



Ministério da
Ciência e Tecnologia



sid.inpe.br/mtc-m19/2011/02.07.13.17-TDI

MECANISMO DE INICIAÇÃO DE SPRITES

Caitano Luiz da Silva

Dissertação de Mestrado do Curso de Pós-Graduação em Geofísica Espacial /
Ciências Atmosféricas, orientada pela Dra. Fernanda de São Sabbas Tavares,
aprovada em 28 de fevereiro de 2011

URL do documento original:

<[http://urlib.net/ 8JMKD3MGP7W/395MT45](http://urlib.net/8JMKD3MGP7W/395MT45) >

INPE
São José dos Campos
2011

PUBLICADO POR :

Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais - INPE

Gabinete do Diretor (GB)

Serviço de Informação e Documentação (SID)

Caixa Postal 515 - CEP 12.245-970

São José dos Campos - SP - Brasil

Tel.:(012) 3208-6923/6921

Fax: (012) 3208-6919

E-mail: pubtc@sid.inpe.br

CONSELHO DE EDITORAÇÃO E PRESERVAÇÃO DA PRODUÇÃO INTELLECTUAL DO INPE (RE/DIR-204):

Presidente:

Dr. Gerald Jean Francis Banon - Coordenação Observação da Terra (OBT)

Membros:

Dr^a Inez Staciarini Batista - Coordenação Ciências Espaciais e Atmosféricas (CEA)

Dr^a Maria do Carmo de Andrade Nono - Conselho de Pós-Graduação

Dr^a Regina Célia dos Santos Alvalá - Centro de Ciência do Sistema Terrestre (CST)

Marciana Leite Ribeiro - Serviço de Informação e Documentação (SID)

Dr. Ralf Gielow - Centro de Previsão de Tempo e Estudos Climáticos (CPT)

Dr. Wilson Yamaguti - Coordenação Engenharia e Tecnologia Espacial (ETE)

Dr. Horácio Hideki Yanasse - Centro de Tecnologias Especiais (CTE)

BIBLIOTECA DIGITAL:

Dr. Gerald Jean Francis Banon - Coordenação de Observação da Terra (OBT)

Marciana Leite Ribeiro - Serviço de Informação e Documentação (SID)

REVISÃO E NORMALIZAÇÃO DOCUMENTÁRIA:

Marciana Leite Ribeiro - Serviço de Informação e Documentação (SID)

Yolanda Ribeiro da Silva Souza - Serviço de Informação e Documentação (SID)

EDITORAÇÃO ELETRÔNICA:

Vivéca Sant'Ana Lemos - Serviço de Informação e Documentação (SID)



Ministério da
Ciência e Tecnologia



sid.inpe.br/mtc-m19/2011/02.07.13.17-TDI

MECANISMO DE INICIAÇÃO DE SPRITES

Caitano Luiz da Silva

Dissertação de Mestrado do Curso de Pós-Graduação em Geofísica Espacial /
Ciências Atmosféricas, orientada pela Dra. Fernanda de São Sabbas Tavares,
aprovada em 28 de fevereiro de 2011

URL do documento original:

<<http://urlib.net/8JMKD3MGP7W/395MT45>>

INPE
São José dos Campos
2011

Dados Internacionais de Catalogação na Publicação (CIP)

Silva, Caitano Luiz da.
Si38m Mecanismo de Iniciação de Sprites / Caitano Luiz da Silva. –
São José dos Campos : INPE, 2011.
 xxii+123 p. ; (sid.inpe.br/mtc-m19/2011/02.07.13.17-TDI)

 Dissertação (Mestrado em Geofísica Espacial / Ciências At-
mosféricas) – Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José
dos Campos, 2011.
 Orientadora : Dra. Fernanda de São Sabbas Tavares.

 1. Sprite. 2. Streamer . 3. Modelagem teórica. 4. Relâmpago.
I.Título.

CDU 551.510.533

Copyright © 2011 do MCT/INPE. Nenhuma parte desta publicação pode ser reproduzida, armazenada em um sistema de recuperação, ou transmitida sob qualquer forma ou por qualquer meio, eletrônico, mecânico, fotográfico, reprográfico, de microfilmagem ou outros, sem a permissão escrita do INPE, com exceção de qualquer material fornecido especificamente com o propósito de ser entrado e executado num sistema computacional, para o uso exclusivo do leitor da obra.

Copyright © 2011 by MCT/INPE. No part of this publication may be reproduced, stored in a retrieval system, or transmitted in any form or by any means, electronic, mechanical, photocopying, recording, microfilming, or otherwise, without written permission from INPE, with the exception of any material supplied specifically for the purpose of being entered and executed on a computer system, for exclusive use of the reader of the work.

Aprovado (a) pela Banca Examinadora
em cumprimento ao requisito exigido para
obtenção do Título de Mestre em
Geofísica Espacial/Ciências Atmosféricas

Dr. Marcelo Magalhães F. Saba



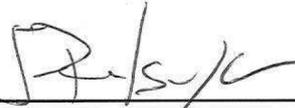
Presidente / INPE / SJCampos - SP

Dra. Fernanda São Sabbas Tavares



Orientador(a) / INPE / SJCampos - SP

Dr. Jonas Rodrigues de Souza



Membro da Banca / INPE / SJCampos - SP

Dr. Erico Luiz Rempel



Convidado(a) / ITA / SJCampos - SP

Dr. Davis Daniel Sentman



Convidado(a) / UAF / Alasca - EUA

Aluno (a): Caítano Luiz da Silva

São José dos Campos, 28 de fevereiro de 2011

À memória de meu pai Valter Moço da Silva.

AGRADECIMENTOS

Agradeço à Dra. Fernanda T. São Sabbas pela orientação, incentivo e confiança. Aos pesquisadores Dr. Eurico Rodrigues de Paula, Dr. Clezio Marcos De Nardin, Dr. Polinaya Muralikrishna, Dr. Alisson Dal Lago, Dr. Severino L. Guimarães Dutra, Dr. Renato Sérgio Dallaqua, Dr. Hisao Takahashi, pelos ensinamentos e discussões durante o período de disciplinas e pelo apoio acadêmico.

Aos doutores Davis D. Sentman, Marcelo M. F. Saba, Marco Antônio da Silva Ferro, Alam Esfhan Kherani, Jonas Rodrigues de Souza, Ningyu Liu, Sebastien Celestin, pelas diversas discussões e ensinamentos, que envolvem desde processos físicos em descargas elétricas até modelagem numérica/computacional, contribuindo imensamente para o desenvolvimento deste trabalho.

Ao INPE por providenciar a oportunidade e a estrutura necessária para a realização deste trabalho. Ao CNPq pelo apoio financeiro através de uma bolsa de estudos. À CAPES e à FAPESP pelo suporte financeiro para a participação em conferências.

Aos amigos, colegas de curso e de instituto, Jeison, Ângela, Matheus, Fábio, Paulo R. J., Gisele, Antônio, Leandro, Rafael R. S. M., Vânia, Paulo A. B. N., Laís, Igo, Ana, Francisco, Ricardo, Claudia E., Cédrique, pelo companheirismo, apoio, conversas, almoços, caronas.

Aos amigos — literalmente — inseparáveis e companheiros de moradia que tornaram a vida em São José dos Campos mais fácil de ser vivida: Marcos, Juliano, Rodrigo, Vandoir, Fábio, Cristiano, Lucas, Cássio, Rafael L. C., Carlos. Às amigas que proporcionaram horizontes além do trabalho: Karina, Raquel, Justyna, Denise, Aline, Alessandra, Claudia M., Carina, Laysa, Flavia, Valentin, Rosângela, Daiki, Thiago, Marlos, Henrique, Lilian, e que me apoiaram desde a minha chegada a esta cidade.

Agradeço à minha mãe Zélia e a meu falecido pai Valter, por todo o apoio, por acreditarem em mim e por me proverem todo o alicerce necessário para que eu busque meus objetivos. Agradeço à minha namorada Agnieszka, pelo carinho, paciência e compreensão nas horas difíceis.

À equipe da Biblioteca do INPE, por ter desenvolvido o estilo em \LaTeX aqui empregado e por todas as correções na dissertação.

RESUMO

No presente trabalho estuda-se o acoplamento eletrodinâmico entre a troposfera e a média atmosfera. Mais especificamente, o mecanismo de penetração na mesosfera e na porção inferior da ionosfera do campo elétrico gerado por relâmpagos, que dá origem aos sprites. Utiliza-se um modelo de fluido simplificado, composto por equações da continuidade para elétrons e íons, acopladas à equação de Poisson. Através dessa descrição, a atmosfera responde à intensos campos elétricos criando uma onda de blindagem e ionização, que forma-se em ~ 80 km de altitude e propaga-se para baixo devido a condutividade elétrica e a estrutura espaço-temporal do campo elétrico do relâmpago. Essa onda leva à construção do cenário que possibilita a iniciação de sprites na mesosfera, em ~ 70 km de altitude. Foram avaliados os efeitos da geometria da carga elétrica removida da nuvem, da forma de onda da corrente elétrica do relâmpago, do perfil de densidade eletrônica sobre a tempestade e da descrição dos processos de produção e perda de elétrons na quebra da rigidez dielétrica na mesosfera e na iniciação de um streamer que pode se desenvolver em um sprite. Foi observado que: (1) uma mobilidade eletrônica maior retarda o início da quebra da rigidez dielétrica e facilita a iniciação do streamer, (2) uma atmosfera mais condutora dificulta ou inibe a iniciação de streamers, (3) a condutividade atmosférica está diretamente ligada com a altitude dos sprites, (4) as características do relâmpago são predominantes sobre as da atmosfera na determinação da altitude dos sprites, (5) existe uma assimetria na resposta atmosférica à relâmpagos positivos e negativos, (6) a substituição da carga pontual por uma distribuição gaussiana reduz o campo elétrico do relâmpago e (7) sprites que se iniciam em menores altitudes são produzidos por relâmpagos mais impulsivos e requerem uma maior remoção de carga, sendo que os mesmos são produzidos mais rapidamente do que sprites que se iniciam em maiores altitudes.

SPRITE INCEPTION MECHANISM

ABSTRACT

In this work the electrodynamic coupling between the troposphere and middle atmosphere is studied; more specifically, the mechanism of penetration of lightning electric fields into the mesosphere and the lower part of the ionosphere generating sprites. We use a simplified streamer-fluid model, composed of continuity equations for electrons and ions coupled to Poisson's equation. In this description, the atmosphere responds to intense lightning electric fields creating a screening-ionization wave, which is formed at ~ 80 km and propagates downward owing to the ambient electrical conductivity and the spatio-temporal structure of lightning electric fields. This wave creates the conditions leading to inception of a sprite in the mesosphere at ~ 70 km altitude. We evaluate the effects of the thundercloud charge geometry, the lightning current waveshape, the electron density profile above the thunderstorm and the description of the processes of production and loss of electrons in the mesospheric electrical breakdown and initiation of a streamer that may develop into a sprite. We verify that: (1) the increase in the electron mobility slows down the breakdown process and speeds up the streamer inception, (2) an increase in atmospheric conductivity hinders the appearance of sprites, (3) the sprite altitude is related to the atmospheric conductivity, (4) the lightning characteristics play a significant role in determining sprite altitude, (5) there is an asymmetry in the response of the atmosphere to positive and negative lightning, (6) replacing the point charge by a gaussian distribution in the underlying thundercloud reduces the strength of the lightning electrostatic field, and (7) sprites initiating at lower altitudes are produced by more impulsive cloud-to-ground lightning discharges, require the removal of more charge, and have a shorter delay than sprites produced in higher altitudes.

LISTA DE FIGURAS

	<u>Pág.</u>
1.1 Diferentes manifestações dos ELTs: sprites, jatos azuis e gigantes, halos e elves.	2
1.2 Imagens obtidas pelo ISUAL.	2
1.3 Distribuição global de sprites, jatos gigantes, elves, halos e relâmpagos.	3
1.4 Representação esquemática do modelo de uma nuvem de tempestade tri-polar.	5
1.5 Mecanismo físico da QRD em altitudes mesosféricas.	8
1.6 Evolução espacial e temporal de um streamer a 75 km de altitude.	11
1.7 Simulação de um sprite emergindo de um halo.	11
2.1 Primeira imagem colorida e espectro de um sprite.	15
2.2 As três regiões morfológicas de um sprite.	15
2.3 Imagens telescópicas de sprites.	16
2.4 As duas formas predominantes de sprites.	17
2.5 Comparação entre sprites e streamers observados em laboratório.	17
2.6 Exemplos de halos.	20
2.7 Sequência de imagens mostrando a formação de um sprite a partir de um halo pré-existente.	20
2.8 Evento reportado por Miyasato et al. (2002) onde ocorre a sequência elve + halo + sprite.	21
2.9 Sequência de imagens com elve sucedido por um halo.	22
2.10 Jatos azuis e jatos gigantes.	23
2.11 Representação da formação de relâmpagos, jatos azuis e jatos gigantes.	25
3.1 Avalanche eletrônica.	33
3.2 Streamers observados em laboratório.	35
3.3 Propagação de streamers.	36
3.4 Formação e desenvolvimento de líderes.	38
3.5 Propagação de líderes.	38
4.1 Ilustração do mecanismo de penetração de campos elétricos, gerados por nuvens de tempestade, na atmosfera superior.	45
4.2 Representação esquemática do domínio de simulação.	49

4.3	Frequências de ionização e de <i>attachment</i> em função do campo elétrico reduzido.	51
4.4	Mobilidade eletrônica em função do campo elétrico reduzido.	53
4.5	Perfis de densidade eletrônica adotados.	55
4.6	Esquerda: Potencial e campo elétrico produzidos por uma carga elétrica pontual de 130 C situada em 10 km de altitude. Direita: perfil vertical do campo elétrico para diferentes valores de momento de carga.	58
4.7	Módulo do campo eletrostático gerado por uma carga elétrica de 130 C situada em 10 km de altitude.	59
4.8	Esquerda: distribuição da carga elétrica na nuvem de tempestade. Direita: campo elétrico radial em $z = 70$ km.	60
4.9	Evolução temporal da corrente elétrica (esquerda) e da transferência de carga elétrica (direita) durante um relâmpago NS.	62
5.1	Distribuição espacial do campo elétrico reduzido, em $t = 1, 2, 3$ e 4 ms.	72
5.2	Distribuição espacial da densidade eletrônica, em $t = 1, 2, 3$ e 4 ms.	73
5.3	Representação esquemática da resposta do modelo.	74
5.4	Perfis verticais da condutividade elétrica ambiente $\sigma = \sigma_e$ (esquerda) e das respectivas escalas de tempo de relaxação dielétrica $\tau_\sigma = \epsilon_0/\sigma$	76
5.5	Estrutura espacial do campo elétrico externo.	77
5.6	Comparação entre os resultados desse trabalho e os de Luque e Ebert (2009).	78
5.7	Perfis verticais do campo elétrico reduzido (esquerda) e da densidade eletrônica (direita).	78
5.8	O mesmo que na Figura 5.7 para os instantes $t = 4,2, 4,3, 4,4$ e $4,5$ ms.	80
5.9	O mesmo que nas Figuras 5.1 e 5.2 para $t = 4,4$ ms.	80
5.10	Esquerda: critérios para a formação de streamers. Direita: velocidade de propagação da onda.	81
5.11	Esquerda: resultado da simulação realizada com as frequências de ionização e <i>attachment</i> empregadas por Barrington-Leigh (2000). Direita: velocidade de deriva dos elétrons em função do campo elétrico reduzido, para as duas mobilidades utilizadas.	84
5.12	Campo elétrico reduzido calculado com o perfil de n_e cem vezes <i>menor</i> ($10^{-2} \times n_{e,0}$).	86
5.13	Campo elétrico reduzido calculado com o perfil de n_e cem vezes <i>maior</i> ($10^2 \times n_{e,0}$).	86

5.14	Perfis verticais da densidade eletrônica calculadas com $10^{-2} \times n_{e,0}$ (esquerda) e $10^2 \times n_{e,0}$ (direita).	87
5.15	Campo elétrico reduzido calculado com o Perfil 1b.	88
5.16	Campo elétrico reduzido calculado com o Perfil 2.	88
5.17	O mesmo que na Figura 5.14, porém calculado com o Perfil 1b (esquerda) e com o Perfil 2 (direita). A linha cinza representa o valor ambiente do perfil de densidade eletrônica, enquanto a linha preta o valor atualizado.	89
5.18	Esquerda: Campo elétrico reduzido calculado com a distribuição gaussiana de carga definida pela expressão 4.29 (p. 59). Direita: mapa da diferença percentual entre o campo elétrico \mathcal{E} calculado com a carga pontual e com a distribuição gaussiana.	90
5.19	O mesmo que a Figura 5.9, porém para a simulação de um relâmpago NS-.	91
5.20	Resultados obtidos com as funções de transferência de carga extraídas de Luque e Ebert (2009) (esquerda) e de Cho e Rycroft (1998) (direita).	94
5.21	Estrutura espacial do campo elétrico reduzido dos sprites gerados com as funções de transferência de carga da Figura 5.20 (direita).	97
5.22	Esquerda: altitude ($z_{k,s}$) em função da carga elétrica removida ($Q_{k,s}$). Direita: altitude em função da corrente elétrica (I').	99
5.23	Esquerda: carga elétrica removida ($Q_{k,s}$) em função do tempo ($\tau_{k,s}$). Direita: altitude ($z_{k,s}$) <i>versus</i> tempo ($\tau_{k,s}$).	99
5.24	Esquerda: carga removida ($Q_{k,s}$) para diferentes valores de corrente (I'). Direita: tempo ($\tau_{k,s}$) <i>versus</i> corrente.	100
5.25	Resultados das Tabelas 5.7 e 5.8. Esquerda: altitude ($z_{k,s}$) <i>versus</i> carga removida ($Q_{k,s}$). Direita: carga removida em função do tempo ($\tau_{k,s}$).	103

LISTA DE TABELAS

	<u>Pág.</u>
3.1 Relações de similaridade.	40
4.1 Coeficientes para ajuste das funções ζ_{μ_e} , ζ_{ν_i} e ζ_{ν_a}	52
4.2 Valores numéricos do caso padrão extraídos de Luque e Ebert (2009).	65
5.1 Resultados do caso padrão.	82
5.2 Resultados da simulação com os coeficientes alternativos para os processos físicos.	84
5.3 Resultados da simulação com os diferentes perfis de densidade eletrônica.	87
5.4 Resultados da simulação com as distribuições gaussianas.	90
5.5 Resultados da simulação com a função de transferência de carga de Luque e Ebert (2009).	93
5.6 Resultados da simulação com a função de transferência de carga de Cho e Rycroft (1998).	93
5.7 Resultados das simulações com a distribuição gaussiana de carga ($\delta z = 3$ e $\delta r = 10$ km), com os três perfis de densidade eletrônica, com a forma de onda de Cho e Rycroft (1998) e com a mobilidade eletrônica de Luque e Ebert (2009).	102
5.8 O mesmo que a Tabela 5.7, porém com a mobilidade eletrônica de Pasko et al. (1997).	102

LISTA DE ABREVIATURAS E SIGLAS

ASIM	–	<i>Atmosphere-Space Interactions Monitor</i>
DE	–	Descarga elétrica
ELTs	–	Eventos Luminosos Transientes
IN	–	Relâmpago intranuvem
ISUAL	–	<i>Imager of Sprites and Upper Atmospheric Lightning</i>
JA	–	Jato azul
JG	–	Jato gigante
MIPAS	–	<i>Michelson Interferometer for Passive Atmospheric Sounding</i>
NS	–	Relâmpago nuvem-solo
NS+	–	Relâmpago nuvem-solo positivo
NS-	–	Relâmpago nuvem-solo negativo
QE	–	Quase-eletrostático
QRD	–	Quebra da rigidez dielétrica
PEM	–	Pulso Eletromagnético
SCM	–	Sistema convectivo de mesoescala
SN	–	Relâmpago solo-nuvem
SRS	–	Método de sobrerrelaxações sucessivas
TARANIS	–	<i>Tool for the Analysis of RAdiations from lightNings and Sprites</i>

SUMÁRIO

	<u>Pág.</u>
1 INTRODUÇÃO	1
1.1 Tempestades e relâmpagos	4
1.2 Modelos do mecanismo de iniciação de sprites	7
1.3 O presente trabalho	12
2 EVENTOS LUMINOSOS TRANSIENTES NA MÉDIA AT- MOSFERA	13
2.1 Sprites	14
2.2 Halos	19
2.3 Elves	21
2.4 Jatos	22
3 TEORIA DA QUEBRA DA RIGIDEZ DIELÉTRICA DO AR	27
3.1 Processos fundamentais em descargas elétricas	28
3.1.1 Transporte de elétrons e Efeito Joule	28
3.1.2 Ionização	29
3.1.3 <i>Attachment</i> (Junção eletrônica)	30
3.1.4 Recombinação	31
3.2 Mecanismos para a quebra da rigidez dielétrica do ar	32
3.2.1 Mecanismo de Townsend	33
3.2.2 Streamers	34
3.2.3 Líderes	37
3.2.4 Sumário dos mecanismos para a quebra da rigidez dielétrica do ar	39
3.3 Relações de similaridade	40
3.4 Ferramentas matemáticas para descrição de descargas elétricas	41
3.4.1 Função distribuição	41
3.4.2 Leis de conservação	42
4 MODELAGEM DO MECANISMO DE INICIAÇÃO DE SPRITES	45
4.1 Formulação adotada	47
4.2 Processos físicos considerados	50
4.3 Condições iniciais e de contorno	53

4.4	Geometria da distribuição de cargas na nuvem de tempestade	56
4.4.1	Distribuição pontual	56
4.4.2	Distribuição gaussiana	58
4.5	Relâmpago	61
4.6	Métodos numéricos para a solução das equações	64
4.6.1	Equações da continuidade	66
4.6.2	Equação de Poisson	67
4.6.3	Escolha do passo de integração	69
5	RESULTADOS	71
5.1	Onda de blindagem e ionização	71
5.2	Iniciação do sprite	79
5.3	Coefficientes alternativos para os processos físicos	84
5.4	Efeito dos diferentes perfis de densidade eletrônica	85
5.5	Efeito da dimensão horizontal da distribuição de carga gaussiana	89
5.6	Assimetria na polaridade do relâmpago	91
5.7	Efeito da impulsividade da corrente elétrica do relâmpago	92
5.8	Relações físicas entre a quebra da rigidez dielétrica na mesosfera, a iniciação de sprites e parâmetros de entrada no modelo	98
6	CONCLUSÕES	105
	REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	109

1 INTRODUÇÃO

Os Eventos Luminosos Transientes¹, ou ELTs, são emissões luminosas de curta duração que ocorrem na média atmosfera e são consequências da atividade elétrica na troposfera (SENTMAN et al., 1995). Eles foram descobertos ao acaso, durante observações astronômicas em 5 de julho de 1989 no Estado de Minnesota, EUA (FRANZ et al., 1990). R. C. Franz e colaboradores observaram uma breve emissão luminosa na atmosfera (que mais tarde seria denominada sprite), com uma câmera capaz de registrar fenômenos ópticos com baixos níveis de intensidade luminosa a uma taxa de trinta quadros por segundo.

Desde a descoberta acidental dos sprites, inúmeras pesquisas para compreender a fenomenologia dos ELTs (SENTMAN; WESCOTT, 1993), os processos físicos que dão origem a cada um deles (PASKO et al., 1997) e suas consequências para o planeta (ARNONE et al., 2008) vem sendo desenvolvidas. O trabalho de pesquisadores em vários países culminou na confecção do primeiro livro sobre ELTs em 2006 (FULLEKRUG et al., 2006). Grande parte da teoria que vem sendo construída para descrever os ELTs foi recentemente revisada por V. P. Pasko (2007, 2008, 2010) e por outros pesquisadores. A presente dissertação é o segundo trabalho sobre ELTs em língua portuguesa, sendo que o primeiro foi a dissertação de mestrado de F. T. São Sabbas (1999).

Os ELTs ocorrem na faixa de altitude que envolve a estratosfera, a mesosfera e a região inferior da ionosfera², como são gerados pela atividade elétrica na troposfera constituem-se evidências observáveis do acoplamento elétrico entre as camadas da atmosfera. As principais manifestações de ELTs são: sprites, halos, jatos e elves (Figuras 1.1 e 1.2). Os sprites tem a forma de canais verticais de coloração avermelhada que se estendem entre 40 e 90 km de altitude (SENTMAN et al., 1995). Os halos possuem uma forma discóide difusa e ocorrem na altitude do topo dos sprites (WESCOTT et al., 2001). Os jatos são descargas na coloração azulada que partem do topo da nuvem de tempestade em direção à ionosfera (WESCOTT et al., 1995). Os elves possuem a forma de um anel em expansão e ocorrem na base da ionosfera (FUKUNISHI et al., 1996). Cada um dos ELTs será discutido em detalhes no próximo Capítulo.

¹Expressão original em inglês: *Transient Luminous Events* – TLEs (LYONS et al., 2000).

²Denomina-se de média atmosfera a região que se estende entre 10 e 100 km e engloba a estratosfera, a mesosfera e a porção inferior da ionosfera (BRASSEUR; SOLOMON, 2005).

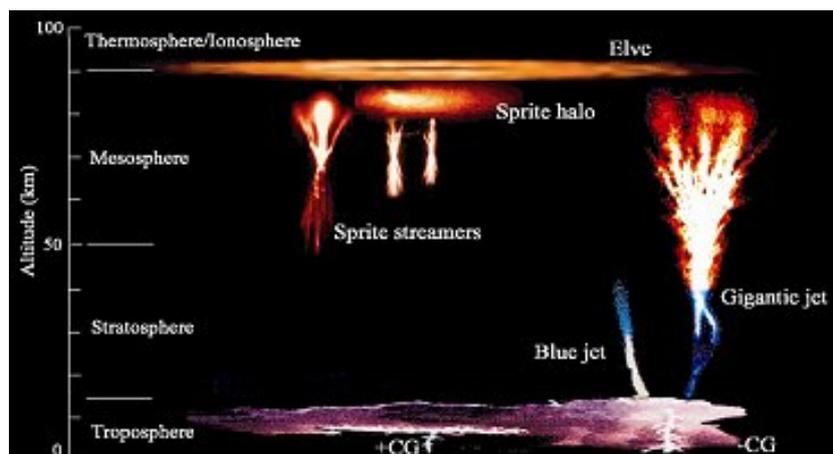


Figura 1.1 - Diferentes manifestações dos ELTs: sprites, jatos azuis e gigantes, halos e elves.

Fonte: Grupo científico da missão *Tool for the Analysis of RAdiations from lightNIngs and Sprites* – TARANIS, disponível em <http://smc.cnes.fr/TARANIS/>.

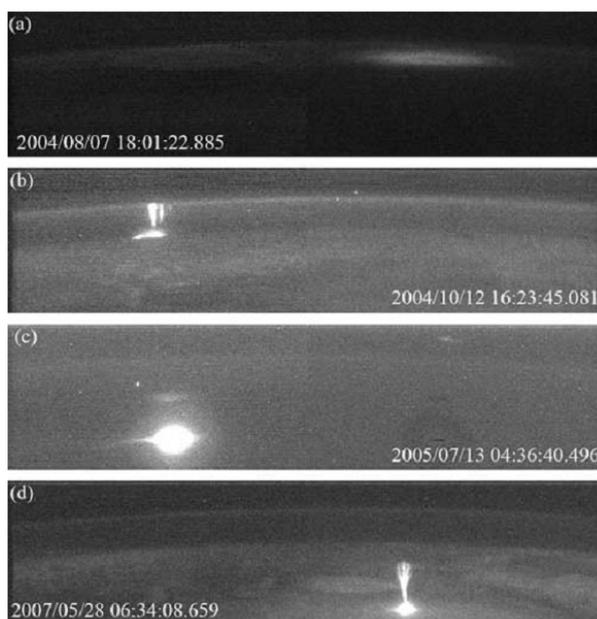


Figura 1.2 - Imagens obtidas com o instrumento ISUAL (*Imager of Sprites and Upper Atmospheric Lightnings*) a bordo do satélite FORMOSAT-2: (a) elve, (b) sprite, (c) halo e (d) jato gigante. O clarão mais intenso no painel (c) é um relâmpago, sendo que o halo é a luminosidade menos intensa que aparece mais acima.

Fonte: Chen et al. (2008).

Os ELTs, juntamente com os pulsos de raios- γ emitidos pela atmosfera em direção ao

espaço exterior³, são os mais novos elementos do circuito elétrico atmosférico global e seu entendimento abrange o estudo da estrutura elétrica das nuvens de tempestade, de relâmpagos, das características dinâmicas (ondas de gravidade, por exemplo), químicas (composição, por exemplo) e elétricas (campo elétrico de tempo-bom e condutividade, por exemplo) da média atmosfera. Desde sua descoberta os ELTs vem sendo observados em todos as regiões do planeta (SENTMAN et al., 1995; NEUBERT et al., 2001; PASKO et al., 2002; SU et al., 2003; CHEN et al., 2008; TAYLOR et al., 2008; SÃO SABBAS et al., 2010), comprovando que esses fenômenos são globais, conforme mostrado na Figura 1.3 através de dados do instrumento *Imager of Sprites and Upper Atmospheric Lightning* – ISUAL, abordo do satélite FORMOSAT-2 (CHEN et al., 2008). Maiores informações sobre o ISUAL em Chern et al. (2003).

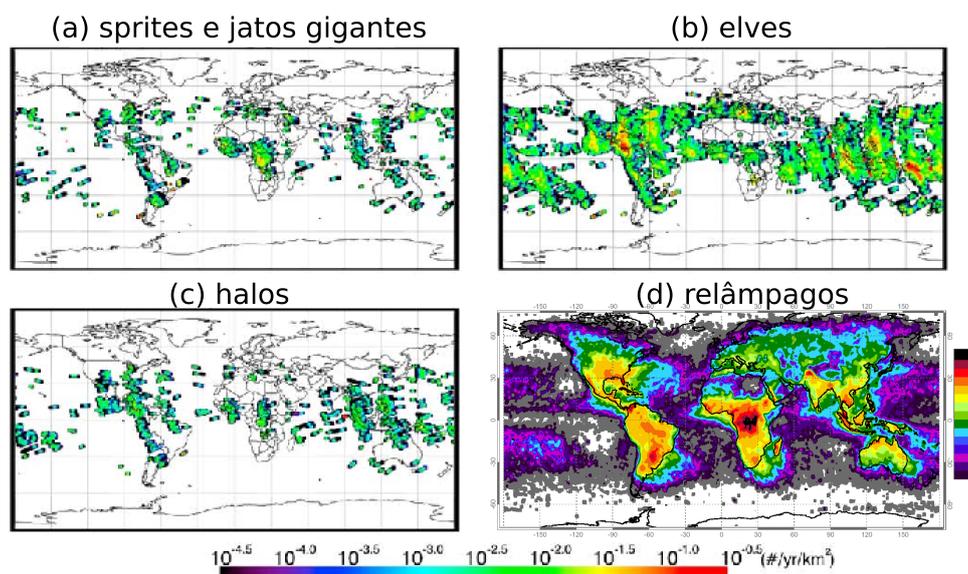


Figura 1.3 - Distribuição global de: (a) sprites e jatos gigantes, (b) elves, (c) halos e (d) relâmpagos, em número de eventos por ano por quilômetro quadrado. Fonte: ELTs: adaptado de Chen et al. (2008). Relâmpagos: dados dos satélites *Optical Transient Detector* – OTD e *Lightning Imaging Sensor* – LIS, disponível em http://science.nasa.gov/science-news/science-at-nasa/2001/ast05dec_1/.

³Expressão original em inglês: *Terrestrial Gamma-Ray Flashes* – TGFs (FISHMAN et al., 1994).

1.1 Tempestades e relâmpagos

O gatilho para a formação da maioria dos ELTs são relâmpagos nuvem-solo (NS), ou de um modo geral, a atividade elétrica das tempestades. As tempestades são constituídas de uma ou mais nuvens cumulonimbus. Esse tipo de nuvem se estende até a tropopausa (~ 18 km de altitude nos trópicos) e pode atingir dimensões horizontais superiores a 50 km. As nuvens de tempestade, por definição, são as que produzem relâmpagos. Elas são as maiores e com convecção mais vigorosa em toda a atmosfera (WILLIAMS, 2003).

Os processos mecânicos de formação de uma nuvem de tempestade acarretam em separação de cargas elétricas dentro da nuvem. O campo elétrico gerado por essas cargas armazenadas em gotículas de água e cristais de gelo (coletivamente denominados de hidrometeoros) é o responsável pela criação dos relâmpagos (RAKOV; UMAN, 2003, Cap. 3).

Existem diversas teorias para explicar a eletrificação de uma nuvem de tempestade, entretanto todas elas envolvem processos microfísicos que eletrificam individualmente os hidrometeoros e processos de grande escala que separam as cargas espacialmente (em regiões denominadas de *centros de carga*). Elas podem ser divididas em dois grandes grupos: (1) aquelas nas quais a *convecção* desempenha o papel fundamental, transportando íons positivos para dentro da nuvem através de correntes ascendentes; e (2) aquelas nas quais os hidrometeoros adquirem carga elétrica durante o processo de *precipitação*. No segundo caso a carga é transferida entre os hidrometeoros através de rápidas colisões, onde não ocorrem agregação, acrescimento, ou coalescência e a carga é separada de acordo com o tamanho e a temperatura da partícula. A teoria da precipitação é sub-dividida em dois grupos: (i) *indutivo*, onde o campo elétrico ambiente é determinante no processo de eletrificação; e (ii) *não-indutivo*, onde um campo elétrico externo não é necessário para explicar o processo de eletrificação (ALBRECHT, 2008, p. 9).

Uma série de medidas do campo elétrico gerado por nuvens de tempestade propiciou a identificação de uma estrutura geral *tripolar* na distribuição de carga elétrica; uma revisão sob o ponto de vista histórico pode ser encontrado em Williams (2003). Na Figura 1.4 pode ser encontrada uma representação esquemática dos centros de carga em uma nuvem de tempestade, contendo valores típicos da quantidade de carga elétrica em cada centro, bem como da altitude dos mesmos (RAKOV; UMAN, 2003,

Cap. 3).

O grande centro positivo de cargas (Q_P e H_P na figura) situa-se aproximadamente a 10–12 km de altitude, esse centro atrai cargas elétricas negativas na região superior a tempestade, formando uma camada de blindagem no topo da nuvem. O centro negativo de cargas (Q_N e H_N na figura) situa-se logo abaixo, geralmente entre as isotermas de -10° e -20° C. Enquanto o centro de cargas negativas é geralmente confinado em uma faixa de altitudes com 1 km de espessura, o centro de cargas positivas é mais espalhado e pode alcançar o topo da nuvem. Esses dois centros de cargas principais formam um dipolo, dito positivo, porque gera um momento de dipolo elétrico apontado para cima. Para um observador distante, o campo eletrostático da nuvem é ditado majoritariamente por esse dipolo. Na base da nuvem encontra-se um centro de cargas menor, com carga líquida positiva (Q_{LP} e H_{LP} na figura). Um observador próximo a nuvem pode perceber a predominância do campo elétrico gerado pelo dipolo invertido, formado pelo centro negativo de cargas e o centro positivo de cargas na porção inferior (WILLIAMS, 2003).

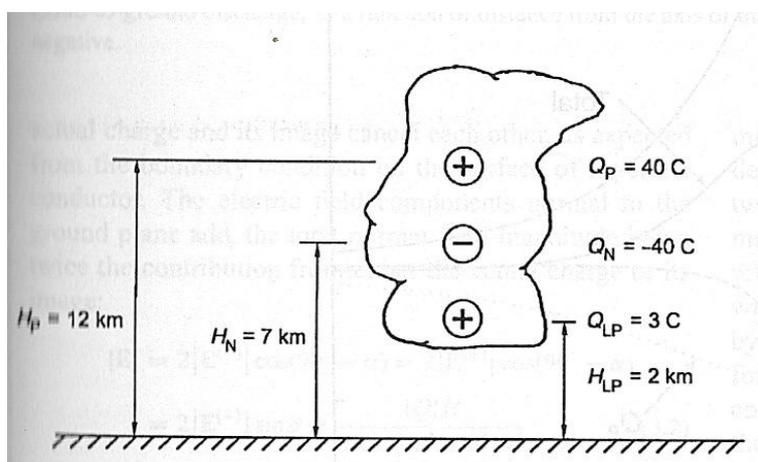


Figura 1.4 - Representação esquemática do modelo de uma nuvem de tempestade tripolar. A representação simplificada da figura apresenta a altitude dos centros de carga, H_P , H_N e H_{LP} , e a quantidade de carga em cada centro, Q_P , Q_N e Q_{LP} , de cima para baixo, respectivamente.

Fonte: Rakov e Uman (2003), p. 69.

A estrutura tripolar é consistente com os tipos predominantes de relâmpagos já observados em nuvens isoladas (WILLIAMS, 2003). Os relâmpagos naturais podem ser

classificados em dois grandes grupos: (1) descargas na nuvem e (2) descargas que envolvem o solo. No primeiro grupo encontram-se todas as descargas que ocorrem entre os centros de cargas da nuvem e não tocam o solo. As descargas que ocorrem dentro da nuvem, denominadas de relâmpagos intranuvem (IN), são as mais frequentes, e representam 80 % de todos os relâmpagos. No primeiro grupo também encontram-se descargas da nuvem para a atmosfera e de uma nuvem para outra (RAKOV; UMAN, 2003, Cap. 1).

O segundo grupo abrange as descargas que se formam na nuvem e tocam o solo, denominadas de relâmpagos nuvem-solo (NS), e as descargas que se iniciam de estruturas pontiagudas no solo e se propagam em direção a nuvem, denominadas de relâmpagos solo-nuvem (SN). Os relâmpagos que envolvem o solo são comumente chamados de raios e são subdivididos segundo sua polaridade, são ditos positivos ou negativos quando neutralizam carga elétrica dos centros de cargas positivas ou negativas, respectivamente. Desse grupo, os relâmpagos nuvem-solo negativos (NS-) representam cerca de 90 %, enquanto os positivos (NS+) representam apenas 10 %. Os relâmpagos SN são muito raros e ocorrem somente a partir de objetos altos, portanto não representam uma fração significativa (RAKOV; UMAN, 2003, Cap. 1).

Além dos relâmpagos naturais, existem os que são iniciados artificialmente através de foguetes ou de aviões. Os principais elementos de qualquer relâmpago são: líderes⁴ (contínuos ou escalonados) e descargas de retorno. Outros elementos são: corrente contínua (CC), componentes M, entre outros (MAZUR, 2002).

Na natureza, as tempestades podem diferir da clássica estrutura tripolar apresentada na Figura 1.4. Em especial, grandes tempestades formadas por diversas nuvens cumulonimbus. De um modo geral, a forma, o tamanho, a intensidade e a duração de uma tempestade apresentam variações geográficas, pois dependem de diversos fatores como: disponibilidade de vapor d'água, instabilidade na atmosfera, concentração de aerossóis, entre outros (WILLIAMS, 2003).

Os ELTs estão associados a tempestades de diversos tamanhos e intensidades, desde os pequenos sistemas do inverno japonês (ADACHI et al., 2005), até grandes sistemas convectivos de mesoescala (SCM) no centro dos Estados Unidos (LYONS, 1996) e América do Sul (PINTO Jr. et al., 2004; SÃO SABBAS et al., 2010). Um SCM geralmente apresenta grande extensão horizontal; sua largura é da ordem de 10 a 20

⁴Uma descrição detalhada pode ser encontrada na Seção 3.2.3.

vezes maior do que a altura, enquanto em uma nuvem de tempestade comum essa razão é da ordem de 1. Tipicamente, um SCM é o resultado da agregação de tempestades isoladas formadas ao longo do ciclo diurno e, portanto, prevalecem no final da tarde e no período noturno. Em um SCM, as camadas de carga elétrica com grande extensão horizontal permitem a produção de relâmpagos NS muito intensos, os quais podem remover centenas de Coulombs de carga elétrica da nuvem (WILLIAMS, 2003). Diversos trabalhos apontam que os SCMs são os maiores produtores de sprites (LYONS et al., 2003; TAYLOR et al., 2008; LANG et al., 2010; SÃO SABBAS et al., 2010). Estudos, como o de Boccippio et al. (1995) e São Sabbas et al. (2003), mostraram a associação direta entre a ocorrência de intensos relâmpagos NS+ e a formação de sprites na mesosfera.

1.2 Modelos do mecanismo de iniciação de sprites

A possibilidade da quebra da rigidez dielétrica (QRD) em altitudes mesosféricas foi prevista pelo ganhador do prêmio Nobel C. T. R. Wilson, em 1925. O campo elétrico E gerado na mesosfera por uma nuvem de tempestade cai com o inverso da distância ao cubo ($\propto r^{-3}$, para uma distribuição de carga dipolar), enquanto o campo mínimo para a QRD, $E_k = E_{k,0}N/N_0$, cai mais rapidamente com a distância, sendo proporcional à exponencialmente decrescente densidade neutra N . Wilson (1925) identificou que a relação entre essas duas quantidades pode levar a $E > E_k$ em uma determinada altitude, levando à QRD, conforme ilustrado na Figura 1.5 (esquerda). É importante frisar que a perturbação do campo elétrico gerado pela nuvem de tempestade só dura alguns poucos milissegundos após intensos relâmpagos, conforme ilustrado no painel da direita na Figura 1.5 (PASKO, 2006, 2007).

A descoberta dos sprites (FRANZ et al., 1990) confirmou essa suposição teórica. Uma série de esforços vem sendo realizados para modelar o fenômeno de QRD na mesosfera e a geração de sprites. Antes mesmo da descoberta dos sprites, Dejnakarindra e Park (1974) simularam a penetração de campos elétricos de relâmpagos na base da ionosfera, por soluções semi-analíticas das equações de Maxwell.

Já foram desenvolvidos uma série de modelos para descrever a iniciação de sprites na mesosfera. A principal linha é baseada na QRD da mesosfera via campos quase-eletrostáticos (QE) gerados por relâmpagos (VELINOV; TONEV, 1994; PASKO et al., 1995; PASKO et al., 1996b; PASKO et al., 1997; SÃO SABBAS, 2003; HIRAKI; FUKUNISHI,

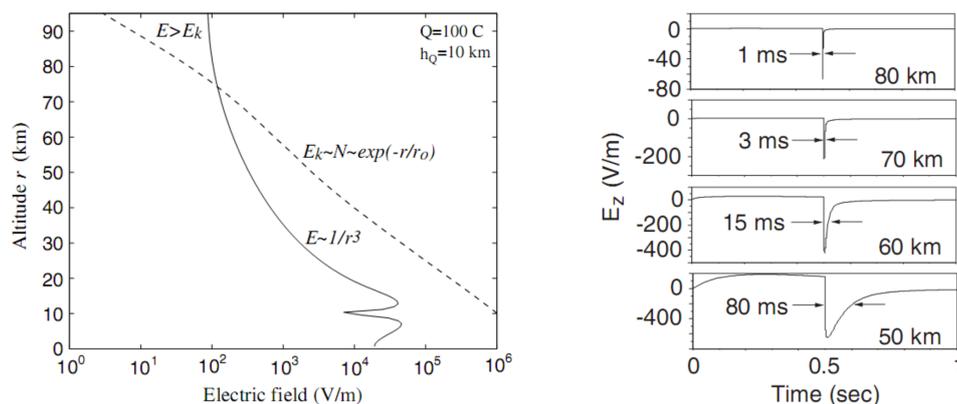


Figura 1.5 - Esquerda: Mecanismo físico da QRD em altitudes mesosféricas como previsto por C. T. R. Wilson. Direita: Dinâmica temporal da componente vertical do campo elétrico em diferentes altitudes da atmosfera durante um relâmpago NS+ como simulado por Pasko et al. (1997).

Fonte: Pasko (2006). Direita: arte original de Pasko et al. (1997).

2006). Alguns trabalhos utilizam-se da aproximação QE para avaliar os efeitos das condições da mesosfera e da baixa ionosfera no estabelecimento do campo elétrico. Pasko et al. (1998a) analisaram a influência da anisotropia na condutividade elétrica na base da ionosfera. São Sabbas (2003) estudou os efeitos de perturbações na densidade neutra da atmosfera. Tonev e Velinov (2004) estudaram a influência de diferentes perfis de condutividade elétrica ambiente, como feito por Pasko et al. (1998a) e São Sabbas (2003).

Outra linha de modelos avalia os efeitos do pulso eletromagnético (PEM) na base da ionosfera (TARANENKO et al., 1993a; TARANENKO et al., 1993b; ROWLAND et al., 1995; MILIKH et al., 1995; ROWLAND et al., 1996). O PEM é responsável pela formação dos elves (Seção 2.3). Diversos trabalhos avaliam o campo eletromagnético total (elétrico + magnético) gerado por relâmpagos, indicando que a componente QE é preponderantemente responsável pela geração de sprites e halos (FERNSLER; ROWLAND, 1996; VALDIVIA et al., 1997; CHO; RYCROFT, 1998; RYCROFT; CHO, 1998; VERONIS et al., 1999; CHO; RYCROFT, 2001; BARRINGTON-LEIGH et al., 2001; ASANO et al., 2008; ASANO et al., 2009a; ASANO et al., 2009b).

O mecanismo de QRD por elétrons movendo-se a velocidades relativísticas⁵ também foi estudado (BELL et al., 1995; ROUSSEL-DUPRÉ; GUREVICH, 1996; TARANENKO;

⁵Expressão original em inglês: *runaway electrons*.

ROUSSEL-DUPRÉ, 1996; YUKHIMUK et al., 1998; ROUSSEL-DUPRÉ et al., 1998).

Desde a descoberta dos sprites, o mecanismo físico que explica a formação de descargas elétricas (DEs) na mesosfera vem sendo estudado e os modelos vem sendo aperfeiçoados. O conceito de descarga elétrica está associado a todo e qualquer processo de ionização em um gás devido à ação de um campo elétrico externo. O produto final desse processo é a quebra da rigidez dielétrica do gás (RAIZER, 1997, Cap. 1). Conforme verificado observacionalmente, as estruturas elementares dos sprites são DEs no regime de streamers (MOUDRY et al., 2003). Os streamers são estreitos canais de plasma quase-neutro, fracamente ionizado e à temperatura ambiente⁶. Os modelos recentes são focados na descrição da formação e propagação dos streamers na mesosfera (PASKO et al., 1998b; RAIZER et al., 1998; LIU; PASKO, 2004; LIU; PASKO, 2005; LIU et al., 2006; LIU; PASKO, 2007; LIU et al., 2009; LUQUE; EBERT, 2009; LIU, 2010; LUQUE; EBERT, 2010).

Dentre todos os mecanismos descritos acima, a aproximação QE proposta por V. P. Pasko (1995, 1996b, 1997) é a concepção mais aceita. Sob essa formulação, a remoção de carga elétrica da nuvem de tempestade através de um relâmpago NS leva a penetração de um campo eletrostático em altitudes mesosféricas, o qual dura alguns poucos milissegundos, conforme ilustrado na Figura 1.5 (direita). O campo elétrico e a densidade de carga induzida na atmosfera são calculadas através de um sistema de equações composto pela equação da continuidade e a lei de Gauss. Nesse modelo a condutividade elétrica é avaliada de forma auto-consistente por meio da atualização da densidade e mobilidade eletrônicas que, no regime de pressão da mesosfera/baixa ionosfera, variam em função dos campos. Sob essa perspectiva a componente QE do campo é responsável pela excitação e a ionização de átomos e moléculas neutras e as subsequentes emissões que caracterizam os sprites.

O modelo de Pasko et al. (1997) explica a possibilidade de QRD na mesosfera, porém não prevê a formação de estruturas espaciais com ~ 100 m de resolução, isto é, não evidenciam as estruturas elementares dos sprites, os streamers. Essas estruturas são canais cilíndricos de plasma frio com um raio da ordem de dezenas a centenas de metros (GERKEN et al., 2000). Com o auxílio dos conceitos da teoria de descargas elétricas (DEs) de laboratório a modelagem de streamers foi estendida à descrição dos sprites (PASKO et al., 1998b; RAIZER et al., 1998; LIU; PASKO, 2004).

⁶Uma descrição mais detalhada pode ser encontrada na Seção 3.2.2.

Os ingredientes básicos para a formação de uma descarga elétrica no regime de streamer são: (1) a criação de elétrons e íons em uma região de campo elétrico intenso, (2) a advecção e difusão de elétrons no campo elétrico local e (3) a modificação do campo elétrico externo pelas cargas elétricas criadas — “cargas espaciais”. Enquanto as avalanches eletrônicas evoluem sob a ação do campo elétrico externo, os streamers apresentam um característico acoplamento não-linear entre o campo elétrico e as densidades de partículas. A carga elétrica espacial modifica o campo elétrico, e o campo elétrico determina a velocidade das reações — como a ionização por impacto de elétrons, por exemplo. Mais especificamente, o streamer cria um mecanismo auto-consistente de amplificação do campo elétrico na sua frente de propagação, o qual lhe permite penetrar em regiões onde o campo elétrico externo não é intenso o suficiente para produzir ionização (EBERT et al., 2006).

Os modelos recentes que descrevem os streamers dos sprites (LIU; PASKO, 2004; LUQUE; EBERT, 2009) utilizam-se da aproximação QE, porém partem de uma abordagem de mecânica de fluidos. Esse tipo de abordagem é amplamente utilizada em modelos numéricos de streamers de laboratório e é caracterizada por utilizar uma equação da continuidade para cada espécie de partícula, por alta resolução espacial e pelo emprego de métodos numéricos refinados (DHALI; WILLIAMS, 1987; VITELLO et al., 1994; EBERT et al., 2006). Com essa técnica foi possível simular a estrutura interna dos sprites. A Figura 1.6 apresenta a evolução espacial e temporal de um streamer a 75 km de altitude, conforme simulado por Liu et al. (2009).

A série de modelos numéricos de streamers de N. Liu e colaboradores descrevem as características dos sprites, tais como: dimensões espaciais, valores de campo elétrico, quantidade de ionização e de emissões ópticas (LIU et al. 2004, 2005, 2006, 2007, 2009, 2010). Entretanto, partem de uma “semente” de elétrons livres artificialmente depositada na atmosfera, são restritos a formação de sprites bidirecionais e/ou que se iniciam a partir de eletrodos metálicos e simulam apenas uma pequena região em torno do streamer — e não a região que se estende entre o solo e a ionosfera, como em Pasko et al. (1997).

Um streamer pode ser gerado a partir de uma única avalanche eletrônica ou a partir de uma nuvem de elétrons. A introdução da semente é realizada para reduzir o tempo total de simulação, negligenciando os estágios iniciais de avalanche (LIU; PASKO, 2004). Recentemente, Luque e Ebert (2009) mostraram que os streamers podem ser formados como uma resposta “natural” da atmosfera através do colapso de uma

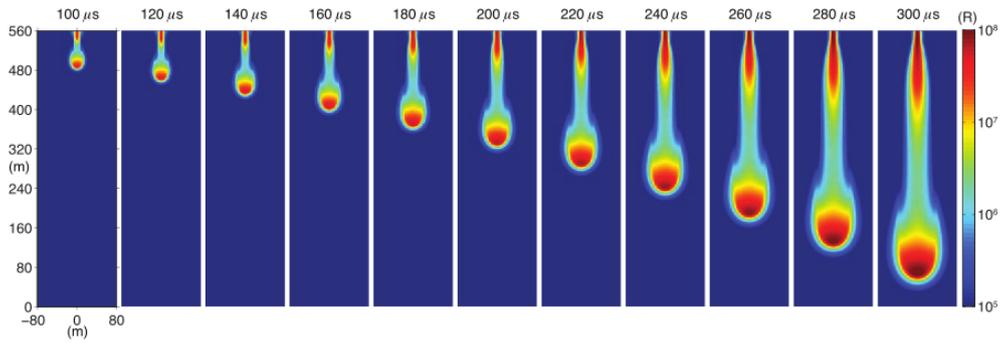


Figura 1.6 - Evolução espacial e temporal da intensidade luminosa de um streamer a 75 km de altitude. A figura apresenta a distribuição espacial da emissão da banda $N_2 1P$ em intervalos de $20 \mu s$.
 Fonte: Liu et al. (2009).

onda de blindagem e ionização, conforme apresentado na Figura 1.7. Esse modelo representa uma descrição unificada do mecanismo de formação de halos e sprites. Barrington-Leigh (2000) mostrou que esses dois ELTs podem ser descritos com a aproximação QE. Luque e Ebert (2009) utilizaram a técnica de grade adaptativa para simular um amplo domínio espacial e também capturar estruturas de pequena escala espacial. Com isso mostraram que a formação de streamers é uma consequência da penetração de campos QE e independe da presença de uma pré-existente semente de elétrons livres.

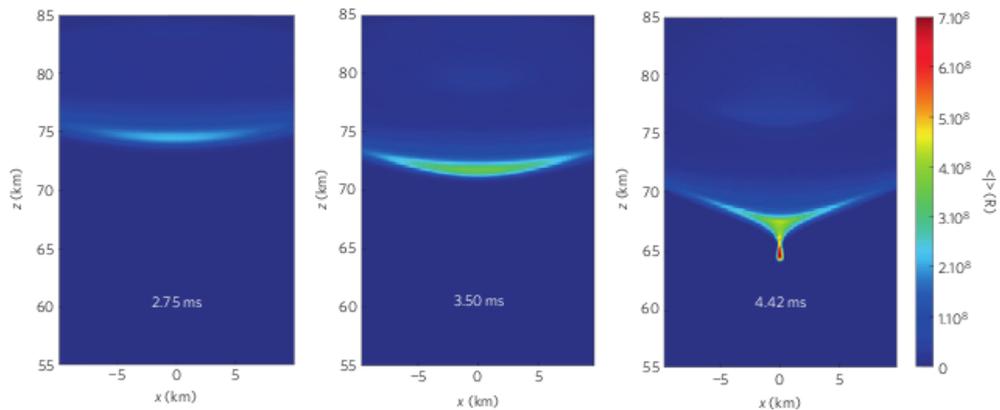


Figura 1.7 - Simulação de um sprite emergindo de um halo. A figura apresenta a distribuição espacial da emissão da banda $N_2 1P$ em três diferentes instantes de tempo.
 Fonte: Luque e Ebert (2009).

1.3 O presente trabalho

O principal objetivo do trabalho é a construção de um modelo/teórico computacional para estudar a iniciação dos sprites. O objetivo é analisar a estrutura espaço-temporal do campo QE gerado por um relâmpago e quais são seus efeitos na mesosfera e na baixa ionosfera, avaliando seu potencial em produzir a ruptura dielétrica que inicia os sprites.

Propõe-se um esquema numérico simples para a solução do modelo, apresentado na formulação utilizada por [Luque e Ebert \(2009\)](#). São realizadas diversas variações nos parâmetros de entrada do modelo, no intuito de compreender o cenário físico por trás do processo que dá início aos sprites.

Esta dissertação está organizada em seis capítulos. No Capítulo 1 apresentada uma introdução ao problema de estudo. O Capítulo 2 apresenta uma descrição fenomenológica dos Eventos Luminosos Transientes. O Capítulo 3 apresenta a teoria que explica a QRD do ar e os processos físicos em DEs. O Capítulo 4 discute os detalhes do modelo aqui proposto. O Capítulo 5 apresenta os resultados obtidos. E no Capítulo 6 são apresentadas as principais conclusões do trabalho.

2 EVENTOS LUMINOSOS TRANSIENTES NA MÉDIA ATMOSFERA

Os Eventos Luminosos Transientes (ELTs) começaram a ser estudados em 1989 com a descoberta dos sprites (FRANZ et al., 1990). Até o momento os sprites são os ELTs mais estudados, pois são os mais fáceis de serem observados do solo. A observação de ELTs a partir do solo é realizada de lugares abertos que propiciem um grande campo de visada, com a tempestade posicionada ao horizonte (cerca de 200 a 1000 km distante, dependendo do alcance da câmera) e céu claro no local de observação, para que a atmosfera acima da nuvem possa ser observada.

As observações começaram com câmeras que capturavam trinta quadros por segundo (SENTMAN; WESCOTT, 1993; LYONS, 1994). Atualmente, observações com câmeras rápidas vem sendo realizadas com taxas de aquisição de dados de até dez mil quadros por segundo (STANLEY et al., 1999; CUMMER et al., 2006; STENBAEK-NIELSEN; MCHARG, 2008). Os sprites são os ELTs mais observados do solo, porque são mais luminosos que os halos e que os elves. A luminosidade dos jatos é maior que a dos sprites, porém como eles ocorrem no topo da nuvem de tempestade sua visualização é bloqueada pela presença da nuvem e pela alta luminosidade dos relâmpagos. Nesse caso, observações a partir de aviões são privilegiadas (SENTMAN; WESCOTT, 1993).

Ao passo que aumentavam as pesquisas, outros ELTs foram sendo descobertos: os elves (FUKUNISHI et al., 1996), os jatos azuis (WESCOTT et al., 1995), os precursores azuis (WESCOTT et al., 1996), os jatos gigantes (PASKO, 2003; SU et al., 2003) e os halos (BARRINGTON-LEIGH et al., 2001; WESCOTT et al., 2001).

Diversas campanhas de observação já foram realizadas em diversos locais no mundo inteiro: Estados Unidos (SENTMAN et al., 1995), França e outros países da Europa (NEUBERT et al., 2001), Porto Rico (PASKO, 2003), Taiwan (SU et al., 2003), Japão (HAYAKAWA et al., 2004), Israel (GANOT et al., 2007), Brasil (PINTO Jr. et al., 2004; SÃO SABBAS et al., 2010), Nigéria (WILLIAMS et al., 2010), e outros.

A partir da descoberta dos sprites há vinte anos atrás, iniciaram-se inúmeros estudos para entender o papel que os ELTs desempenham no acoplamento das camadas da atmosfera (PASKO et al., 2001) e no circuito elétrico atmosférico global (RYCROFT et al., 2000). As observações a bordo do ônibus espacial da NASA (BOECK et al., 1998) e da Estação Espacial Internacional (BLANC et al., 2004), juntamente com as

campanhas no solo evidenciaram que os ELTs são fenômenos globais, o que mais tarde foi confirmado pelo instrumento ISUAL¹ (CHEN et al., 2008). Outras imissões espaciais estão sendo programadas para serem lançados em órbita nos próximos anos: o instrumento *Atmosphere-Space Interactions Monitor* – ASIM projetado para ser montado na plataforma externa da Estação Espacial Internacional (NEUBERT et al., 2006), e o microsatélite *Tool for the Analysis of RAdiations from lightNIngs and Sprites* – TARANIS (BLANC et al., 2007).

2.1 Sprites

Os sprites vermelhos, ou simplesmente sprites, são fenômenos ópticos, de curta duração (~ 50 ms); o termo sprite foi introduzido por D. D. Sentman para representar a natureza efêmera do fenômeno, sem explicitar nenhum mecanismo físico. Os sprites considerados “clássicos” apresentam a estrutura morfológica proposta por Sentman et al. (1995), mostrada na Figura 2.1 (esquerda), e se estendem por toda a mesosfera. Suas características principais são uma região superior (denominada cabelo, da expressão original em inglês *hair*), difusa, alcançando até cerca de 90 km (base da ionosfera), logo abaixo, centrada em aproximadamente 75 km há uma região de luminosidade mais intensa (denominada cabeça, tradução literal de *head*), seguida por uma região composta de estruturas filamentosas (denominadas tentáculos, de *tendrils*). Eles possuem coloração predominantemente avermelhada no cabelo, na cabeça e na parte superior dos tentáculos. Sua coloração muda gradualmente para azul na base dos tentáculos, conforme mostrado na primeira imagem colorida de um sprite (Figura 2.1, esquerda).

Mende et al. (1995) e Hampton et al. (1996) obtiveram os primeiros espectros de sprites, verificando que a cor vermelha é oriunda de emissões da primeira banda positiva do nitrogênio molecular, $N_2 1P$ (Figura 2.1, direita). Posteriormente, Armstrong et al. (1998) e Suszcynsky et al. (1998) identificaram a presença de emissões no azul, composta por emissões da segunda banda positiva do nitrogênio molecular, $N_2 2P$, e da primeira banda negativa do nitrogênio molecular ionizado, $N_2^+ 1N$. A banda Lyman–Birge–Hopfield (LBH) do N_2 completa o conjunto de emissões já documentadas em sprites (PASKO, 2007).

Em uma análise teórica da estrutura dos sprites, Pasko et al. (1998b) propõe a exis-

¹A distribuição global dos principais ELTs é apresentada na Figura 1.3 (p. 3).

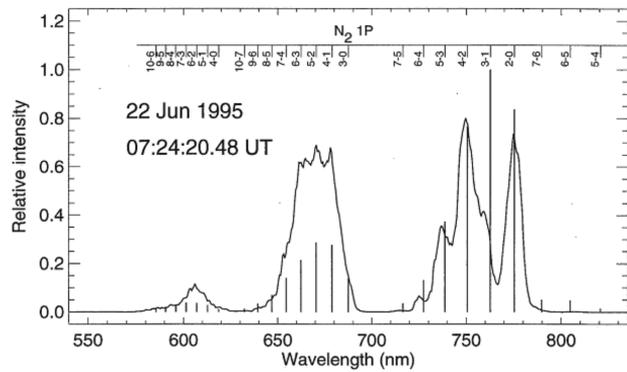
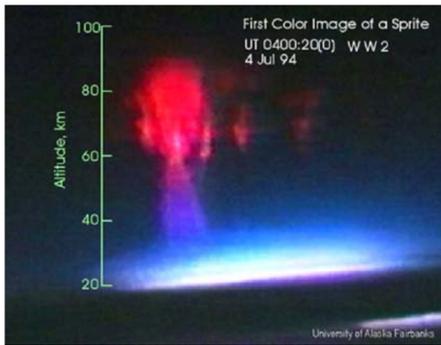


Figura 2.1 - Esquerda: primeira imagem colorida de um sprite. Direita: espectro de um sprite.

Fonte: Esquerda: Sentman et al. (1995). Direita: Hampton et al. (1996).

tência de três regiões diferentes nos sprites: (1) uma região difusa na parte superior – cabelo, (2) uma região de transição na parte intermediária – cabeça e (3) uma região de streamers na parte inferior – tentáculos. A Figura 2.2 apresenta uma comparação entre a estrutura proposta por Pasko et al. (1998b) e um grupo de sprites observado por Stenbaek-Nielsen et al. (2000). A imagem da direita foi obtida com uma câmera CCD intensificada (ICCD) e com alta taxa de aquisição de dados (mil quadros por segundo).

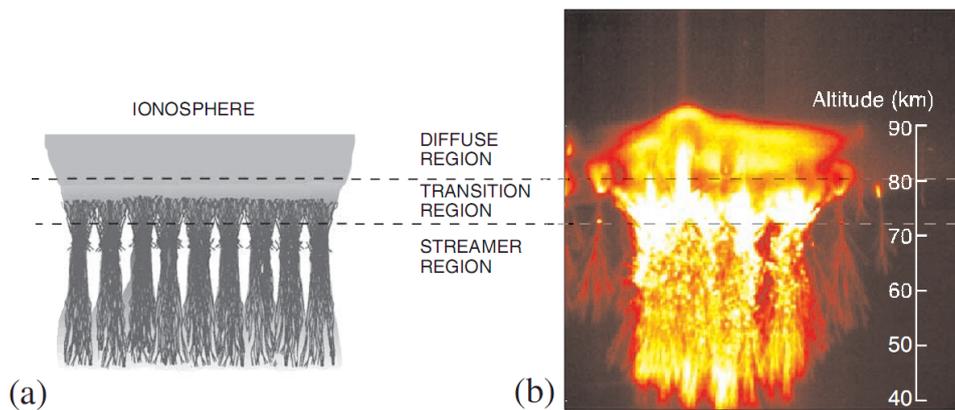


Figura 2.2 - As três regiões morfológicas de um sprite, (a) propostas teoricamente por Pasko et al. (1998b) e (b) observado por Stenbaek-Nielsen et al. (2000) (imagem colorida artificialmente).

Fonte: Pasko e Stenbaek-Nielsen (2002).

Com o auxílio da teoria contruída para descrever as descargas elétricas em laboratório (RAIZER, 1997), foi proposto que as estruturas filamentosares dos sprites são streamers (PASKO et al., 1998b; RAIZER et al., 1998). Apesar de um sprite ter extensão lateral de até $\sim 50\text{-}60$ km, cada um de seus streamers possui apenas dezenas ou centenas de metros de diâmetro (STENBAEK-NIELSEN et al., 2000; GERKEN et al., 2000). A Figura 2.3 mostra imagens obtidas por Gerken et al. (2000) com o auxílio de um telescópio, evidenciando as estruturas elementares de um sprite: os streamers. Streamers são canais cilíndricos de plasma, em um determinado regime de pressão, temperatura e estado de ionização, descritos em detalhes na seção 3.2.2. O mecanismo mais aceito para a formação dos streamers é o estabelecimento de campos quase-eletrostáticos (QEs) na mesosfera gerados por relâmpagos, conforme proposto por Pasko et al. (1997). A grande maioria dos sprites é gerada por relâmpagos NS+ (BOCCIPPIO et al., 1995). Existem poucos trabalhos na literatura que apresentam uma associação clara entre um sprite e um relâmpago nuvem-solo negativo (NS-) (BARRINGTON-LEIGH et al., 1999; SÃO SABBAS et al., 2003; TAYLOR et al., 2008).

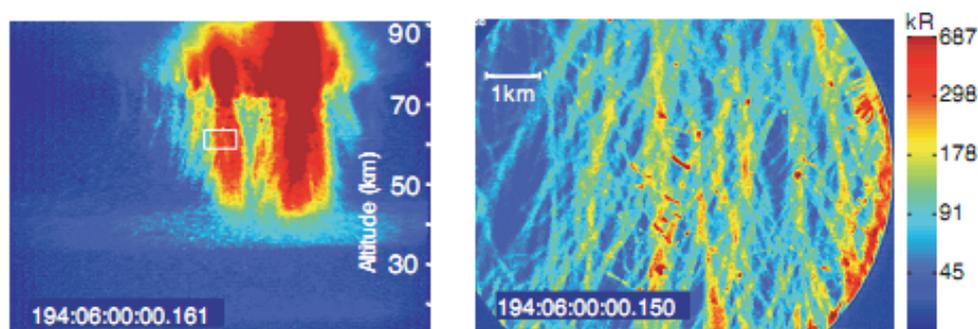


Figura 2.3 - Imagens telescópicas de sprites. O retângulo no painel da esquerda representa a imagem ampliada na direita.

Fonte: Gerken et al. (2000).

As inúmeras observações realizadas até o momento têm registrado sprites com uma variedade de formas que podem ser agrupadas em dois tipos principais: sprites tipo coluna (C-sprites) e sprites tipo cenoura (*Carrot* sprites), representados na Figura 2.4. Observações com câmeras que possuem alta resolução temporal (~ 1 ms) mostraram que um prototípico C-sprite é formado por streamers propagando-se para baixo, enquanto o *Carrot* sprite é formado por streamers que propagam-se primeiramente para baixo e posteriormente para cima (CUMMER et al., 2006; STENBAEK-NIELSEN;

MCHARG, 2008).

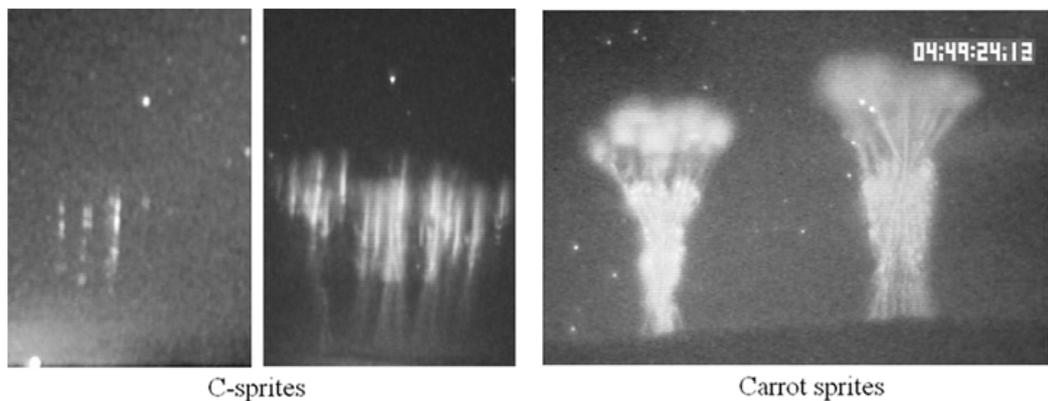


Figura 2.4 - As duas formas predominates de sprites, sprites tipo coluna (C-sprites, à esquerda) e sprites tipo cenoura (*Carrot* sprites, à direita).
Fonte: Stenbaek-Nielsen e McHarg (2008).

Trabalhos observacionais recentes, com câmeras de alta taxa de aquisição de dados (dez a vinte mil quadros por segundo), tem revelado novos aspectos das estruturas elementares dos sprites (STENBAEK-NIELSEN; MCHARG, 2008). Observando-se com resolução temporal $\sim 50 \mu\text{s}$ pode-se perceber que os canais luminosos dos sprites são criados pelo movimento da cabeça dos streamers (Figura 2.5, esquerda). O mesmo é observado em streamers de laboratório (Figura 2.5, direita).

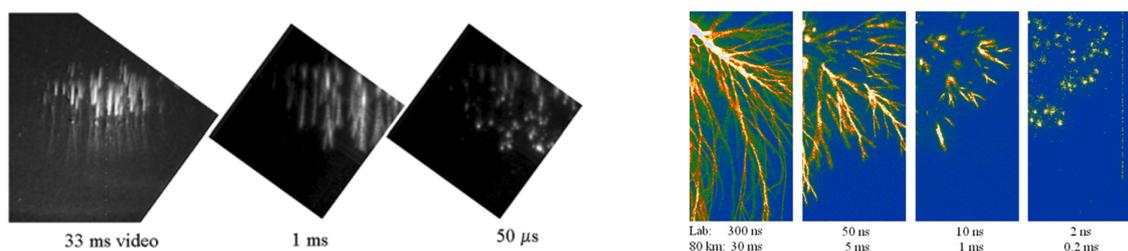
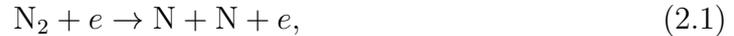


Figura 2.5 - Comparação entre sprites (esquerda) e streamers observados em laboratório (direita). Em baixo de cada imagem é apresentada o respectivo tempo de exposição (resolução temporal). Na direita mostra-se também a escala de tempo equivalente em 80 km, conforme a relação de similaridade (2), na Tabela 3.1 (seção 3.3).
Fonte: Stenbaek-Nielsen e McHarg (2008) e Ebert et al. (2006).

Sprites iniciam com um ou mais streamers propagando-se para baixo, com uma altitude de formação entre 66 e 89 km. Nos casos onde ocorrem streamers propagando-se para cima, tais streamers formam-se entre 64 e 88 km (STENBAEK-NIELSEN et al., 2010). É o rápido movimento das cabeças dos streamers, elementos muito luminosos que se movem com velocidades $\sim 10\%$ da velocidade da luz, que gera a estrutura de canais luminosos (Figura 2.5). O processo é similar ao que ocorre em uma fotografia de longa exposição de uma rodovia a noite, as luzes dos carros ficam “esticadas” devido ao movimento dos carros (STENBAEK-NIELSEN; MCHARG, 2008).

As condições atmosféricas em altitudes mesosféricas são determinantes na ocorrência do fenômeno, por exemplo: perturbações localizadas na pressão e na densidade devido à ondas de gravidade ou turbulência, inhomogeneidades na composição química, presença de aerossóis, presença de meteoros, entre outros (WESCOTT et al., 2001; SÃO SABBAS, 2003; SENTMAN et al., 2003).

Os sprites podem afetar diretamente a química da mesosfera, na região onde ocorrem (ARNONE et al., 2008). Sentman et al. (2008) quantificaram os efeitos da passagem de um streamer por uma porção da mesosfera, através de um modelo envolvendo mais de 80 espécies químicas e mais de 800 reações. A reação predominante, na faixa de altitude de 60-70 km, é a ionização de N_2 via impacto de elétrons,



a reação 2.1 é seguida pela oxidação do nitrogênio atômico,



ou seja, produção de NO (SENTMAN et al., 2008). Em escalas de tempo de minutos a horas todo NO é convertido em NO_2 através de reações com O_3 , O e HO_2 . O NO_2 produzido permanece por várias horas na atmosfera (HIRAKI et al., 2008).

A principal importância do NO_x reside na sua participação em ciclos catalíticos de destruição do ozônio na estratosfera ($\sim 15\text{--}50$ km de altitude). Hiraki et al. (2008) estimaram aumentos de algumas ordens de magnitude nas concentrações de NO_x e HO_x e mudanças significativas na concentração de O_3 , utilizando um modelo unidimensional para simular o efeito dos sprites na mesosfera ($\sim 50\text{--}85$ km de altitude). Enquanto Arnone et al. (2008), identificaram perturbações de 10% na concentração

de NO₂ a 52 km de altitude (e superiores em 60 km), coincidentes com tempestades ativas. Utilizando dados do *Michelson Interferometer for Passive Atmospheric Sounding* – MIPAS, a bordo do satélite ENVISAT, [Arnone et al. \(2008\)](#) verificaram o efeito dos sprites na química local da mesosfera, porém nenhum efeito global foi ainda relatado ([ARNONE et al., 2008, 2009](#)). Maiores informações sobre o instrumento MIPAS podem ser encontradas em [Fischer et al. \(2008\)](#).

Desde sua descoberta inúmeras observações de sprites vem sendo realizadas, com subsequente aprimoramento das técnicas de observação. Paralelamente ocorre uma busca por novas formas de detecção do fenômeno. [Cummer et al. \(1998\)](#) identificaram os sinais emitidos por sprites na forma de radiação eletromagnética de frequência extremamente baixa, na faixa de 3-3000 Hz. Recentemente, [Liszka \(2004\)](#) e [Farges et al. \(2005\)](#) identificaram pulsos em infrassom produzidos por sprites, com frequência entre 1–9 Hz e amplitudes de pressão de 0,1 Pa.

2.2 Halos

Os sprite-halos, ou simplesmente halos, aparecem como uma luminosidade difusa na mesma altitude do topo dos sprites ou acima ([WESCOTT et al., 2001](#)). Esse fenômeno apresenta uma forma discóide com 50 a 70 km de diâmetro, que dura de 2 a 10 ms ([MOUDRY et al., 2003](#)). Halos se propagam para baixo, com uma velocidade média de 3 a 6×10^7 m/s, partindo de uma altitude média de 87 km e descendo até uma altitude média de 73 km, sendo que a altitude média do centróide do fenômeno é ~ 80 km ([WESCOTT et al., 2001](#); [MIYASATO et al., 2002](#)). A Figura 2.6 apresenta alguns exemplos dos halos observados em 18 de agosto de 1999 sobre uma tempestade no estado de Nebraska, EUA, pela equipe do Instituto de Geofísica da Universidade do Alaska Fairbanks (UAF).

Os halos, assim como os sprites, são produzidos por campos QEs gerados por relâmpagos NS, de modo que o modelo de [Pasko et al. \(1997\)](#) descreve a formação do fenômeno ([BARRINGTON-LEIGH et al., 2001](#); [MOUDRY et al., 2003](#)). Como o mecanismo de geração de sprites e halos é o mesmo, um halo pode surgir sozinho, ou precedendo um sprite, esse é o motivo do nome “sprite-halo”. Halos e sprites podem ocorrer independentemente devido a forte variação com a altitude da escala de tempo de relaxação do campo QE pós-descarga ([BARRINGTON-LEIGH et al., 2001](#)). Os halos podem ser formados por relâmpagos NS de ambas polaridades ([BARRINGTON-LEIGH](#)

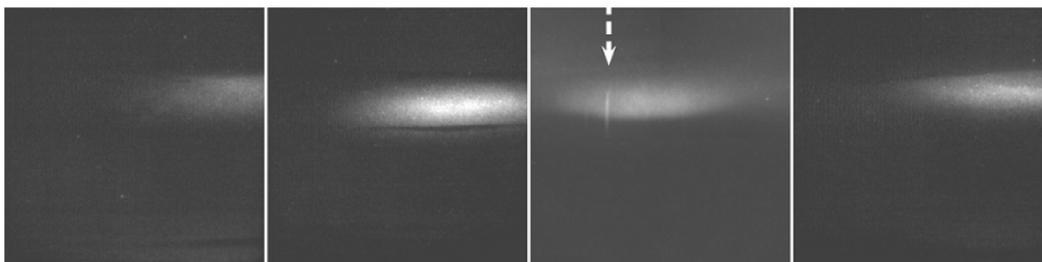


Figura 2.6 - Exemplos de halos observados por Moudry et al. (2003). No terceiro halo pode-se ver a formação de um streamer (indicado pela seta).

Fonte: Moudry et al. (2003).

et al., 2001); observações do ISUAL mostram que existem mais halos formados por relâmpagos NS- do que por NS+ (CHEN et al., 2008). A sequência de imagens na Figura 2.7 mostra um sprite iniciando na base de um halo. Pasko et al. (1996b) sugere que sprites podem iniciar-se a partir de instabilidades na base de um halo. Essa idéia é reforçada no trabalho de Barrington-Leigh et al. (2001).

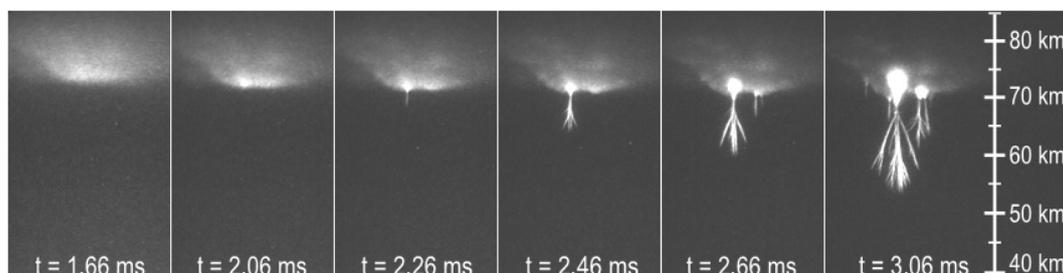


Figura 2.7 - Sequência de imagens mostrando a formação de um sprite a partir de um halo pré-existente. Em cada imagem é apresentado o tempo em relação à descarga de retorno do relâmpago. A câmera utilizada captura até 7200 quadros por segundo.

Fonte: Cummer et al. (2006).

Miyasato et al. (2002), utilizando um arranjo fotométrico vertical, consistindo de 16 canais, formando um campo de visão de $10,7^\circ \times 10,7^\circ$, observou 89 sprites ao longo de diversas campanhas de 1996 a 1999 (Figura 2.8). Dos 89 sprites observados foram separados 35 que apresentavam alguma estrutura difusa, constituindo sprite-halos. Verificou-se que: 26% dos halos apareceram sozinhos, 3% foram precedidos por um elve, 34% além de terem sido precedidos por elves, foram sucedidos por sprites e 37%

foram sucedidos por sprites, sem elves. Isso indica que sprite-halos são tão comuns quanto, ou mais, que halos sozinhos (os elves serão discutidos na próxima seção). Segundo o instrumento ISUAL, a frequência global de ocorrência de sprites, halos e elves é aproximadamente 1, 1 e 35 eventos por minuto, respectivamente (CHEN et al., 2008).

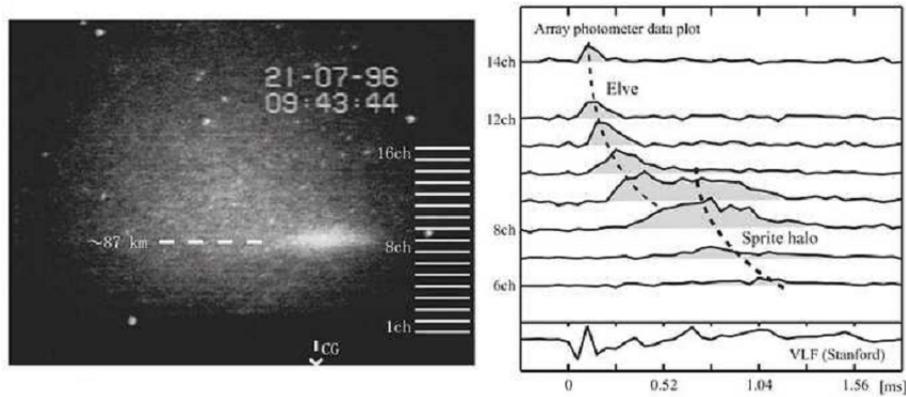


Figura 2.8 - Evento reportado por Miyasato et al. (2002): elve + halo + sprite. Esquerda: representação do arranjo fotométrico sobre imagem da câmera. Direita: Evolução temporal do sinal do arranjo fotométrico e do sinal em VLF. A partir da figura pode-se observar a formação do elve e sua propagação para baixo no sinal dos canais (ch). O sprite-halo forma-se em ~ 87 km de altitude e também propaga-se para baixo.

Fonte: Miyasato et al. (2002).

2.3 Elves

Os elves possuem menor intensidade luminosa, porém possuem dimensões espaciais maiores que os halos (Figura 1.2). De acordo com uma apurada análise dos ELTs observados pelo instrumento ISUAL, os sprites são os mais luminosos (a média espacial do brilho é 1,50 MR por evento), seguidos pelos halos (0,30 MR) e pelos elves (0,17 MR). A análise dos dados mostrou que a taxa de deposição de energia na atmosfera dos sprites, halos e elves é estimada em 22, 14 e 19 MJ por evento e que a taxa global de deposição de energia por minuto é 22, 14 e 665 MJ, respectivamente (KUO et al., 2008). Conforme mencionado no final da seção anterior, os elves são os TLEs com maior taxa de ocorrência (CHEN et al., 2008).

Os elves são estruturas difusas e possuem a forma de um anel em expansão (Figura 1.1). Ocorrem a cerca de 90 km (base da ionosfera) de altitude e duram em torno de 0,5 a 5 ms (FUKUNISHI et al., 1996; INAN et al., 1996, 1997; INAN, 2002). A Figura 2.9 mostra uma sequência de imagens, na qual a central mostra o início de uma emissão tênue, essa emissão é um elve que precedeu o halo da imagem seguinte.

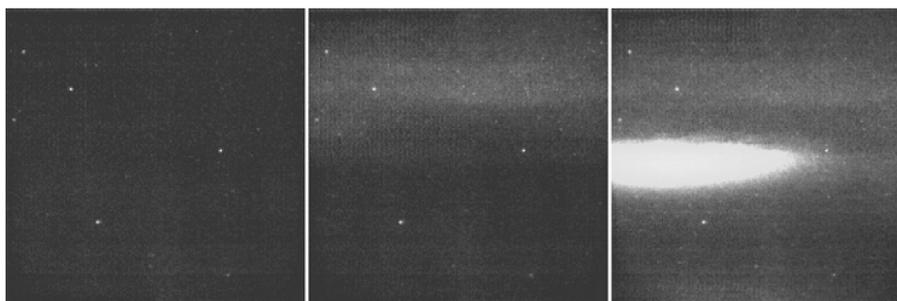


Figura 2.9 - Sequência de imagens separadas temporalmente por 1 ms, obtida em 18 de agosto de 1999. Na primeira pode-se ver a atmosfera de fundo, na segunda, um elve e na terceira um halo.
Fonte: Moudry et al. (2003).

Elves diferem de sprites e halos em sua essência. Apesar de serem gerados por relâmpagos NS, eles não estão associados aos campos QEs gerados pelo relâmpago. Elves são gerados pelo pulso eletromagnético (PEM) associado à descarga de retorno do relâmpago NS (TARANENKO et al., 1993a, 1993b), por esse motivo o fenômeno recebe esse nome, o qual é um acrônimo da expressão: “Emissões de Luz e Perturbações de Frequência Muito Baixa de Fontes de Radiação Eletromagnética”, do original em inglês *Emissions of Light and Very Low Frequency Perturbations from Eletromagnetic pulse Source* (FUKUNISHI et al., 1996; INAN et al., 1997). O modelo que descreve o elve como fruto da excitação colisional das partículas gerada pelo PEM prevê as características gerais do fenômeno: sua expansão lateral, sua forma difusa e sua extensão horizontal ~ 600 km (INAN, 2002).

2.4 Jatos

O primeiro grande estudo sobre sprites iniciou-se na campanha *Sprites94* (SENTMAN et al., 1995), foi na campanha *Sprites94* que o fenômeno ganhou esse nome. Um novo

tipo de fenômeno também foi descoberto nessa campanha, os jatos azuis² (WESCOTT et al., 1995). Os jatos azuis, como o próprio nome diz, são jatos de coloração azulada, de intensidade ~ 500 kR, que partem do topo das nuvens de tempestade, em direção a ionosfera, durando $\sim 200-300$ ms (Figura 1.1). Wescott et al. (1995) registraram 56 eventos durante a campanha *Sprites94*. A partir dos dados puderam concluir que os jatos têm altitude terminal de 40-50 km, que o ângulo do “cone” formado pelo jato é de cerca de 15° e que a velocidade de propagação (para cima) é de aproximadamente 100 km/h (~ 28 m/s). A Figura 2.10 (esquerda) apresenta uma fotografia de um jato azul.

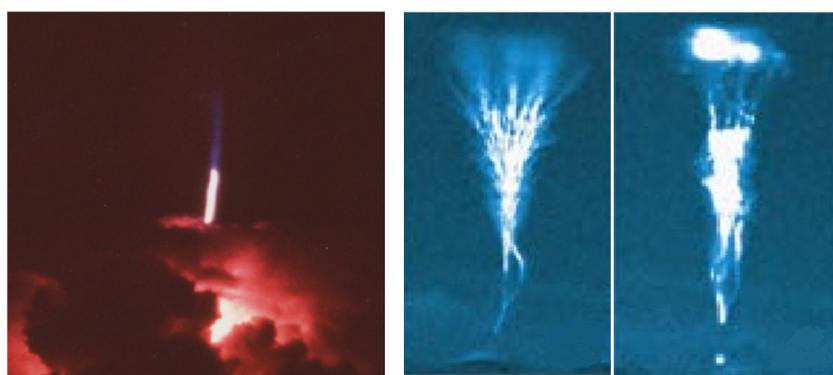


Figura 2.10 - Esquerda: fotografia de um jato azul. Direita: dois exemplos de jatos gigantes observados por Su et al. (2003).

Fonte: Esquerda: Lyons et al. (2003). Direita: Su et al. (2003).

Análises posteriores dos dados de Wescott et al. (1995) mostraram que na verdade 5 dos 56 eventos não eram jatos azuis, mas sim um tipo diferente de fenômeno (WESCOTT et al., 1996). Esses fenômenos foram nomeados precursores azuis³, pois possuem aspecto morfológico similar ao dos jatos azuis, porém altitude terminal bem inferior, cerca de 20 km (WESCOTT et al., 1996). Posteriormente uma nova classe de jatos foi reportada (Figura 2.10, direita), jatos gigantes, alcançando até 70 km de altitude (PASKO et al., 2002; SU et al., 2003). É possível que os jatos gigantes⁴ sejam fenômenos tropicais, devido a baixa condutividade (noturna) nessas latitudes, que permite com que o campo QE da nuvem atinja maiores altitudes (PASKO et al., 2002).

²O termo original em inglês é: *blue jets* (BJ).

³O termo original em inglês é: *blue starters*.

⁴Tradução literal do termo original em inglês *gigantic jets* (GJ).

Os primeiros modelos que descrevem o mecanismo físico de geração dos jatos azuis descrevem o fenômeno como streamers positivos (PASKO et al., 1996a) ou negativos (SUKHORUKOV et al., 1996) gerados por campos QEs. Pasko et al. (1996a) propôs que os streamers positivos podem ser gerados pelo crescimento rápido de carga no topo da nuvem de tempestade, ou seja, sem associação com relâmpagos, o que concorda com as evidências observacionais da associação entre jatos azuis e precipitação de granizo (WESCOTT et al., 1995, 1996). Tal modelo prevê as características essenciais dos jatos azuis: forma geométrica, velocidade, brilho e altitude terminal. Uma extensão desse modelo é o proposto por Pasko e George (2002), baseado em geometria fractal tridimensional. O modelo fractal, de Pasko e George (2002), prevê a estrutura física, altitude terminal e concorda com as evidências experimentais de Wescott et al. (1998) de que a coloração azulada dos jatos é devido às emissões da segunda banda negativa do nitrogênio molecular ionizado (N_2^+). O modelo fornece um modo de distinguir jatos de precursores baseado na quantidade de carga acumulada no topo da nuvem.

Trabalhos recentes utilizam-se da teoria que descreve a formação de relâmpagos por um processo de formação de líderes bidirecionais (MAZUR, 2002; KREHBIEL et al., 2008). Sob o ponto de vista da teoria proposta inicialmente por Kasemir (1960), descargas bidirecionais iniciam-se entre os centros de carga na nuvem, com um líder positivo partindo em direção ao centro negativo e um líder negativo partindo em direção ao centro positivo (MAZUR, 2002). Um jato azul que transporta carga positiva para cima (+JA) é formado entre o centro positivo de carga e a camada de blindagem no topo da nuvem (KREHBIEL et al., 2008). Nesse mesmo cenário de uma típica tempestade tripolar, os jatos gigantes são tidos como relâmpagos intranuvem (IN), nos quais o líder negativo propagando-se para cima “escapa” da nuvem, gerando um jato gigante negativo (-JG), uma representação esquemática é apresentada na Figura 2.11. Jatos de polaridade oposta aos descritos acima podem ser gerados por uma tempestade de polaridade invertida (2.11, painel inferior).

O modelo proposto por Krehbiel et al. (2008) segue a idéia de Petrov e Petrova (1999) de que os jatos correspondem a região de streamers a frente de um líder propagante, cujas características são descritas na seção 3.2.3. Essa nova perspectiva, com o suporte da teoria do líder bidirecional, permite uma interpretação dos jatos como relâmpagos para cima (MISHIN; MILIKH, 2008).

A Figura 2.11 representa um sumário das descarga elétricas que ocorrem em (ou

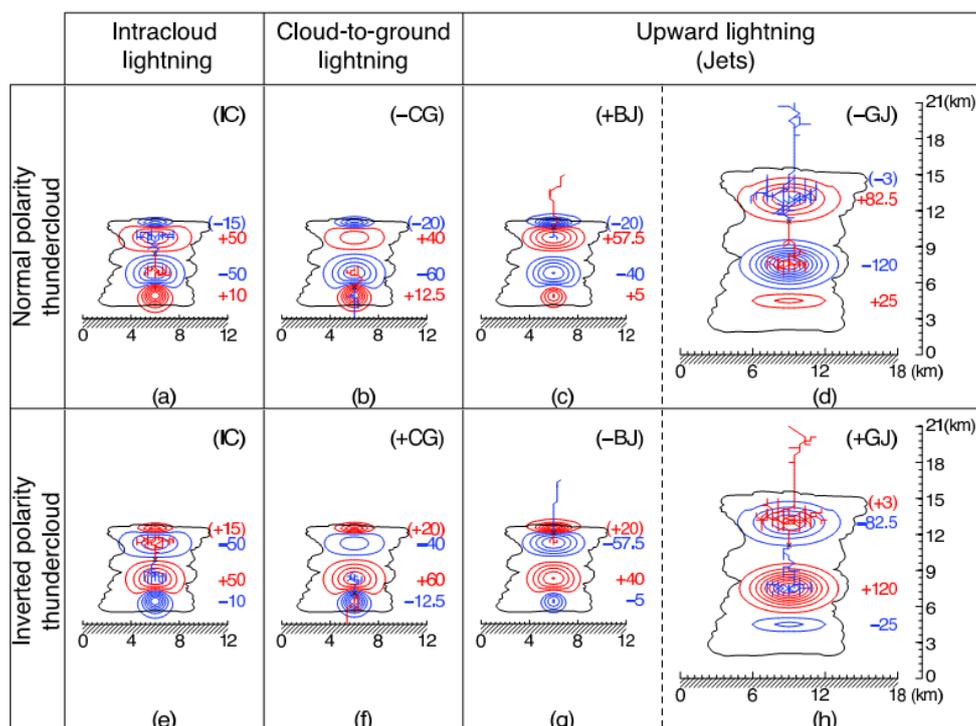


Figura 2.11 - Representação da formação de relâmpagos, jatos azuis e jatos gigantes, para uma típica tempestade com estrutura tripolar (painel superior) e para uma de polaridade invertida (painel inferior). As elipses vermelhas demarcam regiões com carga elétrica positiva, enquanto as azuis com carga negativa. Fonte: Krehbiel et al. (2008), informação suplementar.

partem de) uma nuvem de tempestade, seja ela de polaridade normal (painel superior⁵) ou invertida (painel inferior). Uma típica tempestade é constituída por três centros de carga, um grande centro positivo superior, na região central um grande centro negativo e na porção inferior um pequeno centro positivo, conforme descrito previamente na seção 1.1. No topo da nuvem forma-se uma camada de blindagem com carga líquida negativa. Essa estrutura é esquematizada no painel superior da Figura 2.11. Os relâmpagos intranuvem (IN) ocorrem por um processo de líderes bidirecionais entre os grandes centros de carga, conforme pode ser visto nos quadros (a) e (e) da Figura. Os relâmpagos nuvem-solo (NS) inciam-se entre o centro de cargas na porção central da nuvem e o centro inferior, conforme pode ser visto nos quadros (b) e (f). Os jatos azuis (JA) iniciam-se entre o centro superior de cargas e a camada de blindagem, mostrado nos quadros (c) e (g). Os jatos gigantes (JG) são

⁵Estrutura de uma típica nuvem de tempestade, conforme apresentado na Figura 1.4.

análogos aos relâmpagos IN, quadros (d) e (h).

3 TEORIA DA QUEBRA DA RIGIDEZ DIELÉTRICA DO AR

Os relâmpagos, os jatos e os sprites são exemplos de descargas elétricas naturais, em diferentes regimes de densidade da atmosfera, de pressão e de temperatura; que ocorrem na troposfera, estratosfera e mesosfera, respectivamente. O conceito de descarga elétrica (DE) está associado a todo e qualquer processo de ionização em um gás devido à ação de um campo elétrico externo. O produto final desse processo é a quebra da rigidez dielétrica (QRD) do gás (RAIZER, 1997, Cap. 1).

Os campos elétrico e magnético envolvidos em uma DE são tratados com as leis da eletrodinâmica clássica, portanto, obedecem as equações de Maxwell:

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = \frac{\rho}{\epsilon_0}, \quad (3.1)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0, \quad (3.2)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}, \quad (3.3)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{B} = \mu_0 \vec{J} + \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}, \quad (3.4)$$

onde \vec{E} é o campo elétrico, \vec{B} o campo magnético, ρ a densidade volumétrica de carga elétrica, \vec{J} a densidade volumétrica de corrente elétrica, $\epsilon_0 = 8,854 \cdot 10^{-12}$ H/m a constante de permissividade elétrica do vácuo e $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7}$ F/m a constante de permeabilidade magnética do vácuo.

Os campos \vec{E} e \vec{B} interagem com as partículas portadoras de carga elétrica via a força de Lorentz $\vec{F} = q\vec{E} + q\vec{v} \times \vec{B}$. A força de Lorentz por unidade de volume é escrita como:

$$\vec{F}_{EB} = \vec{F}_E + \vec{F}_B = \rho\vec{E} + \vec{J} \times \vec{B}, \quad (3.5)$$

onde \vec{F}_E e \vec{F}_B são as forças elétrica e magnética por unidade de volume, respectivamente (GRIFFITHS, 1999).

3.1 Processos fundamentais em descargas elétricas

3.1.1 Transporte de elétrons e Efeito Joule

A ação de um campo elétrico externo altera a distribuição de energia dos componentes do gás, em especial dos elétrons livres. Quando um gás contendo elétrons livres, íons e constituintes neutros, fracamente ionizado e com alta taxa de colisão entre seus constituintes está sob a ação de um campo elétrico externo, em primeira aproximação, pode-se dizer que duas forças atuam nos elétrons: a força elétrica e a força de atrito devido as colisões entre elétrons e constituintes neutros. A equação que rege o movimento dos elétrons pode ser escrita como

$$\rho_e^m \frac{d\vec{u}_e}{dt} = \rho_e \vec{E} + \vec{A}_e. \quad (3.6)$$

Onde $\rho_e^m = m_e n_e$ é a densidade volumétrica de massa e $\rho_e = q_e n_e$ é a densidade volumétrica de carga elétrica do gás de elétrons¹. Em geral, assume-se a força de atrito por unidade de volume \vec{A}_e proporcional à velocidade relativa entre elétrons e moléculas neutras (BITTENCOURT, 2004, Cap. 8). Considerando que os constituintes neutros estão praticamente imóveis em relação aos elétrons, escreve-se a força de atrito como:

$$\vec{A}_e = -\nu_{ef} \rho_e^m \vec{u}_e. \quad (3.7)$$

Onde ν_{ef} representa a frequência efetiva de colisões que transferem momento linear (RAIZER, 1997, Cap. 2). A solução estacionária da equação (3.6) é

$$\vec{u}_{e,d} = \frac{q_e}{m_e \nu_{ef}} \vec{E} = -\mu_e \vec{E}. \quad (3.8)$$

A velocidade $\vec{u}_{e,d}$ é chamada de velocidade de deriva dos elétrons e é muito próxima da velocidade real para escalas de tempo suficientemente maiores que $1/\nu_{ef}$ (RAIZER, 1997, Cap. 2). A equação 3.8 define a mobilidade eletrônica² μ_e e descreve o processo de advecção, isto é, o transporte de elétrons devido a ação da força (elétrica) externa. A mobilidade elétrica é a função de proporcionalidade entre a velocidade de deriva e o campo elétrico e seu conceito pode ser estendido a todos os constituintes

¹ n_e é a densidade numérica de elétrons, m_e a massa eletrônica e q_e a carga eletrônica.

²Note que a mobilidade depende do sinal da carga elétrica. Geralmente define-se a mobilidade eletrônica como sendo positiva, isto é, $\mu_e = |q_e|/m_e \nu_{ef}$ e $\vec{u}_{e,d} = -\mu_e \vec{E}$.

eletricamente carregados do gás (BITTENCOURT, 2004, Cap. 10).

A medida que o campo elétrico externo aumenta o número de colisões e a quantidade de energia transferida em cada colisão aumentam. O resultado é um aumento da temperatura do gás, essa transferência de energia para o gás é denominada Efeito Joule. Outra consequência do Efeito Joule é a redução da mobilidade eletrônica, pois o aumento de \vec{E} leva a um aumento em ν_{ef} que por sua vez é inversamente proporcional a μ_e (RAIZER, 1997, Cap. 2).

Outro processo que acarreta no movimento das partículas é a difusão. Em linhas gerais, a difusão é o movimento das partículas ocasionado por uma força oriunda do gradiente de densidade (ou de pressão). Por exemplo, em uma certa região do gás contendo um certo número n_e de elétrons por unidade volume, esses elétrons estão sujeitos à uma força $\vec{F}_D \propto -\vec{\nabla}n_e$ contrária à aglomeração dos elétrons, transportando elétrons de regiões de maior densidade para regiões de menor densidade (COORAY, 2003).

O conceito de advecção e difusão pode ser estendido a qualquer constituinte do gás, porém em uma típica DE o movimento dos elétrons é muito mais significativo do que o movimento dos íons, porque a mobilidade dos elétrons é duas a três ordens de magnitude maior do que a dos íons (RAIZER, 1997, Cap. 4). Portanto, o transporte de carga elétrica é majoritariamente realizado pela corrente eletrônica \vec{J}_e . A corrente eletrônica total em um gás, sujeito à ação de um campo elétrico externo, é dada pela soma da advecção e da difusão dos elétrons:

$$\vec{J}_e = e(n_e \mu_e \vec{E} + D_e \vec{\nabla}n_e), \quad (3.9)$$

onde $e = |q_e| = 1,6 \times 10^{-19}$ C e D_e é denominado coeficiente de difusão eletrônica e é proporcional a mobilidade e temperatura eletrônica (RAIZER, 1997, Cap. 2).

3.1.2 Ionização

Precedendo a QRD, uma série de processos físicos e químicos, que acarretam na produção e perda de íons, ocorrem durante uma DE. A ionização é o processo mais importante e pode ocorrer de diversas formas (COORAY, 2003):

- Ionização colisional (impacto de elétrons);

- Fotoionização;
- Ionização térmica;
- Ionização causada por átomos excitados à níveis meta-estáveis;
- Ionização devido ao impacto de íons.

A mais importante delas é a ionização via impacto de elétrons, onde colisões inelásticas entre elétrons e constituintes neutros levam a produção de um par elétron-íon positivo,



Conforme afirmado previamente, os elétrons livres possuem mobilidade elétrica com duas a três ordens de magnitude maior que os íons, sendo assim, respondem muito mais eficientemente a aplicação de um campo elétrico externo, tornando a ionização via impacto de elétrons o processo mais importante para produção de íons em uma DE (RAIZER, 1997, Cap. 4).

O processo de ionização via impacto de elétrons é caracterizado pela equação

$$\left\{ \frac{dn_e}{dt} \right\}_i = \nu_i n_e, \quad (3.11)$$

onde ν_i é *frequência de ionização*, a qual representa o número de ionizações realizadas através da colisão de um elétron com um constituinte neutro por segundo. A equação 3.11 pode ser escrita em termos da taxa de variação de n_e em relação a posição x , ou seja,

$$\left\{ \frac{dn_e}{dx} \frac{dx}{dt} \right\}_i = \nu_i n_e \quad \Rightarrow \quad \left\{ \frac{dn_e}{dx} \right\}_i = \frac{\nu_i}{v} n_e = \alpha n_e, \quad (3.12)$$

v é a velocidade dos elétrons e α é o *coeficiente de ionização de Townsend*, o qual representa o número de ionizações por metro, que é o parâmetro efetivamente medido em laboratório (RAIZER, 1997, Cap. 4).

3.1.3 Attachment (Junção eletrônica)

O processo de *attachment* ou junção eletrônica é o processo mais eficiente de perda de íons durante uma DE e depende da eletroafinidade das moléculas neutras presentes

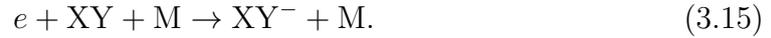
no gás e, de um modo, geral, é um processo secundário em DEs. Três diferentes formas de *attachment* devem ser ressaltadas (COORAY, 2003): radiativo



dissociativo



e na presença de um terceiro corpo



Analogamente ao processo de ionização, pode-se escrever:

$$\left\{ \frac{dn_e}{dt} \right\}_a = -\nu_a n_e, \quad (3.16)$$

onde ν_a é a *frequência de attachment*, a qual representa o número de elétrons perdidos por unidade de segundo através das reações 3.13–3.15. O processo inverso ao das reações 3.13–3.15 é chamado *detachment* ou separação eletrônica (COORAY, 2003).

Similarmente ao feito na equação 3.12, pode-se definir o coeficiente de *attachment* $\eta = \nu_a/v$, que também é medido em laboratório (RAIZER, 1997, Cap. 4). A representação dos coeficientes α e η , como função do campo elétrico (E) e da pressão do gás (p), geralmente é feita através de uma fórmula empírica proposta por J. Townsend no início do século XX:

$$\alpha = \mathcal{A}_i p \exp\left(-\frac{\mathcal{B}_i p}{E}\right) \quad \text{e} \quad \eta = \mathcal{A}_a p \exp\left(-\frac{\mathcal{B}_a p}{E}\right); \quad (3.17)$$

as constantes $\mathcal{A}_{i,a}$ e $\mathcal{B}_{i,a}$ são escolhidas de modo a ajustar as curvas aos dados experimentais (RAIZER, 1997, Cap. 4).

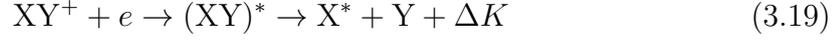
3.1.4 Recombinação

O processo de perda de elétrons e íons positivos por recombinação torna-se importante na ausência de um campo elétrico externo atuando sobre o gás. Similarmente ao processo de junção eletrônica, destacam-se três diferentes formas de recombinação

(COORAY, 2003): radiativa



dissociativa



(onde ΔK é energia cinética), e na presença de um terceiro corpo



A taxa de perda de elétrons e íons positivos por reações como as 3.18–3.20, pode ser expressa na seguinte forma:

$$\left\{ \frac{dn_e}{dt} \right\}_r = \left\{ \frac{dn_p}{dt} \right\}_r = -\beta_{ep} n_e n_p, \quad (3.21)$$

onde β_{ep} é o coeficiente de recombinação entre elétrons e íons positivos. A recombinação entre íons positivos e negativos também é importante em DEs e pode ser expressa de modo similar a 3.21:

$$\left\{ \frac{dn_p}{dt} \right\}_r = \left\{ \frac{dn_n}{dt} \right\}_r = -\beta_{pn} n_p n_n, \quad (3.22)$$

com β_{pn} sendo o coeficiente de recombinação entre íons (RAIZER, 1997, Cap. 4).

3.2 Mecanismos para a quebra da rigidez dielétrica do ar

Em linhas gerais a quebra da rigidez dielétrica (QRD) é o processo de tornar um material isolante em condutor através da aplicação de um campo elétrico externo suficientemente intenso. Desse modo, a QRD do ar inicia uma DE que se auto-sustenta (RAIZER, 1997, Cap. 12).

Experimentos em laboratório mostraram que as características da DE dependem da: pressão do gás (p), distância entre eletrodos (d), amplitude do campo elétrico aplicado (E), polaridade e dinâmica temporal, geometria dos eletrodos, composição do gás, nível de pré-ionização, energia dos elétrons livres, etc (RAIZER, 1997; PASKO, 2006) e é definido como o campo para o qual os processos de produção e perda de

électrons livres se igualam, ou seja, $\nu_i = \nu_a$.

3.2.1 Mecanismo de Townsend

Quando aplica-se um campo elétrico externo a um meio dielétrico ocorre uma competição entre os processos de produção e perda de íons. Como o principal processo de perda de íons é o *attachment*, pode-se afirmar que o processo de ionização tende a amplificar-se quando $\alpha > \eta$ ou $\nu_i > \nu_a$. No ar, à pressão ambiente, tal condição é satisfeita para $E > 3,23 \times 10^6$ V/m. Esse é o limiar convencional para a QRD, denominado E_k (notação empregada em PASKO, 2006).

O mecanismo mais elementar proposto para explicar a QRD é a multiplicação de elétrons via avalanches eletrônicas, conhecido como *mecanismo de Townsend*. Uma avalanche eletrônica é o elemento primário de qualquer DE. A Figura 3.1 (esquerda) apresenta uma foto de uma avalanche eletrônica em uma câmara de neblina.

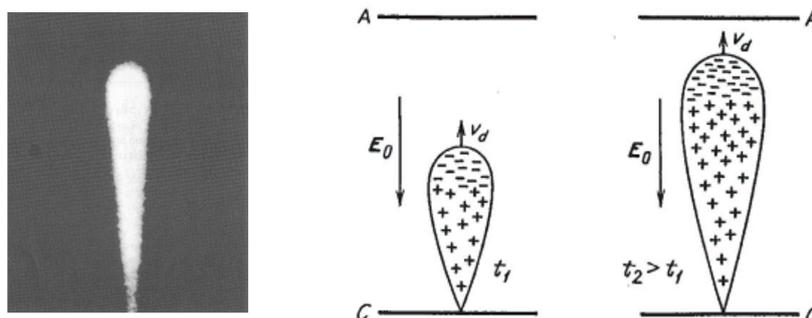


Figura 3.1 - Esquerda: foto de uma avalanche eletrônica em uma câmara de neblina. Direita: representação esquemática de uma avalanche eletrônica em dois instantes de tempo diferentes.

Fonte: Esquerda: Cooray (2003), p. 69. Direita: Raizer (1997), p. 330.

A Figura 3.1 (direita) mostra uma representação de uma avalanche eletrônica em desenvolvimento. Um elétron livre, sob a ação de um campo elétrico externo (E_0 , na figura) é acelerado. Ao colidir com uma molécula neutra, um par elétron-íon positivo é gerado. Cada um dos dois elétrons emergentes do processo é novamente acelerado e o processo se repete, levando a uma amplificação geométrica do número de elétrons.

O processo pode ser quantificado a partir das equações 3.11, 3.12 e 3.16,

$$\frac{dn_e}{dx} = (\alpha - \eta)n_e, \quad (3.23)$$

ou equivalentemente,

$$n_e = n_{e,0} \exp(\bar{\alpha}x), \quad (3.24)$$

onde $\bar{\alpha} = \alpha - \eta$. Uma ionização acumulativa ocorre se $\bar{\alpha} > 0$. Em descargas de laboratório, o mecanismo de Townsend envolve processos secundários de geração de íons, como o bombardeamento do cátodo por íons positivos, por exemplo (COORAY, 2003).

3.2.2 Streamers

Experimentos em laboratório³ mostram que as DEs conservam suas características para um mesmo valor do produto entre a pressão e a largura da fenda pd . O mecanismo de Townsend prevalece para valores de $pd < 267$ Pa.m. Na faixa $5,33 < pd < 133$ kPa.m a QRD ocorre de um modo muito mais rápido do que o previsto pelo mecanismo de Townsend (RAIZER, 1997; PASKO, 2006). A teoria que explica a QRD nessa faixa de valores de pd é baseada no conceito de streamers (LOEB; MEEK, 1940).

Streamers são estreitos canais de plasma quase-neutro, fracamente ionizado e à temperatura ambiente (Figura 3.2). A Figura 3.2 apresenta uma comparação entre streamers positivos e negativos para três diferentes valores de tensão externa aplicada: $\pm 20, 46$ e 80 V, a diferença de potencial é aplicada entre um eletrodo pontiagudo na parte superior e uma placa plana na parte inferior. A transição de avalanche para streamer ocorre quando o número de partículas eletricamente carregadas na cabeça do streamer atinge um valor crítico $N_c \sim 10^8$ (COORAY, 2003), o que implica em:

$$\int \bar{\alpha}(x)dx \geq \ln N_c \approx 18. \quad (3.25)$$

A expressão acima é conhecida como critério de Meek para a QRD via streamers. A transição de avalanche para streamer ocorre quando o campo elétrico gerado pela carga líquida na cabeça da avalanche torna-se da ordem do campo elétrico ambiente,

³Uma descrição da versão moderna de experimentos em DEs é dada em Briels et al. (2008).

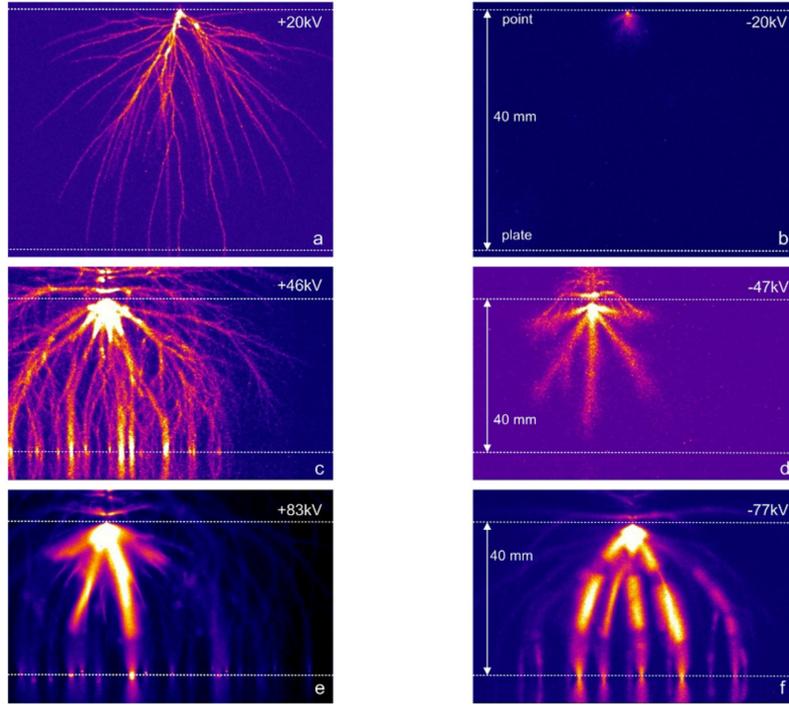


Figura 3.2 - Streamers observados em laboratório. Streamers positivos (coluna da esquerda) e negativos (coluna da direita) para diversos valores de tensão: ± 20 V (linha superior), ± 46 V (linha central) e ± 80 V (linha inferior). Os experimentos foram realizados com $p = 1 \times 10^5$ Pa e $d = 40$ mm. O campo elétrico mínimo para formação e propagação de streamers positivos é menor do que para negativos. A velocidade de streamers positivos é maior do que a de negativos.

Fonte: Briels et al. (2008).

ou seja,

$$E_a = \frac{e \exp(\bar{\alpha}x)}{4\pi\epsilon_0 R^2} \approx E. \quad (3.26)$$

Onde assume-se que a carga na cabeça da avalanche está situada dentro de uma esfera de raio R e a densidade de elétrons provém da expressão 3.24 (RAIZER, 1997). A escala de tempo para o desenvolvimento de uma avalanche individual em um streamer t_s pode ser inferida da equação 3.26. Fazendo-se a substituição $\bar{\alpha}x = (\nu_i - \nu_a)t_s$ e resolvendo 3.26 para t_s , obtém-se:

$$t_s = \frac{1}{(\nu_i - \nu_a)} \ln \left\{ \frac{4\pi\epsilon_0 r_s^2 E}{e} \right\}. \quad (3.27)$$

Na expressão acima, R é estimado pelo raio do streamer r_s , à pressão ambiente tem-se $r_s = 0,2$ mm (PASKO et al., 1998b). Note que para $t_s > 0$ é necessário que $\nu_i > \nu_a$, ou seja, o critério $E > E_k$ para a QRD está implícito em 3.27.

Existem streamers positivos, negativos e bipolares. Streamers positivos possuem carga líquida positiva em sua cabeça e propagam-se no mesmo sentido do campo elétrico. A propagação ocorre por meio da absorção de avalanches eletrônicas (Figura 3.3, esquerda). Tais avalanches são originadas de elétrons livres à frente da cabeça do streamer, produzidos por fotoionização. O campo elétrico mínimo para a propagação de streamers positivos é $0,44 \times 10^6$ V/m, usualmente denominado E_{cr}^+ (PASKO, 2006). A Figura 3.3 ilustra conceitualmente as diferenças na propagação de streamers positivos e negativos. Na Figura também é representada a deformação do campo elétrico e a criação de avalanches eletrônicas a frente da cabeça do streamer.

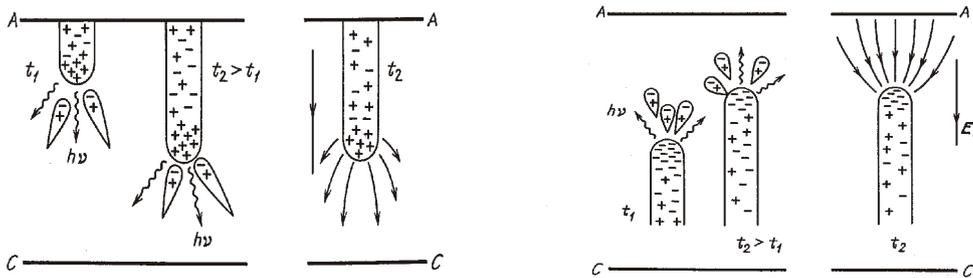


Figura 3.3 - Representação esquemática da propagação de streamers positivos (esquerda) e negativos (direita). A largura da fenda d é a distância entre o ânodo (A) e o cátodo (C).

Fonte: Raizer (1997), p. 335 e 338.

Streamers negativos possuem carga líquida negativa (na cabeça) e propagam-se no sentido oposto ao campo elétrico. As avalanches produzidas à frente da cabeça do streamer propagam-se no mesmo sentido do streamer (Figura 3.3, direita). A amplitude mínima do campo elétrico para a propagação de streamers negativos é $1,25 \times 10^6$ V/m, usualmente denominado E_{cr}^- (PASKO, 2006).

Para streamers positivos as avalanches movem-se em uma região de campo elétrico crescente (em módulo), o oposto ocorre para streamers negativos, como pode ser

visto comparando os painéis da esquerda e da direita na Figura 3.3. Esse fator faz com que o campo elétrico mínimo para a formação e propagação de streamers positivos seja menor do que para negativos (RAIZER, 1997).

Streamers bipolares são compostos por streamers das duas polaridades propagando-se em sentidos opostos. Como pode ser visto da Figura 3.3, o processo de fotoionização desempenha um papel fundamental na propagação dos streamers (COORAY, 2003). Em laboratório, à pressão ambiente, streamers possuem raios $\sim 10^{-2}$ – 10^{-1} cm e propagam-se com velocidades $\sim 10^5$ – 10^7 m/s. Na cabeça do streamer, a alta concentração de carga elétrica líquida produz um campo elétrico muito maior que o campo elétrico ambiente, superando em 4–7 vezes o valor do campo mínimo para a QRD (PASKO, 2006, p. 259).

3.2.3 Líderes

Experimentos com DEs em laboratório mostraram que para fendas curtas a QRD se dá quando o streamer atravessa a fenda, já para fendas longas o processo é mais complicado (COORAY, 2003). Para valores de pd superiores a 5, 33×10^5 Pa.m a QRD se dá pelo mecanismo de líderes (PASKO, 2006). A manifestação mais conhecida do mecanismo de líderes ocorre em relâmpagos (RAKOV; UMAN, 2003).

Streamers e líderes diferem mais quantitativamente do que qualitativamente. De um modo simplificado, ambos são canais estreitos de plasma, porém os líderes possuem escalas de comprimento, condutividade elétrica e temperatura muito superiores. Analogamente ao caso dos streamers, existem líderes positivos, negativos e bipolares.

A Figura 3.4 (esquerda) mostra a formação e o desenvolvimento de um líder positivo. O líder se inicia a partir de uma descarga corona, a qual é uma espécie de “coroa” de streamers, nesse caso positivos. A corrente elétrica de cada streamer é baixa, porém na região de junção de todos os streamers, denominada “talo” a corrente efetiva (soma de todas) é alta o suficiente para ocorrer a transição de streamer para líder. O líder positivo se propaga por ação da coroa de streamers em sua cabeça (Figura 3.5, esquerda) (GALLIMBERTI et al., 2002; COORAY, 2003).

O desenvolvimento de um líder negativo é um pouco mais complicado, conforme representado na Figura 3.4 (direita). O líder negativo também inicia-se a partir de uma descarga corona, agora com streamers negativos. Porém, a etapa seguinte é a

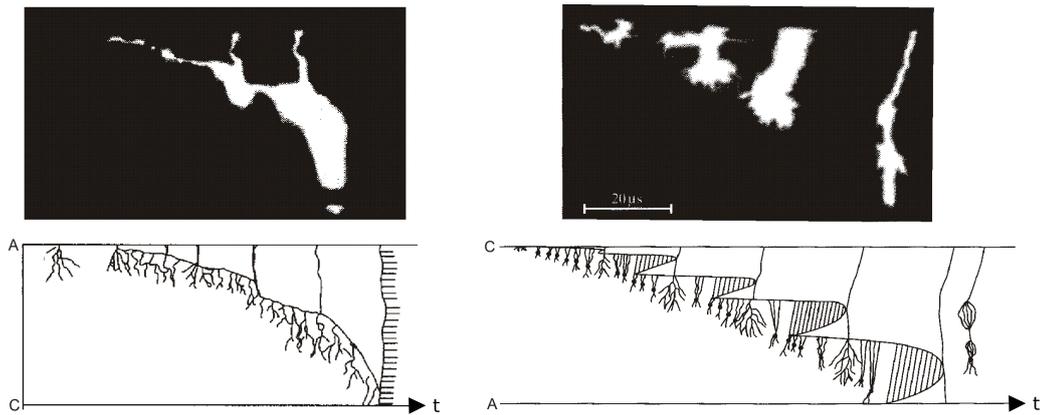


Figura 3.4 - Formação e desenvolvimento de líderes positivos (esquerda) e negativos (direita) em fendas longas. Na parte superior são apresentadas fotografias e na inferior representações esquemáticas.

Fonte: Cooray (2003), p. 116 e 118.

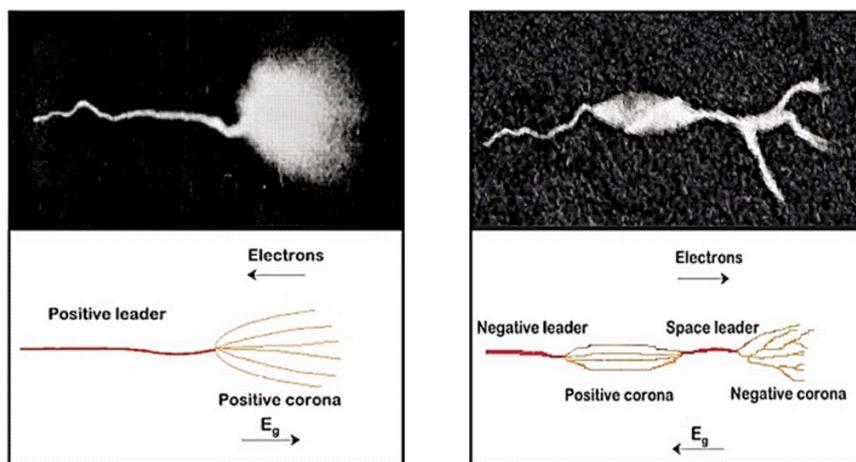


Figura 3.5 - Propagação de líderes positivos (esquerda) e negativos (direita) em fendas longas.

Fonte: Gallimberti et al. (2002).

formação de um “talo espacial” logo a frente dos streamers. A partir do talo espacial streamers positivos desenvolvem-se em direção à corona inicial e streamers negativos se formam na direção de propagação do líder. Desse modo a propagação de líderes negativos é dada pela formação de um líder bidirecional, conforme representado na Figura 3.5 (direita).

Similarmente ao caso dos streamers, a amplitude mínima do campo elétrico para a propagação de líderes positivos é menor do que para negativos. Das Figuras 3.4 e 3.5 vê-se que a propagação dos líderes positivos é mais “suave” (RAIZER, 1997).

Líderes bipolares, ou bidirecionais, são constituídos de líderes das duas polaridades propagando-se em sentidos opostos. Uma das principais teorias que descreve a formação de relâmpagos apoia-se nesse conceito (KASEMIR, 1960). Sob esse ponto de vista, líderes bidirecionais iniciam-se entre os centros de carga na nuvem, em regiões onde a amplitude do campo elétrico é máxima, com a extremidade positiva do líder propagando-se em direção ao centro negativo de cargas e a extremidade negativa em direção ao centro positivo (MAZUR, 2002).

3.2.4 Sumário dos mecanismos para a quebra da rigidez dielétrica do ar

De um modo simplificado, a ocorrência de um determinado tipo de mecanismo para a QRD em laboratório depende do valor de pd (RAIZER, 1997):

- $pd < 1,33 \times 10^{-3}$ Pa m, o elétron atravessa a fenda sem nenhuma colisão⁴;
- $1,33 \times 10^{-1} < pd < 267$ Pa m, mecanismo de Townsend;
- $267 < pd < 5 \times 33.10^3$ Pa m, mecanismos de Townsend e de streamers podem ocorrer;
- $5 \times 33.10^3 < pd < 133 \times 10^3$ Pa m, QRD via streamers;
- $pd > 133 \times 10^3$ Pa m, QRD via líderes.

Na atmosfera onde não há de fato uma distância delimitadora d , o valor da pressão ou da densidade volumétrica de partículas N ($p \propto N$) desenvolve um papel determinante (PASKO, 2006). Por exemplo, para pressão ambiente⁵, o mecanismo de líderes é predominante para distâncias maiores que 1 m, explicando assim a preponderância desse mecanismo em relâmpagos.

A ocorrência de um determinado mecanismo também depende da amplitude do campo elétrico aplicado, por exemplo, um streamer positivo não irá se desenvolver em uma região onde $E < E_{cr}^+$ (Seção 3.2.2). Experimentos em laboratório mostraram

⁴A unidade é Pascal vezes metro.

⁵Pressão à nível do mar.

que as características das DEs não dependem explicitamente de E , mas sim da razão E/p (ou E/N), isto é, a QRD em gases rarefeitos ocorre a amplitudes menores de E . De um modo geral, pode-se afirmar que a QRD depende de todos os fatores listados no início da Seção 3.2 (PASKO, 2006).

3.3 Relações de similaridade

Na Seção 3.2.4 foi discutida a dependência das características de uma DE em função dos valores de pd e E/p . Nesta seção são apresentadas uma lista de relações de similaridade para os parâmetros de uma DE em diferentes pressões. Assumindo, que a temperatura é constante pode-se escrever as relações em termos de N , pois $p \propto N$. Dessa forma, $pd = \text{constante}$ é equivalente a $NL = \text{constante}$ ou $NL = N_0L_0$, onde L é a escala de comprimento e os valores com subíndice zero correspondem às quantidades à pressão ambiente. Do mesmo modo, pode-se ver que $E/p = \text{constante}$ é equivalente a $E/N = \text{constante}$ ou $E/N = E_0/N_0$. A Tabela 3.1 apresenta uma lista das relações de similaridade para diversos parâmetros de uma DE (PASKO et al., 1998b; PASKO, 2006; EBERT et al., 2006).

Tabela 3.1 - Relações de similaridade.

	Parâmetro	Escala
(1)	Comprimento	$L = L_0 N_0/N$
(2)	Tempo	$\tau = \tau_0 N_0/N$
(3)	Velocidade	$v = L/\tau = \text{constante}$
(4)	Campo elétrico	$E = E_0 N/N_0$
(5)	Mobilidade elétrica	$\mu = v/E = \mu_0 N_0/N$
(6)	Densidade do plasma	$n = n_0 N^2/N_0^2$
(7)	Carga elétrica	$Q = Q_0 N_0/N$
(8)	Frequências (ν_i e ν_a)	$\nu = 1/\tau = \nu_0 N/N_0$
(9)	Condutividade elétrica	$\sigma = e\mu n = \sigma_0 N/N_0$
(10)	Densidade volumétrica de corrente	$J = env = J_0 N^2/N_0^2$
(11)	Corrente elétrica	$I = JL^2 = \text{constante}$
(12)	Coefficiente de difusão	$D = D_0 N_0/N$

As relações de similaridade são ferramentas muito úteis para o estudo de DEs, pois o conhecimento de propriedades de uma DE (comprimento, diâmetro e velocidade de streamers e líderes, por exemplo) para um determinado valor de pressão permite

inferir como serão essas propriedades em várias outras pressões de interesse, nas quais não se pode realizar experimentos. Utilizando a relação (4) da Tabela 3.1, pode-se definir o campo elétrico mínimo para a QRD em qualquer altitude da atmosfera como:

$$E_k = E_{k,0} \frac{N}{N_0}, \quad (3.28)$$

onde $E_{k,0} = 3,23 \times 10^6$ V/m é o valor à pressão ambiente. A partir de 3.28 define-se o campo elétrico reduzido ao valor de QRD como: E/E_k . O parâmetro E/E_k é muito importante e prático para a análise da QRD na atmosfera e será chamado daqui para frente apenas de campo elétrico reduzido (LUQUE; EBERT, 2009).

Nem todos os processos obedecem as relações de similaridade, como por exemplo, a recombinação elétron-íon positivo e a fotoionização (LIU; PASKO, 2004; PASKO, 2006).

3.4 Ferramentas matemáticas para descrição de descargas elétricas

Uma descrição apurada do comportamento coletivo de um gás fracamente ionizado, durante uma DE, pode ser realizada com o auxílio da teoria cinética de plasmas. De um modo geral, para um plasma fracamente ionizado pode-se desprezar as colisões entre partículas eletricamente carregadas, restando somente as colisões entre partículas carregadas e neutras (LIU, 2006, Cap. 2).

3.4.1 Função distribuição

Sob o ponto de vista da teoria cinética, cada partícula do gás é representada por um ponto no espaço de fase (x, y, z, v_x, v_y, v_z) ou (\vec{r}, \vec{v}) . O número de pontos em um dado elemento de volume do espaço de fase ($d\mathcal{N}_\alpha$) é escrito como:

$$d\mathcal{N}_\alpha(\vec{r}, \vec{v}, t) = f_\alpha(\vec{r}, \vec{v}, t) d^3\vec{r} d^3\vec{v}, \quad (3.29)$$

onde a função $f_\alpha(\vec{r}, \vec{v}, t)$ representa a densidade de pontos dentro do elemento de volume no espaço de fase. O sub-índice α representa uma determinada espécie de partículas do gás e não deve ser confundido com o coeficiente de ionização⁶. Nessa abordagem, conhecendo-se a função distribuição $f_\alpha = f_\alpha(\vec{r}, \vec{v}, t)$ pode-se avaliar as

⁶Notação utilizada em Bittencourt (2004).

quantidades observáveis por médias em relação a velocidade. Por exemplo, a densidade volumétrica de partículas da espécie α é expressa como

$$n_\alpha(\vec{r}, t) = \iiint_v f_\alpha(\vec{r}, \vec{v}, t) d^3\vec{v}, \quad (3.30)$$

o momento linear pode ser escrito como

$$m_\alpha \vec{u}_\alpha(\vec{r}, t) = \langle m_\alpha \vec{v} \rangle_\alpha = \frac{1}{n_\alpha(\vec{r}, t)} \iiint_v m_\alpha \vec{v} f_\alpha(\vec{r}, \vec{v}, t) d^3\vec{v}, \quad (3.31)$$

e a energia cinética como

$$\frac{1}{2} m_\alpha u_\alpha^2(\vec{r}, t) = \left\langle \frac{1}{2} m_\alpha v^2 \right\rangle_\alpha = \frac{1}{n_\alpha(\vec{r}, t)} \iiint_v \frac{1}{2} m_\alpha v^2 f_\alpha(\vec{r}, \vec{v}, t) d^3\vec{v}. \quad (3.32)$$

As expressões 3.30–3.32 definem os três primeiros momentos da função distribuição (BITTENCOURT, 2004, Cap. 6). Cada observável é determinado por uma média ponderada no espaço das velocidades (ou momento da distribuição), representada através da notação $\langle \dots \rangle_\alpha$. A função distribuição pode ser determinada a partir da equação de Boltzmann (BITTENCOURT, 2004, Cap. 5):

$$\frac{\partial f_\alpha}{\partial t} + \vec{v} \cdot \vec{\nabla} f_\alpha + \vec{a} \cdot \vec{\nabla}_v f_\alpha = \left[\frac{\partial f_\alpha}{\partial t} \right]_{col}. \quad (3.33)$$

3.4.2 Leis de conservação

Na abordagem citada acima, resolve-se a equação de Boltzmann para obter a função f_α , de posse dela as quantidades macroscópicas são obtidas pelos momentos da função distribuição. A solução da equação de Boltzmann para um sistema fora do estado de equilíbrio é geralmente muito complicada (BITTENCOURT, 2004, Cap. 8). Uma abordagem mais simples é a adotada em mecânica de fluidos, nesse ponto de vista a identidade de cada partícula pode ser negligenciada e apenas o movimento de “elementos do fluido” são considerados. Assim, as quantidades macroscópicas são governadas por equações de transporte, obtidas pelos momentos da equação de

Boltzmann⁷.

Os momentos da equação 3.33 são obtidos multiplicando-a por m_α , $m_\alpha \vec{v}$ e $m_\alpha v^2/2$ e integrando sobre todo o espaço de velocidades. O momento de ordem zero é a equação da continuidade:

$$\frac{\partial n_\alpha}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot \vec{\Gamma}_\alpha = S_\alpha. \quad (3.34)$$

Onde $\vec{\Gamma}_\alpha = n_\alpha \vec{u}_\alpha$ é o fluxo de partículas. O termo S_α provém da média no espaço de velocidades do termo de criação e aniquilação de partículas da espécie α devido a colisões, podendo ser escrito como $S_\alpha = P_\alpha - L_\alpha$, onde P_α e L_α representam a taxa de produção e perda de partículas por unidade de volume devido à colisões, respectivamente. Por exemplo, a taxa de produção de elétrons por ionização é dada por 3.11, a taxa de perda de elétrons por *attachment* por 3.16, a taxa de perda de íons por recombinação por 3.22, etc. A equação 3.34 contém os princípios de conservação de massa e carga elétrica, o que pode ser visto multiplicando-a por m_α ou q_α e somando-se sobre todas as espécies α (BITTENCOURT, 2004, Cap. 9).

O primeiro momento é a lei de força ou equação de conservação de momento linear:

$$n_\alpha m_\alpha \frac{D\vec{u}_\alpha}{Dt} = n_\alpha \langle \vec{F} \rangle_\alpha - \vec{\nabla} p_\alpha + \vec{A}_\alpha - \vec{u}_\alpha S_\alpha. \quad (3.35)$$

Onde o termo $\langle \vec{F} \rangle_\alpha$ representa a média no espaço de velocidades das forças externas aplicada à espécie α do fluido, p_α é a pressão cinética e \vec{A}_α representa a taxa de transferência de momento linear por unidade de volume devido à colisões. Por exemplo, para um gás fracamente ionizado, a taxa de transferência de momento linear devido à colisões de elétrons com constituintes neutros é dada por 3.7. A pressão cinética pode ser expressa através da *lei dos gases ideais*, $p_\alpha = n_\alpha k T_\alpha$, onde k é a constante de Boltzmann e T_α é a temperatura. Para um gás no qual T_α é constante, pode-se escrever $\vec{\nabla} p_\alpha = k T_\alpha \vec{\nabla} n_\alpha$, eliminando a variável p_α de 3.35.

Negligenciando o termo $\vec{u}_\alpha S_\alpha$, a solução estacionária de 3.35 ($D\vec{u}_\alpha/Dt \rightarrow 0$) é $n_\alpha \langle \vec{F} \rangle_\alpha - k T_\alpha \vec{\nabla} n_\alpha + \vec{A}_\alpha = 0$. Utilizando 3.7 e explicitando a força externa como

⁷Os modelos de simulação de sprites de Liu e Pasko (2004) e Luque e Ebert (2009) utilizam a descrição de fluidos. Chanrion e Neubert (2008) desenvolveram um modelo para a simulação de sprites através do formalismo de partículas, com o auxílio do método de Monte Carlo.

sendo exclusivamente de natureza elétrica pode-se escrever:

$$\vec{\Gamma}_\alpha = \frac{q_\alpha}{m_\alpha \nu_{\text{ef},\alpha}} n_\alpha \vec{E} - \frac{kT_\alpha}{m_\alpha \nu_{\text{ef},\alpha}} \vec{\nabla} n_\alpha = \mu_\alpha n_\alpha \vec{E} - D_\alpha \vec{\nabla} n_\alpha. \quad (3.36)$$

O vetor fluxo de partículas é escrito como a soma de duas componentes, $\vec{\Gamma}_\alpha = \vec{\Gamma}_{\mu,\alpha} + \vec{\Gamma}_{D,\alpha}$; onde o fluxo advectivo $\vec{\Gamma}_{\mu,\alpha} = \mu_\alpha n_\alpha \vec{E}$ descreve o transporte de partículas da espécie α devido à ação da força elétrica, e o fluxo difusivo $\vec{\Gamma}_{D,\alpha} = -D_\alpha \vec{\nabla} n_\alpha$ devido à ação da força oriunda do gradiente de pressão (ou de densidade), conforme apresentado na equação 3.9. A equação 3.36 também define a mobilidade elétrica $\mu_\alpha = q_\alpha/m_\alpha \nu_{\text{ef},\alpha}$ e o coeficiente de difusão $D_\alpha = kT_\alpha/m_\alpha \nu_{\text{ef},\alpha} = kT_\alpha \mu_\alpha/|q_\alpha|$ (BITTENCOURT, 2004, Cap. 10).

A expressão de $\vec{\Gamma}_\alpha$ definida na aproximação 3.36 é a solução do estado estacionário para a equação de Langevin que descreve o movimento da espécie α de um plasma isotrópico e fracamente ionizado (BITTENCOURT, 2004, Cap. 10). Fazendo-se $D_\alpha = 0$, pode-se ver que a equação 3.36 contém a aproximação conhecida como *lei de Ohm*, o que pode ser visto multiplicando-a por q_α e somando sob todas as espécies α . Assim a condutividade elétrica é definida como:

$$\sigma = \sum_\alpha \sigma_\alpha = \sum_\alpha q_\alpha \mu_\alpha n_\alpha = \sum_\alpha \frac{q_\alpha^2 n_\alpha}{m_\alpha \nu_{\text{ef},\alpha}}, \quad (3.37)$$

para a lei de Ohm escrita na forma $\vec{J} = \sigma \vec{E}$ (BITTENCOURT, 2004, Cap. 9).

O segundo momento da equação de Boltzmann 3.33 é a equação de conservação de energia:

$$\frac{D}{Dt} \left(\frac{3p_\alpha}{2} \right) + \frac{5p_\alpha}{2} \vec{\nabla} \cdot \vec{u}_\alpha + \vec{\nabla} \cdot \vec{q}_\alpha = M_\alpha - \vec{u}_\alpha \cdot \vec{A} + \frac{1}{2} u_\alpha^2 S_\alpha. \quad (3.38)$$

Onde \vec{q}_α é o vetor fluxo de calor e M_α é a taxa de transferência de energia por unidade de volume devido à colisões. Uma aproximação muito comum para a equação 3.38 (BITTENCOURT, 2004, Cap. 8) despreza os quatro últimos termos, levando a:

$$p_\alpha (\rho_\alpha^m)^{-5/3} = \text{constante}. \quad (3.39)$$

Essa é a equação de transporte de energia para um processo adiabático.

4 MODELAGEM DO MECANISMO DE INICIAÇÃO DE SPRITES

A atual concepção do mecanismo de penetração de campos elétricos, gerados por relâmpagos, em altitudes mesosféricas está representado na Figura 4.1. Ao passo que ocorre a separação de cargas na nuvem de tempestade, carga elétrica é induzida na atmosfera superior devido ao gradiente não nulo da condutividade elétrica. Essas cargas elétricas geram um campo aproximadamente igual ao da nuvem, porém de sentido oposto, blindando a atmosfera superior do campo elétrico gerado pela nuvem de tempestade. Com a súbita remoção de carga elétrica da nuvem por um relâmpago, as cargas remanescentes na atmosfera e na nuvem geram um intenso campo eletrostático que promove a QRD em altitudes mesosféricas, gerando descargas elétricas conhecidas atualmente como sprites (PASKO et al., 1995, 1996b, 1997).

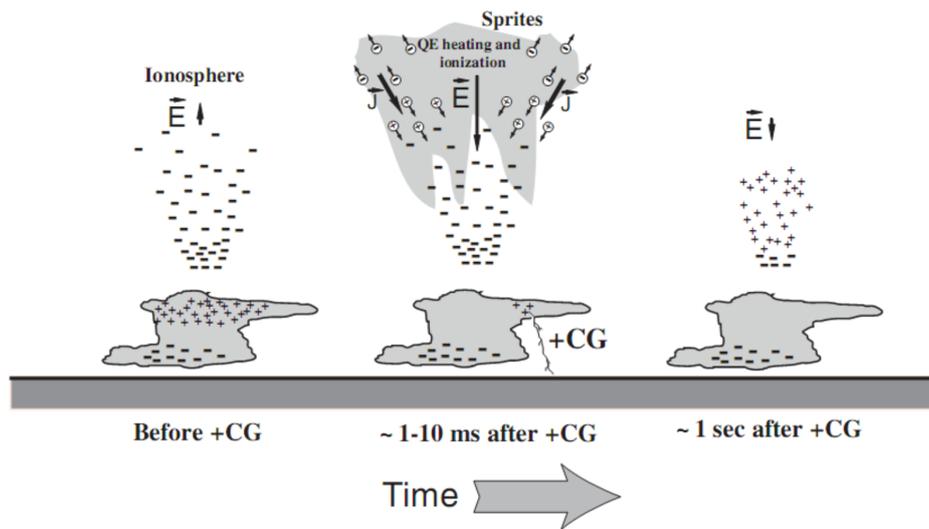


Figura 4.1 - Ilustração do mecanismo de penetração de campos elétricos, gerados por nuvens de tempestade, na atmosfera superior.

Fonte: Pasko (2006). Arte original de Pasko et al. (1997).

O campo eletrostático persiste na atmosfera por um tempo da ordem do tempo de relaxação dielétrica local (τ_σ). Na ausência de campos magnéticos significantes ($\vec{\nabla} \times \vec{B} = 0$) e com auxílio da lei de Ohm ($\vec{J} = \sigma \vec{E}$), a equação 3.4 (p. 27) pode ser escrita como:

$$\frac{\partial \vec{E}}{\partial t} = -\frac{\sigma}{\epsilon_0} \vec{E}. \quad (4.1)$$

A solução da equação 4.1 indica que o campo elétrico localmente relaxa com uma escala de tempo $\tau_\sigma = \epsilon_0/\sigma$ (PASKO et al., 1997; BARRINGTON-LEIGH, 2000). A Figura 1.5 (direita, p. 8) mostra quantitativamente a evolução temporal do campo elétrico gerado pela nuvem de tempestade durante um relâmpago NS+ removendo 200 C de carga elétrica de uma altitude de 10 km em 1 ms. Esse resultado é uma descrição quantitativa do modelo de Pasko et al. (1997) que corresponde ao exposto qualitativamente na Figura 4.1.

Para descrever a penetração do campo elétrico na atmosfera superior, V. P. Pasko e colaboradores propuseram um modelo baseado na equação de Poisson 3.1 acoplada com a equação de conservação de carga elétrica (PASKO et al., 1995, 1996b, 1997):

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho_{ext} + \rho_{atm}) + \vec{\nabla} \cdot (\vec{J}_{ext} + \vec{J}_{atm}) = 0, \quad (4.2)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = \frac{\rho_{ext} + \rho_{atm}}{\epsilon_0}. \quad (4.3)$$

Onde ρ_{ext} é a distribuição de carga na nuvem de tempestade e ρ_{atm} é a carga espacial induzida na atmosfera. A equação 4.2 é obtida tomando-se a divergência da lei de Ampère 3.4. O modelo negligencia qualquer efeito devido ao campo magnético. O efeito do campo magnético da Terra é desprezado devido a alta frequência de colisão entre partículas portadoras de carga elétrica e partículas neutras. O campo magnético gerado por variações lentas no campo elétrico é desprezado porque é muito menor que o campo geomagnético. Uma simples estimativa a partir da lei de Faraday 3.3 mostra que um campo elétrico com amplitude ~ 100 V/m, que varie com uma escala temporal ~ 1 ms, e que possua uma escala espacial ~ 100 km, produz um campo magnético que é pelo menos duas ordens de grandeza menor que o campo geomagnético (PASKO et al., 1997).

Desse modo a lei de Gauss para o magnetismo 3.2 não é utilizada e a lei de Faraday 3.3 torna-se $\vec{\nabla} \times \vec{E} = 0$. A lei de Faraday escrita dessa forma implica que \vec{E} pode ser escrito como o gradiente de um potencial escalar, isto é, $\vec{E} = -\vec{\nabla}\phi$. O sistema de equações 4.2–4.3, em conjunto com a lei de Ohm, constitui a aproximação denominada *quase-eletróstática* (QE) estabelecida por Pasko et al. (1997) e é válida para variações relativamente lentas na distribuição de carga na nuvem de tempestade.

Pasko et al. (1997) mostraram que o principal parâmetro para caracterizar o poten-

cial de um relâmpago em gerar sprites é o momento de carga (PASKO et al., 1997). O momento de carga é definido como o produto entre a quantidade de carga removida para o solo e a altitude do centro de cargas, ou seja, $M_Q = Q h_Q$. Essa afirmação pode ser facilmente verificada aproximando-se a quantidade de carga removida por uma distribuição pontual em $z = h_Q$. O campo elétrico gerado pela carga e por sua imagem na Terra (condutora), para $z \gg z_Q$ é (HIRAKI; FUKUNISHI, 2006):

$$E = \frac{Q}{4\pi\epsilon_0} \left[\frac{1}{(z - h_Q)^2} - \frac{1}{(z + h_Q)^2} \right] \approx \frac{Qh_Q}{\pi\epsilon_0 z^3}. \quad (4.4)$$

Uma série de trabalhos experimentais como Huang et al. (1999), Hu et al. (2002), Cummer e Inan (1997), Cummer e Lyons (2005), etc., comprovam essa conjectura teórica.

Pasko et al. (1997) também mostraram que, de um modo geral, as principais características do campo elétrico estabelecido na mesosfera, ao final do relâmpago NS, dependem principalmente do momento de carga. Independentemente, portanto, da complexa distribuição de cargas na nuvem como um todo. Em vista disso, a remoção de carga da nuvem pode ser vista como a colocação de uma carga idêntica, porém de sinal oposto, no mesmo lugar. O campo elétrico inicial sobre a nuvem é simplesmente o campo gerado pela carga Q (de sinal oposto à carga real) depositada em h_Q e sua imagem no solo, conforme apresentado na equação 4.4 (PASKO, 2006).

4.1 Formulação adotada

O modelo aqui apresentado é uma descrição de fluido que utiliza as equações de transporte discutidas na Seção 3.4.2 (p. 42). A descrição de fluido é utilizada para avaliar o campo elétrico em larga escala, com resolução espacial ~ 1 km como em Pasko et al. (1997), Cho e Rycroft (1998), Asano et al. (2008), e para modelar a possibilidade da formação de estruturas espaciais com resolução ~ 100 m, como em Luque e Ebert (2009). O trabalho investiga a resposta da mesosfera e da baixa ionosfera (região entre 55 e 85 km de altitude) a aplicação do campo elétrico gerado por um relâmpago e a construção de um cenário que leva a iniciação dos sprites. O trabalho não visa a simulação da estrutura interna dos streamers dos sprites, como feito por Liu e Pasko (2004) e Luque e Ebert (2010).

Mais explicitamente, substitui-se a equação 4.2 no modelo de Pasko et al. (1997) por

equações da continuidade na forma de 3.34. É considerada a existência de quatro espécies de partículas: neutras (N), elétrons (n_e), íons positivos (n_p) e negativos (n_n). Assume-se que N não varia na escala de tempo considerada na simulação, da ordem de alguns milissegundos. As quantidades n_e , n_p e n_n respondem a equações da continuidade na forma de 3.34. Considera-se que partículas são produzidas e aniquiladas pelos processos de ionização (ν_i) e *attachment* (ν_a), conforme descrito nas seções 3.1.2 e 3.1.3, respectivamente.

Assume-se que os íons são imóveis na escala de tempo da simulação. Portanto, apenas os elétrons sofrem transporte. O fluxo de elétrons é modelado com a aproximação 3.36. Fisicamente, essa aproximação significa que o movimento dos elétrons é majoritariamente advecção devido à ação da força de natureza elétrica e difusão devido à ação da força oriunda do gradiente pressão (contrária a aglomeração de partículas). Portanto, tem-se $\vec{\Gamma}_e = -\mu_e n_e \vec{E} - D_e \vec{\nabla} n_e$, onde μ_e é o valor absoluto da mobilidade eletrônica¹ e D_e é o coeficiente de difusão. O sistema de equações é fechado com a inclusão da equação de Poisson similar a 4.3.

Dessa forma o sistema de equações adotado é:

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = \vec{\nabla} \cdot (\mu_e n_e \vec{E} + D_e \vec{\nabla} n_e) + (\nu_i - \nu_a) n_e, \quad (4.5)$$

$$\frac{\partial n_p}{\partial t} = \nu_i n_e, \quad (4.6)$$

$$\frac{\partial n_n}{\partial t} = \nu_a n_e, \quad (4.7)$$

$$\nabla^2 \phi = -\frac{e(-n_e + n_p - n_n)}{\epsilon_0}. \quad (4.8)$$

Através do princípio de superposição (GRIFFITHS, 1999), escreve-se o campo elétrico total na forma

$$\vec{E} = \vec{E}_{ext} + \vec{E}_{atm}, \quad (4.9)$$

onde \vec{E}_{ext} é o campo elétrico externo, gerado pelo relâmpago², e \vec{E}_{atm} é o campo gerado pelas cargas elétricas induzidas na atmosfera. O campo elétrico atmosférico segue a aproximação QE e pode ser escrito como $\vec{E}_{atm} = -\vec{\nabla}\phi$. Nessa descrição, o

¹Ou seja, a mobilidades eletrônica é $-\mu_e$, conforme explicado na nota de rodapé da Seção 3.1.1 (p. 28).

²Os modelos adotados para o campo elétrico gerado pelo relâmpago são descritos nas seções 4.4 e 4.5.

potencial QE ϕ é gerado exclusivamente pelas cargas elétricas induzidas e criadas na atmosfera durante a descarga do relâmpago. Reescrever o campo elétrico total na forma 4.9, completa o modelo, levando a um sistema de quatro equações (4.5–4.8) e quatro incógnitas (n_e , n_p , n_n e ϕ).

O sistema de equações 4.5–4.8 é resolvido em uma geometria cilíndricamente simétrica, o que implica em $\phi(\vec{r}, t) = \phi(z, r, t)$, onde z é a coordenada vertical que varia de 0 a z_f , r é a coordenada cilíndrica radial que varia de 0 a r_f e t é o instante de tempo. O intervalo de tempo de simulação é de 0 a t_f . Aqui escolhe-se tipicamente $z_f = 85$ km, $r_f = 20$ km, e t_f da ordem do tempo de duração do relâmpago ou do tempo necessário para a iniciação do sprite. Na Figura 4.2 encontra-se uma representação esquemática do domínio do modelo.

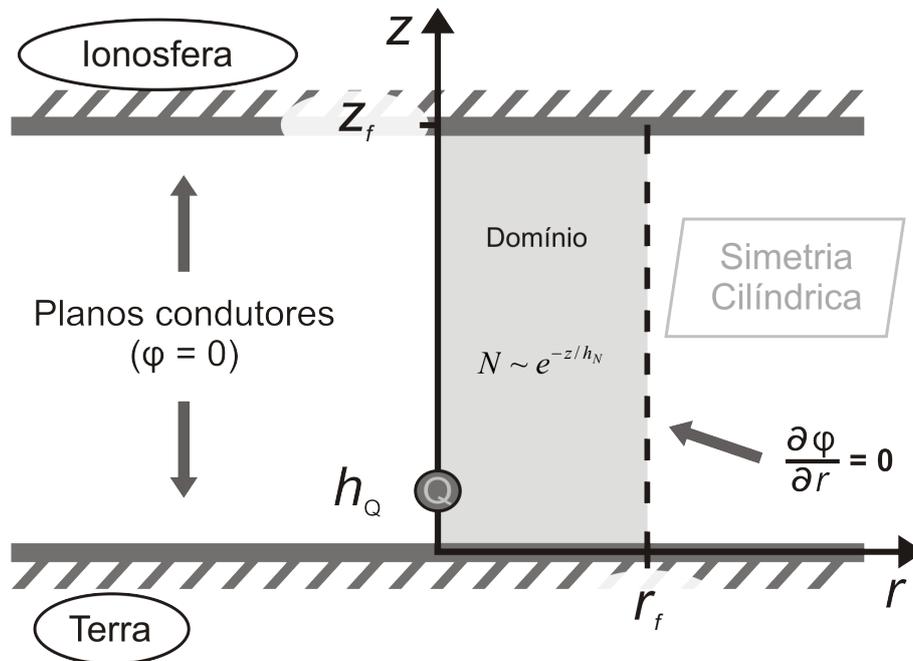


Figura 4.2 - Representação esquemática do domínio de simulação.

A abordagem aqui apresentada segue o trabalho de Luque e Ebert (2009) e difere da adotada Pasko et al. (1997) por avaliar o papel individual de cada espécie de partícula. Esse modelo de fluido é amplamente empregado na simulação de streamers de laboratório (DHALI; WILLIAMS, 1987; VITELLO et al., 1994; MORROW; LOWKE, 1997) e, recentemente, vem sendo empregado na simulação de streamers em sprites (LIU; PASKO, 2004; LUQUE; EBERT, 2009). O sistema de equações 4.5–4.8 inclui os mesmos

processos físicos considerados por [Luque e Ebert \(2009\)](#), exceto pelo processo de fotoionização, aqui não incluído (esse processo é importante no estágio de propagação dos streamers).

Os quatro processos físicos incluídos são: transporte de elétrons por advecção e difusão, ionização e *attachment*. Cada um deles é representado no sistema de equações por um coeficiente, são eles: a mobilidade eletrônica μ_e , o coeficiente de difusão eletrônica D_e a frequência de ionização ν_i e de *attachment* ν_a , respectivamente. No caso padrão utiliza-se estritamente os mesmos parâmetros de [Luque e Ebert \(2009\)](#) para validar o modelo aqui desenvolvido.

O sistema é altamente não-linear, pois os processos físicos predominantes (ionização e *attachment*) são altamente dependentes da intensidade do campo elétrico reduzido, E/E_k , onde E_k representa o limiar para a quebra da rigidez dielétrica do ar (QRD) e é definido pela equação 3.28 (p. 41). Para uma completa solução do modelo é necessário modelar os processos físicos envolvidos, como é feito na Seção 4.2. As condições iniciais e de contorno aqui utilizadas são expostas na Seção 4.3. A distribuição da carga elétrica removida da nuvem, bem como o campo eletrostático gerado por ela são apresentados na Seção 4.4. O relâmpago, isto é, a taxa de transferência de carga da nuvem para o solo é modelada na Seção 4.5.

4.2 Processos físicos considerados

Conforme dito na Seção 4.1, os quatro processos físicos incluídos no modelo são: transporte de elétrons por advecção e difusão, ionização e *attachment*. Os coeficientes de cada um desses processos obedecem as relações de similaridade para a QRD do ar na atmosfera (Seção 3.3), podendo ser escritos como: $\mu_e = \mu_{e,0}N_0/N$, $D_e = D_{e,0}N_0/N$, $\nu_i = \nu_{i,0}N/N_0$ e $\nu_a = \nu_{a,0}N/N_0$.

No caso padrão, reproduzido de [Luque e Ebert \(2009\)](#), fixa-se valores constantes para a mobilidade e para o coeficiente de difusão: $\mu_{e,0} = 3,8 \times 10^{-2} \text{ m}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$ e $D_{e,0} = 18 \times 10^{-2} \text{ m}^2\text{s}^{-1}$. Já as frequências de ionização e de *attachment* são descritas pela aproximação de Townsend apresentada na Seção 3.1.3 (p. 30) e que podem ser reescritas como:

$$\nu_{i,0} = \mathcal{A}_i \frac{E}{E_k} \exp\left(-\mathcal{B}_i \frac{E_k}{E}\right), \quad (4.10)$$

$$\nu_{a,0} = \mathcal{A}_a \frac{E}{E_k} \exp\left(-\mathcal{B}_a \frac{E_k}{E}\right). \quad (4.11)$$

onde $\mathcal{A}_i = 5,32 \times 10^{10} \text{ s}^{-1}$, $\mathcal{B}_i = 6,19$, $\mathcal{A}_a = 2,45 \times 10^8 \text{ s}^{-1}$ e $\mathcal{B}_a = 0,93$. As equações 4.10 e 4.11 foram reescritas a partir das equações (4) e (5) de Luque e Ebert (2009, Informação Suplementar). A Figura 4.3 apresenta as frequências em função do campo elétrico reduzido.

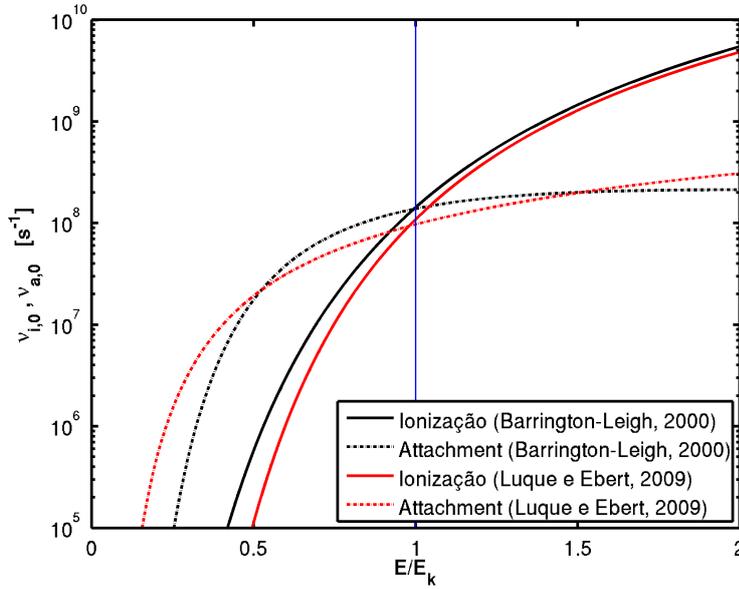


Figura 4.3 - Frequências de ionização e de *attachment* em função do campo elétrico reduzido.

Fonte: **Curva vermelha:** Luque e Ebert (2009). Curva preta: Barrington-Leigh (2000).

Como descrito na Seção 3.1.1 (p. 28), a ação do campo elétrico externo altera a distribuição de energia das partículas portadoras de carga elétrica. Uma implicação direta é que os processos físicos tornam-se dependentes da intensidade do campo elétrico aplicado. No contexto de DEs, isso pode ser expresso de um modo geral como: $\zeta_\gamma = \zeta_\gamma(E/E_k)$, onde ζ_γ é um coeficiente genérico de um determinado processo γ (note que as expressões 4.10 e 4.11 já estão escritas nessa forma). A função ζ_γ pode ser obtida por solução da equação de Boltzmann 3.33 ou por um ajuste a resultados experimentais.

Também foram investigadas descrições alternativas para as frequências de ionização e *attachment* e para a mobilidade eletrônica³. Ao invés de uma expressão no formato da aproximação de Townsend (4.10 e 4.11), utiliza-se a expansão em série de potências

$$\log(\zeta_\gamma) = \sum_{\iota} a_{\gamma,\iota} \left[\log\left(\frac{E}{E_k}\right) \right]^\iota, \quad (4.12)$$

reescrita de Barrington-Leigh (2000).

As frequências de ionização e de *attachment* também foram extraídas de Barrington-Leigh (2000)⁴:

$$\nu_{i,0} = \begin{cases} 0, & \text{se } E/E_k \leq 0,347 \\ \zeta_{\nu_i}, & \text{se } E/E_k > 0,347 \end{cases}, \quad (4.13)$$

$$\nu_{a,0} = \begin{cases} 0, & \text{se } E/E_k \leq 0,098 \\ \zeta_{\nu_a}, & \text{se } E/E_k > 0,098 \end{cases}. \quad (4.14)$$

As frequências são expressas em s⁻¹. Enquanto a forma alternativa de $\mu_{e,0}$ foi extraída de Pasko et al. (1997):

$$\mu_{e,0} = \begin{cases} 1,36, & \text{se } E/E_k \leq 5 \times 10^{-4} \\ \zeta_{\mu_e}, & \text{se } E/E_k > 5 \times 10^{-4} \end{cases}. \quad (4.15)$$

A mobilidade elétrica, expressa em m²V⁻¹s⁻¹, está apresentada na Figura 4.4 — juntamente com o valor utilizado por Luque e Ebert (2009). Os coeficientes $a_{\gamma,\iota}$, para ajuste das funções ζ_γ a resultados experimentais, via 4.12, estão apresentados na Tabela 4.1 (para $N_0 = 2,5 \times 10^{25}$ m⁻³ e $E_{k,0} = 3,23 \times 10^6$ V/m).

Tabela 4.1 - Coeficientes para ajuste das funções ζ_{μ_e} , ζ_{ν_i} e ζ_{ν_a} .

$\iota =$	0	1	2	3	4	≥ 5
$a_{\mu_e,\iota} =$	-1,3538	-0,1750	0,0847	0	0	0
$a_{\nu_i,\iota} =$	8,1540	6,4739	-4,4731	1,4546	0	0
$a_{\nu_a,\iota} =$	8,1418	1,4806	-3,7983	3,5499	-1,3511	0

³Não foi proposto um coeficiente alternativo para o processo de difusão.

⁴As quais são adaptações dos resultados originais de Pasko et al. (1997).

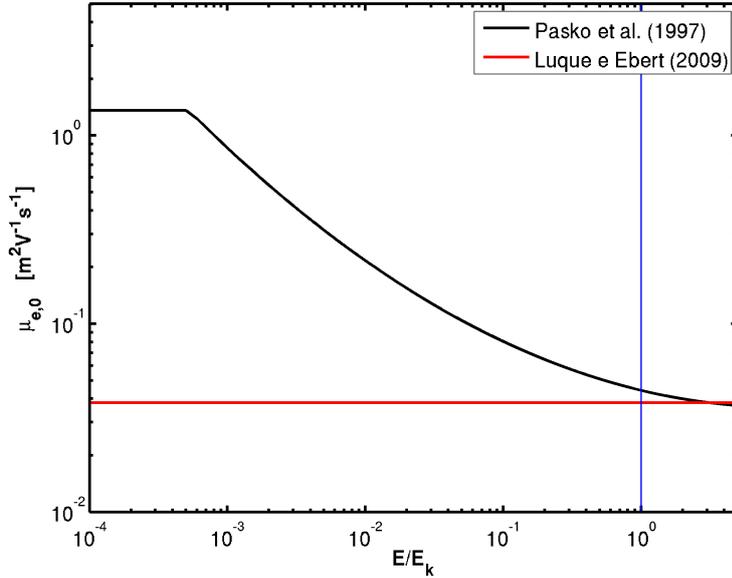


Figura 4.4 - Mobilidade eletrônica em função do campo elétrico reduzido.
 Fonte: **Curva vermelha:** Luque e Ebert (2009). **Curva preta:** Pasko et al. (1997).

É importante frisar que nesse modelo não se faz menção exata das espécie de íons. Avalia-se a evolução temporal de distribuições genéricas de íons positivos n_p e negativos n_n . Pancheshnyi e Starikovskii (2003) apresentam um detalhado esquema plasm químico de produo de íons em streamers, explicitando os íons positivos como sendo N_2^+ , N_4^+ , O_2^+ , O_4^+ e $O_2^+N_2$ e os negativos como O_2^- , em misturas de N_2-O_2 . São esses mesmos íons que são produzidos na atmosfera durante uma DE, com especial ateno para a produo de N_2^+ e O_2^+ por ionizao via impacto de elétrons e para a produo de O_2^- por *attachment* (processos predominantes em DEs, conforme Seção 3.1). Uma descrio completa pode ser encontrada em Sentman et al. (2008).

4.3 Condiões iniciais e de contorno

O conjunto de equaes 4.5–4.8 é resolvido com simetria cilíndrica e condiões de contorno artificiais, como em todos os trabalhos citados na Seção 1.2 (p. 7). São escolhidas condiões de contorno de Dirichlet homogêneas na direo vertical, ou seja, o valor do potencial elétrico é fixado nulo. Para a coordenada radial são utilizadas condiões de contorno de Neumann homogêneas, ou seja, o valor da derivada do po-

tencial elétrico é fixado nulo. Essas condições podem ser expressas matematicamente como:

$$\phi(0, r, t) = \phi(z_f, r, t) = 0, \quad (4.16)$$

$$\frac{\partial \phi}{\partial r}(z, 0, t) = \frac{\partial \phi}{\partial r}(z, r_f, t) = 0. \quad (4.17)$$

As condições de contorno foram extraídas de [Luque e Ebert \(2009\)](#) e são similares às utilizadas em outros trabalhos de simulação de sprites ([PASKO et al., 1997](#); [CHO; RYCROFT, 1998](#)). A condição 4.16 simula a presença da Terra (em $z = 0$) e da ionosfera (em $z = z_f$), enquanto a condição 4.17 cria planos de simetria ([LUQUE; EBERT, 2009](#)). De acordo com [Pasko et al. \(1997\)](#), a escolha das condições de contorno leva a modificações sem significado físico próximo as fronteiras. Elas têm pouca influência no valor final do campo elétrico, se definidas longe o suficiente da distribuição de cargas. As condições de contorno estão apresentadas na [Figura 4.2](#).

As condições iniciais do problema são os valores ambientes das densidades das quatro diferentes espécies de partículas e foram extraídas de [Luque e Ebert \(2009\)](#). A expressão para a densidade neutra N é uma simples aproximação analítica exponencial, na forma

$$N = N_0 \exp\left(-\frac{z}{h_N}\right), \quad (4.18)$$

onde $N_0 = 2,5 \times 10^{25} \text{ m}^{-3}$ e $h_N = 7,2 \text{ km}$. Esse perfil laminar de N não varia no tempo ao longo da simulação.

As condições iniciais para as densidades eletrônica e iônicas são escolhidas de modo a satisfazer a neutralidade de carga no início da simulação:

$$n_p(z, r, 0) = n_e(z, r, 0) \quad \text{e} \quad n_n(z, r, 0) = 0. \quad (4.19)$$

Ao longo da simulação, as três densidades são atualizadas pelas equações 4.5–4.7 na região entre $0 \leq r \leq 20 \text{ km}$ e $55 \leq z \leq 85 \text{ km}$, porque abaixo de 55 km não há alteração significativa nas densidades durante o intervalo de tempo de simulação.

O perfil de densidade eletrônica governa a resposta da atmosfera à aplicação do campo elétrico externo, sendo portanto um dos principais parâmetros de entrada no modelo. No caso padrão foi adotado o perfil de densidade eletrônica extraído de

Luque e Ebert (2009), que tem a forma

$$n_e(z, r, 0) = n_{e,0} \exp\left(\frac{z}{h_e}\right), \quad (4.20)$$

com $n_{e,0} = 7,6 \times 10^{-8} \text{ m}^{-3}$ e $h_e = 2,86 \text{ km}$. A Figura 4.5 apresenta o perfil descrito acima, denominado de Perfil 1a. Também foram estudados dois outros perfis de densidade eletrônica. O Perfil 1b também foi definido a partir de 4.20, porém fazendo-se $n'_{e,0} = n_{e,0}/10^{11}$ e $h'_e = h_e/2$.

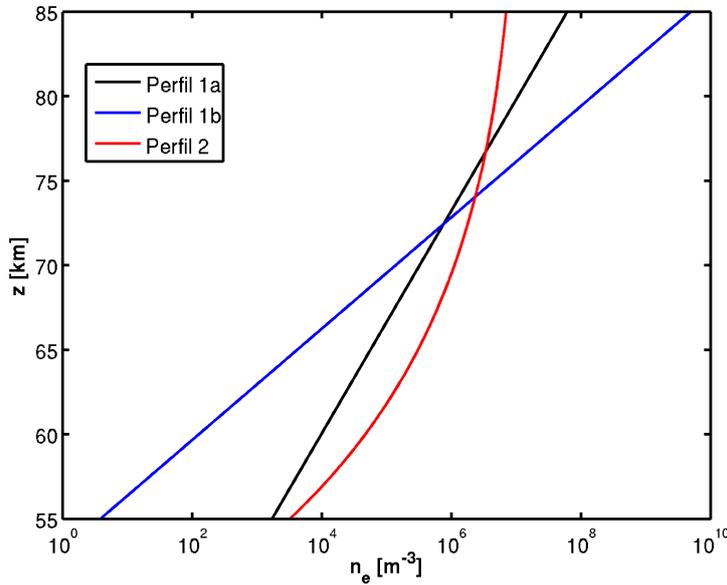


Figura 4.5 - Perfis de densidade eletrônica adotados. Os perfis 1a (linha preta) e 1b (linha azul) são extraídos de Luque e Ebert (2009), enquanto o Perfil 2 (linha vermelha) é de São Sabbas (2003).

O terceiro perfil utilizado, denominado de Perfil 2 na Figura 4.5, foi modelado com a teoria de Chapman:

$$n_e(z, r, 0) = n_{e,max} \exp\left\{\frac{1}{2} [1 - Z - \exp(-Z)]\right\}, \quad (4.21)$$

onde

$$Z = \frac{z - H_{max}}{H_0}, \quad (4.22)$$

com $n_{e,max} = 5 \times 10^7 \text{ m}^{-3}$, $H_{max} = 100 \text{ km}$ e $H_0 = 15 \text{ km}$. O perfil de Chapman

com esses parâmetros de entrada é utilizado por São Sabbas (2003) e também está apresentado na Figura 4.5.

4.4 Geometria da distribuição de cargas na nuvem de tempestade

O campo QE gerado exclusivamente pelas cargas elétricas da nuvem de tempestade pode ser expresso como

$$\vec{E}_{ext} = \vec{\mathcal{E}}(z, r)\xi(t), \quad (4.23)$$

onde $\vec{\mathcal{E}}$ é o campo eletrostático gerado por uma carga Q (de sinal oposto a carga removida), localizada em uma altitude h_Q (tipicamente 10 km). A função $\vec{\mathcal{E}} = \vec{\mathcal{E}}(z, r) = -\vec{\nabla}\varphi$ (onde φ é o potencial eletrostático) define a distribuição espacial do campo elétrico externo (gerado pelo relâmpago), enquanto a função $\xi = \xi(t)$ é a função (exclusivamente do tempo) que define a evolução espacial do campo elétrico do relâmpago, e está apresentada na Seção 4.5.

O campo $\vec{\mathcal{E}}$ é encontrado pela solução da equação

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{\mathcal{E}} = -\nabla^2\varphi = \frac{\rho_{ext}}{\epsilon_0}, \quad (4.24)$$

ou por um outro método que simplifique o problema, como o método das imagens, por exemplo. Nas duas subseções seguintes apresentam-se as configurações de carga aqui utilizadas e os respectivos campos eletrostáticos obtidos.

4.4.1 Distribuição pontual

Luque e Ebert (2009) representam a distribuição da carga elétrica removida pelo relâmpago por uma carga pontual em $z = h_Q$ e $r = 0$ (Figura 4.2), essa aproximação é válida para o cálculo do campo elétrico em regiões distantes da fonte (onde $z \gg h_Q$) e foi adotada como padrão para este modelo. A distribuição de carga, portanto, tem a forma

$$\rho_{ext} = Q \frac{\delta(z - h_Q)\delta(r)}{\pi r}, \quad (4.25)$$

onde δ representa a função Delta de Dirac e Q a carga total removida pelo relâmpago. A solução da equação 4.24 para a distribuição pontual leva à expressão conhecida como lei de Coulomb:

$$\vec{\mathcal{E}} = \frac{Q}{4\pi\epsilon_0} \frac{[(z - h_Q)\hat{z} + r\hat{r}]}{[(z - h_Q)^2 + r^2]^{\frac{3}{2}}}, \quad (4.26)$$

Entretanto, é necessário fazer uma correta especificação das condições de contorno, ou seja, contabilizar o efeito das cargas induzidas nos planos condutores em $z = 0$ e $z = z_f$ (Figura 4.2). Para isso, [Luque e Ebert \(2009\)](#) utilizam o métodos das imagens ([GRIFFITHS, 1999](#), Cap. 3) e acrescentam o efeito das duas primeiras cargas-imagem induzidas na Terra e na ionosfera. Desse modo, tem-se cinco cargas, situadas em:

$$\begin{array}{lll}
z_1 = h_Q & Q_1 = Q & \text{carga real,} \\
z_2 = -h_Q & Q_2 = -Q & \text{primeira imagem na Terra,} \\
z_3 = -2z_f + h_Q & Q_3 = Q & \text{segunda imagem na Terra,} \\
z_4 = 2z_f - h_Q & Q_4 = -Q & \text{primeira imagem na ionosfera,} \\
z_5 = 2z_f + h_Q & Q_5 = Q & \text{segunda imagem na ionosfera.}
\end{array}$$

Por conseguinte, a expressão final para o campo eletrostático fica:

$$\vec{\mathcal{E}} = \sum_{i=1}^5 \frac{Q_i}{4\pi\epsilon_0} \frac{[(z - z_i)\hat{z} + r\hat{r}]}{[(z - z_i)^2 + r^2]^{\frac{3}{2}}}. \quad (4.27)$$

A expressão completa para o campo eletrostático contabiliza o efeito de infinitas cargas-imagem. Aqui opta-se por truncar o somatório em 4.27 com cinco termos. Analogamente, a expressão para o potencial eletrostático é:

$$\varphi = \sum_{i=1}^5 \frac{Q_i}{4\pi\epsilon_0 \sqrt{(z - z_i)^2 + r^2}}. \quad (4.28)$$

A Figura 4.6 (esquerda) apresenta o campo e o potencial eletrostático calculados com as expressões 4.27 e 4.28, respectivamente. São apresentadas as linhas de campo sobre o logaritmo do potencial ($\log \varphi$), para $Q = 130$ C. As linhas de campo “nascem” na carga elétrica em $z = h_Q = 10$ km e “morrem” nos planos condutores em $z = 0$ e $z = z_f = 85$ km.

No painel da direita da Figura 4.6 são apresentados perfis verticais do campo eletrostático para diferentes valores de momento de carga, $M_Q = Q h_Q$. As curvas pretas foram geradas fixando-se $h_Q = 10$ km e variando Q , enquanto as curvas vermelhas fixando-se $Q = 130$ C e variando h_Q . Pode-se verificar que não há diferença significativa entre as curvas vermelhas e pretas, isso ocorre porque os termos dominantes em \mathcal{E} são dados por 4.4. Devido a essas razões, no presente trabalho simula-se o efeito de diferentes valores de M_Q fixando-se $h_Q = 10$ km e variando o valor de Q . Nessa

mesma figura também é apresentado o campo de referência para a QRD do ar, E_k . Pode-se verificar que maiores valores de M_Q podem propiciar a QRD em altitudes menores.

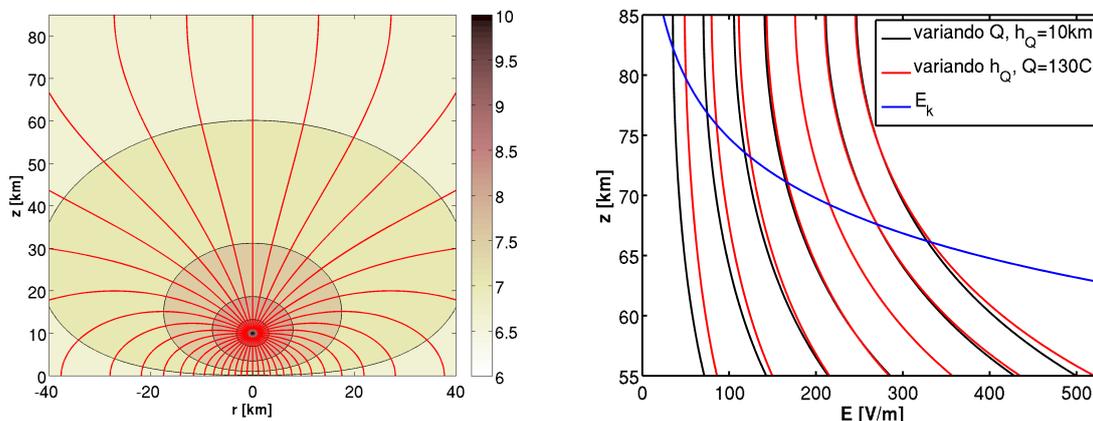


Figura 4.6 - Esquerda: Potencial e campo elétrico produzidos por uma carga elétrica pontual de 130 C situada em 10 km de altitude. As linhas vermelhas são as linhas de campo. Ao fundo é apresentado o mapa de contorno do logaritmo do potencial elétrico, $\log \varphi$, onde φ é dado em V. Direita: perfil vertical do campo elétrico para diferentes valores de momento de carga. Cada par foi gerado com o mesmo valor de M_Q , porém as curvas pretas foram geradas fixando-se $h_Q = 10$ km e variando Q , enquanto as **curvas vermelhas** fixando-se $Q = 130$ C e variando h_Q . Da esquerda para a direita, os valores dos momentos de carga são: 260, 520, 780, 1040, 1300, 1560 e 1820 Ckm. O quinto par corresponde ao apresentado no painel da esquerda. Também é apresentado o campo de referência para a QRD do ar, E_k .

Mais perfis do campo elétrico são apresentados na Figura 4.7, para comparação com os resultados do modelo da subseção seguinte. A curva vermelha na figura apresenta o módulo do campo elétrico como função da altitude em $r = 0$ (esquerda) e da distância radial em $z = 70$ km (direita). Os valores são apresentados dentro da região de estudo: $55 \leq z \leq 85$ km e $0 \leq r \leq 20$ km.

4.4.2 Distribuição gaussiana

A segunda geometria de cargas utilizada é uma distribuição gaussiana bidimensional com simetria cilíndrica, que foi proposta inicialmente por Pasko et al. (1997) e empregada posteriormente por Cho e Rycroft (1998), São Sabbas (2003), Asano et

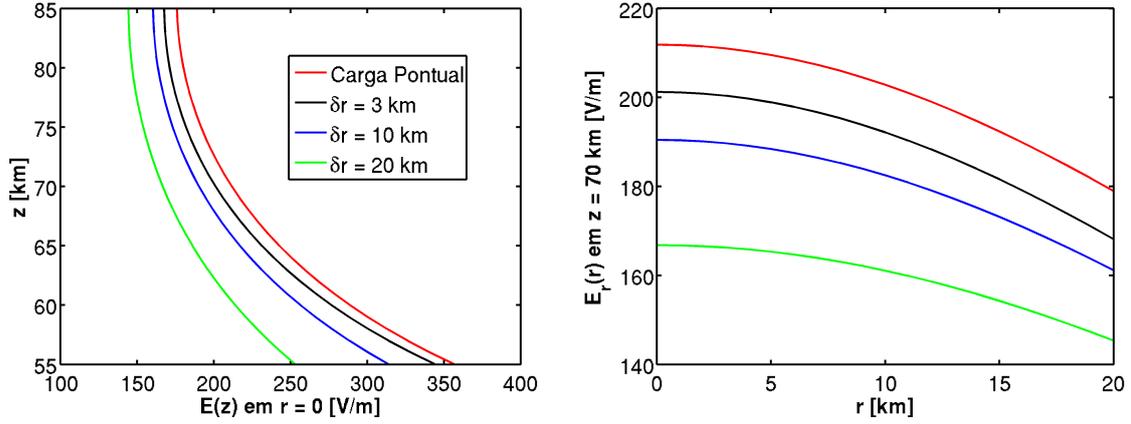


Figura 4.7 - Módulo do campo eletrostático gerado por uma carga elétrica de 130 C situada em 10 km de altitude. Esquerda: $\mathcal{E}(z)$ em $r = 0$. Direita: $\mathcal{E}(r)$ em $z = 70$ km. A curva vermelha é obtida com a distribuição pontual, enquanto as curvas preta, azul e verde foram obtidas com a distribuição gaussiana, com $\delta z = 3$ km e $\delta r = 3, 10$ e 20 km, respectivamente. O campo elétrico é apresentado em V/m.

al. (2008), entre outros. Ela é definida matematicamente como:

$$\rho_{ext} = \rho_{ext,0} \exp \left\{ - \left(\frac{z - h_Q}{\delta z} \right)^2 \right\} \exp \left\{ - \left(\frac{r}{\delta r} \right)^2 \right\}. \quad (4.29)$$

Onde h_Q é a altitude na qual se localiza o pico da distribuição, δz e δr são as escalas sob as quais a distribuição cai $1/e$ do seu valor máximo (e não deve ser confundida com a função Delta de Dirac), na direção vertical e radial, respectivamente. A constante $\rho_{ext,0}$ é definida por normalização de ρ_{ext} , tal que a integral de ρ_{ext} sob todo o volume de simulação resulte em Q . Integrando analiticamente a expressão em todo o espaço encontra-se uma aproximação para $\rho_{ext,0}$ dada por:

$$\rho_{ext,0} = \frac{Q}{\pi^{3/2} \delta z \delta r^2}. \quad (4.30)$$

O campo eletrostático gerado por essa distribuição de cargas é calculado resolvendo-se a equação de Poisson 4.24 com condições de contorno de Dirichlet homogêneas na direção vertical ($\varphi = 0$, eq. 4.16) e de Neumann homogêneas na direção radial ($\partial\varphi/\partial r = 0$, eq. 4.17). Especificamente nesse caso, faz-se $r_f = 100$ km para que a

borda radial fique suficientemente longe da distribuição de cargas. Para o cálculo do campo elétrico, emprega-se o método numérico de sobre-relaxações sucessivas, utilizado para solucionar a equação de Poisson 4.8 e descrito na Seção 4.6.2.

A Figura 4.7 apresenta o campo elétrico calculado com a distribuição gaussiana, para três dimensões horizontais diferentes $\delta r = 3, 10$ e 20 km. As distribuições ρ_{ext} calculadas com os três valores de δr , $\delta z = 3$ km, $Q = 130$ e $h_Q = 10$ km, são apresentadas na Figura 4.8 (esquerda). No lado esquerdo da Figura 4.7 apresenta-se o perfil vertical do módulo do campo eletrostático em $r = 0$, enquanto no lado direito o módulo do campo em função da distância radial em 70 km de altitude; pode-se notar que para todas as distribuições gaussianas o campo produzido é ligeiramente menor que o campo da carga pontual, e quanto maior δr , menor o valor do campo; verifica-se que além da intensidade do campo, sua distribuição espacial também muda ligeiramente para diferentes valores de δr .

O efeito da condição de contorno artificial — de Neumann homogênea na borda radial, equação 4.17 — é claramente evidenciado na Figura 4.8 (direita), quando compara-se a componente radial ($\mathcal{E}_r = \vec{\mathcal{E}} \cdot \hat{r}$) do campo elétrico calculado com a carga pontual com o obtido com as distribuições gaussianas.

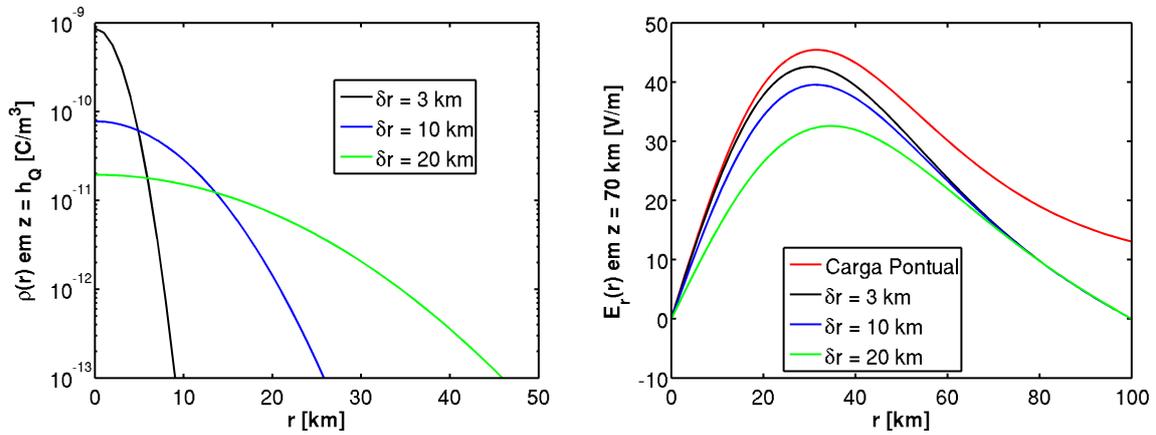


Figura 4.8 - Esquerda: distribuição da carga elétrica na nuvem de tempestade apresentada em escala logarítmica, onde ρ_{ext} é expresso em C/m^3 . Direita: campo elétrico radial $\mathcal{E}_r(r)$ em $z = 70$ km. O código de cores é o mesmo utilizado na Figura 4.7. O campo elétrico é apresentado em V/m .

4.5 Relâmpago

Neste trabalho investiga-se a QRD e a possível formação de streamers na mesosfera em função da ocorrência de relâmpagos NS+. Os relâmpagos são os agentes que removem carga da nuvem de tempestade e geram os campos quase-eletrostáticos (QE) que podem iniciar os sprites. A função adimensional $\xi(t)$ em 4.23 representa o papel do relâmpago, pois expressa a transferência de carga elétrica para o solo. Ou seja,

$$\xi(t) = \frac{\text{quantidade de carga removida até o instante } t}{\text{quantidade total de carga para ser removida}} = \frac{Q(t)}{Q} = \frac{\Delta M_Q(t)}{M_Q}, \quad (4.31)$$

onde

$$Q(t) = \int_0^t I(t') dt'. \quad (4.32)$$

A carga total Q é obtida pela integração de 4.32 até o final da duração do relâmpago. A grandeza I é a corrente elétrica, que expressa a velocidade de transferência de carga elétrica para o solo durante a descarga. A quantidade M_Q é o momento de carga e é definida pelo produto $M_Q = Q h_Q$. Analogamente, a transferência de momento de carga é definida como $\Delta M_Q(t) = Q(t) h_Q$.

Seguindo a abordagem de Luque e Ebert (2009) foi utilizada uma função simples para o caso padrão, com a corrente elétrica constante $I = 30$ kA. Portanto, a função de transferência de carga — adimensional — é definida como $\xi = It/Q$. A função é linear em t e é definida de modo que 130 C de carga sejam transferidos em $\tau_Q = Q/I \approx 4,3$ ms. A Figura 4.9 apresenta a corrente elétrica (esquerda) e a curva de transferência de carga

$$Q(t) = Q\xi(t) = Q \frac{t}{\tau_Q} = It \quad (4.33)$$

(direita) utilizadas por Luque e Ebert (2009), em comparação com a função empregada por Cho e Rycroft (1998). A escala τ_Q representa a escala de tempo de remoção de carga da nuvem de tempestade.

A quantidade de carga elétrica $Q(t)$ apresentada no painel da direita na Figura 4.9 pode ser interpretada de duas maneiras. No presente trabalho, um relâmpago NS é simulado pela deposição de uma carga de sinal oposto no local da carga removida, conforme proposto inicialmente por Pasko et al. (1997) e utilizado posteriormente por Luque e Ebert (2009). Dessa forma, para o caso de um relâmpago NS+, por

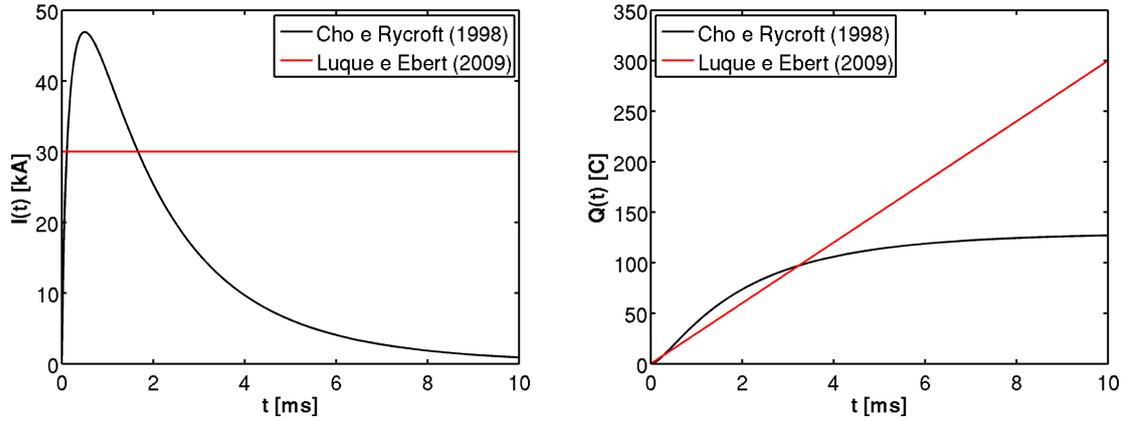


Figura 4.9 - Evolução temporal da corrente elétrica (esquerda) e da transferência de carga elétrica (direita) durante um relâmpago NS.

exemplo, $Q(t)$ pode representar (1) a quantidade de carga elétrica removida ou (2) o módulo da quantidade de carga elétrica (de sinal oposto) depositada; as duas interpretações são equivalentes. A corrente elétrica $I(t)$ pode ser interpretada como a corrente medida no solo.

A segunda abordagem aqui adotada para descrever o relâmpago é extraída de Cho e Rycroft (1998) e Rycroft e Cho (1998), e foi utilizada posteriormente em Cho e Rycroft (2001) e Asano et al. (2008, 2009a, 2009b), em simulações eletrostáticas e eletromagnéticas. Essa descrição alternativa é adotada no intuito de representar a função $\xi(t)$ de maneira mais realista⁵.

Para representar a taxa de remoção de carga elétrica da nuvem da tempestade, isto é, a corrente elétrica que flui para o solo, é utilizada a expressão analítica reescrita de Cho e Rycroft (1998):

$$I(t) = \frac{4Q}{3\tau_p^2} t \exp \left\{ -2 \left(\frac{t}{\tau_p} \right)^{\frac{1}{2}} \right\}. \quad (4.34)$$

Onde Q é a carga total removida e τ_p é o tempo que leva para a forma de onda da corrente elétrica atingir seu valor máximo. Dessa forma, o pico de corrente I_p é

⁵Aqui o relâmpago também é simulado pela deposição de uma carga de sinal oposto no mesmo local da carga removida.

definido como:

$$I_p = \frac{4Q}{3\tau_p} \exp(-2) \approx 0,18 \frac{Q}{\tau_p}. \quad (4.35)$$

De 4.35, vê-se que os parâmetros de controle da corrente são: Q , τ_p e I_p , é necessário definir dois deles *ad hoc* e o terceiro é obtido pela relação 4.35. Por exemplo, a remoção de 130 C com $\tau_p = 500 \mu s$, produz um pico de corrente $I_p \approx 47$ kA, conforme ilustrado na Figura 4.9 (esquerda).

Integrando a expressão 4.34, através da equação 4.32, obtém-se a carga elétrica transferida até o instante t :

$$Q(t) = Q \left[1 - \left\{ \frac{4}{3} \left(\frac{t}{\tau_p} \right)^{\frac{3}{2}} + 2 \left(\frac{t}{\tau_p} \right) + 2 \left(\frac{t}{\tau_p} \right)^{\frac{1}{2}} + 1 \right\} \exp \left\{ -2 \left(\frac{t}{\tau_p} \right)^{\frac{1}{2}} \right\} \right]. \quad (4.36)$$

Pode-se ver que $\xi(t)$ corresponde ao termo entre colchetes no lado direito da equação 4.36. A Figura 4.9 (direita) ilustra a expressão 4.36, em comparação com a expressão 4.33 utilizada por Luque e Ebert (2009). De 4.36, pode-se ver que 98,97% da carga é removida em $t = \tau_Q = 25\tau_p$. A escala τ_Q representa a escala de tempo de remoção de carga da nuvem de tempestade — para $\tau_p = 500 \mu s$, tem-se $\tau_Q = 12,5$ ms.

Um dos objetivos do presente trabalho é tentar analisar os efeitos que uma forma de onda mais realista de $\Delta M_Q(t)$ podem trazer aos resultados do modelo. Inicialmente, Cho e Rycroft (1998) utilizaram $Q = 200$ C ($M_Q = 2000$ Ckm) e $I_p = 360$ kA, entre outros valores. Esses valores superestimam os valores medidos na natureza (CUMMER; INAN, 1997; HU et al., 2002; CUMMER; LYONS, 2005; SABA et al., 2010). Hu et al. (2002) observaram sprites sendo gerados por relâmpagos com $M_Q > 120$ Ckm. Saba et al. (2010) reportam que o valor médio do pico de corrente de NS+ é da ordem de $I_p \sim 40$ kA, enquanto o máximo valor registrado é de 142 kA. São Sabbas et al. (2003) reportam que o pico de corrente médio dos relâmpagos NS+ geradores de sprites é ~ 60 kA.

Recentemente, Asano et al. (2009b) adaptaram a forma de onda proposta por Cho e Rycroft (1998) (eq. 4.34) através da inserção de componentes M e de correntes contínuas (CC). Entretanto, Campos e Saba (2009) afirmam que os parâmetros das componentes M e das CC não condizem com os resultados experimentais. Ajustar os valores de Q , τ_p e I_p para que a função 4.34 assemelhe-se a resultados experimentais

(SABA et al., 2010) é o primeiro passo na direção de uma descrição mais realista do relâmpago.

4.6 Métodos numéricos para a solução das equações

Luque e Ebert (2009) resolvem o sistema de equações 4.5–4.8 com a técnica desenvolvida por Montijn et al. (2006). O esquema numérico é formado por (1) uma grade adaptativa, (2) uma técnica de transporte de fluxo corrigido⁶, (3) integração das equações da continuidade com segunda ordem no tempo e (4) a ferramenta FISHPAK para solução da equação de Poisson (SCHUMANN; SWEET, 1976).

Um dos objetivos do presente trabalho é desenvolver um esquema numérico mais simples, porém suficientemente eficiente, para estudar o mecanismo de iniciação de sprites. O esquema é fundamentado em: (1) uma grade uniforme, (2) a técnica *upwind* de primeira ordem para avaliação dos fluxos advectivos, (3) integração de primeira ordem das equações da continuidade e (4) a solução da equação de Poisson pelo método iterativo de sobre-relaxações sucessivas (SRS).

As variáveis independentes são discretizadas como $z_i = (i - 1)\Delta z$, $r_j = (j - 1)\Delta r$ e $t^k = (k - 1)\Delta t$, com $i = 1, 2, \dots, N_z$, $j = 1, 2, \dots, N_r$ e $k = 1, 2, \dots, N_t$. Essas variáveis são discretizadas no domínio $0 \leq z_i \leq z_f$, $0 \leq r_j \leq r_f$ e $0 \leq t^k \leq t_f$, com os números totais de pontos de grade dados por $N_z = (z_f/\Delta z) + 1$, $N_r = (r_f/\Delta r) + 1$ e $N_t = (t_f/\Delta t) + 1$. A distância entre esses pontos é $\Delta z = \Delta r$ e o passo de integração⁷ é Δt . Todas as variáveis do modelo são avaliadas no centro de cada célula como $\phi_{i,j}$, $(n_e)_{i,j}$, etc. Exceto o fluxo advectivo que transporta elétrons através das células; as componentes do fluxo e do campo elétrico — para o cálculo do fluxo — são avaliadas nas bordas como $(\Gamma_z)_{i+\frac{1}{2},j}$ e $(E_z)_{i+\frac{1}{2},j}$.

Os pilares da metodologia estabelecida para solucionar o sistema de equações são métodos numéricos bem estabelecidos e amplamente utilizados, conforme discriminado na literatura (POTTER, 1973; PRESS et al., 1992; HOFFMAN, 2001). De um modo geral, a discretização por diferenças finitas expressa a derivada de cada variável em um determinado ponto da grade como função do valor da variável nos pontos vizinhos. Aqui, restringe-se aos primeiros vizinhos, de modo que as diferenças espaciais (cen-

⁶Expressão original em inglês: *Flux Corrected Transport technique* (FCT).

⁷O critério para escolha de Δt é apresentado na Seção 4.6.3.

trais) são de segunda ordem em Δz e Δr , e as diferenças temporais são de primeira ordem em Δt . Essas hipóteses simplificadas são utilizadas apenas para investigar a resposta da atmosfera em larga escala e a possibilidade da formação de streamers na mesosfera. Esquemas numéricos de ordem superior (e maior acurácia) são necessários para simular a propagação de um streamer e sua estrutura interna (DHALI; WILLIAMS, 1987; VITELLO et al., 1994).

Todos os valores numéricos empregados no caso padrão deste trabalho foram extraídos de Luque e Ebert (2009), exceto o passo de integração, não especificado e são apresentados na Tabela 4.2. O tamanho das células é constante no tempo e no espaço; sendo definido igual ao valor inicial utilizado por Luque e Ebert (2009), $\Delta z = \Delta r = 100$ m. O modelo é resolvido em um gigantesco domínio com $851 \times 201 = 171051$ pontos de grade, através dos métodos numéricos descritos nas próximas subseções.

Tabela 4.2 - Valores numéricos do caso padrão extraídos de Luque e Ebert (2009).

Parâmetro	Valor	Unidade
N_0	$2,5 \times 10^{25}$	m^{-3}
h_N	7,2	km
$n_{e,0}$	$7,6 \times 10^{-6}$	m^{-3}
h_e	2,86	km
Q	130	C
h_Q	10	km
I	30	kA
τ_Q	$\sim 4,3$	ms
$\mu_{e,0}$	$3,8 \times 10^{-2}$	$\text{m}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$
$D_{e,0}$	18×10^{-2}	m^2s^{-1}
z_f	85	km
r_f	20	km
$\Delta z = \Delta r$	100	m
N_z	851	-
N_r	201	-
t_f	4,5	ms
Δt	0,1	μs
N_t	4501	-

4.6.1 Equações da continuidade

O lado direito da equação da continuidade 4.5 pode ser escrito como

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = S = S_\mu + S_D + S_i - S_a, \quad (4.37)$$

representando os quatro processos físicos envolvidos. O primeiro termo pode ser escrito como $S_\mu = -\vec{\nabla} \cdot \vec{\Gamma}$, onde $\vec{\Gamma} = \Gamma_z \hat{z} + \Gamma_r \hat{r}$ é o fluxo advectivo e $\Gamma_z = -\mu_e n_e E_z$ e $\Gamma_r = -\mu_e n_e E_r$. Em coordenadas cilíndricas e com simetria axial esse termo pode ser escrito

$$S_\mu = -\frac{\partial \Gamma_z}{\partial z} - \frac{1}{r} \frac{\partial (r \Gamma_r)}{\partial r}, \quad (4.38)$$

e S_μ é discretizado como

$$(S_\mu)_{i,j} = -\frac{(\Gamma_z)_{i+\frac{1}{2},j} - (\Gamma_z)_{i-\frac{1}{2},j}}{\Delta z} - \frac{b_j^+ (\Gamma_r)_{i,j+\frac{1}{2}} - b_j^- (\Gamma_r)_{i,j-\frac{1}{2}}}{\Delta r}, \quad (4.39)$$

onde

$$b_j^\pm = \frac{r_{j \pm \frac{1}{2}}}{r_j} = \frac{j - 1 \pm \frac{1}{2}}{j - 1}. \quad (4.40)$$

A expressão para b_j^\pm em $r_j = 0$ é obtida tomando-se o limite do segundo termo no lado direito da equação 4.38 quando r tende a zero. Os fluxos (advectivos) podem ser escritos como $\Gamma_z = n_e W$ e $\Gamma_r = n_e U$, onde $W = -\mu_e E_z$ e $U = -\mu_e E_r$ são as componentes vertical e horizontal da velocidade de deriva, respectivamente. Esses fluxos são calculados nas bordas das células através do esquema *upwind* de primeira ordem (HOFFMAN, 2001, p. 673):

$$(\Gamma_z)_{i+1/2,j} = \begin{cases} (n_e)_{i,j} W_{i+\frac{1}{2},j}, & \text{se } W_{i+\frac{1}{2},j} \geq 0 \\ (n_e)_{i+1,j} W_{i+\frac{1}{2},j}, & \text{se } W_{i+\frac{1}{2},j} < 0 \end{cases}. \quad (4.41)$$

Esse é o método mais simples para avaliar os fluxos na borda das células sem introduzir oscilações não-físicas indesejadas. O esquema *upwind* é monotônico, o qual garante a positividade da solução, embora introduza excessiva difusão numérica (WORTMANN-VIERTHALER; MOUSSIOPOULOS, 1995). Para calcular as velocidades de deriva (U e W), o campo elétrico atmosférico é avaliado na fronteira das células como

$$(E_{atm,z})_{i+\frac{1}{2},j} = -\frac{\phi_{i+1,j} - \phi_{i,j}}{\Delta z}. \quad (4.42)$$

O segundo termo, que é o termo difusivo $S_D = \vec{\nabla} \cdot (D_e \vec{\nabla} n_e) = D_e \nabla^2 n_e + (\vec{\nabla} D_e) \cdot (\vec{\nabla} n_e)$ pode ser escrito como $S_D = D_e \nabla_D^2 n_e$, através da escolha de $D_{e,0}$ constante. Onde o laplaciano modificado ∇_D^2 é

$$\nabla_D^2 = \frac{\partial^2}{\partial z^2} + \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{h_N} \frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}, \quad (4.43)$$

Os quatro termos de ∇_D^2 são discretizados por diferenças finitas centrais. São simuladas condições de contorno “abertas” para a discretização de S_μ e S_D nas bordas; isso é feito mantendo o fluxo normal a borda constante através dela.

Os termos de ionização $S_i = \nu_i n_e$ e *attachment* $S_a = \nu_a n_e$ são avaliados no centro de cada célula através das fórmulas para ν_i e ν_a apresentadas na Seção 4.2. As frequências são funções do campo elétrico reduzido, para avaliá-las é necessário calcular módulo do campo elétrico no centro de cada célula através da expressão

$$E_{i,j} = \sqrt{\left[(E_{ext,z})_{i,j} - \frac{\phi_{i+1,j} - \phi_{i-1,j}}{2\Delta z} \right]^2 + \left[(E_{ext,r})_{i,j} - \frac{\phi_{i,j+1} - \phi_{i,j-1}}{2\Delta r} \right]^2}. \quad (4.44)$$

Todas as expressões numéricas dessa subseção são avaliadas em um dado instante de tempo t^k (o superíndice k é suprimido para simplificar a notação), para atualizar as densidades utiliza-se uma integração euleriana na forma (POTTER, 1973, p. 27)

$$(n_e)_{i,j}^{k+1} = (n_e)_{i,j}^k + \Delta t S_{i,j}^k, \quad (4.45)$$

onde $S_{i,j}^k$ é definido da equação 4.37. As equações 4.6 e 4.7 são resolvidas de maneira análoga.

4.6.2 Equação de Poisson

Em cada instante de tempo, as equações 4.5–4.7 atualizam a distribuição de carga elétrica induzida na atmosfera $\rho = q_e(-n_e + n_p - n_n)$. O novo valor do potencial QE atmosférico é calculado a cada passo pela solução da equação 4.8 com o valor atualizado de ρ .

A equação de Poisson 4.8 pode ser escrita, em geometria cilindricamente simétrica,

como

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \phi}{\partial r} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial r^2} = -\frac{\rho}{\epsilon_0}. \quad (4.46)$$

Usando diferenças finitas centrais, a equação 4.46 pode ser discretizada pela aproximação de cinco pontos (POTTER, 1973, p. 86)

$$\frac{\phi_{i+1,j} - 2\phi_{i,j} + \phi_{i-1,j}}{\Delta z^2} + \frac{\phi_{i,j+1} - \phi_{i,j-1}}{2r_j \Delta r} + \frac{\phi_{i,j+1} - 2\phi_{i,j} + \phi_{i,j-1}}{\Delta r^2} = -\frac{\rho_{i,j}}{\epsilon_0}. \quad (4.47)$$

Uma discretização completamente análoga é utilizada em 4.43. A equação 4.47 pode ser facilmente solucionada através do método de Gauss-Seidel

$$\phi_{i,j}^{l+1} = \eta \left(\phi_{i+1,j}^l + \phi_{i-1,j}^{l+1} + c_j^+ \phi_{i,j+1}^l + c_j^- \phi_{i,j-1}^{l+1} + \Delta z^2 \frac{\rho_{i,j}^l}{\epsilon_0} \right), \quad (4.48)$$

onde $\eta = 1/2(1 + \Delta)$, com $\Delta = (\Delta z / \Delta r)^2$ e

$$c_j^\pm = \Delta \left[1 \pm \frac{1}{2(j-1)} \right]. \quad (4.49)$$

A equação 4.48 é obtida resolvendo-se 4.47 para o termo $\phi_{i,j}$. O índice l indica o número de iterações — e não deve ser confundido com o índice temporal k . A equação 4.48 é válida na região $1 < i < N_z$ e $1 < j < N_r$; nas bordas verticais o potencial elétrico é sempre nulo (eq. 4.16); na borda radial faz-se $\partial \phi / \partial r = 0$ (eq. 4.17). A expressão 4.48 é iterativamente modificada até atingir a condição

$$\left| \frac{\phi_{i,j}^l - \phi_{i,j}^{l-1}}{\phi_{i,j}^l} \right| < \text{precisão} \sim 10^{-5}. \quad (4.50)$$

Utiliza-se o método de sobre-relaxações sucessivas (SRS) para reduzir o número de iterações necessárias para satisfazer 4.50. Definindo $\phi_{i,j}^{\text{SOR}}$ como sendo o lado direito da equação 4.48, o método de SRS pode ser expresso como

$$\phi_{i,j}^{l+1} = \omega \phi_{i,j}^{\text{SOR}} + (1 - \omega) \phi_{i,j}^l, \quad (4.51)$$

com o fator de relaxação $1 \leq \omega < 2$. Quando $\omega = 1$, o método de SRS corresponde ao de Gauss-Seidel, o fator ω ótimo é uma função das características da grade e,

quanto maior a grade, mais se aproxima do valor limite $\omega = 2$ (POTTER, 1973, p. 109). Uma descrição do método de SRS pode ser encontrada em livros de análise numérica, como por exemplo Hoffman (2001, p. 548) e Press et al. (1992, p. 857). O número de iterações necessárias é altamente reduzido pela escolha do fator ω adequado, uma outra possibilidade é utilizar a aceleração de Chebyshev (PRESS et al., 1992, p. 859), por exemplo.

Os métodos numéricos descritos acima foram implementados com a linguagem de programação FORTRAN 90. A utilização de coeficientes como b_j^\pm e c_j^\pm simplifica a implementação computacional; definir previamente esses coeficientes, juntamente com as condições de contorno, amplifica o desempenho computacional.

4.6.3 Escolha do passo de integração

O passo de integração é escolhido de modo a satisfazer a seguinte condição, adaptada de Vitello et al. (1994) e Montijn et al. (2006):

$$\Delta t < \frac{1}{10} \min(\tau_\sigma, \tau_I, \tau_C, \tau_D), \quad (4.52)$$

onde

$$\tau_\sigma = \frac{\epsilon_0}{\sigma} \quad (4.53)$$

é a escala de tempo de relaxação da atmosfera definida a partir da equação 4.1,

$$\tau_I = \frac{1}{|\nu_i - \nu_a|} \quad (4.54)$$

é a escala de tempo relacionada aos processos de ionização e *attachment*,

$$\tau_C = \frac{\Delta z}{\mu_e E} \quad (4.55)$$

é a escala de Courant (o critério de convergência de Courant-Friedrichs-Lewy é relacionado com o termo de advecção S_μ), e

$$\tau_D = \frac{\Delta z^2}{D_e} \quad (4.56)$$

é a escala de tempo de difusão.

Essas escalas de tempo funcionam como vínculos numéricos que permitem capturar

os efeitos de cada um dos processos físicos considerados. Durante a simulação ($0 \leq t \leq t_f$), o mínimo valor dessas escalas é superior a $1 \mu\text{s}$, portanto escolhe-se $\Delta t = 0,1\mu\text{s}$. O tempo de simulação t_f é definido de modo que o critério 4.52 seja satisfeito, pois do contrário a convergência da solução (bem como sua acurácia) não pode ser garantida. O fator $1/10$ em 4.52 é inserido para reforçar a condição de convergência.

5 RESULTADOS

O objetivo geral do trabalho é a construção de um modelo que possibilite o entendimento do mecanismo de penetração do campo elétrico de relâmpagos na mesosfera e a iniciação de sprites. O modelo aqui construído é baseado em modelos previamente propostos na literatura, sendo que a formulação básica é equivalente e completamente comparável ao trabalho de [Luque e Ebert \(2009\)](#).

A metodologia adotada pode ser resumidamente definida como: a solução do sistema de equações proposto na Seção 4.1 através dos métodos numéricos apresentados na Seção 4.6. A seguir, nas Seções 5.1 e 5.2, estão apresentados os resultados para o caso padrão. Apresenta-se uma descrição geral do modelo, ou seja, do processo de estabelecimento do campo quase-eletrostático (QE) na mesosfera, com a subsequente quebra da rigidez dielétrica (QRD) e a possibilidade de iniciação de sprites. Nestas seções também apresenta-se a comparação com o trabalho de [Luque e Ebert \(2009\)](#).

Nas seções posteriores são apresentados os estudos realizados a partir de variações nos parâmetros de entrada. Foram analisados os efeitos das descrições alternativas para os coeficientes do modelo, dos perfis de densidade eletrônica, da distribuição de carga na nuvem e do relâmpago.

5.1 Onda de blindagem e ionização

O modelo apresenta a resposta da mesosfera e da baixa ionosfera (definida aqui como a região entre 55 e 85 km de altitude) à aplicação de um campo elétrico externo, gerado por um relâmpago nuvem-solo (NS). O campo elétrico externo é definido como $\vec{E}_{ext} = \vec{\mathcal{E}}(z, r)\xi(t)$, conforme a equação 4.23, na página 56. O campo eletrostático $\vec{\mathcal{E}}$ é calculado a partir da distribuição pontual de carga (eq. 4.27, p. 57) e pode ser visualizado na Figura 4.7. Já a função ξ é linear em t (eq. 4.32, p. 61) e está apresentada na Figura 4.9.

Simula-se o descarregamento da nuvem por um relâmpago NS+, através da deposição de uma carga negativa em 10 km de altitude, durante 4,5 ms. Nesse intervalo de tempo calcula-se o valor das densidades de partículas e do campo elétrico através das equações 4.5–4.9. Sendo que as variáveis de maior significância são: o campo elétrico reduzido, E/E_k , e a densidade eletrônica, n_e . As Figuras 5.1 e 5.2 apresentam essas duas variáveis, respectivamente, em quatro instantes da simulação: $t = 1, 2, 3$ e

4 ms.

O relâmpago NS+ gera um campo \vec{E}_{ext} negativo, isto é, em direção ao solo, de acordo com o sistema de coordenadas da Figura 4.2 (p. 49). Portanto, a resposta primordial da atmosfera é uma deriva de elétrons para cima, em direção à ionosfera. A resposta atmosférica inicia-se no topo do domínio de simulação, porque a condutividade aumenta com a altitude.

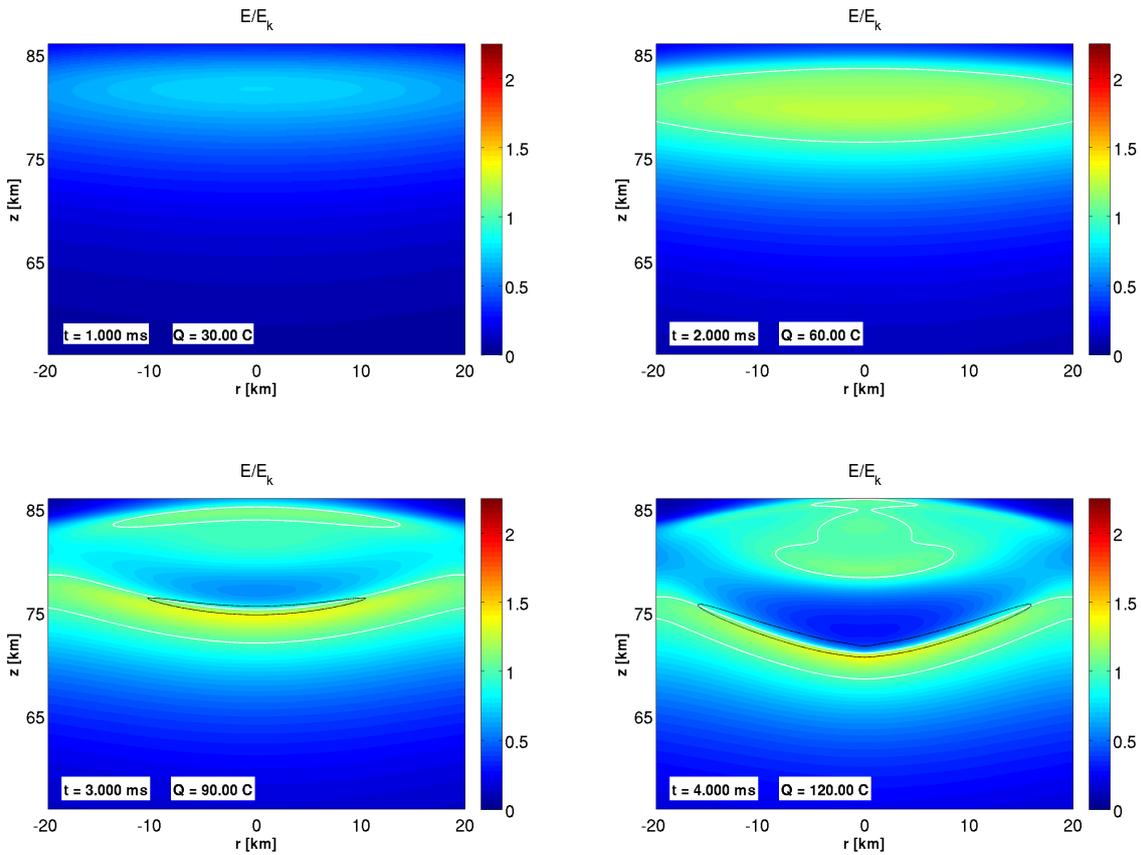


Figura 5.1 - Distribuição espacial do campo elétrico reduzido, em $t = 1, 2, 3$ e 4 ms. A escala de cor varia entre 0 e 2,25. Os contornos brancos delimitam a região onde $E > E_k$, enquanto os contornos pretos delimitam a região onde $\rho > 4 \times 10^{-12} \text{ C/m}^3$. Em cada quadro é apresentada a quantidade de carga elétrica removida até o determinado instante.

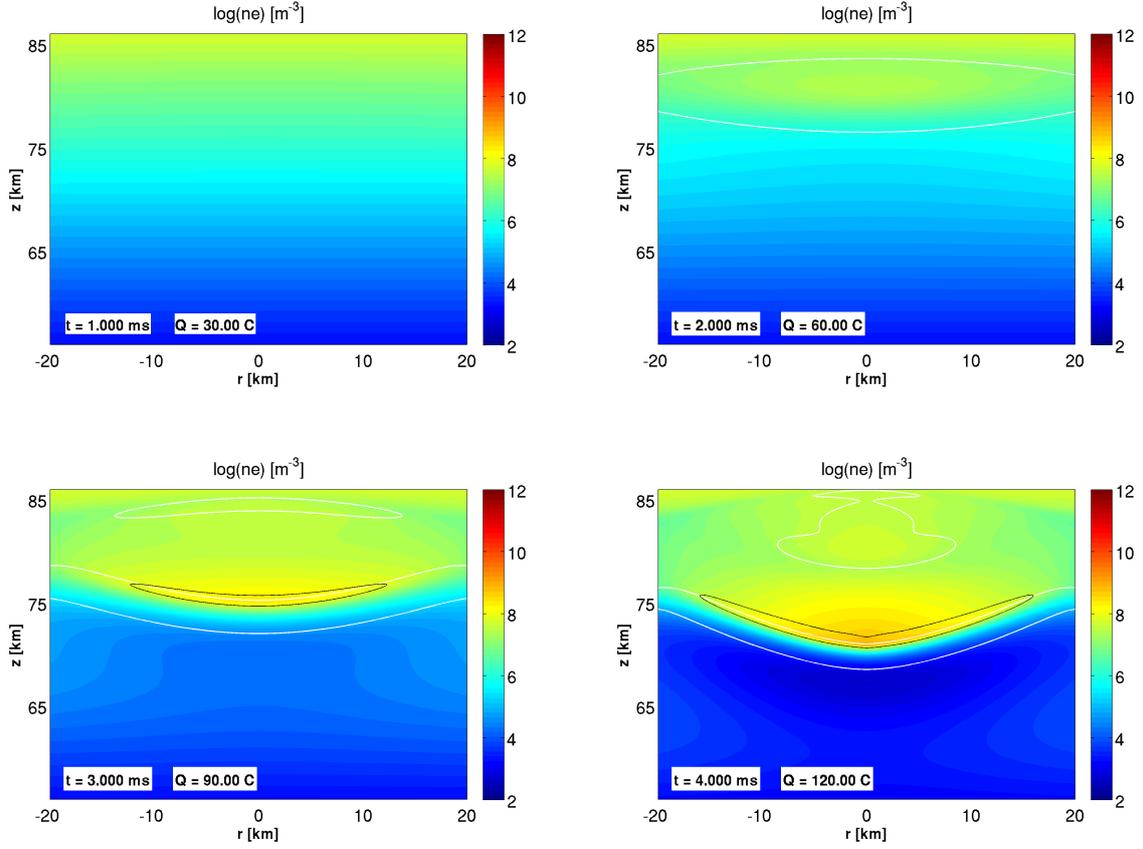


Figura 5.2 - Distribuição espacial da densidade eletrônica, em $t = 1, 2, 3$ e 4 ms. A figura apresenta o $\log n_e$, com n_e expresso em m^{-3} . Os contornos expressam o mesmo que na Figura 5.1.

Os elétrons, com velocidade vertical

$$W = -\mu_e E_z = -(\mu_{e,0} E_{k,0}) \frac{E_z}{E_k}, \quad (5.1)$$

movendo-se para cima¹, deixam para trás uma camada de carga positiva, pois os íons são imóveis nas escalas de tempo de simulação. Essa camada de carga espacial desempenha um papel crucial na modificação da estrutura espacial do campo elétrico, conforme esquematizado na Figura 5.3.

A camada de carga positiva gera um campo elétrico \vec{E}_{atm} no sentido oposto ao campo elétrico do relâmpago, em altitudes superiores à camada. O efeito final é blindar a

¹A velocidade de deriva dos elétrons é definida como $\vec{v}_e = W\hat{z} + U\hat{r}$.

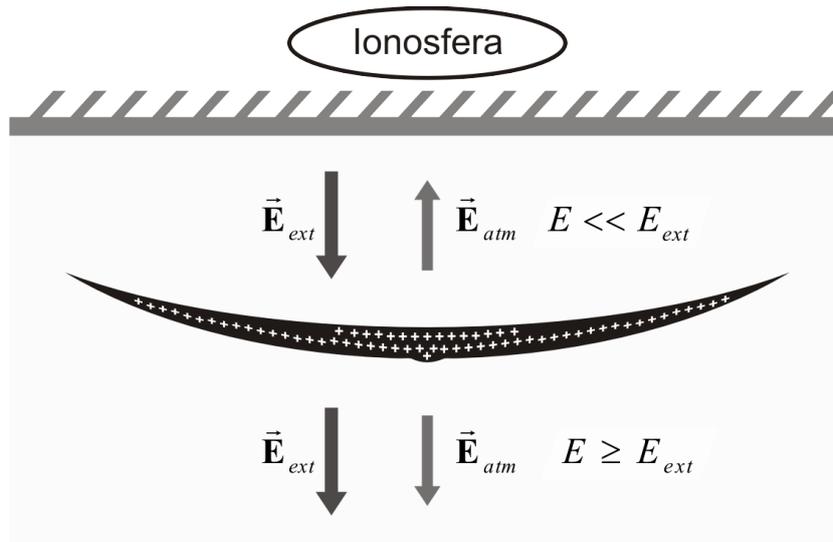


Figura 5.3 - Representação esquemática da resposta do modelo. Ao passo que os elétrons movem-se para cima, uma camada de carga positiva é formada pelos íons deixados para trás. Esse processo é intensificado, na medida que o campo elétrico externo vai aumentando pela remoção de carga elétrica da nuvem. Em um determinado instante a camada de carga espacial gera um campo comparável ao campo externo; sendo que o efeito da camada é reduzir o campo sobre ela e amplificá-lo abaixo.

região superior da ação do campo elétrico. Todavia, abaixo da camada de carga, os dois campos se complementam e o resultado é uma amplificação do campo elétrico, conforme esboçado na Figura 5.3.

O campo elétrico externo aumenta sua intensidade no tempo, devido ao aumento da quantidade de carga removida pelo relâmpago, através da função $Q(t)$ (Figura 4.9, p. 62). Por essa razão, em $t \equiv \tau_k = 1,45$ ms, o campo elétrico excede o limiar para a QRD, E_k (eq. 3.28, p. 41), em aproximadamente $z \equiv z_k = 80,1$ km de altitude². Os contornos brancos nas Figuras 5.1 e 5.2 demarcam a região onde $E > E_k$. Pode-se verificar nos dois primeiros painéis da Figura 5.1 a região onde E começa a exceder o limiar, bem como a blindagem do campo no topo do domínio. Quando E excede o valor E_k , a taxa de produção de elétrons por ionização colisional ultrapassa a taxa de perda de elétrons por *attachment* (junção eletrônica) — conforme apresentado na Figura 4.3. O aumento na densidade eletrônica, leva a um acréscimo na condutividade local, acelerando o processo de blindagem.

²Define-se τ_k e z_k como o instante de tempo e a altitude em que E excede E_k pela primeira vez ao longo da simulação, respectivamente.

Os contornos pretos nas Figuras 5.1 e 5.2 delimitam a região onde $\rho = q_e(-n_e + n_p - n_n) > 4 \times 10^{-12} \text{ C/m}^3$, com o propósito de ilustrar quantitativamente o que está esboçado qualitativamente na Figura 5.3. Esse limiar de carga é definido como se segue: considere um cilindro de raio e altura $\ell \sim 1 \text{ km}$ (onde ℓ é uma escala de tamanho característica da camada de carga, da mesma ordem da escala de comprimento do processo de ionização), com uma densidade de carga elétrica ρ ; o campo elétrico produzido por esse disco, a uma distância ℓ , pode ser estimado como $E_{atm} \approx \rho\pi\ell^3/4\pi\epsilon_0\ell^2$. Portanto, o limiar de densidade de carga apresentado nas Figuras 5.1 e 5.2 é definido fazendo-se $\rho \sim 4\epsilon_0/\ell \approx 4 \times 10^{-12} \text{ C/m}^3$. Essa configuração produz um campo de $\sim 1 \text{ V/m}$ a uma distância de $\sim 1 \text{ km}$. A quantidade total de carga elétrica induzida na atmosfera, durante o processo de penetração do campo elétrico do relâmpago, é da ordem de 1 C.

A camada de carga elétrica descrita nos parágrafos acima é um dos elementos de uma estrutura complexa, denominada por Luque e Ebert (2009) como “onda de blindagem e ionização”, uma tradução do termo original em inglês *screening-ionization wave*. Essa onda é observada em todos os parâmetros do modelo; ela forma-se em 80 km de altitude (onde E excede E_k pela primeira vez) e propaga-se para baixo. Os dois parâmetros de entrada no modelo que “forçam” a propagação da onda para baixo são: (1) a condutividade atmosférica e (2) o campo elétrico do relâmpago. E os efeitos de ambos são determinados pela exponencialmente decrescente densidade neutra $N \propto \exp(-z/h_N)$.

A condutividade elétrica ambiente aumenta exponencialmente com a altitude, conforme pode ser visto na Figura 5.4 (esquerda). Por exemplo, para o caso padrão, denotado como Perfil 1a, tem-se $\sigma = \sigma_e = q_e\mu_e n_e = \sigma_0 \exp(z/h_\sigma)$, onde $\sigma_0 = q_e\mu_{e,0}n_{e,0} = 4,62 \times 10^{-26} \text{ S/m}$ e $h_\sigma = h_e h_N / (h_e + h_N) = 2,05 \text{ km}$. Quanto maior a condutividade local, mais rápido o campo elétrico externo é blindado em uma determinada região, porque o campo elétrico “relaxa” em uma escala de tempo $\tau_\sigma = \epsilon_0/\sigma$, conforme a equação 4.1, na página 45. Dessa forma, o processo de blindagem inicia-se no topo do domínio e atinge regiões cada vez mais baixas ao longo da simulação. A escala de tempo τ_σ está apresentada no painel da direita da Figura 5.4. Além do valor de τ_σ calculado com os três perfis de condutividade, o gráfico também apresenta a reta $t = \tau_k = 1,45 \text{ ms}$, para referência. Após 1,45 ms de simulação, a região onde $\tau_k > \tau_\sigma$ já está blindada; é por essa razão que a QRD inicia-se em $\sim 80 \text{ km}$ de altitude e não no topo do domínio. É importante frisar que a conduti-

vidade elétrica varia ao longo da simulação, pois depende de n_e , que varia bastante (Figura 5.2).

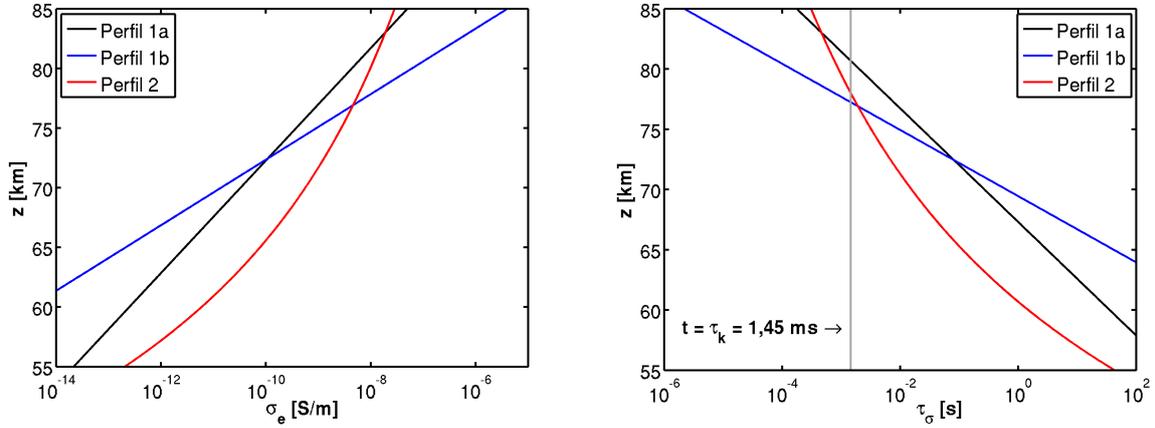


Figura 5.4 - Perfis verticais da condutividade elétrica ambiente $\sigma = \sigma_e$ (esquerda) e das respectivas escalas de tempo de relaxação dielétrica $\tau_\sigma = \epsilon_0/\sigma$. As legendas da figura correspondem aos perfis de densidade eletrônica apresentados na Figura 4.5, com os quais cada condutividade foi calculada. Os resultados dessa seção — e da seguinte — foram obtidos com o Perfil 1a.

A Figura 5.5 ilustra a estrutura espacial e a evolução temporal do campo elétrico gerado pelo relâmpago. Quando normaliza-se o campo do relâmpago ao valor de QRD, E_k , observa-se que a intensidade de E_{ext}/E_k cresce exponencialmente com a altitude, porque $E_k \propto N$, conforme ilustrado no lado esquerdo da figura.

A descrição da formação da onda de blindagem e ionização, e de sua subsequente propagação para baixo, apresentada nos três últimos parágrafos, está de acordo com o proposto por Luque e Ebert (2009). A Figura 5.6 apresenta uma comparação qualitativa entre os resultados obtidos com o esquema numérico simplificado, aqui empregado, e os resultados de Luque e Ebert (2009). Pode-se verificar, através dos perfis verticais de E/E_k (em $r = 0$) apresentados na Figura 5.6, que os resultados possuem boa concordância no intervalo $0 \leq t \leq 4$ ms. Luque e Ebert (2009) sugerem que essa onda de blindagem e ionização possui as características físicas (tais como: tamanho, quantidade de ionização Δn_e , intensidade de E) que representam um outro TLE, o halo (Seção 2.2, p. 19).

O desenvolvimento da onda de blindagem e ionização, ou halo, pode ser melhor

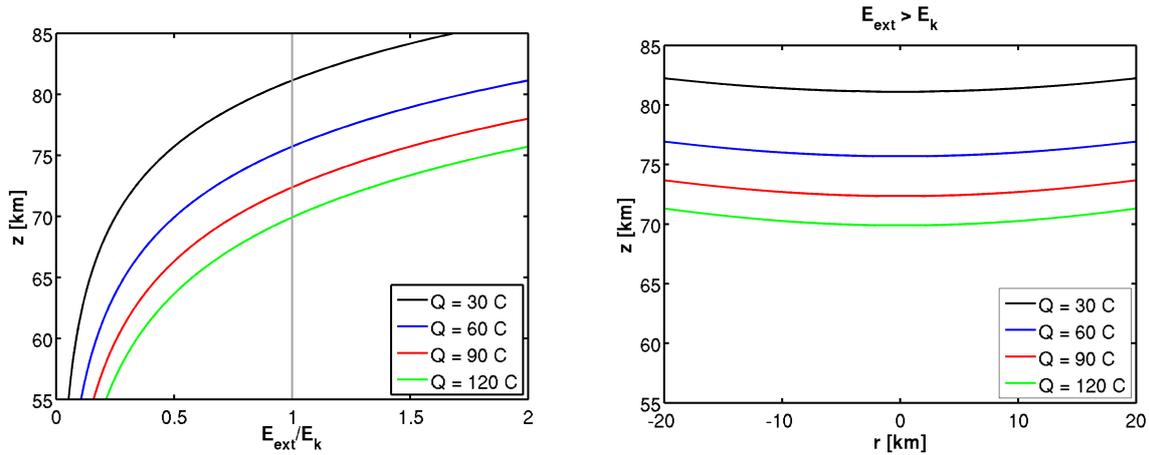


Figura 5.5 - Estrutura espacial do campo elétrico externo. Esquerda: perfis verticais (em $r = 0$) de E_{ext}/E_k . Direita: contornos de $E_{ext} > E_k$. As curvas foram calculadas a partir do módulo da expressão 4.27, para $Q = 30, 60, 90$ e 120 C. Esses quatro valores correspondem a quantidade de carga elétrica removida até os instantes apresentados nas Figuras 5.1 e 5.2. Note que quanto mais carga se remove, mais baixa é a linha que delimita a região onde $E_{ext} > E_k$. O gráfico da direita também evidencia a estrutura espacial do campo elétrico do relâmpago, sendo mais intenso sobre o eixo de simetria.

observado a partir dos perfis verticais, sobre o eixo de simetria ($r = 0$), apresentados na Figura 5.7. No painel esquerdo da Figura 5.7 apresenta-se uma comparação entre os perfis de E/E_k (Figura 5.1) e de E_{ext}/E_k (Figura 5.5). Enquanto no painel direito, apresenta-se uma comparação entre n_e (Figura 5.2) e seu valor ambiente (Figura 4.5, Perfil 1a, eq. 4.20). Pode-se observar que a característica predominante em $t = 1$ ms é a blingagem do campo elétrico no topo do domínio. Em $t = 2$ ms observa-se a formação da onda em ~ 80 km. E nas duas últimas colunas de cada painel, em $t = 3$ e 4 ms, respectivamente, observa-se a propagação da onda para baixo.

A intersecção entre E e E_{ext} , coincide com o máximo de ρ e, delimita duas regiões com regimes distintos: *acima*, onde a passagem da onda produz larga ionização e aumento da condutividade elétrica, blindando o campo elétrico, e *abaixo*, onde a carga espacial amplifica o campo elétrico. Verifica-se também que abaixo da onda há uma considerável redução em n_e pelo processo de *attachment*, onde E é intenso, porém menor que E_k . Esse mecanismo de amplificação do campo e redução da condutividade, à frente da onda, permite a penetração de intensos campo elétricos em altitudes mesosféricas.

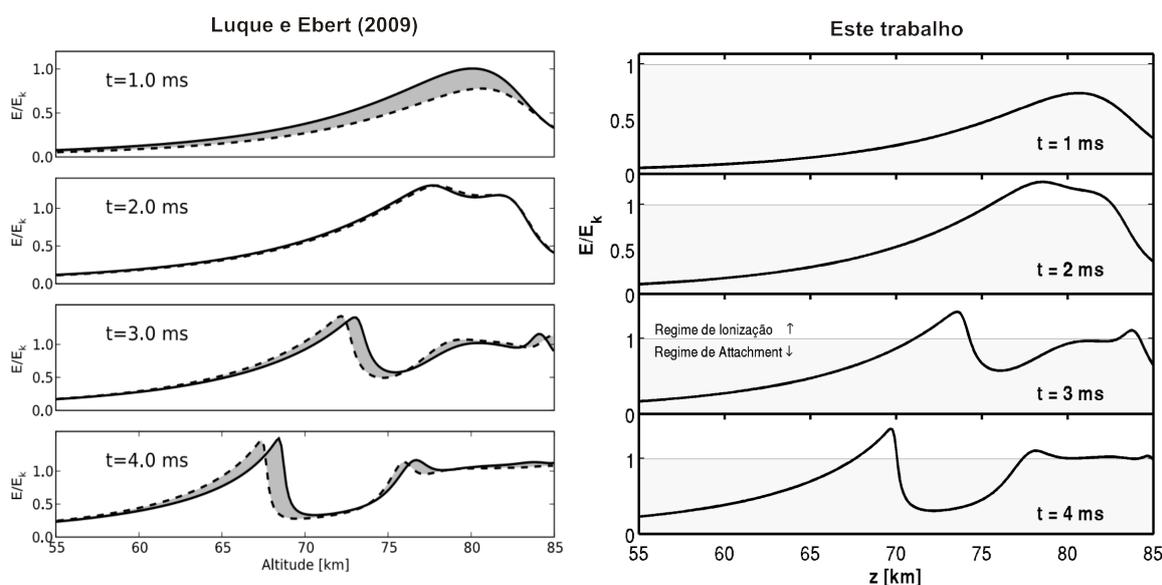


Figura 5.6 - Comparação entre os resultados desse trabalho e os de Luque e Ebert (2009). Perfis verticais (em $r = 0$) de E/E_k em $t = 1, 2, 3$ e 4 ms. Como pode ser visto, os resultados estão em concordância. No gráfico de Luque e Ebert (2009) a linha sólida foi obtida com $r_f = 20$ km, enquanto a linha tracejada com $r_f = 80$ km.

Fonte: Figura 8 de Luque e Ebert (2009, Informação Suplementar).

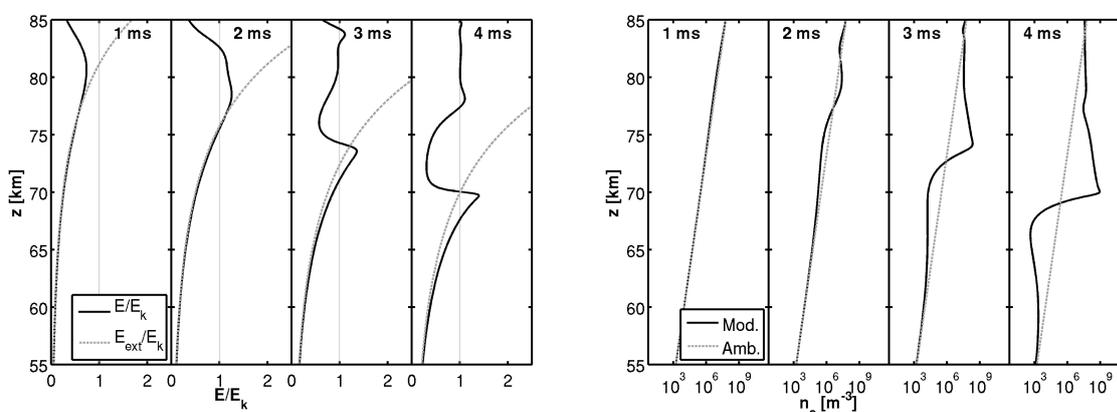


Figura 5.7 - Perfis verticais (em $r = 0$) do campo elétrico reduzido (esquerda) e da densidade eletrônica (direita). Cada coluna do painel da esquerda apresenta uma comparação entre o campo elétrico total (Figura 5.1) e o campo elétrico do relâmpago (Figura 5.5, esquerda). Enquanto cada uma do painel da direita apresenta uma comparação entre a densidade eletrônica (Figura 5.2) *modificada* pela ação do campo elétrico e seu valor *ambiente* (Figura 4.5, Perfil 1a). O painel da esquerda é completamente equivalente à Figura 5.6.

No estágio inicial do estabelecimento da QRD na mesosfera, descrito nessa seção, o movimento de elétrons por difusão desempenha um papel secundário. Foi realizada uma simulação sem o termo S_D na equação da continuidade dos elétrons (eqs. 4.5 e 4.37) e nenhuma alteração significativa foi encontrada. Os processos preponderantes nesse estágio são a ionização e o *attachment*; o que pode ser visto quando compara-se as “velocidades” de cada processo: $\nu_i, \nu_a, \nu_\mu = S_\mu/n_e$ e $\nu_D = S_D/n_e$. O máximo valor dessas taxas no intervalo $0 \leq t \leq 4$ ms é: $\nu_i \approx 6 \times 10^4 \text{ s}^{-1}$, $\nu_a \approx 0,2 \nu_i$, $\nu_\mu \approx 0,02 \nu_i$ e $\nu_D \approx 10^{-5} \nu_i$. Apesar da ausência do processo de fotoionização, incluído por Luque e Ebert (2009), vê-se na Figura 5.6 que os resultados são equivalentes.

5.2 Iniciação do sprite

Aos 4,3 ms de simulação a onda está localizada em $\sim 68,6$ km de altitude, um valor médio entre a altitude do pico do campo elétrico reduzido (68,5 km) e da densidade eletrônica (68,7 km), conforme pode ser visto na Figura 5.8. A figura está apresentada no mesmo formato da Figura 5.7, porém nos instantes $t = 4,2, 4,3, 4,4$ e $4,5$ ms. Luque e Ebert (2009) reportam que um streamer emerge do halo nesse momento. O mecanismo físico por trás desse processo é discutido nessa seção.

Logo abaixo da onda, o processo de *attachment* é dominante e a densidade eletrônica possui um mínimo local $\sim 10^2 \text{ m}^{-3}$, como pode ser visto na Figura 5.8. Apesar disso, os elétrons livres abaixo da onda continuam movendo-se para cima. Ao passo que a onda propaga-se para baixo, ela atinge regiões de maior densidade neutra e menor condutividade. Como consequência, sua velocidade de propagação diminui e a onda é comprimida.

A combinação dos processos descritos no parágrafo anterior com a não-uniformidade do campo elétrico externo (Figura 5.5, direita) tende a focalizar a frente de onda. Na região do pico do campo elétrico reduzido (onde $E > E_k$), a densidade eletrônica continua crescendo, devido ao processo de ionização colisional. Entretanto, a deriva para cima dos elétrons recém produzidos é vigorosamente reduzida sobre a onda, porque o campo elétrico reduzido é pouco intenso e a velocidade de deriva dos elétrons é proporcional a ele (equação 5.1). A Figura 5.8 evidencia esse processo autoconsistente: há um acréscimo em n_e através do processo de ionização (no pico da onda, onde $E > E_k$), a separação de carga elétrica nessa região amplifica o campo elétrico localmente (abaixo da onda), que por sua vez produz mais elétrons

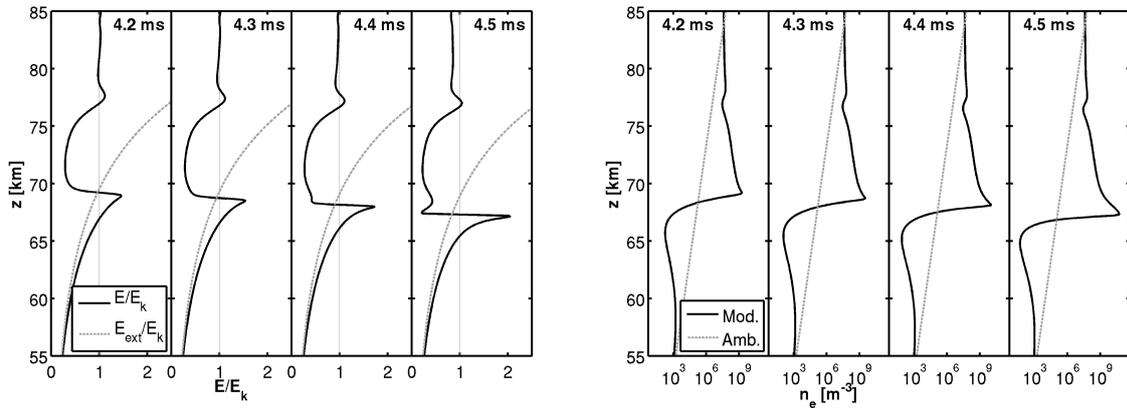


Figura 5.8 - O mesmo que a Figura 5.7 para os instantes $t = 4,2, 4,3, 4,4$ e $4,5$ ms.

livres, realimentando o processo. Esse cenário torna a frente de onda pontiaguda, construindo uma nuvem de plasma com alta densidade eletrônica ($\sim 10^{11} \text{ m}^{-3}$) concentrada em uma região com ~ 300 m de raio (Figura 5.9). Essa nuvem de plasma é a “semente” que dá origem ao streamer, ou seja, ao sprite propriamente dito. Esse streamer é dito positivo, pois carrega carga líquida positiva na cabeça.

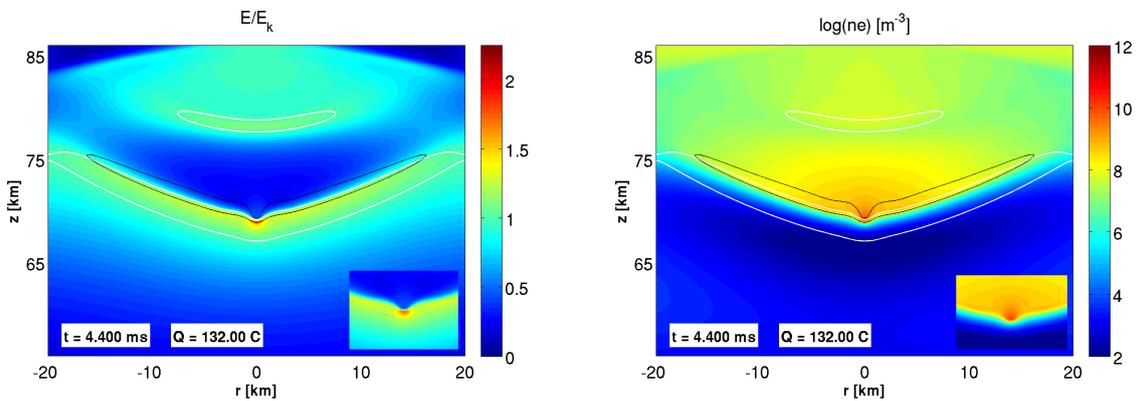


Figura 5.9 - O mesmo que nas Figuras 5.1 (painel da esquerda) e 5.2 (painel da direita) para $t = 4,4$ ms. No canto de cada gráfico a região central, onde ocorre a iniciação do sprite, é reapresentada sem os contornos, para facilitar a visualização.

De acordo com Raizer et al. (1998), as condições necessárias para a criação de streamers no ar são: (1) $E > E_k$, (2) uma nuvem de plasma suficientemente ionizada e (3)

elétrons livres à frente do streamer para possibilitar sua propagação. As condições (1) e (3) são naturalmente satisfeitas no cenário descrito acima. A condição (2) é a semente inicial descrita no parágrafo anterior e pode ser melhor expressa como: uma nuvem de plasma esférica, com raio R^{\min} (da ordem do raio do streamer) e densidade eletrônica n_e^{\min} , que sob a ação de um campo elétrico externo polariza-se e produz um campo elétrico da ordem do externo, isto é, $E_{atm} \sim E_{ext}$. O raio mínimo e a densidade eletrônica mínima para a nuvem de plasma são parâmetros que seguem as relações de similaridade; seus valores em altitudes mesosféricas podem ser calculados através das expressões: $R^{\min} = R_0^{\min} N_0/N$ e $n_e^{\min} = n_{e,0}^{\min} N^2/N_0^2$, respectivamente, onde $R_0^{\min} = 1$ mm e $n_{e,0}^{\min} = 5 \times 10^{17}$ m⁻³ são seus respectivos valores no solo (ao nível do mar).

Utilizando a descrição do parágrafo anterior a segunda condição pode ser expressa como três novas condições: (i) $R \sim R^{\min}$, (ii) $n_e \sim n_e^{\min}$ e (iii) $E_{atm} \sim E_{ext}$. A condição (i) é satisfeita porque R^{\min} é da ordem de dezenas de metros em ~ 70 km de altitude, enquanto a semente aqui observada possui um raio da ordem de ~ 300 m. As condições (ii) e (iii) são apresentadas na Figura 5.10 (esquerda), em função do tempo. Pode-se ver que a densidade eletrônica mínima é atingida em $\sim 4,25$ ms, enquanto o campo elétrico atmosférico torna-se igual ao externo em $\sim 4,425$ ms. A diferença de tempo entre o estabelecimento das duas condições está associada com o tempo necessário para a separação de cargas.

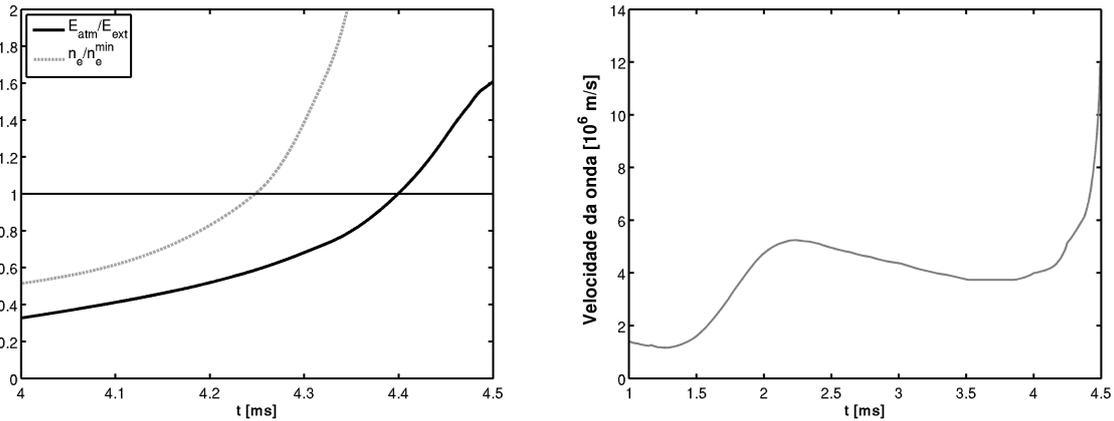


Figura 5.10 - Esquerda: critérios para a formação de streamers. São apresentados os critérios (ii) $n_e \sim n_e^{\min}$ e (iii) $E_{atm} \sim E_{ext}$, descritos no texto. Direita: velocidade de propagação da onda de blindagem e ionização, em 10^6 m/s ou km/ms.

Define-se como o instante de início do streamer, τ_s , o momento em que a semente cumpre os critérios (i), (ii) e (iii) simultaneamente. Nesse caso, $\tau_s = 4,425$ ms. Define-se também a altitude do streamer, $z_s = 68$ km, como a altitude do pico de densidade eletrônica em $t = \tau_s$. A Tabela 5.1 apresenta um resumo dos valores obtidos no caso padrão. Luque e Ebert (2009) reportam $\tau_k \approx 1,25$ ms e $\tau_s \approx 4,3$ ms, e portanto, $Q_k \approx 37,5$ C e $Q_s \approx 129,0$ C. Luque e Ebert (2009) não utilizam um critério explícito para a iniciação do streamer, como o aqui utilizado — extraído de Raizer et al. (1998). Luque e Ebert (2009) também reportam que a velocidade da onda é da ordem 10^7 m/s e que a do streamer é 3×10^7 m/s. Porém, não reportam a altitude exata de início da QRD e do streamer.

Tabela 5.1 - Resultados do caso padrão.

Variável	Valor	Definição
Q	130 C	carga removida em $\tau_Q \approx 4,3$ ms
I	30 kA	corrente elétrica do relâmpago
τ_k	1,450 ms	instante que se inicia a QRD
z_k	80,1 km	altitude onde se inicia a QRD
Q_k	43,50 C	quantidade de carga removida até $t = \tau_k$
τ_s	4,425 C	instante que se inicia o streamer
z_s	68 km	altitude onde se inicia o streamer (pico de n_e)
Q_s	132,75 C	quantidade de carga removida até $t = \tau_s$
E_{\max}	$1,82 E_k$	valor máximo do campo elétrico em $t = \tau_s$
z_{\max}	67,8 km	altitude do pico do campo elétrico

No lado direito da Figura 5.10 apresenta-se a velocidade de propagação da onda — para baixo. No estágio inicial do halo a velocidade é $\sim 5 \times 10^6$ m/s (ou 5 km/ms) e vai reduzindo ao passo que a onda atinge altitudes inferiores. Entretanto, essa velocidade cresce bruscamente quando a onda ingressa no modo de propagação de streamer, aumentando quase uma ordem de grandeza.

Até onde pode ser verificado, os resultados descritos nessa seção estão de acordo com os de Luque e Ebert (2009). O mecanismo físico aqui apresentado explica a formação de estruturas com escala espacial de dezenas a centenas de metros. O cenário aqui ilustrado, mostra a desestabilização de um halo e a subsequente emergência de um sprite, concordando com diversos trabalhos experimentais (por exemplo, como na Figura 2.7, p. 20). Entretanto, como ressaltado por Luque e Ebert (2009), nem todos os sprites observados estão associados com um pré-existente halo. Nesses casos

a formação de sprites pode ter duas explicações: (1) o halo é formado, porém não produz luminosidade suficiente para ser observado (BARRINGTON-LEIGH et al., 2001) ou (2) a semente inicial é formada por outro mecanismo, como por exemplo pelo pulso eletromagnético criado pelo relâmpago (VALDIVIA et al., 1997).

Similarmente ao reportado por Luque e Ebert (2009), após formado, o streamer positivo propaga-se algumas centenas de metros e bifurca-se. Pasko et al. (1998b) afirmam que para que o streamer se propague de maneira estável (sem bifurcação) é necessário que $RN/N_0 < 0,2$ mm, o que implica em um raio da ordem de metros em 70 km de altitude. Como o raio da semente é ~ 300 m, uma bifurcação é naturalmente esperada.

Os resultados do esquema numérico simplificado concordam satisfatoriamente com os de Luque e Ebert (2009), uma vez que permitem uma análise detalhada da possibilidade de geração de streamers na mesosfera. Entretanto, a concordância com Luque e Ebert (2009) no estágio $4 < t \leq 4,5$ ms é inferior à do estágio inicial do halo, por duas razões principais: (1) a baixa resolução espacial da grade e (2) a negligência do processo de fotoionização. O primeiro motivo pode ser generalizado, afirmando-se que as simplificações nos métodos numéricos influenciam nos resultados.

No estágio da iniciação do sprite, a escala espacial característica muda de quilômetros para metros; Luque e Ebert (2009) tratam esse problema através de um refinamento de grade adaptativa, enquanto aqui utiliza-se uma resolução espacial fixa, igual a 100 m. Essa resolução é alta em comparação com os trabalhos iniciais que modelam a formação de sprites, a qual era tipicamente ~ 1 km (PASKO et al., 1997; CHO; RYCROFT, 1998; SÃO SABBAS, 2003), porém é baixa em comparação com trabalhos recentes que modelam a estrutura interna dos streamers (LIU; PASKO, 2004; LIU, 2006; LUQUE; EBERT, 2010), tipicamente ~ 1 m. O processo de fotoionização, aqui negligenciado, desempenha um papel importante na propagação dos streamers, pois cria elétrons livres à frente da cabeça do streamer. A ausência desse processo pode reduzir, ou até mesmo inibir, a propagação do streamer — em especial de streamers positivos, que se propagam pela absorção de avalanches eletrônicas (Seção 3.2.2).

5.3 Coeficientes alternativos para os processos físicos

Foram realizadas algumas simulações com os coeficientes alternativos para os processo de ionização, ν_i , *attachment*, ν_a , e mobilidade eletrônica, μ_e (p. 52). Os dois modelos para as frequências ν_i e ν_a (Figura 4.3) produzem resultados semelhantes, conforme apresentado na Tabela 5.2. Confrontando os dois modelos, pode-se inferir que o único efeito significativo é a formação ligeiramente antecipada da semente do sprite. A Figura 5.11 (esquerda) apresenta o resultado da simulação com as frequências utilizadas por Barrington-Leigh (2000). A figura está apresentada no mesmo instante que a Figura 5.9; ao confrontar as duas figuras, pode-se verificar que como o streamer inicia-se antes, em 4,4 ms ele já apresenta bifurcação. A formação ligeiramente antecipada da semente ocorre porque a frequência de ionização efetiva $|\nu_i - \nu_a|$ é maior no regime $E > E_k$ — aproximadamente 13% em $E = 1,5E_k$.

Tabela 5.2 - Resultados da simulação com os coeficientes alternativos para os processos físicos.

	τ_k [ms]	z_k [km]	Q_k [C]	τ_s [ms]	z_s [km]	Q_s [C]
Caso Padrão	1,450	80,1	43,50	4,425	68,0	132,75
μ_e Pasko et al. (1997)	1,550	79,6	46,50	4,250	68,3	127,50
$\nu_{i,a}$ Barrington-Leigh (2000)	1,425	80,2	42,75	4,200	68,6	126,00

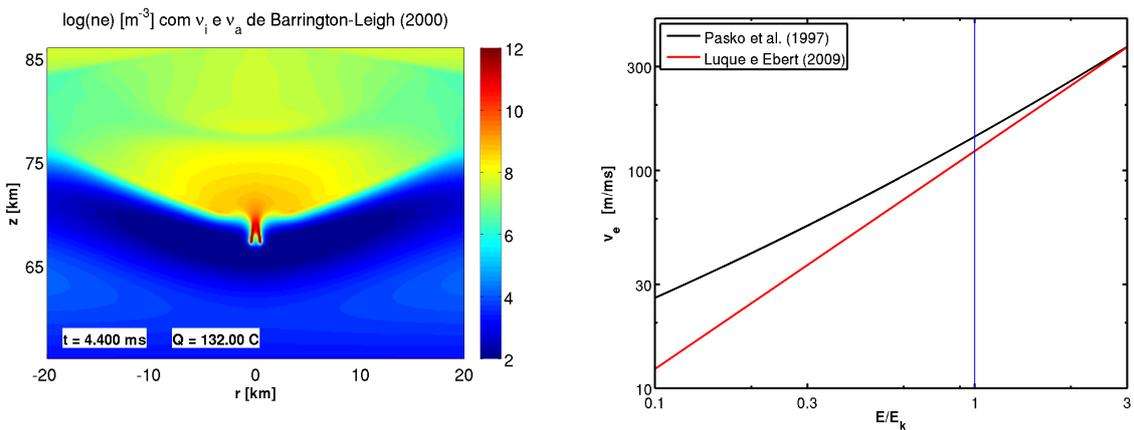


Figura 5.11 - Esquerda: resultado da simulação realizada com as frequências de ionização e *attachment* empregadas por Barrington-Leigh (2000). Direita: velocidade de deriva dos elétrons em função do campo elétrico reduzido, para as duas mobilidades utilizadas.

De modo similar, a mudança para a função de mobilidade eletrônica (μ_e) empregada por Pasko et al. (1997) antecipa, ou facilita, a iniciação do streamer. No lado direito da Figura 5.11 apresenta-se a velocidade de deriva dos elétrons $v_e = \mu_e E$ (eq. 5.1) em função do campo elétrico reduzido. É fácil ver que a velocidade obtida com a mobilidade utilizada por Pasko et al. (1997) é sempre maior do que a obtida com a de Luque e Ebert (2009), no regime $E < 3E_k$. Essa maior velocidade facilita a blindagem da atmosfera quando $E < E_k$, pois aumenta a condutividade atmosférica. Porém amplifica a separação de carga espacial quando $E \sim E_k$. Devido a essa segunda consequência, produz-se um campo elétrico atmosférico (E_{atm}) mais intenso abaixo da onda (Figura 5.3) o que também leva a prematura formação da semente do sprite, conforme pode ser visto na Tabela 5.2.

Nenhuma descrição alternativa para o processo de difusão foi avaliada porque a difusão representa um processo secundário nas escalas espaciais e temporais das simulações realizadas nesse trabalho. Nenhuma mudança significativa foi observada quando omite-se o termo de difusão. Outro processo secundário desprezado é a recombinação entre elétrons e íons positivos e entre íons de polaridades distintas. Esse processo é negligenciado porque ocorre em escalas de tempo $\tau_\beta = 1/\beta n_e \gg 1$ s; onde $\beta = 2 \times 10^{-13}$ m³/s (MORROW; LOWKE, 1997) é o coeficiente de recombinação (Seção 3.1.4, p. 31).

5.4 Efeito dos diferentes perfis de densidade eletrônica

O caso padrão discutido nas seções anteriores foi obtido com o perfil de densidade eletrônica, exponencialmente crescente, 1a (Figura 4.5, p. 55). Sendo que a escala de tempo da relaxação do campo elétrico no topo do domínio é $\tau_\sigma^{\text{amb}} \approx 0,2$ ms. A condutividade elétrica depende diretamente da densidade eletrônica; por essa razão a QRD na mesosfera e a possibilidade da iniciação de sprites são drasticamente afetadas por mudanças nesses perfis. Primeiramente são apresentados resultados das simulações com dois casos artificiais extremos (Figuras 5.12–5.14), no intuito de facilitar a interpretação dos resultados com os Perfis 1b e 2 (Figuras 5.15–5.17). A Tabela 5.3 resume os resultados obtidos com os diferentes perfis de densidade eletrônica.

Na Figura 5.12 são apresentados resultados da simulação realizada com um perfil de n_e cem vezes *menor* ($10^{-2} \times n_{e,0}$), o que implica em uma atmosfera bem menos

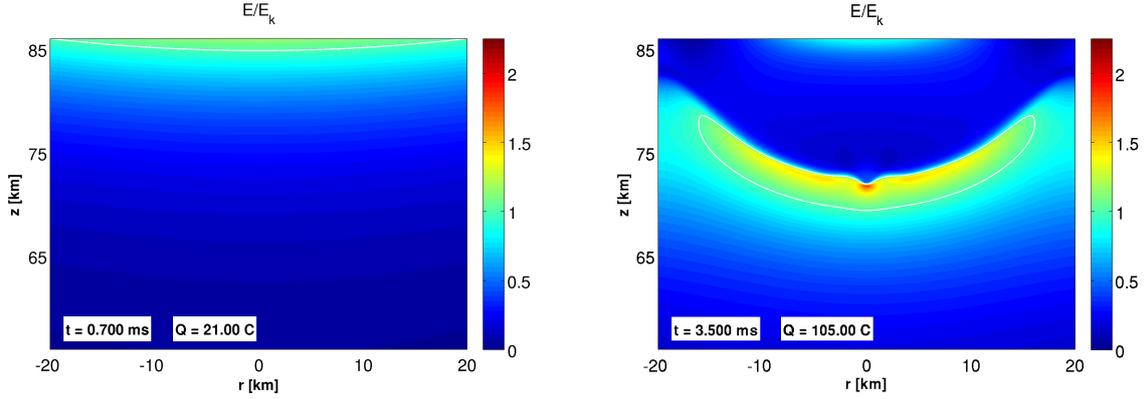


Figura 5.12 - Campo elétrico reduzido calculado com o perfil de n_e com vezes *menor* ($10^{-2} \times n_{e,0}$), apresentado nos instantes $t = 0,7$ e $3,5$ ms. Os contornos brancos delimitam a região onde $E > E_k$.

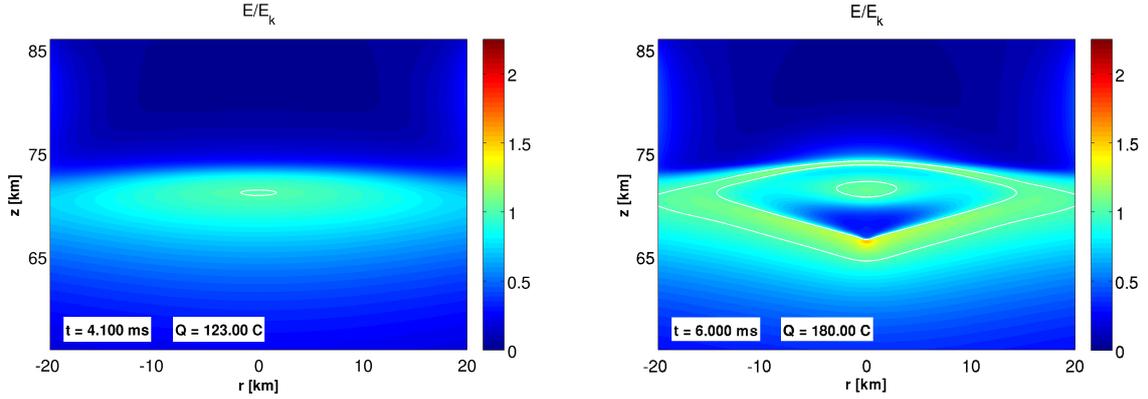


Figura 5.13 - Campo elétrico reduzido calculado com o perfil de n_e com vezes *maior* ($10^2 \times n_{e,0}$), apresentado nos instantes $t = 4,1$ e 6 ms.

condutora. Na figura apresenta-se E/E_k em $t = 0,7$ e $3,5$ ms. Nesse caso a escala de tempo de relaxação no topo do domínio é $\tau_{\sigma}^{\text{amb}} \approx 20$ ms; por essa razão, a atmosfera não consegue blindar o campo no intervalo de tempo de simulação. A QRD inicia-se no topo do domínio, logo após o início do relâmpago. E a formação da semente do sprite ocorre antecipadamente, em $\tau_s = 3,550$ ms, com a remoção de uma quantidade de carga $Q_s = 106,50$ C. A partir disso pode-se concluir que uma atmosfera menos condutora facilita a QRD na mesosfera.

Por outro lado, na Figura 5.13 são apresentados resultados da simulação com um perfil com vezes *maior* ($10^2 \times n_{e,0}$). Pode-se observar que uma atmosfera mais condu-

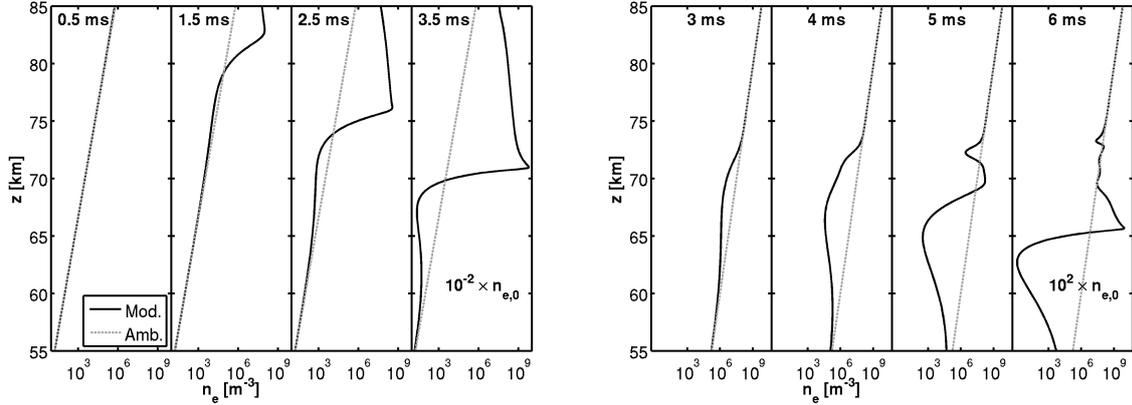


Figura 5.14 - Perfis verticais da densidade eletrônica calculadas com $10^{-2} \times n_{e,0}$ (esquerda) e $10^2 \times n_{e,0}$ (direita). Os gráficos estão apresentados no mesmo formato que as Figuras 5.7 e 5.8. A linha cinza representa o valor ambiente do perfil de densidade eletrônica, enquanto a linha preta o valor atualizado.

Tabela 5.3 - Resultados da simulação com os diferentes perfis de densidade eletrônica.

Perfil n_e	τ_k [ms]	z_k [km]	Q_k [C]	τ_s [ms]	z_s [km]	Q_s [C]
$10^{-2} \times n_{e,0}$	0,625	85,0	18,75	3,550	70,6	106,50
1a	1,450	80,1	43,50	4,425	68,0	132,75
1b	2,000	76,1	60,00	4,500	68,2	135,00
2	2,150	79,1	64,50	5,050	66,6	151,50
$10^2 \times n_{e,0}$	4,100	70,2	123,00	6,000	65,5	180,00

tora dificulta o processo de QRD (LUQUE; EBERT, 2009). Na Figura 5.13 apresenta-se o campo elétrico reduzido em $t = 4,1$ e 6 ms. A QRD é iniciada em $z_k = 70,2$ km de altitude, aos $\tau_k = 4,1$ ms de simulação, após a remoção de $Q_k = 123$ C da nuvem. O streamer é formado mais tarde ($\tau_s \approx 6$ ms), com a remoção de $Q_s = 180$ C.

Perfis verticais de n_e são apresentados na Figura 5.14 para quatro instantes de tempo, incluindo os instantes apresentados nas Figuras 5.12 e 5.13. No painel da esquerda são apresentados os resultados do perfil de densidade eletrônica que leva a uma atmosfera mais condutora; verifica-se que a penetração de um intenso campo elétrico produz muita ionização, com um aumento de até seis ordens de grandeza em relação ao valor de n_e ambiente.

No caso de uma atmosfera mais condutora, mostrado na direita, a característica mais acentuada é a intensa redução de n_e . Isso ocorre porque E leva mais tempo

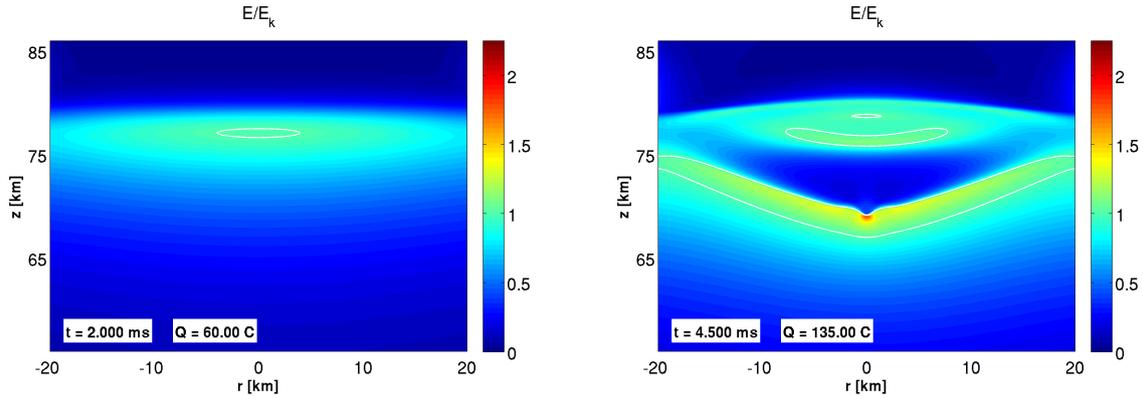


Figura 5.15 - Campo elétrico reduzido calculado com o Perfil 1b, apresentado nos instantes $t = 2$ e 4,5 ms.

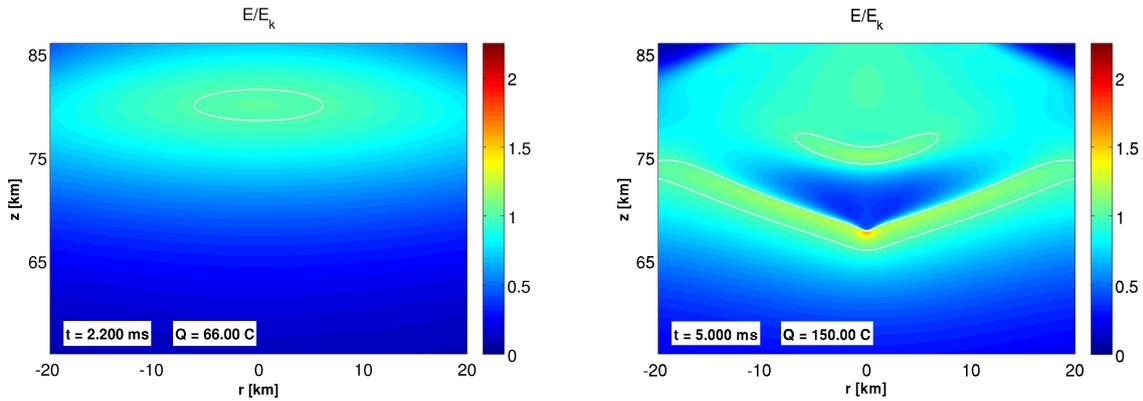


Figura 5.16 - Campo elétrico reduzido calculado com o Perfil 2, apresentado nos instantes $t = 2,2$ e 5 ms.

para atingir o valor mínimo para a QRD, e nesse tempo o processo de *attachment* predomina. A QRD inicia-se em aproximadamente 70,2 km de altitude, onde $\tau_{\sigma}^{\text{amb}} \approx 2$ ms (para o caso padrão, a QRD também inicia-se em uma determinada altitude onde $\tau_{\sigma}^{\text{amb}} \approx 2$ ms). É importante frisar que a condutividade elétrica é alterada pela mudança em n_e . Mas de um modo geral, pode-se afirmar que a QRD acontece se duas condições são satisfeitas: (1) $E > E_k$ em uma região que não é capaz de blindar o campo, isto é, onde (2) $\tau_k < \tau_{\sigma}$.

As Figuras 5.15 e 5.16 ilustram os resultados das simulações com os Perfis 1b e 2, respectivamente (Figura 4.5, p. 55). A QRD inicia-se em 76,1 e 79,1 km de altitude, aos 2,0 e 2,15 ms de simulação, para os Perfis 1b e 2, respectivamente. Como em

todos os outros casos, a QRD inicia-se em uma região de forma elíptica, como pode ser visto na Figura 5.1. Essa região torna-se altamente condutora, pelo acréscimo local de n_e , e expelle o campo elétrico. O resultado é a formação de uma onda em E/E_k que se propaga para cima e para baixo. Após propagar-se até uma região de menor condutividade e maior densidade neutra, a parte inferior cria a semente para a iniciação de um sprite, como descrito na Seção 5.2. A parte superior, ao propagar-se para cima, encontra uma região muito condutora. No caso do Perfil 1b, a componente para cima estaciona em ~ 80 de altitude, enquanto no caso do Perfil 2, a onda atinge o topo do domínio. As mudanças nos perfis de n_e pela ação do campo elétrico são apresentadas na Figura 5.17.

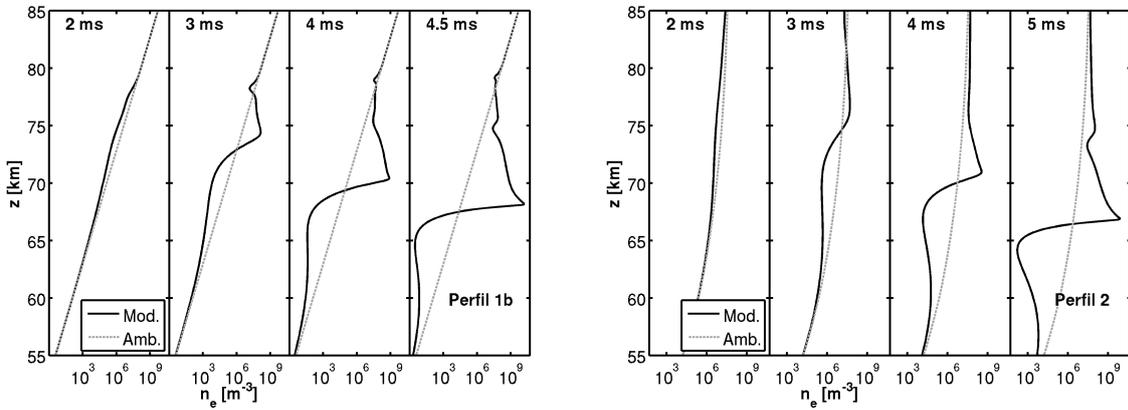


Figura 5.17 - O mesmo que na Figura 5.14, porém calculado com o Perfil 1b (esquerda) e com o Perfil 2 (direita). A linha cinza representa o valor ambiente do perfil de densidade eletrônica, enquanto a linha preta o valor atualizado.

5.5 Efeito da dimensão horizontal da distribuição de carga gaussiana

A distribuição de carga gaussiana para ρ_{ext} é utilizada para representar de modo mais realístico a carga elétrica removida da nuvem. O principal efeito introduzido por essa substituição é uma redução na intensidade do campo eletrostático do relâmpago (\mathcal{E}), conforme apresentado inicialmente na Figura 4.7, na página 59 — e em concordância com os resultados de Pasko et al. (1997). A Tabela 5.4 e a Figura 5.18 apresentam os resultados das simulações com a distribuição gaussiana, evidenciando seus efeitos.

Da Tabela 5.4, pode-se ver que o principal efeito é produzir um retardo na iniciação

da QRD e da formação da semente para o streamer. A Figura 5.18 (esquerda) mostra o resultado da simulação realizada com $\delta z = 3$ km e $\delta r = 10$ km. A semente é formada em $\tau_s = 5,025$ ms, após a remoção de $Q_s = 150,75$ C. O painel da direita apresenta um mapa da diferença percentual entre o campo eletrostático da carga pontual, calculado com a expressão 4.27 e o da distribuição gaussiana, calculado através da solução da equação de Poisson 4.24. Pode-se observar que na região de interesse o campo da carga pontual é da ordem de 10% maior que o da distribuição gaussiana. Quanto mais perto da fonte de cargas, maior a diferença. Perto do topo do domínio a diferença fica menor e mais uniforme devido a presença do plano condutor.

Tabela 5.4 - Resultados da simulação com as distribuições gaussianas.

δz [km]	δr [km]	τ_k [ms]	z_k [km]	Q_k [C]	τ_s [ms]	z_s [km]	Q_s [C]
Carga	Pontual	1,450	80,1	43,50	4,425	68,0	132,75
0,5	0,5	1,550	80,0	46,50	4,775	67,7	143,25
3	3	1,550	80,0	46,50	4,775	67,7	143,25
3	10	1,625	80,0	48,75	5,025	67,8	150,75

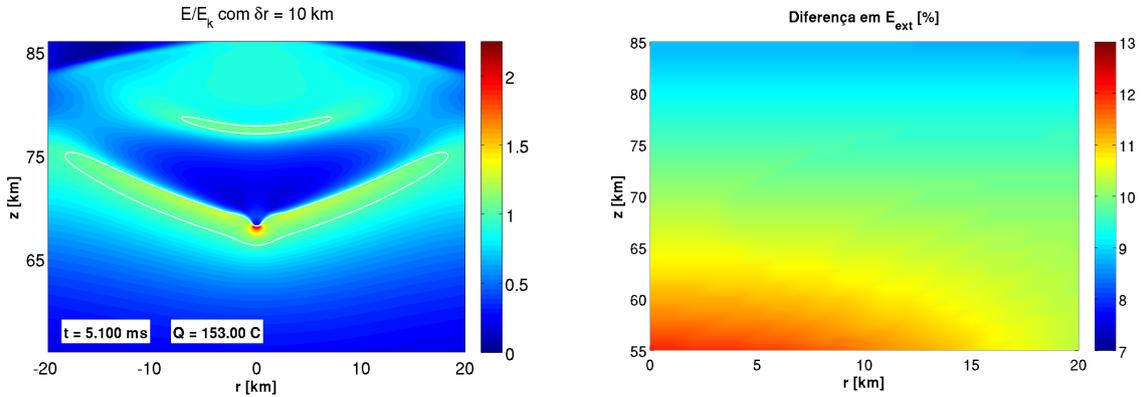


Figura 5.18 - Esquerda: Campo elétrico reduzido calculado com a distribuição gaussiana de carga definida pela expressão 4.29 (p. 59); utilizando-se $\delta z = 3$ km e $\delta r = 10$ km. Direita: mapa da diferença percentual entre o campo elétrico \mathcal{E} calculado com a carga pontual e com a distribuição gaussiana; a diferença é da ordem de 10 %.

5.6 Assimetria na polaridade do relâmpago

Estudos observacionais mostram que mais de 90 % dos sprites são gerados por relâmpagos nuvem-solo positivos, NS+ (BOCCIPPIO et al., 1995; SÃO SABBAS et al., 2003). É por essa razão que quase todas as simulações apresentadas nessa dissertação são de NS+. Entretanto, essa seção dedica-se a uma análise superficial dos efeitos de um relâmpago NS-. A simulação de um relâmpago NS- foi realizada apenas trocando-se o sinal (no caso padrão) da carga elétrica removida da nuvem (mantém-se a altitude da carga removida como sendo 10 km). Os resultados são apresentados na Figura 5.19.

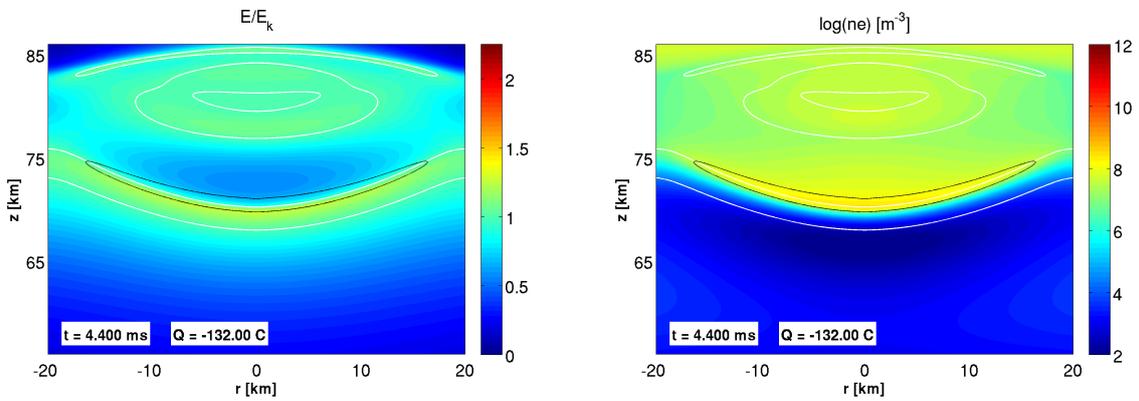


Figura 5.19 - O mesmo que a Figura 5.9, porém para a simulação de um relâmpago NS-. Como nesse caso a carga induzida na atmosfera é majoritariamente negativa, os contornos pretos demarcam a região onde $\rho < -4 \times 10^{-12} \text{ C/m}^3$.

A Figura 5.19 é apresentada no mesmo instante que a Figura 5.9, no intuito de possibilitar uma comparação entre os resultados para o relâmpago NS- e o NS+. Pode-se observar que o valor máximo de E/E_k , bem como a quantidade de ionização, são bem menores para o caso do relâmpago NS-. Outro fato importante é que mesmo que a simulação seja estendida, não ocorre a criação da semente, como no caso do relâmpago positivo.

Segundo Williams (2006) a assimetria na resposta da atmosfera pode estar associada a diversas características dos relâmpagos, como a quantidade total de carga transferida para o solo — em média maior para os NS+ — e a forma de onda da corrente elétrica, por exemplo. Aqui observa-se uma não formação da semente ex-

clusivamente atribuída ao diferente sentido da deriva dos elétrons (nesse único caso simulado). No caso do relâmpago negativo, os elétrons derivam para baixo na atmosfera, “escapando”, portanto, da onda de blindagem e ionização. Nesse caso, o acúmulo de elétrons, que é fundamental para a formação da semente (Seção 5.2), não ocorre.

5.7 Efeito da impulsividade da corrente elétrica do relâmpago

Para analisar os efeitos da impulsividade da corrente elétrica $I(t)$ do relâmpago, no modelo QE de geração de sprites, foi realizada uma série de simulações e os resultados estão apresentados de forma resumida, nas Tabelas 5.5 e 5.6. Cada uma das linhas nas Tabelas 5.5 e 5.6 corresponde a uma função de transferência de carga diferente.

As simulações apresentadas na Tabela 5.5 foram realizadas com uma transferência linear de carga (p. 61). O caso padrão deste trabalho, reproduzido de Luque e Ebert (2009), está descrito na equação 4.33, com $I = 30$ kA, $Q = 130$ C e $\tau_Q = Q/I = 4,33$ ms. Os resultados da Tabela 5.5 foram gerados com $Q(t) = I't$, onde I' satisfaz a relação $I' = (Q'/Q)I$, tal que $\tau'_Q = Q'/I' = Q/I = \tau_Q$. Os valores de Q' (escolhidos) e I' ($= Q'/\tau_Q$) são apresentados na segunda e na terceira coluna da tabela, respectivamente. O caso padrão, descrito nas Seções 5.1 e 5.2, corresponde a **sexta linha** da tabela.

Por outro lado, as simulações apresentadas na Tabela 5.6 foram realizadas com a forma de onda da corrente elétrica extraída de Cho e Rycroft (1998) (eq. 4.34, p. 62). A função de transferência de carga é apresentada na equação 4.36. Foram utilizados $Q = 50, 100$ e 150 C (segunda coluna), com $\tau_p = 100$ e 500 μ s (terceira coluna), gerando as seis combinações apresentadas na tabela. O valor de I_p calculado com 4.35 está apresentado na terceira coluna.

Todas as simulações foram realizadas com $h_Q = 10$ km, portanto o momento de carga necessário para a iniciar a QRD e para a formação do streamer podem ser obtidos multiplicando-se Q_k e Q_s por 10 km, respectivamente.

Tabela 5.5 - Resultados da simulação com a função de transferência de carga de Luque e Ebert (2009).

Cor	Q' [C]	I' [kA]	τ_k [ms]	z_k [km]	Q_k [C]	τ_s [ms]	z_s [km]	Q_s [C]	E_{\max} [E_k]	z_{\max} [km]
●	010	2,31	26,225	76,8	60,52	34,500	73,5	79,62	1,99	73,3
●	020	4,62	12,000	77,7	55,38	18,300	72,4	84,46	1,87	72,3
●	050	11,64	4,350	78,7	50,19	9,075	70,2	104,71	1,84	70,0
●	070	16,15	2,975	79,1	48,06	7,050	69,5	113,88	1,80	69,3
●	100	23,08	1,975	79,7	45,58	5,400	68,6	124,62	1,81	68,4
●	130	30,00	1,450	80,1	43,50	4,425	68,0	132,75	1,82	67,8
●	160	36,92	1,125	80,6	41,54	3,775	67,5	139,38	1,81	67,3
●	200	46,15	0,850	81,0	39,23	3,175	67,1	146,54	1,83	66,9
●	250	57,69	0,650	81,5	37,50	2,675	66,6	154,33	1,85	66,4
●	300	69,23	0,500	82,0	34,62	2,325	66,2	160,96	1,83	66,0

Tabela 5.6 - Resultados da simulação com a função de transferência de carga de Cho e Rycroft (1998).

Cor	Q [C]	τ_p [μ s]	I_p [kA]	τ_k [ms]	z_k [km]	Q_k [C]	τ_s [ms]	z_s [km]	Q_s [C]	E_{\max} [E_k]	z_{\max} [km]
■	050	500	18,04	–	–	–	–	–	–	–	–
■	100	500	36,09	1,400	80,2	42,99	7,700	70,1	95,31	1,65	70,0
■	150	500	54,13	0,825	81,3	38,59	3,925	68,1	121,46	1,65	67,9
■	050	100	90,22	0,725	80,8	39,25	–	–	–	–	–
■	100	100	180,45	0,175	84,3	27,40	3,850	68,4	99,83	1,43	68,3
■	150	100	270,67	0,125	85,0	28,17	1,550	66,0	143,08	1,57	65,8

A Figura 5.20 apresenta as funções de transferência de carga utilizadas para os resultados das Tabelas 5.5 e 5.6, no lado esquerdo e direito, respectivamente. A figura facilita a visualização do instante de início da QRD (marcado pelo primeiro círculo/quadrado sobre cada curva) e do início do streamer (segundo círculo/quadrado, no final de cada curva). As curvas são apresentadas no código de cores expresso na primeira coluna das Tabelas 5.5 e 5.6.

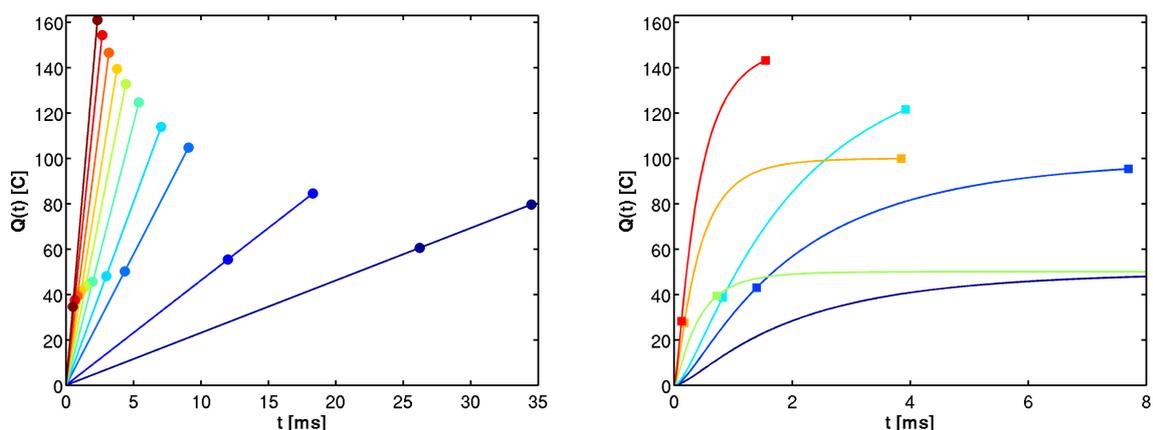


Figura 5.20 - Resultados obtidos com as funções de transferência de carga extraídas de Luque e Ebert (2009) (esquerda) e de Cho e Rycroft (1998) (direita). A escala de cor nos gráficos correspondem a primeira coluna das Tabelas 5.5 e 5.6, respectivamente.

A forma de onda da corrente elétrica utilizada no caso padrão não representa qualitativamente a de um relâmpago real. Entretanto, é útil para avaliar os efeitos de uma corrente constante (contínua) e a evolução temporal do processo de estabelecimento da QRD na mesosfera. Conforme discutido na Seção 5.4, o início da QRD ocorre após duas condições serem atingidas: (1) $E > E_k$ em uma região onde (2) $\tau_k < \tau_\sigma$.

Do gráfico da esquerda da Figura 5.20 vê-se que quanto maior a corrente I' , mais rápido inicia-se o processo de QRD (menor τ_k e maior z_k). Isso ocorre porque quanto mais rápido o campo se estabelece, menor é a resposta da atmosfera — que age blindando o campo. Nos instantes iniciais, o valor máximo do campo elétrico no topo do domínio pode ser estimado como $E \sim E_{ext}$, com $E_{ext} \propto Q(t) \equiv I't$. Em $t = \tau_k$, tem-se $E_{ext} \approx E_k$, e portanto obtém-se a relação $\tau_k \propto 1/I'$. Essa relação inversa pode ser observada a partir da terceira e quarta colunas da Tabela 5.5. Desvios dessa relação ocorrem para os valores maiores de τ_k , em especial quando a

corrente elétrica I' é pequena. Nesses casos a contribuição de E_{atm} no campo elétrico total é bastante significativa.

De acordo com as afirmações do parágrafo anterior, a carga elétrica removida até o instante de início da QRD, $Q_k = I'\tau_k$, possui um valor constante no limite assintótico em que $\tau_k \rightarrow 0$. Ou em outras palavras, a quantidade mínima de carga elétrica removida pelo relâmpago, para produzir a QRD, pode ser estimada em $Q_k \sim 15$ C ou $M_{Q_k} \sim 150$ Ckm. Essa estimativa é obtida igualando-se E_{ext} (eq. 4.27) a E_k (eq. 3.28) em $z = z_f$. Novamente, quanto maior τ_k maior é o desvio desse valor, em decorrência da blindagem atmosférica, e portanto, maior é o valor de Q_k — conforme pode ser visto na Figura 5.20 (esquerda). Huang et al. (1999) registraram um valor mínimo para o momento de carga $M_Q = 300$ Ckm, enquanto Hu et al. (2002) 120 Ckm. Cummer e Lyons (2005) observaram um limiar de 350 e 600 Ckm para duas tempestades em noites diferentes.

Para a escala de tempo de formação do streamer (τ_s), obtém-se uma relação contraintuitiva. Da sétima e da nona colunas da Tabela 5.5 pode-se ver que quanto maior τ_s , menor o valor de Q_s . Esse fato ocorre por ação do mecanismo descrito na Seção 5.1 e esboçado na Figura 5.3. Quanto maior τ_s , maior a contribuição de E_{atm} para o campo elétrico total, uma vez que abaixo da onda de blindagem e ionização, o campo elétrico atmosférico amplifica o campo elétrico total facilitando a iniciação do streamer.

Na décima coluna da Tabela 5.5 vê-se que o máximo valor do campo elétrico no instante de iniciação do streamer é aproximadamente constante, $\sim 1,8-2 E_k$. O máximo valor do campo elétrico na cabeça de um streamer é $\sim 4-5 E_k$ (RAIZER, 1997). Pode-se ver também que a altitude do pico de E/E_k está situada $\sim 100-200$ m abaixo do pico de n_e , denotado por z_s , que é da ordem da resolução do modelo (100 m), portanto essa altitude não pode ser determinada precisamente com este modelo.

Existe uma relação explícita entre as quantidades de carga Q_k e Q_s e as respectivas altitudes z_k e z_s , oriunda da estrutura espacial e temporal do campo elétrico do relâmpago, quanto maior a carga removida mais baixa é a altitude da onda de blindagem e ionização. Essa relação é diretamente observada entre Q_k e z_k e entre Q_s e z_s (e z_{max}).

A formação de streamers, nos casos de transferência lenta de carga, só é possível

devido a ação do processo de *attachment* (junção eletrônica). Ao passo que o campo elétrico cresce, lentamente, rumo ao alcance do limiar para QRD, a densidade e a condutividade eletrônicas são reduzidas pelo processo de *attachment*, facilitando o processo de penetração do campo. Por essa razão a iniciação de streamers é possível em maiores altitudes ($z_s \propto \tau_s$) e com menores valores de carga ($Q_s \propto 1/\tau_s$).

As discussões apresentadas nos parágrafos anteriores para a função de transferência de carga linear podem ser estendidas para o caso mais realista de Cho e Rycroft (1998). O início da QRD obedece a mesma relação com a impulsividade do relâmpago: quanto maior a impulsividade, representada pelo pico de corrente I_p na quarta coluna da Tabela 5.6, mais rápido inicia-se a QRD.

A diferença crucial entre as duas funções de transferência de carga está relacionada com a velocidade com que a carga é transferida, ou seja, com a corrente elétrica $I(t)$. Enquanto no primeiro caso (irreal) a corrente é constante, no segundo ela diminui com o tempo após passar por um valor de pico (Figura 4.9, p. 62). Por essa razão a função de transferência de carga de Cho e Rycroft (1998) produz (1) mais ionização nos estágios iniciais e (2) um intervalo de tempo maior entre o início da QRD e do streamer ($\Delta\tau = \tau_s - \tau_k$), do que a função linear.

A Figura 5.21 mostra a estrutura espacial do campo elétrico reduzido dos sprites gerados com as funções de transferência de carga de Cho e Rycroft (1998). Dos dois gráficos de baixo na figura pode-se ver que quanto maior I_p maior é a região blindada no topo do domínio. Nos gráficos da esquerda da figura as dimensões espaciais da região onde $E > E_k$ e do streamer são menores do que nos da direita.

Uma correta apreciação dos efeitos da impulsividade do relâmpago é feita ao comparar-se as três primeiras linhas ($\tau_p = 500 \mu s$) da Tabela 5.6 com as três últimas ($\tau_p = 100 \mu s$). Por exemplo os resultados apresentados na primeira e quarta linhas da tabela foram obtidos com $Q = 50 C$, entretanto no primeiro a remoção de carga de forma mais lenta ($I_p \approx 18 kA$) não promove a QRD. No segundo caso, com $I_p \approx 90 kA$, a QRD inicia-se em 0,725 ms, porém não há transferência de carga suficiente para a onda ingressar no modo de propagação de streamer.

A formação da semente que dá início aos sprites só é possível após a satisfação dos critérios discutidos na Seção 5.2. Inicialmente, a QRD ocorre através do mecanismo de Townsend por vias da multiplicação de elétrons por avalanches eletrônicas.

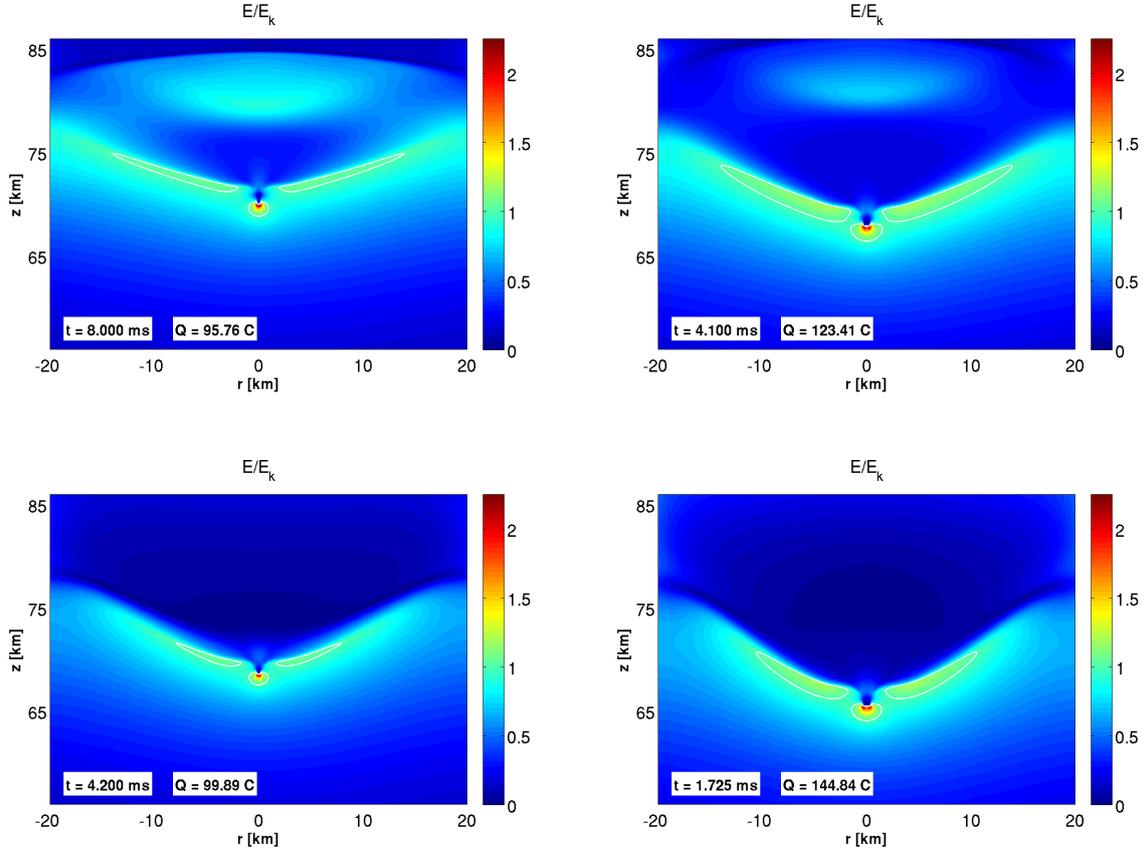


Figura 5.21 - Estrutura espacial do campo elétrico reduzido dos sprites gerados com as funções de transferência de carga da Figura 5.20 (direita). Correspondendo, da esquerda para a direita e de cima para baixo, a 2^a, 3^a, 5^a e 6^a linhas da Tabela 5.6. Os gráficos de cima correspondem a $\tau_p = 500 \mu\text{s}$, enquanto os de baixo a $100 \mu\text{s}$. Os gráficos da esquerda correspondem a $Q = 100 \text{ C}$, enquanto os da direita a 150 C .

Quando a onda de blindagem e ionização atinge regiões pouco condutoras ($t \ll \tau_\sigma$) ela ingressa no modo de propagação de streamer. Esse estágio é caracterizado pela significativa modificação do campo elétrico pela presença da carga elétrica espacial ($E_{atm} \sim E_{ext}$). Não é observada a formação de streamers para os relâmpagos da primeira e quarta linhas da Tabela 5.6, porque a transferência de momento de carga não é suficiente.

Os efeitos do mecanismo discutido na Seção 5.1 são ressaltados na quinta linha da Tabela 5.6. Nesse caso, o streamer inicia-se aproximadamente $\sim 1,35 \text{ ms}$ após a transferência de quase toda a carga, evidenciando a amplificação do campo elétrico

total pela separação de carga na onda de blindagem e ionização.

5.8 Relações físicas entre a quebra da rigidez dielétrica na mesosfera, a iniciação de sprites e parâmetros de entrada no modelo

A partir dos resultados apresentados nas seções anteriores, uma série de relações físicas entre a QRD na mesosfera, a iniciação de sprites e os parâmetros de entrada no modelo, podem ser obtidas; a QRD é descrita pelos parâmetros: τ_k , z_k e Q_k ; a iniciação do streamer por: τ_s , z_s e Q_s ; e os parâmetros de entrada no modelo são: o campo elétrico do relâmpago e o perfil de densidade eletrônica.

A relação mais explícita é entre as altitudes de início da QRD e do streamer e a quantidade de carga removida pelo relâmpago, $z_{k,s} \propto 1/Q_{k,s}$, descrita na Seção 5.7. Conforme pode ser visto na Figura 5.22 (esquerda), a onda é formada no topo do domínio e quanto mais carga é removida, mais propaga-se para baixo. Nas Figuras 5.22–5.24 os círculos (●) representam os resultados da Tabela 5.5, enquanto os quadrados (■) da Tabela 5.6. A escala de cor expressa a impulsividade do relâmpago, conforme as tabelas. Os triângulos e as estrelas representam variações no caso padrão. As estrelas (pentagramas ★) correspondem à simulação com a distribuição de carga gaussiana, com $\delta z = 3$ e $\delta r = 10$ km. Os triângulos orientados para baixo (▼) correspondem ao Perfil 1b de densidade eletrônica, enquanto os orientados para cima (▲) ao Perfil 2.

A relação descrita acima é oriunda da corrente elétrica do relâmpago. Do gráfico da direita da Figura 5.22 pode-se verificar que quanto maior a impulsividade do relâmpago (representada por I'), maior é a altitude de início da QRD, menor é a altitude de início do streamer e maior é a diferença $z_s - z_k$, isto é, a onda percorre uma distância maior com velocidade maior.

A relação entre as quantidades $z_{k,s}$ e $Q_{k,s}$ pode ser melhor visualizada a partir da Figura 5.23, onde apresenta-se a carga (gráfico da esquerda com escala invertida) e a altitude (gráfico da direita) em função do tempo. Observa-se que as duas curvas tem comportamento similares em função do tempo. A Figura 5.24 evidencia que quanto mais impulsivo é o relâmpago, maior é a diferença $\Delta Q = Q_s - Q_k$ (gráfico da esquerda) e menor $\Delta \tau = \tau_s - \tau_k$ (gráfico da direita). De modo geral, a Figura 5.23 apresenta indícios de uma possível relação física entre: a altitude de início dos

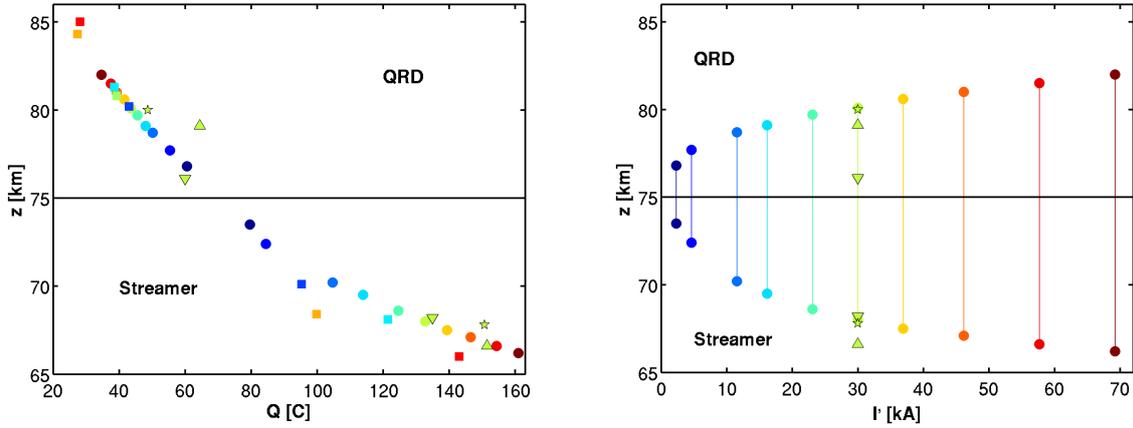


Figura 5.22 - Esquerda: altitude ($z_{k,s}$ em km) em função da carga elétrica removida ($Q_{k,s}$ em C). Direita: altitude em função da corrente elétrica (I' em kA). Os círculos (●) representam os resultados da Tabela 5.5, enquanto os quadrados (■) da Tabela 5.6. A escala de cor expressa a impulsividade do relâmpago, conforme as tabelas. Os triângulos e as estrelas representam variações no **caso padrão**, descritas no texto.

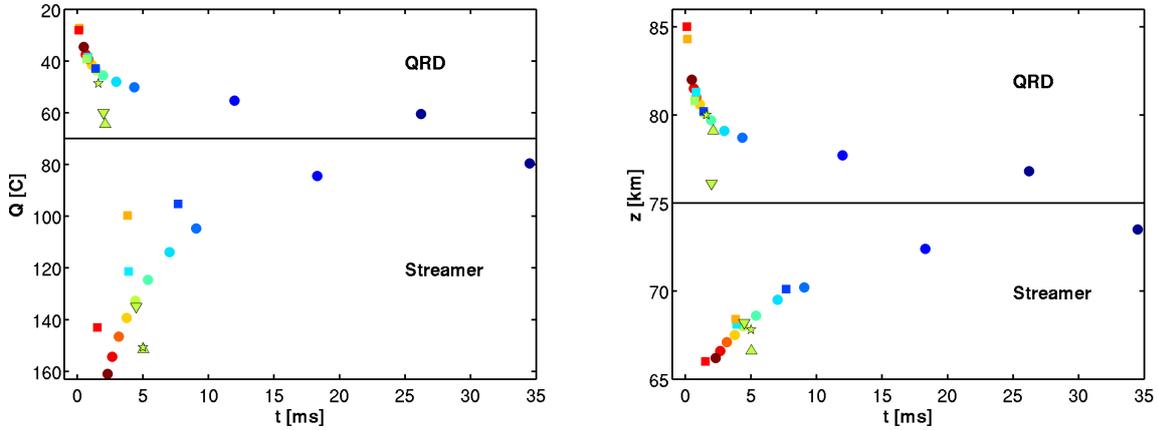


Figura 5.23 - Esquerda: carga elétrica removida ($Q_{k,s}$ em C) em função do tempo ($\tau_{k,s}$ em ms). direita: Altitude ($z_{k,s}$ em km) *versus* tempo. Pode-se observar o comportamento similar nos dois gráficos. Exceto pelas variações no **caso padrão**. As estrelas (★) correspondem à simulação com a distribuição de carga gaussiana, com $\delta z = 3$ e $\delta r = 10$ km. Os triângulos orientados para baixo (▼) correspondem ao Perfil 1b de densidade eletrônica, enquanto os orientados para cima (▲) ao Perfil 2. A codificação é a mesma da Figura 5.22.

sprites (z_s), seu atraso em relação ao relâmpago que o produziu (τ_s) e a transferência de momento de carga necessária para produzi-lo ($Q_s h_Q$). Quanto maior Q_s , menores

são a altitude z_s e o atraso τ_s , isto é, quanto mais impulsivo é o relâmpago, mais carga é transferida e menores são z_s e τ_s .

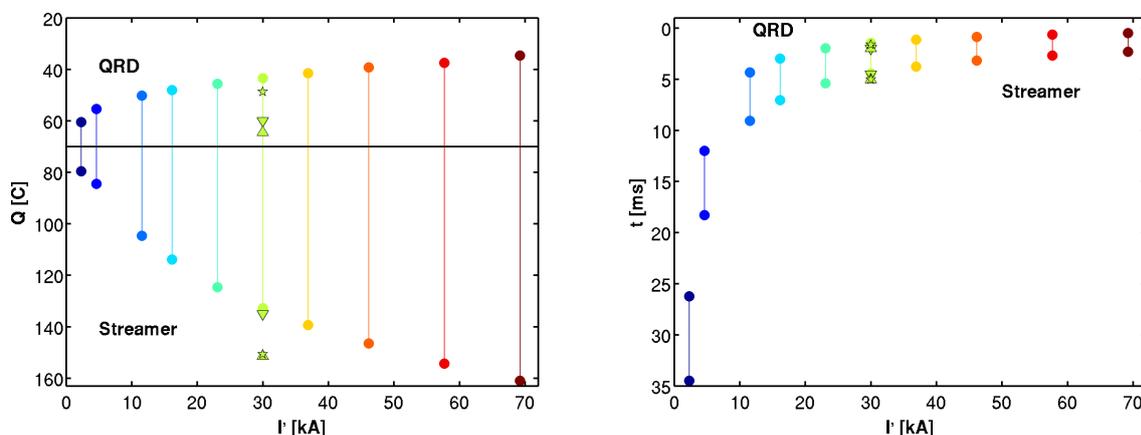


Figura 5.24 - Esquerda: carga removida ($Q_{k,s}$ em C) para diferentes valores de corrente (I' em kA). Direita: tempo ($\tau_{k,s}$ em ms) *versus* corrente. As barras verticais ressaltam que $\Delta Q = Q_s - Q_k$ aumenta com I' e que $\Delta\tau = \tau_s - \tau_k$ diminui com o aumento de I' . A codificação é a mesma das Figuras 5.22 e 5.23.

Todas as relações apresentadas nas seções anteriores deste capítulo podem ser revisitadas a partir das Figuras 5.22–5.24. A escala de cor ilustra os efeitos da impulsividade do relâmpago (Seção 5.7). O efeito da distribuição gaussiana (Seção 5.5) e dos diferentes perfis de densidade eletrônica (Seção 5.4) são ilustrados pelas variações do **caso padrão**. Os cálculos com a distribuição gaussiana (★) mostram que é necessário a remoção de mais carga para a iniciação da QRD e do streamer, conforme discutido na Seção 5.5. Os perfis alternativos de densidade eletrônica são mais condutores na faixa de altitude de início da QRD, portanto requerem uma maior remoção de carga Q_k e reduzem a altitude z_k . Na faixa de altitude de início do streamer o Perfil 1b (perfil exponencial ▼) gera uma atmosfera menos condutora, enquanto o Perfil 2 (perfil de Chapman ▲) uma mais condutora. A diferença entre a altitude de início do caso padrão e do Perfil 1b não é significativa. Entretanto, pode-se ver que para o Perfil 2 o streamer inicia-se mais baixo, com a remoção de mais carga — conforme discutido na Seção 5.4.

Os resultados apresentados nas Figuras 5.22–5.24 ilustram principalmente os efeitos da corrente I' , discutidos na Seção 5.7. Por exemplo, o gráfico da direita da Figura 5.22 apresenta a relação $z_k \propto I'$ e $z_s \propto 1/I'$, enquanto o gráfico da esquerda

da Figura 5.24 evidencia que $Q_k \propto 1/I'$ e $Q_s \propto I'$ e o da direita que $\tau_{k,s} \propto 1/I'$.

No intuito de ilustrar os efeitos dos diversos parâmetros de entrada no modelo, foi realizado um último conjunto de simulações, combinando diferentes variações nos parâmetros. Foram realizadas simulações com a distribuição gaussiana de carga ($\delta z = 3$ e $\delta r = 10$ km), com os três perfis de densidade eletrônica da Figura 4.5 (p. 55), com as duas funções de mobilidade eletrônica e com a forma de onda da corrente elétrica de Cho e Rycroft (1998).

Na Tabela 5.7 apresenta-se o resultado da simulação de dois relâmpagos, com $I_p \approx 36$ kA nas três primeiras linhas (em azul), e $I_p \approx 54$ kA nas três últimas (em vermelho). Os dois relâmpagos possuem $\tau_p = 500 \mu s$; a diferença entre eles é a quantidade total de carga removida, 100 C no primeiro e 150 C no segundo. Remove-se 50% da carga em $\sim 1,7$ ms e 98,97% da carga em $\tau_Q = 12,5$ ms. Os diferentes símbolos representam os diferentes perfis de densidade eletrônica. Na Tabela 5.8 apresentam-se os mesmos resultados, entretanto com a função de mobilidade de Pasko et al. (1997).

A Figura 5.25 apresenta um resumo dos resultados das Tabelas 5.7 e 5.8. Comparando-se os resultados das duas mobilidades na Figura 5.25 pode-se ver que a principal diferença é um retardo no início da QRD e uma antecipação no início do streamer na segunda. Pode-se ver da figura que a importância dos efeitos na mudança da mobilidade eletrônica é maior no relâmpago menos impulsivo. Os quadrados (■, ■) na figura mostram o resultado da simulação com a carga pontual, com a mobilidade eletrônica constante e o com o Perfil 1a, evidenciando que a carga pontual produz um campo E_{ext} mais intenso para um mesmo valor de carga.

Os resultados discutidos a partir das Figuras 5.22–5.24 podem ser estendidos para a interpretação dos resultados na Figura 5.25. Porém, a última destaca os efeitos dos diferentes perfis de densidade eletrônica. Por exemplo, o Perfil 2 (de Chapman) implica em uma atmosfera mais condutora e não gera streamer com $I_p \approx 36$ kA.

Tabela 5.7 - Resultados das simulações com a distribuição gaussiana de carga ($\delta z = 3$ e $\delta r = 10$ km), com os três perfis de densidade eletrônica, com a forma de onda de Cho e Rycroft (1998) e com a mobilidade eletrônica de Luque e Ebert (2009).

Símbolo	Q [C]	I_p [kA]	n_e	τ_k [ms]	z_k [km]	Q_k [C]	τ_s [ms]	z_s [km]	Q_s [C]	E_{\max} [E_k]	z_{\max} [km]
●	100	36,09	1a	1,825	79,3	53,08	11,275	70,5	98,51	1,60	70,4
▼	100	36,09	1b	2,850	75,6	70,20	14,025	70,5	99,33	1,62	70,4
▲	100	36,09	2	5,650	76,1	90,26	–	–	–	–	–
●	150	54,13	1a	1,000	80,4	47,16	4,700	68,1	129,03	1,54	67,9
▼	150	54,13	1b	1,475	76,1	67,40	5,075	68,1	131,85	1,59	68,0
▲	150	54,13	2	1,675	78,9	74,64	7,000	67,7	141,03	1,64	67,6

Tabela 5.8 - O mesmo que a Tabela 5.7, porém com a mobilidade eletrônica de Pasko et al. (1997).

Símbolo	Q [C]	I_p [kA]	n_e	τ_k [ms]	z_k [km]	Q_k [C]	τ_s [ms]	z_s [km]	Q_s [C]	E_{\max} [E_k]	z_{\max} [km]
●	100	36,09	1a	1,650	79,9	49,18	15,625	70,2	99,57	1,63	70,1
▼	100	36,09	1b	2,650	75,9	67,50	18,950	70,3	99,82	1,56	70,2
▲	100	36,09	2	3,675	77,3	78,93	–	–	–	–	–
●	150	54,13	1a	0,925	81,1	43,56	5,475	67,4	134,40	1,52	67,3
▼	150	54,13	1b	1,400	76,4	64,49	5,625	67,8	135,25	1,58	67,6
▲	150	54,13	2	1,275	81,2	59,41	7,875	67,3	143,37	1,61	67,2

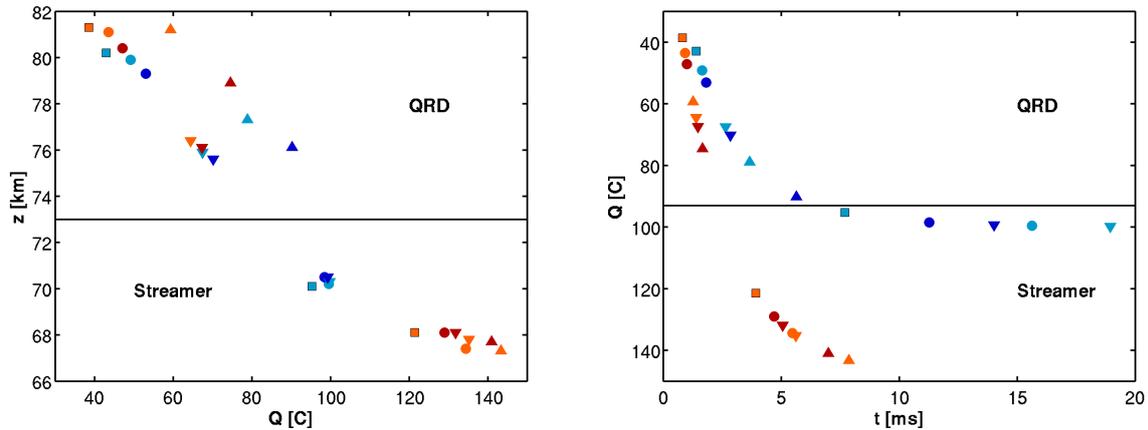


Figura 5.25 - Resultados das Tabelas 5.7 e 5.8. Esquerda: altitude ($z_{k,s}$ em km) *versus* carga removida ($Q_{k,s}$ em C). Direita: carga removida em função do tempo ($\tau_{k,s}$ em ms). A codificação dos pontos está apresentada na primeira coluna das tabelas. Os diferentes símbolos representam os diferentes perfis de densidade eletrônica. Exceto pelos quadrados que também são os resultados do Perfil 1a. Os quadrados (■, ■) na figura mostram o resultado da simulação com a carga pontual, evidenciando que ela produz um campo E_{ext} mais intenso — que a distribuição gaussiana — para um mesmo valor de carga.

Do gráfico da esquerda, pode-se ver que o Perfil 2 produz um comportamento diferente dos outros dois, deslocando para a direita a curva de “altitude *versus* carga”. Isso significa que para produzir a QRD na mesma altitude em um perfil mais condutor é necessário a remoção de uma quantidade maior de carga. Note da figura da direita que a mudança em todos os parâmetros desloca a altitude de início dos sprites z_s em uma estreita faixa, entre ~ 67 – 71 km. Mais especificamente, a altitude z_s não varia significativamente com a mudança no perfil de densidade eletrônica e na função de mobilidade, principalmente para o relâmpago menos impulsivo.

Por outro lado, pode-se ver que os efeitos da impulsividade do relâmpago — em z_s — são dominantes sobre os parâmetros da atmosfera. O gráfico da direita mostra também que a impulsividade do relâmpago rege o comportamento da curva de “carga *versus* tempo”, sendo que os resultados estão situados sobre uma curva com o comportamento de $Q(t)$. Os efeitos da mobilidade e da densidade eletrônica deslocam os pontos ao longo dessa curva.

6 CONCLUSÕES

No presente trabalho estuda-se o acoplamento eletrodinâmico entre a troposfera e a média atmosfera. Mais especificamente, o mecanismo de penetração na mesosfera e na porção inferior da ionosfera do campo elétrico gerado por relâmpagos, que dá origem aos sprites.

Para tal foi desenvolvido um modelo numérico/computacional utilizando uma descrição de fluido que resolve três equações da continuidade, para elétrons, íons positivos e negativos, acopladas à equação de Poisson. Os processos físicos considerados são ionização, *attachment* e transporte de elétrons por advecção e difusão.

O modelo foi validado realizando-se uma comparação com o modelo [Luque e Ebert \(2009\)](#), do qual é uma simplificação. Os resultados utilizando os mesmos parâmetros de [Luque e Ebert \(2009\)](#), considerado “caso padrão”, concordam com aquele modelo. Observou-se a formação de uma onda de blindagem e ionização, em resposta à penetração do campo quase-eletrostático (QE) de um relâmpago nuvem-solo positivo (NS+). A onda é uma perturbação nas variáveis do modelo (campo elétrico e densidade eletrônica, por exemplo) que inicia-se na base da ionosfera e propaga-se para baixo. Foi demonstrado que a onda cria o cenário para iniciação de sprites na mesosfera, pois satisfaz os critérios para a geração de streamers no ar, extraídos de [Raizer et al. \(1998\)](#).

Constatou-se que a resposta da atmosfera é caracterizada pela deriva de elétrons para cima, deixando para trás uma camada de carga elétrica positiva. Essa camada de carga espacial desempenha um papel crucial na modificação da estrutura espacial do campo elétrico, blindando a região superior da ação do campo elétrico. Todavia, abaixo da camada de carga, o campo elétrico total é amplificado. Juntamente com a redução da condutividade abaixo da onda pelo processo de *attachment*, esse mecanismo permite a penetração de intensos campo elétricos em altitudes mesosféricas. Ao passo que a onda propaga-se para baixo, ela atinge regiões de maior densidade neutra e menor condutividade. Como consequência, sua velocidade de propagação diminui e a onda é comprimida e focalizada, ingressando no modo de propagação de streamers (transição do mecanismo de avalanches para o de streamers).

No caso padrão foi observado que a quebra da rigidez dielétrica (QRD) inicia-se em 80,1 km de altitude, aproximadamente 1,45 ms após o início do relâmpago e

com a remoção de 43,50 C de carga da nuvem. Já o streamer inicia-se em 68 km, após 4,425 ms e com a remoção de 132,75 C. Luque e Ebert (2009) reportam um intervalo de tempo menor para a QRD do ar e o início do streamer, de 1,25 e 4,3 ms, e portanto, menores valores de carga para o início desses processos, 37,5 e 129,0 C, respectivamente. Porém, não reportam a altitude exata de início da QRD e do streamer. As principais simplificações aqui empregadas, que influenciam nos resultados, são: (1) a baixa resolução espacial da grade e (2) a negligência do processo de fotoionização.

A partir da configuração padrão foram realizadas diversas variações nos parâmetros de entrada do modelo, no intuito de obter uma descrição mais realista do fenômeno e de estudar a influência desses parâmetros na QRD e na iniciação de streamers mesosféricos. Modificou-se os coeficientes dos processos de produção e perda de elétrons (ionização e *attachment*) e inseriu-se uma mobilidade eletrônica dependente da intensidade do campo elétrico. Foram testados outros perfis de densidade eletrônica para a região da mesosfera e da baixa ionosfera, que incluem casos extremos e o perfil modelado com a teoria de Chapman. Substituiu-se a distribuição pontual da carga elétrica da nuvem por uma distribuição gaussiana bidimensional, com dimensão horizontal de quilômetros. Aprimorou-se a forma de onda da corrente elétrica do relâmpago, substituindo a corrente constante por uma forma de onda característica de relâmpagos NS.

Foi observado que uma maior mobilidade eletrônica aumenta a velocidade dos elétrons, retardando o início da QRD, em $\sim 0,1$ ms em relação ao caso padrão. Entretanto, no estágio dominado pelos efeitos da carga espacial, essa maior velocidade tende a facilitar a iniciação do streamer, antecipando em $\sim 0,2$ ms. Foi verificado que uma atmosfera mais condutora dificulta ou inibe a iniciação de streamers, que se apresenta retardado em até $\sim 1,6$ ms e $\sim 2,5$ km abaixo no caso em que o perfil de densidade eletrônica é cem vezes maior que o caso padrão. A condutividade atmosférica está diretamente ligada com a altitude de início da QRD e dos streamers. Foi observado a altitude de início dos streamers variar entre 65,5 e 70,6 km, para maior e menor condutividades, respectivamente. Foi identificado que as características do relâmpago são predominantes sobre as da atmosfera, na determinação da altitude dos sprites.

O principal efeito da substituição da carga pontual por uma distribuição gaussiana é uma redução no campo elétrico produzido pelo relâmpago, em concordância com

os resultados de Pasko et al. (1997). Essa redução é $\sim 10\%$ para uma gaussiana com escala horizontal de 10 km e quanto maior a dimensão horizontal dessa carga menor é a intensidade desse campo. Uma assimetria na resposta atmosférica à mudança na polaridade do relâmpago foi observada. Foi realizada a simulação de um relâmpago NS-, pela simples modificação (no caso padrão) do sinal da carga elétrica removida da nuvem, e não foi observada a construção da semente que leva a criação de streamers, unicamente devido ao diferente sentido do movimento dos elétrons, nesse caso, “fugindo” da onda de blindagem e ionização.

As mudanças na corrente elétrica do relâmpago indicam que quanto maior a impulsividade do relâmpago: (1) mais rápido se estabelece a QRD, (2) maior a altitude de início da QRD, (3) menor é a quantidade de carga necessária para iniciar a QRD, (4) mais rápido atinge-se as condições necessárias para a criação de um streamer, (5) mais baixa é a altitude de início do streamer e (6) mais carga é removida até o início do streamer. Foram observados indícios de possíveis relações físicas entre: a altitude de início dos sprites, seu atraso em relação ao relâmpago que o produziu e a transferência de momento de carga necessária para produzi-lo.

Quanto maior a carga removida, menores são a altitude de iniciação do streamer e o atraso em relação ao relâmpago, isto é, quanto mais impulsivo é o relâmpago, mais carga é transferida e menores são a altitude e o tempo de iniciação do streamer. No último estudo apresentado, combinando as diversas mudanças nos parâmetros, foi observado a altitude de início da QRD variando entre ~ 76 e 81 km, ocorrendo entre ~ 1 e 3 ms após o relâmpago e com a remoção de ~ 43 a 90 C de carga. Foi também registrado a altitude de início do streamer variando entre ~ 67 e 71 km, ocorrendo entre ~ 5 e 19 ms após o relâmpago e com a remoção de ~ 98 a 143 C de carga.

A investigação de parâmetros que possam representar melhor a natureza é o primeiro passo na direção de uma descrição realista do mecanismo de iniciação de sprites. Sugere-se as seguintes mudanças físicas no modelo para trabalhos futuros: um aprimoramento das condições iniciais para refletir as características da atmosfera sobre a tempestade e a inserção de uma forma de onda da corrente elétrica do relâmpago que considere características como componentes M, longas correntes contínuas (CC) e descargas horizontais. Os aprimoramentos de caráter numérico-computacional sugeridos são: aprimoramento no tratamento do transporte de partículas para reduzir a difusão numérica e substituição do método iterativo de solução da equação de Poisson por um método direto, para reduzir a duração computacional das simula-

ções. A partir dessas modificações, diversos estudos — ainda não realizados com o modelo de fluido — podem ser conduzidos: análise dos efeitos de perturbações na densidade eletrônica (causada por precipitação de partículas, por exemplo), e de perturbações na densidade neutra (causadas por ondas de gravidade, por exemplo) e melhor caracterização dos efeitos de um relâmpago.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- ADACHI, T.; FUKUNISHI, H.; TAKAHASHI, Y.; SATO, M.; OHKUBO, A.; YAMAMOTO, K. Characteristics of thunderstorm systems producing winter sprites in Japan. **J. Geophys. Res.**, v. 110, n. D11203, 2005. 6
- ALBRECHT, R. I. **Eletrificação dos sistemas precipitantes na região Amazônica: Processos físicos e dinâmicos do desenvolvimento de tempestades**. Tese (Doutorado) — Universidade de São Paulo. Instituto de Astronomia, Geofísica e Ciências Atmosféricas, São Paulo, 2008. 4
- ARMSTRONG, R. A.; SHORTER, J. A.; TAYLOR, M. J.; SUSZCYNISKY, D. M.; LYONS, W. A.; JEONG, L. S. Photometric measurements in the SPRITES '95 & '96 campaigns of nitrogen second positive (399.8 nm) and first negative (427.8 nm) emissions. **J. Atmos. Solar-Terr. Phys.**, v. 60, n. 7–9, p. 787–799, 1998. 14
- ARNONE, E.; KERO, A.; ENELL, C.-F.; CARLOTTI, M.; RODGER, C. J.; PAPANDEA, E.; ARNOLD, N. F.; B.M.DINELLI; RIDOLFI, M.; E.TURUNEN. Seeking sprite-induced signatures in remotely sensed middle atmosphere NO₂: latitude and time variations. **Plasma Sources Sci. Technol.**, v. 18, n. 3, p. 118–129, 2009. 19
- ARNONE, E.; KERO, A.; M.DINELLI, B.; ENELL, C.-F.; ARNOLD, N. F.; PAPANDEA, E.; RODGER, C. J.; CARLOTTI, M.; RIDOLFI, M.; E.TURUNEN. Seeking sprite-induced signatures in remotely sensed middle atmosphere NO₂. **Geophys. Res. Lett.**, v. 35, n. L05807, 2008. 1, 18, 19
- ASANO, T.; HAYAKAWA, M.; CHO, M.; SUZUKI, T. Computer simulations on the initiation and morphological difference of japan winter and summer sprites. **J. Geophys. Res.**, v. 113, n. A02308, 2008. 8, 47, 59, 62
- ASANO, T.; SUZUKI, T.; HAYAKAWA, M.; CHO, M. Three-dimensional EM computer simulation on sprite initiation above a horizontal lightning discharge. **J. Atmos. Solar-Terr. Phys.**, v. 71, p. 983–990, 2009. 8, 62
- ASANO, T.; SUZUKI, T.; HIRAKI, Y.; MAREEV, E.; CHO, M.; HAYAKAWA, M. Computer simulations on sprite initiation for realistic lightning models with higher-frequency surges. **J. Geophys. Res.**, v. 114, n. A02310, 2009. 8, 62, 63

BARRINGTON-LEIGH, C. P. **Fast photometric imaging of high altitude optical flashes above thunderstorms**. Tese (Doutorado) — Stanford Univ., Stanford, Calif., 2000. xiv, 11, 46, 51, 52, 84

BARRINGTON-LEIGH, C. P.; INAN, U. S.; STANLEY, M. A. Identification of sprites and elves with intensified video and broadband array photometry. **J. Geophys. Res.**, v. 106, n. A2, p. 1741–1750, 2001. 8, 13, 19, 20, 83

BARRINGTON-LEIGH, C. P.; INAN, U. S.; STANLEY, M. A.; CUMMER, S. A. Sprites triggered by negative lightning discharges. **Geophys. Res. Lett.**, v. 26, n. 24, p. 3605–3608, 1999. 16

BELL, T. F.; PASKO, V. P.; INAN, U. S. Runaway electrons as a source of red-sprites in the mesosphere. **Geophys. Res. Lett.**, v. 22, n. 16, p. 2127–2130, 1995. 8, 9

BITTENCOURT, J. A. **Fundamentals of plasma physics**. 3. ed. New York: Springer, 2004. 28, 29, 41, 42, 43, 44

BLANC, E.; FARGES, T.; ROCHE, R.; BREBION, D.; HUA, T.; LABARTHE, A.; MELNIKOV, V. Nadir observations of sprites from the International Space Station. **J. Geophys. Res.**, v. 109, n. A02306, 2004. 13

BLANC, E.; LEFEUVRE, F.; ROUSSEL-DUPRÉ, R.; SAUVAUD, J. TARANIS: a microsatellite project dedicated to the study of impulsive transfers of energy between the Earth atmosphere, the ionosphere, and the magnetosphere. **Advances in Space Research**, v. 40, n. 8, 2007. 14

BOCCIPPIO, D. J.; WILLIAMS, E. R.; HECKMAN, S. J.; LYONS, W. A.; BAKER, I. T.; BOLDI, R. Sprites, ELF transients, and positive ground strokes. **Science**, v. 269, p. 1088–1091, 1995. 7, 16, 91

BOECK, W. L.; VAUGHAN Jr., O. H.; BLAKESLEE, R. J.; VONNEGUT, B.; BROOK, M. The role of the space shuttle videotapes in the discovery of sprites, jets and elves. **J. Atmos. Solar-Terr. Phys.**, v. 60, n. 7–9, p. 669–677, 1998. 13

BRASSEUR, G.; SOLOMON, S. **Aeronomy of the middle atmosphere: chemistry and physics of the stratosphere and mesosphere**. 3. ed. Dordrecht, The Netherlands: Springer, 2005. 1

BRIELS, T. M. P.; KOS, J.; WINANDS, G. J. J.; VAN VELDHUIZEN, E. M.; EBERT, U. Positive and negative streamers in ambient air: measuring diameter, velocity and dissipated energy. **J. Phys. D: Appl. Phys.**, v. 41, n. 234004, 2008. 34, 35

CAMPOS, L. Z. S.; SABA, M. M. F. Comment on “computer simulations on sprite initiation for realistic lightning models with higher-frequency surges” by T. Asano, T. Suzuki, Y. Hiraki, E. Mareev, M. G. Cho, and M. Hayakawa. **J. Geophys. Res.**, v. 114, n. A12324, 2009. 63

CHANRION, O.; NEUBERT, T. A PIC-MCC code for simulation of streamer propagation in air. **Journal of Computational Physics**, v. 227, p. 7222–7245, 2008. 43

CHEN, A. B.; KUO, C. L.; LEE, Y. J.; SU, H. T.; HSU, R. R.; CHERN, J. L.; FREY, H. U.; MENDE, S. B.; TAKAHASHI, Y.; FUKUNISHI, H.; CHANG, Y. S.; LIU, T. Y.; LEE, L. C. Global distributions and occurrence rates of transient luminous events. **J. Geophys. Res.**, v. 113, n. A08306, 2008. 2, 3, 14, 20, 21

CHERN, J. L.; HSU, R. R.; SU, H. T.; MENDE, S. B.; FUKUNISHI, H.; TAKAHASHI, Y.; LEE, L. C. Global survey of upper atmospheric transient luminous events on the ROCSAT-2 satellite. **J. Atmos. Solar-Terr. Phys.**, v. 65, n. 5, p. 647–659, 2003. 3

CHO, M.; RYCROFT, M. J. Computer simulation of the electric field structure and optical emission from cloud-top to the ionosphere. **J. Atmos. Solar-Terr. Phys.**, v. 60, n. 7-9, p. 871–888, 1998. xv, xvii, 8, 47, 54, 58, 61, 62, 63, 83, 92, 93, 94, 96, 101, 102

_____. Non-uniform ionisation of the upper atmosphere due to the electromagnetic pulse from a horizontal lightning discharge. **J. Atmos. Solar-Terr. Phys.**, v. 63, n. 6, p. 559–580, 2001. 8, 62

COORAY, V. Mechanism of electrical discharges. In: COORAY, V. (Ed.). **The lightning flash**. London: The Institution of Electrical Engineers, 2003. p. 45–126. 29, 31, 32, 33, 34, 37, 38

CUMMER, S. A.; INAN, U. S. Measurement of charge transfer in sprite-producing lightning using ELF radio atmospherics. **Geophys. Res. Lett.**, v. 24, n. 14, p. 1731–1734, 1997. 47, 63

- CUMMER, S. A.; INAN, U. S.; BELL, T. F.; BARRINGTON-LEIGH, C. P. ELF radiation produced by electrical currents in sprites. **Geophys. Res. Lett.**, v. 25, n. 8, p. 1281–1284, 1998. [19](#)
- CUMMER, S. A.; JAUGEY., N.; LI, J.; LYONS, W. A.; NELSON, T. E.; GERKEN, E. A. Submillisecond imaging of sprite development and structure. **Geophys. Res. Lett.**, v. 33, n. L04104, 2006. [13](#), [16](#), [17](#), [20](#)
- CUMMER, S. A.; LYONS, W. A. Implications of lightning charge moment changes for sprite initiation. **J. Geophys. Res.**, v. 110, n. A04304, 2005. [47](#), [63](#), [95](#)
- DEJNAKARINTRA, M.; PARK, C. Lightning-induced electric fields in the ionosphere. **J. Geophys. Res.**, v. 79, n. 13, p. 1903–1910, 1974. [7](#)
- DHALI, S. K.; WILLIAMS, P. F. Two-dimensional studies of streamers in gases. **Journal of Applied Physics**, v. 62, p. 4696–4706, 1987. [10](#), [49](#), [65](#)
- EBERT, U.; MONTIJN, C.; BRIELS, T. M. P.; HUNSDORFER, W.; MEULENBROEK, B.; ROCCO, A.; VAN VELDHUIZEN, E. M. The multiscale nature of streamers. **Plasma Sources Sci. Technol.**, v. 15, p. 118–129, 2006. [10](#), [17](#), [40](#)
- FARGES, T.; BLANC, E.; PICHON, A. L.; NEUBERT, T.; ALLIN, T. H. Identification of infrasound produced by sprites during the Sprite2003 campaign. **Geophys. Res. Lett.**, v. 32, n. L01813, 2005. [19](#)
- FERNSLER, R.; ROWLAND, H. Models of lightning-produced sprites and elves. **J. Geophys. Res.**, v. 101, n. D23, p. 29653–29662, 1996. [8](#)
- FISCHER, H.; BIRK, M.; BLOM, C.; CARLI, B.; CARLOTTI, M.; VON CLARMANN, T.; DELBOUILLE, L.; DUDHIA, A.; EHHALT, D.; ENDEMANN, M.; FLAUD, J. M.; GESSNER, R.; KLEINERT, A.; KOOPMAN, R.; LANGEN, J.; LÓPEZ-PUERTAS, M.; MOSNER, P.; NETT, H.; OELHAF, H.; PERRON, G.; REMEDIOS, J.; RIDOLFI, M.; STILLER, G.; ZANDER, R. MIPAS: an instrument for atmospheric and climate research. **Atmos. Chem. Phys.**, v. 8, p. 2151–2188, 2008. [19](#)
- FISHMAN, G. J.; BHAT, P. N.; MALLOZZI, R.; HORACK, J. M.; KOSHUT, T.; KOUVELIOTOU, C.; PENDLETON, G. N.; MEEGAN, C. A.; WILSON, R. B.; PACIESAS, W. S.; GOODMAN, S. J.; CHRISTIAN, H. J. Discovery of intense gamma-ray flashes of atmospheric origin. **Science**, v. 264, p. 1313, 1994. [3](#)

FRANZ, R. C.; NEMZEK, R. J.; WINCKLER, J. R. Television image of a large upward electrical discharge above a thunderstorm system. **Science**, v. 249, p. 448–51, 1990. 1, 7, 13

FUKUNISHI, H.; TAKAHASHI, Y.; KUBOTA, M.; SAKANAI, K.; INAN, U. S.; LYONS, W. A. Elves: Lightning-induced transient luminous events in the lower ionosphere. **Geophys. Res. Lett.**, v. 23, p. 2157–2160, 1996. 1, 13, 22

FULLEKRUG, M.; MAREEV, E. A.; RYCROFT, M. J. **Sprites, elves and intense lightning discharges (NATO Science Series II: Mathematics, Physics and Chemistry)**. Heidelberg: Springer, 2006. 1

GALLIMBERTI, I.; BACCHIEGA, G.; CLERGERIE, A. B.; LALANDE, P. Fundamental processes in long air gap discharges. **C. R. Physique**, v. 3, p. 1335–1359, 2002. 37, 38

GANOT, M.; YAIR, Y.; PRICE, C.; ZIV, B.; SHEREZ, Y.; GREENBERG, E.; DEVIR, A.; YANIV, R. First detection of transient luminous events associated with winter thunderstorms in the eastern mediterranean. **Geophys. Res. Lett.**, v. 34, n. L12801, 2007. 13

GERKEN, E. A.; INAN, U. S.; BARRINGTON-LEIGH, C. P. Telescopic imaging of sprites. **Geophys. Res. Lett.**, v. 27, n. 17, p. 2637–2640, 2000. 9, 16

GRIFFITHS, D. J. **Introduction to electrodynamics**. 3. ed. New Jersey: Prentice Hall, 1999. 27, 48, 57

HAMPTON, D. L.; HEAVNER, M. J.; WESCOTT, E.; SENTMAN, D. D. Optical spectral characteristics of sprites. **Geophys. Res. Lett.**, v. 23, n. 1, p. 89–92, 1996. 14, 15

HAYAKAWA, M.; NAKAMURA, T.; HOBARA, Y.; WILLIAMS, E. Observation of sprites over the Sea of Japan and conditions for lightning-induced sprites in winter. **J. Geophys. Res.**, v. 109, n. A01312, 2004. 13

HIRAKI, Y.; FUKUNISHI, H. Theoretical criterion of charge moment change by lightning for initiation of sprites. **J. Geophys. Res.**, v. 111, n. A11305, 2006. 7, 8, 47

HIRAKI, Y.; KASAI, Y.; FUKUNISHI, H. Chemistry of sprite discharges through ion-neutral reactions. **Atmos. Chem. Phys.**, v. 8, n. 14, p. 3919–3928, 2008. 18

- HOFFMAN, J. D. **Numerical methods for engineers and scientists**. 2. ed. New York: McGraw-Hill, Inc., 2001. 64, 66, 69
- HU, W. Y.; CUMMER, S. A.; LYONS, W. A.; NELSON, T. E. Lightning charge moment changes for the initiation of sprites. **Geophys. Res. Lett.**, v. 29, n. 8, 2002. 47, 63, 95
- HUANG, E.; WILLIAMS, E. R.; BOLDI, R.; HECKMAN, S.; LYONS, W. A.; TAYLOR, M. J.; NELSON, T. E.; WONG, C. Criteria for sprites and elves based on Schumann resonance observations. **J. Geophys. Res.**, v. 104, n. D14, p. 16943–16964, 1999. 47, 95
- INAN, U. S. Lightning effects at high altitudes: sprites, elves, and terrestrial gamma ray flashes. **C. R. Physique**, v. 3, p. 1411–1421, 2002. 22
- INAN, U. S.; BARRINGTON-LEIGH, C.; HANSEN, S.; GLUKHOV, V. S.; BELL, T. F.; RAIRDEN, R. Rapid lateral expansion of optical luminosity in lightning-induced ionospheric flashes referred to as ‘elves’. **Geophys. Res. Lett.**, v. 24, n. 5, p. 583–586, 1997. 22
- INAN, U. S.; SAMPSON, W. A.; TARANENKO, Y. N. Space-time structure of optical flashes and ionization changes produced by lightning-EMP. **Geophys. Res. Lett.**, v. 23, n. 2, p. 133–136, 1996. 22
- KASEMIR, H. A contribution to the electrostatic theory of a lightning discharge. **J. Geophys. Res.**, v. 65, n. 7, 1960. 24, 39
- KREHBIEL, P. R.; RIOUSSET, J. A.; PASKO, V. P.; THOMAS, R. J.; RISON, W.; STANLEY, M. A.; EDENS, H. E. Upward electrical discharges from thunderstorms. **Nature Geoscience**, v. 1, p. 233–237, 2008. 24, 25
- KUO, C. L.; CHEN, A. B.; CHOU, J. K.; TSAI, L. Y.; HSU, R. R.; SU, H. T.; FREY, H. U.; MENDE, S. B.; TAKAHASHI, Y.; LEE, L. C. Radiative emission and energy deposition in transient luminous events. **J. Phys. D Appl. Phys.**, v. 41, n. 234014, 2008. 21
- LANG, T. J.; LYONS, W. A.; RUTLEDGE, S. A.; MEYER, J. D.; MACGORMAN, D. R.; CUMMER, S. A. Transient luminous events above two mesoscale convective systems: Storm structure and evolution. **J. Geophys. Res.**, v. 115, n. A00E22, 2010. 7

LISZKA, L. On the possible infrasound generation by sprites. **J. Low Freq. Noise, Vibration and Active Cont.**, v. 23, n. 2, p. 85–93, 2004. 19

LIU, N. Y.; ; PASKO, V. P.; ADAMS, K.; STENBAEK-NIELSEN, H. C.; MCHARG, M. G. Comparison of acceleration, expansion and brightness of sprite streamers obtained from modeling and high-speed video observations. **J. Geophys. Res.**, v. 114, n. A00E03, 2009. 9, 10, 11

LIU, N. Y. **Dynamics of positive and negative streamers in sprites**. Tese (Doutorado) — The Pennsylvania State University, Pennsylvania, 2006. 41, 83

LIU, N. Y. Model of sprite streamer luminous trail caused by increasing streamer current. **Geophys. Res. Lett.**, v. 37, n. L04102, 2010. 9, 10

LIU, N. Y.; PASKO, V. P. Effects of photoionization on propagation and branching of positive and negative streamers in sprites. **J. Geophys. Res.**, v. 109, n. A04301, 2004. 9, 10, 41, 43, 47, 49, 83

_____. Molecular nitrogen LBH band system far-UV emissions of sprite streamers. **Geophys. Res. Lett.**, v. 32, n. L05104, 2005. 9, 10

_____. Modeling studies of NO- γ emissions of sprites. **Geophys. Res. Lett.**, v. 34, n. L16103, 2007. 9, 10

LIU, N. Y.; PASKO, V. P.; BURKHARDT, D. H.; FREY, H.; MENDE, S. B.; SU, H.-T.; CHEN, A.; HSU, R. R.; LEE, L.-C.; FUKUNISHI, H.; TAKAHASHI, Y. Comparison of results from sprite streamer modeling with spectrophotometric measurements by ISUAL instrument on FORMOSAT-2 satellite. **Geophys. Res. Lett.**, v. 33, n. L01101, 2006. 9, 10

LOEB, L. B.; MEEK, J. M. The mechanism of spark discharge in air at atmospheric pressure. **J. Appl. Phys.**, v. 11, p. 438–447, 1940. 34

LUQUE, A.; EBERT, U. Emergence of sprite streamers from screening-ionization waves in the lower ionosphere. **Nature Geoscience**, v. 2, p. 757–760, 2009. xiv, xv, xvii, 9, 10, 11, 12, 41, 43, 47, 49, 50, 51, 52, 53, 54, 55, 56, 57, 61, 63, 64, 65, 71, 75, 76, 78, 79, 82, 83, 85, 87, 92, 93, 94, 102, 105, 106

_____. Sprites in varying air density: Charge conservation, glowing negative trails and changing velocity. **Geophys. Res. Lett.**, v. 37, n. L06806, 2010. 9, 47, 83

LYONS, W. A. Low-light video observations of frequent luminous structures in the stratosphere above thunderstorms. **Mon. Wea. Rev.**, v. 122, n. 8, p. 1940–1946, 1994. 13

_____. Sprite observations above the US High Plains in relation to their parent thunderstorm systems. **J. Geophys. Res.**, v. 101, n. D23, p. 641–652, 1996. 6

LYONS, W. A.; ARMSTRONG, R. A.; BERING III, E. A.; WILLIAMS, E. R. The hundred year hunt for the sprite. **Eos Trans. AGU**, v. 81, n. 33, p. 373, 2000. 1

LYONS, W. A.; NELSON, T. E.; WILLIAMS, E. R.; CUMMER, S. A.; STANLEY, M. A. Characteristics of sprite-producing positive cloud-to-ground lightning during the 19 July 2000 STEPS mesoscale convective systems. **Mon. Wea. Rev.**, v. 131, n. 10, p. 2417–2427, 2003. 7, 23

MAZUR, V. Physical processes during development of lightning flashes. **C. R. Physique**, v. 3, p. 1393–1409, 2002. 6, 24, 39

MENDE, S. B.; RAIRDEN, R. L.; SWENSON, G. R.; LYONS, W. A. Sprite spectra; N₂ 1 PG band identification. **Geophys. Res. Lett.**, v. 22, n. 19, p. 2633–2636, 1995. 14

MILIKH, G. M.; PAPADOPOULOS, K.; CHANG, C. L. On the physics of high altitude lightning. **Geophys. Res. Lett.**, v. 22, n. 2, p. 85–88, 1995. 8

MISHIN, E. V.; MILIKH, G. M. Blue jets: Upward lightning. **Space Sci. Rev.**, v. 137, p. 473–488, 2008. 24

MIYASATO, R.; TAYLOR, M. J.; FUKUNISHI, H.; STENBAEK-NIELSEN, H. C. Statistical characteristics of sprite halo events using coincident photometric and imaging data. **Geophys. Res. Lett.**, v. 29, n. 21, p. 2033, 2002. xiii, 19, 20, 21

MONTIJN, C.; HUNSDORFER, W.; EBERT, U. An adaptive grid refinement strategy for the simulation of negative streamers. **Journal of Computational Physics**, v. 219, p. 801–835, 2006. 64, 69

MORROW, R.; LOWKE, J. J. Streamer propagation in air. **J. Phys. D: Appl. Phys.**, v. 30, p. 614–627, 1997. 49, 85

MOUDRY, D. R.; STENBAEK-NIELSEN, H. C.; SENTMAN, D. D.; WESCOTT, E. M. Imaging of elves, halos and sprite initiation at 1 ms time resolution. **J. Atmos. Solar-Terr. Phys.**, v. 65, n. 5, p. 509–518, 2003. 9, 19, 20, 22

NEUBERT, T.; ALLIN, T. H.; STENBAEK-NIELSEN, H. C.; BLANC, E. Sprites over europe. **Geophys. Res. Lett.**, v. 28, n. 18, p. 3585–3588, 2001. [3](#), [13](#)

NEUBERT, T.; KUVVETLI, I.; BUDTZ-JØRGENSEN, C.; ØSTGAARD, N.; REGLERO, V.; ARNOLD, N. The atmosphere-space interactions monitor (ASIM) for the international space station. In: **Proceedings of ILWS Workshop**. Goa, India: DST/NASA, 2006. [14](#)

PANCHESHNYI, S. V.; STARIKOVSKII, A. Y. Two-dimensional numerical modelling of the cathode-directed streamer development in a long gap at high voltage. **J. Phys. D: Appl. Phys.**, v. 36, p. 2683–2691, 2003. [53](#)

PASKO, V. P. Electric jets. **Nature**, v. 423, p. 927–929, 2003. [13](#)

_____. Theoretical modeling of sprites and jets. In: FULLEKRUG, M.; MAREEV, E. A.; RYCROFT, M. J. (Ed.). **Sprites, elves and intense lightning discharges (NATO science series II: mathematics, physics and chemistry)**. Heidelberg: Springer, 2006. p. 253–311. [7](#), [8](#), [32](#), [33](#), [34](#), [36](#), [37](#), [39](#), [40](#), [41](#), [45](#), [47](#)

_____. Red sprite discharges in the atmosphere at high altitude: the molecular physics and the similarity with laboratory discharges. **Plasma Sources Sci. Technol.**, v. 16, p. S13–S29, 2007. [1](#), [7](#), [14](#)

_____. Blue jets and gigantic jets: Transient luminous events between thunderstorm tops and the lower ionosphere. **Plasma Phys Control. Fusion**, v. 50, n. 124050, 2008. [1](#)

_____. Recent advances in theory of transient luminous events. **J. Geophys. Res.**, v. 115, n. A00E35, 2010. [1](#)

PASKO, V. P.; GEORGE, J. J. Three-dimensional modeling of blue jets and blue starters. **J. Geophys. Res.**, v. 107, n. A12, p. 1458, 2002. [24](#)

PASKO, V. P.; INAN, U. S.; BELL, T. F. Blue jets produced by quasi-electrostatic pre-discharge thundercloud fields. **Geophys. Res. Lett.**, v. 23, n. 3, p. 301–304, 1996. [24](#)

_____. Sprites as luminous columns of ionization produced by quasi-electrostatic thundercloud fields. **Geophys. Res. Lett.**, v. 23, n. 6, p. 649–652, 1996. [7](#), [8](#), [9](#), [20](#), [45](#), [46](#)

_____. Ionospheric effects due to electrostatic thundercloud fields. **J. Atmos. Solar-Terr. Phys.**, v. 60, n. 7-9, p. 863–870, 1998. 8

_____. Spatial structure of sprites. **Geophys. Res. Lett.**, v. 25, n. 12, p. 2123–2126, 1998. 9, 14, 15, 16, 36, 40, 83

_____. Mesosphere-troposphere coupling due to sprites. **Geophys. Res. Lett.**, v. 28, n. 19, p. 3821–3824, 2001. 13

PASKO, V. P.; INAN, U. S.; BELL, T. F.; TARANENKO, Y. N. Sprites produced by quasi-electrostatic heating and ionization in the lower ionosphere. **J. Geophys. Res.**, v. 102, n. A3, p. 4529–4561, 1997. xvii, 1, 7, 8, 9, 10, 16, 19, 45, 46, 47, 49, 52, 53, 54, 58, 61, 83, 84, 85, 89, 101, 102, 107

PASKO, V. P.; INAN, U. S.; TARANENKO, Y. N.; BELL, T. F. Heating, ionization and upward discharges in the mesosphere due to intense quasi-electrostatic thundercloud fields. **Geophys. Res. Lett.**, v. 22, n. 4, p. 365–368, 1995. 7, 8, 9, 45, 46

PASKO, V. P.; STANLEY, M. A.; MATHEWS, J. D.; INAN, U. S.; WOOD, T. G. Electrical discharge from a thundercloud top to the lower ionosphere. **Nature**, v. 416, n. 6877, p. 152–154, 2002. 3, 23

PASKO, V. P.; STENBAEK-NIELSEN, H. C. Diffuse and streamer regions of sprites. **Geophys. Res. Lett.**, v. 29, n. 10, 2002. 15

PETROV, N. I.; PETROVA, G. N. Physical mechanisms for the development of lightning discharges between a thundercloud and the ionosphere. **Tech. Phys.**, v. 44, p. 472–475, 1999. 24

PINTO Jr., O.; SABA, M. M. F.; PINTO, I. R. C. A.; SÃO SABBAS, F. T.; NACCARATO, K. P.; SOLORZANO, N. N.; TAYLOR, M. J.; PAUTET, P. D.; HOLZWORTH, R. H. Thunderstorm and lightning characteristics associated with sprites in Brazil. **Geophys. Res. Lett.**, v. 31, n. L13103, 2004. 6, 13

POTTER, D. **Computational physics**. New York: John Wiley & Sons, Inc., 1973. 64, 67, 68, 69

PRESS, W. H.; FLANNERY, B. P.; TEUKOLSKY, S. A.; VETTERLING, W. T. **Numerical recipes in Fortran 77: The art of scientific computing**. 2. ed. Cambridge: Cambridge University Press, 1992. 64, 69

- RAIZER, Y.; MILIKH, G. M.; SHNEIDER, M. N.; NOVAKOVSKI, S. V. Long streamers in the upper atmosphere above thundercloud. **J. Phys. D: Appl. Phys.**, v. 31, n. 22, p. 3255–3266, 1998. 9, 16, 80, 82, 105
- RAIZER, Y. P. **Gas discharge physics**. 2. ed. New York: Springer-Verlag, 1997. 9, 16, 27, 28, 29, 30, 31, 32, 33, 34, 35, 36, 37, 39, 95
- RAKOV, V. A.; UMAN, M. A. **Lightning: physics and effects**. Cambridge University Press: Springer, 2003. 4, 5, 6, 37
- ROUSSEL-DUPRÉ, R.; GUREVICH, A. V. On runaway breakdown and upward propagating discharges. **J. Geophys. Res.**, v. 101, n. A2, p. 2297–2311, 1996. 8, 9
- ROUSSEL-DUPRÉ, R.; SYMBALISTY, E.; TARANENKO, Y.; YUKHIMUK, V. Simulations of high-altitude discharges initiated by runaway breakdown. **J. Atmos. Solar-Terr. Phys.**, v. 60, n. 7–9, p. 917–940, 1998. 8, 9
- ROWLAND, H. L.; FERNSLER, R. F.; BERNHARDT, P. A. Breakdown of the neutral atmosphere in the D region due to lightning driven electromagnetic pulses. **J. Geophys. Res.**, v. 101, n. A4, p. 7935–7945, 1996. 8
- ROWLAND, H. L.; FERNSLER, R. F.; HUBA, J. D.; BERNHARDT, P. A. Lightning driven EMP in the upper atmosphere. **Geophys. Res. Lett.**, v. 22, n. 4, p. 361–364, 1995. 8
- RYCROFT, M. J.; CHO, M. Modelling electric and magnetic fields due to thunderclouds and lightning from cloud-top to the ionosphere. **J. Atmos. Solar-Terr. Phys.**, v. 60, n. 7–9, p. 889–893, 1998. 8, 62
- RYCROFT, M. J.; ISRAELSSON, S.; PRICE, C. The global atmospheric electric circuit, solar activity and climate change. **J. Atmos. Solar-Terr. Phys.**, v. 62, n. 17–18, p. 1563–1576, 2000. 13
- SÃO SABBAS, F. T. **Estudo da relação entre sprites e os relâmpagos das tempestades associadas**. Dissertação (Mestrado) — Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais (INPE), São José dos Campos, 1999. 1
- SÃO SABBAS, F. T. **Role of conductivity spatial structure in determining the locations of sprite initiation**. Tese (Doutorado) — University of Alaska, Fairbanks, 2003. 7, 8, 18, 55, 56, 58, 83

SÃO SABBAS, F. T.; SENTMAN, D. D.; WESCOTT, E. M.; PINTO Jr., O.; MENDES Jr., O.; TAYLOR, M. J. Statistical analysis of space-time relationships between sprites and lightning. **J. Atmos. Solar-Terr. Phys.**, v. 65, n. 5, p. 525–535, 2003. 7, 16, 63, 91

SÃO SABBAS, F. T.; TAYLOR, M. J.; PAULET, P. D.; BAILEY, M.; CUMMER, S.; AZAMBUJA, R. R.; SANTIAGO, J. P. C.; THOMAS, J. N.; PINTO Jr., O.; SOLORZANO, N. N.; SCHUCH, N. J.; FREITAS, S. R.; FERREIRA, N. J.; CONFORTE, J. C. Observations of prolific transient luminous event production above a mesoscale convective system in Argentina during the Sprite2006 campaign in Brazil. **J. Geophys. Res.**, v. 115, n. A00E58, 2010. 3, 6, 7, 13

SABA, M. M. F.; SCHULZ, W.; WARNER, T. A.; CAMPOS, L. Z. S.; SCHUMANN, C.; KRIDER, E. P.; CUMMINS, K. L.; ORVILLE, R. E. High-speed video observations of positive lightning flashes to ground. **J. Geophys. Res.**, v. 115, n. D24201, 2010. 63, 64

SCHUMANN, U.; SWEET, R. A direct method for the solution of Poisson's equation with Neumann boundary conditions on a staggered grid of arbitrary size. **J. Comput. Phys.**, v. 20, p. 171–182, 1976. 64

SENTMAN, D. D.; STENBAEK-NIELSEN, H. C.; MCHARG, M. G.; MORRILL, J. S. Plasma chemistry of sprite streamers. **J. Geophys. Res.**, v. 113, n. D11112, 2008. 18, 53

SENTMAN, D. D.; WESCOTT, E. M. Observations of upper atmospheric optical flashes recorded from an aircraft. **Geophys. Res. Lett.**, v. 20, n. 24, p. 1205–1208, 1993. 1, 13

SENTMAN, D. D.; WESCOTT, E. M.; OSBORNE, D. L.; HAMPTON, D. L.; HEAVNER, M. J. Preliminary results from the Sprites94 aircraft campaign: 1. Red sprites. **Geophys. Res. Lett.**, v. 22, n. 10, p. 1205–1208, 1995. 1, 3, 13, 14, 15, 22

SENTMAN, D. D.; WESCOTT, E. M.; PICARD, R. H.; WINICK, J. R.; STENBAEK-NIELSEN, H. C.; DEWAN, E. M.; MOUDRY, D. R.; SÃO SABBAS, F. T.; HEAVNER, M. J.; MORRILL, J. Simultaneous observations of mesospheric gravity waves and sprites generated by a midwestern thunderstorm. **J. Atmos. Solar-Terr. Phys.**, v. 65, n. 5, p. 537–550, 2003. 18

- STANLEY, M.; KREHBIEL, P.; BROOK, M.; MOORE, C.; RISON, W.; ABRAHAMAS, B. High speed video of initial sprite development. **Geophys. Res. Lett.**, v. 26, n. 20, p. 3201–3204, 1999. 13
- STENBAEK-NIELSEN, H. C.; HAALAND, R.; MCHARG, M. G.; HENSLEY, B. A.; KANMAE, T. Sprite initiation altitude measured by triangulation. **J. Geophys. Res.**, v. 115, n. A00E12, 2010. 18
- STENBAEK-NIELSEN, H. C.; MCHARG, M. G. High time-resolution sprite imaging: observations and implications. **J. Phys. D: Appl. Phys.**, v. 41, n. 234009, 2008. 13, 16, 17, 18
- STENBAEK-NIELSEN, H. C.; MOUDRY, D.; WESCOTT, E. M.; SENTMAN, D.; SÃO SABBAS, F. T. Sprites and possible mesospheric effects. **Geophys. Res. Lett.**, v. 27, n. 23, p. 3829–3832, 2000. 15, 16
- SU, H. T.; HSU, R. R.; CHEN, A. B.; WANG, Y. C.; HSIAO, W. S.; LAI, W. C.; LEE, L. C.; SATO, M.; FUKUNISHI, H. Gigantic jets between a thundercloud and the ionosphere. **Nature**, v. 423, n. 6943, 2003. 3, 13, 23
- SUKHORUKOV, A. I.; MISHIN, E. V.; STUBBE, P.; RYCROFT, M. J. On blue jet dynamics. **Geophys. Res. Lett.**, v. 23, n. 13, p. 1625–1628, 1996. 24
- SUSZCZYNSKY, D. M.; ROUSSEL-DUPRE, R.; LYONS, W. A.; ARMSTRONG, R. A. Blue-light imagery and photometry of sprites. **J. Atmos. Solar-Terr. Phys.**, v. 60, n. 7–9, p. 801–809, 1998. 14
- TARANENKO, Y. N.; INAN, U. S.; BELL, T. F. The interaction with the lower ionosphere of electromagnetic pulses from lightning: excitation of optical emissions. **Geophys. Res. Lett.**, v. 20, n. 23, p. 2675–2678, 1993. 8, 22
- _____. The interaction with the lower ionosphere of electromagnetic pulses from lightning: Heating, attachment, and ionization. **Geophys. Res. Lett.**, v. 20, n. 15, p. 1539–1542, 1993. 8, 22
- TARANENKO, Y. N.; ROUSSEL-DUPRÉ, R. High altitude discharges and gamma-ray flashes: A manifestation of runaway air breakdown. **Geophys. Res. Lett.**, v. 23, n. 5, p. 571–574, 1996. 8, 9
- TAYLOR, M. J.; BAILEY, M. A.; PAUTET, P. D.; CUMMER, S. A.; JAUGEY, N.; THOMAS, J. N.; SOLORZANO, N. N.; SÃO SABBAS, F. T.; HOLZWORTH,

- R. H.; PINTO Jr., O.; SCHUCH, N. J. Rare measurements of a sprite with halo event driven by a negative lightning discharge over argentina. **Geophys. Res. Lett.**, v. 35, n. L14812, 2008. [3](#), [7](#), [16](#)
- TONEV, P. T.; VELINOV, P. I. Modelling the influence of conductivity profiles on red sprite formation and structure. **Adv. Space Res.**, v. 34, n. 8, p. 1792–1797, 2004. [8](#)
- VALDIVIA, J. A.; MILIKH, G.; PAPADOPOULOS, K. Red sprites: Lightning as a fractal antenna. **Geophys. Res. Lett.**, v. 24, n. 24, p. 3169–3172, 1997. [8](#), [83](#)
- VELINOV, P. I.; TONEV, P. T. Modelling the penetration of thundercloud electric fields into the ionosphere. **J. Atmos. Solar-Terr. Phys.**, v. 57, n. 6, p. 687–694, 1994. [7](#), [8](#)
- VERONIS, G.; PASKO, V. P.; INAN, U. S. Characteristics of mesospheric optical emissions produced by lightning discharges. **J. Geophys. Res.**, v. 104, n. A6, p. 12645–12656, 1999. [8](#)
- VITELLO, P. A.; PENETRANTE, B. M.; BARDSLEY, J. N. Simulation of negative-streamer dynamics in nitrogen. **Physical Review E**, v. 49, n. 6, p. 5574–5598, 1994. [10](#), [49](#), [65](#), [69](#)
- WESCOTT, E. M.; SENTMAN, D. D.; HEAVNER, M. J.; HAMPTON, D. L.; OSBORNE, D. L.; VAUGHAN, O. H. Blue starters: Brief upward discharges from an intense arkansas thunderstorm. **Geophys. Res. Lett.**, v. 23, n. 16, p. 2153–2156, 1996. [13](#), [23](#), [24](#)
- WESCOTT, E. M.; SENTMAN, D. D.; HEAVNER, M. J.; HAMPTON, D. L.; VAUGHAN, O. H. Blue jets: their relationship to lightning and very large hailfall, and their physical mechanisms for their production. **J. Atmos. Solar-Terr. Phys.**, v. 60, n. 7-9, p. 713–724, 1998. [24](#)
- WESCOTT, E. M.; SENTMAN, D. D.; OSBORNE, D. L.; HAMPTON, D. L.; HEAVNER, M. J. Preliminary results from the Sprites94 aircraft campaign: 2. Blue jets. **Geophys. Res. Lett.**, v. 22, n. 10, p. 1209–1212, 1995. [1](#), [13](#), [23](#), [24](#)
- WESCOTT, E. M.; STENBAEK-NIELSEN, H. C.; SENTMAN, D. D.; HEAVNER, M. J.; MOUDRY, D. R.; SÃO SABBAS, F. T. Triangulation of sprites, associated halos and their possible relation to causative lightning and micrometeors. **J. Geophys. Res.**, v. 106, n. A6, p. 467–477, 2001. [1](#), [13](#), [18](#), [19](#)

WILLIAMS, E. R. Charge structure and geographical variation of thunderclouds. In: COORAY, V. (Ed.). **The lightning flash**. London: The Institution of Electrical Engineers, 2003. p. 1–15. 4, 5, 6, 7

_____. Problems in lightning physics – the role of polarity asymmetry. **Plasma Sources Sci. Technol.**, v. 15, p. 91–108, 2006. 91

WILLIAMS, E. R.; LYONS, W. A.; HOBARA, Y.; MUSHTAK, V. C.; ASENCIO, N.; BOLDI, R.; BOR, J.; ; GREENBERG, E.; HAYAKAWA, M.; HOLZWORTH, H.; KOTRONI, V.; LI, J.; CUMMER, S. A.; MORALES, C.; NELSON, T. E.; PRICE, C.; RUSSELL, B.; SATO, M.; SATORI, G.; SHIRAHATA, K.; TAKAHASHI, Y.; YAMASHITA, K. Ground-based detection of sprites and their parent lightning flashes over Africa during the 2006 AMMA campaign. **Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society**, v. 136, p. 257–271, 2010. 13

WILSON, C. T. R. The electric field of a thundercloud and some of its effects. **Proc. Phys. Soc. London**, v. 37, p. 32D–37D, 1925. 7

WORTMANN-VIERTHALER, M.; MOUSSIOPOULOS, N. Numerical tests of a refined flux corrected transport advection scheme. **Environmental Software**, v. 10, n. 3, p. 157–175, 1995. 66

YUKHIMUK, V.; ROUSSEL-DUPRÉ, R.; SYMBALISTY, E.; TARANENKO, Y. Optical characteristics of red sprites produced by runaway air breakdown. **J. Geophys. Res.**, v. 103, n. D10, p. 11473–11482, 1998. 8, 9