



MODELAGEM DE EFEITO COROA EM LINHAS DE TRANSMISSÃO EM CORRENTE CONTÍNUA

Carlos Kleber da Costa Arruda

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: Carlos Manuel de Jesus Cruz de
Medeiros Portela
Antonio Carlos Siqueira de
Lima

Rio de Janeiro
Março de 2012

MODELAGEM DE EFEITO COROA EM LINHAS DE TRANSMISSÃO EM
CORRENTE CONTÍNUA

Carlos Kleber da Costa Arruda

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. Antonio Carlos Ferreira, Ph.D.

Prof. Guilherme Gonçalves Sotelo, D. Sc.

Prof.^a Maria Cristina Dias Tavares, D.Sc.

Prof. Edson Guedes da Costa, D. Sc.

RIO DE JANEIRO, RJ – BRASIL

MARÇO DE 2012

Arruda, Carlos Kleber da Costa

Modelagem de efeito coroa em linhas de transmissão em corrente contínua/Carlos Kleber da Costa Arruda. – Rio de Janeiro: UFRJ/COPPE, 2012.

XXIV, 181 p.: il.; 29, 7cm.

Orientadores: Carlos Manuel de Jesus Cruz de
Medeiros Portela

Antonio Carlos Siqueira de Lima

Tese (doutorado) – UFRJ/COPPE/Programa de Engenharia Elétrica, 2012.

Referências Bibliográficas: p. 155 – 166.

1. Linha de transmissão. 2. CCAT. 3. Efeito corona. 4. Efeito coroa. 5. Campo elétrico.
I. Portela, Carlos Manuel de Jesus Cruz de Medeiros *et al.* II. Universidade Federal do Rio de Janeiro, COPPE, Programa de Engenharia Elétrica. III. Título.

*Aos meus filhos,
Ricardo e Leonardo.*

Agradecimentos

Aos meus pais, por tudo,

Ao professor Antonio Carlos Siqueira de Lima, por acreditar no meu trabalho,

Aos professores do programa de engenharia elétrica da COPPE,

Aos amigos do CEPTEL, em especial a Fernando Chaves Dart pelo apoio incondicional,

Aos professores do CEFET-RJ, em particular ao professor Arnaldo dos Santos Cebolo,

Ao professor Roberto Holguin, pelo apoio em minha carreira docente,

À Ana Paula, por surgir da maneira mais inesperada.

In memoriam ao professor Carlos Manuel de Jesus Cruz de Medeiros Portela (1935-2010), por ser a grande força motriz, motivo pelo qual realizei este doutorado. Seu rigor e atenção à física transcende este trabalho, inspirando-me na minha vida profissional. Lamento profundamente que ele não tenha visto o trabalho final.

Que seu conhecimento emane e se propague, inspirando a todos os alunos, engenheiros, cientistas e profissionais.

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

MODELAGEM DE EFEITO COROA EM LINHAS DE TRANSMISSÃO EM CORRENTE CONTÍNUA

Carlos Kleber da Costa Arruda

Março/2012

Orientadores: Carlos Manuel de Jesus Cruz de Medeiros Portela
Antonio Carlos Siqueira de Lima

Programa: Engenharia Elétrica

O objetivo deste trabalho é apresentar uma metodologia para a avaliação do comportamento do efeito coroa em linhas de transmissão de corrente contínua em alta tensão (CCAT). Diferente do que ocorre no caso da corrente alternada, o efeito coroa em CCAT está ligado ao comportamento das cargas espaciais presentes no meio. Essas cargas distribuem-se no espaço e distorcem o campo elétrico inicial.

Embora seja um fenômeno tridimensional, modelou-se o efeito coroa pelo processo físico de ionização, recombinação e absorção nas proximidades de cada condutor, no domínio do tempo, admitindo-se uma aproximação bidimensional. Os resultados indicam que a aproximação é adequada para a determinação do campo elétrico próximo ao solo. A avaliação dos modelos tridimensionais permitiu uma estimativa de erro da aproximação bidimensional e do efeito da superfície do condutor na determinação do campo elétrico crítico.

Foi desenvolvido também um modelo semi-lagrangeano de cargas espaciais, cuja distribuição é calculada pelo deslocamento de partículas de acordo com o campo elétrico e o vento. A abordagem considerada mostrou-se adequada para o cálculo envolvendo regiões semi-infinitas, i.e., domínios sem fronteiras. Os resultados são comparados com estudos experimentais existentes na literatura e envolvendo o emprego do método de elementos finitos.

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

MODELING OF CORONA EFFECT IN DIRECT CURRENT TRANSMISSION LINES

Carlos Kleber da Costa Arruda

March/2012

Advisors: Carlos Manuel de Jesus Cruz de Medeiros Portela
Antonio Carlos Siqueira de Lima

Department: Electrical Engineering

This work presents a study of corona phenomenon in high voltage direct-current (HVDC) transmission lines. Unlike AC overhead lines the presence of space charges is of paramount importance as the space charges are distributed in space and responsible for a distortion in the initial electric field.

Although, the complete phenomenon demands a three dimensions analysis, a simplified model based on a two dimensions approach considering all the main phenomena related to the corona inception, namely, ionization, recombination and absorption in the vicinity of each conductor. The results indicated that this approximation is suitable for the evaluation of the electric field near the ground. An analysis of three dimensional model allowed for an error estimation of the two dimensional approach as well as the effect of the surface of the conductor in the evaluation of the critical electric field.

A semi-lagrangian modeling of space charges was also developed, considering the influence of particle displacement based on electric field and wind effects. This approach showed a suitable response for evaluation in semi-infinite regions, i.e., unbounded domains. The results are compared with experimental data presented in the literature and based on finite domain method.

Sumário

Lista de Figuras	xiii
Lista de Tabelas	xviii
Lista de Símbolos	xix
Lista de Abreviaturas	xxiv
1 Introdução	1
1.1 Motivação	3
1.2 Objetivos	4
1.3 Estratégia de desenvolvimento	5
1.4 Organização	6
1.5 Convenções	7
2 Estado da Arte	8
2.1 Trabalhos sobre descargas em gases	11
2.2 Trabalhos sobre efeito coroa em linhas de transmissão CCAT	11
2.3 Trabalhos sobre medições em linhas de transmissão CCAT	14
2.4 Trabalhos sobre métodos numéricos relacionados	15
2.5 Comentários	17
3 Aspectos básicos do efeito coroa	19
3.1 Aspectos fenomenológicos do efeito coroa	19
3.1.1 Coroa positivo	21
3.1.2 Coroa negativo	22
3.1.3 Efeito das cargas espaciais no campo elétrico	24
3.1.4 Diferenças do efeito coroa entre corrente contínua e corrente alternada	24
3.2 Pesquisa e modelagem empírica do efeito	25
3.2.1 Modelo de PEEK	26
3.2.2 Modelo de WHITEHEAD	26

3.2.3	Modelo de TIKHODEYEV	26
3.2.4	Modelo de PORTELA e SANTIAGO	27
3.2.5	Outros modelos	27
3.2.6	Efeito da atmosfera no campo elétrico crítico	28
3.2.7	Considerações sobre o fator de forma m	28
3.3	Modelagem física dos mecanismos de ionização	29
3.3.1	Equações de conservação de partículas	29
3.3.2	Ionização por impacto de elétrons	32
3.3.3	Ionização por radiação (fotoionização)	35
3.3.4	Ionização térmica	36
3.3.5	Deionização por difusão	37
3.3.6	Recombinação	37
3.3.7	Absorção	38
3.3.8	Mobilidade e deriva de partículas carregadas	39
3.3.9	Emissão de elétrons e íons por sólidos	41
3.4	Discussão	43
4	Campos eletromagnéticos em uma linha de transmissão CCAT	45
4.1	Modelo de campo elétrico sem cargas espaciais	45
4.2	Modelo de campo elétrico na presença de cargas espaciais	47
4.2.1	Configuração monopolar	48
4.2.2	Configuração bipolar	50
4.2.3	Mobilidade dos íons	52
4.2.4	Difusão e recombinação	53
4.3	Desenvolvimento histórico da resolução numérica do campo elétrico	53
4.3.1	Método de elementos finitos	53
4.3.2	Método de elementos de contorno	55
4.3.3	Método <i>particle in cell</i>	56
4.4	Estimação da corrente transversal em condutores sob efeito coroa	56
4.5	Modelagem tridimensional do campo elétrico	61
4.6	Discussão	63
5	Implementação Numérica	64
5.1	Método de simulação de cargas (MSC)	64
5.2	Modelo de campo elétrico tridimensional sem cargas espaciais	66
5.3	Modelo de campo elétrico com cargas espaciais	69
5.3.1	Utilização de malhas	69
5.3.2	Determinação do campo elétrico próximo ao solo	73
5.3.3	Determinação do campo elétrico superficial nos condutores	73
5.3.4	Definição da malha	73

5.3.5	Ciclo de vida das cargas	74
5.3.6	Passo de tempo	75
6	Simulações	76
6.1	Casos estudados	77
6.1.1	Configuração das simulações	78
6.2	Cálculo do campo elétrico	81
6.2.1	EPRI	81
6.2.2	IREQ	86
6.2.3	Itaipu	89
6.3	Cálculo da densidade de corrente e corrente iônica	95
6.3.1	EPRI	95
6.3.2	IREQ	97
6.3.3	Itaipu	98
6.4	Comparação entre os modelos bidimensional e tridimensional	102
6.5	Análise de desempenho computacional	109
6.5.1	Número de partículas	109
6.5.2	Resolução da malha principal	110
6.5.3	Resolução da malha no solo	110
6.5.4	Variação global da resolução	111
6.6	Efeito da energização no estabelecimento do efeito	113
6.7	Discussão	116
7	Modelo da camada de ionização	118
7.1	Considerações sobre a determinação do campo elétrico superficial	118
7.2	Implementação do modelo	121
7.2.1	Definição da malha	122
7.2.2	Condições iniciais	123
7.2.3	Aplicação do MSC	123
7.2.4	Iteração e etapas intermediárias	126
7.2.5	Passo de tempo	128
7.2.6	Resultados	128
7.2.7	Limites do modelo	128
7.3	Configuração da simulação	129
7.4	Resultados	131
7.4.1	Densidade de partículas e atividade de ionização	131
7.4.2	Densidade de carga e campo elétrico	137
7.4.3	Corrente e densidade de corrente	137
7.5	Discussão	147

8	Conclusões	148
8.1	Sobre modelos tridimensionais	148
8.2	Comparação do modelo com métodos fortemente baseados em malhas	149
8.3	Sobre o modelo de partículas	149
8.4	Sobre a validação do modelo	150
8.5	Sobre o modelo de camada de ionização	150
8.6	Sugestões para desenvolvimentos futuros	151
8.6.1	Extensão do estudo do campo elétrico bidimensional	151
8.6.2	Modelo de ionização pelo efeito de superfície	151
8.6.3	Aplicação das equações de ionização em outros campos	152
8.6.4	Outras sugestões	153
	Referências Bibliográficas	155
A	Aspectos computacionais dos modelos implementados	167
A.1	Sobre plataformas computacionais utilizadas	167
A.2	Implementação do método MSC	168
A.3	O método <i>particle-in-cell</i> (PIC)	168
A.3.1	Modelos de partículas	169
A.3.2	Discretização do modelo	170
A.3.3	Implementação	170
A.4	Métodos de aceleração computacional para problemas de “n-corpos” .	171
A.4.1	Introdução	171
A.4.2	O método de multipolos rápidos	171
A.4.3	Algoritmos aplicados	172
B	Algoritmo de convecção numérica	173
B.1	Convenções	173
B.2	Algoritmo básico	174
B.3	Algoritmo em coordenadas cilíndricas	175
B.3.1	Algoritmo unidimensional	175
B.3.2	Algoritmo bidimensional	177
C	Rotina de difusão bidimensional	179
C.1	Algoritmo de difusão em coordenadas cilíndricas, unidimensional . . .	179
C.2	Algoritmo de difusão em coordenadas cilíndricas, bidimensional . . .	180

Lista de Figuras

2.1	Linha do tempo dos principais trabalhos relacionados ao efeito coroa em CCAT.	10
3.1	Princípio do efeito coroa formado por um catodo, baseado em KHALIFA e ABDEL-SALAM (2000) e TRINH (1995).	21
3.2	Exemplo de distorção do campo elétrico devido a efeito coroa em um catodo.	21
3.3	Princípio do efeito coroa formado por um anodo, baseado em KHALIFA e ABDEL-SALAM (2000) e TRINH (1995).	22
3.4	Exemplo de distorção do campo elétrico devido a efeito coroa em um anodo.	23
3.5	Estilização de ocorrência do efeito coroa em CA e em CC.	25
3.6	Comparação de modelos de limiar de efeito coroa.	28
3.7	Taxas de ionização (α) e absorção (η)	33
3.8	Balanco de ionização ($\alpha - \eta$)	34
3.9	Balanco de ionização ($\alpha - \eta$) para o ar em algumas condições climáticas.	34
3.10	Fator ψ , adaptado de PENNEY e HUMMERT (1970)	36
3.11	Mobilidade dos íons em função do tempo de vida da partícula, conforme AL-HAMOUZ (1994), baseado em ARAI e TSUNODA (1980), POPKOV (1963b) e VERESHCHAGIN e LITVINOV (1978).	41
3.12	Velocidade de deriva das partículas no ar, conforme MORROW e LOWKE (1997) e NIKONOV et al. (2001).	42
4.1	Saturação do campo elétrico superficial, conforme AL-HAMOUZ (1994), baseado em SARMA MARUVADA e JANISCHEWSKYJ (1969c), ABOELSAAD et al. (1989) e ABDEL-SALAM et al. (1983).	49
4.2	Funções densidade de corrente, conforme SUNAGA.	58
4.3	Funções de corrente iônica, conforme medições de LEKGANYANE et al. (2007).	60
4.4	Contribuição de um eletrodo no campo elétrico em um ponto no espaço.	61
5.1	Exemplo de modelo tridimensional de uma linha CCAT.	69

5.2	Exemplo de distribuição de cargas na proximidade de um condutor.	71
5.3	Determinação do campo elétrico pelo método PM.	72
6.1	Perfil da linha de teste do EPRI, referente ao meio do vão.	77
6.2	Perfil da linha de teste do IREQ, referente ao meio do vão.	78
6.3	Perfil da linha de transmissão de Itaipu, referente ao meio do vão.	79
6.4	EPRI, campo elétrico no solo - comparação com medições.	81
6.5	EPRI, fluxo de cargas sem vento.	82
6.6	EPRI, fluxo de cargas para $v = 1$ m/s.	82
6.7	EPRI, fluxo de cargas para $v = 4$ m/s.	82
6.8	EPRI, campo elétrico no solo - comparação variando o fator de forma no polo negativo.	83
6.9	EPRI, campo elétrico no solo - comparação com medições e modelo de Qin.	84
6.10	Detalhe da fig. 6.9, comparando somente com modelo de Qin.	85
6.11	EPRI, campo elétrico no solo - comparação de perfis e parâmetros.	85
6.12	IREQ, campo elétrico no solo.	86
6.13	IREQ, campo elétrico, comparação com medições.	87
6.14	IREQ, fluxo de cargas, sem vento.	87
6.15	IREQ, fluxo de partículas, $v = 1$ m/s.	88
6.16	IREQ, fluxo de partículas, $v = 4$ m/s.	88
6.17	Itaipu, campo elétrico no solo.	89
6.18	Itaipu, campo elétrico no solo - comparação com medições.	90
6.19	Itaipu, fluxo de cargas, sem vento.	90
6.20	Itaipu, fluxo de cargas para $v = 1$ m/s.	91
6.21	Itaipu, fluxo de cargas para $v = 4$ m/s.	91
6.22	Itaipu, detalhe do fluxo de cargas no polo negativo, iteração 200, sem vento.	92
6.23	Itaipu, vetores de campo elétrico no feixe.	92
6.24	Itaipu, módulo do campo elétrico superficial em torno de cada sub-condutor, condição inicial.	93
6.25	Itaipu, módulo do campo elétrico superficial após 100 iterações, sem vento.	93
6.26	Itaipu, campo elétrico superficial máximo, polo positivo.	94
6.27	Itaipu, campo elétrico superficial máximo, polo negativo.	94
6.28	EPRI, densidade de corrente no solo - comparação de perfis e parâmetros.	95
6.29	EPRI, densidade de corrente no solo - comparação comparação com fator de forma.	96

6.30	EPRI, corrente iônica no polo positivo - comparação de perfis e parâmetros.	96
6.31	EPRI, corrente iônica no polo negativo- comparação de perfis e parâmetros.	97
6.32	IREQ, densidade de corrente no solo.	98
6.33	IREQ, densidade de corrente, comparação com medições.	98
6.34	Itaipu, densidade de corrente no solo.	99
6.35	Itaipu, densidade de corrente no solo - comparação com medições. . .	99
6.36	Itaipu, corrente iônica, polo positivo.	100
6.37	Itaipu, corrente iônica, polo negativo.	100
6.38	Itaipu, carga no polo positivo.	101
6.39	Itaipu, carga no polo negativo.	101
6.40	Modelo (<i>mockup</i>) em 3D da linha de transmissão de Itaipu - vista lateral.	102
6.41	Modelo (<i>mockup</i>) em 3D da linha de transmissão de Itaipu - vista superior.	102
6.42	Modelo (<i>mockup</i>) em 3D da linha de transmissão de Itaipu.	103
6.43	Modelo (<i>mockup</i>) em 3D da linha de transmissão de Itaipu - vista superior - detalhe da torre.	103
6.44	Curvas do módulo de campo elétrico e a linha, escala de cores em kV/m.	104
6.45	Curvas do módulo de campo elétrico no meio do vão, escala de cores em kV/m.	105
6.46	Curvas de nível do módulo do campo elétrico, com a posição dos perfis, <i>fora de escala</i> , em kV/m.	105
6.47	Componente vertical do campo elétrico, comparação entre modelos 2D e 3D (perfil A-A' na figura 6.46).	106
6.48	Módulo de campo elétrico ao longo do polo.	107
6.49	Campo elétrico próximo ao solo, em torno da torre, escala de cores em kV/m (detalhe D da figura 6.46).	107
6.50	Representação das curvas da figura 6.49, em perspectiva.	108
6.51	Itaipu, campo elétrico, variação no número de partículas.	109
6.52	Itaipu, densidade de corrente, variação no número de partículas. . .	110
6.53	Itaipu, campo elétrico, variação no tamanho das células da malha principal.	111
6.54	Itaipu, densidade de corrente, variação no tamanho das células da malha principal.	111
6.55	Itaipu, campo elétrico, variação no tamanho das células da malha no solo.	112

6.56	Itaipu, densidade de corrente, variação no tamanho das células da malha no solo.	112
6.57	Itaipu, campo elétrico, variação global na resolução.	113
6.58	Itaipu, densidade de corrente, variação global na resolução.	113
6.59	Itaipu, campo elétrico, comparação da forma de energização.	114
6.60	Itaipu, densidade de corrente, comparação da forma de energização.	114
6.61	Itaipu, módulo da carga nos polos, comparação da forma de energização.	115
6.62	Itaipu, corrente iônica por polo, comparação da forma de energização.	115
7.1	Envoltória de um cabo ACSR código Rail, dimensões em mm.	119
7.2	Perfis de campo elétrico relativo do cabo da figura 7.1, comparado a um cilindro de raio igual ao nominal.	120
7.3	Módulo do campo elétrico relativo do cabo da figura 7.1 - detalhe na proximidade de um fio.	121
7.4	Malha utilizada na simulação, em escala.	123
7.5	Discretização da malha da camada de ionização.	124
7.6	Efeito de fotoionização na célula j a partir da emissão de fótons na célula i	127
7.7	Densidade inicial de elétrons.	130
7.8	Densidade de partículas na iteração 10 000 ($t = 0,188 \mu\text{s}$ no polo negativo, $t = 0,247 \mu\text{s}$ polo positivo).	132
7.9	Atividade de ionização na iteração 10 000 ($t = 0,188 \mu\text{s}$ no polo negativo, $t = 0,247 \mu\text{s}$ polo positivo).	133
7.10	Polo negativo, densidade de partículas, perfil máximo, iteração 10 000, $0,188 \mu\text{s}$	134
7.11	Polo positivo, densidade de partículas, perfil máximo, iteração 10 000, $0,247 \mu\text{s}$	134
7.12	Polo negativo, densidade de partículas em diversos instantes, perfil de valor máximo, abscissas referentes ao raio em mm, ordenadas referentes à densidade em m^{-3}	135
7.13	Polo positivo, densidade de partículas em diversos instantes, perfil de valor máximo, abscissas referentes ao raio em mm, ordenadas referentes à densidade em m^{-3}	136
7.14	Módulo do campo elétrico em alguns instantes de tempo.	138
7.15	Polo negativo, campo elétrico, perfil com valor máximo referente a figura 7.14a, iteração 10 000, $0,18 \mu\text{s}$	139
7.16	Polo positivo, campo elétrico, perfil com valor máximo referente a figura 7.14b, iteração 10 000, $0,25 \mu\text{s}$	139

7.17	Polo negativo, campo elétrico em diversos instantes, perfil de valor máximo, abscissas referentes ao raio em mm, ordenadas referentes ao campo em kV/cm.	140
7.18	Polo positivo, campo elétrico em diversos instantes, perfil de valor máximo, abscissas referentes ao raio em mm, ordenadas referentes ao campo em kV/cm.	141
7.19	Polo negativo, densidade de carga em diversos instantes, em mC/m ³	142
7.20	Polo positivo, densidade de carga em diversos instantes, em mC/m ³	143
7.21	Polo negativo, densidade de carga, perfil de valor máximo para alguns instantes de tempo.	144
7.22	Polo positivo, densidade de carga, perfil de valor máximo para alguns instantes de tempo.	144
7.23	Polo negativo, densidade de carga em mC/m ³ , iteração 640 000, 12,7 μ s.	145
7.24	Polo positivo, densidade de carga em mC/m ³ , iteração 640 000, 13,9 μ s.	145
7.25	Polo negativo, corrente iônica no limite da simulação.	146
7.26	Polo positivo, corrente iônica no limite da simulação.	146
8.1	Comparação de escala dos modelos apresentados (acima) e da nova proposta (abaixo).	152
8.2	Separação de modelos e escala.	152
B.1	Deslocamento das quantidades entre células - exemplo de fluxo positivo e negativo.	175
B.2	Discretização em coordenadas cilíndricas.	177

Lista de Tabelas

1.1	Principais Sistemas de CCAT no mundo	2
2.1	Trabalhos experimentais com medições relacionadas ao efeito coroa em linhas CCAT, em ordem cronológica.	16
3.1	Comparação entre fatores de forma calculados conforme DOMINGUES et al. (2007).	29
3.2	Comparação de valores de mobilidade de íons [$\text{cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$].	40
4.1	Exemplos de coeficientes para a equação 4.55, conforme SUNAGA.	58
6.1	Configuração da malha das simulações.	80
6.2	Desempenho dos casos, variando o tamanho nominal das partículas.	109
6.3	Desempenho dos casos, variando o tamanho da malha.	110

Lista de Símbolos

A	Fator de forma para emissão de elétrons por metais, p. 43
A	Átomo ou molécula de gás, p. 35
C	Matriz de capacitâncias, p. 69
dn_i/dt	Taxa de variação local para a espécie i , p. 128
D	Coefficiente de difusão dos elétrons, p. 30
D	Matriz de coeficientes (método dos momentos), p. 69
E_0	Campo elétrico superficial crítico (ou de inepção), p. 26
\mathcal{E}	Integral elíptica de segunda espécie, p. 43
E_e	Campo elétrico equivalente na superfície do metal, p. 43
E/n	Coefficiente de disrupção, ou campo elétrico reduzido, p. 29
$\exp x$	Exponencial de x (e^x), p. 33
E	Campo elétrico, p. 33
E	Campo elétrico na superfície do metal, p. 42
\hat{E}	Vetor unitário do campo elétrico, p. 39
e	Carga elétrica do elétron, p. 42
e	Elétron, p. 35
G_n	Termo fonte de íons negativos, p. 51
G_p	Termo fonte de íons positivos, p. 51
$h\nu$	Energia de um fóton, p. 35
h	Constante de Planck, $6,626 \cdot 10^{-34}$ m ² kg/s, p. 42

\mathbf{i}_1	Vetor corrente no primeiro nó dos eletrodos, p. 67
\mathbf{i}_2	Vetor corrente no segundo nó dos eletrodos, p. 67
\mathbf{i}_e	Vetor de correntes injetadas, p. 67
I	Corrente iônica transversal por unidade de comprimento, p. 7
J_0	Densidade de corrente próxima à superfície do condutor, p. 57
J_e	Densidade de corrente por emissão de elétrons, p. 42
\vec{J}	Densidade de corrente, p. 48
\mathcal{K}	Integral elíptica de primeira espécie, p. 43
K'_j	Coefficiente de absorção por comprimento de onda j , p. 36
k	Constante de Boltzmann, $1,38 \cdot 10^{-23}$ J/K, p. 20
m	Fator de superfície (ou de forma), p. 26
m	Massa do elétron, $9,109 \cdot 10^{-31}$ kg, p. 42
n_d	Número de pares de íons gerados por colisão na descarga, p. 35
n_i	Densidade de partículas local da espécie i , p. 128
n_p	Número de foto-íons produzidos, p. 35
n	Densidade de partículas neutras no gás, p. 29
p_0	Pressão de referência, p. 40
\mathbf{P}_{Ex}	Matriz de coeficientes da parcela horizontal do campo elétrico, p. 65
\mathbf{P}_{Ey}	Matriz de coeficientes da parcela vertical do campo elétrico, p. 66
p_{jk}	Coefficiente entre condutores c_j e c_k , p. 65
\mathbf{P}_s	Matriz de coeficientes entre as cargas espaciais e os pontos no contorno, p. 64
P	Parâmetro de correção devido à distribuição de corrente no solo, p. 50

P	Pressão do meio em Torr, p. 33
\mathbf{P}	Matriz de coeficientes entre as cargas nos condutores e os pontos no contorno (método de simulação de cargas), p. 64
p	Pressão do meio, em Pa ou kPa, p. 28
\mathbf{q}_s	Vetor de cargas espaciais, p. 64
\mathbf{q}	Vetor de cargas nos condutores, p. 64
r_0	Raio do cilindro interno para uma configuração coaxial equivalente, p. 48
r_0	Raio do condutor para o campo elétrico superficial crítico, p. 27
r_1	Raio do cilindro externo para uma configuração coaxial equivalente, p. 48
R	Coefficiente de recombinação entre íons, p. 51
r	Distância média entre a ionização primária e a região de fotoionização, p. 35
r	Raio do condutor, p. 26
\mathbf{s}	Vetor de pontos no espaço, p. 65
\mathbf{T}_A	Matriz de topologia, p. 68
\mathbf{T}_B	Matriz de topologia, p. 68
\mathbf{T}_C	Matriz de topologia, p. 68
\mathbf{T}_D	Matriz de topologia, p. 68
T	Temperatura em K, p. 30
U_0	Potencial de injeção do efeito coroa, p. 49
$u_{-1}(x)$	Função degrau unitário, ou função degrau de Heaviside., p. 59
\mathbf{u}_b	Potencial médio no segmento, p. 69
U	Potencial, p. 49
\mathbf{u}	Vetor tensão nos nós., p. 67

\vec{v}_e	Velocidade de deriva dos elétrons, p. 39
v_e	Velocidade de deriva dos elétrons, p. 30
\vec{v}_n	Velocidade de deriva dos íons negativos, p. 40
v_n	Velocidade de deriva dos íons negativos, p. 30
\vec{v}_p	Velocidade de deriva dos íons positivos, p. 40
v_p	Velocidade de deriva dos íons positivos, p. 30
\vec{w}	Campo de velocidades referentes ao vento, p. 51
x_{c_j}	Coordenada horizontal do condutor c_j no espaço bidimensional, p. 65
x_{s_i}	Coordenada horizontal no ponto s_i no espaço bidimensional, p. 65
x	Eixo horizontal transversal ao eixo da linha, p. 7
y_{c_j}	Coordenada vertical, ou altura, do condutor c_j no espaço bidimensional, p. 65
y_{s_i}	Coordenada vertical, ou altura, no ponto s_i no espaço bidimensional, p. 65
y	Eixo vertical, p. 7
z	Eixo horizontal longitudinal a linha, p. 7
\mathbf{Z}_g	Matriz impedância equivalente, p. 67
α	Coefficiente de ionização, p. 30
β	Coefficiente de recombinação, p. 30
δ	Densidade relativa do meio, p. 26
ϵ_0	Permissividade elétrica, $8,85 \cdot 10^{-12}$ F/m, p. 31
ϵ	Número de Courant, p. 75
ζ	Corrente adimensional, p. 50
ϕ_c	Vetor de potenciais nos pontos no contorno, p. 64
γ_j	Eficiência de absorção por comprimento de onda j , p. 36

η	Coefficiente de absorção, p. 30
μ_n	Fator de mobilidade de íons negativos, p. 40
μ_p	Fator de mobilidade de íons positivos, p. 40
μ	Fator de mobilidade, p. 39
ϕ	Diferença de potencial da barreira, p. 42
ψ	Função de fotoionização, p. 35
ρ	Densidade de carga, p. 48
θ	Temperatura em °C, p. 28
θ	Ângulo sólido relativo a incidência de radiação na região a ser ionizada, p. 35

Lista de Abreviaturas

CCAT	Corrente contínua em alta tensão, p. 1
Cigré	Conseil International des Grands Réseaux Électriques, p. 2
FCT	<i>Flux-corrected transport</i> , p. 126
FMM	<i>Fast multipole method</i> (Método dos multipólos rápidos), p. 171
ICNIRP	International Commission for Non-Ionizing Radiation Protection, p. 3
MEC	Método de elementos de contorno, p. 55
MEF	Método de elementos finitos, p. 12
MSC	Método de simulação de cargas, p. 12
PIC	<i>Particle-in-cell</i> , p. 13
P ³ M	partícula-partícula, partícula-malha, p. 79, 170
WHO	World Health Organization – Organização Mundial da Saúde, p. 3

Capítulo 1

Introdução

Dentre os países do grupo econômico conhecido como BRICS (Brasil, Rússia, China, Índia e África do Sul), há uma necessidade em comum, a saber, a transmissão de energia elétrica em longas distâncias. Dentre as tecnologias existentes, a transmissão de corrente contínua em alta tensão (CCAT) é uma das mais amplamente empregadas. Recentemente, em função da necessidade de transporte de potências nominais cada vez maiores, há o interesse em níveis de tensões mais elevados. Por exemplo, na época de sua instalação o sistema de CCAT de Itaipu em ± 600 kV era o maior nível de tensão existente no mundo. Atualmente, já existem sistemas de ± 800 kV em operação na China e em fase de estudo na Índia. A China também planeja um sistema de CCAT em ± 1000 kV e no Brasil já está em fase de estudo o emprego de ± 800 kV em CCAT para a transmissão de Belo Monte.

O uso de linhas de transmissão de corrente contínua em alta tensão (CCAT) é de alta significância em determinadas condições, como transmissão em grandes distâncias, cabos submersos ou na interligação de sistemas assíncronos. Para a avaliação do comportamento de um sistema de CCAT faz-se necessária uma análise concreta do campo elétrico. A demanda por novos projetos coloca em foco antigas preocupações quanto a efeitos eletromagnéticos dessas instalações, no que tange nominalmente ao campo elétrico e suas consequências quanto à segurança e ao impacto ambiental.

Quando comparado aos sistemas de transmissão de energia em corrente alternada, sistemas CCAT apresentam um comportamento bastante distinto, e com experiência de campo reduzida, tendo em vista a quantidade de sistemas instalados. A tabela 1.1 apresenta alguns dados dos principais sistemas de CCAT no mundo. Nessa tabela, Δx representa a distância média entre os polos, h a altura mínima dos condutores. Os feixes de condutores são especificados pelo número de condutores n e o diâmetro \varnothing dos mesmos. O sistema do Pacific Intertie foi recomissionado em 2004, originalmente operava em 1440 MW, ± 400 kV. É incluída na referida tabela o sistema de transmissão das usinas do Rio Madeira com seus dois bipolos em 600 kV, supondo a previsão de entrada em operação em 2014.

Tabela 1.1: Principais Sistemas de CCAT no mundo

	Ano	Tensão [kV]	P [MW]	ℓ [km]	Δx [m]	h [m]	Feixe de condutores $n \times \varnothing$ [cm]
Pacific Intertie	1970	± 500	3100	1360	12,8	12,2	$2 \times 4, 62$
Nelson River 1	1977	± 450	1688	900	13,4	12,2	$2 \times 4, 57$
Cabora Bassa	1979	± 533	1920	1440	1000	8,55	$4 \times 3, 18$
Itaipu	1980	± 600	3150	800	16,6	13,5	$4 \times 3, 417$
Nelson River 2	1985	± 500	1800	900	13,4	8,9	$2 \times 4, 06$
Hydro Quebec	1990	± 450	2000	1600	11	12	$4 \times 3, 56$
Rihand - Delhi	1991	± 500	1500	840	12,75	12,5	$4 \times 3, 505$
Québec - New England	1992	± 450	2000	1480	14		
Chandrapur - Padghe	2002	± 500	1500	750	13		$4 \times 3, 505$
Three Gorges - Changzhou	2003	± 500	3000	890	18		
Three Gorges - Guangdong	2004	± 500	3000	940	18		
Three Gorges - Shanghai	2006	± 500	3000	1060	18		
Xiangjiaba - Shanghai	2010	± 800	6400	1980	22	18	$6 \times 3, 36$
Rio Madeira	2014	± 600	3150	2500	15,4	14	$4 \times 4, 579$

Em todos esses sistemas mencionados na tabela 1.1 a conversão CC-CA é baseada em tiristores. Tal fato ressalta a importância de um projeto adequado do circuito de transmissão. Outrossim, a utilização de valores nominais de tensão até ± 800 kV levanta questões sobre os aspectos construtivos da linha, partindo desde a escolha dos cabos, o tipo de torre até o ciclo de operação. Todos esses parâmetros influenciam no perfil de campo elétrico nas proximidades da linha. Os altos custos destes empreendimentos, especialmente no Brasil, expõe a necessidade de projetos otimizados. Observa-se que os fenômenos eletromagnéticos relacionados à operação de uma linha CCAT não são totalmente compreendidos, apresentando um comportamento bem distinto das linhas de transmissão em corrente alternada. A prática da extrapolação de projetos existentes não é a solução a ser adotada. Projetos para a transmissão de grandes blocos de energia apresentam peculiaridades próprias, demandando estudos específicos e uma parcela de inovação.

Como é de conhecimento público, o uso comercial de linhas de extra-alta tensão foi alcançado primeiramente em corrente alternada. Com a viabilidade da corrente contínua, os projetos iniciais adotaram as mesmas premissas dos sistemas de corrente alternada. Isso provocou o surgimento de uma série de equívocos, que motivaram uma série de estudos que mostraram que o efeito coroa em corrente contínua possui uma dinâmica bem diferente do que em corrente alternada. Adotaram-se metodologias empíricas HILL et al. (1976), que notadamente possuem uma validade limitada. Atualmente diversos trabalhos tentam realizar uma modelagem física utilizando-se de diversos recursos computacionais. Relatórios recentes, como o do EPRI EPRI (2007) e do grupo de trabalho da CIGRÉ CIGRÉ WG B4/C3/B2.50 (2011), evidenciam a importância da compreensão do efeito coroa, principalmente para níveis de ultra-alta tensão em corrente contínua (± 800 kV ou superior).

1.1 Motivação

Sabe-se que a exposição a campo elétrico intenso pode ser prejudicial à saúde. Seus efeitos e limites são estudados por organizações como ICNIRP (1998), e a importância traduzida em forma de lei. Em 5 de maio de 2009, foi assinada pelo Presidente da República a Lei 11.934 que dispõe sobre a exposição humana a campos elétricos, magnéticos e eletromagnéticos. Em 23 de março de 2010, a ANEEL publicou a Resolução Normativa (RN) nº 398, regulamentando a aplicação dessa Lei nas instalações do Setor Elétrico.

O atendimento à RN nº 398 da ANEEL demanda uma série de ações por parte das empresas, sujeitas a um cronograma de curto prazo, visando caracterizar o atendimento aos requisitos da Lei.

Os limites de campo estabelecidos nesta RN, conforme determinado na Lei 11.934, são os das recomendações do ICNIRP (International Commission for Non-Ionizing Radiation Protection - Comissão Internacional para Proteção contra Radiações Não-ionizantes), as quais são referendadas pela WHO (World Health Organization – Organização Mundial da Saúde).

Os limites de referência a exposição a campo elétrico, conforme ICNIRP (1998)¹, para população em geral é de 4,2 kV/m, e para exposição ocupacional, como em profissões em subestações, é de 8,3 kV/m. O limite de campo elétrico à população influencia diretamente no cálculo da faixa de passagem da linha.

Particularmente, em linhas de corrente contínua, os efeitos do clima incorporam uma grande incerteza no valor do campo elétrico, sendo necessária uma abordagem estatística. Se existirem dados suficientes sobre o clima, juntamente com dados de operação da linha, é possível, com um modelo adequado, determinar o campo elétrico, no sentido estatístico, observando-se o risco de ultrapassar o valor limite.

Dentre os diversos pontos que motivaram essa pesquisa de doutorado, pode-se destacar a compreensão dos fenômenos dominantes que produzem o efeito coroa, particularmente em projetos de ultra-alta tensão. A partir desse conhecimento acredita-se que seja possível uma extensão da pesquisa aqui desenvolvida nas seguintes áreas:

- Aplicação em controle de qualidade de fabricação de cabos;
- Aplicação em projetos de novas concepções de cabos;
- Vantagem competitiva no projeto econômico de linhas de transmissão;
- Estudo estatístico do efeito do clima no desempenho médio da linha (temperatura, pressão, umidade, chuva, altura média);

¹Até a data de publicação desta tese, o ICNIRP não havia lançado uma revisão destes critérios.

- Fonte para outros fenômenos baseados no campo elétrico e no efeito coroa: ruído audível, radiointerferência, perdas, efeitos em seres vivos, fenômenos transitórios.

1.2 Objetivos

O objetivo principal da tese é realizar uma modelagem física do campo eletromagnético de uma linha de transmissão CCAT, especialmente quando se encontra sob efeito coroa. Primeiramente considera-se apenas uma análise bidimensional do campo elétrico e das cargas espaciais. Esta abordagem é empregada para a avaliação do perfil de campo elétrico ao nível do solo. O modelo desenvolvido permite também a avaliação da distribuição espacial de cargas em função do vento, suposto nesse caso unidirecional.

Com o intuito de verificar a limitação da representação bidimensional, apresenta-se nessa tese uma verificação do comportamento do campo elétrico tridimensional e a relação do mesmo no que se refere aos valores de campo elétrico no solo. Para essa análise são desconsideradas o efeito das cargas espaciais.

Um outro ponto importante usualmente associado ao conjunto de fenômenos relacionados com o efeito coroa é a corrente iônica. É um fenômeno extremamente não linear e com forte influência das condições atmosféricas. No presente momento, não há, ainda, um conjunto de dados suficiente para a elaboração de um modelo detalhado, contudo na presente pesquisa apresenta-se também uma avaliação, ainda que preliminar da corrente iônica e das perdas associadas a mesma.

Dentre as principais contribuições deste trabalho cabe aqui destacar:

1. O desenvolvimento e implementação de um modelo bidimensional para cálculo de campo elétrico considerando cargas capaz de considerar variações temporais na tensão e na corrente;
2. Inclusão do efeito do vento e considerando o comportamento do mesmo variante no tempo;
3. Aplicação de um modelo tridimensional para a avaliação preliminar do modelo bidimensional, sem cargas espaciais;
4. Avaliação preliminar do efeito da superfície do cabo no campo elétrico de injeção do efeito coroa;
5. O desenvolvimento de um modelo analítico de camada de ionização, a partir das equações de conservação de partículas.

Dado ao fato que foram adotados critérios baseados em fenômenos físicos, os itens 1 e 2 aqui desenvolvidos podem ser aplicados em linhas de transmissão em corrente alternada. É necessário apenas a informação de como as variáveis envolvidas se comportam no que diz respeito à variação temporal.

1.3 Estratégia de desenvolvimento

O desenvolvimento deste trabalho transcorreu pelas seguintes etapas:

1. Pesquisa bibliográfica, incluindo:
 - (a) Modelos empíricos do efeito coroa em condutores de linhas de transmissão em CCAT;
 - (b) Modelos analíticos de descarga em gases;
 - (c) Modelos do campo elétrico com cargas espaciais em linhas de transmissão CCAT;
 - (d) Métodos numéricos tipicamente aplicados nos itens 1b e 1c;
 - (e) Trabalhos experimentais que permitissem a sua reprodução em simulações computacionais;
2. Avaliação de trabalhos encontrados nos itens 1c e 1e, escolhendo os mais significativos para comparação;
3. Pesquisa no modelo de ionização, a partir de sistemas de conservação de partículas, encontrado em trabalhos sobre descargas em gases, particularmente em configurações de ponta e plano;
4. Adaptação do modelo estudado no item 3 para uma configuração em eletrodos cilíndricos, representativos de condutores nus de linhas de transmissão;
5. Comparação do modelo implementado no item 4 com equações empíricas, incluindo adaptações com medições realizadas em gaiolas;
6. Pesquisa de um modelo de campo elétrico com cargas espaciais, com aspectos de comportamento dinâmico;
7. Implementação do modelo estudado no item 6, envolvendo métodos numéricos que não sejam restritivos acerca das particularidades do modelo;
8. Aplicação dos modelos descritos nos itens 3 e 6, implementados nos itens 4 e 7, em uma configuração de linha de transmissão, comparado com trabalhos selecionados no item 2.

Durante o desenvolvimento dessa pesquisa foram encontradas algumas dificuldades que devem ser mencionadas aqui para a concreta avaliação da metodologia desenvolvida.

- Não há possibilidade de medição direta do campo elétrico superficial ou da densidade de corrente na superfície de condutores comerciais (até 4 cm de diâmetro) sem que ocorra a interferência da sonda de medição no alcance representativo do efeito coroa;
- Há uma grande dificuldade nessas medições, conforme mencionado em IEEE (1990), com variações originadas pelo acúmulo de cargas nos próprios instrumentos até a presença de pessoal próximo ao instrumento, afetando com isso a qualidade das medições publicadas;
- Os parâmetros de campo elétrico e densidade de corrente apresentam uma grande dispersão estatística, mesmo se considerando condições climáticas estáveis, dos resultados em COMBER e JOHNSON (1982); DART et al. (2007) pode-se notar que os desvios são da mesma ordem de grandeza (e em algumas medições superiores) a média das medições.

1.4 Organização

O trabalho encontra-se dividido em sete capítulos:

O capítulo 2 apresenta um histórico, comentando-se o estado atual sobre o assunto.

O capítulo 3 apresenta a base física relacionada ao efeito coroa, incluindo processos de ionização. O capítulo 4 apresenta os modelos eletromagnéticos aplicados a linhas CCAT, a partir dos modelos físicos do efeito coroa, ou seja, o capítulo 3 trata do fenômeno próximo do condutor (na ordem de 2 a 5 vezes o raio do cabo), enquanto o capítulo 4 trata de fenômenos referentes à escala da linha como um todo.

O capítulo 5 apresenta a implementação do modelo de campo elétrico com cargas espaciais, discutindo os métodos numéricos existentes e sua viabilidade. O capítulo 6 é dedicado aos resultados de simulações e comparações com dados de literatura. O capítulo 7 trata da modelagem da camada de ionização e suas simulações. Finalmente o capítulo 8 apresenta as conclusões gerais e propostas futuras.

Os anexos A, B e C apresentam detalhes dos algoritmos e outros aspectos computacionais, incluindo questões sobre desempenho e implementação.

1.5 Convenções

Por questão de praticidade, o termo “linhas” no texto se refere a linhas de transmissão aéreas em corrente contínua em alta tensão, exceto quando especificado outro tipo.

Para grandezas em geral, utiliza-se símbolos em itálico para denotar grandezas escalares, em negrito: minúsculas para vetores e maiúsculas para matrizes. Elementos de um vetor ou matriz são indicados pelo mesmo símbolo em itálico, em minúsculas, seguido por um ou mais índices (ex. u_i para o vetor \mathbf{u} ou u_{ij} para a matriz \mathbf{U}).

Vetores espaciais são indicados por setas (ex. \vec{a}) e seus componentes indicados por índices ($a_x, a_y, a_z, a_r, a_\theta$). Símbolos relativos a vetores sem a seta ou índices representam o módulo da grandeza.

Para coordenadas no espaço, em todos os modelos, assumem-se as coordenadas x como o eixo horizontal transversal ao eixo da linha, y como o eixo vertical, e z o eixo horizontal longitudinal a linha. Logo, todos os perfis bidimensionais estarão ao longo do eixo x , salvo quando indicado o contrário.

Para campo elétrico e densidade de corrente próximo ao solo, de forma a seguir a convenção de trabalhos existentes, assume-se como sentido positivo o campo que penetra no solo (de cima para baixo). Desta forma, a componente vertical do campo próximo do pólo positivo será positivo.

Usualmente, também se trata a corrente iônica transversal I por unidade de comprimento, sendo expressa em A/m ou por seus submúltiplos.

Unidades, quando próximas à equações ou em ilustrações em geral, serão expressas entre colchetes, para distingui-las de outras variáveis. Particularmente em fórmulas condicionais, as unidades estarão no lado esquerdo da equação.

Capítulo 2

Estado da Arte

O efeito coroa está presente em todas as manifestações físicas que envolvam alta tensão. Ele acompanha os projetos de engenharia tanto de forma benéfica, quanto de forma indesejável. No campo da transmissão de energia elétrica, o efeito se refere às perdas elétricas, ruído acústico e ruído eletromagnético, interferindo na faixa de rádio e TV.

Estudos sobre os limites da alta tensão, como STEINMETZ (1898), acompanham o processo do efeito coroa como precursor da ruptura do ar.

Conforme mencionado no capítulo anterior, foi suposto que as mesmas premissas adotadas nos primeiros projetos em alta tensão em corrente alternada pudessem ser nas linhas de corrente contínua, o que rapidamente se provou equivocada. Os trabalhos pioneiros no tema foram realizados há mais de 60 anos, a saber, DEUTSCH (1933), POPKOV (1949) e KAPTSOV et al. (1955)¹. Dada a limitação computacional da época, esses trabalhos se limitaram a cálculos empíricos, pois o problema não possuía solução analítica, mesmo utilizando-se de diversas simplificações. Em seguida, diversos trabalhos, citando por exemplo SARMA MARUVADA e JANISCHEWSKYJ (1969a,b) e KHALIFA e ABDEL-SALAM (1974), utilizaram-se de técnicas computacionais emergentes para a resolução do problema do campo eletromagnético. No entanto, estes trabalhos ainda não incorporam dados relevantes ao fenômeno, ou fazem breves considerações.

- Trabalhos sobre descargas em gases, no qual apresentam os processos de ionização, propagação e condução elétrica. Estes trabalhos na sua grande maioria tratam de fenômenos do tipo plasma, descargas curtas ou estudos em disjuntores de alta tensão;
- Trabalhos sobre modelos em linhas de transmissão CCAT, unipolares ou bipolares, cuja física do efeito coroa é estilizada, tratando ou não do efeito do

¹Por ser uma transliteração do alfabeto cirílico, usualmente é encontrado como “Kapsov”, “Kaptsov”, entre outras formas equivalentes

vento, e quando tratado, de forma simplificada;

- Trabalhos sobre medições em linhas de transmissão CCAT, em escala reduzida ou natural, em instalações experimentais ou em operação comercial, com eventual modelagem empírica do fenômeno;
- Trabalhos em mecânica dos fluidos, sobre escoamentos turbulentos;
- Trabalhos focados nos métodos numéricos relacionados ao problema;

A grosso modo, percebem-se duas frentes de desenvolvimento no assunto do efeito coroa: uma frente relacionada à pesquisa pura, aonde partiu-se da teoria da descarga em gases para chegar a sua validação em experimentos específicos (confinados, em escala reduzida); e uma frente de pesquisa aplicada, aonde desenvolveram-se fórmulas empíricas a partir da observação do efeito coroa, para então desenvolver-se a teoria por trás do fenômeno. A figura 2.1 ilustra os principais trabalhos.

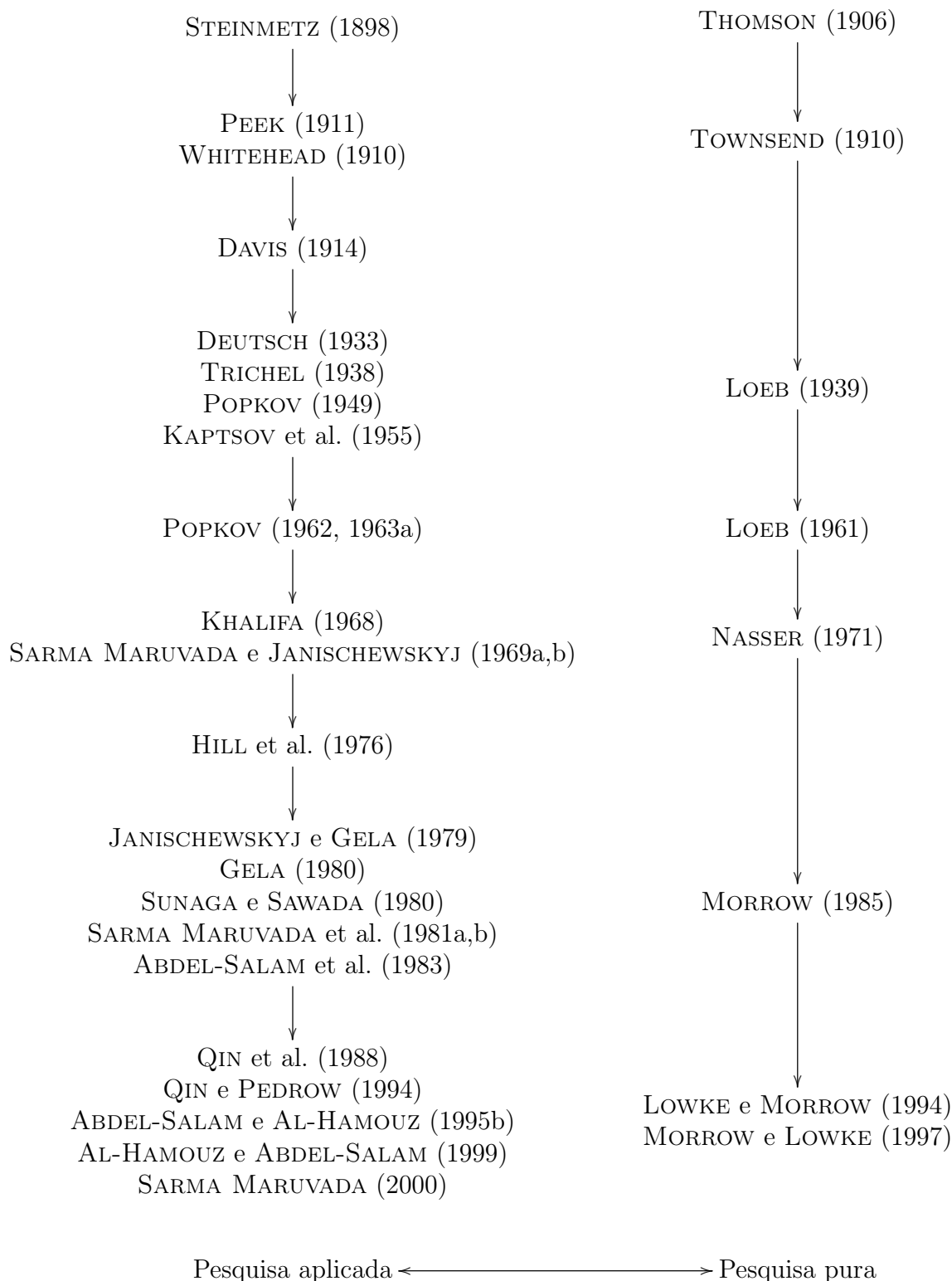


Figura 2.1: Linha do tempo dos principais trabalhos relacionados ao efeito coroa em CCAT.

2.1 Trabalhos sobre descargas em gases

Estes estudos envolvem todos os fenômenos elétricos de disrupção para diversas configurações, envolvendo tipos de gases, pressão, com estudos distintos para gamas de frequência (desde corrente contínua até fenômenos impulsivos).

Neste campo diversos trabalhos merecem destaque pela concentração do conhecimento em publicações singulares. Cabe mencionar o trabalho de TOWNSEND (1910), os livros de COBINE (1958) e LOEB (1961), e mais recentes, como RAIZER (1991), que buscam a descrição fenomenológica do problema.

Os trabalhos de MORROW (1985); MORROW e LOWKE (1997) são bastante relevantes no que se refere a formulação da descarga, aplicando-se as equações de conservação de partículas com as funções materiais do meio, juntamente com métodos de resolução otimizados;

Trabalhos sobre a física de descargas atmosféricas compartilham um modo comum com o efeito coroa, apesar das ordens de grandeza no tempo e no espaço serem bastante distintas, particularmente no fenômeno de formação da descarga atmosférica (precursor da descarga). Um exemplo é o artigo de LOWKE (2004), que aplica as equações de conservação.

Entretanto, a validade desta série de trabalhos é bastante restrita, seja dimensionalmente, pela utilização de distribuição arbitrária de partículas, ou pela geometria utilizada, sem aplicação direta em problemas de linhas de transmissão.

2.2 Trabalhos sobre efeito coroa em linhas de transmissão CCAT

A partir dos trabalhos de WHITEHEAD (1910) e PEEK (1911, 1929) foi possível conceber projetos de alta tensão em geral, obtendo-se os limites físicos da instalação por um limiar do efeito coroa. Diversos trabalhos, primeiramente em corrente alternada, fizeram uso dos estudos de PEEK. Com a viabilidade do uso da corrente contínua em alta tensão, uma nova série de estudos, a partir de fenômenos visivelmente distintos dos projetos em CA, foram publicados. O trabalho de WHITEHEAD (1924) resume os estudos feitos até então.

- Os trabalhos de DEUTSCH (1933) e de KAPTSOV et al. (1955), permitiram um estudo inicial a partir de aproximações unidimensionais do problema do campo elétrico, possibilitando uma resolução simples numa época em que a capacidade computacional era limitada.
- Os trabalhos de SARMA MARUVADA e JANISCHEWSKYJ (1969a,b) modelam a linha CCAT e aplicam um método numérico para a resolução do campo.

Utiliza a aproximação de Deutsch. No mesmo ano, SARMA MARUVADA e JANISCHEWSKYJ (1969c) modela a camada de ionização, tentando relacionar o coeficiente de ionização α de Townsend. Estes trabalhos buscam solucionar o sistema de equações em regime permanente do sistema cilindro-plano unipolar: Entretanto, os sistemas acima partem da premissa de que o efeito assume um regime permanente, considerando para todas as grandezas $\partial/\partial t = 0$, o que para o efeito coroa não é verdadeiro, mesmo em corrente contínua, devido por exemplo aos efeitos de corrente de TRICHEL (1938).

- O trabalho de HILL et al. (1976) pelo EPRI, pretende ser um compêndio para projetos de linhas CCAT, reúne observações realizadas entre 1963 e 1975. Relacionado a esta tese, o trabalho do EPRI apresenta o modelo de Harrington-Kelley, um cálculo de campo elétrico com cargas espaciais, porém sem vento, e utilizando a aproximação de DEUTSCH (1933). Sua validação se deu apenas sobre modelos reduzidos, e a comparação com medições de linhas-piloto de ± 500 e ± 600 kV não apresentou resultados satisfatórios.
- JANISCHEWSKYJ e GELA (1979) aplicam o método de elementos finitos (MEF) no problema do efeito coroa em linhas CCAT, mas restringe a aplicação em uma aproximação unidimensional, consistindo em um cilindro coaxial. A sua modelagem numérica não considera a aproximação de Deutsch, e será de grande importância para todos os trabalhos subsequentes.
- TAKUMA et al. (1981) utilizam de MEF para resolver a distribuição de carga espacial. Determina as condições de fronteira com o auxílio do método de simulação de cargas (MSC) com campo livre, porém as condições de contorno são ajustadas de forma a obter-se o resultado esperado de medições, não realizando efetivamente um embasamento físico.
- QIN et al. (1988) utilizam uma modelagem MSC bidimensional com o MEF em linhas bipolares, considerando ainda um vento constante, aplicado diretamente nas equações de corrente iônica. Calcula-se a contribuição dos condutores no campo elétrico pelo MSC e o efeito das cargas espaciais pelo MEF. O modelo necessita da definição de um limite artificial do domínio. Utiliza a aproximação de KAPTSOV et al. (1955) e apresenta como validação a simulação da linha descrita por HILL et al. (1976). O trabalho desta tese será comparado com o modelo de QIN na seção 6.2.1.
- YU et al. (1992) e YU e KUFFEL (1993) utilizam um método de elementos de contorno para uma simulação em escala reduzida. O modelo é estático, não considera camada de ionização, e considera a premissa de Kaptzov. Não

considera difusão dos íons, levando em conta a mobilidade constante. Modela o vento como constante, horizontal e incompressível. As simulações apresentadas são de condutores singelos, monopulares, com ou sem vento. O método apresenta rápida convergência, mas não apresenta comparações com medições práticas.

- QIN e PEDROW (1994) utilizam o método *particle-in-cell* (PIC) para configurações simples sem vento. Discutem a camada de ionização, mas não apresenta uma implementação, realizando somente um ensaio com concentração inicial de cargas. Discutem também efeitos transitórios e de “memória” do coroa. Apesar de promissor, o artigo não apresenta uma validação com casos concretos. O trabalho desta tese seguirá fundamentalmente o método PIC, para uma configuração real de linha de transmissão.
- AL-HAMOUZ (1994, 1998) também combina o MEF com MSC, atribuindo condições de fronteira fictícias, estudando o efeito de feixes de condutores em linhas bipolares, mas não considera o efeito do vento.
- VAHIDI et al. (2004) menciona de forma superficial a implementação do MSC para o cálculo de correntes iônicas, mas apresenta valores discrepantes e não representa o efeito do vento.
- OTTO (2009) apresenta um tese aplicando PIC na modelagem do efeito da camada de ionização, utilizando MSC e MEF, mas aplicadas basicamente para a metrologia de sinais de radiointerferência, para medições em gaiolas. A validação foi realizada em configurações coaxiais simples, não sendo objeto do estudo a simulação em configurações de uma linha completa. Assim como em QIN e PEDROW (1994), o trabalho necessitou de uma definição artificial de concentração de elétrons para o efeito de avalanche.
- MARUVADA (2012) apresenta uma comparação de metodologias e medições. Aplica o método de rastreamento de fluxo, conforme SARMA MARUVADA e JANISCHEWSKYJ (1969a,b), em configurações de linhas em operação de ± 450 kV a ± 600 kV, incluindo Itaipu com dados de DART et al. (2007) e DOMINGUES et al. (2010). O método, que se baseia na aproximação de Deutsch, justifica os desvios encontrados, pela incerteza encontrada no fator de forma dos condutores. Apesar do trabalho concluir a falta de necessidade de modelos mais apurados, chama atenção para a necessidade do estudo do campo elétrico inicial do efeito coroa em condutores.

No Brasil, alguns trabalhos relevantes são:

- Apostila da PROMON ENGENHARIA (1989), mais especificamente o Tema 11 (PORTELA, 1989), aonde são tratadas as linhas de transmissão e eletrodos de aterramento, reunindo técnicas e a teoria pertinente ao assunto;
- PORTELA e SANTIAGO (1991) apresentam um modelo do efeito coroa, mais especificamente em linhas de corrente alternada, aplicando-se o método tensorial de PORTELA (1970). O modelo também foi investigado por OSPINA (1998) e implementado por SALARI FILHO (2006);
- A dissertação de LESER (1995), baseada na tese de BARROS (1985), também desenvolvida para linhas CA, apresenta uma modelagem física do problema com simulação de cargas espaciais em CA, com alguns aspectos similares a este trabalho, notadamente pela simulação de cargas espaciais. Pelo efeito do coroa em CA ocorrer próximo ao cabo, LESER pôde realizar uma simulação tridimensional, em condutores singelos, traçando o fluxo das cargas espaciais ao longo do tempo. Entretanto, o estudo limitou-se na determinação das perdas, não simulando uma linha em escala real, tampouco na determinação do campo elétrico no solo. O trabalho também não implementa as equações de ionização, assumindo um sistema em regime permanente sinusoidal.

O capítulo 4 tratará com profundidade os modelos existentes.

2.3 Trabalhos sobre medições em linhas de transmissão CCAT

Igualmente importantes, os trabalhos experimentais permitem validar os modelos de corrente contínua. Destes artigos, algumas restrições quanto à medição são percebidas, como notadamente a consideração dos efeitos do vento.

Alguns trabalhos sobre experimentos relacionados a linhas CCAT estão resumidos na tabela 2.1. Procurou-se selecionar trabalhos relacionados a medições de campos elétricos próximos ao solo, em linhas CCAT instaladas com um período de observação considerável. Foram escolhidas linhas com classe de tensão de ± 600 kV ou superior, pela sua similaridade com empreendimentos futuros. O experimento precisaria conter a maioria dos critérios abaixo:

- Não poderia se tratar de modelo reduzido, seja no campo ou em túneis de vento, tampouco instalado em laboratório abrigado;
- Conter dados climatológicos, particularmente vento, intensidade e direção no instante da medição, ou distribuição estatística;

- Conter a geometria da linha quanto a posição dos cabos, pólos e pára-raios, particularmente no meio do vão, no instante da medição;
- Valores de tensão nos pólos no instante da medição, não considerando valores nominais;

Os trabalhos escolhidos foram:

- HILL et al. (1976), chegam a um conjunto de perfis de medições para diversas configurações de tensão (± 400 a ± 600 kV) e geometria. Nestas medições também consta o modelo apresentado pelo EPRI, que será comparado com o modelo desta tese. COMBER et al. (1982) e COMBER e JOHNSON (1982) realizam uma extensão do estudo de HILL, a partir de uma linha-piloto de até ± 1200 kV. Assim como o modelo de QIN et al. (1988), este trabalho de tese apresenta uma comparação com HILL.
- SARMA MARUVADA et al. (1981b) realizaram medições em configurações bipolares, até ± 1200 kV, tendo sido escolhidos os resultados estudados em ± 900 kV.
- DART et al. (2007); DOMINGUES et al. (2010) apresentam dados de medições realizadas em uma linha de Itaipu. Os dados publicados incluem a média e o desvio para diversos pontos, localizados no meio do vão, medindo campo elétrico, densidade de corrente iônica e cargas espaciais, entre outros, relacionando com dados meteorológicos. Os dados foram medidos ao longo de uma campanha de 4 meses.

Partes destes trabalhos contemplam medições de perdas coroa, radiointerferência ou ruído acústico, que não são objetos deste trabalho.

Cade atentar que diversos trabalhos, como HILL et al. (1976), relatam a dificuldade na medição abaixo de uma linha CCAT, pelo acúmulo de carga nos instrumentos, o efeito do clima, poeira e principalmente a variação do vento durante a medição dos perfis. Todos os trabalhos de campo encontrados apresentam desvios significativos em todos os parâmetros.

2.4 Trabalhos sobre métodos numéricos relacionados

Neste trabalho de tese, foram utilizados basicamente dois métodos numéricos: o método de simulação de cargas (MSC) e o método *particle-in-cell* (PIC).

A grande maioria dos trabalhos mencionados anteriormente, referentes a modelagem, apóiam-se em modelos baseados em malhas, tais como elementos finitos

Tabela 2.1: Trabalhos experimentais com medições relacionadas ao efeito coroa em linhas CCAT, em ordem cronológica.

Referência	Nível de tensão [kV]	Condições de medição	CE ¹	CT ²	PC ³	RI ⁴	VI ⁵
HILL et al. (1976)	±400 a ±600	Linha-piloto, bipolar, medições de longo prazo com vento, medições pontuais para campo elétrico.	✓	-	✓	-	-
SARMA MARUVADA et al. (1977)	±600 a ±1200	Linha-piloto, bipolar, medições de longo prazo durante algumas estações do ano.	✓	✓	✓	-	-
SAWADA et al. (1977); SUGIMOTO (1978)	±150 a ±500	Linha experimental com 6 configurações de feixes em paralelo	-	-	✓	✓	-
DALLAIRE e MARUVADA (1981)	-	Gaiola, feixes monopolares e bipolares	-	-	✓	-	-
SARMA MARUVADA et al. (1981a,b)	±600 a ±1200	Linha-piloto, gaiola e laboratório interno, bipolar, medições de longo prazo.	✓	✓	✓	-	-
ABEL-SALAM et al. (1982)	até +100	Feixe monopolar	-	✓	-	-	✓
COMBER e JOHNSON (1982); COMBER et al. (1982)	±800 a ±1200	Linha-piloto (1500 m) bipolar	✓	✓	✓	✓	-
HARA et al. (1982)	±71 a ±88	Modelo reduzido, com vento.	✓	✓	-	-	-
AKAZAKI et al. (1983)	+32 e ±29	Modelo reduzido, bipolar, túnel de vento	✓	✓	-	-	-
ABDEL-SATTAR (1987)	até +60	Modelos reduzidos, feixe monopolar, simulando efeito de vento.	-	✓	-	-	✓
TAKUMA e KAWAMOTO (1987)	±650 (duplo)	Modelo reduzido, simulando efeito de vento; linha-piloto em circuito duplo.	✓	✓	-	-	-
SUNAGA et al. (1989)	±26	Modelo reduzido, bipolar, túnel de vento	-	✓	-	-	-
AL-HAMOUZ (1994)	±90	Modelo reduzido, bipolar, sem vento	✓	✓	✓	-	-
DART et al. (2007); DOMINGUES et al. (2010)	±600	Linha comercial (Itaipu), bipolar, campanha de 4 meses, valores estatísticos	✓	✓	-	✓	-

¹ Campo elétrico próximo ao solo.

² Corrente iônica próxima ao solo.

³ Perdas coroa.

⁴ Radiointerferência.

⁵ Curva V-I.

e diferenças finitas, ou suas variações e combinações. Os métodos MSC e PIC combinam-se em uma metodologia de cargas, ou partículas, sendo métodos que não necessitam da definição de uma malha².

Destes métodos, o trabalho de QIN e PEDROW (1994) recebe destaque ao aplicar o PIC em efeito coroa. Artigos como de BIRDSALL (1991) SORIA-HOYO et al. (2001, 2009) são exemplos que realizam a aplicação do PIC em descarga de gases.

O trabalho de SINGER et al. (1974) apresentou o método de simulação de cargas na forma que é utilizado desde então; e MALIK (1989) mais recentemente apresenta um resumo das aplicações em MSC, mencionando inclusive suas versões otimizadas.

A aplicação dos métodos numéricos é exposta no capítulo 5, e detalhes referentes a aspectos computacionais no anexo A.

2.5 Comentários

Nesta revisão bibliográfica sobre estudos do efeito coroa, observou-se um desenvolvimento estagnado quanto a modelagem do fenômeno, haja vista o número reduzido de linhas em CCAT e a grande variação de parâmetros em campo, dificultando sua validação.

A grande maioria dos trabalhos que buscam uma evolução da proposta de DEUTSCH (1933) são fortemente baseados em malhas, exceto QIN e PEDROW (1994), que não demonstra validação suficiente. Da mesma forma, os trabalhos admitem um sistema em regime permanente no qual, encontrado novamente em QIN e PEDROW (1994) com restrições.

Nos modelos apresentados, não se considerou o vento de forma detalhada, faltando uma análise das possibilidades quanto à incidência, variação da velocidade e efeitos da turbulência. No comentário de Abdel-Salam no artigo de TAKUMA e KAWAMOTO (1987), levanta-se a questão da turbulência, porém ainda não ocorreu um trabalho em linhas CCAT que realizasse esta premissa.

Neste trabalho optou-se em desenvolver apropriadamente os aspectos até então desconsiderados, tais como a camada de ionização. Para abordar apropriadamente o tema, buscou-se em trabalhos de base física metodologias que pudessem apoiar o modelo a ser desenvolvido. A modelagem da camada de ionização até então não possui aplicação direta neste campo da engenharia.

Outro aspecto encontrado diversas vezes, a premissa de KAPTSOV et al. (1955) também não será considerada *a priori*, sendo observado com a implementação do modelo se o campo elétrico superficial será realmente limitado.

²Opcionalmente, o método PIC pode se utilizar de uma malha, mas para efeito de otimização de cálculo, e mesmo assim não restringindo-se a condições de fronteira.

Os trabalhos sobre descargas em gases, mais especificamente em ar na pressão atmosférica, serão relevantes para a implementação do modelo desta tese. Porém, nesta categoria as implementações são bastante simplificadas, basicamente tratando-se em sistemas unidimensionais, sendo necessário todo um cuidado quanto a sua aplicabilidade.

As premissas usuais que serão discutidas são:

- O efeito coroa em si não é um processo estacionário no tempo;
- O vento não é constante, tanto em intensidade quanto em direção, tanto no tempo quanto no espaço;
- As condições de equilíbrio dos modelos estacionários partem de premissas ou condições iniciais que ficam a ser comprovadas *a posteriori*;
- Assume-se que o campo elétrico superficial no condutor é constante e uniforme em seu redor, atribuindo-se um valor médio, e que por sua vez a inicialização do efeito coroa ocorre de forma simultânea;
- Aproxima-se um feixe de condutores a um condutor "equivalente", aonde assume-se também uma distribuição de campo uniforme;

A partir do levantamento histórico, apontou-se como pontos de partida os trabalhos de QIN e PEDROW (1994) e OTTO (2009) pelo seu método PIC, aplicando a um modelo que represente uma linha em escala natural. Para o estudo da ionização do condutor, seguirá-se essencialmente o trabalho de MORROW e LOWKE (1997), utilizando de suas equações de conservação de partículas e funções materiais na escala do condutor. Outros trabalhos complementarão com informações adicionais, sendo comentado ao longo dos próximos capítulos.

Capítulo 3

Aspectos básicos do efeito coroa

O efeito coroa é uma descarga parcial que ocorre em um meio gasoso, na presença de um gradiente de campo elétrico intenso, geralmente presente em condutores com pequeno raio de curvatura, mas no qual não provoca a disrupção completa do gás. A geometria do condutor provocará uma deformação no campo, tornando a descarga auto-sustentada e com a ionização confinada próxima ao condutor. O fenômeno já era conhecido como “fogo de Santelmo” em concentrações naturais de campo elétrico, tais como na ponta de mastros em dias de tempestade.

Sua aplicação na engenharia deve-se inicialmente aos trabalhos de TOWNSEND (1910), sendo utilizado em precipitadores eletrostáticos, fotocopiadoras, fabricação de ozônio, sanitização, dispositivos a base de vento iônico, e outros.

No âmbito de sistemas de transmissão de energia elétrica, o efeito coroa é, na maioria das situações, indesejável. Uma linha sob efeito coroa possui perdas elétricas, emite ruído no espectro eletromagnético, afetando faixas de rádio e TV; ruído acústico, geração de ozônio, etc. Para linhas longas de extra-alta tensão (345 kV ou superior), o efeito coroa é fator determinante no projeto, no qual as perdas estimadas pelo fenômeno equivalem em ordem de grandeza às perdas por efeito Joule.

3.1 Aspectos fenomenológicos do efeito coroa

O efeito coroa é gerado e sustentado por diversos mecanismos de ionização. Alguns processos serão dominantes, de acordo com a região no espaço e o instante, mas as ionizações secundárias possuem um efeito importante no processo. O processo mais relevante é a ionização por colisão de partículas, porém este processo não é auto-inicializável.

A ionização associada ao efeito coroa, de grande complexidade, pode ser descrita resumidamente pelos seguintes aspectos, conforme PORTELA (1989):

1. Na ausência de campo elétrico, e densidades não muito elevadas, as partículas

tem distribuições estatísticas de velocidade e energia, do tipo de Maxwell-Boltzmann, com parâmetros característicos da distribuição da energia cinética proporcional a kT , sendo T a temperatura e k a constante de Boltzmann.

2. As diferentes partículas sofrem choques entre si, com troca de energia, com uma distribuição estatística da distância, percorrida entre choques sucessivos.
3. Se no choque entre partículas, uma delas receber um acréscimo de energia superior à energia de ionização, dá-se a liberação de um elétron.
4. Em presença de campos elétricos intensos, os elétrons, entre choques sucessivos com outras partículas, são acelerados, ficando com energia cinética adicional. Se esta energia for suficiente para, no choque com um átomo, receber energia adicional suficiente para sua ionização, o átomo neutro libera outro elétron, aumentando a quantidade de elétrons no meio.
5. Os elétrons liberados pela ionização dos átomos são atuados pelo campo elétrico, podendo, com a liberação de elétrons, aumentar a “cascata” da proporção de partículas ionizadas, se o campo elétrico for uniforme e a distância entre elétrons muito elevada.
6. Numa parte dos choques com outras partículas, os elétrons ficam “absorvidos” pelo átomo, formando-se um íon negativo, mas de massa elevada, portanto pouco “efetivo” para a progressão de ionização. Por outro lado, se o gás estiver significativamente ionizado, numa parte dos choques dos elétrons com íons positivos, ocorre a formação de um átomo neutro.
7. Os elétrons e íons, positivos e negativos, sob a ação do campo elétrico, adquirem uma velocidade resultante na direção do campo elétrico. Devido a diferença de massas e de características quanto a choques e interação com outras partículas, a velocidade das cargas positivas e negativas, em sentidos opostos, é diferente. Fica-se com uma carga espacial resultante, que altera a distribuição local do campo elétrico, mesmo com tensão entre eletrodos constante, modificando portanto o campo elétrico e as condições de absorção de elétrons.
8. Numa parte das reações ocorre emissão de fótons, no qual parte interage com outras partículas, com mecanismos de absorção, emissão ou eventual ionização.
9. A incidência de elétrons, íons e fótons nos eletrodos metálicos origina emissão de íons na superfície dos eletrodos, dependendo do material e do estado da superfície dos eletrodos.

10. Há ainda alguns mecanismos de ionização associados a “composição de efeitos”, por exemplo de mais de um choque entre partículas, “ressonâncias” de comportamento atômico e ionização “residual” do ar por mecanismos externos.

3.1.1 Coroa positivo

No caso de um eletrodo em tensão positiva, a descargas tem em primeira aparência um processo mais “regular”, e seus impulsos não são bem definidos como no caso do coroa no eletrodo negativo. A figura 3.1 ilustra o efeito.

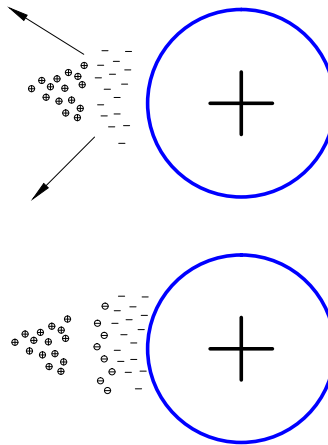


Figura 3.1: Princípio do efeito coroa formado por um catodo, baseado em KHALIFA e ABDEL-SALAM (2000) e TRINH (1995).

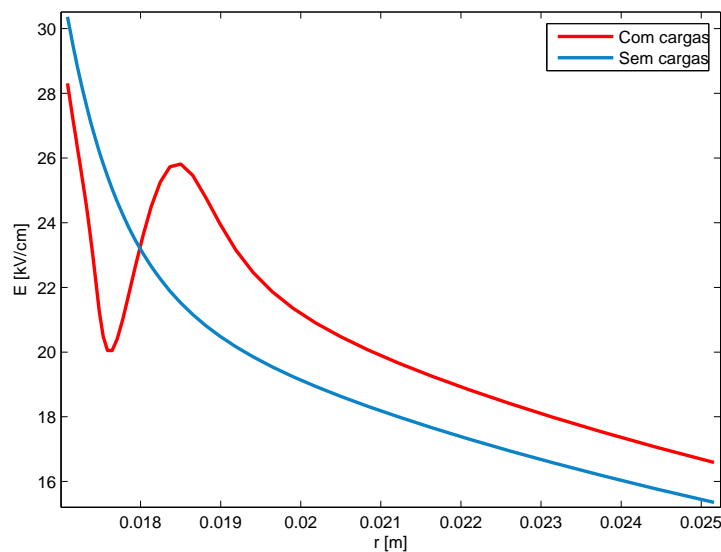


Figura 3.2: Exemplo de distorção do campo elétrico devido a efeito coroa em um catodo.

O coroa em torno de um catodo cilíndrico é distribuído uniformemente. Ocorrem impulsos de pequena amplitude, associados a “flâmulas” e “microdisrupções.”¹ Por vezes as microdisrupções são desencadeadas por flâmulas, ou vice-versa, e na formação e frequência dos dois mecanismos têm importância a carga espacial e a geometria da “ponta” do eletrodo.

Para campos mais intensos, cessa a formação de flâmulas, atingindo-se uma condição estacionária resultante da sobreposição de microdisrupções.

3.1.2 Coroa negativo

O coroa em torno de um anodo cilíndrico é caracterizado pela irregularidade, comparado ao coroa positivo. A partir do limiar de campo elétrico, em pontos distintos, ocorrem os denominados implusos de Trichel. Conforme aumenta-se a tensão no sistema, aumenta-se a amplitude e frequência destes impulsos. A figura 3.3 ilustra o fenômeno.

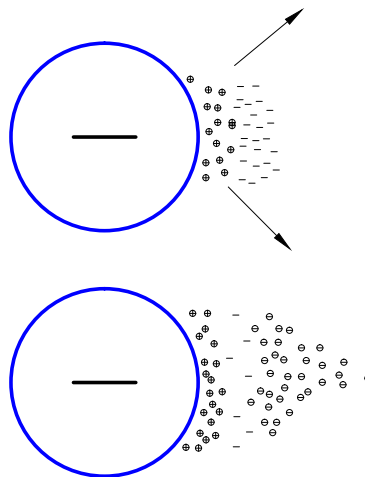


Figura 3.3: Princípio do efeito coroa formado por um anodo, baseado em KHALIFA e ABDEL-SALAM (2000) e TRINH (1995).

¹Traduções de *streamers* e *bursts*, respectivamente.

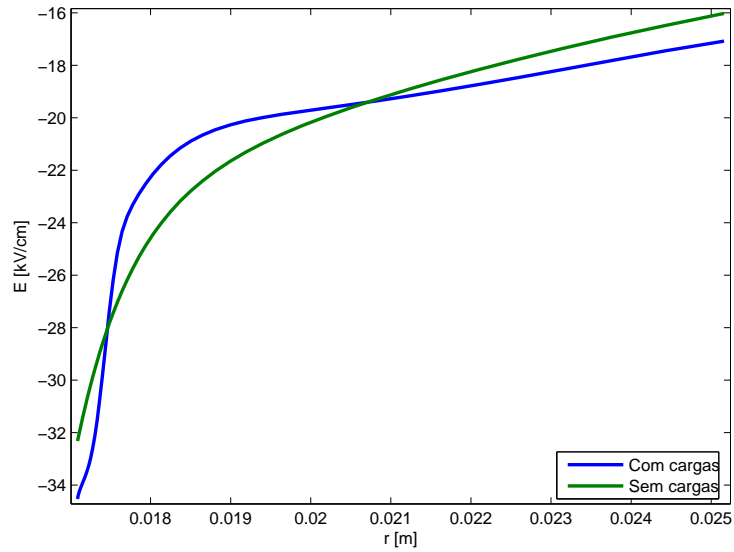


Figura 3.4: Exemplo de distorção do campo elétrico devido a efeito coroa em um anodo.

Conforme apresentado em PORTELA (1989), o efeito consiste basicamente de:

- Um íon positivo aproxima-se da região de campo elétrico intenso, na vizinhança de uma “ponta”, sendo acelerado de encontro à superfície do metal;
- O impacto origina na emissão de um elétron a partir do metal;
- O elétron é acelerado pelo campo elétrico, afastando-se do metal, provocando ionização por choque contra partículas neutras;
- Fótons criados pela ionização incidem na superfície do metal, originando na emissão fotoelétrica de novos elétrons;
- Os elétrons, ao afastarem-se da região de campo intenso, são absorvidos por elementos neutros, formando íons negativos.
- Forma-se uma nuvem de cargas positivas e negativas junto à ponta.
- A carga espacial formada na vizinhança da ponta altera o campo elétrico, reduzindo-o próximo da superfície do metal, e desta forma reduzindo o processo de ionização;
- Os íons positivos são absorvidos pelo metal;
- Resulta-se uma carga espacial negativa na vizinhança do eletrodo, através do deslocamento e difusão dos íons negativos.

3.1.3 Efeito das cargas espaciais no campo elétrico

A geração de cargas pelo efeito coroa provoca a distorção do campo elétrico ao redor do eletrodo, independente da polaridade. As figuras 3.1 e 3.3, baseadas em KHALIFA e ABDEL-SALAM (2000) e TRINH (1995) ilustram que próximo ao eletrodo o campo é reduzido, enquanto que mais distante o campo sofre uma elevação.

3.1.4 Diferenças do efeito coroa entre corrente contínua e corrente alternada

O regime sinusoidal nos cabos de corrente alternada produz efeitos completamente distintos à corrente contínua. O campo alternado não permite o desprendimento de grande parte dos íons, ficando estes próximos ao condutor, ao contrário do campo contínuo, onde os íons espalham-se pelo campo (essencialmente) unidirecional. Consequentemente, pela distância atingida pelos íons em corrente contínua, estes ficam mais suscetíveis à ação do vento.

O efeito em cada fase na CA é aproximadamente uniforme, havendo variação somente pela diferença de intensidade do campo elétrico em cada cabo. Em CC, cada pólo possui efeito completamente distinto, não somente dependendo da intensidade do campo, mas devido à diferença de partículas envolvidas, observado claramente em laboratório, citando por exemplo PEEK (1929).

Na presença de campo elétrico contínuo, ocorre polarização de partículas em suspensão no ar, as quais se acumulam na superfície dos condutores, alterando o estado da superfície. Este fenômeno é determinante para uma estimativa do fator de superfície de condutores ao longo da vida útil da linha, sendo bastante distinta entre linhas CA e CC, afetando desta forma rotinas de inspeção e manutenção. Um estudo econômico da linha pode considerar este efeito, no qual a degradação do fator de superfície converterá-se em aumento na perda por efeito coroa.

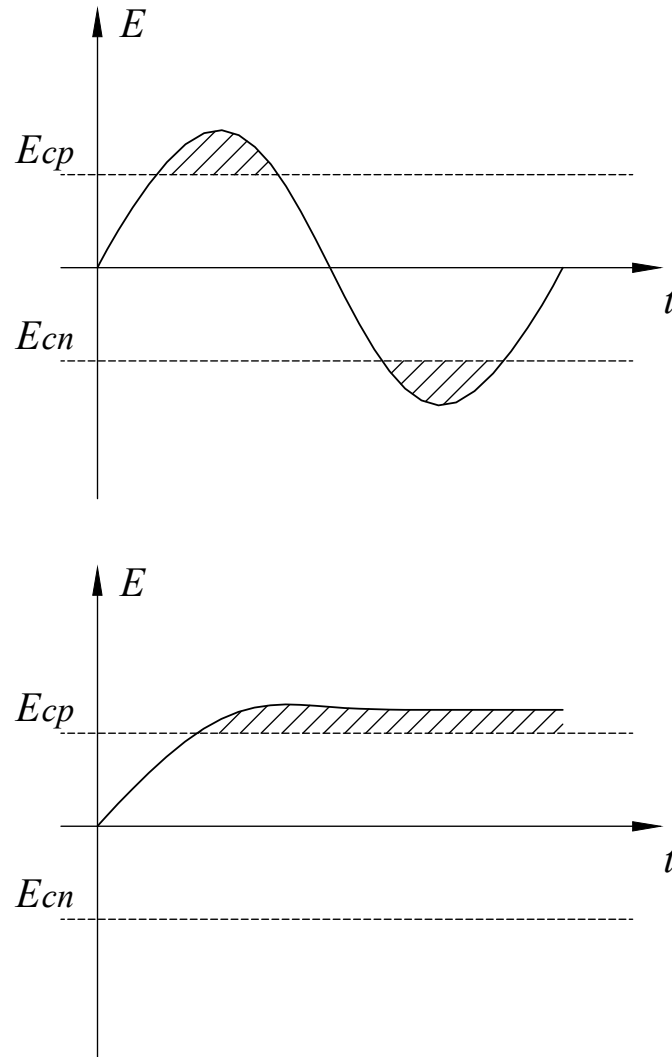


Figura 3.5: Estilização de ocorrência do efeito coroa em CA e em CC.

3.2 Pesquisa e modelagem empírica do efeito

Um dos parâmetros mais relevantes sobre o fenômeno é o campo elétrico de inicialização do efeito, ocorrendo na superfície do condutor. O ponto de inicialização depende das características do gás, tais como sua composição, pressão e umidade.

Em termos macroscópicos, o campo elétrico superficial apresenta variação devido às irregularidades da superfície, o que acrescenta um fator estatístico na determinação do efeito. Apresenta-se a seguir alguns breves comentários sobre algumas das propostas, a saber:

- Modelo de Peek;
- Modelo de Whitehead;

- Modelo de Tikhodeyev;
- Modelo de Portela e Santiago.

3.2.1 Modelo de PEEK

PEEK (1911, 1929) determinou o valor do limiar, para tensões CA (valor de pico) em cilindros coaxiais:

$$E_0 = 3,1 \cdot 10^6 m \delta \left(1 + \frac{0,0308}{\sqrt{\delta r}} \right) \quad [\text{V/m}] \quad (3.1)$$

e para fios paralelos, a distâncias muito superiores ao diâmetro, e com outros objetos a distância dos condutores muito superior à distância entre eles:

$$E_0 = 3,0 \cdot 10^6 m \delta \left(1 + \frac{0,0301}{\sqrt{\delta r}} \right) \quad [\text{V/m}] \quad (3.2)$$

sendo E_0 o campo elétrico superficial limite para a ocorrência do efeito, r o raio do condutor, m o fator de superfície (ou de forma) e δ a densidade relativa do meio.

Neste modelo assume-se que o efeito ocorrerá de forma uniforme ao longo do condutor, sendo na realidade inicializado próximo às imperfeições (mossas, defeitos, danos em geral, gelo, partículas devido a poluição, etc). O efeito também é alterado pela própria forma canelada do condutor.

3.2.2 Modelo de WHITEHEAD

Sendo contemporâneo de PEEK, WHITEHEAD (1910) obteve uma fórmula no mesmo molde:

$$E_0 = 3,2 \cdot 10^6 m \delta \left(1 + \frac{0,0297}{\sqrt{\delta r}} \right) \quad [\text{V/m}] \quad (3.3)$$

3.2.3 Modelo de TIKHODEYEV

TIKHODEYEV (1976) apresentou uma proposta de fórmula, aplicada a condutores em corrente contínua:

$$E_0 = 2,45 \cdot 10^6 m \delta \left[1 + \frac{0,0972}{(\delta r)^{0,4}} \right] \quad [\text{V/m}] \quad (3.4)$$

Este trabalho, feito com menos rigor ao de PEEK (1929), apresenta desvios inferiores a 4%. Entretanto, com a imprecisão relativa ao parâmetro m , este desvio torna-se pouco significativo.

3.2.4 Modelo de PORTELA e SANTIAGO

O trabalho de PORTELA e SANTIAGO (1991) apresenta uma formulação alternativa, neste caso obtendo o raio do condutor, r_0 , no qual o campo elétrico superficial especificado é crítico:

$$r_0 = \left[-829,70 \left(\frac{E_0}{E_c} - 1 \right)^2 + 781,53 \cdot 10^{-6} \cdot E_0 \left(\frac{E_0}{E_c} - 1 - \ln \frac{E_0}{E_c} \right) \right]^{-1} \quad [\text{m}] \quad (3.5)$$

sendo $E_c = 2,4381 \cdot 10^6 \text{ V/m}$.

Esta formulação provou-se mais adequada na extrapolação do raio tendendo ao infinito, tendendo a uma superfície plana, no qual conhece-se seu campo elétrico de ruptura, da ordem de $E_{\text{plano}} = 2,4 \text{ MV/m}$.

3.2.5 Outros modelos

ABDEL-SALAM et al. (2000) apresenta uma formulação que diferencia o limiar para cada polaridade, mas seus parâmetros deixam um folga de valores, onde a envoltória engloba praticamente qualquer um dos modelos anteriores.

Outros modelos são resumidos nas tabelas de WHITEHEAD (1924).

A figura 3.6 apresenta uma comparação dos modelos mencionados acima em função do raio do condutor suposto ainda como cilindro perfeito.

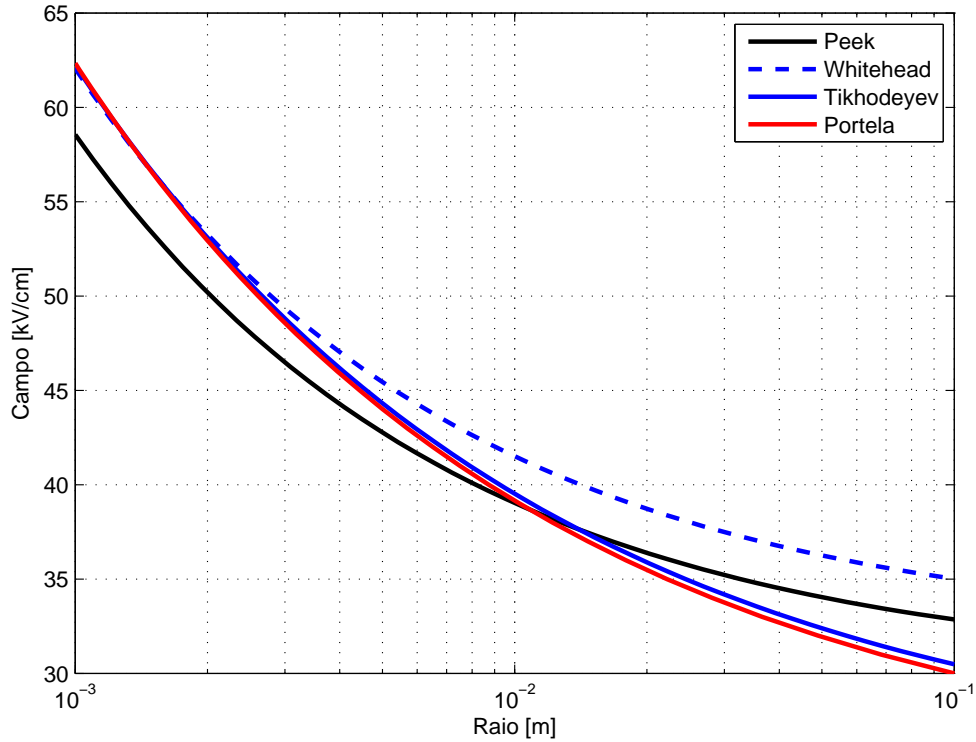


Figura 3.6: Comparação de modelos de limiar de efeito coroa.

3.2.6 Efeito da atmosfera no campo elétrico crítico

O efeito da pressão e temperatura do ar é expresso pela densidade relativa do ar, δ :

$$\delta = \frac{2,94 p}{273 + \theta} \quad (3.6)$$

sendo p a pressão do meio em kPa e θ a temperatura em °C. A densidade relativa do ar, em geral, possui valores entre 0,9 e 1,1.

3.2.7 Considerações sobre o fator de forma m

Para todas as formulações apresentadas, é comum utilizar um coeficiente de superfície m , menor do que 1, de forma a considerar o efeito das imperfeições da superfície do condutor, ou sua forma canelada, ou ainda o efeito de poluição e envelhecimento de forma geral. Na prática, com o uso da fórmula de Peek, o coeficiente de superfície é uma forma de correção da fórmula. Alguns estudos, como os realizados no CEPTEL (DOMINGUES et al. (2007)), procuram quantificar o valor de m para algumas configurações, conforme tabela 3.1.

O uso do fator m como forma de correção do campo elétrico crítico para um determinado cabo acarreta em uma discordância sobre o melhor método a se adotar.

Tabela 3.1: Comparação entre fatores de forma calculados conforme DOMINGUES et al. (2007).

Cabo	Fator de superfície, novo	Fator de superfície, danificado
AERO-Z	0,80	0,51
ACSR	0,74	0,52
Tubo	0,79	-

Conclue-se que, no estado atual, deve-se determinar empiricamente o campo elétrico crítico em um cabo, ao invés de adotar-se uma fórmula e corrigi-la.

Entretanto, a determinação do campo elétrico crítico em laboratório não é condição suficiente para classificar um cabo: o local e as condições de instalação e operação, ao longo do tempo, também são fatores importantes para obter-se a redução do limite de campo elétrico. DOMINGUES et al. (2009) demonstra, por exemplo, a redução do fator de forma devido ao envelhecimento e poluição, sugerindo também a influência da polaridade na atração de partículas de impurezas.

3.3 Modelagem física dos mecanismos de ionização

Os processos de ionização dependem basicamente do tipo de gás, ou mistura, e da pressão, correspondente à quantidade de partículas neutras. quanto mais denso o gás, os processos serão mais intensos.

Para o ar, tem-se uma mistura de gases que apresentarão reações entre si e os produtos da ionização: elétrons, íons negativos e positivos. Quando fala-se em íons de uma polaridade, na verdade tem-se uma gama de elementos (O^+ , N^+ , NO^+ , etc), que, no âmbito deste trabalho, serão tratados como uma única espécie. Desta forma, restringindo o estudo de centenas de espécies em três categorias, espera-se obter um modelo plausível.

Os processos listados são somente os mais predominantes para este tipo de problema. Vários outros processos secundários podem ser encontrados, como por exemplo por YOS (1967) e LOWKE e MORROW (1994, 1995), que listam a diversidade de reações entre os diferentes componentes do ar.

3.3.1 Equações de conservação de partículas

Os processos de ionização são usualmente relacionados pelo denominado coeficiente de disrupção, ou campo elétrico reduzido, que trata da relação E/n , sendo n a densidade de partículas neutras no gás, assumindo uma dimensão de $V m^2$. Para este trabalho adotou-se a unidade Townsend, de símbolo Td, correspondente a $1 Td = 10^{-21} V m^2 = 10^{-17} V cm^2$. Na escala desta unidade, 1000 Td corresponde

aproximadamente à disrupção elétrica do gás (equivalente a um campo elétrico de 3 MV/m no ar às CNTP), e com ionização ocorrendo a partir de 80 Td.

Em alguns trabalhos o parâmetro equivalente é relacionado à pressão, E/P , com dimensão de $V\text{ cm}^{-1}\text{ Torr}^{-1}$. O fator de conversão é $3,1 \cdot 10^{-21} E/P = E/n$ (RAJU, 2003).

A densidade de partículas neutras é determinada pela lei de gases ideais:

$$n \equiv \frac{N}{V} = \frac{p}{kT} \quad (3.7)$$

sendo N/V a relação entre número total de partículas e o volume, k , a constante de Boltzmann, e T a temperatura em K. Para os estudos, pela proximidade do condutor em operação, considerou-se o ar a pressão usual: $p = 1013\text{ hPa}$, e uma temperatura de 70°C , representando aproximadamente a temperatura de um condutor conduzindo corrente nominal, obtendo-se $n = 2,14 \cdot 10^{25}\text{ m}^{-3}$.

A partir das premissas básicas adotadas em descargas em gases, pode-se implementar um modelo de ionização. Serão utilizadas as equações de conservação de partículas para cada espécie. Considera-se como premissa que só exista um tipo de íon positivo e um tipo de íon negativo, e que os fenômenos relacionados a sua criação e destruição possam ser tratados como tal.

Dentre os modelos existentes, escolheu-se o chamado modelo de momento simples, ou modelo de fluido, para representar as concentrações de partículas. O modelo é satisfatório à pressão atmosférica, no qual os tempos de momento e de equilíbrio de energia são pequenos comparados com a escala macroscópica. O modelo é válido para campos de até 1500 Td GEORGHIOU et al. (2005).

Sendo aceita a premissa anterior, utiliza-se a aproximação de campo elétrico local, onde as funções materiais são dependentes somente do coeficiente de disrupção.

As equações de conservação de partículas em sua forma geral são definidas abaixo:

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = S + (\alpha - \eta) n_e v_e - \nabla \cdot (n_e v_e) - \nabla \cdot (-D \nabla n_e) - \beta n_e n_p \quad (3.8)$$

$$\frac{\partial n_n}{\partial t} = n_e \eta v_e - \nabla \cdot (n_n v_n) - \beta n_n n_p \quad (3.9)$$

$$\frac{\partial n_p}{\partial t} = S + n_e \alpha v_e - \nabla \cdot (n_p v_p) - \beta (n_n + n_e) n_p \quad (3.10)$$

sendo n_e a densidade de elétrons, n_n a densidade de íons negativos, n_p a densidade de íons positivos, S o fator de fotoionização, α o coeficiente de ionização, β o coeficiente de recombinação, η o coeficiente de absorção, D o coeficiente de difusão dos elétrons, v_e a velocidade de deriva dos elétrons, v_n a velocidade de deriva dos íons negativos e v_p a velocidade de deriva dos íons positivos.

Juntamente com a equação de Poisson, é possível obter a dinâmica das partículas

ao longo do tempo:

$$\nabla^2 \phi = -\frac{e}{\varepsilon_0} (n_p - n_e - n_n) \quad (3.11)$$

$$\vec{E} = -\nabla \phi \quad (3.12)$$

sendo ε_0 a permissividade elétrica, para o ar igual a $8,85 \cdot 10^{-12}$ F/m.

Este sistema de equações não permite solução analítica, sendo necessária a resolução numérica. A principal dificuldade está nas funções materiais, que trazem consigo gradiente bastante elevados, que esbarram na rigidez² dos sistemas computacionais, devido ao sistema de equações possuir constantes de tempo com ordem de grandeza bastante distintas.

As equações 3.8, 3.9 e 3.10 podem ser rearrumadas na forma:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \begin{bmatrix} n_e \\ n_p \\ n_n \end{bmatrix} &= \overbrace{\begin{bmatrix} (\alpha - \eta)n_e v_e & - & n_e n_p \beta \\ \alpha n_e v_e & - & (n_e + n_n) n_p \beta \\ \eta n_e v_e & - & n_n n_p \beta \end{bmatrix}}^1 \\ &\quad - \nabla \cdot \overbrace{\begin{bmatrix} n_e v_e \\ n_p v_p \\ n_n v_n \end{bmatrix}}^2 - \nabla \cdot \overbrace{\begin{bmatrix} -D \nabla n_e \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix}}^3 + \overbrace{\begin{bmatrix} S \\ S \\ 0 \end{bmatrix}}^4 \end{aligned} \quad (3.13)$$

com as parcelas referentes a:

1. Ionização, absorção e recombinação;
2. Convecção;
3. Difusão;
4. Fotoionização.

Em coordenadas cilíndricas, considerando somente a componente radial, as equações tomam a forma:

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = S + (\alpha - \eta) n_e v_e - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r n_e v_e) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r D \frac{\partial n_e}{\partial r} \right) - \beta n_e n_p \quad (3.14)$$

$$\frac{\partial n_n}{\partial t} = n_e \eta v_e - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r n_n v_n) - \beta n_n n_p \quad (3.15)$$

$$\frac{\partial n_p}{\partial t} = S + n_e \alpha v_e - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r n_p v_p) - \beta (n_n + n_e) n_p \quad (3.16)$$

²Relacionado à definição de *stiffness*.

Para um sistema bidimensional em coordenadas polares, denominado “2,5D”, as equações assumem a forma:

$$\begin{aligned} \frac{\partial n_e}{\partial t} = & S + (\alpha - \eta) n_e |v_e| - \frac{1}{r} \left[\frac{\partial}{\partial r} (r n_e v_{er}) + \frac{\partial}{\partial \theta} (n_e v_{e\theta}) \right. \\ & \left. + \frac{\partial}{\partial r} \left(r D \frac{\partial n_e}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial \theta} \left(D \frac{1}{r} \frac{\partial n_e}{\partial \theta} \right) \right] - \beta n_e n_p \end{aligned} \quad (3.17)$$

$$\frac{\partial n_n}{\partial t} = S + n_e \eta |v_e| - \frac{1}{r} \left[\frac{\partial}{\partial r} (r n_n v_{nr}) + \frac{\partial}{\partial \theta} (n_n v_{n\theta}) \right] - \beta n_n n_p \quad (3.18)$$

$$\frac{\partial n_p}{\partial t} = n_e \alpha |v_e| - \frac{1}{r} \left[\frac{\partial}{\partial r} (r n_p v_{pr}) + \frac{\partial}{\partial \theta} (n_p v_{p\theta}) \right] - \beta (n_n + n_e) n_p \quad (3.19)$$

sendo v_{er} e $v_{e\theta}$ as componentes radiais e angulares da velocidade de deriva v_e , e $|v_e|$ o módulo.

Escolheu-se o sistema bidimensional polar “2,5D” devido à variação do campo elétrico em torno do condutor, evidente quando utiliza-se em feixes, assumindo ainda que a componente radial do campo elétrico será dominante em relação à componente angular. Esta premissa terá importância no capítulo 5, aonde será implementado o mecanismo de convecção, entre outros.

3.3.2 Ionização por impacto de elétrons

A ionização por impacto ocorre pela incidência de um elétron livre, obtido por um mecanismo anterior, acelerado pelo campo elétrico, chocando-se eventualmente com outras partículas, átomos ou moléculas, provocando o desprendimento de íons, elétrons e energia:



Este processo é expresso por um coeficiente α , denominado coeficiente de ionização de Townsend. Este coeficiente é dependente da própria densidade de partículas, n , ou pela pressão do meio, p .

TOWNSEND (1910) apresenta a taxa de ionização α como uma forma de relação $n_e(x) = n_{e0} \exp(\alpha x)$, onde a produção de elétrons n_e pelo tempo é proporcional à concentração inicial n_{e0} na posição x . TOWNSEND também apresenta que α é determinada por uma fórmula empírica do tipo $\alpha = A p \exp(-B p/E)$, com estudos posteriores aprimorando a fórmula, devido às particularidades do ar, citando por exemplo LOEB (1939), MORROW (1985) e MORROW e LOWKE (1997). A figura 3.7 resume os principais modelos de ionização e absorção.

MORROW e LOWKE (1997) apresentam a equação empírica do coeficiente de

ionização α como³

$$\frac{\alpha}{n} [\text{cm}^2] = \begin{cases} 2,0 \cdot 10^{-16} \exp\left(-7,248 \cdot 10^{-15} \frac{n}{|E|}\right) & |E|/n > 150 \text{ Td} \\ 6,619 \cdot 10^{-17} \exp\left(-5,593 \cdot 10^{-15} \frac{n}{|E|}\right) & |E|/n \leq 150 \text{ Td} \end{cases} \quad (3.21)$$

sendo E o campo elétrico e $\exp x$ a exponencial de x .

ABDEL-SALAM et al. (2000) apresenta uma alternativa:

$$\alpha [\text{m}^{-1}] = 11253,7p \exp\left(-273840 \frac{p}{|E|}\right) \quad (3.22)$$

NIKONOV et al. (2001) define o coeficiente por:

$$\alpha [\text{cm}^{-1}] = \begin{cases} 3,9 P \exp\left(-213 \frac{p}{|E|}\right) & |E|/p < 108 \text{ V cm}^{-1} \text{ Torr}^{-1} \\ 14,5 P \exp\left(-356 \frac{p}{|E|}\right) & |E|/p > 108 \text{ V cm}^{-1} \text{ Torr}^{-1} \end{cases} \quad (3.23)$$

que também refere o taxa em função da pressão P , em Torr. As equações (3.21) e (3.23), entre outras, são comparadas por GEORGHIOU et al. (2005).

A figura 3.7 resume os principais modelos de ionização e absorção para 70°C, 1013 hPa.

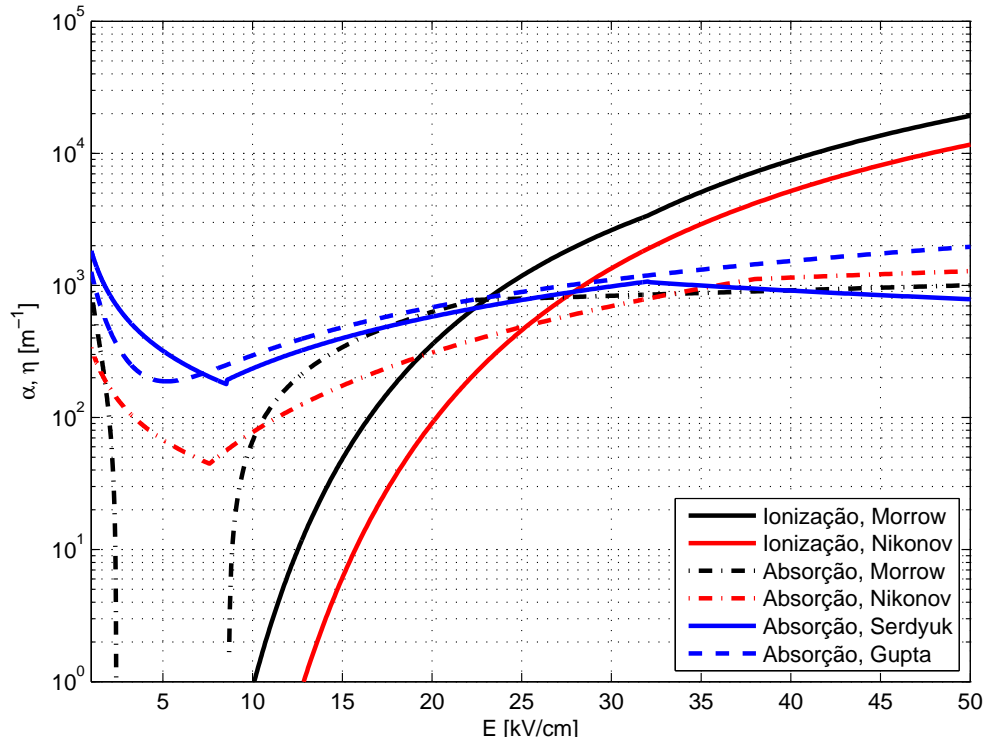


Figura 3.7: Taxas de ionização (α) e absorção (η)

³Por comodidade as relações E/n são apresentadas na unidade Td, mas devem ser usadas nas equações com unidades SI, bastando converter o valor por 10^{-17} (para V cm^2) ou 10^{-21} (para V m^2).

A figura 3.8 compara o balanço de ionização ($\alpha - \eta$) utilizando as mesmas condições da figura 3.7, e a figura 3.9 ilustra o efeito do clima no balanço.

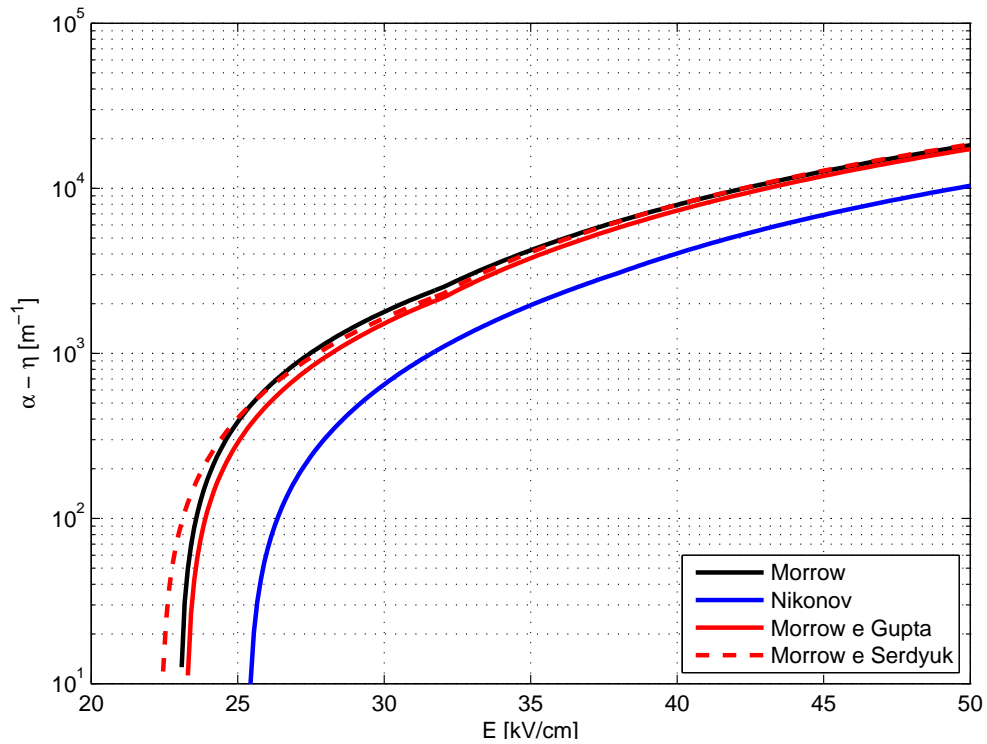


Figura 3.8: Balanço de ionização ($\alpha - \eta$)

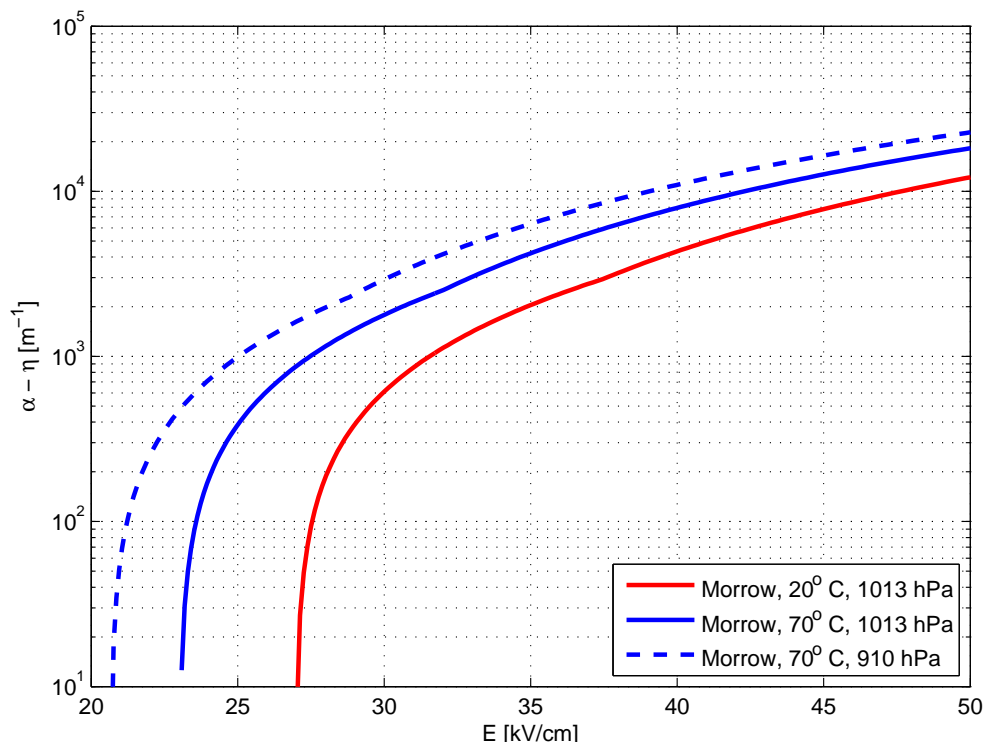


Figura 3.9: Balanço de ionização ($\alpha - \eta$) para o ar em algumas condições climáticas.

3.3.3 Ionização por radiação (fotoionização)

O processo de fotoionização possui efeito secundário no modelo, mas será apresentado seu embasamento teórico, podendo ser aplicado em desenvolvimentos futuros e em outros trabalhos similares envolvendo a física da descarga em gases.

A fotoionização parte do modelo da luz como partícula (fótons), considerando um processo de ionização externo, no qual um dos produtos da reação seja um fóton, este possui uma probabilidade de colidir com átomos próximos, causando um processo secundário de ionização, do tipo:



no qual A é um átomo ou molécula no gás, e um elétron e hv a energia de um fóton.

Este processo é relevante na determinação da velocidade de propagação de uma descarga, no qual os fótons propagam-se em velocidade superior a dos elétrons e íons. A fotoionização justifica algumas observações realizadas, nos quais o modelo de ionização por elétrons não justificava a velocidade de propagação.

A fotoionização em um ponto r , representado por S nas equações (3.14) e (3.16), é produto de todas as fontes de radiação, localizadas a uma distância r' :

$$S_{ph}(r) = \iiint_{V'} \frac{I(r') g(R)}{4\pi R^2} dV' \quad (3.25)$$

sendo R a distância entre r e r' .

O processo foi descrito por PENNEY e HUMMERT (1970), para alguns gases, incluindo ar, para um determinado limite de pressões. Desta forma, obteve-se uma relação de fotoionização em função da ionização primária de toda a região do espaço próxima, o ângulo no qual cada região ilumina o local, a distância e a pressão:

$$\psi \cong \frac{n_p}{n_d} \theta p d \quad (3.26)$$

sendo r a distância média entre a ionização primária e a região de fotoionização, p a pressão atmosférica, n_d o número de pares de íons gerados por colisão na descarga, ψ a função de fotoionização, θ o ângulo sólido relativo a incidência de radiação na região a ser ionizada.

A quantidade de foto-íons produzidos, n_p será proporcional a ψ :

$$n_p \cong n_d \psi_{(R_p)} \theta p d \quad (3.27)$$

Desta forma, um ponto emissor de radiação (não somente os pontos em processos de ionização) contribui em todo o espaço para haver a fotoionização. Em PENNEY

e HUMMERT (1970) trabalha-se somente com a radiação emitida pela ionização por impacto, representada por n_d .

Sabendo-se o coeficiente de absorção pelo comprimento de onda da radiação, K'_j e a eficiência de absorção γ_j , pode-se obter a fotoionização ao longo de uma gama de frequências:

$$\psi \cong \sum_j \frac{I_j(0)}{n_d} \gamma_j K'_j \exp(-K'_j R p) \quad (3.28)$$

O artigo de PENNEY e HUMMERT (1970) apresenta diretamente a função ψ , a partir de experimentos no ar. Apesar dos experimentos não contemplarem pressão atmosférica, o modelo é supostamente independente de pressão, aplicando-se neste trabalho de forma extrapolada. Esta aproximação já foi utilizada, por exemplo, por MORROW e LOWKE (1997). A figura 3.10 ilustra o fator ψ para o ar, adaptado de PENNEY e HUMMERT (1970) em unidades SI.

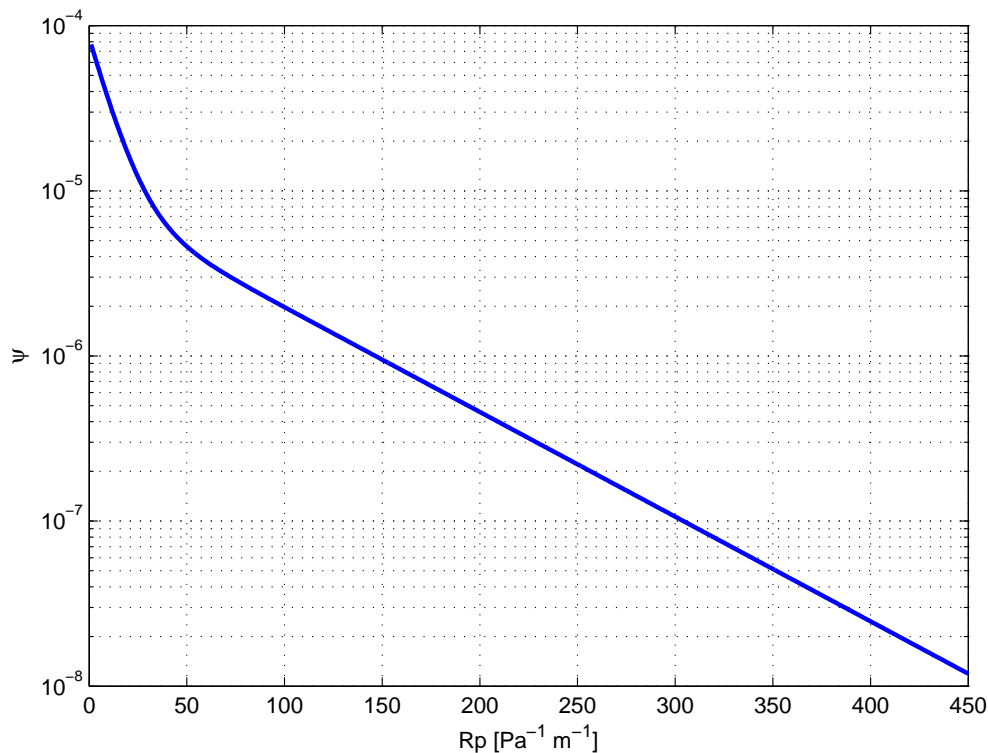


Figura 3.10: Fator ψ , adaptado de PENNEY e HUMMERT (1970)

3.3.4 Ionização térmica

A ionização térmica ocorre ao elevarmos a temperatura termodinâmica do gás, no qual a certo ponto torna-se condutor.

Este processo é dominante, após uma fase de propagação e inicialização, nas descargas atmosféricas e de potência, tais como arcos de manobra e secundários,

sendo sustentados pela corrente elétrica. No efeito coroa, não apresenta contribuição significativamente.

Este processo pode ser visto com mais detalhe, por exemplo, nos trabalhos de FINKELNBURG e MAECKER (1956), PORTELA (1983) e RAIZER (1991).

3.3.5 Deionização por difusão

A difusão consiste no espalhamento de elementos em uma região de alta concentração para uma zona de baixa concentração, sem alterar a quantidade de elementos. É um fenômeno de transporte relativamente lento, possuindo pouca influência no processo, estimado na ordem de 10%, para o tipo de trabalho feito por MORROW e LOWKE (1997).

O modelo apresentado considera somente a difusão de elétrons, através do parâmetro D , definido por MORROW e LOWKE (1997):

$$D = \left[0,3341 \cdot 10^9 \left(\frac{|E|}{n} \right)^{0,54069} \right] \left| \frac{v_e}{E} \right| \quad [\text{cm}^2/\text{s}] \quad (3.29)$$

NIKONOV et al. (2001) considera uma taxa de difusão constante de $D = 1800 \text{ cm}^2/\text{s}$, fazendo distinção ainda para difusão longitudinal e transversal. NIKONOV apresenta também taxas de difusão para íons, mas que são de importância ainda menor nesta escala, e não serão considerados⁴.

3.3.6 Recombinação

Na presença de partículas de polaridade oposta, existirá uma probabilidade destas se unirem, ou recombinarem-se, liberando energia neste processo:



A recombinação é proporcional a concentração de íons positivos e negativos, sendo a taxa, β , definida por MORROW e LOWKE (1997) como:

$$\beta = 2,0 \cdot 10^{-13} \quad [\text{m}^3/\text{s}] \quad (3.31)$$

e por NIKONOV et al. (2001) por

$$\beta = 10^{-13} \quad [\text{m}^3/\text{s}] \quad (3.32)$$

⁴Na escala da linha de transmissão, alguns trabalhos, como QIN e PEDROW (1994) equacionam a taxa de difusão dos íons, mas na prática não são implementados.

3.3.7 Absorção

O fenômeno da absorção⁵ consiste na combinação de um elétron com uma partícula neutra, a partir de um choque inelástico, formando-se um íon negativo:



Quando ocorre a presença de um terceiro átomo ou molécula no processo, denomina-se absorção com três corpos:



A absorção pode acarretar em dissociação de uma molécula:



Ambos os processos, ilustrados nas equações (3.34) e (3.35) podem ser combinados em uma taxa de absorção, η :

$$\eta = \eta_2 + \eta_3 \quad (3.36)$$

sendo η_2 a taxa de absorção para dois corpos e η_3 para três corpos.

MORROW e LOWKE (1997) apresentam a seguinte formulação:

$$\frac{\eta_2}{n} [\text{cm}^2] = \begin{cases} 8,889 \cdot 10^{-5} \left(\frac{|E|}{n}\right) + 2,567 \cdot 10^{-19} & |E|/n > 105 \text{ Td} \\ 6,089 \cdot 10^{-4} \left(\frac{|E|}{n}\right) - 2,893 \cdot 10^{-19} & |E|/n \leq 105 \text{ Td} \end{cases} \quad (3.37)$$

$$\frac{\eta_3}{n^2} [\text{m}^5] = 4,7778 \cdot 10^{-69} \left(\frac{|E|}{n} \cdot 10^4\right)^{-1,2749} \quad (3.38)$$

O artigo de GUPTA et al. (2000) discute que, aparentemente, a parcela de η_2 de MORROW possui um erro de grafia e apresenta uma fórmula revisada:

$$\frac{\eta_2}{n} [\text{m}^2] = 4,33 \cdot 10^{-4} \frac{|E|}{n} - 10^{-23} \quad (3.39)$$

SERDYUK et al. (2001) também redefine as equações (3.37) e (3.38) a partir de dados de LOWKE e MORROW (1995):

$$\frac{\eta}{n} [\text{cm}^2] = \begin{cases} 1,5581 \cdot 10^{-36} \left(\frac{|E|}{n}\right)^{-1,0864} & |E|/n \leq 40 \text{ Td} \\ 10,167 \left(\frac{E}{n}\right)^{1,3024} & 40 < E/n \leq 150 \text{ Td} \\ 6,6466 \cdot 10^{-29} \left(\frac{|E|}{n}\right)^{-0,66589} & |E|/n > 150 \text{ Td} \end{cases} \quad (3.40)$$

⁵Tradução de *attachment*.

NIKONOV et al. (2001) define como

$$\eta[\text{cm}^{-1}] = \begin{cases} \max [4, 47 P/|E|, 4, 47 \cdot 10^{-3} (|E|/P)^2] & |E|/P \leq 10 \\ 4, 47 \cdot 10^{-3} (|E|/P)^2 & 10 < |E|/P \leq 50 \\ 1, 58 \sqrt{|E|/P} & 50 < |E|/P \leq 90 \\ \frac{142}{\sqrt{|E|/P}} & |E|/P > 90 \end{cases} \quad (3.41)$$

As equações (3.37), (3.38) e (3.41) também são comparadas por GEORGHIOU et al. (2005)⁶.

3.3.8 Mobilidade e deriva de partículas carregadas

Qualquer partícula carregada estará sujeita a sofrer deslocamento pelo campo elétrico. Uma partícula também possui um movimento aleatório, de acordo com a sua temperatura termodinâmica, e incluindo o efeito de colisões, terá um deslocamento relativo a um “centro de gravidade” do conjunto, cuja velocidade é denominada de deriva⁷. Esta velocidade, em termos macroscópicos, estará alinhada com o campo elétrico, e não é associada à velocidade média das partículas.

Diversos trabalhos associam a velocidade de deriva a um fator de mobilidade:

$$v = \pm \mu \vec{E} \quad (3.42)$$

MORROW e LOWKE (1997) relacionaram a velocidade de deriva de elétrons e íons simples no ar. No caso dos elétrons, não se relaciona linearmente o campo elétrico com a velocidade de deriva, determinando como:

$$\vec{v}_e[\text{cm/s}] = \begin{cases} -\hat{E} \left(7, 4 \cdot 10^{21} \frac{|E|}{n} + 7, 1 \cdot 10^6 \right) & |E|/n > 200 \text{ Td} \\ -\hat{E} \left(1, 03 \cdot 10^{22} \frac{|E|}{n} + 1, 3 \cdot 10^6 \right) & 10 \leq |E|/n \leq 200 \text{ Td} \\ -\hat{E} \left(7, 2973 \cdot 10^{21} \frac{|E|}{n} + 1, 63 \cdot 10^6 \right) & 2, 6 \leq |E|/n \leq 10 \text{ Td} \\ -\hat{E} \left(6, 87 \cdot 10^{22} \frac{|E|}{n} + 3, 38 \cdot 10^4 \right) & |E|/n \leq 2, 6 \text{ Td} \end{cases} \quad (3.43)$$

sendo \vec{v}_e a velocidade de deriva dos elétrons e $\hat{E} = \vec{E}/|E|$ o vetor unitário do campo elétrico \vec{E} .

NIKONOV et al. (2001) utiliza uma aproximação por mobilidade para os elétrons:

$$\vec{v}_e = -2, 9 \cdot 10^5 \frac{\vec{E}}{P} \quad [\text{cm/s}] \quad (3.44)$$

⁶GEORGHIOU aparentemente apresenta uma alternativa para a correção de GUPTA, aonde na equação (3.36) o valor de η de ser igual a 106,81 se $|E|/n < 1, 2 \text{ Td}$, e igual a zero se $\eta_2 + \eta_3 < 0$.

⁷Tradução de *drift*.

GEORGHIOU et al. (2005) apresenta a equação (3.44) como:

$$\vec{v}_e = -0,0382 \vec{E} - 2,9 \cdot 10^5 \frac{\vec{E}}{p} \quad [\text{cm/s}] \quad (3.45)$$

A velocidade de deriva dos íons negativos é definida por MORROW e LOWKE (1997) como⁸:

$$\vec{v}_n[\text{cm/s}] = \begin{cases} -2,7 \vec{E} \frac{p_0}{p} & |E|/n > 50 \text{ Td} \\ -1,86 \vec{E} \frac{p_0}{p} & |E|/n \leq 50 \text{ Td} \end{cases} \quad (3.46)$$

e por NIKONOV et al. (2001) como:

$$\vec{v}_n = -3,3 \cdot 10^3 \frac{\vec{E}}{P} \quad [\text{cm/s}] \quad (3.47)$$

A velocidade de deriva dos íons positivos é definida por MORROW e LOWKE (1997) como:

$$\vec{v}_p = 2,34 \vec{E} \frac{p_0}{p} \quad [\text{cm/s}] \quad (3.48)$$

e por NIKONOV et al. (2001) como:

$$\vec{v}_p = 1,43 \cdot 10^3 \frac{\vec{E}}{P} \quad [\text{cm/s}] \quad (3.49)$$

onde nas equações (3.46) e (3.48) p_0/p é a razão entre a pressão de referência, p_0 , e a pressão atual do meio, p . A figura 3.12 resume as velocidades de deriva em função do campo elétrico, para uma condição típica do ar (20°C, 1 013 hPa).

Outros trabalhos apresentam valores de mobilidade para íons, resumidos na tabela 3.2, sendo μ_p e μ_n a mobilidade para íons positivos e negativos, respectivamente. Para a maioria, observa-se que a mobilidade dos íons negativos sempre é considerada maior que a dos íons positivos, ou no máximo igual por simplificação.

Tabela 3.2: Comparação de valores de mobilidade de íons [$\text{cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$].

Referência	μ_p	μ_n
SARMA MARUVADA e JANISCHEWSKYJ (1969a)	1,3	1,7
HORENSTEIN (1984)	1,4	1,4
ABDEL-SALAM e ABDEL-SATTAR (1989)	1,5	1,8
SUDA e SUNAGA (1990)	$1,34 \pm 0,31$	$1,56 \pm 0,21$
SUDA e SUNAGA (1995)	1,3	1,6
MORROW e LOWKE (1997)	2,34	2,7 a 1,86
NIKONOV et al. (2001)	1,43	3,3

⁸Somente MORROW e LOWKE (1997) adota a mobilidade dos íons negativos superior ao dos íons positivos, no caso $|E|/n \leq 50 \text{ Td}$, ilustrado como uma descontinuidade na fig. 3.12, não se encontrando justificativa para isto.

Particularmente para MORROW e LOWKE (1997) e NIKONOV et al. (2001) os fatores de mobilidade são mais elevados, devido à escala de tempo considerada (da ordem de microsegundos). AL-HAMOUZ (1994) apresenta alguns estudos sobre a variação da mobilidade dos íons ao longo de sua “vida útil”, ilustrado na figura 3.2.

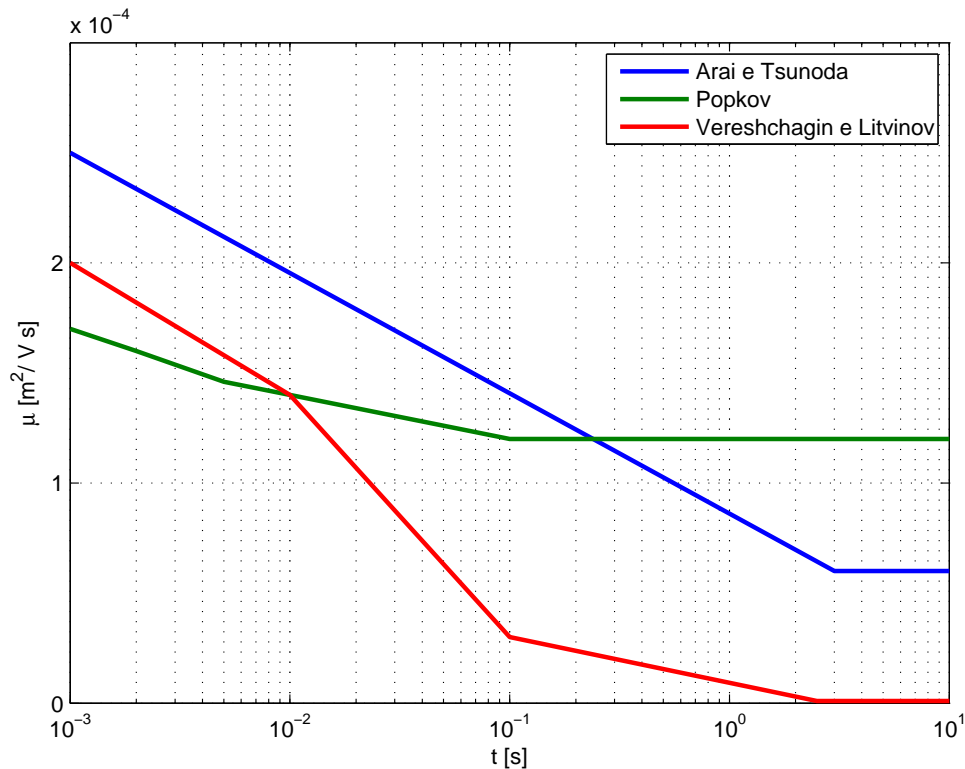


Figura 3.11: Mobilidade dos íons em função do tempo de vida da partícula, conforme AL-HAMOUZ (1994), baseado em ARAI e TSUNODA (1980), POPKOV (1963b) e VERESHCHAGIN e LITVINOV (1978).

ABDEL-SALAM et al. (1982) apresenta também a variação da mobilidade em função do tempo de vida da partícula, fazendo comparação com trabalhos anteriores. Esta abordagem pode justificar as diferenças entre valores adotados, mas não foi implementado neste trabalho.

Os parâmetros de mobilidade de íons μ_p e μ_m também serão aplicados no modelo de linha, apresentado no capítulo 4.

3.3.9 Emissão de elétrons e íons por sólidos

Para campo elétricos muito intensos, ocorrerá emissão de elétrons a partir da superfície do metal, não originada pela ionização do ar. Em condições nominais de operação, este fenômeno é menos importante que a ionização no ar, mas pode contribuir para a inicialização da ionização.

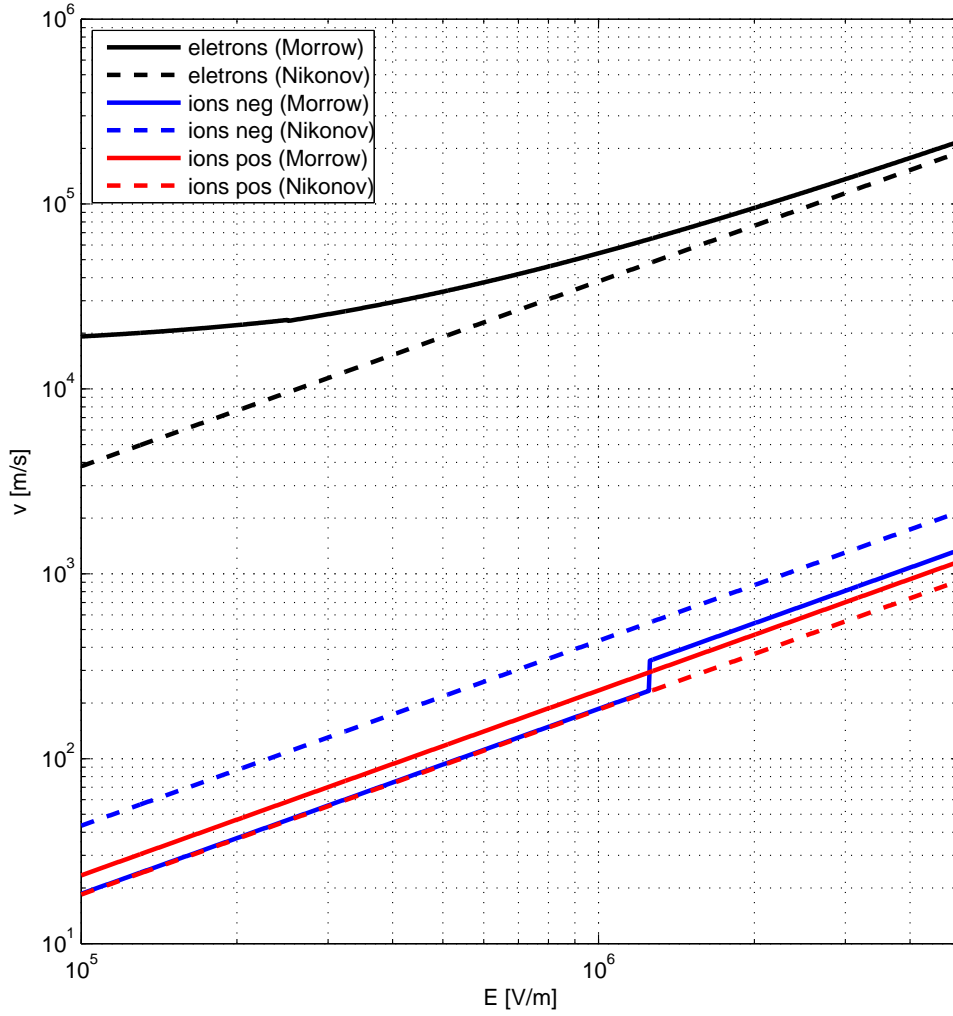


Figura 3.12: Velocidade de deriva das partículas no ar, conforme MORROW e LOWKE (1997) e NIKONOV et al. (2001).

Este efeito pode ser formulado basicamente pelo modelo de FOWLER e NORDHEIM (1928), no qual a densidade de corrente superficial por emissão de campo é dada por:

$$J_e = \frac{e^2 E^2}{8\pi h \phi t^2} \exp\left(-\frac{4\sqrt{2m} e \phi^{3/2}}{3 h E} v\right) \quad (3.50)$$

sendo J_e a densidade de corrente por emissão de elétrons, por efeito de campo elétrico, na superfície do metal, E o campo elétrico na superfície do metal, $-e$ a carga elétrica do elétron, m a massa do elétron, h a constante de Planck, ϕ diferença de potencial da barreira (diferença entre o potencial externo ao condutor e o nível de Fermi), da ordem de 10^0 a 10^1 V. O parâmetro t é dado por

$$t = v - \frac{2}{3} y \frac{dv}{dy} \quad (3.51)$$

e onde v pode ser expresso por integrais elípticas conforme mostrado a seguir,

$$v = \frac{1}{\sqrt{2}} \sqrt{1 + \sqrt{1 - y^2}} \left[\mathcal{E}(\pi/2, \xi) - \left(1 - \sqrt{1 - y^2}\right) \mathcal{K}(\pi/2, \xi) \right] \quad (3.52)$$

onde $\mathcal{E}(\pi/2, \xi)$ e $\mathcal{K}(\pi/2, \xi)$ são integrais elípticas dadas por (3.53),

$$\begin{aligned} \mathcal{E}(\pi/2, \xi) &= \int_0^{\pi/2} \sqrt{1 - \xi \sin^2 \zeta} d\zeta \\ \mathcal{K}(\pi/2, \xi) &= \int_0^{\pi/2} \frac{d\zeta}{\sqrt{1 - \xi \sin^2 \zeta}} \end{aligned} \quad (3.53)$$

onde

$$\xi = \frac{2\sqrt{1 - y^2}}{1 + \sqrt{1 - y^2}} \quad (3.54)$$

$$y = \frac{\sqrt{e^3 E}}{\phi} \quad (3.55)$$

Uma simplificação da expressão de J_e é possível através da aproximação assintótica das integrais elípticas em (3.52), obtendo-se

$$J_e \cong \frac{1,54 \cdot 10^{-6} E^2}{\phi t^2} \exp\left(-6,83 \cdot 10^9 \frac{\phi^{3/2}}{E} v\right) \quad \text{A/m}^2 \quad (3.56)$$

sendo

$$y = 3,79 \cdot 10^{-5} \frac{\sqrt{E}}{\phi} \quad (3.57)$$

Nesta modelagem faz-se necessário uma consideração do estado da superfície do condutor, devido às irregularidades alterarem a concentração de campo elétrico. Utiliza-se um fator de forma,⁹ A , obtendo-se um campo elétrico equivalente, E_e :

$$E_e = A \cdot E \quad (3.58)$$

O efeito de emissão de elétrons ocorre de forma expressiva para campos acima de 10^7 V/m, e não foi implementado neste trabalho.

3.4 Discussão

Apresentou-se na primeira parte do capítulo alguns modelos empíricos existentes sobre o efeito coroa em cabos de alta tensão. Na segunda parte apresenta-se as bases físicas dos principais fenômenos de ionização e deionização.

⁹Apresentado em PORTELA (1989) como A , mas possui a mesma função do fator m , usado nas formulações de Peek e Portela.

Propõe-se neste trabalho a aproximação da teoria com a prática, observando se o modelo proposto aproximar-se-á das medições ou destes modelos empíricos, e caso haja divergências, compreender porque ocorre, seja pela diferença nas premissas de cada modelo, ou por limitações quando à simulação, ao experimento ou às aproximações práticas adotadas.

Para a determinação do limite da camada, de forma a estipular a fronteira entre modelos, estima-se que a corrente iônica seja aproximadamente constante, e que em regime permanente exista na fronteira somente íons de mesma polaridade da tensão no condutor. Como base de comparação, o artigo de CHEN e DAVIDSON (2003) estima o limite da camada entre $E/n = 80$ a 120 Td.

Capítulo 4

Campos eletromagnéticos em uma linha de transmissão CCAT

No capítulo anterior apresentaram-se as bases físicas do efeito coroa, em função do campo elétrico, aplicável para ambas as polaridades, na escala da superfície de um cabo condutor. Um dos resultados deste modelo é a produção de cargas espaciais e a densidade de corrente iônica emitida pelo condutor.

Neste capítulo será exposto efetivamente o efeito coroa em uma linha de transmissão, com a inserção do modelo da camada de ionização em cada subcondutor. Assim, define-se uma condição de fonte de cargas para os condutores, que passarão a se interagir.

Obviamente, todos os condutores influenciar-se-ão mutuamente, ocorrendo uma variação do campo elétrico em torno de cada condutor, incluindo a migração de cargas de polaridades opostas.

4.1 Modelo de campo elétrico sem cargas espaciais

A determinação do campo elétrico em uma linha CCAT segue o mesmo procedimento que em linhas de corrente alternada. Utiliza-se a premissa básica do modelo bidimensional, condutores paralelos e solo plano e homogêneo. Para corrente contínua, também pode-se considerar o solo como ideal, sem impacto significativo no resultado.

Os parâmetros relevantes do modelo são:

- Tensão nos pólos,
- Geometria dos cabos (altura e posição horizontal),
- Tipo dos cabos, material e diâmetro,
- Forma de ligação dos pára-raios,

O modelo pode ser usado para obter dois tipos de resultados: o campo elétrico próximo ao solo, e o campo elétrico superficial nos condutores, ambos em condições quase-estacionárias.

Para a formulação do modelo físico da linha CCAT, cabe estabelecer algumas simplificações:

- Considerar uma propagação eletromagnética transversal instantânea;
- Supor que o solo é homogêneo, ou seja, uniforme, isotrópico, e de dimensões muito superiores ao do circuito;
- Assumir que o solo é plano, possuindo resistividade e permitividade uniformes;
- A linha é suficientemente longa, comparada às dimensões transversais, de forma a desprezar o efeito das suas extremidades na propagação dos campos eletromagnéticos;
- Assumir que a geração de cargas espaciais não afetará a tensão nos pólos, ou seja, a tensão será mantida constante, independente do valor de corrente iônica.

Adicionalmente para o modelo bidimensional, considera-se que os condutores encontram-se paralelos ao solo, e a presença de torres não é considerada. Utiliza-se a altura mínima para o cálculo do campo elétrico, pois o efeito em estudo é mais marcante no meio do vão.

Para avaliação do desempenho de uma linha CCAT, supõe que a mesma não se encontra continuamente energizada desde um tempo anterior muito longo, ou seja, $t = -\infty$. É importante observar alguns aspectos:

- Uma linha não é energizada instantaneamente, ocorrendo na prática uma aplicação gradual de tensão e um efeito transitório associado, provocado entre outros fenômenos pelo próprio efeito coroa;
- O modo de operação, monopolar ou bipolar;
- Condições climáticas: temperatura, densidade relativa e vento.

Chama-se a atenção para alguns aspectos que possuirão valores distintos ao longo da linha, podendo causar desta forma um comportamento distante de um perfil “médio”, tanto na diferença de alturas dos condutores ao longo do vão, quanto ao longo da linha, pelas diferenças regionais.

É importante, ao aplicar estudos deste tipo, distinguir estas diferenças, especialmente quando se trata de linhas de grandes distâncias. No caso de campos elétricos no solo, o efeito mais relevante ocorre nas proximidades do meio do vão.

Considerando então válida a aproximação bidimensional de um condutor, definido por uma reta paralela ao solo com uma carga linear λ localizada em x_i, y_i , o campo elétrico produzido em um ponto (x_j, y_j) será igual a

$$\vec{E} = E_x \vec{i} + E_y \vec{j} \quad (4.1)$$

$$E_x = \frac{\lambda}{4\pi\epsilon_0} \left[\frac{x_j - x_i}{(x_j - x_i)^2 + (y_j - y_i)^2} - \frac{x_j - x_i}{(x_j - x_i)^2 + (y_j + y_i)^2} \right] \quad (4.2)$$

$$E_y = \frac{\lambda}{4\pi\epsilon_0} \left[\frac{y_j - y_i}{(x_j - x_i)^2 + (y_j - y_i)^2} - \frac{y_j + y_i}{(x_j - x_i)^2 + (y_j + y_i)^2} \right] \quad (4.3)$$

4.2 Modelo de campo elétrico na presença de cargas espaciais

O campo elétrico pode ser determinado na forma da lei de Coulomb, com a influência individual de cada elemento de carga $\partial\rho$ em um dado ponto no espaço:

$$\partial\vec{E} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{\partial\rho}{r^2} \hat{r} \quad (4.4)$$

ou pela Lei de Gauss, por sua distribuição de cargas:

$$\nabla \cdot \vec{E} = \frac{\rho}{\epsilon_0} \quad (4.5)$$

Ambos as equações definem dois sistemas ou “esquemas”, nomeadamente esquema “coulombiano” e esquema “gaussiano”, que possuem análogos na disciplina da dinâmica de fluidos: esquema “lagrangeano” e esquema “euleriano”, respectivamente. A partir desta analogia culmina-se na escolha dos métodos numéricos para a resolução do problema.

O melhor resultado será obtido no uso conjugado dos dois esquemas, desde que a conversão numérica entre estes seja adequado.

Com a consideração das cargas espaciais no modelo, busca-se agora a distribuição da densidade de cargas espaciais, ρ e a densidade de corrente, \vec{J} , juntamente com o campo elétrico resultante, \vec{E} .

Baseado nestes três parâmetros, pode-se inferir o fluxo de corrente através de objetos ou pessoas próximas à linha. A rigor seria necessário um estudo específico, considerando efetivamente a presença do objeto abaixo da linha através de simulações, aonde o campo elétrico resultante será distorcido em relação ao campo sem a presença do objeto.

Outra consideração posterior, baseado nestes parâmetros, é observar a dosagem destas grandezas e seus efeitos na saúde, mas estes aspectos fogem do escopo desta

tese.

Pode-se apresentar a modelagem de linhas CCAT pela sua evolução, começando por configurações monopolares com um condutor, até configurações bipolares com feixes de condutores e considerando a ação do vento.

4.2.1 Configuração monopolar

Uma configuração monopolar, ou unipolar, consiste em um condutor, ou feixe de condutores, acima de um plano aterrado, operando em polaridade positiva ou negativa. Neste caso, cargas de mesma polaridade do condutor preencherão o espaço.

A definição usual das equações do corona monopolar assume as seguintes premissas:

1. O sistema em regime permanente,
2. A camada de ionização no condutor é desprezível,
3. A mobilidade dos íons é constante,
4. A difusão é desprezível,
5. O efeito do vento e umidade é desprezível.

Por assumir uma espécie única de íons, a formação de partículas pesadas com moléculas de água, com mobilidade reduzida, resultaria em um tratamento complexo, fugindo do escopo desta tese.

O efeito da redução da mobilidade é ilustrado na figura 3.11, mas também não foi abordado no modelo.

A formulação do coroa monopolar é descrito pelas equações (4.6):

$$\begin{aligned}\nabla \cdot \vec{E} &= \frac{\rho}{\varepsilon_0} \\ \vec{J} &= \mu \rho \vec{E} \\ \nabla \cdot \vec{J} &= 0\end{aligned}\tag{4.6}$$

sendo μ a mobilidade do íon, ρ a densidade de carga, \vec{E} o campo elétrico e \vec{J} a densidade de corrente.

Para um configuração coaxial, com um condutor cilíndrico interno de raio r_0 envolto por um cilindro de raio r_1 , considerando esta configuração com comprimento “infinito”, tem-se um sistema com uma dimensão, radial:

$$\frac{\partial E}{\partial r} + \frac{E}{r} = \frac{\rho}{\varepsilon_0}\tag{4.7}$$

$$J = \mu \rho E\tag{4.8}$$

sendo neste caso E e J as componentes radiais de \vec{E} e \vec{J} , respectivamente.

O sistema é resolvido, como apresentado por TOWNSEND (1914), obtendo-se:

$$E \frac{\partial^2 E}{\partial r^2} + 3 \frac{E}{r} \frac{\partial E}{\partial r} + \left(\frac{\partial E}{\partial r} \right)^2 = 0 \quad (4.9)$$

Assumindo um potencial igual a U no cilindro interno e zero para o cilindro externo, obtém-se a potencial de inepção do efeito coroa U_0 :

$$U_0 = E_0 r_0 \ln \frac{r_1}{r_0} \quad (4.10)$$

Aproximação de KAPTSOV

A aproximação de KAPTSOV et al. (1955) consiste em limitar o campo elétrico superficial de um condutor ao seu valor de inepção do efeito coroa. Esta aproximação também foi desconsiderada em alguns trabalhos, como ilustrado na figura 4.1. Na figura, demonstra-se o efeito da elevação do potencial no cabo, normalizado para V/V_0 , na elevação do campo elétrico superficial, normalizado para E_c/E_0 , sendo V_0 e E_0 os valores de inepção do efeito.

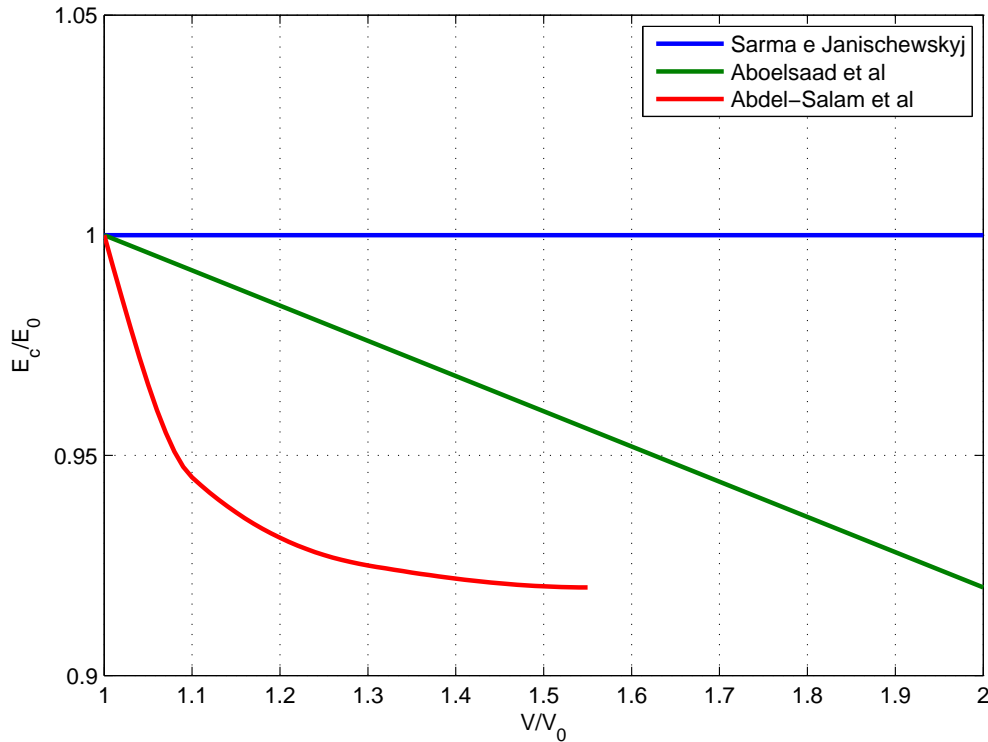


Figura 4.1: Saturação do campo elétrico superficial, conforme AL-HAMOUZ (1994), baseado em SARMA MARUVADA e JANISCHEWSKYJ (1969c), ABOELSAAD et al. (1989) e ABDEL-SALAM et al. (1983).

Assumindo a aproximação de KAPTSOV, o campo elétrico superficial no cilindro interno manterá-se constante em E_0 :

$$E_0 = \frac{A^2 r_0^2 + B^2}{r_0} \quad (4.11)$$

sendo A e B constantes arbitrárias, resolvidas de acordo com as condições de contorno. Definindo J_e como a densidade de corrente na superfície do condutor e I a corrente transversal, conforme mostra a (4.12).

$$\begin{aligned} J_e &= \mu \rho_e E_0 \\ I &= 2 \pi r_0 J_e \end{aligned} \quad (4.12)$$

Definindo-se ζ como “corrente adimensional”, que será igual a zero para um campo abaixo do valor de inepção do efeito coroa, vide (4.13),

$$\zeta = \frac{I}{2 \pi \mu \varepsilon_0} \left(\frac{r_1}{E_0 r_0} \right)^2 \quad (4.13)$$

o campo radial obtido é dado por

$$E(r) = \frac{E_0 r_0}{r} \sqrt{\left(1 - \frac{r_0^2}{r_1^2} \zeta \right) + \frac{r^2}{r_1^2} \zeta} \quad (4.14)$$

Para uma configuração prática condutor-plano, a resolução analítica do sistema bi-dimensional é aproximado a partir do trabalho de DEUTSCH (1933), como discutido na seção 4.2.2, utilizando a equação (4.14), sendo r_1 substituído pela altura do condutor, h . POPKOV (1949) sugere multiplicar a constante ζ por um fator P , de forma a corrigir o efeito da distribuição de corrente pelo solo. Ao contrário que foi sugerido por POPKOV, SARMA MARUVADA e JANISCHEWSKYJ (1969a) alerta que o fator P varia de acordo com a configuração da linha e a intensidade do efeito coroa.

4.2.2 Configuração bipolar

Uma configuração bipolar é a mais utilizada na prática, devido a evitar o retorno pelo solo. Consiste em dois condutores paralelos, ou feixes, operando em polaridades opostas. A geometria é basicamente definida pelas distâncias de isolamento, mas o tempo de deslocamento das partículas também influencia no desempenho da linha.

Para um sistema bipolar, considerando-se ainda os efeitos de difusão e recomb-

nação, o sistema torna-se (SARMA MARUVADA e JANISCHEWSKYJ, 1969b):

$$\begin{aligned}
\nabla \cdot \vec{E} &= \frac{\rho_p - \rho_n}{\varepsilon_0} \\
\vec{J}_p &= \rho_p \mu_p \vec{E} \\
\vec{J}_n &= \rho_n \mu_n \vec{E} \\
\vec{J} &= \vec{J}_p + \vec{J}_n \\
G_p &= \nabla \cdot (n_p v_p) + \frac{\partial n_p}{\partial t} \\
G_n &= \nabla \cdot (n_n v_n) + \frac{\partial n_n}{\partial t}
\end{aligned} \tag{4.15}$$

sendo R o coeficiente de recombinação entre íons, μ_p e μ_n a mobilidade dos íons, conforme já apresentado na seção 3.3.8, e G_p e G_n os termos fonte de íons.

Adicionando-se os efeitos do vento e da difusão, como por exemplo usado por QIN et al. (1988), obtém-se:

$$\begin{aligned}
\nabla \cdot \vec{E} &= \frac{\rho_p - \rho_n}{\varepsilon_0} \\
\vec{J}_p &= \rho_p \left(\mu_p \vec{E} + \vec{w} \right) - D_p \nabla \rho_p \\
\vec{J}_n &= \rho_n \left(\mu_n \vec{E} + \vec{w} \right) + D_n \nabla \rho_n \\
\vec{J} &= \vec{J}_p + \vec{J}_n \\
G_p &= \nabla \cdot (n_p v_p) + \frac{\partial n_p}{\partial t} \\
G_n &= \nabla \cdot (n_n v_n) + \frac{\partial n_n}{\partial t}
\end{aligned} \tag{4.16}$$

sendo D_p e D_n os coeficientes de difusão dos íons positivos e negativos, respectivamente, e \vec{w} o campo de velocidades referentes ao vento.

Considerando um regime permanente, obtém-se $\partial n_p / \partial t = 0$ e $\partial n_n / \partial t = 0$. Para os termos G_p e G_n , no espaço, resta somente a parcela de recombinação, conforme mostrado abaixo.

$$G_p = G_n = -R n_p n_n \tag{4.17}$$

podendo também ser representado por (4.18) e (4.19).

$$\nabla \cdot \vec{J}_p = -R \frac{\rho_p \rho_n}{e} \tag{4.18}$$

$$\nabla \cdot \vec{J}_n = R \frac{\rho_p \rho_n}{e} \tag{4.19}$$

Para ambos os casos, monopolar e bipolar, considera-se que os elétrons não se propagam além da camada de ionização em cada condutor, havendo somente corrente de íons da mesma polaridade do condutor. Considera-se também ausência

de outras fontes de íons, seja nas torres, cabos pára-raios, objetos no solo, etc.

Desenvolvimento das equações bipolares a partir da aproximação de DEUTSCH

A aproximação de DEUTSCH (1933) consiste em admitir que as cargas espaciais afetam somente a intensidade do campo elétrico, não alterando a sua direção. Isto implica em que as linhas de corrente coincidem com as linhas do campo elétrico, na ausência de cargas espaciais.

Apesar desta aproximação permitir a redução da dimensão do problema, possibilitando uma solução analítica, ela viola as condições físicas, mesmo sem a presença de vento. Esta abordagem ainda é aplicada, como visto recentemente em MARUVADA (2012), alegando-se que o erro associado não é relevante na prática, devido às variáveis estatísticas envolvidas nas medições.

Assumindo como válida esta aproximação, conforme SARMA MARUVADA (2000), o campo elétrico \vec{E} será proporcional ao campo elétrico sem cargas espaciais \vec{E}' , por uma função escalar ξ , que relaciona o potencial no espaço Φ com o potencial sem cargas espaciais ϕ :

$$\vec{E} = \xi \vec{E}' \quad (4.20)$$

a função ξ é desenvolvida como

$$\frac{\partial \Phi}{\partial \phi} = \xi \quad (4.21)$$

$$\frac{\partial \xi}{\partial \phi} = \frac{\rho_p - \rho_n}{\varepsilon_0 (\vec{E}')^2} \quad (4.22)$$

Determina-se a distribuição de cargas ρ_p e ρ_n desenvolvendo-se a partir das equações (4.15), resultando em

$$\frac{\partial \rho_p}{\partial \phi} = \frac{1}{\varepsilon_0 \xi (\vec{E}')^2} \left[\rho_p^2 - \rho_p \rho_n \left(1 - \frac{\varepsilon_0 R}{\mu_p e} \right) \right] \quad (4.23)$$

$$\frac{\partial \rho_n}{\partial \phi} = \frac{1}{\varepsilon_0 \xi (\vec{E}')^2} \left[-\rho_n^2 + \rho_p \rho_n \left(1 - \frac{\varepsilon_0 R}{\mu_p e} \right) \right] \quad (4.24)$$

sendo as equações (4.23) e (4.24), mais suas condições de contorno, a base para a solução a partir dos métodos numéricos utilizando malha. Observando, novamente, que não está incorporado o efeito do vento.

4.2.3 Mobilidade dos íons

O conceito de mobilidade dos íons já foi discutido na seção 3.3.8. Para o domínio da linha de transmissão, trata-se somente da mobilidade de íons, pois os elétrons não serão considerados.

Os trabalhos pesquisados dividem-se em distinguir ou não a mobilidade pela polaridade. A tabela 3.2 lista alguns valores encontrados. As equações (4.15) permitem o uso da mobilidade por tipo.

Sobre a variação da mobilidade, AL-HAMOUZ (1994) apresenta um levantamento da “vida útil” dos íons, como ilustrado na figura 3.11. Repara-se que não é feita distinção da mobilidade pela polaridade.

4.2.4 Difusão e recombinação

Outros efeitos associados ao deslocamento são a recombinação e a difusão térmica. A recombinação ocorrerá na presença de íons de cargas opostas em um mesmo meio, sendo definido na equação 3.30 pelo coeficiente de recombinação $R = 2,2 \cdot 10^{-12} \text{m}^3/\text{s}$, sendo um valor usual entre os trabalhos que o aplicam. Aqui a difusão de elétrons não é aplicada, pela consideração que não haverá concentração significativa fora da camada de ionização.

A difusão térmica é o efeito natural de partículas neutras espalharem-se pelo meio, mas em se tratando de partículas polarizadas, a atração ou repulsão elétrica, mesmo em um meio sem campo elétrico imposto, será mais relevante.

4.3 Desenvolvimento histórico da resolução numérica do campo elétrico

Para a resolução do sistema de equações das cargas espaciais, diversos trabalhos foram desenvolvidos, como descrito na seção 2.2. Apresenta-se a seguir alguns detalhes destes modelos, discutindo-se sobre sua eficácia.

A implementação do modelo adotado será descrito detalhadamente no capítulo 5.

4.3.1 Método de elementos finitos

O trabalho de JANISCHEWSKYJ e GELA (1979) foi o primeiro a adotar o MEF para a resolução do problema, sendo os trabalhos subsequentes adotando metodologias similares, aplicando para configurações bipolares, feixes de condutores, modelos em escala ou em tamanho real, variando essencialmente a resolução da malha, parâmetros como mobilidade e recombinação e condições iniciais e de fronteira.

1. Assumir distribuição inicial de cargas espaciais ρ .
2. Obter a solução ϕ_A para a função potencial:

$$-\nabla \cdot \nabla \phi_A = \frac{\rho}{\epsilon_0} \quad (4.25)$$

3. Resolver a equação para obter ϕ_B :

$$-\nabla \cdot (\rho \nabla \phi_B) = 0 \quad (4.26)$$

4. Calcular o termo de correção $\delta\rho = f(\delta\phi)$, no qual $\delta\phi = \phi_A - \phi_B$.

5. Realizar a correção $\rho_{i+1} = \rho_i - \delta\rho$.

6. Repetir os passos até haver a convergência.

TAKUMA et al. (1981) esclarecem que os potenciais devem ser divididos em duas parcelas

$$\phi = \psi + \varphi \quad (4.27)$$

$$\vec{E} = -\nabla\psi - \nabla\varphi \quad (4.28)$$

sendo ψ a parcela referente ao campo livre de cargas:

$$\nabla^2\psi = 0 \quad (4.29)$$

resolvido por MSC.

A parcela φ refere-se às cargas espaciais:

$$\nabla^2\varphi = \frac{\rho_n - \rho_p}{\varepsilon_0} \quad (4.30)$$

sendo resolvida por MEF, usando por exemplo elementos lineares do tipo:

$$\varphi = \alpha_1 + \alpha_2 x + \alpha_3 y \quad (4.31)$$

$$F(\varphi) = \iint \left\{ \frac{\varepsilon_0}{2} \left[\left(\frac{\partial\varphi}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial\varphi}{\partial y} \right)^2 \right] + (\rho_n - \rho_p) \varphi \right\} dx dy \quad (4.32)$$

$$\sum_i \varepsilon_0 K_{ij} \varphi_i = \sum_i M_i (\rho_{pi} - \rho_{ni}) \quad (4.33)$$

$$\vec{E}_\varphi = -\nabla\varphi = \frac{\sum \theta_k E_{\varphi k}}{\sum \theta_k} \quad (4.34)$$

$$\nabla\rho_{pi} = -\frac{\rho_{pi} - \rho_{pj}}{|\vec{b} \times \vec{c}|} \vec{b} + \frac{\rho_{pi} - \rho_{pk}}{|\vec{b} \times \vec{c}|} \vec{c} \quad (4.35)$$

4.3.2 Método de elementos de contorno

O uso do método de elementos de contorno (MEC) foi aplicado por POLTZ e KUFFEL (1989), baseado no trabalho de DOMOTO e LEAN (1985), e que também foi aplicado por YU e KUFFEL (1993); YU et al. (1992).

O MEC baseia-se no princípio de definir o sistema pela fronteiras, reduzindo a dimensão do problema e o número de incógnitas. Conforme DOMOTO e LEAN (1985), a função de Green G

$$G = -\frac{1}{2}\pi \log(r - r') + \frac{1}{2}\pi \log(r^* - r') \quad (4.36)$$

é a solução fundamental de (4.37).

$$\nabla^2 G = -\delta(r - r') \quad (4.37)$$

Podendo-se resolver o sistema a partir de uma série de integrais, conforme mostrado a seguir.

$$\Phi(r) = \frac{1}{\varepsilon_0} \int_{S'} G_0(S') dS' + \frac{1}{\varepsilon_0} \int_{R'} G_\rho(R') dR' + \frac{1}{\varepsilon_0} \int_{C'} G_\gamma(C') dC' \quad (4.38)$$

A densidade de cargas é resolvida pelo método das características, que determina a trajetória e a conservação da carga, vide (4.39).

$$\frac{dx'}{dl} = V'_x - \frac{\partial \phi'}{\partial x'} \quad (4.39)$$

$$\frac{dy'}{dl} = V'_y - \frac{\partial \phi'}{\partial y'} \quad (4.40)$$

$$\frac{d\rho'}{dl} = -\alpha \rho'^2 \quad (4.41)$$

POLTZ e KUFFEL (1989) aplica o método assumindo

$$\frac{d\rho_p}{\rho_p} = f^p(l) dl \quad (4.42)$$

sendo

$$f^p(l) = \left\{ -\frac{\rho^p}{\epsilon} + \frac{\rho^p}{\varepsilon_0} \left(1 - \frac{\varepsilon_0 R}{\mu_p e} \right) \right\} \cdot \left(E + \frac{w}{\mu_p} \right)^{-1} \quad (4.43)$$

$$\log \rho_i^p(p) = \log \rho_0^p + \int_0^{l(p)} f^p(l) dl \quad (4.44)$$

YU et al. (1992) e YU e KUFFEL (1993) desenvolvem o método, incluindo uma

“condutividade virtual” γ ao longo das linhas de força do campo \vec{E}_j :

$$E \left(\mu \rho \vec{E} - \gamma \vec{E}_j \right) = 0 \quad (4.45)$$

$$\rho = \frac{\gamma \vec{E}_i \cdot \vec{E}}{k \vec{E} \cdot \vec{E}} \quad (4.46)$$

$$\vec{E}_j = -\nabla \phi \quad (4.47)$$

4.3.3 Método *particle in cell*

O método PIC foi aplicado para este tipo de problema por QIN e PEDROW (1994), no qual aplicam um método dinâmico, integrando ao longo do tempo a trajetória das partículas. O método é aplicado sem vento, não utiliza camada de ionização, e realiza simulações preliminares com efeito transitório e efeito memória, mas não tem validação com dados concretos.

No caso QIN e PEDROW (1994) divide o problema em duas partes, pelos potenciais:

$$\phi = \phi_{sf} + \phi_{sc} \quad (4.48)$$

sendo a parte livre de cargas é resolvida por MSC:

$$\nabla^2 \phi_{sf} = 0 \quad (4.49)$$

$$\phi_{sf \text{ condutor}} = \pm V_0 \quad (4.50)$$

$$\phi_{sf \text{ solo}} = 0 \quad (4.51)$$

e a parte referente às cargas espaciais é resolvida por MEF:

$$\nabla^2 \phi_{sf} = -\frac{e(n_p - n_e - n_n)}{\epsilon_0} \quad (4.52)$$

$$\phi_{sf \text{ condutor}} = 0 \quad (4.53)$$

$$\phi_{sf \text{ solo}} = 0 \quad (4.54)$$

4.4 Estimação da corrente transversal em condutores sob efeito coroa

Nesta seção será exposto dados referentes a corrente iônica próxima a condutores, a ser aplicada no modelo proposto. Diferentemente dos modelos de campo elétrico apresentados, será estimado a corrente em função do campo elétrico superficial,

enquanto que os modelos atuais realizam um cálculo iterativo para estimar o fluxo no espaço, de forma a convergir às condições de contorno do problema.

De forma aproximada, estima-se que o fenômeno de geração de cargas espaciais próximos ao condutor é essencialmente função do campo elétrico superficial, como sugerido por SUNAGA et al. (1981) e PORTELA (1989). Infelizmente, a medição direta do campo elétrico no condutor não é possível de ser realizada de forma direta, devido à própria interferência da sonda na superfície.

Na resolução do campo elétrico em regime permanente, a maioria dos trabalhos assume um processo iterativo, aonde infere-se uma densidade de cargas no espaço e após convergência estima-se a densidade de corrente em todo o domínio. Para o presente trabalho, busca-se uma “função geração” que já estima a corrente iônica no condutor, que ao longo do processo de geração de cargas será afetada indiretamente, devido à mudança do campo elétrico total.

Em seu trabalho, SUNAGA et al. (1981) sugere funções da forma

$$J_0 = b \exp(a E) \quad (4.55)$$

sendo J_0 a densidade de corrente próxima à superfície do condutor. Porém, pela fórmula ocorrerá geração de carga mesmo com $E = 0$. Como alternativa para campos reduzidos, utilizaria-se a fórmula:

$$J_0 = d E^c \quad (4.56)$$

PORTELA (1989) sugere uma equação com a forma

$$J_0 = f(E - E_0) \quad (4.57)$$

no qual a função f , para $E > E_0$ pode assumir as formas

$$f(E - E_0) = a_0 + a_1(E - E_0) + a_2(E - E_0)^2 \quad (4.58)$$

ou

$$f(E - E_0) = a_0^* + a_1^* [\exp(b^*(E - E_0)) - 1] \quad (4.59)$$

SUNAGA et al. (1981) apresenta também sua fórmula com fatores de correção para feixes de condutores:

$$J_{oe} = \frac{K_2}{K_1} b \exp(a K_1 E) \quad (4.60)$$

no qual K_1 e K_2 são parâmetros relacionados à geometria dos feixes de condutores. Como comparação, apresentam-se os dados de SUNAGA e SAWADA (1980) e SUNAGA

et al. (1981) para os parâmetros a e b da equação 4.55, para J em $\mu\text{A}/\text{cm}^2$ e E em kV/cm :

Tabela 4.1: Exemplos de coeficientes para a equação 4.55, conforme SUNAGA.

Referência	a	b
SUNAGA e SAWADA (1980), “Caso 1”, pólo positivo	0,88	$2,4 \cdot 10^{-7}$
SUNAGA e SAWADA (1980), “Caso 1”, pólo negativo	1,04	$5,4 \cdot 10^{-7}$
SUNAGA e SAWADA (1980), “Caso 2”, pólo positivo	0,84	$3,3 \cdot 10^{-7}$
SUNAGA e SAWADA (1980), “Caso 2”, pólo negativo	0,96	$1,7 \cdot 10^{-7}$
SUNAGA et al. (1981), pólo positivo	0,28	$0,65 \cdot 10^{-8}$
SUNAGA et al. (1981), pólo negativo	0,28	$0,85 \cdot 10^{-8}$
SUNAGA et al. (1981) modelo reduzido	0,46	$0,12 \cdot 10^{-12}$

A figura 4.2 ilustra a equação (4.55) com os coeficientes da tabela 4.1.

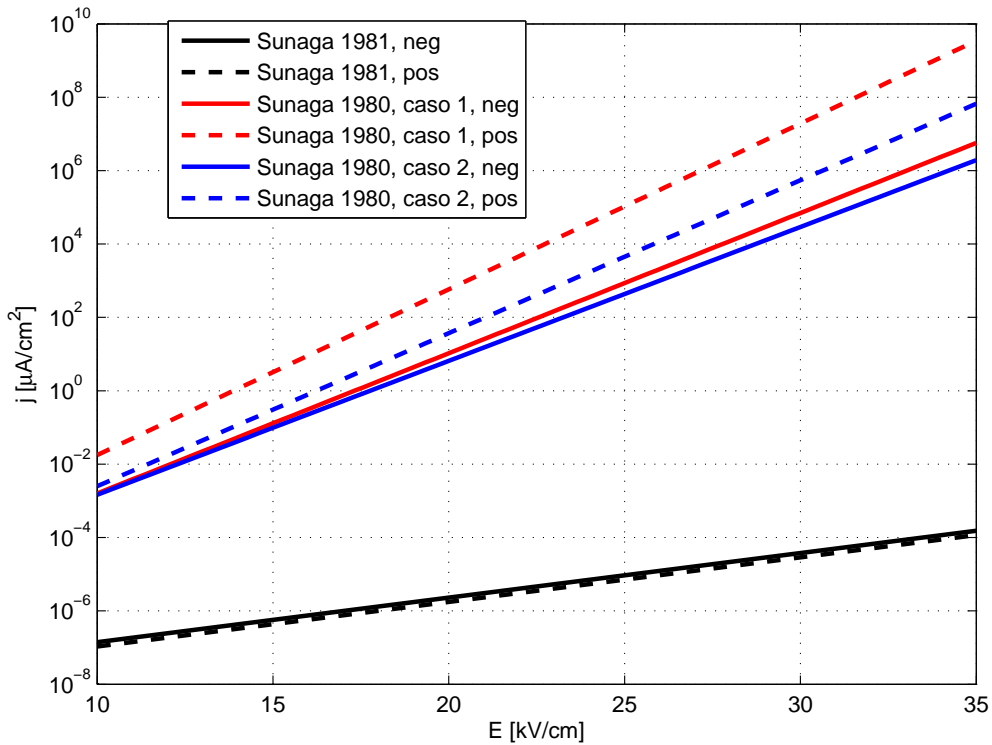


Figura 4.2: Funções densidade de corrente, conforme SUNAGA.

Cabe observar, como orientado por SUNAGA, que os parâmetros a e b dependem fortemente da configuração da linha e das condições no qual foram estimadas, como clima, aspectos de medição, etc.

Desta forma, buscou-se dados de outras fontes. Considerando que no modelo será simulado cada condutor, escolheu-se referências contendo medições em gaiolas, cujos dados sejam razoavelmente aplicáveis, como por exemplo, tratar-se de cabos próximos em dimensão e aspecto das linhas simuladas. Esta proposta deve ser

cuidadosamente verificada, e as funções derivadas destes dados devem ser revistas em trabalhos futuros.

Alguns trabalhos encontrados foram de HORENSTEIN (1984), SIBILANT et al. (2002), HARA et al. (1982), IJUMBA et al. (2007) e LEKGANYANE et al. (2007), sendo que somente os dois últimos continham dados aplicáveis com informações suficientes para estimar uma função geração, mesmo assim realizando-se certas considerações.

Seguindo a forma da equação (4.58), obteve-se as funções de geração:

$$I_{0p}(E) = u_{-1}(E - E_0) [4 \times 10^{-8} + 5,52 \times 10^{-17} (E - E_0)^2] \quad (4.61)$$

$$I_{0n}(E) = -u_{-1}(E - E_0) [4 \times 10^{-8} + 1,18 \times 10^{-11} (E - E_0) + 3,64 \times 10^{-17} (E - E_0)^2] \quad (4.62)$$

para $E_{0p} = 20,25$ kV/cm e $E_{0n} = 15,05$ kV/cm, e sendo $u_{-1}(x)$ a função degrau unitário. As equações fornecem a corrente iônica total, como medido pelo experimento. Para obter a densidade de corrente, basta incluir o raio do condutor:

$$J_{0p}(E) = \frac{I_{0p}(E)}{2 \pi r} \quad (4.63)$$

$$J_{0n}(E) = \frac{I_{0n}(E)}{2 \pi r} \quad (4.64)$$

Desta forma, observando o campo elétrico superficial local, estima-se a densidade de corrente injetada. A discretização do condutor em setores será importante, especialmente no caso de subcondutores, no qual a diferença de campo elétrico em torno é evidente.

A figura 4.3 ilustra as equações (4.61) e (4.62).

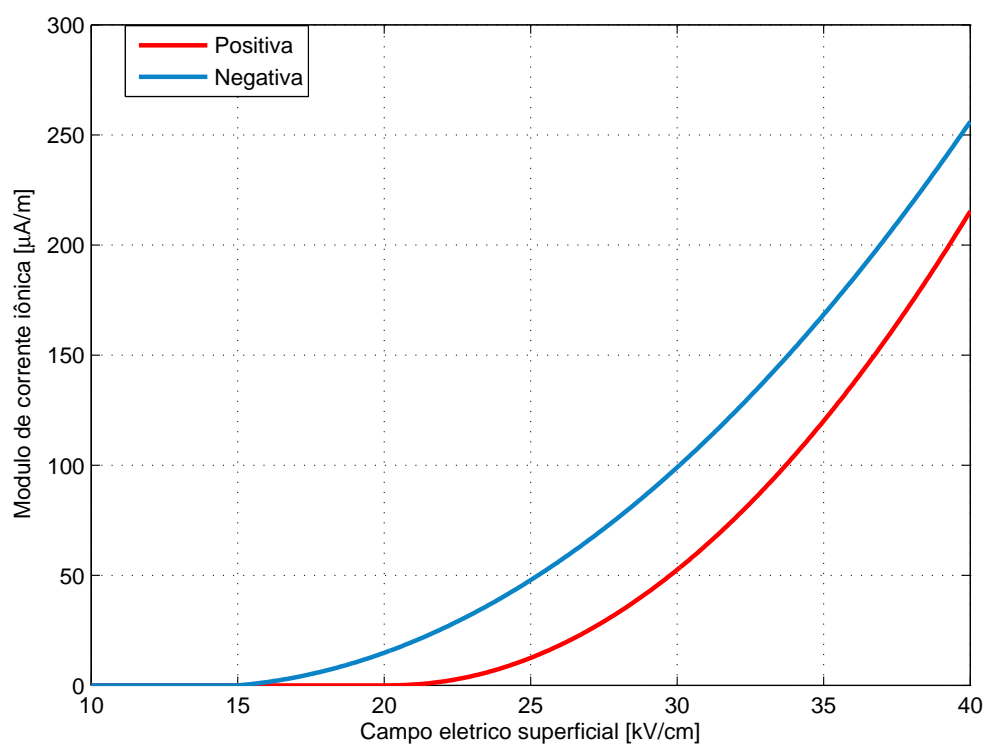


Figura 4.3: Funções de corrente iônica, conforme medições de LEKGANYANE et al. (2007).

4.5 Modelagem tridimensional do campo elétrico

Apresenta-se nesta seção uma modelagem tridimensional, sem cargas espaciais, aplicável em qualquer região do espaço, mas de forma a estimar o efeito próximo ao solo de todos os elementos constituintes de uma linha de transmissão, incluindo torres, cabos pára-raios e aterramento. Ao implementar este modelo, seu objetivo será comparar com a aproximação bidimensional, de forma a estimar seu erro relativo.

Para a modelagem tridimensional da linha de transmissão, utilizou-se a metodologia desenvolvida por ARRUDA (2003, 2005), baseada no trabalho de PORTELA (1997a,b) adaptada para a simulação em corrente contínua. O modelo parte de cilindros (eletrodos) posicionados no espaço, de comprimento finito, carregados por uma densidade de carga linear supostamente constante ao longo de cada eletrodo.

Seja um ponto P_j próximo a um eletrodo reto b_i com carga q_i , ou com densidade de carga linear λ_i , o conjunto ponto e reta define um plano relativo (ξ, η) , sendo o eletrodo alinhado no eixo ξ e o ponto a uma distância perpendicular η , conforme ilustrado na figura 4.4.

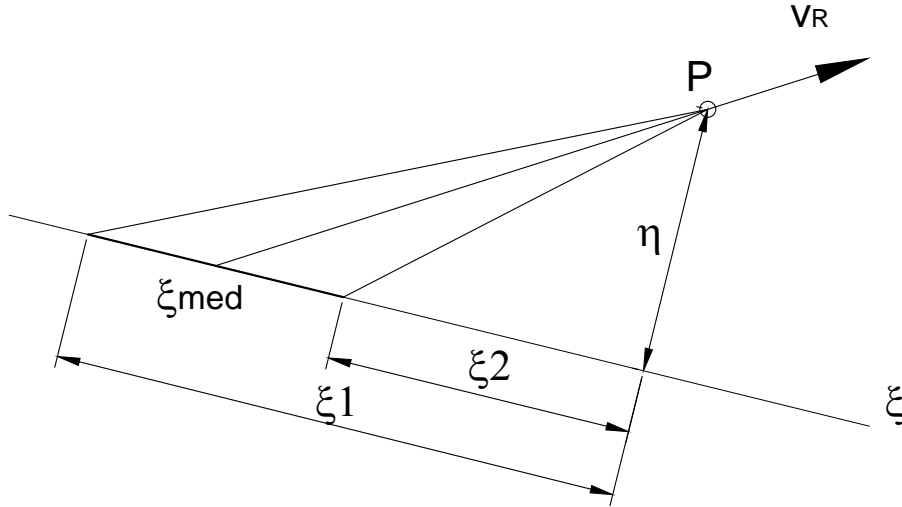


Figura 4.4: Contribuição de um eletrodo no campo elétrico em um ponto no espaço.

O campo elétrico no ponto j pelo eletrodo i será igual a:

$$\vec{E}_{R(i,j)}^{(\xi,\eta)} = \frac{\lambda_i}{4\pi \varepsilon_0} \left(gE_{\xi R(i,j)} \vec{\xi} - gE_{\eta R(i,j)} \vec{\eta} \right) \quad (4.65)$$

$$\vec{E}_{I(i,j)}^{(\xi,\eta)} = \frac{\lambda_i}{4\pi \varepsilon_0} \left(gE_{\xi I(i,j)} \vec{\xi} - gE_{\eta I(i,j)} \vec{\eta} \right) \quad (4.66)$$

sendo gE_R o fator de geometria da contribuição do eletrodo e gE_I o fator de geo-

metria da sua imagem. Para ambos, dentro de um plano (ξ, η) , será definido como:

$$gE_{\xi(i,j)} = -\frac{1}{\sqrt{\xi_2^2 + \eta^2}} + \frac{1}{\sqrt{\xi_1^2 + \eta^2}} \quad (4.67)$$

$$gE_{\eta(i,j)} = \frac{\xi_2}{\eta\sqrt{\xi_2^2 + \eta^2}} - \frac{\xi_1}{\eta\sqrt{\xi_1^2 + \eta^2}} \quad (4.68)$$

sendo que o campo do eletrodo e sua imagem são somados após cada parcela $\vec{E}^{(\xi,\eta)}$ ser rebatida para o plano cartesiano, tornando-se $\vec{E}^{(x,y,z)}$:

$$\vec{E}_{(i,j)}^{(x,y,z)} = \vec{E}_{R(i,j)}^{(x,y,z)} + \vec{E}_{I(i,j)}^{(x,y,z)} \quad (4.69)$$

somando-se o efeito de todos os eletrodos no ponto j :

$$\vec{E}_j = \sum_{i=1}^N \vec{E}_{(i,j)}^{(x,y,z)} \quad (4.70)$$

4.6 Discussão

Neste capítulo apresentou-se alguns modelos existentes para linhas CCAT, incluindo uma metodologia para cálculo tridimensional do campo elétrico.

Devido aos fenômenos relacionados ao efeito coroa ocorrerem mais intensamente na região do meio do vão, pela maior proximidade dos condutores com o solo, o modelo bidimensional é perfeitamente aplicável, sendo constatada sua validade no capítulo 6.

Apresentaram-se também algumas metodologias encontradas para a resolução do campo elétrico com cargas espaciais, como o MEF. Para quase todos os trabalhos, aplica-se o MEF em regime permanente de fluxo de cargas espaciais. Para este trabalho, discute-se no capítulo 5 uma nova proposta, voltada a observar os fenômenos variantes no tempo.

O modelo tridimensional pode ser aplicado na determinação dos efeitos da orografia no desempenho da linha de transmissão, como vãos longos, transposição de vales ou elevações, utilização de torres em curva, etc. O modelo tridimensional também é adequado para determinação do efeito coroa nos cabos pára-raios, que possuem seu campo elétrico superficial mais elevado na proximidade das torres, e efeitos em ferragens e isoladores nas torres.

O modelo bidimensional mostra-se adequado para a simulação de cargas espaciais, aonde pode-se obter a sensibilidade do campo elétrico superficial na presença deste fenômeno.

Capítulo 5

Implementação Numérica

Neste capítulo apresenta-se a implementação computacional dos modelos. A seção 5.1 mostra o método de simulação de cargas (MSC), usado nos modelos de camada de ionização, seção 7.2, e no modelo de linha, seção 5.3.

5.1 Método de simulação de cargas (MSC)

Para os modelos desenvolvidos, aplicou-se o MSC para a resolução dos potenciais e campos, motivo ao qual apresenta-se à parte.

No mesmo trabalho em que apresenta o MSC, SINGER et al. (1974) já vislumbrava uma aplicação com cargas espaciais. No artigo, parte-se da premissa que as cargas são conhecidas, ou que exista um sub-modelo que permita calcular estas cargas iterativamente.

Conhecendo-se a posição e a carga, pode utilizar-se um vetor de correção dos potenciais:

$$\mathbf{P} \cdot \mathbf{q} + \mathbf{P}_s \cdot \mathbf{q}_s = \phi_c \quad (5.1)$$

sendo \mathbf{P} a matriz de coeficientes entre as cargas nos condutores e os pontos no contorno, \mathbf{q} o vetor de cargas nos condutores, \mathbf{P}_s a matriz de coeficientes entre as cargas espaciais e os pontos no contorno, \mathbf{q}_s o vetor de cargas espaciais, ϕ_c o vetor de potenciais nos pontos de contorno.

Desta forma, calcula-se as cargas \mathbf{q} :

$$\mathbf{P} \cdot \mathbf{q} = \phi_c - \mathbf{P}_s \cdot \mathbf{q}_s \quad (5.2)$$

não afetando a dimensão do problema.

Conforme proposto por SINGER et al. (1974), define-se um número de pontos no contorno igual ao número de cargas a serem utilizadas. Alguns trabalhos, conforme comentado por MALIK (1989), formulam um sistema sobredeterminado, utilizando

um número de pontos no contorno superior ao número de cargas. Este tipo de sistema pode ser solucionado, por exemplo, por mínimos quadrados, obtendo-se melhores resultados.

O posicionamento das cargas nos condutores, a princípio, é arbitrária, obedecendo sempre uma profundidade mínima, sem coincidir com pontos de contorno. Algumas implementações incorporam um algoritmo de alocação ótima de cargas, conforme MALIK (1989), mas tal procedimento não foi tratado nesta tese.

A solução do sistema linear garante que os potenciais nos pontos de contorno são respeitados, mas não no resto do contorno. Pontos adicionais podem ser definidos para verificação, de forma a prover um retorno quanto a validade do modelo, tornando o sistema linear sobredeterminado.

Outro critério de avaliação da solução é na verificação do campo elétrico superficial ser perpendicular a superfície do condutor.

Seja s_i um ponto no espaço, parte de um vetor de pontos \mathbf{s} , para $i = 1 \dots n$, localizado pelas coordenadas x_{si}, y_{si} , e os condutores localizados pelas coordenadas x_{cj}, y_{cj} , para $j = 1 \dots m$ condutores, incluindo pára-raios, com cada um em um potencial ϕ_{cj} .

Cada condutor será modelado como uma linha de carga infinita, transversal ao plano em estudo. Pelo efeito do solo, modela-se as imagens dos condutores, com polaridade oposta.

Como a linha possui seu potenciais impostos, calcula-se as cargas nos condutores, De acordo com a aproximação eletrostática, utiliza-se a matriz de coeficientes:

$$\mathbf{P} \cdot \mathbf{q} = \phi_{\mathbf{c}} \quad (5.3)$$

no qual os elementos de \mathbf{P} definidos por

$$p_{jk} = \frac{1}{2\pi\epsilon_0} \ln \frac{\sqrt{(y_j + y_k)^2 + (x_j - x_k)^2}}{\sqrt{(y_j - y_k)^2 + (x_j - x_k)^2}} \quad (5.4)$$

Os potenciais e o campo elétrico podem ser calculados pelas equações (5.4), (5.5) e (5.6):

$$E_x = \sum_{j=1}^n \frac{\lambda_j}{2\pi\epsilon_0} \left[\frac{x - x_j}{(y - y_j)^2 + (x - x_j)^2} - \frac{x - x_j}{(y + y_j)^2 + (x - x_j)^2} \right] \quad (5.5)$$

$$E_y = \sum_{j=1}^n \frac{\lambda_j}{2\pi\epsilon_0} \left[\frac{y - y_j}{(y - y_j)^2 + (x - x_j)^2} - \frac{y - y_j}{(y + y_j)^2 + (x - x_j)^2} \right] \quad (5.6)$$

Com o uso de posições fixas na malha, pode-se realizar um pré-cálculo, utilizando-se de uma matriz de coeficientes, referentes a cada parcela do campo elétrico, \mathbf{P}_{Ex}

e \mathbf{P}_{Ey} , definidos pelas equações (5.7) e (5.8):

$$P_{Exi,j} = \sum_{j=1}^n \frac{1}{2\pi\epsilon_0} \left[\frac{x-x_j}{(y-y_j)^2 + (x-x_j)^2} - \frac{x-x_j}{(y+y_j)^2 + (x-x_j)^2} \right] \quad (5.7)$$

$$P_{Eyi,j} = \sum_{j=1}^n \frac{1}{2\pi\epsilon_0} \left[\frac{y-y_j}{(y-y_j)^2 + (x-x_j)^2} - \frac{y-y_j}{(y+y_j)^2 + (x-x_j)^2} \right] \quad (5.8)$$

O campo elétrico pode ser calculado por uma multiplicação matricial, usando um vetor de cargas do condutor, \mathbf{q} :

$$\mathbf{E}_x = \mathbf{q} \cdot \mathbf{P}_{Ex} \quad (5.9)$$

$$\mathbf{E}_y = \mathbf{q} \cdot \mathbf{P}_{Ey} \quad (5.10)$$

5.2 Modelo de campo elétrico tridimensional sem cargas espaciais

O algoritmo desenvolvido previamente em ARRUDA (2003) pode ser imediatamente aplicado, considerando-se um sinal com frequência zero. As adaptações realizadas tiveram como propósito otimizar a computação, tais como trabalhar somente com variáveis reais.

O programa, em seu estado atual, permite calcular os campos eletromagnéticos provenientes de estruturas, modeladas a partir de eletrodos cilíndricos, no ar ou no solo. Alguns resultados possíveis são:

- Correntes transversais nos eletrodos,
- Correntes longitudinais nos eletrodos,
- Potenciais nos nós,
- Potenciais médios nos eletrodos,
- Cargas nos eletrodos,
- Matrizes de impedâncias longitudinais e transversais,
- Perfil de campo eletromagnético no espaço,
- Perfil bidimensional no espaço (em qualquer posição),

O modelo segue a seguinte estrutura:

1. Definição do problema:

- (a) Posição, ligação e material das estruturas,
 - (b) Pontos de injeção de correntes,
 - (c) Formas de onda das correntes,
 - (d) Parâmetros de solo;
2. Discretização do problema em eletrodos (subdivisão das estruturas e definição dos domínios: ar e solo);
 3. Determinação das matrizes de topologia;
 4. Determinação dos fatores de geometria entre eletrodos e cálculo das matrizes de impedância;
 5. Resolução do sistema linear¹;
 6. Cálculo dos resultados:
 - Corrente e tensões nos eletrodos;
 - Potenciais na superfície do solo;
 - Campo elétrico no espaço, ao longo de linhas ou superfícies previamente estabelecidas;
 - Campo elétrico superficial nos eletrodos de interesse;
 7. Imprime ou salva os resultados finais.

A modelagem é realizada pela aproximação da estrutura por eletrodos interconectados. A partir de injeções de corrente, o sistema é resolvido, obtendo-se tensões nos nós e correntes longitudinais e transversais nos eletrodos:

$$\mathbf{u} = \mathbf{Z}_g \cdot \mathbf{i}_e \quad (5.11)$$

$$\mathbf{i}_1 = \mathbf{S}_1 \cdot \mathbf{i}_e \quad (5.12)$$

$$\mathbf{i}_2 = \mathbf{S}_2 \cdot \mathbf{i}_e \quad (5.13)$$

sendo \mathbf{u} a tensão nos nós, \mathbf{i}_1 a corrente no primeiro nó do eletrodo, \mathbf{i}_2 a corrente no segundo nó do eletrodo, \mathbf{i}_e o vetor de correntes injetadas, \mathbf{Z}_g a matriz impedância

¹No algoritmo original, realiza-se a resolução por frequência, para este trabalho somente é feita em CC.

equivalente, conforme equação (5.14):

$$\mathbf{Z}_g = \left\{ [\mathbf{T}_D - \mathbf{T}_C] \cdot \left[\frac{1}{2} \mathbf{Z}_t^{-1} \cdot \mathbf{T}_B \right] - [\mathbf{T}_D + \mathbf{T}_C] \cdot [\mathbf{Z}_1^{-1} \cdot \mathbf{T}_A] \right\}^{-1} \quad (5.14)$$

$$\mathbf{S}_1 = - \left[\mathbf{Z}_1^{-1} \cdot \mathbf{T}_A + \frac{1}{2} \mathbf{Z}_t^{-1} \cdot \mathbf{T}_B \right] \cdot \mathbf{Z}_g \quad (5.15)$$

$$\mathbf{S}_2 = - \left[\frac{1}{2} \mathbf{Z}_t^{-1} \cdot \mathbf{T}_B - \mathbf{Z}_1^{-1} \cdot \mathbf{T}_A \right] \cdot \mathbf{Z}_g \quad (5.16)$$

sendo \mathbf{T}_A , \mathbf{T}_B , \mathbf{T}_C e \mathbf{T}_D matrizes de topologia, definidas como em PORTELA (1997a) e ARRUDA (2003).

Seja uma lista de nós representando posições no espaço, e uma lista de segmentos representando eletrodos com correntes longitudinais e transversais (no caso de hastes de aterramento). Seja ainda duas listas, k_1 e k_2 , representando respectivamente o primeiro e segundo nó de cada segmento, marcando o início e fim dos segmentos no espaço, e conseqüentemente a interconexão entre segmentos por nós em comum. Monta-se as matrizes de topologia pelas seguintes regras:

- \mathbf{T}_A - Matriz com m linhas de índice j , e n colunas de índice k , a qual
 - Os elementos $[j, k_1(j)] = -1$
 - Os elementos $[j, k_2(j)] = 1$
 - Todos os outros elementos = 0.
- \mathbf{T}_B - Matriz com m linhas de índice j , e n colunas de índice k , a qual
 - Os elementos $[j, k_1(j)] = -0,5$
 - Os elementos $[j, k_2(j)] = -0,5$
 - Todos os outros elementos = 0.
- \mathbf{T}_C - Matriz com n linhas de índice k , e m colunas de índice j , a qual
 - Os elementos $[k_1(j), j] = -1$
 - Todos os outros elementos = 0.
- \mathbf{T}_D - Matriz com n linhas de índice k , e m colunas de índice j , a qual
 - Os elementos $[k_2(j), j] = -1$
 - Todos os outros elementos = 0.

Os coeficientes entre barras em posição arbitrária é determinada pela equação (5.17):

$$D_{(a,b)} = \frac{1}{4 \pi l_A l_B \epsilon_0} \int_{B_1}^{B_2} \int_{A_1}^{A_2} \frac{1}{r} dl_A dl_B \quad (5.17)$$

no qual $D_{(a,b)}$ é o elemento da matriz de coeficientes \mathbf{D} , relacionando os elementos de índices a e b do sistema de segmentos; l_A e l_B são os comprimentos dos segmentos; A_1, A_2, B_1 e B_2 os pontos inicial e final de cada segmento, e r a distância entre os pontos de integração.

A matriz de capacitâncias é o inverso da matriz de coeficientes:

$$\mathbf{C} = \mathbf{D}^{-1} \quad (5.18)$$

Com a matriz \mathbf{C} é possível obter as cargas nas barras, solucionando-se um sistema linear:

$$\mathbf{q} = \mathbf{C} \cdot \mathbf{u}_b \quad (5.19)$$

sendo \mathbf{u}_b o potencial médio no segmento, definido como a média simples entre os potenciais das extremidades.

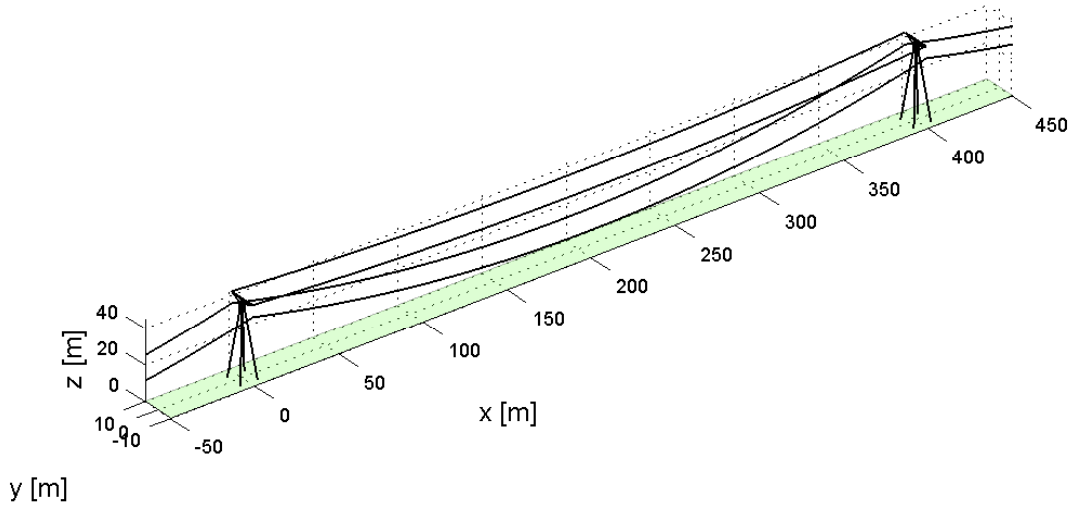


Figura 5.1: Exemplo de modelo tridimensional de uma linha CCAT.

5.3 Modelo de campo elétrico com cargas espaciais

O modelo de linha com cargas espaciais será implementado em um domínio bidimensional. Mesmo em se tratando em uma aproximação típica, sua validade será parcialmente constatada através do modelo tridimensional.

5.3.1 Utilização de malhas

Neste trabalho, o uso de malhas possui caráter secundário, podendo inclusive ser completamente descartado para algumas configurações. Para o problema de resolução

de campos em linhas com cargas espaciais, o uso de métodos tradicionais encontra algumas desvantagens, tais como:

- Necessidade de impor um limite com condições de contorno (ou iniciais) definidas;
- Necessidade de resolução do domínio inteiro;

Para este modelo, não houve necessidade de malha irregulares, ou alocação dinâmica de malha, evitando maior *overhead* no cálculo. O método *particle-in-cell* (PIC) permite que se utilize uma malha de baixa resolução para a resolução global do campo, e aplicando nuvens de partículas nas regiões aonde se necessite de maior precisão.

Neste trabalho, implementou-se duas malhas sobrepostas: uma malha denominada “principal”, para a resolução geral das cargas espaciais, e uma malha “de solo”, de uma célula de altura, podendo apresentar uma resolução diferente da malha principal, para o cálculo da densidade de corrente próximo ao solo. Esta opção, que não gerou processamento adicional significativo, permitiu um ajuste fino no desempenho geral do algoritmo.

A aplicação da malha segue a seguinte metodologia: seja um sistema de cargas espaciais em um espaço contendo condutores e limitado somente pelo solo, considerado plano (figura 5.2). As cargas são enquadradas na malha (figura 5.3a), aonde realiza-se a contagem de cargas para se obter a carga equivalente em cada célula (figura 5.3b), previamente alocadas nos centros; para as células que contenham condutores, não é feita a redução para carga equivalente; resolve-se o campo elétrico na malha através de um método de diferenças finitas (figura 5.3c); interpola-se cada componente do campo para a posição das cargas (figura 5.3d), aplicando-se em seguida o deslocamento das cargas.

Adicionalmente, calcula-se a densidade a partir da carga equivalente e a área das células (figura 5.3e), podendo inclusive estimar contornos de densidade através de nova interpolação². O cálculo da densidade, na prática, só é executado na malha do solo, para determinação da densidade de corrente.

O modelo segue a seguinte estrutura:

1. Definição da malha, posição das cargas e pontos de contorno;
2. Condições iniciais: tensão inicial nos condutores, campo elétrico em vazio, passo de tempo inicial;
3. Laço principal:

²Uma descrição do método de determinação de contornos pode ser encontrado em http://www.mathworks.com/help/techdoc/creating_plots/f10-2524.html#f10-2614

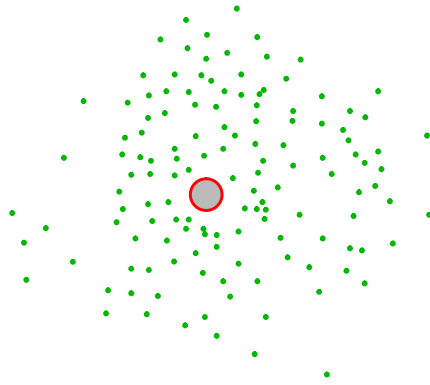
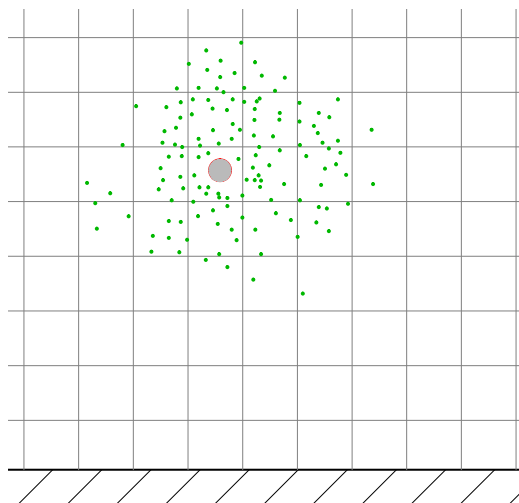
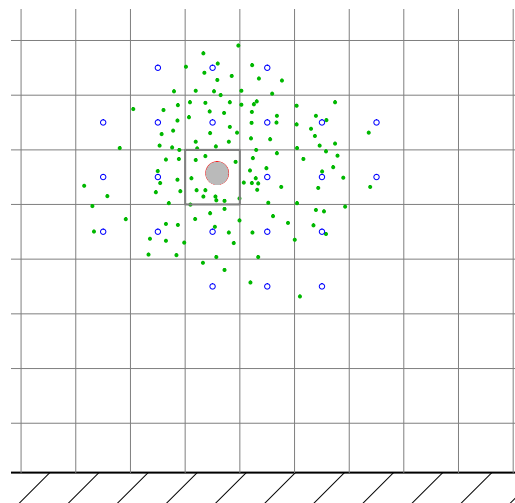


Figura 5.2: Exemplo de distribuição de cargas na proximidade de um condutor.

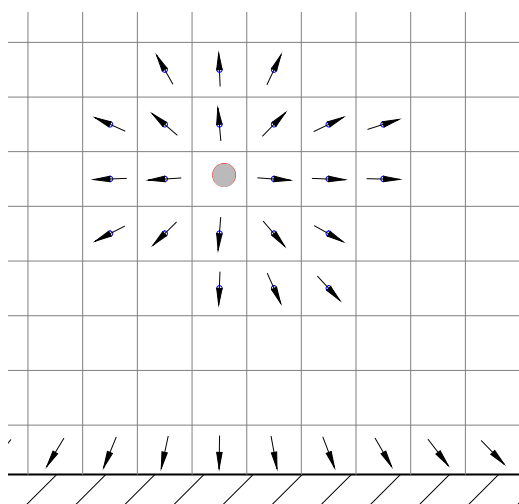
- (a) Determinação da tensão nos condutores e vento para o tempo atual;
 - (b) Redução das cargas por recombinação (cargas opostas na mesma célula)
 - (c) Geração de cargas;
 - (d) Absorção das cargas;
 - (e) Determinação da densidade de cargas no espaço e no solo (figuras 5.3e e 5.3f);
 - (f) Determinação das cargas nos condutores por MSC;
 - (g) Cálculo do campo elétrico nas cargas e no solo (figuras 5.2, 5.3a, 5.3b, 5.3c e 5.3d);
 - (h) Determinação da velocidade das cargas pelo campo elétrico e vento;
 - (i) Determinação do passo de tempo para o deslocamento máximo permitido;
 - (j) Deslocamento das cargas;
4. Imprime ou salva resultados finais.



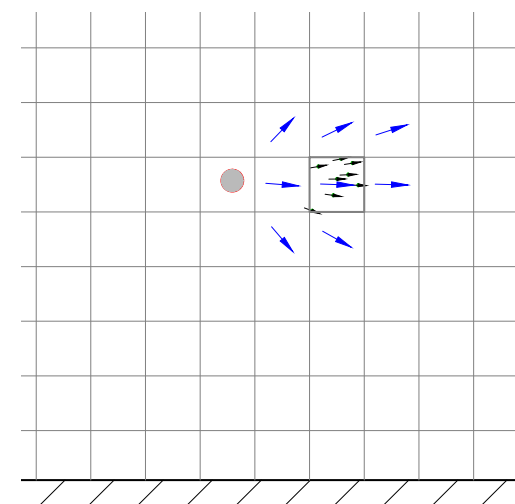
(a) Enquadramento das cargas na malha.



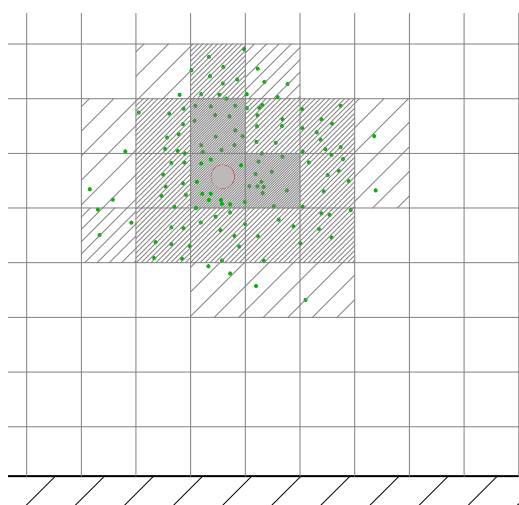
(b) Determinação das partículas equivalentes.



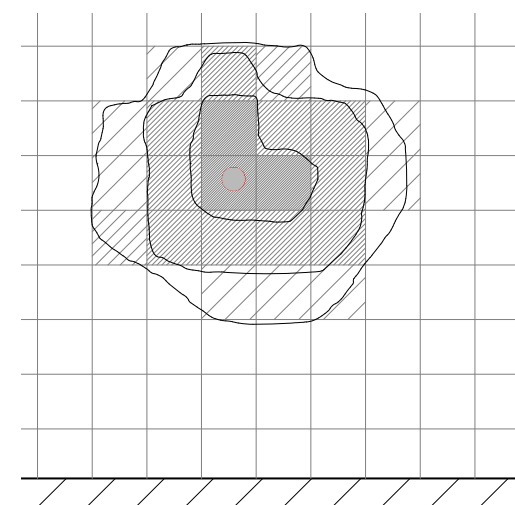
(c) Resolução do campo elétrico na região de interesse.



(d) Interpolação do campo elétrico nas cargas.



(e) Determinação da densidade de carga na malha.



(f) Interpolação da densidade de carga.

Figura 5.3: Determinação do campo elétrico pelo método PM.

5.3.2 Determinação do campo elétrico próximo ao solo

Para obtenção do campo elétrico no espaço, todas as cargas espaciais são reduzidas em cargas equivalente, centradas nas células, de maneira análoga ao modelo da camada de ionização. Para estes equivalente, haverá previamente calculado a matriz de potenciais para a resolução do MSC, e as matrizes de potenciais de campo elétrico para obtenção do campo na malha.

Para as cargas próximas aos condutores, sua contribuição ao campo é calculada a cada iteração, de forma desacoplada, assegurando uma boa resolução do campo elétrico superficial nos subcondutores.

5.3.3 Determinação do campo elétrico superficial nos condutores

Para o cálculo na superfície dos condutores, a aproximação dos condutores em uma linha de carga torna-se inválida, particularmente ao tratar com condutores em feixe. Para obter o campo superficial com uma razoável precisão, utiliza-se um conjunto de cargas para simular o condutor.

Conforme a necessidade de precisão, será necessário uma ordem de dezenas de cargas para simular cada condutor, obtendo-se um conjunto de centenas de cargas para simular o sistema, o que é computacionalmente plausível. Para esta escala, o número de cargas por condutor difere-se do modelo da camada de ionização, aonde este necessita de uma maior precisão na vizinhança do condutor (na ordem de décimos de milímetro).

A camada de ionização gera, em forma macroscópica, linhas de carga espaciais, dispostas na fronteira da camada com o meio externo. Cabe lembrar que as linhas de carga são uma estilização de um conjunto de cargas, supostamente alinhados, provenientes de um cilindro paralelo ao solo, sem flecha e sem influência de torres e acessórios (como espaçadores). Supõe-se que esta geração de cargas ocorre da mesma forma para ambas as polaridades, e que não há presença de imperfeições no cabo.

A segunda implementação trata da linha como um todo, incluindo o efeito de ambos os pólos, solo e cabos pára-raios, quando aplicável. Para feixes de condutores, cada subcondutor é tratado individualmente.

5.3.4 Definição da malha

Para a definição das células da malha foi estabelecido o seguinte critério:

- células “próximas”: que contenham condutores ou sejam vizinhas a células com condutores (incluindo cabos pára-raios),

- células “distantes”: todas as células restantes.

A malha deve conter um número razoável de células para obter uma boa resolução, sendo ainda que a dimensão de cada célula ser suficiente para armazenar um número razoável de partículas. Obteve-se bons resultados a partir de malhas com 30×70 células, respectivamente na vertical e horizontal, com dimensão de 2×2 m.

Para o cálculo do perfil no solo, pode-se aplicar uma malha à parte, não necessariamente com a mesma resolução da malha principal, com células com altura de 2 m, no qual a altura média corresponde à altura de medição típica. Escolheu-se células relativamente altas para uma boa “captação” das cargas, obtendo-se melhores resultados para o cálculo da densidade.

5.3.5 Ciclo de vida das cargas

Geração

A geração obedece o cálculo da densidade de corrente, de acordo com o modelo adotado. O condutor é dividido em setores, aonde um acumulador contabiliza a quantidade de carga gerada por passo de tempo. Ao se alcançar um valor mínimo, previamente estipulado, o algoritmo cria uma carga espacial, no limite arbitrado da camada³. Para este modelo, o número de setores de geração de cargas no condutor é o mesmo número de pontos de controle do MSC.

A geração de cargas em cada setor inclui um sorteio do ângulo de inserção, de forma a não coincidir com uma carga previamente gerada, que porventura não esteja suficientemente distante, e provocar uma singularidade no campo elétrico local.

Após a geração de uma carga, o valor restante permanece, acumulando para a próxima iteração. Aqui, o valor ótimo de “carga mínima” depende do número de subcondutores e do tamanho do domínio, sendo necessário buscar empiricamente o melhor resultado, sem extrapolar o limite computacional.

Convecção

Após a definição do campo elétrico na iteração atual, efetua-se a convecção das cargas. Optou-se neste modelo a utilização de fatores de mobilidade constante, sem a aplicação de “vida útil” da partícula. Por outro lado, aplica-se valores distintos de mobilidade para cada tipo de polaridade.

³Esse raio limite pode ou não coincidir com a espessura da camada de ionização, mas um valor muito acima pode mascarar o efeito da atenuação do campo elétrico superficial.

Recombinação

Calcula-se também a recombinação de cargas de polaridade oposta em uma mesma célula. Para cada célula, obtém-se a soma de cargas por polaridade, aplicando a equação (3.30). Obtém-se o valor de carga que ambos os lados perdem, retirando a parcela de carga partícula de forma ponderada.

Eliminação

Elimina-se as cargas que adentram no espaço de ionização do condutor, no solo e além dos limites da simulação. Cargas na proximidade de condutores em polaridade oposta não deverão atravessar o condutor, conforme discutido a seguir, na seção 5.3.6.

5.3.6 Passo de tempo

Após todas as etapas, realiza-se o avanço no tempo, aonde o passo Δt é calculado dinamicamente de acordo com todos os fenômenos em andamento.

O critério adotado segue a condição de COURANT–FRIEDRICHS–LEWY, ou condição CFL, utilizado em métodos de diferenças finitas. A condição determina que o passo de tempo deve ser suficiente pequeno para que uma partícula não atravesse mais de uma célula em uma iteração.

$$\frac{|v| \Delta t}{\Delta r} \leq \epsilon \quad (5.20)$$

no qual ϵ um fator denominado número de Courant, que arbitra uma margem para assegurar a convergência. Usualmente, $\epsilon = 0,4$, como aplicado por BORIS et al. (1993).

Desta forma verifica-se todas as partículas de índice i , com módulo de velocidade $|v_i|$, respectivamente localizadas em células de índice e , sendo Δr_e a menor dimensão da célula⁴:

$$\Delta t \leq \min \left(\epsilon \frac{\Delta r_e}{|v_i|} \right) \quad (5.21)$$

Para as cargas próximas a condutores de polaridade oposta, substitui-se o tamanho da célula Δr pelo raio da zona de ionização do condutor, de forma que as cargas não ultrapassem os condutores, criando uma forma de “oscilação numérica”, não condizente com a realidade.

⁴A rigor poderia-se calcular o deslocamento a partir de cada componente (x, y) da velocidade para a respectiva dimensão da célula, porém não haveria ganho expressivo na precisão.

Capítulo 6

Simulações

Neste capítulo são apresentados as simulações do modelo de campo elétrico com cargas espaciais, no qual serão feitas comparações entre modelos e experimentos selecionados na literatura.

Também será exposto:

- A comparação com um modelo de elementos finitos, onde ambos baseiam-se em uma medição em comum;
- A influência do vento nos parâmetros: campo elétrico, densidade de corrente, carga espacial total, carga em cada polo, campo elétrico superficial;
- Comparação com a simulação tridimensional da linha de transmissão, sem cargas espaciais;
- O efeito do tempo de energização no estabelecimento do efeito coroa;
- O desempenho do modelo ao variar alguns parâmetros de cálculo, como tamanho das partículas e resolução da malha.

Obteve-se como resultados:

- Uma ótima concordância entre os modelos bidimensional e tridimensional;
- A constatação do efeito do vento na distribuição de cargas espaciais e consequentemente no campo elétrico no solo;
- Resultados aderentes ao modelo de elementos finitos;
- Desempenho adequado com bons resultados, com configurações de baixa resolução.

6.1 Casos estudados

Estabeleceu-se como casos os seguintes trabalhos:

- Linha de teste do EPRI ± 600 kV, descrita por HILL et al. (1976) pela disponibilidade de dados: a linha consiste em um dipolo, com feixes de 4 condutores com diâmetro de 3,05 cm, formando um diamante com espaçamento de 18 polegadas (45,72 cm), distância entre polos de 11,2 m e altura mínima dos cabos de 13 m. De acordo com a referência¹, a linha está orientada na direção leste-oeste, com o polo negativo no lado norte e o positivo no lado sul. Também será comparado o modelo proposto por QIN et al. (1988), no qual estudou esta mesma configuração, com uma distância entre polos de 13,2 m. A figura 6.1 apresenta o perfil transversal da linha.

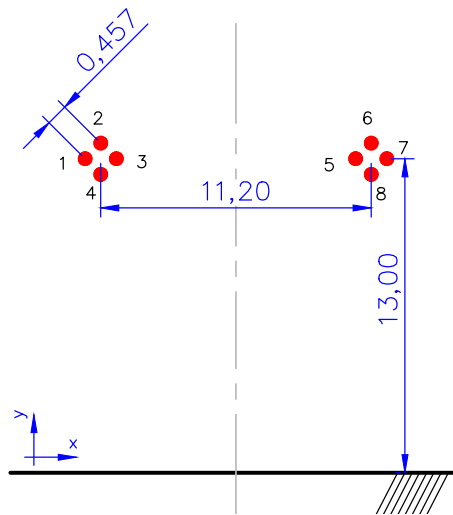


Figura 6.1: Perfil da linha de teste do EPRI, referente ao meio do vão.

- Linha de teste do IREQ ± 900 kV, pela perspectiva futura da novas linhas de ± 800 kV, descrita no trabalho de SARMA MARUVADA et al. (1981a,b) que descreve dados e medições de uma linha piloto de ± 900 kV, consistindo em um feixe de 6 condutores com diâmetro de 4,06 cm, espaçados em 18 polegadas (45,72 cm), distância entre polos de 15,2 m e alturas mínimas de 12,2 m. A figura 6.2 apresenta o perfil transversal da linha.
- Linha de transmissão de Itaipu, um dipolo com feixes de 4 condutores de com diâmetro de 3,417 cm, espaçamento de 45,7 cm, distância entre polos de 16,6 m e altura mínima dos cabos de 13,5 m. Simularam-se também os cabos pára-raios, de diâmetro de 0,914 cm, distância entre cabos de 13,4 m e altura mínima de 29 m. Utilizaram-se os dados fornecidos por DART et al. (2007)

¹HILL et al. (1976), pág. 93.

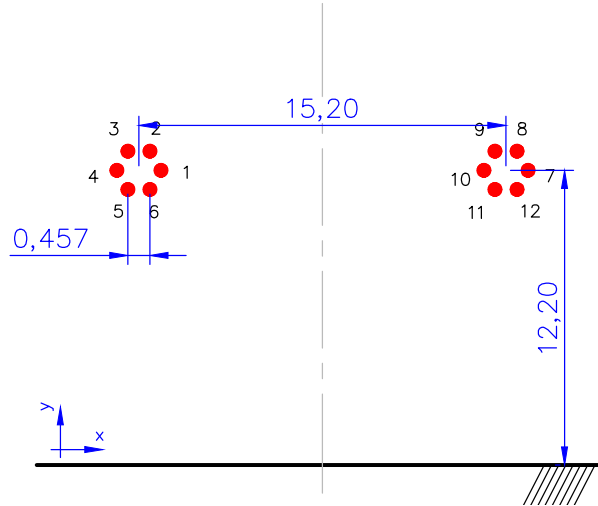


Figura 6.2: Perfil da linha de teste do IREQ, referente ao meio do vão.

e DOMINGUES et al. (2010) para comparação com a simulação. A figura 6.3 apresenta o perfil transversal da linha.

Todas as configurações são na horizontal, compostas por feixes de condutores, com o polo negativo no lado esquerdo (coordenada negativa). Somente a linha de Itaipu foi simulada com cabos para-raios, pois as outras careciam destes dados.

6.1.1 Configuração das simulações

Para cada configuração de linha, escolheu-se valores de velocidade de vento que representassem uma ordem de grandeza de vento fraco e vento forte, além da hipótese de não haver vento. Aplicou-se os valores de zero, 1 e 4 m/s, todos na horizontal, na direção positiva, correspondendo a um vento incidindo no lado do polo negativo da linha. Para o caso Itaipu, simulou-se também o vento na direção contrária, devido às medições abrangerem um período sem distinção das condições climáticas.

Os parâmetros utilizados nas simulações das cargas foram os utilizados por SARMA MARUVADA et al. (1981b): $\mu_p = 1,3 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2/\text{V} \cdot \text{m}$, $\mu_n = 1,7 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2/\text{V} \cdot \text{m}$, $R = 2,2 \cdot 10^{-12} \text{ m}^3/\text{s}$, exceto quando informado o contrário.

O estudo parte do modelo bidimensional da linha CCAT, na posição da menor distância dos condutores com o solo. Calcula-se a componente vertical o campo elétrico e a densidade de corrente a uma altura de 1 m do solo, sendo este o procedimento adotado nas medições de campo e adotado por normas como critério de determinação da faixa de passagem. A componente horizontal destas grandezas somente será relevante no centro do perfil ($x = 0$), sendo este de fato o ponto de campo elétrico mínimo.

Adicionalmente serão calculados nos polos o campo elétrico superficial máximo, carga e corrente iônica, onde será avaliado o efeito do vento e a diferença destes

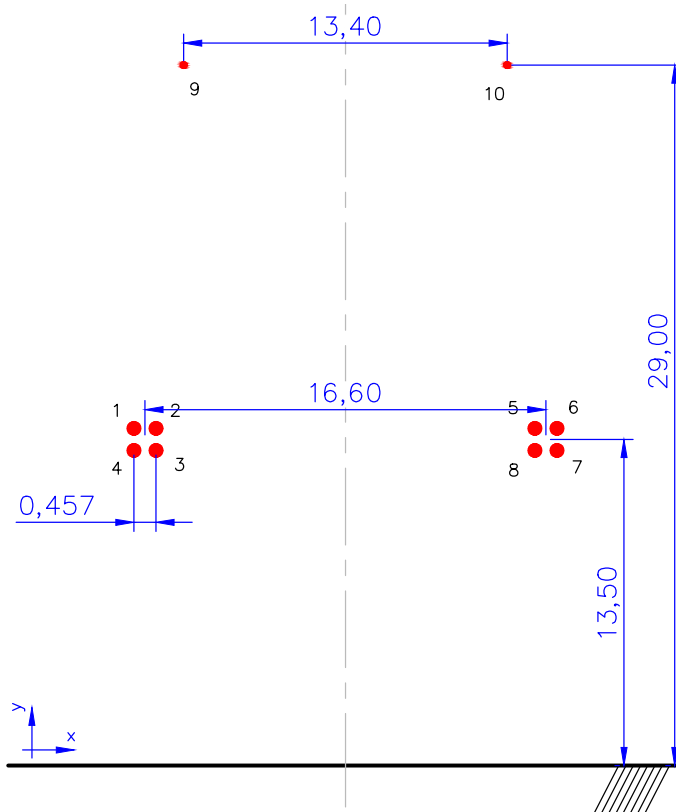


Figura 6.3: Perfil da linha de transmissão de Itaipu, referente ao meio do vão.

parâmetros entre os polos.

Utilizou-se o método PIC híbrido (P^3M), no qual as cargas próximas são tratadas individualmente, e as cargas distantes são agrupadas com o auxílio de uma malha. O uso do método híbrido nunca foi aplicado neste tipo de simulação.

As cargas também são tratadas individualmente nas proximidades dos condutores, devido à necessidade de uma boa resolução do campo elétrico superficial. Pelo critério definido na seção 5.3.4, todas as células contendo condutores são marcadas como “próximas”, e adicionalmente optou-se em incluir as células vizinhas, assegurando-se uma precisão adicional.

O número total de partículas na simulação é determinado pelo tamanho nominal na geração de partículas. A função acumulador somente cria uma partícula quando, no setor do condutor, haver carga igual ou superior ao valor nominal especificado, no caso 2,5 nC/m. Ao longo da vida útil da partícula, este valor pode reduzir-se devido ao efeito de recombinação.

As malhas adotadas para as simulações são resumidas na tabela 6.1, sendo x_{\min} e x_{\max} o ponto mínimo e máximo na horizontal, em metros, y_{\max} a altura em metros, n_x e n_y o número de células na horizontal e vertical, respectivamente. Na simulações com vento, optou-se em estender a malha, devido ao maior espalhamento das cargas espaciais na direção deste. Eventuais cargas que atravessam o limite da malha são

descartadas.

Tabela 6.1: Configuração da malha das simulações.

Caso	x_{\min}	x_{\max}	y_{\max}	n_x	n_y
EPRI, sem vento	-30	30	30	50	50
EPRI, com vento	-20	50	30	50	50
IREQ, sem vento	-30	30	30	60	30
IREQ, com vento	-20	50	30	60	30
Itaipu, sem vento	-40	40	40	100	70
Itaipu, com vento	-20	50	40	100	70

Para o cálculo das grandezas próximas ao solo, utilizou-se uma malha secundária, de mesma largura da malha principal (eixo x), composta por 100 células.

Tanto o tamanho das malhas quanto o valor nominal da carga emitida são investigados na seção 6.5.

6.2 Cálculo do campo elétrico

6.2.1 EPRI

A figura 6.4 compara as simulações com algumas medições do EPRI. Ilustrou-se somente os perfis de vento de 0 e 1 m/s, pois o trabalho relata que as medições estavam aproximadamente nestas condições. Observa-se uma boa aderência nas medições no polo positivo (lado direito), porém no polo negativo ocorre desvio significativo. No trabalho, consta medições em baixa umidade relativa (14%) bastante distantes do comportamento médio, que foram descartados.

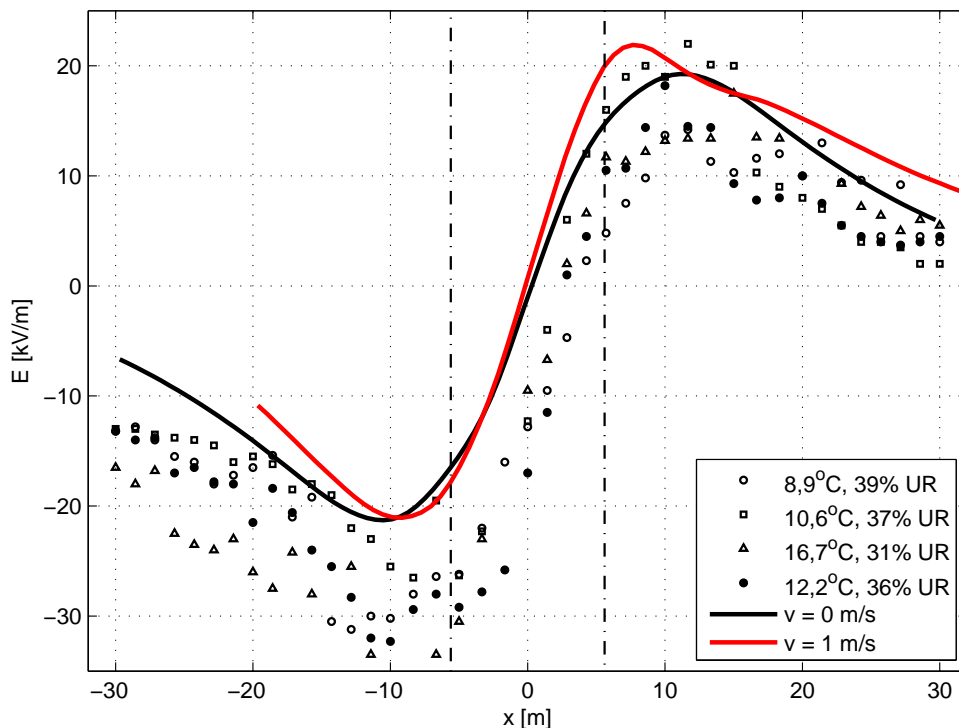


Figura 6.4: EPRI, campo elétrico no solo - comparação com medições.

As figuras 6.5, 6.6 e 6.7 ilustram o fluxo de cargas para três perfis de vento. Observa-se que o acúmulo de cargas justifica o aumento do campo elétrico, constatado na figura 6.4.

Efeito do fator de forma no polo negativo

De forma a avaliar o efeito do fator de forma no campo elétrico, simulou-se somente no polo negativo a redução do campo elétrico de injeção, correspondendo a um fator de 0,8 e 0,6 relativo à condição inicial². A hipótese de haver um fator de forma diferenciado é discutida, por exemplo, por DOMINGUES et al. (2009), mas não se

²Aqui cabe lembrar que o modelo de emissão já incorpora o fator de superfície das medições de LEKGANYANE et al. (2007).

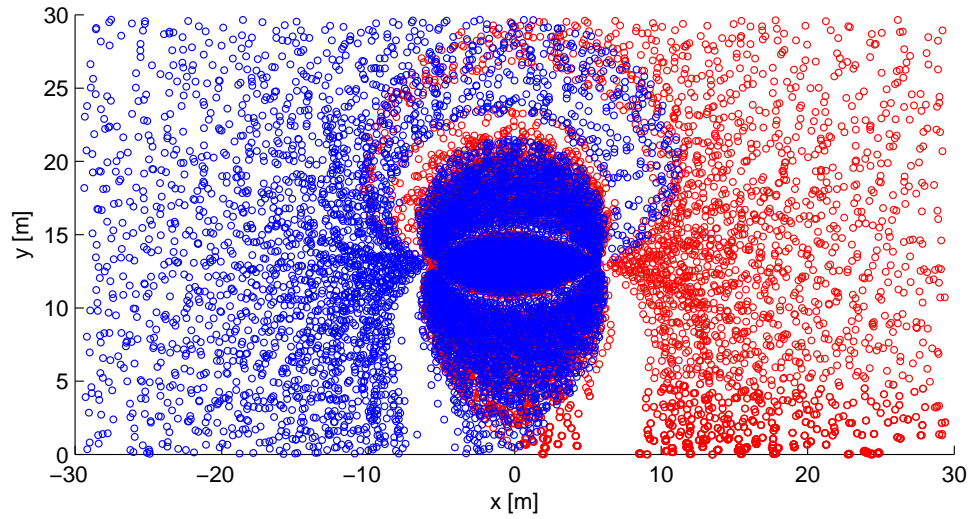


Figura 6.5: EPRI, fluxo de cargas sem vento.

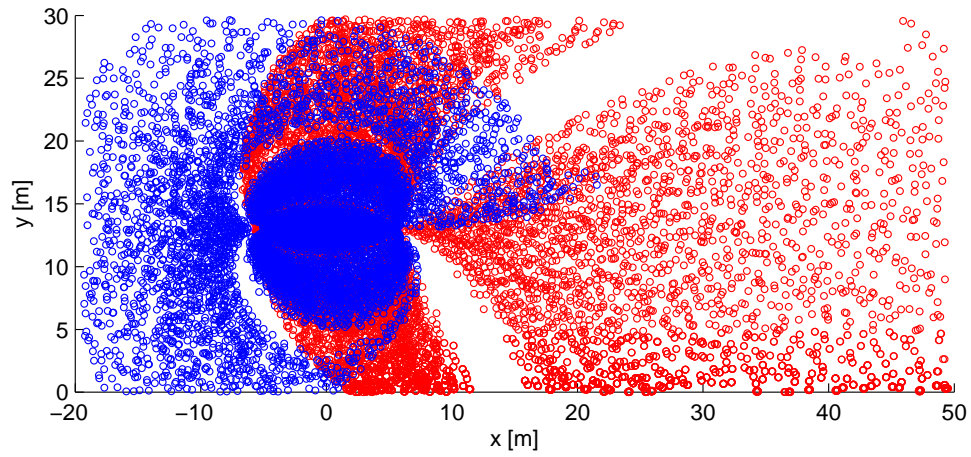


Figura 6.6: EPRI, fluxo de cargas para $v = 1$ m/s.

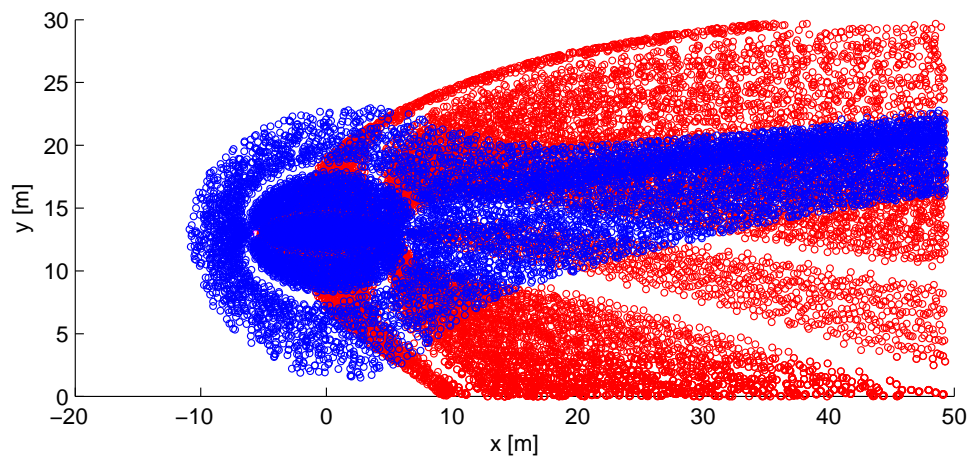


Figura 6.7: EPRI, fluxo de cargas para $v = 4$ m/s.

conclui um valor específico. Escolheu-se arbitrariamente os valores 0,8 e 0,6 para um teste de sensibilidade. A figura 6.8 ilustra o resultado.

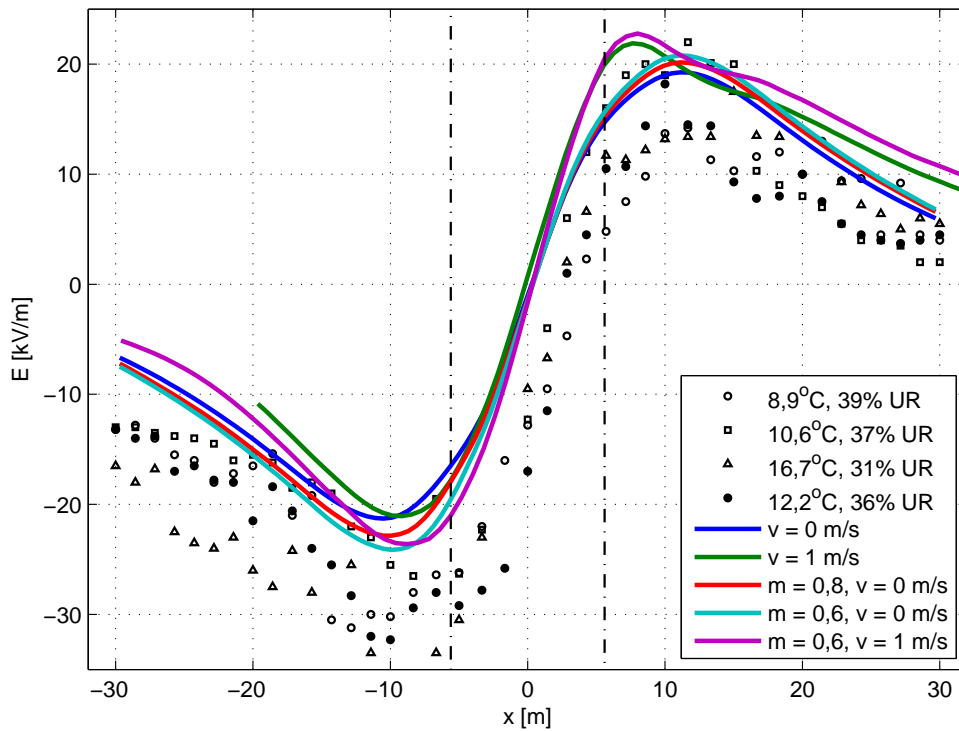


Figura 6.8: EPRI, campo elétrico no solo - comparação variando o fator de forma no polo negativo.

Os testes de fator de forma apresentaram um pequeno aumento no campo elétrico no solo no polo negativo (de -21 a -24 kV/m), e também com pequeno reflexo no lado do polo positivo.

Comparação com método de elementos finitos

Para comparação com o modelo de QIN et al. (1988), estudou-se uma variante do caso, consistindo em alterar a distância entre polos para 13,2 m e utilizar os fatores de mobilidade e recombinação informados no artigo ($\mu_p = 1,2 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2/\text{V} \cdot \text{m}$, $\mu_n = 1,5 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2/\text{V} \cdot \text{m}$, $R = 1,8 \cdot 10^{-12} \text{ m}^3/\text{s}$), no qual serão referenciados nesta seção como parâmetros “lentos”.

As figuras 6.9 e 6.10 compara o modelo deste trabalho (incluindo fator de forma de 0,6) com o modelo de Qin, relativo às medições do EPRI, juntamente com o modelo apresentado por HILL et al. (1976). Nota-se que o modelo proposto e o de Qin aproximam-se, sendo este trabalho mais aderente aos dados no polo positivo. Ambos são mais coerentes que o modelo EPRI, particularmente no polo positivo. A figura 6.10, comparando-se somente com o modelo de Qin, observa-se ótima concordância ao adicionar o efeito do fator de forma no polo negativo.

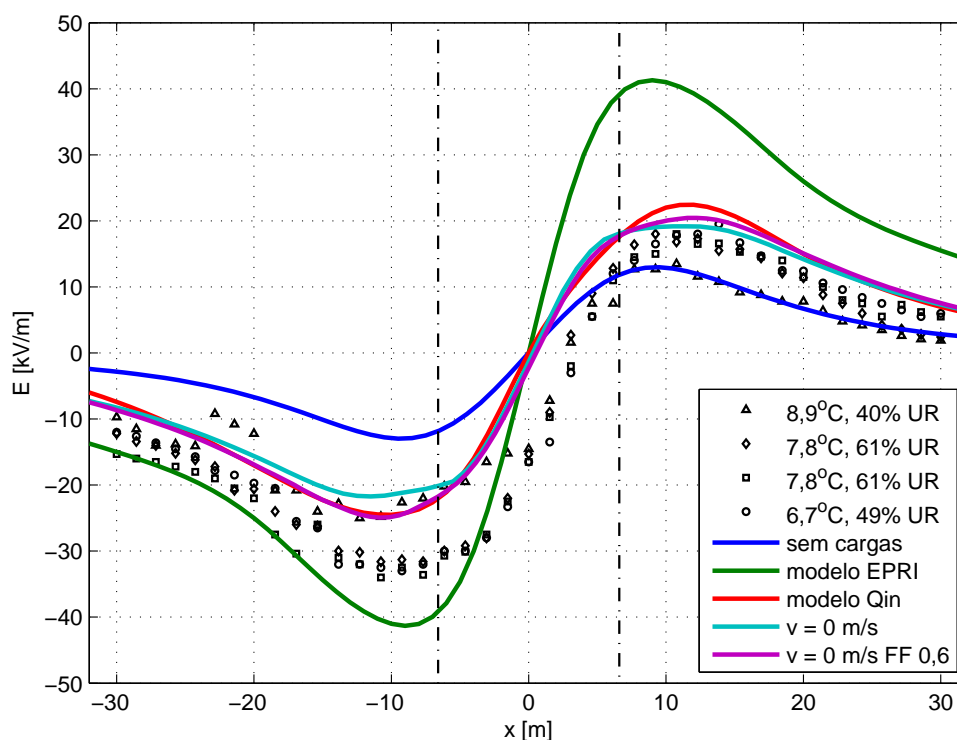


Figura 6.9: EPRI, campo elétrico no solo - comparação com medições e modelo de Qin.

A figura 6.11 ilustra a diferença de campo elétrico, com e sem cargas espaciais para as distâncias entre polos de 11,2 (linhas de centro vermelhas) e 13,2 m (linhas de centro azuis). Observa-se aqui o efeito de acoplamento entre os polos, a redução do campo elétrico para a distância de 11,2 m (linhas vermelhas). A variação dos parâmetros não impactou significativamente no resultado, mas será relevante no comportamento da densidade de corrente, como na figura 6.28.

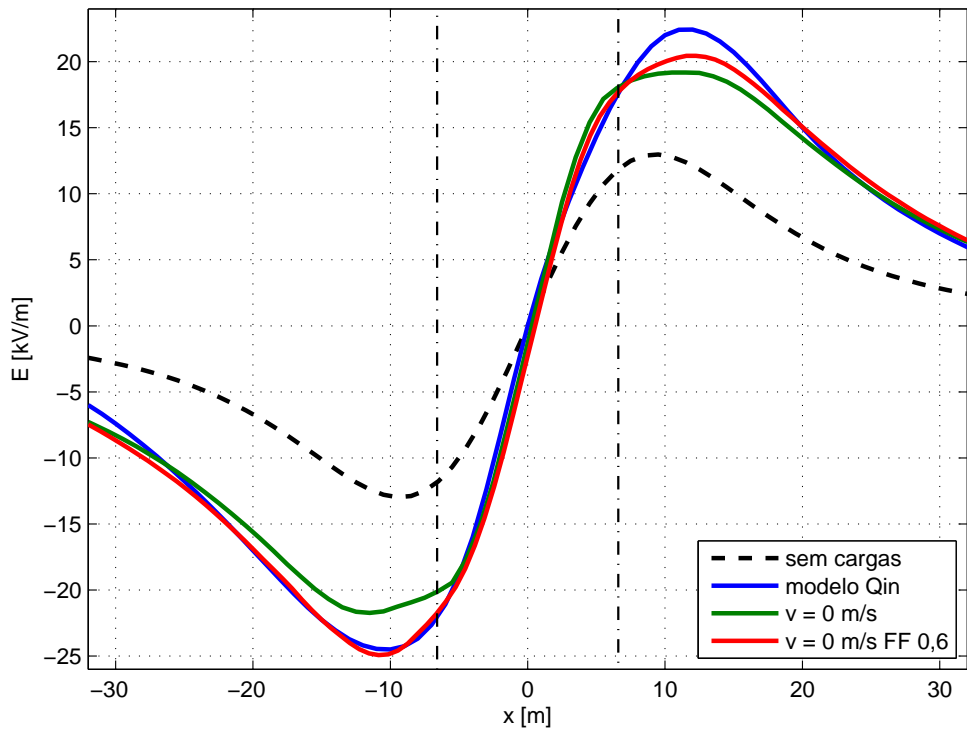


Figura 6.10: Detalhe da fig. 6.9, comparando somente com modelo de Qin.

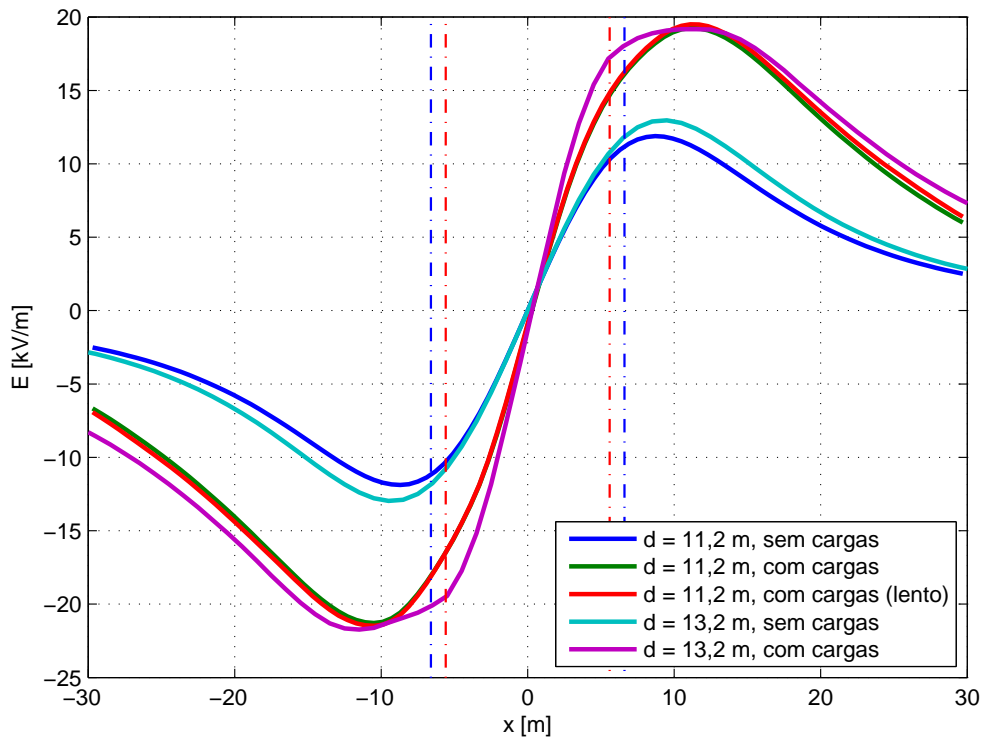


Figura 6.11: EPRI, campo elétrico no solo - comparação de perfis e parâmetros.

6.2.2 IREQ

As simulações para a linha de teste do IREQ seguiram a mesma metodologia apresentada na linha de Itaipu. A figura 6.12 ilustra o campo elétrico no solo para as configurações de vento, comparado com o campo sem cargas espaciais. Observa-se novamente o polo negativo possui campo mais elevado, e o efeito do vento na elevação do campo no polo positivo.

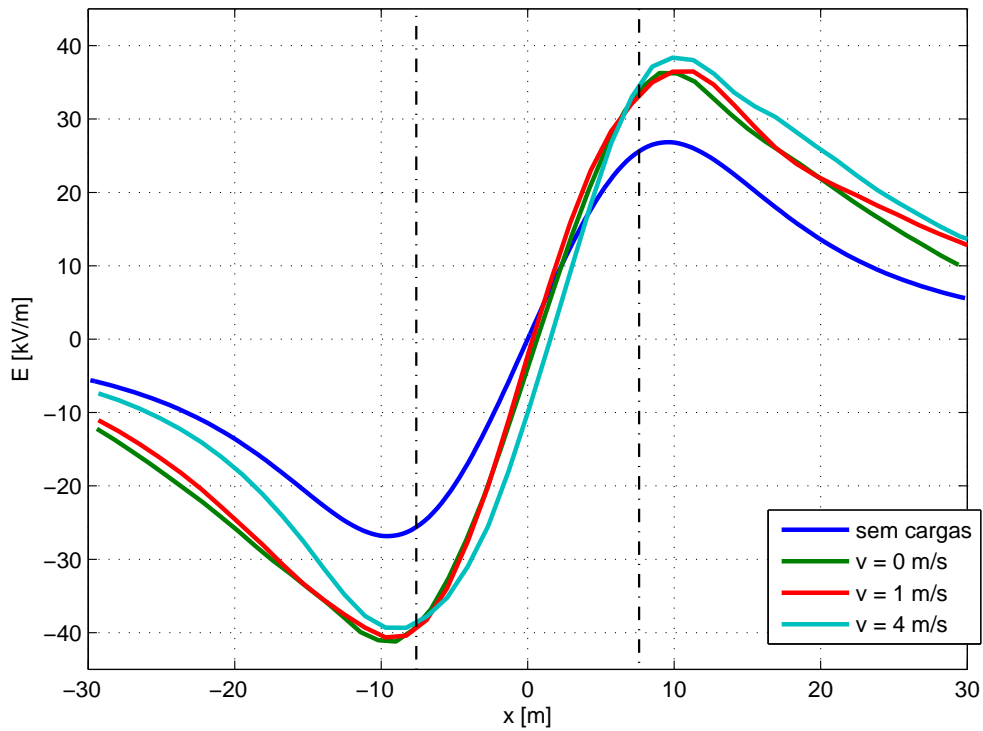


Figura 6.12: IREQ, campo elétrico no solo.

A figura 6.13 compara as simulações com os dados, obtidos por SARMA MARUVADA et al. (1981a,b).

O fluxo de cargas é ilustrado nas figuras 6.14, 6.15 e 6.16. Observa-se novamente linhas de fluxo bastante definidas, com pontos de origem correspondentes aos pontos de campo máximo de cada subcondutor do feixe. Novamente a presença de um efeito turbulento ou a alteração natural da velocidade do vento causaria uma homogeneização' das cargas.

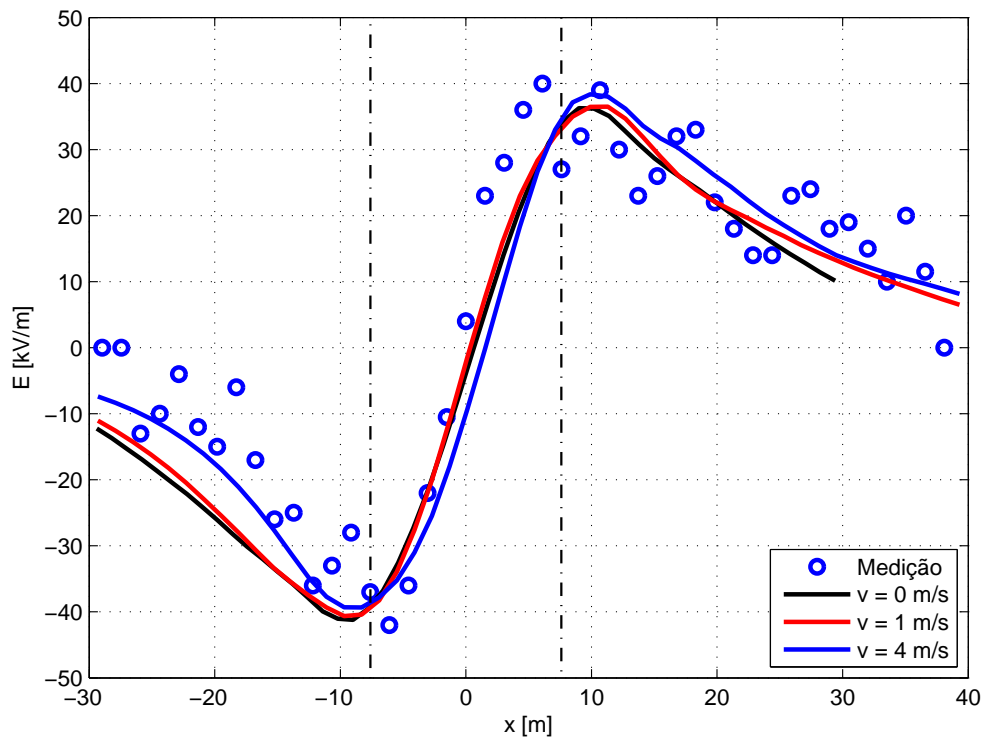


Figura 6.13: IREQ, campo elétrico, comparação com medições.

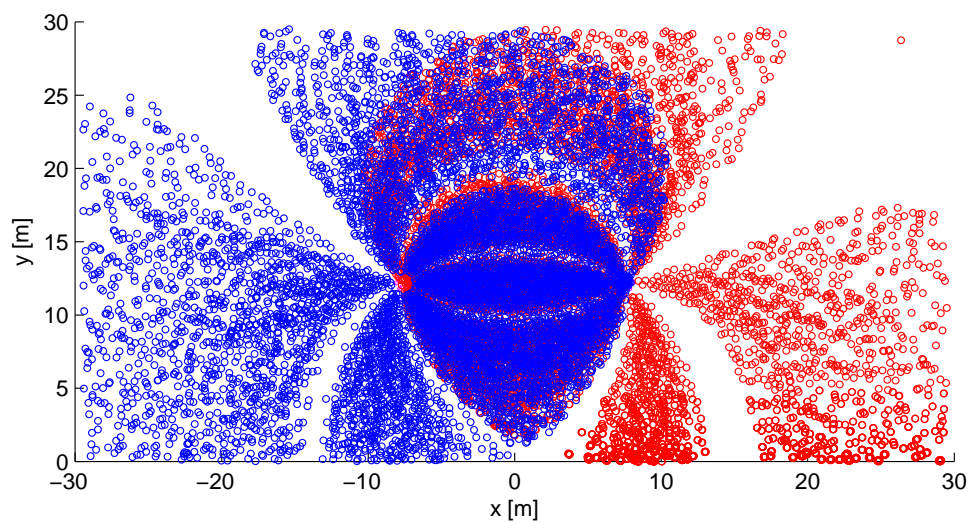


Figura 6.14: IREQ, fluxo de cargas, sem vento.

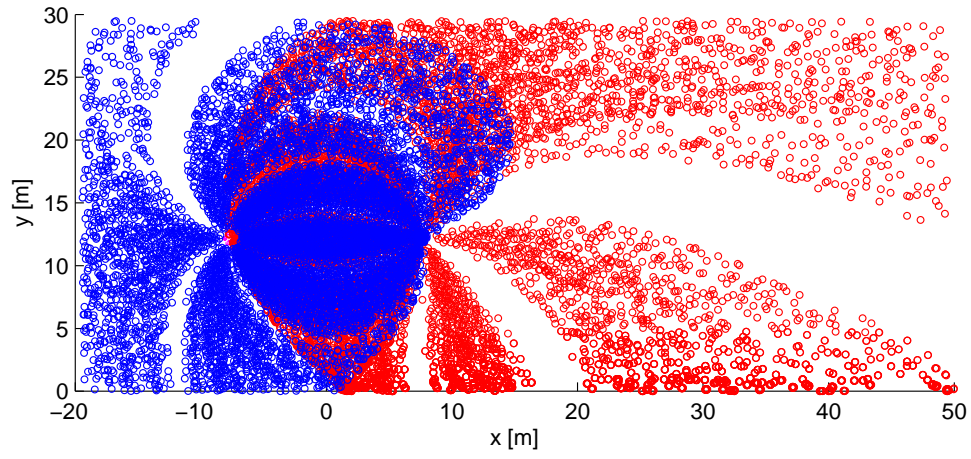


Figura 6.15: IREQ, fluxo de partículas, $v = 1$ m/s.

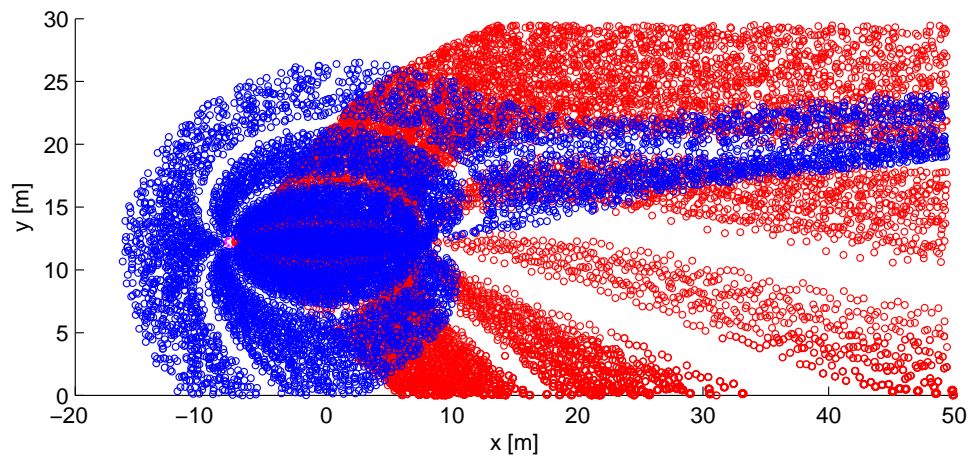


Figura 6.16: IREQ, fluxo de partículas, $v = 4$ m/s.

6.2.3 Itaipu

A figura 6.17 ilustra o campo elétrico no solo. Nesta figura encontra-se demarcado a posição dos polos por linhas de centro (traço-e-ponto). Observa-se claramente o efeito das cargas espaciais na elevação do campo, comparado às figuras 6.19, 6.20 e 6.21, em relação à ausência de cargas. O deslocamento das cargas pelo vento provoca a elevação do campo no lado a jusante.

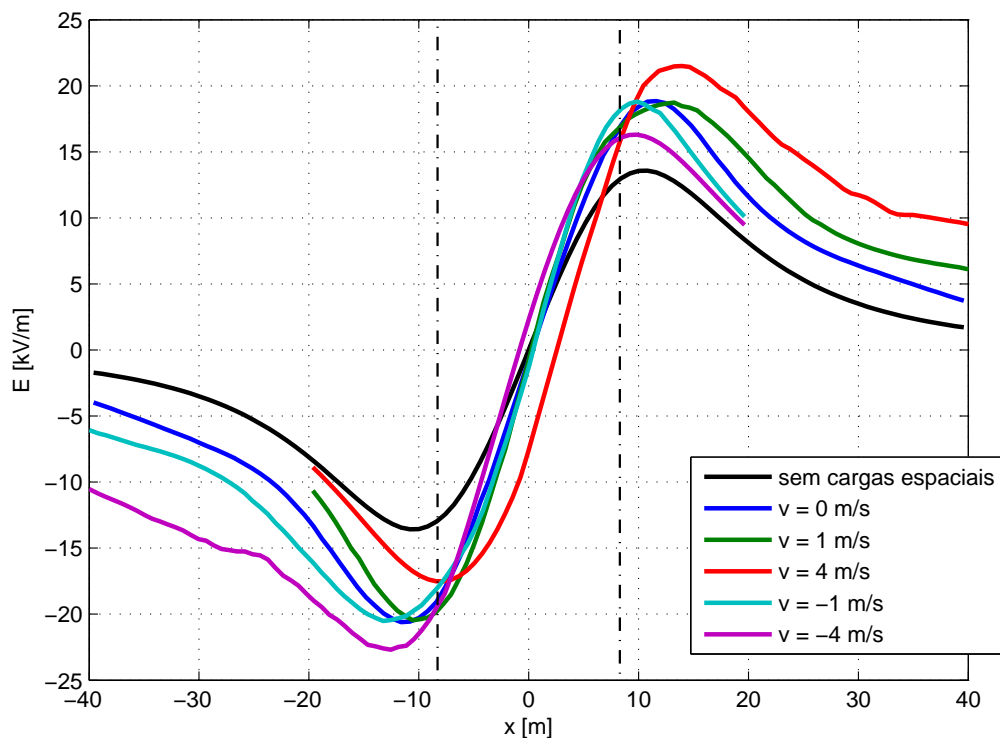


Figura 6.17: Itaipu, campo elétrico no solo.

Finalmente, compara-se as simulações de campo elétrico próximo ao solo na figura 6.18, consistem em valores médios nos pontos de medições e seus percentis, demarcados por barras de desvio limitando uma faixa de 5 a 95%.

As figuras 6.19, 6.20 e 6.21 ilustram o fluxo de cargas espaciais já estabelecido, com vento de 0, 1 e 4 m/s, respectivamente. Observa-se a clara definição de regiões com cargas e sem cargas, seguindo linhas de fluxo como em um escoamento laminar, especialmente na região bipolar. A inclusão de um efeito de turbulência, ou a própria variação natural do vento, pode aumentar a difusão das cargas, mas que não foi abordado neste trabalho.

Observou-se também que os cabos pára-raios não contribuem significativamente na geração e distribuição das cargas espaciais.

A figura 6.22 ilustra como as posições de campo elétrico máximo nos condutores determinam os pontos de emissão de cargas espaciais, demarcando regiões bem distintas no espaço mesmo ao considerar o vento. A figura 6.23 ilustra os vetores de campo elétrico superficial em um feixe, indicando que os pontos de máximo

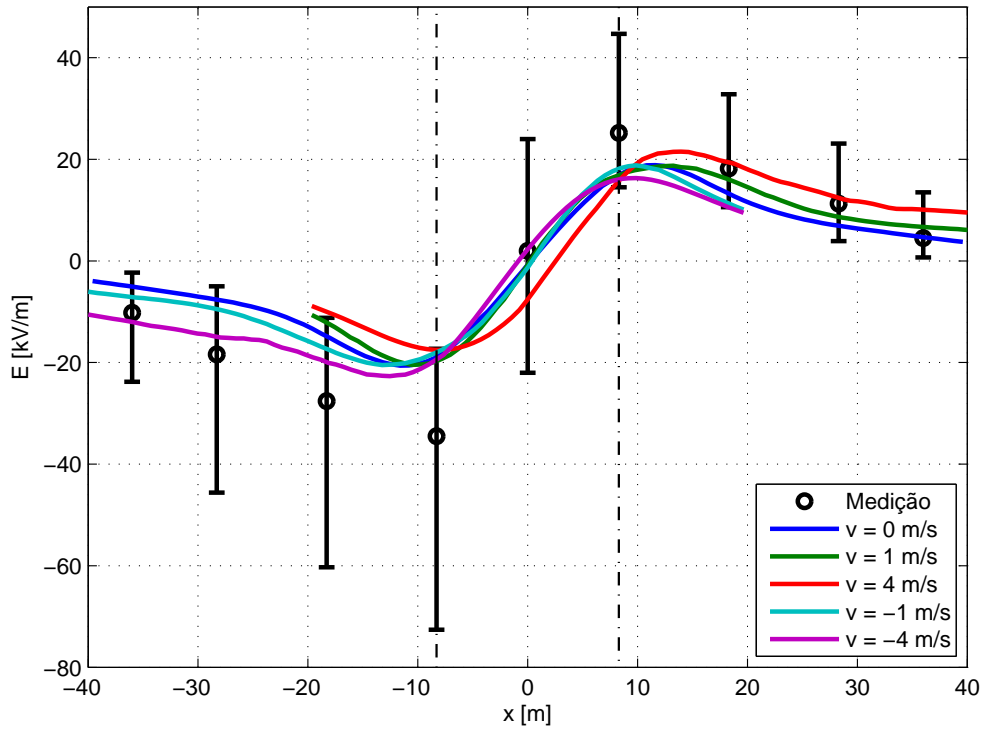


Figura 6.18: Itaipu, campo elétrico no solo - comparação com medições.

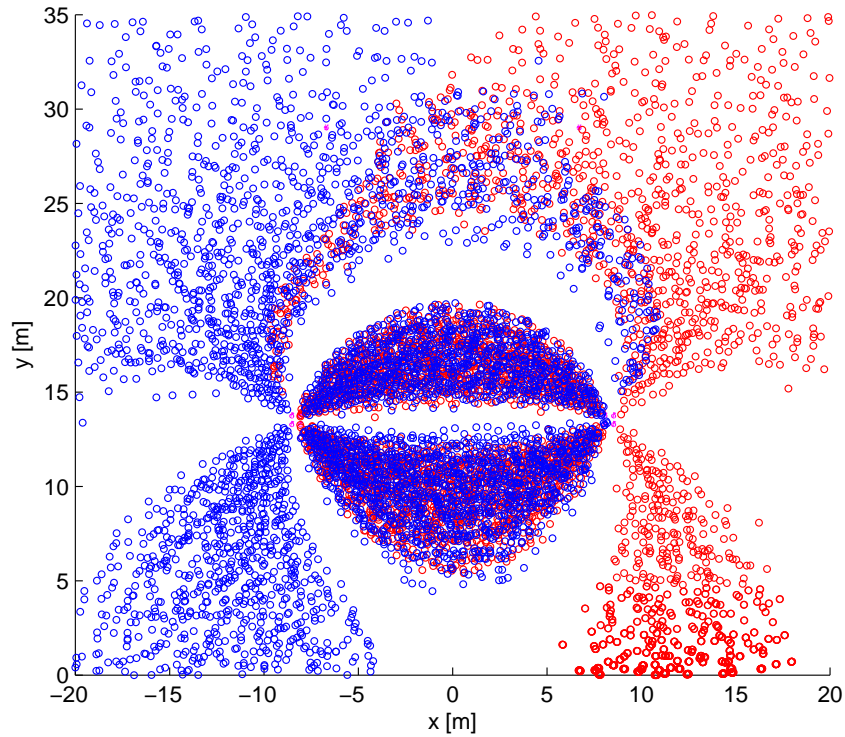


Figura 6.19: Itaipu, fluxo de cargas, sem vento.

coincidem com as extremidades. O acúmulo de cargas espaciais não altera significativamente os pontos de campo elétrico máximo no feixe. Entretanto, observa-se

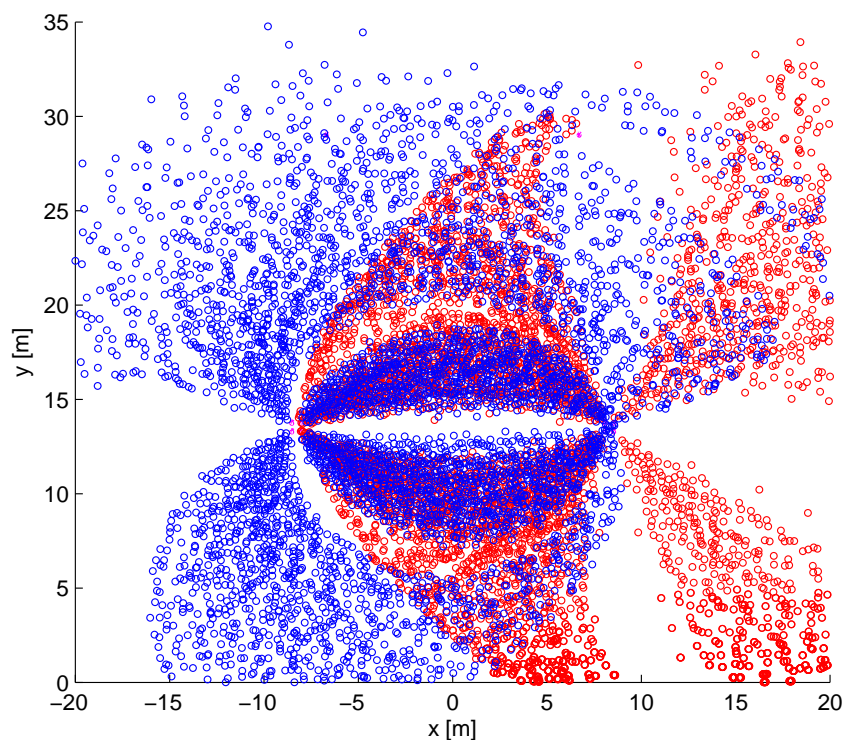


Figura 6.20: Itaipu, fluxo de cargas para $v = 1$ m/s.

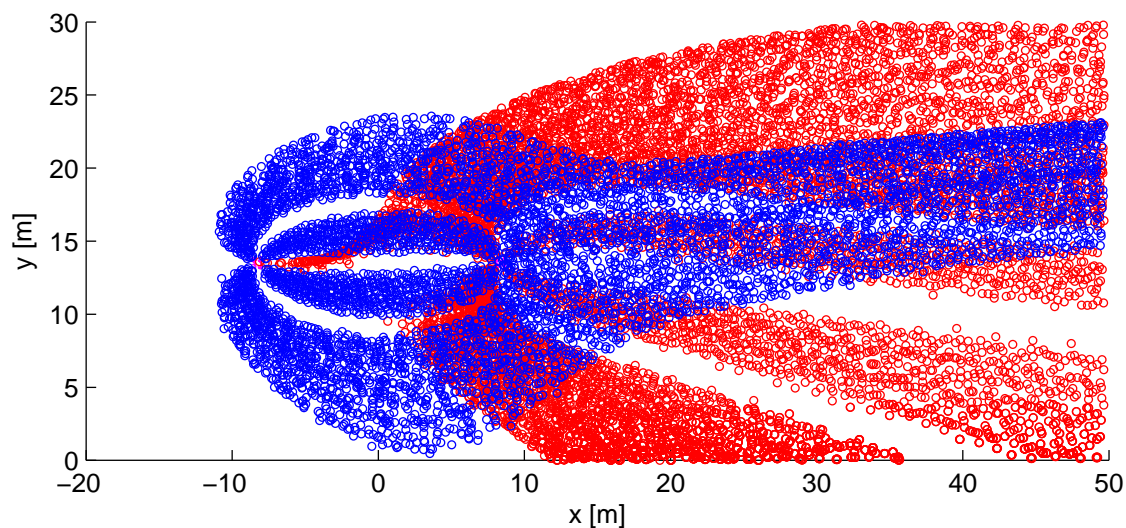


Figura 6.21: Itaipu, fluxo de cargas para $v = 4$ m/s.

na figura 6.25 o efeito diferenciado da emissão de íons em cada polo, causando o desbalanço entre eles, incluindo nos cabos pára-raios.

O campo elétrico superficial em torno de cada subcondutor, é ilustrado nas figuras 6.24 e 6.25, sem cargas espaciais e após a 100^a iteração, respectivamente. Na ausência de cargas, observa-se que os polos possuem a mesma distribuição de

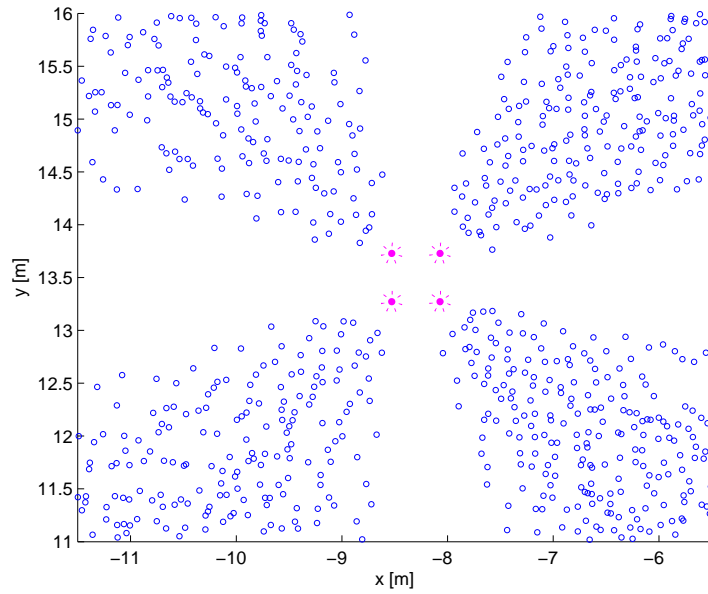


Figura 6.22: Itaipu, detalhe do fluxo de cargas no polo negativo, iteração 200, sem vento.

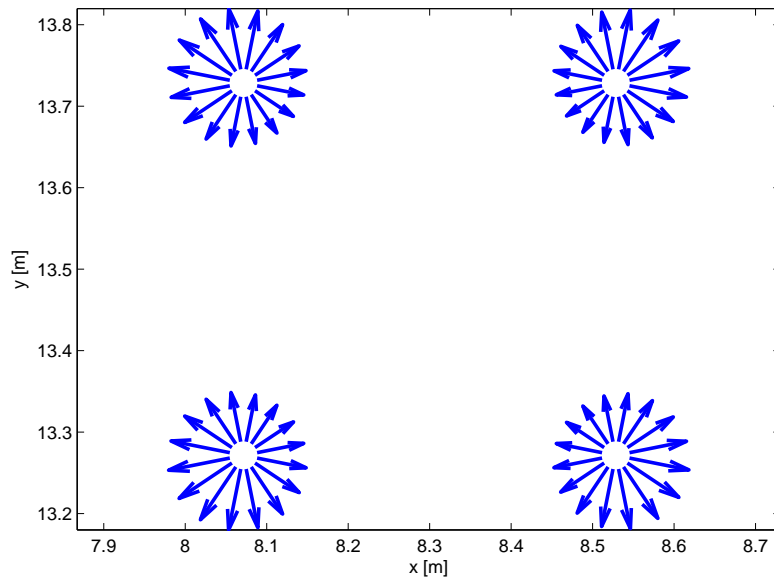


Figura 6.23: Itaipu, vetores de campo elétrico no feixe.

campo, diferindo-se somente em ângulo de distribuição. Após a produção de cargas espaciais, ocorre a redução do campo em ambos os polos (de aproximadamente 22 kV/cm para 19 kV/cm no polo positivo e 14,5 kV/cm no polo negativo), sendo o polo negativo com uma maior geração de cargas, conseqüentemente com maior redução. Também observa-se a elevação de campo no cabo pára-raios do lado do polo negativo.

Na figura 6.24, a variação do campo elétrico em torno dos condutores é devido a formação do feixe, fazendo com que o campo seja mais intenso para as extremidades e mais atenuado no interior.

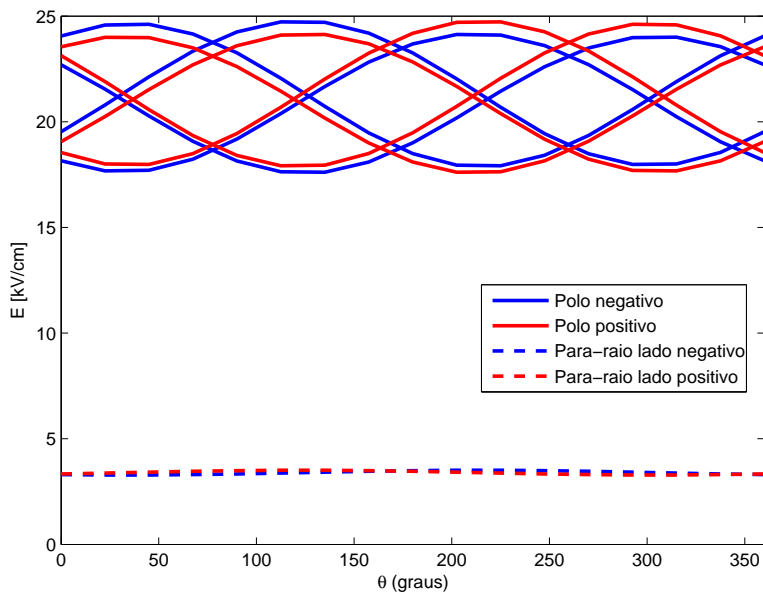


Figura 6.24: Itaipu, módulo do campo elétrico superficial em torno de cada subcondutor, condição inicial.

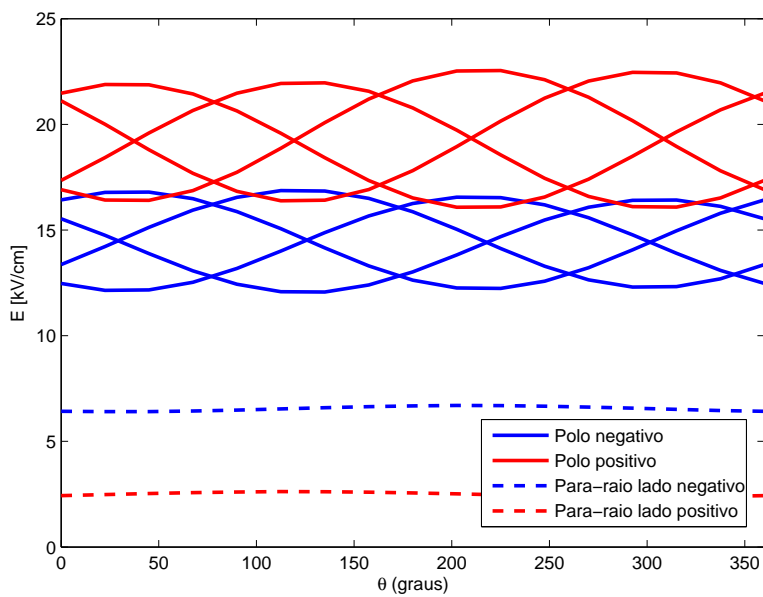


Figura 6.25: Itaipu, módulo do campo elétrico superficial após 100 iterações, sem vento.

As figuras 6.26 e 6.27 ilustram o efeito do vento no campo elétrico superficial máximo. Em ambas as figuras, observa-se um pico de aproximadamente 24,7 kV/cm, fora da escala dos gráficos, devido ao efeito da energização e a ausência de cargas espaciais. Na seção 6.5 discute-se este efeito, comparando-o com uma energização em rampa.

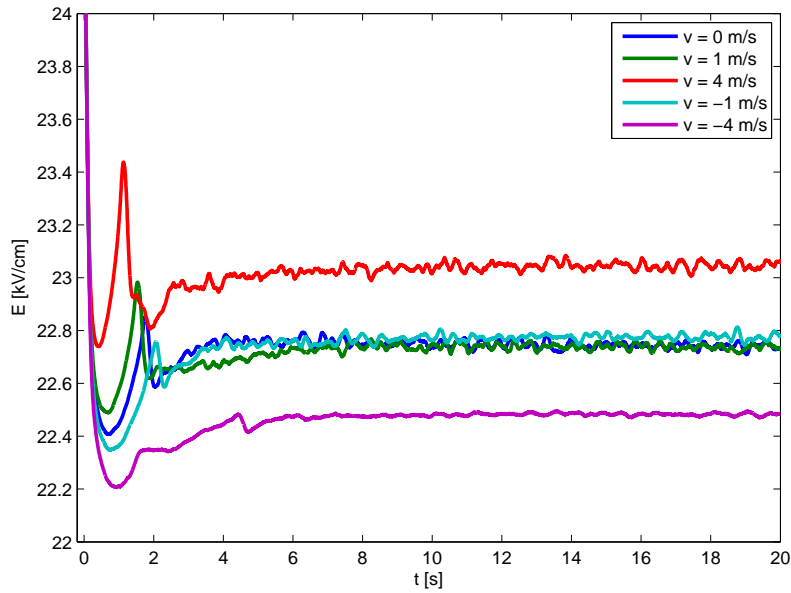


Figura 6.26: Itaipu, campo elétrico superficial máximo, polo positivo.

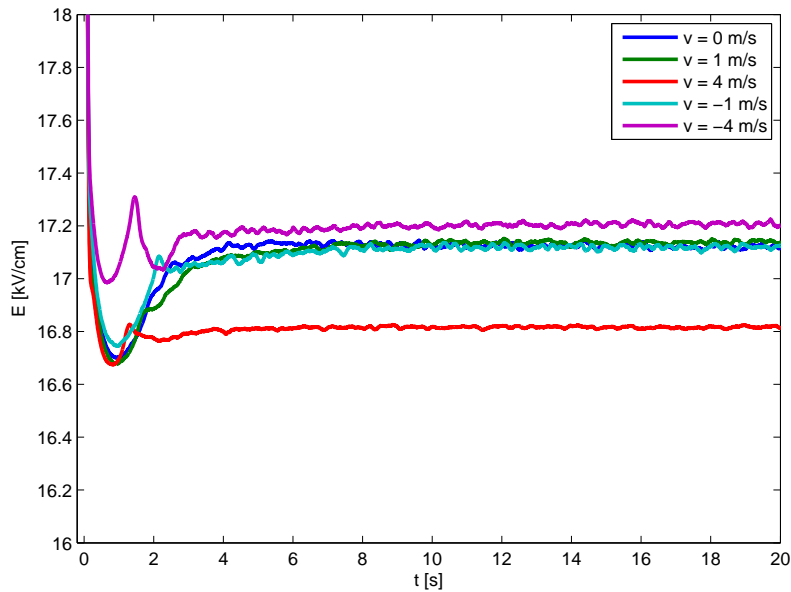


Figura 6.27: Itaipu, campo elétrico superficial máximo, polo negativo.

Observa-se no polo positivo, no período entre 1 e 2 μ s a redução do campo elétrico gradativa, de um vento de 4 m/s ao vento de -4 m/s. Sendo o polo a jusante, para um vento positivo, isto ilustra a chegada das cargas da polaridade oposta. Para o vento a -4 m/s, ou seja a montante, as cargas de polaridade oposta sofrem um atraso. No polo negativo, o efeito ocorre de forma invertida, além de não ocorrer na mesma intensidade devido à geração e a dinâmica das cargas serem bastante distintas.

Em todos os casos, a chegada das cargas no polo oposto provoca um novo aumento no campo elétrico superficial, aumentando momentaneamente a geração de cargas, provocando uma oscilação, mas entrando em equilíbrio em no máximo 5 s.

6.3 Cálculo da densidade de corrente e corrente iônica

6.3.1 EPRI

A figura 6.28 ilustra o efeito do fator de mobilidade e recombinação na densidade de corrente, sem vento. A diferença entre as densidades de corrente pode ser percebida pelo afastamento dos polos, havendo maior incidência de cargas no solo na zona bipolar.

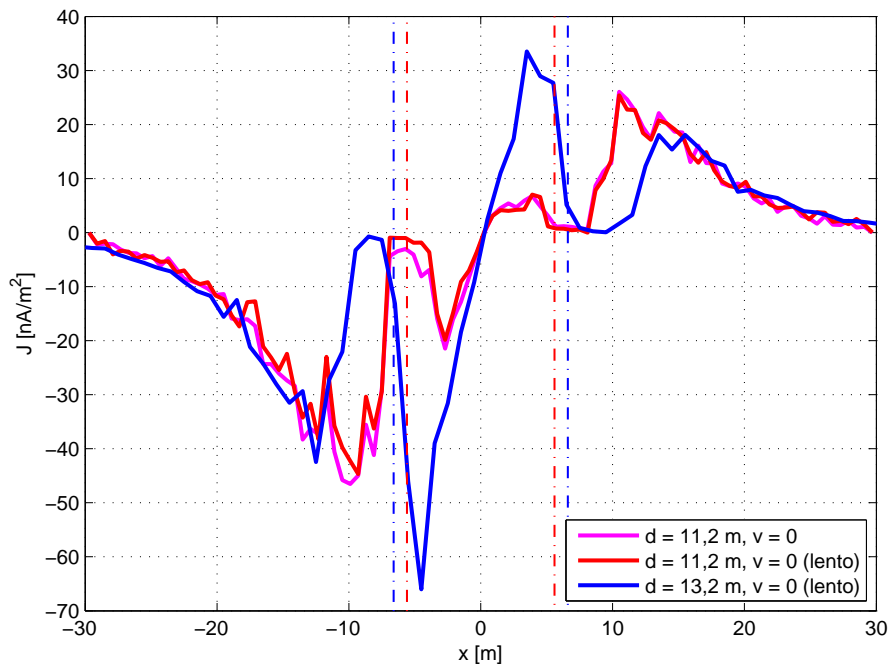


Figura 6.28: EPRI, densidade de corrente no solo - comparação de perfis e parâmetros.

Observa-se também, comum a todos os resultados de corrente iônica, o surgimento de áreas de máximo e de mínimo, mesmo logo abaixo dos polos. Este fenômeno decorre da formação de fluxos de carga bem definidos, como pode ser observado na figura 6.5.

A figura 6.29 ilustra o efeito do fator de forma na densidade de corrente no caso base (11,2 m). Observa-se aumento significativo no lado do polo negativo, devido à maior concentração de cargas.

As figuras 6.30 e 6.31 comparam a corrente iônica nos polos, para as duas configurações da linha.

O valor máximo alcançado, devido ao efeito de energização na ausência de cargas espaciais, foi de $50 \mu\text{A}/\text{m}$ no polo positivo e $-160 \mu\text{A}/\text{m}$ no polo negativo. Neste aspecto os parâmetros de mobilidade provocaram uma redução na corrente em regime permanente, sendo fator relevante para determinação, por exemplo, de perdas

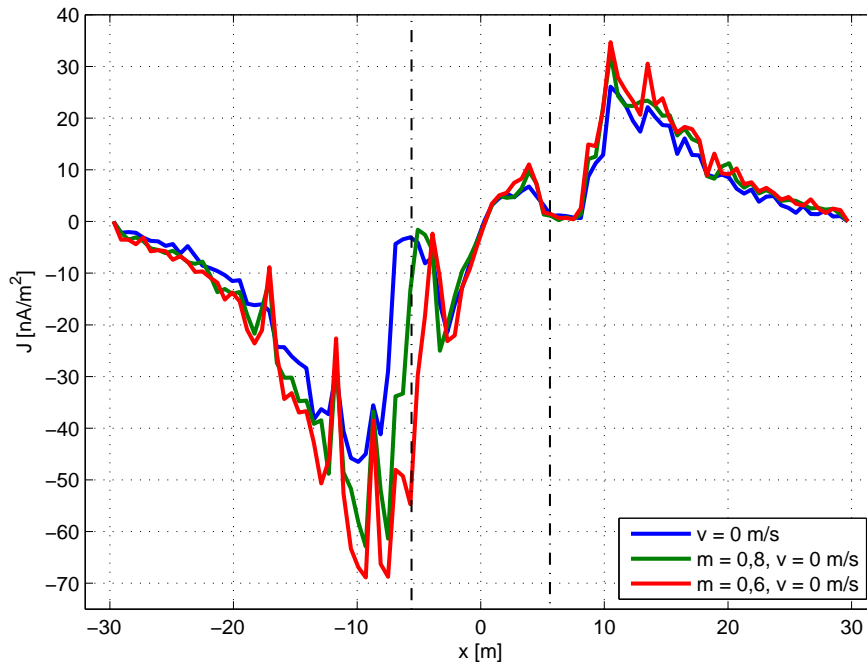


Figura 6.29: EPRI, densidade de corrente no solo - comparação comparação com fator de forma.

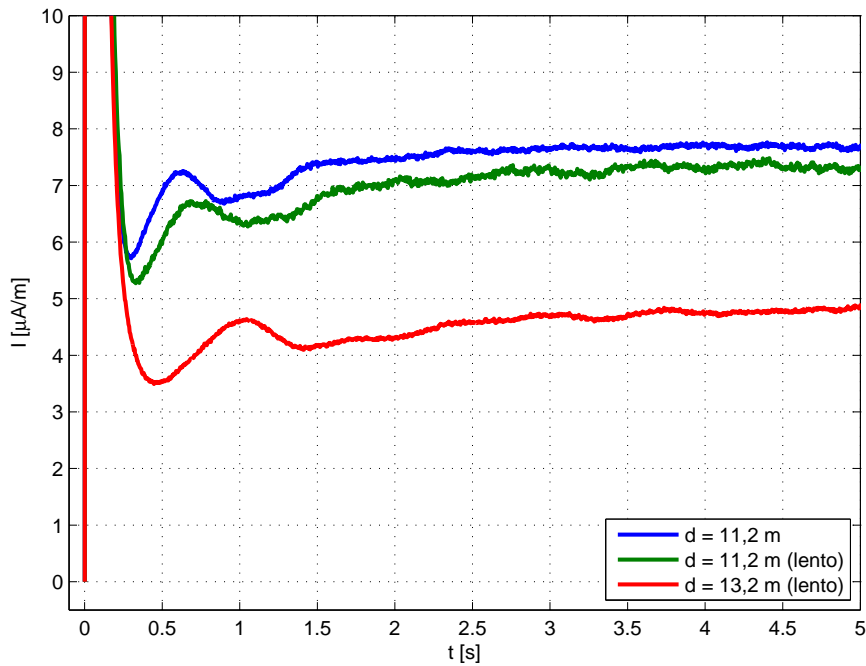


Figura 6.30: EPRI, corrente iônica no polo positivo - comparação de perfis e parâmetros.

devido ao efeito coroa. A configuração de polos mais afastada também demonstrou uma redução significante na corrente iônica.

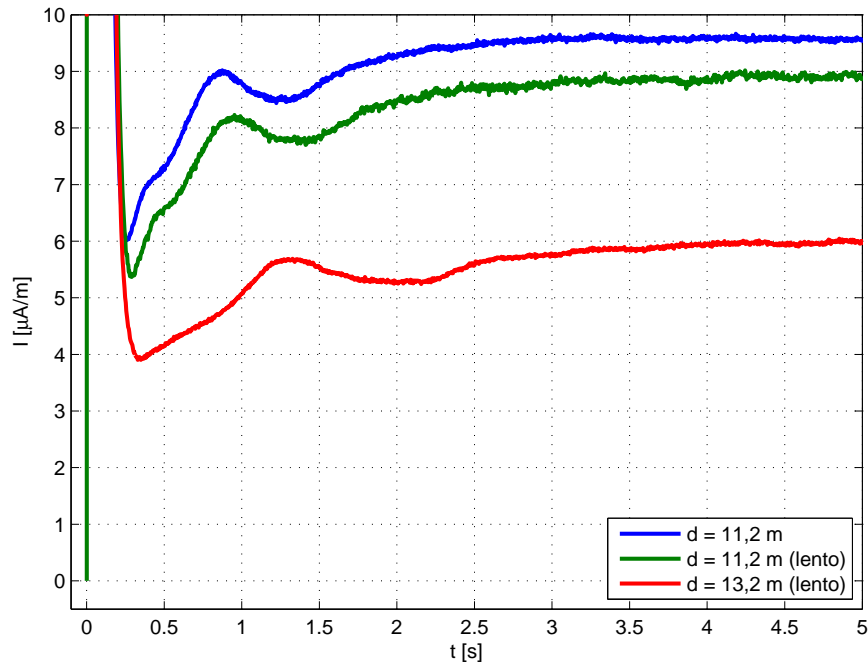


Figura 6.31: EPRI, corrente iônica no polo negativo- comparação de perfis e parâmetros.

6.3.2 IREQ

A figura 6.32 ilustra a densidade de corrente no solo para as configurações de vento. Novamente observa-se o polo negativo com maior densidade em condições de vento leve, e a elevação da densidade de corrente no polo positivo para um vento forte. Os pontos de máximo e de mínimo em cada configuração podem ser comparados com a distribuição de cargas, nas figuras 6.14, 6.15 e 6.16.

A figura 6.33 compara as simulações com os dados, obtidos por SARMA MARUVADA et al. (1981a,b). Observa-se na figura um grande desvio entre o modelo e a medição apresentada.

Em pesquisa posterior, não se verificou trabalho, no mesmo nível de tensão, que justificasse os valores encontrados por SARMA MARUVADA et al. (1981a,b). Cita-se, por exemplo, os trabalhos de COMBER et al. (1982) e COMBER e JOHNSON (1982), onde encontram-se valores máximos da ordem de $1 \mu\text{A}/\text{m}^2$ somente em configurações de 1200 kV, mesmo assim no limite superior do desvio (correspondente a 95% da faixa de medições). COMBER e JOHNSON (1982) expõem que em configurações de 950 kV a densidade de corrente no solo, em medições ao longo do ano, em tempo bom, chega a valores de $100 \text{ nA}/\text{m}^2$, o que é condizente com o modelo apresentado, mas, ainda muito dependente da configuração da linha, condutores, etc.

Outra dificuldade para uma conclusão mais concreta é que os dados de SARMA MARUVADA et al. (1981a) não apresentam o desvio ou faixa de erro das medições³.

³SARMA MARUVADA et al. (1981a,b) buscou avaliar ruído acústico, perdas e radiointerferência,

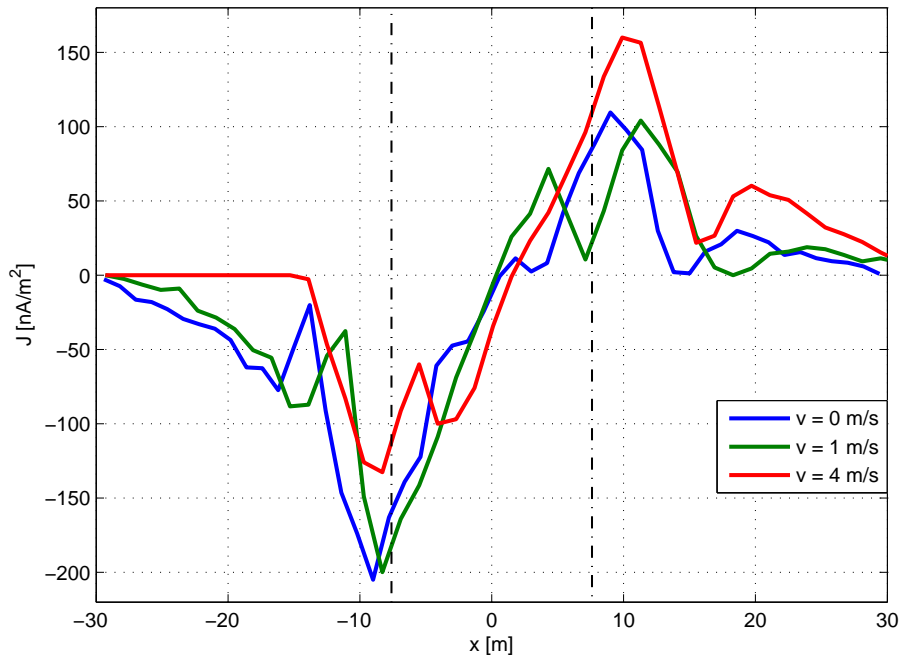


Figura 6.32: IREQ, densidade de corrente no solo.

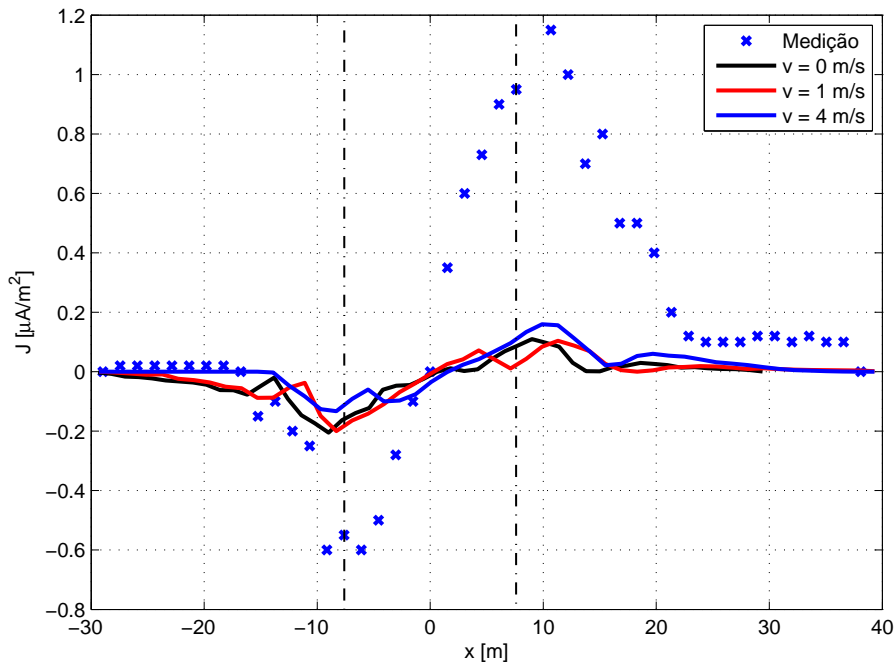


Figura 6.33: IREQ, densidade de corrente, comparação com medições.

6.3.3 Itaipu

A figura 6.34 ilustra a densidade de corrente no solo. Novamente observa-se claramente o efeito das cargas espaciais, comparado às figuras 6.19, 6.20 e 6.21, elevando a densidade de corrente no lado a jusante.

Finalmente, compara-se as simulações de campo elétrico e densidade de corrente sendo o campo elétrico e densidade de corrente resultados secundários.

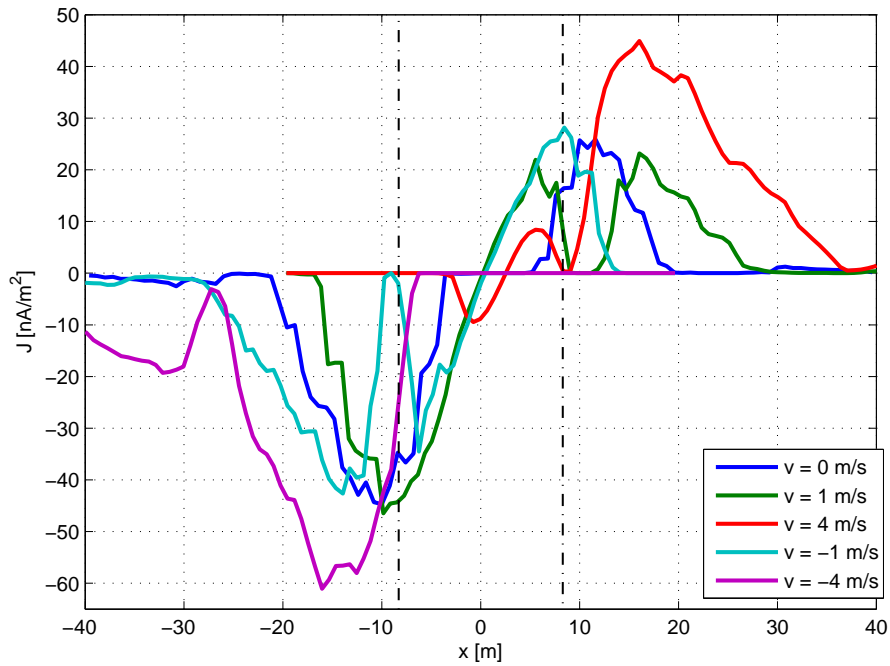


Figura 6.34: Itaipu, densidade de corrente no solo.

próximo ao solo nas figuras 6.18 e 6.35⁴, respectivamente. Os dados, provenientes de DART et al. (2007), consistem em valores médios nos pontos de medições e seus percentis, demarcados por barras de desvio limitando uma faixa de 5 a 95%.

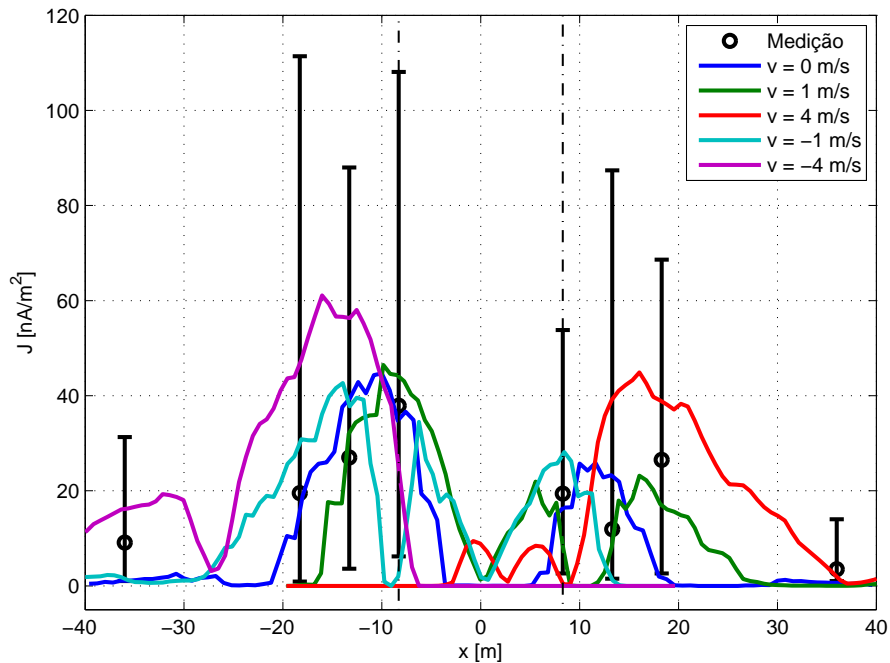


Figura 6.35: Itaipu, densidade de corrente no solo - comparação com medições.

As figuras 6.36 e 6.37 apresentam a corrente iônica por polo e para-raios, para as três configurações de vento. Observa-se no início, pela falta de cargas espaciais,

⁴Na referência, não se distingue a polaridade da densidade de corrente.

a corrente elevada, estabilizando-se de acordo com a saturação do meio. Observa-se também a tendência de elevação da corrente, de acordo com a intensidade do vento.

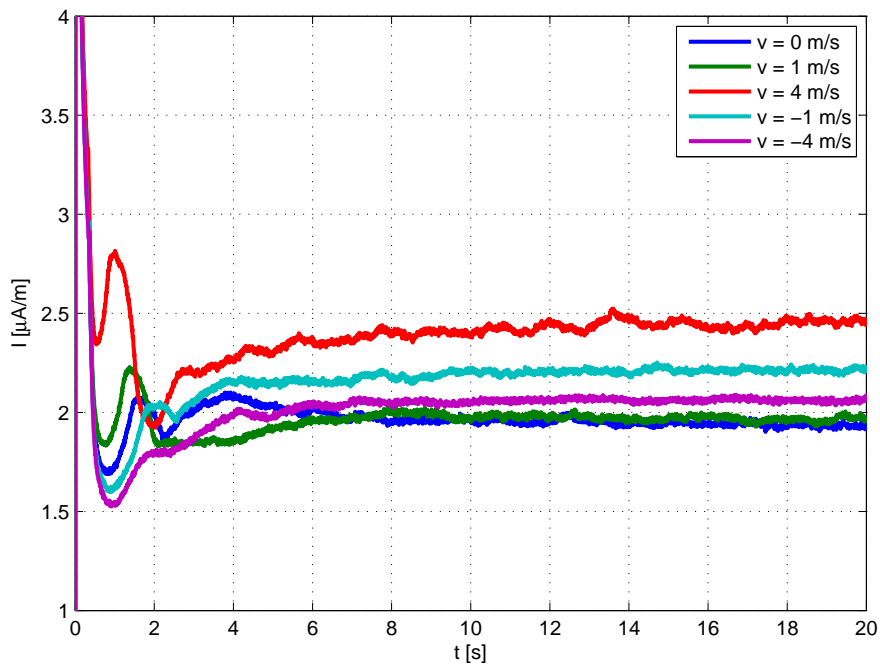


Figura 6.36: Itaipu, corrente iônica, polo positivo.

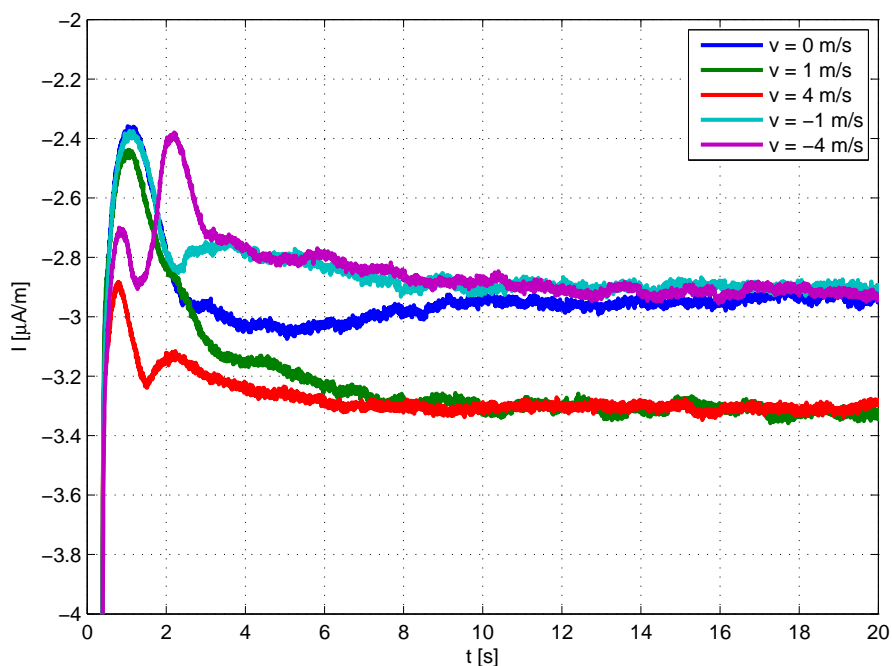


Figura 6.37: Itaipu, corrente iônica, polo negativo.

Nos resultados, ocorre uma elevação de corrente da ordem de $8 \mu\text{A}/\text{m}$ no polo positivo e $-70 \mu\text{A}/\text{m}$ no polo negativo, decorrente da energização em degrau. No polo positivo, no período entre 1 e 2 μs , novamente ocorre a oscilação devido à chegada das cargas, sendo para o vento de 4 m/s o caso com maior oscilação na

corrente. Porém, o vento mais forte arrasta as cargas, de ambas as polaridades, fazendo com que a corrente iônica no caso de 4 m/s seja o mais intenso. A figura 6.21 ilustra como, praticamente, todas as cargas negativas são arrastadas para o lado positivo, mas uma parcela substancial não alcança o polo, atravessando-o.

As figuras 6.38 e 6.39 apresentam a evolução da carga nos polos ao longo do tempo, para todas as configurações de vento.

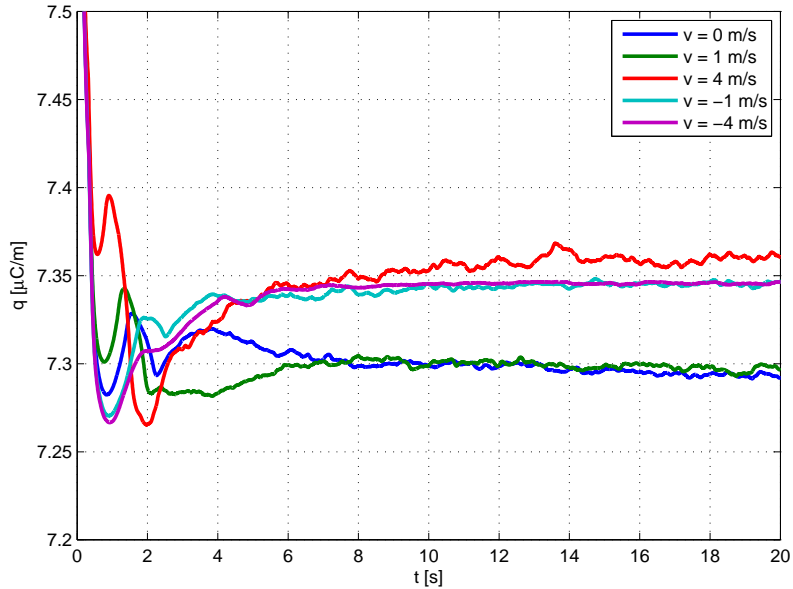


Figura 6.38: Itaipu, carga no polo positivo.

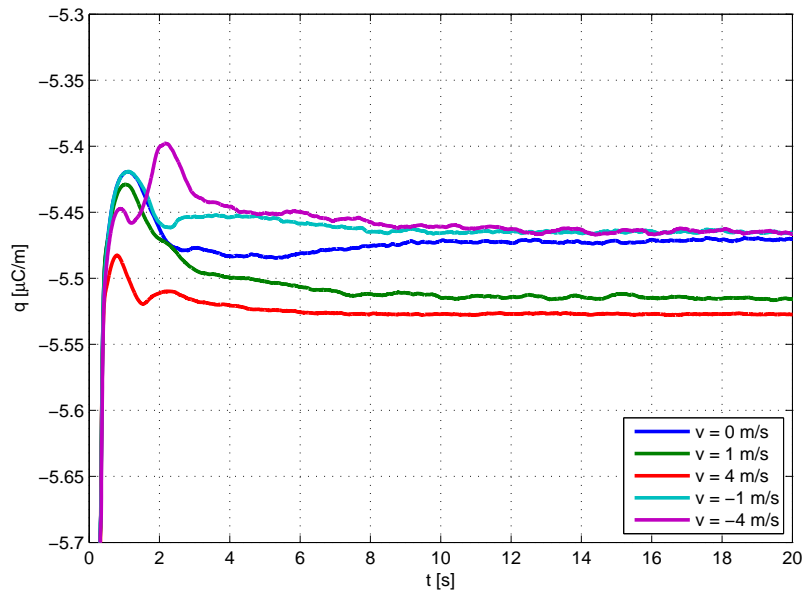


Figura 6.39: Itaipu, carga no polo negativo.

Observa-se que o impacto na carga é relativamente baixo (entre 7,3 e 7,35 $\mu\text{C}/\text{m}$ no polo positivo e -5,47 a -5,52 $\mu\text{C}/\text{m}$ no polo negativo) mas o efeito do vento ocorre de maneira análoga às figuras 6.36 e 6.37.

6.4 Comparação entre os modelos bidimensional e tridimensional

Para o modelo tridimensional, utilizou-se a implementação descrita na seção 5.2. Assim como no modelo bidimensional, simulou-se a medição das grandezas correspondente a 1 m de altura do solo.

As estruturas modeladas consistiram em *mockups* da linha de transmissão de Itaipu, com torres, incluindo braços e quatro pernas, aterradas, sem contraaventamentos; condutores dos pólos em feixe, formando catenárias; cabos pára-raios com catenárias. Devido ao tipo de saída desejada, não se modelou os isoladores, porém esta opção é perfeitamente possível.

Modelou-se um vão completo de 400 m, com duas torres, dois pólos e dois cabos pára-raios, mais um vão para cada lado, com 400 m cada, somente com os condutores dos pólos. Estipulou-se como domínio da simulação a área de -30 a +30 m no eixo x , 0 a 45 m no eixo y e -50 a +450 m no eixo z .

As figuras 6.40, 6.41, 6.42 e 6.43 ilustram as vistas do modelo 3D da linha de transmissão de Itaipu.

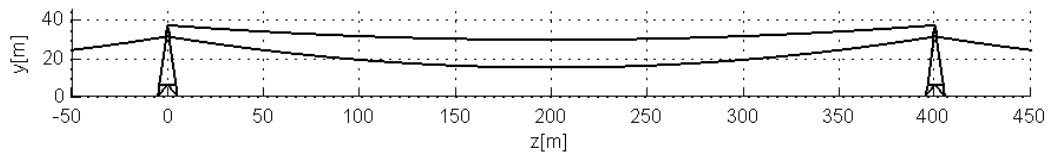


Figura 6.40: Modelo (*mockup*) em 3D da linha de transmissão de Itaipu - vista lateral.

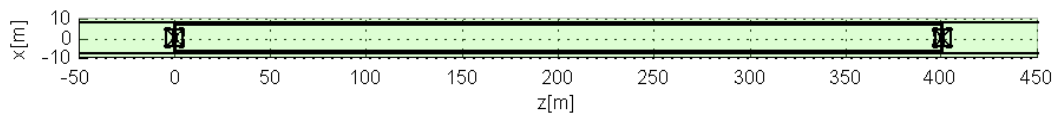
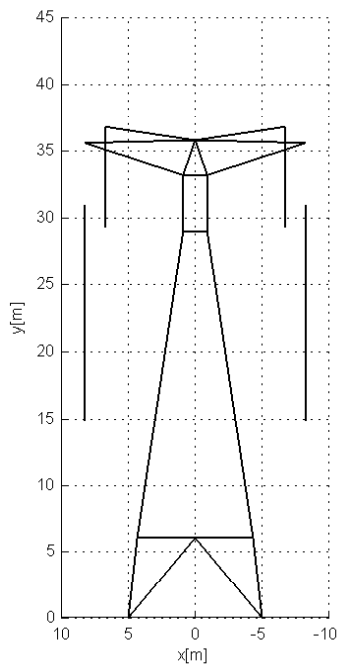


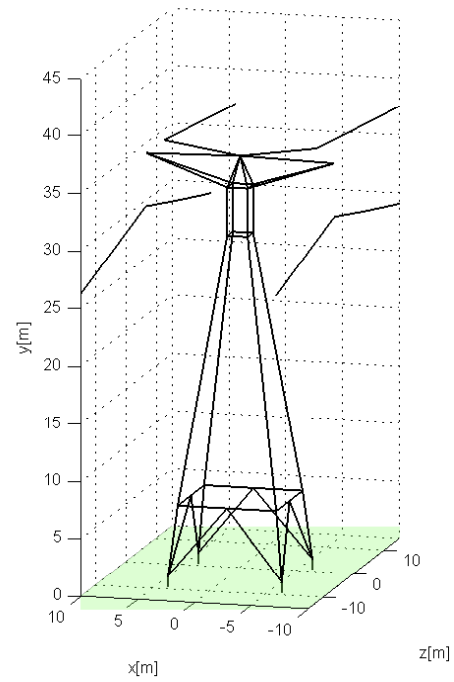
Figura 6.41: Modelo (*mockup*) em 3D da linha de transmissão de Itaipu - vista superior.

A injeção de corrente foi calculada a partir de um equivalente Norton, posicionado fora do domínio de interesse da simulação. Na extremidade oposta, a linha é terminada por impedâncias.

Executou-se o modelo em duas regiões distintas: uma superfície no vão ($-30 < x < 30$ m, $\Delta x = 2$ m, $-50 < z < 450$ m, $\Delta z = 4$ m), abrangendo um maior espaço; e uma superfície na vizinhança da torre ($-15 < x < 15$ m, $\Delta x = 0,5$ m, $-20 < z < 20$ m, $\Delta z = 0,5$ m), com uma maior resolução de pontos. Calculou-se



(a) Vista frontal.



(b) Perspectiva do detalhe da torre.

Figura 6.42: Modelo (*mockup*) em 3D da linha de transmissão de Itaipu.

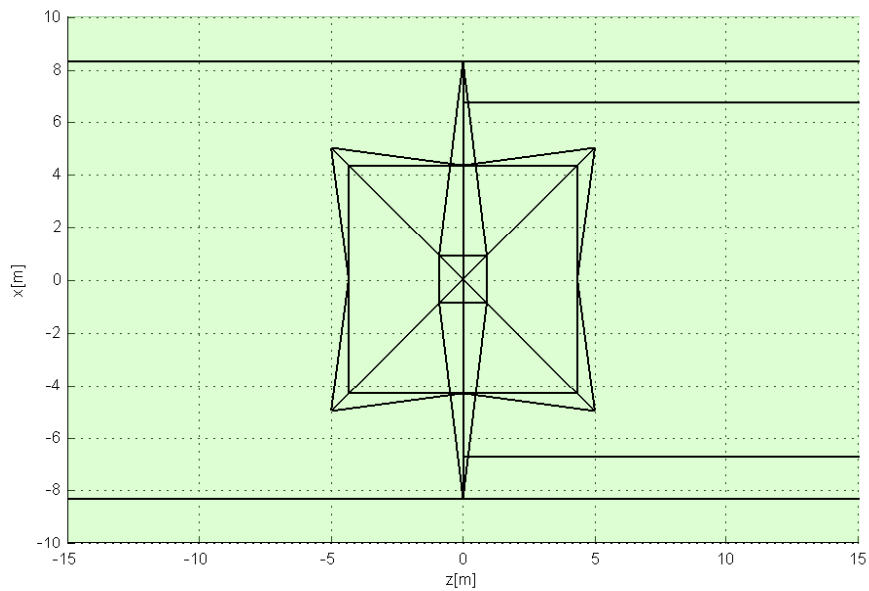


Figura 6.43: Modelo (*mockup*) em 3D da linha de transmissão de Itaipu - vista superior - detalhe da torre.

também um perfil transversal à linha (alinhado ao eixo x), no meio do vão, e perfis

longitudinais à linha (alinhado ao eixo z), abaixo de cada polo.

Resultados

A figura 6.44 apresenta o módulo do campo elétrico próximo na superfície do solo com o modelo tridimensional. Nota-se que as escalas dos eixos são distintas, para uma melhor visualização. Pode-se observar o efeito da proximidade das torres e da catenária.

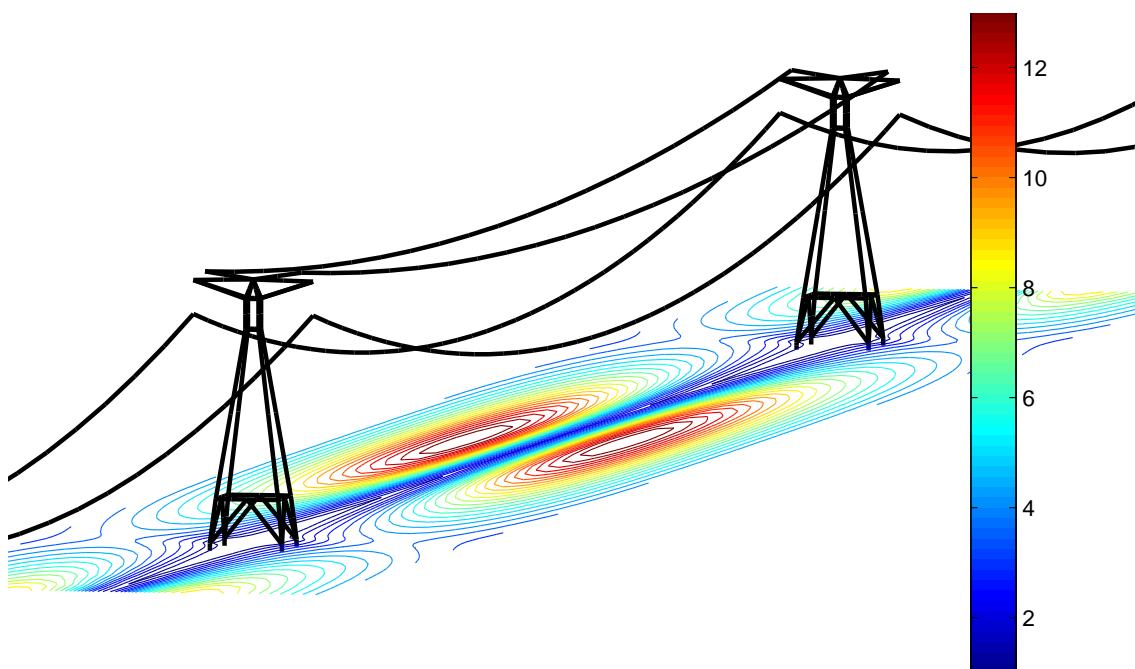


Figura 6.44: Curvas do módulo de campo elétrico e a linha, escala de cores em kV/m.

A figura 6.45 ilustra as curvas de módulo de campo elétrico da figura 6.44 na região no meio do vão, nota-se que o

A figura 6.46 ilustra os mesmos valores da figura 6.45, sem a estrutura e com escalas distintas entre os dois eixos. Aqui indicam-se os perfis para obtenção dos dados das figuras 6.49, 6.48 e 6.47.

A figura 6.47 ilustra o perfil A-A', transversal à linha, correspondente ao ponto em que os condutores estão mais próximos ao solo, comparando com o modelo bidimensional sem cargas espaciais. Observa-se uma ótima concordância entre os modelos.

A figura 6.48 ilustra o perfil do campo elétrico longitudinal (ao longo do eixo z , perfil B-B' ou C-C' na figura 6.46), abaixo de um polo. Observa-se o efeito da proximidade do condutor com o solo, alcançando o valor de máximo no meio do vão, além do efeito da blindagem das torres. O campo é igual, em módulo, para ambos os polos.

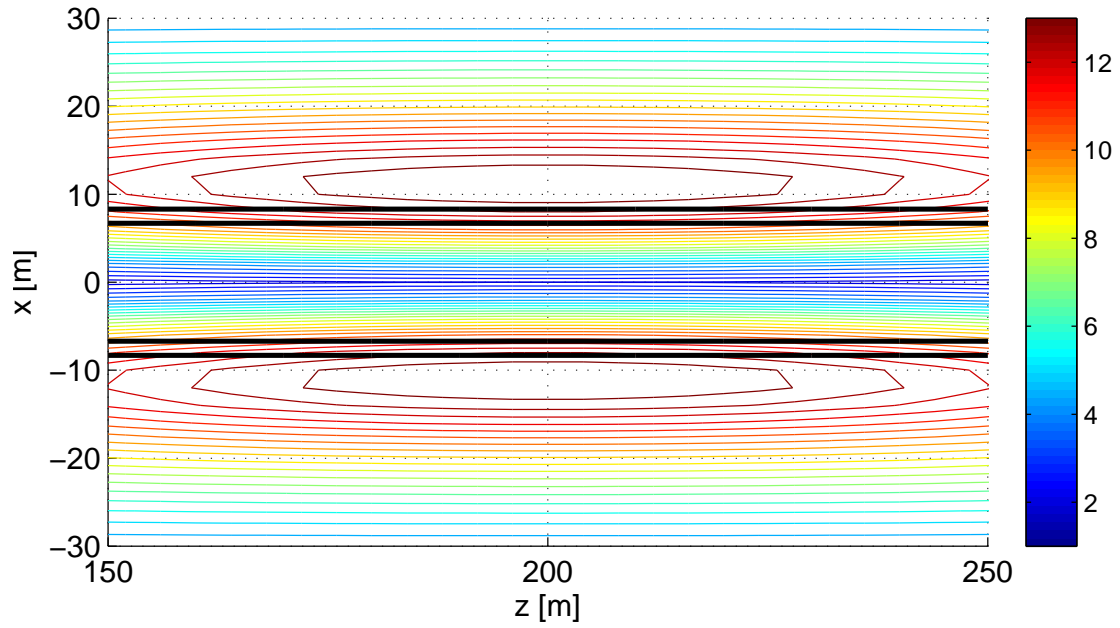


Figura 6.45: Curvas do módulo de campo elétrico no meio do vão, escala de cores em kV/m.

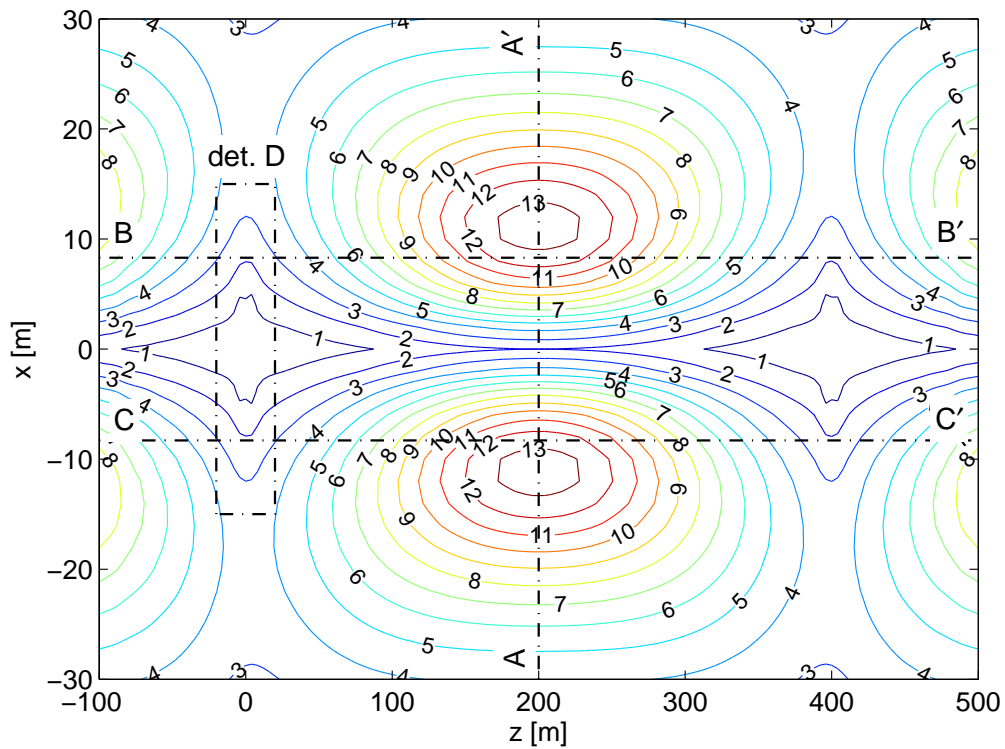


Figura 6.46: Curvas de nível do módulo do campo elétrico, com a posição dos perfis, *fora de escala*, em kV/m.

A figura 6.49 ilustra as curvas de campo elétrico na proximidade da torre, onde observa-se o efeito de blindagem da torre na sua vizinhança. Observa-se também

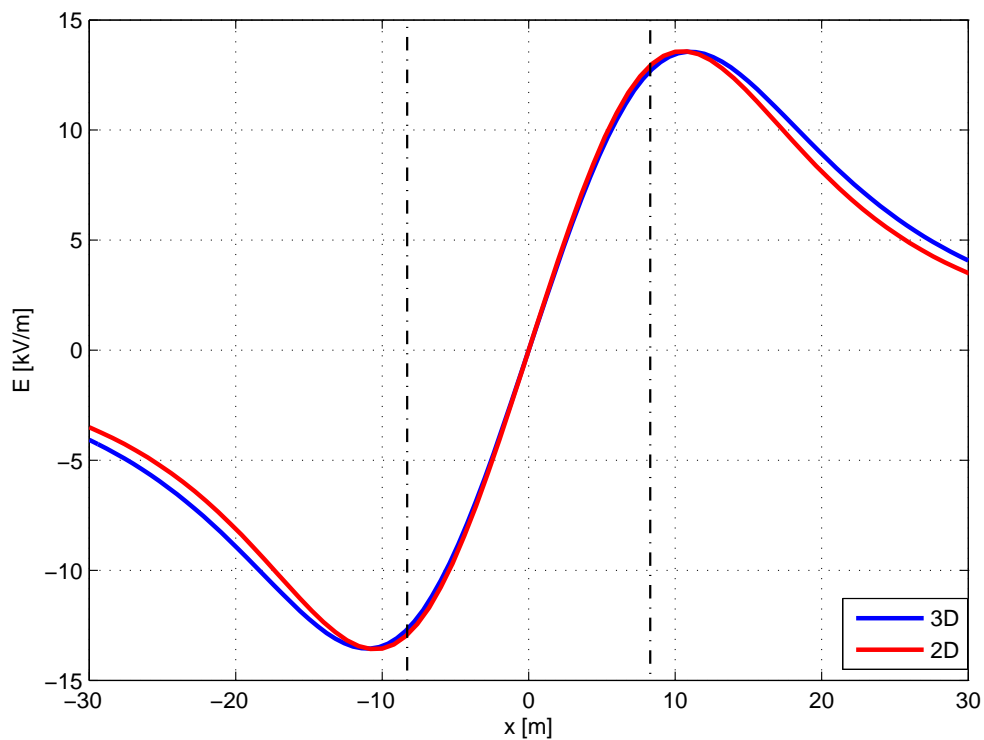


Figura 6.47: Componente vertical do campo elétrico, comparação entre modelos 2D e 3D (perfil A-A' na figura 6.46).

um efeito de blindagem pelos cabos pára-raios, que foram modelados somente no vão central, com curvas de campo elétrico de 4 kV/m nos cantos do lado esquerdo da figura.

A figura 6.50 essencialmente ilustra os mesmos dados da figura 6.49, em perspectiva.

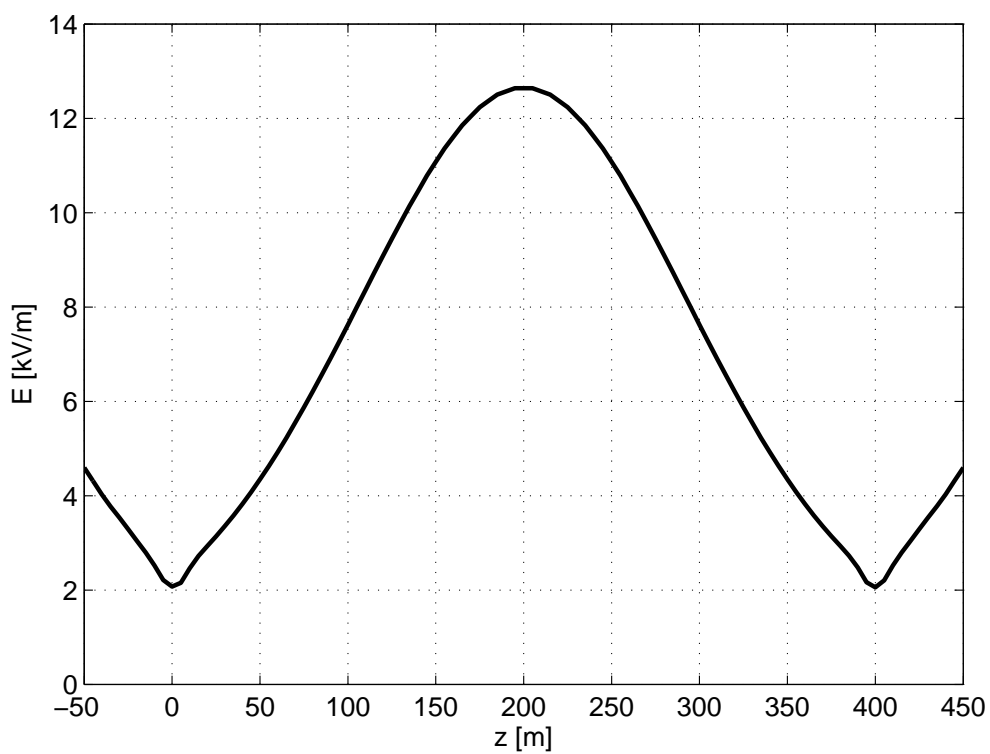


Figura 6.48: Módulo de campo elétrico ao longo do polo.

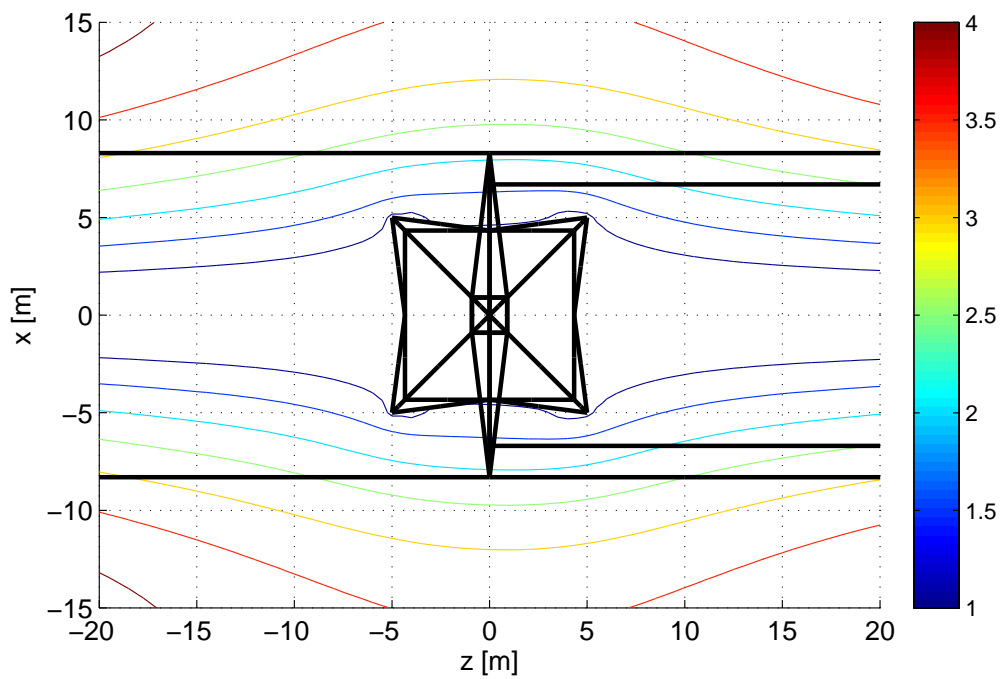


Figura 6.49: Campo elétrico próximo ao solo, em torno da torre, escala de cores em kV/m (detalhe D da figura 6.46).

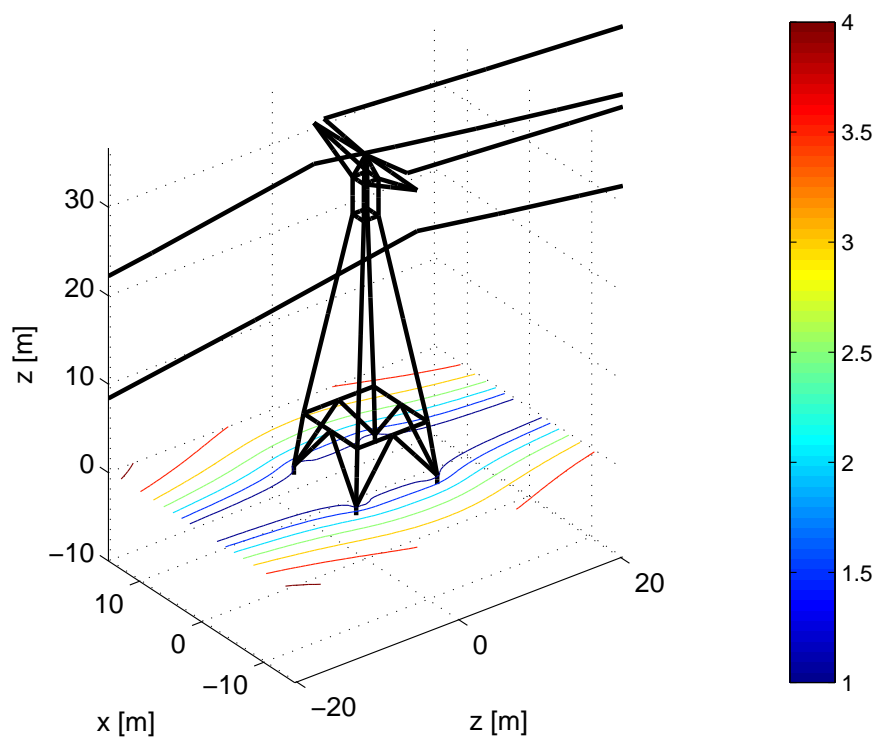


Figura 6.50: Representação das curvas da figura 6.49, em perspectiva.

6.5 Análise de desempenho computacional

Paralelamente à validação física, executou-se a análise paramétrica do desempenho do modelo. Estudou-se o efeito do número de partículas e na resolução da malha na qualidade dos resultados e no tempo de computação. Para este estudo, escolheu-se o caso Itaipu, sem vento.

6.5.1 Número de partículas

Variou-se o tamanho nominal das partículas, escolhendo valores de 5, 2,5, 1 e 0,5 nC/m. A figuras 6.51 e 6.52 ilustram os resultados. Observa-se que os resultados para um menor número de partículas não divergem de uma simulação mais refinada.

A tabela 6.2 resume o desempenho de cada caso. Observa-se que o número médio de partículas é inversamente proporcional ao tamanho nominal.

Tabela 6.2: Desempenho dos casos, variando o tamanho nominal das partículas.

Caso	Tamanho partícula	N ^o médio de partículas	Tempo por iteração [s]
Base	2,5 nC/m	10650	3,2691
Partículas “grossas”	5 nC/m	5283	1,9434
Partículas “finas”	1 nC/m	26677	6,9948
Partículas “muito finas”	0,5 nC/m	45752	10,6125

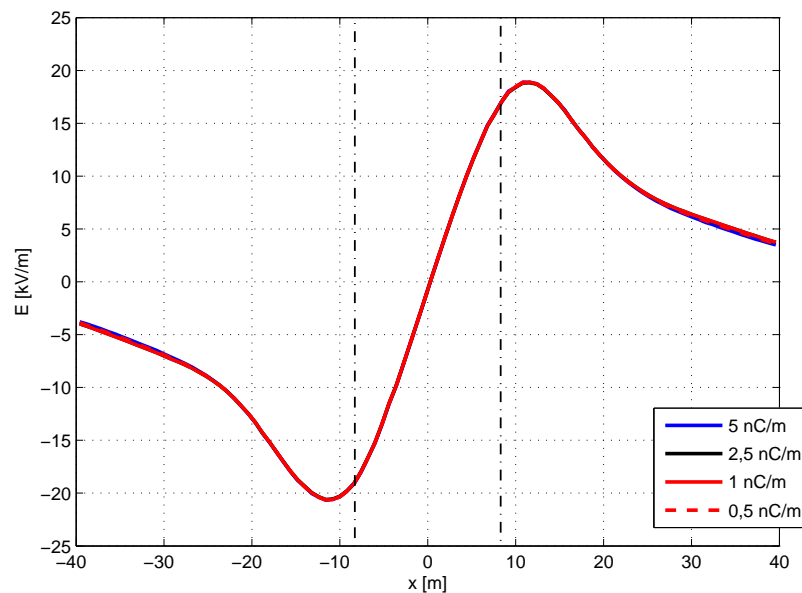


Figura 6.51: Itaipu, campo elétrico, variação no número de partículas.

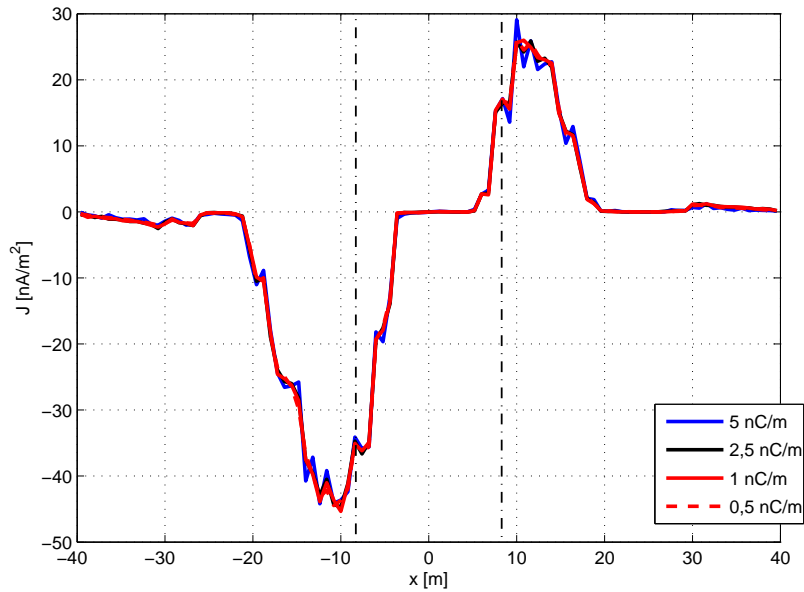


Figura 6.52: Itaipu, densidade de corrente, variação no número de partículas.

6.5.2 Resolução da malha principal

Em seguida, trabalhou-se na variação do número de células da malha principal. No caso de Itaipu, a malha consiste em 100×70 células. Realizou-se a simulação com o dobro e a metade de células, em cada dimensão. As figuras 6.53 e 6.54 ilustram os resultados.

A tabela 6.3 resume o desempenho de cada caso. Observa-se que o número médio de partículas praticamente não é influenciado pelo tamanho da malha. O tempo por iteração é fortemente influenciado.

Tabela 6.3: Desempenho dos casos, variando o tamanho da malha.

Caso	Malha	Célula [m]	Nº médio de partículas	Tempo por iteração [s]
Base	100×70	$0,8 \times 0,57$	10650	3,2691
Malha “grossa”	50×35	$1,6 \times 1,1$	11410	1,7465
Malha “fina”	200×140	$0,4 \times 0,29$	10091	11,4064

6.5.3 Resolução da malha no solo

Também é possível alterar a malha do solo, que é desvinculada da malha principal. Neste aspecto, não há ganho significativo de tempo computacional, porém o aumento do tamanho das células permite o maior acúmulo de partículas, ou seja, apesar do menor número de pontos para os gráficos, os valores tendem a ser mais constantes, ao se obter a média ao longo do tempo após o estabelecimento do regime permanente. As figuras 6.55 e 6.56 ilustram os resultados, utilizando malhas de 50 e 100 células.

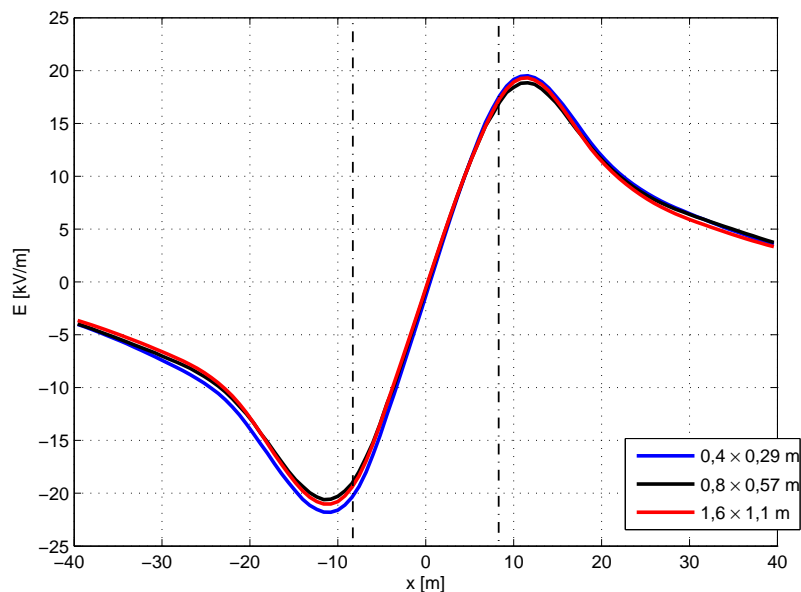


Figura 6.53: Itaipu, campo elétrico, variação no tamanho das células da malha principal.

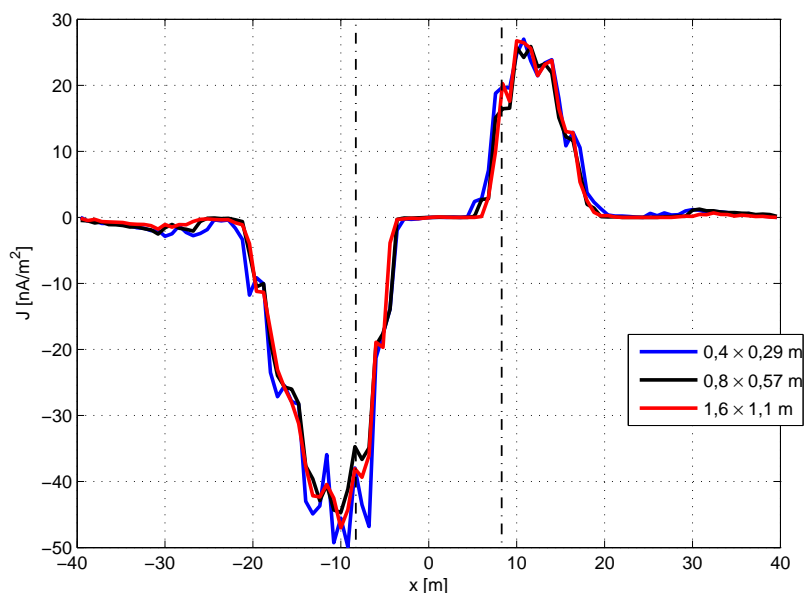


Figura 6.54: Itaipu, densidade de corrente, variação no tamanho das células da malha principal.

Observa-se na figura 6.55 que o campo elétrico não é afetado pelo número de pontos, entretanto para a figura 6.56 o resultado da densidade de corrente apresenta menos ruído com menos pontos.

6.5.4 Variação global da resolução

Em seguida simulou-se o mesmo caso de Itaipu, adotando todas as reduções estudadas anteriormente: tamanho mínimo da partícula, resolução da malha principal e resolução da malha de solo. Obteve-se um ganho computacional considerável, sem

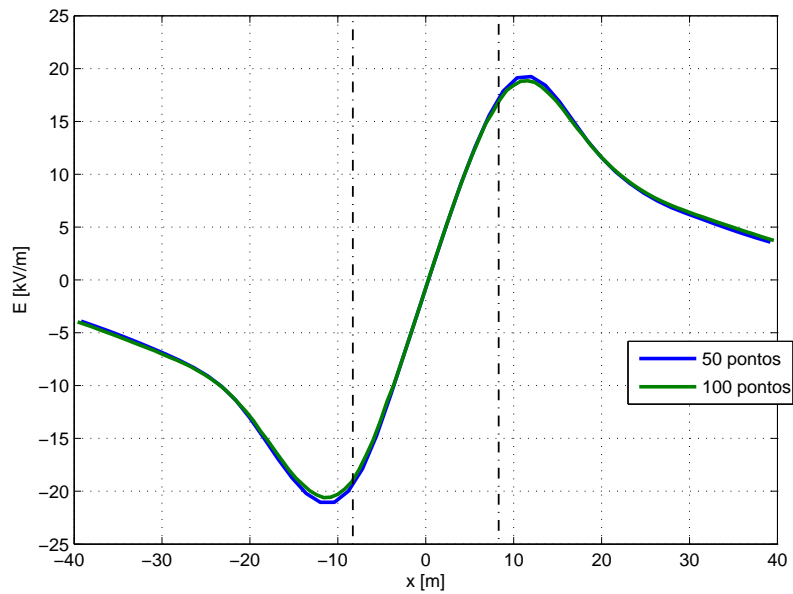


Figura 6.55: Itaipu, campo elétrico, variação no tamanho das células da malha no solo.

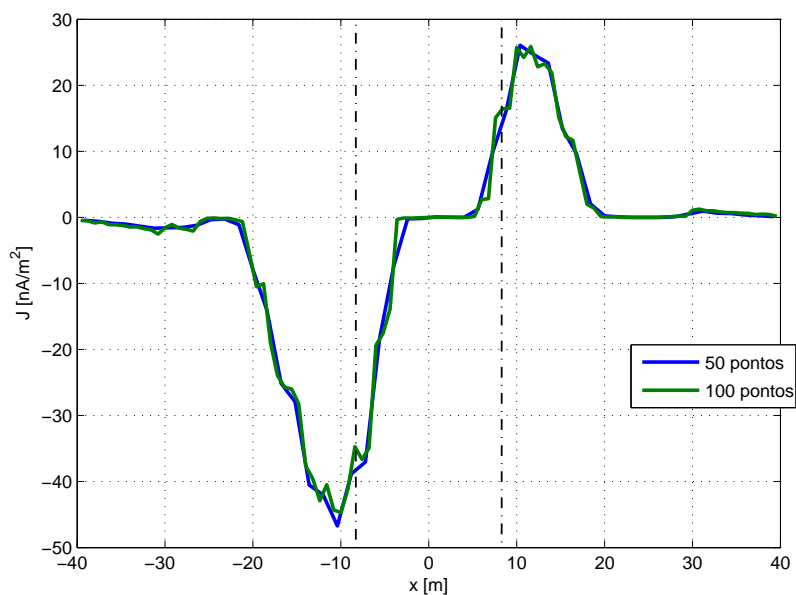


Figura 6.56: Itaipu, densidade de corrente, variação no tamanho das células da malha no solo.

perda significativa do resultado. As figuras 6.57 e 6.58 ilustram o resultado, demonstrando uma tendência aos valores serem mais elevados para uma simulação menos precisa.

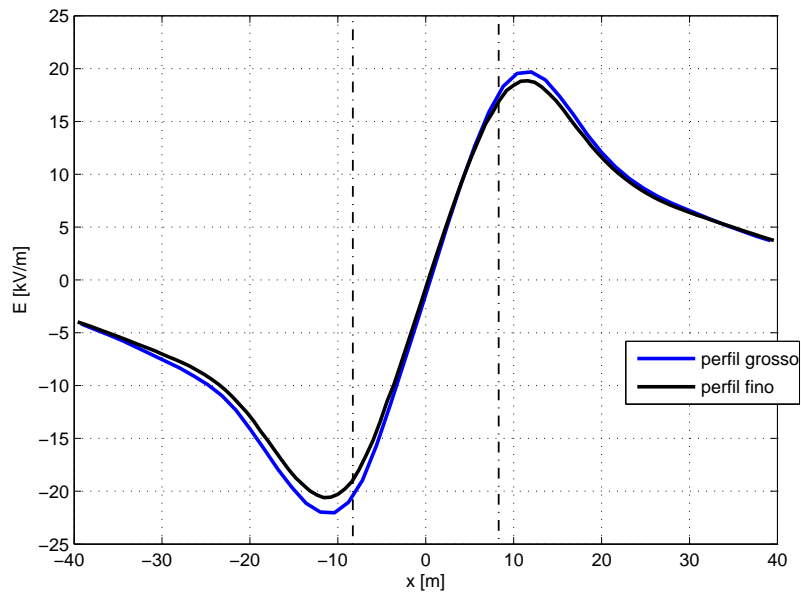


Figura 6.57: Itaipu, campo elétrico, variação global na resolução.

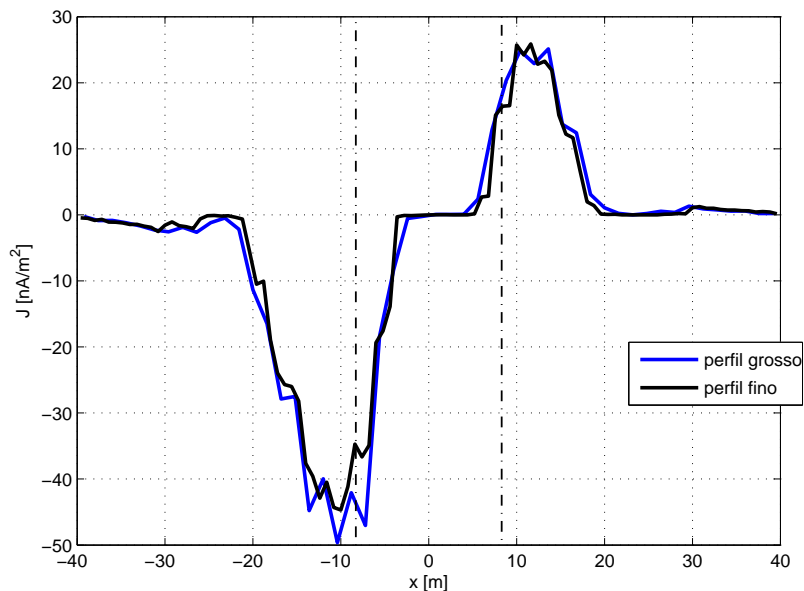


Figura 6.58: Itaipu, densidade de corrente, variação global na resolução.

6.6 Efeito da energização no estabelecimento do efeito

Para avaliação da forma de energização da linha, escolheu-se o caso de Itaipu. Comparou-se a energização em degrau e em rampa de 5 s até o valor máximo.

As figuras 6.59 e 6.60 ilustram o campo elétrico e densidade de corrente, respectivamente, com valores médios até 60 s. Observa-se uma ótima convergência.

A figura 6.61 ilustra o módulo da carga em cada polo. Observa-se na energização em rampa o aumento proporcional, até o ponto de injeção do efeito coroa, que ocorre em instantes distintos em cada polo. Ambos os casos convergem em regime

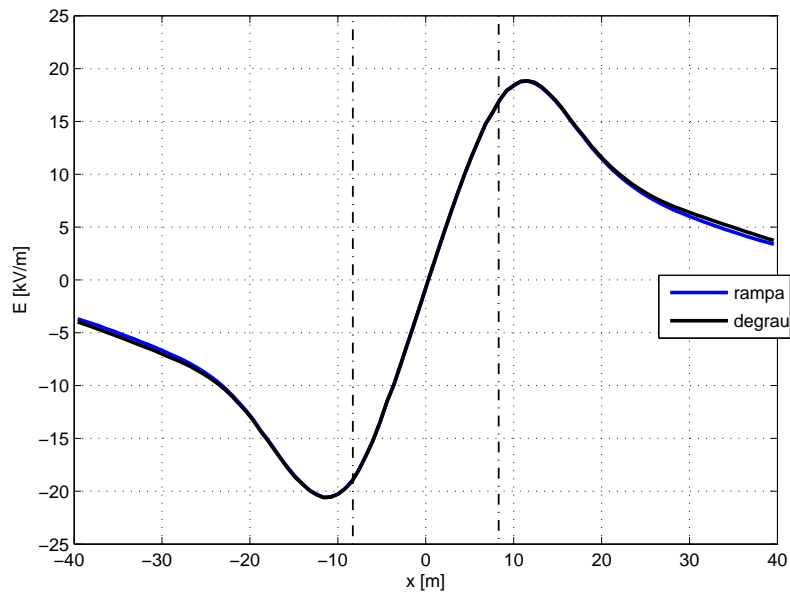


Figura 6.59: Itaipu, campo elétrico, comparação da forma de energização.

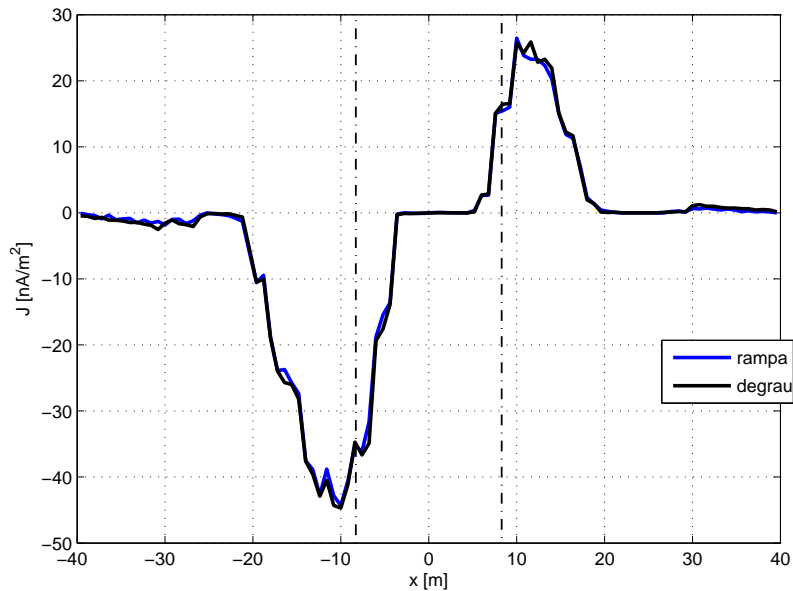


Figura 6.60: Itaipu, densidade de corrente, comparação da forma de energização.

permanente.

A figura 6.62 ilustra a corrente iônica, por polaridade. Observa-se que a energização em rampa provoca uma corrente mais suave, sem o *overshoot* observado na energização em degrau, mas ambos convergem em regime permanente.

Conclui-se que a energização em degrau simula adequadamente o sistema em regime permanente, mas a adoção de uma forma de onda representativa de uma energização real seria adequada para um estudo transitório. Por falta de dados referentes à energização, optou-se em realizar todas as simulações em degrau, realizando-se as análises após um tempo de convergência. Em todas as simulações, um tempo de 5 s foi suficiente para obtenção dos resultados.

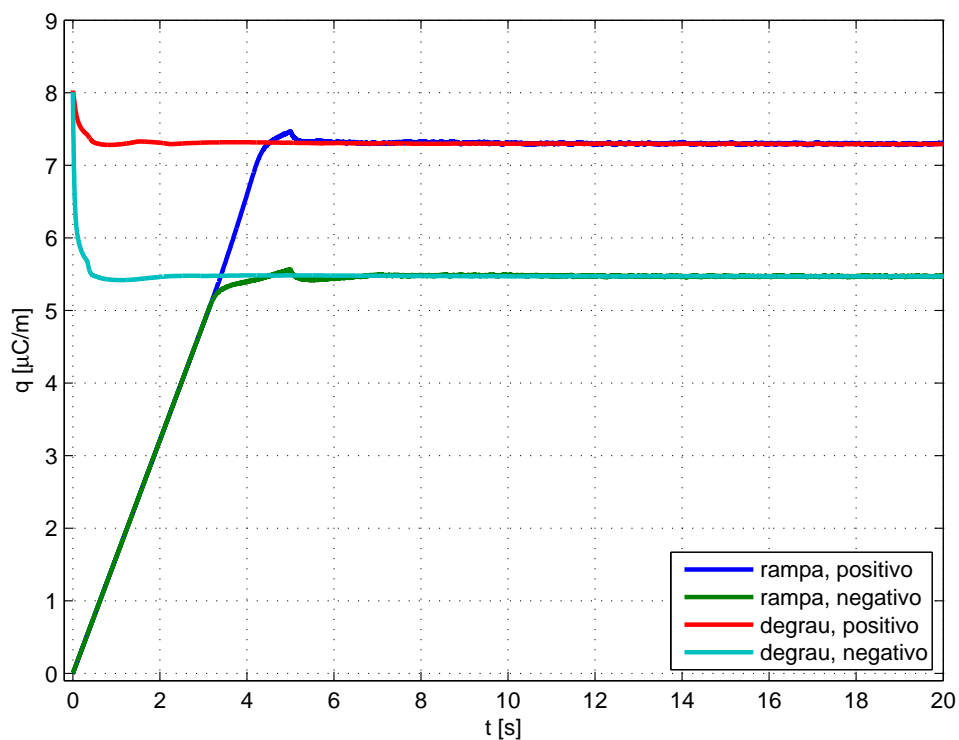


Figura 6.61: Itaipu, módulo da carga nos polos, comparação da forma de energização.

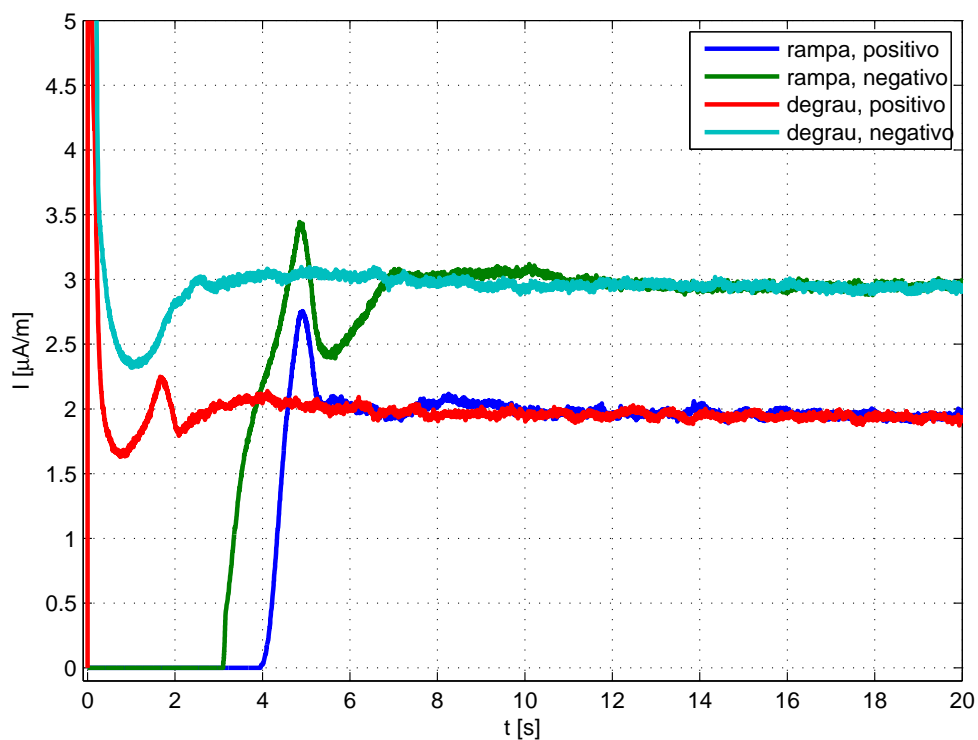


Figura 6.62: Itaipu, corrente iônica por polo, comparação da forma de energização.

6.7 Discussão

Apresentou-se algumas simulações de configurações de linhas, para algumas condições de vento. As infinitas possibilidades de estados, mesmo para uma linha, impossibilita um estudo completo, entretanto a observação destas configurações já possibilitou observar alguns fenômenos relevantes, resumidos neste capítulo.

O modelo bidimensional atende satisfatoriamente ao cálculo do campo elétrico abaixo do vão, sendo este o ponto de maior relevância pela maior intensidade de campo. Para o cálculo de campos próximos à torre, o modelo tridimensional revela outra realidade. Observa-se também que o valor de campo elétrico máximo no solo não se situa exatamente abaixo do polo, devido à influência do polo oposto.

O modelo aproxima-se dos dados experimentais, situando-se dentro da faixa do desvio estatístico. Devido às dificuldades da medição, e pelos dados representarem um conjunto de medições, dependentes das condições reais da linha e do clima, não foi possível uma maior precisão. Esta incerteza das medições é comum em linhas CCAT.

O efeito do vento é marcante na determinação do campo elétrico superficial. Ao retirar as cargas espaciais próximas ao condutor, eleva-se o campo elétrico resultante, provocando uma nova produção de cargas. Esta oscilação reflete-se na corrente iônica, na carga do condutor, e conseqüentemente na sua capacitância, fatores que contribuem no desempenho da linha, especialmente no cálculo das perdas.

A diferença na dinâmica das partículas também provoca um desbalanço na linha, presente em todos os resultados. Encontrou-se nas referências diversos valores de mobilidade, recombinação e corrente iônica, mas observa-se uma concordância que existe a diferença entre polaridades.

O efeito dos cabos pára-raios na dinâmica das cargas espaciais foi mínimo, entretanto observou-se que as cargas elevam significativamente o campo elétrico superficial nestes, particularmente em condições de vento fraco. Em condições bastante específicas, pode-se esperar a ocorrência de efeito coroa nos cabos pára-raios, embutindo uma perda adicional.

Por ser um método de partículas, a discretização em cargas espaciais provocou ruído no cálculo dos parâmetros, sendo mais evidente na determinação da densidade de corrente. O uso de um filtro de média móvel, após o tempo em “regime permanente”, atenuou o problema.

A comparação com experimentos mostrou-se interessante, apesar da limitação das informações disponíveis, como os dados de DART et al. (2007) com grande margem de incerteza, e os outros somente com valores pontuais. O efeito do vento aumenta a incerteza das medições, além de se supor que seja constante, horizontal e unidirecional.

Para a densidade de corrente do caso IREQ, os resultados da simulação não se aproximou das medições publicadas. A falta de maiores informações, como desvio padrão das medições, coloca algumas dúvidas sobre esses dados. Ensaio similares, como COMBER e JOHNSON (1982) encontraram diferença de uma ordem de grandeza, sendo mais condizente com os resultados encontrados do modelo desta tese.

A redução da granularidade do problema, tanto no valor mínimo de carga espacial, quanto no tamanho das células, ocasiona em um aumento marginal na precisão. Entretanto uma célula da malha requer um número mínimo de cargas para uma boa estimativa da sua densidade de carga, que por sua vez determina a densidade de corrente. Conclui-se que o aumento do número de cargas deve ser realizado de forma paramétrica tendo-se em vista a capacidade computacional disponível.

Capítulo 7

Modelo da camada de ionização

Neste capítulo apresenta-se especificamente as simulações do modelo da camada de ionização, conforme apresentado no capítulo 3. Apesar dos resultados serem inconclusivos, observou-se a dinâmica de cada espécie de partícula (elétrons, íons positivos e íons negativos) na sua gênese e nas suas iterações primárias, antes do estabelecimento da influência fora dos limites do condutor.

Os resultados são essencialmente descritos em um domínio bidimensional, ilustrados com gráficos tridimensionais¹ ou por mapa de cores², permitindo uma visualização geral de cada fenômeno. Para quantificação dos valores, em alguns resultados, traçou-se um raio que contenha o valor máximo da grandeza, sendo referenciado neste capítulo como "perfil de valor máximo". Este perfil servirá para apontar a região de maior intensidade do fenômeno.

7.1 Considerações sobre a determinação do campo elétrico superficial

Para o cálculo do campo elétrico na superfície de um cabo, existem uma série de metodologias, prontamente levantadas em IEEE RADIO NOISE WORKING GROUP (1979), no qual um dos métodos mais consagrados é o MSC, e para a capacidade de processamento atual, atende perfeitamente aos requisitos de projeto. Por outro lado, todas as metodologias descritas neste trabalho do IEEE consideram o condutor como um cilindro ideal, utilizando-se do fator de superfície m para correções convenientes.

O objetivo nesta seção é desenvolver um modelo para obtenção do campo elétrico próximo à superfície de cabo mais próxima da realidade.

Para obter o efeito da superfície do cabo, projetou-se a envoltória dos fios, de acordo com o número e o diâmetro. A figura 7.1 representa a envoltória de um cabo

¹Função `mesh` no Matlab.

²Função `contourf` no Matlab.

ACSR Rail (954 MCM, 45/7 fios, 22 fios na camada externa), que será usado como exemplo.

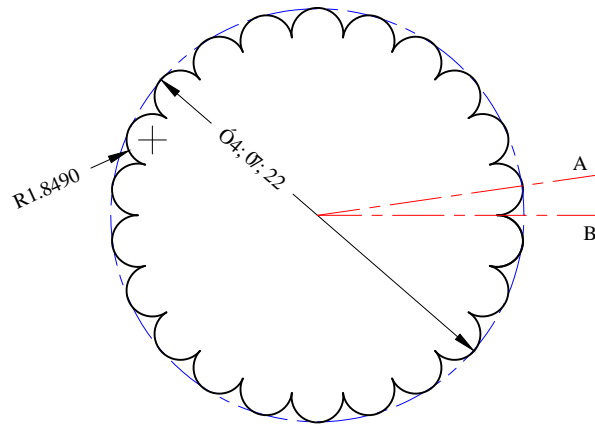


Figura 7.1: Envoltória de um cabo ACSR código Rail, dimensões em mm.

A partir da envoltória, implementou-se o método MSC, alocando as cargas e os pontos de contorno acompanhando a envoltória. Calculou-se o campo elétrico para um perfil cortando o cabo pelo centro de um fio, nomeadamente “topo” (perfil A), por um “vale” entre os fios (perfil B), e comparou-se com um perfil de um cilindro equivalente com diâmetro nominal do cabo.

Observa-se assim em simulação que, na superfície mais exposta do fio, o campo elétrico eleva-se em 38,31% em relação ao que é calculado, considerando-se um cilindro ideal. Isto, a grosso modo, corresponde a um cabo de fator de forma de 0,723, isso sem considerar maiores imperfeições, o que aproxima-se ao fator 0,74 apresentado por DOMINGUES et al. (2007).

Observa-se também que o campo segue elevado até um raio correspondente a 22% do nominal (para este caso aproximadamente 18 mm), reduzindo-se assintoticamente, ou seja, delimita-se assim uma região que contribuirá com a ionização no modelo a ser implementado.

Propõe-se então o uso de uma função de ajuste do campo elétrico sem cargas espaciais, que represente o efeito da superfície visto nas figuras 7.2 e 7.3. Seja um campo elétrico equivalente E' definido por:

$$E'(r) = \xi(r) E(r) \quad (7.1)$$

no qual $E(r)$ é o campo equivalente a um cilindro com diâmetro nominal do cabo:

$$E(r) \simeq \frac{\lambda}{2\pi\epsilon_0 r} \quad \text{para } r > r_0 \text{ e } r \ll h \quad (7.2)$$

sendo r_0 o raio nominal do cabo, h a altura e λ a carga linear; e ξ é o fator de

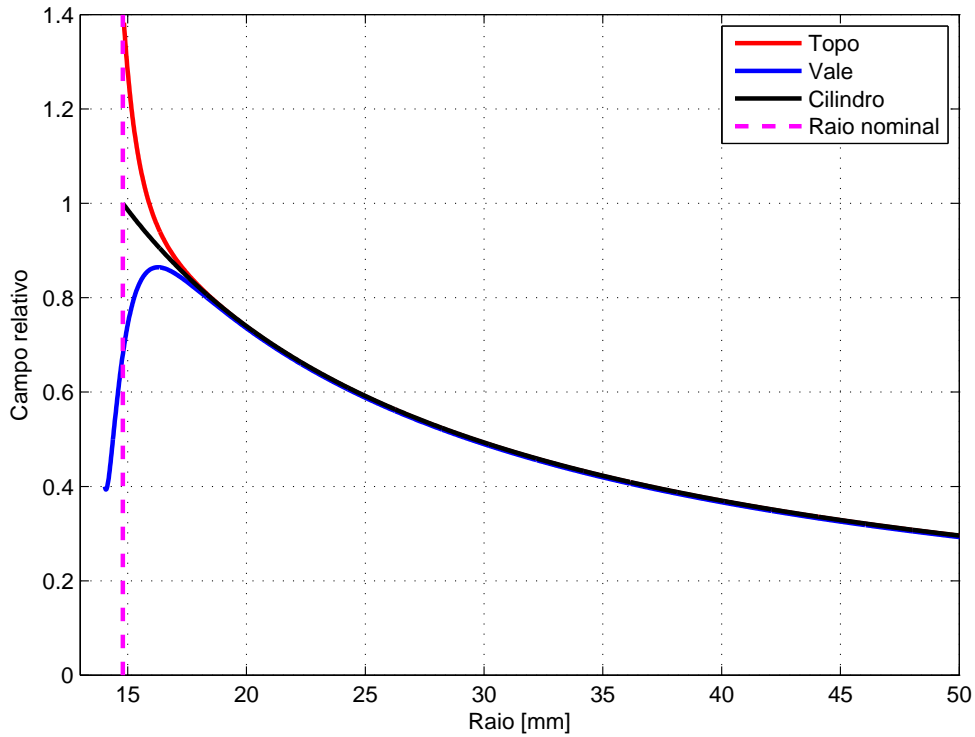


Figura 7.2: Perfis de campo elétrico relativo do cabo da figura 7.1, comparado a um cilindro de raio igual ao nominal.

correção, função do raio r , definido para este cabo como:

$$\xi(r) = 0,3829 \left(\frac{r}{r_0} \right)^{-24,55} + 1 \quad (7.3)$$

ajustado conforme o campo calculado em simulação da figura 7.2. Para outras configurações de cabos, estima-se que uma função de ajuste genérica da forma:

$$\xi(r) = a \left(\frac{r}{r_0} \right)^b + 1 \quad (7.4)$$

funcione adequadamente.

Como refinamento do modelo, pode-se aplicar-se regiões diferenciadas de campo elétrico, de forma a aproximar-se do gradiente calculado na figura 7.3, havendo desta forma regiões de campo elétrico acima do nominal, $E'(r_0) > E(r_0)$, alinhadas com as extremidades dos fios, e regiões de campo elétrico reduzido, $E'(r_0) < E(r_0)$, alinhadas com os vales.

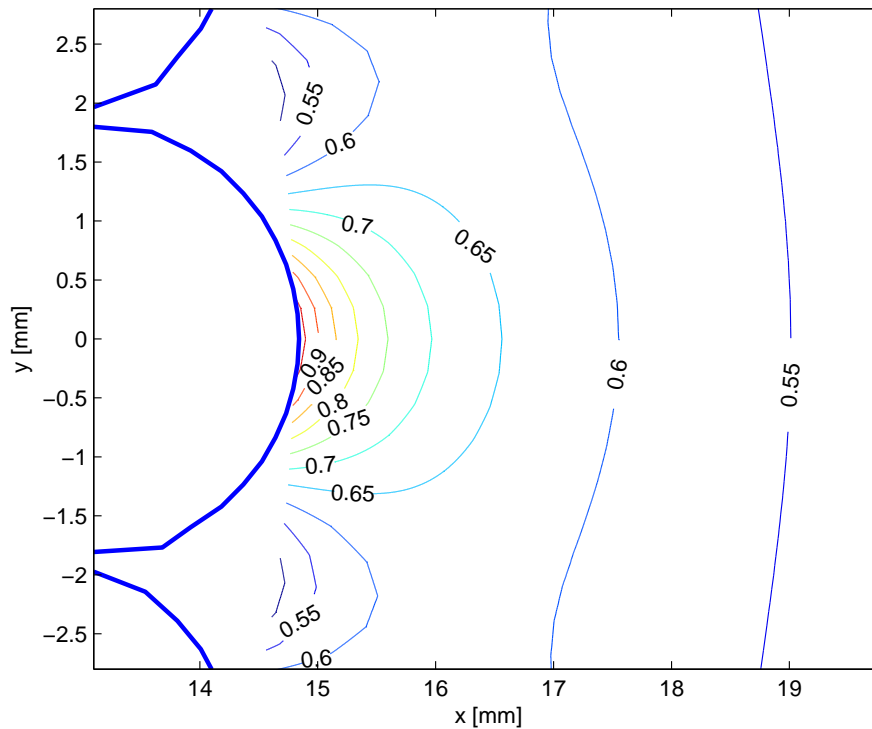


Figura 7.3: Módulo do campo elétrico relativo do cabo da figura 7.1 - detalhe na proximidade de um fio.

7.2 Implementação do modelo

A primeira parte trata do modelo de ionização em um condutor. As equações de conservação de partículas (3.8), (3.9) e (3.10) são discretizadas, mais precisamente em suas formas cilíndricas bidimensionais (3.17), (3.18) e (3.19).

Considerou-se inicialmente um modelo cilíndrico unidimensional “1,5D” da camada de ionização, assumindo que o campo elétrico superficial seja constante para qualquer ângulo, mas esta proposta foi abandonada por não corresponder à realidade de feixes de condutores, aonde o efeito coroa é mais evidente nas extremidades devido à diferença marcante de campo elétrico. Logo o modelo cilíndrico bidimensional “2,5D” foi adotado.

Para viabilizar a solução numérica, optou-se em dividir as iterações em etapas de convecção, ionização e difusão. Sabe-se que estes fenômenos são dependentes entre si, fato que será controlado pelo passo de tempo, que deve ser inferior ao menor passo recomendado nos três fenômenos.

O modelo proposto apresenta segue a seguinte estrutura:

1. Definição da malha, posição das cargas e pontos de contorno;
2. Condições iniciais: densidade de partículas, tensão inicial no cabo, campo

elétrico em vazio, passo de tempo inicial;

3. Laço principal:

- (a) Atualiza tensão no cabo, se não considerado constante;
- (b) Atualiza campo elétrico;
- (c) Cálculo das funções materiais: taxas de ionização, recombinação, absorção, difusão, derivas;
- (d) Passo de convecção: deslocamento das partículas;
- (e) Passo de difusão;
- (f) Passo de ionização: geração ou redução das densidades em cada célula;
- (g) Passo de fotoionização;
- (h) Cálculo do passo de tempo;
- (i) Imprime ou salva resultados intermediários;
- (j) Verifica critério de parada (regime permanente ou número máximo de iterações);

4. Imprime ou salva resultados finais.

A cada intervalo previamente definido, o algoritmo grava todos os dados em disco como prevenção contra erros. Este procedimento permite reiniciar a simulação do último ponto de gravação, com a possibilidade de redefinir a resolução da malha e interpolar os dados. Pode-se também utilizar-se de um arquivo como condição inicial, alterando-se a tensão no cabo e observar o efeito da camada de ionização previamente estabelecida.

7.2.1 Definição da malha

Devido ao processo físico se concentrar na superfície do cabo, o algoritmo foi desenvolvido de forma a aceitar uma distribuição linear ou logarítmica das espessuras dos anéis (Δr). Para os ângulos, definiu-se que o passo angular, $\Delta\theta$, seja igual para toda a malha.

A área de cada célula é definida como

$$S_{ij} = \Delta r_i r_i \Delta\theta_j \quad (7.5)$$

A figura 7.4 ilustra a malha utilizada na simulação, em escala, com divisão de 50 anéis (Δr) em distribuição logarítmica, e 24 ângulos ($\Delta\theta$).

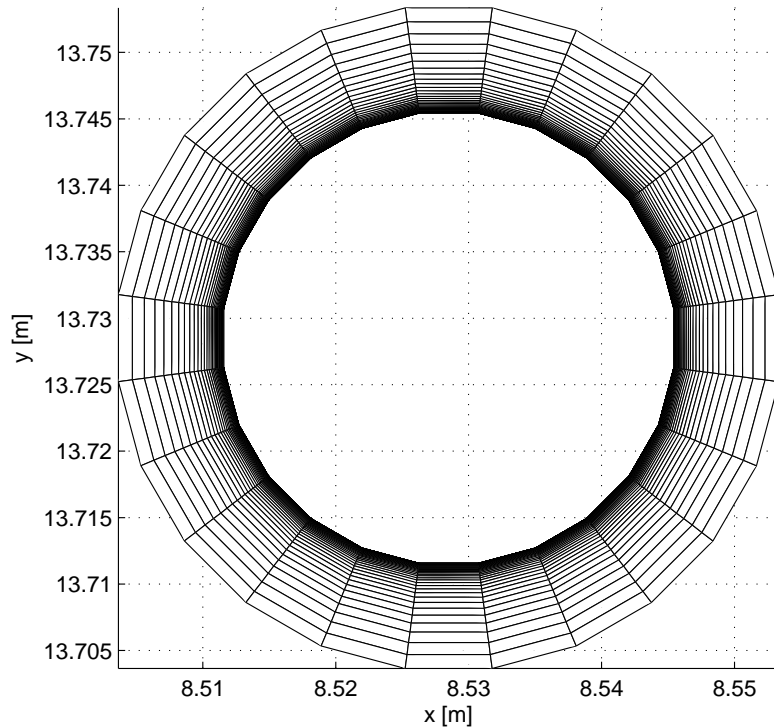


Figura 7.4: Malha utilizada na simulação, em escala.

7.2.2 Condições iniciais

O sistema de conservação de partículas, equações (3.8), (3.9), (3.10) e correspondentes, pressupõem a existência de uma concentração inicial de íons para que ocorra a ionização. Por sua natureza estatística, sabe-se que a concentração de íons, independente da polaridade, é da ordem de 1 a 10 cm^{-3} .

Em todos os trabalhos pesquisados, aplicam-se arbitrariamente uma concentração inicial de elétrons, às vezes denominados *seed electrons*. Este “gatilho” é uma estilização da avalanche inicial, aonde espera-se que o fenômeno seja auto-sustentável.

Determina-se também o conjunto de funções materiais que serão usados. Implementou-se o conjunto de MORROW e LOWKE (1997) e de NIKONOV et al. (2001).

7.2.3 Aplicação do MSC

Pode aplicar o MSC como um sistema determinado (mesmo número de pontos de contorno e de cargas) ou sobredeterminado (dobro de pontos de contorno em relação ao número de cargas), obtendo boa aderência para ambos. Estipulou-se também a profundidade de cargas igual a 60% do raio nominal.

A figura 7.5 ilustra a discretização da malha, com a locação das cargas equiva-

lentes q_{ij} , as seções anelares S_{ij} , as cargas no condutor q_k e os pontos de controle p_l . Como exemplo, ilustra-se o dobro de pontos de controle em relação às cargas no condutor, formando um sistema sobredeterminado. Para o sistema determinado, os pontos de contorno p_l ficam localizados nos ângulos médios das cargas q_k .

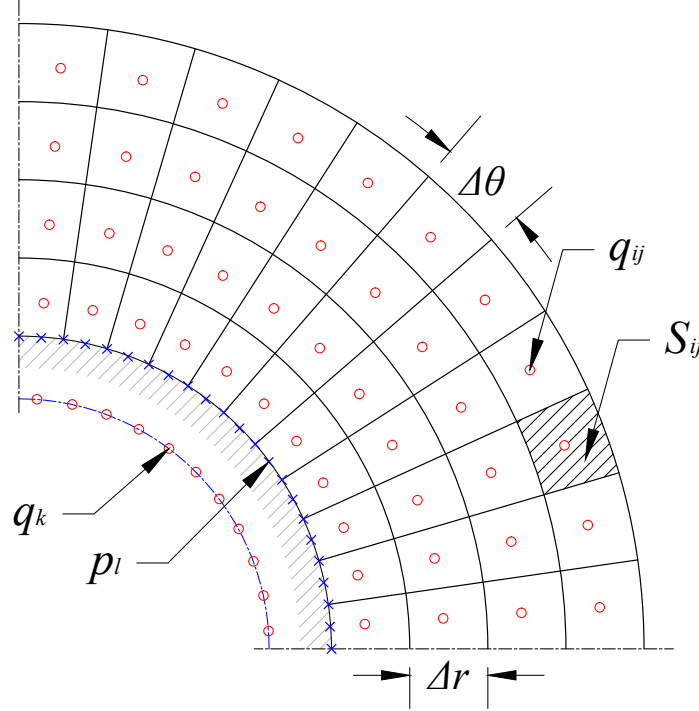


Figura 7.5: Discretização da malha da camada de ionização.

A camada de ionização em si foi representada por cargas espaciais fixas q_{ij} , centradas em cada célula S_{ij} . Desta forma pode-se obter previamente a matriz de potenciais entre cargas, \mathbf{P} , obtendo-se grande ganho computacional.

Para os condutores restantes da linha de transmissão, utilizou-se cargas centradas, incluindo o efeito da imagem no solo.

Para cada iteração, as cargas equivalentes q_{ij} são convertidas em valores de densidade nas células S_{ij} , para cálculo das parcelas de ionização, recombinação e absorção, além da rotina de convecção. Após estas etapas, cada célula é reduzida novamente a uma carga equivalente.

$$q_{ij} = S_{ij} \rho_{ij} = S_{ij} e (n_{p(ij)} - n_{e(ij)} - n_{n(ij)}) \quad (7.6)$$

Para as cargas espaciais, não se utilizou imagem de cargas contra o condutor, pois pela resolução do sistema de MSC as cargas internas serão compensadas, de forma a obter o potencial uniforme na superfície do condutor:

$$p_{jk} = -\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \ln [(y_j - y_k)^2 + (x_j - x_k)^2] \quad (7.7)$$

sendo x_j e y_j as coordenadas dos pontos de controle e x_k e y_k as coordenadas dos centros das células da malha.

Da mesma forma, as matrizes de potenciais de campo elétrico \mathbf{P}_{Ex} e \mathbf{P}_{Ey} são pré-calculadas, para prontamente se calcular o campo elétrico nas células:

$$\mathbf{E}_x = \mathbf{q} \cdot \mathbf{P}_{Ex} \quad (7.8)$$

$$\mathbf{E}_y = \mathbf{q} \cdot \mathbf{P}_{Ey} \quad (7.9)$$

$$\tilde{\mathbf{E}} = \mathbf{E}_x \vec{i} + \mathbf{E}_y \vec{j} \quad (7.10)$$

O campo radial, E_r , é calculado a partir do vetor normal da malha, sendo feito desta forma para obter a orientação correta:

$$E_{r(ij)} = \vec{E}_{ij} \cdot \vec{u}_{r(ij)} \quad (7.11)$$

Para este modelo, desconsiderou-se que a parcela angular do campo, E_θ , por possuir pouca influência, mesmo em configurações de feixes de condutores.

7.2.4 Iteração e etapas intermediárias

Para a resolução do sistema de conservação de partículas, representado pelas equações (3.17), (3.18) e (3.19), dividiu-se o problema em etapas intermediárias.

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = S + \frac{\partial n'_e}{\partial t} + \frac{\partial n''_e}{\partial t} + \frac{\partial n'''_e}{\partial t} \quad (7.12)$$

$$\frac{\partial n_n}{\partial t} = \frac{\partial n'_n}{\partial t} + \frac{\partial n''_n}{\partial t} \quad (7.13)$$

$$\frac{\partial n_p}{\partial t} = S + \frac{\partial n'_p}{\partial t} + \frac{\partial n''_p}{\partial t} \quad (7.14)$$

Etapa de convecção

Nesta etapa do algoritmo resolve-se a convecção, referente à parcela

$$\frac{\partial n'_i}{\partial t} = -\frac{1}{r} \left[\frac{\partial}{\partial r} (r n_i v_{ir}) + \frac{\partial}{\partial \theta} (n_i v_{i\theta}) \right] \quad (7.15)$$

sendo i o índice referente a cada espécie de partícula.

Para o cálculo da convecção das partículas, implementou-se um algoritmo baseado no método *flux-corrected transport* (FCT) BORIS e BOOK (1973). O algoritmo em diferença-finita de base euleriana, parte do princípio da conservação de partículas e assegura que as densidades das células sejam iguais ou maiores que zero. O capítulo B descreve o algoritmo implementado, em sua versão em coordenadas cilíndricas “2,5D”.

Etapa de ionização

Nesta etapa do algoritmo resolve-se as parcelas de ionização, absorção e recombinação:

$$\frac{\partial n''_e}{\partial t} = (\alpha - \eta) n_e |v_e| - \beta n_e n_p \quad (7.16)$$

$$\frac{\partial n''_n}{\partial t} = n_e \eta |v_e| - \beta n_n n_p \quad (7.17)$$

$$\frac{\partial n''_p}{\partial t} = n_e \alpha |v_e| - \beta (n_n + n_e) n_p \quad (7.18)$$

Implementou-se as funções materiais de NIKONOV, eqs. (3.23), (3.41) e (3.32), e de MORROW, eqs. (3.21), (3.29) e (3.31).

Etapa de fotoionização

Após calcular a ionização primária, calcula-se a fotoionização pela quantidade de elétrons produzidos na iteração. Aplicou-se a equação (3.27), ajustando a curva da

figura 3.10 como:

$$\psi(Rp) = 8.489 \cdot 10^{-6} \exp(-0.0146Rp) + 7.598 \cdot 10^{-5} \exp(-0.1Rp) \quad (7.19)$$

Devido às células da malha possuírem uma espessura Δr muito inferior em relação à largura $r \Delta\theta$, considerou-se que o efeito será dominante no sentido radial, ou seja, que a ionização que ocorre numa célula “iluminará” basicamente as células acima e abaixo, sendo desprezível o efeito para as laterais, obtendo-se assim um ângulo de 2π esferoradianos para cada lado. Considera-se também que o efeito possui propagação instantânea entre as células do domínio, e sendo que não haverá influência lateral não será necessário determinar o efeito do “ocultamento” do condutor entre células.

A figura 7.6 ilustra basicamente este aspecto, no qual a célula i (em vermelho) emite fótons (setas azuis), provocando ionização em todas as células ao longo da dimensão radial, incluindo a célula j .

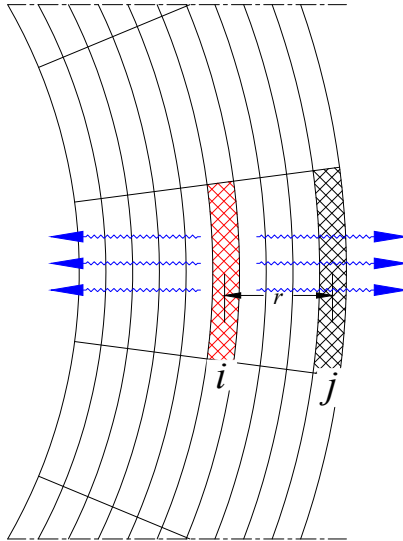


Figura 7.6: Efeito de fotoionização na célula j a partir da emissão de fótons na célula i .

A fotoionização na célula i será calculada logo após se definir a ionização principal $\partial n_{e(j)}/\partial t$, sendo j todas as células próximas a i :

$$S_i = 2\pi p \Delta r_i \sum \frac{\partial n_{e(j)}}{\partial t} \psi(R_{i,j}p) \quad (7.20)$$

considerando também que haverá fotoionização somente para derivada positiva de ionização principal.

Etapa de difusão

Neste etapa resolve-se a parcela de difusão, presente somente na equação dos elétrons:

$$\frac{\partial n_e'''}{\partial t} = -\frac{1}{r} \left[\frac{\partial}{\partial r} \left(r D \frac{\partial n_e}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial \theta} \left(D \frac{1}{r} \frac{\partial n_e}{\partial \theta} \right) \right] \quad (7.21)$$

Os detalhes do algoritmo, desenvolvido para coordenadas cilíndricas, podem ser vistos no capítulo C.

7.2.5 Passo de tempo

O passo de tempo também é definido dinamicamente em cada iteração, seguindo os conceitos descritos na seção 5.3.6. Como primeiro critério, assume-se um número de Courant $\epsilon = 0,4$.

O segundo critério é que as taxas de variação das partículas não seja superior à densidade atual em cada célula, conforme mostra a (7.22):

$$\Delta t_{\text{ion}} \leq \frac{n_i}{dn_i/dt} \quad (7.22)$$

sendo n_i a densidade de partículas de espécie i e dn_i/dt a taxa de variação local para a espécie i , considerando todos os mecanismos de ionização.

Desta forma em cada iteração estima-se o passo como o mínimo dos critérios das equações (5.21) e (7.22), Sendo que o algoritmo tenta acelerar o passo em 50% em relação ao passo anterior:

$$\Delta t^{n+1} = \min(\Delta t_{\text{conv}}, \Delta t_{\text{ion}}, 1,5\Delta t^n) \quad (7.23)$$

7.2.6 Resultados

Obtém-se como resultados deste modelo:

- Campo elétrico superficial;
- Densidade de cargas de cada espécie;
- Densidade de corrente iônica
- Corrente iônica total;

7.2.7 Limites do modelo

Para a malha da camada de ionização, encontrou-se um limite da ordem de $5 \cdot 10^4$ células para máquinas *desktop* típicas, correspondendo a um grid de 24 setores an-

gulares (θ) e 200 raios (r). Tal limite se deve a pre-alocação da matriz de potenciais, usadas para ganho de tempo computacional.

A discretização da malha de forma logarítmica no sentido radial permitiu uma maior resolução próximo ao condutor, possibilitando na prática uma malha de 24×50 com desempenho moderado.

7.3 Configuração da simulação

Para as simulações, escolheu-se o caso da linha de Itaipu, com um subcondutor de cada pólo localizado no lado externo superior, com as coordenadas:

- Polo positivo: $x = 8,5285$ m, $y = 13,7285$ m (condutor “6” da fig. 6.3),
- Polo negativo: $x = -8,5285$ m, $y = 13,7285$ m (condutor “1” da fig. 6.3).

Ambos os cabos possuem diâmetro de 3,417 cm. Para o MSC, alocou-se 24 cargas internas no condutor, a uma profundidade de 60% do raio do condutor. Na superfície alocou-se o mesmo número de pontos de controle, dispostos em ângulos intercalados com as cargas internas, favorecendo a convergência do método.

A malha é dividida em 24 setores de ângulos iguais, mesmo número de cargas, e 50 raios, espaçados em série de logaritmo, criando desta forma células estreitas próximas ao condutor, crescendo gradativamente até o limite da malha. A malha cobre 360° do condutor, estendendo-se até 1,5 vezes o raio.

Em ambos os casos, todo os subcondutores e para-raios restantes são modelados por uma carga concêntrica cada, mais a respectiva imagem no solo.

As condições iniciais demonstraram ser determinantes para a convergência do problema. A densidade de partículas neutras foi determinada pela lei dos gases, a partir da temperatura e pressão. Assumiu-se uma temperatura de 70°C do meio por ser mais condizente com a temperatura de um condutor em operação, com corrente nominal. Para um valor mais preciso seria necessário um estudo de ampacidade, no qual o próprio vento assumiria importância, e que não se tornou parte do escopo deste trabalho.

A densidade inicial de íons positivos e negativos foi atribuída como 10^6 m^{-1} , como discutido na seção 7.2.2. A densidade inicial de elétrons foi definida como uma concentração de carga em anel, em volta do condutor, representativo de elétrons “semente”³. A figura 7.7 representa o perfil de densidade de elétrons, para ambas as simulações, sendo definida pela equação (7.24):

$$n_{e0}(r) = n_{ep} \exp \left[- \left(\frac{r - r_0 \delta}{e(r_1 - r_0 \delta)} \right)^2 \right] \quad (7.24)$$

³ *seed electrons*, como encontrado em artigos.

sendo n_{ep} o valor de pico da densidade, igual a $3 \cdot 10^{16} \text{ m}^{-3}$, δ a posição inicial relativa do anel, igual a 1,02, e a espessura relativa do anel, igual a 0,02, r_0 e r_1 o raio inferior e superior do domínio, respectivamente.

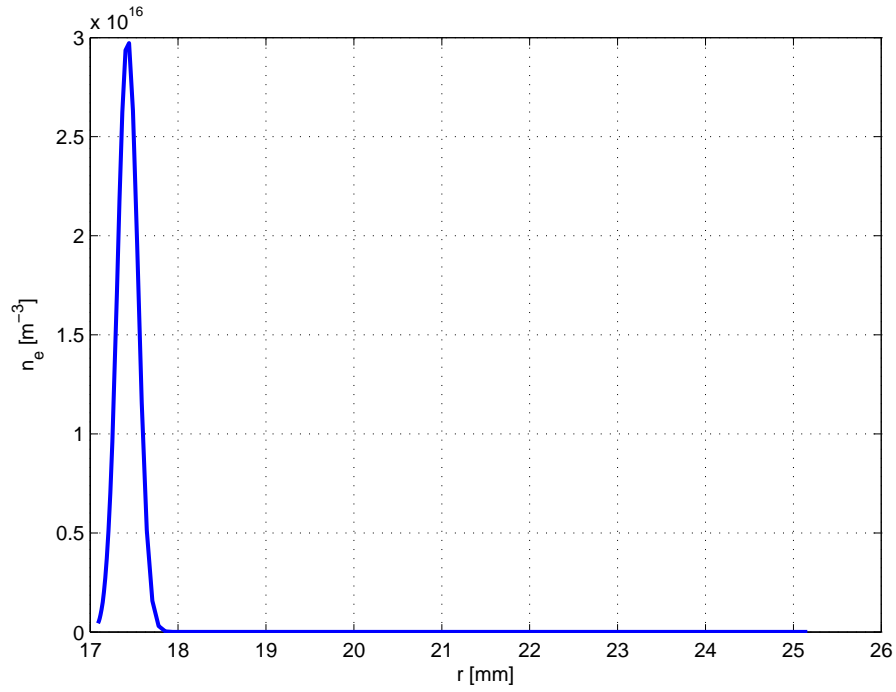


Figura 7.7: Densidade inicial de elétrons.

7.4 Resultados

Para os resultados nesta seção, denominou-se como “perfis de valor máximo” uma linha na direção radial da malha, que contenha o valor máximo da grandeza em questão. Assim torna-se viável a interpretação de alguns dados obtidos. Para a maioria, as grandezas coincidem com o ângulo de campo elétrico superficial máximo no condutor.

7.4.1 Densidade de partículas e atividade de ionização

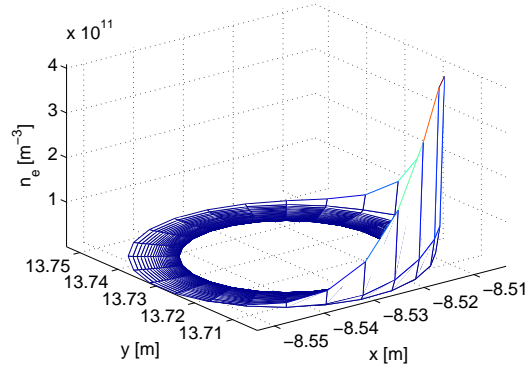
A figura 7.8 ilustra a densidade de partículas em ambas as polaridades, na iteração 10 000. Observa-se a maior concentração de íons orientada com a direção de campo elétrico máximo. No polo positivo, a concentração de elétrons já se encontra bastante atenuada, sendo neutralizada pelo condutor.

A figura 7.9 resume as atividades de ionização, absorção e fotoionização em ambas as polaridades. Observa-se neste instante de tempo no polo negativo que o efeito de absorção é mais dominante que o efeito de ionização, enquanto no polo positivo ocorre o contrário. Esse efeito pontual não foi suficiente para sustentar o efeito de ionização, pois ambos os mecanismos dependem essencialmente da densidade de elétrons.

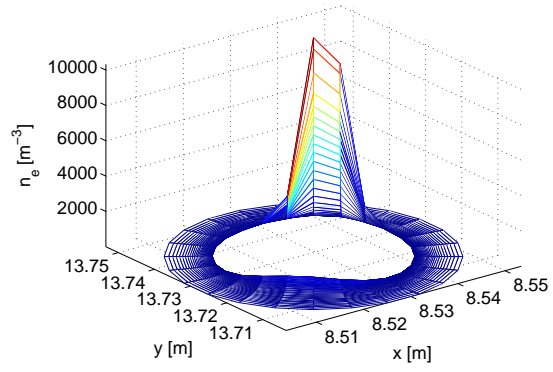
As figuras 7.10 e 7.11 ilustram a densidade de partículas no perfil máximo, na iteração 10 000. Observa-se novamente que a densidade de elétrons já está atenuada. No polo negativo, a concentração de íons negativos tem maior distribuição, devido à absorção dos elétrons ao serem repelidos pelo condutor. No polo positivo, a concentração de íons positivos é mais concentrada, próximo ao condutor. Ambas as concentrações serão repelidas.

As figuras 7.12 e 7.13 ilustram a densidade de partículas em diversos instantes da simulação. No polo negativo, representado na figura 7.12, observa-se a elevação da concentração de íons positivos (linha azul), deslocando-se na direção do condutor e sendo neutralizados, e no sentido contrário o deslocamento de uma onda de íons negativos (linha verde). Em ambos os polos, ocorre o espalhamento da concentração de íons, conforme aumenta-se o raio.

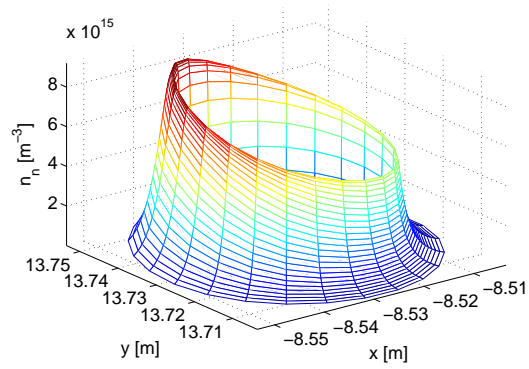
A figura 7.13 apresenta comportamento similar, apresentando uma onda de íons positivos (linha vermelha) propagando-se para fora do condutor. Na iteração 10.000 e 20.000 observa-se uma pequena concentração de íons negativos (linha azul), sendo absorvida pelo condutor.



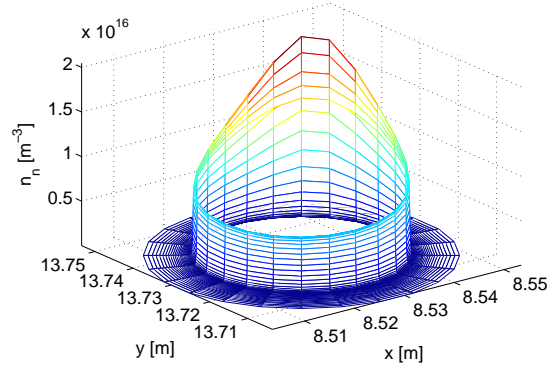
(a) Polo negativo, elétrons



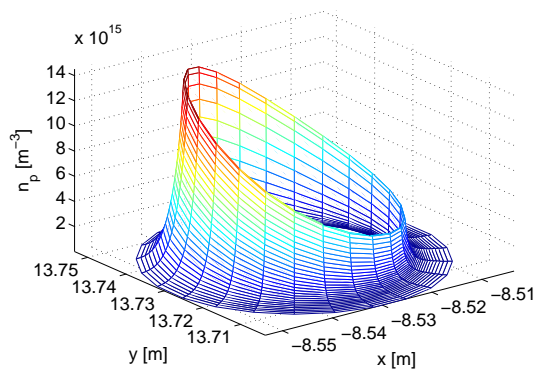
(b) Polo positivo, elétrons



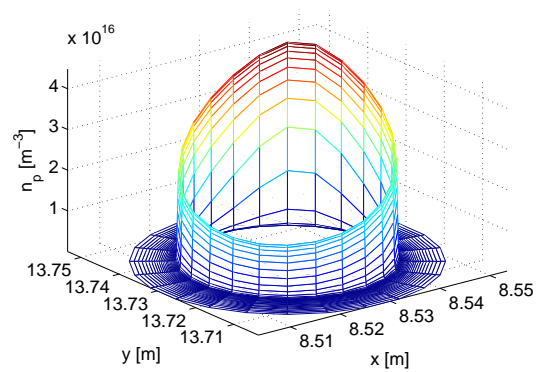
(c) Polo negativo, íons negativos



(d) Polo positivo, íons negativos

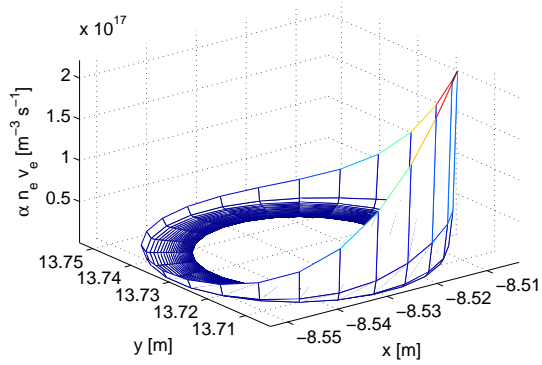


(e) Polo negativo, íons positivos

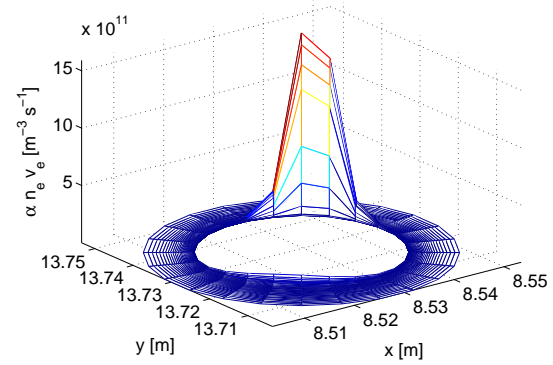


(f) Polo positivo, íons positivos

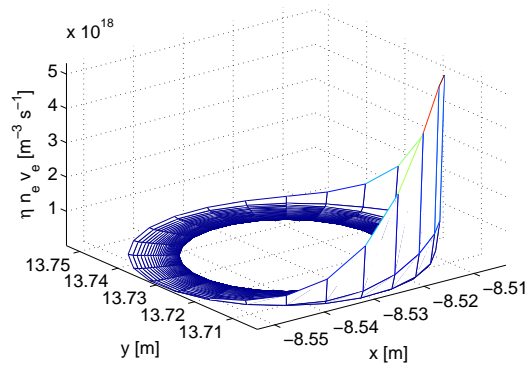
Figura 7.8: Densidade de partículas na iteração 10 000 ($t = 0,188 \mu\text{s}$ no polo negativo, $t = 0,247 \mu\text{s}$ polo positivo).



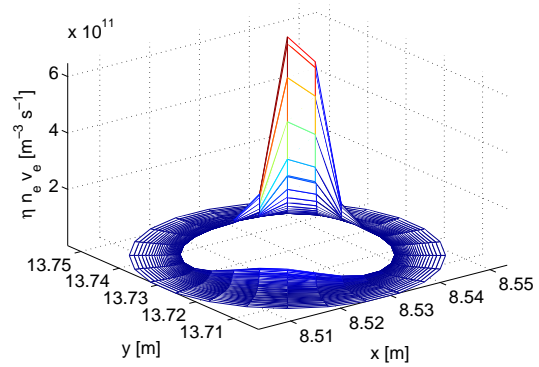
(a) Polo negativo, ionização



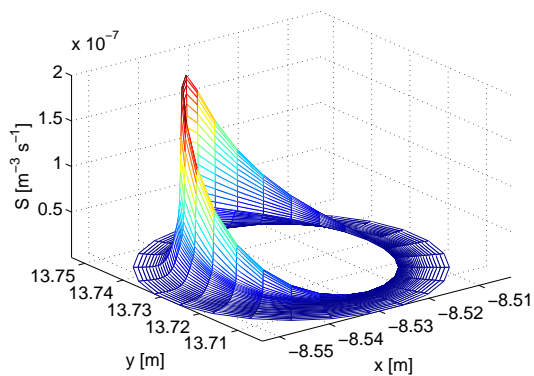
(b) Polo positivo, ionização



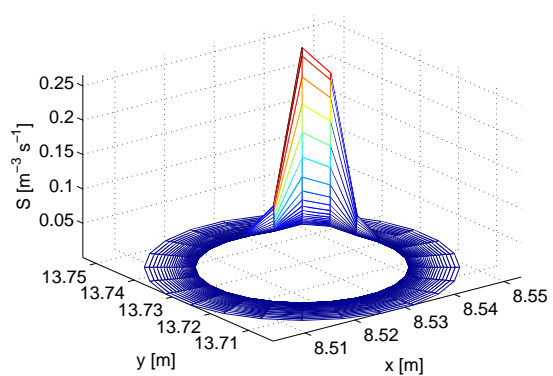
(c) Polo negativo, absorção



(d) Polo positivo, absorção



(e) Polo negativo, fotoionização



(f) Polo positivo, fotoionização

Figura 7.9: Atividade de ionização na iteração 10 000 ($t = 0, 188 \mu\text{s}$ no polo negativo, $t = 0, 247 \mu\text{s}$ polo positivo).

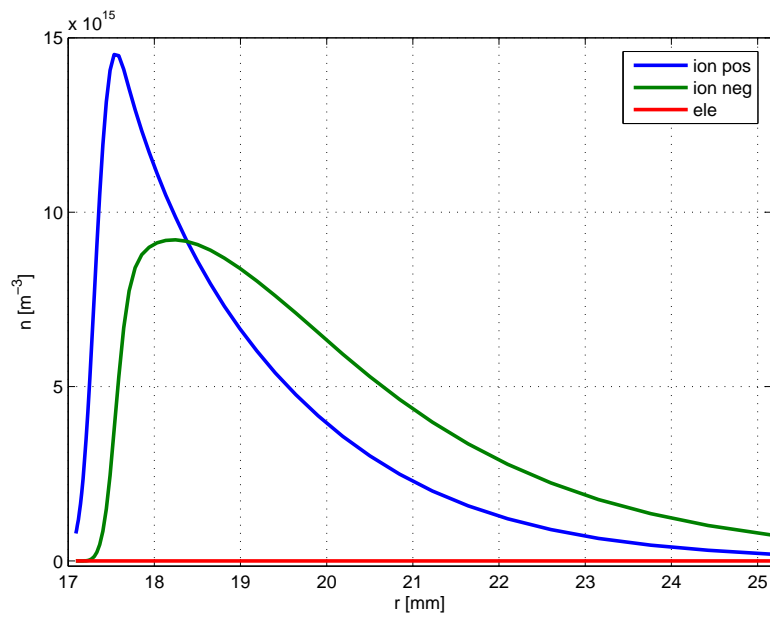


Figura 7.10: Polo negativo, densidade de partículas, perfil máximo, iteração 10 000, 0,188 μs .

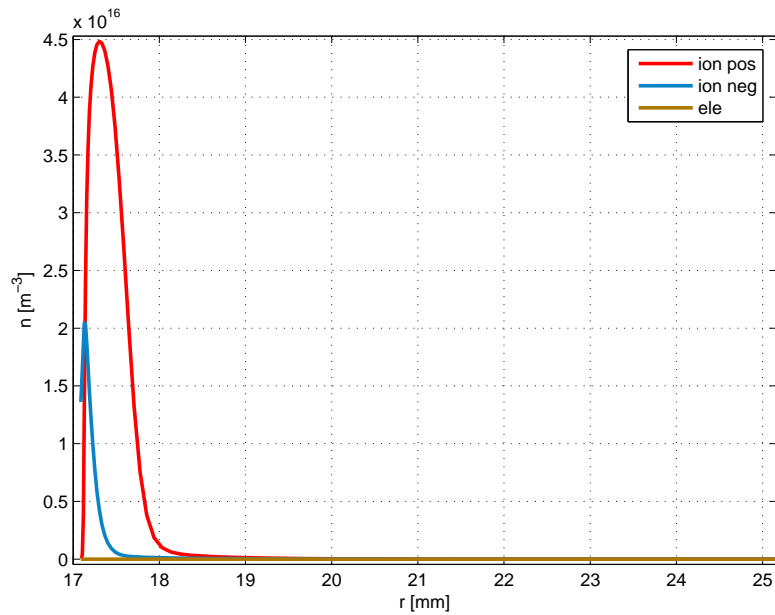


Figura 7.11: Polo positivo, densidade de partículas, perfil máximo, iteração 10 000, 0,247 μs .

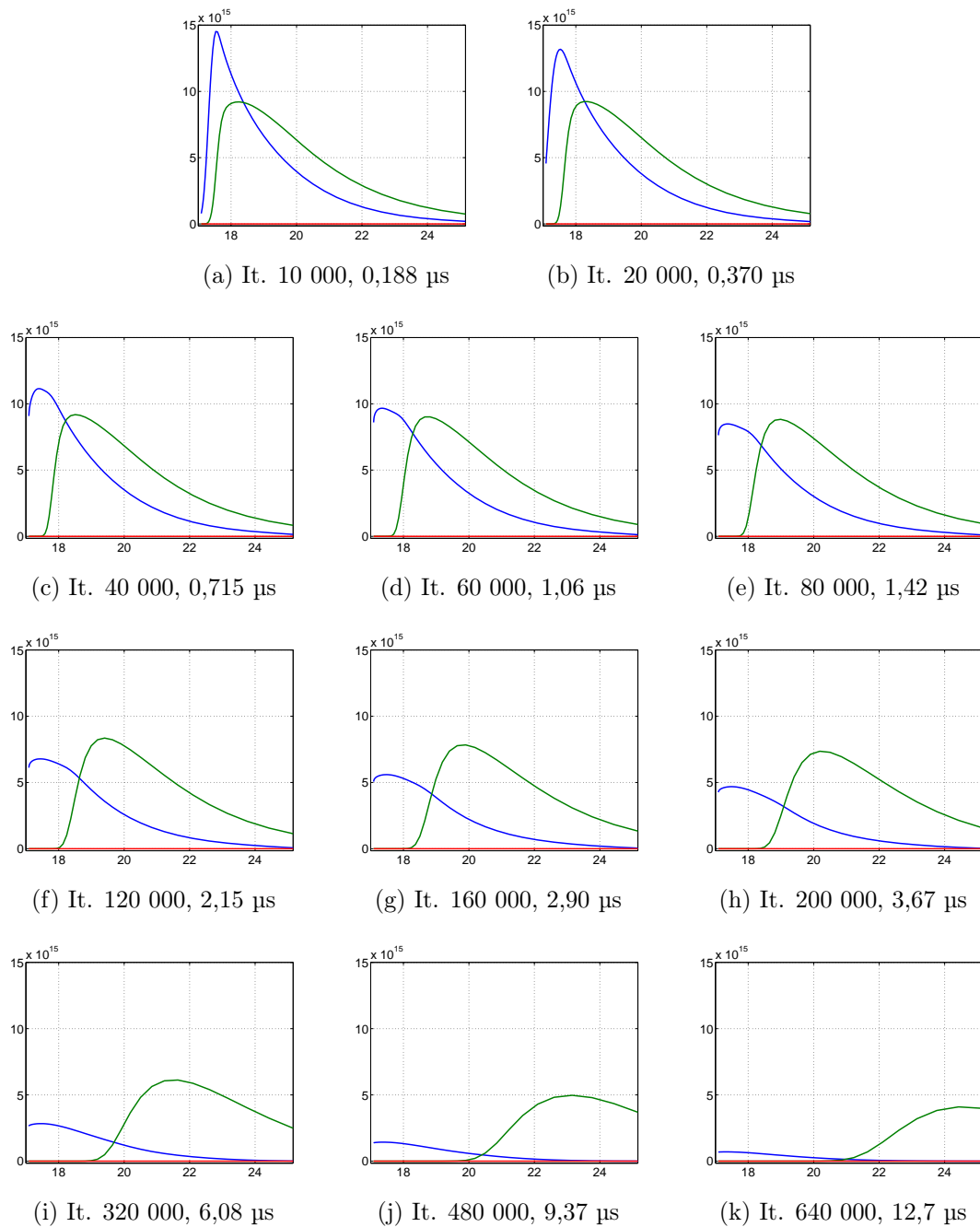
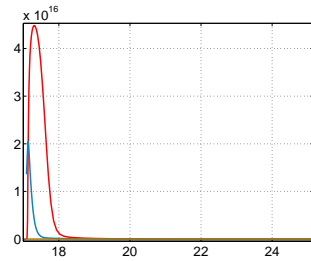
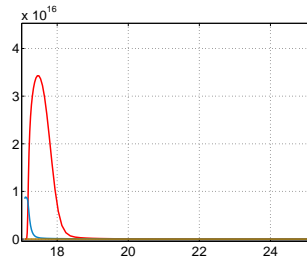


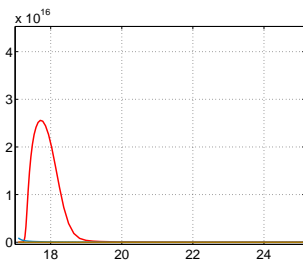
Figura 7.12: Polo negativo, densidade de partículas em diversos instantes, perfil de valor máximo, abscissas referentes ao raio em mm, ordenadas referentes à densidade em m^{-3} .



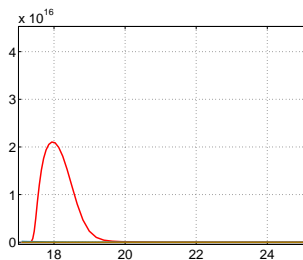
(a) It. 10 000, 0,247 μs



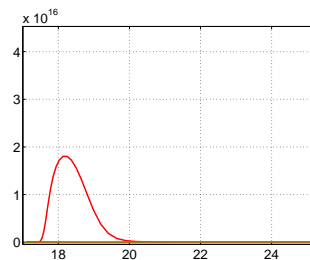
(b) It. 20 000, 0,478 μs



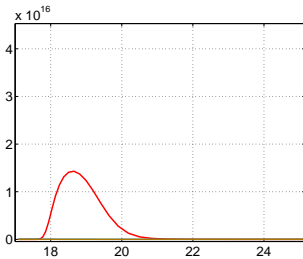
(c) It. 40 000, 0,941 μs



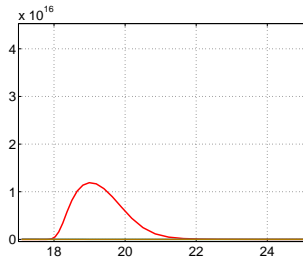
(d) It. 60 000, 1,40 μs



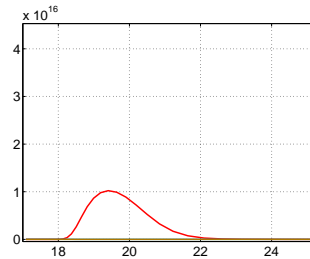
(e) It. 80 000, 1,84 μs



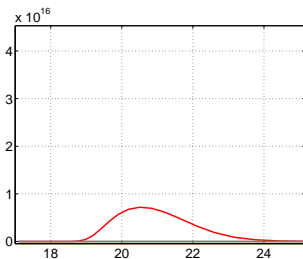
(f) It. 120 000, 2,73 μs



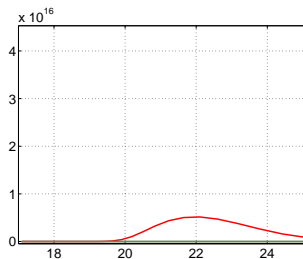
(g) It. 160 000, 3,60 μs



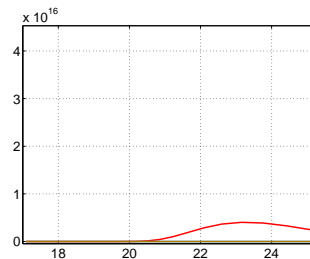
(h) It. 200 000, 4,47 μs



(i) It. 320 000, 7,07 μs



(j) It. 480 000, 10,5 μs



(k) It. 640 000, 13,9 μs

Figura 7.13: Polo positivo, densidade de partículas em diversos instantes, perfil de valor máximo, abscissas referentes ao raio em mm, ordenadas referentes à densidade em m^{-3} .

7.4.2 Densidade de carga e campo elétrico

A figura 7.14 representa o módulo de campo elétrico, em ambas as polaridades, para alguns instantes de tempo. As figuras 7.15 e 7.16 são perfis contendo o valor de campo elétrico máximo das figuras 7.14a e 7.14b, respectivamente, comparado com o campo elétrico sem cargas espaciais. Observa-se aqui o efeito da concentração inicial de cargas, como previsto na figura 3.3.

As figuras 7.17 e 7.18 ilustram o respectivo campo elétrico em cada instante, respectivamente às figuras 7.12 e 7.13. Para ambos, conforme esgota-se a concentração de íons, há a tendência assintótica do campo aproximar-se ao valor sem cargas espaciais.

As figuras 7.19 e 7.20 ilustram a densidade de carga em diversos instantes. Observa-se claramente a concentração de cargas no ponto de campo elétrico máximo, e o efeito da repulsão e espalhamento ao longo do tempo.

As figuras 7.21 e 7.22 ilustram o perfil de valor máximo para a densidade de carga, para os instantes de tempo respectivos às iterações 10 000, 20 000, 40 000, 80 000, 160 000, 320 000 e 640 000. Pode-se observar claramente a propagação da carga espacial, de mesmo sinal do condutor, para o exterior.

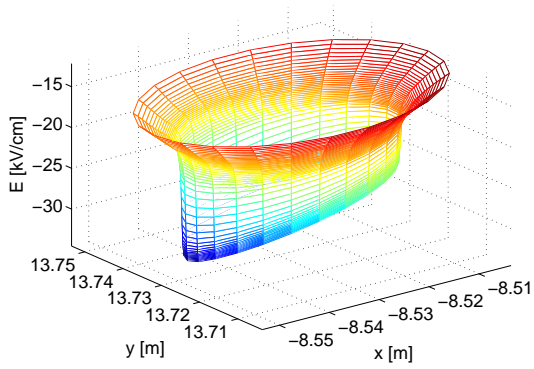
As figuras 7.23 e 7.24 demonstram a densidade de cargas para um tempo de simulação mais avançado (iteração 640 000). Aqui já observa-se, em uma nova escala de cores, uma distribuição mais uniforme, com a tendência de repelir-se toda carga para fora do limite da simulação.

7.4.3 Corrente e densidade de corrente

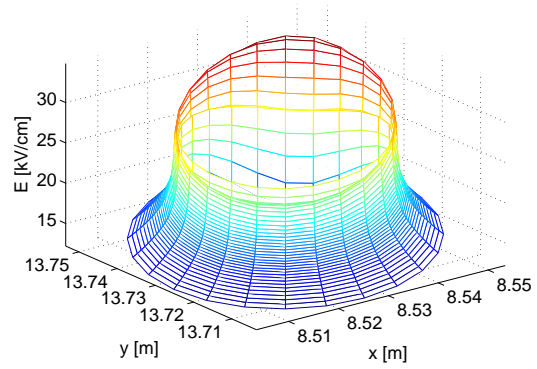
As figuras 7.25 e 7.26 ilustram a corrente iônica no limite da simulação. Percebe-se como uma onda de íons, gerada próximo à superfície do condutor, e com um tempo de propagação distinto entre as polaridades. No polo negativo, observa-se um pico de corrente devido à concentração inicial de elétrons sendo repelida (atingindo -12 A/m).

Observa-se também que a onda de corrente gerada pelo polo negativo é superior ao polo positivo, para as mesmas condições iniciais. Estes dados são coerentes com o observado, como por exemplo na figura 4.3, que o coroa negativo é mais intenso.

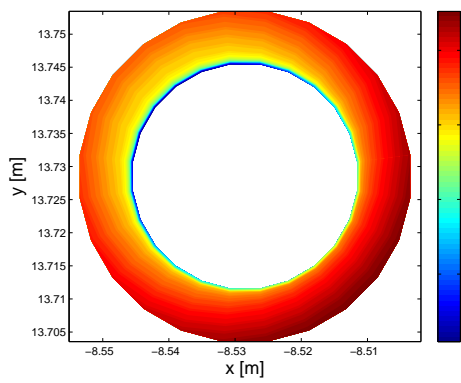
Percebe-se também uma velocidade de propagação distinta entre os fenômenos: no polo negativo, alcança-se o pico em aproximadamente $13,5 \mu\text{s}$, enquanto no polo positivo em $18,5 \mu\text{s}$. Isto é reflexo dos fatores de mobilidade adotados, no qual os íons negativos possuem maior mobilidade que os íons positivos.



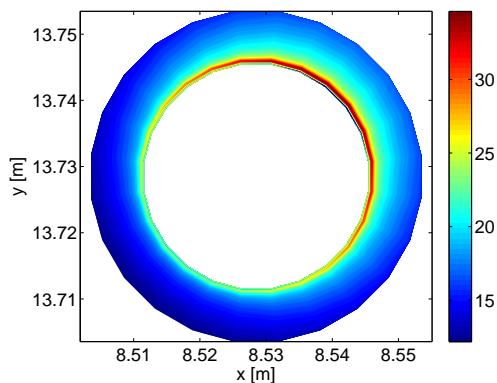
(a) Polo negativo, iteração 10 000, 0,18 μ s



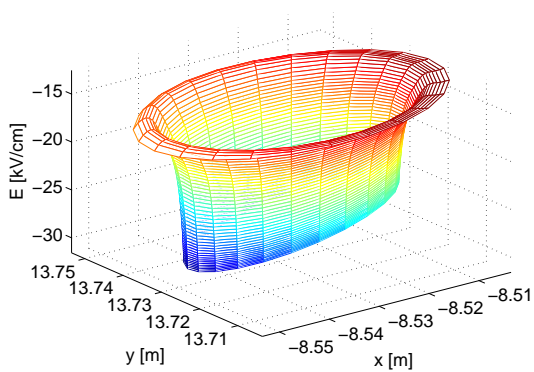
(b) Polo positivo, iteração 10 000, 0,25 μ s



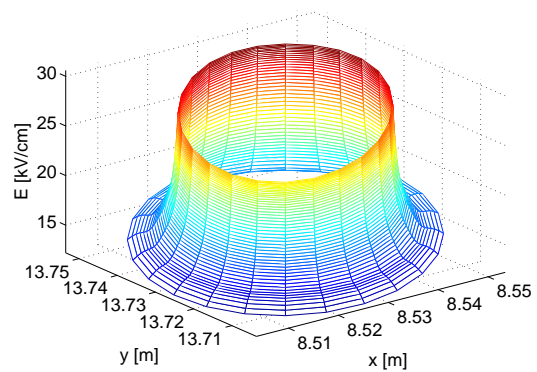
(c) Escala de cores da fig. (a)



(d) Escala de cores da fig. (b)



(e) Polo negativo, iteração 640 000, 12,7 μ s



(f) Polo positivo, iteração 640 000, 13,9 μ s

Figura 7.14: Módulo do campo elétrico em alguns instantes de tempo.

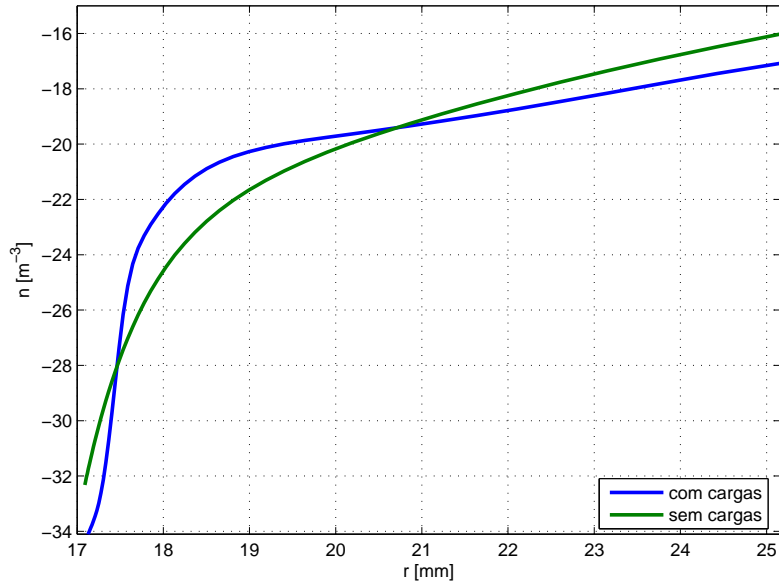


Figura 7.15: Polo negativo, campo elétrico, perfil com valor máximo referente a figura 7.14a, iteração 10 000, 0,18 μ s

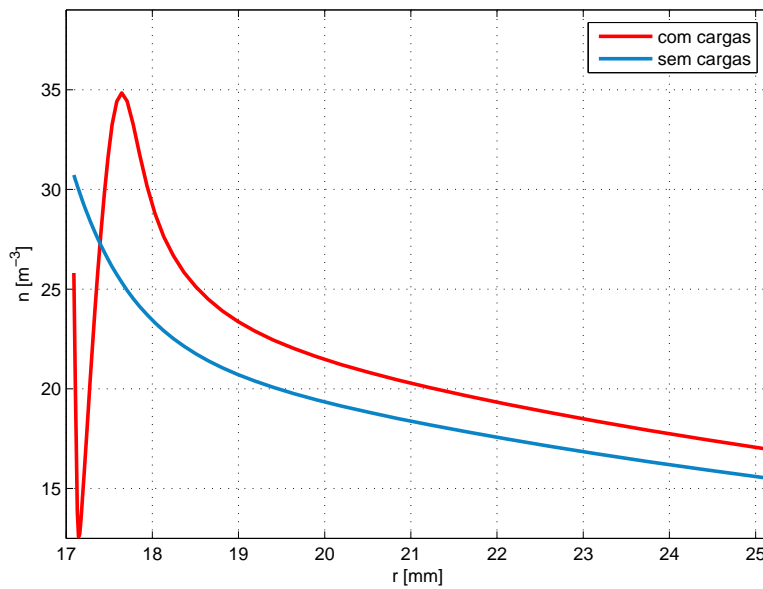


Figura 7.16: Polo positivo, campo elétrico, perfil com valor máximo referente a figura 7.14b, iteração 10 000, 0,25 μ s.

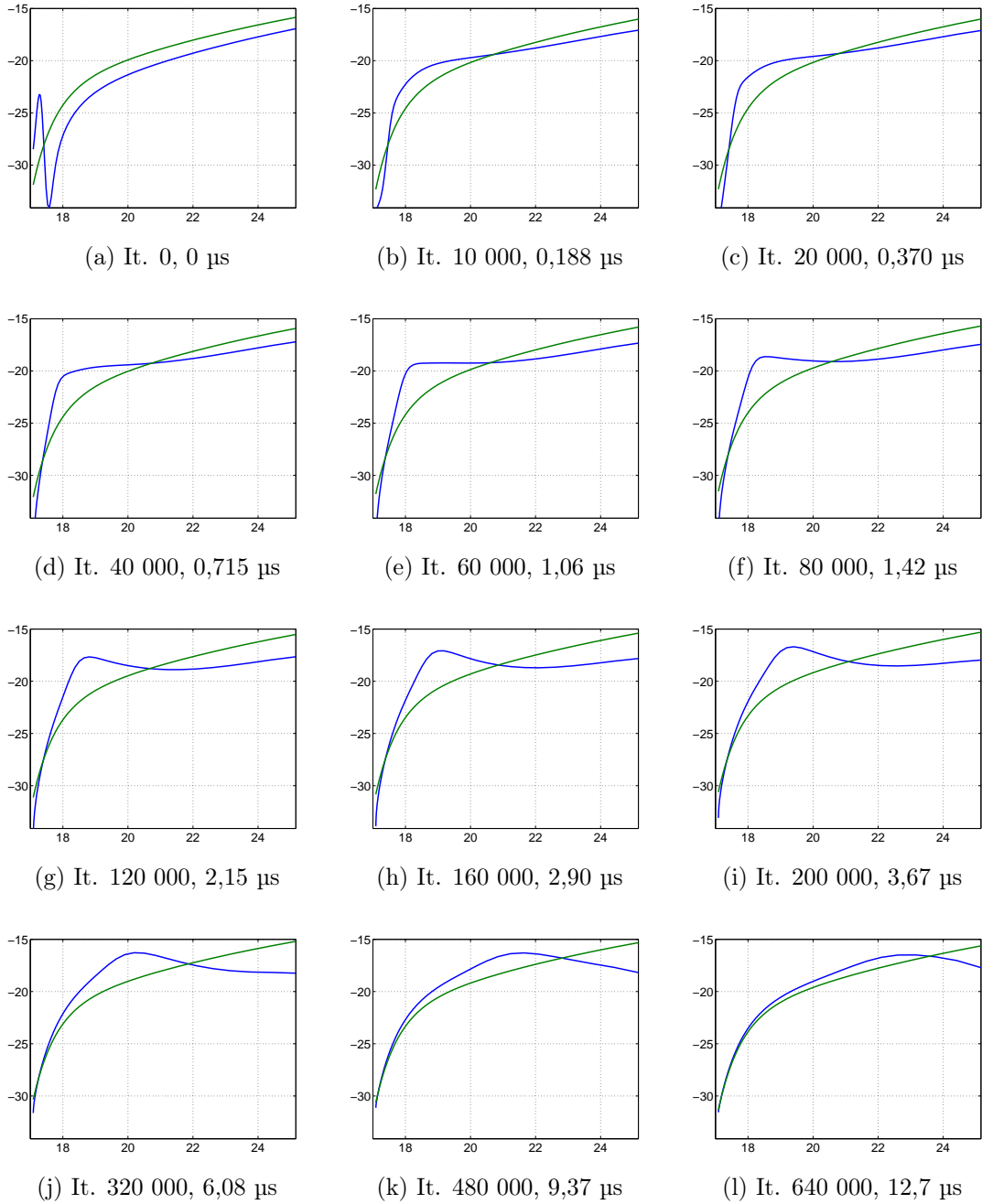


Figura 7.17: Polo negativo, campo elétrico em diversos instantes, perfil de valor máximo, abscissas referentes ao raio em mm, ordenadas referentes ao campo em kV/cm.

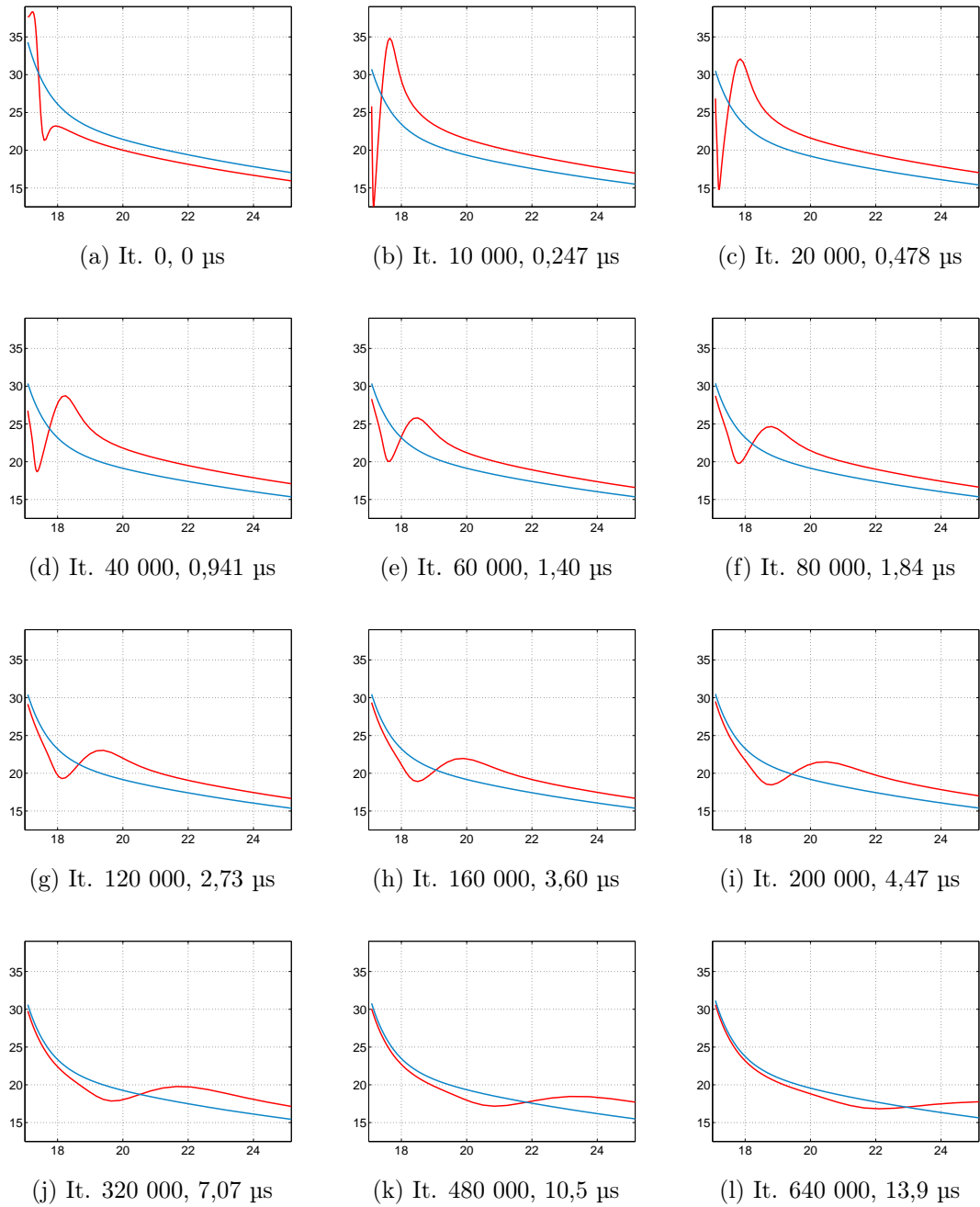
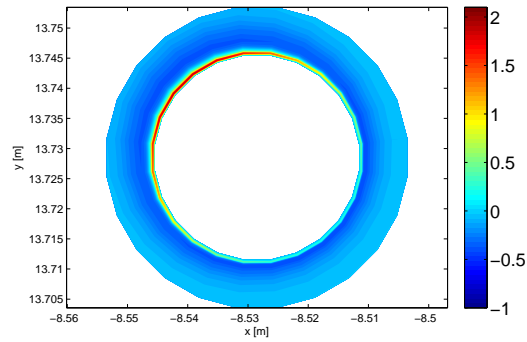
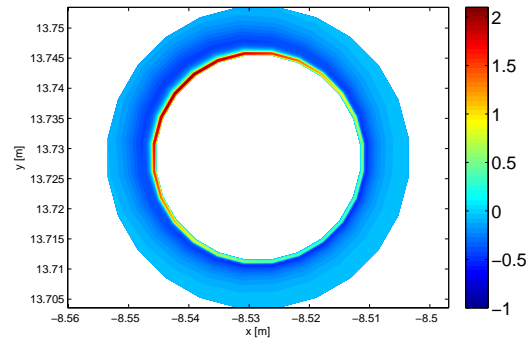


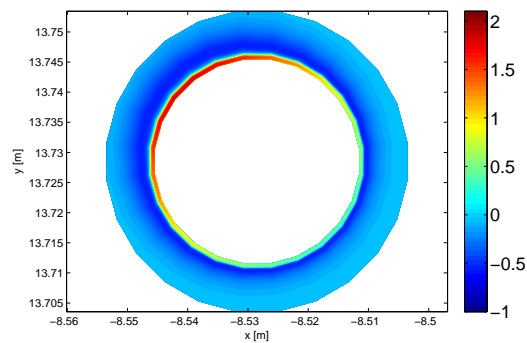
Figura 7.18: Polo positivo, campo elétrico em diversos instantes, perfil de valor máximo, abscissas referentes ao raio em mm, ordenadas referentes ao campo em kV/cm.



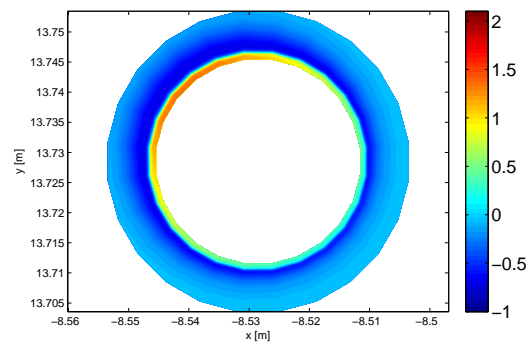
(a) It. 10 000, 0,188 μs



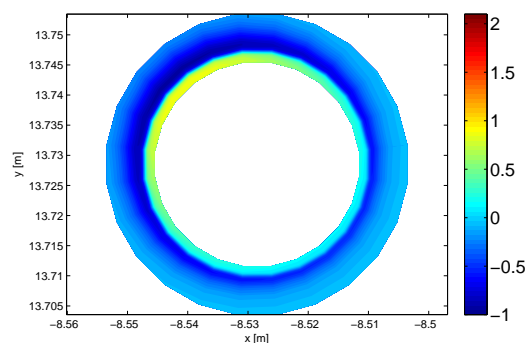
(b) It. 20 000, 0,370 μs



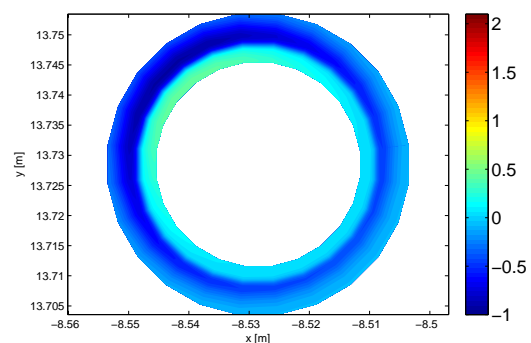
(c) It. 40 000, 0,715 μs



(d) It. 80 000, 1,42 μs

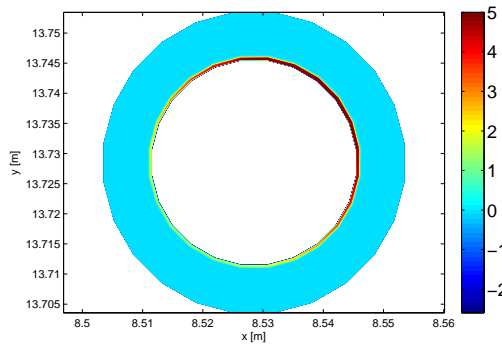


(e) It. 160 000, 2,90 μs

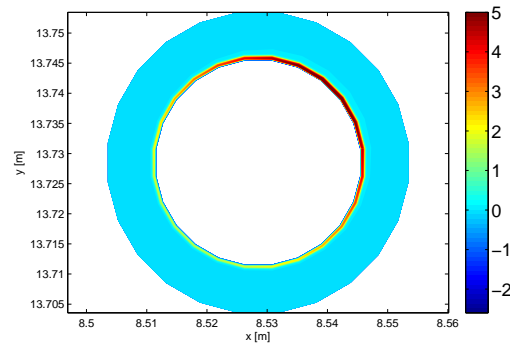


(f) It. 320 000, 6,08 μs

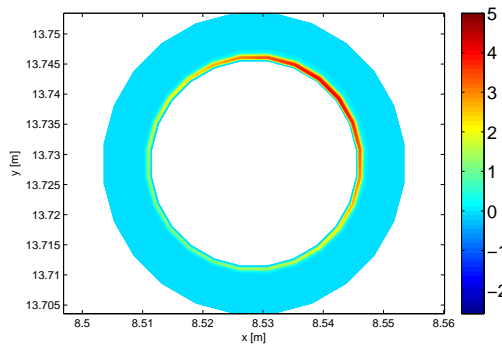
Figura 7.19: Polo negativo, densidade de carga em diversos instantes, em mC/m^3 .



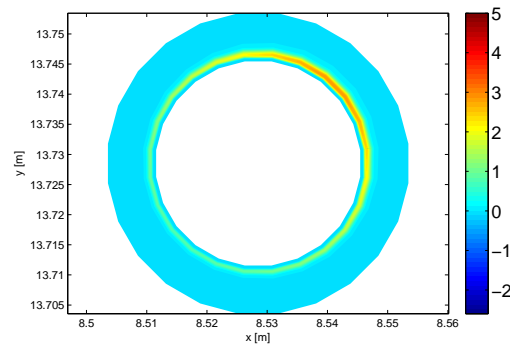
(a) It. 10 000, 0,247 μs



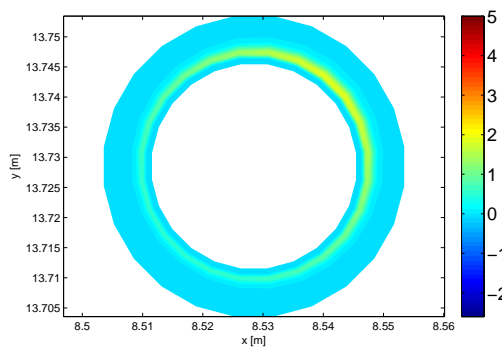
(b) It. 20 000, 0,478 μs



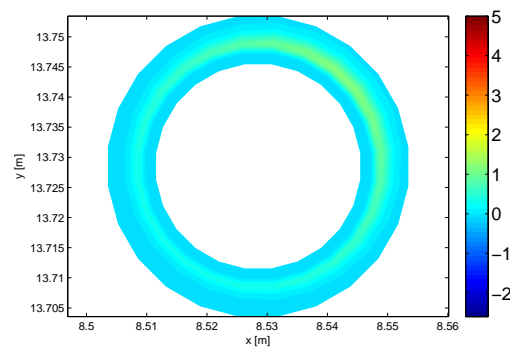
(c) It. 40 000, 0,941 μs



(d) It. 80 000, 1,84 μs



(e) It. 160 000, 3,60 μs



(f) It. 320 000, 7,07 μs

Figura 7.20: Polo positivo, densidade de carga em diversos instantes, em mC/m^3 .

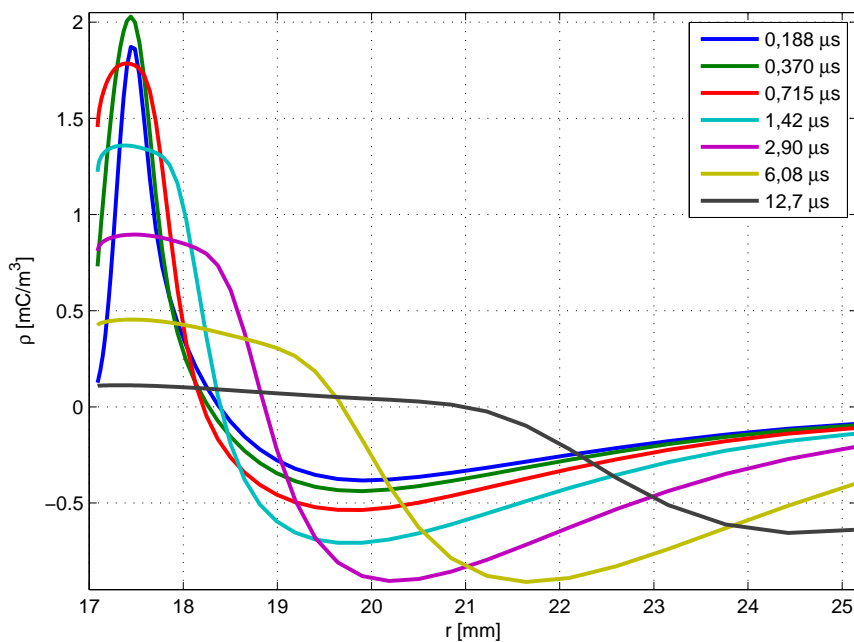


Figura 7.21: Polo negativo, densidade de carga, perfil de valor máximo para alguns instantes de tempo.

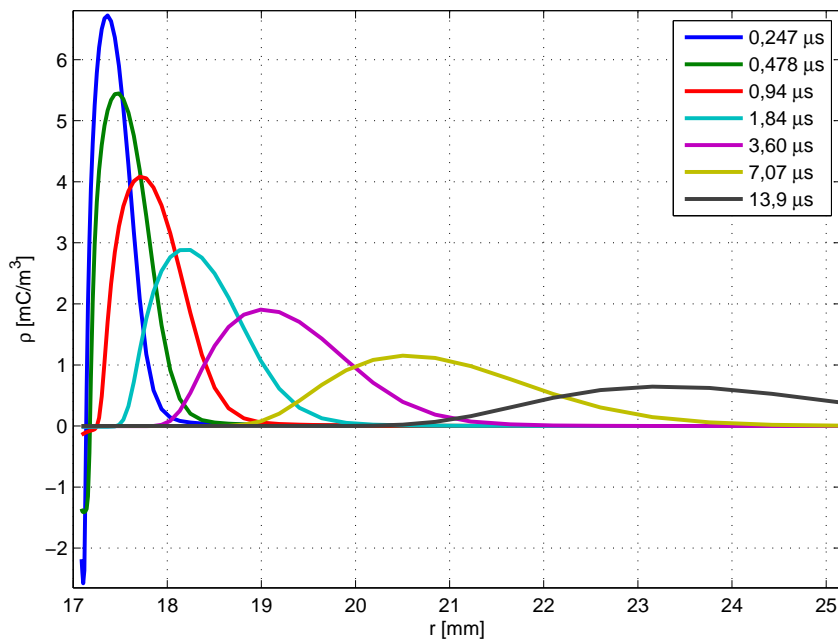


Figura 7.22: Polo positivo, densidade de carga, perfil de valor máximo para alguns instantes de tempo.

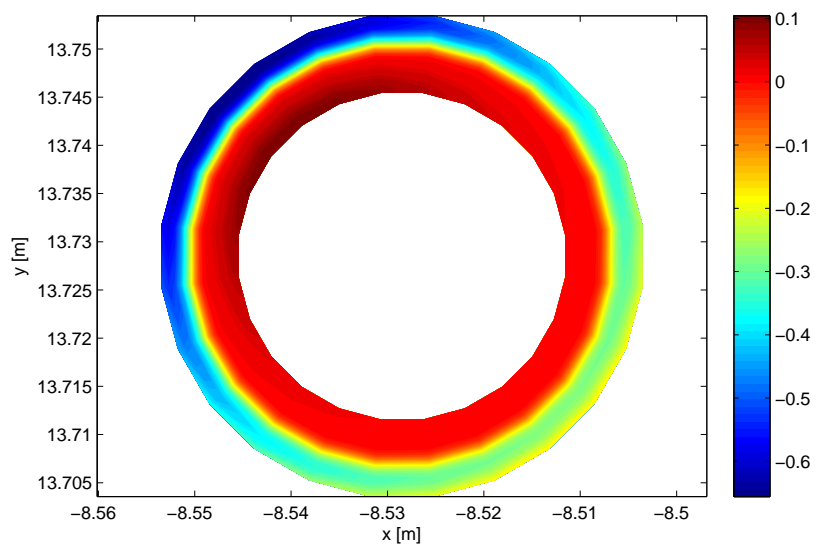


Figura 7.23: Polo negativo, densidade de carga em mC/m^3 , iteração 640 000, $12,7 \mu\text{s}$.

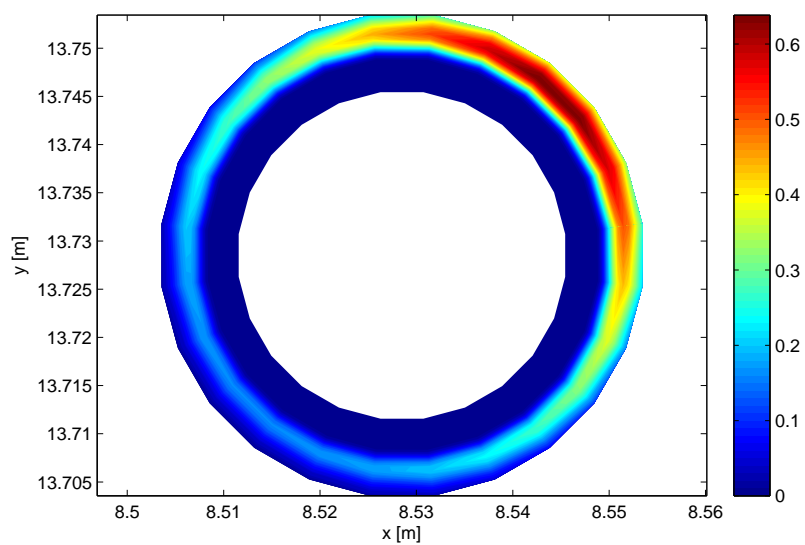


Figura 7.24: Polo positivo, densidade de carga em mC/m^3 , iteração 640 000, $13,9 \mu\text{s}$.

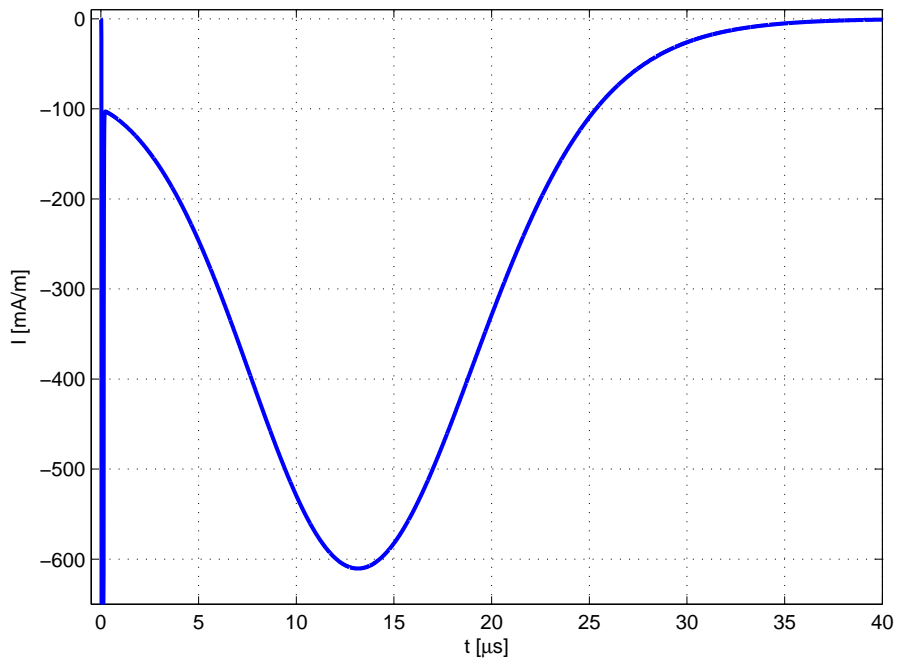


Figura 7.25: Polo negativo, corrente iônica no limite da simulação.

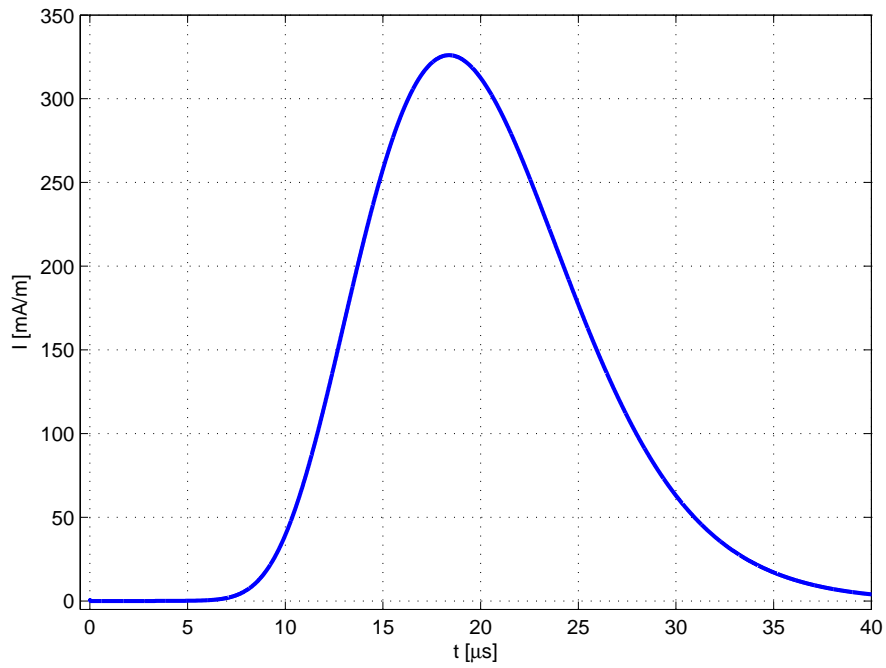


Figura 7.26: Polo positivo, corrente iônica no limite da simulação.

7.5 Discussão

Observa-se nas simulações em ambas as polaridades o fenômeno de ionização. De acordo com as condições iniciais impostas, a concentração de elétrons provoca claramente uma onda de íons, mas seguida por uma forte recombinação, eliminando os elétrons e suprimindo uma nova ionização.

Um refinamento das configurações da simulação, tais como o aumento do número de células da malha ou um rearranjo da distribuição das células, como aumentar o número de décadas da distribuição logarítmica dos raios, não aprimorou os resultados. Aplicou-se o conjunto de equações de duas fontes notórias, MORROW e LOWKE (1997) e NIKONOV et al. (2001), sendo o primeiro consagrado em diversos trabalhos em descargas de gases.

A inclusão do fator de correção do campo elétrico devido ao fator de superfície também não se mostrou suficiente para provocar o efeito de ionização auto-sustentável.

Um aumento do número de elétrons, a partir de $5 \times 10^{16} \text{ m}^{-3}$, é suficiente para sustentar a ionização, mas em diversos testes o algoritmo mostrou divergência, extrapolando o campo elétrico superficial. De qualquer forma uma densidade de elétrons desta ordem não é condizente com a realidade.

Conclui-se que outros fenômenos físicos, não considerados inicialmente, devem formar a condição necessária para a sustentação do efeito. A investigação profunda destes fenômenos fugiu do escopo desta tese.

Capítulo 8

Conclusões

8.1 Sobre modelos tridimensionais

Simulou-se o campo eletromagnético gerado por linhas CCAT, tanto na forma bidimensional quanto tridimensional, sem a consideração de cargas espaciais. Observou-se que o modelo bidimensional é válido para cálculos equivalentes ao meio do vão da linha, utilizando-se as alturas relativas ao meio do vão, não a altura média. Para cálculos nas proximidades da torre, é necessário o uso do modelo tridimensional.

O estudo de um modelo tridimensional com cargas espaciais pode ser muito interessante, baseado no modelo atual, mas carece de alguns fatores:

- Não se encontrou estudos publicados sobre o assunto nesta faixa de tensão;
- Um modelo com precisão satisfatória necessitaria de um grande número de cargas espaciais;
- Outras abordagens deveriam ser estudadas ou revistas, visto que o aumento do número de cargas pode ser mais desfavorável que o aumento da malha, para métodos como o MEF;
- Não é vista aplicação a curto prazo, havendo outros fenômenos de maior importância.

A aplicação de um modelo tridimensional deve ser feita de forma simplificada, como um “equivalente”, ou através de modelos acoplados, de forma a viabilizar a simulação.

Estima-se que próximo à torre as cargas espaciais sofreriam forte influência da estrutura, mas seria necessário uma modelagem tridimensional das cargas espaciais. Estas cargas, ao invés de serem linhas, seriam modeladas como pontos, multiplicando assim a ordem de grandeza do problema, fugindo do escopo deste trabalho.

8.2 Comparação do modelo com métodos fortemente baseados em malhas

As bases usadas para o modelo da linha, como o MSC e o PIC, não dependem exclusivamente de malhas, como usado no MEF. Observou-se que um método de partículas possui uma aplicação importante neste tipo de problema, devido às dimensões e se tratar de um domínio semi-infinito, características que necessitam de artifícios para serem implementados no MEF.

Em termos absolutos, os cálculos demandaram um grande esforço computacional, mostrando-se em seu estado atual pouco viável para um estudo completo. O uso de algoritmos mais eficientes pode melhorar sensivelmente este aspecto.

8.3 Sobre o modelo de partículas

O MSC permite calcular o campo elétrico superficial nos condutores, incluindo o efeito de partículas externas, parâmetro determinante da ação do efeito coroa. Apesar de suas restrições, o modelo independe de qualquer configuração de linha: unipolar, bipolar, com ou sem para-raios e com ou sem feixes de condutores.

A partir da validação da metodologia por partículas, implementando os fenômenos de ionização e recombinação, foi possível obter a dinâmica das cargas espaciais e o campo elétrico resultante.

O uso do PIC híbrido P³M, nunca usado neste tipo de aplicação, mostrou um ótimo desempenho comparado aos métodos PP e PM, sem apresentar perda significativa de precisão. A utilização de malha para resolução da equação de Poisson evita o surgimento de singularidades e comportamentos anômalos do modelo.

A modelagem de partículas provou ser eficiente, sendo possível identificar diversos fenômenos, como:

- O efeito dos campos em feixes de condutores, a “blindagem” do interior do feixe e o efeito no fluxo de cargas espaciais (figuras 6.22, 6.23, 6.24 e 6.25);
- A amplificação do campo elétrico no solo, com o efeito do vento elevando o campo particularmente no limite da faixa de passagem a jusante da linha (figura 6.17);
- A baixa influência dos cabos para-raios (seção 6.2.3);
- A iteração das cargas recém-geradas na redução do campo elétrico superficial, limitando o próprio efeito coroa (figuras 6.26 e 6.27);
- A assimetria do efeito coroa entre polos;

- O efeito da proximidade dos polos na elevação do campo elétrico e corrente iônica e na redução da densidade de corrente (figuras 6.11 e 6.28).

Dadas as incertezas encontradas relacionadas à validação do modelo, alguns fenômenos carecem de um estudo subsequente, que podem revelar maiores detalhes. Algumas sugestões são listadas na seção 8.6.1.

8.4 Sobre a validação do modelo

Pode-se comparar os resultados do modelo de campo elétrico com algumas medições, onde no decorrer da pesquisa encontrou-se dificuldade quanto à grande variância estatística dos dados, resultando em uma validação pouco robusta.

Nas medições utilizadas para validação, encontrou-se diversas ressalvas quanto a dificuldade na aquisição dos dados, além da dispersão devido aos fatores climáticos. Pelos resultados das simulações, pode-se concluir que qualquer rajada de vento, elevação de temperatura ou variação da umidade, ao longo do dia, alterará o resultado. E considerando que uma medição ao longo de um perfil transversal à linha demora um dia inteiro, não se pode esperar que as últimas medições estarão nas mesmas condições que as primeiras.

A implementação de uma função de geração de cargas, baseada em medições de corrente em gaiola, forneceu resultados interessantes. Estas medições foram baseadas em condutores de dimensões similares aos casos simulados, mas cabe mencionar que existiam diferenças quanto a formação de fios, fator de forma e condições de medição em geral, que contribuíram para os desvios encontrados. Uma investigação na alteração do fator de forma, somente no polo negativo, evidenciou a fonte da assimetria dos resultados, juntamente com o efeito coroa ocorrer de forma diferenciada.

Observou-se também aspectos pouco explorados e discutidos, como na densidade de corrente a formação de regiões de máximo e de mínimo, devido à formação de “tubos de fluxos”, outrora já comentados por exemplo por ABDEL-SALAM e AL-HAMOUZ (1995a). A concentração da geração de cargas nos feixes de condutores foi determinante para esta formação da densidade de corrente, no solo e em todo o espaço. A inclusão de outros fenômenos, como o vento turbulento, irá provocar uma maior dispersão das cargas, atenuando este efeito.

8.5 Sobre o modelo de camada de ionização

O modelo físico proposto não atendeu as expectativas, possivelmente devido às premissas adotadas. Investigou-se o modelo a partir de funções materiais de duas referências, variando-se também a resolução da malha e as condições iniciais. A

aproximação, nesta escala, de um condutor cilíndrico, supondo a geração de linhas de cargas paralelas, não foi satisfatória.

Tudo indica que a modelagem física do efeito coroa requer uma representação tridimensional da imperfeição de origem. Um estudo estatístico seria necessário para estimar um número médio de imperfeições por comprimento, para então estimar um modelo, de natureza estocástica, de geração de corrente iônica. Um sugestão de desenvolvimento é descrita na seção 8.6.2.

8.6 Sugestões para desenvolvimentos futuros

8.6.1 Extensão do estudo do campo elétrico bidimensional

O modelo apresentado possui grande flexibilidade, possibilitando de imediato o estudo dos seguintes aspectos:

- Usar qualquer perfil de vento, incluindo componentes horizontais e verticais, variantes no tempo e no espaço;
- Variar a tensão nos polos, possibilitando inclusive a modelagem de linhas de corrente alternada;
- Variar a posição dos condutores, simulando a própria ação do vento, incluindo *galloping*;
- Simular um número arbitrário de condutores, podendo haver arranjos de linhas em paralelo, circuitos duplos ou linhas de distribuição.

Para tanto, é necessário o desenvolvimento de novos ensaios em campo ou em laboratório, visando a validação dos resultados, atentando aos parâmetros na forma de medições em tempo real, não se prendendo a “premissas usuais”.

8.6.2 Modelo de ionização pelo efeito de superfície

A figura 8.1 ilustra a ordem de grandeza dos modelos apresentados neste trabalho. O novo modelo, tratando das imperfeições, estaria em uma escala abaixo do condutor, estimado em até 10^{-5} m. Avaliaria-se o modelo físico de imperfeições de diversas formas e tamanhos, obtendo-se o efeito de cada um. Em seguida, realizaria-se uma estimativa de imperfeições no condutor, representado esquematicamente na figura 8.2, através de um estudo de controle de qualidade na fabricação, ou na avaliação de condutores existentes com câmeras ultravioleta. Esta avaliação resultaria em um modelo estocástico, obtendo-se um comportamento médio do condutor.

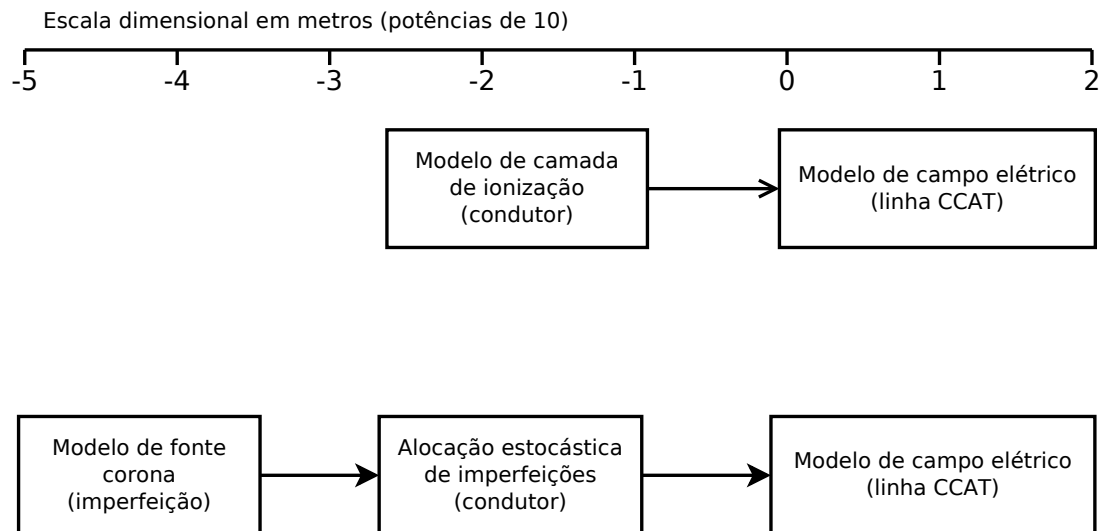


Figura 8.1: Comparação de escala dos modelos apresentados (acima) e da nova proposta (abaixo).

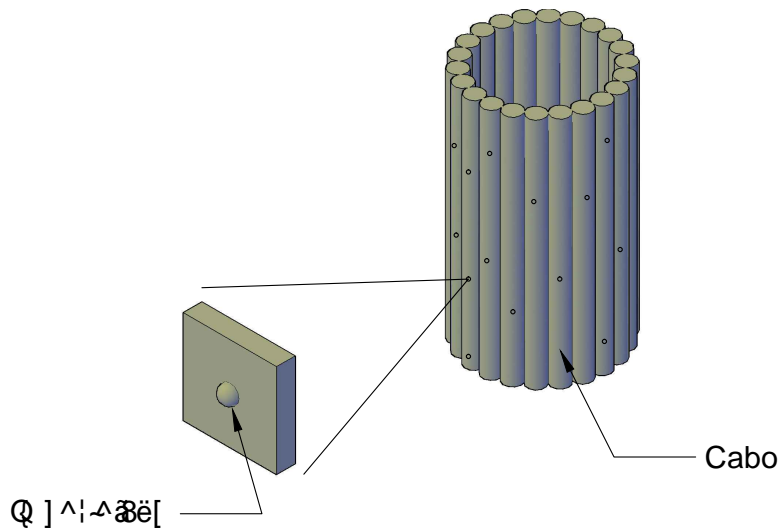


Figura 8.2: Separação de modelos e escala.

O modelo da imperfeição seria um trabalho similar a MORROW e LOWKE (1997), mas, em vez de usar um eletrodo em forma de hiperbolóide, aplicaria-se uma ponta representativa de uma irregularidade de cabos de linhas de transmissão. Para cada tamanho de irregularidade, obteria-se um efeito, que seria relacionado em função do campo elétrico local. Uma parte experimental para confirmação dos resultados seria fundamental antes de sua aplicação.

8.6.3 Aplicação das equações de ionização em outros campos

A modelagem física da camada de ionização pode contribuir para a compreensão do efeito coroa, e servir como base para outros modelos, como arcos em disjuntores,

canal de descarga atmosférica, descargas parciais e arcos secundários em linhas de transmissão. Todos possuem como meio comum o plasma, com suas interações entre fluido e campo eletromagnético, diferindo-se em escala e densidade de matéria.

O parâmetro mais relevante para o estudo das escalas de plasma é o comprimento de Debye, que determinará quais serão os efeitos dominantes, como por exemplo efeito térmico e magnético.

O estudo da camada de ionização também pode contribuir para a determinação do fenômeno de radiointerferência e ruído acústico. Com um modelo de imperfeição no cabo obteria-se uma fonte de radiação, aonde espera-se um espectro de frequências semelhante aos efeitos observados, até então calculados de forma empírica.

8.6.4 Outras sugestões

Outras direções que podem ser tomadas são:

- Modelo pontual do fenômeno de avalanche em configurações tridimensionais, para determinação de fenômenos eletromagnéticos em alta frequência, aplicado em interferência de rádio e TV;
- Experimentação da dinâmica de cabos de linhas de transmissão em regime turbulento, tendo como objetivo o perfil de velocidades nas proximidades do cabo, observando-se:
 - Estudo de outras formações de cabo, seja pelo número ou pela forma dos fios;
 - O ângulo de incidência do vento;
 - A simulação do vento “real”, observando-se o espectro de frequência em cada componente direcional, nas três dimensões;
 - O movimento do próprio cabo devido a ação do vento (*galloping*);
 - A validade de ensaios em túneis de vento;
- Investigação do uso de condutores especiais, de fios trapezoidais, com revestimentos ou pinturas para uniformizar a superfície, ou o efeito do envelhecimento, e a distinção entre polaridades para cada fenômeno;
- Estudo de um modelo estocástico relacionando as imperfeições do cabo, incluindo sua evolução no tempo, com processos de fabricação e controle de qualidade, comparado com a redução de perdas coroa;
- Modelo tridimensional da dinâmica das cargas espaciais, aplicado a situações com a presença de pessoas, equipamentos e edificações, bem como o efeito em

instrumentos de medição e considerações a eventuais procedimentos a serem adotados;

- Modelo tridimensional do efeito coroa em ferragens e estruturas de linhas de transmissão, através de aplicação de métodos de simulação de carga refinados.
- Estudo de metodologias de medição de campo elétrico e densidade de corrente com técnicas recentes, incluindo por exemplo medidores de vento 3D, monitoramento *on-line*, e medidores do tipo *power donuts*.
- Estudo detalhado de medições em condutores singelos em gaiola, relacionando diâmetro, número de fios e material, de forma empírica ou semi-empírica em uma primeira instância, de forma a obter uma equação de corrente iônica em função do campo elétrico superficial, na forma de um banco de dados.

Por fim, o modelo apresentado pode complementar estudos sobre perdas pelo efeito coroa. De imediato, a obtenção da corrente iônica de cada polo permite a estimativa das perdas. Seria necessário o estudo não só no meio do vão, objeto deste trabalho, mas ao longo da catenária dos condutores, observando a distribuição estatística dos parâmetros elétricos e climáticos, incluindo também a queda de tensão ao longo da linha de transmissão.

Referências Bibliográficas

- ABDEL-SALAM, M.; ABDEL-SATTAR, S. “Calculation of corona V-I characteristics of monopolar bundles using the charge simulation method.” *IEEE Transactions on Electrical Insulation*, volume 24, nº 4, págs. 669–679, 1989. doi:10.1109/14.34202.
- ABDEL-SALAM, M.; AL-HAMOUIZ, Z. M. “Analysis of monopolar ionized field as influenced by ion diffusion.” *IEEE Transactions on Industry Applications*, volume 31, nº 3, págs. 484–493, 1995a. doi:10.1109/28.382107.
- . “A finite-element analysis of bipolar ionized field.” *IEEE Transactions on Industry Applications*, volume 31, nº 3, págs. 477–483, 1995b. doi:10.1109/28.382106.
- ABDEL-SALAM, M.; ANIS, H.; EL-MORSHEDEY, A.; et al. *High-Voltage Engineering: Theory and Practice*. Marcel Dekker, EUA, 2nd ed., 2000.
- ABDEL-SALAM, M.; FARGHALY, M.; ABDEL-SATTAR, S. “Monopolar Corona on Bundle Conductors.” *IEEE Transactions on Power Apparatus and Systems*, volume PAS-101, nº 10, págs. 4079–4089, 1982. doi:10.1109/TPAS.1982.317086.
- . “Finite Element Solution of Monopolar Corona Equation.” *IEEE Transactions on Electrical Insulation*, volume EI-18, nº 2, págs. 110–119, 1983. doi:10.1109/TEI.1983.298654.
- ABDEL-SATTAR, S. E. “Monopolar Corona on Bundle Wires as Influenced by Wind.” *IEEE Transactions on Industry Applications*, volume IA-23, nº 6, págs. 984–989, 1987. doi:10.1109/TIA.1987.4505018.
- ABOELSAAD, M. M.; SHAFAI, L.; RASHWAN, M. “Physical Science, Measurement and Instrumentation, Management and Education, IEE Proceedings A.” *IEE Proceedings A Physical Science, Measurement and Instrumentation, Management and Education*, volume 136, nº 2, págs. 79–86, 1989.

- AKAZAKI, M.; HARA, M.; HAYASHI, N.; et al. “Evaluation of Wind Effects on Lateral Profiles of Electric Field and Ion Current Density at Ground Level Under Modeled DC Unipolar/ Bipolar Lines.” In: *Fourth International Symposium on High Voltage Engineering*, volume 45.04. Athens, Grécia, 1983.
- AL-HAMOUZ, Z. M. *Analysis of The Ionized Field Around HVDC Transmission Lines*. Ph.D. thesis, King Fahd University of Petroleum & Minerals, 1994.
- . “Combined finite element-charge simulation computation of monopolar corona on bundle wires.” In: *Thirty-Third IAS Annual Meeting Industry Applications Conference*, volume 3, págs. 1988–1993, 1998. doi:10.1109/IAS.1998.729879.
- AL-HAMOUZ, Z. M.; ABDEL-SALAM, M. “Finite-element solution of monopolar corona on bundle conductors.” *IEEE Transactions on Industry Applications*, volume 35, n.º 2, págs. 380–386, 1999. doi:10.1109/28.753632.
- ARAI, K.; TSUNODA, Y. “Electric field by the space charge with temporal Variation of mobility around a wire under corona discharge.” In: *Third International Symposium on High Voltage Engineering*, volume 53, 1980.
- ARRUDA, C. K. C. *Modelagem de Linhas de Transmissão para Análise de Comportamento quanto a Descargas Atmosféricas*. Tese de mestrado, COPPE/UFRJ, Rio de Janeiro, 2003.
- . “Desenvolvimento de Modelagem para o Desempenho de Linhas de Transmissão Frente a Descargas Atmosféricas.” In: *XVIII Seminário Nacional de Produção e Transmissão de Energia Elétrica - SNPTEE*, 2005.
- BARROS, M. T. N. P. *Efeito Coroa em Linhas de Transporte de Energia*. Tese de doutorado, Instituto Superior Técnico, Lisboa, Portugal, 1985.
- BEATSON, R.; GREENGARD, L. “A short course on fast multipole methods.” In: *Wavelets, Multilevel Methods and Elliptic PDEs*, págs. 1–37. Oxford University Press, 1997.
- BIRDSALL, C. “Particle-in-cell charged-particle simulations, plus Monte Carlo collisions with neutral atoms, PIC-MCC.” *IEEE Transactions on Plasma Science*, volume 19, n.º 2, págs. 65–85, 1991. doi:10.1109/27.106800.
- BORIS, J.; BOOK, D. “Flux-corrected transport. I. SHASTA, A fluid transport algorithm that works.” *Journal of Computational Physics*, volume 11, n.º 1, págs. 38–69, 1973.

- BORIS, J. P.; LANDSBERG, A. M.; ORAN, E. S.; et al. “LCPFCT - A Flux-Corrected Transport Algorithm for Solving Generalized Continuity Equations.” Rel. Téc. NRL/MR/6410-93-7192, Naval Research Laboratory, Washington, DC, EUA, 1993.
- CHEN, J.; DAVIDSON, J. “Model of the negative dc corona plasma: comparison to the positive dc corona plasma.” *Plasma chemistry and plasma processing*, volume 23, nº 1, págs. 83–102, 2003.
- CIGRÉ WG B4/C3/B2.50. “Electric Field and Ion Current Environment of HVDC Overhead Transmission Lines.” brochure 473, Cigré, 2011.
- COBINE, J. D. *Gaseous conductors*. Dover, New York, EUA, 1958.
- COMBER, M.; JOHNSON, G. “HVDC Field and Ion Effects Research at Project UHV: Results of Electric Field and Ion Current Measurements.” *Power Apparatus and Systems, IEEE Transactions on*, volume PAS-101, nº 7, págs. 1998–2006, 1982. ISSN 0018-9510. doi:10.1109/TPAS.1982.317447.
- COMBER, M. G.; NIGBOR, R. J.; ZAFFANELLA, L. E. “HVDC transmission-line research. Interim report.” Rel. téc., General Electric Co., Pittsfield, MA (USA), 1982.
- DALLAIRE, R. D.; MARUVADA, P. S. “Analysis of Radio Interference from Short Multiconductor Lines Part 2. Analytical and Test Results.” *IEEE Transactions on Power Apparatus and Systems*, volume PAS-100, nº 4, págs. 2109–2119, 1981. doi:10.1109/TPAS.1981.316488.
- DART, F. C.; SILVA FILHO, J. I.; ANDRADE, V. H. G.; et al. “Linhas de Transmissão de Corrente Contínua – Avaliação de Campos Interferentes.” In: *XIX Seminário Nacional de Produção e Transmissão de Energia Elétrica*, volume GLT 03. Cigré, Rio de Janeiro, RJ, 2007.
- DAVIS, B. “Theory of the Corona.” *Transactions of the American Institute of Electrical Engineers*, volume XXXIII, nº 1, págs. 589–617, 1914. doi:10.1109/T-AIEE.1914.4765148.
- DEUTSCH, W. “Über die Dichteverteilung unipolarer Ionenströme.” *Annalen der Physik*, volume 408, págs. 588–612, 1933. doi:10.1002/andp.19334080508.
- DOMINGUES, L. A. M. C.; BARBOSA, C. R. N.; CARDOSO, J. A. F. “Análise do Estado Superficial de Cabos Utilizados em LT’s UAT CC e Verificação do

Fator de Superfície para Utilização em Projetos de Linhas de Transmissão.” Relatório Técnico DLE-43070/09, Centro de Pesquisas em Energia Elétrica - CEPEL, 2009.

DOMINGUES, L. A. M. C.; DUARTE, F. T. P.; BARBOSA, C. R. N.; et al. “Determinação do fator de superfície para cabos convencionais e não convencionais de seção trapezoidal.” In: *XIX Seminário Nacional de Produção e Transmissão de Energia Elétrica - SNPTEE*, 2007.

DOMINGUES, L. A. M. C.; SILVA FILHO, J. I.; MPALANTINOS NETO, A.; et al. “Performance of HVDC Transmission Lines in Brasil - Analysis of Field Data and Calculation Methods.” In: *Cigré 2010*, 2010.

DOMOTO, G.; LEAN, M. “Charge transport in a fluid with electrostatic cross-field modulation.” *Magnetics, IEEE Transactions on*, volume 21, nº 6, págs. 2332 – 2335, 1985. ISSN 0018-9464. doi:10.1109/TMAG.1985.1064177.

EPRI. “Advanced HVDC Systems for Voltages at ± 800 kV and Above.” Final Report 1013857, EPRI, Palo Alto, CA, EUA, 2007.

FINKELNBURG, W.; MAECKER, H. “Elektrische Bögen und thermisches Plasma.” In: *Encyclopedia of Physics/ Handbuch Der Physik*, volume XXII, págs. 254–444. Springer Verlag, Berlin, Alemanha, 1956.

FOWLER, R. H.; NORDHEIM, L. “Electron Emission in Intense Electric Fields.” *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical and Physical Character*, volume 119, nº 781, págs. 173–181, 1928. doi:10.1098/rspa.1928.0091.

GELA, G. *Computation of Ionized Fields Associated with Unipolar DC Transmission Systems*. Ph.D. thesis, University of Toronto, 1980.

GEORGHIOU, G. E.; PAPADAKIS, A. P.; MORROW, R.; et al. “Numerical modelling of atmospheric pressure gas discharges leading to plasma production.” *Journal of Physics D: Applied Physics*, volume 38, págs. R303, 2005. doi:10.1088/0022-3727/38/20/R01.

GUPTA, D. K.; MAHAJAN, S.; JOHN, P. I. “Theory of step on leading edge of negative corona current pulse.” *Journal of Physics D: Applied Physics*, volume 33, nº 6, págs. 681–691, 2000. doi:10.1088/0022-3727/33/6/315.

HARA, M.; HAYASHI, N.; SHIOTSUKI, K.; et al. “Influence of Wind and Conductor Potential on Distributions of Electric Field and Ion Current Density at Ground Level in DC High Voltage Line to Plane Geometry.” *IEEE*

- Transactions on Power Apparatus and Systems*, volume PAS-101, n^o 4, págs. 803–814, 1982. doi:10.1109/TPAS.1982.317145.
- HILL, H. L.; CAPON, A. S.; RATZ, O.; et al. *Transmission Line Reference Book HVDC to ± 600 kV*. Electric Power Research Institute EPRI, Palo Alto, CA, EUA, 1976.
- HOCKNEY, R. W.; EASTWOOD, J. W. *Computer Simulation Using Particles*. Adam Hilger, EUA, 1988.
- HORENSTEIN, M. N. “Computation of Corona Space Charge, Electric Field, and V-I Characteristic Using Equipotential Charge Shells.” *IEEE Transactions on Industry Applications*, volume IA-20, n^o 6, págs. 1607–1612, 1984. doi:10.1109/TIA.1984.4504648.
- ICNIRP. “Guidelines for limiting exposure to time-varying electric, magnetic, and electromagnetic fields (up to 300 GHz).” *Health Physics*, volume 74, n^o 4, págs. 494–522, 1998.
- IEEE. “IEEE Guide for the Measurement of DC Electric-Field Strength and Ion Related Quantities.” *IEEE Std 1227-1990*, 1990. doi:10.1109/IEEESTD.1990.101059.
- IEEE RADIO NOISE WORKING GROUP. “A Survey of Methods for Calculating Transmission Line Conductor Surface Voltage Gradients.” *Power Apparatus and Systems, IEEE Transactions on*, volume PAS-98, n^o 6, págs. 1996–2014, 1979. ISSN 0018-9510. doi:10.1109/TPAS.1979.319379.
- IJUMBA, N.; LEKGANYANE, M.; BRITTEN, A. “Comparative studies of DC corona losses in a corona cage and a point-plane gap.” In: *AFRICON 2007*, págs. 1–7. Windhoek, Namibia, 2007. doi:10.1109/AFRCON.2007.4401633.
- JANISCHEWSKYJ, W.; GELA, G. “Finite Element Solution for Electric Fields of Coronating DC Transmission Lines.” *IEEE Transactions on Power Apparatus and Systems*, volume PAS99, n^o 3, págs. 1000–1012, 1979. doi:10.1109/TPAS.1979.319258.
- KAPTISOV, N. A.; NEUMAIER, A.; SPRINGSTEIN, K. A. *Elektrische Vorgänge in Gasen und im Vakuum*. VEB Deutscher Verlag der Wissenschaften, Alemanha, 1955.
- KHALIFA, M. “Study of Overhead Ground Wires for DC Transmission Lines.” *IEEE Transactions on Power Apparatus and Systems*, volume PAS87, n^o 7, págs. 1648–1656, 1968. doi:10.1109/TPAS.1968.291972.

- KHALIFA, M.; ABDEL-SALAM, M. “Improved Method for Calculating DC Corona Losses.” *IEEE Transactions on Power Apparatus and Systems*, volume PAS-93, n^o 2, págs. 720–726, 1974. ISSN 0018-9510. doi:10.1109/TPAS.1974.294035.
- . “The Corona Discharge.” In: *High-Voltage Engineering - Theory and Practice*, cap. 5, págs. 149–183. Marcel Dekker, EUA, 2nd ed., 2000.
- LEKGANYANE, M.; IJUMBA, N.; BRITTEN, A. “A comparative study of space charge effects on corona current using an indoor corona cage and a monopolar test line.” In: *Power Engineering Society Conference and Exposition in Africa, 2007. PowerAfrica '07. IEEE*, págs. 1–6. Johannesburg, África do Sul, 2007. doi:10.1109/PESAfr.2007.4498035.
- LESER, S. *Efeito Coroa em Linhas de Transmissão - uma Modelagem de Base Física Aplicada a Linhas com Condutores em Feixe*. Tese de mestrado, COPPE/ UFRJ, Rio de Janeiro, RJ, 1995.
- LOEB, L. B. *Fundamental processes of electrical discharge in gases*. J. Wiley & Sons, inc., EUA, 1939.
- . *Basic Processes of Gaseous Electronics*. University of California, EUA, 2nd ed., 1961.
- LOWKE, J. “On the physics of lightning.” *Plasma Science, IEEE Transactions on*, volume 32, n^o 1, págs. 4 – 17, 2004. ISSN 0093-3813. doi:10.1109/TPS.2004.823954.
- LOWKE, J. J.; MORROW, R. “Theory of electric corona including the role of plasma chemistry.” *Pure and applied chemistry*, volume 66, n^o 6, págs. 1287–1294, 1994.
- . “Theoretical Analysis of Removal of Oxides of Sulphur and Nitrogen in Pulsed Operation of Electrostatic Precipitators.” *IEEE Transactions on Plasma Science*, volume 23, n^o 4, págs. 661–671, 1995. doi:10.1109/27.467988.
- MALIK, N. “A review of the charge simulation method and its applications.” *IEEE Transactions on Electrical Insulation*, volume 24, n^o 1, págs. 3–20, 1989. doi:10.1109/14.19861.
- MARUVADA, P. “Electric Field and Ion Current Environment of HVdc Transmission Lines: Comparison of Calculations and Measurements.” *Power Delivery, IEEE Transactions on*, volume 27, n^o 1, págs. 401–410, 2012. ISSN 0885-8977. doi:10.1109/TPWRD.2011.2172003.

- MATHWORKS INC. “Matlab R2011b Documentation - Discrete Laplacian (del2).”, 2011. Disponível online.
- MORROW, R. “Theory of negative corona in oxygen.” *Physical Review A*, volume 32, nº 3, págs. 1799–1809, 1985.
- MORROW, R.; LOWKE, J. J. “Streamer propagation in air.” *Journal of Physics D: Applied Physics*, volume 30, págs. 614–627, 1997.
- NASSER, E. *Fundamentals of gaseous ionization and plasma electronics*. Wiley-Interscience New York, EUA, 1971.
- NIKONOV, V.; BARTNIKAS, R.; WERTHEIMER, M. R. “Surface charge and photoionization effects in short air gaps undergoing discharges at atmospheric pressure.” *Journal of Physics D: Applied Physics*, volume 34, nº 19, pág. 2979, 2001. doi:10.1088/0022-3727/34/19/308.
- OSPINA, G. M. *Análise de Fenômenos Relacionados com o Campo Elétrico em Linhas de Transmissão, Regimes Quase-estacionário e Sob Efeito Coroa*. Tese de doutorado, COPPE/ UFRJ, Rio de Janeiro, RJ, 1998.
- OTTO, A. *Direct current conductor corona modelling and metrology*. Ph.D. thesis, University of Stellenbosch, 2009.
- PEEK, F. W. “The Law of Corona and the Dielectric Strength of Air.” *Transactions of the American Institute of Electrical Engineers*, volume XLVI, nº 3, págs. 1889–1965, 1911. doi:10.1109/T-AIEE.1911.4768352.
- . *Dielectric phenomena in high voltage engineering*. McGraw-Hill, New York, EUA, 1929.
- PENNEY, G. W.; HUMMERT, G. T. “Photoionization Measurements in Air, Oxygen and Nitrogen.” *Journal of Applied Physics*, volume 41, nº 2, págs. 572–577, 1970. doi:10.1063/1.1658715.
- POLTZ, J.; KUFFEL, E. “A New Method of the Two-Dimensional Bipolar Ion Flow Calculation.” In: *Sixth International Symposium on High Voltage Engineering*, pág. paper 43.09, 1989.
- POPKOV, V. I. “On the theory of unipolar DC corona.” *Elektrichestvo*, volume 1, 1949. In Russian.
- . “Some Special Features of Corona on High-Voltage DC Transmission Lines.” In: *GAS Discharges and the Electric Supply Industry, Proceedings of International Conference, CERL, Leatherhead, surry, England*, págs. 225–237, 1962.

- . *On the theory of unipolar dc corona*. National Research Council of Canada, Canada, 1963a.
 - . *The theory of bipolar corona on conductors*. NRC, Division of Mechanical Engineering, Canada, 1963b.
- PORTELA, C. M. J. C. M. *Análise de Redes Elétricas - algumas aplicações*. Instituto de Alta Cultura, Lisboa, Portugal, 1970.
- . *Regimes Transitórios*, volume III. COPPE/ UFRJ, Rio de Janeiro, RJ, 1983.
 - . “Linhas de transmissão CCAT e linhas de eletrodos.” In: *Curso sobre Estações Conversoras e Transmissão em Corrente Contínua - Tópicos Avançados*, volume IV, cap. 11. Promon Engenharia, Rio de Janeiro, RJ, 1989.
 - . “Frequency and Transient Behavior of Grounding Systems, I - Physical and Methodological Aspects.” In: *Proceedings IEEE 1997 International Symposium on Electromagnetic Compatibility*, pág. 379–384. IEEE Institute of Electrical and Electronic Engineers - EMC Society, Austin, EUA, 1997a. doi:10.1109/ISEMC.1997.667708.
 - . “Frequency and transient behavior of grounding systems, II - Practical application examples.” In: *Proceedings IEEE 1997 International Symposium on Electromagnetic Compatibility*, págs. 385–390. IEEE Institute of Electrical and Electronic Engineers - EMC Society, Austin, EUA, 1997b. doi:10.1109/ISEMC.1997.667709.
- PORTELA, C. M. J. C. M.; SANTIAGO, N. H. C. “Modelagem do Efeito Coroa em Linhas de Transmissão Considerando Interação entre Fases ou Pólos e Cabos Pára-raios.” In: *XI Seminário Nacional de Produção e Transmissão de Energia Elétrica - SNPTEE*. Rio de Janeiro, RJ, 1991.
- PROMON ENGENHARIA. *Curso sobre Estações Conversoras e Transmissão em Corrente Contínua*. Promon Engenharia, Rio de Janeiro, RJ, 1989.
- QIN, B. L.; PEDROW, P. D. “Particle-in-cell Simulation of Bipolar dc Corona.” *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation*, volume 1, nº 6, 1994.
- QIN, B. L.; SHENG, J. M.; YAN, Z.; et al. “Accurate Calculation of Ion Field Under HVDC Bipolar Transmission Lines.” *IEEE Transactions on Power Delivery*, volume 3, nº 1, págs. 368–376, 1988. doi:10.1109/61.4266.
- RAIZER, Y. P. *Gas Discharge Physics*. Springer Verlag, Berlin, Alemanha, 1991.

- RAJU, G. G. *Dielectrics in Electric Fields*. Marcel Dekker, EUA, 2003.
- SALARI FILHO, J. C. *Efeito das descargas atmosféricas no desempenho de linhas de transmissão - modelagens nos domínios do tempo e da frequência*. Tese de doutorado, COPPE/ UFRJ, Rio de Janeiro, RJ, 2006.
- SARMA MARUVADA, P. *Corona performance of high-voltage transmission lines*, volume 3. Research Studies Press Ltd, 2000.
- SARMA MARUVADA, P.; DALLAIRE, R. D.; HEROUX, P.; et al. “Corona Studies for Bipolar HVDC Transmission at Voltages Between ± 600 kV and ± 1200 kV Part 2: Special Bipolar Line, Bipolar Cage and Bus Studies.” *IEEE Transactions on Power Apparatus and Systems*, volume PAS-101, nº 3, págs. 1462–1471, 1981a. doi:10.1109/TPAS.1981.316621.
- SARMA MARUVADA, P.; JANISCHEWSKYJ, W. “Analysis of Corona Losses on DC Transmission Lines: I - Unipolar Lines.” *IEEE Transactions on Power Apparatus and Systems*, volume PAS-88, nº 5, págs. 718–731, 1969a. doi:10.1109/TPAS.1969.292362.
- . “Analysis of Corona Losses on DC Transmission Lines Part II - Bipolar Lines.” *IEEE Transactions on Power Apparatus and Systems*, volume PAS-88, nº 10, págs. 1476–1491, 1969b. doi:10.1109/TPAS.1969.292276.
- . “D.C. corona on smooth conductors in air. Steady-state analysis of the ionisation layer.” *Proceedings of the Institution of Electrical Engineers*, volume 116, nº 1, págs. 161–166, 1969c. doi:10.1049/piee.1969.0034.
- SARMA MARUVADA, P.; TRINH, N.; DALLAIRE, D.; et al. “Corona performance of a conductor bundle for bipolar HDVC transmission at ± 750 kV.” *Power Apparatus and Systems, IEEE Transactions on*, volume 96, nº 6, págs. 1872 – 1881, 1977. ISSN 0018-9510. doi:10.1109/T-PAS.1977.32521.
- SARMA MARUVADA, P.; TRINH, N. G.; DALLAIRE, R. D.; et al. “Corona Studies for Bipolar HVDC Transmission at Voltages Between ± 600 kV and ± 1200 kV Part 1: Long-Term Bipolar Line Studies.” *IEEE Transactions on Power Apparatus and Systems*, volume PAS-101, nº 3, págs. 1453–1461, 1981b. doi:10.1109/TPAS.1981.316620.
- SAWADA, Y.; SASANO, T.; SUNAGA, Y.; et al. “The radio interference characteristics of four-and three-conductor bundles of HVDC line: Shiobara 600-kV laboratory.” *IEEE Transactions on Power Apparatus and Systems*, volume 96, nº 6, págs. 1901–1907, 1977. doi:10.1109/T-PAS.1977.32524.

- SERDYUK, Y. V.; LARSSON, A.; GUBANSKI, S. M.; et al. “The propagation of positive streamers in a weak and uniform background electric field.” *Journal of Physics D: Applied Physics*, volume 34, n^o 4, pág. 614, 2001. doi:10.1088/0022-3727/34/4/323.
- SIBILANT, G.; IJUMBA, N.; BRITTEN, A. “Studies of DC conductor corona in a small corona cage.” In: *Power System Technology, 2002. Proceedings. PowerCon 2002. International Conference on*, volume 4, págs. 2202 – 2207 vol.4, 2002. doi:10.1109/ICPST.2002.1047173.
- SINGER, H.; STEINBIGLER, H.; WEISS, P. “A Charge Simulation Method for the Calculation of High Voltage Fields.” *IEEE Transactions on Power Apparatus and Systems*, volume 93, n^o 5, págs. 1660–1668, 1974. doi:10.1109/TPAS.1974.293898.
- SORIA-HOYO, C.; PONTIGA, F.; CASTELLANOS, A. “Particle-in-cell Simulation of Electrical Gas Discharges.” *Journal of Computational Physics*, volume 171, págs. 47–78, 2001. doi:10.1006/jcph.2001.6763.
- . “A PIC based procedure for the integration of multiple time scale problems in gas discharge physics.” *J. Comput. Phys.*, volume 228, n^o 4, págs. 1017–1029, 2009. ISSN 0021-9991. doi:10.1016/j.jcp.2008.10.007.
- STEINMETZ, C. P. “Dielectric Strength of Air.” *Transactions of the American Institute of Electrical Engineers*, volume XV, n^o 1, págs. 281–326, 1898. doi:10.1109/T-AIEE.1898.5570317.
- SUDA, T.; SUNAGA, Y. “Small ion mobility characteristics under the Shiobara HVDC test line.” *IEEE Transactions on Power Delivery*, volume 5, n^o 1, págs. 247–253, 1990. doi:10.1109/61.107280.
- . “Calculation of large ion densities under HVDC transmission lines by the finite difference method.” *IEEE Transactions on Power Delivery*, volume 10, n^o 4, págs. 1896–1905, 1995. doi:10.1109/61.473365.
- SUGIMOTO, T. “DC Corona Loss of Experimental Transmission Line At Shiobara Test Station.” *IEEE Transactions on Power Apparatus and Systems*, págs. 1440–1446, 1978. doi:10.1109/TPAS.1978.354630.
- SUNAGA, Y.; AMANO, Y.; SUDA, T. “Method for Calculating Ion Flow Field around an HVDC Transmission Line in the Presence of Wind.” In: *Sixth International Symposium on High Voltage Engineering*, pág. paper 44.09, 1989.

- SUNAGA, Y.; AMANO, Y.; SUGIMOTO, T. “Electric Field and Ion Current at the Ground and Voltage of Charged Objects Under HVDC Lines.” *IEEE Transactions on Power Apparatus and Systems*, volume PAS101, n^o 4, págs. 2082–2092, 1981. doi:10.1109/TPAS.1981.316485.
- SUNAGA, Y.; SAWADA, Y. “Method of Calculating Ionized Field of HVDC Transmission Lines and Analysis of Space Charge Effects on RI.” *Power Apparatus and Systems, IEEE Transactions on*, volume PAS-99, n^o 2, págs. 605–615, 1980. ISSN 0018-9510. doi:10.1109/TPAS.1980.319707.
- TAKUMA, T.; IKEDA, T.; KAWAMOTO, T. “Calculation of Ion Flow Fields of HVDC Transmission Lines By the Finite Element Method.” *IEEE Transactions on Power Apparatus and Systems*, volume PAS101, n^o 12, págs. 4802–4810, 1981. doi:10.1109/TPAS.1981.316432.
- TAKUMA, T.; KAWAMOTO, T. “A Very Stable Calculation Method for Ion Flow Field of HVDC Transmission Lines.” *IEEE Transactions on Power Delivery*, volume 2, n^o 1, págs. 189–198, 1987. doi:10.1109/TPWRD.1987.4308090.
- THOMSON, J. J. *Conduction of electricity through gases*. Wexford College Press, EUA, 1906.
- TIKHODEYEV, N. N. “Selection of Conductors and their Configuration for DC lines with Allowance for Corona Losses, Radio Interference - Methods and their measurements.” In: *USA/ USSR Symposium*, 1976.
- TOWNSEND, J. S. *The theory of ionization of gases by collision*. Kessinger Publishing, EUA, 1910.
- . “The potentials required to maintain currents between coaxial cylinders.” *Philosophical Magazine Series 6*, volume 28, n^o 163, págs. 83–90, 1914.
- TRICHEL, G. W. “The mechanism of the negative point to plane corona near onset.” *Physical Review*, volume 54, n^o 12, pág. 1078, 1938.
- TRINH, N. G. “Partial discharge XIX: discharge in air part I: physical mechanisms.” *Electrical Insulation Magazine, IEEE*, volume 11, n^o 2, págs. 23–29, 1995. ISSN 0883-7554. doi:10.1109/MEI.1995.1025997.
- VAHIDI, B.; TAGHIPOUR, S.; KASHI, S. A. “Application of Charge Simulation Method to Compute the Ion Flow under HVDC Lines.” In: *2nd IEEE GCC 2004*. Manama, Bahrain, 2004.

- VERESHCHAGIN, J.; LITVINOV, V. “How the variable nature of ion mobility influences corona discharge characteristics.” *Elektrichestvo*, volume 3, págs. 30–37, 1978.
- WHITEHEAD, J. B. “The Electric Strength of Air.” *Transactions of the American Institute of Electrical Engineers*, volume XV, nº 2, págs. 1159–1187, 1910. doi:10.1109/T-AIEE.1910.4764669.
- . “High voltage corona.” In: WASHBURN, E. (Ed.), *International critical tables of numerical data, physics, chemistry and technology*, volume 6, págs. 107–108. National Academies, EUA, 1924.
- YOS, J. *Revised transport properties for high temperature air and its components*. AVCO Space Systems Division Dept. Z220, 1967.
- YU, M.; KUFFEL, E. “A new algorithm for evaluating the fields associated with HVDC power transmission lines in the presence of Corona and strong wind.” *Magnetics, IEEE Transactions on*, volume 29, nº 2, págs. 1985–1988, 1993. ISSN 0018-9464. doi:10.1109/20.250798.
- YU, M.; KUFFEL, E.; POLTZ, J. “A new algorithm for calculating HVDC corona with the presence of wind.” *Magnetics, IEEE Transactions on*, volume 28, nº 5, págs. 2802–2804, 1992. ISSN 0018-9464. doi:10.1109/20.179632.

Apêndice A

Aspectos computacionais dos modelos implementados

A.1 Sobre plataformas computacionais utilizadas

Utilizou-se as plataformas Mathematica 7 e Matlab 2011b para o estudo e simulação dos modelos apresentados. Ambas as plataformas demonstraram bom desempenho, por conter algoritmos adequados, tais como: manipulação de vetores e matrizes, incluindo esparsas; solução de sistemas lineares, plotagem de resultados em 2D e 3D, incluindo exportação para imagem; possibilidade de compilação e integração com outros sistemas. Adicionalmente, ambas as plataformas oferecem suporte a processamento paralelo em seus principais algoritmos, aplicando-o automaticamente ao tratar com vetores e matrizes¹.

O modelo final foi implementado em Matlab, sendo a plataforma escolhida pelos seguintes aspectos:

- Facilidade na estruturação dos dados;
- Disponibilidade de ferramentas para depuração do código, como atribuição de pontos de parada (*breakpoints*), verificação de valores e mensagens de erro;
- Avaliação preliminar de desempenho (*profiling*), de forma a cronometrar cada parte do código e identificar “gargalos” no processamento;
- Exportação dos gráficos em PDF;
- Estruturação do programa de forma a realizar a prototipagem de um possível sistema compilado.

O código escrito em Matlab é em ASCII, ao contrário do Mathematica, podendo-se realizar o versionamento do código, ou editá-lo em qualquer editor de texto.

¹Não se encontra no âmbito do trabalho a otimização de sistemas ou algoritmos.

Em contrapartida, o Mathematica oferece maior facilidade em processamento algébrico, utilização de precisão arbitrária, e melhores saídas gráficas, sendo usado de forma complementar na pesquisa deste trabalho.

A.2 Implementação do método MSC

Como mencionado na seção 5.1, implementou-se o MSC utilizando sempre que possível o pré-cálculo da matriz de coeficientes \mathbf{P} , referente à posições na malha, às cargas nos condutores e suas imagens no solo. Somente para as cargas próximas aos condutores necessitam do cálculo de \mathbf{P}_s , sendo que em média correspondiam a 5% do total das cargas.

No modelo de camada de ionização, a concepção possibilitou o uso de cargas fixas na malha para todo o domínio, não necessitando de cálculo adicional de \mathbf{P}_s . A influência dos outros condutores e suas imagens no solo também foi contabilizada, não sendo necessário estarem contidos dentro da malha.

Para a resolução de sistemas lineares, testou-se no Matlab as rotinas `pcg`, `linsolve`, `gmres` e operador de divisão de matrizes. Para sistemas determinados, o `gmres`, correspondente ao método de resíduos mínimos, respondeu com melhor desempenho, enquanto para sistemas sobredeterminados o `pcg`, referente ao método de gradientes conjugados, apresentou melhores resultados.

Nos casos apresentados, utilizou-se sistemas determinados, com critério de tolerância no `gmres` de 10^{-8} .

A.3 O método *particle-in-cell* (PIC)

O método PIC refere-se a técnica de resolução de sistemas de equações parciais, a partir da discretização do espécime em partículas, espalhadas em um domínio. Na mecânica dos fluidos, o PIC é equivalente a utilizar coordenadas lagrangeanas para determinar o deslocamento do fluido, juntamente com coordenadas eulerianas para observar os momentos do fluido, tais como densidade e temperatura.

O PIC é bastante difundido na física de plasmas, pela facilidade de incorporar às equações do fluido os efeitos eletromagnéticos, de forma intuitiva. Outros campos que contam com sua aplicação é na astrofísica e na simulação de dispositivos semicondutores (HOCKNEY e EASTWOOD, 1988).

No PIC, uma “partícula” não necessariamente é uma entidade física, como um elétron. O elemento fundamental no método pode ser um grupo de partículas reais, no qual seu comportamento, em um aspecto macroscópico, pode ser considerado como uniforme.

A.3.1 Modelos de partículas

O PIC consiste em diversas metodologias, que podem ser classificadas em três tipos.

Método partícula-partícula (PP)

O método PP consiste em calcular a interação entre todas as partículas do sistema. Este modelo é o mais fácil e intuitivo de ser implementado, mas incorpora um custo computacional altíssimo.

Percebe-se que a resolução do sistema cresce com uma ordem igual a $\mathcal{O}(N^2)$, sendo sua utilização plausível somente para algumas milhares de partículas.

Os resultados obtidos são mais precisos que os métodos seguintes, por tratar os efeitos diretamente.

Método partícula-malha (PM)

O método PM incorpora o uso de uma malha de forma a reduzir o esforço computacional, ao custo de alguma perda na qualidade dos resultados. A malha é composta por células, compreendendo todo o domínio a ser estudado.

O malha será usada para a determinação dos momentos do sistema, tais como a densidade de partículas, massa, carga elétrica, pressão, etc, de acordo com o sistema, modelado.

Tradicionalmente utiliza-se o método de diferenças finitas, solucionando a malha através da equação de Poisson. Nesta implementação, a densidade de cada célula é reduzida a uma carga equivalente, localizada no centro de cada célula. Uma vantagem imediata é, para células vazias, não habilitar a carga equivalente, obtendo ganho adicional no cálculo.

Para um modelo eletrostático, obtém-se o campo elétrico ou os potenciais:

$$\nabla^2 \phi = -\frac{1}{\epsilon} (\rho_p - \rho_n - \rho_e) \quad (\text{A.1})$$

O procedimento utilizado no PM resume-se no seguinte fluxograma:

- Calcular a densidade de partículas para malha, ou deposição; (P \rightarrow M)
- Solucionar equação de Poisson da malha; (M)
- Calcular campo vetorial da malha; (M)
- Interpolar o campo vetorial da malha para as partículas; (M \rightarrow P)
- Calcular as equações de movimento das partículas; (P)
- Mover partículas; (P)

- Incrementar tempo.

Método partícula-partícula, partícula-malha (P³M)

O método P³M une as vantagens do PP e PM: para calcular o efeito entre partículas próximas, utiliza-se o PP, e para partículas distantes o PM. O método pode ser ajustado para obter o melhor resultado com um tempo de processamento moderado.

A.3.2 Discretização do modelo

A partir da determinação do sistema de equações a ser utilizado e o modelo adotado (PP, PM, P³M), realiza-se a discretização.

O objetivo é a divisão do sistema em um número factível de partículas e células, suficientes para obter resultados aproximados à realidade. A densidade de partículas nas células é um parâmetro utilizado para determinar a qualidade da discretização.

Para a determinação da densidade de partículas na malha, observa-se algumas opções de procedimento:

- Atribuir toda a partícula a célula em que esteja contida, denominado *Nearest Grid Point* (NGP, “ponto mais próximo à malha”), sendo a forma mais simples mas que pode provocar inconsistências em malhas pouco povoadas, para partículas próximas a borda da célula;
- Atribuir uma região de influência da partícula, alocando sua massa de acordo com a área que ocupa em cada célula, denominado *Cloud-in-Cell* (CIC, “nuvem na célula”), sendo um critério mais ponderado, mas com um custo computacional adicional;

Após a discretização de espaço, realiza-se a discretização no tempo. Aplica-se um intervalo Δt , que pode ser constante ou variável, no qual intercala-se o cálculo das posições e campos nos instantes $t = 0, \Delta t, 2\Delta t, \dots$ com o cálculo das velocidades em instantes fracionários, $t = 1/2\Delta t, 3/2\Delta t, \dots$:

$$x_i^{n+1} - x_i^n = v_i^{n+1/2} \Delta t \quad (\text{A.2})$$

$$v_i^{n+1/2} - v_i^{n-1/2} = \frac{F(x_i^n) \Delta t}{m_i} \quad (\text{A.3})$$

A.3.3 Implementação

O PIC será usado para a determinação da carga espacial e corrente iônica, de forma a calcular o campo elétrico próximo ao solo. O método P³M proverá a flexibilidade necessária para atender todas as escalas do problema, da vizinhança do condutor até no limite da faixa de passagem.

O método PP será obrigatoriamente usado na vizinhança dos condutores, para obtenção precisa do campo elétrico superficial. A definição de um limite, relacionado a uma zona de ionização, permite que não haja cargas esporádicas muito próximas à superfície do condutor, evitando o surgimento de valores irrealistas de campo elétrico;

Para o cálculo da densidade será usado o NGP, assumindo que haverá um número suficiente de cargas nas células de interesse, a saber, no solo e próximos aos condutores. A aproximação em células menos povoadas não provocará impacto no resultado geral, por estarem distantes dos pontos de interesse.

Para a interpolação da malha para as cargas, utilizou-se a função `interp2` do Matlab, bidimensional e linear, para cada componente do campo elétrico. Para as cargas próximas dos condutores e o campo elétrico superficial, é realizado o cálculo direto, sem aproximação.

A.4 Métodos de aceleração computacional para problemas de “n-corpos”

A.4.1 Introdução

Os problemas de “n-corpos” envolvem interações entre todas as entidades do problema (sejam partículas no sentido físico ou em uma abstração, como no método dos vórtices), o que torna o processo computacionalmente intensivo. Para otimizar o processo, diversos métodos foram concebidos.

de forma geral, os métodos de otimização partem do princípio que um conjunto de partículas comportam-se como um equivalente, para uma referência suficientemente distante. Cabe ao método escolhido agrupar as partículas, determinar a distância ótima no qual as aproximações realizadas sejam razoáveis, e adaptar o problema para obter os resultados desejados.

A.4.2 O método de multipolos rápidos

O método dos multipolos rápidos (*Fast multipole method* - FMM) é uma técnica computacional destinada a acelerar o desempenho computacional de problemas de N corpos, no caso as relações relacionadas à Lei de Coulomb em problemas elétricos ou às coordenadas lagrangeanas em problemas com fluidos. O método é bastante útil nas resoluções de método PIC entre partículas, além de problemas usando o método dos momentos.

O FMM clama em reduzir o custo computacional de um problema de $\mathcal{O}(N^2)$ para $\mathcal{O}(N \log N)$ ou $\mathcal{O}(N)$, de acordo com a abordagem escolhida. Uma introdução adequada ao método é feita por BEATSON e GREENGARD (1997).

Diversos problemas envolvem a iteração entre corpos, ou partículas, na forma

$$\Phi(x_j) = \sum_{i=1, i \neq j}^N f_{i,j}(\mathbf{x}_{ij}) \quad (\text{A.4})$$

no qual uma função $f_{i,j}$ possui, além de outras relações, uma dependência com o vetor distância \mathbf{x}_{ij} entre os corpos. O FMM trata elementos distantes de forma simplificada, como o adotado na seção 5.3.

A.4.3 Algoritmos aplicados

Para a rotina de difusão, a rotina `del2`, referente a solução do laplaciano $\nabla^2 u$, não atende o modelo, devido ao domínio em coordenadas cilíndricas e pela presença de uma função intermediária, ou seja, o sistema a ser resolvido toma a forma:

$$v = \nabla \cdot (h \nabla u) \quad (\text{A.5})$$

e sendo h uma função variável no espaço, não é possível isolá-la. Sua listagem está no capítulo C.

Apêndice B

Algoritmo de convecção numérica

Neste capítulo apresenta-se a implementação do algoritmo de convecção, baseado nos princípios do método *flux-corrected transport* (FCT). Para este trabalho o algoritmo foi adaptado para as necessidades atuais, observando-se os efeitos dominantes, o tipo de domínio e a escala dos parâmetros, inclusive os gradientes destas grandezas.

O algoritmo é descrito como “baseado” no FCT por não aplicar rotinas artificiosas de anti-difusão, sendo um passo muito relevante no trabalho de BORIS e BOOK (1973) por tratar muito de exemplos do tipo “onda quadrada”. Dentro do escopo da tese, haverá gradientes elevados mas que não necessariamente serão representados por “degraus”.

Como todo método, o algoritmo implementado possui limitações, aonde se discute seu impacto no problema.

B.1 Convenções

Apresenta-se os símbolos específicos para este capítulo:

S	Área dos anéis ou setores anulares
r	Coordenada radial
r_{med}	Coordenada radial do centro da célula
ρ	Densidade na célula
i	Índice na direção radial da malha
θ	Coordenada angular
θ_{med}	Coordenada angular do centro da célula
j	Índice na direção angular da malha
Q	Quantidade total de partículas na célula
d	Deslocamento (assumido sempre radial)
Δr	Espessura (radial) de uma célula
$\Delta \theta$	Largura (angular) de uma célula
Δt	Passo no tempo
Q^*	Quantidade propagada
Q_p	Parcela de quantidade que adentra na célula vizinha
Q^{n+}	Parcela de quantidade no sentido de deslocamento positivo
Q^{n-}	Parcela de quantidade no sentido de deslocamento negativo

B.2 Algoritmo básico

Seja uma distribuição de partículas representada por uma função densidade $\rho(x)$, expressa em um espaço unidimensional x , em coordenadas cartesianas. Considerando também que as partículas estejam sob influência de um campo vetorial de deriva $v(x, \dots)$, representando a velocidade média das partículas naquela região do espaço, sendo função da posição do espaço e de outras variáveis externas.

Para este problema, sem considerar outros aspectos, as partículas sofrerão convecção, mantendo a conservação da sua quantidade total. Para a implementação numérica, espera-se que seja mantida esta conservação, sem desvios significativos.

Seja uma malha de n células, identificadas pelo índice $i = 0, \dots, n-1$ demarcada pelas posições x_0, x_1, \dots, x_N , com largura definida como $\Delta x_i = x_{i+1} - x_i$. Cada célula possui uma densidade de partículas ρ_i e um vetor de deriva v_i . Define-se também a grandeza de quantidade $Q_i = \rho_i A_i$, representando o total de partículas em cada célula.

A quantidade de cada célula sofrerá convecção, adentrando na célula vizinha. Considerando o critério de Courant, a propagação de qualquer quantidade não atravessará mais de uma célula. A rigor, o deslocamento não necessariamente será no mesmo sentido para todas as células, simulando por exemplo um fenômeno de avalanche. A figura B.1 ilustra um exemplo de uma célula i recebendo quantidades dos vizinhos, cujo deslocamento ocorre de forma oposta.

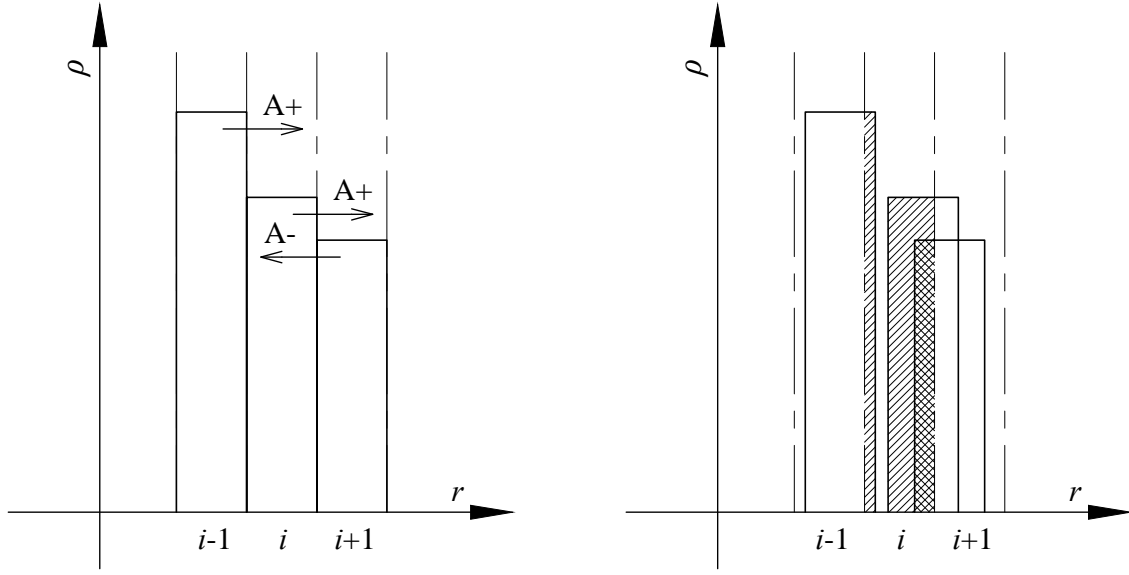


Figura B.1: Deslocamento das quantidades entre células - exemplo de fluxo positivo e negativo.

B.3 Algoritmo em coordenadas cilíndricas

B.3.1 Algoritmo unidimensional

Para um sistema análogo, expresso em coordenadas cilíndricas, representado somente pela dimensão radial r ,

$$\Delta d_i^n = v_i^n \Delta t \quad (\text{B.1})$$

$$A_i = \pi (r_{i+1}^2 - r_i^2) \quad (\text{B.2})$$

para uma malha de anéis delimitada pelos raios r_0, r_1, \dots, r_N e largura $\Delta r_i = r_{i+1} - r_i$.

Seja um deslocamento radial Δd_i^n referente a iteração n em uma célula (r_i, r_{i+1}) , considerando que seja aproximadamente constante para todas as partículas dentro da célula.

O algoritmo deve assegurar-se que, para todo i :

$$|\Delta d_i| < \Delta r_i \quad (\text{B.3})$$

sendo este critério atendido pelo passo de tempo, conforme descrito na seção 5.3.6.

A célula propagada A_i^* , indicada por $*$ por estar defasada da malha original, é igual a

$$A_i^* = \pi [(r_{i+1} + \Delta d_i^n)^2 - (r_i + \Delta d_i^n)^2] \quad (\text{B.4})$$

$$A_i^* = A_i + \pi [2z, \Delta d_i^n (r_{i+1} - r_i)] \quad (\text{B.5})$$

$$A_i^* = A_i + 2\pi \Delta d_i^n \Delta r_i \quad (\text{B.6})$$

sendo ΔA_i a parcela de A_i^* que adentra na célula vizinha:

$$\Delta A_i = \pi [(r_i + \Delta d_i^n)^2 - r_i^2] \quad (\text{B.7})$$

$$\Delta A_i = \pi \Delta d_i^n (2r_i + \Delta d_i^n) \quad (\text{B.8})$$

Considerando que o fluxo pode ter ambos os sentidos em um mesmo instante, devido à influência de outras espécies de partículas no campo elétrico, separa-se o deslocamento em dois vetores, ΔA_i^+ , para $\Delta d > 0$, e ΔA_i^- , para $\Delta d < 0$.

A quantidade de uma célula que se propaga não se altera:

$$Q_j^* = Q_j^n \quad (\text{B.9})$$

A célula defasada da malha deve se dividir entre Q_m , a parte que não saiu da célula original, e Q_p , a parte que adentrou na célula seguinte:

$$A_{p,i}^{*+} = \Delta A_i^+ \quad (\text{B.10})$$

$$A_{p,i}^{*-} = \Delta A_i^- \quad (\text{B.11})$$

$$A_{m,i}^* = A_i^* - \Delta A_i^+ - \Delta A_i^- \quad (\text{B.12})$$

No caso, cada célula original somente se propagará para um sentido, ou seja, haverá ou ΔA_i^+ ou ΔA_i^- , mas para efeito de implementação isso será transparente, pois sendo uma variável existente a outra automaticamente será igual a zero:

$$Q_{p,i}^{n+} = Q_i^n \frac{A_{p,i}^{*+}}{A_i^*} \quad (\text{B.13})$$

$$Q_{p,i}^{n-} = Q_i^n \frac{A_{p,i}^{*-}}{A_i^*} \quad (\text{B.14})$$

$$Q_{m,i}^n = Q_i^n - Q_{p,i}^{n+} - Q_{p,i}^{n-} \quad (\text{B.15})$$

$$Q_i^{n+1} = Q_{m,i}^n + Q_{p,i-1}^{n+} + Q_{p,i+1}^{n-} \quad (\text{B.16})$$

Tem que dividir a quantidade Q_i proporcionalmente entre $A_{p,i}$ e $A_{m,i}$, para então obter $Q_{p,i}$ e $Q_{m,i}$:

$$\rho_i^{n+1} = \frac{Q_i^{n+1}}{A_i} \quad (\text{B.17})$$

Assegura-se a conservação de quantidade com a relação:

$$\sum A_i^n \rho_i^n = \sum A_i^n \rho_i^{n+1} \quad (\text{B.18})$$

B.3.2 Algoritmo bidimensional

Assumindo que o deslocamento dominante será radial, será necessário poucas alterações no algoritmo 1,5D.

Seja os anéis definidos por $\Delta r_i = r_{i+1} - r_i$, subdivididos por setores definidos por θ_j, θ_{j+1} , que neste caso assume-se um espaçamento angular constante de $\Delta\theta$ para toda a malha, obtem-se a área S_{ij} pela equação 7.5.

Utiliza-se ao invés de S_i a nova definição S_{ij} , calculando-se para cada iteração a convecção, para cada setor na direção j . Assim como os anéis, os setores anelares são proporcionais ao raio, compensando desta forma o cálculo da densidade final ρ_{ij} .

A figura B.2 ilustra a distretização da malha em coordenadas cilíndricas 2,5D. As coordenadas definidas pelos centros das células $r_{med\ i}$ e $\theta_{med\ j}$ correspondem às cargas discretizadas na figura 7.5.

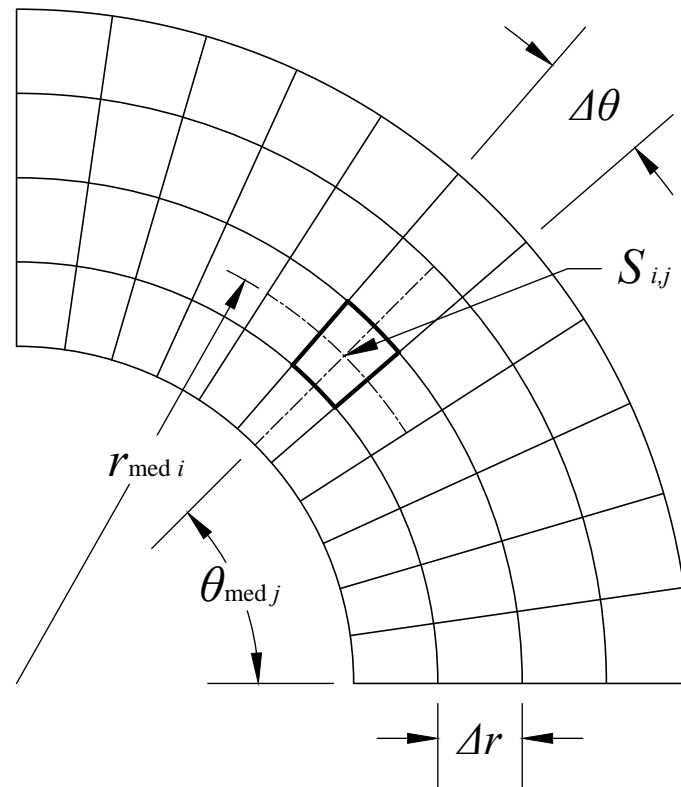


Figura B.2: Discretização em coordenadas cilíndricas.

A listagem B.1 apresenta o algoritmo implementado em Matlab.

Listagem B.1: Implementação da rotina de convecção bidimensional em coordenadas cilíndricas

```

function [ne, n0, n1, i] = conveccaoPolar2D(ne, deslR, malha, dr, dtheta)
2  % Algoritmo de conveccao numerica, bidimensional, polar
  % nao considera deslocamento angular
4  % entradas
  % - ne - densidades iniciais

```

```

6  % – deslR – deslocamentos medios (velocidade * tempo), componente radial
% – malha – estrutura de dados da malha
8  % – dr – espessuras dos setores
% – dtheta – largura dos setores (angular) – considerando igual
10 % saidas
% – ne – densidades finais
12 % – n0 – saida interna (r0)
% – n1 – saida externa (r_end)
14 % – i – fluxo entre celulas (ve)

16 if (any(ne < 0)),
    error('Densidade negativa de particulas (parametro de entrada).');
18 end

20 ntheta = size(malha.r2, 1);
% quantidade (carga) de cada setor
22 Q = ne .* malha.asect;
% variacao de area por expansao/ contracao radial
24 areaPlus = malha.asect + dtheta .* deslR .* dr(ones(ntheta, 1),:);
deltaA = 0.5 .* dtheta .* deslR .* (2 .* malha.r2 (:,1:end-1) + deslR);
26 areaPpos = deltaA(deslR > 0);
areaPneg = deltaA(deslR < 0);
28 % quantidade que avanca e quantidade que recua
Qppos = zeros(size(Q));
30 Qpneg = zeros(size(Q));
Qppos(deslR > 0) = abs(Q(deslR > 0) .* areaPpos ./ areaPlus(deslR > 0));
32 Qpneg(deslR < 0) = abs(Q(deslR < 0) .* areaPneg ./ areaPlus(deslR < 0));
% quantidade restante na celula original
34 Qm = Q - Qppos - Qpneg;
% contribuicao das celulas vizinhas
36 Q(:,2:end-1) = Qm(:,2:end-1) + Qppos(:,1:end-2) + Qpneg(:,3:end);
Q(:,1) = Qm(:,1) + Qpneg(:,2);
38 Q(:,end) = Qm(:,end) + Qppos(:,end-1);
n0 = Qpneg(:, 1) ./ deltaA(:, 1);
40 n1 = Qppos(:, end) ./ deltaA(:, end);
i = [-Qpneg(:,2) Qppos(:,1:end-2)-Qpneg(:,3:end) Qppos(:,end-1)];
42 i = sum(i) ./ (malha.rmeio2(1,:) .* 2 .* pi);

44 ne = Q ./ malha.asect;
if (any(ne < 0)),
46     error('Densidade negativa de particulas calculada. ');
end
48 % pode-se conferir a conservacao de quantidade fazendo sum(sum(ne)) para cada
% iteracao, as diferencas saem por n0 e n1.
50 end

```

Apêndice C

Rotina de difusão bidimensional

Para a resolução da equação de difusão, desenvolveu-se um algoritmo para coordenadas cilíndricas. Primeiramente apresenta-se um modelo unidimensional, que depois foi transformado para bidimensional.

C.1 Algoritmo de difusão em coordenadas cilíndricas, unidimensional

Seja um sistema na forma

$$v = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r h \frac{\partial f}{\partial r} \right) \quad (\text{C.1})$$

sendo $f(r)$ a “função principal” e $h(r)$ a “função interna”, discretizando-se r_i para $i = 0, 1, \dots, N$, segue-se a metodologia apresentada em MATHWORKS INC. (2011), adaptada para coordenadas polares:

$$\Delta r = r_i - r_{i-1} \quad (\text{C.2})$$

$$\Delta r_{\text{med}} = r_{\text{med},i} - r_{\text{med},i-1} \quad (\text{C.3})$$

$$df_1 = r_i \frac{h_i + h_{i-1}}{2} \left(\frac{f_i - f_{i-1}}{\Delta r_{\text{med},i}} \right) \quad (\text{C.4})$$

$$v = \frac{df_{1,i} - df_{1,i-1}}{\Delta r_i} \quad (\text{C.5})$$

restando ainda extrapolar as extremidades:

$$v_0 = v_1 \frac{r_0 + r_1}{r_1} - v_2 \frac{r_0}{r_1} \quad (\text{C.6})$$

$$v_N = -v_{N-2} \frac{r_{N-1}}{r_{N-2}} + v_{N-1} \frac{r_{N-1} + r_{N-2}}{r_{N-2}} \quad (\text{C.7})$$

C.2 Algoritmo de difusão em coordenadas cilíndricas, bidimensional

Apresenta-se a rotina `del2cil2d`, desenvolvida pela necessidade de um algoritmo de difusão. Resolve-se um sistema bidimensional em coordenadas cilíndricas:

$$v = \frac{1}{r} \left[\frac{\partial}{\partial r} \left(r h \frac{\partial f}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial \theta} \left(h \frac{1}{r} \frac{\partial f}{\partial \theta} \right) \right] \quad (\text{C.8})$$

resolvendo da forma:

$$df_{3(i,j)} = \frac{1}{r_i} \left(\frac{f_{i,j} - f_{i,j-1}}{\Delta \theta} \right) \frac{h_{i,j} + h_{i,j-1}}{2} \quad (\text{C.9})$$

$$v_{(i,j)} = \frac{1}{r_i} \left(\frac{df_{1i,j} - df_{1i-1,j}}{\Delta r_i} + \frac{df_{4i,j} + df_{4i,j-1}}{2} \right) \quad (\text{C.10})$$

$$v_{(0,j)} = v_{1,j} \frac{r_0 + r_1}{r_1} - v_{2,j} \frac{r_0}{r_1} \quad (\text{C.11})$$

$$v_{(N,j)} = -v_{N-2,j} \frac{r_{N-1}}{r_{N-2}} + v_{N-1,j} \frac{r_{N-1} + r_{N-2}}{r_{N-2}} \quad (\text{C.12})$$

A listagem C.1 apresenta o algoritmo implementado em Matlab.

Listagem C.1: Implementação da rotina de difusão bidimensional em coordenadas cilíndricas

```

function [v, difr, diftheta] = del2cil2d(f, r, rmed, dtheta, h)
2  % Laplaciano em coordenadas cilindricas, diferencas finitas, bidimensional
  %
4  % f(r, theta) – funcao principal, referida aos pontos medios do grid
  % r – dimensao radial (por meshgrid)
6  % rmed – dimensao radial media (centro dos grids, por meshgrid)
  % dtheta – espaco angular (considerando constante para todo o grid)
8  % h(r, theta) – funcao interna de mesma dimensao da funcao principal
  %
10 % v = 1/r * (d/dr(r * h * df/dr) + d/dtheta(h * 1/r * df/dtheta))

12 % parte radial
  nTheta = size(r,1);
14 dr = r(1, 2:end) - r(1, 1:end-1);
  drmed = rmed(:, 2:end) - rmed(:, 1:end-1);
16 df1 = (f(:, 2:end) - f(:, 1:end-1)) ./ (ones(nTheta, 1) * dr);
  hr = (h(:,2:end) + h(:,1:end-1)) .* 0.5;
18 difr = hr .* df1;
  ddf = rmed .* difr;
20 df2 = (ddf(:, 2:end) - ddf(:, 1:end-1)) ./ drmed;

22 % parte angular

```

```

df3 = ([f(2:end, :); f(1,:)] - f) ./ dtheta;
24 htheta = ([h(2:end,:); h(1,:)] + h) .* 0.5;
    diftheta = 1 ./ r .* htheta .* df3;
26 df4 = ([diftheta(2:end, :); diftheta(1,:)] - diftheta) ./ dtheta;

28 df2int = zeros(size(f));
    df2int(:,2:end-1) = df2;
30 for i1=1:nTheta,
        df2int(i1,1) = df2int(i1,2) .* (r(1,1) + r(1,2))./r(1,2) - df2int(i1,3) .* r(1,1) ./ r(1,2);
32        df2int(i1,end) = -df2int(i1,end-2) .* r(1,end-1) ./ r(1,end-2) ...
            + df2int(i1,end-1) .* (r(1,end-1) + r(1,end-2)) ./ r(1,end-2);
34    end
v = 1./r .* (df2int + ([df4(2:end, :); df4(1,:)] + df4) .* 0.5);
36 end

```