

UNIVERSIDADE FEDERAL DE MINAS GERAIS

PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA ELÉTRICA

DISSERTAÇÃO DE MESTRADO

**CARACTERIZAÇÃO BANDA LARGA DO CANAL RÁDIO UTILIZANDO A TEORIA
UNIFORME DA DIFRAÇÃO**

Kleber Lopes Borges

19 de Março de 2003



GAPTEM – Grupo de Antenas, Propagação e Teoria Eletromagnética

**Departamento de Engenharia Eletrônica
Escola de Engenharia
Universidade Federal de Minas Gerais**

Universidade Federal de Minas Gerais
Escola de Engenharia
Programa de Pós-Graduação em Engenharia Elétrica

Caracterização Banda Larga do Canal Rádio Utilizando a Teoria Uniforme da Difração

Kleber Lopes Borges

Dissertação submetida à banca examinadora designada pelo Colegiado do Programa de Pós-Graduação em Engenharia Elétrica da Universidade Federal de Minas Gerais, como parte dos requisitos necessários à obtenção do grau de Mestre em Engenharia Elétrica.

Orientador: Fernando José da Silva Moreira

Belo Horizonte, março de 2003

À minha mãe Vera e
ao meu irmão Diogo.

Agradecimentos

Gostaria de agradecer a todos que de alguma forma contribuíram para a realização deste trabalho. Em especial à minha família, principalmente à minha mãe e ao meu irmão pelo apoio.

Gostaria de agradecer também ao meu orientador, Fernando, pela ajuda, confiança, incentivo e por ter fornecido as soluções de referência.

Agradeço também aos alunos, funcionários e professores do CPDEE, pelo ambiente de trabalho agradável, estimulante e enriquecedor.

À Daniela, pela ajuda com o programa de traçado de raios, pelas dicas valiosas e pela amizade.

À turma do vôlei no CEU, Lenin, Rodrigo, Marcelo, Adriano, Maurissone, Cláudio, pela amizade e pelos momentos de diversão que tornaram mais fáceis estes dois anos de trabalho.

Aos amigos, Lenin, Rodrigo e Gustavo, pela amizade e pelas conversas valiosas que contribuíram muito para o meu crescimento pessoal.

Ao Prof. Cássio, pelas orientações.

À Cássia, pela ajuda com a linguagem *C++* e ao Adriano, pela ajuda com o Matlab®.

À CAPES, pelo apoio financeiro, sem o qual eu não conseguiria me manter em Belo Horizonte durante estes anos.

Resumo

Este trabalho consiste na utilização de técnicas assintóticas para a caracterização banda larga do canal rádio. São apresentadas técnicas para o cálculo do espalhamento do campo eletromagnético nos domínios da frequência e do tempo. Para a obtenção deste campo espalhado é utilizada uma combinação entre traçado de raios, Ótica Geométrica (GO) e Teoria Uniforme da Difração (UTD).

No domínio da frequência, foram estudados três coeficientes de difração heurísticos apresentados na literatura para o cálculo da difração em arestas com condutividade finita, a partir dos quais foi proposto um quarto coeficiente que apresentasse menores erros para o campo difratado nas regiões de sombra. Comparando com a solução de Maliuzhinets, os erros médios para o campo difratado foram de 1,24 e 1,51 dB para as polarizações TM e TE, respectivamente. Estes erros são menores do que os erros apresentados pelos demais coeficientes, sendo muito bons considerando a caracterização do canal rádio em ambientes urbanos. Foi considerado também o problema da difração dupla em arestas consecutivas, no qual foi empregado coeficientes de difração de ordem superior (*slope diffraction*) para o cálculo do campo. Os resultados obtidos através da UTD foram comparados com resultados de referência obtidos através de equações integrais resolvidas através do Método dos Momentos. Para considerar as perdas no Método dos Momentos, foram utilizadas condições de contorno do tipo Leontovich (MoM+IBC).

Para a análise no tempo, foi empregada a Teoria Uniforme da Difração no domínio do tempo (TD-UTD) para a avaliação do campo espalhado. Esta análise temporal é importante, pois o estudo da propagação de sinais banda larga no domínio do tempo apresenta um maior significado físico. Outro motivo é que tal análise não apresenta problemas decorrentes da aplicação de uma IFFT, como o *aliasing*, o qual é evitado adotando-se uma janela temporal maior, aumentando assim o número de frequências de análise. As expressões para os raios direto, refletido e difratado na TD-UTD são obtidas através da aplicação de uma Transformada Analítica Temporal (ATT) nas respectivas expressões no domínio da frequência. Devido à dificuldade em se

obter a formulação da TD-UTD para obstáculos com perdas, neste trabalho considera-se apenas condutores elétricos e magnéticos perfeitos. Os resultados obtidos através da TD-UTD foram comparados com os resultados obtidos através da aplicação de uma Transformada Inversa de Fourier nos resultados da UTD e do Método dos Momentos. Na caracterização do canal rádio, a consideração do solo como um condutor magnético perfeito para a TD-UTD é a que fornece a melhor aproximação para um ambiente com perdas e polarização vertical, sendo que o resultado obtido é melhor quando há visada direta entre as antenas.

Abstract

This work consists in the utilization of asymptotic techniques for the broad band radio channel characterization. Techniques for calculation of the electromagnetic field scattering in the frequency and time domains are presented. For the achievement of this scattered field, it is used a combination of ray-tracing, Geometric Optics (GO) and Uniform Theory of Diffraction (UTD).

In the frequency domain, three heuristical diffraction coefficients for lossy wedges have been studied, from which a new one was proposed that presents minors errors for diffracted field in shadow regions. Comparing it with the Maliuzhinets' solution, the mean errors for the diffracted field had been 1,24 and 1,51 dB for TM and TE polarizations, respectively. These errors are less than the errors presented by others coefficients, being acceptable in problems involving channel radio characterization in urban environments. The problem of the double diffraction in consecutive edges was also considered, in which higher order diffraction coefficients (*slope diffraction*) were used for the field calculation. The results obtained from the UTD have been compared with the reference ones from integral equations solved by the Method of Moments. To consider the losses in the Method of Moments, impedance boundary conditions of Leontovich type were used (MoM+IBC).

For the time analysis, the Time Domain Uniform Theory of Diffraction (TD-UTD) was used for the scattered field evaluation. Such analysis is important because the wideband propagation study in time domain has physical meaning. Other reason for its utilization is that using a time domain formulation does not present problems related with the application of IFFT, as aliasing, that is minimized taking a wider time window. This solution requires more frequencies to be analyzed. The TD-UTD expressions for the direct, reflected and diffracted rays were obtained from the application of the Analytic Time Transform (ATT) in the respective expressions of the frequency domain. Due to the difficulty of evaluating a TD-UTD formulation for lossy obstacles, the TD-UTD presented in this work considers only electric and magnetic perfect conductors. The numerical results have been compared with those yield by the application of a

Inverse Fourier Transform into the results of the UTD and the Method of Moments in frequency domain. In the channel radio characterization, the consideration of the ground as a perfect magnetic conductor for the TD-UTD is the one that supplies the best approach for a vertical polarization in a lossy environment, and the result is better when the receiving antenna is in the line of sight of the transmitter.

Lista de Figuras

1.1	Difração por uma cunha.	4
1.2	Problema da difração em arestas consecutivas.	4
2.1	Tubo de raios astigmático.	11
2.2	Modelo <i>quasi</i> -3D para o traçado de raios.	13
2.3	Tubos de raios na reflexão.	14
2.4	Bases vetoriais utilizadas para o cálculo dos coeficientes de reflexão.	15
2.5	Regiões da Ótica Geométrica.	17
2.6	Cone de raios difratados por uma aresta.	17
2.7	Sistema de coordenadas fixo à aresta.	18
2.8	Notação utilizada para o cálculo da difração por uma aresta.	20
2.9	A incidência pela face 0 acontece quando $\phi_i \leq n\pi/2$ e pela face n quando $\phi_i > n\pi/2$	25
2.10	Cunha utilizada para a comparação entre os coeficientes. Para esta cunha, $\epsilon_r = 10$ e $\sigma = 0,01$ S/m.	26
2.11	Campo difratado referente à geometria da Fig. 2.10 para uma frequência de 1 GHz. A cunha possui $\epsilon_r = 10$ e $\sigma = 0,01$ S/m.	27
2.12	Incidência de raios após difração dupla em arestas consecutivas.	29
2.13	Notação utilizada nos casos de difração por duas arestas consecutivas.	30
2.14	Fronteiras de sombra na difração por uma cunha de faces retas.	33
2.15	Geometria de um cilindro de seção reta quadrada. A fonte é uma linha infinita de corrente. Todas as coordenadas estão em metros.	37

2.16	Resultados referentes à geometria da Fig. 2.15 para uma frequência de 1 GHz. Os obstáculos possuem $\epsilon_r = 7$ e $\sigma = 0,2$ S/m. Para a simulação com o Método dos Momentos foram utilizados 10 seg./ λ	38
2.17	Resultados referentes à geometria da Fig. 2.15 para uma frequência de 1 GHz. Os obstáculos são CEP. Para a simulação com o Método dos Momentos foram utilizados 10 seg./ λ	39
2.18	Resultados referentes à geometria da Fig. 2.15 para uma frequência de 4 GHz. Os obstáculos possuem $\epsilon_r = 7$ e $\sigma = 0,2$ S/m. Para a simulação com o Método dos Momentos foram utilizados 10 seg./ λ	40
2.19	Resultados referentes à geometria da Fig. 2.15 para uma frequência de 4 GHz. Os obstáculos são CEP. Para a simulação com o Método dos Momentos foram utilizados 10 seg./ λ	41
2.20	Ordenação das faces 0 e n para o caso da Fig. 2.15.	42
2.21	Geometria de um cilindro de seção reta quadrada com a fonte colinear com uma das faces. A fonte é uma linha infinita de corrente. Todas as coordenadas estão em metros.	43
2.22	Resultados referentes à geometria da Fig. 2.21 para uma frequência de 1 GHz. Os obstáculos possuem $\epsilon_r = 7$ e $\sigma = 0,2$ S/m. Para a simulação com o Método dos Momentos foram utilizados 10 seg./ λ	44
2.23	Resultados referentes à geometria da Fig. 2.21 para uma frequência de 1 GHz. Os obstáculos são CEP. Para a simulação com o Método dos Momentos foram utilizados 10 seg./ λ	45
2.24	Geometria de quatro cilindros de seção reta quadrada. A fonte é uma linha infinita de corrente. Todas as coordenadas estão em metros.	46
2.25	Resultados referentes à geometria da Fig. 2.24 para uma frequência de 1 GHz. Os obstáculos possuem $\epsilon_r = 7$ e $\sigma = 0,2$ S/m. Para a simulação com o Método dos Momentos foram utilizados 10 seg./ λ	47
2.26	Resultados referentes à geometria da Fig. 2.24 para uma frequência de 1 GHz. Os obstáculos são CEP. Para a simulação com o Método dos Momentos foram utilizados 10 seg./ λ	48

2.27	Geometria de quatro cilindros de seção reta quadrada. A fonte é uma linha infinita de corrente. Todas as coordenadas estão em metros.	49
2.28	Resultados referentes à geometria da Fig. 2.27 para uma frequência de 1 GHz. Os obstáculos possuem $\epsilon_r = 7$ e $\sigma = 0,2$ S/m. Para a simulação com o Método dos Momentos foram utilizados $10 \text{ seg.}/\lambda$	50
2.29	Resultados referentes à geometria da Fig. 2.27 para uma frequência de 1 GHz. Os obstáculos são CEP. Para a simulação com o Método dos Momentos foram utilizados $10 \text{ seg.}/\lambda$	51
2.30	Campo espalhado por quatro cilindros de seção reta quadrada. A fonte é uma linha infinita de corrente. Todas as coordenadas estão em metros.	52
2.31	Resultados referentes à geometria da Fig. 2.30 para uma frequência de 1 GHz. Os obstáculos possuem $\epsilon_r = 7$ e $\sigma = 0,2$ S/m. Para a simulação com o Método dos Momentos foram utilizados $10 \text{ seg.}/\lambda$	53
2.32	Resultados referentes à geometria da Fig. 2.30 para uma frequência de 1 GHz. Os obstáculos são CEP. Para a simulação com o Método dos Momentos foram utilizados $10 \text{ seg.}/\lambda$	54
2.33	Continuidade para o campo difratado atrás do obstáculo.	55
2.34	Resultados referentes à geometria da Fig. 2.15 para uma frequência de 1 GHz, considerando apenas os coeficientes de primeira ordem. Os obstáculos possuem $\epsilon_r = 7$ e $\sigma = 0,2$ S/m e a antena transmissora é uma linha infinita de corrente.	56
2.35	Resultados referentes à geometria da Fig. 2.15 para uma frequência de 1 GHz, considerando apenas os raios que sofreram difração dupla. Os obstáculos possuem $\epsilon_r = 7$ e $\sigma = 0,2$ S/m e a antena transmissora é uma linha infinita de corrente.	57
2.36	Coeficiente de reflexão para a polarização perpendicular em uma superfície com $\epsilon_r = 7$ e $\sigma = 0,2$ S/m. A frequência de operação é 1 GHz.	58
2.37	Coeficiente de reflexão para a polarização paralela em uma superfície com $\epsilon_r = 7$ e $\sigma = 0,2$ S/m. A frequência de operação é 1 GHz.	59

2.38	Região de Ottawa. Os prédios possuem $\epsilon_r = 7$ e $\sigma = 0,2$ S/m. Para o solo é considerado $\epsilon_r = 15$ e $\sigma = 0,05$ S/m. A frequência de operação é 910 MHz.	
	Todas as coordenadas estão em metros.	60
2.39	Atenuação ao longo da <i>Laurier St.</i> . Transmissor <i>T1</i>	62
2.40	Atenuação ao longo da <i>Bank St.</i> . Transmissor <i>T2</i>	63
3.1	Densidade espectral de potência para um sistema convencional e um sistema UWB	65
3.2	Espectro (a) e o formato da excitação (b) para $M = 1$, $N = 2$ e $f_c = 1$ GHz.	75
3.3	Geometria de uma cunha condutora magnética perfeita.	76
3.4	Espectro (a) e o formato da excitação (b) para $M = 1$, $N = 2$ e $f_c = 850$ MHz.	76
3.5	Campo elétrico vertical espalhado para a geometria referente à Fig. 3.3.	77
3.6	Geometria de um cilindro de seção reta quadrada CEP. Todas as coordenadas estão em metros.	79
3.7	Formato da excitação para $M = 1$, $N = 2$ e $f_c = 2$ GHz.	79
3.8	Resultado para a geometria da Fig 3.6 com $\phi = 0^\circ$. Para a simulação com o Método dos Momentos foram utilizados 14 seg/ λ	80
3.9	Resultado para a geometria da Fig 3.6 com $\phi = 45^\circ$. Para a simulação com o Método dos Momentos foram utilizados 5 seg/ λ	81
3.10	Resultado para a geometria da Fig 3.6 com $\phi = 90^\circ$. Para a simulação com o Método dos Momentos foram utilizados 5 seg/ λ	82
3.11	Resultado para a geometria da Fig 3.6 com $\phi = 135^\circ$. Para a simulação com o Método dos Momentos foram utilizados 5 seg/ λ	83
3.12	Resultado para a geometria da Fig 3.6 com $\phi = 180^\circ$. Para a simulação com o Método dos Momentos foram utilizados 5 seg/ λ	84
4.1	Perfil de potência para a resposta impulsional de um canal rádio com multipercursos.	87

4.2	Geometria para um canal rádio, na qual o receptor $R1$ encontra-se em uma posição onde há visada direta e o receptor $R2$ encontra-se em uma região de sombra. A antena transmissora T é um dipolo infinitesimal. Todas as dimensões estão em metros.	90
4.3	Espectro (a) e formato (b) da excitação UWB utilizada no caso da Fig. 4.2. Os parâmetros que definem a forma do pulso são: $M = 1$, $N = 2$ e $f_c = 5$ GHz.	90
4.4	Comparação entre a UTD-IFFT e a TD-UTD na resposta de um canal rádio cujos obstáculos são condutores elétricos perfeitos e o receptor $R1$ está na linha de visada do transmissor.	92
4.5	Comparação entre a UTD-IFFT e a TD-UTD na resposta de um canal rádio cujos obstáculos são condutores elétricos perfeitos e o receptor $R1$ está na linha de visada do transmissor. Para a UTD-IFFT foram utilizados raios com até 2 difrações e para a TD-UTD apenas 1 difração.	96
4.6	Comparação entre a UTD-IFFT e a TD-UTD na resposta de um canal rádio, cujo receptor $R1$ está na linha de visada do transmissor. No caso avaliado através da UTD-IFFT foram considerado para os obstáculos $\epsilon_r = 7$ e $\sigma = 0,2$ S/m e para o solo $\epsilon_r = 15$ e $\sigma = 0,05$ S/m. Para a TD-UTD os obstáculos e o solo foram considerados condutores elétricos perfeitos.	97
4.7	Comparação entre a UTD-IFFT e a TD-UTD na resposta de um canal rádio, cujo receptor $R1$ está na linha de visada do transmissor. No caso avaliado através da UTD-IFFT foram considerado para os obstáculos $\epsilon_r = 7$ e $\sigma = 0,2$ S/m e para o solo $\epsilon_r = 15$ e $\sigma = 0,05$ S/m. Para a TD-UTD os obstáculos foram considerados condutores elétricos perfeitos e o solo condutor magnético perfeito.	98
4.8	Comparação entre a UTD-IFFT e a TD-UTD na resposta de um canal rádio cujos obstáculos são condutores elétricos perfeitos e o receptor $R2$ está na região de sombra do transmissor.	99

4.9	Comparação entre a UTD-IFFT e a TD-UTD na resposta de um canal rádio cujos obstáculos são condutores elétricos perfeitos e o receptor $R2$ está na região de sombra do transmissor. Para a UTD-IFFT foram utilizados raios com até 2 difrações e para a TD-UTD apenas 1 difração.	100
4.10	Comparação entre a UTD-IFFT e a TD-UTD na resposta de um canal rádio, cujo receptor $R2$ está na região de sombra do transmissor. No caso avaliado através da UTD-IFFT foram considerado para os obstáculos $\epsilon_r = 7$ e $\sigma = 0,2$ S/m e para o solo $\epsilon_r = 15$ e $\sigma = 0,05$ S/m. Para a TD-UTD os obstáculos e o solo foram considerados condutores elétricos perfeitos.	101
4.11	Comparação entre a UTD-IFFT e a TD-UTD na resposta de um canal rádio, cujo receptor $R2$ está na região de sombra do transmissor. No caso avaliado através da UTD-IFFT foram considerado para os obstáculos $\epsilon_r = 7$ e $\sigma = 0,2$ S/m e para o solo $\epsilon_r = 15$ e $\sigma = 0,05$ S/m. Para a TD-UTD os obstáculos foram considerados condutores elétricos perfeitos e o solo condutor magnético perfeito.	102
4.12	Perfil de potência para o receptor $R1$ calculado através da UTD-IFFT considerando $\epsilon_r = 7$ e $\sigma = 0,2$ S/m para os obstáculos, e $\epsilon_r = 15$ e $\sigma = 0,05$ S/m para o solo.	103
4.13	Perfil de potência para o receptor $R1$ calculado através da TD-UTD considerando o solo condutor magnético perfeito e os obstáculos condutores elétricos perfeitos.	103
4.14	Perfil de potência para o receptor $R2$ calculado através da UTD-IFFT considerando $\epsilon_r = 7$ e $\sigma = 0,2$ S/m para os obstáculos, e $\epsilon_r = 15$ e $\sigma = 0,05$ S/m para o solo.	104
4.15	Perfil de potência para o receptor $R2$ calculado através da TD-UTD considerando o solo condutor magnético perfeito e os obstáculos condutores elétricos perfeitos.	104

Lista de Tabelas

II.I	Comparação entre os quatro coeficientes estudados.	28
II.II	Valores dos coeficientes nas fronteiras de sombra.	34
II.III	Equações para o campo distante da linha infinita de corrente. η_0 é a impedância característica do vácuo.	36
IV.I	Comparação entre a UTD-IFFT com a consideração das perdas e a TD-UTD com a consideração do solo como um condutor magnético perfeito na caracterização do canal rádio para os receptores $R1$ e $R2$	95

Lista de Siglas

ATT - Transformada Analítica Temporal (*Analytic Time Transform*).

CEP - Condutor Elétrico Perfeito.

CMP - Condutor Magnético Perfeito.

EFIE - Equação Integral do Campo Elétrico (*Electric Field Integral Equation*).

FSI - Fronteira de Sombra do raio Incidente.

FSR - Fronteira de Sombra do raio Refletido.

GO - Ótica Geométrica (*Geometrical Optics*).

GTD - Teoria Geométrica da Difração (*Geometrical Theory of Diffraction*).

IBC - Condição de Impedância de Superfície (*Impedance Boundary Condition*).

IFFT - Transformada Rápida Inversa de Fourier (*Inverse Fast Fourier Transform*).

MFIE - Equação Integral do Campo Magnético (*Magnetic Field Integral Equation*).

MoM - Método dos Momentos (*Method of Moments*).

TD-GO - Ótica Geométrica no Domínio do Tempo (*Time Domain Geometrical Optics*).

TD-MFIE - Equação Integral do Campo Magnético no Domínio do Tempo (*Time Domain Magnetic Field Integral Equation*).

TD-UTD - Teoria Uniforme da Difração no Domínio do Tempo (*Time Domain Uniform Theory of Diffraction*).

TE - Transverso Elétrico.

TEM - Transverso Eletromagnético.

TM - Transverso Magnético.

UTD - Teoria Uniforme da Difração (*Uniform Theory of Diffraction*).

UWB - Banda Ultra Larga (*Ultra Wide Bandwidth*).

Sumário

Resumo	iii
Abstract	v
Lista de Figuras	vii
Lista de Tabelas	xiii
Lista de Siglas	xiv
1 Introdução	1
1.1 Contexto do trabalho	1
1.2 Histórico	3
1.3 Objetivo	6
1.4 Organização da dissertação	7
2 Análise do Espalhamento Eletromagnético no Domínio da Frequência através da UTD	9
2.1 Introdução	9
2.2 Ótica Geométrica	10
2.2.1 Campo da Ótica Geométrica	11
2.2.2 Campo refletido	12
2.3 Teoria Uniforme da Difração	16
2.3.1 Campo difratado	17
2.3.2 Arestas com condutividade finita	21

2.3.3	Coeficiente Heurístico proposto para arestas com condutividade finita	24
2.3.4	Comparações entre os coeficientes	25
2.3.5	Difração em arestas consecutivas	28
2.3.6	Tratamento dos coeficientes nas regiões de fronteira	32
2.4	Resultados numéricos	35
2.4.1	Fontes	35
2.4.2	Espalhamento por cilindros	36
2.5	Descontinuidade no campo resultante	55
2.5.1	Estudo de um caso prático	57
3	Análise do Espalhamento Eletromagnético no Domínio do Tempo através da TD-UTD	64
3.1	Introdução	64
3.2	Análise no domínio do tempo	65
3.3	A transformada ATT e suas propriedades	67
3.4	Campos eletromagnéticos no domínio do tempo	69
3.4.1	Ótica Geométrica no domínio do tempo (TD-GO)	69
3.4.2	Teoria Uniforme da Difração no domínio do tempo (TD-UTD) .	71
3.5	Convolução eficiente no tempo	74
3.6	Resultados numéricos	75
4	Caracterização de um Canal Rádio Banda Larga	85
4.1	Caracterização do canal rádio	85
4.1.1	Parâmetros de dispersão temporal	86
4.1.2	Banda de coerência	88
4.2	Estudo de um caso prático	88
5	Conclusões	105
5.1	Propostas de continuação do trabalho	107

Capítulo 1

Introdução

1.1 Contexto do trabalho

Com o crescimento da utilização das comunicações sem fio e a necessidade de transmissão de grande volume de dados, tornou-se necessária uma maior capacidade de transmissão nos canais de comunicação. Esta demanda por altas taxas de transmissão implica na utilização de uma maior faixa de frequências por canal de comunicação.

Diversas tecnologias que utilizam pulsos de banda ultra larga (UWB - *Ultra Wide Bandwidth*) estão sendo desenvolvidas. O FCC (*Federal Communications Commission*) possui duas classificações distintas para sinais UWB. A primeira delas considera que sinais de banda ultra larga são aqueles cuja banda é maior do que 25% da frequência central medida em relação às atenuações de 10dB, já a segunda considera aqueles cuja banda é maior do que 1,5 GHz [1]. Dentre as diversas aplicações que empregam esta tecnologia, destacam-se os radares de alta resolução e o rádio pulsado (*impulse radio*) [2, 3]. O sistema de rádio pulsado, que é um tipo de rádio digital, consiste na transmissão de vários pulsos codificados de curta duração e baixa densidade espectral de potência, sendo capaz de atingir grandes taxas de transmissão sem interferir com os sistemas atuais de comunicação.

À medida que a frequência de utilização aumenta, os modelos empíricos atualmente utilizados para a predição de cobertura tornam-se imprecisos por causa da maior dimensão dos obstáculos em relação ao comprimento de onda. Como os modelos empíricos se baseiam na descrição do ambiente através de poucos parâmetros, quando

se tenta prever a cobertura em micro ou picocélulas, a informação relativa ao ambiente se torna cada vez mais insuficiente ou imprecisa. Nestes casos, para uma melhor predição, é necessário utilizar um modelo determinístico, onde o ambiente é descrito detalhadamente. Existem diversos métodos numéricos para a resolução de problemas eletromagnéticos através de modelos determinísticos. Como neste trabalho será tratado apenas meios homogêneos, a solução para o problema de espalhamento eletromagnético pode ser obtida apenas através das correntes superficiais nos obstáculos. Para este tipo de consideração, destacam-se dois modelos para a resolução deste problema: os modelos baseados na resolução de equações integrais e os modelos baseados em métodos assintóticos. Os do primeiro tipo são mais precisos, no entanto são impraticáveis para ambientes muito complexos devido à sua grande demanda computacional. Os do segundo tipo, por sua vez, apresentam soluções aproximadas, que se tornam mais precisas à medida que a frequência de operação aumenta, podendo ser utilizados em ambientes mais complexos devido a uma demanda computacional relativamente menor. Métodos como o da FDTD (*Finite Difference Time Domain*) também podem ser utilizados, no entanto apresentam uma demanda computacional elevada, pois tratam o problema no volume e exigem condições de contorno mais complexas.

Dentre as soluções do segundo tipo, a combinação entre traçado de raios, Ótica Geométrica (GO - *Geometrical Optics*) e a Teoria Uniforme da Difração (UTD - *Uniform Theory of Diffraction*) [4] tem sido bastante utilizada, pois permite o cálculo preciso e de forma rápida do espalhamento eletromagnético em ambientes complexos, cujos obstáculos são muito maiores do que o comprimento de onda. Este tipo de ambiente é típico de micro e picocélulas de sistemas móveis de comunicação.

Para a predição da propagação de sinais de banda muito larga é mais adequada uma análise no domínio do tempo, pois neste domínio há um maior significado físico nos resultados obtidos. Com tais sinais é possível caracterizar de forma aproximada os parâmetros de dispersão temporal do canal rádio, como será visto no Cap. 4. A versão da UTD no domínio do tempo (TD-UTD) [5] é uma ferramenta que permite obter a resposta do campo espalhado de forma precisa, sendo mais rápida do que a utilização da UTD no domínio da frequência e uma posterior aplicação de uma Transformada

Inversa de Fourier. Assim como a UTD, a TD-UTD apresenta melhores resultados quando as dimensões dos obstáculos são muito maiores do que a largura do pulso transmitido. Os resultados obtidos através da TD-UTD são válidos nas proximidades do tempo de chegada de cada frente de onda [5, 6].

1.2 Histórico

Em 1962, Joseph B. Keller desenvolveu a GTD (*Geometrical Theory of Diffraction*) [7], para resolver o problema da difração em uma cunha (Fig. 1.1). Tal teoria permitiu considerar os efeitos difrativos de forma simples, tal qual é considerado o mecanismo da reflexão na Ótica Geométrica (GO). O coeficiente de difração inicialmente desenvolvido foi para condutores elétricos perfeitos, que, multiplicado pelo valor do campo incidente na aresta, permite calcular com uma certa precisão o campo difratado em volta. Porém, este coeficiente apresentava singularidades na vizinhança das fronteiras de sombra e reflexão. Por volta de 1974, Robert G. Kouyoumjian e Prabhakar H. Pathak uniformizaram o coeficiente proposto por Keller de forma a acabar com estas singularidades, surgindo então a UTD [4]. Inicialmente, estes coeficientes foram desenvolvidos para cunhas condutoras elétricas perfeitas e então, somente em 1984, Raymond J. Luebbers, de forma pioneira, incluiu o efeito das perdas nos coeficientes da UTD [8], visando a caracterização de um enlace de rádio em grandes perfis de solo. Devido ao modo heurístico como foram criados, os coeficientes desenvolvidos por Luebbers apresentam algumas falhas, o que desencadeou diversos estudos sobre estes coeficientes [9, 10]. Foram desenvolvidos e estudados coeficientes baseados na solução de Maliuzhinets [11, 12], que é mais rigorosa, embora seja mais complexa de se calcular [13, 14]. Estes coeficientes de Maliuzhinets não são apropriados para a utilização em geometrias complexas devido ao tempo de processamento relativamente maior, quando comparado com os coeficientes de Luebbers, pois envolvem a solução de uma integral. Então, somente em 2000, Peter D. Holm fez uma modificação no coeficiente proposto inicialmente por Luebbers [15], conseguindo resultados satisfatórios onde o coeficiente de Luebbers falha. Paralelamente, em 2001, Jacques Lavergnat *et al.* [16]

propuseram alterações nos ângulos para os coeficientes de reflexão utilizados nos coeficientes de difração inicialmente propostos por Luebbers, de forma que este coeficiente de difração obedecesse o princípio da reciprocidade.

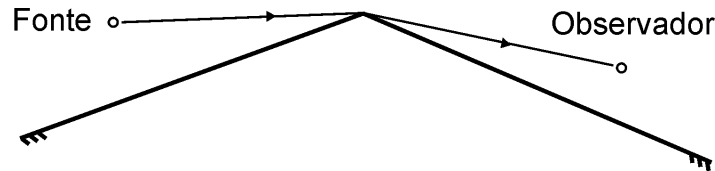


Figura 1.1: Difração por uma cunha.

Outro problema, tema de diversos trabalhos, é o da difração dupla em arestas consecutivas (Fig. 1.2). Neste caso, o observador **O** se encontra no lado oposto de um obstáculo em relação ao transmissor **T**, onde só ocorre a incidência de raios que sofrem no mínimo duas difrações. Este tipo de geometria é muito comum em ambientes urbanos, sendo este fenômeno importante quando o receptor não está na linha de visada do transmissor para a caracterização do canal rádio. Utilizar somente os termos de primeira ordem para o cálculo do campo nestas situações resulta em campo nulo nesta região. Em 1989 Luebbers derivou os termos de segunda ordem dos coeficientes de difração, conhecidos também como *slope diffraction*, para cunhas com perdas [17], visando também a aplicação para a predição de propagação em grandes perfis de solo. Recentemente, Holm derivou os termos de ordem superior para os coeficientes de difração [18], mas o uso destes termos implica em dificuldades na obtenção das derivadas de ordem superior dos coeficientes de difração e reflexão. Diversas outras formas de resolver o problema da difração dupla foram desenvolvidas, mas são soluções mais complexas [19, 20, 21, 22] que requerem um maior esforço computacional.

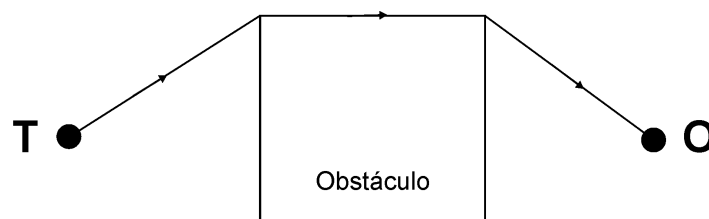


Figura 1.2: Problema da difração em arestas consecutivas.

Em 1996, Rousseau e Pathak, visando o cálculo do espalhamento eletromagnético diretamente no tempo, desenvolveram uma versão da UTD no domínio do tempo denominada TD-UTD [5] para analisar o espalhamento em obstáculos condutores perfeitos, cujas dimensões são muito maiores do que a largura do pulso analisado. Calcular o campo espalhado diretamente no domínio do tempo apresenta algumas vantagens em relação a calculá-lo no domínio da frequência e aplicar posteriormente uma Transformada Inversa de Fourier. Dentre estas vantagens destaca-se a não ocorrência de *aliasing* para uma mesma janela de observação. No caso da aplicação de uma IFFT, é necessário definir uma janela de tempo que seja grande o suficiente para minimizar os efeitos de *aliasing*, o que significa calcular mais pontos do que os de interesse. Outra vantagem importante é quanto à velocidade de processamento, pois o cálculo através da TD-UTD se torna relativamente mais rápido quando o número de pontos considerados aumenta, já que a operação de IFFT necessária no domínio da frequência se torna mais lenta à medida que o número de pontos considerados aumenta.

Para o cálculo do espalhamento eletromagnético através da UTD e TD-UTD, é necessário obter os raios que partem da antena transmissora e chegam à antena receptora em um dado ambiente, os quais sofrem os efeitos dos diversos mecanismos de propagação, tais como a reflexão e a difração. Diversos métodos para o traçado destes raios foram desenvolvidos, sendo que eles se dividem em dois principais grupos: os baseados na técnica SBR (*Shooting and Bouncing Ray*) ou método da força bruta, e os baseados na Teoria das Imagens IT (*Image Theory*). Na técnica SBR, diversos raios são lançados da antena transmissora e a trajetória de cada um é acompanhada até que eles atinjam a antena receptora, levando em consideração a interação do raio com os obstáculos. É uma técnica aproximada, pois os raios encontrados são aproximados, já que são considerados todos os raios que incidem em uma esfera ao redor do ponto de recepção. Nos métodos baseados na Teoria das Imagens, são consideradas imagens ópticas do transmissor para o cálculo dos raios refletidos, permitindo encontrar todos os raios que partem do transmissor e chegam ao receptor com um número máximo de reflexões, sem redundância.

Em 2002, Daniela N. Schettino [23] desenvolveu em seu trabalho um software

para traçado de raios, cujo algoritmo é baseado na teoria das imagens, que permite obter todas as trajetórias óticas que partem de uma antena transmissora e atingem uma antena receptora com um número máximo de difrações e reflexões previamente determinado. Estes ambientes podem ser 2D ou *quasi*-3D [23]. Em ambientes *quasi*-3D, são desconsiderados os fenômenos de propagação que acontecem no topo dos obstáculos, pois suas alturas são consideradas infinitas. Nestes ambientes é considerada a reflexão no solo plano. Para o cálculo do campo eletromagnético, foi aplicada a GO e a UTD. No entanto, a UTD empregada não permitia o cálculo do campo de forma precisa quando se tinha mais de uma difração em arestas consecutivas e quando eram consideradas as perdas. O módulo de traçado de raios deste *software* será utilizado aqui neste trabalho como plataforma para a implementação dos procedimentos de cálculo de campo. Para obter maiores detalhes sobre o algoritmo de traçado de raios, consulte a Ref. [23].

1.3 Objetivo

Este trabalho é uma continuação do trabalho desenvolvido anteriormente em [23], tendo como objetivo aperfeiçoar as técnicas para o cálculo do campo eletromagnético através da UTD desenvolvidas naquele trabalho. Com relação à UTD no domínio da frequência, o objetivo aqui será estudar e incluir o efeito das perdas nos coeficientes de difração, visando sempre a sua aplicabilidade na caracterização do canal rádio em ambientes urbanos. Além das perdas, será desenvolvida também uma formulação que permita o cálculo satisfatório do campo eletromagnético após o raio sofrer dupla difração em arestas consecutivas (ver Fig. 1.2). Para isto, serão avaliados os campos eletromagnéticos de segunda ordem para a difração, conhecidos também como *slope diffraction*. Será estudada também a versão da UTD no domínio do tempo (TD-UTD), que será uma nova ferramenta para a predição de sinais de banda larga no domínio do tempo.

1.4 Organização da dissertação

O texto desta dissertação está organizado como mostrado a seguir. O Capítulo 2 consiste na análise do espalhamento eletromagnético por obstáculos de seções retas diversas no domínio da frequência, visando sua aplicação na caracterização do canal rádio. Nele serão abordados os conceitos da GO e da UTD, bem como os problemas e soluções encontrados quando se tenta expandir a formulação da UTD para materiais com condutividade finita. Na Seção 2.3.2, serão estudados alguns modos de se definir o coeficiente de difração para perdas, onde será escolhido um que seja mais adequado para se utilizar em ambientes urbanos. A seguir, na Seção 2.3.5, será abordado o problema da difração dupla em arestas consecutivas, onde será desenvolvido o termo de segunda ordem da difração (*slope diffraction*). Depois, na Seção 2.4, serão estudados diversos casos nos quais serão comparados os campos avaliados pela UTD e por um método de referência, considerando as perdas. Os resultados utilizados como referência neste trabalho serão obtidos através da resolução das equações integrais utilizando o Método dos Momentos (MoM) [24, 25]. Para considerar as perdas, o Método dos Momentos foi modificado de forma a possuir condições de contorno baseadas em impedâncias de superfície do tipo Leontovich [12].

Após a obtenção de uma UTD confiável no domínio da frequência e que considera as perdas, no Capítulo 3 será obtida a UTD no domínio do tempo através da aplicação de uma transformada analítica temporal (ATT). Serão mostrados o conceito de sinal analítico, a transformada ATT e algumas propriedades que serão úteis para a obtenção das expressões analíticas da UTD no domínio do tempo. Na Seção 3.4.2, a transformada será aplicada aos diversos coeficientes relacionados com principais mecanismos de propagação e suas expressões no domínio do tempo serão obtidas. A partir de então, na Seção 3.6, serão analisados diversos casos no domínio do tempo para algumas geometrias como a cunha e o cilindro de seção reta quadrada. Estes resultados serão comparados com os resultados obtidos através da aplicação da Transformada Inversa de Fourier nos resultados obtidos com a formulação do Capítulo 2 e nos resultados obtidos através do Método dos Momentos. Para o caso da cunha, os resultados obtidos

com a aplicação da TD-UTD serão confrontados com os resultados obtidos através da aplicação das equações integrais no domínio do tempo (TD-IE) [26].

No Capítulo 4 será feito um estudo de um caso prático, cujos parâmetros do canal rádio serão obtidos através de uma análise do espalhamento eletromagnético no domínio do tempo. Serão mostrados os conceitos de multipercurso, canal rádio e os parâmetros necessários para a sua caracterização, como o espalhamento rms e a banda de coerência. Serão avaliados, também, os efeitos de se incluir as perdas e a difração dupla na obtenção destes parâmetros. Na Seção 4.2 os parâmetros do canal rádio para uma região de uma cidade serão obtidos, considerando uma aproximação *quasi*-3D para o ambiente.

As conclusões serão apresentadas no Capítulo 5, bem como as propostas para a continuação do trabalho.

Capítulo 2

Análise do Espalhamento Eletromagnético no Domínio da Frequência através da UTD

2.1 Introdução

Nos sistemas de comunicação sem fio, os parâmetros relacionados ao canal de comunicação, como taxa máxima de transmissão e potência no receptor, dependem de como o ambiente afeta a propagação da radiação eletromagnética emitida por uma antena. Antes de se colocar tais sistemas em operação, é necessário especificar os equipamentos (transmissores e antenas) e suas posições no ambiente. Para tal, é necessário prever a propagação dos campos eletromagnéticos neste ambiente de forma confiável. A predição numérica da propagação eletromagnética é uma ferramenta de grande auxílio no planejamento de sistemas de comunicação, pois diminui o número de medições necessárias.

Como em ambientes urbanos as construções possuem formas geométricas diversas, a obtenção do campo eletromagnético espalhado por estes obstáculos tem sido tema de diversos estudos. Dependendo da complexidade do problema, a obtenção de soluções analíticas derivadas diretamente das equações de Maxwell torna-se impossível ou impraticável. Sendo assim, foram desenvolvidas diversas técnicas aproximadas para o cálculo deste campo. Dentre estas técnicas, destacam-se os métodos baseados na resolução de equações integrais, que são obtidas diretamente das equações de Maxwell.

Suas soluções através do Método dos Momentos [24, 25] são conhecidamente precisas, porém tornam-se impraticáveis quando a frequência e/ou a complexidade do ambiente aumentam devido à sua grande demanda computacional.

Outras técnicas são as baseadas em métodos assintóticos. De uma forma geral, os métodos assintóticos são métodos para a resolução de problemas matemáticos que se tornam mais precisos à medida que alguns parâmetros se aproximam de um determinado valor [27]. Mais especificamente, no caso da teoria eletromagnética, estes métodos se apresentam melhores para frequências relativamente elevadas, quando os obstáculos possuem dimensões muito grandes se comparadas ao comprimento de onda.

Neste capítulo, serão estudados os conceitos da Ótica Geométrica (GO) e da Teoria Uniforme da Difração (UTD), que serão utilizados em conjunto para o cálculo do campo eletromagnético espalhado por obstáculos com seções retas diversas. Toda a formulação desenvolvida neste capítulo está no domínio fasorial, ou seja, o termo $e^{j\omega t}$ é suprimido das equações.

2.2 Ótica Geométrica

Uma consideração importante para os campos eletromagnéticos em alta frequência é a sua aproximação como uma onda localmente plana, pois a maioria dos obstáculos presentes nos ambientes de interesse apresentam, geralmente, dimensões muito maiores do que o comprimento de onda. Este comportamento permite derivar equações simples para o cálculo da propagação de tais campos. Uma dessas aproximações é a que considera o campo da Ótica Geométrica em meios homogêneos como uma onda transversa eletromagnética (TEM). Neste tipo de onda, os campos elétrico e magnético são perpendiculares entre si e mutualmente perpendiculares à direção de propagação da energia, dada pelo vetor de Poynting.

Na GO surge o conceito de raio. De acordo com McNamara [28], os raios são definidos como curvas tangentes às direções de propagação da energia, ou seja, não existe transporte de energia transversalmente a um raio. Em meios homogêneos estes raios são trajetórias retilíneas e podem ser determinados através de algoritmos

de traçado de raios relativamente simples [23].

2.2.1 Campo da Ótica Geométrica

De uma forma geral, a propagação do campo eletromagnético na GO pode ser calculada considerando o tubo de raios astigmático mostrado na Fig. 2.1. Neste tubo, s é a distância do ponto de observação à um ponto de referência $s = 0$. A superfície onde s é constante é uma superfície de fase constante, apresentando raios de curvatura dados pelas distâncias das cáusticas a esta superfície (ρ_1 e ρ_2 , no caso ilustrado na Fig. 2.1). Cáusticas podem ser pontos, linhas ou superfícies onde o campo calculado pela GO diverge. De acordo com a notação da Fig. 2.1, o campo da GO é dado por [28]

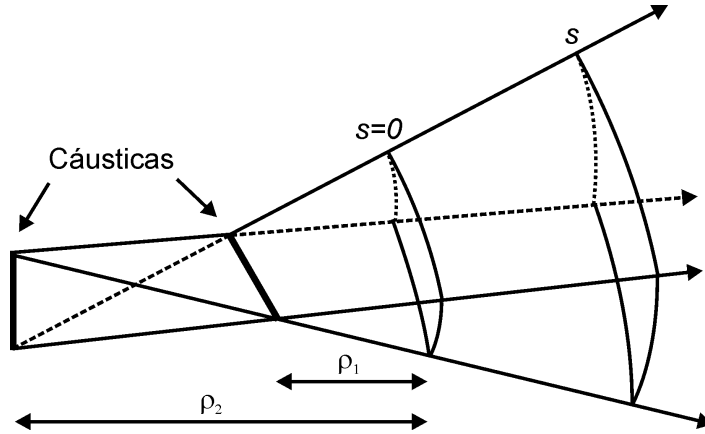


Figura 2.1: Tubo de raios astigmático.

$$\vec{E}(s) = \vec{E}_0 A(s) e^{-jks}, \quad (2.1)$$

onde $\vec{E}_0$ é o campo elétrico na posição de referência ($s = 0$) e k é a constante de propagação, dada por $2\pi/\lambda$. $A(s)$ é o fator de espalhamento e é dado por

$$A(s) = \sqrt{\frac{\rho_1}{\rho_1 + s}} \sqrt{\frac{\rho_2}{\rho_2 + s}}, \quad (2.2)$$

onde ρ_1 e ρ_2 são os raios de curvatura principais da frente de onda na posição de referência $s = 0$.

De acordo com a Eq. 2.2, quando o raio atravessa uma das cáusticas, isto é, quando $s = -\rho_1$ ou $s = -\rho_2$, significa uma mudança no sinal do argumento que

está dentro da raiz quadrada correspondente. Para explicitar esta passagem por uma cáustica, o campo da Eq. 2.1 será reescrito como

$$\vec{E}(s) = \vec{E}_0 A(s) e^{-jks} e^{j(n-m)\pi/2}, \quad (2.3)$$

onde agora

$$A(s) = \sqrt{\left| \frac{\rho_1 \rho_2}{(\rho_1 + s)(\rho_2 + s)} \right|}, \quad (2.4)$$

n é o número de cáusticas que o raio atravessa quando se move do ponto de referência ao ponto de observação s na direção de propagação e m é o número de cáusticas atravessadas na direção oposta.

Ao longo deste trabalho, serão analisados casos 2D e *quasi*-3D. Nos casos *quasi*-3D são considerados também os raios que refletem no solo plano, como mostrado na Fig. 2.2. Esta aproximação não é totalmente tridimensional por não considerar os fenômenos de propagação no topo dos obstáculos.

Nos casos bidimensionais o tubo de raios assume o formato cilíndrico, ou seja, ρ_1 ou ρ_2 tende a infinito. Nestes casos, o fator de espalhamento para ondas cilíndricas pode ser escrito como [28]

$$A(s) = \sqrt{\left| \frac{\rho}{(\rho + s)} \right|}, \quad (2.5)$$

onde ρ é o raio de curvatura da frente de onda cilíndrica.

Características importantes dos campos da GO podem ser observadas nas Eqs. (2.3) e (2.4). A primeira delas é que, em meios homogêneos, a polarização se conserva ao longo da trajetória. Isso permite que o cálculo dos campos seja feito de forma escalar ao longo da trajetória. Outra característica é que, da forma como o fator de espalhamento é calculado, a energia se conserva ao longo do tubo de raios [28].

2.2.2 Campo refletido

Quando um campo incide em um obstáculo com uma determinada condutividade, correntes são induzidas no material. Estas correntes induzidas irradiam, produzindo o campo espalhado. Portanto é necessário considerar as contribuições de todas

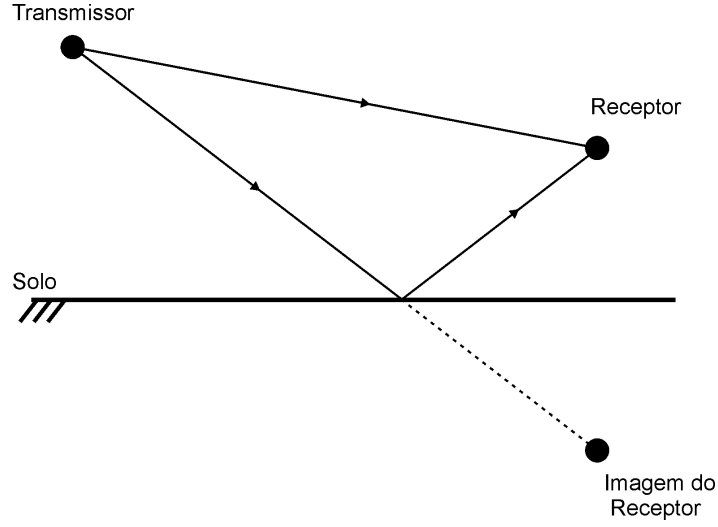


Figura 2.2: Modelo *quasi*-3D para o traçado de raios.

as correntes na superfície para o cálculo deste campo. No entanto, à medida que a frequência da onda incidente aumenta, é possível mostrar que a maior contribuição para o campo espalhado é originada de uma região ao redor de um ponto chamado ponto de reflexão ou ponto especular, desde que não exista descontinuidades na curvatura da superfície neste ponto [28]. Para se determinar a localização deste ponto de reflexão, pode-se utilizar métodos baseados na Ótica Geométrica [23].

Considere o tubo de raios da Fig. 2.3, onde Q_r é o ponto de reflexão e P é o ponto de observação. É possível distinguir dois tubos de raios para o cálculo dos fatores de espalhamento, sendo um para o raio incidente e outro para o raio refletido. O campo refletido incidente em P após a reflexão em Q_r é dado através da equação [28]

$$\vec{E}^r(P) = \vec{E}^i(Q_r) \cdot \bar{\mathbf{R}} A(s_r) e^{-jks_r}, \quad (2.6)$$

onde $\vec{E}^i(Q_r)$ é o campo elétrico incidente no ponto de reflexão, s_r é a distância do ponto de reflexão Q_r ao ponto de observação P , $\bar{\mathbf{R}}$ é a diádica de coeficientes de reflexão e o fator de espalhamento $A(s_r)$ é obtido da mesma forma que na Eq. (2.4) com os raios de curvatura ρ_1^r e ρ_2^r da onda refletida. Estes raios de curvatura para o tubo de raios refletido (ρ_1^r e ρ_2^r) podem ser diferentes daqueles do tubo de raios incidente (ρ_1^i e ρ_2^i), caso a superfície refletora apresente curvaturas finitas [28]. Como neste trabalho

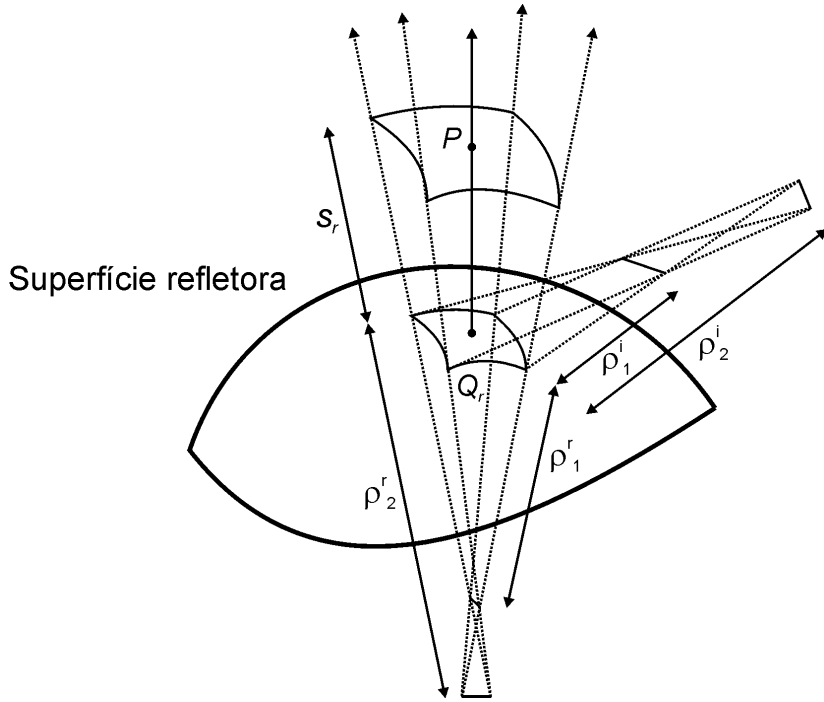


Figura 2.3: Tubos de raios na reflexão.

serão consideradas apenas superfícies planas, os raios de curvatura para o tubo de raios refletido serão iguais aos do tubo incidente calculados no ponto Q_r , ou seja $\rho_1^r = \rho_1^i$ e $\rho_2^r = \rho_2^i$. O termo relativo às cáusticas são desconsiderados aqui, pois os casos analisados serão de ondas divergentes incidindo em superfícies planas. A seguir será explicado como é obtida a diádica de coeficientes de reflexão utilizada na Eq. (2.6).

Coeficiente de reflexão

Para a obtenção dos coeficientes de reflexão, será adotada a notação mostrada na Fig. 2.4 para os campos incidente e refletido. Como foi dito anteriormente, pelo fato de se comportar como uma onda localmente plana nas proximidades do ponto de reflexão, os campos podem ser decompostos em duas polarizações. Uma das polarizações é paralela ao plano de incidência, aqui denominada $\hat{\phi}_i$ para o campo incidente e $\hat{\phi}_r$ para o campo refletido. A outra polarização é perpendicular ao plano de incidência, aqui denominada $\hat{\beta}_i$ para o campo incidente e $\hat{\beta}_r$ para o campo refletido. Neste contexto, o plano de incidência é definido como o plano que contém o vetor que aponta na direção

de propagação do raio incidente ($\hat{s}_i$) e o vetor normal à superfície de reflexão ($\hat{n}$).

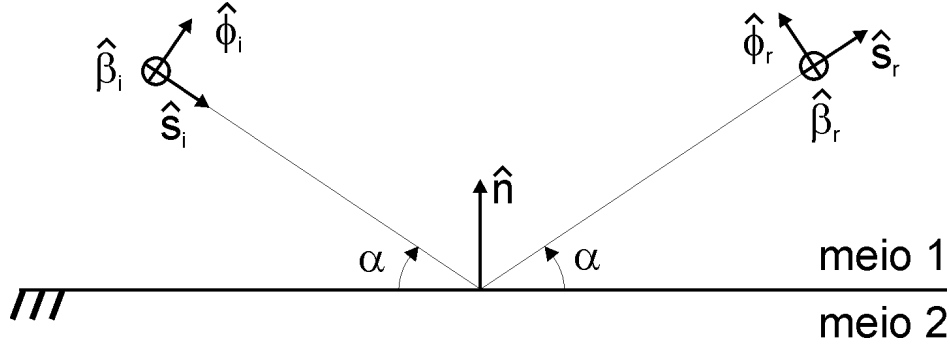


Figura 2.4: Bases vetoriais utilizadas para o cálculo dos coeficientes de reflexão.

Os coeficientes de reflexão para as polarizações perpendicular (R_β) e paralela (R_ϕ) são os coeficientes de Fresnel para reflexão de ondas planas, dados por [17]:

$$R_\beta = \frac{\sin\alpha - \sqrt{\hat{\epsilon}_r - \cos^2\alpha}}{\sin\alpha + \sqrt{\hat{\epsilon}_r - \cos^2\alpha}}, \quad (2.7)$$

$$R_\phi = \frac{\hat{\epsilon}_r \sin\alpha - \sqrt{\hat{\epsilon}_r - \cos^2\alpha}}{\hat{\epsilon}_r \sin\alpha + \sqrt{\hat{\epsilon}_r - \cos^2\alpha}}, \quad (2.8)$$

onde α é o ângulo de incidência medido em relação à superfície. O termo $\hat{\epsilon}_r$ é a permissividade complexa relativa, cuja expressão é

$$\hat{\epsilon}_r = \epsilon_r - j\sigma/\omega\epsilon_0, \quad (2.9)$$

onde ϵ_r é a permissividade elétrica relativa do meio 2, σ é a condutividade elétrica do meio 2, ω é a frequência angular do campo incidente e ϵ_0 é a permissividade elétrica do vácuo. Note que aqui considera-se que os dois meios possuem a mesma permeabilidade magnética ($\mu_1 = \mu_2 = \mu_0$).

Como neste trabalho serão analisados também obstáculos condutores elétricos perfeitos (CEP), é importante obter os valores dos coeficientes de reflexão no limite $\sigma \rightarrow \infty$. Neste limite, os coeficientes de reflexão para as polarizações paralela e perpendicular tendem respectivamente a $R_\phi = +1$ e $R_\beta = -1$. Já no caso de condutores magnéticos perfeitos (CMP), os coeficientes tendem a $R_\phi = -1$ e $R_\beta = +1$.

Tendo calculado os coeficientes de reflexão para ambas as polarizações, a diádica de coeficientes de reflexão pode ser escrita como [28]

$$\bar{\mathbf{R}} = R_\phi \hat{\phi}_i \hat{\phi}_r + R_\beta \hat{\beta}_i \hat{\beta}_r. \quad (2.10)$$

Escrevendo no formato matricial, o campo elétrico refletido pode ser escrito como

$$\begin{bmatrix} E_{\beta_r}^r \\ E_{\phi_r}^r \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} R_\beta & 0 \\ 0 & R_\phi \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_{\beta_i}^i(Q_r) \\ E_{\phi_i}^i(Q_r) \end{bmatrix} A(s_r) e^{-jk s_r}, \quad (2.11)$$

onde $E_{\beta_i}^i$ e $E_{\phi_i}^i$ são os campos incidentes no ponto de reflexão Q_r nas polarizações $\hat{\beta}_i$ e $\hat{\phi}_i$, respectivamente. O fator relativo

2.3 Teoria Uniforme da Difração

Considere o caso da Fig. 2.5, na qual existe uma fonte pontual na presença de uma cunha condutora. Nesta figura é possível observar três regiões distintas, conforme a GO. A região I é aquela onde existem raios refletidos pelo obstáculo e raios provenientes diretamente da fonte. A região II é caracterizada pela presença apenas de raios diretos, ou seja, quando o observador passa da região I para a região II ocorre uma descontinuidade no campo resultante calculado pela GO, causada pela ausência do raio refletido. A fronteira entre estas duas regiões é denominada fronteira de sombra do raio refletido (FSR). A região III é aquela onde não existem raios diretos ou refletidos, também conhecida como região de sombra. Quando o observador passa da região II para a região III surge uma descontinuidade no campo resultante, provocada pela ausência do raio incidente. A fronteira entre estas regiões é denominada fronteira de sombra do raio incidente (FSI).

Sabe-se que este comportamento descontínuo para o campo eletromagnético é fisicamente impossível, sendo ele contínuo e suave em todo o espaço. A UTD, mantendo a idéia de rastreamento através de raios, compensa as descontinuidades nos campos provenientes da aplicação simples da GO e calcula de forma aproximada os campos nas regiões de sombra. No entanto, a UTD não assegura a continuidade das derivadas, como será mostrado mais adiante.

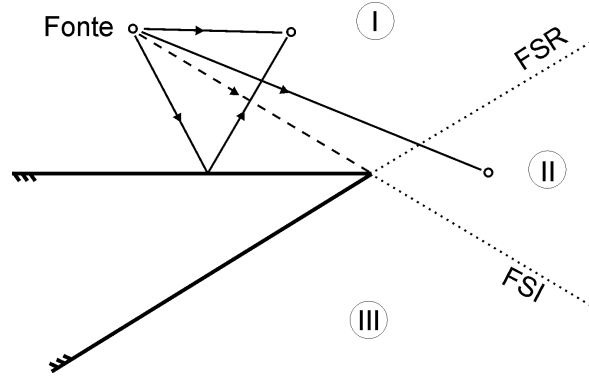


Figura 2.5: Regiões da Ótica Geométrica.

2.3.1 Campo difratado

Como mostrado na Fig. 2.6, um raio incidindo em uma determinada aresta com um ângulo β'_0 medido em relação a ela produz infinitos raios difratados no formato de cone. Cada raio possui um ângulo β_0 em relação à aresta, que é igual ao ângulo β'_0 incidente. Este ângulo é calculado através da equação

$$\sin\beta_0 = |\hat{s}_i \times \hat{e}|, \quad (2.12)$$

onde $\hat{e}$ é o vetor unitário tangente à aresta, como mostrado na Fig. 2.6.

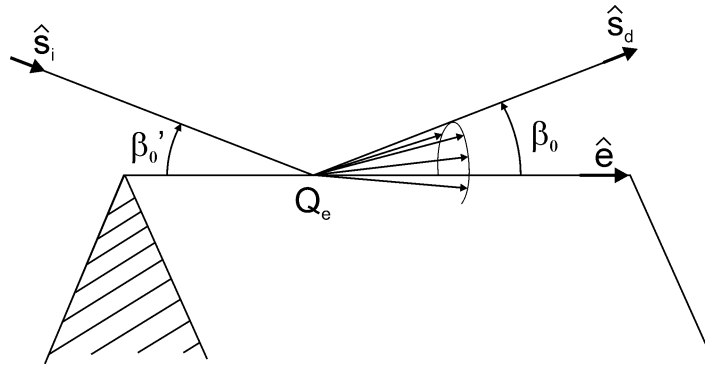


Figura 2.6: Cone de raios difratados por uma aresta.

Na UTD, cada raio difratado é calculado de forma muito parecida com um raio refletido, bastando multiplicar o campo incidente em um ponto Q_e da aresta por um coeficiente de difração apropriado. Assim, o campo difratado por uma aresta pode ser

escrito como [28]

$$\vec{E}^d(P) = \vec{E}^i(Q_e) \cdot \bar{\mathbf{D}} A(s_d) e^{-jks_d}, \quad (2.13)$$

onde s_d é a distância do ponto de difração ao ponto de observação, $\bar{\mathbf{D}}$ é a diádica de coeficientes de difração e $A(s_d)$ é o fator de espalhamento, que no caso do raio difratado é dado por [28]

$$A(s_d) = \sqrt{\frac{\rho}{s_d(s_d + \rho)}}. \quad (2.14)$$

Para a obtenção dos coeficientes de difração, deve-se utilizar um sistema de coordenadas fixo à aresta, como mostrado na Fig. 2.7. Neste sistema, o campo incidente é decomposto nas polarizações $\hat{\beta}_i$ e $\hat{\phi}_i$ e o campo difratado nas polarizações $\hat{\beta}_d$ e $\hat{\phi}_d$. ϕ_i e ϕ_d são os ângulos que os planos de incidência (plano que contém $\hat{e}$ e $\hat{s}_i$) e de difração (plano que contém $\hat{e}$ e $\hat{s}_d$) fazem com a face 0, respectivamente.

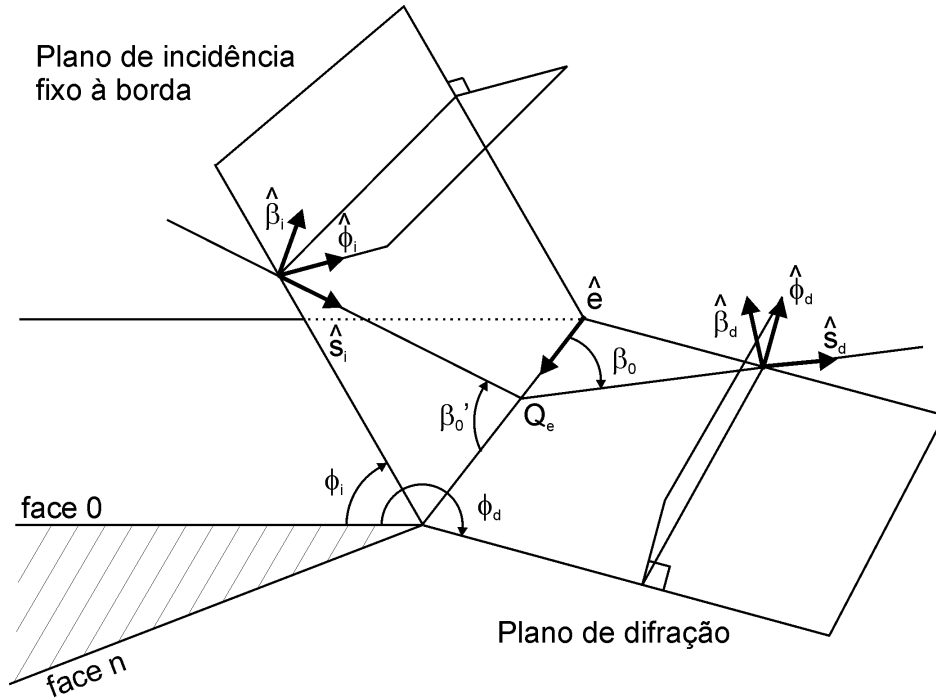


Figura 2.7: Sistema de coordenadas fixo à aresta.

Neste trabalho foi utilizada uma definição diferente da usualmente adotada [28]

para as polarizações $\hat{\phi}_d$ e $\hat{\beta}_d$ do campo difratado. Aqui definiu-se

$$\hat{\phi}_i = \frac{\hat{e} \times \hat{s}_i}{|\hat{e} \times \hat{s}_i|}, \quad (2.15)$$

$$\hat{\beta}_i = \hat{\phi}_i \times \hat{s}_i, \quad (2.16)$$

$$\hat{\phi}_d = \frac{\hat{e} \times \hat{s}_d}{|\hat{e} \times \hat{s}_d|}, \quad (2.17)$$

$$\hat{\beta}_d = \hat{\phi}_d \times \hat{s}_d, \quad (2.18)$$

de forma que não é mais necessário efetuar inversões de sinal no campo difratado toda vez que este deixa o ponto de difração.

De acordo com este sistema de coordenadas, a diádica de difração é escrita como

$$\bar{\mathbf{D}} = D_s \hat{\beta}_i \hat{\beta}_d + D_h \hat{\phi}_i \hat{\phi}_d, \quad (2.19)$$

onde D_s é o coeficiente de difração para a polarização $\hat{\beta}$, também chamado de *soft*, e D_h é o coeficiente de difração para a polarização $\hat{\phi}$, também chamado de *hard* [28]. Escrevendo no formato matricial, o campo difratado por uma aresta pode ser escrito como

$$\begin{bmatrix} E_{\beta_d}^d \\ E_{\phi_d}^d \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} D_s & 0 \\ 0 & D_h \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_{\beta_i}^i(Q_e) \\ E_{\phi_i}^i(Q_e) \end{bmatrix} A(s_d) e^{-jks_d}, \quad (2.20)$$

onde $E_{\beta_i}^i$ e $E_{\phi_i}^i$ são os campos incidentes no ponto de difração Q_e nas polarizações $\hat{\beta}_i$ e $\hat{\phi}_i$, respectivamente.

Coeficiente de difração para arestas condutoras elétricas perfeitas

Para o cálculo dos coeficientes de difração, será considerada a notação da Fig. 2.8. A representação tridimensional é abandonada momentaneamente para tornar mais fácil o entendimento da formulação.

Para arestas de faces condutoras perfeitas, os coeficientes D_s e D_h são dados por [28]

$$D_{s,h}(L_i, L_{r0}, L_{rn}, \phi_d, \phi_i, \beta_0, n) = D_1 + D_2 + R_{s,h}(D_3 + D_4), \quad (2.21)$$

onde $R_{s,h} = \mp 1$ são os coeficientes de reflexão para uma superfície CEP [28, 4] e $R_{s,h} = \pm 1$ são os coeficientes para uma superfície CMP. Os componentes D_l são termos

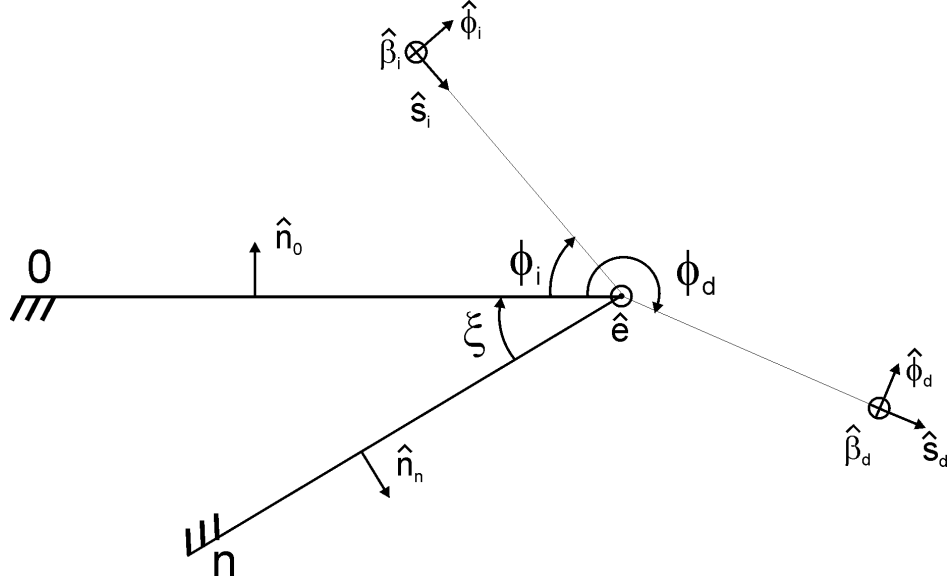


Figura 2.8: Notação utilizada para o cálculo da difração por uma aresta.

relacionados com cada uma das fronteiras de transição e podem ser calculados por [15]:

$$D_1 = \frac{-e^{-j\pi/4}}{2n\sqrt{2\pi k} \sin\beta_0} \cot\left[\frac{\pi + (\phi_d - \phi_i)}{2n}\right] F_{tr}\left(2kL_in^2 \sin^2\left[\frac{\pi + (\phi_d - \phi_i)}{2n}\right]\right), \quad (2.22)$$

$$D_2 = \frac{-e^{-j\pi/4}}{2n\sqrt{2\pi k} \sin\beta_0} \cot\left[\frac{\pi - (\phi_d - \phi_i)}{2n}\right] F_{tr}\left(2kL_in^2 \sin^2\left[\frac{\pi - (\phi_d - \phi_i)}{2n}\right]\right), \quad (2.23)$$

$$D_3 = \frac{-e^{-j\pi/4}}{2n\sqrt{2\pi k} \sin\beta_0} \cot\left[\frac{\pi + (\phi_d + \phi_i)}{2n}\right] F_{tr}\left(2kL_{r0}n^2 \sin^2\left[\frac{\pi + (\phi_d + \phi_i)}{2n}\right]\right), \quad (2.24)$$

$$D_4 = \frac{-e^{-j\pi/4}}{2n\sqrt{2\pi k} \sin\beta_0} \cot\left[\frac{\pi - (\phi_d + \phi_i)}{2n}\right] F_{tr}\left(2kL_{rn}n^2 \sin^2\left[\frac{\pi - (\phi_d + \phi_i)}{2n}\right]\right), \quad (2.25)$$

onde o parâmetro n , que está relacionado com o ângulo externo da cunha, é dado por

$$n = \frac{2\pi - \xi}{\pi}. \quad (2.26)$$

A função de transição $F_{tr}(x)$, cujo objetivo é uniformizar o campo difratado quando os termos $\cot(\cdot)$ tendem a infinito, é dada por

$$F_{tr}(x) = 2j\sqrt{x} e^{jx} \int_{\sqrt{x}}^{\infty} e^{-ju^2} du. \quad (2.27)$$

Nos casos onde ocorre incidência rasante, ou seja, quando $\phi_i = 0$ ou $\phi_i = n\pi$, o campo difratado total, dado pela Eq. 2.13, para ambas as polarizações deve ser multiplicado por $1/2$ [15, 28].

O parâmetro de distância L_i , que está relacionado com a fronteira de sombra para o raio incidente, é calculado através da equação [28]

$$L_i = \frac{s_d(\rho_e^i + s_d)\rho_1^i\rho_2^i}{\rho_e^i(\rho_1^i + s_d)(\rho_2^i + s_d)} \sin^2\beta_0, \quad (2.28)$$

onde ρ_1^i é o raio de curvatura da frente de onda incidente no ponto de difração no plano de incidência (plano que contém $\hat{s}_i$ e a normal a uma das faces) e ρ_2^i é o raio de curvatura da frente de onda incidente no ponto de difração no plano transversal ao plano de incidência. ρ_e^i é o raio de curvatura da frente de onda no plano de incidência fixo à borda (plano que contém $\hat{s}_i$ e $\hat{e}$).

Neste trabalho serão estudados casos onde serão utilizadas frentes de onda esféricas e cilíndricas. Para a frente de onda esférica, $\rho_{1,2}^i = \rho_e^i = s_i$ [28]. Para a frente de onda cilíndrica, $\rho_1^i = s_i$ e $\rho_e^i = \rho_2^i \rightarrow \infty$. Sendo assim, para ambas as frentes de onda, L_i se reduz a

$$L_i = \frac{s_d s_i}{s_d + s_i} \sin^2\beta_0. \quad (2.29)$$

Os parâmetros associados às fronteiras de sombra de reflexão são obtidos de forma similar a L_i , sendo dados por [28]

$$L_{r0,n} = \frac{s_d(\rho_e^{r0,n} + s_d)\rho_1^{r0,n}\rho_2^{r0,n}}{\rho_e^{r0,n}(\rho_1^{r0,n} + s_d)(\rho_2^{r0,n} + s_d)} \sin^2\beta_0, \quad (2.30)$$

onde $\rho_1^{r0,n}$ e $\rho_2^{r0,n}$ são os raios de curvatura principais da frente de onda refletida nas faces 0 e n, respectivamente, e ρ_e^r é o raio de curvatura da frente de onda refletida no plano que contém o raio refletido e a aresta $\hat{e}$.

Como neste trabalho serão consideradas apenas arestas retas com superfícies planas, tem-se que $\rho_e^{r0,n} = \rho_e^i$, $\rho_1^r = \rho_1^i$ e $\rho_2^r = \rho_2^i$, ou seja $L_{r0,n} = L_i$.

2.3.2 Arestas com condutividade finita

Calcular o campo difratado para obstáculos com condutividade finita de forma eficiente e mais independente possível da geometria é uma tarefa complicada e que

vem sendo muito estudada [8, 9, 10, 13, 14, 15, 16]. Inicialmente, de forma heurística, Luebbers [8, 17] substituiu os coeficientes de reflexão utilizados no cálculo dos coeficientes de difração pelos coeficientes dados pelas Eqs. (2.7) e (2.8). No entanto, este coeficiente apresenta falhas quando a direção do raio difratado é próxima às paredes condutoras, ou seja, quando $\phi_d \rightarrow 0$ ou $\phi_d \rightarrow n\pi$. O coeficiente heurístico de Luebbers também viola o princípio da reciprocidade, ou seja, o resultado depende do modo como são especificadas as faces 0 e n. Recentemente, foram propostas diferentes modificações no coeficiente proposto por Luebbers, a fim de corrigir tais problemas. No trabalho desenvolvido posteriormente por Holm [15], foi proposto um coeficiente que melhora o resultado obtido anteriormente por Luebbers nas regiões de sombra, servindo também para os casos onde o ângulo interno da aresta ξ é maior do que 180° . Posteriormente, Lavergnat *et al.* propuseram uma modificação nos ângulos utilizados no cálculo dos coeficientes de reflexão para que o problema da reciprocidade fosse resolvido [16].

Como é de interesse para este trabalho a predição de cobertura em ambientes urbanos, o coeficiente de difração utilizado deve ser adequado às características de uma micro ou picocélula, ou seja, os obstáculos são grandes em relação ao comprimento de onda e as alturas das antenas são baixas se comparadas com as alturas das edificações. Todos os coeficientes heurísticamente propostos por Luebbers e Holm foram desenvolvidos pensando no cálculo da propagação em longos perfis de solo, desprezando o retroespalhamento, e sua aplicabilidade em ambientes urbanos não foi satisfatoriamente comprovada. Sendo assim, optou-se por fazer um estudo sobre estes coeficientes [29]. Neste estudo, foram comparados os métodos propostos por Luebbers, Holm, Lavergnat e um híbrido entre os coeficientes propostos por Holm e Lavergnat, em casos cuja geometria é comparável às encontradas em ambientes urbanos. A seguir estes coeficientes serão explicados com mais detalhes.

Coeficiente de Difração Heurístico proposto por Luebbers

No trabalho desenvolvido por Luebbers [17], o coeficiente de difração proposto para cunhas com perdas é descrito como

$$D = G_0[D_2 + R_0(\alpha_0)D_4] + G_n[D_1 + R_n(\alpha_n)D_3], \quad (2.31)$$

onde os coeficientes D_i são dados pelas Eqs. (2.22) a (2.25). Os coeficientes de reflexão R_0 e R_n são relativos, respectivamente, às faces 0 e n, sendo dados pelas Eqs. (2.7) e (2.8), sendo a primeira para a polarização perpendicular e a segunda para a paralela. Aqui, os índices s e h , relativos às polarizações $\hat{\beta}$ e $\hat{\phi}$ respectivamente, foram omitidos para facilitar a leitura. Os ângulos α_0 e α_n são definidos como:

$$\begin{aligned}\alpha_0 &= \min(\phi_i, \phi_d), \\ \alpha_n &= \min(n\pi - \phi_i, n\pi - \phi_d).\end{aligned}\tag{2.32}$$

Os fatores G_0 e G_n são utilizados quando a incidência é rasante e são definidos como:

$$G_0 = \begin{cases} \frac{1}{1+R_0}, & \phi_i = 0, |1 + R_0| > 0 \\ 1/2, & \phi_i = n\pi \\ 1, & \text{quaisquer outros valores de } \phi_i \end{cases}\tag{2.33}$$

$$G_n = \begin{cases} \frac{1}{1+R_n}, & \phi_i = n\pi, |1 + R_n| > 0 \\ 1/2, & \phi_i = 0 \\ 1, & \text{quaisquer outros valores de } \phi_i \end{cases}\tag{2.34}$$

Coeficiente de Difração proposto por Holm

Uma modificação no termo D_1 foi proposta, de forma que a fórmula fosse válida também para os casos onde $n < 1$. Na Ref. [15], os termos D_i estão invertidos em relação aos adotados aqui. Segundo Holm, não é mais necessário utilizar o fator G no caso de incidência rasante em seu coeficiente, mas apenas o fator $1/2$. O coeficiente de difração descrito em seu trabalho, adaptado para a presente definição dos coeficientes D_i , é

$$D = R_0(\alpha_0)R_n(\alpha_n)D_1 + D_2 + R_n(\alpha_n)D_3 + R_0(\alpha_0)D_4,\tag{2.35}$$

onde os ângulos α_0 e α_n são os mesmos adotados no trabalho desenvolvido previamente por Luebbers [Eq. (2.32)]. Utilizando este coeficiente, Holm obteve melhores resultados quando a direção de saída do raio difratado é próxima às faces que formam a aresta [15].

Modificação proposta por Lavergnat para os coeficientes de difração de Luebbers

Uma modificação nos ângulos utilizados nos coeficientes de reflexão foi feita na abordagem anteriormente adotada por Luebbers [Eq. (2.31)]. Os ângulos α_0 e α_n são

agora

$$\alpha_0 = \alpha_n = \min(\phi_i, \phi_d, n\pi - \phi_i, n\pi - \phi_d), \quad (2.36)$$

ao invés da Eq. (2.32). Assim, garante-se que

$$D(\phi_i = 0, \phi_d) = D(\phi_i = n\pi, \phi_d) = D(\phi_i, \phi_d = 0) = D(\phi_i, \phi_d = n\pi) = 0. \quad (2.37)$$

Dessa forma, o coeficiente de difração passa a ser recíproco, ou seja, seu valor independe de o raio incidir pela face 0 ou pela face n . Com a adoção destes ângulos, os resultados para o campo difratado apresentaram uma melhoria em relação ao resultado obtido com os ângulos de Luebbers, principalmente nas regiões próximas às faces [16].

2.3.3 Coeficiente Heurístico proposto para arestas com condutividade finita

Nesta seção será proposto um novo coeficiente de difração heurístico para ser empregado em arestas com condutividade finita. A partir do coeficiente proposto por Holm (Seção 2.3.2), que apresenta melhores resultados quando o raio sai próximo às faces da cunha, foi estudada uma forma de incluir os ângulos propostos por Lavergnat (Seção 2.3.2) em tal coeficiente, de forma que este também obedecesse o princípio da reciprocidade. Os coeficientes de reflexão que multiplicam o termo D_1 em (2.35) são apropriados para o caso em que o raio incidente pela face 0 (Fig. 2.9). Para garantir a reciprocidade, mesmo quando o raio incide pela face n , os termos $R_0 R_n$ multiplicam o termo D_1 quando $\phi_i \leq n\pi/2$ e o termo D_2 quando $\phi_i > n\pi/2$.

Feitas as considerações anteriores, o novo coeficiente de difração proposto aqui é descrito como

$$D = W_n D_1 + W_0 D_2 + R_n(\alpha_n) D_3 + R_0(\alpha_0) D_4, \quad (2.38)$$

onde os ângulos utilizados no cálculo dos coeficientes de reflexão, α_0 e α_n , como propostos por Lavergnat [16], são

$$\alpha_0 = \alpha_n = \min(\phi_i, \phi_d, n\pi - \phi_i, n\pi - \phi_d). \quad (2.39)$$

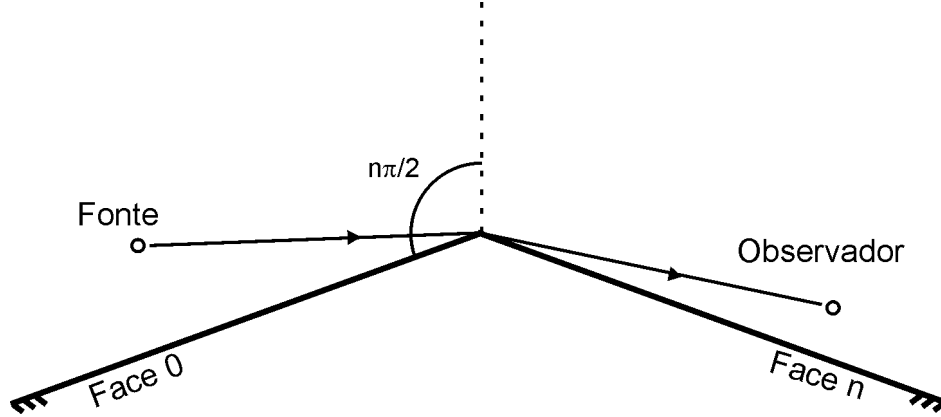


Figura 2.9: A incidência pela face 0 acontece quando $\phi_i \leq n\pi/2$ e pela face n quando $\phi_i > n\pi/2$.

Os termos W_0 e W_n são baseados na proposta de Holm, com o cuidado de se atender à reciprocidade, sendo dados por:

$$W_0 = \begin{cases} 1, & \phi_i < n\pi/2 \\ R_0 R_n, & \phi_i \geq n\pi/2 \end{cases}, \quad (2.40)$$

$$W_n = \begin{cases} R_0 R_n, & \phi_i < n\pi/2 \\ 1, & \phi_i \geq n\pi/2 \end{cases}. \quad (2.41)$$

Como no coeficiente proposto por Holm, nos casos de incidência rasante, o fator $1/2$ é multiplicado nos coeficientes de difração para ambas as polarizações.

2.3.4 Comparações entre os coeficientes

Para comparar os quatro coeficientes de difração, foi analisado um caso canônico de difração por uma cunha, de acordo com a Fig. 2.10. Neste caso será possível visualizar as principais diferenças entre os coeficientes propostos por Luebbers, Holm, Lavergnat e o híbrido entre Holm e Lavergnat (Holm+Lavergnat), proposto aqui. A cunha possui $\epsilon_r = 10$ e $\sigma = 0,01$ S/m e a onda incidente é plana e faz um ângulo $\phi_i = 30^\circ$ com uma das faces da cunha. A frequência de operação é 1 GHz. Serão analisados os casos TMz e TEz e serão mostrados apenas os resultados para o campo difratado. Os resultados são comparados com o campo difratado obtido com os coeficientes de Maliuzhinets [11, 12, 16], que são mais rigorosos. Para se considerar as perdas, os coeficientes de Maliuzhinets se utilizam de um termo de impedância de superfície, ou

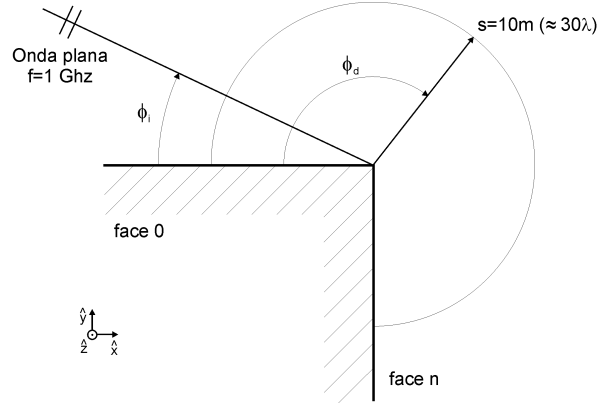


Figura 2.10: Cunha utilizada para a comparação entre os coeficientes. Para esta cunha, $\epsilon_r = 10$ e $\sigma = 0,01$ S/m.

seja, não existe transmissão de energia para dentro do obstáculo. Sendo assim, não é correto utilizar as Eqs. (2.7) e (2.8) para os coeficientes da UTD, já que são equações para um dielétrico, onde existe transmissão de energia. Para a obtenção das equações dos coeficientes de reflexão para uma impedância de superfície, é necessário estabelecer as condições para que não haja transmissão de energia através do obstáculo. São duas as condições possíveis: $|\hat{\epsilon}_r| \gg 1$, que significa uma condutividade grande, onde a profundidade de penetração é quase nula, ou $\text{sen}\alpha \ll 1$, que significa uma incidência rasante, onde não há energia transmitida pelo obstáculo. Fazendo estas considerações nas Eqs. (2.7) e (2.8), pode-se mostrar que elas se tornam:

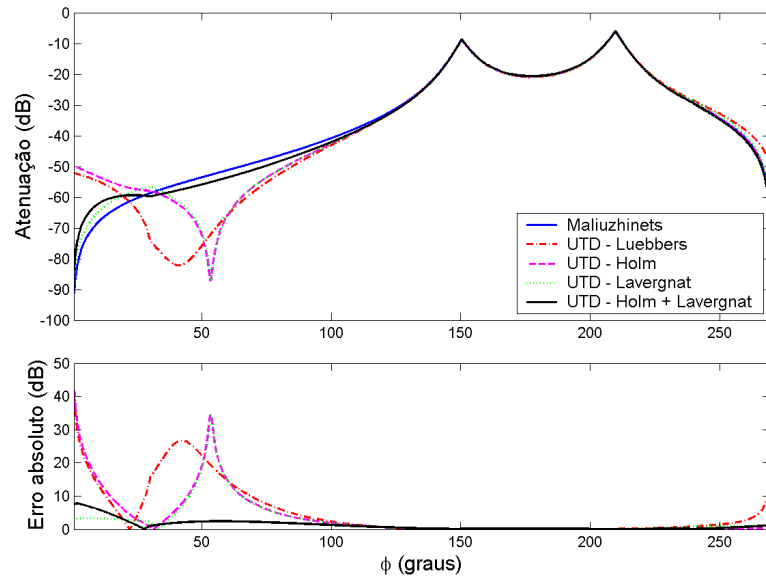
$$R_\beta = \frac{\text{sen}\alpha - \sqrt{\hat{\epsilon}_r}}{\text{sen}\alpha + \sqrt{\hat{\epsilon}_r}}, \quad (2.42)$$

$$R_\phi = \frac{\sqrt{\hat{\epsilon}_r} \text{sen}\alpha - 1}{\sqrt{\hat{\epsilon}_r} \text{sen}\alpha + 1}. \quad (2.43)$$

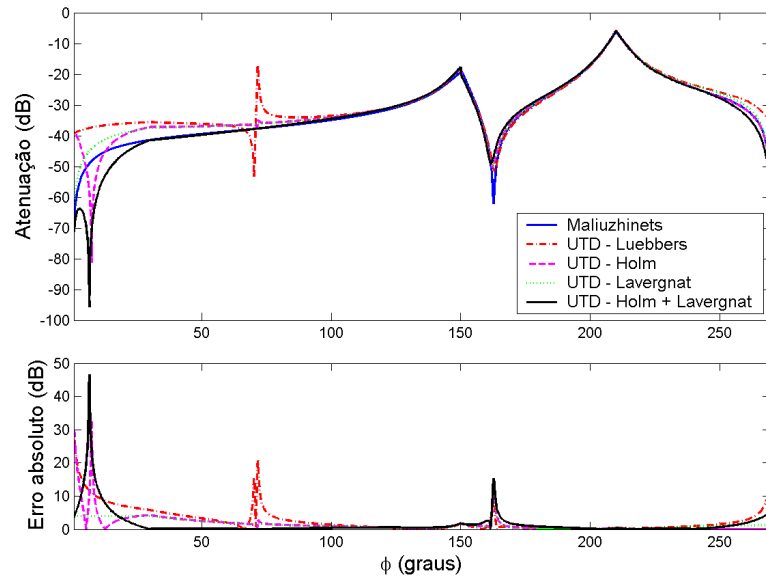
Os resultados apresentados a seguir são relativos à atenuação em relação ao campo incidente na aresta, ou seja,

$$A = 20 \log \left(\frac{E^d}{E^i} \right), \quad (2.44)$$

onde E^i é o campo elétrico incidente na aresta. Como se pode ver na Fig. 2.11, o coeficiente proposto por Holm e o híbrido (Holm + Lavergnat) apresentaram melhores resultados quando o observador se aproxima da face, tendendo naturalmente a zero e



(a) Polarização TMz.



(b) Polarização TEz.

Figura 2.11: Campo difratado referente à geometria da Fig. 2.10 para uma frequência de 1 GHz. A cunha possui $\epsilon_r = 10$ e $\sigma = 0,01$ S/m.

acompanhando o resultado obtido pelos coeficientes de Maliuzhinets, principalmente para a polarização TMz. As maiores discrepâncias nos coeficientes, quando comparados com a solução de referência, estão na região onde o ângulo do raio difratado (ϕ_d) se aproxima do ângulo do raio incidente (ϕ_i), caracterizando um retroespalhamento. Na Tab. II.I, são exibidos a média e o desvio padrão para os erros entre as atenuações calculadas através de cada um dos quatro coeficientes e a calculada através dos coeficientes de Maliuzhinets.

Tabela II.I: Comparação entre os quatro coeficientes estudados.

Coeficiente	Polarização TMz		Polarização TEz	
	Erro médio (dB)	Desvio padrão (dB)	Erro médio (dB)	Desvio padrão (dB)
Luebbers	5,29	8,04	2,74	4,46
Holm	3,78	7,17	1,56	3,84
Lavergnat	2,79	5,42	1,39	1,82
Holm + Lavergnat	1,24	2,56	1,51	3,83

De acordo com a Tab. II.I, é possível definir que os melhores coeficientes são os propostos por Lavergnat e o híbrido Holm+Lavergnat, sendo o primeiro melhor para a polarização TEz e o segundo para a polarização TMz. O novo coeficiente proposto apresentou um erro médio 1,55 dB menor do erro obtido utilizando coeficiente proposto por Lavergnat para a polarização TMz e apenas 0,12 dB maior para a polarização TEz. Por este motivo, optou-se neste trabalho por utilizar o novo coeficiente (Holm+Lavergnat).

2.3.5 Difração em arestas consecutivas

Um caso de ocorrência comum em ambientes urbanos é mostrado na Fig. 2.12. Neste caso, o observador **O** encontra-se em uma posição onde só existem raios que sofrem duas ou mais difrações em arestas consecutivas. Utilizar apenas o coeficiente de primeira ordem estudado anteriormente não traz resultados satisfatórios, já que, em obstáculos com condutividade finita, este se anula quando a direção do raio incidente é rasante a uma das faces [20]. Foram desenvolvidas formulações baseadas em coeficientes de ordem superior para condutores elétricos perfeitos [18, 28], cujos valores dependem

das derivadas espaciais do campo incidente no ponto de difração. Devido à dificuldade em se derivar os termos superiores aos de segunda ordem para obstáculos com perdas, neste trabalho optou-se por utilizar até o termo de segunda ordem, conhecido também como *slope diffraction*. Esta formulação apresenta bons resultados quando a distância entre as duas arestas é grande em relação ao comprimento de onda [20].

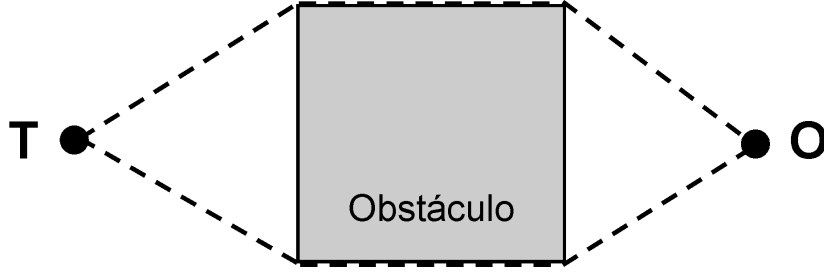


Figura 2.12: Incidência de raios após difração dupla em arestas consecutivas.

Acrescentando o termo de segunda ordem para o coeficiente de difração, a expressão geral para o campo total difratado por uma aresta será

$$\vec{E}^{dt} = \vec{E}^d + \vec{E}^{sd}, \quad (2.45)$$

onde $\vec{E}^d$ é a componente de campo difratado de primeira ordem e $\vec{E}^{sd}$ é a componente difratada relativa à *slope diffraction*.

O campo relativo à *slope diffraction* é expresso como [28]

$$\vec{E}^{sd}(s) = \frac{1}{jk} \frac{\partial \bar{\mathbf{D}}}{\partial \phi_i} \cdot \frac{\partial \vec{E}(Q_e)}{\partial u} A(s_d) e^{-jks_d}, \quad (2.46)$$

onde $\partial \vec{E}(Q_e)/\partial u$ é a derivada direcional do campo incidente no ponto de difração Q_e na direção $\hat{u}$. $\hat{u}$ é o vetor que aponta da região de sombra para a região iluminada referentes ao ponto de difração em questão, como mostrado na Fig. 2.13.

Para a obtenção do campo difratado em **O**, será considerada agora a notação exibida na Fig. 2.13. Utilizando as Eqs. (2.45) e (2.46), o campo elétrico incidente no segundo ponto de difração é dado por

$$\vec{E}_2^i = \left[\bar{\mathbf{D}}_1 \cdot \vec{E}_1^i + \frac{1}{jk} \frac{\partial \bar{\mathbf{D}}_1}{\partial \phi_{i1}} \cdot \frac{\partial \vec{E}_1^i}{\partial u_1} \right] A(s_2) e^{-jks_2}, \quad (2.47)$$

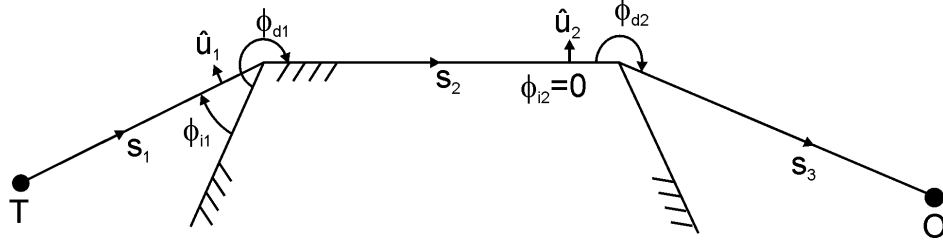


Figura 2.13: Notação utilizada nos casos de difração por duas arestas consecutivas.

onde $\vec{E}_1^i$ é o campo elétrico incidente no primeiro ponto de difração.

Neste trabalho serão utilizadas fontes do tipo dipolo para os casos *quasi*-3D e linha infinita de corrente para os casos 2D. Como os obstáculos estarão na região de campo distante destas antenas, pode-se assumir que o campo elétrico apresenta uma variação angular desprezível, de forma que $\partial \vec{E}_1^i / \partial u_1 = 0$. No caso do dipolo, é necessário que todos os raios que partem dele estejam afastados do eixo de simetria do dipolo. Já no caso de antenas práticas, como as do tipo conjunto, esta aproximação não é sempre válida, pois nos diagramas de radiação de tais antenas existem diversos nulos onde há uma grande variação angular do campo elétrico. Feitas tais considerações, o campo difratado pelo segundo ponto de difração será dado por

$$\vec{E}_2^d = \left[\bar{\mathbf{D}}_1 \cdot \bar{\mathbf{D}}_2 \cdot \vec{E}_1^i A(s_2) e^{-jks_2} + \frac{1}{jk} \frac{\partial \bar{\mathbf{D}}_2}{\partial \phi_{i2}} \cdot \frac{\partial \vec{E}_2^i}{\partial u_2} \right] A(s_3) e^{-jks_3} \quad (2.48)$$

onde $A(s_2)$ e $A(s_3)$ são dados pela Eq. (2.14) e

$$\frac{\partial \vec{E}_2^i}{\partial u_2} = \frac{\partial}{\partial u_2} \left[\vec{E}_1^i \cdot \bar{\mathbf{D}}_1 A(s_2) e^{-jks_2} \right] = \vec{E}_1^i \cdot \frac{\partial \bar{\mathbf{D}}_1}{\partial u_2} A(s_2) e^{-jks_2}. \quad (2.49)$$

Como para u_2 pequeno, $u_2 = -s_2(\phi_{d1} + n_1\pi)$ [17],

$$\frac{\partial \bar{\mathbf{D}}_1}{\partial u_2} = -\frac{1}{s_2} \frac{\partial \bar{\mathbf{D}}_1}{\partial \phi_{d1}}. \quad (2.50)$$

Substituindo (2.50) em (2.49) e posteriormente em (2.48), o campo difratado na segunda aresta passa a ser escrito como

$$\vec{E}_2^d = \left[\bar{\mathbf{D}}_1 \cdot \bar{\mathbf{D}}_2 - \frac{1}{jk s_2} \frac{\partial \bar{\mathbf{D}}_1}{\partial \phi_{d1}} \cdot \frac{\partial \bar{\mathbf{D}}_2}{\partial \phi_{i2}} \right] \cdot \vec{E}_1^i A(s_2) A(s_3) e^{-jk(s_2+s_3)}. \quad (2.51)$$

Para o cálculo dos termos $\partial \bar{\mathbf{D}}_1 / \partial \phi_{d1}$ e $\partial \bar{\mathbf{D}}_2 / \partial \phi_{i2}$ é necessário definir as derivadas dos coeficientes de difração em relação a ϕ_i e ϕ_d . Derivando a Eq. (2.38) em relação a

ϕ_i , omitindo os índices s e h , tem-se

$$\begin{aligned} \frac{\partial D}{\partial \phi_i} = & \frac{\partial W_n}{\partial \phi_i} D_1 + W_n \frac{\partial D_1}{\partial \phi_i} + \frac{\partial W_0}{\partial \phi_i} D_2 + W_0 \frac{\partial D_2}{\partial \phi_i} + \\ & + \frac{\partial R_n}{\partial \alpha_n} \frac{\partial \alpha_n}{\partial \phi_i} D_3 + R_n \frac{\partial D_3}{\partial \phi_i} + \frac{\partial R_0}{\partial \alpha_0} \frac{\partial \alpha_0}{\partial \phi_i} D_4 + R_0 \frac{\partial D_4}{\partial \phi_i}, \end{aligned} \quad (2.52)$$

onde os termos $\partial D_l / \partial \phi_i$ são dados por [15, 18]:

$$\frac{\partial D_1}{\partial \phi_i} = \frac{-e^{-j\pi/4}}{4n^2 \sqrt{2\pi k} \sin \beta_0} \operatorname{cosec}^2 \left[\frac{\pi + (\phi_d - \phi_i)}{2n} \right] F_{tr}^s \left(2kL_i n^2 \sin^2 \left[\frac{\pi + (\phi_d - \phi_i)}{2n} \right] \right), \quad (2.53)$$

$$\frac{\partial D_2}{\partial \phi_i} = \frac{e^{-j\pi/4}}{4n^2 \sqrt{2\pi k} \sin \beta_0} \operatorname{cosec}^2 \left[\frac{\pi - (\phi_d - \phi_i)}{2n} \right] F_{tr}^s \left(2kL_i n^2 \sin^2 \left[\frac{\pi - (\phi_d - \phi_i)}{2n} \right] \right), \quad (2.54)$$

$$\frac{\partial D_3}{\partial \phi_i} = \frac{e^{-j\pi/4}}{4n^2 \sqrt{2\pi k} \sin \beta_0} \operatorname{cosec}^2 \left[\frac{\pi + (\phi_d + \phi_i)}{2n} \right] F_{tr}^s \left(2kL_i n^2 \sin^2 \left[\frac{\pi + (\phi_d + \phi_i)}{2n} \right] \right), \quad (2.55)$$

$$\frac{\partial D_4}{\partial \phi_i} = \frac{-e^{-j\pi/4}}{4n^2 \sqrt{2\pi k} \sin \beta_0} \operatorname{cosec}^2 \left[\frac{\pi - (\phi_d + \phi_i)}{2n} \right] F_{tr}^s \left(2kL_i n^2 \sin^2 \left[\frac{\pi - (\phi_d + \phi_i)}{2n} \right] \right). \quad (2.56)$$

O termo $F_{tr}^s(x)$ é a função de transição que garante a continuidade para os termos $\operatorname{cosec}^2(x)$ e é dada por [15, 17]

$$F_{tr}^s(x) = 2jx[1 - F_{tr}(x)]. \quad (2.57)$$

Já os termos $\partial D_i / \partial \phi_d$ são calculados da mesma forma, porém invertendo os sinais dos termos $\partial D_1 / \partial \phi_i$ e $\partial D_2 / \partial \phi_i$, já que nos termos D_1 e D_2 os sinais de ϕ_i e ϕ_d são invertidos [Eqs (2.22) e (2.23)].

As derivadas dos coeficientes de reflexão são:

$$\frac{\partial R_\beta}{\partial \alpha} = \frac{2 \cos \alpha (\hat{\varepsilon}_r - 1)}{\sqrt{\hat{\varepsilon}_r - \cos^2 \alpha} (\sin \alpha + \sqrt{\hat{\varepsilon}_r - \cos^2 \alpha})^2}, \quad (2.58)$$

$$\frac{\partial R_\phi}{\partial \alpha} = \frac{2 \hat{\varepsilon}_r \cos \alpha (\hat{\varepsilon}_r - 1)}{\sqrt{\hat{\varepsilon}_r - \cos^2 \alpha} (\hat{\varepsilon}_r \sin \alpha + \sqrt{\hat{\varepsilon}_r - \cos^2 \alpha})^2}, \quad (2.59)$$

para as polarizações $\hat{\beta}$ e $\hat{\phi}$, respectivamente.

Para os casos envolvendo impedâncias de superfície, as derivadas relativas às Eqs. (2.42) e (2.43) são:

$$\frac{\partial R_{\beta}}{\partial \alpha} = \frac{2 \cos \alpha \sqrt{\hat{\epsilon}_r}}{(\sin \alpha + \sqrt{\hat{\epsilon}_r})^2}, \quad (2.60)$$

$$\frac{\partial R_{\phi}}{\partial \alpha} = \frac{2 \cos \alpha \sqrt{\hat{\epsilon}_r}}{(\sqrt{\hat{\epsilon}_r} \sin \alpha + 1)^2}. \quad (2.61)$$

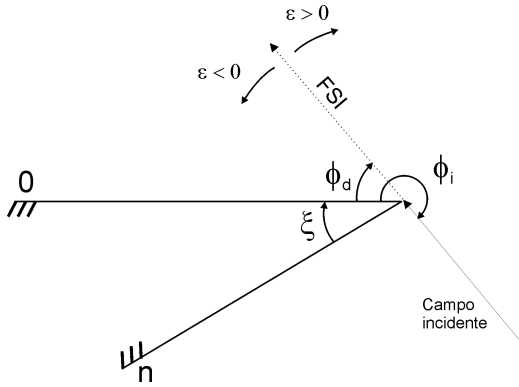
Na difração em arestas consecutivas, o raio incide no segundo ponto de difração de forma rasante à face do obstáculo. É então necessário definir os coeficientes de reflexão e suas derivadas para estas situações, tanto para obstáculos com condutividade finita como para condutores elétricos perfeitos. Para obstáculos com condutividade finita, ambos os coeficientes de reflexão tendem corretamente a -1 quando o ângulo de incidência α tende a zero [veja Eqs. (2.7) e (2.8)]. No entanto, quando $\sigma \rightarrow \infty$ simultaneamente com $\alpha \rightarrow 0$ ambos os coeficientes tendem a -1 . Existe portanto uma falha no coeficiente para a polarização *hard*, já que este deve ser $+1$ para um condutor elétrico perfeito. Isso ocorre devido ao fato de que o coeficiente de reflexão de Fresnel começa a não fazer mais sentido quando o raio incide no obstáculo pela face não refletora, ou seja, quando $\alpha \leq 0$. Já ambas as derivadas se anulam nos casos de condutividade infinita como esperado. Na implementação numérica, quando $\sigma \gg \omega \epsilon$, ou seja, quando o material é um bom condutor, o coeficiente de reflexão para a polarização *hard* foi forçado a ser $+1$.

Como foi dito anteriormente na Seção 2.3.1, o campo difratado total de ambas as polarizações, expresso pela Eq. 2.45, deve ser multiplicado por $1/2$ nos casos de incidência rasante, inclusive o relativo à *slope diffraction* [15].

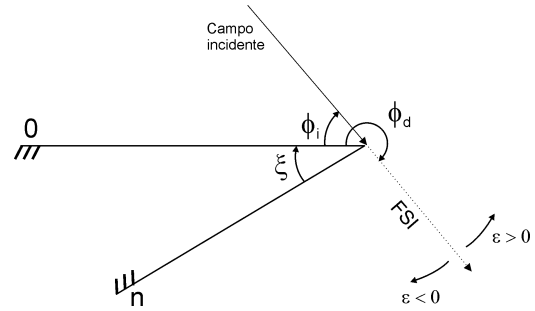
2.3.6 Tratamento dos coeficientes nas regiões de fronteira

Quando um raio sai próximo a uma fronteira de sombra, ocorrem singularidades nos termos $\cot(\cdot)$ [Eqs. (2.22) a (2.25)] e $\operatorname{cosec}(\cdot)$ [Eqs. (2.53) a (2.56)], que devem ser compensadas pelas respectivas funções de transição. No entanto, na implementação numérica é necessário tratar estes coeficientes de forma especial nestas situações.

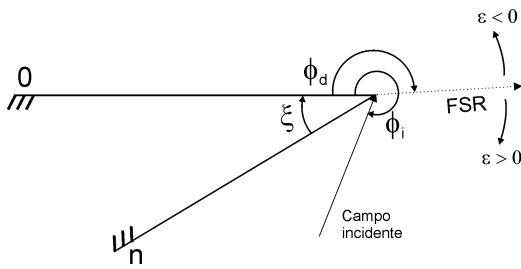
As regiões de sombra correspondentes aos coeficientes das Eqs. (2.22) a (2.25) são mostradas na Fig. 2.14. Para cada uma das fronteiras pode-se definir um ângulo ϵ de forma que quando $\epsilon = 0$ o observador esteja exatamente na fronteira. Quando $\epsilon > 0$ o observador está na região iluminada, ou seja, onde existe o raio direto se for uma FSI ou o raio refletido se for uma FSR e por consequência, quando $\epsilon < 0$ o receptor está na região de sombra. Os termos D_1 e D_2 estão relacionados com as fronteiras de sombra dos raios incidentes quando as faces 0 e n estão respectivamente nas regiões de sombra. Já os termos D_3 e D_4 estão relacionados com as fronteiras de sombra dos raios refletidos referentes às faces n e 0 respectivamente, como mostrado na Fig. 2.14.



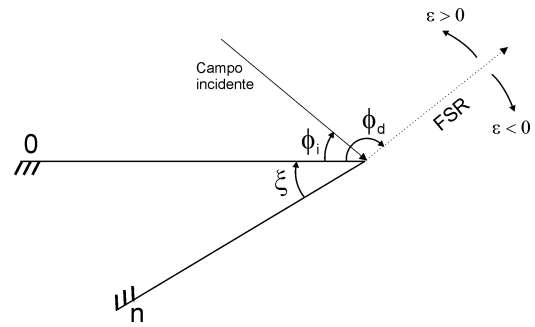
(a) Fronteira de sombra correspondente ao coeficiente D_1 .



(b) Fronteira de sombra correspondente ao coeficiente D_2 .



(c) Fronteira de sombra correspondente ao coeficiente D_3 .



(d) Fronteira de sombra correspondente ao coeficiente D_4 .

Figura 2.14: Fronteiras de sombra na difração por uma cunha de faces retas.

Definido o ângulo ϵ desta forma, quando $\epsilon \rightarrow 0$, o termo $\cot(\cdot)F_{tr}(\cdot)$ pertencente

ao coeficiente correspondente à fronteira em questão [Eqs. (2.22) a (2.25)] é dado por

$$\cot(\cdot)F_{tr}(\cdot) \approx 2n\sqrt{2k\pi} e^{j\pi/4} \left(\frac{\sqrt{L}}{2} \text{Sign}(\epsilon) - \epsilon e^{j\pi/4} \frac{kL}{\sqrt{2k\pi}} \right) \quad (2.62)$$

e o termo $\text{cosec}^2(\cdot)F_{tr}^s(\cdot)$, pertencente à derivada deste coeficiente [Eqs. (2.53) a (2.56)] é dado por [17]

$$\text{cosec}^2(\cdot)F_{tr}^s(\cdot) \approx 4jkLn^2 \left(1 - \epsilon \sqrt{\frac{k\pi L}{2}} e^{j\pi/4} \right), \quad (2.63)$$

onde L é o parâmetro de distância referente a este coeficiente (L_i se for D_1 ou D_2 , L_{r0} se for D_4 e L_{rn} se for D_3) e

$$\text{Sign}(\epsilon) = \begin{cases} -1, & \epsilon \leq 0 \\ +1, & \epsilon > 0 \end{cases}. \quad (2.64)$$

Neste trabalho, $\text{Sign}(\epsilon) = -1$ para $\epsilon = 0$ porque o traçador utilizado não considera o raio direto quando o observador está exatamente sobre a fronteira [23]. Na aproximação para (2.63), contida na Ref. [17], está faltando uma raiz quadrada no termo $k\pi L/2$.

Substituindo as Eqs. (2.62) e (2.63) nas Eqs. (2.22) a (2.25) e nas Eqs. (2.53) a (2.56), pode-se resumir os casos da Fig. 2.14 na Tab. II.II.

Tabela II.II: Valores dos coeficientes nas fronteiras de sombra.

Localização da fronteira	D_l	$\partial D_l / \partial \phi_i$
$\epsilon = \pi + (\phi_d - \phi_i)$	$D_1 \approx -\frac{\sqrt{L_i}}{2 \sin \beta_0} \text{Sign}(\epsilon)$	$\frac{\partial D_1}{\partial \phi_i} \approx \sqrt{\frac{k}{2\pi}} \frac{L_i e^{j\pi/4}}{\sin \beta_0}$
$\epsilon = \pi - (\phi_d - \phi_i)$	$D_2 \approx -\frac{\sqrt{L_i}}{2 \sin \beta_0} \text{Sign}(\epsilon)$	$\frac{\partial D_2}{\partial \phi_i} \approx -\sqrt{\frac{k}{2\pi}} \frac{L_i e^{j\pi/4}}{\sin \beta_0}$
$\epsilon = \pi + (\phi_d + \phi_i) - 2n\pi$	$D_3 \approx -\frac{\sqrt{L_{rn}}}{2 \sin \beta_0} \text{Sign}(\epsilon)$	$\frac{\partial D_3}{\partial \phi_i} \approx -\sqrt{\frac{k}{2\pi}} \frac{L_{rn} e^{j\pi/4}}{\sin \beta_0}$
$\epsilon = \pi - (\phi_d + \phi_i)$	$D_4 \approx -\frac{\sqrt{L_{r0}}}{2 \sin \beta_0} \text{Sign}(\epsilon)$	$\frac{\partial D_4}{\partial \phi_i} \approx \sqrt{\frac{k}{2\pi}} \frac{L_{r0} e^{j\pi/4}}{\sin \beta_0}$

2.4 Resultados numéricos

Nesta seção serão analisados diversos casos envolvendo a aplicação do novo coeficiente de difração e dos termos relativos à *slope diffraction*. Para a predição através da UTD serão considerados raios com até duas difrações. Os resultados obtidos através da UTD serão comparados com os resultados obtidos da resolução das equações integrais através do Método dos Momentos [24, 25]. Para a polarização TMz foi utilizada a Equação Integral do Campo Elétrico (EFIE), já para a polarização TEz foi utilizada a Equação Integral do Campo Magnético (MFIE). Para incluir o efeito das perdas, em ambas as polarizações foram utilizadas impedâncias de superfície do tipo Leontovich [12]. Em todos os casos analisados será assumido que a transmissão de energia através dos obstáculos é insignificante, de forma que, para compatibilizar o resultado obtido através da UTD com o resultado obtido através do Método dos Momentos, os coeficientes de reflexão utilizados nestes casos serão os coeficientes de reflexão das Eqs. (2.42) e (2.43) e suas derivadas [Eqs. (2.60) e (2.61)].

A implementação numérica para o cálculo de campo foi feita na linguagem C++[®]. As funções para o cálculo de campo foram integradas com o módulo de traçado de raios que foi desenvolvido em trabalho realizado anteriormente [23].

2.4.1 Fontes

Antes de iniciar o estudo dos casos, serão definidos aqui os tipos de fontes que serão utilizados para as simulações. Para os casos bidimensionais foi utilizada a linha infinita de corrente, sendo elétrica para a polarização TMz e magnética para a polarização TEz. As equações de campo distante para ambas as polarizações são apresentadas na Tab. II.III [30].

Para os casos tridimensionais, a fonte adotada foi o dipolo infinitesimal, cujas equações para o campo distante, considerando que o dipolo aponta na direção $\hat{z}$, são:

$$E_{\theta} = \frac{E_0}{r} \sin \theta e^{-jkr}, \quad (2.65)$$

$$H_{\phi} = \frac{E_0}{\eta_0 r} \sin \theta e^{-jkr}, \quad (2.66)$$

Tabela II.III: Equações para o campo distante da linha infinita de corrente. η_0 é a impedância característica do vácuo.

Linha infinita de corrente	
Polarização TMz	Polarização TEz
$E_z(\rho, \omega) = \frac{E_0(\omega)}{\sqrt{\rho}} e^{-jk\rho}$	$H_z(\rho, \omega) = \frac{H_0(\omega)}{\sqrt{\rho}} e^{-jk\rho}$
$H_\phi(\rho, \omega) = -\frac{E_0(\omega)}{\eta_0 \sqrt{\rho}} e^{-jk\rho}$	$E_\phi(\rho, \omega) = \frac{H_0(\omega) \eta_0}{\sqrt{\rho}} e^{-jk\rho}$

onde η_0 é a impedância característica do vácuo e r é a distância da fonte ao observador. Nos casos envolvendo a polarização TMz, a corrente no dipolo é mantida apontando na direção $\hat{z}$. Já para os casos envolvendo a polarização TEz, o dipolo é rotacionado de forma que sua corrente aponte na direção $\hat{y}$ e as Eqs (2.65) e (2.66) devem ser alteradas de acordo.

2.4.2 Espalhamento por cilindros

Inicialmente será analisado o caso correspondente à Fig. 2.15, onde o transmissor T é uma linha infinita de corrente orientada na direção $\hat{z}$. O obstáculo é um cilindro de seção reta quadrada, cujo lado tem 2m de comprimento. Serão analisados dois casos. No primeiro, o cilindro possui permissividade relativa $\epsilon_r = 7$ e condutividade $\sigma = 0,2$ S/m. No segundo, o cilindro é um condutor elétrico perfeito. Serão analisadas as atenuações sofridas pelo campo elétrico para as polarizações TMz e TEz para vários pontos de observação nas frequências de 1 e 4 GHz. As posições dos observadores são ilustradas por linhas pontilhadas nas figuras que caracterizam as diferentes geometrias. Nesta simulação foram considerados raios com até 2 difrações [23]. Para a avaliação através do Método dos Momentos, foram utilizados 10 segmentos por comprimento de onda, e este valor será utilizado para todos os demais casos exibidos nesta seção. Os resultados para 1 GHz são exibidos nas Fig. 2.16 e 2.17 e os resultados para 4 GHz são exibidos nas Fig. 2.18 e 2.19.

Com estes resultados, pode-se notar a independência dos coeficientes em relação à ordenação das faces, já que o gráfico é simétrico e as faces 0 e n são definidas no sentido horário para cada um dos obstáculos [23], como mostrado na Fig. 2.20. Quando

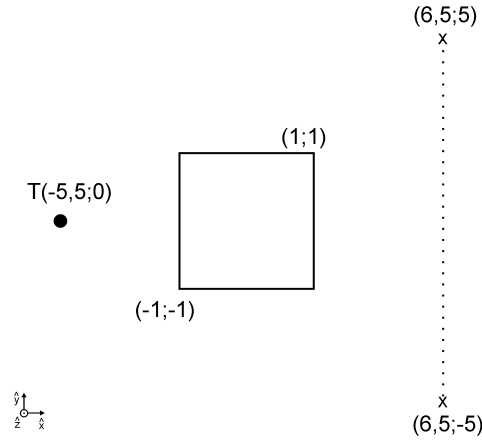
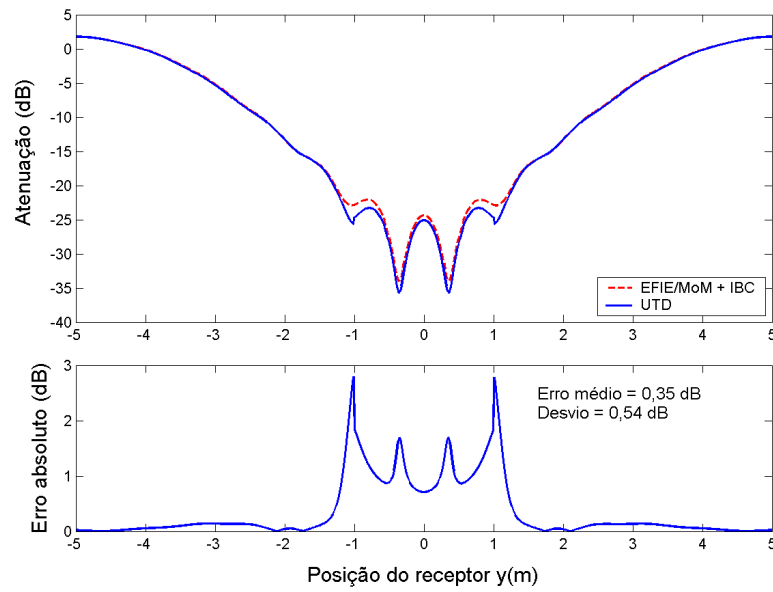
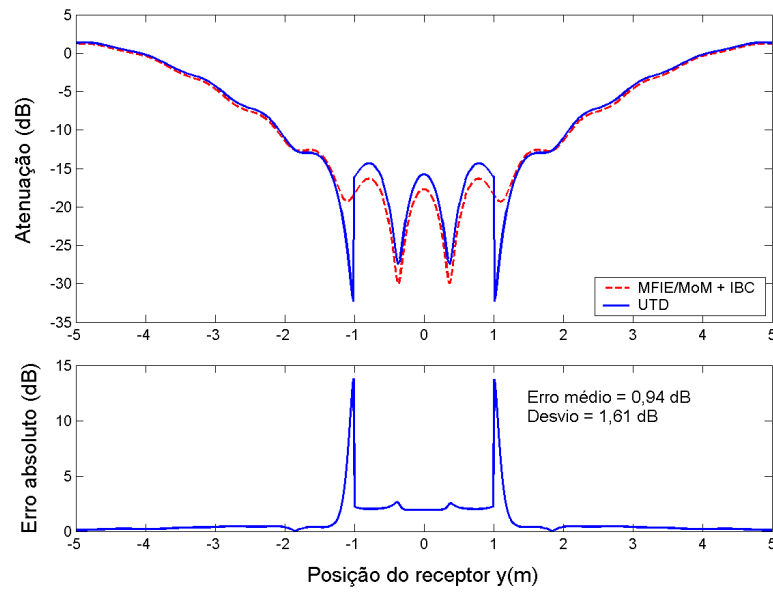


Figura 2.15: Geometria de um cilindro de seção reta quadrada. A fonte é uma linha infinita de corrente. Todas as coordenadas estão em metros.

o receptor está atrás do obstáculo, no raio de baixo, a incidência se dá inicialmente pela face n , já no raio de cima, a incidência se dá pela face 0. Desta forma a formulação empregada garante o princípio da reciprocidade. Para a polarização TMz, foi obtido um resultado com erros de no máximo 2,7 dB (Fig. 2.16(a)), que ocorrem nas regiões críticas da dupla difração, ou seja, quando o observador é colinear com os dois pontos de difração ($y = -1$ e $y = 1$). Para a polarização TEz, a formulação empregada apresentou erros de até 13,8 dB (Fig. 2.16(b)), que ocorreram também na região crítica. Em ambas as polarizações, pode-se notar uma descontinuidade quando o receptor atravessa a região de fronteira ($y = -1$ ou $y = +1$), sendo que para a polarização TEz esta descontinuidade se apresentou mais acentuada. O motivo desta descontinuidade será explicado na seção 2.5 e está relacionado com o termo da *slope diffraction*. Nas regiões afastadas desta região crítica, a formulação apresentou bons resultados, atingindo erros de menos de 1,7 dB para a polarização TMz na região central e menos de 0,2 dB na região mais externa. Para a polarização TEz, os erros foram de até 2,6 dB na região central e de até 0,6 dB na região mais externa. Os resultados para CEP apresentaram erros menores quando comparados aos resultados para o cilindro com perdas. Para a polarização TMz os erros foram de até 2 dB para a região próxima às posições -1 e 1 e de até 0,15 dB na região mais externa (Fig. 2.17(a)). Já para a polarização TEz, os erros foram de até 1,4 dB na região central e de 0,15 dB na região mais externa

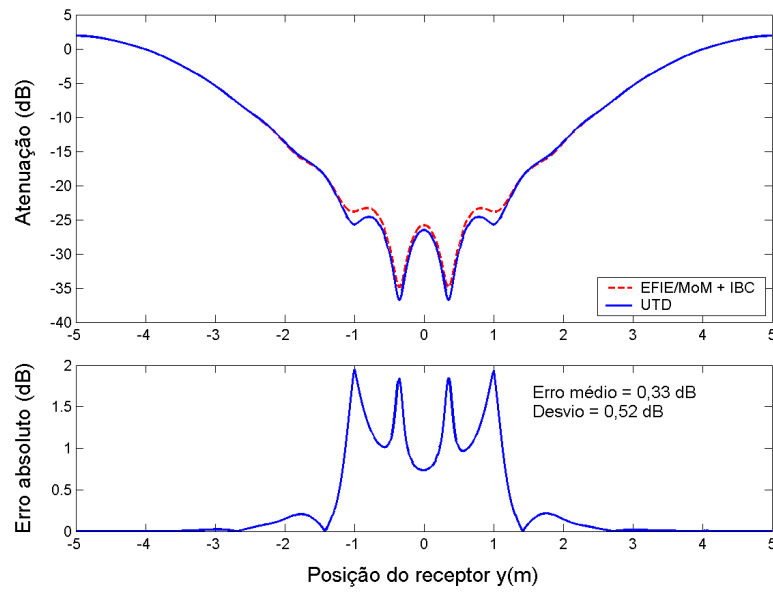


(a) Polarização TMz.

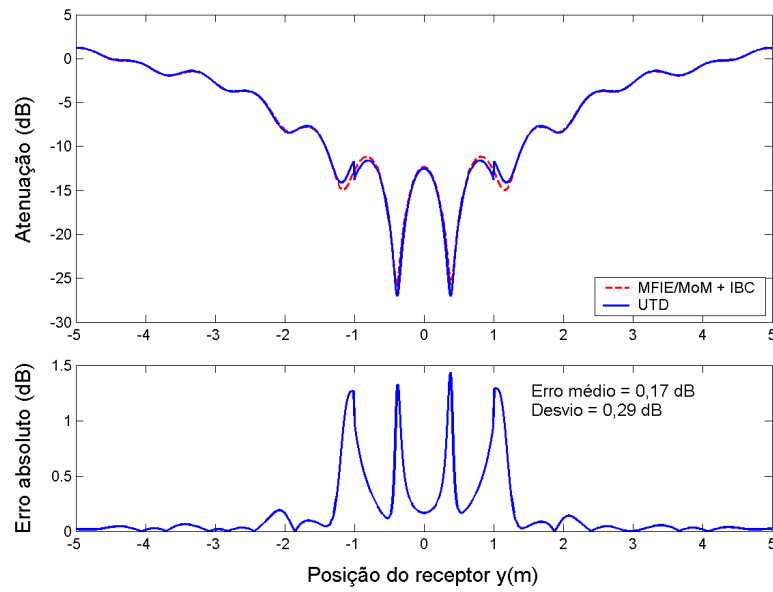


(b) Polarização TEz.

Figura 2.16: Resultados referentes à geometria da Fig. 2.15 para uma frequência de 1 GHz. Os obstáculos possuem $\epsilon_r = 7$ e $\sigma = 0,2 \text{ S/m}$. Para a simulação com o Método dos Momentos foram utilizados $10 \text{ seg.}/\lambda$.

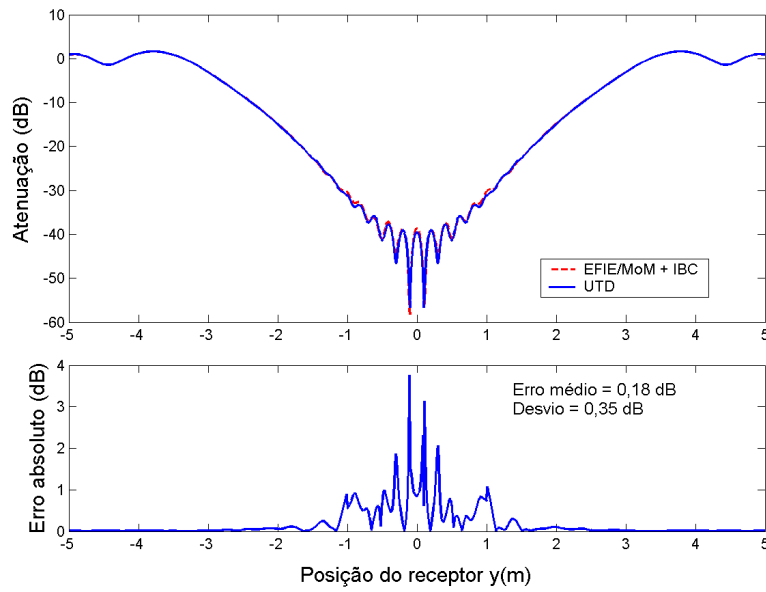


(a) Polarização TMz.

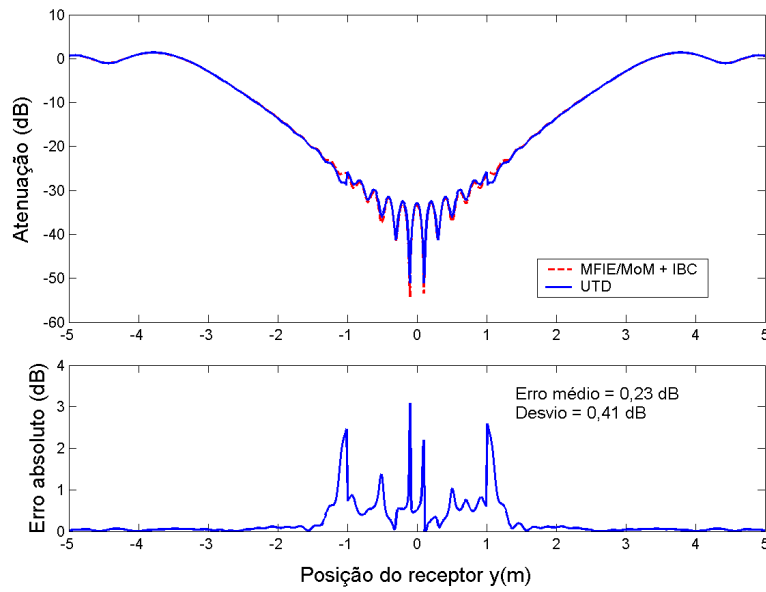


(b) Polarização TEz.

Figura 2.17: Resultados referentes à geometria da Fig. 2.15 para uma frequência de 1 GHz. Os obstáculos são CEP. Para a simulação com o Método dos Momentos foram utilizados 10 seg./ λ .

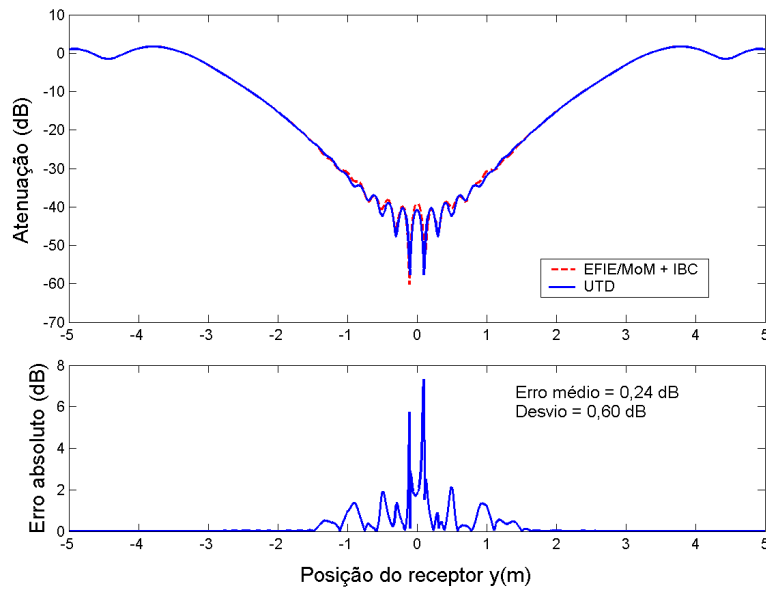


(a) Polarização TMz.

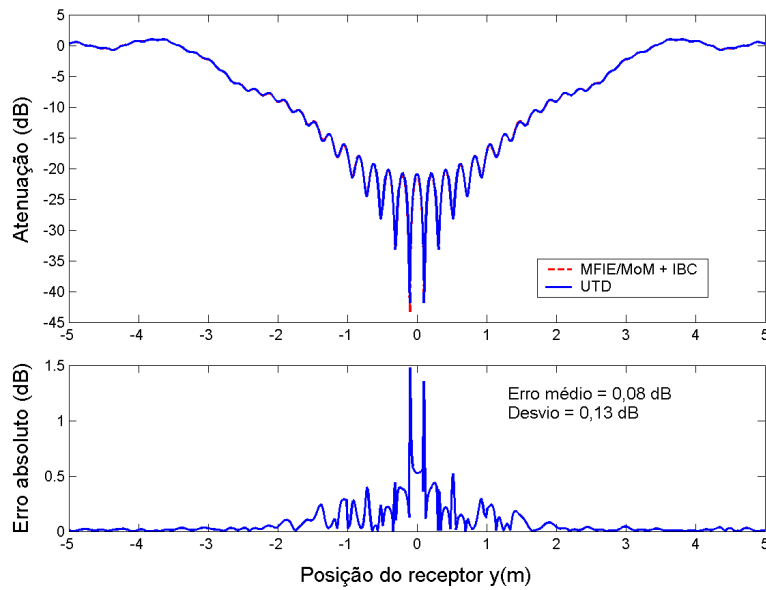


(b) Polarização TEz.

Figura 2.18: Resultados referentes à geometria da Fig. 2.15 para uma frequência de 4 GHz. Os obstáculos possuem $\epsilon_r = 7$ e $\sigma = 0,2$ S/m. Para a simulação com o Método dos Momentos foram utilizados 10 seg./ λ .



(a) Polarização TMz.



(b) Polarização TEz.

Figura 2.19: Resultados referentes à geometria da Fig. 2.15 para uma frequência de 4 GHz. Os obstáculos são CEP. Para a simulação com o Método dos Momentos foram utilizados 10 seg./ λ .

(Fig. 2.17(b)). O erro médio para os resultados com CEP é ligeiramente menor para a polarização TMz e muito menor para a polarização TEz.

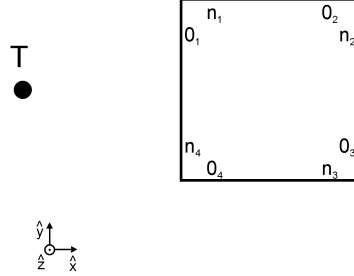


Figura 2.20: Ordenação das faces 0 e n para o caso da Fig. 2.15.

Para 4 GHz o erro médio apresentou uma redução em todos os casos (Fig. 2.18 e 2.19), demonstrando que a UTD apresenta melhores resultados à medida que a frequência aumenta. A falta de simetria nos gráficos de erro é devido à problemas de ressonância na simulação com o Método dos Momentos, que para esta frequência foi mais acentuada.

No próximo problema, a fonte será posicionada de acordo com a Fig. 2.21. Nesta situação a fonte é colinear a uma das faces do cilindro, de forma que o segundo ponto de difração se encontra exatamente na fronteira de sombra do primeiro ponto de difração. É importante salientar aqui o fato de termos uma fronteira de sombra do raio incidente que coincide com a fronteira de sombra do raio refletido para o segundo ponto de difração, o que torna o caso bastante crítico. Nesta situação, o raio que incide no segundo ponto de difração não se comporta como um raio ótico e possui uma rápida variação espacial [18, 20, 22]. Aqui serão avaliadas as atenuações sofridas pelo campo elétrico para ambas as polarizações, como no caso anterior, com condutividade finita e infinita. Foram considerados raios com até 2 difrações para o cálculo através da UTD. Os resultados são apresentados nas Fig. 2.22 e 2.23.

Nestes casos, nos quais o segundo ponto de difração se encontra na região de transição do primeiro, a simulação apresentou erros na região de transição para a polarização TMz de 4,1 dB (Fig. 2.22(a)) para obstáculo com perdas e de 4 dB (Fig. 2.23(a)) para CEP. Para a polarização TEz, os erros foram de 6 dB (Fig. 2.22(b)) quando se considerou as perdas e de 3 dB (Fig. 2.23(b)) para CEP. A polarização TEz apresentou

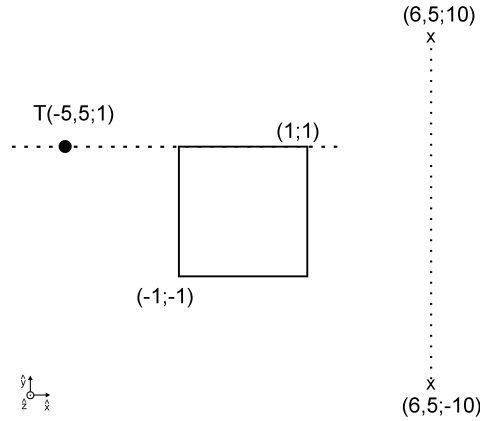


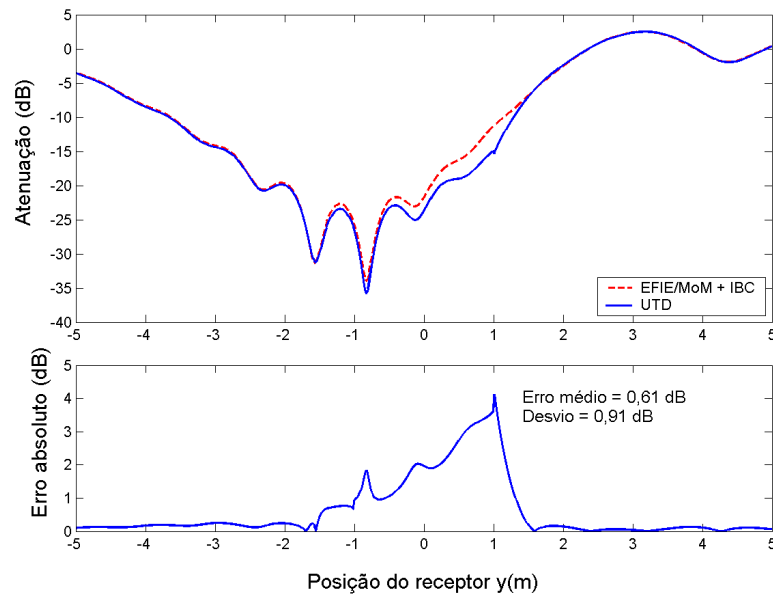
Figura 2.21: Geometria de um cilindro de seção reta quadrada com a fonte colinear com uma das faces. A fonte é uma linha infinita de corrente. Todas as coordenadas estão em metros.

descontinuidades de aproximadamente 4,7 dB na região de transição coincidente para condutores com perdas e de 0,75 dB para CEP.

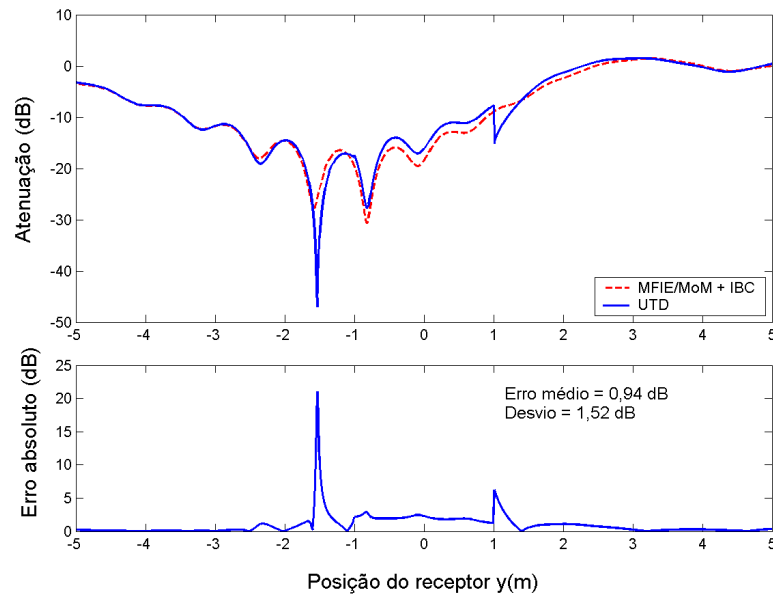
Agora será analisado um caso mais complexo, como mostrado na Fig. 2.24, onde a fonte é a mesma utilizada nos casos anteriores. Todos os cilindros possuem 4m de lado. A atenuação sofrida pelo campo elétrico será avaliada ao longo da linha pontilhada para ambas as polarizações. Serão analisados também casos com obstáculos CEP e com perdas. Para o caso com perdas, a permissividade elétrica relativa e a condutividade de todos os obstáculos são as mesmas utilizadas nos exemplos anteriores, ou seja, $\epsilon_r = 7$ e $\sigma = 0,2 \text{ S/m}$. Aqui foram utilizados raios considerando-se até 6 reflexões e 2 difrações.

Das Fig. 2.25 e 2.26, pode-se notar que quando os obstáculos são CEP, os resultados obtidos através da UTD apresentam menores erros se comparados com os resultados para obstáculos com perdas. Para obstáculos com perdas, o erro médio para a polarização TMz foi de aproximadamente 1,31 dB, enquanto para a polarização TEz o erro foi de aproximadamente 1,67 dB. Nos gráficos de erro, é perceptível que os maiores erros encontram-se nas regiões onde os valores de campo são muito atenuados, não sendo significantes na prática.

No próximo caso será alterada a posição da antena transmissora e a trajetória da antena receptora de acordo com a Fig. 2.27. Todas as características do ambiente

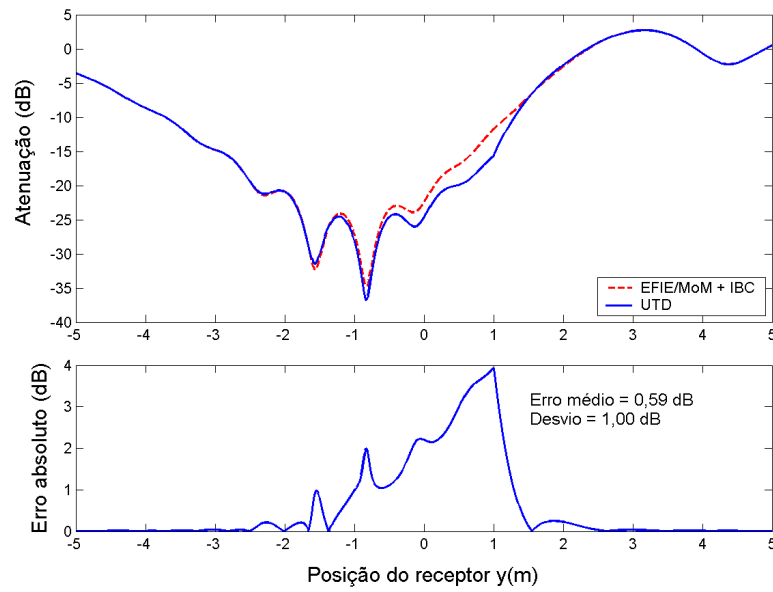


(a) Polarização TMz.

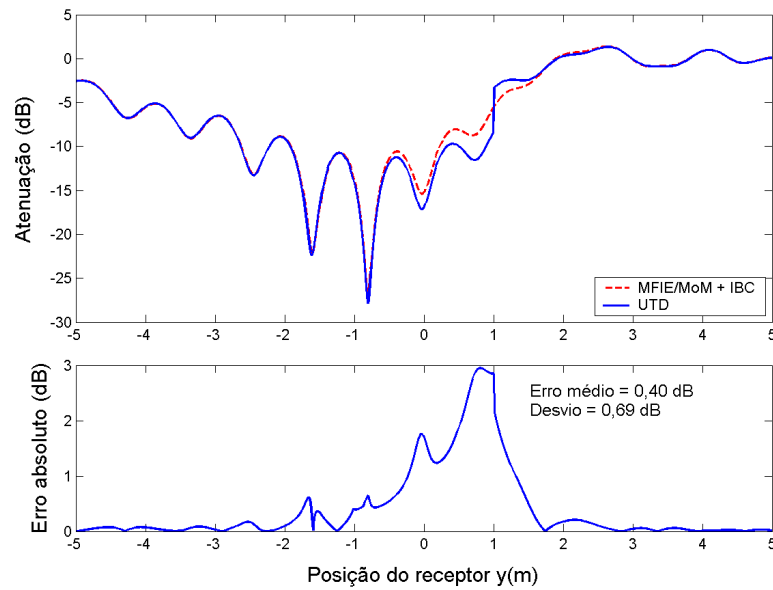


(b) Polarização TEz.

Figura 2.22: Resultados referentes à geometria da Fig. 2.21 para uma frequência de 1 GHz. Os obstáculos possuem $\epsilon_r = 7$ e $\sigma = 0,2 \text{ S/m}$. Para a simulação com o Método dos Momentos foram utilizados $10 \text{ seg.}/\lambda$.



(a) Polarização TMz.



(b) Polarização TEz.

Figura 2.23: Resultados referentes à geometria da Fig. 2.21 para uma frequência de 1 GHz. Os obstáculos são CEP. Para a simulação com o Método dos Momentos foram utilizados 10 seg./ λ .

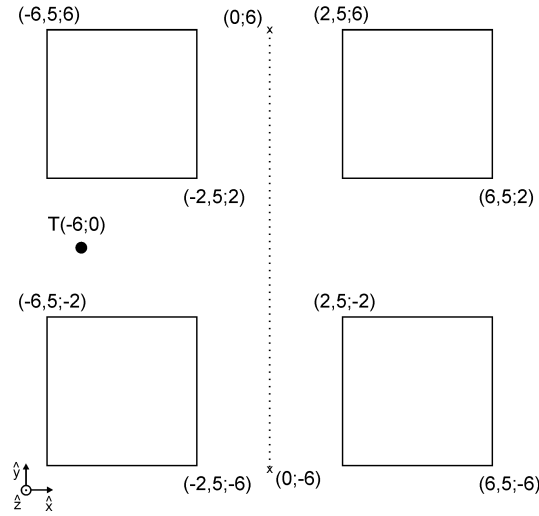


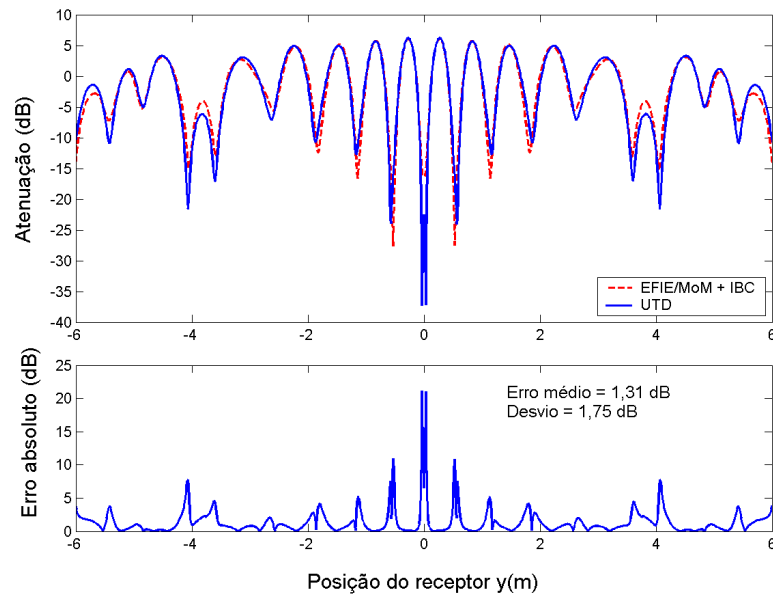
Figura 2.24: Geometria de quatro cilindros de seção reta quadrada. A fonte é uma linha infinita de corrente. Todas as coordenadas estão em metros.

e das antenas serão mantidas. Os resultados com perdas e para CEP são apresentados nas Fig. 2.28 e 2.29, respectivamente.

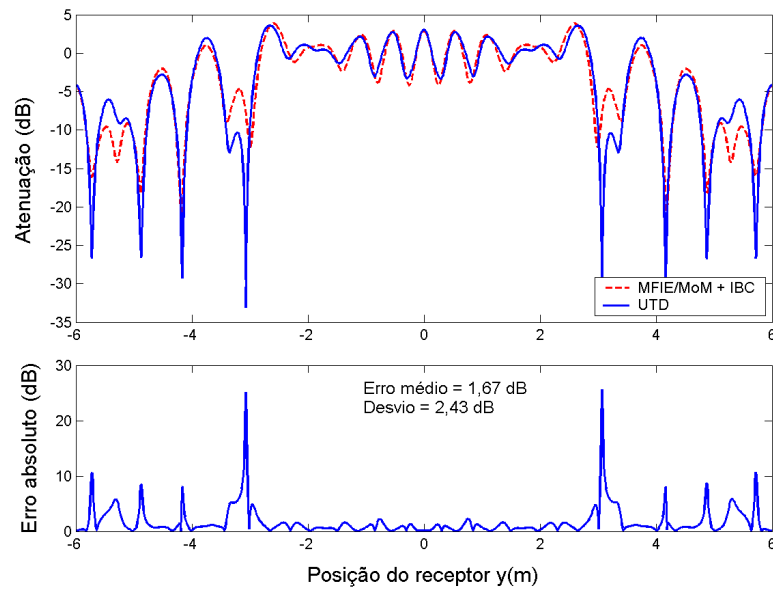
Aqui se repetem as mesmas conclusões obtidas para o caso anterior. Os resultados para CEP apresentaram, na média, erros inferiores aos encontrados nos casos envolvendo perdas. Para a polarização TM_z , o erro médio foi de 0,84 dB com perdas e de 0,61 dB para CEP. Na polarização TE_z , os erros médios foram de 2,05 dB com perdas e 0,50 dB para CEP.

Agora será analisado mais um caso com quatro cilindros de acordo com a geometria da Fig. 2.30. A antena transmissora está localizada exatamente no centro do ambiente, e o campo será avaliado ao longo da linha pontilhada. As características das antenas e dos obstáculos são as mesmas dos casos anteriores. Os resultados são mostrados nas Fig. 2.31 e 2.32.

Como nos dois casos anteriores, os casos envolvendo obstáculos CEP apresentaram resultados melhores quando comparados com os casos envolvendo perdas. Para a polarização TM_z , os erros médios foram de aproximadamente 2,39 dB e 0,26 dB para obstáculos com perdas e CEP respectivamente. Para a polarização TE_z , os erros médios foram de aproximadamente 1,73 dB e 0,37 dB para obstáculos com perdas e CEP respectivamente. Os maiores erros estão localizados nas regiões onde o campo

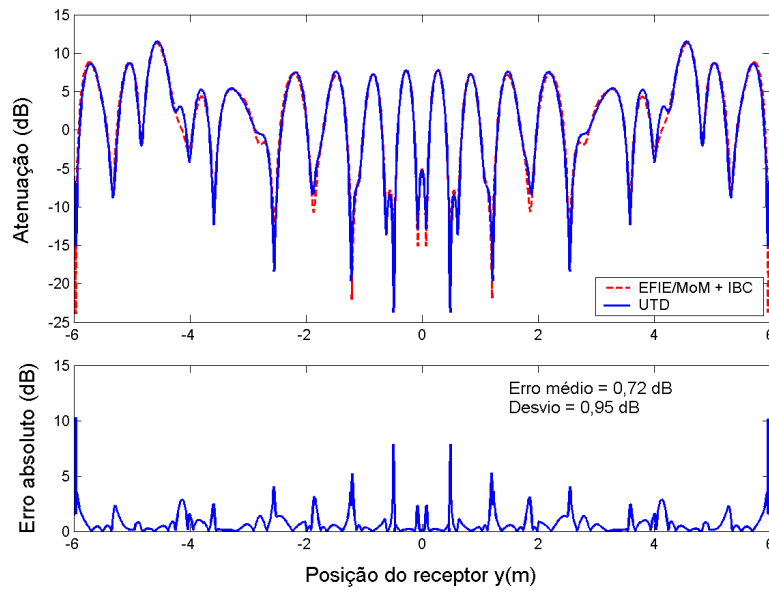


(a) Polarização TMz.

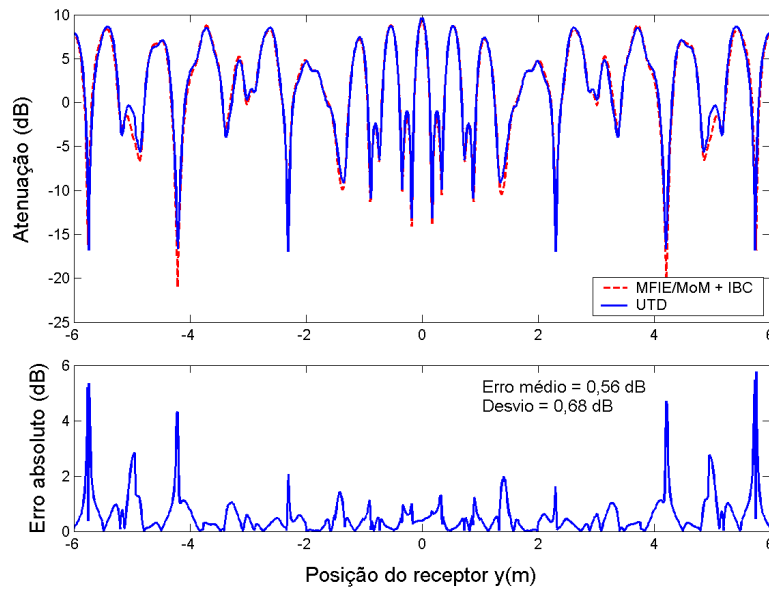


(b) Polarização TEz.

Figura 2.25: Resultados referentes à geometria da Fig. 2.24 para uma frequência de 1 GHz. Os obstáculos possuem $\epsilon_r = 7$ e $\sigma = 0,2 \text{ S/m}$. Para a simulação com o Método dos Momentos foram utilizados 10 seg./ λ .



(a) Polarização TMz.



(b) Polarização TEz.

Figura 2.26: Resultados referentes à geometria da Fig. 2.24 para uma frequência de 1 GHz. Os obstáculos são CEP. Para a simulação com o Método dos Momentos foram utilizados 10 seg./ λ .

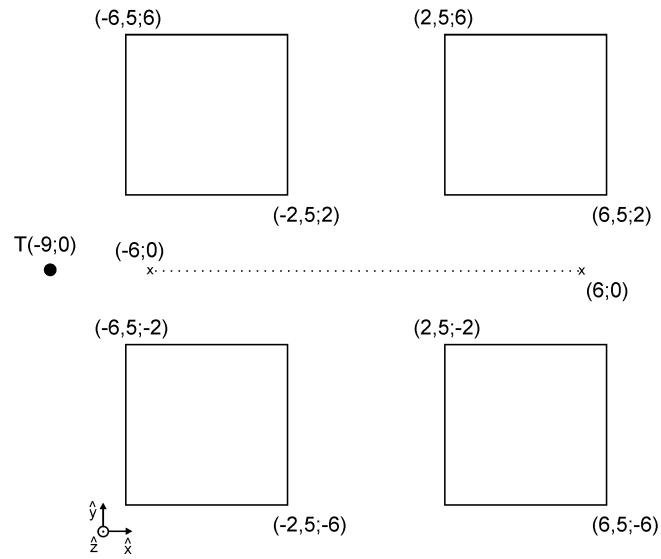
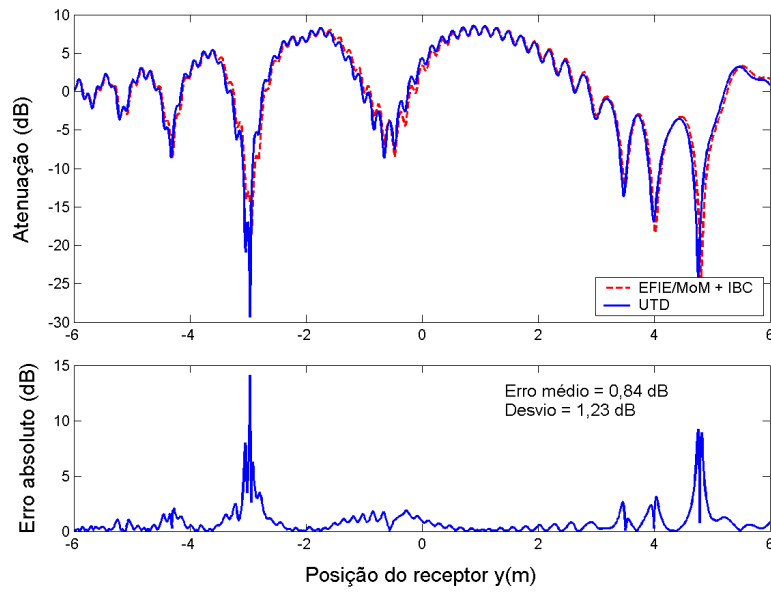


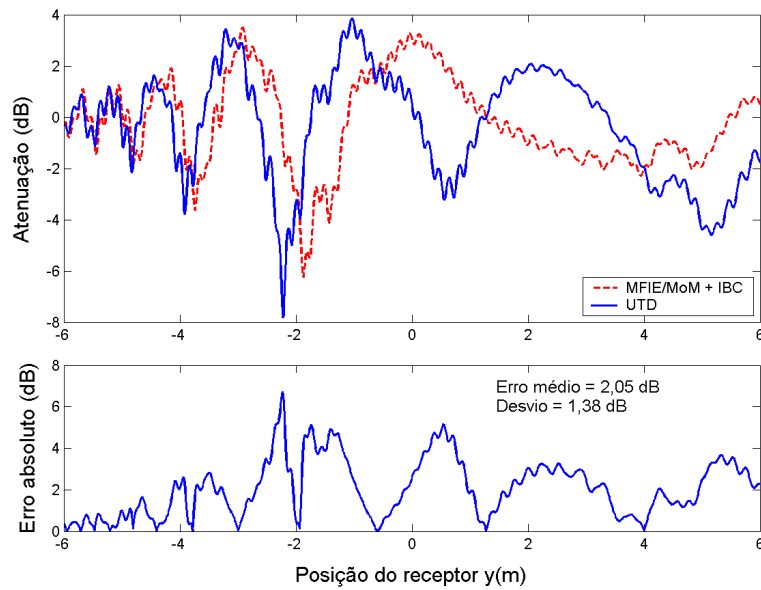
Figura 2.27: Geometria de quatro cilindros de seção reta quadrada. A fonte é uma linha infinita de corrente. Todas as coordenadas estão em metros.

possui baixa amplitude, como nos casos anteriores.

Nestes casos, onde existem muitos obstáculos, o número de reflexões é grande e a contribuição dos raios que sofrem dupla difração é insignificante para o resultado final, já que apresentam amplitude bastante reduzida.

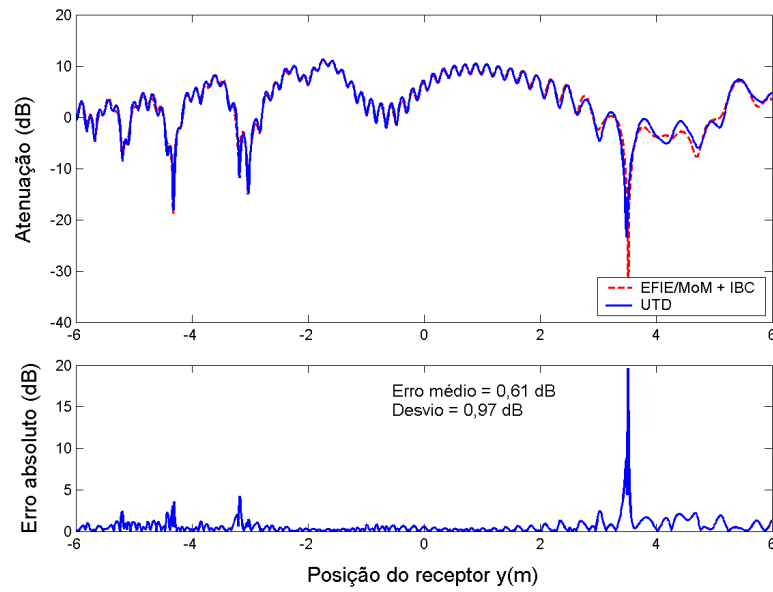


(a) Polarização TMz.

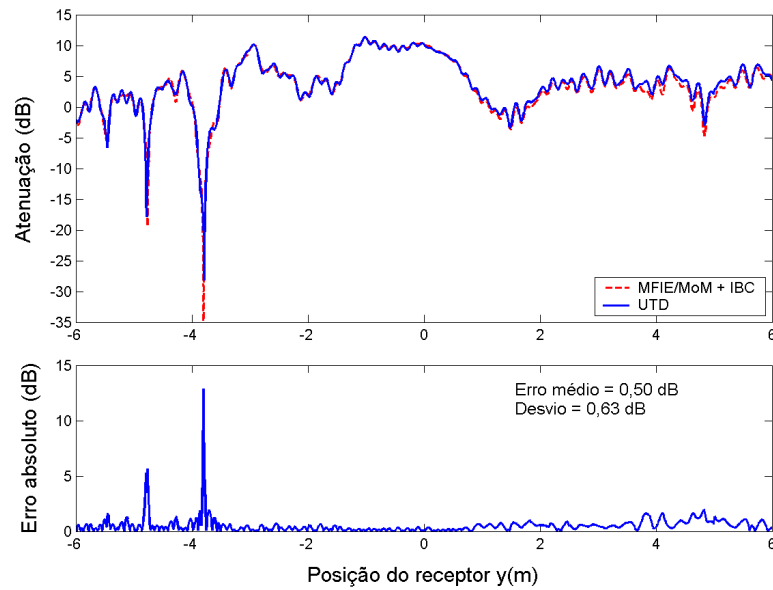


(b) Polarização TEz.

Figura 2.28: Resultados referentes à geometria da Fig. 2.27 para uma frequência de 1 GHz. Os obstáculos possuem $\epsilon_r = 7$ e $\sigma = 0,2 \text{ S/m}$. Para a simulação com o Método dos Momentos foram utilizados $10 \text{ seg./}\lambda$.



(a) Polarização TMz.



(b) Polarização TEz.

Figura 2.29: Resultados referentes à geometria da Fig. 2.27 para uma frequência de 1 GHz. Os obstáculos são CEP. Para a simulação com o Método dos Momentos foram utilizados 10 seg./ λ .

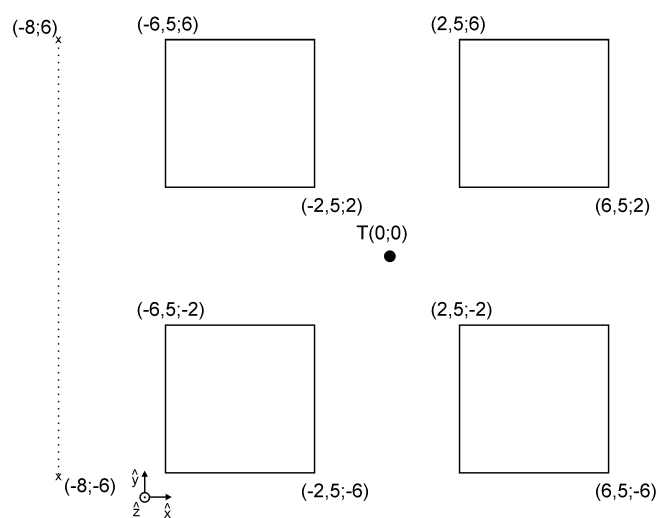
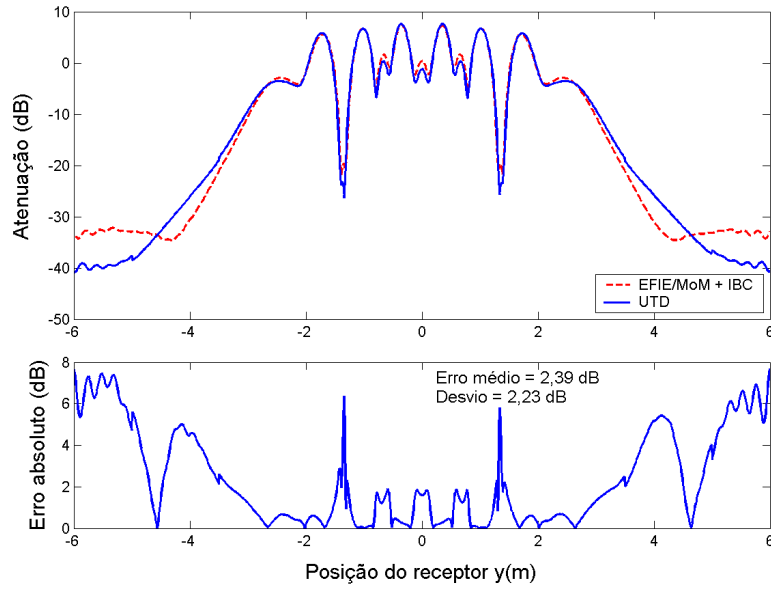
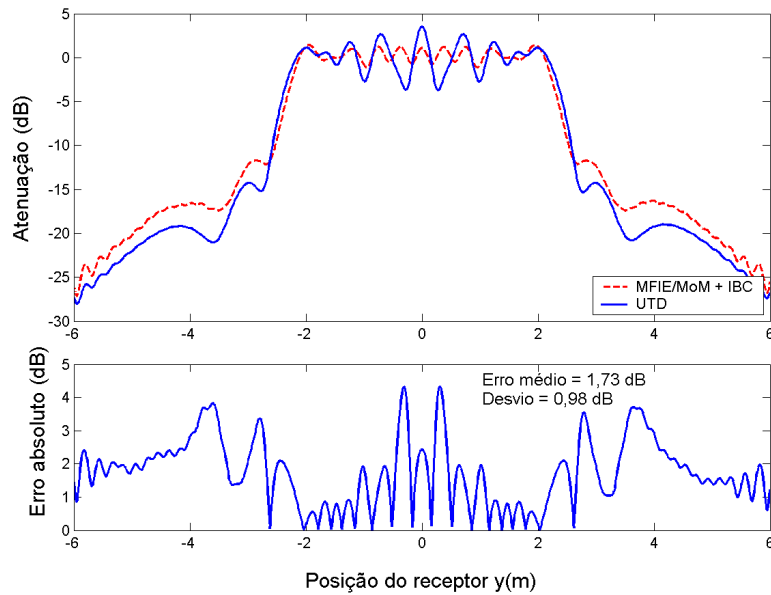


Figura 2.30: Campo espalhado por quatro cilindros de seção reta quadrada. A fonte é uma linha infinita de corrente. Todas as coordenadas estão em metros.

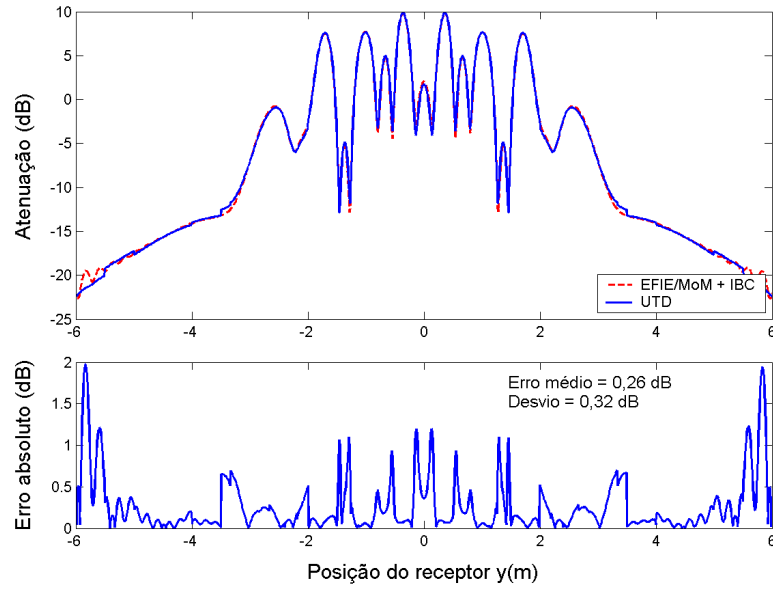


(a) Polarização TMz.

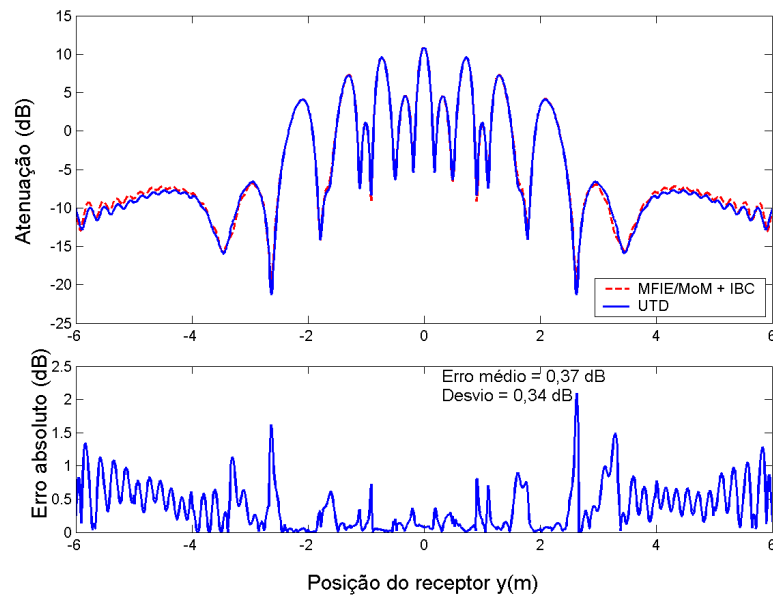


(b) Polarização TEz.

Figura 2.31: Resultados referentes à geometria da Fig. 2.30 para uma frequência de 1 GHz. Os obstáculos possuem $\epsilon_r = 7$ e $\sigma = 0,2$ S/m. Para a simulação com o Método dos Momentos foram utilizados 10 seg./ λ .



(a) Polarização TMz.



(b) Polarização TEz.

Figura 2.32: Resultados referentes à geometria da Fig. 2.30 para uma frequência de 1 GHz. Os obstáculos são CEP. Para a simulação com o Método dos Momentos foram utilizados 10 seg./ λ .

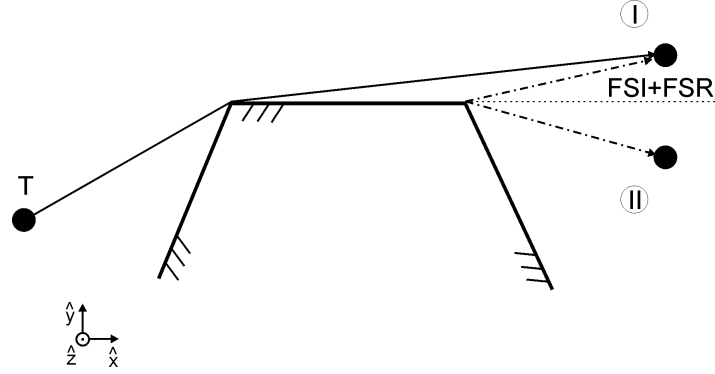


Figura 2.33: Continuidade para o campo difratado atrás do obstáculo.

2.5 Descontinuidade no campo resultante

Nesta seção, serão analisados os coeficientes de difração e de reflexão utilizados neste trabalho, a fim de explicar os motivos pelos quais o campo resultante nos casos do espalhamento por um cilindro apresentaram descontinuidades e, também, porque elas foram maiores para a polarização TE_z do que para a TM_z.

A Fig. 2.33 mostra o que acontece com os raios resultantes considerados no caso da Fig. 2.15 quando o observador atravessa as regiões de fronteira. Na região I o raio que sofre uma difração na primeira aresta está presente. Na região II, este raio passa a não mais existir, e a contribuição para o campo total é exclusivamente do raio que sofre difração dupla.

Analisando mais detalhadamente os coeficientes das Eqs. (2.22) a (2.25), é possível verificar que para $\phi_i = 0$, $D_1 = D_3$ e $D_2 = D_4$. Para paredes de condutividade finita, de acordo com a Eq. (2.38), e considerando que, neste caso, para ambas as polarizações R_0 e R_n tendem a -1 (veja Eqs. (2.7), (2.8) e (2.39)), o coeficiente de difração de primeira ordem se anula, ou seja, o campo correspondente ao raio que sofre difração simples é nulo. Para $\phi_d = 0$, $D_1 = D_4$ e $D_2 = D_3$. Como também neste caso, R_0 e R_n tendem a -1 para ambas as polarizações, o coeficiente de difração de primeira ordem também se anula. Repetindo o caso da Fig. 2.15, mas considerando apenas a difração simples, foram obtidos os resultados mostrados na Fig. 2.34. Baseado nestes resultados, o campo proveniente da difração dupla deve ser contínuo, pois o campo proveniente

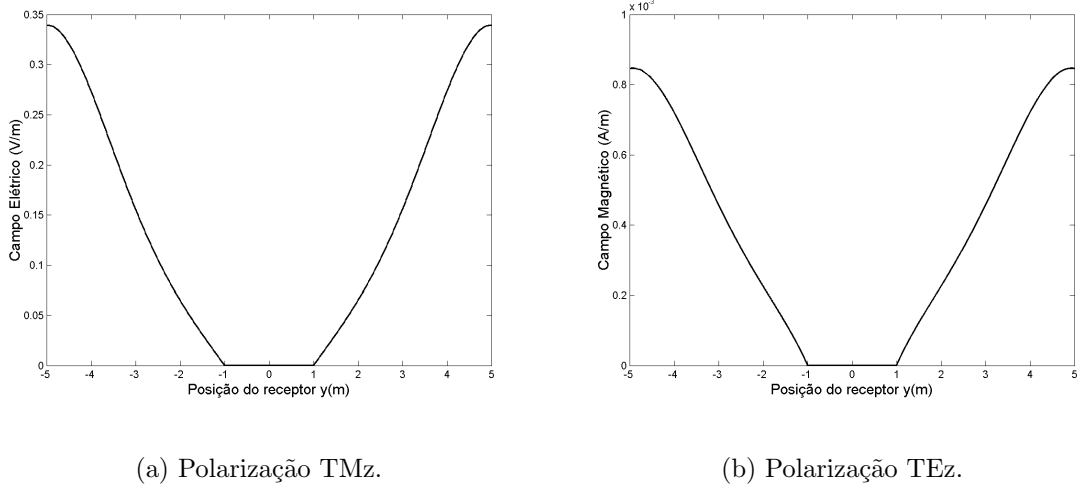


Figura 2.34: Resultados referentes à geometria da Fig. 2.15 para uma frequência de 1 GHz, considerando apenas os coeficientes de primeira ordem. Os obstáculos possuem $\epsilon_r = 7$ e $\sigma = 0,2$ S/m e a antena transmissora é uma linha infinita de corrente.

da difração simples já é contínuo, apresentando apenas uma descontinuidade na sua derivada.

Repetindo o mesmo caso da Fig. 2.15, mas considerando apenas o campo proveniente da difração dupla, foram obtidos os resultados da Fig. 2.35. O campo correspondente ao raio que sofre difração dupla é descontínuo. A descontinuidade para a polarização TEz é mais significativa do que para a polarização TMz. Esta diferença está relacionada com os coeficientes de reflexão.

Analizando a Eq. (2.52) para o caso da Fig. 2.33, tem-se que

$$\frac{\partial D}{\partial \phi_i} = \frac{\partial W_n}{\partial \phi_i} D_1 + W_n \frac{\partial D_1}{\partial \phi_i} + \frac{\partial D_2}{\partial \phi_i} + \frac{\partial R_n}{\partial \alpha_n} \frac{\partial \alpha_n}{\partial \phi_i} D_3 + R_n \frac{\partial D_3}{\partial \phi_i} + \frac{\partial R_0}{\partial \alpha_0} \frac{\partial \alpha_0}{\partial \phi_i} D_4 + R_0 \frac{\partial D_4}{\partial \phi_i}. \quad (2.67)$$

Quando o observador atravessa as fronteiras de sombra, ocorre uma inversão de sinal nos termos D_2 e D_4 . Na equação anterior, não existe nenhum termo que compense a descontinuidade do termo D_4 , e a derivada do coeficiente de reflexão que multiplica este coeficiente possui um valor máximo, já que o ângulo de incidência em relação à face 0 é nulo. Nas Fig. 2.36 e 2.37 são mostrados os comportamentos para os coeficientes de reflexão e suas derivadas com ângulos de incidência variando de 0 a π . Para $\phi_i = 0$, o valor da derivada do coeficiente de difração para a polarização

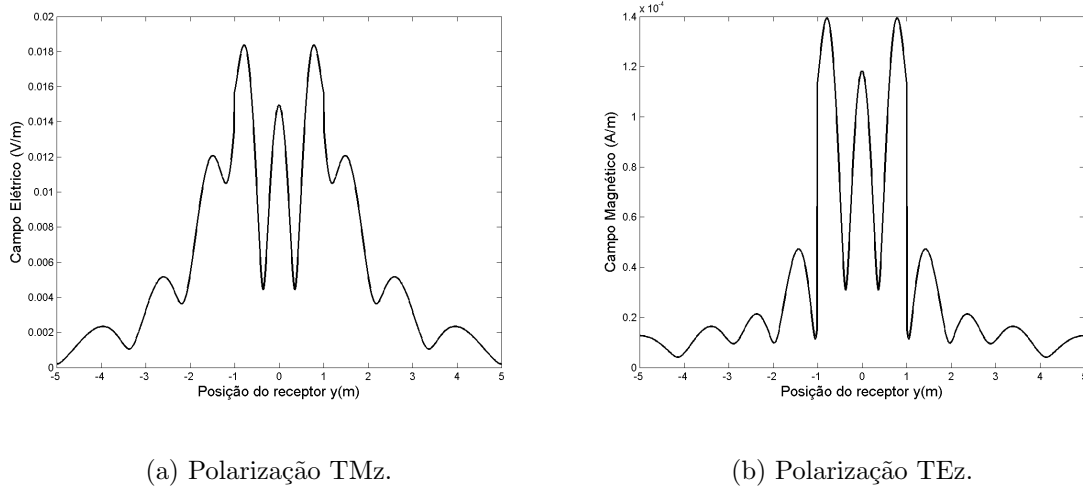


Figura 2.35: Resultados referentes à geometria da Fig. 2.15 para uma frequência de 1 GHz, considerando apenas os raios que sofreram difração dupla. Os obstáculos possuem $\epsilon_r = 7$ e $\sigma = 0,2$ S/m e a antena transmissora é uma linha infinita de corrente.

TEz é maior do que o valor da derivada para a polarização TMz. Isso faz com que a descontinuidade para a polarização TEz seja mais acentuada do que para a polarização TMz.

2.5.1 Estudo de um caso prático

Agora serão avaliados dois casos *quasi*-3D conforme a Fig. 2.38. Como dito no Capítulo 1, o modelo *quasi*-3D para o ambiente considera também os raios que refletem no solo plano [23]. Esta geometria corresponde a uma região da cidade de Ottawa, no Canadá. Serão avaliadas as atenuações ao longo de duas ruas diferentes. Na primeira situação, a antena transmissora T1 encontra-se na posição (241m,263m) e a atenuação é avaliada ao longo da *Laurier St.*. Na segunda situação a atenuação é avaliada ao longo da *Bank St.* com a antena transmissora T2 localizada na posição (541m,170m). A frequência de operação é de 910MHz e os obstáculos possuem $\epsilon_r = 7$ e $\sigma = 0,2$ S/m. Para o solo serão considerados $\epsilon_r = 15$ e $\sigma = 0,05$ S/m. A atenuação será calculada pela equação

$$A = 10 \log \left(\frac{|E|^2 \lambda^2}{8\pi\eta P_{rad} D_T D_R} \right), \quad (2.68)$$

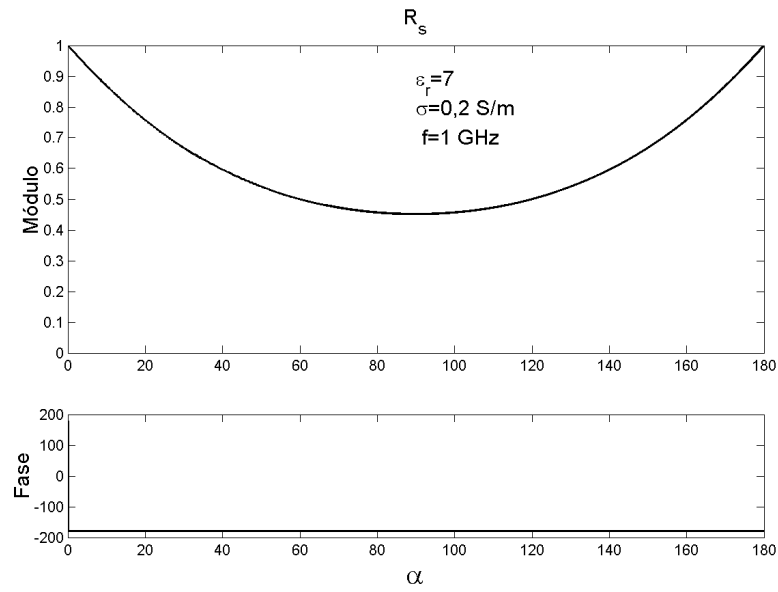
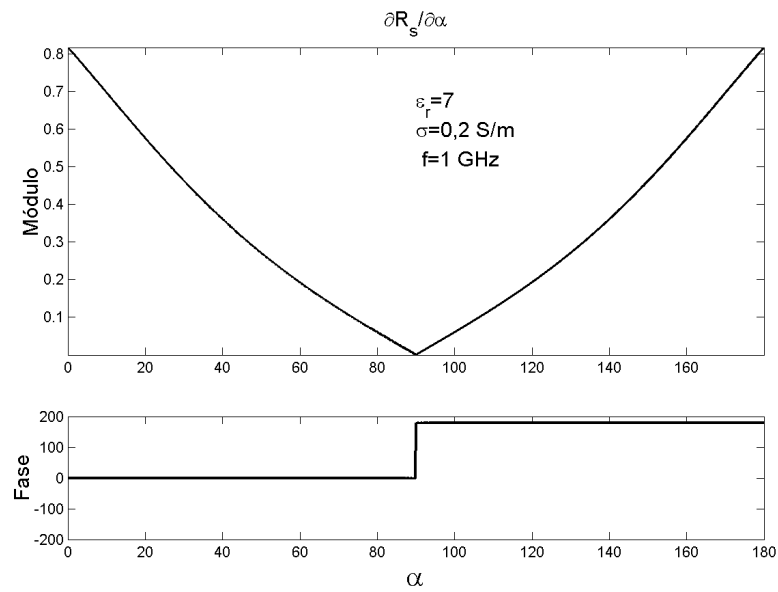
(a) Coeficiente de reflexão *soft*.(b) Derivada do coeficiente de reflexão *soft*.

Figura 2.36: Coeficiente de reflexão para a polarização perpendicular em uma superfície com $\epsilon_r = 7$ e $\sigma = 0,2 \text{ S/m}$. A frequência de operação é 1 GHz.

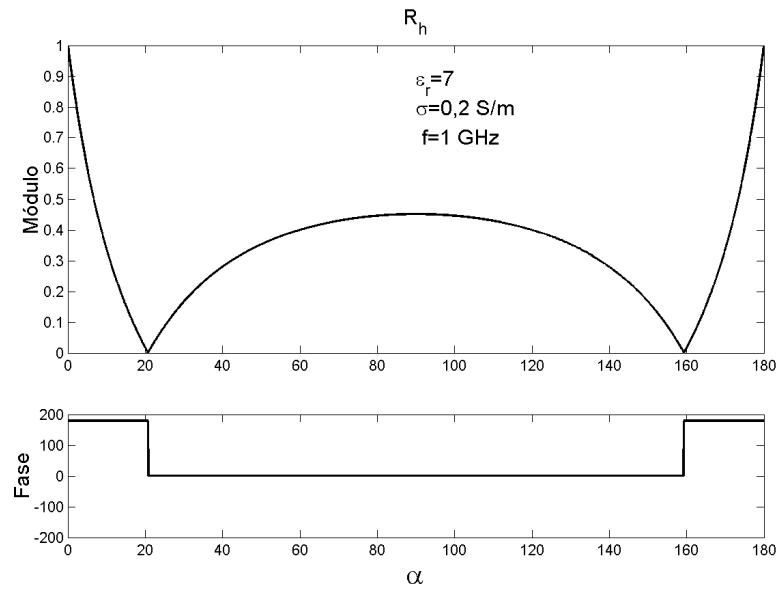
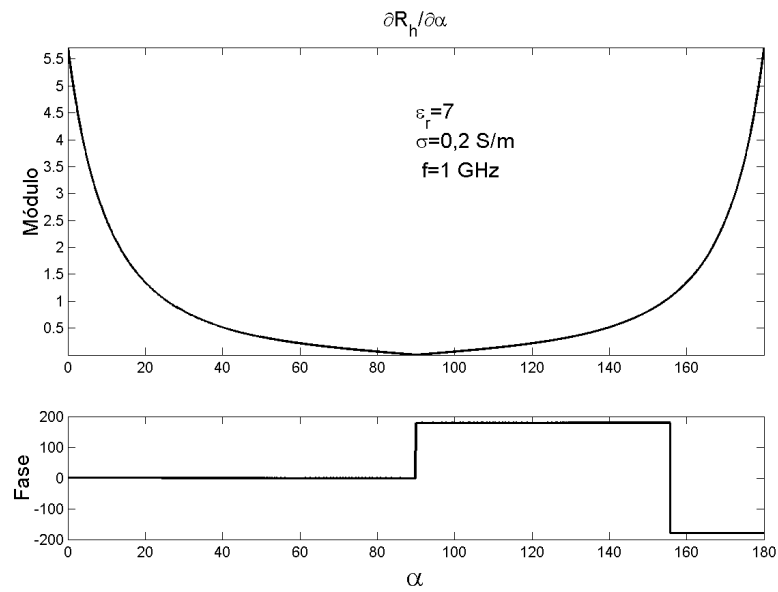
(a) Coeficiente de reflexão *hard*.(b) Derivada do coeficiente de reflexão *hard*.

Figura 2.37: Coeficiente de reflexão para a polarização paralela em uma superfície com $\epsilon_r = 7$ e $\sigma = 0,2 \text{ S/m}$. A frequência de operação é 1 GHz.

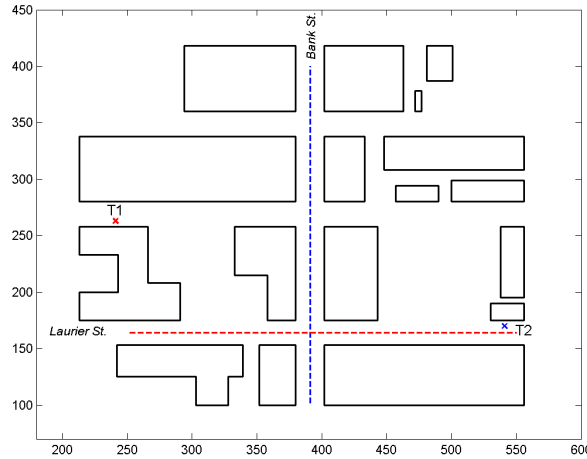
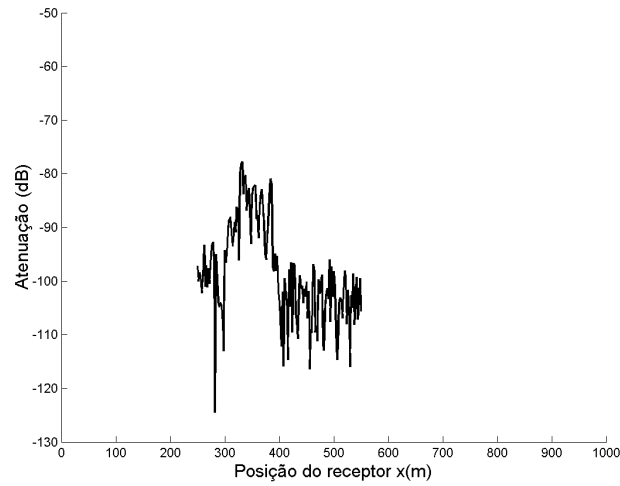


Figura 2.38: Região de Ottawa. Os prédios possuem $\epsilon_r = 7$ e $\sigma = 0,2$ S/m. Para o solo é considerado $\epsilon_r = 15$ e $\sigma = 0,05$ S/m. A frequência de operação é 910 MHz. Todas as coordenadas estão em metros.

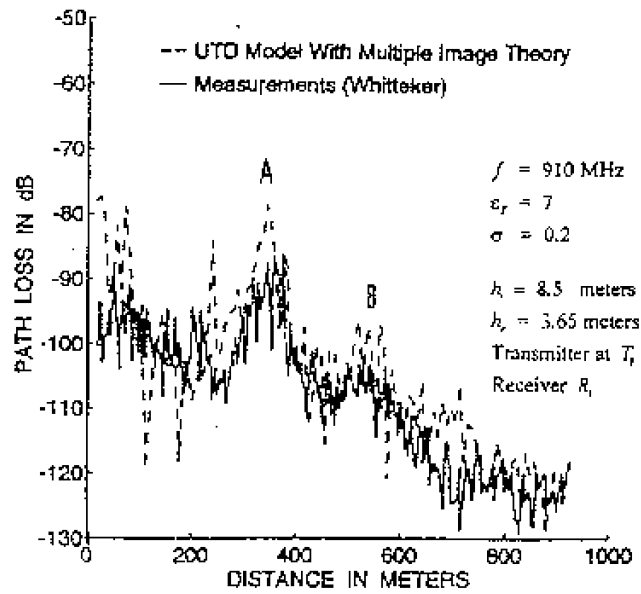
onde D_T e D_R são as diretividades das antenas transmissora e receptora respectivamente, P_{rad} é a potência total radiada pela antena e η é a impedância característica do meio. Nos dois casos, as alturas das antenas transmissoras são de 8,5m e das receptoras de 3,65m. A antena transmissora é um dipolo infinitesimal ($D_T = 1,5$) polarizado verticalmente, enquanto a receptora é isotrópica ($D_R = 1$). Serão avaliados casos com até 5 reflexões e 2 difrações e os resultados serão comparados com as medições obtidas nas referências [31] e [32]. Pelo fato de a predição através da UTD ser comparada com medições, os coeficientes de reflexão para o dielétrico [Eqs. (2.7) e (2.8)] e suas derivadas [Eqs. (2.58) e (2.59)] serão utilizados neste caso.

Os resultados apresentados nas Fig. 2.39 e 2.40 apresentaram erros da ordem de unidades de dB. Um dos motivos desta diferença pode ser o fato de que as medidas que descrevem o ambiente foram obtidas de forma aproximada ou o fato de não se considerar o relevo na simulação numérica. É importante ressaltar que nesta simulação o ambiente considerado foi apenas uma parte do ambiente apresentado em [31] e [32]. Considerando a Fig. 2.39, na região entre 300 e 370m o campo avaliado pela UTD apresentou erros de aproximadamente 10dB em relação aos valores medidos. Após 370m o erro diminuiu, o que sugere que o erro apresentado na região anterior se deve

ao fato de o traçador utilizado não considerar raios difratados por arestas com ângulos internos maiores do que 180° [23]. Na Fig. 2.38 pode-se notar a proximidade destas arestas em relação à trajetória avaliada e em relação à posição do transmissor. Na Fig. 2.40, os erros foram inferiores àqueles obtidos ao longo da *Laurier St.*. Outra explicação plausível para tal discrepância é o fato de se utilizar um valor médio comum para a permissividade e a condutividade de todos os obstáculos.

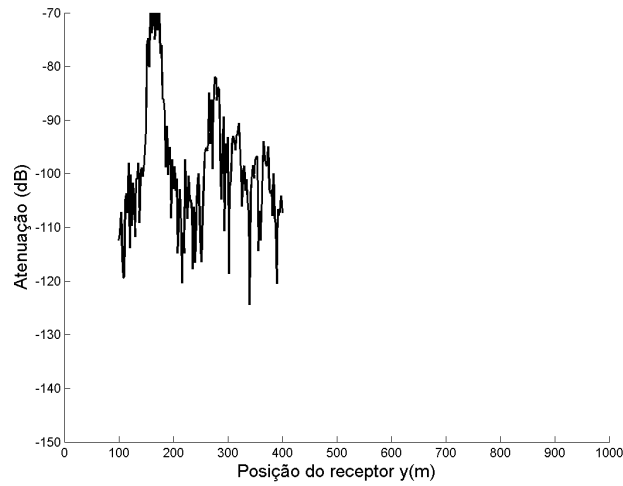


(a) Resultado da UTD.

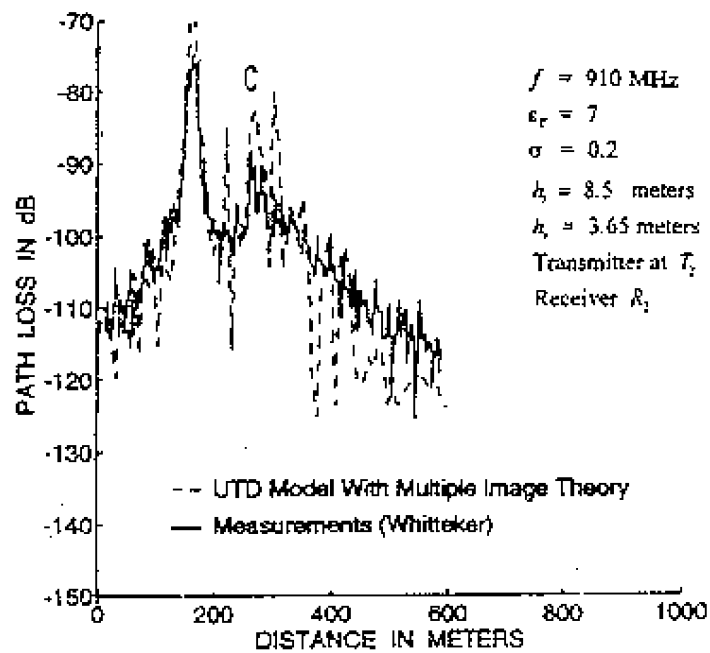


(b) Medições apresentadas em [31].

Figura 2.39: Atenuação ao longo da *Laurier St.*. Transmissor T_1 .



(a) Resultado da UTD.



(b) Medições apresentadas em [31].

Figura 2.40: Atenuação ao longo da *Bank St.*. Transmissor T_2 .

Capítulo 3

Análise do Espalhamento Eletromagnético no Domínio do Tempo através da TD-UTD

3.1 Introdução

Nos últimos anos, tem sido crescente a pesquisa em tecnologias que utilizam sinais de banda ultra larga (UWB), como o rádio pulsado e os radares de alta resolução. Os sinais UWB são aqueles cuja banda é maior do que 25% da frequência central medida em relação às atenuações de 10dB, ou aqueles cuja banda é maior do que 1,5 GHz [1]. A Fig. 3.1 compara as densidades espectrais de potência dos sistemas atuais de comunicação com os sistemas UWB. Os sistemas UWB caracterizam-se por possuírem baixa densidade de potência ao longo da faixa de frequência de utilização, quando comparados com os sistemas atuais. Desta forma, a princípio, eles podem ser utilizados juntamente com os sistemas convencionais sem interferir com eles.

Estudar a propagação de campos eletromagnéticos com tais características no domínio da frequência é uma tarefa relativamente complexa, dada a quantidade de frequências a serem analisadas. Utilizar uma formulação analítica diretamente no domínio do tempo traz algumas vantagens em relação ao cálculo no domínio da frequência com a posterior inversão no domínio do tempo através de uma Transformada Inversa de Fourier. Por exemplo, o algoritmo da Transformada Inversa de Fourier numérica (IFFT) é um processo cujo número de operações é da ordem de $N \log_2 N$, quando N

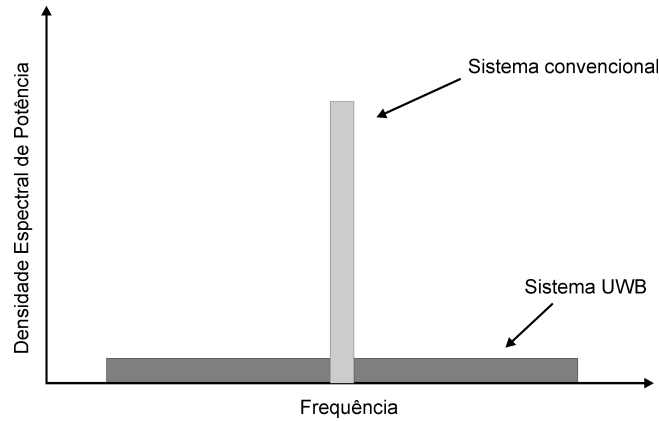


Figura 3.1: Densidade espectral de potência para um sistema convencional e um sistema UWB

é múltiplo de 2^n , e da ordem de N^2 , para quaisquer outros valores de N [33]. N neste caso é o número de frequências analisadas. Quando a largura do pulso é da ordem de nanossegundos e se está interessado no estudo do canal rádio, é necessário utilizar um número bastante grande de frequências, o que torna o tempo para a operação e a capacidade de memória consideráveis. Outro problema que surge na análise no domínio da frequência é a ocorrência de *aliasing*. Torna-se necessário definir uma janela de tempo suficientemente grande para que o resultado obtido não seja distorcido por tal fenômeno, o que aumenta também o número de pontos a serem analisados. Este fenômeno não ocorre no cálculo direto no domínio do tempo, permitindo assim que, em princípio, se defina uma janela de tempo menor, e conseqüentemente se efetue o cálculo mais rapidamente.

3.2 Análise no domínio do tempo

Um sistema linear é caracterizado por sua função de transferência ou resposta ao impulso unitário. No caso específico de problemas de espalhamento eletromagnético, esta função é representada pela função de Green. Quanto mais complexa for a geometria analisada, mais complexas serão as condições de contorno do problema, e, conseqüentemente, a função de Green associada ao meio. Em meios homogêneos, lineares, isotrópicos e invariantes no tempo, o sistema será do tipo linear, o que torna

relativamente simples o cálculo da propagação. Conhecendo a função de Green para um ambiente, é possível determinar sua resposta a qualquer tipo de excitação através de uma integral de convolução do tipo [34]

$$f(t) * g(t) = \int_{-\infty}^{\infty} f(\tau)g(t - \tau)d\tau, \quad (3.1)$$

onde, por exemplo, $g(t)$ e $f(t)$ podem ser, respectivamente, a expressão temporal da função de Green e uma excitação qualquer. Neste trabalho, as excitações serão fontes cujo comportamento temporal é do tipo pulsado, sendo representadas por um campo inicial $\vec{e}_0(\vec{r}, t)$. Como será visto nas próximas seções, estas excitações possuem um formato especial, de modo que a integral de convolução seja resolvida analiticamente e de forma simples.

Para obter o campo espalhado no domínio do tempo, pode-se utilizar pelo menos duas abordagens distintas. A primeira é calcular o campo eletromagnético no domínio da frequência através da GO e da UTD para um grande número de frequências discretas e, posteriormente, aplicar uma transformada inversa de Fourier (IFFT). A segunda abordagem é utilizar a formulação analítica da GO e da UTD no domínio do tempo, denominadas TD-GO e TD-UTD respectivamente [5].

A TD-GO e a TD-UTD são obtidas através da inversão analítica para o domínio do tempo das formulações da GO e da UTD. Pelo fato de serem técnicas assintóticas, apresentando resultados válidos quando a frequência tende a infinito, a TD-GO e a TD-UTD são válidas nos tempos próximos ao tempo de chegada das primeiras frentes de onda de cada raio [5, 6]. Estes tempos de chegada estão em torno de s/c , onde s é a distância ao longo da trajetória e c é a velocidade da luz no meio.

Para a obtenção da TD-UTD podem ser utilizadas as transformadas de Fourier ou Laplace. No entanto, a utilização destas transformadas pode resultar em uma formulação que leve a resultados não causais [5]. Sinais obtidos desta forma trariam informações errôneas sobre eventos que ocorreriam antes mesmo do tempo de chegada das primeiras frentes de onda. A aplicação de transformadas bilaterais pode resolver este problema, mas pode também resultar em fórmulas mais complexas [5]. Outro problema que surge da utilização das transformadas de Fourier e Laplace, é que a

condição $F(-\omega) = F^*(\omega)$ deve ser satisfeita para que o resultado obtido seja uma função real. Para os métodos assintóticos, como a UTD, as funções são definidas considerando $\omega \rightarrow \infty$ e não possuem comportamento bem definido para $\omega < 0$ [5]. Como visto no Cap. 2, os raios podem atravessar cáusticas, as quais inserem um defasamento de $\pm\pi/2$ em todas as componentes espectrais do campo eletromagnético envolvido. Este defasamento exige a utilização de uma Transformada de Hilbert para a obtenção dos campos de forma correta [35].

A representação analítica de sinais permite obter o campo eletromagnético espalhado no domínio do tempo de forma mais simples. A aplicação de uma Transformada Analítica Temporal (ATT) nas formulações da GO e da UTD gera resultados causais, sendo unilateral e sem a necessidade de conhecer o comportamento da função para $\omega < 0$. Além disso, ela permite a utilização de uma grande variedade de pulsos, descritos como combinações lineares de exponenciais, que apresentam convoluções eficientes com a resposta impulsional obtida através da TD-UTD. A analiticidade das funções da TD-UTD permite também o tratamento simplificado dos campos no rastreamento de raios, quando estes atravessam cáusticas, pois, como será visto nas próximas seções, a Transformada de Hilbert aparece naturalmente como resultado da aplicação da ATT. Portanto, para a obtenção das formulações da TD-GO e da TD-UTD será utilizada a representação analítica de sinais.

3.3 A transformada ATT e suas propriedades

A ATT é definida como [5]

$$f^+(t) = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} F(\omega) u(\omega) e^{j\omega t} d\omega, \quad \text{para } \text{Im}(t) > 0, \quad (3.2)$$

onde ω é a frequência angular, $F(\omega)$ é transformada de Fourier de $f(t)$ dada por

$$F(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} f(t) e^{-j\omega t} dt \quad (3.3)$$

e $u(\omega)$ é o degrau unitário de Heaviside, dado por

$$u(\omega) = \begin{cases} 0 & \omega < 0 \\ 1/2 & \omega = 0 \\ 1 & \omega > 0 \end{cases} . \quad (3.4)$$

Neste trabalho, quando for feita uma referência a algum sinal analítico, este será representado com um sinal “+” sobre a função.

Pode-se notar, na Eq. (3.2), que a ATT considera a parte do espectro para $\omega < 0$ nula, o que é importante no caso de métodos assintóticos. A condição $\text{Im}(t) > 0$ garante a convergência da integral e a analiticidade de $f^+(t)$. Como os casos analisados neste trabalho não envolverão a componente de frequência nula, pois não há radiação em tal frequência, a ATT pode ser escrita como [5]

$$f^+(t) = \frac{1}{\pi} \int_0^\infty F(\omega) e^{j\omega t} d\omega, \quad \text{para } \text{Im}(t) > 0. \quad (3.5)$$

A relação entre a função analítica $f^+(t)$ e a função real $f(t)$ é dada por [5]

$$f^+(t) = f(t) + j\mathcal{H}[f(t)], \quad \text{para } \text{Im}(t) = 0, \quad (3.6)$$

onde a parte imaginária de $f^+(t)$ é a Transformada de Hilbert da função $f(t)$ [35]. Como dito na seção anterior, esta transformada é necessária quando o raio atravessa alguma cáustica e aparece naturalmente no sinal analítico para $\text{Im}(t) = 0$. Desta forma, para obter $f(t)$ basta utilizar a relação [5]

$$f(t) = \text{Re} \left[f^+(t) \right], \quad \text{para } \text{Im}(t) = 0. \quad (3.7)$$

O sinal analítico obtido através da ATT é um fasor no domínio do tempo complexo, cuja solução de interesse é a parte real quando $\text{Im}(t) = 0$. Assim como no domínio da frequência, durante todos os passos para a obtenção do campo total a formulação é tratada no domínio do tempo complexo, e somente no final o resultado de interesse é obtido recuperando a parte real do sinal. Um exemplo da aplicação da ATT é a função delta analítica, que é definida por [5]

$$\delta^+(t) = \begin{cases} \frac{j}{\pi t} & , \text{Im}(t) > 0 \\ \delta(t) + \text{pv} \frac{j}{\pi t} & , \text{Im}(t) = 0 \end{cases}, \quad (3.8)$$

onde “pv” representa o valor principal de Cauchy. Sendo assim, a parte real da função delta analítica quando $\text{Im}(t) = 0$ é a função delta de Dirac. Como será visto nas próximas seções, a função delta analítica é bastante útil no cálculo da resposta impulsional obtida através da TD-UTD.

A integral em (3.2) tem a forma de uma transformada de Laplace, o que torna possível a utilização de diversas propriedades de transformadas existentes para o cálculo da transformada analítica. A ATT, assim como as transformadas de Fourier e Laplace, possui uma importante propriedade que relaciona a operação de multiplicação no domínio da frequência com a operação de convolução no domínio do tempo, sendo dada por [5]

$$F(\omega)H(\omega) \longleftrightarrow \frac{1}{2} \overset{+}{f}(t) * \overset{+}{h}(t), \quad (3.9)$$

onde $\overset{+}{f}(t)$ e $\overset{+}{h}(t)$ são funções complexas arbitrárias dependentes do tempo complexo.

3.4 Campos eletromagnéticos no domínio do tempo

A resposta ao impulso para o espalhamento eletromagnético, assim como no domínio da frequência, é uma combinação entre os resultados da GO e da UTD no domínio do tempo, podendo ser descrita como

$$\overset{+}{\vec{e}}_I(t) = \overset{+}{\vec{e}}_I^i(t)U_i + \overset{+}{\vec{e}}_I^r(t)U_r + \overset{+}{\vec{e}}_I^d(t), \quad (3.10)$$

onde $\overset{+}{\vec{e}}_I^i$ é o campo elétrico relativo ao raio direto, $\overset{+}{\vec{e}}_I^r$ é o campo elétrico relativo ao raio refletido e $\overset{+}{\vec{e}}_I^d$ é o campo elétrico difratado. U_i é igual a 1 quando o observador está na região iluminada e zero quando este se encontra na região de sombra. U_r é igual a 1 quando existe raio refletido e 0 quando não existe. Aqui são desconsiderados os efeitos de ondas de superfície e coeficientes de difração de ordem superior.

3.4.1 Ótica Geométrica no domínio do tempo (TD-GO)

Nesta seção, serão derivadas as equações da TD-GO para os raios diretos e refletidos através da aplicação direta da ATT nas formulações da GO do Capítulo 2.

Raio direto

Como visto na Seção 2.2.1[Eq. (2.3)], a expressão do campo elétrico propagando por um tubo de raios astigmático é dado por

$$\vec{E}(s, \omega) = \vec{E}_0(\omega) A(s) e^{-jks} e^{j(n-m)\pi/2}. \quad (3.11)$$

Para a obtenção da resposta impulsional analítica para o raio direto, aplica-se a ATT na equação anterior. O impulso unitário no tempo é mapeado como um valor constante na frequência, de forma que o termo $\vec{E}_0(\omega)$ pode ser considerado constante e igual a $1\hat{p}$, onde $\hat{p}$ é o vetor de polarização do campo elétrico. Assim, tem-se que

$$\begin{aligned}\vec{e}_I^+(s, t) &= \frac{1}{\pi} \int_0^\infty A(s) e^{-jks} e^{j\omega t} e^{j(n-m)\pi/2} \hat{p} d\omega \\ &= A(s) e^{j(n-m)\pi/2} \frac{1}{\pi} \int_0^\infty e^{j\omega(t-s/c)} \hat{p} d\omega \\ &= A(s) e^{j(n-m)\pi/2} \delta^+(t - s/c) \hat{p}.\end{aligned}\quad (3.12)$$

Utilizando a equação analítica da GO para o raio direto em conjunto com as Eqs. (3.7) e (3.8), pode-se obter a resposta impulsional referente ao raio direto. Por exemplo, se $n - m = 0$, significa que o raio direto não atravessa nenhuma cáustica e a resposta ao impulso referente a este raio será

$$\vec{e}_I(s, t) = A(s) \delta(t - s/c) \hat{p}, \quad (3.13)$$

mas quando $n - m = 1$, significa que o raio atravessa uma cáustica e a resposta passa a ser

$$\vec{e}_I(s, t) = -A(s) \text{pv} \frac{1}{\pi(t - s/c)} \hat{p}, \quad (3.14)$$

onde “pv” representa o valor principal de Cauchy.

Desta forma, a ATT permite o tratamento simplificado do campo mesmo quando o raio atravessa uma cáustica. As mesmas propriedades para os raios óticos citadas na Seção 2.2.1 podem ser observadas através das Eqs. (3.13) e (3.14), como a conservação da polarização em meios homogêneos.

Raio refletido

Neste capítulo serão considerados apenas condutores perfeitos, elétricos e magnéticos, para o cálculo dos campos refletidos através da TD-GO, pois a aplicação da ATT nos coeficientes de reflexão apresentados nas Eqs. (2.7) e (2.8) não foi considerada. Como mostrado na Seção 2.2.2[Eq. (2.6)], o campo elétrico refletido por uma

superfície condutora no domínio da frequência é

$$\vec{E}^r(s_i, s_r, \omega) = \vec{E}_0(\omega) \cdot \bar{\mathbf{R}} A(s_i) A(s_r) e^{-jks_i} e^{-jks_r} e^{j(n-m)\pi/2}, \quad (3.15)$$

onde aqui o termo $\vec{E}^i(Q_r)$ da Eq. (2.6) é substituído por $\vec{E}_0(\omega)A(s_i)e^{-jks_i}$. O termo s_i é a distância entre o ponto onde é calculado o campo $\vec{E}_0(\omega)$ e o ponto de reflexão Q_r . Aplicando a transformada como feito para o raio direto, a resposta analítica ao impulso para um raio refletido é

$$\begin{aligned} \vec{e}_I^+(s_i, s_r, t) &= \frac{1}{\pi} \int_0^\infty \bar{\mathbf{R}} \cdot \hat{p} A(s_i) A(s_r) e^{-jks_i} e^{-jks_r} e^{j\omega t} e^{j(n-m)\pi/2} d\omega \\ &= \bar{\mathbf{R}} \cdot \hat{p} A(s_i) A(s_r) e^{j(n-m)\pi/2} \frac{1}{\pi} \int_0^\infty e^{j\omega(t-s_i/c-s_r/c)} d\omega \\ &= \bar{\mathbf{R}} \cdot \hat{p} A(s_i) A(s_r) e^{j(n-m)\pi/2} \delta^+(t - s_i/c - s_r/c). \end{aligned} \quad (3.16)$$

3.4.2 Teoria Uniforme da Difração no domínio do tempo (TD-UTD)

Como visto na Seção 2.3.1[Eq. (2.13)], o campo elétrico difratado por uma aresta no domínio da frequência é

$$\vec{E}^d(s_i, s_d, \omega) = \vec{E}_0(\omega) \cdot \bar{\mathbf{D}}(\omega) A(s_i) A(s_d) e^{-jks_i} e^{-jks_d} e^{j(n-m)\pi/2}, \quad (3.17)$$

onde aqui o termo $\vec{E}^i(Q_e)$ da Eq. (2.13) é substituído por $\vec{E}_0(\omega)A(s_i)e^{-jks_i}$. O termo s_i , neste caso, é a distância entre o ponto onde é calculado o campo $\vec{E}_0(\omega)$ e o ponto de difração Q_e .

A resposta ao impulso para o raio difratado é obtida de modo semelhante ao utilizado para os raios direto e refletido. Considerando $\vec{E}_0(\omega) = 1\hat{p}$ e aplicando a ATT, tem-se [5]:

$$\begin{aligned} \vec{e}_I^d(s_i, s_d, t) &= \frac{1}{\pi} \int_0^\infty \bar{\mathbf{D}}(\omega) \cdot \hat{p} A(s_i) A(s_d) e^{-jks_i} e^{-jks_d} e^{j\omega t} e^{j(n-m)\pi/2} d\omega \\ &= A(s_i) A(s_d) e^{j(n-m)\pi/2} \frac{1}{\pi} \int_0^\infty \bar{\mathbf{D}}(\omega) e^{j\omega(t-s_i/c-s_d/c)} d\omega \cdot \hat{p} \\ &= \bar{\mathbf{D}}^+(t - s_i/c - s_d/c) \cdot \hat{p} A(s_i) A(s_d) e^{j(n-m)\pi/2}. \end{aligned} \quad (3.18)$$

Como a diádica de difração depende da frequência angular ω , ela não pôde ser retirada da integral como foi feito com o coeficiente de reflexão para o condutor perfeito.

O termo $\vec{\mathbf{D}}^+(t)$ é a diádica de difração da TD-UTD, que é obtida a partir da aplicação da ATT na Eq. (2.19), sendo escrita como

$$\vec{\mathbf{D}}^+(t) = \vec{D}_s^+(t) \hat{\beta}_i \hat{\beta}_d + \vec{D}_h^+(t) \hat{\phi}_i \hat{\phi}_d, \quad (3.19)$$

onde os vetores unitários $\hat{\beta}_i$, $\hat{\beta}_d$, $\hat{\phi}_i$ e $\hat{\phi}_d$ são aqueles definidos na Seção 2.3.1 (veja a Fig. 2.7).

Como na reflexão, não serão analisados casos com perdas, pelo fato de as transformadas dos termos D_s e D_h serem difíceis de se obter analiticamente, pois envolvem multiplicações entre coeficientes de reflexão e difração.

Para obter a forma analítica dos termos dos coeficientes de difração [Eqs. (2.22) a (2.25)], é adequado reescrevê-los de forma a isolar os termos dependentes da frequência em uma única função. Assim, tem-se que

$$D_1 = \frac{-1}{2n\sqrt{2\pi} \sin\beta_0} \cot\left[\frac{\pi + (\phi_d - \phi_i)}{2n}\right] F(x_1, \omega), \quad (3.20)$$

$$D_2 = \frac{-1}{2n\sqrt{2\pi} \sin\beta_0} \cot\left[\frac{\pi - (\phi_d - \phi_i)}{2n}\right] F(x_2, \omega), \quad (3.21)$$

$$D_3 = \frac{-1}{2n\sqrt{2\pi} \sin\beta_0} \cot\left[\frac{\pi + (\phi_d + \phi_i)}{2n}\right] F(x_3, \omega), \quad (3.22)$$

$$D_4 = \frac{-1}{2n\sqrt{2\pi} \sin\beta_0} \cot\left[\frac{\pi - (\phi_d + \phi_i)}{2n}\right] F(x_4, \omega), \quad (3.23)$$

onde a função $F(x_m, \omega)$ é dada por

$$F(x_m, \omega) = \sqrt{\frac{c}{j\omega}} F_{tr}\left(\frac{\omega x_m}{c}\right). \quad (3.24)$$

A função de transição F_{tr} é dada pela Eq. (2.27) e os termos x_m são:

$$x_1 = 2L_i n^2 \sin^2 \left[\frac{\pi + (\phi_d - \phi_i)}{2n} \right], \quad (3.25)$$

$$x_2 = 2L_i n^2 \sin^2 \left[\frac{\pi - (\phi_d - \phi_i)}{2n} \right], \quad (3.26)$$

$$x_3 = 2L_{r0} n^2 \sin^2 \left[\frac{\pi + (\phi_d + \phi_i)}{2n} \right], \quad (3.27)$$

$$x_4 = 2L_{rn} n^2 \sin^2 \left[\frac{\pi - (\phi_d + \phi_i)}{2n} \right]. \quad (3.28)$$

Para a solução da transformada analítica da função $F(x_m, \omega)$, é necessário reescrevê-la na forma [5]

$$F(x_m, \omega) = \sqrt{\pi x_m} e^{j\omega x_m/c} \operatorname{erfc} \left(\sqrt{\frac{j\omega x_m}{c}} \right), \quad (3.29)$$

onde $\operatorname{erfc}(x)$ é a função erro complementar, definida como

$$\operatorname{erfc}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_x^\infty e^{-t^2} dt. \quad (3.30)$$

A transformada analítica da função $F(x_m, \omega)$ pode então ser escrita como [5]

$$f^+(x_m, t) = \frac{1}{\pi} \int_0^\infty \sqrt{\pi x_m} e^{j\omega x_m/c} \operatorname{erfc} \left(\sqrt{\frac{j\omega x_m}{c}} \right) d\omega \quad (3.31)$$

$$= \frac{\sqrt{x_m/\pi}}{\sqrt{-jt}(\sqrt{-jt} + \sqrt{jx_m/c})}. \quad (3.32)$$

Utilizando o resultado da expressão (3.32) nas Eqs. (3.20) a (3.23), tem-se:

$$D_1^+ = \frac{-1}{2n\sqrt{2\pi} \sin\beta_0} \cot \left[\frac{\pi + (\phi_d - \phi_i)}{2n} \right] \frac{\sqrt{x_1/\pi}}{\sqrt{-jt}(\sqrt{-jt} + \sqrt{jx_1/c})}, \quad (3.33)$$

$$D_2^+ = \frac{-1}{2n\sqrt{2\pi} \sin\beta_0} \cot \left[\frac{\pi - (\phi_d - \phi_i)}{2n} \right] \frac{\sqrt{x_2/\pi}}{\sqrt{-jt}(\sqrt{-jt} + \sqrt{jx_2/c})}, \quad (3.34)$$

$$D_3^+ = \frac{-1}{2n\sqrt{2\pi} \sin\beta_0} \cot \left[\frac{\pi + (\phi_d + \phi_i)}{2n} \right] \frac{\sqrt{x_3/\pi}}{\sqrt{-jt}(\sqrt{-jt} + \sqrt{jx_3/c})}, \quad (3.35)$$

$$D_4^+ = \frac{-1}{2n\sqrt{2\pi} \sin\beta_0} \cot \left[\frac{\pi - (\phi_d + \phi_i)}{2n} \right] \frac{\sqrt{x_4/\pi}}{\sqrt{-jt}(\sqrt{-jt} + \sqrt{jx_4/c})}. \quad (3.36)$$

3.5 Convolução eficiente no tempo

Obtida a resposta impulsional do sistema, para se obter a resposta relativa a qualquer outra entrada no domínio do tempo é necessária uma operação de convolução. Para calcular de forma eficiente a convolução entre uma excitação e as respostas impulsionais para cada um dos raios obtidas anteriormente, é necessário que a excitação possua um comportamento espectral do tipo [5]

$$E_0(\omega) = \sum_{n=1}^N A_n e^{-\alpha_n \omega}, \quad \text{para } \omega > 0. \quad (3.37)$$

Desta forma, a expressão analítica desta excitação no domínio do tempo é

$$\begin{aligned} {}^+e_0(t) &= \frac{j}{\pi} \sum_{n=1}^N \frac{A_n}{t + j\alpha_n} \\ &= \sum_{n=1}^N A_n {}^+\delta(t + j\alpha_n), \quad \text{para } \alpha_n > 0. \end{aligned} \quad (3.38)$$

De acordo com a Eq. (3.9) e utilizando a propriedade do delta de Dirac [5]

$$\frac{1}{2} {}^+g(t) * {}^+\delta(t + j\beta) = {}^+g(t + j\beta) \quad (3.39)$$

para a integral de convolução, tem-se que

$$\frac{1}{2} {}^+e_0(t) * {}^+g(t) = \sum_{n=1}^N A_n {}^+g(t + j\alpha_n). \quad (3.40)$$

Convolvindo a expressão da excitação com a resposta impulsional da TD-UTD dada pela Eq. (3.10), tem-se que a resposta temporal da TD-UTD para qualquer excitação no formato da Eq. (3.38) é

$${}^+\vec{e}(t) = \sum_{n=1}^N A_n \left[{}^+\vec{e}_I^i(t + j\alpha_n) U_i + {}^+\vec{e}_I^r(t + j\alpha_n) U_r + {}^+\vec{e}_I^d(t + j\alpha_n) \right]. \quad (3.41)$$

Nas simulações efetuadas neste trabalho, foram utilizadas excitações, cujo comportamento espectral é do tipo [5]

$$E_0^i(\omega) = C_0(1 - e^{-\omega T})^N e^{-\omega MT}, \quad (3.42)$$

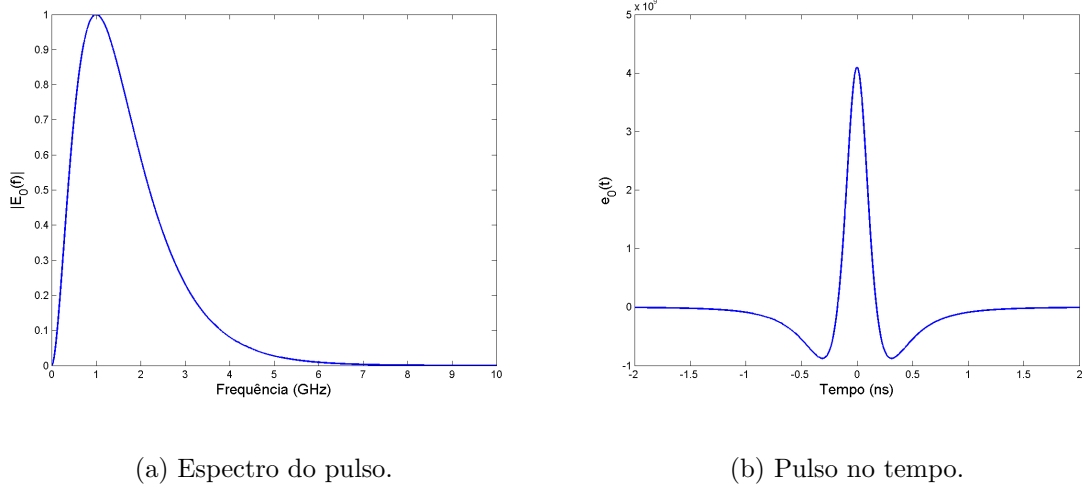


Figura 3.2: Espectro (a) e o formato da excitação (b) para $M = 1$, $N = 2$ e $f_c = 1$ GHz.

onde

$$T = \frac{1}{2\pi f_c} \ln \left(\frac{M+N}{M} \right), \quad (3.43)$$

f_c é a frequência central do pulso, M e N são expoentes que influenciam no formato do pulso, e C_0 é uma constante de normalização, que torna a amplitude da excitação unitária quando se está na frequência central, sendo escrita como [5]

$$C_0 = \left(\frac{M+N}{M} \right)^M \left(\frac{M+N}{N} \right)^N. \quad (3.44)$$

Para $M = 1$, $N = 2$ e $f_c = 1$ GHz, o pulso apresenta comportamento espectral e temporal apresentados na Fig. 3.2.

3.6 Resultados numéricos

Inicialmente será analisado o caso mostrado na Fig. 3.3. A cunha analisada é condutora magnética perfeita. A antena transmissora é um dipolo infinitesimal, polarizado verticalmente (polarização $\hat{y}$), localizado a 5 m de altura. A antena receptora é isotrópica e está localizada a 30 m de altura. Estes valores foram escolhidos de forma que os pulsos relativos aos raios direto, refletido e difratado não se misturem. Para a excitação, foram utilizados $f_c = 850$ MHz, $M = 1$ e $N = 2$. As curvas para o pulso com estes parâmetros, na frequência e no tempo, são exibidas na Fig. 3.4.

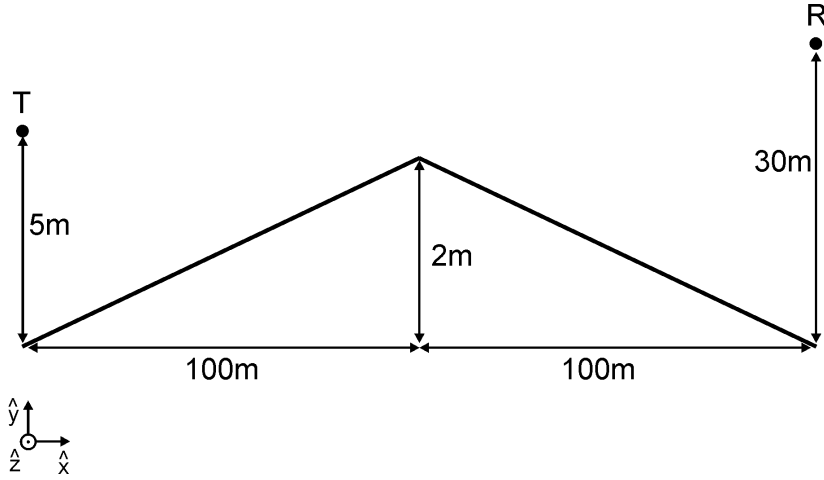
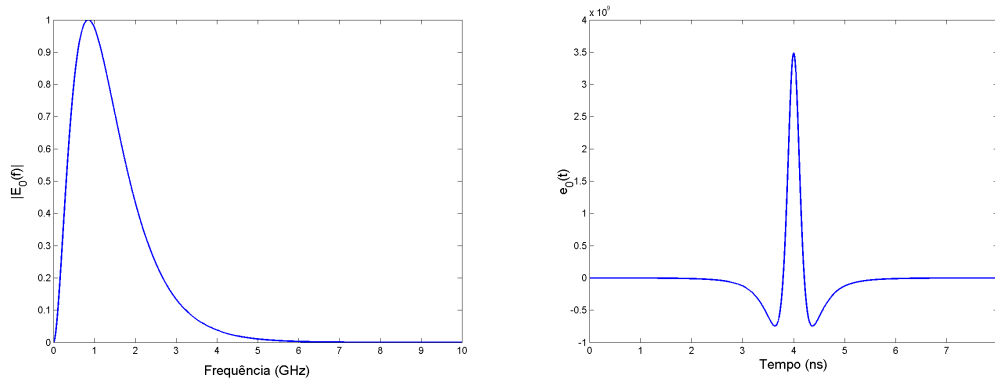


Figura 3.3: Geometria de uma cunha condutora magnética perfeita.



(a) Espectro do pulso.

(b) Pulso no tempo.

Figura 3.4: Espectro (a) e o formato da excitação (b) para $M = 1$, $N = 2$ e $f_c = 850$ MHz.

Os resultados para o campo elétrico polarizado verticalmente, obtidos através da TD-UTD, serão comparados com os resultados obtidos através da UTD com uma posterior aplicação de uma IFFT e com os resultados obtidos através da aplicação da Equação Integral do campo Magnético no domínio do tempo (TD-MFIE), obtidos no trabalho desenvolvido por Teperino [26].

Como se pode ver na Fig. 3.5, existe uma boa concordância entre os métodos, sendo que entre os métodos TD-UTD e UTD não há diferença. Esta concordância entre UTD e TD-UTD é esperada, pois a TD-UTD é obtida analiticamente através de

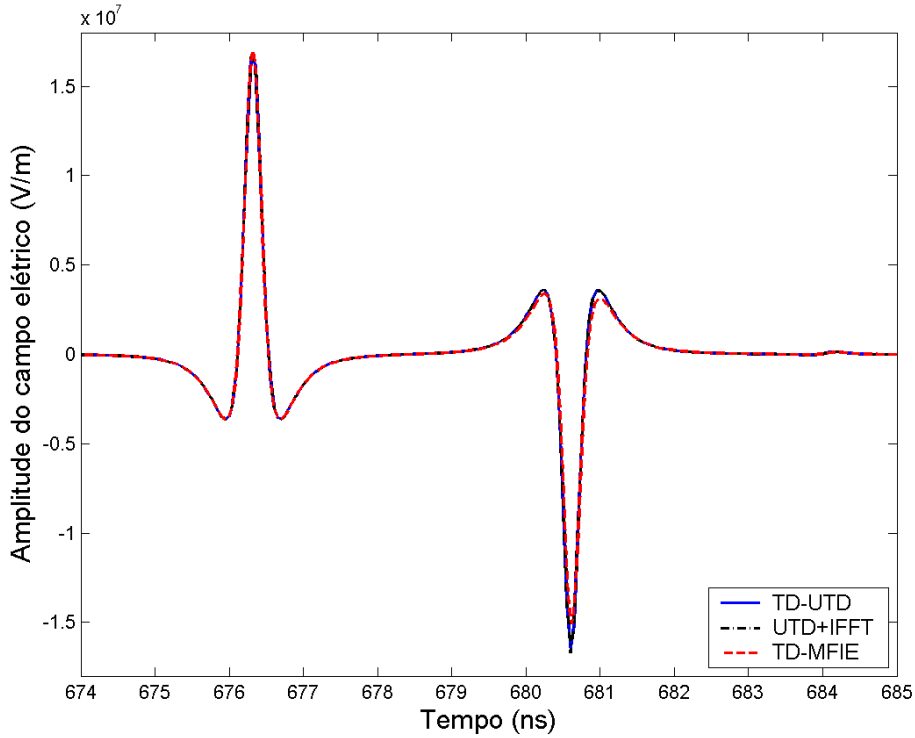


Figura 3.5: Campo elétrico vertical espalhado para a geometria referente à Fig. 3.3.

uma transformada a partir da UTD sem nenhuma aproximação. É possível discriminar dois pulsos principais na figura, onde o primeiro é correspondente ao raio direto e o segundo é correspondente ao raio refletido, cuja inversão ocorre pelo fato de a cunha ser condutora magnética perfeita. A pequena oscilação que aparece em torno de 684 ns é devida à difração na cunha. Comparando com a TD-MFIE, houve uma pequena discrepância no campo refletido.

Será analisado agora o caso da Fig. 3.6, onde o cilindro de seção reta quadrada é um condutor elétrico perfeito de 2 m de lado. A antenna transmissora é uma linha infinita de corrente, elétrica para a polarização TMz e magnética para a polarização TEz, e a antenna receptora é isotrópica. O espalhamento no domínio do tempo para este obstáculo será avaliado para alguns ângulos ϕ , percorrendo uma trajetória circular de 4 m de raio concêntrica com o obstáculo. O pulso utilizado neste caso possui $f_c = 2$ GHz, $M = 1$ e $N = 2$ e sua forma de onda e seu espectro são apresentados na Fig. 3.7.

Serão considerados raios com até 2 difrações quando for utilizada a UTD e raios com até 1 difração para os casos avaliados através da TD-UTD. Com relação ao Método dos Momentos, que será nosso método de referência, foram utilizados 14 segmentos por comprimento de onda quando $\phi = 0^\circ$ e 5 segmentos por comprimento de onda para os demais casos. Nas Fig. 3.8 a 3.12, os raios considerados são apresentados nas geometrias, onde a cor preta representa o raio direto, a cor verde o raio que sofre difração simples, a cor vermelha o raio que sofre dupla difração e a cor azul o raio que sofre uma reflexão.

O resultado para $\phi = 0^\circ$, em ambas as polarizações, é exibido na Fig. 3.8. O pulso recebido neste caso é uma combinação de dois pulsos que sofrem difração dupla por cima e por baixo, como mostrado nos raios tracejados da Fig. 3.8. O resultado predito pela TD-UTD é nulo nesta região, já que só chegam ao receptor raios que sofrem duas difrações. O resultado obtido através da UTD apresentou uma pequena discrepância quando comparado com o resultado obtido através do MoM. Neste caso foi preciso utilizar um número maior de segmentos por comprimento de onda para se obter um bom resultado com a EFIE e com a MFIE. Na Fig. 3.9 é exibido o resultado para $\phi = 45^\circ$. O pulso de maior intensidade, para ambas as polarizações, é uma superposição dos pulsos relativos aos raios direto e ao que sofre uma difração no ponto $(-1m, 1m)$ (veja Fig. 3.6). Os outros dois pulsos menores são relativos aos raios que sofrem dupla difração. Note que no resultado obtido através da TD-UTD, para ambas as polarizações, não existem tais pulsos, pois não foi desenvolvida a teoria no domínio do tempo para a difração dupla. No entanto, o resultado obtido através da UTD com uma posterior aplicação de uma IFFT conseguiu calcular estes dois pulsos de forma satisfatória, para ambas as polarizações. A Fig 3.10 mostra o resultado para $\phi = 90^\circ$. Note que os pulsos relativos ao raio incidente e ao que sofre apenas uma difração estão mais afastados, já que ouve um aumento da diferença entre os comprimentos totais das trajetórias. O campo avaliado através da TD-UTD concorda perfeitamente com o resultado obtido através da UTD, já que não existe nenhuma aproximação na obtenção da TD-UTD através da ATT. A única diferença neste caso é que a UTD aplicada considera raios com dupla difração. Para $\phi = 135^\circ$, cujo resultado é exibido

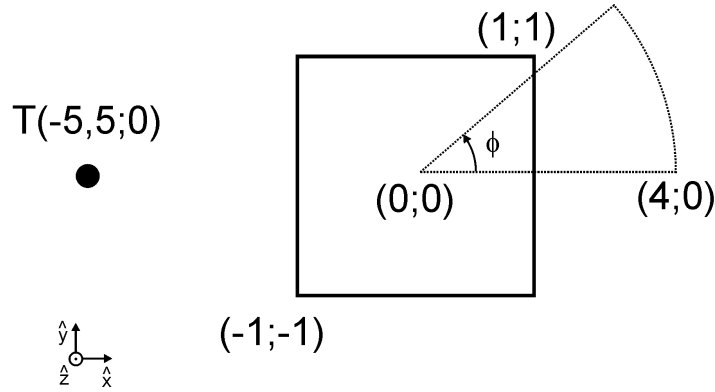
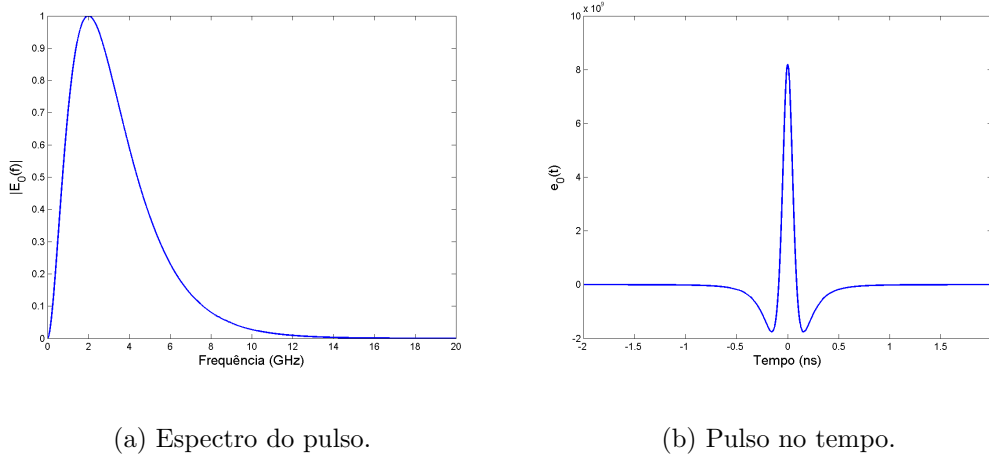


Figura 3.6: Geometria de um cilindro de seção reta quadrada CEP. Todas as coordenadas estão em metros.

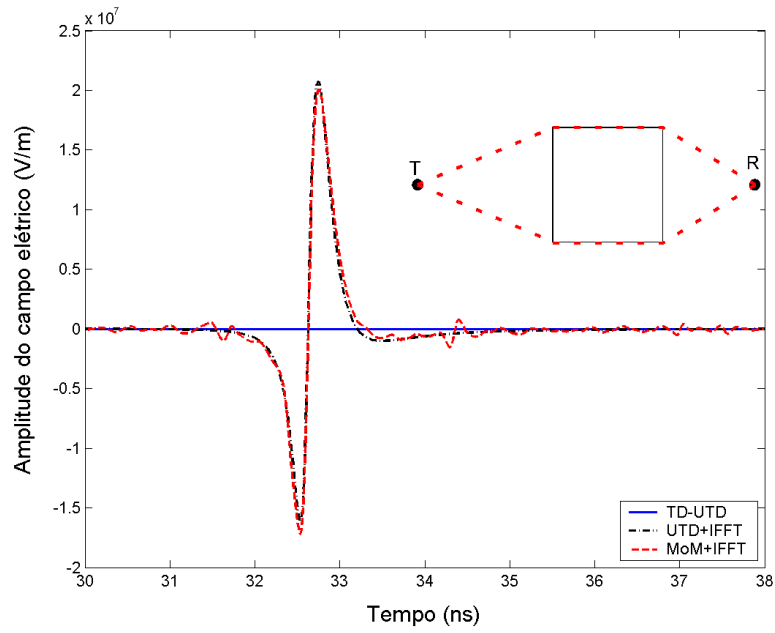


(a) Espectro do pulso.

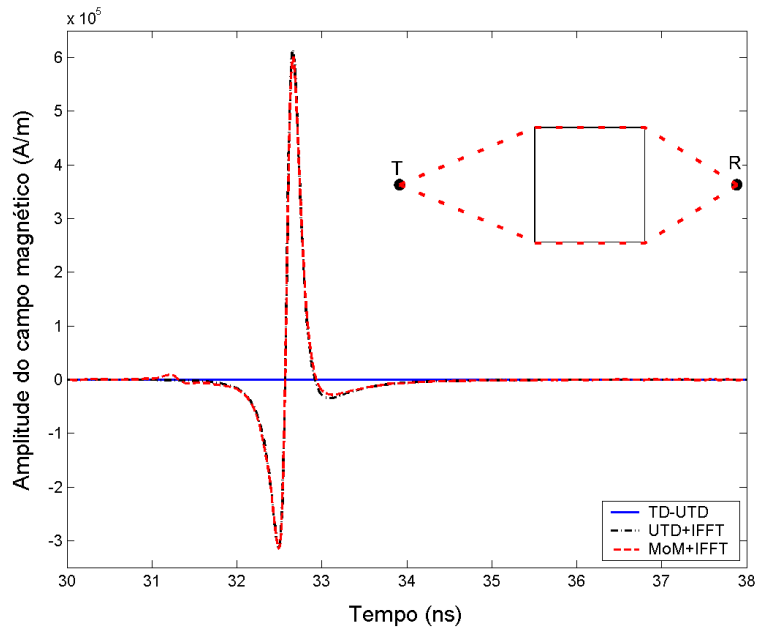
(b) Pulso no tempo.

Figura 3.7: Formato da excitação para $M = 1$, $N = 2$ e $f_c = 2$ GHz.

na Fig. 3.11, é possível perceber a presença de três pulsos: um correspondente ao raio direto, e outros dois correspondentes às difrações nos pontos $(-1\text{m}, 1\text{m})$ e $(-1\text{m}, -1\text{m})$. Os resultados obtidos através da UTD e da TD-UTD apresentaram uma boa concordância com o resultado obtido através do MoM para ambas as polarizações. Já para $\phi = 180^\circ$, existe um pulso refletido que atinge o receptor, e seu tempo de chegada é muito próximo ao tempo de chegada dos raios que difratam nas arestas $(-1\text{m}, -1\text{m})$ e $(-1\text{m}, 1\text{m})$. Os resultados obtidos para ambas as polarizações concordaram com o resultado obtido através do MoM para todos os pulsos.

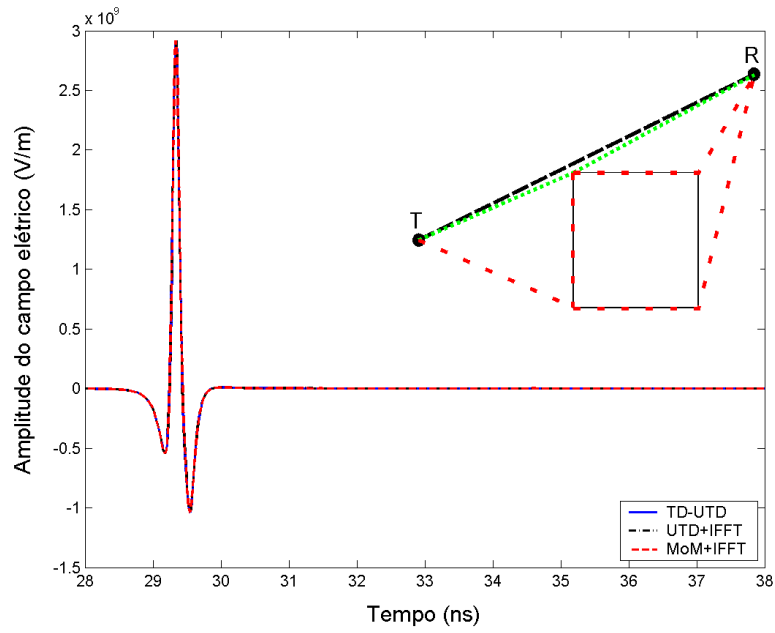


(a) Polarização TMz

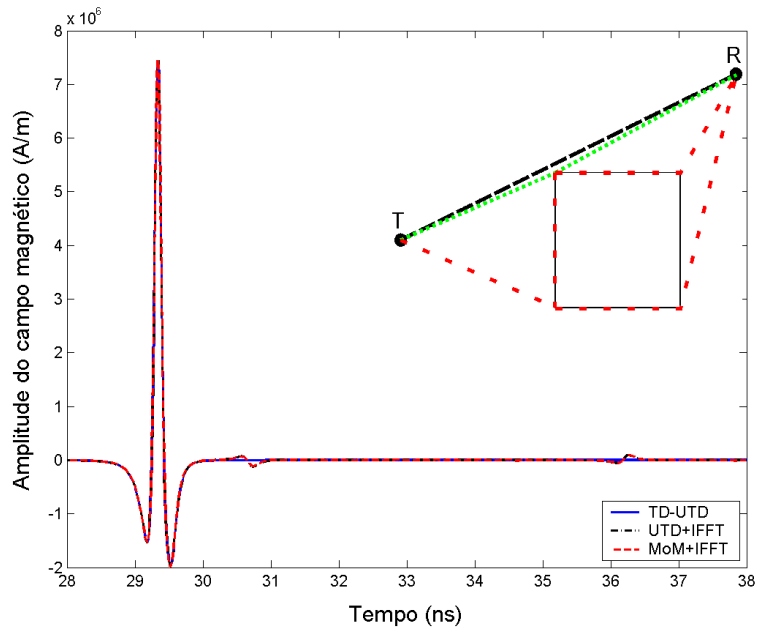


(b) Polarização TEz

Figura 3.8: Resultado para a geometria da Fig 3.6 com $\phi = 0^\circ$. Para a simulação com o Método dos Momentos foram utilizados 14 seg/ λ .

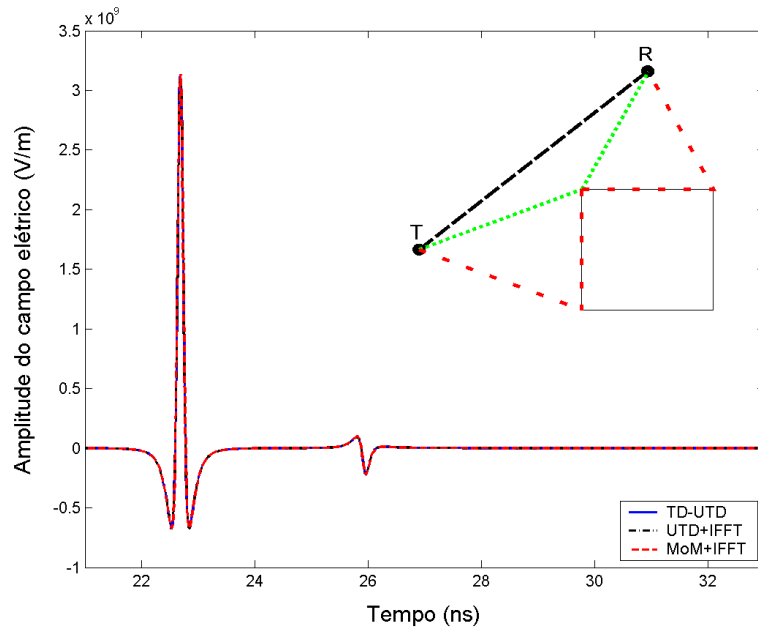


(a) Polarização TMz

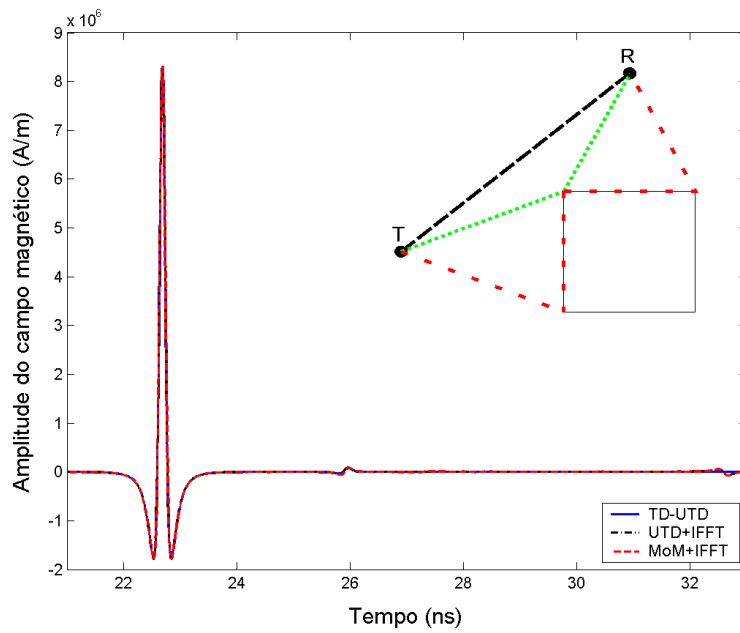


(b) Polarização TEz

Figura 3.9: Resultado para a geometria da Fig 3.6 com $\phi = 45^\circ$. Para a simulação com o Método dos Momentos foram utilizados 5 seg/ λ .

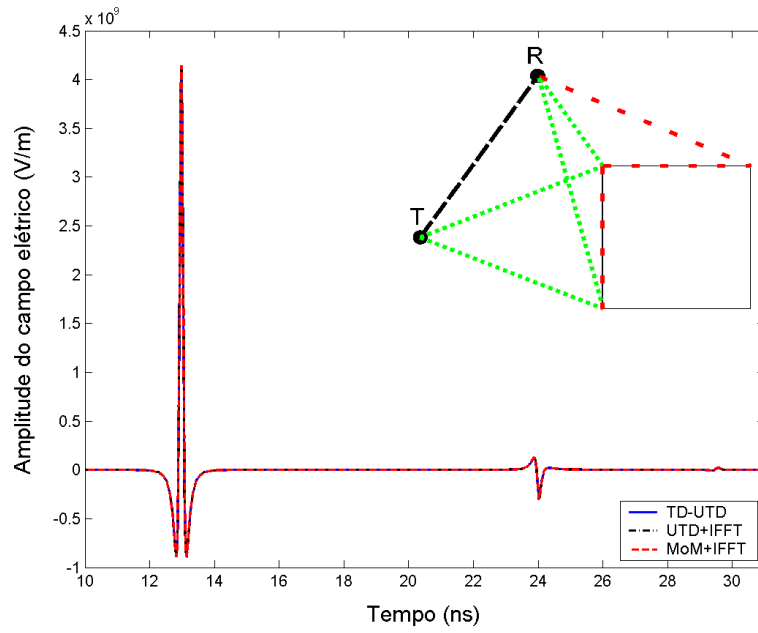


(a) Polarização TMz

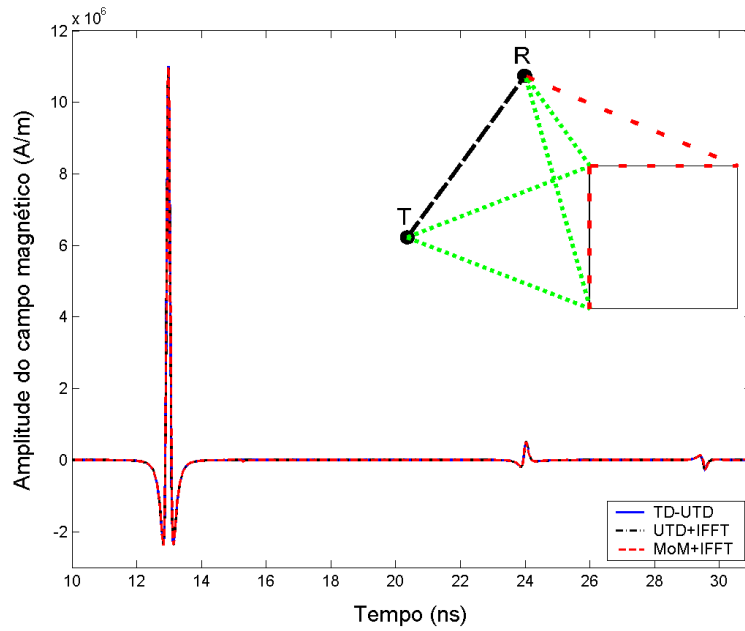


(b) Polarização TEz

Figura 3.10: Resultado para a geometria da Fig 3.6 com $\phi = 90^\circ$. Para a simulação com o Método dos Momentos foram utilizados 5 seg/ λ .

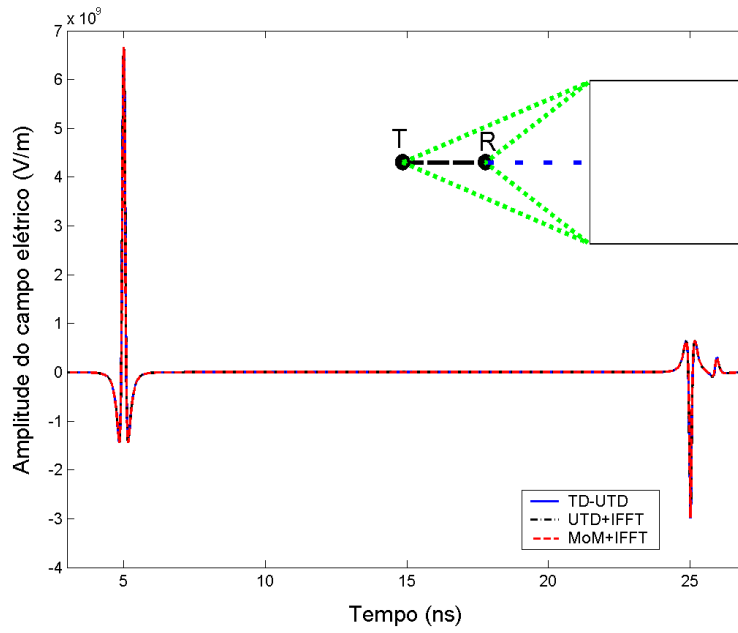


(a) Polarização TMz

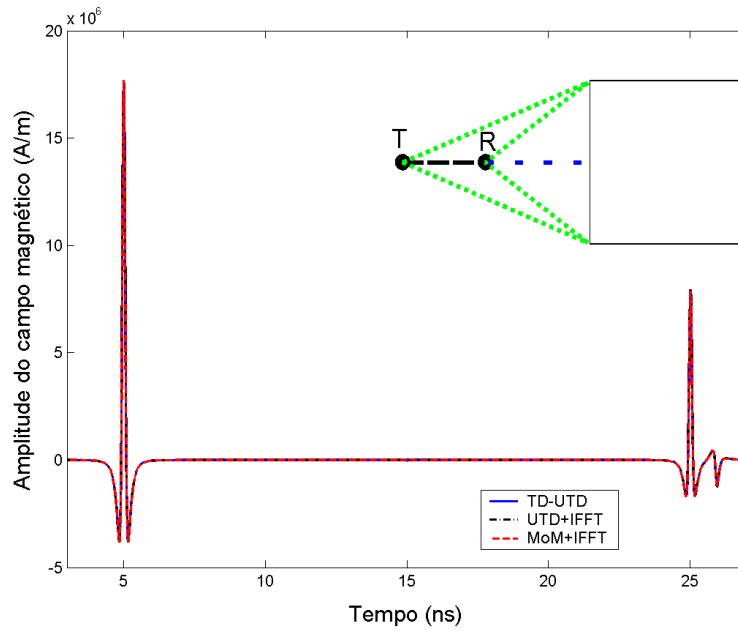


(b) Polarização TEz

Figura 3.11: Resultado para a geometria da Fig 3.6 com $\phi = 135^\circ$. Para a simulação com o Método dos Momentos foram utilizados 5 seg/λ .



(a) Polarização TMz



(b) Polarização TEz

Figura 3.12: Resultado para a geometria da Fig 3.6 com $\phi = 180^\circ$. Para a simulação com o Método dos Momentos foram utilizados 5 seg/ λ .

Capítulo 4

Caracterização de um Canal Rádio Banda Larga

4.1 Caracterização do canal rádio

Em ambientes urbanos, onde as antenas estão localizadas a alturas relativamente baixas se comparadas às alturas das edificações e, geralmente, a antena receptora não está na linha de visada direta da antena transmissora, os efeitos de multipercurso são determinantes para o estabelecimento da comunicação entre dois terminais. Quando um pulso eletromagnético é transmitido, ele propaga por diversas trajetórias, caracterizadas por diversos mecanismos de propagação, de forma que o sinal que chega ao receptor passa a ser uma sequência de pulsos deslocados no tempo e com amplitudes diferenciadas. Uma forma de caracterizar tal fenômeno é através da resposta impulsional do canal rádio, que pode ser descrita como

$$\vec{e}_I(t) = \sum_{n=1}^N a_n \delta(t - s_n/c) \hat{p}, \quad (4.1)$$

onde N é o número de componentes multipercurso do canal, a_n é um coeficiente de atenuação devido aos mecanismos de propagação, s_n é a distância medida ao longo da trajetória, c é a velocidade da luz no meio e $\hat{p}$ é o vetor polarização do campo elétrico.

Na prática, obter a resposta impulsional através de medições é uma tarefa bastante complexa, dada a impossibilidade física de se gerar impulsos. No caso das simulações numéricas, utilizar impulsos significaria ter que analisar um número infinito de frequências ou um número infinito de instantes de tempo. Para resolver este prob-

lema, utiliza-se um pulso $f(t)$ estreito o suficiente de forma que a resposta a este pulso esteja muito próxima da resposta impulsional do sistema. Assim, considerando

$$f(t) \approx \delta(t), \quad (4.2)$$

a resposta ao impulso passa a ser aproximadamente igual a

$$\vec{e}_I(t) \approx \sum_{n=1}^N a_n f(t - s_n/c) \hat{p}. \quad (4.3)$$

Dada a resposta ao impulso do canal, é possível traçar um perfil de potência para este canal, que é proporcional a $|\vec{e}_I(t)|^2$. A partir deste perfil, é possível extrair alguns parâmetros importantes para a caracterização do canal, como os parâmetros de dispersão temporal (retardo médio, espalhamento rms dos retardos) e a banda de coerência [36, 37], que serão definidos a seguir.

4.1.1 Parâmetros de dispersão temporal

Considere o perfil de potência para a resposta impulsional de um canal rádio mostrado na Fig. 4.1. O retardo τ_n de cada impulso que chega ao receptor é definido como

$$\tau_n = t_n - t_A, \quad (4.4)$$

onde t_n , que é igual a s_n/c , é o tempo no qual o n -ésimo pulso $f(t_n)$ chega ao receptor e t_A é o tempo no qual chega o primeiro pulso detectável acima de um limiar de potência pré-estabelecido. Este limiar é definido de forma que os ruídos sejam desconsiderados na hora de se calcular os parâmetros. Um valor normalmente adotado para este limiar é de 20 dB abaixo do pulso de maior potência detectado [36], por isso ele será adotado para todos os casos analisados daqui em diante.

A partir da obtenção dos retardos, é possível extrair o retardo médio do canal, que é definido como [36]

$$\bar{\tau} = \frac{\sum_n P(\tau_n) \tau_n}{\sum_n P(\tau_n)}, \quad (4.5)$$

onde $P(\tau_n)$ é a potência relativa à n -ésima componente multipercurso e que, para efeito de cálculo do retardo médio pode ser aproximada por $|a_n f(\tau_n)|^2$, ou seja,

$$\bar{\tau} = \frac{\sum_n |a_n f(\tau_n)|^2 \tau_n}{\sum_n |a_n f(\tau_n)|^2}, \quad (4.6)$$

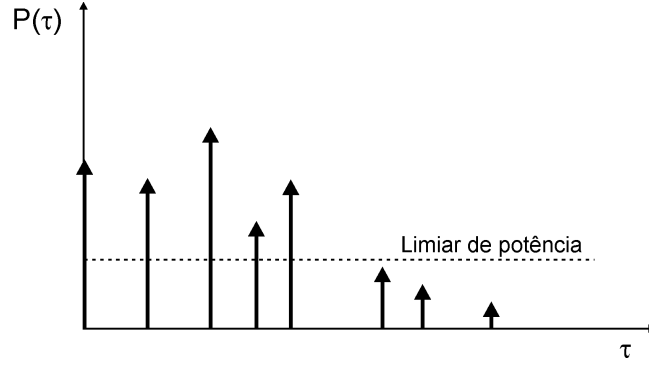


Figura 4.1: Perfil de potência para a resposta impulsional de um canal rádio com multipercursos.

já que ele depende apenas da amplitude relativa entre as potências.

A partir do retardo médio, pode-se obter o espalhamento rms dos retardos, que é definido como [36]

$$\sigma_\tau = \sqrt{\overline{\tau^2} - \bar{\tau}^2}, \quad (4.7)$$

onde

$$\overline{\tau^2} = \frac{\sum_n P(\tau_n) \tau_n^2}{\sum_n P(\tau_n)}. \quad (4.8)$$

Aqui pode ser utilizada a mesma aproximação para $P(\tau_n)$ utilizada no cálculo de $\bar{\tau}$, ou seja

$$\overline{\tau^2} = \frac{\sum_n |a_n f(\tau_n)|^2 \tau_n^2}{\sum_n |a_n f(\tau_n)|^2}, \quad (4.9)$$

pois o espalhamento rms dos retardos depende apenas da amplitude relativa entre as potências dos diversos impulsos.

No caso de uma resposta a um pulso $f(t)$ de largura considerável, o perfil de potência deve ser considerado um sinal contínuo, e as Eqs. (4.5) e (4.8) podem ser reescritas na forma de integrais. Assim,

$$\bar{\tau} = \frac{\int_0^\infty P(\tau) \tau d\tau}{\int_0^\infty P(\tau) d\tau} \quad (4.10)$$

e

$$\overline{\tau^2} = \frac{\int_0^\infty P(\tau) \tau^2 d\tau}{\int_0^\infty P(\tau) d\tau}. \quad (4.11)$$

Neste caso, a mesma consideração feita para $P(\tau_n)$ vale para $P(\tau)$, ou seja, $P(\tau) \approx |e(\tau)|^2$, onde $e(\tau)$ é a amplitude do campo elétrico no receptor no instante de tempo τ .

O espalhamento rms dos retardos é uma medida de quão rápido o transmissor pode mandar outro pulso de forma que este não interfira com os retardos provenientes da emissão do pulso anterior. Normalmente, esta taxa de repetição dos pulsos é muito menor do que $1/\sigma_\tau$, de forma a evitar a interferência intersimbólica [37].

4.1.2 Banda de coerência

A partir da definição do espalhamento rms dos retardos pode-se definir a banda de coerência B_c de um canal rádio. Este parâmetro define uma faixa de frequências onde todas as componentes espectrais sofrem aproximadamente o mesmo efeito do canal rádio, ou seja, o ganho e a fase para cada frequência dentro desta faixa é aproximadamente constante. Desta forma, existe um alto índice de correlação entre as componentes espectrais, e, de acordo com o índice de correlação exigido, a banda de coerência pode ser calculada considerando que o espalhamento dos retardos possui uma distribuição exponencial caracterizada pela função densidade de probabilidade [37]

$$p(\tau) = \begin{cases} \frac{C}{\sigma_\tau} \exp\left(-\frac{\tau}{\sigma_\tau}\right), & \text{para } \tau \geq 0 \\ 0, & \text{para } \tau < 0 \end{cases}, \quad (4.12)$$

onde C é a potência total recebida. A partir desta distribuição, tem-se que o coeficiente de correlação de frequências ρ é [37]

$$\rho(\Delta f) = \frac{1}{\sqrt{1 + (2\pi\Delta f\sigma_\tau)^2}}, \quad (4.13)$$

onde a separação entre as frequências Δf é a banda de coerência B_c .

Um sistema de comunicação operando em uma faixa menor ou igual à banda de coerência do canal rádio, onde a onda eletromagnética é propagada, em princípio não precisa de equalizadores nos seus transmissores e receptores para fazer a compensação das diferentes atenuações.

4.2 Estudo de um caso prático

Será analisado agora um caso prático, onde a região da cidade de Ottawa [31, 32] é a mesma estudada no Capítulo 2 (veja Fig. 2.38 e 4.2). Neste caso, será utilizado

o modelo *quasi*-3D para o traçado de raios, ou seja, serão consideradas as reflexões no solo plano. A antena transmissora é um dipolo elétrico infinitesimal, polarizado verticalmente a 8,5 m de altura e localizado no ponto (241m,263m). Serão analisadas as respostas temporais para duas antenas receptoras isotrópicas distintas, sendo que uma delas, a R1, está localizada no ponto (510m,270m) e a R2 está localizada no ponto (450m,350m) (ver Fig. 4.2). A primeira está na região de visada direta com a antena transmissora, já a segunda está localizada na região de sombra e ambas possuem alturas de 3,65 m. Assim como foi feito no Capítulo 3 (Seção 3.6), aqui serão comparados os resultados da UTD com uma posterior aplicação de uma IFFT, intitulada aqui UTD-IFFT, e da TD-UTD. Nestes casos serão analisados os efeitos das perdas e do número de difrações consideradas para a caracterização do canal rádio. O pulso utilizado, apresentado na Fig. 4.3 e definido na Seção 3.5, possui $f_c = 5$ GHz, $M = 1$ e $N = 2$, o que torna sua dimensão espacial (aproximadamente 0,18 m) muito menor¹ do que os obstáculos presentes no ambiente, ou seja, atende os requisitos mínimos para a utilização confiável da UTD e da TD-UTD. A largura deste pulso utilizado também está dentro das características de um pulso UWB [1], cuja largura está entre 0,2 e 1 ns.

Na Fig. 4.4(a) é mostrada a resposta do canal para o receptor R1, considerando todos os obstáculos e o solo condutores elétricos perfeitos, sendo que foram considerados raios com até 5 reflexões e 1 difração. Não há diferenças perceptíveis entre os dois resultados [(veja Fig 4.4(a) e 4.4(b)]. Então será utilizada uma forma de medir a semelhança entre eles, que é através da obtenção do coeficiente de correlação entre os resultados, que para este caso foi de aproximadamente 0,998. Tal coeficiente de correlação foi calculado numericamente no *software Matlab*[®]. Com relação aos tempos gastos na simulação, torna-se necessário fazer algumas considerações importantes. A janela temporal de interesse foi de 50 ns, sendo que para a UTD foi necessária uma janela de 300 ns para a minimização do efeito de *aliasing*. Para a UTD foi necessário calcular 15.000 frequências e o tempo gasto foi de aproximadamente 232 s, considerando o tempo gasto na operação da IFFT. Para a TD-UTD foi necessário calcular apenas

¹A dimensão espacial do pulso é dada pela largura temporal multiplicada pela velocidade da luz no meio.

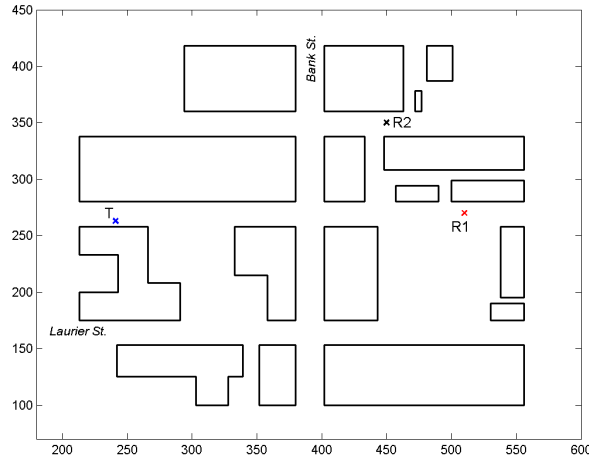
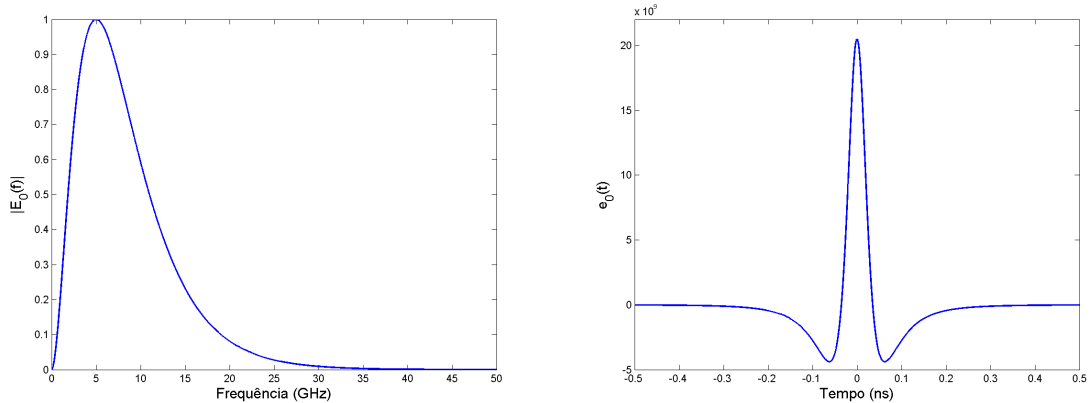


Figura 4.2: Geometria para um canal rádio, na qual o receptor R1 encontra-se em uma posição onde há visada direta e o receptor R2 encontra-se em uma região de sombra. A antena transmissora T é um dipolo infinitesimal. Todas as dimensões estão em metros.



(a) Espectro do pulso.

(b) Pulso no tempo.

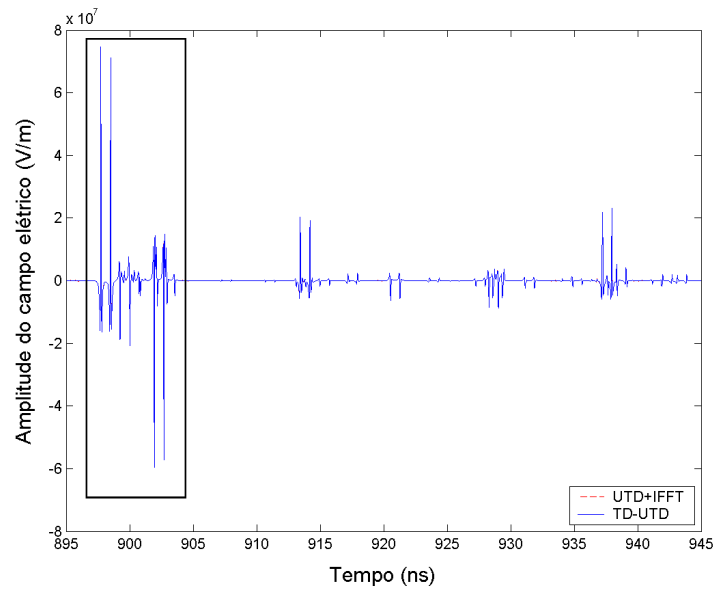
Figura 4.3: Espectro (a) e formato (b) da excitação UWB utilizada no caso da Fig. 4.2. Os parâmetros que definem a forma do pulso são: $M = 1$, $N = 2$ e $f_c = 5$ GHz.

2.500 instantes de tempo, cujo tempo gasto foi de aproximadamente 58 s. Estes tempos desconsideram o tempo gasto na operação de traçado de raios. Caso fosse calculada uma janela temporal de 300 ns através da TD-UTD, o tempo gasto seria de aproximadamente 348 ns.

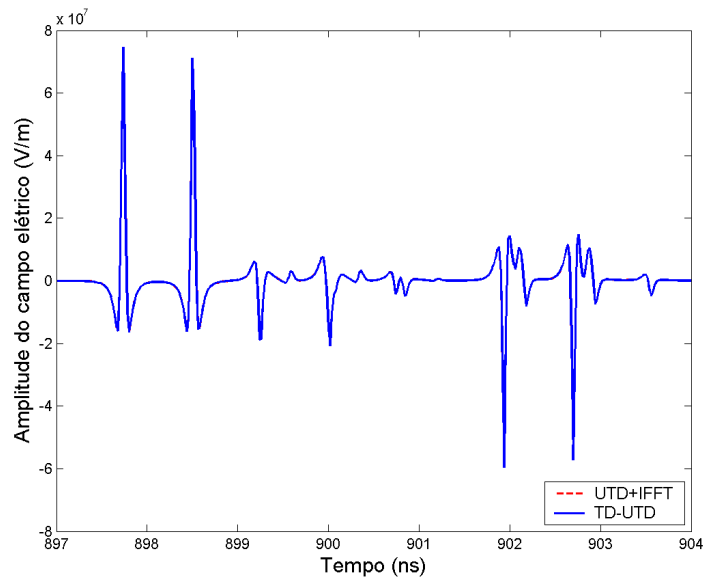
Na Fig. 4.5(a), foi acrescentada a difração dupla apenas na simulação com a

UTD-IFFT, na qual foram considerados os raios com até 5 reflexões e 2 difrações. Agora pode-se notar a presença de pulsos de baixa amplitude que antes não existiam no resultado da UTD-IFFT [veja Fig. 4.5(b)]. Para este caso, o coeficiente de correlação entre as duas respostas foi um pouco menor, sendo de aproximadamente 0,995. Na Fig. 4.6(a), é exibido o resultado comparativo entre a UTD-IFFT e a TD-UTD, considerando apenas uma difração, sendo que são incluídas as perdas no caso da UTD-IFFT. Para os obstáculos foram utilizados $\epsilon_r = 7$ e $\sigma = 0,2$ S/m, e para o solo $\epsilon_r = 15$ e $\sigma = 0,05$ S/m. Pode-se notar que alguns pulsos calculados através da TD-UTD estão invertidos quando comparados com os calculados através da UTD-IFFT com perdas [veja Fig. 4.6(b)]. Tais pulsos são os que refletiram no solo, e, como a incidência no solo é rasante, os coeficientes de reflexão para ambas as polarizações tendem a -1 , como foi visto no Capítulo 2. O coeficiente de correlação obtido neste caso foi muito baixo, sendo aproximadamente 0,177. Quando a incidência no solo é rasante, é melhor considerar o solo como um condutor magnético perfeito para a polarização vertical na análise através da TD-UTD, pois assim, o coeficiente de reflexão para o solo passa a ser -1 . Fazendo esta consideração, foi obtido o resultado da Fig. 4.7(a), onde é possível notar que os principais pulsos não estão mais invertidos, porém apresentam uma diferença na amplitude [veja Fig. 4.7(b)], já que não foram consideradas na TD-UTD as atenuações provocadas pelas perdas na reflexão e na difração. O coeficiente de correlação obtido neste caso aumentou e foi de aproximadamente 0,967, o que já é um bom resultado.

A Fig. 4.8(a) mostra a resposta do canal para o receptor $R2$, considerando todos os obstáculos e o solo condutores elétricos perfeitos. Da mesma forma que no caso para o receptor $R1$, foram utilizados raios com até 5 reflexões e 1 difração. Não há diferenças perceptíveis entre os dois resultados [veja Fig. 4.8(b)] e pode-se notar que os primeiros pulsos que chegam ao receptor não são os de maior energia. O coeficiente de correlação entre os resultados obtidos através da UTD-IFFT e da TD-UTD foi de aproximadamente 0,999, o que já era esperado, dado que a TD-UTD é obtida a partir de uma inversão analítica no domínio do tempo da UTD sem nenhuma aproximação. Com relação aos tempos de simulação, a janela temporal de interesse foi de 400 ns, sendo que para a UTD foi necessária uma janela de 2.000 ns para a minimização do



(a) Visão geral.



(b) Janela.

Figura 4.4: Comparação entre a UTD-IFFT e a TD-UTD na resposta de um canal rádio cujos obstáculos são condutores eléctricos perfeitos e o receptor $R1$ está na linha de visada do transmissor.

efeito de *aliasing*. Para a UTD foram calculadas 100.000 frequências e o tempo gasto foi de aproximadamente 447 s, considerando também o tempo gasto na operação da IFFT. Para a TD-UTD foi necessário calcular apenas 20.000 instantes de tempo, cujo tempo gasto foi de aproximadamente 131 s. Como no caso do receptor *R2*, estes tempos desconsideram o tempo gasto na operação de traçado de raios. Caso fosse calculada uma janela temporal de 2.000 ns utilizando a TD-UTD, o tempo gasto seria de aproximadamente 655 ns.

No resultado da Fig. 4.9(a), foi acrescentada a difração dupla apenas na simulação com a UTD-IFFT, sendo considerados, neste caso, raios com até 5 reflexões e 2 difrações. Pode-se notar a presença de pulsos de baixa amplitude provenientes de dupla difração, que antes não existiam no resultado da UTD-IFFT para 1 difração [veja Fig. 4.9(b)]. Por este motivo, o coeficiente de correlação para estes dois resultados diminuiu, sendo de aproximadamente 0,831. Em seguida, na Fig. 4.10(a), é exibido o resultado comparativo entre a UTD-IFFT e a TD-UTD, considerando apenas uma difração, sendo que são incluídas as perdas na UTD-IFFT. As permissividades e condutividades para os obstáculos e o solo foram as mesmas para o caso do receptor *R1*. Agora, diferentemente do caso com visada direta, os pulsos da UTD-IFFT possuem amplitudes muito menores do que os calculados através da TD-UTD para condutores perfeitos [veja Fig. 4.10(b) e 4.10(c)]. Isso se deve ao fato de o receptor não estar na linha de visada do transmissor, o que exige que os pulsos sofram diversas reflexões e difrações antes de atingi-lo, o que acentua o efeito das perdas. O coeficiente de correlação obtido neste caso foi de aproximadamente 0,093, ou seja, os resultados são muito diferentes. Considerando o solo como um condutor magnético perfeito para a análise através da TD-UTD, foi obtido o resultado da Fig. 4.11(a). Da mesma forma que no caso anterior, a diferença nas amplitudes dos pulsos é considerável, mas agora os pulsos calculados através da TD-UTD não estão mais invertidos em relação aos calculados com a UTD-IFFT com perdas [veja Fig. 4.11(b) e 4.11(c)], o que elevou o coeficiente de correlação para aproximadamente 0,653. Note que aqui o coeficiente de correlação foi muito abaixo do obtido para o caso do receptor *R1* e isso se deve ao maior número de reflexões e difrações que acentuam as diferenças em amplitude entre

os pulsos calculados através da UTD-IFFT e da TD-UTD.

Dadas as considerações feitas nos casos anteriores, para a obtenção dos perfis de potência dos receptores $R1$ e $R2$, serão considerados apenas a UTD-IFFT com as perdas nos obstáculos e no solo e a TD-UTD considerando os obstáculos condutores elétricos perfeitos e o solo condutor magnético perfeito. As potências serão normalizadas em relação à potência do maior pulso detectado. Utilizando a UTD-IFFT com perdas, é obtido o perfil de potência da Fig. 4.12 para o receptor $R1$, sendo que, para este caso, foi considerado como o primeiro pulso detectável aquele cuja potência estava acima do limiar de -20 dB em relação à potência do pulso de maior amplitude. Os parâmetros de dispersão temporal obtidos para este canal rádio foram $\bar{\tau} = 2,15$ ns e $\sigma_{\tau} = 4,15$ ns. Para a obtenção da banda de coerência, será utilizada uma correlação de 0,9 [36]. Assim, utilizando a Eq. (4.13), B_c foi de aproximadamente 18,57 MHz. Na Fig 4.13 é mostrado o perfil de potência para o mesmo receptor $R1$, mas calculado agora através da TD-UTD com as considerações anteriores. Neste caso, os parâmetros de dispersão temporal para o canal rádio obtidos foram $\bar{\tau} = 5,12$ ns e $\sigma_{\tau} = 9,12$ ns e a banda de coerência B_c foi de aproximadamente 8,45 MHz. O fato de os parâmetros de dispersão temporal terem valores maiores para o caso analisado através da TD-UTD era esperado, pois os pulsos não sofrem atenuações rigorosas devido às perdas, como no caso da UTD-IFFT.

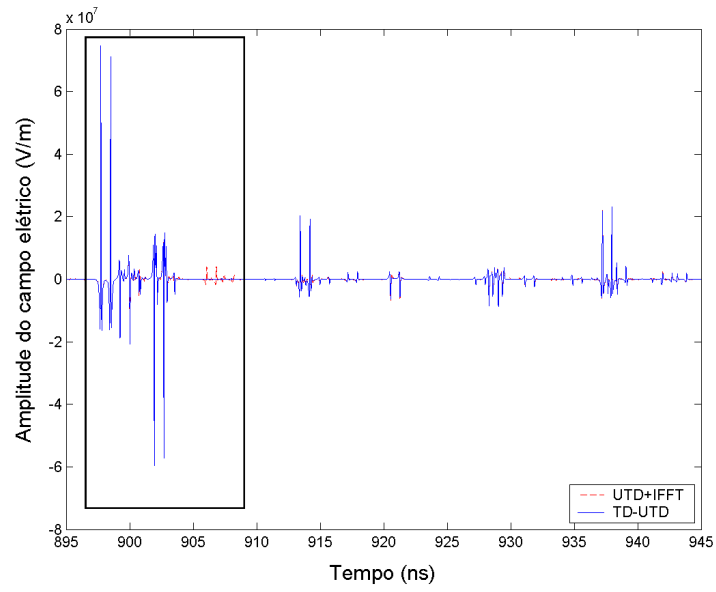
Agora serão obtidos os parâmetros do canal rádio para o receptor $R2$, obtidos através dos perfis de potência exibidos na Fig. 4.14. Da mesma forma que foi feito para o receptor $R1$, aqui serão analisados os resultados obtidos utilizando a UTD-IFFT com perdas e a TD-UTD para o solo condutor magnético perfeito e os obstáculos condutores elétricos perfeitos. Utilizando a UTD-IFFT, os parâmetros obtidos para o canal rádio foram $\bar{\tau} = 177,00$ ns e $\sigma_{\tau} = 212,00$ ns, o que caracteriza um aumento das trajetórias e das diferenças entre as diversas trajetórias que saem do transmissor e atingem o receptor se comparado com o caso do receptor $R1$. Para uma correlação acima de 0,9, a banda de coerência B_c obtida foi de aproximadamente 363,60 kHz. O resultado para o perfil de potência calculado através da TD-UTD é exibido na Fig 4.15 e para este caso, os parâmetros do canal rádio obtidos para $R2$ foram $\bar{\tau} = 187,17$ ns e $\sigma_{\tau} = 234,17$

ns. A banda de coerência B_c calculada foi de aproximadamente 329,17 kHz para uma correlação acima de 0,9. Aqui são válidas as mesmas explicações relativas ao receptor $R1$ sobre o aumento dos parâmetros de dispersão temporal.

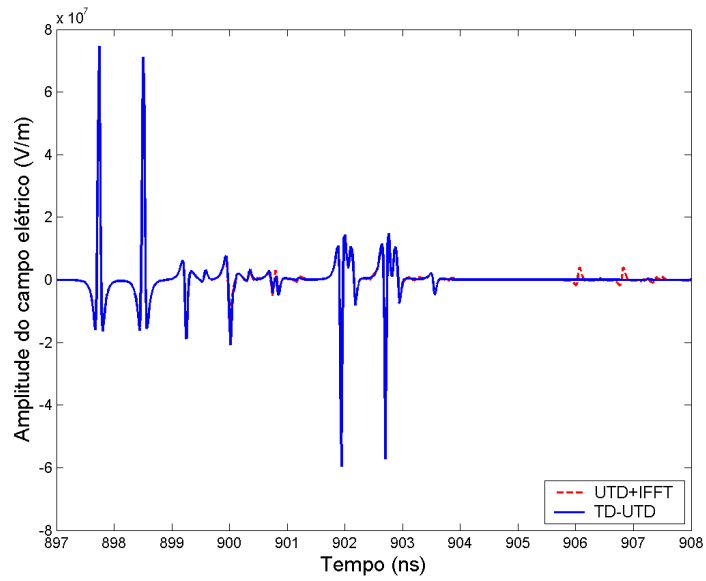
Na Tab. IV.I é exibido um resumo dos resultados obtidos. Pode-se notar que a caracterização do canal rádio utilizando a TD-UTD, considerando a aproximação do solo como um condutor magnético perfeito e os obstáculos como condutores elétricos perfeitos, resulta em maiores valores para os parâmetros de dispersão temporal e menores valores para a banda de coerência, já que as atenuações provocadas pelas perdas nos obstáculos são desconsideradas. Quando não existe visada direta entre as antenas transmissora e receptora, os primeiros pulsos que atingem o receptor são provenientes de raios cujo número de reflexões e difrações é maior do que quando existe visada direta. Isso torna as diferenças entre as predições realizadas com a TD-UTD e a UTD-IFFT mais acentuadas, dado o efeito cumulativo de não se considerar as atenuações causadas pelas perdas nas reflexões e difrações calculadas através da TD-UTD. No entanto, os parâmetros obtidos para o receptor $R2$ através da TD-UTD foram mais próximos dos resultados obtidos através da UTD.

Tabela IV.I: Comparação entre a UTD-IFFT com a consideração das perdas e a TD-UTD com a consideração do solo como um condutor magnético perfeito na caracterização do canal rádio para os receptores $R1$ e $R2$.

Método aplicado	Receptor $R1$ (visada direta)			Receptor $R2$ (região de sombra)		
	$\bar{\tau}$ (ns)	σ_{τ} (ns)	B_c (kHz)	$\bar{\tau}$ (ns)	σ_{τ} (ns)	B_c (kHz)
UTD-IFFT com perdas	2,15	4,15	18.570	177,00	212,00	363,60
TD-UTD (solo CMP)	5,12	9,12	8.450	187,17	234,17	329,17

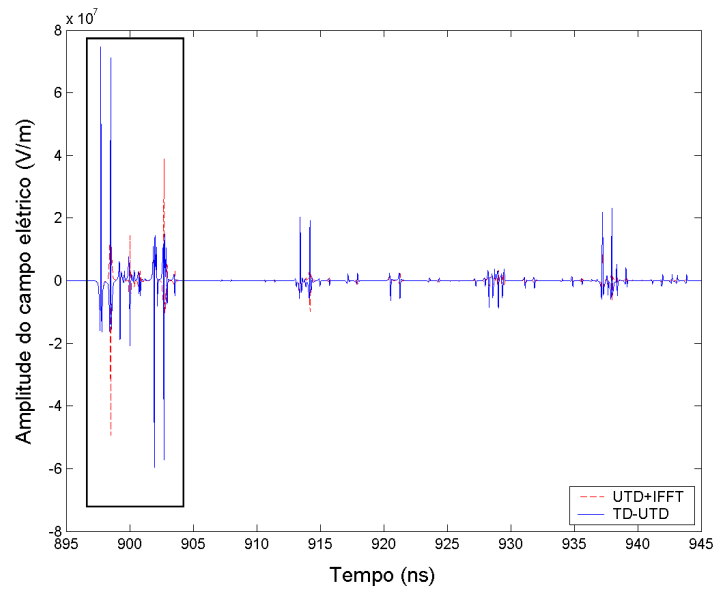


(a) Visão geral.

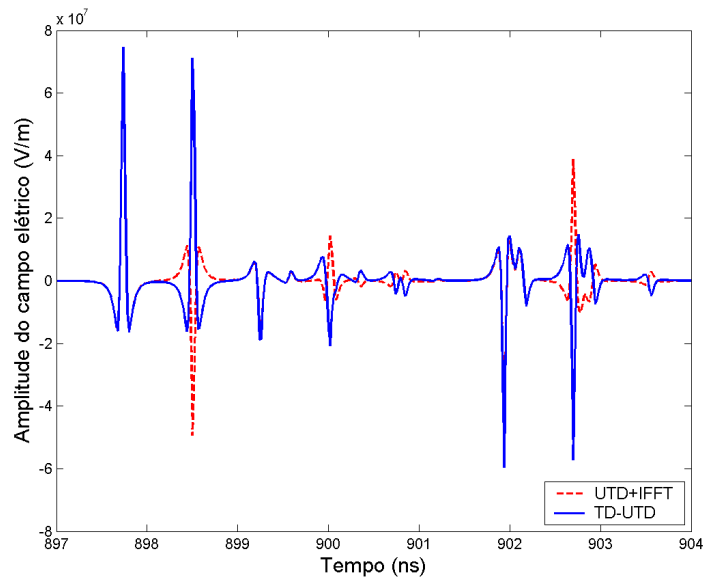


(b) Janela.

Figura 4.5: Comparação entre a UTD-IFFT e a TD-UTD na resposta de um canal rádio cujos obstáculos são condutores elétricos perfeitos e o receptor $R1$ está na linha de visada do transmissor. Para a UTD-IFFT foram utilizados raios com até 2 difrações e para a TD-UTD apenas 1 difração.

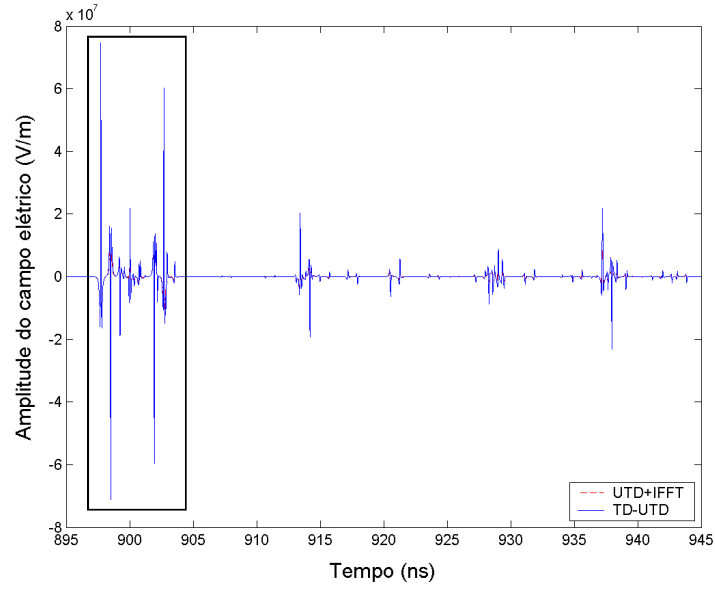


(a) Visão geral.

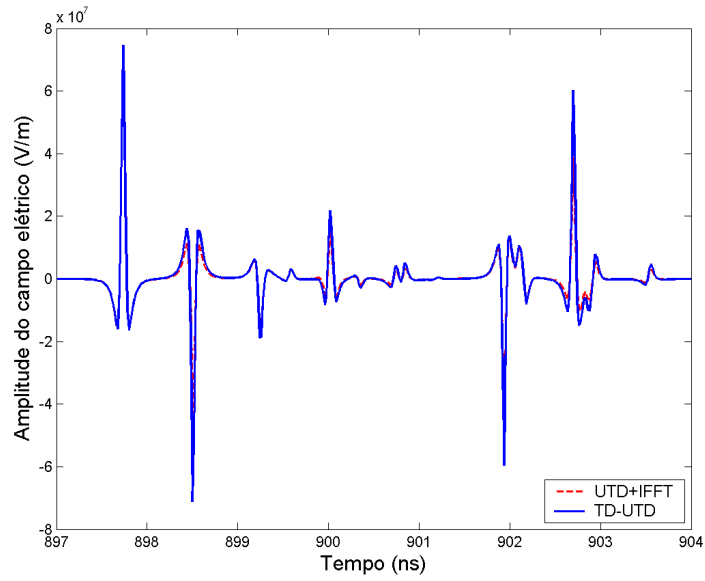


(b) Janela.

Figura 4.6: Comparação entre a UTD-IFFT e a TD-UTD na resposta de um canal rádio, cujo receptor $R1$ está na linha de visada do transmissor. No caso avaliado através da UTD-IFFT foram considerado para os obstáculos $\epsilon_r = 7$ e $\sigma = 0,2$ S/m e para o solo $\epsilon_r = 15$ e $\sigma = 0,05$ S/m. Para a TD-UTD os obstáculos e o solo foram considerados condutores elétricos perfeitos.

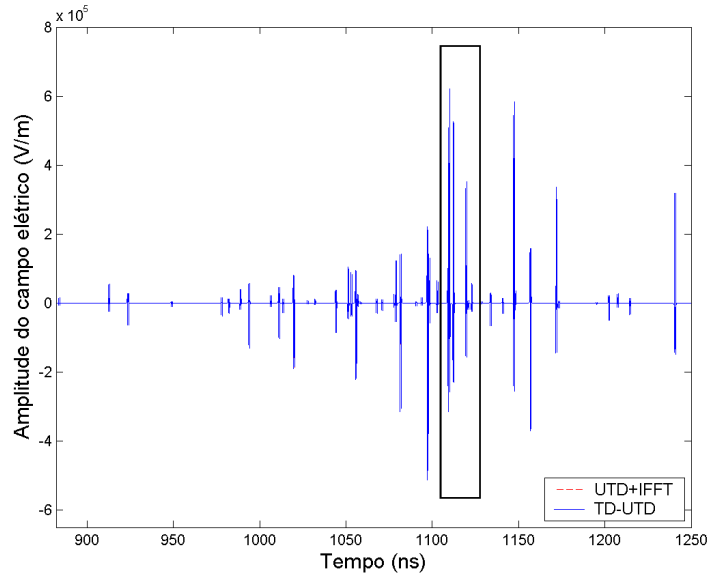


(a) Visão geral.

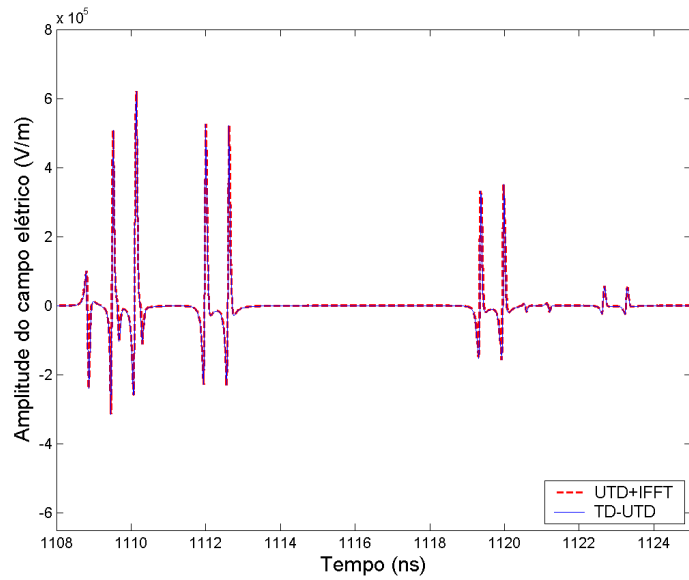


(b) Janela.

Figura 4.7: Comparação entre a UTD-IFFT e a TD-UTD na resposta de um canal rádio, cujo receptor $R1$ está na linha de visada do transmissor. No caso avaliado através da UTD-IFFT foram considerado para os obstáculos $\epsilon_r = 7$ e $\sigma = 0,2$ S/m e para o solo $\epsilon_r = 15$ e $\sigma = 0,05$ S/m. Para a TD-UTD os obstáculos foram considerados condutores eléctricos perfeitos e o solo condutor magnético perfeito.

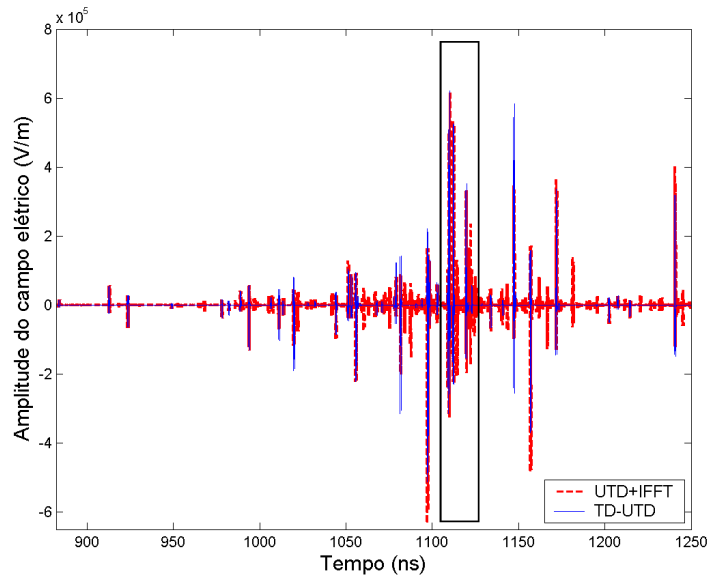


(a) Visão geral.

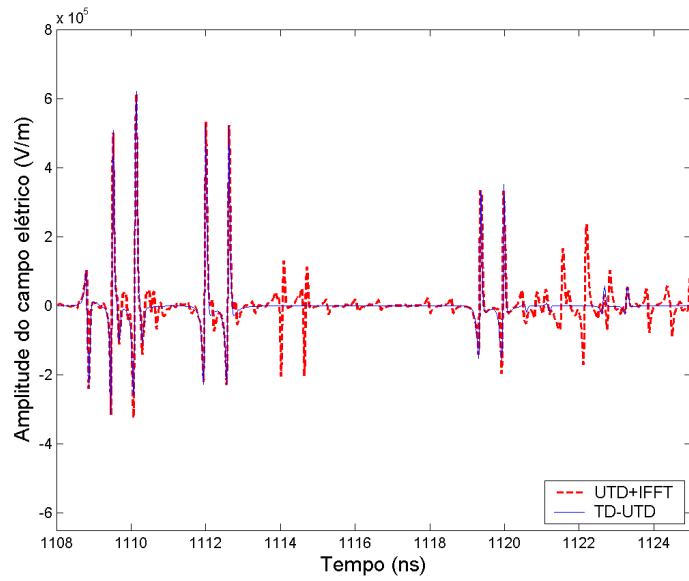


(b) Janela.

Figura 4.8: Comparação entre a UTD-IFFT e a TD-UTD na resposta de um canal rádio cujos obstáculos são condutores elétricos perfeitos e o receptor $R2$ está na região de sombra do transmissor.

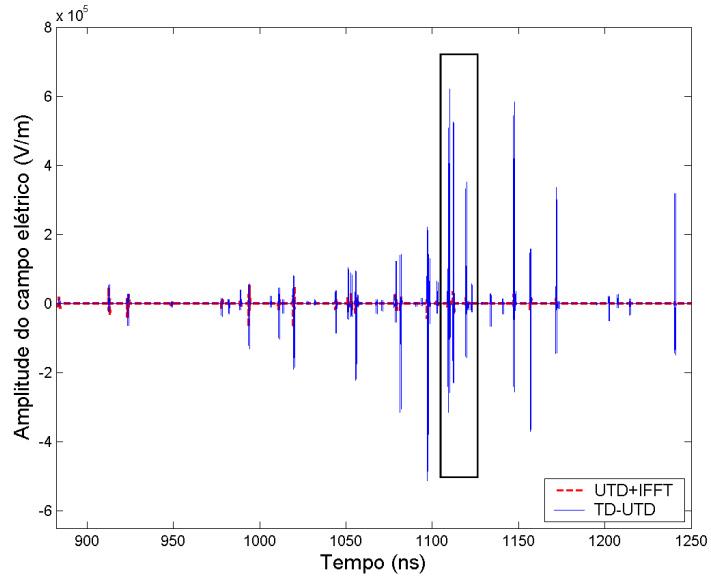


(a) Visão geral.

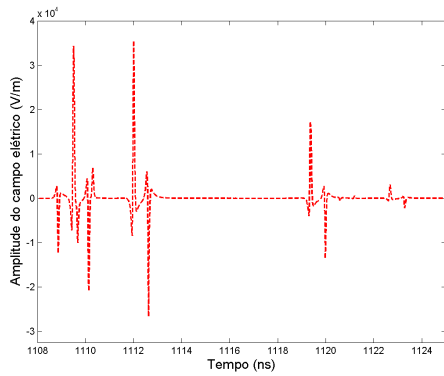


(b) Janela.

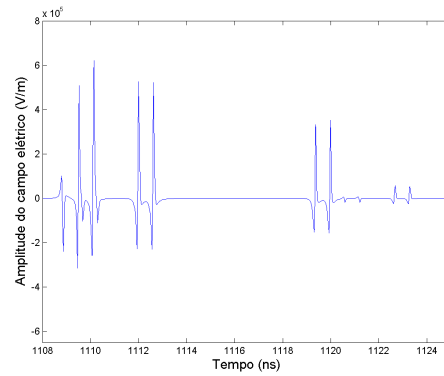
Figura 4.9: Comparação entre a UTD-IFFT e a TD-UTD na resposta de um canal rádio cujos obstáculos são condutores elétricos perfeitos e o receptor $R2$ está na região de sombra do transmissor. Para a UTD-IFFT foram utilizados raios com até 2 difrações e para a TD-UTD apenas 1 difração.



(a) Visão geral.

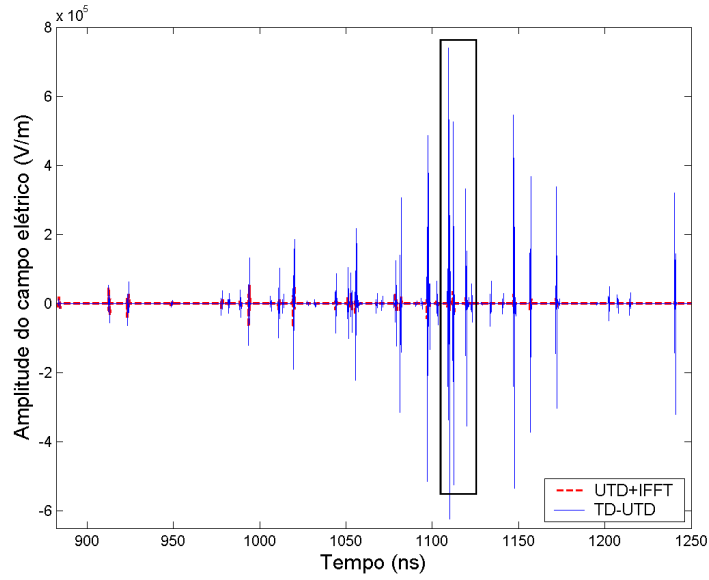


(b) Janela. UTD.

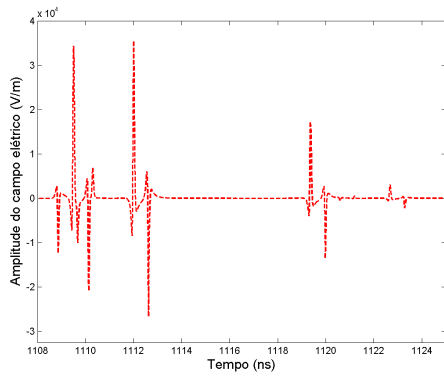


(c) Janela. TD-UTD.

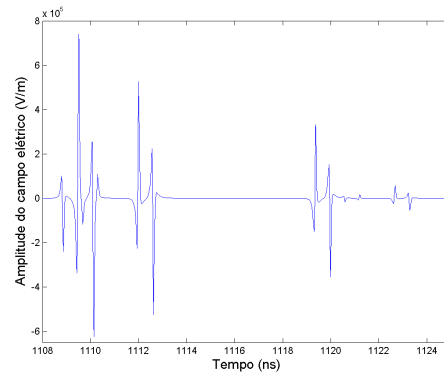
Figura 4.10: Comparação entre a UTD-IFFT e a TD-UTD na resposta de um canal rádio, cujo receptor $R2$ está na região de sombra do transmissor. No caso avaliado através da UTD-IFFT foram considerado para os obstáculos $\epsilon_r = 7$ e $\sigma = 0,2$ S/m e para o solo $\epsilon_r = 15$ e $\sigma = 0,05$ S/m. Para a TD-UTD os obstáculos e o solo foram considerados condutores elétricos perfeitos.



(a) Visão geral.



(b) Janela. UTD.



(c) Janela. TD-UTD.

Figura 4.11: Comparação entre a UTD-IFFT e a TD-UTD na resposta de um canal rádio, cujo receptor $R2$ está na região de sombra do transmissor. No caso avaliado através da UTD-IFFT foram considerado para os obstáculos $\epsilon_r = 7$ e $\sigma = 0,2$ S/m e para o solo $\epsilon_r = 15$ e $\sigma = 0,05$ S/m. Para a TD-UTD os obstáculos foram considerados condutores elétricos perfeitos e o solo condutor magnético perfeito.

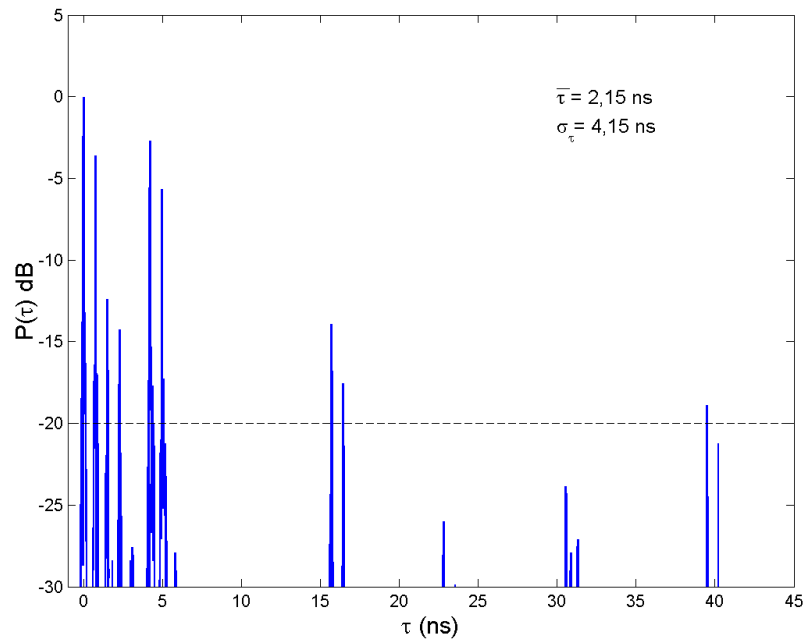


Figura 4.12: Perfil de potência para o receptor $R1$ calculado através da UTD-IFFT considerando $\epsilon_r = 7$ e $\sigma = 0,2 \text{ S/m}$ para os obstáculos, e $\epsilon_r = 15$ e $\sigma = 0,05 \text{ S/m}$ para o solo.

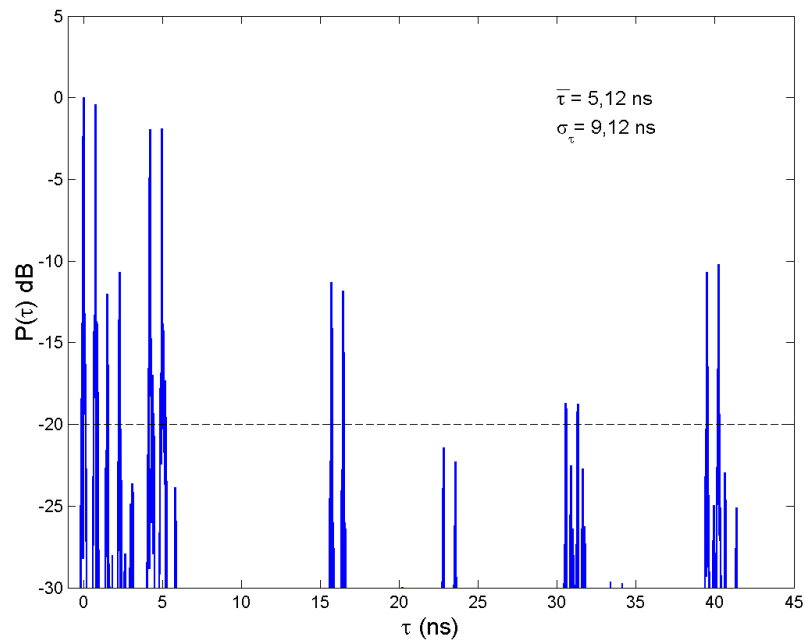


Figura 4.13: Perfil de potência para o receptor $R1$ calculado através da TD-UTD considerando o solo condutor magnético perfeito e os obstáculos condutores elétricos perfeitos.

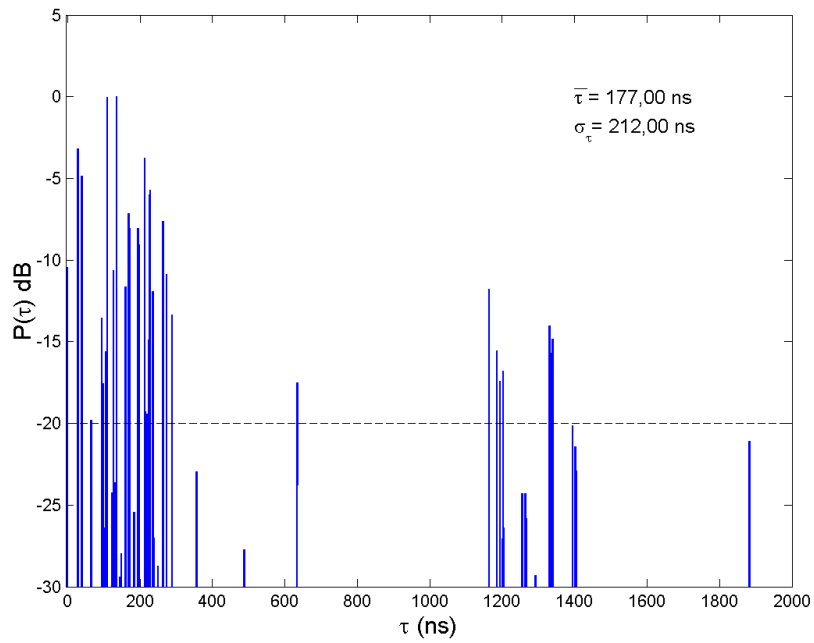


Figura 4.14: Perfil de potência para o receptor $R2$ calculado através da UTD-IFFT considerando $\epsilon_r = 7$ e $\sigma = 0,2$ S/m para os obstáculos, e $\epsilon_r = 15$ e $\sigma = 0,05$ S/m para o solo.

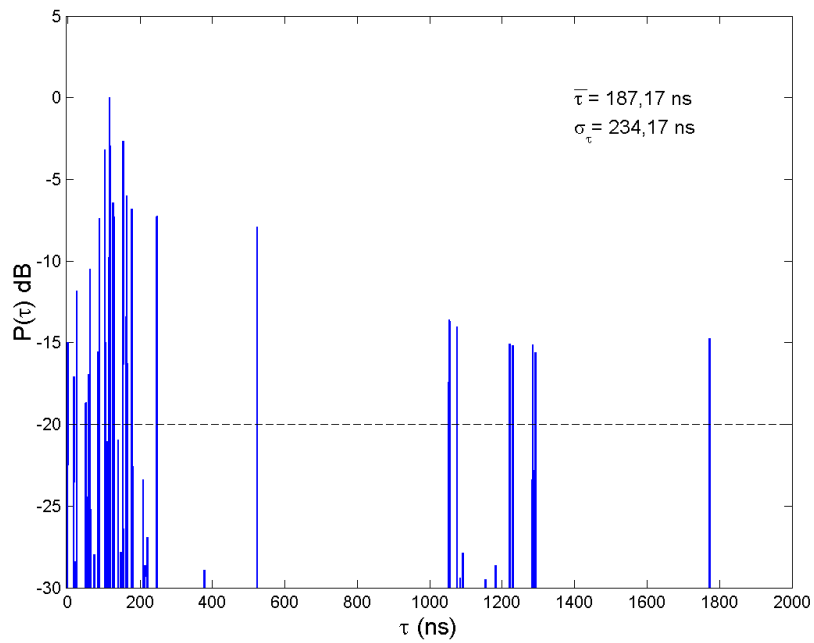


Figura 4.15: Perfil de potência para o receptor $R2$ calculado através da TD-UTD considerando o solo condutor magnético perfeito e os obstáculos condutores elétricos perfeitos.

Capítulo 5

Conclusões

Neste trabalho foram estudados os métodos para cálculo de campo eletromagnético através da Ótica Geométrica (GO) e Teoria Uniforme da Difração (UTD) nos domínios da frequência e do tempo, sempre visando a aplicação na caracterização do canal rádio em ambientes urbanos. Como plataforma de simulação, foi utilizado um programa para traçado de raios desenvolvido no trabalho realizado recentemente por Daniela N. Schettino [23], que é baseado na teoria das imagens.

No Capítulo 2, foram estudados os efeitos da inclusão dos coeficientes de reflexão de Fresnel nos coeficientes de difração para condutores perfeitos. Do modo heurístico como foi derivado por Raymond J. Luebbers [17], o coeficiente de difração apresenta falhas quando o raio difratado sai próximo à uma das faces condutoras. Foram estudados quatro coeficientes heurísticos, sendo três deles desenvolvidos separadamente por Luebbers, Peter D. Holm [15] e Jacques Lavergnat et al. [16]. O quarto coeficiente foi proposto neste trabalho, sendo um híbrido entre os coeficientes desenvolvidos por Holm e Lavergnat. O novo coeficiente e o desenvolvido por Lavergnat apresentaram o melhor comportamento para o campo difratado, quando o raio sai próximo à uma das faces, principalmente quando é considerado o retroespalhamento. O coeficiente proposto apresentou um erro médio para o campo difratado de 1,24 dB para a polarização TM e de 1,51 dB para a polarização TE, quando comparado com a solução de Maliuzhinets [11, 12]. Comparado com o coeficiente proposto por Lavergnat, que dentre os três coeficientes apresentava os melhores resultados, o novo coeficiente apresentou erro médio 1,55 dB menor para a polarização TM e apenas 0,12 dB maior para

a polarização TE. Por este motivo, este coeficiente foi utilizado para as simulações no domínio da frequência.

Ainda no mesmo capítulo, foram derivados os termos de segunda ordem, conhecidos também como *slope diffraction*, para o novo coeficiente. Nos casos estudados, o coeficiente utilizado para a UTD foi comparado com o resultado obtido utilizando as equações integrais avaliadas através do Método dos Momentos com condições de contorno do tipo Leontovich [12], para que fossem consideradas as perdas. De uma forma geral, os erros médios obtidos quando foram consideradas as perdas foram maiores se comparados aos obtidos nos casos onde os obstáculos foram considerados condutores elétricos perfeitos, e atingiram pouco mais de 2 dB. Geralmente os locais que apresentaram os maiores erros são também locais onde o valor de campo é muito baixo, o que indica problemas relativos à imprecisão numérica. Foi visto também que com o aumento da frequência, o erro médio diminuiu nos casos analisados. No caso prático relativo à predição do campo numa região da cidade de Ottawa, ficou evidente que a inclusão da dupla difração em arestas consecutivas não representou melhorias significativas no resultado obtido na Ref. [23]. Isto ocorre devido ao grande número de raios refletidos que existem em áreas urbanas densamente construídas, sendo que estes possuem amplitude muito maior do que os raios que sofrem dupla difração.

No estudo da TD-UTD feito no Capítulo 3, foi aplicada a transformada analítica, denominada ATT, na formulação da GO e da UTD para a obtenção de suas expressões analíticas no domínio do tempo (TD-GO e TD-UTD). A ATT foi utilizada, principalmente pela simplicidade no cálculo quando os raios atravessam cáusticas e porque ela não considera a parte negativa do espectro da função, o que é preciso, já que a formulação no domínio da frequência para a UTD não possui um comportamento bem definido nesta região [5, 6]. Comparando a TD-UTD com o resultado obtido através da UTD e uma posterior aplicação de uma IFFT, foi obtido exatamente o mesmo resultado. Isto era esperado, já que a TD-UTD foi obtida apenas através da aplicação de uma transformada analítica na formulação da UTD sem nenhum tipo de aproximação.

A aplicação da UTD-IFFT e da TD-UTD na caracterização banda larga do canal rádio foi estudada no Capítulo 4, sendo que foram analisados também os efeitos

de se considerar as perdas e a dupla difração em tal caracterização. Foi mostrado que utilizar a TD-UTD considerando o solo como um condutor magnético perfeito é uma boa aproximação para se considerar as perdas, embora esta aproximação apresente resultados superestimados para o retardo médio e para o espalhamento rms dos retardos. Isso se deve basicamente ao fato de não serem considerados os efeitos de atenuação quando os raios sofrem reflexões nos obstáculos, o que aumenta a potência dos pulsos que chegam com maiores retardos. Os efeitos da dupla difração são desprezíveis, quando há ou não visada direta, pois os pulsos que sofrem dupla difração chegam muito atenuados ao receptor e normalmente estão abaixo do limiar de potência adotado.

Com relação aos tempos de simulação, foi mostrado que a TD-UTD permite calcular a resposta temporal do canal rádio mais rapidamente, pois os instantes de tempo calculados são apenas os de interesse. Os ganhos são basicamente devidos à diminuição na quantidade de instantes de tempo calculados em relação à UTD, já que não ocorre *aliasing*. Nos casos onde o número de instantes de tempo na TD-UTD é igual ao número de frequências analisadas na UTD, o tempo gasto na simulação através da TD-UTD é maior.

5.1 Propostas de continuação do trabalho

As propostas para a continuidade deste trabalho estão relacionadas basicamente com o aperfeiçoamento dos coeficientes utilizados na UTD e na TD-UTD, e com o aprimoramento do *software*.

No domínio da frequência, o novo coeficiente de difração proposto para a UTD ainda apresenta problemas quando o raio difratado sai próximo às paredes condutoras, principalmente na polarização TE. Uma sugestão de continuidade é melhorar os resultados obtidos pelo uso deste coeficiente de difração através de modificações no próprio coeficiente. No caso da difração dupla em arestas consecutivas, ainda existem problemas de descontinuidade, como foi visto na Seção 2.5. O campo calculado na região de sombra após o segundo ponto de difração também precisa ser melhorado, pois se apre-

sentou ora menor, ora maior, quando comparado com o método de referência. Talvez a inclusão de mais termos de ordem superior para o coeficiente de difração resolva tais problemas. É possível também a utilização de uma técnica chamada UAT [38], que é bastante parecida com a UTD e leva em consideração efeitos de ordem superior.

No domínio do tempo, falta incluir o efeito das perdas na reflexão e na difração da TD-UTD. Para isso, é necessário resolver a integral da ATT para estes coeficientes. No caso do coeficiente de difração, esta tarefa é mais complexa, pelo fato de existirem termos onde há uma multiplicação entre coeficientes de difração e reflexão.

Outras sugestões estão relacionadas com o algoritmo de traçado de raios propriamente dito. Neste algoritmo, falta a consideração da difração em arestas cujo ângulo interno é maior do que 180° . Esta inclusão também permitiria a análise do coeficiente de difração proposto nestes casos. A implementação de novos métodos de aceleração, ou o aperfeiçoamento dos já existentes também é necessário, para que casos mais complexos sejam analisados. A inclusão de uma rotina de leitura de um arquivo de entrada com a descrição detalhada da geometria, e que, inclusive, considerasse condutividades e permissividades elétricas diferentes para cada obstáculo ou face, permitindo assim uma análise mais realística do problema.

Referências Bibliográficas

- [1] SIWIAK, K. Ultra-wideband radio: A new pan and postioning technology. *IEEE Vehicular Technology Society News*, p. 4–9, Fevereiro 2002.
- [2] WIN, M. Z.; SCHOLTZ, R. A. Impulse radio: How it works. *IEEE Communications Letters*, v. 2, n. 2, p. 36–38, Fevereiro 1998.
- [3] Time Domain Corporation. Disponível em *www.timedomain.com*.
- [4] KOUYOUMJIAN, R. G.; PATHAK, P. H. A uniform geometrical theory of diffraction for an edge in a perfectly conducting surface. *Proc. IEEE*, v. 62, n. 11, p. 1448–1461, Novembro 1974.
- [5] ROUSSEAU, P. R.; PATHAK, P. H. *Time Domain version of the Uniform Geometrical Theory of Diffraction*. Technical Report 721564-3, Fevereiro 1996.
- [6] REGO, C. G. do. *Formulações assintóticas para o espalhamento por superfícies condutoras no domínio do tempo e aplicações à análise de transientes em antenas refletoras*. Tese (Doutorado) — CETUC/PUC-RJ, 2001.
- [7] KELLER, J. B. Geometrical Theory of Diffraction. *Journal of the Optical Society of America*, v. 52, n. 2, p. 116–130, Fevereiro 1962.
- [8] LUEBBERS, R. J. Finitiy conductivity uniform GTD versus knife edge in prediction of propagation path loss. *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, v. 32, p. 70–76, Janeiro 1984.

- [9] BERNARDI, P.; CICCETTI, R.; TESTA, O. A three-dimensional UTD heuristic diffraction coefficient for complex penetrable wedges. *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, v. 50, n. 2, p. 217–224, Fevereiro 2002.
- [10] BERGLJUNG, C.; OLSSON, L. G. Rigorous diffraction theory applied to street microcell propagation. *IEEE*, 1991.
- [11] MALIUZHINETS, G. D. Excitation, reflection and emission of surface waves from a wedge with given face impedances. *Soviet Phys. Doklady*, v. 3, p. 752–755, 1958.
- [12] SENIOR, T. B. A.; VOLAKIS, J. L. *Approximate boundary conditions in electromagnetics*. The Institution of Electrical Engineers, 1995.
- [13] GRIESSER, T.; BALANIS, C. A. Reflections, diffractions, and surface waves for an interior impedance wedge of arbitrary angle. *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, v. 37, n. 7, p. 927–935, Julho 1989.
- [14] DEMETRESCU, C.; CONSTANTINOU, C. C.; MEHLER, M. J. Scattering by a right-angled lossy dielectric wedge. *IEE Proc. Microw. Antennas Propag.*, v. 144, n. 5, p. 392–396, Outubro 1997.
- [15] HOLM, P. D. A new heuristic UTD diffraction coefficient for nonperfectly conducting wedges. *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, v. 48, n. 8, p. 1211–1219, Agosto 2000.
- [16] AÏDI, M.; LAVERGNAT, J. Comparison of Luebbers' and Maliuzhinets' wedge diffraction coefficients in urban channel modelling. *Progress in Electromagnetics Research*, n. 33, p. 1–28, 2001.
- [17] LUEBBERS, R. J. A heuristic UTD slope diffraction coefficient for rough lossy wedges. *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, v. 37, n. 2, p. 206–211, Fevereiro 1989.
- [18] HOLM, P. D. UTD-diffraction coefficients for higher order wedge diffracted fields. *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, v. 44, n. 6, p. 879–888, Junho 1996.

- [19] HERMAN, M. I.; VOLAKIS, J. L. High frequency scattering by a double impedance wedge. *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, v. 36, n. 5, p. 664–678, Maio 1988.
- [20] TIBERIO, R. et al. High-frequency electromagnetic scattering of plane waves from double wedges. *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, v. 37, n. 9, p. 1172–1180, Setembro 1989.
- [21] TZARAS, C.; SAUNDERS, S. R. An improved heuristic UTD solution for multiple-edge transition zone diffraction. *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, v. 49, n. 12, p. 1678–1682, Dezembro 2001.
- [22] CAPOLINO, F. et al. Double diffraction at a pair of coplanar skew edges. *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, v. 45, n. 8, p. 1219–1226, Agosto 1997.
- [23] SCHETTINO, D. N. *Técnicas assintóticas para predição de cobertura radioelétrica*. Dissertação (Mestrado) — PPGE/UFMG, 2002.
- [24] HARRINGTON, R. F. *Field computation by Moment Methods*. IEEE Press, 1993.
- [25] BALANIS, C. A. *Advanced engineering electromagnetics*. 1ª ed. John Wiley & Sons, 1989.
- [26] TEPERINO, R. B. V. *Utilização de Equações Integrais no domínio do tempo na predição da propagação sobre terrenos irregulares*. Dissertação (Mestrado) — PPGE/UFMG, 2003.
- [27] KOUYOUMJIAN, R. G. Asymptotic high-frequency methods. *Proc. IEEE*, v. 53, p. 864–876, Agosto 1965.
- [28] MCNAMARA, D. A.; PISTORIUS, C. W. I.; MALHERBE, J. A. G. *Introduction to the Uniform Geometrical Theory of Diffraction*. Artech House, 1990.

- [29] BORGES, K. L.; SCHETTINO, D. N.; MOREIRA, F. J. S. Estudo de coeficientes de difração heurísticos para a aplicação da UTD na caracterização de canais rádio. *X Simpósio Brasileiro de Microondas e Optoeletrônica (SBMO 2002)*, p. 485–489, Agosto 2002.
- [30] BALANIS, C. A. *Antenna theory: Analysis and design*. 2ª ed. John Wiley & Sons, 1997.
- [31] TAN, S. Y.; TAN, H. S. Propagation model for microcellular communications applied to path loss measurements in Ottawa city streets. *IEEE Trans. Veh. Technol.*, v. 44, n. 2, p. 313–317, Maio 1995.
- [32] WHITTEKER, J. H. Measurements of path loss at 910MHz for proposed microcell urban mobile systems. *IEEE Trans. Veh. Technol.*, v. 37, n. 3, p. 125–129, Agosto 1988.
- [33] PRESS, W. H. et al. *Numerical recipes in C*. Cambridge University Press, 2002. Disponível em *www.nr.com*.
- [34] BRACEWELL, R. N. *The Fourier Transform and its applications*. 2ª ed. New York: McGraw Hill, 1986.
- [35] COHEN, L. *Time - frequency analysis*. 1ª ed. Prentice-Hall, 1995.
- [36] RAPPAPORT, T. S. *Wireless communications - principles & practice*. 1ª ed. Prentice-Hall.
- [37] LEE, W. C. Y. *Mobile communications engineering*. 2ª ed. McGraw-Hill, 1977.
- [38] Lee, S. W.; Deschamps, G. A. A uniform asymptotic theory of electromagnetic diffraction by a curved wedge. *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, v. 24, n. 1, p. 25–34, Janeiro 1977.