UNIVERSIDADE FEDERAL DE UBERLÂNDIA

FACULDADE DE ENGENHARIA ELÉTRICA

PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA ELÉTRICA

UMA ANÁLISE VETORIAL DE PROPAGAÇÃO UHF E DE MICROONDAS EM ÁREAS URBANAS E RURAIS USANDO TEORIA DO TRAÇADO DO RAIO

EDGAR SILVA JÚNIOR

MARÇO

2007

UNIVERSIDADE FEDERAL DE UBERLÂNDIA

UNIVERSIDADE FEDERAL DE UBERLÂNDIA

FACULDADE DE ENGENHARIA ELÉTRICA

PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA ELÉTRICA

UMA ANÁLISE VETORIAL DE PROPAGAÇÃO UHF E DE MICROONDAS EM ÁREAS URBANAS E RURAIS USANDO TEORIA DO TRAÇADO DO RAIO

Tese apresentada por Edgar Silva Júnior à Universidade Federal de Uberlândia para obtenção do título de Doutor em Engenharia Elétrica aprovada em 11 de Abril de 2007 pela Banca examinadora:

Professor Antônio Carlos Paschoarelli Veiga, Dr. (UFU)

Professor Durval Zandonadi Júnior, Dr. (INPE)

Professor Gilberto Arantes Carrijo, Pós-Dr. (UFU) – Orientador

Professor Paulo Roberto Guardieiro, Dr. (UFU)

Professor Waldecir João Perrela, Dr. (ITA)

UMA ANÁLISE VETORIAL DE PROPAGAÇÃO UHF E DE MICROONDAS EM ÁREAS URBANAS E RURAIS USANDO TEORIA DO TRAÇADO DO RAIO

EDGAR SILVA JÚNIOR

Tese apresentada por Edgar Silva Júnior à Universidade Federal de Uberlândia como parte dos requisitos para obtenção do título de Doutor em Engenharia Elétrica.

Prof. Pós-Dr. Gilberto Arantes Carrijo
Orientador

Prof. Ph.D. Darizon Alves de Andrade
Coordenador do Curso de Pós-Graduação

DEDICATÓRIA

Aos meus queridos pais, Edgar e Izaura, pelos valores de integridade, honestidade, honra, amor, carinho, afeto, educação, enfim, todos os princípios e apoio que me respaldaram para que eu buscasse tudo aquilo que eu tenho conseguido em minha vida profissional e pessoal.

Não procure os caminhos mais fáceis, eles te farão um ser humano menos completo.

Edgar Silva Júnior

"No pain, no gain".

AGRADECIMENTOS

A Jesus, meu Deus e meu companheiro de todas as jornadas. Meu verdadeiro Amigo, para as horas tristes e felizes da vida. Meu caminho, minha verdade e minha vida. Minha inspiração para as horas de aridez, minha lucidez nas horas de euforia. Fonte perene e abundante que sacia a sede da minha alma, luz que sempre aponta o melhor caminho a seguir, reta que guia o rascunho da minha vida, a Vós o meu obrigado.

Em especial à Faculdade de Engenharia Elétrica e de forma geral à Universidade Federal de Uberlândia, que me proporcionaram uma formação sólida e recursos para que eu transpusesse mais uma barreira e galgasse mais um degrau em minha vida profissional.

Ao meu orientador Prof. Pós-Dr. Gilberto Arantes Carrijo, pessoa a quem devo a condução sempre brilhante e competente de meus passos, próximo a quem tive a satisfação de caminhar ao longo das extensas jornadas de mestrado e doutorado, toda a gratidão pelo seu apoio, amizade e pelo grande aprendizado tanto na vida profissional quanto na vida pessoal.

Ao CNPq (Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico) pelo suporte financeiro ao longo de toda a jornada de disciplinas e de construção da presente tese.

À minha namorada Célia Silva pelo amor, carinho, ajuda e paciência, à minha irmã Juliane de Melo Silva pelo apoio, ao meu tio Rui Silva pela força inicial, ao amigo João Paulo Ribas pelo companheirismo, aos amigos do Laboratório de Processamento Digital de Sinais: Marcos Guiotoku, Anauto Mendes e Eliane dos Santos pelo apoio recebido e pelas discussões valiosas. Ao companheiro Fernando Belchior pela amizade. À Sônia Araújo por todo o apoio ao longo dos anos que passamos juntos.

Aos Profs. Edna Lúcia Flores e Fernando Egberto de Camargo, os quais entreviram-me entre tantos e aos quais devo a imensa confiança depositada em meu potencial. Ao Prof.

Paulo Sérgio Caparelli pelo precioso impulso inicial e ao Prof. Geraldo Caixeta pela indicação para o doutorado. Aos professores Waldecir João Perrela e Antônio Paschoarelli Veiga pelas sugestões na etapa de qualificação.

À funcionária Marli pela presteza com a qual sempre me assistiu.

A todos que, de alguma forma, contribuíram para a realização desta.

RESUMO

UMA ANÁLISE VETORIAL DE PROPAGAÇÃO UHF E DE MICROONDAS EM ÁREAS URBANAS E RURAIS USANDO TEORIA DO TRAÇADO DO RAIO

Este trabalho apresenta modelos de propagação para áreas urbanas, suburbanas e rurais. É apresentada uma análise vetorial do modelo geométrico de dois raios para antenas elevadas, bem como análises vetoriais dos modelos de guia de ondas de rua plano e tridimensional. Para todos, um dipolo ideal é utilizado como antena transmissora.

O modelo geométrico de dois raios descreve áreas rurais, rodovias e áreas suburbanas mais desertas e é constituído pelo raio que incide diretamente no receptor e pelo raio que sofre uma reflexão no solo antes de atingi-lo. Para este modelo são analisadas as polarizações paralela e perpendicular. Especificamente a polarização paralela é analisada de duas maneiras: uma utilizando aproximações e outra sem aproximações. Para o modelo analisado sem aproximações, as análises de padrão de radiação do campo para o dipolo e vetorial do campo elétrico, são levadas em conta. Para o modelo analisado com aproximações, apenas uma soma algébrica do campo é realizada. Comparações entre esses dois modelos são realizadas bem como uma análise do erro incorrido *versus* distância *r*. Ainda para o modelo de dois raios sem aproximações, comparações entre as componentes horizontal e vertical do campo elétrico, comparações entre si de componentes horizontais e verticais para diversas alturas do transmissor, além de comparações com valores medidos, são realizadas .

Os modelos de guia de ondas plano e tridimensional descrevem ruas de cidades. O

modelo de guia de ondas plano, cuja principal característica é a igualdade da altura das antenas do transmissor e do receptor, é constituído pela superposição de um raio que chega diretamente ao receptor, de um raio que sofre uma reflexão no solo e de raios que sofrem múltiplas reflexões nas laterais do guia de ondas antes de atingi-lo. Esse modelo é analisado de duas formas: com e sem fendas para polarizações horizontal e vertical e, como para o modelo de dois raios, uma comparação entre as análises aproximada e sem aproximações é realizada. Ainda para o guia de ondas plano, uma comparação entre o campo elétrico total e o campo elétrico devido às reflexões laterais somente, é apresentada.

O modelo de guia de ondas tridimensional, cuja principal característica é a diferença da altura das antenas do transmissor e do receptor, é constituído pela superposição de um raio que chega diretamente ao receptor, de um raio que sofre uma reflexão no solo, de raios que sofrem múltiplas reflexões nas laterais do guia de ondas, e de raios que sofrem reflexões do tipo lateral-solo, antes de atingi-lo. Esse modelo é também analisado de duas formas: com e sem fendas para polarizações horizontal e vertical, e uma comparação entre o campo elétrico total e o campo elétrico devido às reflexões laterais somente é também apresentada. Na análise com fendas, dois tipos de modelos são desenvolvidos, um para fendas periódicas e outro para a leitura de uma base de dados da rua em questão. O programa lê a base de dados dessa rua e realiza os cálculos do sinal ao longo da mesma. Para todas as etapas do modelo de guia de ondas tridimensional valores calculados são comparados com valores medidos, ratificando a aplicabilidade do modelo descrito.

Comparações com valores medidos mostram que uma análise vetorial e de padrões de radiação das antenas, pode ser uma ferramenta muito útil no que diz respeito a uma maior utilização de análises teóricas a despeito de análises empíricas no campo da predição.

Palavras-chave: Modelos de Propagação, Análise Vetorial de UHF e de Microondas, Caracterização do Canal, Teoria do Traçado do Raio, Modelo Geométrico de dois Raios, Guia de Ondas de Rua.

ABSTRACT

A VECTORIAL ANALYSIS OF UHF AND MICROWAVE PROPAGATION IN URBAN AND RURAL AREAS USING RAY-TRACING THEORY

In this work we present propagation models for urban, suburban and rural areas. A vectorial analysis of the two-ray model for elevated aerials is presented as well as vectorial analyses of the (two-dimensional) 2D and (three-dimensional) 3D waveguide models. For all, an ideal dipole is assumed to be the transmitting aerial.

The two-ray model describes rural areas, highways, and more desert suburban areas and it consists of a ray that arrives at the receptor along a straight line and of a ray that arrives at the receptor after a ground reflection. For this model parallel and perpendicular polarizations are investigated. Parallel polarization is specifically analyzed in two ways: with and without approximations. For the model analyzed without approximations, the field radiation pattern of the dipole and the vectorial analysis of the field are accounted. For the model analyzed with approximations only an algebraic sum is carried out. Comparisons between these two models are performed as well as an analysis of the error versus *r* distance. Still for the non-approximated two-ray model, comparisons between horizontal and vertical components of the electric field, comparisons between horizontal and vertical components themselves for several transmitter heights and comparisons with measurements, are provided.

The 2D and 3D waveguides describe street cities. The 2D waveguide model, whose main feature is having the same transmitter and receptor aerial heights, consists of rays arriving at the receptor along a straight line, after a ground reflection and along multiple

lateral reflections. This model is analyzed in two ways: with and without slits for horizontal and vertical polarizations and likewise the two-ray model a comparison between the approximated and non-approximated analyses is performed. Still for the 2D waveguide, a comparison between the total field and the field due to lateral reflections only is carried out.

The 3D waveguide model, whose main feature is having different transmitter and receptor aerial heights, consists of rays arriving at the receptor along a straight line, after a ground reflection, along multiple lateral reflections and along wall-road (border-ground) reflections. This model is likewise analyzed in two ways: with and without slits for horizontal and vertical polarizations and a comparison between the total field and the field due to lateral reflections only is also carried out. In the slits analysis, two kinks of models are developed: one for periodical slits and another one that takes into account the street databases, which is loaded in the program from its respective data file. For all the 3D waveguide model stages calculated data are compared to measured data, ratifying the applicability of the model described.

Comparisons provided with measured data show that a vectorial and field radiation pattern analysis can be a very useful tool toward increasing theoretical analysis in spite of empirical analysis in the field of prediction.

Keywords: Propagation Models, Vectorial Analysis of UHF and Microwave, Channel Characterization, Ray-Tracing Theory, Two-ray Model, Street Waveguide.

UMA ANÁLISE VETORIAL DE PROPAGAÇÃO UHF E DE MICROONDAS EM ÁREAS URBANAS E RURAIS USANDO TEORIA DO TRAÇADO DO RAIO

SUMÁRIO

LISTA DE FIGURAS

CAPÍTULO 1

INTRODUÇÃO

Os sistemas de comunicação rádio móvel têm um papel fundamental em setores como comércio, negócio e segurança pública em quase todas as partes industrializadas do mundo [1], [2]. Desde o início dos anos 90, com a introdução de sistemas como o Sistema Global para Comunicações Móveis (GSM) além de outros, o mundo tem presenciado um enorme crescimento no mercado das comunicações móveis. Isto se deve, entre outras coisas, ao fato da possibilidade da integração de diferentes mídias como voz, dados, imagens etc. e de um crescente aumento da troca de informações comerciais e pessoais no planeta. Os sistemas de terceira geração (3G) tais como o Sistema de Telecomunicações Móveis Universal (UMTS – Universal Mobile Telecommunications System), proposto pelo Instituto de Padrões Europeu (ETSI – The European Standards Institute), do qual se esperava ter alcançado um desenvolvimento considerável até meados do ano 2005, planejam prover serviços de dados “wireless” tais como acesso à Internet a taxas de 144 kbps para veículos, 384 kbps para pedestres e de até 2,048 Mbps para usuários estacionários, em ambientes urbanos densos e ambientes “indoor” [1] – [5]. Isso tudo faz com que as companhias de telecomunicações se defrontem com um crescimento da complexidade tanto da infra-estrutura das redes de radiocomunicação quanto do planejamento das mesmas. A necessidade do surgimento de modelos adequados para a análise, projeto e gerenciamento das redes de radiocomunicação tem papel fundamental no êxito dessas empresas [1], [6], [38].

Para freqüências na faixa do UHF (faixa de Freqüência Ultra Alta), o comprimento de onda é pequeno comparado às dimensões geométricas dos dispersores (prédios e outros anteparos), o que torna conveniente a utilização de métodos geométricos para analisar ou descrever o comportamento do campo elétrico em áreas urbanas. Os raios e os campos associados a eles podem ser traçados e calculados de acordo com as características do meio em questão. Métodos geométricos são bem conhecidos por suas aplicações no campo da óptica em casos onde o comprimento de onda da faixa de radiação eletromagnética que é denominada luz, é bem pequeno comparado aos anteparos com os quais ela interage. Com esta filosofia em mente, se pode aplicar conceitos de óptica geométrica para resolver problemas de radiofreqüência. Segundo reza a óptica geométrica, em um meio sem perdas, isotrópico e homogêneo, se pode considerar que há um transporte de energia entre dois pontos ao longo da linha reta que os liga. Todas essas considerações apontadas fazem com que a faixa de freqüência UHF, do ponto de vista de propagação, seja bastante atrativa no que tange ao fato de prover serviços móveis, tornando o espectro de freqüência nessa faixa escasso e por conseguinte mais caro [1], [3], [7], [8]. Com o espectro cada vez mais escasso, especialmente em áreas mais populosas tais como centros urbanos e rodovias, uma alternativa conveniente seria um esquema de microcélulas nas faixas de freqüência UHF e Microondas de forma a reutilizar freqüências nas células vizinhas, para prover um número maior de usuários e taxas mais altas de transferência de dados. Para este propósito de interferência e também de cobertura do sinal é de extrema utilidade dispor de modelos de propagação apurados de forma que o comportamento do sinal possa ser predito apropriadamente para ambientes urbanos, suburbanos e rurais [9], [35] – [43].

Para criar um modelo de um sistema de comunicação, descrições matemáticas do transmissor, do receptor e o efeito que o ambiente tem no sinal transmitido precisam ser determinados. Uma vez que as descrições matemáticas destes componentes estão congregadas, este modelo pode ser usado para avaliar a performance de um sistema teórico sem a necessidade de construí-lo em hardware antes dessa avaliação, fato que economiza tempo e investimento financeiro, propiciando a construção efetiva de um sistema de boa qualidade. O modelo final precisa ser uma simulação tal que esta combine uma descrição simplificada do ambiente e as equações que governam a propagação da onda transmitida na presença de estruturas simples [10].

Sugestões para Serviços de Comunicação Pessoal (PCS – *Personal Communication Services*) têm sido baseadas no uso de microcélulas, que possuem antenas de estação radiobase montadas em postes de iluminação, utilitários e paredes dos prédios, cobrindo distâncias de, em geral, no máximo 1 km, sendo que a área de cobertura não é circular. Para distâncias pequenas como essas, modelos estatísticos baseados em medições apresentam erros consideráveis, ao passo que modelos baseados em métodos determinísticos como "ray-tracing" são mais precisos e eficientes.

Dentro deste contexto, se faz necessário enfatizar a importância do modelo simples de dois raios, consistindo em um raio direto e outro refletido no solo, para ambientes rurais, rodovias, ou até mesmo ambientes urbanos mais desertos, onde este modelo tem boa aplicabilidade. Para tais, o campo elétrico sofre uma queda proporcional a $\frac{1}{r}$ para distâncias menores que r_B (distância de "break") e $\frac{1}{r^2}$ para distâncias maiores que r_B [8], [11], [12], [35], [36], [38].

Em ambientes urbanos é usual a existência de prédios em ambos os lados das ruas constituindo um canal de guia de ondas. Para as antenas receptoras e transmissoras abaixo da linha do topo dos prédios haverá a presença de um raio direto, de um raio refletido no solo, de múltiplas reflexões nas laterais dos prédios, de reflexões do tipo prédio-solo, reflexões do tipo solo-prédio e de raios difratados nas bordas dos prédios [8], [13] – [15], [37], [40]. De acordo com [13], a contribuição dos raios difratados pode ser negligenciada para distâncias de microcélulas [42], [43].

Para o desenvolvimento de um modelo de predição, deve-se levar em conta também as características encontradas pelos raios, tais como os materiais cujos solo e prédios são constituídos. Não obstante à rugosidade, os raios incidentes no solo sofrem reflexão especular, reduzindo o campo elétrico de acordo com amplitude dada pelo coeficiente de reflexão. Para as reflexões laterais nas partes planas dos prédios também ocorre reflexão especular, porém, quando um raio sofre múltiplas reflexões, o campo elétrico será proporcional à amplitude do coeficiente de reflexão da superfície dos prédios elevada à potência do número de reflexões [8], [36], [37].

Alguns modelos foram propostos para região de Linha de Visada (LOS – *Line-of-Sight*) [13] – [16]. Rustako *et al.* [14] realizou algumas medições nas áreas rurais abertas de Nova Jersey e nas ruas de Nova Iorque. Ele propôs um modelo de dois raios para áreas rurais e um modelo de seis raios (modelo de dois raios e quatro raios adicionais refletidos nas faces dos prédios) para áreas urbanas. O modelo de dois raios é baseado no uso de aproximações de ângulos, negligenciando ambos: a diferença de caminho entre os raios direto e refletido; e a polarização da onda transmitida [17] – [20]. O modelo de seis raios, além de ser um modelo bidimensional (2D), também é baseado em aproximações, negligenciando ambos: a diferença de caminho entre os raios refletidos nas faces dos prédios e o raio direto; e a polarização da onda transmitida [14], [18]. Mazar *et al.* [13] propôs um modelo bidimensional (2D) de guia de ondas de rua, geometricamente mais exato com um coeficiente de reflexão variável onde anteparos e fendas são distribuídos aleatoriamente. De acordo com [11], a maioria dos modelos de microcélulas utilizando "ray-tracing" ainda incluem componentes empíricas e uma razão para isto é que a adição vetorial de raios é um trabalho difícil de ser executado.

O objetivo da presente tese é apresentar modelos mais apurados para áreas rurais e urbanas. Os modelos desenvolvidos, modelo de dois raios e modelo de guia de ondas de rua tridimensional (3D), congregam: a derivação de uma geometria de raios precisa, uma polarização estrita, uma refletividade de superfície mais exata, e análises vetorial e de padrão de radiação do campo elétrico, de forma que todos os campos elétricos possam ser somados fasorialmente e vetorialmente no ponto de recepção. Além disso, o modelo 3D de guia de ondas de rua é projetado para levar em conta a base de dados da rua em questão, que é carregada de seu respectivo arquivo de dados. Dentro deste contexto, os modelos teóricos de nosso método mais exato são comparados com valores teóricos de [14] e com medições realizadas em [8], [14] e [31].

Toda a evolução das Comunicações "Wireless" é consequência direta da descoberta e do entendimento das ondas eletromagnéticas. Abaixo, um resumo de como isso se deu ao longo dos tempos [1], [5], [21] – [27]:

1873 O físico escocês James Clerk-Maxwell anuncia a teoria das ondas eletromagnéticas.

1888 O físico alemão Heinrich Hertz descobre, através de experimentos, a existência das ondas eletromagnéticas, confirmando assim a teoria de Maxwell.

1889 O cientista francês Edouard Branly inventa o coesor, aparelho utilizado para detectar a presença de ondas eletromagnéticas.

1894 O físico inglês Oliver Lodge utiliza o coesor para detectar ondas eletromagnéticas, melhorando o experimento que utilizava o círculo de cobre, realizado por Hertz.

1895 O italiano Guglielmo Marconi faz sua primeira transmissão de sinais inteligíveis sem fio ao longo de uma distância de 1,5 km.

1896 Marconi realiza a primeira demonstração pública de radiotelegrafia na Inglaterra.

1897 A convite do governo italiano, Marconi envia o primeiro sinal radiotelegráfico de alto-mar para a costa do continente.

Marconi funda em Londres a *Wireless Telegraph Company*.

1898 O sinal radiotelegráfico de Marconi atravessa o Canal da Mancha, que liga a Inglaterra à França.

1900 O professor canadense Reginald Aubrey Fessenden faz a primeira transmissão inteligível sem fio de voz. Nasce o sistema AM de modulação.

1904 Na Inglaterra, o professor J. Ambrose Fleming inventa a válvula termiônica.

1907 A Sociedade *Wireless Telegraph Engineers* é formada nos Estados Unidos.

1914 A válvula termiônica é usada como um gerador de ondas de rádio produzindo uma portadora capaz de ser modulada pelo sinal de voz. A companhia de Marconi consegue transmitir sinais de voz a longas distâncias.

1915 Uma estação de rádio, em Arlington nos Estados Unidos, envia um sinal de voz para a Torre Eiffel em Paris.

1918 O engenheiro americano Edwin Howard Armstrong desenvolve o circuito super-heterodino.

1920 Nos Estados Unidos surgem as primeiras estações de difusão de rádio comerciais.

1933 Armstrong desenvolve o sistema FM.

1935 Robert A. Watson-Watt desenvolve o primeiro radar prático.

1937 Alex Reeves formula o conceito de modulação por codificação de pulso (PCM – *Pulse Code Modulation*)

1948 O transistor é desenvolvido pelos Laboratórios Bell.

1946 Surgem, nos Estados Unidos, os primeiros telefones móveis.

1952 A radiodifusão de TV UHF é autorizada.

1964 Um sistema de radiotelefone é disponibilizado nos Estados Unidos.

1971 Nos Estados Unidos, é desenvolvido o ajuste eletrônico de sintonia para TVs.

1980s Lançamento do serviço comercial de telefonia celular.

1991 Iniciam-se, nos Estados Unidos, os testes para o sistema HDTV.

1992 Inicia-se o serviço de telefonia celular digital.

Os capítulos da tese estão estruturados como descrito abaixo:

O Capítulo 1 apresenta a motivação, a relevância social, os objetivos e a descrição das etapas que compõem o trabalho.

O Capítulo 2 aborda os conceitos de coeficiente de reflexão, polarizações paralela e perpendicular, apresenta gráficos desse coeficiente para diversos materiais e descreve de duas maneiras, uma utilizando aproximações e outra sem aproximações, o modelo de dois raios para antenas elevadas. No modelo sem aproximações a análise vetorial dos campos elétricos é levada em conta e um dipolo ideal é utilizado como antena transmissora. Para ambas as maneiras, gráficos do campo elétrico total são plotados para solo com características urbanas e solo rural. Para o modelo sem aproximações (polarização paralela) — onde é realizada a análise vetorial — são plotados os gráficos de componentes do campo elétrico e ângulos, são realizadas comparações entre as componentes vertical e horizontal do campo e comparações entre si das componentes horizontal e vertical do mesmo para diversas alturas da antena transmissora, todos para freqüências nas faixas de UHF e de Microondas. O Capítulo 2 apresenta ainda comparações entre os dois modelos: com e sem aproximações (polarização paralela) e comparações entre valores calculados do modelo sem aproximações e valores medidos. Finalmente, uma análise matemática entre os modelos aproximado e sem aproximações, ou seja, o erro incorrido, é apresentada.

O Capítulo 3 apresenta uma análise vetorial de um guia de ondas de rua plano, cujo material do solo e das laterais é considerado o mesmo e cuja antena transmissora é um dipolo ideal. Para o guia de ondas plano são estudados: incidência direta do raio, reflexão no solo, e reflexões nas laterais do guia de ondas. A seguir são apresentados gráficos do campo elétrico total congregando todas as contribuições citadas acima. Ainda no Capítulo 3 são apresentados um modelo de um guia de ondas plano com fendas, suas análises, os gráficos do campo elétrico total para tal modelo e as conclusões pertinentes.

O Capítulo 4 apresenta uma análise vetorial de um guia de ondas de rua tridimensional, cujo material do solo e das laterais é considerado o mesmo e cuja antena transmissora é também um dipolo ideal. Para o guia de ondas tridimensional são estudados: incidência direta do raio, reflexão no solo, reflexões nas laterais do guia de ondas e reflexões do tipo lateral-solo. A seguir são apresentados gráficos do campo elétrico total congregando todas essas contribuições e gráficos apresentando uma comparação entre valores calculados e medidos para freqüências de 900 MHz e 11 GHz. Ainda no Capítulo 4 são apresentados um modelo de um guia de ondas tridimensional de multifendas, suas análises, os gráficos do campo elétrico total para tal modelo, sua conclusões pertinentes e comparação de valores calculados com valores medidos para a freqüência de 900 MHz. Finalmente é apresentado um modelo de guia de ondas tridimensional de multifendas determinístico, onde perfis reais de ruas são introduzidos em forma de base de dados nos programas de simulação. Dentro deste contexto valores calculados do modelo determinístico são comparados com valores medidos.

A ferramenta utilizada para gerar todos os gráficos presentes nos Capítulos subseqüentes 2, 3 e 4 da tese foi o MatLab 6.5 ®.

CAPÍTULO 2

PROPAGAÇÃO SOBRE TERRA PLANA

2.1. COEFICIENTE DE REFLEXÃO

2.1.1. Introdução

Quando uma onda de radiofreqüência incide sobre uma superfície, parte dessa onda é refletida ao meio de origem e parte é transmitida ao meio para o qual a onda se dirige. É sabido da teoria de campo que, para reflexões em meios condutores imperfeitos, ocorre uma mudança tanto na amplitude quanto na fase da onda incidente. A amplitude da onda refletida será sempre menor que a amplitude da onda incidente, enquanto que a variação na fase pode ser de qualquer valor [18].

Ao se imaginar uma onda incidindo em uma superfície qualquer, conforme mostrado na Figura 2.1, com um valor de campo elétrico $\dot{E} = E_m e^{j\omega t}$ no ponto de reflexão, notar-se-ia para a onda refletida, neste mesmo ponto, uma alteração nesse campo, que passaria a assumir um valor $\dot{E} = \dot{R}E_m e^{j\omega t} = R.E_m.e^{j(\omega t - \theta)}$, onde $\dot{R} = R.e^{-j\theta}$ é o coeficiente complexo de reflexão, R é o seu módulo e θ é a sua fase.

O coeficiente complexo de reflexão pode ser calculado conhecendo-se os seguintes parâmetros: a condutividade e a permissividade relativa da superfície refletora, o ângulo de incidência (ângulo que o raio incidente faz com a superfície refletora), o comprimento de onda e a polarização da onda incidente.

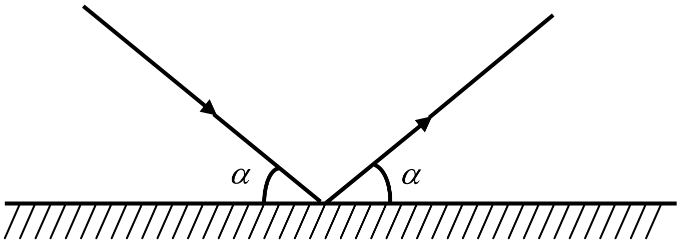

Figura 2.1 – Incidência de uma onda em uma superfície[1].

2.1.2. Polarização Paralela

A polarização paralela ocorre quando o campo elétrico está orientado paralelamente ao plano de incidência do raio que, por sua vez, é o plano formado pela normal à superfície refletora e pelo raio incidente.

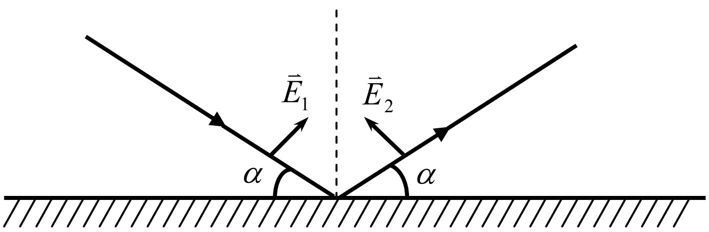

Figura 2.2 – Polarização paralela de uma onda incidente.

---

[1] No presente trabalho, uma onda é representada por um raio geométrico devido a algumas considerações. Este conceito é elucidado a seu tempo no item 2.2.1 .

O coeficiente complexo de reflexão para polarização paralela é dado por [28], [29]:

$$\dot{R}_{//} = \frac{\varepsilon_c^{'} \operatorname{sen}\alpha - \sqrt{\varepsilon_c^{'} - \cos^2\alpha}}{\varepsilon_c^{'} \operatorname{sen}\alpha + \sqrt{\varepsilon_c^{'} - \cos^2\alpha}} \qquad (2.1)$$

onde $\varepsilon_c^{'} = \varepsilon^{'} - j60\lambda\sigma$, sendo $\varepsilon_c^{'}$ a permissividade relativa complexa, σ a condutividade e $\varepsilon^{'}$ a constante dielétrica relativa da superfície refletora, λ é o comprimento de onda da radiação incidente e α é o ângulo de incidência. A Figura 2.2 ilustra a polarização paralela de uma onda incidente.

2.1.3. Polarização Perpendicular

A polarização perpendicular ocorre quando o campo elétrico está orientado perpendicularmente ao plano de incidência do raio, como ilustrado na Figura 2.3.

O coeficiente complexo de reflexão para polarização perpendicular é dado por [28], [29]:

$$\dot{R}_{\perp} = \frac{\operatorname{sen}\alpha - \sqrt{\varepsilon_c^{'} - \cos^2\alpha}}{\operatorname{sen}\alpha + \sqrt{\varepsilon_c^{'} - \cos^2\alpha}} \qquad (2.2)$$

onde, igualmente ao descrito para a polarização paralela, $\varepsilon_c^{'} = \varepsilon^{'} - j60\lambda\sigma$.

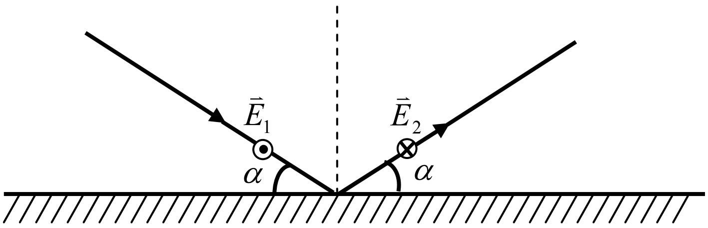

Figura 2.3 – Polarização perpendicular de uma onda incidente.

2.1.4. Gráficos do Coeficiente de Reflexão

Nesta parte, gráficos do módulo do coeficiente complexo de reflexão com relação ao ângulo de incidência, para três freqüências diferentes, são apresentados para diversos materiais[2]. As Figuras 2.4 a 2.13 ilustram estes gráficos:

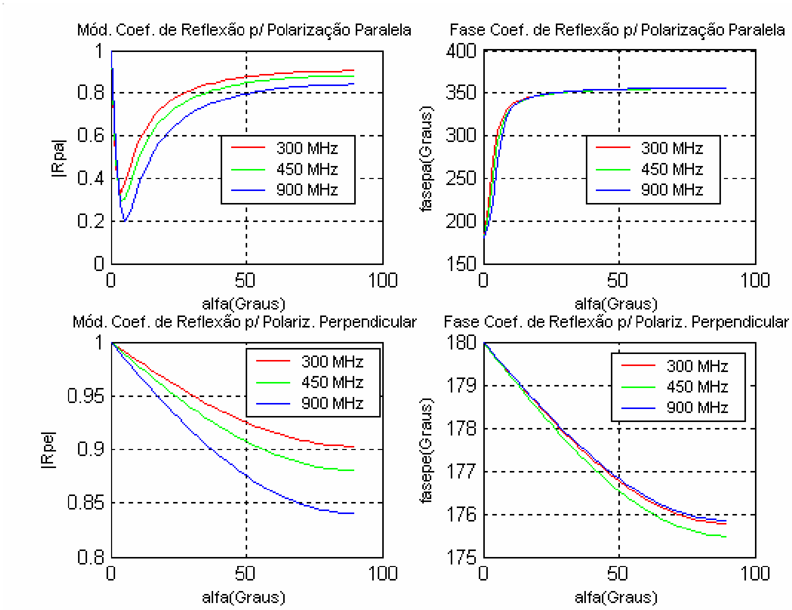

Figura 2.4 – Material Refletor: Água do Mar ($\varepsilon' = 80$ e $\sigma = 4$ S/m) [18].

---

[2] Os valores utilizados da constante dielétrica relativa e da condutividade, relativos à referência [18], são os valores médios para os materiais apresentados.

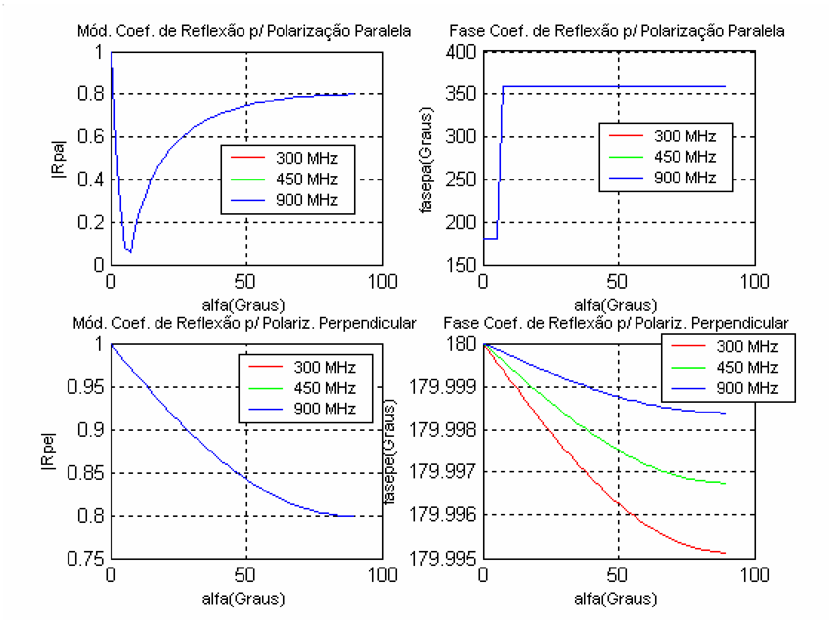

Figura 2.5 – Material Refletor: Água de Lagos e Rios ($\varepsilon' = 80$ e $\sigma = 10^{-3}$ S/m) [18].

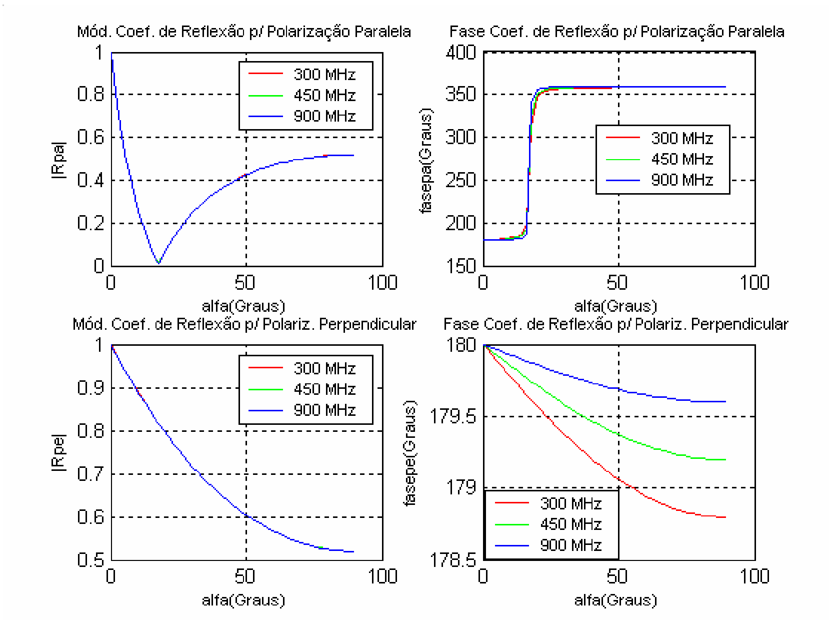

Figura 2.6 – Material Refletor: Solo Úmido ($\varepsilon' = 10$ e $\sigma = 10^{-2}$ S/m) [18].

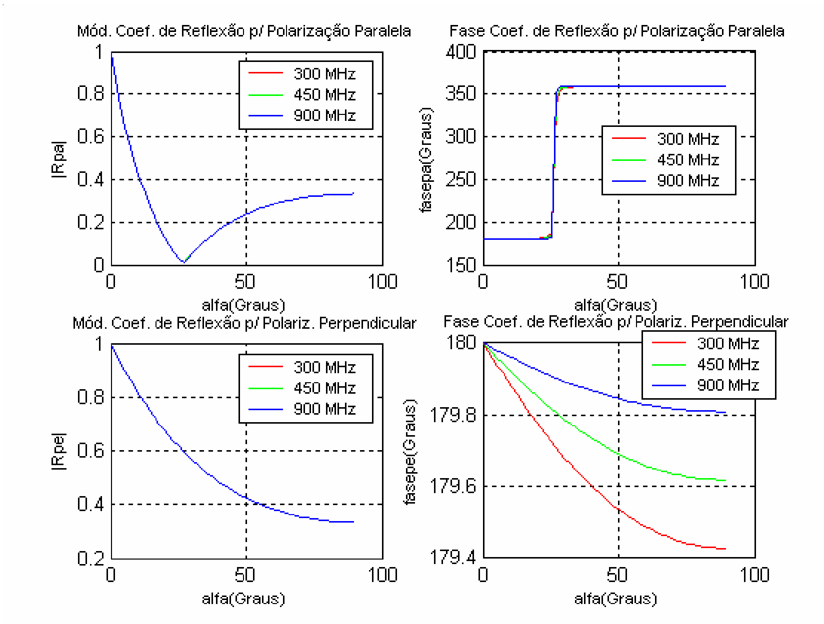

Figura 2.7 – Material Refletor: Solo Seco ($\varepsilon' = 4$ e $\sigma = 10^{-3}$ S/m) [18].

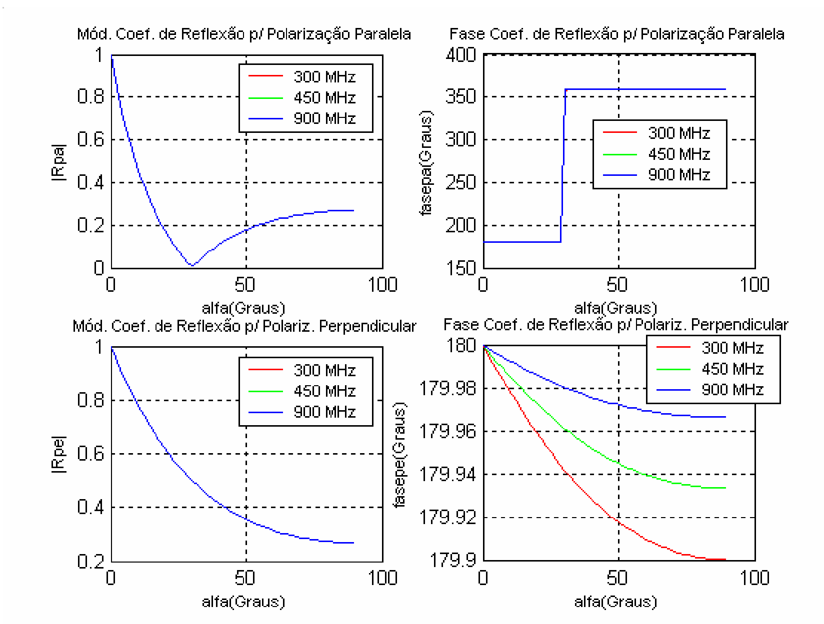

Figura 2.8 – Material Refletor: Região Urbana ($\varepsilon' = 3$ e $\sigma = 10^{-4}$ S/m) [13].

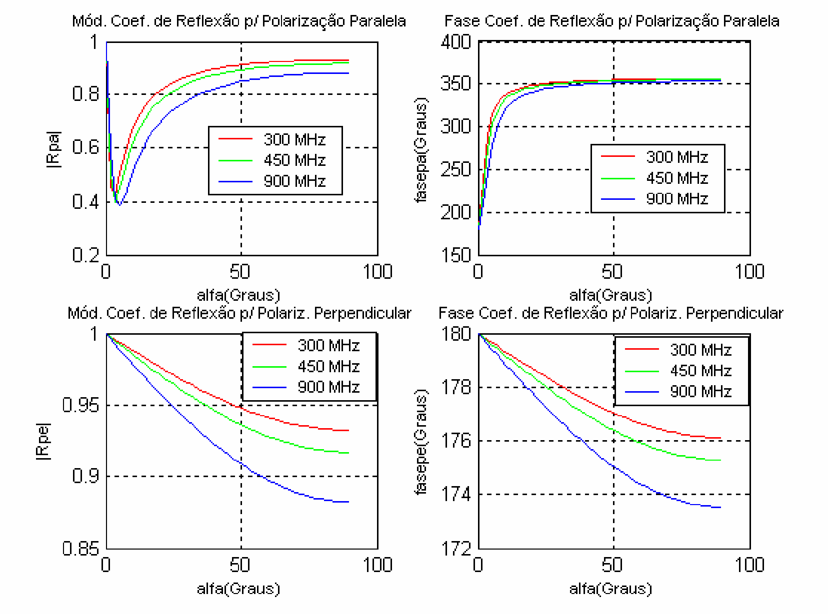

Figura 2.9 – Material Refletor: Região Urbana ($\varepsilon' = 15$ e $\sigma = 7$ S/m) [14], [16], [30].

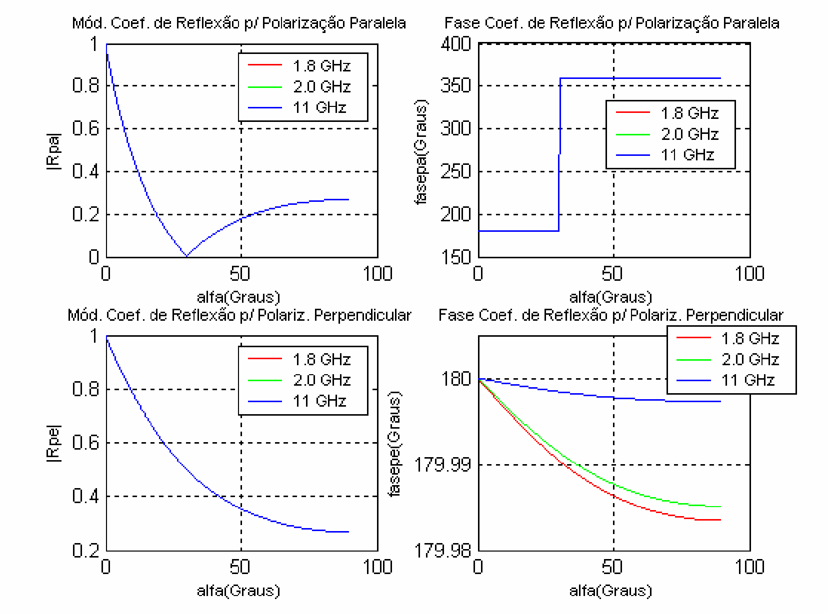

Figura 2.10 – Material Refletor: Região Urbana ($\varepsilon' = 3$ e $\sigma = 10^{-4}$ S/m) [13].

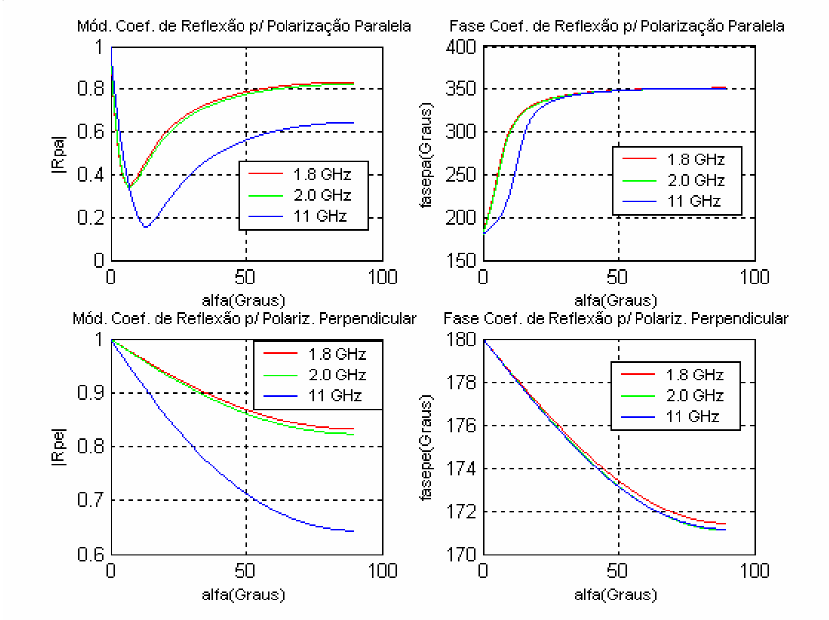

Figura 2.11 – Material Refletor: Região Urbana ($\varepsilon' = 15$ e $\sigma = 7$ S/m) [14], [16], [30].

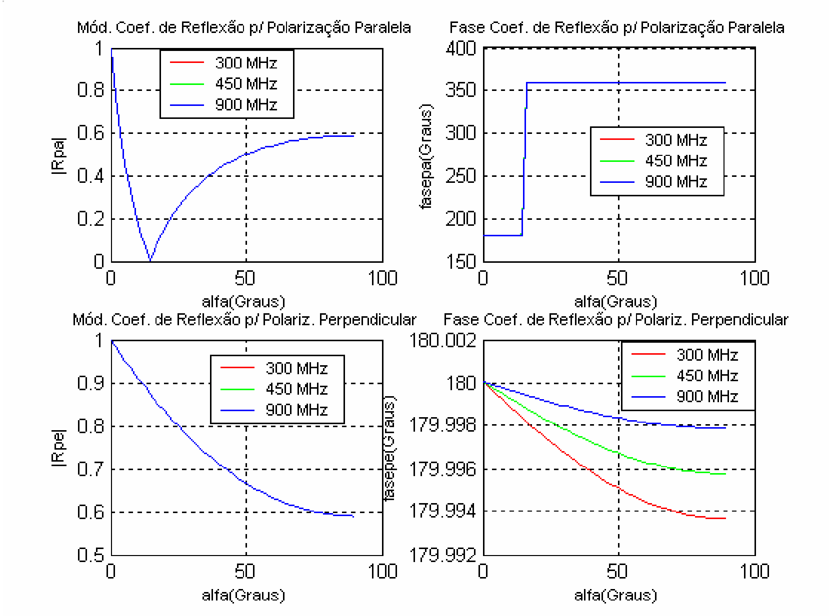

Figura 2.12 – Material Refletor: Região Rural ($\varepsilon' = 15$ e $\sigma = 0{,}0001$ S/m) [14].

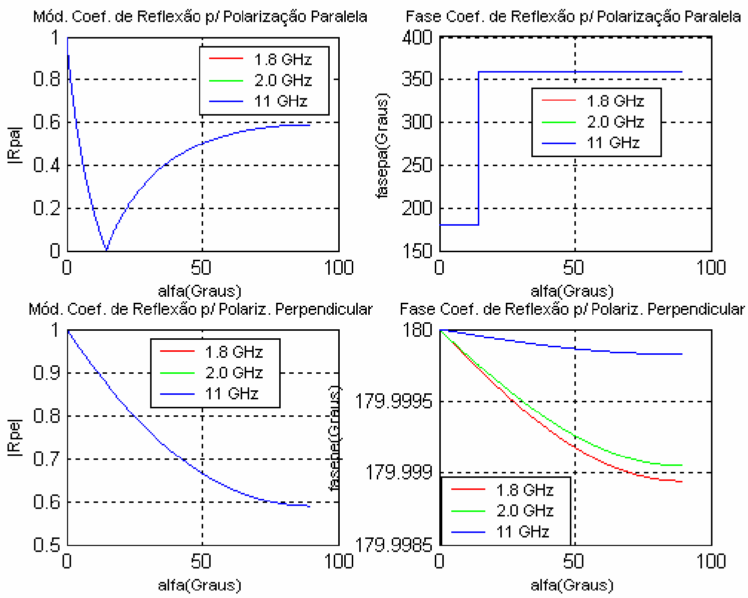

Figura 2.13 – Material Refletor: Região Rural ($\varepsilon' = 15$ e $\sigma = 0{,}0001$ S/m) [14].

2.1.5. Superfícies Rugosas

Para superfícies rugosas, o coeficiente complexo de reflexão final é dado por [28]:

$$\dot{R} = \dot{R}_s . \rho \tag{2.3}$$

onde $\dot{R}_s$ é o coeficiente complexo de reflexão para superfícies lisas (calculado como descrito nos itens anteriores) e ρ ($0 < \rho < 1$) é o fator escalar de atenuação de rugosidade da superfície refletora, dado por [28]:

$$\rho = \sqrt{e^{\left(\frac{-8\pi\sigma_h}{\lambda} \operatorname{sen}\alpha\right)}} \tag{2.4}$$

onde σ_h é o desvio padrão das variações de rugosidade da superfície e α é o ângulo de incidência do raio.

2.2. PROPAGAÇÃO SOBRE TERRA PLANA COM ANTENAS ELEVADAS[3]

2.2.1. Introdução

Em alguns casos em propagação de ondas de rádio, quando o comprimento de onda é pequeno comparado às dimensões geométricas das antenas ou dispersores, é conveniente se utilizar métodos geométricos para analisar ou descrever o comportamento do campo elétrico. Métodos geométricos são bem conhecidos por suas aplicações no campo da óptica em casos onde o comprimento de onda da faixa de radiação eletromagnética que denominamos luz, é bem pequeno comparado aos anteparos com os quais ela interage. Com esta filosofia em mente, se pode aplicar conceitos de óptica geométrica para resolver problemas de rádio freqüência. Segundo reza a óptica geométrica, em um meio sem perdas, isotrópico e homogêneo, se pode considerar que há um transporte de energia entre dois pontos ao longo da linha reta que os liga. Este conceito permite a análise de um modelo geométrico simples de dois raios, descrito a seguir [7].

[3] O conceito de antenas elevadas implica que a altura da antena precisa ser várias vezes o tamanho do comprimento de onda da radiação e que a antena utiliza uma linha de transmissão como alimentador [18].

2.2.2. Um Modelo Geométrico de Dois Raios

Quando se analisa a propagação entre duas antenas, separadas por uma distância relativamente pequena, pode-se desconsiderar a curvatura da terra, tratando sua superfície como condutora imperfeita plana. Além disso, é muito comum também na prática tratá-la como lisa [18], [29]. A Figura 2.14 ilustra um modelo geométrico com essas características, onde tem-se duas antenas de alturas h_A e h_B separadas por uma distância r no solo [29], [31].

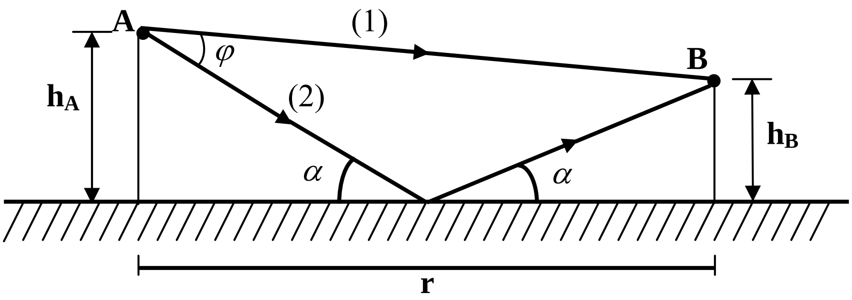

Figura 2.14 – Modelo geométrico de dois raios.

Como pode-se observar, dois raios atingem a antena receptora (B) provindos da antena transmissora (A). Um deles atinge B diretamente (raio 1, com comprimento r_1) enquanto o outro a atinge após sofrer uma reflexão no solo (raio 2, com comprimento r_2) [21].

2.2.2.1. Descrição Matemática

Para polarização paralela, ao se considerar $h_A << r$ e $h_B << r$ na Figura 2.14, e por conseqüência, α e φ muito pequenos, o campo elétrico resultante (E_T) em B será dado pela soma algébrica dos dois campos abaixo (Equações 2.5 e 2.6), ou seja, obter-se-á um campo resultante aproximado na direção vertical. Para polarização perpendicular, o campo elétrico resultante (E_T) em B também será dado pela soma algébrica dos dois campos abaixo (Equações 2.5 e 2.6), pois os vetores $\vec{E}_1$ e $\vec{E}_2$ estão alinhados na direção horizontal, ou seja, obter-se-á um campo resultante sem aproximações na direção horizontal (perpendicular ao plano do desenho) [18], [20], [35], [36], [38].

$$\dot{E}_1 = \frac{E_0}{r_1}.e^{j\omega t}.e^{-jkr_1}\text{, devido ao raio 1} \tag{2.5}$$

e

$$\dot{E}_2 = \dot{R}.\frac{E_0}{r_2}.e^{j\omega t}.e^{-jkr_2}\text{, devido ao raio 2} \tag{2.6}$$

onde $\dot{R} = R.e^{-j\theta}$, E_0 é uma constante, e $k = \dfrac{2\pi}{\lambda}$, sendo λ o comprimento de onda da radiação incidente.

Ou seja:

$$\dot{E}_T = \dot{E}_1 + \dot{E}_2 \tag{2.7}$$

Para que se possa determinar E_T, necessita-se conhecer R, θ, r_1 e r_2. Para se determinar R e θ, basta que se calcule o coeficiente de reflexão complexo como descrito no Item 2.1. Para tal, necessita-se saber a condutividade (σ) e a constante dielétrica relativa (ε') da superfície refletora, o comprimento de onda (λ) da radiação incidente e o ângulo de incidência (α) do raio. σ, ε' e λ são constantes geralmente conhecidas para o problema, ao contrário de α, que tem que ser calculado de acordo com os parâmetros (h_A, h_B e r) do mesmo. De acordo com a Figura 2.14, α é dado por:

$$\tan\alpha = \frac{h_A + h_B}{r} \Rightarrow \alpha = \arctan\left(\frac{h_A + h_B}{r}\right) \tag{2.8}$$

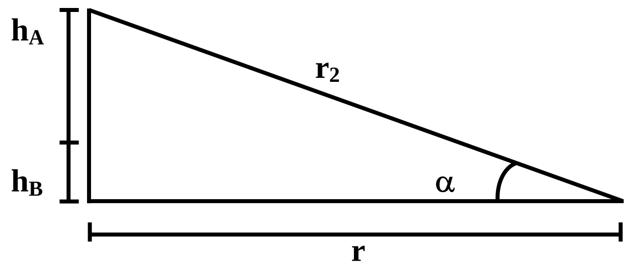

Figura 2.15 – Triângulo formado pela projeção das alturas h_A e h_B do modelo geométrico de dois raios.

Resta unicamente para esse modelo, descobrir os valores de r_1 e r_2. Observando as Figuras 2.15 e 2.16, tem-se que:

$$r_1 = \sqrt{r^2 + (h_A - h_B)^2} \tag{2.9}$$

$$r_2 = \sqrt{r^2 + (h_A + h_B)^2} \tag{2.10}$$

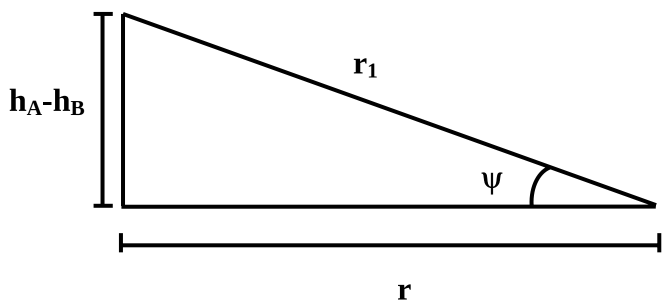

Figura 2.16 – Triângulo obtido a partir do modelo geométrico de 2 raios.

2.2.2.1.1. Gráficos Do Campo Elétrico Total

Nesta parte, gráficos do campo elétrico total com relação à distância "r" no solo que separa as antenas, para seis freqüências diferentes, são apresentados para dois tipos de solo.

As Figuras 2.17 a 2.20 ilustram os gráficos para h_A = 20 m, h_B = 1,5 m, polarização paralela com relação à distância *r* para solo típico de regiões urbanas [11]:

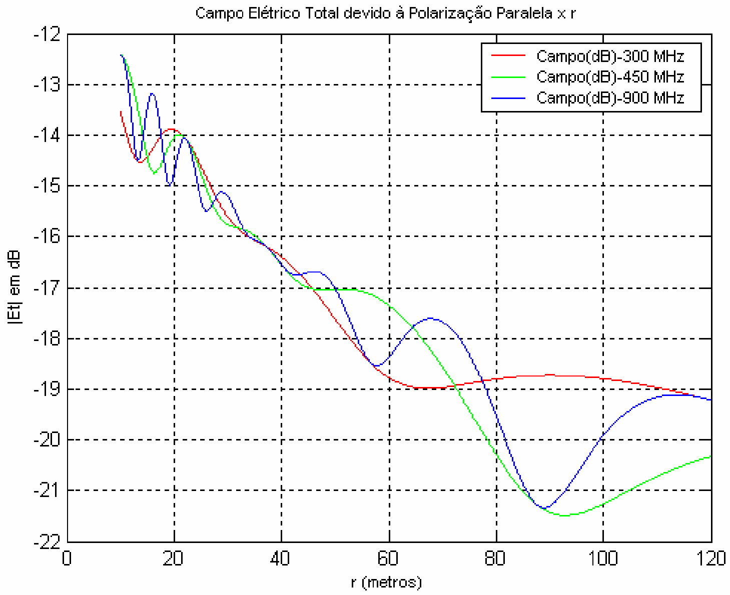

Figura 2.17 – Campo elétrico total devido à polarização paralela para solo com características urbanas ($\varepsilon' = 3$ e $\sigma = 0,0001$ S/m [13]) e r de 10 m a 120 m com um intervalo de espaçamento de 0,05 m.

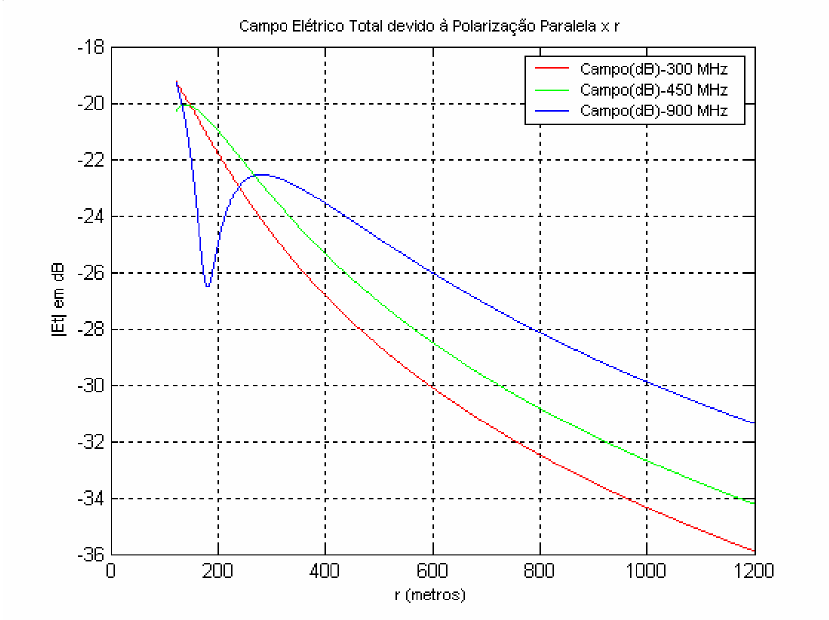

Figura 2.18 – Campo elétrico total devido à polarização paralela para solo com características urbanas ($\varepsilon' = 3$ e $\sigma = 0{,}0001$ S/m [13]) e r de 120 m a 1200 m com um intervalo de espaçamento de 0,05 m.

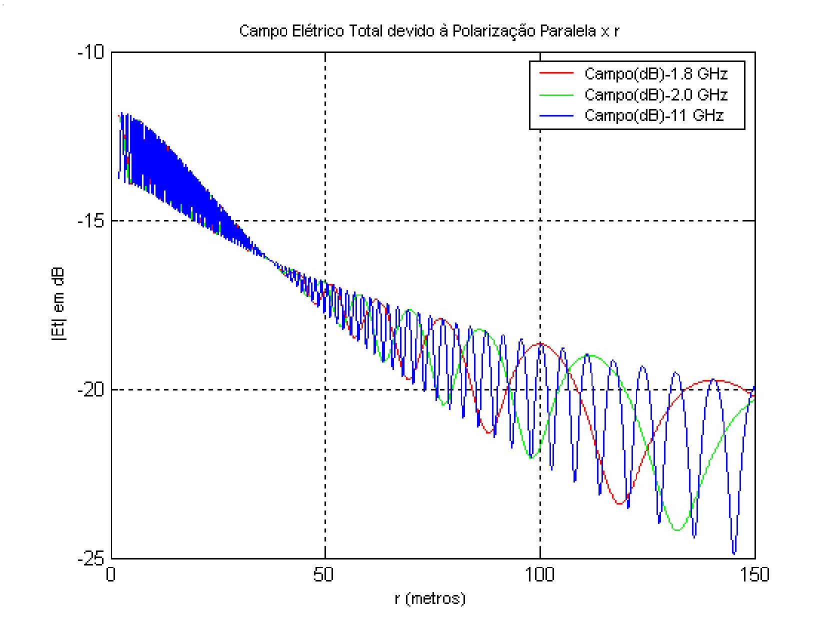

Figura 2.19 – Campo elétrico total devido à polarização paralela para solo com características urbanas ($\varepsilon' = 3$ e $\sigma = 0{,}0001$ S/m [13]) e r de 2 m a 150 m com um intervalo de espaçamento de 0,01 m.

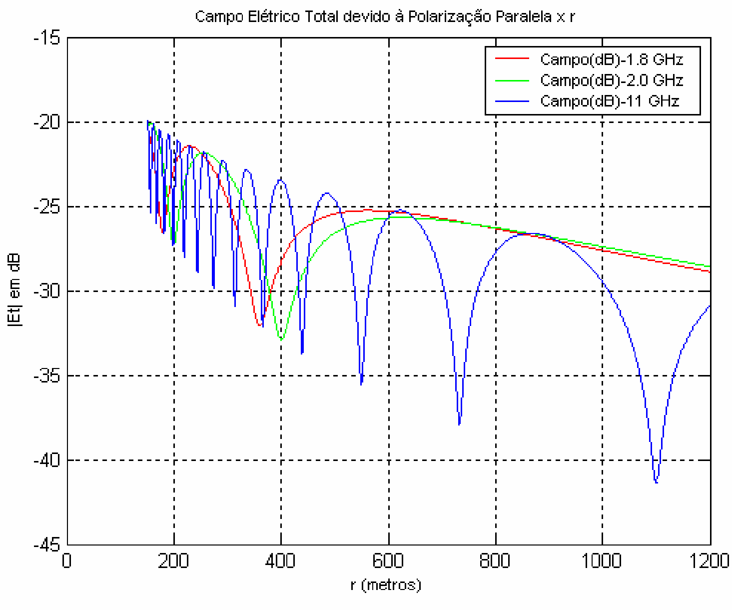

Figura 2.20 – Campo elétrico total devido à polarização paralela para solo com características urbanas ($\varepsilon' = 3$ e $\sigma = 0{,}0001$ S/m [13]) e r de 150 m a 1200 m com um intervalo de espaçamento de 0,01 m.

As Figuras 2.21 a 2.24 ilustram os gráficos para $h_A = 20$ m, $h_B = 1{,}5$ m, polarização paralela com relação à distância *r* para regiões rurais abertas de Marlboro e Sandy Hook, Nova Jersey [14]:

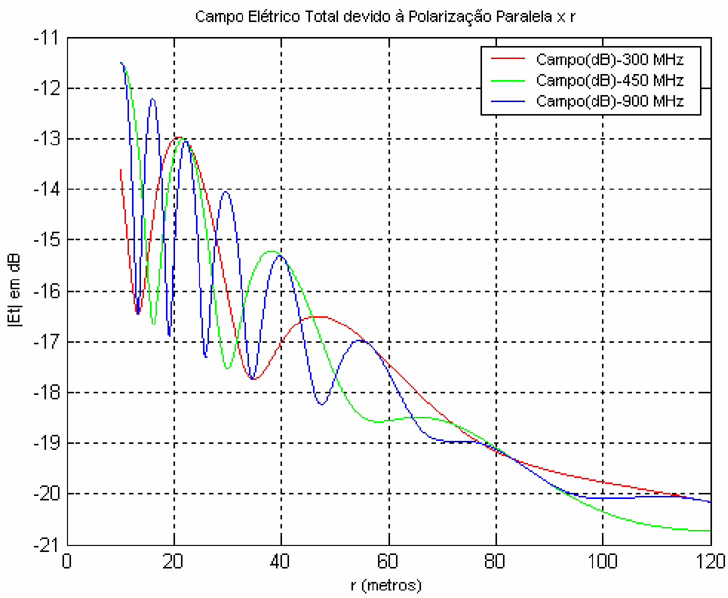

Figura 2.21 – Campo elétrico total devido à polarização paralela para solo rural (NJ) ($\varepsilon' = 15$ e $\sigma = 0{,}0001$ S/m [14]) e r de 10 m a 120 m com um intervalo de espaçamento de 0,05 m.

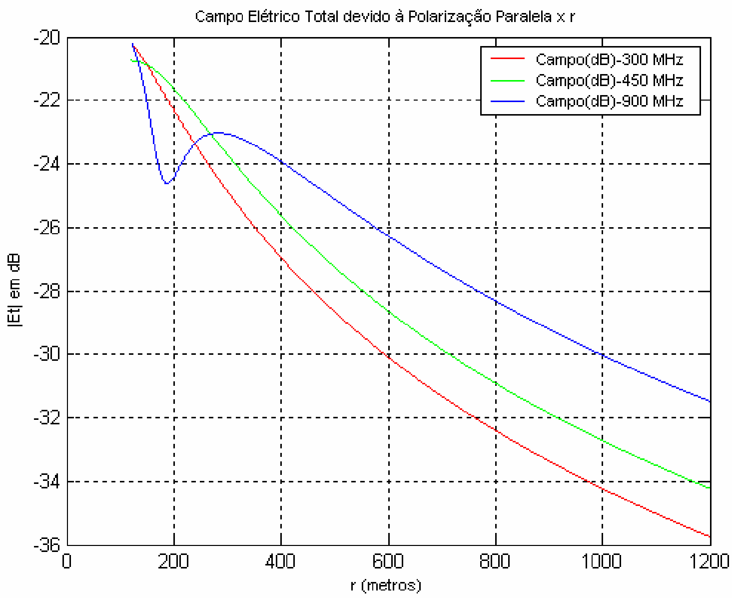

Figura 2.22 – Campo elétrico total devido à polarização paralela para solo rural (NJ) ($\varepsilon' = 15$ e $\sigma = 0{,}0001$ S/m [14]) e r de 120 m a 1200 m com um intervalo de espaçamento de 0,05 m.

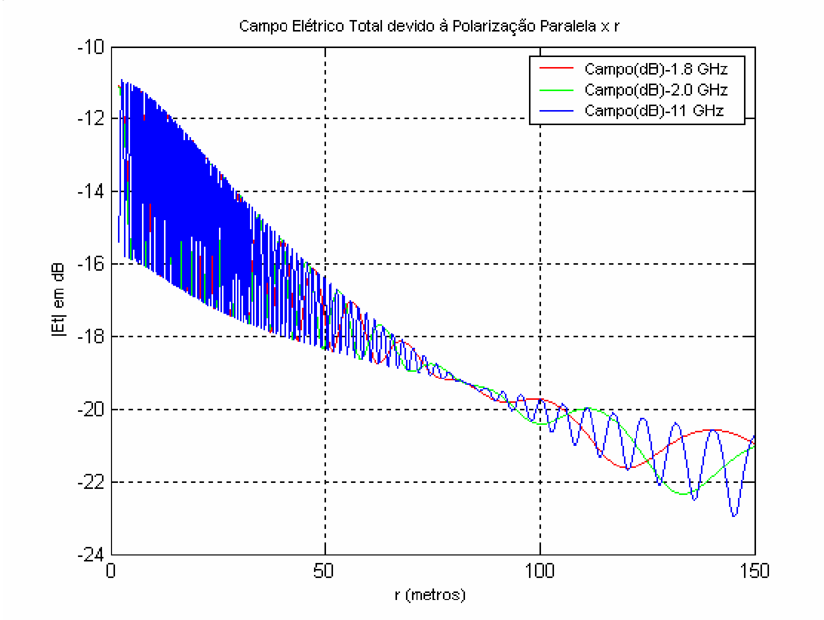

Figura 2.23 – Campo elétrico total devido à polarização paralela para solo rural (NJ) ($\varepsilon' = 15$ e $\sigma = 0{,}0001$ S/m [14]) e r de 2 m a 150 m com um intervalo de espaçamento de 0,01 m.

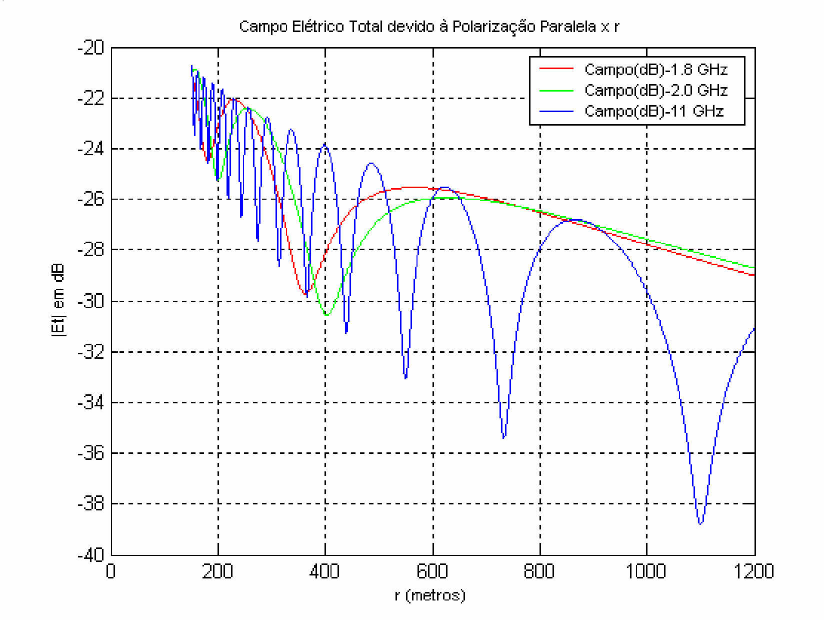

Figura 2.24 – Campo elétrico total devido à polarização paralela para solo rural (NJ) ($\varepsilon' = 15$ e $\sigma = 0{,}0001$ S/m [14]) e r de 150 m a 1200 m com um intervalo de espaçamento de 0,01 m.

As Figuras 2.25 a 2.28 ilustram os gráficos para h_A = 20 m, h_B = 1,5 m, polarização perpendicular com relação à distância *r* para solo típico de regiões urbanas [11]:

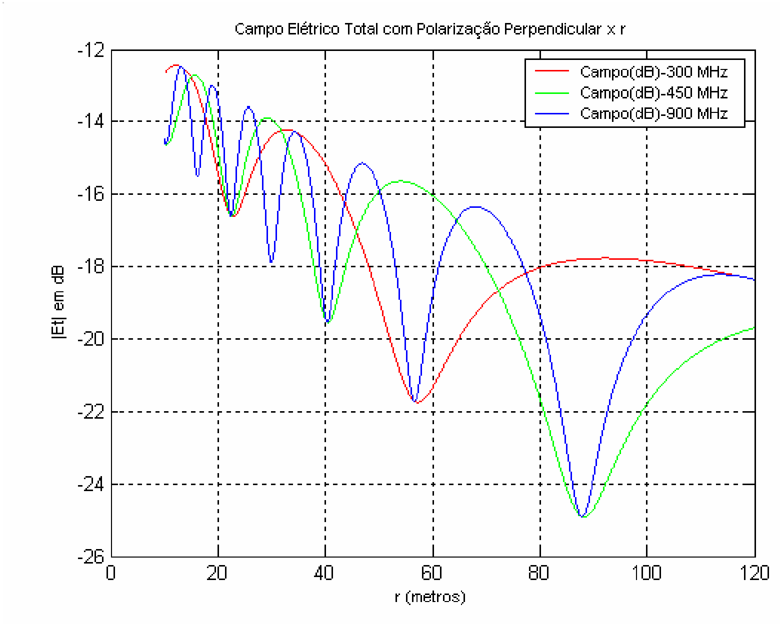

Figura 2.25 – Campo elétrico total devido à polarização perpendicular para solo com características urbanas ($\varepsilon' = 3$ e $\sigma = 0,0001$ S/m [13]) e r de 10 m a 120 m com um intervalo de espaçamento de 0,05 m.

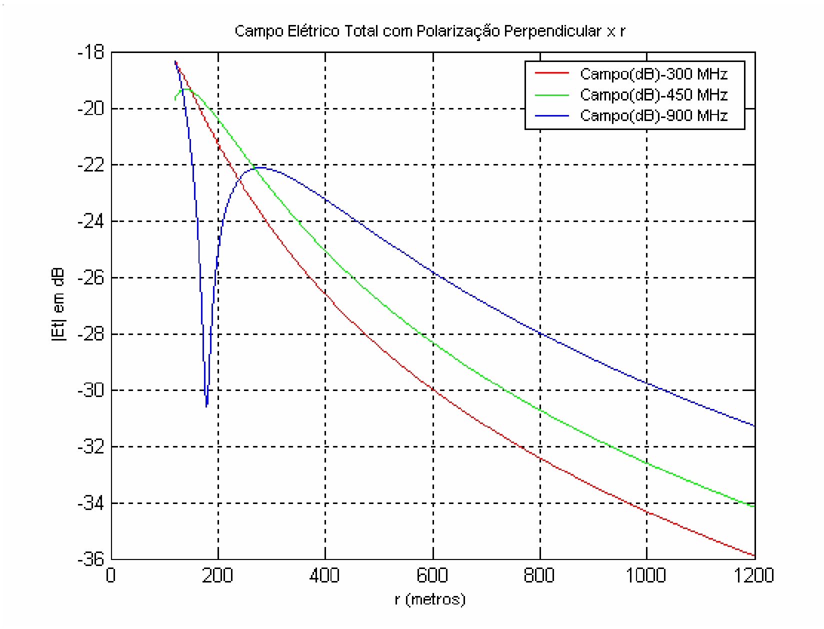

Figura 2.26 – Campo elétrico total devido à polarização perpendicular para solo com características urbanas ($\varepsilon' = 3$ e $\sigma = 0{,}0001$ S/m [13]) e r de 120 m a 1200 m com um intervalo de espaçamento de 0,05 m.

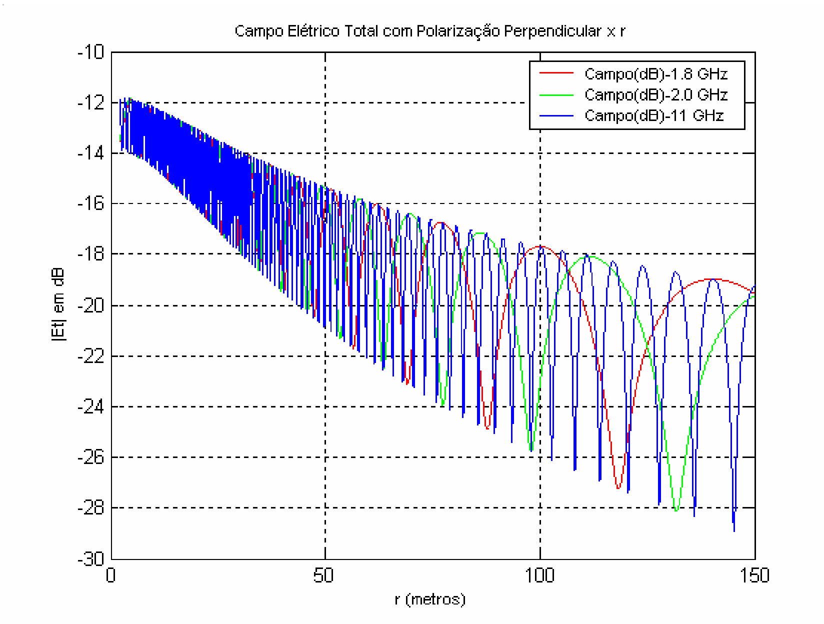

Figura 2.27 – Campo elétrico total devido à polarização perpendicular para solo com características urbanas ($\varepsilon' = 3$ e $\sigma = 0{,}0001$ S/m [13]) e r de 2 m a 150 m com um intervalo de espaçamento de 0,01 m.

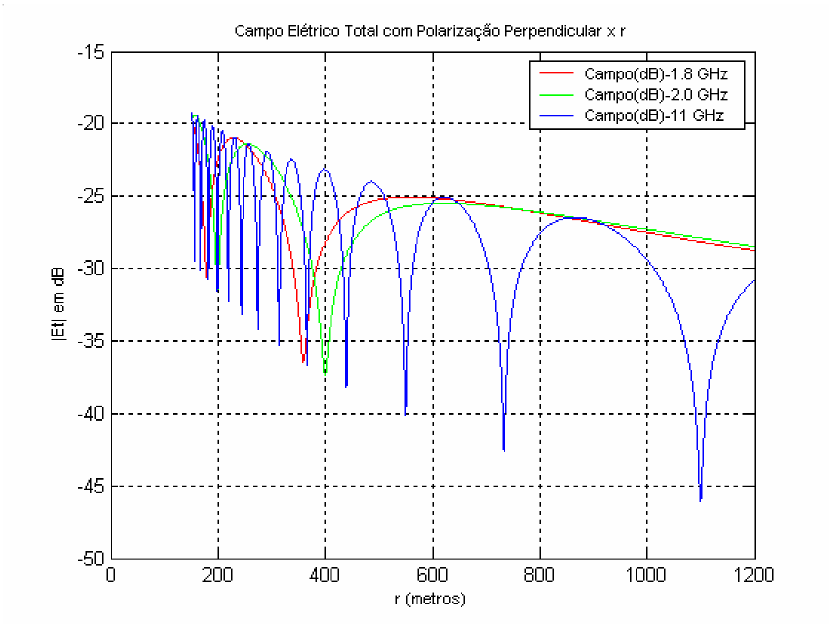

Figura 2.28 – Campo elétrico total devido à polarização perpendicular para solo com características urbanas ($\varepsilon' = 3$ e $\sigma = 0{,}0001$ S/m [13]) e r de 150 m a 1200 m com um intervalo de espaçamento de 0,01 m.

As Figuras 2.29 a 2.32 ilustram os gráficos para $h_A = 20$ m, $h_B = 1{,}5$ m, polarização perpendicular com relação à distância *r* para regiões rurais abertas de Marlboro e Sandy Hook, Nova Jersey [14]:

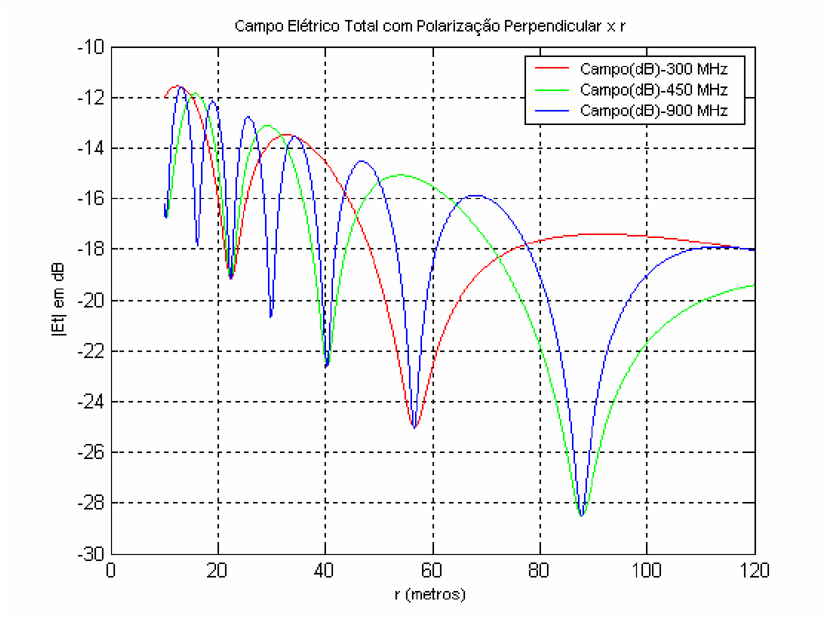

Figura 2.29 – Campo elétrico total devido à polarização perpendicular para solo rural (NJ) ($\varepsilon' = 15$ e $\sigma = 0{,}0001$ S/m [14]) e r de 10 m a 120 m com um intervalo de espaçamento de 0,05 m.

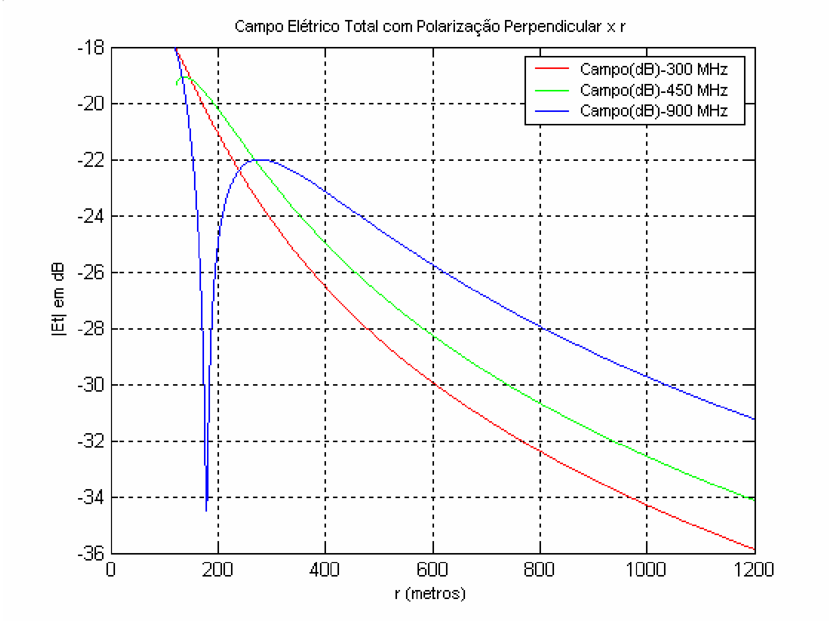

Figura 2.30 – Campo elétrico total devido à polarização perpendicular para solo rural (NJ) ($\varepsilon' = 15$ e $\sigma = 0{,}0001$ S/m [14]) e r de 120 m a 1200 m com um intervalo de espaçamento de 0,05 m.

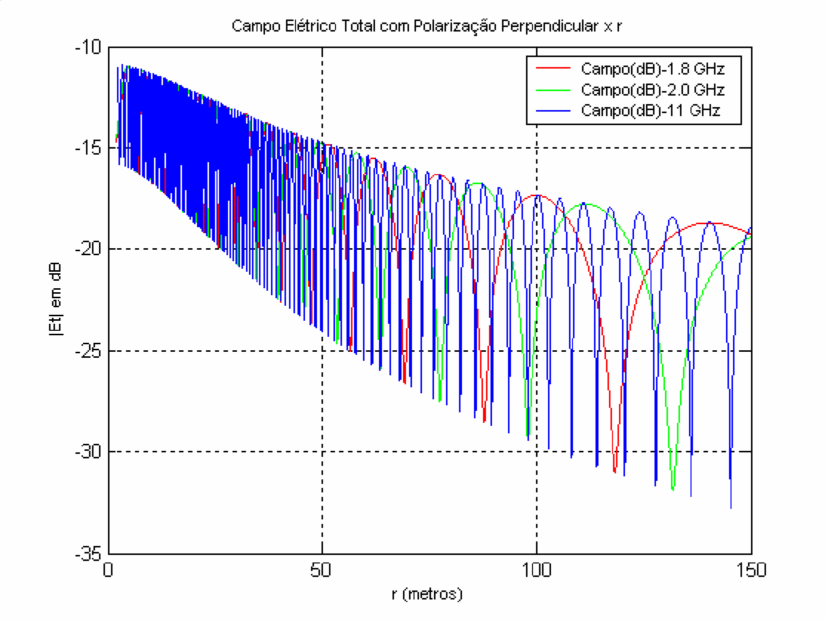

Figura 2.31 – Campo elétrico total devido à polarização perpendicular para solo rural (NJ) ($\varepsilon' = 15$ e $\sigma = 0{,}0001$ S/m [14]) e r de 2 m a 150 m com um intervalo de espaçamento de 0,01 m.

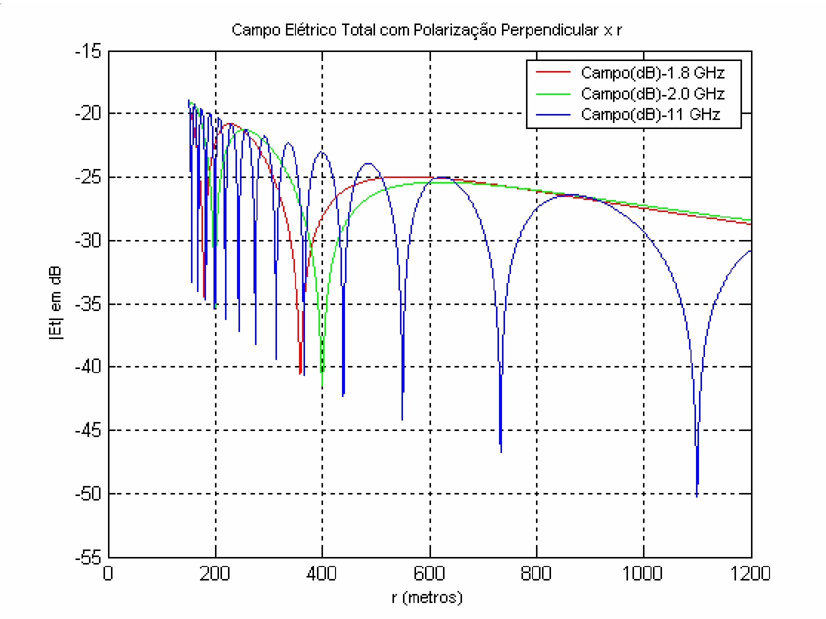

Figura 2.32 – Campo elétrico total devido à polarização perpendicular para solo rural (NJ) ($\varepsilon' = 15$ e $\sigma = 0{,}0001$ S/m [14]) e r de 150 m a 1200 m com um intervalo de espaçamento de 0,01 m.

2.2.2.2. Polarização Paralela

2.2.2.2.1. Dipolo Ideal

O vetor campo elétrico gerado por um dipolo ideal ─ centrado na origem dos eixos coordenados ─ na região onde a distância é relativamente grande com respeito ao comprimento de onda ($r >> \lambda$,"*the far-field region*"), é dado por [7], [20], [32], [33], [42]:

$$\vec{E} = E_0.e^{j\omega t}.\frac{e^{-jkr}}{r}.G(\theta).\vec{a}_\theta \tag{2.11}$$

onde E_0 é uma constante, $G(\theta) = sen\theta$ (padrão de radiação do campo elétrico para um dipolo ideal), *r* é a distância entre o centro do dipolo e o ponto para o qual se calcula o campo, k = 2π/λ, onde λ é o comprimento de onda da radiação incidente, e $\vec{a}_\theta$ é um vetor unitário (versor) na direção *θ*, sendo *θ* e *r* coordenadas esféricas.

2.2.2.2.2. Modelo sem Aproximações (Dipolo Ideal)

Observe agora o modelo para polarização paralela com mais detalhes ilustrado na Figura 2.33, onde um dipolo ideal a uma altura h_A, gera dois vetores campos elétricos ($\vec{E}_1$ e $\vec{E}_2$) no ponto de recepção a uma altura h_B. Os vetores campo elétrico gerados por um dipolo ideal são sempre perpendiculares ao traçado do respectivo raio e pertencentes ao plano formado pelo raio e pelo dipolo. Como a polarização no caso é paralela, os campos são representados no plano de incidência dos raios (plano do desenho). A diferença entre a presente análise e a feita no item 2.2.2.1 considerando uma polarização paralela, é que aqui não são feitas aproximações, e portanto, os vetores $\vec{E}_1$ e $\vec{E}_2$ não são assumidos como alinhados na direção vertical [18], [35], [38].

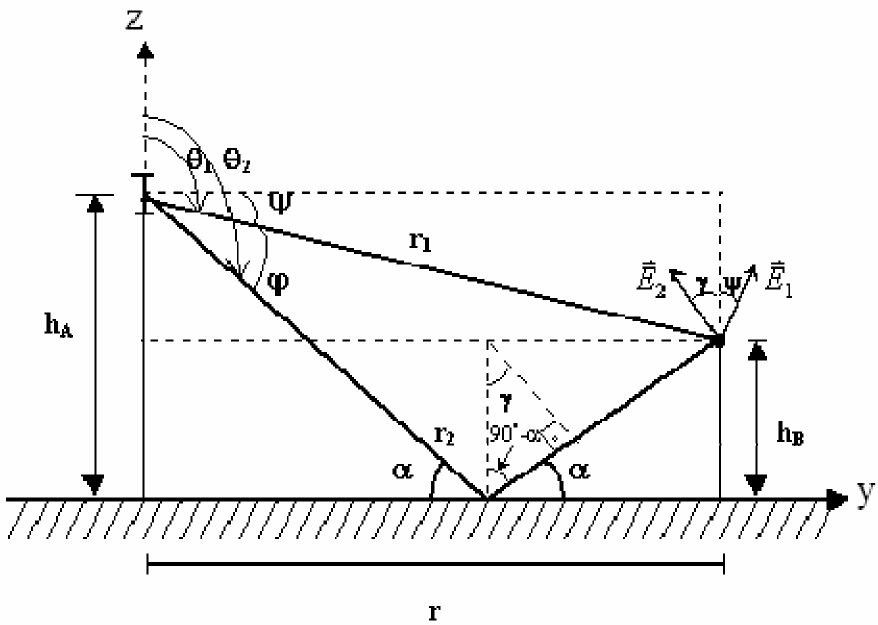

Figura 2.33 – Modelo sem aproximações para polarização paralela.

Da Figura 2.33, tem-se que:

$$\alpha = arctg\left[\frac{h_A + h_B}{r}\right] \tag{2.12}$$

$$\psi = arctg\left[\frac{h_A - h_B}{r}\right] \tag{2.13}$$

$$\varphi = \alpha - \psi \tag{2.14}$$

$$\theta_1 = \psi + 90° \tag{2.15}$$

$$\theta_2 = \alpha + 90° \tag{2.16}$$

Observando o triângulo destacado na Figura 2.33, tem-se que:

$$\gamma + 90° - \alpha + 90° = 180° \Rightarrow \gamma - \alpha = 0 \Rightarrow \gamma = \alpha \tag{2.17}$$

O campo elétrico resultante no ponto de recepção é dado por:

$$\vec{E}_T = \vec{E}_1 + \vec{E}_2 \tag{2.18}$$

Os campos gerados pelos raios 1 e 2 são dados respectivamente por:

$$\vec{E}_1 = E_0.e^{j\omega t}.\frac{e^{-jkr_1}}{r_1}.G(\theta_1).\vec{a}_{\theta_1} \qquad \text{onde} \qquad \vec{a}_{\theta_1} = \vec{a}_{E_1} = sen\psi.\vec{a}_y + \cos\psi.\vec{a}_z \tag{2.19}$$

$$\vec{E}_2 = \dot{R}_{//}.E_0.e^{j\omega t}.\frac{e^{-jkr_2}}{r_2}.G(\theta_2).\vec{a}_{\theta_2} \quad \text{onde} \quad \vec{a}_{\theta_2} = \vec{a}_{E_2} = -sen\gamma.\vec{a}_y + \cos\gamma.\vec{a}_z \tag{2.20}$$

$$G(\theta) = \text{sen}\,\theta \longrightarrow \text{Padrão de Radiação de um Dipolo Ideal} \tag{2.21}$$

onde $\beta = \dfrac{2\pi}{\lambda}$, $\dot{R}_{//} = \dfrac{\varepsilon_c^{'}\,\text{sen}\,\alpha - \sqrt{\varepsilon_c^{'} - \cos^2\alpha}}{\varepsilon_c^{'}\,\text{sen}\,\alpha + \sqrt{\varepsilon_c^{'} - \cos^2\alpha}}$ e $\varepsilon_c^{'} = \varepsilon^{'} - j60\lambda\sigma$.

Analisando geometricamente a Figura 2.33, notamos que as distâncias percorridas pelos raios 1 e 2 são dadas respectivamente por:

$$r_1 = \sqrt{(h_A - h_B)^2 + r^2} \tag{2.22}$$

$$r_2 = \sqrt{(h_A + h_B)^2 + r^2} \tag{2.23}$$

O campo resultante descrito pela Equação 2.18 tem componentes tanto na direção horizontal (y) quanto na vertical (z) de acordo com os ângulos γ e ψ, representados na Figura 2.33, e com os fasores $\dot{E}_1$ e $\dot{E}_2$. As componentes vertical e horizontal desse campo[4] são dadas por:

$$\vec{E}_{TV} = \vec{E}_z = (\dot{E}_1.\cos\psi + \dot{E}_2.\cos\gamma).\vec{a}_z \longrightarrow \text{Resultante na Vertical} \tag{2.24}$$

$$\vec{E}_{TH} = \vec{E}_y = (\dot{E}_1.sen\psi - \dot{E}_2.sen\gamma).\vec{a}_y \longrightarrow \text{Resultante na Horizontal} \tag{2.25}$$

onde os ângulos ψ e γ são os ângulos que os vetores $\vec{E}_1$ e $\vec{E}_2$ formam com a direção vertical, respectivamente, e $\dot{E}_1$ e $\dot{E}_2$ são seus respectivos módulos.

Reescrevendo novamente o campo resultante da Equação 2.18 na sua forma fasorial, tem-se que:

---

[4] As equações dos campos elétricos em questão são apresentadas em sua forma fasorial.

$$\vec{E}_T = \dot{E}_y.\vec{a}_y + \dot{E}_z.\vec{a}_z \tag{2.26}$$

onde $\dot{E}_y = E_y.e^{j\theta_y}$ e $\dot{E}_z = E_z.e^{j\theta_z}$.

Portanto:

$$\vec{E}_T = E_y.e^{j\theta_y}.\vec{a}_y + E_z.e^{j\theta_z}.\vec{a}_z \tag{2.27}$$

Ao tomar como referência a fase θ_y, obter-se-ia:

$$\vec{E}_T = E_y.\vec{a}_y + E_z.e^{j\delta}.\vec{a}_z \tag{2.28}$$

onde $\delta = \theta_z - \theta_y \qquad -180^\circ \leq \delta \leq 180^\circ$.

A Equação 2.28 é a forma fasorial do campo elétrico instantâneo dado abaixo:

$$\vec{E}_T(t) = E_Y(t).\vec{a}_y + E_Z(t).\vec{a}_z = E_y.\cos(\omega t).\vec{a}_y + E_z.\cos(\omega t + \delta).\vec{a}_z \tag{2.29}$$

cuja variação com o tempo descreve a figura de uma elipse, como representado na Figura 2.34. Se $\delta > 0$, $E_z(t)$ está adiantado com relação a $E_y(t)$ em termos de fase, o que implica que o sentido de rotação do campo elétrico instantâneo $\vec{E}_T(t)$ é o sentido horário. Se $\delta < 0$, o sentido de rotação do mesmo é o anti-horário. Se $\delta = 0$, as componentes $E_z(t)$ e $E_y(t)$

estão em fase, e portanto o vetor $\vec{E}_T(t)$ está linearmente polarizado formando um ângulo ζ com o eixo y. Para o caso em que $E_y = E_z$ e $\delta = \pm 90^\circ$ ($+ 90^\circ$ para sentido de giro horário e $- 90^\circ$, anti-horário), a figura descrita pelo vetor $\vec{E}_T(t)$ será uma circunferência[5] e a taxa axial da elipse, referenciada abaixo, será portanto unitária.

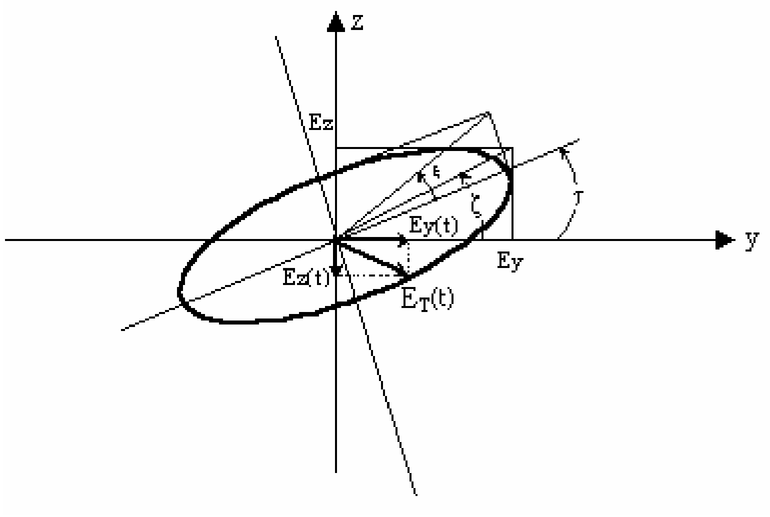

Figura 2.34 – Elipse formada pela variação temporal do campo elétrico instantâneo.

Como ilustrado na Figura 2.34, o ângulo ζ descreve a relação entre as componentes de pico E_y e E_z:

$$\zeta = \tan^{-1}\left(\frac{E_z}{E_y}\right) \qquad 0^\circ \leq \zeta \leq 90^\circ \tag{2.30}$$

Também da Figura 2.34, pode-se notar que o ângulo tilt (τ) da elipse é o ângulo entre o eixo y (horizontal) e o eixo principal da elipse.

---

[5] O ângulo τ para uma circunferência é adotado como igual a zero no presente trabalho.

Ainda da Figura 2.34, o ângulo ξ é visto como:

$$\xi = \cot^{-1}(AR) \qquad 1 \le |AR| \le \infty \qquad -45^{\circ} \le \xi \le 45^{\circ} \tag{2.31}$$

onde a taxa axial da elipse, |AR|, é a razão entre seu eixo maior e seu eixo menor. O sinal de AR, é por convenção, positivo para o giro do campo elétrico instantâneo $\vec{E}_T(t)$ no sentido horário e negativo para o sentido anti-horário (padrão adotado pelo IEEE) [7], [32], [34].

ζ , δ, ξ e τ são os parâmetros da elipse, sendo que qualquer dos pares de ângulos, (ξ , τ) ou (ζ , δ), unicamente definem a geometria da elipse. As inter-relações entre esses ângulos são descritas abaixo [32], [34]:

$$\cos 2\zeta = \cos 2\xi . \cos 2\tau \tag{2.32}$$

$$\tan \delta = \left(\frac{\tan 2\xi}{\operatorname{sen} 2\tau} \right) \tag{2.33}$$

$$\tan 2\tau = \tan 2\zeta . \cos \delta \tag{2.34}$$

$$\operatorname{sen} 2\xi = \operatorname{sen} 2\zeta . \operatorname{sen} \delta \tag{2.35}$$

Como a relação entre esses ângulos não se dá de forma direta, é fundamental o auxílio da Esfera de Poincaré (Figura 2.35) no cálculo do ângulo τ para o item 2.2.2.2.3.1 abaixo.

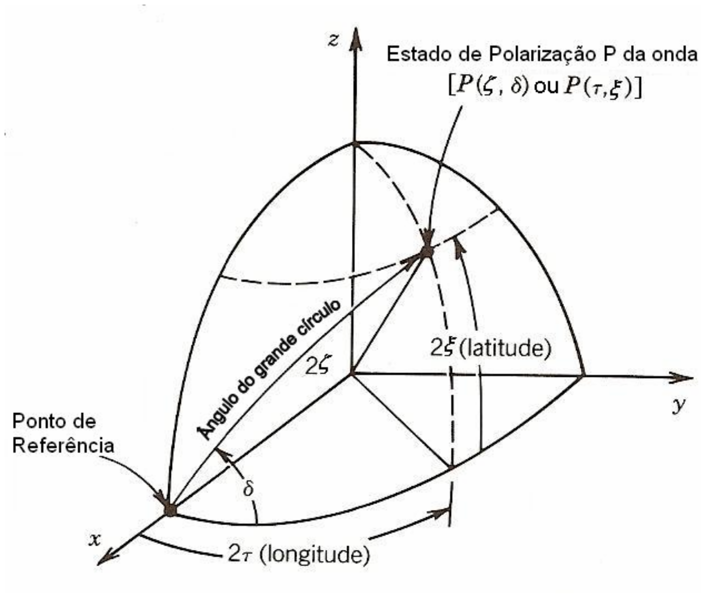

Figura 2.35 – Esfera de Poincaré (Fontes: Kraus, J. D. [32], and Balanis, C. A.[34]).

2.2.2.2.3. Gráficos Utilizando o Modelo sem Aproximações

2.2.2.2.3.1. Componentes e Ângulos

Nesta parte, gráficos das componentes vertical (E_z) e horizontal (E_y) do campo elétrico, do ângulo ξ, do ângulo τ e do ângulo ζ com relação à distância "*r*" no solo que separa as antenas, para seis freqüências diferentes, são apresentados para solo com características urbanas.

As Figuras 2.36 a 2.40 ilustram os gráficos para h_A = 20 m, h_B = 1,5 m e r de 10 m a 120 m com um intervalo de espaçamento de 0,05 m para solo com características urbanas e freqüências de 300, 450 e 900 MHz:

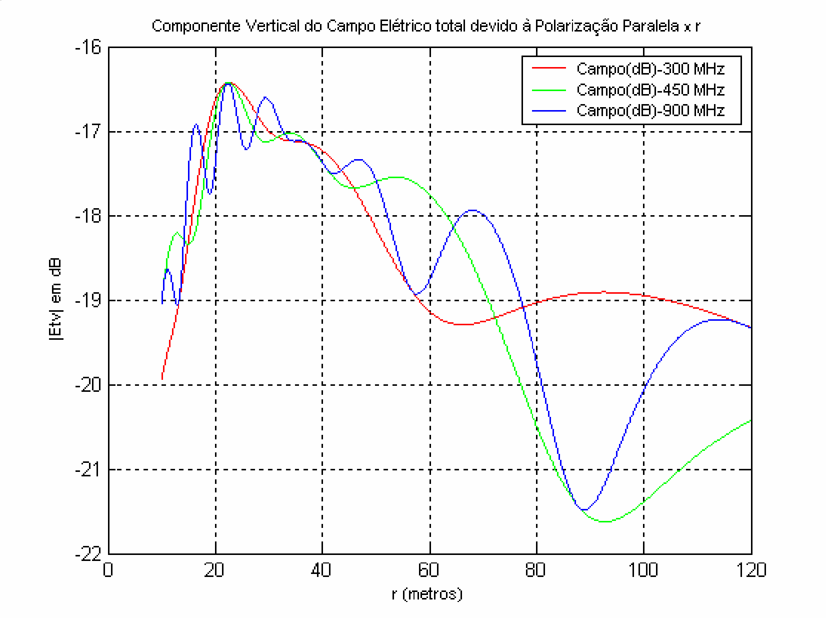

Figura 2.36 – Componente vertical do campo elétrico para solo com características urbanas

($\varepsilon' = 3$ e $\sigma = 0{,}0001$ S/m) [13].

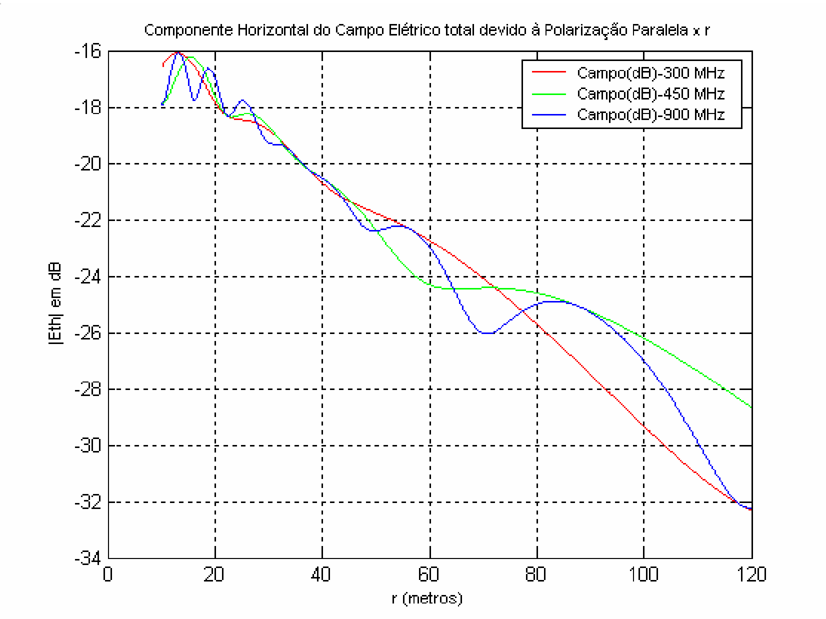

Figura 2.37 – Componente horizontal do campo elétrico para solo com características urbanas

($\varepsilon' = 3$ e $\sigma = 0{,}0001$ S/m) [13].

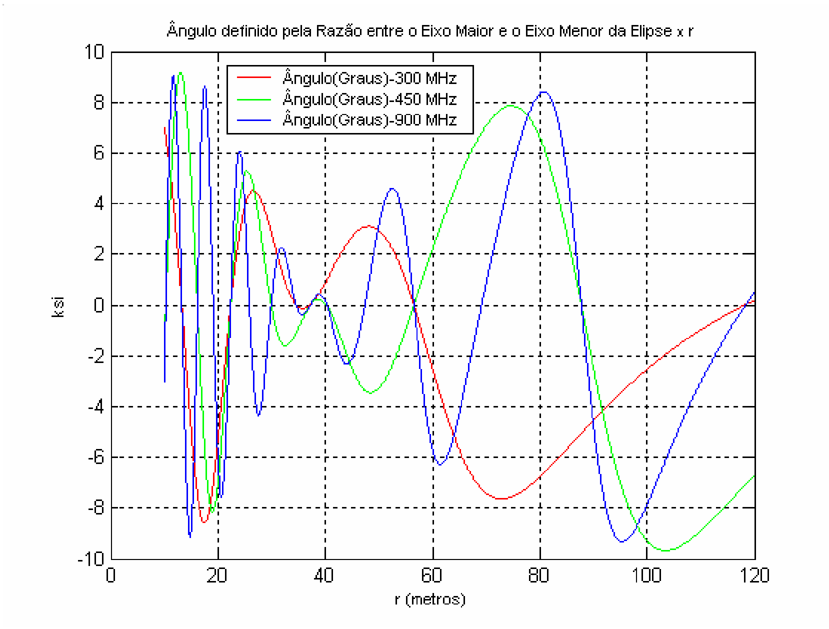

Figura 2.38 – Ângulo ksi para solo com características urbanas ($\varepsilon' = 3$ e $\sigma = 0{,}0001$ S/m) [13].

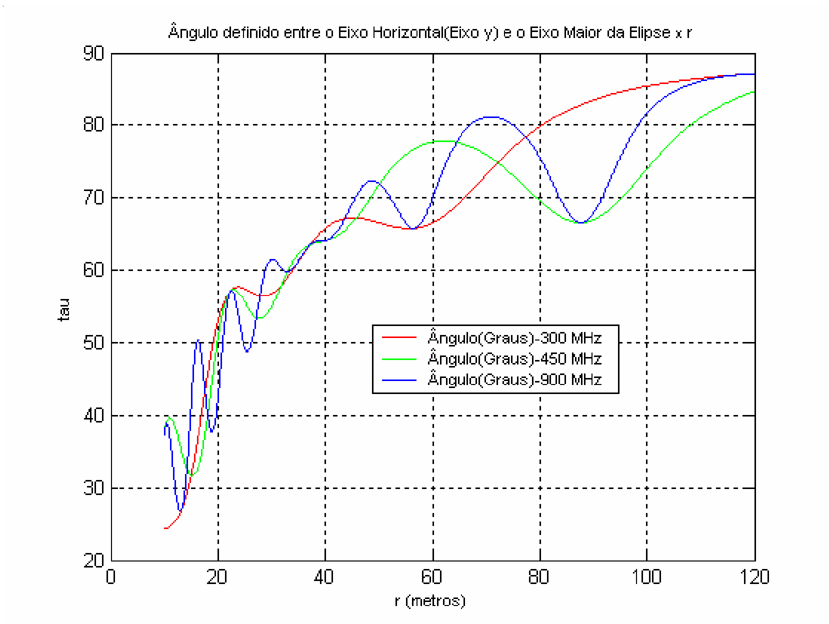

Figura 2.39 – Ângulo tau para solo com características urbanas ($\varepsilon' = 3$ e $\sigma = 0{,}0001$ S/m) [13].

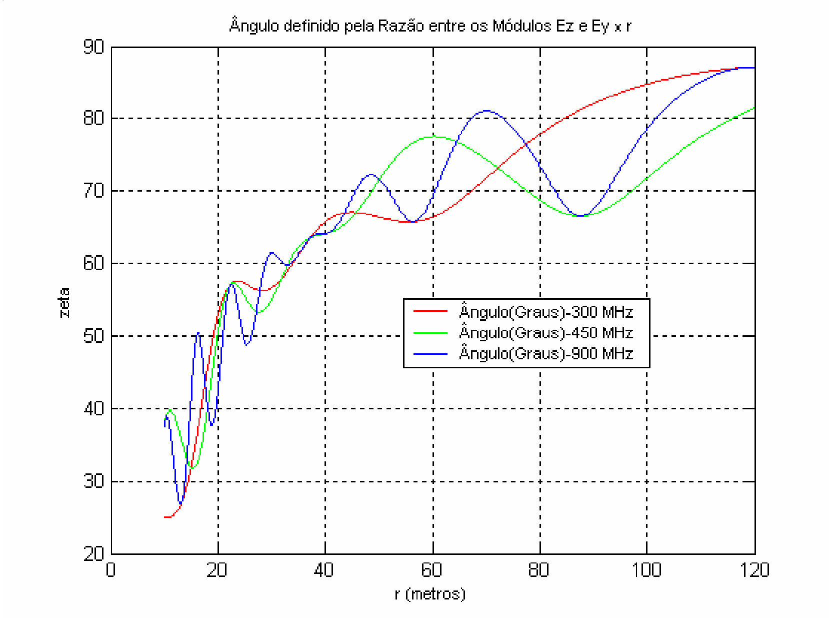

Figura 2.40 – Ângulo zeta para solo com características urbanas ($\varepsilon' = 3$ e $\sigma = 0{,}0001$ S/m) [13].

As Figuras 2.41 a 2.45 ilustram os gráficos para $h_A = 20$ m, $h_B = 1{,}5$ m e r de 120 m a 1200 m com um intervalo de espaçamento de 0,05 m para solo com características urbanas e freqüências de 300, 450 e 900 MHz:

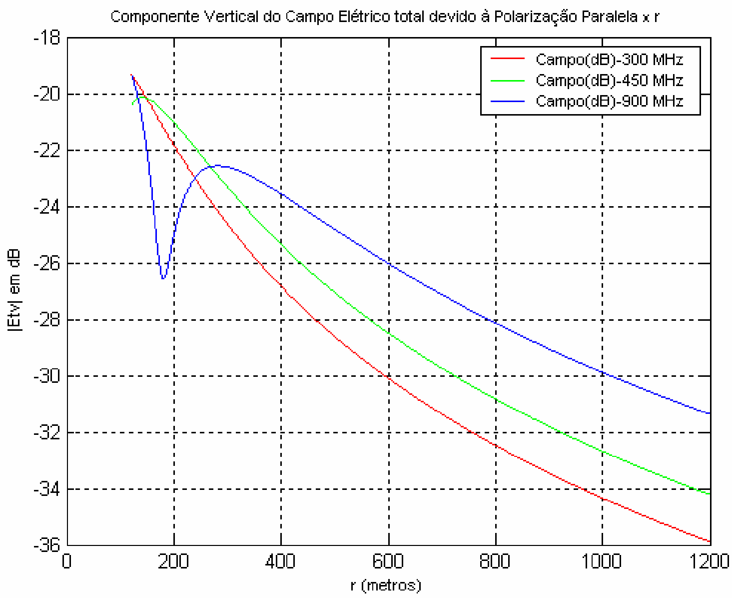

Figura 2.41 – Componente vertical do campo elétrico para solo com características urbanas

($\varepsilon' = 3$ e $\sigma = 0{,}0001$ S/m) [13].

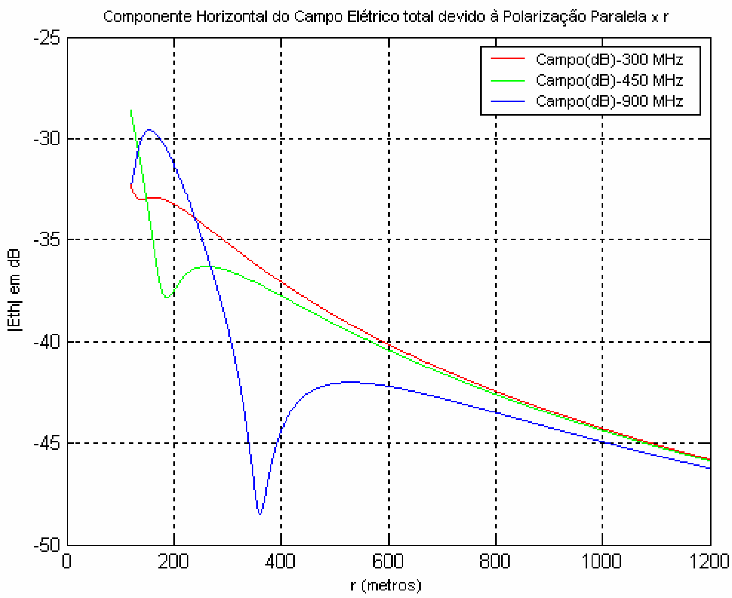

Figura 2.42 – Componente horizontal do campo elétrico para solo com características urbanas

($\varepsilon' = 3$ e $\sigma = 0{,}0001$ S/m) [13].

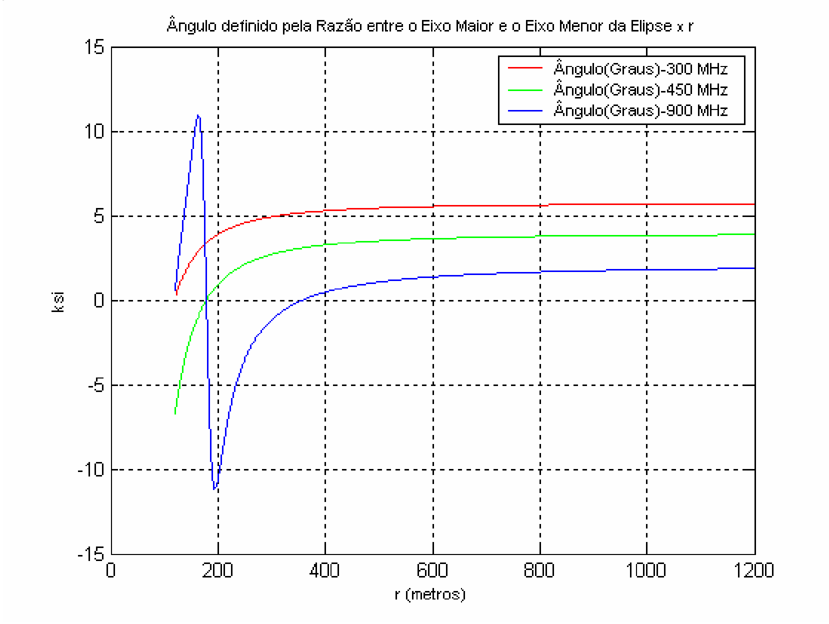

Figura 2.43 – Ângulo ksi para solo com características urbanas ($\varepsilon' = 3$ e $\sigma = 0{,}0001$ S/m) [13].

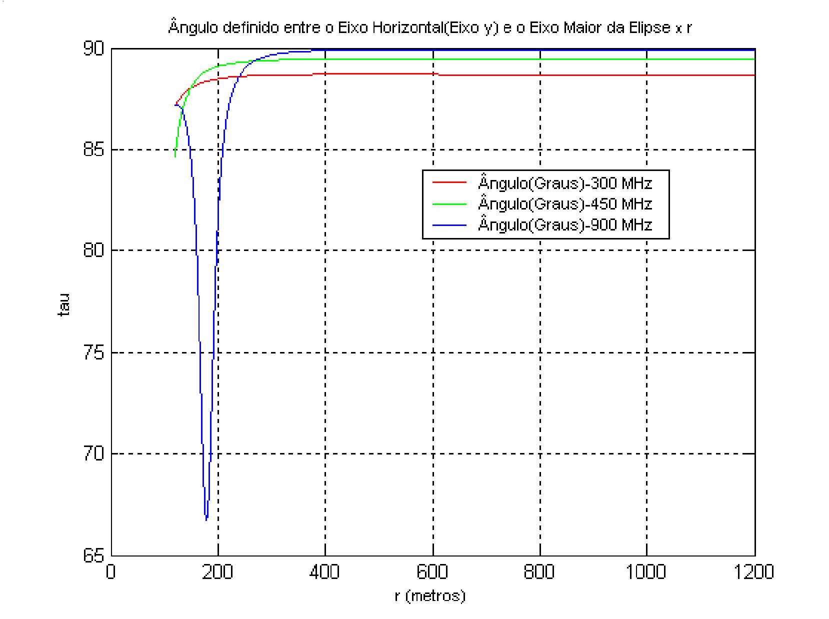

Figura 2.44 – Ângulo tau para solo com características urbanas ($\varepsilon' = 3$ e $\sigma = 0{,}0001$ S/m) [13].

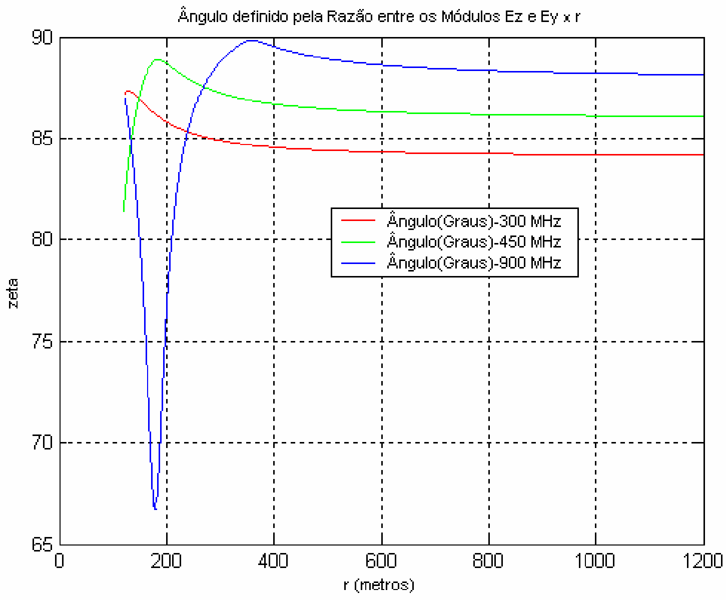

Figura 2.45 – Ângulo zeta para solo com características urbanas ($\varepsilon' = 3$ e $\sigma = 0{,}0001$ S/m) [13].

As Figuras 2.46 a 2.50 ilustram os gráficos para $h_A = 20$ m, $h_B = 1{,}5$ m e r de 2 m a 150 m com um intervalo de espaçamento de 0,01 m para solo com características urbanas e freqüências de 1,8, 2,0 e 11 GHz:

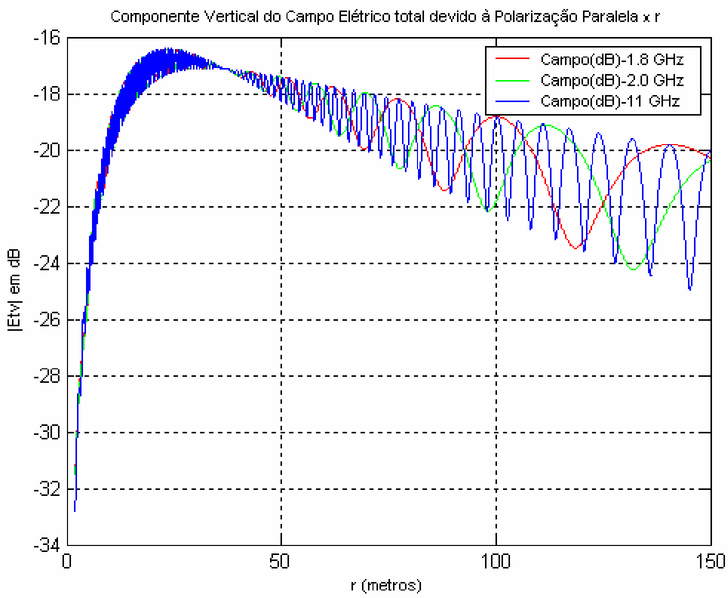

Figura 2.46 – Componente vertical do campo elétrico para solo com características urbanas

($\varepsilon' = 3$ e $\sigma = 0{,}0001$ S/m) [13].

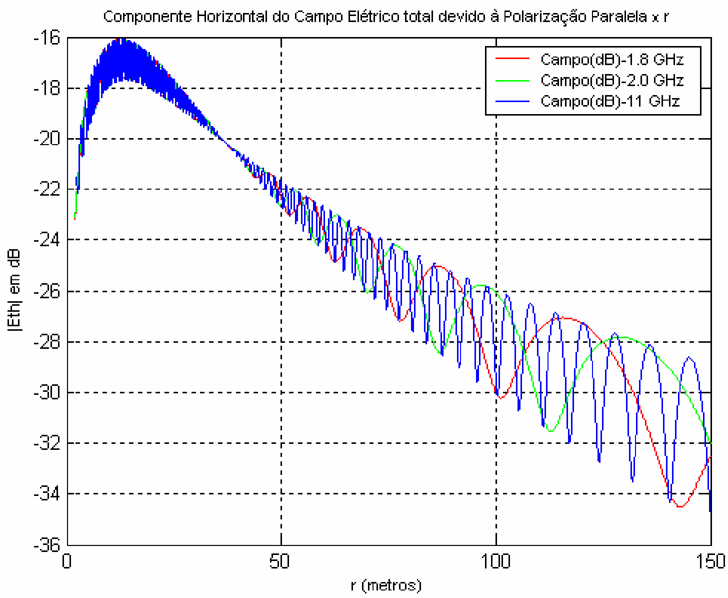

Figura 2.47 – Componente horizontal do campo elétrico para solo com características urbanas

($\varepsilon' = 3$ e $\sigma = 0{,}0001$ S/m) [13].

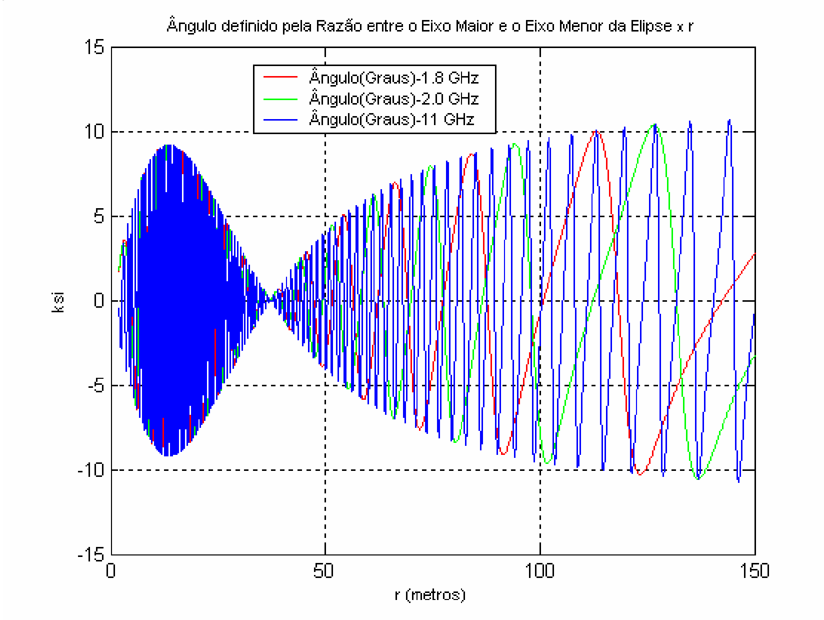

Figura 2.48 – Ângulo ksi para solo com características urbanas ($\varepsilon' = 3$ e $\sigma = 0{,}0001$ S/m) [13].

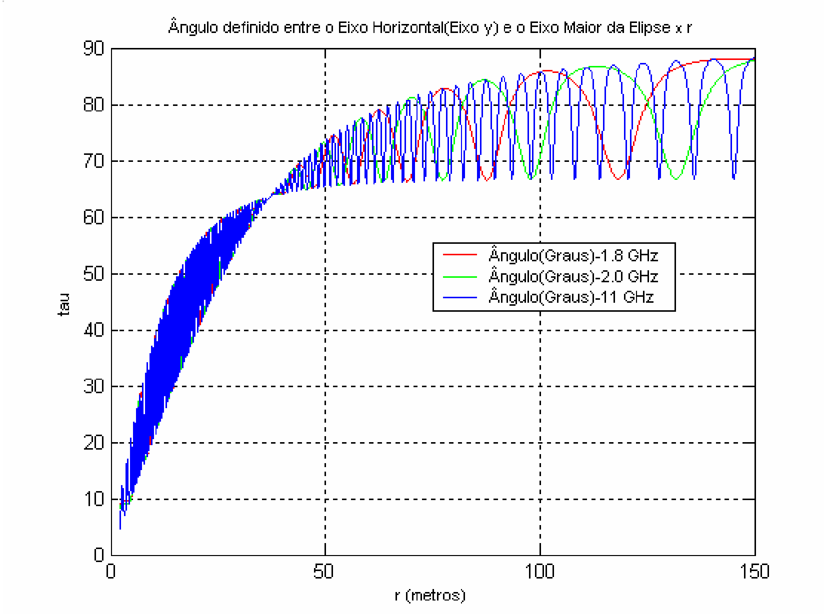

Figura 2.49 – Ângulo tau para solo com características urbanas ($\varepsilon' = 3$ e $\sigma = 0{,}0001$ S/m) [13].

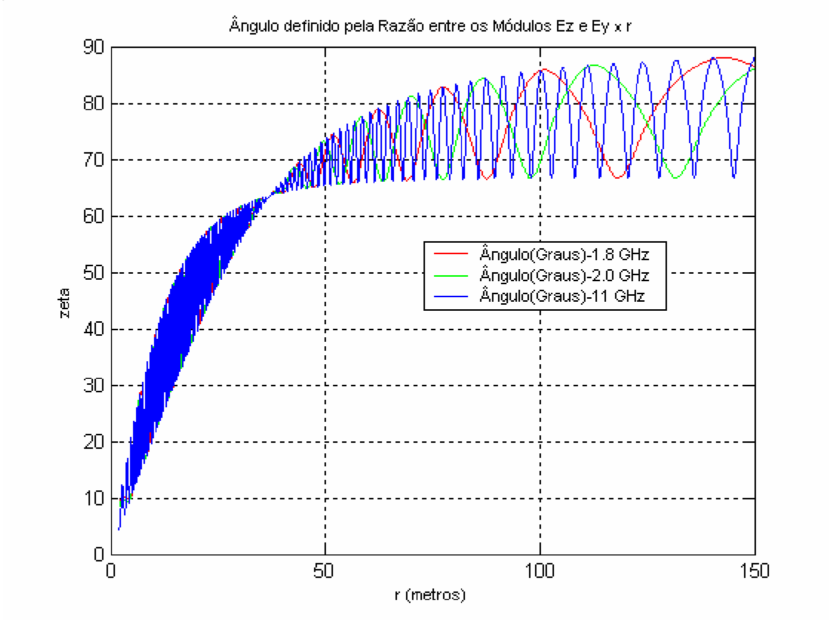

Figura 2.50 – Ângulo zeta para solo com características urbanas ($\varepsilon' = 3$ e $\sigma = 0{,}0001$ S/m) [13].

As Figuras 2.51 a 2.55 ilustram os gráficos para $h_A = 20$ m, $h_B = 1{,}5$ m e r de 150 m a 1200 m com um intervalo de espaçamento de 0,01 m para solo com características urbanas e freqüências de 1,8, 2,0 e 11 GHz:

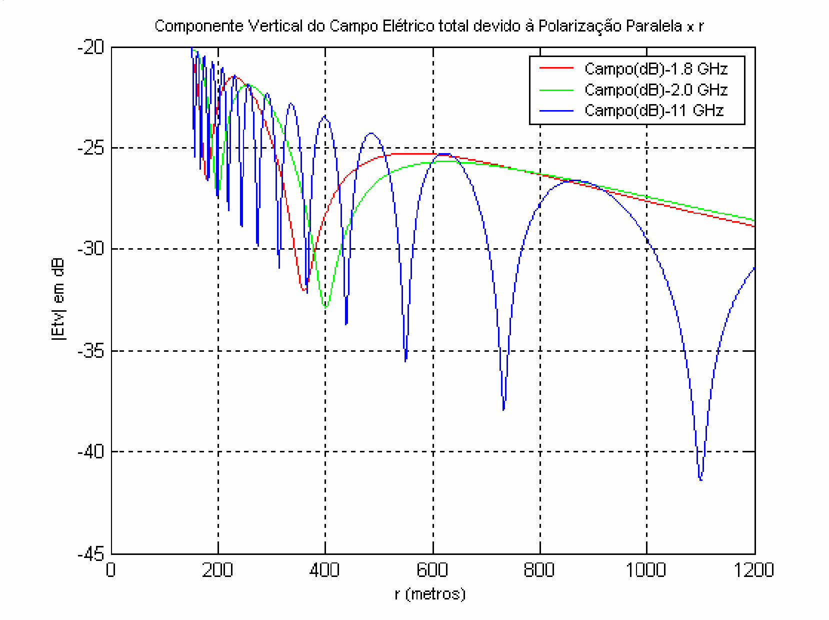

Figura 2.51 – Componente vertical do campo elétrico para solo com características urbanas

($\varepsilon' = 3$ e $\sigma = 0{,}0001$ S/m) [13].

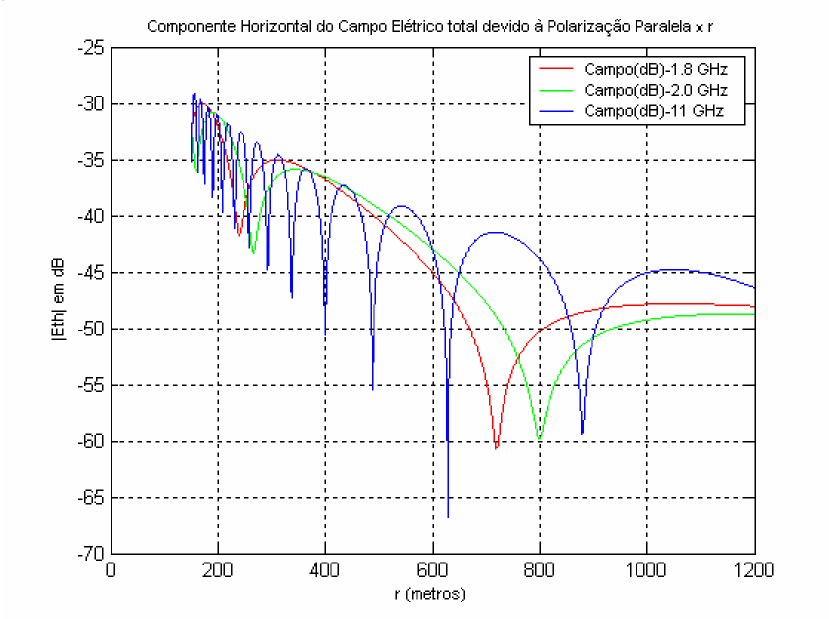

Figura 2.52 – Componente horizontal do campo elétrico para solo com características urbanas

($\varepsilon' = 3$ e $\sigma = 0{,}0001$ S/m) [13].

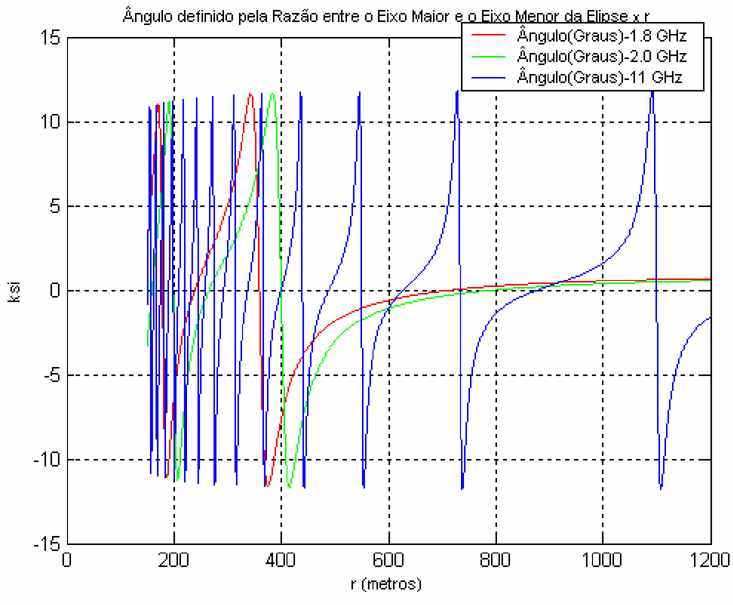

Figura 2.53 – Ângulo ksi para solo com características urbanas ($\varepsilon' = 3$ e $\sigma = 0{,}0001$ S/m) [13].

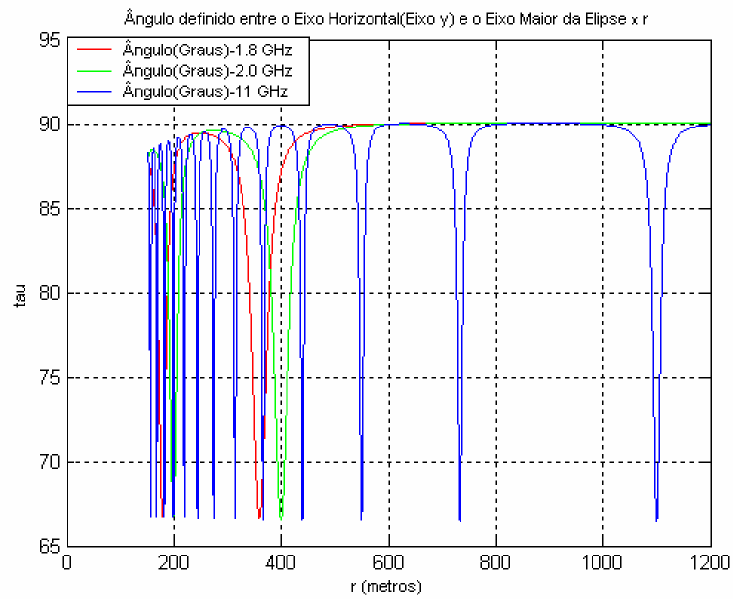

Figura 2.54 – Ângulo tau para solo com características urbanas ($\varepsilon' = 3$ e $\sigma = 0{,}0001$ S/m) [13].

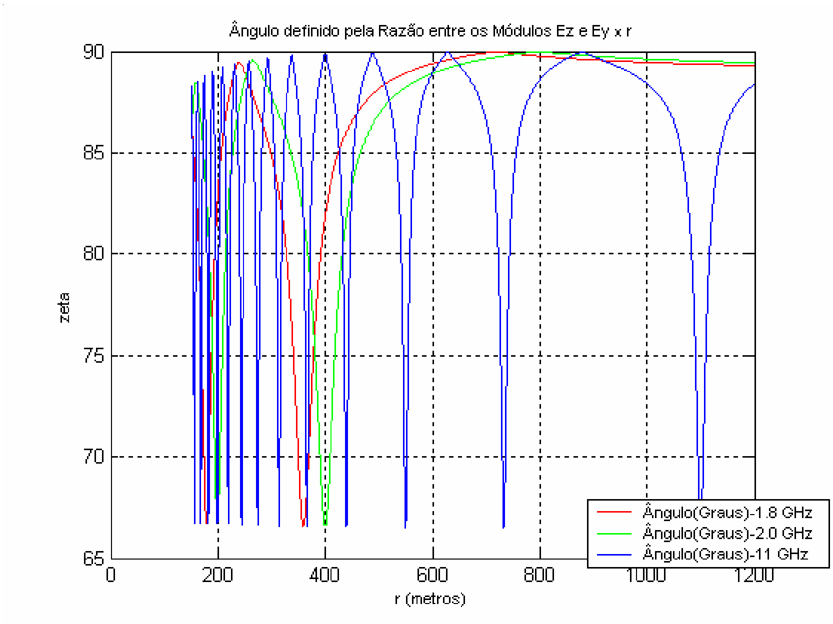

Figura 2.55 – Ângulo zeta para solo com características urbanas ($\varepsilon' = 3$ e $\sigma = 0{,}0001$ S/m) [13].

As Figuras 2.56 a 2.60 ilustram os gráficos para $h_A = 20$ m, $h_B = 1{,}5$ m e r de 10 m a 120 m com um intervalo de espaçamento de 0,05 m para regiões rurais abertas de Marlboro e Sandy Hook, Nova Jersey [14] e freqüências de 300, 450 e 900 MHz:

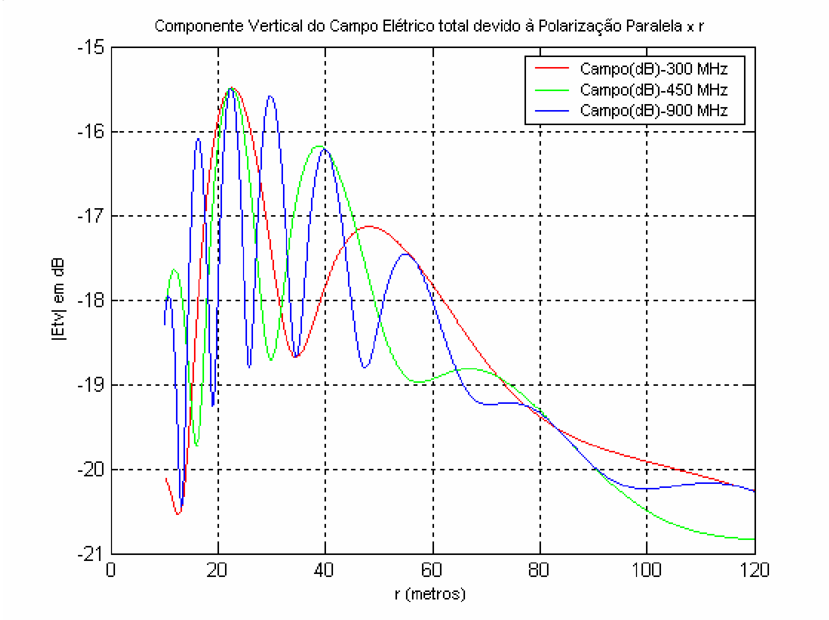

Figura 2.56 – Componente vertical do campo elétrico para solo rural (NJ) ($\varepsilon' = 15$ e $\sigma = 0{,}0001$ S/m [14]).

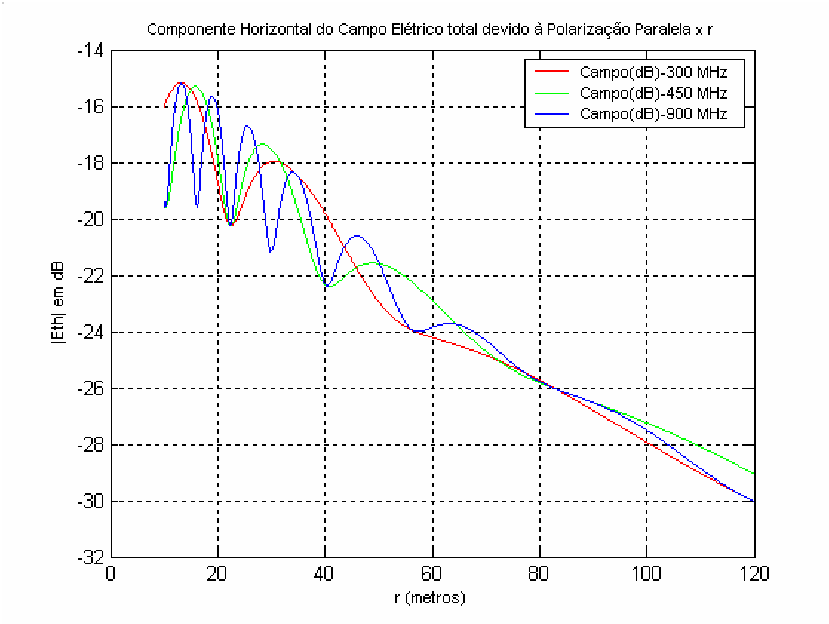

Figura 2.57 – Componente horizontal do campo elétrico para solo rural (NJ) ($\varepsilon' = 15$ e $\sigma = 0{,}0001$ S/m [14]).

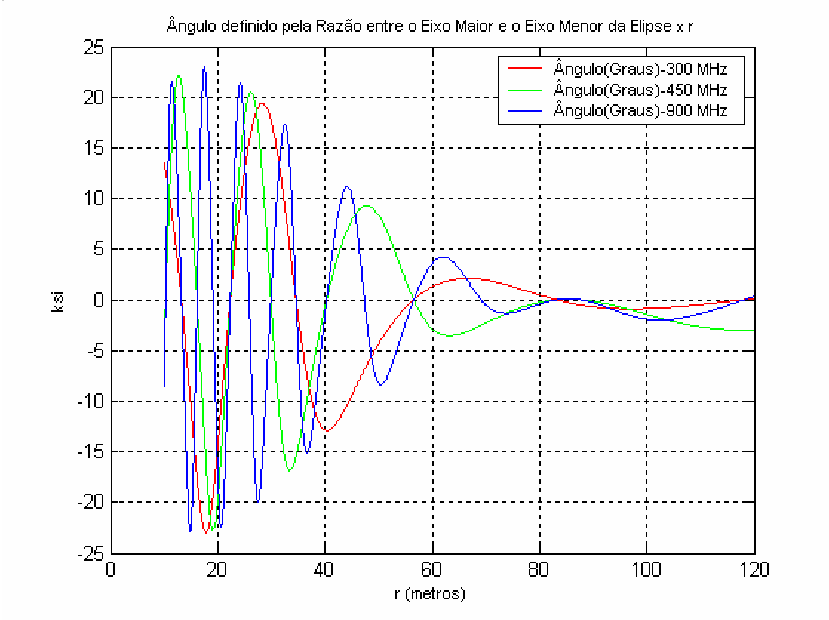

Figura 2.58 – Ângulo ksi para solo rural (NJ) ($\varepsilon' = 15$ e $\sigma = 0{,}0001$ S/m [14]).

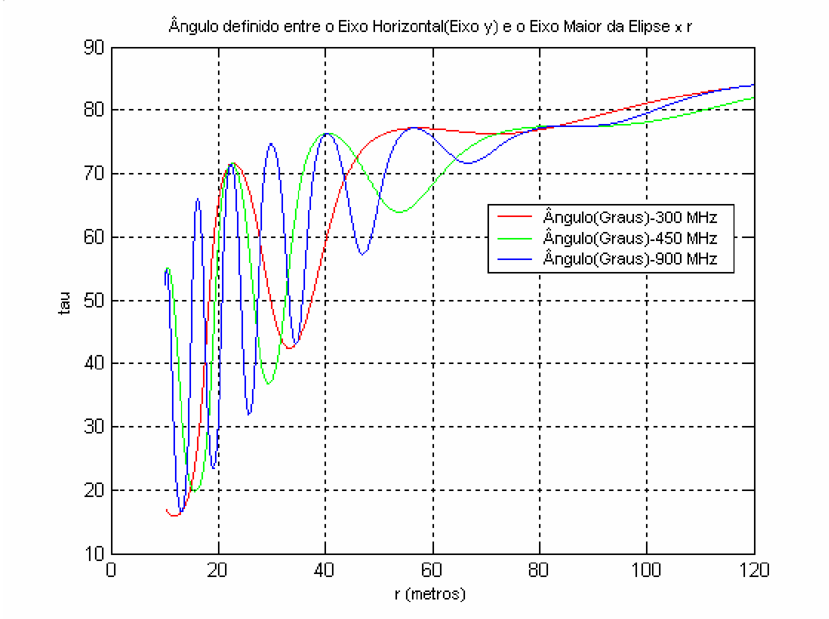

Figura 2.59 – Ângulo tau para solo rural (NJ) ($\varepsilon' = 15$ e $\sigma = 0{,}0001$ S/m [14]).

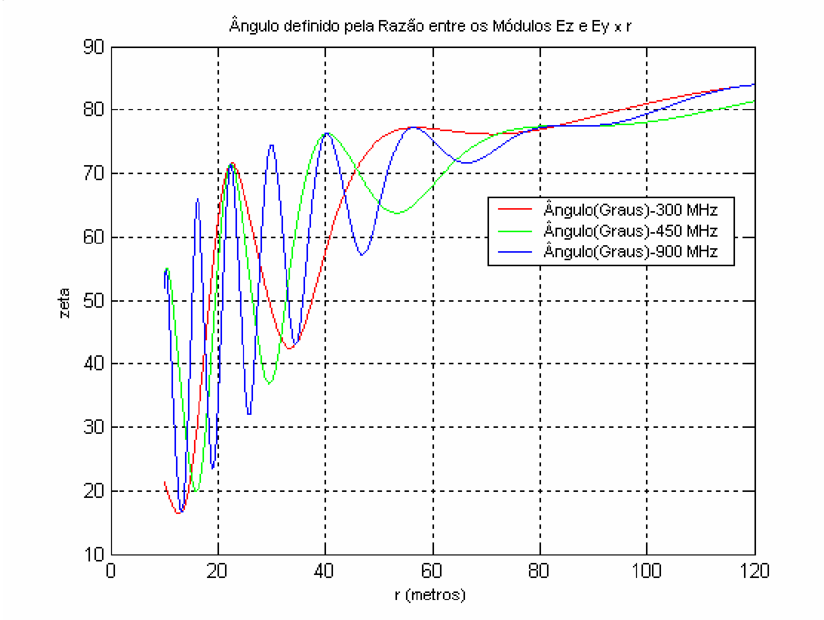

Figura 2.60 – Ângulo zeta para solo rural (NJ) ($\varepsilon' = 15$ e $\sigma = 0{,}0001$ S/m [14]).

As Figuras 2.61 a 2.65 ilustram os gráficos para h_A = 20 m, h_B = 1,5 m e r de 120 m a 1200 m com um intervalo de espaçamento de 0,05 m para regiões rurais abertas de Marlboro e Sandy Hook, Nova Jersey [14] e freqüências de 300, 450 e 900 MHz:

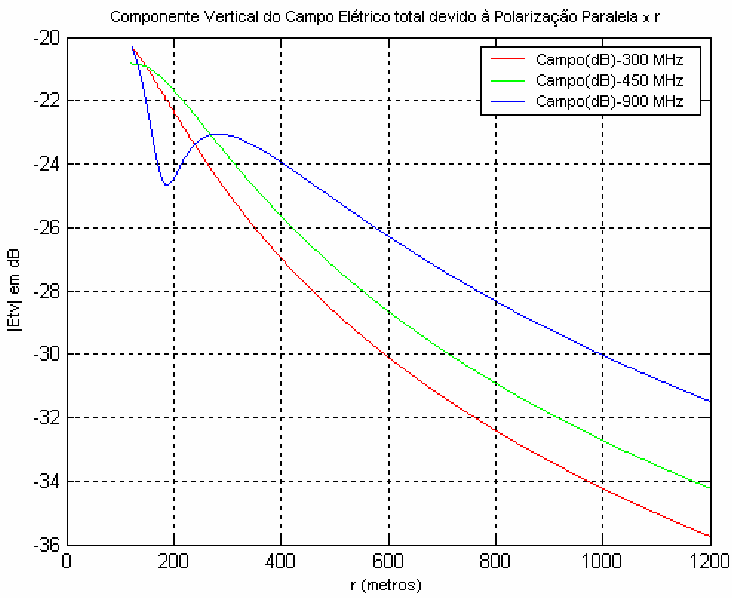

Figura 2.61 – Componente vertical do campo elétrico para solo rural (NJ) ($\varepsilon' = 15$ e $\sigma = 0{,}0001$ S/m [14]).

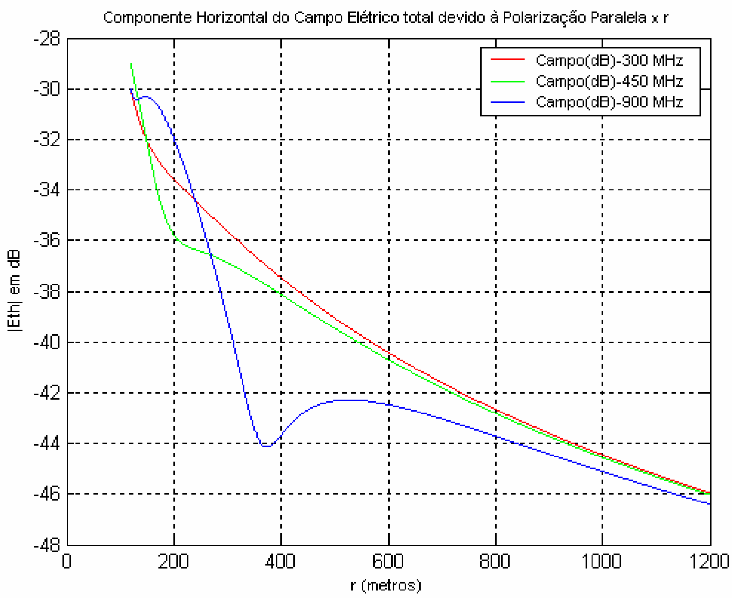

Figura 2.62 – Componente horizontal do campo elétrico para solo rural (NJ) ($\varepsilon' = 15$ e $\sigma = 0{,}0001$ S/m [14]).

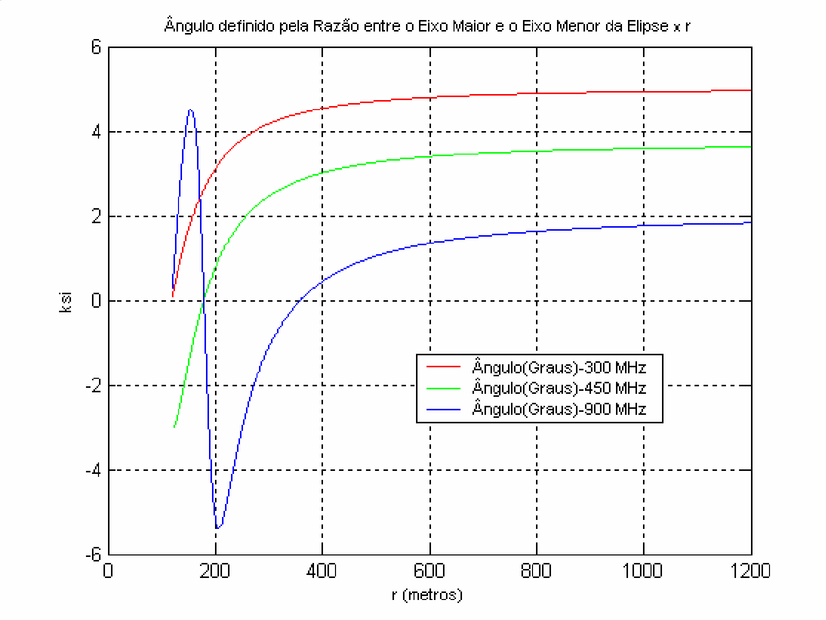

Figura 2.63 – Ângulo ksi para solo rural (NJ) ($\varepsilon' = 15$ e $\sigma = 0,0001$ S/m [14]).

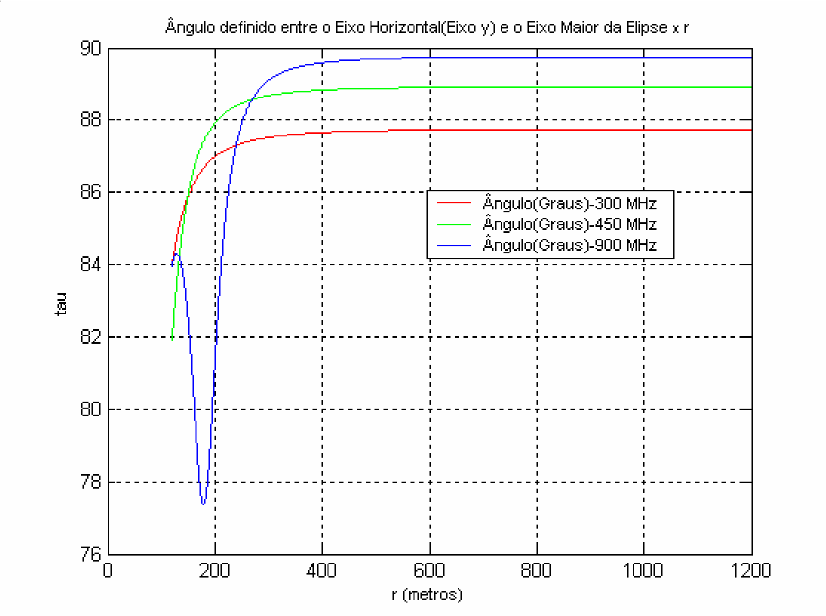

Figura 2.64 – Ângulo tau para solo rural (NJ) ($\varepsilon' = 15$ e $\sigma = 0,0001$ S/m [14]).

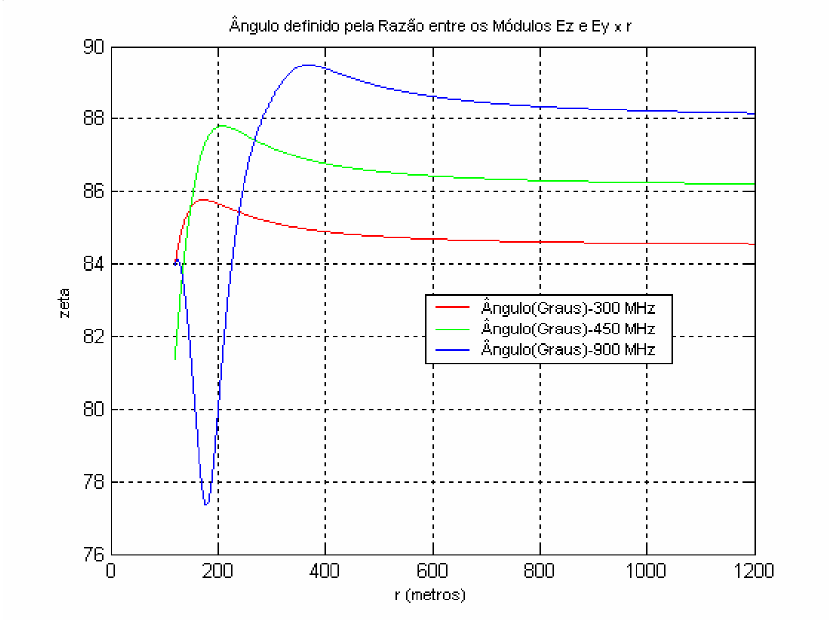

Figura 2.65 – Ângulo zeta para solo rural (NJ) ($\varepsilon' = 15$ e $\sigma = 0{,}0001$ S/m [14]).

As Figuras 2.66 a 2.70 ilustram os gráficos para $h_A = 20$ m, $h_B = 1{,}5$ m e r de 2 m a 150 m com um intervalo de espaçamento de 0,01 m para regiões rurais abertas de Marlboro e Sandy Hook, Nova Jersey [14] e freqüências de 1,8, 2,0 e 11 GHz:

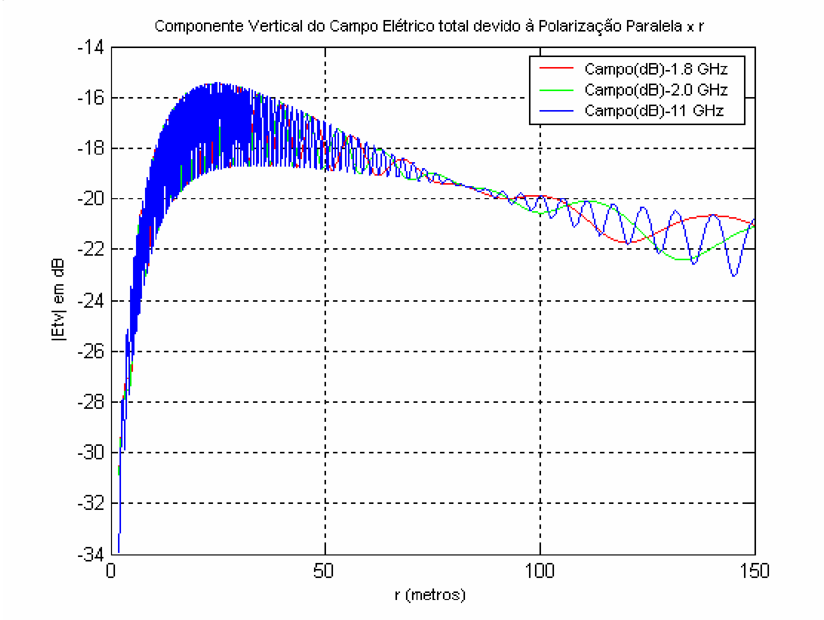

Figura 2.66 – Componente vertical do campo elétrico para solo rural (NJ) ($\varepsilon' = 15$ e $\sigma = 0{,}0001$ S/m [14]).

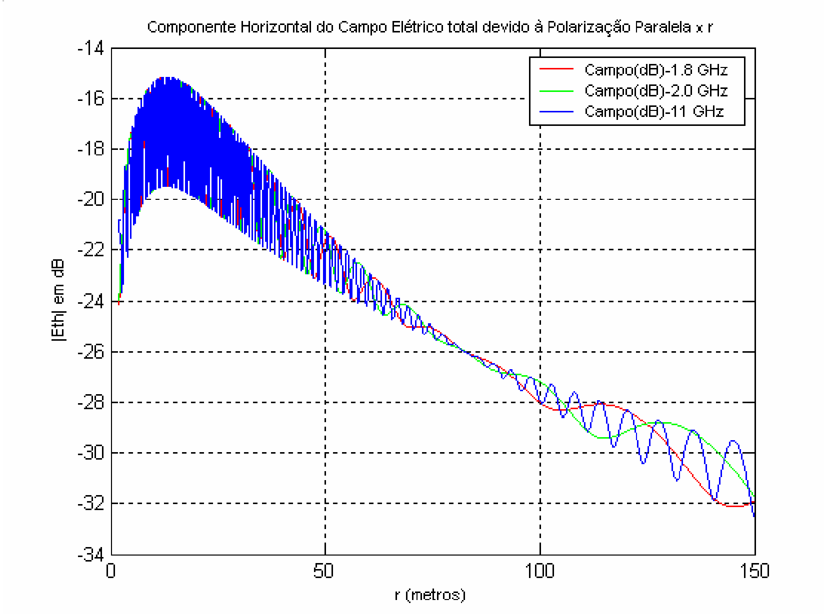

Figura 2.67 – Componente horizontal do campo elétrico para solo rural (NJ) ($\varepsilon' = 15$ e $\sigma = 0{,}0001$ S/m [14]).

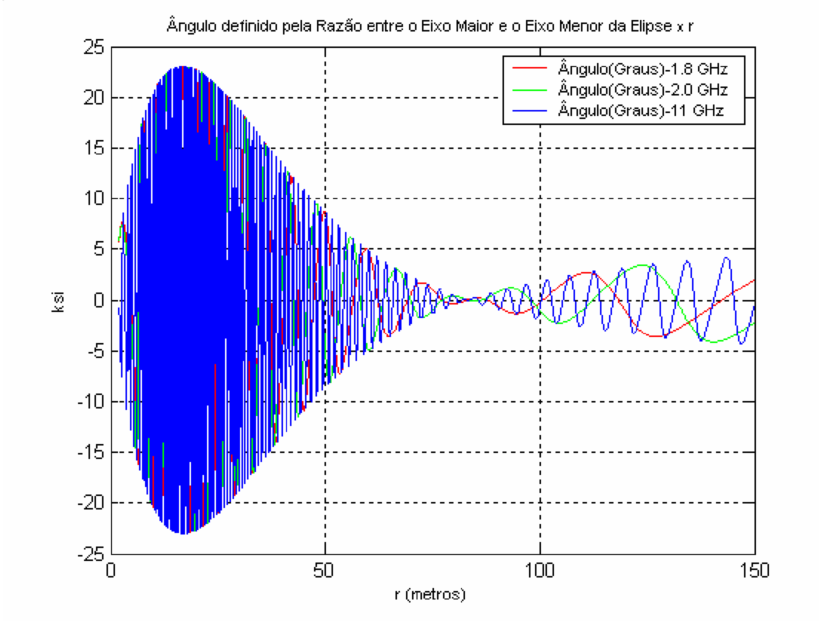

Figura 2.68 – Ângulo ksi para solo rural (NJ) ($\varepsilon' = 15$ e $\sigma = 0{,}0001$ S/m [14]).

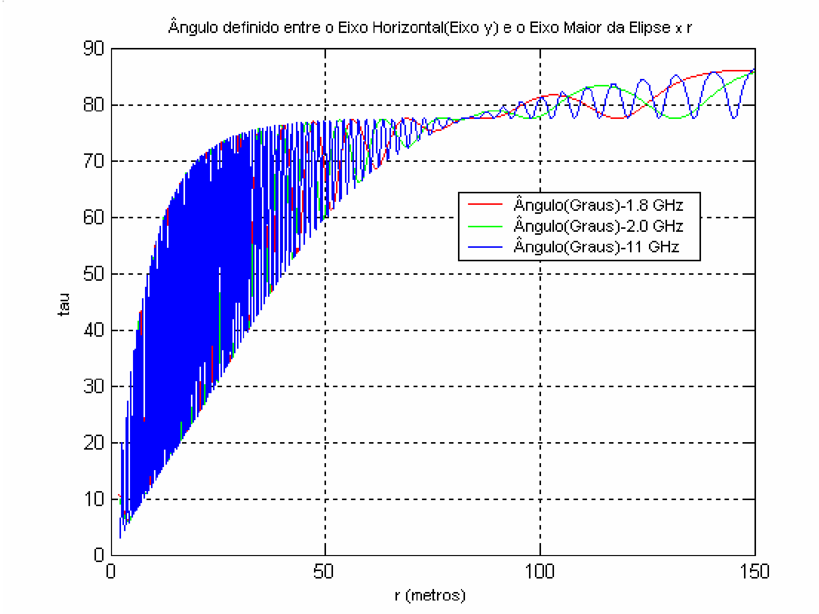

Figura 2.69 – Ângulo tau para solo rural (NJ) ($\varepsilon' = 15$ e $\sigma = 0{,}0001$ S/m [14]).

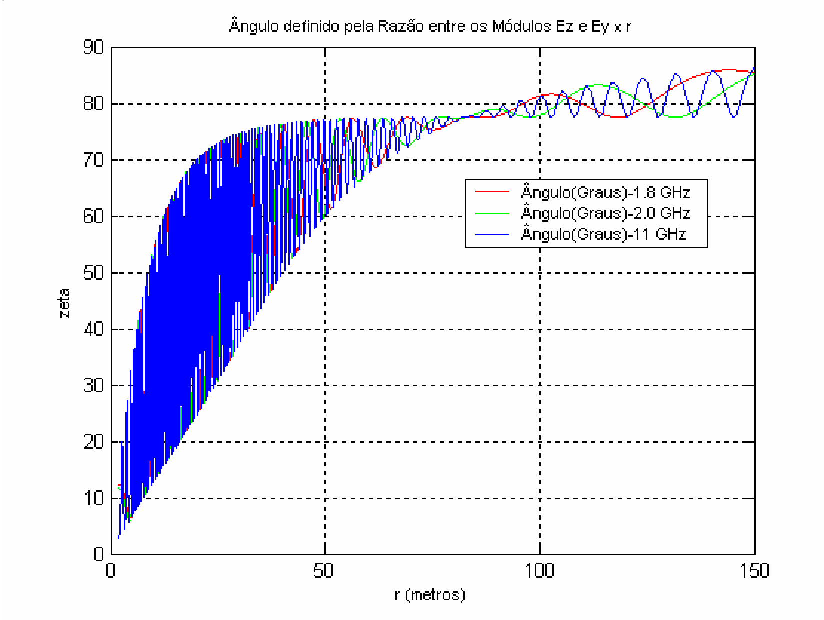

Figura 2.70 – Ângulo zeta para solo rural (NJ) ($\varepsilon' = 15$ e $\sigma = 0{,}0001$ S/m [14]).

As Figuras 2.71 a 2.75 ilustram os gráficos para $h_A = 20$ m, $h_B = 1{,}5$ m e r de 150 m a 1200 m com um intervalo de espaçamento de 0,01 m para regiões rurais abertas de Marlboro e Sandy Hook, Nova Jersey [14] e freqüências de 1,8, 2,0 e 11 GHz:

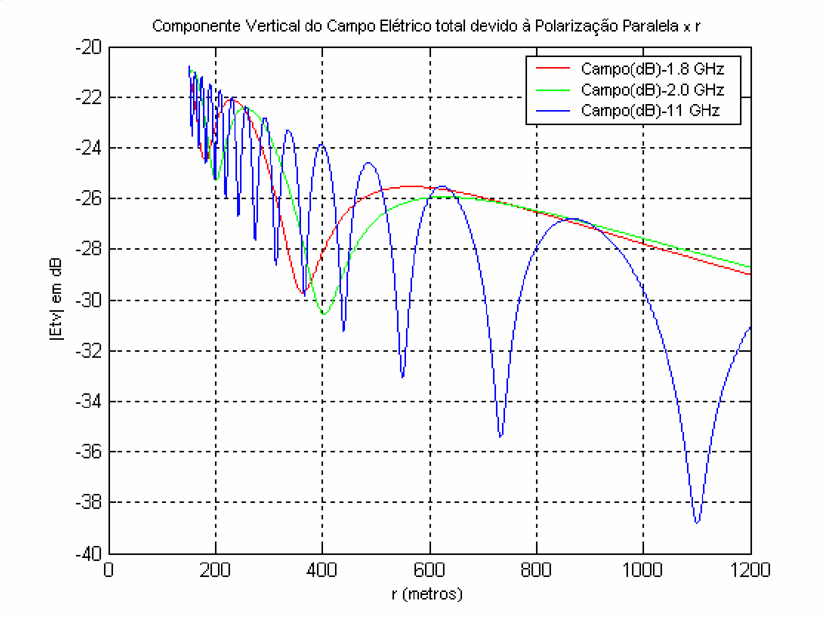

Figura 2.71 – Componente vertical do campo elétrico para solo rural (NJ) ($\varepsilon' = 15$ e $\sigma = 0{,}0001$ S/m [14]).

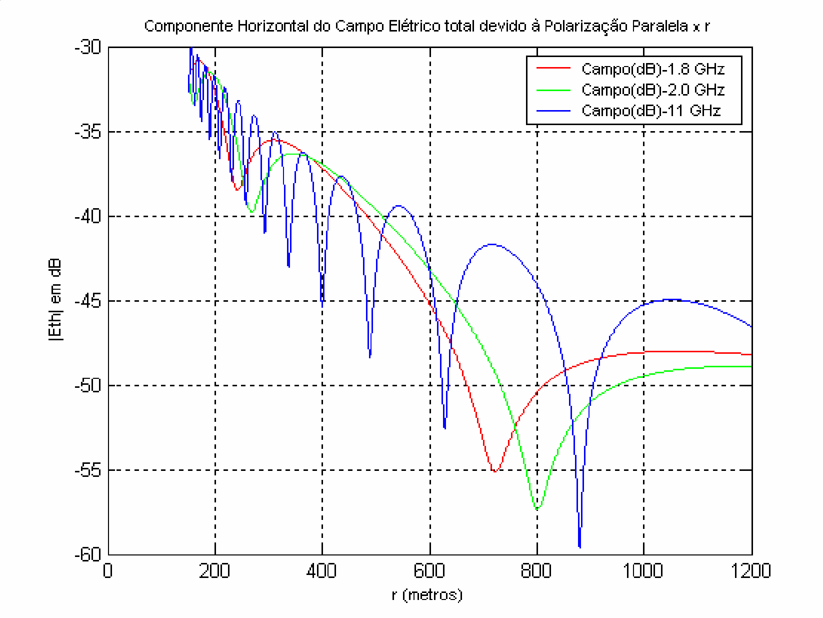

Figura 2.72 – Componente horizontal do campo elétrico para solo rural (NJ) ($\varepsilon' = 15$ e $\sigma = 0{,}0001$ S/m [14]).

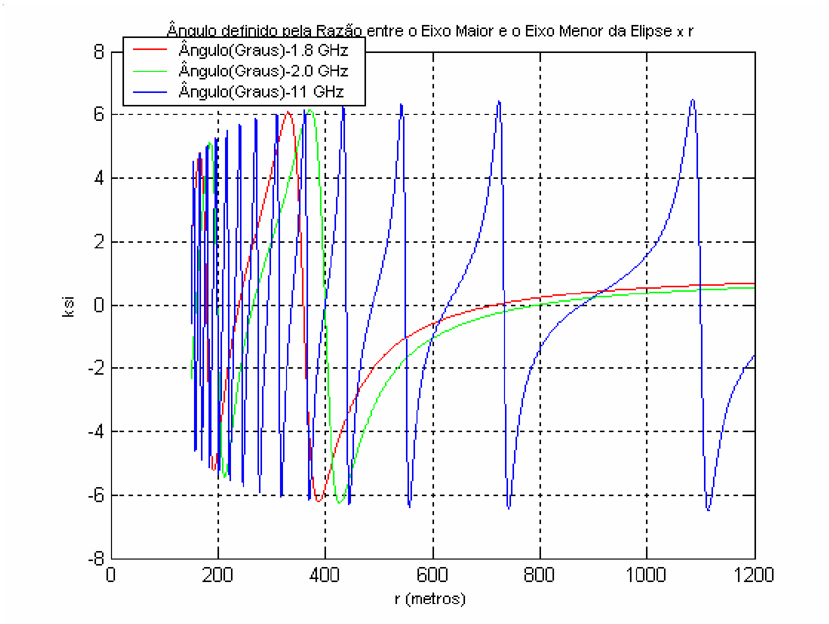

Figura 2.73 – Ângulo ksi para solo rural (NJ) ($\varepsilon' = 15$ e $\sigma = 0{,}0001$ S/m [14]).

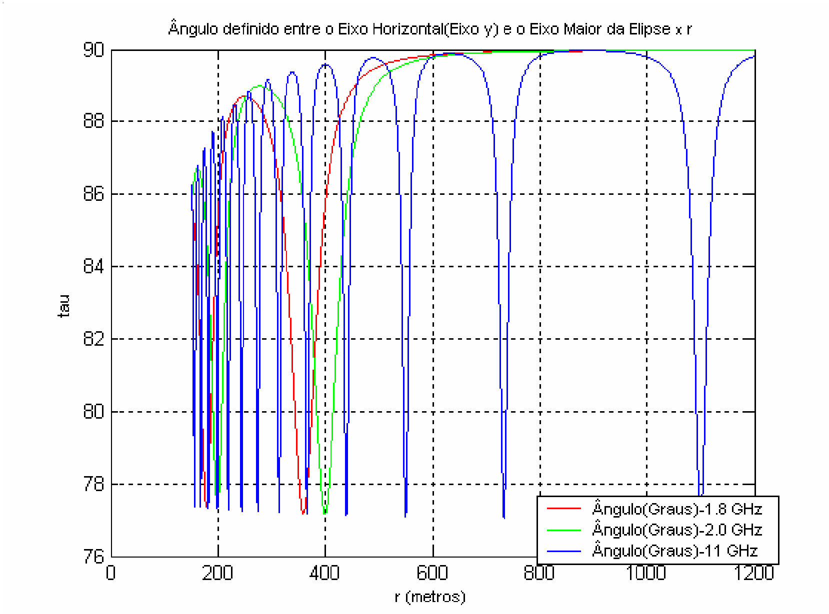

Figura 2.74 – Ângulo tau para solo rural (NJ) ($\varepsilon' = 15$ e $\sigma = 0{,}0001$ S/m [14]).

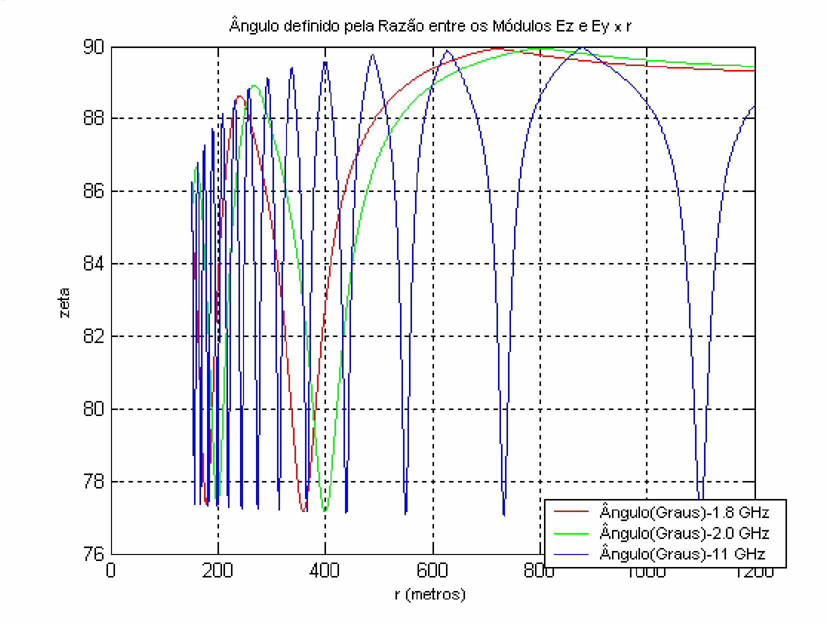

Figura 2.75 – Ângulo zeta para solo rural (NJ) ($\varepsilon' = 15$ e $\sigma = 0{,}0001$ S/m [14]).

2.2.2.2.3.2. Elipses

Nesta parte são plotadas várias elipses para as freqüências de 900 MHz e 11 GHz, que são o resultado da variação do campo elétrico instantâneo com o tempo, como descrito pela Equação 2.28 e ilustrado pela Figura 2.34. São plotadas elipses[6] a várias distâncias *r* (distância que separa as antenas no solo) para solo com características urbanas [13] e solo rural [14], para que estas possam ser analisadas e comparadas com dois de seus parâmetros, os ângulos ξ e τ , indicados pelos gráficos do item anterior.

A Figura 2.76 ilustra algumas elipses para h_A = 20 [m], h_B = 1,5 [m] a distâncias constantes (r) dentro do intervalo de 10 [m] a 120 [m] para solo com características urbanas [13]:

---

[6] O campo elétrico instantâneo ilustrado pelas elipses é dado em Volts por metro [V/m].

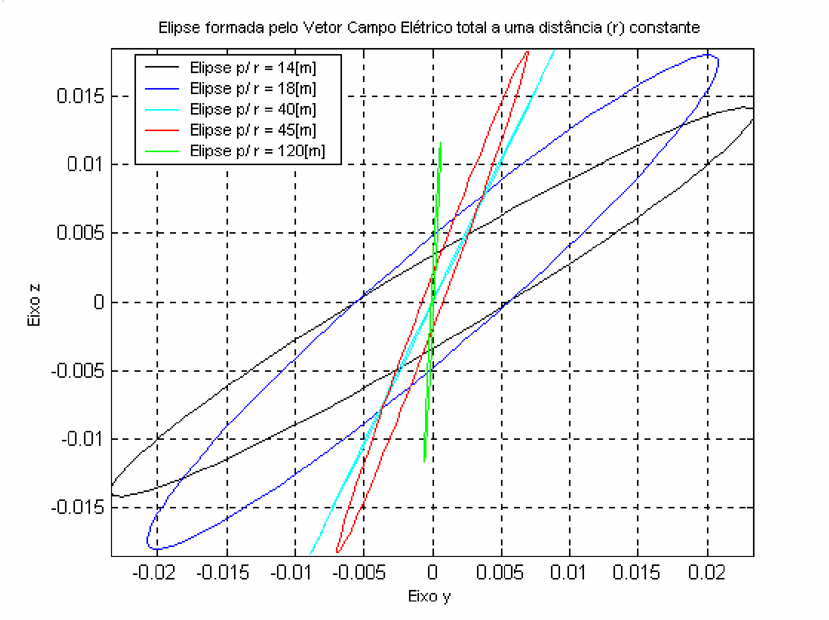

Figura 2.76 – Elipses para 900 MHz e solo com características urbanas ($\varepsilon' = 3$ e $\sigma = 0{,}0001$ S/m) [13].

Ao se comparar as elipses mostradas na Figura 2.76 com os parâmetros ξ e τ, indicados pelos gráficos das Figuras 2.38 e 2.39 para as distâncias em questão, notar-se-á que as geometrias das elipses refletem exatamente os parâmetros calculados.

A Figura 2.77 ilustra algumas elipses para h_A = 20 m, h_B = 1,5 m a distâncias constantes (r) dentro do intervalo de 120 m a 1200 m para solo com características urbanas [13]:

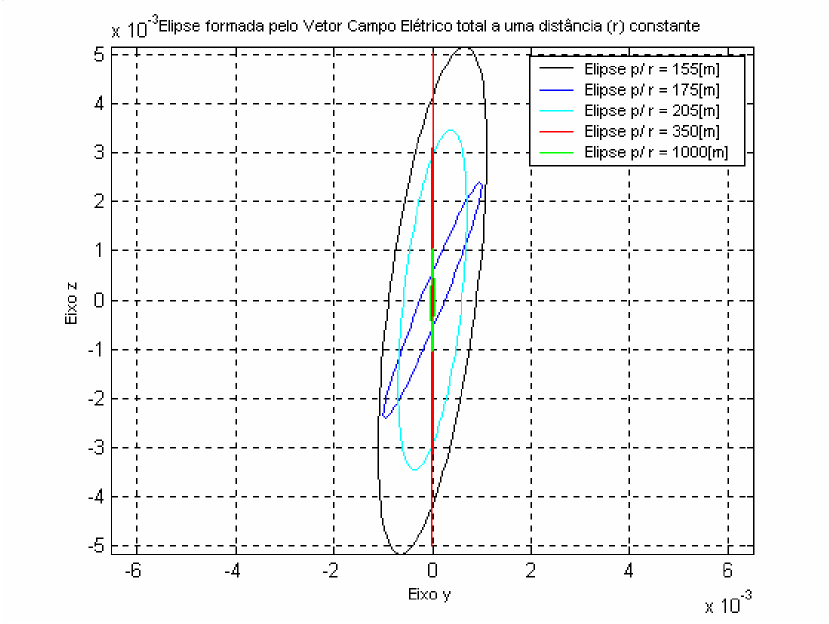

Figura 2.77 – Elipses para 900 MHz e solo com características urbanas ($\varepsilon' = 3$ e $\sigma = 0{,}0001$ S/m) [13].

Ao se comparar as elipses mostradas na Figura 2.77 com os parâmetros ξ e τ, indicados pelos gráficos das Figuras 2.43 e 2.44 para as distâncias em questão, notar-se-á que a geometria das elipses refletem exatamente os parâmetros calculados e que à medida que r aumenta, ξ tende a 0° e τ tende a 90°.

A Figura 2.78 ilustra algumas elipses para $h_A = 20$ m, $h_B = 1{,}5$ m a distâncias constantes (r) dentro do intervalo de 2 m a 150 m para solo com características urbanas [13]:

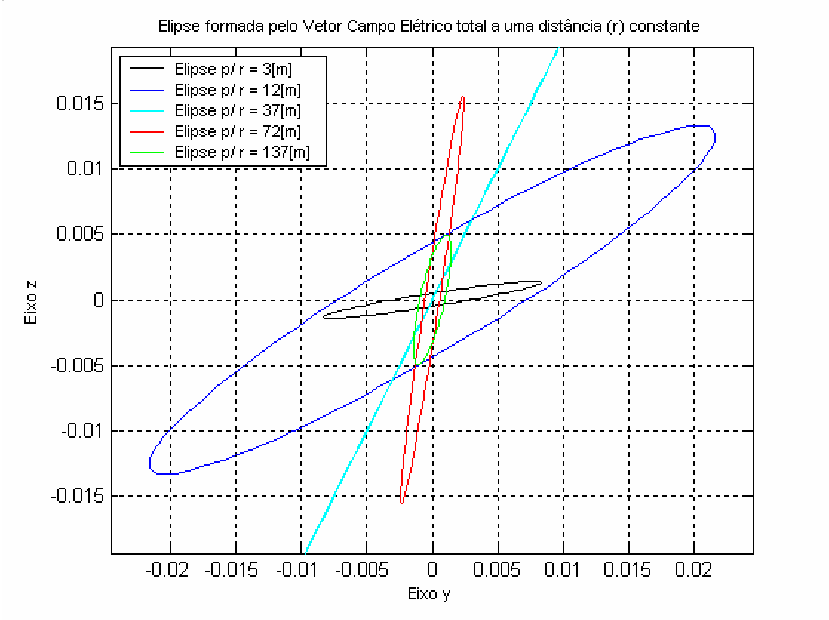

Figura 2.78 – Elipses para 11 GHz e solo com características urbanas ($\varepsilon' = 3$ e $\sigma = 0{,}0001$ S/m) [13].

Ao se comparar as elipses mostradas na Figura 2.78 com os parâmetros ξ e τ, indicados pelos gráficos das Figuras 2.48 e 2.49 para as distâncias em questão, notar-se-á que a geometria das elipses refletem exatamente os parâmetros calculados e que à medida que r aumenta, ξ tende a 0° e τ tende a 90°.

A Figura 2.79 ilustra algumas elipses para h_A = 20 m, h_B = 1,5 m a distâncias constantes (r) dentro do intervalo de 150 m a 1200 m para solo com características urbanas [13]:

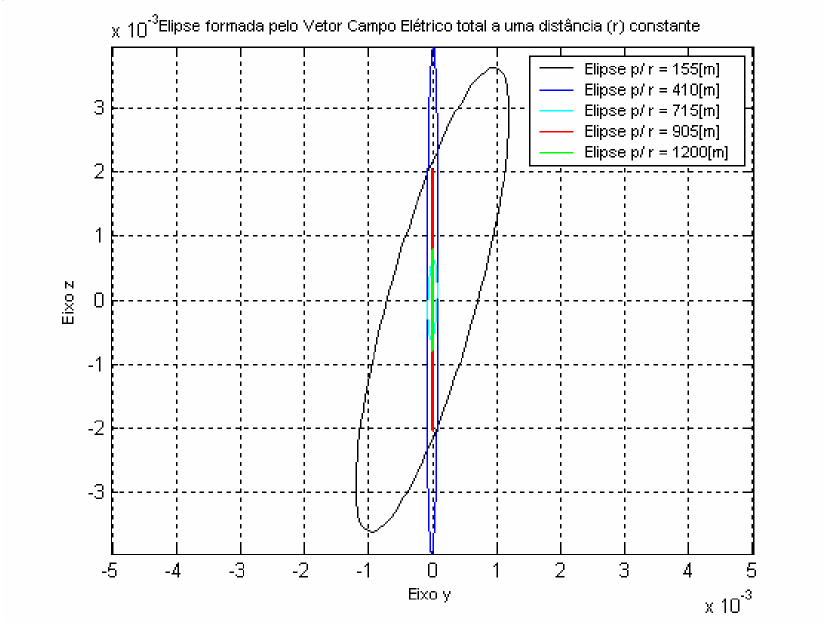

Figura 2.79 – Elipses para 11 GHz e solo com características urbanas ($\varepsilon' = 3$ e $\sigma = 0{,}0001$ S/m) [13].

Ao se comparar as elipses mostradas na Figura 2.79 com os parâmetros ξ e τ, indicados pelos gráficos das Figuras 2.53 e 2.54 para as distâncias em questão, notar-se-á que a geometria das elipses refletem exatamente os parâmetros calculados e que à medida que r aumenta, ξ tende a 0° e τ tende a 90°.

A Figura 2.80 ilustra algumas elipses para h_A = 20 m, h_B = 1,5 m a distâncias constantes (r) dentro do intervalo de 10 m a 120 m para solo rural (regiões rurais abertas de Marlboro e Sandy Hook, Nova Jersey [14]):

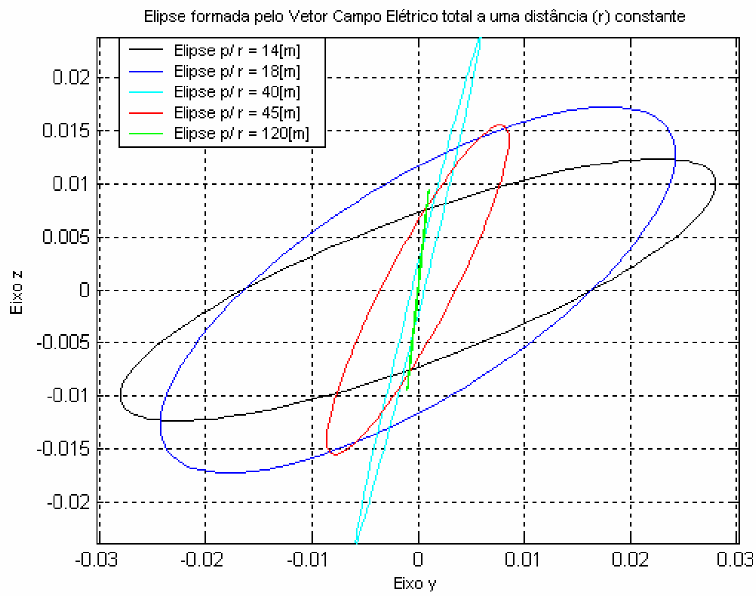

Figura 2.80 – Elipses para 900 MHz e solo rural (NJ) ($\varepsilon' = 15$ e $\sigma = 0{,}0001$ S/m) [14].

Ao se comparar as elipses mostradas na Figura 2.80 com os parâmetros ξ e τ, indicados pelos gráficos das Figuras 2.58 e 2.59 para as distâncias em questão, notar-se-á que a geometria das elipses refletem exatamente os parâmetros calculados e que à medida que r aumenta, ξ tende a 0° e τ tende a 90°.

A Figura 2.81 ilustra algumas elipses para $h_A = 20$ m, $h_B = 1{,}5$ m a distâncias constantes (r) dentro do intervalo de 120 m a 1200 m para solo rural (regiões rurais abertas de Marlboro e Sandy Hook, Nova Jersey [14]):

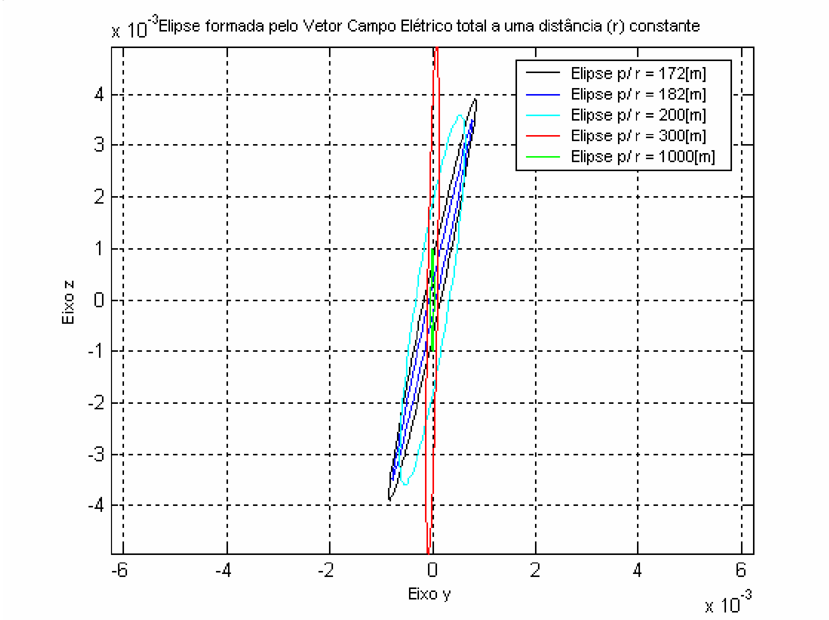

Figura 2.81 – Elipses para 900 MHz para solo rural (NJ) ($\varepsilon' = 15$ e $\sigma = 0{,}0001$ S/m) [14].

Ao se comparar as elipses mostradas na Figura 2.81 com os parâmetros ξ e τ, indicados pelos gráficos das Figuras 2.63 e 2.64 para as distâncias em questão, notar-se-á que a geometria das elipses refletem exatamente os parâmetros calculados e que à medida que r aumenta, ξ tende a 0° e τ tende a 90°.

A Figura 2.82 ilustra algumas elipses para $h_A = 20$ m, $h_B = 1{,}5$ m a distâncias constantes (r) dentro do intervalo de 2 m a 150 m para solo rural (regiões rurais abertas de Marlboro e Sandy Hook, Nova Jersey [14]):

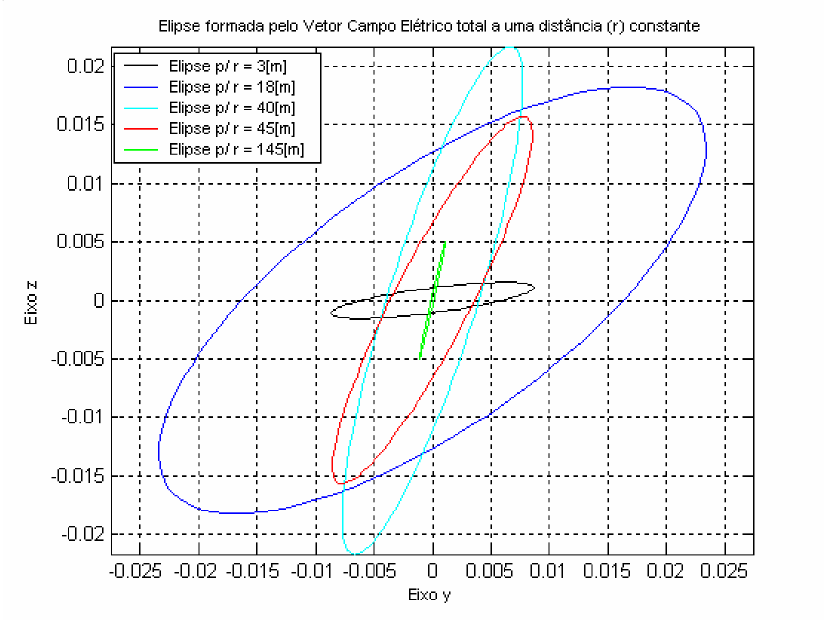

Figura 2.82 – Elipses para 11 GHz e solo rural (NJ) ($\varepsilon' = 15$ e $\sigma = 0{,}0001$ S/m) [14].

Ao se comparar as elipses mostradas na Figura 2.82 com os parâmetros ξ e τ, indicados pelos gráficos das Figuras 2.68 e 2.69 para as distâncias em questão, notar-se-á que a geometria das elipses refletem exatamente os parâmetros calculados e que à medida que r aumenta, ξ tende a 0° e τ tende a 90°.

A Figura 2.83 ilustra algumas elipses para h_A = 20 m, h_B = 1,5 m a distâncias constantes (r) dentro do intervalo de 150 m a 1200 m para solo rural (regiões rurais abertas de Marlboro e Sandy Hook, Nova Jersey [14]):

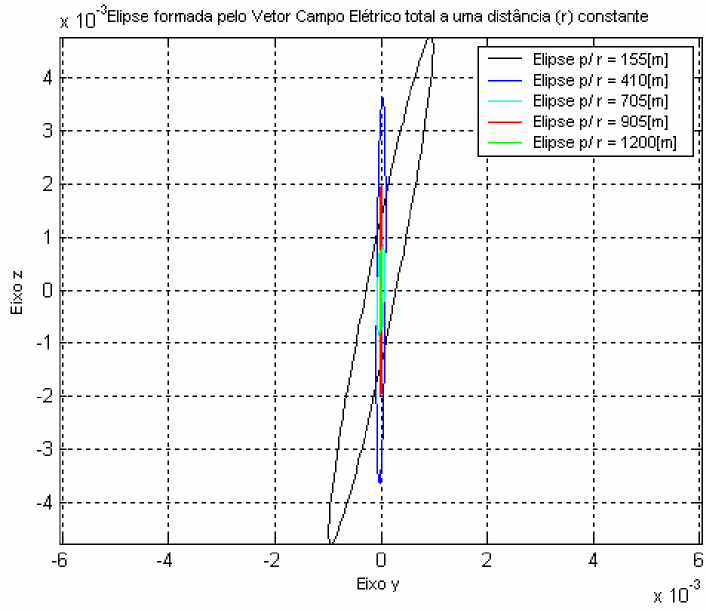

Figura 2.83 – Elipses para 11 GHz e solo rural (NJ) ($\varepsilon' = 15$ e $\sigma = 0{,}0001$ S/m) [14].

Ao se comparar as elipses mostradas na Figura 2.83 com os parâmetros ξ e τ, indicados pelos gráficos das Figuras 2.73 e 2.74 para as distâncias em questão, notar-se-á que a geometria das elipses refletem exatamente os parâmetros calculados e que à medida que r aumenta, ξ tende a 0° e τ tende a 90°.

2.2.2.2.4. Gráficos Comparativos entre as Componentes Vertical e Horizontal do Campo Elétrico Resultante

Nesta parte são plotados gráficos das componentes vertical e horizontal do campo elétrico resultante devido à polarização paralela.

A Figura 2.84 ilustra, para solo com características urbanas [13], freqüência de 900 MHz, $h_A = 20$ m, $h_B = 1{,}5$ m e r de 10 m a 120 m com um intervalo de espaçamento de 0,05 m, as componentes vertical e horizontal do campo elétrico resultante devido à polarização paralela:

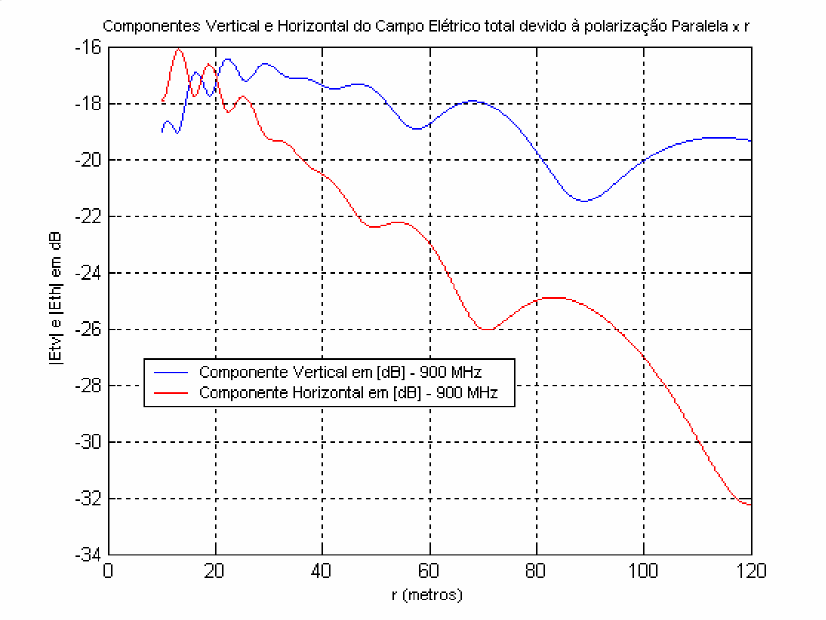

Figura 2.84 – Componentes vertical e horizontal do campo elétrico resultante devido à polarização paralela para solo com características urbanas ($\varepsilon' = 3$ e $\sigma = 0{,}0001$ S/m) [13] e freqüência de 900 MHz.

A Figura 2.85 ilustra, para solo com características urbanas [13], freqüência de 900 MHz, $h_A = 20$ m, $h_B = 1{,}5$ m e r de 120 m a 1200 m com um intervalo de espaçamento de 0,05 m, as componentes vertical e horizontal do campo elétrico resultante devido à polarização paralela:

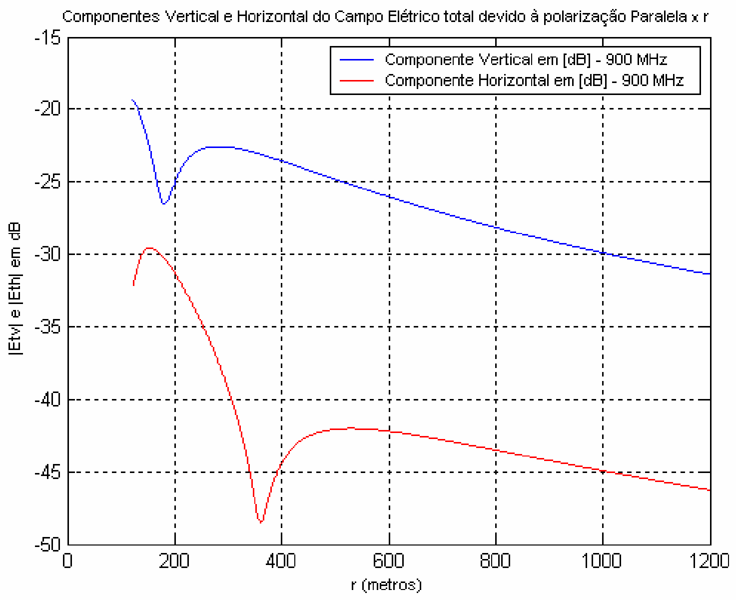

Figura 2.85 – Componentes vertical e horizontal do campo elétrico resultante devido à polarização paralela para solo com características urbanas ($\varepsilon' = 3$ e $\sigma = 0{,}0001$ S/m) [13] e freqüência de 900 MHz.

A Figura 2.86 ilustra, para solo com características urbanas [13], freqüência de 11 GHz, $h_A = 20$ m, $h_B = 1{,}5$ m e r de 2 m a 150 m com um intervalo de espaçamento de 0,01 m, as componentes vertical e horizontal do campo elétrico resultante devido à polarização paralela:

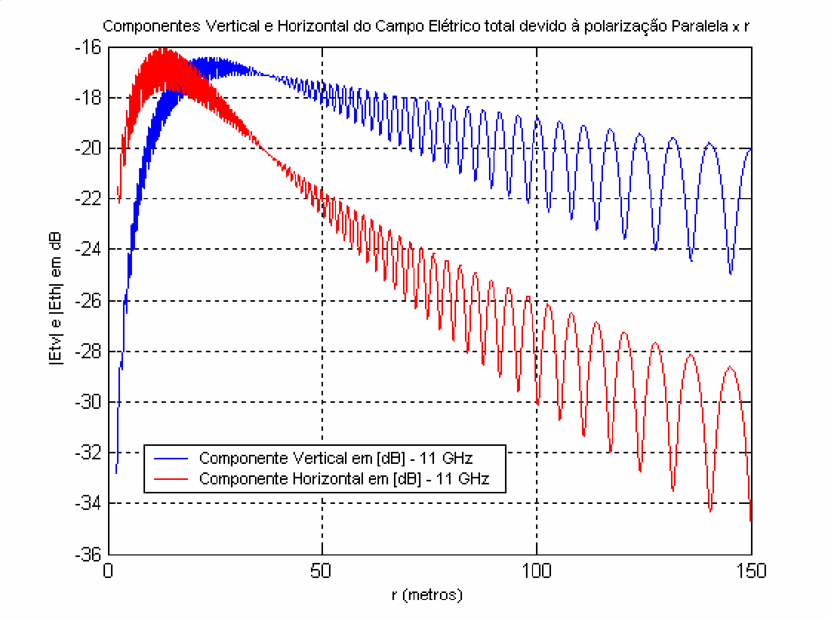

Figura 2.86 – Componentes vertical e horizontal do campo elétrico resultante devido à polarização paralela para com características urbanas ($\varepsilon' = 3$ e $\sigma = 0{,}0001$ S/m) [13] e freqüência de 11 GHz.

A Figura 2.87 ilustra, para solo com características urbanas [13], freqüência de 11 GHz, $h_A = 20$ m, $h_B = 1{,}5$ m e r de 150 m a 1200 m com um intervalo de espaçamento de 0,01 m, as componentes vertical e horizontal do campo elétrico resultante devido à polarização paralela:

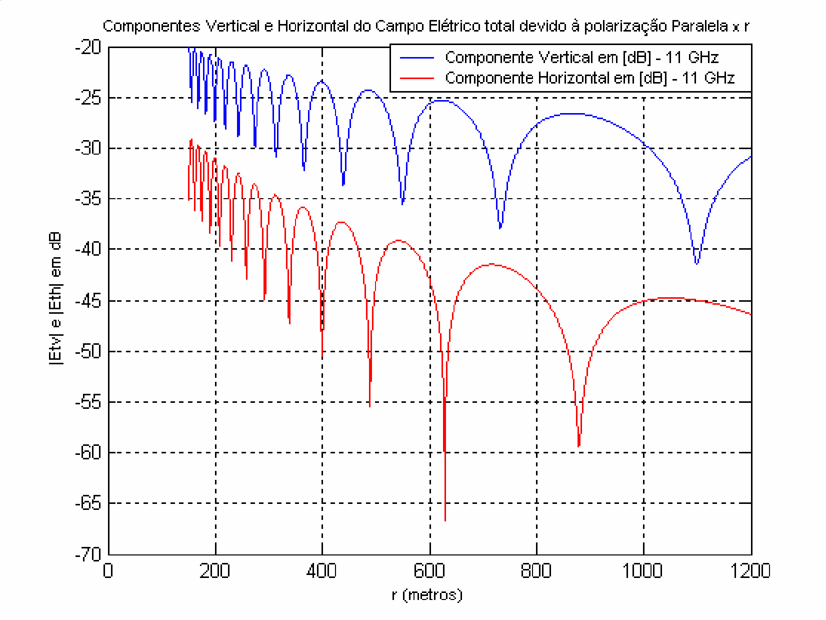

Figura 2.87 – Componentes vertical e horizontal do campo elétrico resultante devido à polarização paralela para solo com características urbanas ($\varepsilon' = 3$ e $\sigma = 0{,}0001$ S/m) [13] e freqüência de 11 GHz.

A Figura 2.88 ilustra, para solo rural (regiões rurais abertas de Marlboro e Sandy Hook, Nova Jersey [14]), freqüência de 900 MHz, $h_A = 20$ m, $h_B = 1{,}5$ m e r de 10 m a 120 m com um intervalo de espaçamento de 0,05 m, as componentes vertical e horizontal do campo elétrico resultante devido à polarização paralela:

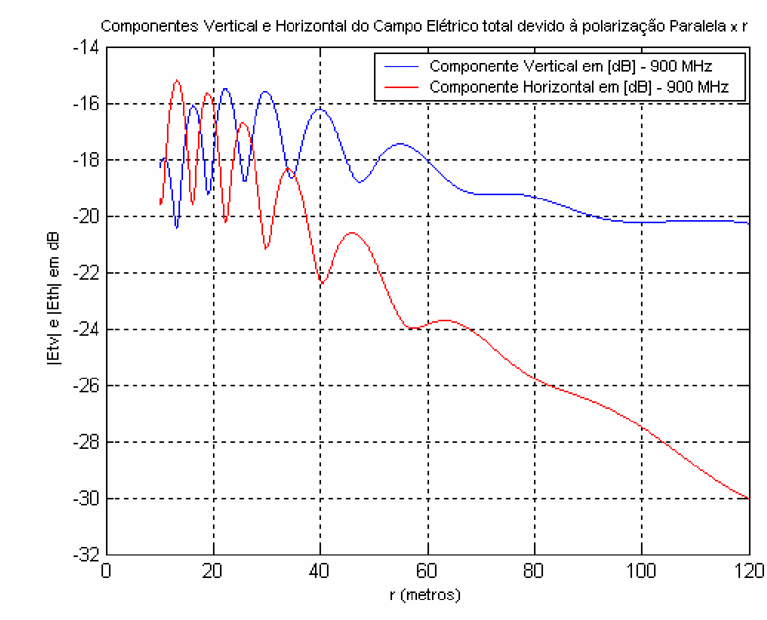

Figura 2.88 – Componentes vertical e horizontal do campo elétrico resultante devido à polarização paralela para solo rural ($\varepsilon' = 15$ e $\sigma = 0{,}0001$ S/m) [14] e freqüência de 900 MHz.

A Figura 2.89 ilustra, para solo rural (regiões rurais abertas de Marlboro e Sandy Hook, Nova Jersey [14]), freqüência de 900 MHz, $h_A = 20$ m, $h_B = 1{,}5$ m e r de 120 m a 1200 m com um intervalo de espaçamento de 0,05 m, as componentes vertical e horizontal do campo elétrico resultante devido à polarização paralela:

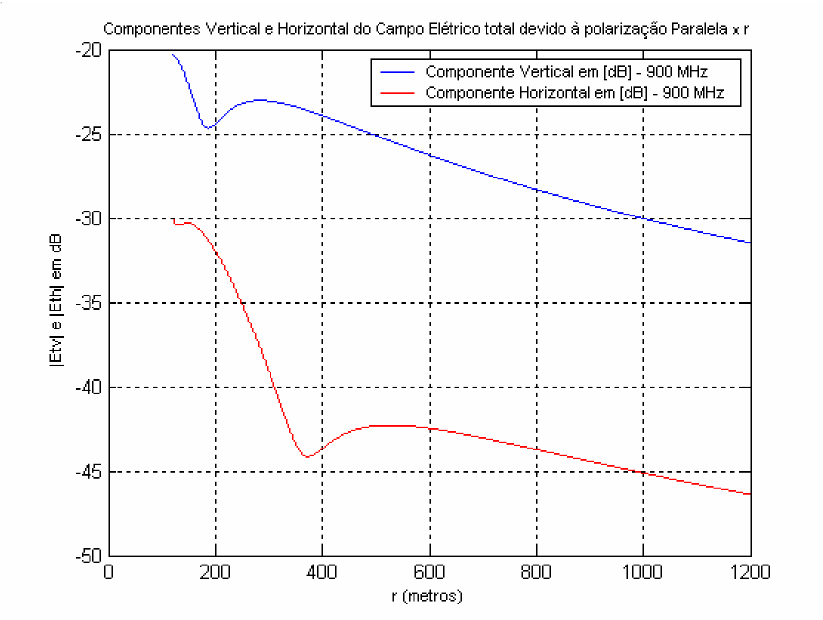

Figura 2.89 – Componentes vertical e horizontal do campo elétrico resultante devido à polarização paralela para solo rural ($\varepsilon' = 15$ e $\sigma = 0{,}0001$ S/m) [14] e freqüência de 900 MHz.

A Figura 2.90 ilustra, para solo rural (regiões rurais abertas de Marlboro e Sandy Hook, Nova Jersey [14]), freqüência de 11 GHz, $h_A = 20$ m, $h_B = 1{,}5$ m e r de 2 m a 150 m com um intervalo de espaçamento de 0,01 m, as componentes vertical e horizontal do campo elétrico resultante devido à polarização paralela:

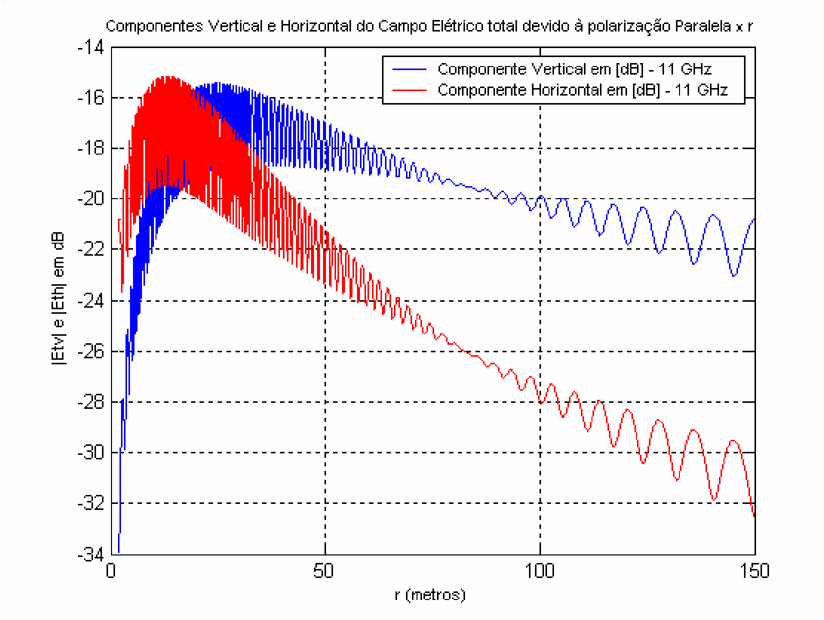

Figura 2.90 – Componentes vertical e horizontal do campo elétrico resultante devido à polarização paralela para solo rural ($\varepsilon' = 15$ e $\sigma = 0{,}0001$ S/m) [14] e freqüência de 11 GHz.

A Figura 2.91 ilustra, para solo rural (regiões rurais abertas de Marlboro e Sandy Hook, Nova Jersey [14]), freqüência de 11 GHz, $h_A = 20$ m, $h_B = 1{,}5$ m e r de 150 m a 1200 m com um intervalo de espaçamento de 0,01 m, as componentes vertical e horizontal do campo elétrico resultante devido à polarização paralela:

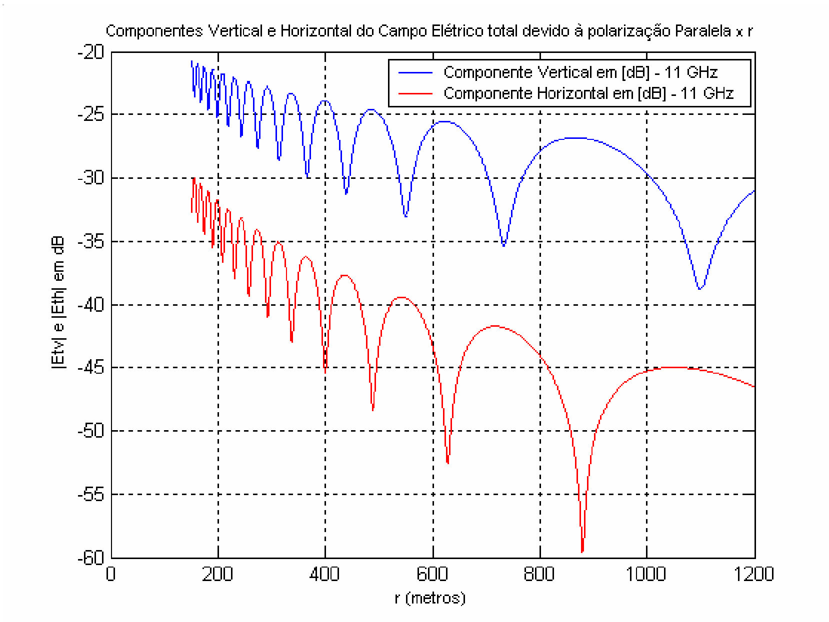

Figura 2.91 – Componentes vertical e horizontal do campo elétrico resultante devido à polarização paralela para solo rural ($\varepsilon' = 15$ e $\sigma = 0{,}0001$ S/m) [14] e freqüência de 11 GHz.

Ao se comparar as componentes vertical e horizontal do campo elétrico resultante mostradas nas Figuras 2.84 a 2.91 com os respectivos parâmetros ζ para 900 MHz e 11 GHz, indicados pelos gráficos das Figuras 2.40, 2.45, 2.50, 2.55, 2.60, 2.65, 2.70 e 2.75, notar-se-á que à medida que a relação entre a componente vertical e a componente horizontal aumenta, o ângulo ζ também aumenta, assim como o contrário. Nota-se também, que nos locais onde a componente horizontal é maior que a vertical, o ângulo ζ é menor que 45°, onde elas são iguais, $\zeta = 45^{\circ}$, e onde a componente horizontal é menor que a vertical, o ângulo ζ é maior que 45°, acordando com a Equação 2.30.

2.2.2.2.5. Gráficos Comparativos entre as componentes do campo elétrico total para diversas alturas da antena transmissora

A Figura 2.92 abaixo ilustra uma comparação entre as componentes do campo elétrico total para 900 MHz e diversas alturas da antena transmissora (h_A), com altura constante do ponto de recepção (h_B), *versus* distância r de 10 m a 1000 m com um intervalo de espaçamento de 0,05 m:

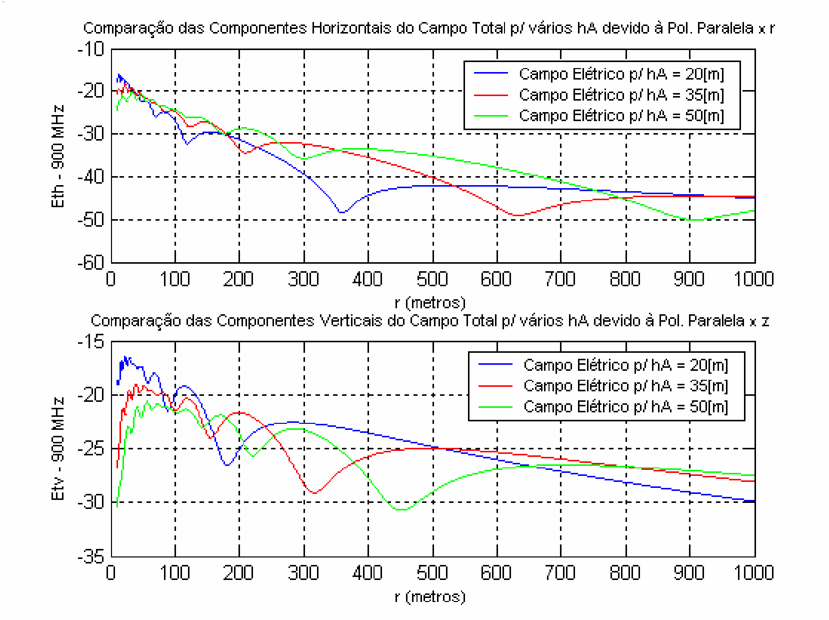

Figura 2.92 – Comparação entre as componentes do campo elétrico total para diversas alturas da antena transmissora (h_A), devido à polarização paralela para solo com características urbanas ($\varepsilon' = 3$ e $\sigma = 0{,}0001$ S/m) [13], $h_B = 1{,}5$ m e freqüência de 900 MHz.

A Figura 2.93 abaixo ilustra uma comparação entre as componentes do campo elétrico total para 11 GHz e diversas alturas da antena transmissora (h_A), com altura constante do ponto de recepção (h_B), *versus* distância r de 2 m a 1000 m com um intervalo de espaçamento de 0,01 m:

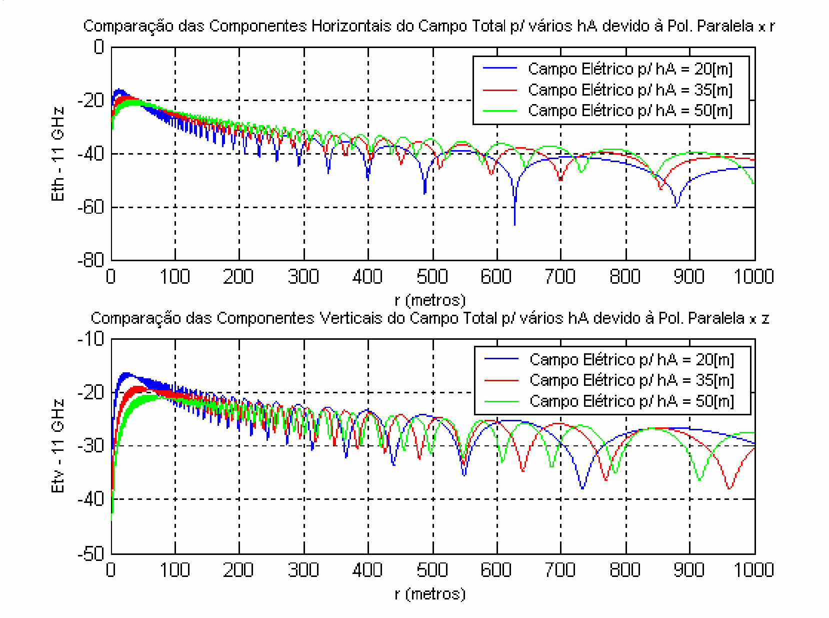

Figura 2.93 – Comparação entre as componentes do campo elétrico total para diversas alturas da antena transmissora (h_A), devido à polarização paralela para solo com características urbanas ($\varepsilon^{'} = 3$ e $\sigma = 0{,}0001$ S/m) [13], $h_B = 1{,}5$ m e freqüência de 11 GHz.

A Figura 2.94 abaixo ilustra uma comparação entre as componentes do campo elétrico total para 900 MHz e diversas alturas da antena transmissora (h_A), com altura constante do ponto de recepção (h_B), *versus* distância r de 10 m a 1000 m com um intervalo de espaçamento de 0,05 m:

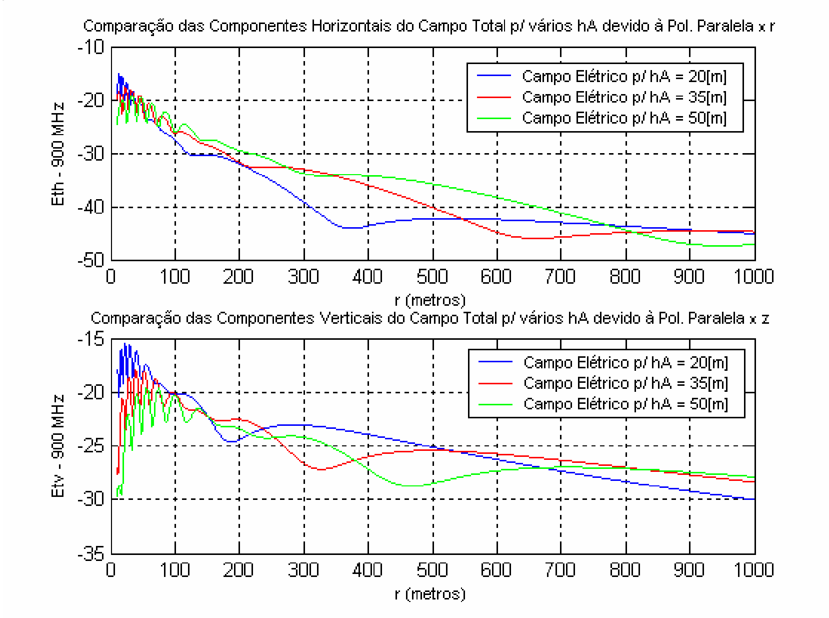

Figura 2.94 – Comparação entre as componentes do campo elétrico total para diversas alturas da antena transmissora (h_A), devido à polarização paralela para solo com características urbanas ($\varepsilon' = 15$ e $\sigma = 0{,}0001$ S/m) [13], $h_B = 1{,}5$ m e freqüência de 900 MHz.

A Figura 2.95 abaixo ilustra uma comparação entre as componentes do campo elétrico total para 11 GHz e diversas alturas da antena transmissora (h_A), com altura constante do ponto de recepção (h_B), *versus* distância r de 2 m a 1000 m com um intervalo de espaçamento de 0,01 m:

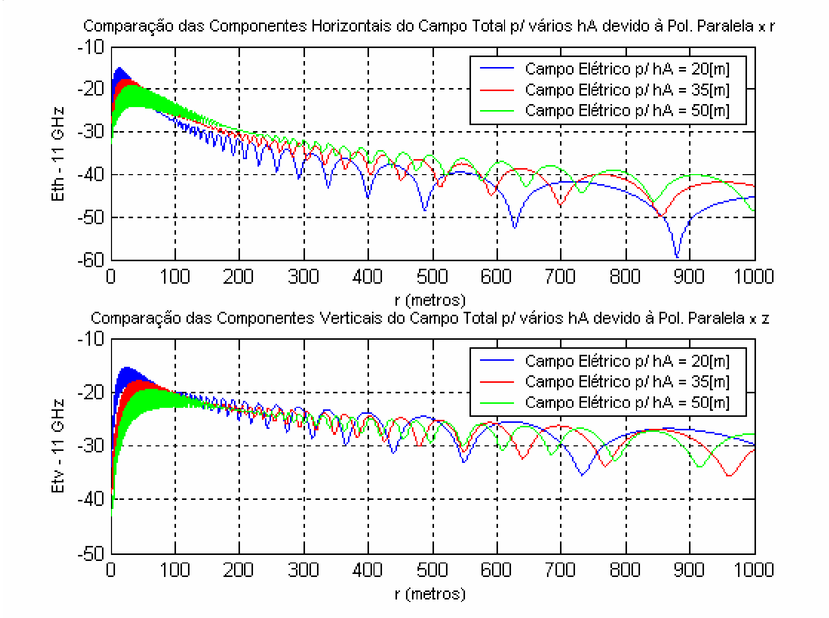

Figura 2.95 – Comparação entre as componentes do campo elétrico total para diversas alturas da antena transmissora (h_A), devido à polarização paralela para solo com características urbanas ($\varepsilon' = 15$ e $\sigma = 0{,}0001$ S/m) [13], $h_B = 1{,}5$ m e freqüência de 11 GHz.

Observando as componentes verticais das Figuras 2.92, 2.93, 2.94 e 2.95 acima, nota-se que devido à aplicação do método vetorial não há um padrão definido para o sinal com relação à altura da antena para distâncias até 1 km para as freqüências de 900 MHz e 11 GHz, ou seja, não necessariamente uma maior antena transmissora tem sinal melhor em um dado ponto. O que se pode observar é que para distâncias menores o sinal é tanto menor quanto maior for h_A [42].

2.2.2.3. Gráficos Comparativos entre o Modelo Aproximado e o Modelo sem Aproximações

Nesta parte são plotados gráficos do campo elétrico resultante para os dois modelos em questão: o modelo aproximado e o modelo sem aproximações. Com essa comparação, podemos estimar o erro que se comete quando se aproxima o vetor campo resultante como vertical para o caso de uma polarização paralela.

A Figura 2.96 ilustra, para solo com características urbanas, freqüência de 900 MHz, h_A = 20 m, h_B = 1,5 m e r de 10 m a 150 m com um intervalo de espaçamento de 0,05 m, os campos elétricos resultantes na direção vertical de acordo com cada modelo proposto:

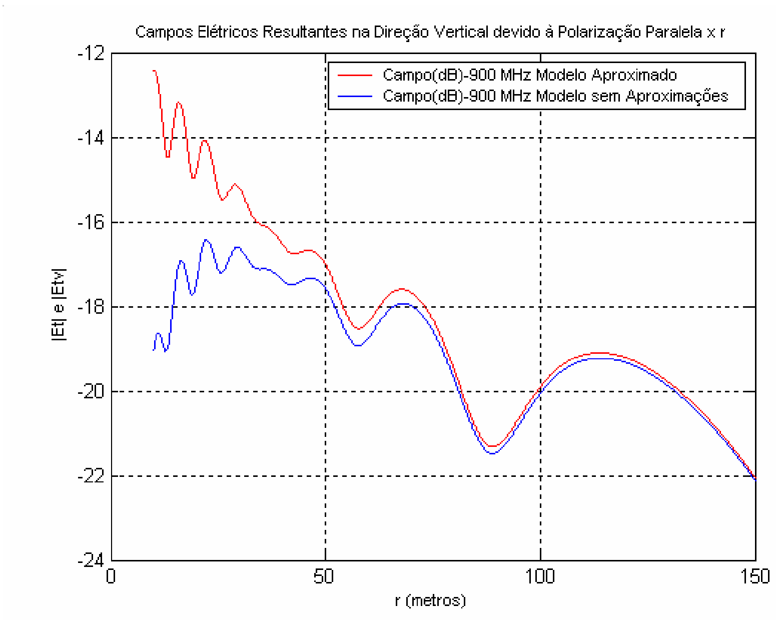

Figura 2.96 – Campos elétricos resultantes na direção vertical para solo com características urbanas ($\varepsilon' = 3$ e $\sigma = 0{,}0001$ S/m) [13] e freqüência de 900 MHz.

A Figura 2.97 ilustra, para solo com características urbanas, freqüência de 11 GHz, h_A = 20 m, h_B = 1,5 m e r de 2 m a 120 m com um intervalo de espaçamento de 0,01 m, os campos elétricos resultantes na direção vertical de acordo com cada modelo proposto:

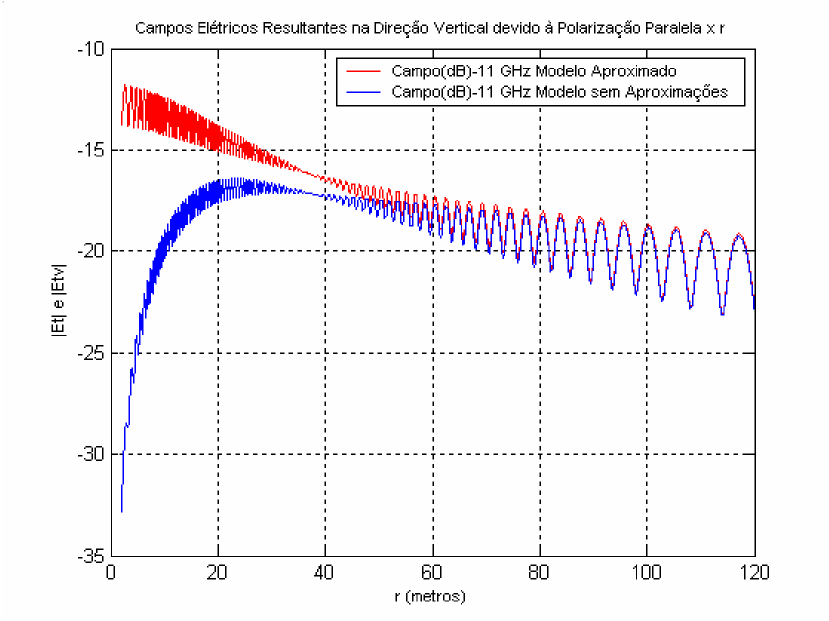

Figura 2.97 – Campos elétricos resultantes na direção vertical para solo com características urbanas ($\varepsilon' = 3$ e $\sigma = 0{,}0001$ S/m) [13] e freqüência de 11 GHz.

A Figura 2.98 ilustra, para solo com características urbanas, freqüência de 900 MHz, h_A = 50 m, h_B = 1,5 m e r de 10 m a 250 m com um intervalo de espaçamento de 0,05 m, os campos elétricos resultantes na direção vertical de acordo com cada modelo proposto:

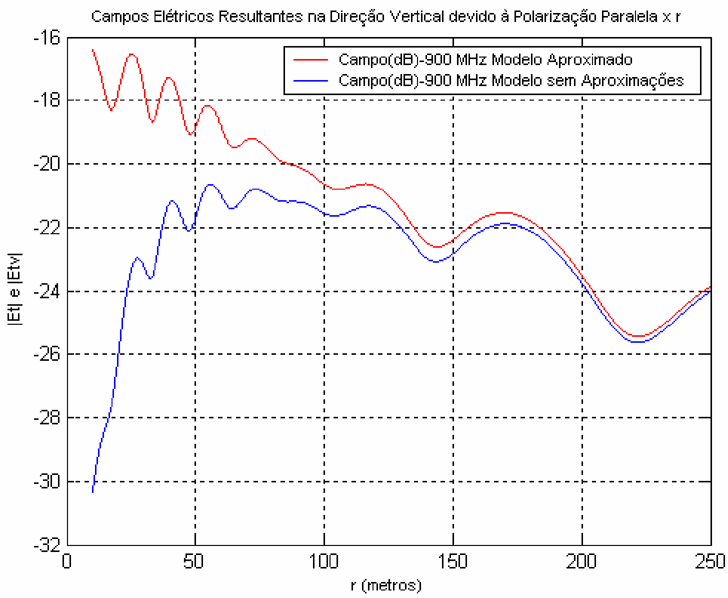

Figura 2.98 – Campos elétricos resultantes na direção vertical para solo com características urbanas ($\varepsilon' = 3$ e $\sigma = 0{,}0001$ S/m) [13] e freqüência de 900MHz.

A Figura 2.99 ilustra, para solo com características urbanas, freqüência de 11 GHz, $h_A = 50$ m, $h_B = 1{,}5$ m e r de 2 m a 200 m com um intervalo de espaçamento de 0,01 m, os campos elétricos resultantes na direção vertical de acordo com cada modelo proposto:

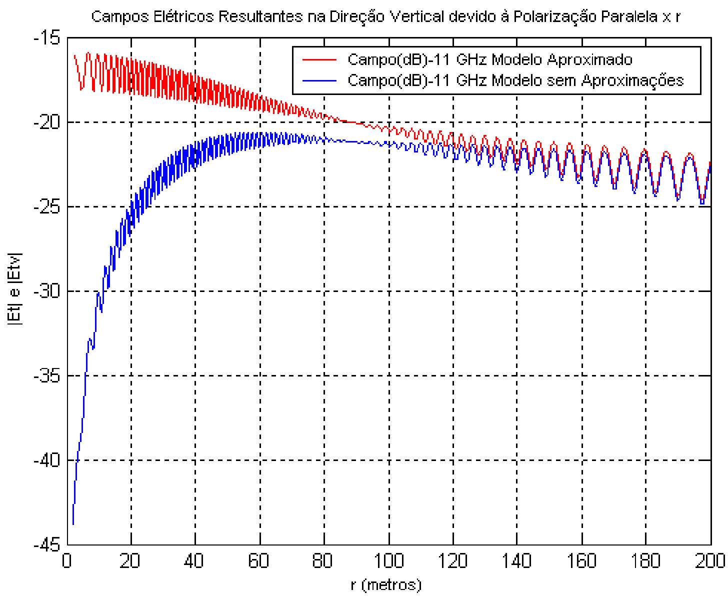

Figura 2.99 – Campos elétricos resultantes na direção vertical para solo com características urbanas ($\varepsilon^{'}$ = 3 e σ = 0,0001 S/m) [13] e freqüência de 11 GHz.

2.2.2.4. Gráficos Comparativos entre o Modelo sem Aproximações (Calculado) e Valores Medidos

De acordo com [11], a potência recebida é diretamente proporcional ao campo elétrico recebido como mostrado abaixo:

$$P_R \propto (E_R)^2 \qquad (2.36)$$

De forma a comparar o modelo sem aproximações apresentado acima com valores medidos de Rustako *et al.* [14], os parâmetros considerados em [14] e [19], tais como h_A = 9,14 m, h_B = 1,83 m, $\varepsilon^{'}$ = 15 e uma freqüência de 900 MHz, foram utilizados. Na Figura 2.100 abaixo, uma comparação entre os valores calculados e medidos é apresentada [42]:

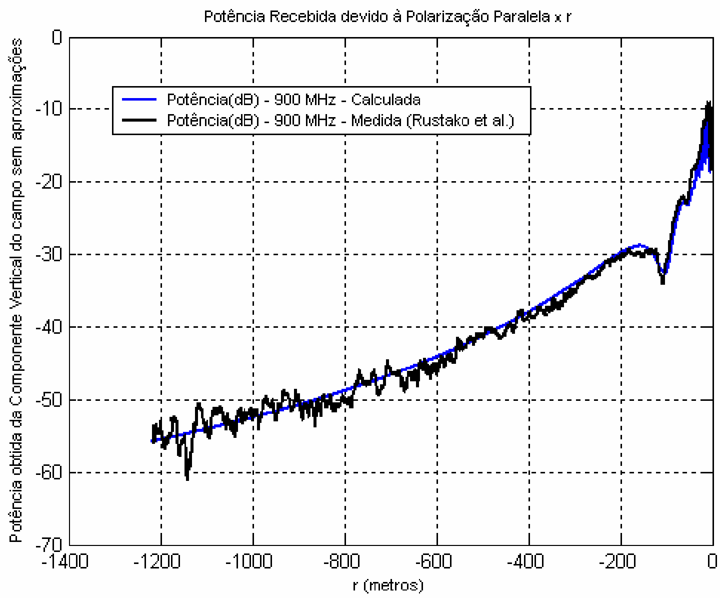

Figura 2.100 – Comparação entre os valores de potência recebida: calculado e medido, devido à polarização paralela para as áreas rurais abertas de Marlboro e Sandy Hook, NJ de [14] ($\varepsilon' = 15$ e $\sigma = 0{,}0001$ S/m), $h_A = 9{,}14$ m, $h_B = 1{,}83$ m e uma freqüência de 900 MHz, *versus* distância **r** de 4 m a 1220 m.

Como em [14] não foi medido o verdadeiro ganho da antena transmissora (dipolo coaxial de $\lambda/2$), o ganho da simulação, “offset”, foi escolhido de forma a tornar a comparação mais apropriada. Os valores medidos de [14] são valores médios com um intervalo de janelamento de 3 m. A despeito de variações menores, atribuídas a espalhamento, pode-se facilmente notar a similaridade entre os valores calculados e medidos, mesmo para distâncias pequenas.

Abaixo, nas Figuras 2.101 e 2.102 [42], comparações entre o modelo sem aproximações descrito acima e valores medidos de Bertoni *et al.* [8] e [31] tomados em áreas rurais também são apresentadas. Na Figura 2.101 a potência calculada é comparada com medições realizadas para a freqüência de 800 MHz onde $h_A = 3{,}2$ m, $h_B = 1{,}6$ m, $\varepsilon' = 15$ e

σ = 0,005 S/m. Na Figura 2.102 a potência calculada é comparada com medições realizadas também para 800 MHz onde h_A = 13,4 m, h_B = 1,6 m, ε' = 15 e σ = 0,005 S/m.

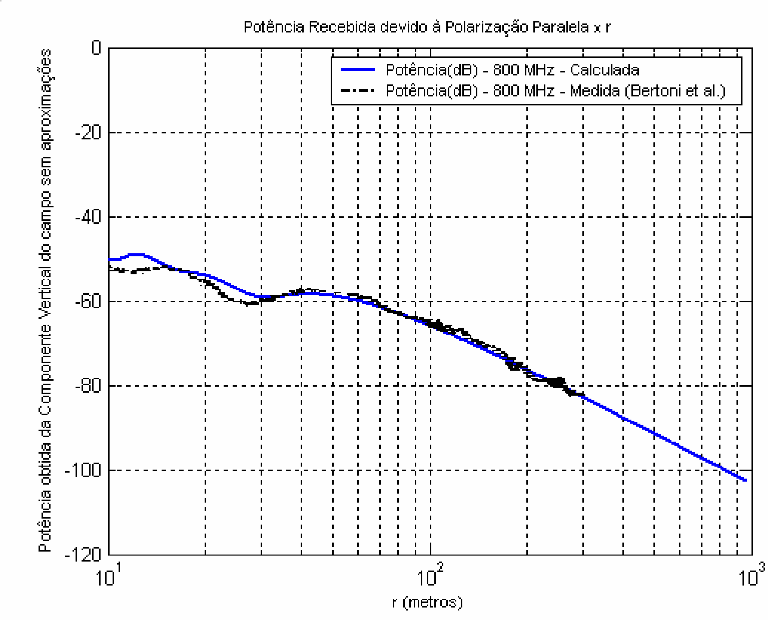

Figura 2.101 – Comparação entre os valores de potência recebida: calculado e medido, devido à polarização paralela para as áreas rurais da Baía de São Francisco [31] (ε' = 15 e σ = 0,005 S/m), h_A = 3,2 m, h_B = 1,6 m e uma freqüência de 800 MHz.

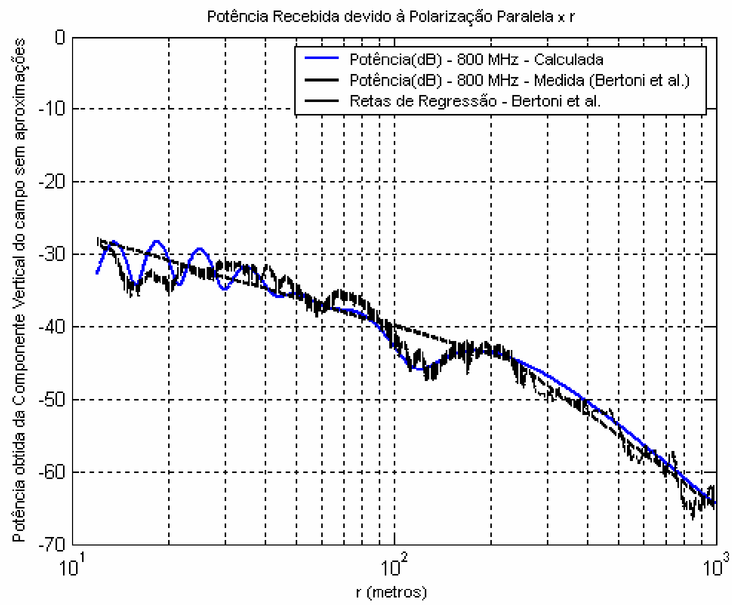

Figura 2.102 – Comparação entre os valores de potência recebida: calculado e medido, devido à polarização paralela para as áreas rurais de [8] ($\varepsilon' = 15$ e $\sigma = 0{,}005$ S/m), $h_A = 13{,}4$ m, $h_B = 1{,}6$ m e uma freqüência de 800 MHz.

Para ambas, Figuras 2.101 e 2.102, a distância **r** está em escala logarítmica. Ainda, para as Figuras 2.101 e 2.102, o modelo desenvolvido mostra uma boa correlação com valores medidos.

Abaixo na Figura 2.103 [42], uma comparação entre valores calculados acima e medições apresentadas em [14] e [19], realizadas nas áreas rurais de Marlboro (Nova Jersey). A potência calculada é comparada a medições para a freqüência de 11,195 GHz onde $h_A = 9{,}14$ m, $h_B = 1{,}83$ m, $\varepsilon' = 15$ e $\sigma = 0{,}0001$ S/m.

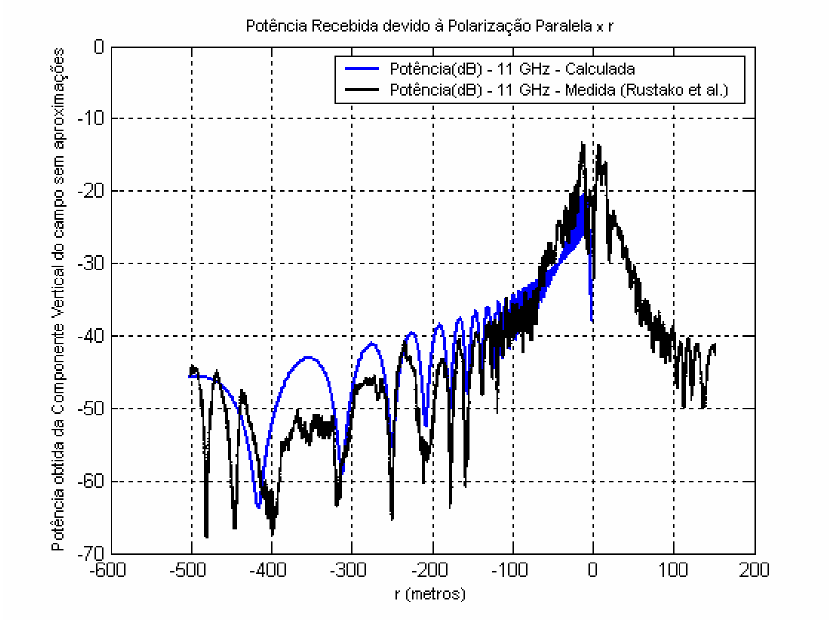

Figura 2.103 – Comparação entre os valores de potência recebida: calculado e medido, devido à polarização paralela para as áreas rurais abertas de Marlboro (NJ) de [14] ($\varepsilon' = 15$ e $\sigma = 0{,}0001$ S/m), $h_A = 9{,}14$ m, $h_B = 1{,}83$ m e uma freqüência de 11 GHz, *versus* distância **r** de 2 m a 503 m.

Também na Figura 2.103 o modelo desenvolvido mostra boa correlação com valores medidos. De acordo com [19], alguma possível disparidade entre a posição espacial dos chanfros medidos e calculados pode ser atribuída ao fato da rodovia não ser perfeitamente plana.

2.2.2.4.1. Análise Matemática entre os Modelos Aproximado e sem Aproximações

Aplicando-se aproximações matemáticas na Equação 2.23, obtém-se [18], [35], [38]:

$$r_2 = r\left[1+\left(\frac{h_A + h_B}{r}\right)^2\right]^{\frac{1}{2}} \tag{2.37}$$

$$r_2 \cong r + \frac{(h_A + h_B)^2}{2r} \tag{2.38}$$

Observando a Figura 2.33, tem-se que:

$$\cos\alpha = \frac{r}{r_2} \tag{2.39}$$

Assumindo a igualdade na Equação 2.38, e substituindo-a na Equação 2.39, obtém-se:

$$\cos\alpha = \frac{r}{r + \dfrac{(h_A + h_B)^2}{2r}} = \frac{r}{\dfrac{2r^2 + (h_A + h_B)^2}{2r}} = \frac{r.2r}{2r^2 + (h_A + h_B)^2} \tag{2.40}$$

$$\cos\alpha = \frac{2r^2}{2r^2 + (h_A + h_B)^2} \tag{2.41}$$

De forma a minimizar γ e ψ da Equação 2.24, pode ser notado que $\gamma = \alpha$ se torna pequeno somente com o aumento de *r*, enquanto que ψ se torna pequeno quando $h_A \cong h_B$ ou com o aumento de *r*. Forçando a diminuição de α para um valor tão pequeno quanto se queira, garante-se também a diminuição de ψ, uma vez que $\psi < \alpha$, fazendo com que α se aproxime de φ. Isto é feito como se segue:

$1 - \cos\alpha = \varepsilon$, onde ε é um valor absoluto tão pequeno quanto se queira. Isto concatenado com a Equação 2.41 produz:

$$\varepsilon = 1 - \frac{2r^2}{2r^2 + (h_A + h_B)^2} = \frac{2r^2 + (h_A + h_B)^2 - 2r^2}{2r^2 + (h_A + h_B)^2} = \frac{(h_A + h_B)^2}{2r^2 + (h_A + h_B)^2} \tag{2.42}$$

Isolando *r* na Equação 2.42, obtém-se:

$$\varepsilon.2r^2 + \varepsilon(h_A + h_B)^2 = (h_A + h_B)^2 \Rightarrow \varepsilon.2r^2 = (h_A + h_B)^2 - \varepsilon(h_A + h_B)^2 \tag{2.43}$$

$$\varepsilon.2r^2 = (h_A + h_B)^2.[1 - \varepsilon] \Rightarrow r^2 = (h_A + h_B)^2.\frac{[1 - \varepsilon]}{2\varepsilon} \tag{2.44}$$

$$r = (h_A + h_B)\sqrt{\frac{[1 - \varepsilon]}{2\varepsilon}} \tag{2.45}$$

A Equação 2.45 fornece um valor de *r* para um α tão pequeno quanto desejado, à partir do qual se pode assumir a igualdade dos campos elétricos aproximado e exato com um erro absoluto menor que $[\varepsilon(2 - \varepsilon)].|\dot{E}_1 + \dot{E}_2|$, como demonstrado abaixo:

$$1 - \cos\alpha = \varepsilon \Rightarrow 1 - \cos\psi < \varepsilon \Rightarrow \cos\psi > 1 - \varepsilon \tag{2.46}$$

$$|\dot{E}_1 + \dot{E}_2| - |\dot{E}_1.\cos\psi.G(\theta_1) + \dot{E}_2.\cos\gamma.G(\theta_2)| = erro \tag{2.47}$$

$$|\dot{E}_1+\dot{E}_2|-|\dot{E}_1.(1-\varepsilon).sin(\psi+90^\circ)+\dot{E}_2.(1-\varepsilon).sin(\gamma+90^\circ)|>erro \tag{2.48}$$

$$|\dot{E}_1+\dot{E}_2|-|\dot{E}_1.(1-\varepsilon).\cos\psi+\dot{E}_2.(1-\varepsilon).\cos\gamma|>erro \tag{2.49}$$

$$|\dot{E}_1+\dot{E}_2|-|\dot{E}_1.(1-\varepsilon)^2+\dot{E}_2.(1-\varepsilon)^2|>erro \tag{2.50}$$

$$|\dot{E}_1+\dot{E}_2|-|(1-\varepsilon)^2.[\dot{E}_1+\dot{E}_2]|>erro \tag{2.51}$$

$$|\dot{E}_1+\dot{E}_2|-(1-\varepsilon)^2.|\dot{E}_1+\dot{E}_2|>erro \tag{2.52}$$

$$|\dot{E}_1+\dot{E}_2|.[1-(1-\varepsilon)^2]>erro \tag{2.53}$$

$$|\dot{E}_1+\dot{E}_2|.[1-(1-2\varepsilon+\varepsilon^2)]>erro \tag{2.54}$$

$$|\dot{E}_1+\dot{E}_2|.[\varepsilon(2-\varepsilon)]>erro \tag{2.55}$$

$$erro<[\varepsilon(2-\varepsilon)].|\dot{E}_1+\dot{E}_2| \tag{2.56}$$

onde $\dot{E}_1$ e $\dot{E}_2$ são dados nas Equações 2.5 e 2.6, respectivamente.

Considerando o erro em dB:

$$10.\log_{10}E_{apro}-10.\log_{10}E_{exato}=erro(dB) \tag{2.57}$$

$$10.\log_{10}\left[\frac{E_{apro}}{E_{exato}}\right] = erro(dB) \tag{2.58}$$

$$10.\log_{10}\left[\frac{|\dot{E}_1 + \dot{E}_2|}{|\dot{E}_1 + \dot{E}_2|.(1-\varepsilon)^2}\right] > erro(dB) \tag{2.59}$$

$$10.\log_{10}\left[\frac{1}{(1-\varepsilon)^2}\right] > erro(dB) \tag{2.60}$$

$$10.\log_{10} 1 - 10.\log_{10}(1-\varepsilon)^2 > erro(dB) \tag{2.61}$$

$$-20.\log_{10}(1-\varepsilon) > erro(dB) \tag{2.62}$$

$$erro(dB) < -20.\log_{10}(1-\varepsilon) \tag{2.63}$$

Fazendo $\eta = -20.\log_{10}(1-\varepsilon)$, segue-se que:

$$10^{-\frac{\eta}{20}} = 1-\varepsilon \tag{2.64}$$

$$\varepsilon = 1 - 10^{-\frac{\eta}{20}} \tag{2.65}$$

Substituindo a Equação 2.65 na Equação 2.45, obtém-se:

$$r = (h_A + h_B)\sqrt{\frac{10^{-\frac{\eta}{20}}}{2.(1-10^{-\frac{\eta}{20}})}} \tag{2.66}$$

que é um valor de *r* para um α tão pequeno quanto desejado, a partir do qual se pode assumir a igualdade dos campos elétricos aproximado e exato com um erro em dB menor que η, como ilustrado na Figura 2.104.

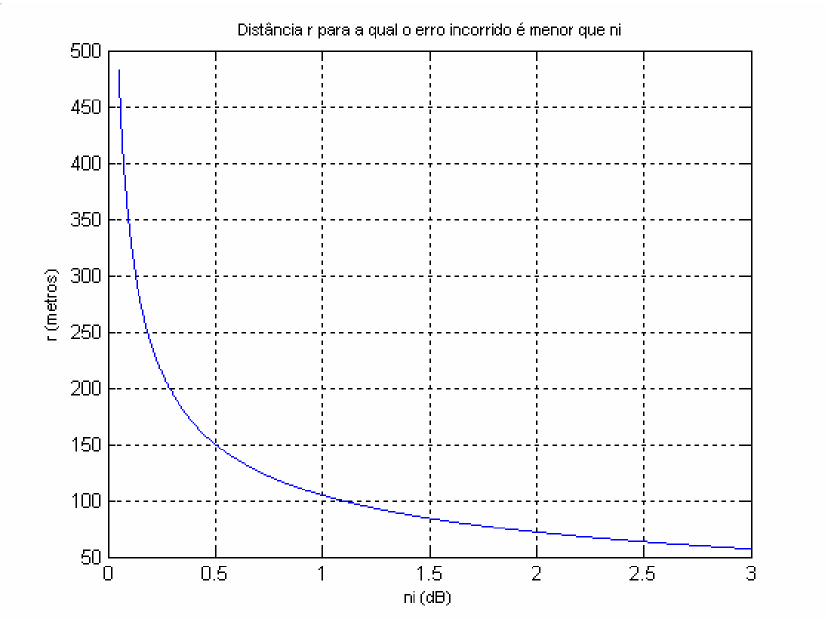

Figura 2.104 – Gráfico da distância *r* para a qual o erro incorrido descrito na Equação 2.63 é menor que η, para h_A= 50 m e h_B= 1,8 m.

Como a Equação 2.38 é apenas uma aproximação, e o valor exato de r_2 é sempre menor que esta aproximação, conforme ilustrado na Figura 2.105, as Equações 2.56 e 2.63 são reforçadas, uma vez que $f(\varepsilon) = 2.\varepsilon - \varepsilon^2$ cresce com ε no intervalo [0,1) (Figura 2.106).

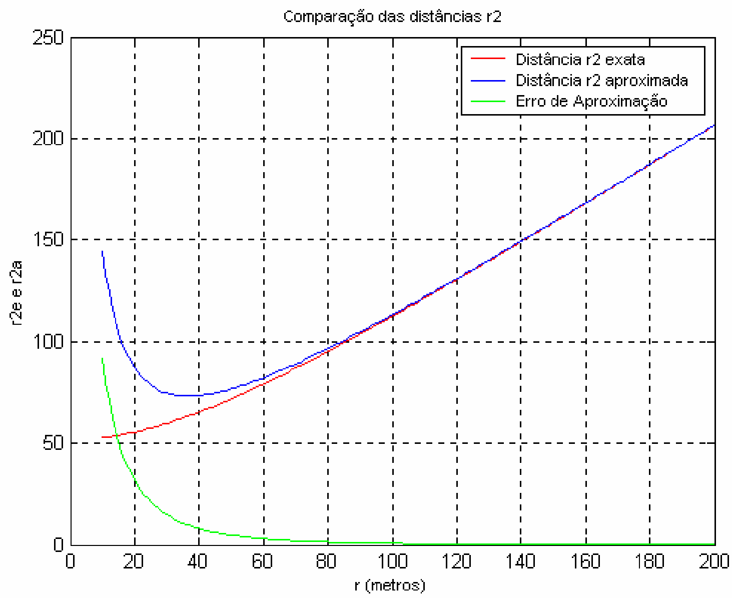

Figura 2.105 – Gráfico comparativo das distâncias r_2 exata (Equação 2.23) e aproximada (Equação 2.38), e do erro de aproximação para h_A= 50 m e h_B= 1,8 m.

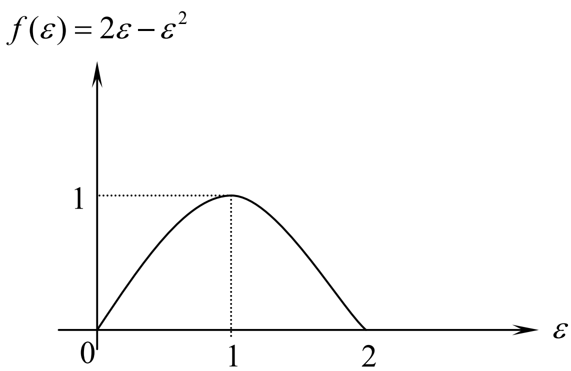

Figura 2.106 – Gráfico da função $f(\varepsilon) = 2.\varepsilon - \varepsilon^2$ *versus* ε.

2.3. CONCLUSÕES

Foram apresentados gráficos do campo elétrico total, para solo com características urbanas [13] e solo rural [14], para o modelo aproximado e gráficos de suas componentes e parâmetros para o modelo sem aproximações. Nos gráficos das Figuras 2.17 a 2.32, nota-se uma maior oscilação no campo elétrico total quanto maior for a freqüência do campo gerado pela antena transmissora, devido ao termo $k = 2\pi/\lambda$ do expoente da equação da onda, pois quanto maior for a freqüência, menor será λ, e por conseguinte, maior será k. Esse comportamento também é observado nas Figuras 2.36 a 2.75, com relação às componentes e parâmetros do modelo sem aproximações. Observando o modelo aproximado (Figuras 2.17 a 2.32), também foi notada a dependência do campo de $1/r$ para distâncias menores que r_B (distância de "break") e $1/r^2$ para distâncias maiores que r_B, onde $r_B = \dfrac{4.h_A.h_B}{\lambda}$, assim como descrito por Bertoni [8], [20].

Foi mostrado detalhadamente, que para o modelo sem aproximações, a variação do vetor campo elétrico com o tempo produz uma figura elíptica para cada ponto em que se analisa o campo. Ao se comparar as elipses mostradas nas Figuras 2.76 a 2.82 com seus respectivos parâmetros ξ e τ, indicados pelas Figuras 2.38 e 2.39, 2.43 e 2.44, 2.48 e 2.49, 2.53 e 2.54, 2.58 e 2.59, 2.63 e 2.64, 2.68 e 2.69, 2.73 e 2.74, notar-se-á que a geometria das elipses reflete exatamente os parâmetros calculados e que, à medida que r aumenta, ξ tende a 0° e τ tende a 90°, uma vez que a componente vertical tende a se tornar bem maior que a componente horizontal. Contudo, para a freqüência de 11 GHz, essa tendência dos ângulos ξ e τ não pode ser perfeitamente observada devido ao grande valor de r_B para

11 GHz. Especificamente, ao se observar as elipses traçadas para $r = 14\ m$ and $r = 18\ m$, nas Figuras 2.76 e 2.80, notar-se-á que elas possuem as menores taxas axiais, e como conseqüência, maiores parâmetros ξ (Figuras 2.38 e 2.58). Também para as elipses traçadas para $r = 155\ m$ e $r = 205\ m$, na Figura 2.77, notar-se-á que elas possuem as menores taxas axiais, e como conseqüência, maiores parâmetros ξ (Figura 2.63). Para as elipses com maiores taxas axiais (elipses mais finas) os parâmetros ξ assumem os menores valores.

O parâmetro ζ assume valores menores que 45° apenas quando E_z é menor que E_y e como τ, tende a 90° com o aumento de r (comparar Figuras 2.40 e 2.84, 2.45 e 2.85, 2.50 e 2.86, 2.55 e 2.87, 2.60 e 2.88, 2.65 e 2.89, 2.70 e 2.90, 2.75 e 2.91).

Comparando-se as componentes verticais dos campos elétricos do modelo sem aproximações e do modelo com aproximações, para polarização paralela, nota-se uma diferença considerável entre esses dois modelos principalmente para distâncias pequenas (r) (Figuras 2.96, 2.97, 2.98 e 2.99). Foi desenvolvido, conforme mostrado na Figura 2.39 e Equação 2.65, a relação entre o erro incorrido em dB e a distância r, de acordo com a altura das antenas. Esta relação pode ser uma importante ferramenta para detectar se uma análise vetorial é necessária para um determinado planejamento de um modelo de dois raios de acordo com um erro aceitável.

Foram realizadas comparações com valores medidos para freqüências das faixas UHF e microondas (800, 900 MHz e 11 GHz), conforme ilustrado nas Figuras 2.100, 2.101, 2.102 e 2.103. O modelo sem aproximações mostra em todas as comparações uma boa correlação com valores medidos. As comparações realizadas com valores medidos mostram que uma análise vetorial e de padrão de radiação pode ser muito útil no que se refere a um aumento de análises teóricas a despeito de análises empíricas no campo da predição, emergindo como um interessante instrumento com respeito à incessante busca por uma melhor predição do sinal [11], [35], [38].

CAPÍTULO 3

ANÁLISE VETORIAL DO CAMPO ELÉTRICO EM UM GUIA DE ONDAS DE RUA PLANO

3.1. INTRODUÇÃO

Imaginando-se um guia de ondas de rua como o indicado pela Figura 3.1, que ilustra por uma vista inferior o plano que contém os pontos S e P e cujas bordas laterais e solo são constituídos pelo mesmo material: material típico de regiões urbanas ($\varepsilon' = 3$ e $\sigma = 10^{-4}$ S/m), notar-se-ia que raios oriundos de um dipolo ideal (um elemento infinitesimal de corrente posicionado na direção *y* para polarização horizontal e na direção *x* para a polarização vertical) centrado no ponto $S(x_s,y_s,0)$, atingiriam P de várias formas. No presente capítulo serão consideradas três formas diferentes: 1) diretamente; 2) com uma reflexão no solo; e 3) com múltiplas reflexões nas laterais do guia de ondas [1], [36], [38].

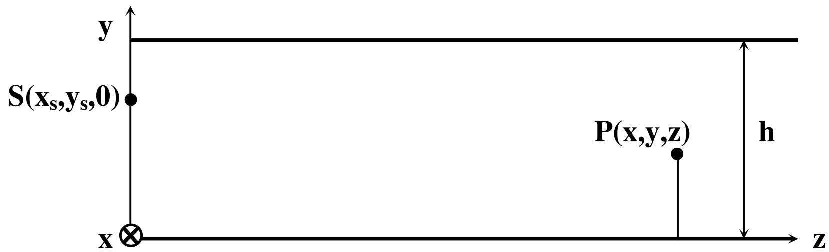

Figura 3.1 – Vista inferior de um guia de ondas de rua ($x = x_s$).

3.2. POLARIZAÇÃO HORIZONTAL

3.2.1. Incidência direta do raio e reflexão no solo

Abaixo, na Figura 3.2, um esboço dos vetores campo elétrico originados por um dipolo horizontal. $\vec{E}_D$ é o vetor campo elétrico devido ao raio direto e $\vec{E}_S$ é o vetor campo elétrico devido ao raio refletido no solo.

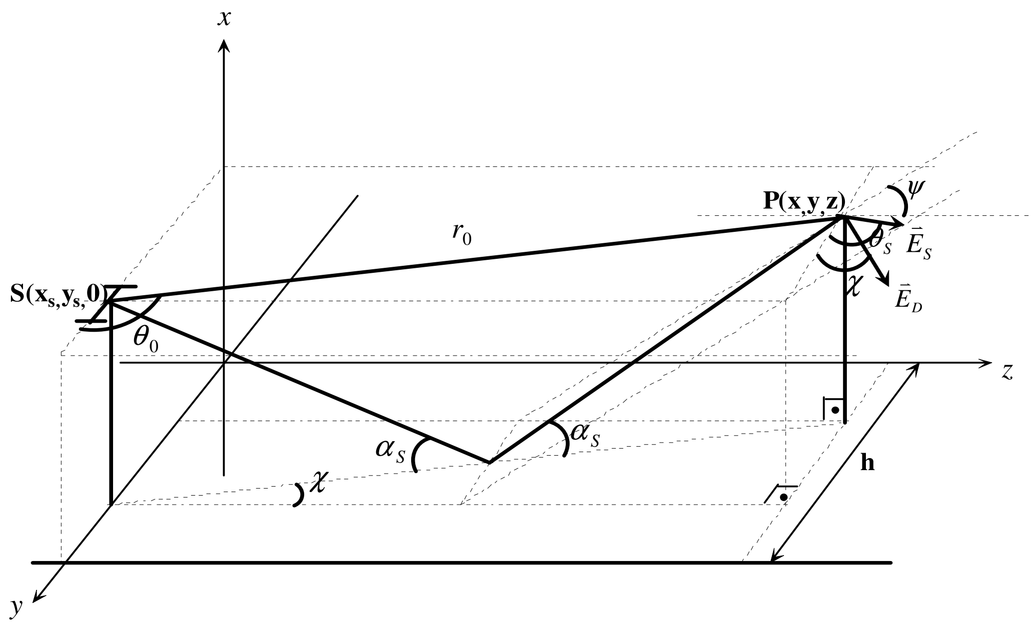

Figura 3.2 – Esboço dos vetores campo elétrico relativos aos raios direto e refletido no solo para polarização horizontal.

Da Figura 3.2, tem-se que:

$$\vec{E}_D = \dot{E}_D.\vec{a}_{E_D} = \frac{E_0}{r_0}.e^{j\omega t}.e^{-jkr_0}.G(\theta_0).\vec{a}_{E_D} \quad (3.1)$$

onde $\dot{E}_D$ é a magnitude do vetor na forma fasorial,

$$\vec{a}_{E_D} = (\cos\chi)\vec{a}_y + (\sin\chi)\vec{a}_z \quad (3.2)$$

$G(\theta_0) = \text{sen}(\theta_0)$ (Padrão de radiação de um dipolo ideal) (3.3)

$$\theta_0 = 90^\circ + \chi \quad (3.4)$$

$$\tan\chi = \frac{y_s - y}{z} \Rightarrow \chi = \arctan\left[\frac{y_s - y}{z}\right] \tag{3.5}$$

onde E_0 é uma constante, $\mathbf{r_0}$ é a distância percorrida pelo raio, e $k = \dfrac{2\pi}{\lambda}$, sendo λ o comprimento de onda da radiação incidente.

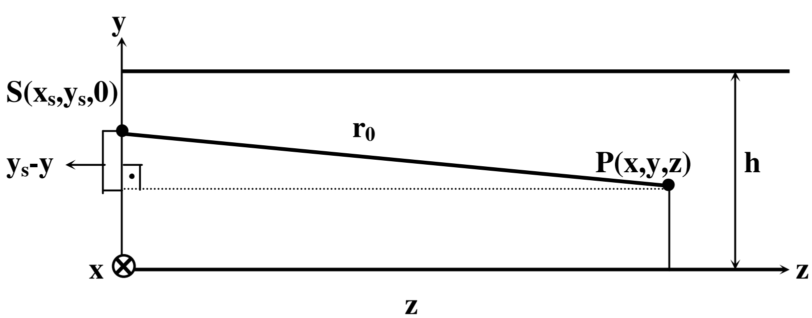

Figura 3.3 – Geometria da incidência direta.

Da Figura 3.3 depreende-se que:

$$r_0^{\,2} = (y_s - y)^2 + z^2 \Rightarrow r_0 = \sqrt{(y_s - y)^2 + z^2} \tag{3.6}$$

Ainda da Figura 3.2, tem-se que:

$$\vec{E}_S = \dot{E}_S.\vec{a}_{E_S} = \dot{R}_\perp.\frac{E_0}{r_S}.e^{j\omega t}.e^{-jkr_S}.G(90^\circ + \theta_S).\vec{a}_{E_S} \tag{3.7}$$

onde $\dot{E}_S$ é a magnitude do vetor na forma fasorial,

$$\vec{a}_{E_S} = (sen\theta_S)\vec{a}_x + (\cos\theta_S)\vec{a}_y + (sen\theta_S.\cos\psi)\vec{a}_z \tag{3.8}$$

$$G(90^\circ + \theta_S) = \text{sen}(90^\circ + \theta_S) \qquad \text{(Padrão de radiação de um dipolo ideal)} \qquad (3.9)$$

$$\theta_S = \arctan\left[\frac{y_s - y}{c}\right] \qquad (3.10)$$

$$c = \sqrt{(x_s + x)^2 + z^2} \qquad (3.11)$$

onde $\dot{R} = R.e^{-j\theta}$ (calculado como indicado no item 2.1), E_0 é uma constante, $\mathbf{r_s}$ é a distância percorrida pelo raio (calculada abaixo), e $k = \dfrac{2\pi}{\lambda}$.

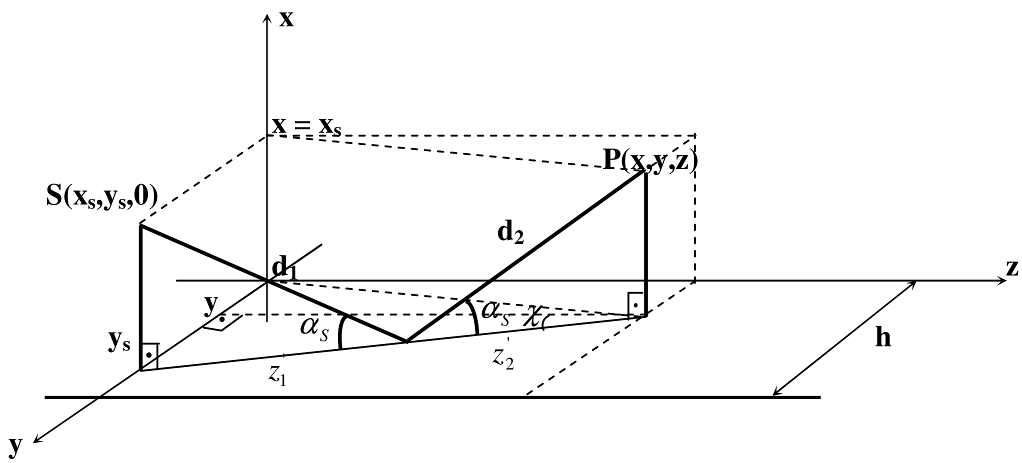

Figura 3.4 – Geometria do raio refletido no solo.

Da Figura 3.4 depreende-se que:

$$\cos\chi = \frac{z}{z_1^{'} + z_2^{'}} \qquad (3.12)$$

$$z_1^{'} + z_2^{'} = \frac{z}{\cos\chi} \tag{3.13}$$

onde χ é dado na Equação 3.5.

$$\tan\alpha_S = \frac{x_s}{z_1^{'}} = \frac{x}{z_2^{'}} \tag{3.14}$$

Da Equação 3.14, tem-se que:

$$\frac{x_s}{z_1^{'}} = \frac{x}{z_2^{'}} \Rightarrow z_1^{'}.x = z_2^{'}x_s \tag{3.15}$$

$$z_1^{'} = z_2^{'}, \text{ pois } x = x_s \tag{3.16}$$

Substituindo a Equação 3.16 na Equação 3.13, obtém-se:

$$z_2^{'} + z_2^{'} = \frac{z}{\cos\chi} \Rightarrow 2.z_2^{'} = \frac{z}{\cos\chi} \Rightarrow z_2^{'} = \frac{z}{2.\cos\chi} \tag{3.17}$$

Das Equações 3.16 e 3.17, tem-se que:

$$z_1^{'} = \frac{z}{2.\cos\chi} \tag{3.18}$$

Da Equação 3.14, tem-se que:

$$\alpha_S = \arctan\left[\frac{x_s}{z_1^{'}}\right] = \arctan\left[\frac{x}{z_2^{'}}\right] \tag{3.19}$$

Das Equações 3.17, 3.18 e 3.19, tem-se que:

$$\alpha_S = \arctan\left[\frac{2x_s.\cos\chi}{z}\right] = \arctan\left[\frac{2x.\cos\chi}{z}\right] \tag{3.20}$$

onde χ é dado pela Equação 3.5.

Ainda da Figura 3.4:

$$\operatorname{sen}\alpha_S = \frac{x_s}{d_1} = \frac{x}{d_2} \tag{3.21}$$

$$d_1 = \frac{x_s}{\operatorname{sen}\alpha_S} = d_2 = \frac{x}{\operatorname{sen}\alpha_S} \tag{3.22}$$

Mas,

$$r_s = d_1 + d_2 \tag{3.23}$$

$$r_s = \frac{2.x_s}{\text{sen}\,\alpha_S} = \frac{2.x}{\text{sen}\,\alpha_S} \tag{3.24}$$

onde α_s é dado pela Equação 3.20.

3.2.2. Reflexões nas Laterais do Guia de Ondas

Podem ser encontrados quatro tipos de generalizações para reflexões nas laterais de um guia de ondas plano, como descritas a seguir.

3.2.2.1. Primeira Reflexão na Borda Lateral Superior do Guia de Ondas (y=h)

3.2.2.1.1. n Reflexões (n ímpar)

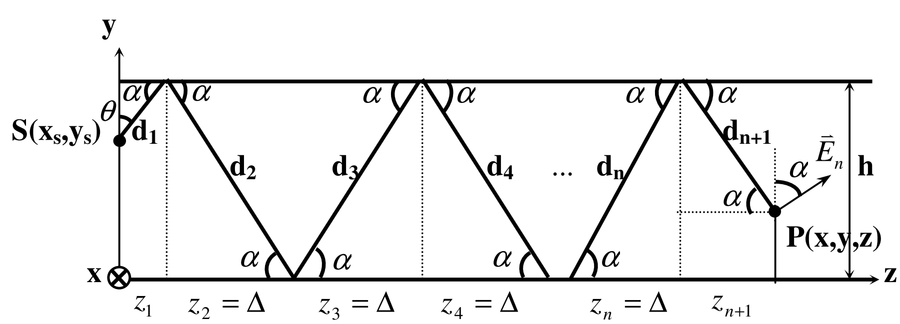

Figura 3.5 – Raio oriundo da fonte S sofre **n** reflexões nas laterais do guia de ondas antes de atingir o ponto P, para polarização horizontal – 1ª Reflexão Superior e **n** ímpar.

Ao se considerar **n** reflexões nas laterais do guia de ondas plano como ilustrado na Figura 3.5, o vetor campo elétrico em P será dado por:

$$\vec{E}_n = \dot{E}_n.\vec{a}_{E_n} = \dot{R}_{//}^{n}.\frac{E_0}{r_n}.e^{j\omega t}.e^{-jkr_n}.G(\theta).\vec{a}_{E_n} \tag{3.25}$$

onde $\dot{E}_n$ é a magnitude do vetor na forma fasorial,

$$\vec{a}_{E_n} = (\cos\alpha)\vec{a}_y + (sen\alpha)\vec{a}_z \tag{3.26}$$

$$G(\theta) = \text{sen}(\theta) \qquad \text{(Padrão de radiação de um dipolo ideal)} \tag{3.27}$$

$$\theta = 90^\circ - \alpha \tag{3.28}$$

onde $\dot{R} = R.e^{-j\theta}$ (calculado como indicado no item 2.1), E_0 é uma constante, $\mathbf{r_n}$ e $\boldsymbol{\alpha}$ são a distância percorrida pelo raio e o ângulo de incidência do mesmo (calculados abaixo), respectivamente, e $k = \dfrac{2\pi}{\lambda}$.

Observando a Figura 3.5, tem-se que:

$$\tan\alpha = \frac{h - y_s}{z_1} = \frac{h}{\Delta} = \frac{h - y}{z_{n+1}} \tag{3.29}$$

$$\frac{h - y_s}{z_1} = \frac{h}{\Delta} = \frac{h - y}{z_{n+1}} \tag{3.30}$$

Da Equação 3.30, tem-se que:

$$z_1.h = (h - y_s).\Delta \qquad (3.31)$$

$$z_1 = \frac{(h - y_s).\Delta}{h} \qquad (3.32)$$

$$z_{n+1}.h = (h - y).\Delta \qquad (3.33)$$

$$z_{n+1} = \frac{(h - y).\Delta}{h} \qquad (3.34)$$

Mas,

$$z_1 + (n-1).\Delta + z_{n+1} = z \qquad (3.35)$$

Substituindo as Equações 3.32 e 3.34 na Equação 3.35, obtém-se:

$$\frac{(h - y_s).\Delta}{h} + (n-1).\Delta + \frac{(h - y).\Delta}{h} = z \qquad (3.36)$$

$$\frac{(h - y_s).\Delta + (n-1).h.\Delta + (h - y).\Delta}{h} = z \Rightarrow \frac{\Delta.[h - y_s + (n-1).h + h - y]}{h} = z \qquad (3.37)$$

$$\frac{\Delta.[h - y_s + n.h - h + h - y]}{h} = z \qquad (3.38)$$

$$\frac{\Delta.[(n+1).h - y_s - y]}{h} = z \tag{3.39}$$

$$\Delta = \frac{z.h}{[(n+1).h - y_s - y]} \tag{3.40}$$

Substituindo a Equação 3.40 na Equação 3.32, obtém-se:

$$z_1 = \frac{(h - y_s)}{h} . \frac{z.h}{[(n+1).h - y_s - y]} \tag{3.41}$$

$$z_1 = \frac{z.(h - y_s)}{[(n+1).h - y_s - y]} \tag{3.42}$$

Substituindo a Equação 3.40 na Equação 3.34, obtém-se:

$$z_{n+1} = \frac{h - y}{h} . \frac{z.h}{[(n+1).h - y_s - y]} \tag{3.43}$$

$$z_{n+1} = \frac{z.(h - y)}{[(n+1).h - y_s - y]} \tag{3.44}$$

Da Equação 3.29, tem-se que:

$$\alpha = \arctan\left[\frac{h}{\Delta}\right] \tag{3.45}$$

$$\alpha = \arctan\left[\frac{(n+1).h - y_s - y}{z}\right] \tag{3.46}$$

Ainda da Figura 3.5, tem-se que:

$$\cos\alpha = \frac{z_1}{d_1} = \frac{z_2}{d_2} = \cdots = \frac{z_n}{d_n} = \frac{z_{n+1}}{d_{n+1}} \tag{3.47}$$

$$d_1 = \frac{z_1}{\cos\alpha} \tag{3.48}$$

$$d_2 = \frac{z_2}{\cos\alpha} \tag{3.49}$$

$$\vdots$$

$$d_n = \frac{z_n}{\cos\alpha} \tag{3.50}$$

$$d_{n+1} = \frac{z_{n+1}}{\cos\alpha} \tag{3.51}$$

$$r_n = d_1 + d_2 + \ldots + d_n + d_{n+1} \Rightarrow r_n = \frac{z_1}{\cos\alpha} + \frac{z_2}{\cos\alpha} + \ldots + \frac{z_n}{\cos\alpha} + \frac{z_{n+1}}{\cos\alpha} \tag{3.52}$$

$$r_n = \frac{z}{\cos\alpha} \tag{3.53}$$

onde α é dado pela Equação 3.46.

3.2.2.1.2. n Reflexões (n Par)

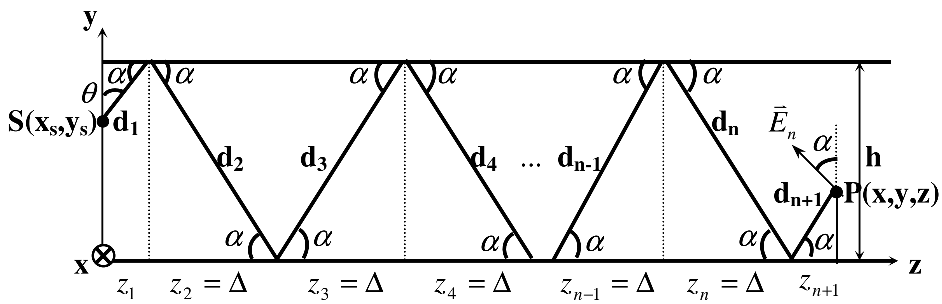

Figura 3.6 – Raio oriundo da fonte S sofre **n** reflexões nas laterais do guia de ondas antes de atingir o ponto P, para polarização horizontal – 1ª Reflexão Superior e **n** par.

Ao se considerar **n** reflexões nas laterais do guia de ondas plano como ilustrado na Figura 3.6, o vetor campo elétrico em P será dado por:

$$\vec{E}_n = \dot{E}_n.\vec{a}_{E_n} = \dot{R}_{//}^{n}.\frac{E_0}{r_n}.e^{j\omega t}.e^{-jkr_n}.G(\theta).\vec{a}_{E_n} \tag{3.54}$$

onde $\dot{E}_n$ é a magnitude do vetor na forma fasorial,

$$\vec{a}_{E_n} = (\cos\alpha)\vec{a}_y - (sen\alpha)\vec{a}_z \tag{3.55}$$

$$G(\theta) = \text{sen}(\theta) \qquad \text{(Padrão de radiação de um dipolo ideal)} \tag{3.56}$$

$$\theta = 90^\circ - \alpha \tag{3.57}$$

onde $\dot{R} = R.e^{-j\theta}$ (calculado como indicado no item 2.1), E_0 é uma constante, $\mathbf{r_n}$ e $\boldsymbol{\alpha}$ são a distância percorrida pelo raio e o ângulo de incidência do mesmo (calculados abaixo), respectivamente, e $k = \dfrac{2\pi}{\lambda}$.

Observando a Figura 3.6, tem-se que:

$$\tan\alpha = \frac{h - y_s}{z_1} = \frac{h}{\Delta} = \frac{y}{z_{n+1}} \tag{3.58}$$

$$\frac{h - y_s}{z_1} = \frac{h}{\Delta} = \frac{y}{z_{n+1}} \tag{3.59}$$

Da Equação 3.59, tem-se que:

$$z_1.h = (h - y_s).\Delta \tag{3.60}$$

$$z_1 = \frac{(h - y_s).\Delta}{h} \tag{3.61}$$

$$z_{n+1}.h = y.\Delta \tag{3.62}$$

$$z_{n+1} = \frac{y.\Delta}{h} \tag{3.63}$$

Mas,

$$z_1 + (n-1).\Delta + z_{n+1} = z \tag{3.64}$$

Substituindo as Equações 3.61 e 3.63 na Equação 3.64, obtém-se:

$$\frac{(h-y_s).\Delta}{h} + (n-1).\Delta + \frac{y.\Delta}{h} = z \tag{3.65}$$

$$\frac{(h-y_s).\Delta + (n-1).h.\Delta + y.\Delta}{h} = z \Rightarrow \frac{\Delta.(h-y_s+(n-1).h+y)}{h} = z \tag{3.66}$$

$$\frac{\Delta.[h-y_s+nh-h+y]}{h} = z \tag{3.67}$$

$$\frac{\Delta.[nh-y_s+y]}{h} = z \tag{3.68}$$

$$\Delta = \frac{z.h}{(nh-y_s+y)} \tag{3.69}$$

Substituindo a Equação 3.69 na Equação 3.61, obtém-se:

$$z_1 = \frac{(h-y_s)}{h}.\frac{z.h}{(nh-y_s+y)} \tag{3.70}$$

$$z_1 = \frac{z.(h-y_s)}{(nh-y_s+y)} \tag{3.71}$$

Substituindo a Equação 3.69 na Equação 3.63, obtém-se:

$$z_{n+1} = \frac{y}{h} . \frac{z.h}{(nh - y_s + y)} \tag{3.72}$$

$$z_{n+1} = \frac{z.y}{(nh - y_s + y)} \tag{3.73}$$

Da Equação 3.58, tem-se que:

$$\alpha = \arctan\left[\frac{h}{\Delta}\right] \tag{3.74}$$

$$\alpha = \arctan\left[\frac{nh - y_s + y}{z}\right] \tag{3.75}$$

Ainda da Figura 3.6, tem-se que:

$$\cos\alpha = \frac{z_1}{d_1} = \frac{z_2}{d_2} = \cdots = \frac{z_n}{d_n} = \frac{z_{n+1}}{d_{n+1}} \tag{3.76}$$

$$d_1 = \frac{z_1}{\cos\alpha} \tag{3.77}$$

$$d_2 = \frac{z_2}{\cos\alpha} \tag{3.78}$$

$$\vdots$$

$$d_n = \frac{z_n}{\cos\alpha} \tag{3.79}$$

$$d_{n+1} = \frac{z_{n+1}}{\cos\alpha} \tag{3.80}$$

$$r_n = d_1 + d_2 + \cdots + d_n + d_{n+1} \Rightarrow r_n = \frac{z_1}{\cos\alpha} + \frac{z_2}{\cos\alpha} + \cdots + \frac{z_n}{\cos\alpha} + \frac{z_{n+1}}{\cos\alpha} \tag{3.81}$$

$$r_n = \frac{z}{\cos\alpha} \tag{3.82}$$

onde α é dado pela Equação 3.75.

3.2.2.2. Primeira Reflexão na Borda Lateral Inferior do Guia de Ondas (y=0)

3.2.2.2.1. n Reflexões (n ímpar)

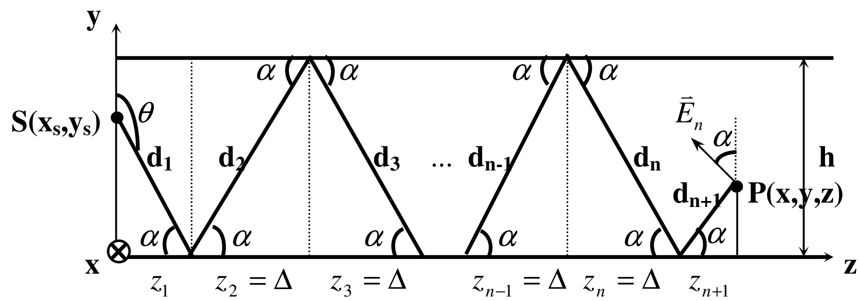

Figura 3.7 – Raio oriundo da fonte S sofre **n** reflexões nas laterais do guia de ondas antes de atingir o ponto P, para polarização horizontal – 1ª Reflexão Inferior e **n** ímpar.

Ao se considerar **n** reflexões nas laterais do guia de ondas plano como ilustrado na Figura 3.7, o vetor campo elétrico em P será dado por:

$$\vec{E}_n = \dot{E}_n.\vec{a}_{E_n} = \dot{R}_{//}^{n}.\frac{E_0}{r_n}.e^{j\omega t}.e^{-jkr_n}.G(\theta).\vec{a}_{E_n} \tag{3.83}$$

onde $\dot{E}_n$ é a magnitude do vetor na forma fasorial,

$$\vec{a}_{E_n} = (\cos\alpha)\vec{a}_y - (sen\alpha)\vec{a}_z \tag{3.84}$$

$$G(\theta) = \text{sen}(\theta) \qquad \text{(Padrão de radiação de um dipolo ideal)} \tag{3.85}$$

$$\theta = 90^\circ + \alpha \tag{3.86}$$

onde $\dot{R} = R.e^{-j\theta}$ (calculado como indicado no item 2.1), E_0 é uma constante, $\mathbf{r_n}$ e $\boldsymbol{\alpha}$ são a distância percorrida pelo raio e o ângulo de incidência do mesmo (calculados abaixo), respectivamente, e $k = \dfrac{2\pi}{\lambda}$.

Observando a Figura 3.7, tem-se que:

$$\tan\alpha = \frac{y_s}{z_1} = \frac{h}{\Delta} = \frac{y}{z_{n+1}} \tag{3.87}$$

$$\frac{y_s}{z_1} = \frac{h}{\Delta} = \frac{y}{z_{n+1}} \tag{3.88}$$

Da Equação 3.88, tem-se que:

$$z_1.h = y_s.\Delta \tag{3.89}$$

$$z_1 = \frac{y_s.\Delta}{h} \tag{3.90}$$

$$z_{n+1}.h = y.\Delta \tag{3.91}$$

$$z_{n+1} = \frac{y.\Delta}{h} \tag{3.92}$$

Mas,

$$z_1 + (n-1).\Delta + z_{n+1} = z \tag{3.93}$$

Substituindo as Equações 3.90 e 3.92 na Equação 3.93, obtém-se:

$$\frac{y_s.\Delta}{h} + (n-1).\Delta + \frac{y.\Delta}{h} = z \tag{3.94}$$

$$\frac{y_s.\Delta + (n-1).h.\Delta + y.\Delta}{h} = z \Rightarrow \frac{\Delta.[y_s + (n-1).h + y]}{h} = z \tag{3.95}$$

$$\frac{\Delta.[(n-1).h + y_s + y]}{h} = z \tag{3.96}$$

$$\Delta = \frac{z.h}{[(n-1).h + y_s + y]} \tag{3.97}$$

Substituindo a Equação 3.97 na Equação 3.90, obtém-se:

$$z_1 = \frac{y_s}{h}.\frac{z.h}{[(n-1).h + y_s + y]} \tag{3.98}$$

$$z_1 = \frac{z.y_s}{[(n-1).h + y_s + y]} \tag{3.99}$$

Substituindo a Equação 3.97 na Equação 3.92, obtém-se:

$$z_{n+1} = \frac{y}{h}.\frac{z.h}{[(n-1).h + y_s + y]} \tag{3.100}$$

$$z_{n+1} = \frac{z.y}{[(n-1).h + y_s + y]} \tag{3.101}$$

Da Equação 3.87, tem-se que:

$$\alpha = \arctan\left[\frac{h}{\Delta}\right] \tag{3.102}$$

$$\alpha = \arctan\left[\frac{(n-1).h + y_s + y}{z}\right] \tag{3.103}$$

Ainda da Figura 3.7, tem-se que:

$$\cos\alpha = \frac{z_1}{d_1} = \frac{z_2}{d_2} = \cdots = \frac{z_n}{d_n} = \frac{z_{n+1}}{d_{n+1}} \tag{3.104}$$

$$d_1 = \frac{z_1}{\cos\alpha} \tag{3.105}$$

$$d_2 = \frac{z_2}{\cos\alpha} \tag{3.106}$$

$$\vdots$$

$$d_n = \frac{z_n}{\cos\alpha} \tag{3.107}$$

$$d_{n+1} = \frac{z_{n+1}}{\cos\alpha} \tag{3.108}$$

$$r_n = d_1 + d_2 + \ldots + d_n + d_{n+1} \Rightarrow r_n = \frac{z_1}{\cos\alpha} + \frac{z_2}{\cos\alpha} + \ldots + \frac{z_n}{\cos\alpha} + \frac{z_{n+1}}{\cos\alpha} \tag{3.109}$$

$$r_n = \frac{z}{\cos\alpha} \tag{3.110}$$

onde α é dado pela Equação 3.103.

3.2.2.2.2. n Reflexões (n Par)

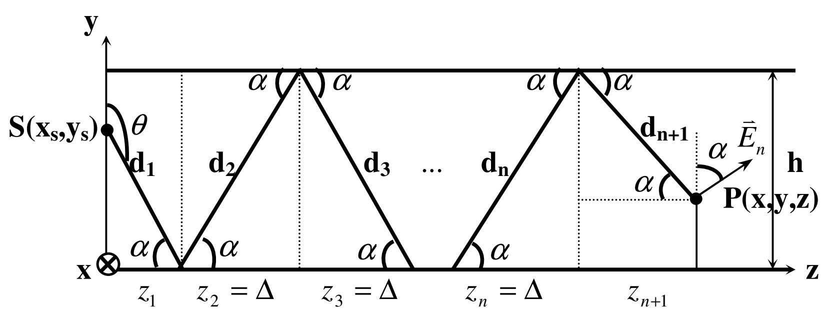

Figura 3.8 – Raio oriundo da fonte S sofre **n** reflexões nas laterais do guia de ondas antes de atingir o ponto P, para polarização horizontal – 1ª Reflexão Inferior e **n** par.

Ao se considerar **n** reflexões nas laterais do guia de ondas plano como ilustrado na Figura 3.8, o vetor campo elétrico em P será dado por:

$$\vec{E}_n = \dot{E}_n.\vec{a}_{E_n} = \dot{R}_{//}^{n}.\frac{E_0}{r_n}.e^{j\omega t}.e^{-jkr_n}.G(\theta).\vec{a}_{E_n} \tag{3.111}$$

onde $\dot{E}_n$ é a magnitude do vetor na forma fasorial,

$$\vec{a}_{E_n} = (\cos\alpha)\vec{a}_y + (sen\alpha)\vec{a}_z \tag{3.112}$$

$$G(\theta) = \text{sen}(\theta) \qquad \text{(Padrão de radiação de um dipolo ideal)} \tag{3.113}$$

$$\theta = 90^\circ + \alpha \tag{3.114}$$

onde $\dot{R} = R.e^{-j\theta}$ (calculado como indicado no item 2.1), E_0 é uma constante, $\mathbf{r_n}$ e $\boldsymbol{\alpha}$ são a distância percorrida pelo raio e o ângulo de incidência do mesmo (calculados abaixo), respectivamente, e $k = \dfrac{2\pi}{\lambda}$.

Observando a Figura 3.8, tem-se que:

$$\tan\alpha = \frac{y_s}{z_1} = \frac{h}{\Delta} = \frac{h-y}{z_{n+1}} \tag{3.115}$$

$$\frac{y_s}{z_1} = \frac{h}{\Delta} = \frac{h-y}{z_{n+1}} \tag{3.116}$$

Da Equação 3.116, tem-se que:

$$z_1.h = y_s.\Delta \tag{3.117}$$

$$z_1 = \frac{y_s.\Delta}{h} \tag{3.118}$$

$$z_{n+1}.h = (h-y).\Delta \tag{3.119}$$

$$z_{n+1} = \frac{(h-y).\Delta}{h} \tag{3.120}$$

Mas,

$$z_1 + (n-1).\Delta + z_{n+1} = z \tag{3.121}$$

Substituindo as Equações 3.118 e 3.120 na Equação 3.121, obtém-se:

$$\frac{y_s.\Delta}{h} + (n-1).\Delta + \frac{(h-y).\Delta}{h} = z \tag{3.122}$$

$$\frac{y_s.\Delta + (n-1).h.\Delta + (h-y).\Delta}{h} = z \Rightarrow \frac{\Delta.(y_s + (n-1).h + h - y)}{h} = z \tag{3.123}$$

$$\frac{\Delta.[y_s + nh - h + h - y]}{h} = z \tag{3.124}$$

$$\frac{\Delta.[nh + y_s - y]}{h} = z \tag{3.125}$$

$$\Delta = \frac{z.h}{(nh + y_s - y)} \tag{3.126}$$

Substituindo a Equação 3.126 na Equação 3.118, obtém-se:

$$z_1 = \frac{y_s}{h} . \frac{z.h}{(nh + y_s - y)} \tag{3.127}$$

$$z_1 = \frac{z.y_s}{(nh + y_s - y)} \tag{3.128}$$

Substituindo a Equação 3.126 na Equação 3.120, obtém-se:

$$z_{n+1} = \frac{(h - y)}{h} . \frac{z.h}{(nh + y_s - y)} \tag{3.129}$$

$$z_{n+1} = \frac{z.(h - y)}{(nh + y_s - y)} \tag{3.130}$$

Da Equação 3.115, tem-se que:

$$\alpha = \arctan\left[\frac{h}{\Delta}\right] \tag{3.131}$$

$$\alpha = \arctan\left[\frac{nh + y_s - y}{z}\right] \tag{3.132}$$

Ainda da Figura 3.8, tem-se que:

$$\cos\alpha = \frac{z_1}{d_1} = \frac{z_2}{d_2} = \cdots = \frac{z_n}{d_n} = \frac{z_{n+1}}{d_{n+1}} \tag{3.133}$$

$$d_1 = \frac{z_1}{\cos\alpha} \tag{3.134}$$

$$d_2 = \frac{z_2}{\cos\alpha} \tag{3.135}$$

$$\vdots$$

$$d_n = \frac{z_n}{\cos\alpha} \tag{3.136}$$

$$d_{n+1} = \frac{z_{n+1}}{\cos\alpha} \tag{3.137}$$

$$r_n = d_1 + d_2 + \cdots + d_n + d_{n+1} \Rightarrow r_n = \frac{z_1}{\cos\alpha} + \frac{z_2}{\cos\alpha} + \cdots + \frac{z_n}{\cos\alpha} + \frac{z_{n+1}}{\cos\alpha} \tag{3.138}$$

$$r_n = \frac{z}{\cos\alpha} \tag{3.139}$$

onde α é dado pela Equação 3.132.

3.2.3. Campo Elétrico Total

Como previamente mencionado, todas as configurações dos itens 3.2.1 e 3.2.2, ilustradas nas Figuras 3.2, 3.5, 3.6, 3.7 e 3.8, atingirão o ponto **P(x,y,z).** Portanto, para o ponto de recepção tem-se:

$$\vec{E}_T = \vec{E}_x + \vec{E}_y + \vec{E}_z \tag{3.140}$$

$$\vec{E}_T = E_x.e^{j\theta_x}.\vec{a}_x + E_y.e^{j\theta_y}.\vec{a}_y + E_z.e^{j\theta_z}.\vec{a}_z \tag{3.141}$$

onde dos itens acima:

$$\vec{E}_y = \left(\begin{array}{l} \dot{E}_D.\cos\chi + \dot{E}_S.\cos\theta_S \\ + \sum^{npar} \dot{E}_{n\sup}.\cos\left(\arctan\left[\dfrac{nh - y_s + y}{z}\right]\right) \\ + \sum^{n\acute{\imath}mpar} \dot{E}_{n\sup}.\cos\left(\arctan\left[\dfrac{(n+1).h - y_s - y}{z}\right]\right) \\ + \sum^{npar} \dot{E}_{n\inf}.\cos\left(\arctan\left[\dfrac{nh + y_s - y}{z}\right]\right) \\ + \sum^{n\acute{\imath}mpar} \dot{E}_{n\inf}.\cos\left(\arctan\left[\dfrac{(n-1).h + y_s + y}{z}\right]\right) \end{array} \right) \vec{a}y \tag{3.142}$$

$$\vec{E}_x = (\dot{E}_S.\mathrm{sen}\,\theta_S.\mathrm{sen}\,\psi)\vec{a}_x \tag{3.143}$$

$$\bar{E}_z = \begin{pmatrix} \dot{E}_D.\text{sen}\,\chi + \dot{E}_S.\text{sen}\,\theta_S.\cos\psi \\ -\sum^{npar} \dot{E}_{n\,\text{sup}}.\text{sen}\left(\arctan\left[\dfrac{nh - y_s + y}{z}\right]\right) \\ +\sum^{n\acute{i}mpar} \dot{E}_{n\,\text{sup}}.\text{sen}\left(\arctan\left[\dfrac{(n+1).h - y_s - y}{z}\right]\right) \\ +\sum^{npar} \dot{E}_{n\,\text{inf}}.\text{sen}\left(\arctan\left[\dfrac{nh + y_s - y}{z}\right]\right) \\ -\sum^{n\acute{i}mpar} \dot{E}_{n\,\text{inf}}.\text{sen}\left(\arctan\left[\dfrac{(n-1).h + y_s + y}{z}\right]\right) \end{pmatrix} \bar{a}z \qquad (3.144)$$

A Equação 3.141 é a forma fasorial do campo elétrico instantâneo dado abaixo:

$$\bar{E}_T(t) = E_x.\cos(\omega t + \theta_x).\bar{a}_x + E_y.\cos(\omega t + \theta_y).\bar{a}_y E_z.\cos(\omega t + \theta_z).\bar{a}_z \qquad (3.145)$$

cuja variação com o tempo descreve a figura de uma elipse no espaço tridimensional.

Em tese, um número infinito de raios atingiria P, mas apenas um número finito é suficiente para oferecer uma boa estimativa do campo elétrico.

$\sum^{n\acute{i}mpar} \dot{E}_{n\,\text{sup}}$ representa uma adição fasorial de todos os campos esboçados na Figura 3.5 e descritos na Equação 3.25 (campos com primeira reflexão na borda superior para n = 1, 3, …, Nmax, se Nmax for ímpar, ou campos para n = 1, 3, …, Nmax - 1, se Nmax for par), sendo Nmax o número máximo de reflexões laterais consideradas.

$\sum^{npar} \dot{E}_{n\,\text{sup}}$ representa uma adição fasorial de todos os campos esboçados na Figura 3.6 e descritos na Equação 3.54 (campos com primeira reflexão na borda superior para n = 2, 4, …, Nmax, se Nmax for par, ou campos para n = 2, 4, …, Nmax - 1, se Nmax for ímpar).

$\sum^{n\acute{\imath}mpar} \dot{E}_{n\inf}$ representa uma adição fasorial de todos os campos esboçados na Figura 3.7 e descritos na Equação 3.83 (campos com primeira reflexão na borda inferior para n = 1, 3, …, Nmax, se Nmax for ímpar, ou campos para n = 1, 3, …, Nmax - 1, se Nmax for par).

$\sum^{npar} \dot{E}_{n\inf}$ representa uma adição fasorial de todos os campos esboçados na Figura 3.8 e descritos na Equação 3.111 (campos com primeira reflexão na borda inferior para n = 2, 4, …, Nmax, se Nmax é para, ou campos para n = 2, 4, …, Nmax - 1, se Nmax for ímpar).

3.3. POLARIZAÇÃO VERTICAL

3.3.1. Incidência direta do raio e reflexão no solo

Abaixo, na Figura 3.9, um esboço dos vetores campo elétrico originados por um dipolo vertical. $\vec{E}_D$ é o vetor campo elétrico devido ao raio direto e $\vec{E}_S$ é o vetor campo elétrico devido ao raio refletido no solo.

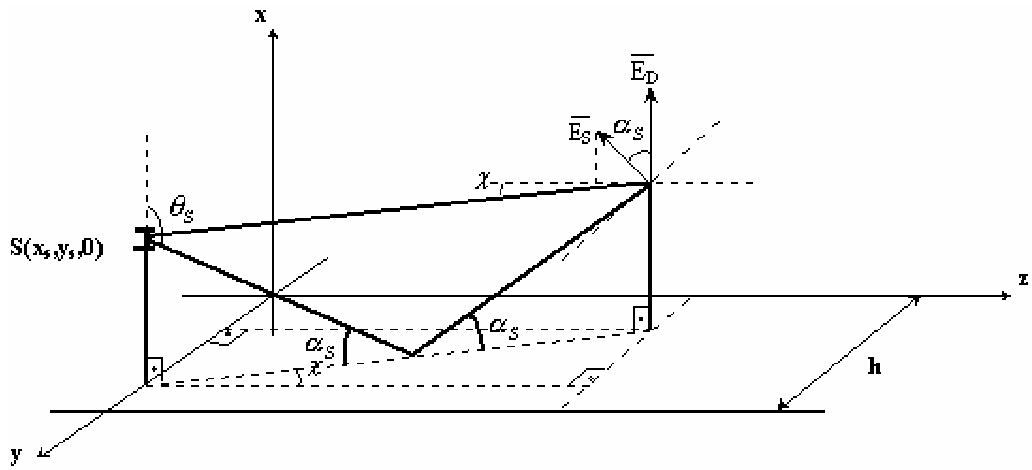

Figura 3.9 – Esboço dos vetores campo elétrico relativos aos raios direto e refletido no solo para polarização vertical.

Da Figura 3.9, tem-se que:

$$\vec{E}_D = \dot{E}_D.\vec{a}_x = \frac{E_0}{r_0}.e^{j\omega t}.e^{-jkr_0}.\vec{a}_x \tag{3.146}$$

onde $\dot{E}_n$ é a magnitude do vetor na forma fasorial,

E_0 é uma constante, $\mathbf{r_0}$ é a distância percorrida pelo raio (Equação 3.6), e $k = \dfrac{2\pi}{\lambda}$, sendo λ o comprimento de onda da radiação incidente.

Ainda da Figura 3.9, tem-se que:

$$\vec{E}_S = \dot{E}_S.\vec{a}_{E_S} = \dot{R}_{//}.\frac{E_0}{r_S}.e^{j\omega t}.e^{-jkr_S}.G(\theta_S).\vec{a}_{E_S} \tag{3.147}$$

onde $\dot{E}_S$ é a magnitude do vetor na forma fasorial,

$$\vec{a}_{E_S} = (\cos\alpha_S)\vec{a}_x + (sen\alpha_S.sen\chi)\vec{a}_y - (sen\alpha_S.\cos\chi)\vec{a}_z \quad (3.148)$$

$$G(\theta_S) = \mathrm{sen}(\theta_S) \qquad \text{(Padrão de radiação de um dipolo ideal)} \quad (3.149)$$

$$\theta_S = 90^\circ + \alpha_S \quad (3.150)$$

onde $\dot{R} = R.e^{-j\theta}$ (calculado como indicado no item 2.1), E_0 é uma constante, $k = \dfrac{2\pi}{\lambda}$, $\mathbf{r_s}$ é a distância percorrida pelo raio (Equação 3.23) e α_s é o ângulo de incidência do raio refletido no solo (Equação 3.20).

3.3.2. Reflexões nas Laterais do Guia de Ondas

Como para polarização horizontal, há quatro tipos de generalizações para reflexões nas laterais de um guia de ondas plano, como descritas a seguir.

3.3.2.1. Primeira Reflexão na Borda Lateral Superior do Guia de Ondas (y=h)

3.3.2.1.1. n Reflexões (n ímpar)

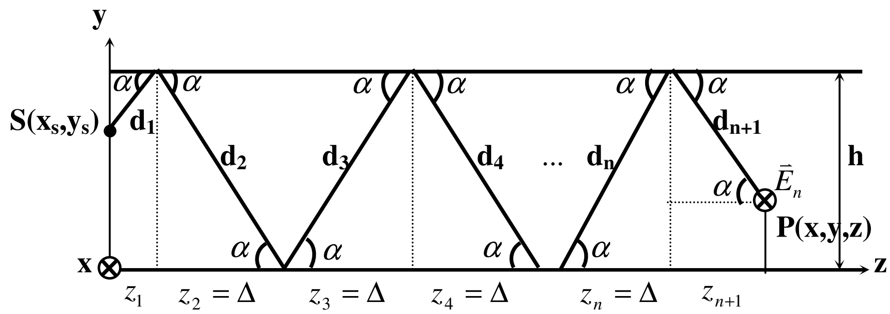

Figura 3.10 – Raio oriundo da fonte S sofre **n** reflexões nas laterais do guia de ondas antes de atingir o ponto P, para polarização vertical – 1ª Reflexão Superior e **n** ímpar.

Ao se considerar **n** reflexões nas laterais do guia de ondas plano como ilustrado na Figura 3.10, o campo elétrico em P será dado por:

$$\vec{E}_n = \dot{E}_n.\vec{a}_x = \dot{R}_{\perp}^{n}.\frac{E_0}{r_n}.e^{j\omega t}.e^{-jkr_n}.\vec{a}_x \tag{3.151}$$

onde $\dot{R} = R.e^{-j\theta}$ (calculado como indicado no item 2.1), E_0 é uma constante, $k = \dfrac{2\pi}{\lambda}$, $\mathbf{r_n}$ é a distância percorrida pelo raio (Equação 3.53) e α é o ângulo de incidência do raio (Equação 3.46).

3.3.2.1.2. n Reflexões (n Par)

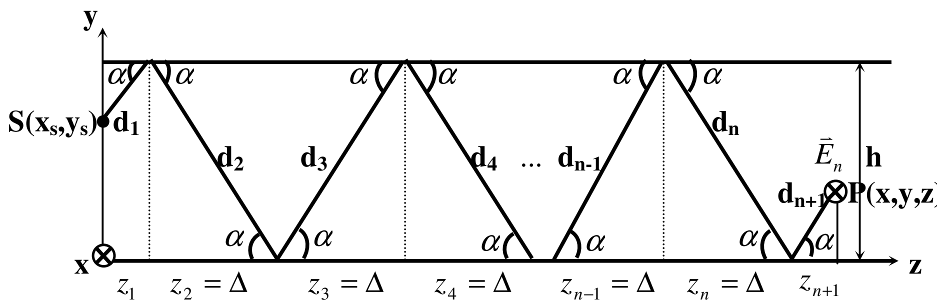

Figura 3.11 – Raio oriundo da fonte S sofre **n** reflexões nas laterais do guia de ondas antes de atingir o ponto P, para polarização vertical – 1ª Reflexão Superior e **n** par.

Ao se considerar **n** reflexões nas laterais do guia de ondas plano como ilustrado na Figura 3.11, o campo elétrico em P será dado por:

$$\vec{E}_n = \dot{E}_n.\vec{a}_x = \dot{R}_{\perp}^{n}.\frac{E_0}{r_n}.e^{j\omega t}.e^{-jkr_n}.\vec{a}_x \tag{3.152}$$

onde $\dot{R} = R.e^{-j\theta}$ (calculado como indicado no item 2.1), E_0 é uma constante, $k = \frac{2\pi}{\lambda}$, $\mathbf{r_n}$ é a distância percorrida pelo raio (Equação 3.82) e α é o ângulo de incidência do raio (Equação 3.75).

3.3.2.2. Primeira Reflexão na Borda Lateral Inferior do Guia de Ondas (y=0)

3.3.2.2.1. n Reflexões (n ímpar)

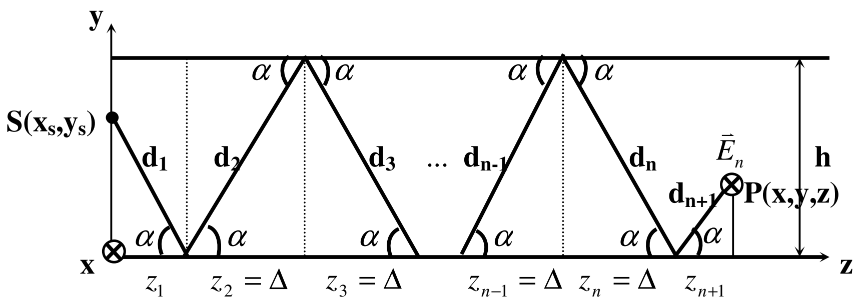

Figura 3.12 – Raio oriundo da fonte S sofre **n** reflexões nas laterais do guia de ondas antes de atingir o ponto P, para polarização vertical – 1ª Reflexão Inferior e **n** ímpar.

Ao se considerar **n** reflexões nas laterais do guia de ondas plano como ilustrado na Figura 3.12, o campo elétrico em P será dado por:

$$\bar{E}_n = \dot{E}_n.\vec{a}_x = \dot{R}_{\perp}^{n}.\frac{E_0}{r_n}.e^{j\alpha t}.e^{-jkr_n}.\vec{a}_x \tag{3.153}$$

onde $\dot{R} = R.e^{-j\theta}$ (calculado como indicado no item 2.1), E_0 é uma constante, $k = \dfrac{2\pi}{\lambda}$, $\mathbf{r_n}$ é a distância percorrida pelo raio (Equação 3.110) e α é o ângulo de incidência do raio (Equação 3.103).

3.3.2.2.2. n Reflexões (n par)

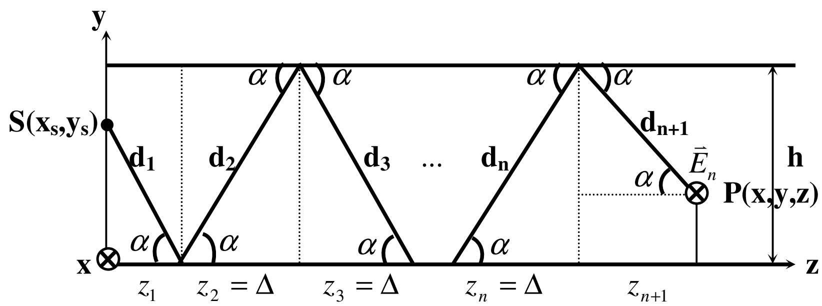

Figura 3.13 – Raio oriundo da fonte S sofre **n** reflexões nas laterais do guia de ondas antes de atingir o ponto P, para polarização vertical – 1ª Reflexão Inferior e **n** par.

Ao se considerar **n** reflexões nas laterais do guia de ondas plano como ilustrado na Figura 3.13, o campo elétrico em P será dado por:

$$\vec{E}_n = \dot{E}_n.\vec{a}_x = \dot{R}_{\perp}^{n}.\frac{E_0}{r_n}.e^{j\omega t}.e^{-jkr_n}.\vec{a}_x \qquad (3.154)$$

onde $\dot{R} = R.e^{-j\theta}$ (calculado como indicado no item 2.1), E_0 é uma constante, $k = \dfrac{2\pi}{\lambda}$, $\mathbf{r_n}$ é a distância percorrida pelo raio (Equação 3.139) e α é o ângulo de incidência do raio (Equação 3.132).

3.3.3. Campo Elétrico Total

Dos itens 3.3.1 e 3.3.2, tem-se para o ponto **P(x,y,z)** que:

$$\vec{E}_T = \vec{E}_x + \vec{E}_y + \vec{E}_z \qquad (3.155)$$

$$\vec{E}_T = E_x.e^{j\theta_x}.\vec{a}_x + E_y.e^{j\theta_y}.\vec{a}_y + E_z.e^{j\theta_z}.\vec{a}_z \tag{3.156}$$

onde:

$$\vec{E}_x = \left(\dot{E}_D + \dot{E}_S.\cos\alpha_S + \sum^{n\acute{\imath}mpar} \dot{E}_{n\,\text{sup}} + \sum^{npar} \dot{E}_{n\,\text{sup}} + \sum^{n\acute{\imath}mpar} \dot{E}_{n\,\text{inf}} + \sum^{npar} \dot{E}_{n\,\text{inf}} \right) \vec{a}x \tag{3.157}$$

$$\vec{E}_y = \left(\dot{E}_S.\text{sen}\,\alpha_S.\text{sen}\,\chi \right) \vec{a}y \tag{3.158}$$

$$\vec{E}_z = -\left(\dot{E}_S.\text{sen}\,\alpha_S.\cos\chi \right) \vec{a}z \tag{3.159}$$

A Equação 3.156 é a forma fasorial do campo elétrico instantâneo dado abaixo:

$$\vec{E}_T(t) = E_x.\cos(\omega t + \theta_x).\vec{a}_x + E_y.\cos(\omega t + \theta_y).\vec{a}_y E_z.\cos(\omega t + \theta_z).\vec{a}_z \tag{3.160}$$

cuja variação com o tempo descreve a figura de uma elipse no espaço tridimensional.

3.4. GRÁFICOS DO CAMPO ELÉTRICO PARA REFLEXÕES NAS LATERAIS DO GUIA DE ONDAS

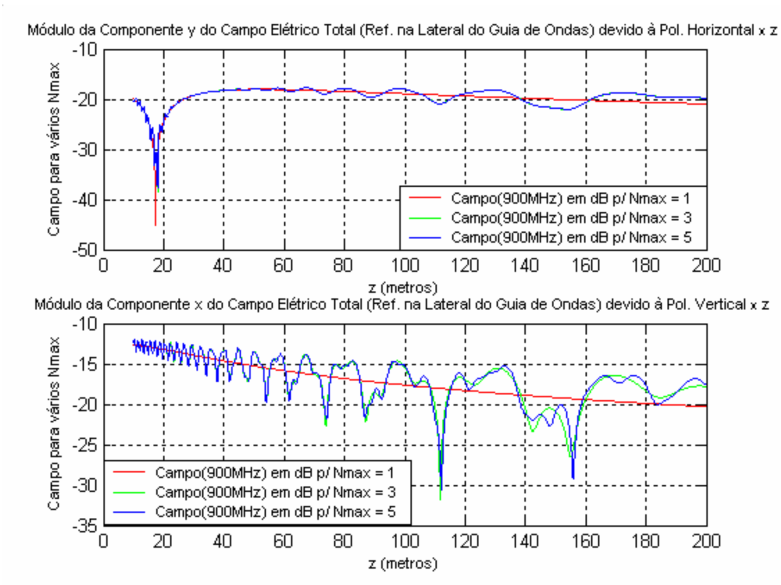

Figura 3.14 – Campo elétrico devido às reflexões nas laterais do guia de ondas, para y_s = 5 m, y = 5 m e h = 10 m, em função da distância **z** de 10 m a 200 m.

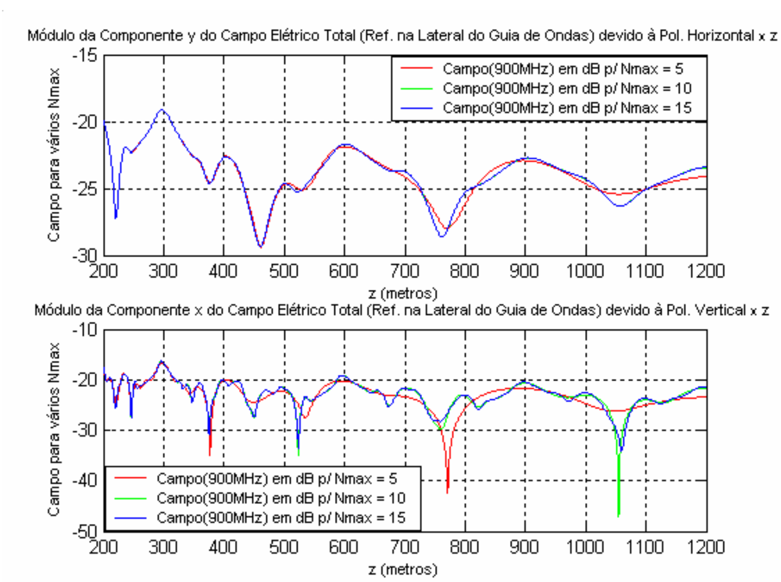

Figura 3.15 – Campo elétrico devido às reflexões nas laterais do guia de ondas, para y_s = 5 m, y = 5 m e h = 10 m, em função da distância **z** de 200 m a 1200 m.

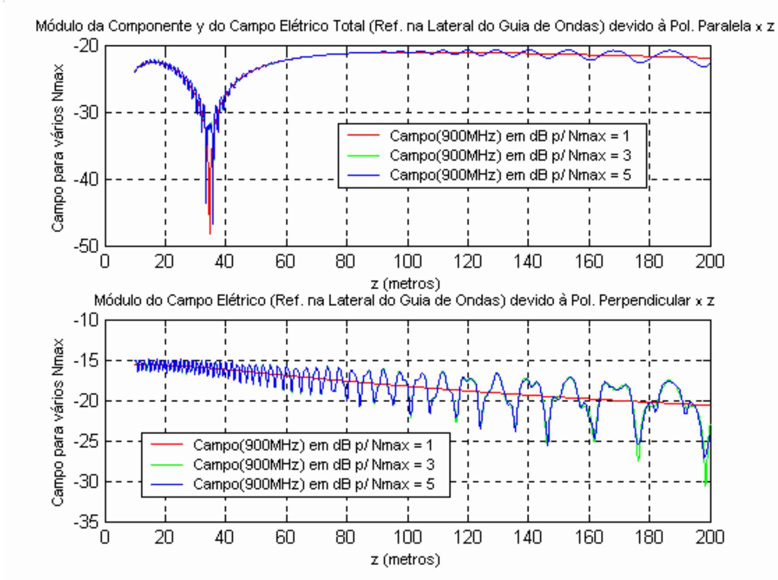

Figura 3.16 – Campo elétrico devido às reflexões nas laterais do guia de ondas, para

y_s = 10 m, y = 10 m e h = 20 m, em função da distância **z** de 10 m a 200 m.

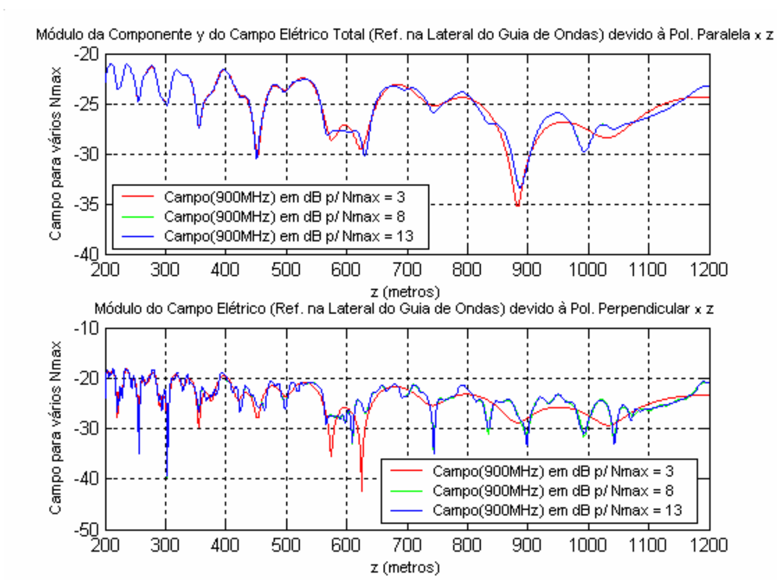

Figura 3.17 – Campo elétrico devido às reflexões nas laterais do guia de ondas, para

y_s = 10 m, y = 10 m e h = 20 m, em função da distância **z** de 200 m a 1200 m.

3.5. GRÁFICOS DO CAMPO ELÉTRICO TOTAL

Nesta parte são plotados gráficos do campo elétrico total tal como descrito matematicamente nos itens 3.2.3 e 3.3.3.

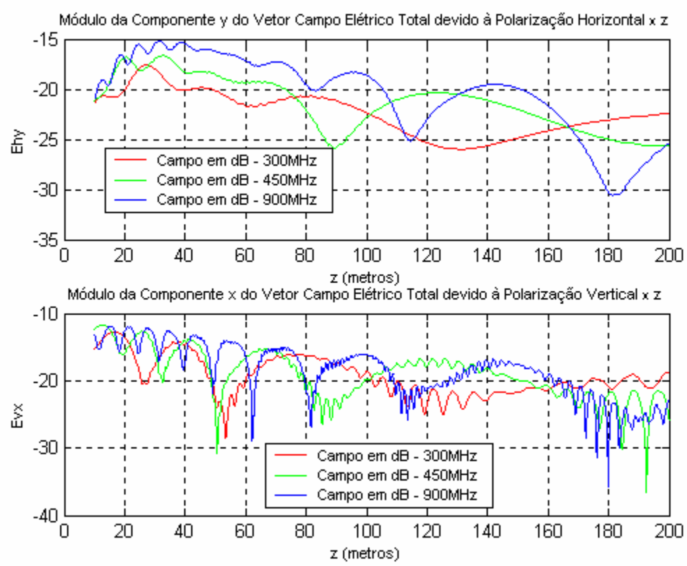

Figura 3.18 – Principais componentes do campo elétrico total para Nmax = 15 reflexões, y_s = 28 m, y = 2 m, x = x_s=1,8 m e h = 30 m, em função da distância **z** de 10 m a 200 m.

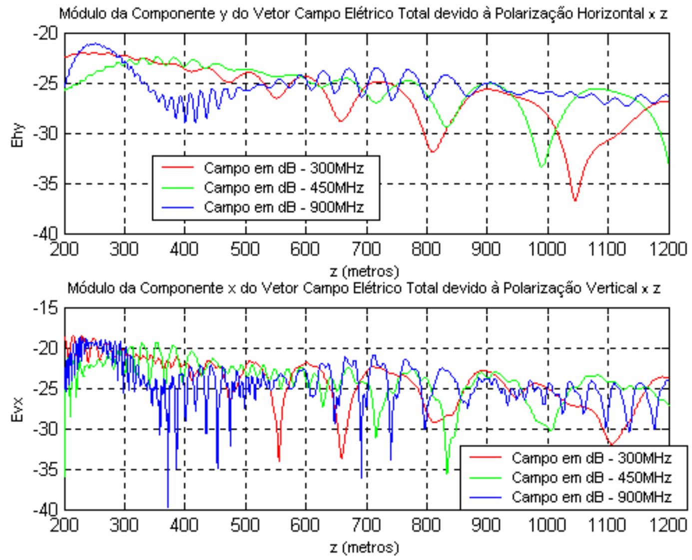

Figura 3.19 – Principais componentes do campo elétrico total para Nmax = 15 reflexões, y_s = 28 m, y = 2 m, x = x_s=1,8 m e h = 30 m, em função da distância **z** de 200 m a 1200 m.

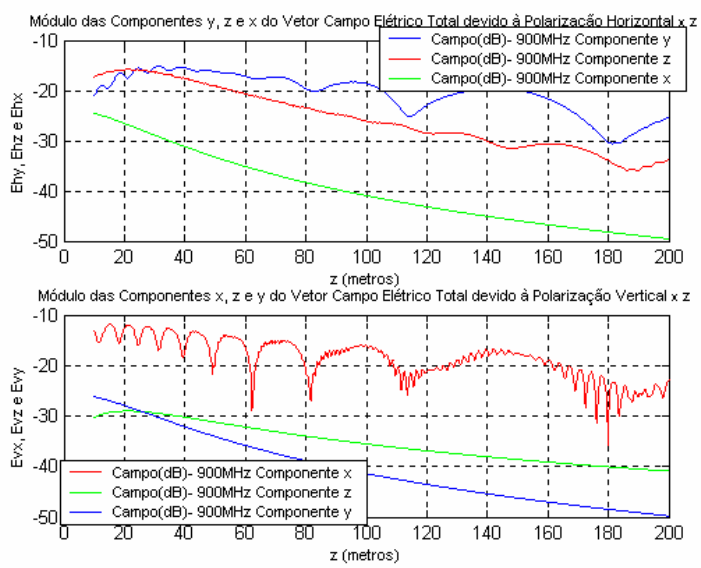

Figura 3.20 – Gráfico comparativo entre as três componentes do campo elétrico total para Nmax = 15 reflexões, y_s = 28 m, y = 2 m, x = x_s=1,8 m e h = 30 m, em função da distância **z** de 10 m a 200 m.

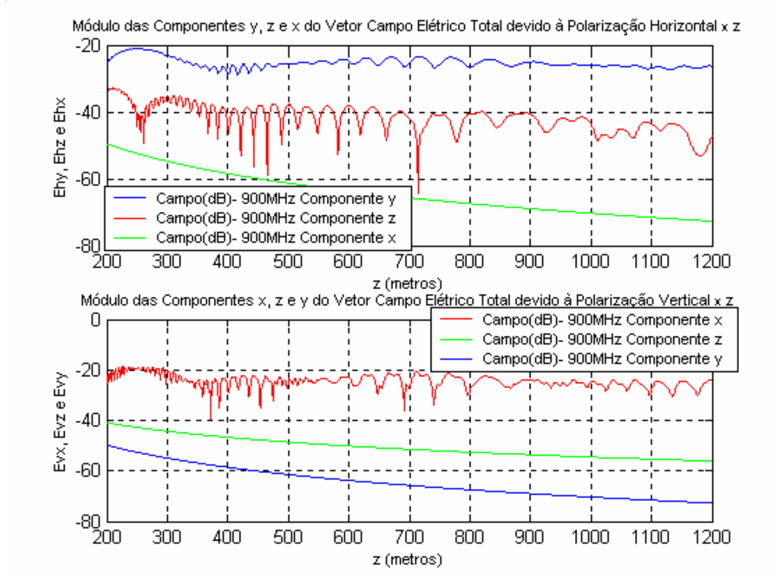

Figura 3.21 – Gráfico comparativo entre as três componentes do campo elétrico total para Nmax = 15 reflexões, y_s = 28 m, y = 2 m, x = x_s=1,8 m e h = 30 m, em função da distância **z** de 200 m a 1200 m.

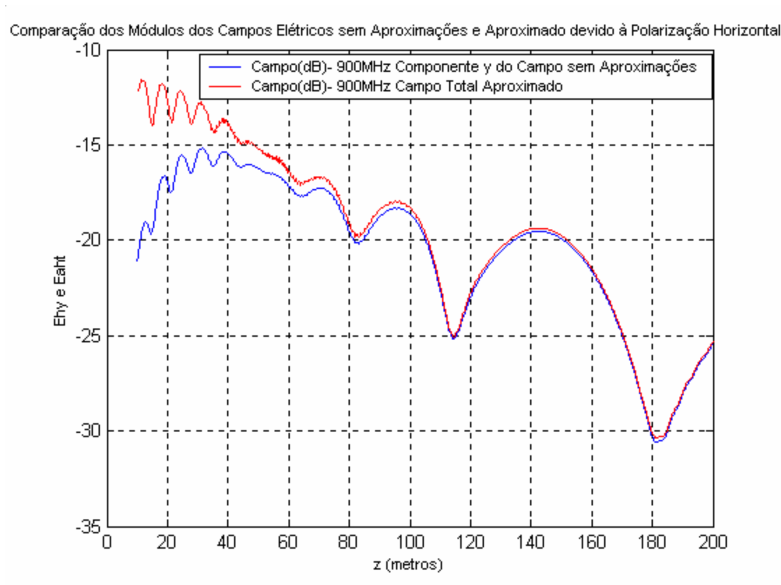

Figura 3.22 – Gráfico comparativo entre o campo elétrico total aproximado e a principal componente do campo elétrico total sem aproximações, para polarização horizontal, Nmax = 15 reflexões, y_s = 28 m, y = 2 m, x = x_s=1,8 m e h = 30m, em função da distância **z** de 10 m a 200 m.

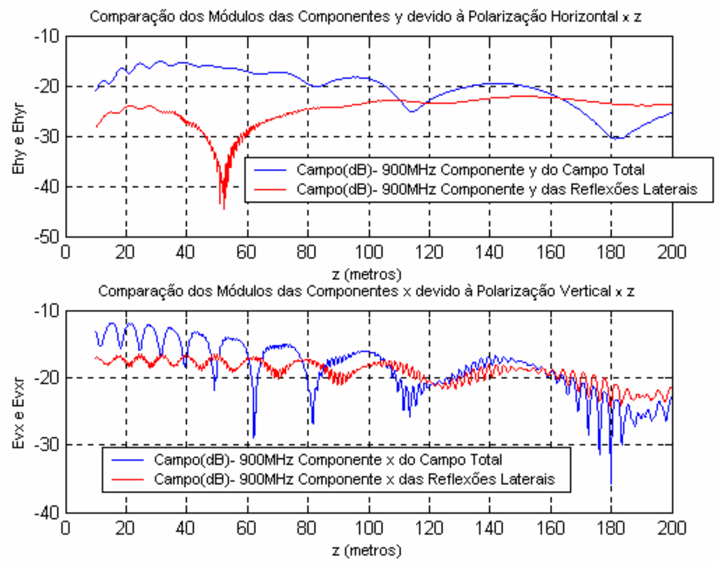

Figura 3.23 – Gráfico comparativo entre as principais componentes do campo elétrico total e as principais componentes do campo elétrico devido às reflexões laterais, para Nmax = 15 reflexões, y_s = 28 m, y = 2 m, x = x_s=1,8 m e h = 30 m, em função da distância **z** de 10 m a 200 m.

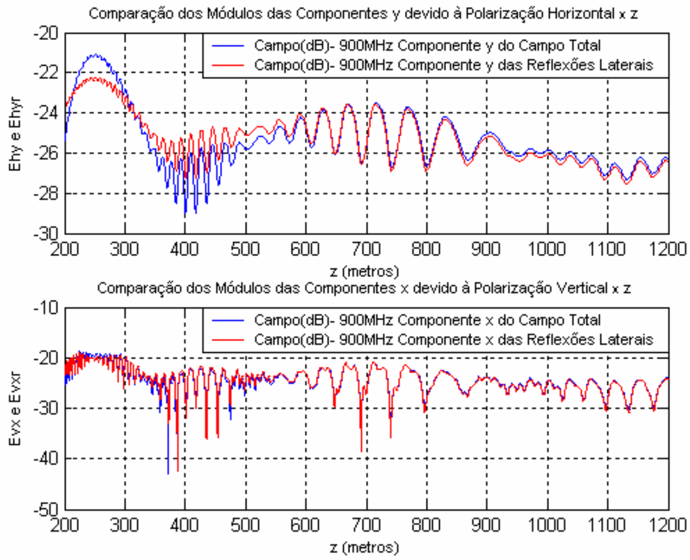

Figura 3.24 – Gráfico comparativo entre as principais componentes do campo elétrico total e as principais componentes do campo elétrico devido às reflexões laterais, para Nmax = 15 reflexões, y_s = 28 m, y = 2 m, x = x_s=1,8 m e h = 30 m, em função da distância **z** de 200 m a 1200 m.

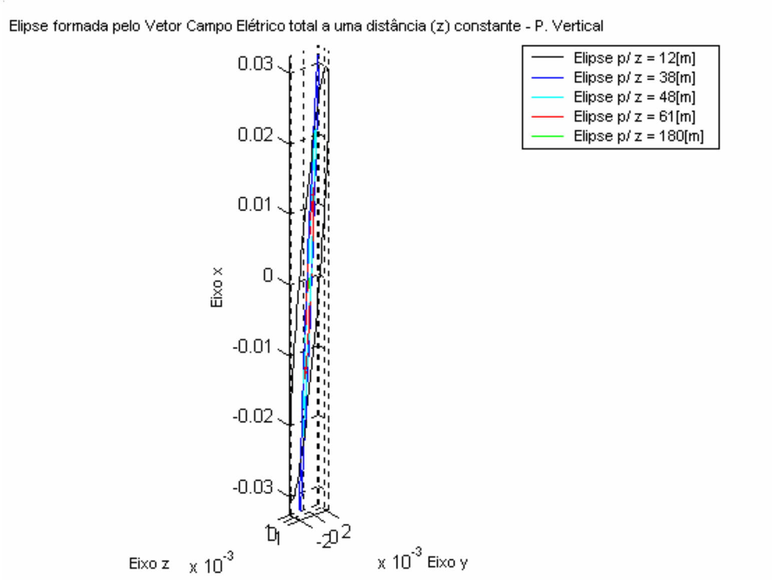

Figura 3.25 – Elipses traçadas pelo vetor campo elétrico devido à polarização vertical, Nmax = 15 reflexões, y_s = 28 m, y = 2 m, x = x_s=1.8 m, h = 30 m e freqüência de 900 MHz a uma distância *z* constante.

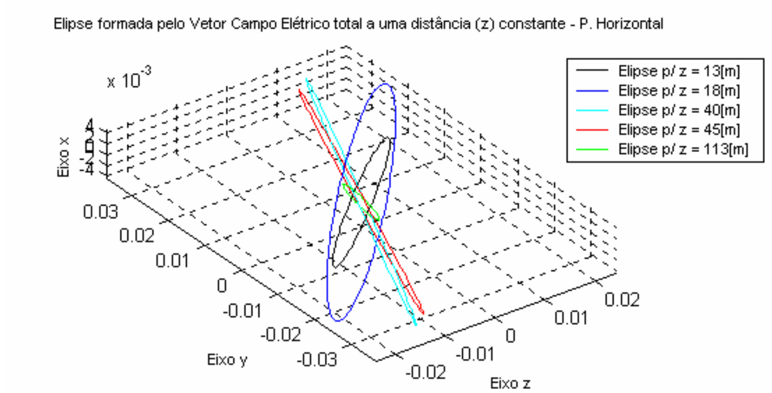

Figura 3.26 – Elipses traçadas pelo vetor campo elétrico devido à polarização horizontal, para Nmax = 15 reflexões, y_s = 19 m, y = 1 m, x = x_s=1.8 m, h = 20 m e freqüência de 900 MHz a uma distância *z* constante.

3.6. GUIA DE ONDAS PLANO DE MULTIFENDAS

Em várias grandes cidades do mundo, as avenidas principais possuem prédios dos dois lados da rua que se estendem a um quarteirão inteiro. As ruas transversais são então modeladas como fendas e as faces dos prédios como anteparos, constituindo um guia de ondas de multifendas. Para o caso de um guia de ondas plano com fendas, como ilustrado pela Figura 3.27, mantém-se o mesmo raciocínio dos itens 3.2.2 e 3.3.2, porém, descartando-se os raios cujas reflexões coincidam com as posições (em termos de coordenadas **z**) que as fendas ocupam no guia de ondas.

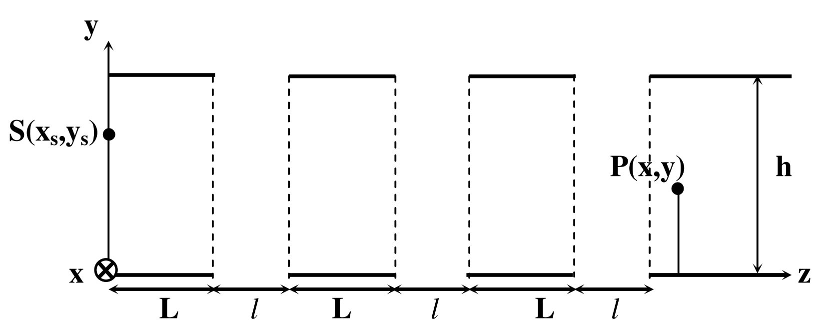

Figura 3.27 – Vista inferior de um guia de ondas de rua com fendas ($x = x_s$).

Observando-se a Figura 3.27, pode-se notar que as fendas se situam entre as seguintes coordenadas:

1ª Fenda: $L < z < L + l$ (3.154)

2ª Fenda: $2L + l < z < 2L + 2l$ (3.155)

3ª Fenda: $3L + 2l < z < 3L + 3l$ (3.156)

$\vdots$

$$q^{\underline{a}}\text{ Fenda: } qL + (q-1)l < z < qL + ql = qL + (q-1)l < z < q(L+l) \quad (3.157)$$

Se **q** for o número total de fendas e o receptor possuir a coordenada **z** de forma a estar posicionado na parte do quarteirão como indica a Figura 3.27, tem-se que:

$$z = qL + ql + resto = q(L+l) + resto \quad (3.158)$$

ou seja, ao se dividir z por $L+l$ e ignorar o resto, obter-se-á q.

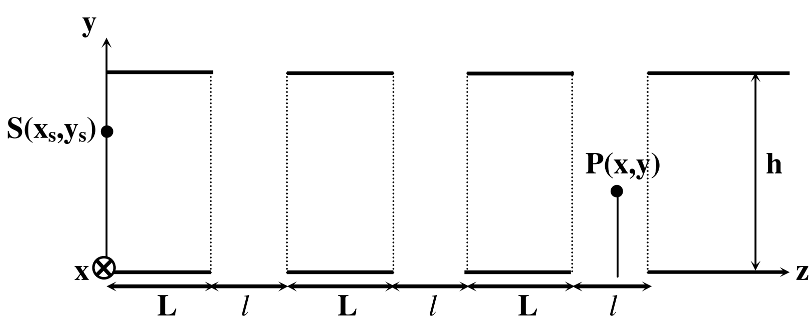

Figura 3.28 – Vista inferior de um guia de ondas de rua com fendas ($x = x_s$).

Se **q** for o número total de fendas e o receptor possuir a coordenada **z** de forma a estar posicionado na parte da fenda, como indica a Figura 3.28, divide-se z por $L+l$, ignora-se o resto e soma-se ao valor obtido uma unidade para se obter q.

Uma vez que se foram identificadas as posições das fendas, resta-se conhecer os pontos em que os raios sofrerão reflexão na lateral do guia de ondas:

1ª Reflexão Superior (n Reflexões – n Ímpar): Tem-se n reflexões: em z_1, ... , e em $z_1 + (n-1)\Delta$, onde de acordo com as Equações 3.39 e 3.37:

$$z_1 = \frac{z.(h - y_s)}{[(n+1).h - y_s - y]} \quad \text{e} \quad \Delta = \frac{z.h}{[(n+1).h - y_s - y]}$$

1ª Reflexão Superior (n Reflexões – n Par): Tem-se n reflexões: em z_1, ... , e em $z_1 + (n-1)\Delta$, onde de acordo com as Equações 3.67 e 3.65:

$$z_1 = \frac{z.(h - y_s)}{(nh - y_s + y)} \quad \text{e} \quad \Delta = \frac{z.h}{(nh - y_s + y)}$$

1ª Reflexão Inferior (n Reflexões – n Ímpar): Tem-se n reflexões: em z_1, ... , e em $z_1 + (n-1)\Delta$, onde de acordo com as Equações 3.94 e 3.92:

$$z_1 = \frac{z.y_s}{[(n-1).h + y_s + y]} \quad \text{e} \quad \Delta = \frac{z.h}{[(n-1).h + y_s + y]}$$

1ª Reflexão Inferior (n Reflexões – n Par): Tem-se n reflexões: em z_1, ... , e em $z_1 + (n-1)\Delta$, onde de acordo com as Equações 3.122 e 3.120:

$$z_1 = \frac{z.y_s}{(nh + y_s - y)} \quad \text{e} \quad \Delta = \frac{z.h}{(nh + y_s - y)}$$

3.6.1. Gráficos do Campo Elétrico Total para um Guia de Ondas de Rua Plano com Fendas

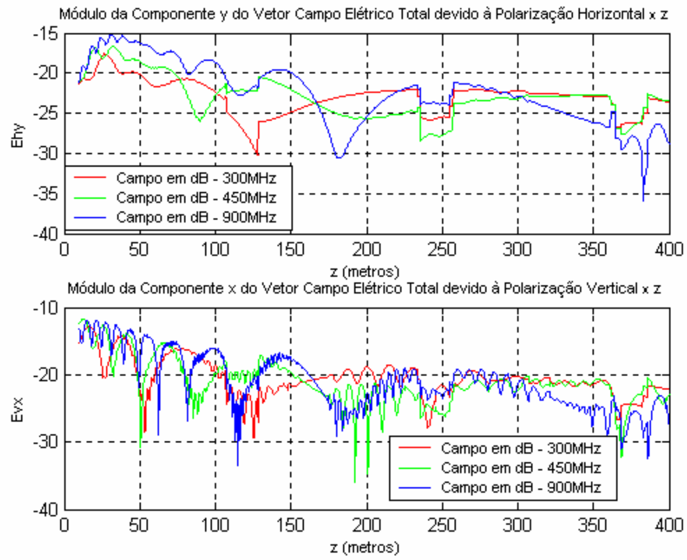

Figura 3.29 – Principais componentes do campo elétrico total para Nmax = 15 reflexões, y_s = 28 m, y = 2 m, x = x_s=1,8 m, L = 100 m, *l* = 20 m e h = 30 m, em função da distância **z** de 10 m a 400 m.

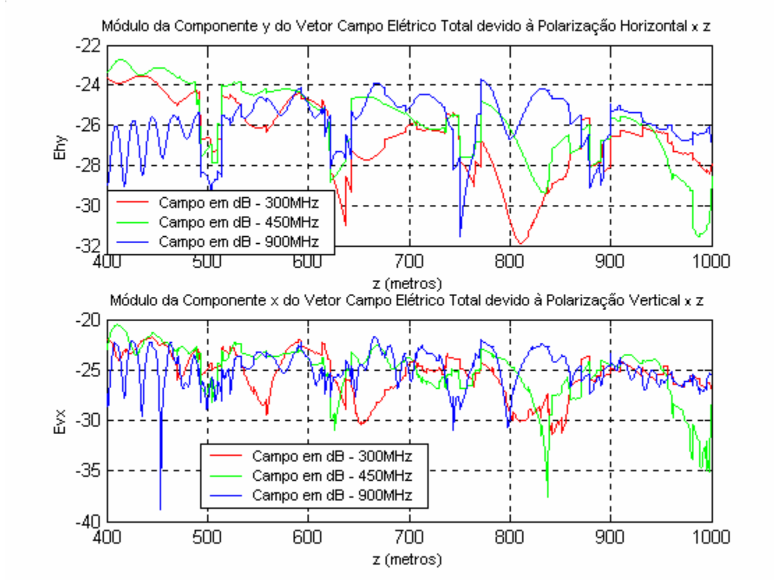

Figura 3.30 – Principais componentes do campo elétrico total para Nmax = 15 reflexões, y_s = 28 m, y = 2 m, x = x_s=1,8 m, L = 100 m, l = 20 m e h = 30 m, em função da distância **z** de 400 m a 1000 m.

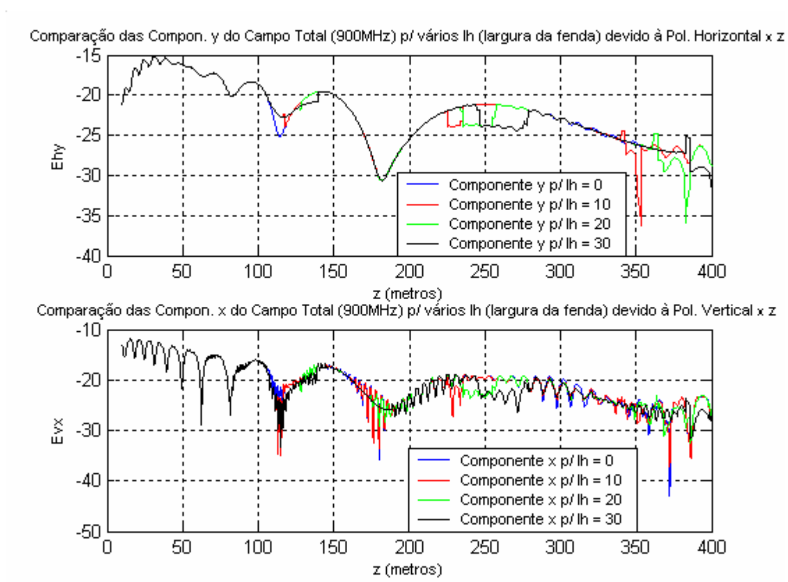

Figura 3.31 – Comparação das principais componentes do campo elétrico total para vários l (largura das fendas), Nmax = 15 reflexões, y_s = 28 m, y = 2 m, x = x_s=1,8 m, L = 100 m e h = 30 m, em função da distância **z** de 10 m a 400 m.

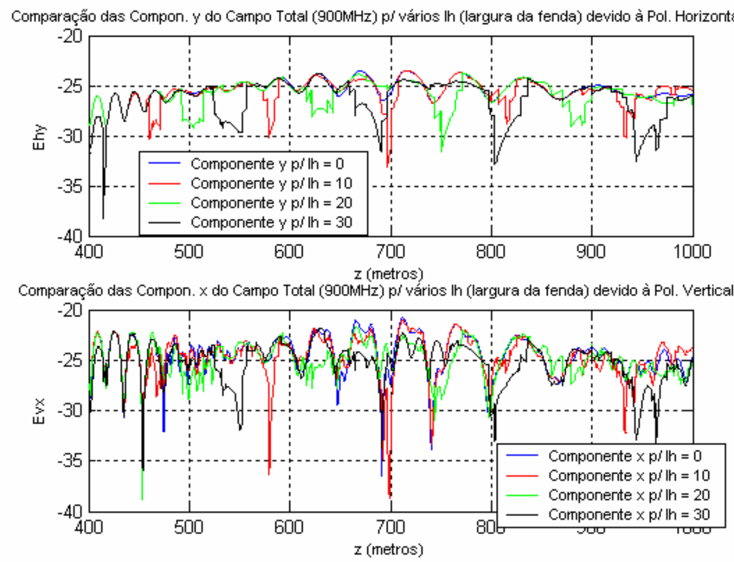

Figura 3.32 – Comparação das principais componentes do campo elétrico total para vários l (largura das fendas), Nmax = 15 reflexões, y_s = 28 m, y = 2 m, x = x_s=1,8 m, L = 100 m e h = 30 m, em função da distância **z** de 400 m a 1000 m.

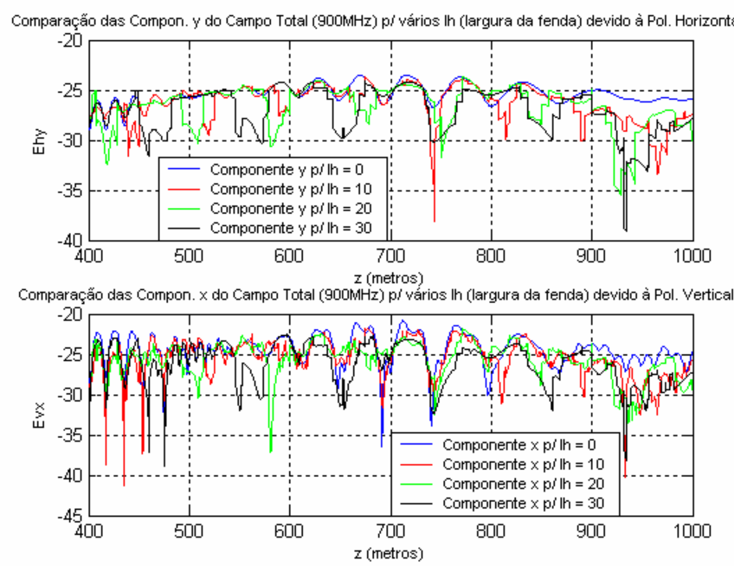

Figura 3.33 – Comparação das principais componentes do campo elétrico total para vários l (largura das fendas), Nmax = 15 reflexões, y_s = 28 m, y = 2 m, x = x_s=1,8 m, L = 60 m e h = 30 m, em função da distância **z** de 400 m a 1000 m.

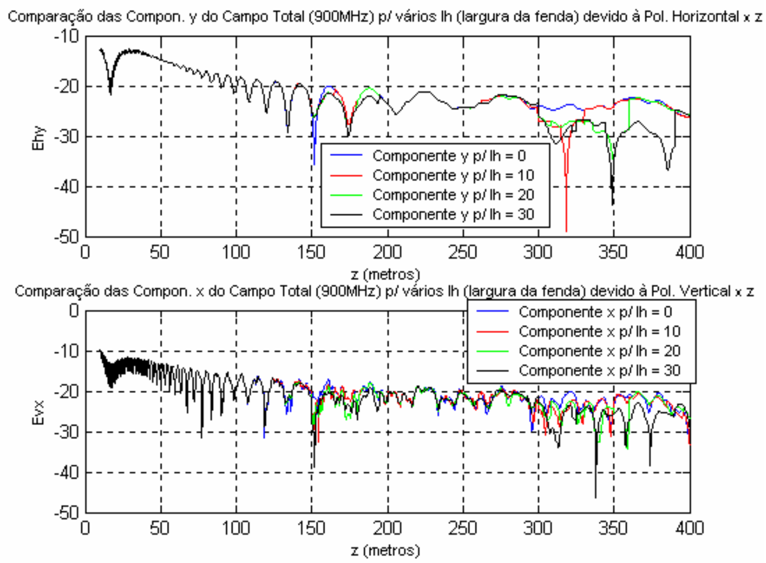

Figura 3.34 – Comparação das principais componentes do campo elétrico total para vários l (largura das fendas), Nmax = 15 reflexões, y_s = 20 m, y = 10 m, x = x_s=1,8 m, L = 100 m e h = 30 m, em função da distância **z** de 10 m a 400 m.

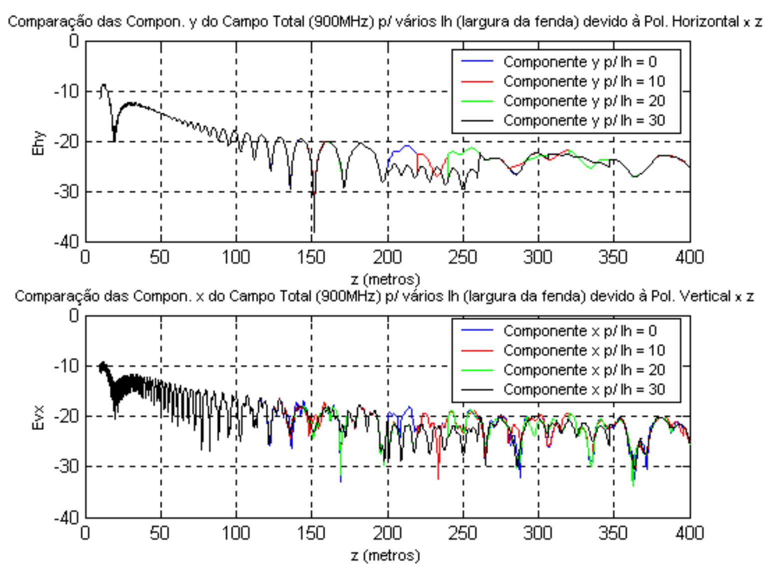

Figura 3.35 – Comparação das principais componentes do campo elétrico total para vários l (largura das fendas), Nmax = 15 reflexões, y_s = 15 m, y = 15 m, x = x_s=1,8 m, L = 100 m e h = 30 m, em função da distância **z** de 10 m a 400 m.

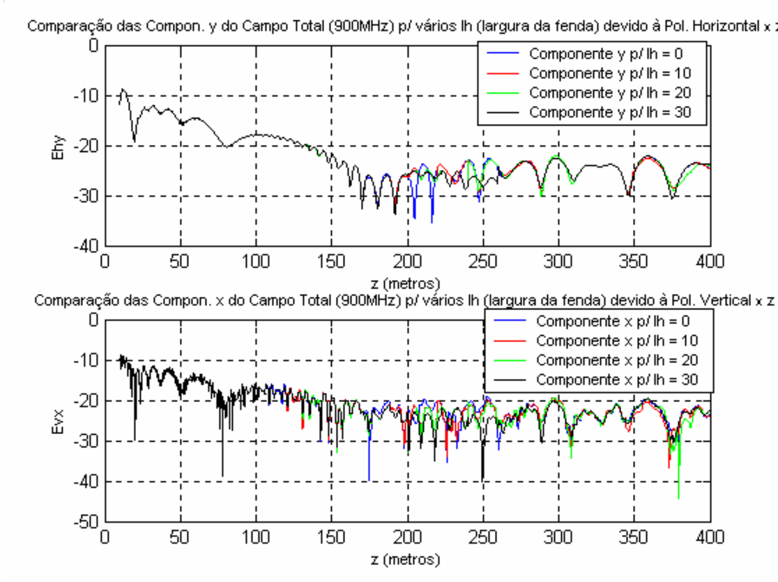

Figura 3.36 – Comparação das principais componentes do campo elétrico total para vários l (largura das fendas), Nmax = 15 reflexões, y_s = 5 m, y = 5 m, x = x_s=1,8 m, L = 100 m e h = 30 m, em função da distância **z** de 10 m a 400 m.

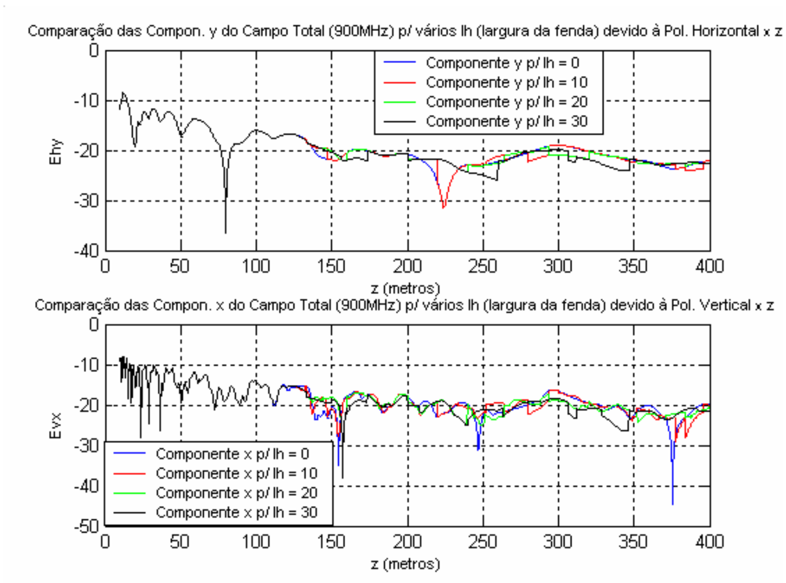

Figura 3.37 – Comparação das principais componentes do campo elétrico total para vários l (largura das fendas), Nmax = 15 reflexões, y_s = 5 m, y = 5 m, x = x_s=1,8 m, L = 100 m e h = 10 m, em função da distância **z** de 10 m a 400 m.

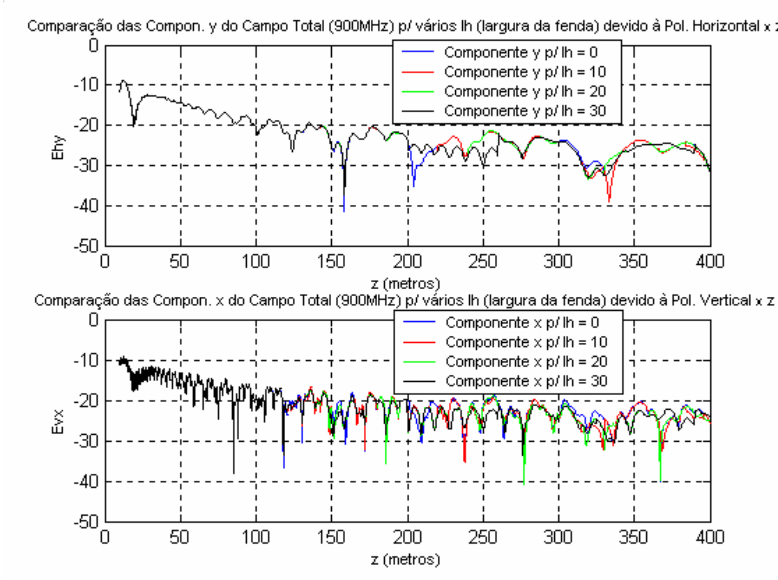

Figura 3.38 – Comparação das principais componentes do campo elétrico total para vários l (largura das fendas), Nmax = 15 reflexões, y_s = 10 m, y = 10 m, x = x_s=1,8 m, L = 100 m e h = 30 m, em função da distância **z** de 10 m a 400 m.

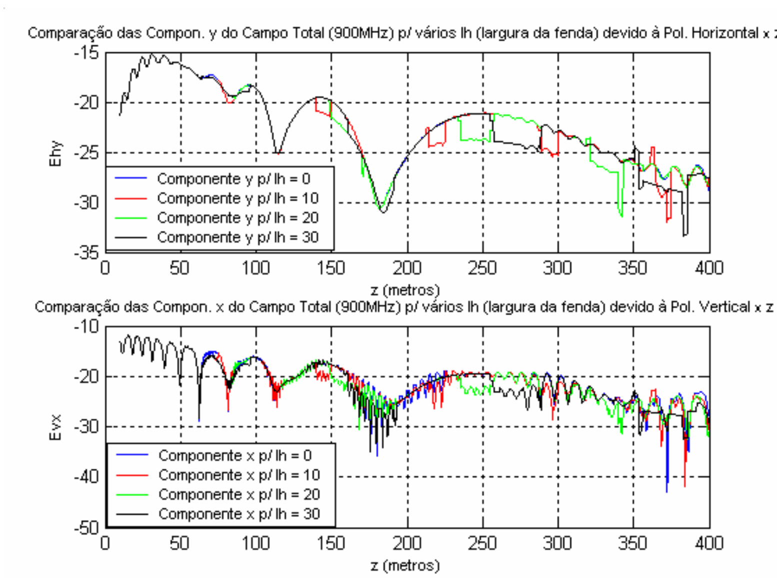

Figura 3.39 – Comparação das principais componentes do campo elétrico total para vários l (largura das fendas), Nmax = 15 reflexões, y_s = 28 m, y = 2 m, x = x_s=1,8 m, L = 60 m e h = 30 m, em função da distância **z** de 10 m a 400 m.

3.7. CONCLUSÕES

Neste capítulo são apresentadas as representações vetoriais da incidência direta do raio, reflexão no solo e reflexões nas laterais do guia de ondas plano, bem como a descrição matemática completa inerente a cada uma delas.

Ao se analisar as reflexões nas laterais do guia de ondas, é feita uma comparação para que se possa chegar a um número máximo de reflexões tal que o valor do campo elétrico ofereça uma boa estimativa com relação ao erro. Como observado nas Figuras 3.14 a 3.17, $N\max \sim \frac{z}{h}$, ou seja, *Nmax* é diretamente proporcional a *z* e inversamente proporcional a *h*.

Ao se analisar o campo elétrico total, novamente ficou constatado, assim como no Capítulo 2, que quanto maior é a freqüência maior é a oscilação do campo elétrico total, como ilustrado pelas Figuras 3.18 e 3.19.

Ao se comparar as três componentes do campo elétrico total, nota-se, para valores maiores de *z*, uma predominância das componentes principais (*y* para polarização horizontal e *x* para polarização vertical) sobre as outras componentes, embora para valores de *z* pequenos seja possível haver intercalação entre as componentes, como ilustrado pelas Figuras 3.20 e 3.21.

Ao se comparar os gráficos do campo elétrico devido às reflexões laterais com os gráficos do campo elétrico total (Figuras 3.23 e 3.24), nota-se que apenas para distâncias maiores (*z*), o campo elétrico devido às reflexões laterais é uma boa aproximação para o campo elétrico total, enquanto que para distâncias menores, nota-se uma diferença entre os dois. Isso se deve à queda acentuada no campo do modelo de dois raios (incidência direta e reflexão no solo) para distâncias maiores. Isso confirma a extrema importância que as reflexões laterais possuem em um guia de ondas de rua.

Assim como no modelo geométrico de dois raios do Capítulo 2, quando se compara os campos elétricos dos modelos aproximado e não aproximado para polarização horizontal (Figura 3.22), pode ser vista uma diferença entre esses dois campos, principalmente para distâncias (z) menores.

Com relação ao guia de ondas de multifendas, pode-se observar das Figuras 3.29 e 3.30 algumas transições bruscas no campo elétrico devido aos raios perdidos através das fendas, tornando o sinal quebradiço principalmente para polarização horizontal, e quanto maior for o comprimento das fendas (l), maior será a largura dessas transições (Figuras 3.32 e 3.33). Como as fendas estão posicionadas periodicamente, pode-se observar uma periodicidade em tais transições, com relação à variação de z, proporcional à $L+l$, ou seja, quanto maior for $L+l$, maior será o período das transições (Figuras 3.32 e 3.33). Também pode ser notado que para $z \leq \upsilon$ (onde $\upsilon \sim (L.h/ |y_s - y|)$ para $y_s \neq y$, e υ é máximo quando $y_s = y$) o campo permanece inalterado com relação ao campo de um guia de ondas sem fendas (Figuras 3.31 e 3.34 a 3.39) [1], [36], [38].

CAPÍTULO 4

ANÁLISE VETORIAL DO CAMPO ELÉTRICO EM UM GUIA DE ONDAS DE RUA TRIDIMENSIONAL

4.1. INTRODUÇÃO

Imaginando-se um guia de ondas de rua tridimensional como o indicado pela Figura 4.1, cujas bordas laterais e solo são constituídos pelo mesmo material: material típico para regiões urbanas, notar-se-ia, assim como no Capítulo 3 para um guia de ondas de rua plano, que raios oriundos de um dipolo ideal (um elemento infinitesimal de corrente posicionado na direção y para polarização horizontal e na direção x para a polarização vertical) centrado no ponto $S(x_s,y_s,0)$, atingiriam P de várias formas. No presente capítulo serão consideradas quatro formas diferentes: 1) diretamente; 2) com uma reflexão no solo; 3) com múltiplas reflexões nas laterais do guia de ondas; 4) com reflexões do tipo lateral-solo. As diferenças entre este modelo tridimensional e o modelo plano do capítulo 3 são: as alturas das antenas transmissora e receptora são diferentes neste, ao passo que eram iguais naquele, e a inserção de reflexões do tipo lateral-solo [1], [37], [40], [42], [43].

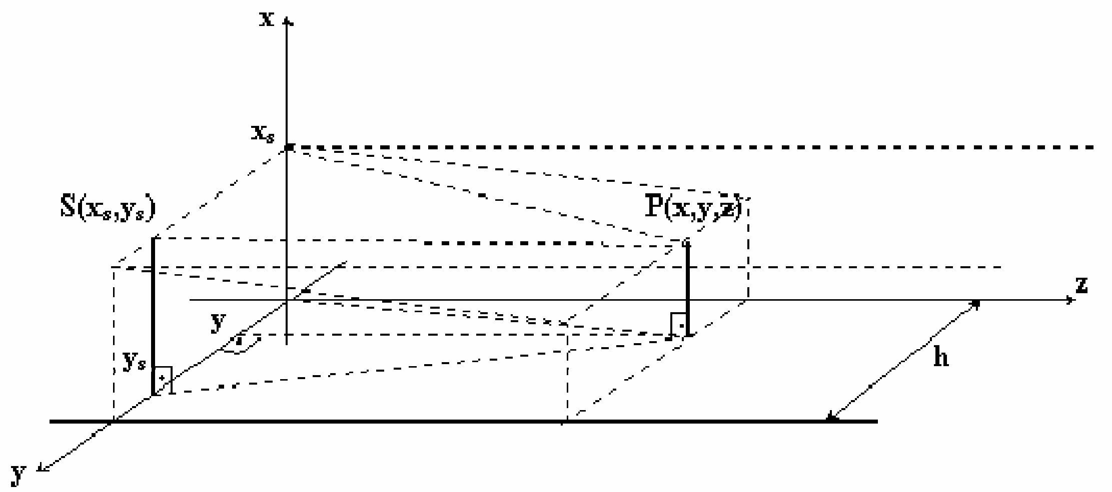

Figura 4.1 – Modelo de um guia de ondas tridimensional.

4.2. POLARIZAÇÃO HORIZONTAL

4.2.1. Incidência Direta do Raio

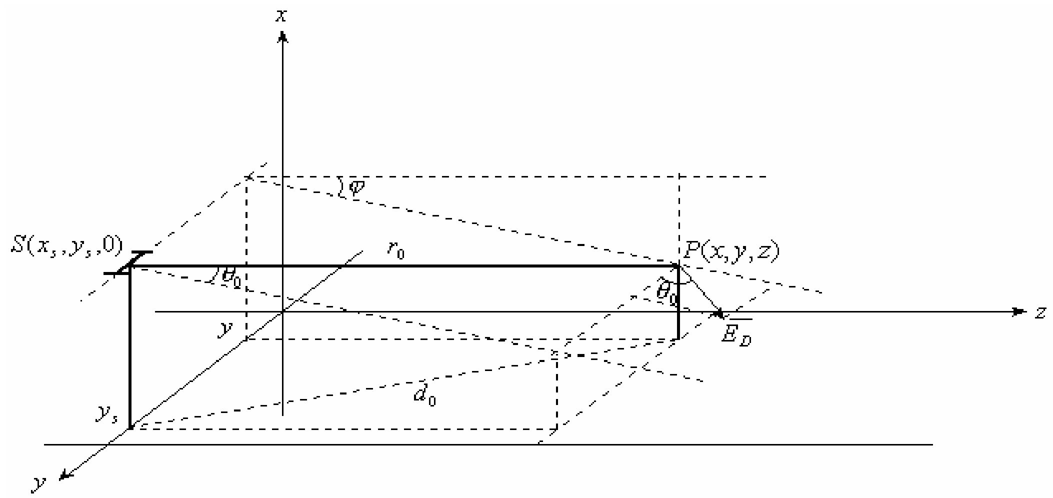

Figura 4.2 – Incidência direta no ponto P do raio oriundo da fonte S, para polarização horizontal.

Ao se considerar uma incidência direta do raio como ilustrado na Figura 4.2, o vetor campo elétrico em P será dado por:

$$\vec{E}_D = \dot{E}_D.\vec{a}_{E_D} = \frac{E_0}{r_0}.e^{j\omega t}.e^{-jkr_0}.G(90^\circ + \theta_0).\vec{a}_{E_D} \tag{4.1}$$

onde $\dot{E}_D$ é a magnitude do vetor na forma fasorial,

$$\vec{a}_{E_D} = -(sen\theta_0.sen\varphi)\vec{a}_x + (\cos\theta_0)\vec{a}_y + (sen\theta_0.\cos\varphi)\vec{a}_z \tag{4.2}$$

$$G(90^\circ + \theta_0) = \text{sen}(90^\circ + \theta_0) \qquad \text{(Padrão de radiação de um dipolo ideal)} \tag{4.3}$$

$$\theta_0 = \arctan\left(\frac{y_s - y}{b}\right) \tag{4.4}$$

$$b = \sqrt{(x_s - x)^2 + z^2} \tag{4.5}$$

onde E_0 é uma constante, $\mathbf{r_0}$ é a distância percorrida pelo raio e $k = \dfrac{2\pi}{\lambda}$, sendo λ o comprimento de onda da radiação incidente.

Da Figura 4.2 depreende-se que:

$$\varphi = \arctan\left[\frac{x_s - x}{z}\right] \tag{4.6}$$

$$d_0^{\,2} = (y_s - y)^2 + z^2 \tag{4.7}$$

$$r_0^{\,2} = (x_s - x)^2 + d_0^{\,2} \Rightarrow r_0 = \sqrt{(x_s - x)^2 + (y_s - y)^2 + z^2} \tag{4.8}$$

4.2.2. Reflexão no Solo

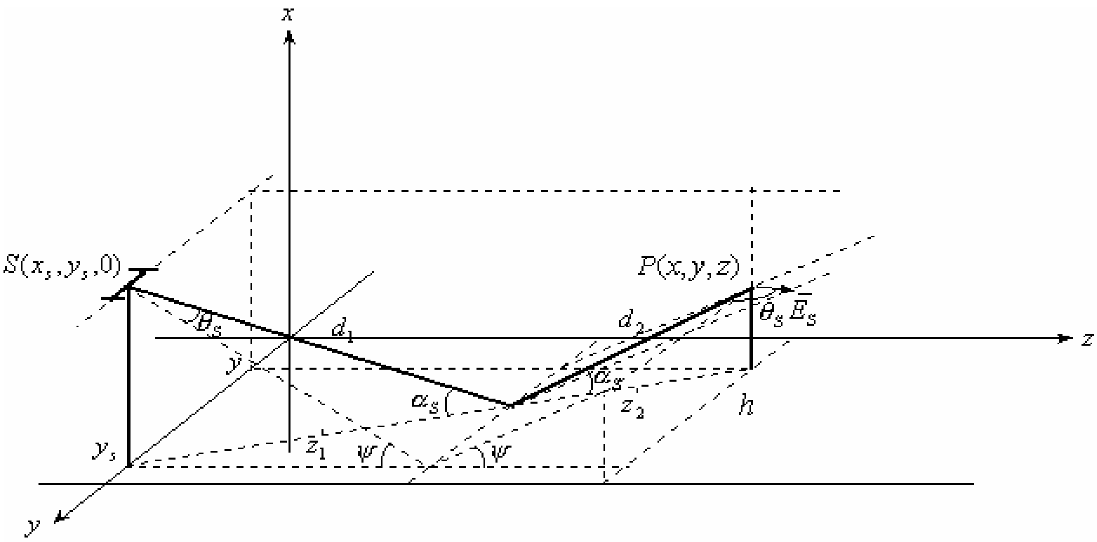

Figura 4.3 – Raio oriundo da fonte S sofre reflexão no solo antes de atingir o ponto P, para polarização horizontal.

Ao se considerar uma reflexão do raio no solo como ilustrado na Figura 4.3, o vetor campo elétrico em P será dado por:

$$\vec{E}_S = \dot{E}_S.\vec{a}_{E_S} = \dot{R}_{\perp}.\frac{E_0}{r_S}.e^{j\omega t}.e^{-jkr_S}.G(90^\circ + \theta_S).\vec{a}_{E_S} \tag{4.9}$$

onde $\dot{E}_S$ é a magnitude do vetor na forma fasorial,

$$\vec{a}_{E_S} = (sen\theta_S.sen\psi)\vec{a}_x + (\cos\theta_S)\vec{a}_y + (sen\theta_S.\cos\psi)\vec{a}_z \tag{4.10}$$

$$G(90^\circ + \theta_S) = \mathrm{sen}(90^\circ + \theta_S) \quad \text{(Padrão de radiação de um dipolo ideal)} \tag{4.11}$$

$$\theta_S = \arctan\left[\frac{y_s - y}{c}\right] \tag{4.12}$$

$$c = \sqrt{(x_s + x)^2 + z^2} \tag{4.13}$$

onde $\dot{R} = R.e^{-j\theta}$ (calculado como indicado no item 2.1), E_0 é uma constante, $\mathbf{r_s}$ é a distância percorrida pelo raio (calculada abaixo), e $k = \dfrac{2\pi}{\lambda}$.

Destacando-se o triângulo retângulo no plano **yz** da Figura 4.3, obtém-se:

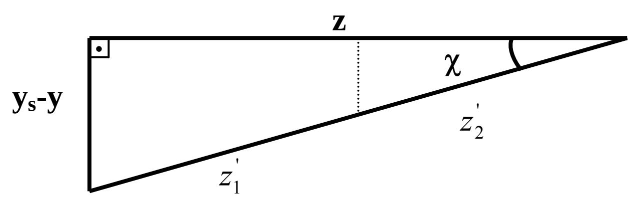

Figura 4.4 – Triângulo retângulo destacado do plano **yz**.

Das Figuras 4.3 e 4.4 depreende-se que:

$$\psi = \arctan\left[\frac{x_s + x}{z}\right] \tag{4.14}$$

$$\cos\chi = \frac{z}{z_1' + z_2'} \tag{4.15}$$

$$z_1^{'} + z_2^{'} = \frac{z}{\cos\chi} \tag{4.16}$$

$$\tan\chi = \frac{y_s - y}{z} \Rightarrow \chi = \arctan\left[\frac{y_s - y}{z}\right] \tag{4.17}$$

$$\tan\alpha_S = \frac{x_s}{z_1^{'}} = \frac{x}{z_2^{'}} \tag{4.18}$$

Da Equação 4.18, tem-se que:

$$\frac{x_s}{z_1^{'}} = \frac{x}{z_2^{'}} \Rightarrow z_1^{'}.x = z_2^{'}x_s \tag{4.19}$$

$$z_1^{'} = \frac{z_2^{'}x_s}{x} \tag{4.20}$$

Substituindo a Equação 4.20 na Equação 4.16, obtém-se:

$$\frac{z_2^{'}x_s}{x} + z_2^{'} = \frac{z}{\cos\chi} \Rightarrow \frac{z_2^{'}x_s + z_2^{'}x}{x} = \frac{z}{\cos\chi} \Rightarrow \frac{z_2^{'}.(x_s + x)}{x} = \frac{z}{\cos\chi} \tag{4.21}$$

Isolando $z_2^{'}$, tem-se que:

$$z_2^{'} = \frac{z.x}{(x_s + x).\cos\chi} \tag{4.22}$$

Substituindo a Equação 4.22 na Equação 4.20, obtém-se:

$$z_1^{'} = \frac{z.x_s}{(x_s + x).\cos\chi} \qquad (4.23)$$

Da Equação 4.18, tem-se que:

$$\alpha_S = \arctan\left[\frac{x_s}{z_1^{'}}\right] = \arctan\left[\frac{x}{z_2^{'}}\right] \qquad (4.24)$$

$$\alpha_S = \arctan\left[\frac{(x_s + x).\cos\chi}{z}\right] \qquad (4.25)$$

onde χ é dado pela Equação 4.17.

Ainda da Figura 4.3:

$$\operatorname{sen}\alpha_S = \frac{x_s}{d_1} = \frac{x}{d_2} \qquad (4.26)$$

$$d_1 = \frac{x_s}{\operatorname{sen}\alpha_S} \qquad (4.27)$$

$$d_2 = \frac{x}{\operatorname{sen}\alpha_S} \qquad (4.28)$$

Mas,

$$r_s = d_1 + d_2 \Rightarrow r_s = \frac{x_s}{\operatorname{sen}\alpha_S} + \frac{x}{\operatorname{sen}\alpha_S} \tag{4.29}$$

$$r_s = \frac{(x_s + x)}{\operatorname{sen}\alpha_S} \tag{4.30}$$

onde α_S é dado pela Equação 4.25.

4.2.3. Reflexões nas Laterais do Guia de Ondas

Podem ser encontrados quatro tipos de generalizações para reflexões nas laterais de um guia de ondas tridimensional, como descritas a seguir.

4.2.3.1. Primeira Reflexão na Borda Lateral Superior do Guia de Ondas (y=h)

4.2.3.1.1. n Reflexões (n ímpar)

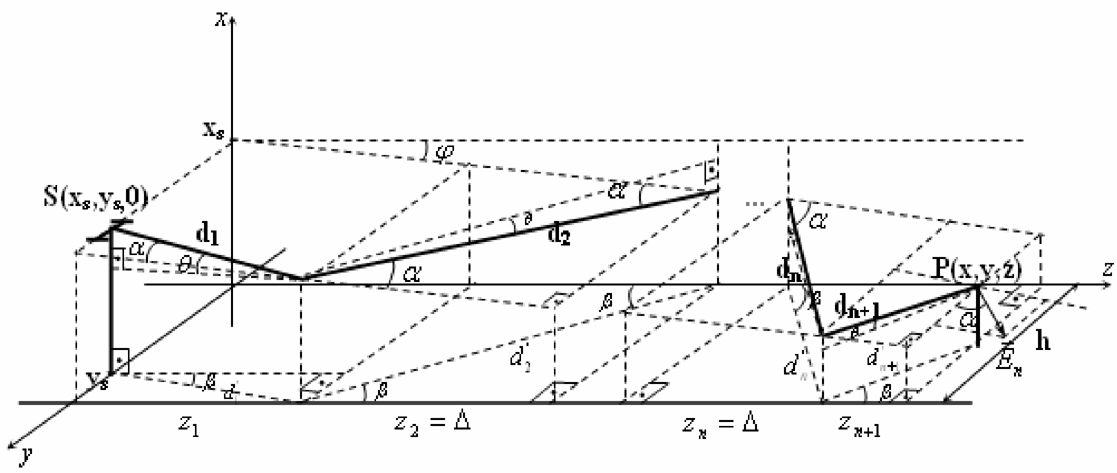

Figura 4.5 – Raio oriundo da fonte S sofre **n** reflexões nas laterais do guia de ondas tridimensional antes de atingir o ponto P, para polarização horizontal – 1ª Reflexão Superior e **n** ímpar.

Ao se considerar **n** reflexões nas laterais do guia de ondas tridimensional como ilustrado na Figura 4.5, o vetor campo elétrico em P será dado por:

$$\vec{E}_n = \dot{E}_n.\vec{a}_{E_n} = \dot{R}_{//}^n.\frac{E_0}{r_n}.e^{j\omega t}.e^{-jkr_n}.G(90^\circ - \alpha).\vec{a}_{E_n} \tag{4.31}$$

onde $\dot{E}_n$ é a magnitude do vetor na forma fasorial,

$$\vec{a}_{E_n} = -(sen\alpha.sen\varphi)\vec{a}_x + (\cos\alpha)\vec{a}_y + (sen\alpha.\cos\varphi)\vec{a}_z \tag{4.32}$$

$$G(90^\circ - \alpha) = \text{sen}(90^\circ - \alpha) \qquad \text{(Padrão de radiação de um dipolo ideal)} \qquad (4.33)$$

onde $\dot{R} = R.e^{-j\theta}$ (calculado como indicado no item 2.1), E_0 é uma constante, $\mathbf{r_n}$ é a distância percorrida pelo raio (calculada abaixo), e $k = \dfrac{2\pi}{\lambda}$.

Observando a Figura 4.5, tem-se que:

$$\tan\beta = \frac{h - y_s}{z_1} = \frac{h}{\Delta} = \frac{h - y}{z_{n+1}} \qquad (4.34)$$

$$\frac{h - y_s}{z_1} = \frac{h}{\Delta} = \frac{h - y}{z_{n+1}} \qquad (4.35)$$

Da Equação 4.35, tem-se que:

$$z_1.h = (h - y_s).\Delta \qquad (4.36)$$

$$z_1 = \frac{(h - y_s).\Delta}{h} \qquad (4.37)$$

$$z_{n+1}.h = (h - y).\Delta \qquad (4.38)$$

$$z_{n+1} = \frac{(h - y).\Delta}{h} \qquad (4.39)$$

Mas,

$$z_1 + (n-1).\Delta + z_{n+1} = z \tag{4.40}$$

Substituindo as Equações 4.37 e 4.39 na Equação 4.40, obtém-se:

$$\frac{(h-y_s).\Delta}{h} + (n-1).\Delta + \frac{(h-y).\Delta}{h} = z \tag{4.41}$$

$$\frac{(h-y_s).\Delta + (n-1).h.\Delta + (h-y).\Delta}{h} = z \Rightarrow \frac{\Delta.[h-y_s + (n-1).h + h - y]}{h} = z \tag{4.42}$$

$$\frac{\Delta.[h-y_s + n.h - h + h - y]}{h} = z \tag{4.43}$$

$$\frac{\Delta.[(n+1).h - y_s - y]}{h} = z \tag{4.44}$$

$$\Delta = \frac{z.h}{[(n+1).h - y_s - y]} \tag{4.45}$$

Substituindo a Equação 4.45 na Equação 4.37, obtém-se:

$$z_1 = \frac{(h-y_s)}{h}.\frac{z.h}{[(n+1).h - y_s - y]} \tag{4.46}$$

$$z_1 = \frac{z.(h - y_s)}{[(n+1).h - y_s - y]} \tag{4.47}$$

Substituindo a Equação 4.45 na Equação 4.39, obtém-se:

$$z_{n+1} = \frac{h - y}{h} . \frac{z.h}{[(n+1).h - y_s - y]} \tag{4.48}$$

$$z_{n+1} = \frac{z.(h - y)}{[(n+1).h - y_s - y]} \tag{4.49}$$

Da Equação 4.34, tem-se que:

$$\beta = \arctan\left[\frac{h}{\Delta}\right] \tag{4.50}$$

$$\beta = \arctan\left[\frac{(n+1).h - y_s - y}{z}\right] \tag{4.51}$$

Ainda da Figura 4.5, tem-se que:

$$\cos\beta = \frac{z_1}{d_1^{'}} = \frac{z_2}{d_2^{'}} = \cdots = \frac{z_n}{d_n^{'}} = \frac{z_{n+1}}{d_{n+1}^{'}} \tag{4.52}$$

$$d_1^{'} = \frac{z_1}{\cos\beta} \tag{4.53}$$

$$d_2^{'} = \frac{z_2}{\cos\beta} \tag{4.54}$$

$$\vdots$$

$$d_n^{'} = \frac{z_n}{\cos\beta} \tag{4.55}$$

$$d_{n+1}^{'} = \frac{z_{n+1}}{\cos\beta} \tag{4.56}$$

Destacando-se da Figura 4.5 as distâncias d_1, d_2, ..., d_n e d_{n+1} e projetando-as no mesmo plano vertical, obtém-se:

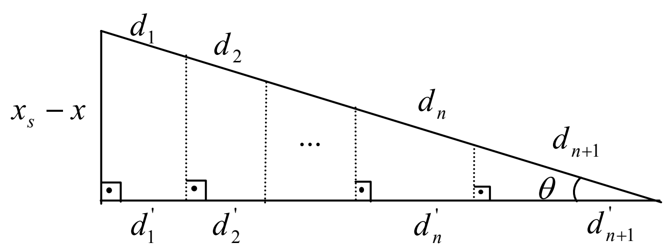

Figura 4.6 – Triângulo formado pelo destacamento e projeção em um só plano vertical, das distâncias d_1, d_2, ..., d_n e d_{n+1} da Figura 4.5.

Da Figura 4.6 depreende-se que:

$$\tan\theta = \frac{x_s - x}{d_1^{'} + d_2^{'} + \cdots + d_n^{'} + d_{n+1}^{'}} \tag{4.57}$$

$$\tan\theta = \frac{x_s - x}{\dfrac{z_1}{\cos\beta} + \dfrac{z_2}{\cos\beta} + \cdots + \dfrac{z_n}{\cos\beta} + \dfrac{z_{n+1}}{\cos\beta}} \tag{4.58}$$

$$\tan\theta = \frac{(x_s - x).\cos\beta}{z} \tag{4.59}$$

$$\theta = \arctan\frac{(x_s - x).\cos\beta}{z} \tag{4.60}$$

onde β é dado pela Equação 4.51.

Ainda da Figura 4.6, tem-se que:

$$\operatorname{sen}\theta = \frac{x_s - x}{d_1 + d_2 + \cdots + d_n + d_{n+1}} \tag{4.61}$$

Mas,

$$r_n = d_1 + d_2 + \cdots + d_n + d_{n+1} \tag{4.62}$$

Então,

$$\operatorname{sen}\theta = \frac{x_s - x}{r_n} \tag{4.63}$$

$$r_n = \frac{x_s - x}{\operatorname{sen}\theta} \tag{4.64}$$

onde θ é dado pela Equação 4.60.

Cálculo do ângulo de incidência:

Das Equações 4.56 e 4.49, tem-se que:

$$d'_{n+1} = \frac{z(h-y)}{[(n+1).h - y_s - y]}.\frac{1}{\cos\beta} \Rightarrow d'_{n+1} = \frac{z(h-y)}{[(n+1).h - y_s - y].\cos\beta} \tag{4.65}$$

$$\cos\theta = \frac{d'_{n+1}}{d_{n+1}} \Rightarrow d_{n+1} = \frac{d'_{n+1}}{\cos\theta} \tag{4.66}$$

Substituindo a Equação 4.65 na Equação 4.66, obtém-se:

$$d_{n+1} = \frac{z(h-y)}{[(n+1).h - y_s - y].\cos\beta}.\frac{1}{\cos\theta} \tag{4.67}$$

$$d_{n+1} = \frac{z(h-y)}{[(n+1).h - y_s - y].\cos\beta.\cos\theta} \tag{4.68}$$

Da Figura 4.5, tem-se que:

$$\operatorname{sen}\alpha = \frac{(h-y)}{d_{n+1}} \tag{4.69}$$

Substituindo a Equação 4.68 na Equação 4.69, obtém-se:

$$\operatorname{sen}\alpha = \frac{(h-y).[(n+1).h - y_s - y].\cos\beta.\cos\theta}{z(h-y)} \tag{4.70}$$

$$\operatorname{sen}\alpha = \frac{[(n+1).h - y_s - y].\cos\beta.\cos\theta}{z} \tag{4.71}$$

$$\alpha = \operatorname{arcsen}\left[\frac{[(n+1).h - y_s - y].\cos\beta.\cos\theta}{z}\right] \tag{4.72}$$

onde β e θ são dados pelas Equações 4.51 e 4.60, respectivamente.

4.2.3.1.2. n Reflexões (n par)

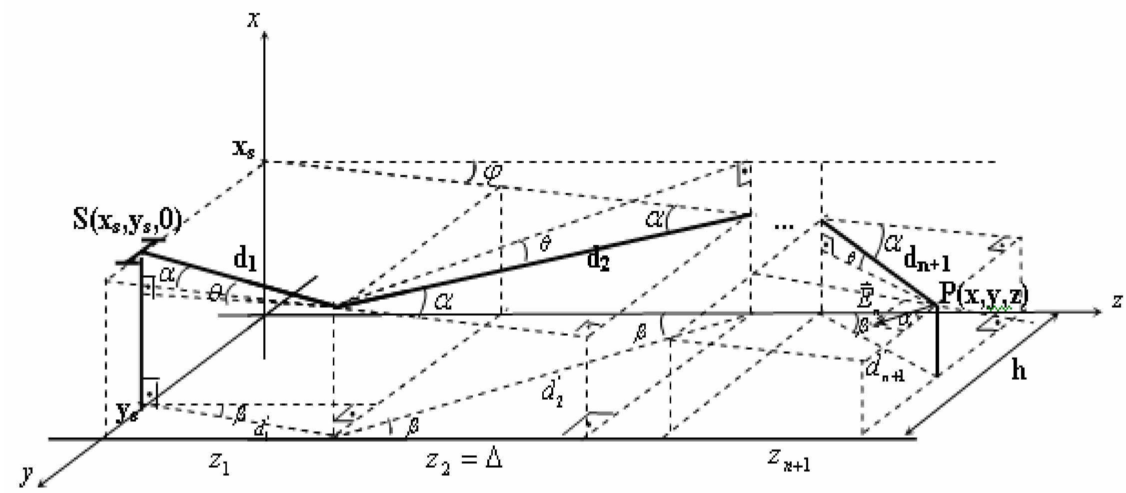

Figura 4.7 – Raio oriundo da fonte S sofre **n** reflexões nas laterais do guia de ondas tridimensional antes de atingir o ponto P, para polarização horizontal – 1ª Reflexão Superior e **n** par.

Ao se considerar **n** reflexões nas laterais do guia de ondas tridimensional como ilustrado na Figura 4.7, o vetor campo elétrico em P será dado por:

$$\vec{E}_n = \dot{E}_n.\vec{a}_{E_n} = \dot{R}_{//}^{n}.\frac{E_0}{r_n}.e^{j\omega t}.e^{-jkr_n}.G(90^\circ - \alpha).\vec{a}_{E_n} \tag{4.73}$$

onde $\dot{E}_n$ é a magnitude do vetor na forma fasorial,

$$\vec{a}_{E_n} = (sen\alpha.sen\varphi)\vec{a}_x + (\cos\alpha)\vec{a}_y - (sen\alpha.\cos\varphi)\vec{a}_z \tag{4.74}$$

$$G(90^\circ - \alpha) = \text{sen}(90^\circ - \alpha) \qquad \text{(Padrão de radiação de um dipolo ideal)} \tag{4.75}$$

onde $\dot{R} = R.e^{-j\theta}$ (calculado como indicado no item 2.1), E_0 é uma constante, $\mathbf{r_n}$ é a distância percorrida pelo raio (calculada abaixo), e $k = \dfrac{2\pi}{\lambda}$.

Observando a Figura 4.7, tem-se que:

$$\tan\beta = \frac{h - y_s}{z_1} = \frac{h}{\Delta} = \frac{y}{z_{n+1}} \tag{4.76}$$

$$\frac{h - y_s}{z_1} = \frac{h}{\Delta} = \frac{y}{z_{n+1}} \tag{4.77}$$

Da Equação 4.77, tem-se que:

$$z_1.h = (h - y_s).\Delta \tag{4.78}$$

$$z_1 = \frac{(h - y_s).\Delta}{h} \tag{4.79}$$

$$z_{n+1}.h = y.\Delta \tag{4.80}$$

$$z_{n+1} = \frac{y.\Delta}{h} \tag{4.81}$$

Mas,

$$z_1 + (n-1).\Delta + z_{n+1} = z \tag{4.82}$$

Substituindo as Equações 4.79 e 4.81 na Equação 4.82, obtém-se:

$$\frac{(h - y_s).\Delta}{h} + (n-1).\Delta + \frac{y.\Delta}{h} = z \tag{4.83}$$

$$\frac{(h - y_s).\Delta + (n-1).h.\Delta + y.\Delta}{h} = z \Rightarrow \frac{\Delta.(h - y_s + (n-1).h + y)}{h} = z \tag{4.84}$$

$$\frac{\Delta.[h - y_s + nh - h + y]}{h} = z \tag{4.85}$$

$$\frac{\Delta.[nh - y_s + y]}{h} = z \tag{4.86}$$

$$\Delta = \frac{z.h}{(nh - y_s + y)} \tag{4.87}$$

Substituindo a Equação 4.87 na Equação 4.79, obtém-se:

$$z_1 = \frac{(h - y_s)}{h}.\frac{z.h}{(nh - y_s + y)} \tag{4.88}$$

$$z_1 = \frac{z.(h - y_s)}{(nh - y_s + y)} \tag{4.89}$$

Substituindo a Equação 4.87 na Equação 4.81, obtém-se:

$$z_{n+1} = \frac{y}{h} \cdot \frac{z.h}{(nh - y_s + y)} \tag{4.90}$$

$$z_{n+1} = \frac{z.y}{(nh - y_s + y)} \tag{4.91}$$

Da Equação 4.76, tem-se que:

$$\beta = \arctan\left[\frac{h}{\Delta}\right] \tag{4.92}$$

$$\beta = \arctan\left[\frac{nh - y_s + y}{z}\right] \tag{4.93}$$

Ainda da Figura 4.7, tem-se que:

$$\cos\beta = \frac{z_1}{d_1^{'}} = \frac{z_2}{d_2^{'}} = \cdots = \frac{z_n}{d_n^{'}} = \frac{z_{n+1}}{d_{n+1}^{'}} \tag{4.94}$$

$$d_1^{'} = \frac{z_1}{\cos\beta} \tag{4.95}$$

$$d_2^{'} = \frac{z_2}{\cos\beta} \tag{4.96}$$

$$\vdots$$

$$d_n^{'} = \frac{z_n}{\cos\beta} \tag{4.97}$$

$$d_{n+1}^{'} = \frac{z_{n+1}}{\cos\beta} \tag{4.98}$$

Destacando-se da Figura 4.7 as distâncias d_1, d_2, ... , d_n e d_{n+1} e projetando-as no mesmo plano vertical, obtém-se:

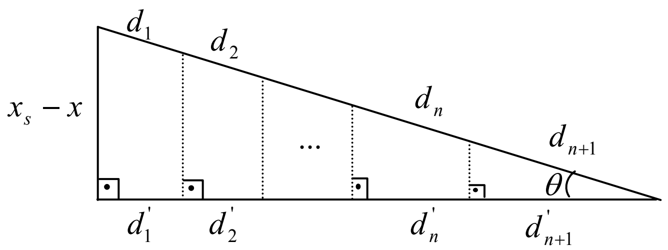

Figura 4.8 – Triângulo formado pelo destacamento e projeção em um só plano vertical, das distâncias d_1, d_2, ..., d_n e d_{n+1} da Figura 4.7.

Da Figura 4.8 depreende-se que:

$$\tan\theta = \frac{x_s - x}{d_1^{'} + d_2^{'} + \cdots + d_n^{'} + d_{n+1}^{'}} \tag{4.99}$$

$$\tan\theta = \frac{x_s - x}{\dfrac{z_1}{\cos\beta} + \dfrac{z_2}{\cos\beta} + \cdots + \dfrac{z_n}{\cos\beta} + \dfrac{z_{n+1}}{\cos\beta}} \tag{4.100}$$

$$\tan\theta = \frac{(x_s - x).\cos\beta}{z} \tag{4.101}$$

$$\theta = \arctan\frac{(x_s - x).\cos\beta}{z} \tag{4.102}$$

onde β é dado pela Equação 4.93.

Ainda da Figura 4.8, tem-se que:

$$\operatorname{sen}\theta = \frac{x_s - x}{d_1 + d_2 + \cdots + d_n + d_{n+1}} \tag{4.103}$$

Mas,

$$r_n = d_1 + d_2 + \cdots + d_n + d_{n+1} \tag{4.104}$$

Então,

$$\operatorname{sen}\theta = \frac{x_s - x}{r_n} \tag{4.105}$$

$$r_n = \frac{x_s - x}{\operatorname{sen}\theta} \tag{4.106}$$

onde θ é dado pela Equação 4.102.

Cálculo do ângulo de incidência:

Das Equações 4.91 e 4.98, tem-se que:

$$d'_{n+1} = \frac{z.y}{[n.h - y_s + y]} \cdot \frac{1}{\cos\beta} \Rightarrow d'_{n+1} = \frac{z.y}{[n.h - y_s + y].\cos\beta} \tag{4.107}$$

$$\cos\theta = \frac{d'_{n+1}}{d_{n+1}} \Rightarrow d_{n+1} = \frac{d'_{n+1}}{\cos\theta} \tag{4.108}$$

Substituindo a Equação 4.107 na Equação 4.108, obtém-se:

$$d_{n+1} = \frac{z.y}{(n.h - y_s + y).\cos\beta} \cdot \frac{1}{\cos\theta} \tag{4.109}$$

$$d_{n+1} = \frac{z.y}{(n.h - y_s + y).\cos\beta.\cos\theta} \tag{4.110}$$

Da Figura 4.7, tem-se que:

$$\operatorname{sen}\alpha = \frac{y}{d_{n+1}} \tag{4.111}$$

Substituindo a Equação 4.110 na Equação 4.111, obtém-se:

$$\operatorname{sen}\alpha = \frac{y.(n.h - y_s + y).\cos\beta.\cos\theta}{z.y} \tag{4.112}$$

$$\operatorname{sen}\alpha = \frac{(n.h - y_s + y).\cos\beta.\cos\theta}{z} \tag{4.113}$$

$$\alpha = \operatorname{arcsen}\left[\frac{(n.h - y_s + y).\cos\beta.\cos\theta}{z}\right] \tag{4.114}$$

onde β e θ são dados pelas Equações 4.93 e 4.102, respectivamente.

4.2.3.2. Primeira Reflexão na Borda Lateral Inferior do Guia de Ondas (y=0)

4.2.3.2.1. n Reflexões (n ímpar)

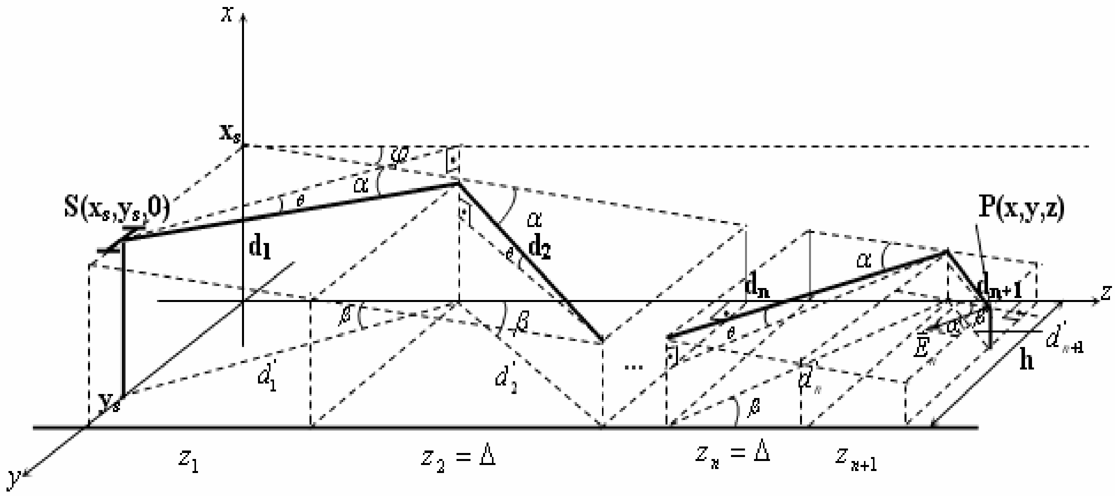

Figura 4.9 – Raio oriundo da fonte S sofre **n** reflexões nas laterais do guia de ondas tridimensional antes de atingir o ponto P, para polarização horizontal – 1ª Reflexão Inferior e **n** ímpar.

Ao se considerar **n** reflexões nas laterais do guia de ondas tridimensional como ilustrado na Figura 4.9, vetor o campo elétrico em P será dado por:

$$\vec{E}_n = \dot{E}_n.\vec{a}_{E_n} = \dot{R}_{//}^n.\frac{E_0}{r_n}.e^{j\omega t}.e^{-jkr_n}.G(90^\circ + \alpha).\vec{a}_{E_n} \tag{4.115}$$

onde $\dot{E}_n$ é a magnitude do vetor na forma fasorial,

$$\vec{a}_{E_n} = (sen\alpha.sen\varphi)\vec{a}_x + (\cos\alpha)\vec{a}_y - (sen\alpha.\cos\varphi)\vec{a}_z \tag{4.116}$$

$$G(90^\circ + \alpha) = \text{sen}(90^\circ + \alpha) \qquad \text{(Padrão de radiação de um dipolo ideal)} \tag{4.117}$$

onde $\dot{R} = R.e^{-j\theta}$ (calculado como indicado no item 2.1), E_0 é uma constante, $\mathbf{r_n}$ é a distância percorrida pelo raio (calculada abaixo), e $k = \dfrac{2\pi}{\lambda}$.

Observando a Figura 4.9, tem-se que:

$$\tan\beta = \frac{y_s}{z_1} = \frac{h}{\Delta} = \frac{y}{z_{n+1}} \tag{4.118}$$

$$\frac{y_s}{z_1} = \frac{h}{\Delta} = \frac{y}{z_{n+1}} \tag{4.119}$$

Da Equação 4.119, tem-se que:

$$z_1.h = y_s.\Delta \tag{4.120}$$

$$z_1 = \frac{y_s.\Delta}{h} \tag{4.121}$$

$$z_{n+1}.h = y.\Delta \tag{4.122}$$

$$z_{n+1} = \frac{y.\Delta}{h} \tag{4.123}$$

Mas,

$$z_1 + (n-1).\Delta + z_{n+1} = z \qquad (4.124)$$

Substituindo as Equações 4.121 e 4.123 na Equação 4.124, obtém-se:

$$\frac{y_s.\Delta}{h} + (n-1).\Delta + \frac{y.\Delta}{h} = z \qquad (4.125)$$

$$\frac{y_s.\Delta + (n-1).h.\Delta + y.\Delta}{h} = z \Rightarrow \frac{\Delta.[y_s + (n-1).h + y]}{h} = z \qquad (4.126)$$

$$\frac{\Delta.[(n-1).h + y_s + y]}{h} = z \qquad (4.127)$$

$$\Delta = \frac{z.h}{[(n-1).h + y_s + y]} \qquad (4.128)$$

Substituindo a Equação 4.128 na Equação 4.121, obtém-se:

$$z_1 = \frac{y_s}{h}.\frac{z.h}{[(n-1).h + y_s + y]} \qquad (4.129)$$

$$z_1 = \frac{z.y_s}{[(n-1).h + y_s + y]} \qquad (4.130)$$

Substituindo a Equação 4.128 na Equação 4.123, obtém-se:

$$z_{n+1} = \frac{y}{h}.\frac{z.h}{[(n-1).h + y_s + y]} \tag{4.131}$$

$$z_{n+1} = \frac{z.y}{[(n-1).h + y_s + y]} \tag{4.132}$$

Da Equação 4.118, tem-se que:

$$\beta = \arctan\left[\frac{h}{\Delta}\right] \tag{4.133}$$

$$\beta = \arctan\left[\frac{(n-1).h + y_s + y}{z}\right] \tag{4.134}$$

Ainda da Figura 4.9, tem-se que:

$$\cos\beta = \frac{z_1}{d_1^{'}} = \frac{z_2}{d_2^{'}} = \cdots = \frac{z_n}{d_n^{'}} = \frac{z_{n+1}}{d_{n+1}^{'}} \tag{4.135}$$

$$d_1^{'} = \frac{z_1}{\cos\beta} \tag{4.136}$$

$$d_2^{'} = \frac{z_2}{\cos\beta} \tag{4.137}$$

$$\vdots$$

$$d_n^{'} = \frac{z_n}{\cos\beta} \tag{4.138}$$

$$d_{n+1}^{'} = \frac{z_{n+1}}{\cos\beta} \tag{4.139}$$

Destacando-se da Figura 4.9 as distâncias d_1, d_2, ..., d_n e d_{n+1} e projetando-as no mesmo plano vertical, obtém-se:

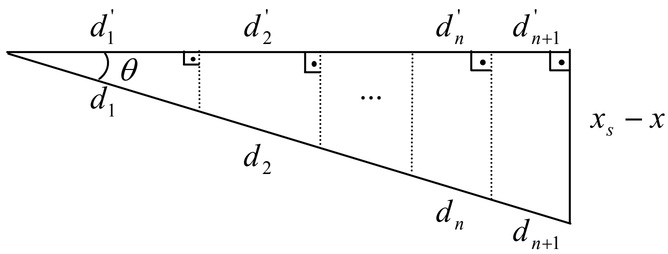

Figura 4.10 – Triângulo formado pelo destacamento e projeção em um só plano vertical, das distâncias d_1, d_2, ..., d_n e d_{n+1} da Figura 4.9.

Da Figura 4.10 depreende-se que:

$$\tan\theta = \frac{x_s - x}{d_1^{'} + d_2^{'} + \cdots + d_n^{'} + d_{n+1}^{'}} \tag{4.140}$$

$$\tan\theta = \frac{x_s - x}{\dfrac{z_1}{\cos\beta} + \dfrac{z_2}{\cos\beta} + \cdots + \dfrac{z_n}{\cos\beta} + \dfrac{z_{n+1}}{\cos\beta}} \tag{4.141}$$

$$\tan\theta = \frac{(x_s - x).\cos\beta}{z} \tag{4.142}$$

$$\theta = \arctan\frac{(x_s - x).\cos\beta}{z} \tag{4.143}$$

onde β é dado pela Equação 4.134.

Ainda da Figura 4.10, tem-se que:

$$\operatorname{sen}\theta = \frac{x_s - x}{d_1 + d_2 + \cdots + d_n + d_{n+1}} \tag{4.144}$$

Mas,

$$r_n = d_1 + d_2 + \cdots + d_n + d_{n+1} \tag{4.145}$$

Então,

$$\operatorname{sen}\theta = \frac{x_s - x}{r_n} \tag{4.146}$$

$$r_n = \frac{x_s - x}{\operatorname{sen}\theta} \tag{4.147}$$

onde θ é dado pela Equação 4.143.

Cálculo do ângulo de incidência:

Das Equações 4.130 e 4.136, tem-se que:

$$d_1' = \frac{z.y_s}{[(n-1).h + y_s + y]}.\frac{1}{\cos\beta} \Rightarrow d_1' = \frac{z.y_s}{[(n-1).h + y_s + y].\cos\beta} \quad (4.148)$$

$$\cos\theta = \frac{d_1'}{d_1} \Rightarrow d_1 = \frac{d_1'}{\cos\theta} \quad (4.149)$$

Substituindo a Equação 4.148 na Equação 4.149, obtém-se:

$$d_1 = \frac{z.y_s}{[(n-1).h + y_s + y].\cos\beta}.\frac{1}{\cos\theta} \quad (4.150)$$

$$d_1 = \frac{z.y_s}{[(n-1).h + y_s + y].\cos\beta.\cos\theta} \quad (4.151)$$

Da Figura 4.9, tem-se que:

$$\operatorname{sen}\alpha = \frac{y_s}{d_1} \quad (4.152)$$

Substituindo a Equação 4.151 na Equação 4.152, obtém-se:

$$\operatorname{sen}\alpha = \frac{y_s.[(n-1).h + y_s + y].\cos\beta.\cos\theta}{z.y_s} \tag{4.153}$$

$$\operatorname{sen}\alpha = \frac{[(n-1).h + y_s + y].\cos\beta.\cos\theta}{z} \tag{4.154}$$

$$\alpha = \operatorname{arcsen}\left[\frac{[(n-1).h + y_s + y].\cos\beta.\cos\theta}{z}\right] \tag{4.155}$$

onde β e θ são dados pelas Equações 4.134 e 4.143, respectivamente.

4.2.3.2.2. n Reflexões (n Par)

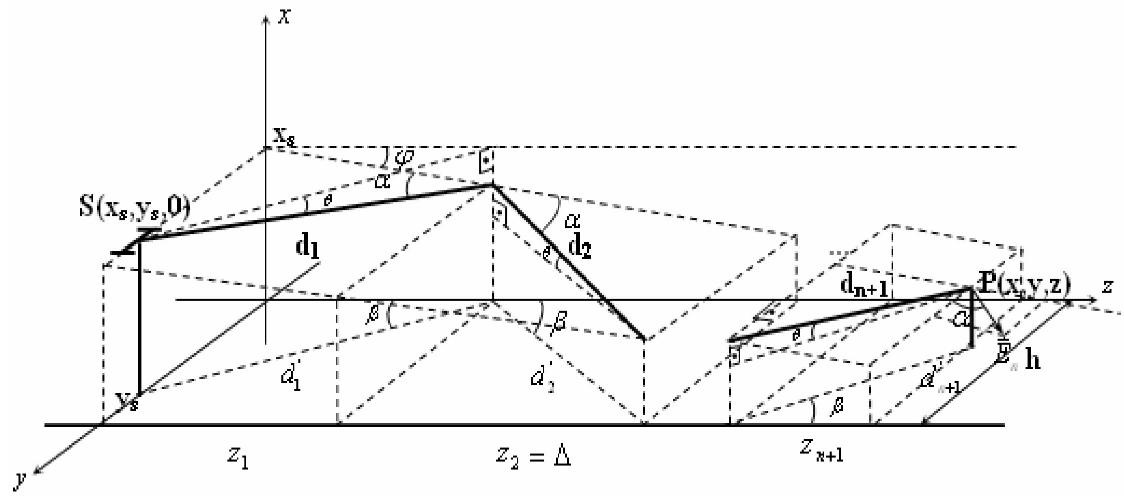

Figura 4.11 – Raio oriundo da fonte S sofre **n** reflexões nas laterais do guia de ondas antes de atingir o ponto P, para polarização horizontal – 1ª Reflexão Inferior e **n** par.

Ao se considerar **n** reflexões nas laterais do guia de ondas tridimensional como ilustrado na Figura 4.11, o vetor campo elétrico em P será dado por:

$$\vec{E}_n = \dot{E}_n.\vec{a}_{E_n} = \dot{R}^n_{//}.\frac{E_0}{r_n}.e^{j\omega t}.e^{-jkr_n}.G(90^\circ + \alpha).\vec{a}_{E_n} \tag{4.156}$$

onde $\dot{E}_n$ é a magnitude do vetor na forma fasorial,

$$\vec{a}_{E_n} = -(sen\alpha.sen\varphi)\vec{a}_x + (\cos\alpha)\vec{a}_y + (sen\alpha.\cos\varphi)\vec{a}_z \tag{4.157}$$

$$G(90^\circ + \alpha) = \text{sen}(90^\circ + \alpha) \qquad \text{(Padrão de radiação de um dipolo ideal)} \tag{4.158}$$

onde $\dot{R} = R.e^{-j\theta}$ (calculado como indicado no item 2.1), E_0 é uma constante, $\mathbf{r_n}$ é a distância percorrida pelo raio (calculada abaixo), e $k = \dfrac{2\pi}{\lambda}$.

Observando a Figura 4.11, tem-se que:

$$\tan\beta = \frac{y_s}{z_1} = \frac{h}{\Delta} = \frac{h-y}{z_{n+1}} \tag{4.159}$$

$$\frac{y_s}{z_1} = \frac{h}{\Delta} = \frac{h-y}{z_{n+1}} \tag{4.160}$$

Da Equação 4.160, tem-se que:

$$z_1.h = y_s.\Delta \tag{4.161}$$

$$z_1 = \frac{y_s.\Delta}{h} \tag{4.162}$$

$$z_{n+1}.h = (h - y).\Delta \tag{4.163}$$

$$z_{n+1} = \frac{(h - y).\Delta}{h} \tag{4.164}$$

Mas,

$$z_1 + (n-1).\Delta + z_{n+1} = z \tag{4.165}$$

Substituindo as Equações 4.162 e 4.164 na Equação 4.165, obtém-se:

$$\frac{y_s.\Delta}{h} + (n-1).\Delta + \frac{(h - y).\Delta}{h} = z \tag{4.166}$$

$$\frac{y_s.\Delta + (n-1).h.\Delta + (h - y).\Delta}{h} = z \Rightarrow \frac{\Delta.(y_s + (n-1).h + h - y)}{h} = z \tag{4.167}$$

$$\frac{\Delta.[y_s + nh - h + h - y]}{h} = z \tag{4.168}$$

$$\frac{\Delta.[nh + y_s - y]}{h} = z \tag{4.169}$$

$$\Delta = \frac{z.h}{(nh + y_s - y)} \tag{4.170}$$

Substituindo a Equação 4.170 na Equação 4.162, obtém-se:

$$z_1 = \frac{y_s}{h} \cdot \frac{z.h}{(nh + y_s - y)} \tag{4.171}$$

$$z_1 = \frac{z.y_s}{(nh + y_s - y)} \tag{4.172}$$

Substituindo a Equação 4.170 na Equação 4.164, obtém-se:

$$z_{n+1} = \frac{(h - y)}{h} \cdot \frac{z.h}{(nh + y_s - y)} \tag{4.173}$$

$$z_{n+1} = \frac{z.(h - y)}{(nh + y_s - y)} \tag{4.174}$$

Da Equação 4.159, tem-se que:

$$\beta = \arctan\left[\frac{h}{\Delta}\right] \tag{4.175}$$

$$\beta = \arctan\left[\frac{nh + y_s - y}{z}\right] \tag{4.176}$$

Ainda da Figura 4.11, tem-se que:

$$\cos\beta = \frac{z_1}{d_1^{'}} = \frac{z_2}{d_2^{'}} = \cdots = \frac{z_n}{d_n^{'}} = \frac{z_{n+1}}{d_{n+1}^{'}} \tag{4.177}$$

$$d_1^{'} = \frac{z_1}{\cos\beta} \tag{4.178}$$

$$d_2^{'} = \frac{z_2}{\cos\beta} \tag{4.179}$$

$$\vdots$$

$$d_n^{'} = \frac{z_n}{\cos\beta} \tag{4.180}$$

$$d_{n+1}^{'} = \frac{z_{n+1}}{\cos\beta} \tag{4.181}$$

Destacando-se da Figura 4.11 as distâncias d_1, d_2, ..., d_n e d_{n+1} e projetando-as no mesmo plano vertical, obtém-se:

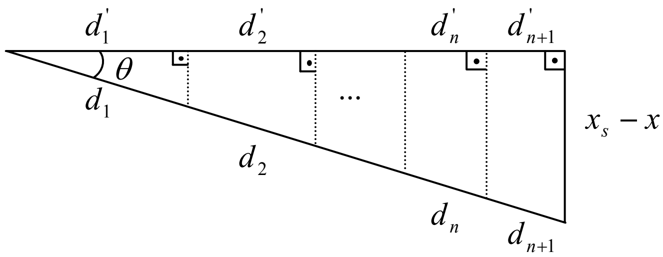

Figura 4.12 – Triângulo formado pelo destacamento e projeção em um só plano vertical, das distâncias d_1, d_2, ..., d_n e d_{n+1} da Figura 4.11.

Da Figura 4.12 depreende-se que:

$$\tan\theta = \frac{x_s - x}{d_1^{'} + d_2^{'} + \cdots + d_n^{'} + d_{n+1}^{'}} \tag{4.182}$$

$$\tan\theta = \frac{x_s - x}{\frac{z_1}{\cos\beta} + \frac{z_2}{\cos\beta} + \cdots + \frac{z_n}{\cos\beta} + \frac{z_{n+1}}{\cos\beta}} \tag{4.183}$$

$$\tan\theta = \frac{(x_s - x).\cos\beta}{z} \tag{4.184}$$

$$\theta = \arctan\frac{(x_s - x).\cos\beta}{z} \tag{4.185}$$

onde β é dado pela Equação 4.176.

Ainda da Figura 4.12, tem-se que:

$$\operatorname{sen}\theta = \frac{x_s - x}{d_1 + d_2 + \cdots + d_n + d_{n+1}} \tag{4.186}$$

Mas,

$$r_n = d_1 + d_2 + \cdots + d_n + d_{n+1} \tag{4.187}$$

Então,

$$\operatorname{sen}\theta = \frac{x_s - x}{r_n} \tag{4.188}$$

$$r_n = \frac{x_s - x}{\operatorname{sen}\theta} \tag{4.189}$$

onde θ é dado pela Equação 4.185.

Cálculo do ângulo de incidência:

Das Equações 4.172 e 4.178, tem-se que:

$$d_1^{'} = \frac{z.y_s}{(n.h + y_s - y)}.\frac{1}{\cos\beta} \Rightarrow d_1^{'} = \frac{z.y_s}{(n.h + y_s - y).\cos\beta} \tag{4.190}$$

$$\cos\theta = \frac{d_1^{'}}{d_1} \Rightarrow d_1 = \frac{d_1^{'}}{\cos\theta} \tag{4.191}$$

Substituindo a Equação 4.190 na Equação 4.191, obtém-se:

$$d_1 = \frac{z.y_s}{(n.h + y_s - y).\cos\beta}.\frac{1}{\cos\theta} \tag{4.192}$$

$$d_1 = \frac{z.y_s}{(n.h + y_s - y).\cos\beta.\cos\theta} \tag{4.193}$$

Da Figura 4.11, tem-se que:

$$\operatorname{sen}\alpha = \frac{y_s}{d_1} \tag{4.194}$$

Substituindo a Equação 4.193 na Equação 4.194, obtém-se:

$$\operatorname{sen}\alpha = \frac{y_s.(n.h + y_s - y).\cos\beta.\cos\theta}{z.y_s} \tag{4.195}$$

$$\operatorname{sen}\alpha = \frac{(n.h + y_s - y).\cos\beta.\cos\theta}{z} \tag{4.196}$$

$$\alpha = \operatorname{arcsen}\left[\frac{(n.h + y_s - y).\cos\beta.\cos\theta}{z}\right] \tag{4.197}$$

onde β e θ são dados pelas Equações 4.176 e 4.185, respectivamente.

4.2.4. Reflexões Lateral-Solo

4.2.4.1. Primeira Reflexão na Borda Lateral Superior do Guia de Ondas (y=h)

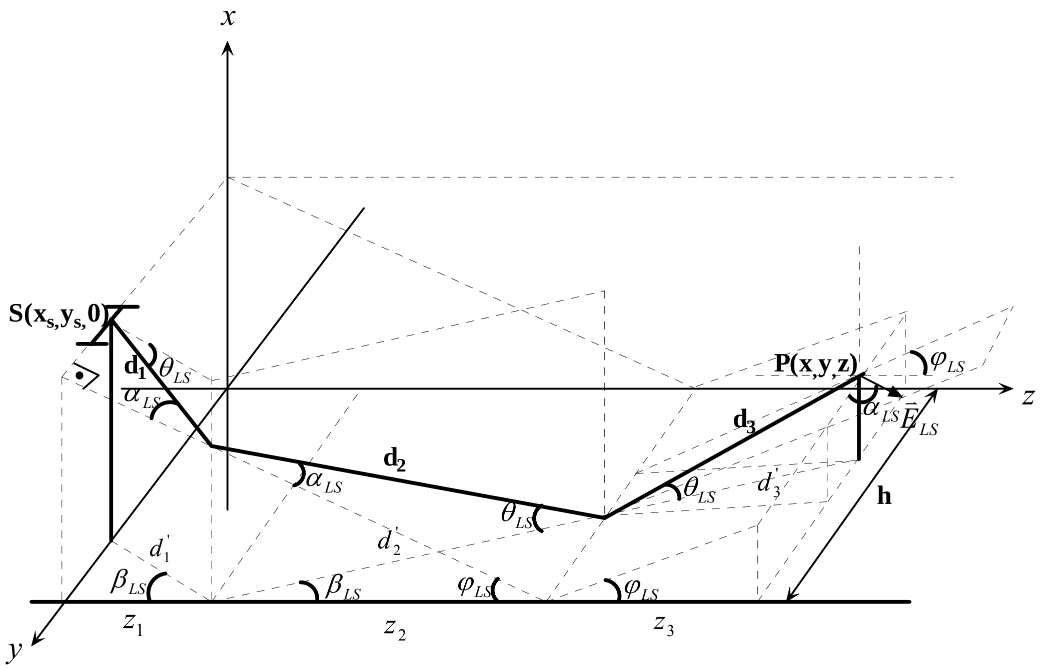

Figura 4.13 – Raio oriundo da fonte S sofre reflexões na lateral superior do guia de ondas e no solo antes de atingir o ponto P, para polarização horizontal.

Ao se considerar reflexões do raio na lateral superior do guia de ondas e no solo como ilustrado na Figura 4.13, o vetor campo elétrico em P será dado por:

$$\vec{E}_{lS} = \dot{E}_{lS}.\vec{a}_{E_{LS}} = \dot{R}_{//}^{(\alpha_{LS})}.\dot{R}_{\perp}^{(\theta_{LS})}.\frac{E_0}{r_{LS}}.e^{j\omega t}.e^{-jkr_{LS}}.G(90^\circ - \alpha_{LS}).\vec{a}_{E_{LS}} \qquad (4.198)$$

onde $\dot{E}_{LS}$ é a magnitude do vetor na forma fasorial,

$$\vec{a}_{E_{LS}} = (sen\alpha_{LS}.sen\varphi_{LS})\vec{a}_x + (\cos\alpha_{LS})\vec{a}_y + (sen\alpha_{LS}.\cos\varphi_{LS})\vec{a}_z \qquad (4.199)$$

$$G(90^\circ - \alpha_{LS}) = \text{sen}(90^\circ - \alpha_{LS}) \quad \text{(Padrão de radiação de um dipolo ideal)} \qquad (4.200)$$

onde $\dot{R}_{//}^{(\alpha_{LS})}$ e $\dot{R}_{\perp}^{(\theta_{LS})}$ são os coeficientes de reflexão, calculados como indicado no item 2.1, α_{LS} e θ_{LS} são seus respectivos ângulos de incidência, E_0 é uma constante, $\mathbf{r_{LS}}$ é a distância percorrida pelo raio (calculada abaixo), e $k = \dfrac{2\pi}{\lambda}$.

Observando a Figura 4.13, tem-se que:

$$\varphi_{LS} = arctg\left[\frac{x_s + x}{z}\right] \tag{4.201}$$

$$\tan \beta_{LS} = \frac{h - y_s}{z_1} = \frac{h - y}{z_2 + z_3} \tag{4.202}$$

Da Equação 4.202, tem-se que:

$$z_1.(h - y) = (z_2 + z_3).(h - y_s) \tag{4.203}$$

$$z_1 = \frac{(z_2 + z_3).(h - y_s)}{(h - y)} \tag{4.204}$$

Mas,

$$z_1 + z_2 + z_3 = z \tag{4.205}$$

Substituindo a Equação 4.204 na Equação 4.205, obtém-se:

$$\frac{(z_2 + z_3).(h - y_s)}{(h - y)} + z_2 + z_3 = z \tag{4.206}$$

$$\frac{(z_2 + z_3).(h - y_s) + (z_2 + z_3).(h - y)}{(h - y)} = z \Rightarrow \frac{(z_2 + z_3).(h - y_s + h - y)}{(h - y)} = z \tag{4.207}$$

$$\frac{(z_2 + z_3).(2h - y_s - y)}{(h - y)} = z \Rightarrow (z_2 + z_3).(2h - y_s - y) = z.(h - y) \tag{4.208}$$

$$(z_2 + z_3) = \frac{(h - y).z}{(2h - y_s - y)} \tag{4.209}$$

Substituindo a Equação 4.209 na Equação 4.204, obtém-se:

$$z_1 = \frac{(h - y).z}{(2h - y_s - y)} \cdot \frac{(h - y_s)}{(h - y)} \tag{4.210}$$

$$z_1 = \frac{(h - y_s).z}{(2h - y_s - y)} \tag{4.211}$$

Da Equação 4.202, tem-se que:

$$\beta_{LS} = \arctan\left[\frac{h - y_s}{z_1}\right] = \arctan\left[\frac{h - y}{z_2 + z_3}\right] \tag{4.212}$$

Substituindo a Equação 4.209 ou a Equação 4.211 na Equação 4.212, obtém-se:

$$\beta_{LS} = \arctan\left[\frac{2h - y_s - y}{z}\right] \quad (4.213)$$

Ainda da Figura 4.13, tem-se que:

$$\cos\beta_{LS} = \frac{z_1}{d_1^{'}} = \frac{z_2 + z_3}{d_2^{'} + d_3^{'}} \quad (4.214)$$

$$d_1^{'} = \frac{z_1}{\cos\beta_{LS}} \quad (4.215)$$

$$d_2^{'} + d_3^{'} = \frac{z_2 + z_3}{\cos\beta_{LS}} \quad (4.216)$$

Destacando-se da Figura 4.13 as distâncias d_1, d_2 e d_3 e projetando-as no mesmo plano vertical, obtém-se:

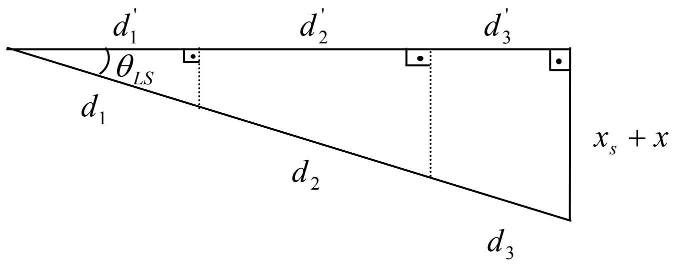

Figura 4.14 – Triângulo formado pelo destacamento e projeção em um só plano vertical, das distâncias d_1, d_2 e d_3 da Figura 4.13.

Da Figura 4.14 depreende-se que:

$$\tan\theta_{LS} = \frac{x_s + x}{d_1^{'} + d_2^{'} + d_3^{'}} \tag{4.217}$$

$$\tan\theta_{LS} = \frac{x_s + x}{\dfrac{z_1}{\cos\beta_{LS}} + \dfrac{z_2 + z_3}{\cos\beta_{LS}}} \tag{4.218}$$

$$\tan\theta_{LS} = \frac{(x_s + x).\cos\beta_{LS}}{z} \tag{4.219}$$

$$\theta_{LS} = \arctan\frac{(x_s + x).\cos\beta_{LS}}{z} \tag{4.220}$$

onde β_{LS} é dado pela Equação 4.213.

Ainda da Figura 4.14, tem-se que:

$$\operatorname{sen}\theta_{LS} = \frac{x_s + x}{d_1 + d_2 + d_3} \tag{4.221}$$

Mas,

$$r_{LS} = d_1 + d_2 + d_3 \tag{4.222}$$

Então,

$$\operatorname{sen}\theta_{LS} = \frac{x_s + x}{r_{LS}} \tag{4.223}$$

$$r_{LS} = \frac{x_s + x}{\operatorname{sen}\theta_{LS}} \tag{4.224}$$

onde θ_{LS} é dado pela Equação 4.220.

Cálculo do ângulo de incidência:

Das Equações 4.211 e 4.215, tem-se que:

$$d_1^{'} = \frac{z_1}{\cos\beta_{LS}} = \frac{(h - y_s).z}{(2.h - y_s - y)}.\frac{1}{\cos\beta_{LS}} \Rightarrow d_1^{'} = \frac{(h - y_s).z}{(2.h - y_s - y).\cos\beta_{LS}} \tag{4.225}$$

$$\cos\theta_{LS} = \frac{d_1^{'}}{d_1} \Rightarrow d_1 = \frac{d_1^{'}}{\cos\theta_{LS}} \tag{4.226}$$

Substituindo a Equação 4.225 na Equação 4.226, obtém-se:

$$d_1 = \frac{(h - y_s).z}{(2.h - y_s - y).\cos\beta_{LS}}.\frac{1}{\cos\theta_{LS}} \tag{4.227}$$

$$d_1 = \frac{(h - y_s).z}{(2.h - y_s - y).\cos\beta_{LS}.\cos\theta_{LS}} \tag{4.228}$$

Da Figura 4.13, tem-se que:

$$\operatorname{sen}\alpha_{LS} = \frac{(h - y_s)}{d_1} \tag{4.229}$$

Substituindo a Equação 4.228 na Equação 4.229, obtém-se:

$$\operatorname{sen}\alpha_{LS} = (h - y_s).\frac{(2.h - y_s - y).\cos\beta_{LS}.\cos\theta_{LS}}{(h - y_s).z} \tag{4.230}$$

$$\operatorname{sen}\alpha_{LS} = \frac{(2.h - y_s - y).\cos\beta_{LS}.\cos\theta_{LS}}{z} \tag{4.231}$$

$$\alpha_{LS} = \operatorname{arcsen}\left[\frac{[2.h - y_s - y].\cos\beta_{LS}.\cos\theta_{LS}}{z}\right] \tag{4.232}$$

onde β_{LS} e θ_{LS} são dados pelas Equações 4.213 e 4.220, respectivamente.

4.2.4.2. Primeira Reflexão na Borda Lateral Inferior do Guia de Ondas (y=0)

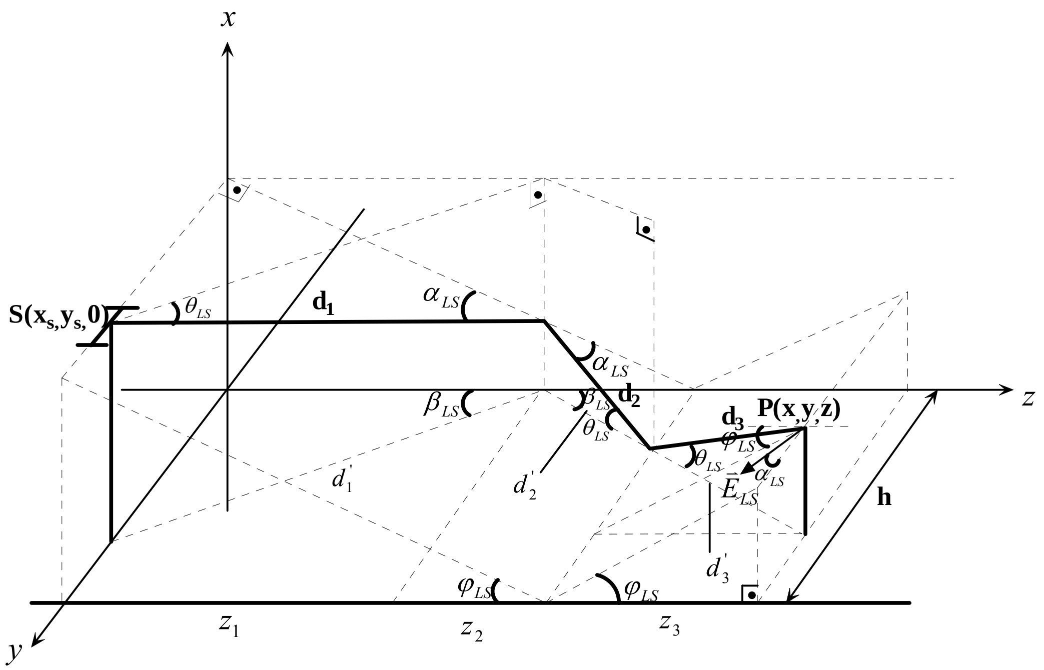

Figura 4.15 – Raio oriundo da fonte S sofre reflexões na lateral inferior do guia de ondas e no solo antes de atingir o ponto P, para polarização horizontal.

Ao se considerar reflexões do raio na lateral inferior do guia de ondas e no solo como ilustrado na Figura 4.15, o campo elétrico em P será dado por:

$$\vec{E}_{lS} = \dot{E}_{lS}.\vec{a}_{E_{LS}} = \dot{R}_{//}^{(\alpha_{LS})}.\dot{R}_{\perp}^{(\theta_{LS})}.\frac{E_0}{r_{LS}}.e^{j\omega t}.e^{-jkr_{LS}}.G(90^{\circ}+\alpha_{LS}).\vec{a}_{E_{LS}} \tag{4.233}$$

onde $\dot{E}_{LS}$ é a magnitude do vetor na forma fasorial,

$$\vec{a}_{E_{LS}} = -(sen\alpha_{LS}.sen\varphi_{LS})\vec{a}_x + (\cos\alpha_{LS})\vec{a}_y - (sen\alpha_{LS}.\cos\varphi_{LS})\vec{a}_z \tag{4.234}$$

$$G(90^\circ + \alpha_{LS}) = \text{sen}(90^\circ + \alpha_{LS}) \quad \text{(Padrão de radiação de um dipolo ideal)} \tag{4.235}$$

onde $\dot{R}_{//}^{(\alpha_{LS})}$ e $\dot{R}_{\perp}^{(\theta_{LS})}$ são os coeficientes de reflexão, calculados como indicado no item 2.1, α_{LS} e θ_{LS} são seus respectivos ângulos de incidência, E_0 é uma constante, $\mathbf{r_{LS}}$ é a distância percorrida pelo raio (calculada abaixo), e $k = \dfrac{2\pi}{\lambda}$.

Observando a Figura 4.15, tem-se que:

$$\varphi_{LS} = arctg\left[\frac{x_s + x}{z}\right] \tag{4.236}$$

$$\tan \beta_{LS} = \frac{y_s}{z_1} = \frac{y}{z_2 + z_3} \tag{4.237}$$

Da Equação 4.237, tem-se que:

$$z_1.y = y_s.(z_2 + z_3) \tag{4.238}$$

$$z_1 = \frac{y_s.(z_2 + z_3)}{y} \tag{4.239}$$

Mas,

$$z_1 + z_2 + z_3 = z \tag{4.240}$$

Substituindo a Equação 4.239 na Equação 4.240, obtém-se:

$$\frac{y_s.(z_2 + z_3)}{y} + z_2 + z_3 = z \tag{4.241}$$

$$\frac{y_s.(z_2 + z_3) + y.(z_2 + z_3)}{y} = z \Rightarrow \frac{(z_2 + z_3).(y_s + y)}{y} = z \tag{4.242}$$

$$(z_2 + z_3).(y_s + y) = z.y \tag{4.243}$$

$$(z_2 + z_3) = \frac{y.z}{(y_s + y)} \tag{4.244}$$

Substituindo a Equação 4.244 na Equação 4.239, obtém-se:

$$z_1 = \frac{y_s}{y} \cdot \frac{z.y}{(y_s + y)} \tag{4.245}$$

$$z_1 = \frac{y_s.z}{(y_s + y)} \tag{4.246}$$

Da Equação 4.237, tem-se que:

$$\beta_{LS} = \arctan\left[\frac{y_s}{z_1}\right] = \arctan\left[\frac{y}{z_2 + z_3}\right] \tag{4.247}$$

Substituindo a Equação 4.244 ou a Equação 4.246 na Equação 4.247, obtém-se:

$$\beta_{LS} = \arctan\left[\frac{y_s + y}{z}\right] \tag{4.248}$$

Ainda da Figura 4.15, tem-se que:

$$\cos\beta_{LS} = \frac{z_1}{d_1'} = \frac{z_2 + z_3}{d_2' + d_3'} \tag{4.249}$$

$$d_1' = \frac{z_1}{\cos\beta_{LS}} \tag{4.250}$$

$$d_2' + d_3' = \frac{z_2 + z_3}{\cos\beta_{LS}} \tag{4.251}$$

Destacando-se da Figura 4.15 as distâncias d_1, d_2 e d_3 e projetando-as no mesmo plano vertical, obtém-se:

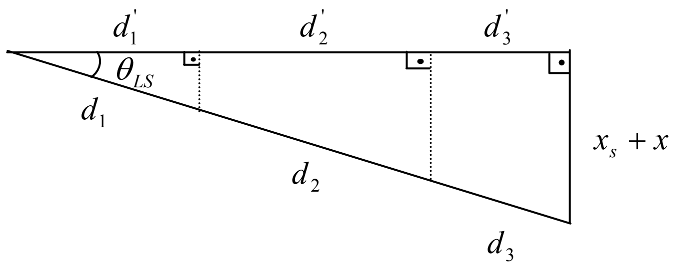

Figura 4.16 – Triângulo formado pelo destacamento e projeção em um só plano vertical, das distâncias d_1, d_2 e d_3 da Figura 4.15.

Da Figura 4.16 depreende-se que:

$$\tan\theta_{LS} = \frac{x_s + x}{d_1^{'} + d_2^{'} + d_3^{'}} \tag{4.252}$$

$$\tan\theta_{LS} = \frac{x_s + x}{\dfrac{z_1}{\cos\beta_{LS}} + \dfrac{z_2 + z_3}{\cos\beta_{LS}}} \tag{4.253}$$

$$\tan\theta_{LS} = \frac{(x_s + x).\cos\beta_{LS}}{z} \tag{4.254}$$

$$\theta_{LS} = \arctan\frac{(x_s + x).\cos\beta_{LS}}{z} \tag{4.255}$$

onde β_{LS} é dado pela Equação 4.248.

Ainda da Figura 4.16, tem-se que:

$$\operatorname{sen}\theta_{LS} = \frac{x_s + x}{d_1 + d_2 + d_3} \tag{4.256}$$

Mas,

$$r_{LS} = d_1 + d_2 + d_3 \tag{4.257}$$

Então,

$$\operatorname{sen}\theta_{LS} = \frac{x_s + x}{r_{LS}} \tag{4.258}$$

$$r_{LS} = \frac{x_s + x}{\operatorname{sen}\theta_{LS}} \tag{4.259}$$

onde θ_{LS} é dado pela Equação 4.255.

Cálculo do ângulo de incidência:

Das Equações 4.246 e 4.250, tem-se que:

$$d_1^{'} = \frac{z_1}{\cos\beta_{LS}} = \frac{y_s.z}{(y_s + y)}.\frac{1}{\cos\beta_{LS}} \Rightarrow d_1^{'} = \frac{y_s.z}{(y_s + y).\cos\beta_{LS}} \tag{4.260}$$

$$\cos\theta_{LS} = \frac{d_1^{'}}{d_1} \Rightarrow d_1 = \frac{d_1^{'}}{\cos\theta_{LS}} \tag{4.261}$$

Substituindo a Equação 4.260 na Equação 4.261, obtém-se:

$$d_1 = \frac{y_s.z}{(y_s + y).\cos\beta_{LS}}.\frac{1}{\cos\theta_{LS}} \tag{4.262}$$

$$d_1 = \frac{y_s.z}{(y_s + y).\cos\beta_{LS}.\cos\theta_{LS}} \tag{4.263}$$

Da Figura 4.15, tem-se que:

$$\operatorname{sen}\alpha_{LS} = \frac{y_s}{d_1} \tag{4.264}$$

Substituindo a Equação 4.263 na Equação 4.264, obtém-se:

$$\operatorname{sen}\alpha_{LS} = y_s.\frac{(y_s + y).\cos\beta_{LS}.\cos\theta_{LS}}{y_s.z} \tag{4.265}$$

$$\operatorname{sen}\alpha_{LS} = \frac{(y_s + y).\cos\beta_{LS}.\cos\theta_{LS}}{z} \tag{4.266}$$

$$\alpha_{LS} = \operatorname{arcsen}\left[\frac{(y_s + y).\cos\beta_{LS}.\cos\theta_{LS}}{z}\right] \tag{4.267}$$

onde β_{LS} e θ_{LS} são dados pelas Equações 4.248 e 4.255, respectivamente.

4.2.5. Campo Elétrico Total

Como previamente mencionado, todas as configurações dos itens 4.2.1, 4.2.2, 4.2.3 e 4.2.4, ilustradas nas Figuras 4.2, 4.3, 4.5, 4.7, 4.9, 4.11, 4.13 e 4.15, atingirão o ponto **P(x,y,z).** Portanto, para o ponto de recepção tem-se:

$$\vec{E}_T = \vec{E}_x + \vec{E}_y + \vec{E}_z \tag{4.268}$$

$$\vec{E}_T = E_x . e^{j\theta_x} . \vec{a}_x + E_y . e^{j\theta_y} . \vec{a}_y + E_z . e^{j\theta_z} . \vec{a}_z \tag{4.269}$$

onde:

$$\vec{E}_x = \begin{pmatrix} -\dot{E}_D . \text{sen}\,\theta_0 . \text{sen}\,\varphi + \dot{E}_S . \text{sen}\,\theta_S . \text{sen}\,\psi \\ -\sum^{n\acute{\imath}mpar} \dot{E}_{n\sup} . \text{sen}\,\alpha . \text{sen}\,\varphi - \sum^{npar} \dot{E}_{n\inf} . \text{sen}\,\alpha . \text{sen}\,\varphi \\ +\sum^{npar} \dot{E}_{n\sup} . \text{sen}\,\alpha . \text{sen}\,\varphi + \sum^{n\acute{\imath}mpar} \dot{E}_{n\inf} . \text{sen}\,\alpha . \text{sen}\,\varphi \\ +\dot{E}_{LS\sup} . \text{sen}\,\alpha_{LS} . \text{sen}\,\varphi_{LS} - \dot{E}_{LS\inf} . \text{sen}\,\alpha_{LS} . \text{sen}\,\varphi_{LS} \end{pmatrix} \vec{a}_x \tag{4.270}$$

$$\begin{aligned} \vec{E}_y = (&\dot{E}_D . \cos\theta_0 + \dot{E}_S . \cos\theta_S + \sum^{n\acute{\imath}mpar} \dot{E}_{n\sup} . \cos\alpha + \sum^{npar} \dot{E}_{n\inf} . \cos\alpha \\ &+ \sum^{npar} \dot{E}_{n\sup} . \cos\alpha + \sum^{n\acute{\imath}mpar} \dot{E}_{n\inf} . \cos\alpha + \dot{E}_{LS\sup} . \cos\alpha_{LS} + \dot{E}_{LS\inf} . \cos\alpha_{LS})\vec{a}_y \end{aligned} \tag{4.271}$$

$$\begin{aligned} \vec{E}_z = (&\dot{E}_D . \text{sen}\,\theta_0 . \cos\varphi + \dot{E}_S . \text{sen}\,\theta_S . \cos\psi + \sum^{n\acute{\imath}mpar} \dot{E}_{n\sup} . \text{sen}\,\alpha . \cos\varphi \\ &+ \sum^{npar} \dot{E}_{n\inf} . \text{sen}\,\alpha . \cos\varphi - \sum^{npar} \dot{E}_{n\sup} . \text{sen}\,\alpha . \cos\varphi - \sum^{n\acute{\imath}mpar} \dot{E}_{n\inf} . \text{sen}\,\alpha . \cos\varphi \\ &+ \dot{E}_{LS\sup} . \text{sen}\,\alpha_{LS} . \cos\varphi_{LS} - \dot{E}_{LS\inf} . \text{sen}\,\alpha_{LS} . \cos\varphi_{LS})\vec{a}_z \end{aligned} \tag{4.272}$$

$$\psi = \arctan\left[\frac{x_s + x}{z}\right] \qquad \varphi = \arctan\left[\frac{x_s - x}{z}\right] \qquad \theta = \arctan\frac{(x_s - x).\cos\beta}{z}$$

$$\varphi_{LS} = arctg\left[\frac{x_s + x}{z}\right] \qquad \theta_{LS} = \arctan\frac{(x_s + x).\cos\beta_{LS}}{z}$$

1ª Reflexão na Borda Superior

n ímpar: $\alpha = \text{arcsen}\left[\frac{[(n+1).h - y_s - y].\cos\beta.\cos\theta}{z}\right]$ e $\beta = \arctan\left[\frac{(n+1).h - y_s - y}{z}\right]$

n par: $\alpha = \text{arcsen}\left[\frac{(n.h - y_s + y).\cos\beta.\cos\theta}{z}\right]$ e $\beta = \arctan\left[\frac{nh - y_s + y}{z}\right]$

$$\alpha_{LS} = \text{arcsen}\left[\frac{[2.h - y_s - y].\cos\beta_{LS}.\cos\theta_{LS}}{z}\right] \text{ e } \beta_{LS} = \arctan\left[\frac{2h - y_s - y}{z}\right]$$

1ª Reflexão na Borda Inferior

n ímpar: $\alpha = \text{arcsen}\left[\frac{[(n-1).h + y_s + y].\cos\beta.\cos\theta}{z}\right]$ e $\beta = \arctan\left[\frac{(n-1).h + y_s + y}{z}\right]$

n par: $\alpha = \text{arcsen}\left[\frac{(n.h + y_s - y).\cos\beta.\cos\theta}{z}\right]$ e $\beta = \arctan\left[\frac{nh + y_s - y}{z}\right]$

$$\alpha_{LS} = \text{arcsen}\left[\frac{(y_s + y).\cos\beta_{LS}.\cos\theta_{LS}}{z}\right] \text{ e } \beta_{LS} = \arctan\left[\frac{y_s + y}{z}\right]$$

A Equação 4.269 é a forma fasorial do campo elétrico instantâneo dado abaixo:

$$\vec{E}_T(t) = E_x.\cos(\omega t + \theta_x).\vec{a}_x + E_y.\cos(\omega t + \theta_y).\vec{a}_y E_z.\cos(\omega t + \theta_z).\vec{a}_z \tag{4.273}$$

cuja variação com o tempo descreve a figura de uma elipse no espaço tridimensional.

Assim como no capítulo 3, em tese, um número infinito de raios atingiria P, mas apenas um número finito é suficiente para oferecer uma boa estimativa do campo elétrico.

$\sum^{nímpar} \dot{E}_{n\sup}$ representa uma adição fasorial de todos os campos esboçados na Figura 4.5 e descritos na Equação 4.31 (campos com primeira reflexão na borda superior para n = 1, 3, …, Nmax, se Nmax for ímpar, ou campos para n = 1, 3, …, Nmax - 1, se Nmax for par), sendo Nmax o número máximo de reflexões laterais consideradas.

$\sum^{npar} \dot{E}_{n\sup}$ representa uma adição fasorial de todos os campos esboçados na Figura 4.7 e descritos na Equação 4.73 (campos com primeira reflexão na borda superior para n = 2, 4, …, Nmax, se Nmax for par, ou campos para n = 2, 4, …, Nmax - 1, se Nmax for ímpar).

$\sum^{nímpar} \dot{E}_{n\inf}$ representa uma adição fasorial de todos os campos esboçados na Figura 4.9 e descritos na Equação 4.115 (campos com primeira reflexão na borda inferior para n = 1, 3, …, Nmax, se Nmax for ímpar, ou campos para n = 1, 3, …, Nmax - 1, se Nmax for par).

$\sum^{npar} \dot{E}_{n\inf}$ representa uma adição fasorial de todos os campos esboçados na Figura 4.11 e descritos na Equação 4.156 (campos com primeira reflexão na borda inferior para n = 2, 4, …, Nmax, se Nmax é para, ou campos para n = 2, 4, …, Nmax - 1, se Nmax for ímpar).

4.3. POLARIZAÇÃO VERTICAL

4.3.1. Incidência Direta do Raio

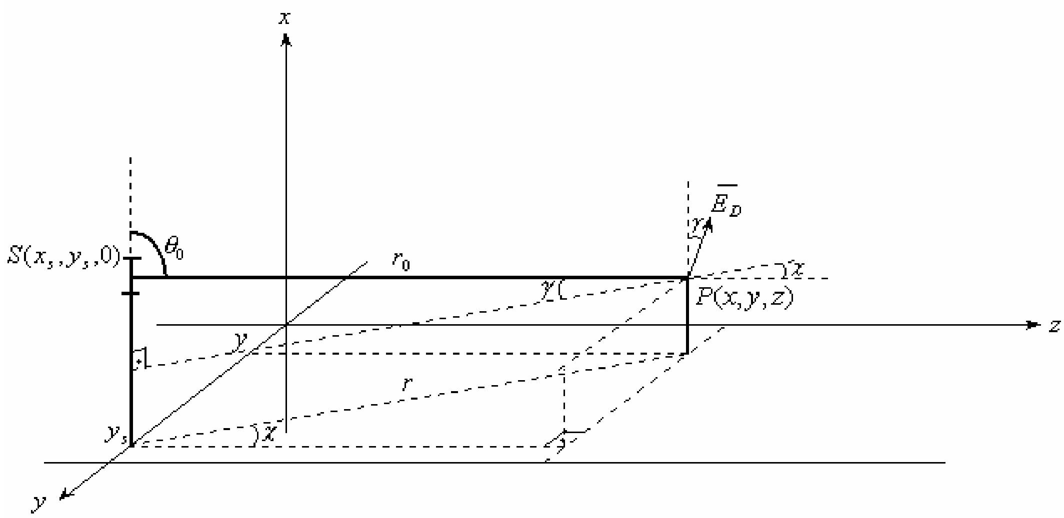

Figura 4.17 – Incidência direta no ponto P do raio oriundo da fonte S, para polarização vertical.

Ao se considerar uma incidência direta do raio como ilustrado na Figura 4.17, o vetor campo elétrico em P será dado por:

$$\vec{E}_D = \dot{E}_D.\vec{a}_{E_D} = \frac{E_0}{r_0}.e^{j\omega t}.e^{-jkr_0}.G(\theta_0).\vec{a}_{E_D} \tag{4.274}$$

onde $\dot{E}_D$ é a magnitude do vetor na forma fasorial,

$$\vec{a}_{E_D} = (\cos\gamma)\vec{a}_x - (sen\gamma.sen\chi)\vec{a}_y + (sen\gamma.\cos\chi)\vec{a}_z \tag{4.275}$$

$$G(\theta_0) = \text{sen}(\theta_0) \qquad \text{(Padrão de radiação de um dipolo ideal)} \qquad (4.276)$$

$$\theta_0 = 90^\circ + \gamma \qquad (4.277)$$

$$\gamma = \arctan\left[\frac{(x_s - x).\cos\chi}{z}\right] \qquad (4.278)$$

$$\chi = \arctan\left[\frac{y_s - y}{z}\right] \qquad (4.279)$$

onde E_0 é uma constante, $\mathbf{r_0}$ é a distância percorrida pelo raio (Equação 4.8) e $k = \frac{2\pi}{\lambda}$, sendo λ o comprimento de onda da radiação incidente.

4.3.2. Reflexão no Solo

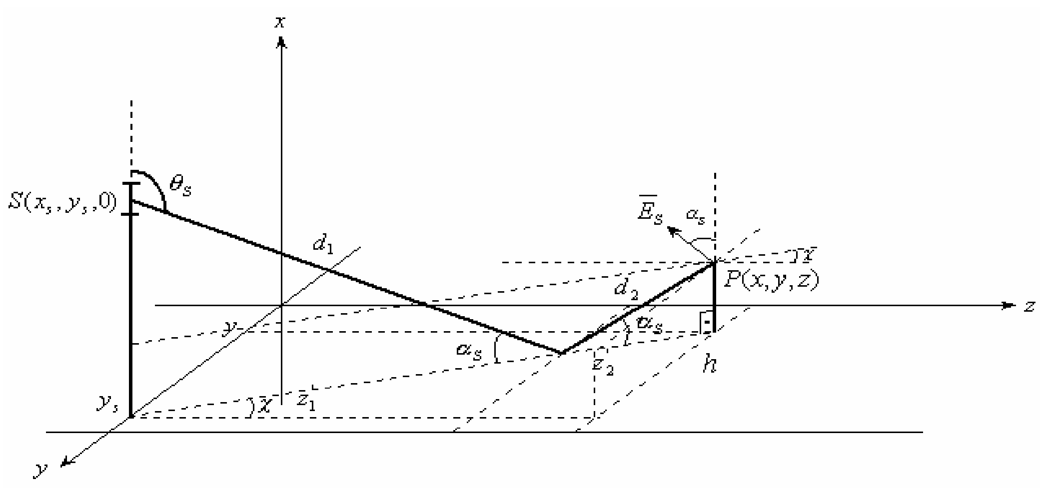

Figura 4.18 – Raio oriundo da fonte S sofre reflexão no solo antes de atingir o ponto P, para polarização vertical.

Ao se considerar uma reflexão do raio no solo como ilustrado na Figura 4.18, o vetor campo elétrico em P será dado por:

$$\vec{E}_S = \dot{E}_S.\vec{a}_{E_S} = \dot{R}_{//}.\frac{E_0}{r_S}.e^{j\omega t}.e^{-jkr_S}.G(\theta_S).\vec{a}_{E_S} \tag{4.280}$$

onde $\dot{E}_S$ é a magnitude do vetor na forma fasorial,

$$\vec{a}_{E_S} = (\cos\alpha_S)\vec{a}_x + (sen\alpha_S sen\chi)\vec{a}_y - (sen\alpha_S.\cos\chi)\vec{a}_z \tag{4.281}$$

$$G(\theta_S) = \text{sen}(\theta_S) \qquad \text{(Padrão de radiação de um dipolo ideal)} \tag{4.282}$$

$$\theta_S = 90^\circ + \alpha_S \tag{4.283}$$

onde $\dot{R} = R.e^{-j\theta}$ (calculado como indicado no item 2.1), E_0 é uma constante, $k = \frac{2\pi}{\lambda}$, $\mathbf{r_s}$ é a distância percorrida pelo raio (Equação 4.30) e α_s é o ângulo de incidência do raio refletido no solo (Equação 4.25).

4.3.3. Reflexões nas Laterais do Guia de Ondas

Como para polarização horizontal, há quatro tipos de generalizações para reflexões nas laterais de um guia de ondas tridimensional, como descritas a seguir.

4.3.3.1. Primeira Reflexão na Borda Lateral Superior do Guia de Ondas (y=h)

4.3.3.1.1. n Reflexões (n ímpar)

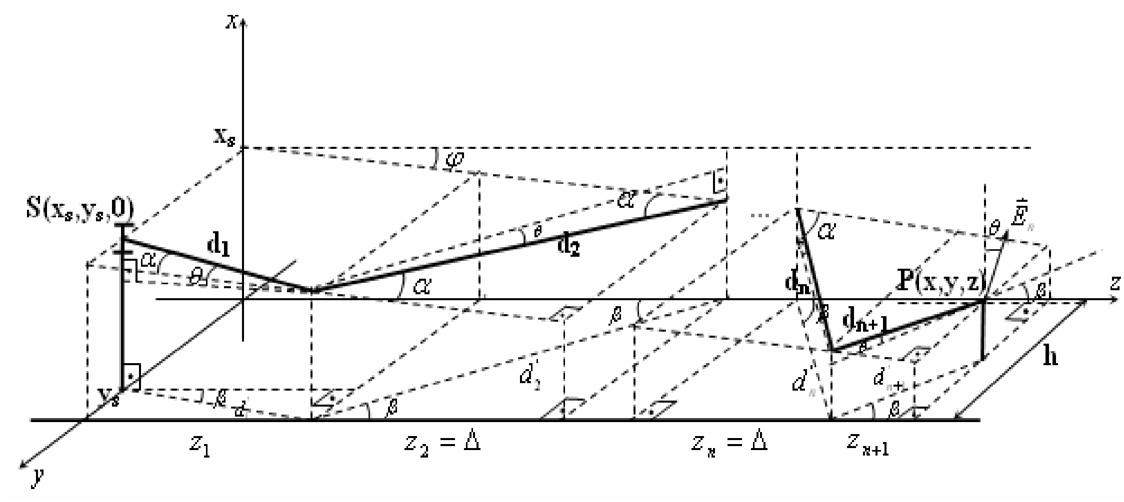

Figura 4.19 – Raio oriundo da fonte S sofre **n** reflexões nas laterais do guia de ondas antes de atingir o ponto P, para polarização vertical – 1ª Reflexão Superior e **n** ímpar.

Ao se considerar **n** reflexões nas laterais do guia de ondas tridimensional como ilustrado na Figura 4.19, o vetor campo elétrico em P será dado por:

$$\vec{E}_n = \dot{E}_n.\vec{a}_{E_n} = \dot{R}_\perp^n.\frac{E_0}{r_n}.e^{j\omega t}.e^{-jkr_n}.G(90^\circ + \theta).\vec{a}_{E_n} \qquad (4.284)$$

onde $\dot{E}_n$ é a magnitude do vetor na forma fasorial,

$$\vec{a}_{E_n} = (\cos\theta)\vec{a}_x - (sen\theta.sen\beta)\vec{a}_y + (sen\theta.\cos\beta)\vec{a}_z \qquad (4.285)$$

$$G(90^\circ + \theta) = \text{sen}(90^\circ + \theta) \qquad \text{(Padrão de radiação de um dipolo ideal)} \qquad (4.286)$$

onde $\dot{R} = R.e^{-j\theta}$ (calculado como indicado no item 2.1), E_0 é uma constante, $k = \dfrac{2\pi}{\lambda}$, $\mathbf{r_n}$ é a distância percorrida pelo raio (Equação 4.64), θ é o ângulo dado pela Equação 4.60 e α é o ângulo de incidência do raio (Equação 4.72).

4.3.3.1.2. n Reflexões (n par)

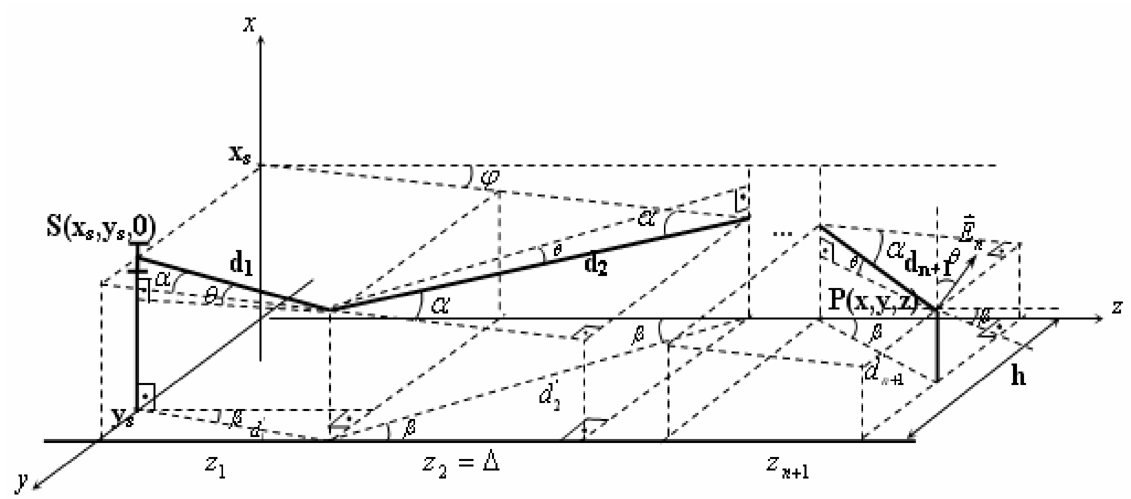

Figura 4.20 – Raio oriundo da fonte S sofre **n** reflexões nas laterais do guia de ondas antes de atingir o ponto P, para polarização vertical – 1ª Reflexão Superior e **n** par.

Ao se considerar **n** reflexões nas laterais do guia de ondas tridimensional como ilustrado na Figura 4.20, o vetor campo elétrico em P será dado por:

$$\vec{E}_n = \dot{E}_n.\vec{a}_{E_n} = \dot{R}_{\perp}^n.\frac{E_0}{r_n}.e^{j\omega t}.e^{-jkr_n}.G(90^\circ + \theta).\vec{a}_{E_n} \tag{4.287}$$

onde $\dot{E}_n$ é a magnitude do vetor na forma fasorial,

$$\vec{a}_{E_n} = (\cos\theta)\vec{a}_x + (sen\theta.sen\beta)\vec{a}_y + (sen\theta.\cos\beta)\vec{a}_z \tag{4.288}$$

$$G(90^\circ + \theta) = \text{sen}(90^\circ + \theta) \qquad \text{(Padrão de radiação de um dipolo ideal)} \qquad (4.289)$$

onde $\dot{R} = R.e^{-j\theta}$ (calculado como indicado no item 2.1), E_0 é uma constante, $k = \dfrac{2\pi}{\lambda}$, $\mathbf{r_n}$ é a distância percorrida pelo raio (Equação 4.106), θ é o ângulo dado pela Equação 4.102 e α é o ângulo de incidência do raio (Equação 4.114).

4.3.3.2. Primeira Reflexão na Borda Lateral Inferior do Guia de Ondas (y=0)

4.3.3.2.1. n Reflexões (n ímpar)

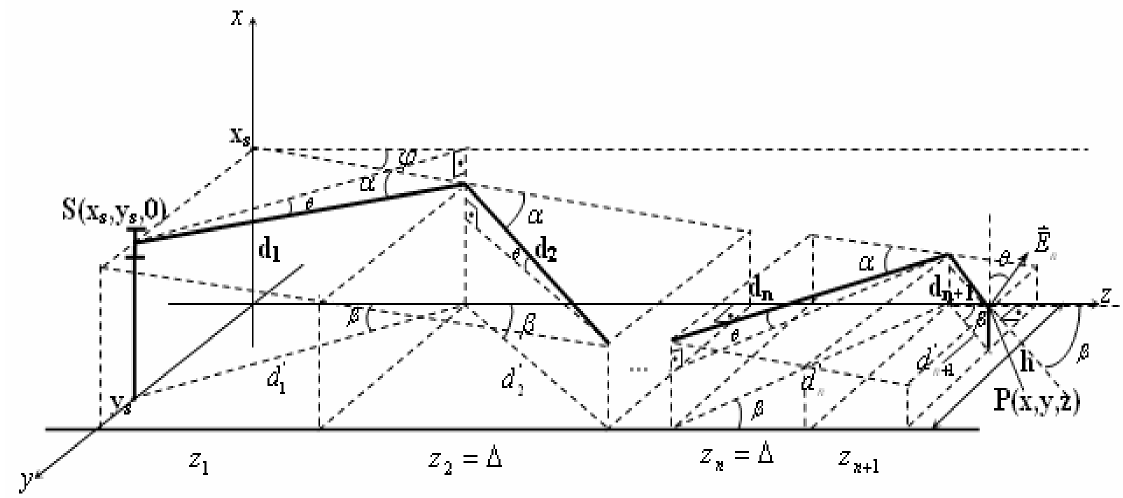

Figura 4.21 – Raio oriundo da fonte S sofre **n** reflexões nas laterais do guia de ondas antes de atingir o ponto P, para polarização vertical – 1ª Reflexão Inferior e **n** ímpar.

Ao se considerar **n** reflexões nas laterais do guia de ondas tridimensional como ilustrado na Figura 4.21, o vetor campo elétrico em P será dado por:

$$\vec{E}_n = \dot{E}_n.\vec{a}_{E_n} = \dot{R}_{\perp}^{n}.\frac{E_0}{r_n}.e^{j\omega t}.e^{-jkr_n}.G(90^{\circ}+\theta).\vec{a}_{E_n} \tag{4.290}$$

onde $\dot{E}_n$ é a magnitude do vetor na forma fasorial,

$$\vec{a}_{E_n} = (\cos\theta)\vec{a}_x + (sen\theta.sen\beta)\vec{a}_y + (sen\theta.\cos\beta)\vec{a}_z \tag{4.291}$$

$$G(90^{\circ}+\theta) = \text{sen}(90^{\circ}+\theta) \qquad \text{(Padrão de radiação de um dipolo ideal)} \tag{4.292}$$

onde $\dot{R} = R.e^{-j\theta}$ (calculado como indicado no item 2.1), E_0 é uma constante, $k = \dfrac{2\pi}{\lambda}$, $\mathbf{r_n}$ é a distância percorrida pelo raio (Equação 4.147), θ é o ângulo dado pela Equação 4.143 e α é o ângulo de incidência do raio (Equação 4.155).

4.3.3.2.2. n Reflexões (n par)

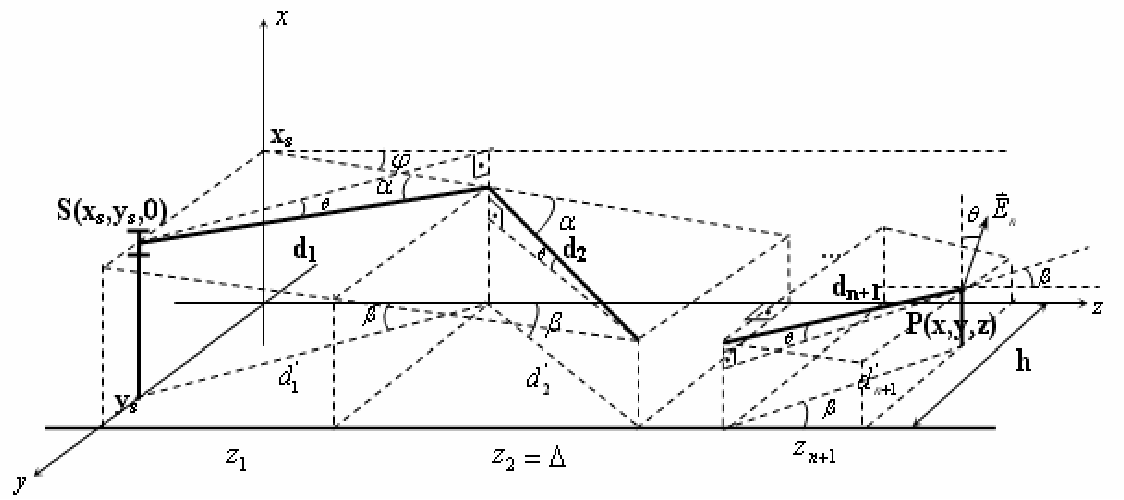

Figura 4.22 – Raio oriundo da fonte S sofre **n** reflexões nas laterais do guia de ondas antes de atingir o ponto P, para polarização vertical – 1ª Reflexão Inferior e **n** par.

Ao se considerar **n** reflexões nas laterais do guia de ondas tridimensional como ilustrado na Figura 4.22, o vetor campo elétrico em P será dado por:

$$\vec{E}_n = \dot{E}_n.\vec{a}_{E_n} = \dot{R}_{\perp}^{n}.\frac{E_0}{r_n}.e^{j\omega t}.e^{-jkr_n}.G(90^{\circ}+\theta).\vec{a}_{E_n} \tag{4.293}$$

onde $\dot{E}_n$ é a magnitude do vetor na forma fasorial,

$$\vec{a}_{E_n} = (\cos\theta)\vec{a}_x - (sen\theta.sen\beta)\vec{a}_y + (sen\theta.\cos\beta)\vec{a}_z \tag{4.294}$$

$$G(90^{\circ}+\theta) = \text{sen}(90^{\circ}+\theta) \qquad \text{(Padrão de radiação de um dipolo ideal)} \tag{4.295}$$

onde $\dot{R} = R.e^{-j\theta}$ (calculado como indicado no item 2.1), E_0 é uma constante, $k = \frac{2\pi}{\lambda}$, $\mathbf{r_n}$ é a distância percorrida pelo raio (Equação 4.189), θ é o ângulo dado pela Equação 4.185 e α é o ângulo de incidência do raio (Equação 4.197).

4.3.4. Reflexões Lateral-Solo

4.3.4.1. Primeira Reflexão na Borda Lateral Superior do Guia de Ondas (y=h)

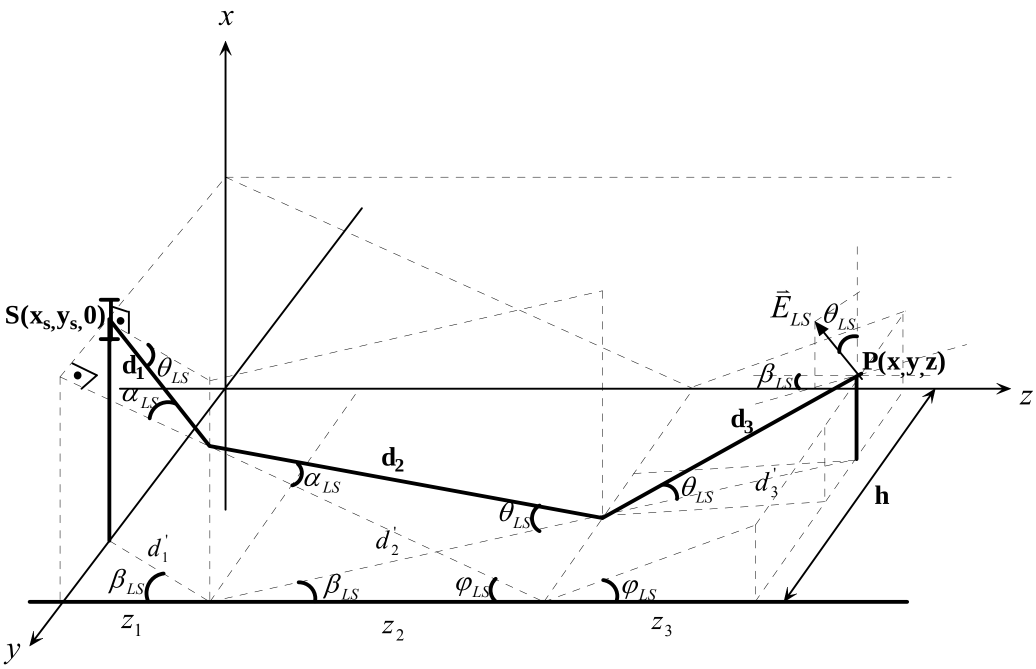

Figura 4.23 – Raio oriundo da fonte S sofre reflexões na lateral superior do guia de ondas e no solo antes de atingir o ponto P, para polarização vertical.

Ao se considerar reflexões do raio na lateral superior do guia de ondas e no solo como ilustrado na Figura 4.23, o vetor campo elétrico em P será dado por:

$$\vec{E}_{lS} = \dot{E}_{lS}.\vec{a}_{E_{LS}} = \dot{R}_{\perp}^{(\alpha_{lS})}.\dot{R}_{//}^{(\theta_{lS})}.\frac{E_0}{r_{LS}}.e^{j\omega t}.e^{-jkr_{LS}}.G(90^{\circ}+\theta_{lS}).\vec{a}_{E_{LS}} \qquad (4.296)$$

onde $\dot{E}_{LS}$ é a magnitude do vetor na forma fasorial,

$$\vec{a}_{E_{LS}} = (\cos\theta_{LS})\vec{a}_x + (sen\theta_{LS}.sen\beta_{LS})\vec{a}_y - (sen\theta_{LS}.\cos\beta_{LS})\vec{a}_z \qquad (4.297)$$

$$G(90^{\circ}+\theta_{LS}) = \text{sen}(90^{\circ}+\theta_{LS}) \qquad \text{(Padrão de radiação de um dipolo ideal)} \qquad (4.298)$$

onde $\dot{R}_{\perp}^{(\alpha_{LS})}$ e $\dot{R}_{//}^{(\theta_{LS})}$ são os coeficientes de reflexão, calculados como indicado no item 2.1, α_{LS} e θ_{LS} são seus respectivos ângulos de incidência, dados pelas equações 4.232 e 4.220, respectivamente, E_0 é uma constante, $\mathbf{r_{LS}}$ é a distância percorrida pelo raio (Equação 4.224) e $k = \dfrac{2\pi}{\lambda}$.

4.3.4.2. Primeira Reflexão na Borda Lateral Inferior do Guia de Ondas (y=0)

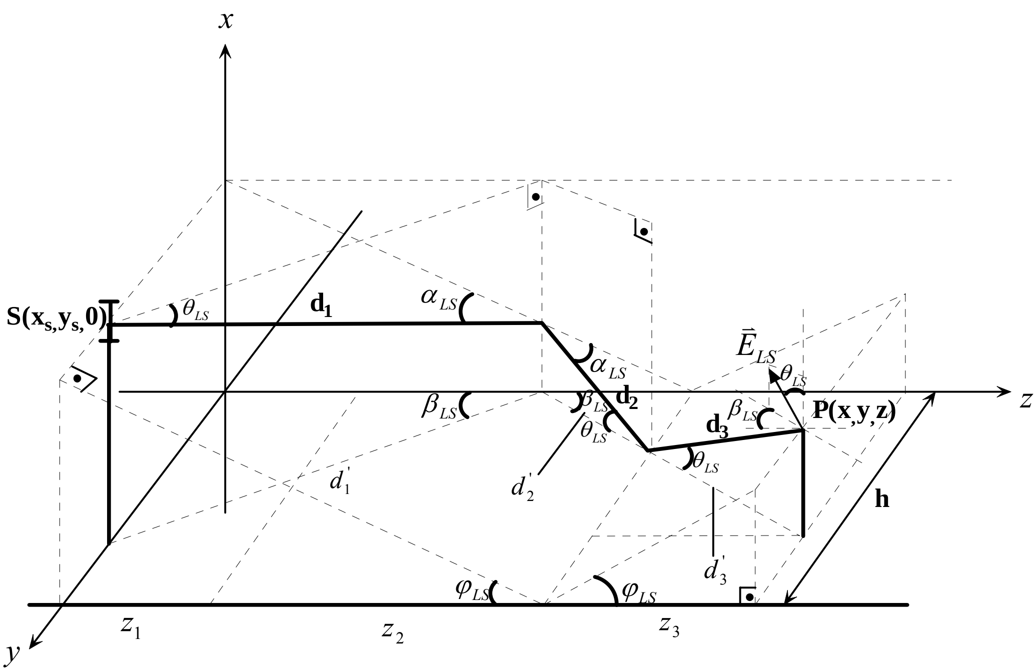

Figura 4.24 – Raio oriundo da fonte S sofre reflexões na lateral inferior do guia de ondas e no solo antes de atingir o ponto P, para polarização vertical.

Ao se considerar reflexões do raio na lateral inferior do guia de ondas e no solo como ilustrado na Figura 4.24, o vetor campo elétrico em P será dado por:

$$\vec{E}_{lS} = \dot{E}_{lS}.\vec{a}_{E_{LS}} = \dot{R}_{\perp}^{(\alpha_{lS})}.\dot{R}_{//}^{(\theta_{lS})}.\frac{E_0}{r_{LS}}.e^{j\omega t}.e^{-jkr_{LS}}.G(90^\circ+\theta_{lS}).\vec{a}_{E_{LS}} \tag{4.299}$$

onde $\dot{E}_{LS}$ é a magnitude do vetor na forma fasorial,

$$\vec{a}_{E_{LS}} = (\cos\theta_{LS})\vec{a}_x - (sen\theta_{LS}.sen\beta_{LS})\vec{a}_y - (sen\theta_{LS}.\cos\beta_{LS})\vec{a}_z \tag{4.300}$$

$$G(90^\circ+\theta_{LS}) = \text{sen}(90^\circ+\theta_{LS}) \qquad \text{(Padrão de radiação de um dipolo ideal)} \tag{4.301}$$

onde $\dot{R}_{\perp}^{(\alpha_{LS})}$ e $\dot{R}_{//}^{(\theta_{LS})}$ são os coeficientes de reflexão, calculados como indicado no item 2.1, α_{LS} e θ_{LS} são seus respectivos ângulos de incidência, dados pelas equações 4.267 e 4.255, respectivamente, E_0 é uma constante, $\mathbf{r_{LS}}$ é a distância percorrida pelo raio (Equação 4.259) e $k = \frac{2\pi}{\lambda}$.

4.3.5. Campo Elétrico Total

Como previamente mencionado, todas as configurações dos itens 4.3.1, 4.3.2, 4.3.3 e 4.3.4, ilustradas nas Figuras 4.17, 4.18, 4.19, 4.20, 4.21, 4.22, 4.23 e 4.24, atingirão o ponto **P(x,y,z).** Portanto, para o ponto de recepção tem-se:

$$\vec{E}_T = \vec{E}_x + \vec{E}_y + \vec{E}_z \tag{4.302}$$

$$\vec{E}_T = E_x.e^{j\theta_x}.\vec{a}_x + E_y.e^{j\theta_y}.\vec{a}_y + E_z.e^{j\theta_z}.\vec{a}_z \tag{4.303}$$

onde:

$$\vec{E}_x = \begin{pmatrix} \dot{E}_D.\cos\gamma + \dot{E}_S.\cos\alpha_S \\ + \sum^{n\acute{\imath}mpar} \dot{E}_{n\,\sup}.\cos\theta + \sum^{npar} \dot{E}_{n\,\inf}.\cos\theta \\ + \sum^{npar} \dot{E}_{n\,\sup}.\cos\theta + \sum^{n\acute{\imath}mpar} \dot{E}_{n\,\inf}.\cos\theta \\ + \dot{E}_{LS\,\sup}.\cos\theta_{LS} + \dot{E}_{LS\,\inf}.\cos\theta_{LS} \end{pmatrix} \vec{a}_x \tag{4.304}$$

$$\vec{E}_y = \begin{pmatrix} -\dot{E}_D.\mathrm{sen}\,\gamma.\mathrm{sen}\,\chi + \dot{E}_S.\mathrm{sen}\,\alpha_S.\mathrm{sen}\,\chi \\ - \sum^{n\acute{\imath}mpar} \dot{E}_{n\,\sup}.\mathrm{sen}\,\theta.\mathrm{sen}\,\beta - \sum^{npar} \dot{E}_{n\,\inf}.\mathrm{sen}\,\theta.\mathrm{sen}\,\beta \\ + \sum^{npar} \dot{E}_{n\,\sup}.\mathrm{sen}\,\theta.\mathrm{sen}\,\beta + \sum^{n\acute{\imath}mpar} \dot{E}_{n\,\inf}.\mathrm{sen}\,\theta.\mathrm{sen}\,\beta \\ + \dot{E}_{LS\,\sup}.\mathrm{sen}\,\theta_{LS}.\mathrm{sen}\,\beta_{LS} - \dot{E}_{LS\,\inf}.\mathrm{sen}\,\theta_{LS}.\mathrm{sen}\,\beta_{LS} \end{pmatrix} \vec{a}_y \tag{4.305}$$

$$\vec{E}_z = \begin{pmatrix} \dot{E}_D.\mathrm{sen}\,\gamma.\cos\chi - \dot{E}_S.\mathrm{sen}\,\alpha_S.\cos\chi + \sum^{n\acute{\imath}mpar} \dot{E}_{n\,\sup}.\mathrm{sen}\,\theta.\cos\beta \\ + \sum^{npar} \dot{E}_{n\,\inf}.\mathrm{sen}\,\theta.\cos\beta + \sum^{npar} \dot{E}_{n\,\sup}.\mathrm{sen}\,\theta.\cos\beta + \sum^{n\acute{\imath}mpar} \dot{E}_{n\,\inf}.\mathrm{sen}\,\theta.\cos\beta \\ - \dot{E}_{LS\,\sup}.\mathrm{sen}\,\theta_{LS}.\cos\beta_{LS} - \dot{E}_{LS\,\inf}.\mathrm{sen}\,\theta_{LS}.\cos\beta_{LS} \end{pmatrix} \vec{a}_z \tag{4.306}$$

$$\chi = \arctan\left[\frac{y_s - y}{z}\right] \qquad \alpha_S = \arctan\left[\frac{(x_s + x).\cos\chi}{z}\right] \qquad \gamma = \arctan\left[\frac{(x_s - x).\cos\chi}{z}\right]$$

$$\theta = \arctan\frac{(x_s - x).\cos\beta}{z}$$

1ª Reflexão na Borda Superior

n ímpar: $\beta = \arctan\left[\dfrac{(n+1).h - y_s - y}{z}\right]$

n par: $\beta = \arctan\left[\dfrac{nh - y_s + y}{z}\right]$

$$\beta_{LS} = \arctan\left[\frac{2h - y_s - y}{z}\right]$$

1ª Reflexão na Borda Inferior

n ímpar: $\beta = \arctan\left[\dfrac{(n-1).h + y_s + y}{z}\right]$

n par: $\beta = \arctan\left[\dfrac{nh + y_s - y}{z}\right]$

$$\beta_{LS} = \arctan\left[\frac{y_s + y}{z}\right]$$

A Equação 4.303 é a forma fasorial do campo elétrico instantâneo dado abaixo:

$$\vec{E}_T(t) = E_x.\cos(\omega t + \theta_x).\vec{a}_x + E_y.\cos(\omega t + \theta_y).\vec{a}_y E_z.\cos(\omega t + \theta_z).\vec{a}_z \qquad (4.307)$$

cuja variação com o tempo descreve a figura de uma elipse no espaço tridimensional.

4.4. GRÁFICOS DO CAMPO ELÉTRICO PARA REFLEXÕES NAS LATERAIS DO GUIA DE ONDAS

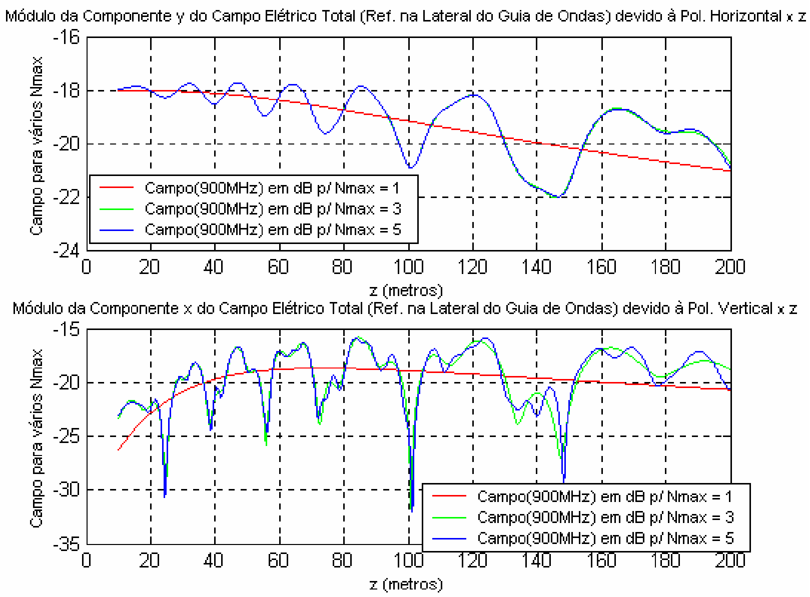

Figura 4.25 – Campo elétrico devido às reflexões nas laterais do guia de ondas, para $y_s = 5$ m, $y = 5$ m, $x_s = 50$ m, $x = 1,8$ m e $h = 10$ m, em função da distância **z** de 10 m a 200 m.

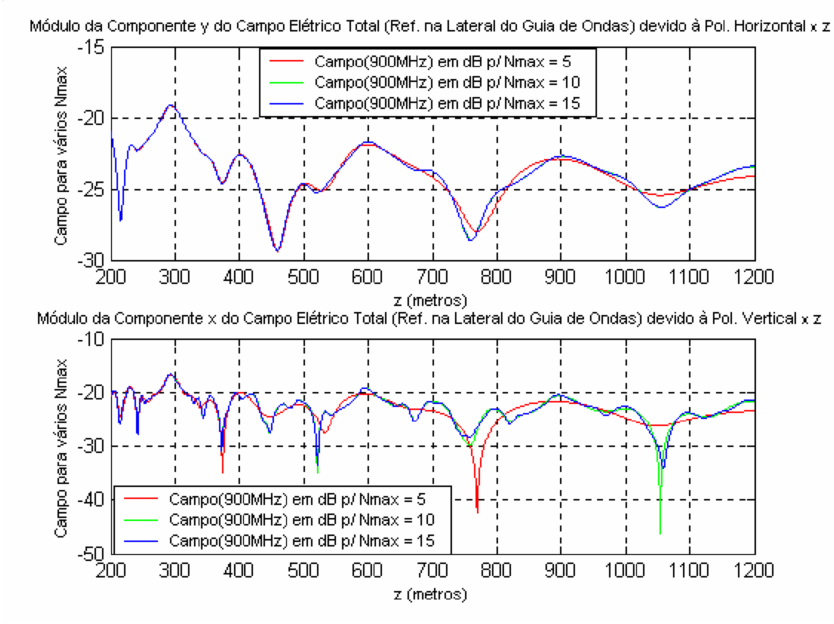

Figura 4.26 – Campo elétrico devido às reflexões nas laterais do guia de ondas, para $y_s = 5$ m, $y = 5$ m, $x_s = 50$ m, $x = 1,8$ m e $h = 10$ m, em função da distância **z** de 200 m a 1200 m.

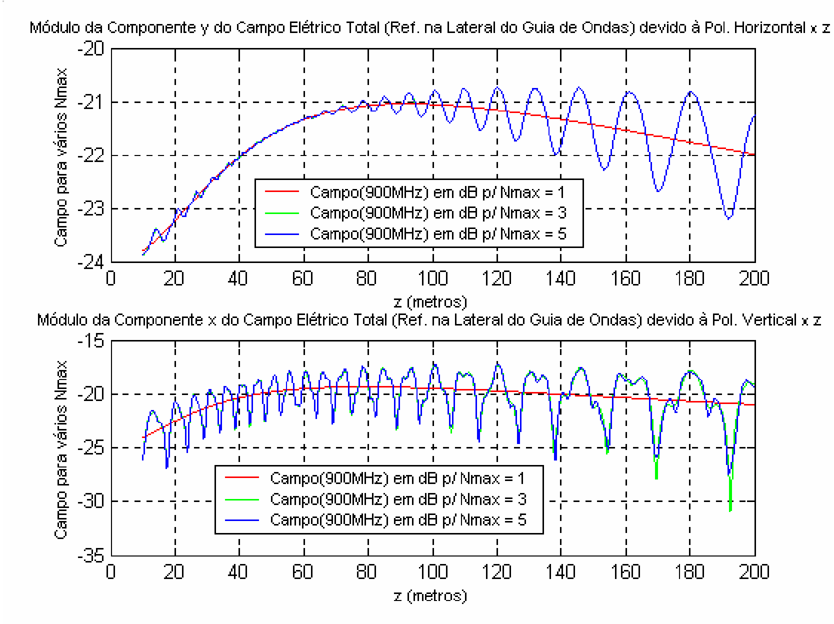

Figura 4.27 – Campo elétrico devido às reflexões nas laterais do guia de ondas, para $y_s = 10$ m, $y = 10$ m, $x_s = 50$ m, $x = 1,8$ m e $h = 20$ m, em função da distância **z** de 10 m a 200 m.

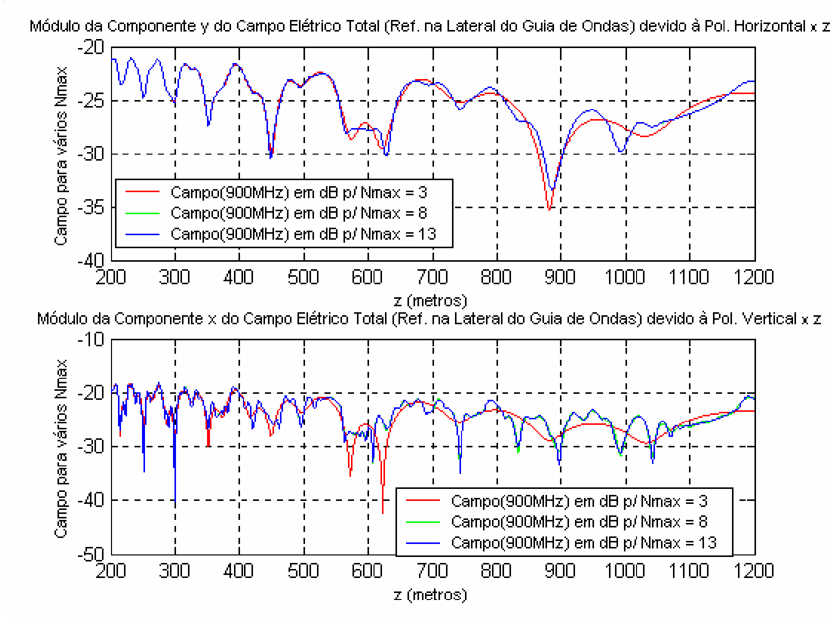

Figura 4.28 – Campo elétrico devido às reflexões nas laterais do guia de ondas, para y_s = 10 m, y = 10 m, x_s = 50 m, x = 1,8 m e h = 20 m, em função da distância **z** de 200 m a 1200 m.

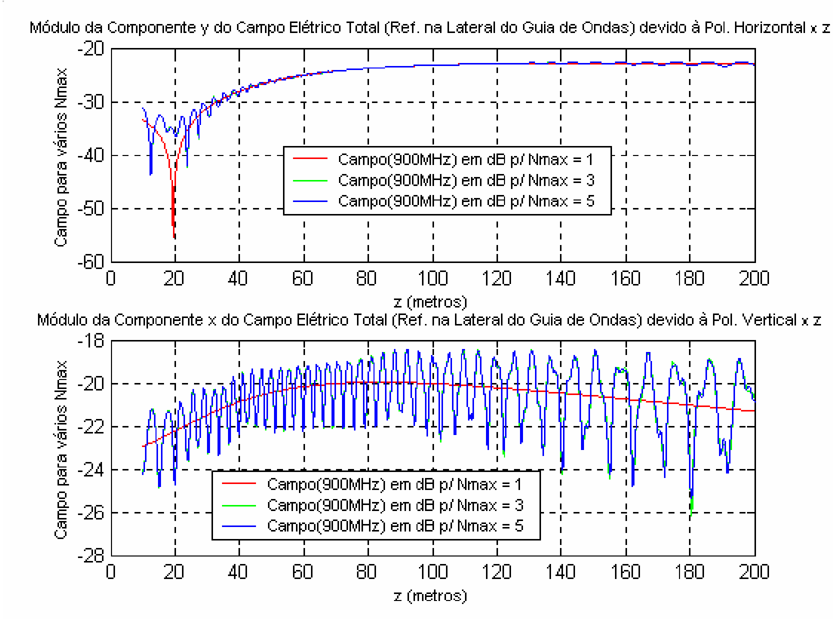

Figura 4.29 – Campo elétrico devido às reflexões nas laterais do guia de ondas, para y_s = 15 m, y = 15 m, x_s = 50 m, x = 1,8 m e h = 30 m, em função da distância **z** de 10 m a 200 m.

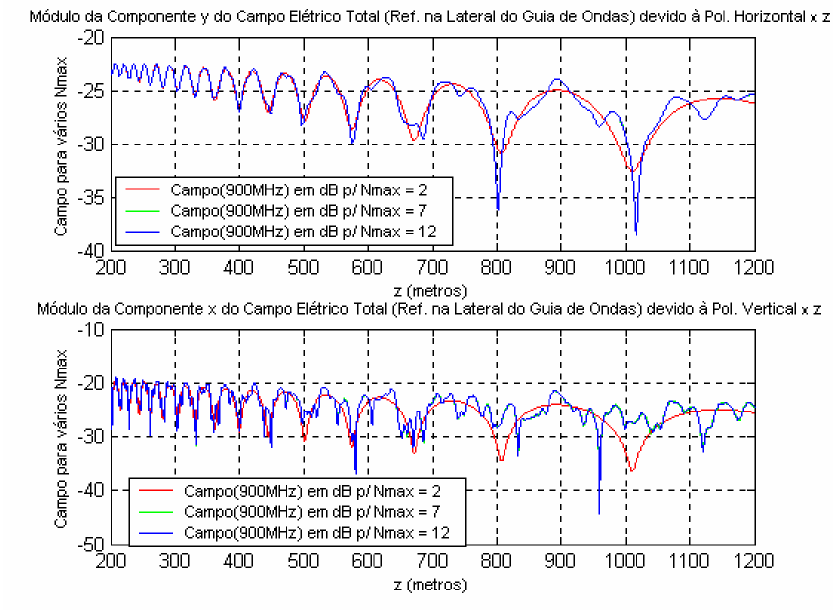

Figura 4.30 – Campo elétrico devido às reflexões nas laterais do guia de ondas, para y_s = 15 m, y = 15 m, x_s = 50 m, x = 1,8 m e h = 30 m, em função da distância **z** de 200 m a 1200 m.

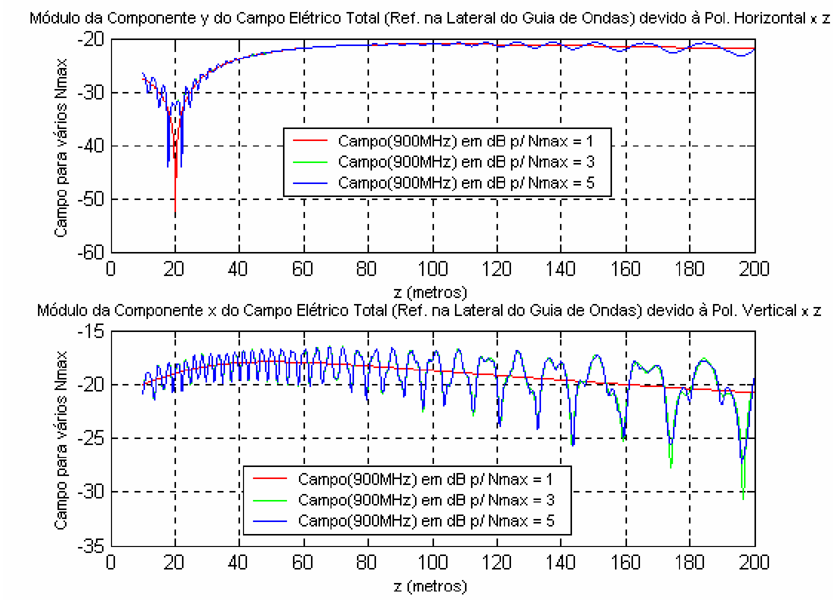

Figura 4.31 – Campo elétrico devido às reflexões nas laterais do guia de ondas, para y_s = 10 m, y = 10 m, x_s = 30 m, x = 1,8 m e h = 20 m, em função da distância **z** de 10 m a 200 m.

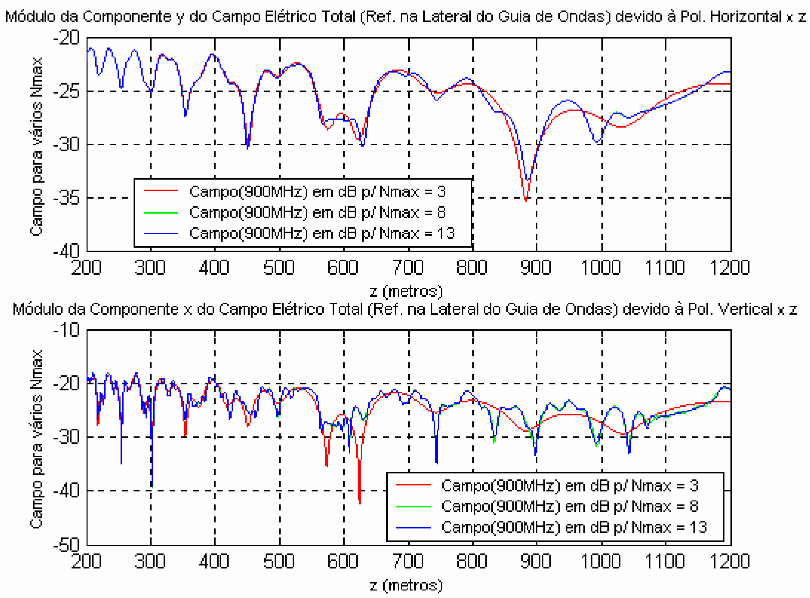

Figura 4.32 – Campo elétrico devido às reflexões nas laterais do guia de ondas, para $y_s = 10$ m, $y = 10$ m, $x_s = 30$ m, $x = 1{,}8$ m e $h = 20$ m, em função da distância **z** de 200 m a 1200 m.

4.5. GRÁFICOS DO CAMPO ELÉTRICO TOTAL

Nesta parte são plotados gráficos do campo elétrico total tal como descrito matematicamente nos itens 4.2.5 e 4.3.5.

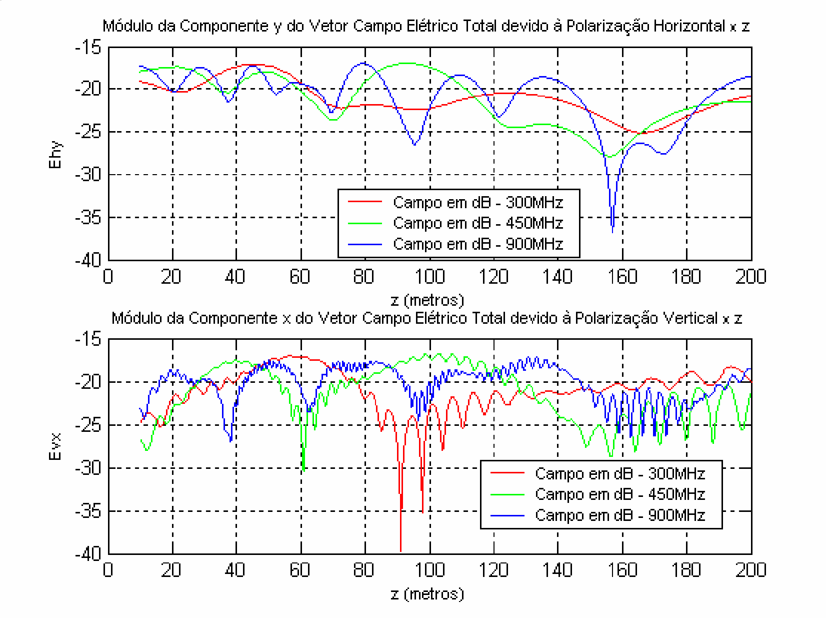

Figura 4.33 – Principais componentes do campo elétrico total para Nmax = 15 reflexões, y_s = 28 m, y = 2 m, x_s = 50 m, x = 1,8 m e h = 30 m, em função da distância **z** de 10 m a 200 m.

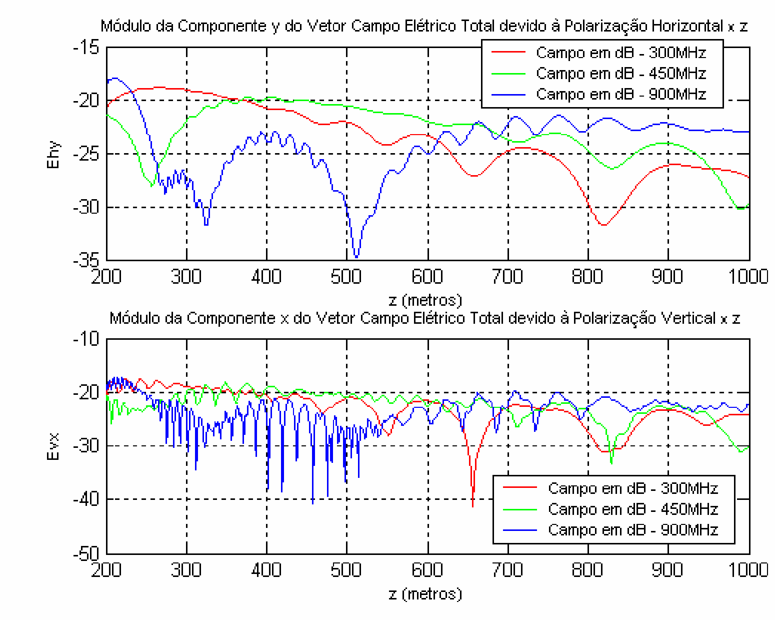

Figura 4.34 – Principais componentes do campo elétrico total para Nmax = 15 reflexões, y_s = 28 m, y = 2 m, x_s = 50 m, x = 1,8 m e h = 30 m, em função da distância **z** de 200 m a 1000 m.

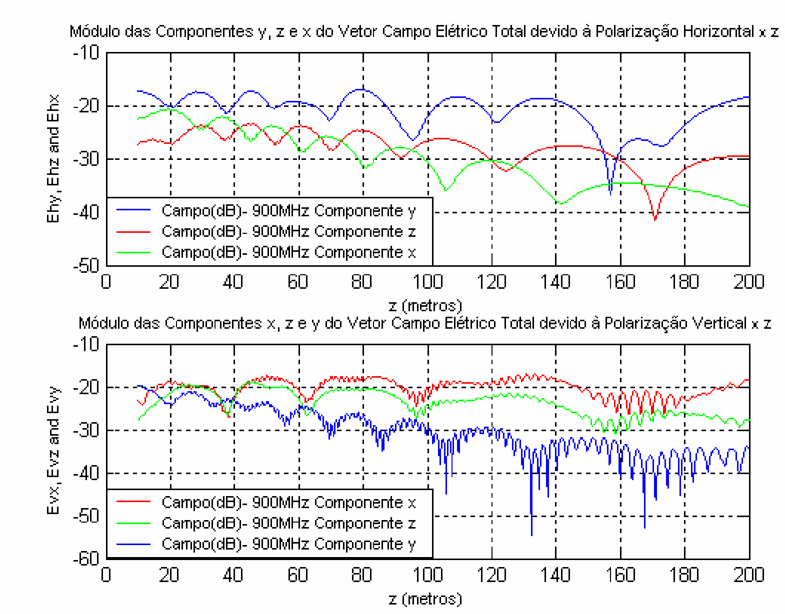

Figura 4.35 – Gráfico comparativo entre as três componentes do campo elétrico total para Nmax = 15 reflexões, y_s = 28 m, y = 2 m, x_s = 50 m, x = 1,8 m e h = 30 m, em função da distância **z** de 10 m a 200 m.

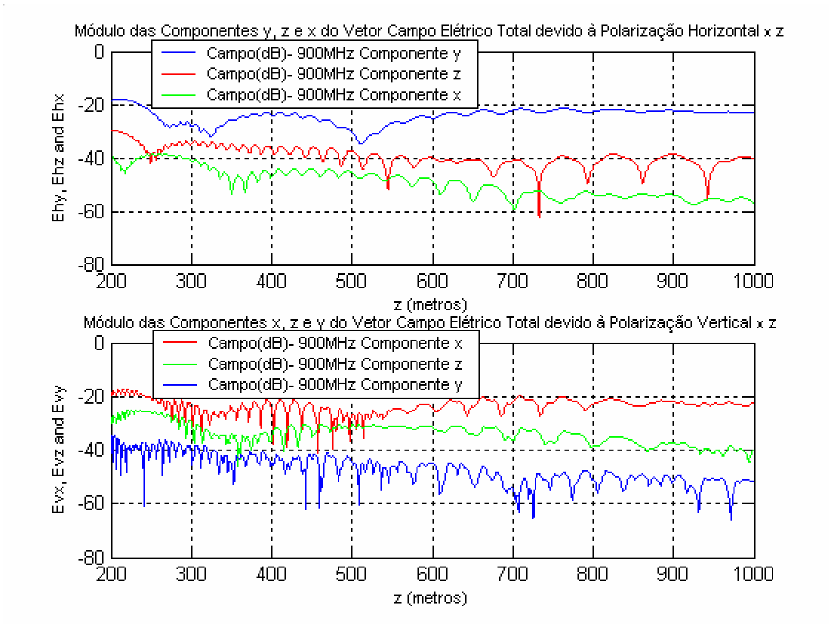

Figura 4.36 – Gráfico comparativo entre as três componentes do campo elétrico total para Nmax = 15 reflexões, y_s = 28 m, y = 2 m, x_s = 50 m, x = 1,8 m e h = 30 m, em função da distância **z** de 200 m a 1000 m.

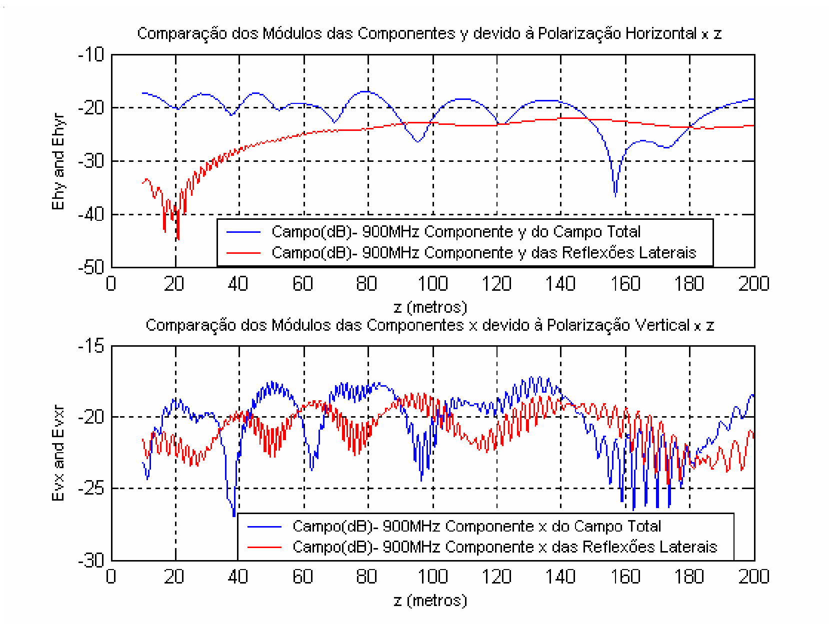

Figura 4.37 – Gráfico comparativo entre as principais componentes do campo elétrico total e as principais componentes do campo elétrico devido às reflexões laterais, para

Nmax = 15 reflexões, y_s = 28 m, y = 2 m, x_s = 50 m, x = 1,8 m e h = 30 m, em função da distância **z** de 10 m a 200 m.

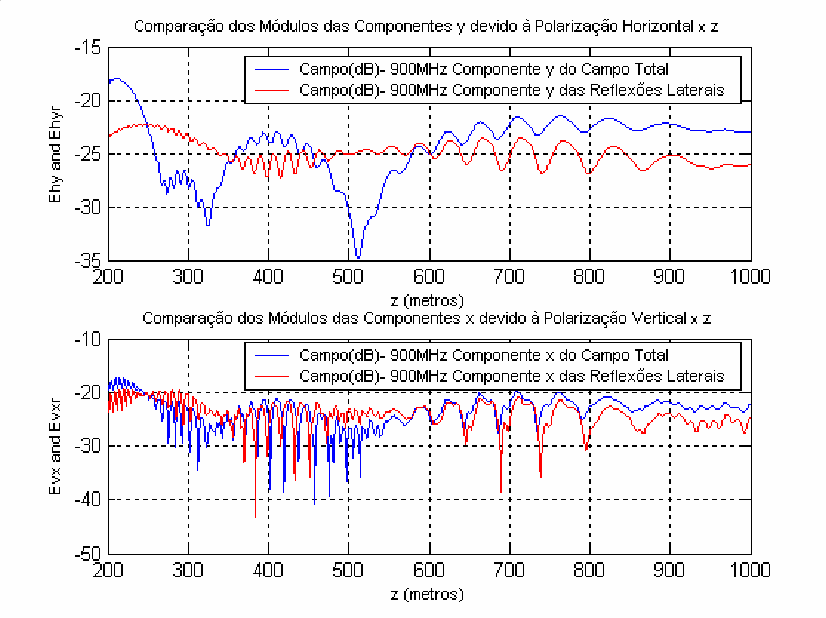

Figura 4.38 – Gráfico comparativo entre as principais componentes do campo elétrico total e as principais componentes do campo elétrico devido às reflexões laterais, para Nmax = 15 reflexões, y_s = 28 m, y = 2 m, x_s = 50 m, x = 1,8 m e h = 30 m, em função da distância **z** de 200 m a 1000 m.

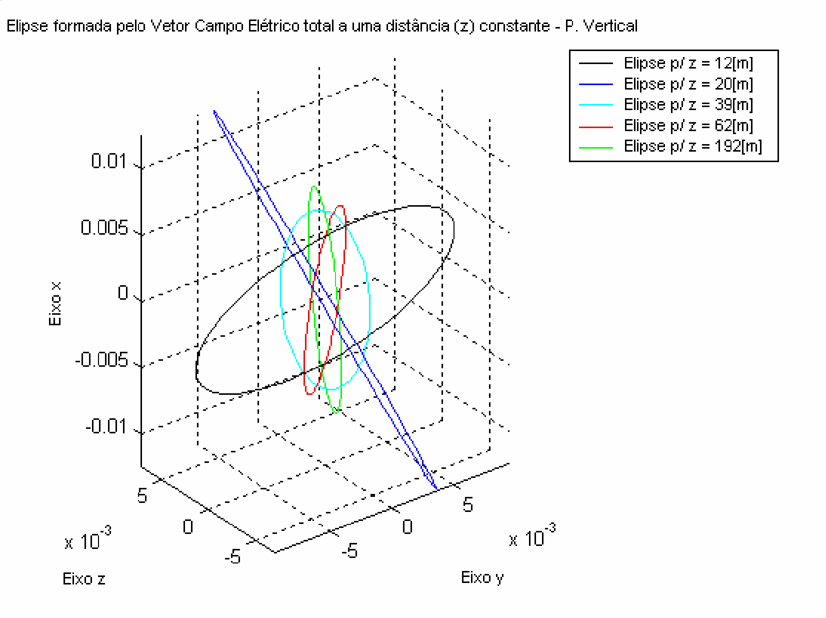

Figura 4.39 – Elipses traçadas pelo vetor campo elétrico devido à polarização vertical, Nmax = 15 reflexões, y_s = 28 m, y = 2 m, x_s = 50 m, x = 1,8 m, h = 30 m e freqüência de 900 MHz a uma distância *z* constante.

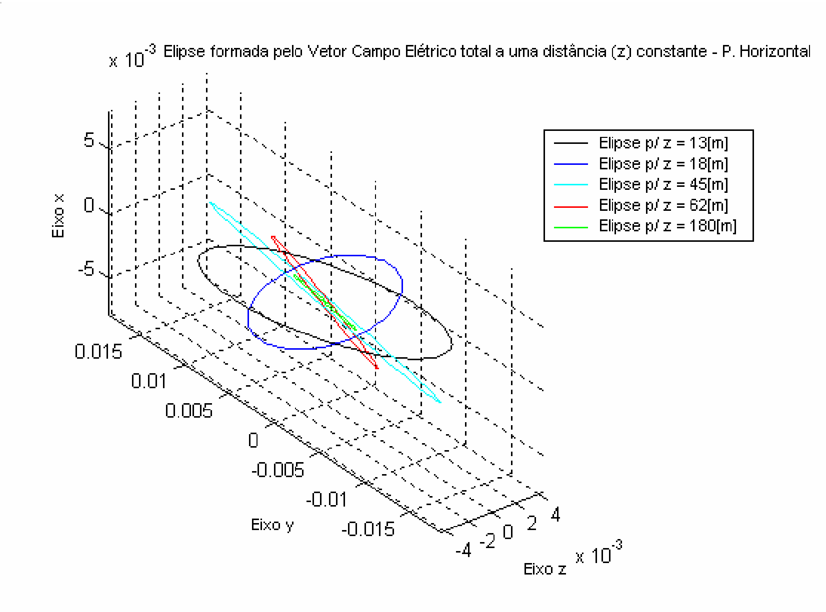

Figura 4.40 – Elipses traçadas pelo vetor campo elétrico devido à polarização horizontal, Nmax = 15 reflexões, y_s = 28 m, y = 2 m, x_s = 50 m, x = 1,8 m, h = 30 m e freqüência de 900 MHz a uma distância *z* constante.

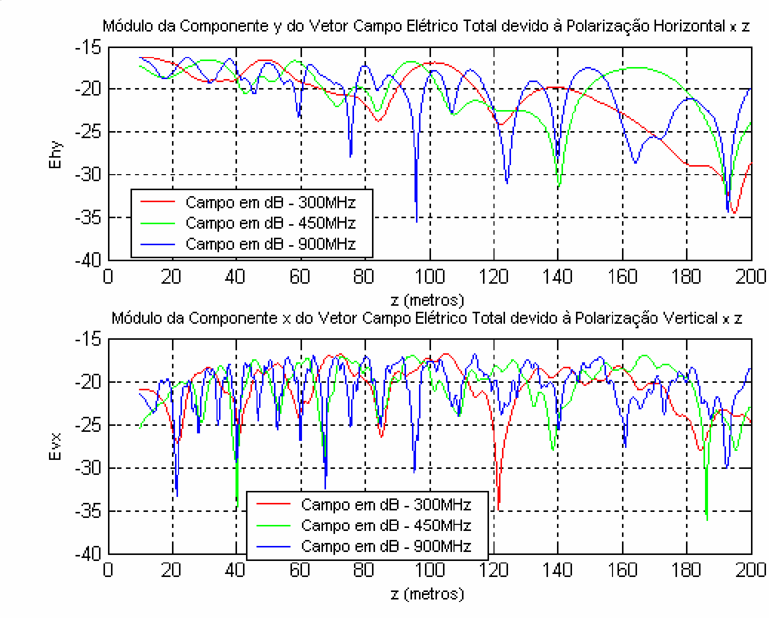

Figura 4.41 – Principais componentes do campo elétrico total para Nmax = 15 reflexões, y_s = 20 m, y = 10 m, x_s = 50 m, x = 1,8 m e h = 30 m, em função da distância **z** de 10 m a 200 m.

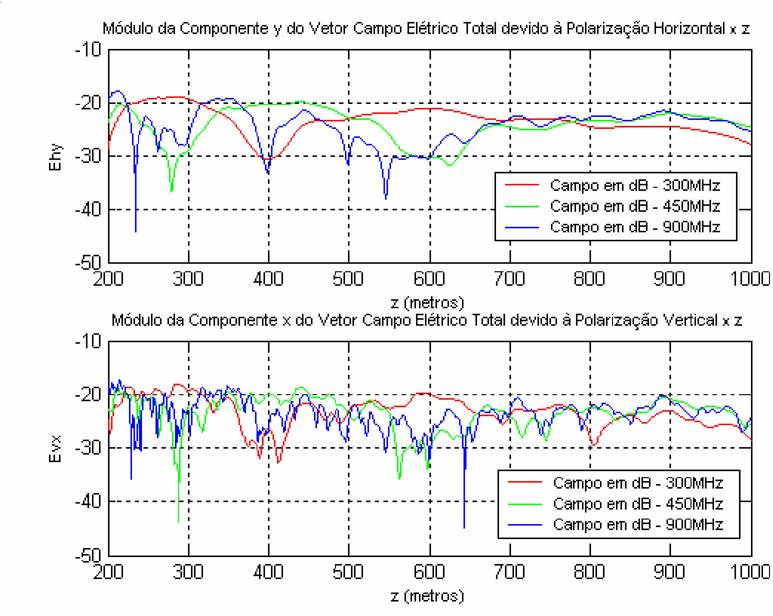

Figura 4.42 – Principais componentes do campo elétrico total para Nmax = 15 reflexões, y_s = 20 m, y = 10 m, x_s = 50 m, x = 1,8 m e h = 30 m, em função da distância **z** de 200 m a 1000 m.

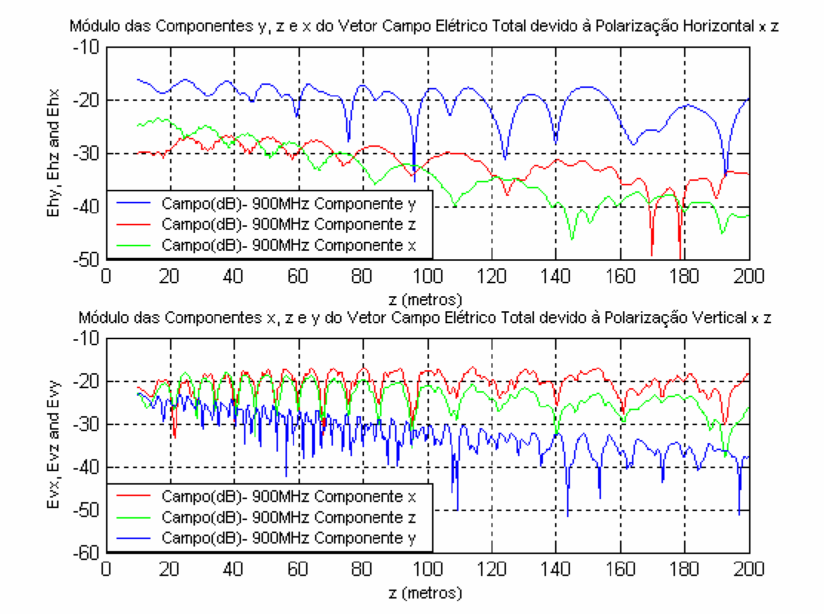

Figura 4.43 – Gráfico comparativo entre as três componentes do campo elétrico total para Nmax = 15 reflexões, y_s = 20 m, y = 10 m, x_s = 50 m, x = 1,8 m e h = 30 m, em função da distância **z** de 10 m a 200 m.

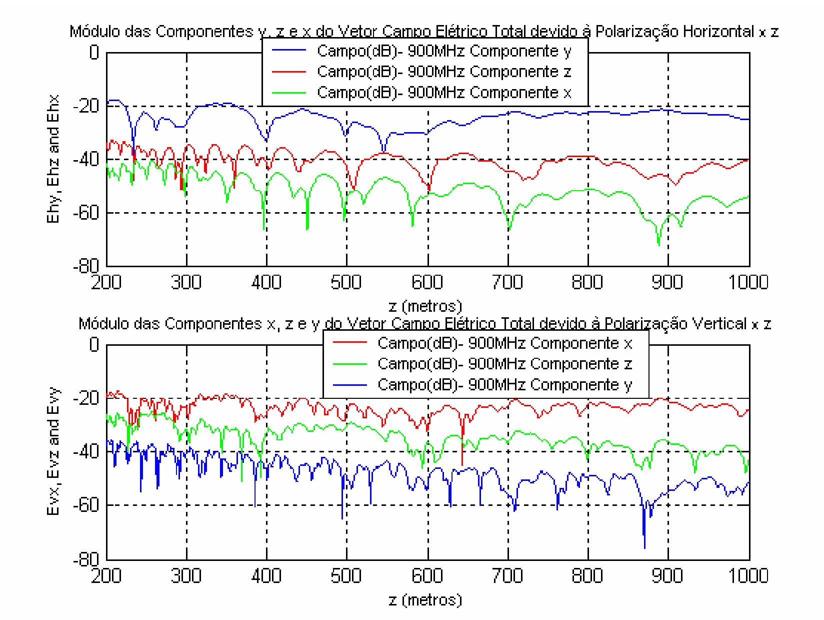

Figura 4.44 – Gráfico comparativo entre as três componentes do campo elétrico total para Nmax = 15 reflexões, y_s = 20 m, y = 10 m, x_s = 50 m, x = 1,8 m e h = 30 m, em função da distância **z** de 200 m a 1000 m.

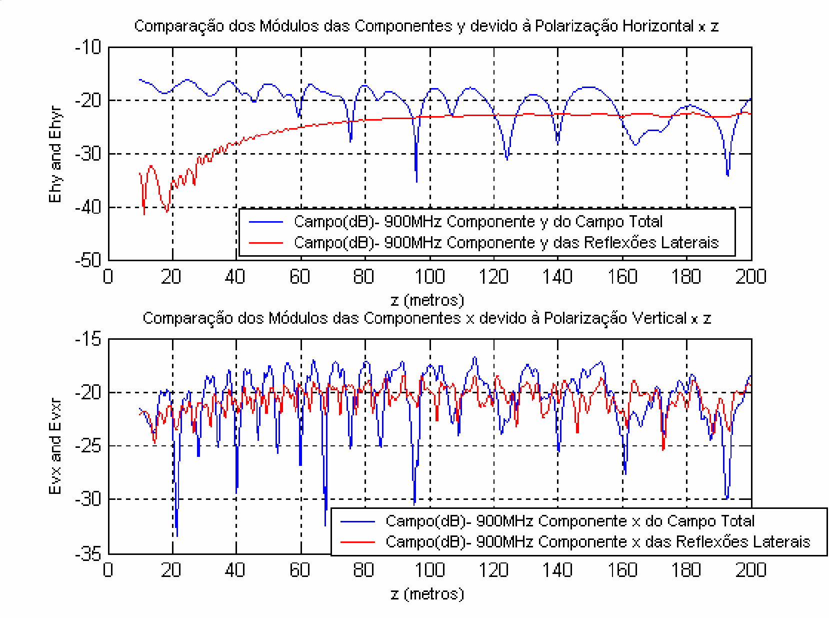

Figura 4.45 – Gráfico comparativo entre as principais componentes do campo elétrico total e as principais componentes do campo elétrico devido às reflexões laterais, para Nmax = 15 reflexões, y_s = 20 m, y = 10 m, x_s = 50 m, x = 1,8 m e h = 30 m, em função da distância **z** de 10 m a 200 m.

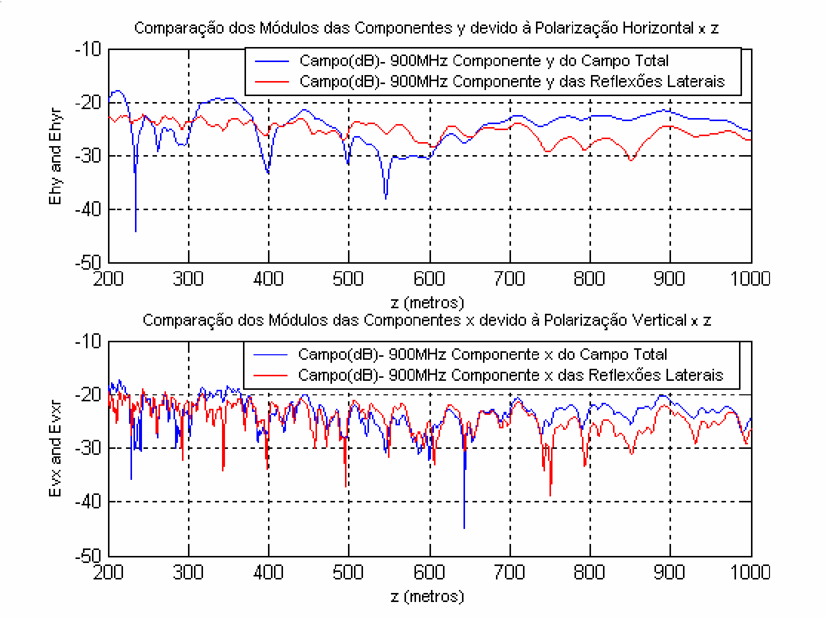

Figura 4.46 – Gráfico comparativo entre as principais componentes do campo elétrico total e as principais componentes do campo elétrico devido às reflexões laterais, para

Nmax = 15 reflexões, y_s = 20 m, y = 10 m, x_s = 50 m, x = 1,8 m e h = 30 m, em função da distância **z** de 200 m a 1000 m.

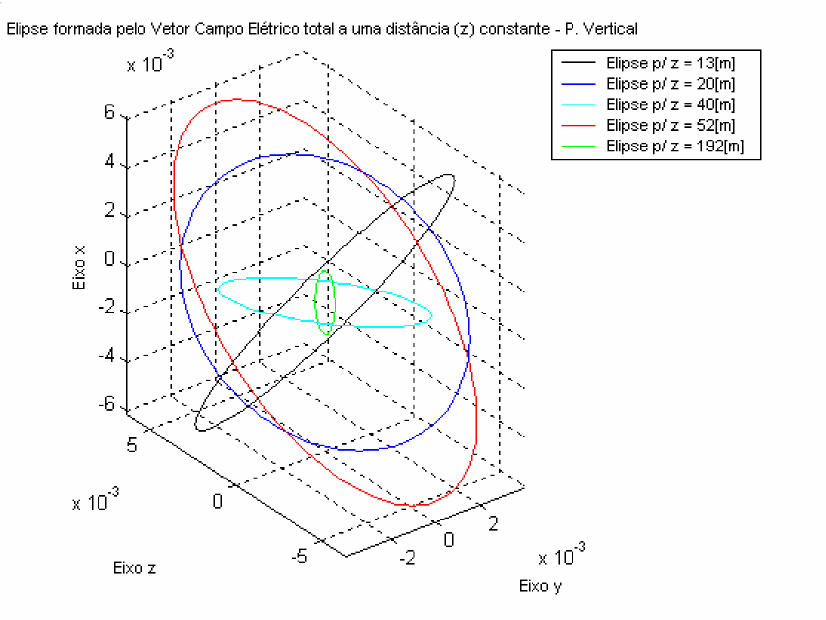

Figura 4.47 – Elipses traçadas pelo vetor campo elétrico devido à polarização vertical, Nmax = 15 reflexões, y_s = 20 m, y = 10 m, x_s = 50 m, x = 1,8 m, h = 30 m e freqüência de 900 MHz a uma distância *z* constante.

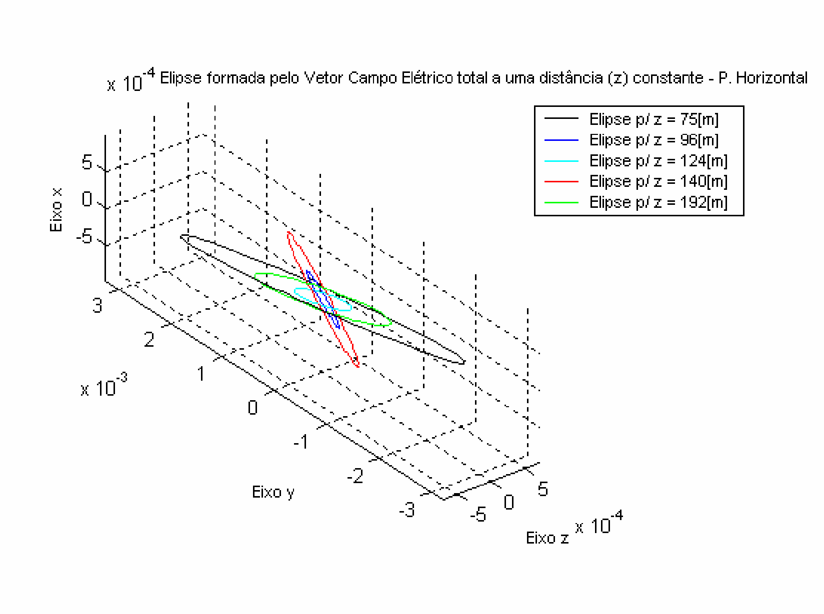

Figura 4.48 – Elipses traçadas pelo vetor campo elétrico devido à polarização horizontal, Nmax = 15 reflexões, $y_s = 20$ m, $y = 10$ m, $x_s = 50$ m, $x = 1{,}8$ m, $h = 30$ m e freqüência de 900 MHz a uma distância *z* constante.

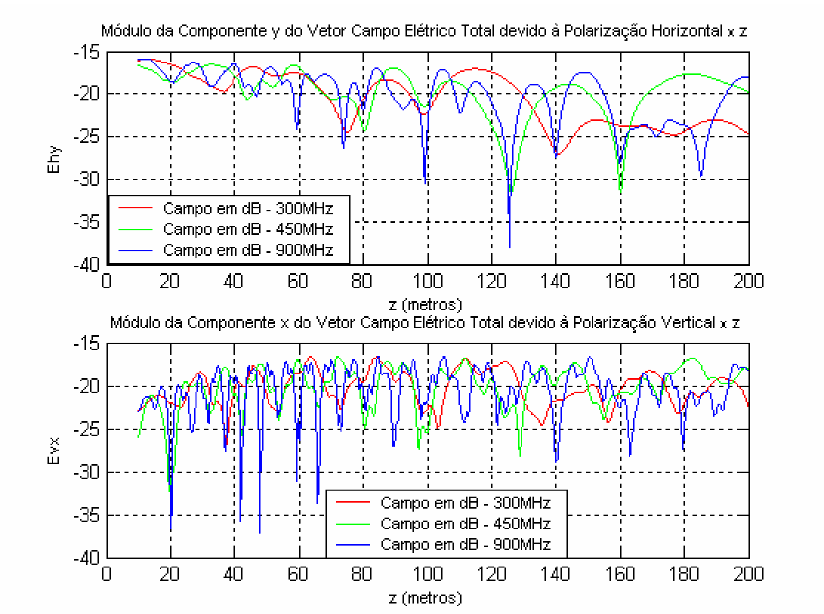

Figura 4.49 – Principais componentes do campo elétrico total para Nmax = 15 reflexões, $y_s = 15$ m, $y = 15$ m, $x_s = 50$ m, $x = 1{,}8$ m e $h = 30$ m, em função da distância **z** de 10 m a 200 m.

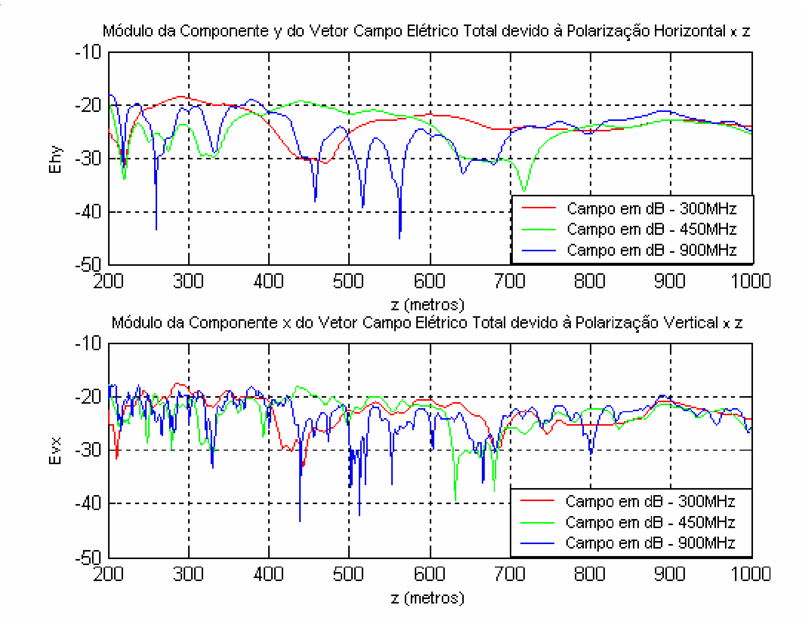

Figura 4.50 – Principais componentes do campo elétrico total para Nmax = 15 reflexões, y_s = 15 m, y = 15 m, x_s = 50 m, x = 1,8 m e h = 30 m, em função da distância **z** de 200 m a 1000 m.

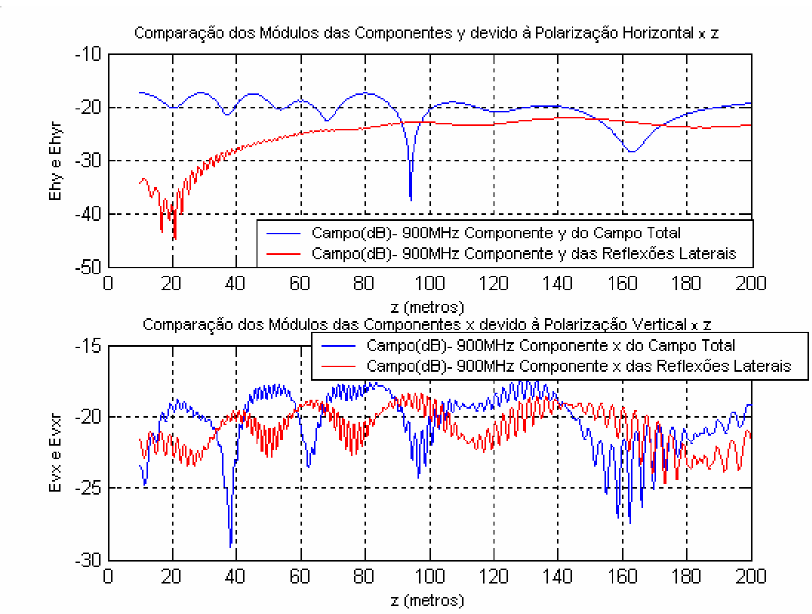

Figura 4.51 – Gráfico comparativo entre as principais componentes do campo elétrico total e as principais componentes do campo elétrico devido às reflexões laterais (sem a introdução

das reflexões lateral-solo), para Nmax = 15 reflexões, y_s = 28 m, y = 2 m, x_s = 50 m, x = 1,8 m e h = 30 m, em função da distância **z** de 10 m a 200 m.

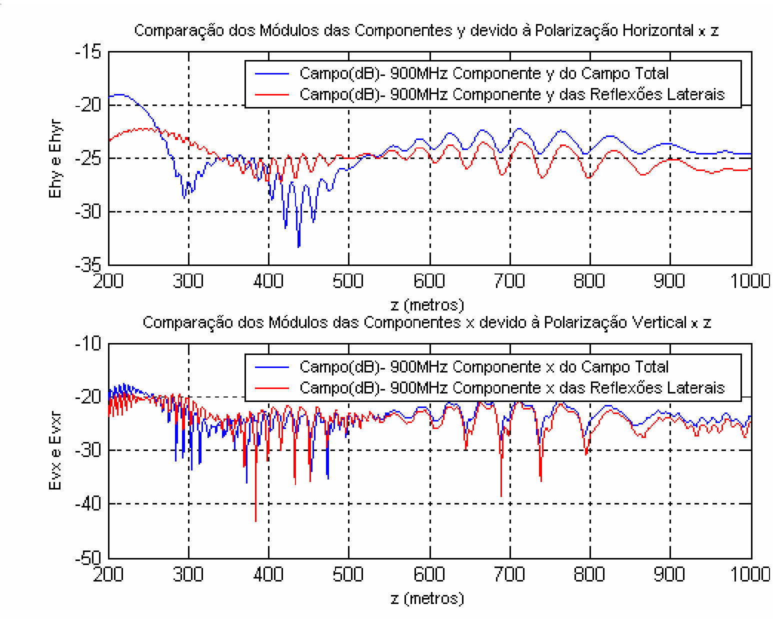

Figura 4.52 – Gráfico comparativo entre as principais componentes do campo elétrico total e as principais componentes do campo elétrico devido às reflexões laterais (sem a introdução das reflexões lateral-solo), para Nmax = 15 reflexões, y_s = 28 m, y = 2 m, x_s = 50 m, x = 1,8 m e h = 30 m, em função da distância **z** de 200 m a 1000 m.

4.6. GRÁFICOS COMPARATIVOS PARA DIVERSOS VALORES DA ALTURA DA ANTENA TRANSMISSORA

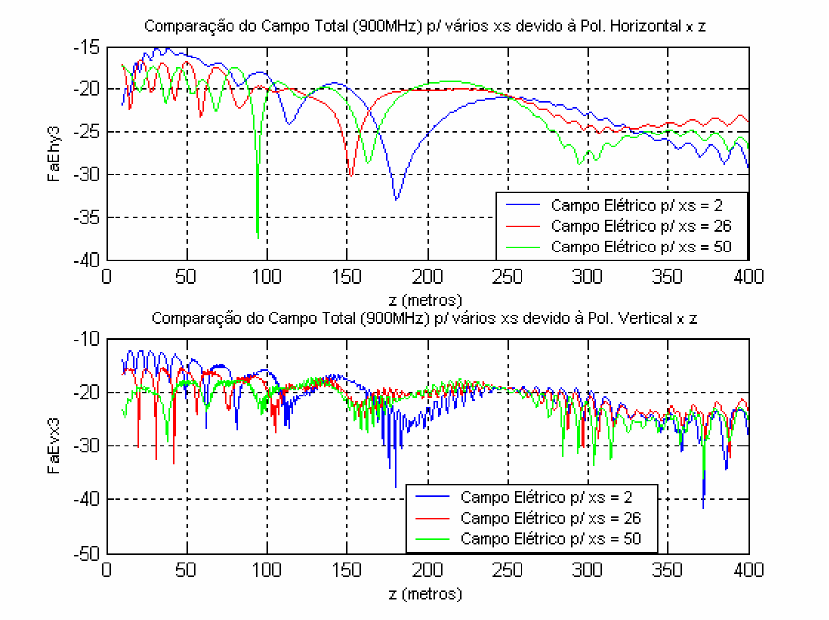

Figura 4.53 – Gráfico comparativo entre as principais componentes do campo elétrico total (sem a introdução de reflexões lateral-solo) para diversas alturas da antena transmissora (x_s), Nmax = 15 reflexões, y_s = 28 m, y = 2 m, x = 1,8 m e h = 30 m, em função da distância **z** de 10 m a 400 m.

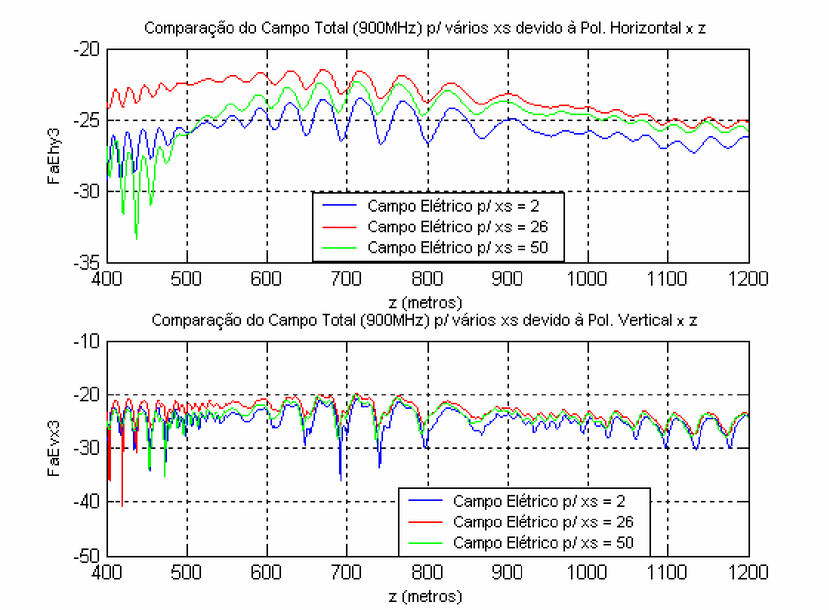

Figura 4.54 – Gráfico comparativo entre as principais componentes do campo elétrico total (sem a introdução de reflexões lateral-solo) para diversas alturas da antena transmissora (x_s),

Nmax = 15 reflexões, y_s = 28 m, y = 2 m, x = 1,8 m e h = 30 m, em função da distância **z** de 400 m a 1200 m.

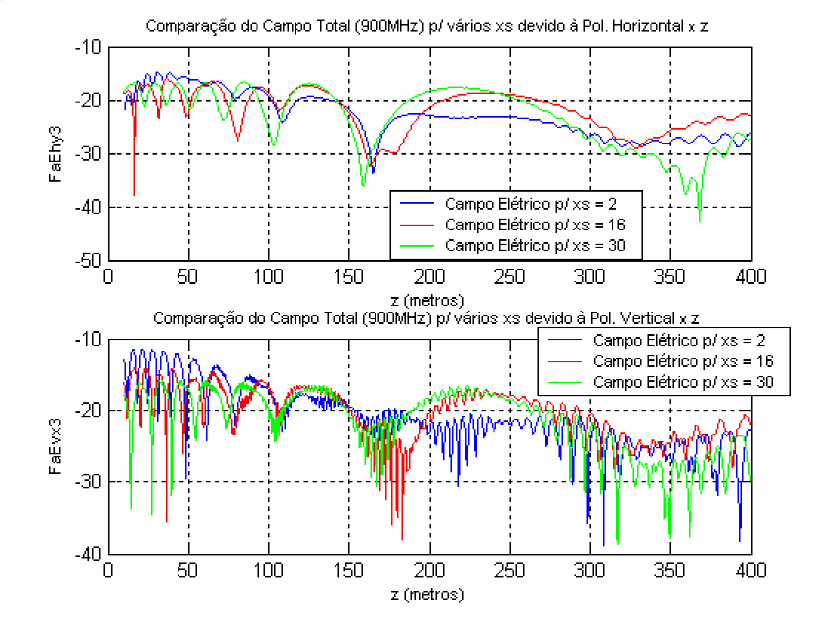

Figura 4.55 – Gráfico comparativo entre as principais componentes do campo elétrico total para diversas alturas da antena transmissora (x_s), Nmax = 15 reflexões, y_s = 28 m, y = 2 m, x = 1,8 m e h = 30 m, em função da distância **z** de 10 m a 400 m.

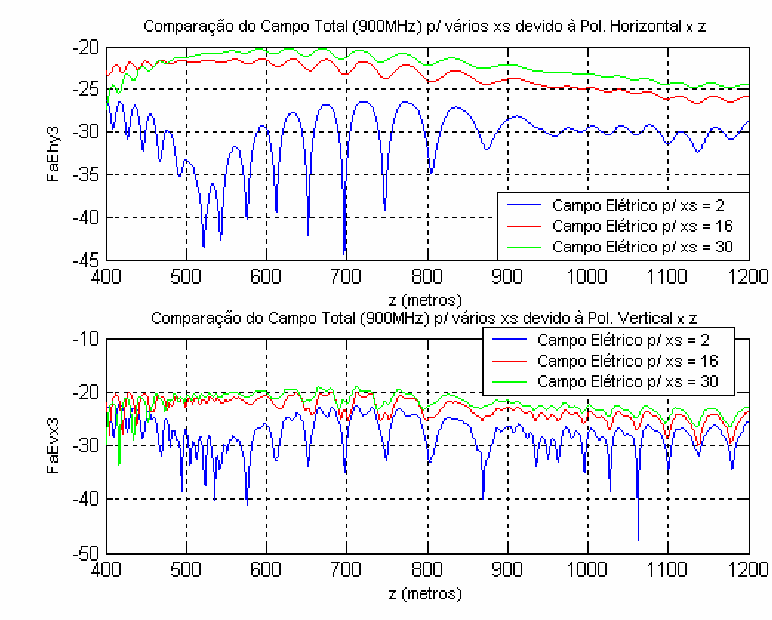

Figura 4.56 – Gráfico comparativo entre as principais componentes do campo elétrico total para diversas alturas da antena transmissora (x_S), Nmax = 15 reflexões, y_s = 28 m, y = 2 m, x = 1,8 m e h = 30 m, em função da distância **z** de 400 m a 1200 m.

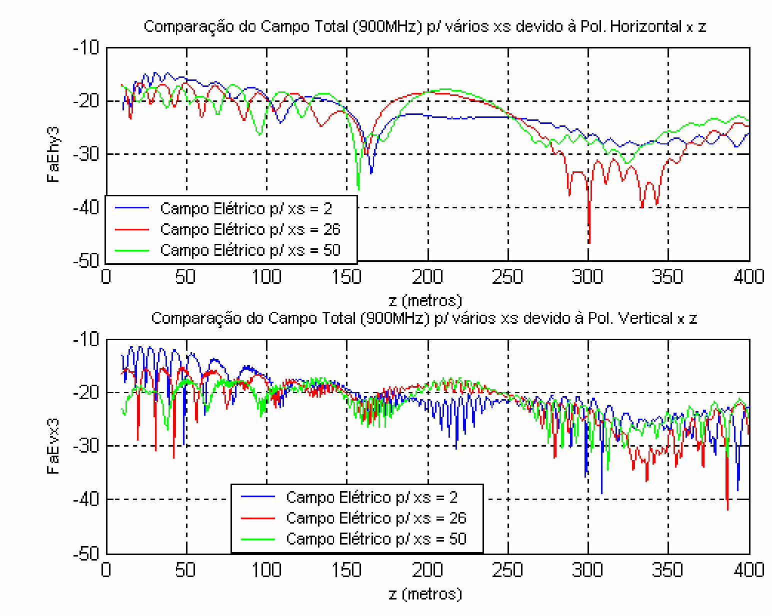

Figura 4.57 – Gráfico comparativo entre as principais componentes do campo elétrico total para diversas alturas da antena transmissora (x_S), Nmax = 15 reflexões, y_s = 28 m, y = 2 m, x = 1,8 m e h = 30 m, em função da distância **z** de 10 m a 400 m.

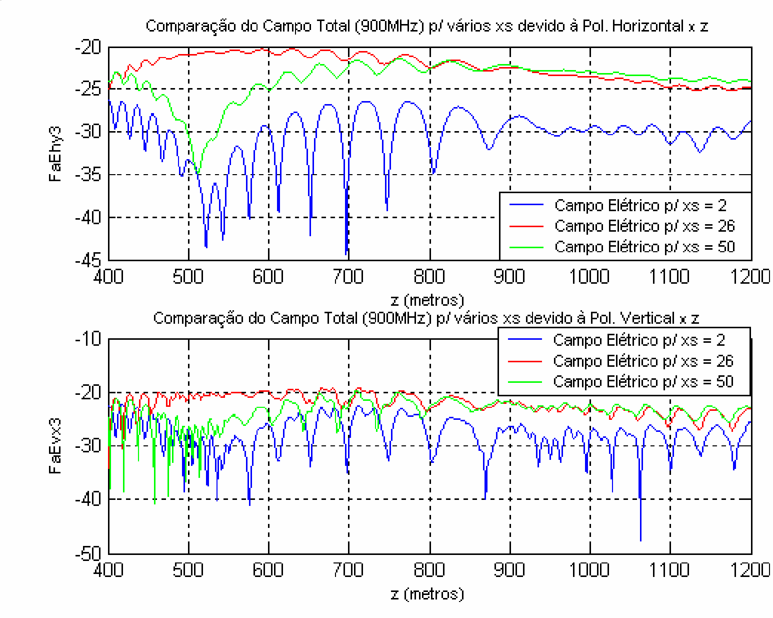

Figura 4.58 – Gráfico comparativo entre as principais componentes do campo elétrico total para diversas alturas da antena transmissora (x_s), Nmax = 15 reflexões, y_s = 28 m, y = 2 m, x = 1,8 m e h = 30 m, em função da distância **z** de 400 m a 1200 m.

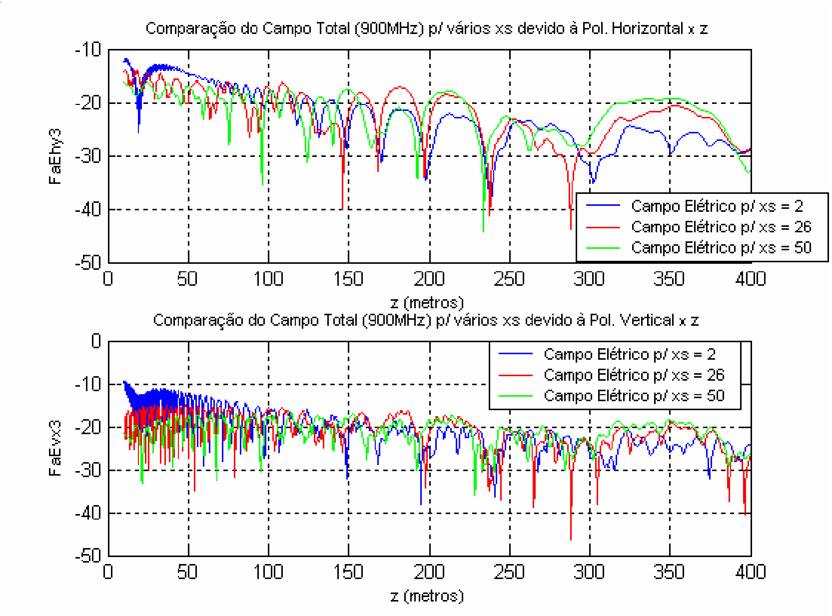

Figura 4.59 – Gráfico comparativo entre as principais componentes do campo elétrico total para diversas alturas da antena transmissora (x_s), Nmax = 15 reflexões, y_s = 20 m, y = 10 m, x = 1,8 m e h = 30 m, em função da distância **z** de 10 m a 400 m.

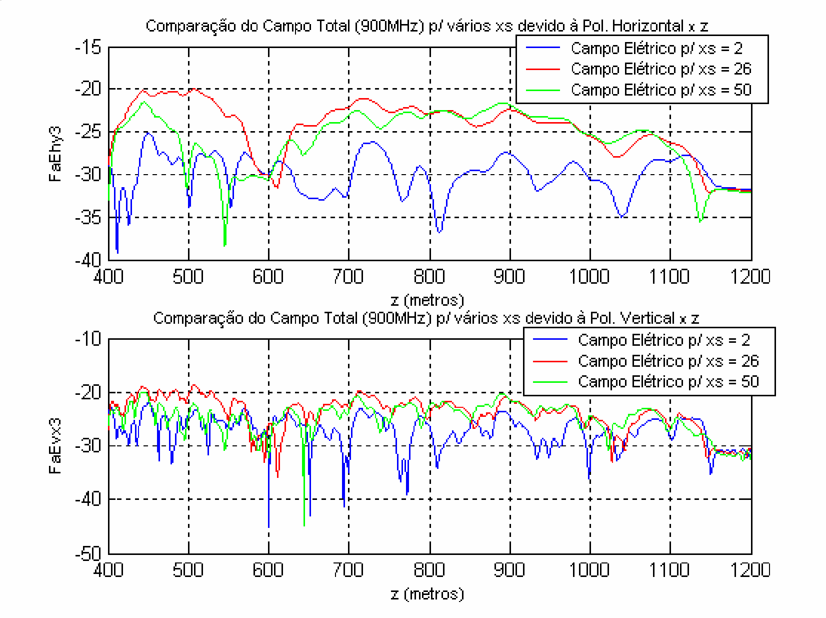

Figura 4.60 – Gráfico comparativo entre as principais componentes do campo elétrico total para diversas alturas da antena transmissora (x_S), Nmax = 15 reflexões, y_s = 20 m, y = 10 m, x = 1,8 m e h = 30 m, em função da distância **z** de 400 m a 1200 m.

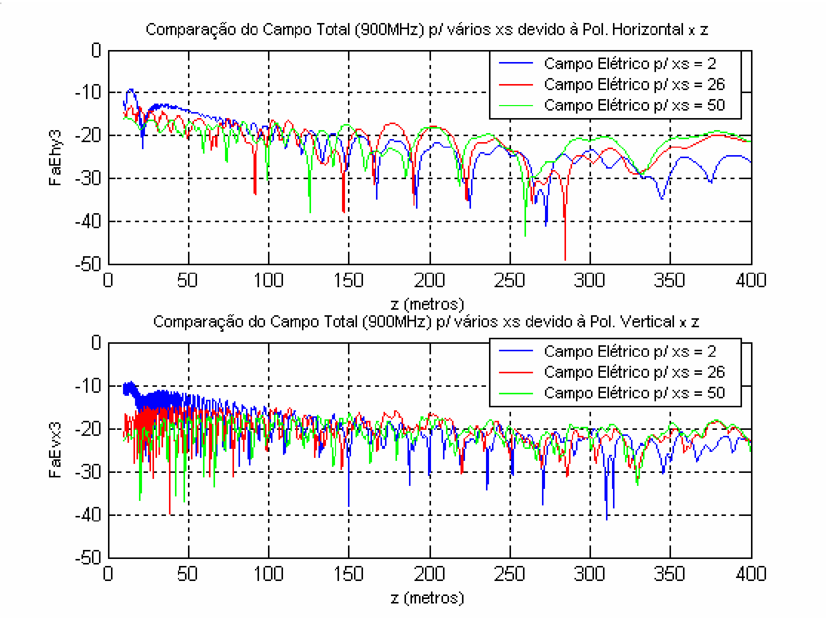

Figura 4.61 – Gráfico comparativo entre as principais componentes do campo elétrico total para diversas alturas da antena transmissora (x_S), Nmax = 15 reflexões, y_s = 15 m, y = 15 m, x = 1,8 m e h = 30 m, em função da distância **z** de 10 m a 400 m.

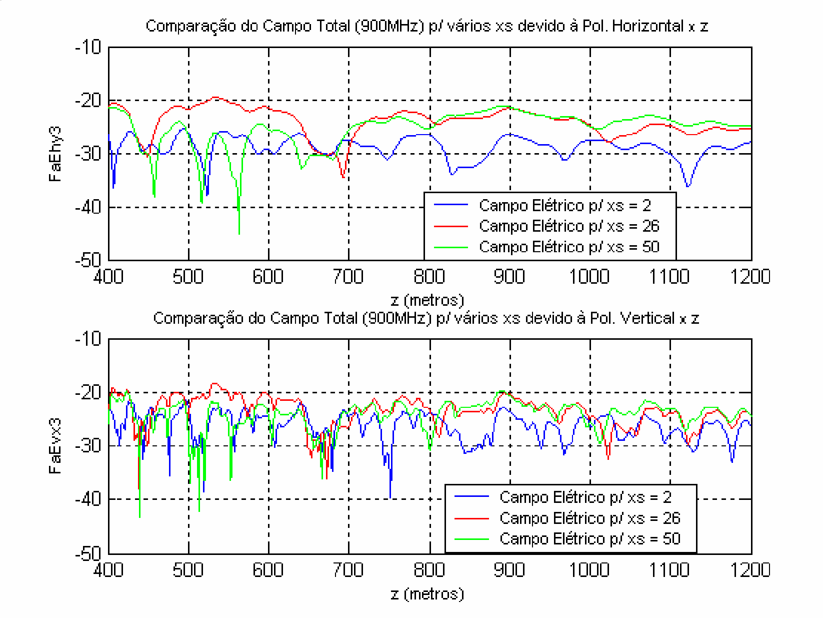

Figura 4.62 – Gráfico comparativo entre as principais componentes do campo elétrico total para diversas alturas da antena transmissora (x_S), Nmax = 15 reflexões, y_s = 15 m, y = 15 m, x = 1,8 m e h = 30 m, em função da distância **z** de 400 m a 1200 m.

4.7. GRÁFICOS COMPARATIVOS ENTRE O MODELO CALCULADO E VALORES MEDIDOS

De forma a comparar o modelo do guia de ondas tridimensional (3D) apresentado acima com valores medidos de [14], parâmetros da Avenida Lexington (NY) considerados em [14] e [15], tais como y_s = 5.05 m, y = 11.28 m, x_s= 9 m, x = 1.8 m, h = 24.35 m, ε' = 15 e as freqüências de 900 MHz e 11 GHz apresentadas em [25], foram usados. Abaixo, na Figura 4.63, uma comparação entre os valores calculados (presente trabalho), valores medidos e valores calculados do modelo de [14] para 900 MHz, é apresentada:

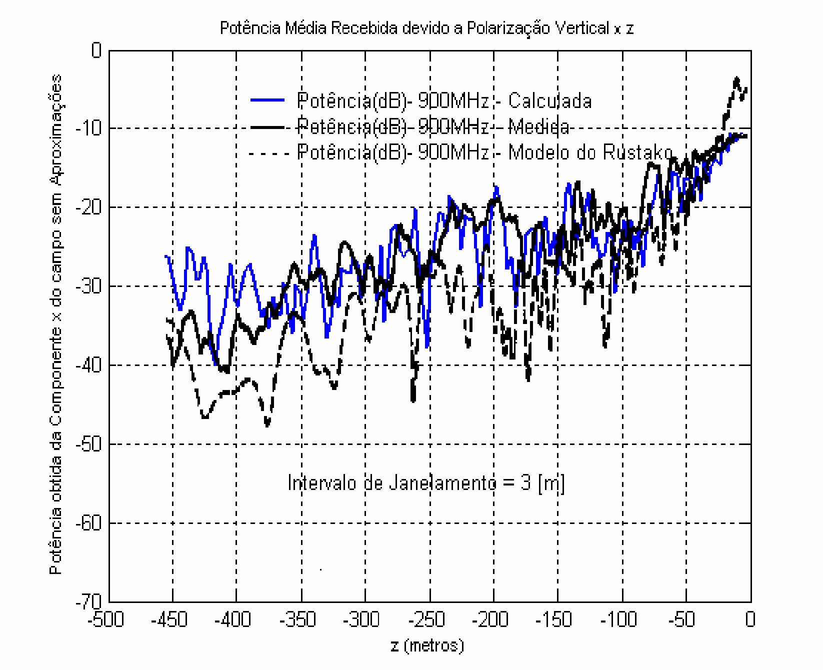

Figura 4.63 – Comparação entre as potências médias recebidas: calculada (presente trabalho), obtida por [14] e medida, devido à polarização vertical para $\varepsilon' = 15$, $\sigma = 0{,}0001$ S/m, $y_s = 5.05$ m, $y = 11.28$ m, $x_s = 9$ m, $x = 1.8$ m, Nmax = 15, h = 24.35 m e uma freqüência de 900 MHz, *versus* distância **z**.

Os valores calculados e medidos da Figura 4.63 são valores médios com um intervalo de janelamento de 3 m. A despeito de pequenas variações, pode-se discernir o modelo calculado nos valores medidos. De acordo com [14], algumas variações nos valores medidos poderiam ser atribuídas a espalhamento e ao não alinhamento das faces dos prédios ou construções. Através da Figura 4.63, pode ser visto que o modelo proposto apresenta uma melhor correlação com valores medidos do que o modelo apresentado em [14].

Abaixo, na Figura 4.64, uma comparação entre os valores calculados (presente trabalho) e valores medidos de [14] para 11 GHz, é apresentada:

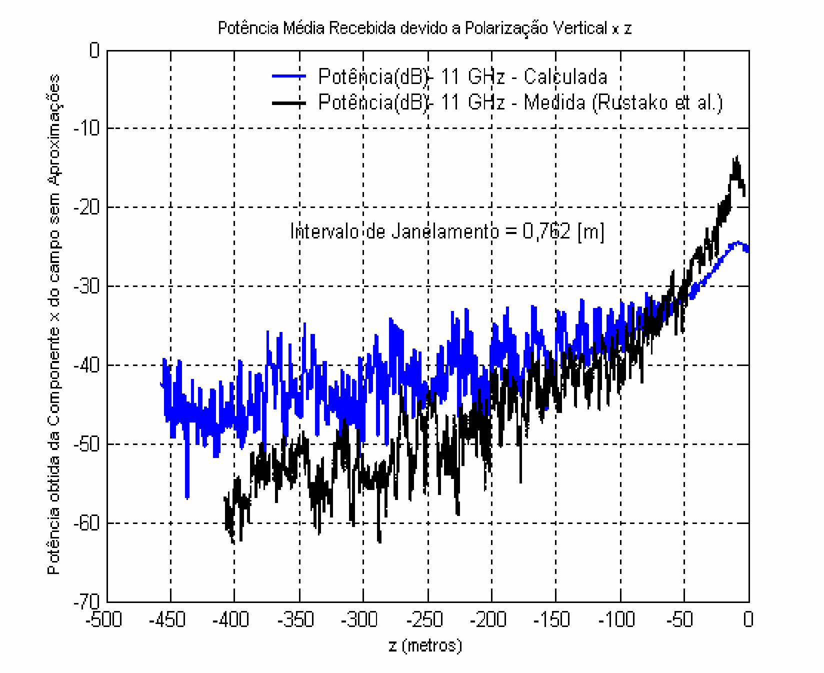

Figura 4.64 – Comparação entre as potências médias recebidas: calculada (presente trabalho) e medida [14], devido à polarização vertical para $\varepsilon' = 15$, $\sigma = 0{,}0001$ S/m, $y_s = 5{,}05$ m, $y = 11{,}28$ m, $x_s = 9$ m, $x = 1.8$ m, Nmax = 15, h = 24,35 m e uma freqüência de 11 GHz , *versus* distância **z**.

Os valores calculados e medidos da Figura 4.64 são valores médios com um intervalo de janelamento de 0,762 m. Através da Figura 4.64 pode-se perceber também a similaridade entre os valores calculados e medidos.

4.8. GUIA DE ONDAS TRIDIMENSIONAL DE MULTIFENDAS

Em ruas como a Avenida Lexington, NY, prédios localizados dos dois lados da rua se estendem a um quarteirão inteiro. As ruas transversais são então modeladas como fendas e as faces dos prédios como anteparos, constituindo um guia de ondas de multifendas. A inserção de fendas em um guia de ondas tridimensional se dá da mesma forma que em um guia de ondas plano, uma vez que as coordenadas *z* nas quais são colocadas as fendas são as mesmas e que as antenas transmissora e receptora são colocadas abaixo da linha do topo dos prédios circundantes, como ilustrado na Figura 4.65 [37], [40].

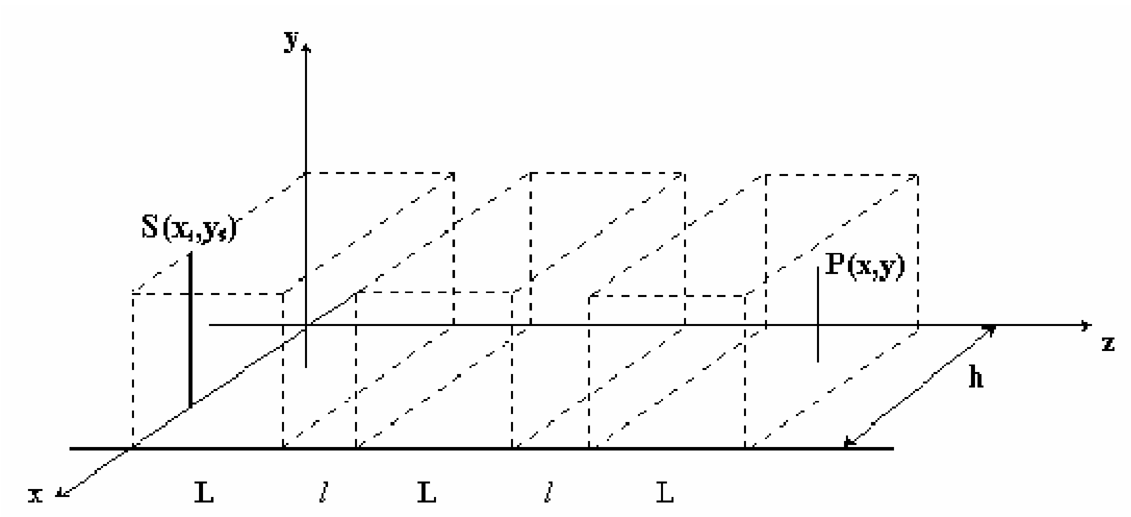

Figura 4.65 – Guia de ondas tridimensional com fendas.

Observando-se a Figura 4.65, pode-se notar que as fendas se situam entre as seguintes coordenadas:

1ª Fenda: $L < z < L + l$

2ª Fenda: $2L + l < z < 2L + 2l$

3ª Fenda: $3L + 2l < z < 3L + 3l$

$\vdots$

qª Fenda: $qL + (q-1)l < z < qL + ql = qL + (q-1)l < z < q(L + l)$

Se **q** for o número total de fendas e o receptor possuir a coordenada **z** de forma a estar posicionado na parte do quarteirão como indica a Figura 4.65, tem-se que:

$$z = qL + ql + resto = q(L + l) + resto \tag{4.308}$$

ou seja, ao se dividir z por $L + l$ e ignorar o resto, obter-se-á q.

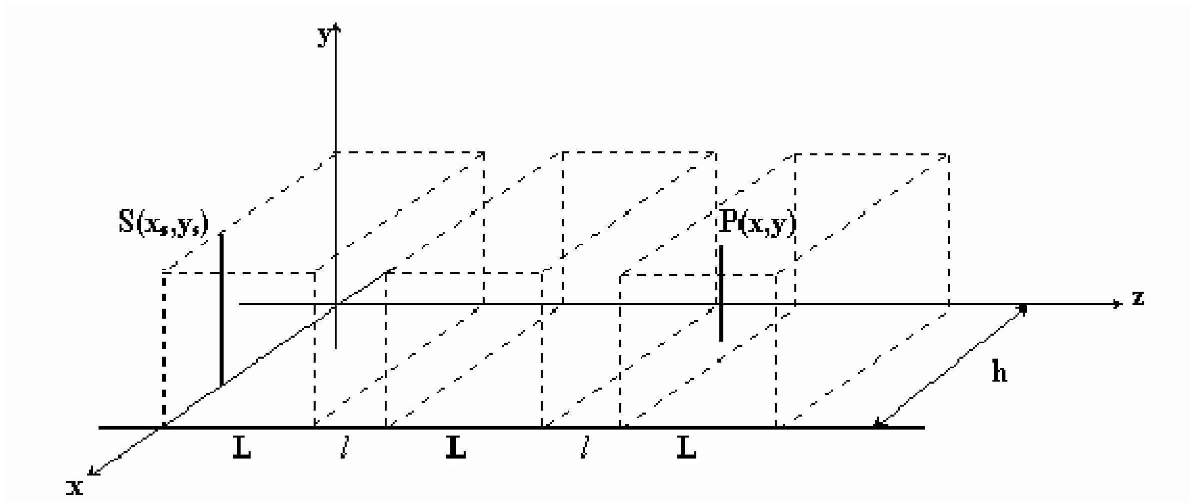

Figura 4.66 – Guia de ondas tridimensional com fendas.

Se **q** for o número total de fendas e o receptor possuir a coordenada **z** de forma a estar posicionado na parte da fenda, como indica a Figura 4.66, divide-se z por $L + l$, ignora-se o resto e soma-se ao valor obtido uma unidade para se obter q.

Uma vez que se foram identificadas as posições das fendas, resta-se conhecer os pontos em que os raios sofrerão reflexão nas laterais do guia de ondas.

Para todos os casos das reflexões nas laterais do guia de ondas, como indicado nos itens 4.2.3 e 4.3.3, têm-se **n** reflexões, conforme indicado abaixo:

1ª Reflexão na Borda Superior (n Reflexões – n Ímpar): Tem-se n reflexões: em z_1, ... , e em $z_1 + (n-1)\Delta$, onde de acordo com as Equações 4.47 e 4.45:

$$z_1 = \frac{z.(h - y_s)}{[(n+1).h - y_s - y]} \quad \text{e} \quad \Delta = \frac{z.h}{[(n+1).h - y_s - y]}$$

1ª Reflexão na Borda Superior (n Reflexões – n Par): Tem-se n reflexões: em z_1, ... , e em $z_1 + (n-1)\Delta$, onde de acordo com as Equações 4.89 e 4.87:

$$z_1 = \frac{z.(h - y_s)}{(nh - y_s + y)} \quad \text{e} \quad \Delta = \frac{z.h}{(nh - y_s + y)}$$

1ª Reflexão na Borda Inferior (n Reflexões – n Ímpar): Tem-se n reflexões: em z_1, ... , e em $z_1 + (n-1)\Delta$, onde de acordo com as Equações 4.130 e 4.128:

$$z_1 = \frac{z.y_s}{[(n-1).h + y_s + y]} \quad \text{e} \quad \Delta = \frac{z.h}{[(n-1).h + y_s + y]}$$

1ª Reflexão na Borda Inferior (n Reflexões – n Par): Tem-se n reflexões: em z_1, ... , e em $z_1 + (n-1)\Delta$, onde de acordo com as Equações 4.172 e 4.170:

$$z_1 = \frac{z.y_s}{(nh + y_s - y)} \quad \text{e} \quad \Delta = \frac{z.h}{(nh + y_s - y)}$$

Para as reflexões lateral-solo, como indicado nos itens 4.2.4 e 4.3.4, tem-se uma reflexão na lateral do guia de ondas para cada tipo, conforme indicado abaixo:

1ª Reflexão na Borda Superior: Tem-se uma reflexão em z_1, onde de acordo com a Equação 4.211:

$$z_1 = \frac{z.(h - y_s)}{(2h - y_s - y)}$$

1ª Reflexão na Borda Inferior: Tem-se uma reflexão em z_1, onde de acordo com a Equação 4.246:

$$z_1 = \frac{z.y_s}{(y_s + y)}$$

4.8.1. Gráficos do Campo Elétrico Total para um Guia de Ondas Tridimensional com Fendas

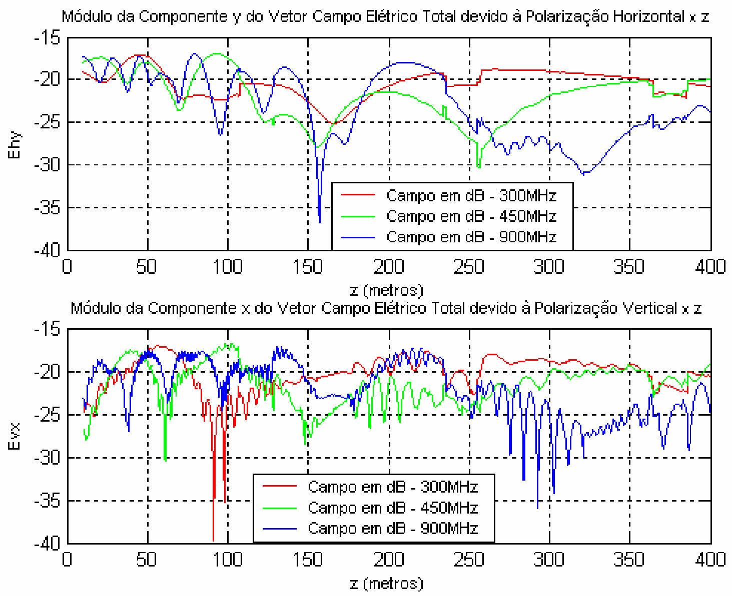

Figura 4.67 – Principais componentes do campo elétrico total para Nmax = 15 reflexões, y_s = 28 m, y = 2 m, x_s = 50 m, x = 1,8 m, L = 100 m, l = 20 m e h = 30 m, em função da distância **z** de 10 m a 400 m.

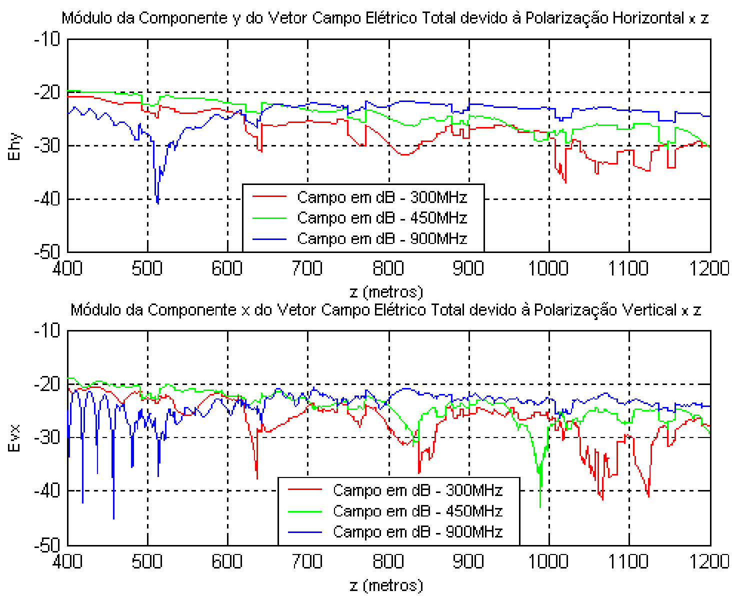

Figura 4.68 – Principais componentes do campo elétrico total para Nmax = 15 reflexões, y_s = 28 m, y = 2 m, x_s = 50 m, x = 1,8 m, L = 100 m, l = 20 m e h = 30 m, em função da distância **z** de 400 m a 1200 m.

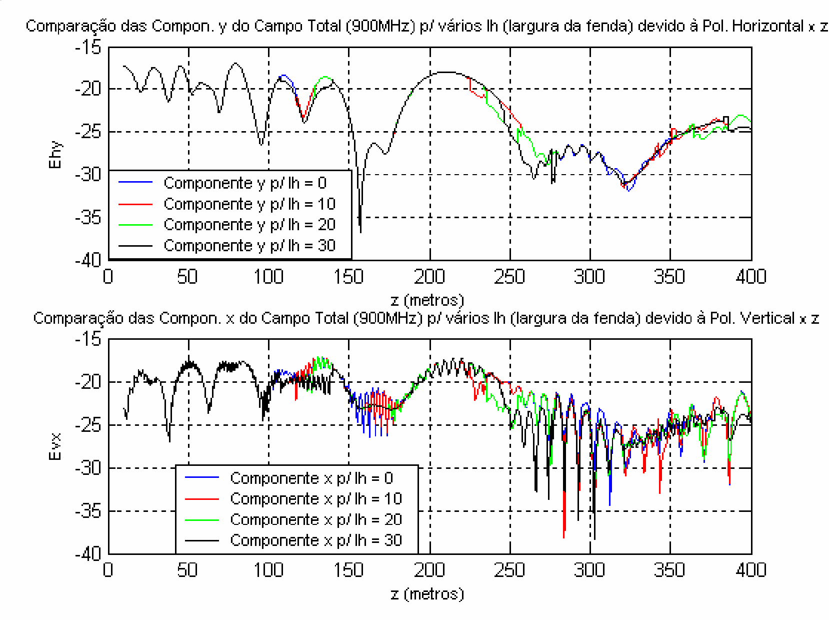

Figura 4.69 – Comparação das principais componentes do campo elétrico total para vários l (largura das fendas), Nmax = 15 reflexões, y_s = 28 m, y = 2 m, x_s = 50 m, x = 1,8 m, L = 100 m e h = 30 m, em função da distância **z** de 10 m a 400 m.

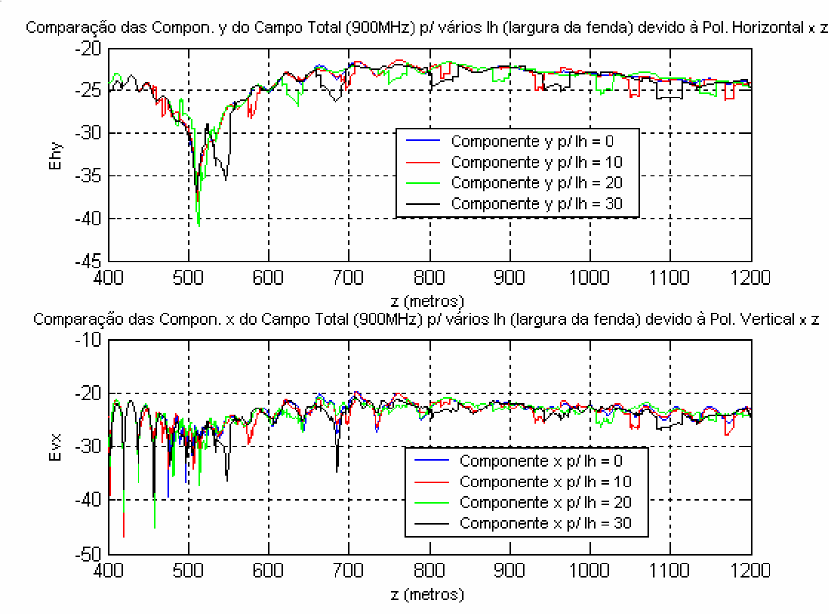

Figura 4.70 – Comparação das principais componentes do campo elétrico total para vários l (largura das fendas), Nmax = 15 reflexões, y_s = 28 m, y = 2 m, x_s = 50 m, x = 1,8 m, L = 100 m e h = 30 m, em função da distância **z** de 400 m a 1200 m.

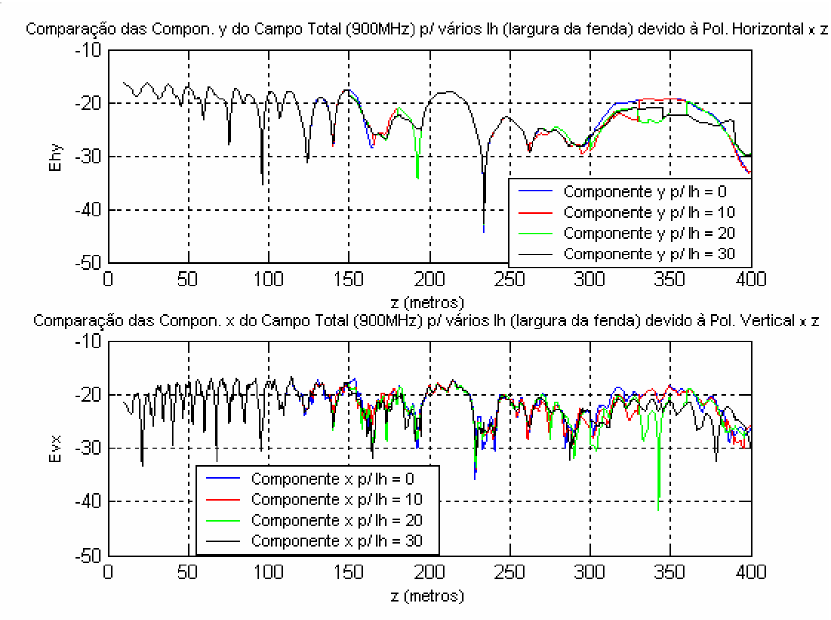

Figura 4.71 – Comparação das principais componentes do campo elétrico total para vários l (largura das fendas), Nmax = 15 reflexões, y_s = 20 m, y = 10 m, x_s = 50 m, x = 1,8 m, L = 100 m e h = 30 m, em função da distância **z** de 10 m a 400 m.

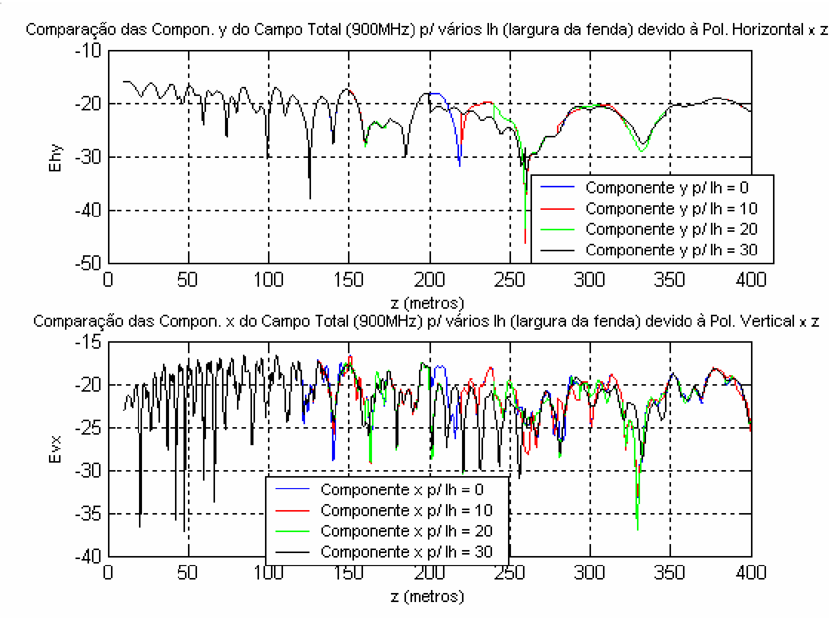

Figura 4.72 – Comparação das principais componentes do campo elétrico total para vários l (largura das fendas), Nmax = 15 reflexões, y_s = 15 m, y = 15 m, x_s = 50 m, x = 1,8 m, L = 100 m e h = 30 m, em função da distância **z** de 10 m a 400 m.

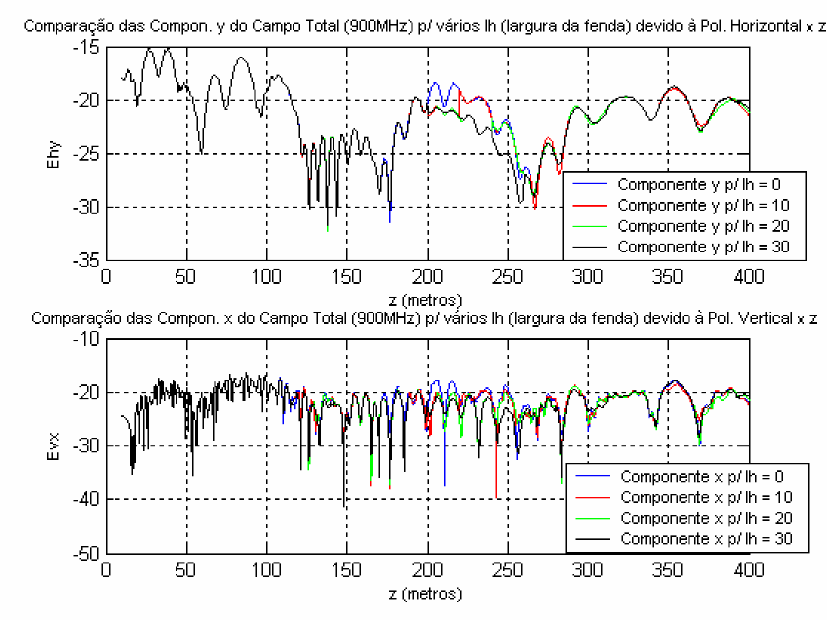

Figura 4.73 – Comparação das principais componentes do campo elétrico total para vários l (largura das fendas), Nmax = 15 reflexões, y_s = 5 m, y = 5 m, x_s = 50 m, x = 1,8 m, L = 100 m e h = 30 m, em função da distância **z** de 10 m a 400 m.

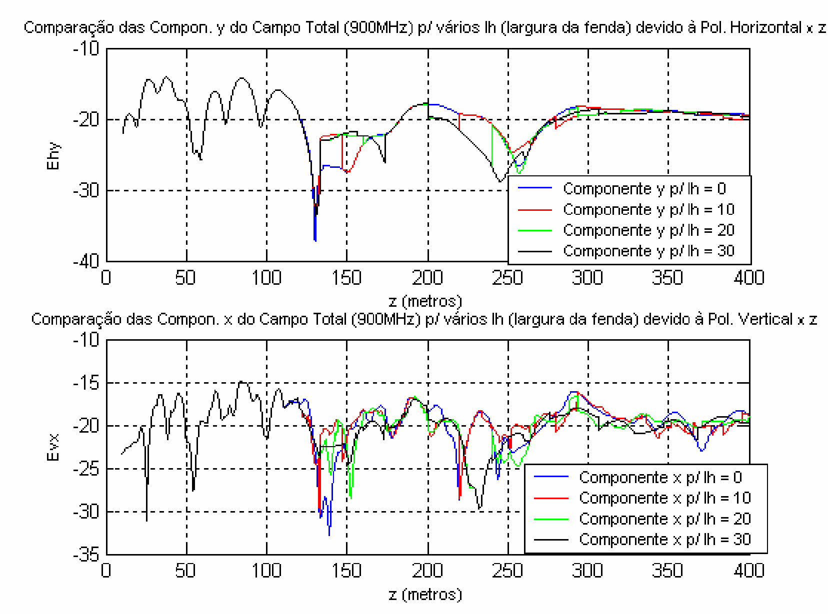

Figura 4.74 – Comparação das principais componentes do campo elétrico total para vários l (largura das fendas), Nmax = 15 reflexões, y_s = 5 m, y = 5 m, x_s = 50 m, x = 1,8 m, L = 100 m e h = 10 m, em função da distância **z** de 10 m a 400 m.

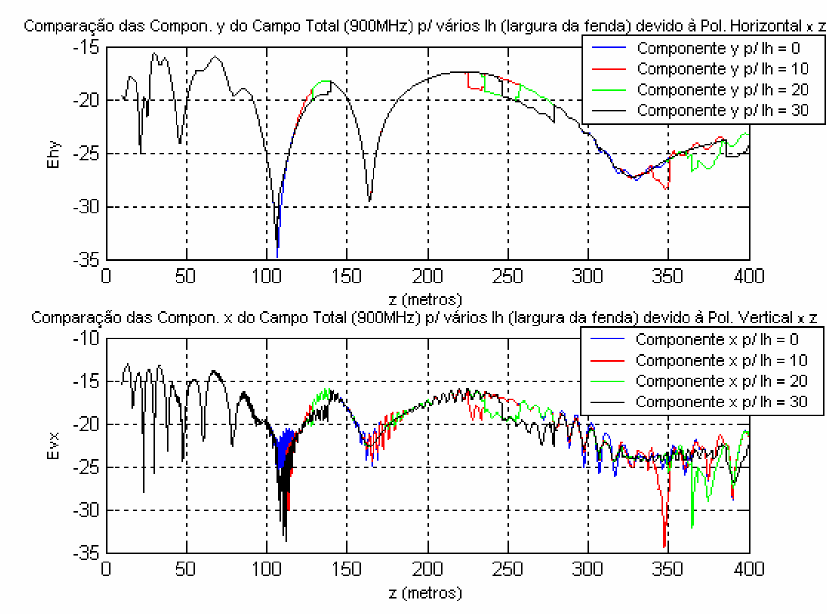

Figura 4.75 – Comparação das principais componentes do campo elétrico total para vários l (largura das fendas), Nmax = 15 reflexões, y_s = 28 m, y = 2 m, x_s = 10 m, x = 1,8 m, L = 100 m e h = 30 m, em função da distância **z** de 10 m a 400 m.

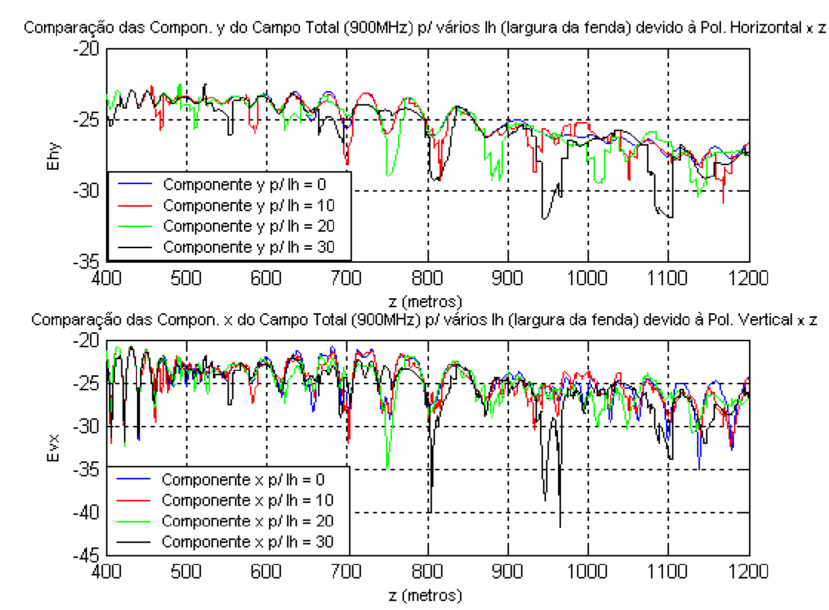

Figura 4.76 – Comparação das principais componentes do campo elétrico total para vários l (largura das fendas), Nmax = 15 reflexões, y_s = 28 m, y = 2 m, x_s = 10 m, x = 1,8 m, L = 100 m e h = 30 m, em função da distância **z** de 400 m a 1200 m.

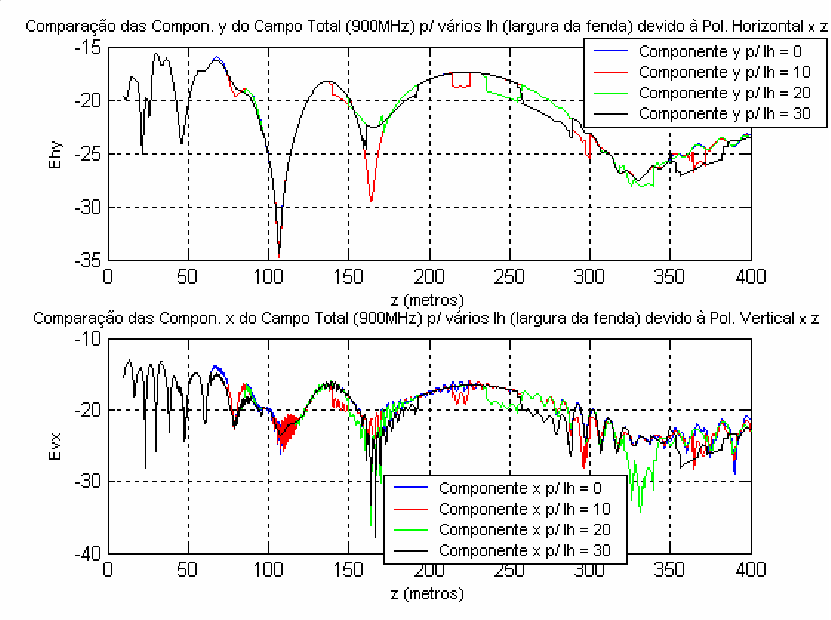

Figura 4.77 – Comparação das principais componentes do campo elétrico total para vários l (largura das fendas), Nmax = 15 reflexões, y_s = 28 m, y = 2 m, x_s = 10 m, x = 1,8 m, L = 60 m e h = 30 m, em função da distância **z** de 10 m a 400 m.

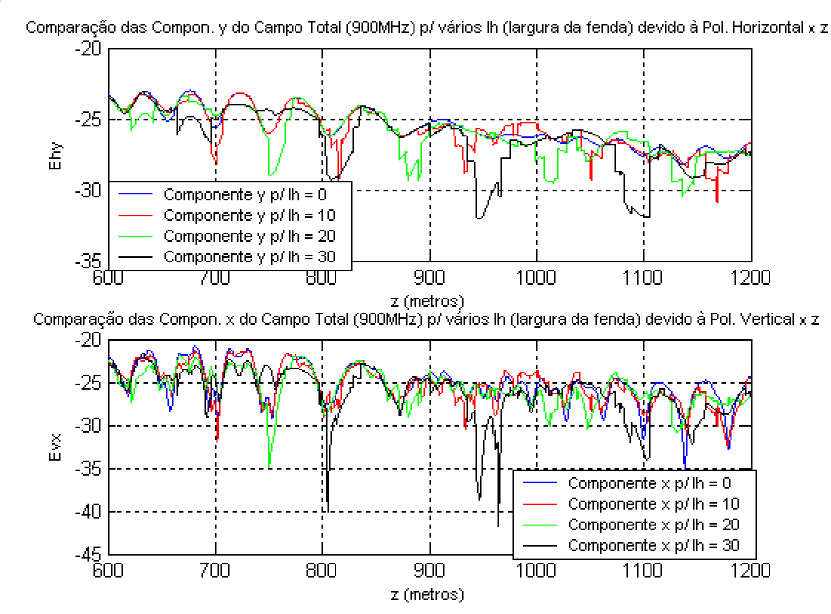

Figura 4.78 – Comparação das principais componentes do campo elétrico total para vários l (largura das fendas), Nmax = 15 reflexões, y_s = 28 m, y = 2 m, x_s = 10 m, x = 1,8 m, L = 100 m e h = 30 m, em função da distância **z** de 600 m a 1200 m.

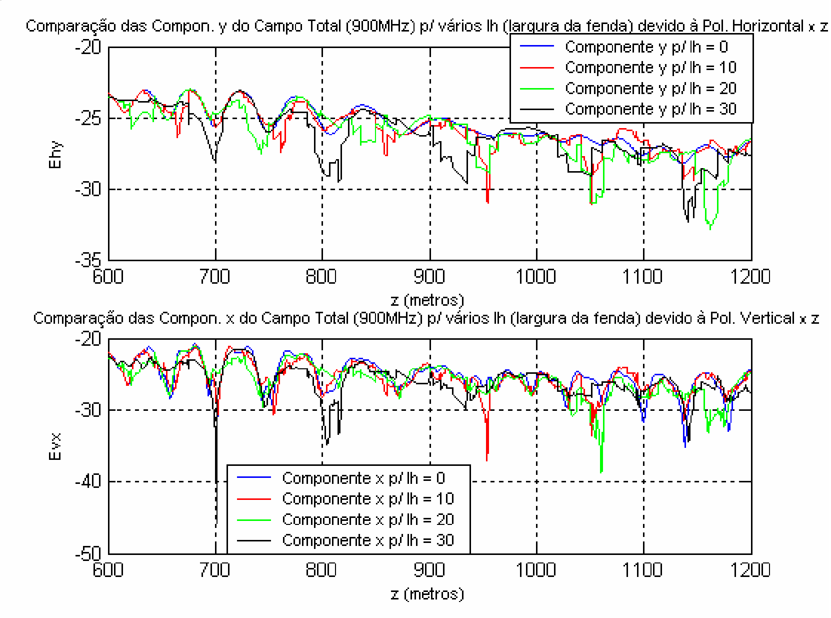

Figura 4.79 – Comparação das principais componentes do campo elétrico total para vários l (largura das fendas), Nmax = 15 reflexões, y_s = 28 m, y = 2 m, x_s = 10 m, x = 1,8 m, L = 80 m e h = 30 m, em função da distância **z** de 600 m a 1200 m.

4.8.1.1. Gráficos comparativos entre o modelo calculado e valores medidos

De forma a comparar o modelo do guia de ondas tridimensional (3D) de multifendas apresentado acima com valores medidos de [14], alguns parâmetros da ilha de Manhattan foram deduzidos do plano de vista de [16]. Na Figura 4.80 é apresentada uma comparação entre valores calculados (presente trabalho) e valores medidos de [14] para um segmento da Av. Lexington (NY), onde o valor da condutividade (σ) foi tirado de [16].

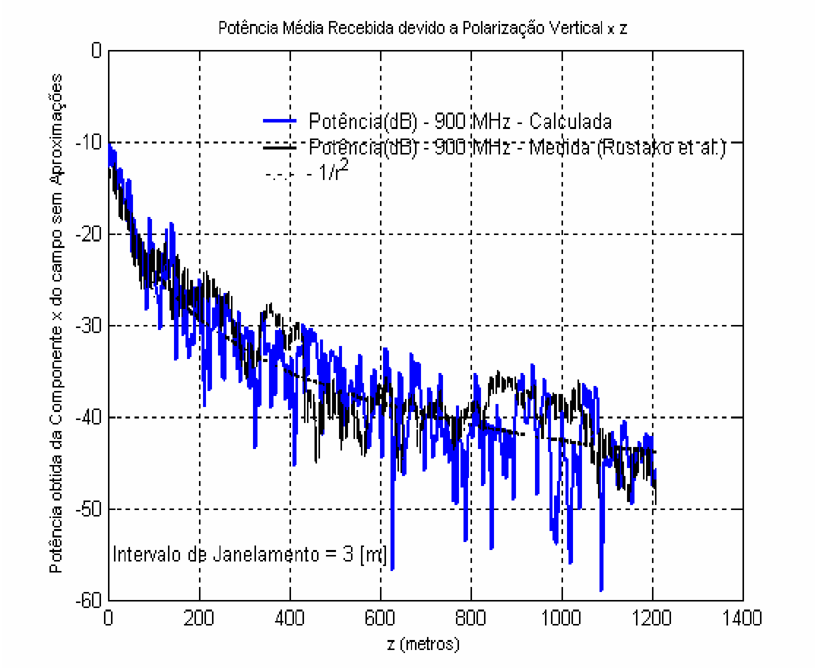

Figura 4.80 – Comparação entre as potências médias recebidas: calculada e medida [14], devido à polarização vertical para $\varepsilon' = 15$, $\sigma = 7$ S/m, $y_s = 5.05$ m, $y = 11.28$ m, $x_s = 9$ m, $x = 1.8$ m, $L = 60$ m, $l = 17$ m, Nmax = 15, $h = 24.35$ m, *versus* distância **z**.

Os valores calculados e medidos da Figura 4.80 são valores médios com um intervalo de janelamento de 3 m. Através da Figura 4.80, pode ser visto que o modelo proposto apresenta uma boa correlação com valores medidos de [14].

4.9. GUIA DE ONDAS TRIDIMENSIONAL DE MULTIFENDAS DETERMINÍSTICO

A maioria das ruas em ambientes urbanos não se enquadra em perfis regulares como os descritos detalhadamente nos itens 3.6 e 4.8. Ao se lidar com ruas contendo fendas (ausência de anteparos) e anteparos (face dos prédios) posicionados em um formato nãoperiódico, como ilustrado na Figura 4.81, é necessário dispor de um modelo de multifendas que leva em conta as bases de dados dessas ruas. Neste item um modelo de multifendas determinístico é apresentado, de forma que a base de dados da rua em questão é carregada no programa de simulação, sendo este processado da mesma forma que nos itens anteriores (3.6 e 4.8), ou seja, descartando os raios cujas reflexões se dêem em posições (em termos de coordenadas **z)** que coincidam com as posições das fendas. A base de dados para esse guia de ondas determinístico é construída a partir de uma vista superior (bidimensional) da rua tal como ilustrado nas Figuras 4.82 e 4.83, considerando que as antenas transmissora e receptora são colocadas abaixo da linha do topo dos prédios circundantes [43].

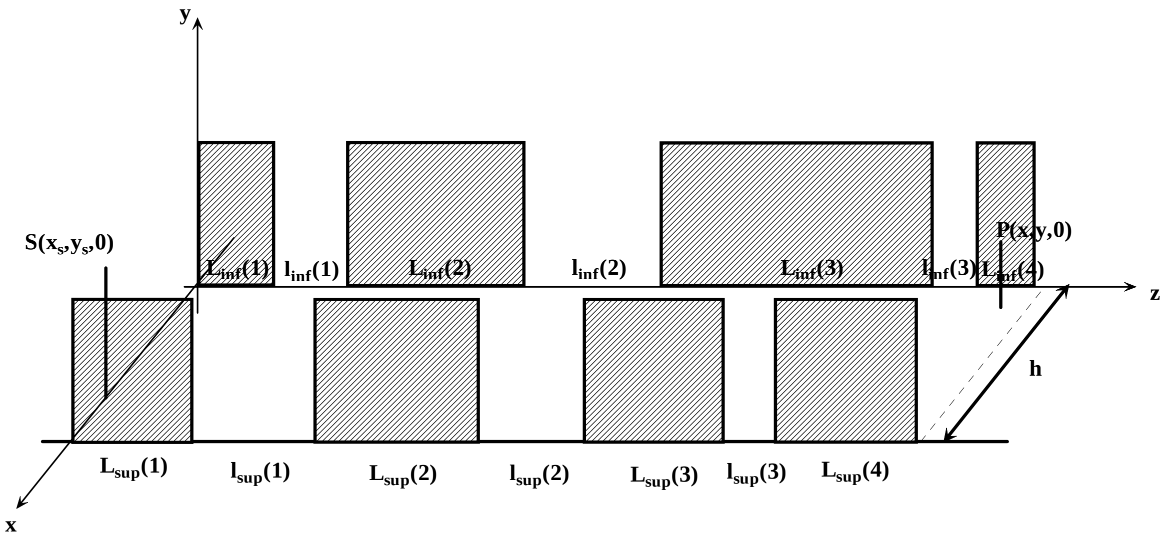

Figura 4.81 – Guia de ondas tridimensional determinístico com fendas.

Figura 4.82 – Vista superior das ruas obtida do programa Google Earth 3.0 (Foto).

Figura 4.83 – Vista superior das ruas obtida do programa Google Earth 3.0 (Blocos).

Além disso, a base de dados construída leva em conta cada borda lateral do guia de ondas de rua separadamente, ou seja, cada borda do guia de ondas de rua (superior ou inferior) é caracterizada de acordo com as posições de suas fendas e anteparos.

Todos os procedimentos supramencionados são realizados de forma a prover uma base de dados mais detalhada da rua em questão, que, por conseguinte, provê uma maior precisão na predição do sinal.

Observando-se a Figura 4.81, pode-se notar que as fendas se situam entre as seguintes coordenadas:

Borda superior:

1ª Fenda: $\mathrm{L}_{\sup}(1) < z < \mathrm{L}_{\sup}(1) + \mathrm{l}_{\sup}(1)$

2ª Fenda: $\left(\mathrm{L}_{\sup}(1) + \mathrm{L}_{\sup}(2)\right) + \left(\mathrm{l}_{\sup}(1)\right) < z < \left(\mathrm{L}_{\sup}(1) + \mathrm{L}_{\sup}(2)\right) + \left(\mathrm{l}_{\sup}(1) + \mathrm{l}_{\sup}(2)\right)$

$\vdots$

qª Fenda:

$$\left(\mathrm{L}_{\sup}(1)+\cdots+\mathrm{L}_{\sup}(q)\right)+\left(\mathrm{l}_{\sup}(1)+\cdots+\mathrm{l}_{\sup}(q-1)\right)<z<\left(\mathrm{L}_{\sup}(1)+\cdots+\mathrm{L}_{\sup}(q)\right)+\left(\mathrm{l}_{\sup}(1)+\cdots+\mathrm{l}_{\sup}(q)\right)$$

onde $L_{\sup} = \{L_{\sup}(1), L_{\sup}(2), \ldots, L_{\sup}(j)\}$ e $l_{\sup} = \{l_{\sup}(1), l_{\sup}(2), \ldots, l_{\sup}(k)\}$, sendo **j** e **k** o número de elementos de cada vetor.

Borda inferior:

1ª Fenda: $\mathrm{L}_{\inf}(1) < z < \mathrm{L}_{\inf}(1) + \mathrm{l}_{\inf}(1)$

2ª Fenda: $\left(\mathrm{L}_{\inf}(1) + \mathrm{L}_{\inf}(2)\right) + \left(\mathrm{l}_{\inf}(1)\right) < z < \left(\mathrm{L}_{\inf}(1) + \mathrm{L}_{\inf}(2)\right) + \left(\mathrm{l}_{\inf}(1) + \mathrm{l}_{\inf}(2)\right)$

$\vdots$

qª Fenda:

$$\left(\mathrm{L}_{\inf}(1)+\cdots+\mathrm{L}_{\inf}(q)\right)+\left(\mathrm{l}_{\inf}(1)+\cdots+\mathrm{l}_{\inf}(q-1)\right)<\mathrm{z}<\left(\mathrm{L}_{\inf}(1)+\cdots+\mathrm{L}_{\inf}(q)\right)+\left(\mathrm{l}_{\inf}(1)+\cdots+\mathrm{l}_{\inf}(q)\right)$$

onde $L_{\inf} = \{L_{\inf}(1), L_{\inf}(2), \ldots, L_{\inf}(m)\}$ e $l_{\inf} = \{l_{\inf}(1), l_{\inf}(2), \ldots, l_{\inf}(p)\}$, sendo **m** e **p** o número de elementos de cada vetor.

Como no item 4.8, uma vez que se foram identificadas as posições das fendas, resta-se conhecer os pontos em que os raios sofrerão reflexão nas laterais do guia de ondas.

Para todos os casos das reflexões nas laterais do guia de ondas, como indicado nos itens 4.2.3 e 4.3.3, têm-se **n** reflexões, conforme indicado abaixo:

1ª Reflexão na Borda Superior (n Reflexões – n Ímpar): Tem-se n reflexões: em z_1, ... , e em $z_1 + (n-1)\Delta$, onde de acordo com as Equações 4.47 e 4.45:

$$z_1 = \frac{z.(h - y_s)}{[(n+1).h - y_s - y]} \quad \text{e} \quad \Delta = \frac{z.h}{[(n+1).h - y_s - y]}$$

1ª Reflexão na Borda Superior (n Reflexões – n Par): Tem-se n reflexões: em z_1, ... , e em $z_1 + (n-1)\Delta$, onde de acordo com as Equações 4.89 e 4.87:

$$z_1 = \frac{z.(h - y_s)}{(nh - y_s + y)} \quad \text{e} \quad \Delta = \frac{z.h}{(nh - y_s + y)}$$

1ª Reflexão na Borda Inferior (n Reflexões – n Ímpar): Tem-se n reflexões: em z_1, ... , e em $z_1 + (n-1)\Delta$, onde de acordo com as Equações 4.130 e 4.128:

$$z_1 = \frac{z.y_s}{[(n-1).h + y_s + y]} \quad \text{e} \quad \Delta = \frac{z.h}{[(n-1).h + y_s + y]}$$

1ª Reflexão na Borda Inferior (n Reflexões – n Par): Tem-se n reflexões: em z_1, ... , e em $z_1 + (n-1)\Delta$, onde de acordo com as Equações 4.172 e 4.170:

$$z_1 = \frac{z.y_s}{(nh + y_s - y)} \quad \text{e} \quad \Delta = \frac{z.h}{(nh + y_s - y)}$$

Para as reflexões lateral-solo, como indicado nos itens 4.2.4 e 4.3.4, tem-se uma reflexão na lateral do guia de ondas para cada tipo, conforme indicado abaixo:

1ª Reflexão na Borda Superior: Tem-se uma reflexão em z_1, onde de acordo com a Equação 4.211:

$$z_1 = \frac{z.(h - y_s)}{(2h - y_s - y)}$$

1ª Reflexão na Borda Inferior: Tem-se uma reflexão em z_1, onde de acordo com a Equação 4.246:

$$z_1 = \frac{z.y_s}{(y_s + y)}$$

4.9.1. Gráficos comparativos entre o modelo calculado e valores medidos

De forma a comparar o modelo do guia de ondas tridimensional (3D) de multifendas determinístico apresentado acima com valores medidos de [14], alguns parâmetros da ilha de Manhattan foram deduzidos do plano de vista de [16] (através de sua escala) e do programa Google Earth 3.0 (através dos parâmetros obtidos de [14], [15] e [16]). Abaixo, na Figura 4.84, é apresentada uma comparação entre valores calculados (presente trabalho) e valores medidos de [14] para um segmento maior da Av. Lexington, NY.

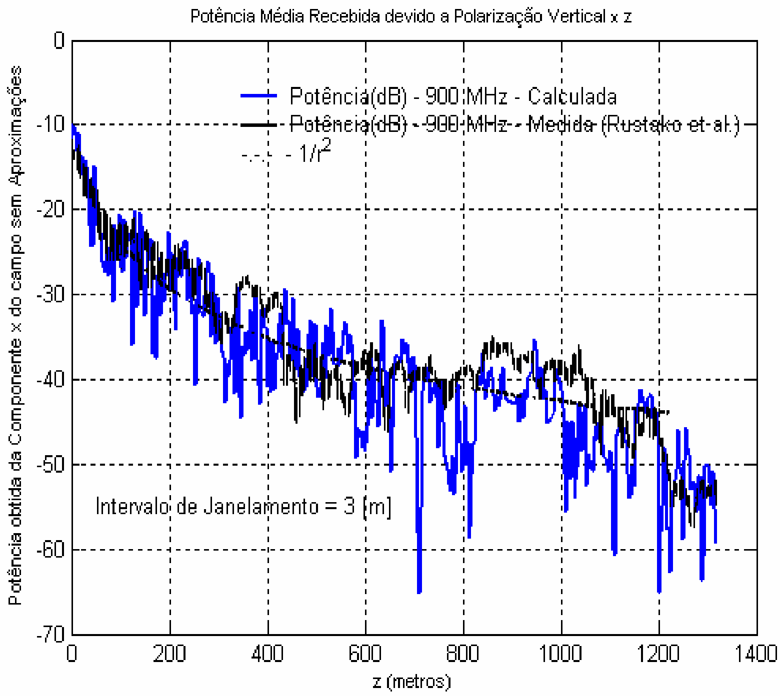

Figura 4.84 – Comparação entre as potências médias recebidas: calculada e medida devido à polarização vertical para $\varepsilon' = 15$, $\sigma = 7$ S/m, $y_s = 5.05$ m, $y = 11.28$ m, $x_s = 9$ m, $x = 1.8$ m, Nmax = 15, h = 24.35 m, versus distância **z**.

Abaixo, na Figura 4.85, é apresentada uma comparação entre valores calculados (presente trabalho) e valores medidos de [14] para um segmento da 22th Street (22^{a} Rua), NY.

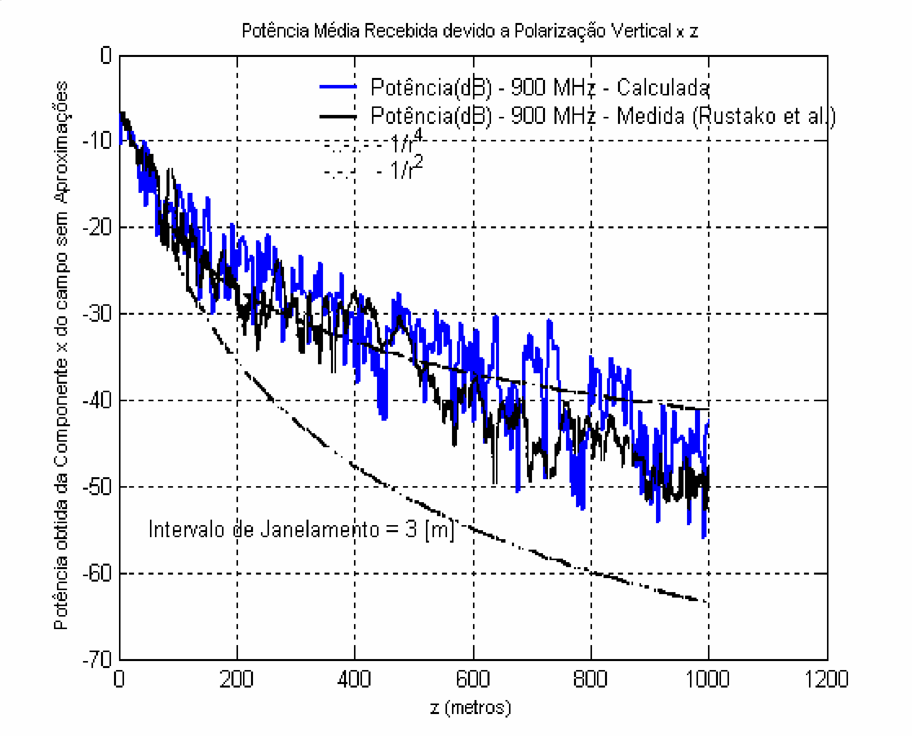

Figura 4.85 – Comparação entre as potências médias recebidas: calculada e medida devido à polarização vertical para $\varepsilon' = 15$, $\sigma = 7$ S/m, $y_s = 5.05$ m, $y = 11.28$ m, $x_s = 9$ m, $x = 1.8$ m, Nmax = 15, h = 19.25 m, versus distância **z**.

Os valores calculados e medidos das Figuras 4.84 e 4.85 são valores médios com um intervalo de janelamento de 3 m. Pode-se perceber a notável similaridade entre os valores calculados e medidos nas Figuras 4.84 e 4.85.

Figura 4.86 – Vista superior das ruas de Manhattan (enfatizando o perfil da $22^{\underline{th}}$ Street) obtida do programa Google Earth 3.0 (Blocos).

A Rua 22 como visto na Figura 4.86, pode ser tomada como um exemplo de um padrão não regular para ruas como citado no início do item 4.9.

Abaixo nas Figuras 4.87 e 4.88, uma vista panorâmica da ilha de Manhattan enfocando as ruas para as quais foram apresentadas as análises comparativas (Lexington Avenue e $22^{\underline{th}}$ Street).

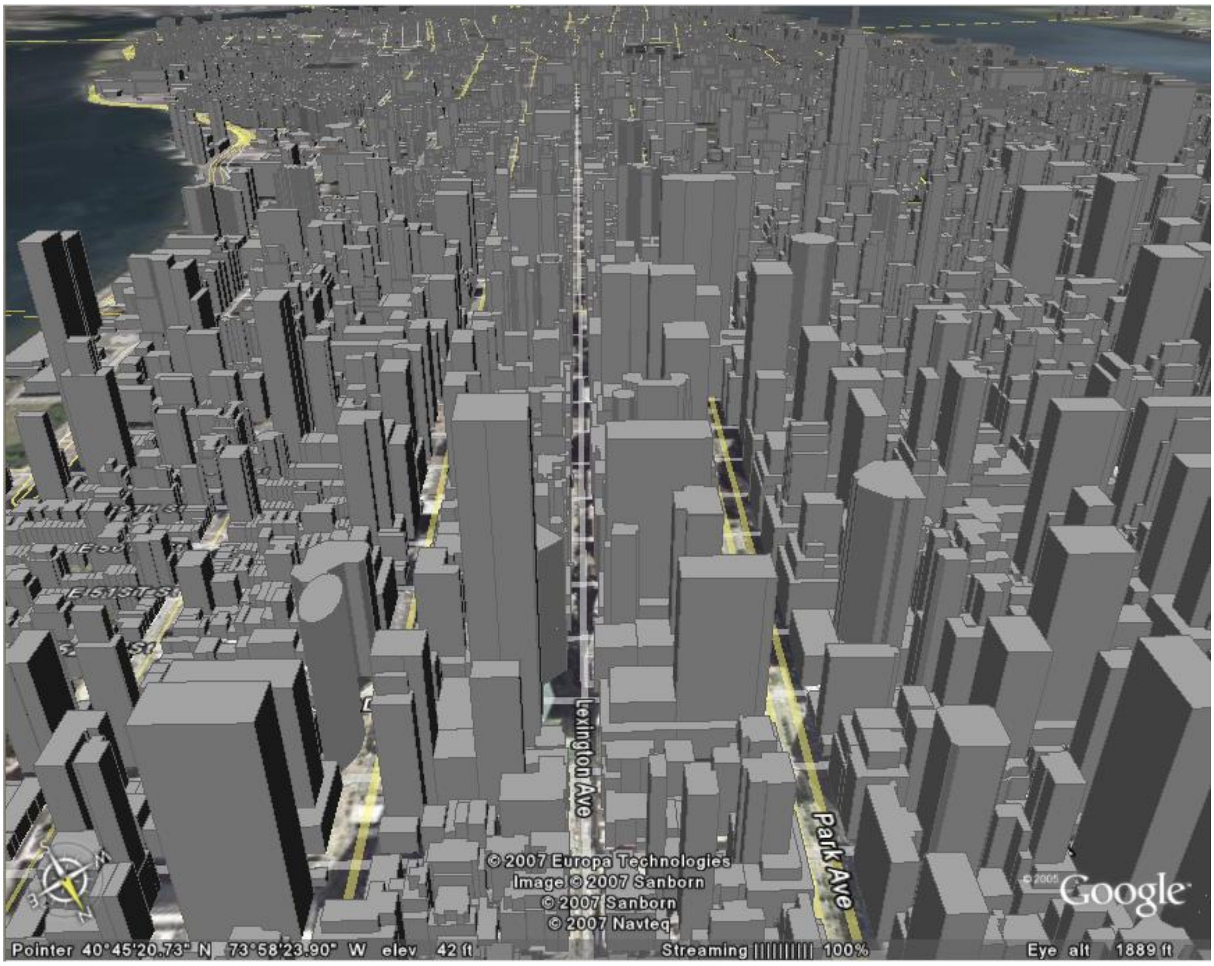

Figura 4.87 – Vista panorâmica da ilha de Manhattan enfocando a Lexington Avenue (Av. Lexington), obtida do programa Google Earth 3.0 (Blocos).

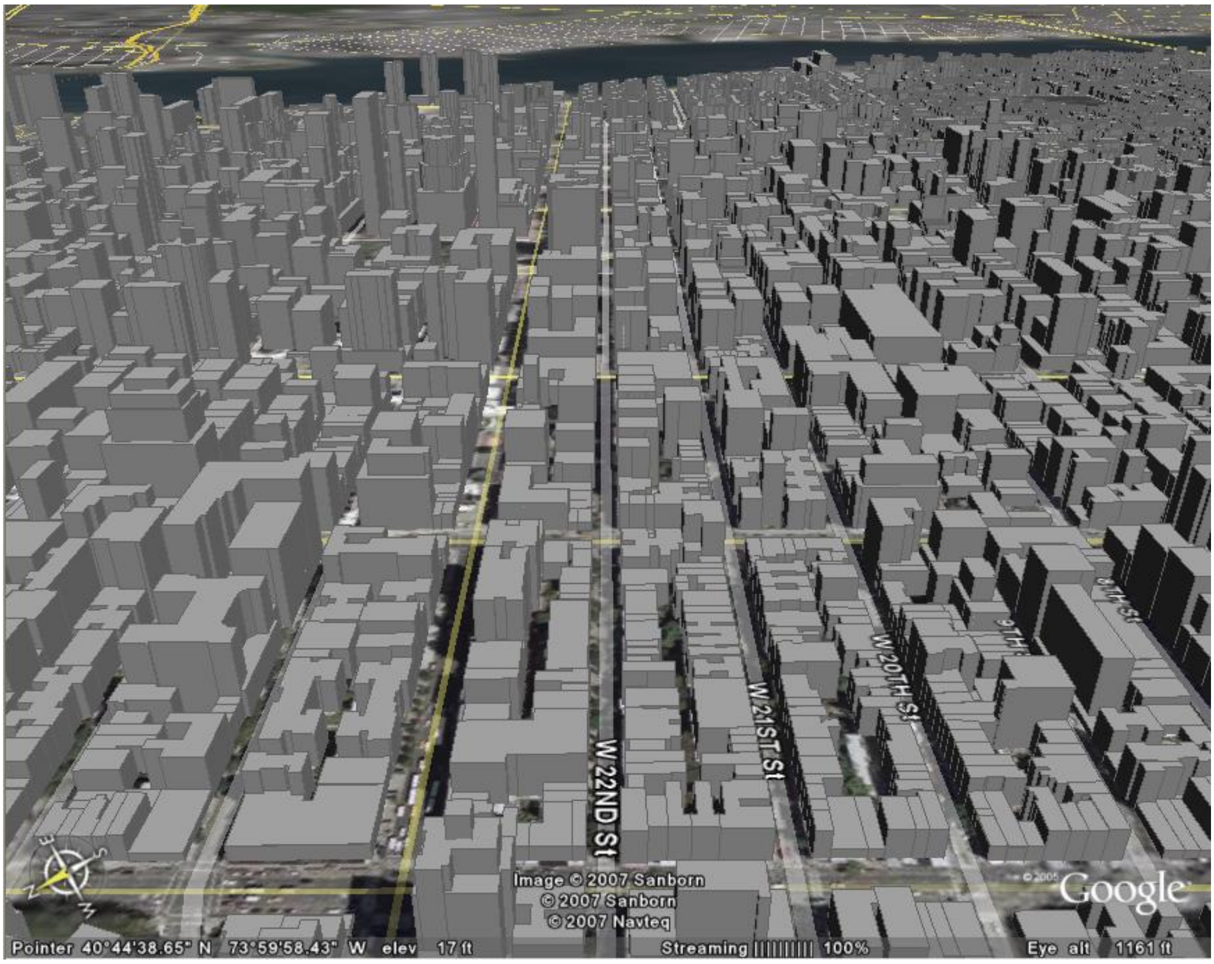

Figura 4.88 – Vista panorâmica da ilha de Manhattan enfocando a 22$^{\underline{th}}$ Street (22$^{\underline{a}}$ Rua), obtida do programa Google Earth 3.0 (Blocos).

4.10. CONCLUSÕES

Neste capítulo são apresentadas as representações vetoriais da incidência direta do raio, reflexão no solo, múltiplas reflexões nas laterais, e reflexões lateral-solo para o guia de ondas tridimensional, bem como a descrição matemática completa inerente a cada uma delas.

Ao se analisar as reflexões nas laterais do guia de ondas, é feita uma comparação para que se possa chegar a um número máximo de reflexões tal que o valor do campo elétrico ofereça uma boa estimativa com relação ao erro. Como observado nas Figuras 4.25 a 4.32, $N\max \sim \frac{z}{h}$, ou seja *Nmax* é diretamente proporcional a *z* e inversamente proporcional a *h*.

Ao se analisar o campo elétrico total, novamente ficou constatado, assim como nos Capítulos 2 e 3, que quanto maior é a freqüência maior é a oscilação do campo elétrico total, como ilustrado pelas Figuras 4.33, 4.34, 4.41 e 4.42.

Ao se comparar as três componentes do campo elétrico total, nota-se para valores maiores de *z*, uma predominância das componentes principais (*y* para polarização horizontal e *x* para polarização vertical) sobre as outras componentes, embora para valores de *z* menores seja possível haver intercalação entre as componentes, como ilustrado pelas Figuras 4.35, 4.36, 4.43 e 4.44. Ao se observar tais figuras e compará-las com as Figuras 3.18 e 3.19, do Capítulo 3, é possível concluir também que para maiores valores da altura da antena transmissora (x_s), a intercalação entre essas componentes se estende até valores maiores de *z* do que para menores alturas de x_s.

Ao se comparar os gráficos do campo elétrico devido às reflexões laterais com os gráficos do campo elétrico total sem a introdução de reflexões lateral-solo (Figuras 4.51 e 4.52), nota-se que com o aumento da altura da antena transmissora (x_s) com relação ao Capítulo 3, a distância *z* para que os mesmos comecem a se aproximar também aumenta, ou seja, a contribuição do modelo de dois raios só começa a perder efeito para valores de *z* maiores, devido ao aumento da altura da antena transmissora. Ainda comparando as Figuras 4.37 e 4.38 com as Figuras 4.51 e 4.52, nota-se que a introdução das reflexões lateral-solo faz com que tal aproximação ocorra para valores ainda maiores de *z*.

A comparação entre as principais componentes do campo para diversos valores de x_s revela sinais completamente diferentes, principalmente para distâncias menores (*z*), fato que evidencia a importância do modelo de guia de ondas tridimensional (Figuras 4.53 e 4.54).

Com a introdução das reflexões lateral-solo, pode-se observar, para esta comparação de diversos x_s, que as principais componentes dos campos elétricos tendem a se aproximar somente para distâncias *z* maiores do que sem a presença de tais reflexões, ou seja, a introdução de tais reflexões amplifica tais diferenças de sinais com relação à diferenciação de x_s (Figuras 4.55 a 4.62).

Observando a Figura 4.63, pode-se notar que o modelo tridimensional de guia de ondas desenvolvido fornece uma melhor correlação com valores medidos que o modelo desenvolvido em [14] para a freqüência de 900 MHz. Isto acontece devido à implementação de um modelo mais apurado que congrega: a derivação de uma geometria tridimensional (3D) de um guia de ondas, uma análise de polarização estrita, uma refletividade de superfície mais exata e análises vetoriais e de padrão de radiação do campo elétrico. Também observando-se a Figura 4.64, pode-se facilmente perceber a correlação entre os valores calculados do modelo desenvolvido e os valores medidos de [14] para 11 GHz.

Com relação ao guia de ondas de multifendas tridimensional do item 4.8, pode-se observar das Figuras 4.67 a 4.68 algumas transições bruscas no campo elétrico devido aos raios perdidos através das fendas, tornando o sinal quebradiço principalmente para polarização horizontal, e quanto maior for o comprimento das fendas (l), maior será a largura dessas transições (Figuras 4.76, 4.78 e 4.79). Como as fendas estão posicionadas periodicamente, pode-se observar uma periodicidade em tais transições, com relação à variação de *z*, proporcional à $L+l$, ou seja, quanto maior for $L+l$, maior será o período das transições (Figuras 4.76, 4.78 e 4.79). Também pode ser notado que para $z \leq \upsilon$ (onde $\upsilon \sim (L.h/|y_s - y|)$ para $y_s \neq y$, e υ é máximo quando $y_s = y$) o campo permanece inalterado com relação ao campo de um guia de ondas sem fendas (Figuras 4.69, 4.71 a 4.75 e 4.77) [37]. Comparações com os resultados do Capítulo 3 mostram que com o aumento da altura da antena transmissora (x_s), a única diferença é que esses "fadings" ou variações bruscas devido à perda de raios, passam a ficar menos intensos (com relação ao valor do campo e não com relação à periodicidade) à medida que z aumenta (Figuras 3.30, 4.70 e 4.76).

De acordo com as Figuras 4.84 e 4.85, o modelo de guia de ondas de multifendas determinístico tem uma boa correlação com valores medidos a despeito de qualquer eventual mudança que possa ter ocorrido na base de dados entre o período em que as medições foram realizadas e o período que a base de dados foi coletada do Google Earth 3.0. Comparando as Figuras 4.80 e 4.84, pode-se notar uma sutil porém visual melhora da correlação entre valores calculados e medidos da Figuras 4.80 para a Figura 4.84, além da possibilidade da predição para distâncias maiores sem perda de precisão (Figura 4.84), corroborando assim o que foi dito no item 4.9 de que uma base de dados mais detalhada provê uma maior precisão na predição do sinal.

Todas as comparações realizadas com valores medidos mostram que os modelos propostos podem ser ferramentas muito úteis no que diz respeito a um aumento de análises teóricas, em detrimento de análises empíricas no campo da predição, emergindo como instrumentos interessantes no que diz respeito à incessante busca por uma melhor predição do sinal [37], [40], [42], [43].

CAPÍTULO 5

CONCLUSÕES, CONTRIBUIÇÕES E SUGESTÕES PARA FUTUROS TRABALHOS

Neste trabalho de pesquisa foram investigados vários modelos de propagação: o modelo geométrico de dois raios, o modelo de um guia de ondas plano, o modelo de um guia de ondas tridimensional de multifendas (fendas colocadas de forma periódica ou aleatória). Para todos, implementações mais apuradas congregando: a derivação de uma geometria exata, uma análise estrita da polarização, uma refletividade de superfície mais exata e análises vetoriais e de padrão de radiação do campo elétrico, foram realizadas.

Os resultados obtidos quando se investiga o modelo geométrico de dois raios detalhadamente, ou seja, sem aproximações, incluindo as comparações com valores medidos, indicam que esse tipo de modelo é importante por mostrar que novos parâmetros devem ser analisados em virtude da incessante busca de uma melhor predição do sinal.

Comparando os gráficos do campo elétrico para o modelo geométrico de dois raios do Capítulo 2, para h_A = 50 m e h_B = 1,8 m (Figura 2.98), com os gráficos do campo elétrico total para o modelo de guia de ondas tridimensional sem fendas do Capítulo 4, também para

y_s = 50 m, y = 1,8 m (Figuras 4.49), verifica-se que as reflexões laterais, em conjunto com as reflexões lateral-solo, são de fato, as responsáveis pela variação mais brusca do sinal do campo.

No Capítulo 3, constatou-se a importância que as reflexões laterais têm no sinal do campo elétrico, principalmente para distâncias $r > r_B$, onde a contribuição dessas reflexões torna-se tão significativa a ponto de ditar a forma do campo total. Isso ocorre devido à dependência do campo elétrico de $1/r^2$ para o modelo de dois raios em tais distâncias, enquanto que para as reflexões laterais essa dependência é sempre de $1/r$.

No Capítulo 4 pode-se verificar que com o aumento de $r_B = \dfrac{4.h_A.h_B}{\lambda}$ devido ao aumento da altura da antena transmissora, a distância z para que campo elétrico total e o campo elétrico devido às reflexões laterais comecem a se aproximar também aumenta, ou seja, a contribuição do modelo de dois raios só começa a perder efeito para valores de $z > r_B$, distância a partir da qual sua queda no campo é de $1/r^2$. Com a introdução das reflexões lateral-solo, pode-se constatar que para os mesmos parâmetros geométricos (posição, altura, largura etc.) há também um aumento da distância z para que campo elétrico total e o campo elétrico devido às reflexões laterais comecem a se aproximar com relação à análise feita sem a presença das reflexões lateral-solo.

Também no Capítulo 4, a comparação entre as principais componentes do campo para diversos valores de x_s revela sinais completamente diferentes, principalmente para distâncias menores (z), fato que evidencia a importância do modelo de guia de ondas tridimensional.

A inserção das fendas nos modelos de guia de ondas citados, traz também uma referência do que acontece com o sinal do campo elétrico em tais presenças, e vem em conjunto contribuir para um melhor entendimento dos modelos de guias de ondas em geral.

De acordo com os resultados apontados pelas simulações realizadas e pelas comparações com valores medidos, conclui-se que o propósito do presente trabalho de apresentar modelos mais apurados para áreas rurais e urbanas foi atingido. De fato não só a combinação de fatores que congregam: a derivação de uma geometria de raios precisa, uma polarização estrita, uma refletividade de superfície mais exata, e análises vetorial e de padrão de radiação do campo elétrico, contribuíram para a realização do propósito, mas também o fato da possibilidade da introdução da base de dados de uma rua qualquer de forma que a simulação possa ser realizada para uma rua real, a partir de um arquivo criado com seus respectivos dados coletados. A partir disso, constata-se então que os modelos desenvolvidos podem ser utilizados para representar de fato a propagação de ondas LOS que ocorre em ambientes microcelulares rurais e urbanos reais.

Sendo assim, as principais contribuições deste trabalho são: 1) proporcionar um melhor entendimento e esclarecimento dos modelos de propagação em áreas urbanas, suburbanas e rurais, bem como uma análise comparativa de suas variações; e 2) a efetiva aplicação dos modelos desenvolvidos em problemas práticos, como constatado pelas comparações entre os modelos calculados e valores medidos.

As sugestões para futuros trabalhos são:

- inserção das contribuições dos raios difratados nas bordas dos prédios para os modelos plano e tridimensional utilizando a Teoria Uniforme da Difração (UTD);
- análise de reflexões tais como: solo-prédio;
- utilização dos valores reais das permissividades e condutividades do solo e dos prédios;

- simulação dos modelos plano e tridimensional para toda a extensão da rua: em largura e comprimento;
- análise do sinal para um receptor posicionado em uma rua perpendicular à rua na qual se encontra a antena transmissora (região fora da linha de visada - *Out-of-Sight*, OOS);
- implementação do cálculo do atraso de espalhamento (*Delay Spread*) e posterior análise;
- implementação da teoria de traçado de raio (*ray-tracing*) para macrocélulas.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

[1] Silva Jr., E. “Cálculo da Intensidade do Campo Elétrico em Áreas Urbanas Usando Teoria do Traçado do Raio”. Dissertação de Mestrado, Universidade Federal de Uberlândia (UFU), Fevereiro 2003.

[2] Parsons, J. D. and Gardiner, J. G. "Mobile Communication Systems". *John Wiley and Sons*, New York, USA, September 1989.

[3] Jong, I. L. C. de. "Measurement and Modelling of Radiowave Propagation in Urban Microcells". Eindhoven: Technische Universiteit Eindhoven, 2001.

[4] Araiza, J. U. M. "Wireless Transmission of Power for Sensors in Context Aware Spaces". Massachusetts Institute of Technology, June 2002.

[5] Couch II, L.W. "Digital and Analog Communication Systems". *Seventh Edition Pearson Prentice Hall*, New Jersey, 2007.

[6] Stamm, C. "Algorithms and Software for Radio Signal Coverage Prediction in Terrains". Swiss Federal Institute of Technology (ETH) Zürich, 2001.

[7] Stutzman, W. L. and Thiele, G. A. "Antenna Theory and Design". *John Wiley & Sons*, New York, USA, 1994.

[8] Bertoni, H. L., Honcharenko, W., Maciel, L. R. and Xia H. H. "UHF Propagation Prediction for Wireless Personal Comunications". *Proceedings of the IEEE*, Vol. 82, Number 9, September 1994.

[9] Tan, S. Y. and Tan, H S. "UTD Propagation Model in an Urban Street Scene for Microcellular Communications". *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*, Vol. 35, Number 4, November 1993.

[10] Laurenson, D. I. "Ray Tracing Model". Avaiable in http://www.see.ed.ac.uk/~dil/thesis_mosaic/chapter2_9.html . University of Edinburgh.

[11] Parsons, J. D. "The Mobile Radio Propagation Channel". *Second Edition John Wiley & Sons*, England, 2000.

[12] Liang, G., Bertoni, H.L., "A New Approach to 3-D Ray Tracing for Propagation Prediction in Cities ". *IEEE Transactions on Antennas and Propagation,* Vol. 46, Number 6, June 1998.

[13] Mazar, R., Bronshtein, A. and Lu, I. T. "Theoretical Analysis of UHF Propagation in a City Street Modeled as a Random Multislit Waveguide". *IEEE Transactions on Antennas and Propagation,* Vol. 46, Number 6, June 1998.

[14] Rustako Jr., A. J., Amitay, N., Owens, G. J. and Roman, R. S. “Radio Propagation at Microwave Frequencies for Line-of-Sight Microcellular Mobile and Personal Communications”. *IEEE Transactions on Vehicular Technology,* Vol. 40, Number 1, February 1991.

[15] Amitay, N. “Modeling and Computer Simulation of Wave Propagation in Lineal Line-of-Sight Microcells”. *IEEE Transactions on Vehicular Technology,* Vol. 41, Number 4, November 1992.

[16] Tan, S.Y. and Tan, H.S. “A Microcellular Communications Propagation Model Based on the Uniform Theory of Diffraction and Multiple Image Theory” *IEEE Transactions on Antennas and Propagation,* Vol. 44, Number 10, October 1996.

[17] Lee, W. C. Y. "Mobile Cellular Telecommunications – Analog and Digital Systems ". *Second McGraw-Hill, Inc.*, New York, 1995.

[18] Dolukhanov, M. "Propagation of Radio Waves". *MIR Publishers*, Moscow, USSR, 1995.

[19] Rustako Jr., A. J., Amitay, N., Owens, G. J. and Roman, R. S. "Propagation Measurements at Microwave Frequencies for Microcellular Mobile and Personal Communications". *Proceedings of the IEEE 39th Vehicular Technology Conference*, San Francisco, CA, USA, pp. 316 – 320, 1 – 3 May, 1989.

[20] Bertoni, H. L. "Radio Propagation for Modern Wireless Systems". *Prentice Hall PTR*, New Jersey, USA, 2000.

[21] Lee, W. C. Y. "Mobile Communications Design Fundamentals". *Second Edition John Wiley*, New York, 1993.

[22] Cheers, J. "The History of Radio". Available in http://www.vwlowen.demon.co.uk/radio/radhist.htm Wirral-Merseyside, UK.

[23] [1999 U.S. Consumer Electronics Industry Today] ©1999, CEMA "Chronology". Available in http://www.belmont.edu/Pages/FS/Bulla.Wes/timeline.html.

[24] Hicks, C. "Wireless Chronology". Available in http://www.albury-field.demon.co.uk/hisrad9.htm , 1998.

[25] Katzdorn, M. "Edwin H. Armstrong". Available in http://users.erols.com/oldradio/index.htm#Y .

[26] Blattenberger, K. "History of Communications". Available in http://www.rfcafe.com/references/electrical/history.htm, May 2000.

[27] Birch, B. "Guglielmo Marconi". *Exley Publications – Editora Globo*, Grã-Bretanha, 1990.

[28] Anderson, H. A. "A Ray-Tracing Propagation Model for Digital Broadcast Systems in Urban Areas". *IEEE Transactions on Broadcasting*, Vol. 39, Number 3, September 1993.

[29] Jakes, W. C. Ed. "Microwave Mobile Communications". *John Wiley & Sons and IEEE,* New York, USA, 1974.

[30] Erceg, V., Ghamssemzadeh, S., Taylor, M., Li, D. and Schilling, D. L. "Urban/Suburban Out-of-Sight Propagation Modeling". *IEEE Communications Magazine,* Vol. 30, June 1992.

[31] Xia, H. H., Bertoni, H. L., Maciel, L. R., Lindsay-Stewart, A., Rowe, R. and Grindstaff, L., "Radio Propagation Measurements and Modelling for Line-of-Sight Microcellular Systems". *Proceedings of the IEEE 42nd Vehicular Technology Conference*, Denver, USA, pp. 349 – 354, 10 – 13 May, 1992.

[32] Kraus, J. D. and Carver K. R. "Electromagnetics". *Second Edition McGraw-Hill Kogakusha, Ltd.*,1973.

[33] Balanis, C. A. "Antenna Theory – *Analysis and Design*". *Third Edition John Wiley & Sons*, New Jersey, USA, 2005.

[34] Balanis, C. A "Advanced Engineering Electromagnetics". *John Wiley*, New York, 1989.

Trabalhos Publicados pelo Autor:

[35] Silva Jr., E. and Carrijo, G. A. "A Vectorial Analysis of the Two-Ray Model". *Proceedings of the IEEE Ninth International Conference on Communication*

Systems (ICCS 2004), Singapore, Singapore, pp. 607 – 611, September 6 – 8, 2004. Link: http://ieeexplore.ieee.org/iel5/9699/30608/01412877.pdf?tp=&arnumber=1412877&isnumber=30608

[36] Silva Jr., E. and Carrijo, G. A. "A Vectorial Analysis of UHF Propagation in a Multislit Street Waveguide". *Proceedings of the IEEE International Symposium on Communications and Information Technologies 2004 (ISCIT 2004)*, Saporo, Japan, Volume 1, pp. 404 – 409, October 26 - 29, 2004. Link: http://ieeexplore.ieee.org/iel5/9699/30608/01412877.pdf?tp=&arnumber=1412877&isnumber=30608

[37] Silva Jr., E. and Carrijo, G. A. "A Vectorial Analysis of UHF Propagation in a Three-dimensional Multislit Street Waveguide". *Proceedings of the IEEE/ACES International Conference on Wireless Communications and Applied Computational Electromagnetics*, Honolulu, Hawaii, USA, pp. 801 – 804, April 3 – 7, 2005. **Paper selected as a finalist in the student paper contest**. Link: http://ieeexplore.ieee.org/iel5/9896/31518/01469706.pdf?tp=&arnumber=1469706&isnumber=31518

[38] Silva Jr., E. and Carrijo, G. A. "A Vectorial Analysis of UHF Propagation in Urban and Rural Environments". ECTI *Transactions on Electrical Eng., Eletronics, and Communication*, Vol. 3, Number 2, August 2005. Link: http://www.ecti.or.th/~editoreec/Electrical%20Eng_2/pp115-124.pdf

[39] Silva Jr., E. and Carrijo, G.A. "A Vectorial Analysis of UHF Propagation in a Three-dimensional Multislit Street Scene using ray-tracing". *Anais da IV CEEL – Conferência de Estudos em Engenharia Elétrica 2005*, Uberlândia-MG, Brasil, 2005.

[40] Silva Jr., E. and Carrijo, G.A. “A Three-dimensional Microcellular Propagation Street Model using Vectorial Analysis in UHF band”. *Accepted for publication in proceedings of the VI International Telecommunications Symposium, (ITS 2006), IEEE/ SBrT*, Fortaleza-CE, Brazil, September 3 – 6, 2006.

[41] Silva Jr., E. and Carrijo, G.A. “A Vectorial Analysis of UHF Propagation in a City Street Scene using Ray-tracing”. *Aceito para publicação na categoria trabalhos completos ou com resultados parciais no XXIX CNMAC – Congresso Nacional de Matemática Aplicada e Computacional*, Campinas-SP, Brasil, Setembro 18 – 21, 2006.

[42] Silva Jr., E. and Carrijo, G. A. “A Microcellular Propagation Model at UHF and Microwave Frequencies for Line-of-Sight”. *Accepted for publication in proceedings of the Tenth IEEE International Conference on Communication Systems (ICCS 2006)*, Singapore, Singapore, pp. 1 – 5, October 30 – November 1st, 2006. Link: http://ieeexplore.ieee.org/iel5/4085644/4037317/04085702.pdf?tp=&arnumber=4085702&isnumber=4037317

[43] Silva Jr., E. and Carrijo, G. A. “A Deterministic Microcellular Propagation Model at UHF and Microwave Frequencies for Personal Communications”. *Accepted for publication in proceedings of the 2007 IEEE AP-S International Symposium on Antennas and Propagation*, Honolulu, Hawaii, USA, June 10 – 15, 2007.

Referências utilizadas para o desenvolvimento dos programas em Matlab:

[44] Matsumoto, E. Y. “MatLab 7 – Fundamentos”. *Editora Érica Ltda. 1ª Edição*, São Paulo, Brasil, 2004.

[45] Matsumoto, E. Y. “MatLab 6 – Fundamentos de Programação”. *Editora Érica Ltda. 1ª Edição*, São Paulo, Brasil, 2001.

[46] Herniter, M. E. “Programming in MatLab”. *Wadsworth Group, Thomson Learning, Editora Érica Ltda. 1ª Edição*, Pacific Grove, CA, USA, 2001.