



UNIVERSIDADE FEDERAL DE MINAS GERAIS
ESCOLA DE ENGENHARIA
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM
ENGENHARIA ELÉTRICA

Diogo Batista de Oliveira

**DESENVOLVIMENTO DE UM MODELO
COMPUTACIONAL PARA ANÁLISE DO AQUECIMENTO
POR MICRO-ONDAS EM UMA CAVIDADE MONOMODO**

Texto submetido ao Programa de Pós-Graduação em Engenharia Elétrica da Universidade Federal de Minas Gerais como parte integrante dos requisitos necessários para a obtenção do título de Doutor em Engenharia Elétrica.

Orientador: Prof. Dr. Elson José da Silva.

BELO HORIZONTE
JULHO DE 2011

*Aos meus pais e a
Paulo Hebert dos
Santos*

AGRADECIMENTO

Durante este trabalho, muitas pessoas foram importantes para que eu pudesse alcançar todos os objetivos que tracei a quatro longos anos atrás.

Primeiramente agradeço a Deus por me capacitar, me sustentar e me fazer crer, no meio de tantas dificuldades, que esse caminho tinha um sentido mesmo que eu às vezes não o tenha entendido.

Agradeço à minha família. Aos meus pais pelo apoio incondicional. Talvez, somente eles saibam como foi difícil a caminhada até aqui. Agradeço ao meu pai pelo exemplo e minha mãe pela dedicação. Agradeço também à família da minha irmã, a Sthefânia, o André e o Roger. Os momentos de descontração ao lado de vocês me sustentaram. E em especial agradeço ao meu afilhado, sua presença no meio da nossa família nos revigorou e nos impulsionou para irmos além e também encheu de sentido à nossa vida.

Agradeço ao professor Elson pela paciência e pela compreensão. A sua competência técnica e o seu rigor na análise do trabalho me fizeram amadurecer muito. Agradeço também por ter acreditado e apoiado o meu trabalho com tanto entusiasmo.

Agradeço aos meus amigos que foram a presença mais constante durante esse tempo. Os momentos de descontração e de alegria ao lado deles me fizeram ver que a vida ia muito além dos campos aqui analisados e me fizeram, e ainda fazem, entender o verdadeiro sentido da vida. Agradeço aos amigos da República, do Gopac, da Ampare, do Gou. Em especial cito alguns aqui: o Dalmy, o Alex Fogal, o Christiano, a Arlete e o Leandro.

Por fim, agradeço aos funcionários e professores do PPGE que direta ou indiretamente contribuíram para esse trabalho. E ao CNPq pelo financiamento.

RESUMO

Esta tese apresenta novas contribuições para a simulação do aquecimento por micro-ondas em uma cavidade monomodo retangular via métodos numéricos. Embora, o problema termo-eletromagnético é fracamente acoplado, em muitas situações o fator de perdas é fortemente dependente da temperatura. Por isso, em cada instante de tempo, deve-se assegurar que a distribuição de campo elétrico corresponde a correta permissividade. Além disso, para manter o sistema sintonizado a abertura da íris e a posição do curto devem variar durante o aquecimento. Todas essas questões são desafios para obter um modelo numérico eficiente do dispositivo.

Neste trabalho, um método híbrido, o qual combina técnicas numéricas com técnicas analíticas, é usado para determinar o campo eletromagnético dentro da cavidade. Na literatura, o método híbrido foi originalmente proposto com o FDTD usando um grid cartesiano de pontos em um domínio bidimensional. Neste trabalho, o método híbrido foi implementado com o MEF usando elementos tetraédricos e formulação vetorial. É mostrado que o MEF estende e melhora a aplicabilidade do método, por exemplo, permitindo a simulação do aquecimento de cargas volumétricas não homogêneas.

A principal contribuição desta tese é um novo critério de decisão o qual proporciona o momento que o campo elétrico deve ser recalculado. Na maioria dos casos, o critério de decisão encontrado na literatura é empírico baseado na variação do fator de perdas. Neste trabalho, é mostrado que eles podem introduzir erros significantes nos resultados e/ou aumento no tempo de simulação. O critério de decisão proposto é baseado em técnicas de análise de sensibilidade. É mostrado que ele trabalha bem para diferentes condições da carga e pode ser facilmente implementado com o método híbrido.

ABSTRACT

This thesis presents novel contributions for microwave heating simulations, inside a single mode rectangular cavity, via numerical solvers. Although, the thermal-electromagnetic problem is weakly coupled, in many situations, the loss factor of the load is strongly dependent on the temperature. Therefore, at each moment in time, one must ensure that the electric field distribution corresponds to the correct permittivity. Also, to keep the system tuned the iris opening and the short must be allowed to vary during the heating. All these issues impose challenges on the numerical model in order to obtain efficient solvers.

In this work, a hybrid method, which combines PDE solvers with analytical expressions, is used to determine the electromagnetic field inside the cavity. In the literature, the hybrid method was originally proposed with the FDTD in a two dimensional rectangular grid. In this research, the hybrid method was implemented with FEM using tetrahedral vector elements. It is shown that the FEM extends and improves the applicability of the method, for instance, allowing simulation of volumetric inhomogeneous loads.

The main contribution of this research is a novel decision criterion, which provides the moment that the electric field must be recalculated. In most cases, the decision criteria found in the literature, are empirically based on the variation of the loss factor. In this work, it is shown that they may introduce significant errors in the results and/or increase the simulation time. The proposed decision criterion is based on sensitivity analysis techniques. It is shown that it works well for different load conditions and can be easily implemented with the hybrid method.

SUMÁRIO

CAPÍTULO 1

INTRODUÇÃO	1
1.1 AQUECIMENTO POR MICRO-ONDAS.....	1
1.2 CAVIDADE MONOMODO.....	3
1.3 MOTIVAÇÃO DO TRABALHO E OBJETIVO GERAL	4
1.4 OBJETIVOS ESPECÍFICOS	5
1.5 REVISÃO BIBLIOGRÁFICA.....	5
1.5.1 <i>Métodos Numéricos para Solução do Problema Eletromagnético na Cavidade Monomodo</i>	5
1.5.1.1 FDTD Convencional	5
1.5.1.2 MEF Convencional	7
1.5.1.3 Método Híbrido - Hile.....	8
1.5.1.4 Método Híbrido - Tran	9
1.5.1.5 Método Híbrido - Oliveira.....	9
1.5.2 <i>Acoplamento Termo-Eletromagnético</i>	11
1.6 CONTRIBUIÇÕES.....	13
1.7 ESTRUTURA DO TEXTO	13

CAPÍTULO 2

MÉTODO HÍBRIDO	15
2.1 MÉTODO HÍBRIDO.....	15
2.1.1 <i>Determinação da Matriz de Espalhamento da Íris</i>	17
2.1.2 <i>Determinação da Matriz de Espalhamento da Carga e Curto</i>	17
2.1.3 <i>Formulação do Método Híbrido</i>	20
2.1.4 <i>Limitação do Método Híbrido</i>	21
2.2 SINTONIA DA CAVIDADE MONOMODO	22
2.3 PROBLEMA TÉRMICO	23
2.4 FLUXOGRAMA DE SOLUÇÃO DO PROBLEMA.....	24

CAPÍTULO 3

MODELAGEM NUMÉRICA COM O MÉTODO DOS ELEMENTOS FINITOS.....	26
3.1 PROBLEMA ELETROMAGNÉTICO	26
3.1.1 <i>Forma Forte</i>	27
3.1.2 <i>Forma Fraca</i>	28
3.1.3 <i>Dedução dos parâmetros da condição de contorno do 3º tipo</i>	29
3.1.4 <i>Discretização Espacial</i>	31
3.1.5 <i>MEF Aplicado diretamente na Cavidade Monomodo</i>	32

3.2	PROBLEMA TÉRMICO	32
3.2.1	<i>Forma Forte</i>	32
3.2.2	<i>Forma Fraca</i>	33
3.2.3	<i>Discretização Espacial</i>	33
3.2.4	<i>Discretização Temporal</i>	34
 CAPÍTULO 4		
ANÁLISE DE SENSIBILIDADE APLICADA COMO FERRAMENTA NA OBTENÇÃO DO CRITÉRIO DE DECISÃO		36
4.1	MÉTODO DA DIFERENCIAÇÃO DIRETA	36
4.2	MÉTODO DA VARIÁVEL ADJUNTA OU PROBLEMA ADJUNTO.....	40
4.3	ANÁLISE DE SENSIBILIDADE DE UM DISPOSITIVO DE MICRO-ONDAS MULTIPORTAS.....	43
4.3.1	<i>Análise de Sensibilidade da Matriz de Espalhamento da Carga</i>	43
4.4	DISCUSSÃO FÍSICA DO CRITÉRIO DE DECISÃO.....	47
 CAPÍTULO 5		
RESULTADOS.....		50
5.1	MODELAGEM DO MATERIAL – MULITA ($3\text{Al}_2\text{O}_3\text{-}2\text{SiO}_2$)	50
5.2	VALIDAÇÃO DO MÉTODO HÍBRIDO	52
5.3	COMPARAÇÃO DO CRITÉRIO DE PARADA PROPOSTO COM OS CRITÉRIOS CLÁSSICOS.....	55
5.3.1	<i>Carga com Baixa Perda – Cavidade com Alto Fator de Qualidade</i>	55
5.3.2	<i>Carga com Alta Perda – Cavidade com Baixo Fator de Qualidade</i>	59
5.3.3	<i>O Problema do Aquecimento Localizado</i>	62
5.4	APLICAÇÕES.....	67
5.4.1	<i>Cilindro na Posição Vertical</i>	68
5.4.1.1	Coeficiente de Transferência de Calor por Convecção e Radiação	68
5.4.1.2	Distribuição de Temperatura e Campo Elétrico na Carga	69
5.4.2	<i>Cilindro na Posição Horizontal</i>	76
5.4.2.1	Coeficientes de Transferência de Calor por Convecção e Radiação	76
5.4.2.2	Distribuição de Temperatura e Campo Elétrico na Carga.....	77
 CAPÍTULO 6		
CONCLUSÃO		80
6.1	CONCLUSÕES	80
6.2	PUBLICAÇÕES.....	83
6.3	CONTINUIDADE.....	84
 REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS.....		85

LISTA DE TABELAS

Tabela 2.1 – Cálculo do alcance de alguns modos evanescentes para um sistema WR-340/2.45 GHz.	22
Tabela 2.2 – Cálculo do alcance dos modos evanescentes para diferentes guias (2.45 GHz)22	
Tabela 5.1 – Propriedades térmicas da mulita.....	51
Tabela 5.2 – Desempenho computacional do método híbrido e do MEF.	54
Tabela 5.3 – Comparação da relação entre custo computacional e o valor final da temperatura com diferentes critérios de decisão.	57
Tabela 5.4 – Comparação entre a mudança real e a prevista, usando AS, na magnitude do modo E_1	59
Tabela 5.5 – Comparação da relação entre custo computacional e temperatura final para os critérios de parada simulados.	62
Tabela 5.6 – Análise da relação entre exatidão e eficiência computacional. [†] A simulação foi abortada em t=23.59s. ^{††} A simulação foi abortada em t=21.70s. [‡] A simulação foi abortada em t=12.66s.	67
Tabela 5.7 – Parâmetros da simulação.	67

LISTA DE FIGURAS

Figura 1.1 – Descrição das partes básicas de um sistema de aquecimento por micro-ondas.	4
Figura 2.1 – Aplicador monomodo carregado com dielétricos (a) em forma de barra e (b) em forma de cilindro.	16
Figura 2.2 – Definição das regiões da cavidade e seus modos propagantes.	16
Figura 2.3 – Variação dos coeficientes de espalhamento da íris em função da abertura da íris: (a) magnitude e (b) fase de r_1 , (c) magnitude e (d) fase de t_1 . Comparação dos resultados obtidos com o MEF e analiticamente Eq. (2.3).	18
Figura 2.4 – Exemplo da não homogeneidade do dielétrico causada pela não uniformidade da temperatura.	19
Figura 2.5 – Obtenção dos coeficientes de espalhamento para o dielétrico não homogêneo considerando um modo TE_{10} incidente na direção (a) $+\hat{z}$ e (b) $-\hat{z}$.	19
Figura 2.6 – Fluxograma da metodologia apresentada.	25
Figura 3.1 – Descrição dos problemas numéricos resolvidos pelo MEF: (a) modo TE_{10} incidente propagando em $+\hat{z}$, (b) e propagando em $-\hat{z}$.	27
Figura 3.2 – Modelo da cavidade monomodo completa resolvido com o MEF.	32
Figura 3.3 – Geometria do dielétrico que é aquecido na cavidade monomodo, (a) barra e (b) cilindro.	33
Figura 4.1 – Critério de parada para o problema da cavidade monomodo acoplada ao fluxograma do método híbrido.	49
Figura 5.1 – Dependência da permissividade elétrica da mulita com a temperatura, (a) parte real e (b) parte imaginária.	51
Figura 5.2 – Vista superior da cavidade monomodo com uma carga cilíndrica no centro.	52
Figura 5.3 – Distribuição de campo elétrico utilizando o MEF e o método híbrido para uma cavidade sintonizada no modo: (a) TE_{101} e (b) TE_{103} .	53
Figura 5.4 – (a) Fator de perdas e (b) evolução do fator de qualidade durante o processo de aquecimento.	56
Figura 5.5 – Evolução dos critérios de parada durante o aquecimento.	56

Figura 5.6 – Variação no tempo: (a) Temperatura no ponto central do cilindro ($h_c = 5W/m^2K$; sem perda de calor por radiação), (b) Magnitude do modo R_0 e (c) Magnitude do modo E_1	58
Figura 5.7 – (a) Fator de perdas e (b) evolução do fator de qualidade durante o processo de aquecimento, $t_{aquec}=25,0s$	59
Figura 5.8 – Comparação entre os critérios de parada proposto e clássico.....	60
Figura 5.9 – (a) Gráficos da evolução da temperatura no ponto central da carga utilizando AS e o critério clássico e (b) a diminuição da magnitude do modo E_1	61
Figura 5.10 – (a) Variação do fator de perdas com a temperatura e (b) mesmo que (a), porém, com mudança de escala.	63
Figura 5.11 – (a) Distribuição superficial de temperatura no instante $t=10s$; (b) $t=20s$; (c) $t=30s$; (d) $t=30s$, outra vista da distribuição de temperatura; (e) $t=45s$ e (f) $t=45s$, outra vista da distribuição de temperatura.....	64
Figura 5.12 – (a) Evolução da variação média da parte imaginária da permissividade imposta pelo critério de parada proposto (AS), (b) evolução da variação máxima, média e mínima de ϵ'' para o $t < 27^\circ C$ e (c) evolução para os instantes finais $t > 27^\circ C$	65
Figura 5.13 – (a) Evolução da temperatura no ponto central da carga e (b) variação da magnitude do modo E_1	66
Figura 5.14 – (a) Emissividade da mulita; os dados foram obtidos de Goodson (1997). (b) Comparação da variação dos coeficientes de troca de calor por radiação e convecção com a temperatura.....	69
Figura 5.15 – (a) Média da ϵ'' e da $\Delta\epsilon''$ estabelecida pelo novo critério de parada e (b) Evolução da magnitude de E_1 normalizado.....	70
Figura 5.16 – (a) Distribuição de temperatura no eixo central e (a) na superfície externa do cilindro para $t=170s$	71
Figura 5.17 – Sintonia da cavidade monomodo. (a) Variação da abertura da íris e da (b) posição do êmbolo.....	72
Figura 5.18 – Evolução da magnitude de R_0 normalizado com o tempo.	73
Figura 5.19 – Evolução da temperatura no ponto central da amostra.	74
Figura 5.20 – Configuração das partes móveis da cavidade com o tempo: (a) abertura da íris e (b) posição do êmbolo.	75

Figura 5.21 – Variação da magnitude de R_0 durante o processo térmico.....	76
Figura 5.22 – Variação do coeficiente de transferência de calor por convecção e radiação com o cilindro na horizontal.....	77
Figura 5.23 – (a) Perfil de temperatura no eixo central do cilindro, a coordenada x está normalizado com largura do guia e (b) distribuição superficial de temperatura na amostra.	78
Figura 5.24 – Distribuição inicial de campo elétrico no meio da cavidade, $x=a/2$ e $y=b/2$, ao longo do comprimento da cavidade.....	79
Figura 5.25 – Evolução da variação média, máxima e mínima da parte imaginária da permissividade imposta pelo critério de decisão.	79

LISTA DE SÍMBOLOS

α_{mn}	parte imaginária da constante de propagação do modo mn.
δ, χ	parâmetros da condição de contorno do 3º tipo.
ϵ_0	permissividade do ar.
ϵ'_i	parte real da permissividade de um tetraedro i.
ϵ''_i	parte imaginária da permissividade de um tetraedro i.
ϵ_r	permissividade relativa.
ζ	constante de Boltzmann.
θ	parâmetro do método de Crank-Nicolson.
κ	condutividade térmica.
μ_0	permeabilidade do ar.
μ_r	permeabilidade relativa.
ξ	emissividade do material.
ρ	densidade do material.
σ	condutividade do material.
λ_{10}	comprimento de onda guiado do modo TE ₁₀ .
ω	frequência angular.
Δt	discretização temporal.
Ω_e	domínio de um tetraedro.
Ω	domínio do problema eletromagnético.
Ω_{ar}	domínio preenchido pelo ar no problema eletromagnético.
Ω_d	domínio do dielétrico.
a	largura do guia.
b	altura do guia.
c_p	calor específico.
d	abertura da íris.
E_0, E_1, E_3	magnitude dos modos dominantes TE ₁₀ propagante na direção +z.
$E^{l,MEF}$	distribuição de campo elétrico obtido para o cálculo de r_c^l e t_c^l .
$E^{r,MEF}$	distribuição de campo elétrico obtido para o cálculo de r_c^r e t_c^r .
\bar{E}	campo elétrico.
F	vetor força do MEF.
\tilde{F}	vetor excitação do problema adjunto.

f_i^e	contribuição de um aresta ou ao vetor força.
h_r	coeficiente de transferência de calor por radiação.
h	coeficiente de transferência de calor por convecção.
L	tamanho da cavidade.
K	matriz rigidez do MEF.
K^1	parte da matriz rigidez do MEF que não dependente da permissividade.
K^2	parte da matriz rigidez do MEF que dependente da permissividade.
k_{10}	constante de propagação do modo TE_{10} .
k_0	constante de propagação do espaço livre.
k_{ij}^e	contribuição de um aresta ou à matriz rigidez.
M	matriz massa.
m_{ij}^e	contribuição de um nó à matriz massa.
\hat{n}_d	vetor normal à S_d .
\hat{n}	vetor unitário normal que aponta para fora do guia.
\bar{N}_i^e	função de base associada à aresta i .
N_i^e	função de base associada ao nó i .
p	número total de tetraedros no domínio do dielétrico.
P	potência do magnetron.
r_1	coeficiente de reflexão da íris.
r_c^l	coeficiente de reflexão da carga para uma onda incidente na direção $+z$.
r_c^r	coeficiente de reflexão da carga para uma onda incidente na direção $-z$.
t_1	coeficiente de transmissão da íris.
t_c^l	coeficiente de transmissão da carga para uma onda incidente na direção $+z$.
t_c^r	coeficiente de transmissão da carga para uma onda incidente na direção $-z$.
R_0, R_1, R_3	magnitude dos modos dominantes TE_{10} propagante na direção $-z$.
S_d	superfície externa da carga.
$S_i^{l,r}, S_i^{l,r}$	superfícies com condição de contorno ABC.
S_1	superfície com condição de contorno para condutores.
S_i^e	área de uma face do tetraedro coincidente com a superfície de contorno S_i .
T	temperatura.
T_∞	temperatura ambiente.
\bar{W}_j	função de base vetorial associada à aresta j .
v	função de teste é escalar.

\bar{v}	função de teste vetorial.
x	vetor de incógnitas, circulação do campo elétrico, nas arestas da malha.
\bar{x}	vetor com a circulação do campo elétrico nas arestas da malha.
\hat{x}	estimação do vetor com a circulação do campo elétrico nas arestas da malha.
\tilde{x}	variável adjunta.
z_c	posição da carga.
z_L	posição do curto.
$z_{MAX_{mn}}$	distância necessária ao evanescimento de um modo mn.

Capítulo 1

Introdução

O objetivo deste capítulo é contextualizar o tema da pesquisa tratada nesta tese. Os modelos computacionais da cavidade monomodo, já propostos pela comunidade científica, são discutidos e comparados com modelo proposto nesta tese.

O capítulo está estruturado da seguinte forma. Inicialmente, é apresentada uma descrição genérica do aquecimento por micro-ondas. A seguir, um sistema de aquecimento envolvendo a cavidade monomodo é descrito. Na terceira seção, destaca-se a importância do tema estudado e os objetivos gerais do trabalho. Os objetivos específicos são detalhados na Seção 1.4. O capítulo termina com uma revisão bibliográfica, com destaque para as contribuições originais gerados durante a pesquisa.

1.1 Aquecimento por Micro-ondas

O uso da energia eletromagnética em processos de aquecimento por micro-ondas tem provado ser bastante efetivo em diversos ramos do conhecimento, tais como: na engenharia de alimentos, no meio ambiente, na engenharia química, na medicina, entre outras (Clark, 1996).

Dentre as aplicações mais relevantes destacam-se a desidratação e aquecimento de alimentos (Pathak, 2003); a secagem de tecidos, madeira (Zhao, 2000), papel; o tratamento de lixo hospitalares; processos de esterilização (Batista, 2010 e Santos, 2009); a sinterização de cerâmicas: óxido de alumínio (Xie, 2009), mulita (Oliveira, 2007); óxido de zircônio (Menezes, 2007b), dióxido de titânio (Fliflet, 1996); a cura de polímeros; reações de síntese; tratamento de doenças: hipertermia; obtenção de plasma (Metaxas, 1990) entre outras.

A diversidade de aplicações e o grande aumento no número de registros de patentes relacionados ao processo de aquecimento por micro-ondas refletem a importância

tecnológica do tema (Osepchuk, 2002). Outro indicador é o número de artigos recentemente publicados tratando da modelagem do processo.

Comparativamente ao aquecimento convencional, o aquecimento por micro-ondas possui vantagens que refletem tanto na qualidade quanto na eficiência dos processos.

Nos processos térmicos convencionais, a troca de calor se dá devido ao gradiente térmico entre a fonte de calor e o material que vai ser aquecido através de processos de convecção, condução e radiação. Conseqüentemente, o aquecimento do material inicia-se sempre a partir de sua superfície externa.

Em contraste, a energia da micro-onda é entregue diretamente ao material através da interação molecular com o campo eletromagnético. Como as micro-ondas podem penetrar nos materiais dielétricos, o calor é gerado através do volume do material. Portanto, por não depender da difusão de calor a partir da superfície, é possível conseguir aquecimento mais rápido, uniforme e controlado.

Além do caráter volumétrico, a transferência a nível molecular proporciona outras vantagens como, por exemplo, as micro-ondas podem ser utilizadas para aquecimento seletivo de materiais. Como a estrutura molecular afeta a capacidade da micro-onda transferir energia, quando materiais em contato possuem diferentes propriedades dielétricas, a micro-onda irá seletivamente acoplar com o material de acordo com o fator de perdas.

Entretanto, uma desvantagem encontrada no aquecimento por micro-ondas é a dependência da permissividade com a temperatura. Essa dependência é responsável pelas variações no campo elétrico e, conseqüentemente, na quantidade de calor que é gerada dentro do objeto. Esse fenômeno pode causar efeitos térmicos não controlados tais como *hot spots*, *thermal runaway*, e até mesmo o aparecimento de trincas no dielétrico.

Outra dificuldade encontrada no aquecimento por micro-ondas são os obstáculos técnicos em implementações práticas. A distribuição de temperatura no dielétrico é determinada pela distribuição de energia eletromagnética no mesmo, que por sua vez, é regida pela distribuição de campo elétrico. A obtenção de uma distribuição espacial e temporal de campo a qual permita um aquecimento com qualidade (uniforme, controlado, rápido) é extremamente difícil por depender da geometria e das propriedades dielétricas do material e por requerer um projeto muito preciso dos aplicadores. Aplicadores são os dispositivos onde ocorre a conversão da energia eletromagnética em energia térmica.

Atualmente, existem diversos tipos de aplicadores cada qual com suas próprias características de funcionamento. Os mais populares são a cavidade multimodo (Walker, 2001), aplicadores com fluxo contínuo de carga (Hallac, 2006), aplicadores com controle de

fase (Bows, 1999 e Oliveira, 2011) e a cavidade monomodo. Esse último também conhecido como aplicador monomodo ressonante é o objeto central de estudo deste trabalho e será detalhado na próxima seção.

1.2 Cavidade Monomodo

Uma configuração básica de um sistema de aquecimento por micro-ondas é mostrada na Figura 1.1. Ela consiste de um magnetron, um isolador ou acoplador direcional (dispositivo de proteção), sintonizadores, medidores de campo e de temperatura e um aplicador monomodo ressonante (Meredith, 1998).

A cavidade monomodo é basicamente composta de um guia de onda retangular, um curto móvel (parede condutora elétrica que possui mobilidade) e uma íris de abertura variável (ver detalhamento na Figura 2.1). Tanto a íris quanto o curto têm a finalidade de possibilitar o casamento de impedâncias entre o sistema de transmissão e o aplicador (Metaxas, 1978).

O propósito fundamental da cavidade monomodo e de todos os equipamentos associados é maximizar o campo elétrico na carga. Isso é conseguido com a superposição do campo dentro do forno devido aos infinitos fenômenos de reflexão das micro-ondas com a íris, a carga e o curto. Essa amplificação do campo faz com que materiais com baixo fator de perdas sejam preferenciais para serem processados nessa cavidade (Metaxas, 1991).

A versatilidade de tal aplicador é grande. A variação da posição do curto e da abertura da íris capacita à cavidade aquecer eficientemente uma gama diversificada de dielétricos com variadas geometrias e ainda levar em conta a dependência da permissividade com a temperatura.

Devido a essas características, alguns processos como a obtenção de plasma (Meredith, 1998) e a sinterização de cerâmicas (Fliflet, 1996 e Xie, 2009) são comumente realizados na cavidade monomodo. O processo de sinterização com o uso de micro-ondas, por exemplo, permite redução no tempo de aquecimento, economia de energia e melhora na uniformidade micro estrutural dos corpos cerâmicos (Fliflet, 1996 e Menezes, 2007a e 2007b).

Por outro lado, uma limitação do aplicador é que somente materiais de dimensão reduzida podem ser processados de uma única vez. Consequentemente, processos industriais que requerem a produção em grande quantidade não são adequados a esse tipo de aplicador.

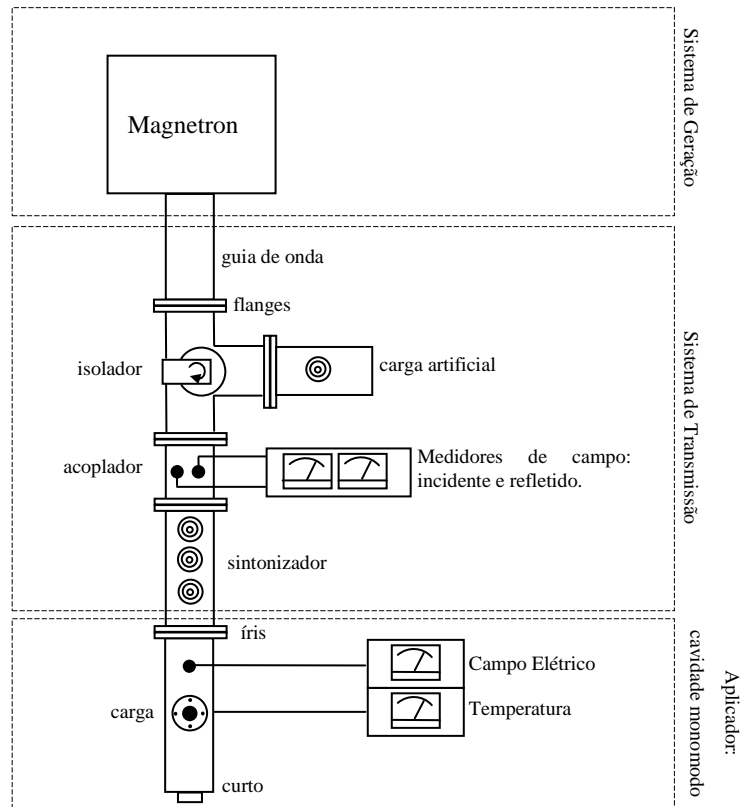


Figura 1.1 – Descrição das partes básicas de um sistema de aquecimento por micro-ondas.

1.3 Motivação do Trabalho e Objetivo Geral

A existência de um modelo computacional que seja capaz de prever o comportamento realístico de um aplicador de micro-ondas reduz o empirismo dos estudos experimentais e também possibilita a geração de novos conhecimentos e tecnologias.

Entretanto, um número reduzido de artigos trata de modelos numéricos para o aplicador monomodo (Hile, 1998; Oktay, 1999; Ehlers, 2000; Tran, 2004 e Oliveira, 2010). Todos eles ainda apresentam algum tipo de limitação que restringe sua aplicabilidade.

Por essa razão e devido a grande aplicabilidade da cavidade ressonante em processos térmicos um esforço no desenvolvimento de novos modelos numéricos nessa área é de fundamental importância.

É justamente nesse contexto que se encontra o objetivo deste trabalho. De forma geral, o propósito final do estudo é obter uma ferramenta computacional simples, com boa exatidão e computacionalmente eficiente que seja capaz de prever a distribuição de campo eletromagnético e de temperatura no processo de aquecimento por micro-ondas realizado dentro da cavidade monomodo. Como consequência dessas metas os objetivos específicos são apresentados em seguida.

1.4 Objetivos Específicos

Dois problemas existentes no cálculo dos campos dentro da cavidade monomodo foram tratados neste trabalho e serviram para melhorar a exatidão e eficiência computacional do método numérico proposto.

O primeiro deles foi a obtenção de um método que calcula a distribuição do campo eletromagnético no aplicador. Dentro desse contexto, Hile (1998) propôs um método híbrido extremamente eficiente computacionalmente que, contudo, possuía algumas deficiências. E foi, justamente, o tratamento dessas deficiências que constituiu uma das contribuições desta tese.

Outro problema tratado foi encontrar um mecanismo de decisão capaz de fornecer os instantes em que o campo elétrico deve ser calculado dentro da solução do problema termo eletromagnético. Esse mecanismo de decisão é extremamente importante dentro do modelo da cavidade, pois impede a introdução de erros e aumenta a eficiência computacional da simulação.

Até o momento na literatura, para simulações envolvendo aplicações de aquecimento por micro-ondas, não existe ainda uma metodologia sistemática para gerar tal critério e esse ponto se tornou a principal contribuição deste trabalho.

Com os objetivos descritos, a próxima seção tem a finalidade de mostrar como os problemas levantados se inserem nos trabalhos já apresentados pela comunidade científica.

1.5 Revisão Bibliográfica

Encontrar a distribuição de campo elétrico dentro da cavidade monomodo é uma tarefa que exige muito esforço computacional. Se for levado em conta que esse problema é resolvido muitas vezes, devido ao acoplamento termo-eletromagnético, é relevante a obtenção de um método eficiente computacionalmente.

Nesse sentido, a primeira parte desta seção pretende discutir alguns métodos que são usados na solução do problema eletromagnético do aplicador ressonante e relacionar esses métodos com aquele desenvolvido nesta tese.

1.5.1 Métodos Numéricos para Solução do Problema Eletromagnético na Cavidade Monomodo

1.5.1.1 FDTD Convencional

A aplicação explícita do Método das Diferenças Finitas no Domínio do Tempo (FDTD) pode ser realizada na solução do problema eletromagnético na cavidade

monomodo (Oktay, 1999). Vantagens como a simplicidade de formulação e implementação do FDTD e a não necessidade de inversão de matrizes são sempre destacadas nessa modelagem.

Porém, uma limitação do FDTD é a dificuldade na modelagem de geometrias não retangulares quando um grid cartesiano é usado. Nesse caso, o aparecimento de *staircasing* é observado tornando-se um problema crítico na modelagem da cavidade monomodo. Isso porque pequenas variações na geometria do dielétrico causam mudanças significativas na distribuição de campo eletromagnético devido a grande sensibilidade do campo com relação à geometria da carga (Dibben, 1994).

Nos trabalhos de Pathak (2003) e Al-Rizzo (2005), eles utilizam elementos não conformes no FDTD. Com essa abordagem o problema do *staircasing* é eliminado, mas em compensação a simplicidade do FDTD é perdida.

Na modelagem do problema eletromagnético da cavidade monomodo, em particular, o FDTD apresenta duas características que o torna ineficiente computacionalmente.

A primeira delas é a difícil obtenção do regime permanente do problema eletromagnético (FDTD resolve o problema no domínio do tempo). O tempo para estabilização da distribuição de campo é longo pois ocorrem muitos fenômenos de reflexão dentro do aplicador devido a presença e a baixa perda da carga, a presença da íris e também do curto. Com isso, o tempo necessário para simular o problema se torna elevado.

A segunda limitação é devido às estruturas de tamanho reduzido encontrados no aplicador. Se, por exemplo, a abertura da íris ou a dimensão da carga forem muito pequenas, o que comumente é verdade, será necessário utilizar um valor para a discretização espacial, Δ , também muito pequena o que força um Δt pequeno para evitar erro de dispersão (Pathak, 2003). Então, se o tempo de simulação é elevado, várias iterações serão necessárias.

Por fim, vale ser ressaltado um ponto no trabalho de Pathak. O autor relata o aparecimento de um sobre aquecimento nas quinas do dielétrico que não aparece na comparação com os resultados experimentais. Esse efeito também foi reportado por Zhao (1996). Essa discrepância é causada pela dificuldade que aparece no FDTD para tratar de forma exata a condição de interface entre o material e o ar no problema eletromagnético. No trabalho de Zhao, o autor propõe uma nova condição de interface para modelar exatamente a descontinuidade na permissividade.

1.5.1.2 MEF Convencional

Outro método que é diretamente aplicado à cavidade monomodo na modelagem numérica do problema eletromagnético é o Método dos Elementos Finitos (Ehlers, 2000 e Xie, 2009). O Método dos Elementos Finitos (MEF) é um método bastante flexível e o seu uso com elementos tetraédricos permite tratar geometrias complexas sem o aparecimento do *staircasing*. Além do mais, o MEF trabalha facilmente com malhas irregulares permitindo a concentração de elementos onde o campo varia abruptamente. Essas duas características são vantagens com relação ao FDTD.

Entretanto, o processo de inversão de matrizes realizado no MEF pode ser uma tarefa difícil, embora esparsas, as matrizes são geralmente de dimensão elevada e podem ser mal condicionadas.

Ehlers (2000) apresenta uma discussão sobre qual tipo de formulação, domínio do tempo ou da frequência, do MEF deve ser utilizada para tratar numericamente o problema eletromagnético da cavidade monomodo.

A abordagem no domínio do tempo possui a vantagem de produzir matrizes reais e bem condicionadas, ao contrário da formulação no domínio da frequência na qual se tem matrizes complexas e mal condicionadas (Hile, 1998; Dibben, 1997 e Ehlers, 2000). Por outro lado, a abordagem no domínio da frequência não sofre da dificuldade de estabilização do problema eletromagnético já discutida anteriormente.

Outra vantagem da abordagem no domínio do tempo, que é classicamente encontrada na literatura, é a possibilidade de investigação, com uma única simulação, de como uma faixa de frequências de excitação do magnéton influencia na distribuição de campo no aplicador. Essa vantagem porém não é interessante para a cavidade monomodo devido a seu elevado fator de qualidade ou equivalentemente a sua estreita banda de passagem que faz com que o aquecimento seja realizado basicamente por uma única frequência.

Ehlers conclui no seu artigo, decorrente da comparação de simulações realizadas usando as duas abordagens, que para aplicadores monomodo a formulação no domínio da frequência é mais eficiente computacionalmente. Já Dibben (1994 e 1996) conclui que para cavidades multimodo a formulação no tempo é a mais adequada por causa do aumento da dimensão das matrizes e o conseqüente aumento na dificuldade de inversão da matriz.

Concluindo a discussão sobre qual abordagem do MEF utilizar, vale ressaltar que o uso dos elementos de aresta trata problemas vetoriais naturalmente (Jin, 1993 e Ise, 1991). As duas principais razões disso são a imposição das condições de interface de forma exata e que os modos espúrios não aparecem na solução numérica.

1.5.1.3 Método Híbrido - Hile

Apesar dos métodos clássicos poderem ser aplicados na modelagem da cavidade seu uso não é computacionalmente eficiente (Hile, 1998; Ehlers, 2000 e Oliveira, 2007). Nesse contexto, Hile propõe um método novo que utiliza uma combinação de técnicas analíticas (técnica assintótica, de partição de domínio e teoria da matriz de espalhamento) e técnica numérica (FDTD) para acelerar o cálculo da distribuição de campo elétrico no interior da cavidade monomodo.

A principal contribuição de Hile é retirar matematicamente a íris do problema numérico através da sua modelagem pela matriz de espalhamento. Assim, a estabilização do campo eletromagnético é obtida mais rapidamente e, conseqüentemente, uma das fontes de ineficiência computacional do FDTD convencional é atenuada.

Outra vantagem do método de Hile é a forma como a variação do domínio computacional é incluída no modelo numérico. Nos métodos tradicionais, toda vez que a abertura da íris e a posição do curto são alteradas um novo grid de pontos, no caso do FDTD, e uma nova malha, para o caso do MEF, devem ser construídos. No método proposto, essa variação implica somente em recalcular analiticamente as matrizes de espalhamento da íris e do curto (esse último também é modelado por sua matriz de espalhamento).

Contudo, algumas limitações são observadas. A primeira delas é que os resultados são obtidos reduzindo a cavidade para duas dimensões o que não é uma simplificação válida visto os resultados apresentados em Oliveira (2007 e 2008). À medida que o aquecimento vai ocorrendo e a permissividade muda de valor de forma diferente em cada região da carga, o problema perde a simetria e não pode ser considerado bidimensional.

A segunda é que para cavidades de dimensão muito reduzida o método não pode ser aplicado devido ao seu caráter assintótico (os modos evanescentes excitados pela íris não podem interagir com a carga e vice-versa). Sistemas do tipo WR-430/2.45GHz com uma cavidade sintonizada para o modo TE_{101} o método híbrido não pode ser aplicado.

Já a última limitação é a mais severa: a não inclusão da dependência com a temperatura da permissividade elétrica. Considerando um processo real como a sinterização de uma cerâmica, por exemplo, a temperatura no material varia da temperatura ambiente até temperaturas na ordem de 2000°C (Goodson, 1997 e Fliflet, 1996). Nesta faixa de temperaturas, a variação na perda dielétrica de uma cerâmica pode atingir uma ou mais ordem de grandeza (Goodson, 1997) e as condições de sintonia variam bastante.

1.5.1.4 Método Híbrido - Tran

Uma extensão do trabalho de Hile foi proposta por Tran (2004). Nesse trabalho, uma técnica diferente do FDTD é utilizada na parte numérica do método híbrido. A técnica consiste na discretização da equação harmônica de Helmholtz através de uma aproximação por diferenças finitas.

Essa discretização resulta no aparecimento de uma equação matricial de alta ordem. Contudo, Tran mostra que é possível decompor uma das matrizes da equação, que necessita ser invertida, em duas: uma de mesma dimensão que a original, que é independente da temperatura, e outra que carrega informações a respeito do dielétrico e possui dimensão menor que a matriz original.

A matriz invariante no tempo representa a discretização da equação de Helmholtz do guia vazio e, portanto é invertida uma única vez durante a simulação do processo de aquecimento. Já o processo de inversão da matriz dependente da temperatura, que representa o dielétrico, é feito toda vez que o campo eletromagnético precisa ser recalculado devido ao acoplamento termo-eletromagnético.

Apesar da decomposição das matrizes descrita acima levar a aceleração do cálculo da distribuição do campo no aplicador o modelo de Tran é computacionalmente ineficiente à medida que o tamanho do grid usado na aproximação por diferenças finitas diminui.

Um exemplo apresentado por Tran mostra que se o refinamento do grid é reduzido pela metade o método passaria a gastar 64 vezes mais tempo para obter a solução e alocaria 16 vezes mais memória no computador. Se comparado com a aplicação direta do FDTD, esses números seriam somente 8 e 4, respectivamente.

Tran também afirma que no caso limite de ser necessário o uso de um grid muito refinado, o método se torna menos eficiente que o próprio FDTD. A necessidade do uso de um grid refinado acontece em diversas aplicações na cavidade principalmente se a geometria da carga não for retangular e/ou reduzida ou se a cavidade tiver trabalhando com um alto fator de qualidade.

Outra importante contribuição do trabalho de Tran foi a inclusão da dependência da permissividade com a temperatura. Como anteriormente discutido, essa modelagem é essencialmente importante se é desejado simular processos com temperaturas elevadas.

1.5.1.5 Método Híbrido - Oliveira

Algumas modificações no método híbrido também foram sugeridas por Oliveira (2010). Ao invés de usar o FDTD convencional ou a discretização de Tran como técnica

numérica, Oliveira utilizou o MEF no domínio da frequência com elementos de aresta de primeira ordem.

Comparativamente com o MEF explicitamente aplicado à cavidade monomodo, o método híbrido de Oliveira apresenta vantagens que também refletem em eficiência computacional. E mais uma vez, a retirada da íris do problema numérico é a causa principal dessa eficiência.

A presença da íris faz com que a composição modal do campo em sua vizinhança seja muito complexa necessitando de uma concentração de elementos em seu entorno para que o campo convirja para seu valor exato (Xie, 2009). Isso acarreta no aumento da matriz do MEF. Então, com a retirada da íris, um problema numérico com menos elementos será resolvido.

Vale destacar que a descontinuidade imposta pela íris pode ser tratada de outras formas como o enriquecimento das funções de base no MEF, como feito por Igarashi (1996), ou mesmo utilizando técnicas sem malha como proposto por Correa (2011).

Outra implicação da retirada da íris do problema numérico é a diminuição do número de condição da matriz do MEF. Hile afirma em seu trabalho que a causa do mal condicionamento observado quando se utiliza o MEF no domínio da frequência diretamente na cavidade monomodo é o caráter ressonante do aplicador.

Dessa forma, já que o problema numérico resolvido no método híbrido (consistindo apenas do guia e da carga) é menos ressonante que o problema completo (com a inclusão da íris), espera-se que o número de condição da matriz diminua. Alguns resultados preliminares mostram que de fato o número de condição da matriz do método híbrido é menor que o da matriz do MEF. Porém, mais resultados devem ser obtidos e as possíveis causas do mal condicionamento dessas matrizes devem ser melhor investigadas.

Algumas vantagens do trabalho de Oliveira são observadas em relação ao de Hile e Tran. A primeira é que as simulações foram realizadas em três dimensões o que gerou resultados mais realísticos. E a segunda e mais importante é que o desempenho computacional do MEF não é influenciado pela geometria do dielétrico devido ao uso do MEF com elementos tetraédricos.

É importante ressaltar também que no trabalho de Oliveira a íris foi incluída como parâmetro de sintonia da cavidade o que ainda não tinha sido feito em outros trabalhos teóricos. Essa implementação foi feita baseado no trabalho experimental de Metaxas (1990).

Finalizando, outra vantagem do método de Oliveira consiste na implementação em paralelo da solução do problema eletromagnético. Com a partição de domínio e o uso da teoria da matriz de espalhamento, o problema numérico do método híbrido é dividido em

dois. E devido à independência desses problemas um esquema de processamento paralelo foi usado para a obtenção da solução mais rapidamente.

1.5.2 Acoplamento Termo-Eletromagnético

Como se sabe, devido à diferença nas constantes de tempo do problema eletromagnético, $O(\text{ps})$, e do problema térmico, $O(\text{s})$, existentes dentro da cavidade monomodo o acoplamento entre esses problemas é considerado fraco. Isso permite que esses problemas possam ser resolvidos separadamente.

Um esquema tradicional que implementa esse acoplamento fraco pode ser assim descrito. Primeiramente, o problema eletromagnético é solucionado e a densidade de potência eletromagnética convertida em calor dentro do dielétrico é obtida. Calculado então a fonte do problema térmico, a elevação de temperatura é obtida resolvendo o problema térmico por vários passos de tempo. Esse cálculo é realizado até o momento que a evolução na temperatura altere a permissividade da carga de tal quantidade que a distribuição de campo eletromagnético dentro do aplicador seja modificada. Detectado esse momento, os valores da permissividade são corrigidos e o campo elétrico é recalculado.

Contudo, não foi encontrada na literatura uma metodologia que forneça um critério de decisão que possa ser aplicado de forma sistemática para saber qual o momento em que o campo elétrico deve ser recalculado (Zhao, 1996 e 2000; Al-Rizzo, 2005 e 2006). Essa lacuna não existe somente para o caso do problema acoplado da cavidade monomodo existe também para outros tipos de aplicadores.

Alguns critérios empíricos, tipo tentativa e erro (Knoerzer, 2006), são utilizados em vários trabalhos científicos que modelam problemas de aquecimento por micro-ondas. Variações máximas na parte real e/ou na parte imaginária da permissividade (Zhang, 2000; Rabello, 2005; Braunstein, 1999 e Zhao, 1996 e 2000) e variações máximas de temperatura no dielétrico (Zhang, 2000; Tran, 2004 e Clemens, 2000) são os critérios mais usados. Existem ainda os trabalhos que não usam critério, simplesmente, calcula-se o problema térmico uma única vez dando início ao ciclo do acoplamento novamente (Ma, 1995; Alpert, 1999 e Torres, 1997).

Entretanto, esses critérios de decisão devem ser cuidadosamente elaborados. Por exemplo, se um critério muito rígido for adotado, como no caso em que pequenas variações nos valores da permissividade são suficientes para recalculer o campo, o problema eletromagnético pode ser desnecessariamente resolvido levando ineficiência computacional à simulação.

Por outro lado, se um critério mais relaxado do que o necessário for utilizado, erros na distribuição de campo e temperatura poderão surgir. A adoção de um critério mal dimensionado pode conduzir até mesmo ao aparecimento de um fenômeno de instabilidade numérica que não reflete o que acontece num processo real de aquecimento.

Resultados mostrados no Capítulo 5 ilustram a relação entre custo computacional e exatidão dos resultados em função do critério de decisão adotado para a cavidade monomodo. Rabello (2005) também realiza um estudo como esse, entretanto, para um guia aberto aquecendo uma carga de água.

A grande dificuldade em se obter um critério de decisão sistemático é fazer a previsão da alteração do campo elétrico, devido à mudança na permissividade, quando a simulação do processo encontra-se dentro do *loop* de cálculo da temperatura.

Para realizar tal tarefa, nesta tese, foram utilizadas de forma inédita técnicas de análise de sensibilidade, comumente encontradas em algoritmos de otimização determinísticos, para avaliar a derivada do campo elétrico em função da permissividade. O uso da referida derivada e uma expansão em série de Taylor torna factível a previsão do campo desejada.

Dessa forma, inicialmente, foram estudados trabalhos que tratam do assunto da análise por sensibilidade em problemas eletromagnéticos resolvidos com o MEF. Dentro desses trabalhos duas técnicas são usualmente empregadas: os métodos de diferenciação direta e os de solução do problema adjunto (Gawrylczyk, 2004; McGillivray, 1994; Dyck, 1994; Nikolova, 2004). A aplicação desses métodos para calcular a sensibilidade do aplicador monomodo é apresentada no Capítulo 4.

Como são mostrados adiante no texto, esses métodos têm um custo computacional elevado e o seu uso para elaborar um critério de decisão seria computacionalmente impraticável. Nesses métodos, é necessário fazer a inversão de matrizes de dimensão igual a das matrizes invertidas na solução do problema eletromagnético.

No entanto, um método de análise de sensibilidade computacionalmente eficiente foi proposto por Akel (2000) e Nikolova (2006) para análise de dispositivos de micro-ondas multiportas. Nesse trabalho, os autores analisam sensibilidade de dispositivos eletromagnéticos com relação a seus parâmetros geométricos.

Entretanto, o método de Akel e Nikolova será utilizado de uma forma diferente dentro da metodologia que foi proposta neste trabalho para a obtenção do critério de decisão para o problema acoplado da cavidade monomodo. Modificações serão realizadas no referido método para que se consiga estimar a derivada do vetor campo elétrico com relação

à parte real e imaginária da permissividade de cada tetraedro que se encontra no domínio do dielétrico.

Nesse sentido, a principal contribuição deste trabalho consiste na proposição de uma metodologia que calcule um critério de decisão para a cavidade monomodo utilizando técnicas de análise de sensibilidade que, ao mesmo tempo em que otimize o número de vezes que o problema eletromagnético é resolvido também não introduza erros nos resultados obtidos.

É interessante salientar que a metodologia proposta para o critério de decisão é naturalmente acoplada ao método híbrido. Aliás, o critério de decisão da forma eficiente como é proposto neste trabalho só é implementado devido à partição de domínios realizada no método híbrido, constituindo assim em mais uma vantagem do método híbrido com relação aos métodos tradicionais como o FDTD e o MEF.

1.6 Contribuições

De acordo com o exposto na seção anterior, desde a discussão dos métodos numéricos para a solução do problema eletromagnético da cavidade até a necessidade da proposição de um critério de decisão sistemático, as contribuições desta tese consistem em:

1. Melhorias do método híbrido publicadas em Oliveira (2010); como o uso do MEF como técnica numérica, a adoção de um modelo tridimensional para a cavidade, a utilização do processamento paralelo para acelerar o cálculo do problema eletromagnético e uma discussão da dinâmica de sintonia do aplicador.
2. Propor um critério de decisão para prever o momento de calcular o campo elétrico na simulação do processo de aquecimento ocorrido dentro da cavidade monomodo.

1.7 Estrutura do Texto

O primeiro capítulo apresenta o problema de aquecimento por micro-ondas na cavidade monomodo num cenário da comunidade científica internacional. Após uma introdução ao tema da dissertação, os objetivos são destacados e uma revisão bibliográfica contextualiza o tema.

O segundo capítulo tem três finalidades básicas: 1) formular o método híbrido; 2) discutir fisicamente e, do ponto de vista de implementação computacional, a sintonia da cavidade monomodo; 3) discutir os fenômenos de transferência de calor na carga.

O terceiro capítulo apresenta a modelagem MEF dos problemas eletromagnéticos e térmico.

O quarto capítulo é dividido em três seções. Na primeira, o método da diferenciação direta é usado para obter a sensibilidade do campo dentro da cavidade. Essa mesma análise é feita na Seção 4.2 com o método da variável adjunta. A Seção 4.3 apresenta o método de Akel e Nikolova de análise de sensibilidade que será utilizado para estabelecer o critério de parada do problema termo-eletromagnético da cavidade.

No capítulo 5, são apresentados os resultados do aquecimento na cavidade. Primeiramente, a caracterização do material cerâmico, a mulita, é apresentada. Na Seção 5.2, o método híbrido é validado. A terceira seção discute a viabilidade e as vantagens do critério de decisão proposto em comparação com os critérios clássicos. Aplicando a metodologia exposta nos capítulos anteriores, os resultados de campo eletromagnético e a distribuição de temperatura para duas aplicações práticas são mostrados na última seção.

As conclusões deste trabalho estão no sexto capítulo. Alguns apontamentos para os trabalhos futuros e a lista de publicações decorrente dos trabalhos desenvolvidos aparecem no final desse capítulo

Capítulo 2

Método Híbrido

Este capítulo apresenta a metodologia desenvolvida para solucionar o problema termo-eletromagnético típico de um processo de aquecimento por micro-onda numa cavidade monomodo (Figura 2.1).

O método híbrido, conforme apresentado em Oliveira (2010), é aplicado na obtenção da distribuição de campo elétrico. O problema térmico modela os fenômenos de transferência de calor que acontecem no material a ser aquecido na cavidade.

Este capítulo estrutura-se em três seções. A primeira apresenta o método híbrido. A segunda discute o procedimento de sintonia da cavidade. E a terceira descreve a forma forte do problema térmico que vai ser resolvido numericamente com o MEF no capítulo seguinte.

2.1 Método Híbrido

A Figura 2.2 mostra a vista superior de um corte no plano xz da cavidade. A fim de simplificar o problema, a cavidade é dividida em três regiões limitadas internamente pelos planos $z=z_1$, $z=z_2$ e $z=z_3$.

Através desses planos propagam dois modos TE_{10} em sentidos opostos, $+\hat{z}$ e $-\hat{z}$. Esses são descritos como

$$\begin{aligned} \begin{Bmatrix} \bar{E}_o \\ \bar{E}_1 \\ \bar{E}_2 \end{Bmatrix} &= \begin{Bmatrix} E_o \\ E_1 \\ E_2 \end{Bmatrix} \sin\left(\frac{\pi x}{a}\right) e^{-jk_{10}z} \quad \hat{y} \\ \begin{Bmatrix} \bar{R}_0 \\ \bar{R}_1 \\ \bar{R}_2 \end{Bmatrix} &= \begin{Bmatrix} R_0 \\ R_1 \\ R_2 \end{Bmatrix} \sin\left(\frac{\pi x}{a}\right) e^{+jk_{10}z} \quad \hat{y} \end{aligned} \quad (2.1)$$

onde k_{10} é a constante de propagação do modo TE_{10} e a é a largura do guia. A cavidade monomodo suporta um único modo propagante que é o modo TE_{10} .

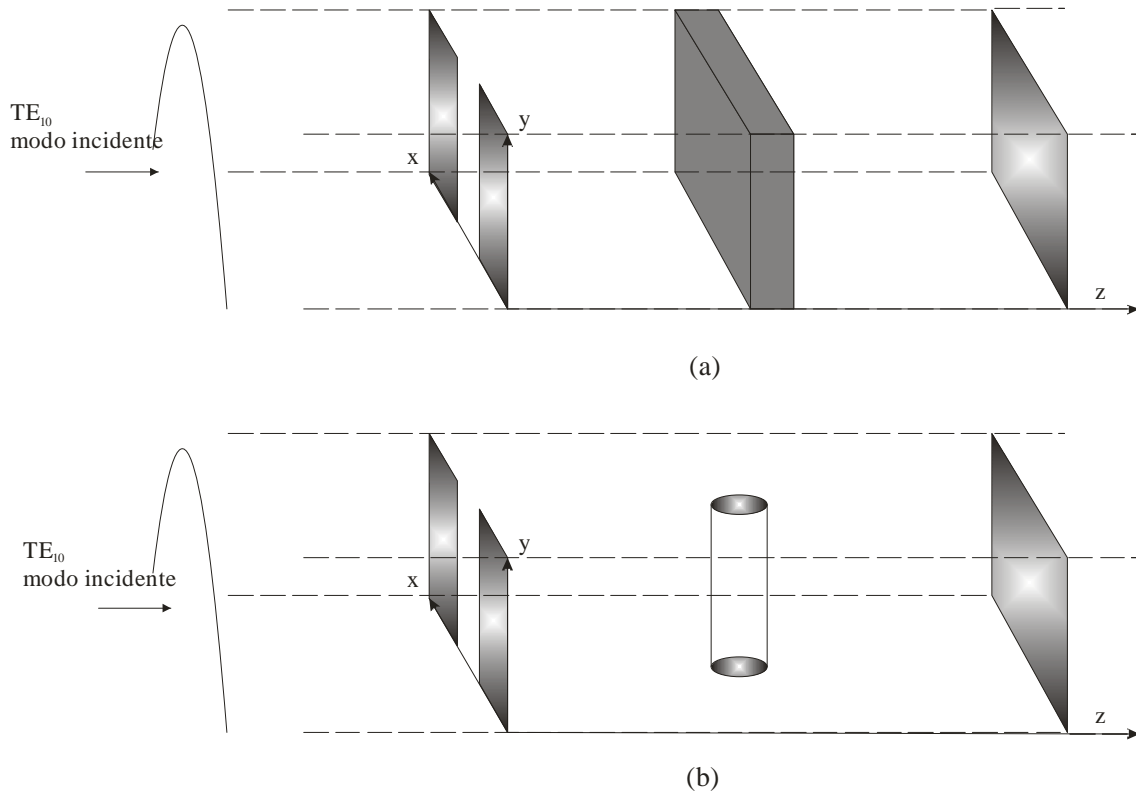


Figura 2.1 – Aplicador monomodo carregado com dielétricos (a) em forma de barra e (b) em forma de cilindro.

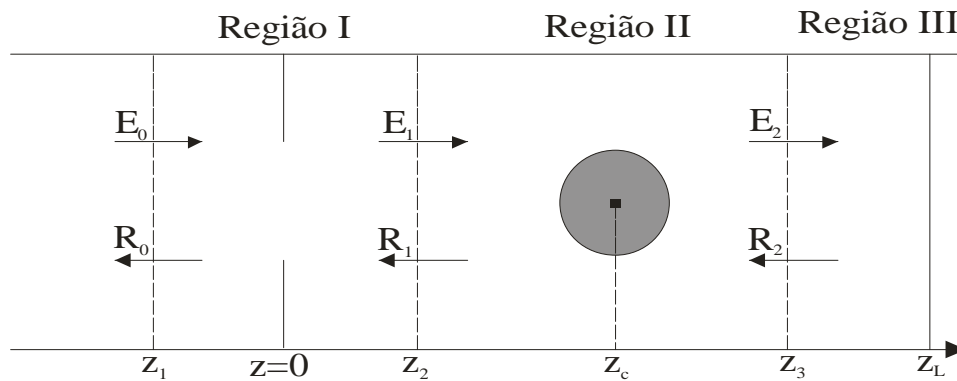


Figura 2.2 – Definição das regiões da cavidade e seus modos propagantes.

O modo E_0 está relacionado à potência fornecida pela fonte (magnetron). Já o modo R_0 contém a energia do campo refletido devido ao descasamento de impedâncias existente entre o aplicador e o sistema de transmissão.

Os modos E_1 , E_2 , R_1 e R_2 são devidos aos fenômenos de reflexão e transmissão existentes dentro da cavidade. A superposição desses modos pode dar origem a elevados valores de campo.

2.1.1 Determinação da Matriz de Espalhamento da Íris

Nota-se através da Figura 2.2 que a região I possui dois modos propagantes que incidem na íris, E_0 e R_1 , e outros dois que são espalhados por ela, R_0 e E_1 . Modelando essa região como um circuito de micro-ondas de duas portas é possível relacionar os modos incidentes e refletidos segundo a matriz de espalhamento abaixo

$$\begin{bmatrix} R_0 \\ E_1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} r_1 & t_1 \\ t_1 & r_1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_0 \\ R_1 \end{bmatrix}, \quad (2.2)$$

onde r_1 e t_1 são respectivamente os coeficientes de reflexão e de transmissão da íris situada em $z=0$ em um guia infinito. Esses coeficientes podem ser computados analiticamente e seus valores podem ser encontrados em diversas referências como Marcuvitz (1951), Collin (1991) e Lewin (1975). No presente trabalho, os valores adotados são aqueles apresentados em Collin (1991) e suas expressões analíticas são apresentadas na Equação 2.3.

A Figura 2.3 ilustra a variação da magnitude e da fase desses coeficientes em função da abertura da íris (o valor de d está normalizado; 0 equivale a íris fechada e 1 totalmente aberta). Nessa figura também é mostrado os valores de r_1 e t_1 obtidos numericamente através do MEF para alguns valores da abertura da íris. Os valores analíticos e numéricos apresentam boa concordância.

$$r_1 = \frac{-jB}{2 + jB}$$

$$B = \frac{\lambda_{10}}{a} \cot^2 \left(\frac{\pi d}{2a} \right) \left[1 + \frac{a\delta_3 - 3\pi}{4\pi} \sin^2 \left(\frac{\pi d}{a} \right) \right]$$

$$\delta_3 = \sqrt{\left(\frac{3\pi}{a} \right)^2 - k_{10}^2}$$

$$t_1 = r_1 + 1 \quad (2.3)$$

2.1.2 Determinação da Matriz de Espalhamento da Carga e Curto

A teoria da matriz de espalhamento usada para modelar a região da íris é também aplicada às regiões II e III. No caso da região II, onde está posicionada a carga, E_1 e R_2 , serão os modos incidentes enquanto R_1 e E_2 serão os modos refletidos pelo dielétrico

$$\begin{bmatrix} R_1 \\ E_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} r_c^l & t_c^r \\ t_c^l & r_c^r \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_1 \\ R_2 \end{bmatrix}. \quad (2.4)$$

Já a região III, constituída por um guia vazio curto-circuitado, a relação entre o modo incidente, E_2 , e o modo refletido, R_2 , é

$$R_2 = -e^{+2jk_{10}z_L} E_2. \quad (2.5)$$

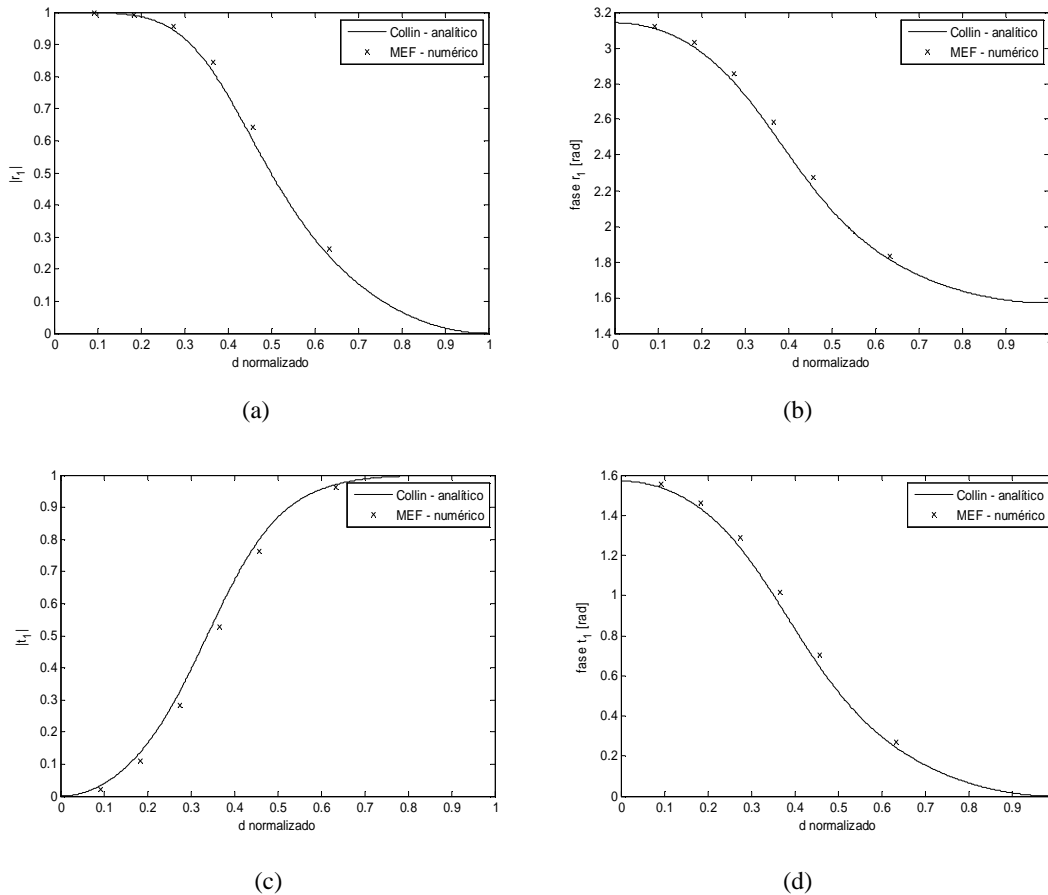


Figura 2.3 – Variação dos coeficientes de espalhamento da íris em função da abertura da íris: (a) magnitude e (b) fase de r_1 , (c) magnitude e (d) fase de t_1 . Comparação dos resultados obtidos com o MEF e analiticamente Equação. (2.3).

Na Equação 2.4, r_c e t_c são respectivamente os coeficientes de reflexão e de transmissão do dielétrico dentro de um guia vazio e infinito considerando um modo incidente TE_{10} de amplitude unitária. Os sobrescritos l e r fazem distinção se o modo incidente está propagando na direção $+\hat{z}$ ou $-\hat{z}$, respectivamente. Essa distinção deve ser feita porque a dependência da permissividade com a temperatura torna o dielétrico um obstáculo não homogêneo e não simétrico (Figura 2.4).

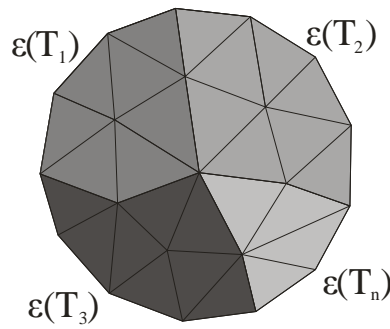


Figura 2.4 – Exemplo da não homogeneidade do dielétrico causada pela não uniformidade da temperatura.

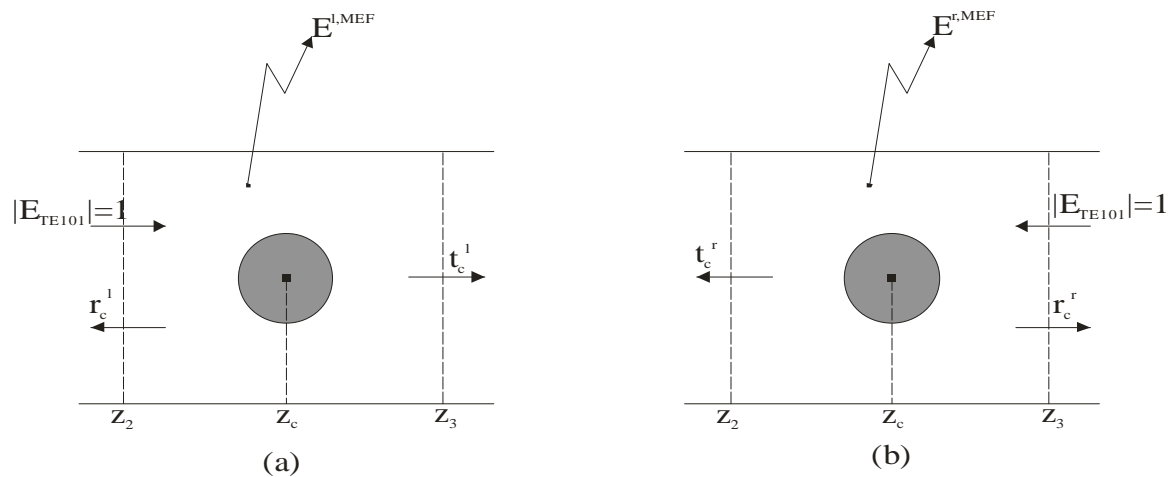


Figura 2.5 – Obtenção dos coeficientes de espalhamento para o dielétrico não homogêneo considerando um modo TE_{10} incidente na direção (a) $+\hat{z}$ e (b) $-\hat{z}$.

Neste trabalho, os coeficientes r_c e t_c são calculados numericamente usando o MEF. A Figura 2.5 mostra a geometria dos problemas numéricos que devem ser resolvidos para encontrar esses coeficientes. No Capítulo 3, será detalhada a formulação utilizada para a solução desses problemas eletromagnéticos.

Nesse ponto, vale ressaltar a independência dos problemas apresentados na Figura 2.5. O cálculo da solução do problema da Figura 2.5 (a) não interfere no cálculo da solução do problema 2.5 (b).

Considerando tal fato, a implementação computacional dos problemas referidos acima pode ser feita em núcleos de processamento distintos em um computador com múltiplos núcleos. Esse esquema de processamento paralelo é realizado neste trabalho e reduz aproximadamente pela metade o tempo de cálculo dos coeficientes r_c e t_c . A solução numérica da Figura 2.5 (a) vai ser aqui nomeada de $E^{l,MEF}$ e a da Figura 2.5 (b) de $E^{r,MEF}$.

Então, voltando ao cálculo da matriz de espalhamento da carga e considerando já computados $E^{l,MEF}$ e $E^{r,MEF}$, os valores de r_c e t_c são extraídos das soluções numéricas através de um pós-processamento no qual as integrais abaixo são avaliadas

$$r_c^l = \frac{2e^{-jk_{10}z_2}}{ab} \iint_{z=z_2} E^{l,MEF}(x, y, z_2) \cdot \hat{e}_{10}(x, y) dx dy - e^{-2jk_{10}z_2}, \quad (2.6a)$$

$$t_c^l = \frac{2e^{+jk_{10}z_3}}{ab} \iint_{z=z_3} E^{l,MEF}(x, y, z_3) \cdot \hat{e}_{10}(x, y) dx dy, \quad (2.6b)$$

$$r_c^r = \frac{2e^{+jk_{10}z_3}}{ab} \iint_{z=z_3} E^{r,MEF}(x, y, z_3) \cdot \hat{e}_{10}(x, y) dx dy - e^{+2jk_{10}z_3}, \quad (2.6c)$$

$$t_c^r = \frac{2e^{-jk_{10}z_2}}{ab} \iint_{z=z_2} E^{r,MEF}(x, y, z_2) \cdot \hat{e}_{10}(x, y) dx dy, \quad (2.6d)$$

onde $\hat{e}_{10}(x, y) = \text{sen}\left(\frac{\pi x}{a}\right) \hat{y}$ e $b=a/2$.

O núcleo das integrais nas Equações 2.6 realiza o produto escalar de $E^{l,MEF}$ ou $E^{r,MEF}$ por \hat{e}_{10} . Essa operação retira a influência dos modos de ordem superior no cálculo dos coeficientes de espalhamento da carga melhorando sua exatidão (aproveitando a propriedade de ortogonalidade da função seno) (Jin, 1993).

2.1.3 Formulação do Método Híbrido

Finalmente, computadas todas as matrizes de espalhamento, as amplitudes complexas R_0 , E_1 e R_2 podem ser calculadas analiticamente. Para tal, basta resolver simultaneamente as Equações 2.2, 2.4 e 2.5 e o resultado é mostrado a seguir

$$R_0 = r_1 E_0 + \frac{t_1^2 \gamma E_0}{1 - r_1 \gamma} \quad (2.7)$$

$$E_1 = \frac{t_1 E_0}{1 - r_1 \gamma} \quad (2.8)$$

$$R_2 = \frac{t_c^l E_1}{\left(\frac{-1}{e^{-j2k_{10}z_L}} - r_c^r \right)} \quad (2.9)$$

onde

$$\gamma = r_c^l + \frac{t_c^r t_c^l}{\left(\frac{-1}{e^{-j2k_{10}z_L}} - r_c^r \right)} \quad (2.10)$$

Observa-se que as amplitudes mostradas nas Equações de (2.8) a (2.9) são funções apenas dos elementos das matrizes de espalhamento já calculados e dos valores de z_L e d .

Os valores do tamanho da cavidade e da abertura da íris são selecionados dentro de uma faixa de valores factíveis com a finalidade de obter um mínimo valor para a magnitude do modo R_0 . Essa prática será detalhada na próxima seção e é chamada de sintonia da cavidade.

Então, uma vez selecionados z_L e d os valores complexos E_1 e R_2 podem ser determinados e a distribuição real de campo elétrico na região II do aplicador, $z_2 \leq z \leq z_3$, pode ser facilmente obtida.

Para tal, basta utilizar o princípio da superposição multiplicando a solução numérica $E^{l,MEF}$ por E_1 e a solução $E^{r,MEF}$ por R_2 e adicionar os resultados. Vale ressaltar que o princípio da superposição só pode ser aplicado se o meio for linear.

2.1.4 Limitação do Método Híbrido

Além dos modos propagantes descritos anteriormente, os modos evanescentes excitados pela íris e pela carga também estão presentes dentro da cavidade. Esses modos são importantes dentro da formulação do método híbrido, pois impõem ao método uma simplificação. No método híbrido, não é permitido que exista interação entre os modos evanescentes excitados pela íris na carga e aqueles excitados pela carga na íris (caráter assintótico). Isso porque nos planos definidos na formulação do método somente os modos propagantes são incluídos.

Já que não pode haver a interação dos modos evanescentes com a carga ou a íris é importante determinar a dimensão da região de influência de tais modos. Uma estimativa do alcance desses modos foi feita de maneira bastante conservadora em Oliveira (2007). Para um sistema WR-340 trabalhando a 2.45 GHz, o método apresentado naquele trabalho estima um alcance de 5.7 cm ou $0.33\lambda_{10}$ para os modos TE_{20} ou TE_{01} (λ_{10} é o comprimento de onda guiado do modo TE_{10}).

Porém, para Marcuvitz (1951) a distância do decaimento para os modos evanescentes pode ser calculada segundo a expressão abaixo

$$z_{MAX_{mn}} = \frac{1}{\alpha_{mn}} \quad (2.11)$$

onde $z_{MAX_{mn}}$ é a distância necessária ao evanescimento de um modo e α_{mn} é a parte imaginária da constante de propagação do modo mn. A Tabela 2.1 mostra valores de $z_{MAX_{mn}}$ para vários modos evanescentes para um guia WR-340/2.45 GHz.

Os modos de maior alcance são os modos TE_{20} e o TE_{01} que possuem os menores valores de α_{mn} . A Tabela 2.2 mostra os valores de $z_{MAX_{20}}$ e $z_{MAX_{01}}$ calculados para diferentes guias para a frequência de 2.45 GHz.

Então, pelos resultados das tabelas anteriores pode-se concluir que o método híbrido não pode ser aplicado para cavidades TE_{101} em sistemas WR-430/2.45 GHz. Para o modo TE_{101} a carga costuma ser posicionada em $z_c = \lambda_{10}/4$.

A metodologia de cálculo do alcance dos modos evanescentes proposta por Marcuvitz foi corretamente verificada em diversos resultados como os apresentados em Oliveira (2007, 2008 e 2010).

Modo	m	n	α_{mn} [Np/m]	$z_{MAX_{mn}}$ [cm]
TE	1	0	0 (propagante)	-
TE	2	0	51.5	1.9
TE	0	1	51.5	1.9
TE, TM	1	1	63.0	1.5
TE, TM	2	1	89.1	1.1

Tabela 2.1 – Cálculo do alcance de alguns modos evanescentes para um sistema WR-340/2.45 GHz.

Guia	$z_{MAX_{mn}}$
WR-430	4.0cm ou $0.27\lambda_{10}$
WR-340	1.9cm ou $0.11\lambda_{10}$
WR-284	1.4cm ou $0.06\lambda_{10}$

Tabela 2.2 – Cálculo do alcance dos modos evanescentes para diferentes guias (2.45 GHz).

2.2 Sintonia da Cavidade Monomodo

Para sistemas com alto fator de qualidade, como a cavidade monomodo, é fundamental projetar com exatidão seus parâmetros de funcionamento para que o casamento entre as impedâncias das diversas partes do dispositivo seja bem realizado.

A cavidade pode ser sintonizada através do posicionamento do curto exclusivamente (Alliouta, 1990 e Asmussen, 1987) ou ajustando conjuntamente a abertura da íris (Metaxas, 1978 e 1990, Fliflet, 1996).

Na prática, a construção desses dispositivos com partes mecânicas móveis é uma tarefa difícil. Além disso, um mecanismo de controle preciso deve garantir o movimento do curto e das paredes que formam a íris de forma a variar suas impedâncias com precisão milimétrica (Metaxas, 1998).

Outra dificuldade encontrada no processo de sintonia é devido mais uma vez ao caráter ressonante do aplicador. Os valores de z_L e d devem ser selecionados de forma precisa. Metaxas (1998) mostra que para uma cavidade típica, operando no modo TE_{101} a 2.45 GHz e com um fator de qualidade de 300, uma variação de apenas 0,46 mm na posição do curto é suficiente para desintonizar o sistema diminuindo o acoplamento de potência pela metade.

Resultados semelhantes foram obtidos por Oliveira (2007). Variações na faixa de 0,66 mm a 0,03 mm para o posicionamento do curto e de 2,70 mm a 0,45 mm para a abertura da íris (dependendo do fator de qualidade da cavidade) são suficientes para que haja uma diminuição de 70% na intensidade do campo dentro do aplicador.

O cálculo das condições ótimas de funcionamento da cavidade é feito de uma maneira direta na metodologia aqui descrita. Como foi mencionado na seção anterior, A cada vez que o problema eletromagnético é resolvido avalia-se a magnitude do modo R_0 para vários valores de z_L e d e selecionam-se aqueles que minimiza $|R_0|$.

2.3 Problema Térmico

O problema térmico resolvido neste trabalho descreve a transferência de calor no dielétrico que é irradiado pelas micro-ondas. A distribuição de temperatura é governada pela seguinte equação diferencial parcial

$$\nabla \cdot (\kappa \nabla T) + \frac{1}{2} \omega \epsilon_0 \epsilon_r'' |E|^2 = \rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} \quad (2.12)$$

onde ρ é a densidade do material, c_p é o calor específico, κ é a condutividade térmica, ω é a frequência angular do campo elétrico e T é a temperatura. O segundo termo do lado esquerdo da equação acima é a fonte interna de calor do problema térmico e provém da solução do problema eletromagnético.

A troca de calor por convecção entre a superfície externa do dielétrico e o ar é levada em conta pela seguinte condição de contorno

$$-k(\nabla T) \cdot \hat{n} = h(T - T_\infty) \quad (2.13)$$

onde h é o coeficiente de transferência de calor por convecção, T_∞ é a temperatura ambiente e \hat{n} é o vetor normal à superfície externa do material direcionado para fora do material.

Como a temperatura das cargas nos aplicadores monomodo é elevada, da ordem de 1000°C a 2000°C (Goodson, 1997 e Fliflet, 1996), existe outro mecanismo de perda de calor na sua superfície externa que é relevante. Ela se trata da radiação térmica.

Goodson (1997) analisa em seu trabalho a importância da modelagem da perda por radiação em processos de aquecimento por micro-ondas na cavidade monomodo. Nesse

trabalho, ele mostra que para baixas temperaturas a referida perda é desprezível e para temperaturas elevadas ela é o principal mecanismo de perda de calor pela carga. Esse comportamento se deve a dependência com a potência quarta da temperatura da perda por radiação.

A equação que modela a transferência de calor por radiação térmica é a seguinte

$$-k(\nabla T) \cdot \hat{n} = \xi \zeta (T^4 - T_\infty^4) \quad (2.14)$$

ou

$$-k(\nabla T) \cdot \hat{n} = h_r (T - T_\infty) \quad (2.15)$$

onde

$$h_r = \xi \zeta (T^2 + T_\infty^2)(T + T_\infty) \quad (2.16)$$

onde ξ é a emissividade do material, ζ é a constante de Stefan-Boltzmann que vale $\zeta = 5,67 \cdot 10^{-8} \text{W/m}^2 \text{K}^4$ e h_r é o coeficiente de transferência de calor por radiação.

A definição de h_r como feita nas Equações (2.15) e (2.16) define uma linearização da Expressão 2.14 em torno da temperatura na qual se encontra a superfície externa do dielétrico para um dado instante. Bastando para isso substituir a variável T na Equação 2.16 pela temperatura na superfície externa do dielétrico já calculada.

O problema descrito pelas Equações 2.12 e 2.13 é resolvido usando o MEF conforme será descrito no Capítulo 3.

2.4 Fluxograma de Solução do Problema

Fechando esse capítulo, um fluxograma de toda a metodologia é apresentado na Figura 2.6. O primeiro passo da metodologia consiste em construir a geometria e malhar os três problemas a serem resolvidos numericamente que são os da Figura 2.5 (a) e (b) e o domínio do dielétrico onde o problema térmico vai ser solucionado, Figura 3.3.

Construídas as três malhas que serão usadas na simulação, o método híbrido é aplicado. Ele fornece a distribuição de campo e a densidade de potência eletromagnética que será convertida em energia térmica no dielétrico. Com isso, o problema térmico é resolvido para alguns intervalos de tempo até o momento em que uma variação na permissividade altere o campo eletromagnético. A detecção do momento de recalcular o campo elétrico é feita pelo critério de decisão proposto nesta tese e descrito no Capítulo 4.

Antes de recalculer o problema eletromagnético os valores da permissividade para todos os elementos são corrigidos. Este processo continua até que o tempo final da simulação é atingido.

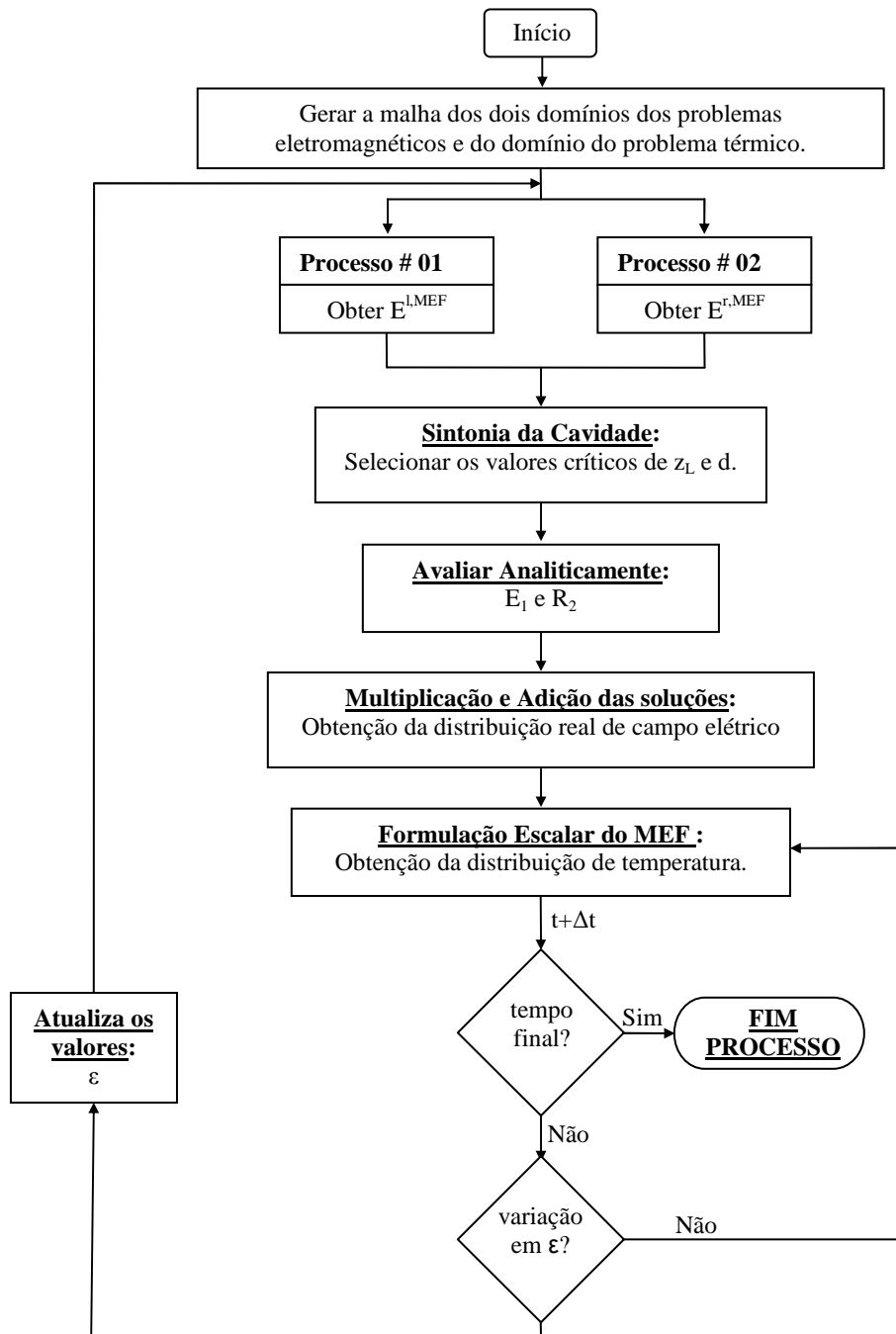


Figura 2.6 – Fluxograma da metodologia apresentada.

Capítulo 3

Modelagem Numérica com o Método dos Elementos Finitos

Neste capítulo, o MEF é aplicado na discretização dos problemas eletromagnéticos encontrados no método híbrido e na discretização do problema térmico do material a ser aquecido na cavidade monomodo.

Nos problemas eletromagnéticos, a formulação vetorial é usada no domínio da frequência com elementos de aresta de primeira ordem (Jin, 1993 e Ise, 1991), Seção 3.1. No problema térmico, Seção 3.2, é utilizada a formulação escalar no domínio do tempo com elementos nodais de primeira ordem (Lewis, 1996). No domínio do tempo, a discretização espacial do problema térmico resulta em um sistema de equações diferenciais ordinárias de primeira ordem. Esse sistema é resolvido com a discretização temporal feita com o método de Crank-Nicolson.

3.1 Problema Eletromagnético

A aplicação do método híbrido apresentado no capítulo anterior requer a solução numérica de dois problemas eletromagnéticos. Ambos tratam do espalhamento de um objeto dielétrico, dentro de um guia de onda retangular e infinito, com um campo de excitação na forma do modo TE_{10} (Figura 3.1 (a) e Figura 3.1 (b)).

As seções a seguir apresentam a formulação do MEF aplicada aos referidos problemas numéricos.

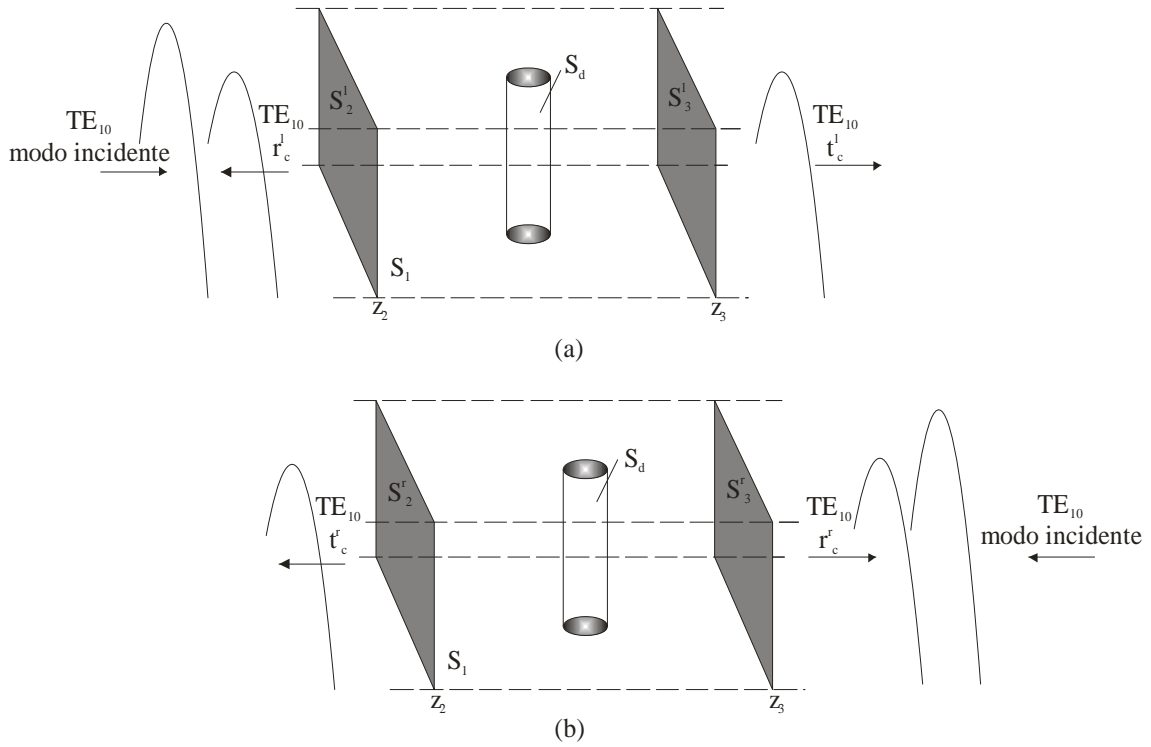


Figura 3.1 – Descrição dos problemas numéricos resolvidos pelo MEF: (a) modo TE_{10} incidente propagando em $+\hat{z}$, (b) e propagando em $-\hat{z}$.

3.1.1 Forma Forte

A Figura 3.1 (a) e Figura 3.1 (b) mostram um guia de onda sendo alimentado por um modo TE_{10} de amplitude unitária propagando na direção $+\hat{z}$ e na direção $-\hat{z}$, respectivamente.

A equação diferencial parcial que governa a distribuição de campo elétrico no interior do guia carregado com o dielétrico é a equação de Helmholtz vetorial (Harrington,1961)

$$\nabla \times \nabla \times \bar{E} - k_o^2 \epsilon_r \bar{E} = 0, \tag{3.1}$$

onde $k_o^2 = \omega^2 \epsilon_o \mu_o$ é a constante de propagação no espaço livre e ϵ_r é a permissividade efetiva relativa. É assumido que a carga não possui propriedades magnéticas, $\mu_r=1$.

A maior parte dos modelos numéricos associados a problemas de aquecimento por micro-ondas assumem as paredes metálicas do guia, aqui denominadas de S_1 , como condutoras elétricas perfeitas. Nessas situações, a condição de contorno de Dirichlet homogênea deve ser imposta

$$\hat{n} \times \bar{E} = 0, \tag{3.2}$$

sendo \hat{n} é o vetor unitário normal que aponta para fora do guia. Essa suposição é válida quando as perdas dos condutores em S_1 são consideradas baixas.

Ehlers (2000) mostra que para cavidades feitas de materiais como aço, alumínio, cobre e cádmio com condutividades variando de 1,02 MS/m a 34,3 MS/m as perdas nas paredes condutoras não são relevantes. Já para materiais como uma liga de níquel e cromo com condutividade de 9,26 kS/m as perdas devem ser inseridas no modelo.

Nos casos em que as perdas ôhmicas das paredes da cavidade devem ser levadas em conta a condição de contorno de impedância superficial (SIBC) mostrada a seguir deve ser imposta

$$\hat{n} \times (\nabla \times \bar{E}) = -j\omega\mu(j-1)\sqrt{\frac{\sigma}{2\omega\mu}}(\hat{n} \times \bar{E}) \quad (3.3)$$

Já na fronteira ar dielétrico, S_d , a descontinuidade apresentada em ϵ_r introduz a seguinte condição de interface

$$\hat{n}_d \times (\nabla \times \bar{E}^-) = \hat{n}_d \times (\nabla \times \bar{E}^+), \quad (3.4)$$

onde \hat{n}_d é o vetor unitário normal à S_d . Os sobrescritos (+) e (-) indicam valores de campo tomados dentro e fora do obstáculo, respectivamente.

Como o domínio de solução do MEF deve ser limitado, o guia é truncado através de duas superfícies, S_2^i e S_3^i , mostradas na Figura 3.1, onde $i=1$ ou r . Nesse sentido, o domínio de solução é a união do domínio do dielétrico com a região preenchida pelo ar no guia, $\Omega = \Omega_{ar} \cup \Omega_d$, limitado pela superfície $S = S_1 \cup S_2^i \cup S_3^i$.

As superfícies S_2^i e S_3^i são modeladas através de condições de contorno que refletem a física do problema. Assim, as superfícies S_2^r e S_3^l devem ser transparentes para as ondas nelas incidentes. Por outro lado, S_2^l e S_3^r devem tanto permitir a entrada da onda de excitação quanto serem transparentes para as ondas refletidas pelo obstáculo. A expressão matemática genérica para as condições de contorno impostas nessas superfícies é dada abaixo:

$$\hat{n} \times (\nabla \times \bar{E}) + \delta \hat{n} \times (\hat{n} \times \bar{E}) = \chi. \quad (3.5)$$

Essa é uma condição de contorno do terceiro tipo onde δ e χ são parâmetros específicos para cada superfície e problema. Esses parâmetros são deduzidos na Seção 3.1.3.

3.1.2 Forma Fraca

O primeiro passo na obtenção da forma fraca é realizar a integração, sobre o domínio Ω , do resíduo da Equação 3.1 ponderado por uma função de teste \bar{v}

$$\int_{\Omega} \bar{v} \cdot (\nabla \times \nabla \times \bar{E} - k_o^2 \epsilon_r \bar{E}) d\Omega = 0, \quad (3.6)$$

de modo que \bar{v} deve ser tal que $\hat{n} \times \bar{v} = 0$ sobre S_1 se a condição de contorno da Equação 3.2 é utilizada.

Fazendo a integração por partes da Equação 3.6, tem-se

$$\begin{aligned} \int_{\Omega} [(\nabla \times \bar{v}) \cdot (\nabla \times \bar{E}) - k_o^2 \epsilon_r \bar{v} \cdot \bar{E}] d\Omega + \int_{S_1} \bar{v} \cdot [\hat{n} \times (\nabla \times \bar{E})] dS_1 + \int_{S_2^i, S_3^i} \bar{v} \cdot [\chi - \delta \hat{n} \times (\hat{n} \times \bar{E})] dS + \\ \int_{S_d} \bar{v} \times (\nabla \times \bar{E}^- - \nabla \times \bar{E}^+) \cdot \hat{n}_d dS_d = 0. \end{aligned} \quad (3.7)$$

A primeira integral de superfície sobre S_1 é nula quando a condição de contorno de Dirichlet homogênea é imposta, pois \bar{v} tem as componentes tangenciais nulas sobre essa superfície. A terceira integral de superfície também é nula pela imposição da condição de interface.

Portanto, determinar o campo vetorial \bar{E} requer resolver a seguinte forma fraca

$$\begin{aligned} \int_{\Omega} ((\nabla \times \bar{v}) \cdot (\nabla \times \bar{E}) - k_o^2 \epsilon_r \bar{v} \cdot \bar{E}) d\Omega - j\omega\mu(j-1) \sqrt{\frac{\sigma}{2\omega\mu}} \int_{S_1} \bar{v} \cdot (\bar{n} \times \bar{E}) dS_1 = \\ = - \int_{S_2^i, S_3^i} \bar{v} \cdot (\chi - \delta \hat{n} \times (\hat{n} \times \bar{E})) dS \end{aligned} \quad (3.8)$$

Se $i=l$ o problema resolvido será o da Figura 3.1 (a) e se $i=r$ será o da Figura 3.1 (b). Lembrando que para o caso da não inclusão das perdas nas paredes da cavidade a integral sobre S_1 é nula.

3.1.3 Dedução dos parâmetros da condição de contorno do 3º tipo

Os valores das constantes χ e δ são dependentes da superfície e do problema onde é aplicada a condição de contorno do terceiro tipo (Jin, 1993). Nesta seção, as referidas constantes são deduzidas para as superfícies S_2^i e S_3^i da Figura 3.1.

As superfícies S_2^i e S_3^i são posicionadas a uma distância do obstáculo tal que a influência dos modos evanescentes, excitados pelo obstáculo, possa ser desprezada. Assim, as superfícies podem ser projetadas para absorver somente o modo TE_{10} .

Vale relembrar que para os problemas eletromagnéticos analisados, as dimensões do guia de onda são consideradas tais que somente o modo TE_{10} propaga na frequência de trabalho.

Iniciando a dedução dos parâmetros χ e δ com o problema da Figura 3.1 (a). Na superfície S_2^l existem dois modos TE₁₀. Um deles é o incidente produzido pela excitação e o outro é o refletido pelo obstáculo. Esses modos são dados pelas expressões abaixo.

$$\bar{E}^{l,MEF}(x, y, z = z_2) = \bar{E}_{inc}^l + \bar{E}_{refl}^l = \left[\text{sen}\left(\frac{\pi x}{a}\right) e^{-jk_{10}z} + r_c^l \text{sen}\left(\frac{\pi x}{a}\right) e^{+jk_{10}z} \right] \hat{y}. \quad (3.9)$$

Na superfície S_3^l , existe apenas o modo TE₁₀ transmitido pelo obstáculo devido à incidência de \bar{E}_{inc}^l . Esse modo é dado por

$$\bar{E}^{l,MEF}(x, y, z = z_3) = \bar{E}_{trans}^l = t_c^l \text{sen}\left(\frac{\pi x}{a}\right) e^{-jk_{10}z} \hat{y}. \quad (3.10)$$

Aplicando a Equação 3.5 em S_2^l com os campos da Equação 3.9 tem-se

$$-\hat{z} \times (\nabla \times \bar{E}^{l,MEF}) = -jk_{10}(\bar{E}_{inc}^l - \bar{E}_{refl}^l) = +jk_{10}(\bar{E}^{l,MEF} - 2\bar{E}_{inc}^l) \quad (3.11)$$

o que fornece $\delta_{S_2^l} = jk_{10}$ e $\chi_{S_2^l} = -2jk_{10}\bar{E}_{inc}^l$.

De maneira semelhante em S_3^l , porém, considerando o campo da Equação 3.10, obtém-se

$$\hat{n} \times (\nabla \times \bar{E}^{l,MEF}) = \hat{z} \times (\nabla \times \bar{E}^{l,MEF}) = jk_{10}\bar{E}^{l,MEF}, \quad (3.12)$$

o que fornece $\delta_{S_3^l} = jk_{10}$ e $\chi_{S_3^l} = 0$.

Substituindo as Equações 3.11 e 3.12 na Equação 3.8, chega-se à equação abaixo

$$\begin{aligned} \int_{\Omega} \left((\nabla \times \bar{v}) \cdot (\nabla \times \bar{E}) - k_0^2 \epsilon_r \bar{v} \cdot \bar{E} \right) d\Omega + jk_{10} \int_{S_2^l} \bar{v} \cdot \bar{E} dS_2^l + jk_{10} \int_{S_3^l} \bar{v} \cdot \bar{E} dS_3^l - \\ - j\omega\mu(j-1) \sqrt{\frac{\sigma}{2\omega\mu}} \int_{S_1} \bar{v} \cdot (\bar{n} \times \bar{E}) dS_1 = 2jk_{10} \int_{S_2^l} \bar{v} \cdot \bar{E}_{inc}^l dS_2^l. \end{aligned} \quad (3.13)$$

O procedimento de obtenção dos parâmetros das condições de contorno, para o problema da Figura 3.1 (b), é semelhante, porém, as expressões para o campo elétrico nas superfícies S_2^r e S_3^r são, respectivamente:

$$\bar{E}^{r,MEF}(x, y, z = z_2) = \bar{E}_{trans}^r = t_c^r \text{sen}\left(\frac{\pi x}{a}\right) e^{+jk_{10}z} \hat{y}. \quad (3.14)$$

$$\bar{E}^{r,MEF}(x, y, z = z_3) = \bar{E}_{inc}^r + \bar{E}_{refl}^r = \left[\text{sen}\left(\frac{\pi x}{a}\right) e^{+jk_{10}z} + r_c^r \text{sen}\left(\frac{\pi x}{a}\right) e^{-jk_{10}z} \right] \hat{y}. \quad (3.15)$$

Agora, seguindo os passos mostrados na Equação 3.11 e na Equação 3.12 obtêm-se os valores de $\delta_{S_2^r} = jk_{10}$ e $\chi_{S_2^r} = 0$ para S_2^r e $\delta_{S_3^r} = jk_{10}$ e $\chi_{S_3^r} = -2jk_{10}\bar{E}_{inc}^r$ para S_3^r .

Substituindo esses parâmetros na Equação 3.8 tem-se

$$\begin{aligned} & \int_{\Omega} \left((\nabla \times \bar{v}) \cdot (\nabla \times \bar{E}) - k_0^2 \epsilon_r \bar{v} \cdot \bar{E} \right) d\Omega + jk_{10} \int_{S_2^r} \bar{v} \cdot \bar{E} dS_2^r + jk_{10} \int_{S_3^r} \bar{v} \cdot \bar{E} dS_3^r - \\ & - j\omega\mu(j-1) \sqrt{\frac{\sigma}{2\omega\mu}} \int_{S_1} \bar{v} \cdot (\bar{n} \times \bar{E}) dS_1 = 2jk_{10} \int_{S_3^r} \bar{v} \cdot \bar{E}_{inc}^r dS_3^r \end{aligned} \quad (3.16)$$

3.1.4 Discretização Espacial

O MEF implementado neste trabalho utiliza funções de forma de primeira ordem definidas na aresta para interpolar o campo elétrico numa malha de tetraedros. A discretização da Equação 3.13 e da Equação 3.16 resulta em um somatório de integrais realizadas nos elementos tetraédricos da seguinte forma:

$$\begin{aligned} k_{ij}^e = & \int_{\Omega^e} (\nabla \times \bar{N}_i^e) \cdot (\nabla \times \bar{N}_j^e) d\Omega^e - k_0^2 \epsilon_r \int_{\Omega^e} \bar{N}_i^e \cdot \bar{N}_j^e d\Omega^e + jk_{10} \int_{S_2^e, S_3^e} \bar{N}_i^e \cdot \bar{N}_j^e dS_{2,3}^e - \\ & - j\omega\mu(j-1) \sqrt{\frac{\sigma}{2\omega\mu}} \int_{S_1} \bar{N}_i^e \cdot (\bar{n} \times \bar{N}_j^e) dS_1, \end{aligned} \quad (3.17)$$

onde o vetor fonte para a Equação 3.13 é

$$f_i^e = +2jk_{10} \int_{S_2^e} \bar{N}_i^e \cdot \bar{E}_{inc}^l dS_2^e, \quad (3.18)$$

e para a Equação 3.16 é

$$f_i^e = +2jk_{10} \int_{S_3^e} \bar{N}_i^e \cdot \bar{E}_{inc}^r dS_3^e, \quad (3.19)$$

resultando no sistema matricial:

$$Kx = F, \quad (3.20)$$

onde Ω_e e S_i^e representam, respectivamente, o domínio de cada tetraedro e a área de alguma face do tetraedro coincidente com a superfície de contorno S_i . A função de base associada à aresta i é representada por \bar{N}_i^e e tem domínio em Ω^e . Os coeficientes k_{ij}^e e f_i^e são contribuições de cada aresta à matriz rigidez, K , e ao vetor força, F . O vetor x é o vetor de incógnitas, circulação do campo elétrico nas arestas da malha.

3.1.5 MEF Aplicado diretamente na Cavidade Monomodo

Estender a metodologia apresentada anteriormente para solucionar o problema eletromagnético da cavidade monomodo, sem as simplificações do método híbrido (Figura 3.2) requer pequenas alterações na forma fraca.

Tomando como comparação o problema da Figura 3.1 (a), a superfície S_3^l desse problema de espalhamento passa a fazer parte da superfície S_1 do problema completo da cavidade já que essa superfície representa o curto. E da mesma forma, as placas condutoras que formam a íris passam também a pertencer a S_1 .

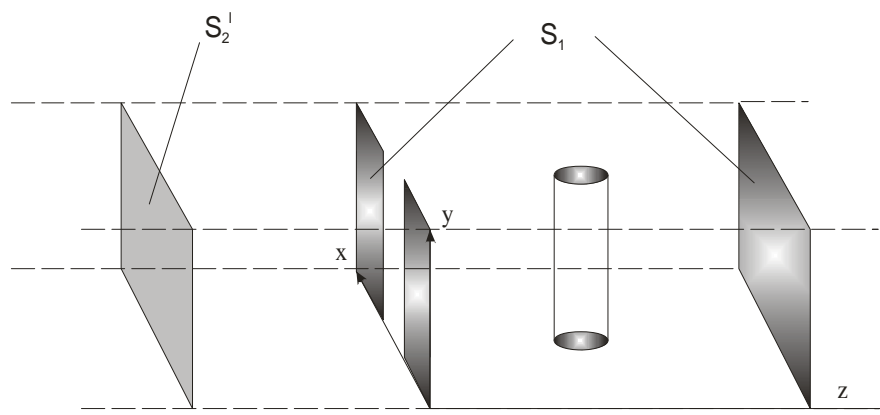


Figura 3.2 – Modelo da cavidade monomodo completa resolvido com o MEF.

As expressões da Equação 3.17 oriundas da discretização espacial permanecem com uma única alteração que é a eliminação das integrais de superfície correspondentes à superfície S_3 .

Contudo, essas modificações implicam no aumento da dimensão e no número de condição da matriz do MEF devido à presença da íris, o aumento do domínio computacional e o problema se tornar mais ressonante. Todas essas implicações tornam o processo de inversão dessa matriz uma tarefa muito difícil.

3.2 Problema Térmico

O problema térmico modelado nesta seção é o aquecimento do dielétrico dentro da cavidade monomodo. A solução desse problema é feita utilizando a formulação escalar do MEF no domínio do tempo (Lewis, 1996).

3.2.1 Forma Forte

O domínio de solução do problema térmico, $\Omega_d \subset R^3$, é o interior do material a ser processado na cavidade. Na Figura 3.3, são apresentadas algumas geometrias típicas dos dielétricos aquecidos na cavidade.

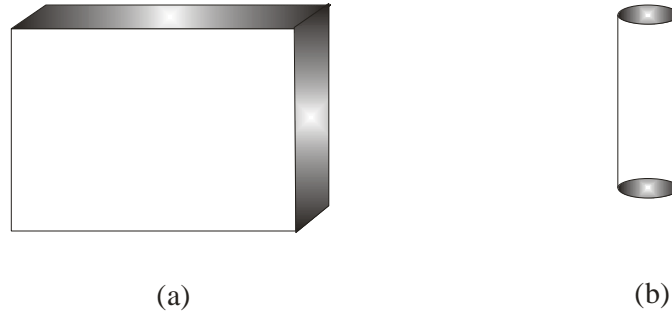


Figura 3.3 – Geometria do dielétrico que é aquecido na cavidade monomodo, (a) barra e (b) cilindro.

A forma forte do problema térmico já foi apresentada no capítulo anterior. A equação diferencial que rege o problema é a Equação 2.12 e as condições de contorno impostas em S_d são dadas pelas Equações 2.13 e 2.15.

3.2.2 Forma Fraca

A obtenção da forma fraca segue o mesmo procedimento do problema eletromagnético. Porém, a função de teste é escalar, v .

$$\int_{\Omega_d} v \left(\rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} - \nabla \cdot (k \nabla T) - q \right) d\Omega_d = 0. \quad (3.21)$$

onde $q = \frac{1}{2} \omega \epsilon_0 \epsilon_r''(T) |\bar{E}|^2$.

Fazendo a integração por partes e substituindo a expressão da condição de contorno sobre S_d obtém-se a seguinte forma fraca

$$\int_{\Omega_d} \left(\rho c_p v \frac{\partial T}{\partial t} + k \nabla v \cdot \nabla T \right) d\Omega_d + \int_{S_d} v h (T - T_\infty) dS_d + \int_{S_d} v h_r (T - T_\infty) dS_d = \int_{\Omega_d} v q d\Omega_d. \quad (3.22)$$

O termo fonte do problema térmico, q , provém do campo elétrico da micro-onda, que é solução do problema eletromagnético. Nas simulações apresentadas nesse trabalho, serão consideradas as variações nas propriedades elétricas do material que, em geral, são funções da temperatura. Por isso, o termo fonte varia durante toda a simulação.

3.2.3 Discretização Espacial

O MEF implementado para o problema térmico utiliza funções de forma nodais de primeira ordem para interpolar a temperatura numa malha de tetraedros. A discretização da Equação 3.21 resulta em um somatório de integrais realizadas dentro dos elementos tetraédricos da seguinte forma

$$m_{ij}^e = \rho c_p \int_{\Omega^e} N_i^e N_j^e d\Omega^e, \quad (3.23-a)$$

$$k_{ij}^e = \kappa \int_{\Omega^e} \nabla N_i^e \cdot \nabla N_j^e d\Omega^e + h \int_{S_d^e} N_i^e N_j^e dS_d^e + h_r \int_{S_d^e} N_i^e N_j^e dS_d^e, \quad (3.23-b)$$

$$f_i^e = \int_{\Omega^e} N_i^e q d\Omega^e + h \int_{S_d^e} N_i^e T_\infty dS_d^e + h_r \int_{S_d^e} N_i^e T_\infty dS_d^e, \quad (3.23-c)$$

resultando em um sistema de equações diferenciais ordinárias que pode ser representado pelo sistema matricial a seguir

$$M \frac{dg}{dt} + K g = F, \quad (3.24)$$

onde N_i^e é a função de base associada ao nó i com domínio em Ω^e . Os coeficientes m_{ij}^e , k_{ij}^e e f_i^e são as contribuições de cada nó à matriz massa, M , à matriz rigidez, K , e ao vetor força, F , respectivamente. O vetor g é o vetor de incógnitas, temperatura em cada instante, do MEF.

Finalizando essa seção, um detalhe deve ser atentado na Equação (3.23-b). Como foi mostrado na Equação 2.16, a definição do coeficiente h_r da maneira como foi feita retira a não linearidade da condição de contorno. Contudo, para avaliar o coeficiente h_r é necessário conhecer o valor atual da temperatura na fronteira S_d . Porém, essa prática gera custo computacional se a cada vez que a temperatura muda no dielétrico (ou a cada Δt) fosse necessária recalcular a matriz K . Por isso, a avaliação de h_r é feita no momento da montagem das matrizes do problema térmico e esse valor é mantido constante dentro do loop de cálculo da solução da distribuição de temperatura.

3.2.4 Discretização Temporal

O problema térmico analisado nesse capítulo é um problema no domínio do tempo. Para este trabalho é interessante analisar o regime transitório da distribuição de temperatura.

O sistema de equações diferenciais do MEF da Equação 3.24 é resolvido num intervalo de tempo, $0 \leq t \leq t_{\max}$, e para tanto, é usado um método de discretização temporal.

O método de discretização utilizado aqui é o de Crank-Nicolson (Reddy, 1993). A evolução no tempo e a avaliação da derivada do vetor g são feitas da seguinte forma nesse método

$$\begin{aligned}g_{n+1} &= g_n + \Delta t \dot{g}_{n+\theta}, \\ \dot{g}_{n+\theta} &= (1-\theta)\dot{g}_n + \theta\dot{g}_{n+1},\end{aligned}\tag{3.25}$$

onde $\theta=0.5$, devido ao método de discretização escolhido, g_n é o vetor de incógnitas no tempo $n\Delta t$ e \dot{g}_n é a derivada desse vetor avaliada no tempo $n\Delta t$.

Finalmente, vale ressaltar que o método de Crank-Nicolson é convergente, estável e é $O(\Delta t^2)$ (Reddy, 1993).

E dando encerramento à metodologia deste trabalho, no próximo capítulo uma formulação para o critério de decisão do problema acoplado da cavidade monomodo, descrita no capítulo introdutório, é desenvolvida.

Capítulo 4

Análise de Sensibilidade Aplicada como Ferramenta na Obtenção do Critério de Decisão

Neste capítulo, técnicas de análise de sensibilidade comumente descritas na literatura como, o método da diferenciação direta e do problema adjunto, são usadas para avaliar como a distribuição de campo eletromagnético no aplicador monomodo varia em função das propriedades dielétricas da carga.

Essa análise servirá como ferramenta para a proposição de um esquema no qual se poderá prever de forma sistemática o momento de se recalculer o campo eletromagnético no problema acoplado. Essa metodologia é facilmente aplicada com o método híbrido apresentado no Capítulo 2.

Este capítulo está dividido em três seções. A primeira descreve o método da diferenciação direta, a segunda o método do problema adjunto e a terceira trata de uma maneira computacionalmente eficiente, o método do problema adjunto, quando esse é aplicado em dispositivos de micro-ondas multiportas.

4.1 Método da Diferenciação Direta

Suponha que a discretização do problema eletromagnético completo da cavidade monomodo, sem a utilização do método híbrido, gere o sistema de equações lineares abaixo e que o vetor \bar{x} seja conhecido.

$$K \bar{x} = F \tag{4.1}$$

Através do método direto, tenta-se achar a variação que sofre o campo elétrico, representado pelo vetor x , no aplicador com relação à variação da permissividade complexa do dielétrico quando a temperatura da carga muda.

Para tal, uma possível solução deste problema é derivar o sistema de equações (4.1) com relação à parte real e à parte imaginária da permissividade do dielétrico. É o que o método de diferenciação direta faz.

Para facilitar o desenvolvimento da formulação do método direto, é interessante decompor a matriz K em duas matrizes: uma que não é função da permissividade (K_1) e a outra que é função da permissividade ($K_2(\varepsilon)$). Para o MEF no domínio da frequência, a contribuição parcial de um elemento tetraédrico à matriz global K vai ser dada da seguinte forma conforme a notação definida no capítulo anterior:

$$k_{ij}^1 = \int_{\Omega^e} (\nabla \times \bar{N}_i^e) \cdot (\nabla \times \bar{N}_j^e) d\Omega^e + jk_{10} \int_{S_2} \bar{N}_i^e \cdot \bar{N}_j^e dS_2 \quad (4.2-a)$$

$$k_{ij}^2 = -k_0^2 (\varepsilon_r' - j\varepsilon_r'') \int_{\Omega^e} \bar{N}_i^e \cdot \bar{N}_j^e d\Omega^e \quad (4.2-b)$$

na qual a contribuição k^1 vai para K_1 e k^2 vai para K_2 .

Com as definições acima, a derivada do sistema da Equação 4.1 em relação à parte real da permissividade de um tetraedro específico, i , por exemplo, pode ser escrita da seguinte forma

$$\frac{\partial}{\partial \varepsilon_i'} \{K \bar{x}\} = \frac{\partial}{\partial \varepsilon_i'} \{F\} \quad (4.3)$$

a parte real e a parte imaginária da permissividade de cada tetraedro que compõe o dielétrico serão denominadas ε_i' e ε_i'' , respectivamente.

Considerando que a derivada do vetor excitação, F , é nula por não depender da permissividade e aplicando a regra do produto para o primeiro termo da equação anterior tem-se

$$K \frac{\partial \bar{x}}{\partial \varepsilon_i'} + \bar{x} \frac{\partial K}{\partial \varepsilon_i'} = 0 \quad (4.4)$$

e expandindo a matriz K na soma de K_1 e K_2

$$K \frac{\partial \bar{x}}{\partial \varepsilon_i'} = -\frac{\partial}{\partial \varepsilon_i'} \{K_1 + K_2(\varepsilon)\} \bar{x} = -\frac{\partial K_2(\varepsilon)}{\partial \varepsilon_i'} \bar{x} \quad (4.5)$$

já que a derivada de K_1 com relação a ε é nula. Com isso, multiplicando ambos os lados da Equação 4.5 pela inversa da matriz K

$$\frac{\partial \bar{x}}{\partial \varepsilon_i'} = -K^{-1} \frac{\partial K_2(\varepsilon)}{\partial \varepsilon_i'} \bar{x} \quad (4.6)$$

a derivada do vetor campo elétrico é obtida.

Posto isso, é possível calcular a sensibilidade do vetor de solução, campo elétrico, com relação à variação da parte real da permissividade de um tetraedro específico. Para calcular essa mesma sensibilidade em relação à parte imaginária da permissividade, o procedimento é o mesmo e o resultado é mostrado a seguir

$$\frac{\partial \bar{x}}{\partial \varepsilon_i''} = -K^{-1} \frac{\partial K_2(\varepsilon)}{\partial \varepsilon_i''} \bar{x} \quad (4.7)$$

Observando as Equações 4.6 e 4.7 percebe-se que a grande dificuldade em se obter a derivada do vetor campo elétrico é a obtenção explícita da inversa da matriz K. O cálculo da inversa nesse caso deve ser realizado através de métodos de inversão diretos o que, para sistemas de dimensão elevada, gera um consumo elevado de memória e gasta um enorme tempo de cálculo. Contudo, uma vez obtida a inversa os cálculos restantes consistem somente na multiplicação de matrizes já que a derivada da matriz K_2 é feita analiticamente.

Obtidas as derivadas das Equações 4.6 e 4.7 para todos os tetraedros do dielétrico é possível prever a distribuição de campo elétrico dentro do aplicador quando há uma mudança nos valores complexos da permissividade. Isso é feito através da expansão em série de Taylor de primeira ordem nas vizinhanças de \bar{x} dada pela seguinte equação.

$$\hat{x} = \bar{x} + \frac{\partial \bar{x}}{\partial \varepsilon_1'} \Delta \varepsilon_1' + \frac{\partial \bar{x}}{\partial \varepsilon_1''} \Delta \varepsilon_1'' + \frac{\partial \bar{x}}{\partial \varepsilon_2'} \Delta \varepsilon_2' + \frac{\partial \bar{x}}{\partial \varepsilon_2''} \Delta \varepsilon_2'' + \dots + \frac{\partial \bar{x}}{\partial \varepsilon_p'} \Delta \varepsilon_p' + \frac{\partial \bar{x}}{\partial \varepsilon_p''} \Delta \varepsilon_p''. \quad (4.8)$$

onde \bar{x} é a distribuição de campo no aplicador antes da variação na permissividade, \hat{x} é uma estimativa da distribuição de campo elétrico no aplicador após a variação na permissividade e P é o número de tetraedros que compõem o dielétrico. A variação nos valores da permissividade em cada tetraedro, $\Delta \varepsilon_i$, é decorrente do aquecimento da carga que acontece no intervalo de tempo no qual é computado o problema térmico.

E finalmente, através da análise de \hat{x} um critério de decisão para definir qual o momento de se recalcular o campo elétrico no problema acoplado pode ser proposto. Para isso, basta fazer uma comparação entre \hat{x} e \bar{x} , para revelar se haverá ou não mudança no campo devido ao aquecimento do dielétrico.

Com isso, um esquema que implementa o critério de decisão para o problema da cavidade monomodo resolvido com o MEF padrão e usando o método da diferenciação direta, pode ser assim proposto:

1. Após a solução do problema eletromagnético da cavidade monomodo calcula-se explicitamente a inversa da matriz K.

2. Em seguida, determina-se a derivada da matriz K_2 com relação à parte real e a parte imaginária da permissividade para cada tetraedro que compõe a carga. Isto é, as Equações (4.6) e (4.7) são avaliadas.
3. Soluciona-se o problema térmico para um passo de tempo e computa-se a variação da parte real e da imaginária da permissividade de cada tetraedro resultante do processo térmico.
4. Neste passo avalia-se a Equação 4.8. Se o campo elétrico estimado apresentar uma variação significativa ele deve ser recalculado, caso contrário, retorna-se ao passo 3.

Para propor o critério de decisão quando se utiliza o método híbrido ao invés do MEF padrão, algumas alterações precisam ser feitas no esquema anterior. Primeiramente, é necessário calcular \hat{x} para os dois problemas eletromagnéticos resolvidos no método híbrido. Não é necessário inverter duas matrizes já que elas são iguais e são de dimensão menor que aquela invertida quando o MEF padrão é usado.

E uma vez calculado \hat{x} para os dois problemas eletromagnéticos, os coeficientes de espalhamento da carga, r_c^l , t_c^l , r_c^r e t_c^r , podem ser estimados. Esses coeficientes serão aqui chamados de \hat{r}_c^l , \hat{t}_c^l , \hat{r}_c^r e \hat{t}_c^r . Eles representam a matriz de espalhamento da carga na situação em que a permissividade do dielétrico sofre uma variação.

E por fim, obtidos os coeficientes de espalhamentos estimados, os módulos dos modos propagantes dentro da cavidade podem também ser estimados, \hat{R}_o , \hat{R}_1 , \hat{R}_2 , \hat{E}_1 e \hat{E}_2 , e seus valores podem ser comparados com aqueles obtidos antes da variação na permissividade, R_o , R_1 , R_2 , E_1 e E_2 para saber se o campo eletromagnético na cavidade sofre alterações.

Um esquema que implementa o critério de decisão, quando o método híbrido é utilizado na solução do problema eletromagnético da cavidade, usando o método de diferenciação direta na análise de sensibilidade pode ser assim proposto:

1. Após a solução do problema eletromagnético da cavidade monomodo usando o método híbrido, calcula-se explicitamente a inversa da matriz K para os dois problemas numéricos mostrados nas Figuras 2.5 (a) e (b).
2. Em seguida, determina-se a derivada da matriz K_2 com relação à parte real e a parte imaginária da permissividade para cada tetraedro que compõe a carga.
3. As Equações (4.6) e (4.7) correspondentes aos dois problemas numéricos são avaliadas.
4. Posteriormente, soluciona-se o problema térmico para um passo de tempo e computa-se a variação da parte real e da imaginária da permissividade de cada tetraedro.

5. No próximo passo, avalia-se a Equação 4.8 para os dois problemas numéricos e com as duas distribuições de campo os coeficientes \hat{r}_c^l , \hat{t}_c^l , \hat{r}_c^r e \hat{t}_c^r são computados.

6. Com esse cálculo, os coeficientes, \hat{R}_o , \hat{R}_1 , \hat{R}_2 , \hat{E}_1 e \hat{E}_2 , são avaliados e comparados com aqueles obtidos no passo 1. Se houver mudanças significativas, o problema eletromagnético é recalculado, caso contrário, retorna-se ao passo 4.

Novamente, vale ressaltar o custo computacional de se computar a inversa da matriz K. O custo computacional de se avaliar essa inversa torna inviável a utilização do método direto na análise da sensibilidade na cavidade monomodo utilizando diretamente o MEF ou o método híbrido no problema.

Nesse sentido, o uso de outra abordagem usada na análise de sensibilidade conhecida como método do problema adjunto (ou também conhecida como método da variável adjunta) torna-se mais conveniente. Esse método é detalhado na próxima seção.

4.2 Método da Variável Adjunta ou Problema Adjunto

No método do problema adjunto, ao invés de se obter a derivada do vetor campo elétrico com relação a algum parâmetro de interesse, o que se busca é a derivada de uma grandeza que é função direta do campo. Por exemplo, no projeto de antenas, muitas vezes o importante é saber como varia o ganho em relação à variação da geometria da antena e não como varia a distribuição de campo diretamente.

Nesses casos, pode-se expressar a grandeza em que se deseja saber a sensibilidade, chamada aqui de f, da seguinte forma

$$f(x_1(\varepsilon), x_2(\varepsilon), \dots, x_M(\varepsilon)) \quad (4.9)$$

onde $x=[x_1, x_2, \dots, x_M]$ é o vetor campo elétrico. A Equação 4.9 mostra que f é uma função direta da distribuição de campo e indireta da permissividade.

Portanto, no método do problema adjunto, ao invés de calcular $\partial x / \partial \varepsilon$, o que se faz é obter a derivada da função f com relação à ε .

$$\frac{\partial f}{\partial \varepsilon_i} = \frac{\partial f(x_1(\varepsilon), x_2(\varepsilon), \dots, x_M(\varepsilon))}{\partial \varepsilon_i} = \frac{\partial f}{\partial x_1} \frac{\partial x_1}{\partial \varepsilon_i} + \frac{\partial f}{\partial x_2} \frac{\partial x_2}{\partial \varepsilon_i} + \dots + \frac{\partial f}{\partial x_M} \frac{\partial x_M}{\partial \varepsilon_i} \quad (4.10)$$

na expressão acima foi aplicada a regra da cadeia devido a dependência implícita de f com ε . Reescrevendo a Equação 4.10 em forma vetorial tem-se

$$\frac{\partial f}{\partial \varepsilon_i} = \frac{\partial f}{\partial x} \frac{\partial x}{\partial \varepsilon_i} \quad (4.11)$$

Substituindo a Equação 4.6 na Equação 4.11 tem-se

$$\frac{\partial f}{\partial \varepsilon_i'} = -\frac{\partial f}{\partial x} K^{-1} \frac{\partial K_2}{\partial \varepsilon_i'} \bar{x} \quad (4.12)$$

Define-se uma variável auxiliar chamada de variável adjunta

$$[\tilde{x}^T] = \left[\frac{\partial f}{\partial x} K^{-1} \right] \quad (4.13)$$

E aplicando o operador transposta em ambos os lados da Equação 4.13 obtém-se

$$\tilde{x} = \left[\frac{\partial f}{\partial x} K^{-1} \right]^T = [K^{-1}]^T \left[\frac{\partial f}{\partial x} \right]^T = [K^T]^{-1} \left[\frac{\partial f}{\partial x} \right]^T \quad (4.14)$$

Usando a simetria da matriz do MEF, a transposta de K é a própria matriz K

$$\tilde{x} = K^{-1} \left[\frac{\partial f}{\partial x} \right]^T \quad (4.15)$$

ou

$$K \tilde{x} = \left[\frac{\partial f}{\partial x} \right]^T = \tilde{F} \quad (4.16)$$

O sistema de equações lineares acima representa um problema numérico que possui a mesma matriz K do problema original e uma excitação dada pela derivada da função f com relação ao vetor campo elétrico, \tilde{F} . Resolvendo esse sistema e, conseqüentemente, calculando o vetor \tilde{x} a avaliação da derivada mostrada na Equação 4.12 é obtida. A Equação 4.12 equivalente para a derivada em função da parte imaginária é mostrada na equação abaixo

$$\frac{\partial f}{\partial \varepsilon_i''} = -\frac{\partial f}{\partial x} K^{-1} \frac{\partial K_2}{\partial \varepsilon_i''} \bar{x} \quad (4.17)$$

e o problema adjunto tem a mesma forma daquele apresentado na Equação 4.16.

Agora, se a função f representar os coeficientes, r_c^l , t_c^l , r_c^r e t_c^r , dos problemas da Figura 2.5 (a) e (b) os coeficientes \hat{r}_c^l , \hat{t}_c^l , \hat{r}_c^r e \hat{t}_c^r são obtidos de uma forma mais direta do que no caso do método direto, como pode ser visto abaixo

$$\hat{r}_c^l = r_c^l + \frac{\partial r_c^l}{\partial \varepsilon_1'} \Delta \varepsilon_1' + \frac{\partial r_c^l}{\partial \varepsilon_1''} \Delta \varepsilon_1'' + \frac{\partial r_c^l}{\partial \varepsilon_2'} \Delta \varepsilon_2' + \frac{\partial r_c^l}{\partial \varepsilon_2''} \Delta \varepsilon_2'' + \dots + \frac{\partial r_c^l}{\partial \varepsilon_p'} \Delta \varepsilon_p' + \frac{\partial r_c^l}{\partial \varepsilon_p''} \Delta \varepsilon_p'' \quad (4.18-a)$$

$$\hat{t}_c^l = t_c^l + \frac{\partial t_c^l}{\partial \varepsilon_1'} \Delta \varepsilon_1' + \frac{\partial t_c^l}{\partial \varepsilon_1''} \Delta \varepsilon_1'' + \frac{\partial t_c^l}{\partial \varepsilon_2'} \Delta \varepsilon_2' + \frac{\partial t_c^l}{\partial \varepsilon_2''} \Delta \varepsilon_2'' + \dots + \frac{\partial t_c^l}{\partial \varepsilon_p'} \Delta \varepsilon_p' + \frac{\partial t_c^l}{\partial \varepsilon_p''} \Delta \varepsilon_p'' \quad (4.18-b)$$

$$\hat{r}_c^r = r_c^r + \frac{\partial r_c^r}{\partial \varepsilon_1'} \Delta \varepsilon_1' + \frac{\partial r_c^r}{\partial \varepsilon_1''} \Delta \varepsilon_1'' + \frac{\partial r_c^r}{\partial \varepsilon_2'} \Delta \varepsilon_2' + \frac{\partial r_c^r}{\partial \varepsilon_2''} \Delta \varepsilon_2'' + \dots + \frac{\partial r_c^r}{\partial \varepsilon_p'} \Delta \varepsilon_p' + \frac{\partial r_c^r}{\partial \varepsilon_p''} \Delta \varepsilon_p''$$

(4.18-c)

$$\hat{t}_c^r = t_c^r + \frac{\partial t_c^r}{\partial \varepsilon_1'} \Delta \varepsilon_1' + \frac{\partial t_c^r}{\partial \varepsilon_1''} \Delta \varepsilon_1'' + \frac{\partial t_c^r}{\partial \varepsilon_2'} \Delta \varepsilon_2' + \frac{\partial t_c^r}{\partial \varepsilon_2''} \Delta \varepsilon_2'' + \dots + \frac{\partial t_c^r}{\partial \varepsilon_p'} \Delta \varepsilon_p' + \frac{\partial t_c^r}{\partial \varepsilon_p''} \Delta \varepsilon_p''$$

(4.18-d)

onde a derivada dos coeficientes de espalhamento com relação a permissividade é obtida através das Equações 4.12 e 4.17. note que calculando \hat{r} e \hat{t} dessa forma não requer o cálculo de $\partial x/\partial \varepsilon$ como feito no método direto.

Com os coeficientes da Equação 4.18 calculados, a magnitude dos modos dentro do aplicador pode ser calculada, \hat{R}_0 , \hat{R}_1 , \hat{R}_2 , \hat{E}_1 e \hat{E}_2 , e podem ser usados para avaliar se houve mudança significativa na distribuição de campo.

Pela abordagem acima, o critério de decisão, vinculado ao método híbrido, e usando o método da variável adjunta na análise de sensibilidade pode ser assim proposto:

1. Soluciona-se o problema eletromagnético da cavidade usando o método híbrido e calcula-se a variável adjunta dos dois problemas eletromagnéticos (Equação 4.15).
2. Em seguida, determina-se a derivada da matriz K_2 com relação à parte real e a parte imaginária da permissividade para cada tetraedro que compõe a carga para os dois problemas eletromagnéticos.
3. Avalia-se 4.12 e 4.17.
4. Soluciona-se o problema térmico durante um passo de tempo e computa-se a variação das partes real e imaginária da permissividade de cada tetraedro. E avalia-se a Equação 4.18.
5. Os coeficientes, \hat{R}_0 , \hat{R}_1 , \hat{R}_2 , \hat{E}_1 e \hat{E}_2 , são calculados e comparados com aqueles obtidos no passo 1. Se houver mudanças significativas o problema eletromagnético é recalculado ou caso contrário retorna-se ao passo 4.

Percebe-se claramente que usando o método da variável adjunta o esquema do critério de decisão é mais simplificado.

Contudo, mais uma vez o custo computacional associado ao cálculo da análise da sensibilidade é alto já que é necessário resolver o problema adjunto dos problemas da Figura 2.5 (a) e (b) que é de mesma dimensão que o original. Porém, essa situação ainda é melhor que a apresentada no caso da diferenciação direta, pois a solução do problema adjunto pode ser realizada através de métodos iterativos.

Entretanto, no caso em que se deseja calcular a análise de sensibilidade da matriz de espalhamento de uma rede de micro-ondas um esquema computacionalmente eficiente foi proposto por Akel (2000) e Nikolova (2006). Nesse esquema, não é necessário a inversão de nenhuma matriz, ele consiste apenas de operações simples.

Esse método foi desenvolvido para calcular a sensibilidade da distribuição de campo em relação a parâmetros geométricos do problema não em relação a propriedades elétricas e por isso ele sofrerá algumas adaptações na seção seguinte.

Por fim, vale ressaltar que não é possível propor um critério de decisão usando o método da variável adjunta quando se utiliza o MEF ou o FDTD diretamente na cavidade monomodo. A formulação acima só pode ser usada aproveitando a estrutura do método híbrido.

4.3 Análise de Sensibilidade de um Dispositivo de Micro-ondas Multiportas

Akel (2000) e Nikolova (2006) aplicaram em seus trabalhos o método da variável adjunta, descrito anteriormente, para a análise de sensibilidade da matriz de espalhamento de um dispositivo de micro-ondas multiportas com relação aos seus parâmetros geométricos.

Os referidos autores notaram que aplicando tal metodologia e uma vez que a matriz de espalhamento do dispositivo já tinha sido computada não haveria necessidade de calcular as soluções dos problemas adjuntos. Essas soluções viriam das próprias simulações necessárias para a montagem da matriz de espalhamento.

A subseção abaixo aplica as ideias de Akel e Nikolova para calcular a derivada da matriz de espalhamento da carga com relação à permissividade. Esse desenvolvimento será inserido no esquema proposto para o critério de decisão delineado na seção anterior.

4.3.1 Análise de Sensibilidade da Matriz de Espalhamento da Carga

A análise de sensibilidade da matriz de espalhamento da carga será feita elemento por elemento. Por isso, o primeiro elemento que será calculado a sensibilidade será o coeficiente r_c^l .

Seguindo a aplicação do método da variável adjunta, o primeiro passo é determinar o vetor fonte do problema adjunto (Equação 4.16). Assumindo que f representa r_c^l , o vetor excitação do problema adjunto toma a seguinte forma

$$\frac{\partial r_c^l}{\partial x} = \left[\frac{\partial r_c^l}{\partial x_1}, \frac{\partial r_c^l}{\partial x_2}, \dots, \frac{\partial r_c^l}{\partial x_M} \right] \quad (4.19)$$

Relembrando a expressão de cálculo para r_c^l

$$r_c^l = \frac{2e^{-jk_{10}z_2}}{ab} \iint_{z=z_2} E^{l,MEF} \cdot \hat{e}_{10} \, dxdy - e^{-2jk_{10}z_2} \quad (4.20)$$

O campo elétrico da Equação 4.20 pode ser expandido no somatório de funções de forma ponderadas pelo valor da circulação do campo nas arestas

$$r_c^l = \frac{2e^{-jk_{10}z_2}}{ab} \iint_{z=z_2} \left(\sum_{j=1}^M \bar{W}_j x_j \right) \cdot \hat{e}_{10} \, dxdy - e^{-2jk_{10}z_2} \quad (4.21)$$

na qual \bar{W}_j é a função de base associada à aresta j . Calculando o elemento j do vetor da Equação 4.19

$$\frac{\partial r_c^l}{\partial x_j} = \tilde{F}^{(r_c^l)}(j) = \frac{2e^{-jk_{10}z_2}}{ab} \iint_{S_2^l} \bar{W}_j \cdot \hat{e}_{10} \, dS_2^l \quad (4.22)$$

para distinguir do vetor excitação dos outros problemas adjuntos que serão adiante introduzidos esse será aqui chamado de $\tilde{F}^{(r_c^l)}$. Nesse caso, o problema adjunto tem a mesma matriz K do problema numérico que calcula r_c^l (Figura 2.5 (a)) e a excitação dada pela expressão anterior.

Porém, comparando o vetor excitação do problema da Figura 2.5 (a), mostrado na Equação 3.13, com o do problema adjunto nota-se que os vetores diferem apenas por uma constante.

$$\tilde{F}^{(r_c^l)}(j) = \frac{1}{jk_{10}ab} F^{(l)}(j) \quad (4.23)$$

onde $F^{(l)}$ é o vetor excitação do problema da Figura 2.5 (a).

Assim é possível concluir que a solução do problema adjunto nada mais é do que a solução do problema original, que se deseja fazer a análise de sensibilidade, multiplicada por uma constante se o meio é linear.

$$\tilde{x}^{(r_c^l)} = \frac{1}{jk_{10}ab} x^{(l)} \quad (4.24)$$

onde $\tilde{x}^{(r_c^l)}$ é a solução do problema adjunto e $x^{(l)}$ é a solução do problema original da Figura 2.5 (a) que já foi calculada na solução do problema eletromagnético do aplicador.

Obtida a solução do problema adjunto, a Equação 4.12 passa a ser

$$\frac{\partial r_c^l}{\partial \varepsilon_i} = -[\tilde{x}^{(r_c^l)}]^T \frac{\partial K_2}{\partial \varepsilon_i} x^{(l)} \quad (4.25)$$

para a parte real da permissividade e

$$\frac{\partial r_c^l}{\partial \varepsilon_i} = -[\tilde{x}^{(r_c^l)}]^T \frac{\partial K_2}{\partial \varepsilon_i} x^{(l)} \quad (4.26)$$

para a parte imaginária da permissividade.

Todo o desenvolvimento acima torna a aplicação da análise de sensibilidade viável no esquema proposto para o critério de decisão do problema acoplado da cavidade monomodo. Não é mais necessário nenhum tipo de inversão de matrizes ou solução de sistemas lineares em cada iteração.

Dando prosseguimento na obtenção da análise de sensibilidade da matriz de espalhamento da carga o próximo elemento que terá a sua derivada com relação à permissividade obtida é o coeficiente t_c^l .

Como feito para o caso do r_c^l , inicialmente é calculado o vetor excitação do problema adjunto. Basicamente, esse vetor assume a forma

$$\frac{\partial t_c^l}{\partial x} = \left[\frac{\partial t_c^l}{\partial x_1}, \frac{\partial t_c^l}{\partial x_2}, \dots, \frac{\partial t_c^l}{\partial x_M} \right] \quad (4.27)$$

Relembrando a expressão de cálculo para t_c^l

$$t_c^l = \frac{2e^{+jk_{10}z_3}}{ab} \iint_{z=z_3} E^{l,MEF} \cdot \hat{e}_{10} \, dx dy \quad (4.28)$$

Expandindo o campo através de um somatório ponderado das suas funções de base

$$t_c^l = \frac{2e^{+jk_{10}z_3}}{ab} \iint_{z=z_3} \left(\sum_{j=1}^M \bar{W}_j x_j \right) \cdot \hat{e}_{10} \, dx dy \quad (4.29)$$

Derivando a expressão acima em relação à x_j

$$\frac{\partial t_c^l}{\partial x_j} = \tilde{F}^{(t_c^l)}(j) = \frac{2e^{+jk_{10}z_3}}{ab} \iint_{z=z_3} \bar{W}_j \cdot \hat{e}_{10} \, dx dy \quad (4.30)$$

obtem-se o elemento j do vetor de excitação do problema adjunto.

Novamente, comparando o vetor excitação do problema da Figura 2.5 (b), mostrado na Equação 3.16, com aquele do problema adjunto em análise nota-se que esses vetores diferem somente por uma constante.

$$\tilde{F}^{(t_c)}(j) = \frac{1}{jk_{10}ab} F^{(r)}(j) \quad (4.31)$$

onde $F^{(r)}$ é o vetor excitação do problema da Figura 2.5 (b).

Por causa disso, outra vez é possível obter a solução do problema adjunto diretamente das simulações necessárias para a montagem da matriz de espalhamento. A solução do problema adjunto, $\tilde{x}^{(t_c)}$, é a solução do problema da Figura 2.5 (b), $x^{(r)}$, multiplicada pela mesma constante do caso analisado anteriormente

$$\tilde{x}^{(t_c)} = \frac{1}{jk_{10}ab} x^{(r)} \quad (4.32)$$

Então, obtida a solução do problema adjunto a Equação 4.12 passa a ser agora

$$\frac{\partial t_c^l}{\partial \varepsilon_i} = -[\tilde{x}^{(t_c)}]^T \frac{\partial K_2}{\partial \varepsilon_i} x^{(l)} \quad (4.33)$$

para a parte real da permissividade e

$$\frac{\partial t_c^l}{\partial \varepsilon_i''} = -[\tilde{x}^{(t_c)}]^T \frac{\partial K_2}{\partial \varepsilon_i''} x^{(l)} \quad (4.34)$$

para a parte imaginária da permissividade.

O mesmo procedimento pode ser aplicado aos coeficientes restantes: r_c^r e t_c^r e de forma resumida os resultados são apresentados a seguir. Para o caso de f ser igual a r_c^r , a relação da solução do problema adjunto com a solução do problema da Figura 2.5 (b) é

$$\tilde{x}^{(r_c)} = \frac{1}{jk_{10}ab} x^{(r)} \quad (4.35)$$

E a expressão que calcula a sensibilidade de r_c^r com relação à parte real e à parte imaginária da permissividade de cada tetraedro pode ser expressa segundo as equações abaixo

$$\frac{\partial r_c^r}{\partial \varepsilon_i} = -[\tilde{x}^{(r_c)}]^T \frac{\partial K_2}{\partial \varepsilon_i} x^{(r)} \quad (4.36-a)$$

$$\frac{\partial r_c^r}{\partial \varepsilon_i''} = -[\tilde{x}^{(r_c)}]^T \frac{\partial K_2}{\partial \varepsilon_i''} x^{(r)} \quad (4.36-b)$$

E por fim, analisando a relação entre a solução do problema da Figura 2.5 (a) e a solução do problema adjunto com f igual a t_c^r

$$\tilde{x}^{(t_c)} = \frac{1}{jk_{10}ab} x^{(l)} \quad (4.37)$$

E apresentando a sensibilidade de t_c^r com relação à permissividade

$$\frac{\partial t_c^r}{\partial \varepsilon_i} = -[\tilde{x}(t_c^r)]^T \frac{\partial K_2}{\partial \varepsilon_i} x^{(r)} \quad (4.38-a)$$

$$\frac{\partial t_c^i}{\partial \varepsilon_i} = -[\tilde{x}(t_c^i)]^T \frac{\partial K_2}{\partial \varepsilon_i} x^{(r)} \quad (4.38-b)$$

Com isso uma maneira computacionalmente eficiente que realiza a análise de sensibilidade dos problemas eletromagnéticos resolvidos no método híbrido é obtida. Esse fato torna factível a análise de sensibilidade como ferramenta na proposição de um critério de decisão para o problema acoplado da cavidade monomodo.

A Figura 4.1 mostra um fluxograma que implementa o esquema proposto para o critério de decisão dentro da metodologia desenvolvida no Capítulo 2.

A derivada da matriz K_2 com relação à permissividade dos tetraedros é constante durante toda a simulação e por isso ela pode ser computada uma única vez como mostrado no fluxograma depois de malhar os domínios computacionais.

Outro aspecto apresentado no fluxograma é a divisão do processo de cálculo da sensibilidade da matriz de espalhamento da carga em quatro tarefas que são executadas em paralelo. Cada tarefa tem a função de calcular a derivada dos coeficientes, r_c^1 , t_c^1 , r_c^r ou t_c^r , com relação à parte real e imaginária da permissividade dos tetraedros que compõe o dielétrico.

Contudo, um melhor esquema de paralelização do código poderia ter sido usada. Atentando-se para as expressões da derivada dos coeficientes de espalhamento sempre há um conjunto de multiplicações, do vetor solução do campo elétrico com a derivada da matriz K_2 com relação à permissividade, que são iguais. Aproveitando essa igualdade nas operações um melhor desempenho computacional poderia ter sido alcançado para o critério de decisão proposto.

4.4 Discussão Física do Critério de Decisão

No capítulo seguinte, a formulação desenvolvida para o critério de decisão será aplicada em algumas simulações de processos térmicos dentro da cavidade monomodo. Basicamente, o que se busca quando se utiliza essa ferramenta é que se consiga prever uma dada alteração na distribuição de campo elétrico quando a simulação encontra-se dentro do ciclo de cálculo do problema térmico (Figura 4.1).

Essa estimativa do campo é feita através da metodologia exposta nesse capítulo e pode ser vista de uma forma resumida pela equação abaixo:

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{\partial E}{\partial \epsilon} \Delta \epsilon \frac{1}{E} \quad (4.39)$$

onde E representa a distribuição de campo no aplicador antes de entrar no *loop* térmico, ΔE a variação no campo decorrente da elevação de temperatura no dielétrico dentro do ciclo de cálculo térmico e $\Delta \epsilon$ a variação da permissividade consequente também desse aumento de temperatura.

O critério de parada funciona monitorando se a razão $\Delta E/E$ supera um determinado valor a cada Δt . E, então, de forma resumida pode-se dizer que a razão $\Delta E/E$ é basicamente dependente da derivada $\partial E/\partial \epsilon$ e da variação da permissividade, $\Delta \epsilon$.

A derivada do campo elétrico com relação à permissividade é dependente de algumas características físicas do aplicador. Entre elas pode-se citar o fator de qualidade, a geometria da carga, a geometria da cavidade e a distribuição dos valores da permissividade no dielétrico. É difícil fazer uma correlação isolada dessas características com o critério de parada já que algumas delas estão relacionadas.

E a variação da permissividade, $\Delta \epsilon$, é dependente de como se dá a variação da permissividade com a temperatura. Essa variação é dependente do material da amostra que vai ser aquecida.

É importante salientar que todas essas características são levadas em conta quando se utiliza um critério de decisão que monitora a variação do campo como o proposto neste trabalho. Os critérios clássicos que monitoram a variação de permissividade ou de temperatura não conseguem incluir tais características na formulação.

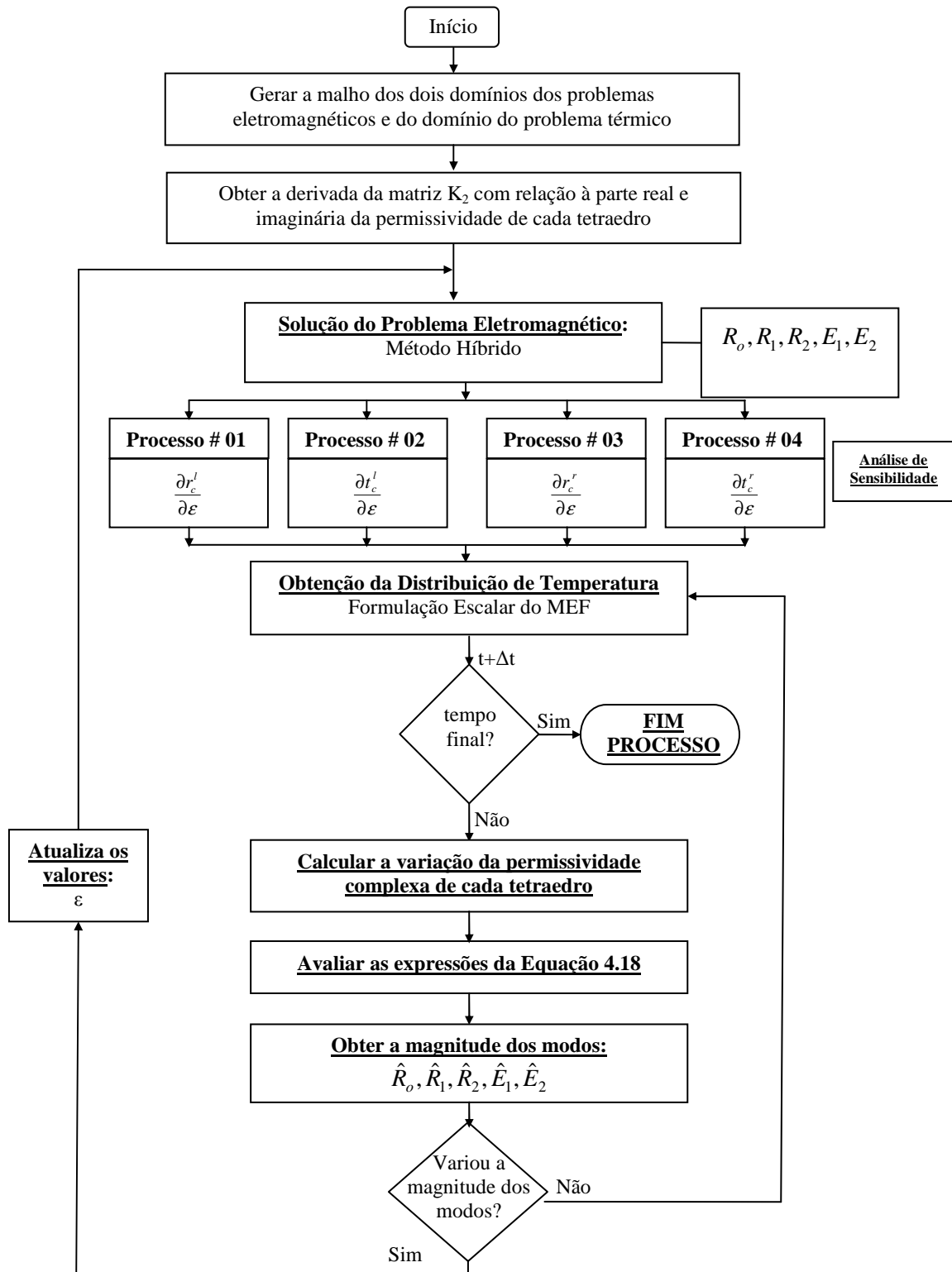


Figura 4.1 – Critério de parada para o problema da cavidade monomodo acoplada ao fluxograma do método híbrido.

Capítulo 5

Resultados

Os primeiros resultados deste capítulo mostram como o método híbrido descrito nos Capítulos 2 e 3 é aplicado para solucionar o problema eletromagnético da cavidade monomodo carregada com uma amostra de um material cerâmico, a mulita, Seção 5.1. A análise de exatidão e eficiência computacional do método é realizada na Seção 5.2.

A Seção 5.3 avalia o critério de decisão proposto nesta tese e descrito no Capítulo 4. Algumas situações típicas encontradas no aquecimento de dielétricos em aplicadores monomodos são testadas. Esses resultados mostram a importância do critério proposto e suas vantagens em relação aos critérios clássicos.

Finalmente, na Seção 5.4, algumas aplicações práticas são analisadas com o modelo numérico desenvolvido. A dinâmica da sintonia da cavidade é discutida. As distribuições de temperatura e campo elétrico durante o processo de aquecimento são mostradas.

5.1 Modelagem do Material – Mulita ($3\text{Al}_2\text{O}_3\text{-}2\text{SiO}_2$)

A mulita é um material cerâmico no qual processos de sinterização são tipicamente aplicados. Sua fórmula química é dada por $3\text{Al}_2\text{O}_3\text{-}2\text{SiO}_2$. Essa cerâmica é um bom material refratário e de baixo custo. Algumas de suas propriedades úteis na engenharia são: boa resistência a choque térmico, baixa condutividade térmica, resistência à alta temperatura, resistência a reagentes químicos e também boa resistência a tensão mecânica e baixa condutividade elétrica. As principais aplicações onde se utilizam a mulita são: formas para fundição, construção de fornos, incineradores, componentes de turbina, componentes eletrônicos e isoladores elétricos.

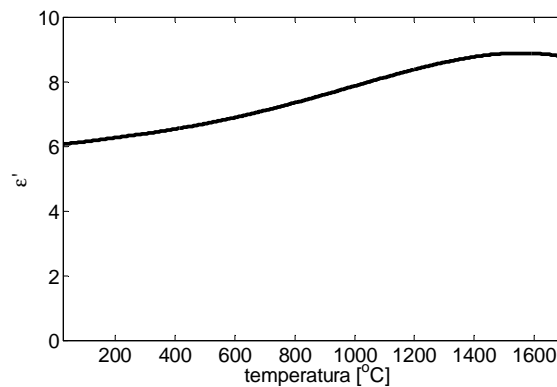
Na Tabela 5.1, são mostrados os valores dos parâmetros térmicos da mulita à temperatura ambiente.

Calor específico (c_p)	1168 J/Kg.K
Condutividade térmica (κ)	3.5 W/m.K
Densidade (ρ)	2500 Kg/m ³
Temperatura de trabalho	1800° C
Temperatura de fusão	2050° C

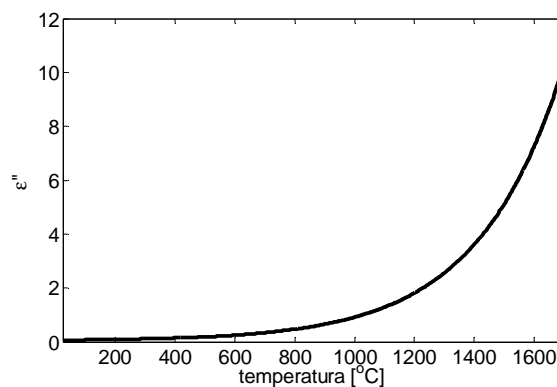
Tabela 5.1 – Propriedades térmicas da mulita.

A densidade da mulita não varia significativamente com a temperatura e pode ser considerada constante durante o processo de aquecimento. Já o calor específico e a condutividade térmica apresentam variações nos seus valores com a temperatura, porém, não são tão significativos quanto a variação apresentada pela permissividade (Goodson, 1997).

A Figura 5.1 mostra a dependência da permissividade elétrica relativa da mulita com a temperatura. Essa variação é levada em conta no método híbrido e, como será visto, tem forte influência no processo de aquecimento.



(a)



(b)

Figura 5.1 – Dependência da permissividade elétrica da mulita com a temperatura, (a) parte real e (b) parte imaginária na frequência de 2,45 GHz.

O fator de perdas, ϵ_r'' , pode ser descrita por uma função exponencial

$$\epsilon_r'' = C_1 + C_2 \cdot e^{(C_3 T)} \quad (5.1)$$

onde $C_1=0,031$, $C_2=0,0263$ e $C_3=0,0035$. Esses parâmetros foram determinados no trabalho de Goodson (1997).

O aumento exponencial da perda dielétrica com a temperatura significa que a mulita tem a capacidade de absorver mais energia à medida que a temperatura aumenta. Esse efeito é uma das principais razões para o aparecimento de instabilidades térmicas como o *thermal runaway*.

5.2 Validação do Método Híbrido

Nesta seção, a metodologia descrita no Capítulo 2 é aplicada para a obtenção da distribuição de campo elétrico dentro de um aplicador monomodo carregado com um cilindro de mulita, Figura 5.2. A exatidão e a eficiência computacional do método híbrido são analisadas quando a cavidade opera na frequência de 2,45GHz.

Para os resultados deste capítulo, as paredes da cavidade são consideradas condutoras perfeita e o guia usado é o WR-340 ($a=0,08636$ e $b=a/2$).

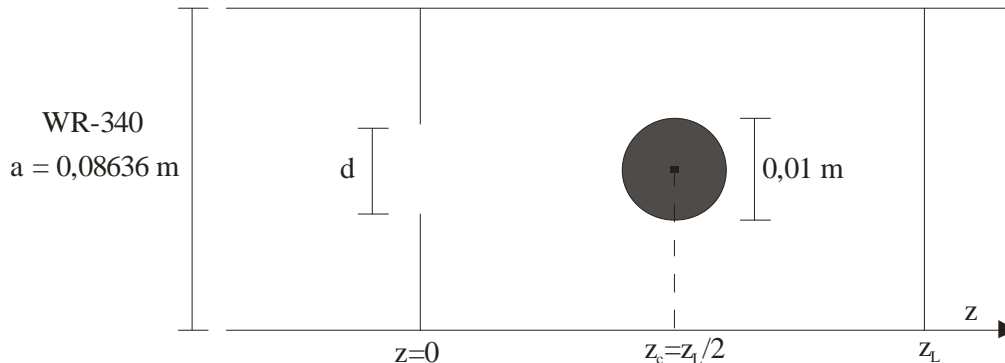
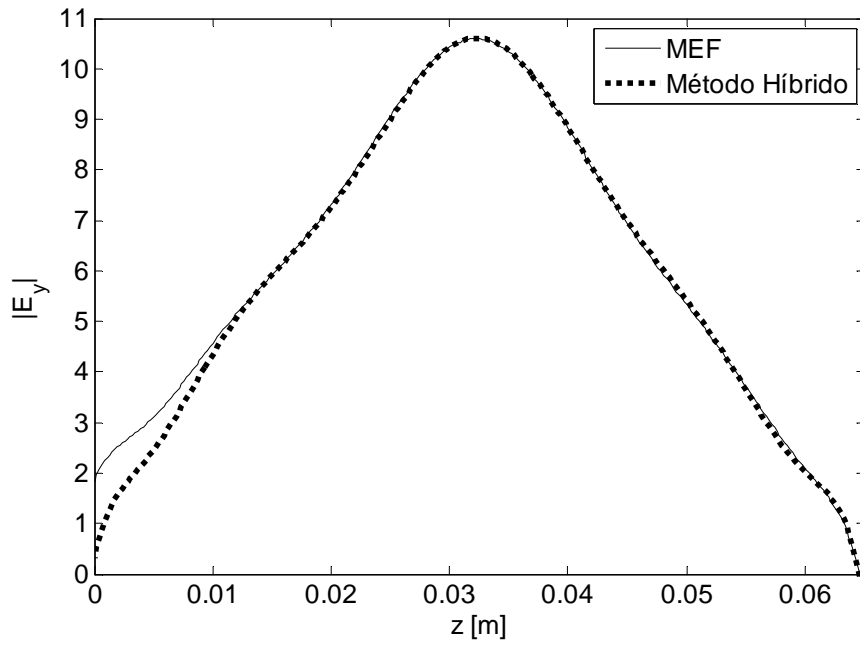


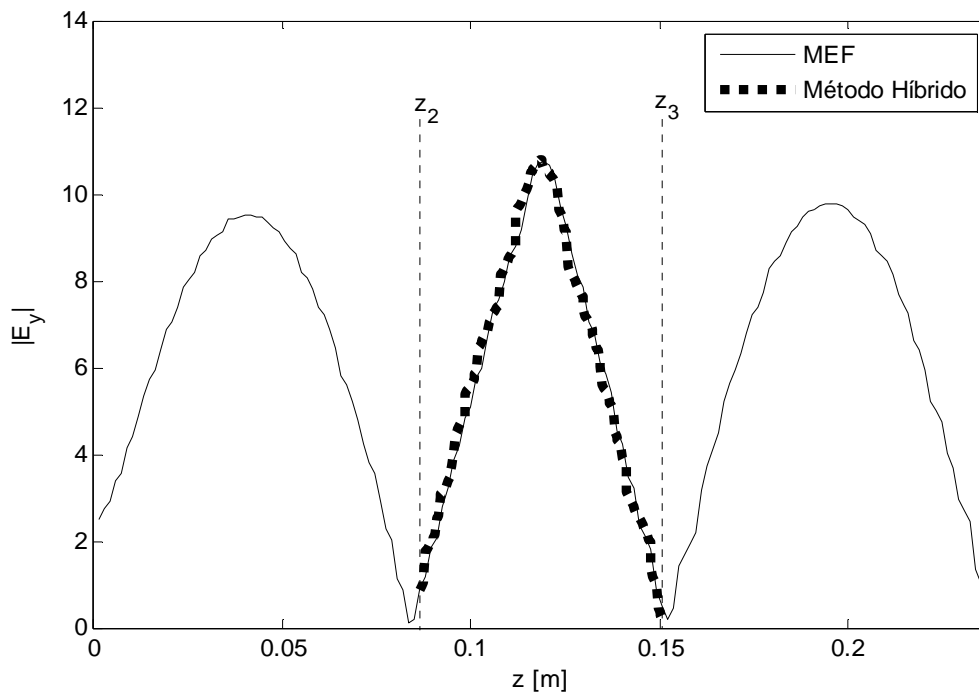
Figura 5.2 – Vista superior da cavidade monomodo com uma carga cilíndrica no centro.

A Figura 5.3 mostra a distribuição de campo elétrico obtida com o MEF e com o método híbrido para o aplicador da Figura 5.2 quando este opera com o modo (a) TE_{101} e (b) TE_{103} . O campo é mostrado ao longo do eixo z, para $x=a/2$ e $y=b/2$ quando a carga é homogênea e encontrando-se na temperatura ambiente.

Pode-se observar uma boa concordância entre os resultados. A exatidão no cálculo dos elementos da matriz de espalhamento da carga possibilitou que as soluções do MEF e do método híbrido fossem idênticas com exceção da região próxima à íris. Esse desvio já era esperado, pois o método híbrido não considera a presença dos modos evanescentes excitados pela íris.



(a)



(b)

Figura 5.3 – Distribuição de campo elétrico utilizando o MEF e o método híbrido para uma cavidade sintonizada no modo: (a) TE_{101} , os planos z_2 e z_3 encontram-se em $z=0\text{cm}$ e $z=6,8\text{cm}$, repectivamente, e (b) TE_{103} .

Além de já esperado, o alcance desse erro foi previsto. No início do Capítulo 2, foi feita uma estimativa de alcance dos modos evanescentes, $z_{MAX_{20}} = z_{MAX_{01}} = 1,9\text{cm}$. Nessas

simulações, os modos de alta ordem atingiram uma distância de 1,6 cm, um pouco menor que a prevista.

O caráter ressonante da cavidade monomodo é claramente percebido na Figura 5.3. O campo está normalizado pelo valor de $|E_0|$ e o seu máximo observado é de 10,7. A cavidade consegue amplificar consideravelmente o campo o que, como já dito, favorece o aquecimento de dielétricos de baixa perda.

A Tabela 5.2 mostra uma comparação da eficiência computacional do método híbrido em relação ao MEF. O esquema de processamento paralelo foi utilizado para obter esses resultados.

Inicialmente, pode ser observado que o tempo de processamento das cavidades TE_{101} e TE_{103} são iguais usando o método híbrido. Isso porque o problema numérico resolvido para ambos os modos de operação da cavidade são de mesma dimensão e compreende somente a região vizinha à carga.

Outro aspecto importante mostrado na Tabela 5.2 é a diferença no número de elementos do problema numérico resolvido pelo MEF e aqueles resolvidos pelo método híbrido. Isso se deve à diferença no tamanho do domínio computacional dos problemas numéricos e a retirada da íris no método híbrido. Na vizinhança da íris, a malha deve ser mais refinada por causa da composição modal do campo nessa região.

		Número de elementos	Tempo de processamento normalizado
MEF	TE_{101}	194456	23,6
	TE_{103}	354770	58,2
Híbrido	TE_{101}	36506	1
	TE_{103}	36506	1

Tabela 5.2 – Desempenho computacional do método híbrido e do MEF.

Como consequência o método híbrido foi 23,6 vezes mais rápido que o MEF na solução da cavidade TE_{101} e 58,2 vezes para a TE_{103} . Essa aceleração na obtenção do campo eletromagnético é mais pronunciada se é levado em conta que o problema é resolvido várias vezes dependendo do tempo total de aquecimento.

5.3 Comparação do Critério de Parada Proposto com os Critérios Clássicos

Como discutido no Capítulo 1, é de fundamental importância a adoção de um critério de decisão que ao mesmo tempo em que não resolva o problema eletromagnético desnecessariamente também não introduza erros na simulação.

Essa seção tem a finalidade de mostrar como os critérios adotados em diversos artigos científicos não são adequados ao problema da cavidade monomodo devido a sua grande sensibilidade a variações nas propriedades elétricas da carga e outras características do processo de aquecimento dentro desse aplicador.

Além disso, será mostrado que essa sensibilidade muda ao longo do processo de aquecimento dependendo de como a permissividade do dielétrico varia com a evolução da temperatura.

Na literatura, vários critérios de decisão são usados em problemas de aquecimento por micro-ondas. O mais utilizado deles é monitorar a maior variação nos valores da permissividade nos tetraedros que compõem a carga. Valores na faixa de 1% a 10% são os critérios encontrados nos trabalhos analisados (Zhang, 2000; Rabello, 2005; Zhao, 1996 e 2000).

A seguir são apresentados três exemplos nos quais esses critérios clássicos falham na obtenção da solução do problema termo-eletromagnético da cavidade monomodo. Nos três casos analisados, a cavidade monomodo é carregada com uma amostra em forma de cilindro de raio 1,0 cm e com o fator de perdas especificado para cada situação analisada. A sintonia para cada caso é realizada somente em $t=0s$ implicando que a geometria da cavidade não muda durante o tempo de aquecimento simulado.

5.3.1 Carga com Baixa Perda – Cavidade com Alto Fator de Qualidade

O primeiro caso a ser analisado é o da cavidade monomodo carregada com uma amostra com um fator de perdas como mostrado na Figura 5.4 (a). A parte real da permissividade é igual à da milita.

Esse exemplo mostra como a distribuição de campo elétrico, quando a cavidade opera com alto fator de qualidade (Figura 5.4 (b)), possui uma elevada sensibilidade em relação à permissividade do dielétrico (Rotaru, 2010). Tal fato faz com que o critério de decisão assumira valores menores que aqueles encontrados na literatura.

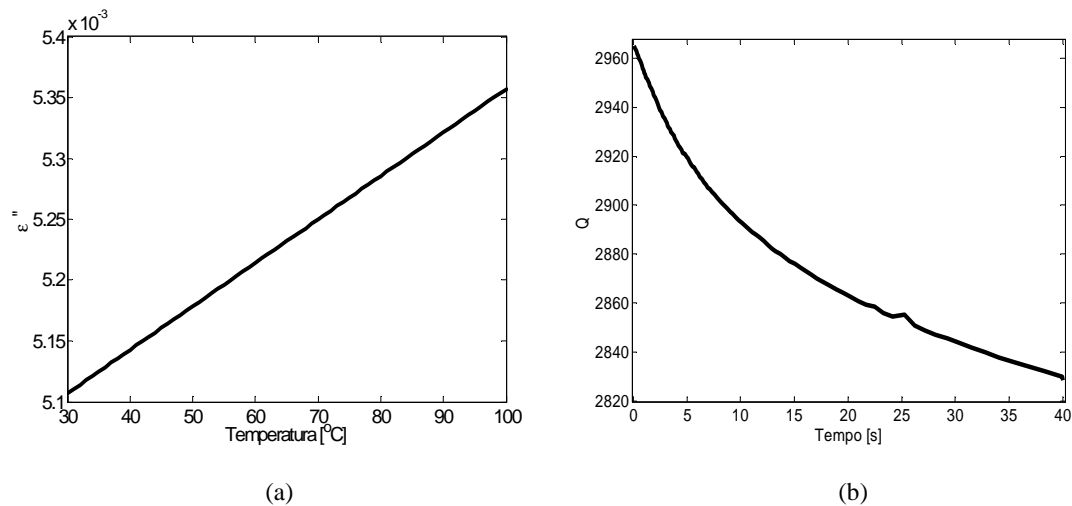


Figura 5.4 – (a) Fator de perdas e (b) evolução do fator de qualidade durante o processo de aquecimento.

Nesse caso e nos exemplos dessa seção, o critério de decisão proposto vai ser usado para monitorar uma variação no campo elétrico de 10%. Essa variação no campo corresponde a uma variação na parte imaginária da permissividade conforme mostrado na Figura 5.5.

A variação na permissividade apresentada corresponde à média das variações da permissividade de todos os tetraedros que compõem o domínio da carga. Essa variação, que está quase sempre abaixo dos 0,5%, é pequena e seu valor é menor que o menor critério de decisão encontrado nos trabalhos científicos analisados que é de 1,0%.

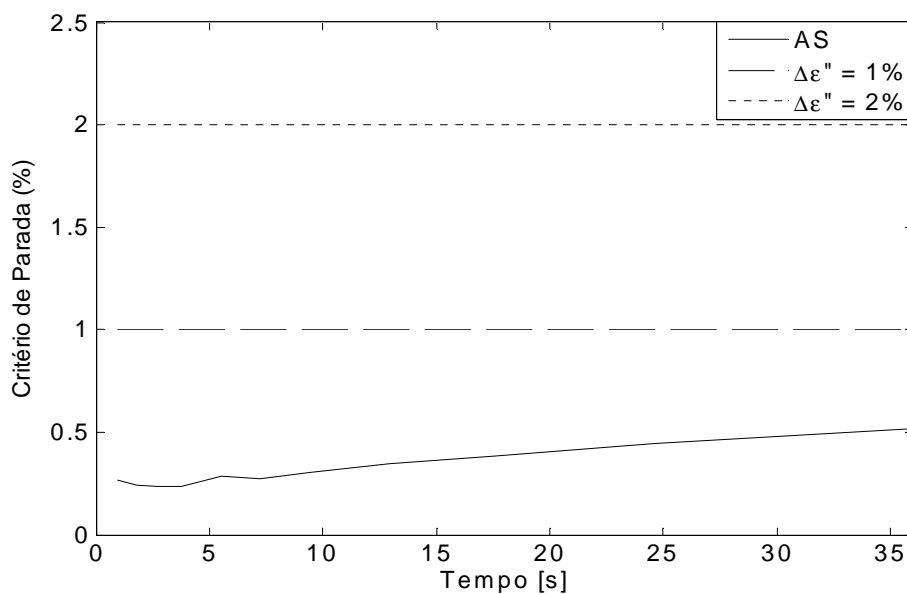


Figura 5.5 – Evolução dos critérios de parada durante o aquecimento.

Com a diminuição do fator de qualidade (Figura 5.4 (a)), a derivada Equação 4.1, $\partial E/\partial \epsilon$, que realiza uma análise física do critério de decisão também diminui ao longo do processo de aquecimento, já que existe uma relação proporcional entre fator de qualidade e a sensibilidade do campo com relação à permissividade. Essa diminuição faz com que a parcela $\Delta \epsilon$ da equação tenha que crescer assim como também cresce a razão $1/E$ para manter $\Delta E/E$ constante (igual a 0,10 para essas simulações dessa seção). Isso explica o comportamento crescente do critério de decisão visto na Figura 5.5.

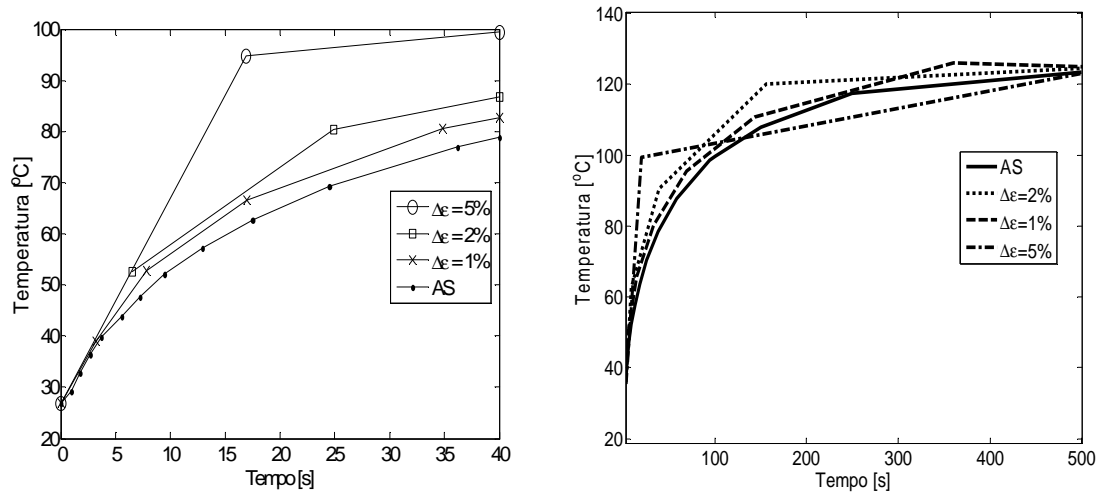
Os gráficos da Figura 5.6 mostram como a adoção de um critério de decisão mais relaxado que o permitido introduz erros tanto na distribuição do campo elétrico quanto na temperatura. A Figura 5.6 (a) mostra a evolução da temperatura na carga quando se utiliza os critérios clássicos onde o campo elétrico é recalculado quando se detecta uma variação máxima na permissividade relativa acima de 1%, 2% ou 5%, e o critério usando a análise de sensibilidade (AS). Percebe-se que à medida que o critério se torna mais rígido a temperatura converge para a solução obtida com o critério de decisão proposto.

Esse resultado está de acordo com a mudança que acontece com os modos dominantes dentro da cavidade. Observando os instantes iniciais da Figura 5.6 (b) nota-se que quanto maior é o critério clássico usado mais tempo a magnitude do modo R_0 possui valores menores. A consequência disso é uma temperatura mais elevada na carga (Figura 5.6 (a)) e uma maior magnitude do modo $|E_1|$ dentro da cavidade (Figura 5.6 (c)).

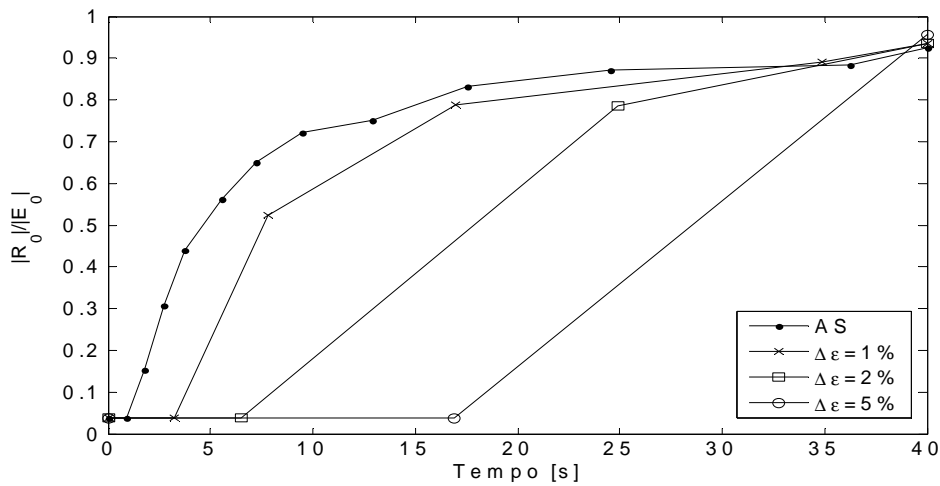
A Tabela 5.3 mostra a relação entre o número de vezes que o problema eletromagnético é resolvido e a exatidão do valor da temperatura em $t=40s$. Observa-se que apesar do critério proposto ter um custo computacional maior ele possui uma melhor exatidão que os outros critérios analisados. Um erro de 7,23% é observado na temperatura comparando o critério usando AS e o critério clássico de $\Delta \epsilon = 1\%$. Ressalta-se que esse erro poderia ser maior dependendo do tempo de aquecimento ou se o fator de qualidade fosse maior e o valor utilizado como referência foi aquele que obteve os resultados utilizando a AS monitorando a variação no campo elétrico de 1% que solucionou mais vezes o problema eletromagnético.

	Temperatura Final [°C]	Número vezes que o problema eletromagnético é resolvido
AS ($\Delta E/E=01\%$)	77	113
AS ($\Delta E/E=10\%$)	77	13
$\Delta \epsilon = 1\%$	83	6
$\Delta \epsilon = 2\%$	87	5
$\Delta \epsilon = 5\%$	100	4

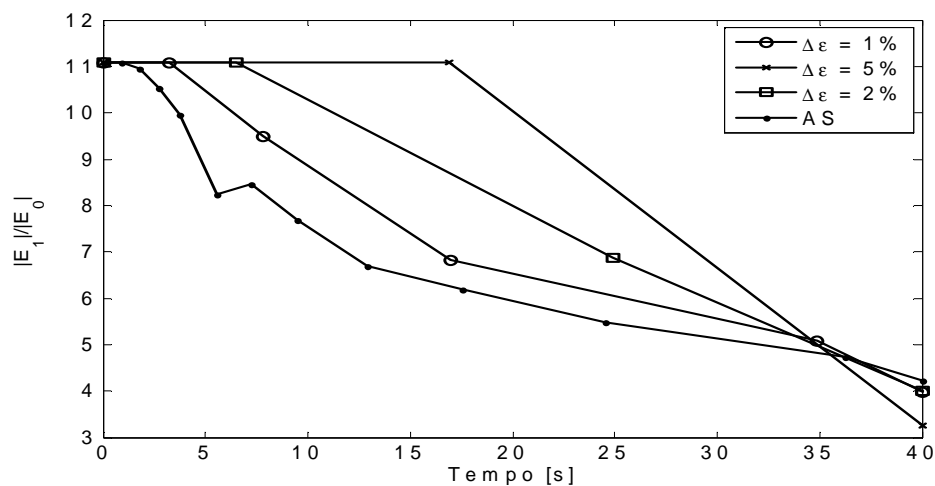
Tabela 5.3 – Comparação da relação entre custo computacional e o valor final da temperatura com diferentes critérios de decisão.



(a)



(b)



(c)

Figura 5.6 – Variação no tempo: (a) Temperatura no ponto central do cilindro ($h_c = 5W/m^2K$; sem perda de calor por radiação), (b) Magnitude do modo R_0 e (c) Magnitude do modo E_1 .

Uma análise da exatidão na previsão da mudança nas magnitudes dos modos dentro da cavidade, feita pela AS, é apresentada na Tabela 5.4. A Figura 4.1 mostra que, dentro do loop que resolve o problema térmico, é feita uma previsão de como varia o campo elétrico dentro da cavidade mediante a variação na permissividade já observada na elevação da temperatura. Na Tabela 5.4, uma comparação entre os valores previstos para o campo e aqueles calculados na próxima solução do problema eletromagnético é apresentada. Os resultados mostram a boa exatidão do campo elétrico na previsão proporcionada pela AS.

Mudança Prevista Usando a AS	Mudança Calculada na Simulação
1%	0,88%
2%	1,75%
5%	4,19%
10%	9,10%

Tabela 5.4 – Comparação entre a mudança real e a prevista, usando AS, na magnitude do modo E_1 . A mudança calculada durante a simulação é a média das variações para todas as vezes que o problema eletromagnético é resolvido.

5.3.2 Carga com Alta Perda – Cavidade com Baixo Fator de Qualidade

Para esta seção, a cavidade é carregada com uma carga de perda elevada como é mostrada na Figura 5.7 (a). A parte real da permissividade é igual à da mulita. A Figura 5.7 (b) exhibe como o fator de qualidade decresce ao longo do processo de aquecimento e tem valores muito menores daqueles da seção anterior, Figura 5.4 (b).

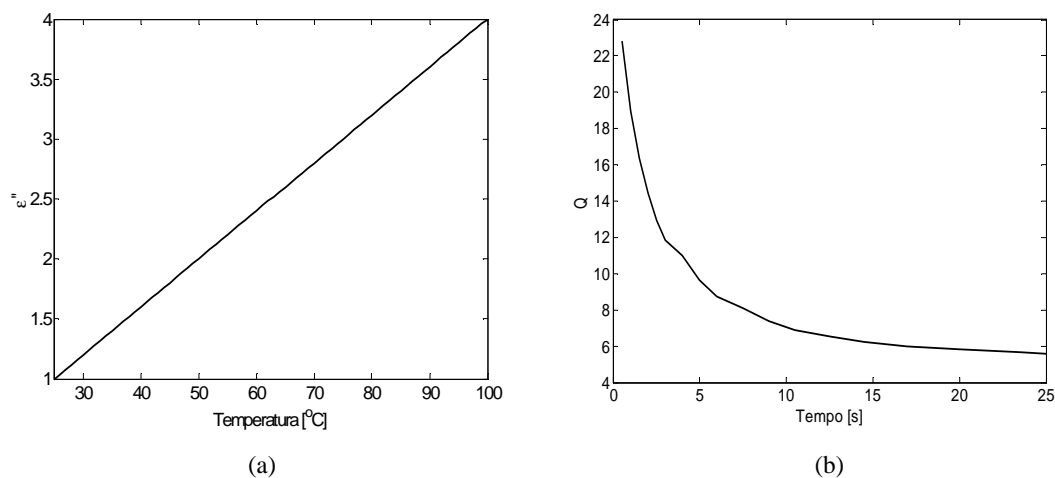


Figura 5.7 – (a) Fator de perdas e (b) evolução do fator de qualidade durante o processo de aquecimento, $t_{\text{aquec}}=25,0\text{s}$.

A diminuição no fator de qualidade afeta diretamente na sensibilidade do campo dentro da cavidade fazendo com que o critério de parada se torne mais relaxado quando comparado ao caso anterior. A Figura 5.8 mostra como é a variação da parte imaginária da permissividade quando se utiliza o critério proposto.

Nessa figura, percebe-se que os valores percentuais do critério de parada diminuem com o tempo. Como no caso da seção anterior, a variação da permissividade deveria crescer durante o aquecimento já que o fator de qualidade decresce e, de fato, acontece se é observada a variação absoluta da permissividade.

Na Figura 5.8, são apresentados não somente a variação média da parte imaginária da permissividade obtida através do critério proposto, mas também a máxima e mínima variação entre todos os tetraedros da malha que descreve o dielétrico.

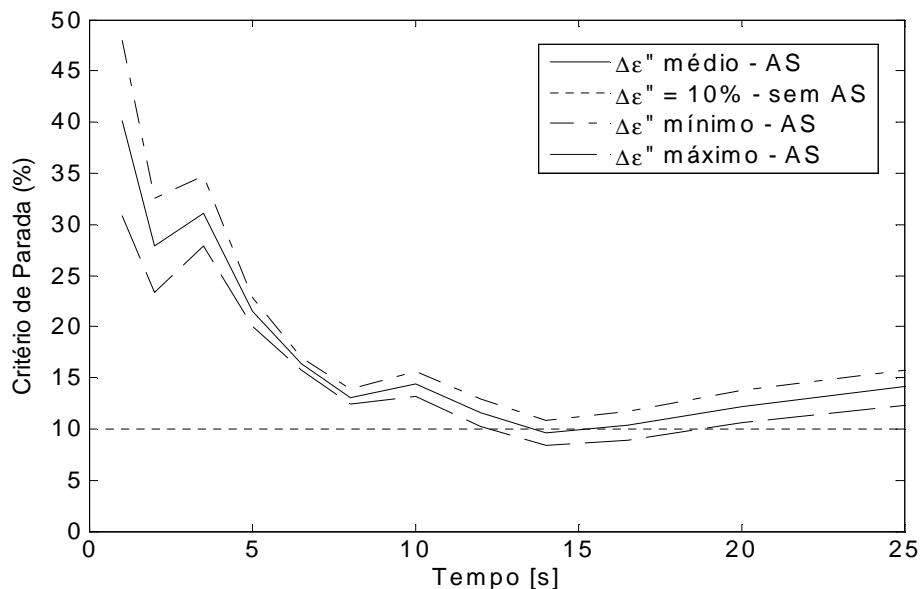
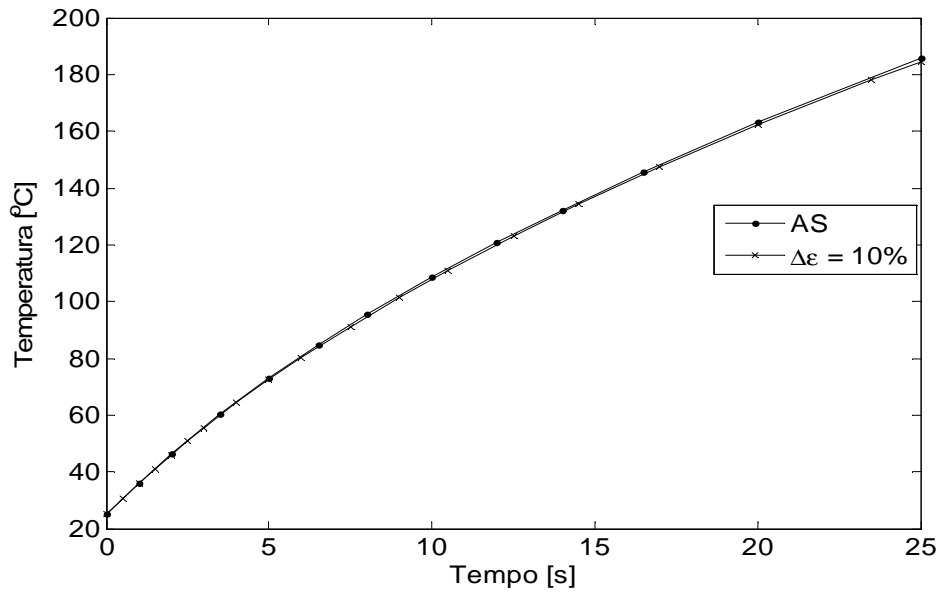


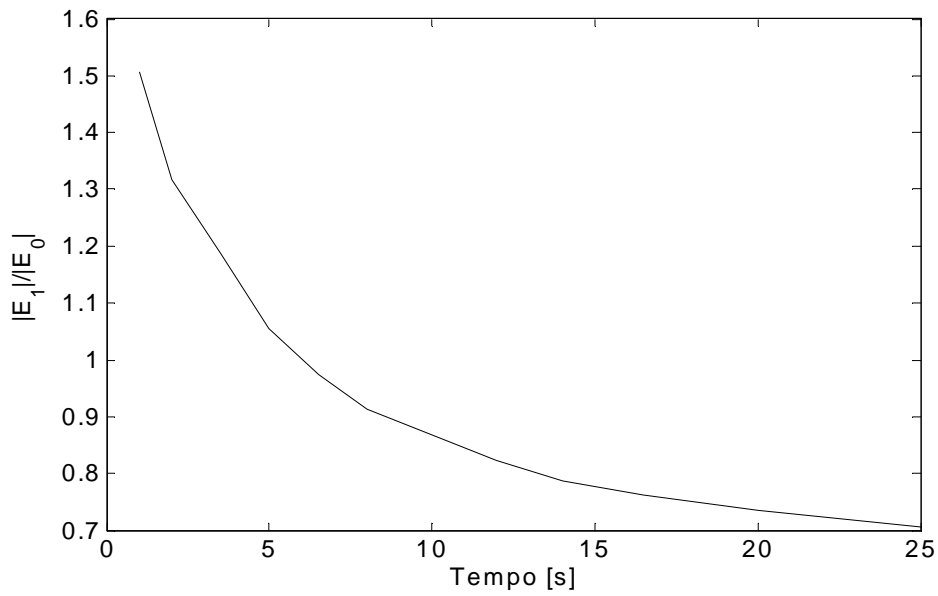
Figura 5.8 – Comparação entre os critérios de parada proposto e clássico.

A elevação de temperatura no ponto central da carga é mostrada na Figura 5.9 (a). O problema foi resolvido usando $h_c = 5\text{W/m}^2\text{K}$ e sem perda de calor por radiação. Percebe-se que as temperaturas obtidas com o critério proposto e o critério clássico ($\Delta\epsilon=10\%$) são praticamente iguais. Esse comportamento também é observado em todo o volume da amostra.

Na Figura 5.9 (b), é exibida a variação da magnitude do modo E_1 com o tempo. Percebe-se que a sua amplitude é pequena se o aplicador trabalha com baixo fator de qualidade.



(a)



(b)

Figura 5.9 – (a) Gráficos da evolução da temperatura no ponto central da carga utilizando AS e o critério clássico e (b) a diminuição da magnitude do modo E_1 .

É interessante observar, através da Tabela 5.5, que para obter a mesma distribuição de temperatura o critério de parada proposto calcula o problema eletromagnético menos vezes que usando um critério de parada relaxado.

Contudo, o novo critério de parada possui um *overhead* associado que aumenta o custo computacional de se obter a solução do problema termo-eletromagnético. Esse *overhead* está no cálculo da derivada dos coeficientes de espalhamento da carga com relação à permissividade. O custo do cálculo dessa derivada equivale a 0,25 do custo de se obter a distribuição de campo elétrico no aplicador usando o método híbrido.

Mesmo levando em conta esse *overhead*, o uso do critério de parada proposto é interessante já que o custo total dessa implementação é 17% menor que no caso quando se utiliza um critério clássico. Esse cenário pode se tornar ainda mais favorável ao uso do novo critério se a perda da carga ou o tempo de aquecimento se tornam maiores.

	Temperatura Final [°C]	Número vezes que o problema eletromagnético é resolvido	Custo Total
AS	183,5	12	15
$\Delta\varepsilon = 10\%$	184,0	18	18

Tabela 5.5 – Comparação da relação entre custo computacional e temperatura final para os critérios de parada simulados.

5.3.3 O Problema do Aquecimento Localizado

Outra dificuldade encontrada na aplicação dos critérios clássicos de parada, aparece quando surgem os *hot spots*. O aquecimento localizado é uma característica comum do aquecimento por micro-ondas e, por isso, torna-se importante analisar esse fenômeno sob o ponto de vista do critério de decisão.

Para forçar o surgimento dos *hot spots* e estudar o comportamento dos critérios clássicos na simulação desses fenômenos, a cavidade monomodo foi carregada com uma amostra com um fator de perdas como apresentado na Figura 5.10 (a). Até a temperatura de 70°C, a curva da perda dielétrica possui valores baixos, da ordem 10^{-3} , e uma pequena inclinação (Figura 5.10 (b)). E a partir dessa temperatura a inclinação de ε'' aumenta abruptamente. A parte real da permissividade é igual à da milita e nessa seção foi usado $t_{\text{aquec}}=50,0\text{s}$.

O grande aumento da perda dielétrica com a temperatura, a partir da quina resultante da mudança na inclinação da curva, faz com que a carga absorva mais energia à medida que a temperatura aumenta. Esse efeito, quando ocorre localmente, é a principal razão para o aparecimento dos *hot spots*.

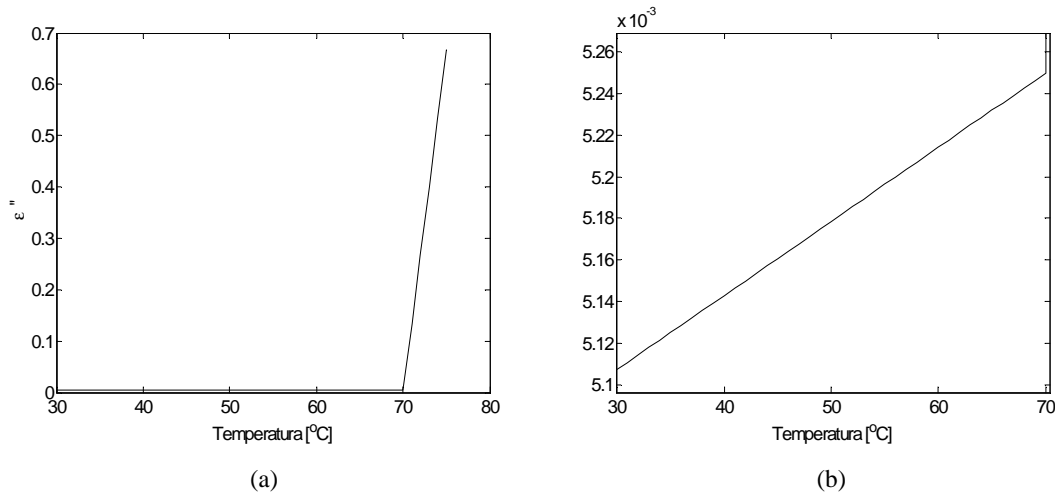


Figura 5.10 – (a) Variação do fator de perdas com a temperatura e (b) mesmo que (a), porém, com mudança de escala.

Nesta seção, é oportuno começar a análise observando como evolui a temperatura na superfície do cilindro (Figura 5.11). Próximo a $t=27,0s$, uma porção no meio da amostra, que está sendo mais aquecida desde os instantes iniciais, começa a ter a sua permissividade modelada pela rampa de inclinação mais acentuada da curva da Figura 5.10 (a). Isso faz com que a taxa de absorção de energia seja maior nessa região e a elevação de temperatura torna-se mais acentuada.

Esse *hot spot* se espalha para o restante da parte central da carga à medida que o tempo avança devido principalmente à redistribuição do campo elétrico, ocasionada pela mudança na permissividade, e pelo fenômeno de condução térmica.

A forma como a temperatura evolui na carga tem forte influência no critério de decisão. Nos instantes iniciais do aquecimento, quando a permissividade é modelada pela curva de inclinação mais baixa, a variação média da permissividade na amostra, que é estabelecida pelo critério de parada proposto, se dá como no caso analisado na Seção 5.3.1 e é mostrado na Figura 5.12 (a) e em detalhes em 5.12 (b).

Quando surge o *hot spot*, o comportamento da média da variação da permissividade resultante da aplicação do critério proposto se modifica. Pode-se observar que a média da variação do ϵ'' tem valores elevados, Figura 5.12 (a), assim como a máxima variação detectada nos tetraedro da amostra, Figura 5.12 (c). Em contrapartida, a mínima variação dos tetraedros é quase nula a partir de $t=28 s$. A diferença nesses valores é justificada pelo aparecimento do *hot spot* que faz com que ocorram mudanças elevadas na permissividade na região mais aquecida e pequenas variações em outras regiões da carga. Nos gráficos da Figura 5.12 (c), o logaritmo da média e da máxima variação na permissividade é mostrado devido à grande diferença nesses valores.

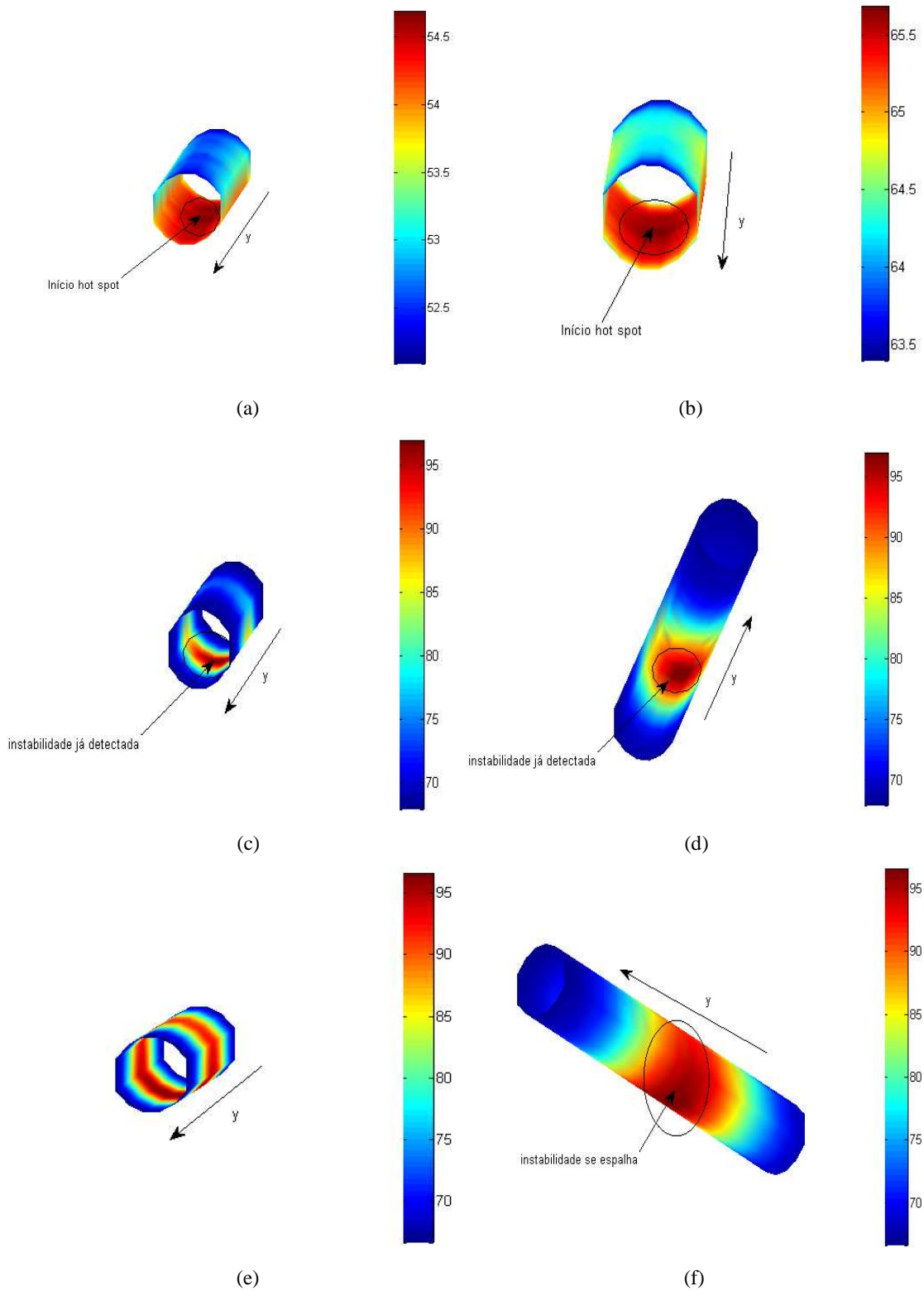
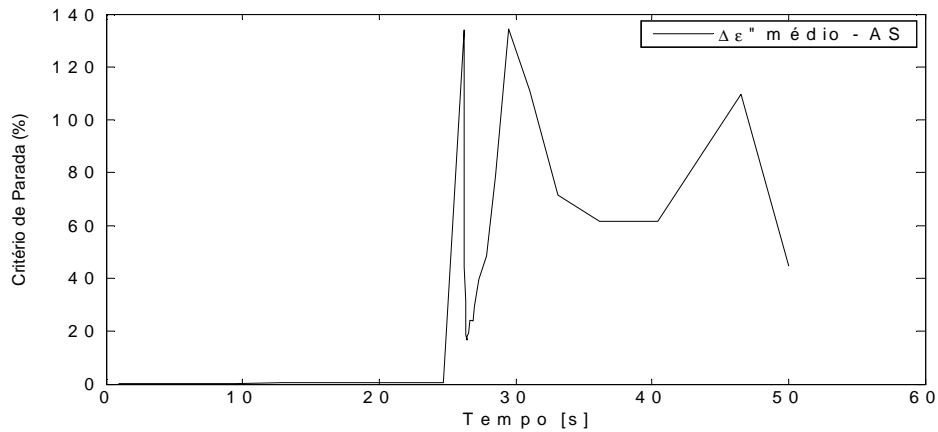


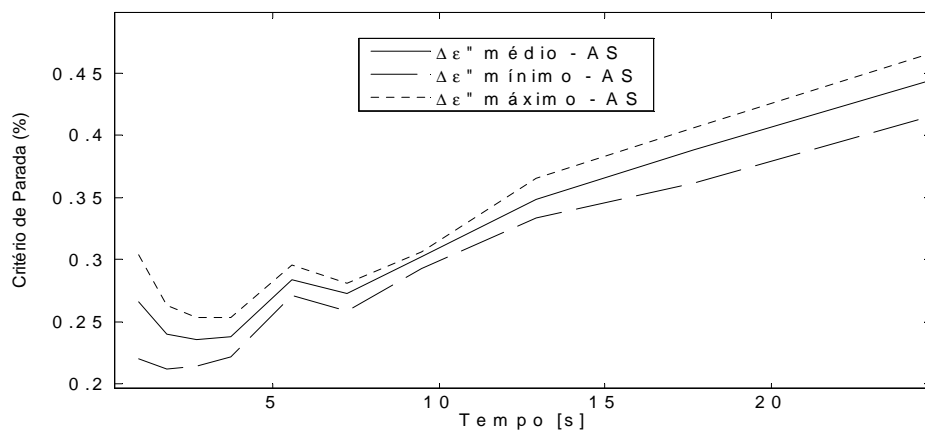
Figura 5.11 – (a) Distribuição superficial de temperatura no instante $t=10s$; (b) $t=20s$; (c) $t=30s$; (d) $t=30s$, outra vista da distribuição de temperatura; (e) $t=45s$ e (f) $t=45s$, outra vista.

Essa situação gera um impasse na aplicação dos critérios clássicos de decisão. Como esses critérios são baseados na monitoração da variação na permissividade surge a questão de qual variação utilizar: a média, a mínima ou a máxima. Adotando-se a média ou

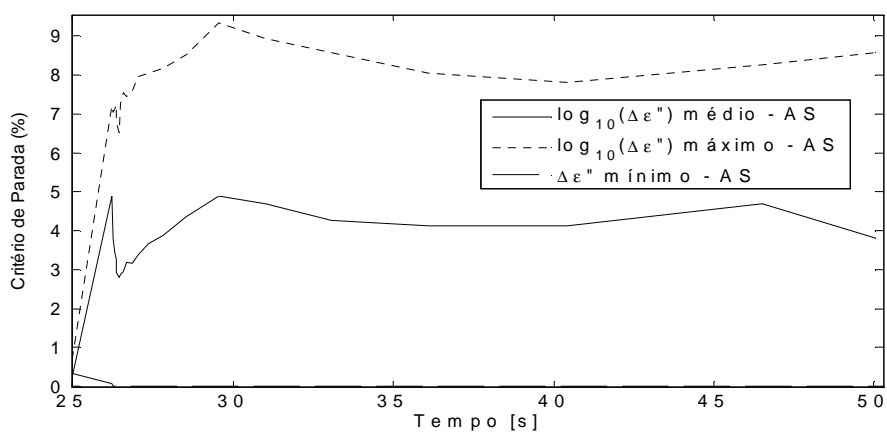
a máxima variação o problema eletromagnético é resolvido desnecessariamente inúmeras vezes. Por outro lado, se a mínima variação é monitorada, o problema é resolvido um número menor de vezes que o necessário introduzindo erros nos resultados.



(a)



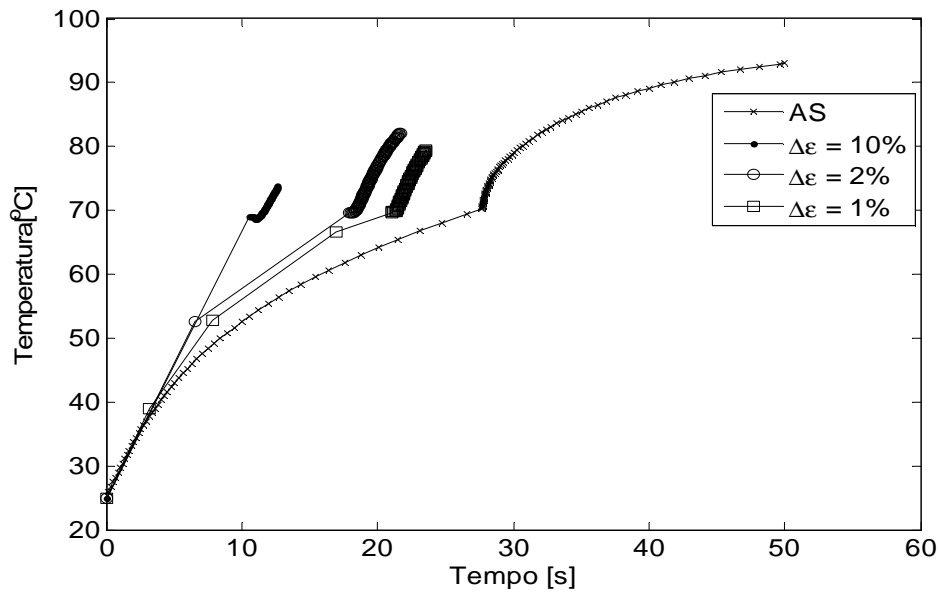
(b)



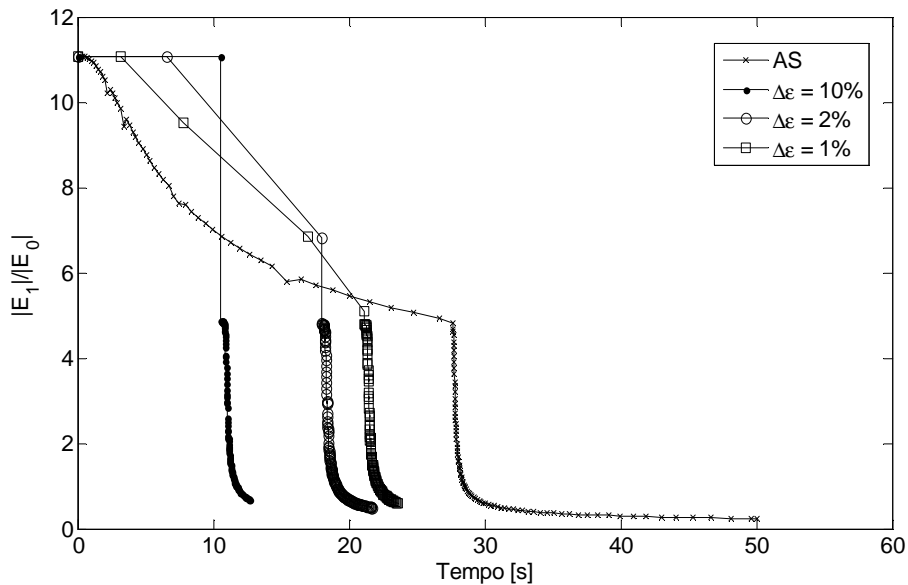
(c)

Figura 5.12 – (a) Evolução da variação média da parte imaginária da permissividade imposta pelo critério de parada proposto (AS), (b) evolução da variação máxima, média e mínima de ϵ'' para o $t < 27^\circ\text{C}$ e (c) para os instantes finais, $t > 27^\circ\text{C}$.

Na Figura 5.13, uma comparação da evolução da temperatura (a) e da magnitude de E_1 (b) obtidas quando é usado o critério de decisão proposto e o clássico são mostradas. Percebe-se que nos instantes iniciais, quando a variação na permissividade necessária para alterar o campo é menor que os critérios clássicos, erros aparecem tanto no campo elétrico quanto na temperatura quando se usa o critério clássico. Isso faz com que o instante em que a permissividade da amostra chega à descontinuidade seja antecipado.



(a)



(b)

Figura 5.13 – (a) Evolução da temperatura no ponto central da carga e (b) variação da magnitude do modo E_1 .

	Temperatura Final [°C]	Número de vezes Problema Eletromagnético é resolvido
AS	93	141
$\Delta\varepsilon = 1\%$	79.5	254 [†]
$\Delta\varepsilon = 2\%$	82.1	377 ^{††}
$\Delta\varepsilon = 5\%$	73.8	216 [‡]
$\Delta\varepsilon = 10\%$	73.8	216 [‡]

Tabela 5.6 – Análise da relação entre exatidão e eficiência computacional. [†]A simulação foi abortada em $t=23.59s$. ^{††}A simulação foi abortada em $t=21.70s$. [‡]A simulação foi abortada em $t=12.66s$.

O desempenho computacional dos critérios usados pode ser analisada através dos resultados da Tabela 5.6. Usando o critério proposto o problema eletromagnético é resolvido 141 vezes um número muito menor que aqueles obtidos com os critérios clássicos simulados.

A principal causa dessa eficiência do critério proposto é que ele monitora a variação do campo ocasionada pela variação da permissividade. Em certos casos, como o analisado nesta seção, uma variação abrupta e localizada na permissividade na carga pode não ser responsável por grandes alterações na distribuição de campo elétrico no aplicador. Esse fato não pode ser detectado quando se usa os critérios clássicos.

5.4 Aplicações

Nesta seção, o critério de parada proposto é aplicado para resolver o problema termo-eletromagnético da cavidade monomodo carregada com um cilindro de mulita na posição vertical e outro na posição horizontal, ambos com 1,0 cm de diâmetro.

A diferença na posição das amostras depende se o interesse está em buscar um aquecimento mais uniforme (cilindro na vertical) ou um aquecimento mais localizado (cilindro na horizontal). Uma aplicação típica que necessita de aquecimento localizado é a soldagem de pequenas peças.

Na Tabela 5.7 alguns parâmetros que foram usados na solução do problema termo-eletromagnético são fornecidos como o tempo total de aquecimento, o passo de tempo da discretização temporal e a potência fornecida pelo magnetron.

t_{final}	180 s
Δt	0,5 s
P	100 W

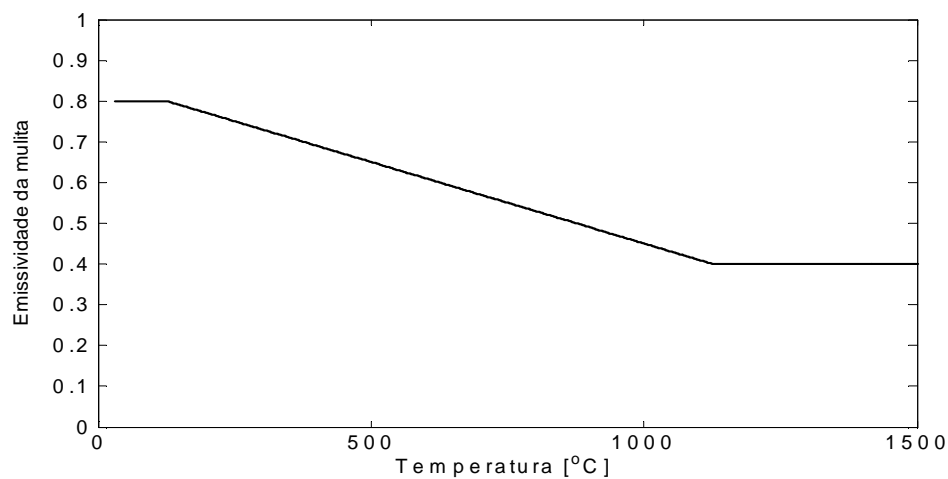
Tabela 5.7 – Parâmetros da simulação.

5.4.1 Cilindro na Posição Vertical

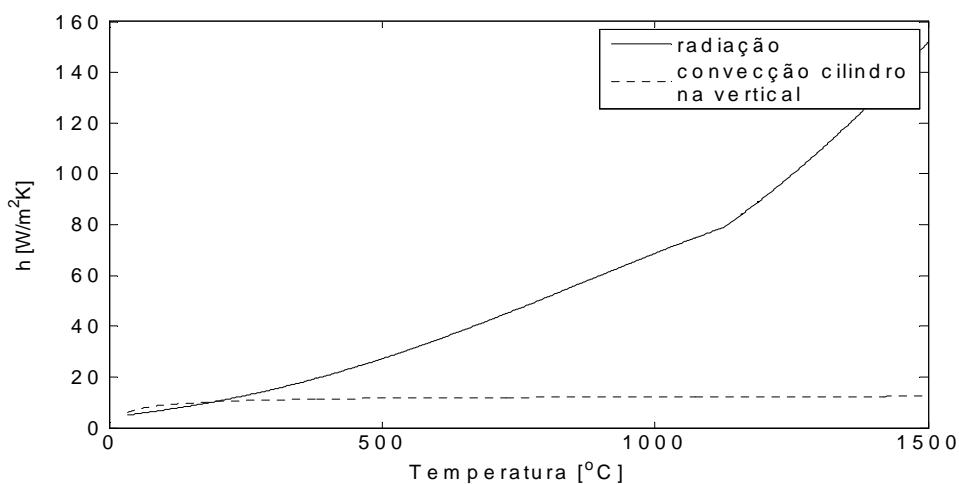
5.4.1.1 Coeficiente de Transferência de Calor por Convecção e Radiação

Uma breve discussão sobre o comportamento dos coeficientes de troca de calor por convecção e radiação que existem entre a superfície da carga e o interior da cavidade é apresentada a seguir.

Para o coeficiente de radiação, a Figura 5.14 (a) mostra como a emissividade do óxido de alumínio varia com a temperatura. O óxido de alumínio, Al_2O_3 , compõe 60% da mulita e serve, satisfatoriamente, para estimar a emissividade da mulita conforme o sugerido em Goodson (1997) e Touloukian (1972). Com o aumento da temperatura a emissividade diminui o que contribui para a perda por radiação não crescer tão rapidamente.



(a)



(b)

Figura 5.14 – (a) Emissividade da mulita; os dados foram obtidos de Goodson (1997). (b) Comparação da variação dos coeficientes de troca de calor por radiação e convecção com a temperatura.

E a Figura 5.14 (b) mostra como o coeficiente de radiação varia com a temperatura conforme o coeficiente foi definido na Equação 2.16. Percebe-se que para altas temperaturas esse mecanismo de perda de calor cresce bastante, apesar da diminuição da emissividade, e se torna o mecanismo predominante de perda de calor.

Já o coeficiente de transferência por convecção, também mostra uma variação com a temperatura, porém não tão elevada quanto a percebida no coeficiente de radiação. A metodologia usada para esses cálculos foi baseada no trabalho de Goodson (1997) e leva em conta a geometria da carga e a característica típica do fluido, nesse caso o ar, que envolve a mulita. Valores típicos obtidos para o coeficiente de convecção estão na faixa de 8 a 17 W/m^2K para cilindros de tamanho de 2 cm a 8 cm. Nas simulações realizadas nesta seção, o valor de h foi considerado constante e igual a 12 W/m^2K .

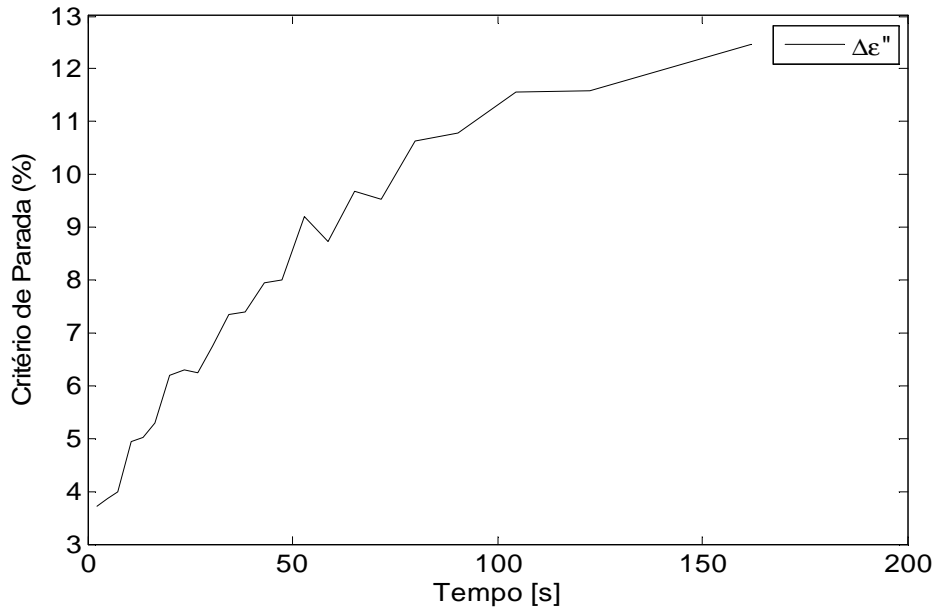
5.4.1.2 Distribuição de Temperatura e Campo Elétrico na Carga

Esta seção tem a finalidade de discutir alguns aspectos físicos do funcionamento da cavidade monomodo como a sua sintonia e a distribuição de temperatura no material. A partir deste ponto, todos os resultados foram obtidos usando somente o critério de decisão proposto.

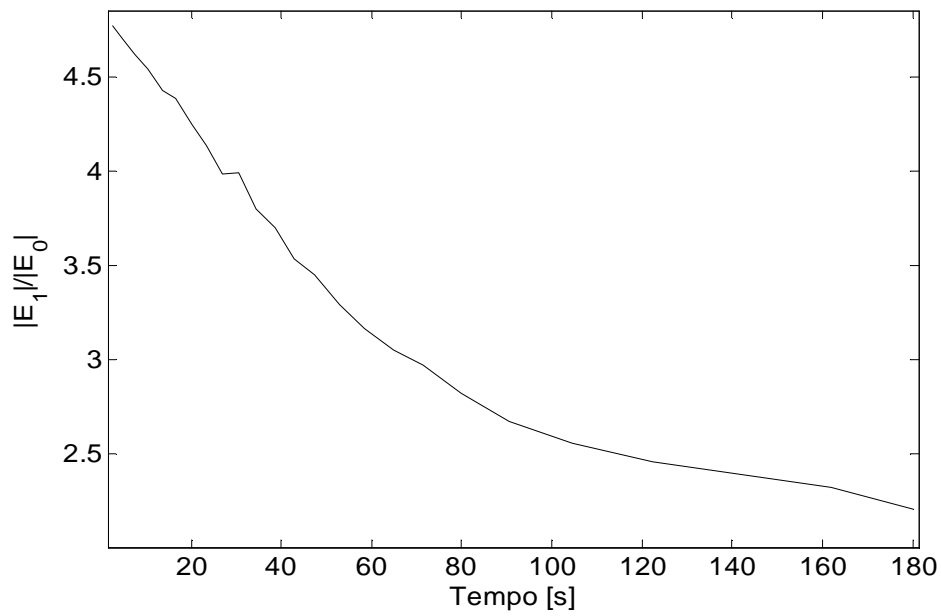
Utilizando tal critério, a média da variação da parte imaginária da permissividade de todos os tetraedros da carga é apresentada na Figura 5.15 (a).

A média da $\Delta\epsilon''$ torna-se mais relaxada à medida que a temperatura aumenta. Esse comportamento é principalmente devido à diminuição do fator de qualidade da cavidade que é deduzido da Figura 5.15 (b) através da redução da magnitude do modo E_1 .

Utilizado o critério proposto, a distribuição de temperatura na mulita é apresentada em seguida. Na Figura 5.16 (a), a distribuição de temperatura no eixo central do cilindro mostra um aquecimento uniforme. Uma variação máxima de temperatura de 130°C, 17%, foi observada no instante igual a 170s. Já a Figura 5.16 (b) mostra a distribuição de temperatura na superfície externa da carga também em $t=170s$.

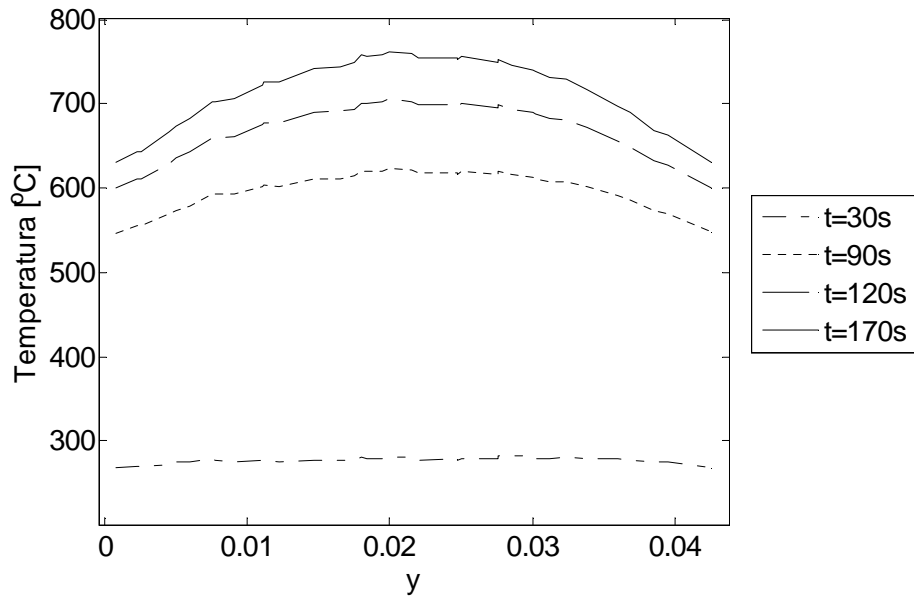


(a)

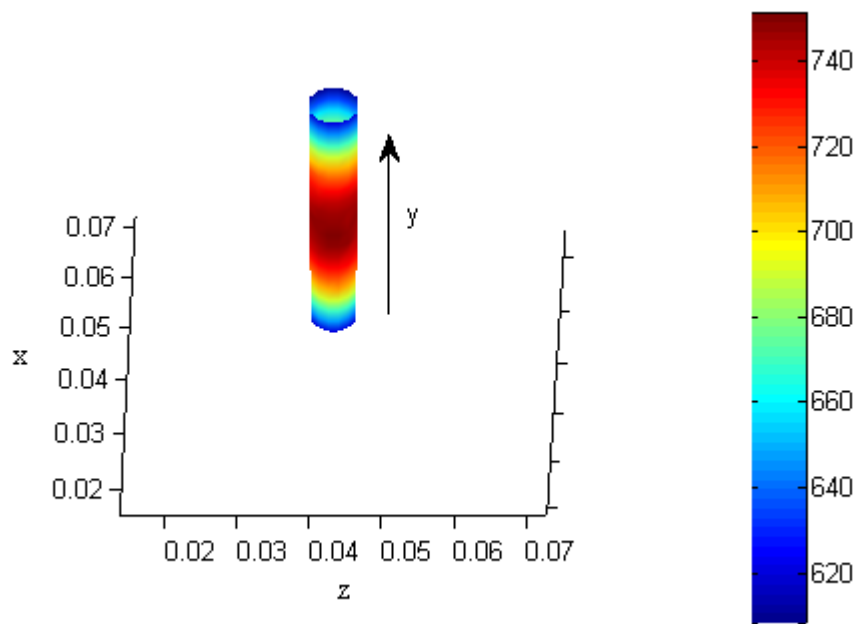


(b)

Figura 5.15 – (a) Média da $\Delta\epsilon''$ estabelecida pelo novo critério de parada e (b) Evolução da magnitude de E_1 normalizado.



(a)



(b)

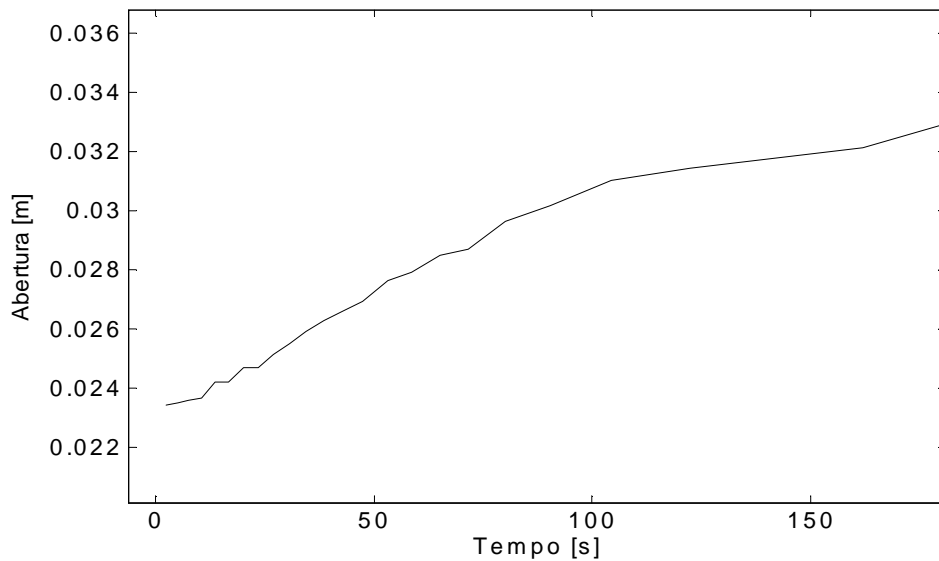
Figura 5.16 – (a) Distribuição de temperatura no eixo central e (a) na superfície externa do cilindro para $t=170s$.

Como explicado na Seção 2.2, à medida que acontece o aquecimento na carga a impedância da cavidade muda e essa deve ser então resintonizada para que o processo continue trabalhando de forma eficiente.

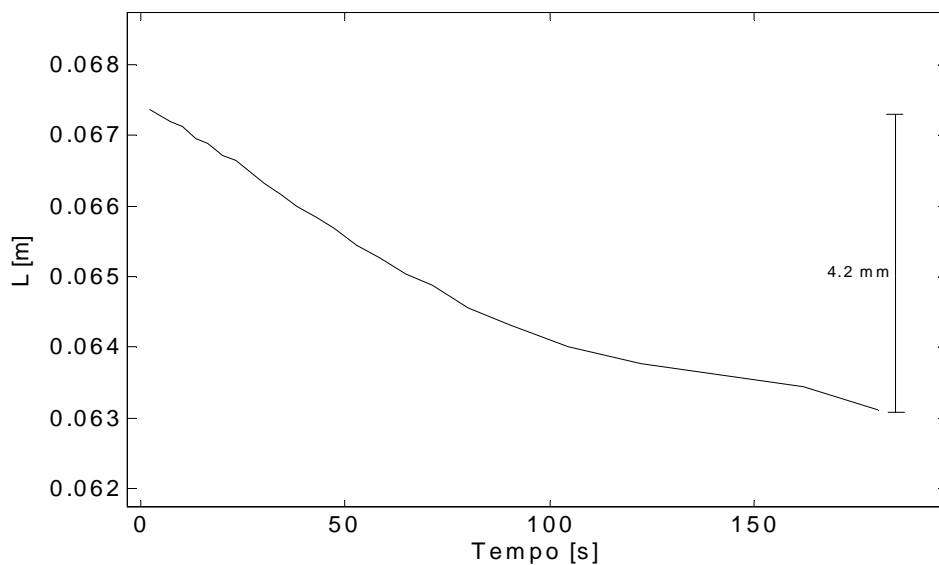
A Figura 5.17 (a) mostra como a abertura da íris varia com o tempo. Pode ser notado que a abertura da íris cresce à medida que o tempo passa ou a perda dielétrica

aumenta. Essa relação de proporcionalidade, entre abertura da íris e fator de perdas, já foi experimentalmente observada no trabalho de trabalho de Metaxas (1990).

Já na Figura 5.17 (b), a variação na posição do êmbolo no tempo é apresentada. Percebe-se que a cavidade diminui seu tamanho com a evolução do tempo. É interessante observar que essa variação é muito pequena, apenas 4.2 mm ou $0,0242 \lambda_{10}$. Esse comportamento foi verificado experimentalmente no trabalho de Alliouat (1990) no qual a cavidade também diminui o seu tamanho e possui uma variação na posição do êmbolo de 5,0 mm



(a)



(b)

Figura 5.17 – Sintonia da cavidade monomodo. (a) Variação da abertura da íris e da (b) posição do êmbolo.

Apesar das pequenas variações no tamanho da cavidade e da posição da íris elas são importantes para manter a sintonia. Duas simulações foram realizadas para investigar a sensibilidade desses parâmetros: na primeira, a abertura da íris é mantida fixa e o êmbolo varia conforme Figura 5.17 (b), na segunda, o êmbolo fica fixo e a abertura da íris varia conforme a Figura 5.17 (a).

Pode ser observado que a sintonia é bem melhor para o caso em que há uma variação conjunta no tamanho da cavidade e na abertura da íris. Já no caso em que somente um parâmetro é usado para realizar a sintonia percebe-se que é mais interessante manter a íris fixa e variar a posição do êmbolo.

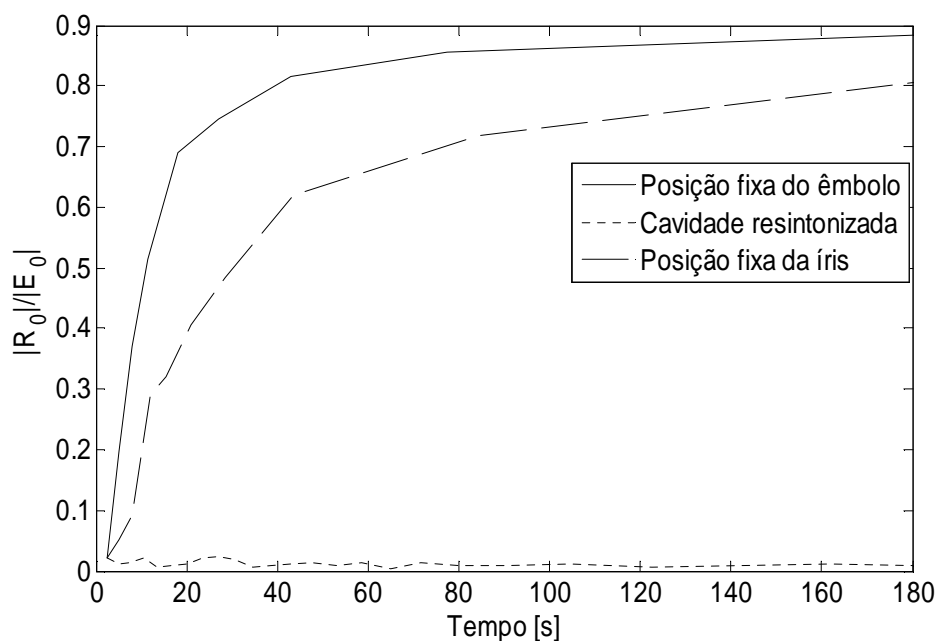


Figura 5.18 – Evolução da magnitude de R_0 normalizado com o tempo.

Nos próximos resultados, o desempenho da cavidade com carga em temperaturas mais elevadas é analisado. Para conseguir altas temperaturas, um coeficiente de transferência de calor efetivo, $h_{ef} = h + h_r$, igual a $5 \text{ W/m}^2\text{K}$ e independente da temperatura é usado. Na prática, a diminuição dos coeficientes de transferência é obtida usando susceptores. Basicamente, esse componente é um cobertor isolante térmico, transparente às micro-ondas, que envolve a carga diminuindo a perda de calor por convecção e radiação.

Inicialmente, é interessante observar, Figura 5.19, como a diminuição de h_{ef} possibilita que a carga atinja temperaturas bem superiores àsquelas do caso anterior. Nessa situação, a temperatura na carga, com susceptor, chega a aproximadamente 1600°C contra 800°C sem ele.

Na Figura 5.20, a dinâmica da cavidade é apresentada. A Figura 5.20 (a) mostra como a abertura da íris aumenta ao longo do processo de aquecimento. A relação de proporcionalidade dita anteriormente, entre a perda dielétrica da carga e a abertura da íris, é melhor ilustrada nesse exemplo devido ao crescimento quase que exponencial da abertura da íris quando a amostra encontra-se com temperaturas elevadas. Ressalta-se que a íris alcança sua abertura máxima no instante $t=170s$.

Já a Figura 5.20 (b) mostra uma representação do movimento do êmbolo. É notada uma excursão maior desse movimento, quase 1,0 cm, contra 0,42 cm para a cavidade trabalhando com temperaturas mais baixas. É significativo também observar que a partir do instante $t=170s$ somente o êmbolo realiza sintonia. Isso faz com a sintonia da cavidade seja perdida. Como pode ser visto pela Figura 5.21, a cavidade trabalha eficientemente enquanto existem dois parâmetros para a sua sintonia, mas no instante que a íris atinge sua abertura máxima, o aplicador não consegue manter sua eficiência.

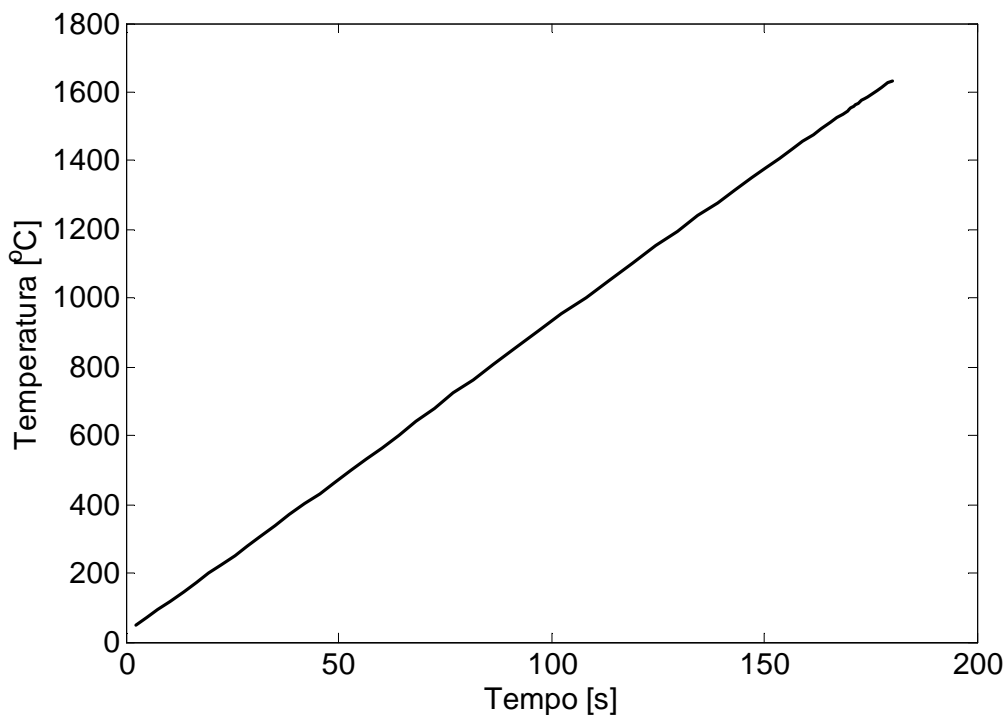
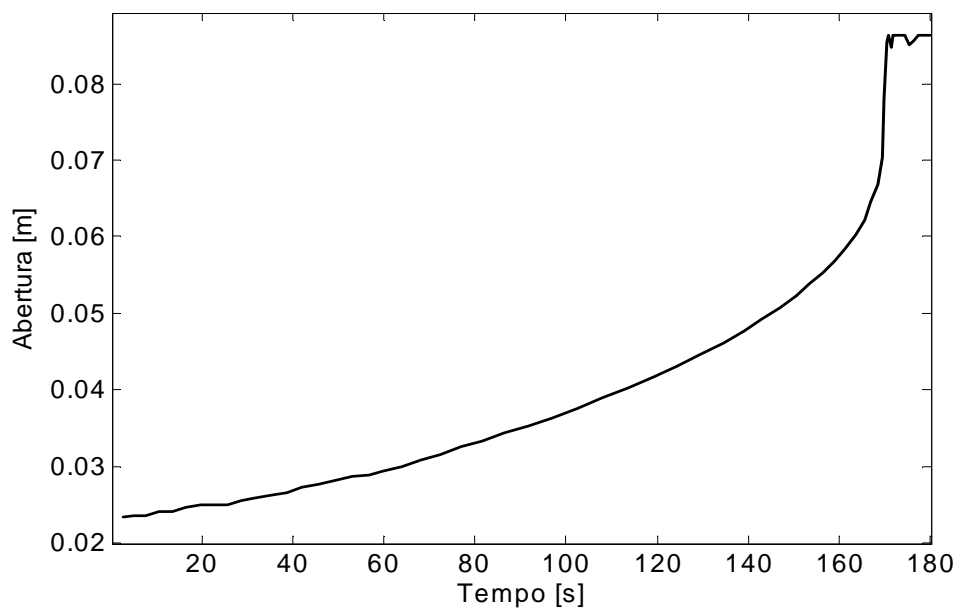
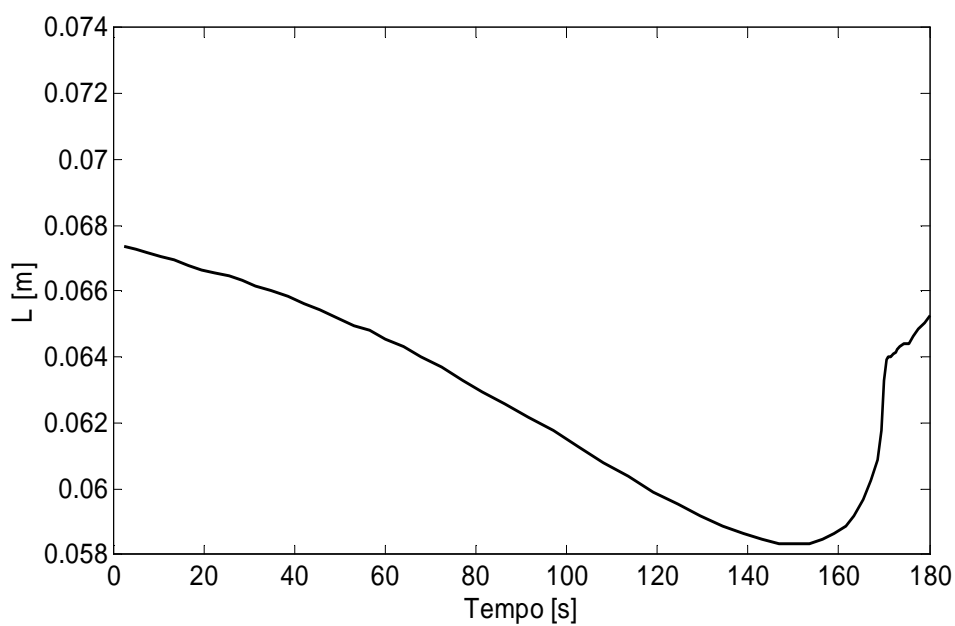


Figura 5.19 – Evolução da temperatura no ponto central da amostra.



(a)



(b)

Figura 5.20 – Configuração das partes móveis da cavidade com o tempo: (a) abertura da íris e (b) posição do êmbolo.

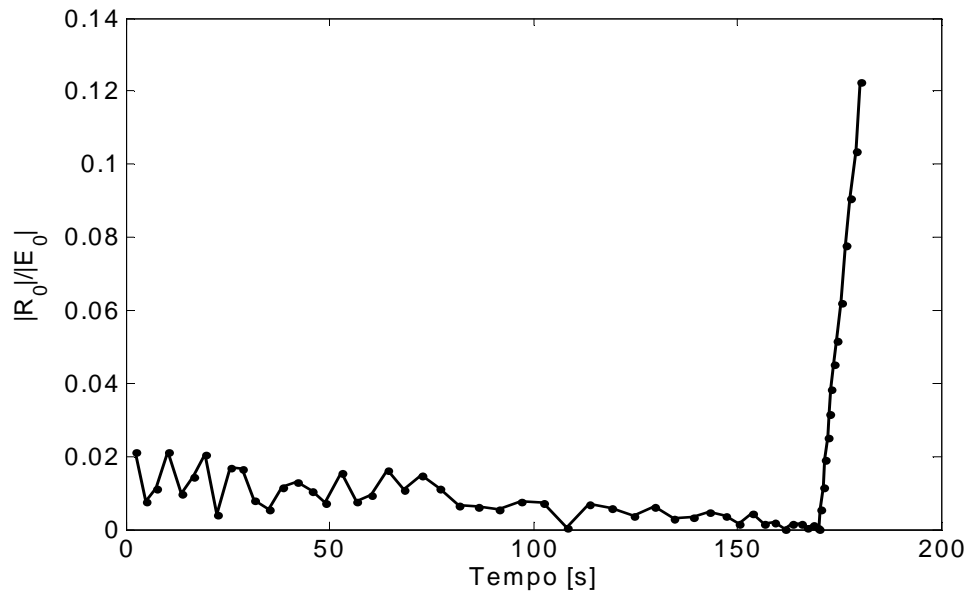


Figura 5.21 – Variação da magnitude de R_0 durante o processo térmico.

5.4.2 Cilindro na Posição Horizontal

5.4.2.1 Coeficientes de Transferência de Calor por Convecção e Radiação

Novamente os valores para o coeficiente de transferência de calor por convecção são obtidos a partir do trabalho de Goodson (1997). Pela análise da Figura 5.22, pode-se perceber que eles são superiores àqueles do cilindro na posição vertical e são dependentes da temperatura, principalmente, para baixas temperaturas. Nas simulações realizadas neste trabalho, para um cilindro de 1,0 cm de diâmetro, foi usado o valor de 25,0 W/m²K.

A diferença nos valores de h para as duas situações analisadas se deve ao movimento natural que o ar realiza à medida que o aquecimento ocorre. Mesmo que o ar esteja em repouso, do ponto de vista macroscópico, a diferença de temperaturas entre a carga e o fluido gera diferenças de densidade no ar que pode ser suficiente para induzir um movimento ascendente do fluido mais quente. Esse movimento do fluido retira o calor do cilindro na posição horizontal com mais facilidade que no outro caso justificando a diferença nos valores dos coeficientes de transferência de calor por convecção. Vale ressaltar que o cilindro encontra-se no meio da cavidade.

O valor de h para o cilindro na horizontal é fortemente dependente do diâmetro do cilindro. Se um diâmetro de 0,60 cm produz um coeficiente de 20 W/m²K outro de 0,10 cm produz um h de 70 W/m²K segundo Goodson (1997). Esses valores elevados tornam difícil a obtenção de altas temperaturas para o cilindro na posição horizontal.

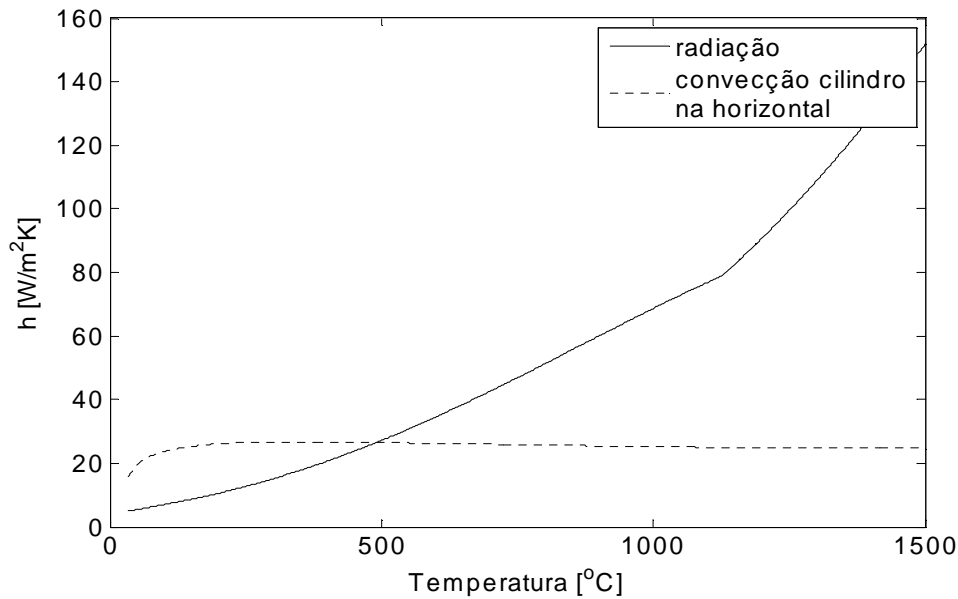


Figura 5.22 – Variação do coeficiente de transferência de calor por convecção e radiação com o cilindro na horizontal.

5.4.1.2 Distribuição de Temperatura e Campo Elétrico na Carga

A grande vantagem em se utilizar o cilindro na posição horizontal é aproveitar a forma da distribuição de campo elétrico na cavidade monomodo retangular para favorecer um aquecimento localizado. Por exemplo, na soldagem de dois materiais essa configuração do forno se torna bastante interessante.

Isso é mostrado na distribuição de temperatura na amostra de mulita, como apresentado na Figura 5.23. Percebe-se que pela posição da carga o aquecimento localizado aparece, como esperado, no meio da amostra onde seria a região da solda.

Se forem comparados os perfis de temperatura no eixo central do cilindro nos dois casos analisados, Figura 5.16 (a) e Figura 5.23 (a), no caso do cilindro posicionado na vertical uma variação de temperatura de 130°C foi obtida contra uma variação de 400°C, 83%, para o cilindro na horizontal.

Então, como dito anteriormente, quando se busca um aquecimento mais uniforme, deve-se utilizar o cilindro na vertical e quando se busca um aquecimento mais localizado, utilize o cilindro na horizontal.

O perfil inicial de campo elétrico ao longo da cavidade é mostrada na Figura 5.24. Nota-se a amplificação do campo, por volta 20 de vezes, mostrando o caráter ressonante do aplicador, superior ao observado para o caso do cilindro na vertical.

Outra característica peculiar dessa distribuição de campo é a sua forma que é bem diferente daquela apresentada na Figura 5.3. Essa diferença aparece devido às linhas de

campo elétrico que estão predominantemente na direção y e que para o cilindro na vertical são paralelas a sua superfície externa e que para o cilindro na horizontal são quase que perpendiculares a sua superfície externa.

Então, como a componente tangencial do campo elétrico tem de ser contínua e a componente normal é descontínua, por razão da condição de interface ar dielétrico, o campo para o cilindro na horizontal vai ser mais perturbado.

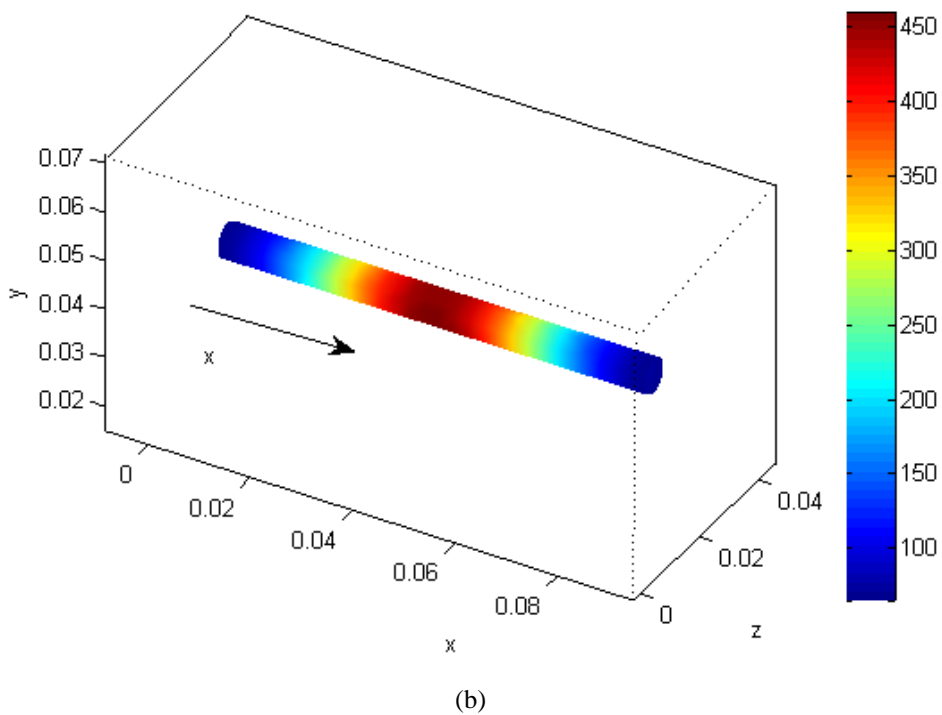
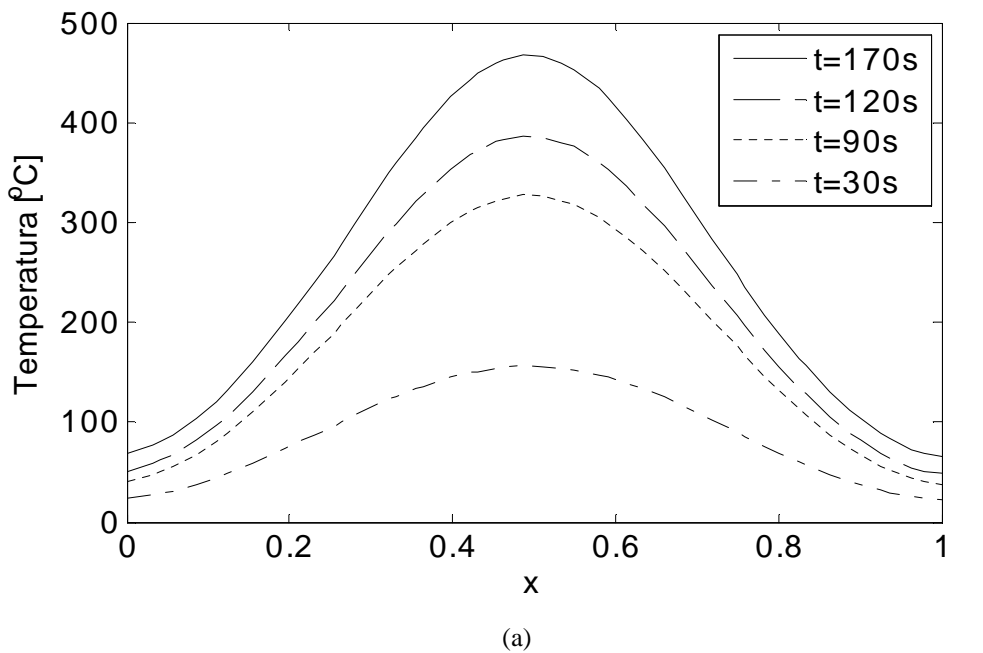


Figura 5.23 – (a) Perfil de temperatura no eixo central do cilindro, a coordenada x está normalizado com largura do guia e (b) distribuição superficial de temperatura na amostra.

Por fim, a Figura 5.25 mostra como o critério de parada varia ao longo do processo de aquecimento. Como no caso da Seção 5.3.3, o aquecimento localizado faz com que partes do dielétrico sofram alterações na permissividade maiores do que em outras surgindo a dificuldade, quando se pensa em utilizar os critérios clássicos, de saber qual o critério que se deve usar para monitorar a permissividade. Interessante observar que para os instantes iniciais do aquecimento os tetraedros que se localizam perto das extremidades do cilindro não são aquecidos e a sua permissividade não sofre alteração.

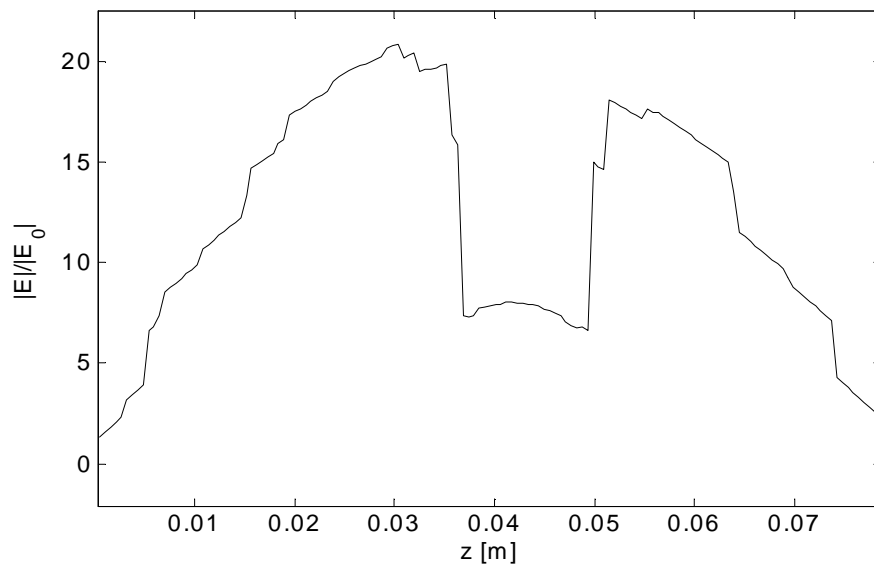


Figura 5.24 – Distribuição inicial de campo elétrico no meio da cavidade, $x=a/2$ e $y=b/2$, ao longo do comprimento da cavidade.

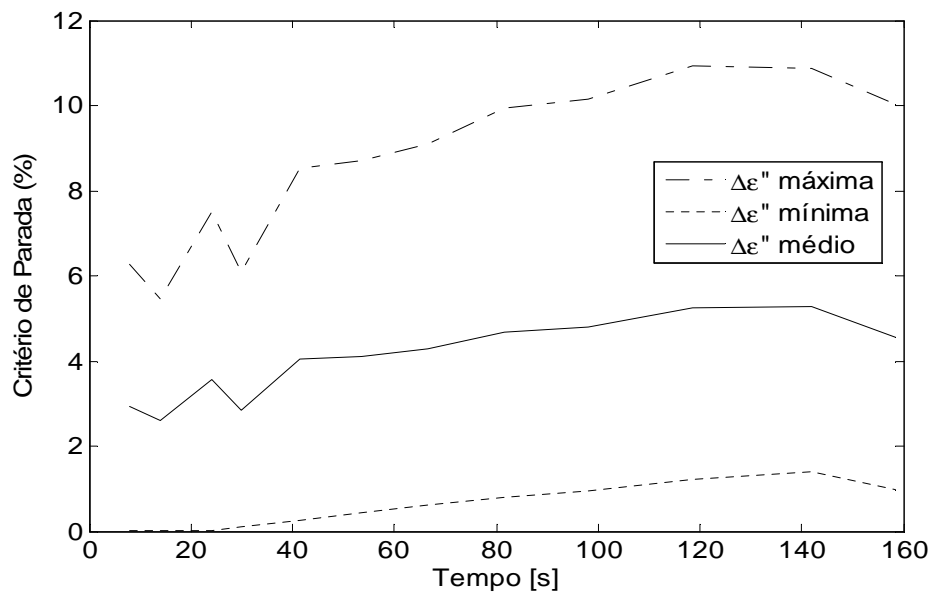


Figura 5.25 – Evolução da variação média, máxima e mínima da parte imaginária da permissividade imposta pelo critério de decisão.

Capítulo 6

Conclusão

6.1 Conclusões

Como apresentado ao longo do texto, o objetivo desse trabalho foi a obtenção de um modelo computacional realístico, com boa precisão e computacionalmente eficiente do aplicador monomodo. Esforços para vencer as limitações dos trabalhos já apresentados na literatura foram realizados pelo autor.

A preocupação primeira foi a obtenção de um método numérico que descreva com exatidão e eficiência computacional a interação do campo eletromagnético vetorial com as estruturas que compõem a cavidade. Isso foi conseguido através da metodologia apresentada nos Capítulos 2 e 3 e publicada em Oliveira (2010).

Com relação à exatidão, os resultados do método híbrido apresentaram boa concordância com àqueles obtidos com o MEF padrão, especialmente, na vizinhança da carga que é a região de interesse para análise do processo de aquecimento. Ressalta-se que essa concordância é válida somente se os coeficientes de espalhamento da carga são numericamente avaliados de forma correta.

Contudo, na região da íris, os resultados do método híbrido apresentaram erros devido a não inclusão dos modos evanescentes excitados por esse componente. Mas, com o cálculo da distância de alcance desses modos, segundo a formulação de Marcuvitz, consegue-se garantir que esses modos não influem na distribuição de temperatura da carga.

Já do ponto de vista de esforço computacional o método híbrido apresentou novamente um desempenho melhor que o MEF padrão. Na simulação de uma cavidade carregada com mulita, sintonizada no modo TE_{101} , o referido método resolve dois

problemas numéricos com 36506 elementos em dois núcleos de processamento. Em contra partida, o MEF resolve um único problema com 194456 elementos sem a utilização de qualquer processamento paralelo. Essa diferença no número de elementos se deve a retirada da íris e a diminuição do domínio computacional do problema numérico.

Não bastasse essa diferença no número de elementos, o número de condição da matriz resultante do MEF é maior que os encontrados nas matrizes dos problemas numéricos do método híbrido. Isso torna a solução do sistema de equações do MEF padrão mais complicada.

Tudo isso faz com que o método híbrido seja 23,5 vezes mais rápido que o MEF convencional. Essa situação se torna ainda mais favorável ao método híbrido para a cavidade trabalhando no modo TE_{103} já que para esse método o problema numérico compreende somente a região vizinha à carga.

Num segundo momento, na busca do modelo computacional da cavidade, outro aspecto de fundamental importância foi resolvido: o estabelecimento de um critério de decisão para saber o momento de recalculiar a distribuição de campo eletromagnético no problema acoplado.

Foi investigado que os critérios empíricos usualmente utilizados em problemas de aquecimento por micro-ondas em algumas situações não são adequados a cavidade monomodo. Por exemplo, para cavidades trabalhando com alto fator de qualidade a distribuição de campo apresentou uma elevada sensibilidade com relação à permissividade da carga. Tal característica faz com que quando os critérios clássicos são usados, erros sejam introduzidos nos resultados tanto na distribuição de campo elétrico quanto na temperatura.

Já para cavidades com baixo fator de qualidade a situação se inverte. A sensibilidade do campo elétrico diminui e a utilização dos critérios clássicos faz com que a distribuição de campo seja calculada desnecessariamente introduzindo ineficiência computacional à simulação.

Outra situação em que os critérios clássicos falham é quando surgem os *hot spots*. Nesses casos, surge o impasse de qual variação de permissividade deve ser monitorada como critério de decisão: a mínima, a média ou a máxima e quais valores usar para tais variações. Nesse tipo de aquecimento, acontecem elevadas variações de permissividade em certas regiões do dielétrico e variações nulas em outras regiões. O critério clássico nessa situação introduz erro e ineficiência computacional à simulação.

Outros dois aspectos do critério de decisão proposto foram analisados: a sua exatidão na previsão do campo elétrico e o seu custo computacional. A previsão da mudança no campo é feita com as técnicas de análise de sensibilidade e com a utilização de uma série de Taylor de primeira ordem para avaliar os novos coeficientes de espalhamento da carga quando a permissividade é alterada devido à elevação de temperatura. Resultados da Seção 5.3.1 mostraram como essa abordagem aplicada aos problemas de aquecimento da cavidade monomodo obtiveram resultados com boa exatidão.

Já sobre o *overhead* associado ao critério de parada ele é principalmente devido ao cálculo da derivada dos coeficientes de espalhamento da carga. Na Seção 5.3.2, o custo do critério de parada equivale 0,25 do custo de calcular o campo eletromagnético. Esse custo é diminuído pelo uso, mais uma vez, da implementação computacional em múltiplos núcleos de processamento.

Apesar do valor do *overhead* do critério de decisão o seu uso é justificado. Nos resultados da Seção 5.3.1, ele impede a introdução de erros aos resultados. E na Seção 5.3.2, ele aumenta a eficiência computacional do modelo mesmo com o seu custo adicional.

Por fim, o modelo numérico desenvolvido neste trabalho é aplicado para resolver dois problemas práticos: o aquecimento de uma amostra de mulita em forma de cilindro na vertical e na horizontal.

Com a utilização desse método foi possível monitorar a dinâmica do campo elétrico na cavidade. Pode ser observado como se dá a diminuição da intensidade de campo e seus valores à medida que acontece o aquecimento. Além disso, a diferença na forma da distribuição de campo pode ser evidenciada para as duas geometrias da carga analisada.

Foi possível monitorar também a distribuição de temperatura na amostra. Foi verificado como a posição do cilindro influi na uniformidade do aquecimento assim como também nos valores finais de temperatura já que o cilindro na horizontal possui valores de h de convecção maiores que na vertical.

Outro aspecto que o modelo computacional desenvolvido possibilitou foi o estudo da dinâmica de sintonia da cavidade. Foi apresentado como varia a posição do êmbolo durante o aquecimento. A excursão de seu movimento foi de apenas poucos milímetros mas muito importante para manter a eficiência energética do aplicador.

6.2 Publicações.

Raciocínios e resultados que apareceram durante o período do doutorado foram publicados. Uma lista das publicações é apresentada abaixo:

1. Jesús J. S. Santos; Diogo B. de Oliveira; Elizabeth F. Wanner; Eduardo G. Carrano; Ricardo H. C. Takahashi; E. J. Silva; Oriane M. Neto. **Designing a Multilayer Microwave Heating Device Using a Multiobjective Genetic Algorithm**. In: IEEE Congress on Evolutionary Computation, 2009.
2. Oliveira, D. B.; E. J. Silva. **Hybrid Analytical-FEM Method for Microwave Heating Analysis in a Single Mode Cavity**. In: 17th IEEE Conference on the Computation of Electromagnetic Fields, 2009.
3. Lucas S. Batista; Diogo B. de Oliveira; Frederico G. Guimarães; E. J. Silva; Jaime A. Ramirez. **Dynamic Multiobjective Clonal Selection Algorithm for Engineering Design**. In: 17th IEEE Conference on the Computation of Electromagnetic Fields, 2009.
4. Oliveira, D. B.; E. J. Silva. **Solução do Problema Eletromagnético e Térmico de Cargas em Forma de Poste em uma Cavidade Monomodo**. In: XIII Simpósio Brasileiro de Micro-ondas e Optoeletrônica e VIII Congresso Brasileiro de Eletromagnetismo, 2008.
5. D. F. de Carvalho Junior; Diogo B. de Oliveira; J. A. Ramirez; E. J. Silva. **Caracterização da Taxa de Absorção Específica no Olho Humano devido a Campos Eletromagnéticos de Alta-Frequência na faixa de UHF e SHF**. In: XIII Simpósio Brasileiro de Micro-ondas e Optoeletrônica e VIII Congresso Brasileiro de Eletromagnetismo, 2008.
6. Diogo B. Oliveira; E. J. Silva; Adriano C. Lisboa. **Efficient Microwave Power Density Distribution in Multilayer Dielectrics**. In: The 13th Conference on Electromagnetic Field Computation, 2008.
7. Diogo B. Oliveira; E. J. Silva. **Hybrid Analytical-FEM Method for Microwave Heating Analysis in a Single Mode Cavity**. IEEE Transactions on Magnetics, 2010.
8. Lucas S. Batista; Diogo B. Oliveira; Frederico G. Guimarães; E. J. Silva; J. A. Ramirez. **Dynamic Multiobjective Clonal Selection Algorithm for Engineering Design**. IEEE Transactions on Magnetics, 2010.
9. Diogo B. Oliveira; E. J. Silva; Jesús J. S. Santos; Oriane M. Neto. **Design of a Microwave Applicator for Water Sterilization Using Multiobjective Optimization and Phase Control Scheme**. IEEE Transactions on Magnetics, 2011.
10. Bruno C. Correa; E. J. Silva; Renato C. Mesquita; Diogo B. Olivieira; Alexandre R. Fonseca. **Meshless Local Petrov-Galerkin Approach in Solving Microwave Guide Problems**. IEEE Transactions on Magnetics, 2011.

6.3 Continuidade.

Em continuidade ao trabalho desenvolvido nesta tese, alguns pontos são importantes para melhorar a performance da ferramenta computacional:

1. **Modelagem dos sintonizadores:** inclusão dos sintonizadores no modelo computacional de forma analítica, através da sua matriz de espalhamento, e a investigação de como os pistões atuam na sintonia do dispositivo.
2. **Investigação de como a malha do problema térmico influe na qualidade dos resultados:** proposição de uma malha adaptativa que durante a simulação sofra refinamentos quando surgem os *hot spots* ou outro tipo de instabilidade térmica.
3. **Investigação da aplicação do critério de decisão proposto ao MEF:** investigação da possibilidade de tratar a cavidade monomodo com uma rede de micro-ondas de uma porta e calcular a variação da magnitude do modo R_0 devido a alteração da permissividade com a análise de sensibilidade.
4. **Implementação de uma metodologia para estimar os intervalos de tempo de discretização do problema térmico:** estimar o máximo intervalo de tempo que o problema térmico deve ser resolvido antes que o campo elétrico sofra alterações.
5. **Aplicar a análise de sensibilidade ao problema térmico:** investigar como a variação das propriedades térmicas com a temperatura influi no processo térmico do dielétrico.
6. **Implementação prática do dispositivo:** construção de um sistema de aquecimento com o uso da cavidade monomodo para validação do modelo computacional e a investigação de aplicações.
7. **Implementação prática da sintonia da cavidade:** estudo e implementação de técnicas de controle com malha fechada para a sintonia da cavidade.

Referências Bibliográficas

Akel, H., Webb, J. P., (2000), “Design Sensitivities for Scattering-Matrix Calculation with Tetrahedral Edge Elements,” *IEEE Transaction on Magnetics*, vol. 36 (4), 1043-1046.

Alliouta, M., Lecluse, Y., Massieu, J., and Mazo, L., (1990), “Control Algorithm for Microwave Sintering in a Resonant System,” *Journal of Microwave Power and Electromagnetic Energy*, vol. 25 (1), 25-31.

Alpert, Y., Jerby, E., (1999), “Coupled Thermal-Electromagnetic Model for Microwave Heating of Temperature-Dependent Dielectric Media,” *IEEE Transactions on Plasma Science*, vol. 27 (2), 555-562.

Al-Rizzo, H. M., Tranquilla, J. M., Ma, F., (2005), “A Finite Difference Thermal Model of a Cylindrical Microwave Heating Applicator Using Locally Conformal Overlapping Grids: Part I – Theoretical Formulation,” *Journal of Microwave Power and Electromagnetic Energy*, vol. 40 (1), 17-29.

Al-Rizzo, H. M., Adada, R., Tranquilla, J. M., Ma, F., Ionescu, B. C., (2006), “A Finite Difference Thermal Model of a Cylindrical Microwave Heating Applicator Using Locally Conformal Overlapping Grids: Part II – Numerical Results and Experimental Evaluation,” *Journal of Microwave Power and Electromagnetic Energy*, vol. 40 (2), 78-100.

Batista, L. S., Oliveira, D. B., Guimarães, F. G., Silva, E. J., Ramirez, J. A., (2010), “Dynamic Multiobjective Clonal Selection Algorithm for Engineering Design,” *IEEE Transactions on Magnetics*, v. 46, 3033-3036.

Bows, J. R., Patrick, M. L., Janes, R., Metaxas, A. C., Dibben, D. C., “Microwave Phase Control Heating,” *International Journal of Food Science and Technology*, vol. 34, 295–304.

Braunstein, J., Connor, K., Salon, S., Libelo, L., (1999), “Investigation of Microwave Heating with Time Varying Material Properties,” *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 33 (3), 1813-1816.

ChangJun, L., Sheen, D., (2008), "Analysis and Control of the Thermal Runaway of Ceramic Slab under Microwave Heating," *China Ser. E-Tech. Sci.*, vol. 51 (12), 2233-2241.

Clark, D., Sutton, W. H., (1996), "Microwave Processing of Materials," *Annu. Rev. Mater. Sci.*, 26, 299-331.

Clemens, M., Gjonaj, E., Pinder, P., Weiland, T., (2000), "Numerical Simulation of Coupled Transient Thermal and Electromagnetic Fields with Finite Integration Method," *IEEE Transaction on Magnetics*, vol. 36 (4), 1448-1452.

Collin, R. E., (1991), "*Field Theory of Guided Waves*," NJ, IEEE Press.

Collin, R. E., (1992), "*Foundations for Microwave Engineering*," Singapura, McGraw-Hill.

Correa, B. C., Silva, E. J., Fonseca, A. R., Oliveira, D. B., Mesquita, R. C., (2011), "Meshless Local Petrov-Galerkin in Solving Microwave Guide Problems," *IEEE Transactions on Magnetics*, v. 47, 1526-1529.

Dibben, D., Metaxas, A. C., (1994), "Finite Element Time Domain Analysis of Multimode Applicator Using Edge Elements," *Journal of Microwave Power and Electromagnetic Energy*, vol. 29 (4), 242-251.

Dibben, D., Metaxas, A. C. (1997), "Frequency Domain vs. Time Domain Finite Element Methods for Calculation of Fields in Multimode Cavities," *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 33 (2), 1468-1471.

Dibben, D. C., Metaxas, A. C., (1996), "Time Domain Finite Element Analysis of Multimode Microwave Applicators," *IEEE Transaction on Magnetics*, vol. 32 (3), 942-945.

Dyck, D. N., Lowther, D. A., Freeman, E. M., (1994), "A Method of Computing the Sensitivity of Electromagnetic Quantities to Change in Materials and Sources," *Transaction on Magnetics*, vol. 30 (5), 3415-3418.

Ehlers, R. A., Dibben, D. C., Metaxas, A. C., (2000), "The Effect of Wall Losses in the Numerical Simulation of Microwave Heating Problems", *Journal of Microwave Power and Electromagnetic Energy*, vol. 35 (4), 199-215.

Fiflet, A. W., Bruce, R. W., Kinkead, A. K., Fischer, R. P., Lewis, D., Rayne, B. B., Kurihara, L. K., Chow, G., and Shoen, P. E., (1996), "Application of Microwave Heating to Ceramic Processing: Design and Initial Operation of a 2.45 GHz Single-Mode Furnace," *IEEE Transaction on Plasma Science*, vol. 24 (3), 1041-1049.

Gawrylczyk, K. M., Kugler, M., (2004), "Sensitivity Analysis of Electromagnetic Quantities in Time Domain by Means of FEM," *Serbian Journal of Electrical Engineering*, vol. 1 (2), 167-174.

Goodson, C. C. (1997), "Simulation of Microwave Heating of Mullite Rods", 74 p., Thesis (Master in Mechanical Engineering), Virginia Polytechnic Institute and State University, Blacksburg, EUA.

Hallac, A., Metaxas, A. C., (2006), "Modelling of Industrial Conveyorized Applicators Using Higher Order Vector Finite Element," *Journal of Microwave Power and Electromagnetic Energy*, vol. 40 (2), 101-109.

Harrington, R. F., (1961), "*Time-Harmonic Electromagnetic Fields*," New York, McGraw-Hill.

Hile, C. V., Kriegsmann, G. A., (1998), "A Hybrid Numerical Method for Loaded Highly Resonant Single Mode Cavities", *Journal of Computational Physics*, 142(CP985951), 506-520.

Igarashi, H., Honna, T., (1996), "A Finite Element Method for Scalar Helmholtz Equation with Field Singularities", *IEICE Trans. Electron.*, vol. E79-C (1), 131-137.

Ise, K., Inoue, K. Koshiha, M., (1991), "Three-Dimensional Finite-Element Method with Edge Elements for Electromagnetic Waveguide Discontinuities," *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 29 (8), 1289-1295.

Jin, J., (1993), *The Finite Element Method in Electromagnetics*, John Wiley and Sons, New York, NY.

Knoerzer, K., Regier, M., Schubert, H., (2006), "Microwave Heating: A New Approach of Simulation and Validation," *Chem. Eng. Technol.*, 29, 7, 796-801.

Lewin, L., (1975), "Theory of Waveguides," Wiley, New York.

Lewis, R. W., et al., (1996), "*The Finite Element Method in Heat Transfer Analysis*," Chichester, John Wiley & Sons.

Ma, L., Paul, D., Potheary, N., Railton, C., Bows, J., Barrat, L., Mullin, J., Simons, D., (1995), "Experimental Validation of a Combined Electromagnetic and Thermal FDTD Model of a Microwave Heating Process," *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 43 (11), 2565-2572.

Marcuvitz, N., (1951), "Waveguide Handbook," McGraw-Hill, New York.

McGillivray, P. R., Oldenburg, D. W., Ellis, R. G., Habashy, T. M., (1994), "Calculation of Sensitivities for the Frequency-Domain Electromagnetic Problem," *Geophys. J. Int.*, 116, 1-4.

Menezes, R. R., Souto P. M., Kiminami, R. H. G. A., (2007a), "Sinterização de Cerâmicas em Micro-ondas," *Cerâmica*, 53, 1-10.

Menezes, R. R., Souto P. M., Kiminami, R. H. G. A., (2007b), “Sinterização de Cerâmicas em Micro-ondas. Parte III: Sinterização de Zirconia, Mulita e Alumina,” *Cerâmica*, 57, 218-226.

Meredith, R., (1998), *Engineers' Handbook of Industrial Microwave Heating*, IEE Press, London, United Kingdom.

Metaxas, A. C., Meredith, R., (1978), “Microwave Drying of Nylon Tufted Carpets II. Electrical Characterization of a Modified TE_{10N} Resonant Cavity,” *Journal of Microwave Power and Electromagnetic Energy*, vol. 13 (4), 315-320.

Metaxas, A. C., (1990), “Rapid Feasibility Test Using a TE_{10n} Variable Aperture Resonant Applicator,” *Journal of Microwave Power and Electromagnetic Energy*, 2 (1), 16-24.

Metaxas, A. C., (1991), “*Microwave Heating*,” IEE Power Engineering Journal,” 5 (5).

Nikolova, N. K., Bandler, J. W., Bakr, M. H., (2004), “Adjoint Techniques for Sensitivity Analysis in High-Frequency Structure CAD,” *IEEE Transaction on Microwave Theory and Techniques*, vol. 52 (1), 403-419.

Nikolova, N. K., Zhu, J., Li, D., Bakr, M. H., Bandler, J. W., (2006), “Sensitivity Analysis of Network Parameters with Electromagnetic Frequency-Domain Simulators,” *IEEE Transaction on Microwave Theory and Techniques*, vol. 54 (2), 670-681.

Oliveira, D. B. (2007), “Análise do Aquecimento por Micro-ondas em uma Cavidade Monomodo utilizando uma Técnica Semi-Analítica”, 90 p., Dissertação (Mestrado em Engenharia Elétrica), Universidade Federal de Minas Gerais, Belo Horizonte, 2007.

Oliveira, D. B., Silva, E. J., Junior, D. F. C., (2008), “Solução do Problema Eletromagnético e Térmico de Cargas em Forma de Poste em uma Cavidade Monomodo,” In: *XIII Simpósio Brasileiro de Micro-ondas e Optoeletrônica e VIII Congresso Brasileiro de Eletromagnetismo*, Florianópolis, Brasil.

Oliveira, D. B., Silva, E. J., (2010), “Hybrid Analytical-FEM Method for Microwave Heating Anaysis in a Single Mode Cavity,” *IEEE Transactions on Magnetics*, v. 46, 2767-2770.

Oktay, A., Akman, A., (1999), “Thermal Simulation of Microwave Heating for Material Processing,” In: *7th International Conference on Microwave and High Frequency Heating*, 239-242.

Osepchuk, J. M., (2002), “Microwave Power Applications”, *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*,” vol. 50 (3), 975-985.

Pathak, S. K., Liu F., and Tang, J., (2003), “Finite Difference Time Domain (FDTD) Characterization of a Single Mode Applicator,” *Journal of Microwave Power and Electromagnetic Energy*, vol. 38 (1), 37-48.

Rabello, A. A., Silva, E. J., Sadanha, R. R., Vollaire, C., and Nicolas, A. (2005) “Adaptive Time-Stepping Analysis of Nonlinear Microwave Heating,” *IEEE Transaction on Magnetics*, vol. 41, 1584-1587.

Reddy, J. N., (1993), *An Introduction to the Finite Element Method*, McGraw-Hill, USA.

Rotaru, Mihai D., Sykulski, Jan K., (2010), “Electromagnetic Design of Dual Resonant Structures for Improved Sensitivity of Terahertz Label Free Bio-Sensing,” In: Conference on Electromagnetic Field Computation, Chicaga, EUA.

Santos, J. S., Oliveira, D. B., Wanner, E. F., Carrano, E. G., Takahashi, R. H. C., Silva, E. J., Neto, O. M., (2009), “Designing a Multilayer Microwave Heating Device Using a Multiobjective Genetic Algorithm,” In: *IEEE Congress on Evolutionary Computation*, Trondheim, Noruega.

Torres, F., Jecko, B., (1997), “Complete FDTD Analysis of Microwave Heating Processes in Frequency-Dependent and Temperature-Dependent Media,” *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 45 (1), 108-116.

Touloukian, Y.S., (1972), “*Thermal Radiative Properties*,” vol. 8, New York-Washington, p.142.

Tran, H. K., (2004), “Numerical Simulation of Microwave Heating of a Target with Temperature Dependent Electrical Properties in a Single Mode Cavity”, 63 p., Thesis (Doctor of Philosophy in Mathematical Science), The State University of New Jersey, Newark, EUA.

Xie, G. Q., Suzuki, M., Louzguine-Luzgin, D. V., Li, S., Tanaka, M., Sato, M., Inoue, A., (2009), “Analysis of Electromagnetic Field Distributions in a 915MHz Single-Mode Microwave Applicator,” *Progress in Electromagnetic Research*, PIER 89, 135-148.

Walker, S. J. (2001), “Multi-mode Cavity Effects on the Microwave Heating of a Ceramic Slab,” 92 p., Thesis (Doctor of Philosophy in Mathematical Science), The State University of New Jersey, Newark, EUA.

Zhao, H., Turner, I. W., (1996), “An Analysis of the Finite-Difference Time-Domain Method for Modeling the Microwave Heating of Dielectric Materials within a Three-Dimensional Cavity System,” *Journal of Microwave Power and Electromagnetic Energy*, vol. 31 (4), 199-214.

Zhao, H., Turner, I. W., (2000), “The Use of a Coupled Computational Model for Studying the Microwave Heating of Wood,” *Applied Mathematical Modelling*, 24, 183-197.

Zhang, H., Datta, A. K., (2000), “Coupled Electromagnetic and Thermal Modeling of Microwave Oven Heating of Foods,” *Journal of Microwave Power and Electromagnetic Energy*, vol. 35 (2), 71-85.