

Universidade Estadual de Campinas
Faculdade de Engenharia Elétrica e de Computação

**Estudo da Radiação Eletromagnética na Cabeça Humana
Considerando Efeitos Quirais**
Faculdade de Engenharia Elétrica e de Computação

Autor: Leonardo André Ambrosio

Orientador: Prof. Dr. Hugo Enrique Hernández Figueroa

Dissertação de Mestrado apresentada à Faculdade de Engenharia Elétrica e de Computação como parte dos requisitos para obtenção do título de Mestre em Engenharia Elétrica. Área de concentração: **Telecomunicações**.

Banca Examinadora

Hugo Enrique Hernández Figueroa, Ph.D. DMO/FEEC/Unicamp
Rui Fragassi Souza, Ph.D. DMO/FEEC/Unicamp
Hector Ramón Torres Silva, Dr. UTA/Chile

Campinas, SP

Junho/2005

FICHA CATALOGRÁFICA ELABORADA PELA
BIBLIOTECA DA ÁREA DE ENGENHARIA - BAE - UNICAMP

Am18e Ambrosio, Leonardo André
 Estudo da radiação eletromagnética na cabeça humana
 considerando efeitos quirais / Leonardo André Ambrosio. –
 Campinas, SP: [s.n], 2005.

 Orientador: Hugo Enrique Hernández Figueroa.
 Dissertação (Mestrado) – Universidade Estadual de
 Campinas, Faculdade de Engenharia Elétrica e de
 Computação.

 1. Eletromagnetismo 2. Cabeça – Efeito da radiação. 3.
 Quiralidade. 4. Diferenças finitas. I. Hernández Figueroa,
 Hugo Enrique. II. Universidade Estadual de Campinas.
 Faculdade de Engenharia Elétrica e de Computação. III.
 Título.

Título em Inglês: Study of the electromagnetic radiation on the human head considering
chiral effects.

Palavras-chave em Inglês: Electromagnetics, Effect of radiation on the head, Chirality e
Finite difference method.

Área de concentração: Telecomunicações.

Titulação: Mestre em Engenharia Elétrica.

Banca Examinadora: Hector Torres-Silva e Rui Fragassi Souza.

Data da defesa: 06/06/2005

Resumo

Este trabalho apresenta um modelo numérico baseado no método das diferenças finitas no domínio do tempo, com objetivo de analisar as características da taxa de absorção específica, SAR, na cabeça humana, mediante um modelamento quiral das equações de Maxwell. A formulação é expressa em termos dos campos polarizados elétrico e magnético, permitindo investigar possíveis variações de SAR na cabeça humana, para diferentes valores de quiralidade, através de algoritmos simples. Tais algoritmos tornam possíveis a análise das diversas características da SAR em estruturas bidimensionais, representando secções transversais da cabeça humana, discretizada em seus tecidos de volumes significativos. Uma verificação foi feita calculando-se a estabilidade numérica e simulando uma fonte pontual em um meio quiral. As influências da impedância equivalente da antena e da distância entre a antena e a cabeça humana foram investigadas, para diferentes valores quirais, bem como é feita a análise da SAR local média e sua variação percentual para os valores quirais escolhidos. Cinco cortes transversais foram analisados, com o objetivo de verificar características e comportamentos globais de SAR, evitando assim que variações locais fossem assumidas como um efeito global.

Palavras-chave: Eletromagnetismo, Cabeça - Efeito da Radiação, Quiralidade, Diferenças Finitas.

Abstract

This work shows a numerical model based on the finite-difference time-domain method, with the aim of analysing the characteristics of the Specific Absorption Rate, SAR, in a human-head, through a quiral modelling of Maxwell's equations. The formulation is expressed in terms of the electric and magnetic wave-fields, allowing to investigate possible changes in SAR, inside the human head, for different values of chirality, using simple algorithms. Such algorithms, make the analysis of the several characteristics of SAR in bidimensional structures representing the transversal layers of the human head, discretized in its tissues possessing significant volumes. A verification was made by calculating the numerical punctual stability and by simulating a punctual source in a chiral medium. The influences of the equivalent impedances of the antenna and of the distance between the antenna and the human head are analysed, for different chiral values, as well as an analysis of the average local SAR and its percentual variation for chosen chiral values. Five transversal layers were analysed, with the aim of verifying global characteristics and behaviors of SAR, avoiding that local variations were assumed as a global effect.

Keywords: Electromagnetics, Effect of radiation on the head, Chirality, Finite difference method.

Dedico este trabalho ao Nelson Kfourri (Seu Kfourri), pelas palavras até hoje gravadas no meu coração, e pelo exemplo que representa para qualquer pessoa que um dia lhe conheceu.

Agradecimentos

Agradeço a Deus, acima de tudo, por sua presença dentro e fora de mim.

A todos os mentores espirituais que me guardam e me orientam.

A este país lindo e abençoado, terra de aprendizado moral, pela oportunidade intelectual. Todo o retorno ainda lhe será pouco.

Ao Professor Hugo Enrique Hernández Figueroa pela orientação, confiança e apoio oferecido para a conclusão deste mestrado.

Também gostaria de agradecer ao Professor Hector Torres-Silva, por sua ajuda e explicações.

À Capes, pelo apoio financeiro.

À minha mãe, pelo amor irrestrito que me acalenta a alma.

À Carol, minha meiga e carinhosa companheira de estrada, que muito me agüentou durante estes dois anos, principalmente na fase final desta tese.

À minha família, ao meu pai Paulo, irmão Rafael e irmã Natália, por existirem e estarem comigo sempre, longe ou perto.

A um irmão que eu não poderia esquecer. Onde quer que esteja, Alexandre, que as bênçãos dos céus te amparem fraternalmente.

Ao meu amigo Luciano Prado de Oliveira, pelas dicas e sugestões.

Aos amigos e colegas do Departamento de Microonda e Óptica.

"O essencial é invisível aos olhos; só se vê bem com o coração."

Saint Exupéry - O Pequeno Príncipe

Sumário

1	Introdução	1
1.1	Introdução	1
1.2	Objetivos e organização do trabalho	2
2	Materiais Quirais e Diferenças Finitas no Domínio do Tempo	4
2.1	Introdução	4
2.2	Materiais quirais	4
2.2.1	Polarização da luz em materiais quirais	5
2.2.2	Equações de Maxwell e relações constitutivas	7
2.3	Método das Diferenças Finitas no Domínio do Tempo	9
2.3.1	Equações de Maxwell em três dimensões	9
2.3.2	Redução para duas dimensões: modos TE e TM	11
2.3.3	O algoritmo de Yee	12
3	Modelamento Quiral da Cabeça Humana	17
3.1	Introdução	17
3.2	Decomposição em Campos Polarizados	18
3.2.1	Parâmetros Isotrópicos Equivalentes	20
3.2.2	Fontes de Campos Polarizados	22
3.3	A Cabeça Humana e os Campos Eletromagnéticos	23
3.3.1	Modelo Computacional da Cabeça Humana	24
3.3.2	Propriedades Elétricas dos Tecidos da Cabeça Humana	27
3.3.3	Taxa de Absorção Específica (SAR)	28
3.4	Modelo Quiral FDTD para Simulação da SAR na Cabeça Humana	29
3.4.1	Condições de Contorno Absorventes	32
4	O Modelo Quiral da Cabeça Humana	37
4.1	Introdução	37

4.2	Estabilidade Numérica	38
4.2.1	Problema de Auto-Valor Temporal	38
4.2.2	Problema de Auto-Valor Espacial	39
4.2.3	Imposição da Estabilidade	42
4.2.4	Validação da Condição Quiral de Estabilidade Numérica	42
4.3	Parâmetros analisados	43
4.4	Resultados	46
4.4.1	Impedância Equivalente da Antena	47
4.4.2	Influência da Distância da Antena	50
4.4.3	SAR Médio na Cabeça Humana	53
4.5	Conclusão	65
5	Conclusões	66
	Referências bibliográficas	68
A	Parâmetros Quirais Complexos	74
B	Relações Constitutivas Quirais	76
B.1	Relações de Post	76
B.2	Relações de Drude-Born-Fedorov	77
C	Base para Modelo Quiral Bioplasmático	78
C.1	O Citoesqueleto	79

Lista de Figuras

2-1	Dois enantiômeros de uma molécula quiral.	5
2-2	Rotação do plano de polarização da luz transmitida em um meio quiral.	6
2-3	Célula básica FDTD, contendo as posições espaciais dos campos elétrico e magnético.	13
2-4	Uma onda unidimensional se propagando no espaço e no tempo, através de diferenças finitas centrais para as derivadas espaciais. Campos iniciais são nulos em qualquer célula da malha.	14
3-1	Decomposição do campo elétrico total em campos de onda.	18
3-2	MRI para o modelo da cabeça humana. Corte 12, plano xy [43].	25
3-3	Cortes transversais, no plano xy , de imagens MRI de alta resolução definida por 214 x 195 pixels.	25
3-4	Matrizes de 40 x 40 pixels para geração da malha FDTD.	26
3-5	Numeração para malha FDTD. Corte 35.	26
3-6	Estrutura bidimensional FDTD com a PML de Berenger.	34
4-1	Estabilidade para fator quiral $\kappa = 0$	43
4-2	Estabilidade para fator quiral $\kappa = 0, 1$	44
4-3	Estabilidade para fator quiral $\kappa = 0, 3$	44
4-4	Estabilidade para fator quiral $\kappa = 0, 5$	45
4-5	Variação da SAR com o fator quiral, para vários valores de R_a , para o corte 12. Ponto de observação: (21, 02).	47
4-6	Variação da SAR com o fator quiral, para vários valores de R_a , para o corte 15. Ponto de observação: (21, 01).	48
4-7	Variação da SAR com o fator quiral, para vários valores de R_a , para o corte 25. Ponto de observação: (23, 01).	48
4-8	Variação da SAR com o fator quiral, para vários valores de R_a , para o corte 35. Ponto de observação: (24, 01).	49
4-9	Variação da SAR com o fator quiral, para vários valores de R_a , para o corte 45. Ponto de observação: (25, 02).	49

4-10	Variação da SAR com o fator quiral, para vários valores da distância d , para o corte 12. Ponto de observação: (21, 02).	50
4-11	Variação da SAR com o fator quiral, para vários valores da distância d , para o corte 15. Ponto de observação: (21, 01).	51
4-12	Variação da SAR com o fator quiral, para vários valores da distância d , para o corte 25. Ponto de observação: (23, 01).	51
4-13	Variação da SAR com o fator quiral, para vários valores da distância d , para o corte 35. Ponto de observação: (24, 01).	52
4-14	Variação da SAR com o fator quiral, para vários valores da distância d , para o corte 45. Ponto de observação: (25, 02).	52
4-15	SAR média, com $N = 1000$ passos temporais, para o corte 12.	54
4-16	SAR média, com $N = 1000$ passos temporais, para o corte 15.	54
4-17	SAR média, com $N = 1000$ passos temporais, para o corte 25.	55
4-18	SAR média, com $N = 1000$ passos temporais, para o corte 35.	55
4-19	SAR média, com $N = 1000$ passos temporais, para o corte 45.	56
4-20	Variação percentual da SAR, para o corte 12, quando $\kappa = 0, 1$.	57
4-21	Variação percentual da SAR, para o corte 12, quando $\kappa = 0, 3$.	57
4-22	Variação percentual da SAR, para o corte 12, quando $\kappa = 0, 5$.	58
4-23	Variação percentual da SAR, para o corte 15, quando $\kappa = 0, 1$.	58
4-24	Variação percentual da SAR, para o corte 15, quando $\kappa = 0, 3$.	59
4-25	Variação percentual da SAR, para o corte 15, quando $\kappa = 0, 5$.	59
4-26	Variação percentual da SAR, para o corte 25, quando $\kappa = 0, 1$.	60
4-27	Variação percentual da SAR, para o corte 25, quando $\kappa = 0, 3$.	60
4-28	Variação percentual da SAR, para o corte 25, quando $\kappa = 0, 5$.	61
4-29	Variação percentual da SAR, para o corte 35, quando $\kappa = 0, 1$.	61
4-30	Variação percentual da SAR, para o corte 35, quando $\kappa = 0, 3$.	62
4-31	Variação percentual da SAR, para o corte 35, quando $\kappa = 0, 5$.	62
4-32	Variação percentual da SAR, para o corte 45, quando $\kappa = 0, 1$.	63
4-33	Variação percentual da SAR, para o corte 45, quando $\kappa = 0, 3$.	63
4-34	Variação percentual da SAR, para o corte 45, quando $\kappa = 0, 5$.	64
C-1	Um neurônio típico e suas características.	78
C-2	Componentes de um citoesqueleto típico.	79
C-3	Filamentos de proteína encontrados no citoesqueleto de um neurônio.	80

Lista de Tabelas

3.1	Quantidades dosimétricas para determinação de limites de segurança à exposição eletromagnética.	23
3.2	Numeração dos tecidos da cabeça humana para geração da malha FDTD.	27
3.3	Tipos de tecidos, densidades de massa e suas propriedades elétricas, a 900 MHz.	27
3.4	Tipos de tecidos, densidades de massa e suas propriedades elétricas, a 1800 MHz.	28
4.1	Máximas variações percentuais de SAR, para os cinco cortes transversais analisados.	65

Lista de Símbolos

\mathbf{E}_+	Campo-de-onda para o vetor campo elétrico polarizado à direita.
\mathbf{E}_-	Campo-de-onda para o vetor campo elétrico polarizado à esquerda.
\mathbf{H}_+	Campo-de-onda para o vetor campo magnético polarizado à direita.
\mathbf{H}_-	Campo-de-onda para o vetor campo magnético polarizado à esquerda.
\mathbf{D}_+	Campo-de-onda para o vetor densidade de fluxo elétrico polarizado à esquerda.
\mathbf{D}_-	Campo-de-onda para o vetor densidade de fluxo elétrico polarizado à esquerda.
j	Constante complexa de valor $\sqrt{-1}$.
E_y, E_z	Componentes transversais do campo elétrico \mathbf{E} para a luz que se propaga no meio quiral na direção x .
D_y, D_z	Componentes transversais da densidade de fluxo elétrico \mathbf{D} para a luz que se propaga no meio quiral na direção x .
$\hat{x}, \hat{y}, \hat{z}$	Vetores unitários nas direções x, y e z , respectivamente.
x, y, z	Coordenadas do sistema cartesiano.
ω	Frequência angular de operação.
E_0	Amplitude do campo elétrico.
L	Comprimento total do meio quiral.
θ	Ângulo de rotação do vetor de polarização do campo elétrico \mathbf{E} .
ϕ_y, ϕ_z	Ângulos de fase dos campos elétricos E_y e E_z , respectivamente.
k	Número-(ou vetor)de-onda.
k_+, k_-	Números-de-onda associados aos campos-de-ondas.
\mathbf{B}	Vetor densidade de fluxo magnético.
\mathbf{J}_m	Densidade de corrente magnética.
\mathbf{H}	Vetor campo magnético.
\mathbf{J}_e	Densidade de corrente elétrica.
\mathbf{S}	Superfície arbitrária com vetor unitário normal $d\mathbf{S}$.
c	Contorno da superfície \mathbf{S} com vetor unitário $d\mathbf{l}$.
$\partial/\partial t$	Derivada parcial em função do tempo.

ε	Permissividade do meio.
μ	Permeabilidade do meio.
ξ, ζ	Parâmetros quirais responsáveis pelo efeito de rotação da polarização.
κ	Parâmetro quiral associado a ξ e ζ .
ε_0	Permissividade do vácuo.
μ_0	Permeabilidade do vácuo.
$\widehat{\xi}, \widehat{\zeta}, \widehat{\kappa}$	Parâmetros quirais complexos.
σ	Condutividade elétrica do meio.
ξ_c	Admitância quiral das relações de Post.
β	Pseudo-escalar quiral das relações de Drude-Born-Fedorov.
ρ'	Resistência magnética equivalente.
$\partial/\partial x, \partial/\partial y, \partial/\partial z$	Derivadas espaciais nas direções x, y e z , respectivamente.
E_x, E_y, E_z	Componentes do campo elétrico \mathbf{E} para uma onda que se propaga no meio em uma direção arbitrária.
H_x, H_y, H_z	Componentes do campo magnético \mathbf{H} para uma onda que se propaga no meio em uma direção arbitrária.
i, j, k	Coordenadas de um ponto na célula FDTD.
$\Delta x, \Delta y, \Delta z$	Incrementos espaciais nas direções x, y e z , respectivamente, na malha FDTD.
Δt	Incremento temporal do método FDTD.
n	Valor inteiro para passo temporal FDTD.
$u_{i,j,k}^n$	Representação de uma função espacial u em diferenças finitas.
$O \square$	Erro de truncamento
$\varepsilon_{i,j}$	Permissividade de uma célula FDTD-2D.
$\mu_{i,j}$	Permeabilidade de uma célula FDTD-2D.
$E_x _{i,j}^n, E_y _{i,j}^n, E_z _{i,j}^n$	Componentes do campo elétrico \mathbf{E} de uma célula FDTD-2D no tempo.
$H_x _{i,j}^n, H_y _{i,j}^n, H_z _{i,j}^n$	Componentes do campo magnético \mathbf{H} de uma célula FDTD-2D no tempo.
$\sigma_{i,j}$	Condutividade elétrica de uma célula FDTD-2D.
e	Coordenada cartesiana genérica.
$C_x _{i,j}, C_y _{i,j}$	Constantes do modelo FDTD-2D associadas ao cálculo das componentes do campo magnético \mathbf{H} .
$D_x _{i,j}, D_y _{i,j}, D_z _{i,j}$	Constantes do modelo FDTD-2D associadas ao cálculo das componentes do campo elétrico \mathbf{E} .
$\widehat{\varepsilon}$	Permissividade complexa do meio.
$\varepsilon_r, \widehat{\varepsilon}_r$	Permissividades relativa e relativa complexa, respectivamente.

$\varepsilon_+, \mu_+, \sigma_+, \rho'_+$	Parâmetros equivalentes em um meio quiral visto pelo conjunto de campos-de-ondas \mathbf{E}_+ e \mathbf{H}_+ .
$\varepsilon_+, \mu_+, \sigma_+, \rho'_+$	Parâmetros equivalentes em um meio quiral visto pelo conjunto de campos-de-ondas \mathbf{E}_- e \mathbf{H}_- .
$\hat{\varepsilon}_\pm$	Permissividades complexas equivalentes para o modelo de campos-de-ondas.
$\hat{\eta}_\pm$	Impedâncias complexas equivalentes para o modelo de campos-de-ondas.
κ_r	Parâmetro quiral normalizado.
\hat{k}_\pm	Números-de-onda complexos equivalentes para o modelo de campos-de-ondas.
\hat{k}	Número-de-onda complexo.
\hat{e}	Vetor unitário em uma direção cartesiana arbitrária.
\vec{J}	Densidade de corrente elétrica.
\vec{I}	Corrente Elétrica.
SAR	Taxa de absorção específica de radiação eletromagnética.
SA	Absorção específica para campos pulsados.
\vec{S}	Densidade de Potência.
P_{abs}	Potência absorvida.
V	Volume do modelo computacional da cabeça humana.
$d\Omega$	Diferencial de volume.
SAR_{local}	Taxa de absorção específica local, ou ponto-a-ponto.
\overline{SAR}_{local}	Média temporal da taxa de absorção específica local.
T	Tempo total de simulação.
$C_{Hx_\pm} _{i,j}, C_{Hy_\pm} _{i,j}$	Constantes do modelo FDTD-2D associadas ao cálculo das componentes do campo magnético \mathbf{H} .
$C_{EEx_\pm} _{i,j}, C_{EEx_\pm} _{i,j}, C_{Ey_\pm} _{i,j}$	Constantes do modelo FDTD-2D associadas ao cálculo das componentes do campo elétrico \mathbf{E} .
$SAR_{local} _{i,j}^n$	Taxa de absorção específica local discretizada da malha FDTD.
\overline{SAR}_{local}	Média temporal da taxa de absorção específica local discretizada.
E_{zx}, E_{zy}	Subcomponentes elétricas de E_z para PML de Berenger.
H_{zx}, H_{zy}	Subcomponentes magnéticas de H_z para PML de Berenger.

σ_x, σ_y	Condutividades elétricas respectivamente nas direções cartesianas x e y , na PML.
ρ'_x, ρ'_y	Perdas magnéticas respectivamente nas direções cartesianas x e y , na PML.
σ_{\max}	Máximo valor da condutividade elétrica na PML, localizada no limite externo da mesma.
Γ_t	Coefficiente de reflexão teórico para determinação de σ_{\max} .
φ	Ângulo de incidência no limite externo da PML.
ρ'_{\max}	Máximo valor das perdas magnéticas na PML, no limite externo da mesma.
Γ'_t	Coefficiente de reflexão teórico para determinação de ρ'_{\max} .
Λ	Auto-valor para estabilidade numérica.
$C_{\pm} _{i,j}^n$	Componente genérica de campo.
$f_{\pm} _{i,j}$	Fator de crescimento numérico entre dois passos temporais.
\tilde{k}_x, \tilde{k}_y	Vetores-de-onda numéricos de um modo do espectro de modos senoidais.
Δ	Incremento espacial nas direções x e y da malha FDTD-2D.
u_{\pm}	Velocidades de fase das ondas polarizadas à direita e à esquerda.
S	Fator de Courant.
f	Frequência da antena.
P	Potência transmitida pela antena.
d	Distância entre a antena e a cabeça humana, na direção x .
R_a	Impedância equivalente da antena.
c	Velocidade da luz no vácuo.
V	Tensão da fonte.

Capítulo 1

Introdução

1.1 Introdução

Com o aumento mundial de venda e de uso de aparelhos celulares, a possibilidade de que a utilização de tais equipamentos sejam responsáveis por possíveis danos biológicos levou a um estudo cada vez maior e mais intenso de como as ondas eletromagnéticas geradas interagem com o corpo humano, principalmente com a cabeça humana.

Diversos estudos relacionados com as interações das ondas eletromagnéticas, emitidas por telefones móveis, com os tecidos biológicos, e seus possíveis efeitos físicos sobre o público consumidor, têm sido realizados há mais de uma década, por instituições médicas, universidades, operadoras de telefones móveis, instituições de pesquisa, etc.. Tais estudos concentraram-se mais especificamente no comportamento das radiações eletromagnéticas no cérebro, e seus possíveis efeitos neurológicos. Alguns estudos chegam a cogitar a possibilidade de relacionar a intensidade da corrente elétrica com o desenvolvimento de certos tipos de câncer.

Radiações de alta frequência e de microondas provocam vibrações moleculares produzindo calor, o que pode levar a queimaduras a partir de uma determinada quantidade de radiação absorvida. Se a exposição é por um período suficientemente longo, radiações de microondas podem causar efeitos biológicos. Possíveis danos incluiriam cataratas, queimaduras na pele, além de queimaduras profundas.

Os telefones celulares são dispositivos de rádio de baixa potência, que transmitem e recebem radiação de microondas em frequências de 900 e 1800 MHz, aproximadamente. Os possíveis danos à saúde causados por telefones celulares se classificam em térmicos, podendo aquecer um pequeno volume de tecido e por conseguinte danificá-lo, e não-térmicos, como dores de cabeça. Reporta-se até que certas formas de onda causem problemas mentais como depressão, insônia, etc, provando que o sistema nervoso pode ser afetado pelas variadas formas de onda emitidas. Para frequências de microondas, porém, ainda não existe evidência substancial que associe o uso de celulares ao desenvolvimento cancerígeno.

A taxa de absorção específica (SAR), definida como a quantidade de energia de rádio-frequência emitida

por uma antena transmissora e absorvida pelos tecidos humanos, é a quantidade dosimétrica padrão escolhida pela comunidade científica para a determinação de limites de segurança à exposição eletromagnética para a faixa de frequência de 100 kHz a 10 GHz, o que inclui a banda GSM (Global System Mobile) de operação de telefones celulares. O valor máximo de SAR, devido aos diferentes métodos empregados em sua determinação, pode variar de país para país, sendo no Brasil determinada através de regulamentações da Anatel [29]- Agência Nacional de Telecomunicações - seguindo o padrão europeu da ICNIRP [53] - *International Commission on Non-Ionizing Radiation Protection*. Este padrão estabelece um limite de SAR de 2 W/kg (média em qualquer período de 6 minutos em um volume equivalente a 10g de tecido). A norma ANSI/IEEE [52], entretanto, estabelece um máximo valor de SAR de 1,6 W/kg (média em qualquer período de 30 minutos em um volume equivalente a 1g de tecido).

Recentemente proposta por H. Torres [41], a idéia de se atribuir um fator quiral associado aos tecidos cerebral e sangüíneo poderia levar a variações de SAR devido aos efeitos quirais macroscópicos possivelmente observados. A quiralidade, cujos efeitos macroscópicos se dão devido à rotação do vetor de polarização de uma onda que adentra um meio quiral, deveria então ser incorporada nas equações de Maxwell em simulações numéricas de campos elétricos e magnéticos.

1.2 Objetivos e organização do trabalho

O objetivo deste trabalho é analisar o padrão de SAR na cabeça humana para tecidos cerebrais e sangüíneos quirais e não-quirais. A partir de um modelo eletromagnético que incorpora o fator quiral nas relações constitutivas através de parâmetros equivalentes, originando equações para a Lei de Ampère de Faraday aparentemente aplicáveis a meios isotrópicos, o chamado *modelo de campos polarizados*, as características da taxa de absorção específica na cabeça humana são analisadas para diferentes valores do fator quiral, utilizando cortes transversais discretizados da cabeça. Para tanto, utilizou-se de uma plataforma computacional, desenvolvida em linguagem de programação Fortran. Este código, baseado no método das diferenças finitas no domínio do tempo, FDTD (*Finite-Difference Time-Domain*), oferece flexibilidade e otimização dos recursos computacionais disponíveis.

No Capítulo 2 será realizada uma revisão bibliográfica, focalizando os fundamentos físico-matemáticos que serão utilizados no desenvolvimento do trabalho. Nele será apresentada a definição e as principais propriedades dos materiais quirais. Será analisada a propagação da luz em um meio quiral, e se verificará a rotação do vetor de polarização do campo elétrico. Também serão expostos, de forma sucinta, os fundamentos da ferramenta numérica utilizada na solução da equação de onda, o método das diferenças finitas no domínio do tempo.

No Capítulo 3 será apresentado o modelamento matemático que dá suporte ao estudo da estrutura física da cabeça humana proposta, como, também, uma dedução detalhada das equações eletromagnéticas

que governam a propagação da onda eletromagnética em domínios quirais. Nesta dedução, os campos elétrico e magnético totais serão decompostos em seus campos polarizados, resultando em um sistema de equações desacopladas para as ondas polarizadas à direita e à esquerda, substituindo as equações quirais eletromagnéticas por equações isotrópicas equivalentes. A este sistema de equações será aplicado o método das diferenças finitas no domínio do tempo que, juntamente com as condições de contorno de truncamento (PMLs), dará origem a um sistema numérico de equações usadas na simulação numérica da absorção de radiação eletromagnética pela cabeça humana.

No Capítulo 4 será feita uma análise de estabilidade numérica do sistema numérico obtido no Capítulo 3, determinando os limites para os quais o passo temporal garante que o sistema se manterá estável. Serão também apresentados os resultados numéricos do comportamento da SAR para variações da impedância equivalente da antena e da distância perpendicular entre a antena e cabeça. Além disso, serão discutidas as variações percentuais da SAR média para diferentes valores quirais, quando comparadas com o modelo eletromagnético usual, onde o fator quiral é nulo.

Por fim, no Capítulo 5 serão apresentadas as conclusões a respeito dos resultados aqui obtidos, bem como sugestões para trabalhos futuros que envolvam meios quirais biológicos.

Capítulo 2

Materiais Quirais e Diferenças Finitas no Domínio do Tempo

2.1 Introdução

Este Capítulo tem como finalidade apresentar uma revisão bibliográfica focalizando os fundamentos físico-matemáticos utilizados neste trabalho. É apresentada uma revisão sobre as principais características dos materiais quirais, seguida dos fundamentos da ferramenta matemática utilizada para o cálculo da propagação de ondas eletromagnéticas na cabeça humana, proposta nesta tese – o método das diferenças finitas no domínio no tempo.

2.2 Materiais quirais

Diferentes compostos de mesma fórmula molecular são conhecidos como *isômeros*. Isômeros estruturais possuem diferentes propriedades físicas, e recebem nomes distintos. A orientação relativa dos átomos no espaço também pode influenciar significativamente nas propriedades de seus compostos. Assim sendo, chamou-se de *Estereoisômeros* aos compostos de mesma fórmula molecular e à mesma seqüência de ligações covalentes, mas com diferentes orientações espaciais. Estereoisômeros podem ser divididos em duas classes: aqueles que se interconvertem facilmente à temperatura ambiente através de rotações sobre as ligações simples, os chamados estereoisômeros conformacionais, e aqueles que se interconvertem com dificuldade sob condições normais, uma vez que tais conversões envolvem quebras de ligações durante o processo, os chamados estereoisômeros configuracionais. Provavelmente, a mais fascinante classe de estereoisomerismo é aquela capaz de criar o efeito de *atividade óptica*. Biot [1], em 1815, reportou que certos materiais orgânicos, de ocorrência natural, possuíam a habilidade de rotacionar o plano de polarização da luz.

Quiralidade, termo proposto por Lord Kelvin em suas leituras de Baltimore [2], é um tipo de estereoquímica encontrado em moléculas que são quimicamente e fisicamente idênticas, exceto por suas interações

com a luz polarizada e com outros compostos quirais. Em tais estereoisômeros, todas as conexões dos átomos são as mesmas; porém, os isômeros não podem ser interconvertidos por rotação das ligações. Moléculas que preenchem estas características são chamadas *quirais*, e seus estereoisômeros não sobreponíveis são chamados *enantiômeros*. Assim, a designação de enantiômeros refere-se a dois compostos cujas estruturas moleculares não-sobreponíveis são a imagem especular uma da outra. Quando misturados em proporções iguais, dois enantiômeros constituem uma mistura racêmica. A Figura 2-1 mostra um exemplo de duas moléculas enantiômeras.

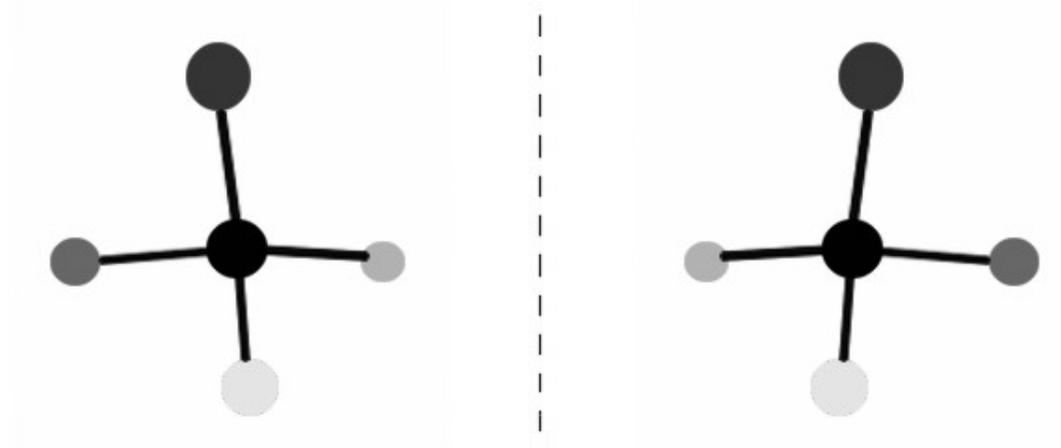


Figura 2-1: Dois enantiômeros de uma molécula quiral.

Macroscopicamente, após Maxwell unificar a Óptica com a Eletricidade e o Magnetismo, na última metade do século XIX, a conexão pôde ser estabelecida entre a atividade óptica e os parâmetros eletromagnéticos dos materiais. Drude [3] foi o primeiro a sugerir relações constitutivas para meios opticamente ativos, bem como um modelo para a dependência do comprimento-de-onda com a potência óptica rotatória. A medida da atividade óptica nestas relações pode ser chamada de *parâmetro de quiralidade*.

2.2.1 Polarização da luz em materiais quirais

Quando a luz se propaga ao longo da direção x , duas ondas ortogonais circularmente polarizadas existem como modos naturais: ondas com polarizações positiva e negativa, cujos vetores de campo elétrico giram nos sentidos horário e anti-horário, respectivamente, com relação ao sentido de propagação; a primeira será denotada por \mathbf{E}_+ e a segunda por \mathbf{E}_- . O campo elétrico da onda circularmente polarizada pode ser decomposto, com relação aos eixos y e z , nas componentes de campo E_y e E_z , de modo que tais componentes possuam amplitudes iguais e uma diferença de fase de $\frac{\pi}{2}$ radianos. Assim, no plano complexo $y-z$, o campo elétrico das ondas circularmente polarizadas pode ser escrito como

$$\mathbf{E}_{\pm} = E_y \hat{y} \pm j E_z \hat{z} \quad (2.1)$$

e, portanto,

$$\mathbf{D}_{\pm} = D_y \hat{y} \pm j D_z \hat{z}, \quad (2.2)$$

onde \hat{y} e \hat{z} indicam os vetores unitários nas direções y e z , respectivamente; D_y e D_z representam as componentes do vetor densidade de fluxo elétrico. Uma luz linearmente polarizada, representada pelas componentes de campo elétrico

$$E_y = E_0 \cos(\omega t - kx + \phi_y) \quad (2.3a)$$

e

$$E_z = E_0 \sin(\omega t - kx + \phi_z) \quad (2.3b)$$

incide em um amostra de uma material quiral, como ilustra a Figura 2-2. Nas equações (2.3), E_0 é a amplitude do campo elétrico, ϕ_y e ϕ_z , são os ângulos de fase dos campos E_y e E_z , respectivamente.

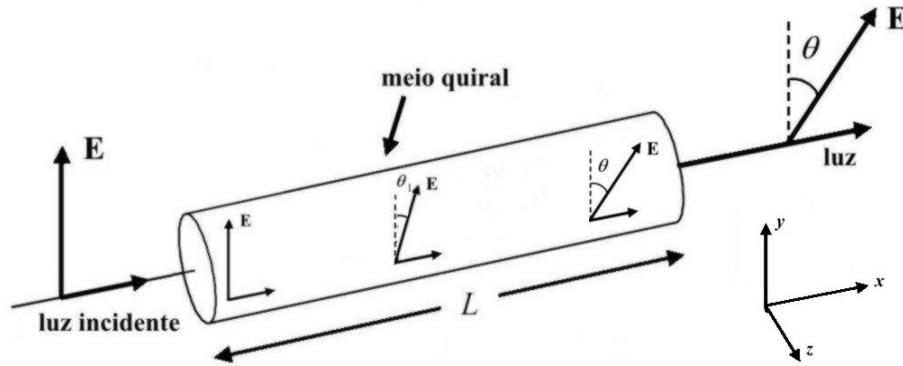


Figura 2-2: Rotação do plano de polarização da luz transmitida em um meio quiral.

A luz incidente, no plano $x = 0$, é decomposta em duas ondas circularmente polarizadas – à direita e à esquerda, e neste caso, os campos E_y e E_z podem ser escritos como

$$E_y(x = 0) = \frac{E_0}{2} \cos(\omega t) \quad (2.4a)$$

$$E_z(x = 0) = \frac{E_0}{2} \sin(\omega t). \quad (2.4b)$$

Assim, a partir da equação (2.4), os campos elétricos das ondas circularmente polarizadas à direita e à esquerda, que se propagam na direção x , podem ser obtidos e escritos na forma

$$\mathbf{E}_+ = \frac{E_0}{2} \cos(\omega t) \hat{y} + j \frac{E_0}{2} \sin(\omega t) \hat{z} \quad (2.5a)$$

$$\mathbf{E}_- = \frac{E_0}{2} \cos(\omega t) \hat{y} - j \frac{E_0}{2} \sin(\omega t) \hat{z}. \quad (2.5b)$$

Na saída $x = L$, os campos resultantes \mathbf{E}_+ e \mathbf{E}_- podem ser escritos como

$$\mathbf{E}_+ = \frac{E_0}{2} \cos(\omega t - k_+ L) \hat{y} + j \frac{E_0}{2} \sin(\omega t - k_+ L) \hat{z}, \quad (2.6a)$$

$$\mathbf{E}_- = \frac{E_0}{2} \cos(\omega t - k_- L) \hat{y} - j \frac{E_0}{2} \sin(\omega t - k_- L) \hat{z}, \quad (2.6b)$$

onde k_+ e k_- são os números de onda à direita e à esquerda, respectivamente. Assim, o campo total no plano $x = L$ pode ser escrito como

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_+ + \mathbf{E}_- = E_0 \cos \left[\omega t - \frac{1}{2} (k_+ + k_-) L \right] \cos \left[\frac{1}{2} (k_- - k_+) L \right] \hat{y} + \\ j E_0 \cos \left[\omega t - \frac{1}{2} (k_+ + k_-) L \right] \sin \left[\frac{1}{2} (k_- - k_+) L \right] \hat{z} \end{aligned} \quad (2.7)$$

Separando as componentes E_y e E_z na saída do dispositivo,

$$E_y(x = L) = E_0 \cos \left[\omega t - \frac{1}{2} (k_+ + k_-) L \right] \cos \left[\frac{1}{2} (k_- - k_+) L \right] \quad (2.8a)$$

$$E_z(x = L) = E_0 \cos \left[\omega t - \frac{1}{2} (k_+ + k_-) L \right] \sin \left[\frac{1}{2} (k_- - k_+) L \right]. \quad (2.8b)$$

A equação (2.8) indica que a luz linearmente polarizada na saída do dispositivo é linearmente polarizada ao longo da direção definida pelo ângulo θ , formado entre o campo elétrico total e o eixo y , e dado por

$$\theta = \frac{1}{2} (k_- - k_+) L. \quad (2.9)$$

Assim, o plano de polarização da luz sofre uma rotação de θ radianos quando esta se propaga no material quiral de comprimento L , como ilustra a Figura 2-2. Note que, em materiais racêmicos, onde existem quantidades iguais de moléculas enantiômeras, tal ângulo é nulo, e portanto os números de onda à direita e à esquerda são iguais.

2.2.2 Equações de Maxwell e relações constitutivas

Considere uma região de espaço sem fontes de correntes elétricas ou magnéticas, mas que pode conter materiais que absorvem energia do campo elétrico ou magnético. Usando o sistema MKS de unidades, as Equações de Maxwell, no domínio do tempo, podem ser escritas como

$$\text{Lei de Faraday: } \nabla \times \mathbf{E} = - \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} - \mathbf{J}_m \quad (2.10a)$$

$$\text{Lei de Ampère: } \nabla \times \mathbf{H} = \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} + \mathbf{J}_e \quad (2.10b)$$

ou, na forma integral,

$$\text{Lei de Faraday: } \oint_c \mathbf{E} \cdot d\mathbf{l} = - \frac{\partial}{\partial t} \iint_S \mathbf{B} \cdot d\mathbf{S} - \iint_S \mathbf{J}_m \cdot d\mathbf{S} \quad (2.11a)$$

$$\text{Lei de Ampère: } \oint_c \mathbf{H} \cdot d\mathbf{l} = \frac{\partial}{\partial t} \iint_S \mathbf{D} \cdot d\mathbf{S} + \iint_S \mathbf{J}_e \cdot d\mathbf{S}, \quad (2.11b)$$

onde \mathbf{E} é o vetor campo elétrico, em (V/m) , \mathbf{H} o vetor campo magnético (A/m) , \mathbf{D} o vetor densidade de fluxo elétrico (C/m^2) , \mathbf{B} o vetor densidade de fluxo magnético (Wb/m^2) , \mathbf{J}_e é a densidade de corrente elétrica de condução (A/m^2) e \mathbf{J}_m é a sua equivalente magnética (V/m^2) , e os índices S e c indicam, respectivamente, uma superfície arbitrária com vetor unitário normal $d\mathbf{S}$ e o contorno que circunda S com vetor unitário $d\mathbf{l}$. Em um meio quiral sem perdas, existe uma relação linear entre os quatro vetores de campo [4],

$$\mathbf{D} = \varepsilon \mathbf{E} + \xi \mathbf{H} \quad (2.12a)$$

$$\mathbf{B} = \zeta \mathbf{E} + \mu \mathbf{H}. \quad (2.12b)$$

A resposta dielétrica do material está contida na permissividade ε (F/m) , e a permeabilidade μ (H/m) é o correspondente parâmetro magnético. Mas a essência de meios quirais são os parâmetros ξ e ζ , responsáveis pelo efeito de rotação da polarização, e que possuem sinais opostos, mas mesmo módulo

$$\zeta = -\xi = j\kappa\sqrt{\mu_0\varepsilon_0}, \quad (2.13)$$

onde o parâmetro quiral é aqui representado por κ . Para meios onde $\sigma \neq 0$, é possível mostrar (ver Apêndice A) que ζ e ξ passariam a ser complexos e valeriam

$$\hat{\zeta} = -\hat{\xi} = j\hat{\kappa}\sqrt{\mu_0\varepsilon_0}, \quad (2.14)$$

onde $\hat{\kappa} = \kappa\sqrt{(1 + \sigma/j\omega\varepsilon)}$.

Na literatura eletromagnética moderna, outras notações além de (2.12) são também usadas na caracterização de meios quirais. Em (2.12), os fluxos elétrico e magnético são representados como funções dos campos elétrico e magnético. Pesquisadores como Condon [5], Tellegen [6] e Kong [7] utilizaram relações análogas para o desenvolvimento de suas pesquisas com materiais bianisotrópicos.

Um conjunto alternativo de relações constitutivas são aquelas definidas por Post [8], o qual mede a quiralidade por uma admitância ξ_c :

$$\mathbf{D} = \varepsilon \mathbf{E} - j\xi_c \mathbf{B} \quad (2.15a)$$

$$\mathbf{H} = \frac{1}{\mu} \mathbf{B} - j\xi_c \mathbf{E}. \quad (2.15b)$$

Outra escolha, muito utilizada na análise de meios quirais, são as relações constitutivas de Drude-Born-Fedorov [3, 9, 10]:

$$\mathbf{D} = \varepsilon (\mathbf{E} + \beta \nabla \times \mathbf{E}) \quad (2.16a)$$

$$\mathbf{B} = \mu (\mathbf{H} + \beta \nabla \times \mathbf{H}), \quad (2.16b)$$

onde β nos dá a quantidade de quiralidade do material, em termos de seu comprimento. Devido aos diferentes modos de representação, os parâmetros de permissividade ε e de permeabilidade μ não são os mesmos em (2.12), (2.15) e (2.16). Uma análise mais detalhada sobre transformações entre parâmetros ε e μ de cada sistema é feita no Apêndice B.

2.3 Método das Diferenças Finitas no Domínio do Tempo

Em 1966, Kane Yee [11] descreveu as bases da primeira técnica numérica de células espaciais no domínio do tempo para as equações rotacionais de Maxwell (2.10). Esta técnica implementava as derivadas espaciais dos operadores rotacionais usando diferenças finitas em malhas Cartesianas regulares, para os campos elétrico e magnético. Coube, entretanto, a Taflov e Brodwin [12], a determinação do critério de estabilidade numérica FDTD e a primeira simulação de uma onda eletromagnética, usando como meios espaciais os tecidos biológicos. Posteriormente, passou-se a utilizar o método FDTD em cavidades metálicas [13], guias-de-ondas [14] e outras estruturas retangulares. Para meios curvilíneos, técnicas de malhas não-ortogonais foram desenvolvidas e hoje apresentam resultados satisfatórios, embora para estruturas muito complexas outros métodos ainda sejam mais eficazes, com uma rápida convergência, erros menores e uso de menos recursos computacionais [15, 16, 17, 18, 19, 20, 21].

Devido à sua precisão, flexibilidade e otimização dos recursos computacionais para meios não-homogêneos ortogonais, requisitos fundamentais para uma análise sólida da propagação eletromagnética em meios biológicos discretizados, com reduzido esforço computacional e baixo tempo de processamento, o método das diferenças finitas no domínio do tempo se apresenta como uma valiosa ferramenta numérica para estudo da interação de ondas eletromagnéticas oriundas de telefones móveis com os diversos tecidos presentes na cabeça humana.

2.3.1 Equações de Maxwell em três dimensões

Em materiais lineares, isotrópicos e não-dispersivos, pode-se relacionar \mathbf{B} com \mathbf{H} e \mathbf{D} com \mathbf{E} usando proporções simples:

$$\mathbf{B} = \mu \mathbf{H} \quad (2.17a)$$

$$\mathbf{D} = \varepsilon \mathbf{E}. \quad (2.17b)$$

Se supomos a possibilidade de perdas elétricas e magnéticas nos materiais através de dissipação térmica, definimos uma corrente magnética equivalente que leva em conta os mecanismos de perdas magnéticas,

$$\mathbf{J}_m = \rho' \mathbf{H}, \quad (2.18)$$

e uma corrente elétrica equivalente para os mecanismos de perdas elétricas,

$$\mathbf{J}_e = \sigma \mathbf{E}. \quad (2.19)$$

Aqui, ρ' é a resistência magnética equivalente (Ω/m) e σ a condutividade elétrica (S/m). Combinando (2.17), (2.18) e (2.19) e substituindo nas equações de Maxwell (2.10), obtemos

$$\frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} = -\frac{1}{\mu} \nabla \times \mathbf{E} - \frac{\rho'}{\mu} \mathbf{H} \quad (2.20a)$$

$$\frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \nabla \times \mathbf{H} - \frac{\sigma}{\varepsilon} \mathbf{E}. \quad (2.20b)$$

Escreve-se, então, as componentes vetoriais dos operadores rotacionais em (2.20), obtendo assim um sistema de seis equações escalares acopladas no sistema de coordenadas retangulares tridimensionais (x, y, z):

$$\frac{\partial H_x}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left(\frac{\partial E_y}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial y} - \rho' H_x \right) \quad (2.21a)$$

$$\frac{\partial H_y}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left(\frac{\partial E_z}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial z} - \rho' H_y \right) \quad (2.21b)$$

$$\frac{\partial H_z}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left(\frac{\partial E_x}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial x} - \rho' H_z \right) \quad (2.21c)$$

$$\frac{\partial E_x}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left(\frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} - \sigma E_x \right) \quad (2.21d)$$

$$\frac{\partial E_y}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left(\frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} - \sigma E_y \right) \quad (2.21e)$$

$$\frac{\partial E_z}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left(\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} - \sigma E_z \right). \quad (2.21f)$$

O sistema acima forma a base do algoritmo numérico FDTD para ondas eletromagnéticas interagindo com objetos tridimensionais. Note que o algoritmo FDTD não precisa forçar *explicitamente* as Leis de Gauss elétrica e magnética

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = 0 \quad (2.22a)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0, \quad (2.22b)$$

que nos dizem não haver cargas elétricas e magnéticas livres. Isto se dá porque estas relações são teoricamente uma consequência direta das equações rotacionais. Contudo, a malha espacial FDTD precisa ser estruturada de tal forma que as Leis de Gauss estejam *implicitamente* forçadas, e pode-se mostrar que tal estrutura é satisfeita [22].

2.3.2 Redução para duas dimensões: modos TE e TM

Assumindo que nem a excitação de campo eletromagnético, nem a geometria modelada possuem qualquer variação na direção z , isto é, que todas as derivadas parciais dos campos com relação a z sejam nulas ($\partial/\partial z = 0$), e que a estrutura a ser modelada se estenda ao infinito na direção z sem alterações na forma ou na posição de sua secção transversal, então o conjunto (2.21) de equações se reduz a

$$\frac{\partial H_x}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left(-\frac{\partial E_z}{\partial y} - \rho' H_x \right) \quad (2.23a)$$

$$\frac{\partial H_y}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left(\frac{\partial E_z}{\partial x} - \rho' H_y \right) \quad (2.23b)$$

$$\frac{\partial H_z}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left(\frac{\partial E_x}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial x} - \rho' H_z \right) \quad (2.23c)$$

$$\frac{\partial E_x}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left(\frac{\partial H_z}{\partial y} - \sigma E_x \right) \quad (2.23d)$$

$$\frac{\partial E_y}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left(-\frac{\partial H_z}{\partial x} - \sigma E_y \right) \quad (2.23e)$$

$$\frac{\partial E_z}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left(\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} - \sigma E_z \right) \quad (2.23f)$$

O conjunto de equações (2.23a), (2.23b) e (2.23c) envolve somente as componentes H_x , H_y e E_z , enquanto que o conjunto (2.23d), (2.23e) e (2.23f) envolve somente as componentes E_x , E_y e H_z . Temos assim, os modos *TM* (transversal magnético) e *TE* (transversal elétrico) ao eixo z , respectivamente. Tais modos são desacoplados, isto é, eles não possuem componentes vetoriais em comum. De fato, os modos *TE* e *TM* são completamente independentes para estruturas compostas de materiais isotrópicos ou materiais anisotrópicos com valores não-diagonais de seus tensores constitutivos nulos. Assim, estes modos podem existir simultaneamente sem interações mútuas.

Fenômenos físicos associados a estes dois modos podem ser muito diferentes, devido à orientação das linhas de campo elétrico e magnético relativas à superfície da estrutura sendo modelada. Um resultado do efeito de orientação de campo pode ser visto qualitativamente, notando-se que o modo *TE_z* determina linhas de campo elétrico em um plano perpendicular ao eixo z da estrutura. Se a estrutura for metálica, um campo elétrico substancial pode existir adjacente e perpendicular à superfície da estrutura sem violação

de condições de contorno nula dos campos elétricos tangenciais às superfícies perfeitamente condutoras. Como resultado, o modo TE pode suportar campos eletromagnéticos propagantes guiados pela superfície da estrutura metálica. Por outro lado, o modo TM_z determina linhas de campo elétrico somente paralelas ao eixo z . Estas linhas não podem ser perpendiculares à superfície da estrutura, e portanto devem ser desprezíveis na superfície, se a mesma for metálica. A presença ou ausência de ondas de superfície pode ter implicações importantes em problemas de espalhamento ou de radiação.

Como pode ser visto nas relações constitutivas (2.12), (2.15) e (2.16), os campos elétrico e magnético em meios querais não podem ser desacoplados em modos TE e TM , haja visto a rotação da polarização. Entretanto, modos independentes podem ser encontrados através do método da separação dos campos totais \mathbf{E} e \mathbf{H} em seus campos polarizados, como será visto no Capítulo 3. Além de simplificar o modelamento computacional, eliminam-se derivadas e termos adicionais, que poderiam resultar em erros de estabilidade e dispersão numéricas indesejáveis.

2.3.3 O algoritmo de Yee

Yee [11] determinou um conjunto de equações de diferenças finitas para o sistema de equações rotacionais (2.10), usando as relações constitutivas (2.17) para materiais sem perdas, i.e., $\rho' = 0$ e $\sigma = 0$. O algoritmo de Yee é de grande utilidade, haja visto que sua base fundamental é extremamente robusta.

Resolvendo as equações de Maxwell simultaneamente para os campos elétrico e magnético através de equações acopladas, ambas as propriedades elétricas e magnéticas do material podem ser modeladas de maneira direta. Além disso, características únicas de cada campo, tais como singularidades dos campos \mathbf{H} tangenciais próximos a quinas e de campos \mathbf{H} azimutais próximos a cabos muito finos, além de singularidades de campos \mathbf{E} radiais próximos a pontos, quinas e cabos finos podem ser individualmente tratados se ambos os campos, elétrico e magnético, são disponíveis.

A Figura 2-3 ilustra uma célula básica FDTD. As componentes \mathbf{E} e \mathbf{H} do algoritmo FDTD estão centradas no espaço tridimensional de tal forma que cada componente de campo elétrico está envolto por quatro componente de campo magnético, e vice-versa. Este arranjo simula, portanto, ao mesmo tempo, as formas diferenciais pontuais e as formas integrais macroscópicas das equações de Maxwell, o que o torna extremamente útil na especificação de condições de contorno e de singularidades dos campos. Além disso, como resultado do arranjo celular tridimensional FDTD, as expressões de diferenças finitas para as derivadas espaciais dos operadores rotacionais são centrais por natureza, e com precisão de segunda ordem.

Diferenças finitas

Supondo um ponto espacial em uma malha FDTD retangular

$$(i, j, k) = (i\Delta x, j\Delta y, k\Delta z), \quad (2.24)$$

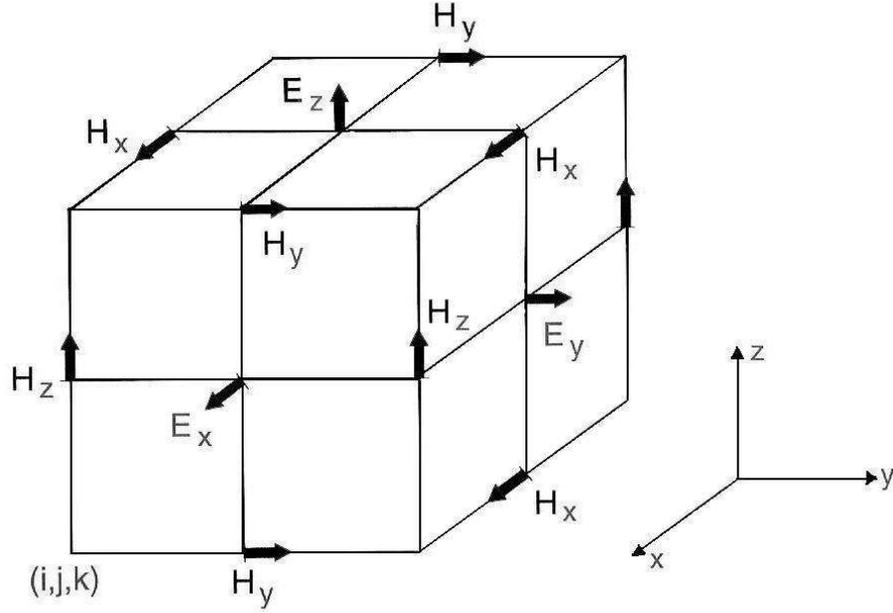


Figura 2-3: Célula básica FDTD, contendo as posições espaciais dos campos elétrico e magnético.

onde Δx , Δy e Δz são, respectivamente, os incrementos espaciais nas direções x , y e z , e i , j e k são inteiros, escrevemos uma função espacial qualquer u em um ponto discreto de tempo como

$$u(i\Delta x, j\Delta y, k\Delta z, n\Delta t) = u_{i,j,k}^n, \quad (2.25)$$

onde Δt é o incremento temporal, assumindo-o uniforme dentro do intervalo de observação, e n um valor inteiro. A expressão para a derivada espacial de primeira ordem de u , em um tempo fixo $t_n = n\Delta t$, na direção x , vale:

$$\frac{\partial u}{\partial x}(i\Delta x, j\Delta y, k\Delta z, n\Delta t) = \frac{u_{i+1/2,j,k}^n - u_{i-1/2,j,k}^n}{\Delta x} + O[(\Delta x)^2], \quad (2.26)$$

onde $O[(\Delta x)^2]$ corresponde ao erro de truncamento.

Nota-se o incremento $\pm 1/2$ no subíndice i (coordenada x) de u , denotando uma diferença finita espacial sobre $\pm 1/2 \Delta x$. Este incremento foi utilizado de maneira a interpor as componentes \mathbf{E} e \mathbf{H} dentro da malha espacial em intervalos de $\Delta x/2$. Portanto, a diferença entre duas componentes \mathbf{E} adjacentes, separadas por Δx e localizadas, em ambos os lados, a $\pm 1/2 \Delta x$ de uma componente \mathbf{H} , seria usada como uma aproximação numérica de $\partial \mathbf{E} / \partial x$ para permitir o passo temporal da componente \mathbf{H} . De forma análoga, para as demais componentes y e z temos, respectivamente:

$$\frac{\partial u}{\partial y}(i\Delta x, j\Delta y, k\Delta z, n\Delta t) = \frac{u_{i,j+1/2,k}^n - u_{i,j-1/2,k}^n}{\Delta y} + O[(\Delta y)^2] \quad (2.27)$$

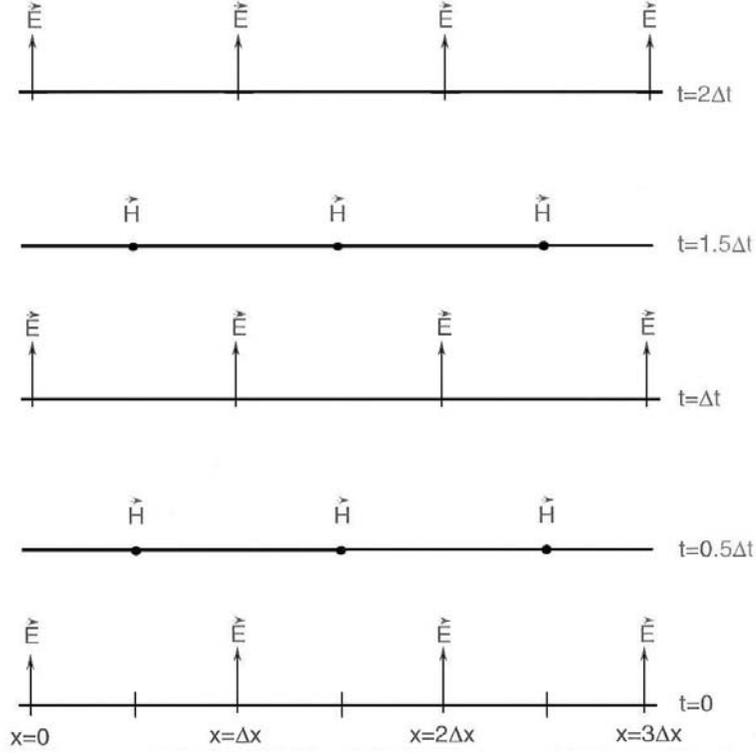


Figura 2-4: Uma onda unidimensional se propagando no espaço e no tempo, através de diferenças finitas centrais para as derivadas espaciais. Campos iniciais são nulos em qualquer célula da malha.

$$\frac{\partial u}{\partial z}(i\Delta x, j\Delta y, k\Delta z, n\Delta t) = \frac{u_{i,j,k+1/2}^n - u_{i,j,k-1/2}^n}{\Delta z} + O[(\Delta z)^2]. \quad (2.28a)$$

Para a derivada temporal espacial em um ponto fixo (i, j, k) , teremos então

$$\frac{\partial u}{\partial t}(i\Delta x, j\Delta y, k\Delta z, n\Delta t) = \frac{u_{i,j,k}^{n+1/2} - u_{i,j,k}^{n-1/2}}{\Delta t} + O[(\Delta t)^2], \quad (2.29)$$

novamente com o incremento $\pm 1/2$ no sub-índice n (coordenada temporal) de u , denotando diferença finita temporal de $\pm 1/2 \Delta t$, interpondo assim as componentes \mathbf{E} e \mathbf{H} , no tempo, em intervalos de $1/2 \Delta t$, como mostrado esquematicamente na Figura 2-4, para uma onda propagante unidimensional.

Aplicando agora (2.27-2.29) e (2.26) nas equações de Maxwell (2.23) para $\rho' = 0$ e $\sigma \neq 0$ e desprezando os erros de truncamento, teremos

$$\frac{H_x|_{i,j}^{n+1/2} - H_x|_{i,j}^{n-1/2}}{\Delta t} = -\frac{1}{\mu_{i,j}} \left(\frac{E_z|_{i,j+1/2}^n - E_z|_{i,j-1/2}^n}{\Delta y} \right) \quad (2.30a)$$

$$\frac{H_y|_{i,j}^{n+1/2} - H_y|_{i,j}^{n-1/2}}{\Delta t} = \frac{1}{\mu_{i,j}} \left(\frac{E_z|_{i+1/2,j}^n - E_z|_{i-1/2,j}^n}{\Delta x} \right) \quad (2.30b)$$

$$\frac{H_z|_{i,j}^{n+1/2} - H_x|_{i,j}^{n-1/2}}{\Delta t} = -\frac{1}{\mu_{i,j}} \left(\frac{E_y|_{i+1/2,j}^n - E_y|_{i-1/2,j}^n}{\Delta x} - \frac{E_x|_{i,j+1/2}^n - E_x|_{i,j-1/2}^n}{\Delta y} \right) \quad (2.30c)$$

$$\frac{E_x|_{i,j}^{n+1/2} - E_x|_{i,j}^{n-1/2}}{\Delta t} = \frac{1}{\varepsilon_{i,j}} \left(\frac{H_z|_{i,j+1/2}^n - H_z|_{i,j-1/2}^n}{\Delta y} - \sigma_{i,j} E_x|_{i,j}^n \right) \quad (2.30d)$$

$$\frac{E_y|_{i,j}^{n+1/2} - E_y|_{i,j}^{n-1/2}}{\Delta t} = -\frac{1}{\varepsilon_{i,j}} \left(\frac{H_z|_{i+1/2,j}^n - H_z|_{i-1/2,j}^n}{\Delta x} + \sigma_{i,j} E_y|_{i,j}^n \right) \quad (2.30e)$$

$$\frac{E_z|_{i,j}^{n+1/2} - E_x|_{i,j}^{n-1/2}}{\Delta t} = \frac{1}{\varepsilon_{i,j}} \left(\frac{H_y|_{i+1/2,j}^n - H_y|_{i-1/2,j}^n}{\Delta x} - \frac{H_x|_{i,j+1/2}^n - H_x|_{i,j-1/2}^n}{\Delta y} - \sigma_{i,j} E_z|_{i,j}^n \right) \quad (2.30f)$$

Nota-se que todas as quantidades de campo à direita das equações (2.30) são estimadas em um passo temporal n , incluindo os termos de campos elétricos que aparecem devido às perdas elétricas σ . Uma vez que tais termos não são guardados na memória, como se nota pelas diferenças finitas temporais à esquerda das mesmas equações, é preciso estimar tais termos. Uma aproximação de grande eficiência, a *aproximação semi-implícita*, pode ser usada:

$$E_e|_{i,j}^n = \frac{E_e|_{i,j}^{n+1/2} + E_e|_{i,j}^{n-1/2}}{2}, \quad (2.31)$$

onde $e = x, y$ ou z . Assim, assume-se que a componente de campo elétrico $E_e|_{i,j}^n$ é simplesmente a média aritmética entre o valor armazenado previamente $E_e|_{i,j}^{n-1/2}$ e o valor ainda a ser calculado $E_e|_{i,j}^{n+1/2}$. Substituindo (2.31) em (2.30), e após alguma álgebra, podemos escrever - em termos computacionais, de acordo com a Figura 2-3, o seguinte conjunto de equações FDTD para campos magnéticos,

$$H_x|_{i,j}^{n+1/2} = H_x|_{i,j}^{n-1/2} - C_x|_{i,j} (E_z|_{i,j+1}^n - E_z|_{i,j}^n) \quad (2.32a)$$

$$H_y|_{i,j}^{n+1/2} = H_y|_{i,j}^{n-1/2} + C_y|_{i,j} (E_z|_{i+1,j}^n - E_z|_{i,j}^n) \quad (2.32b)$$

$$H_z|_{i,j}^{n+1/2} = H_z|_{i,j}^{n-1/2} + C_x|_{i,j} (E_x|_{i,j+1}^n - E_x|_{i,j}^n) - C_y|_{i,j} (E_y|_{i+1,j}^n - E_y|_{i,j}^n), \quad (2.32c)$$

e para campos elétricos, atrasando em 1/2 o passo temporal de forma a interpor os campos \mathbf{E} e \mathbf{H} no tempo,

$$E_x|_{i,j}^n = D_e|_{i,j} E_x|_{i,j}^{n-1} + D_x|_{i,j} (H_z|_{i,j}^{n-1/2} - H_z|_{i,j-1}^{n-1/2}) \quad (2.33a)$$

$$E_y|_{i,j}^n = D_e|_{i,j} E_y|_{i,j}^{n-1} - D_y|_{i,j} (H_z|_{i,j}^{n-1/2} - H_z|_{i-1,j}^{n-1/2}) \quad (2.33b)$$

$$E_z|_{i,j}^n = D_e|_{i,j} E_z|_{i,j}^{n-1} - D_x|_{i,j} (H_x|_{i,j}^{n-1/2} - H_x|_{i,j-1}^{n-1/2}) + D_y|_{i,j} (H_y|_{i,j}^{n-1/2} - H_y|_{i-1,j}^{n-1/2}), \quad (2.33c)$$

onde

$$C_x|_{i,j} = \frac{\Delta t}{\mu_{i,j} \Delta y}, \quad C_y|_{i,j} = \frac{\Delta t}{\mu_{i,j} \Delta x} \quad (2.34a)$$

e

$$D_x|_{i,j} = \frac{2\Delta t/\Delta y}{2\varepsilon_{i,j} + \sigma_{i,j}\Delta t}, \quad D_y|_{i,j} = \frac{2\Delta t/\Delta x}{2\varepsilon_{i,j} + \sigma_{i,j}\Delta t}, \quad D_e|_{i,j} = \frac{2\varepsilon_{i,j} - \sigma_{i,j}\Delta t}{2\varepsilon_{i,j} + \sigma_{i,j}\Delta t} \quad (2.34b)$$

Temos, assim, o algoritmo computacional FDTD, para meios simples. Como será visto no Capítulo 3, para meios quirais, as equações (2.32) e (2.33) serão adaptadas para os campos polarizados \mathbf{E}_+ , \mathbf{E}_- , \mathbf{H}_+ e \mathbf{H}_- , e termos adicionais aparecerão, caracterizando assim o modelo FDTD *Quiral*.

Capítulo 3

Modelamento Quiral da Cabeça Humana

3.1 Introdução

Para estudar o efeito da absorção de ondas eletromagnéticas, emitidas por telefones móveis e estações rádio-base (ERBs), por tecidos biológicos, recorre-se frequentemente ao uso tanto de cobaias como de modelos físicos equivalentes. Entretanto, quando se trata da cabeça humana, mesmo o uso de macacos pode apresentar discrepâncias significativas, devido às ligeiras diferenças geométricas e físico-químicas.

Várias técnicas computacionais têm sido empregadas por pesquisadores para estudar a interação entre a cabeça humana e as antenas de telefones celulares. Entre as mais importantes estão o Método dos Momentos no domínio da frequência (MoM) [24] e os algoritmos de diferenças finitas no domínio do tempo (FDTD) [25, 26, 27, 28]. Estas técnicas permitem desde modelos simples da cabeça humana, como esferas homogêneas, até modelos muito mais exatos - anatomicamente heterogêneos -, baseados em imagens de ressonância magnética (MRIs - *Magnetic Resonance Images*).

Este capítulo apresenta uma formulação das equações que governam o comportamento de uma onda eletromagnética em domínios bidimensionais, quirais ou simples, bem como o modelo quiral da cabeça humana, obtido a partir de códigos computacionais que discretizam e definem os diversos tecidos encontrados em MRIs.

Com o objetivo de estudar o efeito que as características quirais exercem sobre a absorção das ondas emitidas por uma fonte de radiação eletromagnética próxima à cabeça, os campos elétrico e magnético são decompostos em seus campos polarizados, resultando em um conjunto de equações diferenciais análogos ao obtido no capítulo anterior. Então, o método FDTD é empregado ao sistema de equações, viabilizando assim uma solução numérica para os campos elétrico e magnético e para a taxa de absorção específica de radiação, a SAR.

3.2 Decomposição em Campos Polarizados

Escrevendo (2.10) usando as relações constitutivas (2.12) para meios quirais com perdas elétricas, i.e., $\sigma \neq 0$ e $\rho' = 0$, as equações de Maxwell no domínio da frequência ficam na forma

$$\nabla \times \mathbf{E} + j\omega\mu\mathbf{H} + j\omega\widehat{\zeta}\mathbf{E} = 0 \quad (3.1a)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} - j\omega\widehat{\varepsilon}\mathbf{E} - j\omega\widehat{\xi}\mathbf{H} = 0, \quad (3.1b)$$

onde $\widehat{\varepsilon} = \varepsilon_0\varepsilon_r\widehat{\varepsilon}_r = \varepsilon_0\varepsilon_r(1 + \sigma/j\omega\varepsilon)$, onde ε_0 é a permissividade do vácuo e $\widehat{\varepsilon}_r$ e ε_r são permissividades relativas adimensionais.

O efeito de rotação da polarização do campo elétrico \mathbf{E} pode ser modelado considerando que tal campo possa ser decomposto em duas componentes, como mostra a Figura 3-1 : a primeira, \mathbf{E}_+ , caracterizando uma onda elipticamente polarizada à direita (sentido horário) e a segunda, \mathbf{E}_- , caracterizando uma onda elipticamente polarizada à esquerda (sentido anti-horário). Analogamente, podemos dividir o campo magnético \mathbf{H} em \mathbf{H}_+ e \mathbf{H}_- , com as mesmas definições, assim compondo os campos totais como

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_+ + \mathbf{E}_- \quad (3.2a)$$

$$\mathbf{H} = \mathbf{H}_+ + \mathbf{H}_- \quad (3.2b)$$

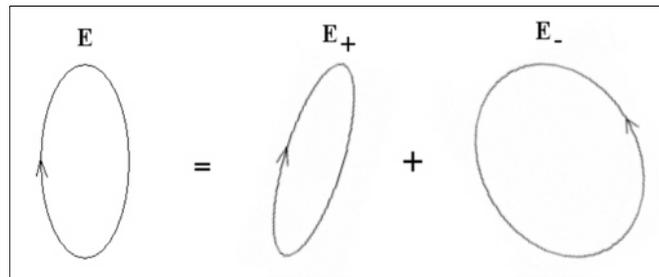


Figura 3-1: Decomposição do campo elétrico total em campos de onda.

Tal decomposição de um campo eletromagnético em um meio quiral pode ser definida exclusivamente através de dois postulados: 1) Cada um dos conjuntos de campos polarizados \mathbf{E}_+ , \mathbf{H}_+ e \mathbf{E}_- , \mathbf{H}_- "enxerga" um meio quiral como um meio isotrópico equivalente com respectivos parâmetros equivalentes ε_+ , μ_+ , σ_+ , ρ'_+ e ε_- , μ_- , σ_- , ρ'_- , e 2) Os dois conjuntos são independentes, i. e., eles não se acoplam em um meio homogêneo quiral. Assim sendo, os parâmetros do meio e os vetores de campo elétrico e magnético devem satisfazer a condições especiais. Supondo um meio sem fontes podemos escrever as Equações de Maxwell no

domínio da frequência, com $\sigma_{\pm} \neq 0$ e $\rho'_{\pm} = 0$, como

$$\nabla \times \mathbf{E}_+ + j\omega\mu_+\mathbf{H}_+ = 0 \quad (3.3a)$$

$$\nabla \times \mathbf{E}_- + j\omega\mu_-\mathbf{H}_- = 0 \quad (3.3b)$$

$$\nabla \times \mathbf{H}_+ - j\omega\varepsilon_+\mathbf{E}_+ - \sigma_+\mathbf{E}_+ = 0 \quad (3.3c)$$

$$\nabla \times \mathbf{H}_- - j\omega\varepsilon_-\mathbf{E}_- - \sigma_-\mathbf{E}_- = 0, \quad (3.3d)$$

ou, definindo

$$\widehat{\varepsilon}_{\pm} = \varepsilon_{\pm} + \frac{\sigma_{\pm}}{j\omega}, \quad (3.4)$$

reescrevemos (3.3) de forma mais compacta:

$$\nabla \times \mathbf{E}_+ + j\omega\mu_+\mathbf{H}_+ = 0 \quad (3.5a)$$

$$\nabla \times \mathbf{E}_- + j\omega\mu_-\mathbf{H}_- = 0 \quad (3.5b)$$

$$\nabla \times \mathbf{H}_+ - j\omega\widehat{\varepsilon}_+\mathbf{E}_+ = 0 \quad (3.5c)$$

$$\nabla \times \mathbf{H}_- - j\omega\widehat{\varepsilon}_-\mathbf{E}_- = 0. \quad (3.5d)$$

Os vetores de campos polarizados devem obedecer às relações:

$$\mathbf{E}_+ = -j\widehat{\eta}_+\mathbf{H}_+ \quad (3.6a)$$

$$\mathbf{E}_- = +j\widehat{\eta}_-\mathbf{H}_-, \quad (3.6b)$$

onde $\widehat{\eta}_{\pm}$ é a impedância de onda complexa dos campos polarizados. Substituindo (3.6a) e (3.6b), respectivamente, em (3.5c) e (3.5d), encontramos após algumas manipulações:

$$\widehat{\eta}_+ = \sqrt{\frac{\mu_+}{\widehat{\varepsilon}_+}} \quad (3.7a)$$

$$\widehat{\eta}_- = \sqrt{\frac{\mu_-}{\widehat{\varepsilon}_-}} \quad (3.7b)$$

3.2.1 Parâmetros Isotrópicos Equivalentes

Uma vez que os vetores de campo enxergam o meio quiral como um meio isotrópico equivalente, e supondo que o meio seja homogêneo, podemos escrever relações constitutivas parecidas com (2.17):

$$\mathbf{D}_+ = \widehat{\varepsilon}\mathbf{E}_+ + \widehat{\xi}\mathbf{H}_+ = \widehat{\varepsilon}_+\mathbf{E}_+ \quad (3.8a)$$

$$\mathbf{D}_- = \widehat{\varepsilon}\mathbf{E}_- + \widehat{\xi}\mathbf{H}_- = \widehat{\varepsilon}_-\mathbf{E}_- \quad (3.8b)$$

$$\mathbf{B}_+ = \widehat{\zeta}\mathbf{E}_+ + \mu\mathbf{H}_+ = \mu_+\mathbf{H}_+ \quad (3.8c)$$

$$\mathbf{B}_- = \widehat{\zeta}\mathbf{E}_- + \mu\mathbf{H}_- = \mu_-\mathbf{H}_- \quad (3.8d)$$

e, usando (3.6) em (3.8), achamos novos valores para as impedâncias de onda $\widehat{\eta}_\pm$:

$$\widehat{\eta}_+ = j \frac{\widehat{\xi}}{\widehat{\varepsilon}_+ - \widehat{\varepsilon}} = j \frac{\mu_+ - \mu}{\widehat{\zeta}} \quad (3.9a)$$

$$\widehat{\eta}_- = -j \frac{\widehat{\xi}}{\widehat{\varepsilon}_- - \widehat{\varepsilon}} = -j \frac{\mu_- - \mu}{\widehat{\zeta}}. \quad (3.9b)$$

Após eliminar os vetores de campo das equações (3.8), vemos que os parâmetros $\widehat{\varepsilon}_\pm$ e μ_\pm devem satisfazer às duas condições

$$(\widehat{\varepsilon} - \widehat{\varepsilon}_+) (\mu - \mu_+) - \widehat{\zeta}\widehat{\xi} = 0 \quad (3.10a)$$

$$(\widehat{\varepsilon} - \widehat{\varepsilon}_-) (\mu - \mu_-) - \widehat{\zeta}\widehat{\xi} = 0. \quad (3.10b)$$

Agora é possível expressar os parâmetros equivalentes $\widehat{\varepsilon}_\pm$, μ_\pm e σ_\pm em termos dos parâmetros originais. De fato, substituindo (3.9a) e $\widehat{\varepsilon}_+$ de (3.10a) em termos de μ_+ em (3.7a), temos uma equação algébrica para μ_+ :

$$\widehat{\eta}_+^2 = -\frac{(\mu_+ - \mu)^2}{\widehat{\zeta}^2} = \frac{\mu_+}{\widehat{\varepsilon}_+} = \frac{\mu_+}{\widehat{\varepsilon} + \frac{\widehat{\zeta}\widehat{\xi}}{\mu_+ - \mu}} \quad (3.11)$$

e uma equação idêntica para μ_- . Ambas as equações podem ser simplificadas, o que nos leva a uma equação de segunda ordem

$$(\mu_\pm - \mu)^2 + \widehat{\zeta}^2 \widehat{\eta}^2 = 0, \quad (3.12)$$

onde $\widehat{\eta} = \sqrt{\mu/\widehat{\varepsilon}}$. Definindo o parâmetro quiral normalizado κ_r ,

$$\kappa_r = \frac{\kappa}{\sqrt{\varepsilon_r}} \quad (3.13)$$

e substituindo $\widehat{\zeta}$ de (2.14), a solução da equação (3.12) nos fornece

$$\mu_{\pm} = \mu \left(1 \mp j \widehat{\zeta} \widehat{\eta} \right) = \mu (1 \pm \kappa_r), \quad (3.14)$$

onde, por convenção, escolheu-se o sinal negativo da raiz de (3.12) para parâmetros de campos polarizados positivos, e sinal positivo para parâmetros de campo de onda negativos. Usando o mesmo raciocínio, as permissividades isotrópicas equivalentes valem:

$$\widehat{\varepsilon}_{\pm} = \widehat{\varepsilon} \left(1 \mp j \widehat{\zeta} \widehat{\eta} \right) = \widehat{\varepsilon} (1 \pm \kappa_r), \quad (3.15)$$

de onde se obtém, a partir das definições de permissividades complexas

$$\varepsilon_{\pm} = \varepsilon (1 \pm \kappa_r), \quad (3.16)$$

e

$$\sigma_{\pm} = \sigma (1 \pm \kappa_r), \quad (3.17)$$

Finalmente, as impedâncias de onda complexas $\widehat{\eta}_{\pm}$ são dadas por

$$\widehat{\eta}_{\pm} = \sqrt{\frac{\mu_{\pm}}{\widehat{\varepsilon}_{\pm}}} = \widehat{\eta}, \quad (3.18)$$

bem como se obtém os números de onda

$$\widehat{k}_{\pm} = \omega \sqrt{\mu_{\pm} \widehat{\varepsilon}_{\pm}} = \widehat{k} (1 \pm \kappa_r), \quad (3.19)$$

Considerando assim a propagação de uma onda linearmente polarizada em um meio quirral homogêneo, a diferença entre os números de onda indica que as ondas polarizadas à esquerda e à direita, decompostas pelo modelo de campos polarizados, viajam a diferentes velocidades, embora vejam a mesma impedância. Em relação ao fator quirral normalizado κ_r , o ângulo θ de giro do vetor de polarização, em (2.9), pode ser redefinido usando (3.19), para $\sigma = 0$ como

$$\theta = k \kappa_r L \quad (3.20)$$

Em resumo, é interessante notar que a impedância $\widehat{\eta}_{\pm}$ não depende do fator quirral κ , enquanto que uma mudança de sinal do mesmo transforma \widehat{k}_{+} em \widehat{k}_{-} e vice-versa. Além disso, observa-se que os números de onda serão positivos se, e somente se, $|\kappa_r| < 1$, o que é um fator limitante. Valores quirais fora desta faixa de valores levam a uma mudança radical na natureza do meio.

3.2.2 Fontes de Campos Polarizados

Suponha que a fonte a ser modelada seja uma fonte de campo elétrico ou magnético. Em um meio racêmico ($\kappa = 0$) homogêneo, isotrópico e linear, tal campo pode ser decomposto em seus campos polarizados. Entretanto, estes campos possuirão as mesmas velocidades de fase, e o efeito da rotação de polarização não poderá ser observado.

Pelo fato de termos modos TE e TM desacoplados para um campo linearmente polarizado em uma das direções cartesianas, somente um destes modos será excitado em tal meio. Assim, se desejarmos excitar ambos os modos, outras componentes de campo elétrico ou magnético deverão ser usadas.

Seja uma fonte de campo elétrico que possua uma componente única E_e , onde $e = x, y$ ou z . Então, neste meio racêmico, somente as componentes magnéticas, com exceção de H_e , aparecerão. Analogamente, caso tenhamos uma fonte magnética H_e , somente componentes elétricas, com exceção de E_e , aparecerão. Esta característica pode ser observada diretamente de (3.5), abrindo-se os rotacionais em suas derivadas espaciais.

Como em um meio quiral uma única componente de campo poderia excitar todas as demais, o modelo de campos polarizados deve incluir este efeito. De fato, para o meio isotrópico equivalente, temos as condições (3.6a) e (3.6b), e delas podemos escrever os campos totais como:

$$\mathbf{E} = -j\hat{\eta}_+\mathbf{H}_+ + j\hat{\eta}_-\mathbf{H}_- \quad (3.21a)$$

$$\mathbf{H} = \frac{j}{\hat{\eta}_+}\mathbf{E}_+ - \frac{j}{\hat{\eta}_-}\mathbf{E}_-. \quad (3.21b)$$

Resolvendo as equações (3.21) para os campos polarizados, encontramos:

$$\mathbf{E}_+ = \frac{\hat{\eta}_+}{\hat{\eta}_+ + \hat{\eta}_-} (\mathbf{E} - j\hat{\eta}_-\mathbf{H}) \quad (3.22a)$$

$$\mathbf{E}_- = \frac{\hat{\eta}_-}{\hat{\eta}_+ + \hat{\eta}_-} (\mathbf{E} + j\hat{\eta}_+\mathbf{H}) \quad (3.22b)$$

$$\mathbf{H}_+ = \frac{\hat{\eta}_-}{\hat{\eta}_+ + \hat{\eta}_-} \left(\mathbf{H} + \frac{j}{\hat{\eta}_-}\mathbf{E} \right) \quad (3.22c)$$

$$\mathbf{H}_- = \frac{\hat{\eta}_+}{\hat{\eta}_+ + \hat{\eta}_-} \left(\mathbf{H} - \frac{j}{\hat{\eta}_+}\mathbf{E} \right). \quad (3.22d)$$

Como $\hat{\eta}_+ = \hat{\eta}_- = \hat{\eta}$ em um meio quiral:

$$\mathbf{E}_+ = \frac{1}{2} (\mathbf{E} - j\hat{\eta}_-\mathbf{H}) \quad (3.23a)$$

$$\mathbf{E}_- = \frac{1}{2} (\mathbf{E} + j\hat{\eta}_+\mathbf{H}) \quad (3.23b)$$

$$\mathbf{H}_+ = \frac{1}{2} \left(\mathbf{H} + \frac{j}{\widehat{\eta}_-} \mathbf{E} \right) \quad (3.23c)$$

$$\mathbf{H}_- = \frac{1}{2} \left(\mathbf{H} - \frac{j}{\widehat{\eta}_+} \mathbf{E} \right), \quad (3.23d)$$

e assim, para uma fonte elétrica $\mathbf{E} = E_e \widehat{e}$, teremos então como fonte computacional a ser modelada através dos campos polarizados

$$E_{e_+} = \frac{1}{2} E_e \quad (3.24a)$$

$$E_{e_-} = \frac{1}{2} E_e \quad (3.24b)$$

$$H_{e_+} = \frac{1}{2} \frac{j}{\widehat{\eta}_-} E_e \quad (3.24c)$$

$$H_{e_-} = \frac{1}{2} \frac{j}{\widehat{\eta}_+} E_e. \quad (3.24d)$$

3.3 A Cabeça Humana e os Campos Eletromagnéticos

Nos últimos anos, o desenvolvimento desenfreado no setor de comunicações móveis tem chamado a atenção da comunidade científica, e do público em geral, para possíveis riscos da energia eletromagnética emitida de transmissores de aparelhos portáteis. A interação - sob várias condições - entre a cabeça humana e um aparelho celular deve ser quantitativamente determinada para que sejam estabelecidos normas de segurança em sistemas de comunicações móveis. Os valores assim determinados devem estar dentro de limites de segurança. Segundo a Agência Nacional de Telecomunicações (ANATEL) [29], órgão de superintendência de radiofrequência e fiscalização, as quantidades dosimétricas usadas na determinação de tais limites são escolhidas levando-se em conta diferentes faixas de frequências e formas de ondas. Tais quantidades são apresentadas na Tabela 3.1:

Quantidades Dosimétricas	Faixa de Frequência
Densidade de Corrente (\vec{J})	Até 10 MHz
Corrente (\vec{I})	Até 110 MHz
Taxa de Absorção específica (SAR)	100 kHz - 10 GHz
Absorção Específica (SA), para campos pulsados	300 MHz - 10 GHz
Densidade de Potência (\vec{S})	10 GHz - 300 GHz

Tabela 3.1: Quantidades dosimétricas para determinação de limites de segurança à exposição eletromagnética.

As distribuições de SAR em uma cabeça humana exposta a campos eletromagnéticos de telefones celulares já foram estimadas através de cálculos experimentais [31, 32, 33] e numéricos [34, 35, 36, 37, 38, 39, 40], embora os modelos usados em tais estudos variem em simplicidade geométrica e biológica. Em tecidos, a

SAR é proporcional ao quadrado da intensidade do campo elétrico interno. A SAR média e a distribuição da SAR, podem ser computadas ou estimadas a partir de medidas em laboratório. Os valores da SAR dependem dos seguintes fatores:

- parâmetros do campo incidente, i.e., frequência, intensidade, polarização, e a configuração fonte-objeto (campo próximo ou distante);
- características do corpo exposto, i.e., seu tamanho e geometria interna e externa, e as propriedades dielétricas dos vários tecidos; e
- efeitos de aterramento e reflexão de outros objetos no campo próximo ao corpo exposto.

Recentemente, Torres [41, 42] sugeriu que o tecido cerebral fosse quiral. Neste caso, a quiralidade seria consequência de um mecanismo microscópico: a membrana celular é composta por uma camada bilipídica com algumas proteínas nela incrustadas, e cada molécula de proteína é polar, e tenderá a se alinhar com um campo elétrico e, eventualmente, rotacionar-se helicoidalmente, de forma que volumes de tecido cerebral devam possuir certas quantidades de moléculas de proteína ressonantes em sua frequência de rotação. Em relação a moléculas helicoidais, assume-se um modelo eletrodinâmico simples o qual possibilita encontrar a corrente elétrica média, conhecida a polarização e a magnetização [42]. Para moléculas de dupla-hélice típicas, dado o momento de inércia por unidade de comprimento, um fator torsional apareceria em frequência típicas de microondas. Assim, nesta aproximação eletrodinâmica, a conexão entre estas características mecânicas e a quiralidade pode ser feita para o tecido cerebral e para o sangue, lembrando que muitos dos componentes desse líquido, entre eles o DNA e muitas proteínas, são quirais. No Apêndice C é apresentada a base do modelo usado para caracterizar a absorção de ondas de microondas, emitidas por telefones celulares, pelo tecido cerebral.

3.3.1 Modelo Computacional da Cabeça Humana

O ponto de partida na digitalização da cabeça humana são as MRIs, imagens de alta resolução que detalham o interior da cabeça em 54 cortes transversais de 5 mm de espessura na direção z [43]. Cortes sagitais (plano yz) e longitudinais (plano xz) também podem ser usados [44] para compor um modelo tridimensional. Para os cortes transversais (plano xy) que serão simulados em FDTD (12, 15, 25, 35 e 45), cada meio é definido por uma escala em tons de cinza de 256 níveis, posteriormente processado e colorido - conforme mostram as Figuras 3-2 e 3-3.

Mediante uma plataforma gráfica, as imagens já coloridas são então reduzidas de 214 x 195 pixels para 40 x 40 pixels, como pode ser visto na Figura 3-4, sendo posteriormente incorporadas na malha FDTD, segundo a numeração da Tabela 3.2.

Por fim, a malha FDTD com as numerações dos diversos tecidos é gerada através de algoritmos de computação gráfica de acordo com o padrão da Tabela 3.2.

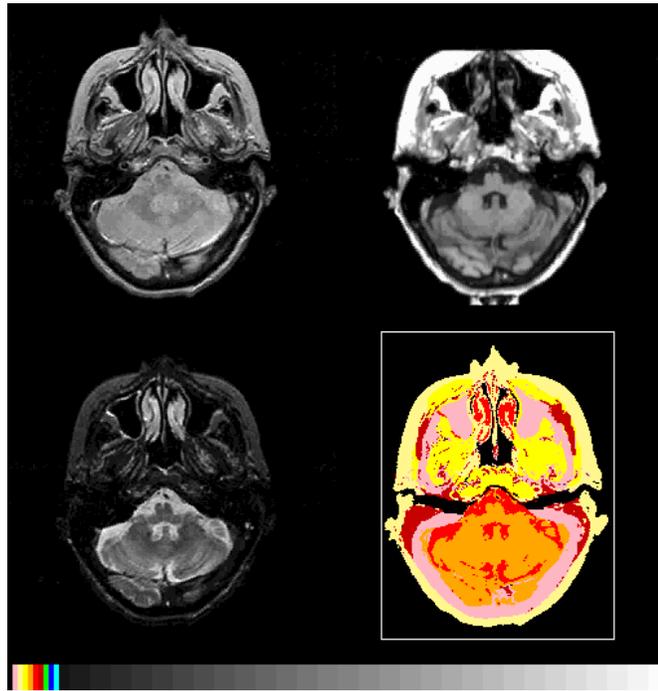


Figura 3-2: MRI para o modelo da cabeça humana. Corte 12, plano xy [43].

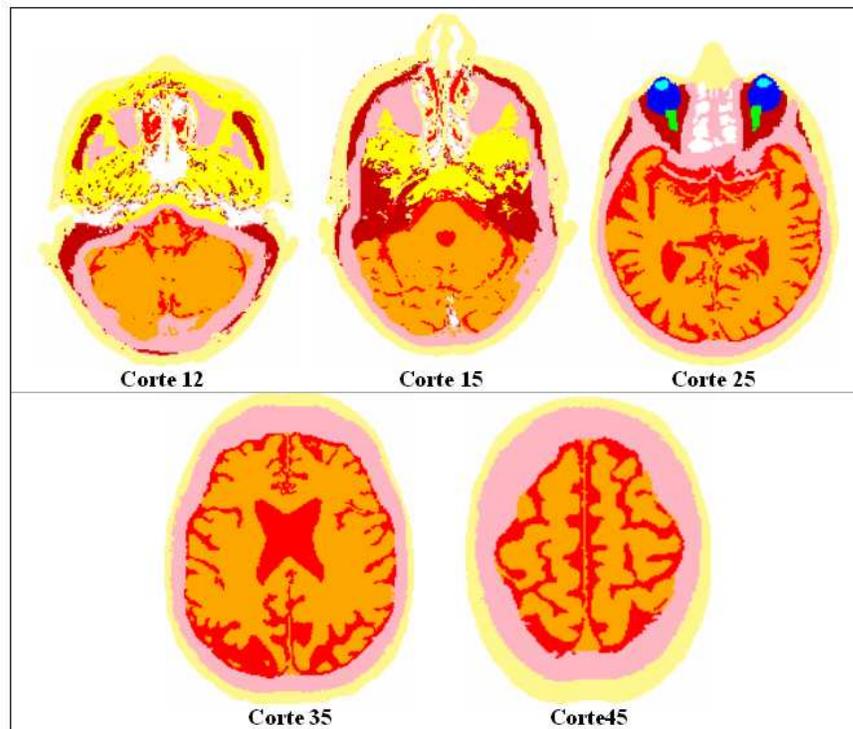


Figura 3-3: Cortes transversais, no plano xy , de imagens MRI de alta resolução definida por 214 x 195 pixels.

Corte	Tecido	Numeração na malha FDTD
12-15-25-35-45	Ar	0
12-15-25-35-45	Pele	1
12-15-25-35-45	Osso	2
12-15-25-35-45	Cérebro	3
12-15-25-35-45	Sangue	4
25	Músculo (olho)	5
25	Nervo óptico	6
12 e 15	Músculo (temporal)	7
25	Íris	8
25	Olhos	9

Tabela 3.2: Numeração dos tecidos da cabeça humana para geração da malha FDTD.

3.3.2 Propriedades Elétricas dos Tecidos da Cabeça Humana

Para o sistema de telefonia digital GSM (Global System Mobile), duas bandas de frequência são alocadas, uma a 900 MHz e outra a 1800 MHz. Para estas duas faixas de frequência, as propriedades elétricas dos diversos tipos de tecidos presentes na cabeça humana variam [45, 46, 47]. A Comissão Federal de Comunicações dos Estados Unidos (FCC), agência governamental encarregada de regulamentar as comunicações interestaduais e internacionais deste país, disponibiliza os parâmetros dielétricos da cabeça humana para consulta pública [48], baseados no trabalho de Camelia Gabriel [49]. Médias ponderadas de condutividade (σ), permissividade relativa (ϵ_r) e densidade de massa (ρ) são aqui reproduzidas nas frequências de operação dos telefones móveis, Tabela 3.3 para 900 MHz e Tabela 3.4 para 1800 MHz, de acordo com os parâmetros fornecidos pela FCC e por bibliografias especializadas [50, 51].

Tecido	Perm. Relativa, ϵ_r	Condutividade, σ (S/m)	Dens. Massa, ρ (kg/m ³)
Ar	1,00	0,00	1.20
Pele	41,41	0,87	1000
Osso	5,50	0,04	1200
Cérebro	51,00	1,23	1050
Sangue	61,36	1,54	1000
Músculo (olho)	55,96	0,97	1040
Nervo Óptico	54,00	1,20	1050
Músculo (temporal)	69,90	1,64	1010
Íris	51,30	0,89	1010
Olhos	59,00	1,04	1000

Tabela 3.3: Tipos de tecidos, densidades de massa e suas propriedades elétricas, a 900 MHz.

Tecido	Perm. Relativa, ϵ_r	Condutividade, σ (S/m)	Dens. Massa, ρ (kg/m ³)
Ar	1,00	0,00	1.20
Pele	38,87	1,18	1000
Osso	5,37	0,07	1200
Cérebro	43,54	1,70	1050
Sangue	59,37	2,04	1000
Músculo (olho)	54,44	1,39	1040
Nervo Óptico	50,11	1,85	1050
Músculo (temporal)	68,57	2,03	1010
Íris	50,30	1,10	1010
Olhos	54,44	1,39	1000

Tabela 3.4: Tipos de tecidos, densidades de massa e suas propriedades elétricas, a 1800 MHz.

3.3.3 Taxa de Absorção Específica (SAR)

A contínua preocupação pública sobre os riscos para a saúde humana de aparelhos celulares, juntamente com as constantes mudanças dos requerimentos e especificações legais, levou a uma atividade cada vez maior no campo de testes de SAR.

A taxa de absorção específica é definida como a quantidade de energia de rádio-freqüência, emitida por uma antena transmissora, absorvida pelos tecidos humanos, sendo por isso importante para determinação de possíveis efeitos e danos térmicos. Os níveis limites de SAR são diferentes entre os países. Por exemplo, o limite de SAR estabelecido para fabricantes nos EUA segue a norma ANSI/IEEE (America National Standard Institute) [52] e é de 1,6 W/kg - média em qualquer período de 30 minutos num volume equivalente a 1g de tecido. Canadá e Austrália também usam este padrão. Contudo, o padrão de SAR adotado pela União Européia segue a norma estabelecida pela ICNIRP (International Commission on Non-Ionizing Radiation Protection) [53] e é de 2 W/kg - média em qualquer período de 6 minutos num volume equivalente a 10g de tecido. Qualquer telefone móvel deve conter informações de segurança, certificando-o com os requisitos e regulamentações de operação. Entre essas informações, estão incluídos os valores de SAR para o aparelho.

No Brasil, a agência reguladora da atividade de telecomunicações, ANATEL, segue a norma ICNIRP, embora muitos municípios utilizem valores diferentes [54].

Para a determinação computacional da SAR, a potência total absorvida na cabeça humana deve ser calculada durante a simulação FDTD. A potência absorvida está relacionada com a condutividade dos diferentes tecidos da cabeça e é determinada integrando-se a densidade de potência absorvida sobre o volume V do modelo computacional da cabeça:

$$P_{abs} = \iiint_V \frac{\sigma(\vec{r})}{2} |\mathbf{E}(\vec{r})|^2 d\Omega, \quad (3.25)$$

onde \vec{r} representa a coordenada da célula sob simulação e $|\mathbf{E}(\vec{r})|$ o valor *rms* do campo elétrico total neste ponto. Localmente, a SAR é computada como

$$SAR_{local} = \frac{\sigma(\vec{r}) |\mathbf{E}(\vec{r})|^2}{2\rho}, \quad (3.26)$$

sendo seu valor médio dado por

$$\overline{SAR}_{local} = \frac{1}{T} \int_0^T \frac{\sigma(\vec{r}) |\mathbf{E}(\vec{r})|^2}{2\rho} d\tau, \quad (3.27)$$

considerando T como o tempo de simulação.

3.4 Modelo Quiral FDTD para Simulação da SAR na Cabeça Humana

Escrevendo as equações (3.3) no domínio do tempo, temos

$$\nabla \times \mathbf{E}_+ + \mu_+ \frac{\partial \mathbf{H}_+}{\partial t} = 0 \quad (3.28a)$$

$$\nabla \times \mathbf{E}_- + \mu_- \frac{\partial \mathbf{H}_-}{\partial t} = 0 \quad (3.28b)$$

$$\nabla \times \mathbf{H}_+ - \varepsilon_+ \frac{\partial \mathbf{E}_+}{\partial t} - \sigma_+ \mathbf{E}_+ = 0 \quad (3.28c)$$

$$\nabla \times \mathbf{H}_- - \varepsilon_- \frac{\partial \mathbf{E}_-}{\partial t} - \sigma_- \mathbf{E}_- = 0 \quad (3.28d)$$

Expandindo os rotacionais de (3.28), encontramos um conjunto de equações diferenciais para as componentes dos vetores dos campos polarizados. Supondo que os campos não variam na direção z , i. e., $\partial/\partial z = 0$, estas equações se reduzem a

$$\frac{\partial H_{x\pm}}{\partial t} = -\frac{1}{\mu_{\pm}} \frac{\partial E_{z\pm}}{\partial y} \quad (3.29a)$$

$$\frac{\partial H_{y\pm}}{\partial t} = \frac{1}{\mu_{\pm}} \frac{\partial E_{z\pm}}{\partial x} \quad (3.29b)$$

$$\frac{\partial H_{z\pm}}{\partial t} = \frac{1}{\mu_{\pm}} \left(\frac{\partial E_{x\pm}}{\partial y} - \frac{\partial E_{y\pm}}{\partial x} \right) \quad (3.29c)$$

$$\frac{\partial E_{x\pm}}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon_{\pm}} \left(\frac{\partial H_{z\pm}}{\partial y} - \sigma_{\pm} E_{x\pm} \right) \quad (3.29d)$$

$$\frac{\partial E_{y\pm}}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon_{\pm}} \left(-\frac{\partial H_{z\pm}}{\partial x} - \sigma_{\pm} E_{y\pm} \right) \quad (3.29e)$$

$$\frac{\partial E_{z\pm}}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon_{\pm}} \left(\frac{\partial H_{y\pm}}{\partial x} - \frac{\partial H_{x\pm}}{\partial y} - \sigma_{\pm} E_{z\pm} \right), \quad (3.29f)$$

onde μ_{\pm} , ε_{\pm} e σ_{\pm} são dadas por (3.14), (3.16) e (3.17), respectivamente, e representam as propriedades elétricas e magnéticas dos diversos tecidos que compõem a cabeça humana.

Aplicando o método das diferenças finitas no domínio do tempo, como apresentado no capítulo anterior, temos

$$\frac{H_{x_{\pm}}|_{i,j}^{n+1/2} - H_{x_{\pm}}|_{i,j}^{n-1/2}}{\Delta t} = -\frac{1}{\mu_{\pm}(i,j)} \left(\frac{E_{z_{\pm}}|_{i,j+1/2}^n - E_{z_{\pm}}|_{i,j-1/2}^n}{\Delta y} \right) \quad (3.30a)$$

$$\frac{H_{y_{\pm}}|_{i,j}^{n+1/2} - H_{y_{\pm}}|_{i,j}^{n-1/2}}{\Delta t} = \frac{1}{\mu_{\pm}(i,j)} \left(\frac{E_{z_{\pm}}|_{i+1/2,j}^n - E_{z_{\pm}}|_{i-1/2,j}^n}{\Delta x} \right) \quad (3.30b)$$

$$\begin{aligned} \frac{H_{z_{\pm}}|_{i,j}^{n+1/2} - H_{z_{\pm}}|_{i,j}^{n-1/2}}{\Delta t} &= \frac{1}{\mu_{\pm}(i,j)} \left(\frac{E_{x_{\pm}}|_{i,j+1/2}^n - E_{x_{\pm}}|_{i,j-1/2}^n}{\Delta y} \right) \\ &\quad - \frac{1}{\mu_{\pm}(i,j)} \left(\frac{E_{y_{\pm}}|_{i+1/2,j}^n - E_{y_{\pm}}|_{i-1/2,j}^n}{\Delta x} \right) \end{aligned} \quad (3.30c)$$

$$\frac{E_{x_{\pm}}|_{i,j}^{n+1/2} - E_{x_{\pm}}|_{i,j}^{n-1/2}}{\Delta t} = \frac{1}{\varepsilon_{\pm}(i,j)} \left(\frac{H_{z_{\pm}}|_{i,j+1/2}^n - H_{z_{\pm}}|_{i,j-1/2}^n}{\Delta y} \right) - \frac{\sigma_{\pm}(i,j)}{\varepsilon_{\pm}(i,j)} E_{x_{\pm}}|_{i,j}^n \quad (3.30d)$$

$$\frac{E_{y_{\pm}}|_{i,j}^{n+1/2} - E_{y_{\pm}}|_{i,j}^{n-1/2}}{\Delta t} = -\frac{1}{\varepsilon_{\pm}(i,j)} \left(\frac{H_{z_{\pm}}|_{i+1/2,j}^n - H_{z_{\pm}}|_{i-1/2,j}^n}{\Delta x} \right) - \frac{\sigma_{\pm}(i,j)}{\varepsilon_{\pm}(i,j)} E_{y_{\pm}}|_{i,j}^n \quad (3.30e)$$

$$\begin{aligned} \frac{E_{z_{\pm}}|_{i,j}^{n+1/2} - E_{z_{\pm}}|_{i,j}^{n-1/2}}{\Delta t} &= \frac{1}{\varepsilon_{\pm}(i,j)} \left(\frac{H_{y_{\pm}}|_{i+1/2,j}^n - H_{y_{\pm}}|_{i-1/2,j}^n}{\Delta x} \right) \\ &\quad - \frac{1}{\varepsilon_{\pm}(i,j)} \left(\frac{H_{x_{\pm}}|_{i,j+1/2}^n - H_{x_{\pm}}|_{i,j-1/2}^n}{\Delta y} \right) - \frac{\sigma_{\pm}(i,j)}{\varepsilon_{\pm}(i,j)} E_{z_{\pm}}|_{i,j}^n, \end{aligned} \quad (3.30f)$$

onde (i, j) representa uma célula da malha da Figura 3-5.

Novamente, supondo que se possa escrever

$$E_{e_{\pm}}|_{i,j}^n = \frac{E_{e_{\pm}}|_{i,j}^{n+1/2} + E_{e_{\pm}}|_{i,j}^{n-1/2}}{2}, \quad (3.31)$$

substituímos (3.31) em (3.30d), (3.30e) e (3.30f) e rearranjamos os sub-índices espaciais e temporais segundo a convenção adotada na Figura 2-3, obtendo assim

$$H_{x_{\pm}}|_{i,j+1/2}^{n+1/2} = H_{x_{\pm}}|_{i,j+1/2}^{n-1/2} - \frac{\Delta t}{\mu_{\pm}|_{i,j+1/2}\Delta y} [E_{z_{\pm}}|_{i,j+1}^n - E_{z_{\pm}}|_{i,j}^n] \quad (3.32a)$$

$$H_{y_{\pm}}|_{i+1/2,j}^{n+1/2} = H_{y_{\pm}}|_{i+1/2,j}^{n-1/2} + \frac{\Delta t}{\mu_{\pm}|_{i+1/2,j}\Delta x} [E_{z_{\pm}}|_{i+1,j}^n - E_{z_{\pm}}|_{i,j}^n] \quad (3.32b)$$

$$\begin{aligned}
H_{z_{\pm}}|_{i+1/2,j+1/2}^{n+1/2} &= H_{z_{\pm}}|_{i+1/2,j+1/2}^{n-1/2} + \frac{\Delta t}{\mu_{\pm}|_{i+1/2,j+1/2}\Delta y} \left[E_{x_{\pm}}|_{i+1/2,j+1}^n - E_{x_{\pm}}|_{i+1/2,j}^n \right] \\
&\quad - \frac{\Delta t}{\mu_{\pm}|_{i+1/2,j+1/2}\Delta x} \left[E_{y_{\pm}}|_{i+1,j+1/2}^n - E_{y_{\pm}}|_{i,j+1/2}^n \right]
\end{aligned} \tag{3.32c}$$

$$\begin{aligned}
E_{x_{\pm}}|_{i+1/2,j}^n &= \left(\frac{2\varepsilon_{\pm}|_{i+1/2,j} - \sigma_{\pm}|_{i+1/2,j}\Delta t}{2\varepsilon_{\pm}|_{i+1/2,j} + \sigma_{\pm}|_{i+1/2,j}\Delta t} \right) E_{x_{\pm}}|_{i+1/2,j}^{n-1} + \\
&\quad \left(\frac{2\Delta t/\Delta y}{2\varepsilon_{\pm}|_{i+1/2,j} + \sigma_{\pm}|_{i+1/2,j}\Delta t} \right) \left[H_{z_{\pm}}|_{i+1/2,j+1/2}^{n-1/2} - H_{z_{\pm}}|_{i+1/2,j-1/2}^{n-1/2} \right]
\end{aligned} \tag{3.32d}$$

$$\begin{aligned}
E_{y_{\pm}}|_{i,j+1/2}^n &= \left(\frac{2\varepsilon_{\pm}|_{i,j+1/2} - \sigma_{\pm}|_{i,j+1/2}\Delta t}{2\varepsilon_{\pm}|_{i,j+1/2} + \sigma_{\pm}|_{i,j+1/2}\Delta t} \right) E_{y_{\pm}}|_{i,j+1/2}^{n-1} - \\
&\quad \left(\frac{2\Delta t/\Delta x}{2\varepsilon_{\pm}|_{i,j+1/2} + \sigma_{\pm}|_{i,j+1/2}\Delta t} \right) \left[H_{z_{\pm}}|_{i+1/2,j+1/2}^{n-1/2} - H_{z_{\pm}}|_{i-1/2,j+1/2}^{n-1/2} \right]
\end{aligned} \tag{3.32e}$$

$$\begin{aligned}
E_{z_{\pm}}|_{i,j}^n &= \left(\frac{2\varepsilon_{\pm}|_{i,j} - \sigma_{\pm}|_{i,j}\Delta t}{2\varepsilon_{\pm}|_{i,j} + \sigma_{\pm}|_{i,j}\Delta t} \right) E_{z_{\pm}}|_{i,j}^{n-1} + \left(\frac{2\Delta t/\Delta x}{2\varepsilon_{\pm}|_{i,j} + \sigma_{\pm}|_{i,j}\Delta t} \right) \left[H_{y_{\pm}}|_{i+1/2,j}^{n-1/2} - H_{y_{\pm}}|_{i-1/2,j}^{n-1/2} \right] \\
&\quad - \left(\frac{2\Delta t/\Delta y}{2\varepsilon_{\pm}|_{i,j} + \sigma_{\pm}|_{i,j}\Delta t} \right) \left[H_{x_{\pm}}|_{i,j+1/2}^{n-1/2} - H_{x_{\pm}}|_{i,j-1/2}^{n-1/2} \right],
\end{aligned} \tag{3.32f}$$

Definindo as constantes

$$\begin{aligned}
C_{Hx_{\pm}}|_{i,j} &= \frac{\Delta t}{\mu_{\pm}|_{i,j}\Delta y}, & C_{Hy_{\pm}}|_{i,j} &= \frac{\Delta t}{\mu_{\pm}|_{i,j}\Delta x}, & C_{EE_{\pm}}|_{i,j} &= \frac{2\varepsilon_{\pm}|_{i,j} - \sigma_{\pm}|_{i,j}\Delta t}{2\varepsilon_{\pm}|_{i,j} + \sigma_{\pm}|_{i,j}\Delta t} \\
C_{Ex_{\pm}}|_{i,j} &= \frac{2\Delta t/\Delta y}{2\varepsilon_{\pm}|_{i,j} + \sigma_{\pm}|_{i,j}\Delta t}, & C_{Ey_{\pm}}|_{i,j} &= \frac{2\Delta t/\Delta x}{2\varepsilon_{\pm}|_{i,j} + \sigma_{\pm}|_{i,j}\Delta t},
\end{aligned} \tag{3.33}$$

temos, finalmente, o modelo FDTD quiral em termos computacionais:

$$H_{x_{\pm}}|_{i,j+1/2}^{n+1/2} = H_{x_{\pm}}|_{i,j+1/2}^{n-1/2} - C_{Hx_{\pm}}|_{i,j+1/2} \left[E_{z_{\pm}}|_{i,j+1}^n - E_{z_{\pm}}|_{i,j}^n \right] \tag{3.34a}$$

$$H_{y_{\pm}}|_{i+1/2,j}^{n+1/2} = H_{y_{\pm}}|_{i+1/2,j}^{n-1/2} + C_{Hy_{\pm}}|_{i+1/2,j} \left[E_{z_{\pm}}|_{i+1,j}^n - E_{z_{\pm}}|_{i,j}^n \right] \tag{3.34b}$$

$$\begin{aligned}
H_{z_{\pm}}|_{i+1/2,j+1/2}^{n+1/2} &= H_{z_{\pm}}|_{i+1/2,j+1/2}^{n-1/2} + C_{Hx_{\pm}}|_{i+1/2,j+1/2} \left[E_{x_{\pm}}|_{i+1/2,j+1}^n - E_{x_{\pm}}|_{i+1/2,j}^n \right] \\
&\quad - C_{Hy_{\pm}}|_{i+1/2,j+1/2} \left[E_{y_{\pm}}|_{i+1,j+1/2}^n - E_{y_{\pm}}|_{i,j+1/2}^n \right]
\end{aligned} \tag{3.34c}$$

$$E_{x_{\pm}}|_{i+1/2,j}^n = C_{EE_{\pm}}|_{i+1/2,j} E_{x_{\pm}}|_{i+1/2,j}^{n-1} + C_{Ex_{\pm}}|_{i+1/2,j} \left[H_{z_{\pm}}|_{i+1/2,j+1/2}^{n-1/2} - H_{z_{\pm}}|_{i+1/2,j-1/2}^{n-1/2} \right] \tag{3.34d}$$

$$E_{y_{\pm}}|_{i,j+1/2}^n = C_{EE_{\pm}}|_{i,j+1/2} E_{y_{\pm}}|_{i,j+1/2}^{n-1} - C_{Ey_{\pm}}|_{i,j+1/2} \left[H_{z_{\pm}}|_{i+1/2,j+1/2}^{n-1/2} - H_{z_{\pm}}|_{i-1/2,j+1/2}^{n-1/2} \right] \tag{3.34e}$$

$$\begin{aligned}
E_{z\pm}|_{i,j}^n &= C_{EE\pm}|_{i,j} E_{z\pm}|_{i,j}^{n-1} + C_{Ey\pm}|_{i,j} \left[H_{y\pm}|_{i+1/2,j}^{n-1/2} - H_{y\pm}|_{i-1/2,j}^{n-1/2} \right] \\
&\quad - C_{Ex\pm}|_{i,j} \left[H_{x\pm}|_{i,j+1/2}^{n-1/2} - H_{x\pm}|_{i,j-1/2}^{n-1/2} \right],
\end{aligned} \tag{3.34f}$$

Para a taxa de absorção específica, as equações (3.26) e (3.27) são discretizadas em função da malha FDTD, e valem

$$SAR_{local}|_{i,j}^n = \frac{\sigma|_{i,j} |\mathbf{E}|_{i,j}^n|^2}{2\rho|_{i,j}}, \tag{3.35}$$

sendo seu valor médio na amostra temporal de simulação dado por

$$\overline{SAR}_{local} = \frac{\sigma|_{i,j}}{2\rho|_{i,j}} \frac{1}{N} \sum_0^N \left(|\mathbf{E}|_{i,j}^n|^2 \right), \tag{3.36}$$

3.4.1 Condições de Contorno Absorventes

Em muitos problemas de interação de ondas eletromagnéticas, a geometria de interesse está definida em regiões abertas, i.e, envolto um meio que podemos considerar ilimitado em uma ou mais direções espaciais. Obviamente, não há recursos computacionais suficientes para armazenar tais quantidades de dados, e portanto, o domínio de simulação de campo deve ter seu tamanho limitado, e uma condição de contorno adequada precisa ser usada no perímetro externo do domínio de forma a simular sua extensão ao infinito. Tais condições de contorno são chamadas de *Condições de Contorno Absorventes*, ou simplesmente, ABCs (Absorbing Boundary Conditions).

ABCs não podem ser obtidas diretamente dos algoritmos numéricos para as equações rotacionais de Maxwell definidas pelo sistema de diferenças finitas no domínio do tempo, FDTD. Principalmente, isto ocorre porque este sistema emprega um esquema de diferenças finitas centrais que requer conhecimento do campo a uma distância de meia célula, para cada lado de um ponto de observação. Diferenças centrais não podem ser implementadas nas regiões limites do domínio a ser truncado, já que por definição não há informação sobre os campos externamente ao mesmo. Através dos anos, algumas ABCs foram propostas, incluindo as de Mur [55], de Liao [56] e de superabsorção de Mei-Fang [57].

As PMLs de Berenger (Perfectly Matched Layer) são materiais ABCs análogos ao tratamento físico de câmaras anecóicas [58, 59, 60]. Teoricamente, ondas planas de incidência, polarização e frequência arbitrárias são casadas na interface domínio-PML, não havendo, assim, ondas refletidas. Contudo, devido à aproximação de diferenças finitas das equações diferenciais e esquemas especiais de componentes de campo eletromagnético da célula de Yee, ocorrerá uma absorção imperfeita em simulações numéricas.

Propagação de Ondas em PMLs

Considere as equações de Maxwell em duas dimensões, representadas pelas equações (3.37) com $\rho' \neq 0$, para o espaço livre:

$$\frac{\partial H_{x\pm}}{\partial t} = -\frac{1}{\mu_0} \left(\frac{\partial E_{z\pm}}{\partial y} - \rho' H_{x\pm} \right) \quad (3.37a)$$

$$\frac{\partial H_{y\pm}}{\partial t} = \frac{1}{\mu_0} \left(\frac{\partial E_{z\pm}}{\partial x} - \rho' H_{y\pm} \right) \quad (3.37b)$$

$$\frac{\partial H_{z\pm}}{\partial t} = \frac{1}{\mu_0} \left(\frac{\partial E_{x\pm}}{\partial y} - \frac{\partial E_{y\pm}}{\partial x} - \rho' H_{z\pm} \right) \quad (3.37c)$$

$$\frac{\partial E_{x\pm}}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon_0} \left(\frac{\partial H_{z\pm}}{\partial y} - \sigma E_{x\pm} \right) \quad (3.37d)$$

$$\frac{\partial E_{y\pm}}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon_0} \left(-\frac{\partial H_{z\pm}}{\partial x} - \sigma E_{y\pm} \right) \quad (3.37e)$$

$$\frac{\partial E_{z\pm}}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon_0} \left(\frac{\partial H_{y\pm}}{\partial x} - \frac{\partial H_{x\pm}}{\partial y} - \sigma E_{z\pm} \right), \quad (3.37f)$$

onde σ e ρ' denotam, respectivamente, uma possível perda elétrica e magnética associada ao espaço livre. Logo, se a condição

$$\frac{\sigma}{\varepsilon_0} = \frac{\rho'}{\mu_0} \quad (3.38)$$

for satisfeita, considerando o meio simples, a impedância de onda do espaço livre, com perdas, será igual à do vácuo sem perdas, e não ocorrerá reflexão quando uma onda plana se propagar normalmente através da interface entre o vácuo e o espaço livre com perdas. Espaço livre com perdas foi usado no passado para terminar grades FDTD [61]. Entretanto, tal técnica se mostrou problemática ao lidar com ondas incidentes em ângulos oblíquos à interface.

As PMLs introduzem um novo dispositivo analítico e, portanto, um novo grau de liberdade na especificação das perdas e casamento de impedância, separando os campos E_z e H_z em duas subcomponentes que Berenger chamou de E_{zx} , E_{zy} , H_{zx} e H_{zy} . As oito (ao invés de seis) componentes de campo são definidas pelas seguintes equações:

$$\frac{\partial H_{x\pm}}{\partial t} = \frac{1}{\mu_0} \left(-\frac{\partial (E_{zx\pm} + E_{zy\pm})}{\partial y} - \rho'_y H_{x\pm} \right) \quad (3.39a)$$

$$\frac{\partial H_{y\pm}}{\partial t} = \frac{1}{\mu_0} \left(\frac{\partial (E_{zx\pm} + E_{zy\pm})}{\partial x} - \rho'_x H_{y\pm} \right) \quad (3.39b)$$

$$\frac{\partial H_{zx\pm}}{\partial t} = \frac{1}{\mu_0} \left(-\frac{\partial E_{y\pm}}{\partial x} - \rho'_x H_{zx\pm} \right) \quad (3.39c)$$

$$\frac{\partial H_{zy\pm}}{\partial t} = \frac{1}{\mu_0} \left(\frac{\partial E_{x\pm}}{\partial y} - \rho'_y H_{zy\pm} \right) \quad (3.39d)$$

$$\frac{\partial E_{x\pm}}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon_0} \left(\frac{\partial (H_{zx\pm} + H_{zy\pm})}{\partial y} - \sigma_y E_{x\pm} \right) \quad (3.39e)$$

$$\frac{\partial E_{y\pm}}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon_0} \left(-\frac{\partial (H_{zx\pm} + H_{zy\pm})}{\partial x} - \sigma_x E_{y\pm} \right) \quad (3.39f)$$

$$\frac{\partial E_{zx\pm}}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon_0} \left(\frac{\partial H_{y\pm}}{\partial x} - \sigma_x E_{zx\pm} \right) \quad (3.39g)$$

$$\frac{\partial E_{zy\pm}}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon_0} \left(-\frac{\partial H_{x\pm}}{\partial y} - \sigma_y E_{zy\pm} \right), \quad (3.39h)$$

onde os parâmetros σ_x e σ_y representam condutividades elétricas, e ρ'_x e ρ'_y são as perdas magnéticas nas direções cartesianas x e y .

Considere a grade FDTD bidimensional mostrado na Figura 3-6. Berenger propôs uma zona computacional de espaço livre truncada por uma PML, a qual é terminada com paredes perfeitamente condutoras (PECs) Em ambos os lados esquerdo e direito da malha (x_{\min} e x_{\max}), cada PML possui σ_x e ρ'_x casados de acordo com (3.38), sendo $\sigma_y = \rho'_y = 0$ para permitir transmissão sem reflexão através da interface vácuo-PML. Na parte superior e inferior da grade (y_{\min} e y_{\max}), cada PML possui σ_y e ρ'_y também casados de acordo com (3.38), sendo $\sigma_x = \rho'_x = 0$. Nos quatro cantos, onde há sobreposição de duas PMLs, todas as perdas estão presentes ($\sigma_x, \rho'_x, \sigma_y$ e ρ'_y) e possuem valores iguais às PMLs adjacentes.

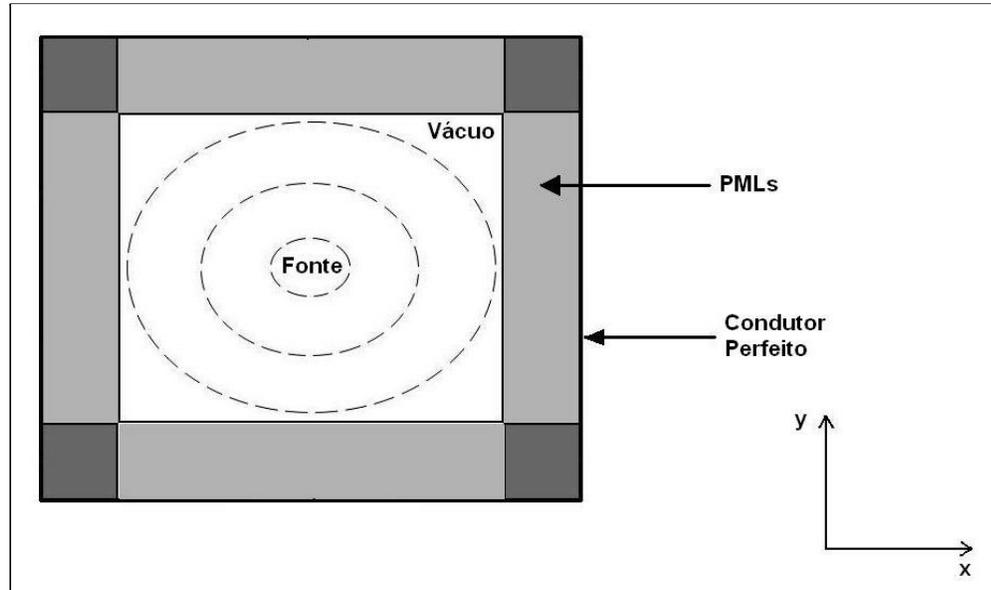


Figura 3-6: Estrutura bidimensional FDTD com a PML de Berenger.

Considerando as equações (3.39) como equações diferenciais ordinárias de primeira ordem para as componentes de campo diferenciadas no tempo, e supondo $\sigma_x = \sigma_y = \sigma$ e $\rho'_x = \rho'_y = \rho'$, é possível escrevê-las

como [22]:

$$H_{x\pm}|_{i,j+1/2}^{n+1/2} = e^{-\rho'\Delta t/\mu_0} H_{x\pm}|_{i,j+1/2}^{n-1/2} + \frac{1}{\rho'\Delta y} \left(e^{-\rho'\Delta t/\mu_0} - 1 \right) \left[(E_{zx\pm}|_{i,j+1}^n + E_{zy\pm}|_{i,j+1}^n) - (E_{zx\pm}|_{i,j}^n + E_{zy\pm}|_{i,j}^n) \right] \quad (3.40a)$$

$$H_{y\pm}|_{i+1/2,j}^{n+1/2} = e^{-\rho'\Delta t/\mu_0} H_{y\pm}|_{i+1/2,j}^{n-1/2} - \frac{1}{\rho'\Delta x} \left(e^{-\rho'\Delta t/\mu_0} - 1 \right) \left[(E_{zx\pm}|_{i+1,j}^n + E_{zy\pm}|_{i+1,j}^n) - (E_{zx\pm}|_{i,j}^n + E_{zy\pm}|_{i,j}^n) \right] \quad (3.40b)$$

$$H_{zx\pm}|_{i+1/2,j+1/2}^{n+1/2} = e^{-\rho'\Delta t/\mu_0} H_{zx\pm}|_{i+1/2,j+1/2}^{n-1/2} - \frac{1}{\rho'\Delta x} \left(e^{-\rho'\Delta t/\mu_0} - 1 \right) \left[E_{y\pm}|_{i+1,j+1/2}^n - E_{y\pm}|_{i,j+1/2}^n \right] \quad (3.40c)$$

$$H_{zy\pm}|_{i+1/2,j+1/2}^{n+1/2} = e^{-\rho'\Delta t/\mu_0} H_{zy\pm}|_{i+1/2,j+1/2}^{n-1/2} - \frac{1}{\rho'\Delta y} \left(e^{-\rho'\Delta t/\mu_0} - 1 \right) \left[E_{x\pm}|_{i+1/2,j+1}^n - E_{x\pm}|_{i+1/2,j}^n \right] \quad (3.40d)$$

$$E_{x\pm}|_{i+1/2,j}^n = e^{-\sigma\Delta t/\varepsilon_0} E_{x\pm}|_{i+1/2,j}^{n-1} - \frac{1}{\sigma\Delta y} \left(e^{-\sigma\Delta t/\varepsilon_0} - 1 \right) \left[\left(H_{zx\pm}|_{i+1/2,j+1/2}^{n-1/2} + H_{zy\pm}|_{i+1/2,j+1/2}^{n-1/2} \right) - \left(H_{zx\pm}|_{i+1/2,j-1/2}^{n-1/2} + H_{zy\pm}|_{i+1/2,j-1/2}^{n-1/2} \right) \right] \quad (3.40e)$$

$$E_{y\pm}|_{i,j+1/2}^n = e^{-\sigma\Delta t/\varepsilon_0} E_{y\pm}|_{i,j+1/2}^{n-1} + \frac{1}{\sigma\Delta x} \left(e^{-\sigma\Delta t/\varepsilon_0} - 1 \right) \left[\left(H_{zx\pm}|_{i+1/2,j+1/2}^{n-1/2} + H_{zy\pm}|_{i+1/2,j+1/2}^{n-1/2} \right) - \left(H_{zx\pm}|_{i-1/2,j+1/2}^{n-1/2} + H_{zy\pm}|_{i-1/2,j+1/2}^{n-1/2} \right) \right] \quad (3.40f)$$

$$E_{zx\pm}|_{i,j}^n = e^{-\sigma\Delta t/\varepsilon_0} E_{z\pm}|_{i,j}^{n-1} - \frac{1}{\sigma\Delta y} \left(e^{-\sigma\Delta t/\varepsilon_0} - 1 \right) \left[H_{y\pm}|_{i+1/2,j}^{n-1/2} - H_{y\pm}|_{i-1/2,j}^{n-1/2} \right] \quad (3.40g)$$

$$E_{zy\pm}|_{i,j}^n = e^{-\sigma\Delta t/\varepsilon_0} E_{z\pm}|_{i,j}^{n-1} + \frac{1}{\sigma\Delta y} \left(e^{-\sigma\Delta t/\varepsilon_0} - 1 \right) \left[H_{x\pm}|_{i,j+1/2}^{n-1/2} - H_{x\pm}|_{i,j-1/2}^{n-1/2} \right]. \quad (3.40h)$$

Berenger sugeriu que a condutividade σ aumentasse suavemente como função do comprimento ρ de cada célula que compõe a espessura δ da PML, variando de zero na interface vácuo-PML até σ_{\max} no limite externo da PML:

$$\sigma(\rho) = \sigma_{\max} \left(\frac{\rho}{\delta} \right)^n, \quad (3.41)$$

onde n deve ser escolhido de acordo com a espessura da PML [62].

Então, para uma PML terminada por uma parede elétrica, o coeficiente de reflexão teórico Γ_t , quando a reflexão devido à variação espacial da condutividade é desprezível, pode ser calculada como

$$\Gamma_t = e^{-\frac{2\sigma_{\max}\delta}{(n+1)\varepsilon_0 c} \cos \varphi}, \quad (3.42)$$

e, para incidência normal ($\varphi = 0^\circ$), o máximo valor da condutividade vale:

$$\sigma_{\max} = -\frac{(n+1)\varepsilon_0 c}{2\delta} \ln \Gamma_t. \quad (3.43)$$

O coeficiente de reflexão calculado computacionalmente será ligeiramente diferente do teórico, dependendo do número de células da PML, conforme previsto por Wu [62], que também demonstrou a variação de Γ_t em função da frequência.

De forma análoga, podemos escrever as perdas magnéticas através da mesma suposição feita por Berenger para as perdas magnéticas, o que nos levaria a um coeficiente de reflexão

$$\Gamma'_t = e^{-\frac{2\rho'_{\max}\delta}{(n+1)\mu_0 c} \cos \varphi}, \quad (3.44)$$

e conseqüentemente:

$$\rho'_{\max} = -\frac{(n+1)\mu_0 c}{2\delta} \ln \Gamma'_t. \quad (3.45)$$

Com Γ_t e Γ'_t propriamente escolhidos, e determinados os valores máximos σ_{\max} e ρ'_{\max} , incorporamos $\sigma(\rho)$ e $\rho'(\rho)$ às equações (3.40), obtendo assim o modelo completo de campos polarizados FDTD quiral necessário para a simulação bidimensional da interação entre uma fonte de radiação eletromagnética e a cabeça humana, com seus respectivos tecidos quirais: cérebro e sangue.

Capítulo 4

O Modelo Quiral da Cabeça Humana

4.1 Introdução

A suposição da existência de meios biológicos quirais, cujos efeitos possam ser observados macroscopicamente na faixa de microondas, pode levar a efeitos e características diversas das observadas na literatura em simulações numéricas. Particularmente, as especificações de limites de segurança podem ser modificados, desde que picos de SAR ultrapassem os valores limites atualmente aceitos.

Biologicamente, foi apresentado, no Apêndice C a base para a consideração e suposição quiral. A existência de células neuronais, cujas componentes poderiam rotacionar os campos eletromagnéticos, têm motivado pesquisas recentes na área. O modelo quiral proposto por Torres [41, 42] apresenta resultados consideráveis quando da introdução de um fator quiral nas equações de Maxwell. A variação da SAR em função de alterações na impedância da antena e do fator quiral, propõe uma análise mais atenta a esta possível propriedade biológica na faixa de microondas.

Neste capítulo são estudadas as características quirais para frequência de microondas, mais especificamente para as frequências de operação GSM, dos tecidos biológicos que compõem a cabeça humana. São discutidas as influências da distância e da impedância equivalente da antena em pontos específicos da cabeça para diferentes valores do fator quiral do modelo de campos polarizados, κ . A SAR média para cada ponto também é comparada para os cortes transversais discretizados do Capítulo 3, usando-se valores nulo e não-nulos de κ . Para tanto, a partir do método das diferenças finitas no domínio do tempo foi desenvolvido um código em linguagem de programação Fortran. O sistema desenvolvido permite a análise de qualquer estrutura bidimensional que possa ser aproximadamente representada em uma malha FDTD por discretização retangular, composta por meios isotrópicos e/ou quirais, para qualquer comprimento de onda da fonte emissora. A estabilidade numérica foi determinada para este sistema, através da especificação de problemas de auto-valor temporal e espacial, com a conseguinte imposição de estabilidade entre ambos. Os resultados apresentados neste trabalho contêm os tecidos e cortes para a cabeça humana, utilizando os principais tecidos nela presentes. Os cortes foram espacialmente discretizados com, 3600 pontos. Para tanto, as malhas

40x40 foram estendidas em malhas maiores de 60x60, possibilitando a inclusão de células de PML e para a simulação do ar, visando a inclusão da antena. Executando o sistema em um processador Pentium IV-2,66 GHz/Windows XP, 512 MBytes de memória RAM, 40 GBytes de HD, o esforço computacional máximo é de aproximadamente 5 segundos para cada corte, e para cada fator quiral.

4.2 Estabilidade Numérica

4.2.1 Problema de Auto-Valor Temporal

No modelo de campos polarizados, os modos TE e TM encontram-se desacoplados, conforme visto. Assumindo, por simplicidade, que o meio não possui perdas magnéticas ($\rho' = 0$), temos que a decomposição do algoritmo se inicia pela determinação do limite estável de auto-valores modais. Primeiramente, isola-se cada uma das operações diferenciais temporais de (3.30) como um problema de auto-valor:

$$\frac{E_{x\pm}|_{i,j}^{n+1} - E_{x\pm}|_{i,j}^n}{\Delta t} = \Lambda E_{x\pm}|_{i,j}^{n+1/2} \quad (4.1a)$$

$$\frac{E_{y\pm}|_{i,j}^{n+1} - E_{y\pm}|_{i,j}^n}{\Delta t} = \Lambda E_{y\pm}|_{i,j}^{n+1/2} \quad (4.1b)$$

$$\frac{E_{z\pm}|_{i,j}^{n+1} - E_{z\pm}|_{i,j}^n}{\Delta t} = \Lambda E_{z\pm}|_{i,j}^{n+1/2} \quad (4.1c)$$

$$\frac{H_{x\pm}|_{i,j}^{n+1/2} - H_{x\pm}|_{i,j}^{n-1/2}}{\Delta t} = \Lambda H_{x\pm}|_{i,j}^n \quad (4.1d)$$

$$\frac{H_{y\pm}|_{i,j}^{n+1/2} - H_{y\pm}|_{i,j}^{n-1/2}}{\Delta t} = \Lambda H_{y\pm}|_{i,j}^n \quad (4.1e)$$

$$\frac{H_{z\pm}|_{i,j}^{n+1/2} - H_{z\pm}|_{i,j}^{n-1/2}}{\Delta t} = \Lambda H_{z\pm}|_{i,j}^n. \quad (4.1f)$$

Note que todas as equações discretizadas acima envolvem valores de campo simetricamente localizados a 1/2 passo temporal do ponto a se determinar. Assim, as equações (4.1) podem ser escritas na forma mais compacta

$$\frac{C_{\pm}|_{i,j}^{n+1} - C_{\pm}|_{i,j}^n}{\Delta t} = \Lambda C_{\pm}|_{i,j}^{n+1/2}, \quad (4.2)$$

onde C_{\pm} representa uma componente de campo. Definindo um fator de crescimento [22]

$$f_{\pm}|_{i,j} = \frac{C_{\pm}|_{i,j}^{n+1}}{C_{\pm}|_{i,j}^{n+1/2}} = \frac{C_{\pm}|_{i,j}^{n+1/2}}{C_{\pm}|_{i,j}^n} \quad (4.3)$$

para todo n , $|f_{\pm}|_{i,j}| \leq 1$ para todos os modos espaciais possíveis na malha FDTD e para todos os pontos (i, j) na malha, de forma a evitar que um modo cresça sem limites. Em essência, este é o requerimento de

estabilidade desejado. Substituindo (4.3) em (4.2),

$$\frac{f_{\pm|i,j} C_{\pm|i,j}^{n+1/2} - \frac{C_{\pm|i,j}^{n+1/2}}{f_{\pm|i,j}}}{\Delta t} = \Lambda C_{\pm|i,j}^{n+1/2}, \quad (4.4)$$

ou, eliminando $C_{\pm|i,j}^{n+1/2}$, temos

$$(f_{\pm|i,j})^2 - \Lambda \Delta t f_{\pm|i,j} - 1 = 0 \quad (4.5)$$

e, portanto:

$$f_{\pm|i,j} = a \pm \sqrt{a^2 + 1}, \quad (4.6)$$

onde $a = \Lambda \Delta t / 2$.

Observe que $|f_{\pm|i,j}| = 1$ se a for puramente imaginário e limitado entre $-j$ e j . Supondo $\text{Re}[a] = 0$, $a = j \text{Im}[a]$, onde $-1 \leq \text{Im}[a] \leq 1$. Assim, $f_{\pm|i,j}$ é reescrito como

$$f_{\pm|i,j} = j \text{Im}[a] \pm \sqrt{1 - (\text{Im}[a])^2}, \quad (4.7)$$

e então

$$|f_{\pm|i,j}| = \sqrt{(1 - (\text{Im}[a])^2)^2 + (\text{Im}[a])^2} = 1. \quad (4.8)$$

Assim, como $a = \Lambda \Delta t / 2$ e puramente imaginário, limitado entre $-j$ e j , Λ é puramente imaginário e possui os limites

$$-\frac{2}{\Delta t} \leq \text{Im}[\Lambda] \leq \frac{2}{\Delta t}. \quad (4.9)$$

Para que exista estabilidade no método FDTD, todos os modos espaciais devem possuir auto-valores dentro desta condição.

4.2.2 Problema de Auto-Valor Espacial

Isolando-se agora o lado direito das equações (3.30) como um problema de auto-valor:

$$\frac{1}{\varepsilon_{\pm}(i,j)} \left(\frac{H_{z_{\pm}|i,j+1/2} - H_{z_{\pm}|i,j-1/2}}{\Delta y} \right) - \frac{\sigma_{\pm}(i,j)}{\varepsilon_{\pm}(i,j)} E_{x_{\pm}|i,j} = \Lambda E_{x_{\pm}|i,j} \quad (4.10a)$$

$$-\frac{1}{\varepsilon_{\pm}(i,j)} \left(\frac{H_{z_{\pm}|i+1/2,j} - H_{z_{\pm}|i-1/2,j}}{\Delta x} \right) - \frac{\sigma_{\pm}(i,j)}{\varepsilon_{\pm}(i,j)} E_{y_{\pm}|i,j} = \Lambda E_{y_{\pm}|i,j} \quad (4.10b)$$

$$\frac{1}{\varepsilon_{\pm}(i,j)} \left(\frac{H_{y_{\pm}|i+1/2,j} - H_{y_{\pm}|i-1/2,j}}{\Delta x} \right) - \frac{1}{\varepsilon_{\pm}(i,j)} \left(\frac{H_{x_{\pm}|i,j+1/2} - H_{x_{\pm}|i,j-1/2}}{\Delta y} \right) - \frac{\sigma_{\pm}(i,j)}{\varepsilon_{\pm}(i,j)} E_{z_{\pm}|i,j} = \Lambda E_{z_{\pm}|i,j} \quad (4.10c)$$

$$-\frac{1}{\mu_{\pm}(i,j)} \left(\frac{E_{z_{\pm}|i,j+1/2} - E_{z_{\pm}|i,j-1/2}}{\Delta y} \right) = \Lambda H_{x_{\pm}|i,j} \quad (4.10d)$$

$$\frac{1}{\mu_{\pm}(i,j)} \left(\frac{E_{z_{\pm}|i+1/2,j} - E_{z_{\pm}|i-1/2,j}}{\Delta x} \right) = \Lambda H_{y_{\pm}|i,j} \quad (4.10e)$$

$$\frac{1}{\mu_{\pm}(i,j)} \left(\frac{E_{x_{\pm}|i,j+1/2} - E_{x_{\pm}|i,j-1/2}}{\Delta y} \right) - \frac{1}{\mu_{\pm}(i,j)} \left(\frac{E_{y_{\pm}|i+1/2,j} - E_{y_{\pm}|i-1/2,j}}{\Delta x} \right) = \Lambda H_{z_{\pm}|i,j}. \quad (4.10f)$$

A cada passo temporal n , os valores instantâneos de campos elétrico e magnético distribuídos no espaço através da malha podem ser colocados no domínio da frequência através da transformada de Fourier com respeito às coordenadas i e j , fornecendo um espectro dos modos senoidais. O resultado é um espectro bidimensional espacial de frequência, ou *auto-valores de onda plana* da malha. Especificando um modo deste espectro tendo \tilde{k}_x e \tilde{k}_y como as componentes x e y , respectivamente, de seu vetor-de-onda numérico:

$$E_{x_{\pm}|I,J} = E_{xo_{\pm}} e^{j(\tilde{k}_x I \Delta x + \tilde{k}_y J \Delta y)} \quad (4.11a)$$

$$E_{y_{\pm}|I,J} = E_{yo_{\pm}} e^{j(\tilde{k}_x I \Delta x + \tilde{k}_y J \Delta y)} \quad (4.11b)$$

$$E_{z_{\pm}|I,J} = E_{zo_{\pm}} e^{j(\tilde{k}_x I \Delta x + \tilde{k}_y J \Delta y)} \quad (4.11c)$$

$$H_{x_{\pm}|I,J} = H_{xo_{\pm}} e^{j(\tilde{k}_x I \Delta x + \tilde{k}_y J \Delta y)} \quad (4.11d)$$

$$H_{y_{\pm}|I,J} = H_{yo_{\pm}} e^{j(\tilde{k}_x I \Delta x + \tilde{k}_y J \Delta y)} \quad (4.11e)$$

$$H_{z_{\pm}|I,J} = H_{zo_{\pm}} e^{j(\tilde{k}_x I \Delta x + \tilde{k}_y J \Delta y)}. \quad (4.11f)$$

Substituindo as expressões (4.11) em (4.10) e fatorando o termo $e^{j(\tilde{k}_x I \Delta x + \tilde{k}_y J \Delta y)}$ que é comum a ambos os lados,

$$\frac{H_{zo_{\pm}}}{\varepsilon_{\pm} \Delta y} \left(e^{j[\tilde{k}_y(\Delta y/2)]} - e^{-j[\tilde{k}_y(\Delta y/2)]} \right) - \frac{\sigma_{\pm}}{\varepsilon_{\pm}} E_{xo_{\pm}} = \Lambda E_{xo_{\pm}} \quad (4.12a)$$

$$-\frac{H_{zo_{\pm}}}{\varepsilon_{\pm} \Delta x} \left(e^{j[\tilde{k}_x(\Delta x/2)]} - e^{-j[\tilde{k}_x(\Delta x/2)]} \right) - \frac{\sigma_{\pm}}{\varepsilon_{\pm}} E_{yo_{\pm}} = \Lambda E_{yo_{\pm}} \quad (4.12b)$$

$$\frac{H_{yo_{\pm}}}{\varepsilon_{\pm} \Delta x} \left(e^{j[\tilde{k}_x(\Delta x/2)]} - e^{-j[\tilde{k}_x(\Delta x/2)]} \right) - \frac{H_{xo_{\pm}}}{\varepsilon_{\pm} \Delta y} \left(e^{j[\tilde{k}_y(\Delta y/2)]} - e^{-j[\tilde{k}_y(\Delta y/2)]} \right) - \frac{\sigma_{\pm}}{\varepsilon_{\pm}} E_{zo_{\pm}} = \Lambda E_{zo_{\pm}}$$

$$-\frac{E_{zo_{\pm}}}{\mu_{\pm} \Delta y} \left(e^{j[\tilde{k}_y(\Delta y/2)]} - e^{-j[\tilde{k}_y(\Delta y/2)]} \right) = \Lambda H_{x_{\pm}} \quad (4.12c)$$

$$\frac{E_{zo_{\pm}}}{\mu_{\pm} \Delta x} \left(e^{j[\tilde{k}_x(\Delta x/2)]} - e^{-j[\tilde{k}_x(\Delta x/2)]} \right) = \Lambda H_{y_{\pm}} \quad (4.12d)$$

$$\frac{E_{xo\pm}}{\mu_{\pm}\Delta y} \left(e^{j[\tilde{k}_y(\Delta y/2)]} - e^{-j[\tilde{k}_y(\Delta y/2)]} \right) - \frac{E_{yo\pm}}{\mu_{\pm}\Delta x} \left(e^{j[\tilde{k}_x(\Delta x/2)]} - e^{-j[\tilde{k}_x(\Delta x/2)]} \right) = \Lambda H_{zo\pm}. \quad (4.12e)$$

Usando relações de Euler para as exponenciais complexas, temos relações senoidas que podem ser compactadas em uma forma matricial:

$$\begin{bmatrix} -\sigma & 0 & 0 & 0 & 0 & \frac{S_y}{\varepsilon_{\pm}} \\ 0 & -\sigma & 0 & 0 & 0 & \frac{S_x}{\varepsilon_{\pm}} \\ 0 & 0 & -\sigma & \frac{S_y}{\varepsilon_{\pm}} & \frac{S_x}{\varepsilon_{\pm}} & 0 \\ 0 & 0 & \frac{S_y}{\mu_{\pm}} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \frac{S_x}{\mu_{\pm}} & 0 & 0 & 0 \\ \frac{S_y}{\mu_{\pm}} & \frac{S_x}{\mu_{\pm}} & 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \begin{pmatrix} E_{xo\pm} \\ E_{yo\pm} \\ E_{zo\pm} \\ H_{xo\pm} \\ H_{yo\pm} \\ H_{zo\pm} \end{pmatrix} = \Lambda \begin{pmatrix} E_{xo\pm} \\ E_{yo\pm} \\ E_{zo\pm} \\ H_{xo\pm} \\ H_{yo\pm} \\ H_{zo\pm} \end{pmatrix}, \quad (4.13)$$

onde

$$S_x = \frac{2j}{\Delta x} \operatorname{sen} \left(\frac{\tilde{k}_x \Delta x}{2} \right) \quad \text{e} \quad S_y = \frac{2j}{\Delta y} \operatorname{sen} \left(\frac{\tilde{k}_y \Delta y}{2} \right). \quad (4.14)$$

Para a simulação numérica, $\Delta x = \Delta y = \Delta$ e $\tilde{k}_x = \tilde{k}_y = \tilde{k}$, e a solução de (4.13) nos fornece o seguinte auto-valor:

$$\Lambda = \pm \frac{1}{2\mu_{\pm}\varepsilon_{\pm}} \left\{ \sigma_{\pm}\mu_{\pm}\varepsilon_{\pm} - 2j\sqrt{\mu_{\pm}\varepsilon_{\pm}} \left[\left(\frac{2\sqrt{2}}{\Delta} \operatorname{sen} \left(\frac{\tilde{k}\Delta}{2} \right) \right)^2 - \frac{\sigma_{\pm}^2\mu_{\pm}\varepsilon_{\pm}}{4} \right]^{\frac{1}{2}} \right\}. \quad (4.15)$$

Das propriedades elementares da função seno,

$$-1 \leq \operatorname{sen} \left(\frac{\tilde{k}_x \Delta x}{2} \right) \leq 1 \quad \text{e} \quad -1 \leq \operatorname{sen} \left(\frac{\tilde{k}_y \Delta y}{2} \right) \leq 1 \quad (4.16)$$

para todos os valores possíveis de \tilde{k}_x e \tilde{k}_y . Observa-se que o termo sen^2 em (4.15) é positivo e limitado entre 0 e 1. Substituindo, então, estes limites em Λ e supondo que o material a ser modelado seja de baixa condutividade, i.e.,

$$\frac{\sigma_{\pm}^2\mu_{\pm}\varepsilon_{\pm}}{4} \ll \left(\frac{2\sqrt{2}}{\Delta} \right)^2 \quad \text{e} \quad \sigma_{\pm}\mu_{\pm}\varepsilon_{\pm} \simeq 0, \quad (4.17)$$

ficamos, após alguma álgebra, com um auto-valor limitado para qualquer valor possível do número de onda \tilde{k} a

$$-j \frac{1}{\sqrt{\mu_{\pm}\varepsilon_{\pm}}} \left(\frac{2\sqrt{2}}{\Delta} \right) \leq \Lambda \leq j \frac{1}{\sqrt{\mu_{\pm}\varepsilon_{\pm}}} \left(\frac{2\sqrt{2}}{\Delta} \right) \quad (4.18)$$

ou, sendo Λ puramente imaginário,

$$-\frac{1}{\sqrt{\mu_{\pm}\varepsilon_{\pm}}} \left(\frac{2\sqrt{2}}{\Delta} \right) \leq \operatorname{Im} [\Lambda] \leq \frac{1}{\sqrt{\mu_{\pm}\varepsilon_{\pm}}} \left(\frac{2\sqrt{2}}{\Delta} \right). \quad (4.19)$$

4.2.3 Imposição da Estabilidade

Para garantir a estabilidade numérica de um modo espacial arbitrário, a banda de valores de auto-valores para os modos espaciais determinados por (4.19), deve estar contida inteiramente dentro da banda estável de auto-valores temporais, dados por (4.9). Como todos os auto-valores temporais e espaciais estão localizados ao longo do eixo imaginário, simetricamente centrados sobre a origem, é suficiente que o limite superior de (4.19) seja menor ou igual ao limite superior de (4.9):

$$\frac{1}{\sqrt{\mu_{\pm}\varepsilon_{\pm}}} \left(\frac{2\sqrt{2}}{\Delta} \right) \leq \frac{2}{\Delta t}, \quad (4.20)$$

o que nos leva, sendo $u_{\pm} = 1/\sqrt{\mu_{\pm}\varepsilon_{\pm}}$, a um passo temporal

$$\Delta t \leq \frac{1}{u_{\pm}} \left(\frac{\Delta}{\sqrt{2}} \right), \quad (4.21)$$

e, portanto, à condição de estabilidade numérica quiral. Caso o meio seja racêmico, a equação (4.21) torna-se a condição clássica de estabilidade para simulações FDTD, com $u_{\pm} = u = 1/\sqrt{\mu\varepsilon}$. Escrevendo Δt em função do parâmetro quiral relativo κ_r ,

$$\Delta t \leq (1 \pm \kappa_r) \frac{1}{u} \left(\frac{\Delta}{\sqrt{2}} \right). \quad (4.22)$$

Quando o parâmetro κ_r for positivo, o incremento temporal possuirá o menor valor quando o sinal negativo for escolhido, e vice-versa. Dessa forma, um campo polarizado à direita poderá entrar em regime de instabilidade antes que o campo polarizado em sentido oposto (caso κ_r negativo), e certamente o contrário também se aplicará, pois tais campos apresentarão um limite inferior de passo temporal.

4.2.4 Validação da Condição Quiral de Estabilidade Numérica

Para validar a equação (4.21) e completar os requisitos necessários para a simulação da absorção de ondas eletromagnéticas pela cabeça humana discretizada conforme o Capítulo anterior, simulou-se uma fonte pontual de campo elétrico variante no tempo da forma

$$E_{z_{\pm}} = \text{sen}(\omega t) / 2, \quad (4.23)$$

o que nos leva automaticamente, segundo a equação (3.24), à inclusão de uma fonte magnética

$$H_{z_{\pm}} = \pm \cos(\omega t) / 2, \quad (4.24)$$

ambas situadas no centro da malha bidimensional - plano xy - FDTD 41x41 composta por um meio quiral homogêneo com parâmetro de permissividade relativa $\varepsilon_r = 10$, parâmetro de permeabilidade $\mu_r = 1$ e

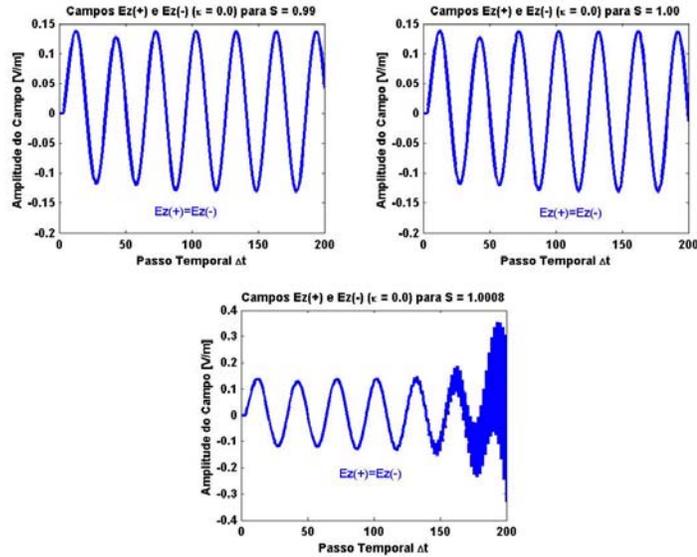


Figura 4-1: Estabilidade para fator quiral $\kappa = 0$.

condutividade $\sigma = 1$ S/m. Cada célula possui comprimentos iguais em x e em y de $\Delta = 0.005$ m. A frequência escolhida foi a frequência de operação GSM, $f = 900$ MHz. As Figuras 4-1 a 4-4 ilustram os resultados obtidos para os campos $E_{z_{\pm}}$ durante um período de simulação de $200\Delta t$, onde Δt foi estabelecido segundo a equação (4.21), respectivamente para valores quirais κ_r de 0, 0,1, 0,3 e 0,5. O ponto de observação escolhido foi (23,21).

A Figura 4-1 mostra o comportamento dos campos E_{z_+} e E_{z_-} quando o fator quiral é nulo. Note que, neste caso, as componentes de campo são iguais, gerando um formato único de campo. Como previsto pela equação (4.22), a instabilidade numérica inicia-se para valores de $(1 \pm \kappa_r) > 1$.

Para as Figuras 4-2 a 4-4, observa-se que somente os campos polarizados à esquerda E_{z_-} entram em regime de instabilidade numérica, visto que κ_r é sempre positivo. Neste caso, os valores máximos de $(1 - \kappa_r)$ para os quais a estabilidade é assegurada valem, respectivamente, 0,9, 0,7 e 0,5, valores que são, portanto, validados nesta simulação numérica. Caso esta simulação fosse repetida para valores negativos de κ_r , a ordem dos campos seria invertida, e E_{z_+} seria o campo que se tornaria instável para os mesmos valores de $(1 - \kappa_r)$ anteriores.

4.3 Parâmetros analisados

Os parâmetros a serem analisados no modelo eletromagnético quiral da cabeça humana devem ter como base de comparação resultados já obtidos na literatura para modelos de cabeça com tecidos considerados racêmicos. Para estes modelos, o valor de SAR deve decrescer conforme a antena se afasta espacialmente da cabeça, e para determinada distância, tanto maior será o valor da densidade de potência no ar quanto maior

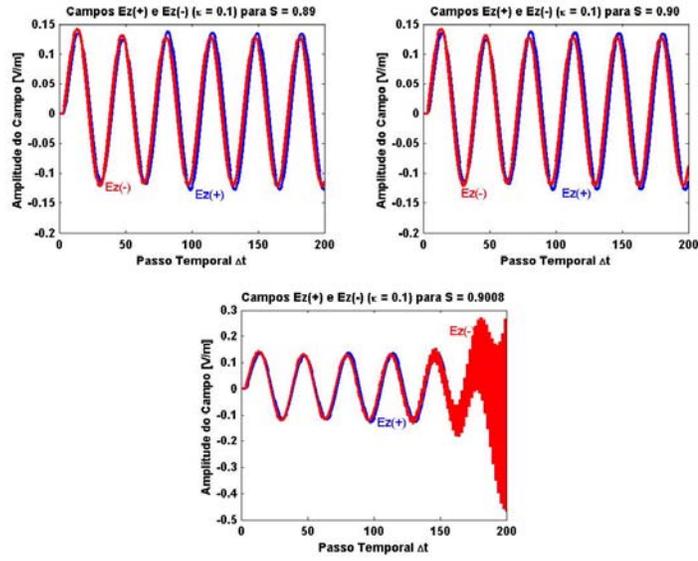


Figura 4-2: Estabilidade para fator quiral $\kappa = 0, 1$.

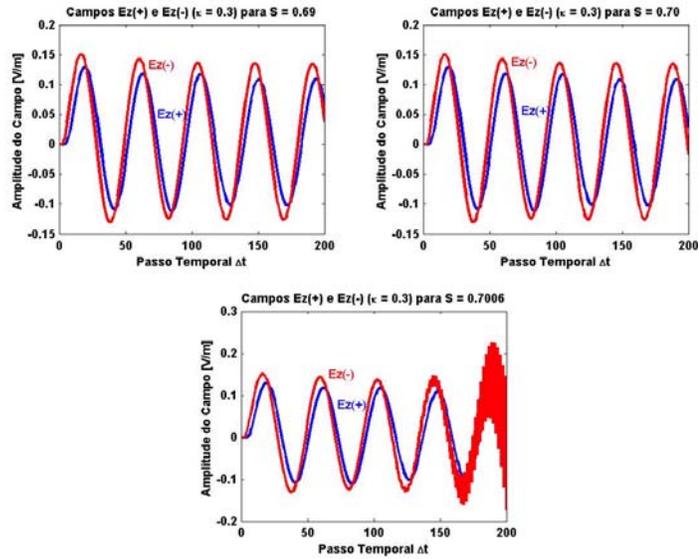


Figura 4-3: Estabilidade para fator quiral $\kappa = 0, 3$.

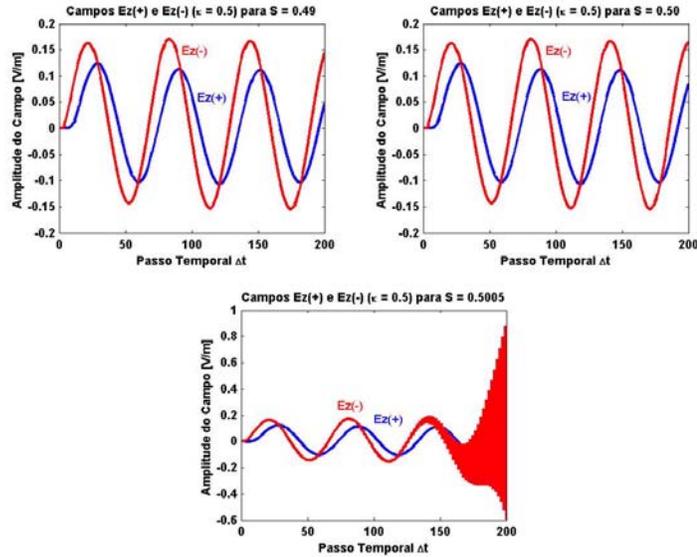


Figura 4-4: Estabilidade para fator quiral $\kappa = 0,5$.

for a impedância equivalente da antena. Por se tratar de um meio complexamente heterogêneo, diferentes valores de SAR podem ser notados em um ponto específico da malha FDTD para ligeiros deslocamentos da antena - mantendo-se uma distância fixa - ao redor da cabeça.

Assim, ao introduzir o modelo quiral FDTD, todas estas características devem ser observadas para $\kappa = 0$, e os parâmetros de impedância equivalente e de distância são comparados para diferentes valores de κ . Nas simulações que serão feitas, a SAR média ponto-a-ponto foi escolhida como a taxa de absorção de radiação eletromagnética em cada ponto da malha FDTD. Os campos elétricos temporais foram usados para determinar estes valores de SAR de acordo com a equação (3.36). Logo, embora para que sejam especificados os limites de exposição e os valores de segurança utilizem-se os campos elétricos e magnéticos no domínio da frequência, através de transformadas numéricas de Fourier (FFT), essa preocupação não foi incluída no modelo, haja visto buscarmos uma comparação apenas.

Os cortes transversais que serão usados são os mencionados no Capítulo 3 e mostrados nas Figuras 3-3 e 3-4. O uso de apenas um corte não é aconselhável, devido aos diferentes formatos e tecidos que se verifica para cada corte, o que poderia nos levar a conclusões errôneas, baseadas apenas em uma única informação. Também, o uso de mais cortes só se fará necessário caso as características e resultados para cada corte se mostrem excessivamente discrepantes em relação aos demais.

Para todos os cortes, uma única fonte foi modelada. Embora a SAR também varie em função das características de radiação da antena, isso não afeta a comparação, uma vez que tal simplificação é levada em conta tanto para $\kappa = 0$ quanto para $\kappa \neq 0$.

4.4 Resultados

A fim de analisar o efeito das ondas eletromagnéticas dos telefones celulares sobre a estrutura interna da cabeça, foram realizadas simulações volumétricas, considerando $\Delta z = 0,5$ cm constante. Os resultados se apresentam como uma estrutura planar (plano xy) sendo, porém, válidos dentro da espessura Δz assumida, concordando com a norma [52].

Os cálculos foram feitos supondo-se uma fonte senoidal de campo elétrico, localizada no ar, do tipo

$$E_z = \frac{V}{\Delta} \text{sen}(\omega t), \quad (4.25)$$

onde V é a fonte de tensão e Δ o incremento espacial da célula FDTD. De acordo com (3.24), temos as fontes no modelo de campos polarizados dadas por

$$E_{z_+} = E_{z_-} = \frac{V}{2\Delta} \text{sen}(\omega t) \quad (4.26a)$$

$$H_{z_+} = -H_{z_-} = \frac{V}{2\Delta\eta_0} \cos(\omega t), \quad (4.26b)$$

com $\eta_0 = 377 \Omega$ sendo a impedância intrínseca do ar. A fonte foi modelada como um material metálico com $\varepsilon_r = 1$ e $\sigma = 3,72 \times 10^7$ S/m. A partir da Figura 3-4, a antena foi incluída no modelo FDTD à esquerda dos cortes, a uma distância perpendicular da cabeça (eixo x) igual a d , a partir da ampliação da malha FDTD (40, 40). Em relação ao eixo y , fixou-se a célula de número 20, segundo a convenção desta figura.

Para conservar o tamanho físico da cabeça humana, foi suposto que $\Delta = \Delta x = \Delta y = 0,005$ m, sendo a espessura da PML escolhida como 5Δ , terminada por paredes condutoras perfeitas (PECs). Os parâmetros quirais escolhidos são de 0,1, 0,3 e 0,5 para todos os cortes, no cérebro e no sangue, com fator de Courant $S = 0,5$, de forma a mantermos a estabilidade do sistema para estes valores de κ e para termos o mesmo período de simulação.

O tempo de simulação foi escolhido como sendo de $N = 1000$ passos temporais, sendo cada passo Δt dado por

$$\Delta t = S \left(\frac{\Delta}{c\sqrt{2}} \right), \quad (4.27)$$

sendo $c = 1/\sqrt{\mu_0\varepsilon_0}$ a velocidade da luz no ar. Assim, sendo $\Delta x = \Delta y = 0,5$ cm, temos um passo de 5,8926 ps e um tempo total de simulação de 5,8926 ns. A frequência escolhida foi de $f = 900$ MHz, embora simulações com $f = 1800$ MHz tenham sido realizadas, porém com resultados análogos.

4.4.1 Impedância Equivalente da Antena

A potência transmitida do aparelho celular foi assumida como sendo de $P = 0,6$ W. De acordo com a equação

$$P = \frac{V^2}{2R_a}, \quad (4.28)$$

a variação da impedância R_a implica em uma variação da tensão máxima V . Para observar o efeito da inclusão do fator quiral na taxa de absorção específica, escolheram-se os valores $R_a = 80, 120, 160$ e 200Ω .

As Figuras 4-5 a 4-9 ilustram as variações na taxa de absorção específica ponto-a-ponto para os quatro valores de R_a , considerando sempre a potência transmitida como fixa e uma distância de 2 cm da antena em relação à cabeça humana. Para cada corte, nota-se a variação da SAR com o parâmetro quiral κ .

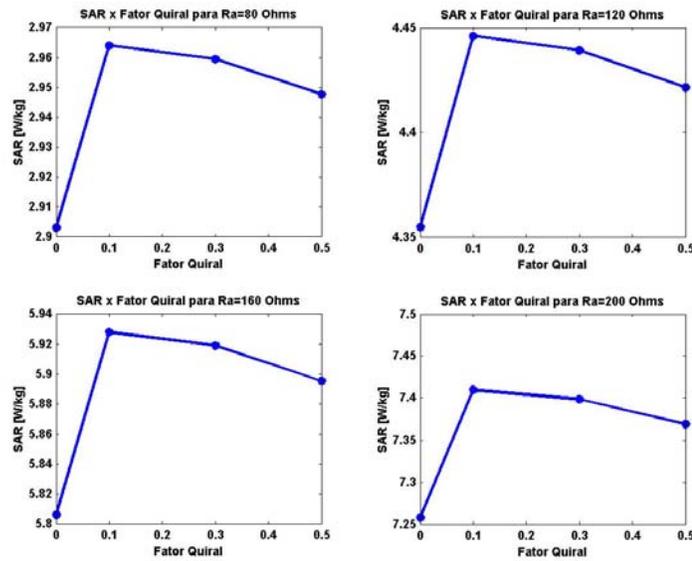


Figura 4-5: Variação da SAR com o fator quiral, para vários valores de R_a , para o corte 12. Ponto de observação: (21,02).

No caso em que $\kappa = 0$, temos os resultados análogos aos obtidos na literatura, para diferentes complexidades e heterogeneidades da cabeça humana. Como era de se esperar, o aumento da impedância equivalente causa - para uma potência transmitida P fixa - um aumento na tensão V da fonte e, conseqüentemente, há um aumento do campo elétrico, como mostra a equação (4.25). Sendo a SAR diretamente proporcional ao módulo ao quadrado deste campo, temos portanto um aumento desta taxa.

Para o modelo de campos polarizados, quando $\kappa = 0$, só a componente E_z é não-nula, e a SAR, conforme a equação (3.26), dependerá somente dela. Entretanto, quando $\kappa \neq 0$, E_x e E_y existirão.

Então, a introdução de um fator quiral não-nulo faz com que componentes de campo elétrico até então nulas passem a contribuir com o módulo do campo elétrico total, alterando este valor. Dependendo dos diferentes tecidos que compõem cada corte, diferentes reflexões ocorrerão, e a SAR ponto-a-ponto poderá,

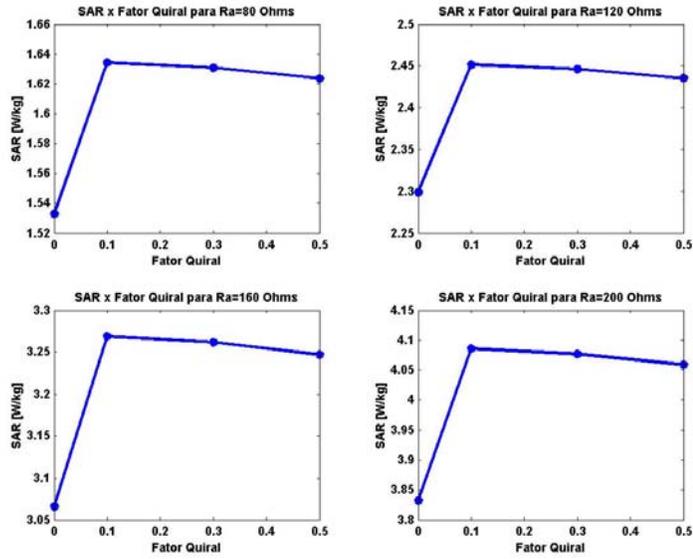


Figura 4-6: Variação da SAR com o fator quiral, para vários valores de R_a , para o corte 15. Ponto de observação: (21,01).

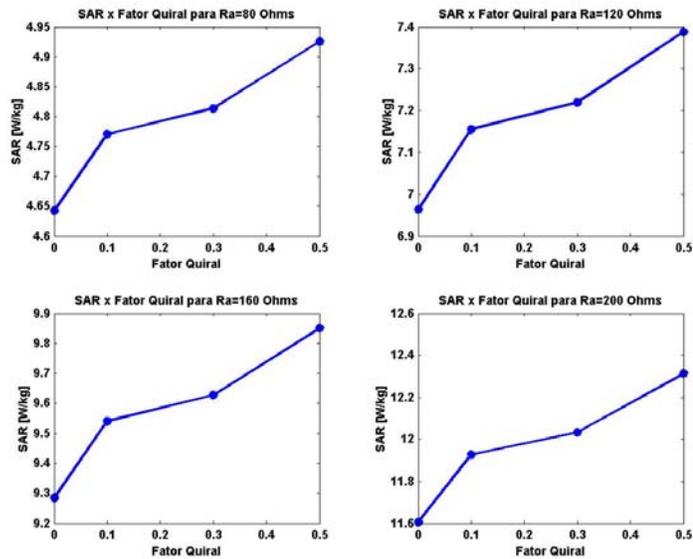


Figura 4-7: Variação da SAR com o fator quiral, para vários valores de R_a , para o corte 25. Ponto de observação: (23,01).

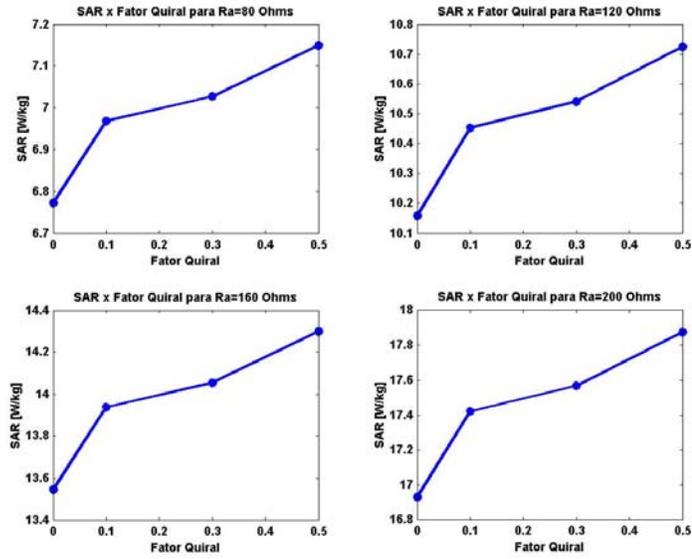


Figura 4-8: Variação da SAR com o fator quiral, para vários valores de R_a , para o corte 35. Ponto de observação: (24,01).

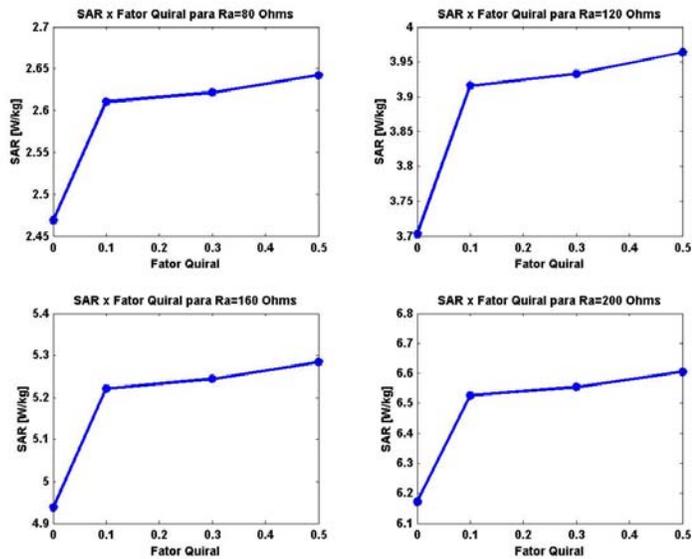


Figura 4-9: Variação da SAR com o fator quiral, para vários valores de R_a , para o corte 45. Ponto de observação: (25,02).

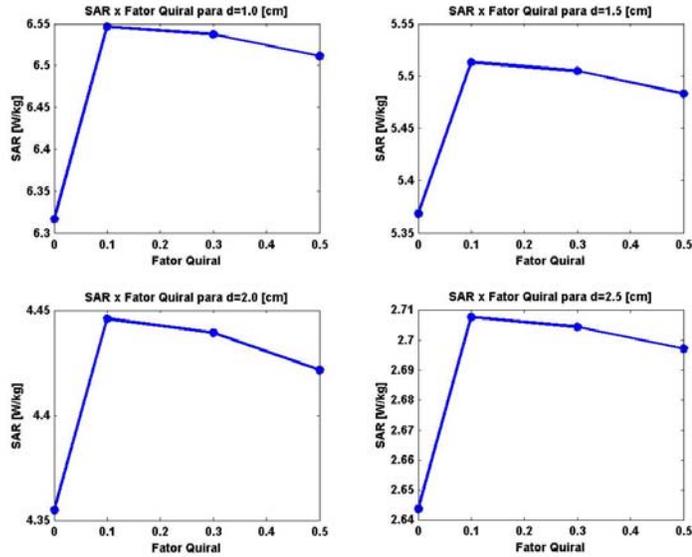


Figura 4-10: Variação da SAR com o fator quiral, para vários valores da distância d , para o corte 12. Ponto de observação: (21, 02).

para um ponto qualquer, sofrer um aumento (como nos cortes 25, 35 e 45) ou uma diminuição (caso dos cortes 12 e 15), conforme observado. Para os cortes 12, 15, 25, 35 e 45, com dimensões discretizadas 40×40 , usados no algoritmo FDTD, os pontos de observação foram, respectivamente, (19, 4), (20, 3), (20, 2), (20, 1) e (20, 2). Devido à heterogeneidade, pontos vizinhos podem apresentar resultados bem diferentes.

4.4.2 Influência da Distância da Antena

A potência transmitida do aparelho celular foi novamente assumida como sendo de $P = 0,6 \text{ W}$. Para analisar a influência da distância da antena, escolheu-se uma impedância equivalente de $R_a = 120 \Omega$. Para observar o efeito da inclusão do fator quiral na taxa de absorção específica, escolheram-se as distâncias de $d = 1,0, 1,5, 2,0$ e $2,5 \text{ cm}$ entre a antena transmissora e a cabeça humana.

As Figuras 4-10 a 4-14 ilustram as variações na taxa de absorção específica ponto-a-ponto para as distâncias d escolhidas, sendo a impedância equivalente da antena e sua potência transmitida fixas. Para cada corte, notam-se a variação do parâmetro quiral κ e da distância.

No caso em que $\kappa = 0$, encontramos novamente os resultados análogos aos obtidos na literatura, para os diversos modelos da cabeça humana utilizados em simulações numéricas. Como era de se esperar, para o aumento da distância d , ou seja, o afastamento da antena em relação à cabeça humana, nota-se uma diminuição do módulo do campo elétrico incidente, diminuindo assim a potência absorvida e, por conseguinte, a taxa de absorção específica (SAR) absorvida pela cabeça humana para cada ponto da malha FDTD.

A mesma análise feita para o modelo de campos polarizados, no caso da variação da impedância equiv-

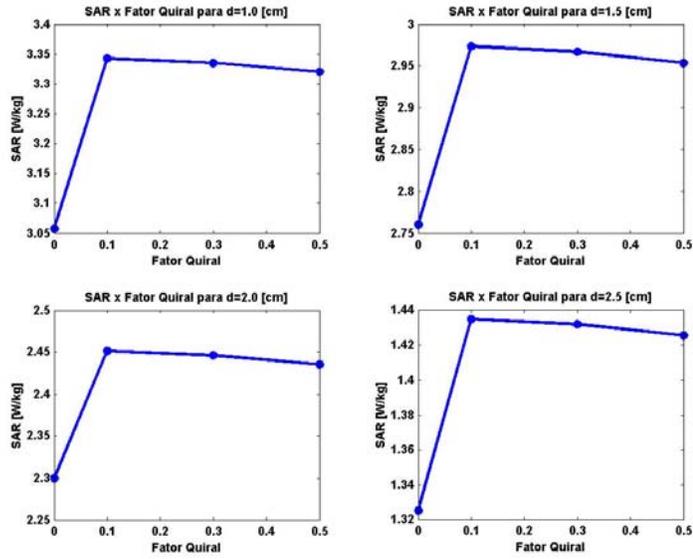


Figura 4-11: Variação da SAR com o fator quiral, para vários valores da distância d , para o corte 15. Ponto de observação: (21, 01).

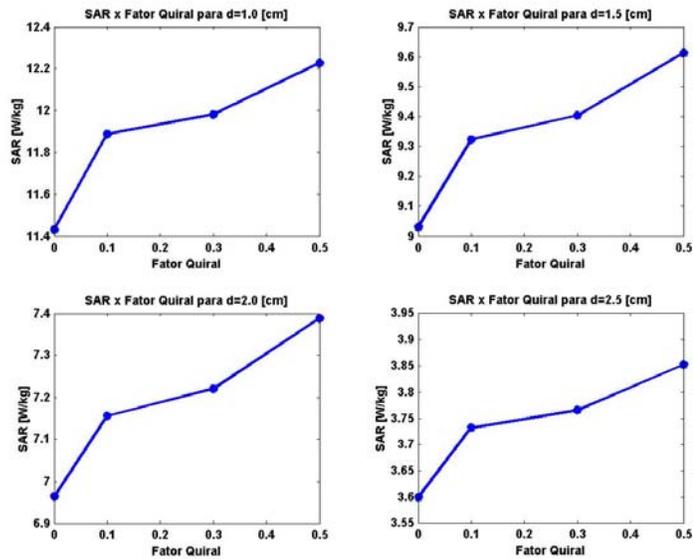


Figura 4-12: Variação da SAR com o fator quiral, para vários valores da distância d , para o corte 25. Ponto de observação: (23, 01).

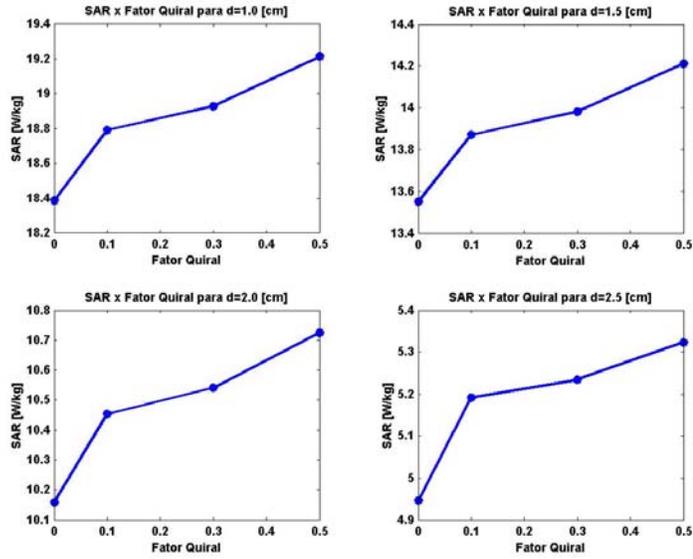


Figura 4-13: Variação da SAR com o fator quiral, para vários valores da distância d , para o corte 35. Ponto de observação: (24, 01).

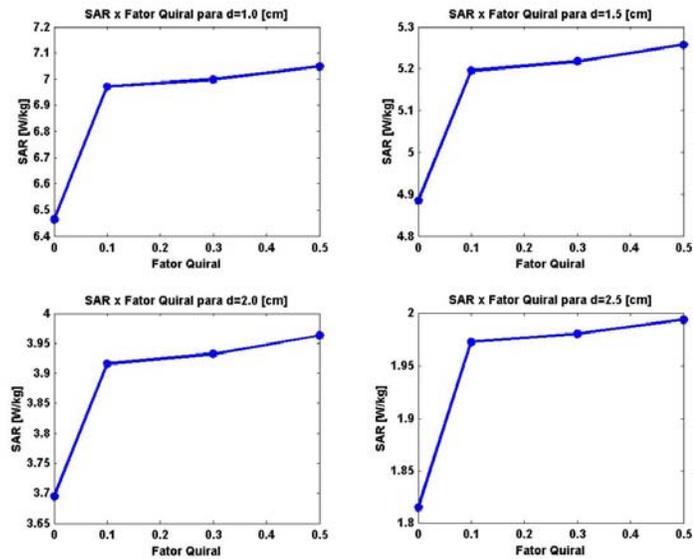


Figura 4-14: Variação da SAR com o fator quiral, para vários valores da distância d , para o corte 45. Ponto de observação: (25, 02).

alente, pode aqui ser usada. Então, para o modelo de campos polarizados, quando $\kappa = 0$, teremos como única componente de campo elétrico não-nula, E_z , e a SAR, de acordo com a equação (3.26), dependerá somente dela.

De forma semelhante, quando $\kappa \neq 0$, E_x e E_y também existirão, e a introdução de um fator quiral não-nulo faz com que, devido à rotação do vetor de polarização, as componentes de campo elétrico, até então nulas, passem a contribuir com o módulo do campo elétrico total, alterando este valor. Dependendo dos diferentes tecidos que compõem cada corte, teremos diferentes reflexões, e a SAR ponto-a-ponto poderá, para um ponto qualquer, sofrer um aumento (como nos cortes 25, 35 e 45) ou uma diminuição (caso dos cortes 12 e 15). Os pontos aqui observados para os cortes transversais da cabeça foram os mesmos utilizados para a simulação anterior.

4.4.3 SAR Médio na Cabeça Humana

O parâmetro mais importante a ser analisado é, sem dúvida, a taxa de absorção específica média, devido à sua importância na determinação de limites de segurança e por ser um parâmetro dosimétrico associado a efeitos térmicos advindos da exposição às radiações eletromagnéticas.

Uma análise teórica rigorosa é difícil de ser realizada para meios biológicos, uma vez que diversos tecidos, de diferentes parâmetros eletromagnéticos e das mais diversas geometrias, tornam as análises de reflexão e transmissão extremamente morosas.

Em trabalhos já existentes [41], o modelo eletromagnético quiral utilizado foi desenvolvido com algumas simplificações, e as relações constitutivas de Drude-Born-Fedorov, como visto na equação (2.16), apresentam-se modificadas em sua essência, mais precisamente nos termos rotacionais que caracterizam um meio quiral. Para este sistema simplificado das equações de Maxwell quirais, a introdução de um fator quiral β não-nulo tem como característica um aumento global bastante significativo da SAR para determinadas condições de distância, e tanto maior será este aumento global quanto maior for o fator quiral β .

Além disso, uma característica importante também notada são os chamados "hot spots", onde picos de SAR, concentrados em um única célula FDTD, podem levantar dúvidas quanto aos modelos eletromagnéticos convencionais até então usados para caracterizar meios biológicos. Portanto, caso uma verificação experimental comprovasse a existência de uma quiralidade macroscópica com um fator quiral tal que os "hot spots" apresentem valores de SAR locais acima dos limites estabelecidos atualmente, novos procedimentos deveriam ser empregados para que estas novas características fossem incorporadas nas medidas de segurança.

Para verificar estes comportamentos, através do modelo de campos polarizados, efetuaram-se simulações para os cinco cortes apresentados neste trabalho, utilizando os mesmos valores quirais κ das simulações anteriores. A impedância equivalente escolhida foi de $R_a = 120 \Omega$, para uma distância fixa de $d = 2$ cm e uma potência transmitida de $P = 0,6$ W. O padrão de SAR observado para os cortes, quando $\kappa = 0$, pode ser visto nas Figuras 4-15 a 4-19.

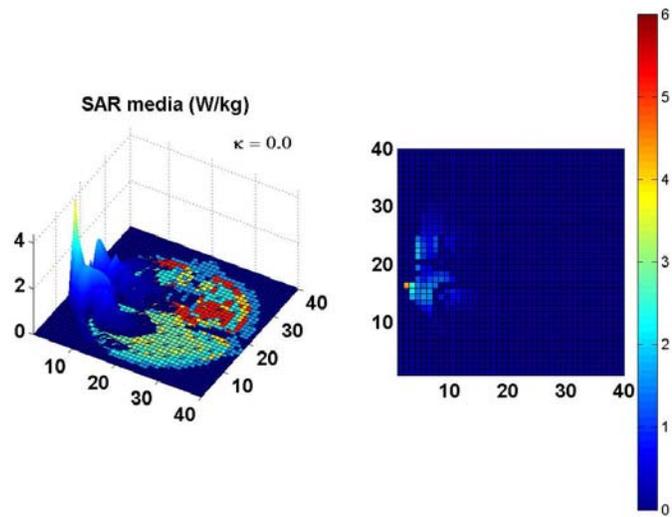


Figura 4-15: SAR média, com $N = 1000$ passos temporais, para o corte 12.

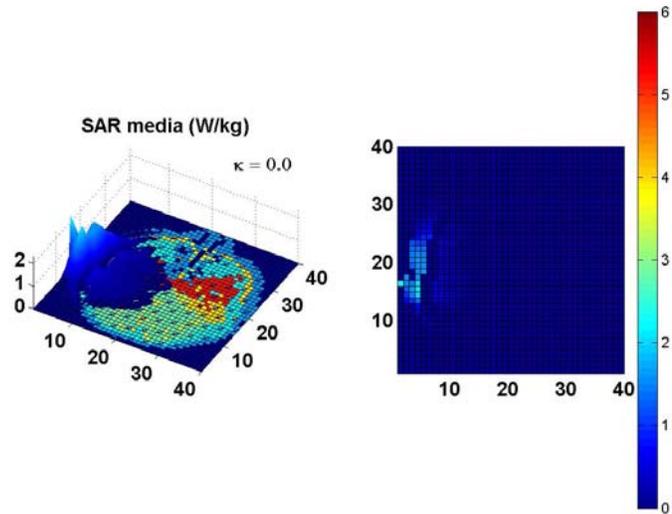


Figura 4-16: SAR média, com $N = 1000$ passos temporais, para o corte 15.

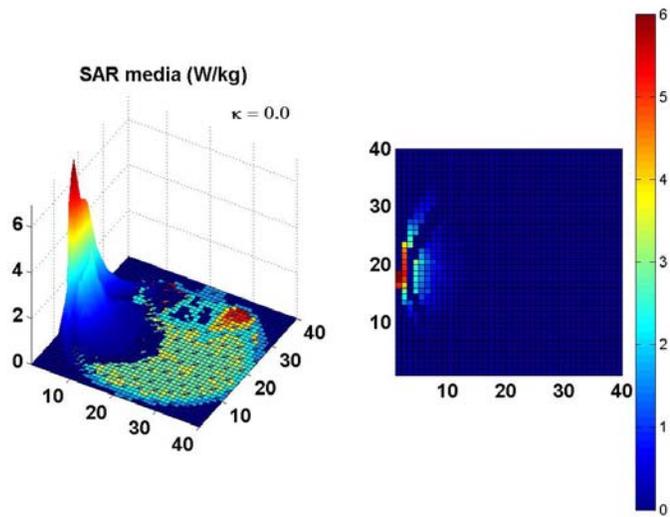


Figura 4-17: SAR média, com $N = 1000$ passos temporais, para o corte 25.

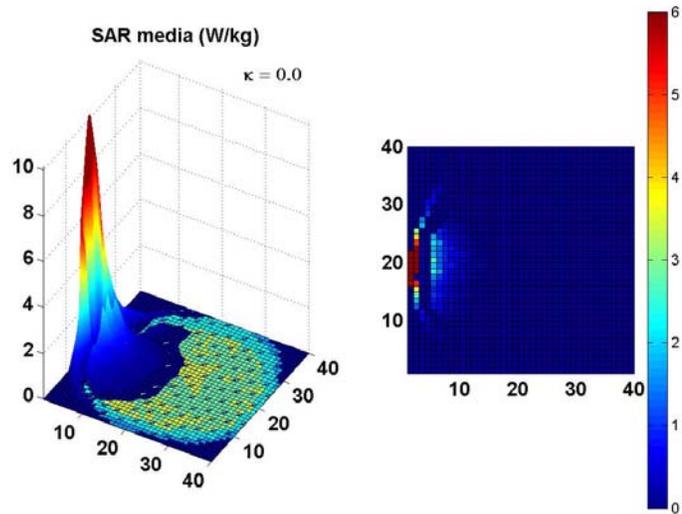


Figura 4-18: SAR média, com $N = 1000$ passos temporais, para o corte 35.

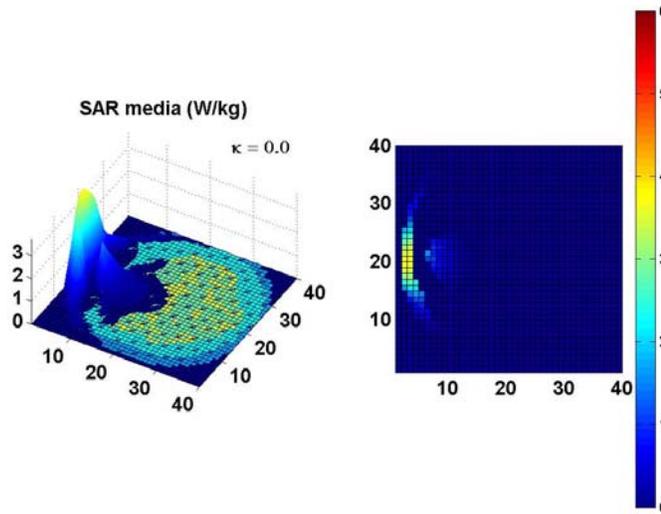


Figura 4-19: SAR média, com $N = 1000$ passos temporais, para o corte 45.

Para meios biológicos de baixa condutividade elétrica, a SAR é relativamente baixa, e observa-se a existência de vãos entre a pele e a parte interna da cabeça, locais da existência do osso com $\sigma = 0,04$ S/m para uma frequência de 900 MHz. A região cutânea, próxima à fonte, apresenta os maiores valores de absorção de radiação eletromagnética, decaindo a SAR conforme a distância do ponto em relação à fonte aumenta. Internamente à cabeça, padrões de SAR diversos podem ser vistos para os cortes; estes padrões obedecem às diversas reflexões das componentes de campo elétrico entre os tecidos.

A análise da absorção de microondas por parte da cabeça humana, sob radiação de telefones celulares, pode ser determinada através de simulações quirais considerando, como referência, os resultados obtidos para um meio onde $\kappa = 0$. Para este caso, pode-se notar, pelas Figuras 4-15 a 4-19, que à medida em que a onda se desloca, penetrando a cabeça através de suas diferentes partes constituintes, o valor da SAR se atenua rapidamente, em razão das diversas mudanças de meios e do aumento da distância da fonte emissora. Os resultados logrados para este caso não-quiral assemelha-se aos já obtidos por outros autores [51, 63, 64], muito embora haja diferenças nas amplitudes, devido às variações do processo de medição da SAR.

Para meios biológicos quirais, a variação da SAR é comparada em função de seu aumento - ou diminuição - percentual, visto nas Figuras 4-20 a 4-34, conforme o fator quiral é alterado. Nelas são mostradas a distribuição de SAR para cada corte e a variação percentual em relação às distribuições da SAR para $\kappa = 0$. Para tanto, levou-se em consideração somente valores de SAR acima de 10% - antes ou depois da introdução de uma fator quiral não-nulo - do valor de pico para o corte, quando $\kappa = 0$.

As características não-quirais anteriores continuam válidas, porém verifica-se, agora, uma variação percentual da SAR no interior da cabeça humana, introduzido numericamente através dos termos quirais adi-

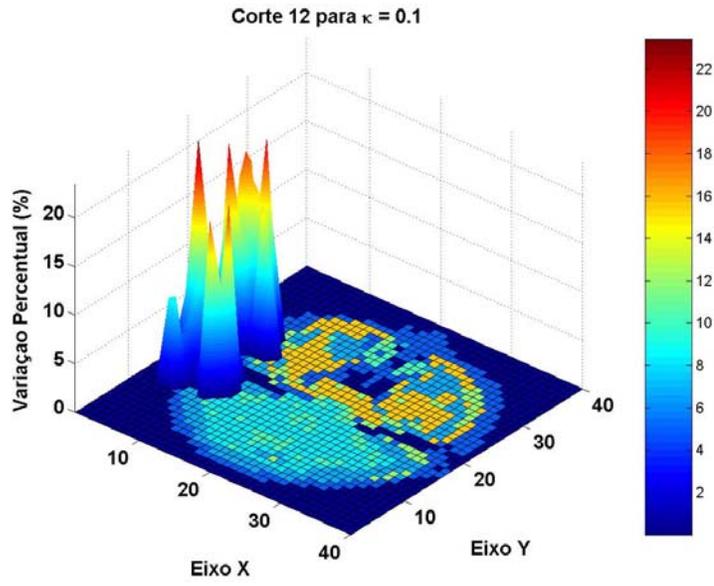


Figura 4-20: Variação percentual da SAR, para o corte 12, quando $\kappa = 0,1$.

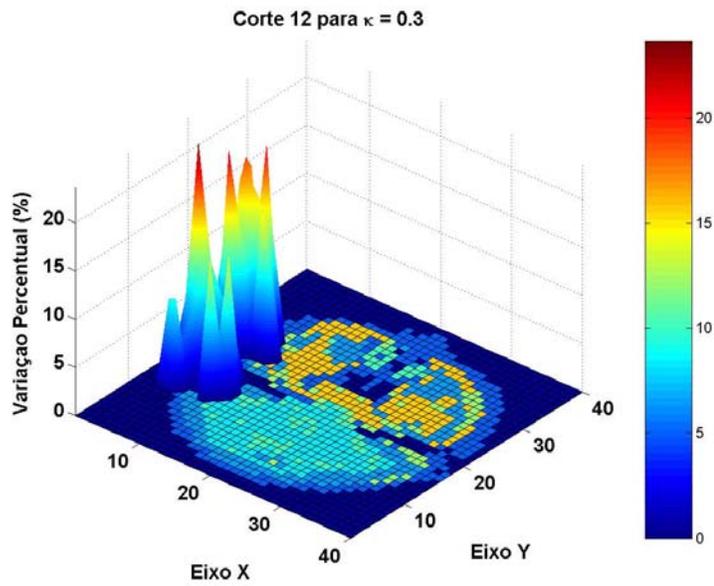


Figura 4-21: Variação percentual da SAR, para o corte 12, quando $\kappa = 0,3$.

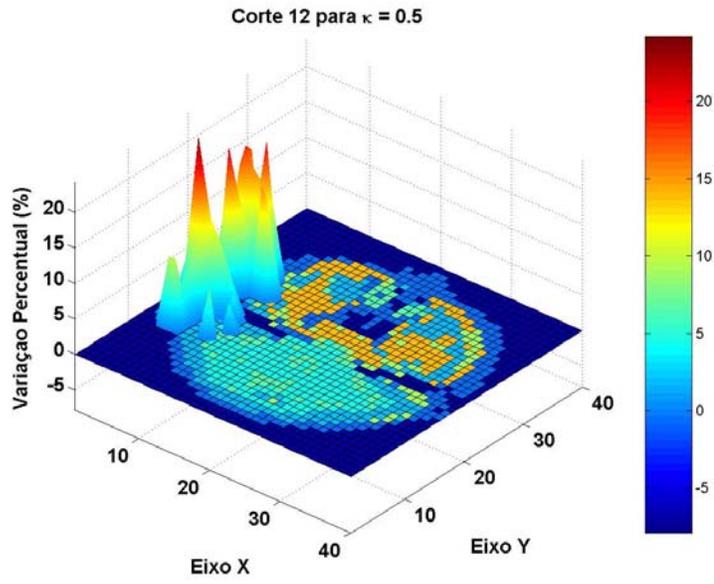


Figura 4-22: Variação percentual da SAR, para o corte 12, quando $\kappa = 0,5$.

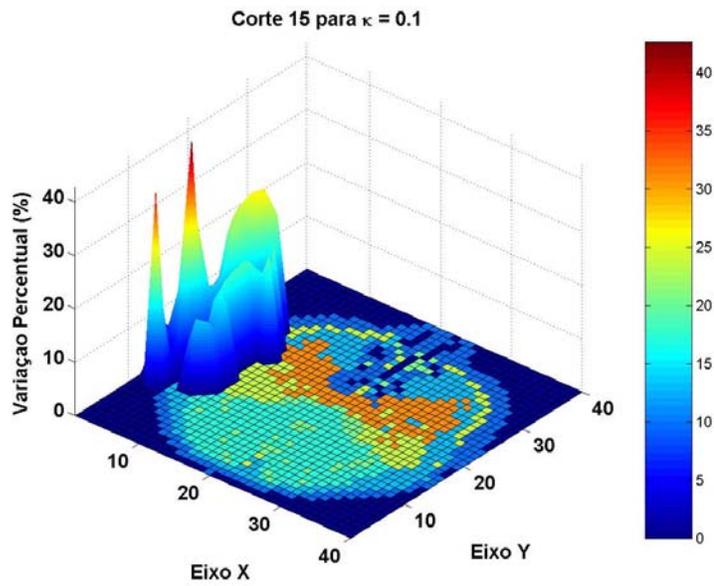


Figura 4-23: Variação percentual da SAR, para o corte 15, quando $\kappa = 0,1$.

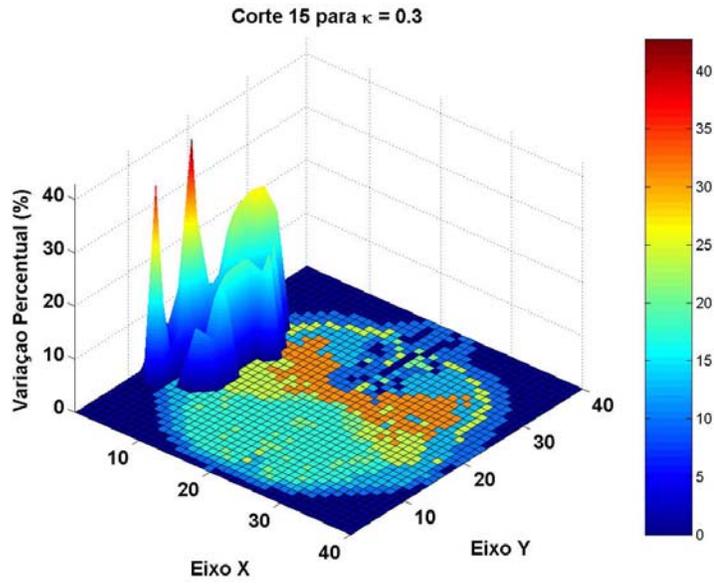


Figura 4-24: Variação percentual da SAR, para o corte 15, quando $\kappa = 0,3$.

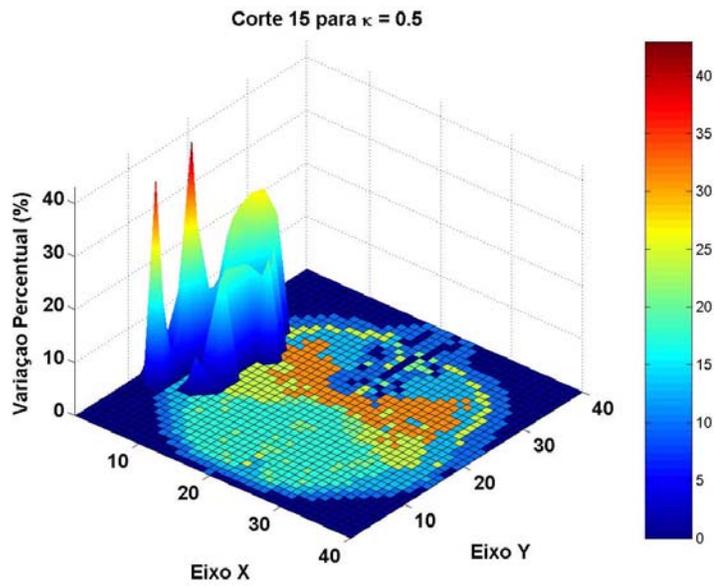


Figura 4-25: Variação percentual da SAR, para o corte 15, quando $\kappa = 0,5$.

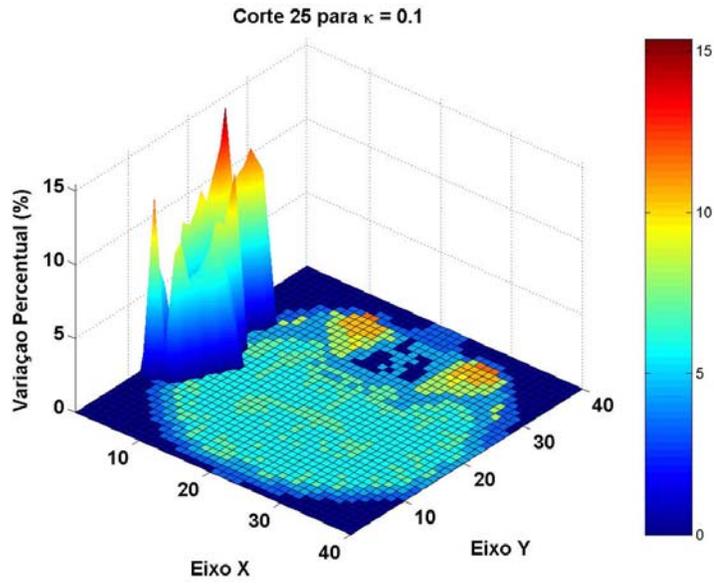


Figura 4-26: Variação percentual da SAR, para o corte 25, quando $\kappa = 0,1$.

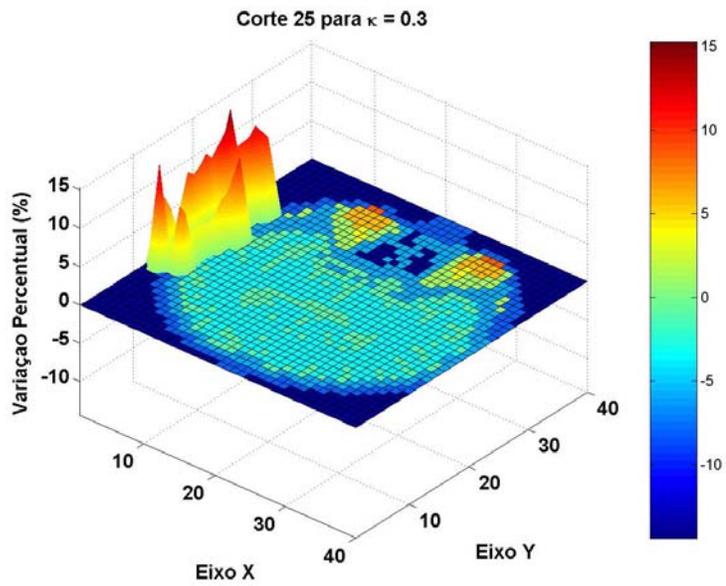


Figura 4-27: Variação percentual da SAR, para o corte 25, quando $\kappa = 0,3$.

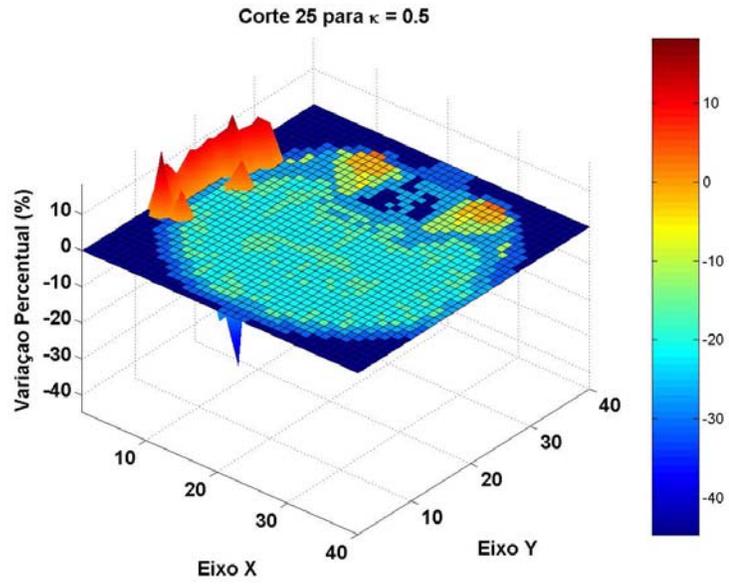


Figura 4-28: Variação percentual da SAR, para o corte 25, quando $\kappa = 0,5$.

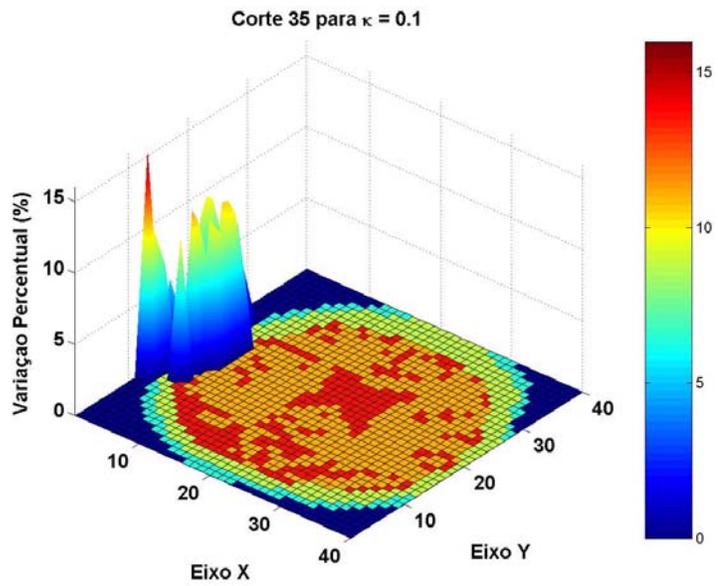


Figura 4-29: Variação percentual da SAR, para o corte 35, quando $\kappa = 0,1$.

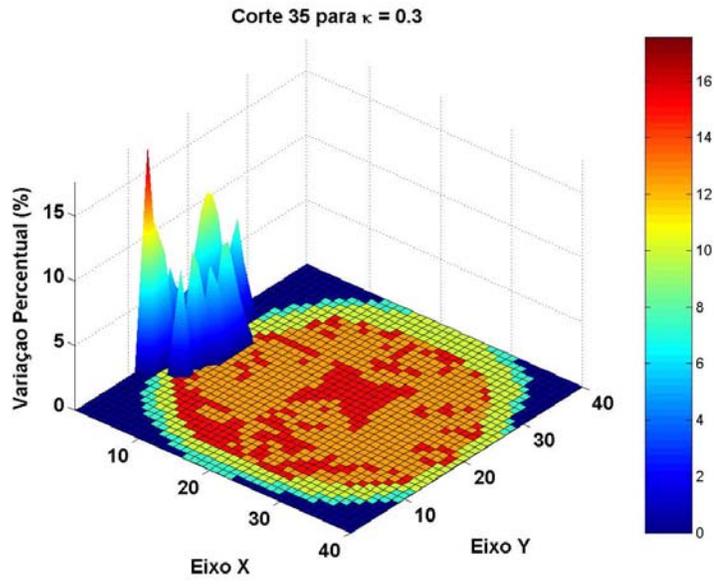


Figura 4-30: Variação percentual da SAR, para o corte 35, quando $\kappa = 0,3$.

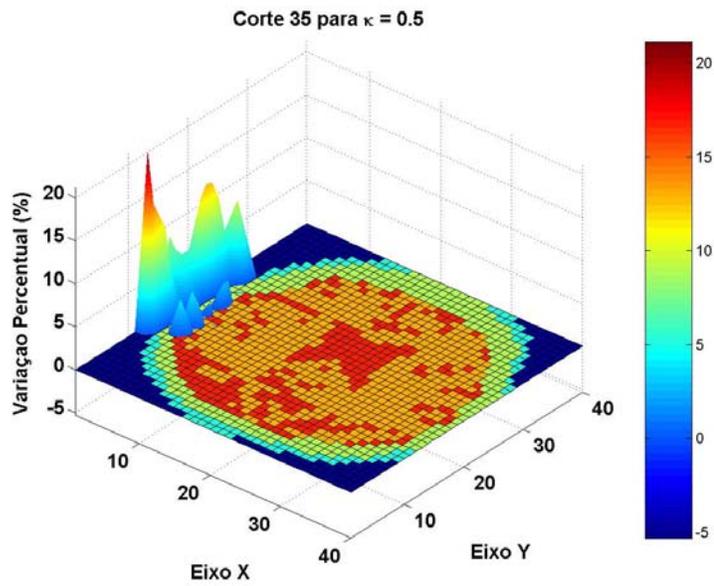


Figura 4-31: Variação percentual da SAR, para o corte 35, quando $\kappa = 0,5$.

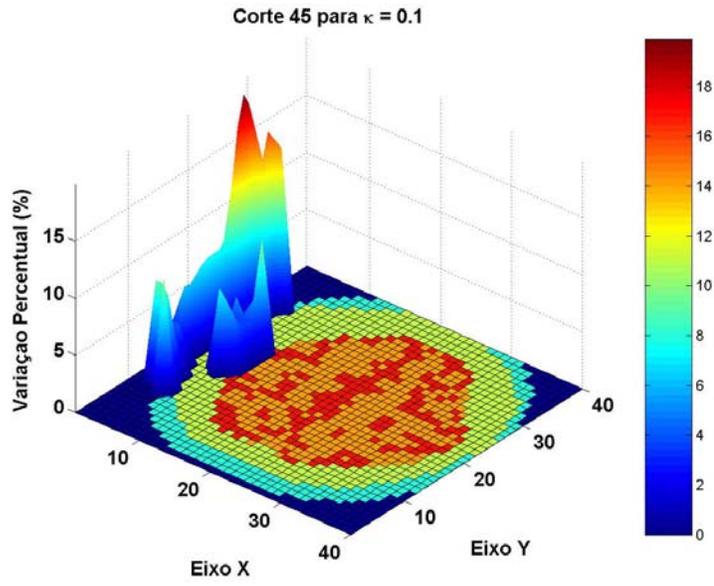


Figura 4-32: Variação percentual da SAR, para o corte 45, quando $\kappa = 0,1$.

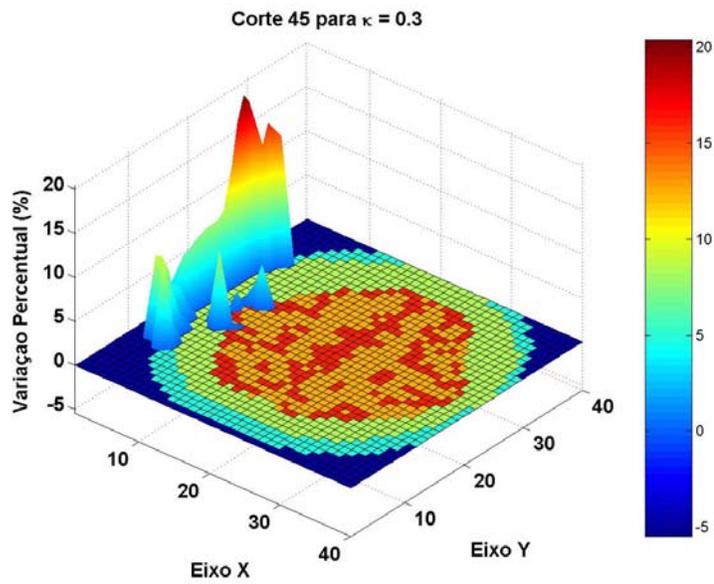


Figura 4-33: Variação percentual da SAR, para o corte 45, quando $\kappa = 0,3$.

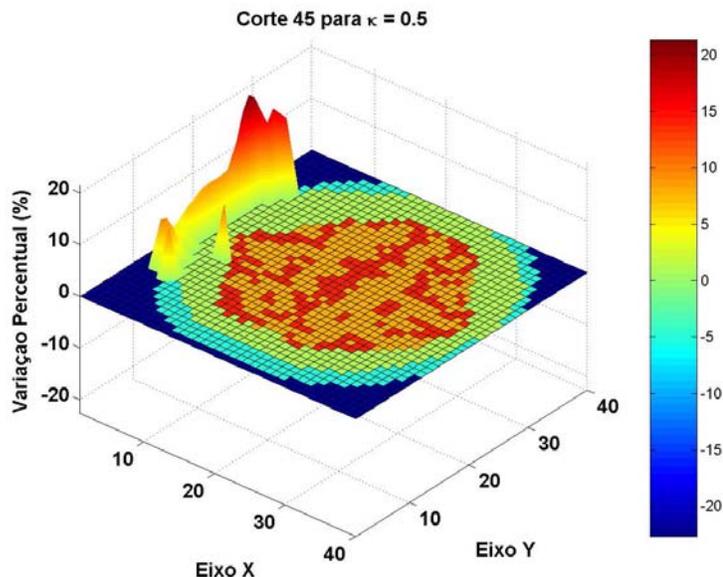


Figura 4-34: Variação percentual da SAR, para o corte 45, quando $\kappa = 0,5$.

cionais ao modelo FDTD e, fisicamente, através da rotação do vetor de polarização e a conseqüente geração de componentes de campos elétrico e magnético adicionais. É visível, porém, a ausência dos "hot spots", bem como se torna patente a baixa porcentagem de aumento para valores de SAR significativos em relação ao pico de cada corte.

Para os cortes aqui analisados, pode-se verificar uma diminuição do percentual, dentro da cabeça humana, conforme o valor quiral é elevado, embora na região da pele possa ser observado um ligeiro aumento, por vezes não-significativo. Embora tenham-se incertezas quanto à existência de uma quiralidade macroscópica na região do cérebro e no sangue, caso realmente exista uma alteração na direção espacial do vetor de polarização, a SAR sofrerá mudanças em sua forma.

A Tabela 4.1 mostra as maiores variações de SAR, para os cortes transversais analisados. Mesmo encontrando variações de até cerca de 43% no valor médio da SAR, quando comparamos os valores de pico de SAR com seu aumento percentual neste ponto, observamos que os limites de segurança poderiam, no máximo, serem elevados em cerca de 10%. Porém, o uso de um modelo completo tridimensional, com uma malha FDTD mais refinada, seria mais indicado, por considerar, com mais realidade, a variação do campo em relação à coordenada adicional, além de uma implementação com diferentes tipos de antenas.

	corde 12	corde 15	corde 25	corde 35	corde 45
$\kappa = 0,1$ (%)	23,42	42,67	15,37	15,98	19,90
Ponto de Máximo	(17,5)	(17,4)	(24,3)	(12,2)	(27,3)
$\kappa = 0,3$ (%)	23,62	42,75	15,26	17,57	20,38
Ponto de Máximo	(17,5)	(17,4)	(24,3)	(12,2)	(27,3)
$\kappa = 0,5$ (%)	24,14	42,94	18,08	21,15	21,33
Ponto de Máximo	(17,5)	(17,4)	(12,3)	(12,2)	(27,3)

Tabela 4.1: Máximas variações percentuais de SAR, para os cinco cortes transversais analisados.

4.5 Conclusão

Com objetivo de estudar as propriedades de meios biológicos quirais, vários cortes transversais discretizados da cabeça humana foram analisados, considerando uma potência transmitida fixa, uma distância e uma resistência de antena de valores padrões para telefones celulares, nas frequências de operação GSM.

A utilização do método das diferenças finitas no domínio do tempo apresentou-se como ferramenta bastante flexível, permitindo uma solução com excelente precisão e com o mínimo esforço computacional. A análise de estabilidade foi determinada, e o modelo de campos polarizados foi implementado para uma malha FDTD representando cortes transversais da cabeça humana.

As variações da taxa de absorção específica ponto-a-ponto ilustram a complexidade de se trabalhar com meios biológicos tão heterogêneos, com diferentes propriedades elétricas. A quiralidade alterou a SAR, para variações da impedância equivalente da antena e da distância da fonte em relação à cabeça, e o percentual de aumento ou diminuição desta taxa, para um período de tempo suficiente, pôde ser observado.

Capítulo 5

Conclusões

Os esforços despendidos durante este trabalho tiveram o objetivo de estudar as características da absorção da radiação eletromagnética pela cabeça humana, abordando a característica quirais para o cérebro e para o sangue. Para tanto, foi utilizado um modelo matemático que decompõe os campos totais, elétrico e magnético, em seus campos-de-ondas, que nada mais são do que campos cujo vetor de polarização rotaciona em sentidos opostos, originando assim dois sistemas de equações, desacopladas entre si. Este sistema de equações, discretizados através do Método FDTD, juntamente com as condições de contorno estabelecidas para o truncamento espacial, ou seja, a adoção de PMLs, terminadas por condutores elétricos perfeitos, permitiu o desenvolvimento direto de códigos computacionais para as equações de Maxwell com relações constitutivas quirais. Ao contrário das técnicas utilizadas anteriormente [41], em que as relações constitutivas empregadas- Drude-Born-Fedorov [3] – sofreram simplificações de ondas planas, a plataforma computacional aqui desenvolvida possibilita analisar, com precisão, estruturas quirais e/ou não-quirais heterogêneas, de diferentes valores quirais e de diferentes propriedades dielétricas, possibilitando, com esforço computacional mínimo, implementar estruturas com qualquer quantidade de células e de tecidos. Esta plataforma foi validada através da reprodução dos resultados obtidos na literatura por Chen e Wang [51] e Torres [41, 42].

A taxa de absorção específica pode ser calculada de maneiras diversas, tanto no que diz respeito às considerações dos campos elétricos quanto no que se refere a determinações de padrões e limites. Como se pode notar nas diferentes regulamentações adotadas pelos países [29, 52, 53], e até mesmo em diferentes cidades, adotou-se neste trabalho a forma mais simples de determinação numérica de SAR, a SAR ponto-a-ponto, usando campos elétricos no domínio do tempo. Esta escolha, embora não nos leve a uma verificação dos valores máximos de SAR permitidos pela Agência Nacional de Telecomunicações, Anatel, possibilita uma comparação direta entre meios quirais e não-quirais.

Os resultados obtidos no Capítulo 4 mostram que as características não-quirais são preservadas, tais como diminuição do valor de SAR para distâncias entre fonte-cabeça humana maiores, devido à menor absorção de potência por parte da cabeça humana, e a diminuição da SAR também para valores menores de impedância

equivalente da antena, justificada através da mudança no valor do campo elétrico emitido, uma vez que a potência transmitida foi considerada fixa, levando a uma mudança no valor da tensão V da fonte. As Figuras 4-5 a 4-14 ilustraram este comportamento, tanto para tecidos cerebrais e sanguíneos não-quirais, quanto para três valores diferentes de quiralidade. A variação da SAR para diferentes valores de κ mostrou-se diferente para cada ponto da malha FDTD observado. Para alguns pontos, esta variação é negativa para valores crescentes de κ , enquanto que para outras localizações espaciais discretizadas, tal variação é positiva. Isto já era de se esperar, devido à complexidade dos cinco cortes transversais analisados, cada qual com seus tecidos biológicos constitutivos e suas respectivas distribuições espaciais.

A SAR média foi obtida para $N = 1000$ passos temporais de $\Delta t = 5,8926$ ps, possibilitando assim uma análise já dentro de um certo período de regime dos campos, e as Figuras 4-15 a 4-19 ilustraram o padrão de SAR para os cortes analisados. Tal padrão mostra a queda brusca na amplitude da SAR, conforme a onda se propaga em direção ao interior da cabeça, uma vez que ela encontra meios com permissividades relativas consideráveis. Devido à baixa condutividade elétrica do osso, pouca potência é absorvida nele, e um "vale" pode ser observado em suas células. As características quirais foram incluídas nas Figuras 4-20 a 4-34, determinando a variação percentual em relação a $\kappa = 0$. Embora à primeira vista possamos encontrar percentuais de até 43%, caso do corte 15 para $\kappa = 0,5$, os valores de pico de SAR não sofrem uma alteração maior do que 10%. "Hot spots" e padrões elevados de SAR para $\kappa \neq 0$ não foram encontrados, e uma determinação experimental do valor quiral eliminaria especulações sobre este tema.

Como extensão natural deste trabalho, sugere-se a implementação de um código FDTD quiral tridimensional, a partir do código FDTD-2D aqui empregado, utilizando uma discretização completa da cabeça humana. Assim, incluiríamos a variação dos campos na dimensão adicional, o que poderia alterar os padrões de SAR aqui observados. Tal código, aliás, encontra-se em desenvolvimento no Departamento de Microonda e Óptica da FEEC/UNICAMP. O uso de frequências mais elevadas, na ordem de GHz, também poderá ser estudada, visando a possível migração da banda de operação dos celulares para faixas de frequências mais elevadas.

Referências bibliográficas

- [1] J. B. Biot, “Traité de Physique Expérimentale et Mathématique”, Deterville, Paris, 1816.
- [2] L. D. Barron, “Molecular Light Scattering and Optical Activity”, *Cambridge University Press*, Cambridge, England, p. 24, 1982.
- [3] P. Drude, “Lehrbuch der Optik”, Leipzig, S. Hirzel, p. 371, 1900.
- [4] S. A. Tretyakov *et al.*, “Electromagnetic Waves in Chiral and Bi-Isotropic Media”, *Artech House*, Boston, London, p. 23, 1994.
- [5] E. U. Condon, “Theories of Optical Rotatory Power”, *Reviews of Modern Physics*, vol. 9, pp. 432-457, outubro 1937.
- [6] B. D. F., “The Gyration, a new electric network element”, *Philips Research Reports*, vol. 3, no. 2, pp. 81-101, 1948.
- [7] J. A. Kong, “Theorems of Bianisotropic Media”, *IEEE Proceedings*, vol. 60, no. 9, pp. 1036-1046, setembro 1972.
- [8] E. J. Post, “Formal Structure of Electromagnetics”, Amsterdam, North-Holland, 1962.
- [9] F. I. Fedorov, “Teoria Girotropii”, *Nauka i Tekhnika*, Minsk, p. 206, 1976.
- [10] M. Born, “Über die Natürliche Optische Aktivität von Flüssigkeiten und Gasen”, *Physikalische Zeitschrift*, vol. 16, pp. 251-6258, 1915.
- [11] K. S. Yee, “Numerical Solution of Initial Boundary Value Problems Involving Maxwell’s Equations in Isotropic Media”, *IEEE Transactions Antennas and Propagation*, vol. 14, pp. 302-307, 1966.
- [12] A. Taflov e M. E. Brodwin, “Computation of the Electromagnetic Fields and Induced Temperatures Within a Model of the Microwave-Irradiated Human Eye”, *IEEE Transactions Microwave Theory and Techniques*, vol. 23, pp. 888-896, 1975.

- [13] A. Taflove, “Application of the Finite-Difference Time-Domain Method to Sinusoidal Steady-State Electromagnetic Penetration Problems”, *IEEE Transactions Electromagnetic Compatibility*, vol. 22, pp. 191-202, 1980.
- [14] D. H. Choi e W. J. Hoefer, “The Finite-Difference Time-Domain Method and its Application to Eigenvalue Problems”, *IEEE Transactions Microwave Theory and Techniques*, vol. 34, pp.1464-1470, 1986.
- [15] A. C. Cangellaris e D. B. Wrigth, “Analysis of the Numerical Error Caused by the Stair-Stepped Approximation of a Conducting Boundary in FDTD simulations of Electromagnetic Phenomena”, *IEEE Transactions Antennas and Propagation*, vol. 39, pp. 1518-1525, 1993.
- [16] D. Sheen, “Numerical Modeling of Microstrip Circuits and Antennas”, *Massachusetts Institute of Technology*, Dissertação de Doutorado, Cambridge, MA, junho 1991.
- [17] A. Tulintseff, “The Finite-Difference Time-Domain Method and Computer Program Description Applied to Multilayered Microstrip Antenna and Circuit Configurations”, *Jet Propulsion Laboratory, Technical Report*, AMT: 336.5-92-041, maio 1992.
- [18] P. Monk e E. Suli, “A Convergence Analysis os Yee’s Scheme on Non-Uniform Grids”, *SIAM Journal of Numerical Analysis*, vol. 31, pp. 393-412, 1994.
- [19] P. Monk, “Error Estimates for Yee’s Method on Non-Uniform Grids”, *IEEE Transactions Magnetics*, vol. 30, pp. 3200-3203, 1994.
- [20] T. A. Manteuffel e J. A. White, “The Numerical Solution of Second-Order Boundary Value Problems on Nonuniform Meshes”, *Mathematics of Computation*, vol. 47, pp. 511-535, 1986.
- [21] H. Kreiss, T. Manteuffel *et al.*, “Supraconvergent Schemes on Irregular Meshes”, *Mathematics of Computation*, vol. 47, pp. 537-554, 1986.
- [22] A. Taflove, “Computational Electrodynamics, The Finite-Difference Time Domain Method”, *Artech House*, Cap. 3 e 7, 1995.
- [23] A. Lakhtakia, V. K. Varadan e V. V. Varadan, “Time-Harmonic Electromagnetic Fields in Chiral Media”, *Lecture Notes in Physics*, Springer-Verlag, 1989.
- [24] M. A. Mangoud, R. A. Abd-Alhameed e P. S. Excell, “Simulation of Human Interaction with Mobile Telephones Using Hybrid Techniques Over Coupled Domains”, *IEEE Transactions Microwave Theory and Techniques*, vol. 48, no 11, pp. 2014-2021, novembro 2000.
- [25] M. Okoniewski e M. A. Stuchly, “A Study of the Handeset Antenna and Human Body Interaction”, *IEEE Transactions Microwave Theory and Techniques*, vol. 44, pp.1855-1864, outubro 1996.

- [26] O. P. Gandhi e J. Y. Chen, “Electromagnetic Absorption in the Human Head from Experimental 6 GHz Handheld Transceivers”, *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*, vol. 37, pp. 547-558, abril 1995.
- [27] P. J. Rui e K. R. Foster, “Heating of Tissue by near-field exposure to Dipole: A model analysis”, *IEEE Transactions Biomedical Engineering*, vol. 46, pp. 911-917, agosto 1999.
- [28] M. A. Jensen e Y. Rahmat-Samii, “EM Interaction of Handset Antennas and a Human in Personal Communications”, *IEEE Proceedings*, vol. 83, pp. 7-17, janeiro 1995.
- [29] Agência Nacional de Telecomunicações (ANATEL), “Diretrizes para limitação da exposição a campos eletromagnéticos variáveis no tempo (até 300 GHz)”, Brasília, dezembro 1999; “Regulamento sobre Limitação a Campos Elétricos, Magnéticos e Eletromagnéticos na Faixa de Radiofrequências entre 9 kHz e 300 GHz”, Anexo à Resolução N° 303 de 02/07/2002.
- [30] S. A. Tretyakov *et al.*, “Electromagnetic Waves in Chiral and Bi-Isotropic Media”, *Artech House*, Boston, London, p. 25, 1994.
- [31] Q. Balzano, O. Garay e F. R. Steel, “Heating of Biological Tissue in the Induction Field of VHF Portable Radio Transmitters”, *IEEE Transactions Veh. Technol.*, VT - 27, pp. 51-56, 1978.
- [32] Q. Balzano, O. Garay e F. R. Steel, “Energy Deposition in Simulated Human Operators of 800 MHz Portable Transmitters”, *IEEE Transactions Veh. Technol.*, VT - 27, pp. 174-181, 1978.
- [33] K. H. Joyner e V. Anderson, “Specific Absorption Rate Levels Measured in a Phantom Head Exposed to Radio Frequency Transmitters From Analog Hand-Held Mobile Phones”, *Bioelectromagnetics*, vol. 16, pp. 60-69, 1995.
- [34] P. J. Dimbylow, “FDTD Calculations of the SAR for a Dipole Closely Coupled to the Head at 900 MHz and 1.9 GHz”, *Physics in Medicine Biology*, vol. 38, pp. 361-368, 1993.
- [35] Y. Rahmat-Samii e M. A. Jensen, “Performance Analysis of Antennas for Hand-Held Transceivers Using FDTD”, *IEEE Transactions Antennas and Propagation*, vol. 42, no 8, pp. 1106-1112, 1994.
- [36] O. P. Gandhi, G. Lazzi e C. M. Furse, “Electromagnetic Absorption in the Human Head and neck for Mobile Telephones at 835 MHz and 1900 MHz”, *IEEE Transactions Microwave Theory Tech.*, MTT - 44, no. 10, pp. 1884-1897, 1996.
- [37] L. Martens, J. De Moerloose e De Zutter, “Calculation of the Electromagnetic Fields Induced in the Head of an Operator of a Cordless Phone”, *Radio Science*, vol. 30, no. 1, pp. 283-290, 1995.

- [38] S. Watanabe, M. Taki *et al.*, “Characteristics of the Sar Distributions in a Head Exposed to Electromagnetic Fields Radiated by a Hand-Held Portable Radio”, *IEEE Transactions Microwave Theory Tech.*, MTT - 44, no. 10, pp. 1874-1883, 1996.
- [39] M. A. Stuchly e M. Okoniewski, “A Study of the Handset Antenna and Human Body Interaction”, *IEEE Transactions Microwave Theory Tech.*, MTT - 44, no. 10, pp. 1855-1864, 1996.
- [40] P. J. Dimbylow e S. M. Mann, “Sar Calculations in an Anatomically Based Realistic Model of the Head for Mobile Communication Transceivers at 900 MHz and 1.8 GHz”, *Physics in Medicine Biology*, vol. 39, pp. 1537-1553, 1994.
- [41] H. Torres, M. Zamorano *et al.*, “FDTD Algorithm Used to Calculate the RF Chiral Waves in the Human Head”, 2nd. International Workshop Biological Effects of EMFs, Rodees- Grécia, 2002.
- [42] H. Torres e M. Zamorano, “SAR Simulation for Chiral Waves in Head Model”, *Revista Facultad de Ingeniería UTA*, vol. 11, pp. 03-11, 2003.
- [43] Y. Rahmat-Samii, “Real Time Simulation of the Interaction of Electromagnetic Waves With a Human Head”, <http://www.ee.olemiss.edu/atef/head/headpresentation/index.html>.
- [44] http://vhp.med.umich.edu/head_1.0.html, *Visible Human Project*, The University of Michigan.
- [45] K. Meier, V. Hombach e R. Kastle, “The Dependence of Electromagnetic Energy Absorption upon Human Head Modeling at 1800 MHz”, *IEEE Transactions Microwave Theory and Techniques*, vol. 45, no. 11, novembro 1997.
- [46] K. Meier, V. Hombach e R. Kastle, “The Dependence of Electromagnetic Energy Absorption upon Human Head Modeling at 900 MHz”, *IEEE Transactions Microwave Theory and Techniques*, vol. 44, no. 10, outubro 1996.
- [47] M. Jensen, <http://www.ee.byn.edu/~mikej/research/>, Department of Electrical and Computer Engineering, Brigham Young university.
- [48] FCC Federal and Communications Commission, “Tissue Dielectric Properties”, <http://www.fcc.gov/fcc-bin/dielec.sh>.
- [49] C. Gabriel, “Compilation of the Dielectric Properties of Body Tissues at RF and Microwave Frequencies”, *Brooks Air Force Technical Report*, AL/OE-TR-1996-0037.
- [50] S. Paker, “FDTD Evaluation of the SAR Distribution in a Human Head Near a Mobile Cellular Phone”, *Elektrik*, vol. 6, no. 3, pp. 227-242, 1998.

- [51] H. Y. Chen e H.-H. Wang, “Current and SAR Induced in a Human Head Model by the Electromagnetic Fields Irradiated from a Cellular Phone”, *IEEE Transactions Microwave Theory and Techniques*, vol. 42, no. 12, pp. 2249-2254, dezembro 1994.
- [52] America National Standard Institute (ANSI), “IEEE C95,1-1991: IEEE Standard for Safety Levels with Respect to Human Exposure to Radio Frequency Electromagnetic Fields, 3 kHz to 300 GHz”, *IEEE Standards*, Nova Iorque, NY, EUA, 1992.
- [53] International Commission on Non-Ionizing Radiation Protection (ICNIRP), “Guidelines for Limiting Exposure to Time-Varying Electric, Magnetic and Electromagnetic Fields (up to 300 GHz)”, *Health Physics*, vol. 40, no. 74, pp. 494-522, abril 1998.
- [54] J. O. S. Paulino, “Radiações Eletromagnéticas Não-Ionizantes Emitidas pelas Antenas Fixas de Telefonia Celular”, Universidade Federal de Minas Gerais, Departamento de Engenharia Elétrica, maio 2001.
- [55] G. Mur, “Absorbing Boundary Conditions for the Finite-Difference Approximation of the Time-Domain Electromagnetic Field Equations”, *IEEE Transactions Electromagnetic Compatibility*, vol. 23, pp. 377-382, 1981.
- [56] Z. P. Liao, H. L. Wong, *et al.*, “A Transmitting Boundary for Transient Wave Analyses”, *Scientia Sinica (série A)*, vol. XXVII, pp. 1063-1076, 1984.
- [57] K. K. Mei e J. Fang, “Superabsorption - A Method to Improve Absorbing Boundary Conditions”, *IEEE Transactions Antennas and Propagation*, vol. 40, pp. 1001-1010, 1992.
- [58] J. Berenger, “A Perfectly Matched Layer for the Absorption of Electromagnetic Waves”, *Journal of Computational Physics*, vol. 114, no. 1, pp. 185-200, 1994.
- [59] J. Berenger, “Three Dimensional Perfectly Matched Layer for the Absorption of Electromagnetic Waves”, *Journal of Computational Physics*, vol. 127, no. 2, pp. 363-379, 1996.
- [60] J. Berenger, “Perfectly Matched Layer for the Finite-Difference Time-Domain Solution of Wave-Structure Interaction Problems”, *IEEE Transactions Antennas and Propagation*, vol. 45, pp. 914-917, 1997.
- [61] R. Holland e J. W. Williams, *IEEE Transactions Nuclear Science*, vol. 30, pp. 4583, 1983.
- [62] Z. Wu e J. Fang, “Numerical Implementation and Performance of Perfectly Matched Layer Boundary Condition for Waveguide Structures”, *IEEE Transactions Microwave Theory and Techniques*, vol. 43, no. 12, pp. 2676-2683, dezembro 1995.

- [63] G. Lazzi, "Use of PML Absorbing Layers for the Truncation of the Head Model in Cellular Telephone Simulations", *IEEE Transactions Microwave Theory and Techniques*, vol. 48, no. 11, pp. 2033-2039, novembre 2000.
- [64] A. Schiavoni, P. Bertotto *et al.*, "SAR Generated by Cellular Phones - Phone Modelling, Head Modelling and Measurements", *IEEE Transactions Microwave Theory and Techniques*, vol. 48, no. 11, pp. 2064-2071, novembre 2000.
- [65] A.H.Sihvola e I. V. Lindell, "Bi-Isotropic Constitutive Relations", *Microwave Technology Letters*, vol. 4, no. 8, pp. 295-297, 1991.
- [66] Guyton, Arthur C., "Fisiologia Humana", Editora Guanabara, 1998.

Apêndice A

Parâmetros Quirais Complexos

Sendo $\hat{\eta}_+ = \hat{\eta}_- = \hat{\eta}$, e da consideração feita para campos-de-ondas

$$\mathbf{E}_+ = -j\hat{\eta}_+\mathbf{H}_+ \quad (\text{A.1a})$$

$$\mathbf{E}_- = j\hat{\eta}_-\mathbf{H}_-, \quad (\text{A.1b})$$

temos:

$$\mathbf{E}_+ - \mathbf{E}_- = -j\hat{\eta}(\mathbf{H}_+ + \mathbf{H}_-) = -j\hat{\eta}\mathbf{H} \quad (\text{A.2a})$$

$$\mathbf{H}_+ - \mathbf{H}_- = \frac{j}{\hat{\eta}}(\mathbf{E}_+ + \mathbf{E}_-) = -j\hat{\eta}\mathbf{E}. \quad (\text{A.2b})$$

Como $\mathbf{E}_+ + \mathbf{E}_- = \mathbf{E}$ e $\mathbf{H}_+ + \mathbf{H}_- = \mathbf{H}$, escrevemos as equações de Maxwell no domínio da frequência para os campos totais em função dos campos polarizados \mathbf{E}_+ , \mathbf{E}_- , \mathbf{H}_+ e \mathbf{H}_- . Assim, sendo o meio homogêneo e linear:

$$\nabla \times (\mathbf{E}_+ - \mathbf{E}_-) + j\omega(\mu_+\mathbf{H}_+ + \mu_-\mathbf{H}_-) = 0 \quad (\text{A.3a})$$

$$\nabla \times (\mathbf{H}_+ - \mathbf{H}_-) - j\omega(\varepsilon_+\mathbf{E}_+ + \varepsilon_-\mathbf{E}_-) - (\sigma_+\mathbf{E}_+ + \sigma_-\mathbf{E}_-) = 0. \quad (\text{A.3b})$$

Das relações entre ε_{\pm} , μ_{\pm} e σ_{\pm} e ε , μ e σ , reescrevemos (A.3) como

$$\nabla \times \mathbf{E} + j\omega[\mu(\mathbf{H}_+ + \mathbf{H}_-) + \mu\kappa_r(\mathbf{H}_+ - \mathbf{H}_-)] = 0 \quad (\text{A.4a})$$

$$\nabla \times \mathbf{H} - j\omega[\varepsilon(\mathbf{E}_+ + \mathbf{E}_-) + \varepsilon\kappa_r(\mathbf{E}_+ - \mathbf{E}_-)] - [\sigma(\mathbf{E}_+ + \mathbf{E}_-) + \sigma(\mathbf{E}_+ - \mathbf{E}_-)] = 0. \quad (\text{A.4b})$$

De (A.2) em (A.4):

$$\nabla \times \mathbf{E} + j\omega\mu\mathbf{H} - \frac{\omega\mu\kappa_r}{\hat{\eta}}\mathbf{E} = 0 \quad (\text{A.5a})$$

$$\nabla \times \mathbf{H} - j\omega\varepsilon\mathbf{E} - \sigma\mathbf{E} - (\omega\varepsilon\kappa_r\hat{\eta} - j\sigma\kappa_r\hat{\eta})\mathbf{H} = 0. \quad (\text{A.5b})$$

Como

$$\frac{\omega\mu\kappa_r}{\widehat{\eta}} = \omega\kappa_r\sqrt{\mu\widehat{\varepsilon}} = \widehat{k}\kappa_r \quad (\text{A.6})$$

e

$$\begin{aligned} \omega\varepsilon\kappa_r\widehat{\eta} - j\sigma\kappa_r\widehat{\eta} &= \omega\varepsilon\kappa_r\widehat{\eta} \left(1 - j\frac{\sigma}{\omega\varepsilon}\right) \\ &= \omega\widehat{\varepsilon}\kappa_r\widehat{\eta} \\ &= \omega\kappa_r\sqrt{\mu\widehat{\varepsilon}} = \widehat{k}\kappa_r, \end{aligned} \quad (\text{A.7})$$

substituímos (A.6) e (A.7) em (A.5), o que nos leva a

$$\nabla \times \mathbf{E} = -j\omega\mu\mathbf{H} + \widehat{k}\kappa_r\mathbf{E} \quad (\text{A.8a})$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = j\omega\varepsilon\mathbf{E} + \widehat{k}\kappa_r\mathbf{H} + \sigma\mathbf{E}. \quad (\text{A.8b})$$

Seguindo a convenção adotada para os parâmetros quirais ξ e ζ [4], em que as equações de Maxwell para meios quirais, assumindo $\mathbf{J}_e = \sigma\mathbf{E}$ e $\mathbf{J}_m = 0$, são dadas por

$$\nabla \times \mathbf{E} = -j\omega\mu\mathbf{H} - j\omega\zeta\mathbf{E} \quad (\text{A.9a})$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = j\omega\varepsilon\mathbf{E} + j\omega\xi\mathbf{H} + \sigma\mathbf{E}, \quad (\text{A.9b})$$

a comparação entre (A.8) e (A.9) nos fornece

$$\begin{aligned} \widehat{\zeta} &= -\widehat{\xi} = -\frac{\widehat{k}\kappa_r}{j\omega} \\ &= j\frac{\omega\kappa_r\sqrt{\mu\widehat{\varepsilon}}}{\omega} \\ &= j\kappa_r\sqrt{\mu\widehat{\varepsilon}}. \end{aligned} \quad (\text{A.10})$$

Sendo $\widehat{\varepsilon} = \varepsilon \left(1 + \frac{\sigma}{j\omega\varepsilon}\right) = \varepsilon_0\varepsilon_r \left(1 + \frac{\sigma}{j\omega\varepsilon}\right) = \varepsilon_0\widehat{\varepsilon}_r$ e $\mu = \mu_0$:

$$\widehat{\zeta} = -\widehat{\xi} = j\kappa_r\sqrt{\mu_0\varepsilon_0\widehat{\varepsilon}_r}, \quad (\text{A.11})$$

e, portanto,

$$\widehat{\zeta} = -\widehat{\xi} = j\widehat{\kappa}\sqrt{\mu_0\varepsilon_0}, \quad (\text{A.12})$$

onde o fator quiral $\widehat{\kappa}$ é imaginário:

$$\widehat{\kappa} = \kappa \left(1 + \frac{\sigma}{j\omega\varepsilon}\right). \quad (\text{A.13})$$

Apêndice B

Relações Constitutivas Quirais

As relações constitutivas para os campos totais \mathbf{E} e \mathbf{H}

$$\mathbf{D} = \varepsilon\mathbf{E} + \widehat{\xi}\mathbf{H} \quad (\text{B.1a})$$

$$\mathbf{B} = \widehat{\zeta}\mathbf{E} + \mu\mathbf{H}, \quad (\text{B.1b})$$

utilizadas para descrever o comportamento eletromagnético de um meio quiral não são únicas. Na literatura eletromagnética moderna, outras notações além destas podem ser encontradas. Em [65], é fornecida uma descrição mais completa entre as várias notações.

B.1 Relações de Post

Estas relações medem a quiralidade através de uma admitância ξ_c [23], dada em $[A/V]$:

$$\mathbf{D} = \varepsilon_p\mathbf{E} - j\xi_c\mathbf{B} \quad (\text{B.2a})$$

$$\mathbf{H} = \frac{1}{\mu_p}\mathbf{B} - j\xi_c\mathbf{E}, \quad (\text{B.2b})$$

onde

$$\varepsilon_p = \varepsilon - \frac{\mu_0\varepsilon_0}{\mu}\kappa^2, \quad \mu_p = \mu, \quad (\text{B.3})$$

$$\xi_c = \frac{\sqrt{\mu_0\varepsilon_0}}{\mu}\kappa \quad (\text{B.4})$$

e, reciprocamente,

$$\varepsilon = \varepsilon_p + \mu_p \xi_c^2, \quad \mu = \mu_p, \quad (\text{B.5})$$

$$\kappa = \frac{\mu_p \xi_c}{\sqrt{\mu_0 \varepsilon_0}} \quad (\text{B.6})$$

B.2 Relações de Drude-Born-Fedorov

Outra escolha, muito usada na análise de meios quirais, são as relações de Drude-Born-Fedorov [3]:

$$\mathbf{D} = \varepsilon_{DBF} (\mathbf{E} + \beta \nabla \times \mathbf{E}) \quad (\text{B.7a})$$

$$\mathbf{B} = \mu_{DBF} (\mathbf{H} + \beta \nabla \times \mathbf{H}), \quad (\text{B.7b})$$

onde β fornece a quantidade de quiralidade, em termos do comprimento. Embora tais relações mostrem de forma mais nítida o efeito quiral através dos rotacionais, ao se introduzir o modelo FDTD, tais termos representam fontes de instabilidade, devido às derivadas espaciais e temporais adicionais introduzidas. O conjunto (B.2) também apresenta, embora em menor complexidade computacional, derivadas temporais adicionais advindas da introdução da admitância quiral, e por isso o modelo de campos-de-ondas se mostra muito mais robusto e estável numericamente.

A conversão entre ε_{DBF} , μ_{DBF} e β e ε , μ e κ é dada a seguir:

$$\varepsilon_{DBF} = \varepsilon \left(1 - \frac{\kappa^2}{n^2} \right), \quad \mu_{DBF} = \mu \left(1 - \frac{\kappa^2}{n^2} \right), \quad (\text{B.8})$$

$$k_0 \beta = \frac{\kappa}{n^2 - \kappa^2}, \quad (\text{B.9})$$

com $n = \sqrt{\mu \varepsilon} / \sqrt{\mu_0 \varepsilon_0}$ e $k_0 = \omega \sqrt{\mu_0 \varepsilon_0}$, e reciprocamente,

$$\varepsilon = \frac{\varepsilon_{DBF}}{1 - k_{DBF}^2 \beta^2}, \quad \mu = \frac{\mu_{DBF}}{1 - k_{DBF}^2 \beta^2}, \quad (\text{B.10})$$

$$\kappa = \frac{\omega \mu_{DBF} \varepsilon_{DBF} \beta / \sqrt{\mu_0 \varepsilon_0}}{1 - k_{DBF}^2 \beta^2}, \quad (\text{B.11})$$

com $k_{DBF} = \omega^2 \mu_{DBF} \varepsilon_{DBF}$.

Apêndice C

Base para Modelo Quiral Bioplasmático

O cérebro é envolto em uma fina camada de neurônios interconectados que se sobrepõe à irregular superfície cerebral.

Os neurônios são células que, entre outras funções importantes, sintetizam proteínas e são caracterizadas por formatos complexos e uma extensa superfície de membrana celular, diferenciando-se das demais células por suas extensões especializadas (dendritos e axônio), suas estruturas específicas (p. ex., sinapses), substâncias químicas também específicas (como, por exemplo, os neurotransmissores), e pela capacidade de comunicação entre si, através de processos eletro-químicos [66]. Um neurônio típico é mostrado na Figura C-1.

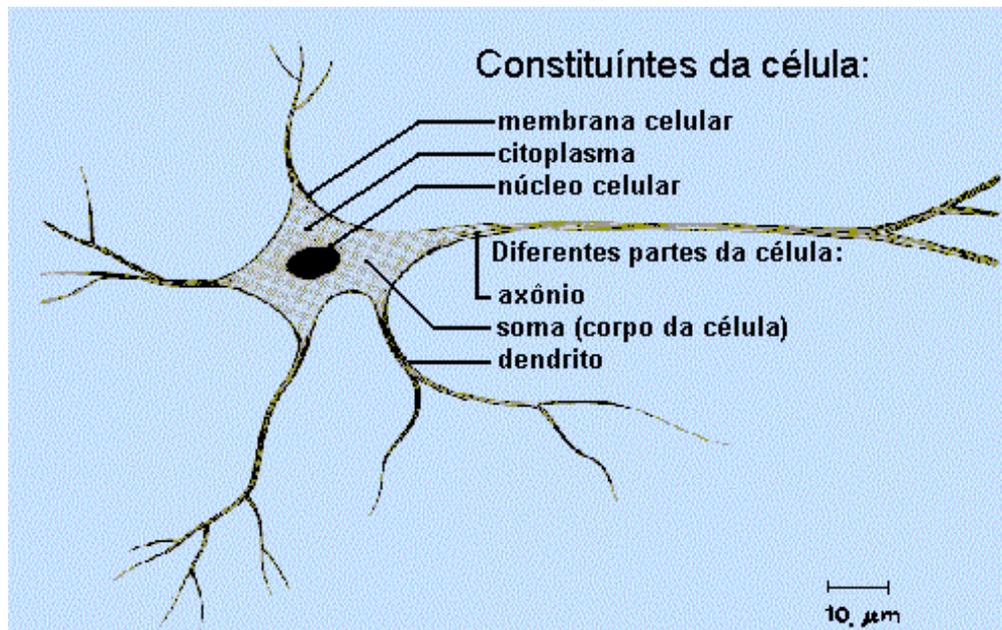


Figura C-1: Um neurônio típico e suas características.

As características estruturais dos neurônios são dadas por seus elementos básicos: o corpo celular (soma),

os dendritos e o axônio. O corpo celular neuronal é circunscrito por uma membrana de aproximadamente 7,5 nm de espessura, chamada de membrana plasmática. O citoplasma é o espaço situado entre esta membrana e o núcleo celular, sendo preenchido pelo hialoplasma – formado de 85% de água, além de proteínas, lipídios, ácidos nucléicos, nucleotídeos e sais dissolvidos -, por organelas celulares e pelo citoesqueleto.

C.1 O Citoesqueleto

O citoesqueleto celular consiste em uma malha tridimensional de filamentos protéicos, cujas principais funções incluiriam proporcionar o suporte estrutural para a membrana plasmática e organelas celulares, além de proporcionar o meio para o movimento intracelular de organelas e outros componentes do hialoplasma. Um citoesqueleto típico é mostrado na Figura C-2.

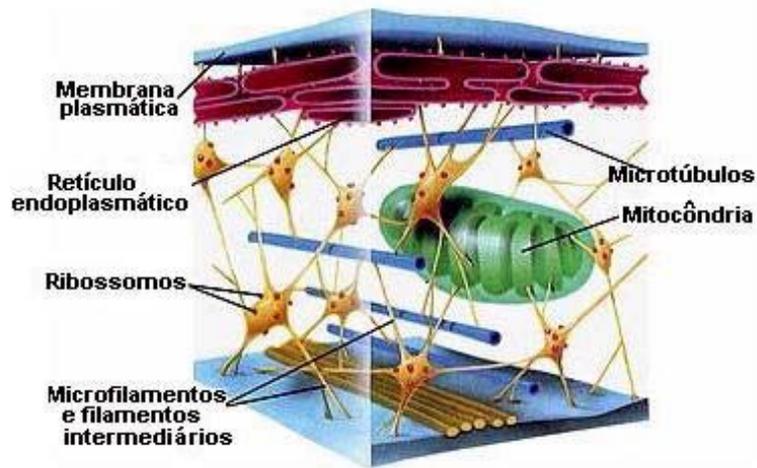


Figura C-2: Componentes de um citoesqueleto típico.

Existem vários tipos de filamentos de proteínas que constituem o citoesqueleto (Figura C-3.), entre os quais estão os microtúbulos e os microfilamentos.

Os *microtúbulos* são estruturas cilíndricas ocas formadas por subunidades de uma proteína chamada *tubulina* e, muitas vezes, são utilizadas pela célula para manter a sua forma. Com aproximadamente 25 nm de diâmetro externo e 14 nm de diâmetro interno, possuem comprimento variável, podendo aumentá-lo ou diminuí-lo, respectivamente, agregando ou subtraindo subunidades - dímeros de tubulina, constituído de monômeros α e β - de acordo com as necessidades celulares. Intervém no processo de divisão celular e no movimento de organelas.

Os *microfilamentos* estão formados por subunidades das proteínas *actina* e *miosina*. Possuem cerca de um terço do diâmetro de um microtúbulo e, freqüentemente, são usados pela célula tanto para mudar quanto

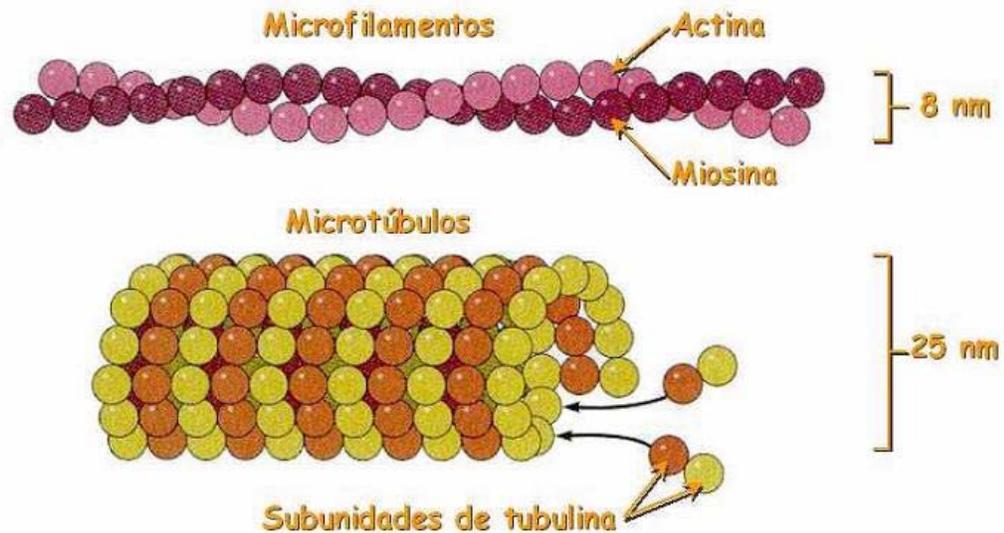


Figura C-3: Filamentos de proteína encontrados no citoesqueleto de um neurônio.

para manter a sua estrutura. Também podem variar de comprimento e intervir em processos de divisão e mobilidade.

O citoesqueleto dentro dos neurônios é uma rede de polímeros protéicos que estabelece a forma do neurônio, mantém conexões sinápticas e cumpre outras tarefas essenciais, sendo seus componentes principais os microtúbulos, presentes inclusive nos axônios, que podem estender sua forma tubular no cérebro por vários centímetros de comprimento. Em alguns casos, como por exemplo os neurônios que ligam a medula espinhal até a área motora do cérebro, podem chegar a medir 1 metro de comprimento.