Universidade de São Paulo
Instituto de Astronomia, Geofísica e Ciências Atmosféricas
Departamento de Ciências Atmosféricas

Rachel Ifanger Albrecht

**Eletrificação dos sistemas precipitantes na
região Amazônica:**
*Processos físicos e dinâmicos do desenvolvimento de
tempestades*

São Paulo

2008

Rachel Ifanger Albrecht

Eletrificação dos sistemas precipitantes na região Amazônica:

Processos físicos e dinâmicos do desenvolvimento de tempestades

Tese apresentada ao Departamento de Ciências Atmosféricas
do Instituto de Astronomia, Geofísica e Ciências Atmosféricas
da Universidade de São Paulo como parte dos requisitos
para a obtenção do título de Doutor em Ciências.

Área de Concentração: Meteorologia Física

Orientadores: Prof. Dr. Carlos Augusto Morales Rodriguez
e Prof.^a Dr.^a Maria Assunção Faus da Silva Dias

São Paulo

2008

Agradecimentos

Aos meus orientadores, Prof. Dr. Carlos A. Morales e Prof.^a Dr.^a Maria Assunção Faus da Silva Dias, pela confiança, incentivo e apoio em todas as fases de minha carreira científica, desde a graduação até o doutorado e minha realização profissional que está se concretizando;

À Fundação de Apoio à Pesquisa do Estado de São Paulo (FAPESP), sob o projeto n^o 04/09049-3, e à Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior (CAPES) pelo apoio financeiro.

Ao pesquisador Dr. Walt Petersen (Universidade do Alabama, Huntsville, e MSFC/NASA) pelo modelo 1D utilizado nesta tese;

Ao pesquisador Dr. Rodolfo Pereyra (Universidade Nacional de Córdoba, Argentina) pela parametrização dos dados de transferência de cargas entre partículas de gelo realizados em sua universidade;

Às pesquisadoras Dr.^a Rumiana Mitzeva (Universidade de Sofia, Bulgária) e Dr.^a Boriana Tsenova (Instituto Nacional de Hidrologia e Meteorologia de Sofia, BAS, Bulgária) pelas discussões sobre as parametrizações e comparações entre modelos 1D;

Ao pesquisador Dr. Richard Blaskalee pelo processamento dos dados de descargas atmosféricas do tipo nuvem-solo da *Brazilian Lightning Detection Network*;

Aos pesquisadores M.S. Bruno Biazeto, pelas reanálises, M.S. Marcos Longo pelas longas discussões e correção do texto, e B.S. Marcelo Bianchi pela eterna paciência em me ajudar com os “problemas técnicos” de informática e computação;

Aos professores Dr. Pedro Leite da Silva e Dr. Edmilson Freitas pela ajuda e discussões em determinadas etapas deste trabalho;

Aos colegas João Ricardo Neves e Maria Eugênia Frediani pela ajuda com alguns dados

e etapas deste trabalho;

Aos amigos Tatiana Jorgetti, Guilherme Fernandes, Fabrício Branco, Marcos Longo, Gustavo Pereira, Inês Iwashita, Bruno Biazeto, Silvana Biazeto, Éder Vendrasco, Thiago Biscaro, América Espinosa, Pedro “Linha”, Marcelo Bianchi, Aline Procópio, Ernani Machado, Luciana Rizzo, Ana Maria Cordova, Aline Castro, Taciana Toledo, Edmilson Freitas, Mariana Palagano, Edson Kicho e Mariana Bonito, que de muito perto, perto ou de muito longe ajudaram com amizade, carinho e muita diversão durante esses quatro anos de doutorado.

E finalmente, à minha família, Cláudio, Neuza, Carina, Matheus e Rafael, por acreditarem em meus sonhos e estarem sempre ao meu lado, ajudando e confortando em todas as fases de minha vida.

“As paixões são como ventanias que enfurnam as velas dos navios, fazendo-os navegar; outras vezes podem fazê-los naufragar, mas se não fossem elas, não haveria viagens nem aventuras nem novas descobertas.”

Voltaire

Resumo

Os sistemas convectivos da região Amazônica possuem características microfísicas peculiares, que variam de um caráter convectivo marítimo (estação chuvosa) a continental (estação de transição seca-chuvosa). Essas características modulam a eletrificação desses sistemas, porém ainda não se sabe quais são os processos dominantes que intensificam o número de descargas elétricas de uma estação para outra: efeito dos aerossóis, termodinâmico, grande-escala ou topografia? Para responder à essa pergunta, o objetivo deste trabalho foi identificar e quantificar a importância de cada um desses efeitos na eletrificação dos sistemas convectivos da Amazônia. A metodologia foi baseada em análises de dados observacionais do experimento de campo DRYTOWET e em um modelo numérico com parametrizações de transferências de cargas e descargas elétricas.

A análise do ciclo anual das descargas elétricas do tipo nuvem-solo (CGs) mostrou que a atividade elétrica dos sistemas precipitantes da região sudoeste da Amazônia aumenta durante a transição da estação seca para a estação chuvosa (Agosto a Setembro), associada aos sistemas convectivos com maior desenvolvimento vertical que acontecem nesse período. Com o estabelecimento da estação chuvosa (Novembro a Março), o número de CGs diminui porém a atividade elétrica ainda se mantém. A porcentagem desses totais de CGs que tinham polaridade positiva (+CGs) tem média de 12% durante todo o ano, aumentando drasticamente para até 25% em Setembro, durante a transição entre as estações secas e chuvosa. Esse aumento da %+CGs ocorreu simultaneamente ao aumento da poluição atmosférica provocada pela queima de biomassa das pastagens realizada pelos fazendeiros locais, que as preparam para a agricultura e pecuária durante o início das primeiras chuvas. Por outro lado, o aumento da %+CGs das tempestades também ocorreu preferencialmente sobre a área de pastagem do estado de Rondônia.

Através da análise de dados de radar dos sistemas precipitantes que ocorreram durante o experimento DRYTOWET, foi constatado que as tempestades positivas (tempestades que produzem mais de 50% de +CGs em 50% de seu tempo de vida) se formaram em ambientes mais secos e com alturas do nível de convecção por levantamento (NCL, altura da base da nuvem) maiores do que as demais tempestades (tempestades negativas), durante todo o experimento mas com maiores diferenças durante o final da estação seca (Setembro-Outubro). Com altura da base da nuvem mais elevada, a espessura da camada quente (ECQ - base da nuvem até a isoterma de 0°C) diminui, aumentando assim a velocidade das correntes ascendentes através de um melhor processamento da energia potencial disponível para convecção (CAPE) devido a um menor entranhamento. O aumento da velocidade das correntes ascendentes dentro da nuvem resulta em tempestades mais profundas e mais intensas. O efeito do aumento do NCL é uma característica das regiões com vegetação de pastagem, onde a razão entre o calor sensível e latente na superfície é maior do que as áreas florestadas, aumentando a altura da camada limite planetária. As diferenças de concentração total e distribuição de tamanho dos aerossóis devido ao aumento da poluição durante a transição entre as estações seca e chuvosa não foram conclusivas quanto a um possível efeito na distribuição de hidrometeoros das tempestades positivas e negativas, uma vez que o ciclo diurno da concentração dos aerossóis acompanha o ciclo diurno da camada limite planetária, que também regula o efeito da ECQ. Simulações numéricas com um modelo 1D de nuvem, acoplado à parametrizações de transferências de cargas elétricas entre hidrometeoros e raios, mostraram que a estrutura termodinâmica da atmosfera foi a maior responsável pela eletrificação das tempestades simuladas, aumentando a velocidade das correntes ascendentes. O efeito do aumento do número de aerossóis, que inibe a fase quente da nuvem e conseqüentemente fortalece a fase fria da nuvem fornecendo mais vapor e gotículas de nuvem para essa região, provocou a diminuição da quantidade de granizo nas tempestades simuladas e o aumento de partículas agregadas menores, como os flocos de neve e *graupel*, diminuindo a frequência de raios.

Abstract

Amazonian convective systems have unique microphysical characteristics, varying from a maritime convective behavior (rainy season) to a continental behavior (wet-dry transition season). These characteristics modulate the electrification of these systems, however it is still not well understood which are the dominant processes that intensify the frequency of lightning from one season to another: aerosol effect, thermodynamics, large-scale variability, landscape or topography? To answer this question, the objective of this study was to identify and quantify the importance of each one of these effects on the electrification of convective systems over the Amazon. The methodology was based on the analysis of observational data from the field experiment DRYTOWET and a numerical model with charge transfer parameterizations and lightning discharges.

The cloud-to-ground (CG) lightning discharges annual cycle presented that the electrical activity of the southwestern Amazonian precipitating systems increased during the transition between the dry and wet seasons (August to September), in association with the convective systems deepening. With the establishment of the wet season (November to March), the number of CGs decreased but the electrical activity continued. The mean annual percentage of cloud-to-ground lightning of positive polarity (+CGs) was 12%, increasing drastically to 25% in September during the transition between the dry and wet seasons. This percentage of +CGs raise happened simultaneously with the increase in the atmospheric pollution due to the pasture biomass burning, held by local farmers to prepare the soil for agriculture and livestock during the begging of first rains. On the other hand, the increase in %+CGs also occurred preferentially over pasture areas of Rondonia state.

Through the analysis of radar precipitating systems that occurred during the field campaign DRYTOWET, it was noted that positive thunderstorms (storms that produced more

than 50% of +CGs over 50% of their life time) were initiated in drier and higher lift condensation levels (cloud base height) environments than other storms (negative thunderstorms) during all the field experiment, especially in the end of the dry season (September-October). A higher cloud base height is associated with a shallower warm cloud depth (cloud base height to the 0°C isotherm) and consequently less entrainment, increasing the updrafts due to a more efficient processing of the convective available potential energy (CAPE). This increase in updrafts inside the clouds results in deeper and stronger thunderstorms. The higher cloud base heights is a characteristic from pasture regions, where the ratio between sensible and latent heats at surface is greater than forested areas, which increases the top of the planetary boundary layer. The differences in the aerosol total concentration and size distribution, due to the increase in the atmospheric pollution during the transition between the dry and wet seasons, were inconclusive in a possible aerosol effect in the strength of positive and negative thunderstorms, once the aerosol concentration diurnal cycle follows the cycle of the planetary boundary layer, that also regulates the warm cloud depth effect. Numerical simulation of an 1D cloud model, coupled with charge transfer between the hydrometeors, showed that the thermodynamic structure was the main responsible feature for cloud electrification, increasing the updraft velocities. The pollution effect was masked in simulations, which inhibit the warm precipitation and consequently strength the the mixed and cold regions of the cloud, was responsible for an increase in the number of smaller aggregated particles, like snow flakes and graupel, decreasing the electrification and lightning frequency.

Lista de abreviaturas

AERONET	<i>Aerosol Robotic Network</i>
AOT	Espessura óptica dos aerossóis (do inglês, <i>aerosol optical thickness</i>)
BLDN	<i>Brazilian Lightning Detection Network</i>
BRAMS	<i>Brazilian Regional Atmospheric Modeling System</i>
CA	Descarga atmosférica do tipo nuvem-ar (do inglês, <i>cloud-to-air lightning</i>)
CAPE	Energia disponível para convecção (do inglês, <i>Convective Potential Available Energy</i>)
CAPPI	Coordenadas cartesianas de altitude constante (do inglês, <i>Constant Altitude Plan Indicator</i>)
CC	Descarga atmosférica do tipo nuvem-nuvem (do inglês, <i>cloud-to-cloud lightning</i>)
CCN	Núcleos de condensação de nuvem (do inglês, <i>cloud condensation nuclei</i>)
CG	Descarga atmosférica do tipo nuvem-solo (do inglês, <i>cloud-to-ground lightning</i>)
+CG	Descarga atmosférica do tipo nuvem-solo de polaridade positiva
−CG	Descarga atmosférica do tipo nuvem-solo de polaridade negativa
CINE	Energia inibição da convecção (do inglês, <i>Convective Inhibition Energy</i>)
DRYTOWET-AMC	<i>Dry-to-Wet Season - Atmospheric Mesoscale Campaign</i>
ECQ	Espessura da camada quente da nuvem
EW	Conteúdo efetivo de água líquida (do inglês, <i>effective liquid water</i>)
FNS	Fazenda Nossa Senhora
ForTraCC	<i>Forecast and Track of Cloud Cluster</i>

IC	Descarga atmosférica do tipo intra-nuvem (do inglês, <i>intra-cloud lightning</i>)
LBA	<i>Large-Scale Biosphere-Atmosphere Experiment in Amazonia</i>
LWC	Conteúdo de água líquida (do inglês, <i>liquid water content</i>)
NCL	Nível de condensação por levantamento
PER	Resultados de laboratório de Pereyra et al. (2000)
QLL	Camada quase-líquida (do inglês, <i>quasi-liquid layer</i>)
RBJ	Reserva Biológica do Jaru
RGR	Taxa relativa de crescimento por difusão (do inglês <i>relative diffusional growth rates</i>)
SCM	Sistemas convectivos de meso-escala
TAK	Resultados de laboratório de Takahashi (1978)
TRMM	<i>Tropical Rainfall Measuring Mission</i>
VIL	Conteúdo de água líquida integrado verticalmente (do inglês <i>Vertically Integrated Liquid</i>)
WETAMC	<i>Wet season Atmospheric Mesoscale Campaign</i>
ZCAS	Zona de Convergência do Atlântico Sul

Lista de Figuras

1.1	Média climatológica mensal (1961-1990) da precipitação acumulada em Porto Velho. Figura adaptada de Figueiroa e Nobre (1990).	4
1.2	Ilustração da teoria dos aerossóis para o controle da precipitação e eletrificação da nuvem. Figura adaptada de Williams et al. (2002).	6
1.3	Foto de satélite ilustrando o desmatamento (áreas de tonalidade rosa) do sudoeste da Amazônia ao longo das estradas principais construídas na região, que foram seguidas pela construção de várias estradas secundárias perpendiculares às principais, dando ao desmatamento uma característica de “espinha de peixe”, ou seja, faixas contínuas de floresta seguidas por faixas contínuas de desmatamento. Fonte: INPE, 2008 (http://www.dgi.inpe.br/).	8
1.4	Dedução da estrutura média de cargas das tempestade baseado em observações de campo elétrico. Uma tempestade é descrita como um dipolo positivo (positivo a cima da carga negativa) ou um tripolo, como nesta figura. O centro de carga positivo mais baixo neste modelo simples pode não estar sempre presente.	10
1.5	Esquema ilustrado do mecanismo de carregamento convectivo (MacGorman e Rust, 1998): (a) Cargas positivas são injetadas no interior da nuvem através das correntes ascendentes, formando uma camada de blindagem nas fronteiras da nuvem. (b) As cargas negativas capturadas da camada de blindagem são transportadas em direção à base da nuvem. (c) O campo elétrico formado pelas cargas negativas na parte mais baixa da nuvem se torna forte o suficiente para produzir efeito de corona no solo, aumentando o fluxo de carga positiva para dentro da base da nuvem (retro-alimentação positiva).	11

1.6	(a) Esquema de uma molécula de água, ilustrando o momento de dipolo permanente. Os números indicados são típicos para água líquida. (b) Conceito de camada elétrica dupla: parte de uma gota de água está ilustrada, com sua camada elétrica dupla na interface com o ar. Transferência de massa/carga através da camada quase-líquida (QLL) durante a colisão entre duas partículas de gelo no caso do <i>rimer</i> (partícula maior) estar (c) crescendo por difusão de vapor e (d) evaporando.	13
1.7	Esquema do carregamento indutivo em colisões entre partículas que se separam: (a) antes da colisão quando as partículas não estão com excessos de cargas (neutra), e (b) após a colisão quando a partícula menor cede carga negativa para a partícula maior, se tornando positivamente carregada e deixando a maior negativamente carregada.	13
1.8	Fronteiras entre o carregamento de sinal positivo e negativo do <i>graupel</i> em vários experimentos de laboratório. Figura adaptada de Saunders et al. (2006).	16
2.1	(a) Topografia e (b) tipo de vegetação existente na área do experimento de campo DRY-TOWET, juntamente com os instrumentos: estações de radiossondagem (círculos), sensores de detecção de raio ADLF (triângulos magenta) e radar meteorológico TECTELCOM (“x” e círculo brancos, indicando 150km de raio). Os dados de topografia são do satélite TOPEX (Smith e Sandwell, 1997) e os dados de vegetação são do satélite LANDSAT.	28
2.2	Decomposição da ondeleta da série temporal do vapor d’água integrado na coluna atmosférica calculado através do GPS do sítio experimental Fazenda Nossa Senhora, mostrando a classificação dos períodos Seco, Transição e Chuvoso. Figura adaptada de Sapucci (2005).	33
3.1	Número total de CGs e porcentagem de +CGs mensalmente sobre a área de análise (Figura 2.1a), detectados pela rede de sensores da BLDN durante os anos de 2000 a 2004. As linhas vermelhas sólidas indicam a média mensal de todos os anos e a linha vermelha tracejada indica a média da %+CGs para todo o período (8.7%).	36
3.2	Média mensal da espessura óptica dos aerossóis (AOT), no comprimento de onda de 500 nm, durante os anos de 2000 a 2004. A linha vermelha sólida indica a média mensal de todos os anos	36
3.3	Distribuição espacial e mensal da densidade de CGs (positivos e negativos), detectados pela rede de sensores da BLDN (triângulos brancos) durante os anos de 2000 a 2004.	39

3.4	Distribuição espacial e mensal da porcentagem de +CGs, detectados pela rede de sensores da BLDN (triângulos brancos) durante os anos de 2000 a 2004.	40
3.5	Densidade do total CGs e porcentagem de +CGs mensalmente segregados por tipo de vegetação na área de análise da Figura 2.1b, detectados pela rede de sensores da BLDN durante os anos de 2000 a 2004. A densidade de total CGs é calculada através do número total de CGs em uma determinado tipo de vegetação e normalizado pela área total desse mesmo tipo de vegetação.	43
3.6	Distribuição espacial da densidade de CGs (positivos+negativos) e da porcentagem de +CGs, detectados pela rede de sensores da BLDN (triângulos brancos) durante os períodos Seco, Transição e Chuvoso.	44
3.7	Frequência da densidade média de +CGs (linhas vermelhas) e -CGs (linhas azuis) durante o ciclo de vida normalizado das tempestades, para os períodos Seco, Transição e Chuvoso, divididos pelo tempo de vida das tempestades (30-60min, 60-120min, >120min). Os números indicados nas figuras correspondem ao total de casos (tempestades positivas+negativas) naquela categoria.	46
3.8	Ciclo diurno do número de tempestades positivas, negativas, tempestades em geral (positivas+negativas) e não tempestades (ordenadas da esquerda), e número total de descargas atmosféricas do tipo +CGs e -CGs associadas a essas tempestades (ordenadas da direita), durante os períodos Seco, Transição e Chuvoso. Note que as escalas das ordenadas (tanto da direita quanto da esquerda) são diferentes para cada período.	50
3.9	Total diário de +CGs e -CGs associados às tempestades do radar, durante o experimento DRYTOWET. As linhas pontilhadas indicam a divisão entre os períodos Seco, Transição e Chuvoso.	51
3.10	Histograma de frequência por altura de refletividades (Z) das tempestades positivas, negativas e não tempestades durante os períodos Seco, Transição e Chuvoso. As linhas brancas indicam o perfil médio de Z . Note que são mostradas apenas refletividades acima de 5dBZ, enquanto que o cálculo do histograma considerou $-5 < Z \leq 60\text{dBZ}$	52

3.11	Perfis verticais médios da refletividade total (convectiva+estratiforme), convectiva e estratiforme das tempestades positivas (linhas sólidas), negativas (linhas tracejadas) e não-tempestades (linhas pontilhadas), durante os períodos Seco (linhas vermelhas), Transição (linhas laranjas) e Chuvoso (linhas verdes). Note que foram considerados apenas $Z > 5\text{dBZ}$ no cálculo dessas médias.	54
3.12	Frequência da densidade média de +CGs (linhas contínuas) e -CGs (linhas tracejadas), durante eventos de tempestades positivas e negativas que ocorreram nos períodos Seco, Transição e Chuvoso.	55
3.13	Média dos máximos <i>echotops</i> de 30dBZ (altura máxima de $Z = 30\text{dBZ}$), durante eventos de tempestades positivas, negativas, tempestades em geral (positivas+negativas) e não-tempestades que ocorreram nos períodos Seco, Transição e Chuvoso.	57
3.14	Média do VIL de (a) 9 a 20 km de altura (“ <i>água fria</i> ” - VIL frio), (b) 5 a 8 km de altura (“ <i>água mista</i> ” - VIL misto) e (c) 2 a 4 km de altura (“ <i>água quente</i> ” - VIL quente), durante eventos de tempestades positivas, negativas, tempestades em geral (positivas+negativas) e não-tempestades que ocorreram nos períodos Seco, Transição e Chuvoso.	60
3.15	Média dos máximos de (a) VIL de 2 a 20 km de altura (“ <i>água total</i> ” - VIL total) e (a) VIL de 5 a 20 km de altura (“ <i>gelo total</i> ” - VIL gelo) durante eventos de tempestades positivas, negativas, tempestades em geral (positivas+negativas) e não-tempestades que ocorreram nos períodos Seco, Transição e Chuvoso.	61
3.16	Frequência cumulativa dos máximos de VIL total para as tempestades detectadas pelo radar durante os períodos Seco, Transição e Chuvoso. Linhas contínuas são tempestades positivas, tracejadas são tempestades negativas, e pontilhadas não-tempestades.	62
3.17	Ocorrência de <i>tempestades positivas</i> (em número) na área do radar e número de +CGs (pixels em tons de cinza) durante os estágios de iniciação, maturação e dissipação para os períodos Seco, Transição e Chuvoso. As linhas pretas são isolinhas da área desmatada e as linhas brancas são isolinhas de topografia igual à 250m.	64
3.18	Idem à Figura 3.17, exceto para <i>tempestades negativas</i> e número de -CGs.	65
3.19	Idem à Figura 3.17, exceto para <i>não-tempestades</i>	66

3.20	Frequência cumulativa da máxima topografia abaixo da tempestade no início da tempestade (30 minutos antes de aparecer no radar): (a) para as tempestades positivas (linhas sólidas), negativas (linhas tracejadas) e não-tempestades (linhas pontilhadas); e (b) todas as tempestades (linhas contínuas) e não-tempestades (linhas tracejadas), durante os períodos Seco, Transição e Chuvoso.	67
3.21	Histograma do tipo de vegetação presente abaixo da área das tempestades positivas, negativas e não-tempestades durante seu ciclo de vida normalizado, para os períodos Seco, Transição e Chuvoso.	69
3.22	Perfis verticais da razão de mistura média na área do radar. As linhas pontilhadas brancas indicam a separação dos períodos Seco, Transição e Chuvoso. As linhas sólidas brancas horizontais indicam a altura média da razão de mistura de 1.0gkg^{-1} de cada período. .	70
3.23	Distribuição espacial da (a) altura média da base da nuvem ($\overline{h_{NCL}}$) e (b) espessura média da camada quente (ECQ), para os períodos Seco, Transição e Chuvoso. O círculo branco e o “x” representam a área de 150 km de raio do radar e a localização do radar, respectivamente.	71
3.24	Idem à Figura 3.23, exceto para (a) CAPE média e (b) CINE média.	73
3.25	Frequência cumulativa no início da tempestade (30 minutos antes de aparecer no radar) da (a) mínima espessura da camada quente (ECQ), (b) máxima altura da base da nuvem (h_{NCL}), (c) média altura da isoterma de 0°C ($\overline{h_{T=0^\circ\text{C}}}$), (d) máxima CAPE, (e) máxima CINE, e (f) média razão de mistura de vapor total (soma) na ECQ. Linhas contínuas são tempestades positivas, linhas tracejadas são tempestades negativas e linhas pontilhadas são não-tempestades.	75
3.26	Perfis verticais médios da temperatura potencial ($\overline{\theta}$), temperatura potencial equivalente ($\overline{\theta_e}$) e razão de mistura ($\overline{r_v}$) das radiossondagens da Fazenda Nossa Senhora (Figura 2.1) durante os eventos de tempestades positivas, negativas e não-tempestades dos períodos Seco, Transição e Chuvoso. Linhas contínuas são tempestades positivas, linhas tracejadas são tempestades negativas e linhas pontilhadas são não-tempestades.	76
3.27	Evolução temporal do número total de aerossóis na Fazenda Nossa Senhora. As linhas pontilhadas mostraram a divisão dos períodos Seco, Transição e Chuvoso.	80
3.28	Ciclo diurno da concentração média do número total de aerossóis ($\overline{N_{total}}$) durante os períodos Seco, Transição e Chuvoso.	81

3.29	Ilustração da evolução da camada limite planetária. Figura adaptada de Rissler et al. (2006).	81
3.30	Distribuição média de tamanho dos aerossóis na Fazenda Nossa Senhora durante eventos de tempestades positivas, negativas e não-tempestades que ocorreram nos períodos Seco, Transição e Chuvoso. Dados do sensor DMPS (<i>Differential Mobility Particle Sizer</i>). . .	82
3.31	Precipitação acumulada na área do radar entre 12:45HL e 20:30HL do dia 18 de Setembro de 2002, utilizando a relação $Z = 247R^{1.42}$ de Albrecht (2004). As linhas preta fina, cinza e preta grossa indicam, respectivamente, a divisa dos estados de Rondônia e Mato Grosso, a isolinha de 250m de topografia e a isolinha da área desmatada.	84
3.32	Campos de refletividade em 3km de altura (CAPPIs) durante o dia 18 de Setembro de 2002, entre 12:45HL e 15:30HL. As tempestades P* e N* da Tabela 3.5 estão indicadas nas figuras. As linhas preta fina, cinza e preta grossa indicam, respectivamente, a divisa dos estados de Rondônia e Mato Grosso, a isolinha de 250m de topografia e a isolinha da área desmatada.	85
3.33	Idem à da Figura 3.32, exceto entre 15:45HL e 18:30HL.	86
3.34	Idem à da Figura 3.32, exceto entre 18:45HL e 20:30HL do dia seguinte.	87
3.35	Evolução temporal com a altura da refletividade média ($\overline{Z}$) em toda a área da tempestade (3km de altura) durante todo o tempo de vida das tempestades negativas (N*) e positivas (P*) da Tabela 3.5. Os símbolos “-” e “+” indicam quando foram detectadas -CGs e +CGs, respectivamente, correspondendo ao número de descargas entre cada imagem de radar (15 minutos).	89
3.36	Frequência cumulativa de ocorrência de VIL 2-20km (“total”), VIL 2-4km (“quente”), VIL 5-20km (“gelo”) e VIL 5-8km (“misto”) das tempestades positivas e negativas da Tabela 3.5.	91
3.37	Distribuição média de tamanho dos aerossóis na Fazenda Nossa Senhora durante (a) as tempestades positivas e negativas da Tabela 3.5, e (b) as não-tempestades do dia 18 de Setembro entre 12:45HL e 20:30HL. A escala de cores das curvas vai da mais escura para a mais clara de acordo com o horário de acontecimento das não tempestades (mais escura ocorreu às 12:45HL enquanto que a mais clara às 20:30HL).	92

4.1	Estrutura do modelo 1D de Ferrier e Houze (1989) ilustrando a variação do raio da nuvem com a altura, o perfil triangular da corrente ascendente, e circulação térmica em forma de turbilhão próxima ao topo. Figura adaptada de Petersen (1997).	100
4.2	Esquema dos vários processos microfísicos do modelo 1D.	104
4.3	Núcleo de colisão: volume no tempo, t , em que a partícula de diâmetro D_x colide com partículas menores de diâmetro D_y . $ v_x - v_y = \Delta v_{xy}$ é a velocidade vertical relativa entre as partículas.	108
4.4	Carga transferida para o <i>graupel</i> durante a colisão com um cristal de gelo em função do conteúdo de água líquida LWC e temperatura T . Dados e figura adaptada de Takahashi (1978).	110
4.5	Valores de $\delta\mu$ (fC) a partir da equação 4.35, para os valores de D_{cw} de $10\mu\text{m}$ (figura da esquerda) e $20\mu\text{m}$ (figura do meio) para valores de $ v_g - v_i = 8.5\text{ms}^{-1}$ e $D_i = 24.4\mu\text{m}$. A figura da direita esquematiza a variação de com diâmetro das gotículas de nuvem, D_{cw} : <i>graupel</i> é carregado negativamente em temperaturas mais frias quanto menor for D_{cw}	111
4.6	Esquema da parametrização da propagação do raio. Figura adaptada de MacGorman et al. (2001).	114
4.7	Diagrama <i>skewT-logP</i> das radiossondagens da (a) Fazenda Nossa Senhora (FNS) e da (b) Reserva Biológica do Jaru (RBJ) às 17:00HL (2100UTC) do dia 18 de Setembro de 2002.	116
4.8	Distribuição média de tamanho das gotículas de nuvem obtidas através das medidas de avião realizadas durante os experimentos DRYTOWET (Setembro-Novembro de 2002) e WETAMC (Janeiro-Março de 1999). Dados e figura adaptada de Frediani e Morales (2008).	118
4.9	Evolução temporal da corrente ascendente $\overline{w}$, razão de mistura total $\overline{q}_t$, razões de mistura $\overline{q}_x$ e diâmetros volumétricos médios $\overline{D_{0x}}$ das gotículas de água de nuvem cw , chuva r , cristais de gelo i , neve s , <i>graupel</i> g e granizo h durante a simulação FNS-Controle . Os intervalos das linhas de $\overline{q}_x$ são $0.1, 1, 2, \dots, 9\text{gkg}^{-1}$, enquanto que os intervalos das linhas de $\overline{D_{0x}}$ são $0.5, 1.0, 1.5, \dots, 3.5\text{cm}$ para $x = r, s, g, h$ e $50, 75, \dots, 150\mu\text{m}$ para $\overline{D_i}$	122
4.10	Evolução temporal da taxa de precipitação na superfície durante as simulações FNS-Controle e RBJ-Controle	123

4.11	Evolução temporal das densidade de cargas dos cristais de gelo ($\overline{Q_i}$), neve ($\overline{Q_s}$), <i>graupel</i> ($\overline{Q_g}$) e granizo ($\overline{Q_h}$) durante as simulações FNS-Controle utilizando as parametrizações de (a) Takahashi (1978) - TAK, e (b) Pereyra et al. (2000) - PER. Note que a escala de cores muda da parametrização para as parametrizações de TAK e PER.	124
4.12	Evolução temporal da densidade de cargas total ($\overline{Q_{net}}$), campo elétrico ($\overline{E}$) e raios durante as simulações FNS-Controle utilizando a parametrização de (a) Takahashi (1978) - TAK (FNS-Controle TAK) e Pereyra et al. (2000) - PER (FNS-Controle PER).	126
4.13	Campo elétrico ($\overline{E}$) e carga total ($\overline{Q_{net}}$) no instante do primeiro raio do tipo nuvem-terra (CG), utilizando a parametrização de (a) Takahashi (1978) - TAK (FNS-Controle TAK) e (b) Pereyra et al. (2000) - PER (FNS-Controle PER).	128
4.14	Evolução temporal da corrente ascendente $\overline{w}$, razão de mistura total $\overline{q_l}$, razões de mistura $\overline{q_x}$ e diâmetros volumétricos médios $\overline{D_{0x}}$ das gotículas de água de nuvem <i>cw</i> , chuva <i>r</i> , cristais de gelo <i>i</i> , neve <i>s</i> , <i>graupel</i> <i>g</i> e granizo <i>h</i> durante a simulação RBJ-Controle . Os intervalos das linhas de $\overline{q_x}$ são 0.1,1,2,...,9gkg ⁻¹ , enquanto que os intervalos das linhas de $\overline{D_{0x}}$ são 0.5,1.0,1.5,...,3.5cm para $x = r, s, g, h$ e 50,75,...,150μm para $\overline{D_i}$	130
4.15	Evolução temporal das densidade de cargas dos cristais de gelo ($\overline{Q_i}$), neve ($\overline{Q_s}$), <i>graupel</i> ($\overline{Q_g}$) e granizo ($\overline{Q_h}$) durante as simulações RBJ-Controle utilizando as parametrizações de (a) Takahashi (1978) - TAK, e (b) Pereyra et al. (2000) - PER. Note que a escala de core muda da parametrização para as parametrizações de TAK e PER.	132
4.16	Evolução temporal da densidade de cargas total ($\overline{Q_{net}}$), campo elétrico ($\overline{E}$) e raios durante as simulações RBJ-Controle utilizando a parametrização de (a) Takahashi (1978) - TAK (RBJ-Controle TAK) e (b) de Pereyra et al. (2000) - PER (RBJ-Controle PER).	134
4.17	Campo elétrico ($\overline{E}$) e carga total ($\overline{Q_{net}}$) no instante do primeiro raio do tipo nuvem-nuvem (IC), utilizando a parametrização de (a) Takahashi (1978) - TAK (RBJ-Controle TAK) e (b) de Pereyra et al. (2000) - PER (RBJ-Controle PER).	135
4.18	Evolução temporal da corrente ascendente $\overline{w}$, razão de mistura total $\overline{q_l}$, razões de mistura $\overline{q_x}$ e diâmetros volumétricos médios $\overline{D_{0x}}$ das gotículas de água de nuvem <i>cw</i> , chuva <i>r</i> , cristais de gelo <i>i</i> , neve <i>s</i> , <i>graupel</i> <i>g</i> e granizo <i>h</i> durante a simulação FNS-Auto . Os intervalos das linhas de $\overline{q_x}$ são 0.1,1,2,...,9gkg ⁻¹ , enquanto que os intervalos das linhas de $\overline{D_{0x}}$ são 0.5,1.0,1.5,...,3.5cm para $x = r, s, g, h$ e 50,75,...,150μm para $\overline{D_i}$	137

4.19	Evolução temporal da taxa de precipitação na superfície durante as simulações FNS-Auto e RBJ-Auto	138
4.20	Evolução temporal das densidade de cargas dos cristais de gelo ($\overline{Q_i}$), neve ($\overline{Q_s}$), <i>graupel</i> ($\overline{Q_g}$) e granizo ($\overline{Q_h}$) durante as simulações FNS-Auto utilizando as parametrizações de (a) Takahashi (1978) - TAK, e (b) Pereyra et al. (2000) - PER. Note que a escala de cores muda da parametrização para as parametrizações de TAK e PER.	141
4.21	Evolução temporal da densidade de cargas total ($\overline{Q_{net}}$), campo elétrico ($\overline{E}$) e raios durante as simulações FNS-Auto utilizando a parametrização de (a) Takahashi (1978) - TAK (FNS-Auto TAK) e (b) Pereyra et al. (2000) - PER (FNS-Auto PER).	142
4.22	Campo elétrico ($\overline{E}$) e carga total ($\overline{Q_{net}}$) no instante do primeiro raio do tipo nuvem-nuvem (IC), utilizando a parametrização de (a) Takahashi (1978) - TAK (FNS-Auto TAK) e (b) Pereyra et al. (2000) - PER (FNS-Auto PER).	143
4.23	Evolução temporal da corrente ascendente $\overline{w}$, razão de mistura total $\overline{q_l}$, razões de mistura $\overline{q_x}$ e diâmetros volumétricos médios $\overline{D_{0x}}$ das gotículas de água de nuvem <i>cw</i> , chuva <i>r</i> , cristais de gelo <i>i</i> , neve <i>s</i> , <i>graupel</i> <i>g</i> e granizo <i>h</i> durante a simulação RBJ-Auto . Os intervalos das linhas de $\overline{q_x}$ são 0.1,1,2,...,9gkg ⁻¹ , enquanto que os intervalos das linhas de $\overline{D_{0x}}$ são 0.5,1.0,1.5,...,3.5cm para $x = r, s, g, h$ e 50,75,...,150μm para $\overline{D_i}$	144
4.24	Evolução temporal das densidade de cargas dos cristais de gelo ($\overline{Q_i}$), neve ($\overline{Q_s}$), <i>graupel</i> ($\overline{Q_g}$) e granizo ($\overline{Q_h}$) durante as simulações RBJ-Auto utilizando as parametrizações de (a) Takahashi (1978) - TAK, e (b) Pereyra et al. (2000) - PER. Note que a escala de cores muda da parametrização para as parametrizações de TAK e PER.	145
4.25	Evolução temporal da densidade de cargas total ($\overline{Q_{net}}$), campo elétrico ($\overline{E}$) e raios durante as simulações RBJ-Auto utilizando as parametrizações de (a) Takahashi (1978) - TAK (RBJ-Auto TAK) e (b) Pereyra et al. (2000) -PER (RBJ-Auto PER).	146
4.26	Evolução temporal da refletividade das nuvens simuladas por (a) FNS-Controle , (b) RBJ-Controle , (c) FNS-Auto e (d) RBJ-Auto . As letras "T" e "P" indicam quando ocorreram CGs nas simulações usando, respectivamente, as parametrizações de TAK e PER.	151

5.1 Formação de tempestades e não-tempestades. **Estação Seca (Setembro-Outubro):** a atmosfera dessa região é extremamente poluída e as nuvens formadas sobre áreas de pastagem tem o nível de condensação por levantamento (NCL - altura da base da nuvem) mais alto que as nuvens formadas sobre regiões de floresta (efeito do desmatamento). As correntes ascendentes são mais intensas nas nuvens formadas sobre a pastagem, onde o entranhamento é enfraquecido pela menor espessura da camada quente ($ECQ = h_{T=0^{\circ}C} - h_{NCL}$) e a energia disponível para convecção (CAPE) pode ser melhor aproveitada, formando grandes quantidades de granizo e o seu carregamento positivo, ou seja, uma *tempestade positiva*. Na floresta o NCL é mais baixo, as correntes ascendentes são mais diluídas pelo entranhamento, enfraquecendo a produção de granizo e a eletrificação, formando um tripolo normal, ou seja, uma *tempestade negativa*. **Estação Chuvosa (Novembro-Março):** a altura da base da nuvem não é muito diferente entre as regiões de floresta e pastagem e a poluição varia entre casos mais limpos e mais poluídos. As nuvens que se formam em ambientes limpos terão o processo de colisão-coalescência acelerado pela maior disponibilidade de vapor para um número menor de gotículas, suprimindo a fase de gelo e a eletrificação, formando uma *não-tempestade*. Em ambientes um pouco mais poluídos, um número maior de gotículas menores é formado, suprimindo a fase quente e disponibilizando água para a fase fria, onde *graupel* e granizo são formados, produzindo uma *tempestade negativa*. 163

Lista de Tabelas

3.1	Número de clusters (nuvens) observados no radar para cada período e intervalo de tempo de vida. Os valores em parênteses indicam a porcentagem de cada classe de tempo e vida e não-tempestade em cada período.	45
3.2	Número de $-CGs$ e $+CGs$ por tempestade ($CG_{tempestade}^{-1}$) para cada categoria de tempo durante os períodos Seco, Transição e Chuvoso.	48
3.3	Número de tempestades consideradas positivas (Pos.) e negativas (Neg.) para cada período e intervalo de tempo de vida. Os valores em parênteses indicam a porcentagem das tempestades positivas e negativas para cada período e intervalo de tempo.	48
3.4	Porcentagem das nuvens de cada período que apresentaram radiossondagens até uma hora antes e meia hora depois da aparição da nuvem no radar.	77
3.5	Principais características das tempestades positivas (P^*) e negativas (N^*) que passaram sobre o radar do experimento DRYTOWET durante o dia 18 de Setembro de 2002, entre 1645UTC e 0030UTC do dia seguinte.	88
4.1	Parâmetros de intersecção N_{0x} da equação 4.11 e coeficientes a_x e b_x da equação 4.13 de velocidade terminal dos hidrometeoros. Valores de referência dados por Pruppacher e Klett (1997).	102
4.2	Lista de processos microfísicos que afetam a razão de mistura dos hidrometeoros. . . .	105
4.3	Variáveis termodinâmicas calculadas a partir dos perfis de T e T_d da Fazenda Nossa Senhora (FNS) e da Reserva Biológica do Jarú (RBJ) às 17:00HL (2100UTC).	117
4.4	Parâmetros das simulações realizadas com o modelo 1D.	119
4.5	Valores máximos e médias de algumas variáveis simuladas pelo modelo 1D para os experimentos FNS-Controle e RBJ-Controle	123

4.6	Características gerais da eletrificação das nuvens simuladas com o modelo 1D para FNS-Controle e RBJ-Controle com as parametrizações de TAK e PER: valores mínimos e máximos das densidades de cargas adquiridas pelo hidrometeoros e números de IC e CGs nas simulações.	128
4.7	Valores máximos e médias a de algumas variáveis simuladas pelo modelo 1D para os experimentos FNS-Auto e RBJ-Auto	139
4.8	Características gerais da eletrificação das nuvens simuladas com o modelo 1D para FNS-Auto e RBJ-Auto com as parametrizações de TAK e PER: valores mínimos e máximos das densidades de cargas adquiridas pelo hidrometeoros e números de IC e CGs nas simulações.	147
A.1	Valores da eficiência de coleta entre os hidrometeoros x e y (ε_{xy}) utilizadas nas equações de microfísica do modelo 1D. A unidade da temperatura T para é em °C.	185
A.2	Densidade dos hidrometeoros usada na microfísica do modelo 1D.	186

Sumário

1. <i>Introdução e objetivos</i>	1
1.1 O caso do sudoeste da Amazônia: da grande-escala à microfísica das nuvens	3
1.2 A estrutura elétrica das tempestades	9
1.3 Recentes observações sobre a polaridade das descargas atmosféricas	18
1.4 Modelagem numérica de tempestades e raios	23
2. <i>Base de dados</i>	27
3. <i>A relação entre a eletrificação das nuvens e as variáveis ambientais</i>	35
3.1 Climatologia das descargas atmosféricas entre os anos de 2000 e 2004 . . .	35
3.2 Sistemas convectivos do experimento DRYTOWET e suas variáveis ambientais	43
3.2.1 Características das tempestades	44
3.2.2 Os efeitos da topografia e vegetação	63
3.2.3 Os efeitos da grande-escala e termodinâmica da atmosfera	69
3.2.4 O efeito dos aerossóis	79
3.3 Estudo de casos de tempestades positivas e negativas	83
3.4 Resumo dos resultados observacionais	93
4. <i>A eletrificação das nuvens a partir da modelagem numérica</i>	97
4.1 Descrição do modelo 1D	97
4.1.1 Estrutura e dinâmica	99
4.1.2 Microfísica	101
4.1.3 Processos de eletrificação	107

4.2	Iniciação do modelo e descrição dos experimentos	115
4.3	Resultados	120
4.3.1	Impacto do perfil termodinâmico na eletrificação das nuvens simuladas	120
4.3.2	Impacto dos aerossóis na eletrificação das nuvens simuladas	136
4.4	Resumo dos resultados	148
5.	<i>Conclusões</i>	155
5.1	Discussão e principais resultados encontrados	155
5.2	Sugestões para trabalhos futuros	164
	<i>Referências</i>	167
	<i>Apêndice</i>	183
A.	<i>Parametrizações microfísicas do modelo 1D</i>	185

Capítulo 1 ---

Introdução e objetivos

A Amazônia abriga 33% das florestas tropicais do planeta correspondendo a uma área de mais de 6 milhões de quilômetros quadrados. Esta região recebe anualmente cerca de 2500mm de chuva e é responsável por aproximadamente 13% da vazão total dos rios ao redor do mundo para os oceanos (Marengo et al., 1994). O último século foi marcado por fortes incentivos governamentais de povoação da região, que resultou na construção de estradas e expansão agrícola, forçando um desmatamento das áreas florestadas à uma taxa da ordem 20 mil quilômetros quadrados por ano (Achard et al., 2002). A substituição da floresta por áreas de pastagem afeta as trocas de energia entre a superfície terrestre e atmosfera, implicando na alteração da estrutura da atmosfera e nebulosidade. Essas alterações podem causar impactos regionais e até globais, através do prolongamento da estação seca e da progressiva savanização da Amazônia (Oyama e Nobre, 2005; Hutyrá et al., 2005).

Devido à sua extensa área, a variabilidade temporal e espacial da precipitação da Amazônia é muito peculiar, onde as chuvas são moduladas por oscilações intra-anuais e intrasazonais, como as estações do ano e o período de monções, respectivamente. Durante as monções do sudoeste da Amazônia (Dezembro a Março), os sistemas convectivos estão associados à direção predominante do vento zonal (Petersen e Rutledge, 2001; Rickenbach et al., 2002), enquanto que antes do estabelecimento da estação de monção, a fase de transição entre as estações seca e chuvosa (Setembro a Novembro) é caracterizada por condições continentais extremas, com sistemas convectivos de grande desenvolvimento vertical (Morales et al., 2004), correspondendo ao período de maior atividade elétrica das nuvens nessa região (Williams et al., 2002).

A variabilidade anual da precipitação também regula o manejo da agricultura e pecuária em algumas regiões da Amazônia, onde a floresta foi derrubada para o cultivo de plantações e pastagem. Durante a transição entre as estações seca e chuvosa, os fazendeiros locais preparam o pasto ateando fogo às áreas de pastagem. Estes focos de incêndio liberam grandes quantidades de aerossóis na atmosfera, contribuindo para o aumento núcleos de condensação de nuvem (CCN - do inglês, *cloud condensation nuclei*). O aumento de CCNs tem sido apontado como um importante parâmetro adicional na caracterização da convecção em diversas partes do mundo (Rosenfeld e Lensky, 1998; Rosenfeld, 1999; Williams et al., 2002), conhecido como o efeito dos aerossóis: um grande número de CCNs pode suprimir a fase quente da nuvem e a precipitação através do aumento do número e diminuição do tamanho das gotículas da nuvem. Outra característica que pode determinar a convecção local na Amazônia é a topografia, atuando como um mecanismo forçante de levantamento de parcelas de ar para vencer a estabilidade imposta pela atmosfera Machado et al. (2002).

Essas características de regimes de ventos, estações do ano, topografia, desmatamento e poluição são apontadas como os possíveis moduladores das características dos sistemas convectivos e sua eletrificação na Amazônia, porém ainda não se sabe quais são os processos dominantes que modificam as descargas elétricas de uma estação para outra: efeito dos aerossóis, termodinâmico, grande escala, topografia ou vegetação? Assim, o objetivo deste trabalho foi identificar e quantificar a importância de cada um desses efeitos na eletrificação dos sistemas convectivos da Amazônia, baseado em análises observacionais e de modelagem numérica. Logo, as perguntas específicas a serem abordadas incluem:

1. Quais são as características das nuvens na Amazônia e como elas se tornam tempestades (nuvens eletrificadas com produção de raios)?
2. Como a grande escala pode influenciar na formação das tempestades?
3. Como a estrutura termodinâmica da atmosfera pode afetar a cinemática e a microfísica das tempestades, modificando a distribuição de cargas elétricas?
4. Qual é a importância da topografia da região como forçante de iniciação dos sistemas precipitantes e qual sua influência na eletrificação das nuvens?

5. Qual o papel do desmatamento na distribuição da nebulosidade, estrutura e eletrificação das tempestades?
6. Como a poluição gerada pelas queimadas pode modificar a microfísica da precipitação das nuvens, afetando a produção de gelo e conseqüentemente os processos de separação de cargas elétricas?

Para responder estas perguntas e compreender melhor o desenvolvimento das tempestades, esta tese utilizou a combinação de 5 anos de dados de descargas atmosféricas no estado de Rondônia (sudoeste da Amazônia), campanhas intensivas de coleta de dados durante as estações chuvosa e de transição da seca para a chuvosa, além da modelagem numérica através de um modelo 1D com parametrizações de eletrificação das nuvens e descargas atmosféricas. Os resultados são significativos e são apresentados no decorrer deste trabalho.

1.1 O caso do sudoeste da Amazônia: da grande-escala à microfísica das nuvens

O regime de precipitação na região Amazônica é modulado por sistemas dinâmicos de micro, meso e grande-escalas. A relação entre a convecção e a grande-escala tem sido amplamente abordada na literatura. Silva Dias et al. (1983) mostraram que existe um acoplamento entre a fonte de calor representada pela convecção Amazônica e a formação da circulação anti-ciclônica de altos níveis denominada Alta da Bolívia. Grimm e Silva Dias (1995) e Gandu e Silva Dias (1998) mostraram que a fonte de calor tropical da Amazônia e sua extensão para sudeste conhecida como Zona de Convergência do Atlântico Sul (ZCAS) estão acopladas com outras fontes de calor tropicais, como a do Pacífico e a da África, de tal forma que perturbações impostas por uma delas afeta a outra na escala de tempo de oscilações intrasazonais.

O período de chuvas e a forte atividade convectiva é compreendido entre os meses de Novembro e Março enquanto que o período de seca e fraca atividade convectiva acontece entre os meses de Maio e Setembro, como mostra a Figura 1.1 (Figueiroa e Nobre, 1990). A estação chuvosa é caracterizada por um período de monção, associado à penetração de sistemas frontais estacionários de latitudes médias que organiza a convecção local do sudoeste da Amazônia formando a ZCAS. Durante a fase ativa da monção, o regime de

Figura 1.1: Média climatológica mensal (1961-1990) da precipitação acumulada em Porto Velho. Figura adaptada de Figueiroa e Nobre (1990).

ventos predominante é de oeste e os sistemas precipitantes apresentam características mais estratiformes, enquanto que durante a fase inativa da monção (ou períodos de interrupção) o regime de ventos é predominantemente de leste com características convectivas (Petersen e Rutledge, 2001; Rickenbach et al., 2002). Um dos principais sistemas de precipitação das regiões tropicais são os sistemas convectivos de meso-escala (SCM). Os SCM são formados por células convectivas agrupadas e possuem um desenvolvimento bem definido. Em especial, na região Amazônica há três principais tipos de SCM: lineares de longa duração, com formação na costa Norte-Nordeste da América do Sul que se propagam para o interior do continente, e sistemas de curta duração, com formação no interior da região amazônica ou de ocorrência local costeira ou no interior do continente (Cohen et al., 1989; Greco et al., 1990; Cohen et al., 1995). A convecção local devido ao aquecimento diurno da superfície também contribui para a formação de nuvens e uma parcela significativa da precipitação anual (Figueiroa e Nobre, 1990). Logo, esses sistemas (SCM e local) caracterizam a grande variabilidade espacial e temporal das nuvens e precipitação na região Amazônica.

Apesar dos estudos realizados durante décadas sobre o regime de precipitação, o estudo da eletrificação dos sistemas precipitantes da região Amazônica é recente, com suas principais contribuições sendo decorrentes de campanhas intensivas de coleta de dados, como os experimentos de campo WETAMC¹ (Silva Dias et al., 2002) e DRYTOWET-AMC² (Silva Dias et al., 2005; Andreae et al., 2004), ocorridos nas estações chuvosa e de transição seca para chuvosa, respectivamente. Estas campanhas estão inseridas no contexto do Projeto

¹ *Wet season Atmospheric Mesoscale Campaign*

² *Dry-to-Wet Season - Atmospheric Mesoscale Campaign*

Large-Scale Biosphere-Atmosphere Experiment in Amazonia - LBA, a fim de estudar o impacto da atividade antropogênica (por exemplo, desmatamento e queimadas) nos processos de interação da biosfera e atmosfera, que afetam o ciclo hidrológico da Bacia Amazônica (Silva Dias et al., 2002).

Neste contexto, verificou-se que a Amazônia possui sistemas precipitantes com características oceânicas durante a estação chuvosa (baixa concentração de CCNs, e grande quantidade de precipitação associada à baixa atividade elétrica - Petersen e Rutledge, 2001; Williams et al., 2002) e com características continentais durante a transição da estação seca para a chuvosa (alta concentração de CCNs, e sistemas de precipitação associados à alta atividade elétrica - Williams et al., 2002; Andreae et al., 2004). A alta concentração de CCN durante a estação de transição é decorrente das queimadas que são realizadas na região sudoeste da Amazônia para preparar o solo para a agricultura e pecuária. A inserção de uma grande quantidade de CCN na atmosfera modifica as distribuições de tamanho de gotas, o que modifica também os processos microfísicos de formação e desenvolvimento de sistemas precipitantes, alterando, assim, a eletrificação dos mesmos. Este efeito é conhecido como hipótese do aerossol, formulada por Rosenfeld (1999) e Williams et al. (2002) e resumida na Figura 1.2: Quando uma nuvem é iniciada em um ambiente com camada limite planetária limpa (baixa concentração de CCNs - regime marítimo), um pequeno número de gotículas grandes é formado devido à grande disponibilidade de vapor para um menor número de partículas. A ativação dos processos de colisão-coalescência e precipitação da nuvem prevalecem na região de fase quente da nuvem ($T \geq 0^\circ\text{C}$), diminuindo ou sequer formando a região de fase mista e fria ($T < 0^\circ\text{C}$). Como consequência, a eletrificação dessa nuvem fica comprometida, uma vez que ela é dependente da presença de grandes quantidade de gelo. Já no caso de uma nuvem que é iniciada em um ambiente com camada limite planetária poluída (alta concentração de CCNs - regime continental), um grande número de gotículas pequenas é formado devido à baixa disponibilidade de vapor para um grande número de partículas. Assim, haverá a predominância do crescimento das gotículas por condensação/difusão de vapor d'água e a supressão dos processos de colisão-coalescência e precipitação. Esse fato permite que maiores quantidades de água líquida ascendam para a região de fase mista e fria ($T < 0^\circ\text{C}$), onde podem contribuir para o crescimento de partículas de gelo de alta densidade (como granizo) e assim catalisar o

Figura 1.2: Ilustração da teoria dos aerossóis para o controle da precipitação e eletrificação da nuvem. Figura adaptada de Williams et al. (2002).

processo de transferência de cargas elétricas por colisões entre partículas de gelo.

Os comportamentos continental e “marítimo” dos sistemas convectivos nesta região ao longo do ano modulam os registros de descargas atmosféricas, com um máximo em ambos os períodos de transição entre as estações seca e chuvosa, isto é, no estabelecimento (Setembro-Outubro) e períodos de interrupção da monção (Dezembro-Março), com o primeiro representando o maior máximo (Williams et al., 2002). Logo, estas características associadas à frequência de raios para uma tempestade em períodos diferentes do ano são moduladas pelas condições de grande-escala e termodinâmica da atmosfera. Estas condições atuam na intensificação da corrente ascendente dado pelo forte empuxo da nuvem, também como a energia potencial convectiva disponível (CAPE - do inglês, *Convective Potential Available Energy*) e a energia de inibição da convecção (CINE - do inglês, *Convective Inhibition Energy*), que causa o aumento das correntes ascendentes continentais, reforçando a microfísica de gelo favorável à separação de cargas e descargas elétricas.

A partir da análise de imagens de satélite dos SCM da Amazônia, Machado et al. (1998) sugeriram que a expansão da área de um sistema convectivo pode ser associada à divergência do vento e duração do ciclo de vida da tempestade. Eles mostraram que

altas taxas de crescimento durante o início do ciclo de vida das tempestades caracterizam sistemas grandes de alta duração, sugerindo uma grande corrente ascendente dentro das torres convectivas, consistentes com os altos topos das nuvens e grandes divergências em altos níveis. As duas principais razões possíveis que explicam a relação entre a taxa de expansão da área das tempestades e sua longa duração são: (i) convergência de umidade em baixos níveis e instabilidade condicional vertical, persistindo durante as horas subsequentes (desenvolvimento da convecção), e (ii) forte dinâmica interna (grande fluxo de massa) do sistema convectivo que transportará energia para a média e alta troposfera, modificando a circulação atmosférica e favorecendo a convergência de umidade em baixos níveis, prolongando a vida do sistema convectivo. Essa retro-alimentação positiva é geralmente ativada se o sistema tem um forte fluxo de massa interno durante o estágio inicial de vida. Adicionalmente esses autores observaram que os sistemas convectivos com fraca expansão de área durante a fase inicial têm curtos tempos de vida, enquanto que a duração dos sistemas é prolongada se a expansão inicial de suas áreas também aumenta, gerando uma relação aproximadamente exponencial. A mesma relação é verdadeira para o tamanho dos sistemas convectivos, pois há uma boa relação entre tamanho e tempo de vida das tempestades (Machado et al., 2002; Machado e Laurent, 2004).

Ainda no contexto das características dos sistemas precipitantes da região Amazônica, Morales et al. (2004) analisaram os sistemas convectivos que ocorreram durante o experimento DRYTOWET para definir relações entre o tamanho dos sistemas convectivos com a presença de descargas atmosféricas, utilizando o método de Machado et al. (1998) e Laurent et al. (2002) para rastrear sistemas convectivos através de suas áreas de expansão. Eles encontraram que a maior parte dos sistemas que não desenvolveram descargas elétricas (nuvem-solo) estavam na categoria de 100 a 1.000 pixels das imagens de satélite, enquanto que aqueles sistemas com raios estavam entre 1.000 e 10.000 pixels. Morales et al. (2004) mostraram ainda que todos os sistemas com raios apresentaram uma maior taxa de crescimento do que aqueles sem raios. Os sistemas sem raios, após atingirem o estado de maturação, dissipam mais rápido do que aqueles que geram raios. Assim, as tempestades que geraram raios tem um estágio de maturação maior e se dissipam mais lentamente. Esses autores também verificaram que as descargas elétricas originadas pelos sistemas convectivos pequenos são aproximadamente constantes até a maturação. Já os sistemas médios e

grandes apresentaram dois máximos distintos: o primeiro quando há a predominância das correntes ascendentes, e o segundo quando as correntes descendentes dominam, ou seja, no início da maturação.

Figura 1.3: Foto de satélite ilustrando o desmatamento (áreas de tonalidade rosa) do sudoeste da Amazônia ao longo das estradas principais construídas na região, que foram seguidas pela construção de várias estradas secundárias perpendiculares às principais, dando ao desmatamento uma característica de “espinha de peixe”, ou seja, faixas contínuas de floresta seguidas por faixas contínuas de desmatamento. Fonte: INPE, 2008 (<http://www.dgi.inpe.br/>).

Vários estudos de modelagem e observacionais mostram que o desmatamento da Amazônia pode alterar a precipitação e as circulações de micro e meso-escalas da região (Wang et al., 2000; Baidya Roy e Avissar, 2002; Negri et al., 2004; D’Almeida et al., 2007; Sampaio et al., 2007; Silva et al., 2008). As políticas de povoamento e desenvolvimento da região Norte do Brasil geraram um grande desmatamento ao longo das estradas principais construídas na região, que foram seguidas pela construção de várias estradas secundárias perpendiculares às principais, dando ao desmatamento uma característica de “espinha de peixe”, ou seja, faixas contínuas de floresta seguidas por faixas contínuas de desmatamento como mostra a Figura 1.3. Estudos de modelagem climática na Amazônia, substituindo o mapa de vegetação atual por áreas mais ou totalmente desmatadas, indicam um decréscimo nas taxas de evapotranspiração e na força do ciclo hidrológico, levando à redução da precipitação (Sampaio et al., 2007). Além disso, alguns estudos de modelagem regional, que são capazes de incluir os padrões de desmatamento em pequena escala como o da Figura 1.3, encontraram que o aquecimento diferencial entre floresta e pastagem é capaz de gerar circulações atmosféricas locais que modificam a distribuição espacial, intensidade e frequência

da convecção, mas não um decréscimo na precipitação (Wang et al., 2000; Baidya Roy e Avissar, 2002; D’Almeida et al., 2007; Silva et al., 2008). Esta última previsão encontrada pelo modelos regionais também vem sendo observada através de estudos observacionais da região. Por exemplo, Negri et al. (2004) mostraram que durante a estação seca (quando os efeitos locais da superfície do solo não são mascarados pelas condições de grande-escala) há um aumento da nebulosidade e precipitação sobre as áreas desmatadas do estado de Rondônia. Esses autores também apontaram uma mudança no ciclo diurno da nebulosidade, sendo que em áreas desmatadas a nebulosidade tem início durante a tarde, uma hora mais cedo que as áreas florestas.

Nesta tese de doutorado, *serão analisadas a influência das variáveis ambientais responsáveis pela estrutura dinâmica e termodinâmica da atmosfera onde as tempestades são formadas no estado de Rondônia, além da análise da evolução da eletrificação das tempestades durante seus estágios de iniciação, maturação e dissipação*. Para isso serão utilizados os dados coletados durante o experimento de campo DRYTOWET, que contou com uma densa rede de instrumentos como mostrará o Capítulo 2.

1.2 A estrutura elétrica das tempestades

Observações de campo elétrico no interior de nuvens cumulonimbus deram origem ao mais conhecido modelo simplificado da distribuição de cargas: o tripolo eletrostático, como mostra a Figura 1.4 (Williams, 1989). No modelo de tripolo há uma camada de concentração de cargas negativas situada entre os níveis de temperatura de -10°C e -25°C , uma camada de cargas positivas acima do centro de carga negativa, e uma outra camada de cargas positivas, porém de menor magnitude, próxima ao nível de 0°C . O centro de carga negativa no modelo de tripolo é dominante porque tipicamente domina as observações de campo elétrico no solo e é a região de fonte das descargas elétricas do tipo nuvem-solo (CG - do inglês, *cloud-to-ground lightning*) de polaridade negativa produzida pela maioria das tempestades de verão (Krehbiel et al., 1979).

A determinação de como as tempestades se tornam eletrificadas têm sido o esforço de vários experimentos de laboratório e observações de campo por décadas. As teorias de eletrificação de nuvem podem ser divididas em duas grandes categorias: (i) a hipótese de carregamento por convecção (*teoria da convecção*), e (ii) separação de carga relacionada

Figura 1.4: Dedução da estrutura média de cargas das tempestade baseado em observações de campo elétrico. Uma tempestade é descrita como um dipolo positivo (positivo a cima da carga negativa) ou um tripolo, como nesta figura. O centro de carga positivo mais baixo neste modelo simples pode não estar sempre presente.

ao processo de precipitação (*teoria da precipitação*). Essas hipóteses tentam explicar basicamente as características típicas da evolução das tempestades, como a estrutura tripolar, o confinamento das cargas entre os níveis de -5°C e -40°C , e a separação suficiente de carga para suprir uma descarga elétrica dentro de aproximadamente 20 minutos após o aparecimento de partículas de precipitação da ordem de alguns milímetros de diâmetro.

A *teoria da convecção* está intimamente ligada à dinâmica geral do desenvolvimento da nuvem e está ilustrada na Figura 1.5. De acordo com Vonnegut (1953, 1955) e Wagner e Telford (1981), um campo elétrico normal de tempo bom estabelece uma concentração de íons positivos na baixa troposfera. Esses íons positivos são transportados para o interior da nuvem através das correntes ascendentes e são capturados pelos hidrometeoros, tornando a nuvem inicialmente carregada positivamente. Conforme a nuvem cresce, ela penetra em níveis mais altos na troposfera, encontrando ar no qual a mobilidade de íons livres (ou condutividade do ar) aumenta com o aumento da altura. Esses íons são produzidos na ionosfera ou acima de 6km de altura por radiação cósmica. A nuvem em ascensão e positivamente carregada atrai preferencialmente os íons livres negativos, tornando o topo da nuvem negativamente carregado, também conhecido como camada de blindagem. Os hidrometeoros dessa camada capturam os íons livres negativos que são transportados para níveis mais baixos da nuvem através das correntes descendentes e entranhamento lateral. Como o fluxo de carga positiva continua através da corrente ascendente, o fluxo de íons negativos para o interior da nuvem também continua (retro-alimentação positiva), até que

]][!ht]

Figura 1.5: Esquema ilustrado do mecanismo de carregamento convectivo (MacGorman e Rust, 1998): (a) Cargas positivas são injetadas no interior da nuvem através das correntes ascendentes, formando uma camada de blindagem nas fronteiras da nuvem. (b) As cargas negativas capturadas da camada de blindagem são transportadas em direção à base da nuvem. (c) O campo elétrico formado pelas cargas negativas na parte mais baixa da nuvem se torna forte o suficiente para produzir efeito de corona no solo, aumentando o fluxo de carga positiva para dentro da base da nuvem (retro-alimentação positiva).

o campo elétrico formado pelas cargas negativas na parte mais baixa da nuvem se torna forte o suficiente para induzir íons por efeito de corona no solo, aumentando ainda mais o fluxo de carga positiva para dentro da base da nuvem e gerando um aumento exponencial da polaridade da nuvem.

Simulações numéricas de carregamento elétrico pela teoria da convecção não conseguiram produzir carga suficiente numa nuvem para induzir um fluxo de cargas positivas perto do solo por efeito de corona (Chiu e Klett, 1976). Na verdade, essas simulações produziram um centro fraco de cargas negativas e uma camada mais alta e relativamente mais fraca de cargas positivas. Ou seja, esta teoria não conseguiu explicar a camada de carga negativa em regiões persistentes de temperatura (entre -10°C e -20°C).

As *teorias da precipitação* não dependem diretamente ou somente dos movimentos convectivos em uma nuvem para ter separação de cargas. Essas teorias dependem indiretamente da estrutura dinâmica da nuvem para a distribuição vertical e horizontal dos elementos de precipitação. Acredita-se que o processo de precipitação é parcialmente responsável pela separação de cargas, e que a sedimentação diferencial de grandes e pequenos hidrometeoros também contribuem para a separação de regiões com carregamento prefe-

rencial de uma polaridade (positiva ou negativa).

Os mecanismos de separação de cargas na teoria da precipitação são de dois tipos: (i) *indutivo* (que exigem previamente um campo elétrico) e (ii) *não-indutivo* (que não necessita de um campo elétrico prévio). Para ambos os mecanismos, as características necessárias para que haja a separação de cargas são:

- colisões entre os hidrometeoros *sem* agregação, acreção ou coalescência;
- a carga é separada de acordo com o tamanho e temperatura da partícula, proporcionando uma estrutura de tripolo na tempestade;
- a transferência de carga durante as colisões deve ser rápida (tempo de contato entre hidrometeoros durante a colisão é pequeno).

Considerando essas características, a separação de cargas provavelmente não ocorrerá em colisões entre hidrometeoros ambos na fase líquida, pois geralmente tendem a coalescer. As separações de cargas são mais prováveis em colisões entre *graupel* (granizo com diâmetro menor que 2mm) e cristais de gelo, onde a probabilidade de agregação é pequena.

No caso do *carregamento indutivo*, a transferência de cargas elétricas entre hidrometeoros é baseada nas propriedades microscópicas das partículas de gelo e no momento de dipolo permanente da molécula de água. O momento de dipolo permanente da molécula de água resulta numa região de carga positiva onde se encontram os núcleos de hidrogênio e numa região de carga negativa onde está o núcleo de oxigênio, formando um ângulo de 104.5° (não-linear), como mostra a Figura 1.6a. Devido a esse momento de dipolo não-linear, um campo elétrico externo aplicado a um hidrometeoro tende a alinhar as moléculas de água na direção desse campo, provocando um excesso de cargas negativas num lado da superfície e um excesso de cargas positivas no lado oposto, deixando o hidrometeoro polarizado. Assim, quando duas partículas polarizadas colidem e se separam, a partícula maior (com maior velocidade) fica negativamente carregada e a partícula menor positivamente carregada (Figura 1.7). Esses hidrometeoros positivos (e menores) são então carregados para as regiões mais altas da nuvem pelas correntes ascendentes, enquanto que as partículas negativas (e maiores) são acomodadas em regiões mais baixas. Logo, o processo de precipitação determina a polarização da nuvem com cargas positivas na parte superior e cargas negativas nos hidrometeoros maiores na parte mais baixa da nuvem, garantindo assim uma

Figura 1.6: (a) Esquema de uma molécula de água, ilustrando o momento de dipolo permanente. Os números indicados são típicos para água líquida. (b) Conceito de camada elétrica dupla: parte de uma gota de água está ilustrada, com sua camada elétrica dupla na interface com o ar. Transferência de massa/carga através da camada quase-líquida (QLL) durante a colisão entre duas partículas de gelo no caso do *rimer* (partícula maior) estar (c) crescendo por difusão de vapor e (d) evaporando.

Figura 1.7: Esquema do carregamento indutivo em colisões entre partículas que se separam: (a) antes da colisão quando as partículas não estão com excessos de cargas (neutra), e (b) após a colisão quando a partícula menor cede carga negativa para a partícula maior, se tornando positivamente carregada e deixando a maior negativamente carregada.

estrutura bipolar de eletrificação da tempestade. Porém o campo elétrico de tempo bom não é suficiente para polarizar as partículas de gelo das nuvens, logo o carregamento indutivo não explica o início da transferência de cargas entre os hidrometeoros (MacGorman e

Rust, 1998).

Vários estudos de laboratório mostraram que colisões entre partículas de gelo em acreção (ou do inglês *rimer*) e partículas menores separam cargas elétricas, deixando um sinal de carga no *rimer* e sinal oposto de carga no cristal de gelo (Reynolds et al., 1957; Buser e Aufdermaur, 1977; Illigworth e Latham, 1977; Marshal et al., 1978; Takahashi, 1978; Jayaratne et al., 1983; Baker e Dash, 1987; Keith e Saunders, 1990; Saunders et al., 1991; Avila et al., 1998; Pereyra e Avila, 2002). Este tipo carregamento é conhecido como *mecanismo não-indutivo* (não dependente do campo elétrico da nuvem), e é apontado como o principal mecanismo responsável pela estrutura tripolar de cargas nas tempestades: os *rimers* (mais pesados) ficam concentrados no meio da nuvem, enquanto que os cristais de gelo (de sinal oposto aos *rimers* e mais leves) são carregados para níveis altos da nuvem, promovendo assim um segregamento de partículas por tamanho e sinal de carga.

Os princípios físicos da transferência de cargas elétricas entre hidrometeoros mais aceitos atualmente são baseados nas propriedades microscópicas das partículas de gelo e no momento de dipolo permanente da molécula de água (Figura 1.6a). Fletcher (1962, 1969) sugeriram a presença de uma camada elétrica dupla nas interfaces entre a água e o ar, gelo e ar, e água e gelo, como mostra a Figura 1.6b. Uma camada elétrica dupla é definida como uma camada bipolar dentro da interface entre duas substâncias. Esses autores concluíram que é termodinamicamente mais vantajoso para as moléculas da superfície da água pura estarem orientadas com seus vértices negativos para fora (Figura 1.6b). Vários cientistas, iniciando por Faraday (1860) e mais recentemente Baker e Dash (1994), propuseram que a interface entre o gelo e o ar é também uma camada quase-líquida (QLL - do inglês, *quasi-liquid layer*), ou seja, uma camada com as características da fase líquida da água. A espessura da QLL das partículas de gelo aumenta com a temperatura, com o crescimento por deposição de vapor ou com a evaporação. Logo, Baker e Dash (1987) sugeriram que as taxas relativas de crescimento por difusão (RGR - do inglês *relative diffusional growth rates*) das partículas de gelo carregariam positivamente as partículas crescendo mais rapidamente por difusão: cristais de gelo e *graupel* crescem por difusão de vapor de d'água do ambiente, porém o *graupel* cresce por difusão de vapor d'água das gotículas acrescidas que se congelam na sua superfície. Ou seja, supõe-se que a transferência de carga durante a colisão de partículas está associada à transferência de massa da QLL mais grossa para

a QLL mais fina, como mostram os exemplos das Figura 1.6c (caso de crescimento por deposição de vapor) e Figura 1.6d (caso onde há evaporação). Assim, a hipótese de RGR deve exercer um importante papel na determinação do sinal da carga transferida através de sua influência nas taxas de crescimento das superfícies de gelos (Saunders et al., 2006).

Os experimentos em laboratório de colisões entre *graupel* (*rimers*) e pequenos cristais de gelo determinaram que o carregamento não-indutivo depende de várias variáveis: (i) tamanho das partículas, (ii) conteúdo de água líquida (*LWC*, do inglês *liquid water content*) dentro da nuvem, (iii) temperatura (T), e (iv) velocidade de impacto (Reynolds et al., 1957; Buser e Aufdermaur, 1977; Illigworth e Latham, 1977; Marshal et al., 1978; Takahashi, 1978; Jayaratne et al., 1983; Baker e Dash, 1987; Keith e Saunders, 1990; Saunders et al., 1991; Brooks et al., 1997; Avila et al., 1998; Pereyra et al., 2000; Pereyra e Avila, 2002; Takahashi e Miyawaki, 2002; Saunders et al., 2006). O experimento de laboratório de Takahashi (1978), por exemplo, sugere que em regiões onde a temperatura do ar é menor que -10°C o sinal da carga transferida para o *graupel* depende da temperatura e conteúdo de água líquida da nuvem, e em regiões onde a temperatura é maior que -10°C ocorre carregamento positivo do *graupel* a qualquer valor de conteúdo de água líquida. Jayaratne et al. (1983) e Keith e Saunders (1990) confirmaram a dependência do carregamento pela temperatura e conteúdo de água líquida encontrada por Takahashi (1978), mas mostraram também haver uma dependência do carregamento com o tamanho do cristal de gelo e a velocidade de impacto entre as partículas. Jayaratne e Saunders (1985) e Brooks et al. (1997) mostram que a taxa de acreção no *graupel* influencia na carga transferida, logo o conteúdo efetivo de água líquida (*EW*, do inglês *effective liquid water*), ou seja, a real fração acrescida do *LWC* ao *graupel*, tem um significado maior do que o *LWC*. Pereyra et al. (2000) e Pereyra e Avila (2002) apontaram que o espectro do tamanho de gotículas de nuvem também influenciou no sinal da carga transferida para o *graupel*, onde nuvens com espectro de gotículas menores tiveram carregamento positivo do *rimer* em regiões de temperaturas mais quentes. A Figura 1.8 mostra as fronteiras entre os sinais positivo e negativo de carregamento do *graupel* em função do *EW* e T para os resultados de laboratório de Takahashi (1978), Saunders e Peck (1998), Pereyra et al. (2000) e Saunders et al. (2006). Estes resultados mostram que apesar das discrepâncias entre os diferentes experimentos de laboratórios, há uma concordância entre eles que a transferência

Figura 1.8: Fronteiras entre o carregamento de sinal positivo e negativo do *graupel* em vários experimentos de laboratório. Figura adaptada de Saunders et al. (2006).

de carga negativa é esperada em baixas temperaturas e valores de EW representativos das tempestades observadas na natureza (Saunders et al., 2006).

As diferenças entre os resultados de laboratório mencionados acima e mostrados na Figura 1.8 residem na estrutura das câmaras de nuvem utilizadas nos experimentos. Os experimentos de Jayaratne et al. (1983), Keith e Saunders (1990), Saunders et al. (1991), Brooks et al. (1997) e Saunders e Peck (1998) utilizaram uma câmara de nuvem única, onde os cristais de gelo cresceram no mesmo ambiente da nuvem e do *graupel*, enquanto que o experimento de Pereyra et al. (2000) e Saunders et al. (2006) utilizaram uma câmara de nuvem dupla, onde os cristais de gelo cresceram em uma segunda câmara, separadamente da nuvem e *graupel*. No caso da câmara de nuvem única, os cristais de gelo cresceram até um estado de quase-equilíbrio (Keith e Saunders, 1990) no mesmo ambiente que as gotículas de nuvem, e então essa nuvem mista de gotículas e cristais era aspirada para colidir com *graupel* e a transferência de carga ser medida. Já nos experimentos com duas câmaras de nuvem, os cristais de gelo cresceram por deposição separadamente das gotículas de nuvem, não experimentando competição por vapor, e eram misturados rapidamente com a nuvem de gotículas para colidirem com o *graupel*. Assim, o experimento de duas câmaras tinha os cristais de gelo subsaturados em relação à água quando misturados com a nuvem de gotículas, provocando o carregamento negativo do *graupel* devido ao grande RGR dos cristais (condições de forte crescimento por difusão de vapor dos cristais de gelo). Saunders et al. (2006) apontou esse fato como o responsável pelo carregamento negativo do *graupel*

em regiões de alto EW encontrado em seu trabalho e por Pereyra et al. (2000), e que não foi encontrado por Jayaratne et al. (1983), Keith e Saunders (1990), Saunders et al. (1991), Brooks et al. (1997) e Saunders e Peck (1998) pois o experimento de uma única câmara de nuvem era supersaturada em relação à água e os cristais de gelo, estando em situação de equilíbrio. Porém, o experimento de Takahashi (1978) também foi realizado em uma câmara única e se assemelha mais com os resultados da câmara dupla, porém o carregamento negativo não estende-se a valores de EW maiores que 2.2 gcm^{-3} . Mais pesquisas no sentido de resolver as diferenças entre os experimentos ainda devem ser feitas (Saunders et al., 2006).

A maioria dos investigadores concordam que tipicamente há ainda mais uma camada de cargas na região de fronteira superior da nuvem, chamada camada de blindagem. A camada de blindagem é provocada pela camada de cargas dominantes mais alta do tripolo, que induz uma camada de polaridade oposta na fronteira superior da nuvem (Vonnegut et al., 1962; Marshall e Rust, 1991). Como um paradigma de um modelo simplificado de distribuição de cargas, a estrutura de tripolo elétrico mais uma camada de blindagem superior tem sido a hipótese mais razoável para várias aplicações (MacGorman e Rust, 1998). Além disso, medições com balões sugerem que freqüentemente há a presença de mais de três camadas de cargas elétricas no interior das nuvens (Marshall e Rust, 1991; Rust e Marshall, 1996), e muitas vezes é duvidoso que mesmo uma simplificação da estrutura de cargas destes casos poderia ser aproximada em um tripolo. Esses tipos de nuvem são geralmente complexos convectivos de meso-escala que possuem uma complexa estrutura de correntes ascendentes em seu interior, o que separa verticalmente as cargas (Stolzenburg et al., 1998,a,b). Na verdade, em algumas regiões particulares deste tipo de nuvem a complexidade da distribuição de cargas é uma regra e não uma exceção. Stolzenburg et al. (1998b) sugerem que o mecanismo não-indutivo pode explicar a estrutura tripolar na região da corrente ascendente e que processos adicionais (como carregamento indutivo, camada de blindagem, captura de íons) podem ser mais eficientes na presença de fortes campos elétricos em regiões de correntes descendentes, podendo contribuir para uma estrutura mais complexa.

Os resultados dos experimentos em laboratório citados acima são comumente empregados em parametrizações da eletrificação e modelagem numérica de nuvens (MacGorman

e Rust, 1998). Porém os resultados de Pereyra et al. (2000) e Pereyra e Avila (2002), que apontaram uma dependência no sinal da carga transferida com o espectro de tamanho das gotículas de nuvem, não foram investigados em modelos numéricos de nuvem. *Como a diminuição do espectro de tamanho de gotículas em ambientes poluídos (efeito do aerossol) é um dos efeitos estudados nesta tese, os resultados desses autores serão estudados na parametrização da eletrificação das tempestades* (Capítulo 4).

1.3 Recentes observações sobre a polaridade das descargas atmosféricas

As descargas atmosféricas, resultado do carregamento elétrico das nuvens, podem ser de quatro tipos diferentes de acordo com a região para onde se propagam: 1) intra-nuvem (que começa e termina dentro da mesma nuvem - IC, do inglês *intra-cloud lightning*), 2) nuvem-nuvem (que começa em uma nuvem e termina em outra - CC, do inglês *cloud-to-cloud lightning*), 3) nuvem-ar (que começa em uma nuvem e termina fora dela - CA, do inglês *cloud-to-air lightning*), e 4) nuvem-solo (que começa na nuvem e termina no solo, ou vice-versa, CG - do inglês *cloud-to-ground lightning*). Em sua maioria, mais de 90% das descargas atmosféricas das tempestades são do tipo IC e/ou CC (MacGorman e Rust, 1998; Williams, 2001). Entre as descargas do tipo nuvem-solo, CGs, cerca de 90% do total anual é de polaridade negativa ($-CG$ - a nuvem cede elétrons ao solo), enquanto que o restante é de polaridade positiva ($+CG$ - o solo cede elétrons à atmosfera) (MacGorman e Rust, 1998; Williams, 2001; Lang e Rutledge, 2004; Wiens et al., 2005).

Essa dominância da ocorrência de $-CGs$ e relativa menor ocorrência de $+CGs$ é consistente com a configuração de tripolo normal discutida na seção anterior (Figura 1.4), com o centro de cargas negativas sendo a fonte dos $-CGs$. Porém, recentes estudos sobre a polaridade das descargas do tipo nuvem-solo mostraram que algumas tempestades severas tinham uma estrutura de polaridade invertida, ou seja, uma região central de cargas positivas entre as temperaturas de -10° e $-25^{\circ}C$ seguida por regiões negativas acima e abaixo, explicando a alta porcentagem de $+CGs$ nessas tempestades. Stolzenberg (1994) observou que as tempestades de verão podem ter em altas razões de $+CGs$ por minuto e em grande densidade espacial, e que em muitos casos todos os raios podem ser positivos por um longo período de tempo de vida de uma tempestade, durante o início de sua formação. Carey e Rutledge (1998) mostraram que a maior parte dos raios positivos estavam relacionados com

a presença de granizo de tamanhos grandes, apontando três principais hipóteses para essa relação: (i) o desenvolvimento de um dipolo invertido na nuvem (negativo-sobre-positivo), possivelmente sendo resultado do crescimento de *graupel* e granizos em uma região de carregamento positivo; (ii) a inclinação da região de corrente ascendente e precipitação fazendo com que um dipolo “normal” positivo-sobre-negativo tenha sua região superior positiva exposta diretamente ao chão; e (iii) a precipitação a região de cargas negativa em um dipolo “normal” retira cargas da nuvem, permanecendo apenas a região positiva superior e mais próxima ao solo. Price e Murphy (2003) estudaram uma tempestade severa, com ventos fortes e 34 horas de duração, na qual 70% raios CG foram positivos durante mais de três horas, com picos de 97%.

Smith et al. (2000) mostram que tempestades severas formadas em regiões de forte gradiente de temperatura potencial equivalente (θ_e) na superfície eram inicialmente dominadas por +CGs, enquanto que aquelas formadas em fracos gradientes tendem a ser inicialmente negativas. Além disso, Smith et al. (2000) notaram que quando as tempestades severas cruzavam máximos de θ_e em superfície, a dominância da polaridade de CGs mudava de positiva para negativa, atribuindo esse fator à mudanças na instabilidade e conseqüentemente correntes ascendentes. Naccarato et al. (2003) correlacionaram o aumento do número de descargas CG (preferencialmente negativas), na região metropolitana de São Paulo, com o aumento da poluição urbana e/ou efeito de ilha de calor. Ely e Orville (2005) analisaram as características das descargas CG ao longo da costa oeste dos Estados Unidos, encontrando uma média anual de 40% de raios CG positivos enquanto que o valor médio para toda área do país é de 10%. Ely e Orville (2005) atribuíram essa anomalia às tempestades de inverno e à topografia da região, que confina a brisa marítima devido à presença das Montanhas Rochosas. Esse autores encontram ainda que a altura do nível de temperatura de -10°C está relacionada com a polaridade dominante de raios CG, enquanto que o cisalhamento do vento não mostrou uma relação significativa. Outra observação feita por Ely e Orville (2005) foi que as tempestades que produziram poucos raios CG (<6) foram as que mais contribuíram para o número total de +CG. E por fim, Fernandes et al. (2006) analisaram o efeito da queima de biomassa na polaridade dos CGs na região Amazônica, encontrando um decréscimo no pico de corrente dos -CGs e um aumento do pico de corrente e da porcentagem de +CGs com a aumento da poluição na região. Esse autor sugeriu ainda que as

nuvens formadas durante períodos com maior poluição atmosférica na região Amazônica possuíam um maior desenvolvimento vertical com centro de cargas positiva mais elevado devido ao efeito dos aerossóis na microfísica das nuvens (Figura 1.2) e da termodinâmica em elevar a altura da base das nuvens.

Lyons et al. (1998), Murray et al. (2000) e Smith et al. (2003) estudaram a relação entre as queimadas das florestas do México no ano de 1998 e o aumento do número de descargas CG positivas no estado do Texas, Estados Unidos, neste mesmo ano. Lyons et al. (1998) encontraram que porcentagem de raios +CG foi três vezes maior que a média climatológica e os picos de corrente positivas foram duas vezes maior. Murray et al. (2000) enfatizaram que esses aumentos foram verificados em pontos isolados, somente em áreas onde as plumas de queima de biomassa inseriam grandes quantidades de aerossóis no ambiente. Lyons et al. (1998) atribuíram esse efeito ao aumento de núcleos de condensação de nuvens (CCNs), afetando o espectro de gotículas que, conseqüentemente, pode afetar vários aspectos do mecanismo de separação de cargas.

Porém, Steiger et al. (2002) mostraram que o número de descargas +CG vem diminuindo climatologicamente na cidade de Houston, Texas, Estados Unidos. Esses autores atribuíram esse fato ao efeito de ilha de calor e ao aumento da concentração de CCNs pela poluição industrial, principalmente pelo aumento do número de refinarias de petróleo. As plumas de poluentes das refinarias têm principalmente altas concentrações de nitratos e sulfatos, sendo que os nitratos são núcleos de condensação mais ativos por serem maiores em tamanho e mais higroscópicos que os sulfatos. Entretanto, os sulfatos são partículas muito pequenas (diâmetro $< 1\mu\text{m}$) e tendem a estabilizar as nuvens (Rosenfeld e Lensky, 1998; Williams et al., 1999). Rosenfeld e Lensky (1998), Rosenfeld (1999) e Williams et al. (1999) hipotetizaram o efeito dos aerossóis nas nuvens: altas concentrações de CCN sobre as cidades agem reduzindo o tamanho médio de gotículas nas nuvens, o que também diminui a eficiência de colisão e o processo de coalescência. Assim, existe mais água super-resfriada em altos níveis das nuvens que se formam em ambientes poluídos. Como o processo de separação de cargas não-indutivo é dependente da quantidade de água super-resfriada (Takahashi, 1978; Jayaratne et al., 1983; Saunders et al., 1991; Avila e Pereyra, 2000), mais água super-resfriada pode criar *graupel* de tamanhos maiores, o que aumentará o número de colisões com cristais de gelo, aumentando também a eletrificação das tempestades (Stei-

ger et al., 2002). Steiger et al. (2002) apontaram que o maior aumento na eletrificação das nuvens ocorreu durante as tardes das estações quentes, o que dá ainda mais suporte para hipótese de efeito dos aerossóis: ventos de escala sinótica são fracos nesses períodos, permitindo que mais poluição fique concentrada sobre a cidade. Além disso, a circulação de ilha de calor é mais intensa durante as tardes de verão, o que também não permite a dispersão dos poluentes. Por outro lado, Morales et al. (2007) mostraram que formação das tempestades do estado de São Paulo estão diretamente associadas à circulação de grande escala do vento e amplitude térmica. Esses autores concluíram que os dias de formação tempestades entre os anos de 2000 e 2004 tinham um ciclo diurno de vento de noroeste durante a manhã rotacionando para sudeste após as 16:00HL permanecendo de leste durante a noite, enquanto que os dias sem a formação de tempestades tinham um escoamento típico da circulação de brisa marítima, com o vento de nordeste durante a manhã e de sudeste durante a tarde. Eles mostraram ainda que os dias com tempestades apresentaram uma amplitude maior de temperatura e máximos em média 3.2°C maiores que os dias sem tempestades.

Os efeitos microfísicos especulados por Steiger et al. (2002) na explicação da diminuição da porcentagem de raios +CG são baseados no trabalho de Jayaratne et al. (1983). Jayaratne et al. (1983) mostrou, em seus estudos experimentais de carregamento de *graupel* durante colisões com cristais de gelo, que impurezas na água de nuvem tem um efeito significativo no sinal e magnitude da carga transferida. Nesses estudos experimentais, a magnitude de carregamento negativo aumentou quando as gotículas possuíam altas concentrações de impurezas, e a temperatura de reversão de sinal da carga encontrou-se em temperaturas mais quentes. Se o carregamento negativo do granizo ocorre em temperaturas mais quentes devido a um aumento das impurezas na água da nuvem, isso pode estender o principal centro de carga negativa para regiões mais baixas da nuvem, suprimindo o centro de carga positiva abaixo (Pruppacher e Klett, 1997; Steiger et al., 2002). A extensão da região principal de cargas negativas em um modelo tripolar de nuvem pode produzir mais raios CG negativos, diminuindo a porcentagem de descargas positivas.

Smith et al. (2003) também estudaram os efeitos da intrusão das plumas de queima de biomassa da América Central na região do Planalto Central norte-americano, e compararam com uma situação semelhante ocorrida durante o verão de 2000 no noroeste dos Estados

Unidos. Esses autores não encontraram nenhum efeito dos aerossóis de queimadas no noroeste dos Estados Unidos influenciando a porcentagem de descargas atmosféricas positivas. Smith et al. (2003) também apontaram que o caso das queimadas de 1998 foi um período anormalmente seco e de altas temperaturas no Planalto Central, o que também provocou uma anomalia de CAPE. Entretanto, as áreas com as maiores porcentagens de +CG não tiveram anomalias significativas de CAPE. Utilizando um modelo 1D com processos de eletrificação de tempestades, Smith et al. (2003) simularam uma tempestade no estado do Texas, de um dos dias que houve coincidência de um pico de poluição e aumento do número de +CG, simplesmente adicionando altas concentrações de CCN ao modelo. Os resultados obtidos mostraram que, em termos de taxas, força e porcentagem de raios CG, o modelo não apresentou sensibilidade alguma ao aumento do número de CCN. Porém, ao fazerem a sondagem de condição inicial um pouco mais úmida, a média da porcentagem de +CG diminuiu e a taxa de descargas aumentou. Assim, Smith et al. (2003) atribuíram o aumento de +CG somente à condição de anomalia seca do verão de 1998, ressaltando que é possível que a fumaça das queimadas tenha na verdade redistribuído a precipitação suficientemente para que naquele período fossem produzidas condições mais secas, como sugere a teoria do efeito de aerossóis (Rosenfeld e Lensky, 1998; Rosenfeld, 1999; Williams et al., 1999), talvez criando um efeito secundário das queimadas nas descargas atmosféricas.

Mais recentemente, Carey e Buffalo (2007) mostraram que o ambiente de meso-escala pode indiretamente controlar a polaridade dos CGs afetando diretamente a estrutura, dinâmica e propriedades microfísicas de tempestades severas. Esses autores mostram que as tempestades positivas (tempestades com mais de 25% de +CGs) tendem a se formar em ambientes com uma baixa a média troposfera mais seca, altura da base da nuvem (h_{NCL}) mais alta, menor espessura da camada quente ($ECQ = \text{altura da isoterma de } 0^{\circ}\text{C menos a altura da base da nuvem}$), maior instabilidade condicional, forte cisalhamento do vento entre 0 e 3 km de altura, e grande empuxo na região de fase mista da tempestade. A h_{NCL} e a relacionada ECQ foram os parâmetros mais diferenciados entre as tempestades positivas (maior h_{NCL} e menor ECQ) e negativas (menor h_{NCL} e maior ECQ), gerando a “hipótese da ECQ”: maiores h_{NCL} e conseqüentes menores ECQ podem ser interpretadas como regiões de correntes ascendentes mais largas com menos entranhamento de ar mais seco do ambiente, resultando em menor diluição da água de nuvem e empuxo nas tem-

pestades positivas. Logo, a CAPE pode ser melhor processada e intensificar também as correntes ascendentes, levando à supressão da precipitação e um aumento da fração nuvem/precipitação, tornando as tempestades positivas mais intensas e com maior conteúdo de água líquida na região de fase mista. A “hipótese da ECQ” explica como as tempestades negativas, que apresentaram mais água líquida adiabática e portanto maior potencial para conteúdos de água líquida maiores que as tempestades positivas, se tornaram menos intensas que as positivas.

Como vários autores mencionados acima sugerem que a poluição da queima de biomassa e as características termodinâmicas de superfície e da atmosfera podem influenciar na polaridade dos CGs, nesta tese de doutorado também são analisadas tais influências na polaridade das descargas. *A predominância de +CGs e -CGs ao longo de 4 anos de dados são analisados, juntamente com uma análise mais detalhada da polaridade das descargas das tempestades durante os experimento DRYTOWET* (Capítulo 3).

1.4 Modelagem numérica de tempestades e raios

As primeiras tentativas de incluir a eletrificação das tempestades em modelos numéricos de nuvem aconteceram na década de 70, iniciando com Pringle et al. (1973), seguido por Takahashi (1974), Ziv e Levin (1974), Scott e Levin (1975), Levin (1976) and Illigworth e Latham (1977). As parametrizações da eletrificação nesses modelos continham separações de cargas entre hidrometeoros por processos indutivos e captura de íons livres pelos hidrometeoros. A partir da evolução dos estudos em laboratório sobre o carregamento não-indutivo das partículas de gelo (Takahashi, 1978; Jayaratne et al., 1983; Saunders et al., 1991), as parametrizações da eletrificação passaram a contar com a interação entre a dinâmica e microfísica dos modelos e parametrizações de raios.

As parametrizações de raios encontradas em modelo numéricos podem descrever o caminho da descarga de forma explícita ou grossa. Os modelos de caminho explícito tratam os raios sem ramificações ou unidimensionais, uma vez que a ramificação da descarga seria complicada de descrever devido à não simetria do canal e a falta de conhecimento dos processos envolvidos. Os modelos com parametrizações grossas de descargas elétricas procuram simular suas características gerais, como redução da carga elétrica acumulada na nuvem e campo elétrico. Assim, quando o campo elétrico atinge um pré-determinado

valor, o modelo de Rawlins (1982) reduz a densidade de cargas elétricas em todo interior da nuvem, o modelo de Takahashi (1987) reduz a densidade de cargas elétricas apenas das regiões mais carregadas, e o modelo de Ziegler e MacGorman (1994) distribui cargas para várias regiões onde a densidade de carga é maior que um determinado valor.

Helsdon et al. (1992) foram os primeiros a utilizar o conceito de líder bi-direcional (Kasemir, 1960) em suas parametrizações de raios, onde foi idealizado um modelo para calcular as densidades de cargas lineares positivas e negativas do canal do raio que são induzidas e orientadas pelo campo elétrico ambiente: quando um ponto de grade excedia o limiar de 400 kVm^{-1} , um raio era iniciado e a propagação bi-direcional era simulada com uma ponta do raio se propagando paralelamente ao campo elétrico ambiente, enquanto que a outra ponta se propagava anti-paralelamente a esse campo elétrico, até que cada uma das pontas atingisse um campo elétrico menor que 150 kVm^{-1} . Porém, as parametrizações de Helsdon et al. (1992) não tratavam descargas do tipo nuvem-solo (CGs). Solomon e Baker (1996) desenvolveram uma segunda parametrização de uma descarga individual, usando equações analíticas para calcular a contribuição do campo elétrico induzido pelas cargas do canal uni-dimensional do raio, contendo tanto descargas intra-nuvem (ICs) quanto nuvem-solo (CGs).

Atualmente, as parametrizações de raios em modelos tri-dimensionais descrevem descargas ramificadas de todos os tipos (intra-nuvem, nuvem-solo e nuvem-ar). Ziegler e MacGorman (1994) desenvolveram um modelo simples que tratava os efeitos gerais das descargas na tempestade a cada passo de tempo. Como todas as outras parametrizações, a descarga se iniciava quando o campo elétrico atingia um limite pré-escolhido, e então uma fração das densidades de carga era neutralizada em todos os pontos de grade que excediam 0.5 nCm^{-3} , a fim de mimetizar o efeito da neutralização das cargas elétricas no canal do raio. A parametrização de MacGorman et al. (2001) é uma extensão do trabalho de Helsdon et al. (1992) em conjunção com o trabalho de Ziegler e MacGorman (1994), onde é inicialmente determinado o canal da descarga através da direção do campo elétrico em um determinado ponto que excedeu um pré-determinado valor de campo elétrico. Mais recentemente, Mansell et al. (2002) desenvolveram uma parametrização de raios baseado em um modelo estocástico de quebra dielétrica, onde os canais das descargas são propagados numa grade uniforme, escolhendo aleatoriamente a direção de propagação (incluindo

diagonais) a partir de uma probabilidade baseada no campo elétrico total. Esses autores foram capazes de reproduzir descargas do tipo intra-nuvem e nuvem-solo de polaridades positiva (+CGs) e negativa (−CGs), e constataram que os modelo só era capaz de produzir −CGs (+CGs) quando uma região de carga positiva (negativa) estava situada abaixo da região principal de carga negativa (positiva). Essa parametrização também foi usada nas simulações de Barthe e Pinty (2007).

Os modelos e parametrizações citadas acima têm sido usados para estudos de alguns eventos de tempestades e furacões (Mansell et al., 2002; Fierro et al., 2007), além de supercélulas (Barthe e Pinty, 2007) e produção de óxidos de nitrogênio (NO_x) por tempestades (Zhang et al., 2003; Barthe et al., 2007). Nesta tese de doutorado, *um modelo numérico 1D com parametrizações de eletrificação de nuvens e descargas atmosféricas é usado para investigar a influência dos fatores ambientais (a altura da base da nuvem e umidade) e antropogênicos (queima de biomassa e mudança do uso de solo) na estrutura elétrica das tempestades na Amazônia*. Esse modelo e as parametrizações de eletrificação das tempestades são apresentados no Capítulo 4.

Base de dados

A fim de identificar e quantificar a importância do efeito dos aerossóis, termodinâmico, grande escala e topografia na eletrificação dos sistemas convectivos da Amazônia, a metodologia utilizada foi baseada em análises observacionais, descritas a seguir, e de modelagem numérica, descritas no Capítulo 4.

A análise observacional da eletrificação das tempestades na Amazônia contou com dados de descargas atmosféricas do tipo nuvem-solo (CGs), entre os anos de 2000 e 2004, da rede de sensores da *Brazilian Lightning Detection Network* (BLDN), localizada no estado de Rondônia. Essa rede foi instalada em 1999 como parte do programa de validação do satélite TRMM (*Tropical Rainfall Measuring Mission*) (Blakeslee et al., 1999), sendo composta de quatro sensores do tipo ADLF (*Advanced Lightning Finder*) IMPACT (*Improved Accuracy from Combined Technology*) com uma longa linha de base e alto ganho de configuração, garantindo uma eficiência de detecção maior que 90% no estado de Rondônia utilizando 4 sensores e 70% com três sensores (Rompala e Blakeslee, 2008). Os sensores medem a localização, pico de corrente e polaridade usando uma combinação dos métodos de tempo de chegada (*Time-of-Arrival*) e localização por direção magnética (*Magnetic Direction Finder*). Os dados são coletados, processados e arquivados em Brasília e no *Marshall Space Flight Center/NASA* usando *links* de satélite para transmiti-los (Blakeslee et al., 1999). Esses sensores estão localizados nas cidades de Vilhena (60.10°W, 12.79°S, 614m), Ouro Preto d'Oeste (62.24°W, 10.73°S, 245m), Machadinho d'Oeste (62.02°W, 9.40°S, 132m) e Guajará-Mirim (65.28°W, 10.79°S, 155m), como mostra a Figura 2.1a. Como sugerido por Cummins et al. (1998), a intensidade mínima de pico de corrente usada foi 10kA para evitar a contaminação dos dados por descargas do tipo intra-nuvem (IC). As descargas

atmosféricas do tipo nuvem-solo (CGs) entre os anos de 2000 e 2004 são analisadas nesta tese a fim de estabelecer uma climatologia mensal do número e polaridade das mesmas, e os resultados desta análise serão apresentados na Seção 3.1.

Figura 2.1: (a) Topografia e (b) tipo de vegetação existente na área do experimento de campo DRYTOWET, juntamente com os instrumentos: estações de radiossondagem (círculos), sensores de detecção de raio ADLF (triângulos magenta) e radar meteorológico TECTELCOM (“x” e círculo branco, indicando 150km de raio). Os dados de topografia são do satélite TOPEX (Smith e Sandwell, 1997) e os dados de vegetação são do satélite LANDSAT.

Dados de espessura óptica de aerossol (AOT - do inglês, *aerosol optical thickness*) também vêm sendo coletados pelo fotômetro instalado no sítio da Fazenda Nossa Senhora (62.36°W, 10.76°S, 200m) desde o ano de 1999. Este fotômetro faz parte da AERONET¹, uma base em terra de sensores remotos de aerossol - radiômetros espectrais, que medem espessura óptica espectral e inferem a distribuição dos aerossóis, e água precipitável. A AOT é definida como o coeficiente de extinção integrado numa coluna vertical de seção unitária. Coeficiente de extinção é o uso parcial da radiância por unidade de comprimento de onda (também chamado de atenuação). Assim, a AOT é calculada pela extinção espectral do feixe de radiação direto em cada comprimento de onda (340, 380, 440, 500, 670, 870 e 1020 nm) baseado na lei de Beer-Bouguer (Procópio et al., 2004). Atenuação por espalhamento Rayleigh, absorção por ozônio e poluentes gasosos são estimados e removidos para isolar a profundidade óptica dos aerossóis. Logo, a AOT nos fornece o grau no qual os aerossóis

¹ Aerosol Robotic Network, <http://aeronet.gsfc.nasa.gov/>

previnem a transmissão da luz do sol: quanto mais aerossol na coluna atmosférica acima do instrumento, maior será essa prevenção e maior será o valor de AOT, indicando o grau de poluição atmosférica. Os dados de AOT entre os anos de 2000 a 2004 são apresentados na Seção 3.1 e comparados com os dados de CGs a fim de estabelecer uma relação entre a poluição atmosférica pela queima de biomassa e número e polaridade de raios no estado de Rondônia.

Uma análise mais detalhada das tempestades sobre o estado de Rondônia foi feita a partir dos dados coletados durante o experimento de campo *Dry-to-Wet Atmospheric Mesoscale Campaign* (DRYTOWET) (Silva Dias et al., 2005; Andreae et al., 2004), ocorrido na transição entre a estação seca para chuvosa, entre os meses de Setembro e Novembro de 2002. Esta campanha está inserida no contexto do Projeto LBA a fim de estudar o impacto da atividade antropogênica (por exemplo, desmatamento e queimadas) nos processos de interação da biosfera e atmosfera, que afetam o ciclo hidrológico da Bacia Amazônica (Silva Dias et al., 2002).

Durante o DRYTOWET, um radar Doppler brasileiro banda S (2.7 Ghz), fabricado pela empresa TECTELCOM, foi instalado na região de Rondônia (62.42°W, 10.9°S, 433m) para a observação das características da convecção através dos dados do fator de refletividade (mm^6m^{-3} , ou em decibéis dBZ) e velocidade Doppler (Figura 2.1a). Estes dados foram coletados entre os dias 16 de Setembro e 07 de Novembro de 2002, a partir de varreduras volumétricas de 24 elevações em intervalos de tempo de 15 (16 a 23/Set) e 10 (23/Set a 07/Nov) minutos. O controle de qualidade desses dados foi realizado no Laboratório STORM-T² (Morales et al., 2004) e para esta tese foram transformados em coordenadas cartesianas de altitude constante (CAPPI - *Constant Altitude Plan Indicator*) com uma resolução horizontal de 2x2 km (até 150 km de raio) e vertical de 1 km (de 2 a 20 km de altura). Através desses CAPPIs, as nuvens que passaram sobre a área de cobertura do radar foram rastreadas através do *software* ForTraCC (*Forecast and Track of Cloud Cluster* - Machado et al. (2002)). O ForTraCC foi inicialmente desenvolvido pela Divisão de Satélites Ambientais do Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais (DSA-INPE) para rastrear núcleos convectivos através de imagens de satélite³, baseado no trabalho de Mathon e Laurent (2001), e mais tarde adaptado para rastrear núcleos convectivos através de

² Sensoriamento Remoto Meteorológico de Tempestades, <http://www.storm-t.iag.usp.br>

³ <http://moingatucptec.inpe.br/paginas/fortracc/fortracc.php>

imagens de radar. Esse *software* calcula e rastreia aglomerados (*clusters*) de refletividade, gerando séries temporais das principais características das tempestades, como por exemplo tamanho, localização, excentricidade, distribuição de refletividade do radar, fração convectiva, taxa de crescimento, dentre outras variáveis. Para esta tese, foram rastreados *clusters* de refletividade maiores ou iguais a 20 dBZ nas imagens de CAPPI de 3 km de altura. As descargas atmosféricas detectadas pela BLDN foram rastreadas juntamente com cada uma das tempestades que passaram pelo radar⁴. As tempestades do radar também foram divididas em 4 classes de tempo de duração (<30, 30-60, 60-120, >120 minutos), a fim de separá-las em convecção local (até 60 minutos de duração) e de meso-escala (maior que 60 minutos de duração), uma vez que o tempo de duração dos sistemas convectivos na Amazônia está diretamente relacionado com a extensão dos mesmos (Machado et al., 1998; Machado e Laurent, 2004). O ciclo de vida das tempestades do radar foi normalizado em uma escala de 0 a 1, sendo 0 o tempo de início e 1 o tempo final da tempestade na área do radar. Usando este tipo de normalização é possível comparar tempestades de tamanhos e durações diferentes em um mesmo estágio de ciclo vida, isto é, iniciação (0-0.3), maturação (0.3-0.7) e maturação (0.7-1).

As áreas das tempestades detectadas pelo radar também foram caracterizadas pelo tipo de precipitação convectiva e estratiforme, de acordo com o método de classificação de Steiner et al. (1995). Este método utiliza a estrutura horizontal do campo de refletividade do radar nos quais picos de refletividade e sua vizinhança são classificados como convectivo e o restante como estratiforme, consistindo em três critérios:

- **Intensidade:** Qualquer pixel com refletividade maior que 40 dBZ é automaticamente classificado como *convectivo*;
- **Picos:** Todo pixel não classificado como convectivo no critério acima e que excede a intensidade média de uma região de 11 X 11 km (Z_{fundo}) em pelo menos a diferença

⁴ Como o rastreamento foi realizado através da área da tempestade em 3 km de altura, uma pequena porcentagem das descargas atmosféricas de alguns tipos de tempestades não foram computadas, como por exemplo as descargas da região estratiforme da bigorna de sistemas convectivos com alguma inclinação vertical.

de ΔZ , também é classificado como *convectivo*, onde ΔZ é dado por:

$$\Delta Z = \begin{cases} 10, & \text{se } Z_{\text{fundo}} < 0 \text{ dBZ} \\ 10 - \frac{Z_{\text{fundo}}^2}{180}, & \text{se } 0 \leq Z_{\text{fundo}} < 42.43 \text{ dBZ} \\ 0, & \text{se } Z_{\text{fundo}} \geq 42.43 \text{ dBZ} \end{cases} \quad (2.1)$$

- **Área ao redor:** Para cada pixel identificado como convectivo por um dos dois critérios acima, todos os pontos ao redor deste dentro de um raio $R = Z_{\text{fundo}}/10$ também é classificado como *convectivo*.

Os perfis verticais das refletividades classificadas como convectivas e estratiformes são analisadas na Seção 3.2.

O experimento DRYTOWET também contou com uma rede de estações de radiossondagens (Figura 2.1a) que eram lançadas a cada três horas, de 0000 a 2100UTC. As radiossondagens nos fornecem um perfil vertical de variáveis atmosféricas como temperatura, umidade e vento. A partir desses perfis é possível estimar a instabilidade atmosférica através da energia potencial convectiva (CAPE) e da energia de inibição da convecção (CINE). A CAPE é definida como a camada de empuxo positiva da troposfera, condicionalmente instável, enquanto que o CINE é a camada de empuxo negativo. Matematicamente, podem ser expressados como:

$$CAPE = \int_{h_{NCL}}^{h_{NPE}} g \left(\frac{T_{v_{\text{parcela}}} - T_{v_{\text{ambiente}}}}{T_{v_{\text{ambiente}}}} \right) dz \quad (2.2)$$

$$CINE = \int_{h_{\text{superfície}}}^{h_{NCE}} g \left(\frac{T_{v_{\text{parcela}}} - T_{v_{\text{ambiente}}}}{T_{v_{\text{ambiente}}}} \right) dz \quad (2.3)$$

onde $T_{v_{\text{parcela}}}$ e $T_{v_{\text{ambiente}}}$ são as temperaturas virtual da parcela e do ambiente, respectivamente. O método computacional para calcular essas duas variáveis (CAPE e CINE) foi baseado em Doswell III e Rasmussen (1994).

A temperatura do nível de condensação por levantamento - NCL (T_{NCL}), e o nível de pressão do NCL (P_{NCL}) são dados por (Bolton, 1980):

$$T_{NCL} = \left(\frac{1}{T + 55} - \frac{\ln(UR/100)}{2840} \right)^{-1} + 55 \quad (2.4)$$

$$P_{NCL} = 1000 \left(\frac{T_{NCL}}{\theta} \right)^{3.4965035} \quad (2.5)$$

onde T é a temperatura, UR é a umidade relativa e θ é a temperatura potencial, todas na superfície. A partir de T_{NCL} e da P_{NCL} , podemos encontrar a h_{NCL} . Outra variável termodinâmica importante para eletrificação das nuvem é a espessura da camada quente (ECQ), ou seja, a espessura entre o NCL e a altura da isoterma de 0°C :

$$ECQ = h_{T=0^\circ\text{C}} - h_{NCL} \quad (2.6)$$

A fim de obtermos as condições de grande-escala em todo o estado de Rondônia e não somente pontualmente como o caso das radiossondagens, dados de reanálises foram utilizadas. As reanálises aqui utilizadas foram geradas por Biazeto (2007), que utilizou as reanálises de Aravéquia et al. (2007) juntamente com a assimilação da precipitação do satélite TRMM e umidade do solo (Gevaerd e Freitas, 2006; Gevaerd et al., 2006). Biazeto (2007) utilizou o modelo de meso-escala BRAMS (do inglês, *Brazilian Regional Atmospheric Modeling System*) em uma rodada direta de 3 meses (Setembro a Novembro de 2002) tendo como condições de contorno e condições iniciais as reanálises de Aravéquia et al. (2007), assimilando a precipitação do satélite TRMM a cada 3 horas e a umidade do solo uma vez por dia. Nos instantes onde os arquivos são assimilados o modelo ajusta as demais variáveis de acordo com as novas tendências termodinâmicas incluídas, enquanto que nos horários intermediários o modelo trabalha de forma a dar continuidade ao campo de precipitação. Assim, as novas reanálises tiveram saídas a cada 1 hora e maior resolução espacial ($\sim 20 \times 20$ km) e uma melhor representatividade das variáveis meteorológicas observadas pelos demais instrumentos do experimento DRYTOWET na área do estado de Rondônia. Variáveis como temperatura potencial equivalente (θ_e), vento, umidade, calor sensível (H), calor latente (LE), CAPE (equação 2.2), CINE (equação 2.3) e ECQ (equação 2.6) são analisadas durante a formação e vida dos sistemas convectivos detectadas pelo radar.

Medidas da distribuição de tamanho de aerossóis seco foram feitas durante o experimento DRYTOWET na Fazenda Nossa Senhora (Figura 2.1a) pelo *Max Planck Institute for Chemistry*, através do sensor DMPS (*Differential Mobility Particle Sizer*) (Rissler et al., 2006). Estes dados foram coletados durante todo o funcionamento do radar, com uma resolução temporal de 10 minutos e umidade relativa ambiente. Os intervalos de diâmetro medidos são escalonados logaritmicamente em 38 canais, cobrindo tamanhos entre 3 e 850nm. Para mais detalhes sobre o instrumento vide Rissler (2003) e Rissler et al. (2006).

Dados de topografia do satélite TOPEX (Smith e Sandwell, 1997) e do tipo de vegetação do satélite LANDSAT⁵ também são utilizados na análise do desenvolvimento das tempestades. A topografia pode servir com um mecanismo de levantamento das parcelas de ar e como uma fonte de calor mais elevada, enquanto que a vegetação pode fornecer partições diferentes de energia por calor sensível e latente. A topografia é ilustrada na Figura 2.1a, enquanto que a vegetação é ilustrada na Figura 2.1b. Os tipos de vegetação são área desmatada (predominantemente vegetação do tipo gramínea - pastagem), floresta, água (rios) e outros (composto predominantemente de cerrados com ocorrências de campos de várzeas e maciços rochosos), correspondendo, respectivamente, a 55.2%, 33.8%, 0.8% e 10.2% do estado de Rondônia.

Figura 2.2: Decomposição da ondeleta da série temporal do vapor d'água integrado na coluna atmosférica calculado através do GPS do sítio experimental Fazenda Nossa Senhora, mostrando a classificação dos períodos Seco, Transição e Chuvoso. Figura adaptada de Sapucci (2005).

Finalmente, toda a análise dos dados do experimento DRYTOWET foi baseada e dividida de acordo com a evolução do estabelecimento da estação chuvosa. Essa divisão foi feita a partir da análise do conteúdo de vapor d'água integrado na atmosfera realizada por Sapucci (2005), através de receptores GPS⁶ instalados em Porto Velho, Fazenda Nossa Senhora e Guajará-Mirim durante o experimento DRYTOWET. A partir dessas medidas, Sapucci (2005) estudou sua variabilidade temporal através de decomposições de ondeletas, identificando as oscilações de diferentes frequências. Na Figura 2.2 é mostrado um dos

⁵ Projeto PRODES - Monitoramento da floresta Amazônica Brasileira por satélite, <http://www.obt.inpe.br/prodes/index.html>.

⁶ Global Positioning System

níveis dessa decomposição da série temporal do conteúdo de vapor d'água integrado na atmosfera durante o experimento DRYTOWET, para o sensor instalado na Fazenda Nossa Senhora. Nota-se que existe uma tendência de crescimento do conteúdo de vapor d'água integrado em três fases: a estação seca (primeira fase de crescimento), seguida pela estação de transição (platô) e a estação chuvosa (segunda fase de crescimento).

Portanto, considerando o período de funcionamento do radar durante o DRYTOWET, as análises observacionais podem ser divididas de acordo com o estabelecimento da estação chuvosa em Rondônia dada por Sapucci (2005) (Figura 2.2), ou seja:

- **Período Seco:** 16 de Setembro a 04 de Outubro de 2002 (19 dias),
- **Período de Transição:** 05 a 19 de Outubro de 2002 (15 dias),
- **Período Chuvoso:** 20 de Outubro a 07 de Novembro de 2002 (20 dias).

No Capítulo 3 são apresentados a climatologia das descarga atmosféricas do tipo nuvem-solo (CGs) detectadas pela BLDN no estado de Ronônia entre os anos de 2000 e 2004. Em seguida é apresentada uma análise mais detalhada dos sistemas convectivos observados pelo radar durante o experimento DRYTOWET, investigando a estrutura e as variáveis ambientais associadas à formação desses sistemas, através dos períodos Seco, Transição e Chuvoso apresentados acima (Sapucci, 2005). No Capítulo 4 são apresentadas simulações com um modelo 1D de nuvem eletrificada, estudando algumas das hipóteses levantadas durante o Capítulo 3.

A relação entre a eletrificação das nuvens e as variáveis ambientais

Neste capítulo, os sistemas convectivos observados no estado de Rondônia são analisados a partir de sua eletrificação e relação com as variáveis ambientais da atmosfera onde esses sistemas foram formados. Um estudo da climatologia das descargas atmosféricas do tipo nuvem solo (CGs) entre os anos de 2000 e 2004 é apresentado na Seção 3.1, e o estudo dos sistemas convectivos durante o experimento DRYTOWET é apresentado na Seção 3.2.

3.1 *Climatologia das descargas atmosféricas entre os anos de 2000 e 2004*

Dados de raios do tipo nuvem-solo (CGs) foram coletados durante os anos de 2000 a 2004. A Figura 3.1 mostra o número total de descargas detectadas pelos sensores da BLDN para cada mês dos anos estudados. Observamos que a atividade elétrica das tempestades tem um forte aumento entre os meses de Setembro e Novembro, onde a média do número total de descargas passa de 1.8×10^4 em Agosto para 7.4×10^4 em Setembro e 1.5×10^5 em Outubro. Durante o período de seca (Junho a Agosto) ocorrem as queimadas de floresta e pastagem na região Amazônica, como pode ser observado na média da espessura óptica dos aerossóis (AOT, Capítulo 2) apresentada na Figura 3.2: a poluição atmosférica aumenta de Junho (0.174) a Setembro (0.908), passando a decair a partir de Outubro. Particularmente, durante o mês de Setembro e começo de Outubro, os fazendeiros locais ateam fogo nas áreas já desmatadas a fim de aproveitar as primeiras chuvas e preparar a pastagem para o gado, levando a um forte aumento da poluição (Figura 3.2).

Como vários autores apontaram um aumento no número de CGs de polaridade positiva

Figura 3.1: Número total de CGs e porcentagem de +CGs mensalmente sobre a área de análise (Figura 2.1a), detectados pela rede de sensores da BLDN durante os anos de 2000 a 2004. As linhas vermelhas sólidas indicam a média mensal de todos os anos e a linha vermelha tracejada indica a média da % +CGs para todo o período (8.7%).

(+CGs) durante períodos de queima de biomassa (Lyons et al., 1998; Murray et al., 2000; Smith et al., 2003, Seção 1.3), a Figura 3.1 também mostra a porcentagem média desse tipo de descarga para cada mês e ano analisado. Podemos observar que a porcentagem de +CGs aumenta de Junho (média de 12%) para Setembro (média de 25%, com máximo de 47% em 2004), passando a decair a partir de Outubro. Se comparada com a Figura 3.2 observamos que o aumento da AOT de Junho para Setembro coincide com o aumento da % +CGs como mostrado por Fernandes et al. (2006), o qual atribuiu a causa do aumento

Figura 3.2: Média mensal da espessura óptica dos aerossóis (AOT), no comprimento de onda de 500 nm, durante os anos de 2000 a 2004. A linha vermelha sólida indica a média mensal de todos os anos

de +CGs ao efeito do aumento do número de aerossóis (alta AOT). A fim de investigar se essa relação de “causa-e-efeito” é verdadeira, uma análise mais detalhada dos sistemas convectivos e das variáveis ambientais durante o experimento DRYTOWET (Setembro a Novembro de 2002) é apresentada na próxima seção (Seção 3.2). Como o período seco é responsável pelo aumento da queima de biomassa, ele também pode ser responsável pela mudança na estrutura termodinâmica da atmosfera que também pode gerar mudanças na estrutura dos sistemas convectivos e eletrificação, tornando a relação aumento da poluição e aumento da %+CGs uma relação de “causa-e-causa”.

A Figura 3.3 apresenta a distribuição espacial e mensal da densidade total de CGs (positivos+negativos) detectados pela BLDN durante os anos de 2000 a 2004. A alta densidade de CGs ao norte/nordeste do sensor de Machadinho d'Oeste (62.02°W , 9.40°S) é decorrente de soluções errôneas de localização das descargas (Dr. Richard Blakeslee, MSFC/NASA, comunicação pessoal). Logo, a região ao norte desse sensor não foi considerada nas análises aqui apresentadas, inclusive na Figura 3.1. Observamos que a densidade de descargas começa a aumentar no mês de Agosto com valores de $1.0 \text{ km}^{-2}\text{mês}^{-1}$ espalhados por todo o estado até máximos de $2.0 \text{ km}^{-2}\text{ano}^{-1}$ a noroeste do estado, na divisa com o estado do Amazonas. No mês de Setembro a densidade de raios aumenta, com valores acima de $2.0 \text{ km}^{-2}\text{mês}^{-1}$ em boa parte do estado, e altas densidades (4.0 a $6.0 \text{ km}^{-2}\text{mês}^{-1}$) são encontradas em duas regiões: (i) na região centro-leste do estado, aproximadamente sobre a área mais elevada do estado (Figura 2.1a); e (ii) novamente a noroeste do estado, na divisa com o estado do Amazonas, com uma orientação média noroeste-sudoeste, que pode estar relacionado à penetração das primeiras linhas de instabilidade, principal sistema convectivo de meso-escala da região que pode ter origem na costa do Atlântico (estado do Pará), continental ou local, que se propagam para o interior do continente e estado de Rondônia com uma orientação média nordeste-sudoeste de seu eixo de convecção (Cohen et al., 1989, 1995). Cohen et al. (1989) mostrou que durante o mês de Setembro as linhas de instabilidade de maior ocorrência são aquela com propagação maior que 400km, geralmente associadas à presença da Zona de Convergência Intertropical (ZCIT) bem definida. Os meses de Outubro, Novembro e Dezembro seguem com densidades maiores que $3.0 \text{ km}^{-2}\text{ano}^{-1}$ em todo o estado, com altas densidades (maiores que $5.0 \text{ km}^{-2}\text{ano}^{-1}$) novamente nas regiões (i) e (ii) mencionadas acima, porém com altas densidade também no

centro-sul do estado (a oeste da topografia mais elevada (>350 m) nessa região). A partir de Janeiro, a densidade e o número de descargas atmosféricas começa a decrescer devido ao estabelecimento da estação chuvosa e os períodos de monção da América do Sul (Zhou e Lau, 1998). Principalmente durante os meses de Janeiro a Março, os sistemas convectivos dessa região são regulados pelos regimes de ventos de oeste (monção) e leste (“quebra da monção”) associados ao estabelecimento da Zona de Convergência Atlântico Sul (Petersen e Rutledge, 2001; Rickenbach et al., 2002), sendo que as tempestades do regime de vento de leste são as responsáveis pela maior parte das CGs por serem convectivamente mais intensas que as tempestades do regime de vento de oeste (Petersen e Rutledge, 2001; Williams et al., 2002; Cifelli et al., 2002).

Figura 3.3: Distribuição espacial e mensal da densidade de CGs (positivos e negativos), detectados pela rede de sensores da BLDN (triângulos brancos) durante os anos de 2000 a 2004.

Figura 3.4: Distribuição espacial e mensal da porcentagem de +CGs, detectados pela rede de sensores da BLDN (triângulos brancos) durante os anos de 2000 a 2004.

Para localizarmos geograficamente onde ocorrem as maiores porcentagens de +CGs, a Figura 3.4 mostra a distribuição espacial e mensal da %+CGs detectadas pela BLDN durante os anos de 2000 a 2004¹. Observamos que Junho a Setembro a %+CGs aumenta drasticamente em todo território do estado de Rondônia, voltando a decrescer a partir de Outubro. O que mais chama a atenção é a orientação noroeste-sudeste e o braço para oeste da %+CGs acima de 50% de Agosto a Outubro, especialmente em Setembro. Comparando a Figura 3.4 com a figura do tipo de vegetação (Figura 2.1b), observamos que essa distribuição espacial da %+CGs > 50% coincide com área desmatada do estado. A Figura 3.5 mostra a densidade do total de CGs² e a porcentagem de +CGs de 2000 a 2004, para cada mês em função tipo de vegetação. Observamos que a densidade de CGs é semelhante entre os três tipos de vegetação (diferenças menores que 0.1CGkm^{-2}) de Janeiro a Agosto. Em Setembro e Outubro a diferença entre a densidade total de CGs aumenta ($\sim 0.25 \text{CGkm}^{-2}$) e em Novembro alcança o pico (0.55CGkm^{-2} , 2.20 na área desmatada contra 1.65 nos outros tipos de vegetação). Logo, mesmo com a área desmatada representando apenas 27% da área analisada³, as descargas atmosféricas do tipo nuvem-solo tendem a ocorrer sobre esse tipo de vegetação durante os meses de maior atividade elétrica (Setembro a Novembro, Figura 3.3). Isto indica que a convecção profunda tem maior ocorrência em áreas desmatadas entre Setembro e Novembro, concordando com as conclusões de Negri et al. (2004). Porém, a porcentagem de +CGs sobre os três tipos de vegetação estudados se mantem entre 8 e 11% de Novembro a Junho e cresce drasticamente de Julho a Setembro, chegando a 30% de +CGs sobre a área desmatada em Setembro. Assim, as Figuras 3.4 e 3.5 nos levam a supor que o aumento da %+CGs nos sistemas convectivos durante a transição entre as estações seca e chuvosa seja um efeito do desmatamento.

O desmatamento da floresta Amazônica modifica a partição de energia de calor sensível (H) e latente (LE), uma vez que a substituição da floresta por pastagem diminui a eva-

¹ A região estudada foi dividida em pixels de $5 \times 5 \text{km}$, logo a porcentagem mostrada na figura é a porcentagem de +CGs em cada pixel, em relação ao total de descargas (+CGs e -CGs). Neste caso, a região ao norte do sensor de Machadinho d'Oeste foi utilizado.

² A densidade do total CGs é calculada através do número total de CGs em uma determinado tipo de vegetação e normalizado pela área total desse mesmo tipo de vegetação.

³ Lembrando que a área ao norte do sensor de Machadinho d'Oeste foi descartada das análises devido às soluções errôneas nessa região mostradas na Figura 3.3.

potranspiração (LE) e aumenta o aquecimento por calor sensível (H). Juntamente com a porção mais baixa da troposfera relativamente mais seca, como é o caso do mês de Setembro, as nuvens são formadas preferencialmente em superfícies mais secas e mais quentes como a pastagem (Rabin et al., 1990). O aumento do calor sensível gera transientes turbulentos mais intenso sobre as áreas desmatadas, tornando a camada limite planetária (CLP) mais alta sobre a pastagem do que sobre a floresta. Assim, a camada de mistura da CLP sobre a floresta é mais rasa e densa que na pastagem, gerando um gradiente de densidade. Esse gradiente de densidade, por sua vez, gera gradientes de pressão horizontal entre essas duas áreas que, como resposta, inicia circulações de meso-escala (Baidya Roy e Avissar, 2002).

Apesar das semelhanças da região de $\%+CGs > 50\%$ nos meses de Agosto a Outubro com a área desmatada, a topografia (Figura 2.1a) também segue a orientação noroeste-sudeste, formando um vale ao um pouco a leste da $\%+CGs > 50\%$. A topografia também pode servir como uma forçante externa de levantamento das parcelas de ar que pode compensar a estabilidade da atmosfera seca e dar origem a convecção.

Logo, concluímos que a atividade elétrica no sudoeste de Amazônia é iniciada na transição entre as estações seca para chuvosa (Setembro-Outubro) atingindo seu máximo com o estabelecimento da estação seca (Novembro) (Figura 3.3). Essa transição também acontece durante as queimadas da região para o preparo do solo para a pecuária e agricultura com as primeiras chuvas, causando um aumento na poluição atmosférica coincidente com o aumento na porcentagem de $+CGs$ (Figuras 3.3 e 3.4). Além disso, a transição entre essas estações (Setembro, Figuras 3.4 e 3.5) mostrou a interessante característica de um aumento da porcentagem de $+CGs$ sobre a área desmatada do estado de Rondônia, podendo estar relacionada com a diferente partição de energia (calor sensível e latente) em relação às áreas florestadas. Assim, na próxima seção (Seção 3.2) são investigadas com mais detalhes a relação entre a vegetação, a topografia, termodinâmica e poluição com a eletrificação dos sistemas convectivos do experimento DRYTOWET.

Figura 3.5: Densidade do total CGs e porcentagem de +CGs mensalmente segregados por tipo de vegetação na área de análise da Figura 2.1b, detectados pela rede de sensores da BLDN durante os anos de 2000 a 2004. A densidade de total CGs é calculada através do número total de CGs em uma determinado tipo de vegetação e normalizado pela área total desse mesmo tipo de vegetação.

3.2 Sistemas convectivos do experimento DRYTOWET e suas variáveis ambientais

Nesta seção são analisadas os sistemas convectivos do experimento DRYTOWET que passaram sobre a área do radar. Esses sistemas foram rastreados e relacionados com a presença ou não de descargas atmosféricas, bem como as variáveis ambientais a partir de reanálises e radiossondagens, conforme a descrição do Capítulo 2. Na Seção 3.2.1 são analisadas as características dessas tempestades a partir da estrutura vertical da refletividade do radar e descargas atmosféricas, seguida do estudo dos efeitos da topografia e vegetação (Seção 3.2.2), da termodinâmica da atmosfera (Seção 3.2.3) e dos aerossóis (Seção 3.2.4) na formação dessas tempestades.

3.2.1 Características das tempestades

A Figura 3.6 mostra a distribuição espacial da densidade de CGs (positivos e negativos) e da porcentagem de +CGs, detectados pela rede de sensores da BLDN durante os períodos Seco, Transição e Chuvoso sobre o estado de Rondônia, sendo que a área do experimento DRYTOWET é representada pelo círculo branco, delimitando um raio de 150km ao redor do radar. Seguindo a climatologia de CGs em Rondônia (Figura 3.1), a densidade de CGs aumenta do período seco para o chuvoso, com o máximos de 1.75 CGkm^{-2} durante o período de transição, ao norte e linha noroeste-sudeste do estado. A porcentagem de +CGs também se mostrou maior no período Seco, diminuindo conforme a estação chuvosa se estabelece e seguindo a mesma distribuição espacial da climatologia do mês de Setembro (Figura 3.4), ou seja, a orientação noroeste-sudeste e o braço para oeste da %+CGs acima de 50% coincidente com a orientação da área desmatada do estado de Rondônia (Figura 2.1b).

Figura 3.6: Distribuição espacial da densidade de CGs (positivos+negativos) e da porcentagem de +CGs, detectados pela rede de sensores da BLDN (triângulos brancos) durante os períodos Seco, Transição e Chuvoso.

Entre os dias 16 de Setembro e 07 de Novembro de 2002, um total de 5329 nuvens⁴ passaram sobre a área do radar TECTELCOM, instalado no estado de Rondônia exclusivamente para o experimento DRYTOWET. Durante este experimento foram observados três períodos para o estabelecimento da estação chuvosa: Seco, Transição e Chuvoso (Capítulo 2). A Tabela 3.1 mostra a distribuição dessas nuvens em função de sua eletrificação, tempo de vida e período do experimento. Cerca de 76 a 82% das nuvens detectadas pelo radar durante os períodos Seco, Transição e Chuvoso não produziram nenhuma descarga elétrica do tipo nuvem solo (CG), e são chamadas de *não-tempestades* daqui em diante⁵. As nuvens que produziram CGs são chamadas de *tempestades* e foram divididas de acordo com seu tempo de vida (<30, 30-60, 60-120, >120 minutos - Capítulo 2): ~7% das nuvens detectadas (e que produziram raios) tiveram um tempo de vida menor que 30 minutos em todos períodos, de 4 a 10% entre 30 e 120 minutos, e 1 a 2% maior que 120 minutos, somando um total de 138, 399 e 603 tempestades durante os períodos Seco, Transição e Chuvoso, respectivamente.

Tabela 3.1 - Número de clusters (nuvens) observados no radar para cada período e intervalo de tempo de vida. Os valores em parênteses indicam a porcentagem de cada classe de tempo e vida e não-tempestade em cada período.

Período	Não-tempestade	Tempestades <30 min	Tempestades 30-60 min	Tempestades 60-120 min	Tempestades >120 min	Total
Seco	608 (82)	53 (7)	45 (6)	30 (4)	10 (1)	746 (100)
Transição	1277 (76)	102 (6)	166 (10)	92 (6)	39 (2)	1676 (100)
Chuvoso	2304 (79)	196 (7)	236 (8)	129 (4)	42 (2)	2907 (100)

A atividade elétrica durante o ciclo de vida das tempestades com mais de 30 minutos da Tabela 3.1 está resumida na Figura 3.7. Esta figura mostra a frequência da densidade

⁴ O radar observa apenas nuvens com desenvolvimento um pouco avançado, ou seja, sistemas precipitantes.

⁵ Como os sensores da BLDN detectam apenas CGs, nuvens eletrificadas apenas com descargas intra-nuvem podem ser consideradas como não-tempestades. Além disso, o rastreamento das tempestades e das CGs foram feitas através da área da tempestade em 3 km de altura, logo descargas que ocorrem fora dessa área não foram consideradas (Capítulo 2).

Figura 3.7: Frequência da densidade média de +CGs (linhas vermelhas) e –CGs (linhas azuis) durante o ciclo de vida normalizado das tempestades, para os períodos Seco, Transição e Chuvoso, divididos pelo tempo de vida das tempestades (30-60min, 60-120min, >120min). Os números indicados nas figuras correspondem ao total de casos (tempestades positivas+negativas) naquela categoria.

média de +CGs e –CGs durante o ciclo de vida normalizado das tempestades, para os períodos Seco, Transição e Chuvoso, divididos pelo seu tempo de vida (30-60, 60-120 e >120 minutos). O tempo normalizado t_{norm} tem uma escala de 0 a 1, sendo 0 o tempo de início e 1 o tempo final da tempestade na área do radar, onde os estágios do ciclo vida são iniciação (0-0.3), maturação (0.3-0.7) e maturação (0.7-1) (Capítulo 2). Observamos que durante o período Seco, todas as tempestades apresentaram uma frequência média de +CGs maior que a de –CGs ao longo de todo seu ciclo de vida, exceto apenas as tempestades com tempo de vida entre 30 e 60 minutos na metade de seu ciclo de vida ($t_{norm} = 0.5$, estágio

de maturação). As tempestades com 30 a 120 minutos de duração produziram cerca de 0.1 a 1.0 CGs km⁻²tempestade⁻¹ durante todo seu ciclo de vida, tanto de polaridade negativa quanto positiva. As tempestades, desse mesmo período (Seco), com tempo de vida >120 minutos tiveram um pico de 2.4 CGs km⁻²tempestade⁻¹ na frequência da densidade média de +CGs durante o estágio de maturação (tempo normalizado=0.6), e outro pico de 1.3 CGs km⁻²tempestade⁻¹ no estágio de dissipação ($t_{norm} = 0.8$). Como tempestades com tempo de vida maior que 2 horas são em geral sistemas de meso-escala, alguns autores como Brook et al. (1982), Curran e Rust (1992), Lang e Rutledge (2004), MacGorman et al. (2005) e Rust et al. (2005) sugerem que a produção de +CGs aumente do final da maturação até a dissipação do sistema devido à inclinação dos sistemas convectivos pelos fortes ventos horizontais da média-para-alta troposfera, que expõem ao solo a parte superior da nuvem (comumente chamada de bigorna) carregada positivamente, e +CGs podem se originar dessa camada superior de carga positiva deslocada. Porém, essa observação é improvável para os sistemas analisados uma vez que as tempestades dos trópicos experimentam pouco ou nenhum cisalhamento vertical que gere a inclinação da nuvem. No caso dos trópicos, a produção de +CGs durante a dissipação pode estar relacionada às cargas positivas dos cristais de gelo que foram advectados do centro da nuvem para a região da bigorna.

Durante os períodos de Transição e Chuvoso, a densidade de -CGs foi maior para todas as tempestades (Figura 3.7). As tempestades com tempo de vida menor que 1 hora, também produziram cerca de 0.1 a 1.0 CGs km⁻²tempestade⁻¹ durante todo seu ciclo de vida, tanto de polaridade negativa quanto positiva. As tempestades com mais de 2 horas de vida mostraram uma atividade elétrica de -CGs muito maior que a de +CGs, embora a produção de +CGs tenha aumentado em mais de duas vezes se comparados com os sistemas com menos de 2 horas. Como no caso do período Seco, o maior número de +CGs (0.8 a 2.2 km⁻²tempestade⁻¹) é encontrado a partir do estágio de maturação ($t_{norm} = 0.5$) até a dissipação ($t_{norm} > 0.7$), porém o número de -CGs se manteve mais alto (2.7 a 4.3 CGs km⁻²tempestade⁻¹). Durante o período de Transição, as tempestades com mais de 120 minutos também tiveram +CGs com uma frequência de até 2.1 km⁻²tempestade⁻¹.

Assim, a Tabela 3.2 mostra o número de -CGs e +CGs (CGtempestade⁻¹) por tempestade para cada categoria de tempo durante os períodos Seco, Transição e Chuvoso. Observamos que durante o período Seco o número de +CGs por tempestade é maior para todas

Tabela 3.2 - Número de $-CGs$ e $+CGs$ por tempestade ($CGtempestade^{-1}$) para cada categoria de tempo durante os períodos Seco, Transição e Chuvoso.

Período	<30 min		30-60 min		60-120 min		>120 min		Todas tempestades	
	$-CGs$	$+CGs$	$-CGs$	$+CGs$	$-CGs$	$+CGs$	$-CGs$	$+CGs$	$-CGs$	$+CGs$
Seco	3.10	5.81	10.1	16.9	24.9	33.7	28.0	39.9	10.8	18.9
Transição	4.89	2.58	7.71	8.02	16.3	51.3	110	70.6	20.5	21.9
Chuvoso	7.03	2.63	12.7	5.89	31.6	6.71	60.2	35.7	18.3	7.09

as categorias de tempo de vida das tempestades, com um total de $18.8 +CGtempestade^{-1}$ e $10.8 -CGtempestade^{-1}$. O período de Transição teve tempestades com maior atividade elétrica, com um total de $21.9 +CGtempestade^{-1}$ e $20.5 -CGtempestade^{-1}$, chegando a $70.6 +CGtempestade^{-1}$ e $110 -CGtempestade^{-1}$ em tempestade com mais de 2 horas de duração. Já o período Chuvoso teve as tempestades com menor eletrificação, apresentando um total de $7.09 +CGtempestade^{-1}$ e $18.3 -CGtempestade^{-1}$, consistente com que foi observado na Figura 3.6.

Tabela 3.3 - Número de tempestades consideradas positivas (Pos.) e negativas (Neg.) para cada período e intervalo de tempo de vida. Os valores em parênteses indicam a porcentagem das tempestades positivas e negativas para cada período e intervalo de tempo.

Período	<30 min		30-60 min		60-120 min		>120 min		Total	
	Neg.	Pos.	Neg.	Pos.	Neg.	Pos.	Neg.	Pos.	Neg.	Pos.
Seco	21(40)	32(60)	16(36)	29(64)	11(37)	19(63)	1(10)	9(90)	49(36)	89(64)
Transição	66(65)	36(35)	111(67)	55(33)	57(62)	35(38)	30(77)	9(23)	264(66)	135(34)
Chuvoso	123(63)	73(37)	163(69)	73(31)	88(68)	41(32)	27(64)	15(36)	401(67)	202(33)

A fim de estudar o aumento da porcentagem de $+CGs$ durante os meses de Setembro e Outubro, mostrado na seção anterior (Seção 3.1), e como as tempestades do período Seco mostram uma frequência maior de $+CGs$ para todas as tempestade em todo seu ciclo de vida, as tempestades foram divididas em positivas e negativas de acordo com o porcentagem de $+CGs$ que produziram: tempestades que produziram mais de 50% de

+CGs durante mais de 50% do seu tempo de vida são consideradas *tempestades positivas*, e as demais são consideradas *tempestades negativas*. Esse critério garante que os +CGs estejam ocorrendo durante todo o ciclo de vida das tempestades e não somente em seu estágio de dissipação, no qual a ocorrência de +CGs é esperada (Brook et al., 1982; Curran e Rust, 1992; Lang e Rutledge, 2004). A Tabela 3.3 mostra o número de tempestades consideradas positivas e negativas, para cada período e intervalo de tempo de vida, de acordo com essa classificação. Observamos que durante o período Seco mais de 60% das tempestades eram do tipo positivas, chegando a 90% no caso das tempestades com mais de 2 horas. Já durante os períodos de Transição e Chuvoso, somente 31 a 38% das tempestades com menos de 2 horas de vida eram positivas, chegando a 23% para as tempestades do período de Transição com mais de 2 horas de vida. Assim, a Tabela 3.3 confirma que maioria das tempestades durante o período Seco (mais de 60%) eram tempestades positivas, indicando uma mudança na estrutura de cargas dessas nuvens.

A Figura 3.8 mostra o ciclo diurno do número de tempestades positivas, negativas, tempestades em geral (positivas+negativas) e não tempestades, e número total de descargas atmosféricas do tipo +CGs e -CGs associadas a essas tempestades, durante os períodos Seco, Transição e Chuvoso. Observamos que, durante os períodos de Transição e Chuvoso, a nebulosidade em geral (tempestades + não-tempestades) possui um ciclo diurno bem definido com mínimos durante a manhã (05:00 a 09:00 HL - hora local), crescendo a partir das 10:00 HL e atingindo o máximo em 14:00 HL, enquanto que durante a estação Seca o máximo de nebulosidade acontece uma hora mais cedo (às 13:00 HL), concordando com os resultados encontrados por Negri et al. (2004) (Seção 1.1). No entanto, os máximos de tempestades negativas dos períodos de Transição e Chuvoso ocorrem entre 12:00 e 15:00 HL, e os de tempestades positivas às 16:00 HL. O ciclo diurno das +CGs e -CGs durante esses dois períodos mostram alta atividade elétrica (~ 500 a 1500 -CGs, e ~ 250 a 500 +CGs) durante a tarde e começo da noite (12:00 as 20:00 HL), sendo que o período de Transição apresenta ainda atividade elétrica (tanto de -CGs quanto de +CGs) durante a madrugada (02:00 a 06:00 HL), associado principalmente a um grande sistema convectivo de meso-escala que passou pela região no dia 08 de Outubro (Figura 3.9). Já durante o período Seco, o maior número de tempestades positivas ocorreram às 17:00, 21:00 e 22:00 HL (11, 8 e 9 tempestades positivas, respectivamente), enquanto que das tempestades ne-

Figura 3.8: Ciclo diurno do número de tempestades positivas, negativas, tempestades em geral (positivas+negativas) e não tempestades (ordenadas da esquerda), e número total de descargas atmosféricas do tipo +CGs e -CGs associadas a essas tempestades (ordenadas da direita), durante os períodos Seco, Transição e Chuvoso. Note que as escalas das ordenadas (tanto da direita quanto da esquerda) são diferentes para cada período.

gativas ocorreu às 05:00 HL (6 tempestades negativas). O ciclo diurno das +CGs e -CGs durante o período Seco mostra alta atividade elétrica (>50 descargas) das 13:00 as 05:00 HL, com o número de +CGs superior ao de -CGs (característica marcante desse período). A alta atividade elétrica durante a madrugada do período Seco aconteceu apenas no dia 24 de Setembro (Figura 3.9), quando 18 tempestades negativas, iniciadas entre 00:00 e 05:00 HL, produziram 78 +CGs e 179 -CGs, e 17 tempestades positivas (também iniciadas entre 00:00 e 05:00 HL) produziram 519 +CGs e 199 -CGs. Os eventos desse dia foram analisados por Pontes (2006), que apontaram a entrada de um sistema frontal entre

Figura 3.9: Total diário de +CGs e -CGs associados às tempestades do radar, durante o experimento DRYTOWET. As linhas pontilhadas indicam a divisão entre os períodos Seco, Transição e Chuvoso.

os dias 19 e 25 de Setembro associando-a à oscilações intrasazonais (Andreae et al., 2002).

Para analisarmos a estrutura vertical das tempestades, na Figura 3.10 foram calculados histogramas de frequência por altura⁶ de refletividades (Z) das tempestades positivas, negativas e não tempestades durante os períodos Seco, Transição e Chuvoso. Observamos que as tempestades positivas do período Seco apresentam uma maior frequência de refletividades entre 25 e 30dBZ na região entre 6 e 8km de altura, o que corresponde aproximadamente aos níveis de temperatura de -7 e -18°C, respectivamente. Menores refletividades⁷ indicam menores conteúdos de água e de acordo com os experimentos em laboratório de transferências de cargas (Figura 1.8), na faixa de temperatura de -7 e -18°C os *graupels* e granizos podem ser carregados positivamente. Porém, para o níveis acima de 12km ($\sim -30^\circ\text{C}$) as tempestades positivas do período Seco apresentam uma distribuição de Z de 5% até 38dBZ enquanto que as tempestades negativas desse mesmo período e nível têm 5% em 30dBZ. Observamos ainda que as tempestades positivas dos períodos Seco e Transição atingiram até 18km de altura (1% em $\sim 22\text{dBZ}$), enquanto que as tempestades negativas atingiram 16 e 17km, respectivamente, indicando o maior desenvolvimento

⁶ Nos histogramas de frequência por altura temos a distribuição da variável de 0 a 100% em cada nível de altura.

⁷ A refletividade do radar é proporcional à sexta potência do diâmetro dos hidrometeoros.

Figura 3.10: Histograma de frequência por altura de refletividades (Z) das tempestades positivas, negativas e não tempestades durante os períodos Seco, Transição e Chuvoso. As linhas brancas indicam o perfil médio de Z . Note que são mostradas apenas refletividades acima de 5dBZ, enquanto que o cálculo do histograma considerou $-5 < Z \leq 60$ dBZ.

vertical das tempestades positivas. Já no período Chuvoso, as tempestades positivas atingiram apenas 15km de altura, contra 17km das negativas. Podemos observar também que as tempestades negativas possuíam refletividades maiores no nível de 4km de altura para qualquer período: a região de 15% de ocorrência em 4km de altura estava em 45, 43 e 40dBZ nas tempestades positivas dos períodos Seco, Transição e Chuvosos, respecti-

vamente, enquanto que nas tempestades negativas estava em 47, 44 e 41dBZ. Isto indica uma região mista mais intensa nas tempestades negativas. Analisando as diferenças entre os períodos Seco, Transição e Chuvoso, podemos observar que a distribuição de refletividades é sempre maior do primeiro período para o último para qualquer tipo de tempestade ou não tempestade. Por exemplo, as tempestades positivas, negativas e não-tempestades apresentaram refletividades de até, respectivamente, 55, 52 e 49dBZ em 2km de altura (1%) durante o período Seco, enquanto que durante o períodos de Transição foi 50, 49 e 45dBZ, e durante o período Chuvoso foi 46, 45 e 41dBZ. No geral, as não-tempestades atingiram alturas de 14km em todos os períodos, com a distribuição de refletividade menor que 51dBZ em todos os níveis de altura. As não-tempestades ainda concentraram as maiores ocorrências (30 a 57%) de refletividade abaixo de 4km de altura entre 20 e 30dBZ, indicando a maior presença de chuva nesse tipo de nuvem. É interessante observamos que até mesmo as não-tempestades do período Seco são mais intensas que as dos períodos de Transição e Chuvoso com refletividades de até 51dBZ em 4km de altura no período Seco e 49 e 44dBZ nos períodos de Transição e Chuvoso, respectivamente.

Podemos observar ainda que as não-tempestades apresentaram frequências de abaixo de 20% de refletividades entre 20 e 30 dBZ acima de 5km de altura, caracterizando a baixa produção de gelo desse tipo de nuvem, ingrediente essencial para a produção de raios. Na região quente ($z < 5\text{km}$), essas não-tempestades apresentam frequências maiores que 30% em $20 \leq Z \leq 30\text{dBZ}$ em todos os períodos analisados. Nota-se também que, apesar de não estarem associadas à produção de CGs, as não-tempestades do período Seco apresentam refletividades de até 45dBZ entre 6 e 2km de altura, demonstrando uma convecção mais intensa também para essa categoria de nuvem analisada do que os períodos de Transição e Chuvoso.

Para investigar a distribuição da refletividade durante todo o ciclo de vida das tempestades, estas foram divididas em precipitação convectiva e estratiforme como descrito no Capítulo 2. A Figura 3.11 mostra os perfis verticais médios da refletividade total, convectiva e estratiforme das tempestades positivas, negativas e não-tempestades durante os períodos Seco, Transição e Chuvoso (foram consideradas apenas $Z > 5\text{dBZ}$). Podemos observar que os perfis médios de Z das tempestades positivas, negativas e não-tempestades durante os períodos Seco e de Transição são sempre mais intensos que os respectivos perfis

Figura 3.11: Perfis verticais médios da refletividade total (convectiva+estratiforme), convectiva e estratiforme das tempestades positivas (linhas sólidas), negativas (linhas tracejadas) e não-tempestades (linhas pontilhadas), durante os períodos Seco (linhas vermelhas), Transição (linhas laranjas) e Chuvoso (linhas verdes). Note que foram considerados apenas $Z > 5\text{dBZ}$ no cálculo dessas médias.

durante o período Chuvoso, evidenciando o caráter de convecção mais desenvolvida dos dois primeiros períodos. Entre os níveis de 9 e 17km de altura do período Seco, Z das tempestades positivas é cerca de 3dBZ mais intensa do que as tempestades negativas, sendo que abaixo desse nível até 4km de altura as tempestades negativas são 2dBZ em média a mais intensas que as positivas, e não há diferenças abaixo de 4km. Esta característica também é observada entre as tempestades positivas e negativas do período Chuvoso, porém a diferença 3dBZ mais intensa das tempestades negativas se estende até 12km de altura. Assim, no período chuvoso, as tempestades positivas têm perfis médios de Z entre de 1 a 3dBZ menores que as negativas até 14km, onde se igualam. Já no período de Transição, as tempestades positivas são em média de 2 a 3dBZ mais intensas que as negativas, sendo que abaixo desse nível as tempestades negativas possuem maiores refletividades em média, chegando a 3dBZ a mais 4 km. No período chuvoso, as tempestades positivas têm perfis médios de Z entre de 1 a 3dBZ menores que as negativas até 14km, onde se igualam. Isto sugere que as tempestades negativas do período Seco possuem uma zona mista (4 a 9km de altura) um pouco mais intensa que as tempestades positivas, enquanto que as positivas possuem cristais de gelo e flocos de neve em maior quantidade e/ou maiores na região de fase fria (acima de 9km de altura).

Analizando agora os perfis médios convectivos e estratiformes dessas tempestades, encontramos que as diferenças entre as tempestades positivas e negativas dos períodos Seco e Transição acima de 8km de altura são devido à precipitação convectiva e abaixo desse nível à precipitação estratiforme: as tempestades positivas são $\sim 3\text{dBZ}$ mais intensas que as negativas nos perfis convectivos de altos níveis e $\sim 3\text{-}4\text{dBZ}$ menos intensas nos perfis estratiformes. Logo, as tempestades positivas apresentaram em média maiores refletividades (quantidade de hidrometeoros) na região de fase de gelo e ligeiramente mais água líquida na fase quente da nuvem (cerca de 0.5dBZ) nas regiões convectivas da nuvem, responsáveis pelas correntes verticais mais intensas e maior transferência de cargas elétricas entre os hidrometeoros.

Conforme já havíamos observado na Figura 3.10, os perfis médios total, convectivo e estratiforme das não-tempestades apresentados na Figura 3.11 enfatizam a menor intensidade dessa categoria de sistema, durante todos os períodos aqui analisados. Observamos que os perfis convectivos das não-tempestades do período Seco possuem valores máximos médios de 34dBZ em 4km de altura, ou seja, cerca de 7dBZ menos intenso que as tempestades positivas e negativas desse mesmo período. Esta característica se repete para os demais perfis dos períodos de Transição e Chuvoso. Na região de fase mista e de gelo ($z > 5\text{km}$), as diferenças entre as tempestades e não-tempestades de todos os períodos são de 2 a 4dBZ nos perfis convectivos e cerca de 2dBZ nos perfis estratiformes, caracterizando a menor quantidade de gelo e conseqüente não produção de CGs.

Figura 3.12: Frequência da densidade média de +CGs (linhas contínuas) e -CGs (linhas tracejadas), durante eventos de tempestades positivas e negativas que ocorreram nos períodos Seco, Transição e Chuvoso.

As frequências da densidade média de +CGs e -CGs durante eventos de tempestades positivas e negativas que ocorreram nos períodos Seco, Transição e Chuvoso são apresentadas na Figura 3.12. Observamos que a eletrificação das tempestades positiva do período Seco teve um máximo de $7.5 \text{ +CGkm}^{-2}\text{tempestade}^{-1}$ já na iniciação das tempestades ($t_{norm} = 0$) decaindo para valores entre 2.3 e $4.4 \text{ +CGkm}^{-2}\text{tempestade}^{-1}$ até o meio da maturação ($t_{norm} = 0.5$) e voltando a um segundo máximo de $6.1 \text{ +CGkm}^{-2}\text{tempestade}^{-1}$ em $t_{norm} = 0.6$, enquanto que a frequência média de -CGs dessas tempestades foram menores que $1.9 \text{ -CGkm}^{-2}\text{tempestade}^{-1}$ (média de $1.0 \text{ -CGkm}^{-2}\text{tempestade}^{-1}$). A eletrificação das tempestades negativas do período Seco mostrou uma frequência média de -CGs em torno de $1.3 \text{ -CGkm}^{-2}\text{tempestade}^{-1}$, sendo até $2.7 \text{ -CGkm}^{-2}\text{tempestade}^{-1}$ em $t_{norm} = 0.2$ passando a decair até o estágio de dissipação ($t_{norm} > 0.7$) com outro máximo ao final das tempestades ($2.2 \text{ -CGkm}^{-2}\text{tempestade}^{-1}$ em $t_{norm} = 1$), enquanto que as +CGs teve um comportamento semelhante porém com valores mais baixos como é esperado pela própria classificação de tempestades positivas e negativas. O período de Transição apresentou maiores frequências médias de densidades de CGs tanto para as tempestades positivas quanto negativas e para ambas as polaridades de CGs. O ciclo de vida normalizado das tempestades positivas do período de Transição apresentou $9.2 \text{ +CGkm}^{-2}\text{tempestade}^{-1}$ já no início do tempo normalizado ($t_{norm} = 0$), continuando alto até o final da maturação ($\sim 7.5 \text{ -CGkm}^{-2}\text{tempestade}^{-1}$, $0.3 \leq t_{norm} \leq 0.7$) quando decai para $\sim 2.9 \text{ +CGkm}^{-2}\text{tempestade}^{-1}$ ($t_{norm} \geq 0.7$). A frequência de -CGs das tempestades positivas do período de Transição têm um comportamento semelhante, porém com intensidade cerca de $2.5 \text{ -CGkm}^{-2}\text{tempestade}^{-1}$ menor que a frequência de +CGs. As tempestades negativas desse período obtiveram seu máximos de frequência de -CGs normalizado no tempo de vida durante o estágio de maturação (4.9 e $5.4 \text{ -CGkm}^{-2}\text{tempestade}^{-1}$) em $t_{norm} = 0.3$ e 0.5 , respectivamente, enquanto que a frequência de +CGs ficou entre 0.9 e $1.7 \text{ +CGkm}^{-2}\text{tempestade}^{-1}$ com o máximo em $t_{norm} = 0.6$. Os maiores valores das frequência de +CGs e -CGs nas tempestades do período de Transição são devido à linha de instabilidade do dia 8 de Outubro, também identificada na Figura 3.7 para tempestades com mais de 120 minutos. Já as tempestades positivas do período Chuvoso não apresentam muitas diferenças entre as frequências de +CGs e -CGs (menores que $1.0 \text{ CGkm}^{-2}\text{tempestade}^{-1}$ em média), com picos de $6.7 \text{ +CGkm}^{-2}\text{tempestade}^{-1}$

e $7.8 -\text{CGkm}^{-2}\text{tempestade}^{-1}$ em $t_{norm} = 0.8$. Por outro lado, as tempestades negativas do período Chuvoso tiveram frequência de +CGs normalizada menores que $1.0 +\text{CGkm}^{-2}\text{tempestade}^{-1}$ e $0.7 +\text{CGkm}^{-2}\text{tempestade}^{-1}$ em média. Logo, podemos concluir que em termos de frequência de +CGs e -CGs as tempestades que mais se diferenciam são: as positivas do período Seco, positivas e negativas do período de Transição, e as negativas do período Chuvoso.

Figura 3.13: Média dos máximos *echotops* de 30dBZ (altura máxima de $Z = 30\text{dBZ}$), durante eventos de tempestades positivas, negativas, tempestades em geral (positivas+negativas) e não-tempestades que ocorreram nos períodos Seco, Transição e Chuvoso.

Para investigarmos a profundidade dos sistemas convectivos analisados e a conseqüente intensidade da convecção, foi calculada a altura máxima da refletividade de 30dBZ, conhecida como *echotop* de 30dBZ, de cada sistema. A Figura 3.13 ilustra a média dos máximos *echotops* de 30dBZ, onde observamos que, durante todo o estágio de iniciação e maturação ($t_{norm} < 0.7$), a máxima altura das tempestades positivas é cerca de 4km maior que as negativas, chegando a 14km de altura em $t_{norm} = 0.1$. Já as tempestades positivas do período de Transição não mostraram diferenças significativas em relação às tempestades negativas, enquanto que as positivas do período Chuvoso também foram cerca de 4 km mais altas que as negativas em seus máximo valores de *echotops* de 30dBZ, porém somente durante a fase de iniciação ($t_{norm} < 0.3$). As não tempestades tiveram alturas máximas em média de 6km, caracterizando a não ativação da fase de gelo nessas nuvens e conseqüente não observação de CGs.

Se compararmos os *echotops* de 30dBZ com a atividade elétrica média desses sistemas

convectivos apresentada na Figura 3.12, podemos observar que durante os períodos Seco e de Transição os máximos de +CGs das tempestades positivas e o máximos de -CGs das tempestades negativas estão diretamente ligados aos máximos de *echotop* no mesmo tempo normalizado ou com a defasagem de apenas $\Delta t_{norm} = \pm 0.1$. Por exemplo, os máximos de +CGs das tempestades positivas ocorreram em $t_{norm} = 0.0$ e $t_{norm} = 0.6$ enquanto que os máximos de *echotop* foram respectivamente em $t_{norm} = 0.1$ e $t_{norm} = 0.5$. Já os máximo de -CGs das tempestades negativas desse mesmo período ocorreu em $t_{norm} = 0.1$ e $t_{norm} = 0.5$ enquanto que os picos de *echotop* foram respectivamente em $t_{norm} = 0.1$ e $t_{norm} = 0.6$. Como os máximos de *echotop* estão diretamente relacionados com os máximos das correntes ascendentes, podemos concluir que os picos de +CGs e -CGs das tempestades, respectivamente, positivas e negativas, dos períodos Seco e Transição também ocorrem nas regiões de fortes correntes ascendentes. Logo, esta característica poder servir como uma variável prognóstica da ocorrência de CGs em tempestades monitoradas por radar. No caso do período Chuvoso os máximos de +CGs e -CGs não estão correlacionados com os máximos de *echotop*, uma vez que tanto para as tempestades positivas quanto negativas, as máximas alturas de 30dBZ ocorreram durante a iniciação dos sistemas convectivos ($0 < t_{norm} < 0.3$, Figura 3.13) enquanto que a máxima atividade elétrica ocorreu do meio da maturação para a dissipação ($0.5 \leq t_{norm} \leq 1$, Figura 3.12). No caso das tempestades positivas desse período, podemos atribuir essa característica à eletrificação da bigorna dos sistemas convectivos mais desenvolvidos.

Para cada passo de tempo das tempestades detectadas pelo radar, também foi calculado o conteúdo de água líquida integrado verticalmente (VIL, do inglês *Vertically Integrated Liquid*) dada por (Amburn e Wolf, 1996):

$$VIL = \sum_{k=h_0}^{h_f} LWC_k \Delta h_k, \quad LWC_k = 3.4 \times 10^{-3} \left(10^{\frac{Z_k}{10}} \right)^{\frac{4}{7}} \quad (3.1)$$

onde VIL tem unidade de kgm^{-2} , e h_0 é a altura inicial, h_f a altura final, e Δh_k , LWC_k e Z_k são, respectivamente, a espessura, o conteúdo de água líquida e o fator de refletividade do radar na camada k . A Figura 3.14 mostra a média do VIL de 9 a 20 km de altura (“*água fria*” - VIL frio), 5 a 8 km de altura (“*água mista*” - VIL misto), e 2 a 4 km de altura (“*água quente*” - VIL quente), durante eventos de tempestades positivas, negativas, tempestades em geral (positivas+negativas) e não-tempestades que ocorreram nos períodos

Seco, Transição e Chuvoso. Como a presença de gelo é fundamental para a eletrificação das nuvens, as tempestades tanto positivas quanto negativas apresentam maiores valores de VIL frio (1.5 a 3.7kgm^{-2}) e VIL misto (8.1 a 13.8kgm^{-2}) que as não-tempestades durante praticamente todo o ciclo de vida dos sistemas convectivos dos três períodos analisados. O ciclo de vida do VIL quente das tempestades positivas do período Seco é sempre maior que das tempestades negativas, chegando a ter de 4 a 9kgm^{-2} a mais no estágio de iniciação (t_{norm} de 0.1 a 0.3), até mais de 12kgm^{-2} no estágio de dissipação. Porém, nas regiões de fase mista e fria, as tempestades positivas do período Seco obtiveram valores médios de VIL misto e frio menores que das tempestades negativas. No caso do VIL misto, as tempestades positivas desse período apresentaram um ciclo de vida em torno de 9kgm^{-2} , oscilando entre 0.4 e 9.9kgm^{-2} , enquanto que as tempestades negativas obtiveram $8.6 \leq \text{VIL misto} \leq 10.8\text{kgm}^{-2}$. O VIL frio das tempestades negativas e positivas do período Seco mostraram um decaimento, respectivamente, de 2.5 para 1.5kgm^{-2} e 3.3 para 1.9kgm^{-2} .

Já no período de Transição, o VIL quente das tempestades positivas no período de Transição mostra um ciclo de vida em torno de 11.5kgm^{-2} , oscilando ao redor de 1.0kgm^{-2} , enquanto que as tempestades negativas mostraram valores bem menores no período de iniciação (6.4kgm^{-2} em $t_{norm} = 0.2$, por exemplo), crescendo até de 15.8kgm^{-2} ($t_{norm} = 0.8$) (e superando os valores das tempestades positivas) nos estágios de maturação e dissipação. Esta característica pode estar associada à uma provável precipitação mais intensa das tempestades negativas do período de Transição, uma vez o VIL misto mostra uma tendência parecida de aumento de valores da fase de maturação pra a dissipação (com pico de 13.8kgm^{-2} em $t_{norm} = 0.9$), enquanto que o VIL frio tende a decrescer, indicando a precipitação de partículas de gelo de altos e médios níveis dessas tempestades devido à diminuição das correntes ascendentes e começo das correntes descendentes, como mostra a diminuição dos *echotops* de 30dBZ das tempestades negativas entre $t_{norm} = 0.5$ e 0.1 da Figura 3.13 e a diminuição da atividade elétrica para $t_{norm} \geq 0.5$ na Figura 3.12 (−CGs das tempestades negativas).

Já durante o período Chuvoso, as tempestades positivas apresentaram VIL quente e misto crescentes da fase de iniciação até a dissipação, com picos de ~ 16 e $\sim 13\text{kgm}^{-2}$ para $0.8 \leq t_{norm} \leq 0.9$. Mais uma vez, essa correlação pode estar associada à uma provável precipitação mais intensa dessas tempestades positivas devido à diminuição das correntes

Figura 3.14: Média do VIL de (a) 9 a 20 km de altura (“água fria” - VIL frio), (b) 5 a 8 km de altura (“água mista” - VIL misto) e (c) 2 a 4 km de altura (“água quente” - VIL quente), durante eventos de tempestades positivas, negativas, tempestades em geral (positivas+negativas) e não-tempestades que ocorreram nos períodos Seco, Transição e Chuvoso.

ascendentes e começo das correntes descendentes, como mostra a diminuição dos *echotops* de 30dBZ na Figura 3.13. Já o ciclo de vida do VIL frio das tempestades negativas e positivas do período Chuvoso foram semelhantes, oscilando em torno de 2.4kgm^{-2} . As tempestades negativas desse período tiveram maiores valores de VIL quente na fase de iniciação ($\sim 11.5\text{kgm}^{-2}$, $0 \leq t_{norm} \leq 0.3$) decaindo para até 6kgm^{-2} em $t_{norm} = 0.9\text{kgm}^{-2}$.

Figura 3.15: Média dos máximos de (a) VIL de 2 a 20 km de altura (“água total” - VIL total) e (a) VIL de 5 a 20 km de altura (“gelo total” - VIL gelo) durante eventos de tempestades positivas, negativas, tempestades em geral (positivas+negativas) e não-tempestades que ocorreram nos períodos Seco, Transição e Chuvoso.

Ainda analisando o ciclo de vida das tempestades em função do VIL, a Figura 3.15 nos mostra a média dos *máximos* de VIL total (2-20 km de altura) e gelo (5-20 km de altura), respectivamente, durante eventos de tempestades positivas, negativas e não-tempestades que ocorreram nos períodos Seco, Transição e Chuvoso. Observamos que as tempestades

Figura 3.16: Frequência cumulativa dos máximos de VIL total para as tempestades detectadas pelo radar durante os períodos Seco, Transição e Chuvoso. Linhas contínuas são tempestades positivas, tracejadas são tempestades negativas, e pontilhadas não-tempestades.

positivas do período Seco têm máximos de VIL total sempre maiores que as negativas, com diferenças de 12 ($t_{norm} = 0.7$) a 25kgm^{-2} ($t_{norm} = 0.1$) na fase de iniciação, decaindo para 4 - 10kgm^{-2} na fase de maturação e $\sim 2\text{kgm}^{-2}$ durante a dissipação; e a evolução dos máximos de VIL gelo das tempestades positivas e negativas acompanham as curvas de VIL total, com máximo de 29.8kgm^{-2} em $t_{norm} = 0.1$ das tempestades positivas decaindo para 7.5kgm^{-2} em $t_{norm} = 0.6$. Esses resultados indicam que a fase de gelo das tempestades positivas do período Seco exercem um papel importante na eletrificação dessas nuvens, e sugerem o carácter mais intenso dessas tempestades. Já os períodos de Transição e Chuvoso não mostram diferenças significativas nos máximos dessas variáveis, mas reforçam a presença de maiores valores em tempestades positivas do que negativas durante praticamente todas as fases do desenvolvimento das tempestades no período de Transição e na fase de iniciação no período Chuvoso.

A importância dos altos valores de máximos VIL total pode ser analisada também na Figura 3.16. Esta figura mostra a frequência cumulativa dos máximos de VIL total para as tempestades detectadas pelo radar durante os períodos Seco, Transição e Chuvoso. Observamos que mais de 50% das tempestades positivas do período Seco tiveram máximos valores de VIL total maiores que 18kgm^{-2} , enquanto que apenas $\sim 15\%$ das negativas do período Seco e positivas+negativas do período de Transição obtiveram valores maiores que esse. Nenhuma tempestade do período Chuvoso apresentou máximo de VIL total maiores que 18kgm^{-2} e mais de 50% das não-tempestade de todos os períodos tiveram VIL total

menor que 3.5kgm^{-2} .

Logo, é interessante ressaltar que conforme a estação chuvosa se estabelece a altura máxima das tempestades tanto positivas quanto negativas decai (Figura 3.13) devido à diminuição da intensidade das correntes ascendentes e do LWC observados dentro delas (Figura 3.15 e 3.16). No caso das tempestades positivas da estação Seca, encontramos maiores valores de água líquida na região de fase quente da nuvem (Figura 3.14c) podendo ser indicativo de uma maior eficiência de conversão de vapor em água de nuvem. Nas seções seguintes são analisadas os fatores ambientais que podem promover as características das tempestades aqui analisadas, focando o estudo desde à influência da circulação de meso-escala forçada através da topografia e vegetação da região de Rondônia, até a estrutura termodinâmica da atmosfera e poluição gerada pela queima de biomassa durante a estação seca.

3.2.2 Os efeitos da topografia e vegetação

Para investigarmos se a maior %+CGs encontrada na Seção 3.1 está relacionada com a topografia (Figura 2.1a) e/ou a área desmatada (Figura 2.1b), as Figuras 3.17, 3.18 e 3.19 mostram a ocorrência de tempestades positivas, negativa e não-tempestades, respectivamente, na área do radar e o número de descargas positivas ou negativas, durante os estágios de iniciação ($t_{norm} < 0.4$), maturação ($0.4 \leq t_{norm} < 0.7$) e dissipação ($t_{norm} \geq 0.7$), para os períodos Seco, Transição e Chuvoso. As isolinhas da área média desmatada e da topografia de 250m também são ilustradas nestas figuras. Observamos que praticamente todas as tempestades positivas (Figura 3.17) do período Seco tiveram sua iniciação sobre a área desmatada e a maioria também ocorreu ao longo do vale e antes da topografia de 250 m, com máximos de até 5 +CGs sobre essa mesma área. Observamos ainda que durante os estágios de maturação e dissipação das tempestades positivas, elas permanecem sobre a área desmatada e ao longo do vale topográfico. Já as tempestades negativas (Figura 3.18) do período Seco tiveram máximos de apenas 2 -CGs e também se iniciaram sobre a área desmatada, porém com algumas ocorrências sobre a área de floresta a oeste e leste do estado, continuando sobre essas mesmas áreas durante os estágios de maturação e dissipação.

As nuvens não-tempestades (Figura 3.19) do período Seco se desenvolveram sobre

Figura 3.17: Ocorrência de *tempestades positivas* (em número) na área do radar e número de +CGs (pixels em tons de cinza) durante os estágios de iniciação, maturação e dissipação para os períodos Seco, Transição e Chuvoso. As linhas pretas são isolinhas da área desmatada e as linhas brancas são isolinhas de topografia igual à 250m.

Figura 3.18: Idem à Figura 3.17, exceto para *tempestades negativas* e número de -CGs.

Figura 3.19: Idem à Figura 3.17, exceto para *não-tempestades*.

Figura 3.20: Frequência cumulativa da máxima topografia abaixo da tempestade no início da tempestade (30 minutos antes de aparecer no radar): (a) para as tempestades positivas (linhas sólidas), negativas (linhas tracejadas) e não-tempestades (linhas pontilhadas); e (b) todas as tempestades (linhas contínuas) e não-tempestades (linhas tracejadas), durante os períodos Seco, Transição e Chuvoso.

praticamente todas as áreas do hemisfério norte do radar e sobre o quadrante sudeste do radar, sendo que a propagação (maturação e dissipação) das não-tempestades ocorreu nessa mesma área ao norte. As tempestades positivas dos períodos de Transição e Chuvoso (Figura 3.17) tiveram início e se propagaram em praticamente toda a área do radar, sendo que no período de Transição as tempestades positivas demonstraram maior atividade elétrica, com a 2 a 9 +CGs, durante todo seu ciclo de vida (da iniciação à dissipação), enquanto que as tempestades negativas desse mesmo período apresentaram maior atividade elétrica somente no estágio de maturação, com 6 a 16 −CGs. As não-tempestades do período de Transição e Chuvoso se desenvolveram (estágios de iniciação+maturação) próximo ao centro do radar e da encosta da topografia >250 m.

A Figura 3.20 mostra a frequência cumulativa da máxima topografia abaixo da tempestade *no início da tempestade* para as tempestades positivas, negativas, não-tempestades e todas as tempestades (positivas+negativas), durante os períodos Seco, Transição e Chuvoso. As posições de início das nuvens foram determinadas extrapolando as posições em 30 minutos antes de serem detectadas pelo radar através das direções e velocidades médias durante o primeiros 30 minutos do tempo de vida das nuvens. Assim, a topografia máxima abaixo da nuvem é aquela em uma área de 5 km de raio em torno da posição de início. Observamos na Figura 3.20b que 50% das tempestades (positivas+negativas) se formaram em topografias maiores que 220m durante o período Seco e ~ 190 m durante os períodos

de Transição e Chuvoso, enquanto que 70% e 78% das não-tempestades dos períodos de Transição+Chuvoso e Seco, respectivamente, ocorreram sobre topografias menores que 220 m. O período Seco se diferencia mais dos períodos de Transição e Chuvoso em topografias superiores a 500m, com 17%, 10% e 9% das tempestades, respectivamente. A Figura 3.20a separa as tempestades em positivas e negativas e observamos que as diferenças entre a máxima topografia no início das tempestades entre o período Seco e os períodos de Transição e Chuvoso recai sobre as tempestades negativas, onde 32% desse tipo de tempestade durante o período Seco necessitaram topografias maiores que 400m contra que apenas 14% durante os períodos de Transição+Chuvoso.

A relação das tempestades analisadas na seção anterior com a vegetação do estado de Rondônia pode ser analisada através da Figura 3.21, que mostra as porcentagens do tipo de vegetação presente abaixo da área das tempestades positivas, negativas e não-tempestades durante seu ciclo de vida normalizado, para os períodos Seco, Transição e Chuvoso. Podemos notar que as tempestades positivas do período Seco se formaram (75-82%), desenvolveram (73-79%) e dissiparam (74-78%) preferencialmente em áreas desmatadas, enquanto que aquelas dos períodos de Transição e Chuvoso tiveram seu ciclo de vida reduzido sobre as áreas desmatadas (50-64%) e aumentado sobre as áreas florestadas (34-43%). As tempestades negativas e não-tempestades não mostraram diferenças significativas em relação ao tipo de vegetação entre os períodos analisados, se desenvolvendo em média 60%, 33% e 6% sobre áreas desmatadas, floresta e outros tipo de vegetação, respectivamente.

Logo, os resultados aqui encontrados com relação à maior ocorrência de tempestades nas áreas desmatadas concordam com as observações de outros autores. Por exemplo, Negri et al. (2004) mostraram que há um aumento da nebulosidade e precipitação sobre as áreas desmatadas do estado de Rondônia. Esses autores também apontaram uma mudança no ciclo diurno da nebulosidade, sendo que em áreas desmatadas a nebulosidade tem início durante a tarde, uma hora mais cedo que as áreas florestas. Observamos então uma redução da iniciação das tempestades sobre topografias mais elevadas e áreas desmatadas, devendo assim existir algum mecanismo que provoque tais mudanças. Assim, na próxima seção são investigadas a relação dos sistemas convectivos do experimento DRYTOWET com as forçantes de grande-escala e estrutura termodinâmica da atmosfera que pode ser afetada pelos diferentes tipos de vegetação.

Figura 3.21: Histograma do tipo de vegetação presente abaixo da área das tempestades positivas, negativas e não-tempestades durante seu ciclo de vida normalizado, para os períodos Seco, Transição e Chuvoso.

3.2.3 Os efeitos da grande-escala e termodinâmica da atmosfera

Como pôde ser observado nas seções anteriores, a transição da estação seca para a chuvosa foi acompanhada de mudanças na estrutura elétrica das tempestades, bem como no desenvolvimento vertical dos sistemas convectivos. Além disso, a topografia elevada e a vegetação de pastagem sugerem uma correlação positiva com as tempestades. Como

vários autores apontaram que as variáveis de grande-escala e termodinâmicas da atmosfera têm influência na formação das tempestades, o que controlaria indiretamente a polaridade das tempestades (Smith et al., 2000; Carey e Buffalo, 2007, Seção 1.3), nesta seção são analisadas as características das variáveis termodinâmicas (tais como, r_v , θ e θ_e , CAPE, CINE, ECQ, etc.), através de dados de reanálises e radiossondagens da Fazenda Nossa Senhora (Capítulo 2). As reanálises possuem saídas horárias e as radiossondagens possuem dados a cada 3 horas em média. Logo, os sistemas convectivos detectados pelo radar foram comparados com essa base de dados extrapolando as condições atmosféricas para a hora cheia e ponto de grade de 20x20 km no caso das reanálises e até uma hora e meia no caso das radiossondagens, onde nesse último caso a radiossondagem foi extrapolada para toda a área do radar.

Figura 3.22: Perfis verticais da razão de mistura média na área do radar. As linhas pontilhadas brancas indicam a separação dos períodos Seco, Transição e Chuvoso. As linhas sólidas brancas horizontais indicam a altura média da razão de mistura de 1.0gkg^{-1} de cada período.

A Figura 3.22 mostra a evolução temporal da razão de mistura de vapor d'água (r_v) média das reanálises, a fim de avaliarmos a disponibilidade de umidade para a formação de nuvens. Observamos que a disponibilidade de vapor d'água na atmosfera aumenta gradativamente com a entrada da estação chuvosa. Observamos ainda que da estação Seca para a Chuvosa há um aumento gradativo da disponibilidade de r_v maior que 1.0gkg^{-1} na coluna vertical atmosférica, a partir do dia 23 de Setembro, oscilando até dia 20 de

Outubro quando a estação chuvosa está totalmente bem estabelecida. Por exemplo, a altura média de $r_v = 1.0\text{gkg}^{-1}$ durante o período Seco ficou em média na altura de 7.0km, enquanto que nos períodos de Transição e Chuvoso foi de 7.5 e 7.7km respectivamente, como mostram as linhas brancas verticais da Figura 3.22. Estes resultados mostram que a divisão do períodos em Seco, Transição e Chuvoso de Sapucci (2005) (Capítulo 2) está coerente com a disponibilidade de umidade da atmosfera vista através das reanálises.

Figura 3.23: Distribuição espacial da (a) altura média da base da nuvem ($\overline{h_{NCL}}$) e (b) espessura média da camada quente (ECQ), para os períodos Seco, Transição e Chuvoso. O círculo branco e o “x” representam a área de 150 km de raio do radar e a localização do radar, respectivamente.

A Figura 3.23 mostra a distribuição espacial média da altura da base da nuvem ($\overline{h_{NCL}}$) e da espessura da camada quente ($\overline{ECQ} = h_{T=0^\circ C} - h_{NCL}$), para os períodos Seco, Transição e Chuvoso. Podemos observar que a $\overline{h_{NCL}}$ média é maior no período Seco, em torno de 1100 a 1350m na área do radar, caindo para 850 a 1050m no período de Transição e 700 a 825m no período Chuvoso. Conseqüentemente, os valores médios de ECQ na área do radar durante o período Seco aumentam de 3600-3800m para 3900-4200m nas estações de Transição e Chuvosa. Uma maior $\overline{h_{NCL}}$ pode ser interpretada em correntes ascendentes mais intensas com menor entranhamento, ou seja, este cenário resulta na menor diluição do empuxo e da água da nuvem, que pode então promover um melhor processamento

da energia convectiva disponível (CAPE) e conseqüentemente correntes ascendentes mais intensas durante o período Seco (Williams et al., 2005; Carey e Buffalo, 2007).

Assim, a Figura 3.24 mostra a distribuição espacial da média da CAPE e CINE para os três períodos, onde podemos observar que a CAPE possui valores mais elevados durante o período Seco, sendo em média $\sim 550 \text{Jkg}^{-1}$ na área desmatada do radar (Figura 2.1b) caindo para valores em média de 300Jkg^{-1} na estação de Transição e menor que 200Jkg^{-1} na estação Chuvosa, coerente com aumento da disponibilidade de vapor d'água na atmosfera (que diminui valores de CAPE) da estação Seca para a Chuvosa. Os menores valores pontuais da CAPE estão sobre a área de topografia mais elevada, sendo válido também para os valores da CINE, a qual apresenta valores médios menores que 15Jkg^{-1} , uma vez que topografia elevada representa fontes mais elevadas de calor e conseqüentemente diminuem a inibição da convecção. Os valores médios da CINE também decaem da estação Seca para as estações de Transição e Chuvosa, apresentando valores médios de $35\text{-}50 \text{Jkg}^{-1}$, $30\text{-}40 \text{Jkg}^{-1}$ e $15\text{-}25 \text{Jkg}^{-1}$, respectivamente. Como a CAPE é uma estimativa da energia para a formação das tempestades e CINE da inibição, podemos sugerir que o período Seco teve, em geral, maiores energias para formação e também para inibição. Essas duas características juntas resultam em um cenário de convecção “explosiva”: quando a inibição imposta pelos altos valores de CINE é superada por forçantes de baixos níveis (tais como, topografia ou aquecimento diferencial por heterogeneidade de vegetação discutidas na Seção 3.2.2), que devem ser intensas pela própria natureza de conseguir superar a inibição, uma maior fração da energia disponível para convecção (CAPE) é utilizada. Agora, se este cenário é associado ao cenário anterior de maiores $\overline{h_{NCL}}$ e conseqüentes menores valores de $\overline{ECQ}$ (Figura 3.23), a convecção gerada pode ser ainda mais intensa uma vez que a CAPE pode ser melhor processada e se transformar em maiores correntes ascendentes através do menor entranhamento sofrido, uma vez que menores ECQ implicam em uma menor área para diluição das correntes ascendentes até atingir a região fria da nuvem.

Na Seção 3.2.1 foi observado que as tempestades desse período apresentaram máximas alturas de 30dBZ (Figura 3.13) cerca de 3 km maiores que as dos demais períodos, sendo que essas características também foram observadas entre as tempestades positivas e negativas, onde a primeira apresentou maiores alturas. Como a altura do topo da nuvem (*echotop* de 30 dBZ) está diretamente relacionada com intensidade da corrente ascendente,

Figura 3.24: Idem à Figura 3.23, exceto para (a) CAPE média e (b) CINE média.

podemos sugerir que durante o período Seco as tempestades foram favorecidas pelos maiores valores de $\overline{h_{NCL}}$ e conseqüentes menores valores de $\overline{ECQ}$ que resultaram em um melhor processamento do CAPE (em geral maior durante o período Seco) e correntes ascendentes mais intensas, que por sua vez podem intensificar a eletrificação das tempestades como foi observado através das Figuras 3.12 e 3.13.

Portanto, para avaliarmos individualmente a importância das variáveis termodinâmicas discutidas acima para as tempestades positivas e negativas e não-tempestades, histogramas de frequência cumulativa dessas variáveis foram calculados com base nos dados de reanálise extrapolando o local de *início da tempestade* em 30 minutos antes de aparecer no radar, de acordo com a direção e velocidade média de propagação durante os primeiros 30 minutos das tempestades na área do radar. Os histogramas de frequência cumulativa têm como base os dados da reanálise em uma área de 10km ao redor do local de *início da tempestade*. A Figura 3.25 mostra a frequência cumulativa, no início da tempestade, da mínima espessura da camada quente (ECQ), máxima altura da base da nuvem (h_{NCL}), altura média da isoterma de $0^{\circ}C$ ($\overline{h_{T=0^{\circ}C}}$), máxima CAPE, máxima CINE e razão de mistura média de vapor total integrada na ECQ. Podemos observar que, apesar das variações da $\overline{h_{T=0^{\circ}C}}$ entre 3990 e 5120m, cerca de 90% das tempestades e não tempestades mostraram valores

entre 4700 e 5010m (310m de diferença) durante todos os períodos, com o período Chuvoso apresentando uma leve tendência a $h_{T=0^\circ C}$ mais baixas. Já os valores máximos h_{NCL} indicam que as nuvens do período Seco se formaram em níveis mais altos (h_{NCL}) em todas as categorias do que os períodos de Transição e Chuvoso: 28% das nuvens do período Seco tiveram máximos $h_{NCL} > 1500\text{m}$ enquanto apenas 5% das nuvens do período de Transição e das tempestades negativas e não-tempestades do período Chuvoso aconteceram em ambientes com máximos $h_{NCL} > 1500\text{m}$. As tempestades negativas do período Seco tiveram 19% de ocorrência em ambientes com máximos $h_{NCL} > 2000\text{m}$, enquanto que apenas $\sim 10\%$ das tempestades positivas e não-tempestades aconteceram em ambientes com máximos $h_{NCL} > 2000\text{m}$. Fisch et al. (2004) também reportaram uma diferença de 550m na altura da camada limite planetária (coincidente com a altura da base da nuvem) durante a estação seca e chuvosa através de medições na Fazenda Nossa Senhora (área desmatada) e na reserva florestal de Rebio Jarú (Figura 2.1a), associando esse efeito ao desmatamento: sobre a pastagem é mais quente e seco durante a estação seca, e durante a estação chuvosa a temperatura e umidade são semelhantes.

Os mínimos da ECQ mostram menores valores durante o período Seco, o que é esperado pois os mínimos da ECQ estão diretamente associados aos máximos de h_{NCL} . 70% das nuvens do período Seco ocorreram em ambientes com ECQ entre 3100 e 3800m, enquanto que nos períodos de Transição e Chuvoso essa porcentagem encontra-se em 3500 e 4100m. Para valores mínimos de ECQ abaixo de 3100m e acima de 2400m, as tempestades negativas tiveram 9% mais ocorrência do que as negativas e não-tempestades do período Seco. Esse resultado de uma porcentagem maior de mínimos ECQ e máximos h_{NCL} não concordam com aqueles obtidos por Carey e Buffalo (2007), os quais associaram a presença de uma menor ECQ à ocorrência de tempestades positivas. Vale ressaltar que esses autores estudaram tempestades severas, que possuem tempo de vida muito superior à 2 horas e são dinamicamente distintas das tempestades tropicais aqui analisadas, lembrando que apenas 9 tempestades positivas e 1 tempestade negativa tiveram tempo de vida superior a 2 horas (com máximo de 3.5 horas) no período Seco (Tabela 3.3).

Entretanto, os máximos da CAPE e CINE de todas as tempestades positivas são em geral maiores que as negativas como mostram as Figuras 3.25d e 3.25e, sendo que essa diferença é ainda maior da estação Seca para a Chuvosa. Durante a estação Seca, 47% das tem-

Figura 3.25: Frequência cumulativa no início da tempestade (30 minutos antes de aparecer no radar) da (a) mínima espessura da camada quente (ECQ), (b) máxima altura da base da nuvem (h_{NCL}), (c) média altura da isoterma de $0^{\circ}C$ ($\overline{h_{T=0^{\circ}C}}$), (d) máxima CAPE, (e) máxima CINE, e (f) média razão de mistura de vapor total (soma) na ECQ. Linhas contínuas são tempestades positivas, linhas tracejadas são tempestades negativas e linhas pontilhadas são não-tempestades.

pestades se iniciaram em ambientes com máximos de $CAPE > 1000 Jkg^{-1}$ contra que apenas 22% das tempestades negativas. Essas diferenças diminuem na estação de Transição, com 39% de tempestades positivas e 28% das negativas com máximos de $CAPE > 1000 Jkg^{-1}$, e desaparecem na estação Chuvosa. As tempestades positivas e negativas do período Seco têm, respectivamente 30 e 21% de ocorrência em ambientes com $CINE > 150 Jkg^{-1}$, enquanto que as tempestade e não-tempestades dos demais períodos obtiveram apenas $\sim 5\%$ de ocorrência nessa faixa de CINE. Logo, as tempestades positivas de todos os períodos foram iniciadas em ambientes convectivamente mais intensos devido aos maiores valores de energia disponível (CAPE) e inibição (CINE), que uma vez superada pode gerar explosões

de convecção aumentando a intensidade das correntes ascendentes e formação de gelo nas tempestades, fatores intrinsicamente ligados à atividade elétrica das nuvens.

A razão de mistura de vapor d'água integrada na região da ECQ (Figura 3.25f) mostra que 50% das não-tempestades do período Seco apresentaram um ambiente com menos de 63gkg^{-1} , enquanto que as tempestades positivas e negativas apresentaram, respectivamente, um ambiente com menos de 75 e 83gkg^{-1} , e as demais nuvens dos outros dois períodos obtiveram $\sim 87\text{gkg}^{-1}$. A tendência de maior umidade disponível nas regiões mais baixas das tempestades negativas concorda com os resultados de Carey e Buffalo (2007). Assim, a menor disponibilidade de umidade nas tempestades positivas sugere que mecanismos de compensação devem atuar para que essas tempestades tenham maiores valores máximos de VIL total, VIL gelo e desenvolvimento vertical observados na Seção 3.2.1 através das Figuras 3.15a e 3.15b, respectivamente. Esse mecanismo de compensação pode ser traduzido nas maiores alturas da base da nuvem e CAPE e menores ECQ que sugerem um melhor processamento do CAPE e correntes ascendentes mais intensas que transportam umidade para as regiões de fase mista da nuvem ativando a fase de gelo.

Figura 3.26: Perfis verticais médios da temperatura potencial ($\bar{\theta}$), temperatura potencial equivalente ($\bar{\theta}_e$) e razão de mistura ($\bar{r}_v$) das radiossondagens da Fazenda Nossa Senhora (Figura 2.1) durante os eventos de tempestades positivas, negativas e não-tempestades dos períodos Seco, Transição e Chuvoso. Linhas contínuas são tempestades positivas, linhas tracejadas são tempestades negativas e linhas pontilhadas são não-tempestades.

Os perfis verticais médios da temperatura potencial ($\bar{\theta}$), temperatura potencial equivalente ($\bar{\theta}_e$) e razão de mistura do vapor d'água antes da formação das nuvens foram calculados através das radiossondagens da Fazenda Nossa Senhora, até $\sim 2\text{km}$ de altura, e

Tabela 3.4 - Porcentagem das nuvens de cada período que apresentaram radiossondagens até uma hora antes e meia hora depois da aparição da nuvem no radar.

Período	Tempestades positivas	Tempestades negativas	Não-tempestades
Seco	67%	59%	74%
Transição	73%	77%	73%
Chuvoso	55%	51%	42%

são apresentados na Figura 3.26. Foram consideradas radiossondagens até uma hora antes e meia hora depois da detecção do sistema convectivo na área do radar, o que diminuiu muito o número da amostragem desses sistemas como mostra Tabela 3.4. Podemos observar através da Figura 3.26 que o perfil vertical de $\bar{\theta}$ das tempestades positivas é cerca de 1 a 1.5K mais quente que as negativas durante o período Seco, da superfície até 2km de altura, enquanto que durante o período de Transição essa diferença cai para 0.5K da superfície até ~ 1 km de altura, onde o perfil médio passa a ser similar entre os dois tipos de tempestades. Já durante o período Chuvoso, o perfil vertical de $\bar{\theta}$ das tempestades positivas e negativas são semelhantes da superfície até 750m de altura onde passa a ter ~ 0.5 K de diferença até 2km de altura, com as tempestades positivas sendo mais quentes.

As não-tempestades de todos os períodos apresentaram em média perfis verticais de $\bar{\theta}_e$ mais frios que as não tempestades cerca de 2, 1.5 e 1K nos períodos Seco, Transição e Chuvoso, respectivamente, entre 500 e 1500m de altura. Nota-se que as tempestades positivas e negativas do período Seco mostram uma inversão térmica de $\bar{\theta}_e$ da superfície até 750m de altura a partir de onde passa a decair lentamente com a altura, caracterizando a maior estabilidade do ambiente de formação das tempestades no período Seco, traduzido em inibição da convecção (CINE) encontrados nas Figuras Figura 3.24b e 3.25e. Observamos ainda que as tempestades positivas possuem valores de $\bar{\theta}_e$ ligeiramente maiores (0.1-0.5K) que as negativas em todos os períodos.

Já o perfil vertical de $\bar{r}_v$ do período Seco mostra que as tempestades negativas acontecem em ambientes mais úmidos (cerca de 0.7gkg^{-1}) até 2km de altura, enquanto que as não-tempestades aconteceram em regiões com cerca de 1.1gkg^{-1} mais secas. Durante os períodos de Transição e Chuvoso, os perfis verticais de $\bar{r}_v$ das tempestades positivas e

negativas são semelhantes, com as não-tempestades do período Chuvoso tendo cerca de 0.5gkg^{-1} a mais que as tempestades, e as do período de Transição com $\sim 0.3\text{gkg}^{-1}$ a menos que as tempestades. Os resultados para o período Seco concordam com as observações de Carey e Buffalo (2007) que mostraram que tempestades positivas ocorrem em ambientes mais secos e com maior instabilidade condicional.

As diferenças entre tempestades (positivas ou negativas) e não-tempestades é evidente nos menores valores de CAPE, h_{NCL} , disponibilidade de vapor d'água (r_v integrado na ECQ e perfil vertical de r_v) e temperatura dos ambientes de formação das não-tempestades do que das tempestades. Estas características são válidas para os três períodos estudados, onde favorecem o menor desenvolvimento vertical das não-tempestades e a conseqüente ativação do processo de colisão-coalescência da fase quente da nuvem, acelerando o processo de precipitação. Finalmente, podemos sugerir que a maior intensidade das tempestades positivas observada na Seção 3.2.1, principalmente durante o período Seco, pode ser resultado das condições impostas pela termodinâmica do ambiente de formação dessas tempestades, traduzidos em um melhor processamento da CAPE através da maior h_{NCL} e menor ECQ. O melhor processamento da CAPE implica em correntes ascendentes mais intensas, mais vapor d'água transportado para a região de fase mista e conseqüente ativação e intensificação da fase de gelo, fator decisivo para a eletrificação das nuvens. Assim, as condições de formação das tempestades e não-tempestades impostas pelas diferentes estruturas termodinâmica da atmosfera durante a transição entre as estações seca e chuvosa podem ter sido o fator decisivo nas diferentes estruturas elétricas das tempestades, gerando uma maior porcentagem de +CGs durante o período Seco que foi gradualmente diminuindo com o estabelecimento da estação chuvosa.

Apesar da hipótese levantada nessa seção sobre o controle que a termodinâmica exerce na formação e desenvolvimento das tempestades positivas e negativas durante o período Seco explicar as diferenças entre esses dois tipos de tempestades, outro fator presente no ambiente de iniciação desses sistemas convectivos é a poluição atmosférica gerada pela queima de biomassa durante a estação seca. Como alguns autores observaram que durante períodos de poluição gerada por queima de biomassa a porcentagem de +CGs aumentou (Lyons et al., 1998; Murray et al., 2000; Smith et al., 2003; Fernandes et al., 2006), além da hipótese do aerossol para a eletrificação das nuvens formulada por Rosenfeld (1999) e

Williams et al. (2002) (Figura 1.2), na próxima seção é investigado o efeito dos aerossóis nos sistemas convectivos analisados na Seção 3.2.1.

3.2.4 O efeito dos aerossóis

Na Seção 3.1 foi observado que a espessura óptica dos aerossóis tem um média climatológica crescente do mês de Julho para Outubro (Figura 3.2) coincidente com o aumento do número total de CGs e %+CGs (Figura 3.1). Vários autores (Lyons et al., 1998; Murray et al., 2000; Smith et al., 2003; Fernandes et al., 2006, Seção 1.3) argumentaram que aerossóis de queima de biomassa estavam associados ao aumento da %+CGs, se baseando na hipótese do aerossol de Rosenfeld (1999) e Williams et al. (2002) (Figura 1.2) para promover intensificação das tempestades e possivelmente aumentar a %+CGs. A fim de investigarmos a validade dessa hipótese nas tempestades do experimento DRYTOWET, a Figura 3.2.4 mostra a evolução temporal da concentração de número total de aerossóis (N_{total}) na Fazenda Nossa Senhora (Figura 2.1a). Podemos observar que durante o período Seco a concentração total de aerossóis é superior aos demais períodos em mais de 50% do tempo, chegando a valores superiores a $5 \times 10^4 \text{cm}^{-3}$ no dia 22 de Setembro. A queda brusca de N_{total} no dia 8 de Outubro está associada à passagem de um sistema convectivo de meso-escala (Silva Dias et al., 2005; Pontes, 2006), que “lavou” a atmosfera e provocou a diminuição do número de focos de incêndio no estado devido ao aumento da regularidade das chuvas. Assim, a concentração média do número total de aerossóis no período Seco foi de 12190cm^{-3} , contra 7175 e 4103cm^{-3} dos períodos de Transição e Chuvoso, respectivamente.

O ciclo diurno da concentração média do número total de aerossóis ($\overline{N_{total}}$), apresentado na Figura 3.28, revela uma diminuição da concentração média nas primeiras horas da manhã e início da tarde (entre 08:00HL e 15:00HL), em todos os três períodos. O maior aumento de $\overline{N_{total}}$ ocorre entre 16:00HL e 20:00HL, com valores, respectivamente, de 1.8×10^4 e $1.4 \times 10^4 \text{cm}^{-3}$ durante o período Seco, de 1.0×10^4 e $0.84 \times 10^4 \text{cm}^{-3}$ durante o período de Transição, e de 0.70×10^4 e $0.49 \times 10^4 \text{cm}^{-3}$ durante o período Chuvoso. O ciclo diurno da concentração de número de aerossóis está diretamente ligado à estrutura e dinâmica da camada limite planetária (CLP), como mostra a Figura 3.29 (Rissler et al., 2006): Durante a noite o ar da baixa troposfera é resfriado devido à perda de calor por radiação de onda

Figura 3.27: Evolução temporal do número total de aerossóis na Fazenda Nossa Senhora. As linhas pontilhadas mostraram a divisão dos períodos Seco, Transição e Chuvoso.

longa, formando uma camada rasa e estável próxima ao solo com $\sim 200\text{m}$ de profundidade à meia-noite, denominada camada noturna. Acima da camada noturna existe uma camada residual, que consiste em uma camada remanescente da camada convectiva do dia anterior, desacoplada da camada noturna devido à forte inversão térmica próxima à superfície. Com o nascer do sol ($\sim 06:00\text{HL}$), o aquecimento da superfície provoca a dissipação da camada noturna e desenvolvimento da camada convectiva. Durante o experimento DRYTOWET, essa camada convectiva que possuiu uma altura média máxima às $17:00\text{HL}$ de 1685m no período mais poluído (18-30 de Setembro) e de 1322m no período de transição da poluição (15-29 de Outubro) (Fisch et al., 2004; Rissler et al., 2006). Fisch et al. (2004) mostrou que sobre na pastagem (Fazenda Nossa Senhora - Figura 2.1b) a CLP é cerca de 300 a 600m mais alta que na floresta (Reserva Biológica do Jaru - Figura 2.1b) durante a estação seca, e também mais alta do que a estação chuvosa, sendo que as diferenças entre pastagem e floresta tendem a diminuir com o início das chuvas na região de Rondônia. A diferença entre pastagem e floresta reside na partição de energia de calor sensível e latente, sendo que o calor sensível sobre a pastagem é aproximadamente duas vezes maior que na floresta, uma vez que a vegetação gramínea da pastagem possui menor evapotranspiração que a floresta e uma maior fração da energia retorna para a baixa troposfera como fluxo de calor sensível, uma vez que a área foliar da pastagem é menor e as raízes menos profundas do que a vegetação de floresta. Outro fato importante é que a queima de biomassa na região Amazônica (principal fonte para o aumento de $\overline{N_{total}}$, durante a estação seca) possui um

pico entre o meio e final da tarde (Prins et al., 1998), quando o ateamento de fogo é facilitado pelo solo estar mais seco, o que provoca um aumento de $\overline{N_{total}}$ entre 15:00HL e 17:00HL como mostra a Figura 3.28.

Figura 3.28: Ciclo diurno da concentração média do número total de aerossóis ($\overline{N_{total}}$) durante os períodos Seco, Transição e Chuvoso.

Figura 3.29: Ilustração da evolução da camada limite planetária. Figura adaptada de Rissler et al. (2006).

A Figura 3.30 mostra a distribuição média de tamanho dos aerossóis durante eventos de tempestades positivas, negativas e não-tempestades que ocorreram nos períodos Seco, Transição e Chuvoso. Essa média foi realizada tomando por base as medidas de distribuição de tamanho realizadas na Fazenda Nossa Senhora, durante todo o tempo de vida das tempestades e não-tempestades que passaram sobre a área do radar. Podemos observar que para diâmetros de aerossol (D_{aero}) maiores que $0.03\mu\text{m}$ o espectro médio dos

Figura 3.30: Distribuição média de tamanho dos aerossóis na Fazenda Nossa Senhora durante eventos de tempestades positivas, negativas e não-tempestades que ocorreram nos períodos Seco, Transição e Chuvoso. Dados do sensor DMPS (*Differential Mobility Particle Sizer*).

aerossóis durante as tempestades positivas, negativas e não-tempestades são semelhantes, com máximo de $\sim 15000\text{cm}^{-3}$ em $D_{aero} = 0.2\mu\text{m}$. As não-tempestades apresentaram valores de concentração de aerossóis abaixo de $D_{aero} = 0.03\mu\text{m}$ relativamente menores do que as tempestades, durante o período Seco. Ainda durante o período Seco, as tempestades negativas tiveram concentrações de número de 300 a 1200cm^{-3} menores para $D_{aero} < 0.02\mu\text{m}$. O período de Transição foi o que demonstrou menores diferenças entre os espectros das tempestades negativas e positivas, sendo que a média do espectro de aerossóis durante as tempestades positivas foi apenas 630cm^{-3} em média maior que as negativas entre os diâmetros de 0.08 e $0.14\mu\text{m}$. Já o período Chuvoso, apresentou diferenças significativas entre os espectros de aerossóis durante as tempestades positivas, negativas e não-tempestades, principalmente entre os diâmetros de 0.07 e $0.4\mu\text{m}$: as tempestades positivas apresentaram concentrações de 300 a 1000cm^{-3} superiores que as negativas nessa faixa de diâmetros, e de 500 a 2150cm^{-3} superiores que as não-tempestades.

Apesar da enorme diferença no N_{total} médio e distribuição de tamanho dos aerossóis entre os três períodos, durante os períodos Seco e de Transição as tempestades positivas, negativas e não-tempestades mostraram ter em média valores semelhantes. Logo, o aumento da %CGs nesses períodos provavelmente não está relacionada com o maior número de aerossóis, rejeitando assim a hipótese dos aerossóis (Rosenfeld, 1999; Williams et al., 2002,

Figura 1.2) como a causa da intensificação dos sistemas convectivos e desenvolvimento de tempestades mais profundas e intensas (necessária para o aumento da $\%+CGs$) durante a estação seca. Entretanto, durante o período Chuvoso houve uma aparente diferença significativa entre os espectros médios de aerossóis das tempestades positivas, negativas e não-tempestades sugerindo um possível efeito dos aerossóis na estação chuvosa, uma vez que a maior disponibilidade de vapor pode ser significativa na aceleração do processo de colisão-coalescência em situações limpas e desaceleração em situações poluídas.

3.3 *Estudo de casos de tempestades positivas e negativas*

A fim de ilustrar as características típicas de tempestades positivas, negativas e não-tempestades detectadas pelo radar durante o experimento DRYTOWET associadas às condições de grande-escala, termodinâmica, topografia, vegetação e aerossóis analisadas nas seções anteriores, nesta seção é realizada a análise de casos de sistemas convectivos individuais. Estes casos serão posteriormente simulados no Capítulo 4 para investigarmos as hipóteses levantadas sobre o efeito da espessura da camada quente e dos aerossóis.

O dia escolhido para o estudo de caso foi 18 de Setembro de 2002. Este dia foi escolhido por representar um dia típico da estação seca da região Amazônica, sem forçantes externas de grande-escala e apenas com atividade convectiva local. Neste dia as primeiras células convectivas se iniciaram às 12:00HL, sendo que a primeira tempestade apareceu na área do radar às 12:45HL. Entre as 12:45HL e 20:30HL, foram formadas na área do radar 5 tempestades positivas, 3 negativas e 62 não-tempestades. A precipitação acumulada na área do radar entre 12:45HL e 20:30HL é mostrada na Figura 3.31. Podemos observar uma orientação nordeste-sudoeste das áreas com precipitação maior que 20mm, sendo que cerca de 80% aconteceu sobre a área desmatada, produzindo um máximo de 87mm em $(-62.22^\circ, -10.72^\circ)$. A orientação nordeste-sudoeste da precipitação acompanha a orientação de propagação das células convectivas, como mostram as Figuras 3.32, 3.33 e 3.34.

As Figuras 3.32, 3.33 e 3.34 mostram a evolução temporal dos campos de refletividade em 3km de altura (CAPPIs) durante o dia 18 de Setembro de 2002, entre 12:45HL e 20:30HL, indicando as 9 tempestades aqui estudadas. A Tabela 3.5 mostra o horário de início dessas tempestades e principais características de cada uma delas determinadas através dos dados de radar, reanálises e concentração do número total de aerossóis na

Figura 3.31: Precipitação acumulada na área do radar entre 12:45HL e 20:30HL do dia 18 de Setembro de 2002, utilizando a relação $Z = 247R^{1.42}$ de Albrecht (2004). As linhas preta fina, cinza e preta grossa indicam, respectivamente, a divisa dos estados de Rondônia e Mato Grosso, a isolinha de 250m de topografia e a isolinha da área desmatada.

Fazenda Nossa Senhora. Podemos observar que a área do radar com maior cobertura de nuvens ocorreu de 12:45HL (horário de formação da primeira tempestade negativa - N1) até 15:30HL, quando houve a formação da primeira tempestade positiva (P1). As duas primeiras tempestades negativas (N1 e N2) se formaram e dissiparam na área do radar entre 12:45HL e 14:00HL, confirmando a preferência de um número ligeiramente maior de tempestades negativas do que positivas entre 13:00HL e 16:00HL, como foi mostrada na Figura 3.8 da Seção 3.2.1. A terceira tempestade negativa (N3) teve início às 18:00HL com tempo de vida de uma hora. A tempestade P1 teve duração de 1.75 horas, sendo que as demais tempestades positivas P2, P3, P4 e P5 se iniciaram às 15:45HL, 16:30HL, 17:15HL e 18:00, respectivamente, com tempo de vida de 1.0, 2.75, 3.25 e 1.25 horas, respectivamente. Podemos observar que a partir das 16:15HL a área coberta pelos sistemas convectivos começa a decrescer, restando em média apenas as tempestades positivas, e a tempestade N3, que na realidade foi originada da segregação da tempestade P3, como mostra a Figura 3.33 às 18:15HL. A formação das tempestades positivas entre 16:00HL e 18:00HL coincide com os picos do ciclo diurno de maior ocorrência desse tipo de tempestade discutido anteriormente na Seção 3.2.1 - Figura 3.8.

Exceto pela tempestade N1, as tempestades negativas possuíram uma área média total menor (84-160km²) que as positivas (192-430km²), sendo que as tempestades negativas tiveram de 45 a 58% de sua área classificada como convectiva (Capítulo 2), exceto pela tempestade N3 que apresentou ter 80% de sua área com convectiva, enquanto que as tem-

Figura 3.32: Campos de refletividade em 3km de altura (CAPPIs) durante o dia 18 de Setembro de 2002, entre 12:45HL e 15:30HL. As tempestades P* e N* da Tabela 3.5 estão indicadas nas figuras. As linhas preta fina, cinza e preta grossa indicam, respectivamente, a divisa dos estados de Rondônia e Mato Grosso, a isolinha de 250m de topografia e a isolinha da área desmatada.

Figura 3.33: Idem à da Figura 3.32, exceto entre 15:45HL e 18:30HL.

pestades positivas apresentaram uma maior área convectiva (49-66%). Entretanto, vale lembrar que a tempestade N3 foi originada da tempestade P3 (Figura 3.33 às 18:15HL). A tempestade N1 foi a única, entre as negativas, que gerou +CGs (40) e foi a mais ele-

Figura 3.34: Idem à da Figura 3.32, exceto entre 18:45HL e 20:30HL do dia seguinte.

tricamente ativa de todas as tempestades analisadas (118 CGs no total). A segunda mais eletricamente ativa foi a P4 com 30 CGs no total sendo 83% +CGs. As tempestades N2 e N3 geraram apenas 1 –CG cada. Como as oito tempestades analisadas se iniciaram antes da barreira noroeste-sudeste de topografia mais elevada (isolinha de 250m nas Figuras 3.32, 3.33 e 3.34), a máxima topografia que essas tempestades experimentaram ao longo de suas vidas não ultrapassou de 405m (P4 no estágio de dissipação), tendo em média 231m como topografia máxima na fase de iniciação (Tabela 3.5).

As variáveis que resumem as condições gerais da atmosfera de formação dessas tempestades são apresentadas na Tabela 3.5 como máximos de CAPE, CINE e h_{NCL} e mínimos de

Tabela 3.5 - Principais características das tempestades positivas (P*) e negativas (N*) que passaram sobre o radar do experimento DRYTOWET durante o dia 18 de Setembro de 2002, entre 1645UTC e 0030UTC do dia seguinte.

	N1	N2	N3	P1	P2	P3	P4	P5
hora início (HL)	12:45	13:15	18:15	15:30	15:45	16:30	17:15	18:00
t_{vida} (h)	1.25	0.75	1.00	1.75	1.00	2.75	3.25	1.25
área média (km ²)	401	84	143	192	270	430	356	204
área convectiva (%)	45	58	80	66	58	49	63	63
-CGs (#)	78	1	1	0	2	10	5	1
+CGs (#)	40	0	0	6	16	12	25	2
%+CGs (%)	34	0	0	100	89	55	83	67
máx. <i>echotop</i> 30dBZ (km)	11	8	8	10	14	17	16	14
máx. VIL total (kgm ⁻²)	15.8	13.2	23.6	28.7	37.6	28.5	33.1	21.0
máx. VIL frio (kgm ⁻²)	8.4	6.1	8.3	23.0	25.2	13.6	19.4	14.7
máx. topografia (m)	395	207	227	375	237	233	405	239
máx. CAPE (Jkg ⁻¹)	1114	751	0	1326	1328	1625	1252	152
máx. CINE (Jkg ⁻¹)	0	0	0	0	0	0	13	4
min. ECQ (m)	3465	3435	3561	3400	3377	3481	3469	3584
máx. h_{NCL} (m)	1522	1556	1426	1566	1600	1496	1499	1335
$\overline{N_{total}}$ (m ⁻³)	6629	6964	22739	12009	10746	17063	19414	22739

ECQ, calculados a partir das reanálises do experimento DRYTOWET. Podemos observar que durante a formação das tempestades positivas os máximo da CAPE tiveram valores superiores a 1200Jkg⁻¹ (exceto para P5 - 152Jkg⁻¹), enquanto que o máximo da CAPE foi encontrado na formação da N1 (1114Jkg⁻¹). Já os máximos da CINE foram nulos ou baixos (13 e 4Jkg⁻¹ para P4 e P5, respectivamente). As menores ECQ e conseqüentemente maiores h_{NCL} aconteceram para as tempestades positivas P1 (3400m e 1566m, respectivamente) e P2 (3377m e 1600m, respectivamente), enquanto que as maiores ECQ e conseqüentes menores h_{NCL} aconteceram para as tempestades negativas N1 (3465m e 1522m, respectivamente) e N3 (3561m e 1426m, respectivamente). Esses resultados supor-

tam a hipótese da espessura da camada quente discutida na Seção 3.2.3.

Figura 3.35: Evolução temporal com a altura da refletividade média ($\bar{Z}$) em toda a área da tempestade (3km de altura) durante todo o tempo de vida das tempestades negativas (N^*) e positivas (P^*) da Tabela 3.5. Os símbolos “-” e “+” indicam quando foram detectadas -CGs e +CGs, respectivamente, correspondendo ao número de descargas entre cada imagem de radar (15 minutos).

A evolução temporal com a altura da refletividade média em toda ($\bar{Z}$) a área da tempestade (3km de altura) durante todo o tempo de vida das tempestades negativas N1, N2 e N3 e positivas P1, P2, P3, P4 e P5 é apresentada na Figura 3.35, juntamente com os -CGs e +CGs de cada uma delas. Observamos que, exceto pela tempestade N1, as tempestades negativas tiveram um menor desenvolvimento vertical que as positivas. A tempestade N1 chegou a alturas de até 16km entre 13:00HL e 13:15HL, com refletividades entre 35 e 40

dBZ de 2 a 9km associadas à presença de granizo⁸, quando a atividade elétrica da tempestade se iniciou: 58 –CGs e 16 +CGs às 13:00HL, 10 –CGs e 19 +CGs às 13:15HL, 7 –CGs e 5 +CGs às 13:30HL, e 3 –CGs às 13:45HL. Já a tempestade N2 mostrou um fraco desenvolvimento vertical, com topo em 11km ($\overline{Z} = 2\text{dBZ}$) e máximas refletividades de 32dBZ em 3km de altura às 13:45HL, e o único –CG ocorreu no início de seu desenvolvimento às 13:15HL. A tempestade N3 também teve um fraco desenvolvimento vertical, com topo em 13km ($\overline{Z} = 2\text{dBZ}$) às 19:00HL (quando ocorreu o único –CG) porém as refletividades $\sim 25\text{dBZ}$ entre 6 e 8km de altura as 18:15 às 18:45 e entre 8 e 9km de altura às 19:00HL indicam a presença de hidrometeoros congelados.

Das tempestades positivas, a P1 foi a que se mostrou com menor desenvolvimento vertical, chegando a apenas 11km de altura em praticamente todo seu ciclo de vida. Porém, a tempestade P1 teve refletividades acima de 25 a 38dBZ entre 6 e 8 km de altura na primeira meia hora, sugerindo a presença de uma grande quantidade de gelo nessa região, quando ocorreu o primeiro +CG, sendo que as outras descargas aconteceram ao final da vida da tempestade: 2 e 3 +CGs às 17:00HL e 17:15HL, respectivamente. A tempestade P2 possuiu altas refletividades ($30 < \overline{Z} < 40\text{dBZ}$) de 3 a 7 km de altura já em seu início, e se intensifica ($\overline{Z} = 10\text{dBZ}$) e cresce de 10km de altura às 15:45HL para o máximo de 14km às 16:15HL, havendo um 8 +CGs às 16:00HL e 6 +GCs e 1 –CG às 16:15HL. Após o máximo de 14km de altura às 16:15HL, a tempestade P2 começa a se dissipar produzindo mais duas descargas (uma de cada polaridade) às 16:30HL. A tempestade P3 apareceu no radar às 16:30HL com refletividades de 20 a 38 dBZ entre 4 e 10km de altura, mantendo esse perfil até 17:15HL quanto atingiu seu máximo de altura em 19km ($\overline{Z} = 2\text{dBZ}$), com refletividades médias de até 10dBZ em 15km, produzindo 2 +CGs às 17:00HL e 9 +CGs e 8 –CGs às 17:15HL. A partir das 18:00HL a tempestade P3 passa a se dissipar produzindo mais 2 +CGs e 1 –CGs. Vale lembrar que o radar não funcionou entre 17:30HL e 17:45HL, logo as descargas ocorridas nesse intervalo também não foram computadas. A tempestade P4 teve início às 17:15HL com 9km de altura ($\overline{Z} = 2\text{dBZ}$), se desenvolvendo até 16km de altura às 18:15HL, quando passa a ter uma forte atividade convectiva determinada pelas altas refletividades ($\overline{Z} > 30\text{dBZ}$) de 2 a 9km de altura, com $15 < \overline{Z} < 30\text{dBZ}$ até 13km, até 19:30HL. Esse período de forte atividade convectiva da tempestade P4 gerou 16 +CGs e 5

⁸ Altas refletividades ($\overline{Z} > 25\text{dBZ}$) acima de 5km de altura são indicativos da presença de granizo.

–CGs: 1 +CG às 18:30HL, 2 +CGs e 1 –CG às 18:45HL, 2 +CG e 3 –CGs às 19:00HL, 1 +CG e 1 –CG às 19:15HL, e 10 +CGs às 19:30HL. A partir das 19:45HL a tempestade P4 começou a se dissipar produzindo ainda mais 4 +CGs às 19:45HL, 4 +CGs às 20:00HL, e 1 +CGs às 20:15HL. Finalmente, a tempestade P5 apareceu na área do radar às 18:00HL já bem desenvolvida, com refletividade acima de 30dBZ de 2 a 8km de altura, e produzindo 1 +CG. Às 18:15HL, a tempestade P5 chegou a 15km de altura ($\bar{Z} = 2\text{dBZ}$), produzindo um –CG, entrando em dissipação e produzindo mais 1 +CG às 18:30HL.

Figura 3.36: Frequência cumulativa de ocorrência de VIL 2-20km (“total”), VIL 2-4km (“quente”), VIL 5-20km (“gelo”) e VIL 5-8km (“misto”) das tempestades positivas e negativas da Tabela 3.5.

A frequência cumulativa de ocorrência de VIL 2-20km (“total”), VIL 2-4km (“quente”), VIL 5-20km (“gelo”) e VIL 5-8km (“misto”) das tempestades positivas e negativas é apresentada na Figura 3.36. Podemos observar que as tempestades positivas possuíram em geral maiores valores de VIL em todas as categorias (total, quente, gelo e misto). As principais diferenças se concentraram na zona quente e de carregamento (fase mista), onde as frequências de ocorrência de VIL quente maior que 10kgm^{-2} foram de 32% em P4, 24% em P1, $\sim 10\%$ em P2, P3, P5 e N3, e apenas 3% em N1 e N2. Já as frequências de ocorrência de VIL misto maior que 10kgm^{-2} foram de 13% em P1, P2 e P4, 5% em P3 e P5, e menor que 0.5% em N1, N2 e N3. Logo, as tempestades positivas se mostraram mais

convectivamente intensas com máximos de VIL total de 33.1kgm^{-2} durante a tempestade P4 e máximo de VIL gelo de 25.2kgm^{-2} durante a tempestade P2 (Tabela 3.5). Todas as tempestades negativas tiveram VIL gelo menores que 8.5kgm^{-2} , e VIL total menores que 16kgm^{-2} (exceto N3 - que se separou de P3). Conseqüentemente, as máximas refletividade de 30dBZ (*echotop*) chegaram até alturas 16 e 17km em P3 e P4, respectivamente, enquanto que as tempestades negativas não ultrapassaram 11km.

Figura 3.37: Distribuição média de tamanho dos aerossóis na Fazenda Nossa Senhora durante (a) as tempestades positivas e negativas da Tabela 3.5, e (b) as *não-tempestades* do dia 18 de Setembro entre 12:45HL e 20:30HL. A escala de cores das curvas vai da mais escura para a mais clara de acordo com o horário de acontecimento das não tempestades (mais escura ocorreu às 12:45HL enquanto que a mais clara às 20:30HL).

A concentração média do total de aerossóis ($\overline{N_{total}}$) na Fazenda Nossa Senhora durante as tempestades negativas N1 e N2 foi de duas a três vezes menor que os valores medidos durante as 5 tempestades positivas e a tempestade N3. A distribuição média de tamanho dos aerossóis durante as tempestades positivas (Figura 3.37a) mostrou picos de concentrações em diâmetros do aerossol $\sim 0.15\mu\text{m}$ em torno de 2.0×10^4 a $2.2 \times 10^4\text{cm}^{-3}$

durante as tempestades P3, P4, P5 e N3, 1.4×10^4 a $1.6 \times 10^4 \text{cm}^{-3}$ durante as tempestades P1 e P2, e $\sim 1.0 \times 10^4 \text{cm}^{-3}$ durante as tempestades N1 e N2. Um segundo pico de $\overline{N_{total}} \approx 0.7 \text{cm}^{-3}$ foi observado durante a tempestade P4 em torno $0.011 \mu\text{m}$ diâmetro. Já a distribuição de tamanho dos aerossóis durante as não-tempestades (Figura 3.37b) mostra valores médios que vão desde aqueles encontrados para as tempestades negativas (picos em torno de $7.3 \times 10^3 \text{cm}^{-3}$ em $0.18 \mu\text{m}$), até valores médios próximos aqueles das tempestades positivas (picos em torno de $2.2 \times 10^4 \text{cm}^{-3}$ em $0.13 \mu\text{m}$). Logo, todas as tempestades e não-tempestades que aconteceram após as 15:30HL mostraram altas concentrações de aerossóis. Como o pico de focos de incêndio ocorre entre 15:00HL e 17:00HL (Prins et al., 1998), como mostra a Figura 3.29, é esperado que as tempestades que formam após as 15:00HL apresentem maiores concentrações de aerossóis, não permitindo nenhuma conclusão a respeito do efeito dos aerossóis na formação e desenvolvimento dos sistemas convectivos aqui analisados. Porém, devemos ressaltar que as medidas realizadas na Fazenda Nossa Senhora são pontuais e foram extrapoladas para toda a área do radar.

3.4 Resumo dos resultados observacionais

A climatologia do mês de Setembro e o período Seco do experimento DRYTOWET mostraram um aumento na porcentagem de +CGs com uma distribuição espacial que acompanha a área desmatada do estado de Rondônia (Figuras 3.4 e 3.6, respectivamente). Esse aumento na porcentagem de +CGs durante o período Seco está relacionado ao aumento da frequência de descargas positivas durante todo o tempo de vida das tempestades, para qualquer intervalo de tempo de vida e tamanho das tempestades (Figura 3.7 e Tabelas 3.3 e 3.2), as quais foram denominadas tempestades positivas (tempestades com mais de 50%CGs durante mais 50% do tempo de vida). As tempestades positivas tiveram sua iniciação, maturação e decaimento ao longo da faixa desmatada e antes da encosta de topografia mais elevada da região, que coincide com a parte final e oeste da área desmatada, acompanhando o eixo noroeste-sudoeste (Figura 3.17). As tempestades em geral necessitaram de topografia mais elevada ($>200\text{m}$) do que as não-tempestades durante os três períodos, sendo que as tempestades negativas do período Seco ocorreram em topografias ainda mais elevadas ($>400\text{m}$ - Figura 3.20). Por outro lado, as tempestades positivas do período Seco mostraram ter em média $\sim 77\%$ de sua área sobre áreas desmatadas du-

rante todo o ciclo de vida, sendo que uma tendência semelhante não foi observada nos demais períodos (Figura 3.21). Esses resultados apontam para um possível impacto do desmatamento na estrutura microfísica da nuvem durante a estação seca de Rondônia, quando os efeitos das diferenças de cobertura do solo não são mascarados pelas condições de grande-escala (Figuras 3.21 e 3.20).

As condições de uma atmosfera mais seca impostas pela grande-escala no período Seco (Figuras 2.2 e 3.22), mostram que o efeito do desmatamento no ambiente termodinâmico de formação das tempestades foi principalmente associado ao aumento da altura da base da nuvem e conseqüente diminuição da espessura da camada quente (Figura 3.23), uma vez que as áreas desmatadas são mais quentes e secas, elevando a camada limite planetária (Fisch et al., 2004). As tempestades e não-tempestades do período Seco tiveram uma maior frequência de ocorrência em ambientes com maiores alturas da base da nuvem e conseqüentes menores ECQ, sendo que as tempestades negativas apresentaram 20% a mais de ocorrência sobre máximos $h_{NCL} > 2000\text{m}$ do que as positivas e não-tempestades (Figuras 3.25a e 3.25b). O valor médio de razão de mistura de vapor d'água integrado na ECQ revelou que as tempestades positivas são em geral $\sim 8\text{gkg}^{-1}$ mais secas que as negativas e 10gkg^{-1} mais úmidas que as não-tempestades (Figura 3.25f). Tanto a CAPE quanto a CINE mostraram uma distribuição média de valores mais elevados ($\sim 500\text{Jkg}^{-1}$) durante o período Seco do que os demais períodos (Figura 3.24). As tempestades positivas dos três períodos aconteceram em ambientes com máximos da CAPE mais elevados do que as tempestades negativas e não-tempestades (Figura 3.25d), e os máximos da CINE foram maiores para as tempestades positivas e negativas do período Seco (Figura 3.25e), apontando carácter mais condicionalmente instável da atmosfera durante o período Seco (valores altos de CAPE e CINE). Essa maior instabilidade também pôde ser observada através do perfil quente, mais úmido e com inversão de umidade nos primeiros 750m da atmosfera do período Seco, sendo que as tempestades positivas desse período aconteceram, em média, em ambientes mais secos que as negativas da superfície até 2km de altura (Figura 3.26).

Logo, as tempestades positivas mostraram que, mesmo tendo perfis de umidade mais secos que as negativas, possuem instabilidade condicional mais elevadas (maior CAPE, maior CINE e inversão de umidade no perfil vertical) levando essas tempestades a proces-

sar essa energia disponível para convecção melhor que as negativas, concordando com os resultados de Carey e Buffalo (2007) para tempestades severas. Isso pôde ser visto através dos maiores valores de máximos de VIL total, VIL frio e *echotops* (Figura 3.15) e média do VIL quente (Figura 3.14c) durante todo o tempo de vida das tempestades positivas. Maiores valores de VIL quente e frio indicam a maior presença de, respectivamente, água líquida e gelo nas tempestades positivas ao longo da região mista da nuvem, onde ocorrem as transferência de cargas elétricas e eletrificação das tempestades. Esse cenário dá suporte à formação de grandes quantidades de *graupel* e granizo de tamanhos médios a grandes, características que vêm sendo reportados na literatura como um dos principais ingredientes das tempestades com alto índice de +CGs (Lang e Rutledge, 2002; Wiens et al., 2005). A presença de grande quantidade de água líquida e maior velocidade das correntes ascendentes apontam para valores de conteúdos de água líquida efetiva (*EW*) muito elevados que têm mostrado uma forte influência no carregamento positivo de *graupel* em experimentos de laboratório (Figura 1.8).

A concentração total de aerossóis (Figura 3.2.4) e sua distribuição média de tamanhos (Figura 3.30) mostraram ser diferentes entre os períodos Seco, Transição e Chuvoso. Porém, diferenças entre essas variáveis durante tempestades positivas, negativas e não-tempestades não apareceram nos períodos Seco e de Transição, sugerindo que o efeito dos aerossóis⁹ não seja o motivo para o maior desenvolvimento vertical das tempestades na estação seca. No caso do período Chuvoso, as tempestades aconteceram durante eventos de maior concentração de aerossóis do que as não-tempestades, sugerindo a contribuição do efeito do aerossol na eletrificação das nuvens, sendo maior nas tempestades positivas desse período. Assim, a hipótese do aerossol pode ser válida apenas quando os efeitos da grande-escala (disponibilidade de umidade) e da termodinâmica (instabilidade melhor processada) não estão presentes. Williams et al. (2002); Cifelli et al. (2002) observaram que, durante a estação chuvosa em Rondônia (Janeiro a Março), os sistemas convectivos mais eletrificados aconteceram em ambientes relativamente mais poluídos e na fase de interrupção da monção Amazônica, enquanto que sistemas menos eletrificados e com características mais estratiformes aconteceram durante a fase ativa da monção Amazônica e ambiente

⁹ Efeito dos aerossóis em diminuir a colisão-coalescência na porção quente da nuvem permitindo a presença de maior conteúdo de água líquida na fase mista, e conseqüente maior eletrificação das nuvens.

mais limpo. Entretanto, as características mais convectivas e estratiformes, respectivamente, das fases inativa e ativa da monção estão associadas à não-presença e à presença da ZCAS, ou seja, ao efeito de grande-escala que “lava” a atmosfera durante a fase ativa da monção, diminuindo a concentração de aerossóis em um ambiente já propício a sistemas convectivos menos intensos (Albrecht, 2004). Assim, o efeito do aerossol na eletrificação das tempestades proposto por Williams et al. (2002) não aparenta ser a principal causa de intensificação dos sistemas convectivos tanto na estação seca como na chuvosa, onde a termodinâmica e grande-escala explicam o maior desenvolvimento vertical das nuvens.

O estudo de caso das tempestades que se formaram entre as 12:45HL e 20:30HL durante o dia 18 de Setembro de 2002 evidenciaram o efeito da maior altura da base da nuvem e conseqüentemente menor ECQ durante as tempestades positivas (Tabela 3.5), devido à formação preferencial dessas tempestades sobre a pastagem (Figuras 3.32, 3.33 e 3.34). Como resultado, as tempestades positivas se mostraram mais intensas, com maiores desenvolvimento vertical e forte atividade convectiva (Figura 3.35), levando aos máximos de VIL bem maiores que as negativas e maiores alturas (Figura 3.36 e Tabela 3.5). Outro fato importante é que essas tempestades positivas evidenciaram o acontecimento do +CGs durante a forte atividade convectiva das mesmas, descartando a contaminação dos dados pelas descargas de polaridade positiva associadas às áreas estratiformes da bigorna e dissipação das nuvens.

A eletrificação das nuvens a partir da modelagem numérica

No capítulo anterior (Capítulo 3) foram analisados os efeitos da topografia, vegetação, grande-escala, termodinâmica e aerossóis na eletrificação das nuvens da Amazônia do ponto de vista observacional. A hipótese da espessura da camada quente (Seção 1.3) foi apontada como a principal característica do ambiente de formação das tempestades positivas durante o período Seco, supostamente amplificada devido ao maior aquecimento das áreas desmatadas do estado de Rondônia, enquanto que durante o período chuvoso foi observada uma grande diferença entre as distribuições de tamanho de aerossol das tempestades positivas, negativas e não-tempestades, sugerindo um possível efeito dos aerossóis (Seção 3.4).

Neste capítulo as hipóteses da espessura da camada quente e dos aerossóis (Figura 1.2) são testadas a partir dos estudos de caso do dia 18 de Setembro (Seção 3.3) utilizando um modelo numérico uni-dimensional com parametrização da eletrificação da nuvem e descargas atmosféricas. A seguir é apresentada a descrição da estrutura, dinâmica, microfísica e processos de eletrificação do modelo (Seção 4.1), os experimentos a serem simulados (Seção 4.2), assim como os resultados obtidos com as simulações (Seção 4.3).

4.1 Descrição do modelo 1D

No passado, modelos de nuvem unidimensionais (1D) foram criticados por possuírem diversas inconsistências internas quando testados em situações reais. Por exemplo, uma das limitações dos modelos 1D é a não parametrização das influências do cisalhamento vertical do vento, que aumenta os processos de entranhamento dentro da nuvem. No entanto,

a relativa simplicidade e o baixo custo computacional ainda faz com que estes modelos tenham diversas aplicações, como por exemplo, o estudo da implementação de novos processos nas parametrizações de microfísica de nuvens, cujo custo computacional de modelos tridimensionais é bastante elevado (Ferrier e Houze, 1989; Cheng e Sun, 2004). A interação entre os processos microfísicos e a dinâmica da nuvem ocorre através do crescimento de partículas de água (nas fases líquida e sólida) e processos de precipitação que interagem com as correntes ascendentes, controlando a quantidade e o desenvolvimento de hidrometeoros. Essa interação se revela um dos grandes desafios da modelagem numérica de nuvens frias nos modelos de previsão de tempo e clima, e, mais recentemente no contexto do satélite TRMM, modelos de nuvem têm sido desenvolvidos para obter algoritmos que estimem a distribuição de calor latente através de perfis verticais obtidos por sensoriamento remoto (Simpson et al., 1998). Modelos unidimensionais de nuvem são atualmente utilizados para configuração de padrões iniciais de distribuição de hidrometeoros e sua assimilação em modelos de meso-escala e previsão de tempo (Milan et al., 2005).

Como a parametrização dos processos microfísicos são essenciais para uma boa representação de sistemas precipitantes modelados, e tendo em vista a facilidade do estudo desses processos utilizando modelos simples unidimensionais de nuvens frias, um modelo 1D foi escolhido para o estudo da eletrificação de nuvens. O modelo utilizado foi originalmente desenvolvido por Ferrier e Houze (1989), e mais tarde acoplado ao esquema de classes de gelo de Ferrier (1994) e parametrização de trocas de cargas elétricas por Petersen (1997). Na versão de Petersen (1997), a parametrização de trocas de cargas elétricas permite que a eletrificação da nuvem se desenvolva até atingir um limite de campo elétrico pré-determinado, quando uma descarga elétrica aconteceria, e então o modelo pára de calcular as transferências de cargas. No sentido de obter a evolução da eletrificação da nuvem do começo ao fim de sua vida, neste trabalho foi incluída uma parametrização de raios. Também foi incluída uma nova parametrização de transferência de cargas baseada nos resultados de laboratório de Pereyra e Avila (2002), uma vez que o trabalho desses autores sugerem a dependência da transferência de cargas com o espectro de tamanho das gotículas superesfriadas. Como esta dissertação também investiga o efeito dos aerossóis nas tempestades da Amazônia (Seção 1.1), os resultados de Pereyra e Avila (2002) podem indicar algum efeito do aumento do número de gotículas pequenas no processo de

transferência de cargas entre os hidrometeoros.

A seguir é apresentada uma descrição resumida do modelo numérico 1D utilizado, bem como a parametrização dos processos de eletrificação e raios incluídas no modelo.

4.1.1 Estrutura e dinâmica

O modelo 1D de Ferrier e Houze (1989) é formulado em coordenadas cilíndricas (R , λ , z) com simetria axial. As variáveis independentes λ e z são o azimuth e altura da nuvem, respectivamente, e o raio da nuvem R varia em função da altura com mostra a Figura 4.1. As variáveis dependentes arbitrárias ($\bar{A}$) são definidas como desvios do seu valor ambiente A_e e de sua quantidade no interior da nuvem A_c :

$$\bar{A} = A_e - A_c \quad (4.1)$$

As variáveis prognósticas (média na nuvem) $\bar{A}_c$ são a razão de mistura de vapor ($\bar{q}_v$), gota de nuvem ($\bar{q}_{cw}$), gota de chuva ($\bar{q}_r$), pequenos cristais de gelo ($\bar{q}_{ci}$), neve ($\bar{q}_s$), *graupel* ($\bar{q}_g$) e granizo ($\bar{q}_h$), além de variáveis como velocidade vertical ($\bar{w}$), temperatura potencial ($\bar{\theta}$) e perturbação de pressão em grande escala. Assim, se A representa o valor de qualquer quantidade (w , q_v , q_{cw} , q_r , q_{ci} , q_s , q_g , q_k , θ), a equação prognóstica de uma variável arbitrária, média na área do cilindro da nuvem ($\bar{A}$), e sua lateral na nuvem ($\tilde{A}$) é dada por (Ferrier e Houze, 1989):

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{A}}{\partial t} = & -\frac{\partial A_e}{\partial t} - w \frac{\partial A_e}{\partial z} + \underbrace{\frac{d\bar{A}_c}{dt}}_{(i)} + \underbrace{\frac{\bar{A}}{\rho_e R^2} \frac{\partial(\rho_e R^2 \bar{w})}{\partial z}}_{(ii)} - \underbrace{\frac{1}{\rho_e R^2} \frac{\partial(\rho_e R^2 w \bar{A})}{\partial z}}_{(iii)} \\ & - \underbrace{\frac{2}{R} \left(w'' \tilde{A}'' - w'' \tilde{A}'' \frac{\partial R}{\partial z} \right)}_{(iv)} \end{aligned} \quad (4.2)$$

onde ρ_e é a densidade do ar ambiente. O termo (i) representa as fontes e sumidouros de $\bar{A}_c$, o termo (ii) representa o entranhamento dinâmico forçado pela continuidade de massa, e o termo (iv) representa o termo de mistura turbulenta lateral. O termo (iii) é o transporte vertical de A que é parametrizado como uma função triangular ao longo das correntes ascendentes, como mostra a Figura 4.1: as variáveis dependentes (A) variam linearmente

com o raio da nuvem do centro para a lateral da nuvem, e, para criar uma circulação térmica em forma de turbilhão próxima ao topo, movimentos descendentes são forçados na lateral da nuvem. O modelo possui uma grade vertical rígida de 200m de resolução e integração no tempo variável (com máximo Δt de 5 segundos), sendo um esquema avançado de segunda ordem, similar ao de Schlesinger (1978) (para maiores detalhes, vide Ferrier e Houze (1989)).

Figura 4.1: Estrutura do modelo 1D de Ferrier e Houze (1989) ilustrando a variação do raio da nuvem com a altura, o perfil triangular da corrente ascendente, e circulação térmica em forma de turbilhão próxima ao topo. Figura adaptada de Petersen (1997).

As fontes e sumidouros (termo i da equação 4.2) têm a seguinte forma para o momento vertical ($\bar{w}$) e temperatura potencial ($\bar{\theta}$):

$$\frac{d\bar{w}}{dt} = \bar{B} - R_d \theta_{ve} \frac{\partial \bar{P}}{\partial z} \quad (4.3)$$

$$\begin{aligned} \frac{d\bar{\theta}}{dt} = & \frac{L_v}{\Pi C_p} (PCOND + PREVP) \\ & + \frac{\delta L_s}{\Pi C_p} (PINT + PIDEF + PSDEF + PGDEF + PHDEF) \\ & + \frac{\delta L_f}{\Pi C_p} [PIFW + PIACR + PSACR + PGACR + PHACR \\ & + \delta(PSACW + PGACW + PHACW)] \end{aligned} \quad (4.4)$$

sendo L_v , L_s e L_f os calores latente de vaporização, sublimação e fusão, respectivamente, C_p o calor específico da água a pressão constante, R_d a constante universal dos gases. O empuxo $\overline{B}$, a função de Exner Π , a perturbação da pressão $\overline{P}$ e δ são dados por:

$$\overline{B} = g \left(\frac{\overline{\theta}}{\theta_e} + 0.61 \overline{q_v} - \overline{q_l} \right) \quad (4.5)$$

$$\Pi = \left(\frac{p_e}{1000} \right)^{R_d/C_p} \quad (4.6)$$

$$\overline{P} = \frac{T_{ve} \overline{p}}{\theta_{ve} p_e} \quad (4.7)$$

$$\delta = \begin{cases} 1, & T < 0^\circ\text{C} \\ 0, & T \geq 0^\circ\text{C} \end{cases} \quad (4.8)$$

onde T_{ve} e θ_{ve} são as temperaturas virtual e potencial virtual do ambiente, respectivamente. O último termo de (4.5) representa a redução na flutuabilidade da nuvem com a razão de mistura total $\overline{q_l}$ ($\overline{q_l} = \overline{q_{cw}} + \overline{q_r} + \overline{q_{ci}} + \overline{q_s} + \overline{q_g} + \overline{q_h}$). O demais termos da equação 4.4 são processos microfísicos de conversões entre hidrometeoros que serão discutidos na seção seguinte e descritos no Apêndice A.

4.1.2 Microfísica

As distribuições de tamanho dos hidrometeoros *graupel*, granizo, neve e a água de chuva são do tipo exponencial (Waldvogel, 1974):

$$N_x = N_{0x} \exp(-\lambda_x D) \quad (4.9)$$

onde N_x é concentração total, N_{0x} é o parâmetro de interseção, e λ_x é o parâmetro de declínio do hidrometeoro x , que está relacionado com o diâmetro médio volumétrico (D_{0x}) da distribuição da seguinte forma:

$$\lambda_x = \frac{3.67}{D_{0x}} \quad (4.10)$$

sendo que λ_x e D_{0x} variam de acordo com a razão de mistura ($\overline{q_x}$) das partículas, ou seja:

$$\lambda_x = \left(\frac{\pi \rho_l N_{0x}}{\rho_e \overline{q_x}} \right)^{\frac{1}{4}} \quad (4.11)$$

Os valores dos parâmetros de intersecção N_{0x} são apresentados na Tabela 4.1.

O parâmetro de intersecção dos flocos de neve N_{0s} é permitido variar com a temperatura até o máximo de $5 \times 10^7 \text{ m}^{-4}$ (Ferrier, 1994):

$$N_{0s} = \max \left\{ 5 \times 10^7 ; \max \{ 1, N_{0s}^* \exp(-0.15T) \} \right\} \quad (4.12)$$

onde T é a temperatura em $^{\circ}\text{C}$ e N_{0s}^* é o parâmetro de intersecção em $T = 0^{\circ}\text{C}$ apresentado na Tabela 4.1.

As equações de velocidade terminal dessas partículas x têm a forma de lei de potência,

$$v_x = a_x D_{0x}^{b_x} \quad (4.13)$$

onde os coeficientes a_x e b_x estão na Tabela 4.1.

Tabela 4.1 - Parâmetros de intersecção N_{0x} da equação 4.11 e coeficientes a_x e b_x da equação 4.13 de velocidade terminal dos hidrometeoros. Valores de referência dados por Pruppacher e Klett (1997).

coeficiente	chuva ($x = r$)	neve ($x = s^*$)	graupel ($x = g$)	granizo ($x = h$)
$N_{0x} (\text{m}^{-4})$	8×10^6	3×10^6	4×10^6	1×10^6
$a_x (\text{s}^{-1})$	842	4.836	19.3	140
b_x	0.8	0.25	0.37	0.5

As equações de continuidade de massa e número dos hidrometeoros ($\overline{q}_x$) do modelo são apresentadas nas equações 4.14 a 4.21 (termo i da equação 4.2):

$$\begin{aligned} \frac{d\overline{q}_v}{dt} = & -PCOND - PREVP - (PxMLTEV)_{T \geq 0^{\circ}\text{C}} + \\ & (-PINT - PDEPI - PxDEP - P(H,G)WGEV)_{T < 0^{\circ}\text{C}} \end{aligned} \quad (4.14)$$

$$\begin{aligned} \frac{d\overline{q}_{cw}}{dt} = & PCOND - PRAUT - PRACW - (PCIMLT + PMxACW)_{T \geq 0^{\circ}\text{C}} + \\ & (PxACW)_{T < 0^{\circ}\text{C}} - (PCWHFZ)_{T \leq -40^{\circ}\text{C}} - (PIFW)_{T \leq -30^{\circ}\text{C}} \end{aligned} \quad (4.15)$$

$$\begin{aligned} \frac{d\overline{q}_r}{dt} = & PREVP + PRACW + PRAUT + \\ & (PMxACW + PMRACS - PxMLT - PxACRM - PxACWM)_{T \geq 0^{\circ}\text{C}} + \\ & (-PIFR - PIACR - PxACR)_{T \geq 0^{\circ}\text{C}} + VTR \end{aligned} \quad (4.16)$$

$$\begin{aligned} \frac{d\overline{q_{ci}}}{dt} = & (PCIMLT)_{T \geq 0^\circ\text{C}} + PCWHFZ_{T \leq -40^\circ\text{C}} + \\ & (PINT + PDEPI - PCONV - PSAUT - PIFC - PxACI + PHMICE)_{T < 0^\circ\text{C}} \end{aligned} \quad (4.17)$$

$$\begin{aligned} \frac{d\overline{q_s}}{dt} = & -PGACS - PHACS + \\ & (PSMLT + PSMLTEV + PSACWM + PSACRM - PMRACS)_{T \geq 0^\circ\text{C}} + \\ & (PSDEP + PCONV + PSAUT + PIFW + PIFC + PSACI - PGAUT - PWACS + \\ & PSACW \times \delta_3 + (PIFR + PRACI + PIACR + PSACR) \times \delta_1 - PRACS \times (1 - \delta_1))_{T < 0^\circ\text{C}} + \\ & VTS \end{aligned} \quad (4.18)$$

$$\begin{aligned} \frac{d\overline{q_g}}{dt} = & PGACS + (PGMLT + PGMLTEV + PGACWM + PGACRM)_{T \geq 0^\circ\text{C}} + \\ & (PGDEP + PGWGEV + PGAUT + PGACI + PGACS + PWACS - PWACG + \\ & PSACW \times (1 - \delta_3)(PGACW - PIHMG) \times \delta_4 + PGACR \times \delta_2 - PRACG(1 - \delta_2) + \\ & (PIFR + PRACI + PIACR + PRACS + PSACR) \times (\delta_2 - \delta_1))_{T < 0^\circ\text{C}} + VTG \end{aligned} \quad (4.19)$$

$$\begin{aligned} \frac{d\overline{q_h}}{dt} = & PHACS + (PHMLT + PHMLTEV + PHACWM + PHACRM)_{T \geq 0^\circ\text{C}} + \\ & (PHDEP + PHWGEV + PHACW - PIHMH + PHACI + PHACR + PHACS + \\ & PWACG + PGACW \times (1 - \delta_4) + (PIFR + PRACI + PIACR + PRACS + \\ & PSACR + PGACR + PRACG) \times (1 - \delta_2))_{T < 0^\circ\text{C}} + VTH \end{aligned} \quad (4.20)$$

$$\frac{dN_i}{dt} = (-NCILOSS)_{T \geq 0^\circ\text{C}} + (NINT + NIHMG + NIHMH)_{T < 0^\circ\text{C}} \quad (4.21)$$

O termo VTy é dado por

$$VTy = \frac{1}{\rho_e R^2} \frac{\partial(\rho_e R^2 v_y q_y)}{\partial z} \quad (4.22)$$

representando a velocidade terminal média na área da nuvem para cada tipo de hidrometeoro $y = r, s, g, h$, onde v_y é a velocidade ponderada pela massa dos hidrometeoros y (equação 4.13).

As parametrizações dos processos microfísicos considerados neste modelo através das equações (4.14) a (4.20) estão listados na Tabela 4.2 e sintetizadas na Figura 4.2, e são uma

combinação de parametrizações de Lin et al. (1983), Rutledge e Hobbs (1983) e Ferrier (1994) (Petersen, 1997). Uma descrição mais detalhada desses processos é apresentada no Apêndice A.

Figura 4.2: Esquema dos vários processos microfísicos do modelo 1D.

Os cristais de gelo são monodispersos de diâmetro D_i e velocidade terminal desprezível (ou seja, não precipitam). A concentração total N_i é dada por: 1) produção primária ($PINT$, dependente da temperatura ambiente segundo a parametrização de Meyers et al. (1992)), 2) produção secundária durante a acreção de gotas congeladas e *graupel* (Hallet e Mossop, 1974) ($PHMICE$), 3) congelamento homogêneo de gotículas de nuvem ($PCWHFZ$), e 4) de outros processos que são sumidouros desse tipo de hidrometeoro, como agregação e conversões (vide Tabela 4.2 e Apêndice A). Assim, N_i é calculado considerando a massa média das partículas de gelo formadas pela produção primária ($O[10^{-11}\text{kg}]$) e produção/perda de cristais de grande massa ($O[10^{-10}\text{kg}]$) durante processos de agregação

Tabela 4.2 - Lista de processos microfísicos que afetam a razão de mistura dos hidrometeoros.

Símbolo do processo	Descrição do processo
<i>PCOND</i>	Condensação ou evaporação de água de nuvem
<i>PINT</i>	Produção de cristais de gelo através de nucleação primária
<i>PDEPI</i>	Crescimento por deposição dos cristais de gelo
<i>PxDEP</i>	Deposição ou sublimação de gelo ($x = s, g, h$)
<i>PCWHFZ</i>	Produção de cristais de gelo por congelamento homogêneo de água de nuvem
<i>PIFR</i>	Congelamento de água de nuvem
<i>PREVP</i>	Evaporação da água de chuva
<i>PxMLTEV</i>	Evaporação de $x = s, g, h$ em derretimento
<i>PRAUT</i>	Auto-conversão de água de nuvem em chuva
<i>PSAUT</i>	Auto-conversão de cristais de gelo em neve
<i>PGAUT</i>	Auto-conversão de neve em <i>graupel</i>
<i>PCIMLT</i>	Produção de gotículas de nuvem por derretimento de cristais de gelo
<i>PRACW</i>	Produção de chuva por coleta de gotículas de nuvem
<i>PMxACW</i>	Coleta de gotículas de nuvem por $x = s, g, h$ durante o derretimento
<i>PxACW</i>	Coleta de gotículas de nuvem por $x = s, g, h$, convertendo s em g e g em h
<i>PIFW</i>	Conversão de água de nuvem em neve pelo processo de Bergeron
<i>PIFC</i>	Conversão de cristais de gelo em neve pelo processo de Bergeron
<i>PxACI</i>	Coleta de cristais de gelo por $x = r, s, g, h$
<i>PHMx</i>	Produção secundária de cristais de gelo durante agregação de gotas congeladas em $x = g, h$
<i>PHMICE</i>	Produção secundária total de cristais de gelo ($= PIHMG + PIHMH$)
<i>PMRACS</i>	Produção de chuva através de coleta de neve em derretimento
<i>PxMLT</i>	Produção de chuva através do derretimento de $x = s, g, h$
<i>PxACRM</i>	Produção de chuva através da colisão de gotas de chuva com $x = s, g, h$ em derretimento
<i>PxACWM</i>	Produção de chuva através da colisão de gotículas de nuvem com $x = s, g, h$ em derretimento
<i>PIACR</i>	Congelamento da chuva através do contato com cristais de gelo
<i>PxACR</i>	Coleta de chuva por $x = s, g, h$ transformando s em g e g em h
<i>PxACs</i>	Coleta de neve por $x = r, g, h$ transformando r em s e g em h
<i>PCONV</i>	Conversão de cristais de gelo em neve
<i>PWACx</i>	Coleta de $x = g, s$ por água de nuvem
<i>PRACG</i>	Coleta de <i>graupel</i> por chuva, transformando g em h

e conversão pelo processo de Bergeron (*PIFW*). O diâmetro D_i dos cristais formados através da produção primária é diagnosticado a partir de sua relação com a massa (m_i) através de estudos experimentais de Heymsfield (1975), considerando:

$$m_i = c D_i^d \quad (4.23)$$

$$D_i = \min \left\{ 0.15 \text{cm} ; \left(\frac{m_i}{c} \right)^{1/d} \right\} \quad (4.24)$$

onde os coeficientes $c = 0.044 \text{gcm}^{-3}$ e $d = 3$, considerando que os cristais formados são do tipo *bullet-rosettes*, com diâmetro máximo de 0.15cm (Heymsfield, 1975).

As gotículas de nuvem também são consideradas monodispersas, de tamanho arbitrário (D_{cw}) e concentração total (N_{cw}) fixa. No sentido de mimetizar o efeito dos aerossóis nas nuvens, para esta tese permitiu-se variar o tamanho das gotículas de forma diagnóstica a partir da razão de mistura $\overline{q_{cw}}$ e concentração total N_{cw} , considerando as gotículas esféricas, ou seja:

$$\overline{q_{cw}} = \frac{4\pi}{3} \frac{\rho_l}{\rho_e} N_{cw} \left(\frac{D_{cw}}{2} \right)^3 \quad (4.25)$$

$$D_{cw} = \left(\frac{6\rho_e \overline{q_{cw}}}{\pi \rho_l N_{cw}} \right)^{1/3} \quad (4.26)$$

onde ρ_l é a densidade da água. O diâmetro das gotículas de nuvem e cristais de gelo não são usados em nenhuma das equações de parametrização da microfísica do modelo, porém são variáveis necessárias na parametrização da eletrificação das nuvens como será mostrado na próxima seção (Seção 4.1.3).

O efeito do aumento no número de aerossóis na microfísica deste modelo será simulado através da parametrização do processo de auto-conversão de gotículas de nuvem em gotas de chuva, sugerido por Mitzeva et al. (2006). Nas equações 4.15 e 4.16 esse termo é representado por $PRAUT$, dado pela parametrização de Kessler (1969) e apresentado no Apêndice A (equação A.2). Assim, o modelo 1D representa a auto-conversão ineficiente em nuvens poluídas (alta concentração de CCNs - estação Seca) e de auto-conversão eficiente em nuvens limpas (baixa concentração de CCNs - estação Chuvosa) através de valores altos de q_{cw0} e baixos de α da equação A.2 para simulações de nuvens poluídas, e ao contrário para nuvens limpas.

4.1.3 Processos de eletrificação

Vários experimentos de laboratório (Seção 1.2) mostraram que há uma significativa transferência de cargas elétricas durante a colisão entre cristais de gelo e *graupel* na presença de gotículas de água superesfriadas, em um mecanismo não-indutivo (isto é, sem a presença de um campo elétrico), onde a quantidade de carga transferida durante a colisão é uma função da temperatura e conteúdo de água líquida como mostra a Figura 1.8. Como estudos observacionais (Williams, 1989; Williams et al., 1991) e de modelagem numérica (Takahashi, 1984; Ziegler e MacGorman, 1994; Mansell et al., 2002) sugerem o mecanismo não-indutivo como o processo dominante de carregamento e de produção de raios em nuvens cumulonimbus, nesta tese de doutorado o modelo 1D possui uma parametrização dos processos de eletrificação das nuvens baseado nesse mecanismo.

A densidade de cargas elétricas Q_x (nCm⁻³) residentes nos hidrometeoros é calculada usando a equação prognóstica 4.2, adicionando o termo de produção de cargas através do mecanismo não-indutivo, ou seja:

$$\frac{\overline{Q_x}}{dt} = \left(\frac{\overline{Q_x}}{dt} \right)_{\text{Não-Indutivo}} + \left(\frac{\overline{Q_x}}{dt} \right)_{\text{Microfísica}} + \left(\frac{\overline{Q_x}}{dt} \right)_{\text{Advecção}} \quad (4.27)$$

onde o termo “Microfísica” se refere aos processos microfísicos de formação e conversão de hidrometeoros dados pelas equações 4.15 a 4.20. O processo não-indutivo de transferência de cargas ocorrem apenas entre hidrometeoros em fase sólida (x e y) (i.e., cristais de gelo, neve, *graupel* e granizo) e é dado por:

$$\frac{\partial Q_x}{\partial t} = K_{xy} n_x n_y \delta \mu_x = - \frac{\partial Q_x}{\partial t} \quad (4.28)$$

onde K_{xy} é o núcleo de colisão entre as partículas x e y , n_x e n_y são as distribuições de tamanhos das partículas e $\delta \mu_x$ é quantidade de carga transferida em uma única colisão.

Em cada unidade de tempo, o volume que uma partícula de gelo de diâmetro D_x colide com partículas de gelo de diâmetro D_y é o produto da área de seção transversal (área do círculo no qual as partículas x e y se tocam) vezes a velocidade vertical relativa entre as partículas ($\Delta v_{xy} = |v_x - v_y|$ - como mostra a Figura 4.3), e a eficiência de colisão-separação $\xi_{sep_{xy}}$. A eficiência de colisão-separação é a fração que as partículas x neste volume colide com a partícula y e se separam. Logo, $\xi_{sep_{xy}}$ é igual ao produto do coeficiente de colisão

ξ_{col} (que considera efeitos aerodinâmicos) e do coeficiente de separação ξ_{sep} (fração de partículas que se separam, ou seja, $\xi_{sep_{xy}} = 1 - \xi_{xy}$, onde ξ_{xy} é a fração de partículas x agregadas à partícula y dado na Tabela A.1). Logo, o núcleo de colisão K_{xy} é dado por:

$$K_{xy} = \frac{\pi}{4}(D_x + D_y)^2 \Delta v_{xy} (1 - \xi_{xy}) \quad (4.29)$$

Figura 4.3: Núcleo de colisão: volume no tempo, t , em que a partícula de diâmetro D_x colide com partículas menores de diâmetro D_y . $|v_x - v_y| = \Delta v_{xy}$ é a velocidade vertical relativa entre as partículas.

Assim, o primeiro termo da equação 4.27 fica:

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial Q_x}{\partial t} \right)_{\text{N\~ao-Ind.}} &= \frac{\pi}{4} \int_0^\infty \int_0^\infty (D_x + D_y)^2 |v_x - v_y| \xi_{xy} n_x(D_x) n_y(D_y) \delta \mu_x dD_x dD_y \\ &= - \left(\frac{\partial Q_y}{\partial t} \right)_{\text{N\~ao-Ind.}} \end{aligned} \quad (4.30)$$

A transferência de cargas é resultado de colisões apenas entre os hidrometeoros em fase sólida, exceto entre cristais de gelo e neve, e entre hidrometeoros da mesma espécie, uma vez que não existem experimentos de laboratório sobre a transferência de carga entre cristais de gelo e neve, e entre hidrometeoros da mesma espécie. Na realidade, os experimentos apenas testaram a transferência de cargas entre *graupel* e cristais de gelo, enquanto que as parametrizações numéricas de transferência de carga extrapolam esses resultados para colisões também entre flocos de neve e granizo. Finalmente, feita a integração da equação 4.28 para colisões entre os cristais de gelo e *graupel* ou granizo ($x = g, h$) temos:

$$\left(\frac{\partial Q_x}{\partial t} \right)_{\text{N\~ao-Ind.}} = \frac{\pi}{4} |v_x| (1 - \varepsilon_{xi}) N_i N_{0x} \frac{\Gamma(3)}{\lambda_x^3} \delta \mu_x = - \left(\frac{\partial Q_i}{\partial t} \right)_{\text{N\~ao-Ind.}} \quad (4.31)$$

onde $(1 - \varepsilon_{xi})$ é a eficiência de separação entre o hidrometeoro x e os cristais de gelo i (sendo ε_{xi} a eficiência de colisão-coalescência - Tabela A.1). Como a velocidade terminal dos cristais de gelo é desprezível em relação às velocidades terminais do *graupel* e granizo, na equação 4.31 este termo foi desconsiderado.

Por outro lado, a integração da equação 4.28 para colisões entre os flocos de neve, *graupel* ou granizo leva em conta a distribuição exponencial desses hidrometeoros (equação 4.9), resultando em:

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial Q_x}{\partial t} \right)_{\text{N\~ao-Ind.}} &= \frac{\pi}{2} |v_x - v_y| (1 - \varepsilon_{xy}) N_{0x} N_{0y} \left(\frac{1}{\lambda_x^3 \lambda_y} + \frac{1}{\lambda_x^2 \lambda_y^2} + \frac{1}{\lambda_x \lambda_y^3} \right) \delta \mu_x \quad (4.32) \\ &= - \left(\frac{\partial Q_y}{\partial t} \right)_{\text{N\~ao-Ind.}} \end{aligned}$$

Os experimentos de laboratório escolhidos para determinar a quantidade de carga transferida durante a colisão entre os hidrometeoros x e y ($\delta \mu_x$) foram os de Takahashi (1978) (TAK) e Pereyra et al. (2000) (PER). Os resultados do experimento de TAK foram escolhidos por ser o mais empregado na literatura e ser capaz de simular estruturas tripolares em modelos numéricos (Takahashi, 1984; Ziegler e MacGorman, 1994; Mansell et al., 2002). Já os dados do experimento de PER são utilizados também por sugerirem uma dependência entre a quantidade de carga transferida e o espectro de gotículas superesfriadas. Nos experimentos de PER, carga positiva é transferida ao *graupel* em temperaturas mais quentes (frias) quando o espectro de gotículas possui um diâmetro médio volumétrico menor (maior). Como a hipótese dos aerossóis (Seção 1.1, Figura 1.2) sugere que gotículas menores são advectadas pelas corrente ascendentes à região fria da nuvem ($T < 0^\circ\text{C}$), os resultados encontrados por PER podem modificar a polaridade de carga transferida para o *graupel* e, conseqüentemente, modificar também a estrutura elétrica das nuvens, e até formar um tripolo invertido (carga positiva no centro da nuvem com regiões de cargas negativas acima e abaixo desta) de onde podem se originar +CGs. Como foi mostrado no Capítulo 3, durante a estação Seca e também mais poluída, a porcentagem de +CGs geradas pelas tempestades aumenta, podendo ser um possível efeito dos aerossóis através dos dados de PER.

Assim, o processo não-indutivo de transferência de carga entre colisões de partículas de gelo ($x = \text{graupel, granizo, cristal de gelo e neve}$) de TAK é dependente do conteúdo de

Figura 4.4: Carga transferida para o *graupel* durante a colisão com um cristal de gelo em função do conteúdo de água líquida LWC e temperatura T . Dados e figura adaptada de Takahashi (1978).

água líquida (LWC), temperatura (T) e velocidade de colisão (Δv_{xy}). Segundo Takahashi (1984), a quantidade de carga transferida ($\delta\mu_x$) para o *graupel* durante a colisão com cristais de gelo y , e extrapolando esses resultados para colisões envolvendo granizo e flocos de neve, pode ser dada por:

$$\delta\mu_x = f(LWC, T) \times \alpha \quad (4.33)$$

$$\alpha = \min \left\{ 10.0 ; 5 \left(\frac{D_x}{D_0} \right)^2 \frac{|v_x - v_y|}{v_0} \right\} \quad (4.34)$$

onde $f(LWC, T)$ é dado pelos resultados de laboratório, apresentado na Figura 4.4, e o fator α é o fator de correção da velocidade de colisão adicionada ao trabalho de Takahashi (1978), possuindo um valor máximo de 10, $D_0 = 100 \mu\text{m}$ e $v_0 = 8 \text{ ms}^{-1}$.

Os experimentos de laboratório de transferência de carga entre colisões de *graupel* e cristais de gelo realizados pela Universidade Nacional de Córdoba (Avila et al., 1998; Avila e Pereyra, 2000; Pereyra et al., 2000; Pereyra e Avila, 2002) mostraram que o carregamento de *graupel* foi positivo para temperaturas de -10°C a -25°C quando um espectro de gotículas com tamanhos menores ($D_{cw} = 13\mu\text{m}$) estava presente, e negativo quando utilizado um espectro de gotículas maiores ($D_{cw} = 25\mu\text{m}$) em temperaturas abaixo de -18°C . Isso implica em um centro de cargas positivas mais profundo na região mais baixa de tempestades que

possuem gotículas de nuvem menores, e também pode implicar em uma maior porcentagem de descargas positivas.

Figura 4.5: Valores de $\delta\mu$ (fC) a partir da equação 4.35, para os valores de D_{cw} de $10\mu\text{m}$ (figura da esquerda) e $20\mu\text{m}$ (figura do meio) para valores de $|v_g - v_i| = 8.5\text{ms}^{-1}$ e $D_i = 24.4\mu\text{m}$. A figura da direita esquematiza a variação de com diâmetro das gotículas de nuvem, D_{cw} : *graupel* é carregado negativamente em temperaturas mais frias quanto menor for D_{cw} .

A quantidade de carga transferida $\delta\mu_x$ (fC) para um *graupel*, obtida através dos experimentos de laboratório da Universidade Nacional de Córdoba, podem ser resumidos nas seguintes equações (Dr. Rodolfo Pereyra, comunicação pessoal), extrapolando os resultados também para colisões envolvendo granizo e flocos de neve:

$$\begin{aligned}
 \delta\mu_x &= \max\left\{100 ; 1.5(T - T_0)\alpha\right\} \\
 T_0 &= [A(EW)^2 + B EW + C]\beta \\
 A &= \min\left\{0 ; 0.41\overline{D_{cw}} - 9.3\right\} \\
 B &= \max\left\{0 ; -1.7\overline{D_{cw}} + 38\right\} \\
 C &= 2\overline{D_{cw}} - 58 \\
 \beta &= 1.6 - 0.07|v_g - v_i|
 \end{aligned} \tag{4.35}$$

onde EW é conteúdo efetivo de água líquida (gm^{-3}), $\overline{D_{cw}}$ é o diâmetro volumétrico médio das gotículas de nuvem (μm), v_g e v_i são as velocidades terminais do *graupel* e cristal de gelo (ms^{-1}), e T é a temperatura do ambiente ($^{\circ}\text{C}$). O termo α é um fator de correção de velocidade e diâmetro dos cristais de gelo, adimensional, de acordo com as características do experimento em laboratório, sendo o mesmo da parametrização de TAK (equação 4.34).

Assim, $\delta\mu$ é uma função de 6 variáveis: EW , T , v_g , v_i , $\overline{D_i}$ e $\overline{D_{cw}}$. Os experimentos e os resultados obtidos pela Universidade Nacional de Córdoba são semelhantes aos de Takahashi (1978), porém eles encontraram uma dependência com tamanho das gotículas de nuvem superesfriadas presentes na região de fase mista. Essa dependência, que está incluída nas equações acima, faz com que o graupel na presença de gotículas pequenas seja carregado negativamente em temperaturas mais frias do que na presença de gotículas grandes como mostra a Figura 4.5. Isso implica em um centro de cargas positivas mais profundo na região mais baixa de tempestades que possuem gotículas de nuvem menores, podendo aumentar a porcentagem de descargas positivas.

O campo elétrico do modelo é calculado ao longo do eixo vertical usando o método de imagens (Uman, 1987) para volumes individuais cilíndricos, ou seja, discos de raio R e espessura Δz , acompanhando a geometria do modelo (Seção 4.1.1). Logo a componente vertical do campo elétrico $\overline{E}$ no ponto de grade k para uma altura H_k acima da superfície, somando todos os discos e imagens j dos discos de densidade de carga total $Q_{net,j}$ e localizado à uma distância $\delta z_k (= z_k - z_j)$ do ponto e grade k , fica:

$$\overline{E} = \sum_k \frac{Q_{net,j} \Delta z}{2\epsilon_0} \left[\text{sinal}(\delta z_j) \left(1 - \frac{|z_j|}{(\delta z_j^2 + R^2)^{1/2}} \right) + \left(\frac{2H_k - \delta z_j}{[(2H_k - \delta z_j)^2 + R^2]^{1/2}} - 1 \right) \right] \quad (4.36)$$

onde o primeiro termo dentro dos colchetes representa o campo elétrico no ponto de grade k devido à um único disco de carga $Q_{net,j}$, e o segundo termo representa a pequena contribuição do campo elétrico associado com a carga de imagem $-Q_{net,j}$ induzida na superfície pelo disco da nuvem com carga $Q_{net,j}$. O termo $\text{sinal}(\delta z_j)$ é igual à 1 para $\delta z_j > 0$ e -1 para $\delta z_j < 0$, ou seja, carga $Q_{net,j}$ positiva localizado no ponto de grade k produz um vetor campo elétrico apontando para a superfície. Além disso, no início da simulação é assumido um campo elétrico de tempo bom decrescendo exponencialmente com a altura de acordo com Gish (1944):

$$E(z) = -[81.8 \exp(-4.52z) + 38.6 \exp(-0.375z) + 10.27 \exp(-0.121z)] \quad (4.37)$$

onde E é o campo elétrico em Vm^{-1} e z é a altura em km.

Uma vez que o modelo começa a carregar eletricamente os hidrometeoros, é necessário incluir a parametrização de descargas elétricas (raios). A primeira utilidade da parametri-

zação de raios é limitar as magnitudes do campo elétrico àqueles observados na natureza. Sem raios, o campo elétrico chegaria a valores muito altos e irreais, acima daqueles necessários para a quebra dielétrica do ar. Assim, calculando o campo elétrico em cada ponto de grade, temos que se em algum ponto o campo elétrico ultrapassar um limiar adotado uma descarga elétrica ocorrerá. No caso deste modelo foi adotado o campo elétrico de “*breakeven*” (Marshall et al., 1995): é o campo necessário para a energia média de um elétron energético (1 MeV) permanecer constante enquanto ganha energia do campo elétrico e perde energia em colisões com moléculas. Para campos maiores que o *breakeven* a energia de um elétron energético aumenta com o tempo. Eventualmente, o elétron pode adquirir energia cinética suficiente para produzir um novo elétron energético através de uma colisão ionizada com uma molécula de ar. Essa ionização provoca uma avalanche de elétrons energéticos que pode ser suficiente para iniciar uma descarga elétrica. O campo de *breakeven* é dado por Marshall et al. (1995):

$$E_{breakeven}(z) = \pm 201.7 \exp\left(\frac{-z}{8.4}\right) \quad (4.38)$$

onde $E_{breakeven}$ está em kVm^{-1} e z em km. O campo de *breakeven* decresce com o aumento da altura pois um elétron livre experimenta menor energia de colisões por distância viajada quando a densidade é menor, e a densidade decresce com a altura. Assim, quando $E_i(z) > E_{breakeven}(z)$, o modelo 1D parametriza uma descarga elétrica através de dois passos: a descrição do caminho percorrido pelo raio e o re-arranjo das cargas elétricas após a ocorrência da descarga.

A parametrização do caminho percorrido pelo raio é baseada no trabalho de MacGorman et al. (2001), esquematizada na Figura 4.6. Após encontrado o ponto de grade do modelo onde $E_i(z) > E_{breakeven}(z)$, o raio é propagado bi-direcionalmente, para cima e para baixo, em todos os pontos consecutivos onde o campo elétrico $\bar{E}(z)$ é maior que um valor pré-determinado mais baixo ($\bar{E}(z) \geq E_{stop}$, com $E_{stop} = 15.0 \text{ kVm}^{-1}$) e densidade carga elétrica superior a $\pm 0.5 \text{ nCm}^{-3}$ ($|\overline{Q_{net}}(z)| \geq 0.5 \text{ nCm}^{-3}$). Encontrado as pontas dos líderes superior e inferior do raio, a descarga ainda é propagada mais quatro pontos para cima e para baixo, afim de simular a propriedade das descargas de também se propagarem em regiões de baixa densidade de cargas. Na parametrização de descargas do tipo nuvem-solo (CGs) temos que se o líder inferior terminar abaixo da altura de 2.5km ele é propagado

Figura 4.6: Esquema da parametrização da propagação do raio. Figura adaptada de MacGorman et al. (2001).

até a superfície e, portando, considerado como um CG (Mansell et al., 2005). As duas pontas das descargas devem ter sinais opostos a fim de transportar cargas de uma região de densidade para a outra. A carga transportada no canal do raio para a neutralização fornece a polaridade da descarga. Se as duas pontas dos líderes terminam no interior da nuvem, o raio é considerado do tipo nuvem-nuvem, e se uma ponta terminar fora da nuvem o raio é do tipo nuvem-ar.

O esquema de neutralização de cargas após a ocorrência de raio no modelo é aquela desenvolvida por Ziegler e MacGorman (1994) e comumente usada em vários trabalhos (MacGorman et al., 2001; Mansell et al., 2002, 2005; Barthe e Pinty, 2007). De acordo com o esquema de Ziegler e MacGorman (1994), a densidade de carga total (δQ_k) adicionada a cada ponto de grade k é dado por:

$$\delta Q_k = \begin{cases} 0, & \text{se } |\overline{Q_{net,k}}| \leq Q_{th} \\ (|\overline{Q_{net,k}}| - Q_{th})f_p - \delta Q_{cor}, & \text{se } \overline{Q_{net,k}} < -Q_{th} \\ -(\overline{Q_{net,k}} - Q_{th})f_p - \delta Q_{cor}, & \text{se } \overline{Q_{net,k}} > Q_{th} \end{cases} \quad (4.39)$$

onde $\overline{Q_{net,k}}$ é a densidade de carga total antes da descarga elétrica no ponto de grade k ,

$Q_{th}=0.5 \text{ nCm}^{-3}$, $f_p=0.33$, e δQ_{cor} é dado por:

$$\delta Q_{cor} = \frac{1}{N_{dis}} \left\{ \left[\sum_k (|\overline{Q_{net,k}}| - Q_{th}) f_p \right]_{neg} - \left[\sum_k (|\overline{Q_{net,k}}| - Q_{th}) f_p \right]_{pos} \right\} \quad (4.40)$$

sendo N_{dis} o número de pontos onde $|\overline{Q_{net,k}}| > Q_{th}$, e os subscritos *pos* e *neg* indicam a somatória sobre os pontos de grade com excesso de cargas positivas e negativas, respectivamente.

Finalmente, a distribuição da carga neutralizada para cada tipo de hidrometeoro x é feita de acordo com a área de superfície relativa de cada hidrometeoro:

$$\delta Q_x = \frac{S_x}{\sum_x S_x} \delta Q_k \quad (4.41)$$

As áreas de superfície são consideradas a de uma esfera de diâmetro médio dos tipos de hidrometeoros envolvidos no modelo ($\overline{D_{0x}}$), ou seja:

$$S_x = 2\pi \left(\frac{\overline{D_{0x}}}{2} \right)^2 \quad (4.42)$$

Assim, a densidade de carga de cada hidrometeoro após o evento de descarga elétrica $t+1$ ($Q_{x_{k,t+1}}$) é:

$$Q_{x_{k,t+1}} = Q_{x_k} + \frac{2\pi(\overline{D_{0x}}/2)^2 \overline{q_{x_k}}}{\sum_x (2\pi(\overline{D_{0x}}/2)^2)} \delta Q_k \quad (4.43)$$

4.2 Iniciação do modelo e descrição dos experimentos

As simulações numéricas realizadas com o modelo 1D descrito acima foram baseadas nos perfis termodinâmicos das radiossondagens da Fazenda Nossa Senhora (FNS) e Reserva Biológica do Jarú (RBJ) do dia 18 de Setembro de 2002. Este dia foi escolhido por representar uma situação de convecção local, com influências mínimas de grande-escala (como por exemplo, sem a aproximação de frentes frias), como foi mostrado na Seção 3.3. Os perfis de temperatura (T) e temperatura de ponto de orvalho (T_d) na FNS e RBJ, às 17:00HL (2100UTC), são apresentados em um diagrama *skewT-logP* na Figura 4.7, e as características desse perfil são apresentadas na Tabela 4.3. Podemos observar que o nível de condensação por levantamento (h_{NCL} , que é uma estimativa da altura da

base das nuvens) no perfil termodinâmico da FNS é 675m mais alto ($h_{NCL} = 2049\text{m}$) que no perfil termodinâmico da RBJ ($h_{NCL} = 1374\text{m}$), concordando com os estudos de Fisch et al. (2004) sobre a evolução da altura da camada limite planetária sobre florestas e pastagens, discutido na Seção 3.2.3. A alta h_{NCL} da FNS tem como consequência uma menor camada da espessura quente ($ECQ = 1482\text{m}$), enquanto que a baixa h_{NCL} da RBJ tem como consequência uma maior camada da espessura quente ($ECQ = 2028\text{m}$). A energia disponível para convecção (CAPE) era de 337 e 693 Jkg^{-1} , respectivamente, na FNS e RBJ, enquanto que o perfil termodinâmico da FNS não apresentou inibição da convecção (CINE) e o da RBJ obteve 144 Jkg^{-1} de CINE. Logo, os dois perfis termodinâmicos da Figura 4.7 são representativos das características de pastagem (FNS) e floresta (RBJ) supostos na hipótese da ECQ da Seção 3.2.3 para a estação Seca: quanto menor a ECQ, menor será o entranhamento sofrido pela nuvem em sua extensão vertical, o que pode levar à um melhor processamento da CAPE (Carey e Buffalo, 2007).

Figura 4.7: Diagrama *skewT-logP* das radiossondagens da (a) Fazenda Nossa Senhora (FNS) e da (b) Reserva Biológica do Jarú (RBJ) às 17:00HL (2100UTC) do dia 18 de Setembro de 2002.

Outro efeito estudado nesta tese é o dos aerossóis: uma grande quantidade de CCNs gera um grande número de gotículas pequenas que atrasa o processo de colisão-coalescência,

Tabela 4.3 - Variáveis termodinâmicas calculadas a partir dos perfis de T e T_d da Fazenda Nossa Senhora (FNS) e da Reserva Biológica do Jaru (RBJ) às 17:00HL (2100UTC).

Variável	FNS 17:00HL	RBJ 17:00HL
CAPE (Jkg^{-1})	337	693
CINE (Jkg^{-1})	0	144
h_{NCL} (m)	2049	1374
ECQ (m)	1482	2028
T_{sup} ($^{\circ}\text{C}$)	31.8	29.6
T_{d-sup} ($^{\circ}\text{C}$)	18.1	20.0

inibindo ou atrasando a precipitação da chuva quente nuvem, o que leva a um aumento da disponibilidade de água superesfriada na região fria da mesma ($T < 0^{\circ}\text{C}$). Como pode ser visto na descrição dos processo microfísicos do modelo 1D (Seção 4.1.2), a nucleação de gotículas de nuvens é dada através de conversão de vapor d'água ($PCOND$, equação A.1) e o processo de colisão-coalescência entre gotículas de nuvens é parametrizado através da auto-conversão ($PRAUT$, equação A.2), com uma concentração fixa N_{cw} (Tabela 4.1), não havendo nucleação explícita através de núcleos de condensação (CCNs). Assim, afim de mimetizar o efeito do aumento do número de CCNs no ambiente de formação da nuvem, os parâmetros α e q_{cw0} do processo de auto-conversão de gotículas de nuvem ($PRAUT$) da equação A.2 pode ser modificado a fim de diminuir a taxa de conversão α e o limite de razão de mistura para a auto-conversão q_{cw0} . A concentração total de gotículas de nuvem N_{cw} também foi modificada a partir de medidas do espectro de gotículas no interior das nuvens durante os experimentos DRYTOWET e WETAMC, como mostra a Figura 4.8. A concentração total média de gotículas das nuvens amostradas durante a estação Seca de 2002 foi de $3.6 \times 10^{11} \text{m}^{-3}$, enquanto que durante a estação chuvosa de 1999 (Silva Dias et al., 2002) foi de $1.2 \times 10^8 \text{m}^{-3}$, com diâmetros médios de $9.55 \mu\text{m}$ e $28.7 \mu\text{m}$, respectivamente.

Assim, quatro simulações utilizando o modelo 1D foram realizadas modificando a condição inicial de T e T_d dadas pelas radiossondagens da FNS e RBJ (Figura 4.7) que apontaram as diferenças entre o NCL de pastagem e floresta que dão suporte para testar a hipótese da ECQ. Nessas simulações também foram modificados os valores de N_{cw} e α e q_{cw0} da equação de auto-conversão $PRAUT$ (equação A.2) a fim de verificar o efeito dos

Figura 4.8: Distribuição média de tamanho das gotículas de nuvem obtidas através das medidas de avião realizadas durante os experimentos DRYTOWET (Setembro-Novembro de 2002) e WETAMC (Janeiro-Março de 1999). Dados e figura adaptada de Frediani e Morales (2008).

aerossóis. Logo, duas simulações de controle foram realizadas mantendo a configuração original do modelo nos parâmetros N_{cw} , α e q_{cw0} e modificando apenas o perfil termodinâmico entre FNS e RBJ (FNS-Controle e RBJ-Controle, respectivamente). Outras duas simulações, uma com cada perfil de T e T_d de FNS (FNS-Auto) e RBJ (RBJ-Auto), foram realizadas alterando N_{cw} , α e q_{cw0} para valores representativos da região e do efeito dos aerossóis. Assim, N_{cw} foi alterado para o observado nas medidas de avião (Figura 4.8), enquanto que os parâmetros α e q_{cw0} foram modificados para representar uma situação de auto-conversão ineficiente em nuvens poluídas (alta concentração de CCNs - estação Seca) e de auto-conversão eficiente em nuvens limpas (baixa concentração de CCNs - estação Chuvosa). Logo, valores altos de q_{cw0} e baixos de α devem ser usados para simulações de nuvens poluídas, enquanto que baixos e altos valores, respectivamente, de q_{cw0} e α devem ser usados para nuvens limpas. Baseado nas observações de Orville et al. (1999), os valores de α e q_{cw0} para esses tipos de nuvens são:

- poluído: $\alpha = 0.001s^{-1}$, e $q_{cw0} = 1.0gkg^{-1}$;
- limpo: $\alpha = 0.02s^{-1}$, e $q_{cw0} = 0.1gkg^{-1}$.

Para cada uma das quatro simulações descritas acima, duas parametrizações de eletri-

ficação, de Takahashi (1978) (TAK) e Pereyra et al. (2000) (PER) descritas na Seção 4.1.3, foram utilizadas, totalizando oito simulações de estrutura de cargas elétricas e raios (FNS-Controle-PER e FNS-Controle-TAK, RBJ-Controle-PER e RBJ-Controle-TAK, FNS-Auto-PER e FNS-Auto-TAK, RBJ-Auto-PER e RBJ-Auto-TAK), porém apenas quatro simulações de estrutura, dinâmica e microfísica das nuvens¹. A Tabela 4.4 mostra as principais diferenças entre as oito simulações realizadas.

Tabela 4.4 - Parâmetros das simulações realizadas com o modelo 1D.

Parâmetro	FNS-Controle	RBJ-Controle	FNS-Auto	RBJ-Auto
Perfil termodinâmico	FNS 17:00HL	RBJ 17:00HL	FNS 17:00HL	RBJ 17:00HL
N_{cw} (m ⁻³)	5x10 ⁶	5x10 ⁶	3.2x10 ¹¹	1.2x10 ⁸
α (s ⁻¹)	0.001	0.001	0.001	0.02
q_{cw0} (gkg ⁻¹)	5	5	1	0.1
Eletrificação	TAK e PER	TAK e PER	TAK e PER	TAK e PER

O meio dominante pelo qual as nuvens convectivas profundas são iniciadas é o levantamento de ar da superfície através de topografia, frentes de rajada associadas a convecção de cúmulos que já estão presentes, bolhas térmicas ou aquecimento diferencial. Esse período de forçante de baixos níveis é necessário para simular os máximos dos topos da nuvens observados na natureza (Ferrier e Houze, 1989). Assim, para todas as simulações adotou-se uma frente de rajada $\hat{w}(z)$ que levanta o ar de baixos níveis e inicia a nuvem se houver umidade suficiente:

$$\hat{w}(z) = w_0 + w_1\left(\frac{z}{Z_R}\right) \quad \text{para } z \leq Z_R \quad (4.44)$$

onde z é altura, w_0 é 5 ms⁻¹, w_1 é 1.75 ms⁻¹ e Z_R é o nível abaixo do qual o fluxo de massa é conservado. Assim, a forçante em baixos níveis do modelo representa 5 ms⁻¹ na superfície ($z = 0$ km) e 6.75 ms⁻¹ em $z = 1$ km, sendo constante a partir desse nível. Essa forçante também aumenta linearmente durante os primeiros 100s de simulação e depois permanece constante pelos próximos 1200s. Após os primeiros 30 minutos, a forçante não é mais aplicada. A resolução vertical do modelo é de $\Delta z = 200$ m como passos de

¹ Para uma mesma simulação de nuvem, duas estruturas de cargas e raios foram geradas.

tempo variáveis (Δt mínimo de 5s) de acordo com Ferrier e Houze (1989), garantindo a estabilidade computacional durante períodos em que forte convecção é simulada.

4.3 Resultados

A seguir são apresentados os resultados das simulações com o modelo 1D com o objetivo de estudar o impacto do perfil termodinâmico (Seção 4.3.1) de radiossondagens realizadas na Fazenda Nossa Senhora (FNS) e na Reserva Biológica do Jaru (RBJ) e assim testar a hipótese da espessura da camada quente (ECQ). Também são apresentados os resultados de simulações modificando os parâmetros da parametrização da auto-conversão de gotículas de nuvem em gotas de chuva (Seção 4.3.2) para que a hipótese dos aerossóis possa ser testada. A configuração dessas simulações é apresentada na Tabela 4.4.

4.3.1 Impacto do perfil termodinâmico na eletrificação das nuvens simuladas

Para investigar o impacto do perfil termodinâmico na eletrificação das nuvens, quatro simulações foram realizadas utilizando as radiossondagens da FNS e da RBJ variando apenas a parametrização de transferência de carga. Logo, **FNS-Controle TAK** e **FNS-Controle PER** possuem a mesma distribuição de hidrometeoros (**FNS-Controle**), assim como **RBJ-Controle TAK** e **RBJ-Controle PER** (**RBJ-Controle**), porém com diferentes distribuições de densidade de cargas elétricas ($\overline{Q_x}$) devido às diferentes parametrizações de eletrificação utilizadas. Nos dois casos, as nuvens se formaram depois de 50 minutos de simulação, logo todas as figuras desta seção são ilustradas entre 50 e 120 minutos.

A Figura 4.9 mostra a evolução temporal da corrente ascendente $\overline{w}$, da razão de mistura total q_l , as razões de mistura $\overline{q_x}$ e diâmetros volumétricos médios $\overline{D_{0x}}$ durante a simulação FNS-Controle. Podemos observar que a nuvem simulada com o perfil termodinâmico da FNS chegou a altura máxima de 15.4km ($\overline{q_l} > 0.1\text{gkg}^{-1}$) em $t = 86\text{min}$ quando fortes correntes descendentes ($\overline{w} \sim -6\text{ms}^{-1}$) começaram a ser geradas próximas ao topo da nuvem. A base da nuvem gerada foi de 2.2km de altura ($\overline{q_l} > 0.1\text{gkg}^{-1}$), sendo 147m mais alta do que a prevista pela teoria da parcela com o NCL (Tabela 4.3). Correntes ascendentes maiores que 10ms^{-1} foram observadas entre 63 e 85 minutos de simulação de 2.8 a 14.2 km de altura. Gotículas de nuvem foram geradas a partir de 57min de simulação

($\overline{q_{cw}} > 0.1\text{gkg}^{-1}$), atingindo um máximo de 2.86gkg^{-1} (e $\overline{D_{cw}} = 92\mu\text{m}$) em $t = 66\text{min}$ e $z = 4.8\text{km}$. As primeiras gotículas de nuvem foram convertidas em gotas de chuva ($\overline{q_r} > 0.1\text{gkg}^{-1}$) a partir de $t = 62\text{min}$ de simulação tendo inicialmente $\overline{D_r} < 1\text{cm}$. As partículas de gelo começam a ser formadas em $t = 67\text{min}$ (10 minutos após a formação das primeiras gotículas de nuvem). Os cristais de gelo $\overline{q_i}$ foram formados ao longo da corrente ascendente $\overline{w} > 10\text{ms}^{-1}$, e foram advectados acumulando $\overline{q_i}$ maiores que 2.0kg^{-1} acima de 9.2km de altura, chegando até 3.55kg^{-1} no topo da nuvem em $t = 86\text{min}$. O diâmetro máximo dos cristais foi de $\overline{D_i} = 150\mu\text{m}$, dado pelo máximo considerado na produção desse tipo de hidrometeoro (equação 4.24), sendo que diâmetros menores que esse valor são encontrados acima de 9.8km onde os cristais de grande massa ($O[10^{-10}]\text{kg}$) não são advectados.

A razão de mistura dos flocos de neve ($\overline{q_s}$, Figura 4.9) apresentou duas regiões de máximos (1.51gkg^{-1} em $t = 90\text{min}$ e $z = 9\text{km}$, e 1.2gkg^{-1} em $t = 97\text{min}$ e $z = 10.6\text{km}$) geradas a partir do processo de auto-conversão de cristais de gelo em neve (*PSAUT*, Tabela 4.2, equação A.15). A razão de mistura de *graupel* produzida pelo modelo foi relativamente baixa (máximo de 1.03 em $t = 86\text{min}$ e $z = 9.8\text{km}$), com diâmetro máximo de $\overline{D_{0g}} = 2.35\text{cm}$ (Pruppacher e Klett, 1997). Porém, a razão de mistura de granizo gerada pelo modelo teve valores maiores que 2.0gkg^{-1} durante 19 minutos de simulação ($68 \leq t \leq 87\text{min}$) entre os níveis de 4.8 e 7.0km de altura, chegando ao máximo de 5.51gkg^{-1} em $t = 72\text{min}$ e $z = 5.0\text{km}$ de altura, com $\overline{D_{0g}} = 2.35\text{cm}$. A precipitação em superfície, apresentada na Figura 4.10, ocorreu durante ~ 14 minutos de simulação, entre $t = 84$ e $t = 98\text{min}$, acumulando 15.83mm e com taxas máximas de precipitação de 180mmh^{-1} em $t = 87\text{min}$ (10 minutos após os máximos de $\overline{q_r}$ e $\overline{q_i}$), e o tempo de vida da nuvem (desde a formação das primeiras gotículas até toda a precipitação/evaporação da chuva) foi de 43 minutos. A Tabela 4.5 resume os valores máximos das variáveis mencionadas acima.

A Figura 4.11 apresenta a evolução temporal das densidades de carga dos cristais de gelo ($\overline{Q_i}$), neve ($\overline{Q_s}$), *graupel* ($\overline{Q_g}$) e granizo ($\overline{Q_h}$) durante as simulações **FNS-Controle** utilizando as parametrizações de Takahashi (1978) - TAK, e Pereyra et al. (2000) - PER. A eletrificação nuvem da simulação FNS-Controle com a parametrização de TAK (Figura 4.11a) teve início em $t = 69\text{min}$ quando houve a coexistência de cristais de gelo ($\overline{q_i}$) e granizo ($\overline{q_h}$) no mesmo ponto de grade da nuvem ($z = 6.2\text{km}$), resultando em cargas

Figura 4.9: Evolução temporal da corrente ascendente $\bar{w}$, razão de mistura total $\bar{q}_t$, razões de mistura $\bar{q}_x$ e diâmetros volumétricos médios $\bar{D}_{0x}$ das gotículas de água de nuvem cw , chuva r , cristais de gelo i , neve s , *graupel* g e granizo h durante a simulação **FNS-Controle**. Os intervalos das linhas de $\bar{q}_x$ são 0.1, 1, 2, ..., 9 gkg⁻¹, enquanto que os intervalos das linhas de $\bar{D}_{0x}$ são 0.5, 1.0, 1.5, ..., 3.5 cm para $x = r, s, g, h$ e 50, 75, ..., 150 μm para $\bar{D}_i$.

negativas nos cristais ($\bar{Q}_i \sim -1.2 \text{ nCm}^{-3}$) e cargas positivas no granizo ($\bar{Q}_h \sim +1.5 \text{ nCm}^{-3}$). Nessa região da nuvem havia $LWC \sim 2.5 \text{ gm}^{-3}$ e a temperatura estava em torno de -13°C , logo de acordo com a Figura 4.4 o granizo deveria adquirir carga positiva, o que mostra que o modelo foi capaz de reproduzir o esquema de TAK proposto na Seção 4.1.3. A partir de $t = 74 \text{ min}$ o conteúdo de água líquida decai cerca de 1.0 gm^{-3} acima de 7 km de altura (onde $T < -15^\circ\text{C}$), recaindo sobre a região de carregamento negativo do granizo (Figura 4.4), onde a densidade de carga de hidrometeoro adquiriu até -3.32 nCm^{-3} em $t = 76 \text{ min}$. Parte desse carregamento negativo do granizo também se deu através de colisões com os flocos de neve, os tornando carregados positivamente na região de corrente ascendente, e estes

Tabela 4.5 - Valores máximos e médias de algumas variáveis simuladas pelo modelo 1D para os experimentos **FNS-Controle** e **RBJ-Controle**.

Variável	FNS-Controle	RBJ-Controle
topo da nuvem (km)	15.4 ($t = 86\text{min}$)	12.6 ($t = 81\text{min}$)
máx. $\overline{w}$ (ms^{-1})	14.7 ($t = 78\text{min}$)	10.6 ($t = 66\text{min}$)
máx. $\overline{q_l}$ (gkg^{-1})	11.2 ($t = 75\text{min}$)	7.56 ($t = 86\text{min}$)
máx. $\overline{q_{cw}}$ (gkg^{-1})	2.86 ($t = 66\text{min}$)	2.72 ($t = 89\text{min}$)
máx. $\overline{q_r}$ (gkg^{-1})	9.8 ($t = 77\text{min}$)	6.1 ($t = 73\text{min}$)
máx. $\overline{q_i}$ (gkg^{-1})	3.55 ($t = 84\text{min}$)	1.85 ($t = 75\text{min}$)
máx. $\overline{q_s}$ (gkg^{-1})	1.51 ($t = 90\text{min}$)	2.41 ($t = 78\text{min}$)
máx. $\overline{q_g}$ (gkg^{-1})	1.03 ($t = 86\text{min}$)	3.2 ($t = 78\text{min}$)
máx. $\overline{q_h}$ (gkg^{-1})	5.51 ($t = 72\text{min}$)	4.9 ($t = 69\text{min}$)
máx. $\overline{D_{cw}}$ (μm)	92.8 ($t = 66\text{min}$)	89.7 ($t = 89\text{min}$)
média $\overline{D_{cw}}$ (μm)	56.7	57.4
máx. $\overline{D_{0r}}$ (cm)	2.87 ($t = 77\text{min}$)	2.55 ($t = 73\text{min}$)
máx. $\overline{D_i}$ (μm)	150 ($70 \leq t \leq 100\text{min}$)	150 ($65 \leq t \leq 81\text{min}$)
máx. $\overline{D_{0s}}$ (cm)	1.86 ($t = 90\text{min}$)	2.09 ($t = 78\text{min}$)
máx. $\overline{D_{0g}}$ (cm)	2.35 ($t = 86\text{min}$)	3.39 ($t = 78\text{min}$)
máx. $\overline{D_{0h}}$ (cm)	4.22 ($t = 72\text{min}$)	4.01 ($t = 69\text{min}$)
máx. $\overline{P}$ (mmh^{-1})	180.0 ($t = 87\text{min}$)	52.0 ($t = 81\text{min}$)
$\overline{P}$ acumulada (mm)	15.83 ($84 \leq t \leq 98\text{min}$)	3.65 ($78 \leq t \leq 89\text{min}$)
tempo vida (min)	47 ($57 \leq t \leq 100\text{min}$)	38 ($51 \leq t < 89\text{min}$)

Figura 4.10: Evolução temporal da taxa de precipitação na superfície durante as simulações **FNS-Controle** e **RBJ-Controle**.

Figura 4.11: Evolução temporal das densidade de cargas dos cristais de gelo ($\overline{Q_i}$), neve ($\overline{Q_s}$), *graupel* ($\overline{Q_g}$) e granizo ($\overline{Q_h}$) durante as simulações **FNS-Control** utilizando as parametrizações de (a) Takahashi (1978) - TAK, e (b) Pereyra et al. (2000) - PER. Note que a escala de cores muda da parametrização para as parametrizações de TAK e PER.

foram advectados até regiões próximas ao topo da nuvem ($z \sim 14\text{km}$). Por outro lado, parte dos flocos de neve foram auto-convertidos em *graupel* (*PSAUT*) deixando o granizo com uma região de carga positiva ($\overline{Q_g} < +1.0\text{nCm}^{-3}$) ao longo da corrente ascendente a partir de $t = 79\text{min}$. Carregamento negativo do *graupel* ($\overline{Q_g} < -2.0\text{nCm}^{-3}$) também ocorreu inicialmente ao longo da corrente ascendente em $t = 72\text{min}$, através de colisões com flocos de neve e principalmente cristais de gelo. Esse fato levou à densidades de cargas de até -7.44nCm^{-3} no topo da nuvem levadas pelo *graupel*, enquanto que os cristais de gelo acumularam um máximo de 8.88nCm^{-3} nessa mesma região. Após 88 minutos de simulação, o granizo passa a ser carregado positivamente abaixo de 13.2km de altura devido ao baixo conteúdo de água líquida disponível ($LCW < 0.3\text{gm}^{-3}$) o que, de acordo com a Figura 4.4, leva o *graupel* a ser carregado positivamente para qualquer valor de temperatura. Neste contexto, os flocos de neve e cristais de gelo que colidiram com o *graupel* foram então carregados negativamente até o final da simulação.

Já a simulação com a parametrização de PER (Figura 4.11b) apresentou algumas diferenças nas regiões de carregamento positivo e negativo dos hidrometeoros e principalmente na magnitude das cargas transferidas. Podemos observar na Figura 4.11b que a transferência de cargas entre os hidrometeoros foi até 6 vezes maior em magnitude que aquele gerado pela parametrização de TAK (Figura 4.11a) para todos os tipos de hidrometeoros. As principais diferenças foram: 1) Os cristais de gelo foram *sempre* carregados negativamente com máximo de -61.4nCm^{-3} em $t = 90\text{minutos}$ de simulação, devido à advecção, quando as correntes ascendentes e descendentes começam a dominar (Figura 4.9); 2) Os flocos de neve foram carregados negativamente durante a maior parte do tempo e regiões da nuvem, exceto pelo carregamento positivo ao longo do topo da corrente ascendente entre 75 e 83 minutos, que acumulou esses hidrometeoros no topo da nuvem com $\overline{Q_s} > +30\text{nCm}^{-3}$; 3) As colisões entre *graupel* e cristais de gelo e neve acima de 9.8km de altura carregaram o *graupel* positivamente (máximo de $+34.1\text{nCm}^{-3}$ no topo da nuvem) e os demais hidrometeoros negativamente, e abaixo desse nível o *graupel* foi carregado negativamente ($-6.0 < \overline{Q_g} < -1.0\text{nCm}^{-3}$), coincidindo com a parametrização de TAK (exceto pela magnitude); 4) O granizo foi *sempre* carregado positivamente em suas colisões com *graupel*, cristais de gelo e neve, atingindo um máximo de $+10.5\text{nCm}^{-3}$ em $t = 81\text{minutos}$ de simulação.

Figura 4.12: Evolução temporal da densidade de cargas total ($\overline{Q_{net}}$), campo elétrico ($\overline{E}$) e raios durante as simulações **FNS-Control** utilizando a parametrização de (a) Takahashi (1978) - TAK (**FNS-Control** TAK) e Pereyra et al. (2000) - PER (**FNS-Control** PER).

A estrutura de cargas resultante ($\overline{Q_{net}}$) das parametrizações de TAK e PER, o campo elétrico e os raios gerados por elas são apresentadas nas Figuras 4.12a e 4.12b, respectivamente. Um resumo das máximas e mínimas cargas carregadas por cada hidrometeoro e os raios gerados estão na Tabela 4.6. Podemos observar que a parametrização de TAK gerou inicialmente uma estrutura bipolar (região de $\overline{Q_{net}} < 0$ sobre uma região de $\overline{Q_{net}} > 0$) entre 69 e 74 minutos de simulação, passando então a ter uma estrutura tripolar até $t = 81\text{min}$ com a região de carga negativa concentrada entre os níveis de 7 e 9 km de altura que correspondendo aproximadamente aos níveis de -10 e -20°C . Esse confinamento de cargas negativas entre 10 e -20°C concorda com as observações de Krehbiel et al. (1979) em várias regiões do mundo como mostra a Figura 1.4. Após $t = 81\text{min}$, a estrutura se manteve tripolar, porém a região de cargas negativas se estendeu até 14.6km , próximo ao topo da

nuvem, devido ao enfraquecimento das correntes ascendentes (Figura 4.9).

Essa estrutura de cargas ($\overline{Q_{net}}$) da parametrização de TAK produziu um total de 161 raios, sendo 143 IC e 18 CGs (Tabela 4.6 e Figura 4.12a). O primeiro raio ocorreu em $t = 77\text{min}$ de simulação à 7.2km de altura, devido principalmente ao carregamento negativo do granizo de $\sim -2.6\text{nCm}^{-3}$ nessa região (Figura 4.11a), e conseqüentemente gerou cargas resultantes de até -2.32nCm^{-3} , elevando o campo elétrico a -63kVm^{-1} em $z = 7.2\text{km}$, como mostra o perfil vertical de $\overline{E}$ e $\overline{Q_{net}}$ desse primeiro raio na Figura 4.13a. Mais 2 IC foram produzidos, um na região próxima a 7.2km de altura e outro IC em $z = 11.8\text{km}$ de altura, na região da corrente ascendente, até a produção do primeiro CG em $t = 77\text{min}$ de polaridade negativa. O ramo superior do líder bi-direcional carregou cargas positivas da região mais baixa da nuvem, enquanto que o ramo inferior carregou cargas negativas do centro da nuvem para a região de cargas positivas abaixo até $z = 2.4\text{km}$, onde as condições da parametrização de raios $\overline{Q_{net}} \geq \delta Q_{th}$ e $\overline{E} \geq E_{stop}$ eram satisfeitas (Figura 4.6). De acordo com a parametrização de raios da Seção 4.1.3, todo raio que tiver seu líder inferior propagado abaixo de 2.5km é estendido até o chão gerando um CG, sendo que a polaridade dele é dada pelo sinal da carga que esse líder carrega. Outros IC ocorreram ao longo do topo da nuvem e corrente ascendente devido à advecção de densidade de cargas dos cristais de gelo, neve e *graupel*, como mostra a Figura 4.11a para as somas das razões de mistura desses hidrometeoros. Devido ao acúmulo de cargas no topo da nuvem, descargas do tipo intra-nuvem ocorreram à uma taxa de 12ICmin^{-1} até $t = 93\text{min}$ quando os máximos de corrente ascendentes já haviam decaído para 3.0ms^{-1} . Entre $t = 80$ e $t = 88\text{min}$ ocorreram mais 17 –CGs.

Já a estrutura de cargas ($\overline{Q_{net}}$) da parametrização de PER produziu um total de 658 raios, sendo 632 IC e 22 CGs (Tabela 4.6 e Figura 4.12b). O número elevado de IC foi devido principalmente ao carregamento excessivo dos cristais de gelo, neve e *graupel* (até 6 vezes maior que a parametrização de TAK), ocasionando grande acúmulo de densidade de cargas desses hidrometeoros ao longo da região de 7.2km de altura e do topo da nuvem. Até $t = 79\text{min}$ de simulação a estrutura elétrica formada foi um dipolo com uma região de cargas negativas entre 6.8 e 11.2km de altura e outra de cargas positivas abaixo. A partir de $t = 75\text{min}$ a região de $\overline{Q_{net}} > 0$ foi estendida até 9.2km de altura devido ao forte carregamento do granizo nessa região. Esse aprofundamento da região de cargas positivas

Figura 4.13: Campo elétrico ($\overline{E}$) e carga total ($\overline{Q_{net}}$) no instante do primeiro raio do tipo nuvem-terra (CG), utilizando a parametrização de (a) Takahashi (1978) - TAK (**FNS-Controle TAK**) e (b) Pereyra et al. (2000) - PER (**FNS-Controle PER**).

Tabela 4.6 - Características gerais da eletrificação das nuvens simuladas com o modelo 1D para FNS-Controle e RBJ-Controle com as parametrizações de TAK e PER: valores mínimos e máximos das densidades de cargas adquiridas pelo hidrometeoros e números de IC e CGs nas simulações.

Variável	FNS-Controle		RBJ-Controle	
	TAK	PER	TAK	PER
$\overline{Q_i}$ (nCm ⁻³)	-2.71/+8.8	-61.4/0	-0.50/+2.25	-1.33/0
$\overline{Q_s}$ (nCm ⁻³)	-5.38/+1.52	-14.6/+33.9	-1.78/+4.01	-3.26/0
$\overline{Q_g}$ (nCm ⁻³)	-7.44/+2.62	-2.91/+34.1	-2.53/+1.24	-0.04/+3.5
$\overline{Q_h}$ (nCm ⁻³)	-3.32/+2.94	0/+10.5	-0.44/+0.49	0/+1.21
$\overline{Q_{net}}$ (nCm ⁻³)	-3.13/+2.44	-3.52/+3.42	-1.51/+3.16	-2.64/+2.28
total raios (IC+CGs)	161	658	1	1
IC	143	632	1	1
+CGs	0	0	0	0
-CGs	18	22	0	0
$t_{1^\circ \text{ IC}}$ (min)	76	74	81	81
$t_{1^\circ \text{ CG}}$ (min)	77	72	—	—
$t_{1^\circ \text{ raio}} - t_{\text{início nuvem}}$ (min)	19	15	30	30

é consequência da diminuição do conteúdo de água líquida efetivo com gotículas de nuvem entre 40 e 65 μm (Figura 4.9) diagnosticada através da equação 4.26. O diâmetro elevado das gotículas de nuvem é resultado do baixo número de concentração de gotículas N_{cu} considerado na simulação (Tabela 4.1), que ao ser utilizado nas equações de parametrização

de PER (equação 4.35) resulta em altos valores de densidade de cargas transferidas. Dessa região de $\overline{Q_{net}} > 0$ aprofundada até 9.2km de altura, foram produzidos 22 -CGs. O primeiro raio produzido pela parametrização de PER foi um -CG em $t = 73\text{min}$ de simulação devido ao carregamento negativo dos flocos de neve e *graupel* em $z \sim 6\text{km}$ e positivo do granizo (Figura 4.11a), gerando um campo elétrico de 71kVm^{-1} que superou o campo elétrico de *breakeven* da região (equação 4.38), como mostra a Figura 4.13b. Porém, na natureza a probabilidade de que a primeira descarga seja do tipo CG é muito pequena, sendo que em média ocorrem vários IC antes do primeiro CG (MacGorman e Rust, 1998). Tempestades que têm sua primeira descarga do tipo CG são em geral tempestades com fraca eletrificação e geram menos de uma dezena de descarga (MacGorman e Rust, 1998), o que não é o caso da tempestade aqui simulada. Assim, o forte carregamento inicial do hidrometeoros promovido pela parametrização de PER comprometeu as características da eletrificação da nuvem simulada.

A evolução temporal da corrente ascendente $\overline{w}$ e razão de mistura total q_l durante a simulação RBJ-Controle (Figura 4.14) mostra que a nuvem simulada com o perfil termodinâmico de RBJ (Figura 4.7b) obteve menores velocidades verticais, com $\overline{w} > 10\text{ms}^{-1}$ somente entre 60 e 80 minutos (total de 20 minutos, 10 a menos que FNS-Controle), e máximo de 10.6ms^{-1} em $t = 66\text{min}$. Tendo correntes ascendentes menos intensas do que a nuvem da simulação FNS-Controle, a nuvem simulada em RBJ-Controle foi menos profunda, com seu topo máximo em 12.6km de altura ($t = 81\text{min}$, $\overline{q_l} > 0.1\text{gkg}^{-1}$), 2.8km menor que FNS-Controle. A nuvem de RBJ-Controle foi formada cerca de 6 minutos antes da nuvem FNS-Controle, em $t = 51\text{min}$ quando as primeiras gotículas de nuvem foram formadas, atingindo máximos de 2.72gkg^{-1} , com diâmetros entre 60 e $89\mu\text{m}$ durante mais de 80% do tempo de vida da nuvem. Os valores de $\overline{D_{cw}}$ em RBJ-Controle e FNS-Controle foram excessivamente altos, o que é resultado do baixo valor de N_{cw} considerado na simulação ($5 \times 10^6\text{m}^{-3}$ - Tabela 4.1). A auto-conversão da água de nuvem em gotas de chuva teve início ($t = 57\text{min}$, $\overline{q_r} > 0.1\text{gkg}^{-1}$) após 6 minutos da formação das primeiras gotículas de nuvem, chegando a máximos de 6.1gkg^{-1} (com $\overline{D_r} = 2.55\text{cm}$) em $z = 3.4\text{km}$ e $t = 73\text{min}$, quando a nuvem começa a precipitar chegando à superfície após 5 minutos ($t = 78\text{min}$). A base de nuvem simulada estava em 2.0km de altura, sendo 626m menor do que a prevista pela teoria da parcela com o NCL (Tabela 4.3). Em relação à simulação

com o perfil de FNS, a base da nuvem de RBJ foi 200m menor mostrando que o modelo utilizado, apesar de ser 1D, foi capaz de reproduzir as diferenças previstas na estrutura termodinâmica dos perfis de T e T_d utilizados (Figura 4.7).

Figura 4.14: Evolução temporal da corrente ascendente $\bar{w}$, razão de mistura total $\bar{q}_l$, razões de mistura $\bar{q}_x$ e diâmetros volumétricos médios $\bar{D}_{0x}$ das gotículas de água de nuvem cw , chuva r , cristais de gelo i , neve s , *graupel* g e granizo h durante a simulação **RBJ-Controle**. Os intervalos das linhas de $\bar{q}_x$ são 0.1, 1, 2, ..., 9 gkg⁻¹, enquanto que os intervalos das linhas de $\bar{D}_{0x}$ são 0.5, 1.0, 1.5, ..., 3.5 cm para $x = r, s, g, h$ e 50, 75, ..., 150 μm para $\bar{D}_i$.

Os primeiros cristais de gelo foram nucleados em $t = 69\text{min}$ ($\bar{q}_i$) com máximos de 1.85gkg^{-1} em $z = 9.8\text{km}$ e $t = 75\text{min}$. O diâmetro máximo dos cristais foi de $\bar{D}_i = 15\mu\text{m}$, dado pelo máximo considerado na produção desse tipo de hidrometeoro (equação 4.24), sendo que diâmetros menores que esse valor são encontrados acima de 9.8km onde os cristais de grande massa ($O[10^{-10}]\text{kg}$) não são advectados. Flocos de neves foram formados em $t = 72\text{min}$ e $z = 7.8\text{km}$ através da conversão de cristais de gelo em neve por deposição de

vapor, sendo que valores de $\overline{q_s}$ acima de 2.0gkg^{-1} aconteceram após 3 minutos ($t = 75\text{min}$) na região de correntes ascendentes maiores que 10ms^{-1} através da auto-conversão de cristais de gelo em neve (*PSAUT*) por agregação entre os cristais, durante aproximadamente 7 minutos ($75 < t < 82\text{min}$). Uma grande quantidade de *graupel* começou a ser formada ($\overline{q_g} > 0.1\text{gkg}^{-1}$) em 66 minutos de simulação, crescendo rapidamente para $\overline{q_g} > 3.0\text{gkg}^{-1}$ após 9 minutos ($t = 75\text{min}$) na região entre 6.8 e 8.0km de altura durante 4 minutos de simulação, chegando ao valor máximo de 3.2gkg^{-1} em $t = 78\text{min}$ com o diâmetro médio volumétrico de 3.39cm. Granizo foi formado ($\overline{q_h} > 0.1\text{gkg}^{-1}$) através do congelamento de gotas chuva (*PIFR*) em 64 minutos de simulação na região de corrente ascendente ($\overline{w} > 10\text{ms}^{-1}$). Após 3 minutos ($t = 67\text{min}$), $\overline{q_h} > 4.0\text{gkg}^{-1}$ (com $\overline{D_{0g}} > 3.5\text{cm}$) foi simulado em $z = 4.8\text{km}$ através de mais congelamento de gotas de chuva (*PIFR*) e coleta de água de chuva e nuvem por *graupel* (*PGACR*, *PRACG* e *PGACW*) e pelo próprio granizo (*PHACW*, *PHACR*). Esses máximos de $\overline{q_h}$ voltam a ser chuva em $t = 74\text{min}$ precipitando até a superfície em $t = 77\text{min}$. A máxima taxa de precipitação (Figura 4.10) foi de 52mmh^{-1} em $t = 81\text{min}$, acumulando cerca de apenas 3.65mm de precipitação. O tempo de vida da nuvem (desde a formação das primeiras gotículas até toda a precipitação/evaporação da chuva) foi de 38 minutos. A Tabela 4.5 resume os valores máximos das variáveis mencionadas acima.

A eletrificação da nuvem simulada com o perfil termodinâmico de RBJ (**RBJ-Controle**, Figura 4.14) apresentou um comportamento semelhante à eletrificação da simulação com o perfil de FNS, exceto pelas diferenças na composição e distribuição de hidrometeoros dentro de cada uma das nuvens. A Figura 4.15a mostra a evolução temporal das densidade de cargas dos cristais de gelo ($\overline{Q_i}$), neve ($\overline{Q_s}$), *graupel* ($\overline{Q_g}$) e granizo ($\overline{Q_h}$) durante as simulação **RBJ-Controle** utilizando a parametrização de TAK. Podemos observar que o início da eletrificação foi dado através das colisões entre o granizo e os cristais de gelo entre 5.6 e 7.0km de altura ($65 \leq t \leq 68\text{min}$), seguido por colisões entre *graupel* e cristais de gelo ($t = 66\text{min}$), transferindo cargas positivas de $+0.1$ a $+0.5\text{nCm}^{-3}$ para o granizo e *graupel*, uma vez que a temperatura nessa região era maior que -12°C (Figura 4.4). O carregamento devido às colisões entre esses três tipos de hidrometeoros continuou com esse mesmo padrão de negativo para os cristais de gelo ($\sim -0.5\text{nCm}^{-3}$) e positivo para o granizo e *graupel* abaixo de 7.0km de altura, justamente devido às temperaturas mais quentes

Figura 4.15: Evolução temporal das densidade de cargas dos cristais de gelo ($\overline{Q}_i$), neve ($\overline{Q}_s$), *graupel* ($\overline{Q}_g$) e granizo ($\overline{Q}_h$) durante as simulações **RBJ-Controle** utilizando as parametrizações de (a) Takahashi (1978) - TAK, e (b) Pereyra et al. (2000) - PER. Note que a escala de core muda da parametrização para as parametrizações de TAK e PER.

dessa região ($T > -12^\circ\text{C}$). Acima desse nível de altura, a polaridade da carga transferida é invertida ($T < -12^\circ\text{C}$), sendo que o *graupel* e o granizo foram carregados negativamente, e os cristais de gelo e flocos de neve positivamente. Os máximos de carregamento do *graupel*, cristais de gelo e neve aconteceram entre 73 e 77 minutos de simulação na região entre 9 e 11km de altura. Durante esse intervalo de tempo, quantidades moderadas desses três hidrometeoros coexistiram entre 9 e 11km com correntes ascendentes em torno de 9ms^{-1} , ocasionando máximos de $\overline{Q_i} = +2.25$, $\overline{Q_s} = +4.01$ e $\overline{Q_g} = -2.53\text{nCm}^{-3}$. Após $t = 73\text{min}$, os flocos de neve passaram a ser carregados positivamente durante a colisão com *graupel*, gerando um máximo local de $\overline{Q_s} = -1.78\text{nCm}^{-3}$ em $t = 80\text{min}$ e $z = 7.2\text{km}$.

Já a eletrificação da simulação **RBJ-Controle** com a parametrização de PER (Figura 4.15b) mostrou um sistemático carregamento negativo dos cristais de gelo e neve e carregamento positivo do *graupel* e granizo durante toda a simulação. Este comportamento foi consequência da combinação da diminuição do conteúdo de água líquida efetivo na região de carregamento e da diminuição do diâmetro médio das gotículas (apesar de ainda serem relativamente altos, $60 \leq \overline{D_{cw}} \leq 75\mu\text{m}$) na região de carregamento (6 a 10km de altura) em relação à simulação com o perfil da FNS, que leva ao carregamento positivo de *graupel* e granizo (Figura 4.5). A região de maior carregamento ocorreu entre 7 e 9 km de altura entre 75 e 77 minutos de simulação, gerando máximos locais de até $\overline{Q_g} = 3.50\text{nCm}^{-3}$ e $\overline{Q_s} = -3.26\text{nCm}^{-3}$, que foram advectados pelo enfraquecimento das correntes ascendentes para níveis mais baixos nos tempos seguintes.

A estrutura final de cargas gerada pela parametrização de TAK foi tripolar (Figura 4.16a), com um saldo de cargas negativas ($\overline{Q_{net}} < 0$) entre 7 e 9km de altura, no meio de um saldo de cargas positivas ($\overline{Q_{net}} > 0$) acima e abaixo. O máximo de $\overline{Q_{net}} = +3.16\text{nCm}^{-3}$ foi simulado em $t = 75\text{min}$ e $z = 10.4\text{km}$ de altura onde há razões de mistura maiores que 1.0gkg^{-1} de $\overline{Q_i}$, $\overline{Q_s}$ e $\overline{Q_g}$. O saldo positivo ($\overline{Q_{net}} > 0$) foi resultado da transferência de cargas positivas para os flocos de neve e cristais de gelo durante as colisões com *graupel* e granizo como mostra a Figura 4.11a. Nos passos de tempo seguintes, este saldo de $\overline{Q_{net}} > 0$ dos cristais e neve é advectado para regiões próximas ao topo da nuvem, enquanto que advecção das cargas negativas do *graupel* entre 7 e 10km de altura e das cargas positivas do granizo entre 5 e 7 km, geraram a estrutura tripolar. Os cristais de neve advectados para o topo da nuvem forneceram carga suficiente ($\text{máx}(\overline{Q_{net}})=+1.88\text{nCm}^{-3}$) para a quebra da

Figura 4.16: Evolução temporal da densidade de cargas total ($\overline{Q_{net}}$), campo elétrico ($\overline{E}$) e raios durante as simulações **RBJ-Controle** utilizando a parametrização de (a) Takahashi (1978) - TAK (**RBJ-Controle TAK**) e (b) de Pereyra et al. (2000) - PER (**RBJ-Controle PER**).

rigidez dielétrica do ar, dado pelo campo elétrico de *breakeven* (equação 4.38), gerando um raio IC em $z = 12.4\text{km}$ e $t = 81\text{min}$, como mostra a Figura 4.17a.

Já a estrutura final de cargas gerada pela parametrização de PER foi bipolar (Figura 4.16b), com um saldo de cargas negativas ($\overline{Q_{net}} < 0$) predominantemente entre 9 e 13km de altura e um saldo de cargas positivas ($\overline{Q_{net}} > 0$) abaixo, semelhante à estrutura gerada inicialmente pela parametrização de PER com o perfil termodinâmico da FNS (Figura 4.12b, $t \leq 79\text{min}$). Essa estrutura é resultado do forte carregamento negativo dos flocos de neve e positivo do *graupel* (Figura 4.15b) e advecção desses hidrometeoros pelas correntes ascendentes e descendentes. Apesar da semelhança com a estrutura gerada na simulação com o perfil de FNS, os máximos de saldo de cargas foram cerca de $\pm 1.0\text{nCm}^{-3}$: o máximo de $\overline{Q_{net}}$ foi de $+2.29\text{nCm}^{-3}$ em $t = 77\text{min}$ e $z = 7.4\text{km}$, enquanto que o mínimo de $\overline{Q_{net}}$

Figura 4.17: Campo elétrico ($\overline{E}$) e carga total ($\overline{Q_{net}}$) no instante do primeiro raio do tipo nuvem-nuvem (IC), utilizando a parametrização de (a) Takahashi (1978) - TAK (**RBJ-Controle TAK**) e (b) de Pereyra et al. (2000) - PER (**RBJ-Controle PER**).

foi de -2.64 nCm^{-3} em $t = 76 \text{ min}$ e $z = 10.4 \text{ km}$. Em 81 minutos de simulação, o campo elétrico de *breakeven* foi superado em $z = 12.2 \text{ km}$ e foi gerado o único raio do tipo IC da simulação, como mostra a Figura 4.17b.

Logo, o modelo 1D foi capaz de simular duas nuvens profundas com uma região fria bem desenvolvida através dos perfis termodinâmicos da FNS e RBJ, o que deu suporte para a eletrificação das mesmas através das parametrizações de TAK e PER. A simulação **RBJ-Controle** produziu uma nuvem com correntes ascendentes menos intensas, conseqüentemente gerando uma nuvem com topo mais baixo que a **FNS-Controle**. Esse fato também ocasionou a menor produção de partículas de gelo mais densas (granizo), simulando uma eletrificação menos intensa do que a **FNS-Controle** com ambas as parametrizações de TAK e PER. As diferenças entre essas duas parametrizações de transferência de carga mostrou que as simulações com PER é muito sensível à produção de gelo, superestimando a carga transferida em colisões envolvendo partículas maiores de gelo, como o granizo e os flocos de neve que foram advectadas para regiões diferentes da nuvem promovendo um grande acúmulo de cargas no topo e centro da nuvem e conseqüente maior frequência de IC. Assim, a parametrização de TAK na simulação **FNS-Controle** simulou 143 IC e 18 CG enquanto que a parametrização de PER simulou mais de 5 vezes o total de raios de TAK, ou seja, 632 IC e 22 CG. Como a simulação **RBJ-Controle** produziu menos granizo, o total de cargas transferidas foi menor, gerando apenas 1 IC com ambas as parametrizações.

de transferência de cargas. Além disso, também como resultado do carregamento excessivo do granizo, a simulação **FNS-Controle PER** gerou como primeira descarga um CG o que na natureza é improvável, pois em média ocorrem vários IC antes do primeiro CG (MacGorman e Rust, 1998).

4.3.2 Impacto dos aerossóis na eletrificação das nuvens simuladas

A fim de verificar o efeito do aumento do número de aerossóis na atmosfera de formação das nuvens a partir do modelo 1D, a concentração total de gotículas N_{cw} e os parâmetros de auto-conversão de gotículas de nuvem em chuva foram alterados em relação às simulações da Seção 4.3.1. A concentração de gotículas foi ajustada para a concentração média observada durante os experimentos DRYTOWET e WETAMC (Figura 4.8) usando os perfis de FNS e RBJ, respectivamente, com a finalidade de simular uma situação típica de ambiente poluído da estação Seca e uma outra típica de um ambiente limpo da estação Chuvosa (semelhante às nuvens marítimas), como mostra a Tabela 4.4. Assim como na seção anterior, para as duas simulações com os perfis termodinâmicos da FNS e RBJ (4.7) foram utilizados as parametrizações de TAK e PER, resultando então em duas simulações da distribuição de hidrometeoros (**FNS-Auto** e **RBJ-Auto**) e quatro de eletrificação (**FNS-Auto TAK**, **FNS-Auto PER**, **RBJ-Auto TAK** e **RBJ-Auto PER**). Os parâmetros de auto-conversão de água de nuvem em água de chuva foram ajustados de tal forma que na situação de uma atmosfera poluída, **FNS-Auto**, a taxa de conversão seja ineficiente ($\alpha = 0.001s^{-1}$) e o limite de razão de mistura para que haja conversão seja alto ($1.0gkg^{-1}$), enquanto que a concentração total de gotícula também seja alta ($N_{cw}=3.6 \times 10^{11}m^{-3}$). Já em uma atmosfera limpa, **RBJ-Auto**, a taxa de conversão é eficiente ($\alpha = 0.02s^{-1}$) e o limite de razão de mistura para que haja conversão é baixo ($0.1gkg^{-1}$) (Orville et al., 1999, equação A.2).

A Figura 4.18 mostra a evolução temporal da corrente ascendente $\overline{w}$ e razão de mistura total $\overline{q}_l$ durante a simulação **FNS-Auto**. Podemos observar que a simulação **FNS-Auto** produziu uma região de correntes ascendentes e descendentes semelhante à simulação de **FNS-Controle** (Figura 4.9), com máximo de $\overline{w} = 14.7ms^{-1}$ em $t = 79min$ e $z = 12.8km$. O máximo topo da nuvem ($\overline{q}_l > 0.1gkg^{-1}$) atingiu 15km de altura após 81 minutos de simulação (400m abaixo da nuvem simulada em **FNS-Controle**), e o máximo de $\overline{q}_l =$

Figura 4.18: Evolução temporal da corrente ascendente $\bar{w}$, razão de mistura total $\bar{q}_l$, razões de mistura $\bar{q}_x$ e diâmetros volumétricos médios $\bar{D}_{0x}$ das gotículas de água de nuvem cw , chuva r , cristais de gelo i , neve s , *graupel* g e granizo h durante a simulação **FNS-Auto**. Os intervalos das linhas de $\bar{q}_x$ são 0.1, 1, 2, ..., 9 gkg^{-1} , enquanto que os intervalos das linhas de $\bar{D}_{0x}$ são 0.5, 1.0, 1.5, ..., 3.5 cm para $x = r, s, g, h$ e 50, 75, ..., 150 μm para $\bar{D}_i$.

7.8 gkg^{-1} após 71 minutos de simulação ($z = 3.8\text{km}$), com a base da nuvem em 2.2 km. Houve uma maior produção de hidrometeoros ($5 < \bar{q}_l < 6\text{gkg}^{-1}$) na região mais fria da nuvem ($T < -40^\circ\text{C}$) entre 11 km e o topo da nuvem, do que a nuvem simulada em **FNS-Controle** (Figura 4.9).

Através da Figura 4.18 podemos observar que essa região de $5 < \bar{q}_l < 6\text{gkg}^{-1}$ é devida à maior produção de flocos de neve. Nota-se também na Figura 4.18 que esta simulação produziu razões de mistura de *graupel* mais elevadas (máximo de $\bar{q}_g = 1.92\text{gkg}^{-1}$ em $t = 80\text{min}$ e $z = 10\text{km}$), resultado das menores razões de mistura de chuva ($\bar{D}_{0r} < 1.5\text{cm}$) logo acima de $T = 0^\circ\text{C}$ que foram congeladas em forma de *graupel*, enquanto que no caso

da simulação **FNS-Controle**, as gotas de chuvas foram congeladas em forma de granizo, devido à parametrização do congelamento de chuva (*PIFR*, equação A.33). A ligeira diminuição de $\overline{q_r}$ ($\sim 0.3\text{gkg}^{-1}$, $t = 66\text{min}$) é resultado da baixa eficiência de auto-conversão de $\overline{q_{cw}}$ em $\overline{q_r}$ dado pelos parâmetros α e q_{cw0} da equação A.2 (Tabela 4.4). O aumento do *graupel* gerou também um aumento na produção de secundária de cristais (iniciada em $t = 72\text{min}$) de gelo durante a agregação de gotas congeladas (*PHMG*). O aumento dos cristais de gelo, por sua vez, foi transferido em aumento de flocos de neve quando foram advectados para $T < -40^\circ\text{C}$ ($z > 10\text{km}$) pelas correntes ascendentes através do processo de Bergeron (*PIFC* e *PIFW*, iniciado em $t = 76\text{min}$, $z = 10.8\text{km}$). Como consequência, os máximos de $\overline{q_s}$ foi de 3.28gkg^{-1} para $79 \leq t \leq 83\text{min}$ e $10.8 \leq z \leq 11.4\text{km}$ (o dobro de **FNS-Controle**), enquanto que o máximo de $\overline{q_h}$ foi de 4.9gkg^{-1} em $t = 71\text{min}$ e $z = 5\text{km}$, como mostra a Tabela 4.7. O tempo de vida da nuvem foi de 39 minutos (4 minutos menor que a simulação **FNS-Controle**) produzindo 15.5mm (apenas 0.3mm a menos que **FNS-Controle**) de precipitação acumulada, com máximo de 180mmh^{-1} em $t = 85\text{min}$, apresentada na Figura 4.19. O diâmetro máximo das gotículas diagnosticadas pela equação 4.3 foi de $13.1\mu\text{m}$ em $t = 64\text{min}$ e $z = 4.4\text{km}$, com um valor médio de $9.35\mu\text{m}$ durante toda a simulação (Tabela 4.5). Esse valor médio das gotículas simuladas é próximo ao valor médio medido durante vôos instrumentados do experimento DRYTOWET ($9.55\mu\text{m}$) como mostra a Figura 4.8, lembrando que o valor de $\overline{D_{cw}}$ é necessário para a parametrização da eletrificação de PER (equação 4.35).

Figura 4.19: Evolução temporal da taxa de precipitação na superfície durante as simulações **FNS-Auto** e **RBJ-Auto**.

Tabela 4.7 - Valores máximos e médias a de algumas variáveis simuladas pelo modelo 1D para os experimentos **FNS-Auto** e **RBJ-Auto**.

Variável	FNS-Auto	RBJ-Auto
topo da nuvem (km)	14.8 ($t = 81\text{min}$)	15.0 ($t = 82\text{min}$)
máx. $\overline{w}$ (ms^{-1})	14.7 ($t = 79\text{min}$)	9.5 ($t = 66\text{min}$)
máx. $\overline{q_l}$ (gkg^{-1})	10.4 ($t = 74\text{min}$)	7.8 ($t = 71\text{min}$)
máx. $\overline{q_{cw}}$ (gkg^{-1})	2.66 ($t = 65\text{min}$)	0.94 ($t = 66\text{min}$)
máx. $\overline{q_r}$ (gkg^{-1})	9.22 ($t = 76\text{min}$)	8.09 ($t = 74\text{min}$)
máx. $\overline{q_i}$ (gkg^{-1})	2.06 ($t = 75\text{min}$)	0.12 ($t = 69\text{min}$)
máx. $\overline{q_s}$ (gkg^{-1})	3.28 ($t = 81\text{min}$)	0.30 ($t = 70\text{min}$)
máx. $\overline{q_g}$ (gkg^{-1})	1.92 ($t = 80\text{min}$)	1.07 ($t = 73\text{min}$)
máx. $\overline{q_h}$ (gkg^{-1})	4.90 ($t = 71\text{min}$)	2.76 ($t = 67\text{min}$)
máx. $\overline{D_{cw}}$ (μm)	13.1 ($t = 65\text{min}$)	42.0 ($t = 66\text{min}$)
média $\overline{D_{cw}}$ (μm)	9.35	26.8
máx. $\overline{D_{0r}}$ (cm)	2.84 ($t = 76\text{min}$)	2.83 ($t = 74\text{min}$)
máx. $\overline{D_i}$ (μm)	150 ($68 \leq t \leq 90\text{min}$)	150 ($64 \leq t \leq 75\text{min}$)
máx. $\overline{D_{0s}}$ (cm)	2.24 ($t = 81\text{min}$)	1.67 ($t = 70\text{min}$)
máx. $\overline{D_{0g}}$ (cm)	2.65 ($t = 80\text{min}$)	2.36 ($t = 73\text{min}$)
máx. $\overline{D_{0h}}$ (cm)	4.10 ($t = 71\text{min}$)	3.56 ($t = 67\text{min}$)
máx. $\overline{P}$ (mmh^{-1})	180 ($t = 85\text{min}$)	40.1 ($t = 78\text{min}$)
$\overline{P}$ acumulada (mm)	15.6 ($82 \leq t \leq 94\text{min}$)	3.01 ($73 \leq t \leq 85\text{min}$)
tempo vida (min)	39 ($57 \leq t \leq 96\text{min}$)	35 ($51 \leq t < 86\text{min}$)

A eletrificação da nuvem simulada em **FNS-Auto** com a parametrização de TAK (Figura 4.20a) foi semelhante àquela da **FNS-Controle TAK** (Figura 4.11a), exceto pela magnitude do carregamento e as cargas transferidas para o *graupel* ($\overline{Q_g}$) e flocos de neve ($\overline{Q_s}$). Essas diferenças em $\overline{Q_g}$ e $\overline{Q_s}$ são esperadas devido aos maiores valores de razão de misturas desses hidrometeoros nesta simulação, resultando do aumento da ineficiência da auto-conversão de água de nuvem em chuva. Podemos observar que o carregamento da nuvem foi iniciado através das colisões entre granizo e cristais de gelo em $t = 78\text{min}$ e $z = 6.2\text{km}$ deixando o granizo com cargas positivas de $\sim +1\text{nCm}^{-3}$ e os cristais com cargas negativas de $\sim -1\text{nCm}^{-3}$. Após 3 minutos ($t = 71$), esses hidrometeoros atingiram níveis acima de 7km de altura onde $T < -13^\circ\text{C}$ invertendo a polaridade de carregamento (vide Figura 4.4). Com a formação de *graupel* e flocos de neve, as colisões entre esses

hidrometeoros resultou em carregamento positivo de $\overline{q_s}$ e negativo de $\overline{q_g}$ na região de corrente ascendente acima de 7.4km de altura, resultando em máximo de $\overline{Q_s} = +7.08\text{nCm}^{-3}$ e $\overline{Q_g} = -8.65\text{nCm}^{-3}$ próxima ao topo da nuvem (acúmulo desses hidrometeoros). Em $t = 80\text{min}$ as correntes ascendentes enfraquecem ($\overline{w} < 6\text{ms}^{-1}$, Figura 4.18) entre 8 e 13km de altura, juntamente com a diminuição da razão de mistura de água de nuvem que inverte a polaridade de carregamento entre *graupel* (positivo com máximo local de $+2.97\text{nCm}^{-3}$ em $t = 87\text{min}$ e $z = 7.2\text{km}$) e neve (negativo com máximo local de -5.67nCm^{-3} em $t = 87\text{min}$ e $z = 7.2\text{km}$).

Assim como a simulação **FNS-Auto TAK**, a eletrificação da nuvem simulada usando a parametrização de PER (Figura 4.20b), **FNS-Auto PER**, foi semelhante àquela da **FNS-Controle PER** (Figura 4.11b), exceto pela magnitude do carregamento e as cargas transferidas para o *graupel* ($\overline{Q_g}$) e flocos de neve ($\overline{Q_s}$). O início das transferências de cargas ocorreu entre colisões de granizo ($\overline{Q_g} \sim +0.5\text{nCm}^{-3}$) e cristais de gelo ($\overline{Q_g} \sim -0.5\text{nCm}^{-3}$) em $t = 68\text{min}$. O carregamento dos cristais de gelo e granizo foram predominantemente negativo e positivo, respectivamente, com máximo de -16.5nCm^{-3} e $+10.5\text{nCm}^{-3}$. Alguns flocos de neve colidiram com *graupel* no início da eletrificação, transferindo cargas positivas para a neve e negativa para o granizo com magnitudes inferiores a 0.1nCm^{-3} . Parte desses flocos de neve foram advectados para o topo da nuvem formando uma fraca região de cargas positivas ($\overline{Q_s} \sim 0.1\text{nCm}^{-3}$) de 80 a 113 minutos de simulação. O carregamento negativo do *graupel* entre 76 e 89 minutos e 7 e 9 km de altura foi consequência da colisão com granizo, gerando máximos locais de $\overline{Q_g} = -3.1\text{nCm}^{-3}$ e $\overline{Q_h} = +10.5\text{nCm}^{-3}$.

A estrutura final de carregamento ($\overline{Q_{net}}$) da simulação **FNS-Auto TAK** (Figura 4.21a) produziu 92 IC e 16 -CGs. A eletrificação inicial da nuvem simulada foi bipolar ($-\overline{Q_{net}}$ sobre $+\overline{Q_{net}}$) até $t = 72\text{min}$, quando uma região de cargas positivas foi gerada acima da região negativa devido ao carregamento e advecção de cristais de gelo e neve na região do topo da nuvem, formando um tripolo até $t = 77\text{min}$. Entre $77 < t < 82\text{min}$, um pequeno centro de cargas positivas ($\overline{Q_{net}} \sim 0.5\text{nCm}^{-3}$) na altura de 9km de altura foi gerado, tornando a estrutura quadripolar. Isto ocorreu devido à retirada de cargas negativas da região com formação dos primeiros -CGs (8 nesse intervalo de tempo) deixando predominar a carga positiva ganha pelo granizo, como mostra a Figura 4.20 (de acordo com a parametrização de raios, os raios do tipo CG retiram cargas da nuvem, enquanto que os

Figura 4.20: Evolução temporal das densidade de cargas dos cristais de gelo ($\overline{Q}_i$), neve ($\overline{Q}_s$), *graupel* ($\overline{Q}_g$) e granizo ($\overline{Q}_h$) durante as simulações **FNS-Auto** utilizando as parametrizações de (a) Takahashi (1978) - TAK, e (b) Pereyra et al. (2000) - PER. Note que a escala de cores muda da parametrização para as parametrizações de TAK e PER.

do tipo IC redistribuem as cargas - Figura 4.6). Após $t = 82\text{min}$, a estrutura voltou a ser tripolar até o final da simulação, gerando mais 7 $-CGs$ e 84 IC no topo da nuvem. O campo elétrico do primeiro $-CG$ formado é apresentado na Figura 4.22a, onde podemos observar que a quebra dielétrica ocorreu em 6.4km de altura com $\overline{E} = +88.4\text{kVm}^{-1}$.

Figura 4.21: Evolução temporal da densidade de cargas total ($\overline{Q_{net}}$), campo elétrico ($\overline{E}$) e raios durante as simulações **FNS-Auto** utilizando a parametrização de (a) Takahashi (1978) - TAK (**FNS-Auto TAK**) e (b) Pereyra et al. (2000) - PER (**FNS-Auto PER**).

A estrutura elétrica de **FNS-Auto PER** (Figura 4.21b) gerou um dipolo do início das transferências de cargas ($t = 68\text{min}$) até 74 minutos de simulação, quando o carregamento inicial positivo dos flocos de neve (colisão com *graupel*) e negativos dos cristais de gelo (colisão com granizo) foram advectados pelas correntes ascendentes para o topo da nuvem, gerando pequenos centros de cargas ($Q_{net} < +0.6 \text{ nCm}^{-3}$) produzindo os primeiros IC, até 85 minutos. Em $t = 85\text{min}$, a estrutura elétrica passa a ser quadripolar e em $t = 89$ se torna mais complicada com até 8 camadas de cargas, devido ao início das correntes descendentes

Figura 4.22: Campo elétrico ($\overline{E}$) e carga total ($\overline{Q_{net}}$) no instante do primeiro raio do tipo nuvem-nuvem (IC), utilizando a parametrização de (a) Takahashi (1978) - TAK (**FNS-Auto TAK**) e (b) Pereyra et al. (2000) - PER (**FNS-Auto PER**).

(Figura 4.18). No total, essa simulação gerou 252 IC e 26 $-CGs$, sendo que o primeiro CG ocorreu em $t = 76\text{min}$ com quebra dielétrica em $z = 6.8\text{km}$ e $\overline{E} = +82.4\text{kVm}^{-1}$, como mostra a Figura 4.22b.

A Figura 4.23 mostra a evolução temporal da corrente ascendente $\overline{w}$, razões de mistura ($\overline{q_x}$) e diâmetros volumétricos médio ($\overline{D_{0x}}$) dos hidrometeoros $x = cw, i, s, g, h$ durante a simulação **RBJ-Auto**. Essa simulação sintetiza uma atmosfera limpa, através de uma eficiente taxa de auto-conversão de gotículas de nuvem em gotas de chuva (Tabela 4.4). Podemos observar que a simulação **RBJ-Auto** produziu correntes ascendentes muito menores que a simulação **RBJ-Controle** (Figura 4.14) na maior parte da simulação ($\overline{w} < 7\text{ms}^{-1}$ em 86% da simulação máximo de 9.5ms^{-1} em $t = 66\text{min}$ e $z = 6\text{km}$), sendo que a altura máxima atingida foi de apenas 7.2km ($68 < t < 73\text{min}$), e a base da nuvem estava em 1.8km . Logo, a nuvem simulada possuiu a altura máxima de 7.8km em $t = 70\text{min}$, sendo 4.8km menor em profundidade que a nuvem da simulação **RBJ-Controle**. Em consequência, a fase fria da nuvem foi suprimida gerando um máximo de razão de mistura líquida total $\overline{q_l} = 4.7\text{gkg}^{-1}$ em $t = 69\text{min}$ e $z = 4\text{km}$. As gotas de chuva já possuíam $\overline{D_{0r}} > 2.0\text{cm}$ em $t = 59$ (5 minutos antes do que a simulação **RBJ-Controle**), com máximo de 3.76 em $t = 71\text{min}$ e $z = 3.2\text{km}$. Como a nuvem não ultrapassou $z = 7.8\text{km}$, a produção da fase de gelo foi suprimida, com máximos de apenas $\overline{q_i} = 0.12\text{gkg}^{-1}$, $\overline{q_s} = 0.30\text{gkg}^{-1}$, $\overline{q_g} = 1.07\text{gkg}^{-1}$ e $\overline{q_h} = 2.76\text{gkg}^{-1}$, que logo precipitaram e derreteram chegando à superfície

Figura 4.23: Evolução temporal da corrente ascendente $\bar{w}$, razão de mistura total $\bar{q}_l$, razões de mistura $\bar{q}_x$ e diâmetros volumétricos médios $\bar{D}_{0x}$ das gotículas de água de nuvem cw , chuva r , cristais de gelo i , neve s , *graupel* g e granizo h durante a simulação **RBJ-Auto**. Os intervalos das linhas de $\bar{q}_x$ são 0.1, 1, 2, ..., 9gkg^{-1} , enquanto que os intervalos das linhas de $\bar{D}_{0x}$ são 0.5, 1.0, 1.5, ..., 3.5 cm para $x = r, s, g, h$ e 50, 75, ..., $150\mu\text{m}$ para $\bar{D}_i$.

em forma de chuva em $t = 78\text{min}$ com 40.1mmh^{-1} , acumulando apenas 3.01mm de chuva durante toda a simulação. O tempo de vida da nuvem simulada em **RBJ-Auto** foi de 35 minutos. Como a auto-conversão de água de nuvem em água de chuva foi muito eficiente e o máximo de concentração de gotículas foi dado pela concentração média das gotículas medidas durante o experimento WETAMC ($N_{cw} = 1.2 \times 10^{10}$ - Figura 4.8), o máximo de $\bar{D}_{cw}$ diagnosticado foi de $42\mu\text{m}$ em $t = 66\text{min}$ e $z = 6.2\text{km}$, e o valor médio durante toda a simulação foi de $26.8\mu\text{m}$ que foi próximo ao observado nas medidas de avião do WETAMC ($28.7\mu\text{m}$ - Figura 4.8).

Como a produção de gelo foi suprimida pela rápida auto-conversão de gotículas de

Figura 4.24: Evolução temporal das densidade de cargas dos cristais de gelo ($\overline{Q}_i$), neve ($\overline{Q}_s$), *graupel* ($\overline{Q}_g$) e granizo ($\overline{Q}_h$) durante as simulações **RBJ-Auto** utilizando as parametrizações de (a) Takahashi (1978) - TAK, e (b) Pereyra et al. (2000) - PER. Note que a escala de cores muda da parametrização para as parametrizações de TAK e PER.

Figura 4.25: Evolução temporal da densidade de cargas total ($\overline{Q_{net}}$), campo elétrico ($\overline{E}$) e raios durante as simulações **RBJ-Auto** utilizando as parametrizações de (a) Takahashi (1978) - TAK (**RBJ-Auto TAK**) e (b) Pereyra et al. (2000) -PER (**RBJ-Auto PER**).

nuvem em chuva, a eletrificação da nuvem simulada em **RBJ-Auto** foi fraca tanto com parametrização de TAK (Figura 4.24a) quanto com a parametrização de PER (Figura 4.24b). Podemos observar na Figura 4.24 e Tabela 4.8 que a eletrificação gerada com essas duas parametrizações foi semelhante em magnitude e estrutura. Os cristais de gelo e flocos de neve foram sempre carregados negativamente devido à colisão preferencialmente com o granizo, gerando valores mínimos de $\overline{Q_i} = -0.65\text{nCm}^{-3}$ e $\overline{Q_s} = -1.81\text{nCm}^{-3}$ e máximo de $\overline{Q_h} = +0.86\text{nCm}^{-3}$ na parametrização de TAK (Figura 4.24a), e na parametrização de PER (Figura 4.24b) $\overline{Q_i} = -0.66\text{nCm}^{-3}$, $\overline{Q_s} = -1.90\text{nCm}^{-3}$ e $\overline{Q_h} = +1.08\text{nCm}^{-3}$. Colisões entre *graupel* e cristais de gelo e neve também ocorreram, carregando-os positivamente em $\overline{Q_g} \sim +0.23\text{nCm}^{-3}$ em **RBJ-Auto TAK** e $\overline{Q_g} \sim +0.02\text{nCm}^{-3}$ em **RBJ-Auto PER**. O carregamento negativo do *graupel* foi devido à colisões com o granizo.

Tabela 4.8 - Características gerais da eletrificação das nuvens simuladas com o modelo 1D para **FNS-Auto** e **RBJ-Auto** com as parametrizações de TAK e PER: valores mínimos e máximos das densidades de cargas adquiridas pelo hidrometeoros e números de IC e CGs nas simulações.

Variável	FNS-Auto		RBJ-Auto	
	TAK	PER	TAK	PER
$\overline{Q_i}$ (nCm ⁻³)	-1.57/+4.02	-16.5/0	-0.65/0	-0.66/0
$\overline{Q_s}$ (nCm ⁻³)	-5.67/+7.08	-23.2/+6.9	-1.81/0	-1.90/0
$\overline{Q_g}$ (nCm ⁻³)	-8.65/+2.97	-31.1/+24.9	-0.41/+0.23	-0.76/+0.02
$\overline{Q_h}$ (nCm ⁻³)	-2.01/+2.99	0/+10.5	-0.08/+0.86	-0.11/+1.08
$\overline{Q_{net}}$ (nCm ⁻³)	-3.19/+3.58	-3.19/+3.37	-2.22/+0.74	-2.43/+0.97
total raios (IC+CGs)	108	278	0	0
IC	92	252	0	0
+CGs	0	0	0	0
-CGs	16	26	0	0
t_{1° IC (min)	75	73	—	—
t_{1° CG (min)	76	76	—	—
$t_{1^\circ \text{ raio}} - t_{\text{início nuvem}}$ (min)	18	16	—	—

A estrutura final de cargas $\overline{Q_{net}}$ produzida por **RBJ-Auto TAK** (Figura 4.25a) e **RBJ-Auto PER** (Figura 4.25b) foram semelhantes, sendo que a parametrização de PER gerou uma estrutura cerca de 9% mais eletrificada (mínimo de $\overline{Q_{net}} = -2.22\text{nCm}^{-3}$ em TAK, e $\overline{Q_{net}} = -2.43\text{nCm}^{-3}$ em PER). A configuração das regiões de centros de cargas positivo e negativo gerou uma estrutura bipolar em ambas as parametrizações durante todo o tempo de vida da nuvem, sem produzir nenhum tipo de raio uma vez que o campo elétrico gerado não excedeu o campo elétrico de *breakeven* (equação 4.38).

Logo, a modificação dos parâmetros de auto-conversão da parametrização de colisão-coalescência entre gotículas de nuvem para a formação de gotas de chuva (*PRAUT* - equação A.2) do modelo 1D foi capaz mimetizar o efeito dos aerossóis, reproduzindo situações de ambientes limpos na simulação **RBJ-Auto**, onde a alta disponibilidade de vapor d'água associada à baixa concentração de CCNs acelera o processo de colisão-coalescência na região quente da nuvem, suprimindo a fase fria e conseqüentemente a eletrificação, uma vez que as simulações **RBJ-Auto TAK** e **RBJ-Auto PER** não produziram nenhuma descarga. No caso de ambientes poluídos, alta concentração de aerossóis na tempestade si-

mulada em **FNS-Auto** teve impacto na produção de partículas de gelo, gerando partículas menos densas como os flocos de neve e *graupel*, enquanto que uma situação intermediária de poluição simulada em **FNS-Controle** produziu mais granizo (partícula mais densa). A menor produção de partículas densas foi responsável pela menor quantidade de carga transferida durante as colisões entre hidrometeoros, uma vez que a parametrização da eletrificação da nuvem é diretamente proporcional ao tamanho das partículas envolvidas na colisão. Assim, a nuvem simulada em **FNS-Auto** com a parametrização de TAK produziu 92 IC e 16 CGs, contra 143 IC e 18 CGs do caso controle (**FNS-Controle TAK**). Já com a parametrização de PER, a nuvem simulada em **FNS-Auto** produziu 252 IC e 26 CGs, contra 632 IC e 22 CGs do caso **FNS-Controle PER**. Ou seja, com a parametrização de TAK o número de ICs e CGs diminuíram em resposta ao ambiente mais poluído, enquanto que com a parametrização de PER o número de ICs também diminuiu, porém o de CGs aumentou. A razão para o aumento de CGs em PER provavelmente está na escolha do ponto inicial de quebra dielétrica que é aleatória (Seção 4.1.3 e Figura 4.6), uma vez que a estrutura de carga gerada por **FNS-Auto PER** (Figura 4.21b) e **FNS-Controle PER** (Figura 4.12b) são semelhantes.

4.4 Resumo dos resultados

A partir dos resultados obtidos com as simulações de nuvens eletrificadas com o modelo 1D, observamos que o modelo foi capaz de reproduzir as situações de ambientes de pastagem e floresta através dos perfis verticais de T e T_d do dia 18 de Setembro de 2002. Ou seja, as duas simulações de FNS (**FNS-Controle** - 2.2km, e **FNS-Auto** - 2.2km) formaram nuvens com bases mais altas que as duas simulações de RBJ (**RBJ-Controle** - 2.0km, e **RBJ-Auto** - 1.8km).

Ambos os perfis termodinâmicos de FNS e RBJ produziram nuvens profundas com uma fase fria bem desenvolvida. Porém, é interessante observar que os máximos de razão de mistura de *graupel* e flocos de neve na simulação **RBJ-Controle** (Figura 4.14 e Tabela 4.7) foram maiores ($\overline{q_g} = 3.20\text{gkg}^{-1}$ e $\overline{q_s} = 2.41\text{gkg}^{-1}$) que os máximos da simulação **FNS-Controle** (Figura 4.9 e Tabela 4.5 - $\overline{q_g} = 1.00\text{gkg}^{-1}$ e $\overline{q_s} = 1.51\text{gkg}^{-1}$). Isto pode ser atribuído diretamente à menor velocidade vertical e estrutura de fluxo de massa da nuvem de **RBJ-Controle** ($\overline{w} = 10.6\text{ms}^{-1}$) que não foi capaz de advectar chuva para formar

água de nuvem à mesma taxa, ou ao mesmo nível de temperatura, como as correntes ascendentes da nuvem de **FNS-Controle**. Conseqüentemente, uma parte da água de chuva começou a precipitar da nuvem **RBJ-Controle** em $t = 65\text{min}$, antes da corrente ascendente chegar ao nível de 0°C ($z \sim 4.8\text{km}$), deixando uma menor quantidade de água de chuva disponível para a produção de granizos de alta densidade. As razões de mistura que se formaram próxima à isoterma de 0°C precipitaram mais cedo ($t = 70\text{min}$ - Figura 4.14) devido à sua alta velocidade terminal e correntes ascendentes mais fracas ($\bar{w} \leq 3.7\text{ms}^{-1}$ - Figura 4.14). A precipitação do granizo da região de menores correntes ascendentes deixou uma quantidade relativamente maior de gotículas de nuvem e gotas de chuva disponível para colisão e agregação de *graupel* e neve, aumentando as razões de mistura dessas duas categorias em relação ao granizo. Logo, as razões de mistura dos flocos de neve e *graupel* aumentaram para o máximos mencionados, coincidindo com a quase completa remoção de água de nuvem e chuva das correntes ascendentes acima de $T = 0^\circ\text{C}$ ($t > 77\text{min}$ - Figura 4.14). Subseqüentemente, a transferência de cargas por colisões entre os hidrometeoros foi cessada (Figura 4.15) devido à ausência de água de nuvem (associada às baixas taxas de conversão nas fracas correntes ascendentes).

Com relação ao efeito do aumento do número de aerossóis através da taxa de conversão de água de nuvem em água de chuva na simulação **FNS-Auto**, observa-se um aumento na produção de partículas de gelo agregadas de menor densidade (flocos de neve e *graupel*), e uma diminuição na produção de partículas de maior densidade (granizo) no ambiente mais poluído, como mostram as Tabelas 4.5 e 4.7: os máximos das razões de mistura de neve e *graupel* de **FNS-Auto** foram, respectivamente, 54 e 48% maiores que os máximos de **FNS-Controle** (3.28gkg^{-1} contra 1.51gkg^{-1} de neve, e 1.92gkg^{-1} contra 1.00gkg^{-1} de *graupel*), enquanto que o máximo da razão de mistura de granizo foi 11% menor (4.90gkg^{-1} contra 5.51gkg^{-1}). Conseqüentemente, a transferência de cargas em **FNS-Auto TAK** sofreu uma leve diminuição, reduzindo o número de raios produzidos em 23% de IC e 11% de CGs (22% no total de raios), como mostram os números de raios nas Tabelas 4.6 e 4.8. Entretanto, a parametrização de PER mostrou uma diminuição de 35% no número de ICs e um aumento de 15% na produção de CGs: esse fato ocorreu devido à diminuição do carregamento negativo do *graupel* entre 9 e 7 km de altura por colisões com granizo em **FNS-Auto PER** ($76 < t < 86\text{min}$ - Figura 4.24b) em relação à simulação **FNS-**

Controle ($73 < t < 89\text{min}$ - Figura 4.15b), que levou à um deslocamento de 800m do centro de cargas negativa na direção da superfície em $t > 80\text{min}$, gerando mais CGs ao invés de IC através da condição do ramo inferior líder bi-direcional da Figura 4.6.

As diferenças entre a magnitude de cargas elétricas transferidas durante as colisões entre os hidrometeoros das parametrizações de TAK e PER nas diferentes simulações foram grandes. A parametrização de PER promoveu excessivas transferências de cargas com máximos de até -61.4nCm^{-3} em $\overline{Q_i}$ de **FNS-Controle PER**. Essas diferenças diminuíram quando valores mais representativos do diâmetro médio das gotículas de nuvem foram melhores representados pelos valores medidos nos experimento DRYTOWET e WETAMC (Figura 4.8) e quando as taxas de auto-conversão de água de nuvem em chuva foram ajustados para ambiente poluídos (**FNS-Auto**) e limpos (**RBJ-Auto**). Em especial, no caso da nuvem simulada em **RBJ-Auto** com as parametrizações de TAK e PER, não se observam diferenças significativas, uma vez que a nuvem simulada em **RBJ-Auto** pode ser considerada representativa das nuvens geradas nas câmaras frias dos experimentos de laboratório de TAK e PER (baixas razões de misturas dos hidrometeoros). Logo, um melhor ajuste da parametrização de PER em modelos numéricos deve ser estudado. Entretanto, as diferenças foram menores na densidade de carga total ($\overline{Q_{net}}$), gerando máximos e mínimos semelhantes em torno de $\pm 2.0 - 3.0\text{nCm}^{-3}$ (Tabelas 4.6 e 4.8). Como a magnitude das cargas transferidas durante as simulações com PER foram muito maiores do que aquelas com TAK, o número de raios do tipo IC produzidos por PER foi cerca de 3 vezes maior que aquele produzido por TAK, enquanto que o número de CGs produzidos por cada uma dessas parametrizações não se diferenciaram tanto (Tabelas 4.6 e 4.8).

A fim de comparar as nuvens simuladas nas Seções 4.3.1 e 4.3.2 com aquelas observadas no dia 18 de Setembro de 2002 na área do experimento DRYTOWET (Seção 3.3), a Figura 4.26 mostra a evolução temporal da refletividade das nuvens simuladas por **FNS-Controle**, **FNS-Auto**, **FNS-Auto** e **RBJ-Auto**, calculadas para um radar banda S, de acordo com o esquema de Ferrier (1994). Podemos observar que a nuvem simulada que mais se assemelha com as observadas no dia 18 de Setembro (Figura 3.35) é a da simulação **FNS-Controle**. Essa simulação demonstra características semelhantes às tempestades N1, P2 e P3 da Seção 3.3: refletividades acima de 45dBZ até 7km de altura, passando a decrescer para $35 < Z < 45\text{dBZ}$ entre 7 e 10km de altura, com o topo da nuvem acima de 15km, na

região de fortes correntes ascendentes. Apesar das semelhanças entre a nuvem simulada em **FNS-Controle** e as tempestades N1, P2 e P3 da Seção 3.3, somente as tempestades N1 e P2 tiveram um tempo de vida semelhante àquele da nuvem simulada: 01:15h e 01:00h de t_{vida} de N1 e P2 (Tabela 3.5), e 00:57h da nuvem simulada (Tabela 4.5), contra 02:45h de P3 (Tabela 3.5). Quanto à eletrificação dessas tempestades, tanto a parametrização de TAK quanto a de PER simularam descargas durante intervalos de no mínimo 15 minutos (intervalo entre as imagens de radar da Figura 3.35).

Figura 4.26: Evolução temporal da refletividade das nuvens simuladas por (a) **FNS-Controle**, (b) **RBJ-Controle**, (c) **FNS-Auto** e (d) **RBJ-Auto**. As letras "T" e "P" indicam quando ocorreram CGs nas simulações usando, respectivamente, as parametrizações de TAK e PER.

Apesar da boa representação da transferência de cargas entre os hidrometeoros, nenhuma das duas parametrizações foi capaz de produzir +CGs. Outros autores (Mansell

et al., 2002, 2005; Barthe e Pinty, 2007) também apontaram que a parametrização de TAK não gerou descargas elétricas desse tipo, atribuindo esse fato à necessidade de uma região de cargas negativas próxima à base da nuvem para ativar +CGs, enquanto que -CGs necessitam de uma região de cargas positivas. No diagrama dos dados de laboratório de TAK (Figura 4.4), os hidrometeoros maiores adquirem cargas positivas para temperaturas maiores que -10°C para qualquer valor de LWC . Na parametrização de PER, a região de carregamento positivo para qualquer valor de EW varia com o diâmetro médio volumétrico das gotículas de nuvem, sendo maior para gotículas menores (carrega positivamente até temperaturas mais frias que na presença de gotículas grandes). Logo, o efeito do aumento do número dos aerossóis e conseqüente diminuição do tamanho médio das gotículas de nuvem em ambientes poluído afeta a parametrização de PER no sentido de aumentar ainda mais a região de carregamento positivo (Figura 4.5). Logo, +CGs nunca podem ser iniciados, uma vez que as parametrizações de TAK e PER produzem apenas dipolos e tripolos normais. Mesmo sendo a característica básica da eletrificação das tempestades, os dipolos/tripolos normais não são a regra para a eletrificação das nuvens (MacGorman e Rust, 1998), sendo que estruturas invertidas e muito mais complexas vêm sendo apresentadas na literatura (Rust e MacGorman, 2002; Lang e Rutledge, 2004; Rust et al., 2005; Wiens et al., 2005).

Assim, outros mecanismos de carregamento podem ser necessários para a formação de uma camada de cargas negativas próxima região da nuvem ou para a formação de um tripolo invertido, nas parametrizações de TAK e PER. Esses mecanismos podem ser a transferência de cargas por processos indutivos (resultado de altos campos elétricos) ou captura de íons livres para a formação de camadas de blindagem ao redor das bordas da tempestade (Seção 1.2). Por outro lado, Mansell et al. (2005) e Barthe e Pinty (2007) reproduziram +CGs em seus modelos numéricos através da parametrização dos dados de laboratório de Saunders e Peck (1998) com a formação de tripolos invertidos. Além disso, Barthe e Pinty (2007) concluem que a reprodução da variabilidade natural da estrutura elétrica das tempestades depende muito da validade das parametrizações do processo não-indutivo utilizado, sendo que até o presente os modelos numéricos proporcionam condições adequadas da representação dos processos dinâmicos e microfísicos, mas não da eletrificação.

Entretanto, as simulações deste capítulo mostraram que a eletrificação das nuvens e a produção de descargas do tipo nuvem-terra são essencialmente dependentes da produção de partículas de gelo densas como o granizo. Em todas as simulações, as primeiras descargas do tipo intra-nuvem foram simuladas cerca de 15 a 30 minutos depois do início das tempestades quando as tempestades começaram a produzir granizo e cristais de gelo, que ao colidirem entre si transferiram cargas de sinais opostos, enquanto que a advecção diferencial desses hidrometeoros através da densidade² se encarregou de promover a segregação de cargas de sinal opostos, gerando regiões negativas entre -10 e -20°C e duas regiões positivas acima e abaixo, sendo que a região inferior positiva era essencialmente compreendida por granizos carregados positivamente. Uma vez que a produção de granizo e as correntes ascendentes se intensificaram com o desenvolvimento da nuvem, a carga negativa transferida para os flocos de neve e a conseqüente carga positiva transferida para os granizos também foram intensificadas, gerando campos elétricos muito altos na porção mais baixa da nuvem onde as primeiras descargas do tipo nuvem-solo foram parametrizadas. Essas descargas nuvem-solo ocorreram, em geral, alguns minutos depois das primeiras IC, e de 5 a 9 minutos antes do topo da nuvem atingir o máximo observado na parametrização de TAK e de 5 a 14 minutos na parametrização de PER. Logo, no caso de TAK a eletrificação e as CGs das nuvens simuladas concordam com as observações de tempestades na natureza apresentadas por vários autores (MacGorman e Rust, 1998) e aquelas apresentadas na Seção 3.3 (Figura 3.35), como mostrou a análise da refletividade das nuvens simuladas (Figura 4.26).

² Granizos são mais densos e maiores que os cristais de gelo, logo as correntes ascendentes não os advectam para níveis muito altos como no caso dos cristais de gelo.

Conclusões

5.1 *Discussão e principais resultados encontrados*

O objetivo desta tese foi investigar os processos físicos e dinâmicos do desenvolvimento dos sistemas convectivos do sudoeste da Amazônia, buscando respostas para a variabilidade observada na eletrificação das tempestades dessa região. Essa variabilidade consiste no aumento de descargas elétricas durante a transição entre as estações seca e chuvosa, período no qual o sudoeste da Amazônia experimenta uma grande diversidade de fatores ambientais, tais como o aumento gradativo da umidade e a poluição gerada por queima de biomassa. Essa região ainda apresenta intenso desmatamento e a substituição da vegetação nativa por áreas de pastagem em faixas contínuas, que afeta diretamente a formação de nuvens através do aquecimento diferencial entre esses dois tipos de vegetação, produzindo circulações de meso-escala com movimento ascendente sobre as áreas de pastagem que pode aumentar a nebulosidade da região. Assim, nos capítulos anteriores foram investigados os efeitos dos aerossóis, termodinâmica, grande-escala, topografia e vegetação na eletrificação das nuvens focando a transição entre as estações seca e chuvosa.

A análise climatológica das descargas do tipo nuvem-solo (CGs) apresentada no Capítulo 3 mostrou uma variabilidade anual associada ao estabelecimento da estação chuvosa. O número de CGs aumenta entre os meses de Agosto e Novembro, associado ao aumento gradativo da disponibilidade de umidade para a formação de sistemas convectivos. O número de descargas atmosféricas continua alto até o mês de Abril quando a estação seca volta a predominar e padrões de grande-escala voltam a inibir a convecção na região.

Os meses de Setembro dos anos de 2000 a 2004 apresentaram um aumento na porcentagem de descargas do tipo nuvem-solo de polaridade positiva (+CGs), com uma dis-

tribuição espacial que acompanha a região desmatada do estado de Rondônia. A análise dos sistemas convectivos que aconteceram durante o experimento DRYTOWET associou esse aumento da %+CGs com o aumento do número de tempestades positivas¹ durante o período Seco. Essas tempestades positivas foram formadas preferencialmente sobre a região de pastagem, apresentando uma altura da base da nuvem mais elevada, menor espessura da camada quente (ECQ), topos mais elevados (correntes ascendentes mais intensas), mais conteúdo de água líquida integrado nas regiões quente e de fase mista e gelo, ou seja, as tempestades positivas foram os sistemas convectivos mais intensos observados. As tempestades negativas² do período Seco ocorreram em menor número e sobre todos os tipos de vegetação, assim como as não-tempestades³ que também se formaram tanto sobre floresta quanto sobre pastagens..

Como a formação das tempestades positivas foi preferencialmente sobre as áreas desmatadas, a hipótese da ECQ de Carey e Buffalo (2007) foi sugerida juntamente com as diferenças entre as características da evolução da camada limite planetária sobre as áreas florestas e as pastagens. O desmatamento da floresta Amazônica modifica a partição de energia entre o calor sensível e latente, uma vez que a substituição da floresta por pastagem diminui a evapotranspiração. O aumento do calor sensível gera transientes turbulentos mais intenso sobre as áreas desmatadas tornando a camada limite planetária (CLP) mais alta sobre a pastagem do que sobre a floresta. Assim, a camada de mistura da CLP sobre a floresta é mais rasa e densa que na pastagem, gerando um gradiente de densidade. Esse gradiente de densidade, por sua vez, gera gradientes de pressão horizontal entre essas duas áreas que, como resposta, inicia circulações de meso-escala (Baidya Roy e Avissar, 2002). Como a altura da base da nuvem das tempestades positivas é mais elevada, a ECQ é menor, o que resulta na menor diluição da água de nuvem e empuxo durante seu desenvolvimento. Assim, a CAPE pode ser melhor processada e intensificar as correntes ascendentes, levando à supressão da precipitação (fase quente da nuvem) e um aumento da fração nuvem/precipitação, tornando as tempestades positivas mais intensas e com maior conteúdo de água líquida na região de fase mista. Mais água líquida na região de fase mista implica em maior formação de partículas de gelo grandes como o granizo, que vem

¹ Sistemas convectivos que apresentaram mais de 50% de +CGs durante mais de 50% do tempo.

² Sistemas convectivos que apresentaram menos de 50% de +CGs durante menos de 50% do tempo.

³ Sistemas convectivos que não foram associadas à CGs abaixo delas.

sendo observado como a principal característica das tempestades com grande produção de +CGs (Rust e MacGorman, 2002; Lang e Rutledge, 2004; MacGorman et al., 2005; Rust et al., 2005; Wiens et al., 2005).

A topografia da região de Rondônia também se mostrou importante na formação de tempestades, independente da polaridade. As nuvens que sofreram eletrificação suficientes para gerar CGs durante o período Seco foram iniciadas preferencial sobre topografias acima de 200m, em geral ao longo da encosta de topografia mais elevada no centro do estado e de orientação noroeste-sudeste. Assim, as tempestades necessitaram da topografia como forçante de baixos níveis para quebrar a estabilidade atmosférica imposta pela grande-escala. Um fato interessante é que esta encosta de topografia mais elevada coincide com a transição entre as vegetações de pastagem e floresta, região também favorável ao levantamento vertical.

A poluição atmosférica se mostrou diferente durante os períodos Seco, Transição e Chuvoso, devido à queima de biomassa no final do período Seco até o período de Transição. Porém, as tempestades positivas, negativas e não-tempestades não se diferenciaram quanto à poluição nos períodos Seco e de Transição (distribuição de aerossóis semelhantes), sugerindo a não contribuição do efeito dos aerossóis em diminuir o processo de colisão-coalescência na porção quente da nuvem, o que permitiria a presença de maior conteúdo de água líquida na fase mista e conseqüente maior eletrificação. Por outro lado, no período Chuvoso as tempestades aconteceram durante eventos de maior concentração de aerossóis do que as não-tempestades, sugerindo a contribuição direta do efeito do aerossol na eletrificação das nuvens, sendo maior nas tempestades positivas desse período. Williams et al. (2002) e Cifelli et al. (2002) observaram que, durante a estação chuvosa em Rondônia (Janeiro a Março), os sistemas convectivos mais eletrificados aconteceram em ambientes relativamente mais poluídos e na fase de interrupção da monção Amazônica, enquanto que sistemas menos eletrificados e com características mais estratiformes aconteceram durante a fase ativa da monção Amazônica e ambiente mais limpo. Entretanto, as características mais convectivas e estratiformes, respectivamente, das fases inativa e ativa da monção estão associadas à não-presença e à presença da ZCAS, ou seja, ao efeito de grande-escala que “lava” a atmosfera durante a fase ativa, diminuindo a concentração de aerossóis em um ambiente já propício a sistemas convectivos menos intensos (Petersen e Rutledge, 2001;

Albrecht, 2004). Assim, o efeito do aerossol na eletrificação das tempestades proposto por Williams et al. (2002) não aparenta ser a principal causa de intensificação dos sistemas convectivos tanto na estação seca como na chuvosa, onde a termodinâmica e grande-escala explicam o maior desenvolvimento vertical das nuvens.

As simulações de nuvens eletrificadas realizadas com o modelo 1D foram importantes ferramentas de investigação das hipóteses levantadas no Capítulo 3. Os estudos dos impactos da estrutura termodinâmica de pastagem e floresta e da poluição das estações seca e chuvosa mostraram que a quantidade e a densidade das partículas de gelo produzidas variaram de acordo com as condições ambientais impostas pela temperatura e umidade, e com a eficiência de auto-conversão de gotículas de nuvem em gotas de chuva. Quando uma nuvem é formada em uma atmosfera de camada limite planetária mais profunda como das regiões de pastagem, as correntes ascendentes produzidas são mais intensas, adveitando grandes quantidade de vapor d'água, água de nuvem e chuva, que catalisam a produção de gelo. Em especial, quando a atmosfera é relativamente menos poluída, a produção de chuva é ligeiramente maior devido à moderada eficiência de auto-conversão de gotículas em gotas de chuva, o que leva gotículas maiores a serem congeladas acima da isoterma de 0°C formando granizo, enquanto que a baixa eficiência de conversão de água de nuvem em chuva em um caso poluído gera gotículas menores que ao congelarem formam maiores quantidade de *graupel*, que são menores e menos densos que o granizo. Como consequência, a magnitude da transferência de cargas é prejudicada no caso mais poluído e a eletrificação menos intensa que no caso intermediário de poluição. Martins et al. (2008) encontraram efeitos semelhantes em simulações numéricas de um caso do período Seco do experimento DRYTOWET utilizando o modelo BRAMS: quando altas concentrações de CCN eram simuladas, a fase de gelo da nuvem apresentou maiores produções de gelo, especialmente de partículas menores como neve e agregados. Por outro lado, quando uma nuvem é formada em uma atmosfera de camada limite planetária menos profunda como das regiões florestadas, as correntes ascendentes são menos intensas, portanto menos água é adveetada para regiões frias e partículas de gelo menos densas são geradas, atenuando a transferência de cargas e a eletrificação das nuvens. Neste caso, se o ambiente de floresta está pouco poluído, a alta disponibilidade de vapor d'água promove um crescimento mais rápido das gotículas, aumentando a eficiência de auto-conversão de gotículas de nuvem em gotas de

chuva, e levando todo vapor disponível a ser convertido em precipitação rapidamente, formando poucas partículas de gelo, ou seja, uma não-tempestade.

O fato interessante é que as situações simuladas no Capítulo 4 e descritas acima podem ser diretamente traduzidas nos sistemas convectivos observados no Capítulo 3. As tempestades do período Seco apresentaram correntes ascendentes mais intensas, topos mais elevados e maiores quantidades de água líquida e gelo, sendo formadas em ambientes mais secos e com a altura da base da nuvem mais elevada caracterizada pela região desmatada, enquanto que as não-tempestades apresentaram menores correntes ascendentes, topos menos elevados e quantidades de água líquida e gelo muito inferiores. Ainda no caso do período Seco, a poluição observada durante as tempestades e não-tempestades não apresentou diferenças significativas. Levando em consideração o fato de que os casos de pastagem simulados se tornaram tempestade em ambos ambientes mais ou menos poluídos, sendo que a poluição modificou apenas a intensidade da eletrificação, podemos sugerir que a estrutura termodinâmica da atmosfera é o fator mais relevante para que uma nuvem se transforme em tempestade durante o período Seco.

Com o estabelecimento da estação chuvosa, as diferenças entre as áreas floresta e pastagem são desintensificadas, uma vez que as primeiras chuvas aumentam a umidade do solo e conseqüentemente o fluxo de calor latente. Portanto, a chegada da estação chuvosa diminui as diferenças entre a camada limite logo acima desses dois tipos de vegetação e, conseqüentemente, as diferenças na altura do topo dessa camada (traduzida na altura da base da nuvem). Com ambientes termodinamicamente semelhantes, a formação de nuvens deixa de acontecer preferencialmente sobre a área desmatada, e tempestades e não-tempestades são formadas sobre qualquer tipo de vegetação, porém com menor intensidade uma vez que as correntes ascendentes são desaceleradas pelas menores alturas da base da nuvem e conseqüentes maiores espessuras da camada quente que acabam diminuindo a energia convectiva disponível (CAPE). Com correntes ascendentes menos intensas, menores quantidades de água serão advectadas acima da isoterma de 0°C onde menos gelo poderá ser produzido.

Assim, um outro fator pode ser decisivo para o aumento da água disponível para formação de gelo e eletrificação das nuvens. Esse fator se mostrou ser o efeito do aerossol associado à disponibilidade de umidade, onde a baixa eficiência de conversão de gotículas

de nuvem em água de chuva foi capaz de aumentar a disponibilidade de água na região fria da nuvem simulada em um ambiente característico de floresta e da estação chuvosa, tornando possível a eletrificação da mesma. Comparando com as observações dos sistemas convectivos da estação chuvosa estudados nesta tese (Capítulo 3), verificamos que a variável que mais apresentou diferenças entre as tempestades e não-tempestades do período Chuvoso foi a concentração total e distribuição de tamanho dos aerossóis, sendo que as tempestades ocorreram em situações mais poluídas do que as não-tempestades. Como o efeito do aumento do número de aerossóis é diminuir a eficiência de colisão-coalescência entre as gotículas de nuvem e conseqüentemente diminuir a conversão desse hidrometeoro em gotas de chuva, esse efeito deixa mais água disponível na região acima de $T = 0^{\circ}\text{C}$ para a produção de gelo e eletrificação da nuvem. Assim, o efeito dos aerossóis pode ser um fator determinante para a eletrificação e produção de descargas elétricas durante a estação chuvosa, uma vez que neste período existe umidade suficiente.

Neste contexto, as tempestades positivas demonstraram características de convecção muito mais intensa durante todos os períodos analisados no Capítulo 3, especialmente durante o período Seco. A convecção mais intensa das tempestades positivas do período Seco sugere ser um efeito direto do desmatamento da região Amazônica que afeta diretamente a estrutura termodinâmica da atmosfera e aumenta a altura da base das nuvens. Essa diferença na partição de calor sensível e latente entre a floresta e pastagem gera circulações de meso-escala com convergência em baixos níveis sobre as áreas desmatadas, que acabam servindo como forçante para a quebra da inibição da convecção dada pela estabilidade da baixa troposfera, gerando convecções “explosivas” com alta produção de granizo, característica que vem sendo apontada como o principal ingrediente para a formação de tripolos invertidos (Lang e Rutledge, 2004; Wiens et al., 2005) e conseqüente produção de +CGs.

Assim, respondendo resumidamente às perguntas formuladas no Capítulo 1 temos:

1. *Quais são as características das nuvens na Amazônia e como elas se tornam tempestades (nuvens eletrificadas com produção de raios)?* As nuvens da Amazônia possuem características de convecção continental e marítima durante a estação chuvosa associadas às oscilações intra-sazonais de monção, enquanto que as nuvens da estação seca possuem características continentais extremas, sendo em geral cumulus rasos (não-tempestades) ou tempestades explosivas. Os fatores que levam uma nuvem a

se tornar tempestade são aqueles envolvidos na formação e desenvolvimento da fase mista e fria das nuvem, os quais se apresentaram ser diferentes durante as estações chuvosa e seca. No caso da estação seca a substituição da vegetação nativa por áreas de pastagem e a topografia mais elevada mostraram ser os fatores de iniciação das tempestades, enquanto que na estação chuvosa esses fatores foram o regime de ventos ditado pela grande-escala e um possível efeito dos aerossóis.

2. *Como a grande-escala pode influenciar na formação das tempestades?* A grande-escala tem um papel fundamental na formação de tempestades no sudoeste da Amazônia: durante a estação seca, a baixa umidade atmosférica resulta em ambientes termodinâmicos condicionalmente instáveis à convecção explosiva quando a inibição da convecção é vencida por forçantes de baixos níveis; já durante a estação chuvosa, o desenvolvimento de tempestades é facilitado pela alta disponibilidade de umidade, sendo que sua intensidade é ser controlada pelas fases ativa (baixa atividade elétrica devido à presença da ZCAS) e inativa (alta atividade elétrica devido à ausência da ZCAS) da monção.
3. *Como a estrutura termodinâmica da atmosfera pode afetar a cinemática e a microfísica das tempestades, modificando a distribuição de cargas elétricas?* A estrutura termodinâmica da atmosfera regula a intensidade das correntes ascendentes através da energia disponível para convecção (CAPE), da energia de inibição da convecção (CINE) e da espessura da camada quente (ECQ), determinada pela altura da base da nuvem. Quando forçantes de baixos níveis superam a CINE, as nuvens formadas em ambientes com nível de condensação por levantamento elevados proporcionam um melhor processamento da CAPE, devido à menor diluição do empuxo na região da ECQ, resultando em correntes ascendentes mais intensas e maior formação de gelo, ingrediente indispensável para a eletrificação das nuvens. Este é um cenário típico da estação seca.
4. *Qual é a importância da topografia da região como forçante de iniciação dos sistemas precipitantes e qual sua influência na eletrificação das nuvens?* Durante a estação seca, a topografia mais elevada da região central do estado de Rondônia e de orientação noroeste-sudeste se mostraram importantes para o levantamento de par-

celas de ar e o rompimento da inibição da convecção (CINE). Logo, as nuvens que se tornaram tempestades foram iniciadas em topografias um pouco mais elevadas, dando condições para o aumento das correntes ascendentes e formação de gelo para a transferência de cargas elétricas.

5. *Qual o papel do desmatamento na distribuição da nebulosidade, estrutura e eletrificação das tempestades?* O papel do desmatamento foi de uma forçante de baixos níveis para a iniciação de tempestades e de modificação da estrutura termodinâmica da atmosfera durante a estação seca. Nesse período, a baixa disponibilidade de chuvas e umidade diminuiu drasticamente a evapotranspiração das áreas de pastagem, que por sua vez aumenta o aquecimento por calor sensível e a turbulência da camada de mistura. A maior turbulência eleva a altura da base da nuvem, levando ao efeito de convecção explosiva associada à menor ECQ. O aquecimento diferencial entre a floresta e pastagem na configuração atual do mapa de vegetação do estado de Rondônia gera circulações de meso-escala com movimentos ascendentes sobre as áreas desmatadas, servindo como forçante de baixos níveis para a iniciação de tempestades.
6. *Como a poluição gerada pelas queimadas pode modificar a microfísica da precipitação das nuvens, afetando a produção de gelo e conseqüentemente os processos de separação de cargas elétricas?* Na presença de alta disponibilidade de umidade, como no caso da estação chuvosa, o efeito dos aerossóis através do aumento da poluição atmosférica pode influenciar na formação de tempestades. Neste caso, a inibição da fase quente da nuvem, através do atraso do processo de colisão-coalescência devido à um maior número de núcleos de condensação de nuvem competindo pelo vapor d'água, permite que as correntes ascendentes advectam mais água e vapor para a região de fase mista e quente, ativando a formação de gelo e conseqüente eletrificação das nuvens. Já no caso da estação seca, este efeito não se observa pois a pouca disponibilidade de umidade não é capaz de alterar o efeito da supressão da fase quente da precipitação.

Baseado nas respostas acima, a Figura 5.1 resume as hipóteses e características das tempestades e não-tempestades das estações seca e chuvosa, respectivamente, do sudoeste da Amazônia encontradas nesta tese.

Figura 5.1: Formação de tempestades e não-tempestades. **Estação Seca (Setembro-Outubro):** a atmosfera dessa região é extremamente poluída e as nuvens formadas sobre áreas de pastagem tem o nível de condensação por levantamento (NCL - altura da base da nuvem) mais alto que as nuvens formadas sobre regiões de floresta (efeito do desmatamento). As correntes ascendentes são mais intensas nas nuvens formadas sobre a pastagem, onde o entranhamento é enfraquecido pela menor espessura da camada quente ($ECQ = h_{T=0^{\circ}C} - h_{NCL}$) e a energia disponível para convecção (CAPE) pode ser melhor aproveitada, formando grandes quantidades de granizo e o seu carregamento positivo, ou seja, uma *tempestade positiva*. Na floresta o NCL é mais baixo, as correntes ascendentes são mais diluídas pelo entranhamento, enfraquecendo a produção de granizo e a eletrificação, formando um tripolo normal, ou seja, uma *tempestade negativa*. **Estação Chuvosa (Novembro-Março):** a altura da base da nuvem não é muito diferente entre as regiões de floresta e pastagem e a poluição varia entre casos mais limpos e mais poluídos. As nuvens que se formam em ambientes limpos terão o processo de colisão-coalescência acelerado pela maior disponibilidade de vapor para um número menor de gotículas, suprimindo a fase de gelo e a eletrificação, formando uma *não-tempestade*. Em ambientes um pouco mais poluídos, um número maior de gotículas menores é formado, suprimindo a fase quente e disponibilizando água para a fase fria, onde *graupel* e granizo são formados, produzindo uma *tempestade negativa*.

5.2 Sugestões para trabalhos futuros

Este trabalho apresentou importantes resultados sobre a eletrificação das nuvens da Amazônia e os processos físicos e dinâmicos do desenvolvimento de tempestades, graças à base de dados com alta resolução temporal e espacial coletada durante o experimento DRYTOWET. Assim, é essencial que mais campanhas intensivas de coleta de dados como essa aconteçam com o intuito de agregar mais conhecimento sobre a interação entre os processos que vão desde a grande-escala até a microfísica das nuvens. No caso específico da eletrificação das nuvens na Amazônia, a rede de sensores de detecção de descargas do tipo nuvem-solo dever ser ampliada para toda a região, o que poderia realçar as diferenças entre os sistemas convectivos já conhecidos que atuam desde a costa do Atlântico até o oeste da Amazônia. Além disso, experimentos de campo voltados à esse assunto devem ser realizados em Rondônia e outras regiões da Amazônia a fim de mapear melhor o impacto do desmatamento na precipitação da região. Dois importantes instrumentos a serem considerados nesses experimentos são balões de sondagem de campo elétrico e sensores de detecção de descargas tri-dimensionais, que fornecem um detalhamento das estruturas de cargas e tipos de descargas geradas pelas tempestades.

Apesar da fase de gelo da nuvem ser a responsável pela eletrificação das nuvens, não existem trabalhos na literatura que estudem qual o impacto da forma dos hidrometeoros de gelo na transferência de cargas durante as colisões do processo não-indutivo. Neste mesmo contexto, pouca atenção é dada aos núcleos de condensação de gotículas de nuvem e gelo que podem afetar a forma dos hidrometeoros, e também a concentração durante a estação seca que é caracterizada pelo aumento da poluição atmosférica. Os núcleos de condensação também afetam esses hidrometeoros na escala molecular, podendo gerar estruturas favoráveis à exposição de certo tipos de ânions e cátions que influenciariam na polaridade da carga transferida durante a colisão entre duas partículas de gelo (Jungwirth et al., 2005). Assim, experimentos em laboratório sobre a transferência de cargas elétricas através dos processo não-indutivos devem ser retomadas, expandindo esses experimentos para situações encontradas na natureza como partículas nucleadas com núcleos de condensação observados na natureza e câmaras frias que possibilitem a variação da pressão atmosférica, uma vez que todos os experimentos da literatura utilizaram câmaras com pressão constante da superfície. Neste sentido, medidas dos núcleos de condensação de gelo

encontradas na Amazônia e também do espectro dos hidrometeoros congelados também é uma importante observação ausente na literatura.

Enquanto as sugestões acima envolvem um custo financeiro e de tempo elevados, os modelos numéricos são ótimas ferramentas que não envolvem, em geral, esses custos. Assim, a investigação da eletrificação das tempestades pode ser feita inserindo parametrizações de transferência de cargas e raios, como foi o caso deste trabalho. Alguns modelos tri-dimensionais já possuem essas parametrizações possibilitando a simulação de casos mais complexos como sistemas convectivos de meso-escala e tempestades severas (Mansell et al., 2005; Barthe e Pinty, 2007). Entretanto, todos esses modelos (mesmo os uni e bi-dimensionais) possuem parametrização de microfísica grossa. Como as interações entre os hidrometeoros, desde sua nucleação por núcleos de condensação até a sua precipitação, são muito importantes para os processos de transferência de cargas, um grande avanço seria um modelo de microfísica explícita (comumente conhecidos como modelos *bin*) com parametrizações de eletrificação. Neste caso, a hipótese do aerossol poderia ser melhor estudada, uma vez que os fatores de conversão entre gotículas de nuvem e gotas de chuva utilizados neste trabalho não são suficientes para caracterizar o impacto dos aerossóis na distribuição de hidrometeoros. Vale ressaltar que recentes estudos mostraram que o tamanho dos aerossóis são determinantes para o espectro final de CCNs e gotículas nucleadas, muito menos que a composição química dos mesmos (Dusek et al., 2006), tornando os modelo *bin* representativos do processo de nucleação. Além disso, a partir da discretização de tamanho adequada de todos os hidrometeoros, os processos de transferência de cargas poderão ser aprimorados e a eletrificação das nuvens poderá ser melhor parametrizada.

Outro trabalho importante a ser realizado é investigação da eletrificação das tempestades em grandes centros urbanos. Autores como Steiger et al. (2002) e Naccarato et al. (2003) apontaram um aumento do número total de descargas do tipo nuvem-solo em grandes cidades como Houston, nos Estados Unidos, e São Paulo no Brasil, respectivamente. Ao contrário do caso da estação seca estudado nesta tese, o aumento das descargas foi preferencialmente de polaridade negativa ($-CGs$). Essas duas grandes cidades possuem características semelhantes quanto à grande poluição urbana por indústrias e automóveis, intenso aquecimento devido à grande área de concreto e asfalto, e a proximidade com o litoral, que as tornam influenciadas pela intrusão de umidade transportadas pelas brisas

marítimas. Steiger et al. (2002) e Naccarato et al. (2003) apontaram estes três fatores como possíveis mecanismos de formação de tempestades, ou seja, o efeito dos aerossóis (em suprimir a fase quente da nuvem e intensificar a formação de gelo), e o efeito de ilha de calor urbana associada à brisa marítima (fornecendo grandes movimentos ascendentes e umidade para a formação de tempestades). Entretanto, Morales et al. (2007) mostraram que a alta densidade de CGs sobre a cidade de São Paulo é consequência da junção entre a grande e meso escalas, associada ao escoamento de ventos de noroeste ao longo do estado de São Paulo e sua convergência com a brisa marítima sobre a cidade. Logo, um estudo mais detalhado sobre os mecanismos de formação de tempestades e eletrificação das nuvens em centros urbanos deve ser realizado, ajudando na previsão de tempo a curto prazo e proteção das densas redes de transmissão de energia elétrica dessas localidades.

Referências Bibliográficas

- Achard F., Eva H. D., H.-J. Stibig, Mayaux P., Gallego J., Richards T., Malingreau J.-P.,
Determination of deforestation rates of the world's humid tropical forests, *Science*, 2002,
vol. 297, p. 999
- Albrecht R. I., Características microfísicas da precipitação convectiva e estratiforme asso-
ciadas à oscilação intrasazonal no sudoeste da Amazônia, São Paulo: Universidade de
São Paulo, 2004, Dissertação de Mestrado, 133 p.
- Amburn S., Wolf P., , 1996 in 18th Conf. on Severe Local Storms. Vil density as a hail
indicator. Amer. Meteor. Soc. São Francisco, CA, EUA
- Andreae M. O., Artaxo P., co-autores Biogeochemical cycling of carbon, water, energy,
trace gases, and aerosols in Amazonia: The LBA-EUSTACH experiments, *J. Geophys.
Res.*, 2002, vol. 107, p. 8066
- Andreae M. O., Rosenfeld D., Artaxo P., Costa A. A., Frank G. P., Longo K. M., Silva
Dias M. A. F., Smoking rain clouds over the Amazon, *Science*, 2004, vol. 303, p. 1337
- Aravéquia J. A., Herdies D. L., Sapucci L. F., Souza R. V. A., Ferreira S. H. S., Gonçalves
L. G. G., Reanálise regional 2000-2004 sobre a América do Sul com o modelo RPAS/ETA:
Descrição do experimento e dos produtos derivados, Submetido à Revista Brasileira de
Meteorologia, 2007
- Avila E. E., Caranti G., Castellano N., e C. Saunders Laboratory studies of the influence
of cloud droplet size on charge transfer during crystal-graupel collisions, *J. Geophys.
Res.*, 1998, vol. 103, p. 8985

- Avila E. E., Pereyra R. G., Charge transfer during crystal-graupel collisions for two different cloud droplet size distribution, *Geophys. Res. Lett.*, 2000, vol. 27, p. 3837
- Baidya Roy S., Avissar R., Impact of land use/land cover change on regional hydrometeorology in Amazonia, *J. Geophys. Res.*, 2002, vol. 107, p. 8037
- Baker M. B., Dash J. D., The influence of diffusional growth rates on the charge transfer accompanying recoupling collisions between ice crystals and hailstones, *Quart. J. Royal Meteor. Soc.*, 1987, vol. 113, p. 1193
- Baker M. B., Dash J. D., Mechanism of charge transfer between colliding ice particles in thunderstorms, *J. Geophys. Res.*, 1994, vol. 99, p. 10621
- Barthe C., Pinty J.-P., Simulation of a supercellular storm using a three-dimensional mesoscale model with an explicit lightning flash scheme, *J. Geophys. Res.*, 2007, vol. 112
- Barthe C., Pinty J.-P., Mari C., Lightning-produced NO_x in an explicit electrical scheme tested in a Stratosphere-Troposphere Experiment: Radiation, Aerosols, and Ozone case study, *J. Geophys. Res.*, 2007, vol. 112
- Biazeto B., Impacto da precipitação no ciclo de assimilação em modelos de mesoescala, São Paulo: Universidade de São Paulo, 2007, Dissertação de Mestrado, 118 p.
- Blakeslee R. J., Bailey J. C., Koshak W. J., Pinto Jr. O., , 1999 in *Proceedings of Fall Meeting The rondonia lightning detection network: network description, data analysis, science objectives, and first results*. American Geophysical Union São Francisco, CA, EUA
- Bolton D., The computation of the equivalent potential temperature, *Mon. Wea. Rev.*, 1980, vol. 108, p. 1046
- Brook M. M., Nakano M., Krehbiel P., Takeuti R., The electrical structure of Hokuriku winter thunderstorms, *J. Geophys. Res.*, 1982, vol. 87, p. 1207
- Brooks I. M., Saunders C. P. R., Mitzeva R. P., Peck S. L., The effect on thunderstorm charging of the rate of rime accretion by graupel, *Atmos. Res.*, 1997, vol. 43, p. 277

- Buser O., Aufdermaur A. N., Electrification by collisions of ice particles on ice or metal targets, In *Electrical Processes in Atmospheres*. Eds. H. Dolezalek and R. Reiter Darmstadt, Germany, 1977, 294
- Carey L. D., Buffalo K. M., Environmental control of cloud-to-ground lightning polarity in severe storms, *Mon. Wea. Rev.*, 2007, vol. 135, p. 1327
- Carey L. D., Rutledge S. A., Electrical and multiparameter radar observations of a severe hailstorm, *J. Geophys. Res.*, 1998, vol. 103, p. 13979
- Cheng S.-H., Sun W.-Y., An explicit one-dimensional time-dependent tilting cloud model, *J. Atmos. Sci.*, 2004, vol. 61, p. 2797
- Chiu C. S., Klett J. D., Convective electrification of clouds, *J. Geophys. Res.*, 1976, vol. 81, p. 1111
- Cifelli R., Petersen W. A., Carey L. D., Rutledge S. A., Silva Dias M. A. F., Radar observations of the kinematics, microphysical, and precipitation characteristics of two MCSs in TRMM LBA, *J. Geophys. Res.*, 2002, vol. 107, p. 8077
- Cohen J. C. P., Silva Dias M. A. F., Nobre C. A., Aspectos climatológicos das linhas de instabilidade na Amazônia, *Climanálise - Boletim de Monitoramento e Análise Climática*, 1989, vol. 4, p. 34
- Cohen J. C. P., Silva Dias M. A. F., Nobre C. A., Environmental conditions associated with Amazonian squall lines: A case study, *Mon. Wea. Rev.*, 1995, vol. 123, p. 3163
- Cummins K. L., Murphy M. J., Bardo E. A., Hiscox W. L., Pyle R. B., Pifer A. E., A combined TOA/MDF technology upgrade of the U.S. National Lightning Detection Network, *J. Geophys. Res.*, 1998, vol. 103, p. 9035
- Curran E. B., Rust W. D., Positive ground flashes produced by low precipitation thunderstorms in Oklahoma, *Mon. Wea. Rev.*, 1992, vol. 120, p. 544
- D'Almeida C., Vorosmarty C. J., Hurtt G. C., Marengo J. A., Dingman S. L., Keim B. D., The effects of deforestation on the hydrological cycle in Amazonia: a review on scale and resolution, *Int. J. Climatol.*, 2007, vol. 27, p. 633

- Doswell III C. A., Rasmussen E. N., The effect of neglecting the virtual temperature correction on CAPE calculations, *Weather and Forecasting*, 1994, vol. 9, p. 625
- Dusek U., Frank G. P., Hildebrandt L., Curtius J., Schneider J., Walter S., Chand D., Drewnick F., Hings S., Jung D., Borrmann S., Andreae M. O., Size Matters More Than Chemistry for Cloud-Nucleating Ability of Aerosol Particles, *Science*, 2006, vol. 312, p. 1375
- Ely B. L., Orville R. E., High percentage of positive lightning along the USA west coast, *Geophys. Res. Lett.*, 2005, vol. 32, p. L09815
- Faraday M., Note on regelation, *Proc. Roy. Soc. London*, 1860, vol. 10, p. 440
- Fernandes W. A., Pinto I., Pinto Jr. O., Longo K., Freitas S. R., New findings about the influence of smoke from fires on the cloud-to-ground lightning characteristics in the Amazon region, *Geophys. Res. Lett.*, 2006, vol. 33, p. L20810
- Ferrier B. S., A double-moment multiple-phase four-class bulk ice scheme. Part I: Description., *J. Atmos. Sci.*, 1994, vol. 51, p. 249
- Ferrier B. S., Houze R. A., One-Dimensional time-dependent cumulonimbus convection, *J. Atmos. Sci.*, 1989, vol. 43
- Fierro A., Leslie L. M., Mansell E. R., Straka J., MacGorman D., Ziegler C., , 2007 in *Proc. International Conference on Atmospheric Electricity High-resolution simulations of the electrification and lightning in a hurricane-like vortex and in a toga coare oceanic squall line*. Beijing, China
- Figueiroa S. N., Nobre C. A., Precipitations distribution over Central and Western Tropical South America, *Climanálise - Boletim de Monitoramento e Análise Climática*, 1990, vol. 5, p. 36
- Fisch G., Tota J., Machado L. A. T., Silva Dias M. A. F., Lyra R. F. F., Nobre C. A., Dolman A. J., Gash J. H. C., The convective boundary layer over pasture and forest in Amazonia, *Theor. and Appl. Climatology*, 2004, vol. 78, p. 47
- Fletcher N. H., Surface structure of water and ice, *Philos. Mag.*, 1962, vol. 7, p. 255

- Fletcher N. H., Surface structure of water and ice, 2, A revised model, *Philos. Mag.*, 1969, vol. 18, p. 1287
- Frediani M. E. B., Morales C. A., , 2008 in *Proc. International Conference on Clouds and Precipitation Description of the cloud hydrometeors observed in the amazon region during the wet and dry season*. Cancun, Mexico
- Gandu A. W., Silva Dias P. L., Impact of tropical heat sources on the South American tropospheric upper circulation and subsidence, *J. Geophys. Res.*, 1998, vol. 103, p. 6001
- Gevaerd R., Freitas S. R., Estimativa operacional da umidade do solo para iniciação de modelos de previsão numérica da atmosfera. Parte I: Descrição da metodologia e validação., *Rev. Bras. Met.*, 2006, vol. 21, p. 1
- Gevaerd R., Freitas S. R., Longo M., Moreira D. S., Silva Dias M. A. F., Silva Dias P. L., Estimativa operacional da umidade do solo para iniciação de modelos de previsão numérica da atmosfera. Parte II: Impacto da umidade de solo e da parametrização de cumulus na simulação de uma linha seca., *Rev. Bras. Met.*, 2006, vol. 21, p. 74
- Gish O. H., Evaluation and interpretation of the columnar resistance of the atmosphere, *Terr. Magn. Atmos. Elec.*, 1944, vol. 49, p. 159
- Greco S., Swap R., Garstand M., Ulanski S., Shipham M., Harriss R. C., Talbot R., Andreae M. O., Artaxo P., Rainfall and surface kinematic conditions over central Amazonia during ABLE 2B, *J. Geophys. Res.*, 1990, vol. 95, p. 17001
- Grimm A., Silva Dias P. L., Use of barotropic models in the study of the extratropical response to tropical heat-sources, *J. Atmos. Sci.*, 1995, vol. 52, p. 3538
- Hallet J., Mossop S. C., Production of secondary ice particles during rimming process, *Nature*, 1974, vol. 249, p. 26
- Helsdon J. H., Wu G., Farley R. D., An intracloud lightning parametrization scheme for a storm electrification model, *J. Geophys. Res.*, 1992, vol. 97, p. 5865
- Heymsfield A. J., Cirrus uncinus generating cells and the evolution of cirriform clouds. Part III: Numerical computations of the growth of the ice phase, *J. Atmos. Sci.*, 1975, vol. 32, p. 820

- Hsie E., Farley R., Orville H., Numerical simulation of ice-phase convective cloud seeding, *J. Appl. Meteor.*, 1980, vol. 19, p. 950
- Hutyra L. R., Munger J. W., Nobre C. A., Saleska S. R., Vieira S. A., Wofsy S. C., Climatic variability and vegetation vulnerability in Amazonia, *Geophys. Res. Lett.*, 2005, vol. 32, p. L24712
- Illigworth A. J., Latham J., Calculations of electric field growth, field structure, and charge distributions in thunderstorms, *Quart. J. Royal Meteor. Soc.*, 1977, vol. 103, p. 277
- Jayaratne E. R., Saunders C. P. R., Thunderstorm electrification: The effect of cloud droplets, *J. Geophys. Res.*, 1985, vol. 90, p. 13063
- Jayaratne E. R., Saunders C. P. R., Hallett J., Laboratory studies of the charging of soft hail during ice crystals interactions, *Quart. J. Royal Meteor. Soc.*, 1983, vol. 109, p. 609
- Jungwirth P., Rosenfeld D., Buch V., A possible new molecular mechanism of thundercloud electrification, *Atmos. Res.*, 2005, vol. 76, p. 190
- Kasemir H. W., A contribution to the electrostatic theory of a lightning discharge, *J. Geophys. Res.*, 1960, vol. 65, p. 1873
- Keith W. D., Saunders C. P. R., Further laboratory study of the charging of graupel during ice-crystals interactions, *Atmos. Res.*, 1990, vol. 25, p. 445
- Kessler E., On the distribution and continuity of water substance in Atmospheric Circulations. *Meteor. Monogr. Boston*, 1969, 84
- Krehbiel P. R., Brook M., MacCrory R. A., An analysis of the charge structure of lightning discharges to ground, *J. Geophys. Res.*, 1979, vol. 84, p. 2432
- Lang T. J., Rutledge S. A., Relationships between convective storm kinematics, precipitation, and lightning, *Mon. Wea. Rev.*, 2002, vol. 130, p. 2492
- Lang T. J., Rutledge S. A., Origins of positive cloud-to-ground lightning in the stratiform region of a mesoscale convective system, *Geophys. Res. Lett.*, 2004, vol. 31

- Laurent H., Arai N., Fomin B., Machado L. A. T., Gondim M., Extração do Vento Utilizando Imagens de Satélites no CPTEC: Nova Versão e Avaliação com Dados do WETAMC/LBA e Dados Operacionais da DSA/CPTEC, *Rev. Bras. Met.*, 2002, vol. 17, p. 113
- Levin Z., A refined charge distribution in a stochastic electrical model of an infinite cloud, *J. Atmos. Sci.*, 1976, vol. 33, p. 1756
- Lin Y. L., Farley R. D., Orville H. D., Bulk parametrization of the snow field in a cloud model, *J. Climate Appl. Meteor.*, 1983, vol. 22, p. 1065
- Lyons W. A., Nelson T. E., Williams E. R., Cramer J. A., Turner T. R., Enhanced positive cloud-to-ground lightning in thunderstorms ingesting smoke from fires, *Science*, 1998, vol. 282, p. 77
- MacGorman D. R., Rust W. D., The electrical nature of storms. Oxford University Press New York, 1998, 422 p.
- MacGorman D. R., Rust W. D., Krehbiel P., Burning E., Wiens K., The electrical structure of two supercell storms during STEPS, *Mon. Wea. Rev.*, 2005, vol. 133, p. 2583
- MacGorman D. R., Straka J. M., Ziegler C. L., A lightning parametrization for numerical cloud models, *J. Appl. Meteor.*, 2001, vol. 40, p. 459
- Machado L. A. T., Laurent H., The convective system area expansion over amazonia and its relationships with convective system life duration and high-level wind divergence, *Mon. Wea. Rev.*, 2004, vol. 132, p. 714
- Machado L. A. T., Laurent H., Lima A. A., Diurnal march of the convection observed during the TRMM-WETAMC/LBA, *J. Geophys. Res.*, 2002, vol. 107, p. 8054
- Machado L. A. T., Rossow W., Guedes R. L., Walker A., Life Cycle Variations Of Mesoscale Convective Systems Over The Americas, *Mon. Wea. Rev.*, 1998, vol. 126, p. 1630
- Mansell E. R., MacGorman D. R., Ziegler C. L., Straka J. M., Simulated three-dimensional branched lightning in a numerical thunderstorm model, *J. Geophys. Res.*, 2002, vol. 107, p. 4075

- Mansell E. R., MacGorman D. R., Ziegler C. L., Straka J. M., Charge structure and lightning sensitivity in a simulated multicell thunderstorm, *J. Geophys. Res.*, 2005, vol. 110, p. D12101
- Marengo J. A., Miller J. R., Russel G. L., Rosenzweig C. E., Abramopoulos F., Calculations of river runoff in the GISS GCM: impact on the new land surface parameterisation and runoff routing model on the hydrology of the Amazon River, *Climate Dynamics*, 1994, vol. 10, p. 349
- Marshall B. J. P., Latham J., Saunders C. P. R., A laboratory study of charge transfer accompanying the collision of ice crystals with a simulated hailstone, *Quart. J. Royal Meteor. Soc.*, 1978, vol. 104, p. 163
- Marshall T. C., McCarthy M. P., Rust W. D., Electric field magnitudes and lightning initiation in thunderstorms, *J. Geophys. Res.*, 1995, vol. 100, p. 7097
- Marshall T. C., Rust W. D., Electric field soundings through thunderstorms, *J. Geophys. Res.*, 1991, vol. 96, p. 22297
- Martins J., Silva Dias M. A. F., Gonçalves F., Impact of biomass burning aerosols on precipitation in the Amazon: A modeling case study, Aceito para publicação na *J. Geophys. Res.*, 2008
- Mathon V., Laurent H., Life cycle of the Sahelian mesoscale convective cloud systems, *Quart. J. Royal Meteor. Soc.*, 2001, vol. 127, p. 377
- Meyers M. P., DeMott P. J., Cotton W. R., New primary ice-nucleation parametrizations in an explicit cloud model, *J. Appl. Meteor.*, 1992, vol. 31, p. 708
- Milan M., Amen F., Venema V., Battaglia A., Simmer C., , 2005 in *Anais da 32nd Conference on Radar Meteorology Physical initiation to incorporate radar precipitation data into a numerical weather prediction model. American Meteorological Society Albuquerque, NM, EUA*
- Mitzeva R., Latam J., Petrova S., A comparative modeling study of the early electrical development of maritime and continental thunderstorms, *Atmos. Res.*, 2006, vol. 82, p. 26

- Morales C. A., Machado L. A. T., Silva Dias M. A. F., Amorim W., Frediani M. E. B., Albrecht R. I., , 2004 in Anais do XIII Congresso Brasileiro de Meteorologia Characteristics of the precipitating systems during the 2002 dry-to-wet field campaign in the amazon region. Sociedade Brasileira de Meteorologia Fortaleza
- Morales C. A., Rocha R. P., Bombardi R. J., , 2007 in Proceedings of X SIPDAT International Symposium on Lightning Protection The main meteorological characteristic contributing to the thunderstorms development over the city of são paulo in brazil. November 26-30, Foz do Iguaçu, Brazil
- Murray N. D., Orville R. E., Huffines G. R., Effect of pollution from Central American fires on cloud-to-ground lightning in May 1998, *Geophys. Res. Lett.*, 2000, vol. 27, p. 2249
- Naccarato K. P., Pinto O., Pinto I., Evidence of thermal and aerosol effects on the cloud-to-ground lightning density and polarity over large urban areas of Southeastern Brazil, *Geophys. Res. Lett.*, 2003, vol. 30, p. 1674
- Negri A. J., Adler R. F., Xu L., Surratt J., The impact of Amazonian deforestation on dry season rainfall, *J. Climate*, 2004, vol. 17, p. 1306
- Orville H. D., Chengshu W., Kopp F. J., A simplified concept of hygroscopic seeding, *J. Weather Modif.*, 1999, vol. 30, p. 7
- Oyama M. D., Nobre C. A., A new climate-vegetation equilibrium state for Tropical South America, *Geophys. Res. Lett.*, 2005, vol. 23, p. 2199
- Pereyra R. G., Avila E. E., Charge transfer measurements during single ice crystal collisions with a target growing by rimming, *J. Geophys. Res.*, 2002, vol. 107, p. 4735
- Pereyra R. G., Avila E. E., Castellano N. E., A laboratory study of graupel charging, *J. Geophys. Res.*, 2000, vol. 105, p. 20803
- Petersen W. A., Multi-Scale process studies in the tropics: Results from lightning observations, Colorado State University, 1997, Tese de Doutorado, 354 p.

- Petersen W. A., Rutledge S. A., Regional variability in tropical convection: Observations from TRMM, *J. Climate*, 2001, vol. 14, p. 3566
- Pontes A. L., Análise de casos de precipitações intensas na transição entre a estação seca e chuvosa de 2002 em Rondônia, São Paulo: Universidade de São Paulo, 2006, Dissertação de Mestrado, 143 p.
- Price C., Murphy B., , 2003 in Abstracts from the meeting held in Nice, France, 6 - 11 April Positive lightning and severe weather. EGS - AGU - EUG Joint Assembly
- Pringle J. E., Orville H. D., Stechmann T. D., Numerical simulation of atmospheric electricity effects in a cloud model, *J. Geophys. Res.*, 1973, vol. 78, p. 4508
- Prins E. M., Feltz J. M., Menzel W. P., Ward D. E., An overview of GOES-8 diurnal fire and smoke results for SCAR-B and 1995 fire season in South America, *J. Geophys. Res.*, 1998, vol. 103, p. 31821
- Procópio A. S., Artaxo P., Kaufman Y. J., Renner L. A., Schafer J. S., N.Holben B., Multiyear analysis of amazonian biomass burning smoke radiative forcing of climate, *Geophys. Res. Lett.*, 2004, vol. 31
- Pruppacher H. R., Klett J. D., *Microphysics of Clouds and Precipitation*. D. Reidel, Dordrecht Holland, 1997, 714 p.
- Rabin R. M., Stadler S., Wetzel P. J., Stensrud D. J., Gregory M., Observed effects of landscape variability on convective clouds, *Bull. Am. Meteor. Soc.*, 1990, vol. 71, p. 272
- Rawlins F., A numerical study of thunderstorm electrification using a three-dimensional model incorporating ice phase, *Quart. J. Royal Meteor. Soc.*, 1982, vol. 108, p. 779
- Reynolds S. E., Brook M., Gourley M. F., Thunderstorm charge separation, *J. Meteor.*, 1957, vol. 14, p. 426
- Rickenbach T. M., Ferreira R. N., Halverson J., Herdies D. L., Silva Dias M. A. F., Modulation of convection in the southwestern Amazon basin by extratropical stationary fronts, *J. Geophys. Res.*, 2002, vol. 107, p. 8062

- Rissler J., Hygroscopic properties of biomass burning and combustion aerosol, Lund Institute of Technology, Lund, Sweden, 2003, Licentiate thesis
- Rissler J., Swietlicki E., Zhou J., Gatti L. V., Roberts G., Andreae M. O., Artaxo P., Physical properties of the sub-micrometer aerosol over the Amazon rain forest during the wet-to-dry season transition: Comparison of modeled and measured CCN concentrations, *Atmos. Chem. Phys.*, 2006, vol. 4, p. 2119
- Rissler J., Vestin A., Swietlicki E., Fisch G., Zhou J., Artaxo P., Andreae M. O., Size distribution and hygroscopic properties of aerosol particles from dry-season biomass burning in Amazonia, *Atmos. Chem. Phys.*, 2006, vol. 6, p. 471
- Rompala J. T., Blakeslee R. J., , 2008 in *Proceeding of the Third Conference on Meteorological Applications of Lightning Data Determination of a limited scope network's lightning detection efficiency*. American Meteorological Society New Orleans, LA, E.U.A.
- Rosenfeld D., TRMM observed first direct evidence of smoke from forest fires inhibiting rainfall, *Geophys. Res. Lett.*, 1999, vol. 26, p. 3105
- Rosenfeld D., Lensky I. M., Spaceborne sensed insights into precipitation formation processes in continental and maritime clouds, *Bull. Am. Meteor. Soc.*, 1998, vol. 79, p. 2457
- Rust W. D., MacGorman D. R., Possibly inverted-polarity electrical structures in thunderstorms during STEPS, *Geophys. Res. Lett.*, 2002, vol. 29, p. 1571
- Rust W. D., MacGorman D. R., Bruining E. C., Weiss S. A., Krehbiel P. R., Thomas R. J., Rison W., Hamlin T., Harlin J., Inverted polarity electrical structures in thunderstorms in the Severe Thunderstorm Electrification and Precipitation Study (STEPS), *Atmos. Res.*, 2005, vol. 76, p. 247
- Rust W. D., Marshall T. C., On abandoning the thunderstorm tripole-charge paradigm, *J. Geophys. Res.*, 1996, vol. 101, p. 23499
- Rutledge S. A., Hobbs P. V., The mesoscale and microscale structure and organization of clouds and precipitation in midlatitude cyclones. VII: A model for the seeder-feeder process in warm frontal rainbands, *J. Atmos. Sci.*, 1983, vol. 40, p. 1185

- Sampaio G., Nobre C., Costa M., Satyamurty P., Soares-Filho B., Cardoso M., Regional climate change over eastern Amazonia caused by pasture and soybean cropland expansion, *Geophys. Res. Lett.*, 2007, vol. 34, p. L17709
- Sapucci L. F., Estimativas do IWV utilizando receptores GPS em bases terrestres no Brasil: Sinergia entre a geodésia e a meteorologia, Universidade Estadual Paulista, 2005, Tese de Doutorado, 200 p.
- Saunders C. P. R., Bax-Norman H., Avila E. E., Castellano N. E., A laboratory study of the influence of ice crystal growth conditions on subsequent charge transfer in thunderstorm electrification, *Quart. J. Royal Meteor. Soc.*, 2006, vol. 130, p. 1395
- Saunders C. P. R., Keith W. D., Mitzeva R. P., The effect of liquid water on thunderstorm charging, *J. Geophys. Res.*, 1991, vol. 96, p. 11007
- Saunders C. P. R., Peck S. L., Laboratory studies of the influence of the rime accretion rate on charge transfer during crystal/graupel collisions, *J. Geophys. Res.*, 1998, vol. 103, p. 13949
- Schlesinger R. E., A three-dimensional numerical model of an isolated thunderstorm. Part I: Comparative experiments for variable ambient wind shear, *J. Atmos. Sci.*, 1978, vol. 35, p. 690
- Scott W. D., Levin Z., A stochastic electrical model of an infinite cloud: Charge generation and precipitation development, *J. Atmos. Sci.*, 1975, vol. 32, p. 1814
- Silva R. R., Werth D., Avissar R., Regional impacts of future land-cover changes on the Amazon Basin wet-season climate, *J. Climate*, 2008, vol. 21, p. 1153
- Silva Dias M. A. F., Cohen J. C. P., Gandu A. W., Interações entre nuvens, chuvas e a biosfera na Amazônia, *Acta Amazonica*, 2005, vol. 35, p. 215
- Silva Dias M. A. F., Rutledge S., co-autores Clouds and rain processes in a biosphere-atmosphere interaction context in the Amazon region, *J. Geophys. Res.*, 2002, vol. 107, p. 8072

- Silva Dias P. L., Schubert W. H., DeMaria M., Large-scale response of the tropical atmosphere to transient convection, *J. Atmos. Sci.*, 1983, vol. 40, p. 2689
- Simpson J., Halverson J. B., Ferrier B. S., Petersen W. A., Simpson R. H., Blakeslee R., Durden S. L., , *Meteorol. Atmos. Phys.*, 1998, vol. 67, p. 15
- Smith J. A., Baker M. B., Weiman J. A., Do forest fires affect lightning?, *Quart. J. Royal Meteor. Soc.*, 2003, vol. 129, p. 2651
- Smith S. B., LaDue J. G., MacGorman D. R., The relationship between cloud-to-ground lightning polarity and surface equivalent potential temperature during three tornadic outbreaks, *Mon. Wea. Rev.*, 2000, vol. 128, p. 3320
- Smith W. H. F., Sandwell D. T., Global seafloor topography from satellite altimetry and ship depth soundings, *Science*, 1997, vol. 277, p. 1957
- Solomon R., Baker M., A one-dimensional lightning parametrization, *J. Geophys. Res.*, 1996, vol. 101, p. 14983
- Steiger S. M., Orville R. E., Huffines G., Cloud-to-ground lightning characteristics over Houston, Texas: 1989-2000, *J. Geophys. Res.*, 2002, vol. 107, p. 4117
- Steiner M., Houze R. A., Yuter S. E., Climatological characterization of three-dimensional storm structure from operational radar and rain gauge data, *J. Appl. Meteor.*, 1995, vol. 34, p. 1978
- Stolzenberg M., Observations of high ground flash densities of positive lightning in summertime thunderstorms, *Mon. Wea. Rev.*, 1994, vol. 122, p. 1740
- Stolzenburg M., Rust W. D., Marshall T. C., Electrical structure in thunderstorm convective regions 2. Isolated storms, *J. Geophys. Res.*, 1998a, vol. 103, p. 14079
- Stolzenburg M., Rust W. D., Marshall T. C., Electrical structure in thunderstorm convective regions 3. Synthesis, *J. Geophys. Res.*, 1998b, vol. 103, p. 14097
- Stolzenburg M., Rust W. D., Stull B. F., Marshall T. C., Electrical structure in thunderstorm convective regions 1. Mesoscale convective systems, *J. Geophys. Res.*, 1998, vol. 103, p. 14059

- Takahashi T., Numerical simulation of warm cloud electricity, *J. Atmos. Sci.*, 1974, vol. 31, p. 2160
- Takahashi T., Rimming electrification as a charging generation mechanism in thunderstorms, *J. Atmos. Sci.*, 1978, vol. 35, p. 1536
- Takahashi T., Thunderstorm electrification: A numerical study, *J. Atmos. Sci.*, 1984, vol. 41, p. 2541
- Takahashi T., Determination of lightning origins in a thunderstorm model, *J. Meteorol. Soc. Jpn.*, 1987, vol. 65, p. 777
- Takahashi T., Miyawaki K., Reexamination of riming electrification in a wind tunnel, *J. Atmos. Sci.*, 2002, vol. 59, p. 1018
- Uman M. A., *The lightning discharge*. Academic Press, 1987, 377
- Vonnegut B., Aircraft measurements of electric field charge carried to ground through thunderstorms. *Thunderstorm Electricity*, (ch. 10). ed. H.R. Byers, Univ. Chicago Press, 1953, 231
- Vonnegut B., , 1955 in *Proc. Conf. Atmospheric Electricity No. 42 Possible mechanism for the formation of thunderstorm electricity*. pp 169–181
- Vonnegut B., Moore C. B., Semonin R. G., Bullock J. W., Staggs D. W., Bradley W. E., Effect of atmospheric space charge on initial electrification of cumulus clouds, *J. Geophys. Res.*, 1962, vol. 67, p. 3909
- Wagner P. G., Telford J. W., Cloud dynamics and an electric charge separation mechanism in convective clouds, *J. Rech. Atmos.*, 1981, vol. 15, p. 97
- Waldvogel A., The N_0 jump of raindrop spectra, *J. Atmos. Sci.*, 1974, vol. 31, p. 1068
- Wang J., Bras R. L., Elthair E. A. B., The impact of the observed deforestation on the mesoscale distribution of rainfall and clouds in Amazonia, *J. Hydrometeor.*, 2000, vol. 1, p. 267

- Wiens K. C., Rutledge S. A., Tessendorf S. A., The 29 June 2000 supercell observed during STEPS. Part II: Lightning and charge structure, *J. Atmos. Sci.*, 2005, vol. 62, p. 4151
- Williams E., The tripole structure of thunderstorms, *J. Geophys. Res.*, 1989, vol. 94, p. 13151
- Williams E., The electrification of severe storms. *Severe Convective Storms*, C. A. D. III. vol. 50 of *Meteor. Monogr.*, ed. Amer. Meteor. Soc., 2001, 527
- Williams E., Mushtak V., Rosenfeld D., Goodman S., Boccippio D., Thermodynamic conditions favorable to superlative thunderstorm updraft, mixed phase microphysics and lightning flash rate, *Atmos. Res.*, 2005, vol. 76, p. 288
- Williams E., Rosenfeld D., Madden N., Labrada C., Gerlach J., Atkinson L., , 1999 in *Proc. 11th Int. Conf. on Atm. Electricity The role of boundary layer aerosol in the vertical development of precipitation and electrification: Another look at the contrast between lightning over land and over ocean*. Gunstersville, AL pp 754–757
- Williams E., Rosenfeld D., N N. M., outros Contrasting convective regimes over the Amazon: implications for cloud electrification, *J. Geophys. Res.*, 2002, vol. 107, p. 8082
- Williams E., Zhang R., Rydock R., Mixed-phase microphysics and cloud electrification, *J. Atmos. Sci.*, 1991, vol. 48
- Yau M. K., Austin P. M., A model for hydrometeor growth and evolution of raindrop size spectra in cumulus cells, *J. Atmos. Sci.*, 1979, vol. 36, p. 655
- Zhang X., Helsdon J. H., Farley R. D., Numerical modeling of lightning-produced NO_x using an explicit lightning scheme: 1. Two-dimensional simulation as a proof of concept, *J. Geophys. Res.*, 2003, vol. 108, p. 4579
- Zhou J., Lau K.-M., Does a monsoon climate exist over South America?, 1998, vol. 11, p. 1020
- Ziegler C. L., MacGorman D. R., Observed lightning morphology relative to modeled space charge and electric field distribution in a tornadic storm, *J. Atmos. Sci.*, 1994, vol. 51, p. 833

Ziv A., Levin Z., Thundercloud electrification: Cloud growth and electrical development, J. Atmos. Sci., 1974, vol. 31, p. 1652

Apêndice

Parametrizações microfísicas do modelo 1D

O modelo 1D utilizado nesta tese de doutorado possui seis categorias de hidrometeoros mais o vapor d'água (v), sendo gotículas de nuvem (cw), gotas de chuva (r), cristais de gelo (i), flocos de neve (s), *graupel* (g) e granizo (h). O vapor d'água e os hidrometeoros interagem entre si através de condensação/evaporação/sublimação, colisão-coalescência, agregação, acreção e auto-conversões. Em alguns desses processos, parâmetros como a eficiência de coleta e densidade dos hidrometeoros são necessários para descrevê-los. Assim, as Tabelas A.1 e A.2 apresentam os valores desses parâmetros para cada um dos hidrometeoros do modelo. A seguir, as parametrizações dos processos microfísicos utilizada no modelo 1D são brevemente descritas.

Tabela A.1 - Valores da eficiência de coleta entre os hidrometeoros x e y (ε_{xy}) utilizadas nas equações de microfísica do modelo 1D. A unidade da temperatura T para é em °C.

ε_{xy}	água de nuvem ($y = cw$)	cristais de gelo ($y = i$)	neve ($y = s$)
chuva ($x = r$)	1.0	1.0	—
cristais de gelo ($x = i$)	1.0	$0.1 \exp(0.1T)$	—
neve ($x = s$)	0.3	$0.1 \exp(0.1T)$	$0.1 \exp(0.1T)$
<i>graupel</i> ($x = g$)	0.8	1.0	—
granizo ($x = h$)	0.9	1.0	—

1) *PCOND*: Condensação de vapor em gotículas de nuvem

A conversão de vapor d'água em gotículas de nuvens é dada segundo Yau e Austin (1979):

Tabela A.2 - Densidade dos hidrometeoros usada na microfísica do modelo 1D.

	ρ_x (kgm ⁻³)
água de nuvem ($x = cw$)	1000
chuva ($x = r$)	1000
neve ($x = s$)	100
<i>graupel</i> ($x = g$)	400
granizo ($x = h$)	900

$$PCOND = \frac{\rho_e(\overline{q_v} - q_{vs})}{\left(1 + \frac{L_v^2 q_{vs}}{C_p R_v T^2}\right)} \quad (\text{A.1})$$

onde $\overline{q_v}$ é a razão de mistura de vapor d'água da nuvem, q_{vs} é a razão de mistura de saturação, T é a temperatura da nuvem, L_v é o calor latente de vaporização, C_p é o calor específico do ar à pressão constante e R_v a constante do gás para o vapor d'água. Logo, haverá condensação de gotículas de nuvem quando $\overline{q_v} > q_{vs}$ e haverá evaporação das gotículas quando $\overline{q_v} < q_{vs}$.

2) *PRAUT*: Auto-conversão de gotículas de nuvem em gotas de chuva

O processo de auto-conversão de gotículas de nuvem em gotas de chuva é parametrizado de acordo com Kessler (1969):

$$PRAUT = \rho_e \propto \text{máx}\{0., (\overline{q_{cw}} - q_{cw0})\} \quad (\text{A.2})$$

onde q_{cw0} é o limite de razão de mistura para a auto-conversão e α é a taxa de conversão. Se $\overline{q_{cw}} < q_{cw0}$ não há conversão. Porém, se $\overline{q_{cw}} > q_{cw0}$ parte da água de nuvem ($\overline{q_{cw}}$) é convertida em água de chuva ($\overline{q_r}$) à uma taxa α . Em nuvens continentais (isto é, nuvens formadas em ambientes com altas concentrações de CCNs) a auto-conversão é ineficiente, enquanto que em nuvens marítimas (baixa concentração de CCNs) a auto-conversão é eficiente. Logo, valores altos de q_{cw0} e baixos de α devem ser usados para simulações de nuvens continentais, enquanto que baixo e altos valores, respectivamente, de q_{cw0} e α devem ser usados para nuvens marítimas. Baseado nas observações de Orville et al. (1999), os valores de α e q_{cw0} para esses tipos de nuvens são:

- continental: $\alpha = 0.001\text{s}^{-1}$, e $q_{cw0} = 1\text{gkg}^{-1}$
- marítima: $\alpha = 0.02\text{s}^{-1}$, e $q_{cw0} = 0.1\text{gkg}^{-1}$

3) *PREVP*: Evaporação das gotas de chuva

A evaporação das gotas de chuva é calculada segundo Lin et al. (1983):

$$PREVP = 2\pi(S_w - 1)N_{0r}K_w^{-1} \left(\frac{0.78}{\lambda_r} + 0.31N_{Schmidt}^{1/3}\Gamma(2.5 + 0.5b_r) \right) \times \left(\frac{\rho_e a_r}{\mu} \right)^{1/2} \left(\frac{P_0}{P} \right)^{0.2} \lambda^{-(2.5+0.5b_r)} \quad (\text{A.3})$$

onde ρ_e é a densidade do ar, S é a supersaturação da nuvem em relação à água líquida ($S_w = \bar{q}_v/q_{vs}$), μ é a viscosidade do ar, $N_{Schmidt}$ é o número de Schmidt, P é a pressão no interior da nuvem, P_0 é a pressão da superfície, N_{0r} e λ_r são, respectivamente, o parâmetro de interseção e o parâmetro de declínio da distribuição exponencial (equação 4.9) das gotas de chuva, e a_r e b_r são os coeficientes da velocidade terminal (equação 4.13, Tabela 4.1). O parâmetro K_w é dado por:

$$K_w = \frac{L_v}{K_a} \left(\frac{L_v}{R_v T} - 1 \right) + \frac{1}{\rho_e q_{vs} \phi} \quad (\text{A.4})$$

onde K_a é a condutividade térmica do ar e ϕ é a difusividade do vapor d'água no ar.

4) *PINT*: Nucleação primária de cristais de gelo

A nucleação de cristais de gelo segue a parametrização de Meyers et al. (1992):

$$NINT = \frac{\partial N_{i-Nucl}}{\partial z} \text{máx}\{0, w\} \quad (\text{A.5})$$

$$PINT = \rho_e^{-1} m_{i0} NINT \quad (\text{A.6})$$

$$N_{i-Nucl} = N_{i0} \exp(\alpha_i S_i - \beta_i) \quad (\text{A.7})$$

onde w é a velocidade vertical, m_{i0} é a massa inicial dos cristais de gelo ($= 10^{-12}\text{kg}$), N_{i0} é a concentração inicial ($= 10^3\text{m}^{-3}$), $\alpha_i = 0.1296$, $\beta_i = -0.639$, e SS_i é a supersaturação ambiente em relação ao gelo ($S_i = q_v/q_{si} - 1$). A nucleação ocorre somente se $T < 0^\circ\text{C}$, senão a produção é nula.

5) *PCWHFZ*: Produção de cristais de gelo por congelamento homogêneo de água de nuvem

Para temperaturas menores que -40°C , toda água de nuvem é congelada e transformada em cristais de gelo, ou seja:

$$PCWHFZ = \begin{cases} 0, & T > -40^\circ\text{C} \\ \rho_e^{-1} q_{cw}, & T \leq -40^\circ\text{C} \end{cases} \quad (\text{A.8})$$

e a produção da concentração de cristais de gelo passa a ser:

$$NCWHFZ = \frac{PCWHFZ}{m_{i0}} \quad (\text{A.9})$$

onde $m_{i0} = 10^{-12}\text{kg}$.

6) *PDEPI*: Crescimento (ou sublimação) de cristais de gelo por difusão de vapor d'água

Para $0 < T < -40^\circ\text{C}$, o crescimento de cristais de gelo por deposição de vapor d'água é dado por (Rutledge e Hobbs, 1983):

$$PDEPI = \frac{2\pi S_i N_i VENT_i}{AB_i} \quad (\text{A.10})$$

$$AB_i = \frac{L_s^2}{K_a R_v T^2} + \frac{1}{\rho q_{vis} \phi} \quad (\text{A.11})$$

onde $VENT_i$ é o efeito da ventilação associada à precipitação. Esse efeito é muito complicado (Ferrier, 1994) e foi mantido constante de valor $VENT_i = 10.38$ (Petersen, 1997).

Para $T \geq -40^\circ\text{C}$, razão de deposição de vapor d'água em cristais de gelo segue a equação A.1, porém para a razão de mistura de saturação em relação ao gelo q_{vs} e o calor latente de sublimação L_s , ou seja:

$$PDEPI = \frac{\rho_e (\bar{q}_v - q_{vs})}{\left(1 + \frac{L_s^2 q_{vs}}{C_p R_v T^2}\right)} \quad (\text{A.12})$$

7) *PxDEP*: Crescimento (ou sublimação) de neve, graupel e granizo por difusão de vapor d'água

Para $T < 0^\circ\text{C}$, o crescimento de neve, *graupel* e granizo por deposição de vapor d'água é semelhante à evaporação das gotículas de chuva A.13 (Lin et al., 1983):

$$PREVP = 2\pi(S_i - 1)N_{0x}K_i^{-1} \left(\frac{0.78}{\lambda_x} + 0.31N_{Schmidt}^{1/3} \Gamma(2.5 + 0.5b_x) \right) \times \left(\frac{\rho_e a_x}{\mu} \right)^{1/2} \left(\frac{P_0}{P} \right)^{0.2} \lambda^{-(2.5+0.5b_x)} \quad (\text{A.13})$$

onde ρ_e é a densidade do ar, S_i é a supersaturação da nuvem em relação ao gelo ($S_i = \bar{q}_v/q_{vsi}$), N_{0x} e λ_x são, respectivamente, o parâmetro de interseção e o parâmetro de declínio da distribuição exponencial (equação 4.9) dos hidrometeoros $x = s, g, h$, e a_x e b_x são os coeficientes da velocidade terminal (equação 4.13, Tabela 4.1). O parâmetro K_i é dado por:

$$K_i = \frac{L_s}{K_a} \left(\frac{L_s}{R_v T} - 1 \right) + \frac{1}{\rho_e q_{vsi} \phi} \quad (\text{A.14})$$

8) *PxAUT*: Auto-conversão de cristais de gelo em neve e de neve em *graupel*

A auto-conversão de cristais de gelo ($y = i$) em flocos de neve ($x = s$) e de flocos de neve ($y = s$) em *graupel* ($x = g$) seguem os conceitos propostos por Kessler (1969) para gotículas de nuvem (equação A.2). Logo, a agregação pode ser escrita como (Lin et al., 1983):

$$PxAUT = \alpha_{xy} \rho_e \max\{0, (\bar{q}_y - q_{y0})\} \quad (\text{A.15})$$

onde α_{xy} é a taxa de conversão do hidrometeoro y em hidrometeoro x , e q_{y0} é o limite de razão de mistura para ocorrer agregação. Os valores de q_{i0} e q_{s0} são, respectivamente, 1gkg^{-1} e 0.6gkg^{-1} .

9) *PxACW*: Produção de chuva através de colisão-coalescência de gotículas de nuvem

Uma vez formadas as gotas de chuvas, neve, *graupel* e granizo, eles colidem com as gotículas de nuvem e coalescem/acrescem. Assim coalescência/acrescimento de gotículas de nuvem ($y = cw$) pelos demais hidrometeoros ($x = r, s, g, h$) é dada por Lin et al. (1983):

$$PxACW = \frac{\pi}{4} \rho_e \overline{q_y} \varepsilon_{xy} a_x N_{0x} \frac{\Gamma(3 + b_x)}{\lambda_x^{3+b_x}} \left(\frac{P_0}{P} \right)^{0.4} \quad (\text{A.16})$$

onde a_x e b_x são os coeficientes da velocidade terminal (equação 4.13, Tabela 4.1), N_{0x} e λ_x são os parâmetros de intersecção e de forma da distribuição exponencial (equação 4.9), $\overline{q_y}$ é a razão de mistura das gotículas de nuvem ou cristais de gelo, P é a pressão no interior da nuvem, P_0 é a pressão da superfície, ρ_e é a densidade do ar, e ε_{xy} é a eficiência de coleta entre os hidrometeoros x e y . Os valores de ε_{xy} são apresentados na Tabela A.1.

No caso das gotas de chuva e do granizo, todas as gotículas coalescidas passam para as categorias de chuva e granizo, respectivamente. Já no caso da neve, *graupel* é um processo de 3 componentes, ou seja, as gotículas coalescidas podem transformar fazer com que a neve (*graupel*) permaneça na categoria neve (*graupel*) e/ou passe para a categoria *graupel* (granizo). Assim, as variáveis δ_3 e δ_4 nas equações 4.18, 4.19 e 4.20 representam a fração da massa distribuída entre as categorias neve e *graupel* (δ_3) e entre *graupel* e granizo (δ_4), disponível em Lin et al. (1983) e Rutledge e Hobbs (1983).

10) *PCIMLT*: Produção de gotículas de nuvem pelo derretimento de cristais de gelo

Para temperaturas maiores que 0°C, todos cristais de gelo são derretidos e transformados em gotículas de nuvem, ou seja:

$$PCIMLT = \begin{cases} 0, & T < 0^\circ\text{C} \\ \rho_e^{-1} q_i, & T \geq 0^\circ\text{C} \end{cases} \quad (\text{A.17})$$

11) *PxMLTEV*: Evaporação de neve, *graupel* e granizo em derretimento

Para $T \geq 0^\circ\text{C}$, a evaporação de neve, *graupel* e granizo é semelhante à evaporação das gotículas de chuva A.13 (Lin et al., 1983):

$$PxMLTEV = 2\pi(S_w - 1)N_{0x}K_w^{-1} \left(\frac{0.78}{\lambda_x} + 0.31N_{Schmidt}^{1/3} \Gamma(2.5 + 0.5b_x) \right) \times \left(\frac{\rho_e a_x}{\mu} \right)^{1/2} \left(\frac{P_0}{P} \right)^{0.2} \lambda^{-(2.5+0.5b_x)} \quad (\text{A.18})$$

onde o parâmetro K_w é dado pela equação A.4.

12) $PxWGEV$: Evaporação de graupel e granizo molhados

A evaporação de *graupel* ($x = g$) e granizo $x = h$ que se encontram em crescimento molhado, segue os princípios da evaporação do cristais de gelo $PDEPI$ (equação A.10) porém para $T \geq 0^\circ\text{C}$:

$$PxWGEV = \frac{2\pi S_w N_i VENT_x}{AB_w} \quad (\text{A.19})$$

$$AB_w = \frac{L_v^2}{K_a R_v T^2} + \frac{1}{\rho q_{vs} \phi} \quad (\text{A.20})$$

onde $VENT_x$ é o efeito da ventilação no hidrometeoro x associada à precipitação, dado por (Ferrier, 1994):

$$VENT_x = \frac{0.78}{\lambda_x^2} + 0.31 N_{Schmidt} \left(\frac{\rho_e a_x}{\mu} \right)^{1/2} \left(\frac{P_0}{P} \right)^2 \frac{\Gamma(2.5 + 0.5b_x)}{\lambda_x^{2.5+0.5b_x}} \quad (\text{A.21})$$

13) $PMxACW$: Coleta de gotículas de chuva pela neve, graupel e granizo em molhados

A coleta de gotículas de chuva pela neve, *graupel* e granizo é dada pela mesma equação de coleta de gotículas desses hidrometeoros seco, ou seja, pela equação A.16 porém ocorrendo em temperaturas maiores que 0°C .

14) $PIFW$: Conversão de água de nuvem em neve pelo processo de Bergeron

A parametrização do processo de Bergeron assume o crescimento de flocos de neve por deposição e acreção baseado em um cristal de gelo de $50\mu\text{m}$, dado por Hsie et al. (1980):

$$PIFW = N_{50} (a_1 m_{50}^{a_2} + \pi \varepsilon_{cwi} \rho_l R_{50}^2 v_{50}) \quad (\text{A.22})$$

onde a_1 e a_2 são parâmetros dependentes da temperatura, e R_{50} , m_{50} e v_{50} são respectivamente o raio, massa e velocidade terminal do cristal de gelo de $50\mu\text{m}$. N_{50} é a concentração desses cristais e ε_{cwi} é a eficiência de colisão entre os cristais e as gotículas de nuvem (tabela A.1).

15) $PIFC$: Conversão de cristais de gelo em neve pelo processo de Bergeron

No caso da conversão dos cristais de gelo em neve, a parametrização do processo de Bergeron também assume cristal de gelo de $50\mu\text{m}$ (Hsie et al., 1980):

$$PIFC = \frac{q_i}{\Delta t_1} \quad (\text{A.23})$$

onde Δt_1 é um parâmetro de escala de tempo com dependência na temperatura dado por Hsie et al. (1980).

16) *PxACI*: Coleta de cristais de gelo por chuva, neve, *graupel* e granizo

A coleta de cristais de gelo por chuva, neve, *graupel* e granizo ($x = r, s, g, h$) é dada por Ferrier (1994):

$$PxACI = \frac{\pi}{4} \rho_e \varepsilon_{xi} q_i a_x N_{0x} \frac{\Gamma(3 + b_x)}{\lambda_x^{3+b_x}} \left(\frac{P_0}{P} \right)^{0.4} \quad (\text{A.24})$$

onde ε_{xi} pode ser encontrado na Tabela A.1, e a_x e b_x estão na Tabela 4.1. No caso de $x = r$ (*PRACI*) o tipo de hidrometeoro formado após a coleta é dado através do diâmetro das gotas de chuva:

- se $D_{0r} \leq 0.5\text{mm}$, então é formado flocos de neve ($x = s$);
- se $0.5 < D_{0r} \leq 1.0\text{mm}$, então é formado *graupel* ($x = g$);
- se $D_{0r} > 1.0\text{mm}$, então é formado granizo ($x = h$).

17) *PIHMx*: Produção secundária de cristais de gelo durante a agregação de gotas congeladas por *graupel* e granizo

A concentração de pequenos cristais de gelo (*splinters*) produzidos por grama de água de nuvem coletada por *graupel* e granizo ($x = g, h$), *PGACW* e *PHACW* (equação A.16), é dado por Hallet e Mossop (1974):

$$NIHMx = 3.5 \times 10^8 PxACW \frac{a+T}{b} \quad (\text{A.25})$$

onde T é dado em Celsius, $a = 3$ e $b = 3$ para $-3 > T \geq -5^\circ\text{C}$, e $a = 8$ e $b = 4$ para $-5 > T \geq -8^\circ\text{C}$.

A razão de mistura da produção secundária de cristais de gelo é dada a partir da concentração de pequenos cristais de gelo (*splinters*) $NIHMx$ considerando os *splinters* com massa 10^{-12}kg :

$$PIHMx = NIHMx \times 10^{-12} \rho_e \quad (\text{A.26})$$

18) $PxMLT$: Produção de chuva através do derretimento de neve, *graupel* e granizo

A taxa de derretimento dos hidrometeoros $x = s, g, h$ é baseada no balanço entre a condução e a convecção de calor na superfície das partículas (Lin et al., 1983):

$$PxMLT = -2\pi N_{0x} K_a T \frac{VENT_x}{L_f} \quad (\text{A.27})$$

$$K_a = 2.3823 \times 10^{-2} + 7.1176 \times 10^{-5} T \quad (\text{A.28})$$

onde T é a temperatura ambiente ($^{\circ}\text{C}$), L_f é o calor latente de fusão, N_{0x} é o parâmetro de interseção, e $VENT_x$ é o fator de ventilação do hidrometeoro x dado por:

$$VENT_x = C_x + D_x N_{Schmidt} \left(\frac{\rho_e a_x}{\mu} \right)^{1/2} \left(\frac{P_0}{P} \right)^{0.2} \frac{1}{\lambda_x^{2.5+0.5b_x}} \quad (\text{A.29})$$

sendo que $C_x = 0.78$ e $D_x = 0.31$ para $x = g, h$, $C_x = 0.65$ e $D_x = 0.4$ para $x = s$, e $N_{Schmidt}$ é o número de Schmidt (Pruppacher e Klett, 1997).

19) $PxACR$: Coleta de chuva por neve, *graupel* e granizo

A taxa de acreção de gotas de chuva por $x = s, g, h$ é dada por Lin et al. (1983):

$$PxACR = \pi^2 \varepsilon_{rx} N_{0r} N_{0x} |v_r - v_x| \rho_r \left(\frac{5}{\lambda_r^6 \lambda_x} + \frac{2}{\lambda_r^5 \lambda_x^2} + \frac{0.5}{\lambda_r^4 \lambda_x^3} \right) \quad (\text{A.30})$$

onde ε_{rx} e ρ_{cw} são dados nas Tabelas A.1 e A.2, respectivamente. Assim como no caso de $PxACI$ (equação A.24), os limites de D_{or} para formar neve, *graupel* ou granizo são:

- se $D_{0r} \leq 0.5\text{mm}$, então é formado flocos de neve ($x = s$);
- se $5 < D_{0r} \leq 1.0\text{mm}$, então é formado *graupel* ($x = g$);

- se $D_{0r} > 1.0\text{mm}$, então é formado granizo ($x = h$).

20) $PxACRM$: Produção de chuva através da colisão de gotas de chuva com neve, *graupel* e granizo em derretimento

A produção de chuva através da colisão de gotas de chuva com neve, *graupel* e granizo em derretimento é dada por:

$$PxACRM = -4187T \frac{PxACR}{L_f} \quad (\text{A.31})$$

onde T é a temperatura ambiente ($^{\circ}\text{C}$), L_f é o calor latente de fusão e $PxACR$ é a razão de mistura da coleta de chuva por $x = s, g, h$ dada pela equação A.30 (Rutledge e Hobbs, 1983).

21) $PxACWM$: Produção de chuva através da colisão de gotículas de nuvem com neve, *graupel* e granizo em derretimento

Analogamente à produção de chuva através da colisão de gotas de chuva com neve, *graupel* e granizo em derretimento ($PxACRM$), a produção de chuva através da colisão com gotículas de nuvem é dada por:

$$PxACWM = -4187T \frac{PxACW}{L_f} \quad (\text{A.32})$$

onde T é a temperatura ambiente ($^{\circ}\text{C}$), L_f é o calor latente de fusão e $PxACW$ é a razão de mistura da coleta de chuva por $x = s, g, h$ dada pela equação A.16 (Rutledge e Hobbs, 1983).

22) $PIFR$: Congelamento de gotas de chuva

O congelamento probabilístico de gotas de chuva é dado por:

$$PIFR = 1.0739 \times 10^7 N_{0r} (\exp(-0.66T) - 1) \left(\frac{1}{\lambda_r} \right)^7 \quad (\text{A.33})$$

onde T é a temperatura ambiente em $^{\circ}\text{C}$ (Lin et al., 1983; Ferrier, 1994).

23) *PIACR*: Congelamento de gotas de chuva através do contato com cristais de gelo

A acreção de gotas de chuva pelos cristais de gelo pode ser escrita como (Rutledge e Hobbs, 1983):

$$PIACR = \frac{\pi^2}{24} \varepsilon_{ri} N_i N_{0r} \rho_r a_r \frac{\Gamma(6 + b_r)}{\lambda_r^{6+b_r}} \left(\frac{P_0}{P} \right)^{0.4} \quad (\text{A.34})$$

onde ε_{ri} é a eficiência de coleta das gotas de chuva pelo cristais de gelo (Tabela A.1), N_i é a concentração total de gelo (equação 4.21), N_{0r} e λ_r são os parâmetros de interseção e de declínio da distribuição exponencial das gotas de chuva (equação 4.9), ρ_r é densidade das gotas de chuva (Tabela A.2), a_r e b_r são os coeficientes da velocidade terminal (equação 4.13, Tabela 4.1), P é a pressão no interior da nuvem, e P_0 é a pressão da superfície.

Os limites de D_{0r} para formar neve, *graupel* ou granizo são:

- se $D_{0r} \leq 0.5\text{mm}$, então é formado flocos de neve ($x = s$);
- se $5 < D_{0r} \leq 1.0\text{mm}$, então é formado *graupel* ($x = g$);
- se $D_{0r} > 1.0\text{mm}$, então é formado granizo ($x = h$).

24) *PxACS*: Coleta de flocos de neve pela chuva, *graupel* e granizo

A coleta de flocos de neve por $x = r, g, h$ é análoga à *PxACR*, ou seja (Lin et al., 1983):

$$PxACS = \pi^2 \varepsilon_{sx} N_{0s} N_{0x} |v_s - v_x| \rho_s \left(\frac{5}{\lambda_s^6 \lambda_x} + \frac{2}{\lambda_s^5 \lambda_x^2} + \frac{0.5}{\lambda_s^4 \lambda_x^3} \right) \quad (\text{A.35})$$

onde ε_{sx} e ρ_s são dados nas Tabelas A.1 e A.2, respectivamente. No caso de $x = r$, os limites de D_{0r} para formar neve, *graupel* ou granizo são:

- se $D_{0r} \leq 0.5\text{mm}$, então é formado flocos de neve ($x = s$);
- se $5 < D_{0r} \leq 1.0\text{mm}$, então é formado *graupel* ($x = g$);
- se $D_{0r} > 1.0\text{mm}$, então é formado granizo ($x = h$).

No caso de $x = g$ o hidrometeoro formado é granizo.

25) *PMRACS*: Produção de chuva através da coleta de neve em derretimento

Se a temperatura for superior a 0°C , a coleta de neve por gotas de chuva é transformada em chuva simplesmente pelo derretimento de *PRACS* (equação A.35), ou seja:

$$PMRACS = \begin{cases} 0, & T < 0^\circ\text{C} \\ PRACS, & T \geq 0^\circ\text{C} \end{cases} \quad (\text{A.36})$$

26) *PCONV*: Conversão de cristais de gelo em neve

A conversão de cristais de gelo em neve é dada pela máxima massa de cristais permitida $m_{i-\text{máx}} = 2.0 \times 10^{-9}\text{kg}$:

$$PCONV = \max\left\{0 ; \bar{q}_i - m_{i-\text{máx}} \frac{N_i}{\rho_e}\right\} \quad (\text{A.37})$$

onde N_i é a concentração de número e $\bar{q}_i$ é a razão de mistura de cristais (Rutledge e Hobbs, 1983).

27) *PWACx*: Coleta de neve e *graupel* por água de nuvem

Analogamente ao congelamento de chuva por contato com cristais de gelo (*PIACR*), a coleta de neve e *graupel* por água de nuvem é dada por Lin et al. (1983):

$$PWACx = \frac{\pi^2}{24} \varepsilon_{cwx} N_c w N_{0x} \rho_x a_x \frac{\Gamma(6 + b_x)}{\lambda_x^{6+b_x}} \left(\frac{P_0}{P}\right)^{0.4} \quad (\text{A.38})$$

onde a_x e b_x são os coeficientes da velocidade terminal de $x = s, g$ (Tabela 4.1).

28) *PRACG*: Coleta de *graupel* por gotas de chuva

Analogamente à *PxACR*, a coleta de *graupel* por gotas de chuva é dada por (Lin et al., 1983):

$$PRACG = \pi^2 \varepsilon_{rg} N_{0r} N_{0g} |v_r - v_g| \rho_g \left(\frac{5}{\lambda_g^6 \lambda_r} + \frac{2}{\lambda_g^5 \lambda_r^2} + \frac{0.5}{\lambda_g^4 \lambda_r^3} \right) \quad (\text{A.39})$$

onde ε_{rg} e ρ_g estão nas Tabelas A.1 e A.2, respectivamente. Os limites de D_{or} para formar neve, *graupel* ou granizo são:

- se $D_{or} \leq 0.5\text{mm}$, então é formado flocos de neve ($x = s$);

-
- se $5 < D_{0r} \leq 1.0\text{mm}$, então é formado *graupel* ($x = g$);
 - se $D_{0r} > 1.0\text{mm}$, então é formado granizo ($x = h$).