AUTARQUIA ASSOCIADA À UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO

Análise multi-sinal e caracterização experimental de válvulas de ondas progressivas (TWT) para aplicação em amplificadores de micro-ondas

Daniel Teixeira Lopes

Tese apresentada como parte dos requisitos para obtenção do Grau de Doutor em Ciências na Área de Tecnologia Nuclear - Materiais

**Orientador:
Prof. Dr. Cláudio Costa Motta**

**São Paulo
2012**

*Dedico este trabalho a meus pais, Isaque e Rosameire, que tanto se empenharam na
minha educação e apoiaram os meus estudos.*

Agradeço a todos que, direta ou indiretamente, contribuíram para a conclusão e sucesso deste trabalho:

Em primeiro lugar, ao Dr. Cláudio Costa Motta pela orientação e pelas valiosas discussões sobre, mas não somente, o escopo deste trabalho;

À Fundação de Amparo à Pesquisa do Estado de São Paulo, FAPESP, pelo auxílio financeiro por meio da bolsa de doutorado referente ao processo 2008/05286-1;

Ao Centro Tecnológico da Marinha em São Paulo (CTMSP) pela utilização das instalações e materiais, e a todo o pessoal da Coordenadoria de Projetos Especiais, pela ajuda durante a realização deste trabalho;

À comissão de pós-graduação do Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares e à Universidade de São Paulo pelo suporte acadêmico; e

Acima de tudo, a Deus, pela oportunidade, pela saúde e pela capacitação durante este trabalho.

Resumo

Este trabalho apresenta o desenvolvimento de uma plataforma para o estudo teórico e experimental de dispositivos amplificadores de micro-ondas do tipo válvula de ondas progressivas (TWT). A plataforma é composta por um modelo matemático e uma bancada de testes. O modelo matemático descreve a TWT como uma linha de transmissão acoplada a um feixe eletrônico unidimensional, onde as forças de carga espacial AC e DC são calculadas auto consistentemente, eliminando-se a necessidade de um cálculo separado para o fator de redução de carga espacial. O modelo matemático deu origem a dois códigos para a simulação da TWT. Ambos foram comparados com resultados experimentais e teóricos disponíveis na literatura especializada para uma pré-validação. O nível de concordância entre os presentes resultados e aqueles de referência foi acima de 90%, o que atendeu as expectativas de exatidão do modelo, tendo em vista que nem todos os parâmetros de entrada estavam disponíveis na referência.

A bancada de testes construída é composta por uma TWT com banda de operação de 6,0 a 18 GHz e potência saturada máxima em torno de 55 dBm (316 W) em 13 GHz, um circuito de polarização para a mesma e a instrumentação necessária para a realização das medidas pertinentes aos amplificadores de potência. A TWT em questão foi caracterizada segundo seu comportamento mono-sinal e multi-sinal. As curvas de ganho e potência foram obtidas em função da frequência utilizando a voltagem de aceleração do feixe eletrônico e a potência de entrada como parâmetros. As curvas de transferência de potência, de fase e compressão de ganho foram obtidas para frequências escolhidas ao longo da banda, tendo novamente a voltagem de aceleração como parâmetro. Adicionalmente, a produção de produtos de intermodulação de terceira ordem foi caracterizada no ponto de 1 dB de compressão de ganho ao longo da banda analisada. Um teste de linearização por injeção de sinais, que estava previsto no plano de trabalho, não apresentou o desempenho esperado devido a problemas no funcionamento do circuito linearizador. Esses problemas foram analisados e listou-se uma série de passos para saná-los.

Abstract

Multi-signal analysis and experimental characterization of traveling-wave tubes for microwave amplifiers

This work deals with the development of a platform for theoretical and experimental investigations of microwave amplifiers devices of the type traveling-wave tube (TWT). The platform consists of a mathematical model and a test bench. The mathematical model describes the TWT as a transmission line coupled to a one-dimensional electron beam, in which the AC and DC space charge forces are calculated self-consistently, eliminating the need for a separate calculation for the space charge reduction factor. The mathematical model gave rise to two codes for the simulation of TWTs. Both codes were validated against experimental and theoretical results available in the literature. The overall level of agreement between the present results and those from the reference was above 90%, which was considered satisfactory since not all input parameters were available in the reference.

The test bench consists of a wideband TWT operating from 6.0 to 18 GHz and maximum saturated power around 55 dBm (316 W) at 13 GHz, a biasing circuit, and the instrumentation needed to perform the relevant measurements to the power amplifier. The TWT in question was characterized according to its mono-signal and multi-signal behavior. The gain and power curves were obtained as a function of the frequency using the beam voltage and the input power as parameters. The curves of power transfer, phase transfer and gain compression were obtained for selected frequencies along the operating band, again, using the beam voltage as a parameter. Furthermore, the production of third-order intermodulation products was measured at the 1 dB gain compression point over the band analyzed. A linearization test applying the signal injection technique, which was part of the initial work plan, presented inadequate performance due to problems in the linearizer circuit operation. These problems were analyzed and a guide to solve them was provided.

Conteúdo

Resumo.....	iv
Abstract.....	v
Lista de Símbolos.....	viii
Lista de Figuras.....	x
Lista de Tabelas	xv
Capítulo 1 Introdução e Principais Conceitos.....	1
1.1 Uma motivação para o presente trabalho.....	2
1.2 A válvula de ondas progressivas (TWT)	4
1.3 Os amplificadores TWA	7
1.4 Distorções em amplificadores.....	10
1.4.1 Conversão AM/AM	10
1.4.2 Conversão AM/PM.....	11
1.4.3 Geração de harmônicos e produtos de intermodulação.....	12
1.5 Linearização de amplificadores TWA	13
1.6 Modelos de grandes sinais unidimensionais para TWT	16
1.7 Sumário da introdução, objetivos e organização deste trabalho.....	17
Capítulo 2 Modelos de Grandes Sinais para a TWT	20
2.1 Modelo do feixe eletrônico	21
2.2 Modelo do circuito de interação.....	24
2.3 Acoplamento entre o feixe eletrônico e o circuito de interação	26
2.4 O problema da simulação multi-sinal	32
2.5 Cálculo do fator de redução de carga espacial	34
2.6 Inserção das perdas no modelo	35
2.7 Conclusão do Capítulo 2.....	37
Capítulo 3 Pré-Validação dos Códigos Desenvolvidos	38
3.1 Recuperação dos parâmetros de dispersão	39
3.2 Comparação de resultados	42
3.3 Análise da discrepância entre os códigos principal e secundário	49

3.4	Conclusão do Capítulo 3.....	54
	Capítulo 4 Caracterização Experimental	55
4.1	Descrição da TWT e do seu circuito de polarização	56
4.2	Descrição da instrumentação e componentes adicionais.....	60
4.3	Procedimentos experimentais	63
4.3.1	Procedimento de operação da bancada de testes.....	63
4.3.2	Ganho e potência de saída em função da frequência	68
4.3.3	Curvas de transferência de potência, fase e compressão de ganho.....	74
4.3.4	Produção espectral de produtos de intermodulação de 3ª. ordem	80
4.4	Teste de Linearização	82
4.5	Conclusão	88
	Capítulo 5 Conclusão Geral	90
5.1	Apreciação do modelo matemático e dos códigos desenvolvidos	90
5.2	Apreciação do trabalho experimental e seus resultados	91
5.3	Sugestões de melhorias e trabalhos futuros.....	92
5.3.1	Parte teórica	92
5.3.2	Parte experimental.....	93
	Referências.....	94
	Apêndices	96
A1	– Derivação da Força entre Discos carga dentro de um tubo metálico	96
A2	- Transformação de Coordenadas na Dinâmica do Feixe Eletrônico	99
A3	– Expansão das equações da linha de transmissão em série de Fourier	104
A4	- Derivação do código secundário para TWT.....	105
A5	– Discretização e Inicialização do Feixe Eletrônico	109
A6	– Valores numéricos de velocidade de fase e impedância de interação utilizados na pré-validação dos códigos deste trabalho	111

Lista de Símbolos

AES	Amplificador a estado sólido
APBN	<i>Anisotropic Pyrolytic Boron Nitride</i>
EES	Eletrônica em estado sólido
EV	Eletrônica em vácuo
EOL	Estrutura de ondas lentas
TWA	do inglês: <i>traveling-wave amplifier</i>
TWT	do inglês: <i>traveling-wave tube</i>
PPM	do inglês: <i>periodic permanent magnet</i>
RF	Rádio frequência
VSWR	Fator de onda estacionária. Do inglês: <i>voltage standing-wave ratio</i>
PI _{m3}	Produto de intermodulação de 3 ^a ordem
PI _{m5}	Produto de intermodulação de 5 ^a ordem
a	Raio da estrutura de ondas lentas
A	Área da seção transversal do feixe eletrônico
b	Raio do feixe eletrônico
B_0	Campo colimador do feixe eletrônico
C	Componente capacitiva da constante de propagação
dz_0	Espaçamento inicial dos discos no modelo de feixe eletrônico
dB*	Unidade de ganho relativa à resposta do acoplador direcional
dBm*	Unidade de potência relativa à resposta do acoplador direcional
$E, E_{1,n}, E_{2,n}$	Campo elétrico e seus coeficientes de Fourier
f_0	Frequência fundamental
F_d	Força calculada entre duas partículas do feixe eletrônico
G	Componente condutiva das perdas ao longo do circuito de interação
I_0	Corrente DC do feixe eletrônico
$I, I_{1,n}, I_{2,n}$	Corrente no circuito de interação e seus coeficientes de Fourier
I_k	Corrente do feixe eletrônico

I_h	Corrente que circula no filamento do catodo
I_f	Corrente no eletrodo de focalização
I_{c1}, I_{c2}	Correntes que circulam, respectivamente, nos eletrodos 1 e 2 do coletor
I_c	Corrente de coletor
I_b	Corrente de corpo
K_0	Impedância de interação da estrutura de ondas lentas
L	Componente indutiva da constante de propagação
L_b	Comprimento do modelo do feixe eletrônico
L_c	Comprimento do circuito de interação
m	Massa da partícula que constitui o feixe eletrônico
N_d	Número de discos que compõem o feixe eletrônico
q	Carga da partícula que constitui o feixe eletrônico
R	Componente resistiva das perdas ao longo do circuito de interação
$R_{sc,n}^2$	Fator de redução de carga espacial
V_0	Voltagem de aceleração do feixe eletrônico
$V, V_{1,n}, V_{2,n}$	Voltagem no circuito de interação e seus coeficientes de Fourier
V_k	Voltagem de aceleração do feixe eletrônico
V_h	Voltagem aplicada ao filamento do catodo
V_f	Voltagem aplicada ao eletrodo de focalização
V_{c1}, V_{c2}	Voltagens aplicadas, respectivamente, aos eletrodos 1 e 2 do coletor
u, u_0	Velocidade e Velocidade DC do feixe eletrônico
u_p	Velocidade de fase da estrutura de ondas lentas
z, z_0	Posição e posição inicial ao longo do eixe de propagação
α	Parte real do perfil de perdas do circuito de interação
β	Constante de fase
γ	Constante de propagação do circuito de interação
η	Razão carga/massa do elétron
ρ_0	Densidade de carga DC do feixe eletrônico
$\rho(z, t)$	Campo de densidade de carga instantânea
$\rho_{1,n}, \rho_{2,n}$	Coefficientes da expansão da densidade de carga em série de Fourier
ω_0	Frequência angular fundamental

Lista de Figuras

Figura 1.1 - Figura de mérito $Pf^2(\Delta f/f)$ para diversos amplificadores de potência comerciais para micro-ondas e ondas milimétricas. A supremacia dos amplificadores TWT é claramente notada.	4
Figura 1.2 - Ilustração do circuito básico de uma TWT com suas fontes de polarização. As correntes mostradas são eletrônicas.	5
Figura 1.3 – Velocidade e corrente do feixe eletrônico, juntamente com a voltagem e potência ao longo do circuito de interação. As faixas verticais escuras indicam as fases de desaceleração do campo elétrico.	7
Figura 1.4 – Comparação da potência de alimentação em função da potência de saída para três amplificadores comerciais na banda Ku. A quantidade de recuo foi ajustada para se atingir as especificações de linearidade previstas na norma Mil-Std-188/164. Figura adaptada a partir da figura 6 em [9].	9
Figura 1.5 – Curva de transferência, ganho e conversão AM/AM em função da potência de entrada. Curvas típicas de uma TWT.	11
Figura 1.6 - Variação da fase em função da potência de entrada (a) e curva de conversão AM/PM em função da potência de entrada relativa àquela que provoca a saturação (b).	12
Figura 1.7 - Portadoras e os produtos de intermodulação de terceira (PIm3) e quinta (PIm5) ordens.	13
Figura 1.8 - Esquemas de linearização por pré-distorção (a), pós-alimentação (b) e realimentação (c).	14
Figura 1.9 – (a) Potência de saída em função da posição axial para as portadoras, os PIm3 sem ajuste e com ajuste de fase e amplitude tal que haja interferência destrutiva. (b) Espectrograma tomado na linha pontilhada em (a) mostrando a diferença de amplitudes dos PIm3 no caso linearizado e não linearizado.	15
Figura 2.1 - Trecho de feixe eletrônico de raio b e comprimento L dentro de um tubo metálico de raio a . O feixe é "fatiado" em N_d discos igualmente espaçados de dz_0	21
Figura 2.2 – Velocidade normalizada de um feixe eletrônico em função da posição para três instantes de tempo na simulação. As extremidades do feixe sofrem autodifusão e variação de densidade, mas a região do circuito de interação (0- L_c) permanece com velocidade (e densidade) constante durante toda a simulação.	22

Figura 2.3 - Linha de transmissão com parâmetros distribuídos acoplada a um feixe eletrônico.	24
Figura 2.4 - Fluxograma do acoplamento entre os dois sistemas de equações que descrevem o fenômeno da amplificação no circuito de interação.....	27
Figura 2.5 – Diagramas de Applegate da solução de (2.1.2) visualizados em termos das funções $z(t)$ (a) e de sua inversa $t(z)$ (b). Cada linha corresponde à velocidade de uma partícula.	28
Figura 2.6 – Ilustração do método de cálculo prático da densidade de carga ao longo do feixe eletrônico utilizando (2.3.5). São ilustrados os casos sem modulação, com modulação e com forte modulação.....	30
Figura 2.7 – Padrão de interferência das ondas de carga espacial excitadas no feixe eletrônico e sua respectiva curva de densidade de carga harmônica. O máximo da curva de densidade corresponde ao ponto de metade do comprimento de plasma reduzido.....	35
Figura 3.1 – Perfil de passo da hélice (linha sólida) e atenuação (linha seccionada) fornecidos pelo fabricante da TWT utilizada na validação do Christine 1D. Figura reproduzida a partir da figura 1 de [21]. As linhas de grade estão alinhadas à escala da esquerda.....	39
Figura 3.2 – Velocidade de fase normalizada (a) e impedância de interação (b) em função da frequência e parametrizada pelo raio do tubo de deriva para o circuito de interação em [14]. O raio de 2,5 vezes o raio da hélice fornece a melhor aproximação para os valores de referência, embora uma discrepância no perfil de dispersão seja observada para as frequências mais baixas.	41
Figura 3.3 – Velocidade de fase normalizada (a) e impedância de interação (b) para os três trechos de hélice com passos mostrados na Figura 3.1. Os valores numéricos estão listados no Apêndice A6.	41
Figura 3.4 – Ganho teórico e experimental em função da frequência para três níveis de potência de entrada. Figura reproduzida a partir da figura 2 de [21]. As linhas vermelhas são o resultado predito pelo código secundário, enquanto as linhas azuis são as predições do código principal. Para não sobrecarregar o gráfico, o resultado dos presentes códigos para potência de entrada igual a -20 dBm foi omitido. A linha contínua representa a razão de onda estacionária (VSWR) na saída da válvula.	43
Figura 3.5 – Potência de saída e ganho em função da potência de entrada na frequência de 1,538 GHz. Figura reproduzida a partir da figura 3(a) de [21]. As linhas vermelhas são o resultado predito pelo código secundário, enquanto as linhas azuis são as predições do código principal.	44
Figura 3.6 - Potência de saída e ganho em função da potência de entrada na frequência de 1,75 GHz. Figura reproduzida a partir da figura 3(b) de [21]. As linhas	

vermelhas são o resultado predito pelo código secundário, enquanto as linhas azuis são as previsões do código principal.	45
Figura 3.7 - Deslocamento relativo de fase experimental e teórico em função da potência de entrada do sinal de excitação em 1,56 GHz. Figura reproduzida a partir da figura 5 de [21]. A linha vermelha é o resultado predito pelo código secundário, enquanto a linha azul é a previsão do código principal.	46
Figura 3.8 – Conversão AM/PM experimental e teórica em função da potência de entrada relativa à saturação. A frequência do sinal de excitação é 1,56 GHz. Figura reproduzida a partir da figura 6 de [21]. A linha vermelha é o resultado predito pelo código secundário, enquanto a linha azul é a previsão do código principal.....	47
Figura 3.9 – Resultado teórico e experimental da amplificação de dois sinais, um em 1,54 GHz e outro em 1,57 GHz, juntamente com seus produtos de intermodulação de 3ª e 5ª ordem. Figura reproduzida a partir da figura 7 de [21]. Os marcadores correspondem ao resultado experimental, enquanto as linhas pretas seccionadas correspondem aos resultados do Christine 1D e as linhas contínuas coloridas correspondem aos resultados do código secundário deste trabalho.	48
Figura 3.10 – Amplificação da potência ao longo do comprimento do circuito de interação na região de pequenos sinais (a) e na região de grandes sinais (b). A frequência f_0 é de 1,6 GHz. Os resultados do cod-pri estão em azul, enquanto os resultados do cod-sec estão em vermelho. A curva em preto é a diferença cod-pri – cod-sec.	49
Figura 3.11 – Energia média normalizada do feixe eletrônico em função da posição no circuito de interação no regime de pequenos sinais (a) e no regime de grandes sinais (b). As curvas em azul correspondem aos resultados do código principal (cod-pri), enquanto as curvas em vermelho correspondem aos resultados do código secundário (cod-sec). As curvas em preto são a razão cod-sec/cod-pri.	51
Figura 3.12 – Espaço de fase e velocidade média do feixe eletrônico ao longo de todo o circuito de interação (a) e detalhe da região de saturação (b). As curvas em azul correspondem aos resultados do código principal (cod-pri), enquanto as curvas em vermelho correspondem aos resultados do código secundário (cod-sec).	52
Figura 3.13 – Corrente do feixe eletrônico em função do tempo na saída do circuito de interação em regime de pequenos sinais (a) e em regime de grandes sinais (b). As respectivas análises espectrais são mostradas em (c) e (d). A frequência do sinal fundamental é de 1,6 GHz.	53
Figura 4.1 - TWT para contramedidas eletrônicas disponível no laboratório. O exemplar superior está completo e foi utilizado nos trabalhos experimentais. O exemplar inferior está em processo de análise dos parâmetros de construção.	56

Figura 4.2 – Ilustração do circuito de polarização experimental da TWT. As setas indicam os sentidos das correntes eletrônicas. As linhas coloridas representam os cabos coloridos da TWT em questão.	57
Figura 4.3 – Visão geral da bancada de testes (a) e detalhes do ponto de conexão entre a TWT e o circuito de polarização (b), da fonte do filamento e dos capacitores de filtragem (c), e da base de montagem dos resistores em série com os eletrodos do coletor (d).	59
Figura 4.4 – Montagem para a caracterização do acoplador direcional. A resposta do adaptador WRD-650 para SMA está incluída no resultado.	61
Figura 4.5 – Resposta do conjunto mostrado na Figura 4.4 com relação ao módulo do coeficiente de transmissão S_{21} e padrão de onda estacionária no conector SMA da saída (VSWR).	62
Figura 4.6 – Corrente do catodo em função da voltagem aplicada e consequente perveância associada ao canhão da TWT de teste.	65
Figura 4.7 – Corrente nos eletrodos 1 e 2 do coletor da TWT em função da voltagem aplicada ao catodo. Na legenda, o símbolo [%] indica o valor medido diretamente nos amperímetros, enquanto a sua ausência indica os valores obtidos pela divisão da voltagem sobre o eletrodo pela média da resistência em série.	66
Figura 4.8 – Porcentagem da corrente do catodo que chega ao coletor em função da voltagem no catodo.	66
Figura 4.9 – Balaço de potências aplicada e dissipada no circuito de polarização da TWT sob condições de operação DC, isto é, sem amplificação.	67
Figura 4.10 – Conexão do analisador vetorial de rede (AVR) na TWT para as medidas de ganho e potência de saída com varredura em frequência e em potência de entrada. Nesta foto o AVR está configurado para medir o ganho de 6 a 18 GHz.	69
Figura 4.11 – Ganho de pequenos sinais ($P_{in} = -20$ dBm) em função da frequência para várias voltagens de aceleração do feixe eletrônico, ou seja, várias condições de sincronismo. O ganho é dado em dB*, como definido na seção 4.2.	70
Figura 4.12 – Ganho saturado ($P_{in} = 5$ dBm) em função da frequência para várias voltagens de aceleração do feixe eletrônico.	71
Figura 4.13 – Potência de saída saturada em função da frequência para a voltagem de aceleração nominal e -9,00 kV, que é a voltagem que produz o maior ganho de pequenos sinais.	72
Figura 4.14 – Ganho em função da frequência para vários nível de potência de entrada. Em (a) a voltagem de aceleração é a nominal $V_k = -9,45$ kV, enquanto em (b) $V_k = -9,00$ kV.	73

Figura 4.15 – Potência de saída em função da potência de entrada para 9 frequências ao longo da banda analisada. A voltagem de operação é a nominal $V_k = -9,45$ kV.	74
Figura 4.16 – Curvas de compressão de ganho (a) e de desvio de fase relativo (b) em função da potência de entrada para 9 frequências ao longo da banda analisada. A TWT de teste opera com a voltagem nominal $V_k = -9,45$ kV.	75
Figura 4.17 – Conversão AM-AM para 4 frequências ao longo da banda. Essas curvas exemplificam o nível de oscilação do resultado na região de transição do regime linear para o saturado. $V_k = -9,45$ kV.	76
Figura 4.18 - Conversão AM-PM para 4 frequências ao longo da banda. Essas curvas exemplificam o nível de oscilação do resultado na região de transição do regime linear para o saturado. $V_k = -9,45$ kV.	77
Figura 4.19 - Potência de saída (a) e ganho (b) em função da potência de entrada para 9 frequências ao longo da banda analisada. $V_k = -9,00$ kV.	78
Figura 4.20 – Desvio de fase relativo em função da potência de entrada para 9 frequências ao longo da banda analisada. $V_k = -9,00$ kV.	79
Figura 4.21 – Desvio de fase relativo em função da potência de entrada relativa à saturação considerando duas frequências e dois valores de V_k	79
Figura 4.22 – Produção espectral de produtos de intermodulação de 3 ^a . ordem para frequências escolhidas ao longo da banda analisada. Em (a) a voltagem de aceleração é a nominal (-9,45 kV), enquanto em (b) $V_k = -9,00$ kV.	81
Figura 4.23 – Curva de transferência de potência para duas portadoras, em 11 e 11,01 GHz, e seus produtos de intermodulação de 3 ^a . ordem. $V_k = -9$ e -9,45 kV são os parâmetros dessa curva.	82
Figura 4.24 - Diagrama esquemático do circuito de teste de linearização por injeção de sinais.	83
Figura 4.25 - Fotografia do circuito de teste de linearização por injeção de sinais montado sobre uma chapa de alumínio.	84
Figura 4.26 – Saída do circuito linearizador variando-se o conjunto de amplificadores de estado sólido ligados.	85
Figura 4.27 – Saída dos misturadores em cada ramo do circuito linearizador.	86

Lista de Tabelas

Tabela I – Parâmetros nominais e modelados para a TWT Hughes 8537H em [21]. .	39
Tabela II – Voltagens e correntes nominais nos eletrodos da TWT de teste. A voltagem no catodo é dada em relação ao terra, enquanto as outras voltagens são dadas em relação ao catodo.	58
Tabela III – Resumo das expressões relevantes no esquema de transformação de coordenadas eulerianas para vários pares de coordenadas lagrangeanas.	103
Tabela IV – Valores numéricos da velocidade de fase normalizada em função da frequência para os três trechos do circuito de interação utilizados na seção 2.9 (Figura 3.3(a)).....	111
Tabela V - Valores numéricos da impedância de interação em função da frequência para os três trechos do circuito de interação utilizados na seção 2.9 (Figura 3.3(b)).	112
Tabela VI – Valores numéricos de passo da hélice em função da posição no circuito de interação simulado na seção 3.1.....	113
Tabela VII – Valores numéricos de atenuação (em unidades arbitrárias) em função da posição no circuito de interação simulado na seção 3.1.....	113

Capítulo 1

Introdução e Principais Conceitos

Este capítulo apresenta uma introdução geral ao trabalho. Os principais conceitos que ajudarão o leitor a compreender o problema em questão e a abordagem adotada na sua solução são apresentados aqui. A seção 1.1 apresenta uma motivação para a realização do trabalho. Essa seção situa o leitor na questão dos amplificadores de potência para micro-ondas e a sua importância para a independência tecnológica do nosso país. A seção 1.2 introduz a válvula de ondas progressivas (TWT – *traveling-wave tube*) e seus principais aspectos como um dos principais dispositivos de eletrônica em vácuo da atualidade. Uma breve descrição do seu princípio de funcionamento é dada nessa seção. A seção 1.3 discute a vantagem de eficiência que os amplificadores baseados nesses dispositivos têm sobre aqueles baseados em dispositivos de estado sólido. Essa seção também discute a importância de se escolher a tecnologia mais adequada à aplicação de interesse, sendo que tanto a eletrônica em vácuo quanto a eletrônica em estado sólido têm vantagens e desvantagens. A seção 1.4 aborda a principal desvantagem da válvula de ondas progressivas em aplicações de comunicação comercial, o seu comportamento não-linear. As principais fontes de distorção relacionadas ao comportamento não-linear da TWT são descritas nessa seção. A seção 1.5 discute a forma mais utilizada para amenizar esse problema, a linearização, e comenta algumas técnicas de linearização trazendo o foco para aquela que foi estudada neste trabalho, a injeção de sinais. A seção 1.6 comenta os principais modelos teóricos unidimensionais lagrangeanos presentes na literatura para as válvulas de ondas progressivas. Por fim, a seção 1.7 sumariza o capítulo de introdução rerepresentando os principais conceitos de forma sintética e enunciando os objetivos deste trabalho e a metodologia utilizada, juntamente com a organização do restante do texto.

1.1 Uma motivação para o presente trabalho

A necessidade humana de comunicação cresce desde o dia em que dois seres humanos falaram-se pela primeira vez. O problema aparece ao se perceber que a taxa de aumento dessa demanda cresceu e continua crescendo com o tempo. De fato, com o advento da internet e a comunicação via telefones celulares, bem como outros dispositivos portáteis de comunicação, enormes quantidades de informação precisam ser transmitidas ao redor do planeta em frações de segundos.

Os amplificadores de rádio-frequência (RF) estão em um ponto chave desse sistema, que é o estágio de saída dos transmissores. Esses amplificadores são necessários para aumentar a potência do sinal portador da informação, de forma que este possa viajar grandes distâncias até o receptor, que pode ser um satélite ou uma estação radio-base (embarcada ou não), mantendo uma relação sinal/ruído adequada ao tipo de codificação utilizada. As tecnologias de eletrônica em estado sólido (EES) e de eletrônica em vácuo (EV) dominam a produção de tais amplificadores. A escolha por uma ou outra tecnologia deve ser criteriosamente baseada no tipo de aplicação e nas vantagens e desvantagem que cada tecnologia apresenta.

Cinco parâmetros chave guiam o projeto de amplificadores de potência. Eles são:

- A potência de saída;
- O ganho do amplificador;
- As frequências de operação e a largura de banda;
- A linearidade; e
- A eficiência.

Dependendo da aplicação, alguns desses parâmetros são mais enfatizados do que outros. Por exemplo, TWT para radares são, em geral, dispositivos de alta potência e banda estreita. Largura de banda e linearidade não são prioridades nesse caso. Por outro lado, um dispositivo para contramedidas eletrônicas necessita operar sobre uma banda extremamente larga (até duas oitavas ou mais). Dispositivos para radares aerotransportados e satélites devem ser muito eficientes, pois nesses casos a provisão de energia é um fator crítico. Dispositivos para comunicação, por sua vez, devem primar pela linearidade, de forma a permitir uma operação multi-sinal eficiente.

A demanda por maior capacidade de transmissão de informação faz com os requisitos sobre os parâmetros citados aumentem cada vez mais. A tecnologia de EES leva vantagem quando as potências de saída e/ou as frequências são baixas. Porém, para altas potências (>1 kW) e altas frequências (> 10 GHz), a tecnologia de EES ainda apresenta baixa eficiência ($< 20\%$), que é o ponto onde a EV se destaca [1]. A eficiência típica de um amplificador TWT (TWA – *traveling-wave amplifier*) atual com coletores multi-estágio é de 50~60%. As TWT em estado da arte para operação no espaço sideral apresentam eficiências acima de 70% [1]. Portanto, a especialidade da EV é produzir amplificadores e osciladores de alta potência (desde centenas até milhares de watts, com picos em megawatts) para alta frequência (toda a faixa de GHz com pesquisas em THz).

A seção 1.4 discutirá melhor a questão da linearidade. Por enquanto, entenda-se por melhor desempenho linear a capacidade do amplificador operar mais próximo da potência máxima mantendo um nível de distorção tolerável. Nesse quesito, os AES, em geral, apresentam melhor desempenho do que os TWA. No entanto, a diferença de eficiência faz com que os amplificadores baseados na EV sejam uma melhor opção quando a demanda exige grande capacidade de transmissão de dados.

A figura de mérito dada por $Pf^2(\Delta f/f)$, onde P é a potência, f é a frequência e $\Delta f/f$ é a largura de banda relativa de um amplificador, é utilizada para estimar a capacidade de um dispositivo em transmitir informação. A Figura 1.1 apresenta a $Pf^2(\Delta f/f)$ para diversos amplificadores de potência comerciais para micro-ondas em ondas milimétricas. A supremacia dos amplificadores TWT é claramente observada, o que indica que esses dispositivos são os mais indicados quando a necessidade é uma alta taxa de transmissão de informação. Isto se deve ao fato de as TWT atingirem potências maiores em frequências mais altas em relação aos amplificadores a estado sólido. Os amplificadores klystron, em geral, atingem potências bem superiores (1 ou 2 ordens de grandeza) aos TWA. No entanto sua largura de banda é muito menor (máximos em torno de 15%) em relação aos últimos, o que faz com que apresentem, em média, uma menor $Pf^2(\Delta f/f)$.

Diante do que foi apresentado, a eletrônica em vácuo e os dispositivos baseados nessa tecnologia, em especial a TWT, desempenham um papel de grande importância para a independência tecnológica do nosso país. Tendo ainda em vista o papel

Figura 1.1 - Figura de mérito $Pf^2(\Delta f/f)$ para diversos amplificadores de potência comerciais para micro-ondas e ondas milimétricas. A supremacia dos amplificadores TWT é claramente notada.

estratégico desse dispositivo nos sistemas de defesa, é de suma importância que essa tecnologia seja nacionalizada. Essa é a tarefa para a qual este trabalho contribui.

O restante do trabalho focará as atenções no dispositivo de interesse, que é uma TWT para operação nas bandas de comunicação comercial.

1.2 A válvula de ondas progressivas (TWT)

Existem TWT para frequências desde pouco abaixo de 1 GHz até centenas de gigahertz, com atuais pesquisas visando a construção de dispositivos para operação em frequências na faixa de terahertz [2]. A geração de potência varia desde alguns watts até megawatts [3]. A característica mais notável da TWT, em comparação com outros dispositivos da EV, é sua largura de banda que pode chegar a 2 oitavas [4]. Essa grande versatilidade faz com que a TWT encontre aplicação em diversos segmentos, desde potentes radares pulsados até comunicação celular, passando por contramedidas eletrônicas e radiodifusão.

O princípio básico de amplificação da TWT, bem como dos outros dispositivos de EV, consiste em converter energia cinética de um feixe eletrônico acelerado em energia eletromagnética.

A Figura 1.2 ilustra o esquema padrão de uma TWT com circuito de interação helicoidal. Esse tipo de dispositivo EV é basicamente constituído por um canhão eletrônico, um circuito de interação e um coletor. O canhão eletrônico forma e acelera um feixe de elétrons para dentro de uma região de deriva. O circuito de interação, que é responsável por propiciar as condições necessárias para a transformação da energia cinética do feixe em energia eletromagnética, reside na região de deriva. O coletor de elétrons reside na outra extremidade da região de deriva. Coletores com múltiplos estágios permitem que a fonte de energia do canhão eletrônico possa ser menos potente do que ela deveria ser com um coletor simples, isto é, aterrado. Essa técnica aumenta significativamente a eficiência total do dispositivo. O confinamento do feixe eletrônico é realizado por meio de solenoides ou de arranjos periódicos de ímãs permanentes (PPM).

Para a compreensão do fenômeno físico da amplificação, os dois elementos principais de uma TWT são o feixe eletrônico e o circuito de interação. O feixe eletrônico é posicionado próximo (em geral no eixo) ao circuito de interação, de forma que ele possa interagir com o campo elétrico da onda eletromagnética guiada pelo circuito. O principal elemento do circuito de interação é a sua estrutura de ondas lentas (EOL). Embora vários tipos de EOL tenham sido inventadas ao longo dos anos para utilização nas TWT, duas são as principais: a hélice [5][6] e as cavidades acopladas [3]. O circuito de interação helicoidal é utilizado em TWT para aplicações

Figura 1.2 - Ilustração do circuito básico de uma TWT com suas fontes de polarização. As correntes mostradas são eletrônicas.

de banda larga, em geral, em média e baixa potência. Por outro lado, as cavidades acopladas são utilizadas em TWT para alta potência e banda estreita. Tratando-se de TWT, baixas potências significam dezenas de watts, médias potências significam centenas de watts e altas potências significam milhares de watts. Este trabalho analisa TWT para comunicações e que, portanto, têm características de banda larga e operam em baixa e média potência, utilizando um circuito de interação com EOL do tipo helicoidal.

É essencial que os elétrons no feixe eletrônico tenham, aproximadamente, a mesma velocidade da onda progressiva guiada pelo circuito de interação. Essa relação de velocidades, denominada sincronismo, é ajustada por meio da voltagem de aceleração do feixe e do período da estrutura helicoidal. De uma forma geral, a onda eletromagnética deve ter a mesma velocidade de fase da onda de carga espacial lenta do feixe eletrônico. Esse sincronismo pode variar dependendo de aprimoramentos no circuito de interação. Para se atingir um sincronismo adequado, é necessário reduzir a velocidade de fase da onda eletromagnética que se propaga pelo circuito de interação. A EOL, neste caso, uma estrutura helicoidal, é a responsável por essa função. A estrutura helicoidal (hélice, para simplificar) é fixada dentro do tubo de deriva por suportes dielétricos.

Quando um feixe eletrônico adentra uma EOL, sustentando a propagação de uma onda lenta, a componente axial do campo elétrico acelera uma parte dos elétrons e retarda outra. Os elétrons que viajam sob a fase de aceleração do campo elétrico têm sua velocidade aumentada, enquanto aqueles que viajam sob a fase de desaceleração são desacelerados. Se os elétrons e a onda de RF se propagam em sincronismo, formam-se agrupamentos de elétrons nas fases de desaceleração do campo elétrico. Esses agrupamentos, ao reduzirem sua velocidade, radiam energia na forma eletromagnética, contribuindo para o aumento da amplitude do campo. Essa contínua interação dos agrupamentos de elétrons com o campo elétrico da onda progressiva resulta em um crescimento exponencial da voltagem ao longo da EOL. Conforme esse processo continua, a velocidade média do feixe eletrônico diminui ao longo do tubo de deriva. Com isso, os agrupamentos de elétrons são retardados em fase e começam a sair das fases de desaceleração do campo elétrico e passam para as fases de aceleração adjacentes. Desta forma, os agrupamentos eletrônicos começam a ser novamente acelerados, retirando energia do campo. Em certo momento, a

quantidade de energia retirada do campo pelos elétrons nas fases de aceleração torna-se igual ou maior do que aquela transferida para o campo pelos elétrons em desaceleração. Nesse ponto, diz-se que o circuito está saturado e nenhum crescimento adicional da voltagem do circuito é observado, como ilustra a Figura 1.3. A máxima amplificação é obtida extraindo-se o sinal na coordenada axial em que ocorre a saturação. Para uma descrição mais detalhada do fenômeno de amplificação em uma TWT, o leitor pode consultar [7][8].

1.3 Os amplificadores TWA

Os amplificadores que utilizam TWT, os TWA, são constituídos por, além da TWT, um conjunto de fontes de alta voltagem que provê as voltagens indicadas na Figura 1.2. Circuitos de controle, proteção, monitoramento e teste do amplificador são comuns em TWA. Equalizadores também são componentes comuns no estágio de entrada de um TWA. O linearizador é uma opção que permite estender o limite de

Figura 1.3 – Velocidade e corrente do feixe eletrônico, juntamente com a voltagem e potência ao longo do circuito de interação. As faixas verticais escuras indicam as fases de desaceleração do campo elétrico.

operação linear do TWA, aumentando substancialmente sua eficiência.

A vantagem de potência dos TWA sobre os amplificadores a estado sólido AES é significativa, sobretudo nas faixas de frequências mais altas. Nas faixas de frequências mais baixas, por outro lado, os TWA são equiparados em potência pelos AES. Porém, os AES ainda são relativamente ineficientes e, se comparados a um TWA linearizado moderno, produzindo potência semelhante, acarretariam um significativo custo adicional devido ao consumo de energia [1]. Uma das principais causas deste problema é intrínseca à tecnologia de eletrônica em estado sólido. Uma considerável porção da energia de alimentação é convertida em calor quando os elétrons viajam através da rede cristalina do semiconductor. Outra causa importante reside no fato de os AES se valerem da combinação de potência para alcançar potências comparáveis àquelas dos TWA. Combinadores de potência, especialmente em altas frequências podem apresentar perdas consideráveis (0,5 a 1 dB mais o fator de VSWR), limitando assim o número de estágios em paralelo a quatro (oito estágios em paralelos podem ser usados, mas a eficiência do amplificador é, em geral, severamente degradada). Como exemplo, combinando quatro amplificadores em paralelo, a potência de saída só aumenta cerca de três vezes por causa das perdas de combinação. Visto que energia necessária para a alimentação aumenta quatro vezes, a eficiência total do amplificador sofre uma redução mínima de 25% [9].

O módulo básico dos transistores de micro-ondas tem muito menor volume e massa do que uma TWT. No entanto, o problema de dissipação do calor gerado é muito mais crítico no dispositivo de estado sólido. O calor gerado deve ser dissipado rapidamente para evitar transientes térmicos que possam destruir as pastilhas de semiconductor. Os dissipadores de calor, necessários e os sistemas de refrigeração, não só anulam totalmente a vantagem de volume e massa que o AES tem sobre a TWT, mas, por causa da menor eficiência da operação, na maioria dos casos o volume total e a massa do TWA são menores do que os de um AES similar [9].

A linearidade de um amplificador de potência é sempre de grande importância para aplicações de comunicação, pois quanto mais linear for o amplificador, mais próximo ele pode operar do ponto de rendimento máximo (saturação). Entretanto, na maioria das aplicações, por falta de linearidade, os amplificadores operam a uma quantidade considerável de “recuo” da potência saturada (normalmente, 7 dB para TWA e 3 dB para AES). Sob essas condições, as duas tecnologias funcionam de

forma menos eficiente. Mas é interessante notar que a potência consumida na alimentação dos AES permanece aproximadamente a mesma, enquanto a do TWA diminui quando operado em recuo. Para ilustrar esse quadro, a Figura 1.4 apresenta a comparação da potência de alimentação em função da potência de saída para três amplificadores comerciais com as mesmas condições de linearidade:

- Um AES de 200 W operando com 3 dB de recuo, ou seja, a 100 W e consumindo 2800 W em potência de alimentação;
- Um TWA de 665 W operando com 7 dB de recuo, ou seja, a 135 W e consumindo 1750 W em potência de alimentação; e
- Um TWA linearizado de 360 W operando com 4 dB de recuo, ou seja, a 145 W e consumindo 1500 W em potência de alimentação.

Nota-se que, ainda que seja necessário operar um TWA mais potente a um maior nível de recuo, o balanço final de energia é favorável à eletrônica em vácuo. Adicionalmente, embora um TWA seja, em geral, menos linear que um AES, sua linearidade pode ser bastante melhorada por técnicas de linearização [10]. A Figura 1.4 mostra que o TWA linearizado (LTWA), operando sob as mesmas condições de linearidade, consome pouco mais da metade da potência do TWA e, portanto, deve ser mais compacto e gerar menos calor. Essas melhorias no desempenho linear dos amplificadores são importantes para comunicação digital e aplicações com várias

Figura 1.4 – Comparação da potência de alimentação em função da potência de saída para três amplificadores comerciais na banda Ku. A quantidade de recuo foi ajustada para se atingir as especificações de linearidade previstas na norma Mil-Std-188/164.

Figura adaptada a partir da figura 6 em [9].

portadoras. Na próxima seção, apresenta-se um resumo das principais fontes de distorção associadas às não-linearidades em amplificadores de potência.

1.4 Distorções em amplificadores

No regime de pequenos sinais, a potência de saída em função da potência de entrada para uma TWT é aproximadamente linear. Como resultado, as distorções produzidas no sinal são muito pequenas. Conforme a entrada da TWT é alimentada com maior potência, de forma a operar próximo da saturação, a função de transferência do dispositivo torna-se cada vez mais não-linear. Essa não-linearidade resulta em distorções nos sinais modulados em amplitude (AM) ou em fase (PM) devido aos seguintes fenômenos: conversão AM/AM; conversão AM/PM; geração de harmônicos e geração de produtos de intermodulação. Todos esses fenômenos limitam o potencial da TWT em aplicações de comunicação, pois para atingir níveis toleráveis de distorção é necessário operar em recuo, isto é, abaixo do rendimento máximo.

Outras distorções não relacionadas com o fenômeno da saturação também ocorrem, entre elas: ruído; variação do ganho com a frequência e distorção de fase (*time delay*). Este trabalho foca as distorções relacionadas ao comportamento não-linear, as quais serão abordadas com um pouco mais de detalhe a seguir.

1.4.1 Conversão AM/AM

A Figura 1.5 apresenta uma curva de transferência e de conversão AM/AM típica de uma TWT. O ganho é definido como a razão entre a potência de saída e a potência de entrada. Geralmente, dois valores de ganho são de interesse, que são o ganho de pequenos sinais e o ganho saturado. A conversão AM/AM é uma medida da variação da potência de saída em função de uma variação da potência de entrada. Em outras palavras, é a inclinação da curva potência de saída em função da potência de entrada, dada em dB/dB.

A conversão AM/AM é muito próxima da unidade na região linear. Por outro lado, ela é nula na saturação, quando não se verifica aumento de potência na saída devido ao aumento da potência de entrada. Essa medida é importante em aplicações de TWT para comunicação.

A especificação da conversão AM/AM depende do tipo de modulação utilizada. Por exemplo, se a modulação em amplitude é utilizada, a distorção em amplitude

Figura 1.5 – Curva de transferência, ganho e conversão AM/AM em função da potência de entrada. Curvas típicas de uma TWT.

deve ser reduzida. Logo, é necessário operar a TWT em um nível de potência de entrada abaixo daquela que causa a saturação. A quantidade de recuo (em dB) depende do nível de distorção tolerada.

É possível reduzir significativamente as distorções de amplitude por meio da utilização de um circuito linearizador externo e de técnicas de controle da velocidade de fase do circuito de interação. Dessa forma é possível operar mais próximo da saturação, onde a eficiência é maior [10].

1.4.2 Conversão AM/PM

A conversão AM/PM é uma medida da variação de fase do sinal amplificado em função da variação da potência do sinal de entrada. Essa variação ocorre porque, quanto maior é a amplitude do sinal de entrada, mais intensa é a interação deste com o feixe eletrônico. Portanto, mais energia é extraída do mesmo, que tem sua velocidade reduzida de acordo com a quantidade de energia cinética perdida pela radiação de energia eletromagnética. Conforme a velocidade do feixe diminui, a velocidade da onda de RF também o faz. Dessa forma, o comprimento elétrico do circuito de interação é aumentado, alterando a fase do sinal de saída.

A Figura 1.6(a) apresenta uma curva típica de variação de fase em função da potência de entrada. O desvio de fase é relativamente insensível à variação da potência de entrada na região de pequenos sinais. Entretanto, se o ponto de operação

Figura 1.6 - Variação da fase em função da potência de entrada (a) e curva de conversão AM/PM em função da potência de entrada relativa àquela que provoca a saturação (b).

se aproxima da saturação, a taxa de variação de fase aumenta rapidamente e depois diminui na saturação. A conversão AM/PM é calculada pela inclinação da curva de fase em função da potência de entrada e é dada em $^{\circ}/\text{dB}$ (Figura 1.6(b)). O máximo valor de conversão AM/PM é, em geral, colocado na folha de especificações do dispositivo. O tipo de modulação utilizada no sinal transmitido determina o limite de conversão AM/PM tolerada.

1.4.3 Geração de harmônicos e produtos de intermodulação

Próximo da saturação, os agrupamentos de elétrons no feixe tornam-se bem definidos (Figura 1.3 curva vermelha) e, portanto, a corrente de RF é rica em harmônicos. A geração de harmônicos é um efeito colateral natural do processo de agrupamento dos elétrons no feixe e nada pode ser feito para evitá-la. O sistema em questão deve tolerar os harmônicos, quando suas amplitudes são relativamente baixas, ou então filtrá-los, visto que eles distam de, pelo menos, uma oitava da portadora. Em alguns sistemas de banda extremamente larga, por exemplo, sistemas de contramedidas eletrônicas, são utilizadas TWT com larguras de banda maiores que uma oitava. Nesses casos, é possível que um primeiro harmônico de um sinal da extremidade inferior da banda interfira com um sinal da extremidade superior, dependendo de suas amplitudes. Logo, o problema da geração de harmônicos é crítico apenas em dispositivos com banda superior a uma oitava. Por outro lado, a potência entregue aos harmônicos contribui para a redução da eficiência de conversão do dispositivo. Portanto, a aplicação de técnicas de linearização para a supressão de

harmônicos é justificada, mesmo em dispositivos de banda menores que uma oitava, pelo aumento da eficiência de conversão [10].

Quando duas ou mais portadoras são amplificadas por uma TWT, bem como por qualquer amplificador, ocorre um fenômeno de batimento entre os sinais denominado intermodulação. Como resultado, sinais denominados produtos de intermodulação são gerados espectralmente adjacentes às portadoras. A Figura 1.7 ilustra a geração de produtos de intermodulação de terceira (PIm3) e quinta (PIm5) ordens a partir da intermodulação de duas portadoras nas frequências f_1 e f_2 .

Quando se trata de linearização, os PIm3 são os mais importantes, devido ao fato de estarem mais próximos das portadoras e possuírem maior amplitude. Da mesma forma que no caso de geração de harmônicos, esse fenômeno é intrínseco ao processo de amplificação devido à não-linearidade da TWT. Portanto, não há o que fazer no projeto da TWT para evitar geração de produtos de intermodulação. É possível, entretanto, adotar técnicas de linearização que atenuam suas amplitudes.

A linearização de amplificadores, por si só, constitui uma linha de pesquisa muito importante. Basta lembrar que a cada 3 dB que se consiga estender a potência de saída linear de um amplificador significa obter o dobro da potência de saída. Um exemplo real dos benefícios da linearização pode ser observado na Figura 1.4 comparando o TWA (curva azul) ao LTWA (curva vermelha).

1.5 Linearização de amplificadores TWA

A linearização de um TWA é, geralmente, propiciada por um circuito externo

Figura 1.7 - Portadoras e os produtos de intermodulação de terceira (PIm3) e quinta (PIm5) ordens.

Figura 1.8 - Esquemas de linearização por pré-distorção (a), pós-alimentação (b) e realimentação (c).

baseado em técnicas de pré-distorção, realimentação ou pós-alimentação [10], ilustradas na Figura 1.8. Um linearizador de pré-distorção provê uma função de transferência que é oposta à característica do amplificador em ganho e em fase. Um linearizador de realimentação controla a produção espectral do amplificador analisando o espectro de saída e realimentando a entrada. Um linearizador de pós-alimentação subtrai o sinal de entrada de uma amostra do sinal de saída para obter as componentes resultantes da distorção não-linear. Então, essas componentes são amplificadas e subtraídas do sinal de saída.

Todas essas técnicas, bem como suas variações, já foram bastante empregadas na linearização de TWA. Entretanto, todas elas apresentam desvantagens que limitam sua aplicação [10]. Por exemplo, a técnica de pré-distorção requer uma descrição muito precisa das características de amplitude e fase do amplificador ao longo da banda de interesse, além de ajustes finos para casar essas características com o circuito de pré-distorção. Adicionalmente, equalizadores de pré-distorção, projetados para suprimir produtos de intermodulação de baixa ordem, pioram o problema relacionado aos produtos de intermodulação de ordem mais alta. Circuitos de realimentação e pós-alimentação apresentam pequena largura de banda devido aos atrasos nas linhas de transmissão e nos laços de realimentação, além de problemas de estabilidade, deriva e ruído. Adicionalmente, eles aumentam significativamente o custo e o volume dos sistemas, devido aos componentes adicionais.

A técnica de linearização por injeção de sinais [11][12], por outro lado, tem produzido resultados encorajadores e contribuído para um melhor entendimento das não-linearidades da TWT [13][14]. Essa técnica consiste em injetar na entrada da TWT sinais com amplitudes e fases ajustadas de forma que possam interferir destrutivamente durante a geração dos produtos de intermodulação. A Figura 1.9(a) apresenta uma comparação da amplificação dos PIm3 injetados com amplitude e fase controladas (em azul) com os PIm3 naturais (vermelhos). As linhas em preto representam as portadoras e a linha seccionada indica a coordenada de saída do circuito.

Observa-se que os PIm3 naturais são amplificados a uma taxa maior do que as portadoras. Os PIm3, por outro lado, injetados são amplificados à mesma taxa das portadoras. A interferência destrutiva é observada na região de cruzamento hipotético das duas curvas de amplificação dos PIm3. A diferença de amplitude dos PIm3 pode ser observada na Figura 1.9(b), que mostra uma redução de mais de 20 dB nos PIm3 para o exemplo dado.

Um arranjo experimental utilizado para o estudo da supressão dos harmônicos e dos produtos de intermodulação é apresentado em [12] e serve de referência na parte experimental deste trabalho. Ele é constituído por dois geradores de sinais, um circuito de micro-ondas, que gera um produto de intermodulação e um harmônico a

Figura 1.9 – (a) Potência de saída em função da posição axial para as portadoras, os PIm3 sem ajuste e com ajuste de fase e amplitude tal que haja interferência destrutiva. (b) Espectrograma tomado na linha pontilhada em (a) mostrando a diferença de amplitudes dos PIm3 no caso linearizado e não linearizado.

partir dos dois sinais fundamentais, e um analisador de espectro. O produto de intermodulação e o harmônico passam por um controle de fase e amplitude. Portanto, o sinal injetado na entrada da TWT é composto por duas portadoras, um produto de intermodulação e um harmônico.

Nos trabalhos citados anteriormente, o estudo teórico do comportamento não-linear da TWT foi realizado por meio de um código para a simulação do seu comportamento em regime de grandes sinais [14]. Deles surgiram as possíveis explicações para os resultados obtidos na prática, o que contribuiu para um melhor entendimento da física por trás da TWT.

1.6 Modelos de grandes sinais unidimensionais para TWT

Vários modelos matemáticos foram desenvolvidos para auxiliar no projeto das TWT ao longo de sua história. Alguns modelos lagrangianos que tiveram maior repercussão são destacados aqui. Para uma revisão que abranja modelos eulerianos, o leitor pode consultar [13].

Dentre os modelos lineares, também chamados de modelos de pequenos sinais, o modelo de Pierce [5] se tornou o mais difundido. O modelo de Pierce utiliza uma linha de transmissão unidimensional para representar o circuito de interação. O feixe de elétrons é modelado como um fluido unidimensional. As equações de fluidos para o feixe de elétrons são uma relação da segunda Lei de Newton e uma equação de continuidade, ambas expressas em coordenadas eulerianas. Esse modelo é incapaz de prever a potência de saída de uma TWT com precisão satisfatória, visto que esse fenômeno é intrinsecamente não-linear. Entretanto, ele serviu de base para a grande maioria dos modelos posteriores.

Alguns anos após a teoria de Pierce, Nordsieck [15] desenvolveu um modelo não-linear lagrangeano capaz de prever a saturação de um sistema composto por uma onda progressiva interagindo com um feixe eletrônico. Esse modelo foi capaz de descrever as ultrapassagens que ocorrem entre os elétrons durante os agrupamentos no feixe. No entanto, esse modelo não considerava os efeitos de carga espacial nem perdas no circuito de interação. O efeito de carga espacial foi considerado, mais tarde, no trabalho de Rowe [16] e em trabalhos posteriores. Giarola apresentou um modelo multi-sinal [17] baseado na teoria não-linear de Nordsieck, considerando os efeitos de carga espacial segundo Rowe. Esse modelo permitiu estender o cálculo das taxas de

amplificação para sinais compostos por mais componentes de frequências, tais como os harmônicos e produtos de intermodulação.

Mais recentemente, Wöhlbier apresentou um modelo não-linear euleriano (MUSE) [14] que estendeu o trabalho realizado em [17] e pode ser utilizado para um sinal de excitação contendo um número arbitrário de frequências sem aumento da complexidade do modelo. Adicionalmente, [14] apresenta uma versão lagrangeana (LATTE) do código euleriano citado, visto que os códigos lagrangeanos conseguem simular o comportamento da TWT em regime de saturação com maior precisão.

Todos os modelos citados aqui são unidimensionais, ou seja, as partículas possuem somente movimento axial. O feixe eletrônico é descrito como uma sequência de discos, cujo campo elétrico é obtido pela lei de Gauss e é ponderado por um fator de redução de carga espacial. O cálculo desse fator é um problema à parte e de grande importância visto que ele afeta de forma significativa a descrição física do fenômeno de amplificação. A obtenção teórica deste fator para certos casos especiais é encontrada em [18], embora ele também possa ser obtido por meio de códigos mais complexos, como foi o caso em [14], onde se utilizou o código Christine 1D [19] para esse fim. O Christine 1D é um código multi-sinal para TWT muito difundido e que foi validado experimentalmente, sendo até mesmo utilizado como referência para o teste de outros códigos, inclusive no presente trabalho.

1.7 Sumário da introdução, objetivos e organização deste trabalho

---

Até aqui, o leitor foi exposto aos principais conceitos e ao princípio de funcionamento de uma TWT, bem como ao problema da geração de harmônicos e produtos de intermodulação na operação multi-sinal. Resumidamente, as principais formas de análise do problema, que são, respectivamente, o aparato experimental citado na seção 1.5 e os modelos matemáticos citados na seção 1.6, também foram comentadas. Sumarizando, os seguintes conceitos são de relevância.

- Transmissores de RF são dispositivos com grande importância comercial e estratégica. Os amplificadores de potência do estágio de saída dos transmissores são baseados nas tecnologias de eletrônica em estado sólido ou eletrônica em vácuo.

- A válvula de ondas progressivas (TWT) é um dispositivo de eletrônica em vácuo utilizada na amplificação de sinais de RF na faixa de micro-ondas e ondas milimétricas.
- Os amplificadores baseados em TWT (TWA) são dispositivos com alta capacidade de transmissão de informação e alta eficiência. São geralmente empregados em aplicações que requerem uma boa relação entre alta potência, alta frequência e eficiência.
- O comportamento não-linear da TWT limita seu potencial em aplicações de comunicação com várias portadoras, devido ao fenômeno de geração de produtos de intermodulação. Como resultado, sinais indesejados são gerados a partir do batimento das frequências das portadoras. Esses sinais podem interferir com portadoras adjacentes dependendo de sua amplitude. Para atingir os níveis de distorção adequados à operação multi-sinal, um TWA precisa operar com rendimento abaixo do ideal.
- Técnicas de linearização visam minimizar os efeitos dos fenômenos citados acima, permitindo que o TWA possa operar mais próximo do ponto de rendimento máximo.
- Entre várias técnicas de linearização, a injeção de sinais tem se mostrado promissora por suas características de simplicidade e eficácia. Essa técnica consiste em injetar sinais juntamente com as portadoras, de forma que interfiram destrutivamente com os sinais indesejados durante o processo de amplificação.
- Ao longo da história da TWT, vários códigos para simular o seu comportamento e as taxas de amplificação foram desenvolvidos. Os códigos unidimensionais lagrangeanos mostraram uma boa relação entre simplicidade e exatidão na predição resultados, sobretudo na saturação.

Os objetivos deste trabalho foram:

- 1) Desenvolver um modelo matemático não-linear para o estudo do comportamento eletromagnético da TWT, bem com compilar um código computacional baseado nele. O presente modelo matemático estende a análise realizada em [14], acrescentando o efeito da força de carga espacial DC à descrição da dinâmica das partículas do feixe eletrônico. A força de carga espacial DC é aquela que

cada partícula sofre devido à presença das demais partículas no feixe. Essa força é, geralmente, ignorada na maioria dos modelos unidimensionais para TWT por meio da aproximação em que o feixe se propaga sobre um fundo de íons neutralizadores. Como requisito para o cálculo da força de carga espacial DC, que depende da posição relativa das partículas, as equações da dinâmica do feixe eletrônico foram resolvidas, neste trabalho, no domínio do tempo.

- 2) Validar o código desenvolvido por meio da comparação de resultados com referências experimentais e resultados de códigos previamente validados.
- 3) Realizar a caracterização experimental de uma TWT com relação ao seu comportamento mono- e multi-sinal, isto é, verificar suas características de transferência de potência, ganho, fase e sua produção espectral (produtos de intermodulação de 3ª ordem).
- 4) Construir um circuito gerador de produtos de intermodulação artificiais e realizar um teste de linearização por injeção de sinais, de forma a obter uma redução apreciável na amplitude dos produtos de intermodulação gerados pela TWT em teste.

O restante deste texto está organizado da seguinte forma. O capítulo 2 apresenta o desenvolvimento do modelo matemático para a TWT. O capítulo 3 apresenta uma validação do modelo, pela reprodução de resultados obtidos com o código Christine 1D [21]. O capítulo 4 descreve a realização do trabalho experimental, que consiste na medida das características de transferência de amplitude e fase TWT, sua produção espectral e no teste de linearização por injeção de sinais. O capítulo 5 sumariza o trabalho, apresentando uma conclusão crítica sobre os vários aspectos do mesmo e sugere alguns caminhos para sua continuação.

Capítulo 2

Modelos de Grandes Sinais para a TWT

Este capítulo descreve o modelo matemático desenvolvido para estudo do comportamento eletromagnético da TWT. O presente modelo matemático estende aquele apresentado em [14], acrescentando o efeito da força de carga espacial DC à descrição da dinâmica das partículas do feixe eletrônico. Essa força é, geralmente, ignorada na maioria dos modelos unidimensionais para TWT por meio da hipótese do feixe se propagar sobre um fundo de íons neutralizadores [8]. Como requisito para o cálculo da força de carga espacial DC, que depende da posição relativa das partículas, as equações da dinâmica do feixe eletrônico são resolvidas, neste trabalho, no domínio do tempo, enquanto as equações do circuito de interação são resolvidas, de modo usual, no domínio da frequência.

Um código secundário, totalmente no domínio da frequência também foi elaborado. Esse código secundário foi implementado para simular casos de amplificação de várias portadoras com espaçamento da ordem de dezenas e unidades de mega-hertz, que se mostraram inviáveis no código principal. O código secundário se baseia na teoria de [14], com a diferença de utilizar uma transformação lagrangeana alternativa. Adicionalmente, ele utiliza fatores de redução de carga espacial calculado por uma variante do código principal.

A seção 2.1 descreve a dinâmica do feixe eletrônico unidimensional utilizado no modelo. A seção 2.2 descreve o modelo do circuito de interação da TWT na forma de uma linha de transmissão unidimensional. A seção 2.3 descreve o acoplamento do feixe eletrônico com a linha de transmissão. A seção 2.4 discute o problema da simulação de um problema multi-sinal, isto é, a amplificação de mais de uma portadora, e o desenvolvimento do código secundário. A seção 2.5 descreve a obtenção do fator de redução de carga espacial por meio do código principal. Esta parte está ligada à seção 2.4 no sentido de que o tal fator é um parâmetro de entrada do código

secundário. A seção 2.6 apresenta a forma de inserção das perdas no modelo, tendo como parâmetro de entrada o perfil da constante de atenuação ao longo do circuito de interação. Por fim, a seção 2.7, apresenta a conclusão do capítulo.

2.1 Modelo do feixe eletrônico

O feixe eletrônico é constituído por uma série de discos carregados, cada um com carga elétrica negativa q e massa m . A razão carga/massa η é a mesma do elétron. Todos os discos estão alinhados perpendicularmente ao eixo de propagação, por exemplo, o eixo z , como ilustra a Figura 2.1. Todos os discos têm o mesmo raio b e estão, inicialmente, igualmente espaçados de dz_0 . O feixe tem um comprimento finito L_b e é constituído por um número finito de discos N_d . A carga de cada disco é aquela que estaria contida no volume entre dois discos, ou seja,

$$q = \rho_0 A dz_0, \quad (2.1.1)$$

onde ρ_0 é a densidade de carga inicial e $A = \pi b^2$ é a secção transversal do feixe. Por hipótese, um campo magnético colimador B_0 muito intenso está presente, de forma que nenhuma variação há no raio do feixe e o movimento dos discos ocorre somente na direção axial.

O comprimento e o posicionamento do feixe em relação ao circuito de interação são de vital importância para o modelo. Devido às forças repulsivas entre as partículas do feixe, as extremidades do mesmo se auto-difundem conforme o sistema evolui. Mais precisamente, a extremidade dianteira tem sua velocidade aumentada e a extremidade traseira tem sua velocidade reduzida. Ambas regiões apresentam variação de densidade de carga e não devem interagir com o circuito de interação, pois não constituem um meio ideal de propagação da modulação. Portanto, o comprimento do feixe ($L_b = dz_0 N_d$) deve prever o comprimento do circuito de

Figura 2.1 - Trecho de feixe eletrônico de raio b e comprimento L dentro de um tubo metálico de raio a . O feixe é "fatiado" em N_d discos igualmente espaçados de dz_0 .

Figura 2.2 – Velocidade normalizada de um feixe eletrônico em função da posição para três instantes de tempo na simulação. As extremidades do feixe sofrem autodifusão e variação de densidade, mas a região do circuito de interação ($0-L_c$) permanece com velocidade (e densidade) constante durante toda a simulação.

interação, o comprimento de feixe que se propagará através o circuito de interação durante o tempo de simulação e margens de segurança nas extremidades para a autodifusão das mesmas. A Figura 2.2 apresenta a propagação de um trecho de feixe eletrônico ao longo de um circuito de interação de 10 cm. Nenhuma modulação é aplicada ao feixe. Nota-se que, embora as extremidades do feixe tenham se autodifundido durante o tempo de simulação, o circuito de interação permaneceu interagindo com uma região do feixe com velocidade e, conseqüentemente, densidade constante.

A dinâmica das partículas do feixe eletrônico é descrita pelas equações newtonianas unidimensionais do movimento. As forças que atuam sobre as partículas são a força de carga espacial DC, devido à repulsão coulombiana, e a força de carga espacial AC devido ao campo elétrico que surge da variação temporal da densidade de carga no feixe. Essa variação de densidade de carga, por sua vez, é devida à modulação em velocidade exercida pelo campo elétrico associado à onda progressiva ao longo do circuito de interação. Neste modelo unidimensional a velocidade possui

apenas a componente axial e será denotada apenas por u . O sistema de equações que descreve o movimento unidimensional dos discos é

$$\begin{aligned} & \text{for } j=1 \dots N_d \\ & \left\{ \begin{aligned} \frac{d}{dt} z_j(t) &= u_j(t) \\ \frac{d}{dt} u_j(t) &= \frac{1}{m} \sum_{\substack{i=1 \\ i \neq j}}^{N_d} F_d(z_i(t) - z_j(t)) + \eta E(z_j(t), t) \end{aligned} \right. , \end{aligned} \quad (2.1.2)$$

onde $z_j(t)$ e $u_j(t)$ são, respectivamente, a posição e a velocidade do j -ésimo disco do feixe eletrônico no instante de tempo t .

O símbolo $F_d(\Delta z)$ denota a força resultante sobre o j -ésimo disco devido a todos os outros discos que compõem o feixe, enquanto $E(z_j(t), t)$ denota a amplitude do campo elétrico modulador do circuito de interação na posição do j -ésimo disco no instante t . O campo elétrico é calculado por meio da solução das equações do circuito de interação (2.3.16). Nota-se que (2.1.2) não considera fatores relativísticos e, então, deve fornecer resultados consistentes apenas até certa velocidade de partícula. Considera-se, neste trabalho, que (2.1.2) é uma boa aproximação até voltagens de aceleração da ordem de 25 kV, para as quais u_0 é da ordem de $0,3c$ e o fator de Lorentz é da ordem de 0,95.

Por hipótese, a força $F_d(\Delta z)$ contém toda a informação da influência DC do circuito de interação sobre o feixe. Essa força pode ser calculada de duas formas: Analiticamente, o método da função de Green é uma boa alternativa se o circuito de interação pode ser considerado uma estrutura simples, por exemplo, um tubo metálico. Um solucionador de problemas eletrostáticos em três dimensões pode ser utilizado para considerar circuitos de interação com geometrias complexas. Durante esse trabalho, percebeu-se que, se o raio do feixe for até cerca de metade do raio da estrutura de ondas lentas, a solução analítica para a força é uma boa aproximação. Se o feixe tem raio próximo do raio da EOL, um tubo metálico não é mais uma boa aproximação para a hélice e torna-se interessante utilizar um método mais preciso para a determinação de $F_d(\Delta z)$.

O Apêndice A1 apresenta a derivação de $F_d(\Delta z)$ para o caso da EOL ser considerada um tubo metálico aterrado de raio a . A expressão resultante é

$$F_d(\Delta z) = \frac{\Delta z}{|\Delta z|} \frac{2}{\pi \epsilon_0} \frac{q^2}{b^2} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{J_1^2(x_{0,n} b/a)}{x_{0,n}^2 J_1^2(x_{0,n})} e^{-\frac{x_{0,n}}{a} |\Delta z|}, \quad (2.1.3)$$

onde $J_1(x)$ é a função de Bessel ordinária de primeira ordem e $x_{0,n}$ é o n -ésimo zero da função de Bessel ordinária de ordem zero. Expressões adicionais para anéis de carga podem ser encontradas em [25].

Os parâmetros de entrada do feixe eletrônico são a sua voltagem de aceleração V_0 , a sua corrente DC I_0 e o seu raio b . A velocidade e a densidade de carga DC do feixe são obtidas, respectivamente, por

$$u_0 = \sqrt{2\eta V_0}, \quad (2.1.4)$$

$$\rho_0 = \frac{I_0}{u_0 A}. \quad (2.1.5)$$

O principal parâmetro de discretização do feixe eletrônico é o número de discos por comprimento de onda fundamental N_d/λ_0 . Dada a frequência de base f_0 do problema, o comprimento de onda fundamental é obtido por $\lambda_0 = u_0/f_0$. A partir de N_d/λ_0 , do comprimento do circuito de interação e do tempo de simulação desejado, é possível determinar o menor comprimento de feixe que satisfaça o problema. Uma maneira para se discretizar e inicializar o sistema de equações do feixe eletrônico a partir dos parâmetros de entrada é apresentada no Apêndice A5.

2.2 Modelo do circuito de interação

Seguindo o método desenvolvido por Pierce [5], e adotado posteriormente em [14] e [17], o circuito de interação da TWT é modelado por um ou mais trechos de linhas de transmissão, como ilustrado na Figura 2.3. Um circuito de interação para TWT tem características que variam de acordo com a posição axial. Isto é feito para controlar a estabilidade e otimizar a interação entre a onda eletromagnética e o feixe

Figura 2.3 - Linha de transmissão com parâmetros distribuídos acoplada a um feixe eletrônico.

eletrônico. Por causa disso, há a necessidade de se utilizar modelos que considerem variação axial de parâmetros como velocidade de fase, impedância de interação e as perdas.

As equações para a voltagem e para a corrente na linha de transmissão são

$$\frac{\partial V(z,t)}{\partial z} = -\mathfrak{S}^{-1} \{R(z,\omega)\} * I(z,t) - \mathfrak{S}^{-1} \left\{ \frac{K_0(z,\omega)}{u_p(z,\omega)} \right\} * \frac{\partial I(z,t)}{\partial t}, \quad (2.2.1)$$

$$\frac{\partial I(z,t)}{\partial z} = -\mathfrak{S}^{-1} \{G(z,\omega)\} * V(z,t) - \mathfrak{S}^{-1} \left\{ \frac{1}{u_p(z,\omega)K_0(z,\omega)} \right\} * \frac{\partial V(z,t)}{\partial t} + A \frac{\partial \rho(z,t)}{\partial t}, \quad (2.2.2)$$

onde $V(z,t)$ é a voltagem, $I(z,t)$ é a corrente ao longo da linha de transmissão, $R(z,\omega)$ é a resistividade linear efetiva do circuito de interação, responsável pelas perdas por efeito Joule, e $G(z,\omega)$ é a condutância linear efetiva do circuito de interação, responsável pela fuga de corrente nos suportes dielétricos. As capacitâncias e indutâncias distribuídas ao longo da linha de transmissão foram convenientemente representadas em termos da impedância de interação do circuito $K_0 = \sqrt{L/C}$ e de sua velocidade de fase $u_p = 1/\sqrt{LC}$, de acordo com a aproximação de pequenas perdas.

O termo de acoplamento do feixe com a estrutura, $A \partial \rho(z,t)/\partial t$, entra como termo fonte em (2.2.2). Esse termo representa a corrente que o feixe induz nas paredes do circuito de interação quando o mesmo é modulado em velocidade, apresentando variação temporal da densidade de carga.

Nesta análise impõe-se que os sinais na entrada do circuito de interação sejam periódicos no tempo, com frequência angular fundamental ω_0 e período fundamental $2\pi/\omega_0$. Essa abordagem permite representar a voltagem, a corrente e a densidade de carga em termos de suas séries de Fourier. Dessa forma, o sistema de equações diferenciais parciais formado por (2.2.1)-(2.2.2) pode ser escrito em uma série de equações diferenciais ordinárias, que podem ser resolvidas por um método robusto e de fácil implementação, como o método Runge-Kutta de quarta ordem por exemplo.

Expandindo a voltagem e a corrente na linha de transmissão, bem como a densidade de carga, em séries de Fourier, o sistema de equações (2.2.1)-(2.2.2) pode ser representado por um sistema discreto em N_f frequências para os coeficientes da série, onde N_f é o número de frequências escolhidas para o truncamento da série de

Fourier. Detalhes dessas passagens são apresentados no apêndice A2. O sistema de equações resultante para os coeficientes da série é

$$\begin{aligned} & \text{para } n = 1 : N_f \\ & \left\{ \begin{aligned} \frac{d}{dz} V_{1,n}(z) &= -R_n(z) I_{1,n}(z) - \frac{\omega_n K_{0,n}(z)}{u_{p,n}(z)} I_{2,n}(z) \\ \frac{d}{dz} V_{2,n}(z) &= -R_n(z) I_{2,n}(z) + \frac{\omega_n K_{0,n}(z)}{u_{p,n}(z)} I_{1,n}(z) \\ \frac{d}{dz} I_{1,n}(z) &= -G_n(z) V_{1,n}(z) - \frac{\omega_n V_{2,n}(z)}{u_{p,n}(z) K_{0,n}(z)} + A\omega_n \rho_{2,n}(z) \\ \frac{d}{dz} I_{2,n}(z) &= -G_n(z) V_{2,n}(z) + \frac{\omega_n V_{1,n}(z)}{u_{p,n}(z) K_{0,n}(z)} - A\omega_n \rho_{1,n}(z) \end{aligned} \right. . \end{aligned} \quad (2.2.3)$$

Visto que (2.2.3) está no domínio transformado, isto é, no domínio da frequência, os produtos de convolução se tornam produtos simples.

Os parâmetros $R_n(z)$, $G_n(z)$, $u_{p,n}(z)$ e $K_{0,n}(z)$ podem ser obtidos por meio de modelos frios para os circuitos de interação [22], ou ainda por meio medidas, para uma determinada frequência angular $\omega_n = n\omega_0$. Os índices 1 e 2 denotam, respectivamente, os coeficientes pares e ímpares da série de Fourier.

Os coeficientes de Fourier da densidade de carga, para cada componente de frequência n analisada, são dados por

$$\rho_{1,n}(z) = \frac{2}{T} \int_0^T \rho(z, t) \cos(\omega_n t) dt, \quad (2.2.4)$$

$$\rho_{2,n}(z) = \frac{2}{T} \int_0^T \rho(z, t) \sin(\omega_n t) dt. \quad (2.2.5)$$

Os coeficientes $\rho_{1,n}$ e $\rho_{2,n}$ representam a densidade de carga harmônica, uma vez que não dependem do tempo. O termo da densidade de carga $\rho(z, t)$ é obtido pela solução da dinâmica das partículas que, por sua vez, utiliza a solução da voltagem ao longo da linha de transmissão. Esse “acoplamento” entre os dois sistemas de equações será abordado a seguir.

2.3 Acoplamento entre o feixe eletrônico e o circuito de interação

---

O acoplamento entre o sistema de equações da dinâmica do feixe eletrônico (2.1.2) e da solução da voltagem e corrente no circuito de interação (2.2.3) é ilustrado

Figura 2.4 - Fluxograma do acoplamento entre os dois sistemas de equações que descrevem o fenômeno da amplificação no circuito de interação.

na Figura 2.4. O modelo de acoplamento entre o feixe eletrônico e a onda progressiva é descrito de acordo com os seguintes passos:

1. A densidade de carga $\rho(z, t)$ é obtida a partir da solução da dinâmica das partículas carregadas.
2. Os coeficientes da densidade de carga harmônica, $\rho_{1,n}(z)$ e $\rho_{2,n}(z)$, que são função apenas da posição para cada frequência indexada na expansão, são obtidos por meio da expansão em série de Fourier. Esses coeficientes são os termos fonte na solução da equação da linha de transmissão.
3. Após resolvido o sistema da linha de transmissão, são obtidas a distribuição harmônica da corrente, voltagem e o campo elétrico ao longo da linha de transmissão.
4. Utilizando a transformação inversa, o campo elétrico $E(z, t)$ é recomposto para ser utilizado no próximo passo da solução da dinâmica das partículas.

A densidade de carga $\rho(z, t)$ é uma grandeza euleriana, isto é, dada em termos de coordenadas laboratoriais. No entanto, ela precisa ser calculada a partir de coordenadas lagrangeanas, ou seja, coordenadas associadas às partículas do feixe. Neste modelo, a velocidade e a posição de uma dada partícula são especificadas em termos de sua posição inicial e instante de tempo, isto é, $u_j(t) = u(z_{0,j}, t)$ e

Figura 2.5 – Diagramas de Applegate da solução de (2.1.2) visualizados em termos das funções $z(t)$ (a) e de sua inversa $t(z)$ (b). Cada linha corresponde à velocidade de uma partícula.

$z_j(t) = z(z_{0,j}, t)$. Entretanto, depois de resolvida a dinâmica das partículas (2.1.2), pode-se escolher quais coordenadas são mais adequadas para a análise. Por exemplo, a Figura 2.5 ilustra como o diagrama de Applegate para um feixe eletrônico unidimensional pode ser visualizado tanto na forma direta $z(t)$ quanto da inversa $t(z)$. Isso significa que as funções $u_j(z) = u(z, t_{0,j})$ e $t_j(z) = t(z, t_{0,j})$ também são facilmente recuperáveis da solução de (2.1.2).

A seguinte equação de conservação de carga em coordenadas lagrangeanas é bastante utilizada na teoria de eletrônica em vácuo

$$I dt = I_0 dt_0. \quad (2.3.1)$$

Em [14], é mostrado que a relação

$$\frac{I_0}{I(z, t_0)} = \left| \frac{\partial t(z, t_0)}{\partial t_0} \right| = |\mathcal{J}(z, t_0)| \quad (2.3.2)$$

é um determinante jacobiano $\mathcal{J}$ da transformação de coordenadas eulerianas para lagrangeanas. De fato, o jacobiano dessa transformação assume várias formas dependendo do par de coordenadas lagrangeanas que interessa ao problema. Por exemplo, (2.3.2) é obtida quando as partículas são rotuladas por tempos iniciais. Por outro lado, se forem rotuladas por posições iniciais, (2.3.2) é escrita como

$$\frac{\rho_0}{\rho(z_0, t)} = \left| \frac{\partial z(z_0, t)}{\partial z_0} \right| = |\mathcal{J}(z_0, t)|. \quad (2.3.3)$$

Em todos os casos, o determinante jacobiano tem o mesmo significado. Ele expressa a perturbação na posição relativa das partículas em relação à posição inicial. Essa perturbação pode ser medida em termos de diferença de posição ou de intervalo de tempo entre partículas.

Tomando como exemplo o caso em que as partículas são rotuladas por posições iniciais, como no presente modelo, o método para se recuperar o campo de densidade de carga $\rho(z, t)$, a partir da densidade de carga dada em coordenadas lagrangeanas $\rho(z_0, t)$, é calcular

$$\rho(z, t) = \int_{-\infty}^{\infty} \rho(z_0, t) \delta(z - z_0) dz_0 = \rho_0 \int_{-\infty}^{\infty} \left| \frac{\partial z_0}{\partial z(z_0, t)} \right| \delta(z - z_0) dz_0, \quad (2.3.4)$$

cuja forma discreta é

$$\rho(z, t) = \rho_0 \sum_{j=1}^{N_d} \left| \frac{dz_0}{dz_j(t)} \right|_{z_j(t)=z}. \quad (2.3.5)$$

Em (2.3.5), o somatório deve ser interpretado da seguinte forma: Some-se o módulo do jacobiano sobre todos os discos para os quais $z_j(t) = z$. No caso de não haver ultrapassagens, isto é, quando os discos conservam a mesma ordem desde o início, apenas um único disco satisfará $z_j(t) = z$. No caso de haver ultrapassagens, mais de um disco satisfará $z_j(t) = z$ para algum t .

Devido ao número finito de discos, a probabilidade de se encontrar um deles em uma posição definida z é muito pequena. Portanto, a forma prática de se calcular (2.3.5) é tomar $dz_j(t)$ como o intervalo entre duas partículas j e $j+1$, e verificar se $z \in [z_j(t) \dots z_{j+1}(t)]$, como ilustra a Figura 2.6. Havendo um número suficiente de discos no feixe, a curva de densidade será suave ao longo do feixe eletrônico e não seccionada como na Figura 2.6.

Por uma questão de comparação, a equação equivalente à (2.3.5) no sistema lagrangeano dado em tempos iniciais (z, t_0) , é

$$I(z, t) = I_0 \sum_{j=1}^{N_d} \left| \frac{dt_0}{dt_j(z)} \right|_{t_j(z)=t}. \quad (2.3.6)$$

Para o cálculo dos coeficientes de Fourier, (2.2.4) e (2.2.5) devem ter suas coordenadas transformadas para um par lagrangeano. Devido ao fato de que os coeficientes são funções de z , o par lagrangeano adequado é (z, t_0) . A equação para a

Figura 2.6 – Ilustração do método de cálculo prático da densidade de carga ao longo do feixe eletrônico utilizando (2.3.5). São ilustrados os casos sem modulação, com modulação e com forte modulação.

densidade de carga em termos das coordenadas lagrangeanas (z_0, t) (2.3.3) pode ser reescrita em termos do par (z, t_0) utilizando a velocidade, isto é,

$$\rho(z, t_0) = \rho_0 \frac{u_0}{u(z, t_0)} \left| \frac{\partial t_0}{\partial t(z, t_0)} \right|. \quad (2.3.7)$$

As equações dos coeficientes, transformadas para o par de coordenadas lagrangeanas (z, t_0) são [14]

$$\rho_{1,n}(z) = \frac{2}{T} \int_0^T \rho(z, t_0) |\mathcal{J}(z, t_0)| \cos(\omega_n t(z, t_0)) dt_0, \quad (2.3.8)$$

$$\rho_{2,n}(z) = \frac{2}{T} \int_0^T \rho(z, t_0) |\mathcal{J}(z, t_0)| \sin(\omega_n t(z, t_0)) dt_0. \quad (2.3.9)$$

Utilizando (2.3.7), (2.3.8) e (2.3.9) são reescritas como

$$\rho_{1,n}(z) = \frac{2\rho_0 u_0}{T} \int_0^T \frac{\cos(\omega_n t(z, t_0))}{u(z, t_0)} dt_0, \quad (2.3.10)$$

$$\rho_{2,n}(z) = \frac{2\rho_0 u_0}{T} \int_0^T \frac{\sin(\omega_n t(z, t_0))}{u(z, t_0)} dt_0. \quad (2.3.11)$$

A integral sobre os tempos iniciais contidos em um período T se torna, na forma discreta, um somatório sobre as partículas contidas em um comprimento de onda fundamental N_d/λ_0 , resultando em

$$\rho_{1,n}(z) = \frac{2\rho_0 u_0}{N_d/\lambda_0} \sum_{j=1}^{N_d/\lambda_0} \frac{\cos(\omega_n t_j(z))}{u_j(z)}, \quad (2.3.12)$$

$$\rho_{2,n}(z) = \frac{2\rho_0 u_0}{N_d/\lambda_0} \sum_{j=1}^{N_d/\lambda_0} \frac{\sin(\omega_n t_j(z))}{u_j(z)}. \quad (2.3.13)$$

As equações (2.3.12)-(2.3.13) expressam a densidade de carga harmônica em uma determinada posição z do circuito de interação computando o instante de tempo e a velocidade com que uma amostra de N_d/λ_0 partículas passou por aquela posição. O feixe eletrônico é constituído por várias dessas amostras que passam pela posição z uma após a outra. Devido à influência das forças de carga espacial DC, é necessário que passem várias amostras de partículas pela posição z até que $\rho_n(z)$ convirja e não mude mais de uma amostra para a próxima. Em [14], as forças de carga espacial DC são ignoradas e, por isso, uma única amostra N_d/λ_0 de partículas é suficiente para simular todo o problema.

Um teste interessante para verificar se a densidade de carga harmônica está sendo calculada corretamente consiste em calculá-la para o feixe sem qualquer modulação. Se o espaçamento entre as partículas é o mesmo e sua velocidade é a mesma, o somatório do $\cos(\omega_n t_j(z))$ e do $\sin(\omega_n t_j(z))$ é nulo. Portanto, se não há modulação, a densidade de carga tem apenas a componente DC, como esperado.

Depois de solucionado o sistema (2.2.3) para cada componente de frequência, o campo elétrico ao longo do circuito de interação pode ser recomposto a partir dos coeficientes de Fourier para o campo elétrico, isto é,

$$E_{1,n}(z) = -\frac{dV_{1,n}(z)}{dz}, \quad (2.3.14)$$

$$E_{2,n}(z) = -\frac{dV_{2,n}(z)}{dz}. \quad (2.3.15)$$

Recompondo a série com todas as N_f frequências, recupera-se a dependência temporal do campo elétrico, ou seja,

$$E(z,t) = \sum_{n=1}^{N_f} \left\{ \left[R_n(z)I_{1,n}(z) + \frac{\omega_n K_{0,n}(z)}{u_{p,n}(z)} I_{2,n}(z) \right] \cos(\omega_n t) + \left[R_n(z)I_{2,n}(z) - \frac{\omega_n K_{0,n}(z)}{u_{p,n}(z)} I_{1,n}(z) \right] \sin(\omega_n t) \right\}, \quad (2.3.16)$$

que realizará trabalho sobre as partículas do feixe eletrônico modelado na próxima iteração do sistema (2.1.2).

2.4 O problema da simulação multi-sinal

Neste tipo de modelo para TWT, a simulação multi-sinal consiste em admitir uma frequência de base, da qual todos os sinais de interesse (portadoras, harmônicos e produtos de intermodulação) são múltiplos. Dessa forma, o índice n em (2.2.3) assume valores que correspondem apenas às frequências de interesse. Por exemplo, suponha-se uma frequência de base de 0,1 GHz. Suponha-se, por hipótese, duas portadoras, uma em 2 GHz e outra em 2,1 GHz. O índice n assumiria valores de 19 a 22, no caso de interesse na amplificação das duas portadoras e de seus respectivos produtos de intermodulação de terceira ordem (1,9 GHz e 2,2 GHz).

O código baseado em (2.1.2) e (2.2.3) funcionou como esperado para a amplificação de uma portadora e seus harmônicos. Entretanto, para casos práticos com duas ou mais portadoras ele se mostrou inviável. Conforme as portadoras se aproximam espectralmente, a frequência de base diminui e o comprimento de onda de base λ_0 aumenta. Para casos práticos de interesse, em que as portadoras estão separadas de 10 a 1 MHz, λ_0 é da ordem de 10 a 100 vezes o comprimento do circuito de interação. Isso implica em um comprimento de feixe da mesma ordem, tornando a solução do problema inviável devido ao gigantesco número de discos necessários para a simulação. Adicionalmente, o tempo de simulação necessário para haver convergência torna essa abordagem quase impraticável. A abordagem da expansão em série de Fourier implica que, para o cálculo dos coeficientes da densidade de carga, são necessárias (no mínimo) N_d/λ_0 partículas de feixe. Se λ_0 for muito maior que o comprimento do circuito, a maior parte das N_d/λ_0 partículas está fora do circuito de interação. Apesar de essas partículas não contribuírem mais para a simulação, a informação de quando e com que velocidade elas passaram pelo circuito é indispensável.

Alguns casos com f_0 da ordem de 100 MHz puderam ser simulados para finalidade de comparação. Nesses casos, λ_0 é da ordem do comprimento do circuito de interação e, então, a simulação é praticável.

A solução encontrada para a simulação da amplificação de várias portadoras para casos mais reais foi escrever um código secundário baseado na teoria de [14], que serve para a análise multi-sinal. Este código secundário é construído totalmente no domínio da frequência, utiliza o fator de redução de carga espacial e desconsidera a força de carga espacial DC. No entanto, neste trabalho, utiliza-se um fator de redução de carga espacial aprimorado, calculado por uma versão do código principal.

A derivação do sistema de equações do código secundário é apresentada no Apêndice A4. O sistema resultante é dado por

$$\left\{ \begin{aligned}
 \frac{dt_j(z)}{dz} &= \frac{1}{u_j(z)} \\
 \frac{du_j(z)}{dz} &= \frac{|\eta|}{u_j(z)} \sum_{n=1}^{N_f} \left\{ \left[R_{sc,n}^2 E_{1,n}(z) + R_n(z) I_{1,n}(z) + \frac{\omega_n K_{0,n}(z)}{u_{p,n}(z)} I_{2,n}(z) \right] \cos(\omega_n t_j(z)) \right. \\
 &\quad \left. + \left[R_{sc,n}^2 E_{2,n}(z) + R_n(z) I_{2,n}(z) - \frac{\omega_n K_{0,n}(z)}{u_{p,n}(z)} I_{1,n}(z) \right] \sin(\omega_n t_j(z)) \right\} \\
 \frac{dE_{1,n}(z)}{dz} &= \frac{\rho_0 u_0}{\varepsilon_0} \frac{2}{N_d} \sum_{j=1}^{N_d} \frac{\cos(\omega_n t_j(z))}{u_j(z)} \\
 \frac{dE_{2,n}(z)}{dz} &= \frac{\rho_0 u_0}{\varepsilon_0} \frac{2}{N_d} \sum_{j=1}^{N_d} \frac{\sin(\omega_n t_j(z))}{u_j(z)} \\
 \frac{dI_{1,n}(z)}{dz} &= -G_n(z) V_{1,n}(z) - \frac{\omega_n V_{2,n}(z)}{u_{p,n}(z) K_{0,n}(z)} + A \omega_n \frac{2 \rho_0 u_0}{N_d} \sum_{j=1}^{N_d} \frac{\sin(\omega_n t_j(z))}{u_j(z)} \\
 \frac{dI_{2,n}(z)}{dz} &= -G_n(z) V_{2,n}(z) + \frac{\omega_n V_{1,n}(z)}{u_{p,n}(z) K_{0,n}(z)} - A \omega_n \frac{2 \rho_0 u_0}{N_d} \sum_{j=1}^{N_d} \frac{\cos(\omega_n t_j(z))}{u_j(z)} \\
 \frac{dV_{1,n}(z)}{dz} &= -R_n(z) I_{1,n}(z) - \omega_n \frac{K_{0,n}(z)}{u_{p,n}(z)} I_{2,n}(z) \\
 \frac{dV_{2,n}(z)}{dz} &= -R_n(z) I_{2,n}(z) + \omega_n \frac{K_{0,n}(z)}{u_{p,n}(z)} I_{1,n}(z)
 \end{aligned} \right. \quad (2.4.1)$$

As diferenças básicas entre esse modelo secundário é o principal estão nas primeiras equações de (2.4.1). Nota-se que (2.4.1) resolve as derivadas espaciais da velocidade e do tempo. Nesse modelo, as partículas são indexadas por tempos iniciais e, a cada passo de integração, elas estão todas na mesma posição, porém, em tempos diferentes. Este é o caso ilustrado na Figura 2.5 (b) e, como anteriormente

mencionado, após resolvido, pode ser representado na forma inversa sem maiores problemas.

Na equação para a velocidade, percebe-se a ausência de um termo para a força de carga espacial DC. Apenas componentes AC do campo elétrico devido à perturbação na posição relativa das partículas e à modulação da onda progressiva estão presentes. O termo $R_{sc,n}^2$ representa o fator de redução de carga espacial que, nesse tipo de modelo, é função da frequência. Esse fator pondera os termos do campo elétrico que é solução da lei de Gauss (terceira e quarta equações), contabilizando o efeito da estrutura ao redor do feixe.

Visto que $R_{sc,n}^2$ é um parâmetro de entrada do código secundário, sua obtenção é apresentada na próxima seção.

2.5 Cálculo do fator de redução de carga espacial

O fator de redução de carga espacial, $R_{sc,n}^2$, pode ser “medido” a partir do padrão de interferência das ondas de carga espacial geradas no feixe eletrônico pela perturbação provocada pelo sinal modulador [7]. Existem algumas fórmulas na literatura especializada para o cálculo de $R_{sc,n}^2$, porém elas envolvem aproximações na estrutura de ondas lentas. Geralmente, a estrutura ao redor do feixe é considerada como um tubo [18], o que pode ser uma boa aproximação no caso de um dispositivo klystron, mas no caso de uma TWT somente se a razão do raio da hélice pelo raio do feixe for da ordem de 2 ou maior. Uma fórmula mais elaborada [19] considera uma falsa hélice ao redor do feixe eletrônico.

Utilizando o código descrito pelos sistemas de equações (2.1.2) e (2.2.3), o estímulo de ondas de carga espacial pode ser simulado. A análise do padrão de interferência revela o comprimento de onda de plasma reduzido λ_q , pelo qual, dividindo o comprimento de onda de plasma $\lambda_p = \sqrt{\eta\rho_0/\varepsilon_0}$, tem-se o fator de redução de carga espacial

$$R_{sc,n}^2 = \left(\frac{\lambda_p}{\lambda_{q,n}} \right)^2. \quad (2.5.1)$$

Considera-se, nesse caso, que o termo da força de carga espacial DC carrega consigo a informação sobre a estrutura ao redor do feixe, visto que ele deriva da função de Green. A modulação em velocidade considerando as forças de carga

especial estimula ondas de carga espacial, que possuem velocidades maiores e menores que a velocidade DC do feixe. Como resultado da interferência dessas ondas, picos e vales são observados na curva de densidade de carga harmônica $\rho_n(z)$. A posição do primeiro pico corresponde a $\lambda_q/4$ no caso de uma modulação do tipo klystron e a $\lambda_q/2$ no caso da modulação por onda progressiva, como na TWT.

A Figura 2.7 apresenta um exemplo de “medida” do $\lambda_q/2$. Em vermelho tem-se o espaço de fase de um modelo de feixe, no qual pode ser observado o padrão de interferência das ondas de carga espacial. O ponto de máxima interferência destrutiva coincide com o ponto de máxima densidade, que é facilmente medido.

Utilizando uma força de carga espacial DC calculada por um solucionador eletrostático para uma estrutura de ondas lentas real, é possível obter fatores de redução de carga espacial bastante precisos. Uma descrição um pouco mais detalhada desse trabalho pode ser encontrada em [20], onde esse método de cálculo de $R_{sc,n}^2$ foi comparado a três expressões encontradas na literatura.

2.6 Inserção das perdas no modelo

A constante de propagação em uma linha de transmissão, como ilustrada na

Figura 2.7 – Exemplo de padrão de interferência das ondas de carga espacial excitadas no feixe eletrônico e sua respectiva curva de densidade de carga harmônica. O máximo da curva de densidade corresponde ao ponto de metade do comprimento de plasma reduzido.

Figura 2.3, é dada por

$$\gamma = \alpha + j\beta = \sqrt{(R + j\omega L)(G + j\omega C)}, \quad (2.6.1)$$

onde a parte real α representa a atenuação por unidade de comprimento e a parte imaginária β é a constante de fase. A velocidade de fase da onda progressiva na linha é dada por

$$u_p = \omega / \beta \quad (2.6.2)$$

e a impedância característica de linha, por sua vez, é dada por

$$Z_0 = \sqrt{\frac{R + j\omega L}{G + j\omega C}}. \quad (2.6.3)$$

Tanto a velocidade de fase quanto a impedância característica da linha de transmissão dependem de R , G , L e C . Então, dado um perfil de atenuação, velocidade de fase e impedância de interação ao longo do circuito de interação, R e G podem ser determinados de forma que satisfaçam (2.6.1)-(2.6.3).

No presente modelo, as capacitâncias e indutâncias da linha de transmissão se relacionam com os parâmetros de entrada do circuito da seguinte forma

$$L = K_0 / u_p, \quad (2.6.4)$$

$$C = 1 / K_0 u_p, \quad (2.6.5)$$

que são válidas sob as aproximações de pequenas perdas, perdas nulas, ou distorção nula. Em particular, a aproximação de distorção nula [23] é interessante, neste caso, pois estabelece uma relação entre R , G , L e C que conduz a um sistema 2×2 que permite calcular os valores de R e G a partir dos parâmetros de entrada K_0 e α . A aproximação de distorção nula estabelece que

$$\frac{R}{L} = \frac{G}{C}, \quad (2.6.6)$$

ou seja, as constantes de tempo de carga e descarga de energia elétrica no ramo capacitivo e de energia magnética no ramo indutivo são iguais.

Desenvolvendo (2.6.1), obtém-se

$$\gamma = \sqrt{RG + j\omega(RC + LG) - \omega^2 LC}. \quad (2.6.7)$$

Utilizando (2.6.6), obtém-se

$$RC = LG = \sqrt{RC}\sqrt{LG}, \quad (2.6.8)$$

então (2.6.7) pode ser rescrita como

$$\gamma = \sqrt{RG + 2j\omega\sqrt{RGLC} - \omega^2LC} = \sqrt{(\sqrt{RG} + j\omega\sqrt{LC})^2}. \quad (2.6.9)$$

Portanto a constante de propagação, sob a aproximação de distorção nula é

$$\gamma = \sqrt{RG} + j\omega\sqrt{LC}. \quad (2.6.10)$$

Nesse caso, a constante de atenuação é dada por

$$\alpha = \sqrt{RG}, \quad (2.6.11)$$

e a constante de fase é

$$\beta = \omega\sqrt{LC} = \omega / u_p. \quad (2.6.12)$$

Desenvolvendo (2.6.3) utilizando (2.6.6) obtém-se

$$Z_0 = K_0 = \sqrt{L/C}, \quad (2.6.13)$$

que se relaciona com R e G da seguinte forma

$$R/G = K_0^2. \quad (2.6.14)$$

Visto que α e K_0 são parâmetros de entrada do modelo, R e G podem ser determinados a partir de (2.6.11) e (2.6.14).

2.7 Conclusão do Capítulo 2

Neste capítulo, foi apresentado o desenvolvimento do modelo matemático para simulação do comportamento eletromagnético da TWT. A TWT foi descrita como uma linha de transmissão acoplada a um feixe eletrônico. Os dois sistemas de equações foram acoplados pela densidade de carga, obtida pela solução da dinâmica das partículas, e pelo campo elétrico ao longo do circuito de interação. Dois códigos foram compilados a partir do presente modelo. O código principal (cod-pri) considera o efeito da força de carga espacial DC, porém não é adequado para a simulação da operação multi-sinal da TWT. Para esse propósito, elaborou-se um código secundário (cod-sec), baseado na teoria disponível na literatura. O cod-sec ignora a força de carga espacial DC e utiliza o fator de redução de carga espacial para ponderar o campo de carga espacial AC.

Capítulo 3

PRÉ-VALIDAÇÃO DOS CÓDIGOS DESENVOLVIDOS

Este capítulo descreve a aplicação dos códigos desenvolvidos na reprodução de resultados disponíveis na literatura e, assim, obter uma validação dos mesmos. A referência nesse caso foi [21], em que o código Christine 1D foi validado utilizando resultados experimentais de uma TWT Hughes 8537H. Os autores conseguiram informações de projeto do fabricante, entre elas, o passo da hélice e o perfil de perdas ao longo do circuito de interação (Figura 3.1). Os parâmetros disponíveis da estrutura de ondas lentas e do feixe eletrônico são apresentados na Tabela I.

De acordo com os autores, faltaram alguns parâmetros e outras informações estavam incompletas, o que implicou em alguns ajustes dos parâmetros nominais. Por causa disso, alguns parâmetros modelados, como a voltagem de aceleração do feixe e sua corrente, são cerca de 10% menores do que nominais.

De acordo com uma técnica comum nos modelos analíticos para a determinação da velocidade de fase e da impedância de interação de uma estrutura de ondas lentas [22], a constante dielétrica ε_r dos suportes de nitreto de boro (APBN) foi “diluída” sobre a região entre a hélice e o raio interno do tubo de deriva em termos de uma constante dielétrica efetiva. As dimensões da seção transversal dos suportes dielétricos não são fornecidas, assim como o raio interno do tubo de deriva.

Os autores também não fornecem seus dados de velocidade de fase e impedância de interação e, apenas, comentam que esses parâmetros foram calculados por meio de um modelo de hélice de fita incorporado ao Christine 1D.

De acordo com os autores [21], a TWT em questão é um bom veículo de teste para códigos unidimensionais, uma vez que seu campo de colimação magnética é cerca de uma vez e meia o campo de Brillouin. Isto faz com o fluxo do feixe seja altamente confinado à dimensão axial e, portanto, a aproximação de movimento estritamente axial para as partículas do feixe é boa nesse caso. O fato de a voltagem de aceleração

Tabela I – Parâmetros nominais e modelados para a TWT Hughes 8537H [21].

parâmetro	valor nominal	christine 1D
raio médio da hélice	2,353 mm	2,353 mm
diâmetro do fio	0,305 mm	0,305 mm
voltagem do catodo	-3,37 kV	-3,1 kV
corrente do feixe	70 mA	65,5 mA
raio do feixe	0,9652 mm	0,962 mm
suportes da hélice	3 x APBN ($\varepsilon_r = 5,4$)	$\varepsilon_r = 1,21$ efetivo

Figura 3.1 – Perfil de passo da hélice (linha sólida) e atenuação (linha seccionada) fornecidos pelo fabricante da TWT utilizada na validação do Christine 1D. Figura reproduzida a partir da figura 1 de [21]. As linhas de grade estão alinhadas à escala da esquerda.

ser relativamente baixa (3,1 kV) faz com que a ausência de fatores relativísticos nos presentes códigos não tenha impacto sensível.

3.1 Recuperação dos parâmetros de dispersão

Para essa validação, a velocidade de fase e a impedância de interação foram calculadas utilizando o modelo analítico apresentado em [22]. O circuito de interação foi considerado como sendo formado por 4 seções. Em cada seção o passo da hélice varia de acordo com a Figura 3.1. Na primeira seção, a hélice tem passo de 1,27 mm. Na segunda seção o passo é de 1,41 mm. Na quarta seção o passo é de 1,25 mm. Na

terceira seção o passo varia linearmente de 1,41 a 1,25 mm. Apesar de nada ter sido comentado a esse respeito em [21], os trechos de adaptação de impedância da entrada e da saída foram excluídos do circuito de interação, visto que apresentam velocidade de fase consideravelmente maior e impedância de interação menor em relação ao restante do circuito. Estas características fazem com que esses trechos tenham interação muito fraca com o feixe, mas devido às descontinuidades de velocidade de fase e impedância, causam reflexões da onda progressiva.

Por algum motivo, em [21] não consta o raio interno do tubo de deriva, que é um parâmetro que tem influência na velocidade de fase e na impedância de interação. Sem esse parâmetro, a reprodução de tais características do circuito de interação se torna muito difícil. Felizmente, [14] faz comparações de resultados entre os códigos desenvolvidos naquele trabalho utilizando a primeira seção do mesmo circuito de interação e fornece valores de u_p e K_0 para algumas frequências. Esses valores foram calculados pelo código Christine 1D e, portanto servem como base para um ajuste do raio do tubo de deriva. Estranhamente, o passo adotado para a hélice da primeira seção em [14] é de 1,3 mm, entretanto, claramente se observa na Figura 3.1 que o passo da primeira seção está entre 1,25 e 1,3 mm. Por esse motivo o passo de 1,27 foi adotado no presente trabalho.

O procedimento para determinação do valor do raio do tubo de deriva foi o seguinte: Primeiramente o modelo de hélice de fita [22] foi utilizado para calcular u_p e K_0 de um circuito de interação helicoidal com passo de 1,3 mm, raio da hélice de 2,353 mm, largura da hélice de 0,305 mm, constante dielétrica da região entre a hélice e o tubo de deriva igual a 1,21, e o raio do tubo de deriva foi o parâmetro de variação.

A Figura 3.2 mostra que o raio do tubo de deriva igual a 2,5 vezes o raio da hélice produziu valores de u_p e K_0 mais próximos daqueles apresentados na Tabela II de [14] nas mesmas frequências. Entretanto, nota-se uma discrepância em torno de 3% nas frequências mais baixas. Isso pode significar que houve divergência em algum dos parâmetros ou que o modelo de hélice de fita utilizado neste trabalho tem discrepância em torno de 3% em relação àquele que foi implementado no Christine 1D. As frequências de interesse nesta pré-validação vão de 1,4 a 1,8 GHz, com harmônicos de 2,8 a 3,6 GHz. Embora não se saiba como é o perfil de dispersão real do circuito de interação nessa banda, sabe-se que em 1,6 GHz e em 3,2 GHz a

Figura 3.2 – Velocidade de fase normalizada (a) e impedância de interação (b) em função da frequência e parametrizada pelo raio do tubo de deriva para o circuito de interação em [14]. O raio de 2,5 vezes o raio da hélice fornece a melhor aproximação para os valores de referência, embora uma discrepância no perfil de dispersão seja observada para as frequências mais baixas.

discrepância entre os presentes valores e aqueles utilizados no Christine 1D são pequenas ($<1\%$).

A Figura 3.3 apresenta u_p e K_0 em função da frequência para as três seções do circuito de interação simulado nesta seção. Para facilitar uma futura reprodução dessa simulação, os parâmetros do circuito de interação são apresentados em tabelas no Apêndice A6.

Figura 3.3 – Velocidade de fase normalizada (a) e impedância de interação (b) para os três trechos de hélice com passos mostrados na Figura 3.1. Os valores numéricos referentes às curvas estão listados no Apêndice A6.

Resta determinar qual a constante que multiplica o perfil de perdas apresentado na Figura 3.1. Para isso, utilizou-se o código secundário, que é similar ao Christine 1D e computacionalmente mais leve que o código principal e, portanto, os estudos paramétricos puderam ser realizados mais rapidamente. O resultado de referência se encontra na Figura 2 de [21] (reproduzida aqui como Figura 3.4), que apresenta o ganho em função da frequência para três níveis de potência de entrada, a saber, -30 dBm, -20 dBm, e -10 dBm. As potências de -30 e -20 dBm são pontos na região de pequenos sinais, enquanto a potência de -10 dBm é um ponto próximo da saturação.

Considera-se, aqui, que se for possível encontrar uma constante multiplicativa para o perfil de perdas, que reproduza o resultado de referência tanto na região de pequenos sinais quanto na região de grandes sinais, então essa é a constante adequada para a simulação. O ponto escolhido para o ajuste foi uma potência de entrada de -30 dBm a 1,6 GHz. Nessa frequência, os parâmetros de dispersão têm pequena discrepância ($<1\%$) em relação àqueles utilizados no código Christine 1D, portanto, essa frequência constitui um ponto adequado para o ajuste da constante de perda. O valor encontrado para essa constante foi 5,9.

3.2 Comparação de resultados

Os gráficos desta seção apresentam comparações entre os resultados dos presentes códigos e os resultados experimentais e teóricos publicados em [21], cujos gráficos foram reproduzidos aqui. Os resultados dos presentes códigos foram sobrepostos àqueles de referência para comparação. As linhas e pontos em preto correspondem aos resultados de referências e as coloridas são os resultados do presente trabalho. Mais especificamente, as linhas em azul são os resultados do código principal (cod-pri), enquanto as linhas em vermelho são os resultados do código secundário (cod-sec), descrito na seção 2.4.

A Figura 3.4 apresenta o ganho teórico e experimental em função da frequência para três níveis de potência de entrada. Para não sobrecarregar o gráfico, o resultado dos presentes códigos para potência de entrada igual a -20 dBm foi omitido. A linha contínua representa a razão de onda estacionária (VSWR) na saída da válvula. Em [21] utilizou-se a curva de VSWR para explicar as discrepâncias entre os resultados experimentais e teóricos nas frequências mais baixas. Nota-se uma excelente concordância entre os resultados do Christine 1D e aqueles do código secundário

Figura 3.4 – Ganho teórico e experimental em função da frequência para três níveis de potência de entrada. Figura reproduzida a partir da figura 2 de [21]. As linhas vermelhas são o resultado predito pelo código secundário, enquanto as linhas azuis são as previsões do código principal. Para não sobrecarregar o gráfico, o resultado dos presentes códigos para potência de entrada igual a -20 dBm foi omitido. A linha contínua representa a razão de onda estacionária (VSWR) na saída da válvula.

(linhas vermelhas). As discrepâncias se mostram abaixo de 0,3 dB nas frequências em torno de 1,6 GHz. Nas extremidades da banda, por outro lado, é possível notar discrepâncias da ordem de 0,5~1,5 dB. Isto se deve a divergências entre os perfis de dispersão da velocidade de fase e impedância de interação utilizados neste trabalho e aqueles calculados pelo Christine 1D.

O código principal, alimentado com os mesmos parâmetros que o código secundário, apresentou um comportamento muito similar a este, porém, com ganho de 1,5 a 1,7 dB maior na região de pequenos sinais e de 0,9 a 1,5 dB maior próximo da saturação. Mais adiante, na próxima seção, apresenta-se uma discussão sobre as possíveis causas dessa discrepância sistemática entre os dois códigos.

A Figura 3.5 apresenta os resultados experimentais e teóricos para a potência de saída e o ganho em função da potência de entrada na frequência de 1,538 GHz. O código secundário segue os resultados do Christine 1D na região de pequenos sinais,

Figura 3.5 – Potência de saída e ganho em função da potência de entrada na frequência de 1,538 GHz. Figura reproduzida a partir da figura 3(a) de [21]. As linhas vermelhas são o resultado predito pelo código secundário, enquanto as linhas azuis são as predições do código principal.

apresentando discrepância da ordem de 0,2 dB na região de pequenos sinais e 0,5 dB próximo da saturação. Na saturação, a concordância do cod-sec com o Christine 1D é excelente. Os resultados do código principal apresentaram valores de ganho e potência de saída cerca de 1,5 dB acima daqueles previsto pelo código secundário. Este comportamento já havia sido verificado no resultado anterior e era esperado.

A Figura 3.6 apresenta resultados similares aos da figura anterior, porém, na frequência de 1,75 GHz. Nessa frequência, a concordância dos presentes resultados é maior na região de grandes sinais, como indica a Figura 3.4. Adicionalmente, a discrepância do código principal é a maior, da ordem de 1,7 dB, na região de pequenos sinais. Próximo da saturação a discrepância cai para cerca de 1,5 dB.

A Figura 3.7 apresenta os resultados experimentais e teóricos para o desvio relativo de fase na saída da TWT para um sinal na frequência de 1,56 GHz. Os resultados dos presentes códigos predizem um desvio de fase, em geral, maior do que o resultado experimental. Para potências de entrada até -15 dBm, o desvio de fase

Figura 3.6 - Potência de saída e ganho em função da potência de entrada na frequência de 1,75 GHz. Figura reproduzida a partir da figura 3(b) de [21]. As linhas vermelhas são o resultado previsto pelo código secundário, enquanto as linhas azuis são as previsões do código principal.

predito pelo cod-sec encontra-se em torno dos limites superiores de variação da medida. Para potências de entrada superiores, a discrepância cresce para até 36%. Na faixa de potências de entrada de -25 a -10 dBm, o cod-pri prediz um desvio de fase até 2° maior do que o cod-sec. Uma possível causa para essa discrepância é discutida na próxima seção.

Os resultados do Christine 1D, nesse caso, se mantiveram dentro das margens de reprodutibilidade da medida até -17 dBm e, a partir desse ponto, o desvio de fase predito foi até 20% menor do que o experimental. Em [21], atribuiu-se essa discrepância a imprecisões na reprodução dos parâmetros de dispersão da TWT (por exemplo: velocidade de fase) e às limitações de um modelo unidimensional em descrever não homogeneidades no circuito de interação.

Figura 3.7 - Deslocamento relativo de fase experimental e teórico em função da potência de entrada do sinal de excitação em 1,56 GHz. Figura reproduzida a partir da figura 5 de [21]. A linha vermelha é o resultado previsto pelo código secundário, enquanto a linha azul é a predição do código principal.

A Figura 3.8 apresenta os resultados referentes à conversão AM/PM, que foram obtidos por meio das derivadas das curvas apresentadas na Figura 3.8. Nesse caso, o eixo das potências de entrada é relativo àquela que satura a TWT. Seguindo a tendência do resultado anterior, os valores de conversão AM/PM previstos pelo código principal são até 0,3 °/dB maiores do que aqueles preditos pelo código secundário que, por sua vez, são até 1 °/dB maiores (a -6 dB_{sat}) em relação ao Christine 1D. Entretanto, de -14 a -8 dB_{sat}, a concordância com o resultado experimental é excelente. A partir de -8 dB_{sat}, há uma inflexão na curva experimental não predita por nenhum dos códigos, o que faz com que a discrepância volte a crescer, atingindo 1 °/dB. Visto que este resultado é derivado do anterior, as causas de discrepâncias em relação aos resultados experimentais são as mesmas.

A Figura 3.9 apresenta uma comparação de resultados em operação multi-sinal. Este resultado foi extraído da figura 7 de [21] e apresenta a potência de saída em função da potência de entrada para dois sinais (1,54 e 1,57 GHz) e seus produtos de intermodulação de 3^a (1,51 e 1,60 GHz) e 5^a (1,48 e 1,63 GHz) ordens. Os primeiros

Figura 3.8 – Conversão AM/PM experimental e teórica em função da potência de entrada relativa à saturação. A frequência do sinal de excitação é 1,56 GHz. Figura reproduzida a partir da figura 6 de [21]. A linha vermelha é o resultado previsto pelo código secundário, enquanto a linha azul é a previsão do código principal.

harmônicos de cada frequência foram incluídos na simulação. Nota-se que a discrepância é menor (1~1,5 dB) nas extremidades das curvas, enquanto na região central (de -25 a -12 dBm) o código secundário prevê potências maiores (1,5~2 dB para os sinais principais, ~2 dB para os PIm3 e até 5 dB para os PIm5 em -13 dBm) em comparação com o Christine 1D. Essas discrepâncias se devem, principalmente, ao fato de o presente código prever um ganho cerca de 0,5 dB maior do que o Christine 1D na faixa de frequências analisada. Isso faz com que a saturação prevista pelo presente código seja alguns decibéis (~2 dB) adiantada em relação àquela prevista pelo Christine 1D. Esse efeito, verificado nos sinais de excitação, parece ser mais proeminente nos produtos de intermodulação.

De uma forma geral, a concordância entre dos resultados do código secundário deste trabalho e o Christine 1D foi considerada adequada. Nas frequências em torno

Figura 3.9 – Resultado teórico e experimental da amplificação de dois sinais, um em 1,54 GHz e outro em 1,57 GHz, juntamente com seus produtos de intermodulação de 3ª e 5ª ordem. Figura reproduzida a partir da figura 7 de [21]. Os marcadores correspondem ao resultado experimental, enquanto as linhas pretas sectionadas correspondem aos resultados do Christine 1D e as linhas contínuas coloridas correspondem aos resultados do código secundário deste trabalho.

de 1,6 GHz, para a qual os parâmetros de dispersão foram ajustados, as maiores discrepâncias foram da ordem de 0,5 dB nas curvas de transferência e ganho. O código principal deste trabalho apresentou sistematicamente um ganho de 0,9 a 1,7 dB maior que o código secundário. A próxima seção apresenta uma discussão sobre as prováveis causas dessa discrepância.

A curva de deslocamento de fase prevista pelos códigos deste trabalho apresentaram valores até 36% maiores em relação ao resultado experimental e até 65% maiores em relação ao predito pelo Christine 1D. Na região de pequenos sinais e adentrando a região de saturação (potências de entrada até -15 dBm) a previsão dos presentes códigos se manteve em torno do limite superior da reprodutibilidade da medida, o que foi considerado satisfatório. Um comportamento similar foi observado na curva de conversão AM/PM. Os presentes códigos apresentaram discrepâncias substanciais em relação ao Christine 1D, porém em alguns pontos a concordância com o resultado experimental foi excelente.

3.3 Análise da discrepância entre os códigos principal e secundário

Esta seção apresenta comparações entre os dois códigos desenvolvidos neste trabalho, de forma a procurar uma explicação para as discrepâncias entre os mesmos. Basicamente, o código principal (cod-pri) apresenta ganho cerca de 0,9~1,7 dB maior em relação ao código secundário (cod-sec). Como consequência, o desvio de fase previsto na saída também é maior.

A principal diferença entre os dois códigos é que, no cod-pri, a força de carga espacial DC é considerada, enquanto no cod-sec ela é ignorada sob a aproximação em que o feixe se propaga sob um fundo de íons neutralizadores.

A Figura 3.10 apresenta a amplificação da potência em função da posição no circuito de interação. As curvas da esquerda são para operação em regime de pequenos sinais, como indica a potência de entrada de -30 dBm. Por outro lado, as curvas da direita são para operação em regime de grandes sinais, como indica a potência de entrada de -10 dBm. As curvas em preto são as diferenças entre os resultados (cod-pri – cod-sec). Observa-se que, desde o início do circuito de interação, o cod-pri prevê potência maior, até um máximo de, aproximadamente, 1,7 dB em pequenos sinais. Em grandes sinais a diferença cai para 0,9 dB na saída do circuito. A

Figura 3.10 – Amplificação da potência ao longo do comprimento do circuito de interação na região de pequenos sinais (a) e na região de grandes sinais (b). A frequência f_0 é de 1,6 GHz. Os resultados do cod-pri estão em azul, enquanto os resultados do cod-sec estão em vermelho. A curva em preto é a diferença cod-pri – cod-sec.

queda da diferença na região de 0,35 a 0,4 m se deve à diferença de aproximação à saturação apresentada pelos dois códigos. O cod-pri, devido à força de carga espacial DC, prevê uma aproximação mais suave, porém, antecipada em relação ao cod-sec. Em outras palavras, o cod-pri sugere que o circuito de interação começa a saturar antes, porém, de forma mais lenta do que prevê o cod-sec. Desta forma, ocorre a diminuição da diferença entre os resultados observada na saturação Figura 3.10(b).

A oscilação observada na região central do circuito é devida, ao que tudo indica, a variações de impedância na linha de transmissão por causa da aproximação de pequenas perdas utilizada nas equações da linha de transmissão. Nessa região, as perdas não são pequenas e, portanto, a aproximação é pobre.

Resta verificar como a força de carga espacial DC contribui para que a potência do sinal de RF seja até 1,7 dB maior do que no caso em que ela é ignorada. A Figura 3.11 apresenta a energia média do feixe em função da posição no circuito de interação para o caso de operação em pequenos sinais (a) e em grandes sinais (b). Em ambos os casos, percebe-se que o cod-pri prediz uma extração de energia do feixe de até 2,7% maior em relação ao cod-sec. Essa energia adicional extraída do feixe é a causa mais provável do cod-pri prever maior potência de RF no circuito de interação.

A Figura 3.12 apresenta o espaço de fase e a velocidade média do feixe eletrônico ao longo do circuito de interação (a) e em detalhe na região de saturação (b). A força de carga espacial DC atua de forma a dificultar a formação dos agrupamentos eletrônicos, devido à repulsão mútua das partículas igualmente carregadas. Com isso ela se torna uma componente adicional, além do campo elétrico associado à onda progressiva, a mudar a velocidade das partículas do feixe. Observando a Figura 3.12(b) nas posições axiais de 0,35 a 0,36 m, percebe-se que as partículas que estão chegando ao agrupamento eletrônico têm sua velocidade reduzida com maior intensidade de acordo com o cod-pri (curva azul). Não se observa tal redução de velocidade na predição do cod-sec, visto que, nesse código, as únicas componentes atuando sobre as partículas são aquelas associadas às fases de aceleração e desaceleração do sinal fundamental e seus harmônicos. Mais à frente, de 0,37 a 0,38 m, o cod-pri prevê uma maior quantidade de partículas com velocidade abaixo da média, em comparação com o cod-sec. Algumas partículas já começam a ser aceleradas novamente, dando início à saturação. A partir da posição 0,4 m a maior parte das partículas está acelerando novamente, indicando que o circuito já saturou.

Figura 3.11 – Energia média normalizada do feixe eletrônico em função da posição no circuito de interação no regime de pequenos sinais (a) e no regime de grandes sinais (b). As curvas em azul correspondem aos resultados do código principal (cod-pri), enquanto as curvas em vermelho correspondem aos resultados do código secundário (cod-sec). As curvas em preto são a razão cod-sec/cod-pri.

É interessante notar que, no final do circuito de interação, as partículas sob a ação da força de carga espacial DC (cod-pri) estão visivelmente adiantadas em relação àquelas em que essa força não atua (cod-sec). Essa é, provavelmente, uma causa da diferença de fase do sinal de saída observada entre os dois códigos na Figura 3.7.

A Figura 3.13 apresenta a corrente do feixe eletrônico em função do tempo na coordenada de saída do circuito de interação, bem como a sua análise espectral, realizada por transformada rápida de Fourier. Esta é uma forma alternativa de

(a)

(b)

Figura 3.12 – Espaço de fase e velocidade média do feixe eletrônico ao longo de todo o circuito de interação (a) e detalhe da região de saturação (b). As curvas em azul correspondem aos resultados do código principal (cod-pri), enquanto as curvas em vermelho correspondem aos resultados do código secundário (cod-sec).

observar o efeito da força de carga espacial DC no feixe eletrônico. Na Figura 3.13(a)-(b) observa-se que a corrente predita pelo cod-pri tem maior amplitude e está adiantada em relação ao cod-sec. Logo, a corrente induzida no circuito de interação tem as mesmas características e, portanto, a voltagem também terá maior amplitude e apresentará maior desvio de fase.

As análises espectrais mostram que, tanto no regime de pequenos sinais quanto no de grandes sinais, as componentes de frequência previstas pelo cod-pri apresentam maior amplitude em relação às previstas pelo cod-sec.

Tendo em vista como os dois códigos se comparam aos resultados do Christine 1D e aos resultados experimentais, resta esclarecer o motivo do cod-sec apresentar melhor concordância. A explicação mais plausível para esse caso é que, no dispositivo

Figura 3.13 – Corrente do feixe eletrônico em função do tempo na saída do circuito de interação em regime de pequenos sinais (a) e em regime de grandes sinais (b). As respectivas análises espectrais são mostradas em (c) e (d). A frequência do sinal fundamental é de 1,6 GHz.

de teste em questão, a força de carga espacial DC tem influência realmente desprezível. Isso se deve, provavelmente, ao fato de o dispositivo de teste ser relativamente antigo. Com isso a qualidade do vácuo pode não ser a ideal e o feixe eletrônico pode ionizar resíduos gasosos no interior do circuito de interação, formando um fundo de íons neutralizadores, validando a hipótese dos códigos do tipo do cod-sec. Adicionalmente, o feixe eletrônico do dispositivo em questão tem perveância relativamente baixa, em torno de $0,038 \mu\text{Perv} (=0,038 \times 10^{-6} A/V^{3/2})$. A implicação disso é que as forças de carga espacial AC e DC têm pouca influência na dinâmica das partículas. A discrepância entre os resultados dos presentes códigos, observada na Figura 3.4, é menor que 2%. Essa discrepância deve aumentar para dispositivos com perveância maior. A TWT utilizada na parte experimental deste trabalho, tem perveância cerca de 7,6 vezes maior do que aquela utilizada em [21]. Seria de grande importância obter seus parâmetros de construção e realizar simulações na tentativa de reproduzir os resultados experimentais do próximo capítulo.

3.4 Conclusão do Capítulo 3

Neste capítulo, os dois códigos desenvolvidos durante este trabalho para simulação do comportamento eletromagnético da TWT foram testados no sentido de reproduzir resultados teóricos e experimentais disponíveis na literatura. A concordância geral ($>90\%$) apresentada foi considerada satisfatória. Interessante é o fato do código secundário, desenvolvido para simulação multi-sinal, apresentar melhor concordância com os resultados de referência do que o código principal. Este último apresentou, sistematicamente, ganhos de 0,9 a 1,7 dB maior do que o código secundário. Concluiu-se que este é um efeito da consideração da força de carga espacial DC, que era o propósito inicial do código principal. Entretanto, essa força parece ter efeito desprezível no dispositivo de referência. Concluiu-se que a hipótese de um fundo de íons neutralizadores, utilizada em códigos similares ao código secundário, é adequada na TWT em questão. Sugere-se a realização do mesmo tipo de simulação para dispositivos com perveância maior quando for possível.

Capítulo 4

Caracterização Experimental

Este capítulo descreve o trabalho de caracterização experimental de uma TWT disponível no laboratório, que consistiu em medir as características de transferência de potência e fase do dispositivo. Adicionalmente, a produção de produtos de intermodulação de terceira ordem (PIm3) do dispositivo foi caracterizada. O teste de linearização proposto no plano de trabalho não produziu os resultados esperados. As causas são discutidas na última parte deste capítulo, bem como sugestões para eliminá-las e prosseguir com o teste de linearização em um trabalho futuro.

O dispositivo de teste em questão é uma TWT utilizada em um módulo amplificador de operação contínua (CW – *continuous-wave*) para contramedidas eletrônicas. Devido ao fato de não se dispor da fonte de alimentação original, um circuito polarizador dedicado foi construído para a TWT. Nesse circuito, a TWT é alimentada por uma única fonte de alta voltagem dedicada, diferentemente do esquema ideal mostrado na Figura 1.2.

Este capítulo está organizado da seguinte forma. A seção 4.1 descreve a TWT utilizada nos teste e o circuito de polarização, que substitui a sua fonte original. A seção 4.2 lista a instrumentação utilizada nos procedimentos experimentais, bem como os principais componentes de micro-ondas. A seção 4.3 apresenta os procedimentos experimentais juntamente com os resultados das medidas e as discussões sobre os resultados. A seção 4.4 descreve o circuito de teste de linearização construído, apresenta uma análise das suas deficiências e indica como ajustá-lo de forma funcionar corretamente. Por fim, a seção 4.5 apresenta a conclusão deste capítulo.

4.1 Descrição da TWT e do seu circuito de polarização

A TWT caracterizada neste trabalho experimental (Figura 4.1) era empregada em um módulo amplificador CW para contramedidas eletrônicas. Informações sobre a faixa de frequência de operação e potência não estavam disponíveis, o que tornou a tarefa de caracterização mais interessante. Estimava-se que o dispositivo operasse entre 7 e 18 GHz com potência média de 200 W.

Também não havia fonte de alimentação disponível para TWT, pelo que foi necessário construir um circuito de polarização dedicado. Uma fonte de alta voltagem, capaz de fornecer 15 kV e 4 kW de potência, foi utilizada para a polarização da TWT, a partir da qual as voltagens adequadas a cada eletrodo puderam ser obtidas. Devido ao intrincado sistema de polarização do coletor de três estágios da TWT em questão, não foi possível implementar o esquema de recuperação de energia do feixe eletrônico. A energia que, normalmente, seria devolvida à fonte é agora dissipada por resistores em série com os eletrodos do coletor. No entanto, como o foco deste trabalho não é caracterizar a eficiência do dispositivo, os trabalhos experimentais puderam prosseguir adequadamente.

Uma tentativa preliminar de se operar a TWT com os eletrodos do coletor aterrados se mostrou impraticável, pois eles não seriam capazes de dissipar a potência térmica gerada pelo choque dos elétrons à velocidade com que viajam pelo tubo de deriva. Isso evidencia uma das vantagens de se utilizar coletores de múltiplos estágios, que é a substancial redução no seu tamanho, visto que ele precisa dissipar apenas uma fração da energia do feixe eletrônico transformada em calor ao colidir com os eletrodos polarizados negativamente em relação ao potencial de terra. Uma discussão mais aprofundada sobre coletores de múltiplos estágios pode ser encontrada

Figura 4.1 - TWT para contramedidas eletrônicas disponível no laboratório. O exemplar superior está completo e foi utilizado nos trabalhos experimentais. O exemplar inferior está em processo de análise dos parâmetros de construção.

em [7].

A Figura 4.2 ilustra o circuito de polarização experimental da TWT. A fonte de alta voltagem (V_k) é ligada diretamente ao catodo. Uma fonte de baixa voltagem (V_h) para alimentar o filamento foi construída no laboratório. Essa fonte utiliza um transformador com isolamento especial, de forma que ela possa ser elevada pela fonte de alta voltagem até a voltagem de trabalho do catodo. Dois capacitores foram colocados em paralelo com a fonte de alta voltagem para melhorar a filtragem do ruído proveniente da mesma. Os resistores R_{c1} e R_{c2} foram colocados em série com os eletrodos 1 e 2 de forma que, conforme circula corrente, a diferença de potencial gerada sobre eles polariza os eletrodos do coletor com a voltagem correta. A Figura 4.3 apresenta uma fotografia que abrange toda a bancada de testes, bem como detalhes de regiões de menor visibilidade.

Os valores nominais das voltagens e correntes nos eletrodos da TWT de teste são apresentados na Tabela II. A voltagem do catodo é referenciada ao terra (carcaça da válvula), enquanto as outras voltagens são referenciadas ao catodo. Os resistores R_{c1} e R_{c2} , que ligam os eletrodos do coletor ao terra, foram dimensionados dividindo-se a diferença de potencial entre cada eletrodo do coletor e o terra (V_{c1} e V_{c2} ,

Figura 4.2 – Ilustração do circuito de polarização experimental da TWT. As setas indicam os sentidos das correntes eletrônicas. As linhas coloridas representam os cabos coloridos da TWT em questão.

Tabela II – Voltagens e correntes nominais nos eletrodos da TWT de teste. A voltagem no catodo é dada em relação ao terra, enquanto as outras voltagens são dadas em relação ao catodo.

Eletrodo	Voltagem	Corrente
catodo	-9,45 kV	0,266 A
coletor 1	4,91 kV	0,01 A
coletor 2	3,40 kV	0,255 A
filamento	-6,3 V	1,7 A
controle (focalizador)	(OFF) -1,3 kV	0 A
	(ON) 0,0 kV	0 A

respectivamente) pela corrente que circula por cada um. Portanto,

$$R_{c1} = \frac{9,45 \text{ kV} - 4,91 \text{ kV}}{0,01 \text{ A}} = 454 \text{ k}\Omega, 45,4 \text{ W},$$

$$R_{c2} = \frac{9,45 \text{ kV} - 3,40 \text{ kV}}{0,255 \text{ A}} = 23,7 \text{ k}\Omega, 1542 \text{ W}.$$

Evidentemente, esses não são valores de resistência comerciais, portanto associações de resistores foram utilizadas para se alcançar valores próximos. Devido à tolerância dos próprios resistores e ao aquecimento, verificou-se a seguinte variação nos valores das resistências. Antes de ligar o circuito, as resistências medidas “a frio” foram $R_{c1f} = 0,466 \text{ M}\Omega$ e $R_{c2f} = 23,57 \text{ k}\Omega$. Logo após desligar o circuito, as resistências medidas “a quente” $R_{c1q} = 0,475 \text{ M}\Omega$ e $R_{c2q} = 23,68 \text{ k}\Omega$. Esses valores representam uma variação de 2% para R_{c1} e 0,5% para R_{c2} , conforme ambos aquecem devido à dissipação de potência.

Amperímetros analógicos foram construídos e utilizados com o objetivo de se monitorar a corrente que circula em cada ramo do circuito do coletor. Esses medidores foram calibrados para medir em porcentagem (0~150%) da corrente nominal que circula por cada eletrodo, isto é, 100% corresponde a 10 mA no ramo do primeiro eletrodo e a 255 mA no ramo do segundo.

O eletrodo de controle e focalização, utilizado para suprimir e liberar a passagem do feixe eletrônico foi ligado permanentemente ao mesmo potencial do catodo (linha verde na Figura 4.2). Desta forma, o feixe eletrônico sempre tem passagem em direção ao anodo.

O terceiro eletrodo do coletor é internamente ligado ao potencial do catodo e não se tem acesso a ele, a menos que se desmonte a válvula.

(a)

(b)

(c)

(d)

Figura 4.3 – Visão geral da bancada de testes (a) e detalhes do ponto de conexão entre a TWT e o circuito de polarização (b), da fonte do filamento e dos capacitores de filtragem (c), e da base de montagem dos resistores em série com os eletrodos do coletor (d).

A TWT foi montada na sua base original que dispõe de uma interface para troca de calor. Então, o sistema de troca de calor do laboratório foi adaptado para refrigerar a base da TWT, com monitoramento da vazão e das temperaturas de entrada e saída da água. Com isso pôde-se estimar a potência (em watts) dissipada termicamente no coletor, que é dada pela multiplicação da vazão em litros/hora pela diferença de temperatura em graus Celsius e pelo fator 1,16.

4.2 Descrição da instrumentação e componentes adicionais

Esta seção apresenta uma descrição básica dos principais instrumentos de medição e componentes do aparato experimental utilizado neste trabalho.

- *Analísador Vetorial de Rede:* O laboratório dispõe de dois analisadores vetoriais de rede, um Agilent N5230A e um Agilent N5230C, mostrado na Figura 4.3(a). Ambos são modelos de utilização geral com capacidade de varredura de potência e medidas no domínio do tempo. Ambos possuem 2 portas, mas o modelo N5230A tem alcance de frequência de 300 kHz a 13,5 GHz, enquanto o modelo N5230C pode operar entre 10 MHz a 20 GHz. Pelo seu maior alcance em frequência, este último foi utilizado durante este trabalho experimental.
- *Geradores de Sinal:* Dois geradores de sinal analógicos Agilent MXG N5183A foram utilizados no circuito de verificação da produção espectral e testes de linearização. Eles são capazes de produzir sinais de micro-ondas de 100 kHz a 20 GHz com amplitudes de até 14 dBm e de modular o sinal em amplitude, frequência, fase ou em largura de pulso. Eles podem ser vistos na Figura 4.3(a), acima do analisador vetorial de rede.
- *Analísador de espectro:* O analisador de espectro utilizado neste trabalho é um Agilent MXA 9020A, capaz de operar de 20 Hz a 26,5 GHz. Ele pode ser visto na Figura 4.3(a) do lado direito do circuito de teste de linearização.
- *Fonte de alta voltagem:* A fonte de alta voltagem utilizada neste trabalho foi uma a.l.e. systems 402L-15kV-NEG-DC (Figura 4.3(a) no canto inferior esquerdo), capaz de fornecer uma potência máxima de 4 kW com uma voltagem de 15 kV. Essa fonte é originalmente destinada a aplicações que envolvem carregamento capacitivo, então a opção DC adiciona um filtro à sua saída. Durante os testes preliminares, foi verificada a necessidade de se melhorar a filtragem. Para tanto, utilizou-se 2 capacitores de 0,25 μ F 10kV em paralelo com a saída da fonte.
- *Fonte de alimentação do filamento:* A fonte de alimentação do filamento foi construída no próprio laboratório utilizando um transformador abaixador (220V para 12V) com isolamento de 10 kV e um regulador LM350T, além de outros componentes comuns às fontes lineares de baixa voltagem. As especificações mínimas de voltagem e corrente constam na Tabela II. A fonte construída apresentou excelente regulação durante todo o trabalho experimental. A oscilação

máxima observada na voltagem de saída foi de 6,29 a 6,31 V em diferentes dias de medidas. Essa fonte pode ser vista na Figura 4.3(c).

- *Fonte de alimentação dos amplificadores a estado sólido:* Uma terceira fonte de alimentação, também construída no laboratório foi utilizada na alimentação dos amplificadores a estado sólido do circuito de teste de linearização e pode ser vista na Figura 4.3(a) acima do analisador de espectro. Essa fonte tem voltagem variável de 1,3 a 29 V e potência de 120 W. A faixa de alimentação dos amplificadores do circuito de teste vai de 15 a 18 V. Conforme o número de amplificadores ligados (1 a 4), a voltagem fornecida pela fonte variou até 2%, entretanto, uma vez estabelecido o número de amplificadores ligados, não se verificou variação mensurável na voltagem.
- *Acoplador direcional:* Devido à relativamente alta potência de saída da TWT em teste, que em algumas frequências produziu até 55 dBm (~316 W) de potência, utilizou-se um acoplador direcional para coletar uma amostra do sinal de saída. O guia de saída da TWT (padrão WRD650) tem um acoplador direcional que coleta uma amostra de -56 dB do sinal refletido da carga, que pode ser visto na Figura 4.1. Portanto, utilizou-se o guia retirado daquele exemplar desmontado, conectando-o de forma invertida na saída da TWT de teste como mostra a Figura 4.3(a). Devido ao fato de o laboratório não possuir um kit de calibração no padrão WRD-650, a caracterização do acoplador direcional incluiu um adaptador do padrão WRD-650 para SMA, como mostrado na Figura 4.4. Esse adaptador foi retirado de outro módulo amplificador semelhante, mas que opera em modo pulsado. Logo, o resultado da curva de resposta do acoplador direcional, mostrado na Figura 4.5 contém não apenas a resposta do acoplador direcional, mas também a do adaptador. Adicionalmente, contém também a resposta de duas curvas de 90° SMA utilizadas na saída do acoplador para possibilitar a conexão com o cabo do analisador vetorial de rede. O resultado da medida para o módulo do

Figura 4.4 – Montagem para a caracterização do acoplador direcional. A resposta do adaptador WRD-650 para SMA está inclusa no resultado.

Figura 4.5 – Resposta do conjunto mostrado na Figura 4.4 com relação ao módulo do coeficiente de transmissão S_{21} e padrão de onda estacionária no conector SMA da saída (VSWR).

coeficiente de transmissão do conjunto indica que a amostra de sinal coletada tem amplitude entre -55 e -57 dB abaixo do sinal de excitação ao longo da maior parte da banda analisada. Os pontos em que o coeficiente de transmissão se distancia de -56 dB coincidem com os picos de reflexão de sinal na saída, como indica a curva do padrão de onda estacionária (VSWR). Esse comportamento pode ser devido à resposta dos outros componentes, sobretudo às curvas de 90° na saída do acoplador direcional. No entanto, as curvas também foram utilizadas durante todas as medidas, então elas foram consideradas como parte do acoplador direcional. O problema está no fato de a curva de $|S_{21}|$ na Figura 4.5 conter também a resposta do adaptador WRD-650 para SMA, que não fez parte das medidas. Por causa disso, os resultados das medidas de potência de saída e ganho da TWT não foram somados à resposta do conjunto do acoplador direcional (Figura 4.5). Em vez disso, foram definidas as unidades alternativas de potência dBm^* e ganho dB^* , que significam que o valor em questão dista do real pela resposta do conjunto acoplador direcional mais as curvas de 90° SMA, que é uma função da frequência. De maneira grosseira, pode-se somar $56^{+1}_{-0,5}$ dB ao resultado de potência ou ganho para que se tenha uma estimativa do resultado real.

- *Carga casada:* A carga casada utilizada para transformar o sinal amplificado em calor é uma E.C.I. Telecon Inc. ODL650-6, com número de série 280 (Figura 4.4). Não foram encontradas informações sobre essa carga, mesmo na internet. Comparando as dimensões com modelos encontrados na internet estima-se que ela seja capaz de dissipar cerca de 500 W, continuamente. Devido à falta de um kit de calibração padrão WRD-650, não foi possível caracterizar a perda de retorno da carga em questão. Um procedimento semelhante ao da caracterização do acoplador direcional caracterizaria apenas a perda de retorno do adaptador WRD-650 SMA que, em geral, é menor do que a de uma carga casada. O modelo similar encontrado na internet apresenta VSWR máximo de 1,10 entre 6,5 e 18 GHz.

4.3 Procedimentos experimentais

Esta seção descreve os procedimentos experimentais realizados durante as medidas das características de transferência de potência e fase do dispositivo de teste.

4.3.1 Procedimento de operação da bancada de testes

---

1. Configurar o aparelho de ar condicionado do laboratório para $23 \pm 1^\circ\text{C}$ em ventilação máxima e ligar a instrumentação necessária ao procedimento, isto é, analisador vetorial de rede, geradores de sinais e analisador de espectro, para climatização. A temperatura do laboratório foi ajustada abaixo dos tradicionais 25°C por causa do calor gerado pelos resistores de coletor.
2. Ligar o trocador de calor que fica na parte externa do laboratório e é composto por uma bomba de água e dois refrigeradores. Dependendo das condições climáticas do dia, a temperatura da água pode atingir cerca de 11°C e haver forte condensação sobre o corpo da TWT e sua base. Nesses casos, recomenda-se ligar apenas um dos refrigeradores, juntamente com a bomba de água.
3. De volta ao laboratório, abrir totalmente o retorno do circuito de refrigeração e, então, abrir completamente a entrada. O medidor de vazão deve estabilizar em torno de 65~70 l/h.
4. Ligar o filtro de linha que alimenta a bomba de água auxiliar, os medidores de temperatura da água, as ventoinhas dos resistores e as fontes do filamento e dos amplificadores do circuito de linearização.

5. Ligar a fonte do filamento. Ela já está pré-ajustada para a voltagem correta, mas é recomendável sempre verificar com um voltímetro, visto que a fonte não possui mostrador. Aguardar o período de aquecimento do filamento, que é de, aproximadamente, 5 minutos.
6. Calibrar a instrumentação se necessário. O analisador vetorial de rede é o instrumento de medição que necessita de calibração, de acordo com a faixa de frequência da medida, cabos e conectores utilizados.
7. Conectar a instrumentação adequada na TWT, isto é, analisador vetorial de rede ou gerador de sinais e analisador de espectro.
8. Ligar a fonte de alta voltagem e ajustar um valor de voltagem abaixo de 10 kV. A chave de controle deve estar na posição “local” e, pressionando o botão “view set”, pode-se pré-ajustar a voltagem de saída da fonte. Neste ponto a alta voltagem ainda não está sendo aplicada ao circuito.
9. Habilitar a alta voltagem pressionando o botão “HV ON”. Perceba-se que a voltagem aplicada ao circuito, mostrada no voltímetro da fonte, é menor do que aquela pré-ajustada. Efetuar a correção com a alta voltagem em operação. Verificar que os amperímetros dos eletrodos dos coletores mostrarão valores entre 0 e 100% para voltagens entre 3,5 e 9,5 kV, aproximadamente.
10. Executar o procedimento de medida planejado. Neste ponto, a TWT está funcionando em modo DC, isto é, apenas formando, acelerando e coletando o feixe eletrônico. A cobertura do coletor deve se tornar morna, indicando a dissipação térmica de energia do feixe eletrônico. A carga não deve esquentar, visto que ainda não há sinal de RF sendo amplificado.

Os seguintes resultados são pertinentes ao funcionamento da TWT em regime DC, ou seja, apenas com relação à polarização da mesma. Eles foram obtidos variando a alta voltagem e anotando todas as leituras que a bancada de teste fornece após a estabilização do sistema de refrigeração. Esse tempo de espera foi de cerca de 5 minutos.

A Figura 4.6 apresenta a corrente do catodo de TWT de teste, medida pelo medidor da fonte de alta voltagem, e a perveância do canhão eletrônico associada em função da voltagem aplicada. A perveância, dada em $\mu\text{Perv} = AV^{-3/2}/10^{-6}$, apresenta uma oscilação de 3,5% em torno do valor médio até 4 kV, a partir do qual ela começa a tender ao valor de 0,28 μPerv em 8,5 kV. O valor nominal para a perveância é de

Figura 4.6 – Corrente do catodo em função da voltagem aplicada e consequente perveância associada ao canhão da TWT de teste.

0,29 μPerv , que não foi atingido porque a corrente máxima medida em $V_k = -9,45$ foi de 0,258 A, 3% abaixo dos 0,266 A nominais. Essa variação é considerada pequena e pode refletir o tempo de vida do catodo já gasto enquanto estava em operação. O resultado expresso na Figura 4.6 teve reprodutibilidade excelente, apresentando variação abaixo de 1% mesmo em diferentes dias de medida.

A Figura 4.7 apresenta a corrente nos eletrodos 1 e 2 do coletor da TWT. As curvas em vermelho representam a leitura, em %, nos amperímetros que monitoram a corrente nos eletrodos multiplicada pela corrente nominal. As curvas em azul representam a divisão da voltagem medida sobre cada eletrodo pela média (frio e quente) das respectivas resistências em série. Até cerca de 3,0 kV, não se mediu corrente chegando aos eletrodos do coletor. Isso se deve ao fato de haver uma corrente mínima para que o arranjo de imãs permanentes funcione adequadamente e a corrente possa atravessar o tubo de deriva. Nesse nível de voltagem praticamente toda a corrente é absorvida pelo corpo da TWT. A medida dessa corrente implicaria em isolar toda a base da TWT, o que seria difícil e arriscado e, portanto, não foi feito.

Figura 4.7 – Corrente nos eletrodos 1 e 2 do coletor da TWT em função da voltagem aplicada ao catodo. Na legenda, o símbolo [%] indica o valor medido diretamente nos amperímetros, enquanto a sua ausência indica os valores obtidos pela divisão da voltagem sobre o eletrodo pela média da resistência em série.

Figura 4.8 – Porcentagem da corrente do catodo que chega ao coletor em função da voltagem no catodo.

A Figura 4.8 apresenta a percentagem de corrente transmitida ao longo da TWT em função da voltagem aplicada ao catodo. Esse percentual foi obtido

somando-se as correntes de coletor e dividindo o resultado pela corrente do catodo. Como antes, a curva em vermelho foi obtida pelas leituras dos amperímetros em cada ramo do coletor, enquanto a curva em azul foi obtida pela lei de Ohm. Verifica-se que há transmissão apreciável de corrente até o coletor somente após 3 kV e que ela cresce rapidamente até 6,5 kV, atingindo cerca de 90%. A partir desse ponto, a transmissão volta a cair para 80% em 7 kV para, então, atingir o máximo de 9 kV em diante. No entanto, observa-se que há um erro na medida da corrente dos coletores ou do catodo, pois a transmissão máxima apresenta um erro de 1,8% acima dos 100%. Se a fonte do erro estivesse na corrente de coletor, ela estaria afetando dois tipos de medidas diferentes da mesma forma, o que foi considerado improvável. Por outro lado, o amperímetro da fonte de alta tensão deveria estar apresentando em erro entre 2 e 3% para produzir o resultado observado. Visto que o objetivo desta parte do trabalho experimental não era o de obter as medidas mais precisas, mas sim garantir que o circuito estava funcionando adequadamente, não houve aprofundamento nessa investigação. Admitiu-se que os erros estão dentro de uma margem de tolerância aceitável.

A Figura 4.9 apresenta o balanço de potências em operação DC em função da

Figura 4.9 – Balanço de potências aplicada e dissipada no circuito de polarização da TWT sob condições de operação DC, isto é, sem amplificação.

voltagem do catodo. Esse resultado não contempla a potência aplicada e dissipada no filamento, que é de 10,7 W. A curva em preto representa a potência aplicada, obtida pela multiplicação da voltagem pela corrente do catodo. A curva em verde é a potência dissipada pelo sistema de refrigeração no coletor, obtida pela multiplicação da vazão da água em l/h pela diferença de temperatura em °C e por 1,16. A curva em azul representa a potência dissipada pelos resistores. A soma das potências dissipadas é representada pela curva em vermelho. A razão da potência dissipada pela aplicada é dada pela curva em roxo.

O primeiro ponto interessante desse resultado é que de 9 a 9,5 kV a potência dissipada no coletor cai e se mantém constante. Esse fenômeno foi observado com total repetitividade. Como o coletor deve ter sido projetado para ter seu máximo desempenho nessa faixa de voltagem (e, conseqüentemente, corrente), provavelmente os elétrons se distribuem e são capturados pela superfície dos eletrodos de maneira mais suave, provocando menor geração de calor.

O segundo ponto é que a potência dissipada total (refrigeração + resistores) é cerca de 12% menor do que a potência aplicada. A parcela que falta deve ser a responsável por aquecer a carcaça do coletor e deixá-la morna, mesmo sob forte refrigeração.

Observou-se que os medidores de temperatura apresentam um erro entre si de 0,1 a 0,2 °C mesmo quando não há potência alguma sendo dissipada. Esse erro tende a influenciar principalmente as medidas de baixa dissipação térmica e pode ser a principal causa da oscilação observada na curva da razão de potências até 4,5 kV.

4.3.2 Ganho e potência de saída em função da frequência

A Figura 4.10 apresenta uma fotografia da conexão do analisador vetorial de rede (AVR) na TWT para a realização da caracterização mono-sinal, isto é, a resposta do dispositivo quando excitado por uma única portadora de cada vez. O ARV é conectado à TWT pelos seus dois cabos mais dois adaptadores APC-7 APC-3,5. Antes da conexão, executa-se o passo 6 da rotina de operação da bancada de testes, que é a calibração do AVR. Para se executar a calibração, as configurações de faixa de frequência, potência de excitação, número de pontos de medida e técnicas de redução de ruído devem estar definidas. As configurações utilizadas durante as medidas foram:

Figura 4.10 – Conexão do analisador vetorial de rede (AVR) na TWT para as medidas de ganho e potência de saída com varredura em frequência e em potência de entrada. Nesta foto o AVR está configurado para medir o ganho de 6 a 18 GHz.

- Faixa de frequência: A faixa de frequência analisada foi de 6 a 18 GHz, que forma duas oitavas e constitui uma banda extremamente larga.
- Potência: A potência utilizada na calibração foi aquela pré-ajustada no AVR, -5 dBm. Visto que a potência máxima medida na saída do acoplador direcional não ultrapassaria 0 dBm, considerou-se o valor padrão como um bom valor entre a região de pequenos sinais e grandes sinais.
- Número de pontos de medida: Foram utilizados 51 pontos de medidas, que foi considerado um bom compromisso entre resolução do resultado e velocidade de execução da medida, tendo em vista o tamanho da banda. Em alguns casos o número de pontos foi aumentado para 201 com o objetivo de se verificar detalhes das curvas.
- Redução de ruído: Configurou-se a largura de banda do filtro de IF para 1 kHz. O AVR converte o sinal recebido de sua fonte para uma frequência intermediária (IF) mais baixa. A largura de banda do filtro passa-banda IF é ajustável de 40 kHz até um mínimo de 1 Hz. Reduzindo a largura de banda do receptor IF, reduz-se o efeito do ruído em uma medição. No entanto, quanto menor a largura de banda do filtro de IF, mais demorada se torna a medida. Adicionalmente, configurou-se o AVR para mostrar a média das 10 medidas anteriores. Em alguns casos, como as medidas de fase, que são em geral mais susceptíveis a ruído, utilizou-se a média das 30 medidas anteriores. Deve-se tomar o cuidado de garantir que o mínimo de medidas necessárias à média tenha sido realizado sem perturbações para que se possa salvar o resultado.

Os graus de liberdade para variação de parâmetros nesse tipo de medida são o valor da voltagem de aceleração do feixe (V_k) e a potência de entrada do sinal de excitação. Com isso, é possível caracterizar os níveis de sincronismo da válvula e suas regiões de pequenos e grandes sinais. Os resultados a seguir caracterizam o ganho e a potência de saída da TWT de teste ao longo da banda analisada. Eles foram obtidos medindo-se, respectivamente, o módulo do coeficiente de transmissão S21 e a leitura absoluta do receptor da porta 2 do AVR.

A Figura 4.11 apresenta o ganho de pequenos sinais em função da frequência para várias voltagens de aceleração do feixe eletrônico. A potência de entrada nessa medida foi ajustada para -20 dBm. A voltagem V_k foi variada em torno do valor nominal de -9,45 kV e em torno de -9,00 kV, que se mostrou o valor produz o maior ganho de pequenos sinais. Adicionalmente, o ganho tem menor atenuação na parte alta da banda para $V_k = -9,00$ kV, em comparação com a voltagem nominal. Na parte inferior da banda, a atenuação é muito semelhante nos dois casos.

A banda passante, região em que o ganho varia entre o máximo e 3 dB abaixo dele, para a voltagem nominal vai de 9 a 13 GHz, aproximadamente, enquanto para $V_k = -9,00$ kV fica entre 9 a 14 GHz. Expressando o ganho em dB, segundo a definição de dB* dada anteriormente, pode-se estimar o ganho máximo para a

Figura 4.11 – Ganho de pequenos sinais ($P_{in} = -20$ dBm) em função da frequência para várias voltagens de aceleração do feixe eletrônico, ou seja, várias condições de sincronismo. O ganho é dado em dB*, como definido na seção 4.2.

voltagem nominal igual a $56_{-0,5}^{+1}$ dB, enquanto para $V_k = -9,00$ kV esse valor é de $60_{-0,5}^{+1}$ dB.

A Figura 4.12 apresenta a mesma curva de ganho da figura anterior, porém em regime de grandes sinais. A potência de entrada foi ajustada para 5 dBm de forma a garantir que a TWT esteja operando sob saturação na maior parte da banda, senão em toda ela. Nessas condições, a TWT operando com a voltagem nominal apresenta maior ganho (saturado) de 8 a 14 GHz, que é uma porção significativa da banda. No entanto, nas extremidades da banda, a operação com $V_k = -9,00$ kV ainda produz um melhor resultado.

A Figura 4.13 apresenta a potência de saída saturada em função da frequência para $V_k = -9,45$ kV e $V_k = -9,00$ kV. Como visto na curva de ganho saturado, a potência de saída saturada para $V_k = -9,45$ kV é maior na região central da banda e cai mais abruptamente nas extremidades, sobretudo na extremidade superior, em relação à curva para $V_k = -9,00$ kV. Esta última, por sua vez, apresenta melhor distribuição da potência ao longo da banda.

Esses resultados sugerem, a princípio, que $V_k = -9,00$ kV é uma voltagem mais adequada para operação da TWT, pois produz melhor distribuição da potência ao longo da banda além de maior ganho em pequenos sinais. No entanto, a voltagem nominal é $V_k = -9,45$ kV, indicando que o comportamento escolhido pelo projetista

Figura 4.12 – Ganho saturado ($P_{in} = 5$ dBm) em função da frequência para várias voltagens de aceleração do feixe eletrônico.

Figura 4.13 – Potência de saída saturada em função da frequência para a voltagem de aceleração nominal e -9,00 kV, que é a voltagem que produz o maior ganho de pequenos sinais.

para esta TWT foi o de maior potência em uma banda mais estreita. Parece ser uma técnica comum em TWT de banda larga, procurar o maior ganho possível para, posteriormente, sacrificar uma fração desse ganho em prol da largura de banda utilizando um equalizador. De fato, o módulo amplificador que emprega a TWT em questão utiliza um equalizador antes da TWT. Visto que o escopo do trabalho se restringe a caracterizar apenas a TWT, não se investiu tempo na caracterização de tal equalizador.

A Figura 4.14 apresenta as últimas medidas de ganho em função da frequência, que mostram a influência da potência de entrada e, portanto, permitem apreciar a compressão de ganho conforme o ponto de trabalho varia da região de pequenos sinais para a de grandes sinais. A Figura 4.14(a) diz respeito à voltagem de aceleração nominal, isto é, $V_k = -9,45$ kV. Percebe-se que, para potências de entrada até da ordem de -5 dBm, quase não há compressão de ganho ao longo de toda a banda. A partir desse ponto, nota-se que o ganho sofre uma apreciável compressão no centro da banda, mas também uma expansão na parte superior. Para uma potência de entrada de 5 dBm, por exemplo, observa-se uma expansão de até 5 dB, aproximadamente, entre 14 e 17 GHz. Por outro lado, para a $V_k = -9,00$ kV (Figura 4.14(b)), observa-se uma compressão de ganho mais uniforme ao longo da banda.

(a)

(b)

Figura 4.14 – Ganho em função da frequência para vários nível de potência de entrada. Em (a) a voltagem de aceleração é a nominal $V_k = -9,45$ kV, enquanto em (b) $V_k = -9,00$ kV.

Por outro lado, observa-se compressão apreciável no centro da banda a partir de -10 dBm e uma compressão substancial (~ 2 dB) já em -5 dBm. Isso significa que, nessa voltagem de aceleração, as potências de entrada relativas às regiões de pequenos e de grandes sinais são cerca de 5 dB menores do que no caso anterior. A próxima

seção explora melhor a questão da resposta da TWT em função da potência de entrada.

4.3.3 Curvas de transferência de potência, fase e compressão de ganho

Para a obtenção das curvas de transferência, a única mudança a ser feita, em relação ao procedimento anterior, é configurar o AVR para varredura em potência e escolher uma frequência fixa para cada medida.

A Figura 4.15 apresenta as curvas de transferência de potência para 9 frequências escolhidas ao longo da banda analisada. A Figura 4.16 mostra as curvas de compressão de ganho (a) e de desvio de fase relativo (DFR)(b) em função da potência de entrada. Nessas medidas, a voltagem de operação foi a nominal ($V_k = -9,45$ kV). Observa-se que as potências de entrada que saturam a TWT diminuem no centro da banda, variando em torno de 3 dBm, enquanto nas extremidades ficam acima de 6 dBm. A maior potência de saída verificada nessa medida foi registrada em 13 GHz com potência de entrada de 7 dBm e potência de saída, considerando a resposta do acoplador direcional (Figura 4.5) em 13 GHz, em torno de 54,5 dBm, que é igual, aproximadamente, a 282 W. As curvas de potência e ganho apresentam, principalmente nas frequências da parte superior da banda, inflexão positiva, isto é, no sentido de aumento do ganho no começo da região de

Figura 4.15 – Potência de saída em função da potência de entrada para 9 frequências ao longo da banda analisada. A voltagem de operação é a nominal $V_k = -9,45$ kV.

Figura 4.16 – Curvas de compressão de ganho (a) e de desvio de fase relativo (b) em função da potência de entrada para 9 frequências ao longo da banda analisada.

A TWT de teste opera com a voltagem nominal $V_k = -9,45$ kV.

grandes sinais.

Esse comportamento é típico de uma TWT operando em sincronismo distante, isto é, com a velocidade do feixe eletrônico mais de 5% maior do que a velocidade da onda lenta no circuito de interação [24]. Essa técnica visa justamente conseguir ganho

e potência adicional pelo retardamento (em potência de entrada) da saturação do dispositivo à custa de alguma largura de banda. Isso vem a corroborar com a ideia de que o circuito de interação tenha sido projetado para operar em torno de -9 kV.

Um fenômeno incomum observado nas curvas de transferência é a excessiva oscilação observada no começo das regiões de grandes sinais. Essas oscilações parecem sutis nas curvas de transferência de potência, mas são claramente observadas nas curvas de ganho e fase. Ressalta-se que, na obtenção desses resultados, o AVR estava configurado para mostrar a média das últimas 30 medidas. Adicionalmente, as oscilações foram reproduzíveis em todas as medidas e se tornaram mais pronunciadas com o aumento do número de pontos da medida. Esse fenômeno não foi observado nos trabalhos experimentais de referência e ainda necessita de uma investigação mais profunda. A maior implicação desse fenômeno é que as curvas de conversão AM-AM e AM-PM apresentam grandes oscilações na região de transição do regime linear para o saturado, como exemplifica a Figura 4.17 para a conversão AM-AM e a Figura 4.18 para a conversão AM-PM.

As próximas curvas de transferência são relativas à operação com voltagem de aceleração igual a -9 kV. A Figura 4.19 apresenta a potência de saída e o ganho em função da potência de entrada, semelhantemente ao caso anterior. Observa-se,

Figura 4.17 – Conversão AM-AM para 4 frequências ao longo da banda. Essas curvas exemplificam o nível de oscilação do resultado na região de transição do regime linear para o saturado. $V_k = -9,45$ kV.

Figura 4.18 - Conversão AM-PM para 4 frequências ao longo da banda. Essas curvas exemplificam o nível de oscilação do resultado na região de transição do regime linear para o saturado. $V_k = -9,45$ kV.

entretanto, que, para $V_k = -9,00$ kV, não ocorre a inflexão positiva na curva de ganho, como observado anteriormente. Isso indica que, nessa voltagem, a TWT opera em sincronismo próximo, isto é, a velocidade do feixe eletrônico é, no máximo, cerca de 5% maior do que a da onda progressiva no circuito de interação. Com isso, consegue-se melhor distribuição do ganho ao longo da banda, ao custo de alguma potência de saída devido à saturação adiantada, como os resultados anteriores mostraram.

A maior potência de saída observada nessa medida foi registrada em 13 GHz com potência de entrada de 3,8 dBm, que produziu cerca de 53,9 dBm, que é igual a 245 W. Esse valor é 13% menor do que o obtido na mesma frequência para $V_k = -9,45$ kV. Observa-se, também, que a compressão de ganho começa em torno de -12 dBm, 9 dB abaixo dos -3 dBm observados na Figura 4.16(a).

A Figura 4.20 apresenta o desvio de fase relativo em função da potência de entrada para as mesmas frequências analisadas até aqui. Comparando este resultado com aquele da Figura 4.16(b), curva a curva, pode parecer que a -9 kV produz um desvio de fase maior. No entanto, quando se considera o nível de compressão de ganho, verifica-se que ambas as voltagens produzem aproximadamente o mesmo

Figura 4.19 - Potência de saída (a) e ganho (b) em função da potência de entrada para 9 frequências ao longo da banda analisada. $V_k = -9,00$ kV.

resultado no regime linear. Porém, na região de compressão e saturação a voltagem de -9 kV produz um desvio de fase menor, como indica a Figura 4.21.

A oscilação das curvas de transferência na região de transição entre regime linear a regime de saturação também é observada para $V_k = -9,00$ kV. Neste caso, a

Figura 4.20 – Desvio de fase relativo em função da potência de entrada para 9 frequências ao longo da banda analisada. $V_k = -9,00$ kV

oscilação é mais suave, porém ainda suficiente para tornar as curvas de conversão AM-AM e AM-PM bastante confusas na região de compressão de ganho. Portanto, esses resultados foram omitidos, visto que não seriam de grande valia.

De acordo com os resultados apresentados, a voltagem de aceleração de -9,00 kV parece ser mais vantajosa também no quesito de transferência de fase.

Figura 4.21 – Desvio de fase relativo em função da potência de entrada relativa à saturação considerando duas frequências e dois valores de V_k .

4.3.4 Produção espectral de produtos de intermodulação de 3ª ordem

---

Neste procedimento experimental, são utilizados os geradores de sinal para alimentar a entrada da TWT e o analisador de espectro para realizar as medidas de amplitude dos sinais na saída. Os seguintes passos foram seguidos para essa medida:

1. Combinar a saída dos dois geradores de sinal utilizando o divisor de potência mini circuits ZFRSC-183+ como um combinador.
2. Conectar a saída do combinador ao analisador de espectro e ajustar as amplitudes dos dois sinais para o valor desejado.
3. Desconectar o cabo do analisador de espectro e conectar na entrada da TWT.
4. Conectar a saída do acoplador direcional na entrada do analisador de espectro.
5. Habilitar o sinal nos geradores e registrar a medida no analisador de espectro.

Devido às perdas no combinador e nos cabos, o valor de potência ajustado nos geradores de sinal não são os mesmos na entrada da TWT. Por isso, se faz necessário medir o sinal de entrada antes de injetá-lo na TWT (passo 2). A conexão do combinador até a entrada da TWT deve ser realizada com o mesmo comprimento de cabo coaxial utilizado para medir o sinal combinado.

Neste procedimento, as potências de entrada são aquelas que provocam 1 dB de compressão de ganho. Essas potências foram obtidas pela análise das curvas de compressão de ganho mostradas anteriormente.

A Figura 4.22 apresenta a produção espectral de produtos de intermodulação de 3ª ordem (PI_{m3}) a 1 dB de compressão de ganho para várias frequências ao longo da banda analisada. O resultado em (a) se refere à voltagem de aceleração nominal, enquanto o resultado em (b) se refere à $V_k = -9,00$ kV. Em (a) não se conseguiu atingir a potência de entrada que provoca a 1 dB de compressão de ganho nas frequências em torno de 8, 14 e 15 GHz devido às perdas no conjunto combinador mais cabos. Em (b) essas potências são de 8 a 10 dB menores, como visto na seção anterior, portanto não houve problemas na obtenção das mesmas. O espaçamento de frequência entre as portadoras foi de 10 MHz em todas as medidas. Portanto, os PI_{m3} aparecem 10 MHz abaixo e acima das frequências das portadoras.

Os PI_{m3} na Figura 4.22(a) apresentam amplitude relativa média de -8 dBc, com amplitudes mínima e máxima de, respectivamente, -9,08 dBc em 10,02 GHz e -5,8 dBc em 12,99 GHz. Por outro lado, os PI_{m3} na Figura 4.22(b) apresentam amplitude relativa média de -13,5 dBc, com amplitudes mínima e máxima de,

(a)

(b)

Figura 4.22 – Produção espectral de produtos de intermodulação de 3ª ordem para frequências escolhidas ao longo da banda analisada. Em (a) a voltagem de aceleração é a nominal (-9,45 kV), enquanto em (b) $V_k = -9,00$ kV.

respectivamente, -15,94 dBc em 11,02 GHz e -11,84 dBc em 14,99 GHz. Esses números, mais uma vez, revelam o compromisso que se assume com a potência de saída ou com a linearidade e largura de banda ao ajustar a voltagem de aceleração do feixe eletrônico.

A Figura 4.23 apresenta as curvas de transferência de potência para duas portadoras, uma em 11 e outra em 11,01 GHz, e seus PIm3. Como antes, as voltagens de aceleração são os parâmetros dessa curva. Esse resultado permite comparar as taxas de crescimento entre as portadoras e os PIm3. No regime de pequenos sinais, os

Figura 4.23 – Curva de transferência de potência para duas portadoras, em 11 e 11,01 GHz, e seus produtos de intermodulação de 3ª. ordem. $V_k = -9$ e $-9,45$ kV são os parâmetros dessa curva.

PIm3 têm uma taxa de crescimento maior do que as portadoras. Tipicamente, as portadoras apresentam cerca de 1 dB/dB, enquanto os PIm3 apresentam 3 dB/dB.

Os resultados experimentais apresentados até aqui podem ser obtidos em outras frequências e outros níveis de potência, de forma a atender à necessidade do operador. Além disso, esses resultados exemplificam o potencial da bancada de testes construída para a caracterização de TWT. Sugere-se, para trabalhos futuros, comparar os resultados das outras TWT similares ao modelo de teste. No capítulo de conclusão há uma série de sugestões de investigações experimentais adicionais que podem ser realizadas utilizando a bancada de testes construída.

4.4 Teste de Linearização

Após verificar os níveis dos produtos de intermodulação gerados pela TWT devido ao seu comportamento não linear, o objetivo do teste de linearização é o de reduzir suas amplitudes utilizando a técnica de injeção de sinais. Para tanto, construiu-se o circuito de micro-ondas apresentado de forma esquemática na Figura 4.24 e fotográfica na Figura 4.25. A função desse circuito é gerar, a partir das portadoras, PIm3 artificiais com fase e amplitude controlada e somá-los ao sinal a ser

amplificado. Para uma combinação ótima de fase e amplitude dos PIm3 artificiais haverá atenuação dos PIm3 naturais.

O funcionamento do circuito é simples. Os sinais com frequências f_1 e f_2 são divididos em quatro ramos por divisores de potência (Mini Circuits ZFRSC-123+ e ZFRSC-183+). Nos ramos centrais, as frequências são dobradas por dobradores (Mini Circuits ZX90-2-50+). Os sinais com frequência dobrada ($2f_1$ e $2f_2$) são então multiplicados, utilizando misturadores (Mini Circuits ZX05-73L+), pelos sinais originais. Com isso, as frequências $2f_1 - f_2$ e $2f_2 - f_1$, que correspondem aos produtos de intermodulação de terceira ordem dos sinais originais, são produzidas nos ramos centrais. Todos os quatro sinais passam por atenuadores de passo (Narda 4745-69) e por amplificadores de potência (Mini Circuits ZVE-3W-183+ para as portadoras e ZVE-3W-83+ para os PIm3) para controle de sua amplitude. Os PIm3 passam ainda por um defasador (Narda 3753B) e por um atenuador de precisão (Narda 792F) para

Figura 4.24 - Diagrama esquemático do circuito de teste de linearização por injeção de sinais.

Figura 4.25 - Fotografia do circuito de teste de linearização por injeção de sinais montado sobre uma chapa de alumínio.

um preciso controle de sua fase e amplitude. Antes de ir para a TWT, os quatro sinais são somados em um combinador de potência (Mini Circuits ZN4PD1-50+).

Apesar de essa técnica ter sido empregada com êxito em [12], o circuito construído não foi capaz de promover a atenuação dos PIm3 por meio de linearização. O resultado observado foi que a atenuação dos PIm3 era acompanhada de atenuação nas portadoras. Logo, não se poderia afirmar que houve linearização, pois a redução na amplitude das portadoras caracteriza a “operação em recuo”. Para haver linearização é necessário que os PIm3 sejam atenuados e as portadoras sofram algum ganho de potência.

Uma investigação mais criteriosa do circuito revelou que a principal causa de ele não funcionar adequadamente é que, conforme a fase e a amplitude do sinal nos ramos dos PIm3 eram variadas, as amplitudes das portadoras também o eram. Particularmente, as variações no ramo de $2f_1 - f_2$, afetam a amplitude da portadora f_2 , enquanto as variações no ramo de $2f_2 - f_1$, afetam a amplitude da portadora f_1 . Prosseguindo investigação, constatou-se que os ramos dos PIm3 também continham os sinais das portadoras, como mostra a Figura 4.26, que apresenta a saída do

Figura 4.26 – Saída do circuito linearizador variando-se o conjunto de amplificadores de estado sólido ligados.

circuito linearizador variando os canais ligados e desligados. A configuração do circuito nessa medida foi a seguinte:

- Gerador de sinais 1: 7 GHz +14 dBm;
- Gerador de sinais 2: 7,01 GHz +14 dBm;
- Ramo da portadora 1 (f_1): atenuador de passo: 15 dB;
- Ramo do PIm3 $2f_1 - f_2$: atenuador de passo: 0 dB; defasador: 0 °/GHz; atenuador variável: 0 dB;
- Ramo do PIm3 $2f_2 - f_1$: atenuador de passo: 0 dB; defasador: 0 °/GHz; atenuador variável: 0 dB; e
- Ramo da portadora 2 (f_2): atenuador de passo: 15 dB.

Ligando apenas os amplificadores das portadoras (barras em verde na Figura 4.26), observa-se na saída o sinal das portadoras com excelente balanço de amplitude e PIm3 cerca de -70 dB abaixo das mesmas. Esse nível de PIm3 pode ser causado pelos próprios amplificadores de estado sólido e é considerado desprezível para a medida em questão. Esse resultado revela que o circuito é bem balanceado, pelo menos, em amplitude. Por outro lado, ligando apenas os amplificadores dos PIm3 (barras vermelhas na Figura 4.26), nota-se:

1. O sinal das portadoras com amplitudes entre 10 e 13 dB abaixo daquela nos ramos das próprias portadoras; e
2. A amplitude dos PIm3 é muito baixa (-35~-40 dBm), considerando que todos os atenuadores nesses ramos estão zerados.

Esses dois fatores contribuem para que as frequências das portadoras nos ramos dos PIm3 interfiram com aquelas dos ramos das próprias portadoras, quando são somadas no combinador. Havendo variação de fase e/ou amplitude nos ramos dos PIm3, a interferência poderá ser destrutiva ou construtiva.

As barras em azul, na Figura 4.26, representam a saída do circuito linearizador quando todos os amplificadores estão ligados, isto é, todos os canais estão ativos e sendo combinados. Observa-se que, nesse caso, as portadoras já sofrem atenuação de 0,5 a 1,66 dB e um desbalanceamento de amplitude de 1,14 dB. Isso é resultado da variação de fase causada no sinal das portadoras dos ramos PIm3 pelos próprios componentes desses ramos.

A investigação prosseguiu pela verificação das saídas dos misturadores. A Figura 4.27 mostra as amplitudes dos sinais nas saídas dos misturadores do circuito linearizador nas frequências de interesse. A primeira observação é que um misturador real produz todas as frequências, separadas pela banda base (10 MHz), em torno do PIm3, inclusive a própria entrada RF. A questão é que a componente referente ao

Figura 4.27 – Saída dos misturadores em cada ramo do circuito linearizador.

PIm3 deveria apresentar a maior amplitude, o que não ocorreu. Verificou-se que os misturadores estavam operando consideravelmente fora das especificações de frequência intermediária (IF) e potência de oscilador local (LO). O modelo ZX05-73L+ da Mini Circuits, utilizado no circuito, tem as seguintes especificações: alcance de IF = 0-3 GHz; potência de LO = 4 dBm. Além da operação fora da banda de IF, verificou-se que a potência de LO chegando ao misturador estava em torno de -8 dBm. Esses fatores combinados explicam a amplitude insuficiente do sinal nas frequências dos PIm3. Adicionalmente, verificou-se que os dobradores de frequência também operavam abaixo da potência de entrada ideal (7~12 dBm) e fora da banda de frequência especificada ($f = 3,5\sim 5$ GHz; $2f = 7\sim 10$ GHz). Como resultado, as frequências $2f_1$ e $2f_2$ chegando aos misturadores também apresentavam forte atenuação.

Em suma, os problemas que impediram o circuito linearizador de funcionar adequadamente são, em ordem de importância:

1. Misturadores operando acima da faixa de frequência especificada e com potência de LO abaixo do ideal;
2. Geradores de sinal não gerando potência suficiente para vencer as perdas nos divisores de potência no início do circuito; e
3. Dobradores operando acima da faixa de frequência especificada e com potência do sinal de entrada abaixo do ideal (devido ao item anterior).

Verificou-se que é possível desabilitar o controle de nivelamento de potência dos geradores de sinal N5183A, o que permitiria conseguir mais potência de saída em algumas frequências. Porém, isso implica em sair das especificações do instrumento e a geração de sinais espúrios deve aumentar também. Esse procedimento deve ser realizado com critério, mas poderia resolver ou, pelo menos, amenizar o problema 2.

O problema das faixas de frequência de operação pode ser resolvido por meio da aquisição de componentes (misturadores e dobradores) cuja banda de operação contemple as frequências de interesse. No entanto, verificou-se que não há grande disponibilidade desses componentes para a banda de interesse, que tem frequência mínima de 7 GHz. Realizando uma extensa pesquisa na internet entre vários fabricantes, foram encontrados os seguintes modelos de misturadores e dobradores que atendem à faixa de frequência em questão.

- Spectrum Microwave: ultra-broadband triple balanced mixer MM9xxG-2.

RF/LO: 2 a 18 GHz; IF: 1 a 12 GHz. Potência de LO: 10-21 dBm.

- Spectrum Microwave: frequency doubler FD9xxN-1.

f : 1,5-10 GHz; $2f$: 3-20 GHz; potência de entrada: 11 dBm.

Como foi visto, misturadores e dobradores para a faixa de frequência desejada necessitarão de maior potência de entrada e, além disso, apresentam maiores perdas de conversão, agravando o problema 2, que pode se tornar o mais importante. Sugere-se, ainda, melhorar a isolamento entre os canais pela adição de isoladores nas portas do combinador de saída do circuito linearizador.

4.5 Conclusão

Este capítulo descreveu os trabalhos experimentais realizados na caracterização experimental de uma TWT disponível no laboratório. Uma bancada de testes composta por um circuito de polarização e a instrumentação necessária aos procedimentos de medidas foi construída e está totalmente operacional.

Os procedimentos de medida em operação mono-sinal, foram bem sucedidos e revelaram que a TWT em questão pode ter uma melhor distribuição do ganho ao longo da banda se operada em uma voltagem de aceleração abaixo da nominal. Foi observado um fenômeno de oscilação das curvas de transferência de potência, ganho e fase na região de transição do regime linear para o saturado. Não foi encontrada explicação para esse fenômeno embora ele tenha se mostrado reprodutível. Recomenda-se a investigação do mesmo em trabalhos futuros.

A produção espectral de produtos de intermodulação de 3ª. ordem foi caracterizada para operação em 1 dB de compressão de ganho para frequências escolhidas ao longo da banda. Operando com $V_k = -9,45$ kV os PIm3 tiveram amplitude relativa média de -8 dBc, enquanto operando com $V_k = -9,00$ kV a amplitude média relativa reduziu para -13,5 dBc. O problema da geração de PIm3 é particularmente importante em aplicações de comunicação comercial. Entretanto, recomenda-se, também, caracterizar a geração de harmônicos e de PIm5 em trabalhos futuros.

O teste de linearização não foi bem sucedido. As principais causas podem ser apontadas como: deficiência do circuito linearizador em promover suficiente independência entre as componentes de frequência geradas pelo circuito e baixa

amplitude máxima dos PIm3. Realizou-se uma investigação sobre as causas do problema e gerou-se uma lista de sugestões para saná-los.

Capítulo 5

CONCLUSÃO GERAL

Este capítulo apresenta uma conclusão geral sobre o trabalho realizado. Primeiramente, apresenta-se uma apreciação do modelo matemático e dos códigos desenvolvidos para a simulação do comportamento eletromagnético da TWT. Posteriormente, faz-se uma apreciação do trabalho experimental realizado e dos seus resultados. Por último, lista-se uma série de sugestões de continuação e melhorias em ambas as partes teórica e experimental deste trabalho.

A maior contribuição deste trabalho é que ele abre portas para um grande número de outros trabalhos possíveis sobre o tema. Até a presente data, outro trabalho semelhante que visa o estudo, construção e caracterização de dispositivos TWT em território nacional é desconhecido. Dada a importância deste tipo de dispositivo nos sistemas de comunicação, tanto de defesa quanto comercial, esse trabalho pode ser considerado um marco para o desenvolvimento de TWT no Brasil. O principal resultado deste trabalho é a plataforma gerada pelo modelo matemático, utilizado nos estudos teóricos, juntamente com a bancada de testes, utilizada nos estudos experimentais. Em termos de quantidade de resultados numéricos e experimentais, esse trabalho pode até ser considerado limitado. No entanto, a partir de agora, cada resultado apresentado aqui pode ser estudado teórica e/ou experimentalmente com muito mais propriedade e profundidade, pois as ferramentas já estão à mão.

5.1 Apreciação do modelo matemático e dos códigos desenvolvidos

---

No modelo matemático desenvolvido, a TWT foi descrita como uma linha de transmissão acoplada a um feixe eletrônico. Os dois sistemas de equações, que descrevem ambas as entidades, foram acoplados pela densidade de carga, obtida pela solução da dinâmica das partículas, e pelo campo elétrico ao longo do circuito de

interação. Dois códigos foram compilados a partir do presente modelo. O código principal (cod-pri) considera o efeito da força de carga espacial AC+DC. Entretanto, o cod-pri não se mostrou adequado para a simulação da operação multi-sinal da TWT. Para esse propósito, então, compilou-se um código secundário (cod-sec), baseado na teoria disponível na literatura. O cod-sec ignora a força de carga espacial DC e utiliza o fator de redução de carga espacial para ponderar o campo de carga espacial AC. Esse fator é um resultado extraído de uma variante do cod-pri.

Os códigos desenvolvidos foram testados no sentido de reproduzir resultados teóricos e experimentais disponíveis na literatura. A concordância geral apresentada em relação aos resultados de referência foi maior que 90% e considerada satisfatória. Interessante é o fato de o código secundário, desenvolvido para simulação multi-sinal, apresentar melhor concordância com os resultados de referência do que o código principal. Este último apresentou, sistematicamente, ganhos de 0,9 a 1,7 dB maior do que o código secundário, para os mesmos parâmetros de entrada. Concluiu-se que este é um efeito da consideração da força de carga espacial DC, que era o propósito inicial do código principal. Entretanto, essa força parece ter efeito desprezível no dispositivo de teste que produziu os resultados experimentais de referência. Concluiu-se que a aproximação de um fundo de íons neutralizadores, utilizada em códigos similares ao código secundário, foi adequada para o dispositivo em questão. Resta investigar em que condições a força de carga espacial DC se torna efetivamente relevante no cálculo das taxas de amplificação da TWT.

Do ponto de vista computacional, o código secundário é muito mais rápido. Simulações que demoraram de 10 a 30 minutos no código principal, não precisaram mais do que 1 ou 2 minutos para serem concluídas no código secundário. A principal causa disso é o maior número total de partículas utilizadas no cod-pri, devido às implicações do cálculo da força de carga espacial AC+DC.

Os cálculos de interação entre partículas são realizados com eficiência muito maior em sistemas de computação paralela, motivo pelo qual se sugere que a evolução desse código siga esse sentido.

5.2 Apreciação do trabalho experimental e seus resultados

Uma bancada de testes composta por um circuito de polarização e a instrumentação necessária aos procedimentos de medidas foi construída e está

totalmente operacional. Ela constituiu a base para todas as medidas realizadas neste trabalho.

Os procedimentos de medida em operação mono-sinal foram bem sucedidos e revelaram que a TWT em questão pode ter uma melhor distribuição do ganho ao longo da banda se operada em uma voltagem de aceleração abaixo da nominal. Foi observado um fenômeno de oscilação das curvas de transferência de potência, ganho e fase na região de transição do regime linear para o saturado. Não foi encontrada explicação para esse fenômeno embora ele tenha se mostrado reproduzível. Recomenda-se a investigação do mesmo em trabalhos futuros.

A produção espectral de produtos de intermodulação de 3ª ordem foi caracterizada para operação em 1 dB de compressão de ganho para frequências escolhidas ao longo da banda. Operando com $V_k = -9,45$ kV os PIm3 tiveram amplitude relativa média de -8 dBc, enquanto operando com $V_k = -9,00$ kV a amplitude média relativa reduziu para -13,5 dBc. O problema da geração de PIm3 é particularmente importante em aplicações de comunicação comercial, entretanto, recomenda-se, também, caracterizar a geração de harmônicos e de PIm5 em trabalhos futuros.

O teste de linearização não foi bem sucedido. As principais causas podem ser apontadas como: deficiência do circuito linearizador em promover suficiente independência entre as componentes de frequência geradas pelo circuito e baixa amplitude máxima dos PIm3. Realizou-se uma investigação sobre as causas do problema e gerou-se uma lista de sugestões para saná-los. A substituição dos misturadores e dobradores, bem como o aumento da potência dos sinais das portadoras são as principais sugestões.

5.3 Sugestões de melhorias e trabalhos futuros

5.3.1 Parte teórica

- Investigar em que casos a força de carga espacial DC tem efeito não desprezível em dispositivos TWT e klystron reais.
- Implementar um modelo de feixe 1D com emissão e coleção e elétrons de forma que o sistema de equações tenha dimensão reduzida, bem como o custo computacional. Uma das desvantagens do modelo de feixe apresentado no capítulo

1 é que apenas uma porção do total de partículas é necessária para o cálculo das grandezas de interesse em cada passo. Essa porção é aquela que está em interação com o circuito de RF em cada passo e representa, em geral, de um terço a um quinto do total de partículas.

- Investir na simulação assistida pelo processador gráfico, que suporta paralelização em massa. Os processadores gráficos do fabricante nVidia, possuem uma interface de programação (CUDA) que permite utilizar recursos de processamento paralelo com relativa facilidade. Os ganhos de velocidade registrados em processamento de problemas de interação entre partículas são da ordem de 100 vezes.
- Aumentar o grau de liberdade do modelo matemático para 2,5 D, utilizando partículas anulares. Este modelo permite descrever mais fenômenos físicos, por exemplo, a colimação magnética, o aumento da interceptação de corrente devido ao agrupamento das partículas, etc.

5.3.2 Parte experimental

- Realizar as correções no circuito linearizador listadas na seção 4.4.
- Caracterizar os outros exemplares do mesmo modelo de TWT e verificar as diferenças de desempenho.
- Caracterizar a produção de harmônicos e produtos de intermodulação de 5ª. ordem.
- Realização de teste de linearização por injeção de harmônicos. Para esse teste, os misturadores são retirados do circuito e as frequências $2f_1$ e $2f_2$ passam para os ramos de controle de fase e amplitude.
- Verificar a resposta da TWT quando alimentada por um número diferente de portadoras. Para tanto, o circuito linearizador pode ser utilizado para gerar até 4 sinais de mesma amplitude espaçados por uma banda base.
- De posse de um kit de calibração no padrão WRD-650, caracterizar propriamente o acoplador direcional e a carga casada utilizados no presente trabalho experimental e extrair sua resposta dos resultados do Capítulo 4.

Referências

- [1] J. X. Qiu, B. Levush, et. al., "Vacuum tube amplifiers," *IEEE Microwave Mag.*, December 2009, pp.38-51.
- [2] J. H. Booske, C. L. Kory, D. Gallagher, V. Heinen, K. Kreischer, D. van der Weide, S. Limbach, P. Gustafson, W. J. Lee, S. Gallagher, K. Jain, "Terahertz-Regime, Micro-VEDs: Evaluation of Micromachined TWT Conceptual Designs," *IEEE PPS-2001 Conference Record* (IEEE Cat. No. 01CH37255, Las Vegas, NV, June 17-22, 2001).
- [3] M. Chodorow, E. J. Nalos, S. P. Otsuka, and R. H. Pantel, "The design and characteristics of a megawatt space-Harmonic traveling-wave tube," *IRE Trans. Electron Devices*, January 1959, pp. 48-53.
- [4] P. Galuppi and C. Lamesa, "A new technique for ultra-broad band high power TWTs," in *Proc. Military Microwave Conf.*, vol. MM-80, pp. 501–505.
- [5] J. R. Pierce, *Traveling-Wave Tubes*, D. Van Nostrand Company, Inc., New York, 1950.
- [6] S. Sensiper, "Electromagnetic wave propagation on helical structures," *Proc. IRE*, vol. 43, pp. 149-161, December. 1955.
- [7] A. S. Gilmour, *Principle of traveling wave tubes*, Artech House, 1994.
- [8] R. J. Baker, J. H. Booske, N. C. Luhmann Jr., G. S. Nusinovich, *Modern microwave and millimeter-wave power electronics*, IEEE Press, Piscataway, NJ, 2005.
- [9] H. Hausman, "Comparison of High Power Amplifier Technologies: TWTAs vs SSPAs," *Microwave Product Digest*, online: <http://www.mpdigest.com/issue/Articles/2008/Jan/miteq/Default.asp>
- [10] A. Katz, "Linearization: Reducing distortion in power amplifiers," *IEEE Microw. Mag.*, vol. 2, no. 4, pp. 37–49, December. 2001.
- [11] M. A. Wirth, A. Singh, J.E. Scharer and J.H. Booske, "Third-order intermodulation reduction by harmonic injection in a TWT amplifier", *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 49, no. 6, pp. 1082-1084, 2002.
- [12] A. Singh, "Experimental investigation of TWT nonlinearities and distortion suppression by signal injection," M. Sc. dissertation, University of Wisconsin-Madison, 2003.
- [13] J. G. Wöhlbier, "Nonlinear distortion and suppression in traveling wave tubes – Insights and Methods", PhD Thesis, University of Wisconsin – Madison, 2003.

- [14] J. G. Wöhlbier, J.H. Booske and I. Dobson, "The Multifrequency Spectral Eulerian (MUSE) model of a traveling wave tube", *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. 30, No. 3, pp. 1063-1075, 2002.
- [15] A. Nordsieck, "Theory of the large-signal behavior of traveling-wave amplifiers," *Proc. IRE*, vol. 41, pp. 630--637, May 1953.
- [16] J. E. Rowe, "A large signal analysis of the traveling-wave amplifier: theory and general results," *IRE Trans. Electron Devices*, vol. 3, pp. 39-57, 1956.
- [17] A. J. Giarola, "A theoretical description for the multiple-signal operation of a TWT," *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. ED-15, pp. 381–395, June 1968.
- [18] G. M. Branch and T. G. Mihran, "Plasma frequency reduction factors in electron beams," *IRE Trans. Electron Dev.*, April, 1955.
- [19] T. Antonsen, Jr., and B. Levush, "CHRISTINE: A multifrequency parametric simulation code for traveling wave tube amplifiers," *NRL/FR/6840-97-9845*.
- [20] D. T. Lopes and C. C. Motta, "Comparison of plasma frequency reduction factors simulated via 1D time domain lagrangian code and expressions in the literature," *IEEE International Vacuum Electronics Conference (IVEC)*, 2011.
- [21] D. K. Abe, M. T. Ngô, B. Levush, T. M. Antonsen, Jr., and D. P. Chernin, "A comparison of L-band helix TWT experiments with CHRISTINE, a 1-D multifrequency helix TWT code," *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. 28, pp. 576–587, June 2000.
- [22] D. T. Lopes, "Caracterização de estruturas de ondas lentas helicoidais para utilização em TWT de potência", *Dissertação de Mestrado, Universidade de São Paulo – São Paulo*, 2007.
- [23] J. R. Cardoso, "Linhas de transmissão com perdas e sem distorção: uma nova abordagem didática," *Revista de Ensino de Engenharia*, vol. 27, no. 2, pp. 50-55, 2008.
- [24] D. T. Lopes and C. C. Motta, "Investigation of a technique for TWT efficiency enhancement by adjusting synchronism parameters," *14º Simpósio Brasileiro de Micro-ondas e Optoeletrônica (MOMAG 2010)*, Vila Velha, E.S., 2010.
- [25] D. T. Lopes and C. C. Motta, "Electrostatic force between rings and discs of charge inside a grounded metallic pipe using the Green's function technique," *Journal of electrostatics*, vol. 70, no. 1, pp. 166-173, 2012.

Apêndices

A1 – Derivação da Força entre Discos carga dentro de um tubo metálico

---

O problema em questão consiste em calcular a força que um disco de raio b e carga q , dentro de um tubo metálico de raio $a > b$, exerce em outro disco em posição axial diferente. Por hipótese, ambos os discos estão axialmente alinhados com o tubo metálico.

A força que o disco fonte exerce no disco observador é dada por

$$\mathbf{F} = \int_V \rho(\mathbf{r}) \mathbf{E}(\mathbf{r}) d^3\mathbf{r}, \quad (\text{A1.1})$$

onde $\rho(\mathbf{r})$ é a distribuição de carga do disco na posição do observador e $\mathbf{E}(\mathbf{r})$ é o campo elétrico medido na posição de observador, gerado pelo disco fonte, que se encontra na posição de origem. A distribuição de carga do disco é dada por

$$\rho(\mathbf{r}) = \rho(r, z) = \begin{cases} \frac{q}{\pi r'^2} \delta(z - z') & 0 \leq r \leq r' \\ 0 & r' < r \leq a \end{cases}, \quad (\text{A1.2})$$

onde r' e z' são, respectivamente, o raio e posição axial do disco e $\delta(z - z')$ é a função delta de Dirac.

O campo elétrico é obtido da forma usual pelo gradiente do potencial elétrico $\Phi(\mathbf{r})$ gerado pela distribuição de carga do disco. Uma vez que o contorno do problema é um tubo metálico aterrado, o potencial elétrico, solução da equação de Poisson, pode ser obtido por meio do teorema de Green com o termo da integral de superfície nulo, isto é,

$$\Phi(\mathbf{r}) = \frac{1}{\varepsilon_0} \int_{V'} \rho(\mathbf{r}') G(\mathbf{r}, \mathbf{r}') d^3\mathbf{r}', \quad (\text{A1.3})$$

onde $G(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ é a função de Green para a equação de Laplace dentro do tubo metálico e que deve satisfazer

$$\nabla^2 G(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = -\delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}') \quad (\text{A1.4})$$

e as condições de contorno homogêneas de Dirichlet

$$\begin{cases} G(r=a) = 0 \\ G(z \rightarrow \pm\infty) = 0 \end{cases}. \quad (\text{A1.5})$$

Com o intuito de se obter uma função de Green adequada ao problema, $G(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ é expandida em termos de autofunções radiais e azimutais, que são solução da equação de Laplace em coordenadas cilíndricas. Portanto, tem-se

$$G(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} \mathcal{G}_m(z, \mathbf{r}') J_m(x_{m,n} r/a) e^{jm\varphi}, \quad (\text{A1.6})$$

onde $x_{m,n}$ é o n -ésimo zero da função de Bessel ordinária de ordem m , $J_m()$.

Substituindo (A1.6) em (A1.4) e desenvolvendo, obtém-se

$$\nabla^2 G(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} \left[\frac{d^2 \mathcal{G}_m}{dz^2} - \frac{x_{m,n}^2}{a^2} \mathcal{G}_m \right] J_m(x_{m,n} r/a) e^{jm\varphi}. \quad (\text{A1.7})$$

Utilizando as propriedades de ortogonalidade das funções de Bessel e da função exponencial, pode-se desenvolver (A1.7) de forma a obter

$$\frac{d^2 \mathcal{G}_m}{dz^2} - \left(\frac{x_{m,n}}{a} \right)^2 \mathcal{G}_m = -\delta(z - z') \frac{J_m(x_{m,n} r'/a)}{\pi a^2 J_{m+1}^2(x_{m,n})} e^{-jm\varphi'}. \quad (\text{A1.8})$$

Então, olhando para os pontos nos quais $z \neq z'$, (A1.8) torna-se um simples problema de autovalor. A solução, nesse caso, é bem conhecida e dada por

$$\mathcal{G}_m(z, z') = \begin{cases} A_m(z') e^{-\frac{x_{m,n}}{a} z}, & z \leq z' \\ B_m(z') e^{\frac{x_{m,n}}{a} z}, & z \geq z' \end{cases}. \quad (\text{A1.9})$$

As constantes $A_m(z')$ e $B_m(z')$ são determinadas ao se analisar as condições de continuidade da função de Green em $z=z'$ e o valor da descontinuidade da sua primeira derivada na mesma posição. Após uma extensa, porém bem conhecida, álgebra, obtém-se

$$\mathcal{G}_m(z, \mathbf{r}') = \begin{cases} \frac{1}{2\pi a} \frac{J_m(x_{m,n} r'/a)}{x_{m,n} J_{m+1}^2(x_{m,n})} e^{-jm\varphi'} e^{\frac{x_{m,n}}{a}(z-z')} & z \leq z' \\ \frac{1}{2\pi a} \frac{J_m(x_{m,n} r'/a)}{x_{m,n} J_{m+1}^2(x_{m,n})} e^{-jm\varphi'} e^{-\frac{x_{m,n}}{a}(z-z')} & z \geq z' \end{cases}. \quad (\text{A1.10})$$

Substituindo (A1.10) em (A1.6), a seguinte função de Green para o problema é obtida

$$G(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \frac{1}{2\pi a} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{J_m(x_{m,n} r/a) J_m(x_{m,n} r'/a)}{x_{m,n} J_{m+1}^2(x_{m,n})} e^{jm(\varphi - \varphi')} e^{-\frac{x_{m,n}}{a} |z - z'|}. \quad (\text{A1.11})$$

O potencial elétrico gerado dentro do tubo metálico por um disco de raio b e carga q na posição axial z_s é obtido substituindo-se (A1.11) e (A1.2) em (A1.3) e realizando a integração no volume do disco, que resulta em

$$\Phi(r, z) = \frac{q}{\pi \varepsilon_0 b} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{J_1(x_{0,n} b/a)}{x_{0,n}^2 J_1^2(x_{0,n})} J_0\left(\frac{x_{0,n}}{a} r\right) e^{-\frac{x_{0,n}}{a} |z - z_s|}. \quad (\text{A1.12})$$

Calculando o gradiente de (A1.12), obtém-se o campo elétrico gerado pelo disco de carga dentro do tubo metálico, que é dado por $\mathbf{E}(\mathbf{r}) = E_r(r, z) \hat{r} + E_z(r, z) \hat{z}$, onde

$$E_z(r, z) = \frac{z - z_s}{|z - z_s|} \frac{q}{\pi \varepsilon_0 a b} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{J_1(x_{0,n} b/a)}{x_{0,n} J_1^2(x_{0,n})} J_0\left(\frac{x_{0,n}}{a} r\right) e^{-\frac{x_{0,n}}{a} |z - z_s|}. \quad (\text{A1.13})$$

$$E_r(r, z) = \frac{q}{\pi \varepsilon_0 a b} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{J_1(x_{0,n} b/a)}{x_{0,n} J_1^2(x_{0,n})} J_1\left(\frac{x_{0,n}}{a} r\right) e^{-\frac{x_{0,n}}{a} |z - z_s|}. \quad (\text{A1.14})$$

De posse das expressões para o campo elétrico, a força em um disco de carga exerce em outro dentro do tubo metálico pode ser calculada utilizando (A1.1) e (A1.2). De acordo com as hipóteses do modelo matemático desse trabalho, os discos têm a mesma carga q e o mesmo raio b . Então, a expressão final para a força entre eles é dada por $\mathbf{F} = F_{dd} \hat{z}$. Devido à simetria radio-azimutal do problema, a força resultante tem somente a componente axial que é função da distância entre os discos, dada por

$$F_{dd}(\Delta z) = \frac{\Delta z}{|\Delta z|} \frac{2}{\pi \varepsilon_0} \frac{q^2}{b^2} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{J_1^2(x_{0,n} b/a)}{x_{0,n}^2 J_1^2(x_{0,n})} e^{-\frac{x_{0,n}}{a} |\Delta z|}. \quad (\text{A1.15})$$

A2 - Transformação de Coordenadas na Dinâmica do Feixe Eletrônico

---

Para o caso da descrição da dinâmica de um feixe eletrônico, duas são as abordagens principais. A abordagem euleriana trata o feixe como um fluido e aplica as equações de movimento na forma de Euler. Tratando de movimento unidimensional, como é o caso desse trabalho, tem-se

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial z} = \frac{F}{m}, \quad (\text{A2.1})$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = - \frac{\partial u \rho}{\partial z}. \quad (\text{A2.2})$$

Nessa descrição, a velocidade $u = u(z, t)$ e a densidade $\rho = \rho(z, t)$ são grandezas de campo e são dadas em termos de coordenadas fixas no laboratório.

No regime de grandes sinais, é natural que haja ultrapassagem entre os elétrons no feixe, o que implica que o feixe eletrônico pode apresentar velocidades diferentes para o mesmo par (z, t) . Essa descrição não é possível em coordenadas eulerianas, pois a velocidade precisaria apresentar valores distintos para o mesmo par de coordenadas. No entanto, essa descrição é bem simples e natural em coordenadas lagrangeanas. Na descrição lagrangeana o feixe é composto por partículas, cuja posição e velocidade são seguidas ao longo do tempo. Em geral, a função velocidade é dada, em coordenadas lagrangeanas, em termos da posição inicial da partícula e do instante de tempo (z_0, t) . A descrição em termos do tempo inicial e da posição atual (z, t_0) também é utilizada. Vários outros pares de coordenadas lagrangeanas podem ser utilizados dependendo do problema em questão. Este apêndice faz uma breve análise das transformações de coordenadas entre a descrição euleriana e as duas descrições lagrangeanas citadas (que são utilizadas neste trabalho).

Suponha-se que um determinado problema foi formulado no sistema de coordenadas originais (x, y) . Suponha-se também que, por alguma razão, seja mais interessante resolver este problema em outro sistema de coordenadas (u, v) , cuja transformação entre os dois sistemas é dada por

$$\begin{aligned} x &= F(u, v) \\ y &= G(u, v) \end{aligned} \quad (\text{A2.3})$$

O determinante jacobiano da transformação é dado por

$$\mathcal{J} = \frac{\partial(F,G)}{\partial(u,v)} = \begin{vmatrix} \frac{\partial F}{\partial u} & \frac{\partial F}{\partial v} \\ \frac{\partial G}{\partial u} & \frac{\partial G}{\partial v} \end{vmatrix} = \frac{\partial F}{\partial u} \frac{\partial G}{\partial v} - \frac{\partial F}{\partial v} \frac{\partial G}{\partial u} \quad (\text{A2.4})$$

As derivadas do sistema de coordenadas originais podem ser escritas como derivadas no novo sistema da seguinte forma

$$\frac{\partial}{\partial x} = \frac{1}{\mathcal{J}} \left[\left(\frac{\partial G}{\partial v} \right) \frac{\partial}{\partial u} - \left(\frac{\partial G}{\partial u} \right) \frac{\partial}{\partial v} \right] \quad (\text{A2.5})$$

$$\frac{\partial}{\partial y} = \frac{1}{\mathcal{J}} \left[\left(\frac{\partial F}{\partial u} \right) \frac{\partial}{\partial v} - \left(\frac{\partial F}{\partial v} \right) \frac{\partial}{\partial u} \right] \quad (\text{A2.6})$$

Suponha-se o caso em que as coordenadas originais sejam o par euleriano (z, t) , posição e instante de tempo. Quer-se estudar as transformações de coordenadas para os pares lagrangeanos de interesse, por exemplo, (z, t_0) posição e tempo inicial e (z_0, t) posição inicial e instante de tempo.

Primeiramente, o par (z_0, t) será analisado. As hipóteses sobre como as coordenadas de transformam, nesse caso, são

$$\begin{aligned} t &= t(z_0, t) = t \\ z &= z(z_0, t) = ? \end{aligned} \quad (\text{A2.7})$$

A hipótese é que a variável tempo é a mesma em ambas as descrições, porém, não se sabe, a princípio, como a variável posição é obtida a partir da posição inicial e do tempo. Entretanto, é bastante natural que a derivada temporal de $z(z_0, t)$ seja

$$\frac{\partial z(z_0, t)}{\partial t} = u(z_0, t), \quad (\text{A2.8})$$

onde $u(z_0, t)$ é a velocidade dada em termos de coordenadas lagrangeanas.

O jacobiano dessa transformação é dado por (A2.4), que resulta em

$$\mathcal{J} = \frac{\partial z(z_0, t)}{\partial z_0} \frac{\partial t(z_0, t)}{\partial t} - \frac{\partial z(z_0, t)}{\partial t} \frac{\partial t(z_0, t)}{\partial z_0} = \frac{\partial z(z_0, t)}{\partial z_0} 1 - \frac{\partial z(z_0, t)}{\partial t} 0 = \frac{\partial z(z_0, t)}{\partial z_0}. \quad (\text{A2.9})$$

Escrevendo os operadores derivada para o novo par de coordenadas, utilizando (A2.5)-(A2.6), obtém-se

$$\frac{\partial}{\partial z} = \frac{1}{\mathcal{J}} \frac{\partial}{\partial z_0} \quad (\text{A2.10})$$

$$\frac{\partial}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial t} - \frac{u}{\mathcal{J}} \frac{\partial}{\partial z_0} \quad (\text{A2.11})$$

Rescrevendo a segunda lei de Newton (A2.1) no novo sistema de coordenadas, com o auxílio de (A2.10) e (A2.11), obtém-se

$$\begin{aligned}\frac{\partial u}{\partial t} - \frac{u}{\mathcal{J}} \frac{\partial u}{\partial z_0} + \frac{u}{\mathcal{J}} \frac{\partial u}{\partial z_0} &= \frac{F}{m} \\ \frac{\partial u(z_0, t)}{\partial t} &= \frac{F}{m},\end{aligned}\tag{A2.12}$$

que é a segunda lei de Newton para um corpo rígido que tem uma posição inicial z_0 .

Desenvolvendo semelhantemente a equação da continuidade, obtém-se

$$\begin{aligned}\frac{\partial \rho}{\partial t} &= -\frac{\partial u \rho}{\partial z} = -u \frac{\partial \rho}{\partial z} - \rho \frac{\partial u}{\partial z} \\ \frac{\partial \rho}{\partial t} - \frac{u}{\mathcal{J}} \frac{\partial \rho}{\partial z_0} &= -\frac{u}{\mathcal{J}} \frac{\partial \rho}{\partial z_0} - \frac{\rho}{\mathcal{J}} \frac{\partial u}{\partial z_0} \\ \frac{\partial \rho(z_0, t)}{\partial t} &= -\frac{\rho(z_0, t)}{\mathcal{J}(z_0, t)} \frac{\partial u(z_0, t)}{\partial z_0}\end{aligned}\tag{A2.13}$$

Derivando (A2.8) em relação a z_0 , tem-se o seguinte desenvolvimento

$$\begin{aligned}\frac{\partial}{\partial z_0} \frac{\partial z(z_0, t)}{\partial t} &= \frac{\partial u(z_0, t)}{\partial z_0} \\ \frac{\partial}{\partial t} \frac{\partial z(z_0, t)}{\partial z_0} &= \frac{\partial u(z_0, t)}{\partial z_0} \\ \frac{\partial \mathcal{J}(z_0, t)}{\partial t} &= \frac{\partial u(z_0, t)}{\partial z_0}\end{aligned}\tag{A2.14}$$

Substituindo (A2.14) em (A2.13) e desenvolvendo, obtém-se

$$\begin{aligned}\frac{\partial \rho(z_0, t)}{\partial t} &= -\frac{\rho(z_0, t)}{\mathcal{J}(z_0, t)} \frac{\partial \mathcal{J}(z_0, t)}{\partial t} \\ \mathcal{J}(z_0, t) \frac{\partial \rho(z_0, t)}{\partial t} &= -\rho(z_0, t) \frac{\partial \mathcal{J}(z_0, t)}{\partial t} \\ \mathcal{J}(z_0, t) \frac{\partial \rho(z_0, t)}{\partial t} + \rho(z_0, t) \frac{\partial \mathcal{J}(z_0, t)}{\partial t} &= 0 \\ \frac{\partial \mathcal{J}(z_0, t) \rho(z_0, t)}{\partial t} &= 0 \\ \mathcal{J}(z_0, t) \rho(z_0, t) &= \text{constante}\end{aligned}\tag{A2.15}$$

A equação (A2.15) descreve o mesmo princípio físico de (A2.2), porém de uma forma lagrangeana. O jacobiano, dado por (A2.9) representa a perturbação na posição relativa das partículas que compõem o feixe em relação à sua posição inicial. Esta grandeza multiplicada pela densidade de carga deve ser uma constante. Quando não

há perturbação na posição relativa das partículas, o jacobiano é igual a 1 e, portanto, a densidade de carga deve ser igual a ρ_0 . Portanto, o valor da constante é ρ_0 e (A2.15) é rescrita como

$$\rho(z_0, t) = \rho_0 \left| \frac{\partial z_0}{\partial z(z_0, t)} \right|. \quad (\text{A2.16})$$

O módulo foi acrescentado pelo fato de uma densidade negativa não ter sentido físico, embora o jacobiano possa ser negativo.

Analizando agora o par de coordenadas lagrangeanas (z, t_0) , os passos e passagens são muito similares aos apresentados anteriormente. Nesse caso, a hipótese sobre as transformações de coordenadas são que: a variável posição se transforma nela mesma e não se sabe, a princípio, como a variável tempo é dada em termos do tempo inicial e da posição, visto que, como antes, essa resposta faz parte da solução do problema.

$$\begin{aligned} z &= z(z, t_0) = z \\ t &= t(z, t_0) = ? \end{aligned} \quad (\text{A2.17})$$

A hipótese sobre a derivada espacial de $t(z, t_0)$ é, nesse caso,

$$\frac{\partial t(z, t_0)}{\partial z} = \frac{1}{u(z, t_0)}. \quad (\text{A2.18})$$

O determinante jacobiano dessa transformação é dado por

$$\mathcal{J} = \frac{\partial t(z, t_0)}{\partial t_0}. \quad (\text{A2.19})$$

Escrevendo os operadores derivada para o novo par de coordenadas, utilizando (A2.5)-(A2.6), obtém-se

$$\frac{\partial}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z} - \frac{1}{\mathcal{J}u} \frac{\partial}{\partial t_0}, \quad (\text{A2.20})$$

$$\frac{\partial}{\partial t} = \frac{1}{\mathcal{J}} \frac{\partial}{\partial t_0}. \quad (\text{A2.21})$$

Rescrevendo a segunda lei de Newton (A2.1) no novo sistema de coordenadas, com o auxílio de (A2.20) e (A2.21), obtém-se

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial z} = \frac{1}{\mathcal{J}} \frac{\partial u}{\partial t_0} + u \frac{\partial u}{\partial z} - \frac{u}{\mathcal{J}u} \frac{\partial u}{\partial t_0} = u \frac{\partial u}{\partial z} = \frac{F}{m}$$

$$\frac{\partial u(z, t_0)}{\partial z} = \frac{1}{u(z, t_0)} \frac{F}{m}. \quad (\text{A2.22})$$

Similarmente ao caso anterior, a equação da continuidade pode ser rescrita no novo sistema de coordenadas utilizando (A2.20) e (A2.21), resultando em

$$\mathcal{J}(z, t_0) u(z, t_0) \rho(z, t_0) = \text{constante}. \quad (\text{A2.23})$$

O termo $u\rho$ é a densidade de corrente de convecção e, assim como no caso anterior, quando o jacobiano é igual a 1 (sem perturbação no sistema), ele deve apresentar o valor DC $u_0\rho_0$. Portanto, nesse caso, a equação para a densidade de carga, dada em termos do par lagrangeano (z, t_0) é

$$\rho(z, t_0) = \rho_0 \frac{u_0}{u(z, t_0)} \left| \frac{\partial t_0}{\partial t(z, t_0)} \right|. \quad (\text{A2.24})$$

A Tabela III apresenta um apanhado de várias expressões relevantes obtidas nas transformações de coordenadas eulerianas para vários pares de coordenadas lagrangeanas.

Tabela III – Resumo das expressões relevantes no esquema de transformação de coordenadas eulerianas para vários pares de coordenadas lagrangeanas.

Coordenadas Eulerianas	(z, t)		(z, φ)		(φ, t)	
	$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial z} = \frac{F}{m}$		$u \frac{\partial u}{\partial z} - \omega_0 \left(1 - \frac{u}{u_0} \right) \frac{\partial u}{\partial \varphi} = \frac{F}{m}$		$\frac{\partial u}{\partial t} - \omega_0 \left(1 - \frac{u}{u_0} \right) \frac{\partial u}{\partial \varphi} = \frac{F}{m}$	
	$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\frac{\partial u \rho}{\partial z}$		$u \frac{\partial \rho}{\partial z} = \omega_0 \left(1 - \frac{u}{u_0} \right) \frac{\partial \rho}{\partial \varphi} - \rho \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\omega_0}{u_0} \frac{\partial u}{\partial \varphi} \right)$		$\frac{\partial \rho}{\partial t} = \omega_0 \left(1 - \frac{u}{u_0} \right) \frac{\partial \rho}{\partial \varphi} - \rho \frac{\omega_0}{u_0} \frac{\partial u}{\partial \varphi}$	
Coordenadas Lagrangeanas	(z, t_0)	(z_0, t)	(z, φ_0)	(z_0, φ)	(φ, t_0)	(φ_0, t)
	$\frac{\partial u}{\partial z} = \frac{1}{u} \frac{F}{m}$	$\frac{\partial u}{\partial t} = \frac{F}{m}$	$\frac{\partial u}{\partial z} = \frac{1}{u} \frac{F}{m}$	$\frac{\partial u}{\partial \varphi} = \frac{1}{\omega_0} \left(\frac{u_0}{u - u_0} \right) \frac{F}{m}$	$\frac{\partial u}{\partial \varphi} = \frac{1}{\omega_0} \left(\frac{u_0}{u - u_0} \right) \frac{F}{m}$	$\frac{\partial u}{\partial t} = \frac{F}{m}$
	$\frac{\partial t}{\partial z} = \frac{1}{u}$	$\frac{\partial z}{\partial t} = u$	$\frac{\partial \varphi}{\partial z} = \frac{\omega_0}{u_0} \left(1 - \frac{u_0}{u} \right)$	$\frac{\partial z}{\partial \varphi} = \frac{u_0}{\omega_0} \left(\frac{u}{u - u_0} \right)$	$\frac{\partial t}{\partial \varphi} = \frac{1}{\omega_0} \left(\frac{u_0}{u - u_0} \right)$	$\frac{\partial \varphi}{\partial t} = -\omega_0 \left(1 - \frac{u}{u_0} \right)$
	$\rho = \rho_0 \frac{u_0}{u} \frac{1}{ \mathcal{J} }$	$\rho = \frac{\rho_0}{ \mathcal{J} }$	$\rho = \rho_0 \frac{u_0}{u} \frac{1}{ \mathcal{J} }$	$\rho = \frac{\rho_0}{ \mathcal{J} } \left(\frac{u_0}{u_0 - u} \right)$	$\rho = \frac{\rho_0}{ \mathcal{J} } \left(\frac{u_0}{u_0 - u} \right)$	$\varrho = \frac{\rho_0}{ \mathcal{J} }$
	$i = \rho_0 u_0 \frac{A}{ \mathcal{J} }$	$i = \rho_0 A \frac{u}{ \mathcal{J} }$	$i = \rho_0 u_0 \frac{A}{ \mathcal{J} }$	$i = \frac{A \rho_0 u}{ \mathcal{J} } \left(\frac{u_0}{u_0 - u} \right)$	$i = \frac{A \rho_0 u}{ \mathcal{J} } \left(\frac{u_0}{u_0 - u} \right)$	$i = \rho_0 A \frac{u}{ \mathcal{J} }$
	$\mathcal{J} = \frac{\partial t}{\partial t_0}$	$\mathcal{J} = \frac{\partial z}{\partial z_0}$	$\mathcal{J} = \frac{\partial \varphi}{\partial \varphi_0}$	$\mathcal{J} = \frac{\partial z}{\partial z_0}$	$\mathcal{J} = \frac{\partial t}{\partial t_0}$	$\mathcal{J} = \frac{\partial \varphi}{\partial \varphi_0}$

As grandezas presentes nas equações da linha de transmissão, por hipótese, são periódicas no tempo com frequência fundamental ω_0 e período $T=2\pi/\omega_0$. Considerando que a função $\Phi(z,t)$ representa $V(z,t)$, $I(z,t)$ e $\rho(z,t)$, tem-se o seguinte desenvolvimento.

$$\Phi(z,t) = \frac{\Phi_0}{2} + \sum_{n=1}^{\infty} \left[\Phi_{1,n}(z) \cos(\omega_n t) + \Phi_{2,n}(z) \sin(\omega_n t) \right], \quad (\text{A3.1})$$

$$\frac{\partial}{\partial z} \Phi(z,t) = \sum_{n=1}^{\infty} \left[\cos(\omega_n t) \frac{d}{dz} \Phi_{1,n}(z) + \sin(\omega_n t) \frac{d}{dz} \Phi_{2,n}(z) \right], \quad (\text{A3.2})$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \Phi(z,t) = \sum_{n=1}^{\infty} \left[-\omega_n \Phi_{1,n}(z) \sin(\omega_n t) + \omega_n \Phi_{2,n}(z) \cos(\omega_n t) \right], \quad (\text{A3.3})$$

onde

$$\Phi_{1,n}(z) = \frac{2}{T} \int_0^T \Phi(z,t) \cos(\omega_n t) dt, \quad (\text{A3.4})$$

$$\Phi_{2,n}(z) = \frac{2}{T} \int_0^T \Phi(z,t) \sin(\omega_n t) dt. \quad (\text{A3.5})$$

Substituindo, (A3.2)-(A3.3) nas equações da linha de transmissão e realizando o desenvolvimento, obtém-se

$$\begin{aligned} & \text{for } n = 1 : \infty \\ & \left\{ \begin{aligned} \frac{d}{dz} V_{1,n}(z) &= -R_n(z) I_{1,n}(z) - \frac{\omega_n K_{0,n}(z)}{u_{p,n}(z)} I_{2,n}(z) \\ \frac{d}{dz} V_{2,n}(z) &= -R_n(z) I_{2,n}(z) + \frac{\omega_n K_{0,n}(z)}{u_{p,n}(z)} I_{1,n}(z) \\ \frac{d}{dz} I_{1,n}(z) &= -G_n(z) V_{1,n}(z) - \frac{\omega_n V_{2,n}(z)}{u_{p,n}(z) K_{0,n}(z)} + A \omega_n \rho_{2,n}(z) \\ \frac{d}{dz} I_{2,n}(z) &= -G_n(z) V_{2,n}(z) + \frac{\omega_n V_{1,n}(z)}{u_{p,n}(z) K_{0,n}(z)} - A \omega_n \rho_{1,n}(z) \end{aligned} \right. \quad (\text{A3.6}) \end{aligned}$$

Na prática, a série tem finitos termos, que são as frequências que serão amplificadas.

Da mesma forma que o modelo principal, este modelo secundário é construído acoplando-se as equações de uma linha de transmissão com parâmetros distribuídos àquelas que descrevem a dinâmica de um feixe eletrônico. Com isso, obtém-se um sistema de equações não-lineares e não-homogêneas para as grandezas incógnitas. O efeito da onda de carga espacial, devido ao feixe eletrônico, é contabilizado acrescentando-se um termo fonte de corrente que carrega as capacitâncias distribuídas da linha de transmissão. O feixe eletrônico é descrito utilizando uma densidade volumétrica de carga $\rho(z, t)$, onde z é a coordenada axial e t o tempo. A linha de transmissão é descrita por indutâncias e capacitâncias distribuídas, além das perdas. As equações da linha de transmissão são desenvolvidas da mesma forma que no código principal, resultando no mesmo sistema de equações.

$$\begin{aligned} & \text{for } n = 1 : N_f \\ & \left\{ \begin{aligned} \frac{d}{dz} V_{1,n}(z) &= -R_n(z) I_{1,n}(z) - \frac{\omega_n K_{0,n}(z)}{u_{p,n}(z)} I_{2,n}(z) \\ \frac{d}{dz} V_{2,n}(z) &= -R_n(z) I_{2,n}(z) + \frac{\omega_n K_{0,n}(z)}{u_{p,n}(z)} I_{1,n}(z) \\ \frac{d}{dz} I_{1,n}(z) &= -G_n(z) V_{1,n}(z) - \frac{\omega_n V_{2,n}(z)}{u_{p,n}(z) K_{0,n}(z)} + A\omega_n \rho_{2,n}(z) \\ \frac{d}{dz} I_{2,n}(z) &= -G_n(z) V_{2,n}(z) + \frac{\omega_n V_{1,n}(z)}{u_{p,n}(z) K_{0,n}(z)} - A\omega_n \rho_{1,n}(z) \end{aligned} \right. . \end{aligned} \quad (\text{A4.1})$$

O feixe eletrônico é descrito pela segunda lei de Newton na forma de Euler e pela equação da continuidade (conservação de carga), isto é

$$\frac{\partial u(z, t)}{\partial t} + u(z, t) \frac{\partial u(z, t)}{\partial z} = \frac{F}{m} \quad (\text{A4.2})$$

$$\frac{\partial \rho(z, t)}{\partial t} = - \frac{\partial u(z, t) \rho(z, t)}{\partial z} . \quad (\text{A4.3})$$

Procedendo a transformação de coordenadas para o par lagrangeano (z, t_0) , como descrito no Apêndice A2, obtém-se

$$\frac{\partial u(z, t_0)}{\partial z} = \frac{1}{u(z, t_0)} \frac{F}{m} \quad (\text{A4.4})$$

$$\frac{\partial t(z, t_0)}{\partial z} = \frac{1}{u(z, t_0)} \quad (\text{A4.5})$$

$$\rho(z, t_0) = \frac{\rho_0 u_0}{u(z, t_0)} \left| \frac{\partial t_0}{\partial t(z, t_0)} \right|. \quad (\text{A4.6})$$

Semelhantemente ao código principal, nesse caso, o feixe é dividido em N_d partículas, cada uma indexada por um tempo inicial $t_{0,j}$. Portanto, as equações (A4.4) e (A4.5) em sua forma discreta são

$$\begin{aligned} & \text{for } j = 1 : N_d \\ & \left\{ \begin{aligned} \frac{du_j(z)}{dz} &= \frac{1}{u_j(z)} \frac{F}{m} \\ \frac{dt_j(z)}{dz} &= \frac{1}{u_j(z)} \end{aligned} \right. \end{aligned} \quad (\text{A4.7})$$

O termo da força é dado pela contribuição do campo elétrico de carga espacial $E_{sc}(z, t)$ e pelo campo elétrico associado à voltagem na linha de transmissão $-\partial V(z, t)/\partial z$. O campo elétrico devido à carga espacial é obtido por meio da Lei de Gauss. Adicionalmente, por hipótese, o feixe se propaga sob um fundo de íons neutralizadores que anulam a força de carga espacial DC. Portanto, deve-se subtrair a densidade de carga DC da Lei de Gauss

$$\frac{\partial E_{sc}(z, t)}{\partial z} = \frac{\rho(z, t) - \rho_0/2}{\varepsilon_0}. \quad (\text{A4.8})$$

Por meio da expansão em série de Fourier, (A4.8) também pode ser representada no domínio da frequência como um par de equações para os coeficientes, como descrito no Apêndice A2.

$$\begin{aligned} & \text{for } n = 1 : N_f \\ & \left\{ \begin{aligned} \frac{d}{dz} E_{1,n}(z) &= \frac{\rho_{1,n}(z)}{\varepsilon_0} \\ \frac{d}{dz} E_{2,n}(z) &= \frac{\rho_{2,n}(z)}{\varepsilon_0} \end{aligned} \right. \end{aligned} \quad (\text{A4.9})$$

Os coeficientes de Fourier para a densidade de carga, que aparecem em (A4.9) e (A4.1) são calculados por meio de

$$\begin{aligned} \rho_{1,n}(z) &= \frac{2}{T} \int_0^T \rho(z, t) \cos(\omega_n t) dt \\ \rho_{2,n}(z) &= \frac{2}{T} \int_0^T \rho(z, t) \sin(\omega_n t) dt \end{aligned} \quad (\text{A4.10})$$

Entretanto, a solução das partículas fornece $\rho(z, t_0)$, o que significa que (A4.10) precisa também ser expressa em termos da variável t_0 . A transformação de coordenadas é feita utilizando o jacobiano da transformação, isto é,

$$\begin{aligned}\rho_{1,n}(z) &= \frac{2}{T} \int_0^T \mathcal{J}(z, t_0) \rho(z, t_0) \cos(\omega_n t(z, t_0)) dt_0 \\ \rho_{2,n}(z) &= \frac{2}{T} \int_0^T \mathcal{J}(z, t_0) \rho(z, t_0) \sin(\omega_n t(z, t_0)) dt_0\end{aligned}\tag{A4.11}$$

Utilizando (A4.6), obtém-se

$$\begin{aligned}\rho_{1,n}(z) &= \frac{2\rho_0 u_0}{T} \int_0^T \frac{\cos(\omega_n t(z, t_0))}{u(z, t_0)} dt_0 \\ \rho_{2,n}(z) &= \frac{2\rho_0 u_0}{T} \int_0^T \frac{\sin(\omega_n t(z, t_0))}{u(z, t_0)} dt_0\end{aligned},\tag{A4.12}$$

cuja forma discreta é

$$\begin{aligned}\rho_{1,n}(z) &= \frac{2\rho_0 u_0}{N_d} \sum_{j=1}^{N_d} \frac{\cos(\omega_n t_j(z))}{u_j(z)} \\ \rho_{2,n}(z) &= \frac{2\rho_0 u_0}{N_d} \sum_{j=1}^{N_d} \frac{\sin(\omega_n t_j(z))}{u_j(z)}.\end{aligned}\tag{A4.13}$$

O termo da força em (A4.7) é dado por

$$F = q \sum_{n=1}^{N_f} \left\{ \begin{aligned} &R_{sc}^2 [E_{1,n}(z) \cos(\omega_n t) + E_{2,n}(z) \sin(\omega_n t)] \\ &- \left[\frac{d}{dz} V_{1,n}(z) \cos(\omega_n t) + \frac{d}{dz} V_{2,n}(z) \sin(\omega_n t) \right] \end{aligned} \right\},\tag{A4.14}$$

que pode ser rearranjada da seguinte forma

$$F = q \sum_{n=1}^{N_f} \left\{ \begin{aligned} &\left[R_{sc,n}^2 E_{1n}(z) - \frac{d}{dz} V_{1n}(z) \right] \cos(\omega_n t) \\ &+ \left[R_{sc,n}^2 E_{2n}(z) - \frac{d}{dz} V_{2n}(z) \right] \sin(\omega_n t) \end{aligned} \right\}.\tag{A4.15}$$

Utilizando (A4.1) as derivadas da voltagem na linha de transmissão podem ser substituídas por suas expressões, resultando em

$$F = q \sum_{n=1}^{N_f} \left\{ \left[R_{sc,n}^2 E_{1n}(z) + R_n(z) I_{1,n}(z) + \frac{\omega_n K_{0,n}(z)}{u_{p,n}(z)} I_{2,n}(z) \right] \cos(\omega_n t) \right. \\ \left. + \left[R_{sc,n}^2 E_{2n}(z) + R_n(z) I_{2,n}(z) - \frac{\omega_n K_{0,n}(z)}{u_{p,n}(z)} I_{1,n}(z) \right] \sin(\omega_n t) \right\} \quad (\text{A4.16})$$

Portanto, o sistema de equações que descreve o modelo secundário é dado por (A4.1), (A4.7), (A4.9) e (A4.13), resultando em

$$\begin{aligned} & \text{for } j = 1 : N_d \\ & \left\{ \begin{aligned} \frac{du_j(z)}{dz} &= \frac{\eta}{u_j(z)} \sum_{n=1}^{N_f} \left\{ \left[R_{sc,n}^2 E_{1n}(z) + R_n(z) I_{1,n}(z) + \frac{\omega_n K_{0,n}(z)}{u_{p,n}(z)} I_{2,n}(z) \right] \cos(\omega_n t) \right. \\ & \left. + \left[R_{sc,n}^2 E_{2n}(z) + R_n(z) I_{2,n}(z) - \frac{\omega_n K_{0,n}(z)}{u_{p,n}(z)} I_{1,n}(z) \right] \sin(\omega_n t) \right\} \\ \frac{dt_j(z)}{dz} &= \frac{1}{u_j(z)} \end{aligned} \right. \\ & \text{for } n = 1 : N_f \\ & \left\{ \begin{aligned} \frac{d}{dz} E_{1,n}(z) &= \frac{1}{\varepsilon_0} \frac{2\rho_0 u_0}{N_d} \sum_{j=1}^{N_d} \frac{\cos(\omega_n t_j(z))}{u_j(z)} \\ \frac{d}{dz} E_{2,n}(z) &= \frac{1}{\varepsilon_0} \frac{2\rho_0 u_0}{N_d} \sum_{j=1}^{N_d} \frac{\sin(\omega_n t_j(z))}{u_j(z)} \\ \frac{d}{dz} V_{1,n}(z) &= -R_n(z) I_{1,n}(z) - \frac{\omega_n K_{0,n}(z)}{u_{p,n}(z)} I_{2,n}(z) \\ \frac{d}{dz} V_{2,n}(z) &= -R_n(z) I_{2,n}(z) + \frac{\omega_n K_{0,n}(z)}{u_{p,n}(z)} I_{1,n}(z) \\ \frac{d}{dz} I_{1,n}(z) &= -G_n(z) V_{1,n}(z) - \frac{\omega_n V_{2,n}(z)}{u_{p,n}(z) K_{0,n}(z)} + A\omega_n \frac{2\rho_0 u_0}{N_d} \sum_{j=1}^{N_d} \frac{\sin(\omega_n t_j(z))}{u_j(z)} \\ \frac{d}{dz} I_{2,n}(z) &= -G_n(z) V_{2,n}(z) + \frac{\omega_n V_{1,n}(z)}{u_{p,n}(z) K_{0,n}(z)} - A\omega_n \frac{2\rho_0 u_0}{N_d} \sum_{j=1}^{N_d} \frac{\cos(\omega_n t_j(z))}{u_j(z)} \end{aligned} \right. \quad (\text{A4.17}) \end{aligned}$$

Dados os parâmetros de entrada:

- Raio do feixe eletrônico: b
- Voltagem de aceleração do feixe: V_0
- Corrente DC do feixe eletrônico: I_0
- Comprimento do circuito de interação: L_c
- Frequência de base: f_0

E os parâmetros de discretização,

- Número de discos por comprimento de onda fundamental: N_d/λ_0
- Número de divisões da malha axial do circuito: N_z
- Número de ciclos de fase completos para rodar: N_{ciclos}
- Tamanho da cauda* do feixe (em n° de λ_0): $cauda$
- Tamanho da cabeça* do feixe (em n° de λ_0): $cabeça$

(* A cauda e a cabeça do feixe são as regiões que sofrerão espalhamento durante a evolução do sistema.)

Procede-se o cálculo dos seguintes parâmetros intermediários:

1. Número de passos de tempo:

$$N_t = N_{ciclos} N_d / \lambda_0 \quad (\text{A5.1})$$

2. Velocidade DC do feixe:

$$u_0 = \sqrt{2\eta V_0} \quad (\text{A5.2})$$

3. Área da seção transversal do feixe:

$$A = \pi b^2 \quad (\text{A5.3})$$

4. Densidade de carga DC do feixe:

$$\rho_0 = I_0 / u_0 A \quad (\text{A5.4})$$

5. Comprimento de onda fundamental:

$$\lambda_0 = u_0 / f_0 \quad (\text{A5.5})$$

6. Espaçamento inicial dos discos:

$$dz_0 = \lambda_0 / N_d \quad (\text{A5.6})$$

7. Número inteiro de λ_0 que cabem em L_c :

$$N_\lambda / L_c = \text{int}(L_c / \lambda_0) \quad (\text{A5.7})$$

8. Número total de discos:

$$N_d = (N_\lambda / L_c + N_{ciclos} + cauda + cabeça) N_d / \lambda_0 \quad (\text{A5.8})$$

9. Carga contida em cada disco:

$$q = \rho_0 A dz_0 \quad (\text{A5.9})$$

10. Massa de cada disco:

$$m = q / \eta \quad (\text{A5.10})$$

A inicialização do feixe eletrônico é realizada atribuindo-se uma posição inicial $z_{0,j}$ e a velocidade inicial $u_{0,j}$ a cada disco que compõe o feixe, isto é,

$$\begin{aligned} & \text{for } j = 1 \cdots N_d \\ & \begin{cases} z_j = [j - (cauda + Nciclos)N_d / \lambda_0] dz_0 . \\ u_j = u_0 \end{cases} \end{aligned} \quad (\text{A5.11})$$

**A6 – VALORES NUMÉRICOS DE VELOCIDADE DE FASE E IMPEDÂNCIA DE INTERAÇÃO
UTILIZADOS NA PRÉ-VALIDAÇÃO DOS CÓDIGOS DESTE TRABALHO**

Tabela IV – Valores numéricos da velocidade de fase normalizada em função da frequência para os três trechos do circuito de interação utilizados na seção 2.9 (Figura 3.3(a)).

p (mm) \ f (GHz)	1	1,06	1,12	1,18	1,24	1,3	1,36	1,42
1,27	0,10400	0,10342	0,10281	0,10220	0,10156	0,10092	0,10028	0,09963
1,41	0,11538	0,11484	0,11428	0,11371	0,11312	0,11251	0,11189	0,11127
1,25	0,10235	0,10177	0,10115	0,10053	0,09990	0,09924	0,09859	0,09794

p (mm) \ f (GHz)	1,48	1,54	1,6	1,66	1,72	1,78	1,84	1,9
1,27	0,09896	0,09831	0,09766	0,09702	0,09638	0,09576	0,09515	0,09455
1,41	0,11064	0,11000	0,10936	0,10872	0,10808	0,10745	0,10683	0,10621
1,25	0,09729	0,09662	0,09597	0,09534	0,09469	0,09407	0,09347	0,09288

p (mm) \ f (GHz)	1,96	2,02	2,08	2,14	2,2	2,26	2,32	2,38
1,27	0,09397	0,09341	0,09286	0,09233	0,09183	0,09134	0,09087	0,09043
1,41	0,10560	0,10501	0,10443	0,10386	0,10330	0,10277	0,10225	0,10174
1,25	0,09231	0,09174	0,09121	0,09069	0,09019	0,08971	0,08925	0,08881

p (mm) \ f (GHz)	2,44	2,5	2,56	2,62	2,68	2,74	2,8	2,86
1,27	0,08999	0,08958	0,08919	0,08882	0,08847	0,08813	0,08781	0,08750
1,41	0,10126	0,10079	0,10033	0,09990	0,09949	0,09909	0,09870	0,09834
1,25	0,08839	0,08799	0,08762	0,08725	0,08690	0,08657	0,08627	0,08597

p (mm) \ f (GHz)	2,92	2,98	3,04	3,1	3,16	3,22	3,28	3,34
1,27	0,08722	0,08694	0,08668	0,08644	0,08620	0,08598	0,08577	0,08557
1,41	0,09798	0,09765	0,09732	0,09702	0,09673	0,09645	0,09618	0,09593
1,25	0,08569	0,08543	0,08517	0,08494	0,08471	0,08450	0,08429	0,08410

p (mm) \ f (GHz)	3,4	3,46	3,52	3,58	3,64	3,7	3,76	3,82
1,27	0,08538	0,08520	0,08503	0,08486	0,08471	0,08457	0,08443	0,08430
1,41	0,09569	0,09546	0,09524	0,09503	0,09483	0,09465	0,09446	0,09429
1,25	0,08392	0,08375	0,08358	0,08343	0,08329	0,08314	0,08301	0,08288

p (mm) \ f (GHz)	3,88	3,94	4
1,27	0,08418	0,08406	0,08395
1,41	0,09413	0,09397	0,09382
1,25	0,08277	0,08265	0,08254

Tabela V - Valores numéricos da impedância de interação em função da frequência para os três trechos do circuito de interação utilizados na seção 2.9 (Figura 3.3(b)).

p(mm)/f(GHz)	1	1,06	1,12	1,18	1,24	1,3	1,36	1,42	1,48
1,27	311,54	304,53	297,06	289,13	280,77	272	262,86	253,39	243,64
1,41	283,45	278,3	272,81	266,97	260,8	254,29	247,48	240,38	233,01
1,25	315,78	308,44	300,61	292,3	283,55	274,38	264,83	254,95	244,8

p(mm)/f(GHz)	1,54	1,6	1,66	1,72	1,78	1,84	1,9	1,96	2,02
1,27	233,66	223,51	213,26	202,96	192,67	182,47	172,41	162,53	152,9
1,41	225,4	217,58	209,59	201,47	193,25	184,98	176,7	168,44	160,26
1,25	234,42	223,88	213,26	202,62	192,01	181,52	171,2	161,09	151,26

p(mm)/f(GHz)	2,08	2,14	2,2	2,26	2,32	2,38	2,44	2,5	2,56
1,27	143,54	134,51	125,82	117,5	109,57	102,03	94,899	88,161	81,819
1,41	152,18	144,25	136,48	128,92	121,59	114,51	107,69	101,14	94,881
1,25	141,75	132,58	123,79	115,4	107,42	99,851	92,706	85,979	79,662

p(mm)/f(GHz)	2,62	2,68	2,74	2,8	2,86	2,92	2,98	3,04	3,1
1,27	75,865	70,287	65,073	60,208	55,676	51,461	47,545	43,912	40,544
1,41	88,909	83,23	77,843	72,743	67,925	63,385	59,112	55,096	51,329
1,25	73,745	68,215	63,057	58,254	53,789	49,644	45,801	42,243	38,95

p(mm)/f(GHz)	3,16	3,22	3,28	3,34	3,4	3,46	3,52	3,58	3,64
1,27	37,425	34,539	31,87	29,403	27,125	25,021	23,079	21,287	19,633
1,41	47,799	44,495	41,406	38,521	35,828	33,316	30,975	28,795	26,764
1,25	35,905	33,093	30,496	28,1	25,89	23,852	21,974	20,243	18,649

p(mm)/f(GHz)	3,7	3,76	3,82	3,88	3,94	4
1,27	18,109	16,703	15,406	14,21	13,108	12,092
1,41	24,875	23,117	21,482	19,962	18,549	17,236
1,25	17,18	15,828	14,582	13,435	12,379	11,406

Tabela VI – Valores numéricos de passo da hélice em função da posição no circuito de interação simulado na seção 3.1.

posição (m)	passo (m)
0	0,0038
0,0038	0,0038
0,00381	0,00254
0,00634	0,00254
0,00635	0,00178
0,00812	0,00178
0,00813	0,00127
0,19	0,00127
0,1901	0,00142
0,35	0,00142
0,388	0,00125
0,408	0,00125
0,4081	0,00175
0,40975	0,00175
0,40976	0,0025
0,41225	0,0025
0,41226	0,00375
0,42	0,00375

Tabela VII – Valores numéricos de atenuação (em unidades arbitrárias) em função da posição no circuito de interação simulado na seção 3.1.

posição (m)	atenuação
0	0
0,08	0
0,12	0,7
0,135	10,8
0,19	10,8
0,197	10,1
0,2	9,7
0,23	2,4
0,235	1,25
0,24	0,8
0,29	0,2
0,3	0,1
0,42	0,1