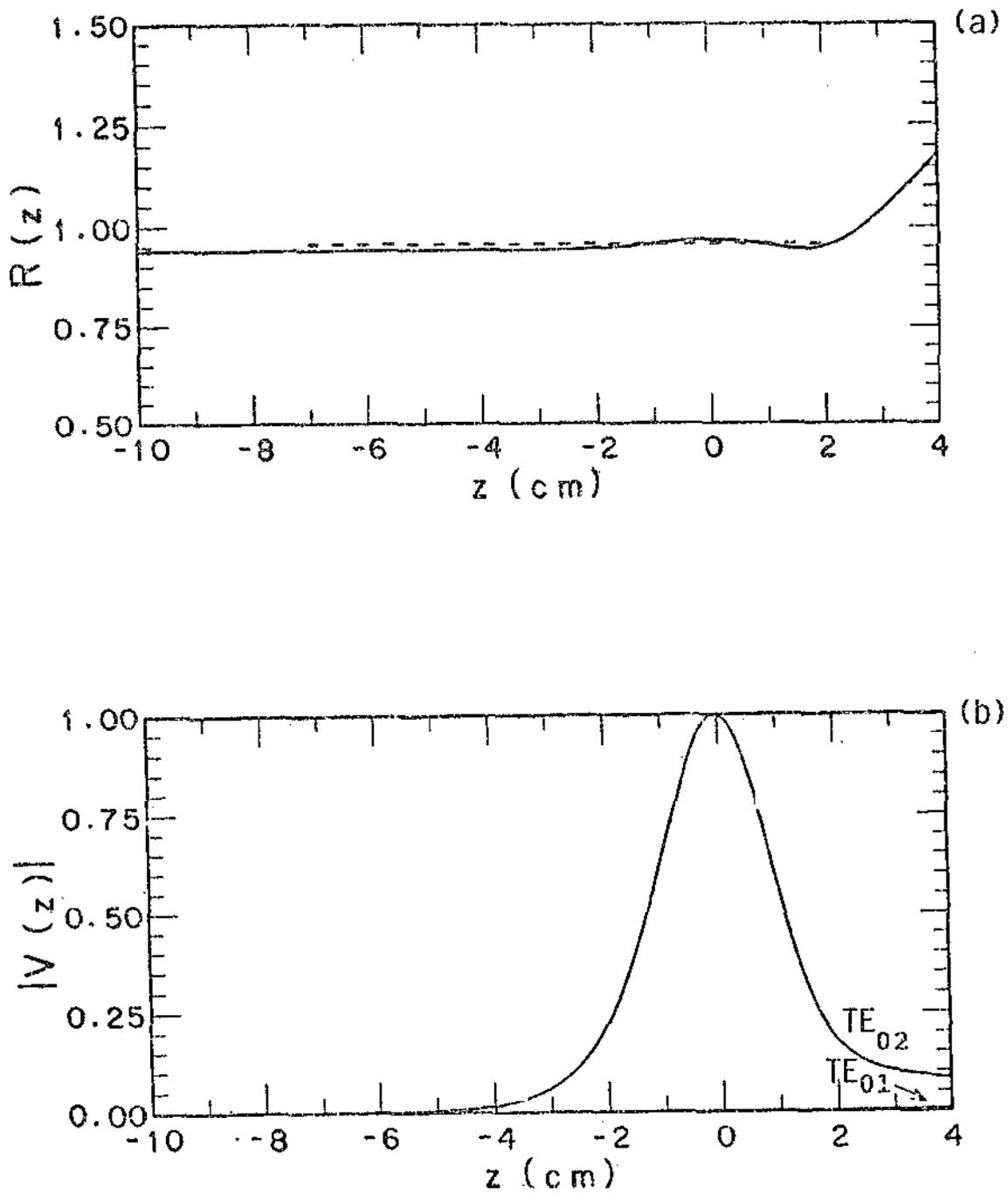


Fig. 3.16 - (a) Vista longitudinal de um ressoador axisimétrico de perfil contínuo onde a reta tracejada ( $R_c = 0,9577$  cm) determina as secções de corte para o modo de operação ( $f_c = 34,978$  GHz,  $\theta = 3315,0$ ). (b) Distribuições  $|V(z)|$  para os modos nominal  $TE_{02}$  e convertido  $TE_{01}$ .

TABELA 3.4

PARÂMETROS GEOMÉTRICOS DOS RESSOADORES MOSTRADOS NAS FIGURAS INDICADAS.  
 A DIMENSÃO OS PARÂMETROS  $c_j$ ,  $j = 1, 2, \dots, 5$ , É DADA EM  $\text{cm}^2$ , ENQUANTO  
 OS RESTANTES ESTÃO EXPRESSOS EM  $\text{cm}$

RESSOADOR PARÂMETROS	FIGURA 3.16a	FIGURA 3.17a	FIGURA 3.18a
$A_1$	0,9400	0,9400	0,9400
$B_1$	0,0022	0,0172	0,0171
$C_1$	4,500	4,500	4,500
$z_M$	5,500	2,500	5,500
$A_2$	0,9422	0,9572	0,9571
$B_2$	0,0250	0,0100	0,0055
$C_2$	2,0166	0,4166	2,0166
$A_3$	0,8500	0,8500	0,8500
$B_3$	0,1172	0,1172	0,1126
$C_3$	9,4474	4,8852	2,000
$z_I$	1,2000	0,6800	0,3200
$A_4$	0,9594	0,9609	0,9607
$B_4$	0,0165	0,0078	0,0077
$C_4$	0,3000	0,0500	0,0350
$z_0$	1,6332	0,8537	0,4791
$A_5$	1,500	1,500	1,050
$B_5$	0,5571	0,5469	0,0970
$C_5$	10,108	3,4990	2,000

prático é desprezível. Note-se que as derivadas  $R'_w(z)$  e  $R''_w(z)$  nas cinco seções  $j = 1, 2, \dots, 5$  são diretamente proporcionais às respectivas razões  $B_j/C_j$ , e os valores relativamente grandes de  $C_3/B_3 \approx 80$  cm e  $C_4/B_4 = C_5/B_5 \approx 18$  cm asseguram o reduzido nível de conversão de modos que se manifesta na saída da cavidade ( $|V_{02}(4,0)/V_{01}(4,0)| \approx 13$ ). A forma simétrica da distribuição  $|V_{02}|$  (Figura 3.15b) deve-se sobretudo ao fato do parâmetro  $B_2$  ser grande em relação a  $B_1$  (Tabela 3.4). O pequeno valor de  $B_1$  faz com que na seção 1 ( $z \leq 5,5$  cm), o perfil  $R_w(z)$  seja praticamente uniforme, podendo ser considerado um tubo de deriva sem função ressonante, onde a amplitude de  $|V_{02}|$  decai rapidamente para zero. Por outro lado, uma vez que  $B_2$  é grande, a seção de corte em  $z_{11} \approx -0,95$  cm fica relativamente próxima do máximo de  $|V_{02}|$ , e com isso, a maior parte da energia se concentra em torno do centro da cavidade.

Observe-se agora na Figura 3.17b que a distribuição  $|V_{02}(z)|$  apresentada é notavelmente assimétrica, onde se destaca a cauda exponencial que penetra na seção de entrada da cavidade. Tal distribuição é realizada no ressonador da Figura 3.17a, em que os parâmetros  $B_2=0,0100$  cm e  $B_1=0,0172$  cm (Tabela 3.4) são da mesma ordem de grandeza. As seções 1 e 2 têm agora função ressonante e acomodam a maior parte da estrutura de onda quase estacionária que ali se forma. O novo valor do parâmetro  $C_4 = 0,0500$  cm<sup>2</sup> tem como principal efeito a redução do fator  $Q(=524,0)$ . Além disso, as razões  $C_4/B_4 = C_5/B_5 \approx 6,4$  cm reduzem-se aproximadamente a 1/3 do valor anterior, acarretando agora um apreciável nível de conversão de modos na saída do ressonador ( $|V_{02}(4,0)/V_{01}(4,0)| \approx 6,7$ ). Esta situação desfavorável provém do fato de que não se tem controle sobre os parâmetros dependentes  $C_3$  e  $C_5$  que são determinados a partir da condição de continuidade da segunda derivada  $R''_w(z)$  em  $z = 0$  e  $z = z_0$ , conforme as relações  $C_3 = (B_3/B_2)C_2$  e  $C_5 = (B_5/B_4)C_4$ . Obviamente, se  $C_3$  e  $C_5$  são considerados parâmetros de entrada, i.e. independentes, se tem uma maior flexibilidade tanto na obtenção de valores apropriados para o fator  $Q$  como no controle da conversão de modos. Para ilustrar este ponto, a Figura 3.18a mostra um ressonador sintetizado do segundo este procedimento. Comparada ao caso anterior, a distribuição  $|V_{02}(z)|$  na Figura 3.18b é mais assimétrica, com a cauda exponencial estendendo-se até  $z=-8,0$  cm, e a conversão de modos se manifesta agora de uma maneira extremamente reduzida ( $|V_{02}(4,0)/V_{01}(4,0)| \approx 25$ ).

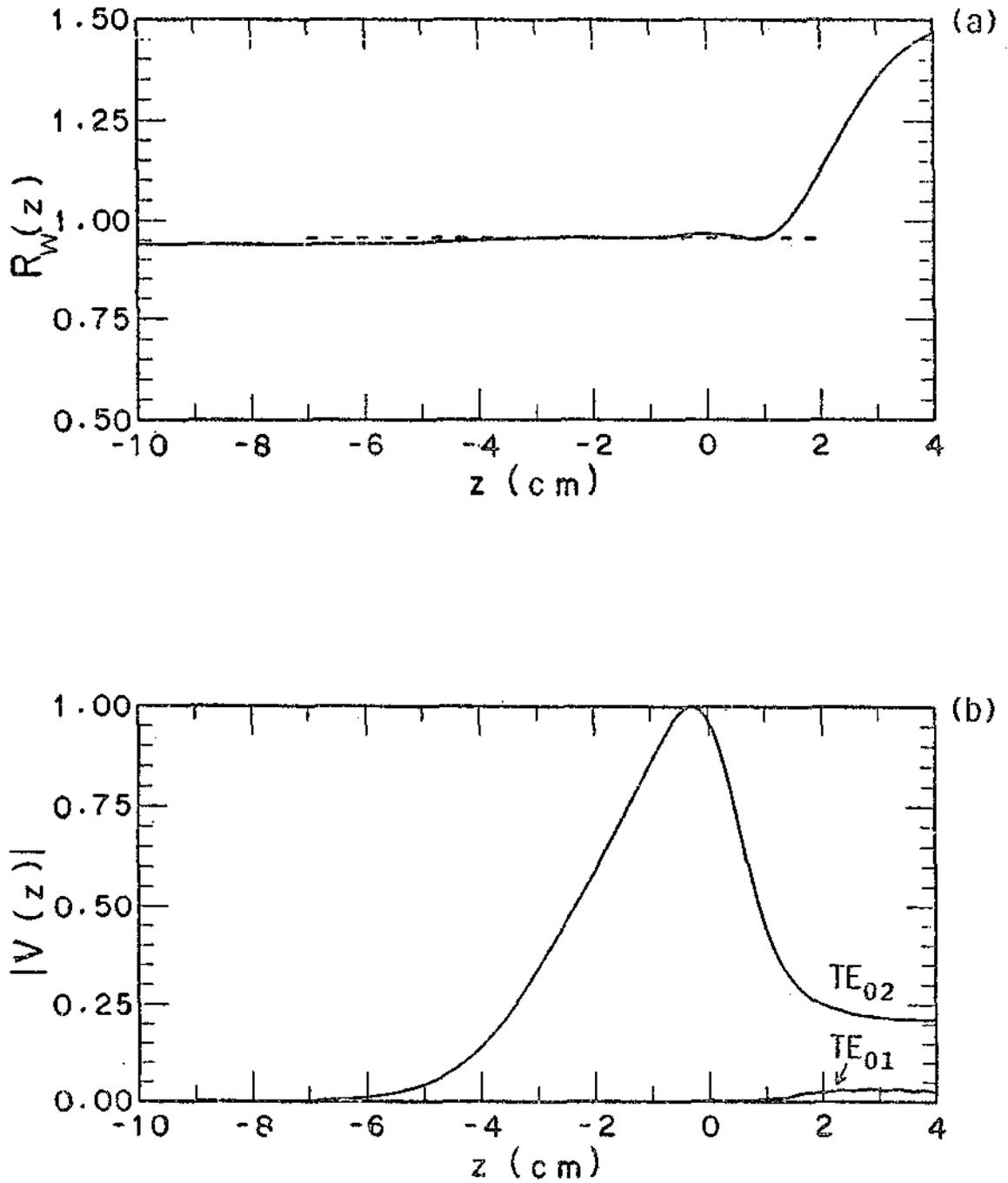


Fig. 3.17 - (a) Vista longitudinal de um ressoador axisimétrico de per  
fil contínuo onde a reta tracejada ( $R_c = 0,9573$  cm) deter  
mina a secções de corte para o modo de operação ( $f_R = 34,984$   
GHz,  $Q = 524,00$ ). (b) Distribuições  $|V(z)|$  para os modos  
nominal  $TE_{02}$  e convertido  $TE_{01}$ .

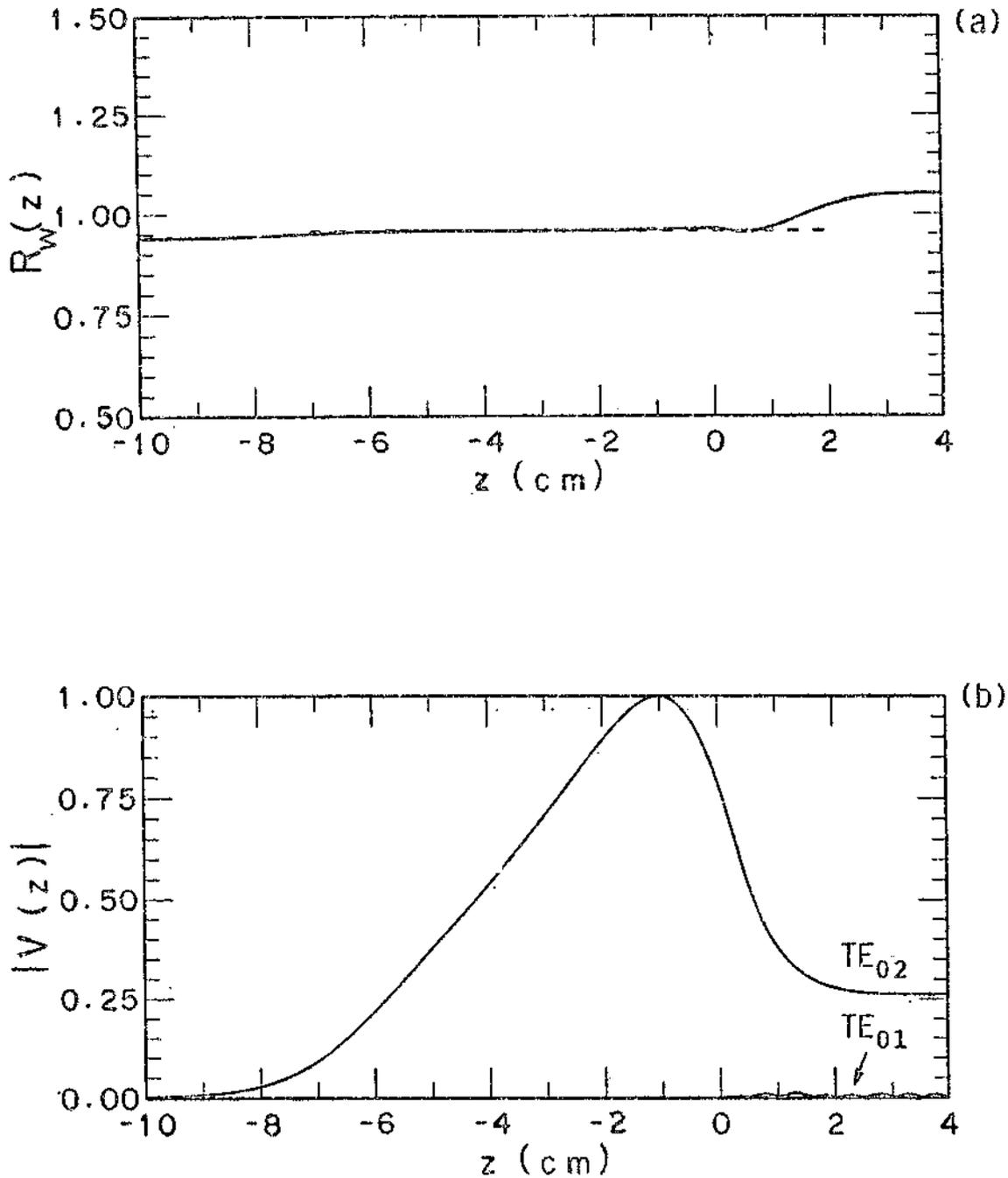


Fig. 3.18 - (a) Vista longitudinal de um ressonador axisimétrico de perfil contínuo onde a reta tracejada ( $R_c = 0,9572$  cm) determina as secções de corte para o modo de operação ( $f_R = 34,995$  GHz,  $Q = 962,0$ ). (b) Distribuições  $|V(z)|$  para os modos nominal  $TE_{02}$  e convertido  $TE_{01}$ . Na aproximação de modo único se tem  $f_R = 34,995$  GHz e  $Q = 951,0$ .

### 3.5 - CONCLUSÕES

O estudo de sistemas eletrodinâmicos para girotrons abrange duas classes de ressoadores. A primeira categoria diz respeito às cavidades de cones truncados largamente utilizadas em giro-dispositivos experimentais. Um aspecto inconveniente apresentado por estas cavidades deve-se à presença da junção guia-transição linear que induz fortes reflexões na onda caminhante de saída, mesmo para ângulos de transição inferiores a  $1^\circ$  como verificado por Saito et al. (1986). Este efeito torna-se indesejável em girotrons de alta potência que requerem cavidades com fatores  $Q$  próximos ao valor mínimo  $Q_{\min} = 4\pi (d_2/\lambda)^2$  (Derfler et al. 1982). A condição de equilíbrio de energia fornece a relação  $Q = \epsilon_0 \omega_R / P_0$ , onde  $\epsilon_0$  e  $P_0$  denotam respectivamente a energia armazenada na cavidade e a potência de saída. Então, para um valor fixo de  $P_0$ , com uma frequência  $\omega_R$  especificada, deve-se decrescer  $Q$  para reduzir  $\epsilon_0$ , e, com isso, se têm diminuídas as perdas ôhmicas na parede da cavidade. Alternativamente, para uma dada dissipação térmica, a potência de saída pode ser aumentada à medida que se reduza o valor de  $Q$ .

A segunda classe de cavidades encerra a contribuição relevante do capítulo e se refere aos ressoadores de perfil contínuo. Tal estrutura pode ser entendida como uma cavidade generalizada que permite com grande flexibilidade a realização de perfis de campo quer dos tipos gaussiano ou triangular assimétrico. Com a introdução das funções seccionalmente contínuas, o tratamento matemático torna-se mais conciso, permitindo deduzir de maneira direta uma fórmula explícita para o fator  $Q$  de difração, a qual revela uma dependência inversa com o logaritmo do coeficiente de reflexão. Além disso, a estrutura do ressoador de perfil contínuo possibilita que tanto o nível de conversão de modos como os coeficientes de reflexão se tornem facilmente controláveis.

O projeto dos ressoadores constitui essencialmente um problema de autovalor que é descrito por uma equação de onda submetida a condições de radiação apropriadas. Para um dado perfil de cavidade, a frequência complexa  $\omega = \omega_R + i \omega_I$  é determinada através de um processo

de minimização que envolve a integração numérica da equação de onda. Na seção ressonante da cavidade, é estabelecido um padrão de onda quase estacionário que se acopla a uma onda caminhante de saída, que, por sua vez, transporta a energia eletromagnética gerada no interior da cavidade. O fator Q de difração é um parâmetro importante de projeto que especifica a meia vida T do modo ressonante através da relação  $Q \equiv \omega_R / 2\omega_I = \omega_R T$ . Em girotrons experimentais, este fator encontra-se tipicamente contido no intervalo 200-1500, e, nas situações de interesse prático, o perfil do ressoador deve ser sintetizado para satisfazer, além dos critérios de baixa densidade de modos e alta eficiência, os requisitos particulares  $\omega_R$  e Q de projeto.

Tais sistemas eletrodinâmicos que operam próximo à frequência de corte têm se revestido de comprovado sucesso nas aplicações em giro-dispositivos, e, no capítulo seguinte, será mostrado como determinados tipos de ressoadores podem levar a um aumento da eficiência do girotron.

## CAPÍTULO 4

### ESTUDO DA OTIMIZAÇÃO DA EFICIÊNCIA

#### 4.1 - INTRODUÇÃO

Os procedimentos básicos para a otimização da eficiência do girotron envolvem dois métodos. O primeiro consiste no uso de campos magnéticos externos não uniformes na região da cavidade. Resultados numéricos (Gaponov et al. 1981) indicam que uma distribuição de campo magnetostático que difira do perfil uniforme  $H_0$ , por um máximo  $\sim 1,03 H_0$  afastado da saída da cavidade por uma distância igual a  $1/3$  de seu comprimento, ocasiona um aumento de 50% na eficiência em relação àque-la obtida por uma distribuição uniforme. Das estruturas propostas (Gaponov et al., 1981, Kurayev e Shestakovitch, 1977) que incorporam variações introduzidas em um perfil homogêneo  $H_0$ , quer através de bobinas ativas ou de peças de aço, a rampa linear sugerida por Chu et al. (1980) parece ser a de mais fácil realização e prevê as eficiências mais altas, sendo atingida uma eficiência perpendicular  $\eta_{\perp} = 0,90$ , aproximadamente 1,7 vezes maior que a obtida em um campo magnético uniforme (Barroso e Montes, 1983). Essa técnica foi verificada experimentalmente por Read et al. (1982) que mediram eficiências eletrônicas até  $\eta = 0,65$  com níveis de potência de 1 a 100 kW em 35 GHz.

O outro método de otimização diz respeito à forma da estrutura longitudinal do campo elétrico. No enfoque teórico de alguns autores (Döring e Lugišland, 1986; Danly e Temkin, 1986; Chang et al., 1981; Kolosov e Kuratev, 1974), a maximização do girotron é feita com a prescrição de uma estrutura  $V(z)$  previamente estipulada, não se indicando de maneira explícita o perfil ressonador e o nível de conversão de modos a ele associado. Tomando por fundamento que perfis axiais de campo elétrico em cavidades abertas relacionam-se tipicamente com a função gaussiana (Barroso et al., 1986), o projeto de otimização de girotrons harmônicos de Danly e Temkin (1986) considera uma estrutura longitudinal do tipo

$$V(z) = \exp(-k_{\perp} z)^2$$

onde  $k_{\perp} = 2/L$  define o comprimento efetivo  $L$  da cavidade. Uma distribuição gaussiana também foi usada por Chang et al. (1981) no cálculo de uma eficiência perpendicular  $\eta_{\perp} = 0,72$ . O trabalho de Kolcsov e Kurayev (1974) envolve um problema de otimização multidimensional e tem por base a função paramétrica

$$V(z) = \text{sen}^2 \left( \pi \frac{\sum_{k=1}^6 A_k z^k}{\sum_{k=1}^6 A_k} \right)$$

em que os coeficientes  $A_k$  especificam a distribuição longitudinal do campo de RF. O esquema de maximização indica uma distribuição ótima de configuração triangular assimétrica (Figura 4.1) e uma correspondente eficiência perpendicular  $\eta_{\perp}^{\text{MAX}} = 0,881$ .

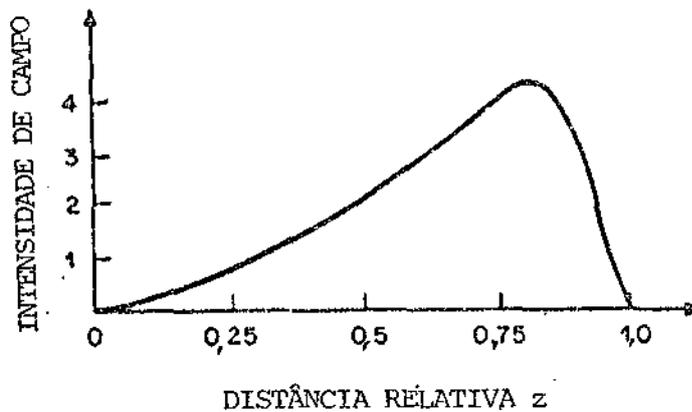


Fig. 4.1 - Distribuição ótima de campo para interação na primeira harmônica.

FONTE: Kolosov e Kurayev (1974).

Döring e Lunginsland (1986) verificaram, em uma análise comparativa de perfis de campo, que eficiências mais altas são obtidas com distribuições assimétricas. Em particular, para o perfil

$$V(z) = \begin{cases} \text{sen}^2(\pi z/L, 9L) & 0 \leq z/L \leq 0,95 \\ \text{sen}^2(10\pi z/L - 9\pi) & 0,95 \leq z/L \leq 1 \end{cases}$$

foi calculada uma eficiência perpendicular  $\eta_{\perp} = 0,70$  em um ressoador de comprimento  $L = 5\lambda$ . O estudo de Chu et al. (1980) considera perfis senoidais e no trabalho de Rapoport et al. (1967) a estrutura eletromagnética é tomada na forma de uma onda plana estacionária. Nestes dois artigos, se encontram respectivamente valores de  $\eta_{\perp}$  iguais a 0,51 e 0,31. Todas as eficiências acima referidas se atribuem a interações na harmônica ciclotrônica fundamental e a campos magnéticos uniformes externos.

Apesar de aplicações em projetos preliminares e na estimativa dos parâmetros de operação de girotrons, os trabalhos de caráter analítico anteriormente citados não são definitivos no sentido de considerarem campos de RF com um fator Q de difração artificialmente criado. Essa falta de consistência impõe algumas restrições tanto a um cálculo mais exato da potência de saída, das perdas ôhmicas e do nível de conversão de modos quanto à determinação das condições de partida do oscilador.

Neste capítulo, adotam-se procedimentos mais realistas na investigação de estruturas longitudinais de campo de RF objetivando-se a maximização da eficiência de girotrons que incluam um campo magnetostático uniforme. Tendo a Figura 4.1 como motivação condutora, a questão teórica inicialmente examinada concerne à possibilidade de obtenção de eficiências perpendiculares tão altas quanto  $\eta_{\perp} = 0,88$  utilizando as cavidades práticas apresentadas no Capítulo 3, e em particular, o ressoador de perfil contínuo proposto na Figura 3.12. A determinação da eficiência, cuja metodologia de cálculo é descrita na Seção 4.2, envolve as partes real e imaginária da autofunção complexa  $V(z)$  e são considerados modos azimutalmente simétricos  $TE_{op}$ . A Seção 4.3 inclui os resultados do capítulo e apresenta preliminarmente um quadro microscópico da interação de um feixe helicoidal de elétrons com campos TE que justifica o uso de estruturas assimétricas de campo de RF. Na última se

ção questionam-se as implicações de cavidades altamente eficazes bem como são discutidas as condições de acesso ao regime de alta eficiência.

#### 4.2 - CÁLCULO DA EFICIÊNCIA

Considera-se um feixe monoenergético de elétrons onde colisões e efeitos de carga espacial sejam desprezíveis e não modificam a estrutura eletromagnética do modo normal da cavidade. Nestas condições, a dinâmica dos elétrons é descrita pela equação de movimento.

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = -e [\vec{E} + \vec{v} \times (\vec{B} + \vec{B}_0)] \quad (4.1)$$

onde  $\vec{E}$  e  $\vec{B}$  representam os campos elétrico e magnético associados ao modo  $TE_{opl}$  da cavidade e  $\vec{B}_0 = \hat{z} B_0$  é o campo magnetostático uniforme externamente aplicado;  $\vec{p} = \gamma m_0 \vec{v}$ , onde  $m_0$  é a massa de repouso do elétron e  $\gamma = (1 - v^2/c^2)^{-1/2}$ . Em coordenadas cilíndricas  $(r, \theta, z)$  (Figura 4.2) a Equação 4.1 é reescrita como

$$\gamma^2(1-\beta_z^2-\beta_\theta^2)\dot{v}_r + \gamma^2\beta_r\beta_\theta\dot{v}_\theta + \gamma^2\beta_r\beta_z\dot{v}_z = a_r \quad (4.2a)$$

$$\gamma^2\beta_r\beta_\theta\dot{v}_r + \gamma^2(1-\beta_r^2-\beta_z^2)\dot{v}_\theta + \gamma^2\beta_\theta\beta_z\dot{v}_z = a_\theta \quad (4.2b)$$

$$\gamma^2\beta_z\beta_r\dot{v}_r + \gamma^2\beta_z\beta_\theta\dot{v}_\theta + \gamma^2(1-\beta_\theta^2-\beta_r^2)\dot{v}_z = a_z \quad (4.2c)$$

onde  $\vec{\beta} \equiv \vec{v}/c$  e

$$a_r = -\frac{e}{\gamma m_0} \left[ E_r + (B_\theta + B_z)v_\theta - v_z B_\theta \right] + \frac{v_\theta^2}{r} \quad (4.3a)$$

$$a_\theta = -\frac{e}{\gamma m_0} \left[ E_\theta - (B_\theta + B_z)v_r + v_z B_r \right] - \frac{v_r v_\theta}{r} \quad (4.3b)$$

$$a_z = -\frac{e}{\gamma m_0} \left[ v_r B_\theta - v_\theta B_r \right] \quad (4.3c)$$

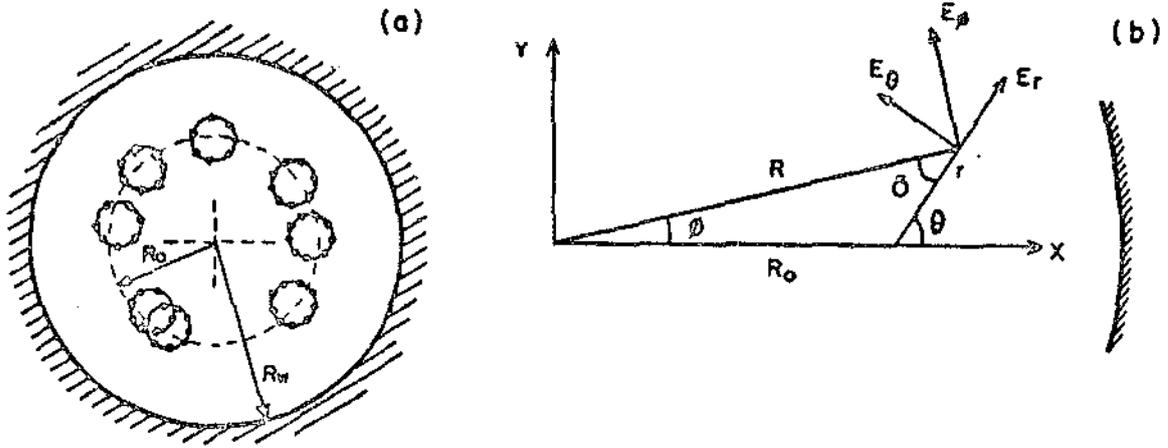


Fig. 4.2 - (a) Vista em corte transversal das órbitas dos elétrons na cavidade e (b) o sistema que define as coordenadas cilíndricas  $(R, \phi)$  e  $(r, \theta)$ .

Resolvendo o Sistema de equações 4.2 para  $\dot{v}_r$ ,  $\dot{v}_\theta$  e  $\dot{v}_z$ , obtém-se

$$\dot{v}_r = a_r - \beta_r T \quad (4.4a)$$

$$\dot{v}_\theta = a_\theta - \beta_\theta T \quad (4.4b)$$

$$\dot{v}_z = a_z - \beta_z T \quad (4.4c)$$

onde

$$T = \beta_r a_r + \beta_\theta a_\theta + \beta_z a_z = \frac{c}{\gamma} \frac{d\gamma}{dt} \quad (4.5)$$

Note-se que substituindo no Resultado 4.5 as expressões para  $a_r$ ,  $a_\theta$  e  $a_z$  dadas nas Equações 4.3, chega-se à equação de transferência de energia

$$m_0 c^2 \frac{d\gamma}{dt} = - e (v_r E_r + v_\theta E_\theta) = - e \vec{v} \cdot \vec{E} \quad (4.6)$$

O Sistema de equações 4.4 para as derivadas dos componentes da velocidade, juntamente com  $\dot{r} = v_r$ ,  $\dot{\theta} = v_\theta/r$  e  $\dot{z} = v_z$  formam um conjunto de 6 equações diferenciais ordinárias de primeira ordem que são resolvidas por um método multipasso linear implícito com a especificação do campo magnetostático  $\vec{B}_0$ , do raio de centro de guia  $R_0$  (Figura 4.2) e das condições iniciais apropriadas

$$t = 0 \begin{cases} \vec{r}_0 = (r_0, \theta_0, z_0) \\ \vec{v}_0 = (0, v_{\theta_0}, v_{z_0}) \end{cases}$$

Para o modo  $TE_{02}$ , o campo elétrico é da forma

$$\vec{E}_\perp = \hat{\phi} E_\phi = C_{02} k_\perp(z) V_{02}(z) J_1(k_\perp(z)R) \exp(i\omega t) \hat{\phi} \quad (4.7)$$

onde a constante de normalização vale  $C_{02} = [\sqrt{r} X_{02} J_0(X_{02})]^{-1}$  e  $k_\perp(z) = X_{02}/R_w(z)$  é o número de onda transversal.  $V_{02}(z) \equiv V(z) = V_R(z) + iV_I(z)$  é uma autofunção complexa que descreve a estrutura longitudinal do campo de RF e depende essencialmente do perfil do ressonador submetido às condições de radiação (3.28).

Normalizando as Equações 4.4 conforme o seguinte esquema

velocidade	: $\bar{v} = v/c$	
tempo	: $\bar{t} = t\omega_R$	
comprimento	: $\bar{L} = Lk_R$	(4.8)
campo elétrico	: $\bar{E} = E/(m_0 c^2 k_R/e)$	
indução magnética	: $\bar{B} = B/(m_0 c k_R/e)$	
tensão	: $\bar{V} = V C_{02}/(m c^2/e)$	

onde a barra denota as quantidades normalizadas, os campos de RF que atuam sobre o elétron são

$$\bar{B}_r = \bar{B}_R \cos \delta \quad \bar{B}_\theta = -\bar{B}_R \sin \delta \quad (4.9a)$$

$$\bar{E}_r = \bar{E}_\phi \sin \delta \quad \bar{E}_\theta = \bar{E}_\phi \cos \delta \quad (4.9b)$$

com

$$\sin \delta = \sin \theta / [1 + (r/R_0)^2 + 2(r/R_0) \cos \theta]^{1/2}. \quad (4.10)$$

Os campos físicos  $\bar{E}_\phi$  e  $\bar{B}_R$  ficam então representados por

$$\bar{E}_\phi = -\bar{E}_\phi_0 k_\perp(z) J_1(k_\perp R) [V_R \cos t - V_I \sin t] \exp(-\omega_I t) \quad (4.11)$$

$$\begin{aligned} \bar{B}_R = -\frac{\bar{E}_\phi_0}{1+\omega_I^2} & \left\{ k_\perp(z) J_1(k_\perp R) \left[ (\sin t - \omega_I \cos t) \frac{dV_R}{dz} + \right. \right. \\ & + (\cos t + \omega_I \sin t) \frac{dV_I}{dz} - k_\perp(z) \frac{R \times 02}{R_w(z)} J_0(k_\perp R) R'_w(z) \\ & \left. \left. [(\sin t - \omega_I \cos t) V_R + (\cos t + \omega_I \sin t) V_I] \right\} \exp(-\omega_I t) \end{aligned} \quad (4.12)$$

enquanto o campo longitudinal de RF se escreve como

$$\begin{aligned} \bar{B}_z = \frac{E_\phi_0 k_\perp^2(z) J_0(k_\perp R)}{1 + \omega_I^2} & \left[ (\sin t - \omega_I \cos t) V_R + \right. \\ & \left. + (\cos t + \omega_I \sin t) V_I \right], \end{aligned} \quad (4.13)$$

onde, por clareza, a barra foi suprimida em todas as quantidades exceto para os campos.

As trajetórias de 36 elétrons de fases uniformemente distribuídas sobre o círculo inicial de giração são calculadas e a eficiência da interação é dada por

$$\eta = (\gamma_0 - \frac{1}{36} \sum_{i=1}^{36} \gamma_i) / (\gamma_0 - 1) \quad (4.14)$$

onde  $\gamma_0$  é o fator relativístico dos elétrons no instante inicial, enquanto  $\gamma_i$  refere-se ao  $i$ -ésimo elétron no momento em que ele sai da região de interação.

Uma análise quantitativa do Sistema de equações 4.4 revela aspectos importantes da interação do elétron com o modo TE da cavidade. Inicialmente, note-se que usando as Relações 4.3 e 4.5, a variação da energia  $\epsilon = \gamma m_0 c^2$  do elétron com a velocidade axial  $v_{||} = v_z$

$$\frac{d\epsilon}{dv_{||}} = - \frac{e(\vec{v} \cdot \vec{E})}{a_z - \beta_z T} \quad (4.15)$$

pode ser escrita na forma

$$\frac{d\epsilon}{dv_{||}} = - \frac{\epsilon}{c^2 (B_R/E_\phi) + v_{||}} \quad (4.16)$$

e analogamente, a variação de  $\epsilon$  com a velocidade transversal  $v_{\perp} = (v_r^2 + v_\theta^2)^{1/2}$  é

$$\frac{d\epsilon}{dv_{\perp}} = - \frac{\epsilon v_{\perp}}{c^2 [1 + v_{||} (B_R/E_\phi)] - v_{\perp}^2} \quad (4.17)$$

A integração das Equações 4.16 e 4.17, com  $B_R = 0$ , fornece

$$\gamma \beta_{||} = \text{const.} \quad (4.18a)$$

$$\gamma^2(1-\beta_{\perp}^2) = \text{const.} \quad (4.18b)$$

Como esperado, só se tem uma equação independente, porquanto  $\gamma^2(1-\beta_{\perp}^2) = \text{const.}$  é uma outra representação da conservação da quantidade de movimento axial do elétron. Nesta condição, a Equação 4.18b indica que somente a energia rotacional dos elétrons pode ser convertida em radiação eletromagnética. Reescrevendo a Equação 4.18a na forma

$$\frac{\beta_{\parallel}^2}{\beta_{\parallel L}^2} + \beta_{\perp}^2 = 1, \quad (4.19)$$

tem-se a equação de uma elipse cujo semi-eixo menor vale

$$\beta_{\parallel L} = \left[ \frac{\gamma_0^2 \beta_{\parallel 0}^2}{1 + \gamma_0^2 \beta_{\parallel 0}^2} \right]^{1/2} = \left[ \frac{\gamma_0^2 - 1}{\gamma_0^2 + \alpha^2} \right]^{1/2} \quad (4.20)$$

com  $\gamma_0$  e  $\beta_{\parallel 0}$  referindo-se às condições do elétron e  $\alpha = \beta_{\perp 0} / \beta_{\parallel 0}$ . A Equação 4.18a também fornece

$$\frac{d\beta_{\perp}}{d\beta_{\parallel}} = - \frac{1 - \beta_{\perp}^2}{\beta_{\perp} \beta_{\parallel}} \quad (4.21)$$

e considerando  $\beta_{\parallel} > 0$  a análise se restringe ao primeiro quadrante do plano  $\beta_{\parallel} - \beta_{\perp}$ . Os parâmetros do feixe  $\gamma_0$  e  $\alpha$  determinam a posição inicial I (Figura 4.3) e a elipse a que estará vinculado o movimento de todos os elétrons inicialmente distribuídos sobre os círculo de giração. A evolução individual de cada elétron irá depender da respectiva fase inicial de giração  $\theta_0$ . No exemplo da Figura 4.3a a trajetória descrita pelo elétron no espaço de parâmetros  $\beta_{\parallel} - \beta_{\perp}$ , e na condição  $B_R = 0$ , é representada pelo arco de elipse RIQ. A partir da posição inicial I, o elétron evolui para a posição Q, em seguida retorna ao ponto I, alcança a excursão máxima em R, e cessada a interação, ele atinge a posição P. O valor final da velocidade axial é menor que  $c\beta_{\parallel 0}$ , e portanto, a

eficiência da interação é negativa. No caso real em que  $B_R \neq 0$ , o elétron move-se ao longo da curva tracejada para a qual  $\gamma\beta_{||} \neq \text{const.}$  Mas em girotrons típicos, a cavidade opera próximo ao corte e usualmente se tem  $c \cdot B_R \ll E_{\phi}$ , e com isso, a curva tracejada não se afasta muito da elipse, sendo o desvio de afastamento determinado pela variação de  $\gamma\beta_{||}$ . A Figura 4.3b ilustra um caso de eficiência positiva, em que a posição final P fica à direita da posição inicial I. Se o valor final de  $\beta_{||}$  tende para  $\beta_{||L}$  (Equação 4.20), a eficiência limite para uma única partícula é dada por

$$\eta_L = \frac{\gamma_0}{\gamma_0 - 1} [1 - (1 - \beta_{\perp 0}^2)^{1/2}] \quad (4.22)$$

e considerando  $\beta_{\perp 0}^2 \ll 1$ ,

$$\eta_L = \frac{\beta_{\perp 0}^2}{2(1 - \gamma_0^{-1})} = \frac{\gamma_0 + 1}{2\gamma_0} \frac{\alpha^2}{1 + \alpha^2} \quad (4.23)$$

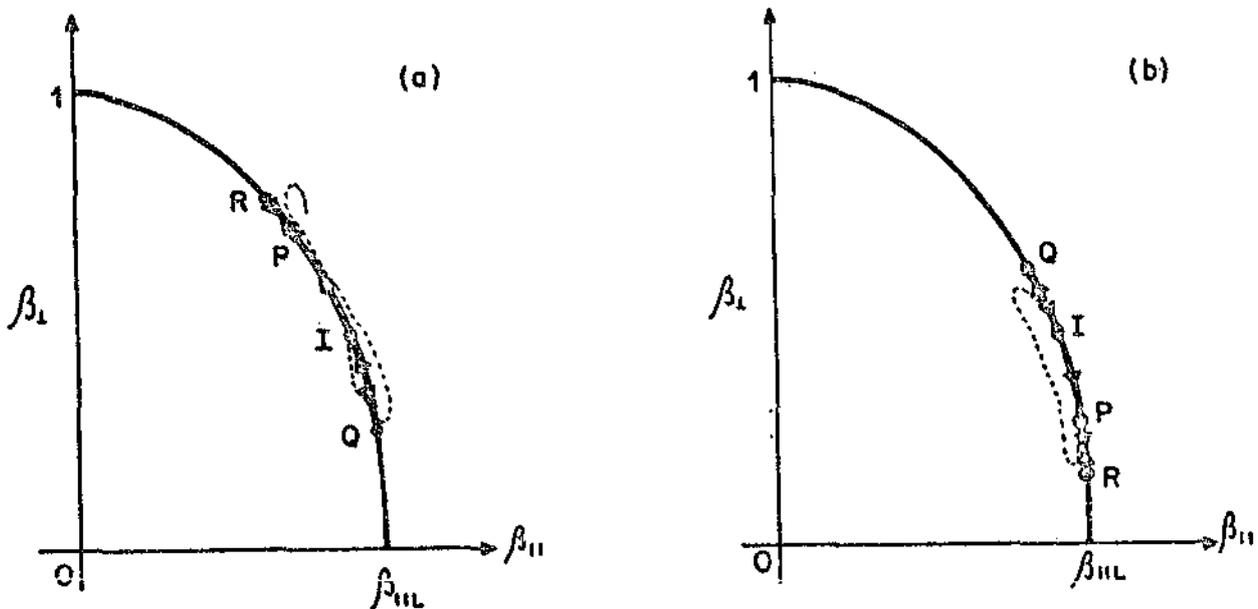


Fig. 4.3 - Trajetórias no plano  $\beta_{||}$ - $\beta_{\perp}$  com  $B_R = 0$  (linha cheia) e  $B_R \neq 0$  (linha tracejada para dois elétrons inicialmente sobre o mesmo círculo de giração: (a)  $\eta < 0$  e (b)  $\eta > 0$ ).

### 4.3 - OTIMIZAÇÃO ATRAVÉS DO PERFIL LONGITUDINAL DE CAMPO ELÉTRICO

#### 4.3.1 - CONSIDERAÇÕES PRELIMINARES

Antes de tratar propriamente da otimização da eficiência do girotron, é importante investigar alguns aspectos fundamentais da interação de um feixe helicoidal de elétrons relativísticos com campos eletromagnéticos. Para tanto, considera-se o campo estacionário de uma onda eletromagnética em uma cavidade cilíndrica fechada de raio  $R_w$  e comprimento  $L = 5 R_w$  com o feixe coincidindo com o primeiro máximo da distribuição radial do modo de operação  $TE_{021}$ . Nesta estrutura eletromagnética com  $k_{\perp} = 7,016/R_w$  e  $k_{\parallel} = \pi/L$ , o campo elétrico azimutal

$$E_{\theta} = E_{\theta_0} J_1(k_{\perp} R) \text{ sen } k_{\parallel} z \cos \omega t \cos \delta(t) \quad (4.24)$$

visto por um elétron de condições iniciais  $\epsilon = 70 \text{ keV}$ ,  $\theta_0 = 210^\circ$  e  $\alpha = 1,5$  é mostrado na Figura 4.4b. Os zeros de  $\cos \omega t$  e  $\cos \delta(t)$  se distribuem irregularmente ao longo da reta  $E_{\theta} = 0$ , e na região central de sincronismo, onde eles coincidem, o valor de  $E_{\theta}$  não é negativo. Superposto a este campo, é mostrada a parte lenta de  $E_{\theta}$

$$E_{\theta_s} = \frac{1}{2} \frac{R_0}{R} E_{\theta_0} J_1(k_{\perp} R) \text{ sen } k_{\parallel} z \cos(\omega t - \theta(t)) \quad (4.25)$$

onde é usada a relação (ver Figura 4.2)

$$\cos(\omega t - \delta(t)) = \frac{R_0}{R} \cos(\omega t - \theta(t)) + \frac{R}{R} \cos \omega t. \quad (4.26)$$

Na Figura 4.4a tem-se, correspondentemente, a variação da energia do elétron ao longo da região de interação. A troca de energia entre o elétron e o campo elétrico é um processo cumulativo devido a este termo de variação lenta, enquanto a parte rápida somente descreve uma fração da interação. Observe-se que o número total de órbitas ciclotrônicas

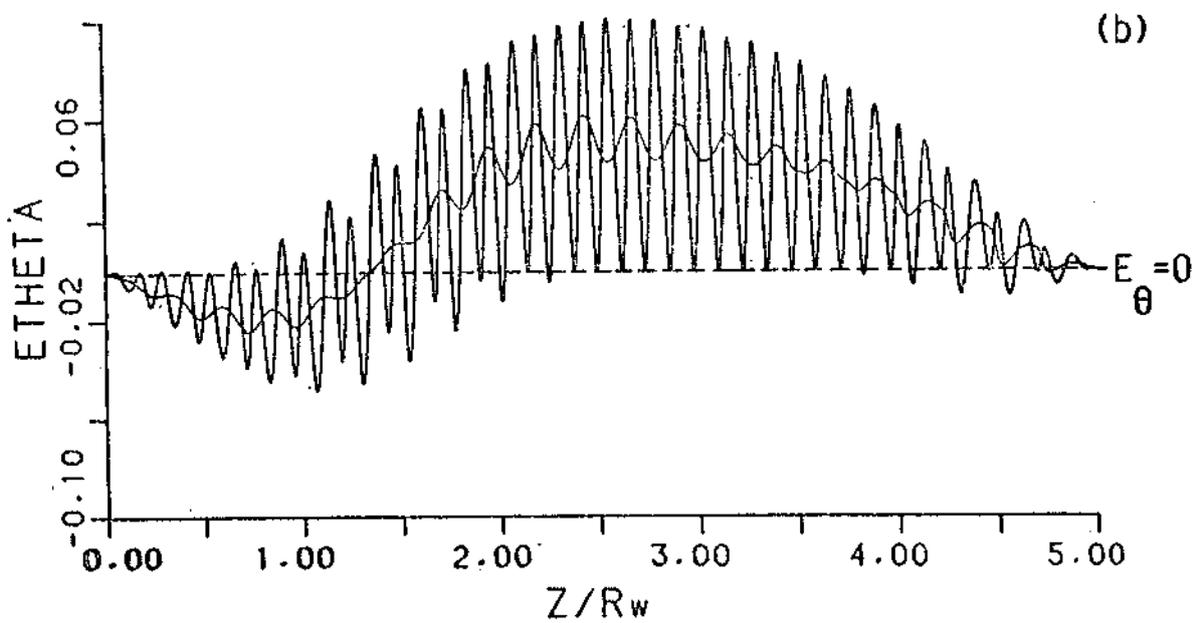
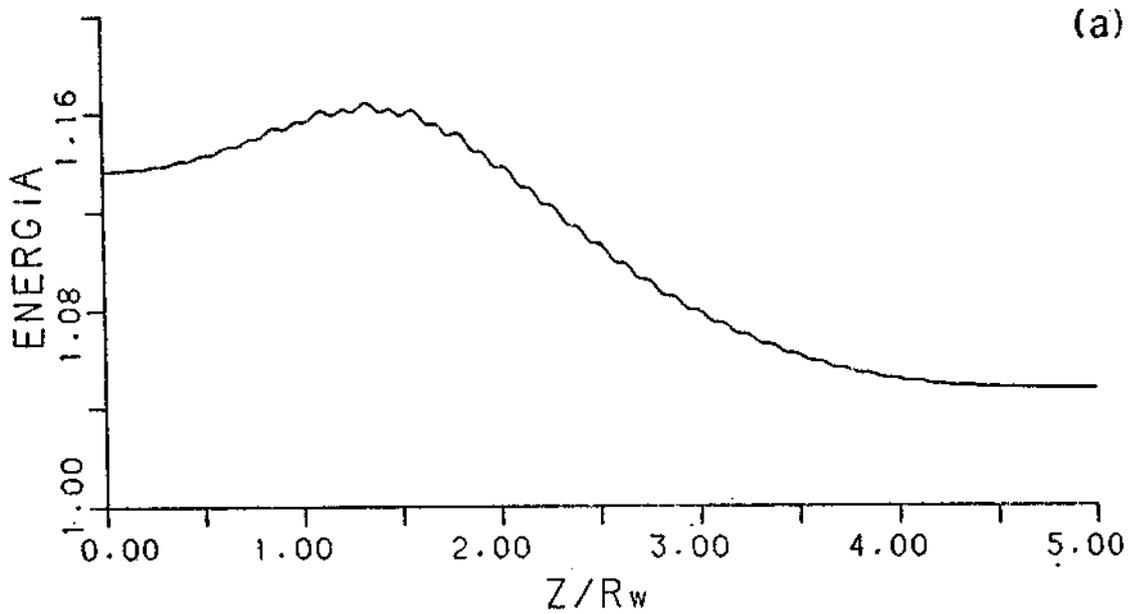


Fig. 4.4 - (a) Variação da energia, ao longo de uma cavidade cilíndrica, de um elétron injetado com as condições iniciais  $\epsilon = 70$  keV,  $\alpha = 1.5$  e  $\theta_0 = 210^\circ$ . (b) Campo elétrico efetivo  $E_{\theta}$  visto pelo elétron e a correspondente parte lenta  $E_{\theta_s}$  de finida pela Equação 4.25.

executadas por este elétron ao atravessar a cavidade é dado pelo número de picos de  $E_{\theta_s}$ , que no presente exemplo é igual a 20.

A partir da posição inicial, o elétron é acelerado ( $E_{\theta_s} < 0$ ) até atingir a posição  $z/R_w \approx 1,35$ , iniciando-se em seguida o processo de desaceleração em que o valor de  $E_{\theta_s}$  é positivo. A primeira parte deste processo (onde se verifica que  $v_r \ll v_\theta$ ) desenvolve-se a uma taxa média de variação  $d\gamma/dz \propto v_\theta E_{\theta_s}$  aproximadamente constante, uma vez que à medida que o elétron perde energia, e portanto  $v_\theta$  diminui, o valor médio de  $E_{\theta_s}$  aumenta. Na segunda parte ( $z/R_w \gtrsim 2,5$ ),  $v_\theta$  e valor médio de  $E_{\theta_s}$  decaem continuamente e a taxa de perda de energia do elétron é decrescente.

Um outro quadro no espaço de parâmetros  $\beta_{||}, -\beta_{\perp}$  (Figura 4.5) mostra a evolução do elétron ao longo da trajetória IQP, onde  $\gamma\beta_{||}$  varia não mais de 2% abaixo do valor de  $\gamma\beta_{||} (B_R = 0) = \text{const.}$ . Para este elétron em particular, a eficiência de transferência de energia é  $\eta = 66\%$ , um pouco maior que a eficiência limite  $\eta_L = 65\%$  (Equação 4.23). Nesta figura, o ponto Q corresponde ao máximo de energia na posição  $z(t_1)/R_w \approx 1,35$  da Figura 4.4a, onde  $t_1$  é a primeira raiz de  $\cos(\omega t - \theta(t)) = 0$ .

Finalmente, note-se que no intervalo  $3,0 < z/R_w < 4,0$  à direita do centro da cavidade, a taxa de perda de energia é decrescente porque tanto  $v_\theta$  como o valor médio de  $E_{\theta_s}$  diminuem. Por outro lado, se a distribuição axial de  $E_\theta$  é assimétrica, na forma de um triângulo escaleno, e com pico da distribuição à direita do centro  $z/R_w = L/2$ , a taxa  $d\gamma/dz$  aumenta, porque agora o valor médio de  $E_{\theta_s}$  continua a crescer neste intervalo. Esse método de otimização que utiliza perfis longitudinais de campo elétrico tem sido investigado por alguns autores (Döring e Luginsland, 1986; Danly e Temkin, 1986; Chang et al., 1981; Bykov e Goldenberg, 1975; Kolosov e Kurayev, 1974) e a seguir serão discutidos os resultados referentes às cavidades apresentadas no Capítulo 3, que são efetivamente capazes de acomodar tais distribuições assimétricas de campo de RF tendo em vista a maximização da eficiência de girotons.

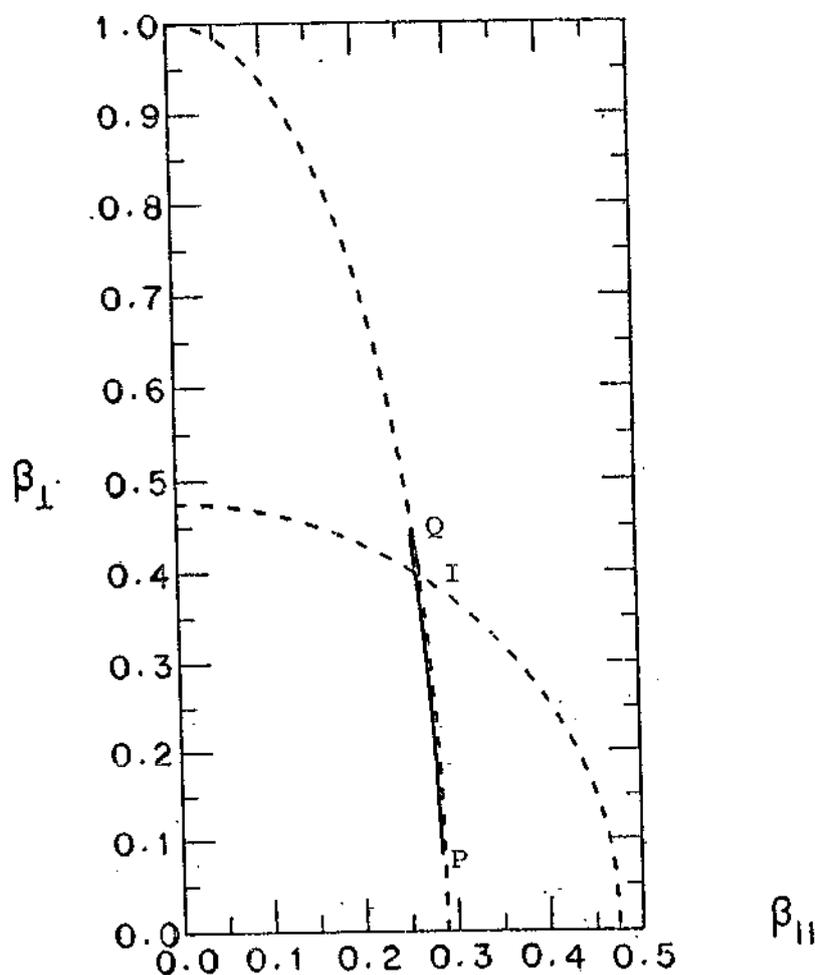


Fig. 4.5 - Trajetória IQP no plano  $\beta_{11}$ - $\beta_1$  do elétron referente à Figura 4.4. As curvas tracejadas são a elipse (Equação 4.19), a que está vinculado o movimento do elétron, e a circunferência de raio  $\sqrt{\beta_{110}^2 + \beta_1^2}$ . A posição final P contida no interior do círculo indica que  $\eta > 0$ .

#### 4.3.2 - OTIMIZAÇÃO DA EFICIÊNCIA EM ESTRUTURAS DE CAMPO DE RF FISICAMENTE REALIZÁVEIS

Nos cálculos aqui realizados, considera-se a aproximação de modo único e o raio do centro de guia  $R_0$  é feito coincidir com o segundo pico de  $J_1(R_w(z))$  na posição  $z$  em que o valor da distribuição

$|V(z)|$  é máximo, permitindo, conforme discutido no Capítulo 2, o uso de um raio de feixe que seja o maior possível. Especificados os parâmetros iniciais do feixe ( $\epsilon$  e  $\alpha$ ) e a estrutura eletromagnética estabelecida pela geometria de cavidade, as quantidades  $\bar{E}_{\phi 0}$  e  $\bar{B}_0$  são sistematicamente variadas até que a eficiência  $\eta$  calculada na secção de saída em  $z = z_{out}$  seja máxima.

Na Figura 4.6 acham-se mostrados os principais estágios da interação otimizada de um feixe de elétrons, de parâmetros iniciais  $\epsilon = 50$  keV e  $\alpha = 1,5$ , com o campo eletromagnético associado à cavidade da Figura 3.18a. No instante  $\bar{t} = 0,0$  os elétrons estão uniformemente distribuídos sobre a circunferência inicial de giração, e durante o primeiro estágio ( $\bar{t} \approx 136,0$ ), em que a dependência relativística da girofrequência com a energia é fraca, o anel eletrônico desloca-se como um todo. Os elétrons que decaem no interior do círculo inicial de giração perdem energia, enquanto aqueles que se afastam da circunferência inicial absorvem energia do campo eletromagnético. Até esse instante, que corresponde a um deslocamento axial médio dos elétrons até a cota  $z = -5,7$  cm, a eficiência da interação é  $\eta = 0,05$  (Figura 4.7). Sob a ação dos campos de RF, o anel passa a se deformar e no estágio final ( $\bar{t} \approx 408,0$ ) os elétrons ficam agrupados, sendo a distribuição no plano x-z semelhante à forma de uma seta. De uma maneira geral, os elétrons mais adiantados, e que se encontram no vértice da seta, são aqueles que mais perderam energia, conforme a relação  $\gamma\beta_{||} = \text{const.}$ , e a eficiência final da interação é  $\eta = 0,55$ .

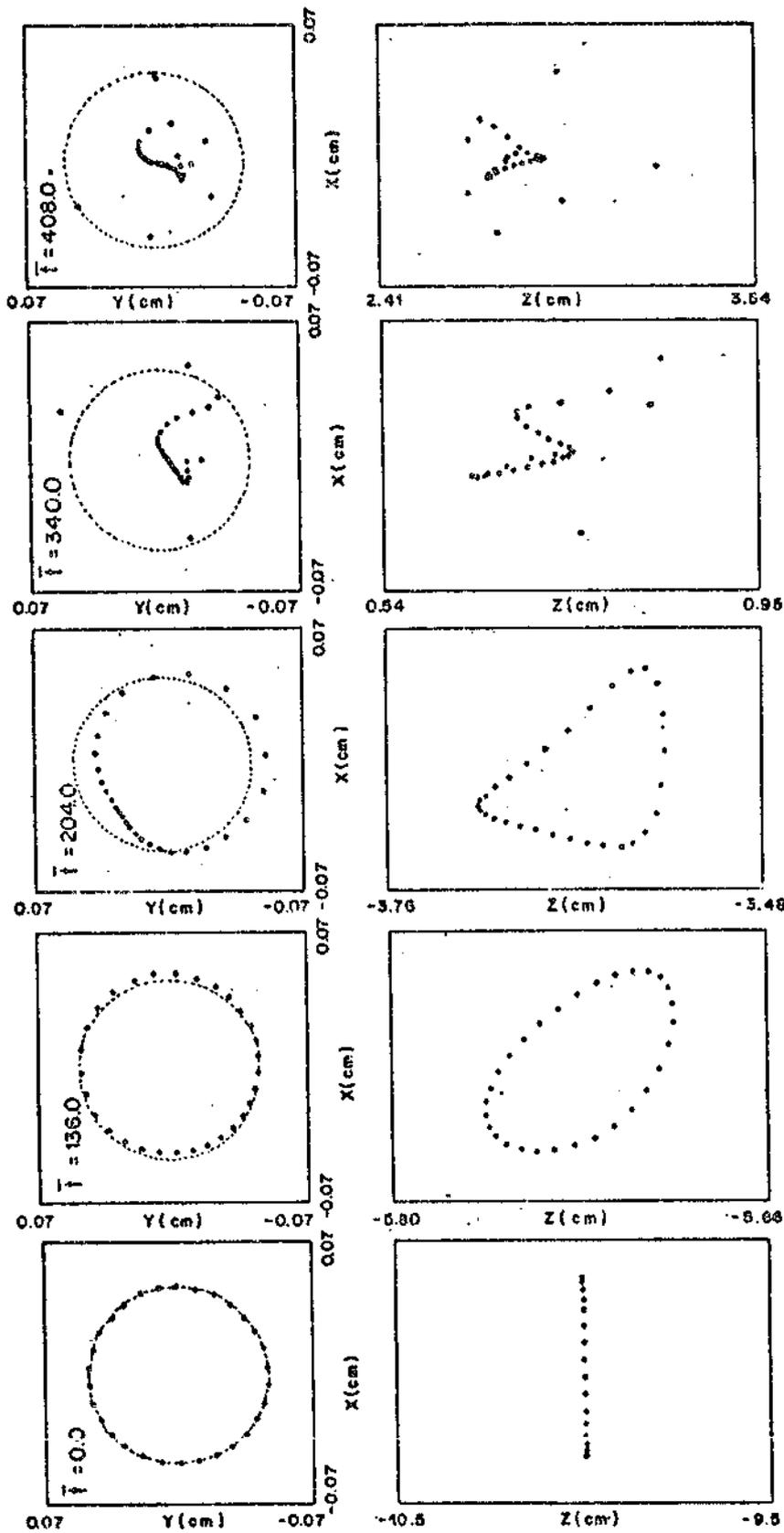


Fig. 4.6 - Distribuições de elétrons nos planos X-Y e X-Z em diferentes estágios de interação.

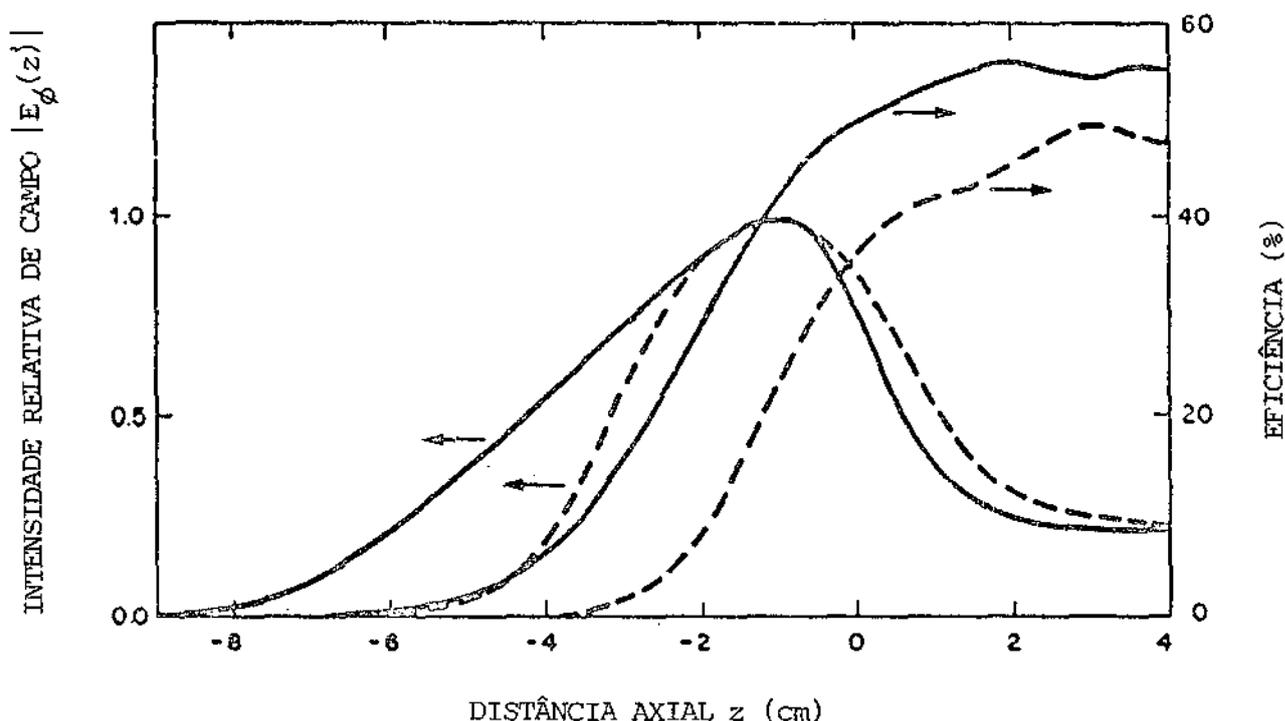


Fig. 4.7 - Intensidades relativas de campo normalizados em relação à unidade e variação da eficiência ótima ao longo da região de interação.

- As linhas cheia e tracejadas referem-se respectivamente às cavidades com  $Q = 951$  (perfil contínuo) e  $Q = 945$  (cones truncados). Os parâmetros de feixe são  $\epsilon = 50$  keV e  $\alpha = 1,5$ .

Também na Figura 4.7 são comparados os desempenhos de duas cavidades com os mesmos parâmetros iniciais de feixe ( $\epsilon = 50$  keV e  $\alpha = 1,5$ ). A primeira trata-se da cavidade de tipo especial mostrada na Figura 3.18a, enquanto a segunda é uma cavidade de cones truncados com  $\theta_3 = 3,0^\circ$ ,  $\theta_2 = 0,0^\circ$  e  $d_2 = 4,50$  cm (Tabela 3.3). Ambas as cavidades operam em torno de 35 GHz e no mesmo modo de oscilação  $TE_{021}$  com os respectivos fatores  $Q$  sendo aproximadamente iguais ( $Q = 951,0$  para a primeira e  $Q = 945,0$  para a segunda). Para efeito de comparação, os correspondentes perfis normalizados de campo elétrico  $|E_\phi(z)|$  nas duas cavidades estão superpostas e com os máximos coincidentes. Na primeira cavidade ( $Q = 951,0$ ) e depois de um estágio inicial de agrupamento, a eficiência da interação aumenta rapidamente a partir de

$z = - 6,0$  cm e satura em torno de  $\eta = 0,55$  com os parâmetros ótimos  $\bar{E}_{\phi_0} = 0,026$  e  $\bar{B}_0 = 1,059$ . Na segunda cavidade ( $Q = 945,0$ ), o mecanismo de interação passa a se manifestar a partir de  $z = - 4,0$  cm e a eficiência  $\eta$ , com  $\bar{E}_{\phi_0} = 0,026$  e  $\bar{B}_0 = 1,049$ , chega a atingir o valor de 48%, onde o aumento apreciável de  $\eta$  na última transição deve-se à interação persistente dos elétrons com a onda caminhante de saída.

Embora as duas cavidades apresentem aproximadamente o mesmo valor de  $Q$ , a de cones truncados com  $Q = 945,0$  é mais curta e a distribuição associada  $|E_{\phi}(z)|$  é do tipo gaussiano. Por outro lado, a distribuição notavelmente assimétrica que corresponde à cavidade com  $Q = 951,0$  tem a forma de um triângulo escaleno ABC de relação de assimetria definida por  $a = AD/DC$  igual a 2,7, onde D é a projeção do vértice B no lado maior AC com A ficando à esquerda de D. Com isso, tem-se uma indicação de que o comprimento AD, juntamente com a relação de assimetria, é um parâmetro relevante que justifica tal diferença de desempenho entre as duas cavidades segundo o critério de máxima eficiência com os mesmos parâmetros de feixe e modo de oscilação. Para verificar este ponto, procedeu-se a uma nova comparação entre a primeira cavidade com  $Q = 951,0$  e uma outra cavidade de cones truncados mais longa, com parâmetros geométricos  $d_1 = 3,00$  cm,  $d_2 = 9,50$  cm,  $d_3 = 2,50$  cm,  $\theta_1 = 1,00^\circ$ ,  $\theta_2 = 0,05^\circ$ ,  $\theta_3 = 4,50^\circ$  e que opera no modo  $TE_{021}$  com um fator  $Q = 940,0$ . Conforme a Figura 4.8, a parte frontal do perfil de campo elétrico, correspondente à cavidade com transição na seção média ( $\theta_2 = 0,05^\circ$ ), por ser marcadamente côncava não lhe confere um aspecto triangular. Como resultado, a curva da eficiência somente chega a atingir um nível de saturação  $\eta = 50,0\%$ . Este exemplo destaca a importância da parte frontal da estrutura de campo, e com relação à cavidade de cones truncados mais curta com  $d_2 = 4,5$  cm e  $\theta_2 = 0^\circ$ , a cavidade mais longa com  $d_2 = 9,5$  cm e  $\theta_2 = 0,05^\circ$  não acarreta um aumento significativo na eficiência.

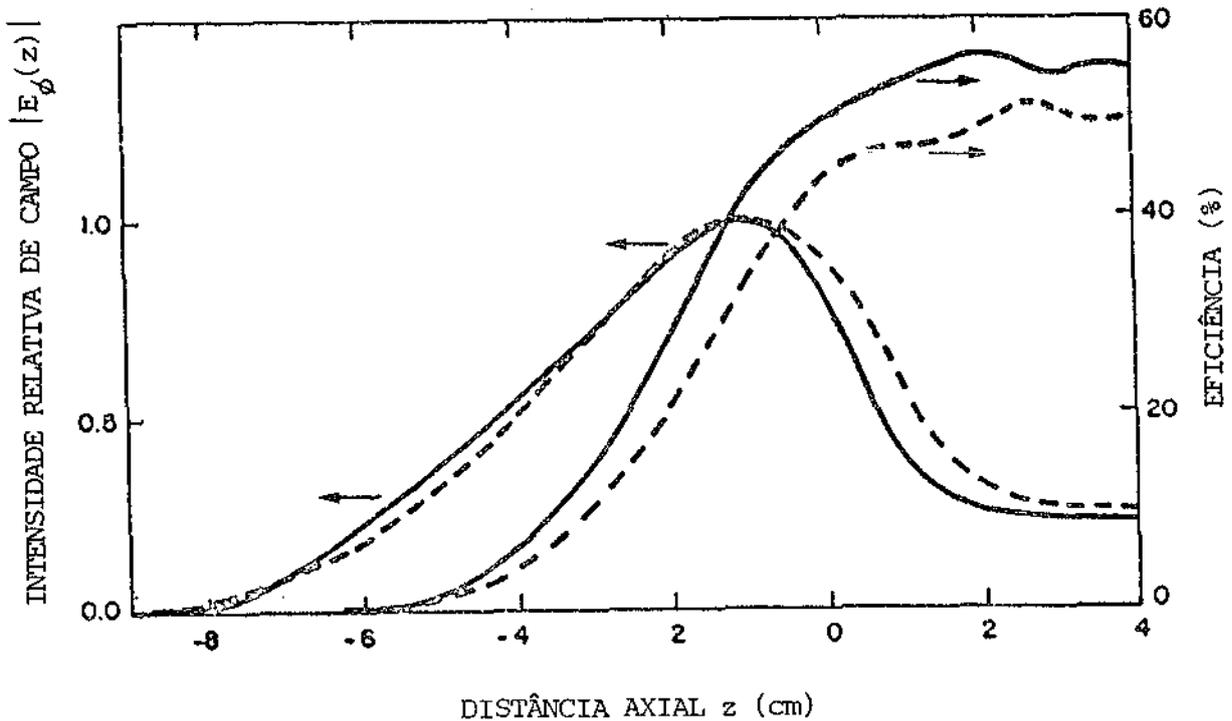


Fig. 4.8 - O mesmo da Figura 4.7, mas sendo que as curvas tracejadas correspondem a uma cavidade de cones truncados com  $Q = 940$ .

Além desses aspectos, relativos aos três tipos de perfil de campo elétrico acima discutidos (Figuras 4.7 e 4.8) é importante explorar outras questões abrangentes que envolvam os parâmetros de feixe, a frequência e o modo de operação. Para verificar a relação de dependência (Correa et al., 1988) entre a eficiência e tais quantidades, define-se o parâmetro de escala  $S = (L/R_c)\alpha\beta_{\perp 0}X_{op}$  que incorpora explicitamente os parâmetros de feixe (através de  $\alpha$  e  $\beta_{\perp 0}$ ), a frequência (através de  $R_c$ ), o modo de operação (através de  $X_{op}$ ) e o comprimento da região de interação  $L$ . (Ver Apêndice B).

Considerando o perfil de forma triangular da Figura 3.18b, que corresponde à cavidade com  $Q = 951,0$ , procedeu-se a uma série de cálculos nos quais a eficiência é otimizada para um dado valor de  $S$ . Os resultados são mostrados na Figura 4.9 e a existência de um máximo em torno de  $S = 75$  é um aspecto particularmente notável nessa figura.

O outro conjunto de pontos ordenadamente distribuídos refere-se ao perfil senoidal, cujos resultados indicam uma eficiência perpendicular máxima  $\eta_{\perp}^{MAX.} \approx 0,52$  para um valor do parâmetro de escala  $S \approx 25$ . Na obtenção deste último conjunto de pontos, foram consideradas cavidades cilíndricas de comprimentos  $1 \leq L/R_c \leq 8$ ; o parâmetro  $\alpha$  é variado de 1,5 a 2,5, a energia do feixe fica compreendida no intervalo  $50 \text{ keV} \leq E \leq 85 \text{ keV}$  enquanto o índice  $p$  da raiz  $X_{op}$  inclui valores de 1 a 5.

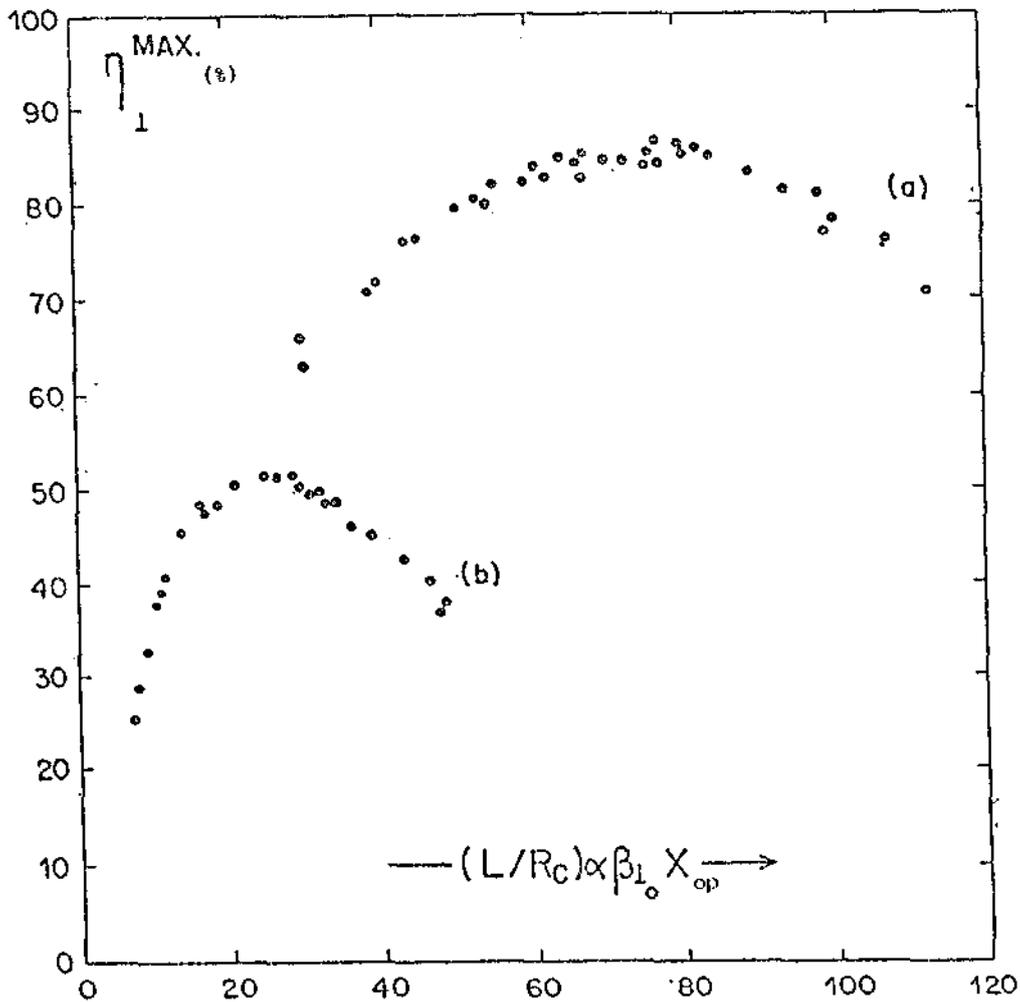


Fig. 4.9 - Leis de escala para a eficiência perpendicular máxima referentes aos perfis (a) triangular assimétrico e (b) senoidal. A eficiência perpendicular é definida por  $\eta_{\perp} = \eta(1 + \alpha^2)/u^2$  onde  $\eta$  é a eficiência eletrônica.

É claro que devido à forma mais complexa do ressonador de perfil contínuo, não é suficiente realizar um simples escalonamento a

partir de uma cavidade que opera no modo  $TE_{02}$  para obter uma outra cavidade que opere no modo  $TE_{03}$  e com a distribuição  $|V_{03}(z)|$  resultante idêntica à distribuição inicial  $|V_{02}(z)|$ . Em vista disso, foi sintetizada uma outra cavidade que opera no modo  $TE_{03}$  cujo perfil de campo associado  $|V_{03}(z)|$  também é triangular e com a mesma relação de assimetria ( $a = 2,7$ ) do perfil  $|V_{02}(z)|$  da Figura 3.17b. Com dois perfis triangulares semelhantes, mas associados a cavidades que operam nos modos  $TE_{03}$  e  $TE_{02}$  com o mesmo fator  $Q$ , os cálculos de otimização da eficiência incluíram parâmetros de feixe contidos nos intervalos  $1,0 < \alpha < 3,0$  e  $15 \text{ keV} < \epsilon < 100 \text{ keV}$ .

A coincidência de resultados obtidos com os dois perfis triangulares e a distribuição bem definida dos pontos resultantes na Figura 4.9 revelam com grande evidência que para cada tipo de perfil de campo (por exemplo senoidal, gaussiano ou triangular) existe uma dependência funcional entre a eficiência perpendicular ótima e o parâmetro  $S$ , independentemente do modo e do máximo de  $J_1(x)$  escolhido para a posição do feixe. Em particular, para o perfil assimétrico sistematicamente aqui estudado, foram calculadas eficiências perpendiculares em torno de 0,86 um valor bastante próximo da eficiência máxima  $\eta_{\perp}^{\text{MAX}} = 0,88$  de interação na primeira harmônica obtida por Kolosov e Kurayev (1974) para um perfil longitudinal de  $Q$  infinito.

#### 4.4 - DISCUSSÃO E CONCLUSÕES

As comparações de desempenho apresentadas nas Figuras 4.7 e 4.8, entre a cavidade de perfil contínuo e duas outras de cones truncados com aproximadamente o mesmo fator  $Q$  ( $\sim 950$ ) tornam evidente a importância da extensão e forma da parte frontal da estrutura de campo de RF. O ângulo  $\theta_2 = 0,05^\circ$  na cavidade com transição na seção média já é suficientemente pequeno para tornar difícil a sua realização na prática (ver por exemplo Borie et al. 1986a). Considerando um ângulo maior  $\theta_2 \approx 0,1^\circ$ , os fatores  $Q$  resultantes seriam insatisfatoriamente reduzidos ( $\sim 500$ ) mesmo adotando comprimentos  $d_2 \sim 14$  cm para a seção média. Por outro lado, se fosse factível uma cavidade com  $\theta_2 = 0,042^\circ$

Döring, 1986). Além deste tipo de competição, devem ser investigadas as possibilidades de ocorrência da competição axial. Em particular, na cavidade com transição na seção média ( $\theta_2 = 0,042^\circ$ ,  $Q = 932$ ) aqui comentada, o fator  $Q$  ( $= 550$ ) do modo  $TE_{022}$  não decai rapidamente com o índice axial  $\ell$ . Além desse aspecto desfavorável, a separação  $\Delta f_{12} = 0,14$  GHz entre as autofrequências dos modos nominal  $TE_{021}$  e axial superior  $TE_{022}$  é menor que a banda de frequência do meio ativo  $\Delta f_e$  (GHz)  $\approx 0,15\beta_{||}/L$  (cm)  $0,24$  GHz, e com isso, ambos os modos podem ser simultaneamente excitados. Encontram-se também restrições semelhantes no ressonador de perfil contínuo da Figura 3.18a, com  $Q = 951$ . A separação de frequências  $\Delta f_{12} \approx 0,13$  GHz é menor que a banda  $\Delta f_e \approx 0,23$  GHz e o fator ( $Q \approx 650$ ) do modo  $TE_{022}$  é relativamente alto. Uma alternativa para diminuir  $\Delta f_e$  seria considerar um menor valor para  $\beta_{||}$ , o que implicaria num parâmetro  $\alpha$  grande. Contudo, tal vínculo ( $\alpha > 2,5$ ) impõe restrições tecnológicas à realização de canhões injetores com efeitos toleráveis de carga espacial. O aumento de  $L$  seria uma solução insatisfatória porque, além de também diminuir a separação de frequências  $\Delta f_{12}$ , iria acarretar cavidades com altos fatores  $Q$ , inadequados para girotrons de alta potência. Diferentemente, se tem uma situação mais confortável com a cavidade curta de  $Q = 945$ . Apesar da menor eficiência, o espaçamento de modos e a banda de frequência do meio ativo valem respectivamente  $\Delta f = 0,26$  GHz e  $\Delta f_e = 0,27$  GHz, e o modo  $\ell = 2$  tem um fator  $Q$  ( $= 252$ ) relativamente baixo para não interferir com o modo desejado  $TE_{021}$ .

Um outro vínculo diz respeito às condições de partida do oscilador. Na Figura 4.9, as duas regiões  $S < 22$  e  $S < 42$ , que se referem respectivamente aos perfis senoidal e triangular assimétrico, correspondem ao regime de auto-excitação suave das oscilações estáveis no dispositivo, para o qual a corrente ótima de feixe é maior que a corrente de partida. As regiões  $S > 22$  e  $S > 42$ , que contêm o máximo da eficiência correspondem ao regime de excitação rígida do oscilador. Em girotrons de modo pulsado com uma distribuição otimizada de campo de RF, estados instáveis são detectados e a modulação das fontes de tensão podem impossibilitar o acesso aos estados ótimos (Kisel' et al., 1974). Por outro lado, girotrons de operação contínua podem atingir o regime de alta eficiência (Chu et al., 1980) injetando-se uma corrente de fei

xe maior que a corrente de partida, ou então, lançando uma onda externa para excitar a cavidade, ou, na terceira alternativa, fazendo o dispositivo inicialmente operar em um campo magnético mais intenso (que o campo magnético ótimo) para o qual a corrente de partida seja menor que a corrente ótima de operação.

Em conclusão, as possibilidades de realizar girotrons mais eficientes através do uso de perfis de campo de RF adequados foram explorados de uma maneira realista. Embora seja importante, alta eficiência não é um critério decisivo para selecionar a cavidade e os parâmetros de projeto para um girotron de operação pulsada. Outras questões que abordem o comportamento de partida e a competição de modos devem ser consideradas. À luz desses argumentos, no capítulo seguinte apresenta-se um projeto completo de um girotron de 35 GHz que incorpora os requisitos de baixa corrente de partida e modo de operação estável de maneira a ser obtida alta frequência sobre uma faixa extensa de potência de saída (Barroso et al., 1987).

## CAPÍTULO 5

### PROJETO CONCEITUAL DE UM GIROTRON DE 35 GHz

#### 5.1 - INTRODUÇÃO

Neste capítulo, apresenta-se a elaboração conceitual completa de um girotron de 35 GHz voltado para o programa de girotrons experimentais do Laboratório Associado de Plasma do INPE. Outros programas, ora em desenvolvimento, visam a utilização destas fontes de alta potência em experiências de aquecimento e geração não indutiva de corrente em plasmas toroidais, e estudam as condições para a absorção da radiação de RF no plasma. Estas condições impõem vínculos adicionais no projeto da máquina toroidal que estabelecem o limite inferior da intensidade do campo magnético. Isto, por sua vez, vem especificar a frequência de operação do presente girotron. Além de estar contida na faixa potencialmente vantajosa das ondas milimétricas - que oferecem soluções únicas para muitos problemas especiais -, a frequência de 35 GHz é particularmente atrativa porque, correspondendo a um mínimo de absorção atmosférica, torna este girotron utilizável em aplicações de radares e em sistemas avançados de comunicações. O modo de operação escolhido ( $TE_{021}$ ), por ser puramente azimutal, caracteriza-se por apresentar baixas perdas ôhmicas e a sua configuração simples de campo permite conversão eficiente para a polarização linear. Mostra-se na Figura 5.1 o diagrama esquemático geral do girotron de 35 GHz onde se acham integrados todos os seus elementos constitutivos. O canhão injetor de elétrons selecionado corresponde ao canhão da Figura 2.16 anteriormente discutida no Capítulo 2. O catodo, de nariz curto, tem uma geometria simplificada que se compõe de um tronco de cone concordante com uma calota esférica. A cavidade ressonante consiste em uma estrutura de cones truncados cuja transição linear de saída se une ao coletor cilíndrico de 6,35 cm de diâmetro e com um comprimento ativo de 13 cm. A janela de saída compreende um disco de alumina resfriado perifericamente e com espessura igual a três meios do comprimento de onda da radiação no dielétrico.

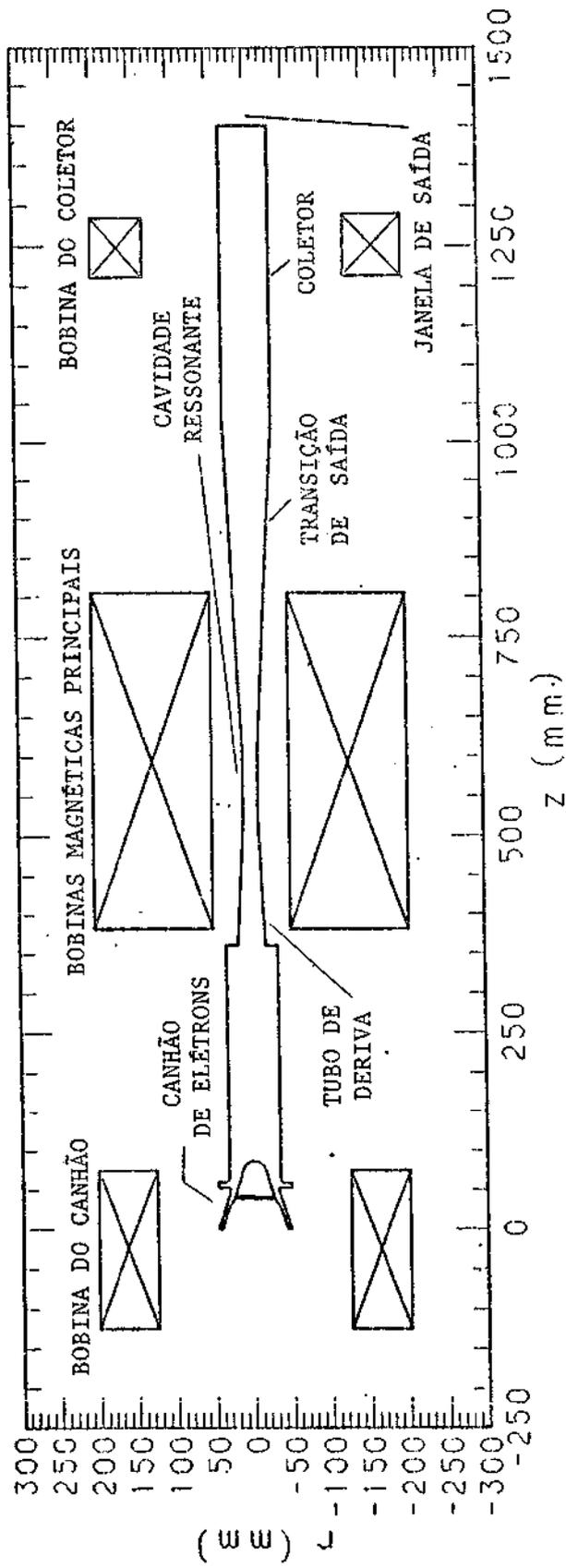


Fig. 5.1 - Diagrama esquemático do girotron de 35 GHz.

Em uma perspectiva unificada, o presente capítulo destaca critérios de seleção de parâmetros e assinala alguns aspectos inter-relacionados, por vezes conflitantes, no projeto de girotrons de alta potência. Nesse contexto, procura-se determinar as condições de alta eficiência, para uma ampla faixa de valores tanto da intensidade do campo magnetostático como da corrente de operação, em conformidade com perdas ôhmicas aceitáveis e com o requisito de autoexcitação suave do oscilador. Para tanto, na Seção 5.2, expressões para a densidade de dissipação ôhmica e para a potência de saída são deduzidas consistentemente com a formulação complexa da distribuição longitudinal de campo elétrico na cavidade ressonante. Os parâmetros de operação do girotron de 35 GHz (Figura 5.1) bem como as suas características de partida são discutidos na Seção 5.3, onde também se identifica a estreita dependência de tais parâmetros com a geometria do ressoador. Na Seção 5.4, desenvolve-se um modelo balístico para o fluxo de elétrons na região do coletor com a subsequente determinação de uma área ativa suficientemente extensa para dissipar com segurança a energia do feixe de elétrons coletados. Através de uma análise completa, onde se inclui uma geometria simplificada para a transferência convectiva de calor, investiga-se o comportamento térmico da superfície coletora. Cálculos indicam um esquema apropriado de remoção do calor para que o tempo de resfriamento - entre dois pulsos consecutivos de potência - seja compatível com o regime pulsado de, aproximadamente, um disparo por minuto. As propriedades termofísicas de cerâmicas especiais são tratadas na Seção 5.5 que apresenta uma avaliação quantitativa do desempenho destes materiais quando utilizados em janelas dielétricas de girotrons. A Seção 5.6 contém as conclusões do capítulo e discussões outras que abrangem restrições técnicas inerentes a girotrons de alta potência.

## 5.2 - CÁLCULO DA POTÊNCIA DE SAÍDA E DAS PERDAS ÔHMICAS

Determina-se a potência de saída do girotron integrando-se o vetor de Poynting complexo

$$P_0 = \text{Re} \frac{1}{2} \int \vec{E} \times \vec{H}^* \cdot d\vec{s} \quad (5.1)$$

sobre a seção de saída do ressonador. Para modos puramente azimutais e no contexto da aproximação de modo único, o componente não nulo do vetor campo elétrico é dado por

$$E_\phi = V(z) e_\phi(R, \phi, z) \quad (5.2)$$

enquanto a equação rotacional de Maxwell  $\nabla \times \vec{E} = -\partial \vec{B} / \partial t$  fornece

$$H_R = \frac{1}{i\omega\mu} \frac{\partial E_\phi}{\partial z} \quad (5.3)$$

Com isso, a substituição das Equações 5.2 e 5.3 no desenvolvimento da integral 5.1 leva a

$$P_0 = \text{Re} \frac{1}{2i\mu\omega^*} \int \left[ V(z) \frac{dV(z)^*}{dz} |e_\phi|^2 + |V|^2 e_\phi \frac{\partial e_\phi}{\partial z} \right] dS.$$

Usando as Condições de ortonormalidade 3.6 para o autovetor  $e_\phi$  e de contorno (3.28b) para a autofunção complexa  $V(z)$ , e também notando que

$$C_{\phi\phi}^m = \int \vec{e}_{\phi m}^* \cdot \frac{\partial \vec{e}_{\phi m}}{\partial z} dS = - \frac{R'_w(z)}{R_w(z)} \frac{m^2}{X_{\phi m}^2 - m^2}$$

conforme a Equação A.4, tem-se

$$P_0 = \frac{1}{2\mu c} |V(z_{out})|^2 \left[ \frac{k_{"R}}{k_R} \right] \Bigg|_{z = z_{out}} \left[ 1 + \left( \frac{k_R/k_{"R}}{2Q} \right)^2 \right] \quad (5.4)$$

onde  $V(z_{out})$  está expresso em volts e  $\mu c = 377\Omega$  é a impedância do vácuo. Normalizando a Equação 5.4 de acordo com o Esquema 4.8 e considerando  $Q \gg 1$ , a expressão para a potência de saída é dada por

$$P_0 \text{ (kW)} = 34,6 C_{OP}^{-2} \left[ \frac{k_{"R}}{k_R} \right] \Bigg|_{z = z_{out}} |\bar{V}(z_{out})|^2 (\bar{E}_{\phi_0} \times 10^2)^2 \quad (5.5)$$

onde  $\bar{E}_{\phi_0}$  representa a amplitude normalizada do campo elétrico.

Uma análise da Equação 5.5 vem indicar que o uso de modos de ordem superior possibilita a obtenção de níveis mais elevados para a potência de RF gerada. De fato, substituindo a cavidade de um girotron que opera, por exemplo, no modo  $TE_{01}$  por uma outra de igual comprimento mas que opere no modo  $TE_{04}$  - com idêntico fator  $Q$  e que mantenha inalterada a distribuição normalizada de campo  $\bar{V}(\bar{z})$  -, a eficiência nos dois casos será a mesma. Considerando, além disso, que sejam mantidos a tensão de aceleração e o parâmetro  $\alpha = \beta_{\perp 0}/\beta_{"0}$  do feixe - que determinam unicamente a velocidade transversal normalizada  $\beta_{\perp 0}$  -, decorre que a amplitude adimensional  $\bar{E}_{\phi_0}$  do campo elétrico permanece inalterada, uma vez que, nesta circunstância, a eficiência da interação depende essencialmente dos parâmetros  $\bar{E}_{\phi_0}$ ,  $\bar{B}_0$  e  $S = \alpha \beta_{\perp 0} \omega R/c$  (Apêndice B). Portanto, resulta que a potência de saída na segunda cavidade (modo  $TE_{04}$ ) poderá ser 3,5 vezes (Tabela 5.1) maior do que aquela produzida pelo girotron que opera no modo  $TE_{01}$  com igual frequência.

TABELA 5.1

VALORES NORMALIZADOS DA CONSTANTE  $C_{op}^{-2} = \pi X_{op}^2 J_0^2(X_{op})$   
RELATIVA A VÁRIOS MODOS

MODO	$(C_{op}/C_{01})^{-2}$
TE <sub>01</sub>	1
TE <sub>02</sub>	1,86
TE <sub>03</sub>	2,71
TE <sub>04</sub>	3,56

A potência requerida de feixe para manter o regime estacionário relaciona-se com a potência de saída através de

$$P_F = I V_F = P_0/\eta \quad (5.6)$$

e, em consequência, para uma dada tensão de feixe  $V_F$ , a corrente de operação necessária vale

$$I(A) = 34,6 C_{op}^{-2} \left| \frac{k_{"R}}{k_R} \right|_{z = z_{out}} \frac{|\bar{V}(z_{out})|^2}{V_F(kV)} \frac{(\bar{E}_{\phi_0} \cdot 10^2)^2}{\eta} \quad (5.7)$$

A partir das definições dos fatores ôhmico

$$Q_{\Omega} = \frac{\omega_R \bar{\epsilon}_0}{P_{\Omega}} \quad , \quad (5.8a)$$

em que  $\xi_0$  denota a energia armazenada no campo eletromagnético do ressoador e  $R_0$  representa a potência ôhmica dissipada na superfície da cavidade, e do fator Q total

$$Q_T = (Q_\Omega^{-1} + Q^{-1})^{-1} = \frac{\omega_R \xi_0}{P_0} \quad (5.8b)$$

desenvolve-se a seguinte expressão

$$P_\Omega/A = \frac{Q_T}{Q_\Omega} \cdot \frac{P_0}{2\pi \tilde{R}_W L} \quad (5.9)$$

que determina o fluxo de calor na parede de uma cavidade axi-simétrica de raio médio  $\tilde{R}_W$  e comprimento L. O fator ôhmico  $Q_\Omega$  teórico para um modo  $TE_{op1}$  é dado por (ver p.ex. Collin, 1966)

$$Q_\Omega = \frac{\lambda}{2\pi\delta} \frac{[X_{op}^2 + \pi^2 (\tilde{R}_W/L)^2]^{3/2}}{X_{op}^2 + 2\pi^2 (\tilde{R}_W/L)^3} \quad (5.10)$$

onde  $\delta = \sqrt{2/\omega_R \mu \sigma}$  é a profundidade pelicular do material metálico de condutividade elétrica  $\sigma$ . Considerando uma cavidade fracamente irregular, onde  $\tilde{R}_W \cong R_C = X_{op} \lambda/2\pi$  e  $R_C/L \ll 1$ , a Expressão 5.10 se reduz a

$$Q_\Omega \cong R_C/\delta \quad (5.11)$$

e o Resultado 5.9 que determina a dissipação ôhmica média por unidade de área é reescrito como

$$P_{\Omega}/A = \frac{\delta}{R_C} \cdot \frac{Q P_0}{2\pi R_C L} \quad (5.12)$$

onde se admite o caso de baixa perda para o qual se tem  $Q_{\Omega} \gg Q$ . Por outro lado, o fator de difração  $Q$  associado ao ressonador de cones truncados da Figura 3.8 com  $\theta_2 = 0^\circ$ , nas condições  $0,5^\circ \leq \theta_1 \leq 1^\circ$  e  $\theta_3 \leq 6^\circ$ , segue a relação (Gaponov et al., 1981)

$$Q = K 4 \pi (d_2/\lambda)^2 \equiv K Q_{\min} \quad (5.13)$$

em que o parâmetro  $K$  não varia sensivelmente com os ângulos das transições lineares e um valor aproximado em torno de  $K \approx 3$  geralmente é obtido. Substituindo a Expressão 5.13 na Fórmula 5.12 e normalizando as quantidades envolvidas conforme o Esquema 4.8, chega-se a

$$P_{\Omega}/A (\text{kW/cm}^2) = 2,531 K k_{\text{R}}(z_{\text{out}}) d_2^2/L \cdot [\sigma (\text{MS/m})]^{-1/2} [f (\text{GHz})]^{5/2} \quad (5.14)$$

$$J_0^2(x_{\text{op}}) \bar{v}^2(z_{\text{out}}) \bar{E}_{\phi_0}^2$$

Note-se que  $P_{\Omega}/A$  varia diretamente com  $f^{5/2}$ . Com este vínculo, tem-se uma das principais restrições técnicas para a realização de girotrons de elevada potência (> 200 kW) com operação contínua em alta frequência (> 100 GHz). Nestes casos, a cavidade ressonante deve ter um diâmetro suficientemente grande para limitar a densidade de perda ôhmica ao valor aceitável de  $2 \text{ kW/cm}^2$ . Para explorar este ponto, o produto dos termos  $J_0^2(x_{\text{op}})$  e  $\bar{E}_{\phi_0}^2$  que aparecem na Equação 5.14 é reescrito em uma forma que torna explícita a dependência da perda específica  $P_{\Omega}/A$  com o número radial  $p$ , dada por  $J_0^2(x_{\text{op}})$ , e com a posição do feixe de elétrons - que é feito coincidir com um dos picos da distribuição radial  $J_1(k_{\perp} R)$  do modo escolhido  $\text{TE}_{\text{op}}$ . Dentro de uma exatidão de 98%, representa-se o termo

$J_0^2(X_{op})$  por

$$J_0^2(X_{op}) \approx 0,2027/(p+1/4) \quad (5.15)$$

enquanto a amplitude normalizada  $\bar{E}_{\phi_0}$  do campo elétrico na localização do raio do feixe que coincide com o n-ésimo máximo de  $J_1(k_{\perp}R)$  é dada pela relação

$$\bar{E}_{\phi_0} \text{ (n-ésimo pico)} = \frac{J_1(X'_{01})}{J_1(X'_{0n})} \bar{E}_{\phi_0} \text{ (1º pico)} \quad (5.16)$$

com  $X'_{0n}$  sendo a n-ésima raiz de  $J_1'(X) = 0$ , que corresponde ao n-ésimo máximo de  $J_1(k_{\perp}R)$ . Este resultado é colocado na forma

$$\bar{E}_{\phi_0}^2 \text{ (n-ésimo pico)} \approx 1,668(n-1/4) \bar{E}_{\phi_0}^2 \text{ (1º pico)} \quad (5.17)$$

com um erro inferior a 3,5% para  $n > 1$ , enquanto o fator 1,668 deve ser multiplicado por 0,8 se  $n=1$ . Combinando as Expressões 5.17 e 5.15 tem-se

$$J_0^2(X_{op}) \bar{E}_{\phi_0}^2 \text{ (n-ésimo pico)} = 0,3382 \frac{n-1/4}{p+1/4} \bar{E}_{\phi_0}^2 \text{ (1º pico)}, n > 1 \quad (5.18)$$

Neste ponto, surgem requisitos conflitantes quanto ao raio do feixe: conforme discutido no Capítulo 2, ele deve ser o maior possível para reduzir a densidade de corrente e problemas de carga espacial no cañão; por outro lado, a Equação 5.18 recomenda que o feixe fique suficientemente afastado da parede metálica para aliviar a carga térmica da cavidade. Em algumas situações, a alternativa consiste em adotar um valor mais alto para o número radial  $p$ , embora tal procedimento venha au

mentar desfavoravelmente a densidade de modos no ressoador (Mourier et al., 1986).

Fórmulas diretas para  $P_0$  e  $P_0/A$ , que não incorporam o caráter complexo da distribuição longitudinal  $V(z)$ , são largamente empregadas por vários autores (Chu et al., 1981; Read et al., 1981; Carmel et al., 1982; Arfin et al., 1982) que consideram uma cavidade cilíndrica fechada, de raio  $R_w$  e comprimento  $L$ , com um fator de difração  $Q$  artificialmente criado. A energia eletromagnética armazenada nesta cavidade é obtida a partir da integral de volume

$$\mathcal{E}_0 = \frac{\epsilon}{2} \int |E_\phi|^2 dV$$

com

$$E_\phi = E_{\phi 0} J_1(k_\perp R) \sin k_\parallel z \exp(-i\omega_R t)$$

que resulta em

$$\mathcal{E}_0 = \frac{\pi \epsilon}{4} E_{\phi 0}^2 J_0^2(X_{op}) R_w^2 L$$

Substituindo a expressão acima nas Equações 5.8b e 5.12 segue imediatamente que

$$P_0 = \frac{1}{2\mu c} \frac{\pi^2}{Q} E_{\phi 0}^2 J_0^2(X_{op}) R_w^2 L / \lambda \quad (5.19a)$$

$$P_{\Omega}/A = \frac{\pi}{4} \frac{\delta}{\lambda} \frac{1}{\mu C} E_{\phi}^2 J_0^2(x_{op}) \quad (5.19b)$$

e aplicando o Esquema de normalização 4.8 tem-se

$$P_0 \text{ (MW)} = 544 J_0^2(x_{op}) \bar{E}_{\phi_0}^2 \bar{R}_w^2 \bar{L}/Q \quad (5.20a)$$

$$P_{\Omega}/A \text{ (kW/cm}^2\text{)} = 3,97 [\sigma \text{ (MS/m)}]^{-1/2} [f \text{ (GHz)}]^{5/2} J_0^2(x_{op}) \bar{E}_{\phi_0}^2 \quad (5.20b)$$

Para incorporar no cálculo da eficiência o efeito das perdas ôhmicas, considera-se a fração da potência do feixe que é dissipada na parede resistiva. A fração restante  $Q_{\Omega}/(Q_{\Omega}+Q)$  é transportada para fora da cavidade pela onda caminhante e a eficiência total vale

$$\eta_T = \frac{Q_{\Omega}}{Q_{\Omega} + Q} \eta \quad (5.21)$$

onde  $\eta$  representa a eficiência eletrônica definida na Equação 4.14.

### 5.3 - PARÂMETROS DE OPERAÇÃO E CARACTERÍSTICAS DE PARTIDA

Um aspecto favorável em se escolher um modo de operação de simetria circular deve-se ao fato de que, dentre os modos transversais  $TE_{mp}$ , aqueles com campo elétrico puramente azimutal caracterizam-se pelas perdas ôhmicas mais baixas e permitem uma conversão eficiente para os modos linearmente polarizados - requeridos em aplicações de radares de ondas milimétricas, aceleradores lineares de partículas e em esquemas de aquecimento de plasmas de fusão. Entretanto, não se pode evitar a especial competição entre os modos  $TE_{op}$  e  $TE_{2p}$  quando  $p \geq 3$  (Arfin et al., 1982; Kim et al., 1981). Este efeito pode levar tanto a uma diminuição da eficiência como ao aquecimento indesejável de cer

tos componentes não projetados para acomodarem modos parasitas. De uma maneira geral, ocorre séria competição de modos quando a p-ésima raiz da derivada da função de Bessel  $J_2'(x) = 0$ , que corresponde ao modo competidor, fica próxima da raiz  $X_{op}$  referente ao modo de operação, isto é,  $|X_{op} - X_{2p}| \leq 0,2$ ; nesta condição, a diferença entre os raios críticos ( $R_c = \lambda X_{mp}/2\pi$ ) para os dois modos é uma pequena quantidade da ordem de  $0,03\lambda$ , o que pode tornar a operação do girotron insatisfatória no sentido de que os parâmetros experimentais necessitem serem cuidadosamente ajustados para que o modo de operação tenha as condições mais favoráveis de excitação. Entre os modos  $TE_{01}$  e  $TE_{02}$ , relativamente livres de competição, escolhe-se o modo  $TE_{02}$  por apresentar uma maior seção de corte, o que vem possibilitar, além de um nível mais alto de potência gerada, um maior valor para o raio do feixe de elétrons. Do que precede, o raio do feixe é feito coincidir com o segundo máximo da distribuição radial (Figura 5.2)  $J_1(k_{\perp}R)$  do modo  $TE_{02}$ . Uma vez estabelecidas as características do feixe - que compreendem a tensão de aceleração  $V_F = 50$  kV e o parâmetro  $\alpha = 1,5$  -, procede-se ao cálculo da eficiência de interação (Figura 5.3) para a distribuição longitudinal de campo elétrico  $V(z)$  correspondente. A cavidade indicada é do tipo que inclui uma estrutura irregular de cones truncados (Figura 5.4) cuja distribuição  $V(z)$  associada acha-se referida na Figura 3.9. As relações de dependência da potência de saída e da eficiência eletrônica com a corrente de feixe são obtidas, respectivamente, a partir das Equações 5.5 e 5.7 e se encontram mostradas nas Figuras 5.5 e 5.6. Inerentemente a girotrons que operam no regime de alta eficiência, estas figuras revelam que os parâmetros ótimos (de máxima eficiência) não preservam a condição de auto-excitação suave do oscilador, segundo a qual se exige um valor para a corrente de partida menor que a corrente ótima de operação.

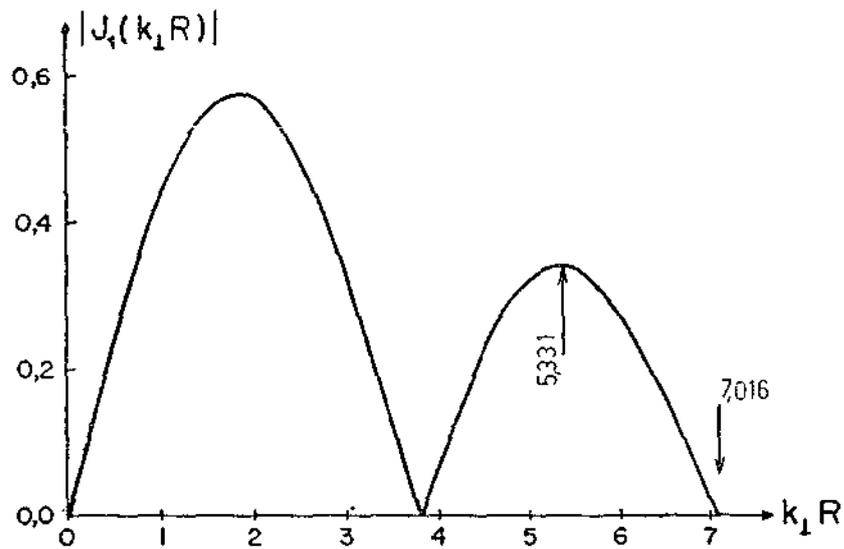


Fig. 5.2 - Módulo da distribuição radial de campo elétrico do modo  $TE_{02}$ .

Para investigar este ponto que diz respeito às condições de estabilidade do regime estacionário, considera-se que as amplitudes dos campos não variem significativamente durante o tempo de trânsito em que os elétrons transpõem a cavidade. Neste caso, à medida que o sistema evolui com o tempo, a eficiência é função da amplitude do campo elétrico  $E_{\phi_0}$  e a taxa de variação de energia da onda torna-se igual à diferença entre a potência depositada pelo feixe e a potência emitida pelo modo:

$$\frac{d\xi}{dt} = \frac{Q}{\omega_R} \frac{dP}{dt} = \eta(P) IV_F - P \equiv F(P) \quad (5.22)$$

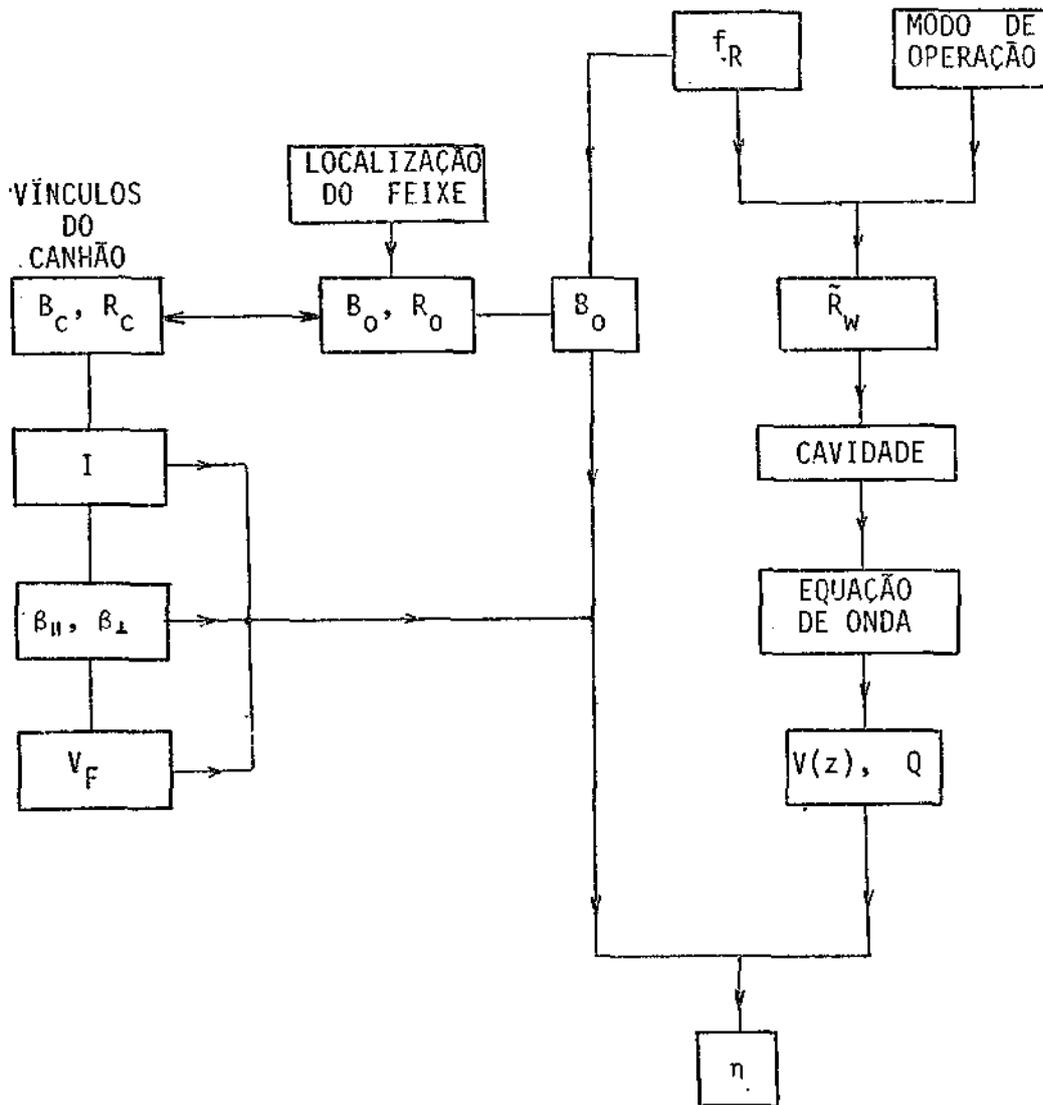


Fig. 5.3 - Diagrama esquemático dos principais passos envolvidos no projeto de um girotron.

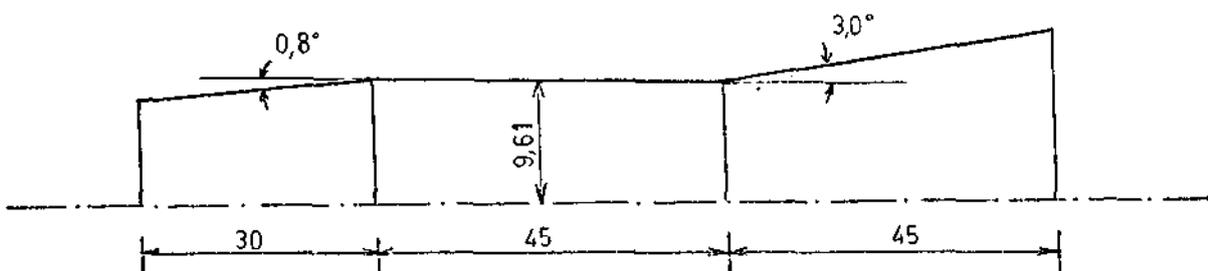


Fig. 5.4 - Vista longitudinal da cavidade r ssonante do girotron de 35 GHz.

- Dimensões em mm.

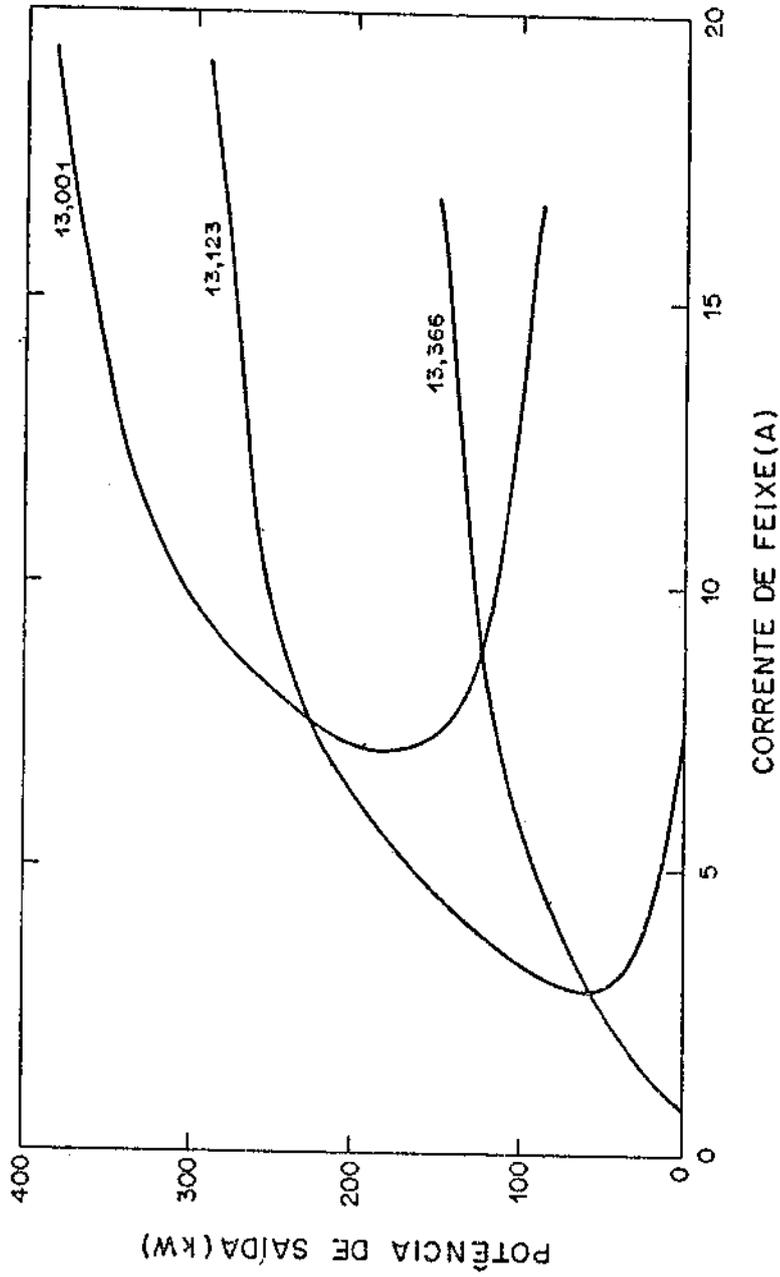


Fig. 5.5 - Dependência da potência de saída com a corrente de feixe. Os valores numéricos indicam, em kG, as induções magnéticas correspondentes a cada curva.

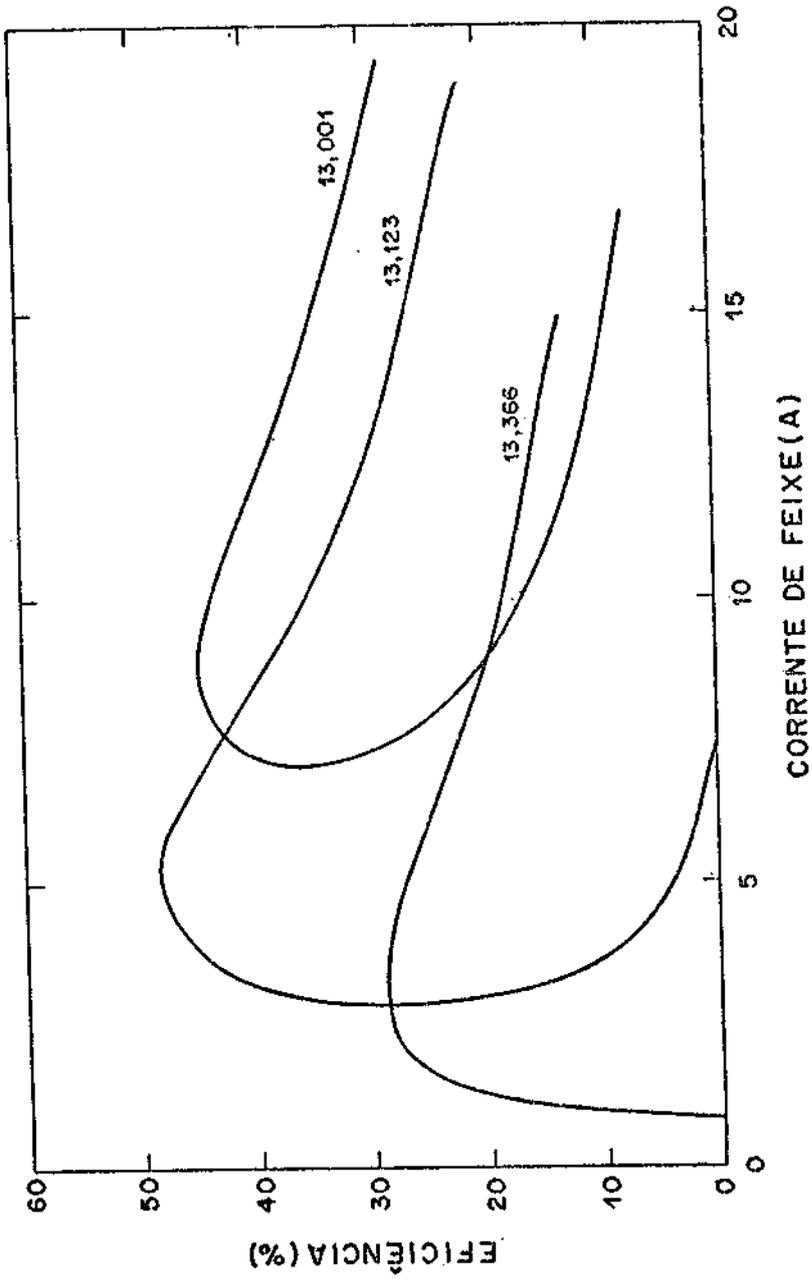


Fig. 5.6 - Dependência da eficiência eletrônica com a corrente de feixe para três valores, em kG, de indução magnética.

Se as amplitudes dos campos são perturbadas por uma pequena quantidade  $\delta E_{\phi_0}$ , a Equação 5.22 pode ser substituída pela equação linear aproximada

$$\frac{Q}{\omega_R} \frac{d}{dt} \delta P = \left( \frac{\partial F}{\partial P} \right) \delta P \quad (5.23)$$

em que  $\delta P$  representa uma pequena perturbação no valor de regime permanente da potência de saída  $P_0 = \eta(P_0) IV_F$ . Uma vez que a solução desta equação é da forma  $\delta P \propto \exp(\partial F / \partial P)t$ , segue, portanto, que o regime estacionário é instável se  $\partial F / \partial P = IV_F \partial \eta / \partial P - 1 > 0$ , ou seja,

$$\left. \frac{d\eta}{dP} \right|_{P_0} > \frac{\eta}{P_0} \quad (5.24)$$

Alternativamente, uma vez que

$$\frac{dI}{dP} = - \frac{\partial F / \partial P}{\partial F / \partial I} = - \frac{IV_F \partial \eta / \partial P - 1}{\eta V_F}$$

a Condição de instabilidade 5.24 é reescrita na forma

$$\left. \frac{dI}{dP} \right|_{P_0} < 0 \quad (5.25)$$

Define-se então a corrente de partida  $I_p$  como sendo a corrente mínima para a qual se tem  $dP/dt > 0$  no limite  $P \rightarrow 0$ :

$$I_p = \left( V_F \left. \frac{d\eta}{dP} \right|_{P \rightarrow 0} \right)^{-1} \quad (5.26)$$

Os ramos das curvas  $P_0 = P_0(I)$  na Figura 5.5 - para os quais se tem  $dP_0/dI < 0$  com  $I < I_p$  - correspondem, portanto, a estados estacionários instáveis no sentido que uma perturbação na energia do campo leva a uma situação em que a potência depositada torna-se maior que a potência emitida pelo modo. Entretanto, na condição de operação contínua do girotron, pode-se proceder a uma das seguintes alternativas para se atingir o regime de alta eficiência a que corresponde a indução magnética  $B_0 = 13,123$  kG. 1) Opera-se inicialmente com uma corrente de feixe maior que a corrente de partida para promover a excitação dos campos de RF na cavidade; em seguida, diminui-se a corrente de operação até que o seu valor ótimo seja alcançado. 2) Faz-se o dispositivo operar com um campo magnético mais intenso ( $B_0 = 13,366$  kG) que o campo ótimo ( $B_0 = 13,123$  kG) para assegurar que a respectiva corrente de partida seja menor que a corrente de operação inicial; a seguir, continuamente se decresce a intensidade do campo magnético até que o regime de alta eficiência seja alcançado.

Dessa discussão, resulta que alta eficiência, embora importante, não é um critério decisivo no projeto do girotron de 35 GHz. Por ser de operação pulsada, as implicações das características de partida do dispositivo vêm justificar, desta forma, a escolha da cavidade com transições lineares de fácil construção, em contraposição a uma cavidade especial de perfil contínuo. São apresentadas, então, na Figura 5.7 os parâmetros de operação do presente girotron. À corrente de 5A, correspondem uma eficiência eletrônica  $\eta = 0,40$  e uma potência de saída de 100 kW. O dispositivo opera no regime de auto-excitação suave e a corrente de partida, para uma indução magnética de 13,204 kG, vale  $I_p = 1,7A$ . Este valor de indução magnética, de acordo com a aproximação adiabática

$$\frac{R_0}{r_c} \cong \sqrt{\frac{B_c}{B_0}} \quad (5.27)$$

onde  $r_c = 2,55$  cm representa o raio do catodo imerso no campo magnético axialmente uniforme  $B_c = 1,05$  kG, possibilita confinar na região da

cavidade um feixe de elétrons de raio  $R_0 = 0,72$  cm. Por outro lado, ao se posicionar o feixe no segundo máximo da distribuição radial do campo elétrico (Figura 5.2) na seção uniforme, de raio  $R_w = 0,961$  cm, da cavidade, tem-se

$$R_0 = \frac{5,331}{7,016} R_w = 0,73 \text{ cm.}$$

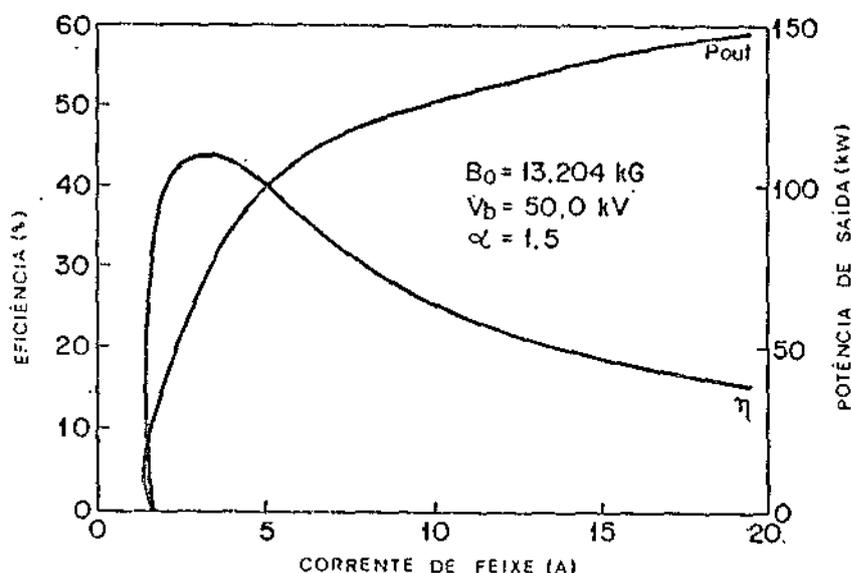


Fig. 5.7 - Eficiência eletrônica e potência de saída em função da corrente de feixe.

Os dois valores de  $R_0$ , dentro da precisão experimental, são praticamente coincidentes, e, ademais, cálculos mostram que a eficiência permanece essencialmente inalterada quando ocorrem pequenos desvios de posição do feixe em relação ao máximo local da distribuição de campo elétrico, isto é, quando

$$\bar{E}_{\phi_0} \text{ (na posição do feixe)} \geq \frac{3}{4} \bar{E}_{\phi_0} \text{ (no máximo local).}$$

Uma vez estabelecidas às condições de operação, a densidade média de dissipação ôhmica é avaliada com base na Equação 5.14, que fornece

$$P_{\Omega}/A = 23,6 \bar{E}_{\phi_0}^2 \times 10 \text{ kW/cm}^2 \quad (5.28)$$

ao serem substituídas as quantidades  $K = 2,72$  ( $Q = 945$ ),  $d_2 = 4,50$  cm,  $L = 12,0$  cm,  $k_{\text{R}} = 4,38 \text{ cm}^{-1}$ ,  $\bar{V}(z_{\text{out}}) = 0,2125$  e ao se adotar o valor típico  $\sigma = 4,0 \times 10^7$  S/m para a condutividade elétrica do cobre. Por outro lado, com propósitos de comparação, ao se utilizar a Fórmula direta 5.20b, as perdas ôhmicas resultam em um valor superestimado de

$$P_{\Omega}/A = 40,8 \bar{E}_{\phi_0}^2 \times 10 \text{ kW/cm}^2. \quad (5.29)$$

Para uma eficiência eletrônica  $\eta = 0,40$ , a amplitude normalizada do campo elétrico requerido vale  $\bar{E}_{\phi} = 2,77 \times 10^{-2}$ , o que acarreta, conforme a Equação 5.28, uma perda ôhmica da ordem de  $0,18 \text{ kW/cm}^2$ . Tomando um raio médio  $\bar{R}_w = 1,0$  cm para a cavidade de 12 cm de comprimento, a estimativa acima se traduz em uma perda total de 13 kW. De fato, da Equação 5.21,

$$\eta_T = \frac{Q_{\Omega}}{Q_{\Omega} + Q} \eta,$$

em que os fatores de qualidade ôhmico e de difração são dados respectivamente por

$$Q_{\Omega} \cong \frac{R_C}{\delta} = 2,0 R_C (\text{cm}) f^{1/2} (\text{GHz}) \sigma^{-1/2} (\text{MS/m}) \times 10^2$$

$$\cong 7,5 \times 10^3,$$

e  $Q = 1,0 \times 10^3$ , resulta uma eficiência total  $\eta_T = 0,88$   $\eta = 0,35$ .

Concluindo esta seção, é feita uma análise da Equação 5.7 acerca das relações imediatas que existem entre a corrente de partida e as geometrias do feixe e da cavidade. Uma vez que

$$I \propto \bar{E}_{\phi_0}^2 \bar{V}^2(z_{out}) \quad (5.30)$$

segue imediatamente que  $I_p$  varia inversamente com o fator  $Q$  de difração, porquanto a quantidade normalizada  $\bar{V}(z_{out})$  apresenta uma relação inversa com o fator  $Q$ . Obviamente, no caso limite  $Q \rightarrow \infty$ , tem-se  $\bar{V}(z_{out}) = 0$ . Nesse contexto, o fator  $Q$  pode ser interpretado como uma medida do aprisionamento dos campos de RF pelo ressonador. Quanto mais alto o valor de  $Q$ , mais efetivamente a cavidade aprisiona a radiação eletromagnética.

Conforme a Equação 5.16, note-se que, na condição em que se mantém inalterada a eficiência, as amplitudes normalizadas de campo elétrico referentes aos casos de dois feixes de elétrons, - de mesma energia, porém posicionados em dois picos distintos da distribuição radial  $J_1(k_{\perp}R)$  - , se relacionam por

$$\frac{\bar{E}_{\phi_0}(\text{p-ésimo pico})}{\bar{E}_{\phi_0}(\text{1º pico})} = J_1^{-1}(k_{\perp}R_0(\text{p-ésimo pico})) J_1(k_{\perp}R_0(\text{1º pico}))$$

Se o feixe é deslocado do primeiro máximo, considerado como posição de referência, para o p-ésimo pico, o valor da nova corrente de partida é identificado pela relação

$$I_p \propto |J_1(k_{\perp}R_0(\text{p-ésimo pico}))|^{-2}, \quad (5.31)$$

que indica uma dependência direta de  $I_p$  com o raio do feixe  $R_0$ .

#### 5.4 - ANÁLISE DO COLETOR

O diâmetro do coletor é fixado em 6,35 cm (2,5 polegadas) para se adaptar à flange padrão 63 CF que, por sua vez, é usada na estrutura de instalação da janela de saída. Na determinação do comprimento efetivo do coletor, investiga-se o padrão de deposição de energias dos elétrons ao longo da parede cilíndrica, que submetida ao impacto das partículas deve absorver um fluxo aceitável ( $< 2\text{kW/cm}^2$ ) de energia para que não ocorra qualquer modificação na sua estrutura cristalográfica. O cálculo balístico da trajetória dos elétrons é feito a partir do início da região de interação e incorpora a ação do campo magnético externamente aplicado e dos campos de RF na cavidade. Os componentes do campo magnetostático fora do eixo de simetria são obtidos das seguintes expansões

$$B_z(R,Z) = B_z(0,Z) - R^2 B_z''(0,Z)/4 + R^4 B_z^{iv}(0,Z)/64 \quad (5.32)$$

$$B_r(R,Z) = -R B_z'(0,Z)/2 + R^3 B_z'''(0,Z)/16 \quad (5.33)$$

que incluem os valores axiais do campo magnético e de suas derivadas até a quarta ordem (Vaughan, 1972). Verifica-se que o uso de expansões até a sexta ordem, com a inclusão dos termos  $-R^6 B_z^{vi}(0,Z)/2304$  e  $-R^5 B_z^v(0,Z)/384$  respectivamente nas Equações 5.32 e 5.33, não acarreta qualquer aumento significativo na exatidão dos cálculos e, com isso, torna o programa computacional pouco econômico.

Como um primeiro exemplo do procedimento adotado, a Figura 5.8 apresenta as trajetórias de um elétron em duas circunstâncias. Na primeira (Figura 5.8(a)), a variação do raio de Larmor do elétron, na região da cavidade ( $0 < z < 12\text{cm}$ ), deve-se à presença dos campos de RF. Uma vez cessada a interação, em torno da posição  $z=12\text{ cm}$  onde ocorre a

saturação da eficiência, o elétron segue uma trajetória unicamente de terminada pelo campo magnetostático até atingir a ordenada que especifica o raio do coletor cilíndrico  $R_{col.} = 3,18$  cm em torno de  $z = 57$  cm. Na outra situação da Figura 5.8(b), - em que o elétron acha-se submetido somente à ação do campo magnetostático (Figura 2.12(a)) produzido pelas bobinas reais da Figura 2.12(b) - , nota-se que, na região  $0 < z < 12$  cm de campo uniforme, o raio de Larmor mantém-se constante. A evolução subsequente da trajetória da partícula segue uma linha de centro de guia em torno da qual a excursão do elétron, em razão de ser mais energético que o elétron do caso anterior, alcança valores notadamente maiores. Observe-se, contudo, que a ordenada final de interesse  $R_{col.} = 3,18$  cm corresponde também à posição  $z = 57$  cm. Portanto, do ponto de vista de discriminação de energia, a configuração original de bobinas da Figura 2.12(b) é insatisfatória no sentido de não promover o espalhamento de elétrons de diferentes energia sobre uma região relativamente extensa da superfície cilíndrica do coletor.

Caso seja produzido, ao longo da região do coletor, um patamar de indução magnética de 0,65 kG, - que corresponde, conforme a Equação 5.27, a um raio de centro de guia de 3,18 cm - , os elétrons mais energéticos, remanescentes da interação na cavidade, por terem um maior raio de giro, deverão preferencialmente colidir com o coletor antes da região de patamar. Para este fim, inclui-se na configuração original de solenóides uma bobina semelhante à do canhão mas com uma espessura de 7,6 cm e alimentada por uma corrente de 164 A (Figura 5.9). Constata-se que, sob o aspecto prático, a modificação introduzida no patamar de 13,2 kG pela bobina do coletor, que fica afastada de 40 cm das bobinas principais, é totalmente desprezível.

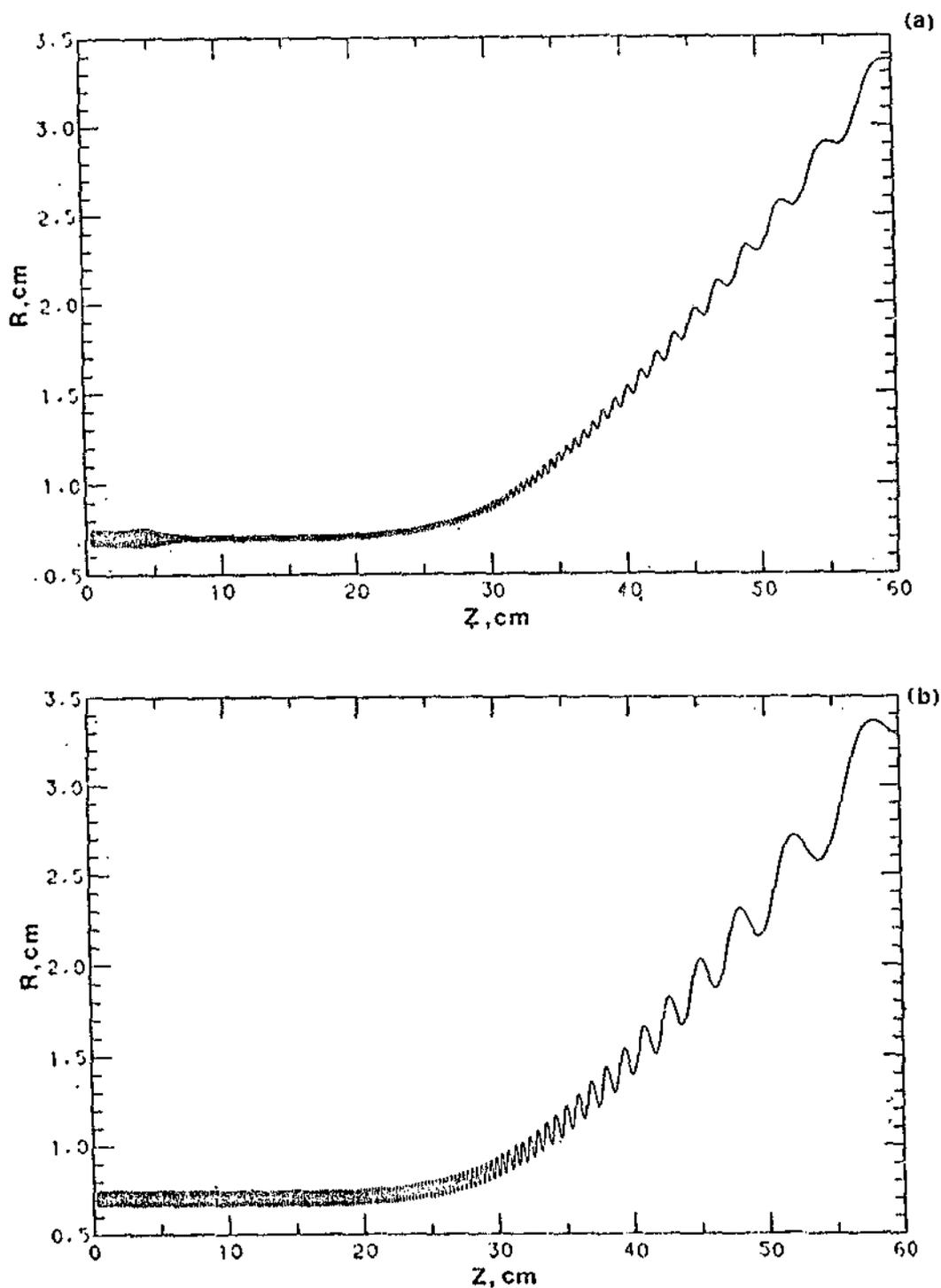


Fig. 5.8 - Vista longitudinal da trajetória de um elétron em duas situações: (a) em que ocorre interação da partícula com os campos de RF na região da cavidade ( $0 < z < 12$  cm) e (b) onde se impõe  $E_{\phi 0} = 0$ . Neste último caso, o elétron fica submetido somente a ação do campo magnetostático externamente aplicado.

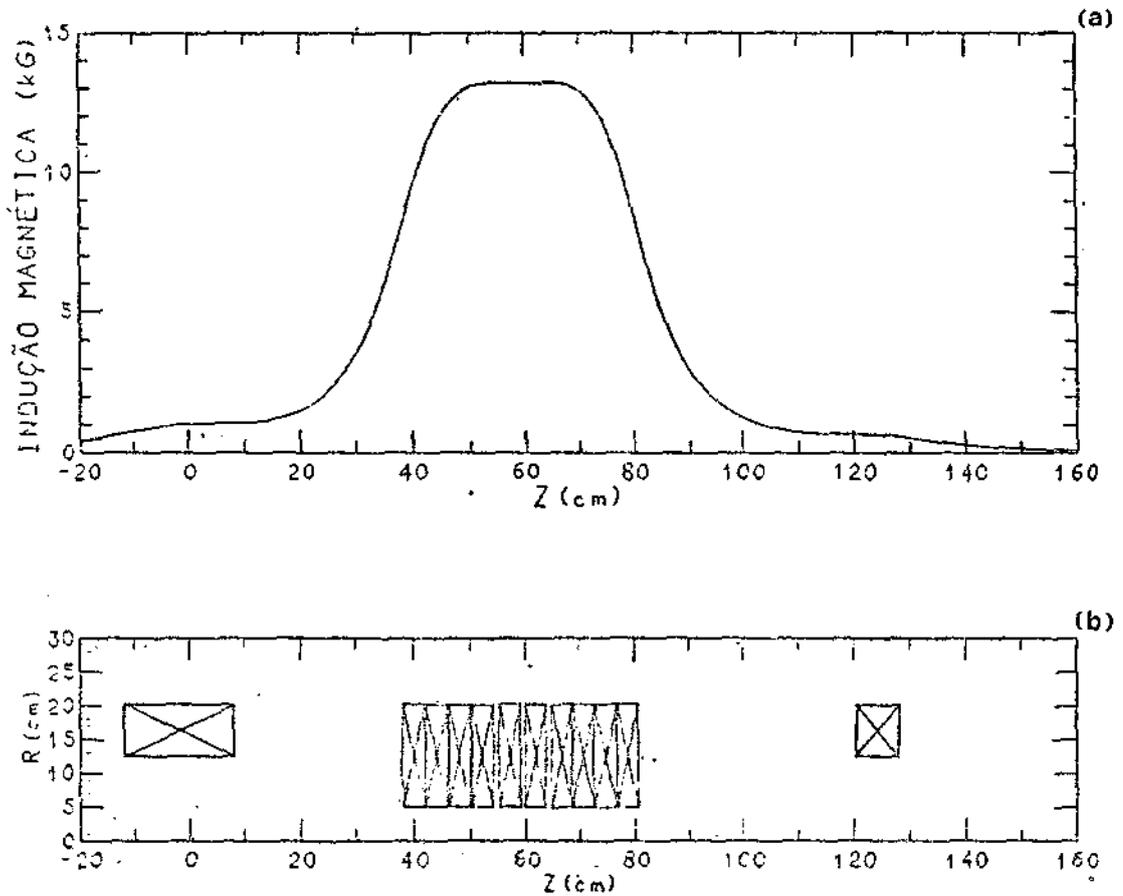


Fig. 5.9 - (a) Perfil da indução magnética axial e (b) o respectivo sistema de solenóides onde se inclui a bobina do coletor.

Conforme mostra a Figura 5.10, o sistema coletor opera como um discriminador de energia, em que a posição de impacto dos elétrons depende da energia final de cada um deles. Note-se que o elétron nº 3, de menor energia final ( $\gamma = 1,030$ , que corresponde a uma eficiência  $\eta = 0,70$ ) tem o menor raio de giro e é recolhido na posição  $z = 126,5$  cm. O coletor assim projetado tem um comprimento efetivo de 13 cm; no caso da Figura 5.11 em que não ocorre interação na cavidade, este valor se reduz a 3 cm.

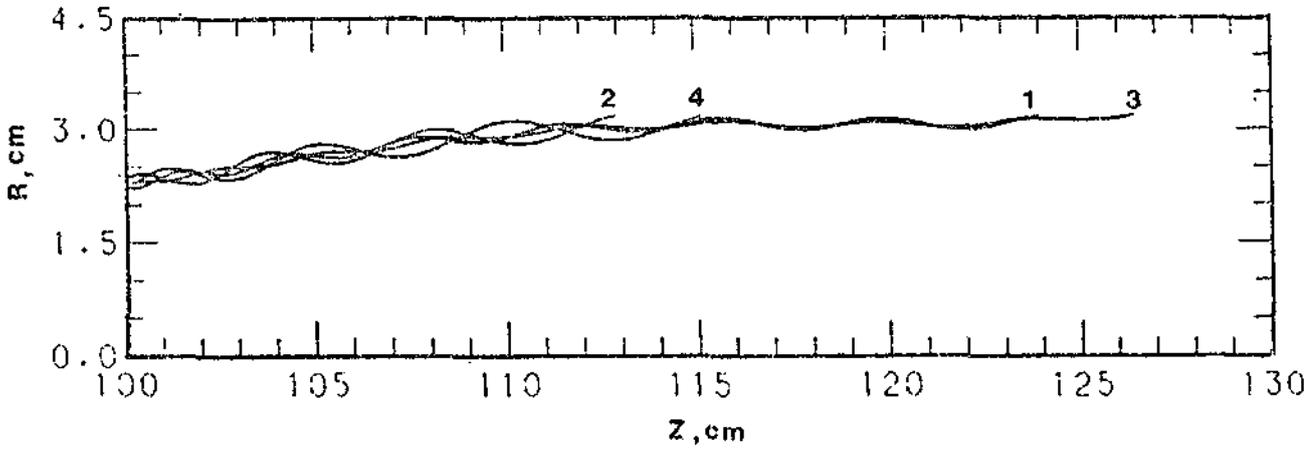


Fig. 5.10 - Vista longitudinal das trajetórias de elétrons na região do coletor. Os números assinalados indicam a fase das partículas na circunferência inicial de giração: 1 ( $0^\circ$ ), 2 ( $90^\circ$ ), 3 ( $180^\circ$ ) e 4 ( $270^\circ$ ).

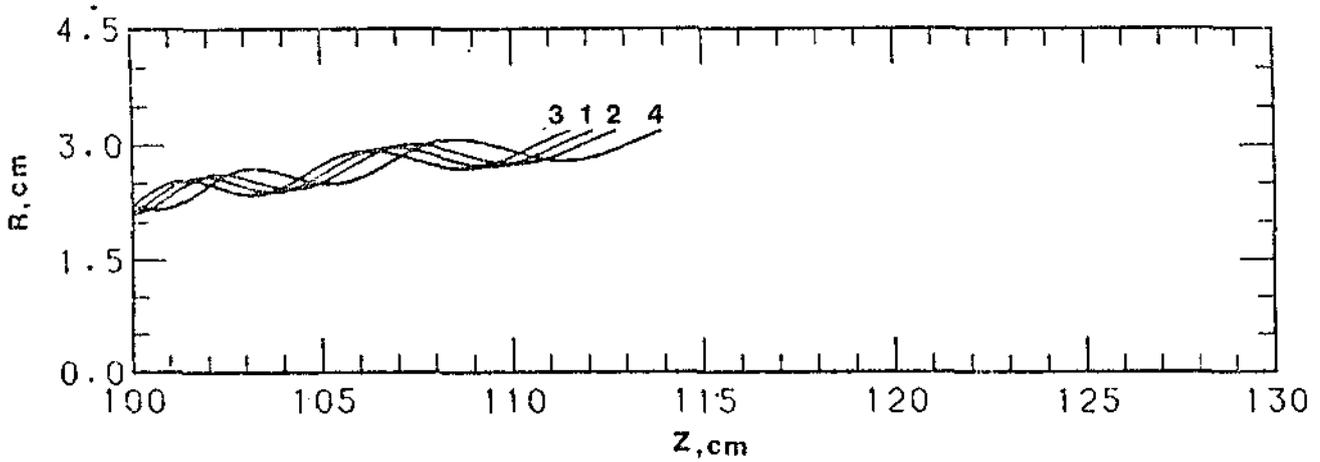


Fig. 5.11 - O mesmo da Figura 5.10 mas na condição em que  $\bar{E}_{\phi_0} = 0$ .

A seguinte análise das características térmicas do coletor tem por base um modelo geométrico simplificado, através do qual se indica o mecanismo apropriado de remoção de calor. Um aspecto relevante desta recomendação diz respeito à estimativa do tempo de resfriamento para determinar se o coletor fica em equilíbrio térmico, no meio onde se encontra, antes da aplicação do próximo pulso de potência. A su

perfície interna fica submetida ao impacto dos elétrons que transferem energia cinética para o cobre na forma de calor. Para que a energia seja removida do sistema, a superfície externa é resfriada por convecção. Nesse contexto, a potência do feixe produzido pelo canhão atinge 250 kW durante 20 ms com um período de repetição de 50s (Rossi, 1987). Considerando uma espessura de 0,4 cm para a parede metálica do coletor (Figura 5.12), a razão entre o comprimento efetivo e a espessura torna-se satisfatoriamente elevada para que seja admitido um modelo unidimensional de fluxo de calor sobre a superfície ativa. O comportamento real afasta-se dessa idealização nas fronteiras da área ativa onde a presença de um gradiente de temperatura causa alguma perda de calor na direção axial. Este fato é ignorado para manter a análise simplificada: Além disso, desde que a razão entre o raio do coletor cilíndrico e a espessura é relativamente grande (3,18/0,4=8), despreza-se a curvatura do sistema e trata-se o coletor como uma chapa plana de espessura  $l = 0,4$  cm.

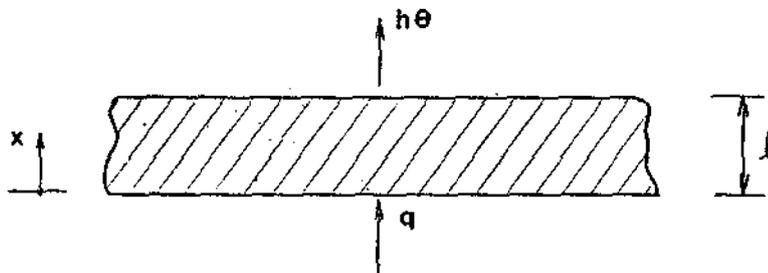


Fig. 5.12 - Modelo simplificado para o estudo das características térmicas do coletor.

A equação que descreve a condução unidimensional de calor em uma chapa plana de propriedades constantes é escrita na notação usual (Arpaci, 1966)

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} = \alpha_d \frac{\partial^2 \theta}{\partial x^2} \quad (5.34)$$

onde  $\theta = T - T_{\infty}$  é a temperatura diferencial com  $T_{\infty}$  denotando a temperatura do ambiente em que se encontra o coletor. As quantidades térmicas envolvidas na definição da difusividade térmica  $\alpha_d = k/\rho c$  acham-se relacionadas na Tabela 5.2.

TABELA 5.2

PROPRIEDADES TÉRMICAS DO COBRE LIVRE DE OXIGÊNIO

GRANDEZA	VALOR	UNIDADE
densidade ( $\rho$ )	8,95	Mg/m <sup>3</sup>
calor específico (c)	381	J/kg K
condutividade térmica (k)	391	J/ms K
difusividade térmica ( $\alpha_d$ )	$1,14 \times 10^{-4}$	m <sup>2</sup> /s

A condição de contorno

$$\left( -k \frac{\partial \theta}{\partial X} = q \right) \Big|_{X=0} \quad (5.35a)$$

aplicada à fronteira  $X = 0$  (Figura 5.12) estabelece que o fluxo de calor na superfície interna é igual ao fluxo incidente, enquanto na extremidade  $X = \ell$  tem-se uma condição convectiva

$$\left( -k \frac{\partial \theta}{\partial X} = h\theta \right) \Big|_{X=\ell} \quad (5.35b)$$

Esta equação representa a lei de Newton do resfriamento e a quantidade de  $h$  é chamada de coeficiente de transferência convectiva de calor. Como condição inicial, a diferença de temperaturas é tomada igual a zero:

$$\theta(X,0) = 0 \quad (5.36)$$

Escrevendo a temperatura diferencial na forma  $\theta(X,t) = T(t) G(x) + H(x)$  com  $d^2H/dX^2 = 0$  e aplicando a técnica de separação de variáveis à Equação 5.34 associada às Condições de contorno (5.35) e inicial (5.36) tem-se

$$\frac{\theta}{q} = \frac{\ell - X}{k} + \frac{1}{h} + \sum_{n=1}^{\infty} A_n e^{-\alpha \lambda_n^2 t} \cos \lambda_n X \quad (5.37)$$

onde

$$A_n = 4/k\lambda_n / (2\lambda_n \ell + \text{sen } 2\lambda_n \ell) \quad (5.38)$$

com os autovalores sendo obtidos da equação

$$\lambda_n \tan \lambda_n \ell = h/k \quad (5.39)$$

A quantidade  $h$  depende em grande extensão de certas variáveis que incluem a geometria do coletor, condições de fluxo e propriedades físicas do fluido convectivo. Contudo, para os objetivos do estudo aqui conduzido é suficiente considerar o intervalo típico dos coeficientes de transferência comumente encontrados em várias condições (Arpaci, 1966; Holman, 1983) conforme mostra a Tabela 5.3.

No que se segue, investigam-se particularmente as implicações dos mecanismos de convecção livre e por água forçada nas características térmicas do coletor. De início, é verificado que a Solução 5.37 converge rapidamente quando são tomados os cinco primeiros termos da série que representa a correção devida ao regime transitório. A inclusão somente do primeiro termo acarreta um erro inferior a 12% na solução completa que inclui os termos de ordem superior.

TABELA 5.3

INTERVALOS DE VALORES PARA OS COEFICIENTES DE  
TRANSFERÊNCIA DE CALOR EM VÁRIAS CONDIÇÕES

CONDIÇÃO		h (J/m <sup>2</sup> s K)
convecção natural	gases	6-30
	água	120-900
convecção forçada	gases	12-300
	óleos viscosos	60-1.800
	água	300-12.000
	metais líquidos	6.000-120.000
mudança de fase	líquidos em ebulição	300-60.000
	gases em condensação	6.000-120.00

Considerando uma situação realista em que a eficiência do girotron experimental seja de 30%, o fluxo de calor que incide durante 20 ms na superfície interna do coletor resulta em  $q = 8,8 \times 10^6$  J/m<sup>2</sup>s para um comprimento ativo de 10 cm. Note-se, na Tabela 5.4, que mesmo na condição mais restritiva (convecção livre para gases com  $h = 6$  J/m<sup>2</sup>s K) o aumento de temperatura na superfície interna apresenta um valor que é normalmente tolerado em coletores de elétrons. Portanto, sob este aspecto, não se constata o aparecimento de temperaturas adversamente elevadas.

Terminada a ação do primeiro pulso de potência, inicia-se o processo de relaxação térmica que deve ocorrer durante o tempo de espera de 50s até a chegada do próximo pulso, - o que representa um fator de trabalho da ordem de 0,04%. Para investigar este mecanismo, é conveniente considerar o coletor como um sistema concentrado, porquanto

o módulo de Biot  $Bi = hl/k$ , que exprime a razão entre as resistências interna e externa do sistema, se torna relativamente pequeno ( $3 \times 10^{-4}$ ) na condição de transferência convectiva livre. Esta situação permite omitir, na análise, a variação espacial da temperatura. A aplicação da primeira lei da Termodinâmica, combinada com a definição do coeficiente de transferência de calor, ao sistema da Figura 5.12 resulta na seguinte formulação para o coletor:

$$\rho c l \frac{dT}{dt} = -h(T - T_{\infty}). \quad (5.40)$$

TABELA 5.4

AUMENTO DE TEMPERATURA NAS SUPERFÍCIES DO COLETOR, NA CONDIÇÃO DE TRANSFERÊNCIA CONVECTIVA NATURAL POR GASES, PARA UM FLUXO DE CALOR DE  $q = 8,8 \times 10^6 \text{ J/m}^2\text{s}$  DURANTE 20 ms

X	h (J/m <sup>2</sup> s K)	$\theta$ (K)
0	6	76,0
	30	38,0
l	6	41,0
	30	2,0

A solução que satisfaz  $T(0) = T_0$ , onde  $T_0$  representa a temperatura média do sistema após a ocorrência do primeiro pulso é

$$T(t) = (T_0 - T_{\infty}) e^{-t/\tau} \quad (5.41)$$

onde

$$\tau = (1,37/h) \times 10^4 \text{ s.} \quad (5.42)$$

Mesmo tomando o limite superior de  $h (= 30 \text{ J/m}^2 \text{ s K})$  para o coeficiente de transferência de calor por convecção natural do ar, o tempo de relaxação resulta desfavoravelmente longo ( $\tau = 7,6 \text{ min}$ ). Este é um aspecto que limita a operação do girotron, uma vez que a termalização requerida, antes do disparo do próximo pulso, deve ocorrer ao longo de  $3\tau = 23 \text{ min}$ . Para superar tal restrição, e também garantir uma futura operação do girotron com pulsos de maior duração ( $\sim 100 \text{ ms}$ ) em um ciclo de trabalho mais elevado, é suficiente decidir-se pela convecção forçada por água. Neste caso, a análise do sistema concentrado continua válida desde que  $h < 10^4 \text{ J/m}^2 \text{ s K}$  para satisfazer o critério  $Bi < 0,1$ . Considerando, por exemplo, um fluxo incidente de calor  $q = 1,0 \times 10^7 \text{ J/m}^2 \text{ s}$  durante  $100 \text{ ms}$ , os aumentos de temperatura nas superfícies interna e externa do coletor valem respectivamente  $93\text{K}$  e  $48\text{K}$  para  $h = 5.000 \text{ J/m}^2 \text{ s K}$  e o tempo de relaxação se reduz a  $\tau = 2,7 \text{ s}$ . Do que precede, a convecção por água forçada torna perfeitamente segura a operação do presente girotron com um fator de trabalho da ordem de  $0,2\%$ .

### 5.5 - ESPECIFICAÇÃO DA JANELA DIELÉTRICA

A janela de saída de girotrons é constituída de um material cerâmico especial, de propriedades favoráveis à transmissão de microondas, entre as quais se incluem alta condutividade térmica, pequeno coeficiente de expansão térmica, elevada tensão de ruptura e uma tangente de perdas dielétricas tipicamente da ordem da de  $10^{-4}$ . No entanto, as janelas dielétricas constituem uma das principais barreiras tecnológicas à realização de girotrons de operação contínua em alta potência ( $> 200 \text{ kW}$ ) dada a considerável deposição de energia que ocorre no dielétrico, e em consequência, ao aparecimento de elevadas tensões térmicas que podem levar à ruptura do material. Para avaliar quantitativamente tais efeitos, considere-se inicialmente a potência transportada por um modo  $TE_{op}$  que se propaga em um guia uniforme

$$P_0 = \frac{1}{2\mu c} |v(z)|^2 k_w/k \quad (5.43)$$

Nesta expressão, obtida da Equação 5.4 quando se faz  $Q \rightarrow \infty$ ,  $k_w$  representa a projeção do vetor de onda  $\vec{k}$  na direção de propagação axial  $z$ . Combinando a Equação 5.43 com a representação para o campo elétrico puramente azimutal

$$|\vec{E}(\vec{R})| = E_\phi = C_{op} \cdot X_{op} J_0'(k_{\perp op} R) V(z)/R_w,$$

onde  $R_w$  indica o raio do guia cilíndrico, chega-se a

$$E_\phi^2 = \frac{2}{\pi} J_1^2(k_{\perp op} R) J_0^{-2}(X_{op}) (1 - \lambda^2/\lambda_c^2)^{-1/2} \mu c P_0/R_w^2 \quad (5.44)$$

em que  $\lambda_c = 2\pi R_w/X_{op}$  é o comprimento de onda de corte. A potência dissipada por unidade de volume em um meio com perdas é  $p_d = E_\phi^2 \sigma_{eq}/2$ , onde  $\sigma_{eq}$  denota a condutividade equivalente. Uma vez que, em um dielétrico  $\sigma_{eq} = \omega \epsilon''$ , e com isso, a tangente de perdas se escreve como  $\tan \delta = \epsilon''/\epsilon'$ , - onde  $\epsilon'$  e  $\epsilon''$  representam respectivamente as partes real e imaginária da permissividade complexa - , tem-se

$$p_d = 2 J_1^2(k_{\perp op} R) J_0^{-2}(X_{op}) (1 - \lambda^2/\lambda_c^2)^{-1/2} \frac{P_0}{\lambda R_w^2} \epsilon_r \tan \delta \quad (5.45)$$

onde  $\epsilon_r$  é a constante dielétrica da janela. Note-se, portanto, que para os modos  $TE_{op}$ , a dissipação de potência varia com o quadrado da função de Bessel  $J_1$  e alcança o valor de pico no primeiro máximo  $J_1(1,841) = 0,5818$  dessa função. Considerando tal fato e usando a aproximação  $J_0^{-2}(X_{op}) \approx 4,932 (p + 1/4)$ , a Equação 5.45 se reduz a

$$p_d = 3,34 \frac{P_0}{\lambda R_w^2} (1 - \lambda^2/\lambda_c^2)^{-1/2} (p + 1/4) \epsilon_r \tan \delta \quad (5.46)$$

A inclusão dos valores nominais de projeto, referentes ao girotron do INPE/LAP,  $p = 2$  (modo  $TE_{02}$ ),  $\lambda = 0,857$  cm (35 GHz),  $\lambda_c = 2,83$  cm e  $R_w = 3,18$  cm no Resultado 5.46 fornece uma relação que depende unicamente das propriedades da janela dielétrica, cuja espessura deve ser um múltiplo exato de  $\lambda/2 \sqrt{\epsilon_r}$  para eliminar a reflexão das ondas incidentes:

$$p_d (\text{kW/cm}^3) = 91,6 \epsilon_r \tan \delta \quad (5.47)$$

Com base nesta expressão e utilizando os dados da Tabela 5.5, que apresenta as propriedades de alguns materiais cerâmicos comumente empregados em janelas de girotrons, são avaliadas a densidade de potência dissipada e o correspondente aumento de temperatura  $\theta = p_d \Delta t / C$  no dielétrico, onde se considera uma largura de pulso  $\Delta t = 20$  ms (Tabela 5.6).

TABELA 5.5

PROPRIEDADES FÍSICAS DE MATERIAIS CERÂMICOS USADOS EM JANELAS DE GIROTRONS. ( $\sigma_z$ : TENSÃO DE RUPTURA, E: MÓDULO DE ELASTICIDADE,  $\alpha_T$ : COEFICIENTE DE EXPANSÃO TÉRMICA, C: CAPACIDADE TÉRMICA, k: CONDUTIVIDADE TÉRMICA,  $\epsilon_r$ : CONSTANTE DIELÉTRICA,  $\tan \delta$ : TANGENTE DE PERDAS)

MATERIAL (FABRICANTE)	Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> 96% (Coors)	Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> 99,5% (Coors).	BeO 96% BeO (Consolidated Beryllium)	99%
$\sigma_z$ (M Pa)	239	253	156	156
E (G Pa)	303	372	289	358
$\alpha_T$ ( $10^{-6}K^{-1}$ )	6,0	7,1	8,65	8,47
C (J/cm <sup>3</sup> . K)	3,54	3,69	3,26	3,41
k (W/m . K)	24,7	35,6	239	297
$\epsilon_r$				
(em 9,4 GHz)	8,9	9,7	6,51	6,60
$\tan \delta$ ( $10^{-4}$ )				
(em 9,4 GHz)	10,0	1,5	10,0	2,4

TABELA 5.6

DENSIDADE DE POTÊNCIA CONTÍNUA DISSIPADA ( $p_d$ ) EM VÁRIOS MATERIAIS DIE  
LÉTRICOS SUBMETIDOS A UMA RADIAÇÃO DE 35 GHz (MODO  $TE_{02}$ ) COM 100 kW DE  
POTÊNCIA E O CORRESPONDENTE AUMENTO DE TEMPERATURA ( $\theta$ ) APÓS 20 ms.  $\bar{p}_d$   
REPRESENTA A POTÊNCIA MÉDIA DISSIPADA DESDE QUE O PULSO DE 100 kW E  
COM UMA LARGURA DE 20 ms SEJA REPETIDO A CADA 50 s

MATERIAL	Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	96% Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	99,5% BeO	96% BeO	99%
$p_d$ (kW/cm <sup>3</sup> )	0,81	0,13	0,61		0,14
$\bar{p}_d$ (W/cm <sup>3</sup> )	0,32	0,052	0,24		0,056
$\theta$ (K)	4,6	0,72	3,6		0,82

Para verificar se os resultados da Tabela 5.6 estão com patíveis com as especificações dos diversos materiais, as seguintes expressões são usadas na estimativa dos limites das variáveis termofísicas de interesse:

$$e_{\max.} = \sigma_z/E \quad (5.48a)$$

$$\theta_{\max.} = e_{\max.}/\alpha_T \quad (5.48b)$$

$$p_{d,\max.} = 4k \theta_{\max.}^2/R_w^2 \quad (5.48c)$$

Conforme a Equação 5.48b, o aumento máximo de temperatura é estimado pela razão entre o alongamento específico máximo e o coeficiente de dilatação térmica. A Expressão 5.48c para a máxima potência dissipada por unidade de volume é deduzida a partir de um modelo simplificado em que se considera um cilindro suficientemente longo de comprimento L com fontes de calor uniformemente distribuídas e condutividade térmica cons

tante. Nestas condições, o fluxo de calor em regime permanente é descrito pela equação

$$\frac{1}{R} \frac{d}{dR} \left( R \frac{d\theta}{dR} \right) + \frac{P_d}{k} = 0 \quad (5.49)$$

em que  $p_d$  representa a potência gerada no interior do cilindro por unidade de volume. Considerando as condições de contorno

$$\theta(R_w) = 0, \quad (5.50a)$$

$$P_d \pi R_w^2 L = -k 2\pi R_w L \left. \frac{d\theta}{dR} \right|_{R=R_w} \quad (5.50b)$$

onde se impõe que a energia absorvida pelo dielétrico deva ser igual à quantidade de calor que se transfere radialmente por condução para a superfície cilíndrica, a solução para a distribuição de temperatura resulta em

$$\theta = \frac{P_d}{4k} (R_w^2 - R^2) \quad (5.51)$$

Fazendo  $R = 0$ , tem-se a Relação 5.48c.

Usando então as Expressões 5.48b e 5.48c, são calculados, conforme indica a Tabela 5.7, os valores máximos da potência dissipada e do aumento de temperatura admitidos pelos vários dielétricos. Ao serem comparados com os valores da Tabela 5.6, constata-se que os materiais em discussão suportam com grande segurança a aplicação de um pulso de potência do presente girotron, uma vez que além de não ocorrerem gradientes de temperatura perigosamente elevados, o calor gerado é facilmente removido por condução radial. Embora os dados experimentais disponíveis não se refiram à frequência de teste de 35 GHz e os mode

los aqui adotados sejam simplificados, a análise efetuada tanto permite uma visão dos fundamentos dos processos envolvidos como chega a fornecer estimativas bastante realistas.

TABELA 5.7

ESTIMATIVAS DOS VALORES MÁXIMOS DA POTÊNCIA DISSIPADA E DO AUMENTO DE TEMPERATURA EM ALGUNS MATERIAIS CERÂMICOS. NO CÁLCULO DE  $p_{d,max}$  ADMITE-SE QUE O CALOR GERADO SEJA TRANSFERIDO RADIALMENTE POR CONDUÇÃO TÉRMICA

MATERIAL	Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> 96%	Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> 99,5%	BeO 96%	BeO 99%
$p_{d,max}$ (W/cm <sup>3</sup> )	12,8	13,6	58,9	60,3
$\theta_{max}$ (K)	131	96	62	51

Um outro aspecto de qualificação das cerâmicas vincula-se à estimativa da máxima potência incidente  $P_{0,max}$  para que o calor produzido no interior do disco dielétrico seja transferido através de condução radial para a superfície cilíndrica. Para tanto, explicitando  $P_0$  na Equação.5.46 e substituindo os valores nominais ( $\lambda = 0,857$  cm,  $\lambda_c = 2,83$  cm,  $R_w = 3,18$  cm,  $p = 2$ ) referentes ao presente girotron tem-se

$$P_{0,max} \text{ (kW)} = 1,09 P_{d,max} \text{ (kW/cm}^3\text{)} / \epsilon_r \tan \delta \quad (5.52)$$

A aplicação desta fórmula ao caso de condução de calor tratado na Tabela 5.7 indica que a máxima potência contínua produzida por um girotron de 35 GHz que opera no modo TE<sub>02</sub> deve se limitar a 41 kW (Tabela 5.8).

O outro caso de condução a ser discutido admite que o calor gerado no dielétrico se transfira para a superfície plana do disco e daí seja removido por resfriamento facial. Para simplificar a análise, considera-se um disco de espessura  $l$  com fontes de calor uniformemente distribuídas tal que o fluxo de calor seja tratado unidimensionalmente, isto é,

$$\frac{d^2\theta}{dz^2} = - \frac{P_d}{k} \quad (5.53)$$

TABELA 5.8

LIMITAÇÃO IMPOSTA PELOS MATERIAIS CERÂMICOS NA MÁXIMA POTÊNCIA CONTÍNUA PRODUZIDA POR UM GIROTRON DE 35 GHz (TE<sub>02</sub>) NA CONDIÇÃO DE QUE O DISCO DIELÉTRICO DE 3,17 cm DE RAIO SEJA RESFRIADO PERIFERICAMENTE

MATERIAL	Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	96% Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	99,5% BeO	96% BeO	99%
P <sub>0,max.</sub> (kW)	1,5	10	9,8	41	

Prescrevendo as condições de contorno.

$$\theta(0) = 0, \quad (5.54a)$$

$$-k \left. \frac{d\theta}{dz} \right|_{z=l} = P_d \ell, \quad (5.54b)$$

onde a Condição 5.54b exprime o fato de que, em regime permanente, o calor total gerado deve ser igual ao calor perdido na face externa do disco, tem-se que a diferença de temperatura entre as duas faces é

$$\theta = \frac{P_d}{2k} \ell^2 \quad (5.55)$$

Portanto, na condição de resfriamento facial, a máxima densidade de potência que pode ser absorvida pelo disco dielétrico sem ocorrer ruptura mecânica é avaliada por

$$\begin{aligned}
 P_{d,max.} &= 2 k \theta_{max.} / \lambda^2 \\
 &= 8 k \theta_{max.} \epsilon_r / n^2 \lambda^2, \quad n = 1, 2, \dots,
 \end{aligned}
 \tag{5.56}$$

Substituindo nesta expressão os valores de  $\theta_{max.}$  apresentados na Tabela 5.6 e usando em seguida a Equação 5.52, resultam, para  $n = 3$  e  $\lambda = 0,857$  cm, as estimativas de  $P_{d,max.}$  e da máxima potência incidente  $P_{0,max.}$  mostradas na Tabela 5.9. Verifica-se, portanto, que dentre os materiais relacionados, a berília com um grau de pureza de 99%, devido sobretudo à sua elevada condutividade térmica e a uma pequena tangente de perdas, é o material cerâmico mais indicado para utilização em janelas de girotrons de alta potência desde que se empregue um sistema de disco duplo resfriado facialmente. Contudo, resulta dessa discussão que torna-se amplamente satisfatório o emprego da alumina na janela de saída do girotron do INPE/LAP, com transferência de calor por condução radial, como demonstram as Tabelas 5.6 e 5.7.

TABELA 5.9

ESTIMATIVAS DOS LIMITES DA DENSIDADE DE PERDA DIELÉTRICA E DA POTÊNCIA INCIDENTE EM ALGUNS MATERIAIS CERÂMICOS NA CONDIÇÃO DE QUE O DISCO DIELÉTRICO SEJA RESFRIADO FACIALMENTE

MATERIAL	Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> 96%	Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> 99,5%	BeO 96%	BeO 99%
$P_{d,max.}$ (kW/cm <sup>3</sup> )	0,35	0,40	1,1	1,2
$P_{0,max.}$ (kW)	42	300	184	825

Para investigar o comportamento térmico da alumina submetida ao ciclo de trabalho do presente girotron, considere-se o modelo simplificado da Figura 5.13. Ao cilindro infinitamente longo de raio  $R_w$ , e a uma temperatura inicialmente uniforme  $T_0$ , é facultado um meca

nismo de transferência de energia onde  $h$  representa o coeficiente de transferência convectiva de calor.

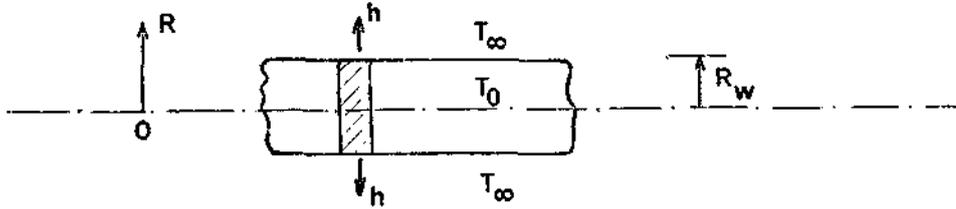


Fig. 5.13 - Modelo simplificado para a análise do comportamento térmico da janela dielétrica.

Nestes termos, a formulação do problema é descrita pelas equações (Arpaci, 1966)

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} = \alpha_d \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left( R \frac{\partial \theta}{\partial R} \right), \quad \theta(R, 0) = \theta_0 \quad (5.57)$$

$$\frac{\partial \theta(0, t)}{\partial R} = 0, \quad -k \frac{\partial \theta(R_w, t)}{\partial R} = h \theta(R_w, t)$$

onde  $\alpha_d = k/C$  é a difusividade térmica. A técnica de separação de variáveis aplicada à função produto

$$\theta(R, t) = \rho(R) \tau(t) \quad (5.58)$$

fornece

$$\frac{d}{dR} \left( R \frac{d\rho}{dR} \right) + \lambda^2 R \rho = 0 \quad (5.59)$$

$$\frac{d\tau}{dt} + \alpha_d \lambda^2 \tau = 0 \quad (5.60)$$

com

$$\frac{d\rho(0)}{dR} = 0, \quad \frac{d\rho(R_w)}{dR} + \frac{h}{k} \rho(R_w) = 0 \quad (5.61)$$

A solução da Equação 5.59 submetida às Condições de contorno 5.61 é

$$\rho_n(R) = A_n \varphi_n(R) \quad (5.62)$$

com

$$\varphi_n(R) = J_0(\lambda_n R) \quad (5.63)$$

onde os zeros de

$$\lambda_n R J_1(\lambda_n R_w) - \frac{h R_w}{k} J_0(\lambda_n R_w) = 0 \quad (5.64)$$

fornecem os autovalores  $\lambda_n$ . A solução da Equação 5.60 é

$$\tau_n(t) = C_n e^{-\alpha_d \lambda_n^2 t} \quad (5.65)$$

e com isso, o produto  $\theta(R,t) = \rho(R) \tau(t)$  torna-se

$$\theta(R,t) = \sum_{n=1}^{\infty} \tilde{a}_n e^{-\alpha_d \lambda_n^2 t} J_0(\lambda_n R) \quad (5.66)$$

onde  $\tilde{a}_n = A_n C_n$  e o valor inicial da Equação 5.66 é

$$\theta_0 = \sum_{n=1}^{\infty} a_n J_0(\lambda_n R) \quad (5.67)$$

Esta expressão representa o desenvolvimento de Fourier-Bessel para  $\theta_0$  e o coeficiente  $a_n$  vale

$$a_n = \frac{2 \theta_0 Bi}{(\lambda_n^2 R_W^2 + Bi^2) J_0(\lambda_n R_W)}, \quad (5.68)$$

e, portanto, o seguinte resultado fornece a distribuição de temperatura no cilindro:

$$\frac{T(R,t) - T_\infty}{T_0 - T_\infty} = 2 Bi \sum_{n=1}^{\infty} \frac{e^{-\alpha_d \lambda_n^2 t} J_0(\lambda_n R)}{(\lambda_n^2 R_W^2 + Bi^2) J_0(\lambda_n R_W)} \quad (5.69)$$

onde  $Bi = h R_W/k$ .

Aplicando o Resultado 5.69 às condições de operação do girotron do INPE/LAP ( $R_W = 3,18$  cm,  $t = 50$  s) e considerando o coeficiente típico  $h = 5.000$  J/m<sup>2</sup>s K de transferência convectiva de calor por água pressurizada, verifica-se inicialmente que a omissão dos termos de ordem superior  $n > 2$  acarreta um erro menor que 0,1% na estimativa da temperatura do dielétrico decorrido o tempo de espera  $t_e = 50$  s. Nesta aproximação, a temperatura da janela decai exponencialmente de acordo com  $\exp(-\alpha_d \lambda_1^2 t)$  em que as difusividades térmicas  $\alpha_d = k/C$  correspondentes aos materiais em discussão acham-se na Tabela 5.10. De acordo com esta tabela, tem-se uma indicação de que o tempo de resfriamento da berília é aproximadamente uma ordem de grandeza menor que o tempo de termalização requerido pela alumina.

TABELA 5.10

ESTIMATIVAS PARA A DIFUSIVIDADE TÉRMICA DE ALGUNS MATERIAIS CERÂMICOS

MATERIAL	Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	96%	Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	99,5%	BeO	96%	BeO	99%
$\alpha_d$ (m <sup>2</sup> /s)	6,9		9,6		73		87	

Ao se considerar o material  $Al_2O_3$  (96%), para o qual se tem um aumento de temperatura  $\theta \approx 5^\circ C$  (Tabela 5.6) quando decorrido o primeiro pulso de potência, constata-se que, findo o tempo de espera  $t_e = 50$  s, a temperatura diferencial apresenta um valor residual de  $2,0^\circ C$  para um coeficiente  $h = 5.000$  J/m<sup>2</sup>s K. Entretanto, na seqüência posterior de disparo dos pulsos, considerando  $T_\infty = 25^\circ C$ , a temperatura do dielétrico aumenta, ficando porém limitada a  $33^\circ C$ . Após o período de espera ( $t_e = 50$  s), este valor decai para  $28^\circ C$ , e, com isso, a temperatura de trabalho fica contida no intervalo ( $28^\circ C, 33^\circ C$ ). A razão de não ocorrer aumento cumulativo de temperatura deve-se ao fato do resfriamento periférico tornar-se mais efetivo à medida que a temperatura aumenta. Por exemplo, tomando  $T_0 = 100^\circ C$ , este valor se reduz a  $51^\circ C$  decorrido um tempo de 50 s. Mesmo considerando que o dielétrico sofra um aumento de temperatura de  $10^\circ C$  após a aplicação de cada pulso, a temperatura máxima atingida se estabiliza em torno de  $41^\circ C$  para  $h = 5.000$  J/m<sup>2</sup>s K, enquanto este limite é  $53^\circ C$  para  $h = 1.000$  J/m<sup>2</sup>s K. Tais estimativas de mostram que o uso da alumina na janela de saída do presente girotron torna-se perfeitamente aceitável, se bem que tal componente possa se constituir em um elemento crítico no sentido de que a sua temperatura deva ser constantemente monitorada durante a operação do dispositivo.

Por causa de sua natureza extremamente tóxica, a janela de cerâmica de berília é geralmente evitada, a não ser que a sua elevada condutividade térmica torne-se um requisito absolutamente imperioso. Por exemplo, no girotron VGE-8060 da Varian, - de 250 kW de potência de pico, com 100 ms de largura de pulso e com um fator de trabalho de 1% - , a janela consiste em um disco de BeO com espessura igual a três meios do comprimento de onda da radiação no dielétrico. No circuito de resfriamento, utiliza-se água pressurizada a 40 psi com uma vazão típica de 15 l/min. Por outro lado, no modelo VGE-8006, de 60 GHz e com 200 kW de potência contínua, a estrutura da janela de saída é constituída de dois discos adjacentes de alumina por entre os quais flui um refrigerante inerte da fluorcarbono. Neste caso, as cerâmicas são resfriadas facialmente e, com relação ao sistema que utiliza um disco simples com resfriamento periférico, uma maior quantidade de calor é removida.

## 5.6 - DISCUSSÃO E CONCLUSÕES

Dos elementos que caracterizam o girotron apresentado, o canhão injetor de elétrons é apto a produzir um feixe laminar com uma baixa dispersão total de velocidade perpendicular  $\Delta\beta_{\perp}/\beta_{\perp} \approx 1,5\%$ . A qualidade do feixe reveste-se de um importante atributo porquanto uma dispersão em  $\gamma$ ,  $\beta_{\perp}$  ou  $\beta_{\parallel}$ , pode fazer com que alguns elétrons do feixe tornem-se ressonantes com modos parasitas. Para reduzir a densidade de corrente e problemas de carga espacial no canhão, o feixe de elétrons é feito coincidir com o segundo máximo da distribuição radial do modo de operação  $TE_{021}$ . O modo escolhido é relativamente livre de competição dada à excelente separação de frequências ( $X_{02}/X_{22} - 1 \approx 4,5\%$ ) com o modo competidor mais próximo  $TE_{221}$ . A cavidade ressonante compreende uma estrutura de transições lineares cujo perfil de campo  $|V(z)|$  associado, caracteristicamente gaussiano, assegura uma eficiência eletrônica  $\eta = 0,40$  - que constitui um valor típico em girotrons que utilizam um campo magnetostático uniforme na região de interação. O presente dispositivo opera no regime pulsado (20 ns) com uma taxa de repetição de, aproximadamente, um pulso por minuto, e à corrente de operação de 5A corresponde uma potência de saída de 100 kW conforme mostra a Tabela 5.11 dos parâmetros de projeto. As perdas ôhmicas na cavidade ( $0,18 \text{ kW/cm}^2$ ) e a densidade de potência dissipada ( $0,88 \text{ kW/cm}^2$ ) no coletor sendo inferiores ao limite comumente aceitável de  $2 \text{ kW/cm}^2$  não chegam a impor severas restrições técnicas quanto à operação destes componentes. O aumento de temperatura por pulso na janela dielétrica de saída (alumina 96) alcança um valor da ordem de  $5^{\circ}\text{C}$  e o calor produzido pela potência dissipada média de 6W é facilmente removido por resfriamento periférico. Desta forma, a cavidade, o coletor e a janela de saída não apresentam indicações de sobreaquecimento ou tensões térmicas excessivas.

Tal filosofia de projeto, que considera uma cavidade convencional de cones truncados a operar em um modo puramente azimutal, tem levado à obtenção dos maiores níveis de geração de potência contínua em frequências acima de 100 GHz. Por exemplo, testes de um tubo experimental da Varian (Felch et al., 1986) de 140 GHz, operando no modo  $TE_{03}$ ,

produziram 75 kW de potência contínua com uma eficiência de 31%. A densidade de potência no coletor mostrara-se inferior a  $1 \text{ kW/cm}^2$  enquanto a potência média de potência dissipada na cavidade era da ordem de  $1,2 \text{ kW/cm}^2$ . A temperatura na janela de saída chegou a alcançar  $108^\circ\text{C}$ , sendo no entanto de 30 a  $50^\circ\text{C}$  abaixo do valor máximo permitido.

TABELA 5.11

PARÂMETROS DE PROJETO PARA O GIROTRON DE 35 GHz

Máxima potência de saída (kW)	100
Frequência de operação (GHz)	$35,0 \pm 0,1$
Modo nominal	$\text{TE}_{021}$
Tensão de feixe (kV)	50,0
Tensão do ânodo de controle (kV)	24,5
Corrente de feixe laminar (A)	5,0
Densidade de corrente ( $\text{A/cm}^2$ )	3,0
Indução magnética na cavidade (kG)	13,2
Indução magnética no catodo (kG)	1,05
Indução magnética no coletor (kG)	0,65
Raio do feixe na entrada da cavidade (cm)	0,698
Eficiência eletrônica (%)	40
Duração do pulso (ms)	20
Fator de trabalho (%)	0,04

Uma discussão acerca das Expressões 5.5 e 5.14, respectivamente para a potência de saída e para a densidade de perdas ôhmicas, veio justificar porque a realização de girotrons mais potentes ( $>200 \text{ kW}$ )

em alta frequência requer o uso de modos de ordem superior. De fato, a combinação das Equações 5.14 e 5.15 fornece a relação

$$P_{\Omega}/A \propto \bar{E}_{\phi_0}^2 \bar{V}^2(z_{out}) f^{5/2}/(p + 1/4)$$

para modos  $TE_{op}$  que indica uma dependência das perdas ôhmicas com a frequência de operação conforme a lei de escada  $f^{5/2}$ . Uma vez que as perdas na parede da cavidade devem se restringir a  $2 \text{ kW/cm}^2$ , a especificação de uma alta frequência de operação, para um dado modo  $TE_{op}$ , pode limitar a intensidade do campo elétrico a valores inconvenientes baixos tais que se tornem incompatíveis com o requisito de alta eficiência. Para superar tal restrição, o procedimento geralmente adotado consiste na utilização de modos de ordem superior ( $p > 3$ ), embora isto venha favorecer o inevitável processo de competição de modos. Ao se considerar, por exemplo,  $p=4$ , próximo ao modo  $TE_{04}$  em 100 GHz irá aparecer o modo  $TE_{24}$ ; com isso torna-se experimentalmente difícil fazer com que o feixe de elétrons excite separadamente cada um destes modos.

Uma solução inovadora para aumentar a estabilidade do modo de operação foi apresentada por Carmel et al. (1983) que propuseram o conceito de cavidade complexa. Tal estrutura compreende duas cavidades. A primeira cavidade serve para preagrupar o feixe, e esta, por sua vez, excita preferencialmente o modo de interesse na segunda cavidade, que, sendo de maior tamanho que a primeira, provê o necessário volume ressonante. Quando separadas, cada cavidade se caracteriza por um conjunto discreto de autofrequências. Se as dimensões das duas cavidades são escolhidas tal que a autofrequência de um modo inferior na primeira cavidade coincide com a frequência de um modo superior na segunda cavidade, resulta então um forte acoplamento seletivo entre os dois ressoadores. Desta forma, o modo de interesse na segunda cavidade é isolado dos seus competidores mais próximos. Esses conceitos foram verificados com sucesso em um girotron de 35 GHz que operava no modo complexo  $TE_{011}/TE_{041}$ , limitado, no entanto, a pulsos de duração de 100  $\mu\text{s}$ . Na expe

riência (Carmel et al., 1983), o dispositivo operava com uma eficiência superior a 50% sobre a faixa de potências de 110 a 340 kW.

O sucesso obtido com o ressonador complexo no girotron de 35 GHz levou a Thomson - CSF a adotar este tipo de cavidade em um projeto de um dispositivo de 100 GHz (Mourier et al., 1986), embora, - pela imposição da frequência de operação mais elevada -, a primeira cavidade operasse em um modo ( $TE_{02}$ ) menos favorável que o  $TE_{01}$ . Ao longo do desenvolvimento do projeto, em que foram obtidos 160 kW de potência com eficiência de 25% em pulsos longos de 100 ms, muitas dificuldades inerentes às cavidades complexas foram defrontadas: 1) perdas ôhmicas relativamente altas na primeira cavidade; 2) impossibilidade de obtenção de um perfeito casamento das duas cavidades; 3) para evitar a propagação de modos espúrios em direção ao canhão, impunha-se o uso de atenuadores eficientes na região de guiagem do feixe; 4) conversão de modos na junção de acoplamento; 5) tubo de deriva estreito que dificultava o processo de bombeamento de vácuo e proximidade do feixe ( $\sim 0,3$  mm) em relação às paredes da cavidade; 6) o perfil axial de campo elétrico não podia ser otimizado, o que acarretava baixas eficiências teóricas de 32%. Em razão destas limitações, as possibilidades de utilização de modos assimétricos foram investigadas. Do estudo experimental (Garin et al., 1987) com o modo  $TE_{34}$  verificou-se que: 1) não ocorrem dificuldades de casamento de campos e o modo principal pode atingir a condição de corte na região do canhão; 2) o tubo de deriva é largo, facilitando o bombeamento de vácuo e não existem problemas de interceptação de feixe; 3) o perfil de campo pode ser modelado para aumentar a eficiência. No entanto, a conversão da radiação de RF para o modo  $TE_{01}$  na linha de transmissão torna-se mais difícil. Os resultados referentes ao modo  $TE_{34}$ , que apresenta uma excelente separação de frequências com respeito ao modo competidor mais próximo  $TE_{53}$ , indicaram que as restrições técnicas de operação foram substancialmente minoradas em relação aos limites decorrentes da utilização dos modos complexos.

Em conclusão, procurou-se adotar no projeto do presente girotron um caráter conservador, no sentido de evitar o sobreaquecimen

to da janela dielétrica e manter comparativamente baixo o nível de potência dissipada quer no coletor ou na cavidade ressonante. As tensões envolvidas estão limitadas a 50 kV e a densidade de corrente no catodo é da ordem de  $3A/cm^2$ . A cavidade projetada opera no modo relativamente livre de competição  $TE_{021}$  e é capaz de prover efetivamente emissão de modo único.

## CAPÍTULO 6

### CONCLUSÃO

O mérito da presente dissertação que ora se conclui pode ser conjecturado em três instâncias. A primeira refere-se ao estudo realizado e que discerne um dos atributos deste trabalho. De caráter abrangente, ele distingue-se por investigar os vários fenômenos que ocorrem no girotron. Nestes termos, a geração e transporte de feixes helicoidais de elétrons vinculam-se ao Capítulo 2, que trata da síntese e da análise de canhões injetores de fluxo laminar. Este capítulo reúne contribuições previamente realizadas (Barroso et al., 1984; Barroso et al., 1985b) sobre a utilização sistemática do método de síntese em que o campo magnético na região do catodo era representado por uma distribuição axialmente uniforme com  $B_c = 1,05$  kG. Para tornar a análise computacional mais exata incorporou-se então, ao sistema, um conjunto de bobinas reais que produzem o campo magnético necessário à operação do girotron de 35 GHz. Na região da cavidade, o perfil axial da indução magnética alcança um valor de 13,2 kG, com uma flutuação de 0,1% sobre uma extensão de 13 cm. Tendo em vista a facilidade de construção do canhão de elétrons, procedeu-se à investigação de modelos de catodo com geometria simplificada e propuseram-se técnicas de controle do parâmetro  $\alpha$  do feixe. Desse estudo, adveio uma configuração especial de eletrodos que produz, com uma reduzida dispersão total  $\Delta v_{\perp}/v_{\perp} = 1,5\%$  de velocidade perpendicular, um feixe laminar de 5A com um fator  $\alpha = 1,5$  na região da cavidade.

No Capítulo 3 foi desenvolvido um amplo estudo analítico e computacional de cavidades para girotrons em regime estacionário. O estudo inclui conversão de modos e tem por base uma equação de onda deduzida a partir das equações de Maxwell livres de fontes. A exclusão do termo de fonte que contém a corrente nas equações de campo é justificada pelo fato de a corrente limite ser muito maior que a corrente de operação. Isto assegura então que efeitos de carga espacial sejam desprezíveis no sentido de que a estrutura eletromagnética normal da cavidade

não é alterada pela presença do feixe. A investigação das propriedades ressonantes e seletivas de cavidades práticas para girotrons abrangeu duas categorias de sistemas eletrodinâmicos. Na primeira foram incluídas as cavidades de cones truncados, enquanto na segunda categoria foi proposto um novo tipo de cavidade cujo perfil longitudinal é representado por uma função contínua. Este tratamento é a extensão de um trabalho anterior (Barroso et al., 1986) que apresenta uma nova análise de perfis de campo de RF em ressoadores fracamente irregulares. O ressoador de perfil contínuo pode ser entendido como uma cavidade generalizada que possibilita com grande flexibilidade a realização de uma variedade de perfis de campo, sejam dos tipos gaussiano ou triangular assimétrico. O seu aspecto estrutural - , além de permitir que o nível de conversão de modos seja facilmente controlado, sem descaracterizar, no entanto, a forma particular do perfil de campo - , torna possível, independentemente do comprimento da seção ressonante, a síntese de ressoadores quer com um baixo ( $< 400$ ) ou com um alto ( $> 4000$ ) fator Q de difração. Tais propriedades revestem-se de importância porquanto o objetivo do projeto de cavidades consiste na determinação das dimensões do ressoador que sejam compatíveis com o desejado nível de potência, que, por sua vez, depende fortemente do fator Q.

A contribuição relevante do Capítulo 4 deveu-se à investigação realista da maximização da eficiência de girotrons. Para tanto, se dispôs de um modelo balístico exato que ressalta o caráter não linear da equação relativística do elétron em movimento ciclotrônico. O cálculo numérico da eficiência envolveu a formulação complexa das distribuições longitudinais de campo elétrico que correspondiam às cavidades apresentadas no Capítulo 3. Verificou-se que os perfis de campo triangulares assimétricos promovem as mais altas eficiências e, em particular, para uma cavidade de perfil contínuo, eficiências perpendiculares em torno de 0,86 foram obtidas. A interpretação de extensivos resultados numéricos, aparentemente desconexos, levou a uma relação de escala  $\eta_{\perp}^{MAX.} = \eta_{\perp}^{MAX.}(S)$  em que a definição do parâmetro  $S = (L/R_c) \alpha \beta_{\perp 0}$   $X_{op}$ , justificada no Apêndice B, incorpora explicitamente os parâmetros do feixe (através de  $\alpha$  e  $\beta_{\perp 0}$ ), a frequência (através de  $R_c$ ), o modo de

operação (através de  $X_{op}$ ) e o comprimento da região de interação (L).

Estes capítulos conduziram então ao desenvolvimento conceitual de um girotron de 35 GHz, onde se expôs de uma maneira detalhada no Capítulo 5 a inter-relação dos passos de projeto. Critérios de seleção de parâmetros foram destacados em conformidade com a imposição de restrições técnicas e com o requisito de auto-excitação suave do oscilador. O girotron apresentado opera no modo azimutalmente simétrico  $TE_{021}$  e é apto a produzir com uma eficiência total  $\eta_T = 0,35$  uma potência de 100 kW em pulsos de 20 ms, com um fator de trabalho de 0,04%. Na medida de apropriação de conhecimento ao longo do estudo, uso intensivo se fez de programas computacionais. À exceção do programa de simulação de feixe de Herrmannsfeldt (1979) - , mas no qual foi inserida uma rotina que calcula o campo magnético produzido por bobinas axi-simétricas de espessura finita - , ponderável esforço foi devotado ao desenvolvimento de programas numéricos, rotinas gráficas e algoritmos de minimização, todos necessários à realização deste trabalho.

O segundo aspecto a ser conjecturado advém da implicação do presente trabalho em termos nacionais. Seguindo esta linha de proposição, o programa de desenvolvimento de girotrons experimentais do Laboratório Associado de Plasma do INPE representa uma contribuição pioneira na área de geração de microondas de alta potência em um país de pouca tradição em dispositivos eletrônicos a vácuo. A construção do primeiro girotron brasileiro, - consubstanciado pelo projeto conceitual concluído no Capítulo 5, - lida com tecnologias relevantes e envolve tarefas experimentais bastante complexas. Desta forma, uma equipe de pesquisadores do LAP/INPE leva a bom termo tal projeto e entre os seus objetivos imediatos citam-se: construção de circuitos moduladores de alta tensão, desenvolvimento de técnicas de selagem cerâmica-metal, geração de campos magnéticos intensos com alta uniformidade espacial e temporal, confecção e caracterização de catodos termiônicos, e aquisição de técnicas de diagnóstico, monitoração e guiagem de radiação milimétrica de alta potência.

A terceira consideração emerge de questões que se fizeram aparecer no decorrer do estudo e que compõem um conjunto de problemas a serem futuramente investigados. Uma questão relevante consiste em entender por que o regime de alta eficiência corresponde de uma maneira inerente à condição de auto-excitação rígida do oscilador. Este assunto foi suscitado no Capítulo 4 quando da otimização da eficiência sem considerar as condições de partida do oscilador. Em um enfoque preliminar, o problema pode ser tratado através da linearização das equações reduzidas do girotron (Apêndice B) de forma a se obter uma expressão para a dependência explícita da eficiência com a corrente. A questão seguinte consistiria na determinação dos perfis ótimos de campo com base em um esquema computacional que incluísse os vínculos impostos pelas condições de partida do oscilador.

Não considerados neste trabalho, mas de importância crescente à medida que a potência de saída aproxima-se do nível de centenas de quilowatts, são os efeitos autoconsistentes do girotron. Nestes casos, torna-se relevante investigar como a estrutura eletromagnética normal da cavidade é modificada pela presença dos elétrons e, em decorrência do acoplamento dos campos de RF com o feixe, estudar a dependência do fator Q e da frequência ressonante com a intensidade do campo magnético externamente aplicado.

Um outro assunto a ser futuramente investigado refere-se à otimização da eficiência do girotron através da utilização de campos magnéticos não uniformes. Em geral, das estruturas que incluem variações espaciais introduzidas em um perfil homogêneo  $H_0$ , a rampa linear, - caracterizada pela razão  $\Delta H_0/H_0$ , onde  $\Delta H_0$  denota a variação do campo magnético ao longo da região de interação -, prevê as mais altas eficiências e tem sido efetivamente incorporada aos girotrons comerciais da Varian (Felch et al., 1984). Um fato que pode restringir o estudo analítico deste problema, mesmo quando se adota a aproximação usual de considerar nulo o campo magnético de RF, advém da não-conservação do momento axial do elétron - devido à presença do componente radial do campo magnético não uniforme. Nesta circunstância, torna-se necessário de

terminar o limite de aplicabilidade do Sistema de equações reduzidas B.9, - que tem por base a conservação do momento axial do elétron - , na descrição de girotrons com uma distribuição axial de campo magnético representada por uma rampa linear e, por extensão, verificar quão válida ainda permanece a lei de escala  $\eta_{\perp}^{\text{MAX}} = \eta_{\perp}^{\text{MAX}} (S)$ . Obviamente, se os cálculos de otimização vierem indicar razões  $\Delta H_0/H_0$  relativamente grandes ( $\geq 10\%$ ), o procedimento de considerar o momento axial aproximadamente constante torna-se irrealista e, com isso, outras relações de escala que incluam o parâmetro adicional  $\Delta H_0/H_0$  devem ser pesquisadas.

Como discutido no Capítulo 5, para aumentar a capacidade de geração de potência do girotron, torna-se necessário utilizar ressoadores com seções transversais relativamente grandes. Em tais cavidades sobredimensionadas, a alta densidade de modos impõe condições particularmente restritivas à operação estável do dispositivo em modo único. Nestes termos, o projeto de girotrons de alta potência ( $> 200 \text{ kW}$ ) requer um estudo dos processos de excitação multimodal, com ênfase nas condições em que os processos oscilatórios de multimodo aparecem e se desenvolvem, para que técnicas de controle de competição de modos possam ser aplicadas.

## REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- ANDRONOV, A.A.; FLYAGIN, V.A.; GAPONOV, A.V.; GOL'DENBERG, A.L.; PETELIN, M.I.; USOV, V.G.; YULPATOV, V.K. The gyrotron: high-power source of millimetre and submillimetre waves. Infrared Physics, 18(5-6):385-393, Dec. 1978.
- ANTAKOV, I.I.; GAPONOV, A.V.; MALYGIN, O.V.; FLYAGIN, V.A. Application of induced cyclotron radiation of electrons for the generation and amplification of high-powered electromagnetic waves. Radio Engineering and Electronic Physics, 11:1995-1997, 1966.
- ANTAKOV, I.I.; GINTSBURG, V.A.; ZASYPKIN, E.V.; SOKOLOV, E.V. Experimental investigation on electron-velocity distribution in a helical electron beam. Radiophysics and Quantum Electronics, 18(8):884-887, Aug. 1975.
- ARFIN, B.; CHU, K.R.; DIALETIS, D.; READ, M.E. A high power gyrotron operating in the  $TE_{041}$  mode. IEEE Transactions on Electron Devices, 29(12):1911-1916, Dec. 1982.
- ARPACI, V.S. Conduction heat transfer. Reading, Massachusetts, Addison-Wesley, 1966.
- AVDOSHIN, E.G.; GOL'DENBERG, A.L. Experimental investigation of adiabatic electron guns of cyclotron-resonance masers. Radiophysics and Quantum Electronics, 16(10):1241-1246, Oct. 1973.
- AVDOSHIN, E.G.; NIKOLAEV, L.V.; PLATONOV, I.N.; TSIMRING, Sh.E. Experimental investigation of the velocity spread in helical electron beams. Radiophysics and Quantum Electronics, 18:461-466, 1973.
- BAIRD, J.M.; LAWSON, W. Magnetron injection gun (MIG) design for gyrotron applications. International Journal of Electronics, 61(6):953-967, Dec. 1986.
- BARROSO, J.J.; MONTES, A. Cálculo da trajetória de elétrons em uma cavidade de microondas. São José dos Campos, INPE, mar. 1983. (INPE-2677-PRE/283).

- BARROSO, J.J.; MONTES, A. Microwave open resonators for gyrotrons. São José dos Campos, INPE, Dec. 1986b. (INPE-4076-PRE/1028).
- BARROSO, J.J.; MONTES, A.; LUDWIG, G.O. RF field profiles in weakly irregular open resonators. International Journal of Electronics, 61(6):771-794, Dec. 1986a.
- BARROSO, J.J.; MONTES, A.; SILVA, C.A.B. Programas para a síntese de sistemas axi-simétricos usados na formação de feixes helicoidais de elétrons. São José dos Campos, INPE, fev. 1985a. (INPE-3426-NTI/232).
- \_\_\_\_\_. Synthesis of MIG-type electron guns for gyrotron. In: JAPAN BRAZIL SYMPOSIUM OF SCIENCE AND TECHNOLOGY, 4., São Paulo, Aug. 1984. Proceedings. São Paulo, 1984, p. 296-305.
- \_\_\_\_\_. The use of a synthesis method in the design of gyrotron electron guns. International Journal of Electronics, 59(1):33-47, Jul. 1985b.
- BARROSO, J.J.; CASTRO, P.J.; GALVÃO, G.P.; LUDWIG, G.O.; MONTES, A.; NONO, M.C.A.; ROSSI, J. Gyrotron development at the Instituto de Pesquisas Espaciais. In: ENERGY INDEPENDENCE CONFERENCE: FUSION ENERGY AND PLASMA PHYSICS, Rio de Janeiro, Aug. 1987. Proceedings. England, 1988.
- BEASLEY, J.P. An electron gyrotron resonance oscillator at millimetre wavelengths. In: INTERNATIONAL CONFERENCE ON MICROWAVE AND OPTICAL GENERATION AND AMPLIFICATION, 6., Cambridge, 1966. Proceedings. England, 1966, p. 132-139.
- BERNSTEIN, I.B.; DIVRINGI, L.K.; SMITH, T.M. The theory of irregular waveguides and open resonators. International Journal of Infrared and Millimeter Waves, 4(1):57-117, Jan. 1983.
- BORIE, E.; DUMBRAJS, O. Calculation of eigenmodes of tapered gyrotron resonators. International Journal of Electronics, 60(2):143-154, Feb. 1986b.
- BORIE, E.; JODICKE, B.; DUMBRAJS, O. Parameter studies for a 150 GHz gyrotron operating in the  $TE_{031}$  mode. International Journal of Electronics, 61(6):735-746, Dec. 1986a.

- BOTT, I.B. A powerful source of millimeter wavelength electromagnetic radiation. Physics Letters, 14:293-294, Feb. 1985.
- \_\_\_\_\_. Tunable source of millimeter and sub-millimeter electromagnetic radiation. Proceedings of IEEE, 52:330-331, Mar. 1964.
- BRAND, G.F. Gyrotron or electron cyclotron maser: an introduction. American Journal of Physics, 50(3):254-258, Mar. 1982
- BRAND, G.F.; CHEN, Z.; DOUGLAS, N.G.; GROSS, M.; MA, J.Y.L.; ROBINSON, L.C. A tunable millimetre-submillimetre gyrotron. International Journal of Electronics, 57(6):863-870, Dec. 1984b.
- BRAND, G.F.; DOUGLAS, N.G.; GROSS, M.; MA, J.Y.L.; ROBINSON, L.C.; CHEN, Z. A 125-260 GHz gyrotron. IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, 32(1):58-64, Jan. 1984a.
- BRATMAN, V.L. The starting regime for an MCR monotron with a cavity having a low diffraction Q. Radiophysics and Quantum Electronics, 17(10):1181-1187, Oct. 1974.
- BRATMAN, V.L.; MOISEEV, M.A. Conditions for self-excitation of a cyclotron-resonance maser with a non-resonant electrodynamic system. Radiophysics and Quantum Electronics, 18(7):772-779, Jul. 1975.
- BRATMAN, V.L.; PETELIN, M.I. Optimizing the parameters of high-power gyromotrons with RF field of non-fixed structure. Radiophysics and Quantum Electronics, 18(10):1136-1140, 1975.
- BRATMAN, V.L.; TOKAREV, A.E. On the theory of the relativistic cyclotron-resonance maser. Radiophysics and Quantum Electronics, 17(8):932-935, 1974.
- BRATMAN, V.L.; MOISEEV, M.A.; PETELIN, M.I.; ERM, R.E. Theory of gyrotron with a non-fixed structure of the high-frequency field. Radiophysics and Quantum Electronics, 16:474-480, 1973.
- BREWER, G.R. High-intensity electron guns. In: SEPTIER, A., ed. Focusing of Charged Particles. New York, Academic Press, 1967, v. 3, p. 23-72.

- BOULANGER, P.; CHARBIT, P.; FAILLON, G.; KAMMERER, E.; MOURIER, G.  
Development of gyrotron at Thomson-CSF. International Journal of Electronics, 53(6):523-531, Dec. 1982.
- BYERLY, J.L.; DANLY, B.G.; KREISCHER, K.E.; TEMKIN, R.J.; MULLINGAN, W.J.; WOSKOBOINIKOW, P. Harmonic emission from high-power high-frequency gyrotrons. International Journal of Electronics, 57(6):1033-1047, Dec. 1984.
- BYKOV, Yu.V.; GOL'DENBERG, A.L. Influence of resonator profile on the maximum power of a cyclotron-resonance maser. Radiophysics and Quantum Electronics, 18:791-792, 1975.
- BYKOV, Yu.V.; GAPONOV, A.V.; PETELIN, M.I. On the theory of travelling-wave cyclotron-resonance maser (CRM) amplifier with a transverse electron stream. Radiophysics and Quantum Electronics, 17:928-931, Aug. 1974.
- BYKOV, Yu.V.; GOL'DENBERG, A.L.; NIKOLAEV, L.V.; OFITSEROV, M.M.; PETELIN, M.I. Experimental investigation of a gyrotron whispering-gallery modes. Radiophysics and Quantum Electronics, 18(10):1141-1143, 1975.
- CARMEL, Y.; CHU, K.R.; DIALETIS, D.; FLIFLET, A.; READ, M.E.; KIM, K.J.; ARFIN, B.; GRANATSTEIN, V.L. Mode competition, suppression, and efficiency enhancement in overmoded gyrotron oscillators. International Journal of Infrared and Millimeter Waves, 3(5):645-665, 1982.
- CARMEL, Y.; CHU, K.R.; READ, M.E.; GANGULY, A.K.; DIALETIS, D.; SEELEY, R.; LEVINE, J.S.; GRANATSTEIN, V.L. Realization of a stable and a highly efficient gyrotron for controlled fusion research. Physical Review Letters, 50(2):112-116, Jan. 1983.
- CHANG, C.-L.; TSAO, H.-C.; CHEN, Z. Numerical calculation of gyromonotron parameters using orbital theory. International Journal of Electronics, 51(4):594-606, Dec. 1981.
- CHOW, K.K.; PANTELL, R.H. The cyclotron resonance backward-wave oscillator. Proceedings of the IRE, 48:1865-1870, Nov. 1960.

- CHU, K.R.; READ, M.E.; GANGULY, A.K. Methods of efficiency enhancement and scaling for the gyrotron oscillator. IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, 28(4): 318-325, Apr. 1980.
- CHU, K.R.; GRANATSTEIN, V.L.; LATHAM, P.E.; LAWSON, W.; STRIFFLER, C.D. A 30 MW gyrokystron amplifier design for high-energy linear accelerators. IEEE Transactions on Plasma Science, 13(6):424-434, Dec. 1985.
- COLLIN, R.E. Foundations for Microwave Engineering. Tokyo, McGraw-Hill, Kosakusha Ltd., 1966.
- CORREA, R.A.; BARROSO, J.J. MONTES, A. Derivation of gyrotron's reduced equations and its application to the analysis of resonant cavities. In: LATIN-AMERICAN WORKSHOP IN PLASMA PHYSICS, 3., Santiago, Chile, July 1988. Proceedings. Santiago, Chile, 1988, p. 17-18.
- DANLY, B.G.; TEMKIN, R.J. Generalized nonlinear harmonic gyrotron theory. The Physics of Fluids, 29(2):561-567, Feb. 1986.
- DERFLER, H.; GRANT, T.J.; STONE, D.S. Loaded Q's and field profiles of tapered axisymmetric gyrotron cavities. IEEE Transactions on Electron Devices, 29(12):1917-1929, Dec. 1982.
- DÖRING, H.; LUGINSLAND. Gyrotron efficiency calculation based on a non-sinusoidal asymmetrical field distribution. International Journal of Electronics, 61(6):747-759, Dec. 1986.
- DROBOT, A.T.; KIM, K. Space charge effects on the equilibrium of guided electron flow with gyromotion. International Journal of Electronics, 51(4):351-367, Dec. 1981.
- DRYDEN, V.M. Exact solution for space-charge flow in spherical coordinates with application to magnetron injection guns. Journal of Applied Physics, 33(10):3118-3124, Oct. 1962.
- FELCH, K.; BIER, R.; CRAIG, J.L.; HUEY, H.; IVES, L.; JORY, H.; LOPEZ, N.; SPANG, S. CW operation of a 140 GHz gyrotron. International Journal of Electronics, 61(6):701-714, Dec. 1986.

- FELCH, K.; BIER, R.; FOX, L.; HUEY, H.; IVES, L.; JORY, H.; LOPEZ, N.; MANCA, J.; SHIVELY, J.; SPANG, S. A 60 GHz gyrotron with a pure output mode. International Journal of Electronics, 57(6):815-820, Dec. 1984.
- FIX, A.Sh.; FLYAGIN, V.A.; GOLDENBERG, A.L.; KHIZHNYAK, V.I.; MALYGIN, S.A.; TSIMRING, Sh.E.; ZAPEVALOV. The problems of increase in power, efficiency and frequency of gyrotrons for plasma investigations. International Journal of Electronics, 57(6):821-826, Dec. 1984.
- FLIFLET, A.; READ, M.E. Use of weakly irregular waveguide theory to calculate eigenfrequencies, Q values, and RF field functions for gyrotron oscillators. International Journal of Electronics, 51(4):475-484, Dec. 1981.
- FLIFLET, A.; READ, M.E.; CHU, K.R.; SEELEY, R. A self-consistent theory for gyrotron oscillators: application to a low Q gyromonotron. International Journal of Electronics, 53(6):505-521, Dec. 1982.
- FLYAGIN, V.A.; GAPONOV, A.V.; PETELIN, M.I.; YULPATOV, V.K. The gyrotron. IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, 25(6):514-521, Jun. 1977.
- FLYAGIN, V.A.; ALIKAEV, V.V.; LIKIN, K.M.; NUSIMOVICH, G.S.; USOV, V.G.; VLASOV, S.N. A gyrotron complex for electron-cyclotron plasma heating in the T-10 tokamak. In: JOINT GRENOBLE-VARENNÉ INTERNATIONAL SYMPOSIUM, France, Mar. 1982. Proceedings. France, 1982, v. 3, p.1059-1065.
- GANGULY, A.K.; CHU, K.R. Limiting current in gyrotrons. International Journal of Electronics, 5(1):103-131, Jan. 1984.
- GAPONOV, A.V. Interaction between electron fluxes and electromagnetic waves in waveguides. Izv. VUZ. Radiofizika, 2:450-462, 1959.
- GAPONOV, A.V.; YULPATOV, V.K. Interaction of helical electron beams with the electromagnetic field in a waveguide. Radio Engineering and Electronic Physics, 12(4):582-587, 1967.

GAPONOV, A.V.; PETELIN, M.I.; YULPATOV, V.K. The induced radiation of excited classical oscillators and its use in high-frequency electronics. Radiophysics and Quantum Electronics, 10:794-813, 1967.

GAPONOV, A.V.; GOL'DENBERG, D.P.; ORLOVA, I.M.; PANKATOVA, T.B.; PETELIN, M.I. Induced synchrotron radiation of electrons in cavity resonators. JETP Letters, 2:267-269, 1965.

GAPONOV, A.V.; GOL'DENBERG, A.L.; GRIGOR'EV, D.P.; PANKATOVA, T.B.; PETELIN, M.I.; FLYAGIN, V.A. Experimental investigation of centimeter band gyrotrons. Radiophysics and Quantum Electronics, 18(2):204-210, 1975.

GAPONOV, A.V.; FLYAGIN, V.A.; GOL'DENBERG, A.L.; NUSIMOVICH, G.S.; TSIMRING, Sh.E.; USOV, V.G.; VLASOV, S.N. Powerful millimetre-wave gyrotrons. International Journal of Electronics, 51(4): 277-302, Dec. 1981.

GARIN, G.; MOURIER, G.; TEYSSIER, L. Symmetric and non-symmetric modes in high power generators for electron cyclotron resonance heating. In: CONFERENCE ON CONTROLLED FUSION AND PLASMA PHYSICS, 14., Madrid, 22-26 Jun. 1987. Proceedings. Spain, 1987.

GLUSHENKO, V.N.; KOSHEVAYA, S.V.; PRUS, V.A. Improved efficiency of a gyrotron at the fundamental gyroresonance by means of a corrected distribution of magnetostatic fields. ISV. VUZ. Radicelectronics, 13(1):12-17, 1970.

GOLD, S.H.; FLIFLET, A.; MANHEIMER, W.M.; BLACK, W.M.; GRANATSTEIN, V.L.; KINKEAD, A.K., HARDESTY, D.L.; SUCY, M. High-voltage  $K_a$ -band gyrotron experiment. IEEE Transactions on Plasma Science, 13(6): 374-382, Dec. 1985.

GOL'DENBERG, A.L.; PETELIN, M.I. The formation of helical electron beams in an adiabatic gun. Radiophysics and Quantum Electronics, 16(1):106-111, Jan. 1973.

GRANATSTEIN, V.L.; DROBOT, A.; VITELLO, P.; CHU, K.R.; KO, K.; LATHAM, P.E.; LAWSON, W.; STRIFFLER, G.D. Design of gyrotron amplifiers for driving 1 Tev  $e^-e^+$  linear colliders. IEEE Transactions on Nuclear Science, 32:2957-2959, 1985.

- GROUP, EPFL/BBC. Quasi-optical gyrokystron development. CRPP, École Polytechnique Fédérale de Lausanne, LPR 277/85, Sept. 1985.
- GUO, H.-Z.; CHEN, Z.-G.; ZHANG, S.-C.; WU, D.-S. The study of a  $TE_{02}$  gyromonotron operating at the second harmonic of the cyclotron frequency. International Journal of Electronics, 51(4):485-492, Dec. 1981.
- HARGREAVES, T.A.; KIM, K.J.; McADOO, J.H.; PARK, S.Y.; SEELEY, R.D.; READ, M.E. Experimental study of a single-mode quasi-optical gyrotron. International Journal of Electronics, 57(6):977-984, Dec. 1984.
- HARKER, K.J. Determination of electrode shapes for axially symmetric electron guns. Journal of Applied Physics, 31(12):2165-2170, Dec. 1960.
- HERRMANNSFELDT, W.B. Electron trajectory program. Stanford Linear Accelerator Center, Nov. 1979. (SLAC Report 226, VC-28).
- HIRSHFIELD, J.L.; WATCHEL, J.M. Electron cyclotron maser. Physical Review Letters, 12(19):533-536, May 1964.
- HOLMAN, J.P. Transferência de calor. São Paulo, McGraw-Hill, 1983.
- HSU, T.W. Coherent millimeter-wave cyclotron radiation from relativistic electrons. Ph.D. Dissertation, Sheffield, Dep. Electron. Elec. Eng., Univ. Sheffield, England, Aug. 1966.
- HSU, T.W.; ROBSON, P.N. Negative absorption from weakly relativistic electrons traversing a Cuccia coupler. Electronics Letters, 1(4):84-85, Jun. 1965.
- JORY, H.R.; FRIEDLANDER, R.F.; HEGJI, S.J.; SHIVELY, J.F.; SYMONS, R.S. Gyrotrons for high power millimeter wave generation. In: SYMPOSIUM OF ENGINEERING PROBLEMS OF FUSION RESEARCH, 7., Knoxville, USA, Oct. 1977. Proceedings. Knoxville, USA, 1987, p. 1116-1120.
- JORY, H.R.; EVANS, S.; FELCH, K.; SHIVELY, J.; SPANG, S. Gyrotron oscillators for fusion heating. In: JOINT VARENNA-GRENOBLE INTERNATIONAL SYMPOSIUM ON HEATING IN TOROIDAL PLASMAS, 3., France, Mar. 1982. Proceedings. France, 1982, v. 3, p. 1078.

- JORY, H.; EVANS, S.; MORAN, J.; SHIVELY, J.; STONE, D.; THOMAS, G.  
Pulsed and CW gyrotron oscillators of plasma heating. In: JOINT  
GRENOBLE-VARENNA INTERNATIONAL SYMPOSIUM, 2., Italy, Sept. 1980.  
Proceedings. Italy, 1980, v. 1, p. 269-282.
- JORY, H.; BIER, R.; EVANS, S.; FELCH, K.; FOX, L.; HUEY, H.; SHIVELY,  
J.; SPANG, S. First 200 kW CW operation of a 60 GHz gyrotron.  
IEDM Technical Digest. Washington, D.C., 1983, p. 267-270.
- KIM, K.J.; READ, M.E.; BAIRD, J.M.; CHU, K.R.; DROBOT, A.; VOMVORIDIS,  
J.L.; GANGULY, A.; DIALETIS, D.; GRANATSTEIN, V.L. Design  
considerations for a megawatt CW gyrotron. International Journal  
of Electronics, 51(4):427-445, Dec. 1981.
- KISEL', D.V.; KORABLEV, G.S.; NAVEL'YEV, V.G.; PETELIN, M.I.;  
TSIMRING, Sh.E. An experimental study of a gyrotron operating  
at the second harmonic of the cyclotron frequency, with optimized  
distribution of the high-frequency field. Radio Engineering  
and Electronic Physics, 19(4):95-100, 1974.
- KOLOSOV, S.V.; KURAYEV, A.A. Comparative analysis of the interaction  
at the first and second harmonics of the cyclotron frequency in  
gyroresonance devices. Radio Engineering and Electronics Physics,  
19(10):65-73, 1974.
- KOVALEV, I.S.; KURAYEV, A.A.; KOLOSOV, S.V.; SLEPYAN, G.Ya. The  
effect of space charge in gyroresonance devices with thin equally  
mixed and axially symmetrical electron beams. Radio Engineering  
and Electronic Physics, 19(5):149-151, 1974.
- KREISHER, K.E.; TEMKIN, R.J. Single-mode operation of a high-power,  
step-tunable gyrotron. Physical Review Letters, 59(5):547-550,  
Aug. 1987.
- KREISHER, K.E.; SCHUTKEKER, J.B.; DANLY, B.G.; MULLIGAN, W.J.; TEMKIN,  
R.J. High efficiency operation of a 140 GHz gyrotron. International  
Journal of Electronics, 57(6):835-850, Dec. 1984.
- KULKE, B. Limitations on millimeter-wave power generation with  
spiraling electron beams. IEEE Transactions on Electron Devices,  
19(1):71-79, Jan. 1972.

- KURAYEV, A.A.; SHESTAKOVICH, V.P. Optimization of the cavity profiles and magnetostatic field distributions in gyromonotrons in terms of efficiency while ensuring the conditions of soft self-excitation. Radio Engineering and Electronic Physics, 22(2):152-155, 1977.
- KURIN, A.F. Linear theory of the cyclotron-maser. Radiophysics and Quantum Electronics, 10(8):651-654, 1967.
- LINDSAY, P.A. Cyclotron resonance interaction. International Journal of Electronics, 33(3):289-310, Sept. 1972.
- LUCHININ, A.G.; MALYGIN, O.V.; NUSIMOVICH, G.S.; FLYAGIN, V.A. Submillimeter gyrotron with a pulsed magnetic field. Soviet Physics and Technical Physics, 28(8):1001-1003, Aug. 1983.
- MANUILOV, V.N.; TSIMRING, Sh.E. Synthesis of axially symmetrical systems for shaping helical electron beams. Radio Engineering and Electronic Physics, 23(7):111-119, Jul. 1978.
- MO, Y.; GUO, X.; LANG, D.; SUN, J.; LI, J.; LIU, S. An experimental 75 GHz gyrotron. International Journal of Electronics, 57(6):1049-1054, Dec. 1984.
- MOURIER, G.; FAILLON, G.; GARIN, P. A 100 GHz gyrotron-results and future prospects. International Journal of Electronics, 61(6):715-727, Dec. 1986.
- NIKOLAYEV, L.V.; OFITSEROV, M.M. A gyrotron with a pulsed magnetic field. Radio Engineering and Electronic Physics, 19(8):139-140, 1974.
- NUSIMOVICH, G.S. Mode competition in a gyromonotron with a distorted axial symmetry. Radio Engineering and Electronic Physics, 19(8):152-155, 1974.
- OKAMOTO, T.; SUGIMORI, K. Development of gyrotron. Kakuyugo Kenkyu, 51(5):369-383, 1984.
- PANTELL, R.H. Electron beam interaction with fast waves. In: SYMPOSIUM ON MILLIMETER WAVES, Brooklyn, New York, USA, Apr. 1959. Proceedings. USA, 1959, p. 301-311.

- PETELIN, M.I. On the theory of ultrarelativistic cyclotron self-resonance masers. Radiophysics and Quantum Electronics, 17: 686-690, Jun. 1974.
- PETELIN, M.I.; YULPATOV, V.K. Linear theory of a monotron cyclotron-resonance maser. Radiophysics and Quantum Electronics, 18(2): 212-219, 1975.
- RAGER, J.P. Gyrotron development in the framework of the European Fusion Programme. International Journal of Electronics, 61(6): 697-700, Dec. 1986.
- RAPOPORT, G.N.; NEMAK, A.; ZHURAKHOVSKIY, V.A. Interaction between helical electron beams and strong electromagnetic cavity fields at cyclotron frequency harmonics. Radio Engineering and Electronic Physics, 12(4):587-595, 1967.
- READ, M.E.; CHU, K.R.; DUDAS, A.J. Experimental investigation of the enhancement of gyrotron efficiencies by use of profiled magnetic fields. IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, 30(1):42-46, Jan. 1982.
- READ, M.E.; CHU, K.R.; KIM, K.J. Power limits in cylindrical gyromonotrons using  $TE_{0n1}$  modes. International Journal of Infrared and Millimeter Waves, 2(2):159-174, 1981.
- READ, M.E.; GILGENBACH, R.M.; LUCEY, R.F.; CHU, K.R.; DROBOT, A.T.; GRANATSTEIN, V.L. Spatial and temporal coherence of a 35 GHz gyromonotron using the  $TE_{01}$  circular mode. IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, 28(8):875-878, Aug. 1980.
- ROSSI, J. Circuito elétrico de disparo do girotron. São José dos Campos, INPE, set. 1987. (INPE-4336-NTE/273).
- ROWE JR., J.F. Saturation effects in cyclotron resonance oscillators. International Journal of Electronics, 31(1):33-45, Jul. 1971.
- SAITO, H.; DANLY, B.G.; MULLIGAN, W.J.; TEMKIN, R.J.; WOSKOBOINIKOW, P. A gyrotron with a high Q cavity for plasma scattering diagnostics. MIT-PFC/JA-85-11, Massachusetts Institute of Technology, Cambridge, Massachusetts, USA, 1985.

- SAITO, H.; KREISCHER, K.; DANLY, B.G.; TRAN, T.M.; TEMKIN, R.J.  
A gyrotron with a minimum Q cavity. International Journal of Electronics, 61(6):757-770, Dec. 1986.
- SCHNEIDER, J. Stimulated emission of radiation by relativistic electrons in a magnetic field. Physical Review Letters, 2(12):504-505, Jun. 1959.
- SCHRIEVER, R.L.; JOHNSON, C.C. A rotating beam waveguide oscillator. Proceedings of the IEEE, 54:2029-2030, Dec. 1966.
- SEHN, G.J.; HAYES, R.E. Relativistic effect in electron cyclotron transverse wave devices. IEEE Transactions on Electron Devices, 16:1077-1078, Dec. 1969.
- SILVA, C.A.B. Método de síntese aplicado ao projeto de um canhão de elétrons para girotrons. Dissertação de Mestrado, São José dos Campos, INPE, set. 1987. (INPE-4357-TDL/298).
- SILVERSTEIN, J.D. First and second-harmonic radiations from a near-millimeter-wave gyromonotron. International Journal of Infrared and Millimeter Waves, 6:339-367, 1985.
- SMORGONSKII, A.V. The nonlinear theory of a relativistic monotron. Radiophysics and Quantum Electronics, 16(1):112-116, Jan. 1973.
- SUGIMORI, K.; FUJITA, K.; TERUMICHI, Y.; TANAKA, S.; IDEHARA, T. 22-70 GHz gyrotron development. International Journal of Electronics, 53(6):533-538, Dec. 1982.
- SWIFT-HOOK, D.T.; REDDISH, A. Cyclotron resonance and the generation of millimeter waves. In: SYMPOSIUM ON MILLIMETER WAVES, Brooklyn, New York, USA, Apr. 1959. Proceedings. New York, USA, 1959, p. 261-287.
- TAKAHASHI, Y.; KAGEYAMA, T.; TSUCHIYA, I.; SATO, H. Gyrotron developments (in Japanese). Electronics and Communication Society of Japan, ED82-96:93-99, Dec. 1982.
- TEMKIN, R.J. Analytic theory of a tapered gyrotron resonator. International Journal of Infrared and Millimeter Waves, 2(4):629-650, 1981.

- TEMKIN, R.J.; KREISHER, K.E.; MULLIGAN, W.J.; McCABE, S.; FETTERMAN, H.R. A 100kW, 140 GHz pulsed gyrotron. International Journal of Infrared and Millimeter Waves, 3(4):427-437, 1982.
- TSIMRING, Sh.E. On the spread of velocities in helical electron beams. Radiophysics and Quantum Electronics, 15:952-961, Jul. 1972.
- \_\_\_\_\_. Synthesis of systems for generating helical electron beams. Radiophysics and Quantum Electronics, 20:1550-1560, 1977.
- TWISS, R.Q. Radiation transfer and the possibility of negative absorption in radioastronomy. Australian Journal of Physics, 11: 564-579, 1958.
- VAUGHAN, J.R.M. Representation of axisymmetric magnetic fields in computer programs. IEEE Transactions on Electron Devices, 19(2): 144-151, Feb. 1972.
- VLASOV, S.N.; ZHISLIN, G.M.; ORLOVA, I.M.; PETELIN, M.I.; ROGACHEVA, G.G. Irregular waveguides as open resonators. Radiophysics and Quantum Electronics, 12(8):972-978, Aug. 1969.
- WANG, C.; LIU, S. Double-stream electron cyclotron maser. International Journal of Electronics, 57(6):1191-1204, Dec. 1984.
- WATSON, G.N. A treatise on the theory of Bessel functions. Cambridge at the University Press, 2 ed., 1966.
- WINGERSON, R.C. "Corkscrew" - a device for changing the magnetic moment of charged particles in a magnetic field. Physical Review Letters, 6(9):446-448, May 1961.
- XU, A.-S.; ZHOU, L.-Z.; XU, C.-H. A method for the synthesis of microwave open resonators. International Journal of Electronics, 57(6):887-899, Dec. 1984.
- XU, C.-H.; LI, Z. Theoretical analysis of gyrotron amplifier with undulated waveguide. International Journal of Electronics, 57(6): 1175-1189, Dec. 1984.
- XU, C.-H.; ZHOU, L.-Z. Microwave open resonators in gyrotrons. In: BUTTON, K.J., ed. Infrared and Millimeter Waves. New York, Academic Press, 1983, v. 10.

- XU, K.; LIU, S. Gyrotron with multi-mirror quasi-optical cavity. International Journal of Electronics, 57(6):1019-1031, Dec. 1984.
- YANG, Z.; LIU, S. Gyrotron with quasi-optical cavity of special configuration. International Journal of Electronics, 57(6):1003-1017, Dec. 1984.
- YARIV, A. Quantum Electronics. New York, John Wiley, 1975.
- ZARNITSYNA, I.G.; NUSIMOVICH, G.S. Concerning the stability of locked one-mode oscillations in a multimode gyromonotron. Radiophysics and Quantum Electronics, 18(3):339-342, 1975.
- ZAYTSEV, N.I.; PANKRATOVA, T.B.; PEPELIN, M.I.; FLYAGIN, V.A. Millimeter and submillimeter wave gyrotrons. Radio Engineering and Electronic Physics, 19(5):103-107, 1974.
- ZHANG, S.-C. Gyro-peniotron\*focused by radial electrostatic field and axial magnetostatic field. International Journal of Electronics, 61(6):1081-1089, Dec. 1986.
- ZHANG, S.-C.; LIU, S. Large orbit gyrotron with an assistant radial electrostatic focusing field. International Journal of Electronics, 61(6):1091-1098, Dec. 1986.
- ZHOU, L.-Z.; XU, C.-H.; GONG, Z.-L. General theory of microwave open resonators. International Journal of Infrared and Millimeter Waves, 3(1):117-136, Jan. 1982.
- ZHOU, L.Z.; JIANG, M.-Y.; GUO, H.Z.; HE, Y.-W. Quasi-optical gyro-peniotron at high cyclotron harmonics. International Journal of Electronics, 57(6):1065-1075, Dec. 1984.
- ZHU, M.; DÖRING, H. Mode competition of the gyrotron under high efficiency operating conditions. International Journal of Infrared and Millimeter Waves, 7(4):653-672, 1986.

## APÊNDICE A

### RELAÇÕES DE SIMILARIDADE E CONDIÇÕES DE FLUXO LAMINAR

Para investigar os atributos de uma classe de fluxo axialmente assimétrico (Dryden, 1962), seja  $f(R', \theta)$  a forma funcional de uma variável de interesse que se apresenta em um plano azimutal  $(R, \theta)$  definido no sistema de coordenadas esféricas  $(R', \theta, \phi)$ . Considere um operador  $A$  da variável de fluxo  $f(R', \theta)$  para representar a ampliação da coordenada radial  $R'$  pelo fator multiplicativo  $a$ :

$$f(a R', \theta) = A f(R', \theta) \quad (\text{A.1})$$

Utilizando as transformações de variáveis

$$m = \ln a \quad (\text{A.2a})$$

$$r = \ln R' \quad (\text{A.2b})$$

a equação A.1 é reescrita na forma

$$f(e^{m+r}, \theta) = C(m) f(e^r, \theta) \quad (\text{A.3})$$

onde  $A$  foi substituído por  $C(m)$  uma vez que o operador de ampliação é uma função de  $m$ . Efetuando duas operações sucessivas, primeiramente com o fator  $a_1$  e depois com  $a_2$ , o resultado equivale a uma única operação definida pelo produto  $a_1 a_2$ :

$$\begin{aligned} f(a_1 a_2 R', \theta) &= f(e^{r+m_1+m_2}, \theta) = C(m_1 + m_2) f(R', \theta) = \\ &= C(m_1) C(m_2) f(R', \theta), \end{aligned} \quad (\text{A.4})$$

de onde provém a relação de consistência

$$C(m_1 + m_2) = C(m_1) C(m_2) \quad (\text{A.5})$$

Desenvolvendo os dois membros dessa relação funcional em uma série de potências de  $m_2$ , tem-se

$$C(m_1) + C'(m_1)m_2 + C''(m_1)\frac{m_2^2}{2} + \dots = C(m_1) \left[ C(0) + C'(0)m_2 + C''(0)\frac{m_2^2}{2} + \dots \right] \quad (\text{A.6})$$

Igualando os coeficientes dos termos de mesma potência de  $m_2$  resulta inicialmente que

$$C(0) = 1 \quad (\text{A.7a})$$

$$C'(m_1) = C(m_1) C'(0) \quad (\text{A.7b})$$

onde  $C'(m)$  denota a derivada de  $C$  com relação ao argumento  $m$ . Usando a condição trivial A.7a, a integração da Equação A.7b fornece

$$\ln C(m_1) = m_1 C'(0) = n m_1 \quad (\text{A.8})$$

em que  $n=C'(0)$  é uma constante arbitrária. Os termos de ordem superior do Desenvolvimento A.6 fornecem informação redundante para a Solução A.8 porquanto  $d e^x/dx=e^x$ . Logo, usando a Equação A.2a tem-se

$$C(m) = e^{nm} = a^n \quad (\text{A.9})$$

Combinando as Equações A.9, A.3 e A.1 chega-se a

$$f(a R', \theta) = a^n f(R', \theta) \quad (\text{A.10})$$

Note-se, conforme indica a Equação transformada A.3, que a Equação original A.1, sendo simétrica com relação aos parâmetros  $R'$  e  $a$ , permite reescrever o Resultado A.10 como

$$f(R', a, \theta) = R'^n f(a, \theta) \quad (\text{A.11})$$

Através da escolha  $a=1$  chega-se à seguinte forma funcional da variável de fluxo  $f(R', \theta)$  com respeito à coordenada radial  $R'$

$$f(R', \theta) = R'^n f(1, \theta) \quad (\text{A.12})$$

onde  $f(1, \theta)$  depende unicamente da coordenada polar.

Em se estabelecendo que a velocidade seja proporcional a  $R'^n$ , a relação entre a energia e a velocidade requer que o potencial seja proporcional a  $R'^{2n}$ , e em consequência, o campo elétrico fica proporcional a  $R'^{2n-1}$ . Uma vez que a dimensão da indução magnética é dada pela razão dimensional  $E'/V'$ , então  $B' \propto R'^{n-1}$ . Da equação de Poisson, a densidade volumétrica de carga é proporcional à derivada espacial do campo elétrico, e portanto  $\rho' \propto R'^{2n-2}$ . Finalmente, sendo a densidade de corrente proporcional a  $\rho'v'$  tem-se  $J' \propto R'^{3n-2}$ , e, com isso, o conjunto de Relações de similaridade 2.5 fica estabelecido.

Dependendo dos valores dos parâmetros  $\mu$ ,  $\nu$  e  $\theta_c$ , soluções do Sistema 2.17 podem corresponder a fluxo não laminar. Para assegurar a laminaridade, o ângulo  $\theta_c$  do catodo cônico deve ser maior que um certo valor crítico  $\theta_{crit}'$ , que é especificado pelas quantidades  $\mu$  e  $\nu$  (Manuilov e Tsimring, 1978). A Figura A.1 mostra a construção geométrica para a trajetória "2", admitindo-se que a trajetória "1" seja conhecida; estas duas trajetórias não se interceptam e o fluxo é dito laminar. Um caso em que  $\theta_c < \theta_{crit}'$ , que corresponde a fluxo não laminar, é mostrado na Figura A.2. Em termos geométricos, as trajetórias se interceptam porque existe uma tangente à trajetória "1" que contém a origem 0. Do exposto, a impossibilidade de se traçar, a partir da origem 0, uma tangente à trajetória constitui um critério para definir fluxo laminar. Define-se o ângulo crítico  $\theta_{crit}$  como sendo o ângu-

lo do catodo cônico tal que a tangente à trajetória no ponto de inflexão P contenha a origem O (Figura A.3).

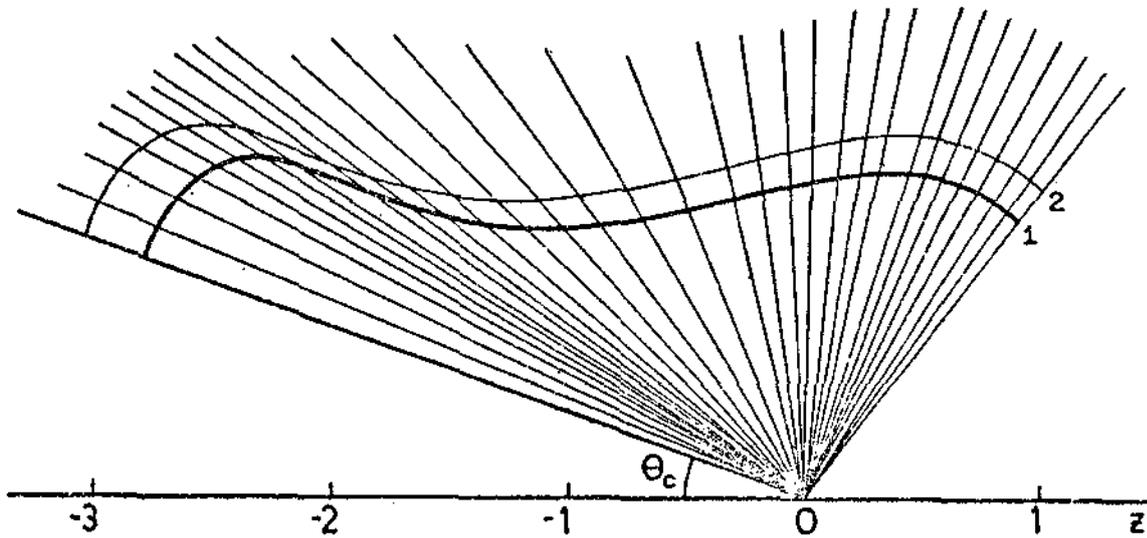


Fig. A.1 - Construção geométrica de trajetórias similares. A condição  $\theta_c (=20^\circ) > \theta_{crit}$  assegura a laminaridade do fluxo. ( $\theta_{crit} = 15^\circ$ ,  $\nu = 0,45$ ,  $\mu = 0,10$ ).

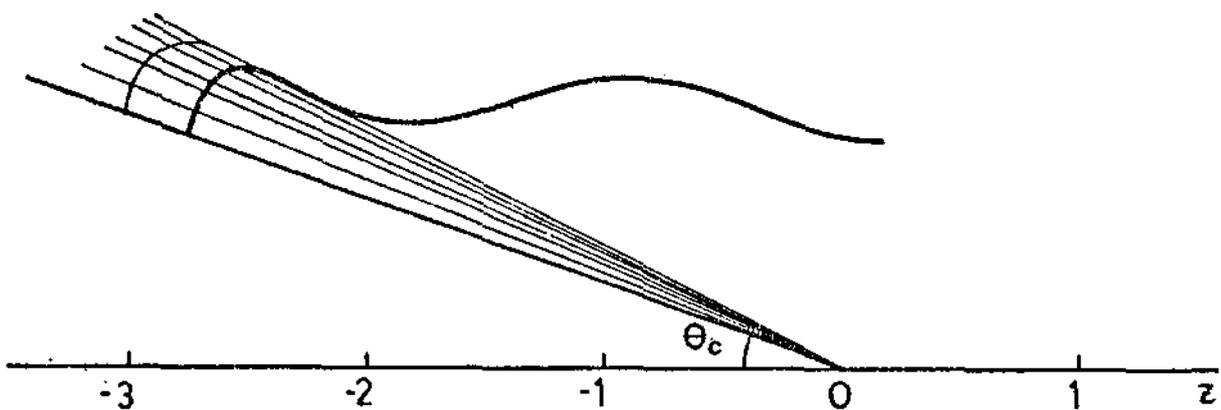


Fig. A.2 - Caso de fluxo não laminar em que as trajetórias se interceptam por que  $\theta_c (=20^\circ) < \theta_{crit}$ . ( $\theta_{crit} = 25^\circ$ ,  $\nu = 0,15$ ,  $\mu = 0,10$ ).

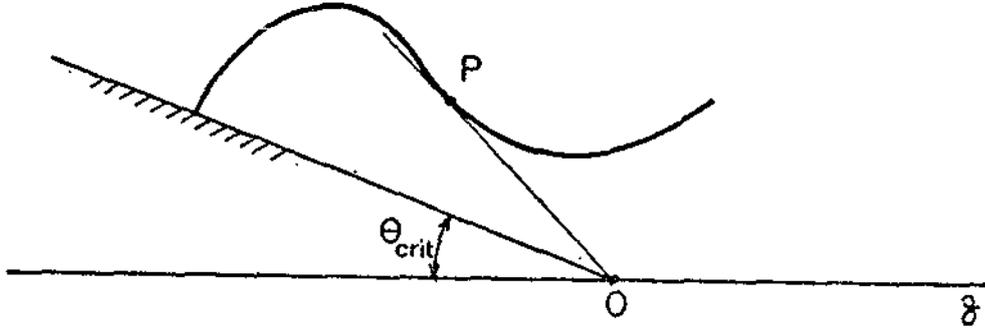


Fig. A.3 - Definição do ângulo crítico  $\theta_{crit}$ . OP é a tangente à trajetória no ponto de inflexão P.

Conforme este critério, a velocidade do elétron no ponto de inflexão possui somente um componente radial,  $v_r$ , e, portanto, a velocidade polar  $v_\theta$  é nula. Notando que  $v_\theta = v_r \cos \theta - v_z \sin \theta$ , então

$$z v_r = r v_z \quad (A.13)$$

no ponto de inflexão P, para  $\theta_c = \theta_{crit}$ .

Da Figura A.4,

$$\tan \theta = \left. \frac{r}{z} \right|_P \quad (A.14)$$

Uma vez que

$$\frac{d}{dz} \tan \theta = \sec^2 \theta \frac{d\theta}{dt} \frac{dt}{dz} \quad (A.15)$$

e  $\dot{\theta} < 0$ ,  $dt/dz > 0$ , tem-se

$$\left. \frac{d}{dz} \left( \frac{r}{z} \right) \right|_P = \left. \frac{d}{dt} \left( \frac{r}{z} \right) \right|_P \left. \frac{dt}{dz} \right|_P < 0 \quad (\text{A.16})$$

Então,

$$\left. \frac{d}{dz} \left( \frac{r}{z} \right) \right|_P = \frac{\dot{r}z - \dot{z}r}{z^2} < 0$$

ou

$$z v_r < r v_z \quad (\text{A.17})$$

no ponto de inflexão P, para fluxo laminar ( $\theta_c > \theta_{crit}$ ).

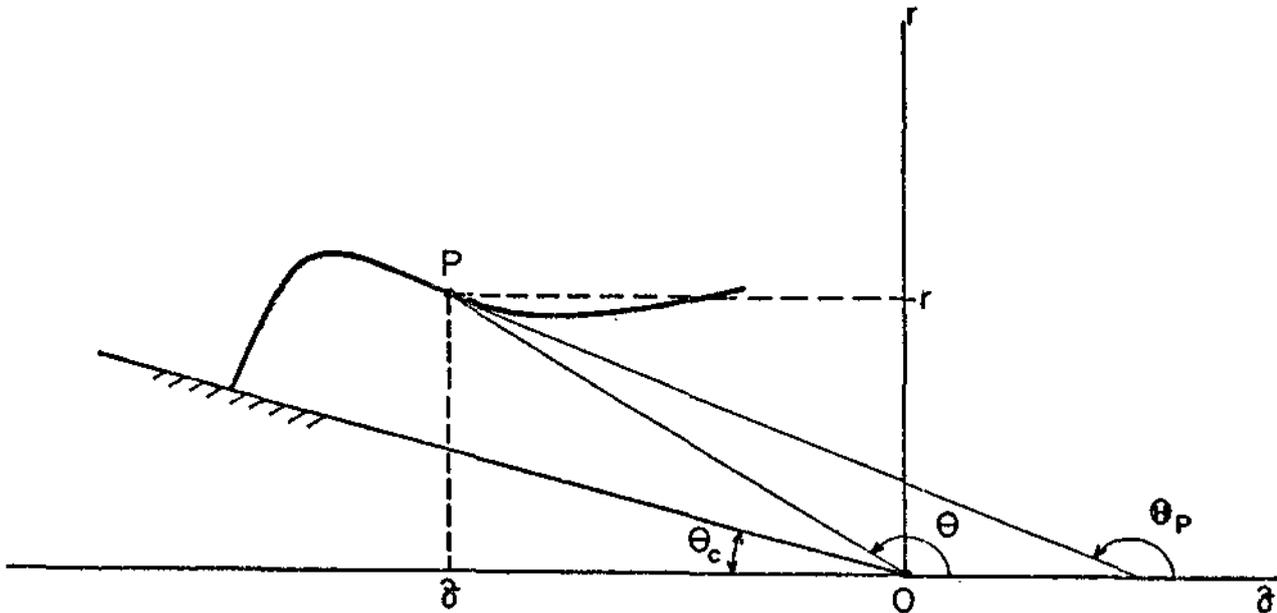


Fig. A.4 - Caso em que  $\theta_c > \theta_{crit}$  e a tangente à trajetória no ponto de inflexão P intercepta o eixo Oz à direita da origem O.

A seguir, se estabelece uma outra condição suficiente para fluxo laminar. No ponto de inflexão P (Figura A.4)

$$\left. \frac{d}{dz} \tan \theta \right|_P = \sec^2 \theta \left. \frac{d\theta}{dt} \frac{dt}{dz} \right|_P = 0 \quad (\text{A.18})$$

Então,

$$\left. (d\theta/dt) \right|_P = 0.$$

Da Figura A.5;  $\theta = \theta + \beta$ . Usando o Resultado A.18,

$$-\dot{\beta} = \dot{\theta} \quad (\text{A.19})$$

Note-se que o ângulo  $\beta$  é igual a zero somente quando  $\theta_c = \theta_{crit}$ . Dividindo os termos da Equação A.19 por  $\text{sen}^2 \beta$ , tem-se

$$-\frac{\dot{\beta}}{\text{sen}^2 \beta} = \frac{\dot{\theta}}{\text{sen}^2 \beta} = \dot{\theta} \frac{v_R^2 + v_\theta^2}{v_\theta^2} \quad (\text{A.20})$$

onde  $v_R$  e  $v_\theta$  denotam, respectivamente, os componentes radial e polar da velocidade  $v$  (Figura A.5). Desde que  $d(-\cot \beta)/dt = \dot{\beta}/\text{sen}^2 \beta$  e  $\cot \beta = v_R/v_\theta$ , segue da Equação A.20 que

$$\frac{d}{dt} \left( \frac{v_R}{v_\theta} \right) = \dot{\theta} \frac{v_R^2 + v_\theta^2}{v_\theta^2}$$

ou

$$v_R v_\theta - v_R v_\theta = \dot{\theta} (v_R^2 + v_\theta^2) \quad (\text{A.21})$$

Finalmente, usando as expressões

$$v_R = v_R \sin \theta + v_\theta \cos \theta$$

$$v_z = v_R \cos \theta - v_\theta \sin \theta$$

na Equação A.21, obtém-se

$$v_R \frac{dv_z}{dt} = v_z \frac{dv_R}{dt} \quad (\text{A.22})$$

no ponto de inflexão P.

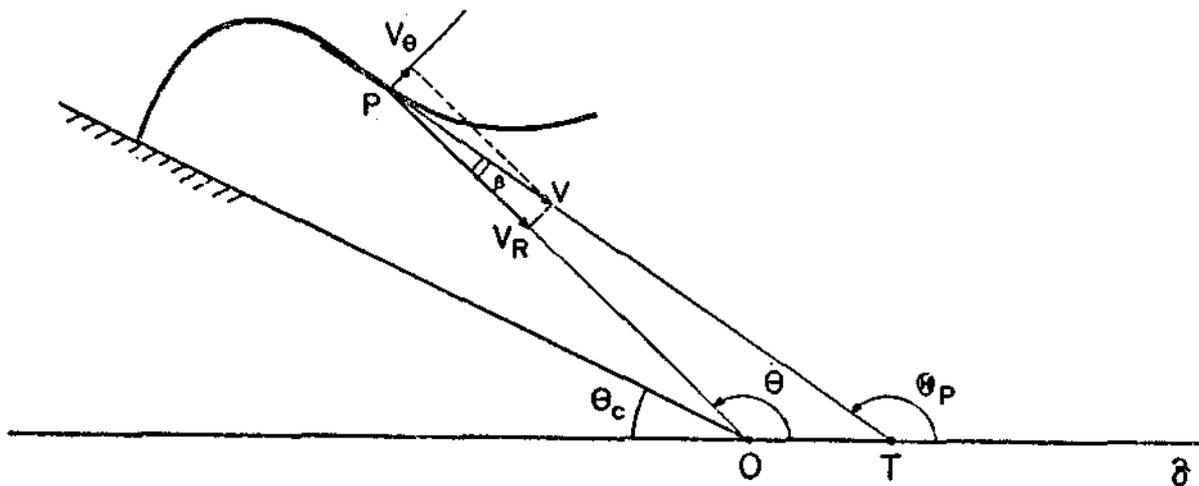


Fig. A.5 - Análise geométrica de uma trajetória. TP é a tangente à trajetória no ponto de inflexão P. O ângulo  $\beta$  é igual a zero quando  $\theta_c = \theta_{crit}$ .

Portanto, as condições suficientes para fluxo laminar são estabelecidas pelas Equações A.17 e A.22.

## APÊNDICE B

### CÁLCULO DOS TERMOS DE ACOPLAMENTO

O coeficiente de acoplamento é definido por

$$C_{qp}^m = \int \vec{e}_{mq}^* \cdot \frac{d \vec{e}_{mp}}{dz} dS$$

e para os modos TE,  $\vec{e}_{mp} = \hat{z} \times \nabla_{\perp} \psi_{mp}$ . Então,

$$\begin{aligned} \frac{d \vec{e}_{mp}}{dz} \cdot \vec{e}_{mq}^* &= \left( \hat{z} \times \nabla_{\perp} \frac{d \psi_{mp}}{dz} \right) \cdot \left( \hat{z} \times \nabla_{\perp} \psi_{mq}^* \right) = \\ &= \hat{z} \cdot \nabla_{\perp} \frac{d \psi_{mp}}{dz} \times \left( \hat{z} \times \nabla_{\perp} \psi_{mq}^* \right) = \nabla_{\perp} \frac{d \psi_{mp}}{dz} \cdot \nabla_{\perp} \psi_{mq}^* \end{aligned}$$

e portanto,

$$C_{qp}^m = \int \nabla_{\perp} \psi_{mq}^* \cdot \nabla_{\perp} \frac{d \psi_{mp}}{dz} dS \quad (\text{B.1})$$

Da primeira identidade de Green,

$$\int (u \nabla_{\perp}^2 v + \nabla_{\perp} u \cdot \nabla_{\perp} v) dS = \int u \frac{\partial v}{\partial z} dz$$

Fazendo  $u = d \psi_{mp} / dz$  e  $v = \psi_{mq}^*$  onde

$$\nabla_{\perp}^2 \psi_{mq} = -k_{\perp mq}^2 \psi_{mq} \quad (\text{B.2})$$

em S e

$$\partial \psi_{mq} / \partial \nu = 0 \quad (\text{B.3})$$

sobre  $\ell$  (Figura 3.1), tem-se

$$\begin{aligned} \int \left( k_{\perp mq}^2 \psi_{mq}^* \right) \frac{\partial \psi_{mp}}{\partial z} dS - \int \nabla_{\perp} \psi_{mq}^* \cdot \nabla_{\perp} \frac{\partial \psi_{mp}}{\partial z} dS = \\ = - \int \frac{\partial \psi_{mp}}{\partial z} \frac{\partial \psi_{mq}^*}{\partial \nu} d\ell = 0. \end{aligned}$$

Então,

$$\int \nabla_{\perp} \psi_{mq}^* \cdot \nabla_{\perp} \frac{\partial \psi_{mp}}{\partial z} dS = k_{\perp mq}^2 \int \psi_{mq}^* \frac{\partial \psi_{mp}}{\partial z} dS$$

e combinando este resultado com a Equação B.1,

$$C_{qp} = k_{\perp mq}^2 \int \psi_{mq}^* \frac{d \psi_{mp}}{dz} dS \quad (\text{B.4})$$

Usando agora a segunda identidade de Green

$$\int \left( u \nabla_{\perp}^2 v - v \nabla_{\perp}^2 u \right) dS = \int \left( u \frac{\partial v}{\partial \nu} - v \frac{\partial u}{\partial \nu} \right) d\ell$$

com  $u = d\psi_{mp}/dz$  e  $v = \psi_{mq}^*$ ,

$$\begin{aligned}
 & -k_{\perp mq}^2 \int \psi_{mq}^* \frac{d\psi_{mp}}{dz} ds + k_{\perp mp}^2 \int \psi_{mp} \frac{d\psi_{mq}^*}{dz} ds + \\
 & + \frac{dk_{\perp mp}^2}{dz} \int \psi_{mq}^* \psi_{mp} ds = \int \left( \frac{d\psi_{mp}}{dz} \frac{\partial}{\partial v} \psi_{mq}^* - \psi_{mq}^* \frac{\partial}{\partial v} \right. \\
 & \left. \cdot \frac{d\psi_{mp}}{dz} \right) dl.
 \end{aligned}$$

Para  $p \neq q$  e usando as Condições de ortogonalidade 3.6 e de contorno B.3.

$$\left( k_{\perp mp}^2 - k_{\perp mq}^2 \right) \int \psi_{mq}^* \frac{d\psi_{mp}}{dz} ds = - \int \psi_{mq}^* \frac{\partial}{\partial v} \frac{d\psi_{mp}}{dz} dl. \quad (B.5)$$

Mas,  $\partial/\partial z = (\partial v/\partial z)\partial/\partial v$ ,  $dv/dz = -dn_{\perp}/dz$  e  $dn_{\perp}/dz = R'_w(z) = \tan \alpha$  sobre  $l$ . Então,

$$\int \psi_{mq}^* \frac{d\psi_{mp}}{dz} ds = \frac{-1}{k_{\perp mq}^2 - k_{\perp mp}^2} \int \psi_{mq}^* \frac{\partial^2 \psi_{mp}}{\partial v^2} \tan \alpha dl$$

e combinando este resultado com a Equação B.4,

$$C_{qp}^m = - \frac{k_{\perp mq}^2}{k_{\perp mq}^2 - k_{\perp mp}^2} \int \psi_{mq}^* \frac{\partial^2 \psi_{mp}}{\partial v^2} \tan \alpha dl. \quad (B.6)$$

Tomando a função escalar da Equação 3.11, segue que

$$C_{qp}^m = - \frac{k_{\perp mq}^2}{k_{\perp mq}^2 - k_{\perp mp}^2} \frac{1}{\pi (X_{mq}^2 - m^2)^{\frac{1}{2}} (X_{mp}^2 - m^2)^{\frac{1}{2}}} \cdot$$

$$\cdot \frac{1}{J_m(X_{mp}) J_m(X_{mq})} \cdot \oint J_m(k_{\perp mq} R) R'_w(z) \frac{\partial^2}{\partial R^2} J_m(k_{\perp mp} R) \cdot R_w(z) d\varphi \quad (B.7)$$

Na integral de contorno tem-se

$$\frac{\partial^2}{\partial R^2} J_m(k_{\perp mp} R) = k_{\perp mp}^2 J_m''(k_{\perp mp} R), \quad (B.8)$$

e das fórmulas de recorrência das funções de Bessel

$$z J'_m(z) = m J_m(z) - z J_{m+1}(z) \quad (B.9)$$

$$z J'_m(z) = z J_{m-1}(z) - m J_m(z) \quad (B.10)$$

se deduz que

$$J_m''(X_{mp}) = \frac{m^2 - X_{mp}^2}{X_{mp}^2} J_m(X_{mp}) \quad (B.11)$$

onde  $X_{mp} = k_{mp} R'_w(z)$  é a p-ésima raiz não trivial de  $J'_m(x) = 0$ .

Combinando os Resultados B.11 e B.8 na Equação B.7, segue imediatamente que

$$C_{qp}^m = 2 \frac{R'_w(z)}{R_w(z)} \frac{X_{mq}^2}{X_{mq}^2 - X_{mp}^2} \left( \frac{X_{mp}^2 - m^2}{X_{mq}^2 - m^2} \right)^{1/2} \quad (\text{B.12})$$

Fazendo  $m = 0$  recupera-se a Equação 3.23. Note-se que, nesta condição,  $C_{pq} = -C_{qp}$ .

No que segue, será calculado o Termo de acoplamento 3.24

$$T_q \equiv \sum_p V_p \int \frac{d e_p}{dz} \frac{d e_q}{dz} ds \quad (\text{B.13})$$

em que  $V_p \equiv V_{op}$ ,  $e_{p,q} = e_{op,oq}$  sendo somente considerados modos TE circulares de índices azimutal  $m = 0$ . Inicialmente, considere-se a integral

$$I_{pq} \equiv \int \frac{d e_p}{dz} \frac{d e_q}{dz} ds = \int \nabla_{\perp} \frac{d \psi_p}{dz} \cdot \nabla_{\perp} \frac{d \psi_q}{dz} ds$$

Da primeira identidade de Green, com  $u = d\psi_q/dz$  e  $v = d\psi_p/dz$  tem-se

$$I_{pq} = \int \frac{d \psi_q}{dz} \frac{\partial}{\partial v} \frac{d \psi_q}{dz} d\ell - \int \frac{d \psi_q}{dz} \nabla_{\perp}^2 \frac{d \psi_p}{dz} ds \quad (\text{B.14})$$

onde  $(\partial \psi_{p,q}/\partial v) = 0$  sobre  $\ell$  e  $\nabla_{\perp}^2 (d\psi_p/dz) = - (d/dz)(k_{lp}^2 \psi_p)$ .

Então,

$$I_{pq} = k_{lp}^2 \int \frac{d\psi_p}{dz} \frac{d\psi_q}{dz} ds + 2 k_{lp} k'_{lp} \int \psi_p \frac{d\psi_p}{dz} ds$$

e usando a Equação B.4,

$$I_{pq} = \left[ k_{lp}^2 \int \frac{d\psi_p}{dz} \frac{d\psi_q}{dz} ds + 2 \frac{k'_{lp}}{k_{lp}} C_{pq} \right] \Big|_{p \neq q} + \delta_{pq} k_{lp}^2 \int \left( \frac{d\psi}{dz} \right)^2 ds \quad (B.15)$$

Da segunda identidade de Green, com  $u = d\psi_q/dz$  e  $v = d\psi_p/dz$  e das condições de contorno  $(\partial\psi_{p,q}/\partial\nu) = 0$  sobre  $\ell$ , se deduz que

$$(k_{lp}^2 - k_{lq}^2) \int \frac{d\psi_p}{dz} \frac{d\psi_q}{dz} ds = - \frac{d k_{lp}^2}{dz} \frac{C_{pq}}{k_{lp}^2} + \frac{d k_{lq}^2}{dz} \frac{C_{qp}}{k_{lq}^2}$$

Uma vez que,

$$\frac{1}{k_{lp,q}^2} \frac{d k_{lp,q}^2}{dz} = - \frac{2 R'_w(z)}{R_w(z)}$$

e  $C_{pq} = - C_{qp}$ , segue

$$\int \frac{d\psi_p}{dz} \frac{d\psi_q}{dz} ds = \frac{1}{k_{lp}^2 - k_{lq}^2} \frac{4 R'_w(z)}{R_w(z)} C_{pq} \quad (B.16)$$

e substituindo este resultado em B.15, tem-se

$$I_{pq} = \frac{k_{\perp p}^2}{k_{\perp p}^2 - k_{\perp q}^2} \frac{4 R'_w(z)}{R_w(z)} C_{pq} + 2 \frac{k'_{\perp p}}{k_{\perp p}} C_{pq} + \delta_{pq} k_{\perp p}^2 \int \left( \frac{d\psi_p}{dz} \right)^2 ds. \quad (B.17)$$

Para o cálculo da integral em B.17, tomando a função escalar dada na Equação 3.11, com  $m = 0$ , define-se

$$I_0 = 2\pi B_p^2 \left( \frac{k'_{\perp p}}{k_{\perp p}} \right) \int_0^{R_w(z)} k_{\perp p} R J_1^2(k_{\perp p} R) dk_{\perp p} R =$$

$$= 2\pi B_p^2 \left( \frac{k'_{\perp p}}{k_{\perp p}} \right)^2 \int_0^{X_p} z^3 J_1^2(z) dz \quad (B.18)$$

onde  $X_p$  é a  $p$ -ésima raiz não nula de  $J_1(x) = 0$ . Para calcular a integral em B.18, além das fórmulas de recorrência em B.9 e B.10, usa-se

$$2 J_n(z)/z = J_{n-1}(z) + J_{n+1}(z)$$

Com isto,

$$J_1^2 = z J_1 J_1' + J_2 z J_1 = z J_1 J_1' + z J_2 J_2' + 2 J_2^2$$

Então,

$$6 z^3 J_1^2 = z^4 \frac{d}{dz} (J_1^2 + J_2^2) + (J_1^2 + J_2^2) \frac{d}{dz} z^4$$

e conseqüentemente,

$$\int_0^{x_p} z^3 J_1^2(z) dz = \frac{1}{6} z^4 (J_1^2(z) + J_2^2(z)) \Big|_0^{x_p} = \frac{1}{6} x_p^4 J_0^2(x_p)$$

Levando este resultado para B.18, com  $B_p^{-1} = \sqrt{\pi} x_p J_0(x_p)$ ,

$$I_0 = \frac{1}{3} x_p^2 \left( \frac{R'_w(z)}{R_w(z)} \right)^2 \tag{B.19}$$

e o termo de acoplamento  $T_q$  em B.13 resulta em

$$T_q = \sum_p V_p I_{pq} = \frac{4 R'_w(z)}{R_w(z)} \sum_{p \neq q} \frac{k_{\perp p}^2}{k_{\perp p}^2 - k_{\perp q}^2} C_{pq} V_p +$$

$$+ 2 \frac{R'_w(z)}{R_w(z)} \sum_{p \neq q} C_{pq} V_p + \frac{1}{3} x_q^2 \left( \frac{R'_w(z)}{R_w(z)} \right)^2 V_q$$

## APÊNDICE C

### DEDUÇÃO DAS EQUAÇÕES REDUZIDAS NO GIROTRON E DO PARÂMETRO DE ESCALA S

Do Sistema de Equações 4.4, tem-se

$$\dot{v}_{\perp} = a_r v_r (1 - \beta_{\perp}^2) + a_{\theta} v_{\theta} (1 - \beta_{\perp}^2) - \beta_{\perp}^2 v_z a_z \quad (C.1a)$$

$$\dot{\epsilon} = (\dot{v}_{\theta} v_r - \dot{v}_r v_{\theta}) / v_{\perp}^2 \quad (C.1b)$$

onde  $v_{\perp}^2 = v_r^2 + v_{\theta}^2$  e  $\tan \epsilon = v_{\theta} / v_r$ . Considerando nulos os componentes do campo magnético de RF, isto é,  $B_r = B_{\theta} = 0$ , decorre que o momento axial do elétron se conserva ( $a_z = 0 \Rightarrow \gamma \beta_{\parallel} = \text{const.}$ ) e as Equações B.1 se reduzem a

$$\frac{d\beta_{\perp}}{dt} = -\frac{\omega_c}{B_0} (\bar{E}_r \cos \epsilon + \bar{E}_{\theta} \sin \epsilon) (1 - \beta_{\perp}^2) \quad (C.2)$$

$$\frac{d\epsilon}{dt} = -\frac{e}{\gamma m_0 v_{\perp}} (E_{\theta} \cos \epsilon - E_r \sin \epsilon) + \omega_c - \frac{v_{\perp}}{r} \sin \epsilon$$

Na condição  $\gamma \beta_{\parallel} = \text{const.}$ , a energia do elétron  $\epsilon = \gamma m_0 c^2$  relaciona-se com a velocidade transversal normalizada  $\beta_{\perp}$  através de

$$\frac{\gamma^2}{\gamma_0^2} = \frac{1 - \beta_{\perp 0}^2}{1 - \beta_{\perp}^2} \quad (C.3)$$

Com isto, as Equações C.2, juntamente com  $\dot{\theta} = v_{\perp} \sin \epsilon / r$  e  $\dot{r} = v_{\perp} \cos \epsilon$ , descrevem o mecanismo de transferência de energia entre a partícula e o campo: a solução das Equações C.2 fornece o valor de  $v_{\perp}$  e a Relação

ção de conservação C.3 determina a energia correspondente. Adotando uma formulação em escala temporal lenta e usando as relações geométricas (Figura C.1)

$$\text{sen } \delta = (R_0/R) \text{ sen } \theta$$

$$\text{cos } \delta = (R_0/R) \text{ cos } \theta + r/R$$

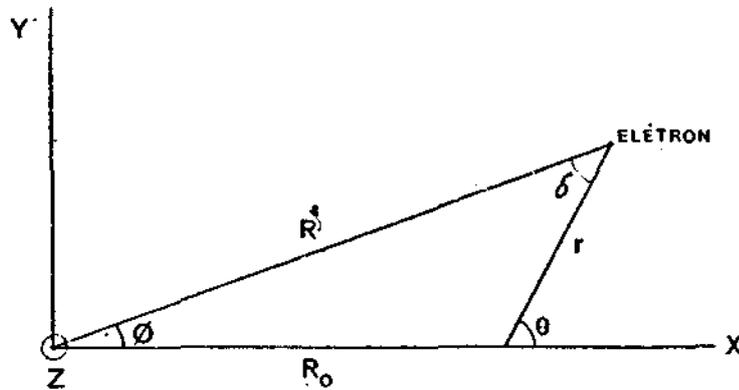


Fig. C.1 - Definição de parâmetros geométricos.

as Equações C.2 são reescritas como

$$\frac{d\beta_{\perp}}{dz} = \frac{\bar{E} \phi_0}{2 \bar{B}_0} \frac{R_0}{R} J_1(k_{\perp} R) F(z) \frac{\omega_{c0}}{\omega} (1 - \beta_{\perp}^2) \text{sen } (\psi - \varphi(z)) \quad (C.5)$$

$$\frac{d\psi}{dz} = \frac{\bar{E} \phi_0}{2 \bar{B}_0} \frac{R_0}{R} J_1(k_{\perp} R) F(z) \frac{\omega_{c0}}{\omega \beta_{\perp}} \text{cos } (\psi + \varphi(z)) - \frac{\gamma}{\gamma_0} + \frac{\omega_{c0}}{\omega_R}$$

onde se utiliza a transformação de variáveis  $d/dt \rightarrow (\gamma_0/\gamma)\omega_R d/dZ$  com  $Z = \omega_R z/\beta_{\perp} c$ . Nas Equações C.5,  $F(z) \equiv k_{\perp}(z)|V(z)|$  em que a autofunção  $V(z)$  é representada na forma complexa  $\bar{V}(z) = |V(z)|\exp(-i\varphi(z))$ ;  $\omega_{c0} = e B_0/\gamma_0 m_0$  e  $\psi = \epsilon + \theta - \omega_R t$  é a nova fase de escala temporal lenta.

Aplicando o teorema da adição de Gegenbauer (Watson, 1966) ao triângulo da Figura C.1, tem-se

$$\frac{J_n(k_{\perp} R)}{(k_{\perp} R)^n} = \sum_{n=0}^{\infty} \epsilon_{m+n} \frac{J_{m+n}(k_{\perp} R_0)}{(k_{\perp} R_0)^n} \frac{J_{m+n}(k_{\perp} r)}{(k_{\perp} r)^n} \frac{d^n \cos(m+n)(\pi - \theta)}{d(\cos(\pi - \theta))^n} \quad (C.6)$$

$$\epsilon_{m+n} = \begin{cases} 2, & m+n \neq 0 \\ 1, & m+n = 0 \end{cases}$$

em que  $k_{\perp} r \approx (\gamma/\gamma_0) \beta_{\perp}$  através da condição de ressonância  $\omega_R \approx \omega_{c0}$ . Considerando então o feixe fracamente relativístico ( $k_{\perp} r \ll 1$ ) e re-  
tendo somente o primeiro termo (ressonância fundamental) na Expansão C.6  
chega-se a

$$J_1(k_{\perp} R) \approx \frac{R}{R_0} J_1(k_{\perp} R_0) \quad (C.7)$$

onde é usada a aproximação  $J_n(x) \approx x^n/2^n n!$  para pequenos argumentos. Note-se que a variável R é cancelada quando o Resultado C.7 é substituído nas Equações C.5, que apresentam a seguinte forma após as transformações

$$u = 2(1 - \gamma/\gamma_0)/\beta_{\perp 0}^2$$

$$\zeta = \beta_{\perp 0}^2 z/2$$

serem efetuadas:

$$\frac{du}{dz} = 2 \frac{\bar{E} \phi_0}{E_0 \beta_{\perp 0}^3} J_1(k_{\perp} R_0) F(\zeta) (1 - u + \beta_{\perp 0}^2 u^2/4)^{1/2} \text{sen}(\psi + \varphi(\zeta))$$

$$\frac{d\psi}{d\zeta} = \frac{\bar{E} \phi_0}{\bar{B}_0 \beta_{\perp 0}^3} J_1(k_{\perp} R_0) F(\zeta) (1 - \beta_{\perp 0}^2 u/2)(1 - u + \beta_{\perp 0}^2 u^2/4)^{-1/2}$$

$$\cos(\psi + \varphi(\zeta)) = \Delta + u \quad (C.8)$$

onde  $\Delta \equiv \beta_{\perp 0}^2 (1 - \omega_{c0}/\omega)/2$  é o parâmetro de sintonia magnética (Gaponov et al., 1981)..

Considerando  $\beta_{\perp 0}^2 \ll 1$  na Relação básica de conservação (C.3), a eficiência de interação para uma partícula  $\eta_s = (\gamma_0 - \gamma)/(\gamma_0 - 1)$  é aproximada por

$$\eta_s \approx \frac{2}{\beta_{\perp 0}^2} \left(1 - \frac{\gamma}{\gamma_0}\right) \frac{\alpha^2}{1 + \alpha^2} = \eta_{\perp, s} \frac{\alpha^2}{1 + \alpha^2}$$

onde se define  $\eta_{\perp, s} = u$  como a eficiência perpendicular para uma partícula. Com esta aproximação, as Equações C.8 tornam-se

$$\frac{du}{d\zeta} = -2 \bar{E} F(\zeta) (1 - u)^{1/2} \sin(\psi + \varphi(\zeta)) \quad (C.9)$$

$$\frac{d\psi}{d\zeta} = \bar{E} F(\zeta) (1 - u)^{-1/2} \cos(\psi + \varphi(\zeta)) - \Delta + u$$

com  $\bar{E} = \bar{E} \phi_0 J_1(k_{\perp} R_0)/\bar{B}_0 \beta_{\perp 0}^3$ . Para calcular a eficiência perpendicular do girotron  $\eta_{\perp} = \langle \eta_{\perp, s} \rangle$ , onde  $\langle \dots \rangle$  denota média estatística efetuada na seção terminal da cavidade em  $\zeta = \zeta_{out}$ , o Sistema C.9 é integrado para um conjunto de elétrons distribuídos uniformemente em fase sobre o círculo inicial de giração. As Equações C.9 revelam que  $\eta_{\perp}$  depende de três variáveis, a saber,  $\eta_{\perp} = \eta_{\perp}(\bar{E}, \Delta, \zeta_{out})$ . Maximizando a eficiência em relação aos parâmetros  $\bar{E}$  e  $\Delta$ , resulta uma relação de escala

$$\eta_{\perp}^{\text{MAX.}} = \eta_{\perp}^{\text{MAX.}} (S)$$

$$\text{com } S = 2 \zeta_{\text{out}} = (L/R_c) \alpha \beta_{\perp 0} X_{\text{op}}$$

Note-se contudo que  $\zeta_{\text{out}} = \pi \alpha \beta_{\perp 0} L/\lambda$  é o comprimento normalizado de interação do girotron comumente encontrado na literatura soviética (ver por exemplo, Gaponov et al., 1981; Kolosov e Kurayev, 1974; Bratman e Moiseev, 1975). No entanto, diferentemente do tratamento aqui apresentado, nestes trabalhos a definição do parâmetro  $\zeta_{\text{out}}$  envolve a representação do momento orbital do elétron em notação complexa onde se impõe uma condição adicional (Rapport et al., 1967; Fli-flet et al., 1982; Dawly e Temkin, 1986) que conecta o centro de giro com a posição da partícula para que o raio vetor seja sempre perpendicular à velocidade tangencial.