

ALFRÊDO GOMES NETO

ANÁLISE TEÓRICA DE DESCONTINUIDADE EM MICROFITA
PELO MÉTODO DA CONSERVAÇÃO DA POTÊNCIA COMPLEXA

Dissertação apresentada à Coordenação dos
Cursos de Pós-Graduação em Engenharia
Elétrica da Universidade Federal da
Paraíba, em cumprimento parcial às
exigências para obtenção do Grau de Mestre
em Engenharia Elétrica.

ÁREA DE CONCENTRAÇÃO: Processamento da Informação

MÁRIO DE SOUSA ARAÚJO FILHO

EVANDRO CONFORTI

- Orientadores -

CAMPINA GRANDE - PB

NOVEMBRO - 1989



G333a Gomes Neto, Alfrêdo.
Análise teórica de descontinuidade em microfita pelo método da conservação da potência complexa / Alfrêdo Gomes Neto. - Campina Grande, 1989.
184 f.

Dissertação (Mestrado em Engenharia Elétrica) - Universidade Federal da Paraíba, Centro de Ciências e Tecnologia, 1989.
"Orientação : Prof. Dr. Evandro Conforti, Prof. Dr. Mário de Sousa Araújo Filho".
Referências.

1. Potência Complexa - Conservação. 2. Descontinuidade em Microfita. 3. Descontinuidade Degrau. 4. Dissertação - Engenharia Elétrica. I. Conforti, Evandro. II. Araújo Filho, Mário de Sousa. III. Universidade Federal da Paraíba - Campina Grande (PB). IV. Título

CDU 621.3.016.2(043)

ANÁLISE TEÓRICA DE DESCONTINUIDADE EM MICROFITA
PELO METODO DE CONSERVAÇÃO DA POTENCIA COMPLEXA

ALFRÊDO GOMES NETO

DISSERTAÇÃO APROVADA EM 9-11-89

Evandro Conforti

EVANDRO CONFORTI, Dr., UNICAMP
Orientador

Mário de Sousa Araújo Filho

MÁRIO DE SOUSA ARAÚJO FILHO, Mestre, UFPB
Co-orientador

Adaildo Gomes d'Assunção

ADAILDO GOMES D'ASSUNÇÃO, Ph.D., UFRN
Componente da Banca

Creso Santos da Rocha

CRESO SANTOS DA ROCHA, Ph.D., UFPB
Componente da Banca

CAMPINA GRANDE - PB
NOVEMBRO - 1989

Dedico este trabalho a

Elvira, minha mãe, a qual tudo
devo,

Germana, minha esposa, a qual
agradeço pelo incentivo e
paciência,

Daniel e Danilo, meus filhos,
aos quais peço desculpas pelas
horas que não passamos juntos.

AGRADECIMENTOS

Ao Professor

Mário de Sousa Araújo Filho, pelo estímulo,
competência e paciência.

Ao Professor

Evandro Conforti, pela segurança, experiência e
sugestões.

Aos Professores

Creso Santos da Rocha,
Francisco de Assis Ferreira Tejo e
Rômulo Raimundo Maranhão do Valle, pela valiosa
contribuição ao desenvolvimento deste trabalho.

Aos Engenheiros

Joabson Nogueira de Carvalho e
Rinaldo Santos Júnior, que não mediram esforços
para assegurar as condições técnicas necessárias
à elaboração desta dissertação.

RESUMO

Este trabalho apresenta a aplicação da Técnica da Conservação da Potência Complexa a uma classe de problemas da descontinuidade degrau em microfita, utilizando o modelo do guia de ondas equivalente. Apresenta-se os conceitos de guia de ondas equivalente, constante dielétrica efetiva e largura efetiva. Formula-se teoricamente o problema da aplicação da Técnica da Conservação da Potência Complexa à análise de descontinuidades degrau em microfita, utilizando o modelo do guia de ondas equivalente, sendo considerados, assim como na Técnica da Matriz Espalhamento Generalizada, os modos propagantes e evanescentes. São consideradas, para microfita, as descontinuidades degrau e degrau em cascata. É estabelecido, teoricamente, o problema de autovalores para uma estrutura carregada periodicamente. Como uma introdução ao estudo das estruturas em microfita carregadas periodicamente são analisados os casos limites do guia de placas paralelas carregado periodicamente. Desenvolve-se e implementa-se um programa computacional,

para ambiente IBM-PC, com o qual são caracterizadas, em microfita, as descontinuidades degrau e degrau em cascata. Os resultados obtidos estão de acordo com os da literatura especializada. Obtém-se ainda, resultados para os casos limites do guia de placas paralelas carregado periodicamente, tendo sido utilizado na determinação dos autovalores o algoritmo QZ. São apresentados fluxogramas que facilitam à análise do programa implementado.

ABSTRACT

In this dissertation the application of the Conservation of Complex Power Technique to a certain class of the microstrip step discontinuity problem, using the equivalent waveguide model, are presented. The concepts of equivalent waveguide, effective dielectric constant and effective width are introduced. The problem of applying this technique to the analysis of the microstrip step discontinuity, using the equivalent waveguide model, is established and considering, as in the Generalized Scattering-Matrix Technique, not only the propagating but also evanescent modes. The step discontinuity and cascaded step discontinuity are considered. The problem of eigenvalues for a structure loaded periodically is also formulated. Moreover, a computer program was developed and implemented for the IBM-PC environment, which characterizes the step discontinuity and cascaded step discontinuity in microstrip. The results obtained are in good agreement with the ones of the references. This program also produced

results for the limits cases of the periodically loaded parallel plate waveguide, which were used to determine the eigenvalues the QZ algorithm. Finally, some flow charts are presented in order to facilitate the analysis of this program.

ÍNDICE

	Página
RESUMO	
LISTA DE FIGURAS	
LISTA DE SÍMBOLOS	
CAPÍTULO 1 - INTRODUÇÃO.....	1
1.1 - Formulação do Problema.....	1
1.2 - Revisão da Literatura Relacionada e Aplicações.....	1
1.2.1 - Caracterização das Descontinuidades Degrau e em Cascata para Mi crofitas.....	3
1.2.2 - Caracterização das Estruturas Pe riódicas.....	12
1.2.2.1 - Métodos de Análise de Estru turas Periódicas.....	16
1.2.2.1.1 - Análise por Campos.....	17

1.3 - Organização da Dissertação.....	20
CAPÍTULO 2 - CONCEITOS BÁSICOS.....	23
2.1 - O Modelo do Guia de Ondas Equiva lente.....	24
2.1.1 - Constante Dielétrica Efetiva....	25
2.1.1.1 - Constante Dielétrica Efetiva da Microfita para o Caso Qua se-Estático.....	29
2.1.1.2 - Impedância Característica da Microfita.....	30
2.1.2 - Largura Efetiva.....	32
2.2 - Características Gerais das Estrutu ras Periódicas.....	35
2.2.1 - Estruturas Periódicas.....	35
2.2.2 - Classificação das Estruturas Periódicas.....	37
2.2.3 - Propriedades Gerais das Estrutu ras Periódicas.....	38
2.2.4 - O Teorema de Floquet.....	39
2.2.5 - Harmônicos Espaciais.....	40
2.2.6 - Velocidade de Fase.....	43
2.2.7 - Velocidade de Grupo.....	47
2.2.8 - Diagrama ω - β	48

CAPÍTULO 3 - TÉCNICAS UTILIZADAS E O PROBLEMA DE AUTOVALORES.....

LORES.....	53
3.1 - A Técnica da Conservação da Potência Complexa.....	53
3.1.1 - Introdução.....	53
3.1.2 - A Técnica.....	55
3.1.2.1 - Condições de Contorno.....	55
3.1.2.1.1 - S_c é uma Superfície Condutora.....	56
3.1.2.1.2 - S_c é uma Superfície Magnética.....	57
3.1.2.2 - Equação de Casamento de Modo.....	59
3.1.2.2.1 - S_c é uma Superfície Condutora.....	59
3.1.2.2.2 - S_c é uma Superfície Magnética.....	61
3.1.2.3 - Potência Complexa Irrradiada.....	63
3.1.2.4 - Potência Complexa Incidente.....	65
3.1.2.5 - A Conservação da Potência Complexa e a Matriz Admitância de Entrada da Junção.....	67
3.1.2.6 - A Matriz Espalhamento da Junção.....	68
3.1.2.7 - Determinação da Razão Entre o Número de Modos em Cada Junção.....	74

3.2 - A Técnica da Matriz Espalhamento Generalizada.....	76
3.2.1 - Introdução.....	76
3.2.2 - A Técnica.....	76
3.2.3 - Determinação da Matriz S^C	77
3.3 - O Problema de Autovalores para Estruturas Periódicas.....	85
3.3.1 - Introdução.....	85
3.3.2 - A Técnica.....	86
3.3.2.1 - Célula Unitária da Estrutura.....	86
3.3.2.2 - Relação entre as Matrizes Espalhamento Generalizada e Transmissão Generalizada.....	89
3.3.2.3 - Matriz Transmissão de Onda Generalizada da Célula Unitária.....	93
3.3.2.4 - A Equação de Autovalores.....	96
3.3.2.5 - Determinação da Célula Unitária...	99
CAPÍTULO 4 - CARACTERIZAÇÃO DA DESCONTINUIDADE DEGRAU..	102
4.1 - Geometria do problema.....	102
4.2 - Determinação do Modelo do Guia de Ondas Equivalente.....	102
4.3 - Equações de Campos.....	105
4.4 - Equação de Casamento de Modo.....	106
4.5 - A Potência Complexa Transmitida.....	109
4.6 - A Potência Complexa Incidente.....	110
4.7 - A Matriz Admitância de Entrada da	

4.7 - A Matriz Admitância de Entrada da Junção.....	110
4.8 - A Matriz Espalhamento de Tensão.....	110
4.8.1 - A Submatriz S_{22}	111
4.8.2 - A Submatriz S_{12}	111
4.8.3 - A Submatriz S_{21}	111
4.8.4 - A Submatriz S_{11}	112
4.9 - Resultados Numéricos.....	112
4.10- Conclusão.....	117

CAPÍTULO 5 - CARACTERIZAÇÃO DA DESCONTINUIDADE DEGRAU

EM CASCATA.....	118
5.1 - Geometria Considerada.....	119
5.2 - Determinação do Modelo do Guia de Onda das Equivalente.....	119
5.3 - Obtenção das Matrizes S_A , S_B e S_L ...	120
5.4 - Obtenção da matriz S^C	121
5.5 - Resultados Numéricos.....	124
5.6 - Conclusão.....	130

CAPÍTULO 6 - ESTUDO DOS CASOS LIMITES PARA UM GUIA DE

PLACAS PARALELAS CARREGADO PERIODICAMENTE.	131
6.1 - Geometria do Problema.....	132
6.2 - Obtenção da Matriz Espalhamento da Junção A.....	133
6.2.1 - Equações de Campo.....	133
6.2.2 - Equação de Casamento de Modo....	134

6.2.4 - A Potência Complexa Incidente...	136
6.2.5 - A Matriz Espalhamento de Tensão.	137
6.2.6 - A Submatriz S_{22A}	137
6.2.7 - A Submatriz S_{12A}	137
6.2.8 - A Submatriz S_{21A}	137
6.2.9 - A Submatriz S_{11A}	138
6.3 - Obtenção da Matriz Espalhamento Gene ralizada.....	138
6.3.1 - Geometria Considerada.....	138
6.4 - A Matriz Transmissão de Onda Genera lizada da Célula Unitária.....	139
6.4.1 - A Matriz Transmissão de Onda Ge neralizada da Junção em Cascata da Célula Unitária.....	139
6.4.2 - A Matriz Transmissão de Onda Ge neralizada da Célula Unitária...	139
6.5 - O Problema de Autovalores.....	141
6.6 - Resultados Numéricos.....	141
6.6.1 - O Guia de Placas Paralelas Carre gado Periodicamente Tende para um Guia Liso.....	142
6.6.1.1 - Geometria do Problema.....	142
6.6.1.2 - O Diagrama $\omega-\beta$	142
6.6.2 - O Guia de Placas Paralelas Carre gado Periodicamente Tende para uma Cavidade Ressonante.....	143
6.6.2.1 - Geometria do Problema.....	143

6.6.2.2 - O Diagrama $w-\beta$	144
6.7 - Conclusão.....	148
CAPÍTULO 7 - CONCLUSÕES.....	149

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

LISTA DE FIGURAS

Figura	Página
Fig. 1.1 - Descontinuidade degrau.....	2
Fig. 1.2 - Descontinuidade degrau em cascata.....	2
Fig. 1.3 - Guia de placas paralelas condutoras, limitado por paredes magnéticas laterais e vazio..	13
Fig. 2.1 - Geometria do guia de ondas equivalente.....	24
Fig. 2.2 - Linhas de campo em uma microfita.....	27
Fig. 2.3 - Constante dielétrica efetiva x frequência... (a) $\epsilon_r = 2.32$ (b) $\epsilon_r = 10$	28
Fig. 2.4 - Linhas de campo elétrico no guia de ondas equivalente.....	33

Fig. 2.5 - Largura efetiva x frequência.....	34
(a) $W = .01728m$	
(b) $W = .00288m$	
Fig. 2.6 - Descontinuidade degrau simétrica e assimétrica.....	36
Fig. 2.7 - Descontinuidade degrau em cascata simétrica e assimétrica.....	36
Fig. 2.8 - Descontinuidade periódica simétrica e assimétrica.....	36
Fig. 2.9 - Exemplo de um diagrama ω - β típico.....	52
Fig. 3.1 - Junção de dois guias de ondas.....	55
Fig. 3.2 - Representação dos vetores amplitude de modo incidente e espalhado.....	71
Fig. 3.3 - Junção em cascata de duas estruturas interligadas por um trecho L	77
Fig. 3.4 - Diagrama de blocos das matrizes das junções em cascata.....	79
Fig. 3.5 - Estrutura periódica.....	87
(a) Vista frontal	
(b) Vista lateral	
(c) Vista superior	
Fig. 3.6 - Célula unitária da estrutura periódica.....	88
Fig. 3.7 - Geometrias para a célula unitária.....	99
Fig. 4.1 - Geometria considerada para a descontinuidade degrau em microfita.....	103
Fig. 4.2 - Fluxograma resumido para o cálculo de $W_{eff}(f)$ e de $\epsilon_{reff}(f)$	104

Fig. 4.3 - Geometria da descontinuidade no guia de ondas equivalente.....	104
Fig. 4.4 - Fluxogramas resumidos para obtenção das submatrizes da matriz S	113
Fig. 4.5 - $ S_{12} $ e $ S_{22} $ x frequência (Hz), $W_1 = 3.6\text{mm}$, $W_2 = 1.2\text{mm}$	114
Fig. 4.6 - $ S_{12} $ e $ S_{22} $ x frequência (Hz), $W_1=17.28\text{mm}$, $W_2=2.88\text{mm}$	115
Fig. 4.7 - Fase de S_{22} , S_{21} e S_{11} (grau) x f (Hz), $W_1=17.28\text{mm}$, $W_2=2.88\text{mm}$	116
Fig. 4.8 - $ S_{12} $ e $ S_{22} $ x frequência (Hz), $W_1 = 15\text{mm}$, $W_2 = .5\text{mm}$	117
Fig. 5.1 - Geometria considerada para a descontinuidade degrau em cascata.....	119
Fig. 5.2 - Geometria da descontinuidade em cascata no guia de ondas equivalente.....	120
Fig. 5.3 - Fluxogramas resumidos para determinação das matrizes S_{AA} e S_{AB}	125
Fig. 5.4 - $ S_{AB} $ x f (Hz) - $W_1 = 0.6\text{cm}$, $W_2 = 0.2303\text{cm}$, $DLD = 0.5\text{cm}$	126
Fig. 5.5 - $ S_{AB} $ x f (Hz) - $W_1 = 0.8\text{cm}$, $W_2 = 0.2303\text{cm}$, $DLD = 0.7\text{cm}$	126
Fig. 5.6 - $ S_{AB} $ x f (Hz) - $W_1 = 1.0\text{cm}$, $W_2 = 0.2303\text{cm}$, $DLD = 1.0\text{cm}$	127
Fig. 5.7 - $ S_{AB} $ x f (Hz) - $W_1 = 1.5\text{cm}$, $W_2 = 0.2303\text{cm}$, $DLD = 1.5\text{cm}$	127

Fig. 5.8 - $ SAB (db) \times f(Hz)$ - $W1 = 1.5cm$, $W2 = .058cm$, DLD = $0.68cm$	129
Fig. 5.9 - $ SAB (db) \times f(Hz)$ - $W1 = 1.0cm$, $W2 = .058cm$, DLD = $1.65cm$	129
Fig. 5.10- $ SAB , SAA \times f(Hz)$, $W1=1.5cm$, $W2=.2303cm$, DLD= $1.5cm$, $\epsilon_r=2.32$	130
Fig. 6.1 - Geometria considerada do guia de placas para lelas carregado periodicamente.....	132
(a) Vista frontal	
(b) Vista lateral	
(c) Vista superior	
Fig. 6.2 - Célula unitária considerada para o guia de placas paralelas carregado periodicamente...	138
Fig. 6.3 - Fluxograma resumido para obtenção das subma trizes da matriz C.....	140
Fig. 6.4 - Fluxogramas resumidos para obtenção das sub matrizes da matriz M.....	140
Fig. 6.5 - Geometria considerada para o guia de placas paralelas carregado periodicamente tendendo para um guia liso.....	142
Fig. 6.6 - Diag. $f(Hz) \times (\beta.LC/\pi)$ - $h1=.4375m$, $h2=.3125m$ DLD= $5e-9m$	143
Fig. 6.7 - Geometria considerada para o guia de placas paralelas carregado periodicamente tendendo para uma cavidade ressonante.....	144
Fig. 6.8 - Diag. $f(Hz) \times (\beta.LC/\pi)$ - $h1 =.3125m$, $h2=1e-4m$ DLD = $.0249999m$	145

LISTA DE SÍMBOLOS

Símbolo	Definição
A	Matriz transmissão de onda
A_{mn}	Elemento da matriz A
$A^{+(-)}$	Vetores coeficientes dos harmônicos espaciais no sentido crescente (decrecente), na junção A .
$a_i, (b_i)$	vetores amplitude de modo TE(TM) no guia i .
$a_{i,n}, b_{i,n}$	Elementos dos vetores a_i e b_i , respectivamente.
a_n, b_n	Constantes de amplitude.
C	Matriz transmissão de onda da junção em cascata.

$C_{i,j}$	Submatrizes da matriz C
C_n^+, C_n^-	Valores complexos de ondas incidentes e refletidas no n-ésimo plano terminal.
c	velocidade da luz no espaço livre.
DLD	Largura do degrau da descontinuidade de grau em cascata.
E	1. Vetor campo elétrico. 2. Matriz transmissão de onda de uma seção de de guia de onda.
E_p	Vetor campo elétrico periódico.
E_{pn}	Amplitude de um harmônico espacial.
$e_{i,n}^h(e)$	Componente transversal do campo elétrico no guia i, do n-ésimo modo TE(TM).
f	Frequência.
f_r	Frequência de ressonância.
H	1. Vetor campo magnético. 2. Matriz representativa do acoplamento entre os modos TE e TM.
$H_{i,j}$	Submatrizes da matriz H.
$H_{m,n}$	Elemento da matriz H.
h	1. Altura do substrato da microfita. 2. Altura do guia de ondas equivalente.
I	1. Matriz identidade. 2. Vetor amplitude de onda incidente.
I_n	Corrente total no n-ésimo plano terminal.
K_c	Número de onda de corte.

K_0	Número de onda de corte no espaço livre.
L	Matriz transmissão de onda de uma seção de guia.
LC	Período de uma estrutura periódica.
M	Matriz transmissão de onda da célula unitária.
$M_{i,j}$	Submatrizes da matriz M .
m	Número inteiro.
N	1. Número de modos. 2. Dimensão matricial.
n	1. Número inteiro. 2. Número harmônico.
NMO_i	Número de modos na estrutura i .
P_i	Matriz potência complexa do guia i .
P	Potência complexa transmitida.
$P_{i,m}^{h(e)}$	Potência complexa transportada pelo m -ésimo modo TE(TM) do guia i .
$Q_i^{h(e)}$	Matriz de reciprocidade dos modos TE(TM) do guia i .
R	Vetor amplitude de onda refletida.
S	Matriz espalhamento.
$S_{i,j}$	Submatrizes da matriz S
S^C	Matriz espalhamento de uma junção em cascata.
$S_{i,j}^C$	Submatrizes da matriz S^C .
S_{v2}	Matriz espalhamento de tensão vista do guia 2.

T	Matriz dos fatores de proporcionalidade entre as amplitudes de modo e as tensões equivalentes no guia 2.
$T_{i,j}$	Elemento da matriz T .
t	Tempo.
v	1. Tensão. 2. Velocidade de propagação da onda eletromagnética em um meio qualquer.
V_n	Tensão total no n-ésimo plano terminal.
$V_2^{+(-)}$	Vetor tensão equivalente incidente (refletido) no guia 2.
v_g	Velocidade de grupo.
v_{gn}	Velocidade de grupo do n-ésimo harmônico espacial.
v_p	velocidade de fase.
v_p'	velocidade de fase em um meio qualquer.
v_{pn}	velocidade de fase do n-ésimo harmônico espacial.
v_{p0}	1. Velocidade de fase no espaço livre. 2. Velocidade de fase do harmônico espacial fundamental.
v_0	Velocidade dos elétrons.
Y_2	Matriz admitância de entrada de uma junção, vista a partir do guia 2.
$Y_{02}^{h(e)}$	Matriz admitância característica das linhas de transmissão equivalentes dos modos TE(TM) do guia 2.

Y_0	Admitância característica.
$Y_{0i,m}$	Admitância característica do m-ésimo modo no guia i .
W	Largura da microfita.
W_{eff}	Largura efetiva do guia de ondas equivalente.
Z_{in}	Impedância de entrada.
Z_0	Impedância característica.
α	Constante de atenuação.
β	Constante de fase.
β_0	Constante de fase do harmônico espacial fundamental.
β_n	Constante de fase do n-ésimo harmônico espacial.
Γ	Matriz de autovalores dos modos da estrutura periódica.
Γ	Constante de propagação
Γ_m	Constante de propagação característica do m-ésimo modo.
Γ_{mn}	Elemento da matriz Γ
ϵ	Permissividade de um meio qualquer.
ϵ_0	Permissividade do vácuo ou espaço livre.
ϵ_r	Constante dielétrica.
ϵ_{reff}	Constante dielétrica efetiva.
λ	Comprimento de onda no espaço livre.
λ_c	Comprimento de onda de corte.

λ_0	Comprimento de onda do harmônico espacial fundamental.
λ_g	Comprimento de onda guiada.
μ	Permeabilidade de um meio genérico.
μ_0	Permeabilidade do vácuo ou espaço livre.
ω	Frequência angular.
ω_c	Frequência angular de corte.
ω_r	Frequência angular de ressonância de uma cavidade.
$\omega_{cL(S)i}$	Frequência de corte inferior (superior) da i-ésima faixa de passagem.

1 - INTRODUÇÃO

1.1 - Formulação do Problema

O objetivo deste trabalho é formular teoricamente a aplicação da Técnica da Conservação da Potência Complexa ("Conservation Complex Power Technique" - CCPT) a uma classe de problemas da descontinuidade degrau em microfita, utilizando o modelo do guia de ondas equivalente.

A fim de ilustrar a aplicabilidade da formulação aqui apresentada, são abordados, para microfita, os seguintes casos:

- (a) Descontinuidade degrau (Fig. 1.1).
- (b) Descontinuidade degrau em cascata (Fig. 1.2).

1.2 - Revisão da Literatura Relacionada e Aplicações

A presença de descontinuidades nos circuitos convencionais de microondas, que envolvem linhas coaxiais e

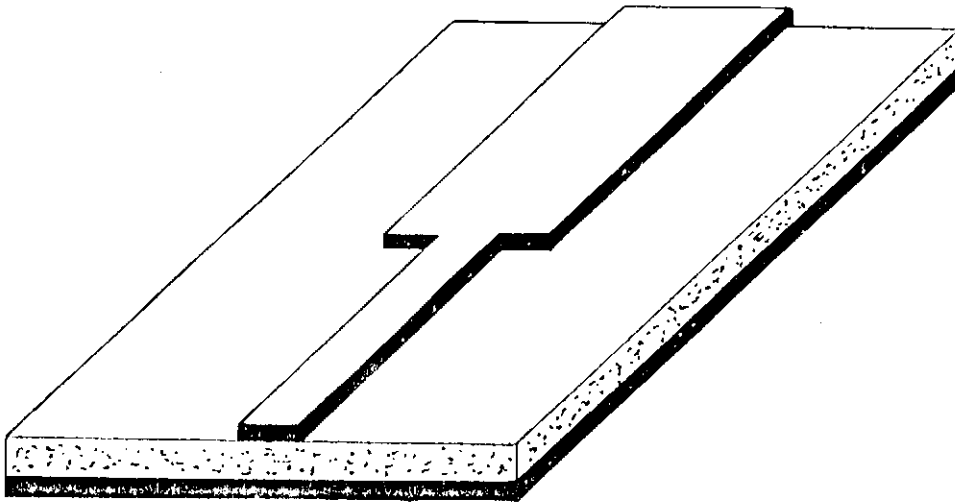


Fig. 1.1 - Descontinuidade degrau

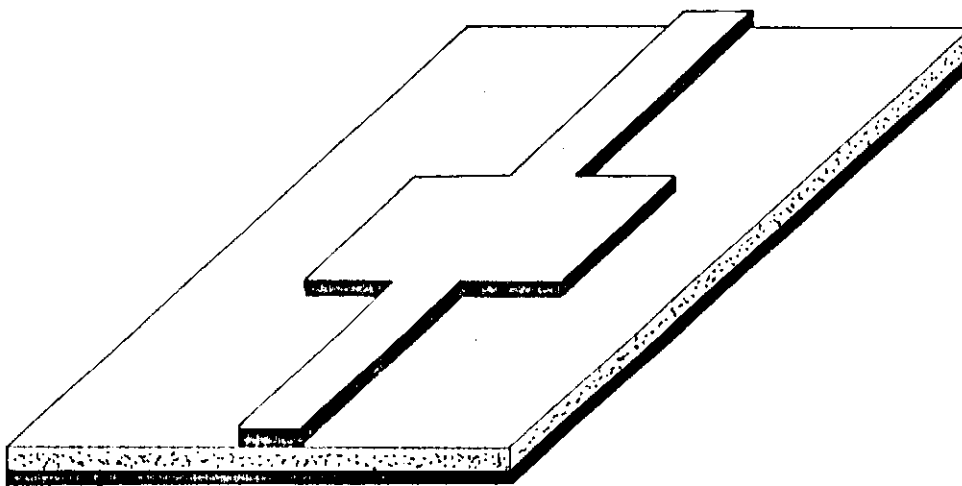


Fig. 1.2 - Descontinuidade degrau em cascata

guias de ondas, é uma ocorrência comum. Entretanto, nos circuitos de microfita, caracterizar com precisão as descontinuidades envolvidas assume uma importância cada vez maior, visto que, diferentemente dos circuitos convencionais, os de microfita, depois de fabricados, dificilmente se adequam a ajustes ou sintonias. Assim, a caracterização das descontinuidades presentes nos circuitos de microfita é necessária para o projeto auxiliado por computador (CAD) de circuitos integrados de microondas, monolíticos e convencionais [1], [2].

Terminações abertas, "gaps", degraus em largura, curvas em ângulo reto, junções T e junções cruzadas são os tipos de descontinuidade mais comuns em circuitos de microfita, servindo para elaborar circuitos mais complexos, tais como filtros, divisores de potência, transformadores de impedância, acopladores, etc. Daí a importância em determinar, com precisão, suas propriedades de reflexão e transmissão, principalmente na faixa superior do espectro de microondas, onde efeitos parasíticos associados às descontinuidades tornam-se importantes [3].

1.2.1 - Caracterização das Descontinuidades Degrau e em Cascata para Microfitas

A caracterização de tais descontinuidades pode ser feita apenas através de métodos numéricos, sendo utilizadas diversas técnicas com tal finalidade. Itoh [4] apresenta o

seguinte sumário das técnicas utilizadas:

(a) Método das Diferenças Finitas

É um método essencialmente numérico. Geralmente, a região na qual a equação diferencial, tal como a equação de Laplace, é aplicada, é dividida em uma fina malha. Em cada ponto da malha, a equação diferencial é discretizada, sendo as operações de derivadas substituídas por operações de diferenças finitas. À medida que a malha se torna "mais fina", aumenta-se a precisão dos resultados, ocorrendo, contudo, uma limitação do número de pontos da malha em função da capacidade de memória do computador. O pré-processamento matemático é mínimo e o método é aplicável a uma boa variedade de estruturas, embora seja numericamente ineficiente. Vale ainda salientar, que certas precauções devem ser tomadas quando o método é aplicado às regiões abertas.

(b) Método dos Elementos Finitos

Embora semelhante ao método das diferenças finitas, este método possui um caráter variacional e é mais flexível nas aplicações. Ao invés de equações diferenciais com condições de fronteira, correspondentes funcionais são formulados e expressões variacionais são aplicadas para cada pequena área poligonal ou volume tetragonal que subdivide a região de interesse. O resultado final é uma equação matricial de ordem elevada. Uma vez que alguns polígonos incluem a superfície de fronteira, essa equação pode ser

resolvida para os pontos interiores. Um dos problemas do método, é a existência dos denominados zeros espúrios, sem significado físico. Vários algoritmos são disponíveis para reduzir ou eliminar esses zeros.

(c) Método dos Elementos Finitos de Fronteira

Recentemente, este método tem sido aplicado a problemas eletromagnéticos, sendo uma combinação da equação integral de fronteira e de uma técnica de discretização, semelhantemente ao algoritmo dos elementos finitos aplicado a uma região de fronteira. A equação de onda para a região é convertida em uma equação integral de superfície, através das identidades de Green. A integral de superfície é discretizada em N elementos e desenvolvida para cada elemento, após as quantidades de campo serem aproximadas por polinômios. Uma das vantagens deste método é a redução do uso de memória do computador.

(d) Método da Matriz de Linha de Transmissão (MLT)

Este método é uma simulação da propagação da onda eletromagnética no domínio do tempo. O problema de campo é convertido em uma malha tri-dimensional e como tal é bastante versátil. O espaço é discretizado em uma grade de período δl . Seis componentes de campo são representadas por uma célula MLT híbrida, constituída por linhas de transmissão. Paredes elétricas e magnéticas podem ser devidamente representadas através de terminações apropriadas na célula MLT. Após a resposta no domínio do tempo ser

obtida, a resposta em frequência é obtida pela aplicação da transformada de Fourier. Devido à natureza periódica do modelo, a faixa de frequência de interesse deve ser limitada abaixo da frequência do filtro passa-faixa de faixa de passagem mais inferior, o qual é determinado pelo $\delta 1$.

(e) Método da Equação Integral

O campo eletromagnético, em certas estruturas tri-dimensionais, pode ser determinado a partir de algumas quantidades desconhecidas, sobre uma dada fronteira, que são determinadas por este método. Um pré-processamento analítico relativamente extenso é requerido. Considera-se a microfita um ressoador "patch". O campo total em tal estrutura é a soma dos campos individuais, refletidos e transmitidos pelo "patch", devido à corrente desconhecida induzida no mesmo. A condição do campo total, como descrito, ser zero nos "patch" perfeitamente condutores é imposta pela equação integral. Uma vez que é assumido o conhecimento do campo incidente e o campo espalhado pelo "patch" ser obtido como uma integral de superposição, na forma de convolução da função de Green e da corrente desconhecida, uma equação integral, com a corrente desconhecida no seu interior, pode ser obtida.

A equação integral é transformada num conjunto de equações lineares simultâneas para processamento numérico. A transformação é feita por um dos vários métodos, como, por exemplo, o método dos momentos. Em alguns casos, a expressão variacional, derivada da equação integral, é suficiente para a solução.

(f) Método dos Momentos e Método de Galerkin

Estes métodos são usados para discretização de equações integral como descrito no método anterior. No sentido estrito, o método dos momentos utiliza funções degrau como funções de base e funções delta como funções de teste. A escolha dessas funções é denominada casamento por ponto e nenhuma operação integral precisa ser executada. Portanto, o pré-processamento analítico é mínimo, embora o método seja um pouco ineficiente do ponto de vista numérico. Contudo, a escolha das funções de base e de teste pode ser mais flexível. Quando as funções de base e de teste são idênticas para ambos os métodos, as soluções resultantes são da forma variacional.

(g) Método do Casamento de Modos

Este método é tipicamente aplicado aos problemas de descontinuidades em guias de ondas. Os campos eletromagnéticos, em ambos os lados da descontinuidade, são expandidos em termo dos modos nas respectivas regiões da descontinuidade, com coeficiente modais desconhecidos. Após as condições de fronteira serem impostas na descontinuidade e se aplicar o princípio da ortogonalidade dos modos, é obtido um conjunto de equações lineares simultâneas, no qual os coeficientes de campo são incógnitas. Essas incógnitas são obtidas por inversão matricial. Existem várias formulações para este método e embora todas sejam teoricamente equivalentes, numericamente são diferentes.

O casamento de modos é frequentemente aplicado

para determinar o modo-característico em um guia de ondas com uma seção transversal complicada. Estritamente falando, esta aplicação pode ser denominada método do casamento de campos. A seção transversal é dividida em segmentos, tal que em cada segmento os campos possam ser convenientemente expandidos em séries. As condições de fronteira são aplicadas em cada interface entre os segmentos. Após o princípio da ortogonalidade das funções de base da expansão ser aplicado, um conjunto homogêneo de equações lineares simultâneas é obtido. O valor da constante de propagação é calculado de maneira tal que o determinante do sistema de equações seja zero.

(h) Técnica da Ressonância Transversal

Esta técnica é, de certa forma, semelhante ao método anterior, sendo adequado para a caracterização de descontinuidades em linhas de transmissão planares. Quando a descontinuidade está localizada apenas sobre o plano incluindo os eixos do guia, isto é, a descontinuidade não inclui mudança na altura, esta técnica é proveitosa. O primeiro passo é inserir dois planos curto-circuitando a linha de transmissão planar, a uma distância tal que os modos de ordem superior excitados na descontinuidade sejam desprezíveis. O objetivo da análise é determinar as estruturas ressonantes para uma dada frequência. A partir dessas estruturas, outras informações da descontinuidade podem ser obtidas.

(i) Método das Linhas

Neste método, duas das três dimensões são discretizadas através de um processo numérico, enquanto a expressão analítica é resolvida na dimensão restante. Geralmente, esta dimensão é tomada na direção normal à superfície do substrato. A formulação começa com a equação de Helmholtz para dois potenciais escalares. Nas equações finais, na forma matricial, as diferenças finitas são usadas no lugar das derivadas nas duas dimensões discretizadas. O método das linhas tem sido aplicado às estruturas práticas, mas analiticamente complexas. Exemplos incluem ressoadores triangulares em microfita e estruturas periódicas.

(j) Método do Domínio Espectral

Este método é uma versão da transformada de Fourier do método da equação integral aplicado às microfita e outras estruturas de circuito impresso, sendo um dos mais populares métodos nos recentes anos. O método é numericamente eficiente, mas está restrito, em geral, às estruturas de forma bem comportada, que envolvem condutores de espessura desprezível. A equação integral de acoplamento para a distribuição de corrente desconhecida, da microfita, pode ser expressa como um conjunto de equações algébricas no domínio da transformada de Fourier. Estas equações são resolvidas para a transformada de Fourier das distribuições de corrente desconhecidas por meio do método de Galerkin. Um dos fatores que contribuem para a eficiência do método é a eficácia das expressões fechadas para a transformada de

Fourier das funções de Green. A derivação dessas funções de Green pode ser feita através do uso da aproximação da matriz "immitance", na qual linhas de transmissão equivalentes tenham sido utilizadas.

(k) Método da Matriz Espalhamento Generalizada (S)

Embora este método tenha sido desenvolvido para analisar complicados problemas de descontinuidade, pode ser utilizado para caracterizar descontinuidades em cascata, como se fosse um componente passivo, semelhantemente a um filtro no plano E. A matriz S combina as mútuas interações de duas descontinuidades através dos modos dominantes e de ordem superior. A dimensão da matriz S é teoricamente infinita, mas na prática deve ser truncada em uma dimensão finita. Em muitos casos, resultados surpreendentemente bons podem ser obtidos com matrizes de pequenas dimensões, tal como 2x2 ou 3x3.

(l) Modelo do Guia de Ondas Equivalente

Este não é um método, mas um formalismo utilizado para analisar problemas de descontinuidades. Após a microfita ter sido convertida no guia de ondas equivalente, pela aplicação do modelo, um método numérico adequado, como, por exemplo, o método do casamento de modos, é utilizado para a caracterização da descontinuidade. O guia de ondas equivalente, que apresenta paredes laterais magnéticas e paredes inferior e superior condutoras, é obtido de maneira tal que a constante dielétrica efetiva do meio que o

preenche e a sua impedância característica, sejam iguais aos seus correspondentes na microfita original. Uma larga variedade de descontinuidades tem sido analisada por este método.

(m) Modelo do Circuito Planar

Este também é um formalismo para analisar componentes planares passivos. Uma expansão dos modos característicos e a equação integral de fronteira são freqüentemente utilizados por este modelo. O conceito de circuito planar foi introduzido por Okoshi e Myoshi. Um circuito planar é definido como sendo uma estrutura em microondas, na qual uma das três dimensões é muito menor que o comprimento de onda guiado, ao passo que as duas demais dimensões são comparáveis ao mesmo, sendo assumido que os campos são invariantes ao longo dessa dimensão menor. Torna-se então necessário, apenas, desenvolver uma equação bi-dimensional de Helmholtz. É assumido que as fronteiras são paredes magnéticas, exceto na junção da descontinuidade. Neste método, a relação de impedância é derivada para todas as portas. Algumas técnicas adicionais, segmentação e dessegmentação, têm sido introduzidas, de maneira tal que circuitos planares de forma irregular podem ser analisados através de soluções de estruturas de formas mais regulares, como retângulos.

Concluindo o seu artigo, Itoh ressalta que a escolha de um determinado método não é única e é geralmente uma

questão de preferência do usuário, embora o conhecimento de algumas peculiaridades de cada método leve a uma melhor escolha final.

1.2.2 - Caracterização das Estruturas Periódicas

O interesse no estudo das estruturas periódicas em microondas [5], foi uma consequência do desenvolvimento de válvulas nessa faixa de frequência, cujo princípio de funcionamento baseia-se na interação prolongada entre um feixe eletrônico e uma onda eletromagnética. Para haver interação eficiente, a velocidade dos elétrons (v_0) deverá ser aproximadamente igual à velocidade de fase da onda (v_p) em uma faixa especificada de frequência. Além disso, a potência deve estar concentrada, predominantemente, na componente de onda para a qual $v_p \approx v_0$.

Em um guia de placas paralelas condutoras, limitado por paredes magnéticas laterais e vazio (Fig. 1.3), para um dado modo propagante (m), a velocidade de fase é dada por:

$$v_{p,m} = \frac{c}{\sqrt{1 - (\lambda/\lambda_{c,m})^2}} \quad (1.1)$$

onde:

λ é o comprimento de onda no espaço livre.

$\lambda_{c,m}$ é o comprimento de onda de corte do m -ésimo modo.

c é a velocidade da luz no espaço livre.

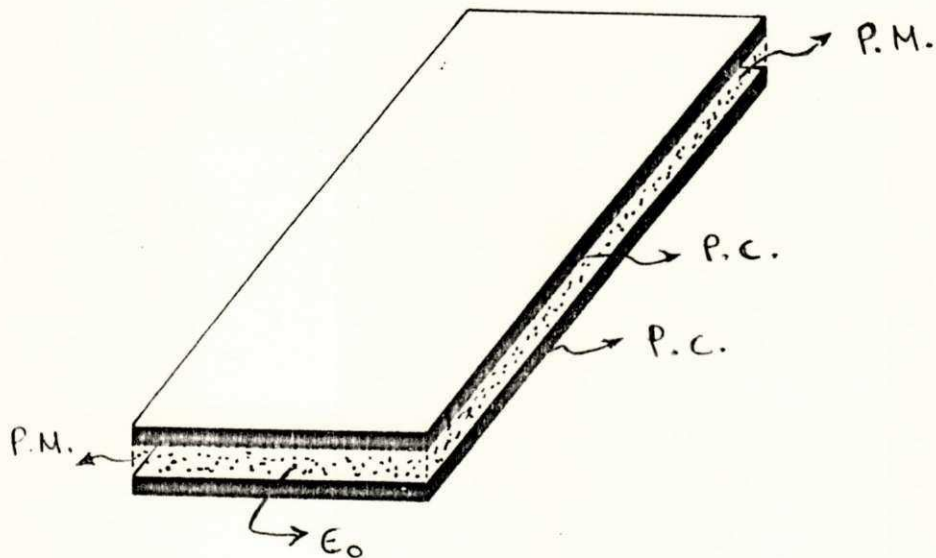


Fig. 1.3 - Guia de placas paralelas condutoras, limitado por paredes magnéticas laterais e vazio.

Para um modo propagante $\lambda \ll \lambda_c$, o que implica em uma velocidade de fase sempre maior que a da luz. Visto que a velocidade do feixe eletrônico é sempre menor que c , a condição de sincronismo ($v_{p,m} \approx v_0$) entre o m -ésimo modo propagante e o feixe eletrônico nunca poderá ser atingida com o guia acima descrito.

A condição de sincronismo (ou "ressonância de velocidades") exige que a velocidade de fase do modo seja grandemente reduzida. Isto é, que se obtenha uma "onda

lenta" ($v_p < c$).

Uma das formas de decrescer a velocidade de fase em um guia de ondas uniforme, seria preenchê-lo completamente com um material de constante dielétrica ϵ_r . A equação (1.1) ficaria:

$$v'_{p,m} = \frac{c/\sqrt{\epsilon_r}}{\sqrt{1 - (\lambda/\lambda_{c,m})^2}} \quad (1.2)$$

onde:

$v'_{p,m}$ é a velocidade de fase do m-ésimo modo no guia de placas paralelas limitado, preenchido com um dielétrico qualquer.

Considerando um valor típico da relação c/v_p , $c/v_p = 20$, por exemplo, e $(\lambda/\lambda_c)^2 \ll 1$, seria necessário um material de constante dielétrica de cerca de $400\epsilon_0$, para obter-se a redução desejada na velocidade de fase. Entretanto, esses altos valores de constante dielétrica implicam em altas perdas nas frequências de microondas, o que demonstra [6] a inconveniência desse processo para obtenção de ondas lentas com alta relação c/v_p . Por outro lado, o preenchimento, apenas parcial, do guia com material dielétrico possibilita reduzir as perdas, mas isso corresponde, também, a uma menor redução na velocidade de

fase.

Já a utilização [5] de estruturas periódicas segundo a direção de propagação, é um processo mais prático e eficiente para obtenção de ondas lentas.

As estruturas periódicas [5] estão presentes em muitos ramos da ciência. A estrutura cristalina de um sólido, por exemplo, é periódica, tendo se generalizada a denominação "ondas de Bloch" [7] para as ondas que podem se propagar numa estrutura periódica, em homenagem ao físico que as estudou nos sólidos cristalinos.

Já em princípios do século, ao estudar a transmissão telefônica, Campbell [8] observava que as características de propagação de uma linha de transmissão se alternavam quando essa era carregada com reatâncias conectadas em série ou paralelo, espaçadas em intervalos regulares [9]. Em geral, a adição do carregamento reativo periódico a qualquer estrutura propagante, produz um decréscimo na velocidade de fase das ondas que nela se propagam.

Posteriormente, a análise dessas estruturas periódicas foi estendida para a faixa de microondas [10], [11], [12] sendo estudadas em guias de ondas e aplicada à eletrônica das microondas. A análise de estruturas periódicas vem sendo utilizada como método de estudo de ressoadores óticos [13], estruturas em microfitas,

"strip-lines" e "fin-lines" [14], [15].

Em 1980, Perin [16] analisou uma linha de transmissão carregada periodicamente utilizando os polinômios de Chebyshev para expressar os seus parâmetros de transmissão.

Em 1981, Safavi-Naini e Macphie [17], [18] apresentaram uma técnica de resolução de problemas de espalhamento em junções de guias de ondas, baseada na Lei da conservação da potência complexa. Este método permite a obtenção de soluções formalmente exatas para problemas de descontinuidade em guias de ondas.

Em 1984, Kitazawa e Mittra [14] apresentaram um estudo, baseado na análise por circuitos, de "strip-lines" e "fin-lines" carregadas periodicamente com tocos.

Em 1985, Araújo Filho [5] apresentou a formulação teórica, pela técnica da conservação da potência complexa, para problemas do guia de ondas de planos paralelos e do guia de ondas retangular, carregados com diafragmas espessos.

1.2.2.1 - Métodos de Análise de Estruturas Periódicas

Os métodos de análise de estruturas periódicas [5], encontrados na literatura, baseiam-se no estudo dos campos eletromagnéticos (análise por campos) ou no tratamento por

circuitos equivalentes (análise por circuitos equivalentes).

1.2.2.1.1 - Análise por Campos

O estudo de uma estrutura periódica pela análise por campos [7] envolve, inicialmente, a obtenção das expansões dos campos em cada região da estrutura, solucionando-se a equação de Helmholtz seguida pela aplicação do Teorema de Floquet.

Em todas as fronteiras separando as diferentes regiões são impostas condições de contorno apropriadas, verificando-se que, geralmente, modos TE e TM são necessários para satisfazê-las.

O próximo passo é converter, por uma análise de Fourier, as condições de contorno em equações algébricas para as constantes de amplitude.

O sistema de equações algébricas obtido é arranjado em um conjunto de equações homogêneas de ordem infinita. Igualando-se a zero o determinante dos coeficientes desse conjunto, obtém-se uma equação característica para β . Na prática, obtém-se uma equação característica aproximada, visto que o sistema de equações algébricas é truncado numa ordem finita, baseado em suposições cuidadosamente escolhidas.

As configurações físicas da maioria das estruturas periódicas utilizadas na prática são complicadas, tornando difícil a síntese dos campos e mesmo quando essa é possível, envolve aproximações que podem levar a resultados com erro apreciável.

Collin [19] mostra, para um guia retangular carregado capacitivamente, que um erro considerável é cometido quando, para um pequeno espaçamento entre os diafragmas, considera-se apenas a propagação do modo dominante através da estrutura, desprezando-se os modos de ordem superior.

Na maioria dos casos práticos, a geometria das estruturas exige cálculos bastantes longos [20] para obtenção da solução geral do campo. Além disso, a solução por campos fornece, freqüentemente, mais informações do que é necessário para uma aplicação particular.

1.2.2.1.2 - Análise por Circuitos

Os métodos clássicos de análise por circuitos de estruturas periódicas [7] utilizam a matriz transmissão de tensão e corrente (matriz ABCD) ou a matriz transmissão de onda (matriz A) como representação da célula unitária da estrutura. Ao primeiro caso, refere-se como análise por circuitos e ao segundo, análise por ondas. Ambos trabalham com circuitos equivalentes.

A análise de estruturas periódicas [5], utilizando

circuitos equivalentes, tem como ponto de partida a construção de um circuito equivalente para uma única seção básica, denominada célula unitária da estrutura. A admitância da descontinuidade é considerada conhecida. A estrutura total é representada por uma ligação em cascata de um número infinito de células unitárias.

Nestes métodos, considera-se a propagação apenas do modo dominante, supondo desprezíveis os modos de ordem superior, ou seja, faz-se a suposição de que as descontinuidades estão suficientemente afastadas, de maneira tal que todos os modos excitados em cada descontinuidade tenham decaído a um valor desprezível nas descontinuidades adjacentes, mais precisamente, nos planos terminais das células unitárias.

Se o espaçamento entre as descontinuidades é tal que o campo incidente em cada descontinuidade é uma combinação de um modo dominante e um ou mais modos de ordem superior, o efeito desses modos de ordem superior [19] é modificar a equação de autovalores para a constante de propagação característica (α , portanto, o diagrama ω - β), com relação à equação de autovalores obtida considerando-se somente a interação do modo dominante. O erro cometido não é desprezível.

O presente trabalho apresenta, para microfitas, a aplicação da Técnica da Conservação da Potência Complexa à

descontinuidade degrau. Através da Técnica da Matriz Espalhamento Generalizada, estende esta aplicação à descontinuidade em cascata. E aplicando a análise por ondas, é feito o estudo de estruturas periódicas.

1.3 - Organização da Dissertação

Este trabalho compõem-se de 7 capítulos. A seguir, cada capítulo é descrito brevemente.

1. O capítulo 1 apresenta a formulação do problema, uma revisão da literatura relacionada com a análise de descontinuidades em microfitas e de estruturas periódicas, concluindo com uma descrição sucinta dos capítulos deste trabalho.
2. No capítulo 2 são apresentados os conceitos básicos utilizados neste trabalho, estando dividido em duas partes: o modelo do guia de ondas equivalente e características gerais das estruturas periódicas. Na primeira parte são apresentadas as definições de guia de ondas equivalente, constante dielétrica efetiva e largura efetiva. Na segunda parte é apresentada a classificação geral das estruturas periódicas, suas propriedades e o Teorema de Floquet, juntamente com o conceito de harmônico espacial, sendo ainda discutidos parâmetros como velocidade de fase e de grupo e o diagrama ω - β .
3. O capítulo 3 apresenta, de maneira genérica, a aplicação da Técnica da Conservação da Potência Complexa à

caracterização da descontinuidade degrau, seguida pela formulação da Técnica da Matriz Espalhamento Generalizada aplicada à caracterização da descontinuidade degrau em cascata. Concluindo, é estabelecido o problema de autovalores para estruturas periódicas.

4. A aplicação da Técnica da Conservação da Potência Complexa a caracterização da descontinuidade degrau em microfita, utilizando o modelo do guia de ondas equivalente, é apresentada no capítulo 4. Os resultados obtidos são comparados com os da literatura, apresentando uma boa concordância.
5. No capítulo 5 é apresentada a aplicação da Técnica da Matriz Espalhamento Generalizada à caracterização da descontinuidade degrau em cascata, sendo esta precedida pela aplicação da Técnica da Conservação da Potência Complexa para a caracterização de cada descontinuidade individualmente. Verifica-se, novamente, uma boa concordância dos resultados obtidos com os da literatura.
6. Numa introdução à análise das estruturas periódicas, no capítulo 6 são estudados os casos limites para um guia de placas paralelas carregado periodicamente. A utilização da Técnica da Matriz Espalhamento Generalizada permite a determinação da Matriz Transmissão de Onda da célula unitária da estrutura. Impondo-se a condição de periodicidade da onda eletromagnética, obtém-se a equação matricial de autovalores dos modos da estrutura periódica, a qual é resolvida pela aplicação do algoritmo QZ [46]. Os resultados obtidos são comparados

com os calculados por métodos clássicos.

7. Conclusões e sugestões para continuidade deste trabalho são apresentadas no capítulo 7.

2 - CONCEITOS BÁSICOS

Este capítulo apresenta os conceitos básicos utilizados neste trabalho, estando dividido em duas partes: o modelo do guia de ondas equivalente e características gerais das estruturas periódicas.

Na primeira, o modelo do guia de ondas equivalente, é apresentada a definição do modelo, os conceitos de constante dielétrica efetiva, largura efetiva, bem como as expressões utilizadas para a sua determinação.

Na segunda, características gerais das estruturas periódicas, é apresentada a classificação das estruturas periódicas, suas propriedades e o Teorema de Floquet, juntamente com a definição de harmônico espacial. Conceitos como velocidade de fase, velocidade de grupo e o diagrama $\omega-\beta$ são apresentados e discutidos.

2.1 - O Modelo do Guia de Ondas Equivalente

O modelo do guia de ondas equivalente é um formalismo utilizado para a análise de problemas de descontinuidades em microfita [4]. O guia de ondas equivalente é composto por paredes magnéticas ideais ($H_t=0$) nas suas laterais, paredes inferior e superior perfeitamente condutoras ($E_t=0$), largura efetiva (W_{eff}), constante dielétrica efetiva (ϵ_{reff}) e altura h , igual à altura da microfita original (Fig. 2.1). O guia de ondas equivalente é obtido de maneira tal que a constante dielétrica efetiva do meio que o preenche e a sua impedância característica sejam iguais aos seus respectivos na microfita original.

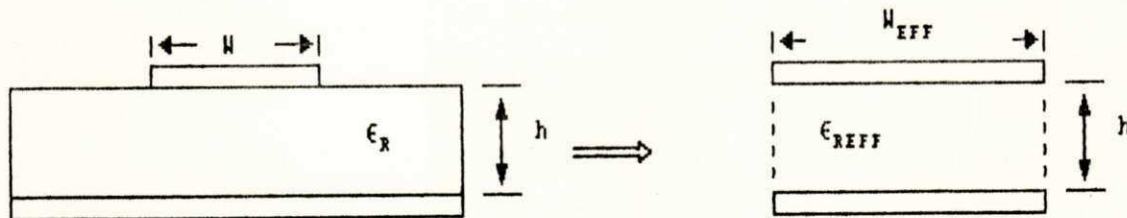


Fig. 2.1 - Geometria do guia de ondas equivalente

Os parâmetros do guia de ondas equivalente, constante dielétrica efetiva e largura efetiva, são dependentes da frequência, descrevendo as propriedades dinâmicas da microfita, incluindo os modos de ordem superior [1], [21]. A dependência da frequência da constante dielétrica efetiva representa a influência da dispersão na velocidade de fase, ao passo que a dependência da frequência da largura efetiva representa a influência da dispersão na impedância característica.

2.1.1 - Constante Dielétrica Efetiva (ϵ_{eff})

A constante dielétrica efetiva pode ser vista como o resultado da associação da constante dielétrica do substrato (ϵ_r) com a constante dielétrica do espaço livre (ϵ_{r0}) que é percorrido pelas linhas de campo (Fig. 2.2). A medida que a frequência aumenta, as linhas de campo se concentram no substrato da microfita, fazendo com que o valor da constante dielétrica efetiva se aproxime do valor da constante dielétrica do substrato, o que pode ser observado nas figuras 2.3-a e 2.3-b.

Neste trabalho, o valor utilizado para a constante dielétrica efetiva (ϵ_{reff}), dependente da frequência, é obtido através da expressão apresentada em [1], derivada da aplicação da análise por linhas acopladas [22].

$$\epsilon_{\text{reff}}(f) = \epsilon_{\text{reff}}(0) - T + \sqrt{((k\epsilon_{\text{reff}}(0))^2 + T^2)} \quad (2.1)$$

$$T = (k_c^2 / (2\omega^2))$$

onde:

$\epsilon_{\text{reff}}(0)$ é o valor da constante dielétrica efetiva para o caso quase-estático.

k é o fator de acoplamento, obtido pela imposição de que para altas frequências $\epsilon_{\text{reff}}(0) \approx \epsilon_r$, dado por:

$$k = \frac{\epsilon_r - \epsilon_{\text{reff}}(0)}{\epsilon_{\text{reff}}(0)} \quad (2.2)$$

k é o número de onda de corte, obtido empiricamente da comparação de resultados experimentais com o valor da equação de dispersão utilizando o modelo do guia rígido com carregamento dielétrico [1].

$$k^2 = \frac{k (2\pi)^2}{R 126} \epsilon_{\text{reff}}(0) (Z_{0m} / (120\pi))^2 \quad (2.3)$$

SS Ajustes

sendo:

$$R = 2138h^2$$

$$G = 0.5 + 0.001(Z_0m^{3/2})$$

h a altura do substrato da microfita

ω a frequência angular.

c a velocidade da luz no espaço livre.

Z_0m a impedância característica da microfita.

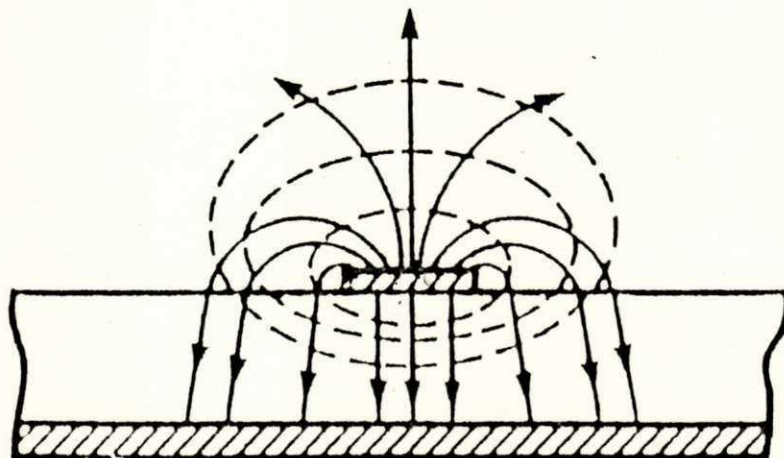


Fig. 2.2 - Linhas de campo em uma microfita (— E, ---- H)

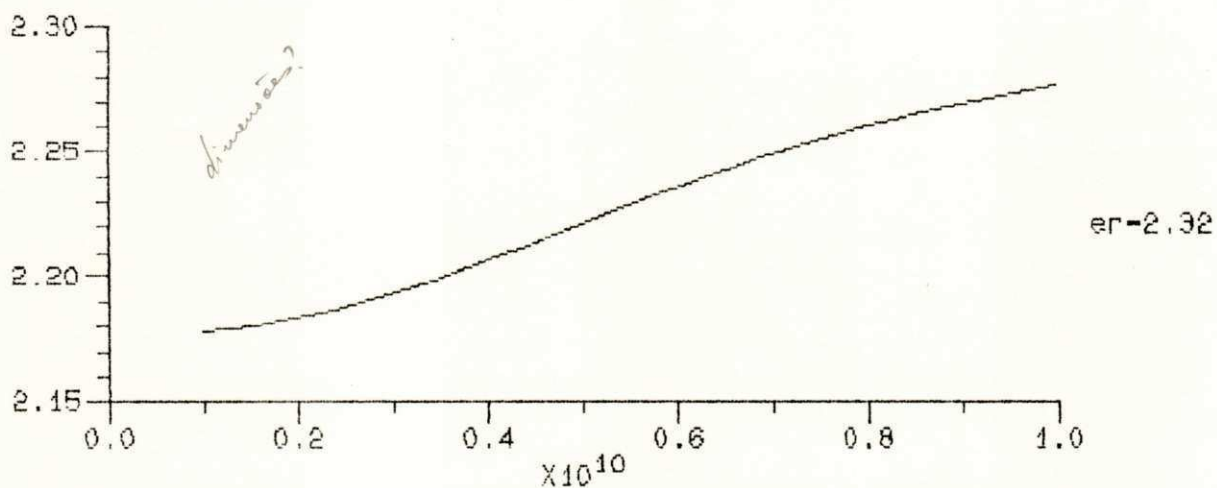


Fig. 2.3-a - Constante dieletrica efetiva x frequencia (Hz)

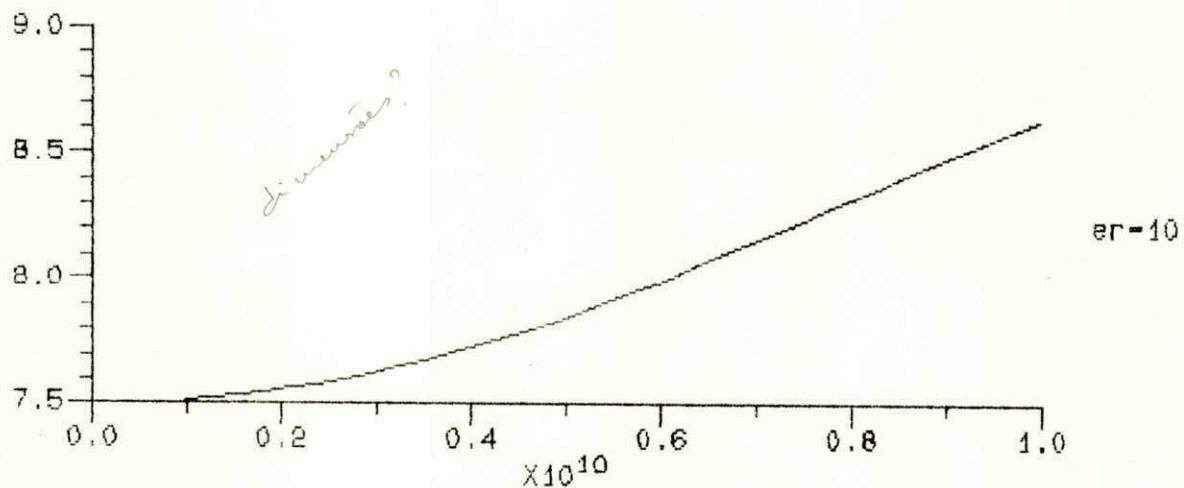


Fig. 2.3-b - Constante dieletrica efetiva x frequencia (Hz)

2.1.1.1 - A Constante Dielétrica Efetiva da Microfita para o Caso Quase-Estático

O valor adotado, neste trabalho, para a constante dielétrica efetiva, considerando o caso quase-estático, é o introduzido por Wheeler [23], [24], sendo este valor relacionado com o fator de preenchimento (q), através da expressão abaixo:

$$\epsilon_{\text{reff}}(0) = (1-q) + q\epsilon_r \quad (2.4)$$

Diferentes expressões para $\epsilon_{\text{reff}}(0)$ [1] são derivadas para microfita largas ($W/h > 2$) e para microfita estreitas ($W/h < 2$), em função das diferentes aproximações utilizadas nos dois casos.

Para microfita largas ($W/h > 2$) [25]:

$$q = 1 - \frac{1}{d} \ln((d+c)/(d-c)) + \frac{0.732}{d\epsilon_r} \left(\ln((d+c)/(d-c)) - \cosh^{-1}(0.358d + 0.595) \right) + \frac{\epsilon_r - 1}{d\epsilon_r} \left(0.386 - \frac{1}{2(d-1)} \right) \quad (2.5)$$

onde:

$$d = \sqrt{1 + (1+p^2)} \quad (2.6)$$

sendo p determinado implicitamente da seguinte expressão:

$$\frac{\pi W}{2h} = p - \sinh^{-1} p \quad (2.7)$$

Para microfita estreitas ($W/h < 2$):

$$\epsilon_{\text{reff}}(0) = \frac{\epsilon_r + 1}{2} + \frac{(\epsilon_r - 1)(\ln(\pi/2) + (1/\epsilon_r)\ln(4/\pi))}{2\ln(8h/W)} \quad (2.8)$$

2.1.1.2 - Impedância Característica da Microfita

Uma das vantagens das expressões introduzidas por Wheeler, é o fato de se poder explicitar a equação para impedância característica da microfita tanto para síntese (W/h em função de Z_0 e ϵ_r), quanto para análise (Z_0 em função de W/h e ϵ_r). Essas expressões são dadas a seguir.

Para microfistas largas ($W/h > 2$)

$$Z_{om} = \frac{377}{\sqrt{\epsilon_r}} \left\{ W/h + 0.883 + \frac{\epsilon_r + 1}{\pi \epsilon_r} \left[\ln\left(\frac{W}{2h}\right) + 0.94 \right] + 1.451 \right\} + 0.165 \left(\frac{\epsilon_r - 1}{\epsilon_r^2} \right)^{1/2} \quad (2.9)$$

Para microfistas estreitas ($W/h < 2$)

$$Z_{om} = \frac{377}{2\pi \sqrt{(\epsilon_r + 1)/2}} \left\{ \ln(8h/W) + (1/8) (W/(2h))^2 - 0.5 \frac{\epsilon_r - 1}{\epsilon_r + 1} \left[\ln(\pi/2) + (1/\epsilon_r) \ln(4/\pi) \right] \right\} \quad (2.10)$$

Sendo as expressões acima para a análise. Para a síntese, tem-se, para microfistas largas ($W/h > 2$):

$$\frac{W\pi}{2h} = \frac{377\pi}{2(\sqrt{\epsilon_r})Z_{om}} - 1 - \ln \left\{ \frac{377\pi}{(\sqrt{\epsilon_r})Z_{om}} - 1 \right\} + \frac{\epsilon_r - 1}{2\epsilon_r} \left\{ \ln \left(\frac{377\pi}{2(\sqrt{\epsilon_r})Z_{om}} - 1 \right) + 0.293 - \frac{0.517}{\epsilon_r} \right\} \quad (2.11)$$

E para microfita estreitas ($W/h < 2$):

$$\frac{2h}{W} = 0.25e^s - 0.5e^{-s} \quad (2.12)$$

onde:

$$s = \sqrt{(\epsilon_r + 1)/2} Z_0 \pi / 60 + \frac{\epsilon_r - 1}{\epsilon_r + 1} (0.226 + 0.120/\epsilon_r) \quad (2.13)$$

2.1.2 - Largura Efetiva (W_{eff})

A largura efetiva pode ser entendida como a largura mínima da microfita para qual todas as linhas de campo elétrico são paralelas entre si e perpendiculares à fita condutora, ou seja, a microfita se comporta como um capacitor de placas paralelas ideal (Fig. 2.4). À medida que a frequência aumenta, as linhas de campo se concentram sob a fita, fazendo com que a largura efetiva da microfita tenda para a largura da própria microfita, o que pode ser observado nas figuras 2.5-a e 2.5-b. Neste trabalho, para o cálculo da largura efetiva, é utilizada a expressão empírica dada a seguir apresentada por Kompá e Mehran [21]:

$$W_{eff} = W + \frac{W_{eff}(0) - W}{1 + (f/f_g)} \quad (2.14)$$

onde:

$$f_g = c / (2W_{JER}) \quad (2.15)$$

$W_{eff}(0)$ é a largura efetiva calculada pelo método quase-estático [23], dada por:

$$W_{eff}(0) = 120\pi h / (Z_0 \sqrt{\epsilon_{reff}(0)}) \quad (2.16)$$

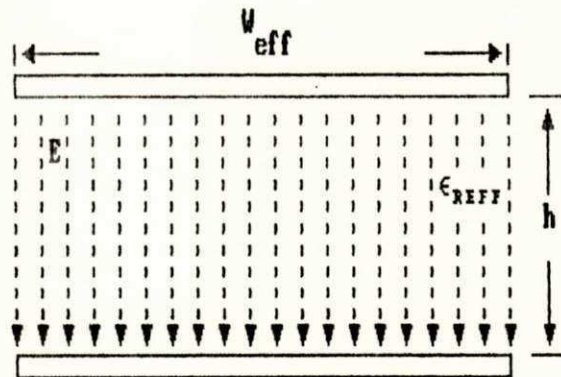


Fig. 2.4 - Linhas de campo elétrico no guia de ondas equivalente

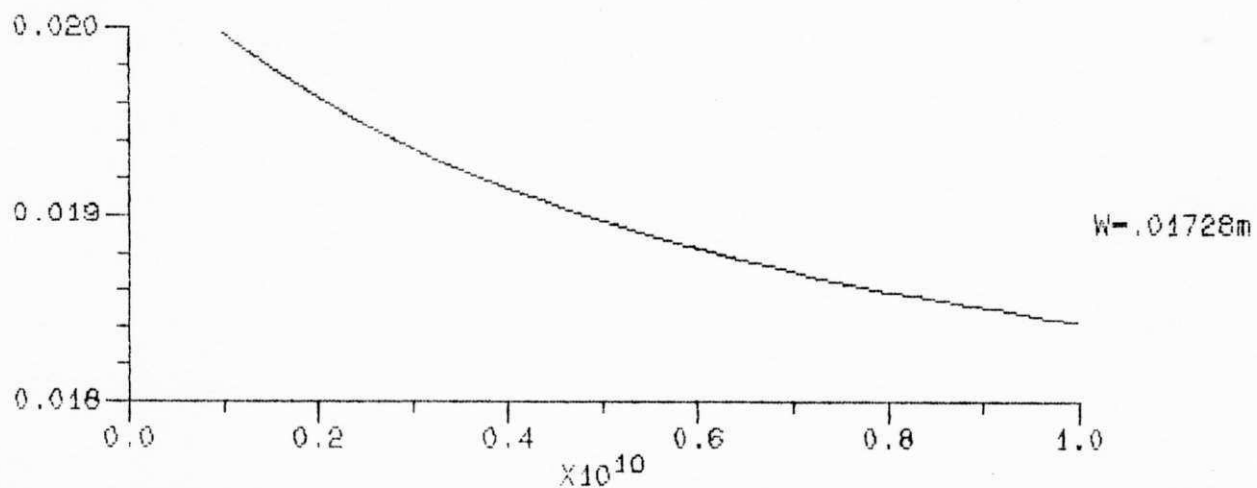


Fig. 2.5-a - Largura efetiva (m) x frequencia (Hz)

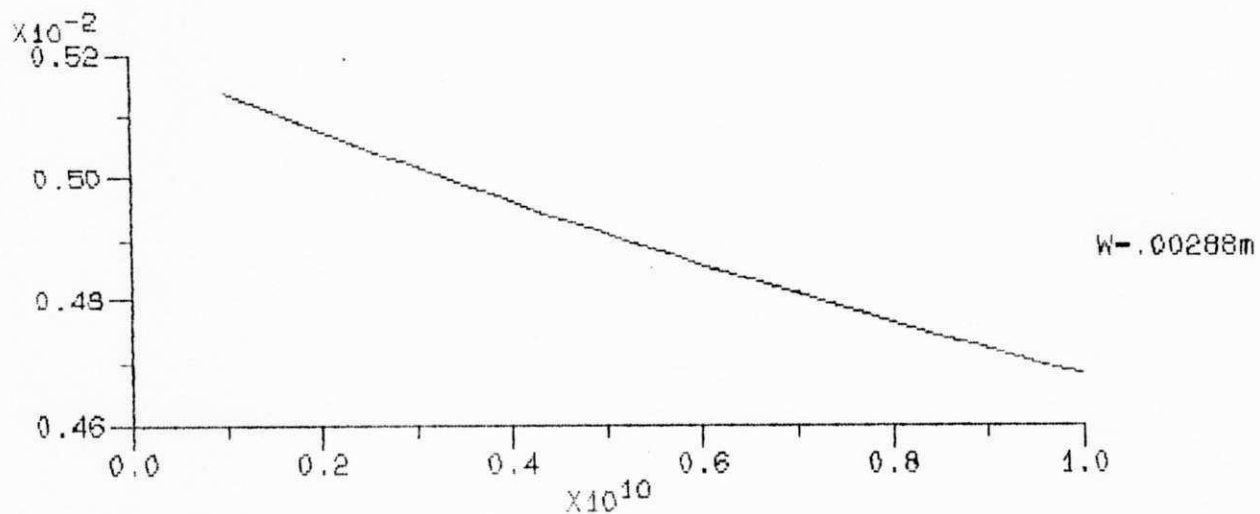


Fig. 2.5-b - Largura efetiva (m) x frequencia (Hz)

Com esses parâmetros (ϵ_{reff} e W_{eff}) obtêm-se o guia de ondas equivalente, cujas dimensões dependem da frequência. Assim, para a caracterização de uma descontinuidade em microfita, utilizando o modelo do guia de ondas equivalente, é necessário o cálculo de um guia de ondas equivalente para cada frequência e, a partir daí, a solução do problema da descontinuidade, o que neste trabalho será feito utilizando a Técnica da Conservação da Potência Complexa.

2.2 - Características Gerais das Estruturas Periódicas

2.2.1 - Estruturas Periódicas

As estruturas periódicas que, em geral, são interessantes do ponto de vista prático, são estruturas carregadas periodicamente com tocos idênticos, sendo sua construção feita através da ligação em cascata de descontinuidades igualmente espaçadas.

Tomando-se dois planos seccionais retos da estrutura, desde que entre eles esteja contida a descontinuidade, é obtida a célula unitária. Uma estrutura periódica infinita pode ser considerada [5], portanto, como a ligação em cascata de um número infinito de células unitárias.

A seguir são mostrados alguns tipos de

descontinuidades mais comuns que podem ocorrer em microfitas.

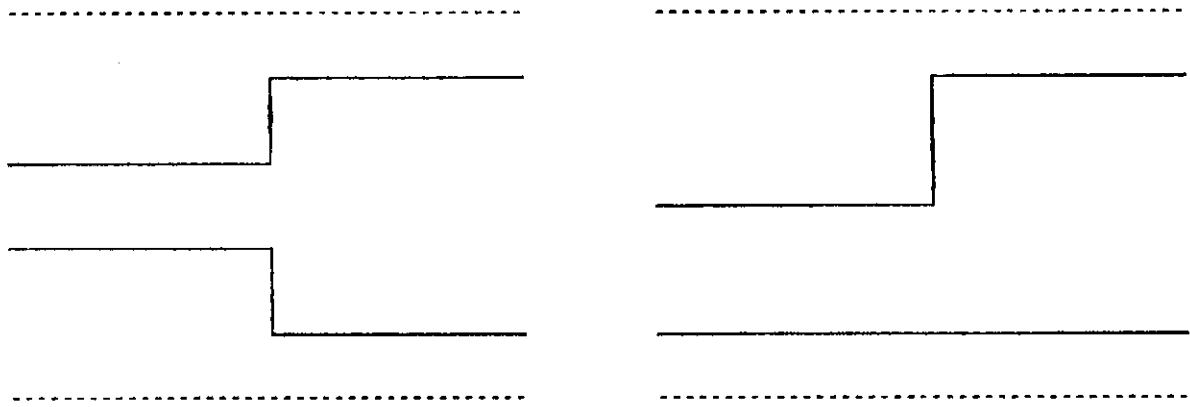


Fig. 2.6 - Descontinuidade degrau simétrica e assimétrica

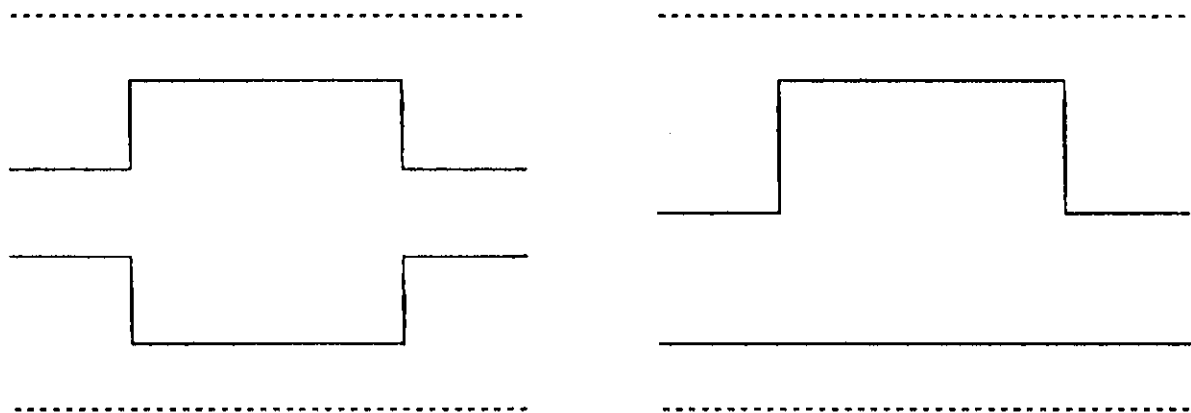


Fig. 2.7 - Descontinuidade degrau em cascata simétrica e assimétrica

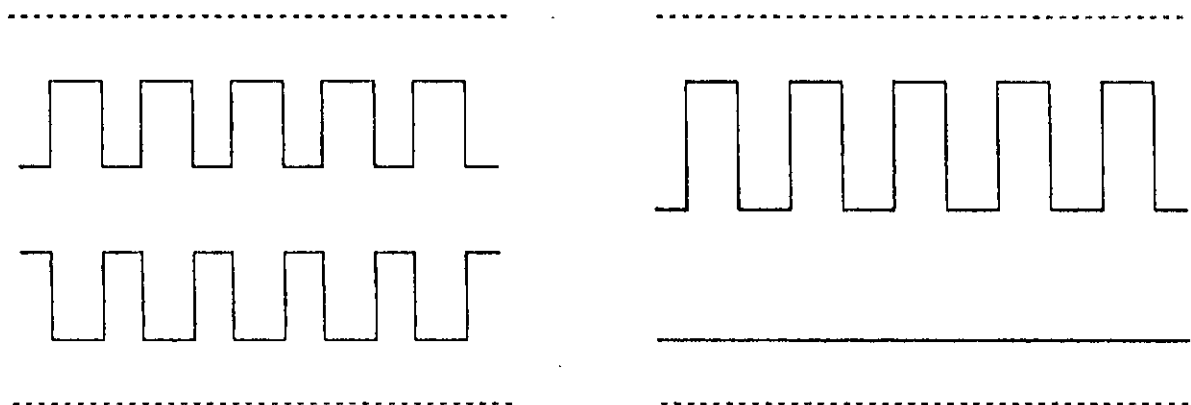


Fig. 2.8 - Descontinuidade periódica simétrica e assimétrica

A Fig. 2.6 mostra a descontinuidade degrau em microfita, simétrica e assimétrica, sendo apresentado, na literatura especializada, diversos resultados, obtidos por diferentes métodos [1], [2], [26], [27], [28], [29], [30]. Neste trabalho, a descontinuidade degrau em microfita, simétrica, é estudada como um primeiro passo para a caracterização das estruturas periódicas em microfita.

Na Fig. 2.7 tem-se a descontinuidade degrau em cascata, simétrica e assimétrica, constando, na literatura especializada, diversos resultados, obtidos por diferentes métodos [30], [31], [32], [33], [34], sendo neste trabalho apresentada a caracterização da descontinuidade em cascata simétrica.

Finalmente, tem-se na Fig. 2.8, a descontinuidade periódica simétrica e assimétrica. Infelizmente, poucos resultados [14], [21] têm sido publicados para estes tipos de estrutura, sendo neste trabalho, como uma introdução à análise de estruturas periódicas em microfita, apresentado um estudo dos casos limites do guia de placas paralelas carregado periodicamente.

2.2.2 - Classificação das Estruturas Periódicas

As estruturas periódicas podem ser classificadas em dois tipos básicos:

(a) As que apresentam propriedades elétricas contínuas, mas que variam periodicamente ao longo da estrutura. Um exemplo é um guia de ondas preenchido com um material cuja constante dielétrica varie periodicamente ao longo do seu eixo.

(b) As que apresentam variações periódicas nas suas dimensões, ou seja, têm condições de contorno periódicas. Um exemplo é um guia de ondas carregado em intervalos regulares, com diafragmas idênticos.

2.2.3 - Propriedades Gerais das Estruturas Periódicas

Existem propriedades comuns a todas as estruturas periódicas [7], que as caracterizam como estruturas de filtragem e estruturas de ondas lentas.

A caracterização como estrutura de filtragem está relacionada com a propriedade das estruturas periódicas de apresentarem faixas passantes, onde a onda se propaga sem sofrer atenuação (desconsiderando as perdas do dielétrico e dos condutores), alternando-se com faixas de atenuação, onde a onda não se propaga.

O que caracteriza as estruturas periódicas como estruturas de ondas lentas é o fato de que através das mesmas se propagam ondas com velocidades de fase bastante

inferiores à velocidade da luz no espaço livre.

2.2.4 - O Teorema de Floquet

O estudo do comportamento das estruturas periódicas é baseado principalmente no Teorema da Periodicidade de Floquet [35], [36], o qual se aplica a sistemas que são periódicos na direção de propagação. Na realidade, o estudo de Floquet trata de equações diferenciais com coeficientes periódicos. O caso de condições de contorno periódicas é uma extensão desse estudo [7]. O Teorema de Floquet estabelece que:

A distribuição do campo eletromagnético em um plano seccional reto, arbitrário, de uma estrutura periódica, para um dado modo de oscilação, em uma dada frequência, pode diferir, no máximo, por uma constante complexa da distribuição do campo em planos seccionais retos que distem do plano de referência um múltiplo inteiro de um período. (Soohee, [37], p. 100)

Esse Teorema expressa o fato de que, em qualquer linha periódica infinita (linha de transmissão ou guia de ondas), a distribuição do campo deve ser periódica, uma vez que as fronteiras físicas são periódicas [38].

2.2.5 - Harmônicos Espaciais

Uma das decorrências do Teorema de Floquet, é que o campo elétrico E , ou magnético H , pode ser obtido através de campos parciais, usualmente denominados harmônicos espaciais [37].

Seja uma campo eletromagnético (E ou H) propagando-se em uma estrutura periódica de período lc , no sentido dos z positivos, com uma constante de propagação Γ .

Pelo Teorema de Floquet, tem-se, para o campo elétrico,

$$E(x,y,z) = e^{\Gamma z} E_p(x,y,z) \quad (2.17)$$

onde E_p é uma função periódica de z , com período lc . Isto é:

$$E_p(x,y,z) = E_p(x,y,z+nlc) \quad (2.18)$$

com $n = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots$

Expandindo em série de Fourier no espaço, tem-se que:

$$E_p(x, y, z) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} E_{p,n}(x, y) e^{-j2n\pi z/lc} \quad (2.19)$$

Multiplicando ambos os membros de (2.19) por $e^{(j2m\pi z/lc)}$ e integrando o resultado ao longo da célula unitária ($0 \leq z \leq lc$), obtém-se:

$$E_{p,m}(x, y) = \frac{1}{lc} \int_0^{lc} E_p(x, y, z) e^{(j2m\pi z/lc)} dz \quad (2.20)$$

Tendo sido feito uso, na integração, da ortogonalidade das funções espaciais, isto é:

$$\int_0^{lc} e^{-j2n\pi z/lc} e^{(j2m\pi z/lc)} dz = \begin{cases} 0, & m \neq n \\ 1, & m = n \end{cases} \quad (2.21)$$

O campo numa estrutura periódica pode ser representado por:

$$E(x, y, z) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} E_{p,n}(x, y) e^{(-2\beta z - j2n\pi z/lc)} \quad (2.22-a)$$

$$= \sum_{n=-\infty}^{+\infty} E_{p,n}(x, y) e^{-j\beta_n z} \quad (2.22-b)$$

onde se fez $\Gamma = j\beta$, indicando a propagação de ondas (faixa de passagem) sem perdas na estrutura periódica, e

$$\beta_n = \beta_0 + 2n\pi/lc \quad (2.23)$$

$$n = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots$$

Cada termo de (2.23) é denominado harmônico espacial, uma expressão coerente com o caráter harmônico da série de Fourier para um sistema periódico no espaço [7]. Os harmônicos espaciais são ainda denominados harmônicos de Hartree ou modos de Floquet. As funções $E_{p,n}(x, y)$ são amplitudes dos harmônicos espaciais, e β_n (função da frequência) é a constante de fase do n-ésimo harmônico, sendo n um número inteiro, denominado número harmônico.

É importante observar que os harmônicos espaciais são muito diferentes dos modos em um guia de ondas [5]. Em um

guia de ondas, um modo pode existir independentemente dos demais modos, satisfazendo, cada um, as condições de fronteira. Ao contrário, o harmônico espacial, por ser uma onda parcial da função de onda completa, não satisfaz individualmente as condições de fronteira, sendo necessário uma série infinita destes para satisfazer essas condições em uma estrutura periódica.

2.2.6 - Velocidade de Fase

Campos variando harmonicamente no tempo são proporcionais a $e^{j(\omega t - \beta z)}$, no caso sem perdas.

$$e^{j(\omega t - \beta z)} = e^{j\omega(t - (\beta/\omega)z)} \quad (2.24)$$

o que indica que (ω/β) corresponde a algum tipo de velocidade.

Denomina-se velocidade de fase (v_p), a velocidade com que o plano de fase constante se propaga. Isto é:

$$t - (\beta/\omega)z = \text{constante, e}$$

$$\frac{dz}{dt} = v_p = \frac{\omega}{\beta} \quad (2.25)$$

Observe-se que o conceito de velocidade de fase é aplicável apenas a oscilações monocromáticas [5], isto é, ondas periódicas de duração infinita, caracterizadas por uma única frequência ω . Já para um trem de pulsos de comprimento finito, que não pode ser representado [37] por uma forma harmônica simples, o termo "velocidade de fase" perde seu significado preciso.

A equação (2.22) mostra que o campo em uma estrutura periódica pode ser expandido como uma série de ondas, todas de mesma frequência, mas com diferentes velocidades de fase $v_{p,n}$, para cada harmônico espacial.

$$v_{p,n} = \frac{\omega}{\beta_n} = \frac{\omega}{\beta_0 + 2n\pi/lc} \quad (2.26)$$

$$n = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots$$

Supõe-se β_0 e n positivos, para efeito de análise de (2.26). Observa-se que $v_{p,n}$ decresce para valores crescentes de n . Portanto, é possível obter, com adequado valor de n , uma onda cuja velocidade de fase seja inferior à velocidade

da luz no espaço livre (c), ao contrário do que ocorre, por exemplo, em um guia de ondas de placas paralelas não carregado, onde v_p é sempre maior que c , como mostra a equação (1.1). Esse fato explica a característica de ondas lentas das estruturas com carregamento periódico [5], abrindo a possibilidade de realização de dispositivos ativos em microondas, que necessitam da sincronização e da interação entre a onda e o feixe eletrônico.

A velocidade de fase $v_{p,n}$ será negativa sempre que β_n for negativo.

Quanto maior o número harmônico n , maior será a constante de fase β_n , e, portanto, menor será sua velocidade de fase $v_{p,n}$. Quando o número harmônico cresce indefinidamente [6], a velocidade de fase tende a zero.

O harmônico espacial com mais alta velocidade de fase é denominado de componente fundamental de Hartree e, ordinariamente, corresponde ao caso de $n=0$. Quando isto ocorre, β_n , a constante de fase do harmônico fundamental, é igual a β_0 , que é função da frequência.

Com $\beta_0 > 0$, resulta:

(a) Para $n > 0$, $\beta_n > 0$, $v_{p,n} > 0$. A propagação da onda ocorre na direção positiva dos z e refere-se aos respectivos

harmônicos espaciais como ondas progressivas, ou harmônicos progressivos.

(b) Para $n < 0$, $\beta_n < 0$, $v_{p,n} < 0$. A propagação das ondas ocorre na direção negativa dos z [5], embora a transmissão de energia seja, como no caso (a), na direção do z positivos. Os harmônicos espaciais correspondentes são denominados ondas regressivas, ou harmônicos regressivos.

A equação (2.26) pode ser escrita [6] como:

$$v_{p,n} = v_{p,0} \frac{1c}{1c + n\lambda_0} \quad (2.27)$$

$$n = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots$$

onde:

$1c$ representa a periodicidade espacial da estrutura.

$v_{p,0}$ a velocidade de fase do harmônico espacial fundamental na estrutura periódica.

λ_0 o comprimento de onda do harmônico espacial fundamental na estrutura periódica.

2.2.7 - Velocidade de Grupo

Em uma estrutura periódica, sem perdas, a velocidade do fluxo de energia, ao longo da estrutura, é dada por:

$$v_{g,n} = -\frac{d\omega}{d\beta_n} = \left| \frac{d\beta_n}{d\omega} \right|^{-1} = \left| \frac{d}{d\omega} \left| \beta_0 + \frac{2n\pi}{lc} \right| \right|^{-1} = \left| \frac{d\omega}{d\beta_0} \right| = v_g \quad (2.28)$$

que é independente de n e, portanto, em uma dada frequência, é a mesma para todos os harmônicos espaciais. Isto é, para uma dada frequência, todos os harmônicos espaciais possuem a mesma velocidade de grupo, embora apresentem diferentes velocidades de fase.

Observa-se que as ondas regressivas, definidas anteriormente, têm $v_{p,n}$ e v_g em direções opostas, ocorrendo o contrário com as ondas progressivas.

Desse modo, o campo que se propaga ao longo de uma estrutura periódica [5], pode ser considerado como a superposição de um número infinito de harmônicos espaciais, todos tendo a mesma frequência e velocidade de grupo, mas propagando-se com diferentes velocidades de fase (positiva e negativa).

2.2.8 - Diagrama ω - β

As características de uma onda se propagando no interior de uma estrutura periódica podem ser estudadas através do diagrama ω - β , também denominado diagrama de Brillouin ou característica de dispersão da estrutura [6], uma vez que β varia com a frequência.

A mais importante questão envolvendo o diagrama ω - β é a determinação de β_n como uma função de ω [37]. Uma vez determinado $\beta_n(\omega)$, pode-se calcular, por exemplo, $v_{p,n}$ e v_g , utilizando-se das equações (2.26) e (2.28). De acordo com a equação (2.23) $\beta_0(\omega)$ e $\beta_n(\omega)$ ($n = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots$) diferem apenas por um termo independente da frequência ($2n\pi/lc$), sendo, portanto, a determinação de $\beta_0(\omega)$ suficiente para obtenção do diagrama ω - β . Entretanto, a determinação analítica de $\beta_0(\omega)$ é, para estruturas periódicas, geralmente complicada. Assim sendo, é conveniente se ter em mente algumas idéias gerais a respeito do diagrama ω - β , o que pode facilitar o traçado e a compreensão do mesmo [5], [37].

(a) Se nenhum material anisotrópico está presente na estrutura, β_0 deve ser uma função par de ω , visto que, nesta condição, a característica de propagação é independente da direção.

(b) ω deve ser uma função periódica de β_0 , com

período $2\pi/lc$, o que pode ser facilmente verificado.

(c) A velocidade de grupo v_g , dada por $dw/d\beta_0$, deve ser zero para $\beta_0 = n\pi/lc$, uma vez que as ondas refletidas por obstáculos igualmente espaçados adicionam-se em fase, o que leva a uma potência transmitida nula, ou seja, uma velocidade de grupo nula.

(d) Para os casos limites, obstáculos curto-circuitando a estrutura e ausência de obstáculo (estrutura não carregada), o diagrama $\omega-\beta$ corresponde ao das cavidades ressonantes e estruturas não perturbadas, respectivamente.

(e) Para qualquer frequência ω_1 , correspondente a um ponto sobre o diagrama $\omega-\beta$, a velocidade de fase é dada pelo valor da tangente à linha traçada da origem ao ponto. Isto é, $v_p = \omega_1/\beta_1 = \text{tg } \phi_1$.

(f) Para a mesma frequência ω_1 , a velocidade de grupo é dada pela tangente no ponto sobre o diagrama. Isto é, $v_g = d\omega_1/d\beta$.

(g) ω_c é a frequência de corte, para qual $\beta=0$.

(h) Quando β é negativo, v_p é negativa. Quando β é positivo, v_p é positiva.

(i) Dependendo do valor de β , v_g também pode ser

positiva ou negativa. Cerca da metade dos harmônicos espaciais têm velocidades de fase e de grupo em sentidos opostos, correspondendo aos harmônicos espaciais regressivos. Quando apresentam velocidades de fase e de grupo no mesmo sentido, os harmônicos são ditos progressivos. Essas são importantes propriedades das estruturas periódicas, empregadas em dispositivos eletrônicos de ondas progressivas e regressivas. As seções do diagrama $\omega-\beta$ onde $v_g < 0$ correspondem ao fluxo de potência na direção negativa.

(j) Uma estrutura carregada periodicamente, a exemplo de uma estrutura não carregada, possui um limite inferior de frequência, abaixo do qual nenhuma propagação ocorrerá através dela. Ocorrerá propagação quando a frequência crescer acima de ω_c . Nessa situação a velocidade de grupo aumenta e o comprimento de onda guiada diminui.

(k) Aumentando-se mais ainda a frequência, chega-se até ω_{c1} , onde o espaçamento lc entre as descontinuidades adjacentes é a metade do comprimento de onda guiada, ocorrendo a reflexão total. Tem-se, portanto, em ω_{c1} , uma nova frequência de corte, com velocidade de grupo novamente nula.

(l) Aumentando-se a frequência além de ω_{c1} , há uma faixa de frequência em que não há constantes de fase

correspondentes. Nesta região, não há propagação de energia através da estrutura. É uma faixa de rejeição ou "stopband".

(m) As faixas de propagação alternam-se com as faixas de rejeição à medida que a frequência cresce, o que evidencia as características de filtragem de uma estrutura periódica. Faixas de propagação correspondem a valores imaginários de Γ e faixas de rejeição a valores reais de Γ .

(n) Toda informação sobre os autovalores da equação característica de Γ está contida na faixa de $-\pi/lc < \beta < +\pi/lc$, denominada primeira zona de Brillouin, visto que βlc e $\beta lc + 2n\pi$ fornecem os mesmos autovalores.

Embora esta relação de características gerais pareça um tanto quanto extensa, a sua assimilação é extremamente facilitada a medida que diagramas ω - β são traçados, o que acontecerá neste trabalho nos próximos capítulos.

Na (Fig. 2.9), um diagrama ω - β típico, pode-se visualizar suas características principais.

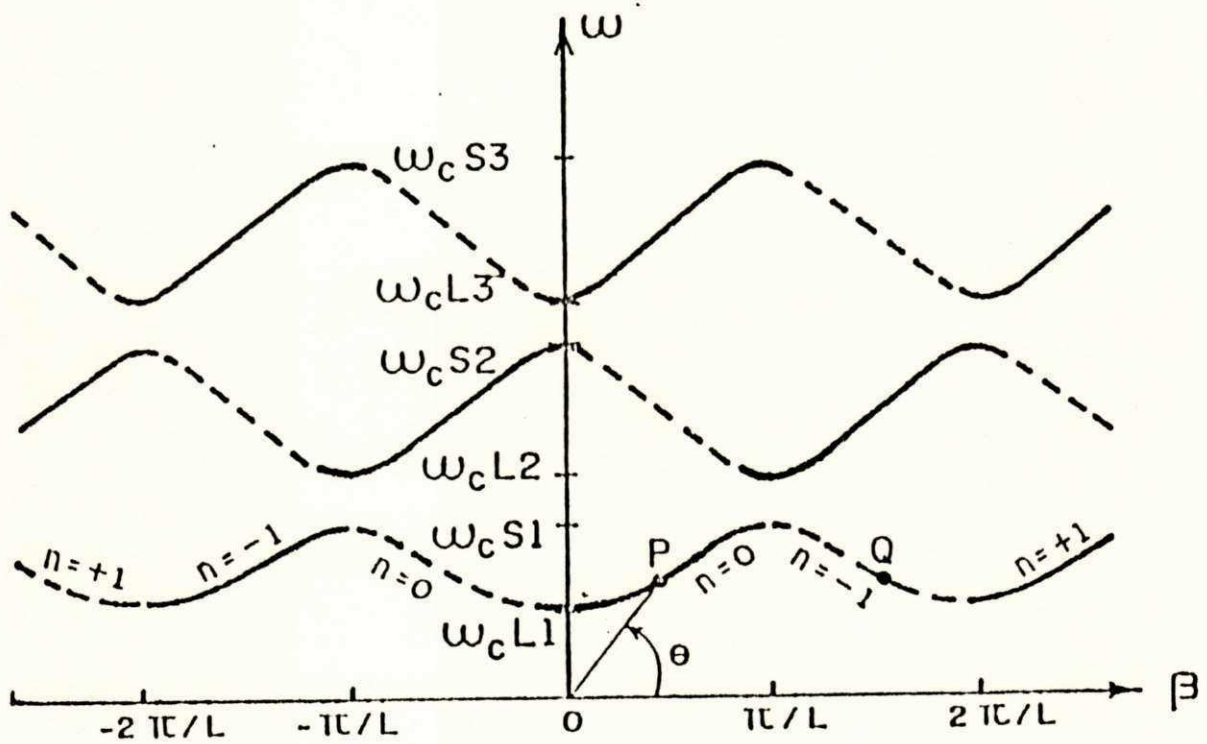


Fig. 2.9 - Exemplo de um diagrama ω - β típico

3 - TÉCNICAS UTILIZADAS E O PROBLEMA DE AUTOVALORES

Neste capítulo é apresentada, de maneira genérica, a Técnica da Conservação da Potência Complexa ("**Conservation of Complex Power Technique - CCPT**"), para a caracterização de descontinuidades em degrau. Em seguida, é apresentada a Técnica da Matriz Espalhamento Generalizada, para a caracterização de descontinuidades em cascata. Finalmente, é estabelecido o problema de autovalores para a determinação do diagrama ω - β de estruturas periódicas.

3.1 - A Técnica da Conservação da Potência Complexa

3.1.1 - Introdução

A CCPT é um dos mais recentes métodos de resolução de problemas de espalhamento em junções de guias de ondas.

A finalidade da CCPT é determinar a matriz

espalhamento S da junção entre duas estruturas de forma regular e uniforme, permitindo a obtenção de soluções formalmente exatas. A matriz S tem a seguinte forma:

$$S = \begin{pmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{pmatrix} \quad (3.1)$$

onde as quatro submatrizes são infinitas, correspondendo o elemento (m,n) de $S_{i,j}$ ($i,j=1,2$) à amplitude do m -ésimo modo no guia i , devido à amplitude unitária do n -ésimo modo no guia j , considerando-se tanto os modos propagantes como os não propagantes.

Na prática, as submatrizes devem ser truncadas, o que significa considerar um número finito de modos em cada guia. Entretanto, mesmo com um conjunto truncado de modos, "a solução para os modos propagantes espalhados na junção satisfaz exatamente a Lei da Conservação da Potência Complexa, isto é, a soma da potência real espalhada na junção é igual a potência real incidente sobre a junção" [17].

Os casos já estudados [2], [5], [17], [18], [39], [40], [41], demonstram que soluções rápidas e numericamente convergentes são obtidas pela CCPT.

3.1.2 - A Técnica

A (Fig. 3.1) mostra a junção entre dois guias de ondas, onde:

S_a é a superfície da abertura, comum às duas estruturas.

S_c é a superfície de contorno, pertencente apenas à estrutura de maior seção transversal, podendo ser tanto uma superfície perfeitamente condutora ($E_t=0$), como uma superfície perfeitamente magnética ($H_t=0$).

S é a superfície total da junção ($S = S_a + S_c$)

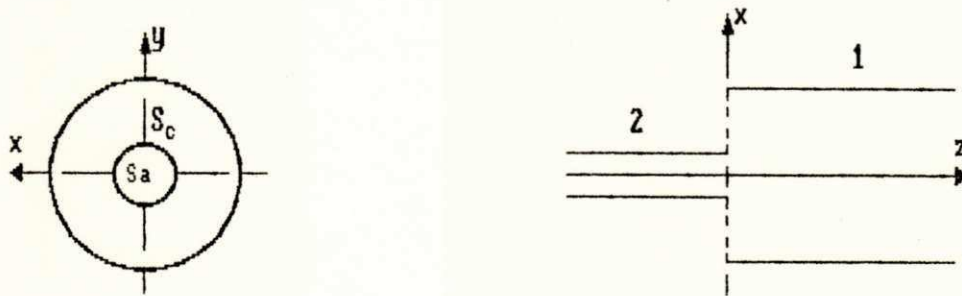


Fig. 3.1 - Junção de dois guias de ondas

3.1.2.1 - Condições de Contorno

Considera-se a incidência a partir da estrutura de menor seção transversal (estrutura 2) para a estrutura de maior seção transversal (estrutura 1).

Dependendo da natureza da superfície S_c , condutora ou

magnética, tem-se duas situações.

3.1.2.1.1 - S_c é uma Superfície Condutora

Pela expansão dos campos elétricos nas estruturas 1 e 2, em termos dos modos normais TE e/ou TM, e pela aplicação das condições de fronteira em $z=0$, são obtidas as expressões [18]:

$$\sum_n (a_{1,n} e_{1,n}^h + b_{1,n} e_{1,n}^e) = \sum_n (a_{2,n} e_{2,n}^h + b_{2,n} e_{2,n}^e) \text{ sobre } S_a \quad (3.2)$$

$$\sum_n (a_{1,n} e_{1,n}^h + b_{1,n} e_{1,n}^e) = 0 \text{ sobre } S_c \quad (3.3)$$

onde:

$e_{i,n}^e$ ($i=1,2$) é a componente transversal do campo elétrico no guia i , em $z=0$, para o n -ésimo modo TM.

$e_{i,n}^h$ ($i=1,2$) é a componente transversal do campo elétrico no guia i , em $z=0$, para o n -ésimo modo TE.

$a_{i,n}$ ($i=1,2$) é a amplitude total no guia i , do n -ésimo modo TE na junção.

$b_{i,n}$ ($i=1,2$) é a amplitude total no guia i , do n -ésimo modo TM na junção.

Em $z=0$,

$$a_{i,n} = a_{i,n}^+ + a_{i,n}^- \quad (3.4-a)$$

$$b_{i,n} = b_{i,n}^+ + b_{i,n}^- \quad (3.4-b)$$

onde:

$a_{i,n}^{+(-)}$ ($i=1,2$) é a amplitude do n -ésimo modo TE incidente (refletido) no guia i .

$b_{i,n}^{+(-)}$ ($i=1,2$) é a amplitude do n -ésimo modo TM incidente (refletido) no guia i .

3.1.2.1.2 - S_c é uma Superfície Magnética

Neste caso, o campo magnético é expandido nas estruturas 1 e 2, em termos dos modos normais TE e/ou TM, e pela aplicação das condições de fronteira em $z=0$, são obtidas as seguintes expressões [2]:

$$\sum_n (a_{1,n} h_{1,n}^h + b_{1,n} h_{1,n}^e) = \sum_n (a_{2,n} h_{2,n}^h + b_{2,n} h_{2,n}^e) \text{ sobre } S_a \quad (3.5)$$

$$\sum_n (a_{1,n} h_{1,n}^h + b_{1,n} h_{1,n}^e) = 0 \text{ sobre } S_c \quad (3.6)$$

onde:

$h_{1,n}^e$ ($i=1,2$) é a componente transversal do campo magnético no guia i , em $z=0$, para o n -ésimo modo TM.

$h_{1,n}^h$ ($i=1,2$) é a componente transversal do campo magnético no guia i , em $z=0$, para o n -ésimo modo TE.

$a_{i,n}$ ($i=1,2$) é a amplitude total no guia i , do n -ésimo modo TE na junção.

$b_{i,n}$ ($i=1,2$) é a amplitude total no guia i , do n -ésimo modo TM na junção.

Em $z=0$,

$$a_{i,n} = a_{i,n}^+ - a_{i,n}^- \quad (3.7-a)$$

$$b_{i,n} = b_{i,n}^+ - b_{i,n}^- \quad (3.7-b)$$

onde:

$a_{i,n}^{+(-)}$ ($i=1,2$) é a amplitude do n -ésimo modo TE incidente (refletido) no guia i .

$b_{i,n}^{+(-)}$ ($i=1,2$) é a amplitude do n -ésimo modo TM incidente (refletido) no guia i .

Observe que a mudança do sinal (+) para (-) nas equações (3.7-a) e (3.7-b) deve-se ao fato de se estar relacionando campos magnéticos.

3.1.2.2 - Equação de Casamento de Modo

Novamente, dependendo da natureza de S_c , tem-se duas situações.

3.1.2.2.1 - S_c é uma Superfície Condutora

Multiplicando-se (3.2) escalarmente por $e_{1,m}^h$, integrando sobre S_a e aplicando o princípio da ortogonalidade dos modos normais na estrutura de maior seção transversal (estrutura 1), chega-se a:

$$a_{1,m} = \sum_n \left[a_{2,n} \frac{\int_{S_a} e_{1,m}^h \cdot e_{2,n}^h \cdot da}{\int_{S_a} e_{1,m}^h \cdot e_{1,m}^h \cdot da} + b_{2,n} \frac{\int_{S_a} e_{1,m}^h \cdot e_{2,n}^e \cdot da}{\int_{S_a} e_{1,m}^h \cdot e_{1,m}^h \cdot da} \right] \quad (3.8-a)$$

Analogamente, multiplicando-se (3.2) escalarmente por $e_{1,m}^e$, chega-se a:

$$b_{1,m} = \sum_n \left[a_{2,n} \frac{\int_S e_{1,m}^e \cdot e_{2,n}^h \cdot da}{\int_S e_{1,m}^e \cdot e_{1,m}^e \cdot da} + b_{2,n} \frac{\int_S e_{1,m}^e \cdot e_{2,n}^e \cdot da}{\int_S e_{1,m}^e \cdot e_{1,m}^e \cdot da} \right] \quad (3.8-b)$$

ou,

$$a_{1,m} = \sum_n a_{2,n} H_{11m,n} + b_{2,n} H_{12m,n} \quad (3.9)$$

$$b_{1,m} = \sum_n a_{2,n} H_{21m,n} + b_{2,n} H_{22m,n} \quad (3.10)$$

Onde os elementos (m,n) de $H_{i,j}$ ($i,j=1,2$) são os coeficientes integrais das expressões (3.8-a) e (3.8-b).

Na forma matricial,

$$\begin{bmatrix} a_1 \\ b_1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} H_{11} & H_{12} \\ H_{21} & H_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_2 \\ b_2 \end{bmatrix} \quad (3.11)$$

que é denominada equação casamento de modo do campo E, onde a_n e b_n ($n=1,2$) são vetores amplitude de campo, assim definidos:

$$a_n = \begin{bmatrix} a_{n,1} \\ a_{n,2} \\ \vdots \end{bmatrix} \quad (3.12-a)$$

$$b_n = \begin{bmatrix} b_{n,1} \\ b_{n,2} \\ \vdots \end{bmatrix} \quad (3.12-b)$$

3.1.2.2.2 - S_c é uma Superfície Magnética

Multiplicando-se (3.5) escalarmente por $h_{1,m}^h$, integrando sobre S_a e aplicando o princípio da ortogonalidade dos modos normais na estrutura de maior seção transversal (estrutura 1), chega-se a:

$$a_{1,m} = \sum_n \begin{bmatrix} a_{2,n} \frac{\int_{S_a} h_{1,m}^h \cdot h_{2,n}^h \cdot da}{\int_S h_{1,m}^h \cdot h_{1,m}^h \cdot da} + b_{2,n} \frac{\int_{S_a} h_{1,m}^h \cdot h_{2,n}^e \cdot da}{\int_S h_{1,m}^h \cdot h_{1,m}^h \cdot da} \end{bmatrix} \quad (3.13-a)$$

Analogamente, multiplicando-se (3.5) escalarmente por $h_{1,m}^e$, chega-se a:

$$b_{1,m} = \sum_n \left[a_{2,n} \frac{\int_S h_{1,m}^e \cdot h_{2,n}^h \cdot da}{\int_S h_{1,m}^e \cdot h_{1,m}^e \cdot da} + b_{2,n} \frac{\int_S h_{1,m}^e \cdot h_{2,n}^e \cdot da}{\int_S h_{1,m}^e \cdot h_{1,m}^e \cdot da} \right] \quad (3.13-b)$$

ou,

$$a_{1,m} = \sum_n a_{2,n} H_{11m,n} + b_{2,n} H_{12m,n} \quad (3.14)$$

$$b_{1,m} = \sum_n a_{2,n} H_{21m,n} + b_{2,n} H_{22m,n} \quad (3.15)$$

Onde os elementos (m,n) de $H_{i,j}$ ($i,j=1,2$) são os coeficientes integrais das expressões (3.13-a) e (3.13-b).

Na forma matricial,

$$\begin{bmatrix} a_1 \\ b_1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} H_{11} & H_{12} \\ H_{21} & H_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_2 \\ b_2 \end{bmatrix} \quad (3.16)$$

que é denominada equação casamento de modo do campo H, onde a_n e b_n ($n=1,2$) são vetores amplitude de campo, definidos em (3.12-a) e (3.12-b).

Verifica-se ainda, que não há diferença na forma matricial para equações de casamento de campo elétrico (3.11) e campo magnético (3.16), visto que estas relacionam amplitudes totais de campo.

3.1.2.3 - Potência Complexa Irrradiada

A potência complexa transmitida através da junção é dada pela forma Hermitiana

$$P = \begin{bmatrix} a_1^\dagger & b_1^\dagger \end{bmatrix} P_i \begin{bmatrix} a_1 \\ b_1 \end{bmatrix} \quad (3.17)$$

Obtida pela expressão modal e pela integração do vetor de Poynting imediatamente após a junção (em $z=0^+$).

Em (3.17), o símbolo † indica Hermitiana, ou seja, transposta da matriz conjugada, e P_i é a matriz diagonal da potência complexa da estrutura i , sendo dada por:

$$P_1 = \begin{bmatrix} P_1^h & 0 \\ 0 & P_1^e \end{bmatrix} \quad (3.18)$$

onde:

$P_1^h(e)$ é uma matriz diagonal cujo m -ésimo elemento é $p_{1,m}^h(e)$, representando a potência complexa transportada pelo m -ésimo modo TE (TM) do guia i , dada por:

$$p_{i,m}^h(e) = \frac{1}{2} \int_{S_i} \mathbf{e}_i^h(e) \times \mathbf{h}_i^h(e)^* \cdot d\mathbf{s} \quad (i=1,2) \quad (3.19)$$

Substituindo (3.16) em (3.17),

$$P = \begin{bmatrix} a_2^\dagger & b_2^\dagger \end{bmatrix} H^\dagger P_1 H \begin{bmatrix} a_2 \\ b_2 \end{bmatrix} \quad (3.20)$$

Lembrando que para duas matrizes A e B quaisquer,

$$\begin{bmatrix} A \cdot B \end{bmatrix}^\dagger = \begin{bmatrix} B^\dagger \cdot A^\dagger \end{bmatrix}$$

A equação (3.20) fornece a potência transmitida em termos da distribuição do campo elétrico (ou magnético) transversal, junto à abertura na estrutura de menor seção transversal (estrutura 2), em $z=0$.

3.1.2.4 - A Potência Complexa Incidente

Uma onda eletromagnética incidente a partir da estrutura de menor seção transversal (estrutura 2), "vê" a matriz admitância de entrada da junção, Y_2 .

Vista da estrutura de menor seção transversal, a junção pode ser considerada como um circuito de N portas, cada uma correspondendo a um modo na estrutura. O fluxo líquido de potência complexa para dentro deste circuito é:

$$P = \frac{1}{2} \mathbf{v}_2^h \mathbf{v}_2^{e\dagger} = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} \mathbf{v}_2^h \\ \mathbf{v}_2^e \end{bmatrix} \quad (3.21)$$

Onde:

$\mathbf{v}_i^h(e)$ é o vetor tensão equivalente do modo TE (TM) no guia i, isto é, uma matriz coluna, cujo n-ésimo elemento é $v_{i,n}^h(e)$ que representa a tensão equivalente do n-ésimo

modo TE (TM) do guia i.

A expressão matricial

$$\begin{bmatrix} v_2^h \\ v_2^e \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} T_2^h & 0 \\ 0 & T_2^e \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_2 \\ b_2 \end{bmatrix} \quad (3.22)$$

Relaciona os vetores amplitude de modo aos vetores amplitude de tensão equivalente, e pode ser escrita como:

$$\begin{bmatrix} v_2^h \\ v_2^e \end{bmatrix} = T_2 \begin{bmatrix} a_2 \\ b_2 \end{bmatrix} \quad (3.23)$$

T_2^h e T_2^e são matrizes diagonais, cujo m-ésimo elemento é dado por:

$$T_{i,m}^{h(e)} = \sqrt{\frac{2 p_{1,m}^{h(e)}}{Y_{0i,m}^{h(e)}}} \quad (3.24)$$

Substituindo (3.23) em (3.21), vem:

$$P = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} a_2^\dagger & b_2^\dagger \end{bmatrix} \begin{bmatrix} T_2^\dagger & Y_2^\dagger \\ T_2^\dagger & Y_2^\dagger \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_2 \\ b_2 \end{bmatrix} \quad (3.25)$$

que é a forma Hermitiana da potência entrando na junção (potência incidente na junção).

3.1.2.5 - A Conservação da Potência Complexa e a Matriz Admitância de Entrada da Junção

Considere-se que a junção é sem perdas e de volume infinitesimal. Portanto, pela Lei da Conservação da Potência Complexa, as potências complexas incidente e irradiada são iguais, logo as equações (3.20) e (3.25) também são iguais.

$$\frac{1}{2} \begin{bmatrix} a_2^\dagger & b_2^\dagger \end{bmatrix} \begin{bmatrix} T_2^\dagger & Y_2^\dagger \\ T_2^\dagger & Y_2^\dagger \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_2 \\ b_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} a_2^\dagger & b_2^\dagger \end{bmatrix} H^\dagger P_1 H \begin{bmatrix} a_2 \\ b_2 \end{bmatrix} \quad (3.26)$$

que é válida para qualquer campo incidente. Então:

$$\frac{1}{2} T_2^+ Y_2^+ T_2 = H^+ P_1 H \quad (3.27)$$

Finalmente,

$$Y_2 = 2 \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} T_2^{-1} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix}^+ H^+ P_1^+ H T_2^{-1} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (3.28)$$

que é a matriz admitância de entrada da junção.

A inversa de T_2 é facilmente calculada, uma vez que esta é uma matriz diagonal.

3.1.2.6 - Matriz Espalhamento da Junção

A matriz espalhamento de tensão, vista a partir da estrutura 2, relaciona os vetores tensão equivalente refletidos aos incidentes, da seguinte forma:

$$V_2^- = S_{V2} V_2^+ \quad (3.29)$$

Em termos da matriz admitância característica da estrutura 2 (Y_{02}) e da matriz admitância de entrada da

junção (Y_2), a matriz espalhamento de tensão é dada por:

$$S_{V2} = [Y_{02} + Y_2]^{-1} [Y_{02} - Y_2] \quad (3.30)$$

onde:

$$Y_{02} = \begin{bmatrix} Y_{02}^h & 0 \\ 0 & Y_{02}^e \end{bmatrix} \quad (3.31)$$

$Y_{02}^{h(e)}$ é a matriz admitância característica das linhas de transmissão equivalentes dos modos TE (TM) da estrutura 2.

Relacionando os vetores tensão equivalente aos vetores amplitude de modo, vem:

$$\begin{bmatrix} \bar{a}_2 \\ \bar{b}_2 \end{bmatrix} = T_2^{-1} S_{V2} T_2 \begin{bmatrix} a_2 \\ b_2 \end{bmatrix} \quad (3.32)$$

ou,

$$\begin{bmatrix} \bar{a}_2 \\ \bar{b}_2 \end{bmatrix} = S_{22} \begin{bmatrix} \bar{a}_2 \\ \bar{b}_2 \end{bmatrix} \quad (3.33)$$

Desse modo, a CCPT permite determinar a submatriz S_{22} , dada por:

$$S_{22} = T_2^{-1} S_{V2} T_2 \quad (3.34)$$

A matriz espalhamento da junção relaciona os vetores amplitude de modos refletidos (TE e TM) aos vetores amplitude de modos incidentes (TE e TM) (Fig. 3.2). Dessa forma,

$$\begin{bmatrix} \bar{c}_1 \\ \bar{c}_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \bar{c}_1^+ \\ \bar{c}_2^+ \end{bmatrix} \quad (3.35)$$

onde:

$$c_i^{+(-)} = \begin{bmatrix} a_i^{+(-)} \\ b_i^{+(-)} \end{bmatrix} \quad (i=1,2) \quad (3.36)$$

e, portanto,

$$S_{11} = c_1^- (c_1^+)^{-1} \Big|_{c_2^+ = 0} \quad (3.37-a)$$

$$S_{12} = c_1^- (c_2^+)^{-1} \Big|_{c_1^+ = 0} \quad (3.37-b)$$

$$S_{21} = c_2^- (c_1^+)^{-1} \Big|_{c_2^+ = 0} \quad (3.37-c)$$

$$S_{22} = c_2^- (c_2^+)^{-1} \Big|_{c_1^+ = 0} \quad (3.37-d)$$

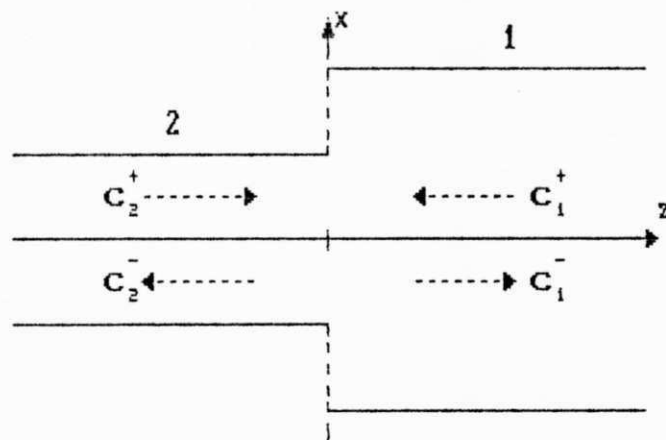


Fig. 3.2 - Representação dos vetores amplitude de modo incidente e espalhado

De (3.16),

$$c_1^+ + c_1^- = H (c_1^+ + c_1^-) \quad (3.38)$$

Para se obter S_{12} , $c_1^+ = 0$, de acordo com (3.37-b).
Logo, substituindo (3.33) em (3.38),

$$0 + c_1^- = H (c_2^+ + S_{22}c_2^+) \quad (3.39)$$

ou,

$$c_1^- = H (I + S_{22}) c_2^+ \quad (3.40)$$

Portanto,

$$S_{12} = c_1^- (c_2^+)^{-1} \Big|_{c_1^+=0} = H (I + S_{22}) \quad (3.41)$$

A determinação de S_{21} é feita utilizando-se o Teorema da Reciprocidade [18]. Conclui-se que:

$$S_{21} = Q_2^{-1} S_{12}^T Q_1 \quad (3.42)$$

onde S_{12}^T é a transposta da matriz S_{12} , e

$$Q_i = \begin{bmatrix} Q_i^h & 0 \\ 0 & Q_i^e \end{bmatrix} \quad (i=1,2) \quad (3.43)$$

$$Q_i^h(e) = \begin{bmatrix} q_{i,1}^{h(e)} & q_{i,2}^{h(e)} & \dots & 0 \\ 0 & & & \dots \end{bmatrix} \quad (3.44)$$

sendo

$$q_{m,n} = \int_{S_m} e_{m,n} \times h_{m,n} \cdot da_m \quad (m=1,2) \quad (3.45)$$

Para se determinar S_{11} , utiliza-se (3.37-a). A equação (3.33) torna-se:

$$c_1^+ + c_1^- = H c_2^- \quad (3.46)$$

Pós-multiplicando (3.46) por $(c_1^\dagger)^{-1}$, obtém-se:

$$I + S_{11} = H S_{21} \quad (3.47)$$

ou,

$$S_{11} = H S_{21} - I \quad (3.48)$$

Portanto, a matriz espalhamento da junção é dada por:

$$S = \begin{bmatrix} (HS_{21} - I) & (H(S_{22} + I)) \\ (Q_2^{-1} S_{12}^T Q_1) & (T_2^{-1} S_{V2} T_2) \end{bmatrix} \quad (3.49)$$

onde as quatro submatrizes são infinitas.

3.1.2.7 - Determinação da Razão Entre o Número de Modos em Cada Junção

A escolha incorreta da razão entre o número de modos em cada junção, pode levar não só a um maior, e

desnecessário, tempo de computação, como também a não satisfação das condições de aresta [27], [41], [43].

Para junções em cascata, o efeito da razão correta entre o número de modos em cada junção é ainda mais sério [41], podendo em alguns casos torna-se crítico.

A razão correta entre o número de modos em cada junção, segundo Mansour [41], é:

$$\frac{NM1}{NM2} = \frac{dim1}{dim2} \quad (3.50)$$

onde:

NM1 é o número de modos na estrutura 1.

NM2 é o número de modos na estrutura 2.

dim1 é a dimensão da estrutura 1, não comun a estrutura 2.

dim2 é a dimensão da estrutura 2, não comun a estrutura 1.

Neste trabalho, verifica-se que além da razão correta entre o número de modos em cada estrutura, é importante a escolha adequada da configuração da célula unitária, para estruturas periódicas. A escolha inadequada da configuração da célula unitária pode levar a sérios erros no cálculo da matriz de transmissão da mesma, impossibilitando, portanto,

a correta caracterização da estrutura periódica. Um estudo mais detalhado desta questão, é apresentado no item 3.3.

3.2 - A Técnica da Matriz Espalhamento Generalizada

3.2.1 - Introdução

A Técnica da matriz espalhamento generalizada é semelhante a técnica da matriz espalhamento utilizada em circuitos de microondas ou teoria dos circuitos [43]. Contudo, esta técnica difere da técnica da matriz espalhamento convencional, pois inclui, além dos modos propagantes na estrutura, os modos evanescentes, sendo utilizada na solução de uma classe de problemas em microondas, na qual se incluem as estruturas bifurcadas e em cascata.

3.2.2 - A Técnica

A técnica da matriz espalhamento generalizada tem por objetivo determinar a matriz espalhamento de duas junções em cascata (S^C).

$$S^C = \begin{bmatrix} S_{11}^C & S_{12}^C \\ S_{21}^C & S_{22}^C \end{bmatrix} \quad (3.51)$$

É suposto que as junções individualmente, assim como o trecho que as interliga, já estão caracterizadas.

3.2.3 - Determinação da Matriz S^C

Para esta técnica, duas formulações são apresentadas objetivando a determinação de S^C . Uma leva em conta os múltiplos espalhamentos nas junções em cascata [43], e a convergência destes através de uma série de Neumann. Na outra, considerada neste trabalho, é dado um tratamento semelhante aos circuitos em cascata [30]. Ambas formulações, porém, apresentam as mesmas equações finais.

Considera-se duas junções, A e B, em cascata, interligadas por um trecho L, conforme a (Fig. 3.3).

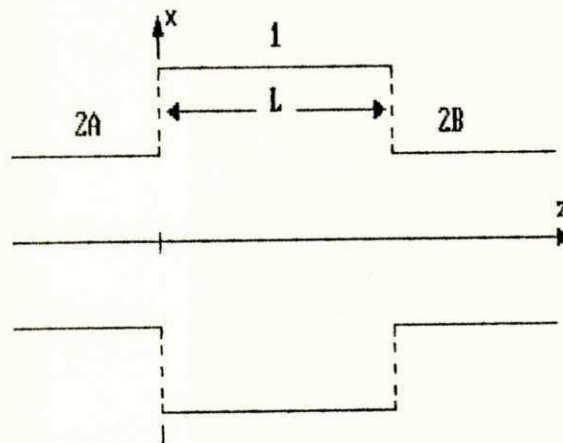


Fig. 3.3 - Junção em cascata de duas estruturas interligadas por um trecho L

A junção A é caracterizada pela matriz espalhamento S_A , dada por:

$$S_A = \begin{bmatrix} S_{11A} & S_{12A} \\ S_{21A} & S_{22A} \end{bmatrix} \quad (3.52)$$

A junção B é caracterizada pela matriz espalhamento S_B , dada por:

$$S_B = \begin{bmatrix} S_{11B} & S_{12B} \\ S_{21B} & S_{22B} \end{bmatrix} \quad (3.53)$$

O trecho que interliga as duas junções pode ser visto como uma linha de transmissão, cujo efeito sobre a onda eletromagnética será ou defasamento (modo propagante), ou atenuação (modo evanescente). Assim sendo, a sua caracterização é dada por:

$$S_L = \begin{bmatrix} e^{-\Gamma_1 L} & & & 0 \\ & e^{-\Gamma_2 L} & & \\ & & \ddots & \\ 0 & & & e^{-\Gamma_n L} \end{bmatrix} \quad (3.54)$$

onde

Γ_i é a constante de propagação do i -ésimo modo no trecho A-B.

L é o comprimento do trecho A-B, ou seja, a distância entre as junções A e B.

Em blocos, (Fig. 3.4)

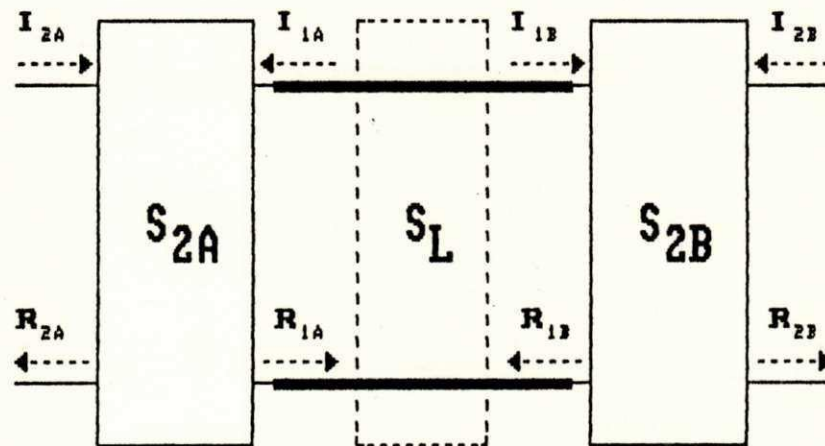


Fig. 3.4 - Diagrama de blocos das matrizes das junções em cascata

onde:

$R(x)$ representa a onda refletida em x .

$I(x)$ representa a onda incidente em x .

$x = 1A, 2A, 1B, 2B$.

Em termos das ondas incidentes e refletidas:

$$\begin{bmatrix} R_{2A} \\ R_{1A} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} S_{22A} & S_{21A} \\ S_{12A} & S_{11A} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} I_{2A} \\ I_{1A} \end{bmatrix} \quad (3.55)$$

$$\begin{bmatrix} I_{1A} \\ I_{1B} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 & S_L \\ S_L & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} R_{1A} \\ R_{1B} \end{bmatrix} \quad (3.56)$$

$$\begin{bmatrix} R_{1B} \\ R_{2B} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} S_{11B} & S_{12B} \\ S_{21B} & S_{22B} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} I_{1B} \\ I_{2B} \end{bmatrix} \quad (3.57)$$

Substituindo (3.56) em (3.55),

$$R_{2A} = S_{22A}I_{2A} + S_{21A}S_L R_{1B} \quad (3.58-a)$$

$$R_{1A} = S_{12A}I_{1A} + S_{11A}S_L R_{1B} \quad (3.58-b)$$

Substituindo (3.56) em (3.57),

$$R_{1B} = S_{11B}S_L R_{1A} + S_{12B}I_{2B} \quad (3.59-a)$$

$$R_{2B} = S_{21B}S_L R_{1A} + S_{22B}I_{2B} \quad (3.59-b)$$

Substituindo R_{1B} (3.59-a) em R_{1A} (3.58-b),

$$R_{1A} = S_{12A}I_{1A} + S_{11A}S_L (S_{11B}S_L R_{1A} + S_{12B}I_{2B}) \quad (3.60-a)$$

ou,

$$R_{1A} = S_{12A}I_{1A} + S_{11A}S_L S_{11B}S_L R_{1A} + S_{11A}S_L S_{12B}I_{2B} \quad (3.60-b)$$

Isolando R_{1A} ,

$$R_{1A} = G_1 S_{12A} I_{1A} + G_1 S_{11A} S_L S_{12B} I_{2B} \quad (3.60-c)$$

onde

$$G_1 = (I - S_{11A} S_L S_{11B} S_L)^{-1} \quad (3.61)$$

Analogamente, substituindo R_{1A} (3.58-b) em R_{1B} (3.59-a),

$$R_{1B} = S_{11B} S_L (S_{12A} I_{1A} + S_{11A} S_L R_{1B}) + S_{12B} I_{2B} \quad (3.62-a)$$

ou,

$$R_{1B} = S_{11B} S_L S_{12A} I_{2A} + S_{11B} S_L S_{11A} S_L R_{1B} + S_{12B} I_{2B} \quad (3.62-b)$$

Isolando R_{1B} ,

$$R_{1B} = G_2 S_{12B} I_{2B} + G_2 S_{11B} S_L S_{12A} I_{2A} \quad (3.62-c)$$

onde

$$\theta_2 = (I - S_{11B}S_L S_{11A}S_L)^{-1} \quad (3.63)$$

Finalmente, substituindo (3.60-c) e (3.62-c) em (3.58-a) e em (3.59-b), obtém-se:

$$R_{2A} = S_{22A}I_{2A} + S_{21A}S_L G_2 S_{12B}I_{2B} + S_{21A}S_L G_2 S_{11B}S_L S_{12A}I_{2A} \quad (3.64)$$

$$R_{2B} = S_{22B}I_{2B} + S_{21B}S_L G_1 S_{12A}I_{2A} + S_{21B}S_L G_1 S_{11A}S_L S_{12B}I_{2B} \quad (3.65)$$

Da equação (3.37-a)

$$S_{11}^C = R_{2A}(I_{2A})^{-1} \Big|_{I_{2B} = 0} \quad (3.66-a)$$

De (3.64), com $I_{2B} = 0$

$$S_{11}^C = S_{22A} + S_{21A} S_L G_2 S_{11B} S_L S_{2A} \quad (3.66-b)$$

Da equação (3.37-b)

$$S_{12}^C = R_{2A} (I_{2B})^{-1} \Big|_{I_{2A} = 0} \quad (3.67-a)$$

De (3.64), com $I_{2A} = 0$

$$S_{12}^C = S_{21A} S_L G_2 S_{12B} \quad (3.67-b)$$

Da equação (3.37-c)

$$S_{21}^C = R_{2B} (I_{2A})^{-1} \Big|_{I_{2B} = 0} \quad (3.68-a)$$

De (3.65), com $I_{2B} = 0$

$$S_{21}^C = S_{21B} S_L G_1 S_{12A} \quad (3.68-b)$$

Da equação (3.37-d)

$$S_{22}^C = R_{2B} (I_{2B})^{-1} \Big|_{I_{2A} = 0} \quad (3.69-a)$$

De (3.65), com $I_{2A} = 0$

$$S_{22}^C = S_{22B} + S_{21B} S_{L1} S_{11A} S_{L2} S_{12B} \quad (3.69-b)$$

Estando, portanto, determinada a matriz S^C .

Para uma estrutura simétrica, uma série de simplificações podem ser realizadas, como será visto, mais adiante, neste trabalho.

3.3 - O Problema de Autovalores para Estruturas Periódicas

3.3.1 - Introdução

Uma vez caracterizadas as junções em cascata, é uma extensão estabelecer o problema de autovalores para estruturas periódicas, visando a obtenção do diagrama ω - β das mesmas.

As estruturas periódicas utilizadas com maior frequência, são as estruturas carregadas periodicamente, isto é, com obstáculos idênticos e igualmente espaçados.

Para Safavi e Macphie [40], "junções transversais e longitudinais em guias de ondas, podem ser consideradas como blocos formadores de configurações mais complexas, tais como filtros, acopladores direcionais e estruturas periódicas". Em [5] e em [44], é iniciada a abordagem das estruturas periódicas, partindo da CCPT.

Neste trabalho, é estabelecido o problema de autovalores para estruturas periódicas, sendo apresentados, como uma introdução ao estudos das estruturas periódicas em microfita, os casos limites para o guia de placas paralelas carregado periodicamente.

3.3.2 - A Técnica

3.3.2.1 - Célula Unitária da Estrutura

As figuras (3.5-a), (3.5-b) e (3.5-c) mostram, respectivamente, as vistas frontal, lateral e superior da estrutura periódica.

Considera-se que a estrutura é infinitamente longa na direção z , ocorrendo a incidência no sentido dos z

crescentes.

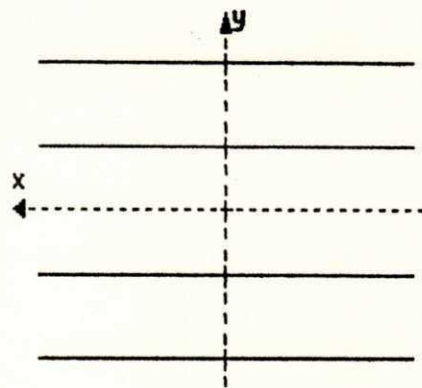


Fig. 3.5-a - Vista frontal da estrutura periódica

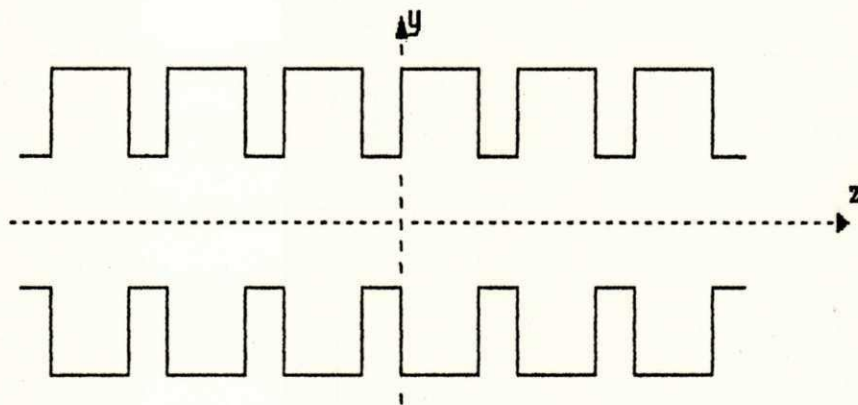


Fig. 3.5-b - Vista lateral da estrutura periódica

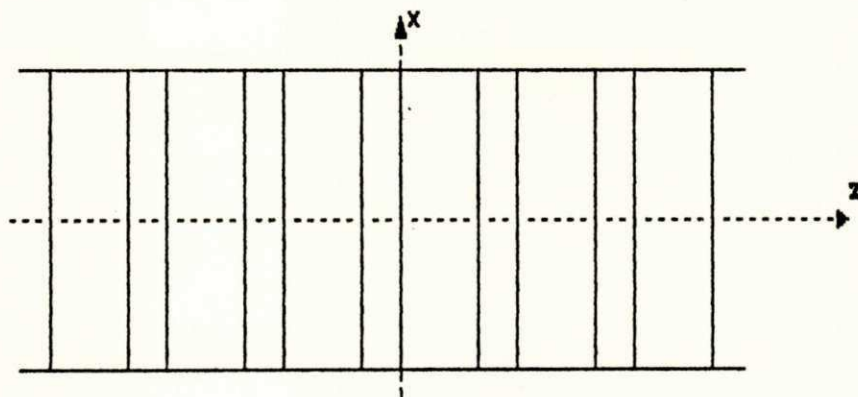


Fig. 3.5-c - Vista superior da estrutura periódica

Na célula unitária da estrutura (Fig. 3.6), distingue-se quatro planos terminais: A, B, C e D.

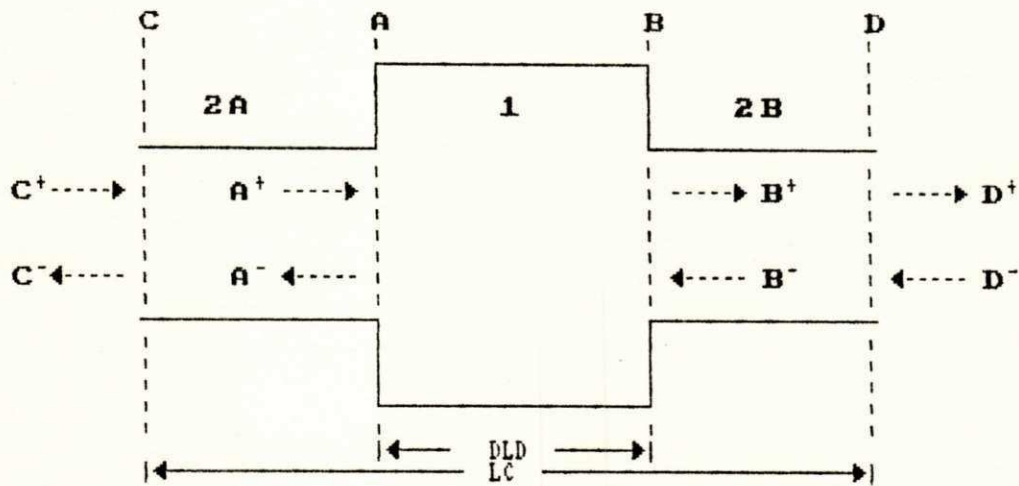


Fig. 3.6 - Célula unitária da estrutura periódica

No plano terminal A, a onda que se propaga no sentido dos z crescentes é representada por A^+ . A^+ é um vetor coluna cujos elementos são coeficientes dos harmônicos espaciais da onda se propagando no sentido dos z crescentes.

A^- representa a onda que se propaga no sentido dos z decrescentes. Os harmônicos espaciais da onda que se propaga no sentido dos z decrescente são elementos do vetor coluna A^- .

B^+ e B^- são vetores-colunas análogos a A^+ e A^- , no plano terminal B.

Nos planos terminais C e D, C^+ e C^- , D^+ e D^- , são vetores análogos aos definidos nos planos terminais A e B.

Os planos terminais A e B delimitam as descontinuidades, ou seja, a junção em cascata. A relação entre os campos nesses planos corresponde à matriz espalhamento generalizada da junção em cascata.

Os planos C e D também delimitam uma junção de duas portas, C-D, a célula unitária da estrutura periódica, formada pelas seções da estrutura 2A e 2B, e pela estrutura 1, como indicado na (Fig. 3.5).

3.3.2.2 - Relação entre as Matrizes Espalhamento Generalizada e Transmissão Generalizada

A matriz transmissão de onda relaciona [7], [13] valores complexos das ondas incidentes e refletidas (normalizadas), na entrada da junção, aos valores complexos correspondentes na saída, sendo, especialmente útil quando junções em cascata são interligadas, visto que a grandeza de saída da primeira junção torna-se a entrada da junção seguinte, e assim por diante.

A matriz transmissão de onda generalizada, C é uma extensão da matriz de onda, sendo, entretanto, em C , incluídos os modos evanescentes.

$$\begin{bmatrix} A^+ \\ A^- \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} C_{11} & C_{12} \\ C_{21} & C_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} B^+ \\ B^- \end{bmatrix} \quad (3.70)$$

A matriz espalhamento generalizada, S^C , representativa da junção A-B, é dada por:

$$\begin{bmatrix} A^- \\ B^+ \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} S_{11}^C & S_{12}^C \\ S_{21}^C & S_{22}^C \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A^+ \\ B^- \end{bmatrix} \quad (3.71)$$

Do ponto de vista de matriz espalhamento, A^- e B^+ , representam ondas espalhadas das junções A e B, respectivamente. A^+ e B^- representam ondas incidentes sobre as junções A e B, respectivamente.

A matriz S^C representa a junção A-B, formada pelas duas junções A e B em cascata. Como S^C já foi obtida, é necessário encontrar $C_{i,j}$ ($i,j=1,2$) em função de $S_{m,n}^C$ ($m,n=1,2$).

De (3.70), vem

$$A^+ = C_{11}B^+ + C_{12}B^- \quad (3.72-a)$$

$$A^- = C_{21}B^+ + C_{22}B^- \quad (3.72-b)$$

De (3.71), encontra-se:

$$A^- = S_{11}^C A^+ + S_{12}^C B^- \quad (3.73-a)$$

$$B^+ = S_{21}^C A^+ + S_{22}^C B^- \quad (3.73-b)$$

De (3.73-b),

$$S_{21}^C A^+ = B^+ - S_{12}^C B^- \quad (3.74)$$

Pré-multiplicando (3.74) por S_{21}^{C-1} , vem :

$$A^+ = S_{21}^{C-1} B^+ - S_{21}^{C-1} S_{12}^C B^- \quad (3.75)$$

Da comparação de (3.75) com (3.72-a), chega-se a:

$$C_{11} = S_{21}^{C-1} \quad (3.76)$$

$$C_{12} = -S_{21}^{C-1} S_{22}^C = -C_{11} S_{22}^C \quad (3.77)$$

Substituindo (3.75) em (3.73-a),

$$A^- = S_{11}^C (S_{21}^{C-1} B^+ - S_{21}^{C-1} S_{22}^C B^-) + S_{12}^C B^- \quad (3.78-a)$$

ou,

$$A^- = S_{11}^C S_{21}^{C-1} B^+ + (S_{12}^C - S_{11}^C S_{21}^{C-1} S_{22}^C) B^- \quad (3.78-b)$$

Da comparação de (3.78-b) com (3.72-b),

$$C_{21} = S_{11}^C S_{21}^{C-1} = S_{11}^C C_{11} \quad (3.79)$$

$$C_{22} = (S_{12}^C - S_{11}^C S_{21}^{C-1} S_{22}^C) \quad (3.80-a)$$

$$= (S_{12}^C - C_{21} S_{22}^C) \quad (3.80-b)$$

$$= (S_{12}^C + S_{11}^C C_{12}) \quad (3.80-c)$$

Estando, portanto, determinada a matriz transmissão de onda generalizada, em função da matriz espalhamento generalizada.

3.3.2.3 - Matriz Transmissão de Onda Generalizada da Célula Unitária

Uma vez determinada a matriz transmissão de onda generalizada da junção, é necessário determinar a matriz transmissão de onda generalizada da célula unitária, para que se possa estabelecer o problema de autovalores da estrutura periódica.

No plano terminal C, os vetores representativos das ondas, progressivas e regressivas, relacionam-se àqueles do plano terminal A, pela matriz transmissão de onda E. A mesma relação é válida entre os vetores representativos das ondas nos planos terminais B e D.

$$\begin{bmatrix} C^+ \\ C^- \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} E_2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A^+ \\ A^- \end{bmatrix} \quad (3.81-a)$$

$$\begin{bmatrix} B^+ \\ B^- \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} E_2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} D^+ \\ D^- \end{bmatrix} \quad (3.81-b)$$

onde

$$\begin{bmatrix} E_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} E_2^+ & 0 \\ 0 & E_2^- \end{bmatrix} \quad (3.82)$$

sendo

$$E_2^\pm = e^{\pm \Gamma_{r2}(lc-d)l/2} \quad (3.83)$$

Γ_{r2} é a constante de propagação do r -ésimo modo característico no trecho 2 da célula unitária.

Substituindo (3.70) em (3.81-a), vem:

$$\begin{bmatrix} C^+ \\ C^- \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} E_2 \\ C \end{bmatrix} \begin{bmatrix} B^+ \\ B^- \end{bmatrix} \quad (3.84)$$

Substituindo (3.81-b) em (3.84),

$$\begin{bmatrix} C^+ \\ C^- \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} E_2 \\ C \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_2 \\ D \end{bmatrix} \begin{bmatrix} D^+ \\ D^- \end{bmatrix} \quad (3.85)$$

ou,

$$\begin{bmatrix} C^+ \\ C^- \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} M \\ \end{bmatrix} \begin{bmatrix} D^+ \\ D^- \end{bmatrix} \quad (3.86)$$

onde:

$$\begin{bmatrix} M \\ \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} M_{11} & M_{12} \\ M_{21} & M_{22} \end{bmatrix} \quad (3.87)$$

Sendo as submatrizes $M_{i,j}$ ($i,j=1,2$) dadas por:

$$M_{11} = E_2^+ C_{11} E_2^+ \quad (3.88-a)$$

$$M_{12} = E_2^+ C_{12} E_2^- \quad (3.88-b)$$

$$M_{21} = E_2^- C_{21} E_2^+ \quad (3.88-c)$$

$$M_{22} = E_2^- C_{22} E_2^- \quad (3.88-d)$$

A matriz M é a matriz transmissão de onda generalizada da célula unitária.

3.3.2.4 - A Equação de Autovalores

A condição de periodicidade de onda, estabelecida pelo Teorema de Floquet, leva a seguinte expressão matricial:

$$\begin{bmatrix} C^+ \\ C^- \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} M \end{bmatrix} \begin{bmatrix} D^+ \\ D^- \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \Gamma & 0 \\ 0 & \Gamma \end{bmatrix} \begin{bmatrix} D^+ \\ D^- \end{bmatrix} \quad (3.89)$$

onde Γ é a matriz diagonal dos autovalores dos modos da estrutura periódica, cujo m -ésimo elemento é dado por:

$$\Gamma_{m,n} = e^{B_m l c} \delta_{m,n} \quad (3.90)$$

Na qual $\delta_{m,n} = \begin{cases} 0, & m \neq n \\ 1, & m = n \end{cases}$, é o delta de Kronecker.

A equação de autovalores para D é assim determinada:

$$\begin{bmatrix} M_{11} & M_{12} \\ M_{21} & M_{22} \end{bmatrix} - \begin{bmatrix} \Gamma & 0 \\ 0 & \Gamma \end{bmatrix} \begin{bmatrix} D^+ \\ D^- \end{bmatrix} = 0 \quad (3.91)$$

Haverá solução não-trivial, somente se o determinante dos coeficientes se anular. Isto é:

$$\begin{vmatrix} M_{11} - \Gamma & M_{12} \\ M_{21} & M_{22} - \Gamma \end{vmatrix} = 0 \quad (3.92)$$

O cálculo dos autovalores, para os quais o determinante (3.92) se anula, corresponde justamente à determinação dos autovalores de um problema tipo $AX = \lambda X$, como está explícito na equação (3.89).

Ao serem determinados os autovalores, não se estará determinando diretamente os valores das constantes de propagação, mas sim os valores de $e^{\Gamma_m l c}$.

Na maioria das vezes, só é de interesse os autovalores puramente imaginários, equivalentes aos modos propagantes. A identificação desses modos pode ser feita através da seguinte expressão:

$$\left| e^{\Gamma_m l c} \right| = \begin{cases} = 1, & \text{modo propagante} \\ \neq 1, & \text{modo não propagante} \end{cases} \quad (3.93)$$

Uma vez determinados os autovalores para os modos propagantes, pode-se traçar o diagrama $\omega-B$.

Algumas observações podem ser feitas a respeito dos autovalores a serem obtidos:

- (a) Para uma matriz M , de ordem $N \times N$, existirão $2N$

autovalores, correspondendo metade à propagação no sentido dos z positivos, e a outra metade no sentido dos z negativos, implicando que os autovalores puramente imaginários ocorrerão sempre em pares conjugados.

(b) Para uma dada frequência, pode-se ter mais de um par de autovalores puramente imaginários, indicando que existe a superposição de faixas de passagem no diagrama $\omega-\beta$.

3.3.2.5 - A Determinação da Célula Unitária

Embora pareça irrelevante, observa-se que a escolha adequada da célula unitária pode facilitar a resolução do problema de autovalores para estruturas periódicas.

Sejam consideradas as duas células unitárias ilustradas a seguir (Fig. 3.7-a e Fig. 3.7-b), onde uma corresponde a outra, após um defasamento de 180° elétricos.

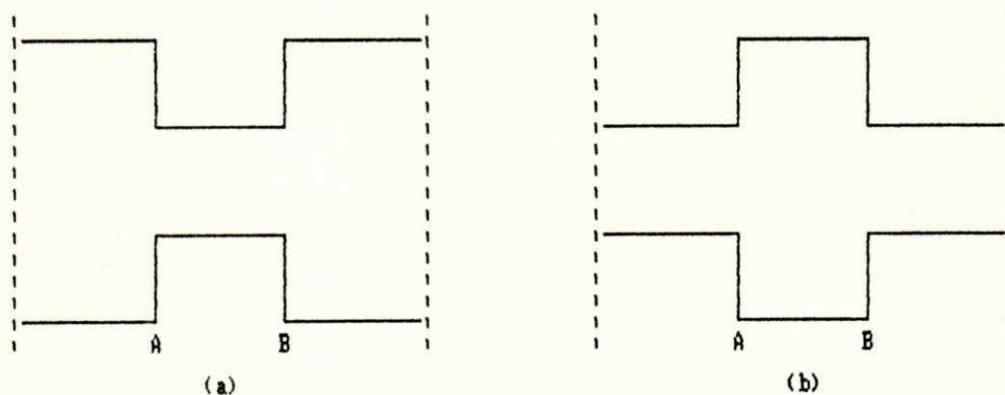


Fig. 3.7 - Geometrias para a célula unitária

É de fácil verificação, que no primeiro caso (Fig. 3.7-a), as submatrizes da matriz espalhamento generalizada terão um número de modo maior que no segundo (Fig. 3.7-b). Por sua vez, o mesmo acontecerá com as submatrizes da matriz transmissão de onda generalizada. Mansour e Macphie [41] destacam que para esta situação, há um trabalho computacional desnecessário, principalmente quando a distância entre as junções é relativamente grande. Salientam ainda, que embora um razoável número de modos seja necessário para caracterizar corretamente as junções individualmente, apenas uns poucos modos são necessários para caracterizar corretamente o acoplamento entre as junções, portanto a utilização de um maior número de modos na estrutura 2 não contribue significativamente para a correta solução numérica, levando ainda a um acréscimo do tempo de UCP requerido para o cálculo da matriz transmissão de onda generalizada.

Assim sendo, Mansour e Macphie [41] propõem uma formulação modificada para a análise da matriz espalhamento generalizada. Nessa análise, as submatrizes da matriz espalhamento, de cada junção, são truncadas de maneira tal a se obter submatrizes quadradas, de ordem igual ao número de modos na estrutura 2. Como consequência desta modificação, obtém-se submatrizes espalhamento generalizada e transmissão de onda generalizada quadradas e de ordem igual ao número de modos na estrutura 2.

Por outro lado, para o segundo caso (Fig.3.7-b), as submatrizes das matrizes espalhamento generalizada e transmissão de onda generalizada apresentarão a ordem igual ao menor número de modos (o número de modos da estrutura 2), obtendo-se o uma redução no tempo de utilização da UCP e uma melhor convergência dos resultados para as condições de aresta, sem, contudo, haver a necessidade de realizar o truncamento das submatrizes da matriz espalhamento de cada junção, como proposto por Mansour e Macphie.

4 - CARACTERIZAÇÃO DA DESCONTINUIDADE DEGRAU

Este capítulo tem por objetivo apresentar a caracterização da descontinuidade degrau em microfita, utilizando o modelo do guia de ondas equivalente e a CCPT. Os resultados obtidos são comparados com os da literatura especializada, apresentando uma boa concordância.

4.1 - Geometria Considerada

Considere-se neste capítulo a geometria apresentada na figura 4.1.

4.2 - Determinação do Modelo do Guia de Ondas Equivalente

A obtenção dos parâmetros do modelo do guia de ondas equivalente (constante dielétrica efetiva e largura efetiva) pode ser feita através da implementação de subrotinas, utilizando as equações apresentadas no capítulo 2, seguindo

o fluxograma apresentado na figura 4.2.

Obtido o modelo do guia de ondas equivalente, tem-se uma nova geometria (Fig. 4.3).

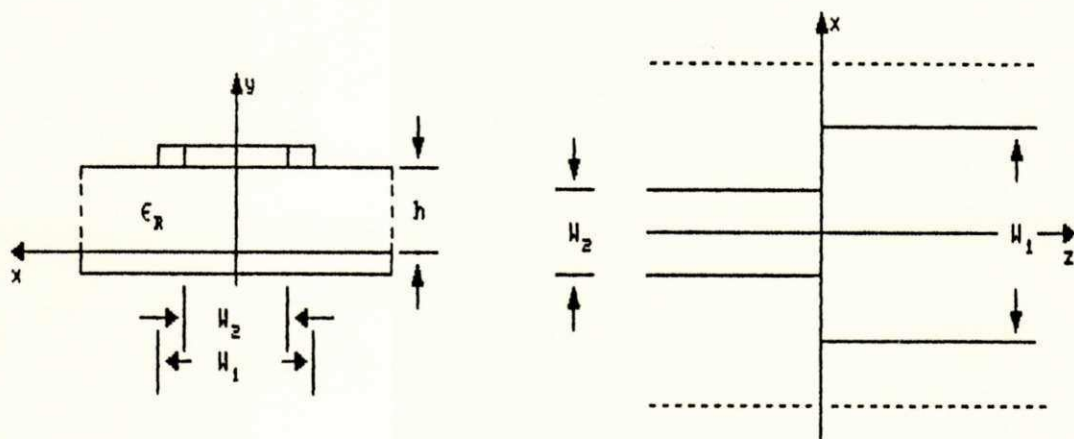


Fig. 4.1 - Geometria considerada para a descontinuidade degrau em microfita

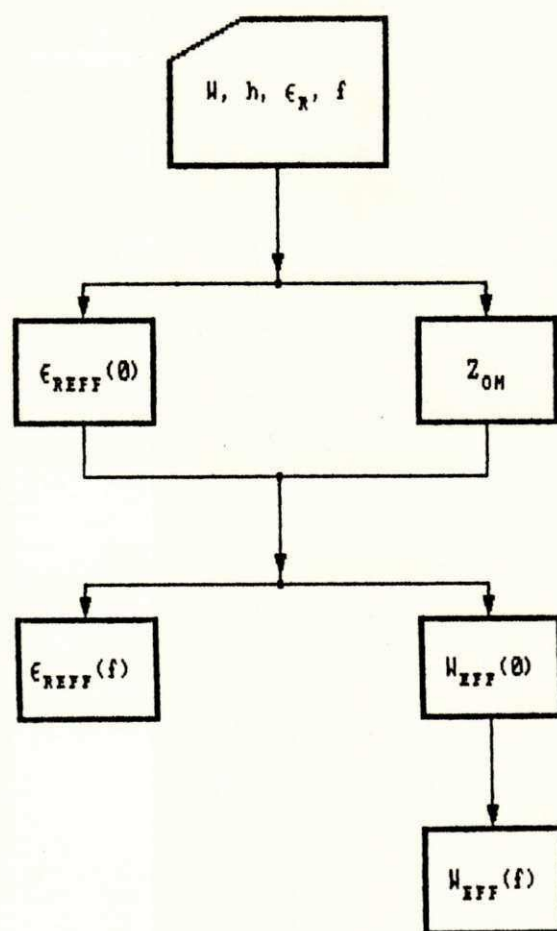


Fig. 4.2 - Fluxograma resumido para o cálculo de $\mu_{EFF}(f)$ e de $\epsilon_{REFF}(f)$

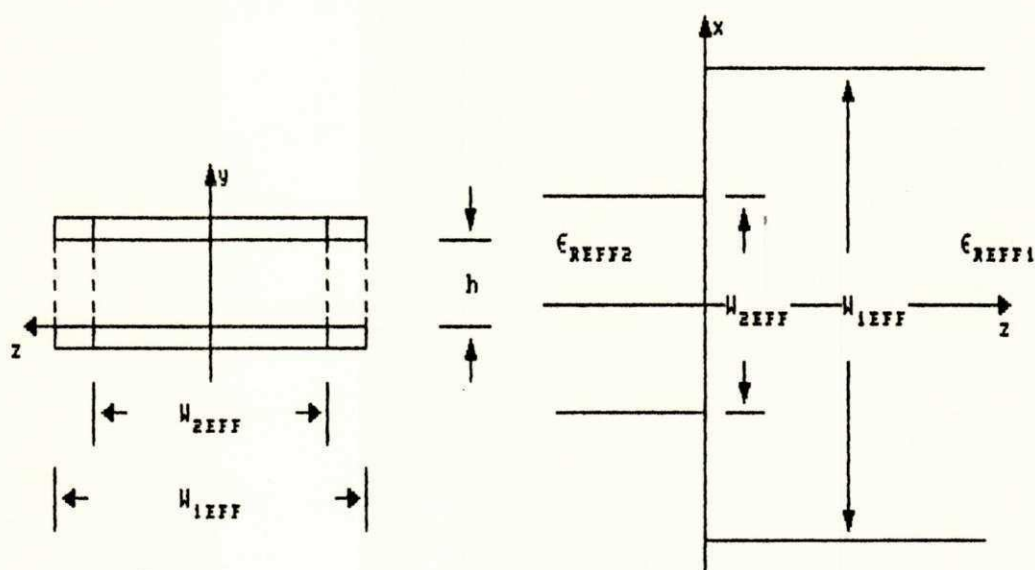


Fig. 4.3 - Geometria da descontinuidade no guia de ondas equivalente

4.3 - Equações de Campos

Considerando que a altura h do substrato, na microfita e no modelo do guia de ondas equivalente, é muito menor que o comprimento de onda guiado, tem-se que os campos são uniformes ao longo da direção y . Portanto, apenas modos TEM (TEM_{00}) e TE_{0n} (com E_y , H_x e H_z) estarão presentes na microfita e no guia de ondas equivalente. Assim sendo, a partir deste ponto, não serão mais utilizados os índices $h(e)$ para indicar modo TE(TM).

Para a junção dos guias de ondas equivalentes (Fig. 4.3), são utilizadas as seguintes equações para as componentes transversais dos campos:

$$e_{y1,m}(x) = \sqrt{\frac{d_{1,m} z_{t1,m}}{W_{1eff} h_1}} \cos((m\pi x / (W_{1eff})) + m\pi/2) \quad (4.1-a)$$

$$h_{x1,m}(x) = \sqrt{\frac{d_{1,m} y_{t1,m}}{W_{1eff} h_1}} \cos((m\pi x / (W_{1eff})) + m\pi/2) \quad (4.1-b)$$

$$e_{y2,n}(x) = \sqrt{\frac{d_{2,n} z_{t2,n}}{W_{2eff} h_2}} \cos((n\pi x / (W_{2eff})) + n\pi/2) \quad (4.2-a)$$

$$h_{x2,n}(x) = \sqrt{\frac{d_{2,n} y_{t2,n}}{W_{2eff} h_2}} \cos((n\pi x / (W_{2eff})) + n\pi/2) \quad (4.2-b)$$

$$m, n = 0, 1, 3, \dots$$

4.4 - Equação de Casamento de Modos

Uma vez que apenas modos TE estão presentes, a equação (3.16) se resume a:

$$a_1 = Ha_2 \quad (4.3)$$

Onde o elemento (m,n) da matriz **H** é dado por:

$$H_{m,n} = \frac{\int_{Sa} h_{1,m}^h \cdot h_{2,n}^h \cdot da}{\int_S h_{1,m}^h \cdot h_{1,m}^h \cdot da} \quad (4.4-a)$$

Ou simplesmente,

$$H_{m,n} = \frac{\int_{Sa} h_{1,m} \cdot h_{2,n} \cdot da}{\int_S h_{1,m} \cdot h_{1,m} \cdot da} \quad (4.4-b)$$

Substituindo (4.1-b) e (4.2-b) em (4.4-b), obtém-se:

Para $(m/W_{1eff}) \neq (n/W_{2eff})$

$$H_{m,n} = \frac{2d_{1,m} TT}{| - W_{1eff} \pi ((m/W_{1eff})^2 - (n/W_{2eff})^2) - 1 |} \cdot$$

$$\left\{ \text{prcos} \left[\text{prsmcn} \frac{m}{W_{1eff}} - \text{prcmsn} \frac{n}{W_{2eff}} \right] + \right.$$

$$\left. \text{prsen} \left[\text{prsmcn} \frac{n}{W_{2eff}} - \text{prcmsn} \frac{m}{W_{1eff}} \right] \right\} \quad (4.5)$$

Para $(m/W_{1eff}) = (n/W_{2eff})$

$$H_{m,n} = TT \frac{W_{2eff} d_{1,m}}{W_{1eff} d_{2,n}} \quad (4.6)$$

onde:

$$TT = \frac{\sqrt{(d_{2,n} Y_{t2,n} h_2 W_{1eff})}}{\sqrt{(d_{1,m} Y_{t1,m} h_1 W_{2eff})}}$$

$$\text{prcos} = \cos(m\pi/2) \cos(n\pi/2)$$

$$prsen = \text{sen}(m\pi/2) \text{sen}(n\pi/2)$$

$$prsmcn = \text{sen}(m\pi W_{2eff} / (2W_{1eff})) \cos(n\pi/2)$$

$$prcmsn = \cos(m\pi W_{2eff} / (2W_{1eff})) \text{sen}(n\pi/2)$$

$$d_{1,m} = \begin{cases} 1, & m = 0 \\ 2, & m \neq 0 \end{cases}$$

$$d_{2,n} = \begin{cases} 1, & n = 0 \\ 2, & n \neq 0 \end{cases}$$

$$Y_{ti,m(n)} = -j \frac{\Gamma_{i,m(n)}}{K_1} Y_{0i} \quad (4.7)$$

sendo:

$\Gamma_{i,m(n)}$ a constante de propagação do $m(n)$ -ésimo modo, no i -ésimo guia equivalente, dada por:

$$\Gamma_{i,m(n)} = \sqrt{\frac{(m(n)\pi)^2}{W_{ieff}^2} + (\omega(\mu_{ieff}\epsilon_{ieff}))^2} = \sqrt{K_{ci,m(n)}^2 - K_i^2} \quad (4.8)$$

$Y_{0,i}$ é a admitância intrínseca do meio do i -ésimo guia equivalente, dada por:

$$Y_{0,i} = \frac{\sqrt{\epsilon_{\text{eff},i}}}{\sqrt{\mu_{\text{eff},i}}} \quad (4.9)$$

Verifica-se facilmente, através das equações (4.5) e (4.6), que para uma excitação TEM ($n=0$), serão excitados apenas modos pares ($TE_{00}, TE_{02}, \dots, TE_{0n}, n$ par).

4.5 - A Potência Complexa Transmitida

Substituindo (4.1-a) e (4.1-b) em (3.19), obtém-se os elementos diagonais da matriz P_1 , que são dados por:

$$P_{1m,m} = \frac{1}{2} \frac{(\Re(Y_{t1,m}))^*}{\Re(Y_{t1,m})} \quad (4.10)$$

Analogamente

$$P_{2n,n} = \frac{1}{2} \frac{(\Re(Y_{t2,n}))^*}{\Re(Y_{t2,n})} \quad (4.11)$$

Uma vez determinada a matriz P_1 , pode-se obter a expressão Hermitiana da potência complexa transmitida

através da junção (eq. (3.17).

4.6 - A Potência Complexa Incidente

Para se obter a expressão da potência complexa incidente, em função da admitância de entrada da junção (Y_2), é necessário determinar os elementos diagonais da matriz T_2 . Substituindo (4.11) em (3.24), obtém-se:

$$T_{2,n} = \frac{1}{\sqrt{Y_{t2,n} Y_{t2,n}^*}} \quad (4.12)$$

4.7 - A Matriz Admitância de Entrada da Junção

Uma vez obtidas as matrizes H , P_1 e T_2 , através da equação (3.28) obtém-se a matriz admitância de entrada da junção.

4.8 - A Matriz Espalhamento de Tensão

A matriz espalhamento de tensão é dada pela expressão (3.30), onde os elementos da matriz diagonal Y_{t2} são definidos pela equação (4.9).

4.8.1 - A Submatriz S_{22}

A submatriz S_{22} é obtida através da expressão (3.34).

4.8.2 - A Submatriz S_{12}

A submatriz S_{12} é obtida através da expressão (3.41), onde I é uma matriz identidade.

4.8.3 - A Submatriz S_{21}

Para a determinação da submatriz S_{21} é necessário o cálculo dos elementos diagonais das matrizes Q_1 e Q_2 , que são obtidos da substituição das expressões (4.1-a), (4.1-b), (4.2-a) e (4.2-b) na expressão (3.45), donde conclui-se que:

$$Q_{1m,m} = 1 \quad (4.13)$$

$$Q_{2n,n} = 1 \quad (4.14)$$

Uma vez obtidas as matrizes Q_1 e Q_2 , a submatriz S_{21} é obtida através da expressão (3.42).

4.8.4 - A Submatriz S_{11}

A submatriz S_{11} é obtida através da expressão (3.48).

As etapas a serem seguidas para a determinação da matriz S estão resumidas no fluxograma apresentado na figura 4.4.

4.9 - Resultados Numéricos

Neste item são apresentados os resultados obtidos através da implementação de um programa computacional para a determinação dos parâmetros de espalhamento, de uma descontinuidade degrau em microfita, utilizando o modelo do guia de ondas equivalente e a CCPT.

Para os resultados obtidos foi considerada apenas a incidência do modo dominante (TEM) e 6 modos na estrutura de maior seção transversal, sendo o número de modos considerados na estrutura de menor seção transversal obtido através da expressão (3.50). Para as faixas de frequência apresentadas foram calculados 50 pontos.

O programa foi implementado em um computador tipo IBM-PC, com 640 Kbytes de memória RAM e um disco rígido de 32 Mbytes, tendo sido utilizada a linguagem FORTRAN 77.

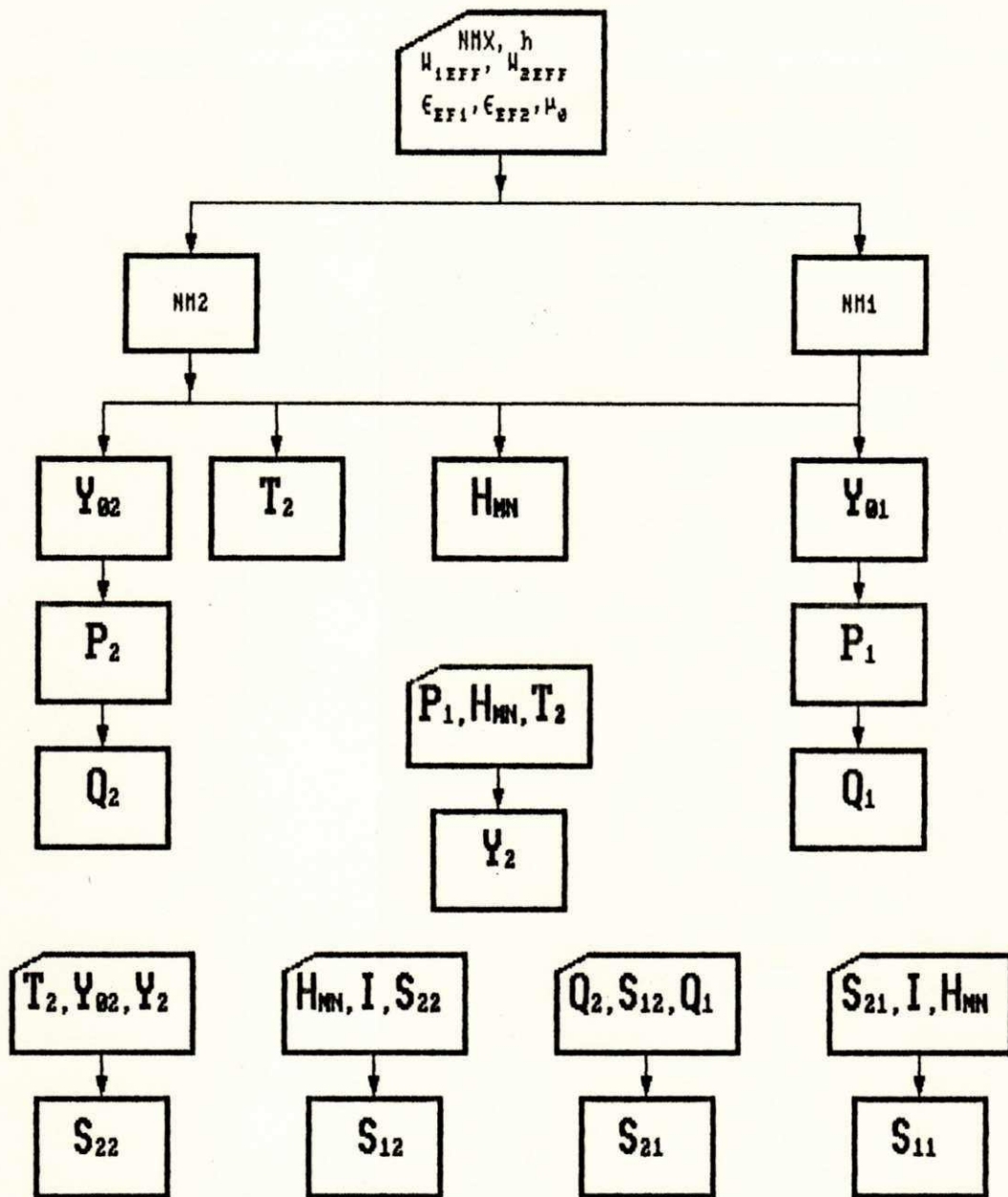


Fig. 4.4 - Fluxogramas resumidos para obtenção das submatrizes da matriz **S**

Na figura 4.5 tem-se o módulo de S_{12} e S_{22} , coeficientes de transmissão e reflexão, respectivamente, para uma constante dielétrica relativamente elevada ($\epsilon_r = 10$), onde se observa, praticamente a reprodução dos resultados tidos como referência [28].

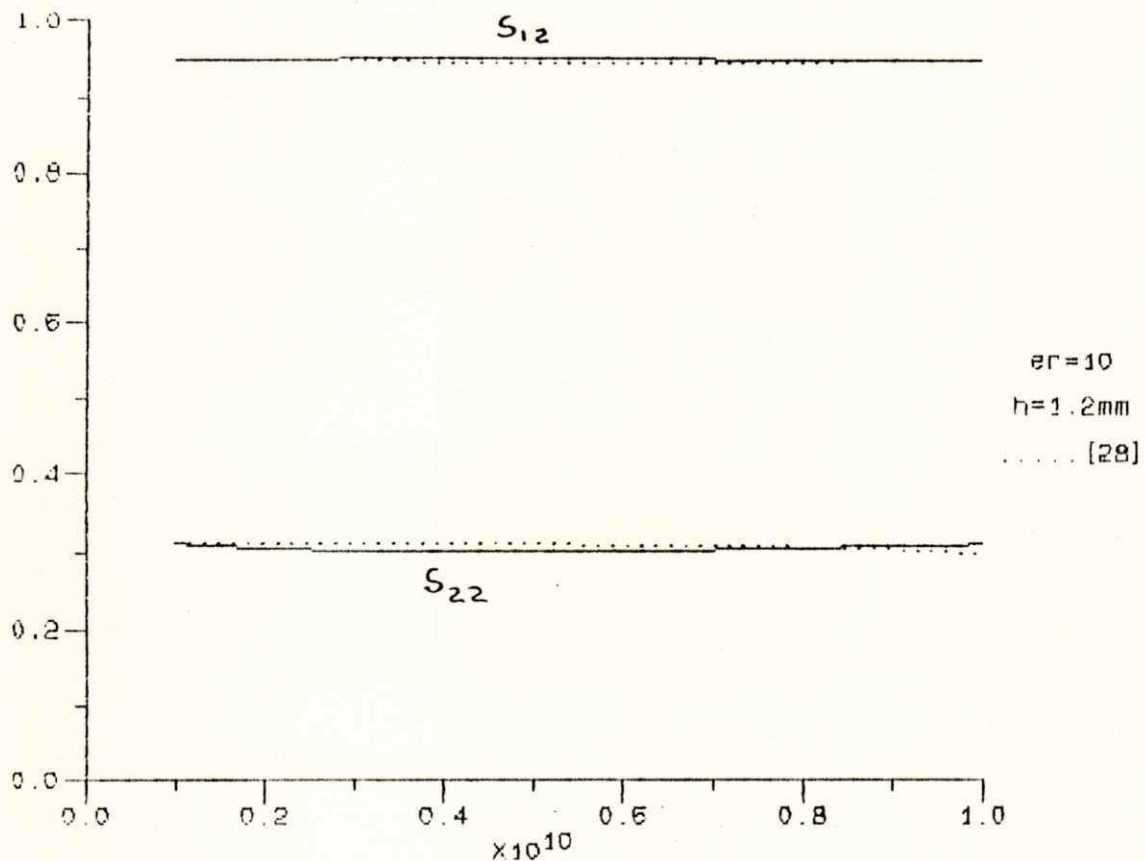


Fig. 4.5 - $|S_{12}|$ e $|S_{22}|$ x frequência (Hz). $W_1 = 3.6 \text{ mm}$, $W_2 = 1.2 \text{ mm}$

Para as dimensões dadas e a faixa de frequência considerada, a estrutura se comporta, basicamente, como uma junção de duas portas, o que justifica os valores constantes dos módulos de S_{12} e S_{22} .

Na figura 4.6 são apresentados os resultados para o

módulo de S_{12} e S_{22} , com uma constante dielétrica $\epsilon_r = 2.32$. Próximo à frequência de excitação do primeiro modo de ordem superior, verifica-se um aumento da diferença entre os resultados obtidos e os resultados da referência [28]. Entretanto, estes resultados ainda são satisfatórios, como salientado em [28].

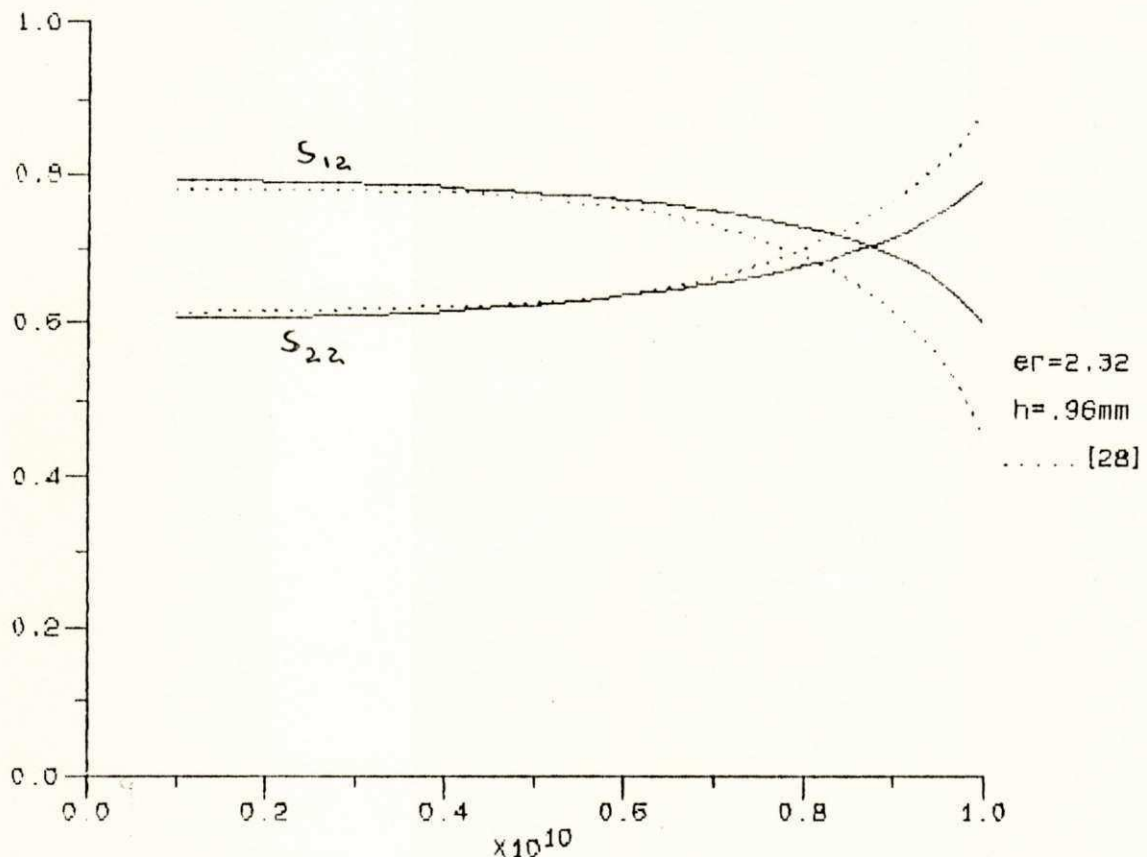


Fig. 4.6 - $|S_{12}|$ e $|S_{22}|$ x frequência (Hz), $W_1 = 17.28\text{mm}$, $W_2 = 2.88\text{mm}$

Na figura 4.7 são apresentados os resultados obtidos para a fase de S_{12} e S_{22} , onde se verifica uma rotação dos resultados obtidos com relação aos tidos como referência [28]. Esta rotação se deve, possivelmente, a geometria adotada neste trabalho, que corresponde à geometria em [28] defasada de 180° .

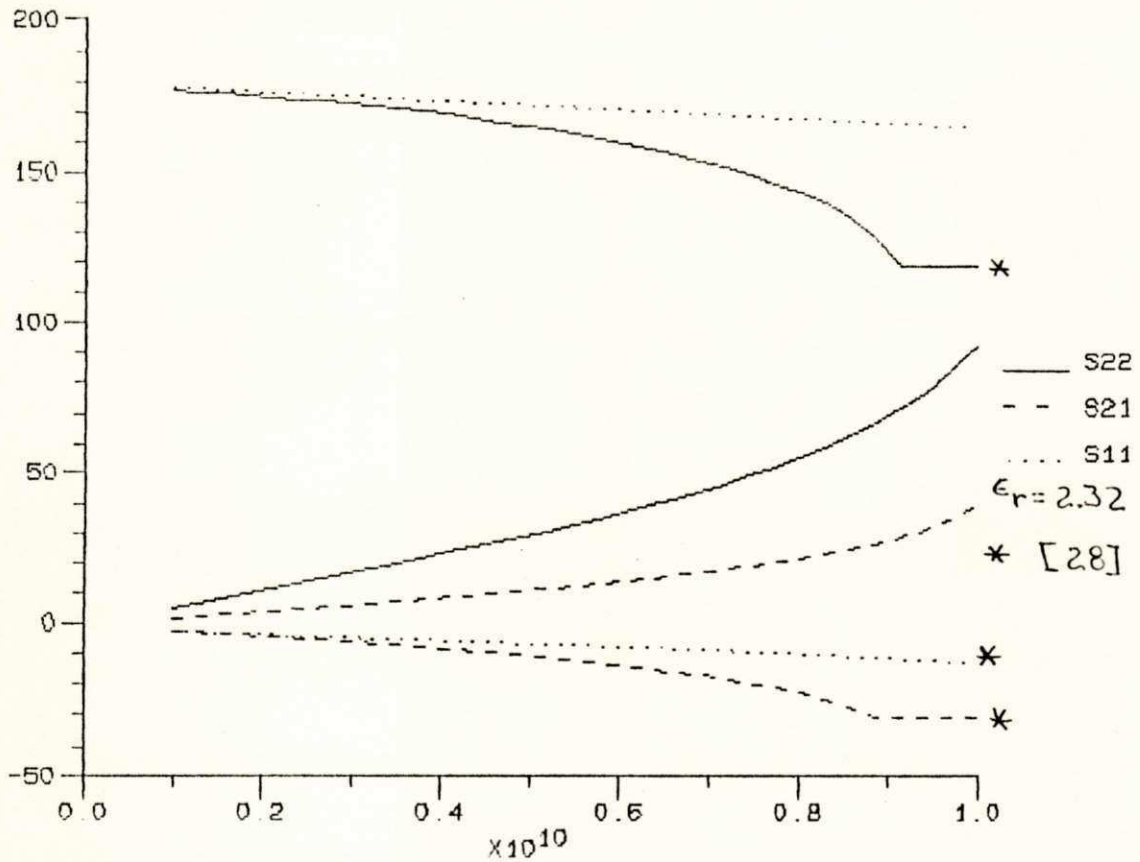


Fig. 4.7 - Fase de S22, S21 e S11 (grau) x f (Hz), W1=17.28mm, W2=2.88mm

Na figura 4.8 tem-se o módulo de S_{12} e S_{22} , onde novamente observa-se uma boa concordância com os resultados tidos como referência [45]. Neste caso a descontinuidade não mais se comporta como uma junção de duas portas, ocorrendo a excitação de um primeiro modo de ordem superior (TE_{02} , $f_c \approx 6.2$ GHz), o que tem como efeito o decaimento progressivo do valor do coeficiente de transmissão, do modo TEM, visto que parte da energia do modo TEM incidente foi convertida em energia para o modo TE_{02} , excitado na descontinuidade.

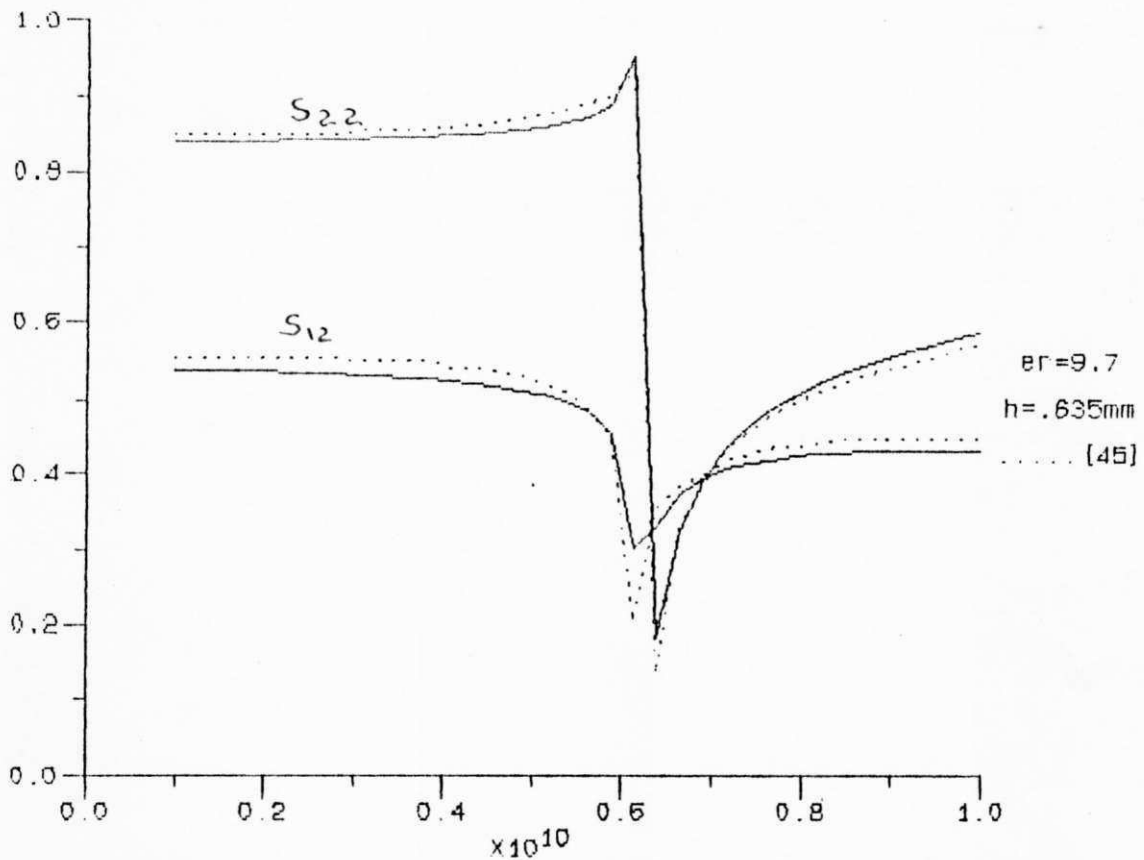


Fig. 4.8 - $|S_{12}|$ e $|S_{22}|$ x frequência (Hz), $W_1 = 15\text{mm}$, $W_2 = .5\text{mm}$

4.10 - Conclusão

A caracterização da descontinuidade degrau em microfita, utilizando o modelo do guia de ondas e a CCPT, apresenta bons resultados, com uma rápida convergência (até com um menor número de modos na estrutura de maior seção transversal (3 a 4 modos)), sendo, portanto, viável a sua utilização.

5 - CARACTERIZAÇÃO DA DESCONTINUIDADE DEGRAU EM CASCATA

Este capítulo tem por objetivo apresentar os resultados numéricos, obtidos através da implementação de um programa computacional, para a caracterização de uma descontinuidade degrau em cascata, utilizando a Técnica da Matriz Espalhamento Generalizada.

Para a caracterização de cada junção que compõem a cascata, foi utilizado o procedimento apresentado no capítulo 4, sendo válidas as mesmas considerações a respeito dos campos presentes nas microfitas e do número de modos utilizados em cada junção.

Os resultados obtidos são comparados com os da literatura especializada, apresentando uma boa concordância, o que além de confirmar a viabilidade da aplicação da Técnica da Matriz Espalhamento Generalizada, ratifica a validade do procedimento adotado no capítulo 4.

5.1 - Geometria Considerada

Seja considerada neste capítulo a seguinte geometria (Fig. 5.1).

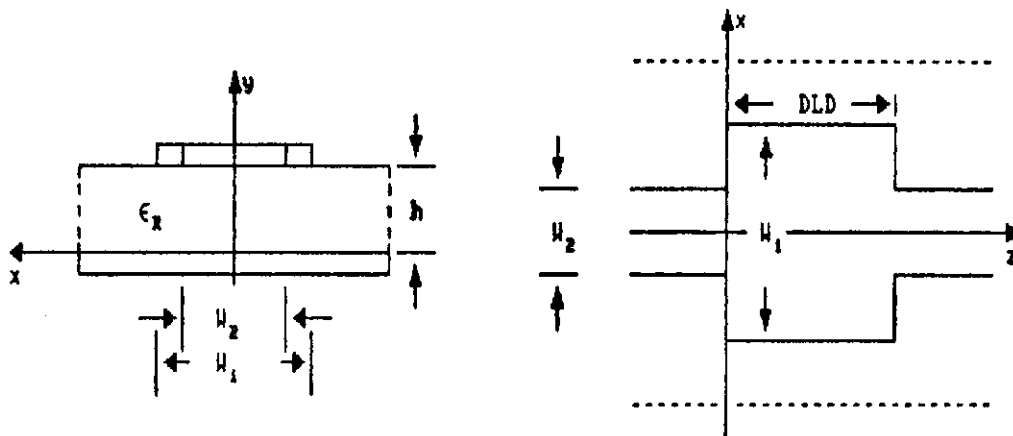


Fig. 5.1 - Geometria considerada para a descontinuidade degrau em cascata

Trata-se, portanto, a junção em cascata de uma estrutura simétrica.

5.2 - Determinação do Modelo do Guia de Ondas Equivalente

A determinação da junção em cascata de guias de ondas equivalentes é feita aplicando-se o procedimento do item 4.2 a cada trecho que compõem a junção em cascata (2A, 1 e 2B), obtendo-se a seguinte configuração (Fig. 5.2).

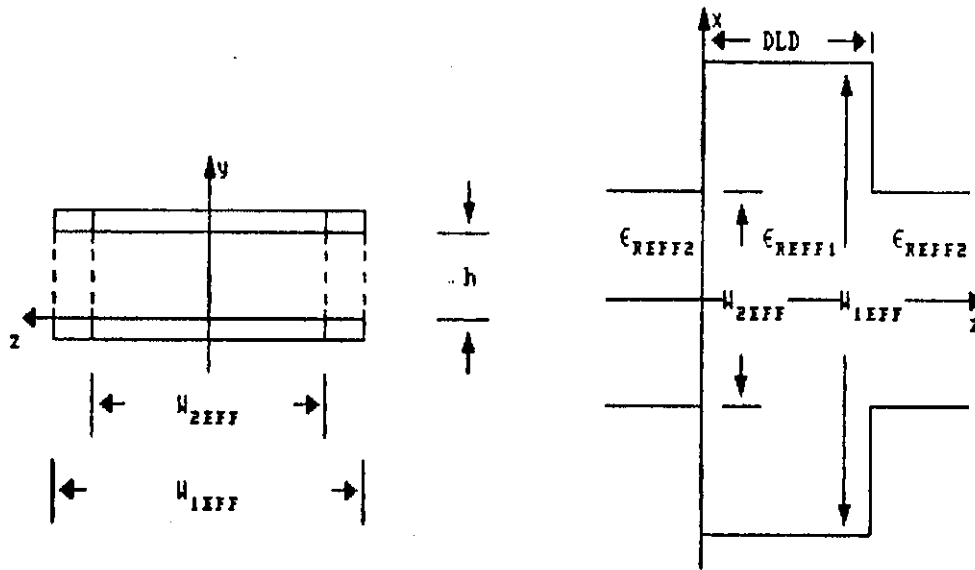


Fig. 5.2 - Geometria da descontinuidade em cascata no guia de ondas equivalente

5.3 - Obtenção das Matrizes S_A , S_B e S_L

Através da CCPT pode-se obter S_A ou S_B individualmente, contudo não é possível a obtenção das mesmas em cascata, visto que a CCPT supõem a incidência da onda eletromagnética a partir da estrutura de menor seção transversal. Em outras palavras, se é considerada a incidência a partir da estrutura de menor seção transversal na junção A, tem-se a incidência a partir da estrutura de maior seção transversal na junção B, o que impossibilita a aplicação da CCPT.

Felizmente, visto que a estrutura é simétrica, e a matriz S de uma das junções pode ser determinada, a matriz S

da outra junção é facilmente determinada através da aplicação do operador de simetria [38]. Considere-se que a matriz S da junção A, está determinada. Logo:

$$S_A = \begin{bmatrix} S_{11A} & S_{12A} \\ S_{21A} & S_{22A} \end{bmatrix} \quad (5.1)$$

Deseja-se, portanto, obter S_B . Demonstra-se em [38] que para o caso em consideração:

$$S_B = \begin{bmatrix} S_{11B} & S_{12B} \\ S_{21B} & S_{22B} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} S_{11A} & S_{12A} \\ S_{21A} & S_{22A} \end{bmatrix} \quad (5.2)$$

A matriz S_L é obtida diretamente da substituição da expressão (4.8) em (3.54).

5.4 - Obtenção da Matriz S^C

Da equação (5.2)

$$S_{11A} = S_{11B} \quad (5.3-a)$$

$$S_{22A} = S_{22B} \quad (5.3-b)$$

$$S_{12A} = S_{12B} \quad (5.3-c)$$

$$S_{21A} = S_{21B} \quad (5.3-d)$$

Determinando a submatriz S_{11}^C em função das submatrizes de S_A , da equação (3.66-b), obtém-se:

$$S_{11}^C = S_{22A} + S_{21A} S_L \theta_2 S_{11A} S_{12A} \quad (5.4)$$

Onde θ_2 é dada em (3.63), podendo ser escrita como:

$$\theta_2 = (I - S_{11A} S_L S_{11A})^{-1} \quad (5.5)$$

Analogamente, da equação (3.67-b)

$$S_{12}^C = S_{12A} S_L \theta_2 S_{12A} \quad (5.6)$$

Da equação (3.68-b)

$$S_{21}^C = S_{21A} S_L G_1 S_{12A} \quad (5.7)$$

Onde G_1 é dada em (3.61), podendo ser escrita como:

$$G_1 = (I - S_{11A} S_L S_{11A} S_L)^{-1} \quad (5.8)$$

Finalmente, da equação (3.69-b)

$$S_{22}^C = S_{22A} + S_{21A} S_L G_1 S_{11A} S_L S_{12A} \quad (5.9)$$

Da comparação de (5.5) com (5.8), conclui-se que:

$$G_1 = G_2 \quad (5.10)$$

Portanto,

$$S_{11}^C = S_{22}^C \quad (5.11)$$

$$S_{12}^C = S_{21}^C \quad (5.12)$$

Logo para a caracterização da descontinuidade degrau em cascata simétrica, é necessária apenas a determinação de duas das submatrizes de S^C , S_{11}^C ou S_{22}^C e S_{12}^C ou S_{21}^C .

O fluxograma apresentado na figura 5.3, apresenta um procedimento para a obtenção de S_{11}^C e S_{12}^C .

5.5 - Resultados Numéricos

Neste ítem são apresentados os resultados para a matriz espalhamento generalizada, obtidos através da implementação de um programa computacional para a caracterização da descontinuidade degrau em cascata. O programa implementado é uma continuação do citado no ítem 4.12, visto que a Técnica da Matriz espalhamento Generalizada pré-supõem a caracterização de cada junção individualmente.

Nas figuras (5.4), (5.5), (5.6) e (5.7) apresenta-se o módulo de S_{12}^C , sendo $\epsilon_r = 2.32$ e com as descontinuidades em cascata apresentando diferentes dimensões. Observa-se, praticamente, a reprodução dos resultados tido como referência [32].

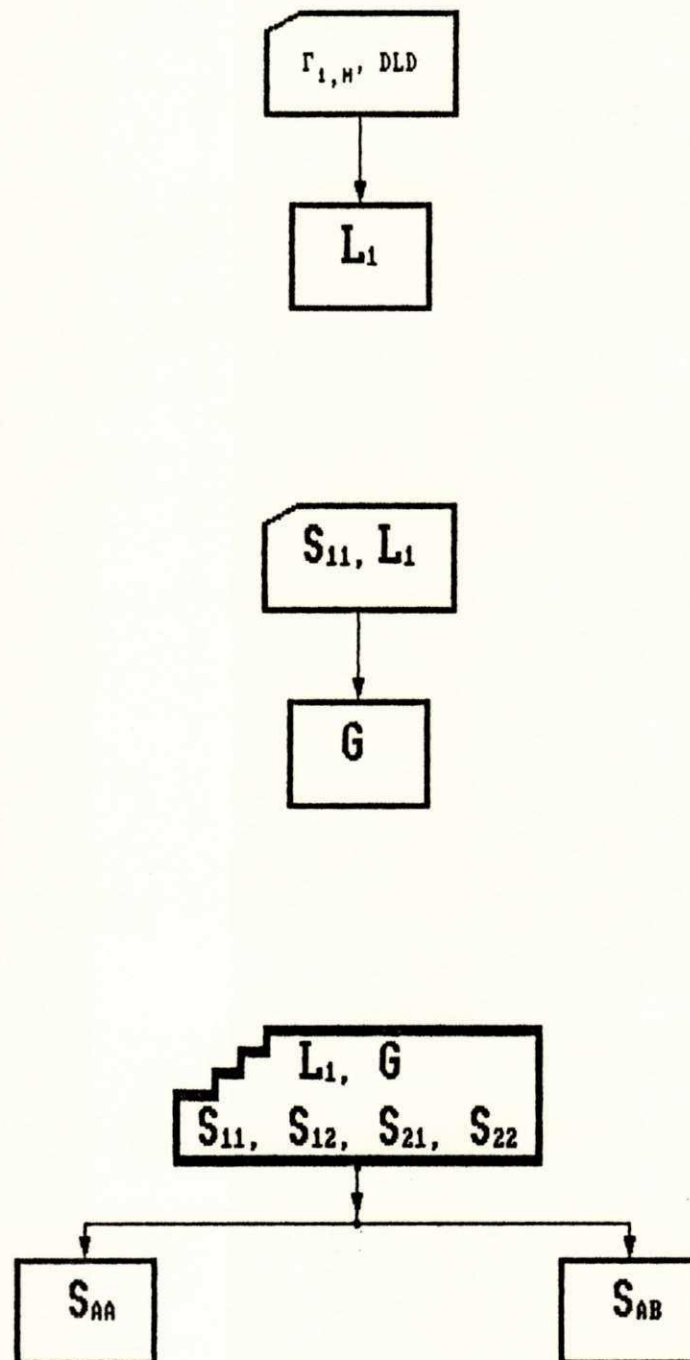


Fig. 5.3 - Fluxogramas resumidos para determinação das matrizes S_{AA} e S_{AB}

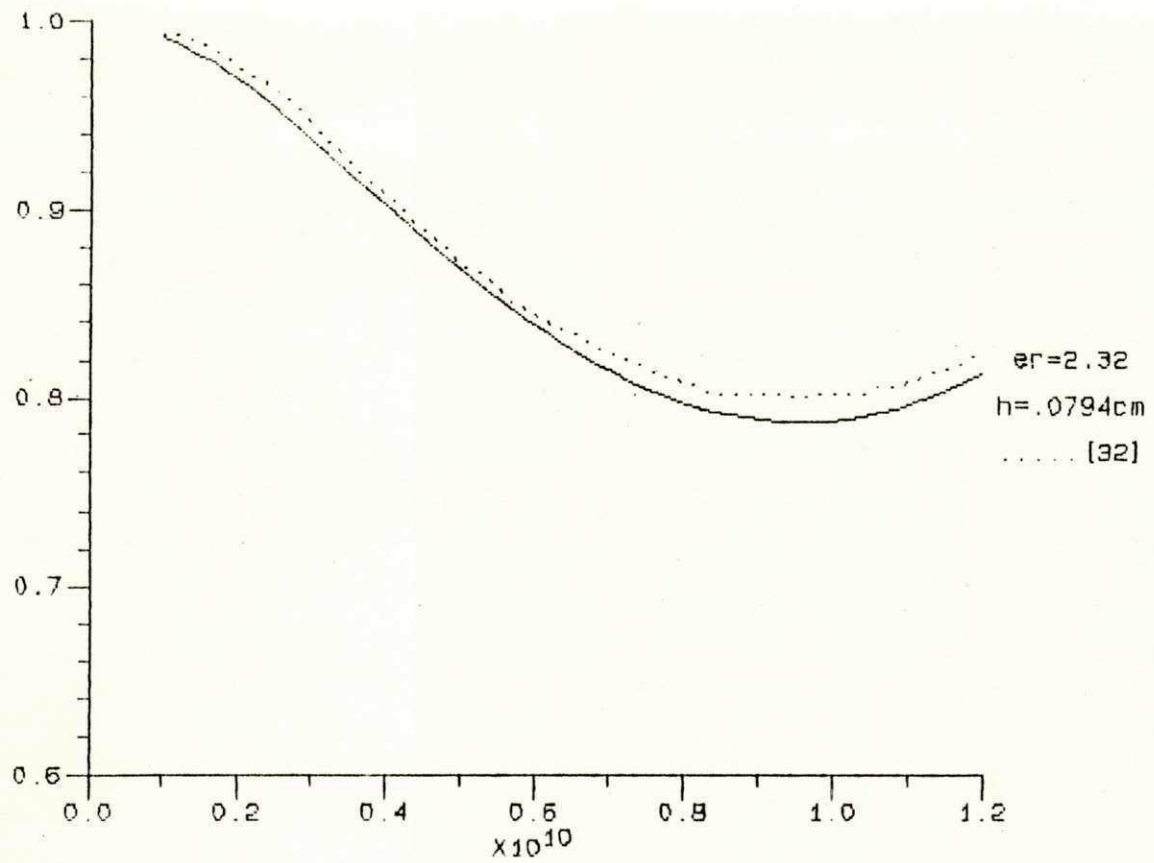


Fig. 5.4 - |SAB| x f (Hz) - $W_1 = 0.6\text{cm}$, $W_2 = 0.2303\text{cm}$, $DLD = 0.5\text{cm}$

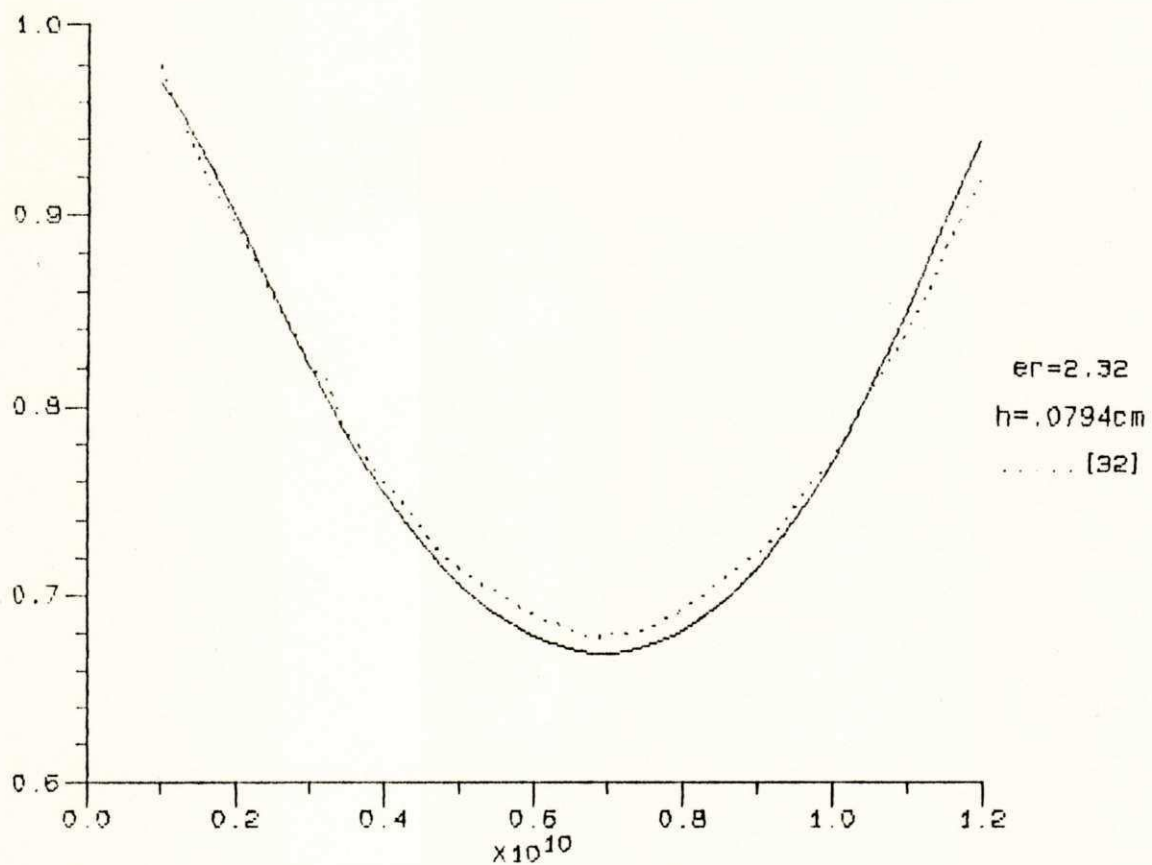


Fig. 5.5 - |SAB| x f (Hz) - $W_1 = 0.8\text{cm}$, $W_2 = 0.2303\text{cm}$, $DLD = 0.7\text{cm}$

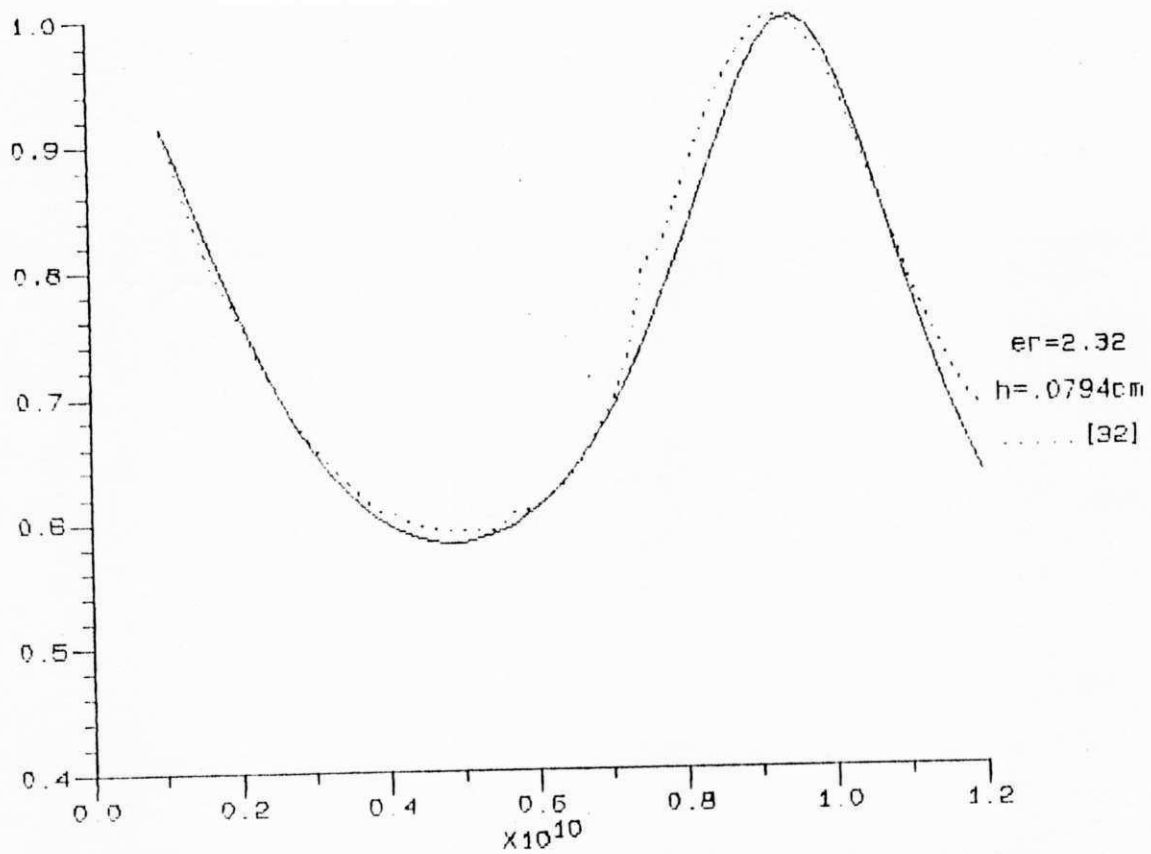


Fig. 5.6 - |SAB| x f (Hz) - $W_1=1.0\text{cm}$, $W_2=0.2303\text{cm}$, $DLD=1.0\text{cm}$

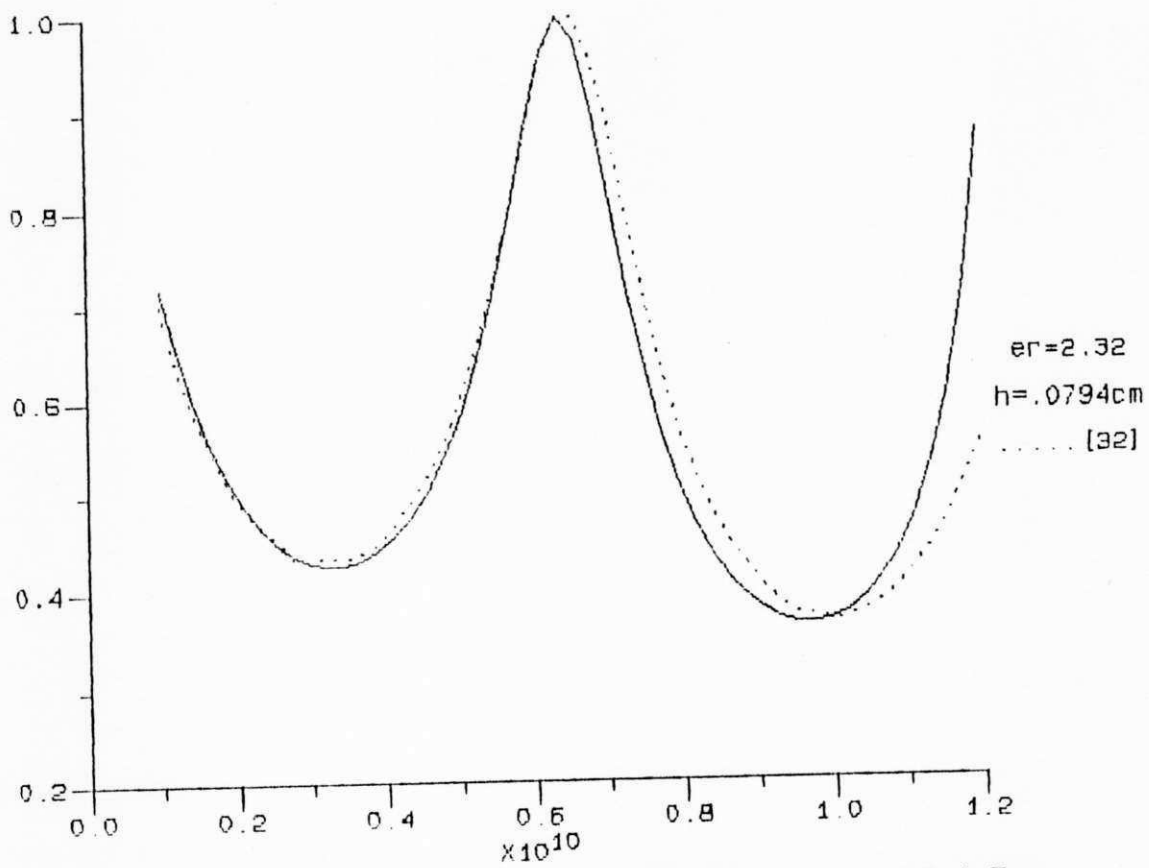


Fig. 5.7 - |SAB| x f (Hz) - $W_1=1.5\text{cm}$, $W_2=0.2303\text{cm}$, $DLD=1.5\text{cm}$

Nas figuras (5.6) e (5.7), em torno de 9.3 GHz e de 6.3 GHz, respectivamente, observa-se a excitação do primeiro modo de ordem superior no trecho 1 da junção em cascata. O início da faixa de frequência em que um modo de ordem superior é excitado, é também observado na figura (5.5), próximo a 12 GHz.

Para a faixa de frequência apresentada nas figuras (5.4), (5.5), (5.6) e (5.7) foram calculados 50 pontos.

Nas figuras (5.8) e (5.9) apresenta-se o módulo de S_{12}^F , para $\epsilon_r = 10$ e diferentes dimensões da junção em cascata. As diferenças apresentadas entre os resultados obtidos e os da referência [31] podem ser atribuídas a discretização das curvas da referência, assim como aos pontos calculados, visto que existem bruscas variações do módulo do coeficiente de S_{12}^F em pequenos intervalos. Em decorrência dessas bruscas variações, foram calculados 200 pontos para a faixa de frequência apresentada, o que de certo minimizou o problema.

Na figura (5.10) são apresentados os módulos de S_{12}^F e S_{11}^F . Observa-se que $\sqrt{|S_{12}^F|^2 + |S_{11}^F|^2} = 1$. Este é um resultado esperado, visto que a junção é considerada sem perdas e não há propagação de modos de ordem superior nas fitas mais estreitas para a faixa de frequência apresentada, verificando-se a Lei da Conservação da Potência Complexa.

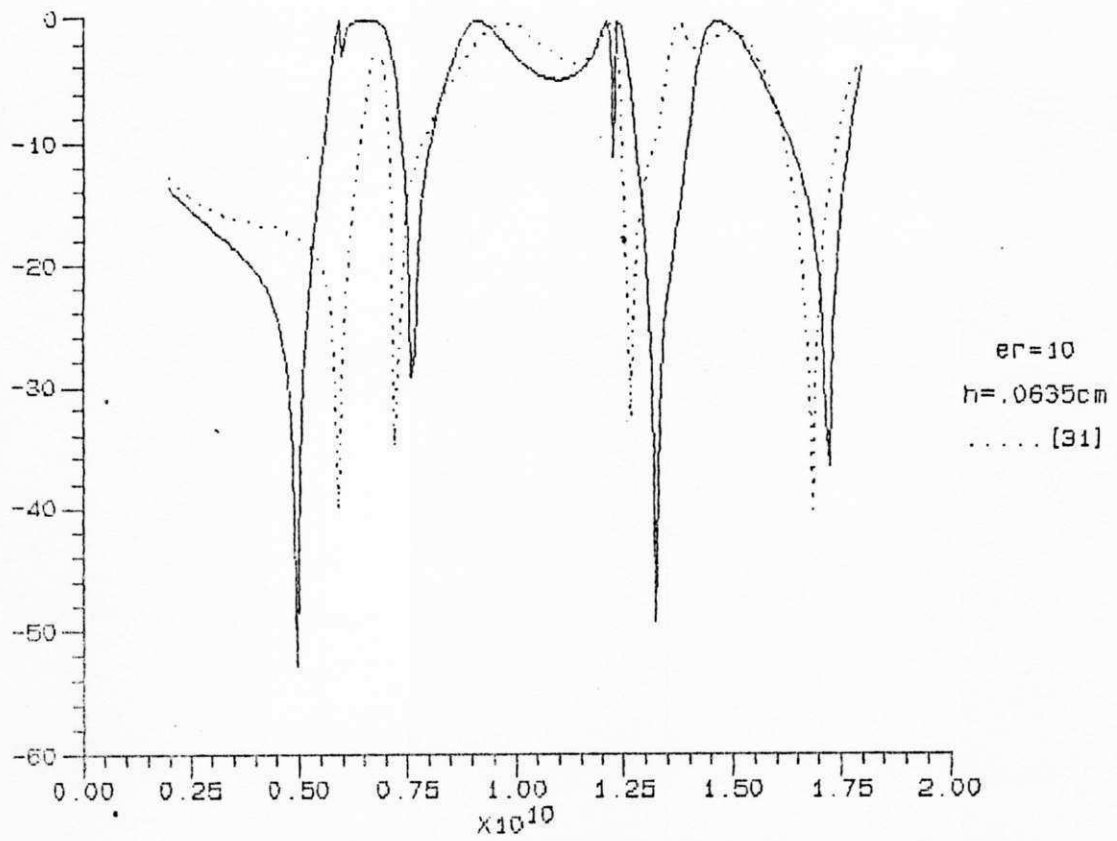


Fig. 5.8 - $|SAB|$ (dB) $\times f$ (Hz) - $W1 = 1.5 \text{ cm}$, $W2 = .058 \text{ cm}$, $DLD = .68 \text{ cm}$

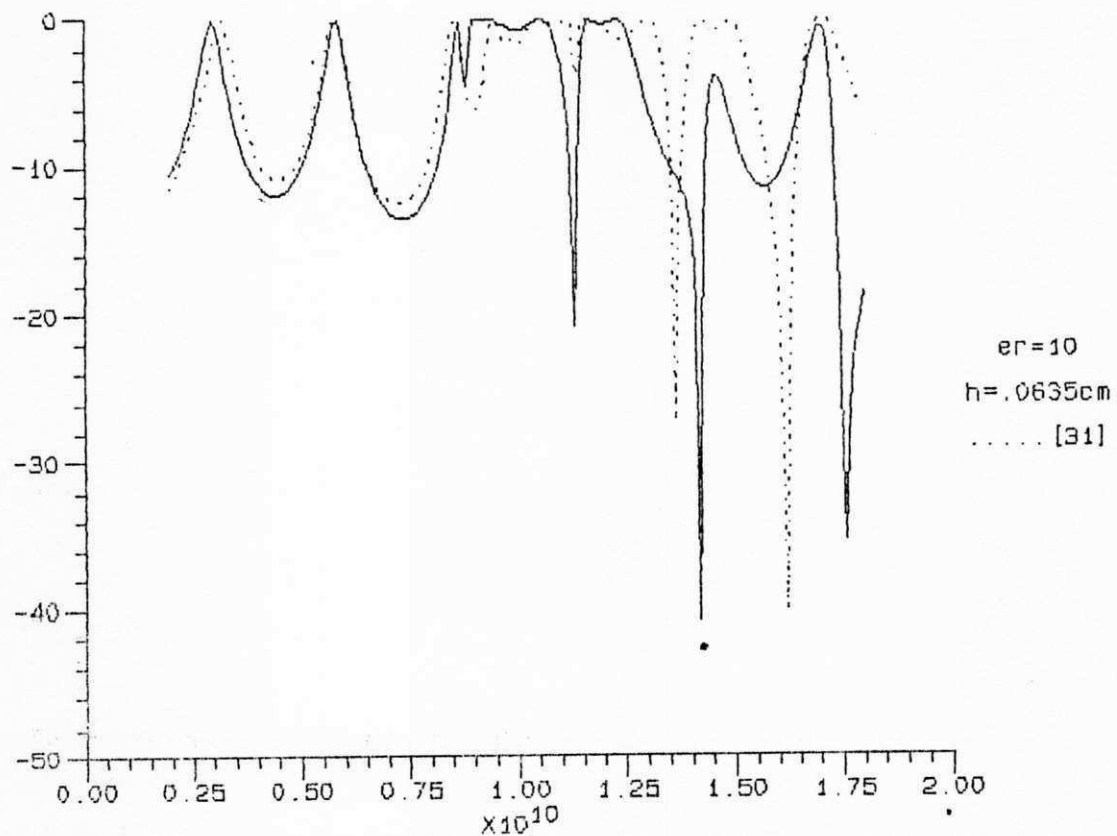


Fig. 5.9 - $|SAB|$ (dB) $\times f$ (Hz) - $W1 = 1.0 \text{ cm}$, $W2 = .058 \text{ cm}$, $DLD = 1.65 \text{ cm}$

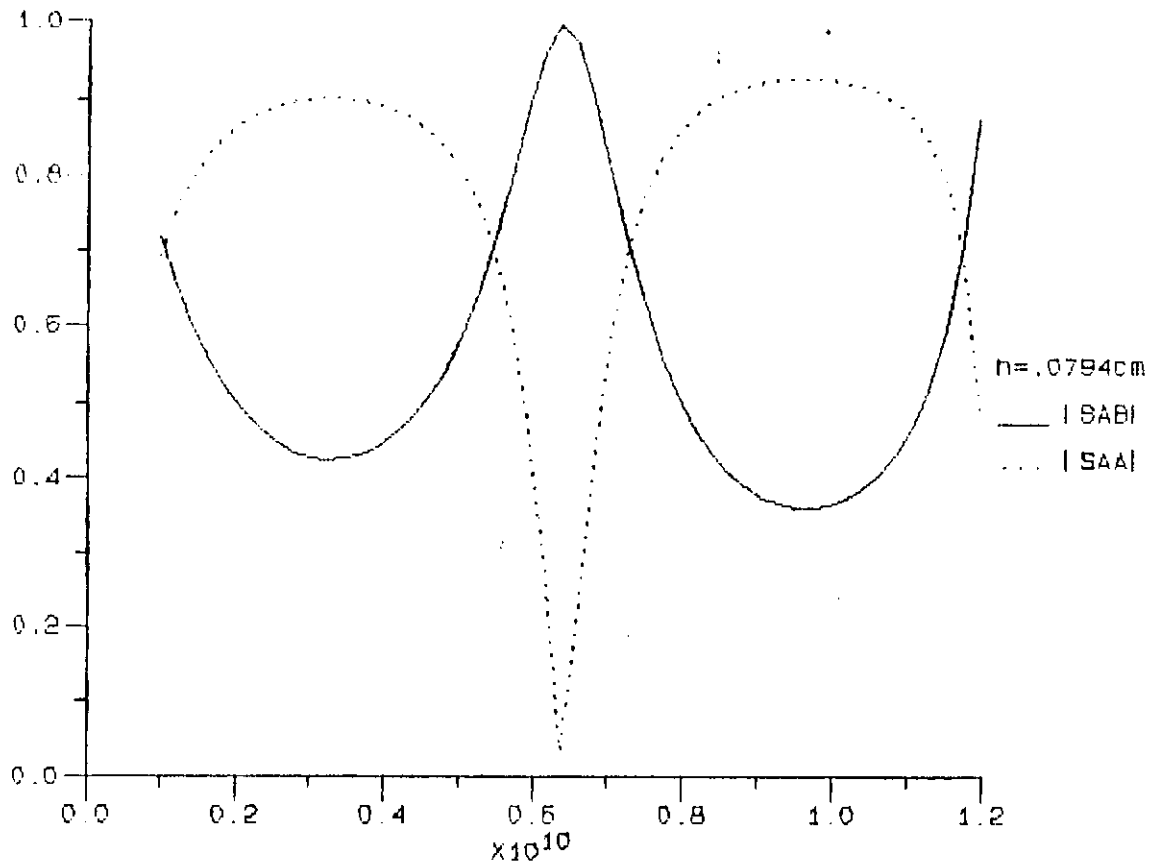


Fig. 5.10 - $|SAB|$, $|SAA|$ x f (Hz). $W1=1.5\text{cm}$, $W2=.2303\text{cm}$, $DLD=1.5\text{cm}$, $n=2.32$

5.6 - Conclusão

A caracterização da junção em cascata pela Técnica da Matriz Espalhamento Generalizada, a partir da utilização do modelo do guia de ondas equivalente e da aplicação da CCPT, apresenta bons resultados, com uma rápida convergência, Verificando-se, ainda, a aplicabilidade da geometria proposta no item 3.3.2.5.

6 - ESTUDO DOS CASOS LIMITES PARA UM GUIA DE PLACAS PARALELAS CARREGADO PERIODICAMENTE

O objetivo deste capítulo, numa introdução ao estudo das estruturas periódicas, é a obtenção do diagrama ω - β , para os casos limites do guia de placas paralelas carregado periodicamente. A utilização da Técnica da Matriz Espalhamento Generalizada permite a determinação da matriz transmissão de onda da célula unitária da estrutura. Impondo-se a condição de periodicidade da onda eletromagnética, obtém-se a equação matricial de autovalores dos modos da estrutura periódica, a qual é solucionada através da aplicação do algoritmo QZ [46]. Os resultados obtidos são comparados com os calculados por métodos clássicos.

São considerados apenas os modos TM_n , o que inclui o modo TEM (TM_0), sendo, por uma questão de facilidade de notação, não mais utilizados os índices $e^{(h)}$, assumindo-se que os modos são modos TM.

6.1 - Geometria do Problema

Seja considerada neste capítulo a geometria apresentada nas figuras (6.1-a), (6.1-b) e (6.1-c).

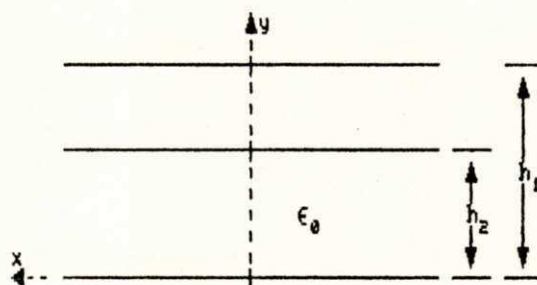


Fig. 6.1-a - Vista frontal do guia de placas paralelas carregado periodicamente

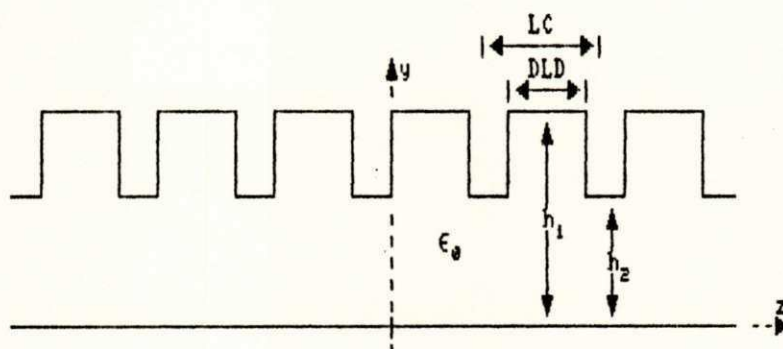


Fig. 6.1-b - Vista lateral do guia de placas paralelas carregado periodicamente

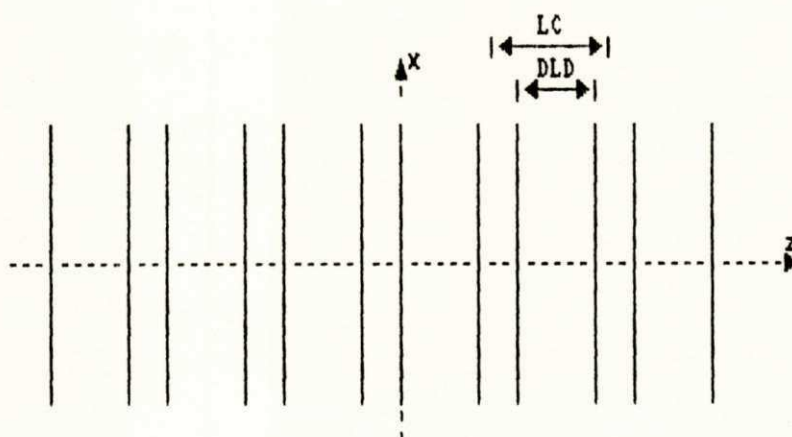


Fig. 6.1-c - Vista superior do guia de placas paralelas carregado periodicamente

6.2 - Obtenção da Matriz Espalhamento da Junção A

6.2.1 - Equações de Campo

Para a junção A, dos guias de placas paralelas, são utilizadas as seguintes equações para as componentes transversais dos campos elétrico e magnético:

$$e_{y1,m}(y) = \sqrt{\frac{\sigma_{1,m} Z_{t1,m}}{h_1}} \cos(m\pi y/h_1) \quad (6.1-a)$$

$$h_{x1,m}(y) = \sqrt{\frac{\sigma_{1,m} Y_{t1,m}}{h_1}} \cos(m\pi y/h_1) \quad (6.1-b)$$

$$e_{y2,n}(y) = \sqrt{\frac{\sigma_{2,n} Z_{t2,n}}{h_2}} \cos(n\pi y/h_2) \quad (6.2-a)$$

$$h_{x2,n}(y) = \sqrt{\frac{\sigma_{2,n} Y_{t2,n}}{h_2}} \cos(n\pi y/h_2) \quad (6.2-b)$$

onde:

$$Z_{ti,m(n)} = j \frac{K_i}{\Gamma_{i,m(n)}} Z_{0i} \quad (6.3)$$

sendo:

$\Gamma_{i,m(n)}$ a constante de propagação do $m(n)$ -ésimo modo no guia i , dada por:

$$\Gamma_{i,m(n)} = \sqrt{(m(n)\pi/h_1)^2 - \omega^2\mu\epsilon} = \sqrt{K_{ci,m(n)}^2 - K_i^2} \quad (6.4)$$

Z_{0i} é a impedância intrínseca do meio do guia i , dada por:

$$Z_{0i} = \sqrt{\mu_i/\epsilon_i} \quad (6.5)$$

$$Y_{ti,m(n)} = 1/Z_{ti,m(n)} \quad (6.6)$$

6.2.2 - Equação de Casamento de Modos

Uma vez que apenas modos TM estão presentes na estrutura, a equação (3.11) se resume a:

$$a_1 = Ha_2 \quad (6.7)$$

onde o elemento (m,n) da matriz H é dado por:

$$H_{m,n} = \frac{\int_{S_a} e_{1,m} \cdot e_{2,n} \cdot da}{\int_S e_{1,m} \cdot e_{1,m} \cdot da} \quad (6.8-a)$$

ou simplesmente,

$$H_{m,n} = \frac{\int_{S_a} e_{1,m} \cdot e_{2,n} \cdot da}{\int_S e_{1,m} \cdot e_{1,m} \cdot da} \quad (6.8-b)$$

Substituindo (6.1-a) e (6.2-a) em (6.8-b), obtém-se:

Para $(m/h_1) \neq (n/h_2)$

$$H_{m,n} = \frac{d_{1,m} d_{2,0} Z_{t2,0} \cdot \text{sen}(\pi n h_2 / h_1) \cdot (-1)^n (m/h_1)}{\sqrt{h_1 h_2} Z_{t1,m} (\pi((m/h_1)^2 - (n/h_2)^2))} \quad (6.9)$$

Para $(m/h_1) = (n/h_2)$

$$H_{m,n} = \frac{d_{2,0} Z_{t2,0} h_2}{\sqrt{d_{1,m} Z_{t1,m} h_1}} \quad (6.10)$$

6.2.3 - A Potência Complexa Irradiada

Substituindo (6.1-a) e (6.1-b) em (3.19), obtém-se os elementos diagonais da matriz P_1 , que são dados por:

$$P_{1m,m} = \frac{1}{2} \Re(Z_{t1,m}) \cdot \Re(Y_{t1,m})^* \quad (6.11)$$

Analogamente,

$$P_{2n,n} = \frac{1}{2} \Re(Z_{t2,n}) \cdot \Re(Y_{t2,n})^* \quad (6.12)$$

6.2.4 - A Potência Complexa Incidente

Para se obter a potência complexa incidente, em função da matriz admitância de entrada da junção (Y_2) é necessário determinar os elementos diagonais da matriz T_2 . Substituindo (6.11) em (3.24), obtém-se:

$$T_{2n,n} = \begin{bmatrix} \Re(Z_{t2,n}) \\ \Re(Y_{t2,n})^* \end{bmatrix} \quad (6.13)$$

6.2.5 - A Matriz Espalhamento de Tensão

A matriz espalhamento de tensão é dada pela expressão (3.30), onde os elementos da matriz diagonal Y_{t2} são detefenidos em (6.6).

6.2.6 - A Submatriz S_{22A}

A submatriz S_{22A} é obtida através da expressão (3.34).

6.2.7 - A Submatriz S_{12A}

A submatriz S_{12A} é obtida através da expressão (3.41).

6.2.8 - A Submatriz S_{21A}

Para a determinação da submatriz S_{21A} é necessário o cálculo dos elementos diagonais das matrizes Q_1 e Q_2 , que são obtidos da substituição das expressões (6.1-a) e (6.1-b), (6.2-a) e (6.2-b) na expressão (3.45), donde obtém-se:

$$Q_{1m,m} = 1 \quad (6.14)$$

$$Q_{2n,n} = 1 \quad (6.15)$$

Uma vez obtidas as matrizes Q_1 e Q_2 , a submatriz S_{21} é obtida através da expressão (3.48).

6.2.9 - A Submatriz S_{11A}

A submatriz S_{11A} é obtida através da expressão (3.48).

6.3 - Obtenção da Matriz Espalhamento Generalizada

6.3.1 - Geometria Considerada

Seja considerada, neste capítulo, a geometria apresentada na figura 6.2 para a célula unitária.

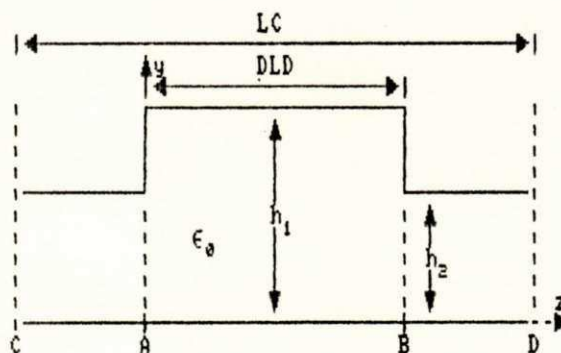


Fig. 6.2 - Célula unitária considerada para o guia de placas paralelas carregado periodicamente

Uma vez que a estrutura é simétrica, o procedimento a ser adotado é o proposto no capítulo 5, que está resumido no fluxograma da figura 5.3.

6.4 - A Matriz Transmissão de Onda Generalizada da Célula Unitária

Para a obtenção do diagrama ω - β é necessário o estabelecimento do problema de autovalores para a estrutura periódica, sendo o primeiro passo para tal, a determinação da matriz transmissão de onda generalizada da célula unitária.

6.4.1 - A Matriz Transmissão de Onda Generalizada da Junção em Cascata da Célula Unitária (C)

As submatrizes da matriz **C** são obtidas diretamente das expressões (3.76), (3.77), (3.79) e (3.80), cujo procedimento a ser seguido está resumido no fluxograma apresentado na figura 6.3.

6.4.2 - A Matriz Transmissão de Onda Generalizada da Célula Unitária (M)

As submatrizes da matriz **M** são obtidas das expressões (3.88-a), (3.88-b), (3.88-c) e (3.88-d), onde os elementos diagonais das matrizes E_2^+ e E_2^- são definidos em (3.83). O procedimento a ser adotado para obtenção da matriz **M** está resumido nos fluxogramas da figura 6.4.

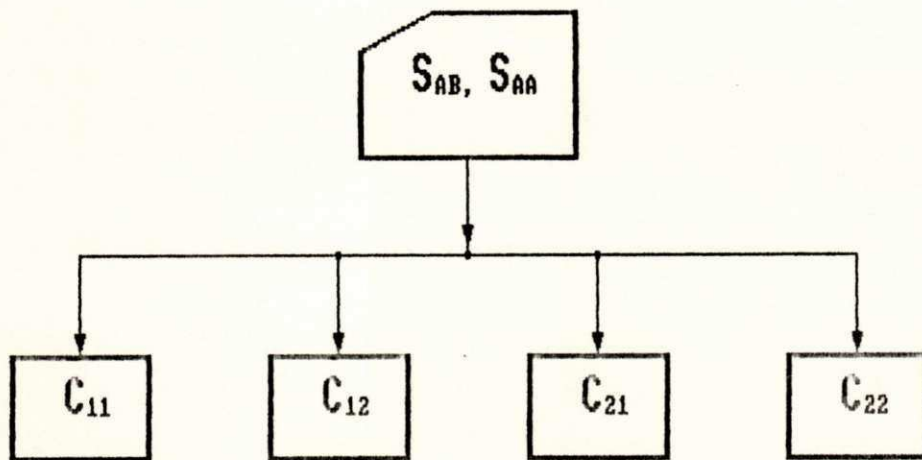


Fig. 6.3 - Fluxograma resumido para obtenção das submatrizes da matriz **C**

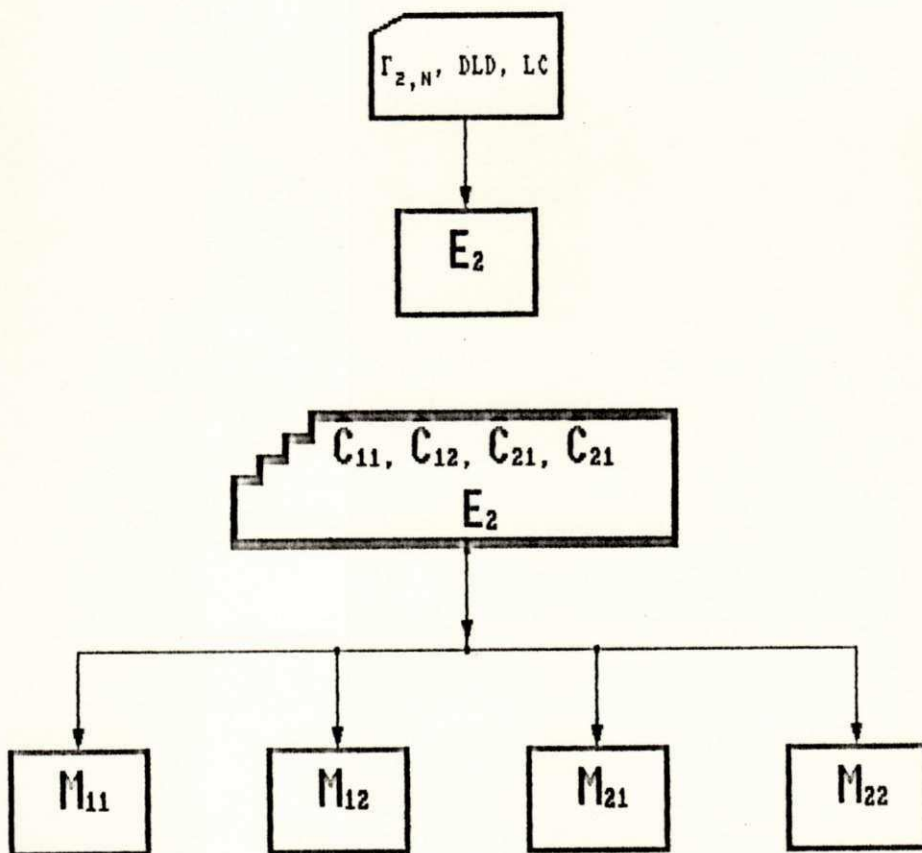


Fig. 6.4 - Fluxogramas resumidos para obtenção das submatrizes da matriz **M**

6.5 - O Problema de Autovalores

Resolver o problema de autovalores consiste em se determinar os autovalores da matriz M . Neste trabalho, para tal fim, foi utilizado o algoritmo QZ [46], que permite a obtenção direta dos autovalores de uma matriz complexa dada. Uma vez determinados os autovalores da matriz M , determina-se quais são puramente imaginários, que compõem o diagrama $\omega-\beta$, traçando-se por fim o diagrama $\omega-\beta$.

6.6 - Resultados Numéricos

Os resultados aqui apresentados foram obtidos através de um programa computacional, composto pelas etapas apresentadas nos capítulos 4 (excetuando-se a obtenção do guia de ondas equivalente) e 5, acrescido da etapa de obtenção da matriz M e da solução do problema de autovalores pelo algoritmo QZ. Para esses resultados, foram considerados, para o cálculo da matriz espalhamento de cada junção individual da junção em cascata, 6 modos na estrutura de maior seção transversal.

6.6.1 - O Guia de Placas Paralelas Carregado Periodicamente Tendendo para um Guia Liso

6.6.1.1 - Geometria do Problema

Considere-se neste caso a geometria apresentada na figura 6.5.

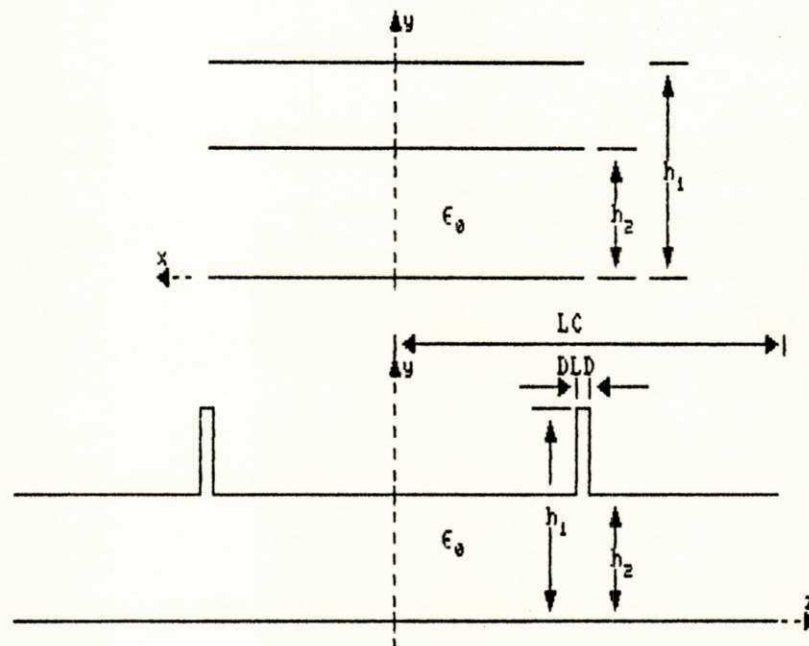


Fig. 6.5 - Geometria considerada para o guia de placas paralelas carregado periodicamente tendendo para um guia liso

Observa-se que DLD aproxima-se de zero, tendendo o guia de placas paralelas carregado para um guia liso.

6.6.1.2 - O Diagrama ω - β

Na figura 6.6 é apresentado o diagrama ω - β obtido. Verifica-se a propagação dos modos a partir de valores

próximos aos respectivos valores de frequências de corte ($f_{c,n} = 4.8 \times 10^8 \cdot n$, $n = 0, 1, 2, \dots$), sendo, portanto, o diagrama obtido coerente com o esperado.

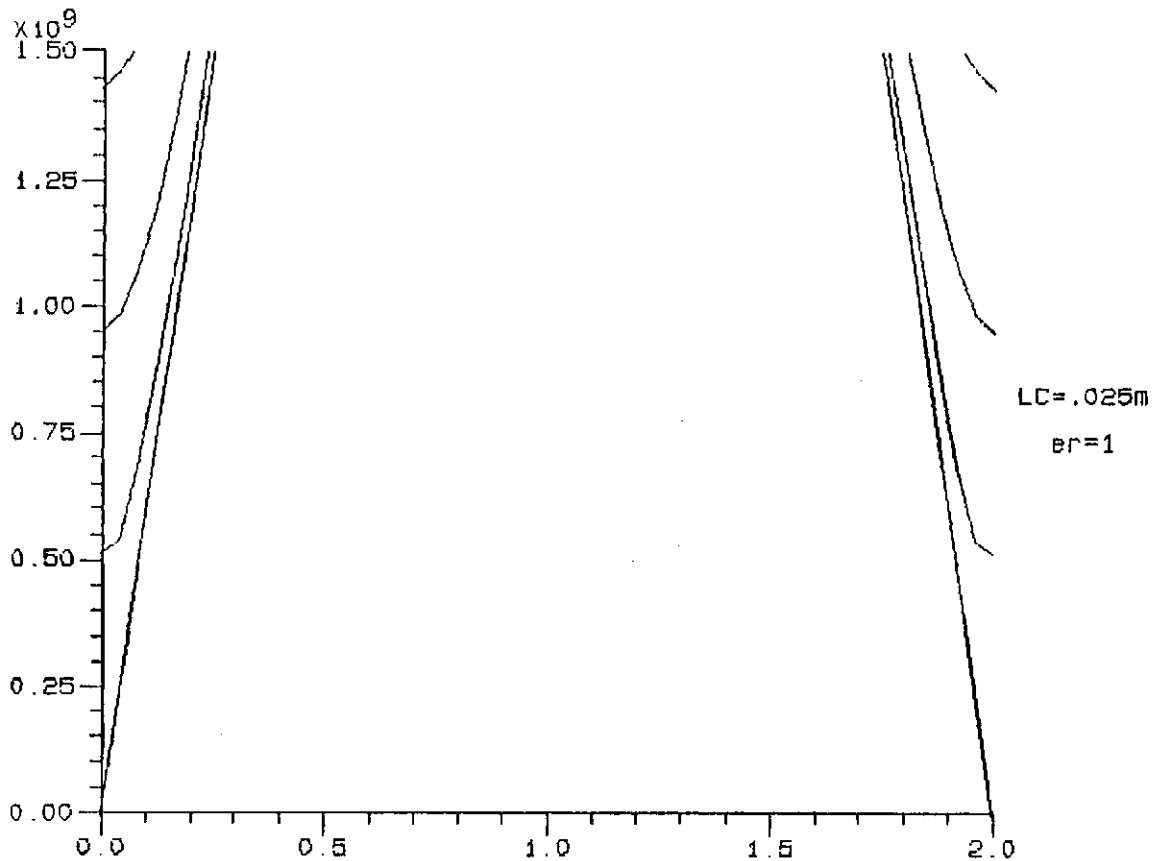


Fig. 6.6 - Diag. $f(\text{Hz}) \times (\beta \cdot LC/\pi)$ - $h_1 = .4375m$, $h_2 = .3125m$, $DLD = 5e-9m$

6.6.2 - O Guia de Placas Paralelas Tende para uma Cavityde Ressonante

6.6.2.1 - Geometria do Problema

Considere-se neste caso a geometria apresentada na figura 6.7.

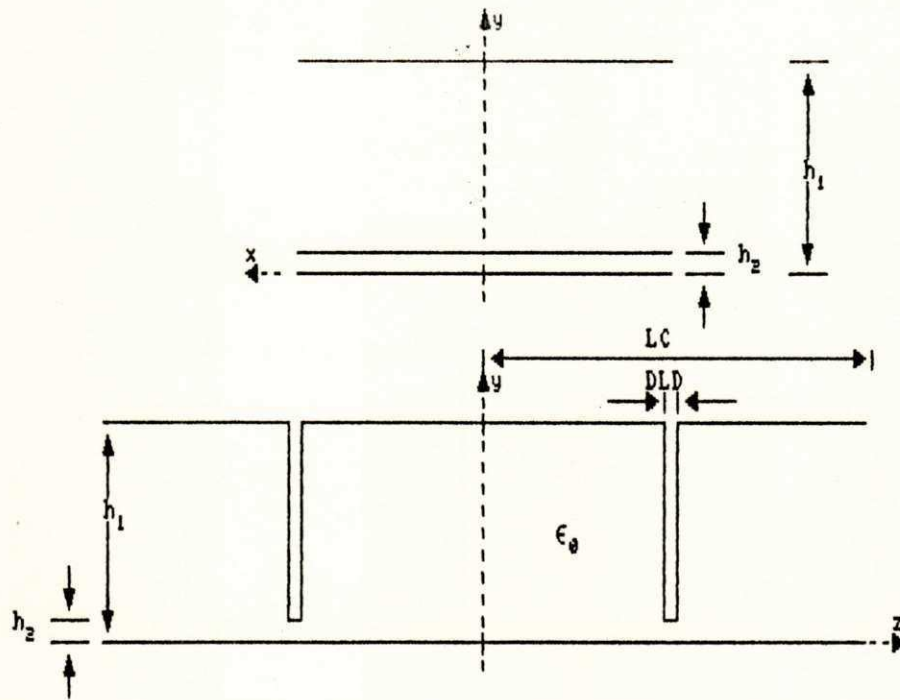


Fig. 6.7 - Geometria considerada para o guia de placas paralelas carregado periodicamente tendendo para uma cavidade ressonante

Observa-se que h_2 aproxima-se de zero, tendendo o guia de placas paralelas carregado para uma cavidade ressonante.

6.6.2.2 - O Diagrama $\omega-\beta$

A figura 6.8 apresenta o diagrama $\omega-\beta$ obtido.

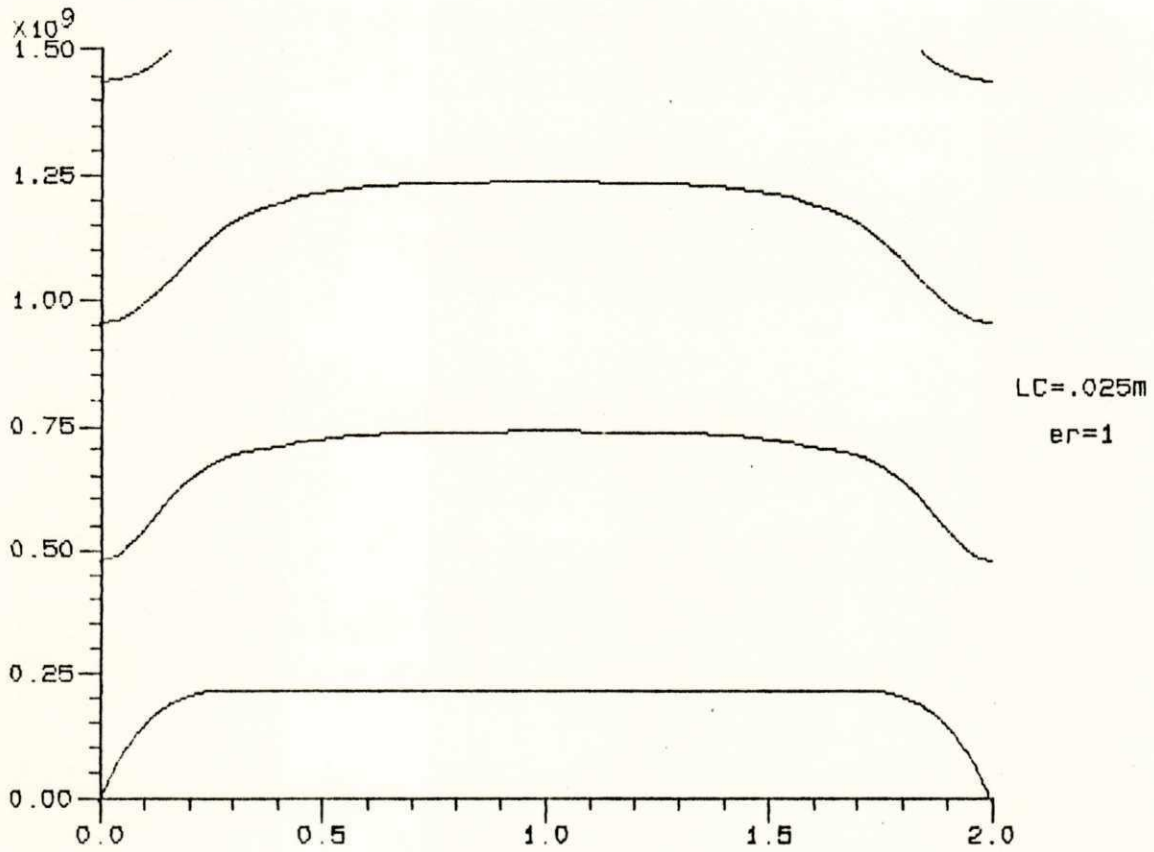


Fig. 6.8 - Diag. f (Hz) \times ($\beta \cdot LC/\pi$) - $h_1=.3125m$, $h_2=1e-4m$, $DLD=.0249999m$

Para uma cavidade ressonante retangular, não limitada,
a condição de ressonância é dada por:

$$LC = m\lambda_g/2 \quad (m = 0, 1, 2, \dots) \quad (6.16)$$

onde λ_g , o comprimento de onda guiado, é dado por:

$$\lambda_g = \frac{\lambda}{\sqrt{1 - (n\lambda/(2h_2))^2}} \quad (6.17)$$

onde n corresponde a ordem do modo.

De (6.17),

$$\lambda = \frac{\lambda_g}{\sqrt{1 + (m\lambda_g / (2h_1))^2}} \quad (6.18)$$

De (6.16),

$$\lambda_g = 2LC/m \quad (6.19)$$

Substituindo (6.19) em (6.18),

$$\lambda_r = \frac{2LC/m}{\sqrt{1 + (n2LC / (2h_1 m))^2}} = \frac{2LC}{\sqrt{m^2 + (nLC/h_1)^2}} \quad (6.20)$$

onde λ_r é o comprimento de onda para o qual a cavidade entra em ressonância.

Finalmente, a frequência de ressonância da cavidade (f_r) é dada por:

$$f_r = \frac{v}{\lambda_r} = \frac{v \sqrt{m^2 + (nLC/h_1)^2}}{2LC} \quad (6.21)$$

Substituindo os valores numéricos para o caso em questão:

$$f_r = 6 \times 10^9 (\sqrt{m^2 + 6.4 \times 10^{-3} n^2}) \quad (6.22)$$

Para $m \neq 0$, as frequências de ressonância estão acima da faixa de frequência apresentada, não sendo, portanto, consideradas. Para $m = 0$,

$$f_r = n 4.8 \times 10^8 \quad (6.23)$$

Ou seja, $f_{r,0} = 0.00$ GHz, $f_{r,1} = 0.48$ GHz, $f_{r,2} = 0.96$ GHz, $f_{r,3} = 1.44$ GHz, onde os índices 0, 1, 2 e 3 indicam a ordem do modo ressonante.

Verifica-se, portanto, uma boa concordância entre os resultados esperados e os obtidos, onde a existência de uma faixa de passagem ao invés de uma única frequência de

ressonância , pode ser atribuída ao fato da célula unitária não ser realmente uma cavidade ressonante, visto que h_2 é diferente de zero.

6.7 - Conclusão

A verificação dos resultados, obtidos para os casos limites, indica a validade do procedimento adotado para a caracterização de estruturas periódicas, sugerindo a sua aplicação para estruturas periódicas em microfita, podendo ser este objetivo de um trabalho posterior.

7 - CONCLUSÕES

A presente dissertação cumpre, basicamente, os seguintes objetivos:

- a) Formulou-se teoricamente a aplicação da Técnica da Conservação da Potência Complexa a uma classe de problemas da descontinuidade degrau em microfita, utilizando o modelo do guia de ondas equivalente.
- b) Estabeleceu-se teoricamente o problema de autovalores para uma estrutura periódica.
- c) Desenvolveu-se um programa computacional para ambiente IBM-PC, com o qual se obtém:
 - c.1) Os parâmetros do guia de ondas equivalente (largura efetiva e constante dielétrica efetiva);

- c.2) A matriz espalhamento da descontinuidade degrau em microfita;
- c.3) A matriz espalhamento da descontinuidade degrau em cascata em microfita;
- c.4) A matriz de onda da célula unitária do guia de ondas de placas paralelas carregado periodicamente;
- c.5) Os autovalores da estrutura periódica através do algoritmo QZ, que permite calcular autovalores e, opcionalmente, os autovetores do problema matricial generalizado $AX = \lambda BX$, onde as matrizes A e B são complexas, com B podendo ser, inclusive, singular;
- c.6) Facilidades de interpretação dos resultados obtidos, visto que esses resultados são arquivados em formatos compatíveis com programas gráficos da família do programa PLOT.

Concluindo, são apresentadas as seguintes sugestões para a continuidade deste trabalho:

1. Aplicação da Técnica da Conservação da Potência

Complexa, utilizando o modelo do guia de ondas equivalente, as seguintes estruturas em microfitas:

- a) Descontinuidade degrau assimétrica;
- b) Descontinuidade degrau em cascata assimétrica;
- c) Descontinuidade periódica simétrica e assimétrica.

2. Verificação da validade da aplicação da Técnica da Conservação da Potência Complexa à caracterização de estruturas de formato não regular em microfitas (por exemplo, formato circular, triangular, etc.) e de estruturas em "fin-lines".

3. Verificação da validade da aplicação da Técnica da Conservação da Potência Complexa à caracterização de estruturas em microfitas e "fin-lines", considerando-se substratos anisotrópicos e semicondutores.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- [1] Gupta, K. C., Garg, R., & Bahl, I. J., **Microstrip Lines and Lines**, Dedham, Artech House, 1979.
- [2] Gomes Neto, Alfrédo, Araújo Filho, Mário de Sousa e Conforti, Evandro: "Aplicação da Técnica da Conservação da Potência Complexa à Caracterização da Descontinuidade Degrau em Microfita, Utilizando o Modelo do Guia de Ondas Equivalente", Anais do 7o Simpósio Brasileiro de Telecomunicações, pp. 269-271, Florianópolis, S.C., Brasil, setembro, 1989.
- [3] Menzel, W., and Wolff, I.: "A method for calculation the frequency-dependent properties of microstrip discontinuities", IEEE Trans. Microwaves Theory Tech., vol. MTT-25, pp. 107-112, Feb., 1977.

- [4] Itoh, Tatsuo: "Overview on numerical method for characterization of millimeter-wave passive integrated structures", International Microwave Symposium Proceedings, pp. 387-392, Rio de Janeiro, julho, 1987.
- [5] Araújo Filho, Mário de Sousa: "Contribuição Teórica ao Estudo de Estruturas Periódicas de Microondas", Dissertação de Mestrado, UFPB, Campina Grande, Paraíba, Brasil, 1985.
- [6] Lebedev, I., Microwave Engineering, Mir Publishers, Moscow, 1973.
- [7] Collin, R. E., Engenharia de Microondas, Guanabara Dois, Rio de Janeiro, 1979.
- [8] Campbell, G. A.: "On Loaded lines in telephonic transmission" Phil. Mag., vol. 5, p. 319, 1903.
- [9] Harvey, A. F.: "Periodic and guiding structures at microwave frequencies", IRE Trans. on Microwaves Theory Tech. vol. MTT-8, pp. 30-61, Jan., 1960.
- [10] Chu, E. L., and Hansen, W., W.: "The theory of disk-loaded waveguide", J. Appl. Phys., vol. 18, p. 996, 1947.

- [11] Lines, A. W., Niccoll, G. R., and Wodward, A. M.: "Some properties of waveguides with periodic structures", Proc. IEEE, vol. 97, pt. III, pp. 263-276, July, 1950.
- [12] Slater, J. C., **Microwave Eletronics**, D. Van Nostrand Co, Inc., New York, 1950.
- [13] Ramo, Whynnery, e Duzer, Van, **Campos e Ondas em Eletrônica das Comunicações**, Guanabara Dois, Rio de Janeiro, 1981.
- [14] Kitzawa, T., and Mittra, R.: "An investigation of strip-lines and fin-lines with periodic stubs", IEEE Trans. Microwaves Theory Tech., vol. MTT-32, pp.684-688, July, 1984.
- [15] Rizzoli, Vittorio, and Lipparini, Alessandro: "Bloch-wave analysis of strip-lines", IEEE Trans. Microwaves Theory Tech., vol. MTT-28, pp. 1029-1031, Sept., 1980.
- [16] Ferini, Jose: "Periodically loaded transmission lines", IEEE Trans. Microwaves Theory Tech., vol. MTT-28, pp. 1029-1031, Sept., 1980.
- [17] Safavi-Naini, Reza, and Macphie, Robert H.: "On solving waveguide junction scattering problems by the conservation of complex power technique", IEEE Trans.

Microwaves Theory Tech., vol. MTT-29, pp. 337-343,
1981.

[18] Safavi-Naini, Reza, "On solving waveguide junctions scattering problems by the conservation of complex power technique", Ph.D. Dissertation, University of Waterloo, Ontario, Canada, Mar., 1979.

[19] Collin, R. E., **Field Theory of Guided Waves**, McGraw Hill, New York, 1960.

[20] Crepeau, P. J., and Mc Isaac, P. R.: "Consequence of symmetry in periodic structures", Proceedings of the IEEE, pp.33-43, Jan., 1964.

[21] Kompa, G. and R. Mehran: "Planar waveguide model for calculating microstrip components", Electron. Lett., vol. 11, pp. 459-460, Sept., 1975

[22] Charlin, H. J.: "A simplified circuit model for micro strip", IEEE Trans. Microwaves Theory Tech., vol. MTT-21, pp. 589-591, 1973.

[23] Wheeler, H. A.: "Transmission line properties of parallel wide-strip by conformal mapping approximation" IEEE Trans. Microwaves Theory Tech., vol. MTT-12, pp. 280-289, 1964.

- [24] Wheeler, H. A.: "Transmission line properties of parallel strips separated by dielectric sheet", IEEE Trans. Microwaves Theory Tech., vol. MTT-13, pp. 172-185, 1965.
- [25] Sobol, H.: "Application of integrated circuit technology to microwave frequencies", Proc. IEEE, vol. 59, pp. 1200-1211, 1971.
- [26] Wolff, I., Kompa, G., and Mehran, R.: "Calculation method for microstrip discontinuities and T junctions", Electronics Letters, vol. 8, pp. 177-179, Apr., 1972.
- [27] Chu, Taksum, Itoh, Tatsuo, and Shyh, Yi-Chi: "Comparative study of mode-matching formulations for microstrip discontinuity problems", IEEE Trans. Microwaves Theory Tech., vol. MTT-33, pp. 1018-1023, Oct., 1985.
- [28] Koster, Norbert H. L., and Jansen, Rolf H.: "The microstrip step discontinuity: a revised description", IEEE Trans. Microwaves Theory Tech., vol. MTT-34, pp. 213-223, Feb., 1986.
- [29] Chu, Tak Sum, and Ithoh, Tatsuo: "Analysis of microstrip step discontinuity by modified residue calculus technique", IEEE Trans. Microwaves Theory Tech., vol. MTT-33, pp. 1024-1028, Oct., 1985.

- [30] Chu, Tak Sum, and Ithoh, Tatsuo, "Generalized scattering matrix method for analysis of cascaded and offset microstrip step discontinuities", IEEE Trans. Microwaves Theory Tech., vol. MTT-34, pp. 280-285, Feb. 1986.
- [31] D'Inzeo, G., Gianini, F., Sodic, C. M., and Sorrentino, Robert: "Method of analysis and filtering properties of microwaves planar networks", IEEE Trans. Microwaves Theory Tech., vol. MTT-26, pp. 462-471, July, 1978.
- [32] Mehran, Reza, "Computer-Aided Design of microstrip filters considering dispersion, loss and discontinuity effects", IEEE Trans. Microwaves Theory Tech., vol. MTT-27, pp. 239-245, Mar., 1979.
- [33] Railton, C. J., and Rozzi, T.: "The rigorous analysis of cascaded step discontinuities in microstrip", IEEE Trans. Microwaves Theory Tech., vol. MTT-36, pp. 1177-1185, July, 1988.
- [34] Xu, Qiang, Webb, Kevin J., and Mittra, Raj: "Study of modal solution procedure for microstrip step discontinuities", IEEE Trans. Microwaves Theory Tech., vol. MTT-37, pp. 381-387, Feb., 1989.
- [35] Gans, Michael J.: "A general proof of Floquet's

Theorem": IEEE Trans. Microwaves Theory Tech., vol. MTT-13, pp. 384-385, May, 1965.

[36] Vourien, Paavo A., Notas de Aulas

[37] Soohoo, Ronald F., Microwave Eletronics, Addison-Wesley Publishing Company, Inc., California, 1971.

[38] Altman, Jerome L., Microwave Circuits, D. Van Nostrand Company, Inc., Canada, 1964.

[39] Sich, E. M., and Macphie, Robert H.: "The conservation of complex power technique and E-plane step diaphragm junction discontinuities", IEEE Trans. Microwaves Theory Tech., vol. MTT-30, pp. 198-201, Feb., 1982.

[40] Safavi-Naini, Reza, and Macphie, Robert H.: "Scattering at rectangular-to-rectangular waveguide junctions", IEEE Trans. Microwaves Theory Tech., vol. MTT-30, pp. 2060-2063, Nov., 1982.

[41] Mansour, R. R., and Macphie, Robert H.: "Scattering at an N-furcated parallel-plate waveguide junction", IEEE Trans. Microwaves Theory Tech., vol. MTT-33, pp. 830-835, Sept., 1985.

[42] Wade, John Douglas, and Macphie, Robert H.: "Scattering

at circular-to-rectangular waveguide junctions", IEEE Trans. Microwaves Theory Tech., vol. MTT-34, pp. 1085-1091, Nov., 1986.

[43] Mittra, R., and Lee, S. W., Analytic Techniques in the Theory of Guided Waves, MacMillan, New York, 1971.

[44] Macphie, Robert H., Notas de Aula.

[45] Kompa., G.: "S-matrix computation of microstrip discontinuities with a planar waveguide model", AEU, vol. 30, pp. 58-64, 1976.

[46] Garbow, Burton S.: "The QZ algorithm to solve the generalized eigenvalue problem for complex matrices", ACM Trans. Mathematical Software, vol. 4, pp. 404-410, Dec., 1978.