



METODOLOGIA PARA REPRESENTAÇÃO DA INFLUÊNCIA DE MEIOS  
EXTERNOS NOS PARÂMETROS UNITÁRIOS DE CABOS SUBTERRÂNEOS E  
SUBMARINOS

Antônio Paulo Cardillo Magalhães

Tese de Doutorado apresentada ao Programa de Pós-graduação em Engenharia Elétrica, COPPE, da Universidade Federal do Rio de Janeiro, como parte dos requisitos necessários à obtenção do título de Doutor em Engenharia Elétrica.

Orientadores: Antonio Carlos Siqueira de Lima

Maria Teresa Correia de Barros

Rio de Janeiro

Outubro de 2017

METODOLOGIA PARA REPRESENTAÇÃO DA INFLUÊNCIA DE MEIOS  
EXTERNOS NOS PARÂMETROS UNITÁRIOS DE CABOS SUBTERRÂNEOS E  
SUBMARINOS

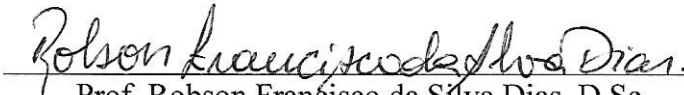
Antônio Paulo Cardillo Magalhães

TESE SUBMETIDA AO CORPO DOCENTE DO INSTITUTO ALBERTO LUIZ  
COIMBRA DE PÓS-GRADUAÇÃO E PESQUISA DE ENGENHARIA (COPPE)  
DA UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO DE JANEIRO COMO PARTE DOS  
REQUISITOS NECESSÁRIOS PARA A OBTENÇÃO DO GRAU DE DOUTOR  
EM CIÊNCIAS EM ENGENHARIA ELÉTRICA.

Examinada por:

  
Prof. Antonio Carlos Siqueira de Lima, D.Sc.

  
Prof.ª Maria Teresa Correia de Barros, D.Sc.

  
Prof. Robson Francisco da Silva Dias, D.Sc.

  
Prof. Rafael Silva Alípio, D.Sc.

  
Prof. Guilherme Gonçalves Sotelo, D.Sc.

  
Prof. Alberto Resende de Conti, D.Sc.

RIO DE JANEIRO, RJ – BRASIL

OUTUBRO DE 2017

Magalhães, Antônio Paulo Cardillo

Metodologia para Representação da Influência de Meios Externos nos Parâmetros Unitários de Cabos Subterrâneos e Submarinos/Antônio Paulo Cardillo Magalhães – Rio de Janeiro: UFRJ/COPPE, 2017.

XV, 109 p.: il.; 29,7cm.

Orientadores: Antonio Carlos Siqueira de Lima

Maria Teresa Correia de Barros

Tese (Doutorado) – UFRJ/ COPPE/ Programa de Engenharia Elétrica, 2017.

Referências Bibliográficas: p. 86-92.

1. Modelo de Onda Completa. 2. Aproximações Quase-TEM. 3. Constante de Propagação. 4. Cabos Enterrados. I. Lima, Antonio Carlos Siqueira de *et al.* II. Universidade Federal do Rio de Janeiro, COPPE, Programa de Engenharia Elétrica. III. Título.

Especialmente dedicada à

Antônio Romão Magalhães  
Angelina Maria Cardillo Magalhães  
João Mateus Cardillo Magalhães

# AGRADECIMENTOS

Eternamente grato aos meus orientadores Prof.<sup>a</sup> Dr.<sup>a</sup> Maria Teresa Correia de Barros e Prof. Dr. Antonio Carlos Siqueira de Lima, pela amizade, pelo conhecimento transmitido, apoio, dedicação e paciência com minha insanidade.

Agradeço meu pai Antônio Romão Magalhães, minha mãe Angelina Maria Cardillo Magalhães e meu irmão João Mateus Cardillo Magalhães pelo grande apoio que tornou este trabalho possível.

Muito grato a Dr. José Carlos Leão Veloso Silva pelo trabalho que desenvolvemos e pelas grandes reflexões eletromagnéticas.

Muito grato a João Pedro Lopes Salvador pela amizade, apoio e correria nas elaborações de relatórios de pesquisa.

Muito grato a Dr. Nicolau Tadeu Arcaro pelas discussões filosóficas e científicas e pelas valiosas dicas epistemológicas.

Grato, gratíssimo aos colegas de Laspot/COPPE: Aline Zimmermann, Joaquim Neto, Cristiano Carvalho, Thassiana Costa, Camilo Rosero, David Parrini.

Agradeço ao CNPQ pelo apoio financeiro durante o período de desenvolvimento da presente pesquisa no Brasil.

Agradeço ao programa Erasmus Mundus SMART2 (Referência: 552042-EM-1-2014-1FR-ERA MUNDUS-EMA2) coordenado pela CENTRALESUPELEC, pelo apoio financeiro durante o período de desenvolvimento da presente pesquisa no Instituto Superior Técnico (IST) da Universidade de Lisboa, Lisboa, Portugal.

Aos professores e amigos da COPPE/UFRJ.

Aos professores e amigos do IST/ULisboa.

Resumo da Tese apresentada à COPPE/UFRJ como parte dos requisitos necessários para a obtenção do grau de Doutor em Ciências (D. Sc.)

METODOLOGIA PARA REPRESENTAÇÃO DA INFLUÊNCIA DE MEIOS EXTERNOS NOS PARÂMETROS UNITÁRIOS DE CABOS SUBTERRÂNEOS E SUBMARINOS

Antonio Paulo Cardillo Magalhães

Outubro/2017

Orientadores: Antonio Carlos Siqueira de Lima

Maria Teresa Correia de Barros

Programa: Engenharia Elétrica

Esta tese propõe uma metodologia para uma inclusão precisa da influência dos meios externos nos parâmetros unitários por unidade de comprimento de cabos subterrâneos e submarinos. Obtiveram-se as expressões dos parâmetros unitários por unidade de comprimento impedância e admitância a partir do modelo de onda completa e, em seguida, simplificaram-se considerando a aproximação quase-TEM (Transversal Eletromagnética). A precisão da aproximação proposta está na faixa de alguns MHz, sendo assim adequada para a maioria das análises transitórias do sistema de elétrico de potência. As aproximações quasi-TEM são usadas para derivar um modelo transitório para várias configurações de cabos, que incluem: sistema de um único cabo com núcleo único, cabo ou cabos envoltos por tubulação metálica e sistema de cabos. Para a solução no domínio do tempo, referente às excitações modais, a Transformada numérica de Laplace é utilizada.

É apresentada, também, uma modificação de uma aproximação previamente desenvolvida do modelo de onda completa, chamada quase-onda completa. Esta formulação pode ser útil quando é necessária uma avaliação precisa do campo eletromagnético nos arredores de um condutor.

Abstract of Thesis presented to COPPE/UFRJ as a partial fulfillment of the requirements for the degree of Doctor of Science (D. Sc.)

METHODOLOGY FOR REPRESENTING THE INFLUENCE OF EXTERNAL  
MEDIA IN PER UNIT LENGTH PARAMETERS OF UNDERGROUND AND  
SUBMARINE CABLES

Antonio Paulo Cardillo Magalhães

October/2017

Advisors: Antonio Carlos Siqueira de Lima

Maria Teresa Correia de Barros

Department: Electric Engineering

This thesis proposes a methodology for an accurate inclusion of the influence of external media in the per unit length parameters of underground and submarine cables. The per unit length expressions for the impedance and admittance were obtained using a full-wave model and then simplified considering a quasi-TEM (Transverse Electromagnetic) approximation. The accuracy of the proposed approximation lies in the range of a few MHz, thus being suitable for most of the power system transient analysis. The quasi-TEM approximations are used to derive a transient model for several cable configurations comprising: single-core, pipe-type and a cable system. The Numerical Laplace Transform is used to obtain the time-domain responses of distinct mode excitations.

A modification of a previously developed approximation of the full-wave model, named quasi-full-wave, is also presented. This formulation might be useful when accurate evaluation of electromagnetic field in the surroundings of a conductor is needed.

# SUMÁRIO

## CAPÍTULO 1

<b>INTRODUÇÃO.....</b>	<b>1</b>
1.1 Identificação do Problema.....	3
1.2 Objetivos.....	5
1.3 Artigos Resultantes da Pesquisa.....	5
1.4 Estrutura do Documento.....	7

## CAPÍTULO 2

<b>FORMULAÇÃO MONOFÁSICA DO MODELO DE ONDA COMPLETA.....</b>	<b>9</b>
2.1 Formulação com Potencial Escalar Elétrico e Potencial Vetor Magnético.....	11
2.2 Decomposição em Modos Transversal Elétrico e Transversal Magnético. ....	12
2.2.1 Usando os Vetores de Hertz dos Tipos Elétrico e Magnético.....	12
2.2.2 Usando Potenciais Vetores Magnéticos Definidos no Ar e no Solo. ....	14
2.3 Equação Modal.....	16
2.4 Impedância Longitudinal e Admitância Transversal.....	19
2.4.1 Condutor Enterrado Nu.....	19
2.4.2 Condutor Enterrado Isolado.....	20
2.5 Aplicações do Modelo de Onda Completa Monofásico.....	21
2.5.1 Constante de Propagação de Cabos Enterrados Nus e Isolados.....	21
2.5.2 Cabo em Águas Rasas.....	24
2.5.3 Eletrodo de Aterramento (Contrapeso) de Linhas de Transmissão.....	30
2.6 Proposta de Reformulação da Aproximação Quase-Full-Wave.....	38

## CAPÍTULO 3

<b>APROXIMAÇÃO QUASE-TEM PARA CONFIGURAÇÕES MONOFÁSICAS</b>	<b>47</b>
3.1 Formulações Matemáticas das Aproximações Quase-TEM.....	47
3.2 Avaliação dos Limites de Validade das Aproximações Quase-TEM.....	50
3.3 Aplicações da Aproximação Quase-Tem Monofásica.....	53
3.3.1 Cabo HVDC submarino.....	53



## **CAPÍTULO 4**

### **APROXIMAÇÃO QUASE-TEM PARA CONFIGURAÇÕES MULTIFÁSICAS 61**

4.1	Formulação Matemática da Aproximação Quase-TEM Multifásica.....	62
4.2	Aplicações a Sistemas de Cabos Subterrâneos.....	63
4.2.1	Sistema de Cabos Subterrâneos em Configuração <i>Flat</i> Horizontal .....	64
4.2.2	Sistema de Cabos Subterrâneos com Cruzamento de Blindagens.....	79

## **CAPÍTULO 5**

### **CONCLUSÕES ..... 84**

5.1	Trabalhos Futuros .....	85
-----	-------------------------	----

### **REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS ..... 86**

## **ANEXO A**

EQUAÇÃO MODAL DO MODELO DE ONDA COMPLETA NO CASO DE LINHA DE TRANSMISSÃO AÉREA .....	93
--	----

## **ANEXO B**

IDENTIFICAÇÃO DE FALHAS INCIPIENTES EM CABO HVDC SUBMARINO .	95
--	----

# ÍNDICE DE FIGURAS

Figura 1: Relação entre as pesquisas de mestrado e doutorado. ....	5
Figura 2: Configuração do condutor e interface entre os meios. ....	10
Figura 3: Geometria do cabo. ....	22
Figura 4: Constante de atenuação $\sigma_s=0.01S/m$ . ....	22
Figura 5: Constante de fase, $\sigma_s=0.01S/m$ ....	22
Figura 6: Constante e atenuação, $\sigma_s=0.001S/m$ . ....	23
Figura 7: Constante de fase, $\sigma_s=0.001S/m$ ....	23
Figura 8: Cabo submerso em águas rasas: (a) cabo submerso em águas rasas e (b) cabo enterrado em solo marinho. ....	25
Figura 9: Constante de atenuação cabo em águas rasas considerando variações de profundidade: (a) cabo submerso em águas rasas e (b) cabo enterrado em solo marinho. ....	26
Figura 10: Constante de fase cabo em águas rasas considerando variações de profundidade: (a) cabo submerso em águas rasas e (b) cabo enterrado em solo marinho. ....	27
Figura 11: Impedância p.u.l. do cabo em águas rasas considerando variações de profundidade: (a) cabo submerso em águas rasas e (b) cabo enterrado em solo marinho. ....	28
Figura 12: Admitância p.u.l. do cabo em águas rasas considerando variações de profundidade: (a) cabo submerso em águas rasas e (b) cabo enterrado em solo marinho. ....	29
Figura 13: Profundidade de penetração dos campos na água e solo marinhos. ....	29
Figura 14: Configuração do cabo contrapeso, (a) estrutura genérica e (b) simetria considerada. ....	30
Figura 15: Impedância p.u.l. do cabo contrapeso. ....	33
Figura 16: Admitância p.u.l. do cabo contrapeso. ....	33
Figura 17: Impedância característica do cabo contrapeso. ....	33
Figura 18: Admitância característica do cabo contrapeso. ....	33
Figura 19: Fator de propagação do cabo contrapeso. ....	34

Figura 20: Resposta em frequência do campo elétrico considerando variações da profundidade do cabo contrapeso, (a) $h=0,01$ m, (b) $h=0,1$ m, (c) $h=0,5$ m e (d) $h=0$ m. ....	35
Figura 21: Tensão no terminal emissor do cabo contrapeso, $VGR$ .....	37
Figura 22: Tensão no terminal receptor do cabo contrapeso, $Vf$ . ....	37
Figura 23: Comparação da constante de atenuação obtida por Full-wave, imagem, quase-TEM e quase-Full-wave, considerando $\rho = 1000\Omega m$ , (a) $\epsilon r = 10$ e (b) $\epsilon r = 20$ .....	41
Figura 24: Comparação da constante de fase obtida por Full-wave, imagem, quase-TEM e quase-Full-wave, considerando $\rho = 1000\Omega m$ , (a) $\epsilon r = 10$ e (b) $\epsilon r = 20$ .	42
Figura 25: Comparação da constante de atenuação obtida por Full-wave, imagem, quase-TEM e quase-Full-wave, considerando $\rho = 2000\Omega m$ , (a) $\epsilon r = 10$ e (b) $\epsilon r = 20$ .....	42
Figura 26: Comparação da constante de fase obtida por Full-wave, imagem, quase-TEM e quase-Full-wave, considerando $\rho = 2000\Omega m$ , (a) $\epsilon r = 10$ e (b) $\epsilon r = 20$ .	43
Figura 27: Diferença entre os modelos full-wave e quase-full-wave. ....	44
Figura 28: Desvio percentual entre os modelos full-wave e quase-full-wave. ....	44
Figura 29: Comparação da impedância característica obtida pelos modelos de onda completa, imagem, quase-TEM e quase-full-wave, considerando variações nos parâmetros do solo. ....	45
Figura 30: Constante de Atenuação Calculada pelo Modelo de Onda Completa.....	50
Figura 31: Constante de Fase Calculada pelo Modelo de Onda Completa.....	50
Figura 32: Admitância Característica: FW – Calculada pelo Modelo de Onda completa, QT – Calculada pela Aproximação Quase-TEM. ....	52
Figura 33: Fator de Propagação: FW – Calculada pelo Modelo de Onda completa, QT – Calculada pela Aproximação Quase-TEM. ....	52
Figura 34: Resposta ao degrau de tensão no terminal receptor do cabo. ....	53
Figura 35: Cabo HVDC Submarino, (a) geometria do cabo HVDC submarino e (b) dados do cabo HVDC submarino. ....	54
Figura 36: Resposta modal de H, considerando cabo HVDC enterrado no leito marinho e flutuando no mar. ....	54
Figura 37: Autovalores da admitância característica considerando cabo HVDC enterrado no leito marinho e flutuando no mar. ....	55

Figura 38: Teste no domínio do tempo para o cabo submarino HVDC, a) esquema de energização e b) resposta temporal no terminal 5.....	56
Figura 39: Diferença de tensão no terminal 5 devido aos diferentes meios externos..	56
Figura 40: Configuração do cabo submarino <i>Pipe-Type</i> , a) Geometria do <i>Pipe-Type</i> e b) dados dos parâmetros do <i>Pipe-Type</i> .....	57
Figura 41: Resposta modal de $H$ , considerando cabo <i>Pipe-Type</i> enterrado no leito marinho e flutuando no mar.....	58
Figura 42: Autovalores da admitância característica considerando cabo <i>Pipe-Type</i> enterrado no leito marinho e flutuando no mar.....	58
Figura 43: Esquema de energização do cabo <i>pipe-type</i> .....	59
Figura 44: Resposta de tensão no terminal 9. (a) Tensão no terminal e (b) diferenças de tensão entre considerando diferentes meios externos. ....	59
Figura 45: Resposta de tensão no terminal 10. a) Tensão no terminal e b) diferenças de tensão entre considerando diferentes meios externos. ....	60
Figura 46: Configuração genérica de múltiplos cabos.....	62
Figura 47: Sistema de cabos subterrâneos. ....	64
Figura 48: Atenuação Modal. ....	66
Figura 49: Velocidade Modal. ....	66
Figura 50: Admitância Característica. ....	67
Figura 51: Fator de Propagação para sistema de 10km. ....	68
Figura 52: Fator de Propagação para sistema de 1km. ....	68
Figura 53: Fator de Propagação para sistema de 300 m. ....	69
Figura 54: Influência da permissividade elétrica do solo no fator de propagação.....	69
Figura 55: Influência da permissividade elétrica do solo na admitância característica. ....	70
Figura 56: Influência da resistividade elétrica do solo no fator de propagação.....	71
Figura 57: Influência da resistividade elétrica do solo na admitância característica..	71
Figura 58: Comparação do fator de propagação com o modelo de Papadopoulos <i>et al</i> em [27][66]. ....	72
Figura 59: Comparação da admitância característica com o modelo de Papadopoulos <i>et al</i> em [27][66]. ....	72
Figura 60: Esquemas de energização. (a) excitação do modo coaxial, (b) excitação do modo interblindagens, (c) excitação do modo terra e (d) excitação de modo misto. ..	73

Figura 61: Resposta a excitação do modo coaxial considerando variações da resistividade do solo e comprimento do cabo. ....	74
Figura 62: Resposta a excitação do modo interblindagem considerando variações da resistividade do solo e comprimento do cabo. ....	74
Figura 63: Resposta a excitação do modo terra considerando variações da resistividade do solo e comprimento do cabo. ....	75
Figura 64: Resposta a excitação do modo misto considerando variações da resistividade do solo e comprimento do cabo. ....	75
Figura 65: Comparação das respostas no terminal 7 entre o modelo proposto e o modelo de Papadopoulos <i>et al</i> [27][66], referente a excitação do modo interblindagem. ....	77
Figura 66: Comparação das respostas no terminal 7 entre o modelo proposto e o modelo de Papadopoulos <i>et al</i> [27][66], referente a excitação do modo terra. ....	78
Figura 67: Sistema de cabos com cruzamento de blindagens (crossbonded cables) ...	79
Figura 68: Respostas de tensão no terminal 12, para a configuração <i>crossbonded</i> . ....	80
Figura 69: Respostas de tensão no terminal 17, para a configuração <i>crossbonded</i> . ....	80
Figura 70: Respostas de tensão no terminal 12, para a configuração <i>crossbonded</i> , considerando modelo de solo Portela, (a) $l=300$ m e (b) $l=1000$ m. ....	81
Figura 71: Respostas de tensão no terminal 12, para a configuração <i>crossbonded</i> , considerando modelo de solo Visacro, (a) 300 m e (b) 1000 m. ....	82
Figura 72: Respostas de tensão no terminal 12, para a configuração <i>crossbonded</i> , considerando modelo de solo de Longmire-Smith, (a) 300 m e (b) 1000 m. ....	83
Figura 73: Real de gamma. Caso linha de transmissão monofásica. ....	93
Figura 74: Imaginário de gamma. Caso linha de transmissão monofásica. ....	94
Figura 75: Sistema de exploração eólica <i>off-shore</i> com link HVDC submarino. ....	95
Figura 76: Efeito de arborescência na isolação do cabo, a) efeito de arborescência e b) representação de resistência variável equivalente. ....	96
Figura 77: Sistema proposto para acessar o espectro tensão e corrente associado a falha. ....	97
Figura 78: Espectro de corrente no terminal 1 associado ao teste de circuito aberto considerando-se variações de $R_d$ . ....	99
Figura 79: Espectro de corrente no terminal 1 associado ao teste de curto-circuito considerando-se variações de $R_d$ . ....	100

Figura 80: Espectro de tensão no terminal 1 associado ao teste de circuito aberto considerando-se variações de $R_d$ .....	102
Figura 81: Espectro de tensão no terminal 1 associado ao teste de curto-circuito considerando-se variações de $R_d$ .....	103
Figura 82:Esquema proposto para a identificação de falhas incipientes. ....	104
Figura 83: Magnitude da tensão na armadura para falha em 1km.....	105
Figura 84: Fase da tensão na armadura para falha em 1km.....	105
Figura 85: Magnitude da tensão na armadura para falha em 49km.....	105
Figura 86: Fase da tensão na armadura para falha em 49km.....	106
Figura 87: Magnitude da tensão na armadura para falha aleatória. ....	106
Figura 88: Magnitude da tensão na armadura para falha aleatória. ....	106
Figura 89: Magnitude da tensão na armadura para falha em 1 km, conversor fonte de tensão .....	107
Figura 90: Fase da tensão na armadura para falha em 1 km, conversor fonte de tensão. ....	107
Figura 91: Magnitude da tensão na armadura para falha em posição aleatória, conversor fonte de tensão.....	108
Figura 92: Magnitude da tensão na armadura para falha em posição aleatória, conversor fonte de tensão.....	108

# Nomenclatura

$A$  – Potencial Vetor Magnético

$\alpha$  – Constante de Atenuação ( $Np/m$ )

$B$  – Indução Magnética

$\beta$  – Constante de Fase ( $rad/m$ )

$D$  – Indução Elétrica

$E$  – Intensidade de Campo Elétrico

$\epsilon_0$  – Permissividade Elétrica do Vácuo ( $8,854 \times 10^{-12} F/m$ )

$\epsilon_r$  – Permissividade Elétrica Relativa

$F$  – Vetor Potencial Elétrico

$\phi$  – Potencial Escalar Elétrico

$\varphi$  – Potencial Escalar Magnético

$\gamma$  – Constante de Propagação ( $\gamma = \alpha + j\beta$ )

$H$  – Intensidade de Campo Magnético

$J$  – Densidade de Corrente

$j = \sqrt{-1}$

$k_1$  – Constante de Propagação do Meio “1”

$k_2$  – Constante de Propagação do Meio “2”

$\mu_0$  – Permeabilidade Magnética do Vácuo ( $4\pi \times 10^{-7} H/m$ )

$\mu_r$  – Permeabilidade Magnética Relativa

$\Pi_E$  – Vetor de Hertz do Tipo Elétrico

$\Pi_M$  – Vetor de Hertz do Tipo Magnético

$\sigma$  – Condutividade Elétrica

$Y_{ext}$  – Admitância de Retorno Pelo Solo ( $S/m$ )

$Z_{ext}$  – Impedância de Retorno Pelo Solo ( $\Omega/m$ )

# CAPÍTULO 1

## INTRODUÇÃO

Atualmente, os sistemas elétricos de potência, não somente no Brasil, como em todo mundo, estão passando por algumas transformações no sentido de se buscar uma melhor adequação de seus projetos, devido à necessidade de atender à demanda de energia elétrica, com o menor impacto socioambiental possível. Salienta-se que para a obtenção de resultados consistentes e efetivos, as medidas de adequação devem abranger a geração, transmissão e distribuição de energia elétrica. Porém, estas medidas devem atender aos requisitos de confiabilidade, segurança e qualidade de energia. Especificamente, no que diz respeito ao sistema de transmissão, algumas técnicas têm sido adotadas como, por exemplo, a utilização de cabos subterrâneos que podem ser instalados ao se construir ferrovias, túneis, rodovias e, até mesmo, em corredores de linhas aéreas já existentes, acarretando em um menor impacto socioambiental, dado que a maior contribuição está relacionada ao empreendimento primário, i.e., o transporte de energia entre dois dados pontos.

No entanto, os sistemas de cabos enterrados, assim como as linhas aéreas de transmissão, estão susceptíveis às ocorrências de fenômenos anômalos, ou seja, de perturbações eletromagnéticas que podem ser de origem interna ao sistema elétrico, como chaveamentos, energizações de circuitos, ou de origem externa, como descargas atmosféricas. Neste caso, os estudos de transitórios eletromagnéticos de sistemas subterrâneos de transmissão tornam-se de fundamental relevância para o correto dimensionamento, coordenação de isolamento, operação e segurança destes sistemas. Além disso, o desenvolvimento de novas tecnologias como as chamadas Redes Inteligentes (*Smart Grids*) depende pesadamente de comunicação, implicando no tráfego de sinais de altas frequências. Ressalta-se que é do interesse operacional que tais sinais sejam inseridos nos condutores, sendo necessário avaliar o comportamento dos cabos quando há a presença de sinais de algumas dezenas de MHz (e.g. Power Line Communication, PLC, com frequência de operação de 30 MHz) onde as hipóteses simplificativas usualmente adotadas para obtenção dos parâmetros unitários não são mais válidas.



Dadas as características de cada fenômeno transitório envolvido, descritas por parâmetros com diferentes constantes de tempo e, conseqüentemente, com diferentes espectros de frequências associados, a modelagem matemática para a análise de transitórios eletromagnéticos ou a análise de fluxo de dados, particularmente para modelagem de cabos enterrados, torna-se uma tarefa complexa devido à dificuldade de se determinar e caracterizar a influência dos meios externos aos condutores, principalmente no que se refere as características de propagação das ondas de tensão e corrente. Nomeadamente, para cabos enterrados as maiores incertezas concentram-se na influência da impedância e admitância de retorno pelo solo e, para cabos submarinos, as maiores incertezas concentram-se na influência da impedância e admitância de retorno da água marinha ou do solo marinho nas características de propagação.

Os modelos atuais de impedância e admitância de retorno pelo solo são obtidos sobre a consideração que os meios externos aos condutores são homogêneos e a interface entre eles é simétrica e sempre entre um meio dispersivo com um meio não dispersivo. Neste contexto, a presente tese se enquadra na modelagem, de parâmetros unitários impedância e admitância de retorno pelo meio externo, para análises de transitórios eletromagnéticos de cabos subterrâneos e submarinos, buscando verificar quais parâmetros dos meios externos devem ser modelados através da formulação de onda completa e quais parâmetros podem ser aproximados, em aproximações quase-TEM, ou simplesmente desprezados. Esta análise inclui interfaces entre dois meios dispersivos, que são uma contribuição desta tese, tomando como referência a formulação do modelo de onda completa, que é uma formulação com o mínimo de hipóteses simplificativas possível

Neste caso, todo o trabalho deriva da aplicação do modelo de onda completa, que é uma formulação com mínimo de hipóteses simplificativas possível, para se acessar a correta dinâmica das ondas de tensão e corrente nos cabos. As possíveis aplicações do modelo de onda completa apresentadas nesta tese são contribuições originais, bem como suas implicações nos modelos de aproximação quase-TEM e subsequentes análises em sistemas de cabos.

## 1.1 Identificação do Problema

A dinâmica de propagação das ondas de tensão e corrente, seja em cabos enterrados ou linhas aéreas, é descrita por dois parâmetros conhecidos como admitância característica, que relaciona a onda de tensão com a onda de corrente, e fator de propagação, que descreve a distorção e o atraso destas ondas se propagando entre os terminais dos cabos ou linhas. Estes parâmetros são explicitamente dependentes dos parâmetros unitários impedância e admitância por unidade de comprimento, que por sua vez são fortemente influenciados pelas características externas aos condutores, por exemplo, em cabos enterrados são influenciados pelas características do solo.

A busca por uma representação coerente da influência do solo sobre a característica de propagação de linhas aéreas e cabos enterrados, remete, respectivamente, aos trabalhos desenvolvidos concomitantemente, mas independentemente, por Carson [1][2] e Pollaczek [3], nos anos de 1920. Estes trabalhos apresentam uma formulação das expressões das integrais infinitas para a impedância de retorno pelo solo, baseadas no modo de propagação quase-TEM. Este modo é uma extensão do modo de propagação Transversal Eletromagnético (TEM). O modo TEM, para linhas aéreas e cabos enterrados, ocorre somente se o solo for infinitamente condutor, i.e., não há componente de campo elétrico nem magnético no sentido da propagação.

As dificuldades de solução da integrais infinitas motivaram o desenvolvimento de expressões aproximadas. Wedepohl e Wilcox apresentam em [4] expressões aproximadas usando a técnica de expansão assintótica para cabos enterrados. Neste trabalho também é demonstrado como obter a resposta transitória de um sistema de cabos enterrados utilizando modelos de linhas de transmissão multifásicas. Em [5], Lima e Portela apresentam expressões fechadas para o cálculo da impedância de retorno pelo solo, onde para a linha de transmissão técnicas de transformação integral são usadas para obter uma solução da integral infinita, e para cabos enterrados a foi empregada a expansão assintótica. Outras aproximações são encontradas em [6] e [7] baseadas no método das imagens.

Wise, em [9], já havia analisado a inclusão da corrente de deslocamento no solo, mas também, para linha aérea. No entanto, não se encontra nesta referência o impacto da permissividade do solo na definição de tensão da linha. Porém, em [10],

Pettersson demonstra a importância de se incluir o impacto do vetor potencial magnético na definição de tensão da linha.

No que se refere às incertezas dos parâmetros, Semlyen apresentou em [8] uma avaliação das imprecisões relacionadas à condutividade do solo, mas o fez somente para o caso de linhas aéreas e considerando apenas uma configuração de circuito.

A partir do desenvolvimento dos modelos de onda completa para linhas aéreas monofásicas, propostos em [11]-[13], as limitações associadas ao modo de propagação quase-TEM foram suplantadas. Porém não foram resolvidas devido as dificuldades de se estabelecer a correta matriz de transformação modal, que para circuitos de transmissão não são reais e nem constantes na frequência. As extensões destes modelos, aproximadas em quase-TEM, ao caso trifásico foram realizadas em [14]-[17] e aplicações destes modelos em [18]-[22]. Para a determinação do acoplamento entre linhas aéreas e cabos enterrados as aproximações são apresentadas em [23]-[25].

As formulações do modelo de onda completa permitiram o entendimento que a propagação quase-TEM é, de fato, uma aproximação obtida quando a constante de propagação desconhecida no argumento das integrais infinitas é admitida como sendo nula. Em [26], Sunde adotou esta aproximação para o desenvolvimento das expressões de impedância e admitância para cabos enterrados usando o vetor de Hertz do tipo elétrico. Posteriormente, esta metodologia foi utilizada em [27], mas também, usando somente o vetor de Hertz do tipo elétrico, e também adotando a premissa de Sunde, i.e., atribuindo-se um valor *a priori* da constante de propagação a ser usada nas integrais infinitas. Contudo, conforme descrito por Wait em [12], para uma formulação mais precisa de campo eletromagnético devem-se considerar os vetores de Hertz dos tipos elétrico e magnético.

Recentemente, foi demonstrado em [28][29] o limite de validade no domínio da frequência das aproximações quase-TEM para condutores monofásicos enterrados isolados e nus. Além disso, demonstrou-se que para análise de fenômenos transitórios compreendidos na faixa de frequências de interesse em sistemas de potências, não há diferenças significativas entre o modelo de onda completa e as aproximações quase-TEM [30], no que diz respeito às respostas no domínio do tempo. No entanto, realizaram-se os testes computacionais apenas ao caso monofásico, pois ainda não há extensão do modelo de onda completa ao caso multifásico.

## 1.2 Objetivos

O objetivo da pesquisa é o desenvolvimento de expressões de impedância e admitância de retorno pelo meio externo, por unidade de comprimento, a partir da modelagem de onda completa para cabos enterrados e submarinos visando à correta representação da influência dos meios externos nos parâmetros de propagação dos cabos, bem como identificar cenários importantes onde a representação da influência do meio externo pode ser simplificada. Destarte, permitindo-se assim, estabelecer um modelo transitórios preciso e numericamente eficiente para a representação das tensões e corrente terminais bem como avaliar o comportamento do campo eletromagnético na região próxima aos condutores envolvidos.

## 1.3 Artigos Resultantes da Pesquisa

Durante o desenvolvimento da pesquisa de doutorado, seguindo diretamente dos resultados obtidos durante a pesquisa de mestrado [28], foram publicados artigos em periódicos de circulação internacional e em conferências internacionais. A Fig. 1 apresenta, em forma diagramática, a relação entre o que foi desenvolvido durante a pesquisa de mestrado e durante a pesquisa de doutorado.

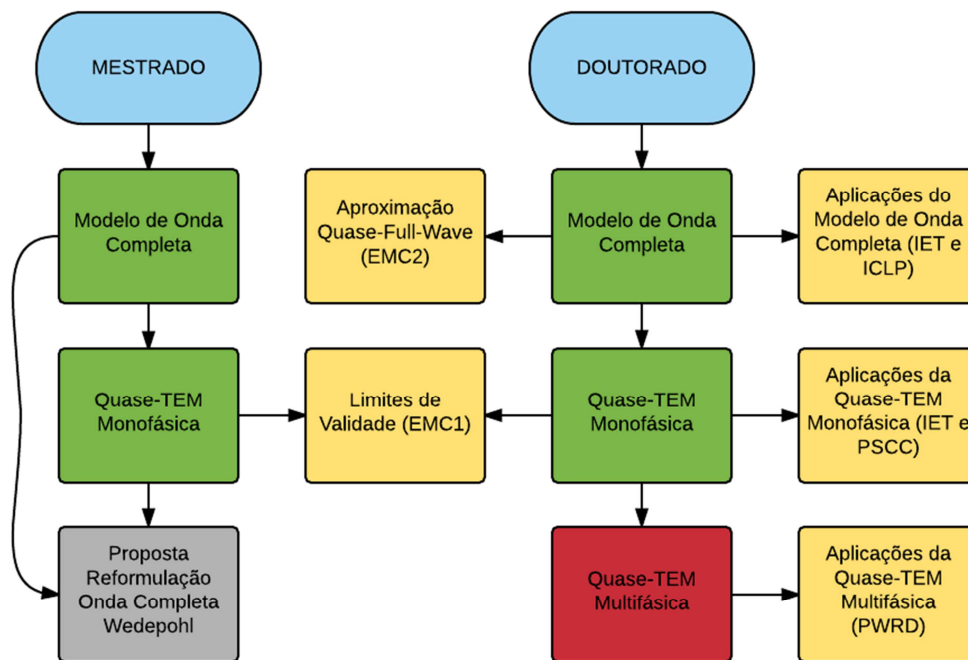


Figura 1: Relação entre as pesquisas de mestrado e doutorado.

Durante o desenvolvimento da pesquisa de mestrado [28], estudaram-se as possíveis formulações do modelo de onda completa, onde foi possível o desenvolvimento das propostas de aproximação quase-TEM para condutores enterrados isolados e nus, bem como a proposta de reformulação do modelo de onda completa proposto por Wedepohl [13], objetivando-se resolver alguns problemas de solução numérica da equação modal do modelo de onda completa, como descrito em [28].

Observa-se que as aplicações do modelo de onda completa, representadas pelos quadros em amarelo, bem como a proposta de extensão da aproximação quase-TEM ao caso multifásico, representada pelo quadro em vermelho, são frutos de desenvolvimento desta pesquisa de doutorado. Nos diagramas, os quadros verdes representam o elo comum entre o mestrado e doutorado, sendo as formulações matemáticas rerepresentadas resumidamente nesta tese. Porém, as validações do modelo de onda completa e da aproximação quase-TEM encontram-se somente na dissertação de mestrado. O quadro em cinza representa a reestruturação do modelo de onda completa de Wedepohl, que se encontra somente na dissertação de mestrado.

Na Fig. 1, as siglas em parênteses representam os artigos relacionados a presente pesquisa, que são denominados como se segue:

**(EMC1)** - A. P. C. MAGALHÃES, J. C. L. V. SILVA, A. C. S. LIMA and M. T. CORREIA DE BARROS, "Validation Limits of Quasi-TEM Approximation for Buried Bare and Insulated Cables," in *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*, vol. 57, no. 6, pp. 1690-1697, Dec. 2015. DOI: 10.1109/TEMC.2015.2489461

**(EMC2)** - A. C. S. LIMA, A. P. C. MAGALHÃES, P. E. D. ROCHA, R. A. MEYBERG and M. T. CORREIA DE BARROS, "A Non-iterative Approximation of a Full-wave Model of Thin Wire Above and Buried in a Lossy Ground," submitted in *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*. Aceito em 08 de Outubro de 2017, DOI: 10.1109/TEMC.2017.2762241.

**(IET)** - J. C. L. V. SILVA, A. C. S. LIMA, A. P. C. MAGALHÃES and M. T. CORREIA DE BARROS, "Modelling Seabed Buried Cables for Electromagnetic Transient Analysis," in *IET Generation, Transmission and Distribution*, January, 2017. DOI: 10.1049/iet-gtd.2016.1464

**(PWRD)** - A. P. C. MAGALHÃES, M. T. CORREIA DE BARROS AND A. C. S. LIMA, "Earth Return Admittance Effect on Underground Cable System Modelling," to appear in IEEE Transactions on Power Delivery. Aceito em Agosto de 2017. DOI: 10.1109/TPWRD.2017.2741600

**(ICLP)** - A. P. C. MAGALHÃES, A. C. S. LIMA and M. T. CORREIA DE BARROS, "Full-Wave Modelling of a Counterpoise," 2016 33rd International Conference on Lightning Protection (ICLP), Estoril, 2016, pp. 1-6. DOI: 10.1109/ICLP.2016.7791500

**(PSCC)** - A. P. C. MAGALHÃES, J. P. L. SALVADOR, A. C. S. LIMA and M. T. CORREIA DE BARROS, "Identification of Incipient Faults in Subsea HVDC Systems," 2016 Power Systems Computation Conference (PSCC), Genoa, 2016, pp. 1-7. DOI: 10.1109/PSCC.2016.7540920

Há, ainda, a publicação de um tutorial em forma de capítulo de livro intitulado: "*Modeling of Long Feeders in Power Electronics Based Systems*", apresentado na *Brazilian Power Electronics Conference*, em Juiz de Fora, Minas Gerais, Brasil. São os autores deste capítulo de livro: Antonio C. S. Lima (UFRJ), Robson F. S. Dias (UFRJ), João P. L. Salvador (CEFET-RJ), Antônio P. C. Magalhães (UFRJ), Maria Teresa Correia de Barros (IST-ULisboa, Portugal).

## 1.4 Estrutura do Documento

A presente tese de doutoramento está organizada em 5 capítulos, considerando-se esse capítulo introdutório. A seguir é detalhada a estrutura dos demais capítulos:

- No Capítulo 2 são apresentadas as possíveis formulações matemáticas do modelo de onda completa para condutores monofásicos, sejam eles enterrados ou não, isolados ou nus. Este capítulo contém informações já apresentadas na dissertação de mestrado do autor desta tese e foram incluídas por uma questão de organização do documento e devido ao fato de serem, estas formulações, as bases para a pesquisa aqui apresentada. Importante salientar que esta tese é uma continuação direta da pesquisa anteriormente realizada pelo autor durante o mestrado. Esse capítulo ainda apresenta a formulação para cabos enterrados

no leito marinho e submarino, cenários não anteriormente considerados durante a dissertação de mestrado.

- No capítulo 3 são apresentadas as aproximações quase-TEM monofásicas para os condutores enterrados nus e enterrados isolados. Algumas aplicações para cabos submarinos são apresentadas, e um sistema de identificação de falhas em cabos HVDC submarinos é proposto.
- O capítulo 4 traz a proposta de extensão multifásica da aproximação quase-TEM. Optou-se por apresentar a extensão multifásica em capítulo separado da aproximação quase-TEM monofásica por questão de clareza no desenvolvimento e distinção das possíveis aplicações monofásicas e multifásicas. Considera-se, a título de aplicação, um sistema trifásico de cabos subterrâneos, em que a influência da admitância de retorno é apresentada para o sistema subterrâneo e para a configuração de cabos com cruzamento de blindagens. Comparações com a formulação de Pollaczek [3] e de Papadopoulos *et al.* [27] também são apresentadas.
- As principais conclusões da presente pesquisa de doutorado, bem como as sugestões de trabalhos futuros são apresentadas no capítulo 5.

## CAPÍTULO 2

# FORMULAÇÃO MONOFÁSICA DO MODELO DE ONDA COMPLETA

A análise de propagação de tensão e corrente em um condutor, enterrado ou não, considerando que um dos meios apresenta perdas data o início do século XX [1], [2] e [3]. Inicialmente, considerava-se somente a propagação quase-TEM. Na propagação TEM (Transversal Eletromagnético), também conhecida como propagação de onda plana, não há componentes de campo elétrico e nem de campo magnético na direção de propagação,  $E_z = H_z = 0$ , de acordo com as coordenadas mostradas na Fig. 2. Por sua vez, a quase-TEM supõe a existência de uma componente do campo elétrico no sentido de propagação,  $E_z \neq 0$  e  $H_z = 0$ .

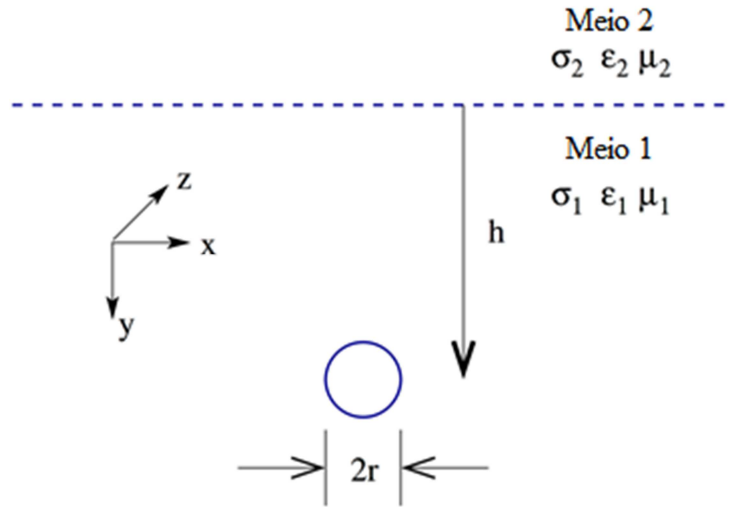
Neste contexto, a modelagem de onda completa representa uma extensão dos modos TEM e quase-TEM onde supõe-se a existência de componentes de campo elétrico e magnético na direção de propagação  $E_z \neq 0$  e  $H_z \neq 0$ , ou seja, possui componentes de campos em todas as direções. Maiores detalhes sobre estes modos de propagação são encontrados nas notas de aula da disciplina Campos e Ondas do Programa de Engenharia Elétrica, PEE/COPPE/UFRJ em [31] e nos livros especializados em eletromagnetismo, como [32] e [33]. Os primeiros trabalhos de onda completa consideram o caso de linha aérea, condutor com altura constante, comprimento infinito, comprimento ordens de grandeza maior que a altura do condutor e um dos meios possuindo condutividade e permissividade não nulas [11], [12] e [13].

Neste capítulo, apresentam-se as principais formulações matemáticas para o correto equacionamento da equação modal do modelo de onda completa. Especificamente, estas formulações compreendem o emprego das equações de Maxwell para a descrição da característica de propagação dos campos elétrico e magnético, onde equação modal é determinada pela aplicação das condições de contorno na superfície do condutor e na interface entre os meios, ar/solo. O objetivo desta formulação é a obtenção dos parâmetros unitários impedância longitudinal de retorno pelo solo e admitância transversal de retorno pelo solo diretamente da equação



modal. Salienta-se que a terminologia do modelo de onda completa diz respeito ao conjunto de expressões, ou seja, equação modal, impedância e admitância de retorno pelo solo, que possuem dependência explícita da constante de propagação desconhecida a ser determinada.

Para obtenção destas formulações matemáticas do modelo de onda completa, consideram-se dois meios semi-infinitos, lineares, isotrópicos e homogêneos, denominados, respectivamente, por meio 1 e meio 2, com suas respectivas propriedades conforme ilustra a Fig. 2.



**Figura 2: Configuração do condutor e interface entre os meios.**

As características de propagação dos meios são dadas por  $k_i = \sqrt{j\omega\mu_i(\sigma_i + j\omega\epsilon_i)}$ , para  $i=1,2$ , referente aos meios. No meio 1 encontra-se um condutor infinitamente longo e de raio  $r$ . Para o condutor, localizado no ponto  $(x_c, y_c)$ , admite-se uma densidade de corrente, harmônica no tempo, do tipo  $J_s = I_0 \exp(-\gamma z) \delta(x - x_c) \delta(y - y_c) \hat{Z}$ , sendo  $I_0$  uma constante complexa arbitrária.  $\gamma$  é a constante de propagação desconhecida  $\gamma = \alpha + j\beta$ , onde  $\alpha$  é a constante de atenuação expressa em [Np/m] e  $\beta$  a constante de fase expressa em [rad/m], sendo definidas positivas. Além disso, admitem-se as usuais hipóteses simplificativas, nomeadamente:

- Em um plano perpendicular à direção de propagação, os campos elétrico e magnético variam em igual proporção e simultaneamente. Isto resulta que para cada modo de propagação a constante de propagação é única;
- Admite-se regime quase estacionário, resultando que  $\frac{d}{dt} = j\omega$ ;

- O condutor encontra-se a uma distância uniforme em relação à interface entre os meios;

Baseando-se nesta geometria e hipóteses simplificativas, podem-se estabelecer três possíveis formulações para a obtenção da equação modal.

Dadas as possíveis formulações do modelo de onda completa, mesmo que a equação modal possa ser expressa de forma diferente, o resultado numérico da constante de propagação deve ser o mesmo. Os detalhes da solução numérica das integrais infinitas que definem a equação modal, bem como os detalhes do procedimento do esquema de determinação numérica das raízes da equação modal (constante de propagação), encontram-se em [28][29].

## 2.1 Formulação com Potencial Escalar Elétrico e Potencial Vetor Magnético

Proposta inicialmente por Kikuchi [11], esta formulação destaca-se pela direta utilização dos potenciais vetor e escalar, onde estes potenciais devem satisfazer a equação de onda (equação de Helmholtz) para os campos nos meios 1 e 2. Em 1999, Petterson apresentou em [14] uma formulação baseada no trabalho de Kikuchi, utilizando também o calibre de Lorenz e admitindo um ponto de potencial nulo no infinito. Neste mesmo trabalho, Petterson apresenta sua aproximação para o modelo quase-TEM, e sua aproximação para o método das imagens. Esta formulação foi recentemente empregada em [43], onde Rachidi apresenta uma revisão dos modelos de acoplamento de campos em linhas de transmissão, dando ênfase em simulação de sobretensões induzidas por descargas atmosféricas.

Consideram-se dois vetores potenciais magnéticos  $\mathbf{A}_i$  e dois potenciais escalares elétricos  $\phi_i$ , com índice  $i$  referente aos meios 1 e 2. Os campos elétrico e magnético relacionam-se com os potenciais através das expressões:

$$\begin{aligned}\mathbf{B}_i &= \nabla \times \mathbf{A}_i \\ \mathbf{E}_i &= -\nabla \phi_i - j\omega \mathbf{A}_i\end{aligned}\tag{1}$$

e pela aplicação do calibre de Lorenz,

$$\nabla \cdot \mathbf{A}_i = -\mu\sigma\phi_i - \mu\epsilon j\omega\phi_i\tag{2}$$

para a mesma configuração da Fig. 2, as equações de ondas são descritas por:

$$\begin{aligned}
(\nabla^2 + k_1^2 + \gamma^2)\mathbf{A}_1 &= -\mu_1 I \delta(r - r_0) \\
(\nabla^2 + k_2^2 + \gamma^2)\mathbf{A}_2 &= 0 \\
(\nabla^2 + k_1^2 + \gamma^2)\phi_1 &= -\frac{\gamma}{j\omega\epsilon} \delta(r - r_0) \\
(\nabla^2 + k_2^2 + \gamma^2)\phi_2 &= 0
\end{aligned} \tag{3}$$

sendo

$$\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}$$

$$\lambda_i^2 = k_i^2 + \gamma^2$$

$$k_i = \omega \sqrt{\left( \epsilon_i - j \frac{\sigma_i}{\omega} \right) \mu_0}$$

para  $i= 1$  e  $2$ .

Para se resolver as equações em (3), deve-se considerar as condições de contorno, ou seja, a relação de continuidade dos potenciais na interface entre os meios, a relação de continuidade entre as componentes tangenciais da densidade de fluxo magnético também na interface entre os meios e a componente tangencial do campo elétrico na superfície do condutor, que deve ser nula.

## 2.2 Decomposição em Modos Transversal Elétrico e Transversal Magnético.

Sabe-se que em uma descrição geral de um dispositivo eletromagnético, a propagação dos campos elétrico e magnético pode ser dividida em Modos de Transversal Elétrico (TE) e Transversal Magnético (TM).

### 2.2.1 Usando os Vetores de Hertz dos Tipos Elétrico e Magnético

Numa tentativa de elucidar o mecanismo físico da radiação hertziana advinda de um dipolo oscilante localizado verticalmente na interface entre dois meios, em 1909 Sommerfeld apresenta uma possível solução baseada na decomposição da onda propagante em ondas cilíndricas dos tipos elétrica e magnética, culminando em integrais infinitas em sua função de transferência. Posteriormente, esta técnica foi implantada por Sunde [26] em uma tentativa de avaliar a influência da condutividade

do solo em linhas de transmissão. Porém, em seu trabalho, Sunde considerou apenas a componente elétrica do vetor de Hertz.

Esforços posteriores manipulam esta formulação no sentido de se incluir a componente magnética faltante como, por exemplo, na forma descrita nos trabalhos de Wait [12] e D'Amore e Sarto [15]. Recentemente, esta formulação foi utilizada em [27] para cabos enterrados, porém, a componente magnética foi novamente negligenciada.

A completa formulação parte do princípio que o campo eletromagnético pode ser decomposto em duas componentes relacionadas aos vetores de Hertz do tipo elétrico e magnético, respectivamente,  $\mathbf{\Pi}_E$  e  $\mathbf{\Pi}_M$ , que possuem somente componentes ao longo do eixo Z de coordenadas (ver Fig. 2). Desta forma, os campos elétrico e magnético, o potencial escalar  $\phi$  e o potencial vetor  $\mathbf{A}$  podem ser expressos diretamente de  $\mathbf{\Pi}_E$  e  $\mathbf{\Pi}_M$ , desconsiderando as polarizações residuais elétrica e magnética [32], como se segue:

$$\begin{aligned}\mathbf{E}_i &= \nabla \times \nabla \times \mathbf{\Pi}_{E_i} - j\omega\mu_i \nabla \times \mathbf{\Pi}_{M_i} \\ \mathbf{H}_i &= (\sigma_i + j\omega\epsilon_i) \nabla \times \mathbf{\Pi}_{E_i} + \nabla \times \nabla \times \mathbf{\Pi}_{M_i}\end{aligned}\quad (4)$$

com o índice  $i$  referente aos meios 1 e 2, respectivamente, e

$$\begin{aligned}\mathbf{A} &= \mu(\sigma + j\omega\epsilon) \mathbf{\Pi}_{E_i} + \mu \nabla \times \mathbf{\Pi}_{M_i} \\ \phi &= -\nabla \cdot \mathbf{\Pi}_{E_i}\end{aligned}\quad (5)$$

Mais especificamente, as componentes do campo eletromagnético podem ser escritas em um ponto genérico no meio “1”, segundo apêndice em [15],

$$\begin{aligned}\mathbf{\Pi}_{E_1}(x, y, z) &= \left( \frac{-j\omega\mu_0}{4\pi k_1^2} \right) I_0 e^{-j\gamma z} \int_{-\infty}^{\infty} \left\{ [e^{-u_1|y-h|} + R_E(\lambda) e^{-u_1|y+h|}] \frac{e^{-jx\lambda}}{u_1} \right\} d\lambda \\ \mathbf{\Pi}_{H_1}(x, y, z) &= \left( \frac{-j\omega\mu_0}{4\pi k_1^2} \right) I_0 e^{-j\gamma z} \int_{-\infty}^{\infty} \left\{ R_H(\lambda) e^{-u_1|y+h|} \frac{e^{-jx\lambda}}{u_1} \right\} d\lambda\end{aligned}\quad (6)$$

E no meio “2”:

$$\begin{aligned}\mathbf{\Pi}_{E_2}(x, y, z) &= \left( \frac{-j\omega\mu_0}{4\pi k_1^2} \right) I_0 e^{-j\gamma z} \int_{-\infty}^{\infty} \left\{ R_{E_2}(\lambda) e^{(-u_1 h + u_2 y)} \frac{e^{-jx\lambda}}{u_1} \right\} d\lambda \\ \mathbf{\Pi}_{H_2}(x, y, z) &= \left( \frac{-j\omega\mu_0}{4\pi k_1^2} \right) I_0 e^{-j\gamma z} \int_{-\infty}^{\infty} \left\{ R_{H_2}(\lambda) e^{(-u_1 h + u_2 y)} \frac{e^{-jx\lambda}}{u_1} \right\} d\lambda\end{aligned}\quad (7)$$

com parâmetros:

$$u_1 = (\lambda^2 + \gamma^2 - k_1^2)^{1/2}$$

$$u_2 = (\lambda^2 + \gamma^2 - k_2^2)^{1/2}$$

onde  $R_{E_1}(\lambda)$ ,  $R_{H_1}(\lambda)$ ,  $R_{E_2}(\lambda)$  e  $R_{H_2}(\lambda)$  são dados por

$$\begin{aligned} R_{E_1}(\lambda) &= 1 - u_0 \frac{2k_1^2}{k_1^2 - \gamma^2} \left( \frac{1}{u_1 + u_2} - \frac{\gamma^2}{k_2^2 u_1 + k_1^2 u_2} \right) \\ R_{H_1}(\lambda) &= -\frac{\gamma\lambda}{j\omega\mu_0} \frac{2k_0^2}{k_1^2 - \gamma^2} \left( \frac{1}{u_1 + u_2} - \frac{k_1^2}{k_2^2 u_1 + k_1^2 u_2} \right) \\ R_{E_2}(\lambda) &= -u_1 \frac{2k_1^2}{k_2^2 - \gamma^2} \left( \frac{1}{u_1 + u_2} - \frac{\gamma^2}{k_2^2 u_1 + k_1^2 u_2} \right) \\ R_{H_2}(\lambda) &= -\frac{\gamma\lambda}{j\omega\mu_0} \frac{2k_0^2}{k_2^2 - \gamma^2} \left( \frac{1}{u_1 + u_2} - \frac{k_0^2}{k_2^2 u_1 + k_1^2 u_2} \right) \end{aligned} \quad (8)$$

Sendo as propriedades dos meios

$$k_0 = \omega \sqrt{\mu_0 \epsilon_0}$$

$$k_i = k_0 \sqrt{\frac{\epsilon_i}{\epsilon_0} - \frac{j \sigma_i}{\omega \epsilon_0}}$$

Assim sendo, as equações de onda de tensão e corrente podem ser obtidas diretamente da expressão rotacional dos campos em sua forma integral,

$$\oint_l E \cdot dl = -j\omega\mu_0 \iint_s H \cdot \hat{n} dS \quad (9)$$

atentando-se para as condições de contorno que devem considerar a componente tangencial do campo elétrico na superfície do condutor nula, e a igualdade dos campos na interface entre os meios em  $y=0$ .

Esta formulação apresenta uma restrição em relação as permeabilidades magnéticas dos meios, que devem ser iguais. Além disso, para avaliação numérica devem-se resolver as integrais infinitas de Sommerfeld, cuja constante de propagação desconhecida é uma variável em seus integrandos.

### 2.2.2 Usando Potenciais Vetores Magnéticos Definidos no Ar e no Solo.

Esta formulação foi desenvolvida originalmente por Wedepohl em [13] e parte do princípio que a onda transversal eletromagnética, TEM, pode ser dividida em componentes TE e TM para os meios 1 e 2. Desta forma, relacionam-se vetores potenciais de modo que o campo magnético possa ser expresso, para cada modo e cada meio, pela definição do artigo original [13]  $\mathbf{H}_i = \nabla \times \mathbf{A}_i$ , com  $i=1,2,3,4$ , sendo os índices 1 e 2 definidos para o meio “1” e 3 e 4 definidos para o meio “2”. Pela

utilização do calibre de Lorentz, relaciona-se o potencial vetor  $\mathbf{A}_i$  com o potencial escalar  $\phi_i$ . Uma reestruturação desta formulação, reescrevendo-a nas notações canônicas de vetores potenciais magnético e elétrico, encontra-se em [28].

Esta modelagem apresenta um diferencial de não se admitir que as permeabilidades magnéticas dos meios sejam iguais. Este fato acarreta em uma modelagem mais genérica com a vantagem de poder-se definir meios com propriedades magnéticas distintas. Neste sentido, pode-se escrever a equação de onda para o modo TM no meio 1 como se segue

$$\begin{aligned}\nabla \times \mathbf{H}_1 &= (\sigma_1 + j\omega\epsilon_1)\mathbf{E}_1 - I\delta(x+x_c)\delta(y+y_c) \\ \nabla \times \mathbf{E}_1 &= j\omega\mathbf{B}_1\end{aligned}\quad (10)$$

aplicando  $\mathbf{H}_1 = \nabla \times \mathbf{A}_1$ ,

$$\begin{aligned}\mathbf{E}_1 &= -\nabla\phi_1 - j\omega\mu_1\mathbf{A}_1 \\ \nabla \times \mathbf{H}_1 &= (\sigma_1 + j\omega\epsilon_1)(-\nabla\phi_1 - j\omega\mu_1\mathbf{A}_1) + I\delta(x+x_c)\delta(y+y_c)\end{aligned}\quad (11)$$

com aplicação do calibre de Lorenz  $\nabla \cdot \mathbf{A}_1 = -\mu_1 m_1^2 \phi_1$ , e com  $m_1^2 = (\sigma_1 + j\omega\epsilon_1)$ , chega-se a equação de onda TM para o meio 1.

$$\left[ \left( \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \gamma^2 \right) - j\omega\mu_1 m_1^2 \right] \mathbf{A}_1 = -I\delta(x-x_c)\delta(y-y_c)\quad (12)$$

Ao fazer  $\lambda_1^2 = \gamma^2 - j\omega\mu_1 m_1^2$ , pode-se reescrever (12) como

$$\left( \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \lambda_1^2 \right) \mathbf{A}_1 = -I\delta(x-x_c)\delta(y-y_c)\quad (13)$$

Com desenvolvimento semelhante, chega-se a expressão para onda TM no meio 2.

$$\begin{aligned}\nabla \times \mathbf{H}_2 &= (\sigma_2 + j\omega\epsilon_2)\mathbf{E}_2 \\ \nabla \times \mathbf{E}_2 &= j\omega\mathbf{B}_2\end{aligned}\quad (14)$$

aplicando  $\mathbf{H}_2 = \nabla \times \mathbf{A}_2$ ,

$$\begin{aligned}\mathbf{E}_2 &= -\nabla\phi_2 - j\omega\mu_2\mathbf{A}_2 \\ \nabla \times \mathbf{H}_2 &= (\sigma_2 + j\omega\epsilon_2)(-\nabla\phi_2 - j\omega\mu_2\mathbf{A}_2)\end{aligned}\quad (15)$$

com aplicação do calibre de Lorenz  $\nabla \cdot \mathbf{A}_2 = -\mu_2 m_2^2 \phi_2$ , e com  $m_2^2 = (\sigma_2 + j\omega\epsilon_2)$ , logo, para  $\lambda_2^2 = \gamma^2 - j\omega\mu_2 m_2^2$

$$\left( \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \lambda_2^2 \right) \mathbf{A}_2 = 0\quad (16)$$

Para a onda TE no meio 1, a fonte do campo elétrico está relacionada ao rotacional do vetor potencial elétrico. Para este caso, pode-se definir  $\mathbf{E}_3 = \nabla \times \mathbf{A}_3$ , e:

$$\begin{aligned}\nabla \times \mathbf{E}_3 &= j\omega \mathbf{B}_3 \\ \nabla \times \mathbf{H}_3 &= (\sigma_1 + j\omega \epsilon_1) \mathbf{E}_3 \\ \mathbf{H}_3 &= \nabla \phi_3 - m_1^2 \mathbf{A}_3\end{aligned}\tag{17}$$

com aplicação do calibre de Lorenz  $\nabla \cdot \mathbf{A}_3 = -j\omega \mu_1 \epsilon_1 \phi_3$ ,

$$\left( \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \lambda_1^2 \right) \mathbf{A}_3 = 0\tag{18}$$

E para onda TE no meio 2

$$\begin{aligned}\nabla \times \mathbf{E}_4 &= j\omega \mathbf{B}_4 \\ \nabla \times \mathbf{H}_4 &= (\sigma_2 + j\omega \epsilon_2) \mathbf{E}_4 \\ \mathbf{H}_4 &= \nabla \phi_4 - m_2^2 \mathbf{A}_4\end{aligned}\tag{19}$$

com aplicação do calibre de Lorenz  $\nabla \cdot \mathbf{A}_4 = -j\omega \mu_2 \epsilon_2 \phi_4$ ,

$$\left( \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \lambda_2^2 \right) \mathbf{A}_4 = 0\tag{20}$$

As soluções das equações de onda em (13), (16), (18) e (20) são obtidas pela técnica da aplicação das transformadas espaciais de Fourier.

## 2.3 Equação Modal

Para se obter a equação modal pela formulação de Wedepohl, deve-se aplicar a condição de contorno sobre a componente axial do campo elétrico ( $E_z$ ) na superfície do condutor e, posteriormente, aplicar a transformada inversa de Fourier, resultando em:

$$E_{zc} = \lambda_1^2 \int_{-\infty}^{\infty} \left\{ \left[ f(\alpha, \gamma) - \frac{1}{2k_1} \right] e^{-2k_1 y_c} + \frac{1}{2k_1} e^{-2k_1 r_c} \right\} d\alpha\tag{21}$$

onde

$$f(\alpha, \gamma) = \left[ k_1 + \frac{k_2 \lambda_1^2 m_2^2}{\lambda_2^2 m_1^2} + \frac{j(\alpha\gamma)^2 (\lambda_1^2 - \lambda_2^2)^2}{\omega \lambda_2^2 m_1^2 (k_1 \lambda_2^2 \mu_1 + k_2 \lambda_1^2 \mu_2)} \right]^{-1}\tag{22}$$

Porém, ao se estabelecer as condições de contorno sobre as formulações apresentadas nas seções 2.1 e 2.2, referente às formulações baseadas nos vetores de Hertz, a equação modal resultante é:

$$M = \frac{2\pi}{j\omega\mu_0} z_{int} + \left(1 - \frac{\gamma^2}{\gamma_1^2}\right) \Lambda + \left(S_1 - \frac{\gamma^2}{\gamma_1^2} S_2\right) \quad (23)$$

Com  $\Lambda = K_0(r\eta_1) - K_0(d\eta_1)$ , sendo  $K_0$  a função de Bessel modificada de segunda espécie e ordem zero,  $\eta_1 = \sqrt{\gamma_1^2 - \gamma^2}$ ,  $d = \sqrt{4h^2 + r^2}$  e  $Z_{int}$  sendo a impedância interna de um condutor cilíndrico escrita em termos das funções de Bessel modificadas de primeira espécie, de ordem zero e de primeira ordem, respectivamente  $I_0$  e  $I_1$ . Logo,

$$z_{int} = \frac{1}{2\pi r_0} \left(\frac{j\omega\mu_c}{\sigma_c}\right)^{1/2} \frac{I_0(\gamma_c r_0)}{I_1(\gamma_c r_0)} \quad (24)$$

com a constante de propagação do condutor  $\gamma_c = \sqrt{j\omega\mu_c(\sigma_c + j\omega\epsilon_c)}$ .

Nesta equação modal,  $S_1$  e  $S_2$  são as integrais infinitas de Sommerfeld definidas como

$$\begin{aligned} S_1 &= \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\exp(-2hu_1)}{u_1 + u_2} \exp(-jr\lambda) d\lambda \\ S_2 &= \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\exp(-2hu_1)}{n^2 u_1 + u_2} \exp(-jr\lambda) d\lambda \\ u_1 &= \sqrt{\lambda^2 + \gamma_1^2 - \gamma^2}, u_2 = \sqrt{\lambda^2 + \gamma_2^2 - \gamma^2} \end{aligned} \quad (25)$$

As equações em (21) e (23) podem parecer bastante distintas entre si, mas uma equivalência pode ser estabelecida. Primeiramente, a equação modal em (21) é estabelecida admitindo-se o condutor com condutividade infinita resultando em uma impedância interna ao condutor nula. Desta forma, se particularizar a equação modal em (23) com  $Z_{int} = 0$ , obtém-se

$$M = \left(1 - \frac{\gamma^2}{\gamma_1^2}\right) \Lambda + \left(S_1 - \frac{\gamma^2}{\gamma_1^2} S_2\right) \quad (26)$$

Por esta simples consideração, pode-se concluir que os termos referentes das integrais infinitas de Sommerfeld equivalem ao termo da transformada inversa de Fourier na equação modal de Wedepohl, ou seja:



$$\left( S_1 - \frac{\gamma^2}{\gamma_1^2} S_2 \right) = \int_{-\infty}^{\infty} \left\{ \left[ f(\alpha, \gamma) - \frac{1}{2k_1} \right] e^{-2k_1 y_c} + \frac{1}{2k_1} e^{-2k_1 r_c} \right\} d\alpha \quad (27)$$

Esta correspondência explica o fato que a constante de propagação calculada por (21) e (23) serem numericamente iguais, o que corresponde com a interpretação física do fenômeno de propagação de campos para este sistema.

Estas equações modais, determinadas para condutor nu, são válidas para o caso de linha de transmissão monofásica e para condutor monofásico enterrado nu. Para o caso do condutor monofásico enterrado isolado, deve-se estabelecer uma equação modal específica. Neste caso, torna-se simples, pois as expressões de impedância e admitância são contabilizadas nas expressões relativas ao condutor, ficando-se desta forma o restante da equação modal inalterada, ou seja, a camada isolante em nada interfere nas expressões relativas ao solo.

Considerando-se um condutor de raio  $r$ , com uma camada isolante de raio  $r_d$  enterrado a uma profundidade  $h$  da interface entre os meios, sendo que para a camada isolante, admite-se que a constante de propagação é dada por  $\gamma_d = j\omega\sqrt{\mu_o\epsilon_d}$ , sendo  $\epsilon_d$  a permissividade elétrica do isolante. Pode-se estabelecer a equação modal para este caso como:

$$M = \frac{2\pi}{j\omega\mu_o} z_a + \left( 1 - \frac{\gamma^2}{\gamma_1^2} \right) \Lambda + \left( S_1 - \frac{\gamma^2}{\gamma_1^2} S_2 \right) = 0 \quad (28)$$

onde  $Z_a$  é a nova impedância do condutor

$$z_a = z_{\text{int}} + z_d - \gamma^2 y_d^{-1} \quad (29)$$

considerando-se a impedância e admitância da camada isolante, respectivamente,  $Z_d$  e  $Y_d$ . Observa-se que o restante da equação modal em nada se altera.

Com as expressões das equações modais desenvolvidas, torna-se necessária a determinação da constante de propagação e algumas comparações para demonstrar, numericamente, que independentemente da formulação utilizada, a constante de propagação que descreve um modo de propagação para uma determinada configuração é única.

## 2.4 Impedância Longitudinal e Admitância Transversal

As expressões de impedância e admitância nesta seção são baseadas no modelo de onda completa, e são obtidas admitindo-se que as ondas de corrente, tensão, campo elétrico e magnético, em um plano perpendicular à direção de propagação, variam em igual proporção, dada pela constante de propagação.

Ao longo da direção de propagação, sentido longitudinal do condutor, a dinâmica de propagação é descrita pelas derivadas da tensão transversal e da corrente longitudinal no condutor:

$$\frac{\partial^2 V}{\partial z^2} = ZYV = \gamma^2 V \quad (30)$$

neste caso,  $Z$  e  $Y$  são escalares. Portanto, o mesmo é válido para corrente:

$$\frac{\partial^2 I}{\partial z^2} = YZI = \gamma^2 I \quad (31)$$

sendo  $V$  a tensão transversal,  $I$  a corrente longitudinal,  $Z$  a impedância longitudinal por unidade de comprimento (*p.u.l.*, do inglês: *per unit length*),  $Y$  a admitância transversal p.u.l, e  $\gamma = \sqrt{ZY}$  a constante de propagação.

A tensão do condutor é definida como diferença de potencial entre a superfície do condutor e o solo e a contribuição do vetor potencial magnético, conforme mostrado abaixo:

$$V = - \int_0^{h-r} E_y dy = \phi(0, h-r) - \phi(0, 0) + j\omega \int_0^{h-r} A_y(0, \xi) d\xi \quad (32)$$

onde  $\phi$  é o potencial escalar e  $A_y$  é a componente  $y$  do vetor potencial magnético, que contribui para a elevação da tensão no condutor.

### 2.4.1 Condutor Enterrado Nu

Para o caso de condutores nus, dada a definição de impedância interna para condutores cilíndricos na expressão (24), a impedância por unidade de comprimento pode ser escrita como:

$$Z = Z_{\text{int}} + Z_{\text{ext}} \quad (33)$$

Nesta equação, a única dependência dos parâmetros do solo está contida no termo da impedância externa, que é a impedância longitudinal de retorno pelo solo,

$$z_{ext} = \frac{j\omega\mu_0}{2\pi} \left[ \Lambda + S_1 - \left( \frac{\gamma}{\gamma_1} \right)^2 (T + S_2) \right] \quad (34)$$

$S_1$  e  $S_2$  são dadas pelas expressões (25). Neste caso,  $\gamma$  é a constante de propagação obtida pela solução da equação modal do modelo de onda completa, e  $T$  é dado por:

$$T = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{u_2}{u_1} \frac{[\exp(-hu_1) - \exp(-2hu_1)]}{n^2 u_1 + u_2} \exp(-jr\lambda) d\lambda \quad (35)$$

onde  $n = (\gamma_2/\gamma_1)^2$  é o índice de refração do meio 2 e  $u_i = \sqrt{\lambda^2 + \gamma_i^2 - \gamma^2}$  para  $i=1$  e 2.

Para o condutor nu, o único parâmetro transversal presente é a admitância de retorno pelo solo, e pode ser escrita como:

$$Y = Y_{ext} = 2\pi(\sigma_1 + j\omega\epsilon_1)[\Lambda - T]^{-1} \quad (36)$$

#### 2.4.2 Condutor Enterrado Isolado

Para o caso do condutor enterrado isolado, as expressões de impedância longitudinal e admitância transversal são modificadas a fim de se considerar a presença da camada isolante. Este procedimento encontra-se bem detalhado em [44] [45], e, em nada difere ao realizado para contabilizar a camada isolante na equação modal. Desta forma, a impedância longitudinal para o condutor enterrado e isolado, pode ser escrita como:

$$Z = z_{int} + z_d + z_{ext} \quad (37)$$

sendo  $Z_d$  a impedância da camada isolante, descrita por:

$$Z_d = \frac{j\omega\mu}{2\pi} \ln \left[ \frac{r_d}{r} \right] \quad (38)$$

Sendo  $r_d$  o raio da camada isolante e  $r$  o raio do condutor.

Igualmente, para a admitância, o procedimento é similar. Porém, a admitância do isolante está em série com a admitância de retorno pelo solo. Desta forma, o parâmetro transversal resultante pode ser escrito como:

$$Y = (y_d^{-1} + Y_{ext}^{-1})^{-1} \quad \text{e} \quad y_d = 2\pi j\omega\epsilon_1 \left[ \ln \left( \frac{r_d}{r} \right) \right]^{-1} \quad (39)$$

Tal como na equação modal, ao se incluir a camada isolante, as definições referentes ao meio externo ( $Z_{ext}$  e  $Y_{ext}$ ) não são alteradas. Porém, para se determinar

estes parâmetros, deve-se solucionar numericamente a equação modal, para se determinar a constante de propagação. Com a constante de propagação determinada, calculam-se os valores de impedância e admitância, também por métodos de integração numérica. Isto resulta que as integrais infinitas devem ser resolvidas na equação modal, e novamente resolvidas para o cálculo de impedância e admitância. Esta estratégia de solução requerida pelo modelo de onda completa exige grande esforço computacional e elevado tempo de simulação.

Há, neste momento, de se esclarecer que a validação das possíveis formulações da equação modal do modelo de onda completa e a validação das expressões de impedância e admitância de retorno, juntamente com algumas discussões e detalhes sobre a solução numérica da equação modal e integração numérica das integrais de Sommerfeld que compõem as expressões de impedância e admitância de retorno, encontram-se em [28]. No entanto, apresentam-se, resumidamente, alguns aspectos da solução da equação modal no anexo A, no sentido de facilitar o entendimento desta tese.

## 2.5 Aplicações do Modelo de Onda Completa Monofásico

Nesta subseção apresentam-se algumas aplicações diretas do modelo de onda completa monofásico. No que diz respeito à terminologia monofásico, neste caso, não significa necessariamente a presença de apenas uma fase elétrica propriamente dita em sua definição, mas sim, da existência de um único condutor ou camada isolante como interface ao meio externo. Como exemplo, um simples condutor enterrado isolado ou nu, ou, até mesmo, um conjunto de cabos inseridos em uma armadura metálica (cabo *Pipe Type*) comuns em aplicações submarinas podem ser tratados pelo modelo de onda completa em sua formulação monofásica.

### 2.5.1 Constante de Propagação de Cabos Enterrados Nus e Isolados

Considerando o cabo enterrado a 1 m de profundidade, como na Fig. 3, e um solo com condutividade de  $\sigma_s = 0.01 S/m$ , e com permissividade elétrica relativa de  $\epsilon_{rs} = 10$ , as Figs. 4 e 5 mostram, respectivamente, a constante de atenuação e de fase, considerando variações da espessura da camada isolante do cabo. Para o cabo, considera-se o raio interno  $r_0 = 0,01 m$  e resistividade elétrica de  $\rho_c = 1,5393 \Omega m$ .

Considera-se, também, que a permissividade elétrica relativa da camada isolante é de  $\epsilon_r = 3$ .

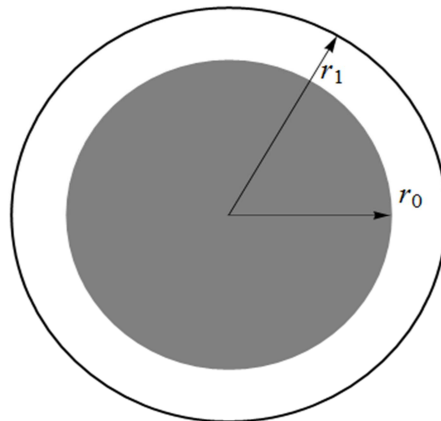


Figura 3: Geometria do cabo.

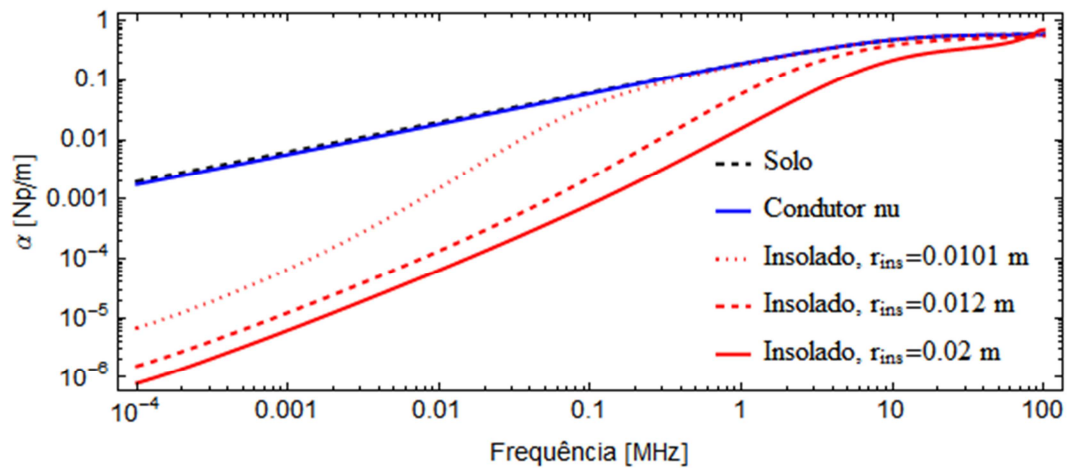


Figura 4: Constante de atenuação  $\sigma_s=0.01\text{S/m}$

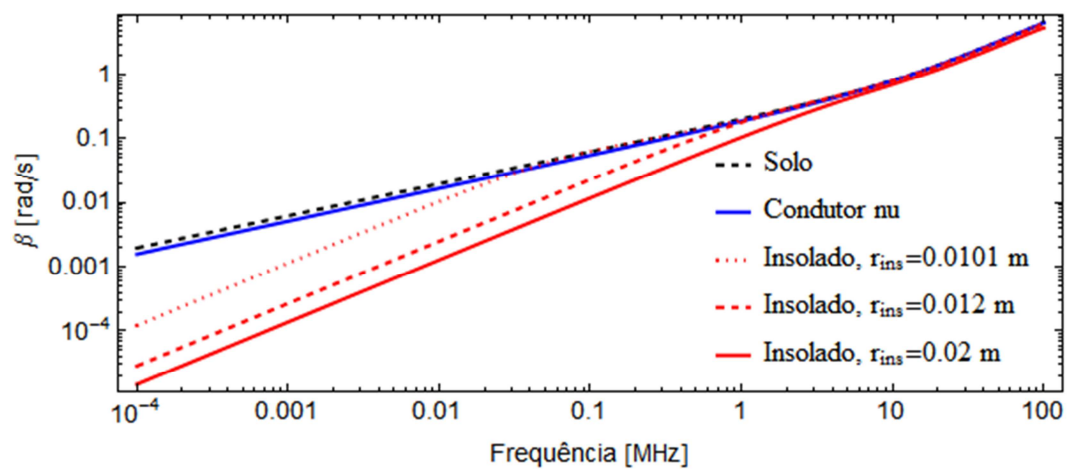


Figura 5: Constante de fase,  $\sigma_s=0.01\text{S/m}$

Para condutividade do solo de  $\sigma_s = 0.001\text{S/m}$  os resultados das constantes de atenuação e fase são apresentados, respectivamente, nas Figs. 6 e 7.

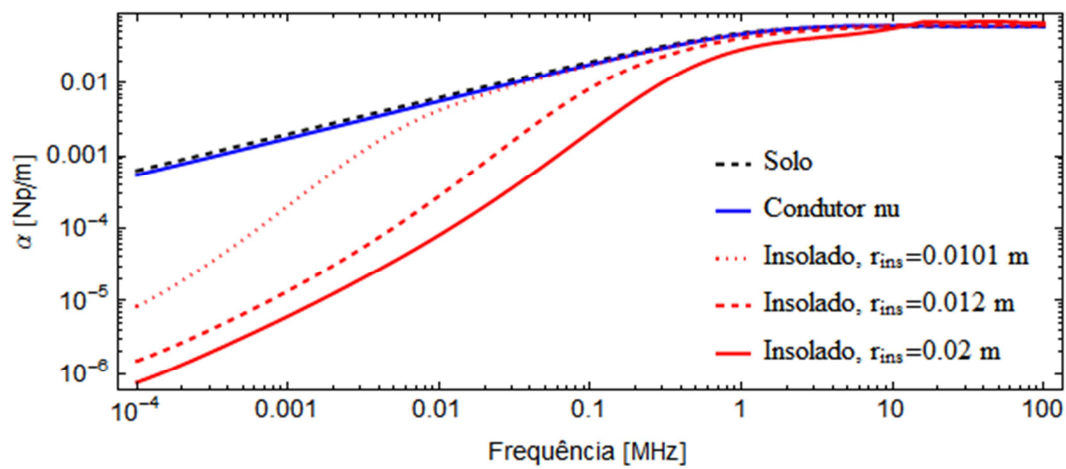


Figura 6: Constante e atenuação,  $\sigma_s=0.001\text{S/m}$

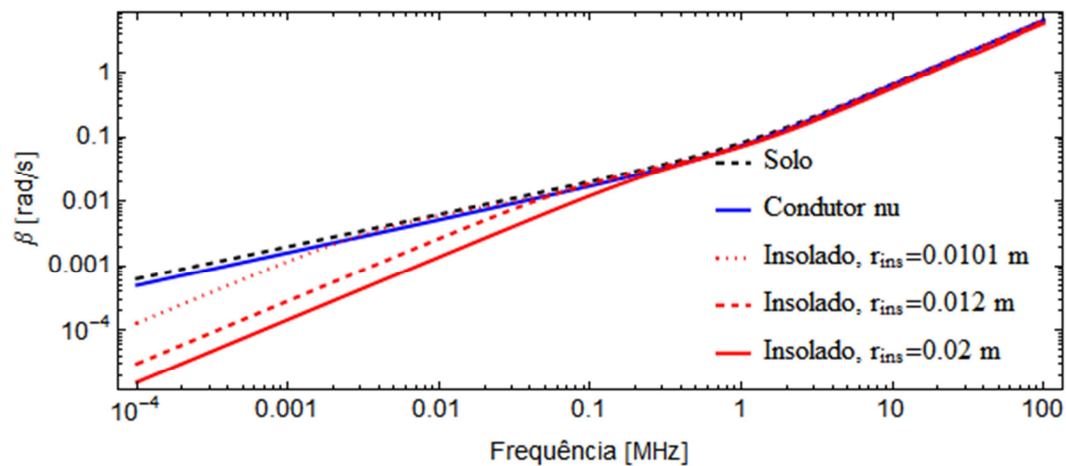


Figura 7: Constante de fase,  $\sigma_s=0.001\text{S/m}$

Os resultados demonstram que ao se diminuir a espessura da camada isolante, a resposta da constante de propagação calculada tende ao comportamento da constante de propagação do solo. Isto significa que ao se reduzir a espessura da camada isolante, o condutor isolado tende a se comportar de forma idêntica ao condutor nu. O mesmo comportamento foi observado para variações da profundidade do condutor, raio do condutor, e permissividade elétrica relativa do solo. Porém, a observação mais relevante a salientar, se refere à resposta do condutor isolado. Para baixas e médias frequências, a constante de propagação calculada difere da constante do solo. Isto indica que a propagação se dá majoritariamente no condutor, e neste caso, a camada isolante interfere significativamente sobre a constante de propagação. Para altas frequências, acima de cerca de 10 MHz, os resultados indicam que a

propagação ocorre basicamente no solo. Isso se deve ao efeito pelicular no condutor, que é muito maior que no solo. Nesta faixa de frequência, a camada isolante torna-se insignificante, e nada influencia na constante de propagação. Este comportamento justifica o desenvolvimento de aproximações quase-TEM específicas para cada intervalo de frequência, ou seja, uma aproximação que represente o comportamento do sistema para baixas e médias frequências, e outra aproximação especialista em altas frequências.

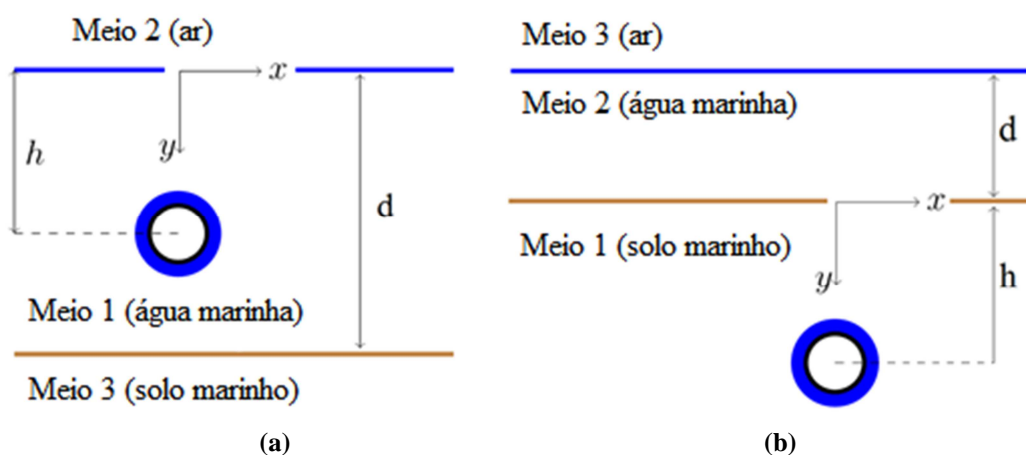
### 2.5.2 Cabo em Águas Rasas

Atualmente, observa-se um aumento de atividades onde cabos submarinos estão envolvidos, tais como exploração de petróleo em águas profundas [34], parques eólicos *offshore* [35], ligação de energia entre ilhas [36], interconexão submarina de conversores HVDC [37], dentre outras. Em algumas destas aplicações, os cabos são enterrados logo abaixo do leito do mar, com profundidades variando de 1 a 2 m, em um processo denominado por *trenching* [36].

No entanto, a modelagem de um cabo enterrado no leito do mar, ou flutuando em água marinha, representa um grande desafio, uma vez que ambos os meios são dispersivos. Neste cenário, diferentemente ao encontrado em cabos subterrâneos, onde existe somente um meio sem perdas, ou seja, ar, os tradicionais modelos de Carson [1][2] e Pollaczek [3] tornam-se inaplicáveis.

Uma importante aplicação do modelo de onda completa trata-se da verificação das características de propagação de cabos submersos em águas rasas. Este caso é de especial atenção devido à presença de duas interfaces, ou seja, três meios externos. Desta forma, *a priori*, a aplicação do modelo de onda completa deve ser realizada sobre a hipótese simplificativa de que uma das interfaces solo marinho/água marinha ou ar/água marinha pode ser negligenciada dependendo da configuração da localização do cabo, ou seja, para o cabo que se encontra muito mais próximo da interface ar/água marinha que da interface água marinha/solo marinho, esta última interface pode ser desprezada, e, para o cabo que se encontra muito mais próximo da interface água marinha/solo marinho que da interface ar/água marinha, esta última pode ser desprezada. Isto se deve pela alta condutividade dos meios envolvidos, de forma que os efeitos desta interface distante são ínfimos perante os efeitos da interface próxima.

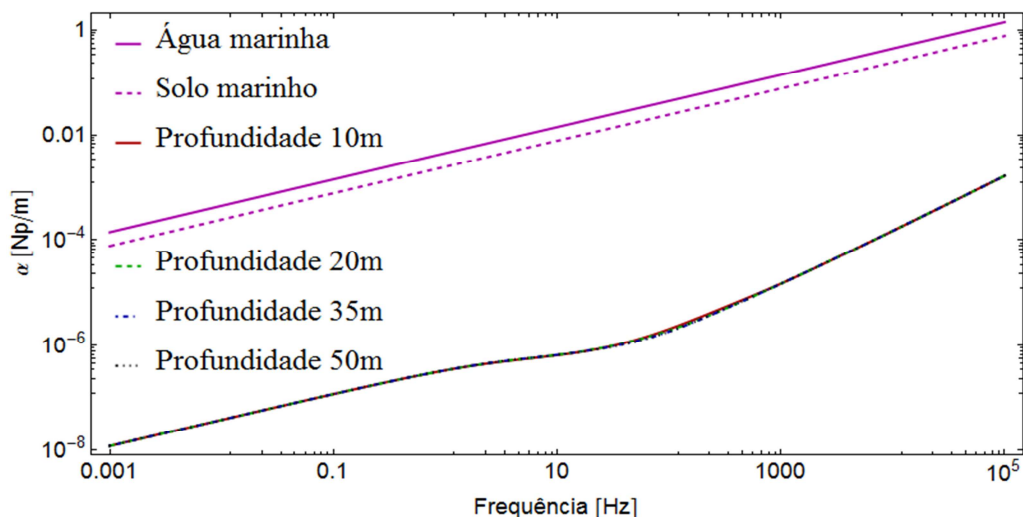
A Fig. 8 mostra a geometria generalizada do sistema em consideração. Na Fig. 8(a), o meio “1” é a água marinha com espessura  $d$  entre as interfaces com os meios “2” e “3”. O meio “2” é o ar e o meio “3” é o solo marinho que, para a aplicação do modelo de onda completa, será negligenciado. Na Fig. 8(b), o meio “1” é o solo marinho, o meio “2” é a água marinha com espessura  $d$  entre as interfaces e o meio “3” é ar, que, neste caso, para a aplicação do modelo de onda completa, será negligenciado. Em ambos os casos, o cabo encontra-se a uma distância  $h$  da interface considerada.



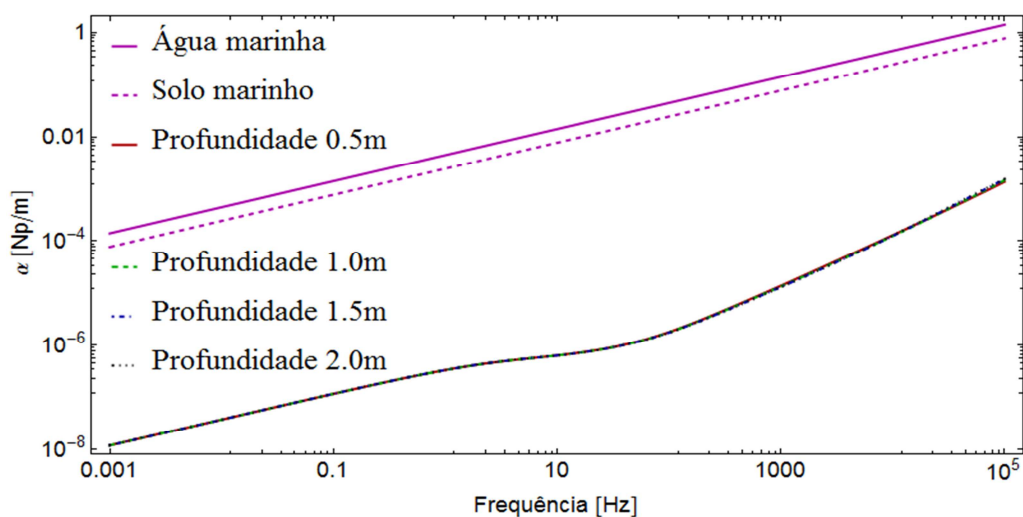
**Figura 8: Cabo submerso em águas rasas: (a) cabo submerso em águas rasas e (b) cabo enterrado em solo marinho.**

A partir das considerações anteriores, o modelo de onda completa pode ser aplicado. A Fig. 9(a) mostra a constante de atenuação da água marinha, do solo marinho e do cabo isolado considerando variações da profundidade do cabo. As constantes de fase são apresentadas na Fig. 9(b). Para a água marinha consideram-se os valores de  $\sigma = 5 S/m$  e  $\epsilon_r = 81$  e para o solo marinho consideram-se os valores de  $\sigma = 1,5 S/m$  e  $\epsilon_r = 40$ , como em [55]. Porém, considera-se o mesmo cabo da Fig. 3, com raio interno  $r_0 = 0,01 m$  e raio da camada isolante de  $r_1 = 0,02 m$ . A Fig. 10(a) mostra a constante de atenuação para o cabo submerso em água marinha e a Fig. 10(b) mostra a constante de atenuação para o cabo enterrado no solo marinho.





(a)



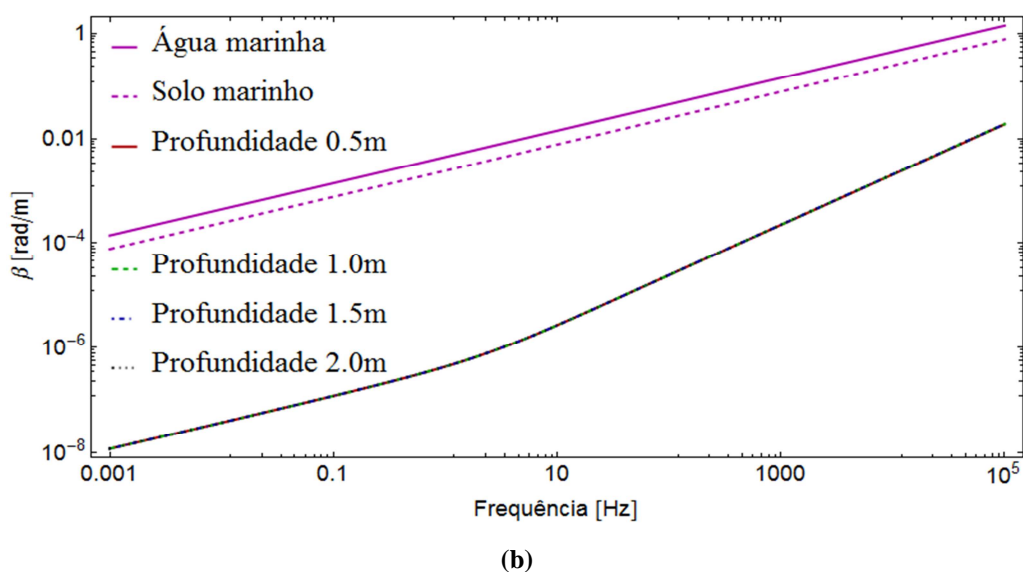
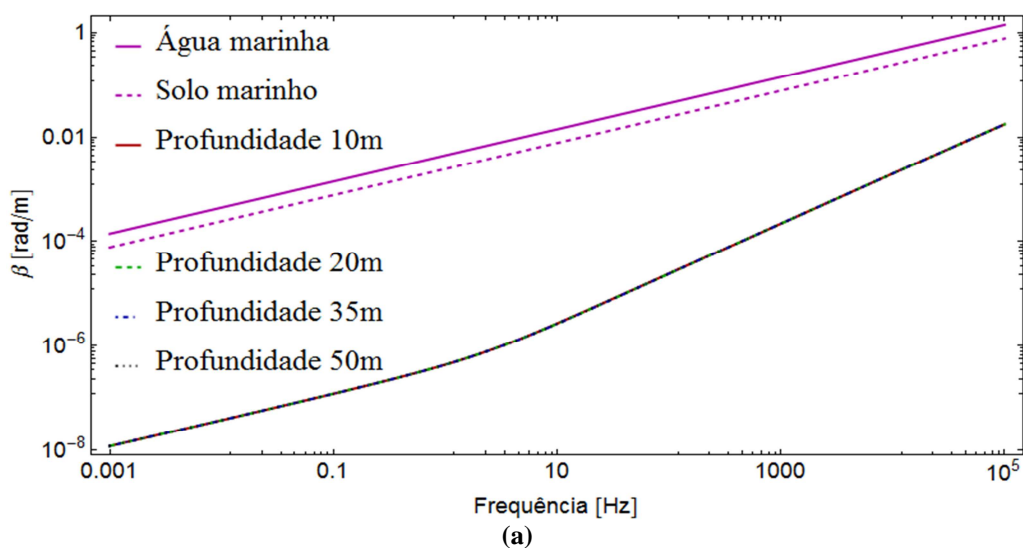
(b)

**Figura 9: Constante de atenuação cabo em águas rasas considerando variações de profundidade: (a) cabo submerso em águas rasas e (b) cabo enterrado em solo marinho.**

Observa-se que este cabo não é um cabo de aplicação prática em sistemas submarinos, onde normalmente empregam-se complexos cabos *Pipe Type* (PT). No entanto, nesta subseção, o principal objetivo é avaliar a influência dos meios externos na característica de propagação do cabo por meio da modelagem de onda completa, de modo a obter um guia geral para aplicações reais que serão apresentadas em capítulo posterior desta tese.

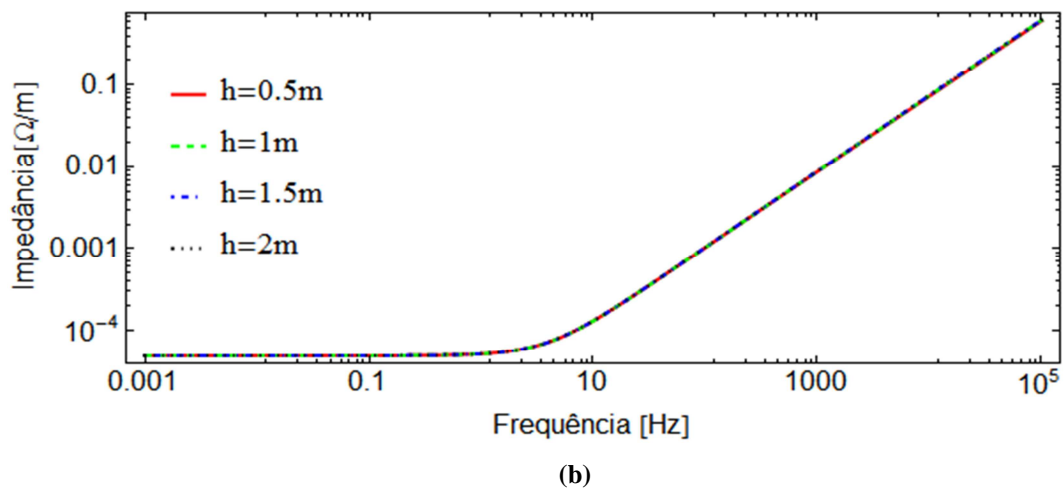
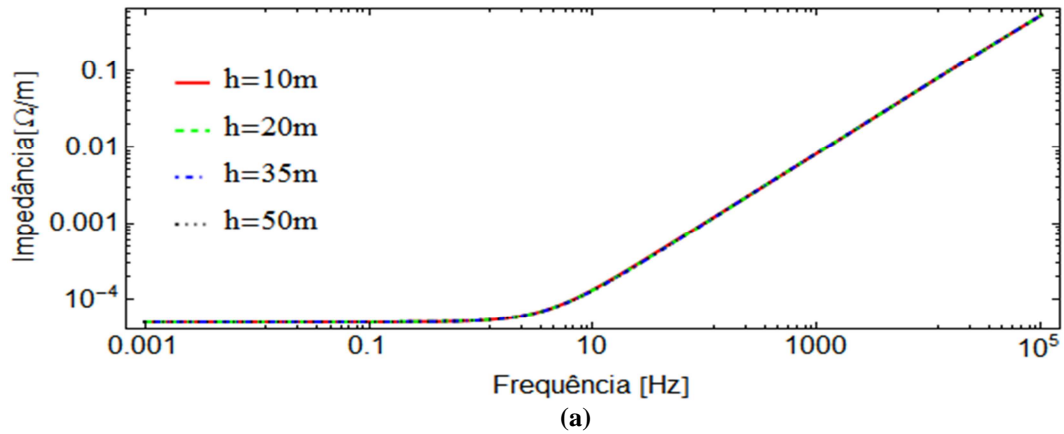
Pelas Figs. 9 e 10, podem-se observar que as constantes de atenuação e fase da água marinha e do solo marinho são muito próximas entre si, e as constantes de atenuação e fase do cabo são ordens de grandeza menores que a da água marinha ou

solo marinho (meios externos ao cabo), para todo intervalo de frequências. Além disso, e, principalmente, as constantes de atenuação e fase do cabo não sofreram alterações devido às variações da profundidade do condutor.

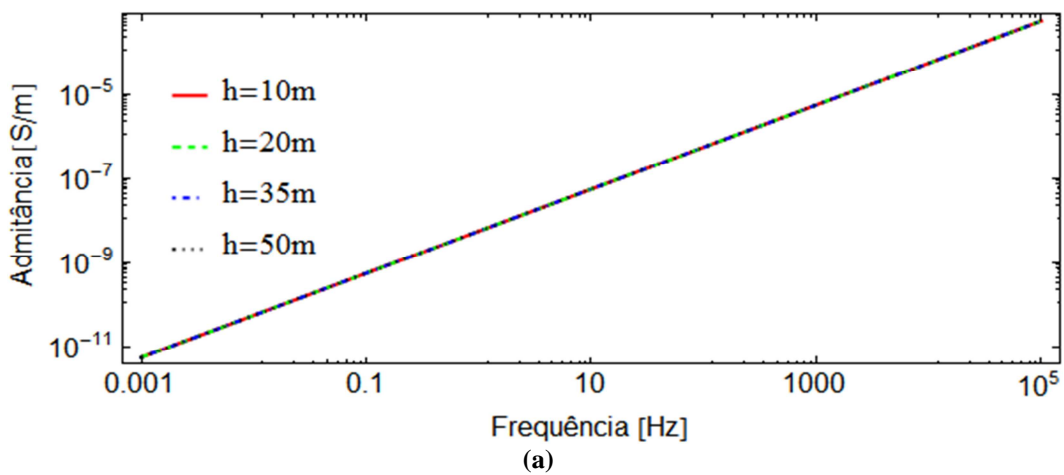


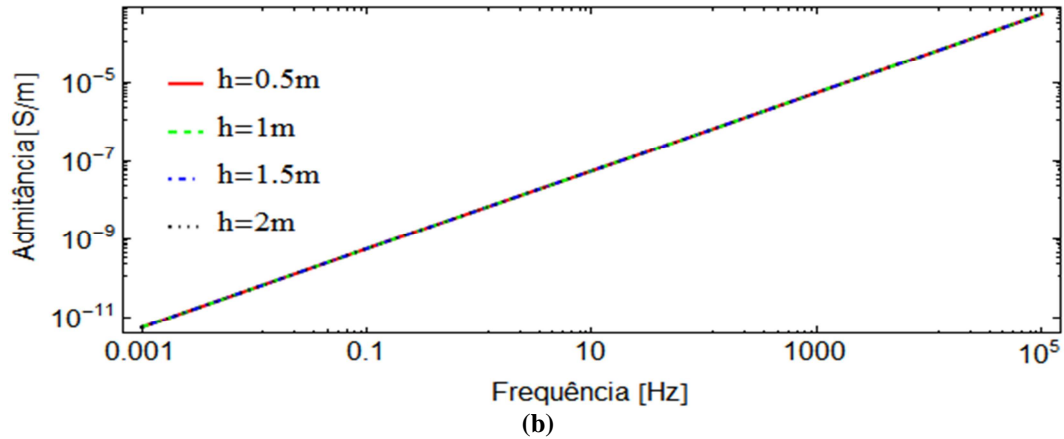
**Figura 10: Constante de fase cabo em águas rasas considerando variações de profundidade: (a) cabo submerso em águas rasas e (b) cabo enterrado em solo marinho.**

Observa-se, também, que a profundidade do cabo não influencia nos resultados da impedância e admitância por unidade de comprimento, conforme ilustrado, respectivamente, nas Figs. 11 e 12. Embora sejam apresentadas as magnitudes absolutas, este efeito também pode ser observado em suas concernentes fases.



**Figura 11: Impedância p.u.l. do cabo em águas rasas considerando variações de profundidade: (a) cabo submerso em águas rasas e (b) cabo enterrado em solo marinho.**



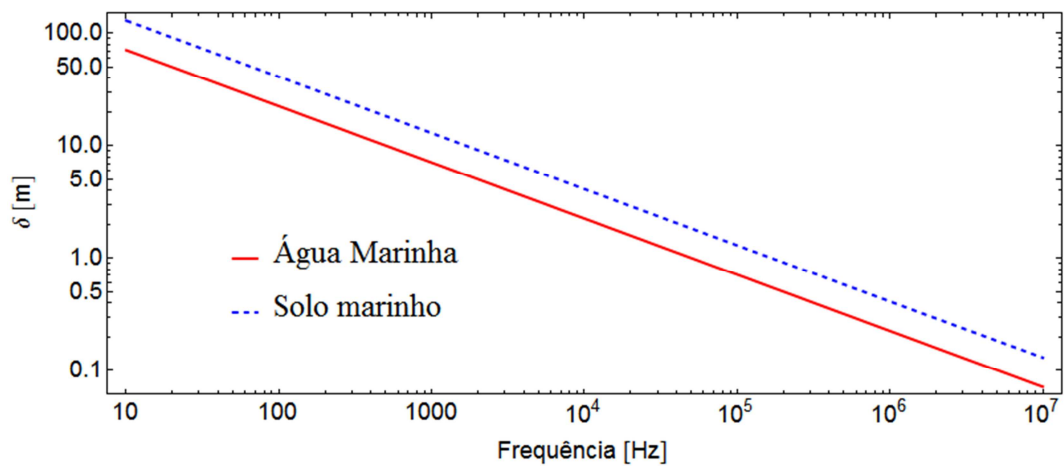


**Figura 12: Admitância p.u.l. do cabo em águas rasas considerando variações de profundidade: (a) cabo submerso em águas rasas e (b) cabo enterrado em solo marinho.**

A água marinha possui uma condutividade elétrica bastante alta e baixa penetração do campo do eletromagnético e, principalmente, da densidade de corrente, conforme ilustra a Fig. 13, onde se pode obter a profundidade de penetração por:

$$\delta = 1 / \text{Re}[k] = 1 / \alpha \quad (40)$$

sendo  $k$  a constante de propagação do meio e  $\alpha$  a constante de atenuação do meio.



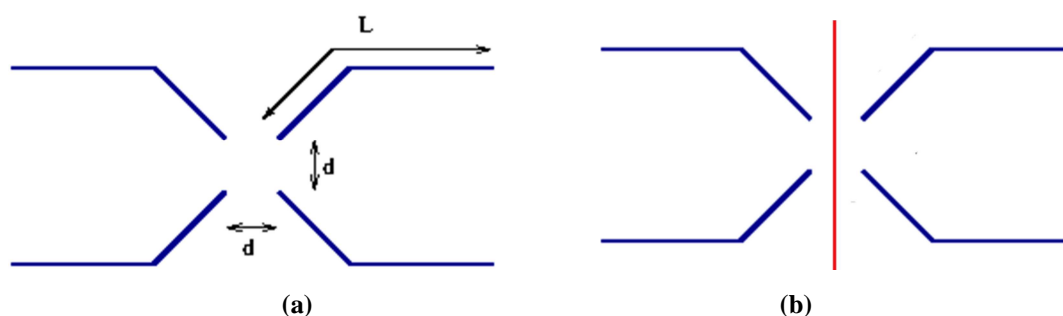
**Figura 13: Profundidade de penetração dos campos na água e solo marinhos.**

Esta proximidade entre as características dos meios explica o fato de os resultados do cabo submerso na água apresentarem as mesmas características de propagação do cabo enterrado no solo marinho e a baixa profundidade de penetração da densidade de corrente no meio externo, principalmente para frequências acima de 1 kHz, que são fundamentais, explicam a invariância dos parâmetros com a profundidade, dado que a intensidade do campo eletromagnético refletido na interface é ínfima.

### 2.5.3 Eletrodo de Aterramento (Contrapeso) de Linhas de Transmissão

Uma outra importante aplicação do modelo de onda completa trata-se de cabos de aterramentos de linhas de transmissão conhecidos por cabos contrapeso, conforme ilustrado, genericamente, na Fig. 14(a), considerando-se  $d=6\text{m}$  e  $L=90\text{m}$ . Nesta configuração, o cabo contrapeso apresenta dois modos de propagação, sendo um modo subtrativo e outro modo aditivo. Pode-se caracterizar o modo subtrativo pela corrente fluindo por um cabo contrapeso e retornando pelo outro cabo, e o modo aditivo pela corrente fluindo pelos dois cabos contrapeso e retornando pelo solo. Esta análise é válida tomando-se como referência a simetria da estrutura do contrapeso, Fig. 14(b). Desta forma, em termos de análise da elevação de potencial do pé da torre, o modo aditivo torna-se relevante por ser este modo o responsável pela injeção de corrente no solo.

Para a aplicação do modelo de onda completa monofásico, em termos práticos, os cabos estão localizados a uma distância cerca de duas ordens de grandeza superior aos seus raios. Conseqüentemente, considera-se apenas um cabo e, além disso, aproxima-se o cabo por um cabo retilíneo, enterrado a uma profundidade uniforme. Porém, para que esta ideia de que um condutor único adequado pode ser aceitável, são necessários trabalhos futuros, principalmente com dados experimentais, para avaliar se esta suposição é suficiente e se existem outras condições que devem ser adequadas para manter esta aproximação.



**Figura 14: Configuração do cabo contrapeso, (a) estrutura genérica e (b) simetria considerada.**

A vantagem da aplicação do modelo de onda completa no caso de contrapeso de linhas de transmissão consiste no fato de se aproximar (ou adequar) o eletrodo ao modelo convencional de linha de transmissão, não sendo necessária a aplicação da formulação complexa de eletrodos cilíndricos. Além disso, os eletrodos passam a poder ser simulados em programas convencionais de transitórios eletromagnéticos,

que possuem uma estrutura bem consolidada para simulação de linhas de transmissão, mas não se prestam para análise de aterramentos.

Desta forma, o cabo contrapeso pode ser representado pelos tradicionais parâmetros de linhas de transmissão, nomeadamente, a admitância característica  $Y_c$ , a impedância característica  $Z_c$  e o fator de propagação  $H$ , que são, por definição, dados por:

$$Y_c = \sqrt{Y/Z} \quad Z_c = 1/Y_c \quad (41)$$

$$H = \exp(-\ell\sqrt{Y \cdot Z}) \quad (42)$$

sendo  $\ell$  o comprimento do cabo contrapeso,  $Z$  e  $Y$ , respectivamente, a impedância e admitância por unidade de comprimento do cabo.

Nesta estrutura, cada contrapeso pode ser montado como uma linha de transmissão monofásica, como a seguinte estrutura:

$$\begin{bmatrix} I_{in} \\ 0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} Y_c \cdot A & -2Y_c \cdot B \\ -2Y_c \cdot B & Y_c \cdot A \end{bmatrix} \begin{bmatrix} V_{GR} \\ V_f \end{bmatrix} \quad (43)$$

sendo  $A = (1+H^2)(1-H^2)^{-1}$ ,  $B = H \cdot (1-H^2)^{-1}$  e  $I_{in}$  a corrente injetada,  $V_{GR}$  é a elevação de tensão no solo e  $V_f$  é a tensão terminal na ponta do cabo contrapeso. Nesta formulação, a elevação de tensão do contrapeso depende da impedância característica e do fator de propagação:

$$\begin{bmatrix} V_{GR} \\ V_f \end{bmatrix} = I_{in} \begin{bmatrix} Z_c \cdot (1+H^2) \cdot (1-H^2)^{-1} \\ 2Z_c \cdot H \cdot (1-H^2)^{-1} \end{bmatrix} \quad (44)$$

Para as respostas no domínio do tempo, utiliza-se a Transformada Numérica de Laplace (Numerical Laplace Transform - NLT), conforme [56], implicando-se em resolver a equação integral diversas vezes, tornando-se uma simulação demorada. Porém, podem-se obter melhorias na avaliação numérica se considerar a aproximação racional de  $Y_c$  e  $H$ . Utilizaram-se esta abordagem em [19], para a modelagem de onda completa de um cabo enterrado isolado. No entanto, a aplicação de tal abordagem para uma modelagem do modelo de onda completa de um cabo contrapeso não é realizada na presente tese, ficando como sugestão de trabalho futuro.

Deve-se ressaltar que nos estudos de desempenho de sistemas de aterramento de linhas de transmissão é comum empregar-se a elevação de potencial do solo, também

chamado de GPR (*Ground Potential Rise*). Essa abordagem implica em desprezar o efeito do potencial vetor magnético no solo. A verificação de qual formulação é a mais adequada é deixada para trabalhos futuros.

Considerando-se um cabo contrapeso de 90 m de comprimento com raio de  $r_c = 3.9894 \cdot 10^{-3} m$  enterrado a  $h=0,8 m$  em três distintos modelos de solo. Para o primeiro, considera-se o modelo de solo convencional independente da frequência com condutividade elétrica  $\sigma_s = 10^{-3} S/m$  e permissividade elétrica relativa  $\epsilon_{rs} = 10$ . Para o segundo solo, considera-se o modelo apresentado por Portela em [46], que apresenta a seguinte constante de propagação:

$$\gamma_1 = \sqrt{j\omega\mu \left( \sigma_0 + \Delta_1 \left( \frac{\omega}{2\pi \cdot 10^6} \right)^{\alpha_i} \left( \cot \left[ \frac{\pi}{2} \alpha_i \right] + j \right) \right)} \quad (45)$$

onde  $\sigma_0 S/m$  é a condutividade do solo em baixas frequências (condutividade DC), que nesta tese admite-se sendo igual a condutividade do solo convencional  $\sigma_0 = \sigma_s$ , com  $\Delta_1 = 11.71 S/m$  e  $\alpha_i = 0.706$ . Para o terceiro solo, considera-se o modelo apresentado por Visacro em [47], que possui a seguinte constante de propagação:

$$\gamma_1 = \sqrt{j\omega\mu (\sigma_s + j\omega\epsilon_{rs}\epsilon_0)} \quad (46)$$

sendo

$$\sigma_s = \sigma_0 \left( \frac{\omega}{2\pi \cdot 100} \right)^{0.072} \quad \epsilon_{rs} = 2.34 \cdot 10^6 \left( \frac{1}{\sigma_0} \right)^{-0.535} \left( \frac{\omega}{2\pi} \right)^{-0.597} \quad (47)$$

onde  $\sigma_0$  o mesmo considerado anteriormente.

As Figs. 15 e 16 ilustram, respectivamente, o comportamento da magnitude da impedância e da admitância por unidade de comprimento do cabo contrapeso. Ambos os parâmetros são funções bastante suaves na frequência. A impedância não sofreu alterações devido ao modelo de solo considerado, sendo a admitância a mais afetada.

O comportamento da admitância afeta consideravelmente o comportamento da impedância característica, da admitância característica e do fator de propagação. As Figs. 17, 18 e 19 apresentam, respectivamente, os resultados da impedância característica, da admitância característica e do fator de propagação.

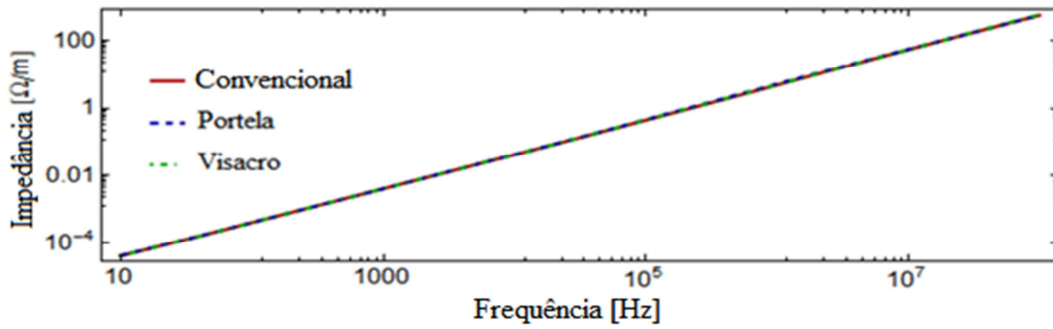


Figura 15: Impedância p.u.l. do cabo contrapeso.

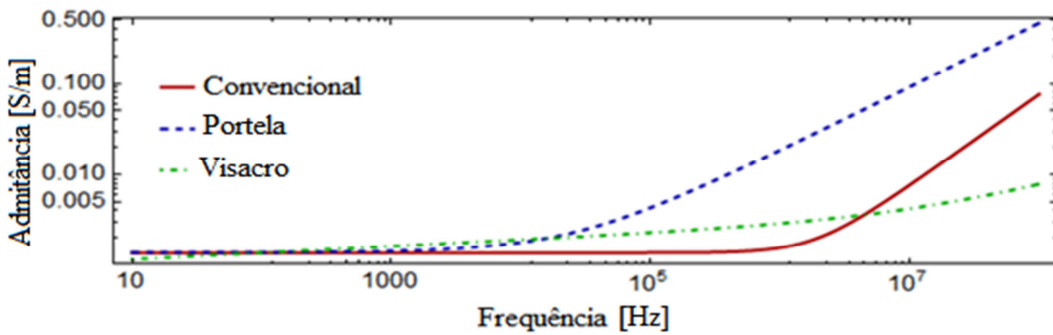


Figura 16: Admitância p.u.l. do cabo contrapeso.

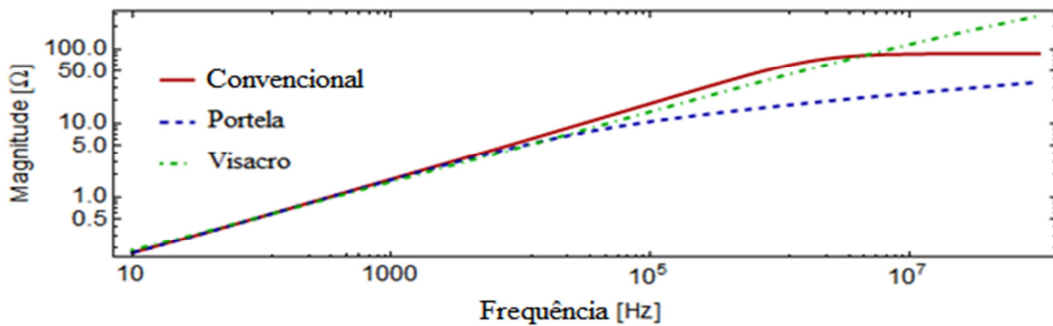


Figura 17: Impedância característica do cabo contrapeso.

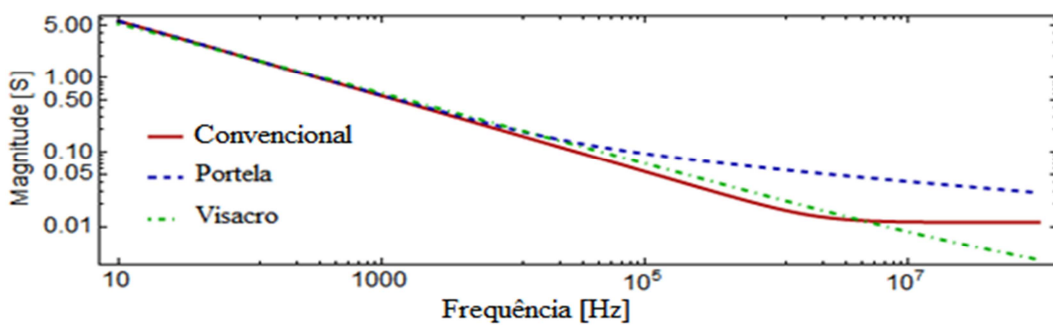
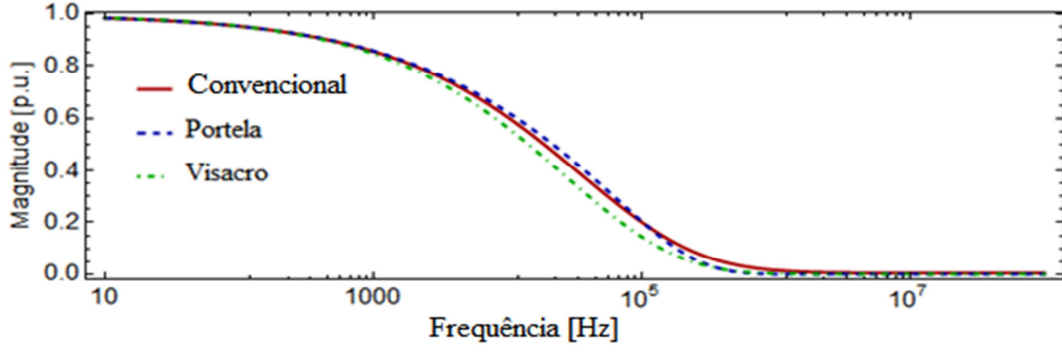


Figura 18: Admitância característica do cabo contrapeso.





**Figura 19: Fator de propagação do cabo contrapeso.**

O aspecto importante da aplicação do modelo de onda completa está relacionado com a capacidade de avaliar o campo elétrico e magnético associado ao cabo contrapeso em uma ampla faixa de frequências. Considerando-se um caso em que a corrente injetada é um degrau unitário, a Fig. 20 apresenta a magnitude absoluta do campo elétrico para o mesmo contrapeso considerado anteriormente, porém, agora com variações de profundidade do cabo. A magnitude do campo elétrico pode ser obtida como:

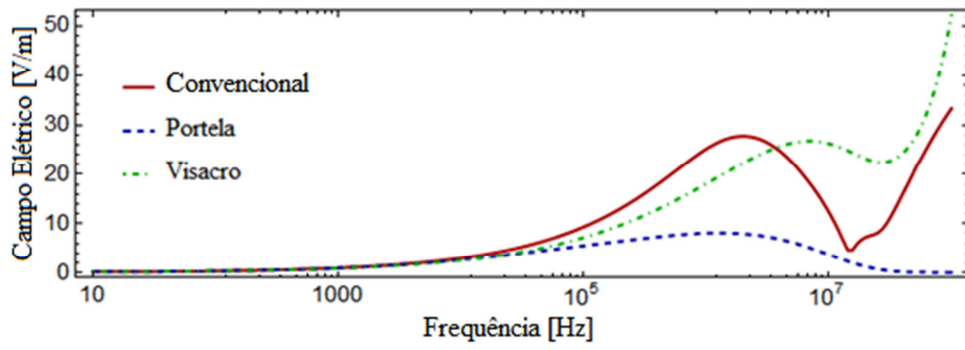
$$|\mathbf{E}| = \sqrt{|E_x|^2 + |E_y|^2 + |E_z|^2} \quad (48)$$

sendo que pelo modelo de onda completa, baseado na formulação por vetores de Hertz do tipo elétrico  $\mathbf{\Pi}_E$  e do tipo magnético  $\mathbf{\Pi}_M$ , o campo elétrico e o campo magnético, como já apresentados na expressão (4), mas devido suas importâncias para esta formulação, reapresentam-se novamente aqui e são dados por:

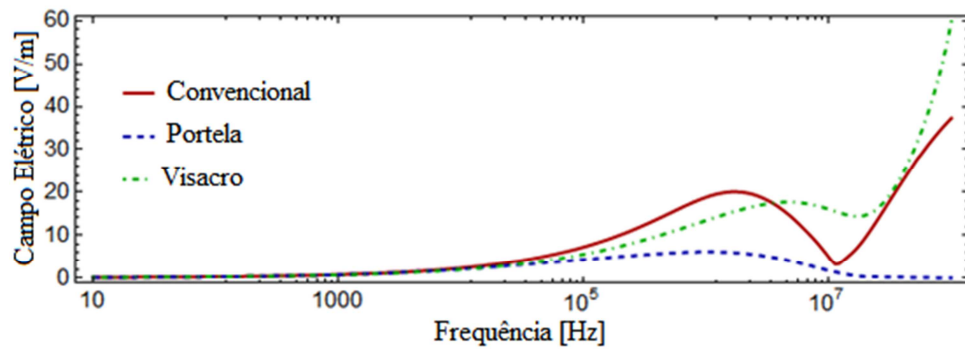
$$\begin{aligned} \mathbf{E}_i &= \nabla \times \nabla \times \mathbf{\Pi}_{E_i} - j\omega\mu_i \nabla \times \mathbf{\Pi}_{M_i} \\ \mathbf{H}_i &= (\sigma_i + j\omega\epsilon_i) \nabla \times \mathbf{\Pi}_{E_i} + \nabla \times \nabla \times \mathbf{\Pi}_{M_i} \end{aligned} \quad (49)$$

Ambos vetores de Hertz possuem componentes somente na direção de propagação, sendo que se relacionam com o potencial escalar elétrico  $\varphi_i$  no meio “i”, bem como com o potencial vetor magnético  $\mathbf{A}_i$  no meio “i”, como já apresentada na expressão (5), da seguinte maneira:

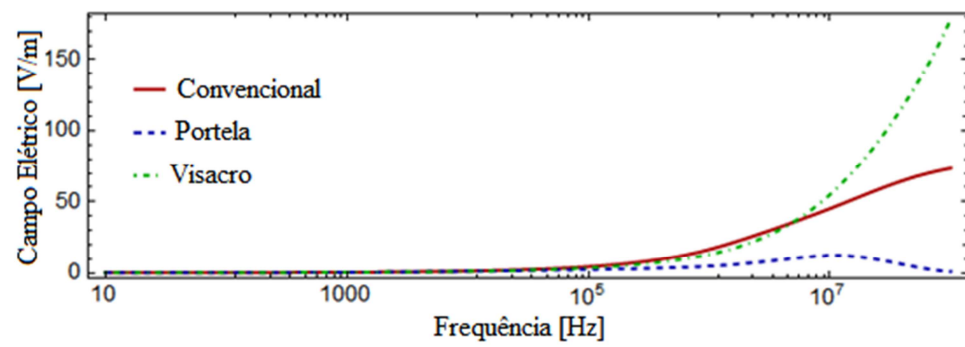
$$\begin{aligned} \varphi_i &= -\nabla \cdot \mathbf{\Pi}_{E_i} \\ \mathbf{A}_i &= \mu(\sigma + j\omega\epsilon) \mathbf{\Pi}_{E_i} + \mu \nabla \times \mathbf{\Pi}_{M_i} \end{aligned} \quad (50)$$



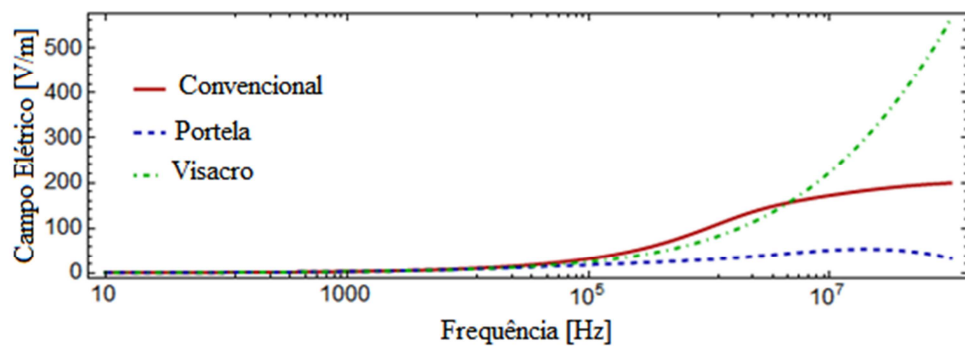
(a)



(b)



(c)



(d)

Figura 20: Resposta em frequência do campo elétrico considerando variações da profundidade do cabo contrapeso, (a)  $h=0,01$  m, (b)  $h=0,1$  m, (c)  $h=0,5$  m e (d)  $h=0$  m.

Pode-se notar que todos os três modelos fornecem resultados semelhantes até 100 kHz. O modelo convencional apresenta uma resposta semelhante ao modelo baseado no modelo de Visacro em [47], enquanto que o modelo da Portela apresenta um maior amortecimento. Um aspecto importante a se salientar é que os dados experimentais utilizados para desenvolver ambos os modelos dependentes da frequência são válidos somente até 2 MHz. Desta forma, os resultados para frequências acima deste limite de validade experimental são extrapolações matemáticas.

Para a análise da resposta da tensão terminal no domínio do tempo considera-se uma injeção de corrente impulsiva, na forma de onda de *Heidler*, na extremidade do contrapeso. Pode-se representar matematicamente a forma de onda de *Heidler* da seguinte maneira:

$$\mathbf{I}_{in} = \frac{I_{max}}{\eta} \left( 1 + \left( \frac{t}{\tau_1} \right)^n \right) e^{-\frac{t}{\tau_2}} \quad (51)$$

sendo  $I_{max} = 1.0$ ,  $\eta = \left( \frac{t}{\tau_1} \right)^n e^{-\frac{\tau_1}{\tau_2} \left( \frac{n\tau_2}{\tau_1} \right)^{1/n}}$ ,  $n=2$ ,  $\tau_1=1.8 \mu\text{s}$  (o tempo de subida) e  $\tau_2=95 \mu\text{s}$  (tempo de decaimento).

Neste caso, calcularam-se as tensões no domínio da frequência considerando 2048 pontos de amostragem. Para a obtenção dos resultados no domínio do tempo, utilizou-se a Transformada Numérica de Laplace (NLT) com a aplicação do filtro *anti-aliasing* denominado por janela de *Hanning* para evitar a ocorrência de Efeito *Gibbs* nas respostas temporais. Considerou-se o tempo total de simulação como 40  $\mu\text{s}$ .

As Figs. 21 e 22 apresentam, respectivamente, os resultados das elevações de tensão nos terminais emissor e receptor do cabo contrapeso.

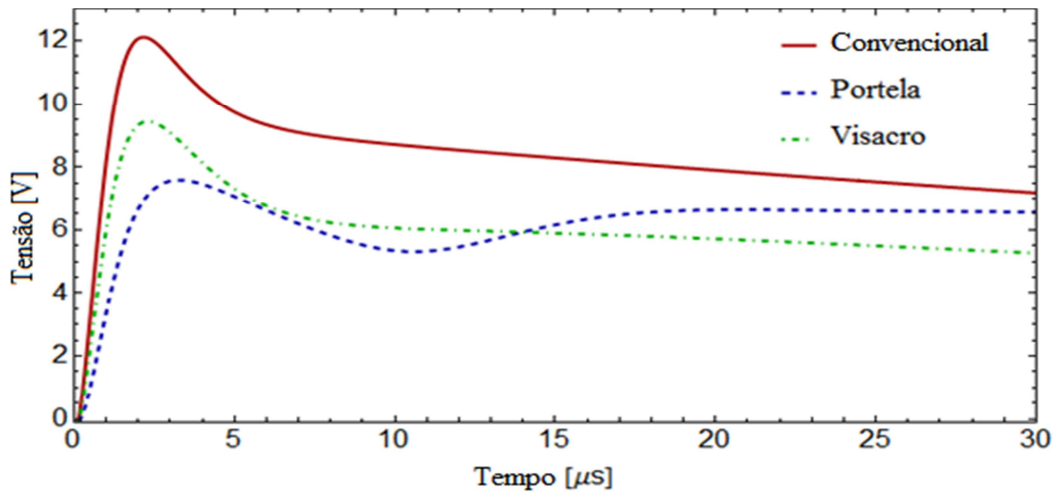


Figura 21: Tensão no terminal emissor do cabo contrapeso,  $V_{GR}$ .

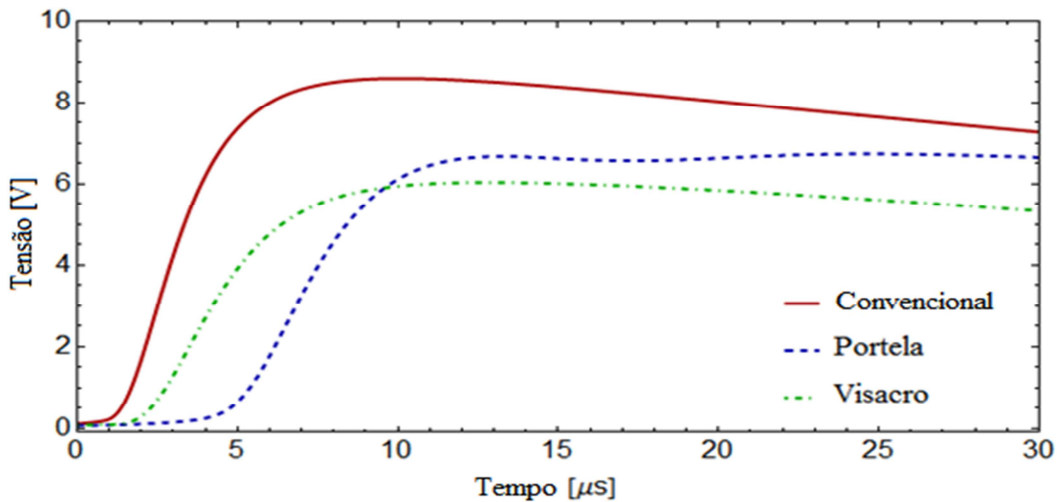


Figura 22: Tensão no terminal receptor do cabo contrapeso,  $V_f$ .

Nota-se que as tensões calculadas considerando o solo convencional apresentam maiores magnitudes que as calculadas utilizando os modelos de solo variantes na frequência, embora os valores assintóticos sejam semelhantes. Além disso, os resultados do solo convencional apresentam menores tempos de subida do que as encontradas com parâmetros de solo dependentes da frequência, ou seja, o efeito da inclusão do modelo de solo dependente da frequência afeta consideravelmente o tempo de subida da tensão no terminal receptor do cabo contrapeso.

O trabalho apresentado nesta seção desta tese centrou-se na aplicação de uma modelagem de onda completa de cabo um contrapeso. A principal vantagem desta abordagem é avaliar o comportamento da tensão e da corrente no contrapeso, bem como o campo eletromagnético no meio externo ao cabo sem as tradicionais limitações associadas à aproximação quase-TEM. A principal desvantagem do

modelo de onda completa é a necessidade de resolver uma equação integral para cada ponto de amostragem na frequência para determinar o comportamento da constante de propagação. Este procedimento é muito demorado e representa um desafio para simulações computacionais que buscam eficiência computacional

Nota-se que ainda existe a necessidade de se obter modelos de solo adequados para frequências acima 2MHz (limite experimental dos modelos de solo considerados) para avaliar o comportamento da modelagem na faixa de altas frequências. Porém, trabalhos futuros ainda são necessários para avaliar o comportamento de uma configuração de contrapeso mais realista no que se diz respeito ao acoplamento mútuo entre os cabos contrapeso paralelos. Neste caso, o modelo de onda completa deve ser estendido ao caso de mais de um condutor.

## **2.6 Proposta de Reformulação da Aproximação Quase-Full-Wave**

A maior dificuldade associada ao emprego do modelo de onda completa se refere à solução da equação integral, mais especificamente, a dificuldade de se estabelecer um chute inicial consistente no procedimento iterativo (*Newton-Raphson* - NR) de determinação das raízes da equação modal. Na tese de doutorado de Rocha[53] é proposta uma solução híbrida, onde através de transformações integrais simplifica-se a equação modal, de forma que algumas das integrais infinitas envolvidas apresentem expressões analíticas. O processo de determinação das raízes é então empregado considerando-se as expressões analíticas apenas sendo que as integrais infinitas sem soluções analíticas empregam o valor da constante de propagação determinado no passo anterior de frequência. Contudo, os ganhos numéricos foram ainda bastante modestos. Contudo, com base nos resultados apresentados em [53], que são válidos para linhas de transmissão aéreas, pode-se propor uma abordagem alternativa onde é possível eliminar a necessidade do cálculo iterativo para a determinação da solução da equação modal.

Ao contrário de se utilizar transformações integrais, o que manteria o procedimento iterativo de solução da equação modal, nesta tese, optou-se por usar as formulações aproximadas para obter uma estimativa da constante de propagação a ser usada *apenas no integrando* das integrais infinitas. Esse procedimento evita

(contorna) o emprego do método iterativo de solução das raízes da equação integral, e conforme será mostrado, provê uma melhoria significativa no tempo total de computação associado ao cálculo da constante de propagação, sem perdas significativas de precisão. Neste caso, para a estimativa da constante de propagação, optou-se por utilizar o método do plano complexo.

O método do plano complexo, também conhecido por método das imagens, consiste na aproximação das integrais de Sommerfeld, definidas pela aproximação quase-TEM, em expressões fechadas [14], utilizando, para este fim, técnicas como a expansão assintótica ou transformação integral [5][7]. Devido às facilidades de implementação e solução computacional, o método das imagens é amplamente utilizado para o cálculo dos parâmetros de retorno, sejam eles para linhas aéreas ou cabos enterrados. Alguns exemplos de aplicação do método das imagens, e maiores estudos relacionados ao método, encontram-se em [4], [10], [15], [48]-[52].

Considerando-se a geometria apresentada na Fig. 2, os parâmetros unitários de retorno pelo solo, impedância e admitância, para o condutor nu, podem ser escritos, respectivamente, pelo método das imagens como se segue:

$$\tilde{Z} = z_{\text{int}} + \frac{j\omega\mu_1}{2\pi} \left( \ln \left[ \frac{2h}{r} \right] + \tilde{S}_1 - \tilde{S}_2 + \tilde{T} \right) \quad (52)$$

$$\tilde{Y} = 2\pi(\sigma_1 + j\omega\epsilon_1) \left( \ln \left[ \frac{2h}{r} \right] - \tilde{T} \right)^{-1} \quad (53)$$

sendo  $z_{\text{int}}$  definido por (24), e:

$$\tilde{S}_1 = \ln \left[ 1 + \frac{2}{\beta d} \right] \quad (54)$$

$$\tilde{S}_2 = \frac{2}{n^2 + 1} \ln \left[ 1 + \frac{n^2 + 1}{\beta d} \right] \quad (55)$$

$$\tilde{T} = 2\ln[2] + \frac{2n^2}{n^2 + 1} \ln \left[ \frac{1 + \frac{n^2 + 1}{\beta d}}{1 + \frac{2(n^2 + 1)}{\beta d}} \right] \quad (56)$$

Onde  $\beta = \sqrt{\gamma_2^2 - \gamma_1^2}$ ,  $d = \sqrt{4h^2 + r^2}$  e  $n = \left( \frac{\gamma_2}{\gamma_1} \right)$ . Nesta formulação, a constante de propagação é

obtida por:

$$\tilde{\gamma} = \sqrt{\tilde{Z}\tilde{Y}} \quad (57)$$

Observa-se que nenhum procedimento iterativo se faz necessário para a obtenção da constante de propagação. Neste caso, para a obtenção da aproximação quase full-wave, a constante de propagação obtida pelo método das imagens,  $\tilde{\gamma}$ , pode ser inserida no argumento das integrais de Sommerfeld, do modelo de onda completa, nas expressões de impedância e admitância de retorno pelo solo, respectivamente,  $Z_{ext}$  e  $Y_{ext}$  em (34) e (36).

Desta forma, a equação modal do modelo de onda completa para determinação da constante de propagação é contornada, e o cálculo de impedância e admitância por unidade de comprimento do cabo é obtida diretamente. Obviamente, este procedimento não elimina a solução numérica das integrais de Sommerfeld associada ao modelo de onda completa, mas elimina algumas oscilações que ocorrem no procedimento de determinação das raízes da equação modal. Note-se que, conforme mencionando acima, não há a necessidade do processo iterativo para a determinação da solução da equação modal, podendo-se ainda empregar o procedimento tanto para linhas aéreas quanto para cabos enterrados/submarinos desde que utilizadas as expressões adequadas para as impedâncias e admitância por unidade de comprimento. Portanto, a extensão/melhoria do procedimento inicialmente proposto em [53] constitui uma das principais contribuições da presente pesquisa.

Para um condutor nu, de raio  $r = 0.399$  mm enterrado a 1m de profundidade no solo, a Fig. 23 apresenta os resultados da constante de atenuação obtidos pelo modelo de onda completa, imagem, quase-TEM (qT, na legenda) e quase-full-wave (qFW, na legenda), e, para o mesmo caso, a Fig. 24 apresenta os resultados da constante de fase. Ambos casos, para  $\rho = 1000 \Omega m$ .

A Fig. 25 apresenta os resultados da constante de atenuação obtidos pelo modelo de onda completa, imagem, quase-TEM e quase-full-wave, e, para o mesmo caso, a Fig. 26 apresenta os resultados da constante de fase. Ambos casos, para  $\rho = 2000 \Omega m$ .

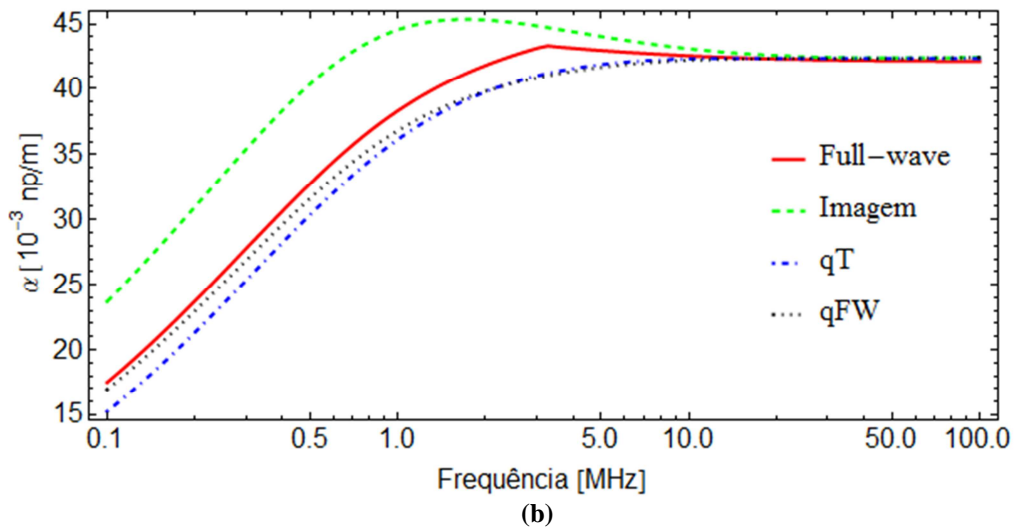
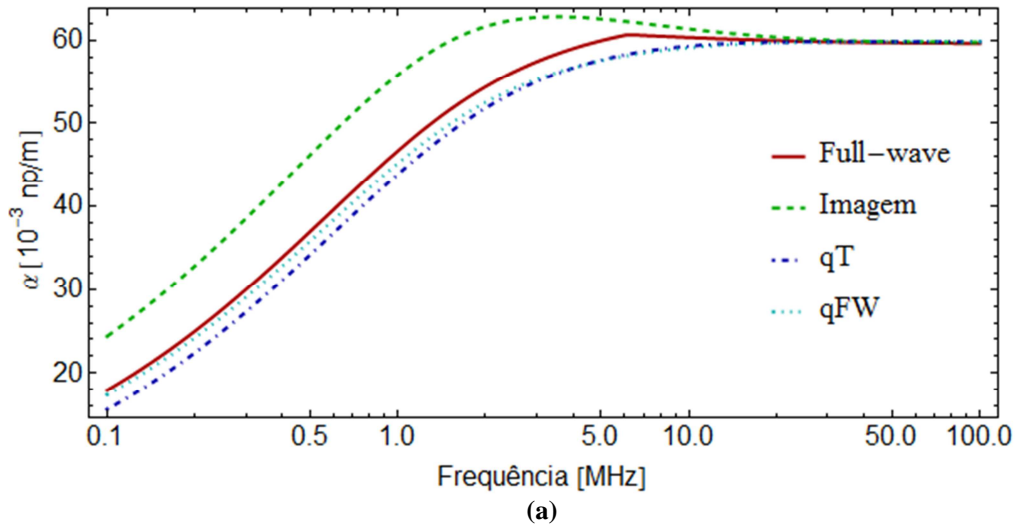
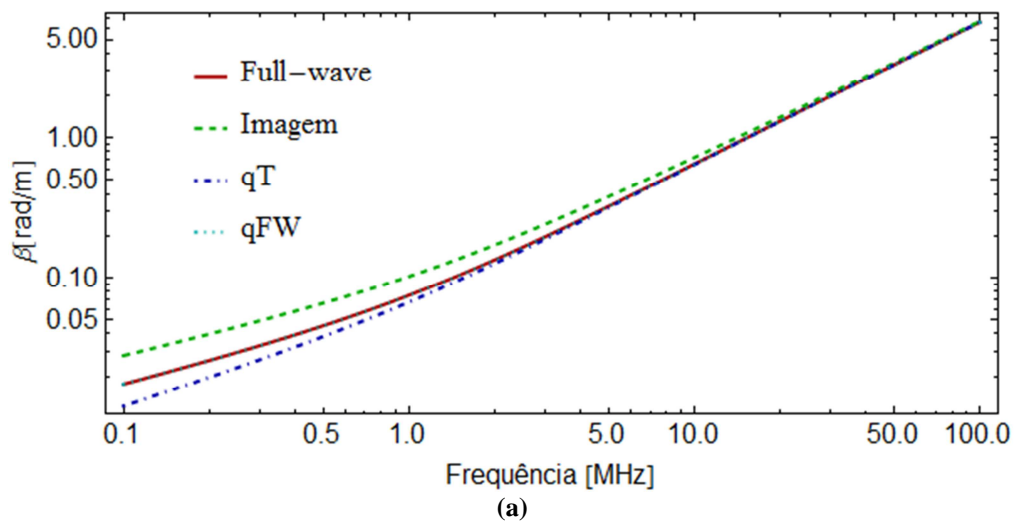


Figura 23: Comparação da constante de atenuação obtida por Full-wave, imagem, quase-TEM e quase-Full-wave, considerando  $\rho = 1000\Omega m$ , (a)  $\epsilon_r = 10$  e (b)  $\epsilon_r = 20$





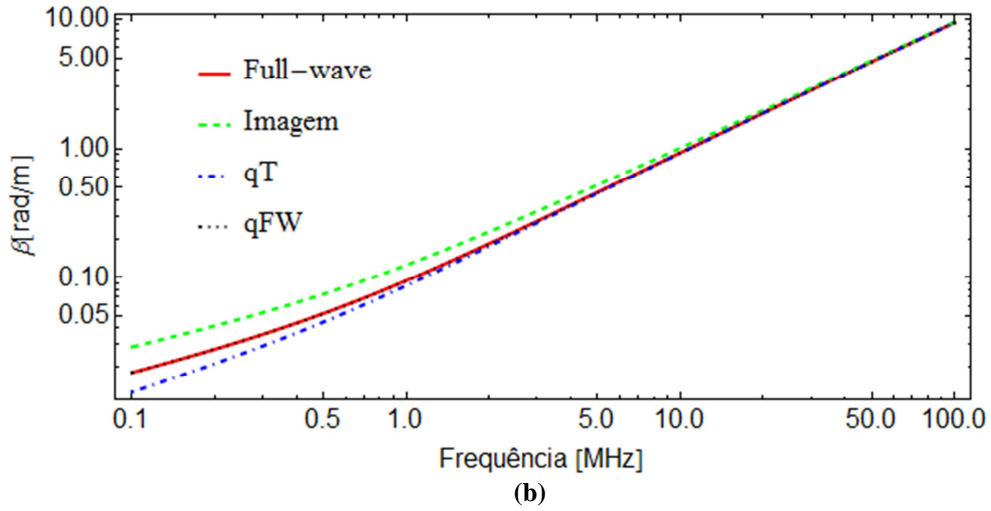


Figura 24: Comparação da constante de fase obtida por Full-wave, imagem, quase-TEM e quase-Full-wave, considerando  $\rho = 1000\Omega m$ , (a)  $\epsilon_r = 10$  e (b)  $\epsilon_r = 20$

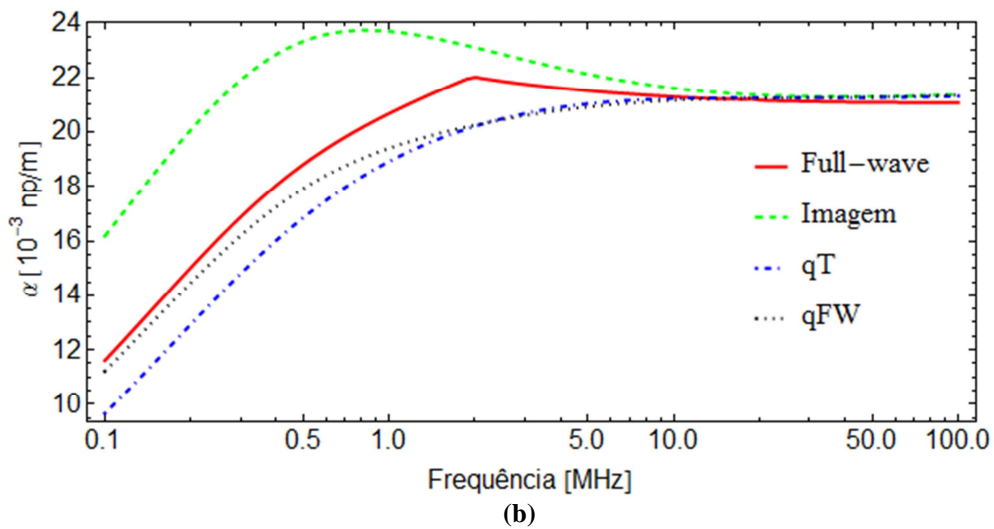
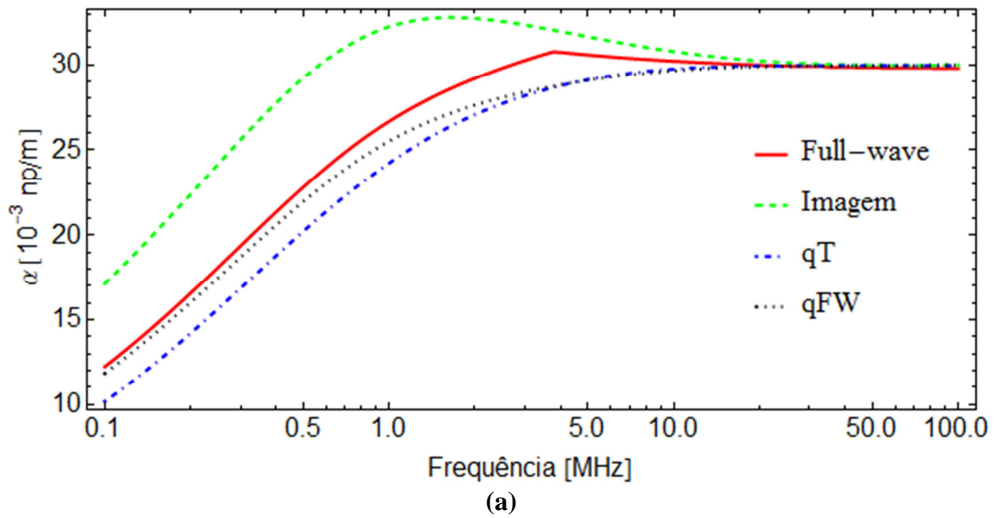
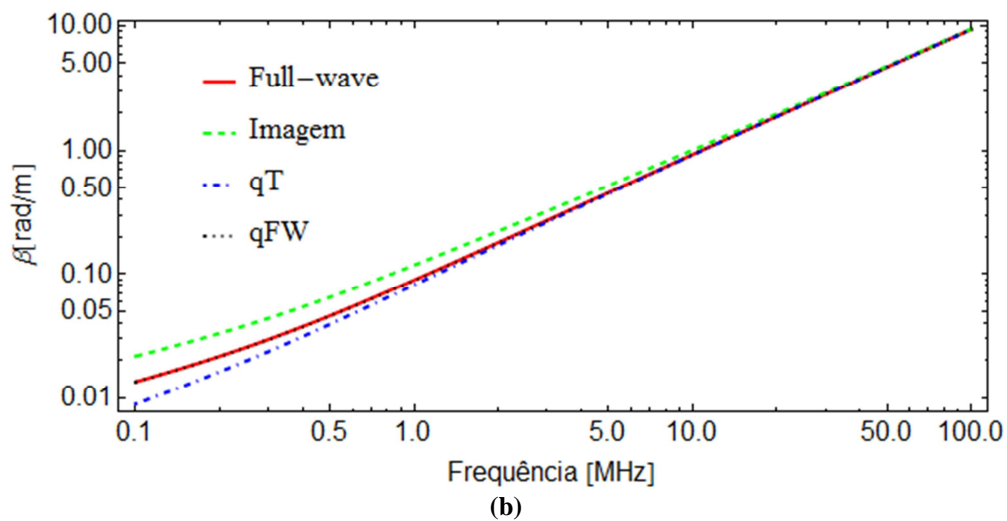
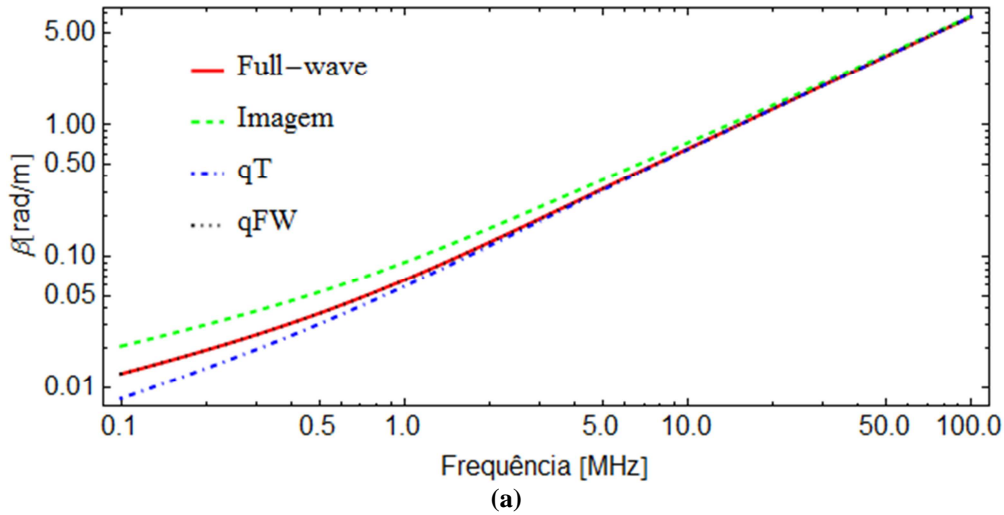


Figura 25: Comparação da constante de atenuação obtida por Full-wave, imagem, quase-TEM e quase-Full-wave, considerando  $\rho = 2000\Omega m$ , (a)  $\epsilon_r = 10$  e (b)  $\epsilon_r = 20$



**Figura 26: Comparação da constante de fase obtida por Full-wave, imagem, quase-TEM e quase-Full-wave, considerando  $\rho = 2000\Omega m$ , (a)  $\epsilon_r = 10$  e (b)  $\epsilon_r = 20$**

Para os distintos parâmetros de solo, encontra-se um perfil semelhante para as constantes de atenuação e fase. No entanto, para solos mais condutivos, verificou-se que os resultados obtidos pelo modelo quase-full-wave e pela aproximação quase-TEM ficam muito próximos com os resultados obtidos com o modelo de onda completa. Para solos mais resistivos, observa-se que o desvio entre os resultados depende do valor da permissividade relativa do solo, sendo que os solos com menor  $\epsilon_r$  fornecem resultados onde o modelo quase-full-wave mais se aproxima do modelo de onda completa.

Para ilustrar a precisão do modelo quase-full-wave, a Fig. 27 apresenta a diferença entre as magnitudes das constantes de propagação obtidas pelos modelos full wave e o quase-full-wave, sendo que a Fig. 28 apresenta o desvio percentual,

entre as constantes de propagação obtidas pelos modelos full wave e quase-full-wave, obtido por:

$$desvio\% = Abs \left[ \frac{\gamma_{FW} - \gamma_{qFW}}{Abs[\gamma_{FW}]} \right] 100 \quad (58)$$

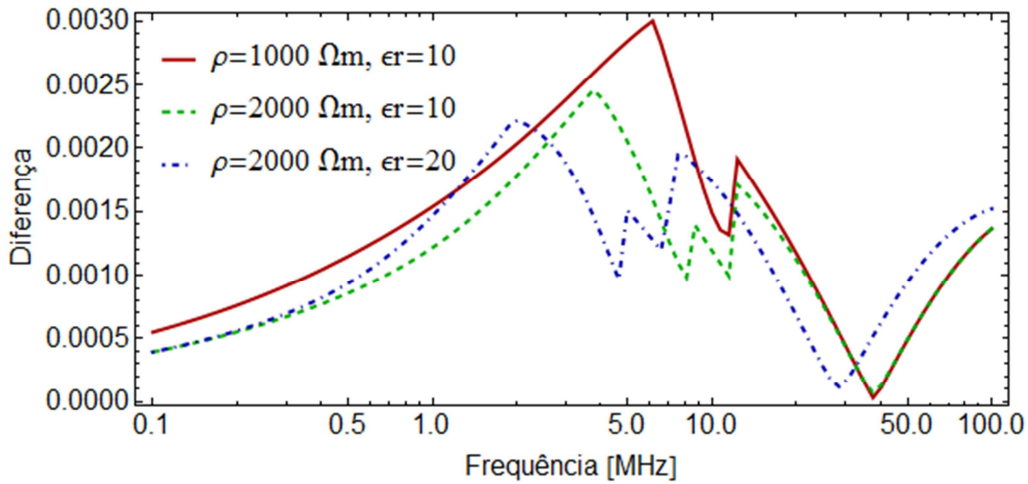


Figura 27: Diferença entre os modelos full-wave e quase-full-wave.

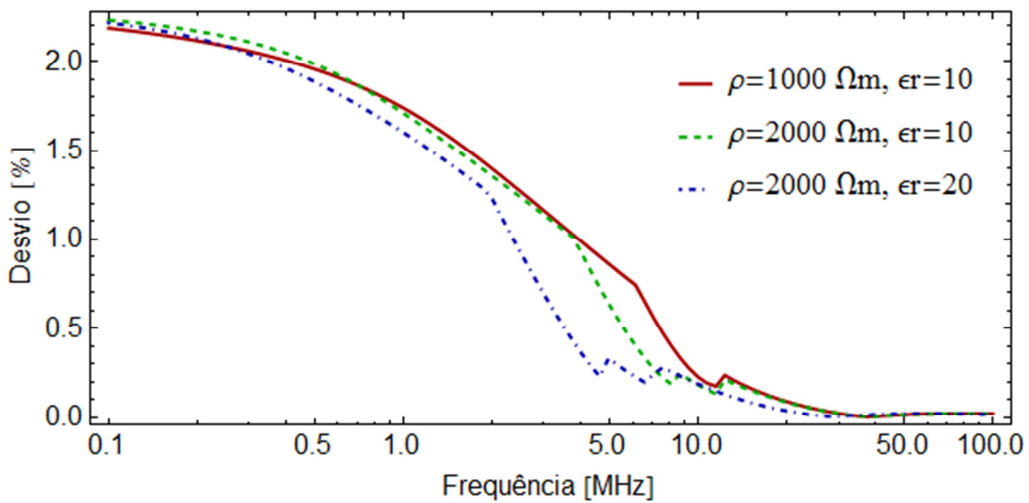
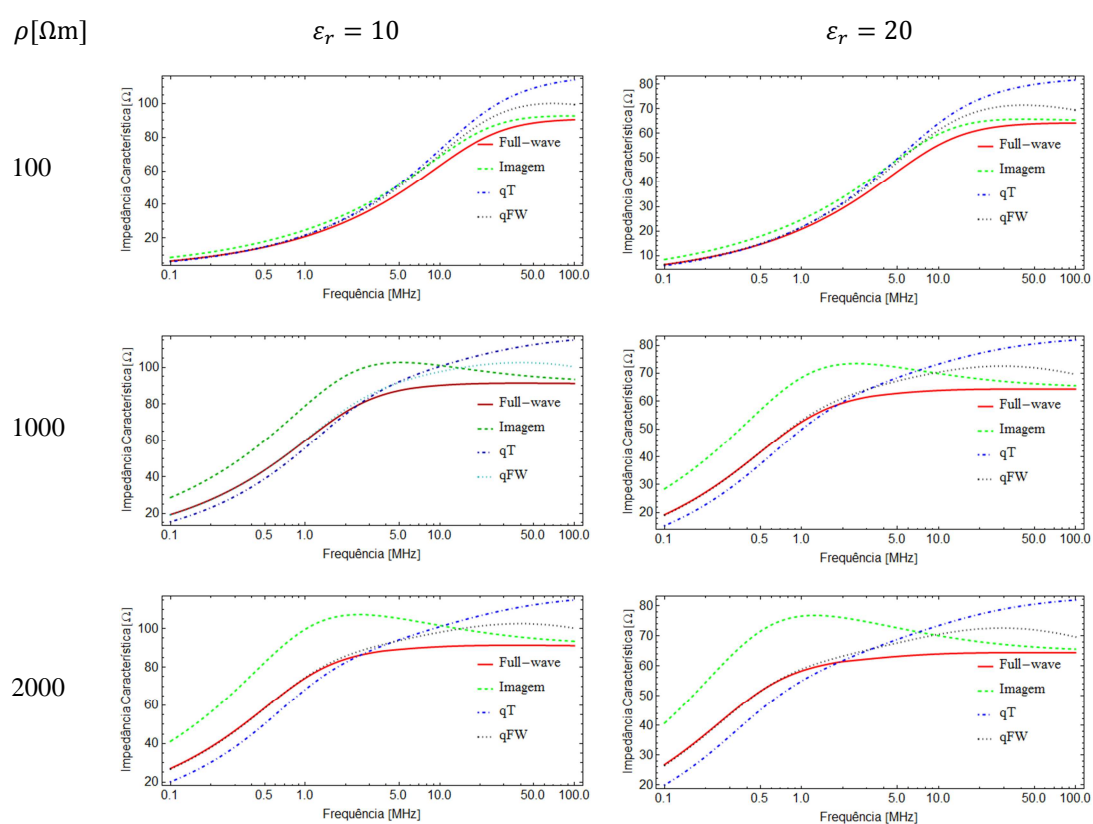


Figura 28: Desvio percentual entre os modelos full-wave e quase-full-wave.

Para ilustrar os impactos da formulação quase-full-wave, a Fig. 29 apresenta os resultados da impedância característica, considerando distintas resistividade e permissividade relativa do solo. Observa-se que o quase-full-wave apresenta resultados semelhantes ao modelo de onda completa para frequências abaixo de 1 MHz. Os resultados indicaram que o modelo quase-full-wave fornece uma estimativa mais precisa da característica de propagação de onda completa quando comparado com os resultados obtidos usando aproximação quase-TEM e o método das imagens.

Um aspecto a se salientar, é que o modelo quase-full-wave apresenta um tempo de solução computacional muito menor que o modelo de onda completa e menor que a aproximação quase-TEM. A título de exemplo, considerando os quatro modelos, com 100 pontos de amostragem na frequência, com os códigos executados em uma máquina com processador INTEL® CORE™ i7-6700HQ @ 2,60GHz com 16GB de RAM, A determinação da constante de propagação e cálculo da admitância característica demora cerca de 317,61 s pelo modelo de onda completa, 19,78 s pela aproximação quase-TEM, 3,30 s pelo quase-full-wave e 0,01 s pelo método das imagens.



**Figura 29: Comparação da impedância característica obtida pelos modelos de onda completa, imagem, quase-TEM e quase-full-wave, considerando variações nos parâmetros do solo.**

Neste sentido, embora ocorram alguns desvios nos resultados do modelo quase-full-wave, observa-se que estes desvios ocorrem, principalmente, fora dos limites de frequência de interesse em sistemas de potências. Neste caso, o modelo quase-full-wave apresenta a vantagem de tempo computacional. No entanto, como se pode notar, este modelo foi desenvolvido somente para o cabo enterrado nu ou linhas de

transmissão aéreas. Neste sentido, para as linhas aéreas, ainda restam testes a serem realizados, que ficam como sugestão para trabalhos futuros, pois o foco desta tese é para sistemas enterrados. Além disso, para cabos enterrados, o modelo quase-full-wave deve ser verificado para regiões de baixas frequências e muito baixas frequências, e deve ser estendido para o sistema de cabos enterrados isolados, onde se concentram os maiores interesses de exploração e estudos em sistemas elétricos de potência. Para este último caso, como será visto nos capítulos seguintes, a aproximação quase-TEM ainda é a formulação mais precisa e preferível.

## **CAPÍTULO 3**

# **APROXIMAÇÃO QUASE-TEM PARA CONFIGURAÇÕES MONOFÁSICAS**

O objetivo deste capítulo é apresentar algumas aplicações diretamente relacionadas ao estudo do modelo de onda completa. De fato, será visto que as aproximações quase-TEM, respeitando-se seus limites de validade, correspondem aos resultados do modelo de onda completa. Desta forma, dentro dos limites de aplicabilidade, as aproximações quase-TEM podem ser tratadas como uma aproximação direta do modelo de onda completa. Alguns dos resultados aqui apresentados foram obtidos durante a pesquisa de mestrado deste autor [28], especificamente, a proposta de aproximação quase-TEM para condutores monofásicos enterrados isolados e enterrados nus. No entanto, as aplicações das formulações foram obtidas durante a pesquisa de doutoramento. Os resultados aqui apresentados foram publicados em importantes revistas e conferências internacionais (ver publicações na seção 1.3, Artigos Resultantes da Pesquisa), demonstrando o interesse acadêmico e a atualidade em que se enquadra esta tese.

Apresentam-se, então, os resultados distribuídos nas seguintes seções: na seção 3.1, apresenta-se a formulação matemática da aproximação quase-TEM, que emerge diretamente da aplicação do modelo de onda completa. Na seção 3.2 apresentam-se os limites de validade de aproximações quase-TEM. Na seção 3.3 apresentam-se as importantes aplicações das aproximações quase-TEM monofásicas.

### **3.1 Formulações Matemáticas das Aproximações Quase-TEM**

A aproximação quase-TEM surge das dificuldades de solução da equação modal do modelo de onda completa, sendo seu principal objetivo de livrar os parâmetros impedância e admitância externas da dependência da constante de propagação desconhecida. Esta estratégia consiste na escolha (ajuste) de um valor para a constante de propagação desconhecida no argumento das integrais infinitas que

definem as expressões de impedância e admitância. Conseqüentemente, este ajuste é realizado em uma faixa de frequências, impondo-se desta forma um limite de validade para a aproximação.

Apesar de amplamente utilizada, principalmente em simulações computacionais, não há, na literatura especializada, uma forma ou roteiro para obtenção desta aproximação. Majoritariamente, a aproximação quase-TEM é obtida admitindo-se que a constante de propagação desconhecida é igual à constante de propagação do ar, para linhas de transmissão, e igual à constante de propagação do solo, para cabos enterrados. Uma ampla abordagem sobre o comportamento das aproximações quase-TEM e as possíveis escolhas do valor da constante de propagação encontra-se em [28].

Para o condutor enterrado nu, admite-se que a constante de propagação desconhecida é igual a constante de propagação do solo, para todo intervalo de frequência  $\gamma = \gamma_{solo} = \gamma_1$ . Além disso, a constante de propagação do ar é muito pequena, e nada influencia no cálculo dos parâmetros unitários. Com este procedimento, os argumentos das integrais de Sommerfeld ficam independentes da constante desconhecida, e podem ser escritas da seguinte maneira (usa-se a barra como indicativo da aproximação quase-TEM):

$$\begin{aligned}\bar{S}_1 &= \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\exp(-2h\bar{u}_1)}{\bar{u}_1 + \bar{u}_2} \exp(-jr\lambda) d\lambda \\ \bar{S}_2 &= \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\exp(-2h\bar{u}_1)}{n^2\bar{u}_1 + \bar{u}_2} \exp(-jr\lambda) d\lambda\end{aligned}\quad (59)$$

$$\text{com } \bar{u}_1 = \lambda \text{ e } \bar{u}_2 = \sqrt{\lambda^2 + \gamma_2^2 - \gamma_1^2} \cong \sqrt{\lambda^2 - \gamma_1^2} \text{ e } \bar{\Lambda} = \ln\left[\frac{2h}{r}\right]$$

Uma consequência direta destas considerações é também poder escrever uma expressão de impedância e admitância que sejam independentes da constante de propagação desconhecida, que para condutor nu resulta em:

$$\bar{z}_{ext} = \frac{j\omega\mu_0}{2\pi} [\bar{\Lambda} + \bar{S}_1 - \bar{T} + \bar{S}_2] \quad (60)$$

e

$$\bar{Y}_{ext} = 2\pi(\sigma_1 + j\omega\epsilon_1) [\bar{\Lambda} - \bar{T}]^{-1} \quad (61)$$

com:

$$T = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\bar{u}_2}{\bar{u}_1} \frac{[\exp(-h\bar{u}_1) - \exp(-2h\bar{u}_1)]}{n^2\bar{u}_1 + \bar{u}_2} \exp(-jr\lambda) d\lambda \quad (62)$$

Para obtenção da constante de propagação a partir das aproximações quase-TEM para o condutor nu, deve-se considerar a seguinte expressão:

$$\gamma = \sqrt{(z_{\text{int}} + \bar{z}_{\text{ext}}) \cdot \bar{Y}_{\text{ext}}} \quad (63)$$

No caso do condutor enterrado isolado, a escolha do valor da constante de propagação é distinta do caso do condutor enterrado nu. Os detalhes para esta formulação encontram-se em [29].

Para baixas frequências, a constante de propagação calculada pouco influencia na resposta em frequência do cabo. Para esta faixa de frequência, admite-se que a constante de propagação é desprezível, ou seja,  $\gamma = 0$ , e a aproximação quase-TEM resulta em  $u_1 = \sqrt{\lambda^2 + \gamma_1^2} = \bar{u}_1$  ;  $u_2 = \sqrt{\lambda^2 + \gamma_2^2} = \bar{u}_2$  ;  $\eta_1 = \gamma_1$  . Isto equivale, matematicamente, a dizer que os termos T e S2 na expressão de impedância tornaram-se insignificantes, e nada influenciam na resposta em frequência da impedância longitudinal para cabos enterrados. Assim sendo, podem-se escrever as expressões de impedância e admitância como:

$$\begin{aligned} \bar{z}_{\text{ext}} &= \frac{j\omega\mu_0}{2\pi} [\bar{\Lambda} + \bar{S}_1] \\ \bar{Y}_{\text{ext}} &= 2\pi(\sigma_1 + j\omega\epsilon_1) [\bar{\Lambda} - \bar{T}]^{-1} \end{aligned} \quad (64)$$

onde,

$$\bar{\Lambda} = K_0(r\gamma_1) - K_0(d\gamma_1) \quad (65)$$

$$\begin{aligned} \bar{S}_1 &= \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\exp(-2h\bar{u}_1)}{\bar{u}_1 + \bar{u}_2} \exp(-jr\lambda) d\lambda \\ \bar{T} &= \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\bar{u}_2}{\bar{u}_1} \frac{[\exp(-h\bar{u}_1) - \exp(-2h\bar{u}_1)]}{n^2\bar{u}_1 + \bar{u}_2} \exp(-jr\lambda) d\lambda \end{aligned} \quad (66)$$

Para o condutor isolado, a constante de propagação é obtida por:

$$\gamma = \sqrt{(z_{\text{int}} + z_d + \bar{z}_{\text{ext}}) \cdot (y_d^{-1} + \bar{Y}_{\text{ext}}^{-1})^{-1}} \quad (67)$$

Para altas frequências, a camada isolante é insignificante, e a aproximação quase-TEM, para este caso, é dada pela aproximação quase-TEM para o condutor nu, descrita pelas expressões (60) e (61).



## 3.2 Avaliação dos Limites de Validade das Aproximações Quase-TEM

Considerando o condutor enterrado a 1m de profundidade e um solo com condutividade de  $\sigma_s = 0,001 S/m$ , e com permissividade elétrica relativa de  $\epsilon_{rs} = 10$ , os seguintes resultados, considerando variações da espessura da camada isolante, foram obtidos e são mostrados nas Figs. 30 e 31, respectivamente, para a constante de atenuação e constante de fase. Na Fig. 30, mostra-se o limite de validade das aproximações quase-TEM para condutores enterrados isolados. O termo HFQT refere-se a High Frequency Quase-TEM Approximation, que é o ponto onde a aproximação quase-TEM para o cabo isolado torna-se igual à do cabo nu.

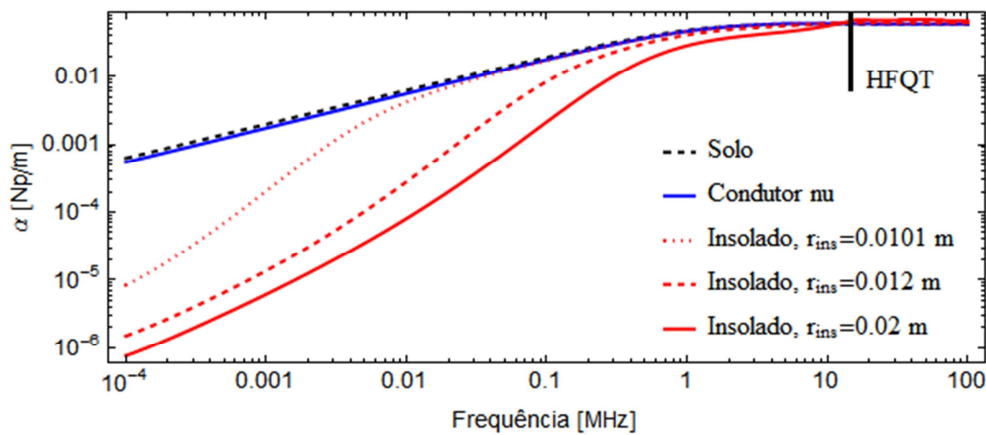


Figura 30: Constante de Atenuação Calculada pelo Modelo de Onda Completa.

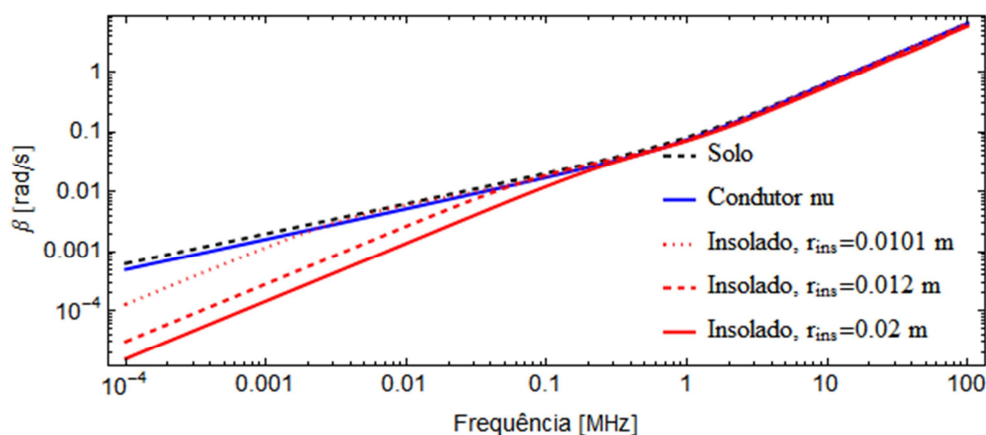


Figura 31: Constante de Fase Calculada pelo Modelo de Onda Completa.

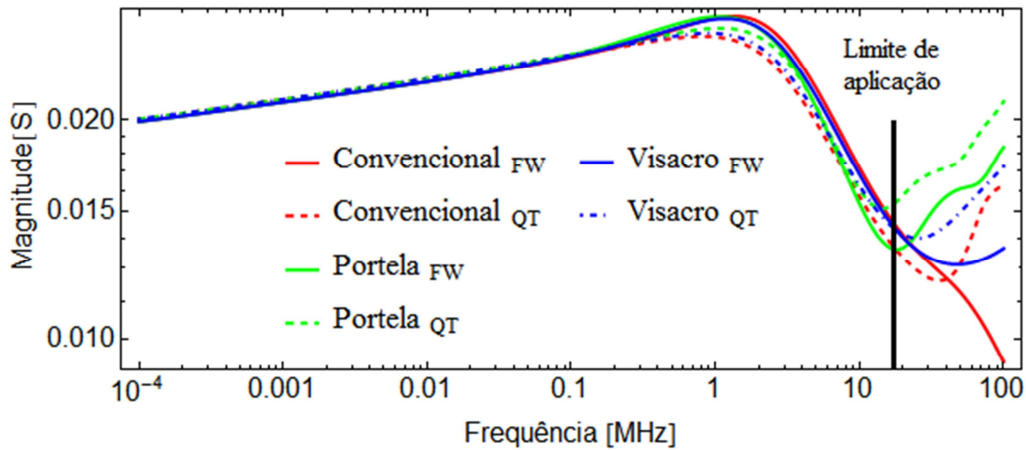
Diversos testes foram realizados no que diz respeito ao comportamento da constante de propagação sendo que, de maneira geral, o comportamento se mantém, e o limite de validade pode ser mantido [28][29][30].

Considerando o cabo isolado enterrado a  $h=1$  m, espessura do isolamento de 0,002 m ( $r_{iso} = 0,012$  m) e permissividade relativa de  $\epsilon_d = 3\epsilon_0$ , sendo o núcleo de cobre com  $\rho_c = 1,539 \cdot 10^{-8} \Omega m$ , três modelos de solo distintos podem ser usados para avaliar a precisão das aproximações quase-TEM. O primeiro refere-se ao solo convencional com corrente de deslocamento. O segundo refere-se ao modelo de Portela da expressão (45) para um solo de parâmetros variáveis com a frequência [46] e o terceiro, refere-se ao modelo de Visacro da expressão (46) para o solo com parâmetros variáveis com frequência [47]. Em [57] apresentam-se algumas comparações destes modelos de solo aplicados exclusivamente em sistemas de aterramento.

Para simulações computacionais, o comportamento da admitância característica e do fator de propagação são fundamentais. Em um sistema de “n” condutores, a admitância característica  $Y_c$  e o fator de propagação  $H$  são matrizes  $n \times n$ . No entanto, para o caso de único condutor, estas grandezas são escalares, como apresentado na expressão (41) para a admitância característica e expressão (42) para o fator de propagação.

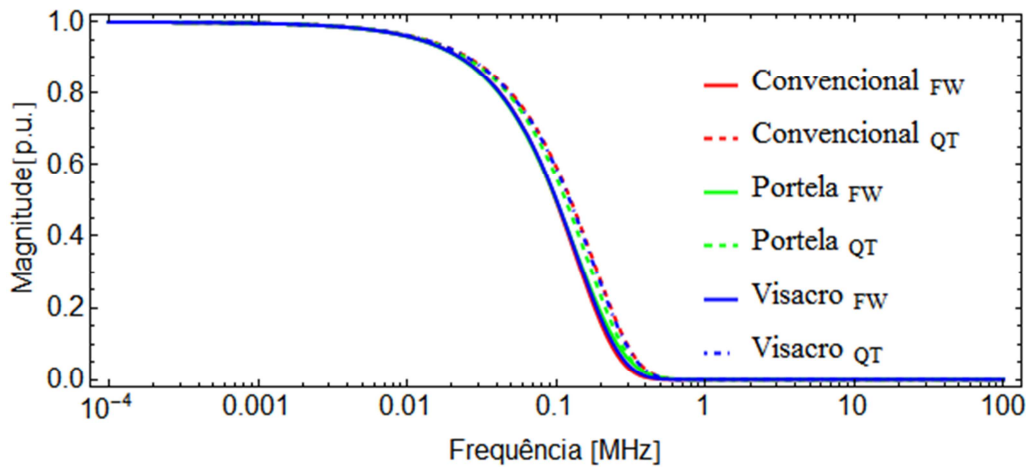
No caso do modelo de onda completa, tanto  $Y_c$  quanto  $H$  são implicitamente dependentes da constante de propagação, pois  $Z$  e  $Y$  também o são. As Figs. 32 e 33 apresentam, respectivamente, os resultados considerando os três tipos de solo para a admitância característica e para o fator de propagação obtidos pelo modelo de onda completa e pelas aproximações quase-TEM.

Os resultados demonstram significantes desvios em altas frequências entre a admitância característica obtida pelo modelo de onda completa e obtida pela aproximação quase-TEM. Neste caso, há duas explicações para este fato. A primeira está associada diretamente à validade da aproximação quase-TEM, ou seja, o valor admitido para a constante de propagação no cálculo das integrais de Sommerfeld, que em altas frequências, a escolha de  $\gamma = 0$  não é mais uma hipótese verdadeira, como mostrado nas Figs. 30 e 31. A segunda está associada ao limite de validade experimental dos modelos de solo de Portela e Visacro, que são válidos até cerca de 2 MHz. Neste caso, a solução destes modelos até 100 MHz é uma extrapolação matemática, ou seja, a solução dos modelos de solo até esta faixa de frequências mais altas não possui corroboração experimental, correspondendo somente a solução numérica dos modelos, mas sem representar a dinâmica real dos solos.



**Figura 32: Admitância Característica: FW – Calculada pelo Modelo de Onda completa, QT – Calculada pela Aproximação Quase-TEM.**

Os resultados apresentados indicam uma boa precisão, dentro de seu limite de validade, da aproximação quase-TEM em relação aos resultados obtidos pelo modelo de onda completa. Esta precisão se mantém para os diferentes modelos de solo considerados.



**Figura 33: Fator de Propagação: FW – Calculada pelo Modelo de Onda completa, QT – Calculada pela Aproximação Quase-TEM.**

Até então, o impacto das aproximações quase-TEM foram avaliados no domínio da frequência. No entanto, para que estas aproximações se tornem aplicáveis, elas devem ser numericamente estáveis, também, no domínio do tempo. Considerando-se o mesmo cabo, a Fig. 34 apresenta a resposta ao degrau unitário de tensão no terminal receptor do cabo. A Transformada Numérica de Laplace foi empregada para a obtenção da resposta temporal.

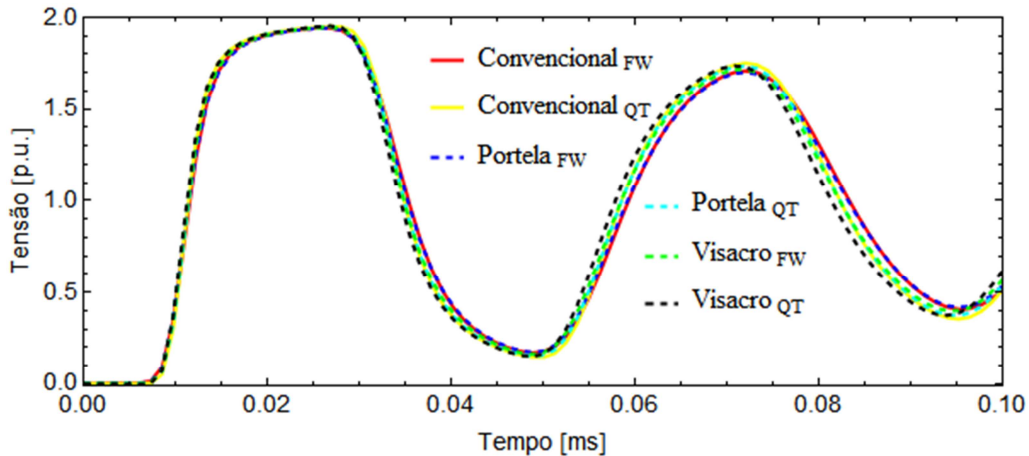


Figura 34: Resposta ao degrau de tensão no terminal receptor do cabo.

### 3.3 Aplicações da Aproximação Quase-Tem Monofásica

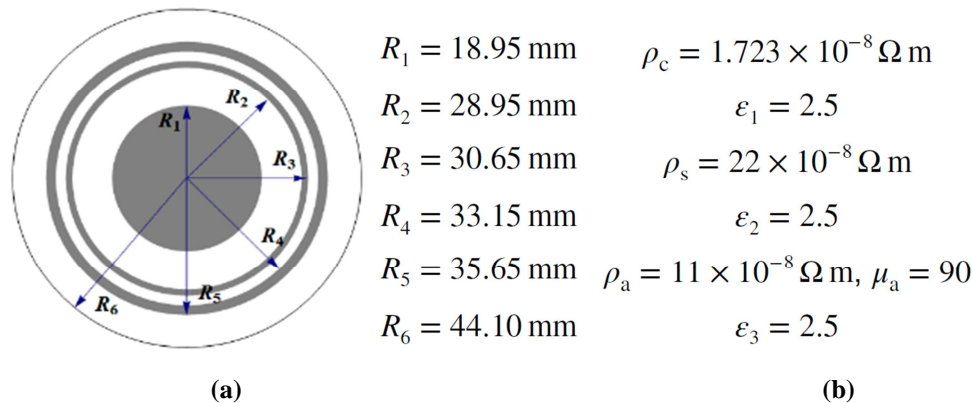
Nesta subseção, apresentam-se algumas aplicações diretas da aproximação quase-TEM monofásica. Uma aplicação interessante referente ao caso de identificação de falhas em cabos HVDC submarinos, que se encontra no Anexo B. Muito embora a identificação de falhas em cabos submarinos/subterrâneos fuja do objetivo principal da presente pesquisa, acredita-se que a modelagem aqui apresentada pode vir a ser bastante útil nesse tema em pesquisas futuras.

#### 3.3.1 Cabo HVDC submarino

Na seção 2.5.2 apresentou-se uma aplicação do modelo de onda completa referente aos casos de um condutor isolado enterrado no solo marinho e flutuando logo embaixo da superfície da água marinha. No entanto, a avaliação dos resultados da aplicação do modelo de onda completa, neste simples sistema de cabo isolado, foi deveras importante para a obtenção do comportamento da constante de propagação em diversos cenários, o que permitiu o estabelecimento de aproximação quase-TEM para cabos submarinos, como a quase-TEM proposta em [54], fruto de uma colaboração de pesquisa com José Carlos L. Veloso Silva, como se pode observar em [55]. Esta proposta de aproximação quase-TEM possui a mesma formulação matemática da aproximação quase-TEM de condutores enterrados isolados.

Considera-se um cabo HVDC submarino, como utilizado em [55] e, neste cenário, não há nenhum outro cabo na proximidade. A geometria do cabo e os

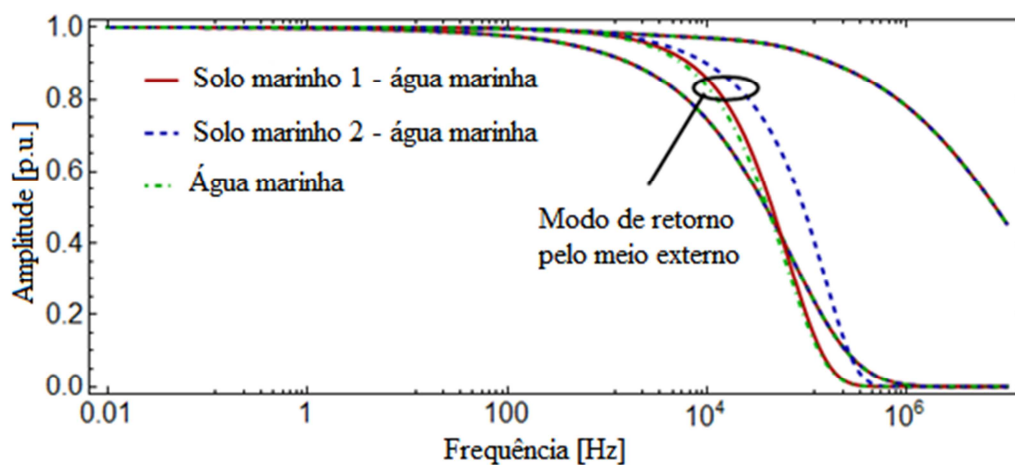
respectivos dados de permissividade e resistividade elétricas e permeabilidade magnética, ou seja, os parâmetros do cabo, encontram-se na Fig. 35.



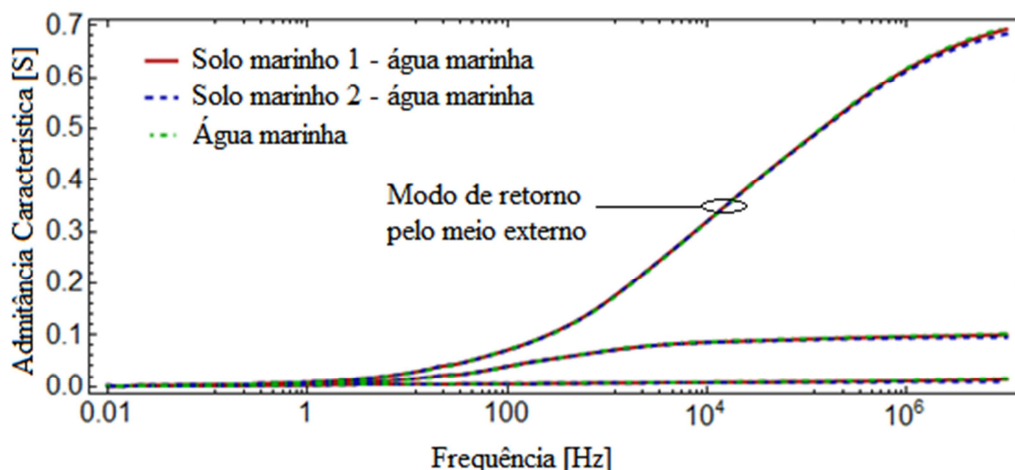
**Figura 35: Cabo HVDC Submarino, (a) geometria do cabo HVDC submarino e (b) dados do cabo HVDC submarino.**

O cabo, de 1km de comprimento, está enterrado no solo marinho a uma profundidade de 1,5m, sendo esta profundidade baseada no Trans Bay Cable em San Francisco, California [38][39]. Para a água marinha consideram-se os valores de  $\sigma = 5S/m$  e  $\epsilon_r = 81$ . Consideram-se dois solos marinhos, para o solo marinho 1 consideram-se os valores de  $\sigma = 1,5S/m$  e  $\epsilon_r = 40$  e para o solo marinho 2 consideram-se os valores de  $\sigma = 0,05S/m$  e  $\epsilon_r = 15$ .

A Fig. 36 ilustra a magnitude dos modos de H calculados considerando o cabo enterrado nos solos marinhos 1 e 2 e flutuando no mar (somente água marinha como meio externo). Além disso, para os mesmos cenários, a Fig. 37 apresenta os resultados das componentes modais da admitância característica, considerando os mesmos cenários utilizados para a determinação das componentes modais de H.



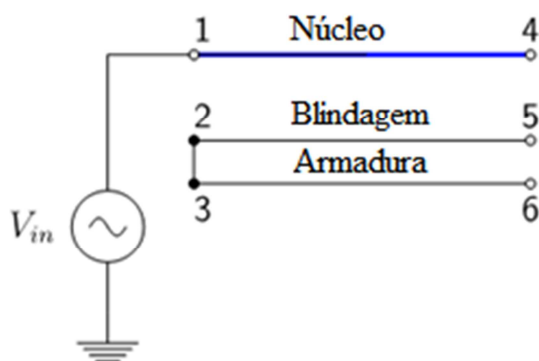
**Figura 36: Resposta modal de H, considerando cabo HVDC enterrado no leito marinho e flutuando no mar.**



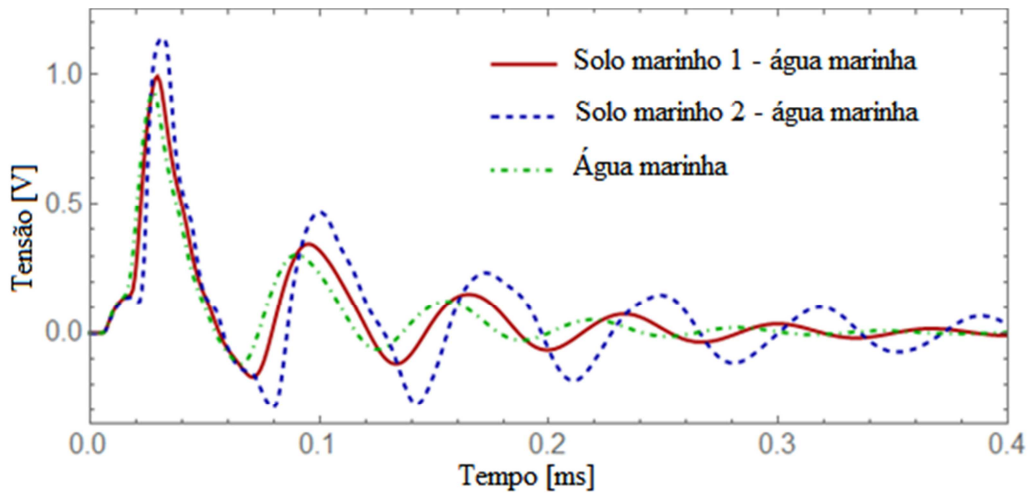
**Figura 37: Autovalores da admitância característica considerando cabo HVDC enterrado no leito marinho e flutuando no mar.**

É interessante notar que embora o modo de retorno pelo meio externo seja o mais lento, ele não apresenta o maior amortecimento em H, sendo que, de 100 Hz a 50 kHz, o modo relacionado com a corrente circulando pela blindagem e armadura apresenta um maior amortecimento. Além disso, nota-se que apenas o modo de retorno pelo meio externo apresenta uma pequena diferença entre o cabo enterrado no leito marinho e o cabo flutuando no mar. No entanto, a admitância característica não apresenta diferenças significativas.

Para a avaliação das respostas temporais, considera-se a configuração representada na Fig. 38(a). Considera-se um impulso de tensão padrão de  $1.2 \times 50 \mu\text{s}$  sendo injetado núcleo do cabo, estando a blindagem e a armadura conectadas em um extremo do cabo. Apresenta-se a resposta temporal associada na Fig. 38(b).



(a)



(b)

Figura 38: Teste no domínio do tempo para o cabo submarino HVDC, a) esquema de energização e b) resposta temporal no terminal 5.

Os resultados indicam que, embora as respostas do cabo enterrado no leito marinho e flutuando na água marinha sejam semelhantes, o cabo flutuando na água marinha proporcionou um amortecimento maior e uma oscilação ligeiramente diferente quando comparado com os resultados para o cabo enterrado no leito marinho. A Fig. 39 ilustra as diferenças de tensões considerando os diferentes meios externos.

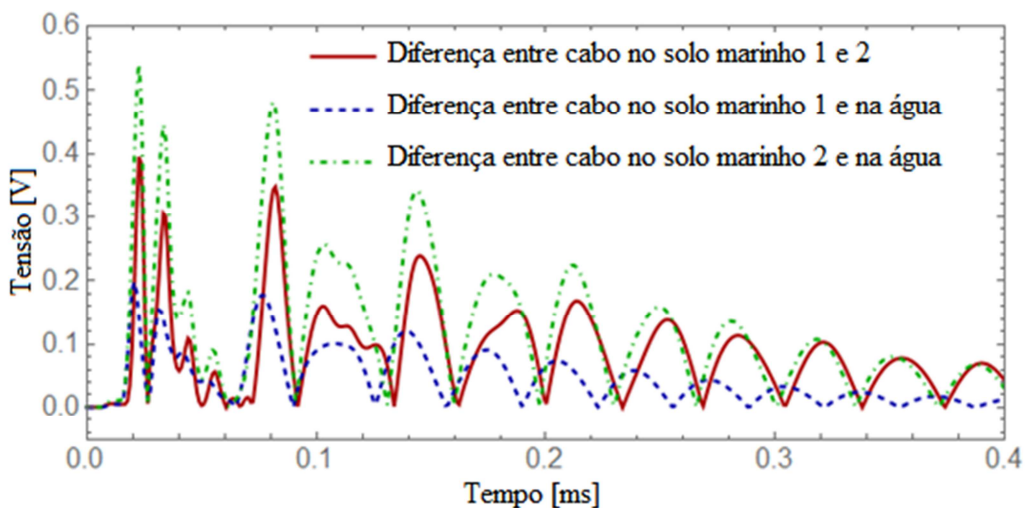
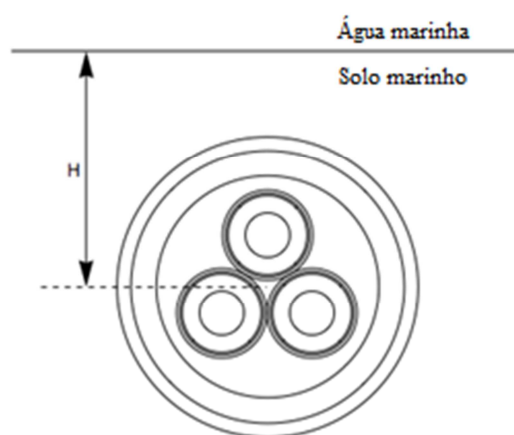


Figura 39: Diferença de tensão no terminal 5 devido aos diferentes meios externos.

Notadamente, as maiores diferenças concentram-se entre o cabo enterrado no modelo de solo 2 e flutuando na água marinha, devido ao fato destes meios externos apresentarem as maiores diferenças de condutividade e permissividade elétricas. Nos primeiros instantes, os diferentes meios externos levam a respostas semelhantes. No entanto, o cabo flutuando no mar apresenta resposta com maior amortecimento e valor de tensão de em torno de 5% menor que do cabo enterrado no solo marinho 1.,

enquanto que o cabo enterrado no solo marinho 2 apresenta valores de pico de tensão em torno de 15% maiores em relação ao cabo enterrado no solo marinho 1.

Um outro tipo importante de cabo é o cabo PT (*Pipe-Type*), que consiste em um conjunto de cabos SC envoltos por uma tubulação metálica [54], podendo, também, possuir mangueiras hidráulicas, dentre outros dispositivos. No entanto, para o momento, considera-se apenas o cabo PT mais simples constituído, em seu interior, apenas pelos cabos Sc. A configuração do cabo PT é mostrada na Fig. 40(a) e os parâmetros do cabo são apresentados na Fig. 40(b).



(a)

<b>Condutor Central</b>	$R_1 = 9.6 \text{ mm}$	$\rho_c = 1.7241 \times 10^{-8} \Omega \text{ m}$
<b>Primeira camada isolante</b>	$R_2 = 17.054 \text{ mm}$	$\epsilon_1 = 3.31$
<b>Blindagem</b>	$R_3 = 18.054 \text{ mm}$	$\rho_s = 22 \times 10^{-8} \Omega \text{ m}$
<b>Segunda camada isolante</b>	$R_4 = 19.50 \text{ mm}$	$\epsilon_2 = 2.3$
<b>Raio interno da armadura</b>	$R_5 = 48 \text{ mm}$	$\rho_a = 2.86 \times 10^{-8} \Omega \text{ m}$
<b>Raio externo da armadura</b>	$R_6 = 59 \text{ mm}$	$\mu_a = 90$
<b>Isolamento da armadura</b>	$R_7 = 65 \text{ mm}$	$\epsilon_2 = 10$

(b)

**Figura 40: Configuração do cabo submarino *Pipe-Type*, a) Geometria do *Pipe-Type* e b) dados dos parâmetros do *Pipe-Type*.**

As componentes modais do fator de propagação do cabo PT são mostradas na Fig. 41, considerando-se a armadura não aterrada. Neste caso, existem sete modos de propagação, sendo os modos coaxiais idênticos. Considera-se, para o cálculo das componentes modais de H, o cabo enterrado nos solos marinhos 1 e 2 e flutuando no mar (somente água marinha como meio externo). A Fig. 42 apresenta os autovalores da admitância característica.



Pelos resultados dos autovalores da admitância característica, nota-se que existe uma diferença significativa dependendo dos dados do meio externo. O cabo enterrado no solo marinho 2 apresentou um comportamento distinto em frequências mais altas em relação ao cabo no solo marinho 1 e o cabo flutuando na água marinha. Observa-se que esta diferença inicia em torno de 1kHz. Para os resultados no domínio do tempo, a Fig. 43 apresenta o esquema de energização do cabo PT. Novamente, utiliza-se o impulso de tensão padrão  $1.2 \times 50 \mu\text{s}$  para excitar o núcleo do primeiro cabo. Além disso, as blindagens e as armaduras são juntamente conectadas na extremidade emissora do cabo PT, ficando os demais terminais em aberto.

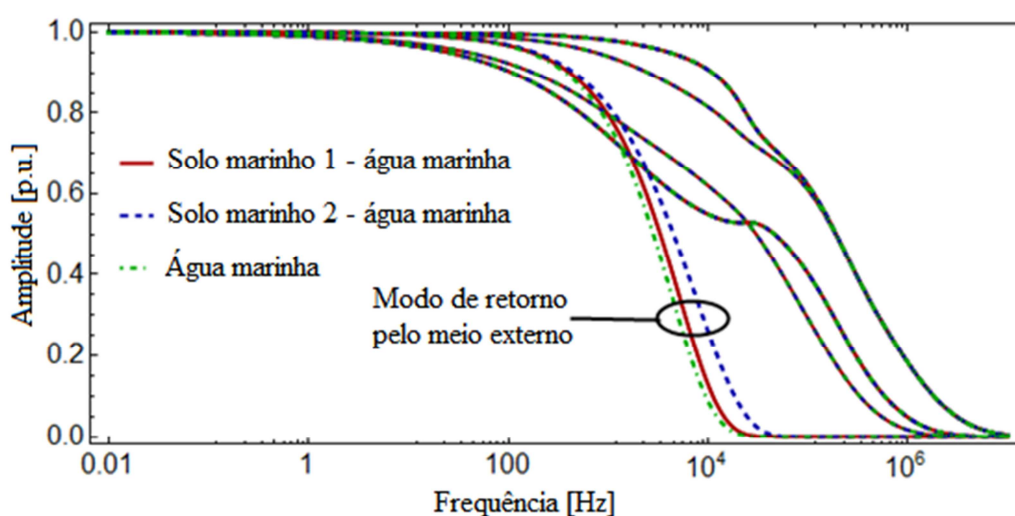


Figura 41: Resposta modal de  $H$ , considerando cabo *Pipe-Type* enterrado no leito marinho e flutuando no mar.

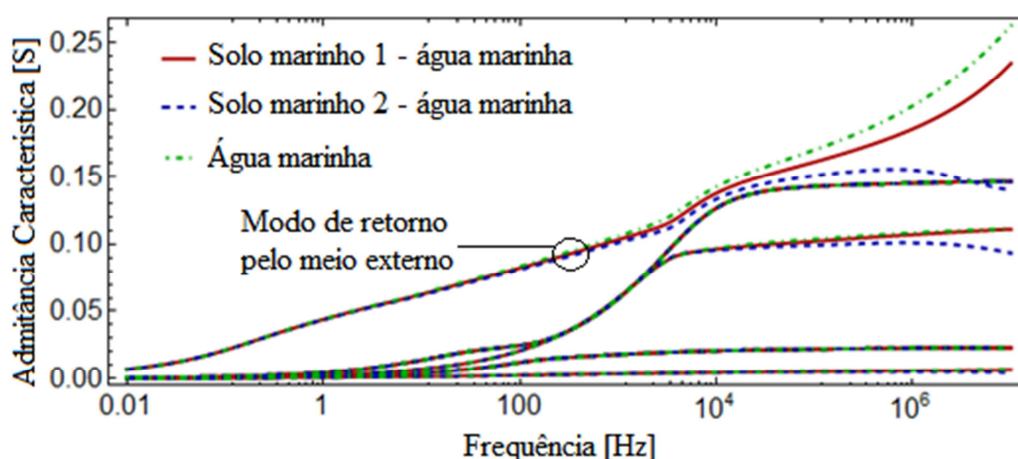


Figura 42: Autovalores da admitância característica considerando cabo *Pipe-Type* enterrado no leito marinho e flutuando no mar.

A Fig. 44 apresenta a tensão na blindagem (terminal 9) enquanto que a Fig. 45 apresenta a tensão no núcleo do segundo cabo (terminal 10). Pode-se ver que, para o cabo enterrado no fundo do mar, há uma mudança no instante de tempo em que a tensão máxima é alcançada, embora inicialmente ambas as tensões tenham essencialmente a mesma resposta.

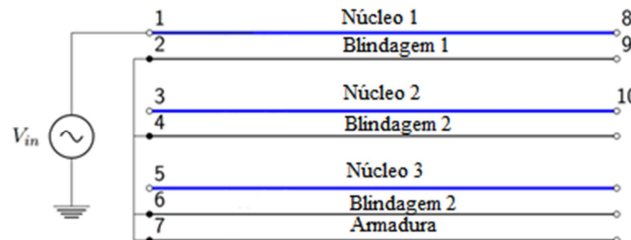
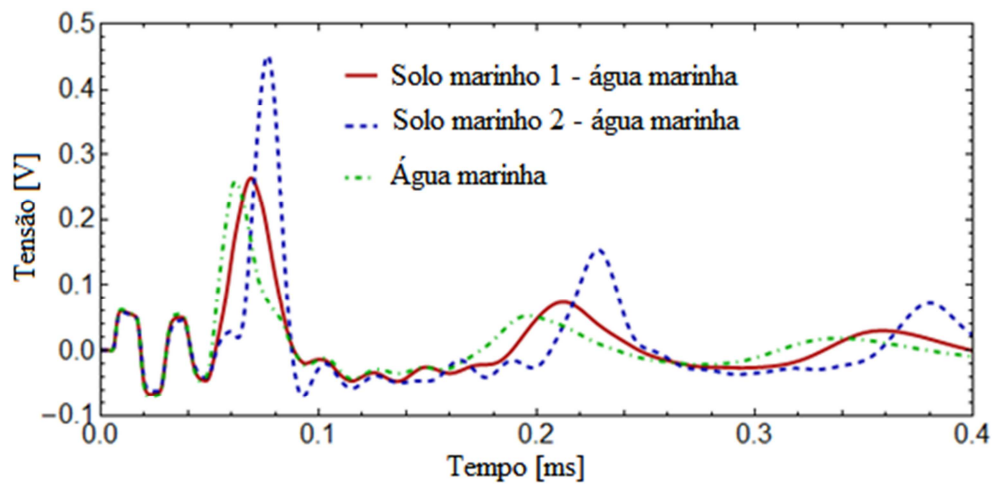
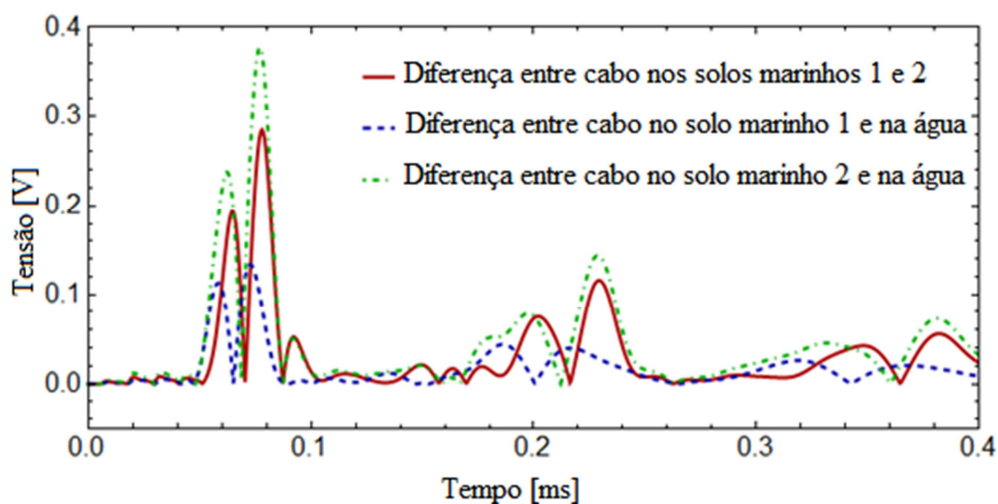


Figura 43: Esquema de energização do cabo *pipe-type*.

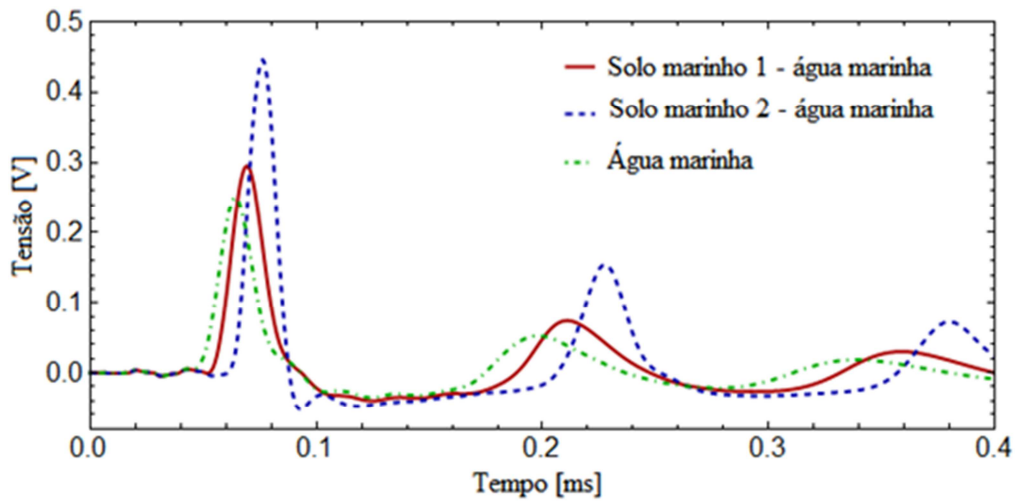


(a)

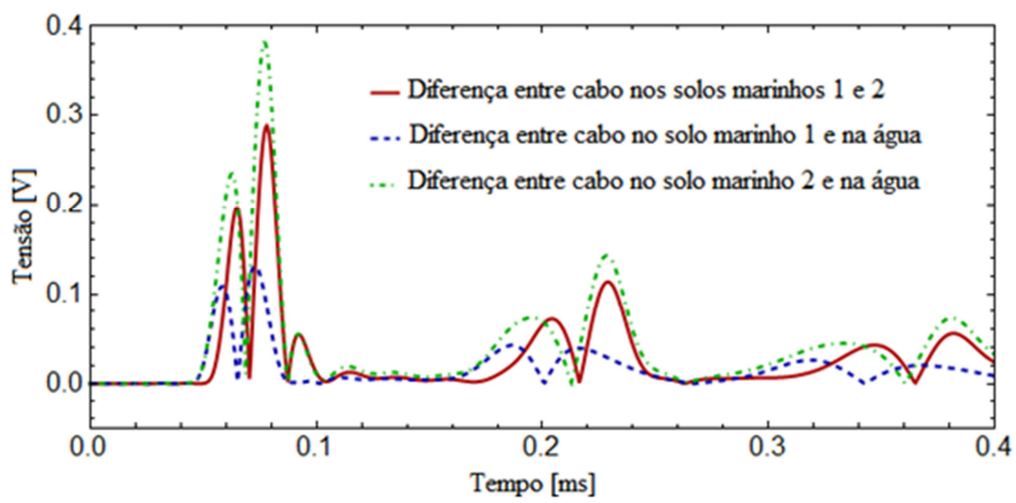


(b)

Figura 44: Resposta de tensão no terminal 9. (a) Tensão no terminal e (b) diferenças de tensão entre considerando diferentes meios externos.



(a)



(b)

Figura 45: Resposta de tensão no terminal 10. a) Tensão no terminal e b) diferenças de tensão entre considerando diferentes meios externos.

## CAPÍTULO 4

# APROXIMAÇÃO QUASE-TEM PARA CONFIGURAÇÕES MULTIFÁSICAS

A aproximação quase-TEM, para condutores enterrados isolados, apresentada no capítulo anterior, foi desenvolvida considerando-se apenas uma “veia” de potência, i.e., pode-se aplicar a um condutor isolado, a um condutor isolado com blindagem e/ou armadura, tendo a mesma uma camada isolante extensa. No entanto, dentre as relevantes aplicações das aproximações quase-TEM, tratam-se de sistemas de cabos multifásicos, sendo necessária a extensão da aproximação quase-TEM para sistemas multifásicos. Além disso, um dos aspectos fundamentais sobre a modelagem de sistemas de cabos trata-se da inclusão do termo de correção da admitância transversal devido aos efeitos da corrente de retorno pelo solo. Será demonstrado, que os efeitos da inclusão da admitância de retorno tornam-se tão mais severos para cabos mais curtos e menos severos para longos cabos, de forma que, se muito longos, a admitância de retorno pode ser negligenciada. Notadamente, normalmente os longos cabos são subdivididos em seções onde, entre cada seção, realiza-se o cruzamento das blindagens, sendo este arranjo de cabos, denominado por *crossbonded cables*. Neste caso, cada segmento de cabo (em alguns trabalhos com seções de 300 m, em outros, com seções de 1 km ou um pouco maiores), pode ser tratado como um cabo curto. Assim, a admitância de retorno desempenha um papel significativo na resposta do cabo (mesmo nas seções do *crossbonded cable*), conforme será mostrado neste capítulo.

Desta feita, organiza-se este capítulo da seguinte forma: na seção 4.1, é apresentada a formulação matemática da aproximação quase-TEM multifásica. Na seção 4.2, apresentam-se as aplicações à sistemas de cabos, onde os efeitos da inclusão da admitância de retorno são avaliados nos domínios da frequência e do tempo, bem como, os efeitos da inclusão da admitância de retorno em um sistema de cabo com cruzamento de blindagens (*crossbonded cable*).

## 4.1 Formulação Matemática da Aproximação Quase-TEM Multifásica

Para o caso de único condutor, a função de Bessel na equação (65) e as integrais de Sommerfeld na equação (66) são avaliadas nas coordenadas do condutor, ou seja, em  $(x, y) = (r, h)$ , sendo, respectivamente, o raio e profundidade do cabo. Para o desenvolvimento da extensão da aproximação quase-TEM ao caso multifásico, o acoplamento dos cabos vizinhos deve ser considerado. Este procedimento de extensão foi adotado, também, nos trabalhos de D'Amore e Sarto em [15][16]. Assim, considera-se o cabo  $i$  enterrado em profundidade  $h_i$  e o cabo  $j$  enterrado em profundidade  $h_j$  sendo que  $x_{ij}$  representa a distância horizontal entre os cabos  $i$  e  $j$ , como ilustra a Fig. 46.

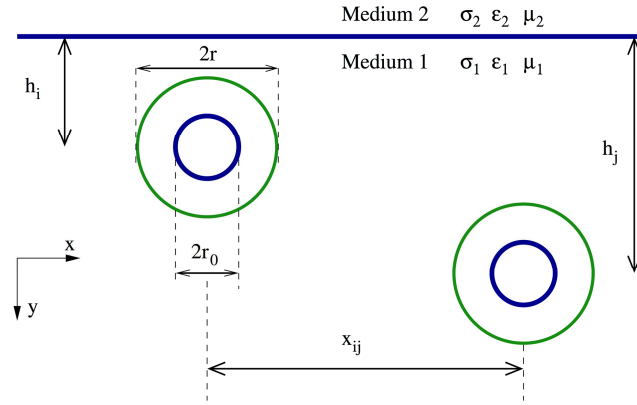


Figura 46: Configuração genérica de múltiplos cabos.

Desta forma, a equação (65) pode ser reescrita como:

$$\Lambda_{ij} = K_0(d_{ij} \gamma_1) - K_0(D_{ij} \gamma_1) \quad (68)$$

onde  $d_{ij} = \sqrt{(h_i - h_j)^2 + x_{ij}^2}$  é a distância entre o condutor  $i$  e o condutor  $j$  e

$D_{ij} = \sqrt{(h_i + h_j)^2 + x_{ij}^2}$  é a distância entre o condutor  $i$  e a imagem do condutor  $j$ , e as

integrais de Sommerfeld na equação (66) podem ser reescritas como:

$$S_{ij} = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{-(h_i + h_j)u_1}}{u_1 + u_2} e^{(-jx_{ij}\lambda)} d\lambda$$

$$T_{ij} = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{u_2 \left[ e^{-(h_i + h_j)u_1/2} - e^{-(h_i + h_j)u_1} \right]}{n^2 u_1 + u_2} e^{(-jx_{ij}\lambda)} d\lambda \quad (69)$$

com  $u_1$ ,  $u_2$  e  $n$  sendo os mesmos anteriores.

Seguindo a extensão, pode-se escrever a expressão de impedância de retorno pelo solo da seguinte forma:

$$\mathbf{Z}_{ext} = \frac{j\omega\mu_1}{2\pi} [\mathbf{\Lambda} + \mathbf{S}] \quad (70)$$

onde  $\Lambda_{ij}$ ,  $S_{ij}$  são os elementos de  $\mathbf{\Lambda}$ ,  $\mathbf{S}$ , resultando em:

$$\mathbf{Z} = \mathbf{Z}_{in} + \mathbf{Z}_d + \mathbf{Z}_{ext} \quad (71)$$

sendo  $\mathbf{Z}_{in}$  e  $\mathbf{Z}_d$  ambas diagonais por blocos referentes às impedâncias internas e de isolamento, respectivamente, como demonstrado em [67]. Neste caso, os destaques em negrito representam grandezas matriciais.

Para a admitância de retorno pelo solo, o procedimento é o mesmo, resultando em:

$$\mathbf{Y}_{ext} = 2\pi(\sigma_1 + j\omega\epsilon_1)[\mathbf{\Lambda} - \mathbf{T}]^{-1} \quad (72)$$

com  $\Lambda_{ij}$  e  $T_{ij}$  sendo, respectivamente, os elementos de  $\mathbf{\Lambda}$  e  $\mathbf{T}$  resultando na seguinte matriz de admitância:

$$\mathbf{Y} = (\mathbf{Y}_d^{-1} + \mathbf{Y}_{ext}^{-1})^{-1} \quad (73)$$

onde  $\mathbf{Y}_d$  também é uma matriz diagonal em blocos, sendo cada bloco correspondente aos elementos referentes as camadas de isolamento de cada cabo. Um aspecto importante a se notar é que, ao contrário da abordagem convencional onde a admitância do retorno pelo solo é desconsiderada, formando uma matriz diagonal em blocos, com a inclusão da admitância de retorno pelo solo, a matriz admitância torna-se uma matriz completa. Também deve-se notar que na formulação proposta não é feita nenhuma restrição sobre a condutividade do solo ou sobre a permissividade do solo, permitindo que o modelo seja aplicado em solos de alta resistividade.

## 4.2 Aplicações a Sistemas de Cabos Subterrâneos

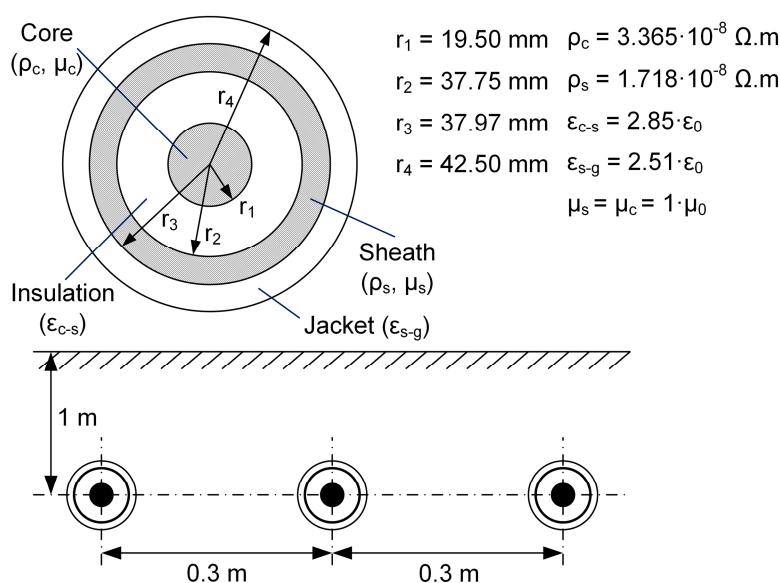
Nesta seção são apresentadas duas importantes aplicações da aproximação quase-TEM multifásica. Na primeira, apresentam-se os efeitos da admitância de retorno em um sistema de cabo em configuração *flat* horizontal. Neste caso, são considerados três possíveis comprimentos do sistema, sendo eles: 10 km, representando longos cabos ou longas seções de cabos; 1 km, representando comprimentos médios de cabos ou um sistema de cabo de conexão, por exemplo,

entre subestações; e 300 m, representando um sistema de cabo curto ou pequenas seções de cabos. Na segunda, apresentam-se os efeitos da admitância de retorno em um sistema de cabo com cruzamento de blindagens, onde seções de 1 km e 300 m são consideradas.

#### 4.2.1 Sistema de Cabos Subterrâneos em Configuração *Flat Horizontal*

Normalmente, na modelagem de sistemas de cabos para estudos de transitórios o efeito de retorno pela terra é considerado somente na impedância por unidade de comprimento pela consideração do termo de correção da impedância de retorno pela terra, sendo que para a admitância, os efeitos do solo são negligenciados. Nesta subseção, são apresentados os efeitos da inclusão da admitância de retorno pela terra.

Para se avaliar o impacto da inclusão da admitância de retorno pelo solo na modelagem do sistema de cabo, considera-se a configuração e os dados do cabo apresentados na Fig. 47, sendo que para o solo, consideram-se os parâmetros  $\rho = 1000 \Omega m$  e  $\epsilon_r = 5$ .



**Figura 47: Sistema de cabos subterrâneos.**

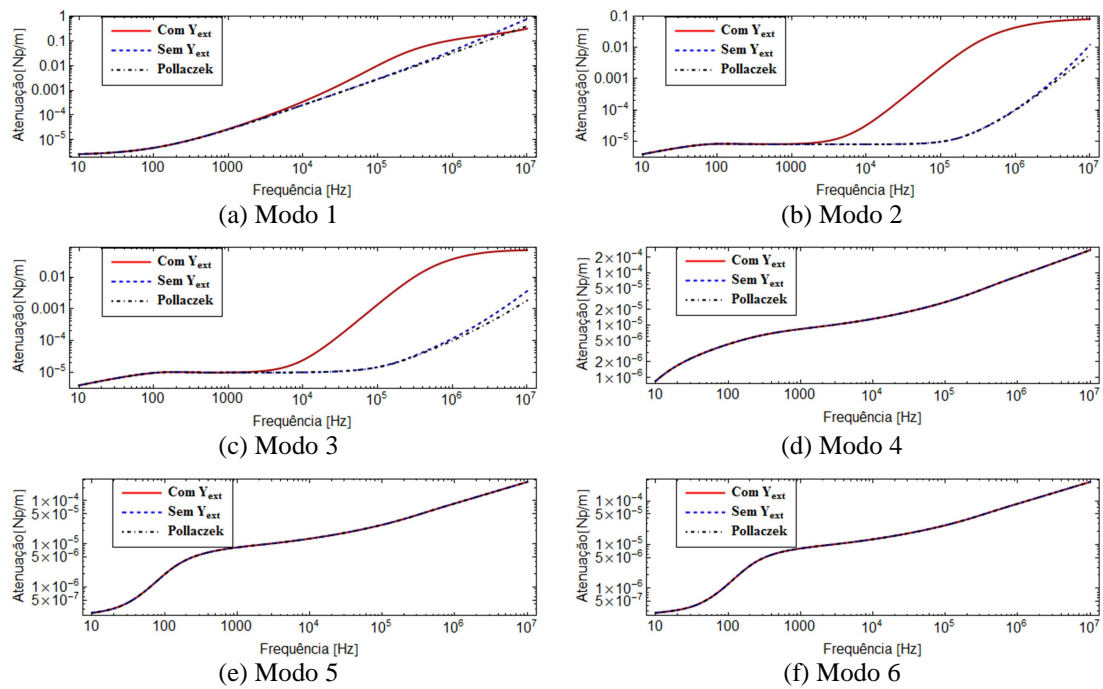
Para este sistema, o comportamento no domínio da frequência é descrito, no domínio modal, por 6 distintos modos de propagação, sendo 3 modos coaxiais, 2 modos de interblindagens e 1 modo terra. Para a decomposição modal, utilizaram-se matrizes de transformação de tensão e de corrente variáveis na frequência, resultando na seguinte organização dos modos:

- Componente modal 1: É o modo terra, e é caracterizado pela corrente fluindo pelas blindagens dos cabos e retornando pelo solo.
- Componente modal 2: É o primeiro modo interblindagem e é caracterizado pela corrente fluindo pela blindagem do cabo e retornando pela blindagem de outro cabo.
- Componente modal 3: É o segundo modo interblindagem e é caracterizado pela corrente fluindo pela blindagem do cabo e retornando pelas blindagens dos outros dois cabos.
- Componente modal 4: É o primeiro modo coaxial e é caracterizado pela corrente fluindo pelo núcleo e retornando pela blindagem do mesmo cabo.
- Componente modal 5: É o segundo modo coaxial e é caracterizado pela corrente fluindo pelos três núcleos e retornando pelas três blindagens.
- Componente modal 6: É o terceiro modo coaxial e é caracterizado pela corrente fluindo pelo núcleo de um cabo e retornando pelos núcleos dos outros dois cabos.

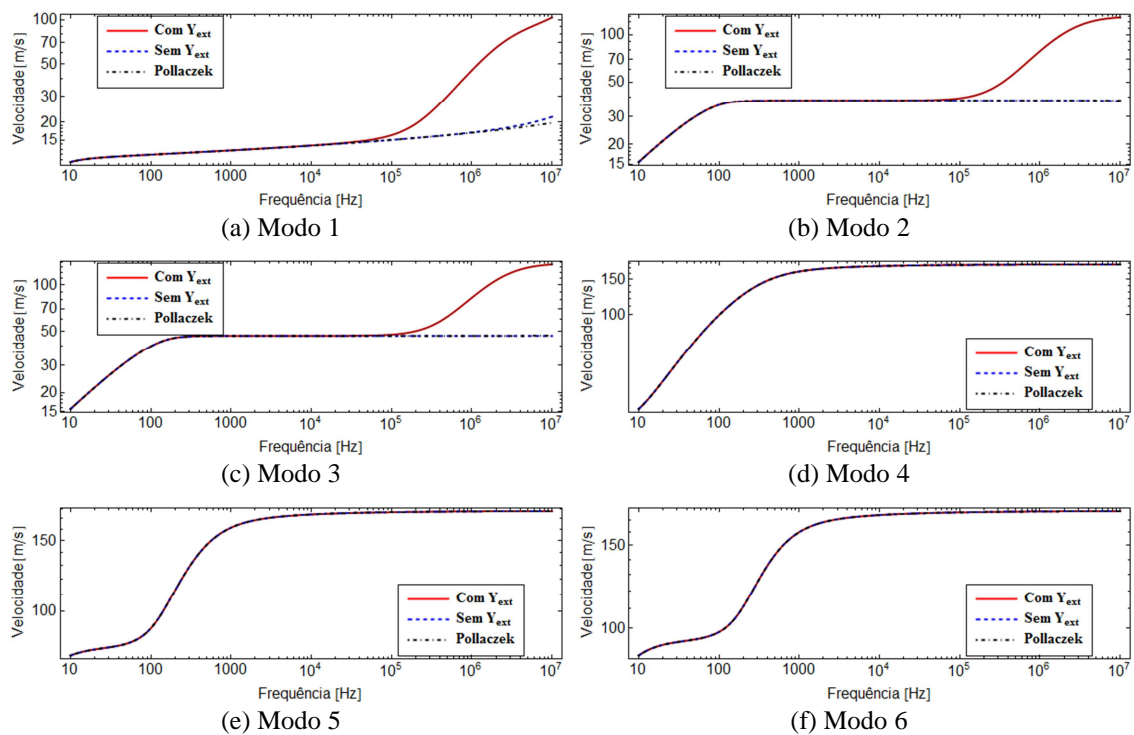
A Fig. 48 apresenta o fator de amortecimento para cada um dos seis modos, e a Fig. 49 apresenta a velocidade modal correspondente. Em ambas Figuras, apresenta-se uma comparação com o modelo tradicional de Pollaczek, em [3]. Pode-se observar que os três modos coaxiais são coincidentes e não são afetados pela inclusão da admitância de retorno pelo solo, como é de se esperar. Observa-se que ao se negligenciar a admitância de retorno pelo solo, o modelo é completamente coincidente com a formulação de Pollaczek. Além disso, a influência da admitância de retorno pelo solo no modo terra começa a ser notada para frequências em torno de 1 kHz e, para os modos interblindagem, o efeito da inclusão da admitância de retorno pelo solo ocorre em frequências mais altas, em torno de 100 kHz.

Sobre a importância de se incluir a admitância de retorno pelo solo, em comparação com outros efeitos como, por exemplo, o efeito de proximidade como descrito em [63], pode-se concluir que a admitância de retorno pelo solo desempenha um papel mais significativo, porém, se manifesta em frequências mais altas em comparação ao efeito de proximidade.





**Figura 48: Atenuação Modal.**

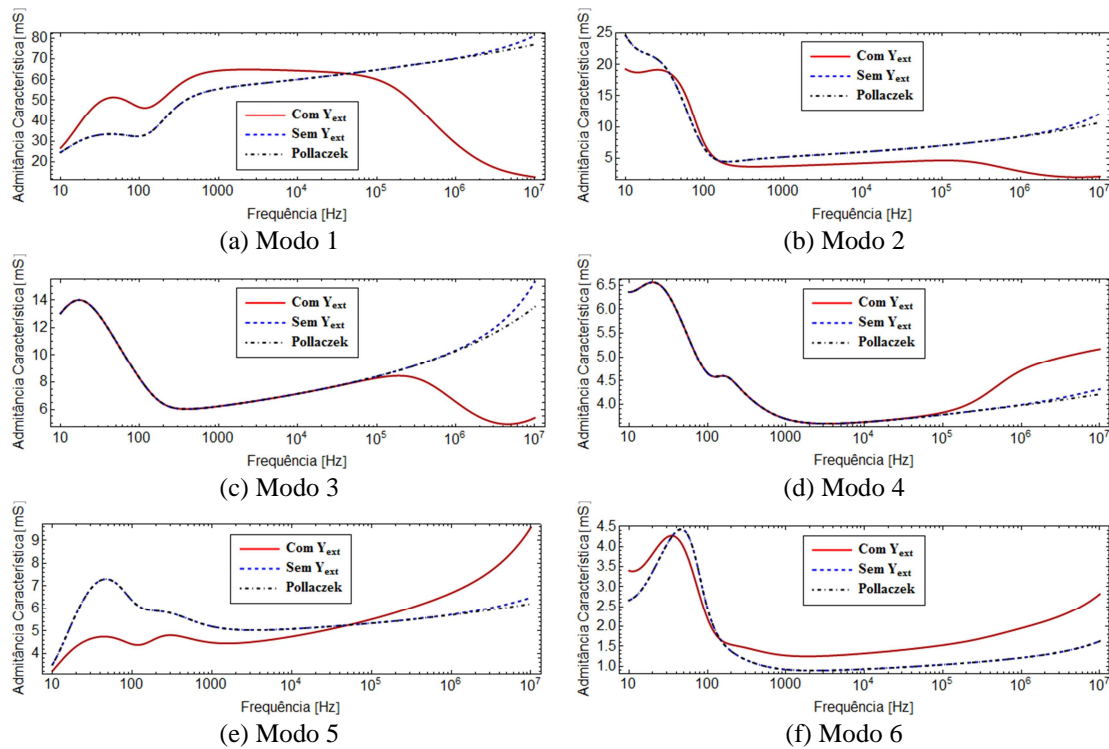


**Figura 49: Velocidade Modal.**

A Fig. 50 apresenta a magnitude da admitância característica modal, considerando e negligenciando a admitância de retorno pela terra, bem como uma comparação com a formulação de Pollaczek.

Da mesma forma que no comportamento das atenuações e velocidades modais, as diferenças entre se considerar e negligenciar a admitância de retorno aparecem

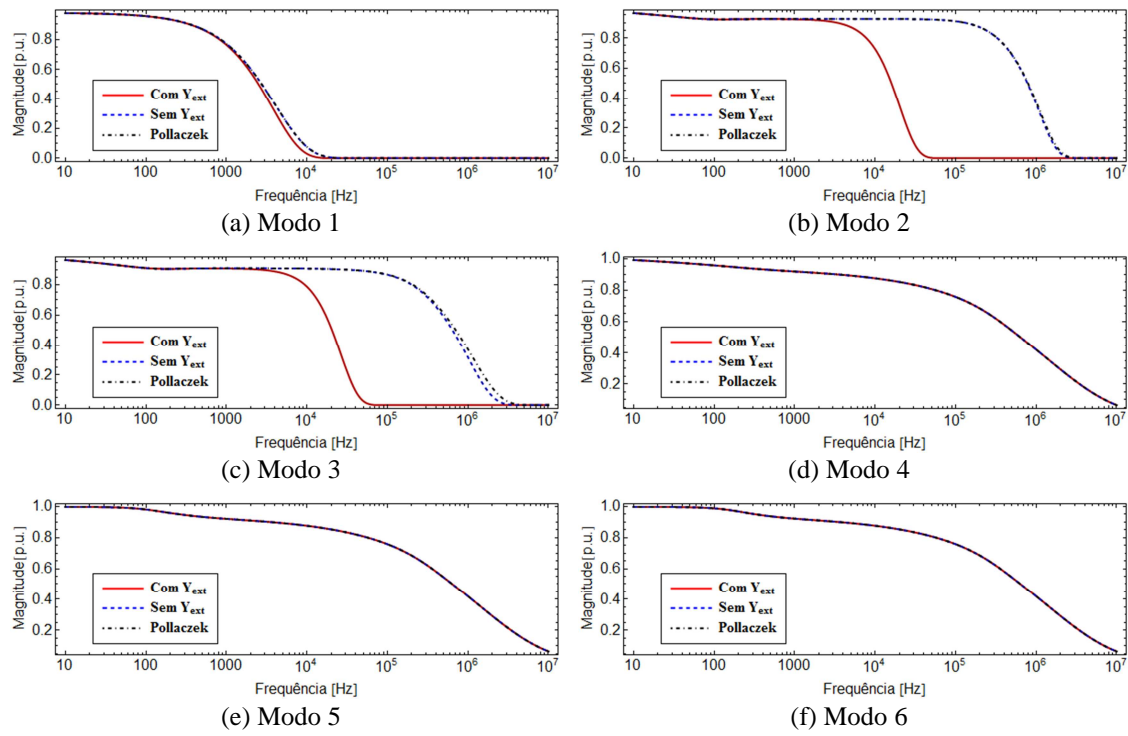
apenas nos modos terra e interblindagens e na faixa de alta frequência. Novamente, ao se negligenciar a admitância de retorno, o modelo proposto apresenta o mesmo resultado que a tradicional formulação de Pollaczek.



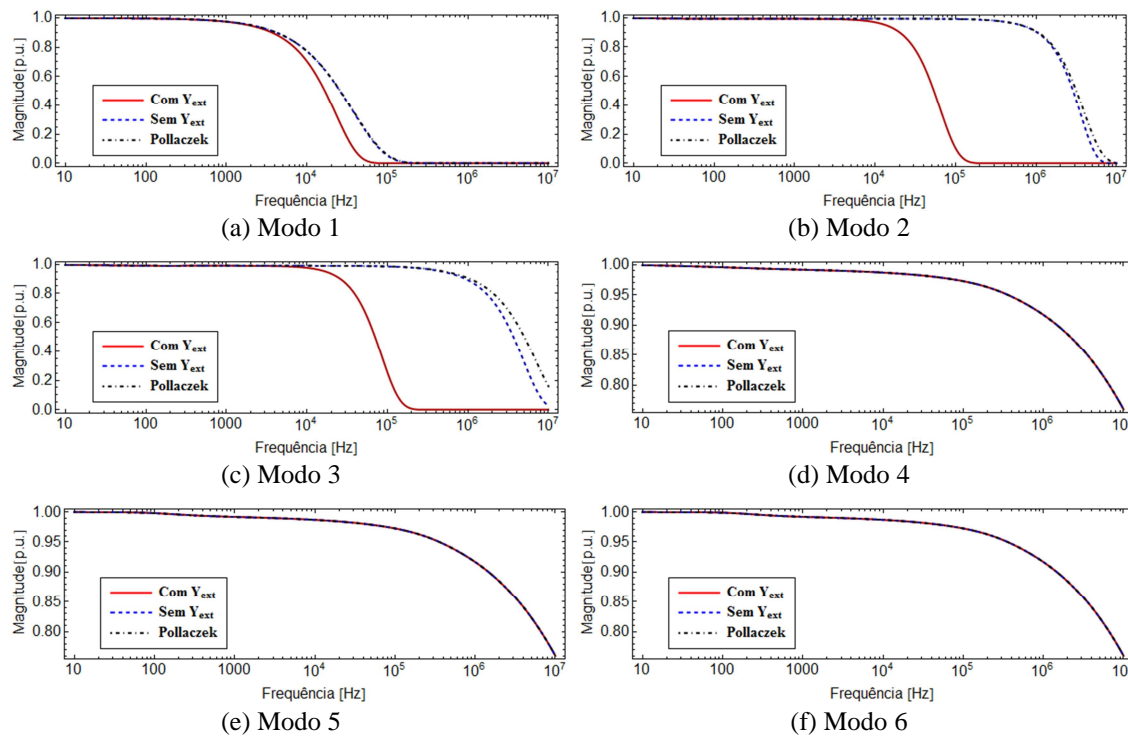
**Figura 50: Admitância Característica.**

Os comportamentos das componentes modais do fator de propagação são representados nas Fig. 51, 52 e 53, respectivamente, considerando o cabo com os comprimentos de 10 km, 1 km e 300 m. Esses valores foram escolhidos de modo a cobrir o intervalo de comprimentos de seção menor [64][65] e o caso de modelar um cabo como uniforme.

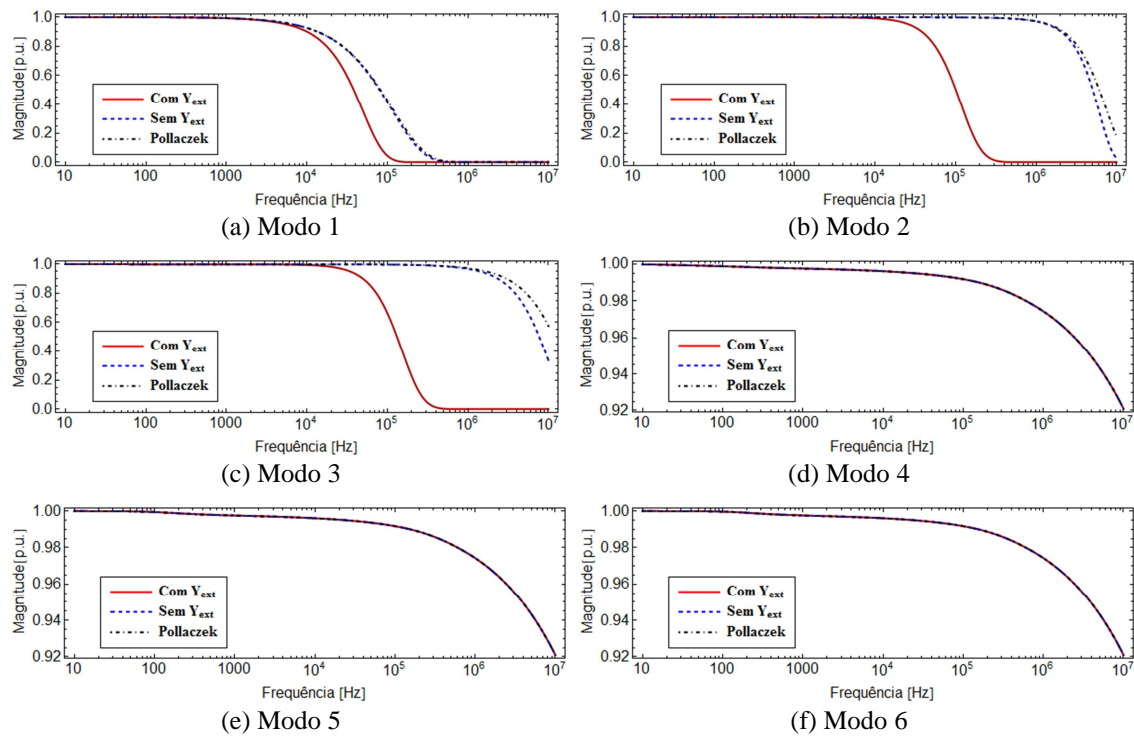
Como esperado, apenas os modos terra e interblindagens foram afetados. Os resultados mostram que a influência da admitância do retorno pelo solo, no modo terra da função de propagação, pode ser significativa dentro da faixa de frequência de interesse na simulação de transitórios no sistema de potência. Esta influência é caracterizada pela diminuição da frequência de corte associada à propagação dos modos terra e interblindagens. Além disso, esta influência é maior para cabos mais curtos, como mostram os resultados para o modo terra.



**Figura 51: Fator de Propagação para sistema de 10km.**

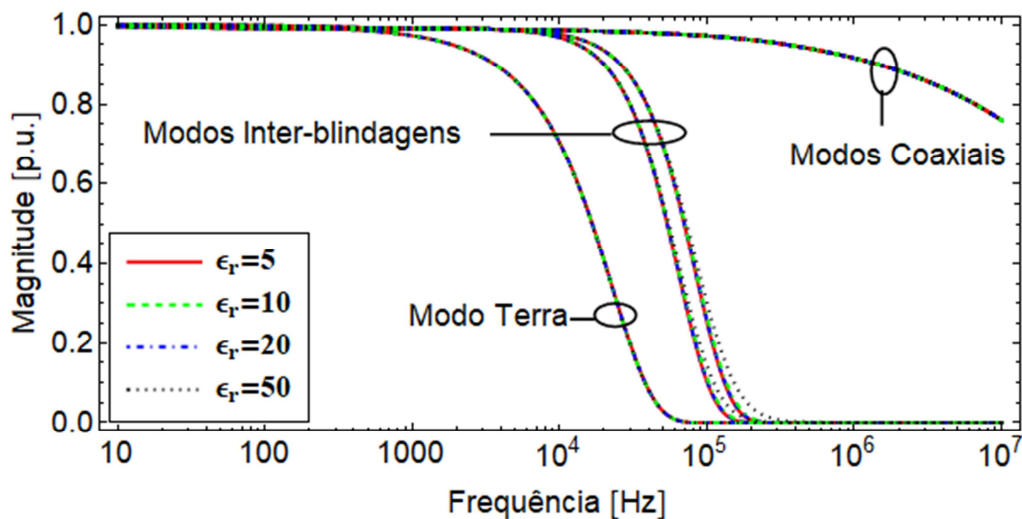


**Figura 52: Fator de Propagação para sistema de 1km.**



**Figura 53: Fator de Propagação para sistema de 300 m.**

A Fig. 54 apresenta a influência da permissividade elétrica do solo na resposta modal do fator de propagação e a Fig. 55 apresenta a influência da permissividade elétrica do solo na resposta modal da admitância característica.



**Figura 54: Influência da permissividade elétrica do solo no fator de propagação.**

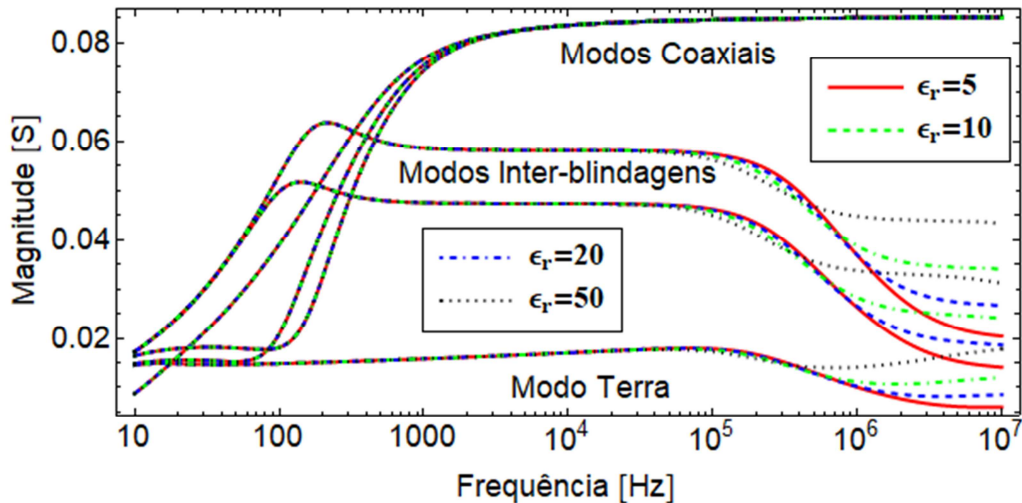


Figura 55: Influência da permissividade elétrica do solo na admitância característica.

Como se pode observar, a permissividade do solo torna-se relevante para frequências acima de 1 MHz. Neste caso, a hipótese de  $\sigma \gg \omega\epsilon$  começa a perder a validade, sendo que  $\omega\epsilon$  torna-se significativo. No entanto, para os parâmetros de solo considerados,  $\omega\epsilon$  torna-se maior que  $\sigma$  para frequências acima de aproximadamente 1 GHz, que está fora do intervalo de frequências de interesse em sistemas de potência.

A Fig. 56 apresenta a influência da resistividade elétrica do solo na resposta modal do fator de propagação e a Fig. 57 apresenta a influência da resistividade elétrica do solo na resposta modal da admitância característica.

Os resultados mostram que a influência do valor da resistividade no solo é mais pronunciada do que a influência da permissividade do solo, especialmente na região de baixas frequências, sendo que, neste caso, a resistividade torna-se importante para frequências acima de 100 kHz.

Até o momento, a inclusão da admitância de retorno pelo solo foi realizada somente com o modelo proposto. A comparação com a formulação de Pollaczek, para o caso onde se negligencia a admitância de retorno pelo solo, demonstra a acurácia da quase-TEM proposta.

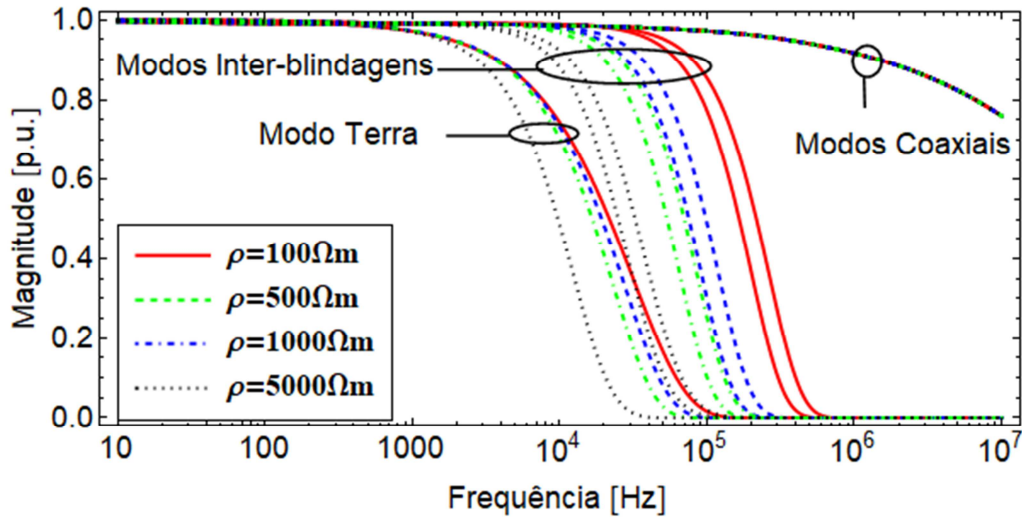


Figura 56: Influência da resistividade elétrica do solo no fator de propagação.

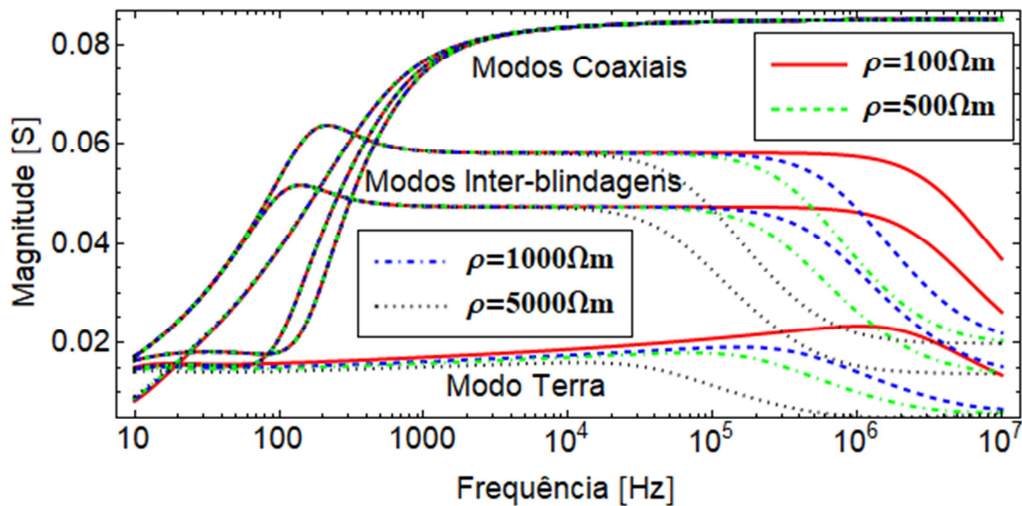


Figura 57: Influência da resistividade elétrica do solo na admitância característica.

Resta, ainda, a comparação com um modelo que considera a admitância de retorno pelo solo. Neste sentido, as Fig. 58 e 59 apresentam, respectivamente, a comparação do fator de propagação e da admitância característica com o modelo proposto por Papadopoulos *et al* em [27][66].

Observa-se que na admitância característica ocorre um desvio no modo terra, entre o modelo proposto e o de Papadopoulos *et al*, para frequências acima de 1 kHz, e para o fator de propagação, o desvio no modo terra também ocorre, porém, para frequências acima de 4kHz.

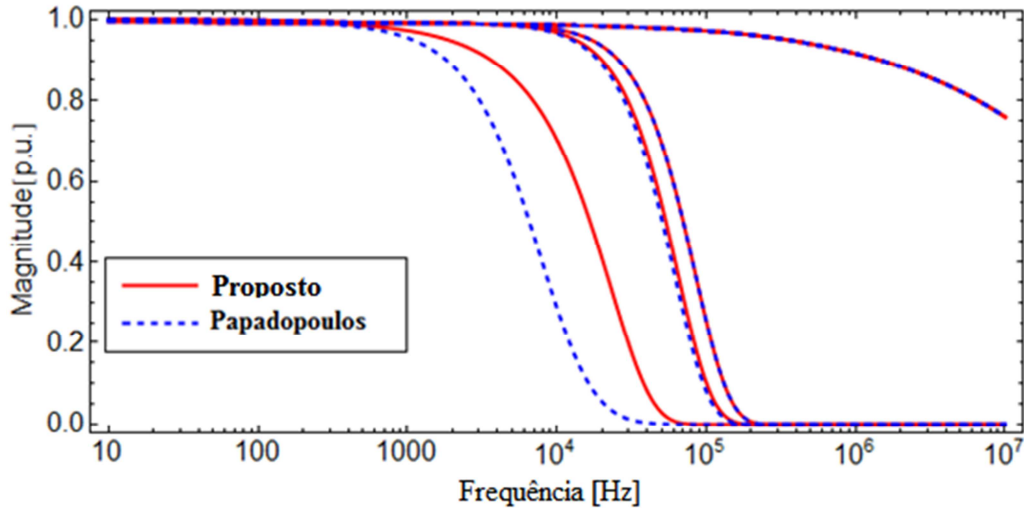


Figura 58: Comparação do fator de propagação com o modelo de Papadopoulos *et al* em [27][66].

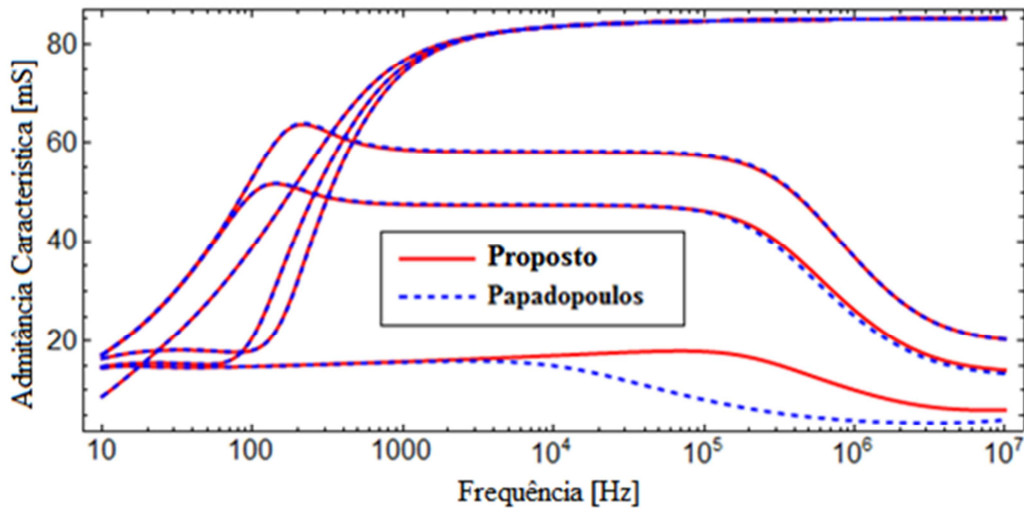
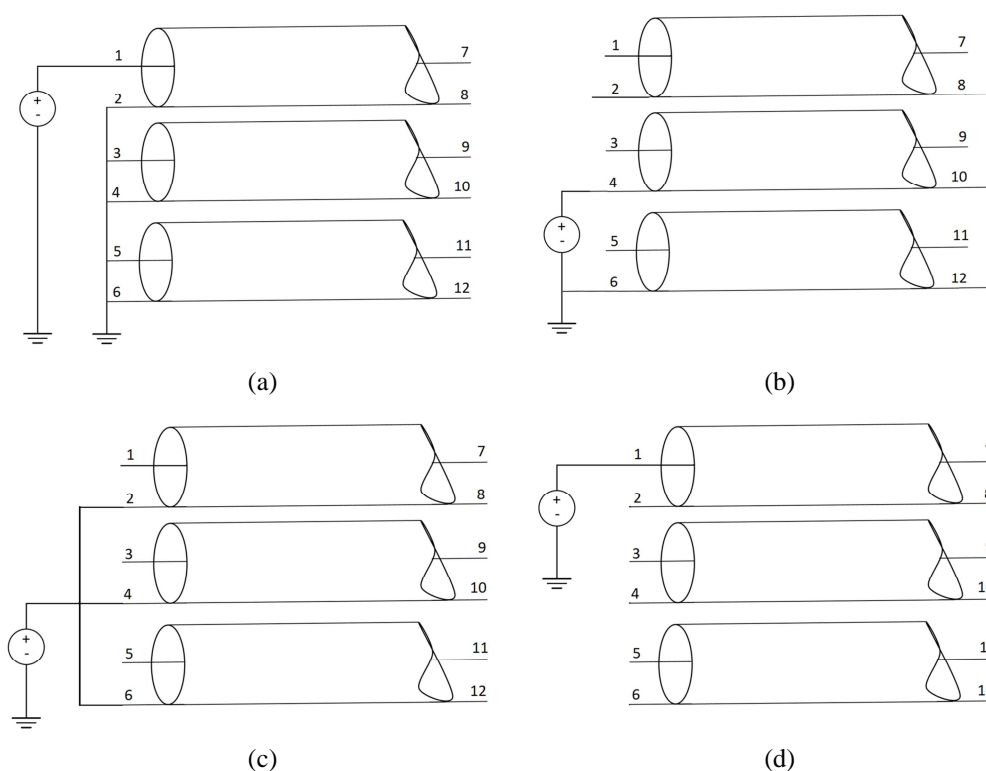


Figura 59: Comparação da admitância característica com o modelo de Papadopoulos *et al* em [27][66].

Estes desvios estão associados as definições de tensão utilizadas e, também, no uso dos vetores de Hertz. No caso do modelo de Papadopoulos *et al*, a formulação é baseada na diferença de potencial entre o condutor e o solo, além de utilizarem o vetor de Hertz somente do tipo elétrico. Notadamente, nesta tese, usa-se a definição de tensão como na expressão (32) onde a contribuição da componente “y” do potencial vetor magnético é levada em consideração, fato este, importante principalmente em altas frequências, além de na formulação se considerar os vetores de Hertz do tipo elétrico e magnético.

Para se avaliar a influência da inclusão da admitância do retorno pelo solo nas respostas ao domínio do tempo, consideram-se as excitações de tensão dos modos coaxial, interblindagem e terra, conforme ilustra a Fig. 60, sendo as respostas do domínio do tempo obtidas através da Transformação Numérica de Laplace [56], considerando 2048 pontos de frequência. Considera-se o mesmo sistema de cabos da Fig. 47 com os comprimentos de 10 km, 1 km e 300 m, onde para cada comprimento de cabo, considera-se vários valores de resistividade do solo, sendo que para a permissividade relativa do solo manteve-se o valor de 5, em todos os casos.



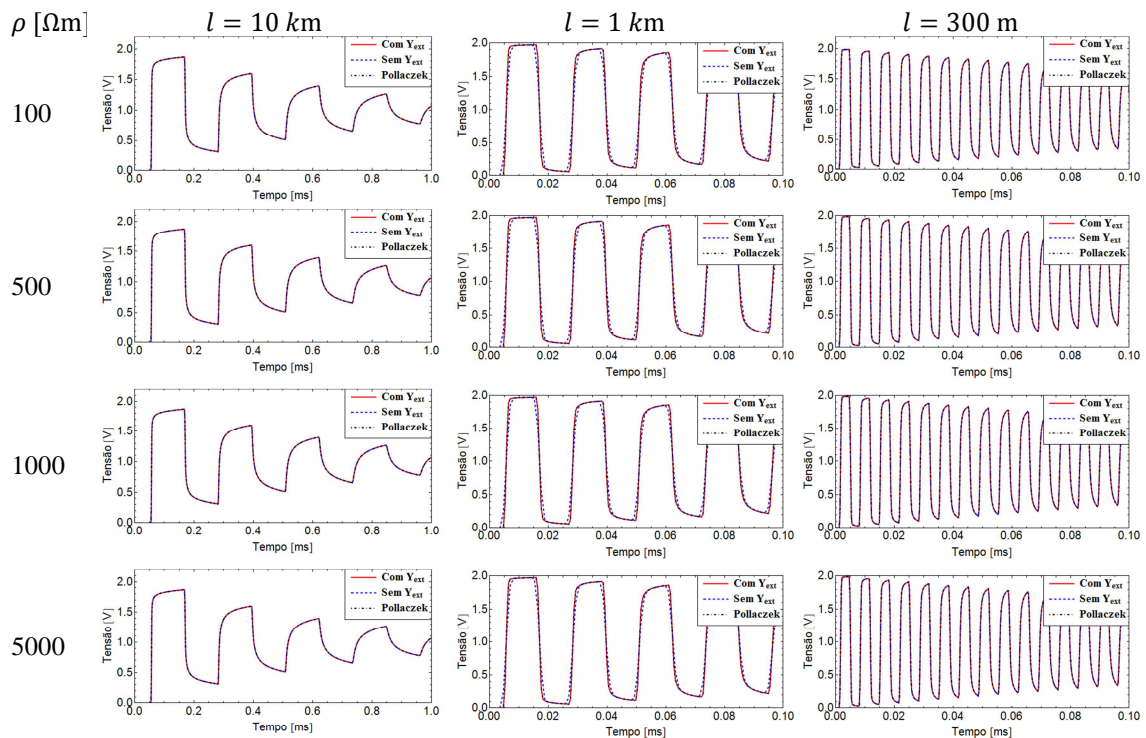
**Figura 60: Esquemas de energização. (a) excitação do modo coaxial, (b) excitação do modo interblindagens, (c) excitação do modo terra e (d) excitação de modo misto.**

A Fig. 61 apresenta os resultados da resposta de tensão no terminal 7, para a excitação do modo coaxial, considerando o modelo proposto sem a admitância de retorno, o modelo proposto com a admitância de retorno e o modelo de Pollaczek. Consideraram-se, também, variações da resistividade do solo e do comprimento do cabo.

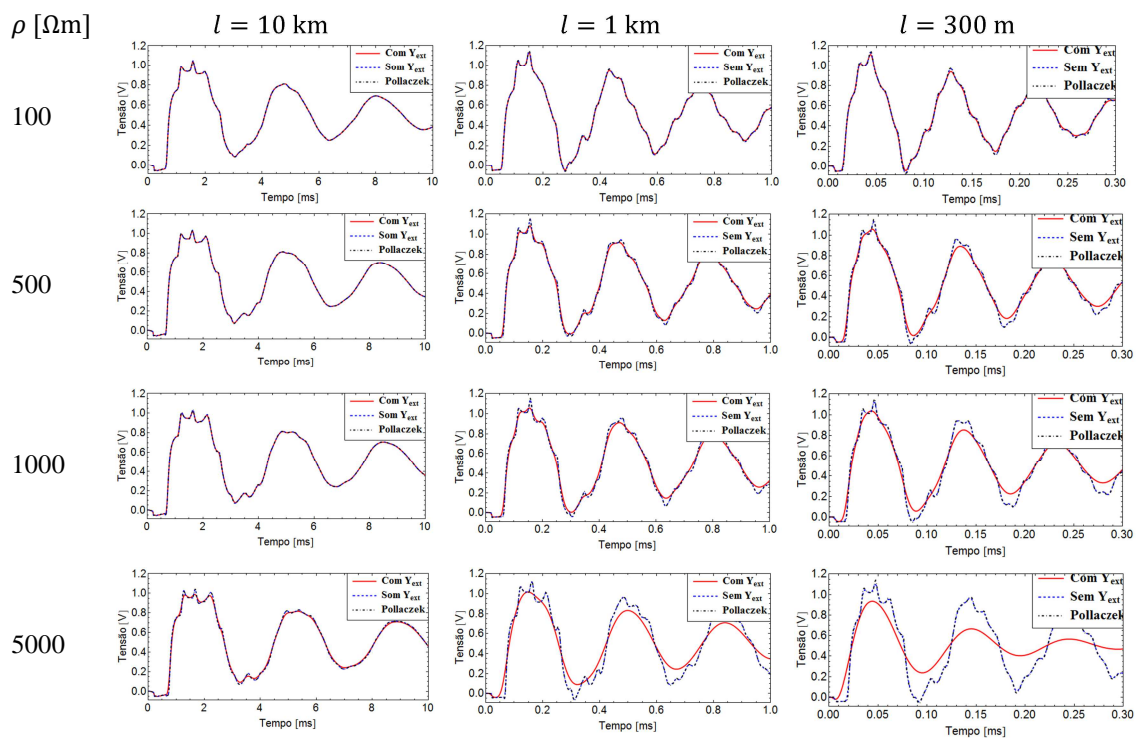
As Figs. 62, 63 e 64 apresenta, respectivamente, os resultados da resposta de tensão no terminal 7, para as excitações do modo interblindagem, terra e modo misto, considerando o modelo proposto sem a admitância de retorno, o modelo proposto com



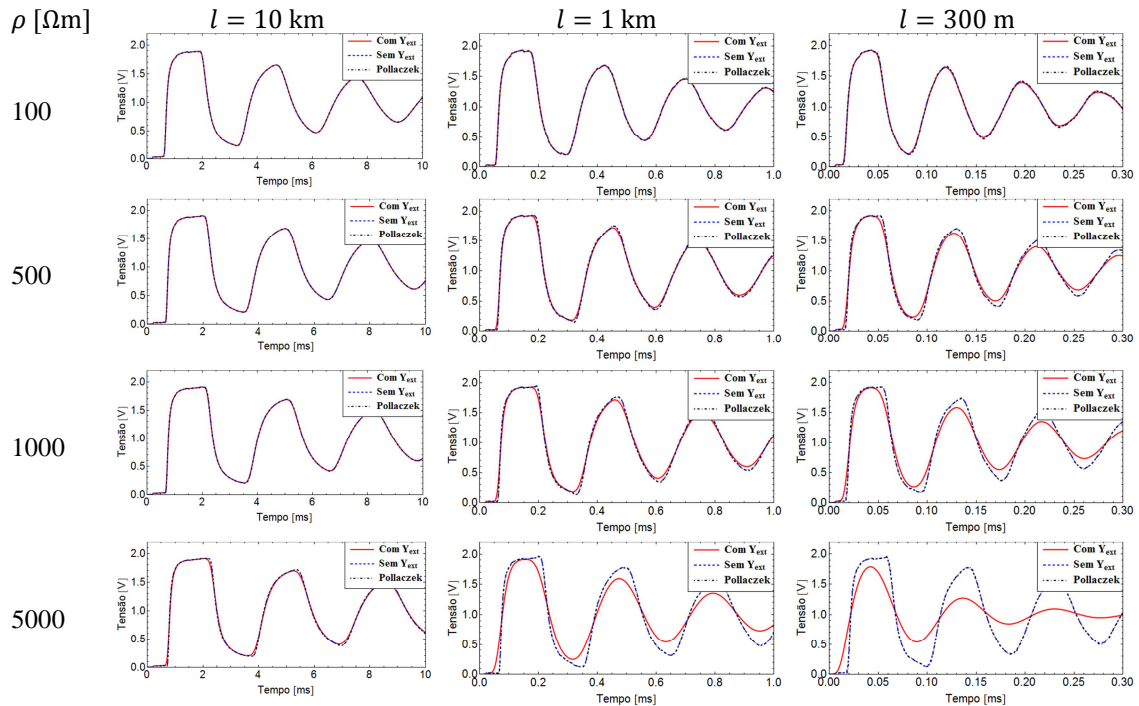
a admitância de retorno e o modelo de Pollaczek. Consideraram-se, também, variações da resistividade do solo e do comprimento do cabo.



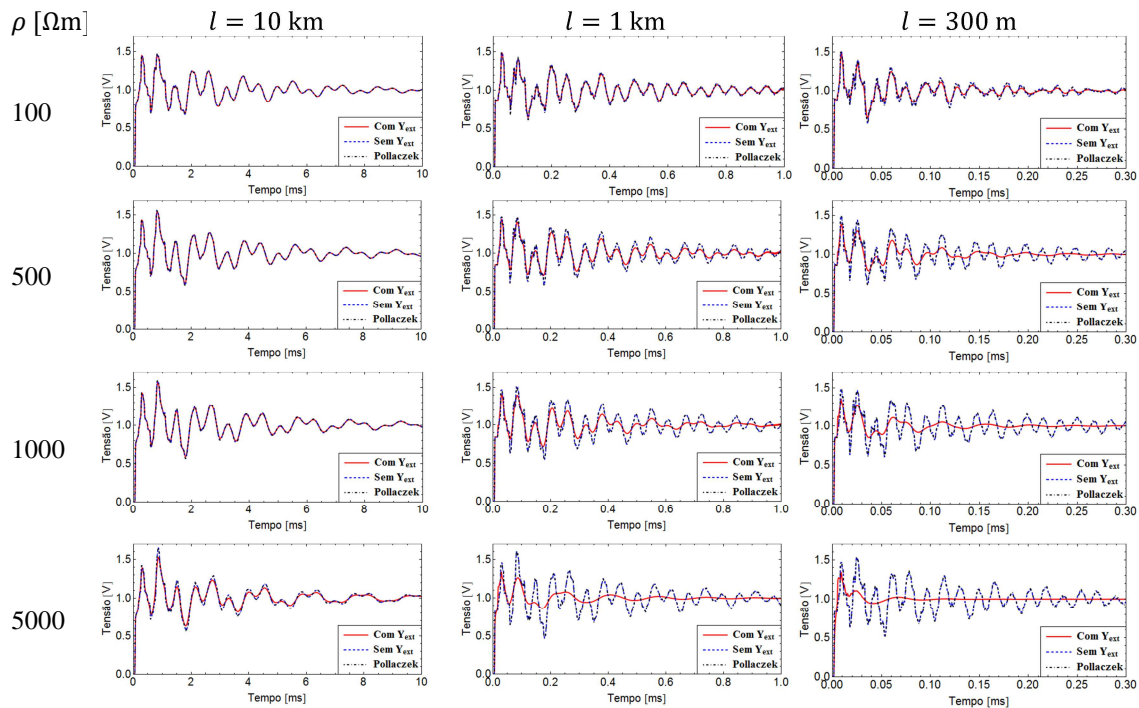
**Figura 61: Resposta a excitação do modo coaxial considerando variações da resistividade do solo e comprimento do cabo.**



**Figura 62: Resposta a excitação do modo interblindagem considerando variações da resistividade do solo e comprimento do cabo.**



**Figura 63:** Resposta a excitação do modo terra considerando variações da resistividade do solo e comprimento do cabo.



**Figura 64:** Resposta a excitação do modo misto considerando variações da resistividade do solo e comprimento do cabo.

Os modos de propagação constituem uma base ortogonal, sendo que a decomposição modal basicamente é um mapeamento projetivo entre o domínio de fases e o domínio modal. Neste caso, o modo misto é uma combinação linear dos

modos de base. O modo coaxial apresenta maior velocidade de propagação, portanto, menores comprimentos de onda associados. No entanto, o meio externo não afeta o modo coaxial. Com a excitação do modo misto, os comprimentos de onda menores contribuem significativamente para a combinação do modo resultante, tornando os efeitos da admitância de retorno pelo solo mais pronunciados em cabos mais longos ou em solos menos resistivos, conforme demonstrado pelos resultados obtidos, para a excitação do modo misto.

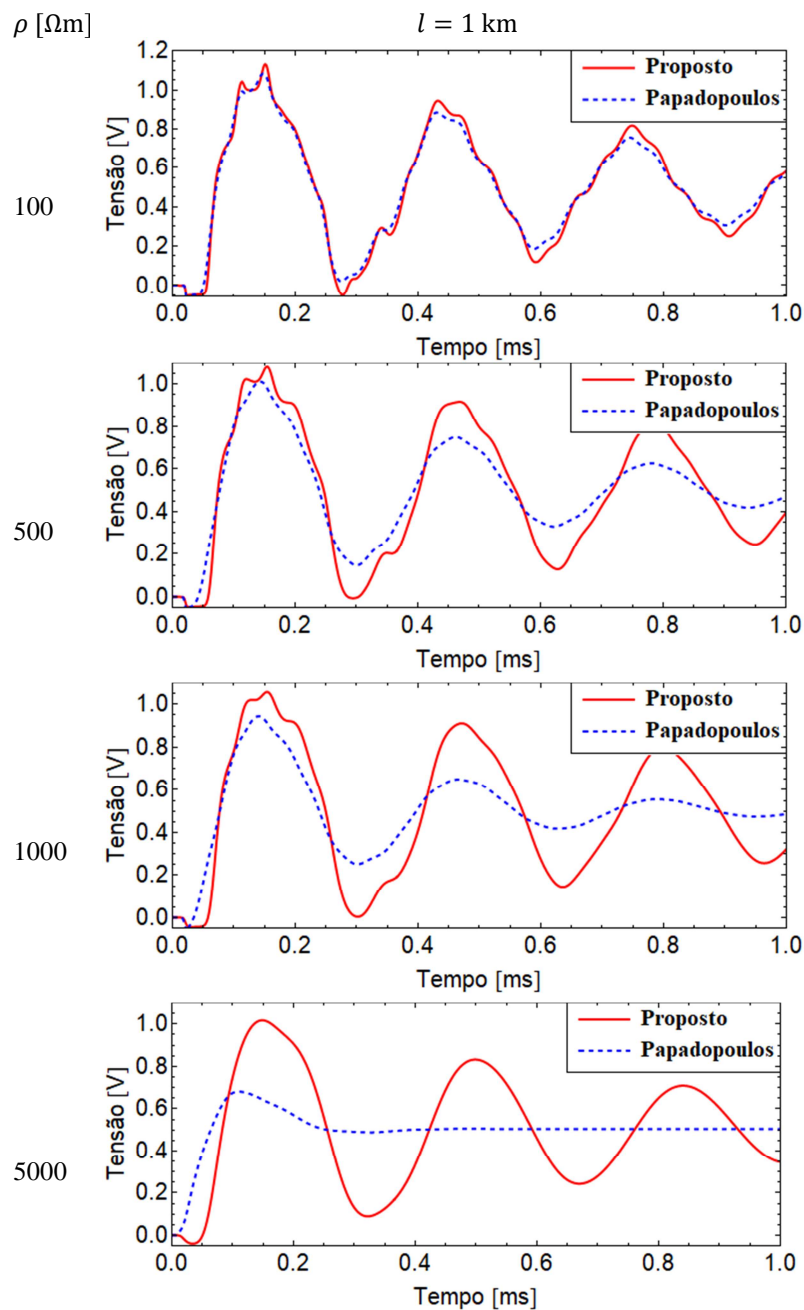
Os resultados indicam uma gama limitada de aplicações onde, de fato, é importante incluir a admitância do retorno pelo solo, uma vez que sua influência aumenta com solos mais resistivos e comprimentos de cabo mais curtos. Como o aspecto dominante na inclusão da admitância de retorno é um amortecimento na resposta de tensão do núcleo, resultados mais drásticos, isto é, maiores sobretensões, são encontradas se a admitância de retorno for desconsiderada. No entanto, os resultados experimentais dos parâmetros de solo mostrados em [46][47][68][69] ilustram que pode haver casos em que a resistividade no solo pode ser extremamente alta, acima de 5 k $\Omega$ m. Neste caso, a inclusão da admitância de retorno desempenha um papel fundamental nas análises de sobretensões.

Outro aspecto importante é sobre o desempenho numérico das integrais de Sommerfeld que compõem as expressões de impedância e admitância de retorno pelo solo. O uso de integrais infinitas exige demoradas rotinas de integração numérica, fator este, que representa um empecilho se for necessário um grande número de simulações. Desta forma, a aproximação de forma fechada para a admitância de retorno pelo solo precisa ser investigada, bem como o impacto da aproximação racional da função de propagação e admitância característica, para os casos onde a admitância pelo retorno do solo for considerada.

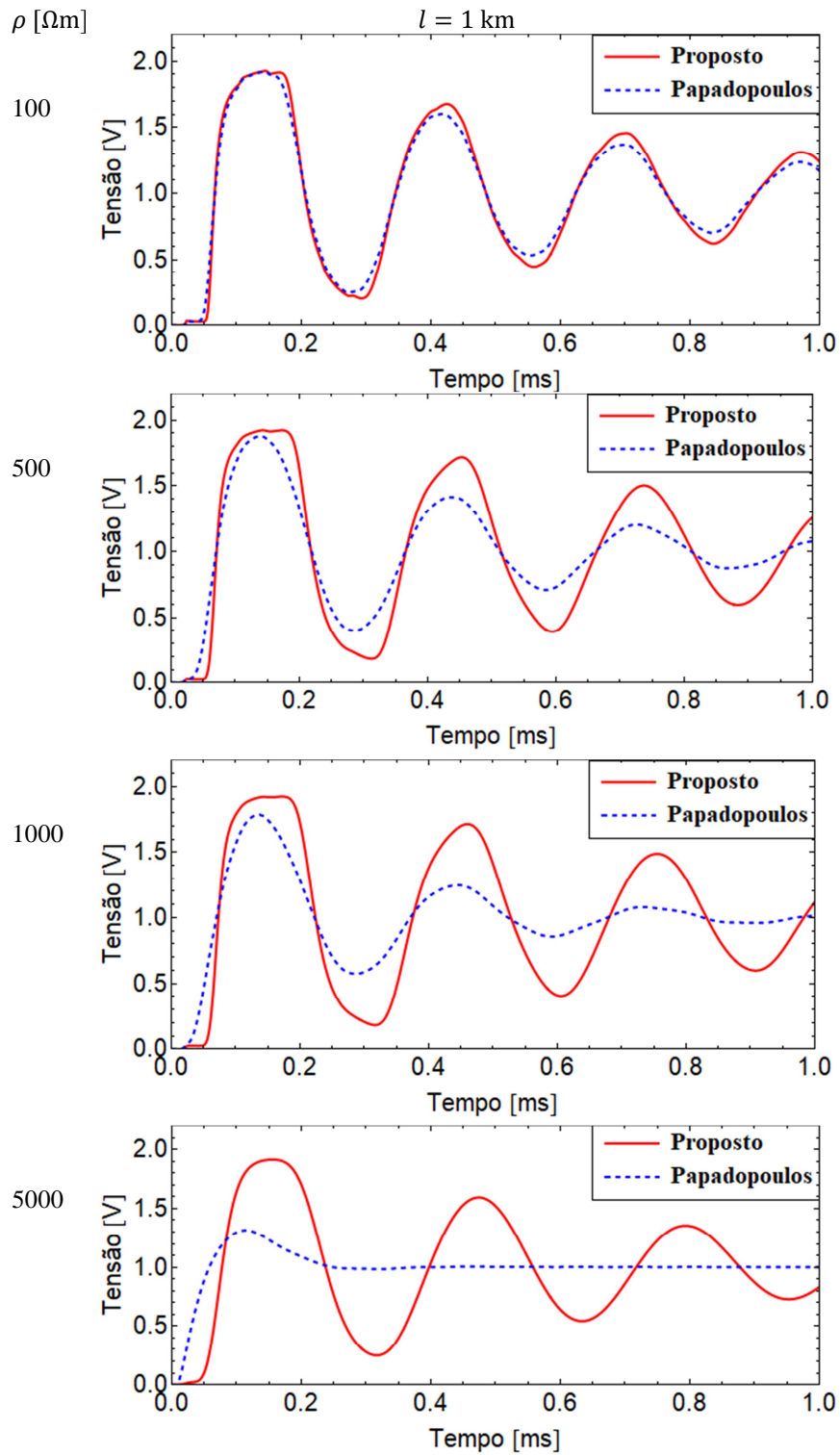
A título de comparação, as Figs. 65 e 66 apresentam, respectivamente, os resultados da resposta de tensão no terminal 7, para as excitações do modo interblindagem e terra, considerando o modelo proposto e o modelo de Papadopoulos *et al* em [27][66]. Em ambos modelos, considerou-se a admitância de retorno pelo solo. Neste caso, considera-se o comprimento de cabo intermediário de 1km, pois nos demais casos, observou-se o mesmo comportamento.

Observa-se que, para o solo menos resistivo, os resultados são praticamente coincidentes. No entanto, conforme se aumenta a resistividade do solo, o modelo de Papadopoulos *et al* apresenta um amortecimento muito significativo, sendo que, para

o solo de  $5000 \Omega\text{m}$ , praticamente não houve oscilação na resposta de tensão. Estas diferenças nos resultados, conforme explicado nos resultados no domínio da frequência, são devidas à definição de tensão empregada nos modelos e pela falta de acurácia do modelo de Papadopoulos *et al*, que não funciona para solos muito resistivos.



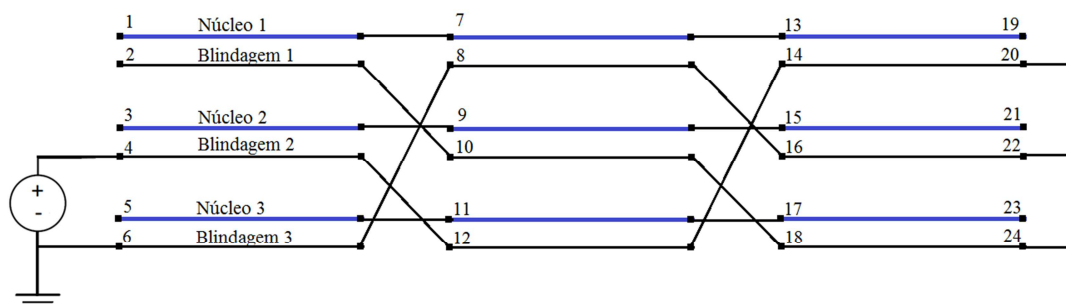
**Figura 65:** Comparação das respostas no terminal 7 entre o modelo proposto e o modelo de Papadopoulos *et al* [27][66], referente a excitação do modo inter-blindagem.



**Figura 66:** Comparação das respostas no terminal 7 entre o modelo proposto e o modelo de Papadopoulos *et al* [27][66], referente a excitação do modo terra.

#### 4.2.2 Sistema de Cabos Subterrâneos com Cruzamento de Blindagens

Para avaliar a influência de incluir a admitância de retorno pelo solo na modelagem de cabos com cruzamentos de blindagens, denominados por *crossbonded cables*, um caso simples de cruzamento, conforme mostrado na Fig. 67, é considerado para o caso de excitação inter-blindagem.



**Figura 67: Sistema de cabos com cruzamento de blindagens (crossbonded cables).**

O degrau de tensão unitário é aplicado na blindagem da fase 2, sendo a resposta de tensão calculada em todos os nós e terminais identificados na figura. Os resultados são mostrados para os nós onde a maior influência admitância de retorno pelo solo foi encontrada, nomeadamente, na blindagem da fase 3, no término da primeira seção (nó 12) e para o núcleo da fase 3, no término da segunda seção (nó 17). Em termos de comprimentos das seções, são considerados dois arranjos possíveis: comprimentos de 1km e 300m.

As Figs. 68 e 69 apresentam, respectivamente, os resultados obtidos para o terminal 12 e 17, considerando variações da resistividade do solo. Os resultados para o solo de  $100 \Omega m$  foram suprimidos, pois não ocorreram alterações significativas. A fim de se verificar a influência de solos com parâmetros variáveis na frequência, as Figs. 70 e 71 apresentam os resultados de tensão no terminal 12 considerando, respectivamente, os modelos de solo de Portela e Visacro, com  $\rho_0 = 1000 \Omega m$ .

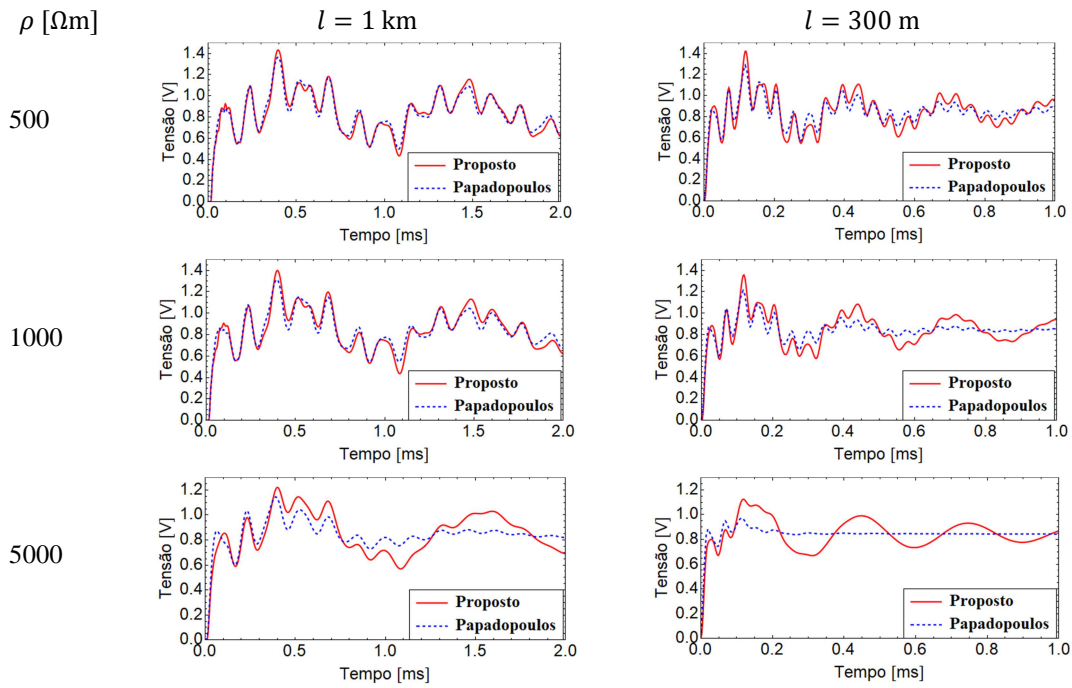


Figura 68: Respostas de tensão no terminal 12, para a configuração *crossbonded*.

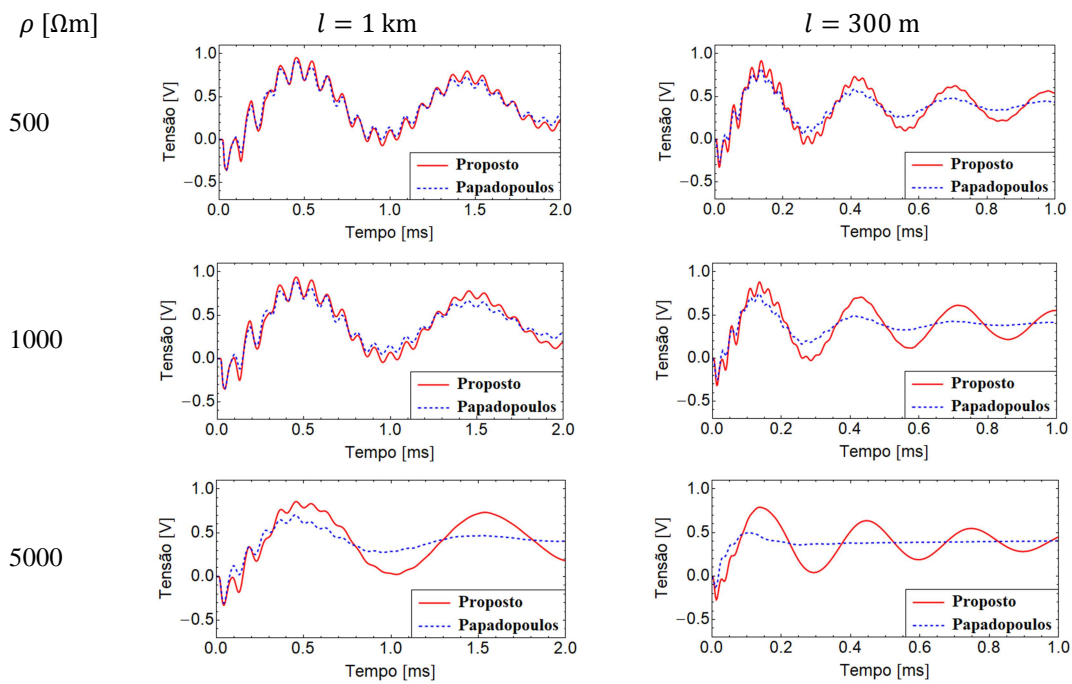
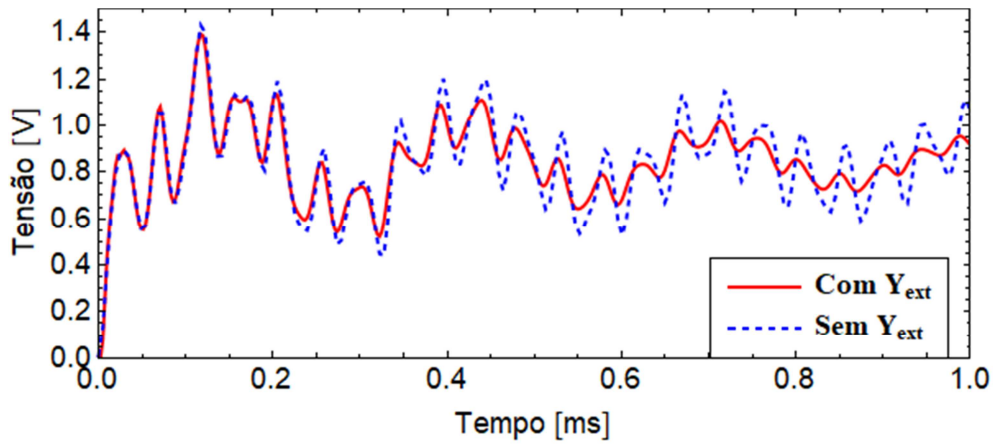
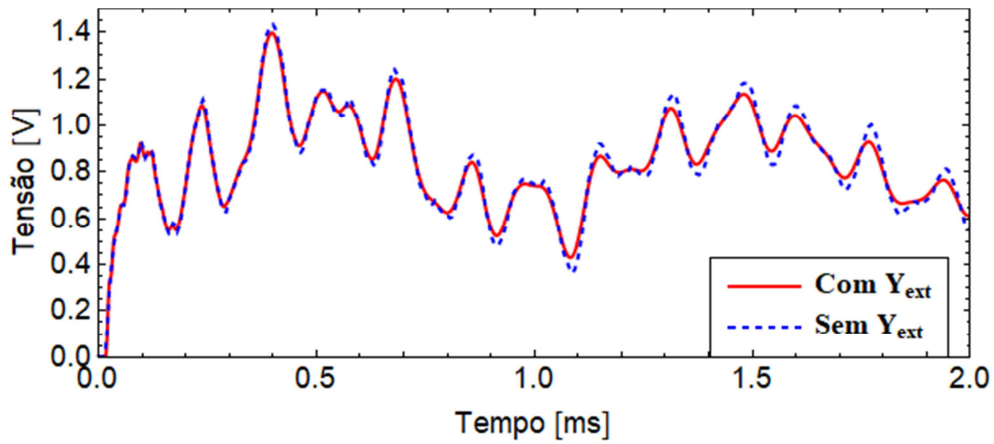


Figura 69: Respostas de tensão no terminal 17, para a configuração *crossbonded*.

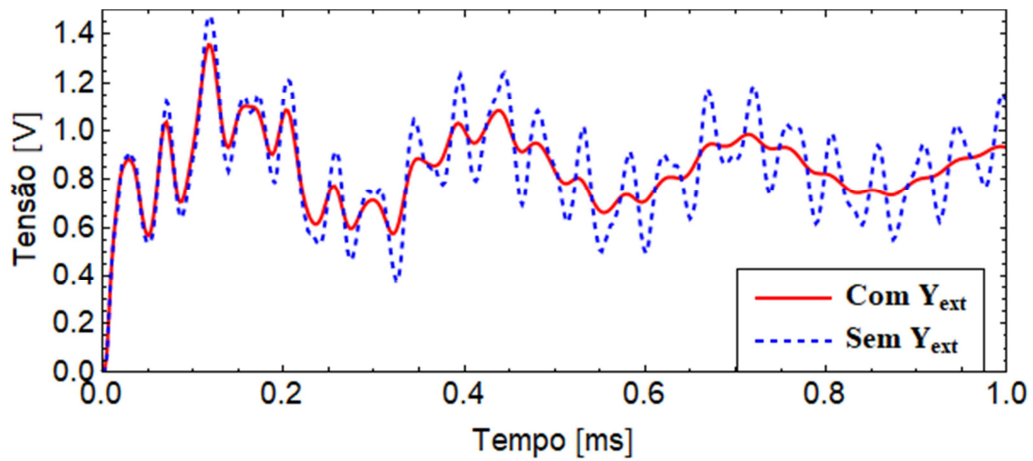


(a)



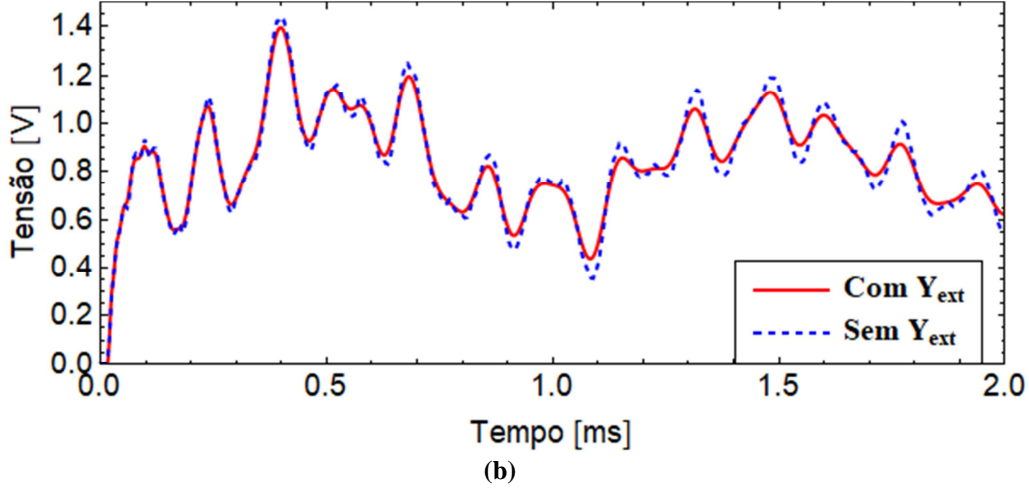
(b)

Figura 70: Respostas de tensão no terminal 12, para a configuração *crossbonded*, considerando modelo de solo Portela, (a)  $l=300$  m e (b)  $l=1000$  m



(a)





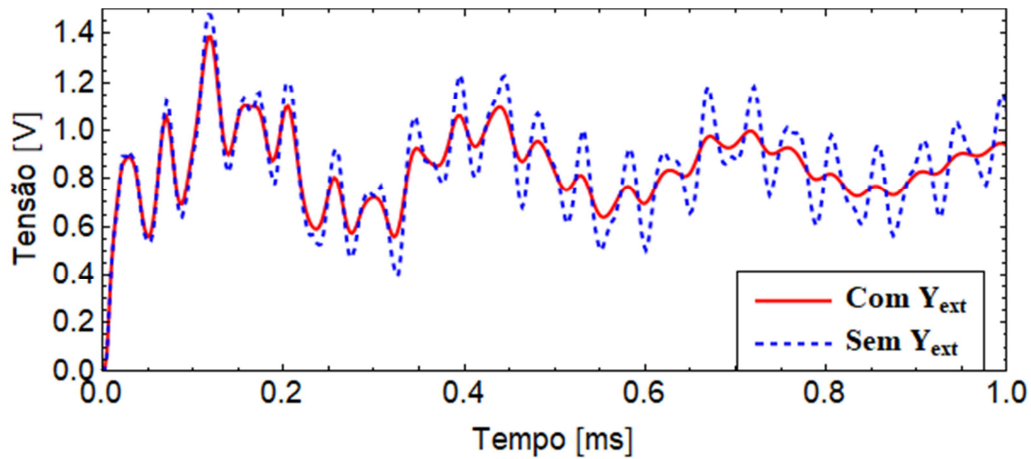
**Figura 71: Respostas de tensão no terminal 12, para a configuração *crossbonded*, considerando modelo de solo Visacro, (a) 300 m e (b) 1000 m**

A Fig. 72 apresenta os resultados de tensão no terminal 12 considerando o modelo de solo de Longmire-Smith [70]. Neste caso, as expressões de condutividade e permissividade relativa do solo, dependentes da frequência, são dadas por:

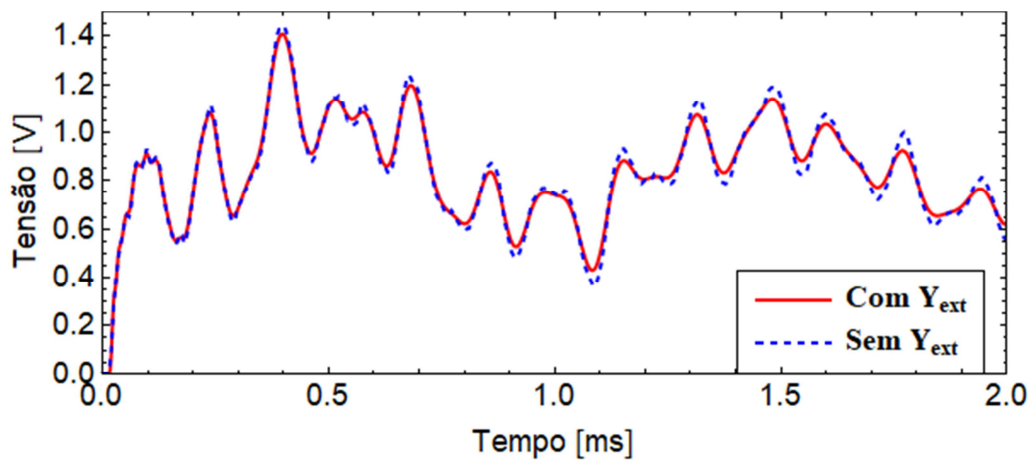
$$\sigma_s = \sigma_0 + 2\pi\epsilon_0 \sum_{i=1}^{13} a_i F_i \frac{\left(\frac{\omega}{F_i}\right)^2}{4\pi^2 + \left(\frac{\omega}{F_i}\right)^2} \quad (74)$$

$$\epsilon_{rs} = \epsilon_0 \left[ 5 + \sum_{i=1}^{13} \frac{a_i}{1 + \left(\frac{\omega}{F_i}\right)^2} \right] \quad (75)$$

sendo  $F_i = (125\sigma_0)^{0.8312} 10^{i-1}$  e  $a_1 = 3.40 \times 10^6$ ,  $a_2 = 2.74 \times 10^5$ ,  $a_3 = 2.58 \times 10^4$ ,  
 $a_4 = 3.38 \times 10^3$ ,  $a_5 = 5.26 \times 10^2$ ,  $a_6 = 1.33 \times 10^2$ ,  $a_7 = 2.72 \times 10^1$ ,  
 $a_8 = 1.25 \times 10^1$ ,  $a_9 = 4.80 \times 10^0$ ,  $a_{10} = 2.17 \times 10^0$ ,  $a_{11} = 9.80 \times 10^{-1}$ ,  
 $a_{12} = 3.92 \times 10^{-1}$ ,  $a_{13} = 1.73 \times 10^{-1}$ .



(a)



(b)

**Figura 72: Respostas de tensão no terminal 12, para a configuração *crossbonded*, considerando modelo de solo de Longmire-Smith, (a) 300 m e (b) 1000 m**

Como já se observou, pelos resultados anteriores, a influência da admitância de retorno pelo solo torna-se de extrema importância para os cabos, ou seções de cabos mais curtos. Importante a se notar é que, independentemente do modelo de solo empregado, seja ele dependente ou independente da frequência, o mesmo efeito da admitância de retorno é observado. Este é um aspecto prático importante na simulação de transitórios no sistema de potência sendo que pesquisas adicionais podem ser realizadas, principalmente sobre os efeitos em sistemas de cabos com cruzamento de blindagens, principalmente no que diz respeito às sobretensões de blindagens.

# CAPÍTULO 5

## CONCLUSÕES

Nesta tese, apresentaram-se distintas formulações do modelo de onda completa, visando aplicações em cabos subterrâneos e cabos submarinos. Aplicou-se o modelo de onda completa para se determinar o comportamento dos parâmetros de retorno pelo solo, nomeadamente, impedância e admitância de retorno pelo solo, para sistemas monofásicos, ou que possam ser caracterizados por uma camada condutora ou isolante externa. A partir dos resultados obtidos, pela aplicação do modelo de onda completa, foi possível o desenvolvimento da aproximação *quase-Full-wave*, para condutores enterrados ou aéreos, onde o procedimento iterativo de determinação das raízes da equação modal é evitado. Também a partir dos resultados do modelo de onda completa, apresenta-se o desenvolvimento da aproximação quase-TEM, onde o valor da constante de propagação é admitido por hipótese, *a priori*, no argumento das integrais de Sommerfeld. Neste caso, aplica-se a aproximação quase-TEM para condutores enterrados monofásicos isolados ou nus, e sistemas multifásicos de cabos enterrados isolados.

Observou-se que o modelo de onda completa pode ser aplicado em diversos cenários, como a determinação das características de propagação de condutores submersos em águas rasas, a determinação da constante de propagação e parâmetros de retorno pelo solo de condutores enterrados isolados e nus e, também, torna-se aplicável para o cálculo da característica da propagação de cabos contrapesos de linhas de transmissão. De maneira geral, pode-se observar que o modelo de onda completa é o modelo mais indicado quando há uma necessidade para a concreta determinação das componentes do campo eletromagnético. Isto se deve ao fato de ser, o modelo de onda completa, o modelo com o mínimo de hipóteses simplificativas possível. No entanto, é o modelo que exige a maior demanda computacional.

Dentre os principais resultados, apresentados nesta tese, nota-se que a aproximação quase-TEM possui um limite de validade de aplicação no domínio da frequência. Nota-se que para altas frequências, a aproximação quase-TEM, para condutor enterrado isolado, coincide com a aproximação quase-TEM para condutor enterrado nu.

Com a aproximação quase-TEM multifásica, os efeitos da admitância de retorno pelo solo puderam ser avaliados, no domínio da frequência e no domínio do tempo, para os sistemas de cabos em configuração *flat* horizontal e com cruzamento de blindagens. Os resultados demonstraram que os efeitos de se incluir a admitância de retorno tornam-se tão mais significativos com o aumento da resistividade do solo e/ou com a diminuição do comprimento do cabo.

Com relação às aproximações quase-TEM, ressaltando-se seus limites de aplicabilidade, observa-se que este modelo se torna aplicável e recomendado onde a precisão, em relação às formulações tradicionais, como Pollaczek, na representação da influência dos meios externos, como, por exemplo, o solo marinho, a água marinha, solo convencional e solos com parâmetros dependentes da frequência, torna fundamental, principalmente para a determinação da admitância de retorno. Principalmente em sistemas de cabos multifásicos, onde não há extensão do modelo de onda completa.

## 5.1 Trabalhos Futuros

Baseado no estudo e nos resultados desta tese apresentam-se algumas sugestões de trabalhos futuros, a seguir:

- Verificação da importância da admitância de retorno pelo solo para outras configurações de cabo isolado, como cabos verticais e cabos onde os condutores de fase não possuem configurações cilíndricas.
- Extensão do modelo de onda completa ao caso multifásico.
- Estudo da aproximação quase-Full-wave para condutores enterrados isolados.
- Extensão da aproximação quase-Full-wave ao caso multifásico.
- Avaliação dos efeitos de solos variáveis na frequência, na sobretensão de blindagens, por exemplo, considerando modelo de solo conservativo apresentado em [69], ao se considerar a admitância de retorno pelo solo.
- Avaliação, a partir do modelo de onda completa, para condutores nus ou isolados imersos em meios dispersivos para cenários que envolvam frequências extremamente baixas.
- Determinação do comportamento quase-TEM para o cenário anterior.

# REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- [1] CARSON, J., "Wave propagation in overhead wires with a ground return," *Bell Syst. Tech. J.*, vol. 5, pp. 539–554, Oct. 1926
- [2] CARSON, J., "Ground Return Impedance: Underground Wire with Earth Return," *Bell System Tech. J.*, vol. 8, no. 1, pp.94-98, 1929.
- [3] POLLACZECK, F., "Über das Feld einer unendlich langen wechselstrom durchflossenen Einfachleitung," *Elektrische Nachrichten Technik*, vol. 3, pp.339-360, 1926
- [4] WEDEPOHL, L.; WILCOX, D., "Transient analysis of underground power-transmission system - System model and wave propagation characteristics," *Proc. of the Institution of Electrical Engineers*, vol. 120, no. 2, pp. 253-260, 1973.
- [5] LIMA, A.; PORTELA, C., "Closed-form expressions for ground return impedances of overhead lines and underground cables," *International Journal of Electrical Power & Energy Systems*, vol. 38, no. 1, pp. 20-26, 2012.
- [6] DERI, A.; TEVAN, G.; SEMLYEN, A.; CASTANHEIRA, A., "The complex ground return plane: A simplified model for homogeneous and multi-layer earth return," *IEEE Trans. on PAS*, vol. 100, no. 8, pp. 3686-3693, Aug 1981.
- [7] SAAD, O.; GABA, G.; GIROUX, M., "A closed-form approximation for ground return impedance of underground cables," *IEEE Trans. on Power Delivery*, vol. 11, no. 3, pp. 1536-1545, Jul 1996.
- [8] SEMLYEN, A., "Accuracy limits in the computed transients on overhead lines due to inaccurate ground return modeling," *IEEE Trans. on Power Delivery*, vol. 17, no. 3, pp. 872—878, Jul. 2002.
- [9] WISE, W. H., "Potential coefficients for ground return circuits," *Bell System Tech. J.*, vol. 27, pp. 365-371, 1948.
- [10] PETTERSSON, P., "Propagation of waves on a wire above a lossy ground-different formulations with approximations," *IEEE Trans. on Power Delivery*, vol. 14, no. 3, pp. 1173-1180, 1999.
- [11] KIKUCHI, H., "Wave propagation along an infinite wire above ground at high frequencies," *Eletrotech. J.*, Japan, 1956, 2, 73-78

- [12] WAIT, J., "Theory of wave propagation along a thin wire parallel to an interface," *Radio Sci.*, vol. 7, pp. 675-679, June 1972.
- [13] WEDEPOHL, L.; EFTHYMIADIS, A., "Wave propagation in transmission lines over lossy ground: a new, complete field solution," *Proc. Inst. Electrical Engineers*, vol. 125, no. 6, pp. 505-510, June 1978.
- [14] PETTERSSON, P., "Image representation of wave propagation on wires above, on and underground," *IEEE Trans. on Power Delivery*, vol. 9, no. 2, pp. 1049-1055, Apr 1994.
- [15] D'AMORE, M.; SARTO, M., "Simulation models of a dissipative transmission line above a lossy ground for a wide-frequency range. I: single conductor configuration," *IEEE Trans. on Electromagnetic Compatibility*, vol. 38, no. 2, pp. 127-138, 1996.
- [16] D'AMORE, M.; SARTO, M., "Simulation models of a dissipative transmission line above a lossy ground for a wide-frequency range. II. Multiconductor configuration," *IEEE Trans. Electromagnetic Compatibility*, vol. 38, no. 2, pp. 139-149, May 1996.
- [17] D'AMORE, M.; SARTO, M., "A new formulation of lossy ground return parameters for transient analysis of multiconductor dissipative lines," *IEEE Trans. Power Delivery*, vol. 12, no. 1, pp. 303-314, Jan 1997.
- [18] CUI, T. J.; WENG, C.; ZHAO, J.; CHAO, H., "Full-wave analysis of complicated transmission-line circuits using wire models," *IEEE Trans. Antennas and Propagation*, vol. 50, no. 10, pp.1350-1360, Oct 2002
- [19] CHIARIELLO, A.; MAFFUCCI, A.; MIANO, G.; VILLONE, F.; ZAMBONI, W., "A Transmission-Line Model for Full-Wave Analysis of Mixed-Mode Propagation," *IEEE Trans. on Advanced Packaging*, vol. 31, no. 2, pp. 275-284, May 2008
- [20] OLYSLAGER, F.; DE ZUTTER, D., "High-frequency transmission line models for a thin wire above a conducting ground," *IEEE Trans. Electromagnetic Compatibility*, vol. 37, no. 2, pp. 234-240, May 1995
- [21] SHESHYEKANI, K.; AKBARI, M., "Evaluation of Lightning-Induced Voltages on Multiconductor Overhead Lines Located Above A Lossy Dispersive Ground," *IEEE Trans Power Delivery*, vol. 29, no. 2, pp. 683-690, April 2014

- [22] THEETHAYI, N.; THOTTAPPILLIL, R.; PAOLONE, M.; NUCCI, C. A.; RACHID, F., “External impedance and admittance of buried horizontal wires for transient studies using transmission line analysis,” *IEEE Trans. Dielectrics and Electrical Insulation*, vol. 14, no. 3, pp. 751–761, Jun. 2007.
- [23] BRIDGES, G., “Transient plane wave coupling to bare and insulated cables buried in a lossy half-space,” *IEEE Trans. Electromagnetic Compatibility*, vol. 37, no. 1, pp. 62-70, Feb 1995.
- [24] AMETANI, A.; YONEDA, T.; BABA, Y.; NAGAOKA, N.; “An Investigation of Earth-Return Impedance Between Overhead and Underground Conductors and Its Approximation,” *IEEE Trans. On Electromagnetic Compatibility*. Vol. 51, no. 3, pp. 860-867, August 2009.
- [25] URIBE, F. A.; “Calculating Mutual Ground Impedances Between Overhead and Buried Cables,” *IEEE Trans. Electromagnetic Compatibility*, vol. 50, no. 1, pp. 198–203, February. 2008.
- [26] SUNDE, E., *Earth Conduction effects in transmission systems*, 2<sup>nd</sup> ed, New York: Dover, 1968.
- [27] PAPADOPOULOS, T.; TSIAMITROS, D.; PAPAGIANIS, G., “Impedances and Admittances of Underground Cables for the Homogeneous Earth Case,” *IEEE Trans. Power Delivery*, vol. 25, no. 2, pp. 961-969, April 2010.
- [28] MAGALHÃES, A. P. C., “Característica de Propagação de Condutores Enterrados Isolados e Nus.” Dissertação de Mestrado submetida ao Programa de Pós-Graduação em Engenharia Elétrica, COPPE/UFRJ, em 2 de Março de 2015. Disponível: <http://pee.ufrj.br/teses/textocompleto/2015030201.pdf>
- [29] MAGALHÃES, A. P. C.; SILVA, J. C. L.V.; LIMA, A. C. S.; CORREIA DE BARROS, M. T., “Validation limits of quasi-TEM approximation for buried bare and insulated cables,” *IEEE Trans. Electromagnetic Compatibility*, vol. 57, Issue 6, pp. 1690-1697, Dec 2015. DOI: 10.1109/TEMPC.2015.2489461
- [30] MAGALHÃES, A.P.C.; LIMA, A.C.S.; CORREIA DE BARROS, M.T.; “Rational Approximation to Full-Wave Modeling of Underground Cables” In: IPST’15 – International Conference on Power Systems Transients, Cavtat, Croatia, June 2015. [Online]. Available: [http://www.ipst2015.com/openconf/modules/request.php?module=oc\\_proceedings&action=summary.php&id=69&a=Accept](http://www.ipst2015.com/openconf/modules/request.php?module=oc_proceedings&action=summary.php&id=69&a=Accept)

- [31] LIMA, A. C. S., “Campos e Ondas em Engenharia Elétrica – Notas de Aula,” [http://www.dee.ufjf.br/~acsl/coppe/condas/c\\_ondas.pdf](http://www.dee.ufjf.br/~acsl/coppe/condas/c_ondas.pdf)
- [32] STRATTON, J. A., “Electromagnetic Theory,” McGraw-Hill, London, 1941.
- [33] RAMO, S.; WHINNERY, J. R.; DUZER, T., “Fields and Waves in Communication Electronics,” John Wiley & Sons, USA, 1993.
- [34] LIMA, A.C.S., DOMMEL, H., STEPHN, R.: ‘Modelling adjustable speed drives with long feeders’, IEEE Trans. Ind. Electron., 2000, 47, (3), pp. 549–556
- [35] BRESESTI, P., KLING, W.L., HENDRIKS, R.L., et al.: ‘HVDC connection of offshore wind farms to the transmission system’, IEEE Trans. Energy Convers., 2007, 22, (1), pp. 37–43
- [36] WORZYK, T.: ‘Submarine power cables: design, installation, repair, environmental aspects’ (Springer Science & Business Media, Berlin, Germany, 2009)
- [37] TEEUWSN, S.P.: ‘Modeling the Trans Bay cable project as voltage-sourced converter with modular multilevel converter design’. IEEE Power and Energy Society General Meeting, 2011, pp. 1–8
- [38] WESTERWELLER, T., FRIEDRICH, K., ARMONIES, U., et al.: “Trans Bay cable – world's first HVDC system using multilevel voltage-sourced converter”, CIGRÉ session, Paris, 2010, paper reference B4-101.
- [39] MAZZANTI, G., MARZINOTTO, M., “Extruded cables for high-voltage direct current transmission – advances in research and development”, IEEE Press series on Power Engineering, Wiley, 2013.
- [40] IEDA, M.; and NAWATA, M., "DC Treeing Breakdown Associated with Space Charge Formation in Polyethylene." IEEE Trans. Electr. Insul., Vol. EI-12 No. 1, pp. 19-25, February, 1977.
- [41] NICHOLLS, A. and STEENNIS E., “Water Treeing, State of the Art.” Cigré paper 15/21-02, at CIGRÉ Session 1990, Paris, France.
- [42] SHU, W., and BOGGS, S.; "Effect of Cable Restoration Fluid on Inhibiting Water Tree Initiation." IEEE Trans. Power Delivery, vol. 26, No. 1, pp 97-100, 2011.
- [43] PETRACHE, E.; RACHID, F.; PAOLONE, M.; NUCCI, C.; RAKOV, V.; UMAN, M., “Lightning induced disturbances in buried cables-Part I: Theory,”



- IEEE Trans. Electromagnetic Compatibility*, vol. 47, no. 3, pp. 498–508, Aug. 2005.
- [44] WAIT, J., “Excitation of currents on a buried insulated cable,” *Journal of Applied Physics*, vol. 49, pp 876-880, 1978;
- [45] BRIDGES, G., “Fields generated by bare and insulated cables buried in a lossy half-space,” *IEEE Trans. Geoscience and Remote Sensing*, vol. 30, no. 1, pp. 140-146, 1992.
- [46] PORTELA, C. M., “Measurement and modeling of soil electromagnetic behavior,” in *Proc. IEEE Int. Symp. Electromagn. Compat.*, 1999, vol. 2, pp. 1004–1009.
- [47] VISACRO, S.; ALIPIO, R., “Frequency dependence of soil parameters: Experimental results, predicting formula and influence on the lightning response of grounding electrodes,” *IEEE Trans. Power Del.*, vol. 27, no. 2, pp. 927–935, Apr. 2012.
- [48] OLSEN, R.; YOUNG, J.; and CHANG, D., “Electromagnetic wave propagation on a thin wire above earth,” *IEEE Trans. on Antennas and Propagation*, vol. 48, no. 9, pp. 1413–1419, Sep. 2000.
- [49] KUSTER, E. F.; CHANG, D. C.; and OLSEN, R. G., “Modal theory of long horizontal wire structures above the earth, part 1, excitation,” *Radio Sci.*, vol. 13, no. 4, pp. 605–613, Jul-Aug 1978.
- [50] KUSTER, E. F.; CHANG, D. C.; and OLSEN, R. G., “Modal theory of long horizontal wire structures above the earth, part 2, properties of discrete modes,” *Radio Sci.*, vol. 13, no. 4, pp. 615–623, Jul-Aug 1978.
- [51] POGORZELSKI, R.; and CHANG, D., “On the validity of the thin wire approximation in analysis of wave propagation along wire over a ground,” *Radio Science Journal*, vol. 12, no. 5, pp. 699 – 707, Sept - Oct 1977.
- [52] CHANG, D. C.; and PLATE, S. W., “Electromagnetic wave propagation along horizontal wire systems in or near a layered earth,” *Electromagnetics*, vol. 1, pp. 243 – 265, 1981.
- [53] ROCH, P.E.D., “Redução da Instabilidade Numérica em Modelos de Linhas de Transmissão,” Tese de Doutorado submetida ao Programa de Pós-Graduação em Engenharia Elétrica, COPPE/UFRJ, em 05 de Julho de 2013. Disponível: <http://www.pee.ufrj.br/index.php/pt/producao-academica/teses-de-doutorado/2013/2013070501-2013070501/file>

- [54] SILVA, J. C. L. V.; LIMA, A. C. S.; MAGALHÃES, A. P. C.; CORREIA DE BARROS, M. T., "Modelling seabed buried cables for electromagnetic transient analysis," in *IET Generation, Transmission & Distribution*, vol. 11, no. 6, pp. 1575-1582, 4 20 2017. doi: 10.1049/iet-gtd.2016.1464
- [55] SILVA, J.C.L.V., "Estimação dos Parâmetros Elétricos de Cabos de Potência Submarinos Considerando Meios Dispersivos," Tese de Doutorado submetida ao Programa de Pós-Graduação em Engenharia Elétrica, COPPE/UFRJ, em 22 de Fevereiro de 2016. Disponível: <http://www.pee.ufrj.br/index.php/pt/producao-academica/teses-de-doutorado/2016>
- [56] GOMEZ, P.; and URIBE, F. A. Uribe., "The numerical Laplace transform: An accurate technique for analyzing electromagnetic transients on power system devices". *Int. J. Electr. Power Energy Syst.*, [Online]. 31(2–3), pp. 116–123. 2009. Available: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0142061508001002>
- [57] CAVKA, D.; MORA, N.; RACHID, F., "A Comparison of Frequency-Dependent Soil Models: Application to the Analysis of Grounding Systems," *IEEE Trans. Electromagnetic Compatibility*, vol. 56, n. 1, pp. 177-187, 2014.
- [58] GUSTAVSEN, B., SEMLYEN, A. "Rational Approximation of Frequency Domain Responses by Vector Fitting", *IEEE Transactions on Power Delivery*, v. 14, n. 3, pp. 1052 –1061, jul. 1999. ISSN: 0885-8977. doi: 10.1109/61.772353.
- [59] KUSCHKE, M., STRUNZ, K.; "Energy-Efficient Dynamic Drive Control for Wind Power Conversion With PMSG: Modeling and Application of Transfer Function Analysis," *IEEE Journal of Emerging and Selected Topics in Power Electronics*, vol.2, no.1, pp.35,46, March 2014
- [60] IEDA, M., NAWATA, M.; "DC Treeing Breakdown Associated with Space Charge Formation in Polyethylene." *IEEE Trans. Electr. Insul.*, Vol. EI-12 No. 1, pp. 19-25, February, 1977.
- [61] NICHOLLS, A., STEENNIS, E.; "Water Treeing, State of the Art." Cigré paper 15/21-02, at *CIGRÉ Session* 1990, Paris, France.
- [62] SHU, W., BOGGS, S.; "Effect of Cable Restoration Fluid on Inhibiting Water Tree Initiation." *IEEE Trans. Power Delivery*, vol. 26, No. 1, pp 97-100, 2011.

- [63] PATEL, U., GUSTAVSEN, B., and TRIVERIO, P.; "Proximity-aware calculation of cable series impedance for systems of solid and hollow conductors," IEEE Transactions on Power Delivery, vol. 29, no. 5, pp. 2101-2109, 2014.
- [64] NAGAOKA, N., and AMETANI, A.; "Transient calculations on crossbonded cables." IEEE Transactions on Power Apparatus and Systems, vol.PAS-102, no. 4, pp. 779-787, 1983.
- [65] LAFAIA, I.; AMETANI, A.; MAHSEREDJIAN, J.; NAUD, A.; CORREIA DE BARROS, M. T.; KOCAR, I.; "Field Test and Simulation of Transients on the RTE 225 kV Cable," to appear in IEEE Transactions on Power Delivery, vol.PP, no.99, pp.1-1, doi: 10.1109/TPWRD.2015.2506733
- [66] PAPADOPOULOS, T.; TSIAMITROS, D.; PAPAGIANIS, G.; "Earth return Admittances and Impedances of underground cables in non-homogeneous earth," IET Generation, Transmission and Distribution, doi: 10.1049/iet-gtd.2010.0228
- [67] AMETANI, A., "A General Formulation of Impedance and Admittance of Cables," IEEE Transactions on Power Apparatus and Systems, vol. PAS-99, no. 3, pp. 902-910, May 1980.
- [68] ALVES, S. M., CORREIA DE BARROS, M. T., "Probabilistic description of different soil types' resistivity"; In:CIGRE International Colloquium on Lightning and Power Systems, Bologna, Italy, 27-29 June, 2016.
- [69] ALÍPIO, R.; VISACRO, S., "Modeling the frequency dependence of electrical parameters of soil," IEEE Trans. Electromagnetic Compatibility, vol 56, no. 5, pp: 1163-1171, 2014
- [70] LONGMIRE, C. L.; SMITH, K. S., "Universal Impedance for soil", Defense Nuclear Agency, Washington, October 1975.

## ANEXO A

# EQUAÇÃO MODAL DO MODELO DE ONDA COMPLETA NO CASO DE LINHA DE TRANSMISSÃO AÉREA

O objetivo deste anexo A é validar a equação modal através dos resultados da resposta em frequência da constante de propagação. Esta validação é importante para assegurar o correto funcionamento da estrutura de solução numérica da equação modal. Os resultados encontrados são comparados com os resultados de Pettersson [10], D'Amore e Sarto em [16][17] e Wedepohl em [13]. Estas referências cobrem os resultados, respectivamente, das três possíveis formulações do modelo de onda completa. Os resultados de aferição aqui reproduzidos foram originalmente apresentados na dissertação de mestrado em [28] e são resumidamente aqui apresentados considerando somente o caso de linha de transmissão.

Dada a geometria apresentada na Fig. 2, admite-se que o meio 1 é o ar, com propriedades  $\epsilon_{r1} = 1$ ,  $\mu_{r1} = 1$  e  $\sigma_1 = 0$  [S/m], e o meio 2 é o solo com perdas, com propriedades  $\epsilon_{r2} = 5$ ,  $\mu_{r2} = 1$  e  $\sigma_2 = 0,05$  [S/m]. Considerando o condutor nu em uma altura  $h = 10$  m, a Fig. 73 apresenta a constante de atenuação e a Fig. 74 a constante de fase.

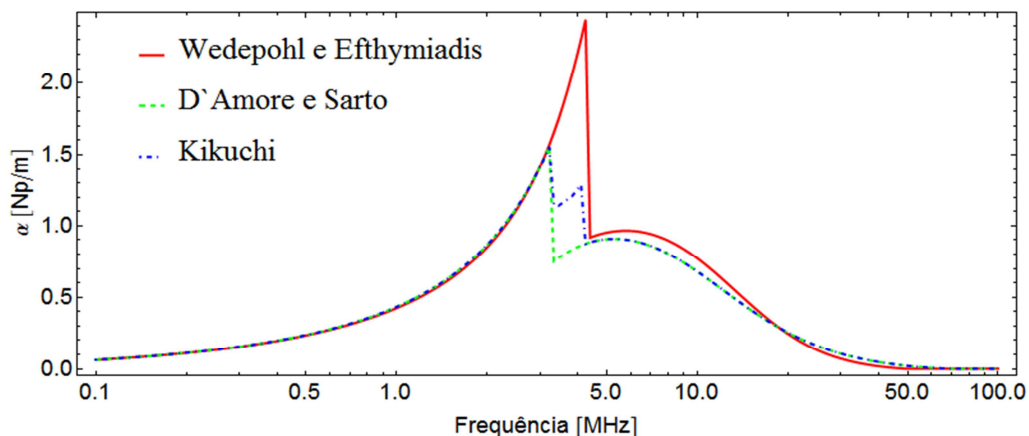
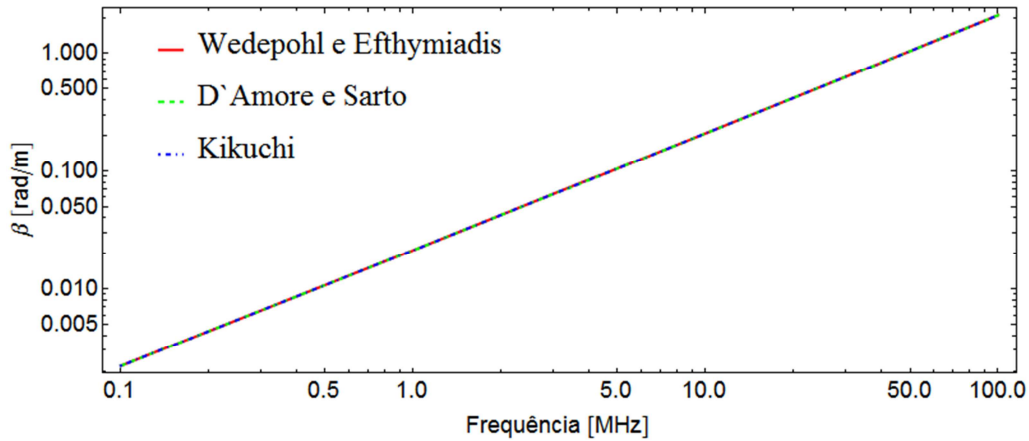


Figura 73: Real de gamma. Caso linha de transmissão monofásica.



**Figura 74: Imaginário de gamma. Caso linha de transmissão monofásica.**

Pela Fig. 73, observa-se a ocorrência de uma descontinuidade em torno de 5Mhz, devido ao chaveamento entre as raízes da equação modal. No plano complexo, a constante de propagação possui duas possíveis raízes, e seus conjugados complexos. Em baixas frequências, uma destas raízes é dominante, porém, conforme se aumenta a frequência, a segunda raiz torna-se dominante e ocorre o chaveamento. Dependendo do chute inicial este chaveamento pode não ocorrer, resultando em um modo de propagação diferente ao modo linha de transmissão (Transmission Line mode, TL). Este outro modo, denominado por modo onda rápida (Fast Wave mode, FW), embora previsto no modelo matemático, não se trata de uma descrição física real do comportamento de linhas de transmissão. Além disso, a visualização desta descontinuidade trona-se mais clara conforme se aumenta o número de pontos de amostragem na frequência. Para o caso de condutores enterrados, como mostrado nas Fig. 4 e 5 da seção 2.5.1, a descontinuidade não ocorre, devido ao fato do condutor estar envolvido por um meio com perdas e dispersivo.

## ANEXO B

# IDENTIFICAÇÃO DE FALHAS INCIPIENTES EM CABO HVDC SUBMARINO

O número de aplicações envolvendo cabos de corrente contínua (CC) submarinos está aumentando rapidamente, como em aplicações de exploração de petróleo e gás ou em explorações de potenciais eólicos onde algumas possíveis configurações de cabos como, por exemplo, uso de cabos umbilicais ou o uso de cabos independentes para os polos positivo e negativo podem ser utilizadas. Nesta tese, considera-se esta última possibilidade, constituída apenas por cabos *single core* com armadura, admitindo-se uma hipótese simplificativa adicional que o cabo com o polo positivo está localizado a uma distância suficientemente grande um do cabo com polo negativo, de forma que acoplamento mútuo entre polos positivo e negativo pode ser negligenciado.

Para o estudo, considera-se que uma exploração eólica *off-shore* está conectada a uma rede elétrica local por meio de um link HVDC submarino. Inicialmente, admite-se que o parque eólico está localizado a 50 km da costa, sendo que a estação retificadora e o cabo são considerados *off-shore* e que o sistema está ligado à rede AC por meio de um transformador *step-up*, conforme ilustra a Fig. 75, sendo que, para o cabo HVDC submarino, considera-se o mesmo cabo da Fig. 35 da seção 3.3.1, porém, neste caso, admite-se que o cabo está submerso na água marinha a uma profundidade constante de 25m.

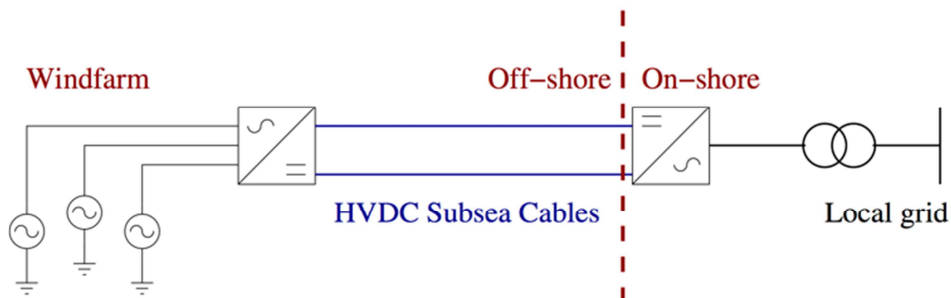
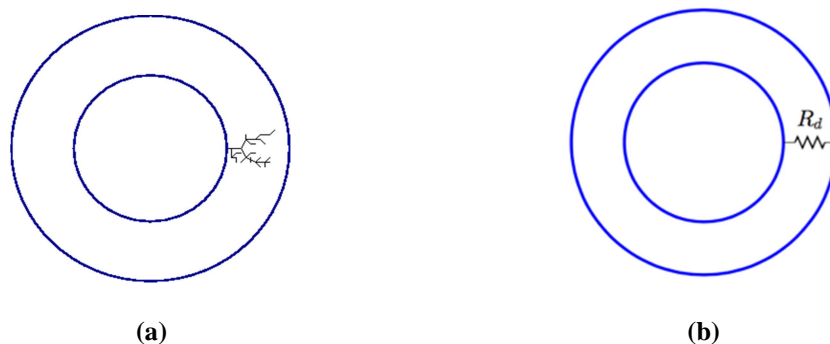


Figura 75: Sistema de exploração eólica *off-shore* com link HVDC submarino.

As causas de falhas em sistemas HVDC são inúmeras e podem ser agrupadas em pelo menos dois tipos, nomeadamente, as falhas de operação dos conversores e transformadores ou as falhas nos cabos propriamente ditos. Neste último, quando se considera os cabos subterrâneos ou, principalmente, os submarinos, o fenômeno eletroquímico-mecânico conhecido como arborização de água [40]-[42] é a principal causa de falha de isolamento. Embora seja muito difícil de controlar e, provavelmente impossível de evitar, o processo de arborização de água deve ser monitorado e detectado. Em seus estágios iniciais, o efeito de arborescência representa uma diminuição do nível de isolamento do cabo entre o núcleo e a blindagem. Em suas etapas finais, a arborização torna-se um caminho de baixa impedância entre os condutores do núcleo e da blindagem, formando um curto-circuito e danos permanentes na camada de isolamento.

Nota-se que o processo evolutivo do efeito de arborescência pode ser representado, eletricamente, como uma resistência variável entre o núcleo e a blindagem do cabo. A Fig. 76(a) representa, esquematicamente, o efeito de arborescência no isolamento do cabo e a Fig. 76(b) representa a resistência variável  $R_d$  usada para representar o processo de arborização. Desta forma, um alto valor de resistência  $R_d$  representa o isolamento pleno e, conforme ocorre o avanço do efeito de arborescência, este é representado pela diminuição da resistência  $R_d$  entre o núcleo e a blindagem.

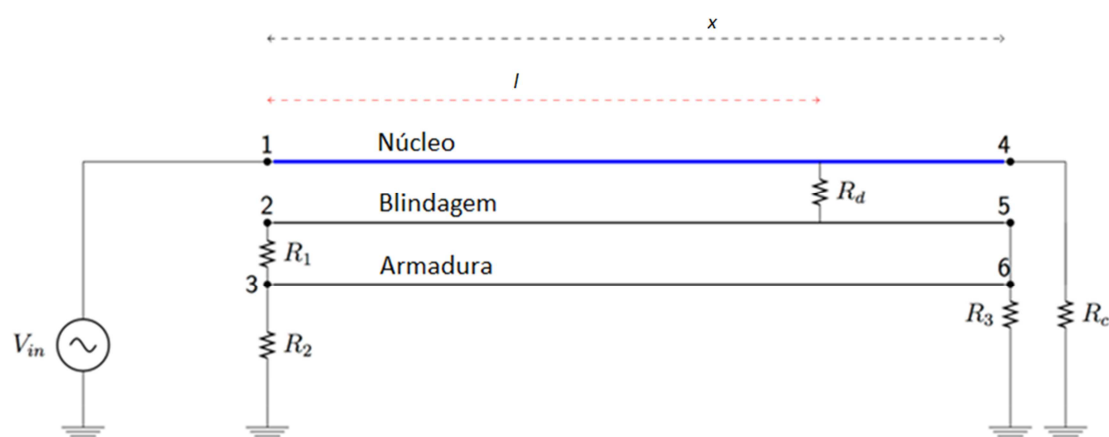


**Figura 76: Efeito de arborescência na isolação do cabo, a) efeito de arborescência e b) representação de resistência variável equivalente.**

A aproximação do fenômeno de arborescência por uma resistência variável  $R_d$  permite implementar um circuito bastante simples para determinar o espectro de falhas com base em sua localização e/ou nas características da falha, isto é, seja uma falha incipiente ou uma falha de isolamento. Na verdade,  $R_d$  pode ser entendida como uma

impedância de falha que, ao variar o seu valor e localização, permite a avaliação do espectro de tensão/corrente associado à falha, fator este, fundamental para o diagnóstico da falha.

Contrariamente aos sistemas de cabos subterrâneos, na configuração submarina, a blindagem e a armadura, geralmente, são aparafusadas na extremidade receptora e não estão aterradas. Do lado *on-shore*, há casos em que existe apenas um ponto de aterramento e outros onde todo o sistema permanece sem aterramento. Dentre as diversas possibilidades de conexões, optou-se por elaborar um sistema que permita o acesso ao espectro de tensão e corrente associado a falha conforme ilustra a Fig. 77.



**Figura 77: Sistema proposto para acessar o espectro tensão e corrente associado a falha.**

O comprimento “ $l$ ” corresponde à localização da falha, e para os testes realizados, consideraram-se variações de 500 m a 45 km. Uma fonte de tensão de impulso ideal, ou seja, uma função delta Dirac, é conectada no terminal 1 do cabo. O resistor  $R_c$  é usado para representar cenários de curto-circuito e de circuito aberto, sendo que se considera  $0,01\text{ m}\Omega$  para curto-circuito e  $10\text{ M}\Omega$  para circuito aberto. Considera-se o lado emissor aterrado com  $R_2 = 0,01\Omega$  e que  $R_1 = 1\text{ k}\Omega$  é utilizado para separar a blindagem da armadura, enquanto que a outra extremidade do cabo permanece com blindagem e armadura desaterrados, sendo  $R_3 = 10\text{ M}\Omega$  utilizado para representar o circuito aberto.

Nos testes realizados, mediram-se as correntes injetadas e a tensão induzida em todos os nós perante a ocorrência de falha em vários pontos ao longo do cabo, com os valores de  $R_d$  variando de  $0,01\text{ m}\Omega$ , representando cenário de falha de isolamento, até  $1\text{ M}\Omega$ , no caso de uma falha incipiente. A Fig. 78 apresenta os resultados obtidos para



a resposta de circuito aberto ( $R_c = 0,01 \text{ m}\Omega$ ) no terminal 1 em um espectro de frequência que varia de  $1 \mu\text{Hz}$  até  $10 \text{ kHz}$ . Pode-se observar que no caso das falhas incipientes (valores elevados da resistência  $R_d$ ) existe um padrão bastante visível de oscilações de alta frequência.

Para o espectro de corrente de curto-circuito, pode-se identificar uma ressonância anormal em torno de  $100 \text{ Hz}$  para o caso de falhas incipientes. É interessante notar que, semelhante aos testes de circuito aberto, o caso de falha de isolamento não seria facilmente identificado. Os resultados para vários valores do  $R_d$  e localização da falha para o espectro de corrente de curto-circuito são apresentados na Fig. 79. Nota-se que o caso de  $R_d = 10^6 \Omega$  representa o cenário sem a falha, pois está na mesma ordem de grandeza da resistência da camada isolante do cabo.

Um aspecto importante que se pode observar nesses testes é que as falhas incipientes ( $R_d = 10^6 \Omega$  e  $R_d = 10^3 \Omega$ ) apresentam um perfil de corrente semelhante sendo que as ressonâncias ou antirressonâncias ocorrem basicamente nas mesmas frequências, independentemente do ponto de falha no cabo. Embora não seja mostrado aqui, um comportamento semelhante foi encontrado para distintos comprimentos de cabo. Neste caso, a diferença reside na frequência em que ocorrem as ressonâncias.

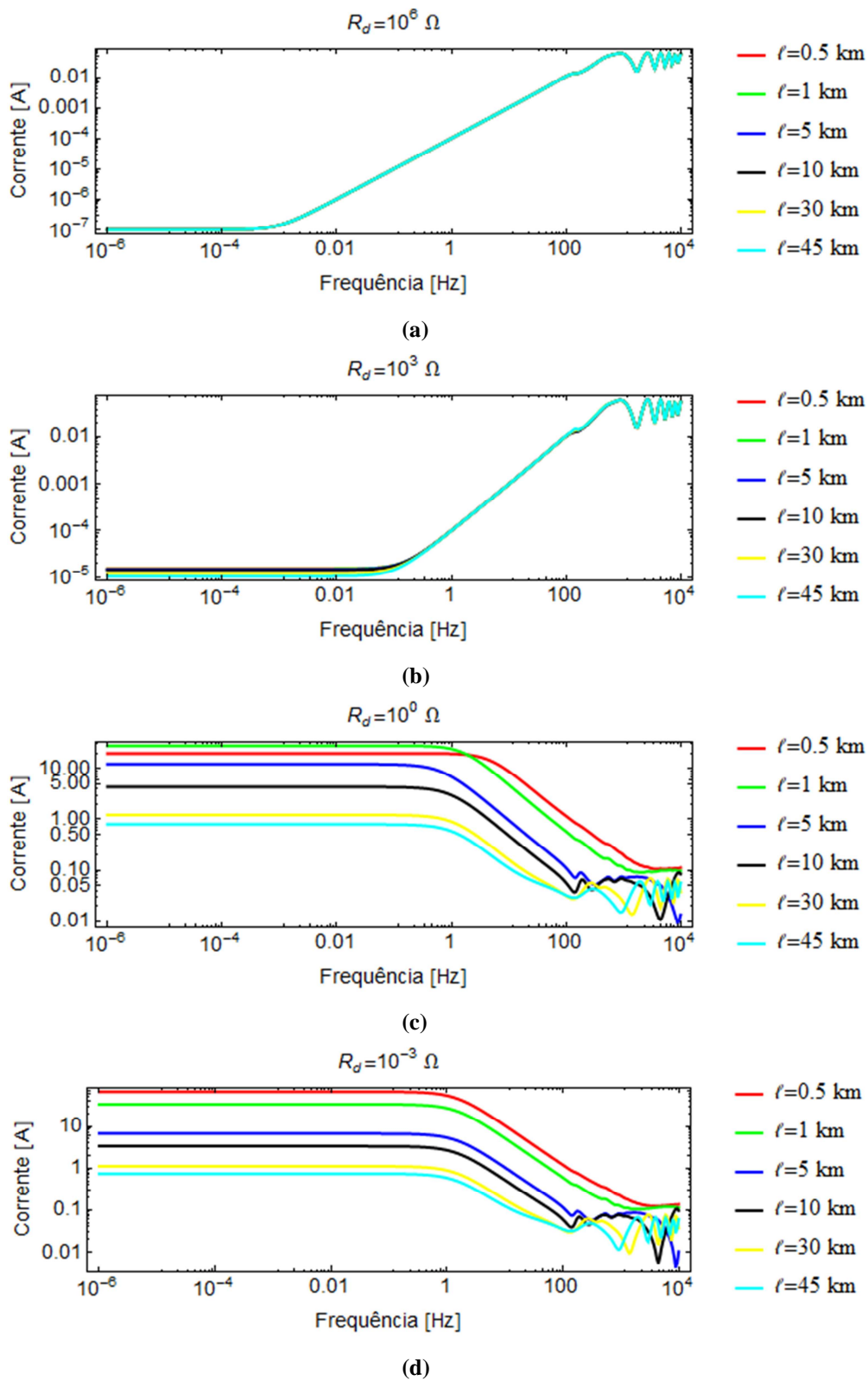
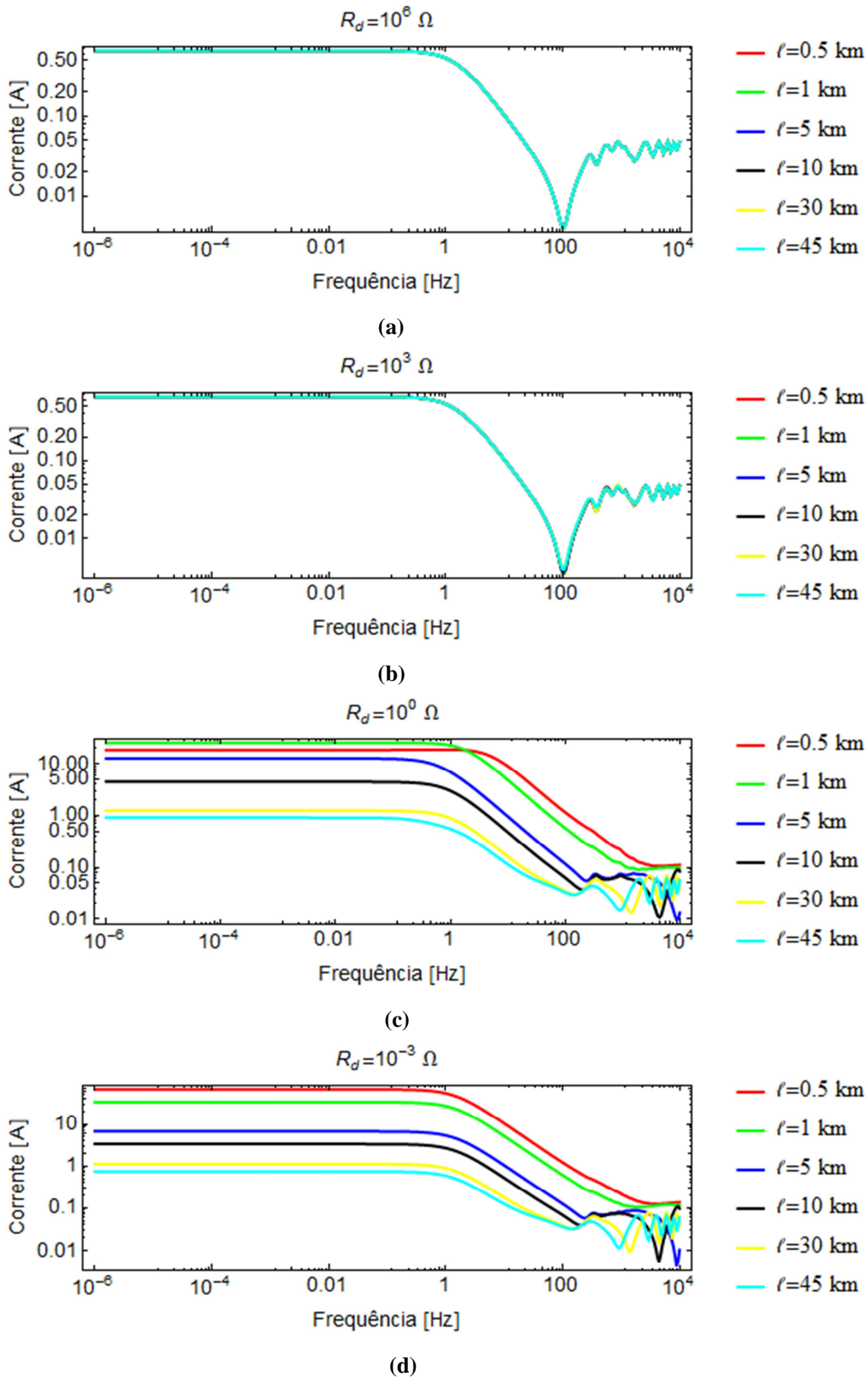


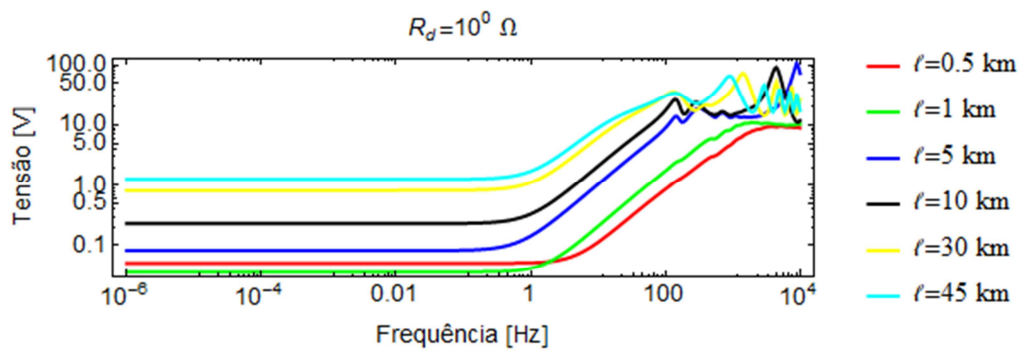
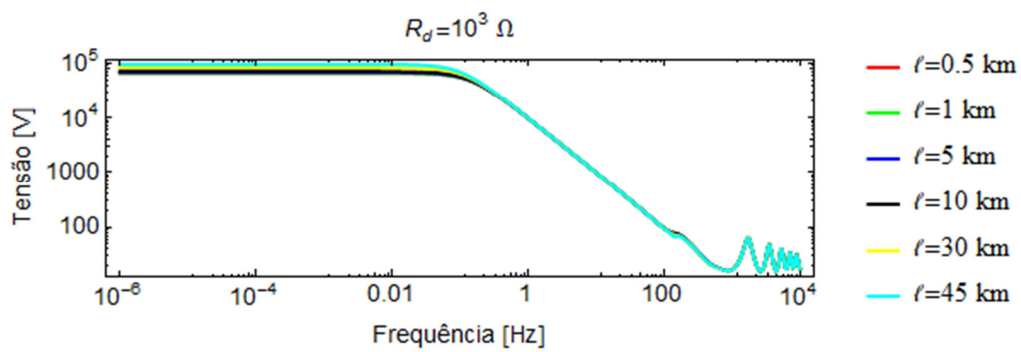
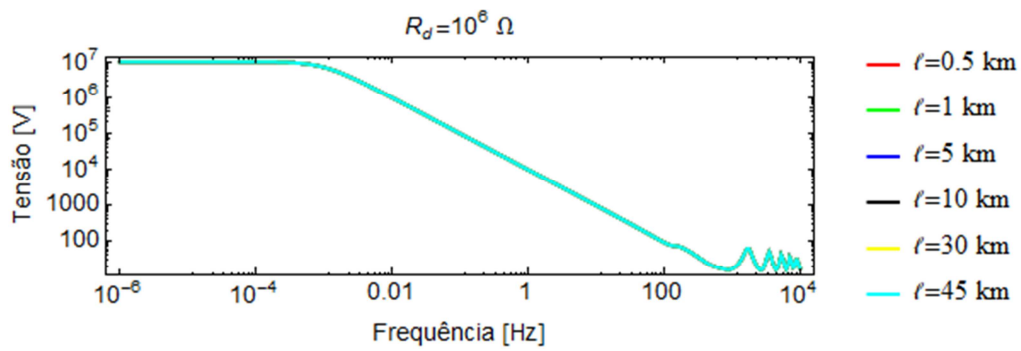
Figura 78: Espectro de corrente no terminal 1 associado ao teste de circuito aberto considerando-se variações de  $R_d$ .



**Figura 79: Espectro de corrente no terminal 1 associado ao teste de curto-circuito considerando-se variações de  $R_d$ .**

Os resultados para o espectro de tensão considerando as mesmas condições de curto-circuito e de circuito aberto são apresentados, respectivamente nas Figs. 80 e

81, onde se pode observar um comportamento semelhante no que se refere a ocorrências dos picos de ressonância ao caso do espectro de corrente.



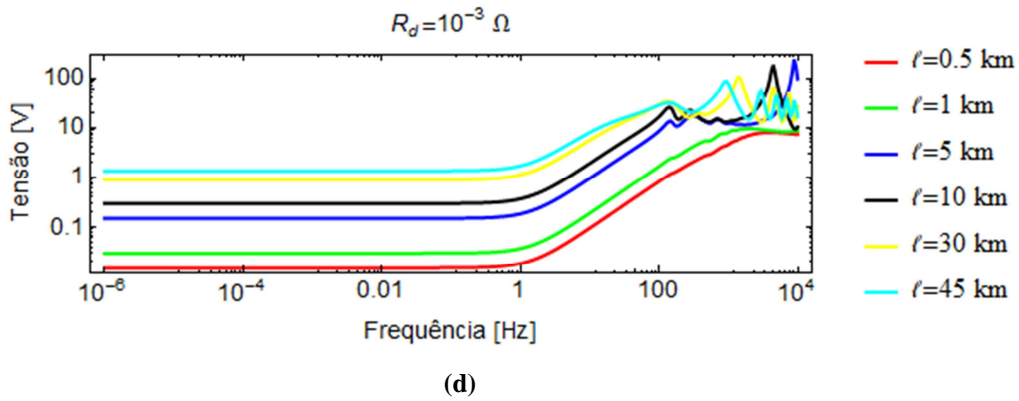
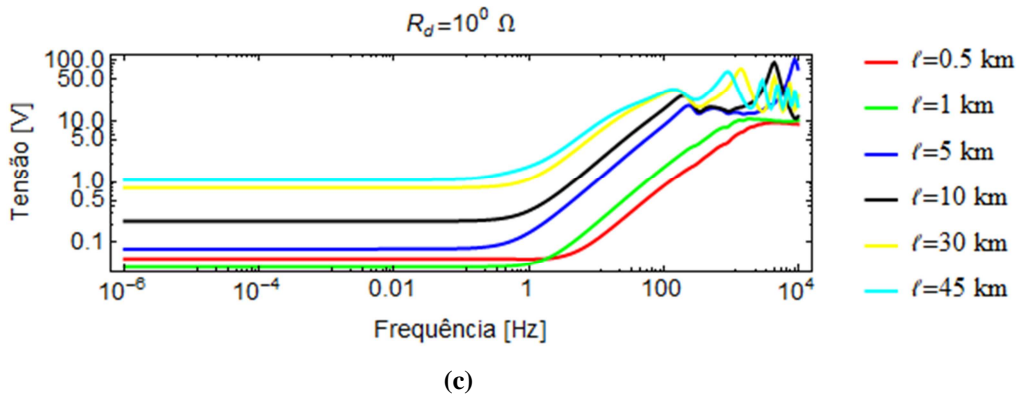
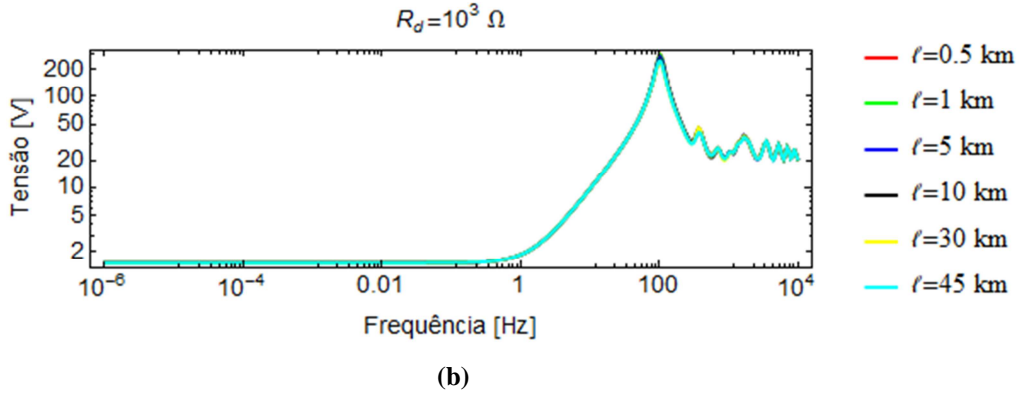
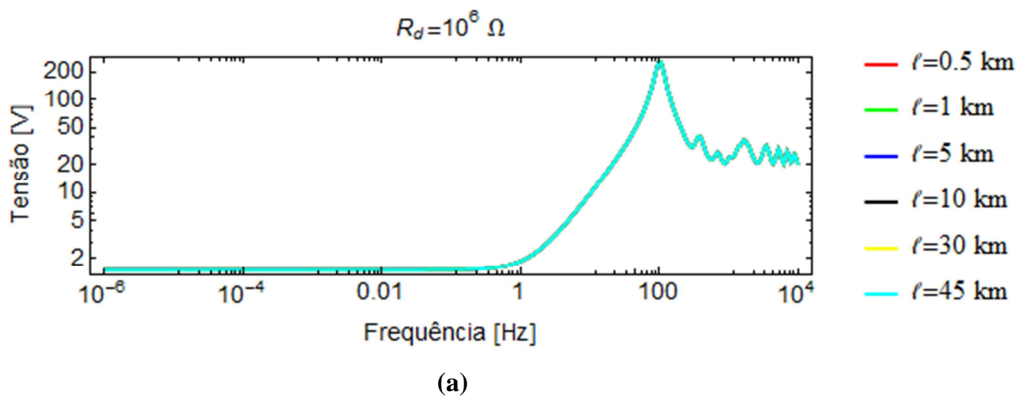
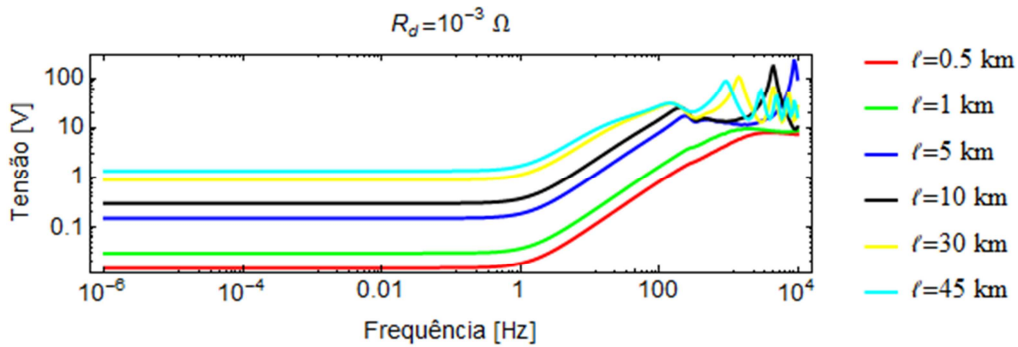


Figura 80: Espectro de tensão no terminal 1 associado ao teste de circuito aberto considerando-se variações de  $R_d$ .





(d)

**Figura 81:** Espectro de tensão no terminal 1 associado ao teste de curto-circuito considerando-se variações de  $R_d$ .

Os resultados apresentados nas Figs. 78, 79, 80 e 81, indicam que os estágios iniciais no processo de arborização podem ser observados e detectados no domínio da frequência pelas alterações dos padrões do espectro de tensão e na densidade espectral de corrente. Dado que o objetivo principal é identificar a falha incipiente excitando algumas das frequências de ressonância da falha, as mudanças na tensão medida, amplitude e fase, podem ser úteis para esta detecção. Pela análise de variável complexa, um pico de ressonância também conterà uma mudança abrupta na fase da variável complexa em análise.

Dadas as características apresentadas pelo sistema em questão, e pelos resultados dos espectros de tensão e corrente, pode-se elaborar um circuito para a detecção de falhas incipientes no cabo HVDC, tal como o ilustrado na Fig. 82. Vale lembrar que o lado submerso do cabo é inacessível. Portanto o procedimento de identificação de falhas deve ser realizado em um único extremo do cabo. Este fato, torna pioneiro este esquema de identificação de falhas.

Inicialmente, considera-se o caso LCI-HVDC convencional baseado em tiristores. Utiliza-se uma modelagem relativamente simples para o conversor pois, neste caso, os principais efeitos associados a uma fonte de corrente contínua não ideal são de segunda ordem para a análise aqui proposta.

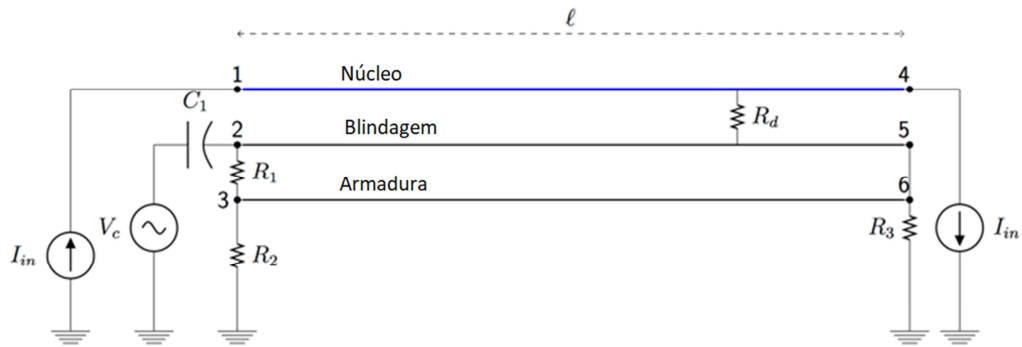
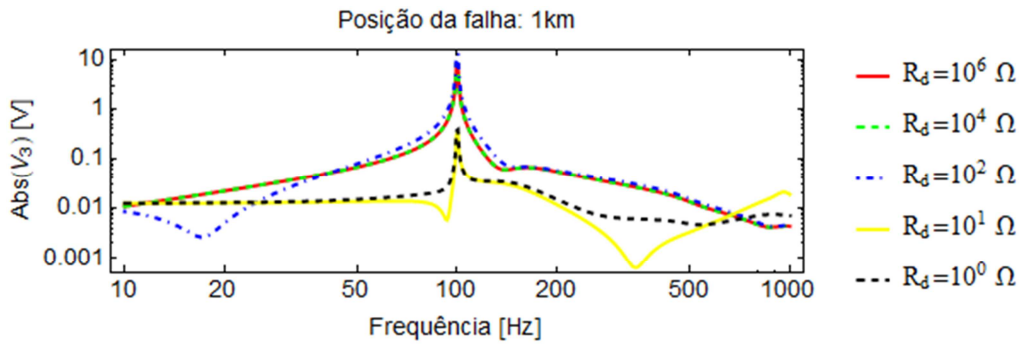


Figura 82:Esquema proposto para a identificação de falhas incipientes.

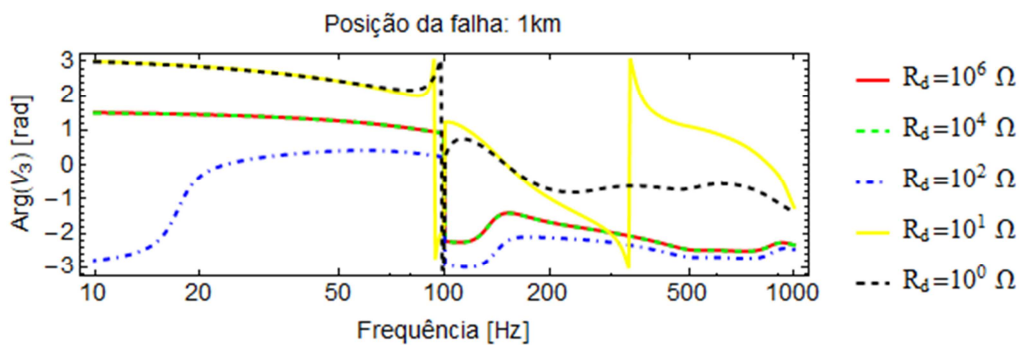
Neste caso,  $I_{in}$  representa a injeção de corrente pelo conversor. Por simplicidade, admite-se que a corrente injetada pelo retificador é a mesma que a drenada pelo inversor. A fonte de tensão  $V_c$  injetada na blindagem do cabo é uma tensão sinusoidal simples com frequência de 100 Hz e baixa amplitude de 0,01 V. Considerou-se este valor de frequência de 100 Hz foi para verificar se as ressonâncias encontradas anteriormente são excitadas ou não. O pequeno capacitor de  $C = 15,9 \mu F$  é utilizado como desacoplamento da fonte de tensão e blindagem. Admite-se, agora, para o resistor usado para separar a blindagem da armadura o valor de  $R_1 = 1 k\Omega$ , e para a resistência de aterramento  $R_2 = 10 \Omega$  sendo que o resistor de aterramento  $R_3 = 10 M\Omega$  permanece o mesmo que antes.

Para testar o esquema de identificação proposto, considera-se, inicialmente, o caso de uma falha ocorrendo perto da estação inversora *on-shore*, ou seja, a 1 km da estação inversora, e perto da outra extremidade próxima à estação retificadora *off-shore*, ou seja, a 49 km. As Figs. 83 e 84 mostram a resposta de tensão no terminal 3, isto é, na armadura do cabo para uma falha a 1 km considerando diferentes valores de  $R_d$ . Pode-se observar que, nesta configuração, independentemente do valor usado para representar o fenômeno de arborescência, há um ganho sensível na tensão em torno de 100 Hz.



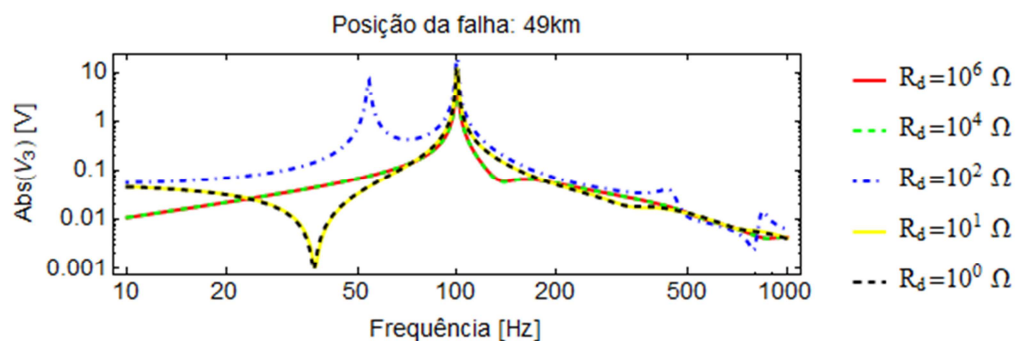
**Figura 83: Magnitude da tensão na armadura para falha em 1km.**

Há, também, uma mudança abrupta na fase da tensão da armadura em torno de 100 Hz, como mostrado na Fig. 84.



**Figura 84: Fase da tensão na armadura para falha em 1km.**

No caso da falha a 49 km observa-se uma alteração na magnitude da tensão da armadura do cabo para a falha incipiente conforme ilustra a Fig. 85. Novamente, ocorre uma mudança sensível em torno de 100 Hz para a maioria dos casos, com a exceção para o valor de 100  $\Omega$ , onde se observa uma alteração em torno de 50 Hz. Como esperado, as mudanças na amplitude da tensão da armadura do cabo mostram uma alteração notável na fase, como ilustra a Fig. 86.



**Figura 85: Magnitude da tensão na armadura para falha em 49km.**



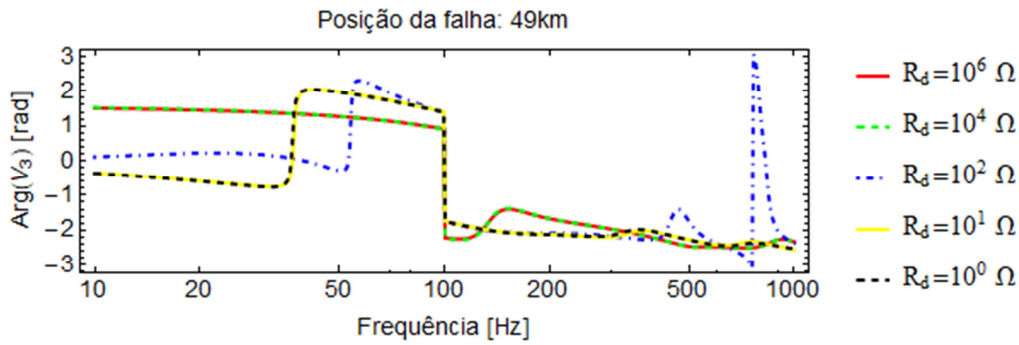


Figura 86: Fase da tensão na armadura para falha em 49km.

Como teste final para esta topologia, considera-se o caso com geração de números aleatórios para definir o ponto onde ocorre a falha. Nesse caso, a posição de falha selecionada foi de 30,422 km. Os resultados para a tensão na armadura de cabo são mostrados nas Figs. 87 e 88. Novamente, há uma oscilação de tensão sensível em torno de 100 Hz com apenas um caso em que há uma ressonância ligeiramente inferior a 100 Hz. No entanto, a mudança abrupta tanto na magnitude da tensão quanto na fase em torno de 100 Hz serve como uma indicação de que, independentemente da posição de falha, é possível a identificação da falha incipiente no caso do sistema com conversores do tipo fonte de corrente.

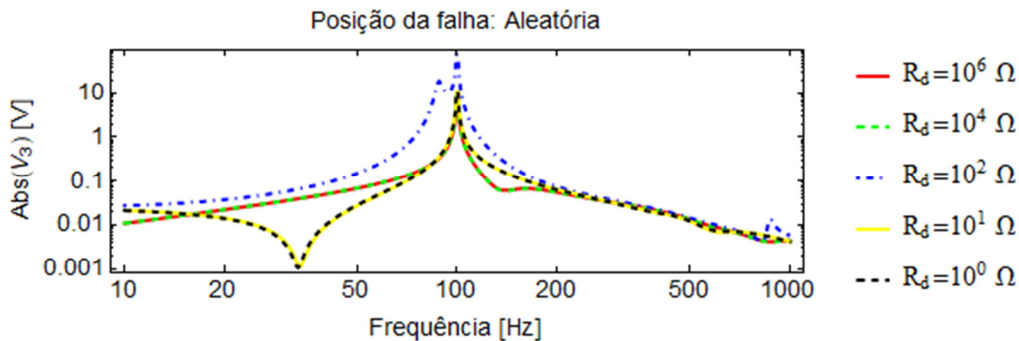


Figura 87: Magnitude da tensão na armadura para falha aleatória.

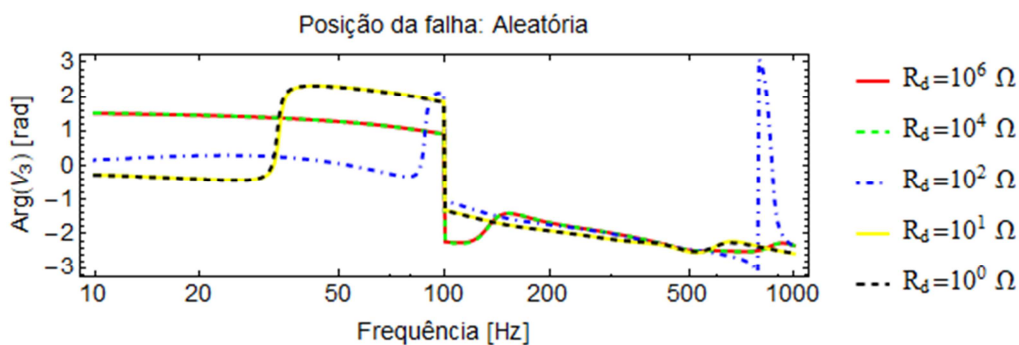
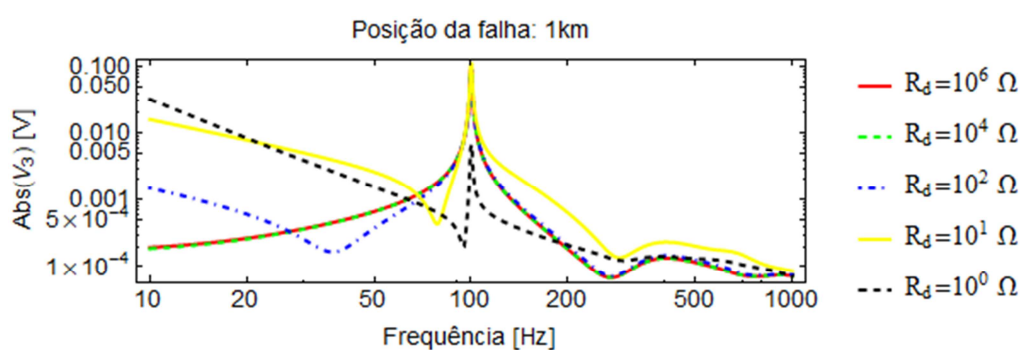


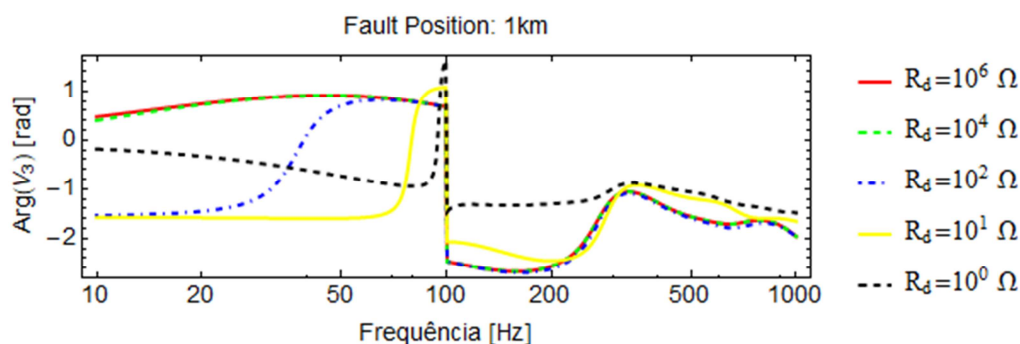
Figura 88: Magnitude da tensão na armadura para falha aleatória.

Outra configuração possível está associada a conversores de fonte de tensão. Embora esta configuração não seja tão facilmente estendida à grande transmissão de energia, é possível que, em um futuro próximo, essa configuração seja mais amplamente utilizada. Para testar se a procedimento de identificação de falhas incipientes é possível nesta configuração, considera-se uma versão ligeiramente modificada do circuito na Fig. 82, onde em vez das fontes de corrente, utilizam-se fontes de tensão CC. Neste caso, adota-se uma queda de tensão de 15%, como parece ocorrer em algumas outras topologias de sistemas HVDC convencionais.

A magnitude da tensão na armadura (terminal 3) é mostrada na Fig. 89 e a fase da tensão na armadura é mostrada na Fig. 90. Dada a mudança de injeção de corrente para a injeção de tensão, há uma mudança sensível no perfil de tensão na armadura. No entanto, novamente, em torno de 100Hz, um aumento acentuado na magnitude de tensão e uma mudança abrupta na fase podem ser encontrados.



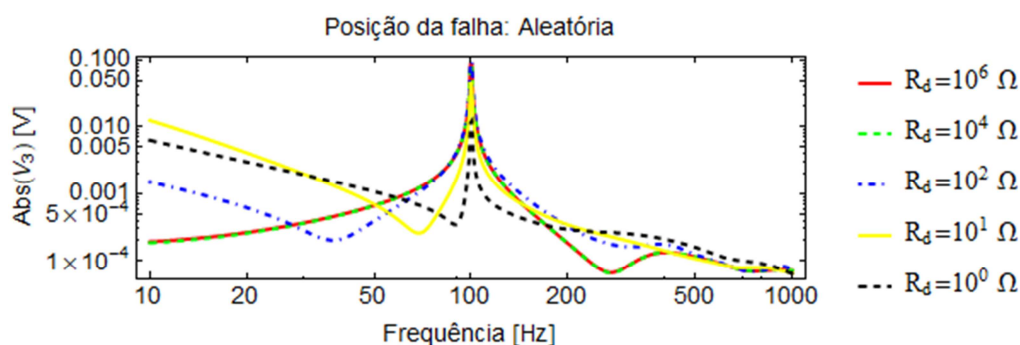
**Figura 89: Magnitude da tensão na armadura para falha em 1 km, conversor fonte de tensão**



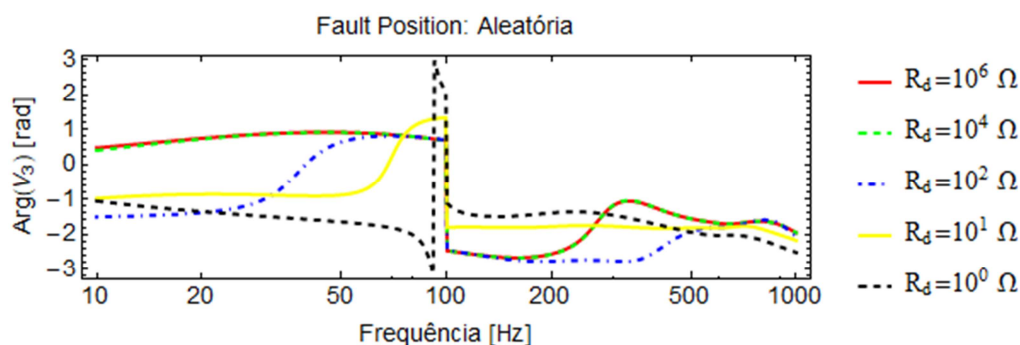
**Figura 90: Fase da tensão na armadura para falha em 1 km, conversor fonte de tensão.**

Pode-se observar um comportamento semelhante quando a falha ocorre em comprimentos distintos. Como ilustração, considera-se agora o caso em que a falha ocorreu a 26.3059 km, novamente usando um gerador de números aleatórios. Os

resultados são apresentados nas Figs. 91 e 92, para a magnitude e fase, respectivamente, da tensão na armadura.



**Figura 91: Magnitude da tensão na armadura para falha em posição aleatória, conversor fonte de tensão**



**Figura 92: Magnitude da tensão na armadura para falha em posição aleatória, conversor fonte de tensão.**

Observa-se que existe um comportamento semelhante do perfil de tensão em torno de 100 Hz para a falha em 1km (Figs. 89 e 90) e a falha selecionada aleatoriamente. Embora não seja mostrado aqui, esse tipo de comportamento também ocorreu para a falha perto do final do cabo, em 49km.

Os resultados apresentados indicam que, independentemente do tipo de conversor usado na configuração do HVDC, ou seja, fonte de corrente ou fonte de tensão, é possível identificar uma falha incipiente associada ao efeito de arborescência no isolamento do cabo. A hipótese de assumir o comportamento da arborização como uma resistência equivalente causando um curto-circuito entre o núcleo do cabo e a blindagem é baseada em estudos preliminares sobre a natureza do isolamento do cabo no espectro de baixas frequências, em torno de alguns hertz. Naturalmente, é necessário continuar o trabalho para avaliar se essa suposição é válida para a banda de frequências acima da considerada. Além disso, o uso de um circuito de detecção

simples permite detectar a falha independentemente da posição onde a falha pode ocorrer e independentemente do tipo de conversor (fonte de corrente ou fonte de tensão) considerado. Naturalmente, são necessários estudos sobre a compatibilidade eletromagnética de tal circuito. Neste caso, conversores não ideais devem ser modelados. Pode-se dizer o mesmo sobre a proteção desse circuito durante as interrupções, devido ao mau funcionamento do conversor.

A análise desse sistema usando uma representação mais detalhada da estação conversora, e com casos que lidam com cabos umbilicais onde os polos positivos e negativos são encapsulados no mesmo tubo, seria importante. Outra perspectiva está relacionada ao comportamento de cabos submarinos em águas profundas, visando um verdadeiro sistema HVDC submarino, como no caso da exploração de petróleo em grandes profundidades, ou seja, mais de 2 km abaixo do nível do mar