

UNIVERSIDADE FEDERAL DE SANTA MARIA  
CENTRO DE CIÊNCIAS NATURAIS E EXATAS  
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM METEOROLOGIA

Márcio Oliveira

**SIMULAÇÃO DA EVOLUÇÃO DA CAMADA LIMITE PLANETÁRIA  
AMAZÔNICA EM EVENTOS DE CONVECÇÃO PROFUNDA  
UTILIZANDO O MODELO WRF**

Santa Maria, RS  
2023

**Márcio Oliveira**

**SIMULAÇÃO DA EVOLUÇÃO DA CAMADA LIMITE PLANETÁRIA AMAZÔNICA EM  
EVENTOS DE CONVECÇÃO PROFUNDA UTILIZANDO O MODELO WRF**

Dissertação de Mestrado apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Meteorologia, Área de Concentração em Meteorologia, da Universidade Federal de Santa Maria (UFSM, RS), como requisito parcial para obtenção do grau de **Mestre em Meteorologia**. Defesa realizada por videoconferência.

ORIENTADOR: Prof. Franciano Scremin Puhales

COORIENTADOR: Prof. Maurício Ilha de Oliveira

Santa Maria, RS  
2023

**Márcio Oliveira**

**SIMULAÇÃO DA EVOLUÇÃO DA CAMADA LIMITE PLANETÁRIA AMAZÔNICA EM  
EVENTOS DE CONVECÇÃO PROFUNDA UTILIZANDO O MODELO WRF**

Dissertação de Mestrado apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Meteorologia, Área de Concentração em Meteorologia, da Universidade Federal de Santa Maria (UFSM, RS), como requisito parcial para obtenção do grau de **Mestre em Meteorologia**.

**Aprovado em 17 de fevereiro de 2023:**

---

**Franciano Scremin Puhales, Dr. (UFSM)**  
(Presidente/Orientador)

---

**Maurício Ilha de Oliveira, Dr. (PPGMet-UFSM)**  
(Coorientador)

---

**Otávio Costa Acevedo, Dr. (UFSM)**

---

**Eliton Lima de Figueiredo, Dr. (UFPEL)**

Santa Maria, RS  
2023

## AGRADECIMENTOS

*Agradeço primeiramente a Deus.*

*À minha família e amigos que sempre me apoiaram, em especial meus pais, que me deram todo suporte necessário para que me preocupasse apenas em estudar.*

*À minha namorada Pamella que vivenciou toda essa jornada junto comigo e me ajudou em todos os momentos.*

*Ao meu orientador Dr. Franciano Puhales e coorientador Dr. Maurício Ilha por todos os ensinamentos, amizade e por tornar esse trabalho possível.*

*Agradeço ao GRUMA e a todos os seus integrantes, pelo espaço cedido para realizar a pesquisa e pelos bons momentos vivenciados, apesar do pouco tempo juntos devido a pandemia, à CAPES e ao Programa de Pós Graduação em Meteorologia (PPGMet) da UFSM pela bolsa e pela extensão da mesma durante o período de pandemia.*

*Quando nós nos esforçamos para nos tornar melhor do que somos, tudo à nossa volta se torna melhor também.*

*(Paulo Coelho)*

## RESUMO

# SIMULAÇÃO DA EVOLUÇÃO DA CAMADA LIMITE PLANETÁRIA AMAZÔNICA EM EVENTOS DE CONVECÇÃO PROFUNDA UTILIZANDO O MODELO WRF

AUTOR: Márcio Oliveira

ORIENTADOR: Franciano Scremin Puhales

COORIENTADOR: Maurício Ilha de Oliveira

A convecção na região amazônica e seus impactos na *Camada Limite Planetária* (CLP) são extremamente complexos. O presente estudo fez duas simulações utilizando o modelo *Weather Research and Forecasting* (WRF) com esquemas microfísicos diferentes, utilizando-se o esquema Thompson (simulação I) e o esquema *National Severe Storms Laboratory* (NSSL) (simulação II) a fim de reproduzir um ambiente de CLP semelhante àquele previamente observado previamente no estudo de (OLIVEIRA et al., 2020). Naquele estudo, observou-se um evento de convecção profunda que ocorreu no dia 31 de outubro de 2015, aproximadamente às 17:15 Hora local (HL), sobre o sítio do *Amazon Tall Tower Observatory* (ATTO), localizado na parte central do estado do Amazonas. A convecção foi melhor representada na simulação II, uma vez que a simulação I produziu menos células convectivas. Apesar disto, ambas simulações produziram quantidade abundante de células profundas. As variáveis meteorológicas vento, temperatura e umidade em ambas as simulações se comportaram de forma relativamente similar às observadas, porém o modelo superestimou os estados prévios à chegada do sistema. As quedas de temperatura e aumento da velocidade do vento foram bem representadas em ambas simulações, assim como a formação de piscina fria, mecanismo que ajudou na propagação da tempestade. Com isso, o presente estudo busca contribuir para a compreensão da interação entre a convecção profunda e a superfície amazônica, além de demonstrar as dificuldades de realizar estudos envolvendo simulação numérica na região amazônica e servir como comparação para estudos futuros.

**Palavras-chave:** ATTO. WRF. Convecção Profunda. Piscina Fria. NSSL. Thompson.

## ABSTRACT

### SIMULATION OF THE EVOLUTION OF THE AMAZON PLANETARY BOUNDARY LAYER IN EVENTS OF DEEP CONVECTION USING THE WRF MODEL

AUTHOR: Márcio Oliveira  
ADVISOR: Franciano Scremin Puhales  
CO-ADVISOR: Maurício Ilha de Oliveira

The convection in the Amazon basin and its impacts on the Planetary Boundary Layer (PBL) are extremely complex, the present study made two simulations using the *Weather Research and Forecasting* (WRF) model with different microphysical schemes, the simulation I used the Thompson scheme and the II used the *National Severe Storms Laboratory* (NSSL) scheme, in order to reproduce the same BPL environment previously observed in Oliveira et al. (2020), which observed a deep convection event that occurred on October 31 2015, at approximately 17:15 local time (LT), on the *Amazon Tall Tower Observatory* (ATTO) site located in the central part of the Amazonas state. Convection was better represented in the II simulation, the I simulation produced less convective cells, but both produced a good amount of deep cells. The meteorological variables in both simulations behaved in a relatively similar way to those observed, but the model overestimated the states prior to the arrival of the system, the drops in temperature and increase in wind speed were well represented in both, as well as the formation of a pool cold, a mechanism that helped in its propagation. With this, the present study seeks to contribute to the understanding of the interaction between deep convection and the Amazonian surface, in addition to demonstrating the difficulties of carrying out studies involving numerical simulation in the Amazon region and serving as a comparison for future studies.

**Keywords:** ATTO. Deep Convection. WRF. Cold Pool. NSSL. Thompson

## LISTA DE FIGURAS

Figura 2.1 – Três estágios do ciclo de vida de uma célula ordinária. ....	21
Figura 2.2 – Três estágios do ciclo de vida de um aglomerado multicelular. ....	23
Figura 2.3 – Levantamento provocado pela frente de rajada em um ambiente multicelular com cisalhamento moderado, o cisalhamento é de oeste. Chuva e granizo são indicados esquematicamente pelo sombreamento verde e amarelo. O fluxo de saída resfriado por evaporação é sombreada em azul escuro. A nuvem é branca. Algumas linhas de corrente relativas à tempestade selecionadas são mostradas como setas pretas. O <i>Nível de Convecção Livre</i> (NCL) também é indicado. A vorticidade horizontal induzida pela piscina fria é indicada com setas circulares brancas. O sentido da vorticidade horizontal associado ao cisalhamento vertical do vento do ambiente é indicado com setas circulares roxas. ....	24
Figura 3.1 – Imagem no canal infravermelho do satélite GOES no dia 31 do 10 de 2015. ....	27
Figura 3.2 – Imagem no canal infravermelho do satélite GOES no dia 02 do 11 de 2015. ....	28
Figura 3.3 – Imagem no canal infravermelho do satélite GOES no dia 04 do 11 de 2015. ....	29
Figura 3.4 – Imagem no canal infravermelho do satélite GOES no dia 09 do 11 de 2015. ....	30
Figura 3.5 – Representação das grades utilizada pelo modelo ARW. ....	31
Figura 3.6 – Domínios do modelo WRF que foram simulados, primeira D01 e grade filha D02. ....	35
Figura 3.7 – Discretização vertical da grade utilizada no modelo WRF. ....	36
Figura 4.1 – Imagens de temperatura de brilho do WRF da simulação I, o simbolo x representa o Teste e simbolo + representa o ATTO . ....	40
Figura 4.2 – Imagens de refletividade simulada pelo WRF da simulação I, o simbolo x representa o Teste e simbolo + representa o ATTO . ....	41
Figura 4.3 – Imagens de temperatura de brilho do WRF da simulação II, o simbolo x representa o Teste e simbolo + representa o ATTO . ....	42
Figura 4.4 – Imagens de refletividade simulada pelo WRF da simulação II, o simbolo x representa o Teste e simbolo + representa o ATTO . ....	43
Figura 4.5 – Imagens de temperatura de brilho canal infravermelho do satélite GOES. ....	44
Figura 4.6 – Evolução temporal da temperatura no dia 31 do 10 de 2015 nos níveis de 21, 68 e 123 metros no ponto Teste na para as simulações I e II. ....	46
Figura 4.7 – Evolução temporal da temperatura potencial virtual ( $\theta_v$ ) no dia 31 do 10 de 2015 nos níveis de 21, 68 e 123 metros no ponto Teste na para as simulações I e II, além dos níveis de 22, 55 e 80 metros para os dados observados no ATTO. ....	47
Figura 4.8 – Evolução temporal da magnitude do vento ( $V$ ) no dia 31 do 10 de 2015 nos níveis de 21, 68 e 123 metros no ponto Teste para as simulações I e II, além dos níveis de 14, 22, 40, 55 e 80 metros para os dados observados no ATTO. ....	48
Figura 4.9 – Evolução temporal da temperatura potencial equivalente ( $\theta_e$ ) no dia 31 do 10 de 2015 nos níveis de 21, 68 e 123 metros para os pontos simulados	



Teste e ATTO, e nos níveis de 22 e 80 metros para os dados observados no ATTO. ....	49
Figura 4.10 – Evolução temporal do fluxo de calor sensível ( $H$ ) no dia 31 do 10 de 2015 nos níveis de 14, 22, 40, 55 e 80 metros para os dados observados no ATTO. ....	50
Figura 4.11 – Evolução temporal do fluxo de calor latente ( $LH$ ) no dia 31 do 10 de 2015, nos níveis de 22 e 80 metros para os dados observados no ATTO. ....	51
Figura 4.12 – Evolução temporal da temperatura potencial equivalente ( $TKE$ ) no dia 31 do 10 de 2015 nos níveis de 21, 68 e 123 metros no ponto Teste, para as simulações I e II, além dos níveis de 22, 55 e 80 metros para os dados observados no ATTO. ....	52
Figura 4.13 – Variação local de temperatura na simulação I e II. ....	54
Figura 4.14 – Variação local de vapor d'água e altura da CLP na simulação I e II. ....	54
Figura 4.15 – Variação local de velocidade vertical do vento na simulação I e II. ....	55
Figura 4.16 – Variação local de temperatura potencial equivalente na simulação I e II. ....	56
Figura 4.17 – Secção transversal de linhas de corrente e temperatura potencial equivalente na simulação I, a linha vertical indica a localização do ponto Teste. ....	57
Figura 4.18 – Secção transversal de linhas de corrente e temperatura potencial equivalente na simulação II, a linha vertical indica a localização do ponto Teste. ....	58

## LISTA DE TABELAS

Tabela 3.1 – Resumo dos esquemas de parametrização. ....	36
----------------------------------------------------------	----

## LISTA DE ABREVIATURAS E SIGLAS

<i>ARW</i>	<i>Advanced Reserch WRF</i>
<i>WRF</i>	<i>Weather Research and Forecasting</i>
<i>ATTO</i>	<i>Amazon Tall Tower Observatory</i>
<i>ZCIT</i>	<i>Zona de Convergência Intertropical</i>
<i>ENOS</i>	<i>El Niño Oscilação Sul</i>
<i>ZCAS</i>	<i>Zona de Convergência do Atlântico Sul</i>
<i>MYNN</i>	<i>Mellor-Yamada-Nakanishi-Niino 2.5</i>
<i>NSSL</i>	<i>National Severe Storms Laboratory</i>
<i>ECT</i>	<i>Energia Cinética Turbulenta</i>
<i>GOES</i>	<i>Geostationary Operational Environmental Satellite - 13</i>
<i>UTC</i>	<i>Tempo Universal Coordenado</i>
<i>CPU</i>	<i>Convecção Profunda Úmida</i>
<i>CAPE</i>	<i>Convective Available Potential Energy</i>
<i>CIN</i>	<i>Convective Inhibition</i>
<i>HL</i>	<i>Horário Local</i>
<i>CL</i>	<i>Camada Limite</i>
<i>CLP</i>	<i>Camada Limite Planetária</i>
<i>NMM</i>	<i>Nonhydrostatic Mesoscale Model</i>
<i>NCL</i>	<i>Nivel de Convecção Livre</i>
<i>WPS</i>	<i>WRF Preprocessing System</i>
<i>RK3</i>	<i>Runge-Kutta de Terceira Ordem</i>
<i>ECMWF</i>	<i>European Centre for Medium-Range Weather Forecasts</i>
<i>BMS</i>	<i>Bulk Microphysics Scheme</i>
<i>RRTMG</i>	<i>Rapid Radiative Transfer Model for GCMs</i>
<i>RRTM</i>	<i>Rapid Radiative Transfer Model</i>
<i>GCMs</i>	<i>Modelos de Circulação Geral</i>

## SUMÁRIO

<b>1</b>	<b>INTRODUÇÃO</b>	<b>12</b>
<b>2</b>	<b>REVISÃO BIBLIOGRÁFICA</b>	<b>14</b>
2.1	CLIMA NA AMAZÔNIA	14
2.2	PARAMETRIZAÇÕES	15
2.2.1	<b>Esquema de Camada Limite Turbulenta</b>	<b>15</b>
2.2.2	<b>Esquema de Radiação de onda curta e longa</b>	<b>19</b>
2.2.3	<b>Esquema Microfísico de Nuvens</b>	<b>19</b>
2.2.4	<b>Esquema Convectivo</b>	<b>20</b>
2.3	CONVECÇÃO PROFUNDA ÚMIDA	20
<b>3</b>	<b>MATERIAIS E MÉTODOS</b>	<b>25</b>
3.1	SELEÇÃO DOS CASOS	25
<b>3.1.1</b>	<b>Descrição dos casos</b>	<b>26</b>
3.1.1.1	<i>Evento 1</i>	26
3.1.1.2	<i>Evento 2</i>	27
3.1.1.3	<i>Evento 3</i>	28
3.1.1.4	<i>Evento 4</i>	29
3.2	EXPERIMENTO NUMÉRICO	30
3.3	MODELO WRF	30
3.4	PROCESSO DE PARAMETRIZAÇÃO E O FECHAMENTO DA TURBULÊNCIA	32
3.5	CONFIGURAÇÃO DA SIMULAÇÃO	33
<b>3.5.1</b>	<b>Esquema Convectivo</b>	<b>37</b>
<b>3.5.2</b>	<b>Esquema Camada Limite</b>	<b>37</b>
<b>3.5.3</b>	<b>Esquema de Microfísica das Nuvens</b>	<b>37</b>
<b>3.5.4</b>	<b>Esquema de Radiação de onda curta e longa</b>	<b>38</b>
<b>4</b>	<b>RESULTADOS</b>	<b>39</b>
4.1	IMAGENS REMOTAS SIMULADAS E OBSERVADAS DO SISTEMA	39
4.2	SÉRIES TEMPORAIS	44
4.3	FLUXOS DE CALOR E TURBULÊNCIA	49
4.4	CAMPOS BIDIMENSIONAIS	52
4.4.1	<b>Variação temporal dos perfis</b>	<b>52</b>
<b>5</b>	<b>CONSIDERAÇÕES FINAIS</b>	<b>59</b>
	<b>REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS</b>	<b>61</b>

## 1 INTRODUÇÃO

A região amazônica é vasta territorialmente. A Amazônia legal é formada pelos estados do Acre, Amapá, Amazonas, Pará, Rondônia, Roraima, Tocantins, Mato Grosso e mais alguns municípios do estado do Maranhão, com área de aproximadamente 5.015.068 km<sup>2</sup> (IBGE, 2021). Sua superfície é heterogênea, alternando-se entre florestas, pastagens, áreas urbanas, rios e lagos, além de possuir diferentes topografias. As dimensões espaciais e localização geográfica fazem com que a Amazônia seja afetada fortemente, em cada região, por diferentes sistemas meteorológicos de escala local, mesoescala e grande escala (FISCH; MARENGO; NOBRE, 1998; SOUZA et al., 2000)

O forte aquecimento superficial e alta umidade são condições favoráveis à convecção úmida profunda na Bacia Amazônica. Além do seu papel no ciclo hidrológico, tal convecção é fundamental no balanço de energia termodinâmica, transportando-a juntamente de *momentum* e vapor d'água da superfície para níveis mais altos na troposfera, onde posteriormente são redistribuídos pela circulação geral atmosférica (NEWELL et al., 1974; COSTANTINO; HEINRICH, 2014). Além disso, as células geradas através de tal convecção, podem gerar diversos mecanismos podem modificar o estado dinâmico, termodinâmico e microfísico da atmosfera, como a produção de fortes correntes descendentes que introduzem ar frio e seco na CLP (BETTS, 1976), alterando drasticamente as características da CLP da região que atuam.

Poucos estudos investigando os impactos da convecção profunda na CLP são encontrados na região amazônica, isso ocorre devido a necessidade de observações de alta frequência para tal, além disso, devido à complexidade das características físicas encontradas na região citadas anteriormente, um grande conjunto de regimes convectivos atuam na região em conjunto com interações complexas entre superfície e atmosfera, isso dificulta a parametrização desses processos na região (ADAMS; SOUZA; COSTA, 2009). Portanto, entender tais interações do ponto de vista observacional, pode ajudar na melhora de resultados obtidos através de simulações numéricas. Oliveira et al. (2020) utilizaram dados com frequência de 10 Hz para analisar 4 eventos de convecção profunda úmida na região amazônica, os quais provocaram alterações imediatas nas características médias da CLP, dentre as principais estão a queda de temperatura, rajadas de vento e intensificação dos fluxos de calor sensível e latente.

Sendo assim, o objetivo do presente estudo foi realizar simulações utilizando o modelo *Weather Research and Forecasting* (WRF) (SKAMAROCK et al., 2019), afim de reproduzir impactos similares aos provocados pela passagem de células convectivas profundas durante o final da tarde, no dia 31 de outubro de 2015, em uma das torres do projeto *Amazon Tall Tower Observatory* (ATTO) localizada em Manaus-AM.

Tais simulações, foram realizadas utilizando dois esquemas microfísicos, o esquema

de Thompson (THOMPSON; RASMUSSEN; MANNING, 2004; THOMPSON et al., 2008) e o esquema *National Severe Storms Laboratory* (NSSL) (MANSELL; ZIEGLER; BRUNING, 2010). Além disso, também foi utilizado o esquema de CLP *Mellor-Yamada-Nakanishi-Niino 2.5* (MYNN) (NAKANISHI; NIINO, 2004; NAKANISHI; NIINO, 2009; OLSON et al., 2019). Os resultados obtidos através das simulações foram comparados aos resultados de alta frequência (10 Hz) observados na walk-up tower do projeto ATTO em (OLIVEIRA et al., 2020).

## 2 REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

### 2.1 CLIMA NA AMAZÔNIA

Segundo (FIGUEROA; NOBRE, 1990), em média o período de chuvas e forte atividade convectiva na região amazônica é entre os meses de novembro e março, enquanto que os meses de maio à setembro representam o período com menor atividade convectiva, os meses de abril e outubro são considerados de transição. De forma mais precisa, segundo Liebmann e Marengo (2001), o no sul da Amazônia o período chuvoso vai de janeiro até abril, no nordeste da Amazônia a quase 60% da precipitação ocorre entre março e maio, enquanto que no noroeste e porção central da região a precipitação é distribuída de forma similar durante todo o ano.

O período de forte atividade convectiva é consequência do forte aquecimento superficial e do período de monção, que dão origem a sistemas intrasazonais de grande escala que geram convecção profunda e são responsáveis pela maior parte do total anual de precipitação como a *Zona de Convergência Intertropical* (ZCIT) na região central e leste (WALLISER; GAUTIER, 1993; MARENGO; HASTENRATH, 1993), Alta da Bolívia em conjunto com a *Zona de Convergência do Atlântico Sul* (ZCAS), sistemas frontais que se deslocam até baixa latitudes conhecidos como friagens (MARENGO; NOBRE; CULF, 1997) e Linhas de Instabilidade que se formam na região costeira e podem se propagar continente adentro (GARSTANG et al., 1994; COHEN; DIAS; NOBRE, 1995). Também são importantes para o regime convectivo na região fenômenos interanuais como *El Niño Oscilação Sul* (ENOS) (NOBRE; SHUKLA, 1996; SOUZA et al., 2000). Além disso é comum na região a ocorrência de sistemas convectivos de escala menor com área de apenas 1000 km<sup>2</sup> e ciclo de vida de apenas uma hora (GRECO et al., 1990)

A convecção úmida profunda está acoplada não só à superfície heterogênea e as diferentes topografias da região (BETTS et al., 2009), mas também a circulações de escala continental e global (NOBRE et al., 2009). Como exemplo dessa interação pode ser citado os estudos de (RICKENBACH et al., 2002; PETERSEN; RUTLEDGE, 2001; WILLIAMS et al., 2002), o qual mostraram que durante o período de monção, a incursão de frentes extratropicais e a incursão equatorial da ZCAS, alteram o padrão de circulação que normalmente é de leste, dando origem a uma circulação de oeste, definindo dois regimes convectivos. A convecção durante o regime de leste é mais poluída, possuindo grandes concentrações de aerossóis, tendo similaridades com a convecção continental, possui fortes correntes ascendentes e muitos raios. A convecção no regime de oeste, também chamado de "Oceano Verde", possui características de convecção marítima como ar limpo, correntes ascendentes fracas, nuvens oceânicas, forte coalescência e escassez de raios.

## 2.2 PARAMETRIZAÇÕES

A escolha dos esquemas de parametrização podem depender de diversas razões como a localização geográfica e a estação da região de estudo, bem como o que deseja-se estudar (STENSRUD, 2009). Considerando o fato de que os esquemas de parametrização interagem entre si, além do grande número de esquemas de parametrização que foram desenvolvidos nos últimos anos, é importante entender seus funcionamentos para uma escolha adequada (STENSRUD, 2009; STENSRUD et al., 2014).

Quando se trata de modelagem numérica, existem um conjunto de equações que servem de fundamento para qualquer modelo, de certa forma, todos modelos de previsão e pesquisa são baseados em alguma versão desse conjunto de equações (PIELKE SR., 2013), tal conjunto é formado pelas equações de Navier-Stokes que representam os três princípios físicos básicos que governam o movimento do fluido: conservação de massa, momentum nas três dimensões e energia. Sendo complementadas pelas equações aplicadas à atmosfera de estado, conservações de umidade e de outros gases ou aerossóis. O conjunto de equações é descrito a seguir na forma de notação tensorial presente em (STULL, 1988), de forma respectiva:

$$p = \rho_{ar} \mathcal{R} T_v \quad (2.1)$$

$$\frac{\partial \mathbf{U}_j}{\partial x_j} = 0 \quad (2.2)$$

$$\frac{\partial \mathbf{U}_i}{\partial t} + \mathbf{U}_j \frac{\partial \mathbf{U}_i}{\partial x_j} = -\delta_{i3} g - f_c \epsilon_{ij3} \mathbf{U}_j - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 \mathbf{U}_i}{\partial x_j^2} \quad (2.3)$$

$$\frac{\partial q_L}{\partial t} + \mathbf{U}_j \frac{\partial q_L}{\partial x_j} = \frac{S_{qL}}{\rho_{ar}} + \frac{E}{\rho_{ar}} \quad (2.4)$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} + \mathbf{U}_j \frac{\partial \theta}{\partial x_j} = v_\theta \frac{\partial^2 \theta}{\partial x_j^2} - \frac{1}{\rho C_p} \left( \frac{\partial Q_j^*}{\partial x_j} \right) - \frac{L_p E}{\rho C_p} \quad (2.5)$$

$$\frac{\partial q_L}{\partial t} + \mathbf{U}_j \frac{\partial q_L}{\partial x_j} = \frac{S_{qL}}{\rho_{ar}} + \frac{E}{\rho_{ar}} \quad (2.6)$$

### 2.2.1 Esquema de Camada Limite Turbulenta

O presente estudo está interessado em investigar a CLP, portanto, embora este conjunto possa ser aplicado à todas as escalas, o movimento turbulento não pode ser resolvido de forma explícita devido a sua complexidade. Dessa forma, torna-se necessário



separar as variáveis em partes médias e turbulentas, ou seja, componentes resolvíveis e não resolvíveis. Com isso, o valor médio da variável que corresponde ao seu valor como um todo é resolvida, os impactos estatísticos da turbulência que é um fenômeno de subgrade é levado em conta na solução. Para obter o conjunto de equações prognósticas para variáveis médias dentro de fluxo turbulento são necessárias algumas considerações demonstradas a seguir, partindo da equação 2.3:

Primeiro deve-se expandir as variáveis dependentes na equação em partes médias e perturbações.

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\bar{U}_i + u'_i) + (\bar{U}_j + u'_j) \frac{\partial}{\partial x_j}(\bar{U}_i + u'_i) = & -\delta_{i3}g - f_c \epsilon_{ij3}(\bar{U}_j + u'_j) \\ & - \frac{1}{(\bar{\rho} + \rho'_j)} \frac{\partial}{\partial x_i}(\bar{p} + p') + v \frac{\partial^2(\bar{U}_i + u'_i)}{\partial x_j^2} \end{aligned} \quad (2.7)$$

Considerando as perturbações na pressão muito pequenas se comparadas aos valores médios, ou seja,  $p' \ll \bar{p}$ , e expandindo a equação, temos que:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial t} + \frac{\partial u'_i}{\partial t} = & -\bar{U}_j \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} - u'_j \frac{\partial u'_i}{\partial x_j} - \bar{U}_j \frac{\partial u'_i}{\partial x_j} - u'_j \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} - \delta_{i3}g - f_c \epsilon_{ij3} \bar{U}_j - f_c \epsilon_{ij3} u'_j \\ & - \frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} - \frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial p'}{\partial x_i} + v \frac{\partial^2 \bar{U}_i}{\partial x_j^2} + v \frac{\partial^2 u'_i}{\partial x_j^2} \end{aligned} \quad (2.8)$$

A equação nesta forma representa a evolução das porções médias e turbulentas da equação do movimento, porém o interesse é obter a evolução apenas da escala não turbulenta, sendo assim faz-se a média da equação inteira:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial t} + \frac{\partial u'_i}{\partial t} = & -\frac{\overline{\bar{U}_j \partial \bar{U}_i}}{\partial x_j} - \frac{\overline{u'_j \partial u'_i}}{\partial x_j} - \frac{\overline{\bar{U}_j \partial u'_i}}{\partial x_j} - \frac{\overline{u'_j \partial \bar{U}_i}}{\partial x_j} - \overline{\delta_{i3}g} - \overline{f_c \epsilon_{ij3} \bar{U}_j} - \overline{f_c \epsilon_{ij3} u'_j} \\ & - \frac{\overline{1}}{\bar{\rho}} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} - \frac{\overline{1}}{\bar{\rho}} \frac{\partial p'}{\partial x_i} + v \frac{\partial^2 \bar{U}_i}{\partial x_j^2} + v \frac{\partial^2 u'_i}{\partial x_j^2} \end{aligned} \quad (2.9)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial t} + \frac{\partial u'_i}{\partial t} = & -\frac{\overline{\bar{U}_j \partial \bar{U}_i}}{\partial x_j} - \frac{\overline{u'_j \partial u'_i}}{\partial x_j} - \frac{\overline{\bar{U}_j \partial u'_i}}{\partial x_j} - \frac{\overline{u'_j \partial \bar{U}_i}}{\partial x_j} - \overline{\delta_{i3}g} - \overline{f_c \epsilon_{ij3} \bar{U}_j} - \overline{f_c \epsilon_{ij3} u'_j} \\ & - \frac{\overline{1}}{\bar{\rho}} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} - \frac{\overline{1}}{\bar{\rho}} \frac{\partial p'}{\partial x_i} + v \frac{\partial^2 \bar{U}_i}{\partial x_j^2} + v \frac{\partial^2 u'_i}{\partial x_j^2} \end{aligned} \quad (2.10)$$

Aplicando as regras da média de Reynolds temos que:

$$\frac{\partial \bar{U}_i}{\partial t} + \bar{U}_j \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} + \frac{\overline{u'_j \partial u'_i}}{\partial x_j} = -\delta_{i3}g - f_c \epsilon_{ij3} \bar{U}_j - \frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + v \frac{\partial^2 \bar{U}_i}{\partial x_j^2} \quad (2.11)$$

Por fim, para reescrever o termo de advecção turbulenta em uma forma mais útil, considera-se a aproximação de Boussinesq onde o fluido atmosférico é incompressível na CLP, multiplica-se 2.2 por  $u'_i$  e faz-se a média :

$$\frac{\overline{u_i \partial u'_j}}{\partial x_j} = 0 \quad (2.12)$$

adicionando-se 2.12 à 2.11 temos:

$$\frac{\partial \bar{U}_i}{\partial t} + \bar{U}_j \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} = -\delta_{i3}g - f_c \epsilon_{ij3} \bar{U}_j - \frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + v \frac{\partial^2 \bar{U}_i}{\partial x_j^2} - \frac{\partial(\overline{u'_i u'_j})}{\partial x_j} \quad (2.13)$$

Em relação a 2.3 a nova equação 2.13 tem um novo termo  $\frac{\partial(\overline{u'_i u'_j})}{\partial x_j}$ , chamado de segundo momento estatístico ou correlação dupla, que representa o fluxo turbulento. Existem duas formas de lidar com este termo, ele pode ser parametrizado ou pode-se derivar equações adicionais para resolve-lo explicitamente, porém a ultima opção gera novos termos desconhecidos tais como  $\frac{\partial(\overline{u'_i u'_j u'_k})}{\partial x_k}$ . Portanto a melhor forma de lidar com o chamado problema de fechamento turbulento, é usar um conjunto finito de equações prognosticas e aproximar os termos de maior ordem estatística através de relações entre termos calculados pelo modelo.

Existem duas abordagens para o fechamento da turbulência, o fechamento local e o não local. No primeiro caso a variável desconhecida é parametrizada em termos das variáveis conhecidas no mesmo ponto de grade ou através de derivadas das variáveis desconhecidas nos pontos de grade adjacentes, nesse caso, a turbulência tem comportamento considerado similar ao difusão molecular (STULL, 1988). O fechamento turbulento não local parametriza as variáveis desconhecidas de um ponto de grade através de relações entre variáveis conhecidas em qualquer ponto de grade, a turbulência neste caso é considerada como um superposição de vórtices que transporta as quantidades através de advecção (STULL, 1988). Diferentemente da abordagem local a não local é mais comumente utilizada em esquemas de parametrização de ordem baixa.

Como foi visto anteriormente existem diversas abordagens que podem ser utilizadas expressar corretamente os impactos do fluxo turbulento nas equações que descrevem o fluxo médio na CLP. Sendo assim, o esquema de MYNN de ordem 2,5 (NAKANISHI, 2001; NAKANISHI; NIINO, 2004; NAKANISHI; NIINO, 2006; NAKANISHI; NIINO, 2009), representa corretamente o processo de difusão contragradiente resultante do transporte não local devido a sua ordem, ainda que tenha um complexidade e custo computacional bem menor se comparada aos esquemas de terceira ordem (NAKANISHI; NIINO, 2009). O

esquema MYNN utiliza duas abordagens para expressar o fluxo turbulento, a difusividade turbulenta o qual é mais apropriado para situações de CLP estável e o fluxo de massa que é designado dentro do modelo para ser ativado automaticamente em pontos de grade e passos de tempo que apresentem um conjunto de condições propícias a convecção úmida descritas mais amplamente em (OLSON et al., 2019). Tradicionalmente a equação prognóstica da ECT é dada por:

$$\underbrace{\frac{\partial \bar{q}}{\partial t}}_I + ub\bar{U}_j \frac{\partial \bar{q}}{\partial x_j} II = +\underbrace{\delta_{i3} \frac{g}{\theta_v} (\overline{u'_i \theta'_v})}_{III} - \underbrace{\overline{u'_i u'_j} \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j}}_{IV} - \underbrace{\frac{\partial (\overline{u'_j q})}{\partial x_j}}_V - \underbrace{\frac{1}{\bar{p}} \frac{\partial (\overline{u'_i p'})}{\partial x_i}}_{VI} - \underbrace{\epsilon}_{VII} \quad (2.14)$$

Onde:

- I. É a variação local de ECT ou sua tendencia.
- II. Descreve a advecção de ECT pelo vento médio.
- III. Descreve a produção ou consumo de fluutuabilidade.
- IV. Descreve a produção ou perda mecânica ou de cisalhamento.
- V. Representa o transporte turbulento de ECT.
- VI. É o termo de correlação de pressão.
- VII. Representa a dissipação viscosa de ECT.

No modelo de MYNN, a equação que representa a ECT é dada por:

$$\frac{\partial q^2}{\partial t} = 2l_k q \left\{ s_{m2.5} \left[ \left( \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right)^2 + \left( \frac{\partial \bar{v}}{\partial z} \right)^2 \right] + s_{h2.5} \frac{g}{\Theta} \frac{\partial \bar{\theta}_V}{\partial z} \right\} + \frac{\partial}{\partial z} \left[ 3l_K q s_{m2.5} \frac{\partial q^2}{\partial z} \right] - \frac{2q^3}{b_1 l_K} \quad (2.15)$$

Onde  $\frac{\partial q^2}{\partial t}$  é definido como sendo a variação local de duas vezes a ECT, os termos lado direito representam o transporte vertical, a produção/consumo de fluutuabilidade, produção de cisalhamento e dissipação respectivamente. A porção convectiva do sistema é representada por um esquema de fluxo de massa (2.16) que é ativada por uma série de condições descritas em (OLSON et al., 2019).

$$\overline{w' \phi'} = -K_{h,m} \frac{\partial \phi}{\partial z} + \sum_n^{i=1} M(\phi_u - \phi) \quad (2.16)$$

Uma breve explicação dos principais processos físicos parametrizados no presente estudo são brevemente descritos a seguir:

### 2.2.2 Esquema de Radiação de onda curta e longa

As variações radiativas modulam o estado da atmosfera e são as responsáveis por todos os processos atmosféricos, uma vez que a radiação eletromagnética emitida pelo Sol é a fonte de energia da Terra. Essas variações formam fenômenos que vão desde a escala global como a Célula de Hadley causada pelo gradiente de energia entre equador e polos (LIOU, 2002), até microescala como vórtices turbulentos que tem como principal fonte de energia durante o dia as termas resultantes do aquecimento superficial (STULL, 1988).

A radiação emitida pelo Sol interage com os elementos que compõe a atmosfera e superfície terrestre de diversas formas, a descrição idealizada dessas interações se dá através do balanço de energia (LIOU, 2002; WALLACE; HOBBS, 2006). Essas interações são complexas e ocorrem muitas vezes a nível molecular, o que justifica sua parametrização. Sendo assim, a parametrização radiativa busca determinar o fluxo radiativo total na superfície terrestre, necessário para definir o balanço de radiação na superfície, assim como determinar a divergência de fluxo radiativo vertical, necessário para definir o resfriamento e aquecimento radiativo dentro de uma coluna atmosférica.

### 2.2.3 Esquema Microfísico de Nuvens

A microfísica das nuvens investiga a formação de hidrometeoros, que ocorrem através de diversos processos físicos que possuem escala espacial tão pequenas quanto o tamanho dos próprios hidrometeoros, variando de micrômetros à milímetros, por essa razão, estes processos necessitam ser parametrizados. Tais processos tem influencia sobre a distribuição horizontal e vertical da nuvens, bem como o tipo de precipitação e sua quantidade. As nuvens por sua vez, exercem varias influencias sobre a atmosfera e superfície como a variação do balanço de energia na superfície abaixo da cobertura de nuvens, consumo e liberação de calor latente devido as constantes mudanças de fase da água, transporte vertical de diversas grandezas e o impacto na hidrológico causado pela precipitação (JAKOB; MILLER, 2003; WARNER, 2011).

Existem dois tipos de abordagem para parametrizar os processos microfísicos que ocorrem nas nuvens conhecidos como *bin models* e *Bulk Microphysics Scheme* (BMS), o primeiro baseia-se na divisão em intervalos do espectro que abrange o tamanho das partículas de hidrometeoros, prevendo a variação em suas concentrações individualmente em cada intervalo, o qual são resultantes das mudanças de fase e tamanho das partículas. A segunda abordagem consiste em representar o espectro de tamanho dos diferente tipos de hidrometeoros utilizando uma função de distribuição do tamanho da partícula, dessa forma é possível prever o desenvolvimento das diversas categorias de hidrometeoros, suas interações, crescimento e precipitação (GALLIGANI et al., 2017). A abordagem BMS é a

mais utilizada em modelos de previsão numérica do tempo, pois possui precisão satisfatória e exige poder computacional consideravelmente menor.

#### 2.2.4 Esquema Convectivo

As nuvens e processos físicos relacionados à convecção podem influenciar a atmosfera de diversas formas, como através do acoplamento entre processos dinâmicos e hidrológicos, na condensação de calor e evaporação, além da redistribuições de calor latente e momento (ARAKAWA; SCHUBERT, 1974), sendo as maiores responsáveis por converter a energia potencial disponível na atmosfera em energia cinética (HANTEL; HAIMBERGER, 2000; STEINHEIMER; HANTEL; BECHTOLD, 2008). Essa conversão ocorre principalmente pelo aquecimento radiativo diferencial causado pela convecção úmida profunda que ajuda a intensificar circulações de larga escala como as células de Walker, Hadley e ENOS (STENSRUD, 2009; WARNER, 2011), além do aquecimento convectivo. Diferente da convecção profunda, a convecção rasa produz um efeito indireto no ambiente, uma vez que o topo da nuvem reflete boa parte da radiação solar incidente, modificando o balanço radiativo na superfície abaixo, o que implica em uma camada limite mais fria. Segundo (BECHTOLD, 2008) a necessidade de incluir a parametrização convectiva em modelos numéricos se deu primeiramente devido para representar a atividade convectiva de subgrade, o que ocorria por a resolução espacial do modelo não ser suficientemente grande para resolver tais circulações, sendo assim, o objetivo da parametrização convectiva é representar os efeitos estatísticos de um conjunto de nuvens convectivas em escala subgrade (FREITAS; GRELL; LI, 2021).

### 2.3 CONVECÇÃO PROFUNDA ÚMIDA

Por definição a convecção é o movimento vertical resultante da ação de um campo gravitacional estático sobre as variações de densidade de um fluido, porém em ciências atmosféricas, essa definição é mais restrita, sendo definida como uma circulação termicamente direta de escala relativamente pequena que resulta da ação da gravidade sobre uma distribuição vertical instável de massa (EMANUEL, 1994). A *Convecção Profunda Úmida* (CPU) ocorre quando a parcela de ar é levantada à saturação e subsequentemente alcança flutuabilidade positiva, de tal forma que a mesma possa alcançar maiores níveis Markowski e Richardson (2010). A CPU pode formar células isoladas ou em conjunto, de forma desorganizada ou organizada conhecida como sistema convectivo de mesoescala, as tempestades isoladas podem ser organizadas em células únicas, multicelulares e super células. Segundo (MARKOWSKI; RICHARDSON, 2010), o parâmetro que exerce

maior influência sobre o tipo de tempestade provavelmente é o cisalhamento do vento, porém a organização pode ser influenciada também pela *Convective Available Potential Energy* (CAPE), umidade relativa e a distribuição vertical dessas variáveis.

As células únicas resultantes da CPU são consequência de correntes ascendentes únicas e as células geradas posteriormente não possuem qualquer tipo de organização, a geração de novas células ocorre normalmente através da colisão de fluxos de saída que por conservação de massa, produzem levantamento forçado. O ciclo de vida típico das células únicas foi conceitualizado originalmente por (DOSWELL, 1985), figura 2.1 passando por três estágios respectivos: os estágios cumulus, maduro e de dissipação. No primeiro, figura 2.1(a), apenas a corrente ascendente existe em conjunto com células convectivas não precipitantes, no estágio maduro, figura 2.1(b), a formação da bigorna se inicia juntamente com a precipitação, que diminui a intensidade da corrente ascendente, gradativamente as correntes descendentes dominam a célula devido a queda da precipitação e a evaporação na superfície, iniciando a fase de dissipação, figura 2.1(c), nessa fase o ar frio se espalha tornando a camada subnuvem densa e estável, o que inibe as correntes ascendentes, enquanto que as correntes descendentes decaem proporcionalmente à velocidade terminal de queda da chuva e profundidade da nuvem. Novas células podem ou não se formar dependendo da interação das frentes de rajadas com as condições locais como *Convective Inhibition* (CIN) e movimentos verticais.

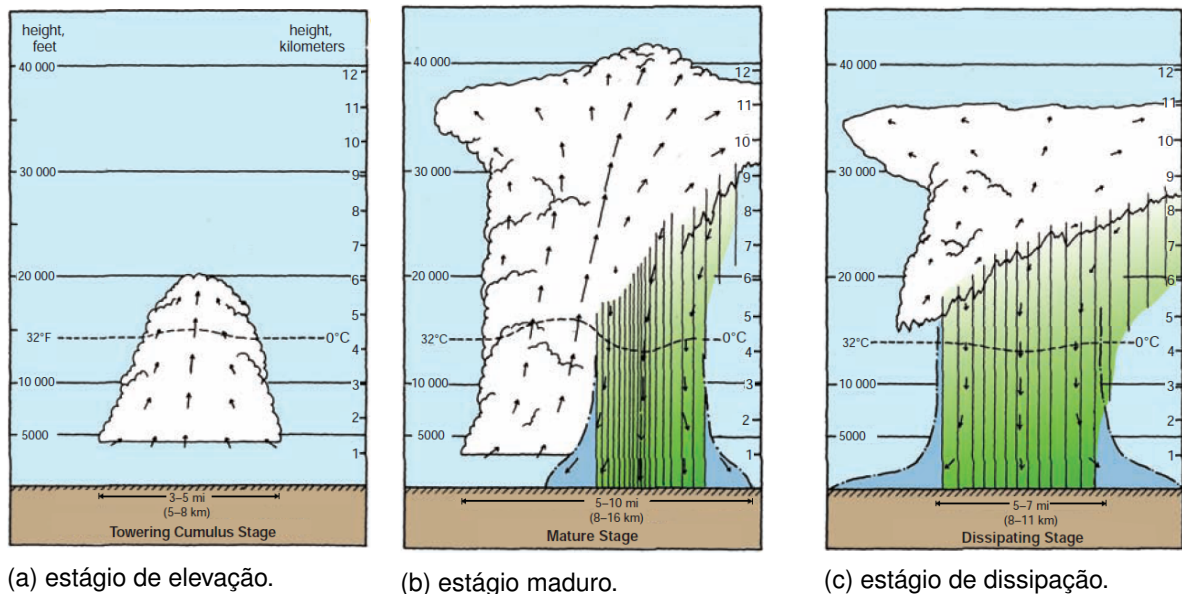


Figura 2.1 – Três estágios do ciclo de vida de uma célula ordinária.

Fonte: Retirado de (MARKOWSKI; RICHARDSON, 2010). Adaptado de (DOSWELL, 1985).

Diferentemente das células únicas, a convecção multicelular é caracterizado pelo desenvolvimento contínuo de novas células ao longo da frente de rajada, esse tipo de convecção pode ser organizada como aglomerado de células ou em sistemas convectivos de

mesoescala, pelo fato de novas células serem constantemente produzidas, o tempo de vida desses sistemas são maiores. A figura 2.2 mostra o ciclo de vida idealizado de um aglomerado multicelular, as células individualmente se encontram em diferentes etapas do ciclo, a medida que as células atingem sua fase madura e provocam correntes descendentes, novas células tendem a formarem-se normalmente na região onde o levantamento provocado pela frente de rajada é intensificado pela interação entre o cisalhamento local e o gradiente de densidade associado ao fluxo de saída. Tal processo ocorre quando a piscina fria gerada pela corrente descendentes da tempestade provoca um gradiente de densidade entre o fluxo de saída e o ambiente, isso faz com que uma região de vortacidade horizontal gerada baroclinicamente forme-se na borda do fluxo de saída, o mesmo opõe-se ao cisalhamento horizontal relacionado ao cisalhamento vertical do vento de baixos níveis no ambiente. O cisalhamento vertical do vento no ambiente convectivo pode dar origem a novas células convectivas, que conseqüentemente formam uma tempestade multicelular organizada (EMANUEL, 1994). A piscina fria resultante da convecção em conjunto com o cisalhamento vertical do vento são responsáveis pela propagação de tempestade multicelulares (LEMONE; ZIPSER; TRIER, 1998; ROTUNNO; KLEMP; WEISMAN, 1988; WEISMAN; ROTUNNO, 2004).

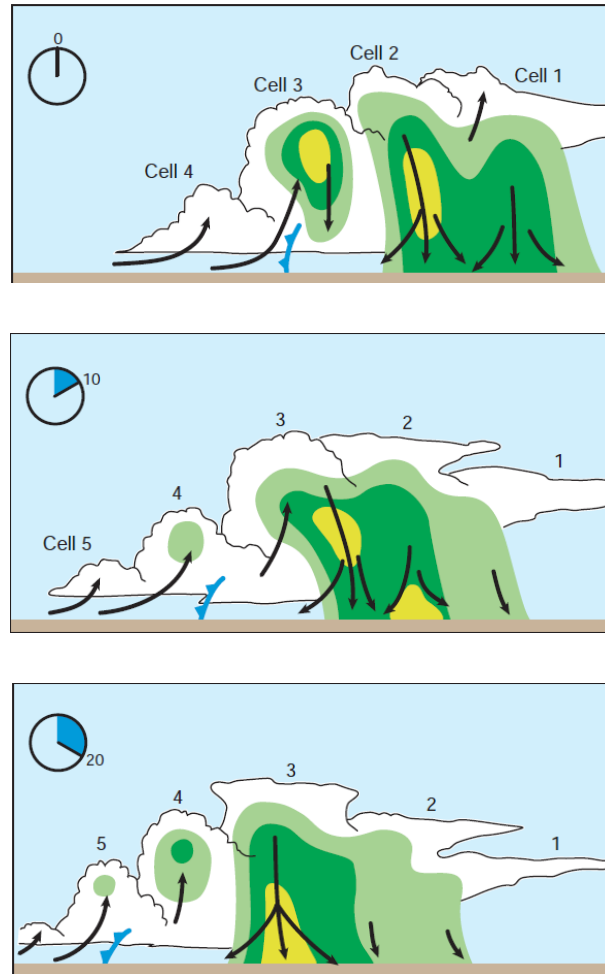


Figura 2.2 – Três estágios do ciclo de vida de um aglomerado multicelular.

Fonte: Retirado de (MARKOWSKI; RICHARDSON, 2010). Adaptado de (DOSWELL, 1985).

A CPU e a precipitação decorrente dela alteram as propriedades da *Camada Limite Planetária* (CLP) através de diversos mecanismos de interação, segundo Betts (1976) a precipitação dá origem a dois processos com impactos opostos na camada sub-nuvem, o primeiro é a evaporação de uma fração da precipitação em queda que consome calor e aumenta a umidade da camada, o volume de ar resultante desse resfriamento é chamado de piscina fria convectiva, o resfriamento evaporativo dá origem a um segundo processo que são as correntes descendentes que transportam ar que é potencialmente mais quente e seco que o encontrado inicialmente na camada sub-nuvem não saturada, como ilustrado na figura 2.3. Entre os principais impactos da piscina fria sobre a CLP estão a intensificação do fluxo de calor de sensível e calor latente através de rajadas de vento e consequentemente alteram as propriedades termodinâmicas e umidade da CLP abaixo da base das nuvens (TOMPKINS, 2001).



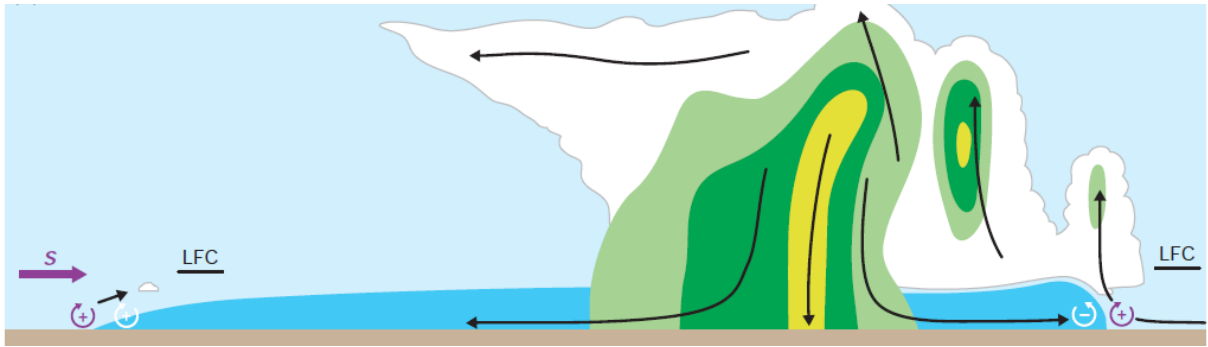


Figura 2.3 – Levantamento provocado pela frente de rajada em um ambiente multicelular com cisalhamento moderado, o cisalhamento é de oeste. Chuva e granizo são indicados esquematicamente pelo sombreamento verde e amarelo. O fluxo de saída resfriado por evaporação é sombreada em azul escuro. A nuvem é branca. Algumas linhas de corrente relativas à tempestade selecionadas são mostradas como setas pretas. O *Nível de Convecção Livre* (NCL) também é indicado. A vorticidade horizontal induzida pela piscina fria é indicada com setas circulares brancas. O sentido da vorticidade horizontal associado ao cisalhamento vertical do vento do ambiente é indicado com setas circulares roxas.

Fonte: Adaptado de (MARKOWSKI; RICHARDSON, 2010).

### 3 MATERIAIS E MÉTODOS

A *Amazon Tall Tower Observatory* (ATTO) está localizada no estado do Amazonas, 150 quilômetros à nordeste de Manaus, na Reserva de Desenvolvimento Sustentável do Uatumã, o sítio do ATTO está 130 metros acima do nível do mar e é seccionado pelo rio Uatumã por toda sua extensão NW-SE (ANDREAE et al., 2015). O sítio possui duas torres de observação construídas no início do projeto em 2009, com altura de 80 metros, e uma torre que teve sua construção iniciada em 2014 e seu término em 2015 com altura de 325 metros.

Os dados utilizados em Oliveira et al. (2020) e no presente estudo são de uma das torres de 80 metros, conhecida como walk-up tower, localizada em S 02° 08.647'W 58° 59.992', os dados foram obtidos nos níveis de 14, 22, 41, 55 e 81 metros. As variáveis empregadas, tal como componentes da velocidade do vento, temperatura e concentração de vapor d'água, foram obtidas com uma taxa de aquisição de 10 Hz, para ter certeza que variações tivessem apenas contribuição de processos turbulentos e não fossem contaminadas por processos de outras escalas, os valores médios das variáveis, bem como os fluxos turbulentos, foram obtidos por Oliveira et al. (2020) empregando a decomposição de Reynolds com janela temporal de 1 minuto.

A altura do dossel das árvores nessa região da floresta é de aproximadamente 37 metros (ANDREAE et al., 2015), portanto os dois primeiros níveis de medição (14 e 22 metros) estão abaixo da altura do dossel. Nos níveis de 22 e 80 metros as variações locais de vento ( $u, v$  e  $w$ ) e temperatura foram medidas por anemômetros (Irgason, Campbell Scientific Inc.) e (Windmaster, Gill Instruments Limited) respectivamente, enquanto nos demais níveis, as variações locais de vento e a temperatura virtual sônica foram medidas por anemômetros sônicos (modelo CSAT3, Campbell Scientific, Inc.).

#### 3.1 SELEÇÃO DOS CASOS

Oliveira et al. (2020) selecionaram 4 casos de convecção úmida profunda que passaram sobre o sítio do ATTO. A seleção dos casos baseou-se no uso de imagens de radar Doppler e na observação de mudanças nas variáveis dinâmicas e termodinâmicas com a chegada dos sistemas. Afim de identificar os impactos causados pela passagem da frente de rajada das tempestades convectivas no local, foram empregadas séries temporais de temperatura potencial virtual ( $\theta_v$ ) e velocidade horizontal do vento ( $V_h$ ) acima do nível do dossel. Os autores então, buscaram nessas séries, perturbações notáveis em tais medições. Em função do período do estudo ser curto os critérios de identificação dos casos foram subjetivos. Dentre os 4 eventos disponíveis, o presente estudo selecionou o do dia

31 de outubro de 2015, devido aos maiores impactos causados pela tempestade no estado CLP.

### **3.1.1 Descrição dos casos**

Como já mencionado, Oliveira et al. (2020) utilizaram imagens do radar Doppler de Manaus para observar a aproximação dos sistemas do sítio do ATTO. No presente estudo, devido a ausência das imagens de radar, foram utilizadas imagens do satélite *Geostationary Operational Environmental Satellite - 13* (GOES) (KNAPP; WILKINS, 2018) para mostrar o comportamento dos sistemas.

#### *3.1.1.1 Evento 1*

O primeiro evento convectivo ocorreu no dia 31 de outubro de 2015, aproximadamente às 17:15H, quando a chegada de uma linha de células convectivas com orientação NE-SW foi observada por Oliveira et al. (2020) através de imagens do radar Doppler localizado em Manaus. Na imagem de satélite das 17:08H nota-se a aproximação da porção sul de uma banda de células convectivas ao sítio do ATTO, mantendo-se sobre a localidade até aproximadamente até às 19:00H. Essas células convectivas fazem parte de um sistema comum nessa época do ano conhecido como ZCAS, que se forma devido a atuação conjunta diversos sistemas sinóticos, a convecção profunda que se forma sobre a região centro-sul da Amazônia é resultante de um centro de alta pressão em 200hPa conhecido como Alta da Bolívia, que dá origem a um centro de baixa pressão conhecido Vórtice Ciclônico de Altos Níveis que se forma sobre o Nordeste, além disso os ventos alísios carregam o fluxo de umidade em baixos níveis (850hPa) característico do verão no hemisfério Sul, que ao passar pela região amazônica e encontrar os Andes, é redirecionado formando os Jatos de Baixos Níveis, o qual ajuda a manter intenso o sistema extratropical que se mantém estacionário sobre o Sudeste (KODAMA, 1992; KODAMA, 1993; CARVALHO; JONES; LIEBMANN, 2004; MARENGO et al., 2004; AMBRIZZI; FERRAZ, 2015).

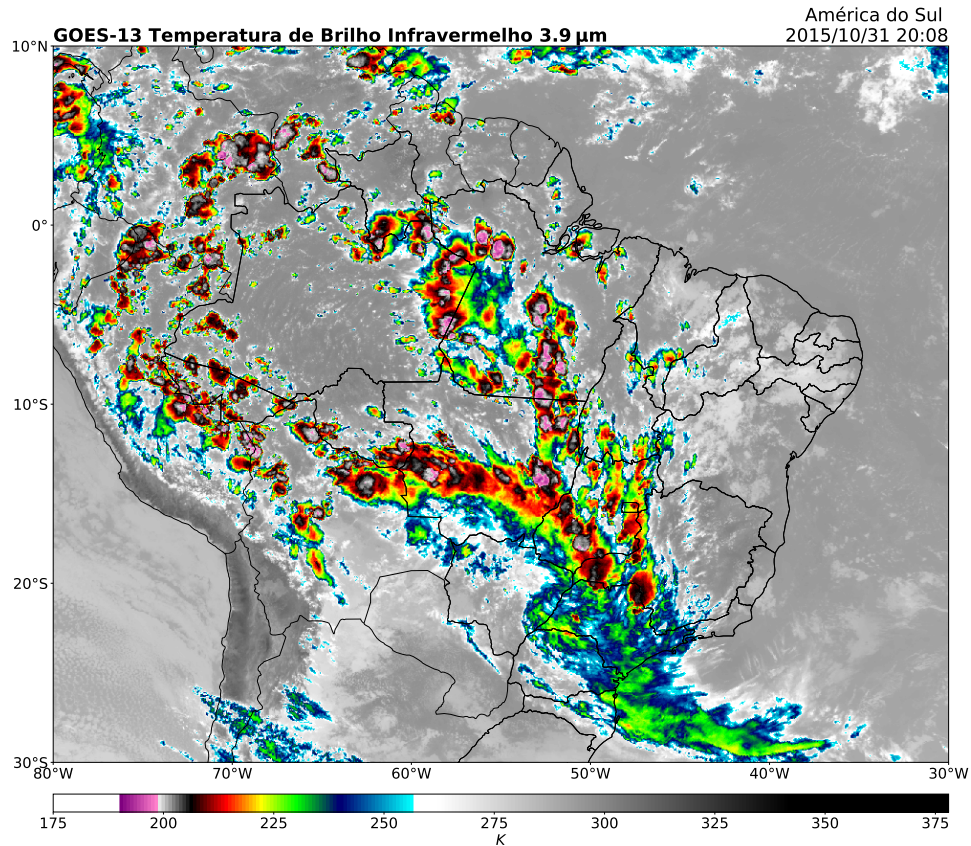


Figura 3.1 – Imagem no canal infravermelho do satélite GOES no dia 31 do 10 de 2015.

Fonte: Próprio autor.

### 3.1.1.2 Evento 2

O segundo evento ocorreu no dia 2 de novembro de 2015 onde Oliveira et al. (2020) observaram através das imagens do radar Doppler pequenos aglomerados de tempestades de curta duração, aproximadamente às 18:00H. Tais tempestades atuaram no sítio do ATTO por aproximadamente 20 minutos. As condições sinóticas associadas a esses aglomerados foram as mesmas do evento 1, porém com um deslocamento da Alta da Bolívia para leste e o fechamento do cavado em altos níveis que estava sobre o nordeste, formando um Vórtice Ciclônico de Altos Níveis sobre a região.

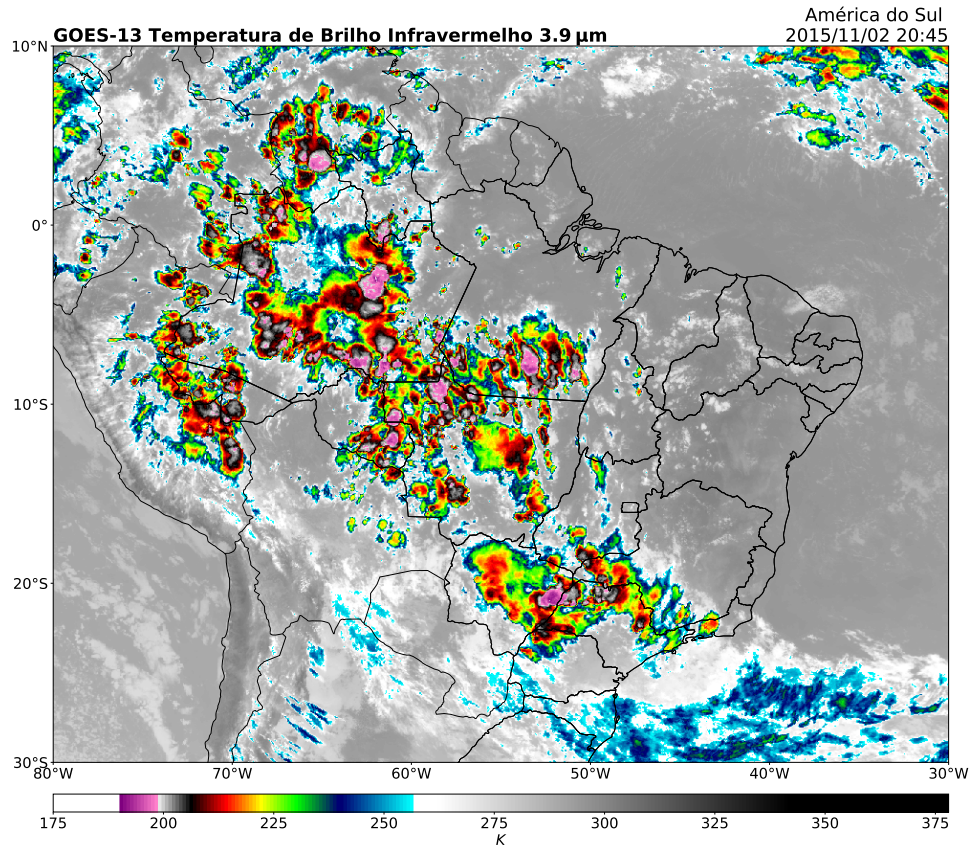


Figura 3.2 – Imagem no canal infravermelho do satélite GOES no dia 02 do 11 de 2015.

Fonte: Próprio autor.

### 3.1.1.3 Evento 3

O terceiro evento ocorreu dois dias depois do segundo, no dia 4 de novembro de 2015, porém diferente dos dois primeiros que ocorreram no fim da tarde, este ocorreu pela manhã por volta das 10:20H. Neste evento, um conjunto não organizado de células convectivas rapidamente formaram-se sobre o sítio do ATTO, na retaguarda de um Sistema Convectivo de Mesoescala que movia-se para oeste” (OLIVEIRA et al., 2020). Ainda, este evento teve atuação mais lenta do que os demais, pois o maior impacto nas variáveis meteorológicas foi observado apenas as 11:27h.

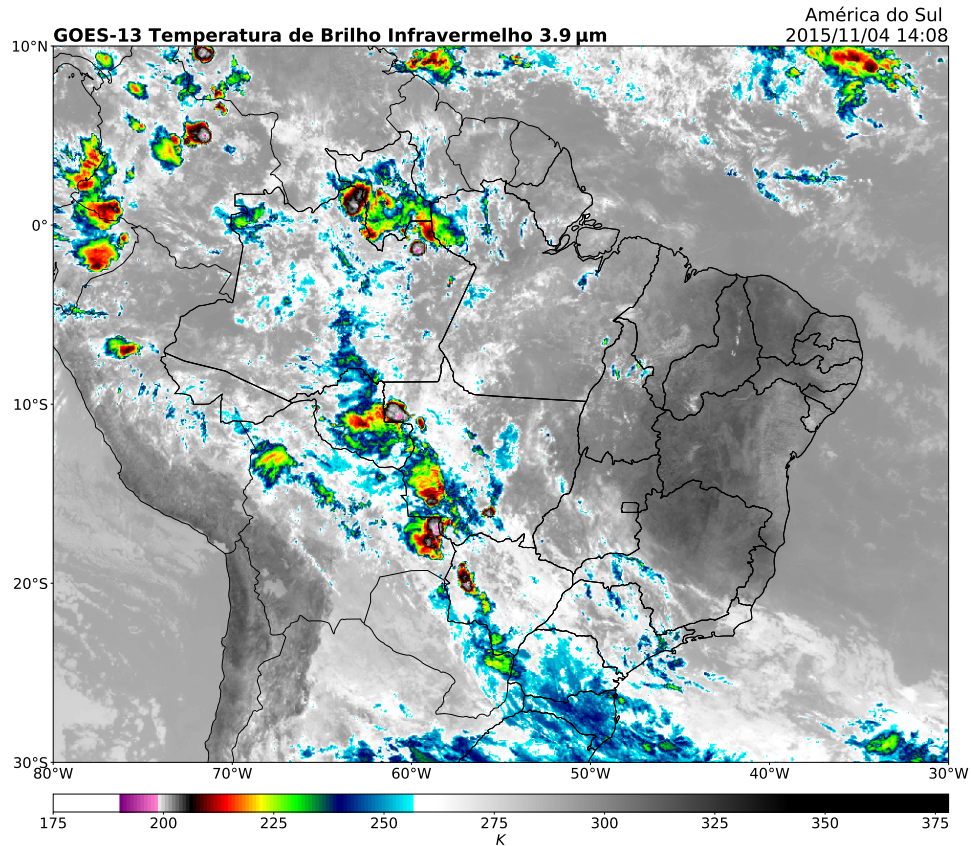


Figura 3.3 – Imagem no canal infravermelho do satélite GOES no dia 04 do 11 de 2015.

Fonte: Próprio autor.

#### 3.1.1.4 Evento 4

Este evento ocorreu no dia 9 de novembro de 2015 e segundo Oliveira et al. (2020) foi o mais organizado de todos, pois houve a chegada de um grande aglomerado de fortes tempestades movendo-se para o sudoeste, com uma região precipitante estratiforme na parte posterior deste sistema sobre a região do ATTO. Adicionalmente, segundo os autores, antes da CLP ser perturbada de forma mais efetiva às 04:00H, ela já havia sofrido leves perturbações por um conjunto de células menores nas horas anteriores. Do ponto de vista sinótico, a origem destas células convectivas ainda é devido ao mesmo sistema dos outros três, porém agora este sistema está no fim do seu ciclo de vida já que a Alta da Bolívia se deslocou para noroeste, o VCAN presente sobre o Nordeste se dissipou e o sistema frontal que estava sobre o sudeste do Brasil está se deslocando em direção ao nordeste brasileiro, ainda que enfraquecido.

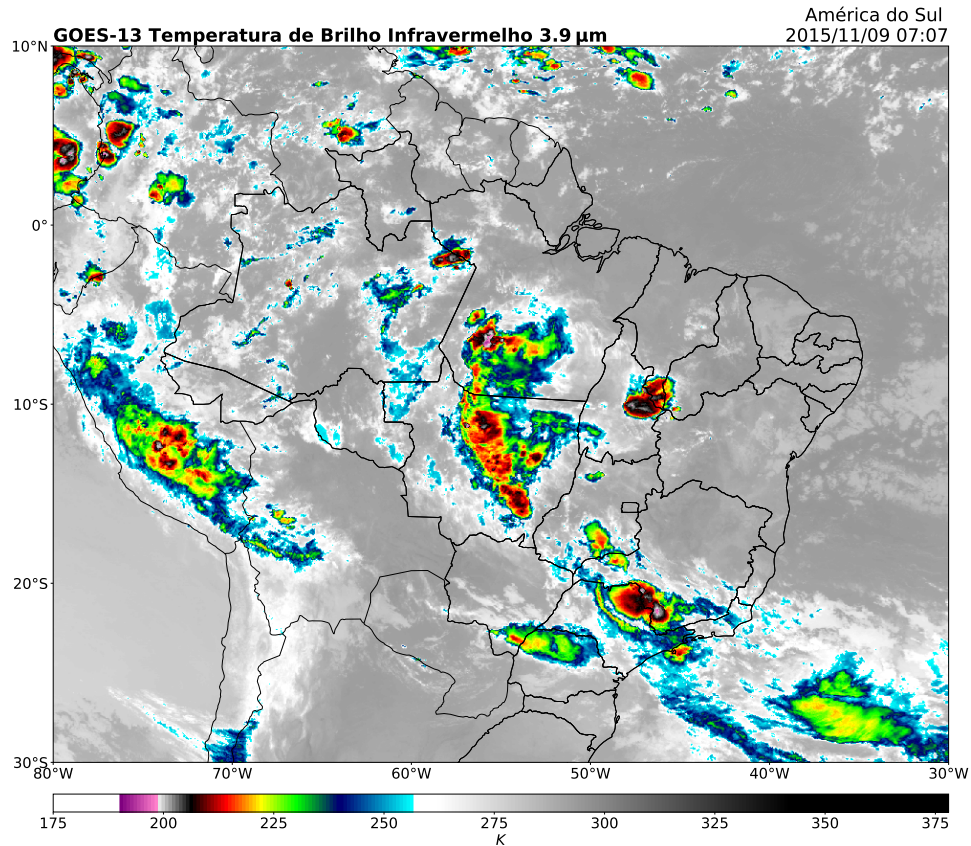


Figura 3.4 – Imagem no canal infravermelho do satélite GOES no dia 09 do 11 de 2015.

Fonte: Próprio autor.

### 3.2 EXPERIMENTO NUMÉRICO

Como mencionado anteriormente, o presente estudo consistiu na simulação do primeiro evento estudado por (OLIVEIRA et al., 2020), o qual ocorreu aproximadamente às 17:15H do dia 31 de outubro de 2015, a escolha se deu devido a intensidade do evento.

### 3.3 MODELO WRF

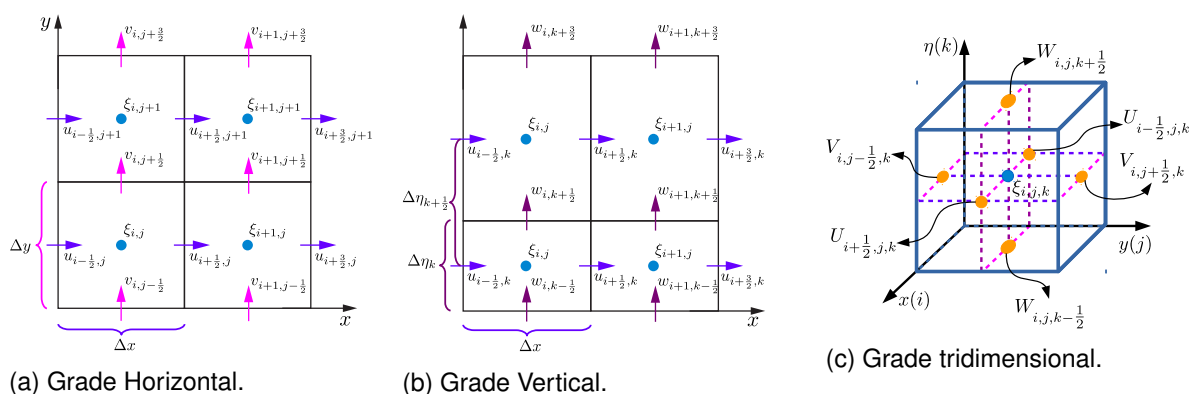
O WRF é um modelo atmosférico aberto à comunidade e desenvolvido com dois núcleos dinâmicos. Um deles é dedicado à previsão numérica chamado *Nonhydrostatic Mesoscale Model* (NMM), e o outro para pesquisa chamado *Advanced Research WRF* (ARW) (SKAMAROCK et al., 2021). O ARW pode ser utilizado para simulações idealizadas e reais, exigindo diferentes informações sobre as condições iniciais da atmosfera para iniciar a simulação. No primeiro caso as mesmas são definidas pelo usuário através de perfis

verticais termodinâmicos e cinemáticos. Já no segundo caso, que é o do presente estudo, as condições iniciais que servem de entrada para o modelo são fornecidas através de dados interpolados de análise/reanálise ou dados reais de previsão numérica do tempo, o qual fornecem informações sobre as características superfície e condições meteorológicas da mesma e de níveis verticais. Antes de serem utilizados como entrada para a simulação de casos reais, os dados necessitam ser pré processados pelo *WRF Preprocessing System* (WPS), afim de organizar os dados de acordo com as seguintes características (SKAMAROCK et al., 2021):

- Deslocar corretamente os dados de entrada para a grade vertical e horizontal do modelo;
- Variáveis de estado de referencia hidrostáticamente equilibradas e campos de perturbação;
- Metadados especificando informações como a data, características físicas da grade e detalhes da projeção.

O ARW integra as equações de Euler totalmente compressíveis e não hidrostáticas (com opção hidrostática) na forma de fluxo. A discretização temporal dessas equações no ARW é feita através do esquema de integração de *Runge-Kutta de Terceira Ordem* (RK3). Modos acústicos de alta frequência podem colocar restrições significativas no passo de tempo permitido para as etapas do RK3, portanto são integrados em espaços de tempo menores afim de manter a estabilidade computacional. A descrição detalhada da discretização temporal está presente em (KLEMP; SKAMAROCK; DUDHIA, 2007). Para a discretização espacial o ARW utiliza uma grade deslocada do tipo Arakawa-C, onde as velocidades normais às faces de cada célula de grade são deslocadas meio comprimento de grade em relação as variáveis escalares, representando um valor médio ao longo dessa face. As variáveis escalares ficam no centro da célula, também conhecido como ponto de massa e representam um valor médio para o volume dessa célula.

Figura 3.5 – Representação das grades utilizada pelo modelo ARW.





Considerando uma célula de grade no plano cartesiano tridimensional, os índices  $i$ ,  $j$  e  $k$  indicam as posições dos eixos  $x$ ,  $y$  e  $\eta$  respectivamente. Assim, as variações de posição nestes eixos são representadas por  $i\Delta x$ ,  $j\Delta y$  e  $k\Delta\eta$ . O ponto central da célula de grade é representado por  $\xi_{i,j,k}$  na figura 3.5(c). Ainda, as velocidades  $(u,v,w)$ , deslocadas meio comprimento de grade em relação a  $\xi$ , são indicadas nas faces. As velocidades horizontais, são calculadas no ponto médio entre duas células de grade em 3.5(a), enquanto a velocidade vertical é calculada no ponto médio entre dois pontos de massa ao longo das respectivas direções na 3.5(b). Os comprimentos horizontais da grade  $\Delta x$  e  $\Delta y$  são constantes na formulação do modelo, diferentemente do comprimento de grade vertical  $\Delta\eta$  que pode ser definida ao iniciar o modelo.

### 3.4 PROCESSO DE PARAMETRIZAÇÃO E O FECHAMENTO DA TURBULÊNCIA

Parametrização é a descrição na forma de uma aproximação artificialmente construída, de um processo físico que por algum motivo não pode ser resolvido diretamente pelo modelo (STULL, 1988; STENSRUD, 2009). As principais razões pelas quais se parametriza um processo físico são (STULL, 1988; WARNER, 2011; STENSRUD et al., 2014):

- O entendimento insuficiente de um processo físico para o descrever diretamente através de relações físicas;
- Dependendo do estudo pode ser inviável simular processos físicos complicados, como por exemplo a mistura turbulenta de calor, vapor d'água e *momentum*, devido o tempo e custo computacional;
- O processo ocorre em uma escala muito pequena em relação a grade do modelo, de forma que o mesmo não consegue ser resolvido.

A natureza física da turbulência não é totalmente compreendida, sendo assim não é possível resolver vórtices turbulentos individualmente, porém pode-se, por exemplo, obter uma relação entre sua intensidade e o cisalhamento do vento e energia estática resolvidos pelo modelo (WARNER, 2011). A representação dos efeitos da mistura turbulenta de vapor d'água, calor e *momentum* no modelo numérico são exemplos de algumas variáveis complexas que normalmente exigem maior custo computacional em relação a outras variáveis, portanto podem ser parametrizadas. Além disso, os modelos de previsão numérica do tempo tem sua área de estudo dividida em grades regulares onde são reproduzidos os processos físicos que ocorrem na atmosfera, quanto menor o tamanho da grade, maior o numero de grades e mais bem representados se tornam os processos. Entretanto, existem fenômenos que são pequenos demais em relação ao tamanho da grade a ponto de não

serem representados, como processos microfísicos nas nuvens relacionados a formação de hidrometeoros e processos que ocorrem na CLP como fluxos de calor na interface Terra-Atmosfera e turbulência.

Os termos que das equações que governam a CLP, são decompostos em termos médios, que descrevem o estado médio da atmosfera, e termos de perturbação que descrevem desvios ou flutuações turbulentas, esse conjunto de equações sempre contém termos desconhecidos (não possuem equações diagnosticas ou prognósticas que os descrevam) de ordem maior que os demais, a busca por equações que descrevam tais termos fazem com que novos termos desconhecidos de ordem maior apareçam, sendo assim, surge a necessidade de parametrizar os termos de ordem maior.

Em modelos atmosféricos de mesoescala o movimento turbulento não pode ser resolvido explicitamente devido a sua complexidade e por atuar em uma grande quantidade de escalas, sendo assim, apenas fenômenos possuem a mesma grandeza da grade podem ser resolvidos, enquanto fenômenos de grandeza menor que a grade não podem, esse processos são representados no modelo através de parametrizações.

A ordem do fechamento turbulento citada no paragrafo acima é uma importante característica que difere os esquemas de parametrização da CLP, porém outra característica importante é a abordagem local ou não local de mistura. A abordagem de fechamento local utiliza as variáveis conhecidas nos pontos de grade mais próximos da variável desconhecida para achá-la, enquanto o fechamento não local utiliza as variáveis de todos os pontos de grade para encontrar a variável desconhecida.

### 3.5 CONFIGURAÇÃO DA SIMULAÇÃO

A simulação do presente trabalho contempla o evento 1 (descrito anteriormente), para tal, foram realizadas duas simulações distintas, no qual a diferença entre as duas foi a utilização de esquemas de parametrização de microfísica das nuvens diferentes, na simulação I foi empregado esquema de Thompson (THOMPSON et al., 2008), enquanto que na simulação II foi empregado o esquema *National Severe Storms Laboratory* (NSSL) (). Dois horários de inicialização diferentes foram testados sendo eles às 12 UTC do dia 30 de outubro de 2015, aproximadamente 29 horas antes do sistema descrito no evento atuar na região de interesse, e às 00:00 UTC do dia 31 de outubro de 2015, aproximadamente 17:00H antes do sistema descrito no evento atuar na região de interesse, em ambos os casos a simulação foi finalizada às 12:00 UTC do dia 01 de novembro de 2015, compreendendo 48 horas simuladas no primeiro caso e 36 no segundo.

O primeiro horário de inicialização descrito foi o que obteve melhores resultados, uma vez que o segundo, apesar de ser mais próximo do inicio do evento, não produziu células convectivas intensas o suficiente para gerar grandes impactos no estado da CLP.

Sendo assim, o horário de inicialização escolhido para o presente estudo foi o de 12 UTC do dia 30 de outubro de 2015.

A condição inicial e condições de contorno que serviram de entrada para o modelo foram obtidas através dos dados de reanálise ERA5 do *European Centre for Medium-Range Weather Forecasts* (ECMWF), descritos detalhadamente em (C3S, 2017), os mesmos estão distribuídos em 37 níveis isobáricos 1000 hPa à 1 hPa, variáveis de superfície e 4 camadas no interior do solo. Tais dados tem resolução horizontal de  $0,25^\circ$  e temporal de uma hora. Os dados de topografia e informações do solo utilizados foram àqueles de alta resolução da configuração padrão de pré-processamento do WRF.

Neste estudo foram utilizadas duas grades numérica com  $280 \times 280$  pontos de grade nas direções  $x$  e  $y$ , respectivamente, a primeira chamada de D01, com espaçamento horizontal nominal de 4,5 km, tendo seu centro nas coordenadas geográficas  $2,1815^\circ$  S e  $59,021^\circ$  W, a segunda chamada de D02, com espaçamento horizontal nominal de 1,5 km, conforme a figura 3.6. O domínio vertical foi composto de 50 níveis (considerando-se os pontos de velocidade vertical – níveis fundamentais – e então 49 níveis de massa – níveis intermediários), com o primeiro nível fundamental acima do solo em torno de 40 metros, conseqüentemente, o primeiro nível intermediário em torno de 20 metros acima do solo. A estratificação da grade vertical é apresentada na figura 3.7.

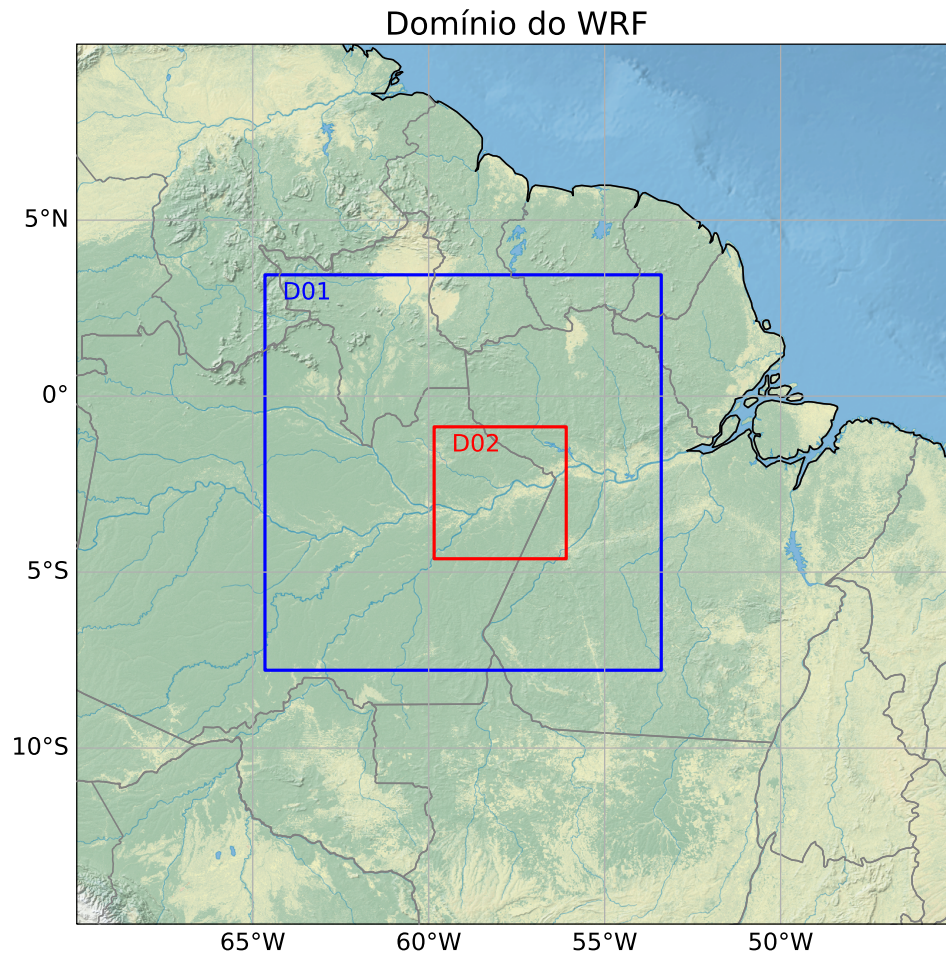


Figura 3.6 – Domínios do modelo WRF que foram simulados, primeira D01 e grade filha D02.

Fonte: Próprio autor.

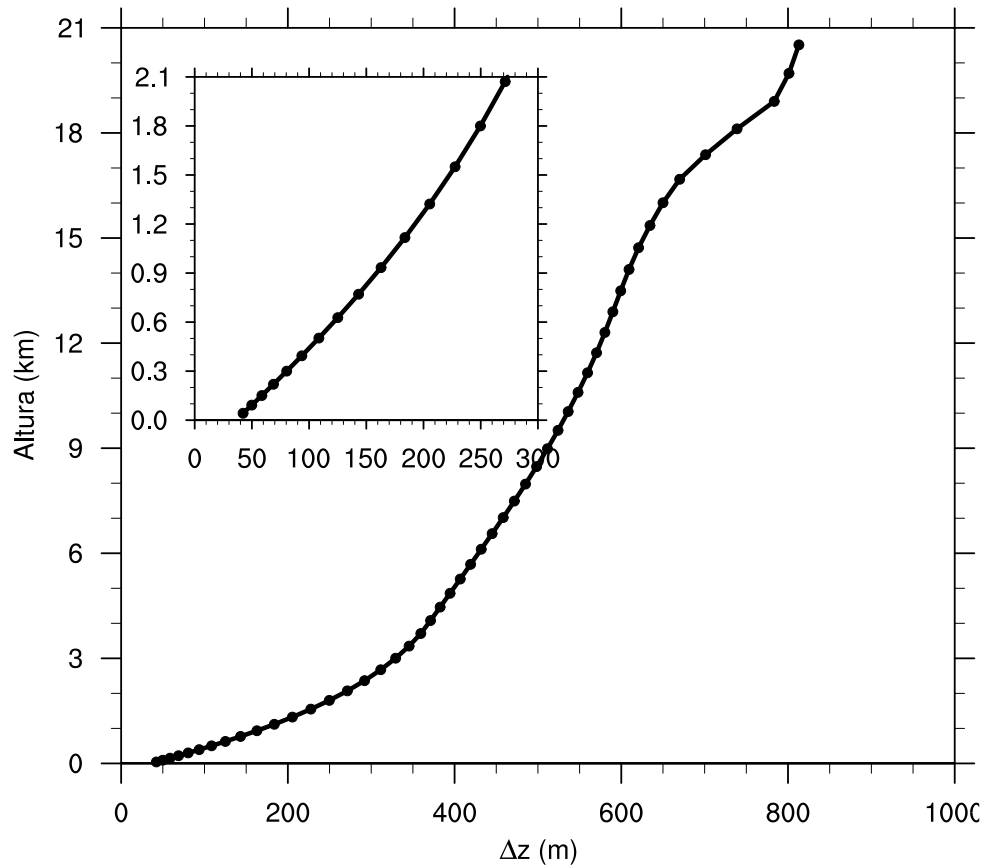


Figura 3.7 – Discretização vertical da grade utilizada no modelo WRF.

Fonte: Prof. Franciano Scremin Puhales (UFSM).

Os esquemas de parametrização utilizados na presente simulação estão resumidos na tabela 3.1 e brevemente descritos nas subseções seguintes.

Tipo	Nome	Referência
Radiação de onda longa (ra_lw)	Esquema RRTMG	(PRICE et al., 2014)
Radiação de onda curta (ra_sw)	Esquema RRTMG	(PRICE et al., 2014)
Microfísica (mp)	Esquema de Thompson e NSSL	(THOMPSON et al., 2008) e (MANSELL; ZIEGLER; BRUNING, 2010)
Superfície (sf_surface)	Modelo Noah-MP	(NIU et al., 2011; YANG et al., 2011)
Camada Limite (bl_pbl)	MYNN 2.5	(NAKANISHI; NIINO, 2006; NAKANISHI; NIINO, 2009)
Convecção (cu)	Esquema de Grell-Freitas	(GRELL; FREITAS, 2014)

Tabela 3.1 – Resumo dos esquemas de parametrização.

Fonte: Próprio autor.

### 3.5.1 Esquema Convectivo

Segundo Fowler et al. (2016), o esquema Grell-Freitas (GRELL; FREITAS, 2014) foi baseado na parametrização de (GRELL; DÉVÉNYI, 2002) o qual é uma versão estocástica de (GRELL, 1993). Grell-Freitas incluíram o conceito de parametrização unificada proposta por (ARAKAWA; JUNG; WU, 2011; ARAKAWA; WU, 2013), o qual permite o uso do esquema de parametrização em uma variedade maior de escalas horizontais, indo desde a escala dos modelo de circulação global até os modelos de resolução em escala de nuvem.

### 3.5.2 Esquema Camada Limite

O esquema de CLP utilizado foi o *Mellor-Yamada-Nakanishi-Niino 2.5* (MYNN) (NAKANISHI, 2001; NAKANISHI; NIINO, 2004; NAKANISHI; NIINO, 2006; NAKANISHI; NIINO, 2009), que utiliza a difusividade turbulenta como abordagem para representar a equação prognostica de ECT, a qual tem extrema importância, uma vez que esta é ponto de partida para aproximações de difusão turbulenta, pois representa a intensidade da turbulência, estando relacionada ao transporte turbulento de diversas grandezas na atmosfera como momentum, calor e umidade (STULL, 1988).

### 3.5.3 Esquema de Microfísica das Nuvens

Os esquemas microfísicos utilizados na configuração do modelo foram os esquemas de Thompson (THOMPSON et al., 2008) e o *National Severe Storms Laboratory* (NSSL) (MANSELL; ZIEGLER; BRUNING, 2010). Ambos são esquemas de microfísica em massa (*Bulk Microphysics Scheme "BMS"*), tais esquemas são utilizados para simular o transporte, variações físicas e efeitos termodinâmicos da população total de hidrometeoros nas nuvens, tanto na forma líquida e sólida, quanto na mistura de ambos (BAO; MICHELSON; GRELL, 2019). Segundo (LEE; BAIK, 2018) ambos os esquemas são de momento duplo para gotas líquidas, sendo assim, eles preveem a concentração do número de gotículas de nuvens e a concentração do número de gotas de chuva. O esquema de Thompson entretanto é momento único para neve e graupel, enquanto o NSSL prevê dois momentos independentes (massa e número concentração) para seis tipos de hidrometeoros (gotas, chuva, cristais de gelo, neve, graupel e granizo). O NSSL é uma versão atualizada de esquema originalmente desenvolvido por (ZIEGLER, 1985), maiores detalhes sobre tais modificações estão descritas no apêndice em Mansell, Ziegler e Bruning (2010). O esquema de Thompson é baseado no esquema de Lin, Farley e Orville (1983) incorporando grande quantidade de melhorias nos processos físicos e no código computacional (THOMPSON et al., 2008).

### 3.5.4 Esquema de Radiação de onda curta e longa

O esquema radiativo utilizado para calcular fluxos de calor e taxa de aquecimento dentro da faixa espectral de onda curta e longa foi o *Rapid Radiative Transfer Model for GCMs* (RRTMG), que é uma versão do *Rapid Radiative Transfer Model* (RRTM), modelo de banda validado e com distribuição k correlacionada, aplicada a *Modelos de Circulação Geral* (GCMs) (PRICE et al., 2014).

## 4 RESULTADOS

Para entender os impactos da convecção profunda na CLP é necessário analisar uma célula convectiva similar à observada, devido às limitações da simulação numérica, aliada à natureza do sistema que da origem às células convectivas que passam sobre a região de estudo, além da heterogeneidade da própria, seria extremamente difícil reproduzir o mesmo evento convectivo observado, portanto as análises foram feitas em dois pontos em cada simulação, na localização do ATTO (-2,14°; -59°), no qual passam apenas algumas células da tempestade e em um outro ponto próximo chamado de TESTE que foi selecionado subjetivamente levando em consideração células convectivas intensas similares às observadas que passaram próximo da região no mesmo horário, sendo assim, cada simulação teve seu ponto, (-2,20°; -59.24°) para simulação I e (-2,12°; -59.38°) para a II, portanto evolução temporal das variáveis meteorológicas se comportam de forma diferente entre os dois pontos em cada simulação.

Como mencionado acima, a CLP no ponto de grade da simulação onde está torre do ATTO não sofreu grandes alterações uma vez que as células convectivas mais intensas não passaram sobre a região especificamente em nenhuma das simulações, portanto apenas os pontos Teste em ambas as simulações foram analisados de forma mais detalhada.

### 4.1 IMAGENS REMOTAS SIMULADAS E OBSERVADAS DO SISTEMA

Como dito anteriormente, apenas o evento ocorrido no dia 31 de Outubro de 2015 foi simulado no presente estudo, um sistema conhecido como ZCAS foi responsável por dar origem à convecção que atuou sobre a região de estudo, tal sistema persistiu por vários dias. Analisando as imagens de temperatura de brilho do satélite GOES, apresentadas na figura 4.5 é possível notar um conjunto multicelular que se aproxima da região de estudo aproximadamente às 17:00H, no qual as nuvens mais profundas passam sobre a região, nuvens rasas continuam sobre a região de estudo noite adentro.

Na temperatura de brilho simulada pelo WRF, figuras 4.1 e figura 4.3, em conjunto com o fator de refletividade de radar, figuras 4.2 e 4.4, observou-se que o horário em que as células chegaram sobre a região de estudo foi similar, por volta das 17:00H. Porém existiram diferenças notáveis nas características do sistema observado e simulado, primeiramente ambas as simulações produziram uma quantidade significativamente menor de células convectivas em relação às observadas no satélite GOES, sendo a simulação I foi a que produziu menos células convectivas, entretanto a intensidade das células geradas foram similares às observadas, o comportamento também foi parecido, as células iniciais surgiram no leste e foram se desenvolvendo a medida que iam se propagando para oeste.



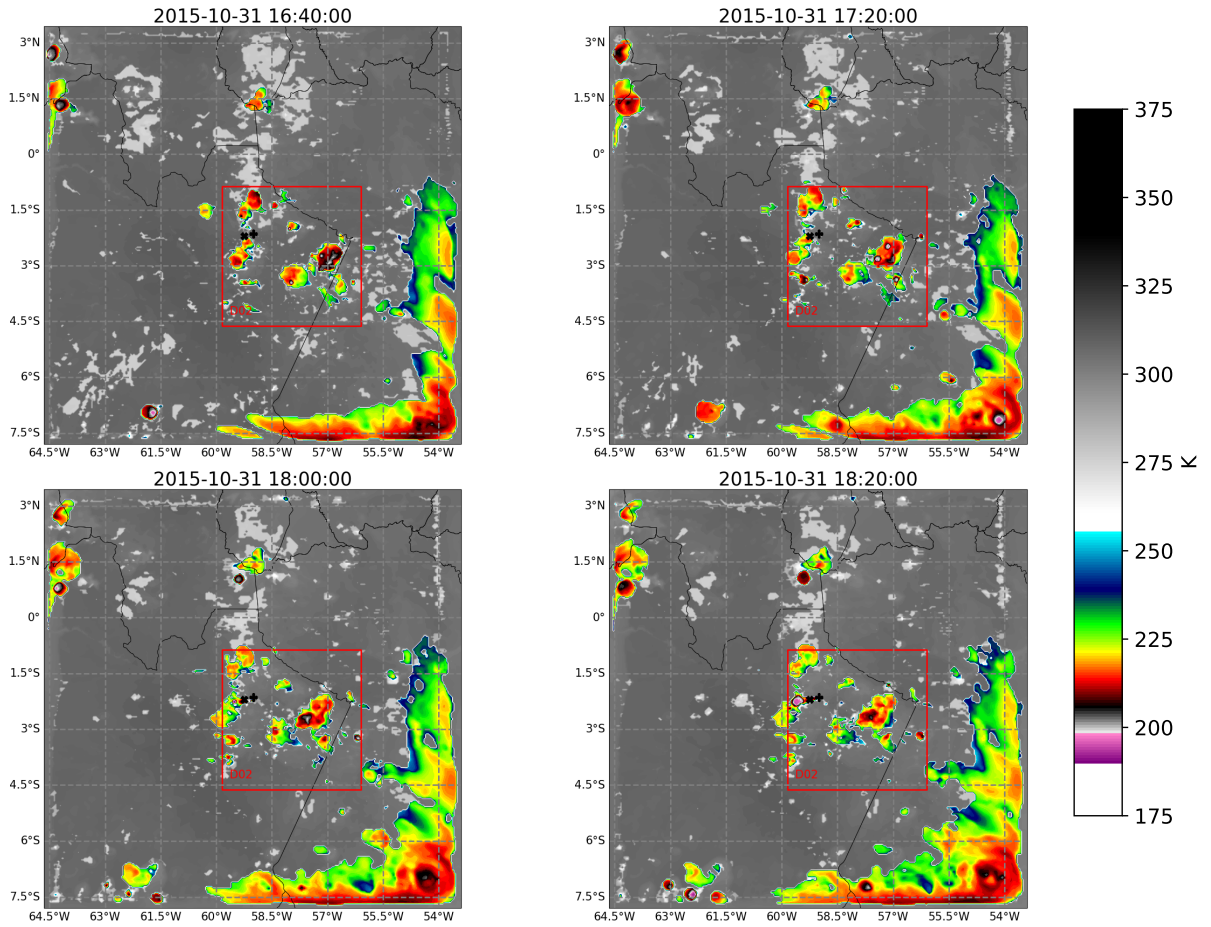


Figura 4.1 – Imagens de temperatura de brilho do WRF da simulação I, o símbolo x representa o Teste e símbolo + representa o ATTO .

Fonte: Próprio autor.

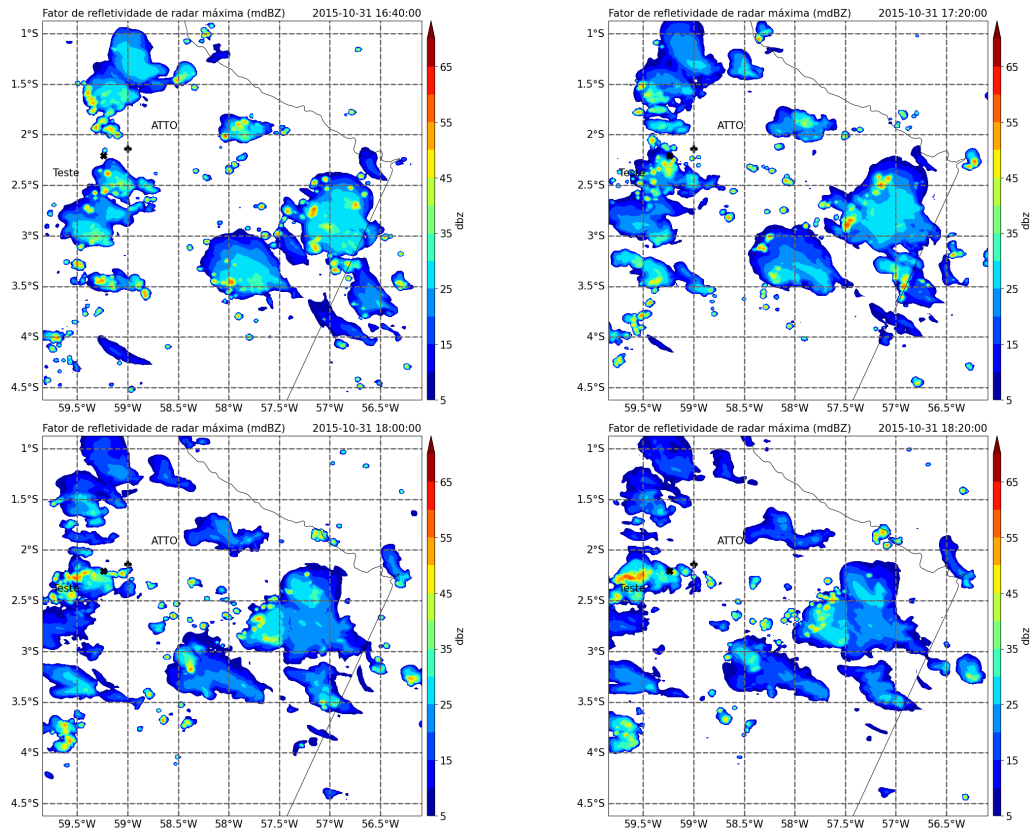


Figura 4.2 – Imagens de refletividade simulada pelo WRF da simulação I, o símbolo x representa o Teste e símbolo + representa o ATTO .

Fonte: Próprio autor.

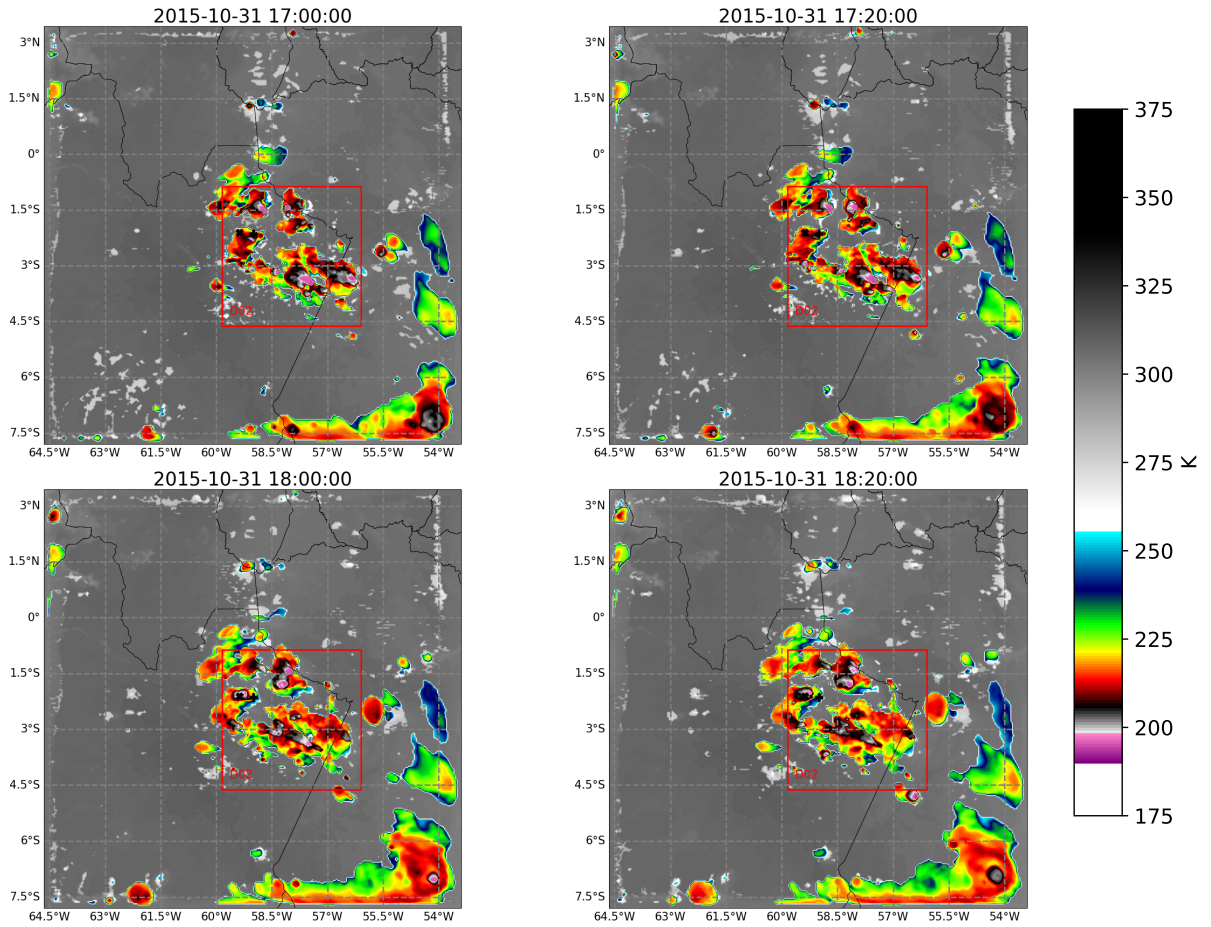


Figura 4.3 – Imagens de temperatura de brilho do WRF da simulação II, o símbolo x representa o Teste e símbolo + representa o ATTO .

Fonte: Próprio autor.

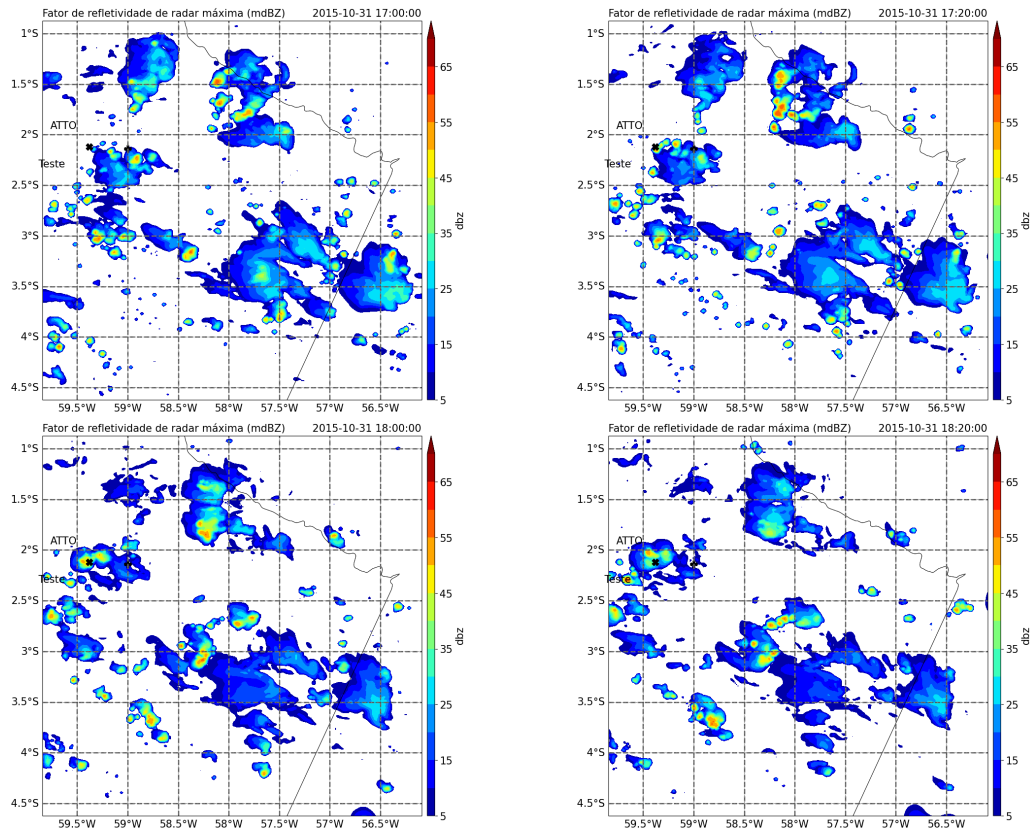


Figura 4.4 – Imagens de refletividade simulada pelo WRF da simulação II, o símbolo x representa o Teste e símbolo + representa o ATTO .

Fonte: Próprio autor.

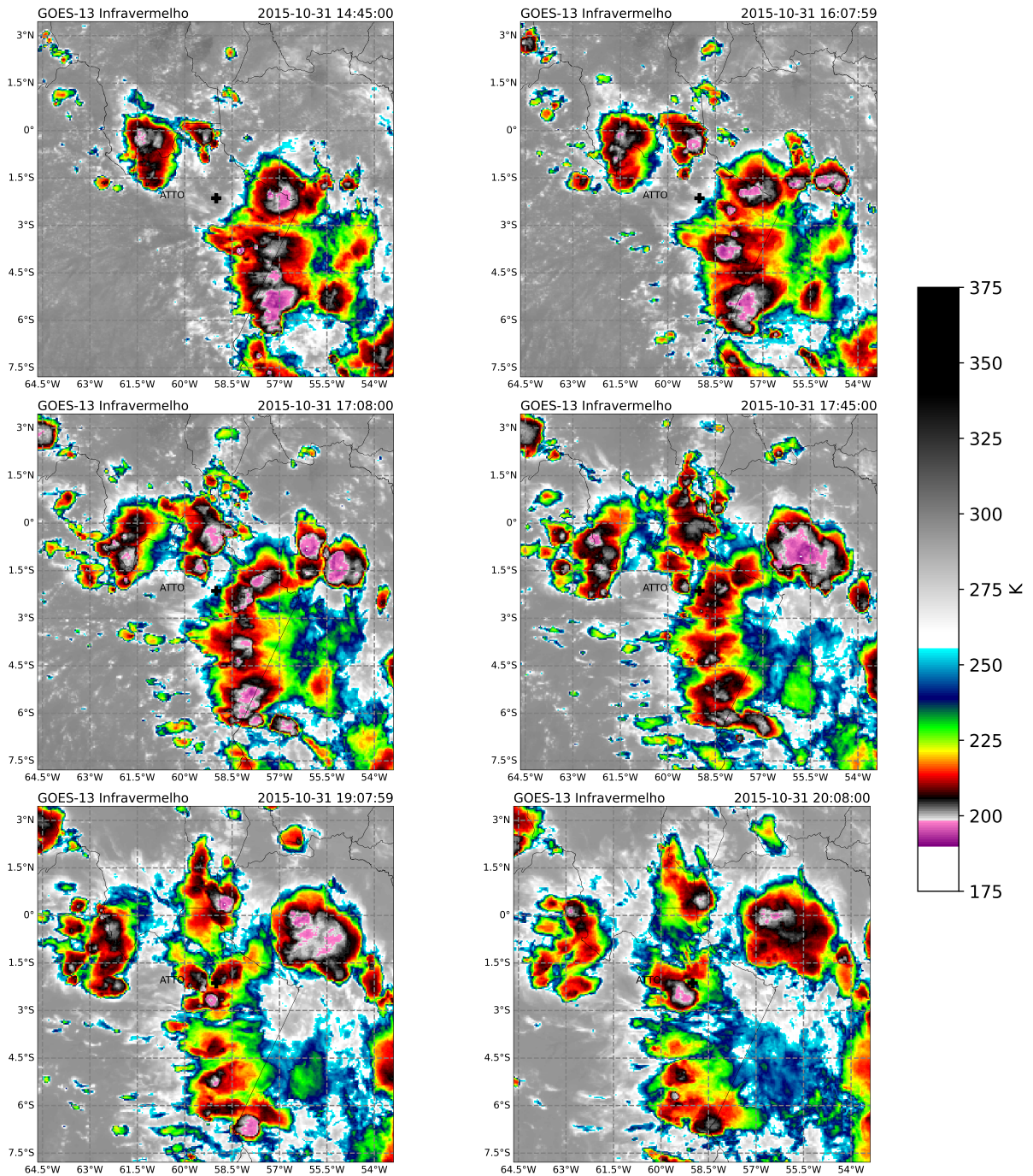


Figura 4.5 – Imagens de temperatura de brilho canal infravermelho do satélite GOES.

Fonte: Próprio autor.

## 4.2 SÉRIES TEMPORAIS

Como consequência da chegada da banda convectiva sobre a região de estudo, a temperatura do ar sofre uma grande queda, sendo de aproximadamente  $8^{\circ}$  na simulação

I e  $6^\circ$  na simulação II, comportamento também observado na variação de  $\theta_v$ , figura 4.7, que em ambos os casos caem de aproximadamente 310 K para em torno de 304 K na simulação I e 306 K na simulação II, na I entretanto essa queda é mais brusca e as temperaturas voltam a crescer logo após, enquanto que na II as quedas são um pouco menores, porém continuam ocorrendo até em torno de 19H, comportamento similar ao encontrado nos dados observados, no qual o  $\theta_v$  cai aproximadamente 7 K, entretanto os valores iniciais e finais são menores em relação às simulações.

Houve aumento de aproximadamente 9 m/s na magnitude do vento acima do dossel 4.8 nos dados observados, esse comportamento foi similar em ambas as simulações, tantos os valores poucos antes atuação do sistema próximos aos 4 m/s quanto durante a atuação do mesmo próximos à 12 m/s na simulação II, próximo de 8 m/s na simulação I. No nível abaixo do dossel, a velocidade do vento não teve aumento expressivo nas observações, isso ocorre não só pela alta rugosidade devido a densidade da floresta, mas também pelo aquecimento radiativo, que mantém em média a camada entre o chão da floresta e o topo do dossel estaticamente estável (FITZJARRALD et al., 1990). Nas simulações, a velocidade do vento abaixo do nível do dossel foi afetada de forma similar aos níveis superiores após a chegada sistema, isso ocorre pela incapacidade do modelo em lidar com a heterogeneidade da região.

Após os impactos iniciais da tempestade, uma nova queda de  $\theta_v$  e aumento na velocidade do vento foram observados, segundo Oliveira et al. (2020) isso provavelmente foi causado por um segundo fluxo de saída seguindo a frente de rajada principal em um momento de breve reintensificação do sistema. O sistema passa no início da transição entre CLP convectiva e noturna, isso ocorre tanto na simulação quanto nos dados observados, resultando em uma CLP atípica com características noturnas mesmo ainda no fim da tarde (FITZJARRALD et al., 1990; OLIVEIRA et al., 2020). Esse comportamento só é possível em ambos os casos devido a presença da retaguarda estratiforme que continua sobre a região até o início da noite, impedindo a recuperação da CLP pelo aquecimento da superfície.

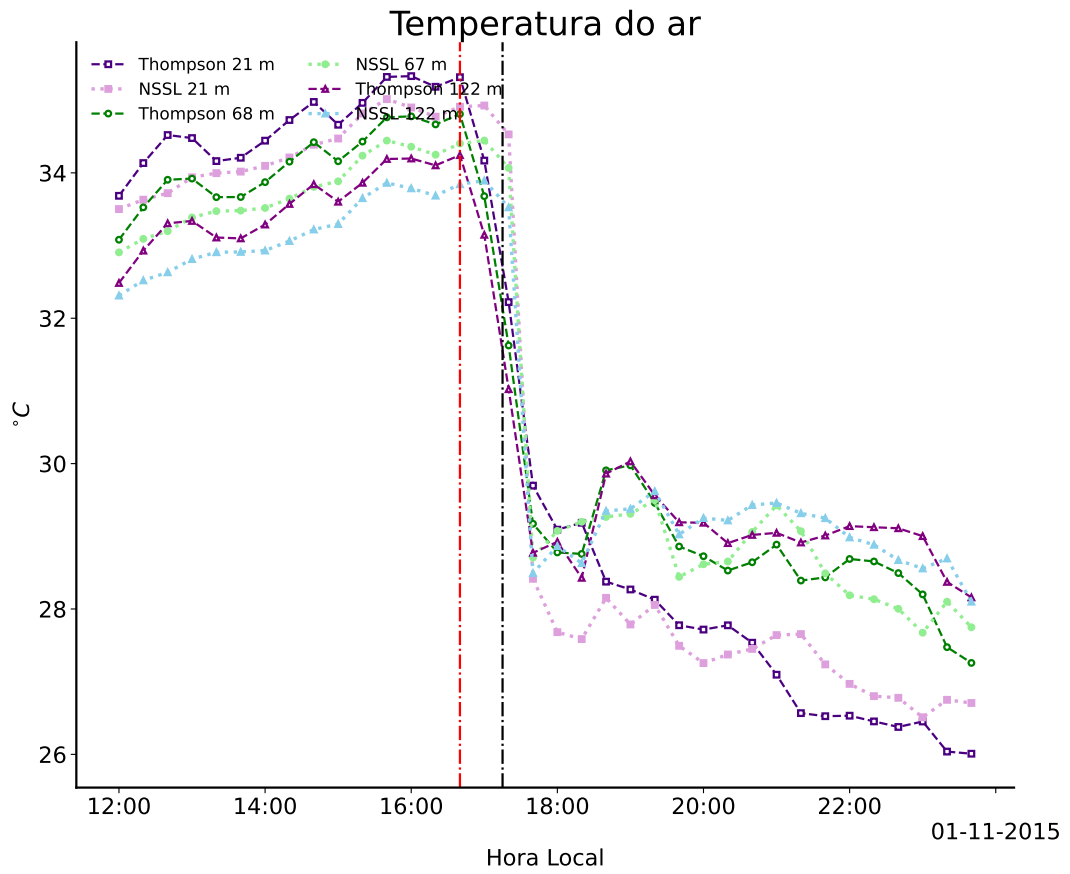


Figura 4.6 – Evolução temporal da temperatura no dia 31 do 10 de 2015 nos níveis de 21, 68 e 123 metros no ponto Teste na para as simulações I e II.

Fonte: Próprio autor.

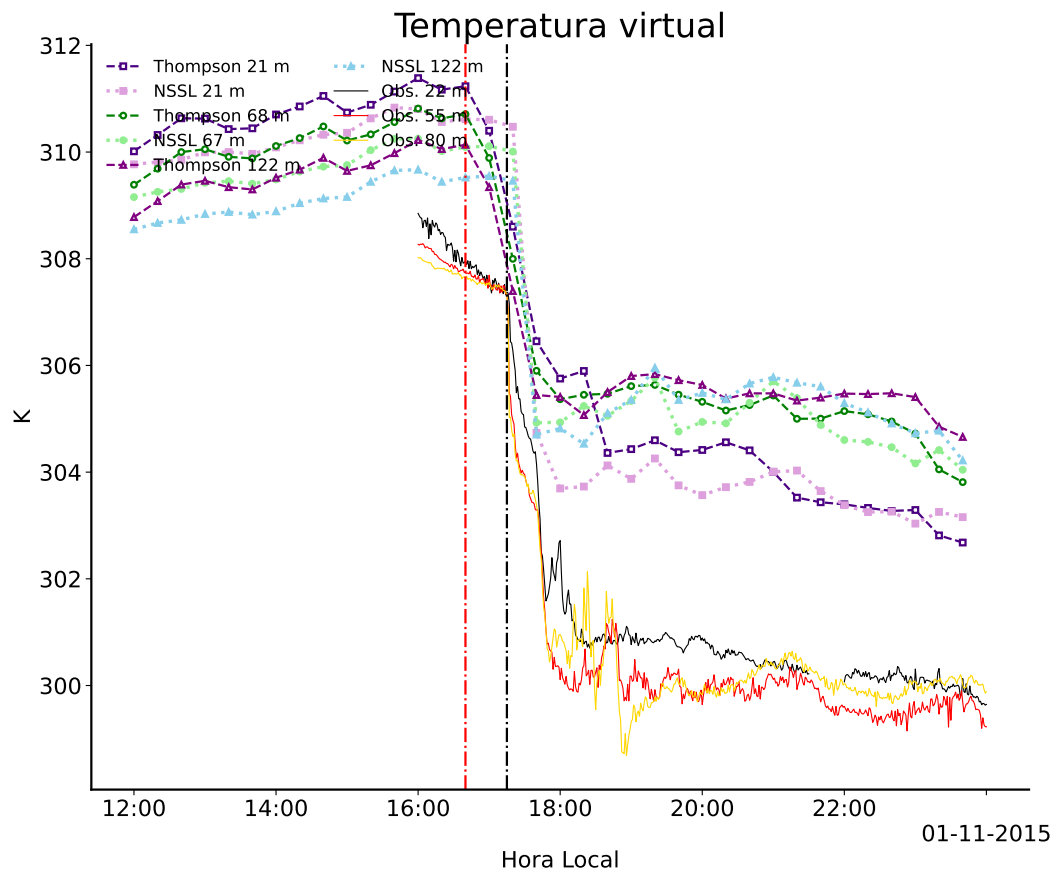


Figura 4.7 – Evolução temporal da temperatura potencial virtual ( $\theta_v$ ) no dia 31 do 10 de 2015 nos níveis de 21, 68 e 123 metros no ponto Teste na para as simulações I e II, além dos níveis de 22, 55 e 80 metros para os dados observados no ATTO.

Fonte: Próprio autor.



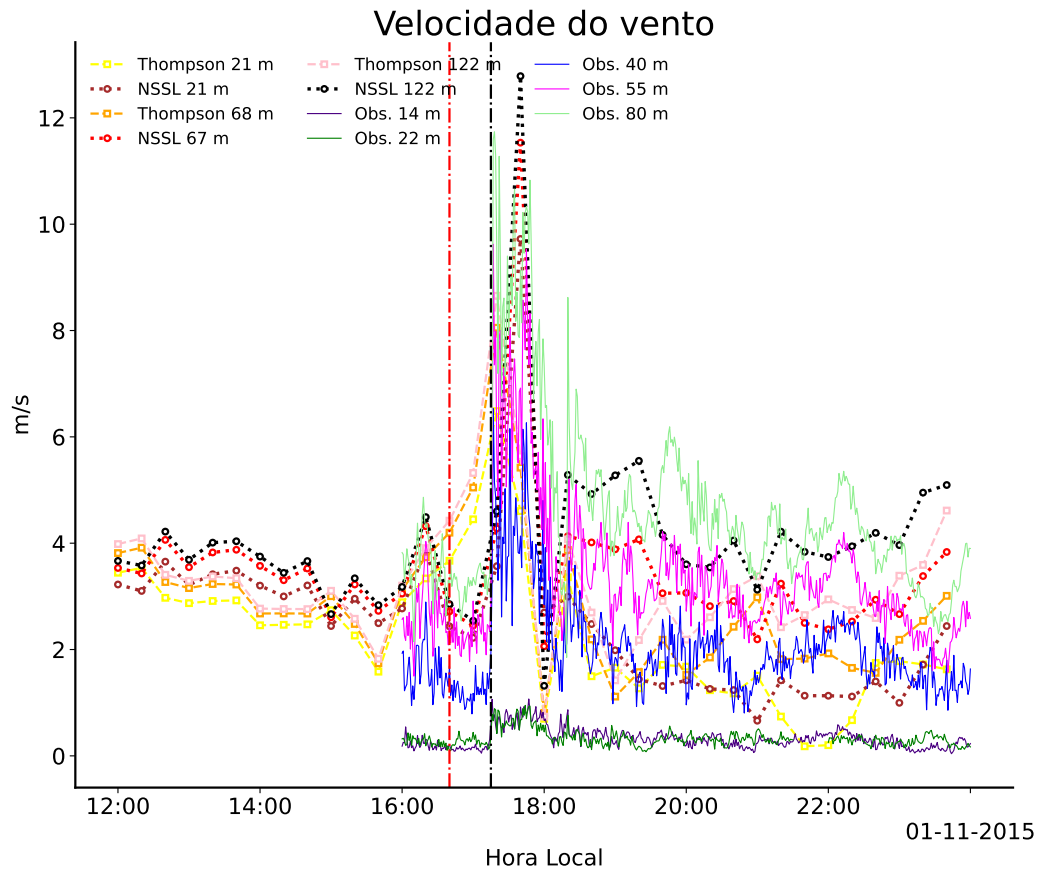


Figura 4.8 – Evolução temporal da magnitude do vento ( $V$ ) no dia 31 do 10 de 2015 nos níveis de 21, 68 e 123 metros no ponto Teste para as simulações I e II, além dos níveis de 14, 22, 40, 55 e 80 metros para os dados observados no ATTO.

Fonte: Próprio autor.

O  $\theta_e$ , figura 4.9, apresentou queda após o início do sistema em todos os casos, entretanto a queda foi subestimada pelo modelo, especialmente na simulação II, enquanto que na simulação I ela ocorreu aproximadamente 02:00H após a queda das outras variáveis. Em ambos todos os casos ela volta a crescer após seu valor mínimo, porém na simulação ela atinge valores similares aos encontrados antes da atuação do sistema, enquanto que nos dados observados apenas metade do valor de queda foi recuperado.

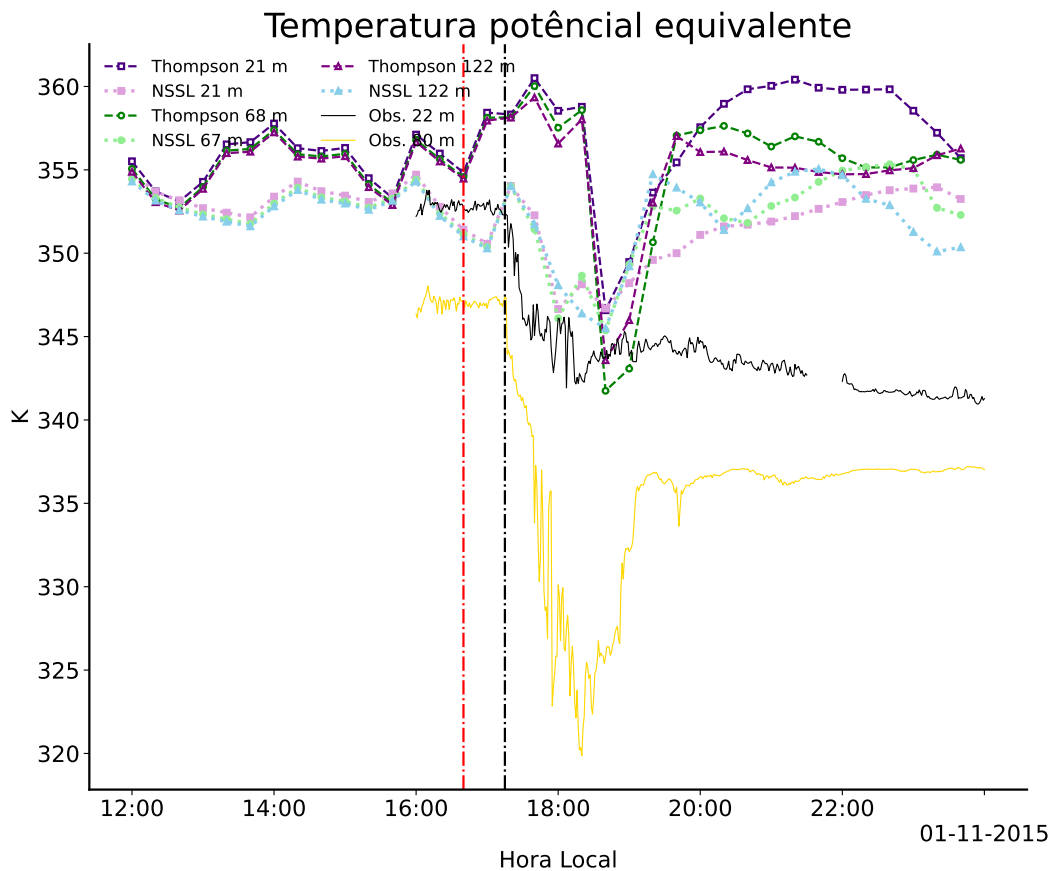


Figura 4.9 – Evolução temporal da temperatura potencial equivalente ( $\theta_e$ ) no dia 31 do 10 de 2015 nos níveis de 21, 68 e 123 metros para os pontos simulados Teste e ATTO, e nos níveis de 22 e 80 metros para os dados observados no ATTO.

Fonte: Próprio autor.

### 4.3 FLUXOS DE CALOR E TURBULÊNCIA

As correntes descendentes provocadas pela passagem de um sistema convectivo podem alterar significativamente os fluxos de calor na superfície através da introdução de ar frio de altos níveis na camada limite, o fluxo de calor sensível antes da chegada do sistema era predominantemente negativo devido a transição entre camada limite convectiva para noturna (figura 4.10), porém ela rapidamente sobe para valores entre  $200 \text{ w/m}^2$  e  $300 \text{ w/m}^2$  nos níveis acima do dossel, isso ocorre simultaneamente ao aumento na velocidade do vento (figura 4.8), segundo (OLIVEIRA et al., 2020), o fluxo positivo de H é uma característica da fase convectivamente ativa da tempestade, no qual ocorre a formação de uma camada instável por um breve período, devido a inversão do gradiente vertical de tempe-

ratura causado pela incursão de ar frio de altos níveis, sendo assim, a temperatura baixa próximo à superfície intensifica o fluxo de H. Após a passagem do sistema na região, o fluxo de calor sensível volta a tornar-se negativo nos dados observados, com maior intensidade do que previamente a chegada do sistema, porém com a reintensificação do mesmo o fluxo de H volta a ficar positivo por um breve período antes de as variações deixarem de ter grande amplitude.

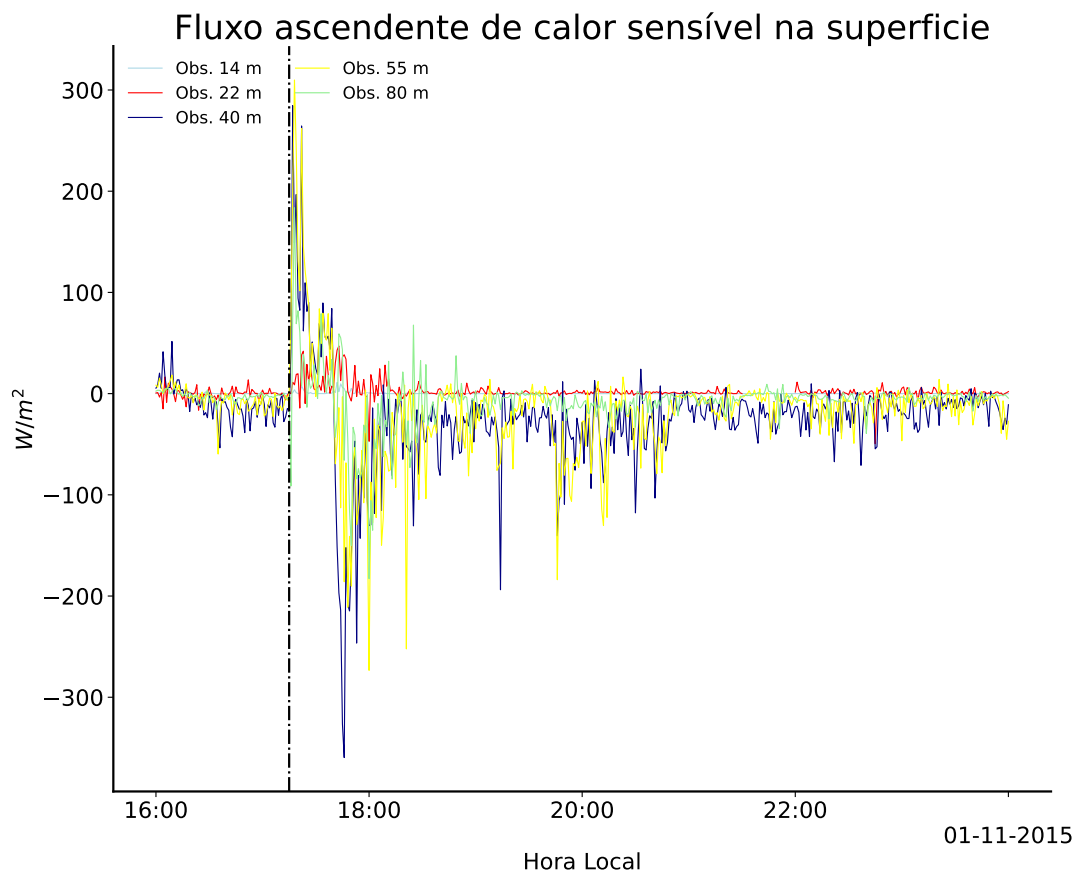


Figura 4.10 – Evolução temporal do fluxo de calor sensível ( $H$ ) no dia 31 do 10 de 2015 nos níveis de 14, 22, 40, 55 e 80 metros para os dados observados no ATTO.

Fonte: Próprio autor.

O fluxo de calor latente (figura 4.11) sofre variações mais acentuadas com pontos de máxima e mínima bem visíveis. Os principais responsáveis por essas variações são as variações de umidade e velocidade do vento, no nível de 22 metros as variações não são perceptíveis pois o dossel denso da floresta inibe fortes circulações, no nível de 80 metros as variações são mais acentuadas, indo de aproximadamente  $300 \text{ W/m}^2$  durante o início do sistema às 17:15H quando ocorrem as rajadas de vento e queda na temperatura potencial equivalente que atinge sua mínima aproximadamente uma hora após o início do sistema (figura 4.9), até aproximadamente  $-300 \text{ W/m}^2$  em torno de meia hora

com a desidentificação do sistema antes de se estabilizar ficando predominantemente negativa (JOHNSON; NICHOLLS, 1983; JABOUILLE; REDELSPERGER; LAFORE, 1996; OLIVEIRA et al., 2020).

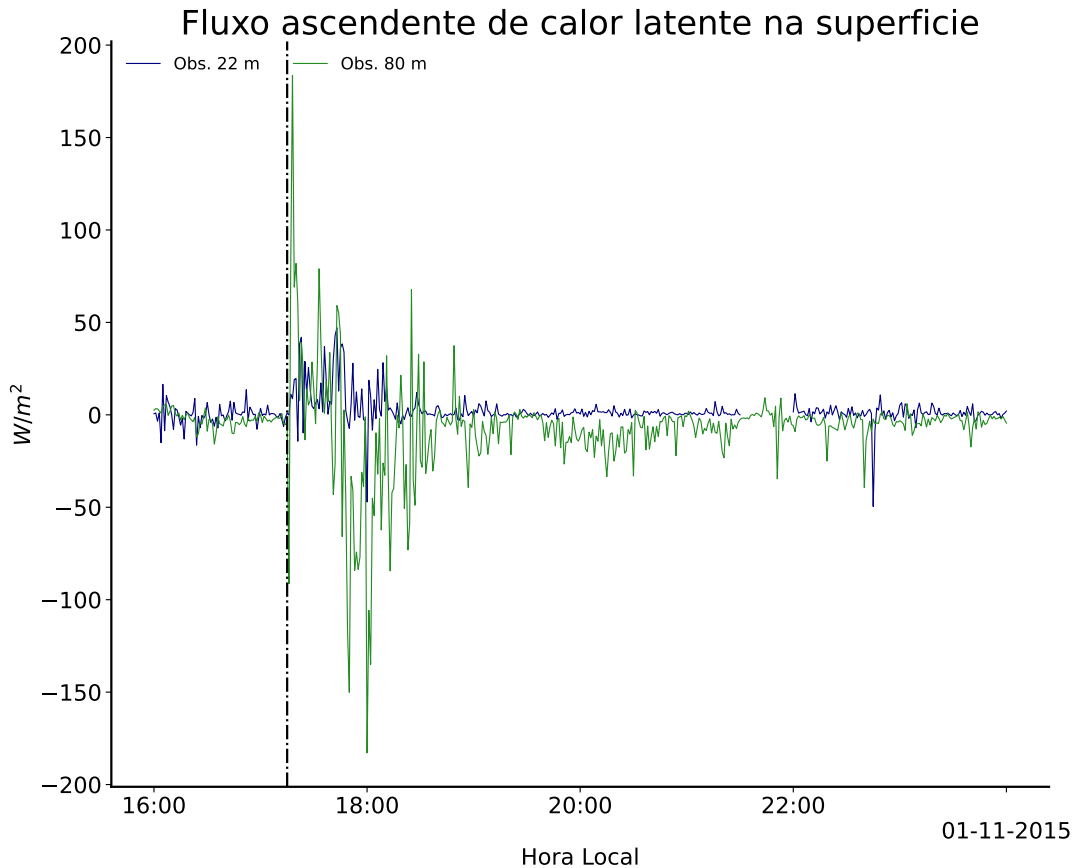


Figura 4.11 – Evolução temporal do fluxo de calor latente ( $LH$ ) no dia 31 do 10 de 2015, nos níveis de 22 e 80 metros para os dados observados no ATTO.

Fonte: Próprio autor.

Os fluxos de calor sensível das simulações não foram incluídos nos resultados, uma vez que o modelo não foi capaz de produzir resultados condizentes com os observados, isso mostra a limitação do modelo em representar tais processos diante das condições simuladas.

Na simulação a *Energia Cinética Turbulenta* (ECT) (figura 4.12) foi superestimada em relação aos dados observados, o que pode ter ocorrido pelo modelo ter superestimado tanto a velocidade do vento quanto a temperatura antes do evento. Com a aproximação do sistema por volta das 16:40H, os valores de ECT aumentam, chegando ao seu máximo às 17:40H, isso ocorre em resposta ao aumento brusco da velocidade do vento causado pelo escoamento de saída da tempestade que intensifica a forçante mecânica da ECT, ainda assim esse aumento não foi significativo. Nos dados observados a ECT também aumenta

repentinamente após as correntes descendentes atingirem a região, chegando a valores próximos de  $8 \text{ m}^2\text{s}^{-2}$ , enquanto que em um segundo momento por volta das 17:30H , quando ocorre uma breve reintensificação do sistema, ela chega a atingir valores próximos a  $7 \text{ m}^2\text{s}^{-2}$ .

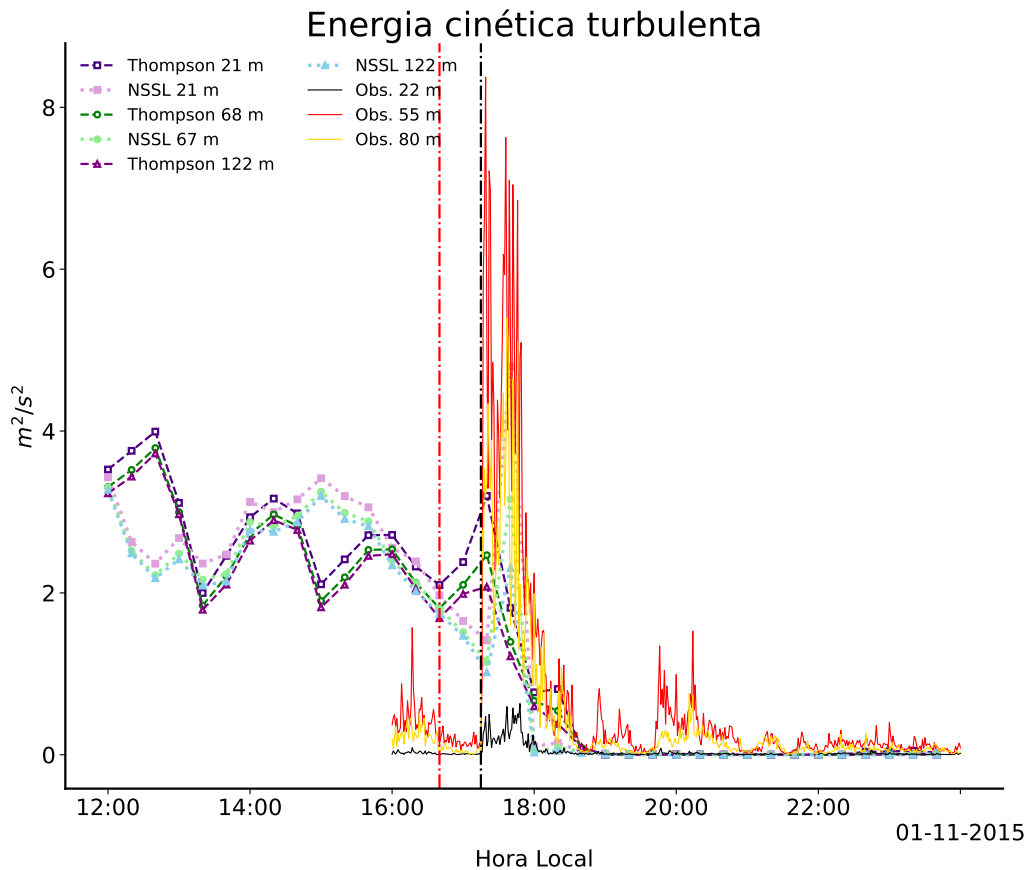


Figura 4.12 – Evolução temporal da temperatura potencial equivalente ( $TKE$ ) no dia 31 do 10 de 2015 nos níveis de 21, 68 e 123 metros no ponto Teste, para as simulações I e II, além dos níveis de 22, 55 e 80 metros para os dados observados no ATTO.

Fonte: Próprio autor.

#### 4.4 CAMPOS BIDIMENSIONAIS

##### 4.4.1 Variação temporal dos perfis

A figura 4.13 mostra que a queda da temperatura após a chegada do sistema foi igualmente intensa nas duas simulações, porém na simulação II a queda foi quase que

instantânea, enquanto que a queda foi mais gradual na primeira, isso ocorreu pois o sistema rapidamente entrou em fase madura enquanto estava sobre a região de estudo, o que provocou intensas correntes descendentes geradas pelas primeiras nuvens que passaram sobre a região, figura 4.15, como consequência a altura da CLP caiu aproximadamente 1500 metros e de forma similar a temperatura em ambas, figura 4.14, na simulação II as quedas ocorrem entre 16:40 e 17:00H, enquanto que na I as quedas terminam apenas por volta de 18:00H.

Na simulação I, a queda lenta da temperatura foi provocada pela célula convectiva que chega na região em estágio ainda próximo do maduro, no qual as correntes descendentes ainda não haviam tomado conta da célula convectiva, sendo as correntes ascendentes ainda estavam presentes, figura 4.15, o que aliado aumento da concentração de vapor d'água na CLP, indo da superfície até o nível de 1500 metros, provocado pela evaporação da precipitação, figuras 4.14 e 4.16, permitiram a intensificação do sistema. As correntes descendentes tomam conta da célula por volta das 18:40H, momento em que a mesma atinge seu estágio mais maduro, figura 4.15, como consequência toda a CLP fica mais seca devido a queda de umidade, que cai aproximadamente  $4 \text{ Kg/Kg} \times 10^3$  em todos os níveis, figura 4.14. O mesmo ocorre com o  $\theta_e$ , figura 4.16, onde apesar de a temperatura do ar já esta baixa, o mesmo cai em resposta à queda de umidade, sendo um dos principais indicadores da formação de piscina fria no local.

A simulação II, apesar das intensas correntes ascendentes e descendentes que atuaram sobre a região, figura 4.15, o ponto de grade não sofreu grandes alterações além da queda de temperatura e consequentemente diminuição da altura da CLP, a umidade aumentou pouco após a chegada do sistema, figura 4.14, o que refletiu apenas numa leve queda de  $\theta_e$  logo que o sistema atinge a região, figura 4.16. Sendo assim piscina fria que se formou também foi bem depois do início do sistema, porém não teve a intensidade da primeira simulação.

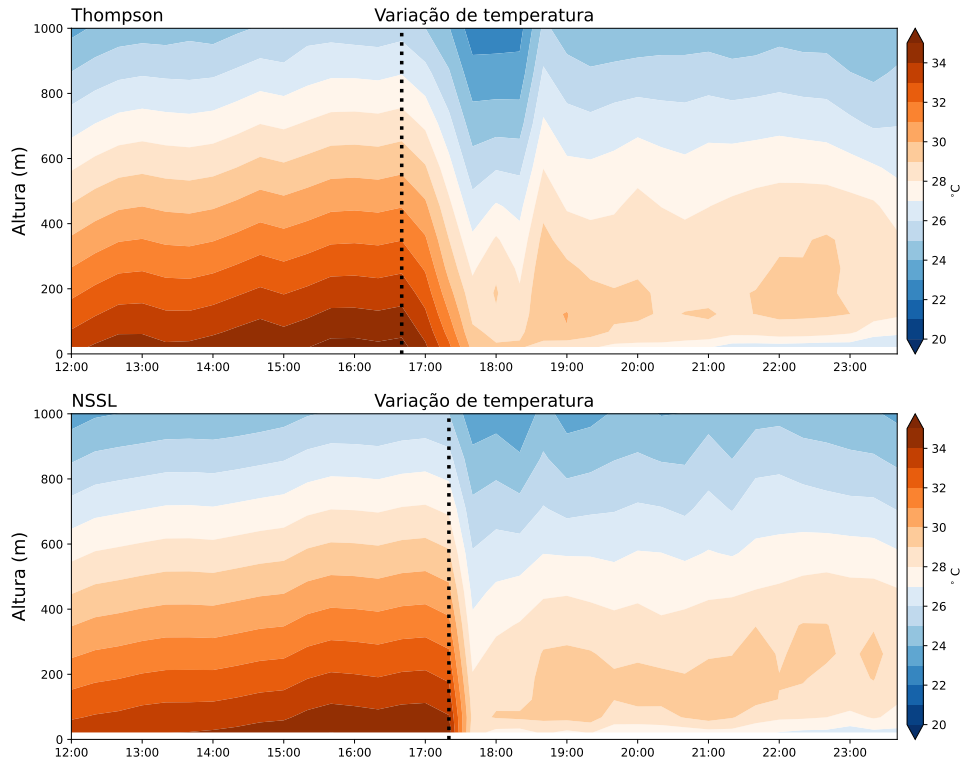


Figura 4.13 – Variação local de temperatura na simulação I e II.

Fonte: Próprio autor.

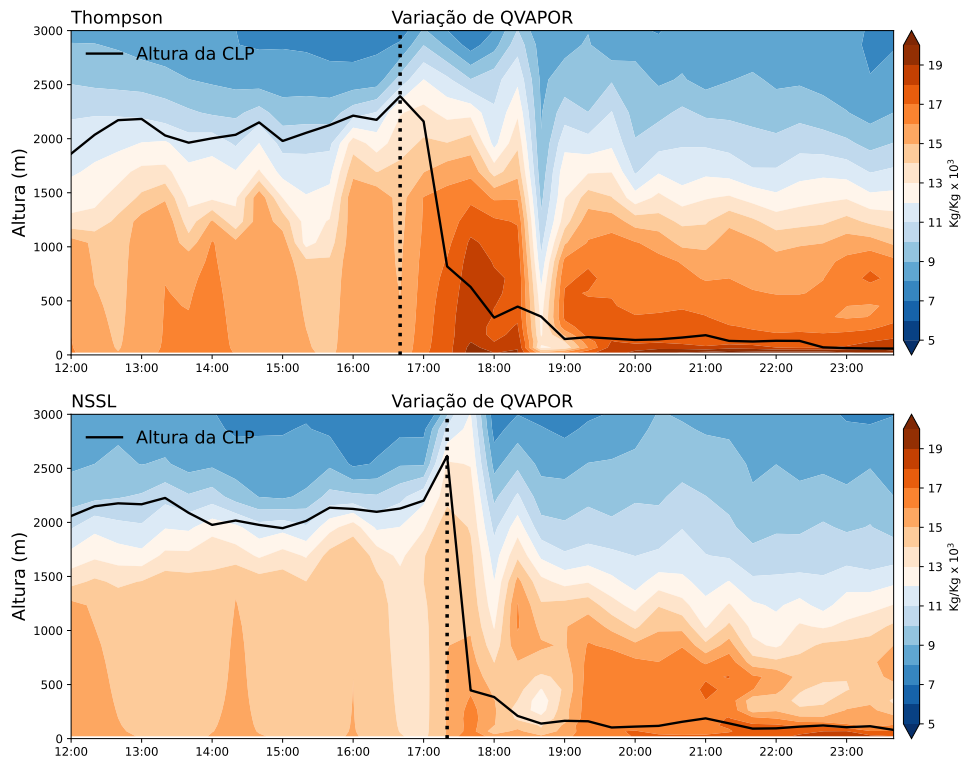


Figura 4.14 – Variação local de vapor d'água e altura da CLP na simulação I e II.

Fonte: Próprio autor.

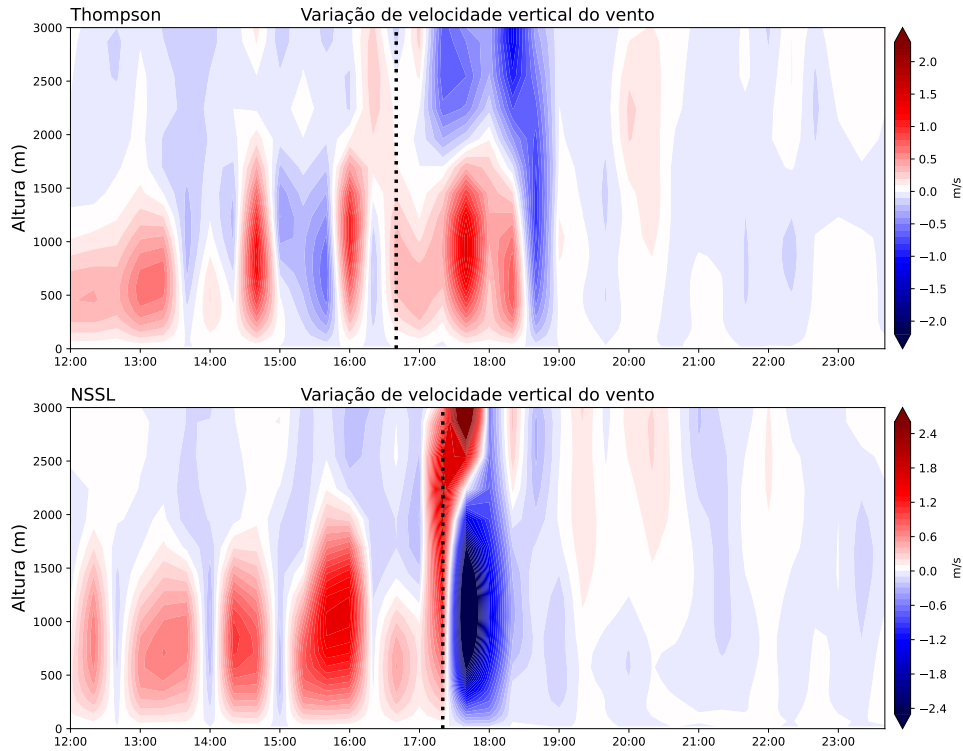


Figura 4.15 – Variação local de velocidade vertical do vento na simulação I e II.

Fonte: Próprio autor.

Como mencionado anteriormente, no momento em que a célula convectiva chega sobre o ponto Teste na simulação I, as correntes ascendentes ainda estão dominando os baixos níveis da CLP juntamente com o aumento do  $\theta_e$ , apenas a partir das 18:00H as correntes descendentes começam a atingir os níveis mais baixos, apenas às 18:40H forma-se a piscina fria na região, na retaguarda observa-se uma região anticiclônica resultante da diferença de densidade entre a parcela da piscina fria e do ambiente no entorno. A secção transversal da simulação II teve comportamento similar, porém a temperatura potencial equivalente do ambiente estava mais menor que em relação a simulação I especialmente após a chegada das células convectivas sobre a região, o que indica menor quantidade de vapor d'água, a piscina fria também foi formada 1 hora após o início da atuação do sistema sobre o ponto em questão, a mesma também foi menos intensa que na simulação I, apesar de o sistema em questão ter produzido corrente descendente mais intensa.



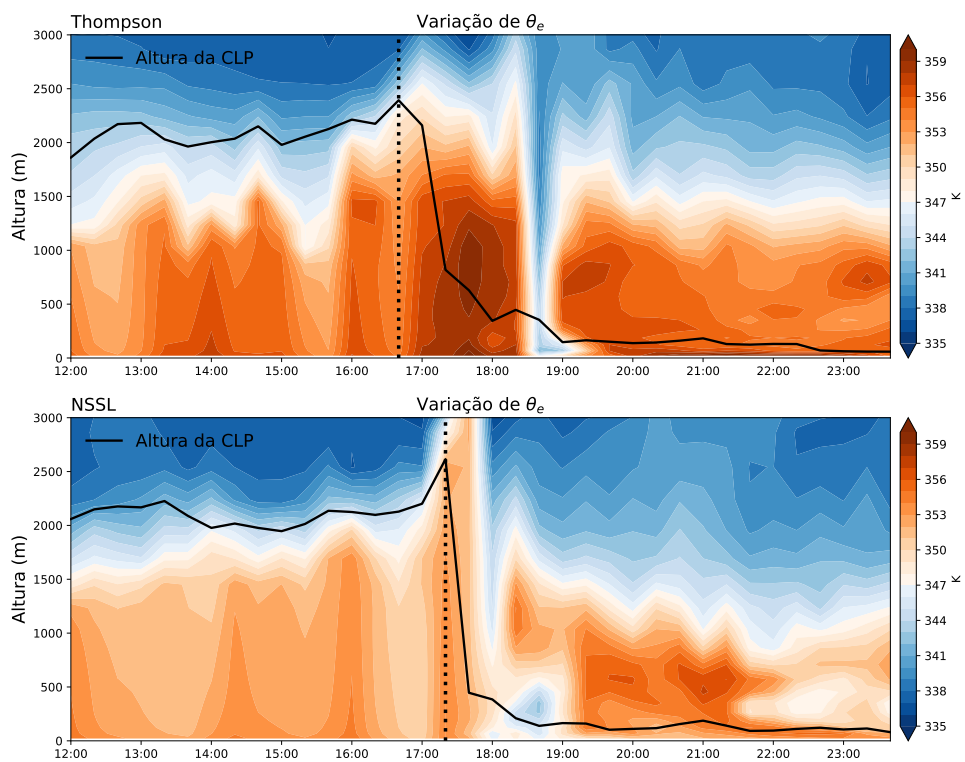


Figura 4.16 – Variação local de temperatura potencial equivalente na simulação I e II.

Fonte: Próprio autor.

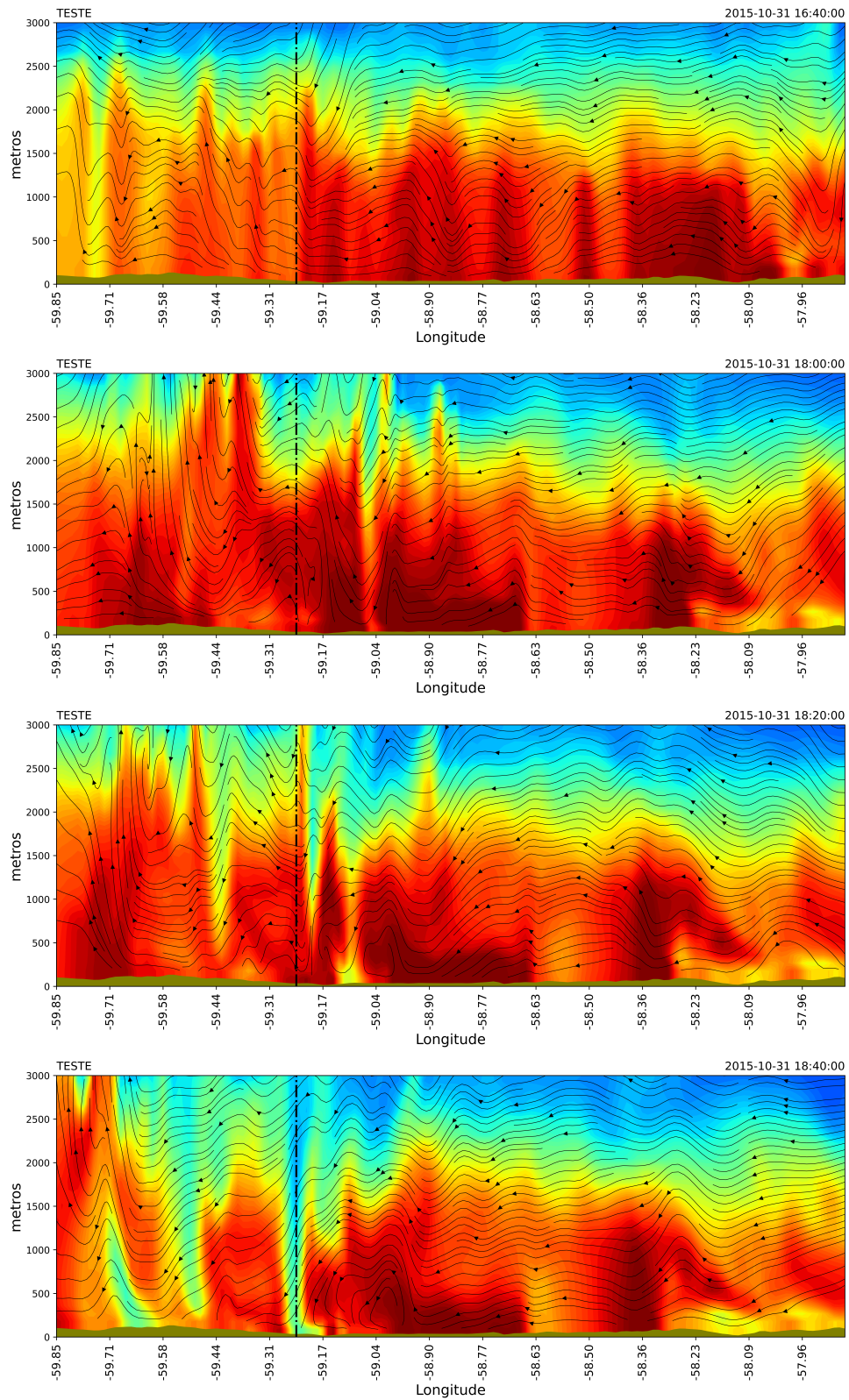


Figura 4.17 – Seção transversal de linhas de corrente e temperatura potencial equivalente na simulação I, a linha vertical indica a localização do ponto Teste.

Fonte: Próprio autor.

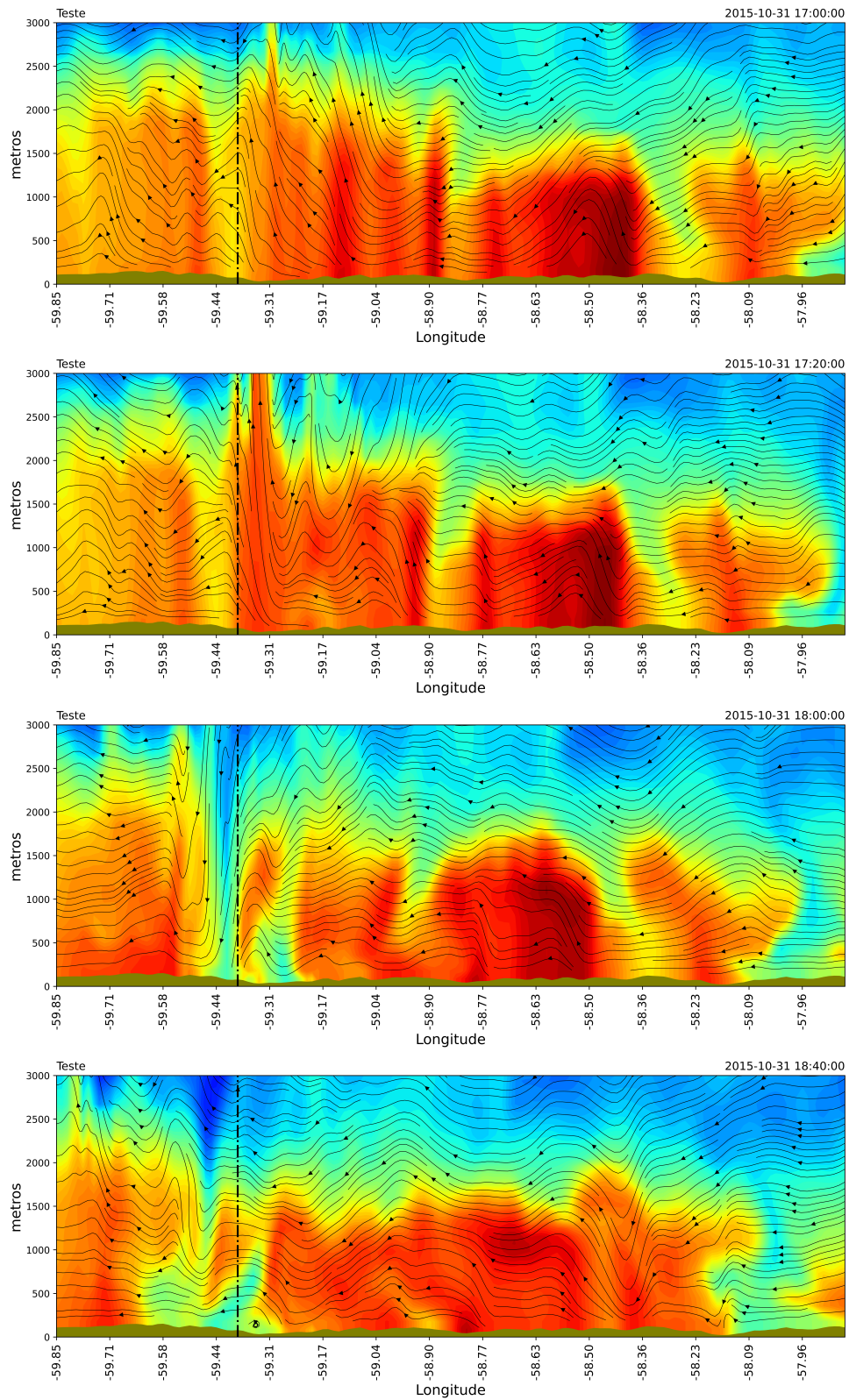


Figura 4.18 – Seção transversal de linhas de corrente e temperatura potencial equivalente na simulação II, a linha vertical indica a localização do ponto Teste.

Fonte: Próprio autor.

## 5 CONSIDERAÇÕES FINAIS

Nesta pesquisa buscou-se representar impactos similares aos encontrados por Oliveira et al. (2020) durante a chegada de uma sistema convectivo multicelular sobre o sítio do ATTO, que ocorreu no dia 31 de outubro de 2015, aproximadamente às 17:15H, para isso foram realizadas simulações numéricas utilizando o modelo WRF com dois esquemas de microfísica das nuvens NSSL (MANSELL; ZIEGLER; BRUNING, 2010) e Thompson (THOMPSON et al., 2008). A comparação foi feita através da análise de variações locais em diversos níveis da mesmas grandezas utilizadas em (OLIVEIRA et al., 2020), porém a utilização do modelo possibilitou outras análises, entre elas a de linhas de corrente e temperatura potencial equivalente 4.17 e 4.18, evolução temporal de diversos perfis, além do fator de refletividade de radar, figuras 4.2 e 4.4, temperatura de brilho, figuras 4.1 e 4.3, simulados pelo modelo afim de entender o comportamento dinâmico e termodinâmico dos sistemas.

Foram testados dois horários de iniciação primeiramente às 00H do dia 31 e em seguida às 12H do dia 30 de outubro, em ambos esquemas microfísicos o horário com resultado mais satisfatório foi o primeiro, sendo este o que gerou convecção com características mais próximas da realidade, a simulação II gerou mais e maiores células convectivas, porém as convecção gerada na simulação I teve maiores impactos na CLP. Em ambos os casos, as células convectivas geradas não tiveram seu núcleo passando sobre o ponto de grade da localização da torre do ATTO, o que era esperado uma vez que seria extremamente difícil reproduzir um sistema exatamente igual ao real. Por esse motivo, as análises feitas foram em um ponto de grade em comum nas duas simulações no qual o núcleo da tempestade passou, ponto que foi chamado de Teste.

Portanto, concluiu-se que a tempestade simulada não teve o mesmo impacto sobre o sítio do ATTO em relação aos dados observados, grandezas como os fluxos de calor, as temperaturas e TKE tiveram pouca ou nenhuma perturbação em todos os níveis analisados, sendo assim o foco do trabalho não foi comparar os dois pontos.

No ponto Teste entretanto, as perturbações provocadas pela atuação da convecção profunda foram similares aos encontrados nos dados observados, porém o modelo subestimou levemente as perturbações, além disso, os valores iniciais e finais das variáveis embora estivessem próximos, acabaram sendo superestimados pelo modelo. Assim como nos dados observados, a chegada das células convectivas na região provocou quase que instantaneamente queda temperatura e aumento da velocidade do vento, porém apenas na simulação II houve formação de piscina fria sobre o ponto de grade escolhido, que ocorreu aproximadamente 2 horas após o início da chegada do sistema sobre o local. Esse processo ocorreu pois a tempestade que chegou no local ainda estava em processo de intensificação, uma vez que as correntes ascendentes aliadas a umidade ainda estavam

presentes na camada sub-nuvem, tal processo foi descrito em (MARKOWSKI; RICHARDSON, 2010; EMANUEL, 1994; DOSWELL, 1985), quando finalmente as correntes descendente dominaram a célula convectiva a piscina fria formou-se no local, o que foi sinalizado pela queda de  $\theta_e$  e mais uma leve queda na temperatura que já estava baixa.

Considerando as limitações de simular a convecção profunda na região tropical, os resultados se mostraram bons, especialmente na simulação I, uma vez que os mesmos mecanismos físicos e comportamentos das variáveis observados em Oliveira et al. (2020) foram representados na mesma. Apesar disso foram necessárias células convectivas mais profundas que as observadas para provocar o mesmo impacto, na simulação II as células convectivas menos profundas provocaram resultados similares mas sem piscina fria.

## REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

ADAMS, D.; SOUZA, E.; COSTA, A. Moist convection in amazonia: implications for numerical modelling. **Revista Brasileira de Meteorologia**, v. 24, p. 168–178, 06 2009.

AMBRIZZI, T.; FERRAZ, S. E. T. An objective criterion for determining the south atlantic convergence zone. **Frontiers in Environmental Science**, v. 3, p. 23, 2015. ISSN 2296-665X. Disponível em: <<https://www.frontiersin.org/article/10.3389/fenvs.2015.00023>>.

ANDREAE, M. O. et al. The amazon tall tower observatory (atto): overview of pilot measurements on ecosystem ecology, meteorology, trace gases, and aerosols. **Atmospheric Chemistry and Physics**, v. 15, n. 18, p. 10723–10776, 2015. Disponível em: <<https://acp.copernicus.org/articles/15/10723/2015/>>.

ARAKAWA, A.; JUNG, J.-H.; WU, C.-M. Toward unification of the multiscale modeling of the atmosphere. **Atmos. Chem. Phys.**, v. 11, p. 3731–3742, 2011.

ARAKAWA, A.; SCHUBERT, W. H. Interaction of a cumulus cloud ensemble with the large-scale environment, part i. **Journal of Atmospheric Sciences**, American Meteorological Society, Boston MA, USA, v. 31, n. 3, p. 674 – 701, 1974. Disponível em: <[https://journals.ametsoc.org/view/journals/atsc/31/3/1520-0469\\_1974\\_031\\_0674\\_ioacce\\_2\\_0\\_co\\_2.xml](https://journals.ametsoc.org/view/journals/atsc/31/3/1520-0469_1974_031_0674_ioacce_2_0_co_2.xml)>.

ARAKAWA, A.; WU, C.-M. A unified representation of deep moist convection in numerical modeling of the atmosphere. part i. **J. Atmos. Sci.**, v. 70, p. 1977–1992, 2013.

BAO, J.-W.; MICHELSON, S. A.; GRELL, E. D. Microphysical process comparison of three microphysics parameterization schemes in the wrf model for an idealized squall-line case study. **Monthly Weather Review**, American Meteorological Society, Boston MA, USA, v. 147, n. 9, p. 3093 – 3120, 2019. Disponível em: <<https://journals.ametsoc.org/view/journals/mwre/147/9/mwr-d-18-0249.1.xml>>.

BECHTOLD, P. **Convection parametrization**. 2008. Disponível em: <<https://www.ecmwf.int/node/15380>>.

BETTS, A. et al. A camada limite da amazônia e circulações de mesoescala. 01 2009.

BETTS, A. K. The thermodynamic transformation of the tropical subcloud layer by precipitation and downdrafts. **Journal of Atmospheric Sciences**, American Meteorological Society, Boston MA, USA, v. 33, n. 6, p. 1008 – 1020, 1976. Disponível em: <[https://journals.ametsoc.org/view/journals/atsc/33/6/1520-0469\\_1976\\_033\\_1008\\_tttott\\_2\\_0\\_co\\_2.xml](https://journals.ametsoc.org/view/journals/atsc/33/6/1520-0469_1976_033_1008_tttott_2_0_co_2.xml)>.

C3S. **ERA5**: Fifth generation of ECMWF atmospheric reanalyses of the global climate. Copernicus Climate Change Service Climate Data Store, 2017. Disponível em: <<https://cds.climate.copernicus.eu/cdsapp#!/home>>.

CARVALHO, L. M. V.; JONES, C.; LIEBMANN, B. The south atlantic convergence zone: Intensity, form, persistence, and relationships with intraseasonal to interannual activity and extreme rainfall. **Journal of Climate**, American Meteorological Society, Boston MA, USA, v. 17, n. 1, p. 88 – 108, 2004. Disponível em: <[https://journals.ametsoc.org/view/journals/clim/17/1/1520-0442\\_2004\\_017\\_0088\\_tsaczi\\_2.0.co\\_2.xml](https://journals.ametsoc.org/view/journals/clim/17/1/1520-0442_2004_017_0088_tsaczi_2.0.co_2.xml)>.

COHEN, J. C. P.; DIAS, M. A. F. S.; NOBRE, C. A. Environmental conditions associated with amazonian squall lines: A case study. **Monthly Weather Review**, American Meteorological Society, Boston MA, USA, v. 123, n. 11, p. 3163 – 3174, 1995. Disponível em: <[https://journals.ametsoc.org/view/journals/mwre/123/11/1520-0493\\_1995\\_123\\_3163\\_ecawas\\_2\\_0\\_co\\_2.xml](https://journals.ametsoc.org/view/journals/mwre/123/11/1520-0493_1995_123_3163_ecawas_2_0_co_2.xml)>.

COSTANTINO, L.; HEINRICH, P. Tropical deep convection and density current signature in surface pressure: comparison between wrf model simulations and infrasound measurements. **Atmospheric Chemistry and Physics**, v. 14, n. 6, p. 3113–3132, 2014. Disponível em: <<https://acp.copernicus.org/articles/14/3113/2014/>>.

DOSWELL, I. C. The operational meteorology of convective weather. volume 2. storm scale analysis. p. 252, 04 1985.

EMANUEL, K. A. **Atmospheric Convection**. [S.l.]: Oxford University Press, 1994. 580 p. ISBN 0-19-506630-8.

FIGUEROA, S.; NOBRE, C. Precipitation distribution over central and western tropical south america. **Climanálise**, v. 5, p. 36–45, 01 1990.

FISCH, G.; MARENGO, J. A.; NOBRE, C. A. Uma revisão geral sobre o clima da Amazônia. **Instituto Nacional de Pesquisas da Amazônia**, Instituto Nacional de Pesquisas da Amazônia, 1998. Disponível em: <<https://www.biodiversitylibrary.org/part/164480>>.

FITZJARRALD, D. et al. Daytime turbulent exchange between the amazon forest and the atmosphere. **Journal of Geophysical Research**, v. 95, p. 16825–16838, 09 1990.

FOWLER, L. D. et al. Analyzing the grell–freitas convection scheme from hydrostatic to nonhydrostatic scales within a global model. **Monthly Weather Review**, American Meteorological Society, Boston MA, USA, v. 144, n. 6, p. 2285 – 2306, 2016. Disponível em: <<https://journals.ametsoc.org/view/journals/mwre/144/6/mwr-d-15-0311.1.xml>>.

FREITAS, S.; GRELL, G.; LI, H. The grell-freitas (gf) convection parameterization: recent developments, extensions, and applications. **Geoscientific Model Development**, v. 14, p. 5393–5411, 09 2021.

GALLIGANI, V. S. et al. Analysis and evaluation of wrf microphysical schemes for deep moist convection over south-eastern south america (sesa) using microwave satellite observations and radiative transfer simulations. **Atmospheric Measurement Techniques**, v. 10, n. 10, p. 3627–3649, 2017. Disponível em: <<https://amt.copernicus.org/articles/10/3627/2017/>>.

GARSTANG, M. et al. Amazon coastal squall lines. part i: Structure and kinematics. **Monthly Weather Review**, v. 122, p. 608–622, 1994.

GRECO, S. et al. Rainfall and surface kinematic conditions over central amazonia during able 2b. **Journal of Geophysical Research: Atmospheres**, v. 95, n. D10, p. 17001–17014, 1990. Disponível em: <<https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/JD095iD10p17001>>.

GRELL, G. A. Prognostic evaluation of assumptions used by cumulus parameterizations. **Mon. Wea. Rev.**, v. 121, p. 764–787, 1993.

GRELL, G. A.; DÉVÉNYI, D. A generalized approach to parameterizing convection combining ensemble and data assimilation techniques. **Geophysical Research Letters**, Wiley Online Library, v. 29, n. 14, p. 38–1–38–4, 2002.

GRELL, G. A.; FREITAS, S. R. A scale and aerosol aware stochastic convective parameterization for weather and air quality modeling. **Atmospheric Chemistry and Physics**, v. 14, n. 10, p. 5233–5250, 2014.

HANTEL, M.; HAIMBERGER, L. Implementing convection into lorenz’s global cycle part i. gridscale averaging of the energy equations. **Tellus, Series A: Dynamic Meteorology and Oceanography**, v. 52, p. 66–74, 01 2000.

IBGE. **Instituto Brasileiro de Geografia e Estatística: Amazônia legal.** Instituto Brasileiro de Geografia e Estatística, 2021. Acessado em 02 jul 2021. Disponível em: <<https://www.ibge.gov.br/geociencias/cartas-e-mapas/mapas-regionais/15819-amazonia-legal.html?=&t=o-que-e>>.

JABOUILLE, P.; REDELSPERGER, J. L.; LAFORE, J. P. Modification of surface fluxes by atmospheric convection in the toga coare region. **Monthly Weather Review**, American Meteorological Society, Boston MA, USA, v. 124, n. 5, p. 816 – 837, 1996. Disponível em: <[https://journals.ametsoc.org/view/journals/mwre/124/5/1520-0493\\_1996\\_124\\_0816\\_mosfba\\_2\\_0\\_co\\_2.xml](https://journals.ametsoc.org/view/journals/mwre/124/5/1520-0493_1996_124_0816_mosfba_2_0_co_2.xml)>.

JAKOB, C.; MILLER, M. Parameterization of physical processes | clouds. Academic Press, Oxford, p. 1692–1698, 2003. Disponível em: <<https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/B0122270908003079>>.

JOHNSON, R. H.; NICHOLLS, M. E. A composite analysis of the boundary layer accompanying a tropical squall line. **Monthly Weather Review**, American Meteorological Society, Boston MA, USA, v. 111, n. 2, p. 308 – 319, 1983. Disponível em: <[https://journals.ametsoc.org/view/journals/mwre/111/2/1520-0493\\_1983\\_111\\_0308\\_acaotb\\_2\\_0\\_co\\_2.xml](https://journals.ametsoc.org/view/journals/mwre/111/2/1520-0493_1983_111_0308_acaotb_2_0_co_2.xml)>.

KLEMP, J.; SKAMAROCK, W.; DUDHIA, J. Conservative split-explicit time integration methods for the compressible nonhydrostatic equations. **Monthly Weather Review - MON WEATHER REV**, v. 135, 08 2007.

KNAPP, K.; WILKINS, S. **Gridded Satellite (GridSat) GOES and CONUS data.** 2018. 1417-1425 p.

KODAMA, Y. Large-scale common features of subtropical precipitation zones (the baiu frontal zone, the spcz, and the sacz) part i: Characteristics of subtropical frontal zones. **Journal of the Meteorological Society of Japan. Ser. II**, v. 70, n. 4, p. 813–836, 1992.

KODAMA, Y.-M. Large-scale common features of sub-tropical convergence zones (the baiu frontal zone, the spcz, and the sacz) part ii : Conditions of the circulations for generating the stczs. **Journal of the Meteorological Society of Japan. Ser. II**, v. 71, n. 5, p. 581–610, 1993.

LEE, H.; BAIK, J.-J. A comparative study of bin and bulk cloud microphysics schemes in simulating a heavy precipitation case. **Atmosphere**, v. 9, n. 12, 2018. ISSN 2073-4433. Disponível em: <<https://www.mdpi.com/2073-4433/9/12/475>>.

LEMONE, M.; ZIPSER, E.; TRIER, S. The role of environmental shear and thermodynamic conditions in determining the structure and evolution of mesoscale convective systems during toga coare. **Journal of The Atmospheric Sciences - J ATMOS SCI**, v. 55, p. 3493–3518, 12 1998.

LIEBMANN, B.; MARENGO, J. Interannual variability of the rainy season and rainfall in the brazilian amazon basin. **Journal of Climate**, American Meteorological Society, Boston MA, USA, v. 14, n. 22, p. 4308 – 4318, 2001. Disponível em: <[https://journals.ametsoc.org/view/journals/clim/14/22/1520-0442\\_2001\\_014\\_4308\\_ivotrs\\_2.0.co\\_2.xml](https://journals.ametsoc.org/view/journals/clim/14/22/1520-0442_2001_014_4308_ivotrs_2.0.co_2.xml)>.

LIN, Y.-L.; FARLEY, R. D.; ORVILLE, H. D. Bulk parameterization of the snow field in a cloud model. **Journal of Applied Meteorology and Climatology**, v. 22, n. 6, p. 1065–1092, 1983.

LIU, K. **An introduction to atmospheric radiation.** 2. ed. San Diego: Academic Press, 2002. v. 84. 583 p. (International Geophysics Series, v. 84).



MANSELL, E.; ZIEGLER, C.; BRUNING, E. Simulated electrification of a small thunderstorm with two-moment bulk microphysics. **Journal of The Atmospheric Sciences - J ATMOS SCI**, v. 67, 01 2010.

MARENGO, J. et al. Climatology of the low-level jet east of the andes as derived from the ncep–ncar reanalyses: Characteristics and temporal variability. **Journal of Climate**, v. 17, 06 2004.

MARENGO, J. A.; HASTENRATH, S. Case Studies of Extreme Climatic Events in the Amazon Basin. **Journal of Climate**, v. 6, n. 4, p. 617–627, apr 1993.

MARENGO, J. A.; NOBRE, C. A.; CULF, A. D. Climatic impacts of “friagens” in forested and deforested areas of the amazon basin. **Journal of Applied Meteorology**, American Meteorological Society, Boston MA, USA, v. 36, n. 11, p. 1553 – 1566, 1997. Disponível em: <[https://journals.ametsoc.org/view/journals/apme/36/11/1520-0450\\_1997\\_036\\_1553\\_ciofif\\_2.0.co\\_2.xml](https://journals.ametsoc.org/view/journals/apme/36/11/1520-0450_1997_036_1553_ciofif_2.0.co_2.xml)>.

MARKOWSKI, P.; RICHARDSON, Y. **Mesoscale meteorology in midlatitudes**. Chichester: John Wiley & Sons, 2010. 430 p. (Advancing Weather and Climate Science).

NAKANISHI, M. Improvement of the mellor–yamada turbulence closure model based on large-eddy simulation data. **Boundary-Layer Meteorology**, v. 99, p. 349–378, 06 2001.

NAKANISHI, M.; NIINO, H. An improved mellor–yamada level-3 model with condensation physics: Its design and verification. **Boundary-Layer Meteorology**, v. 112, n. 1, p. 1–31, 2004.

\_\_\_\_\_. An improved mellor–yamada level-3 model: Its numerical stability and application to a regional prediction of advection fog. **Boundary-Layer Meteorology**, v. 119, n. 2, p. 397–407, 2006.

\_\_\_\_\_. Development of an improved turbulence closure model for the atmospheric boundary layer. **Journal of the Meteorological Society of Japan**, v. 87, n. 5, p. 895–912, 2009.

NEWELL, R. E. et al. **General circulation of the tropical atmosphere and interactions with extratropical latitudes**. [S.l.]: MIT Press, 1974. v. 1 and 2.

NIU, G.-Y. et al. The community Noah land surface model with multiparameterization options (Noah-MP): 1. model description and evaluation with local-scale measurements. **Journal of Geophysical Research: Atmospheres**, v. 116, n. D12, p. 1–19, 2011.

NOBRE, C. et al. Characteristics of amazonian climate: Main features. In: \_\_\_\_\_. [S.l.: s.n.], 2009. v. 186. ISBN 978-0-87590-476-4.

NOBRE, P.; SHUKLA, J. Variations of sea surface temperature, wind stress, and rainfall over the tropical atlantic and south america. **Journal of Climate**, v. 9, 10 1996.

OLIVEIRA, M. I. et al. Planetary boundary layer evolution over the Amazon rainforest in episodes of deep moist convection at the Amazon Tall Tower Observatory. **Atmospheric Chemistry and Physics**, v. 20, n. 1, p. 15–27, 2020.

OLSON, J. B. et al. **A Description of the MYNN-EDMF Scheme and the Coupling to Other Components in WRF-ARW**. Boulder, 2019. v. 61, 37 p. Disponível em: <<http://doi.org/10.25923/n9wm-be49>>.

PETERSEN, W. A.; RUTLEDGE, S. A. Regional variability in tropical convection: Observations from trmm. **Journal of Climate**, American Meteorological Society, Boston MA,

USA, v. 14, n. 17, p. 3566 – 3586, 2001. Disponível em: <[https://journals.ametsoc.org/view/journals/clim/14/17/1520-0442\\_2001\\_014\\_3566\\_rvitco\\_2.0.co\\_2.xml](https://journals.ametsoc.org/view/journals/clim/14/17/1520-0442_2001_014_3566_rvitco_2.0.co_2.xml)>.

PIELKE SR., R. A. **Mesoscale meteorological modeling**. 3. ed. San Diego: Academic press, 2013. v. 98. 760 p. (International Geophysics Series, v. 98).

PRICE, E. et al. Gpu-accelerated longwave radiation scheme of the rapid radiative transfer model for general circulation models (rrtmg). **Selected Topics in Applied Earth Observations and Remote Sensing, IEEE Journal of**, v. 7, p. 3660–3667, 08 2014.

RICKENBACH, T. M. et al. Modulation of convection in the southwestern amazon basin by extratropical stationary fronts. **Journal of Geophysical Research: Atmospheres**, v. 107, n. D20, p. LBA 7–1–LBA 7–13, 2002.

ROTUNNO, R.; KLEMP, J. B.; WEISMAN, M. L. A theory for strong, long-lived squall lines. **Journal of Atmospheric Sciences**, American Meteorological Society, Boston MA, USA, v. 45, n. 3, p. 463 – 485, 1988. Disponível em: <[https://journals.ametsoc.org/view/journals/atsc/45/3/1520-0469\\_1988\\_045\\_0463\\_atfsl\\_2\\_0\\_co\\_2.xml](https://journals.ametsoc.org/view/journals/atsc/45/3/1520-0469_1988_045_0463_atfsl_2_0_co_2.xml)>.

SKAMAROCK, W. C. et al. **A Description of the Advanced Research WRF Version 4**. Boulder, 2019. NCAR TECHNICAL NOTE: NCAR/TN–556+STR, 145 p.

\_\_\_\_\_. **A Description of the Advanced Research WRF Model Version 4.3**. Boulder, 2021.

SOUZA, E. D. et al. On the influences of the El Niño, La Niña and Atlantic Dipole Pattern on the Amazonian Rainfall during 1960-1998. **Acta Amazonica**, v. 30, 06 2000.

STEINHEIMER, M.; HANTEL, M.; BECHTOLD, P. Convection in lorenz's global energy cycle with the ecmwf model. **Tellus A**, v. 60, p. 1001 – 1022, 08 2008.

STENSRUD, D. et al. Numerical models: Model physics parameterization. In: \_\_\_\_\_. [S.l.: s.n.], 2014. p. 167–180.

STENSRUD, D. J. **Parameterization schemes**: keys to understanding numerical weather prediction models. Cambridge: Cambridge University Press, 2009. 480 p.

STULL, R. **An introduction to boundary layer meteorology**. Dordrecht: Kluwer Academic Publishers, 1988. 666 p.

THOMPSON, G. et al. Explicit forecasts of winter precipitation using an improved bulk microphysics scheme Part II: Implementation of a new snow parameterization. **Monthly Weather Review**, v. 136, n. 12, p. 5095–5115, 2008.

THOMPSON, G.; RASMUSSEN, R. M.; MANNING, K. Explicit forecasts of winter precipitation using an improved bulk microphysics scheme. Part I: Description and sensitivity analysis. **Monthly Weather Review**, v. 132, n. 2, p. 519–542, 2004.

TOMPKINS, A. M. Organization of tropical convection in low vertical wind shears: The role of cold pools. **Journal of the Atmospheric Sciences**, American Meteorological Society, Boston MA, USA, v. 58, n. 13, p. 1650 – 1672, 2001. Disponível em: <[https://journals.ametsoc.org/view/journals/atsc/58/13/1520-0469\\_2001\\_058\\_1650\\_oocil\\_2.0.co\\_2.xml](https://journals.ametsoc.org/view/journals/atsc/58/13/1520-0469_2001_058_1650_oocil_2.0.co_2.xml)>.

WALISER, D. E.; GAUTIER, C. A satellite-derived climatology of the itcz. **Journal of Climate**, American Meteorological Society, Boston MA, USA, v. 6, n. 11, p. 2162 – 2174, 1993. Disponível em: <[https://journals.ametsoc.org/view/journals/clim/6/11/1520-0442\\_1993\\_006\\_2162\\_asdcot\\_2\\_0\\_co\\_2.xml](https://journals.ametsoc.org/view/journals/clim/6/11/1520-0442_1993_006_2162_asdcot_2_0_co_2.xml)>.

WALLACE, J. M.; HOBBS, P. V. **Atmospheric science**: An introductory survey. 2. ed. Amsterdam: Elsevier Academic Press, 2006. v. 92. 504 p. (International Geophysics Series, v. 92).

WARNER, T. **Numerical Weather and Climate Prediction**. [S.l.: s.n.], 2011. v. 526.

WEISMAN, M. L.; ROTUNNO, R. "a theory for strong long-lived squall lines" revisited. **Journal of the Atmospheric Sciences**, American Meteorological Society, Boston MA, USA, v. 61, n. 4, p. 361 – 382, 2004. Disponível em: <[https://journals.ametsoc.org/view/journals/atsc/61/4/1520-0469\\_2004\\_061\\_0361\\_atfsls\\_2.0.co\\_2.xml](https://journals.ametsoc.org/view/journals/atsc/61/4/1520-0469_2004_061_0361_atfsls_2.0.co_2.xml)>.

WILLIAMS, E. et al. Contrasting convective regimes over the amazon: Implications for cloud electrification. **Journal of Geophysical Research: Atmospheres**, v. 107, n. D20, p. LBA 50–1–LBA 50–19, 2002. Disponível em: <<https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/2001JD000380>>.

YANG, Z.-L. et al. The community Noah land surface model with multiparameterization options (Noah-MP): 2. evaluation over global river basins. **Journal of Geophysical Research: Atmospheres**, v. 116, n. D12, p. 1–16, 2011.

ZIEGLER, C. L. Retrieval of thermal and microphysical variables in observed convective storms. part 1: Model development and preliminary testing. **Journal of Atmospheric Sciences**, American Meteorological Society, Boston MA, USA, v. 42, n. 14, p. 1487 – 1509, 1985. Disponível em: <[https://journals.ametsoc.org/view/journals/atsc/42/14/1520-0469\\_1985\\_042\\_1487\\_rotamv\\_2\\_0\\_co\\_2.xml](https://journals.ametsoc.org/view/journals/atsc/42/14/1520-0469_1985_042_1487_rotamv_2_0_co_2.xml)>.

NUP: 23081.034818/2023-73

Prioridade: Normal

Ato de entrega de dissertação/tese

134.334 - Dissertação e tese

### COMPONENTE

Ordem	Descrição	Nome do arquivo
1	Dissertação de mestrado (134.334)	dissertacao_final.pdf

### Assinaturas

20/03/2023 11:16:52

FRANCIANO SCREMIN PUHALES (PROFESSOR DO MAGISTÉRIO SUPERIOR)  
02.32.00.00.0.0 - DEPARTAMENTO DE FÍSICA - DFSC

14/04/2023 14:27:11

VAGNER ANABOR (Coordenador(a) de Curso)  
02.10.17.00.0.0 - CURSO-PROGRAMA PG em METEOROLOGIA - CPPGMet

Código Verificador: 2488501

Código CRC: df65e8ec

Consulte em: <https://portal.ufsm.br/documentos/publico/autenticacao/assinaturas.html>

