

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

Daiane de Vargas Brondani

**CONVERGÊNCIA VERTICAL DOS FLUXOS TURBULENTOS DE  
ENERGIA - IMPLICAÇÃO EM VARIAÇÕES DE QUANTIDADES MÉDIAS  
JUNTO À SUPERFÍCIE.**

Santa Maria, RS  
2019

UFSM  
CCNE  
DMT  
2019  
B869c

**Daiane de Vargas Brondani**

**CONVERGÊNCIA VERTICAL DOS FLUXOS TURBULENTOS DE ENERGIA -  
IMPLICAÇÃO EM VARIAÇÕES DE QUANTIDADES MÉDIAS JUNTO À SUPERFÍCIE.**

Tese de Doutorado 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 **Doutor em Meteorologia**.

ORIENTADOR: Prof. Otávio Costa Acevedo

COORIENTADOR: Prof. Jônatan Dupont Tatsch

00104522

129916

Santa Maria, RS  
2019

Brondani, Daiane  
Convergência vertical dos fluxos turbulentos de  
energia - implicação em variações de quantidades médias  
junto à su / Daiane Brondani.- 2019.  
124 p.; 30 cm

Orientador: Otávio Costa Acevedo  
Coorientador: Jônatan Dupont Tatsch  
Tese (doutorado) - Universidade Federal de Santa  
Maria, Centro de Ciências Naturais e Exatas, Programa de  
Pós-Graduação em Meteorologia, RS, 2019

1. Camada limite convectiva 2. Temperatura do ar 3.  
Umidade específica do ar 4. Fluxos superficiais de  
energia 5. Divergência vertical do fluxo turbulento de  
calor sensível I. Costa Acevedo, Otávio II. Dupont  
Tatsch, Jônatan III. Título.

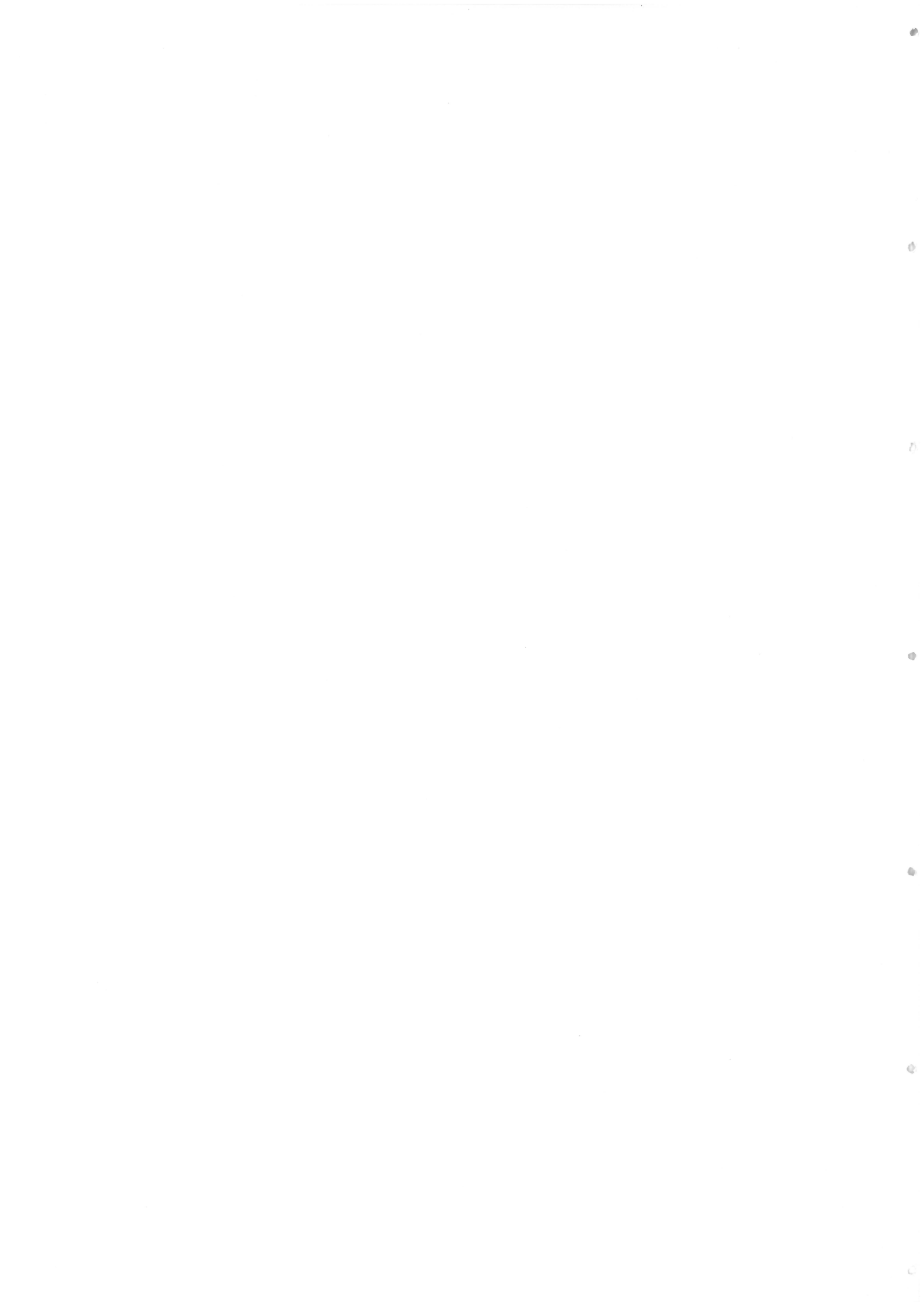
Sistema de geração automática de ficha catalográfica da UFSM. Dados fornecidos pelo autor(a). Sob supervisão da Direção da Divisão de Processos Técnicos da Biblioteca Central. Bibliotecária responsável Paula Schoenfeldt Patta CRB 10/1728.

chamada	UFSM.CC.NE.DMT.20
cod barras	129916
local	80
inclusão	22/10/2019
assinatura	33104500

---

©2019

Todos os direitos autorais reservados a Daiane de Vargas Brondani. A reprodução de partes ou do todo deste trabalho só poderá ser feita mediante a citação da fonte.




Daiane de Vargas Brondani

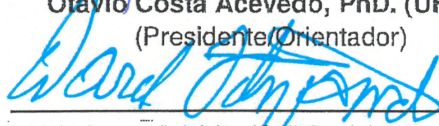
**CONVERGÊNCIA VERTICAL DOS FLUXOS TURBULENTOS DE ENERGIA -  
IMPLICAÇÃO EM VARIAÇÕES DE QUANTIDADES MÉDIAS JUNTO À SUPERFÍCIE.**

Tese de Doutorado 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 **Doutor em Meteorologia**.

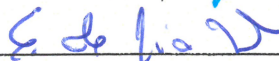
Aprovado em 30 de agosto de 2019:



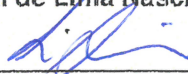
\_\_\_\_\_  
Otávio Costa Acevedo, PhD. (UFSM)  
(Presidente/Orientador)



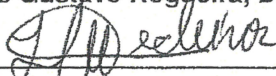
\_\_\_\_\_  
David Fitzjarrald, PhD. (SUNY) (videoconferência)



\_\_\_\_\_  
Ernani de Lima Nascimento, PhD. (UFSM)

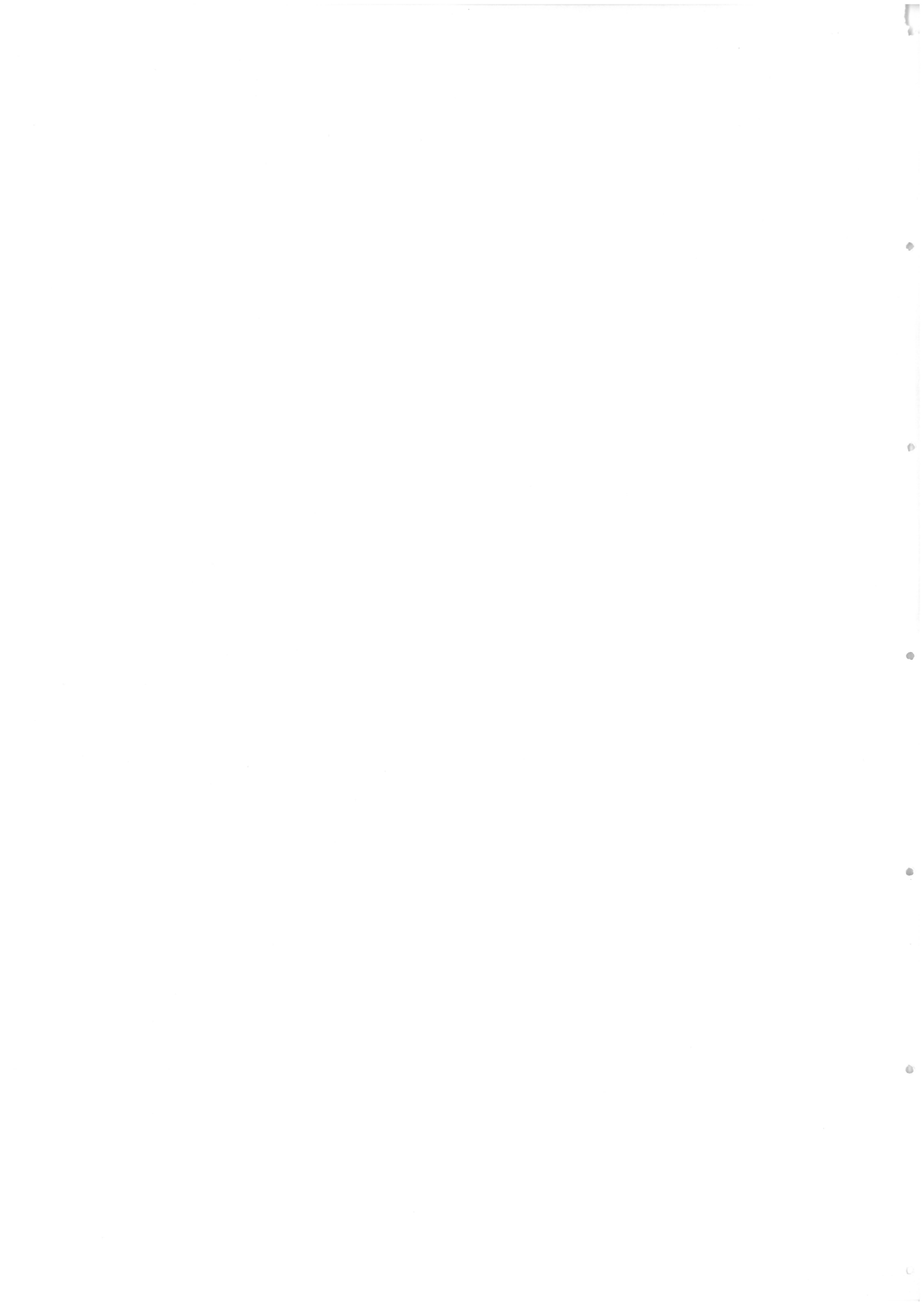


\_\_\_\_\_  
Luis Gustavo Nogueira, Dr. (UFSM)



\_\_\_\_\_  
Luiz Eduardo de Medeiros, PhD. (UniPampa)

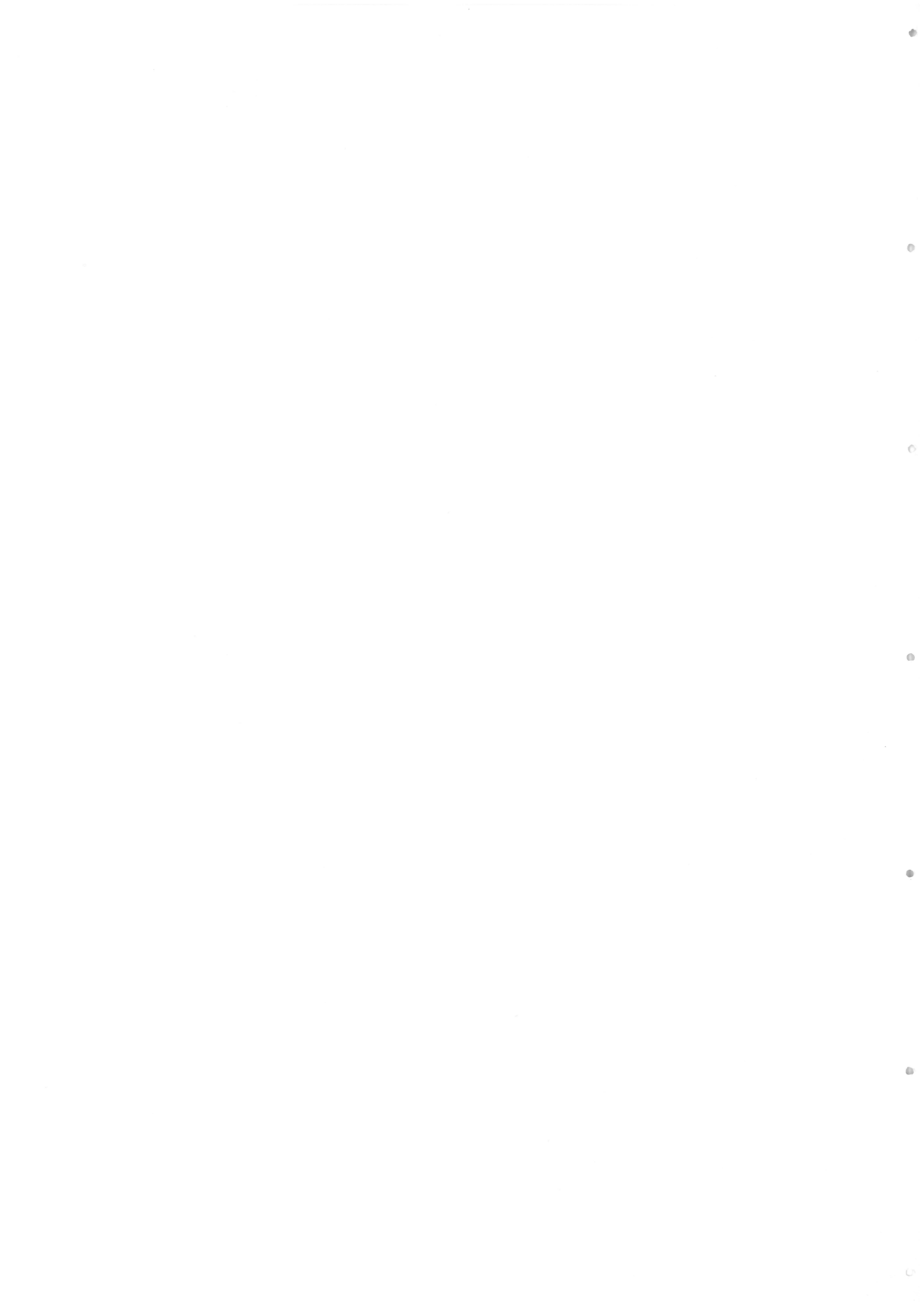
Santa Maria, RS  
2019



## DEDICATÓRIA

*Ao Evandro Zanini Righi (In memoriam) e à minha sobrinha, Júlia Brondani da Fontoura,  
por serem minhas inspirações*





## AGRADECIMENTOS

*Ao meu orientador, professor Otávio, por ter aceito me orientar ao longo desses anos. Agradeço imensamente pela compreensão, ensinamentos, entusiasmo e por ser exemplo de profissional comprometido com o ensino e pesquisa desse país.*

*À minha irmã, Angela, que mesmo estando longe fisicamente sempre esteve perto.*

*Ao Luca por ter me apoiado na segunda fase do doutorado e, talvez, a mais difícil. Obrigada pela amizade, companheirismo, profissionalismo e por acreditar mais em mim do que eu mesma.*

*Aos meus amigos e colegas do Grupo de Turbulência Atmosférica de Santa Maria (GruTA): Rafael, Adriano, Ivan Mauricio, Michel, Osmar e Jade, obrigada pelas "bobagens", mas acima de tudo, agradeço pelas contribuições ao longo de minha formação pessoal e profissional.*

*Aos meus amigos Vanessa e Maurício pelo grande apoio, contribuição e paciência durante esses anos. A amizade de vocês é fundamental para mim.*

*Aos meus amigos e colegas Fernando, Lissette e Ivan Mauricio agradeço pelo companheirismo, amizade, parceria e apoio mesmo durante os momentos mais duros do doutorado.*

*Ao meu amigo Rafael Maroneze pelo apoio incondicional, pelas reflexões sobre a vida acadêmica e por me escutar em qualquer momento.*

*Ao meu amigo Roilan pelo apoio ao longo dessa jornada.*

*Ao Dave por ter me recebido tão bem nos Estados Unidos. Apesar de curta, a experiência foi muito boa.*

*À minha psicóloga Michele Leite por ter me acompanhado semanalmente durante a segunda fase do meu doutorado.*

*Às minhas vizinhas Vivi, Beth e Renata, muito obrigada por compartilharem os muitos momentos da minha vida.*

*Ao Gilson e ao Éverton pelos momentos de descontração nas longas noites de trabalho no CRS - INPE.*

*Aos membros da comissão examinadora pelas contribuições nesse trabalho.*

*Ao secretário da Pós - Graduação em Meteorologia, Josué Sehnem, pelo profissionalismo e gentileza ao buscar a solução dos mais variados questionamentos.*

*Aos idealizadores do curso de Meteorologia da Universidade Federal de Santa Maria, professores Gervásio Degrazia, Osvaldo Luiz Leal de Moraes e Otávio Costa Acevedo, pois sem eles, provavelmente, não haveria o curso de Pós - Graduação em Meteorologia.*

*Aos professores do curso de Graduação e Pós - Graduação em Meteorologia que contribuíram na minha formação, mas o meu agradecimento especial para aqueles que se dedicam em ensinar e desensolver ciência e pesquisa, mesmo em tempos de difíceis, e*

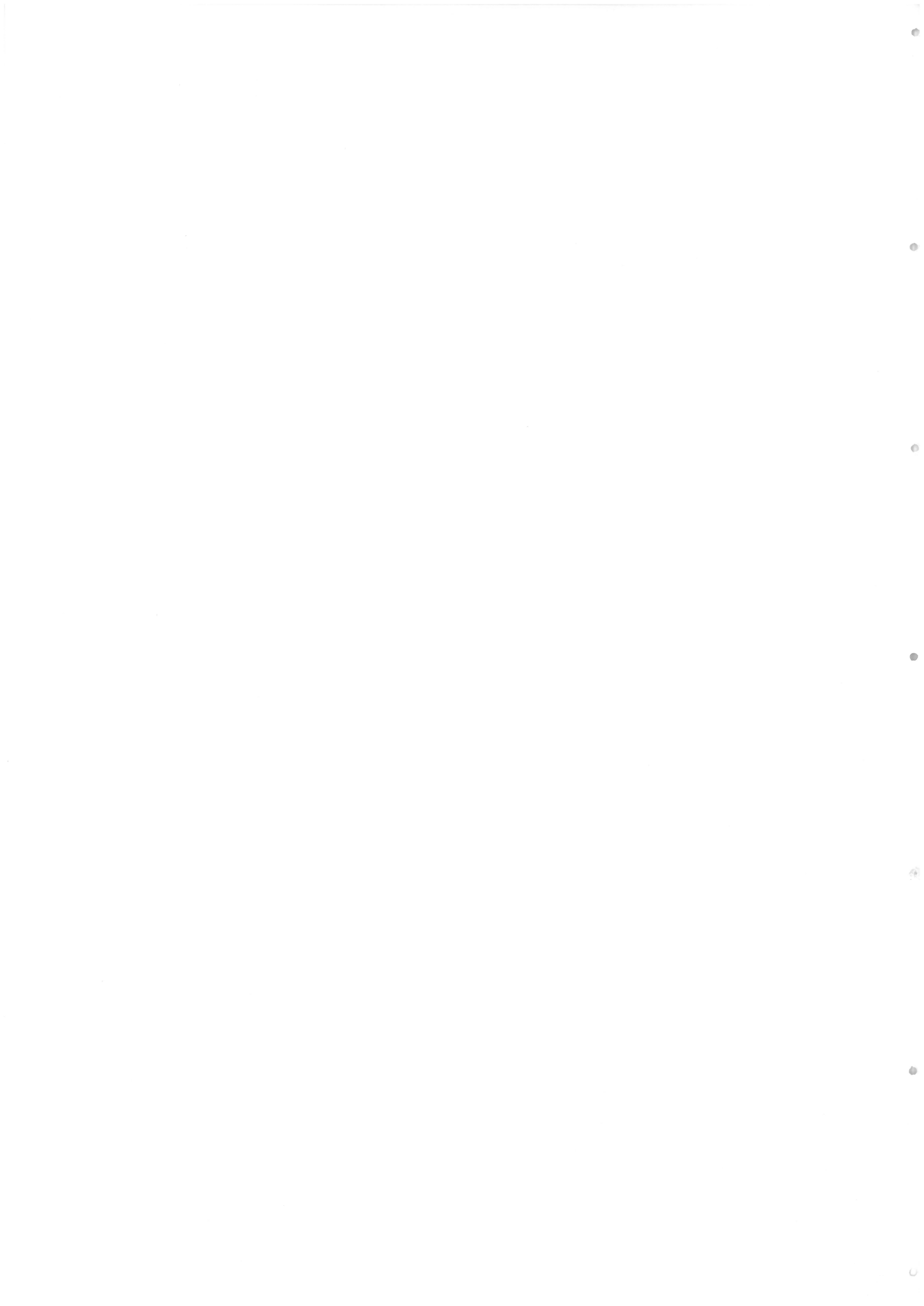
*que desejam levar o nome da Meteorologia - UFSM além das fronteiras brasileiras.*

*À Universidade Federal de Santa Maria pelo suporte ao longo desses 10 anos, o que possibilitou eu cursar e concluir graduação, mestrado e doutorado.*

*À CAPES pelo financiamento dessa pesquisa, mas também agradeço pelo suporte financeiro dado à grande parte da pesquisa brasileira.*

*"- Quem está nas trincheiras ao teu lado?  
- E isso importa?  
- Mais do que a própria guerra."*

*(Ernest Hemingway)*



## RESUMO

### CONVERGÊNCIA VERTICAL DOS FLUXOS TURBULENTOS DE ENERGIA - IMPLICAÇÃO EM VARIAÇÕES DE QUANTIDADES MÉDIAS JUNTO À SUPERFÍCIE.

AUTORA: Daiane de Vargas Brondani  
ORIENTADOR: Otávio Costa Acevedo  
COORIENTADOR: Jônatan Dupont Tatsch

O presente estudo é dividido em três capítulos. No primeiro, um modelo de camada limite é proposto para estimar fluxos de calor sensível e latente em escala mensal, baseado nas observações horárias de temperatura e umidade específica do ar próximo à superfície, assim como nos perfis verticais no período da manhã. É assumido que efeitos advectivos podem ser negligenciados nessa escala temporal, de modo que as tendências temporais de temperatura e umidade são controladas somente pela convergência vertical do fluxo de calor na camada de mistura. No modelo, o crescimento na camada de mistura é governado pelo fluxo de calor sensível e oposto à estratificação térmica média observada a partir das sondagens de ar superior sobre um dado mês. O método é testado para três sítios, em que as estimativas de fluxo são comparados às observações de covariância de vórtices. Nenhum filtro é aplicado baseado nas condições sinóticas, nebulosidade ou outras condições externas, de modo que o método fornece estimativas mensais realísticas. Nos três casos, as estimativas dos fluxos se aproximam das observações. O segundo se refere a um refinamento necessário no modelo de estimativa de fluxos, dado que a evolução temporal da temperatura tende a divergir das observações a partir das 14 h local, que coincide com o período de máxima temperatura do ar. Na análise de 170 sítios da rede de fluxos AmeriFlux é consistente a ocorrência da temperatura máxima antes da inversão do fluxo de calor, independente das características dos sítios. Além disso, é apresentado o resultado de uma simulação numérica realizada no modelo *Weather Research and Forecasting* que mostra que a diferença entre o horário da temperatura máxima e a inversão no sinal do fluxo de calor sensível tende a ser menor do que nas observações. Apesar disso, essa diferença não pode ser explicada por nuvens ou advecção. O terceiro capítulo, aborda uma hipótese para o decréscimo observado na temperatura baseado na divergência vertical do fluxo de calor sensível. Em 5 sítios analisados classificados em torres altas e baixas, a existência da divergência vertical no período da tarde é consistente, porém ainda não é claro de que modo a divergência controla o horário do máximo de temperatura do ar próximo à superfície.

**Palavras-chave:** Temperatura do ar. Umidade específica do ar. Fluxos superficiais de

energia. Divergência vertical do fluxo de calor

## ABSTRACT

### VERTICAL CONVERGENCE OF TURBULENT ENERGY FLUXES - IMPLICATION FOR MEAN QUANTITY VARIATIONS NEAR THE SURFACE

AUTHOR: Daiane de Vargas Brondani

ADVISOR: Otávio Costa Acevedo

CO-ADVISOR: Jônatan Dupont Tatsch

The present study is divided into three chapters. In the first chapter, a boundary layer method is proposed to estimate sensible and latent heat fluxes on a monthly scale, based on hourly observations of temperature and specific humidity near the surface, as well as in the vertical profiles in the morning period. It is assumed that advective effects can be neglected on this timescale so that tendencies of temperature and humidity are controlled solely by the heat flux convergence in the mixing layer. In the model, growth of the mixing layer is governed by the sensible heat flux and is opposite to the average thermal stratification observed from upper air soundings in a given month. The method is tested for three sites, in which flux estimates are compared to eddy covariance observations without the use of filters based on synoptic regimes, cloudiness or other meteorological conditions. In general, the method is shown to provide realistic monthly estimates of the turbulent fluxes which agree well with the observations. Chapter 2 addresses a necessary refinement in the flux estimation model, given that the evolution of temperature tends to diverge from the observations at 2 pm local time, which coincides with the period of maximum air temperature. The analysis of 170 AmeriFlux flux network sites reveals that the maximum temperature occurs before heat flux inversion, regardless of site characteristics. In addition, results from a *Weather Research and Forecasting* model numerical simulation are presented which show that the difference between the times of maximum temperature and the inversion in the sign of the sensible heat flux tends to be smaller than in the observations. Nevertheless, this difference cannot be explained by cloud cover or advection. Chapter 3 discusses a hypothesis for the observed decrease in temperature based on the vertical divergence of the sensible heat flux. At 5 sites classified into high and low towers, the existence of vertical divergence in the afternoon occurs consistently. However, it is not clear yet how flux divergence controls the maximum air the time of temperature near the surface. .

**Keywords:** Air temperature· Specific humidity. Vertical divergence of heat flux



## LISTA DE FIGURAS

Figura 2.1 – Termos da ETC normalizados. As áreas sombreadas indicam o intervalo dos valores. Figura adaptada de Stull (2012). . . . .	32
Figura 2.2 – Distribuição de $\sigma_w$ em função da altura, $g_w \left( \frac{z}{h} \right)$ para vórtices <i>attached</i> e <i>detached</i> . . . . .	34
Figura 3.1 – a) Ciclo diurno médio mensal da diferença entre o saldo de radiação observado e o fluxo de calor do solo (linha preta) para Julho de 2015, em Santa Maria, e exemplo de partição de energia, dada por fluxos de calor sensível (rosa) e latente (azul). Linhas tracejadas indicam início e fim do tempo de integração do método; b) perfil de temperatura potencial média observada para o mesmo mês e local. Linha pontilhada mostra o exemplo da espessura inicial da camada limite usada na integração; c) fluxo de calor sensível (linha rosa escura) e fluxo de calor cinemático (linha rosa clara), como mostrado no painel (a). Linhas tracejadas indicam duas etapas de tempo sequenciais; d) perfil de temperatura potencial média, como mostrado em (b). As linhas tracejadas representam as temperaturas potenciais nos dois intervalos de tempo mostrados em (c), com suas respectivas espessuras de camada limite (linhas pontilhadas horizontais). . . . .	42
Figura 3.2 – Evolução temporal da temperatura ( $T$ ) para $H_{fr} = 0.3$ e valores diferentes de $h_0$ , como dado pela legenda. A linha preta com pontos mostra os valores médios observados para julho de 2015 em Santa Maria; b) o mesmo que em (a), mas para umidade específica; c) mesmo que em (a), mas para $h_0 = 300$ m e variável, como dada pela legenda; d) o mesmo que em (c), mas para umidade específica. . . . .	45
Figura 3.3 – Erro total (veja no texto), como função de function of $H_{fr}$ and $h_0$ , para Julho de 2015 em Santa Maria. . . . .	46
Figura 3.4 – Fluxos superficiais de energia médios mensais de calor sensível ( $H$ ), calor latente ( $LE$ ), saldo de radiação ( $R_n$ ) e precipitação ( $Prec$ ) para (a) Santa Maria, (b) Harvard Forest e (c) Lamont, de acordo com a legenda mostrada no painel (c). O eixo horizontal em (a) é centrado no (austral) verão para melhor comparação com os outros sítios. Os fluxos na superfície são expressos em $\text{mm dia}^{-1}$ (eixo vertical à esquerda) e $\text{W m}^{-2}$ (eixo vertical à direita) . . . . .	47
Figura 3.5 – Comparação entre os valores observados e estimados do fluxo de calor latente para Santa Maria (a, b), Lamont (c, d) e Floresta de Harvard (e, f). Nos painéis (b), (d) e (f), a linha tracejada representa a curva de ajuste dos dados. . . . .	50
Figura 3.6 – O mesmo que em Fig. 5, mas para o fluxo de calor sensível . . . . .	50
Figura 3.7 – Comparação entre a espessura da camada limite simulada às 1600h local com $h_{NCL}$ (veja o texto) para Santa Maria (a), Lamont (b) e Floresta de Harvard (c). . . . .	52
Figura 4.1 – Evolução diária de a) fluxos de calor sensível ( $H$ ) e latente ( $LE$ ) e energia disponível ( $R_n - G$ ) e b) temperatura do ar. . . . .	58
Figura 4.2 – Domínio espacial da simulação configurada no modelo WRF e topografia da região. Altitude em metros. . . . .	59

## LISTA DE FIGURAS

Figura 2.1 – Termos da ETC normalizados. As áreas sombreadas indicam o intervalo dos valores. Figura adaptada de Stull (2012). . . . .	32
Figura 2.2 – Distribuição de $\sigma_w$ em função da altura, $g_w \left(\frac{z}{h}\right)$ para vórtices <i>attached</i> e <i>detached</i> . . . . .	34
Figura 3.1 – a) Ciclo diurno médio mensal da diferença entre o saldo de radiação observado e o fluxo de calor do solo (linha preta) para Julho de 2015, em Santa Maria, e exemplo de partição de energia, dada por fluxos de calor sensível (rosa) e latente (azul). Linhas tracejadas indicam início e fim do tempo de integração do método; b) perfil de temperatura potencial média observada para o mesmo mês e local. Linha pontilhada mostra o exemplo da espessura inicial da camada limite usada na integração; c) fluxo de calor sensível (linha rosa escura) e fluxo de calor cinemático (linha rosa clara), como mostrado no painel (a). Linhas tracejadas indicam duas etapas de tempo sequenciais; d) perfil de temperatura potencial média, como mostrado em (b). As linhas tracejadas representam as temperaturas potenciais nos dois intervalos de tempo mostrados em (c), com suas respectivas espessuras de camada limite (linhas pontilhadas horizontais). . . . .	42
Figura 3.2 – Evolução temporal da temperatura ( $T$ ) para $H_{fr} = 0.3$ e valores diferentes de $h_0$ , como dado pela legenda. A linha preta com pontos mostra os valores médios observados para julho de 2015 em Santa Maria; b) o mesmo que em (a), mas para umidade específica; c) mesmo que em (a), mas para $h_0 = 300$ m e variável, como dada pela legenda; d) o mesmo que em (c), mas para umidade específica. . . . .	45
Figura 3.3 – Erro total (veja no texto), como função de function of $H_{fr}$ and $h_0$ , para Julho de 2015 em Santa Maria. . . . .	46
Figura 3.4 – Fluxos superficiais de energia médios mensais de calor sensível ( $H$ ), calor latente ( $LE$ ), saldo de radiação ( $R_n$ ) e precipitação ( $Prec$ ) para (a) Santa Maria, (b) Harvard Forest e (c) Lamont, de acordo com a legenda mostrada no painel (c). O eixo horizontal em (a) é centrado no (austral) verão para melhor comparação com os outros sítios. Os fluxos na superfície são expressos em $\text{mm dia}^{-1}$ (eixo vertical à esquerda) e $\text{W m}^{-2}$ (eixo vertical à direita) . . . . .	47
Figura 3.5 – Comparação entre os valores observados e estimados do fluxo de calor latente para Santa Maria (a, b), Lamont (c, d) e Floresta de Harvard (e, f). Nos painéis (b), (d) e (f), a linha tracejada representa a curva de ajuste dos dados. . . . .	50
Figura 3.6 – O mesmo que em Fig. 5, mas para o fluxo de calor sensível . . . . .	50
Figura 3.7 – Comparação entre a espessura da camada limite simulada às 1600h local com $h_{NCL}$ (veja o texto) para Santa Maria (a), Lamont (b) e Floresta de Harvard (c). . . . .	52
Figura 4.1 – Evolução diária de a) fluxos de calor sensível ( $H$ ) e latente ( $LE$ ) e energia disponível ( $R_n - G$ ) e b) temperatura do ar. . . . .	58
Figura 4.2 – Domínio espacial da simulação configurada no modelo WRF e topografia da região. Altitude em metros. . . . .	59

o diário médio horário do fluxo de calor sensível ( $H$ ), fluxo de calor nte ( $H$ ), saldo de radiação ( $R_n$ ) e temperatura do ar para o período dados disponíveis para os sítios de: a) Audubon (US-Aud), b) Lamont -ARM), c) Lamont (US-Arc), d) Chestnut Ridge (US-ChR), e) Diablo -Dia), f) Ponca (US-Pon), g) Shidler (US-Shd), h) Santarém (Br-Sa3) UCI-1981 (CA-NS5). As siglas US, BR e CA referem-se aos sítios nos ados Unidos, Brasil e Canadá, respectivamente. ....	61
Relação entre o horário de ocorrência da temperatura máxima e o ário da inversão do fluxo de calor sensível no final da tarde e b) relação re a magnitude do fluxo de calor latente ( $LE$ ) quando o fluxo de calor sível ( $H$ ) fica negativo negativo e o horário em que o fluxo de calor sível inverte o sinal e c) comparação entre o horário da temperatura xima e o fluxo de calor latente quando o fluxo de calor muda de sinal final da tarde para 170 sítios da rede de estações micrometeorológicas AmeriFLUX. ....	62
ação entre o horário da inversão no sinal do fluxo de calor sensível $(Hora_H = 0)$ em função do horário da inversão do saldo de radiação no l da tarde ( $(Hora_{Rn} = 0)$ para todos os meses do ano nos sítios de Lamont, b) Santarém, c) Audubon e d) <i>Chestnut Ridge</i> e somente para meses de inverno nos sítios de e) Lamont, f) Santarém, g) Audubon e <i>Chestnut Ridge</i> ....	64
mparação entre o horário da ocorrência de máxima temperatura ( $Hora_{Tmax}$ ) função do horário da inversão do saldo de radiação no final da tarde $(Hora_{Rn} = 0)$ para todos os meses do ano nos sítios de a) Lamont, b) ntarém, c) Audubon e d) <i>Chestnut Ridge</i> e somente para os meses de erno nos sítios de e) Lamont, f) Santarém, g) Audubon e h) <i>Chestnut</i> <i>Ridge</i> ....	65
mparação entre o horário da ocorrência de máxima temperatura ( $Hora_{Tmax}$ ) função do horário da inversão no sinal do fluxo de calor sensível no l da tarde ( $(Hora_H = 0)$ para todos os meses do ano nos sítios de a) nont, b) Santarém, c) Audubon e d) <i>Chestnut Ridge</i> e somente para os ses de inverno nos sítios de e) Lamont, f) Santarém, g) Audubon e h) <i>Chestnut Ridge</i> ....	66
mparação entre o horário da ocorrência de máxima temperatura ( $Hora_{Tmax}$ ) função do horário da inversão de sinal do fluxo de calor latente no fi- da tarde ( $(LE_H = 0)$ para todos os meses do ano nos sítios de a) nont, b) Santarém, c) Audubon e d) <i>Chestnut Ridge</i> e somente para os ses de inverno nos sítios de e) Lamont, f) Santarém, g) Audubon e h) <i>Chestnut Ridge</i> ....	67
los médios observados do saldo de radiação ( $R_n$ , linha preta), fluxo calor sensível ( $H$ , linha rosa) e temperatura do ar ( $T$ , linha rosa ) e ulados pelo WRF (linha azul) de 13 dias de junho de 2014 para o sítio Santa Maria, Rio Grande do Sul. ....	68
Comparação entre o horário de ocorrência da temperatura máxima e orário em que o fluxo de calor sensível inverte o sinal, resultantes da ulação e observação de treze dias de junho de 2014 para o sítio de ta Maria, Rio Grande do Sul. ....	69
agens do canal visível do satélite GOES-13 das 1500 HL para a região	

	de interesse para os dias 03 de junho de 2014 (imagem à esquerda) e 15 de junho (imagem à direita) .....	70
Figura 4.12	– Ciclos médios observados do saldo de radiação ( $R_n$ , linha preta), fluxo de calor sensível ( $H$ , linha rosa) e temperatura do ar ( $T$ , linha rosa) e simulados pelo WRF (linha azul) para o sítio de Santa Maria, Rio Grande do Sul para os dias a) 03 de junho de 2014 e b) 15 de junho de 2014. . .	70
Figura 5.1	– Torre <i>eddy-covariance</i> situada em Santa Maria, Brasil. Foto cedida por Fabíola Carolina Valente. ....	75
Figura 5.2	– Torre experimental do sítio CASES, situada em Leon, Kansas .....	76
Figura 5.3	– Torre <i>eddy-covariance</i> situada em Hamburgo, Alemanha .....	77
Figura 5.4	– Torre <i>eddy-covariance</i> situada na Reserva de Desenvolvimento Sustentável Uatamã, Brasil .....	78
Figura 5.5	– Sítio experimental de Cabauw, Holanda .....	79
Figura 5.6	– Evolução temporal média para 12 dias do fluxo de calor sensível, $H_5$ e $H_{40}$ , e temperatura do ar, $T_5$ e $T_{40}$ , em 5m e 40m ,respectivamente para o sítio do CASES-99, EUA .....	81
Figura 5.7	– Evolução temporal média para 20 dias do fluxo de calor sensível, $H_3$ e $H_{29}$ , e temperatura do ar, $T_3$ e $T_{29}$ , em 3 m e 29 m ,respectivamente para o sítio de Santa Maria, Brasil .....	82
Figura 5.8	– Evolução temporal média para 10 dias do fluxo de calor sensível, $H_5$ e $H_{180}$ , e temperatura do ar, $T_5$ e $T_{180}$ , em 5 m e 180 m, respectivamente para o sítio de Cabauw, Holanda .....	83
Figura 5.9	– Evolução temporal média para 8 dias do fluxo de calor sensível, $H_5$ e $H_{180}$ , e temperatura do ar, $T_5$ e $T_{180}$ , em 5 m e 180 m ,respectivamente para o sítio de Hamburgo, Alemanha .....	83
Figura 5.10	– Evolução temporal média para 4 dias do fluxo de calor sensível, $H_{55}$ e $H_{150}$ , e temperatura do ar, $T_{55}$ e $T_{150}$ , em 55 m e 150 m ,respectivamente para o sítio do ATTO, Brasil .....	85
Figura 5.11	– Coespectro médio de fluxos de calor sensível acumulado para os sítios de Santa Maria em a) 26 m e b) 3 m e CASES em c) 40 m e d) 5 m. ....	86
Figura 5.12	– O mesmo que na Figura 5.11 mas para os sítios de Cabauw em a) 180 m e b) 10 m, Hamburgo em c) 175 m e d) 10 m e ATTO em e) 55 m e f) 150 m. ....	87
Figura 5.13	– Evolução temporal da divergência vertical média do fluxo de calor sensível e temperatura do ar para a) Santa Maria em 3 m e 26 m e c) CASES-99 em 5 m e 40 m e evolução temporal da divergência vertical média do fluxo de calor em função das escalas temporais do coespectro médio para b) Santa Maria em 3 m e 26 m e para d) CASES-99 em 5 m e 40 m. ....	88
Figura 5.14	– O mesmo que na Figura 5.13, mas para a) Cabauw em 10 m e 180 m, c) Hamburgo em 10 m e 175 m e e) ATTO em 55 m e 175 m e b) Cabauw em 10 m e 180 m, d) Hamburgo em 10 m e 175 m e f) ATTO em 55 m e 175 m. ....	89
Figura 5.15	– Variação vertical de $\sigma_w$ para os 5 sítios analisados .....	90
Figura 5.16	– Relação entre os horários da temperatura máxima, inversão no sinal de fluxo e diferença entre o horário no sinal do fluxo de calor sensível no final da tarde e o horário de máxima temperatura em função dos parâmetros de estabilidade, $\frac{Z}{L}$ e $\frac{NCL}{L}$ para os dias dos casos analisados para os sítios de Santa Maria, CASES, Cabauw Hamburgo e ATTO. ....	92

Figura 5.17 – Comparação da diferença média entre o horário da inversão do fluxo de calor sensível no final da tarde e o horário da temperatura máxima e os parâmetros de estabilidade médios $\frac{Z}{L}$ e $\frac{NCL}{L}$ para os sítios de Santa Maria, CASES, Cabauw, Hamburgo e ATTO. ....	93
Figura 7.1 – Ciclos médios observados de saldo de radiação, fluxo de calor sensível, fluxo de calor latente e temperatura do ar. ....	97
Figura 7.2 – Ciclos médios observados de saldo de radiação, fluxo de calor sensível, fluxo de calor latente e temperatura do ar. ....	98
Figura 7.3 – Ciclos médios observados de saldo de radiação, fluxo de calor sensível, fluxo de calor latente e temperatura do ar. ....	99
Figura 7.4 – Ciclos médios observados de saldo de radiação, fluxo de calor sensível, fluxo de calor latente e temperatura do ar. ....	100
Figura 7.5 – Ciclos médios observados de saldo de radiação, fluxo de calor sensível, fluxo de calor latente e temperatura do ar. ....	101
Figura 7.6 – Ciclos médios observados de saldo de radiação, fluxo de calor sensível, fluxo de calor latente e temperatura do ar. ....	102
Figura 7.7 – Ciclos médios observados de saldo de radiação, fluxo de calor sensível, fluxo de calor latente e temperatura do ar. ....	103
Figura 7.8 – Ciclos médios observados de saldo de radiação, fluxo de calor sensível, fluxo de calor latente e temperatura do ar. ....	104
Figura 7.9 – Ciclos médios observados de saldo de radiação, fluxo de calor sensível, fluxo de calor latente e temperatura do ar. ....	105
Figura 7.10 – Ciclos médios observados de saldo de radiação, fluxo de calor sensível, fluxo de calor latente e temperatura do ar. ....	106
Figura 7.11 – Ciclos médios observados de saldo de radiação, fluxo de calor sensível, fluxo de calor latente e temperatura do ar. ....	107
Figura 7.12 – Ciclos médios observados de saldo de radiação, fluxo de calor sensível, fluxo de calor latente e temperatura do ar. ....	108
Figura 7.13 – Ciclos médios observados de saldo de radiação, fluxo de calor sensível, fluxo de calor latente e temperatura do ar. ....	109
Figura 7.14 – Ciclos médios observados de saldo de radiação, fluxo de calor sensível, fluxo de calor latente e temperatura do ar. ....	110
Figura 7.15 – Ciclos médios observados de saldo de radiação, fluxo de calor sensível, fluxo de calor latente e temperatura do ar. ....	111
Figura 7.16 – Ciclos médios observados de saldo de radiação, fluxo de calor sensível, fluxo de calor latente e temperatura do ar. ....	112
Figura 7.17 – Ciclos médios observados de saldo de radiação, fluxo de calor sensível, fluxo de calor latente e temperatura do ar. ....	113
Figura 7.18 – Ciclos médios observados de saldo de radiação, fluxo de calor sensível, fluxo de calor latente e temperatura do ar. ....	114
Figura 7.19 – Ciclos médios observados de saldo de radiação, fluxo de calor sensível, fluxo de calor latente e temperatura do ar. ....	115

## LISTA DE TABELAS

Tabela 3.1 – Descrição do método .....	55
Tabela 3.2 – Comparação de índices estatísticos entre as estimativas e observações do modelo .....	55
Tabela 5.1 – Casos analisados para os sítios de Santa Maria, CASES, Hamburgo Cabauw e ATTO.....	80



## SUMÁRIO

<b>1</b>	<b>INTRODUÇÃO</b> .....	<b>23</b>
<b>2</b>	<b>REVISÃO TEÓRICA</b> .....	<b>27</b>
2.1	CAMADA LIMITE ATMOSFÉRICA .....	27
2.2	BALANÇOS DE RADIAÇÃO E ENERGIA .....	27
2.3	CAMADA LIMITE CONVECTIVA .....	28
<b>2.3.1</b>	<b>Evolução temporal diária da camada limite convectiva</b> .....	<b>29</b>
2.4	CAMADA SUPERFICIAL.....	30
2.5	ENERGIA CINÉTICA TURBULENTA .....	31
<b>2.5.1</b>	<b>Comprimento de Obukhov</b> .....	<b>32</b>
<b>2.5.2</b>	<b>Hipótese da turbulência “ativa”(attached eddies) e “inativa” (detached eddies)</b> .....	<b>33</b>
<b>3</b>	<b>ESTIMATIVA DOS FLUXOS SUPERFICIAIS DE ENERGIA USANDO OBSERVAÇÕES DE TEMPERATURA E UMIDADE ESPECÍFICA DO AR PRÓXIMO À SUPERFÍCIE E PERFIS DE RADIOSSONDAGENS</b> .....	<b>37</b>
3.1	INTRODUÇÃO.....	37
3.2	MODELO.....	39
<b>3.2.1</b>	<b>Fundamentação</b> .....	<b>39</b>
<b>3.2.2</b>	<b>Método</b> .....	<b>40</b>
3.3	DADOS.....	46
3.4	RESULTADOS .....	49
3.5	CONCLUSÕES.....	53
<b>4</b>	<b>O QUE CONTROLA O DECRÉSCIMO DA MÁXIMA TEMPERATURA DO AR?</b> .....	<b>57</b>
4.1	INTRODUÇÃO.....	57
4.2	ANÁLISE OBSERVACIONAL .....	58
4.3	MODELAGEM NUMÉRICA .....	59
4.4	RESULTADOS .....	60
<b>4.4.1</b>	<b>Análise dos ciclos médios</b> .....	<b>60</b>
<b>4.4.2</b>	<b>Modelagem numérica</b> .....	<b>64</b>
4.5	CONCLUSÕES .....	70
<b>5</b>	<b>É A DIVERGÊNCIA DO FLUXO DE CALOR RESPONSÁVEL PELO DECRÉSCIMO DE TEMPERATURA DO AR OBSERVADO PRÓXIMO À SUPERFÍCIE?</b> .....	<b>73</b>
5.1	INTRODUÇÃO.....	73
5.2	OBSERVAÇÃO .....	74
<b>5.2.1</b>	<b>Santa Maria</b> .....	<b>74</b>
<b>5.2.2</b>	<b>Atmosphere-Surface Exchange Study-99 (CASES - 99)</b> .....	<b>75</b>
<b>5.2.3</b>	<b>Hamburgo</b> .....	<b>76</b>
<b>5.2.4</b>	<b>Amazon Tall Tower Observatory (ATTO)</b> .....	<b>77</b>
<b>5.2.5</b>	<b>Cabauw Experimental Site for Atmospheric Research (CESAR)</b> .....	<b>78</b>
<b>5.2.6</b>	<b>Seleção de dados e metodologia</b> .....	<b>79</b>
5.3	RESULTADOS .....	80
<b>5.3.1</b>	<b>Torres Baixas</b> .....	<b>80</b>
<b>5.3.2</b>	<b>Torres altas</b> .....	<b>82</b>
5.4	EVIDÊNCIAS DA MODULAÇÃO PELOS VÓRTICES DE MAIOR ESCALA.....	85
5.5	CONCLUSÕES .....	91
<b>6</b>	<b>CONCLUSÃO</b> .....	<b>95</b>



<b>7</b>	<b>ANEXO .....</b>	<b>97</b>
7.1	CICLOS MÉDIOS OBSERVADOS - SÍTIOS AMERIFLUX.....	97
	<b>REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS .....</b>	<b>117</b>

## 1 INTRODUÇÃO

O saldo de radiação na superfície, resultante do balanço de radiação de ondas curtas e ondas longas fornece energia para os principais processos de troca entre a superfície e camada limite atmosférica (CLA): fluxos de calor sensível ( $H$ ), latente ( $LE$ ) e no solo ( $G$ ). Os fluxos superficiais de energia  $H$  e  $LE$  governam o aquecimento e o umedecimento da camada limite atmosférica (CLA) e, portanto, o seu desenvolvimento e crescimento. A superfície terrestre e a CLA compõem um sistema fortemente acoplado (MARGULIS; ENTEKHABI, 2001). Os fluxos superficiais de energia e as variáveis atmosféricas dependem um do outro através de mecanismos de *feedback* que afetam a previsão de tempo e clima (richardson2013climate). Esse *feedback* é observado durante o período de crescimento vegetativo, quando  $LE$  aumenta e em contra-partida,  $H$  diminui (FITZJARRALD; ACEVEDO; MOORE, 2001; LI; MIN; LIN, 2009; RICHARDSON et al., 2013), afetando o ciclo diário das variáveis temperatura ( $\theta$ ) e umidade específica do ar ( $q$ ). A presença da vegetação produz um equilíbrio na camada de mistura nas tendências sazonais de  $\theta$  e  $q$ , resultando em nível de condensação por levantamento (LCL) constante durante o período de crescimento vegetativo, tornado mais comuns as nuvens *cumulus* de bom tempo (FREEDMAN et al., 2001)

A CLA pode ser definida como a porção mais baixa da atmosfera que sofre diretamente os efeitos da presença da superfície. Tipicamente, esses efeitos podem ser mecânicos, na forma de atrito e viscosidade, ou térmicos, na forma de aquecimento superficial diurno e subsequente resfriamento noturno. Tanto processos mecânicos como térmicos contribuem para o balanço de energia cinética turbulenta (ECT), que é uma grandeza que quantifica a mistura turbulenta. Este processo, extremamente difusivo, é representado por grandes flutuações de valores instantâneos de variáveis meteorológicas, como vento, temperatura e concentração de gases. Essencialmente, por ser muito difusiva, é a turbulência que determina até que distância da superfície são sentidos os efeitos da própria superfície. Assim, se pode dizer de maneira bastante simplificada, que a espessura da CLA é a altura até onde existe turbulência, quantificada pela ECT.

A espessura da CLA que é determinada pela existência de turbulência é, possivelmente, a característica dessa camada que mais interessa outras áreas da Meteorologia. Em condições diurnas, em que processos mecânicos e térmicos se somam na produção de ECT, valores típicos dessa altura variam de 1 a 2 km em regiões continentais. Durante a noite apenas processos mecânicos produzem ECT, enquanto os processos térmicos a destroem. Assim, a CLA noturna é substancialmente mais rasa variando de dezenas a poucas centenas de metros de profundidade.

O conhecimento de quantidades médias junto à superfície é um dos mais relevantes em Meteorologia. Boa parte dessa ciência constitui na descrição e previsão de quantidades

como temperatura, vento e concentração de gases em localidades onde ocorre a atividade humana. Por sua vez, a espessura da CLA é um fator determinante na evolução diária dessas quantidades médias próximo à superfície. Isso ocorre porque os fluxos superficiais de energia e massa convergem ao longo da espessura vertical da CLA, por conta da mistura turbulenta. Assim, um mesmo fluxo produz maiores variações de quantidades médias se a CLA for rasa do que se esta for profunda, pois a quantidade que entra na camada deve se distribuir por um espaço maior no segundo caso que no primeiro.

Em uma CLA fortemente turbulenta, como a que tipicamente ocorre no período diurno, se espera que as variações observadas nas quantidades médias junto à superfície sejam quase imediatamente sentidas em toda a extensão vertical da CLA, uma vez que a turbulência é capaz de transportar os processos superficiais muito efetivamente para níveis mais altos. Nesse caso, uma análise matemática simples mostra que a manutenção de perfis de quantidades médias bem misturados ao longo da CLA implica numa variação vertical linear dos fluxos turbulentos. Na superfície, observa-se o fluxo superficial, que é uma condição de fronteira, determinada por processos externos, como o balanço de energia (para fluxos de energia), processos fisiológicos ou humanos (para fluxos de gases emitidos natural ou artificialmente). No topo da camada, por sua vez, ocorrem os fluxos de entranhamento, que correspondem a processos através do qual o ar da atmosfera livre, acima da CLA, é nessa introduzido, trazendo assim características externas à CLA. O fluxo de entranhamento de calor sensível, é portanto negativo, pois o ar da atmosfera livre, potencialmente mais quente, é transferido para baixo ao atingir a CLA. Por sua vez, o fluxo de entranhamento de calor latente, é positivo, pois o ar da atmosfera livre é mais seco. Portanto, o perfil vertical dos fluxos na CLA é uma linha reta, do valor superficial na fronteira inferior até o valor de entranhamento na fronteira superior. Estudos observacionais e de modelagem numérica através da simulação dos grandes vórtices (LES, na sigla em inglês) confirmam consistentemente a hipótese da variação vertical dos fluxos turbulentos na CLA (DEARDORFF, 1974; ANDRÉ et al., 1978; FEDOROVICH; CONZEMIUS; MIRONOV, 2004).

Desta forma, conhecendo-se os valores dos fluxos superficiais de energia e a espessura da CLA, é possível prever a evolução temporal de variáveis médias junto à superfície, desde que também se conheça outros processos que afetem essas variáveis, como advecção horizontal e efeitos de fontes e sumidouros externos. Porém, de maneira geral, as variáveis médias são de muito mais fácil determinação observacional que os fluxos turbulentos. Estes demandam, tipicamente, medidas de alta frequência (método da covariância dos vórtices) ou de sensoriamento remoto, ou aproximações que nem sempre se verificam (método da razão de Bowen). De fato, a determinação dos fluxos superficiais é um problema relevante em Meteorologia atualmente, pois estes constituem quantidades que importam para diferentes áreas do conhecimento, como a previsão de tempo, clima e qualidade do ar ou a caracterização de ecossistemas como fontes ou sumidouros de um

determinado gás, como o dióxido de Carbono.

Assim, uma das propostas do presente trabalho é a de um método para determinar os fluxos superficiais uma vez que se tenha o conhecimento das evoluções temporais das variáveis médias. Uma dificuldade óbvia desta metodologia é a necessidade de determinação da evolução temporal da espessura da CLA. Porém, é sabido que esta evolução depende fortemente do fluxo superficial de calor sensível, pois é esse que alimenta o aquecimento da camada (Tenekees 1973). Como este fluxo é uma das variáveis a ser determinada pelo método, a evolução temporal da espessura da camada pode ser matematicamente acoplada à evolução temporal das variáveis médias.

A formulação deste método e sua implementação para 3 diferentes localidades com características distintas constitui o Capítulo 3 da presente tese. Este trabalho já está publicado no periódico *Boundary-Layer Meteorology* (BRONDANI et al., 2019).

Os Capítulos 4 e 5 se referem a uma necessidade verificada de refinamento do método apresentado no Capítulo 3. Ali é mostrado que a convergência vertical dos fluxos explica bem a evolução temporal de temperatura e umidade média apenas até o meio da tarde. Esse é também o período em que normalmente se verifica o máximo temporal de temperatura. A hipótese pura da convergência dos fluxos superficiais necessariamente implicaria em um máximo de temperatura simultâneo à inversão de sinal do fluxo de calor sensível. No capítulo 3 são utilizados dados de 170 estações da rede de fluxos Ameriflux para estabelecer que consistentemente a temperatura máxima ocorre antes da inversão de fluxo e que, portanto no final da tarde a evolução temporal de quantidades médias não pode ser simplesmente explicada pela convergência de fluxos que variem linearmente com a altura. Também neste capítulo é apresentado um exercício de modelagem numérica, que mostra que em modelos de mesoescala a diferença entre os horários de temperatura máxima e inversão do fluxo de calor sensível é menor que o observado na natureza. Outras hipóteses devem, portanto, explicar esse máximo antecipado. Padrões sistemáticos de advecção horizontal poderiam resolver essa questão, mas apenas se todas localidades tivessem advecção fria ao final da tarde, o que não tem nenhuma justificativa ou sustentação razoável. Da mesma forma, nebulosidade no final da tarde poderia explicar casos isolados, mas apenas se a nebulosidade consistentemente produzisse inversão do sinal do fluxo de calor sensível, o que muito raramente ocorre. Além disso, os resultados mostram que o máximo de temperatura anterior temporalmente em relação à inversão de sinal do fluxo de calor sensível ocorre mesmo em casos de céu claro.

A hipótese que sustenta o capítulo 4 do presente trabalho é que haja uma defasagem do fluxo de calor sensível coma altura, e que, portanto, a convergência (ou divergência) do fluxo segue explicando o processo, mas essa convergência não é tão simples como seria imposto pela variação linear dos fluxos turbulentos na vertical. Isso é analisado a partir de dados de 5 diferentes sítios experimentais ao longo do globo.



## 2 REVISÃO TEÓRICA

### 2.1 CAMADA LIMITE ATMOSFÉRICA

A camada limite atmosférica (CLA) é a região entre a superfície terrestre e a atmosfera livre caracterizada pelo escoamento predominantemente turbulento. A difusividade é uma das características do escoamento turbulento, que possibilita rápida mistura das quantidades, contrário ao que ocorre no escoamento laminar. No escoamento laminar, o processo governante é a difusão molecular, a qual prevalece numa fina camada poucos centímetros acima da superfície conhecida como microcamada (STULL, 2012). A natureza difusiva do escoamento turbulento na CLA permite que calor, umidade e *momentum* sejam transferidos verticalmente entre a superfície e a camada acima, homogeneizando as propriedades. A fonte de energia para o transporte turbulento é produzida através do cisalhamento vertical do vento e da flutuabilidade do ar (TENNEKES et al., 1972), os quais são resultantes da interação com a superfície terrestre. O cisalhamento pode ser gerado pelo arrasto friccional na superfície, por resistência ao escoamento e, conseqüentemente, ventos mais fracos são produzidos próximos ao solo. A flutuabilidade do ar promove uma circulação termicamente direta na CLA, em que as termas de ar quente ascendem (densidade menor) e o ar frio (densidade maior) descende. Em função da interação com a superfície terrestre, a espessura da CLA pode variar de dezenas a centenas de metros em condições de intensa estabilidade atmosférica (PIETRONI et al., 2012) a 4000 metros ou mais em regiões desérticas com forte instabilidade atmosférica (QIANG; SHENG, 2009).

### 2.2 BALANÇOS DE RADIAÇÃO E ENERGIA

A radiação solar incidente na superfície terrestre possui um ciclo diário bem definido, em que a mínima incidência é observada no nascer e pôr do sol e máxima ao meio dia local. A energia radiativa disponível para as interações físicas entre a superfície e a CLA provém do balanço de radiação entre a onda curta solar e onda longa do sistema terra-atmosfera. Dessa forma, o balanço de radiação é composto por quatro componentes, dado como segue,

$$R_n = FOC_{\downarrow} - FOC_{\uparrow} + FOL_{\downarrow} - FOL_{\uparrow} \quad (2.1)$$

sendo que  $FOC_{\downarrow}$  é o fluxo radiativo de onda curta incidente na superfície,  $FOC_{\uparrow}$

representa o fluxo radiativo de onda curta refletida pela superfície,  $FOL\downarrow$  é o fluxo radiativo de onda longa emitido pela atmosfera e  $FOL\uparrow$  é o fluxo radiativo de onda longa emitido pela superfície. O balanço dos fluxos radiativos de ondas curtas resultante ( $FOC\downarrow - FOC\uparrow$ ) é função dos processos de espalhamento, absorção e reflexão que envolve moléculas, aerossóis, nuvens e o albedo da superfície. Enquanto que o balanço dos fluxos radiativos de ondas longas ( $FOL\downarrow - FOL\uparrow$ ) envolve a emissão da superfície e da atmosfera através das nuvens, gases e aerossóis. Durante o dia, os fluxos radiativos de onda curta sobrepõem-se aos fluxos radiativos de onda longa e  $R_n$  é positivo, uma vez que há grande absorção de radiação de onda curta pela superfície. Por outro lado, durante à noite, como os componentes de ondas curtas são nulos,  $R_n$  é dominado pelos fluxos radiativos de onda longa. Embora esses fluxos emitidos pela atmosfera e superfície sejam da mesma ordem de magnitude, em geral o fluxo emitido pela superfície é um pouco maior (LIOU, 2002), o que torna  $R_n$  levemente negativo no período noturno. O saldo resultante do balanço de radiação é uma forçante externa para a CLA, como consequência desse aporte energético, os fluxos turbulentos superficiais atuam para redistribuir verticalmente essa energia, caso contrário, observaríamos quantidades como temperatura ( $T$ ) e umidade específica do ar ( $q$ ), gases como dióxido de carbono, metano, óxido nitroso, entre outros, acumulados na superfície, o que inviabilizaria a vida terrestre como é conhecida. Sendo assim, a parte responsável pelo aquecimento do ar em contato com a CLA é realizado pelo fluxo turbulento de calor sensível ( $H$ ), enquanto que aquele responsável por evaporar ou condensar a água na superfície é o fluxo turbulento de calor latente ( $LE$ ) e o fluxo de calor no solo ( $G$ ) tem função de aquecê-lo por condução. A soma desses processos resulta na equação do balanço de energia, dada como segue,

$$R_n = H + LE + G \quad (2.2)$$

A Equação 2.2 obedece ao princípio de conservação de energia, dado que a energia que entra na superfície deve ser contrabalanceada pela energia que sai em direção à CLA. O fluxo de calor no solo ( $G$ ), representa cerca de 10% de  $R_n$  durante o dia e, aproximadamente, 50% de  $R_n$  à noite (STULL, 2012). Em condições de céu claro com fraca ou nenhuma advecção,  $H$  e  $LE$  são governados pelo ciclo diurno da radiação solar, sendo que os mínimos valores são observados no nascer e pôr do sol e os máximos ao meio-dia.

### 2.3 CAMADA LIMITE CONVECTIVA

A camada limite convectiva (CLC) ou camada de mistura (CM) é uma das subcamadas da camada limite atmosférica (CLA), onde a turbulência é predominantemente tér-

mica. A sua formação ocorre logo após o nascer do sol, quando a radiação solar incidente aquece a superfície, que por sua vez aquece a camada adjacente acima. As parcelas de ar quente produzidas por esse aquecimento, ascendem adiabaticamente e são distribuídas na CLC formada que aprofundará à medida que ocorre mais abastecimento de energia na superfície. Num processo adiabático compensatório, as parcelas de ar de maior densidade descem em direção à superfície. Esse ciclo que envolve somente a densidade das parcelas de ar é denominado convecção livre. Entretanto, na atmosfera real raramente existe uma CLC unicamente governada por esse processo, uma vez que o escoamento é também governado pelo cisalhamento vertical do vento (FEDOROVICH; CONZEMIUS, 2008), o que possibilita a formação da CLC também por convecção forçada.

Dado que a intensa mistura turbulenta é característica da CLC, os gradientes verticais das quantidades como temperatura ( $T$ ) e umidade específica do ar ( $q$ ) são relativamente pequenos. Por outro lado, na zona de entranhamento, região de transição entre a CLC e atmosfera livre, em que há aumento da temperatura potencial com a altura, formando uma camada estavelmente estratificada, maiores gradientes das quantidades meteorológicas são observados. Devido a essa camada estavelmente estratificada, a turbulência produzida na CLC é inibida pelo ar acima dela, ou seja, há uma “tampa” que impossibilita que a CLC se expanda verticalmente.

A espessura da CLC ( $h$ ) pode ser definida como a altura em que a turbulência consegue alcançar. Essa é de grande relevância meteorológica, principalmente em modelos de poluição de ar, pois a sua estimativa permite determinar o volume disponível de dispersão de poluentes, além de ser utilizada para avaliar as concentrações de fontes em modelos meteorológicos diagnósticos ou prognósticos (SEIBERT et al., 2000). Uma vez que se conheça  $h$ , é possível inferir qual mecanismo predomina na geração de turbulência. Em dias de céu claro, a superfície mais aquecida gera diferenças na densidade do ar com a altura, produzindo instabilidades no escoamento e conseqüentemente, a turbulência é governada por convecção que assume a forma de grandes vórtices muito eficientes na mistura da CLC (ARELLANO et al., 2015a), o que resulta em  $h$  maior do que em dias nublados, em que a produção mecânica é menos eficiente em expandir a CLC. Assim, a partir de  $h$  é possível avaliar a variabilidade espacial e temporal da CLC.

### 2.3.1 Evolução temporal diária da camada limite convectiva

Sorbjan (2007) define a evolução temporal da camada limite convectiva (CLC) em três regimes de transição: expansão durante a manhã, evolução aproximadamente constante ao meio-dia e enfraquecimento durante a tarde. A expansão que ocorre durante a manhã está relacionada com a conversão de energia da radiação solar em energia interna na superfície. Parte dessa energia é utilizada para aquecer a superfície e, posteriormente,



a atmosfera com o fluxo de calor sensível ( $H$ ) que é em grande parte responsável pela formação e manutenção da CLC. Apesar do ar estaticamente estável da camada limite noturna (CLN) da noite anterior suprimir turbulência, o aumento de  $H$  com o tempo permite que as parcelas de ar penetrem nesta camada, diminuindo a resistência ao movimento convectivo até o ponto que a CLN é totalmente erodida. Vencida a CLN, a CLC encontra outra camada resistente à turbulência térmica, a camada residual (CR), a qual possui características remanescentes da CLC do dia anterior e, desta forma, mais facilmente incorporada.

Adicionalmente, o aumento constante de  $H$  permite que a CLC aprofunde rapidamente. Por outro lado, na transição da evolução aproximadamente constante para a fase de enfraquecimento da turbulência à tarde, o crescimento é lento. Em torno do meio-dia solar, quando a taxa de variação de  $H$  é aproximadamente constante por um período de cerca de duas horas e a turbulência é quase estacionária (SORBJAN, 2005) a taxa de crescimento de  $h$  (espessura da CLC) diminui e se mantém aproximadamente constante mesmo quando  $H$  inverte seu sinal após o pôr do sol (KAIMAL et al., 1976). Ao fim do abastecimento de energia solar, a superfície resfria-se por perdas radiativas e a CLN forma-se; logo acima, a CR sustenta-se com as concentrações das quantidades da CLC recentemente decaída e  $h$  mantém-se invariante. O decréscimo acentuado de  $h$  somente será observado, quando a CLN mostra-se bem estabelecida na transição da noite para o dia seguinte (STULL, 2012).

## 2.4 CAMADA SUPERFICIAL

A superfície terrestre possui diferentes tipos de obstáculos como, vegetações, construções o que confere resistência ao escoamento na camada limite atmosférica (CLA). Devido a rugosidade, os ventos na camada limite atmosférica variam aproximadamente logaritmicamente com a altura, sendo zero na superfície. O intenso cisalhamento do vento, taxa de variação vertical de temperatura superadiabática, além do decréscimo da umidade específica do ar, são particularidades da camada superficial, que compreende cerca de 10% da camada limite atmosférica.

A teoria da similaridade de Monin-Obukhov (TSMO) foi desenvolvida para a camada superficial e representou o ponto inicial para micrometeorologia moderna, incluindo novos instrumentos de medidas e execução de vários experimentos importantes, como por exemplo, o experimento de Kansas (KAIMAL et al., 1972). A TSMO foi desenvolvida para a camada limite superficial sobre terreno plano e horizontalmente homogêneo e depende somente de quatro parâmetros locais: altura acima do solo ( $z$ ), velocidade de fricção ( $u_*$ ), fluxo cinemático de calor sensível ( $\overline{w'\theta'}/\rho$ ) e o parâmetro de flutuabilidade ( $g/T$ ), ou seja, a teoria estabelece que movimentos de maior escala não desempenham papel significativo

no escoamento próximo ao solo (MCNAUGHTON; BRUNET, 2002).

## 2.5 ENERGIA CINÉTICA TURBULENTA

Na camada limite atmosférica, a turbulência desempenha papel crucial no transporte de calor, umidade e gases traços, homogeneizando as quantidades ao longo da camada limite. A variável que quantifica a intensidade da turbulência é a energia cinética turbulenta e é muito similar à equação de energia cinética (equação 2.3) dada por,

$$E_c = \frac{1}{2}(v^2) = \frac{1}{2}(u^2 + v^2 + w^2), \quad (2.3)$$

Aplicando a decomposição de Reynolds aos componentes do vento ( $u, v$  e  $w$ ), tem-se,

$$\overline{E}_c = \frac{1}{2}(\overline{u^2} + \overline{v^2} + \overline{w^2}) + \frac{1}{2}(\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2}), \quad (2.4)$$

O primeiro termo do lado direito na equação 2.4 representa a energia cinética do escoamento médio e o segundo termo representa a energia cinética da parte turbulenta do escoamento e a sua soma estatisticamente corresponde à soma das variâncias.

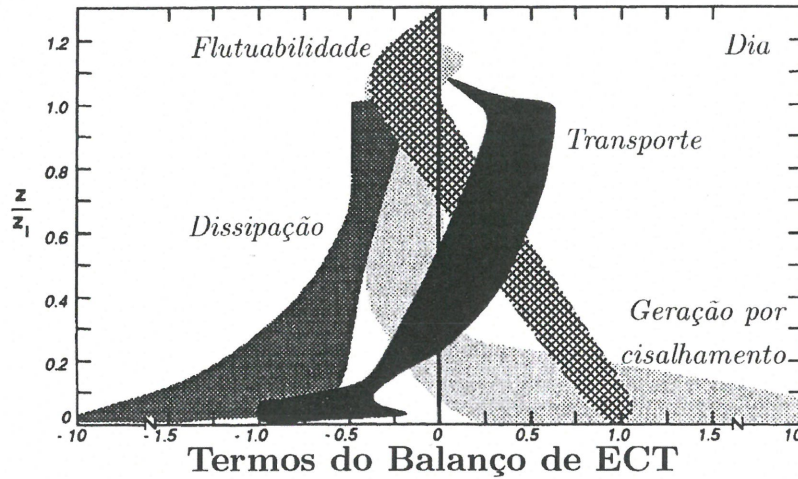
A partir da equação da segunda lei de Newton, equações de conservação de *momentum* e de temperatura potencial, chega-se a equação de balanço de energia cinética turbulenta (ECT) na camada limite atmosférica que segue,

$$\underbrace{\frac{\partial \overline{E}}{\partial t}}_{T_l} + \underbrace{\overline{u} \frac{\partial \overline{E}}{\partial t} + \overline{v} \frac{\partial \overline{E}}{\partial t}}_{T_a} = \underbrace{-\overline{u'w'} \frac{\partial \overline{u}}{\partial z} - \overline{v'w'} \frac{\partial \overline{v}}{\partial z}}_{P_m} + \underbrace{\frac{g}{\theta} \overline{w'\theta'}}_{P_f} - \underbrace{\frac{\partial \overline{w'E}}{\partial z}}_{T_t} - \underbrace{\frac{1}{\rho} \frac{\partial \overline{w'P'}}{\partial z}}_{T_p} - \underbrace{\varepsilon}_D, \quad (2.5)$$

em que  $T_l$  representa a taxa temporal de variação de ECT,  $T_a$  representa a taxa de variação temporal de advecção de ECT pelo vento médio,  $P_m$  é a produção mecânica ou por cisalhamento,  $P_f$  é a produção ou consumo por flutuabilidade,  $T_t$  é o termo de transporte de turbulência,  $T_p$  termo de redistribuição pelas perturbações de pressão e  $D$  corresponde à dissipação viscosa.

A Figura 2.1 mostra a variação de um número de termos do balanço de ECT com a altura na camada limite convectiva num dia de condição livre de nuvens.

Figura 2.1 – Termos da ETC normalizados. As áreas sombreadas indicam o intervalo dos valores. Figura adaptada de Stull (2012).



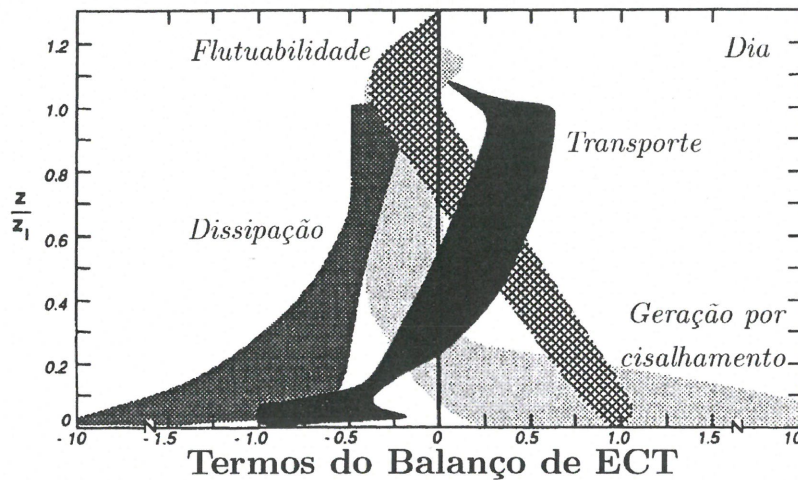
Na camada limite superficial, o termo de produção mecânica resultante da interação entre o fluxo de *momentum* ( $\overline{u'w'}$  e  $\overline{v'w'}$ ) e cisalhamento vertical do vento médio horizontal ( $\frac{\partial \bar{u}}{\partial z}$  e  $\frac{\partial \bar{v}}{\partial z}$ ) apresenta valores grandes, dado que o cisalhamento na superfície é máximo. Próximo à superfície durante o dia, o termo de flutuabilidade é gerador de ETC e apresenta valores grandes, dado que nessa situação a superfície encontra-se mais aquecida do que ar. Por outro lado, em condições estaticamente estáveis, uma parcela de ar que é deslocada verticalmente pela turbulência resiste ao deslocamento e é forçada a retornar à sua posição inicial. Nesse caso,  $\overline{w'\theta'}$  é negativo, o que leva esse termo a ser sumidouro de ETC. O termo de dissipação molecular de turbulência ( $\varepsilon$ ) é sempre sumidouro de ETC e é maior onde houver mais ETC, ou seja, há mais dissipação próximo à superfície do que no topo da camada limite. Finalmente, os termos de transporte não representam nem produção nem consumo de ETC quando integrado para toda a camada limite atmosférica e atuam em transportar de onde há mais para onde há menos ETC.

### 2.5.1 Comprimento de Obukhov

Na Teoria da Similaridade de Monin - Obukhov algumas escalas da turbulência são definidas, porém é possível reunir todas as relações meteorológicas entre as variáveis dimensionais locais na camada superficial através da escala de comprimento de Obukhov, definido a partir dos termos de produção mecânica e produção e destruição térmica da Equação 2.5 multiplicados por  $\frac{kz}{u_*}$ , em que  $kz$  é o comprimento de mistura de Prandtl e  $u_*$  é a velocidade de fricção definida como segue,

$$u_* = (\overline{u'w'^2} + \overline{v'w'^2})^{1/4} \quad (2.6)$$

Figura 2.1 – Termos da ETC normalizados. As áreas sombreadas indicam o intervalo dos valores. Figura adaptada de Stull (2012).



Na camada limite superficial, o termo de produção mecânica resultante da interação entre o fluxo de *momentum* ( $\overline{u'w'}$  e  $\overline{v'w'}$ ) e cisalhamento vertical do vento médio horizontal ( $\frac{\partial \bar{u}}{\partial z}$  e  $\frac{\partial \bar{v}}{\partial z}$ ) apresenta valores grandes, dado que o cisalhamento na superfície é máximo. Próximo à superfície durante o dia, o termo de flutuabilidade é gerador de ETC e apresenta valores grandes, dado que nessa situação a superfície encontra-se mais aquecida do que ar. Por outro lado, em condições estaticamente estáveis, uma parcela de ar que é deslocada verticalmente pela turbulência resiste ao deslocamento e é forçada a retornar à sua posição inicial. Nesse caso,  $\overline{w'\theta'}$  é negativo, o que leva esse termo a ser sumidouro de ETC. O termo de dissipação molecular de turbulência ( $\varepsilon$ ) é sempre sumidouro de ETC e é maior onde houver mais ETC, ou seja, há mais dissipação próximo à superfície do que no topo da camada limite. Finalmente, os termos de transporte não representam nem produção nem consumo de ETC quando integrado para toda a camada limite atmosférica e atuam em transportar de onde há mais para onde há menos ETC.

### 2.5.1 Comprimento de Obukhov

Na Teoria da Similaridade de Monin - Obukhov algumas escalas da turbulência são definidas, porém é possível reunir todas as relações meteorológicas entre as variáveis dimensionais locais na camada superficial através da escala de comprimento de Obukhov, definido a partir dos termos de produção mecânica e produção e destruição térmica da Equação 2.5 multiplicados por  $\frac{kz}{u_*}$ , em que  $kz$  é o comprimento de mistura de Prandtl e  $u_*$  é a velocidade de fricção definida como segue,

$$u_* = (\overline{u'w'^2} + \overline{v'w'^2})^{1/4} \quad (2.6)$$

onde que as covariâncias  $\overline{u'w'}$  e  $\overline{v'w'}$  são os fluxos cinemáticos de *momentum* vertical ( $w$ ) e horizontal ( $u$  e  $v$ ).

Com isso, defini-se o comprimento de Obukhov ( $L$ ), da seguinte forma,

$$L \equiv \frac{\bar{\theta}}{kg} \frac{u_*^3}{\overline{w'\theta'}} \quad (2.7)$$

em que  $\bar{\theta}$  representa a temperatura potencial média,  $u_*$  é a velocidade de fricção,  $k$  é a constante de Von-Karman,  $g$  é a aceleração da gravidade e  $\overline{w'\theta'}$  representa o fluxo de calor.

O comprimento de Obukhov é uma quantidade constante com a altura através da camada superficial, dado que os fluxos turbulentos de calor e *momentum* serem aproximadamente constante com a altura. Desse modo, esse parâmetro é representativo do escoamento em toda camada superficial. Na camada superficial convectiva com o fluxo de *momentum* diferente de zero,  $L$  é negativo. Por outro lado, numa camada estável com fluxo de *momentum* diferente de zero,  $L$  é positivo.

### 2.5.2 Hipótese da turbulência “ativa”(attached eddies) e “inativa” (detached eddies)

Townsend (1961) primeiro investigou vórtices “ativos” e “inativos” atuantes na camada superficial. O autor observou que os vórtices turbulentos centrados a partir de uma distância  $y$  de uma parede se comportam diferentemente daqueles que estão próximo à parede. Os vórtices “inativos” ou desprendidos percebem a parede somente indiretamente (por exemplo, através do cisalhamento do perfil médio do vento). Por outro lado, os vórtices “ativos” ou conectados à superfície sabem onde o solo está e respondem somente às condições locais do escoamento. Bradshaw (1967) num experimento em laboratório aplicou a hipótese de Townsend (1961) de que a turbulência divide-se de tal modo, em que o primeiro produz tensão de cisalhamento ( $u_*$ ) e as propriedades são funções universais de  $u_*$  e  $z$  e o segundo se refere a uma parte inativa e irrotacional gerada pela turbulência na região externa à camada limite.

Bradshaw (1967) caracterizou a turbulência “inativa” como segue:

- Não interage com a turbulência “ativa”;
- Não contribui na tensão de cisalhamento;
- Surge das partes superiores da camada limite;
- Possui escala relativamente grande;
- É parcialmente devido ao campo irrotacional criado pelas perturbações de pressão na camada limite e parcialmente devido ao campo de vorticidade de grande escala

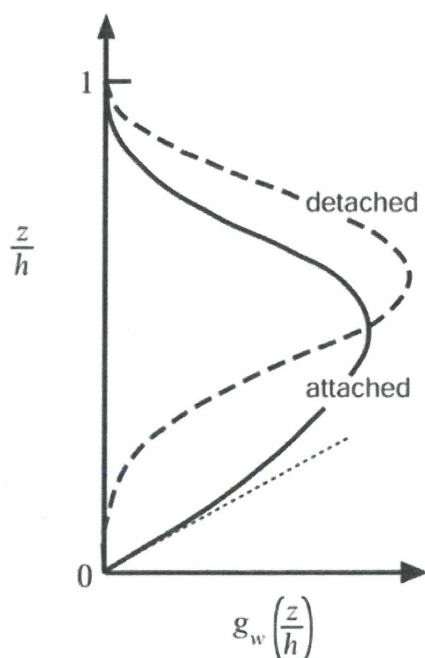
da camada externa;

- A energia da turbulência “inativa” é dissipada em camadas próximo à superfície.

No entanto, estudos mais recentes apontam que a parte “inativa”, isto é, vórtices de maior escala externos à camada superficial interagem com as estruturas locais da turbulência e modulam o transporte turbulento de *momentum*, calor, vapor d’água e gases traços na camada superficial (MCNAUGHTON; BRUNET, 2002). Além disso, outros estudos identificaram inconsistências na TSMO, como por exemplo, as variâncias das velocidades horizontais do vento não similares durante o dia, baixo coeficiente de correlação para a velocidade do vento longitudinal ( $u$ ) e vertical ( $w$ ) ( $\gamma_{uw} = \overline{u'w'}/\sigma_u\sigma_w$ ), em que  $\sigma_u$  e  $\sigma_w$  são os desvios padrão para o  $u$  e  $w$ , respectivamente), entre outros. Essas dissimilaridades foram atribuídas aos movimentos convectivos de maior escala na camada limite.

Uma outra característica dos vórtices desprendidos (*detached eddy*) é que a variação com a altura é menor do que nos casos conectados à superfície (*attached eddy*) (MCNAUGHTON, 2004). A Figura 2.2 mostra a distribuição de  $\sigma_w$  (eixo- $x$ ) em função da altura ( $z/h$ ) para ambos vórtices. Nota-se que  $\sigma_w$  se aproxima de zero linearmente no solo para os vórtices *attached* e pelo menos quadraticamente nos vórtices *detached*.

Figura 2.2 – Distribuição de  $\sigma_w$  em função da altura,  $g_w\left(\frac{z}{h}\right)$  para vórtices *attached* e *detached*.



Fonte: Figura adaptada de McNaughton (2004)

A origem dos vórtices de maior escala incluem movimento induzido pela topografia na camada estável, advecção horizontal devido à heterogeneidade da superfície e vórtices

desprendidos gerados pelo cisalhamento do vento na camada superficial neutra, movimentos convectivos na camada externa à camada limite convectiva, vórtices acoplados (*attached eddies*) iniciados pelas instabilidades na camada superficial e circulações secundárias geradas pelo terreno heterogêneo (GAO et al., 2016). Por conta dos recentes estudos, daqui para frente os vórtices antes chamados de 'inativos' serão tratados como vórtices de maior escala ou vórtices desprendidos daqueles da superfície e os vórtices 'ativos' serão designados como conectados à superfície.





### 3 ESTIMATIVA DOS FLUXOS SUPERFICIAIS DE ENERGIA USANDO OBSERVAÇÕES DE TEMPERATURA E UMIDADE ESPECÍFICA DO AR PRÓXIMO À SUPERFÍCIE E PERFIS DE RADIOSSONDAGENS

Artigo publicado na revista -*Boundary - Layer Meteorology*

#### 3.1 INTRODUÇÃO

Fluxos superficiais de calor latente ( $LE$ ) e sensível ( $H$ ), sendo  $E$  evaporação e  $L$  o calor latente de vaporização, governam o aquecimento e o umedecimento da camada limite atmosférica e, portanto, seu desenvolvimento e crescimento. Fluxos de energia e variáveis de superfície e atmosféricas dependem mutuamente uns dos outros através de mecanismos de feedback (EK; HOLTSLAG, 2004) que afetam o clima e a previsão do clima (RICHARDSON et al., 2013). Este feedback é observado durante a estação de crescimento foliar, quando  $LE$  aumenta ao custo de uma diminuição em  $H$  (FITZJARRALD; ACEVEDO; MOORE, 2001; LI; MIN; LIN, 2009; RICHARDSON et al., 2013), afetando os ciclos diários de temperatura potencial ( $\theta$ ) e umidade específica ( $q$ ). A emergência da vegetação produz um equilíbrio na camada de mistura nas tendências sazonais de temperatura e umidade, resultando em um nível de condensação por levantamento (NCL) constante durante a estação de crescimento, com nuvens *cumulus* de bom tempo se tornando mais comuns (FREEDMAN et al., 2001).

As informações sobre  $H$  e/ou  $LE$  em escalas de tempo mais longas (escalas de tempo mensais a interanuais) são utilizadas em uma variedade de aplicações e estudos ambientais, incluindo, mas não limitado a, diagnosticar os efeitos biofísicos decorrentes de mudanças na cobertura da terra (WANG et al., 2017; DUVEILLER; HOOKER; CESCATTI, 2018; BRIGHT et al., 2017; ZHAO; JACKSON, 2014) e ciclo hidrológico (DOW; DEWALLE, 2000; UKKOLA; PRENTICE, 2013; RENNER et al., 2014; YE et al., 2015; MERCADO-BETTÍN; SALAZAR; VILLEGAS, 2017), modelagem de qualidade do ar (SCIRE et al., 2000; CIMORELLI et al., 2005; LIN et al., 2016), fechamento do balanço de água regional (XU; SINGH, 1998; BOUGHTON, 2005), gestão de recursos hídricos (BASTIAANSEN et al., 2005; DUAN; BASTIAANSEN, 2013), estimativa dos serviços ecossistêmicos para proteção do clima (WEST et al., 2011; SYKTUS; MCALPINE, 2016), abastecimento e regulação de água (BRAUMAN et al., 2007; TERRADO et al., 2014) e a detecção de seca (KIM; RHEE, 2016; LIU et al., 2017). Tais estimativas são, portanto, amplamente úteis e necessárias em muitos problemas aplicados.

A estimativa de  $H$  e  $LE$  não é uma tarefa trivial. Estes podem ser medidos diretamente próximo à superfície usando a técnica de covariância de vórtices, o que requer

observações de alta frequência de temperatura e umidade específica, bem como das componentes de velocidade do vento. Estas são medidas complexas e caras, cuja cobertura espacial mundial é limitada (BALDOCCHI et al., 2001; CHU et al., 2017). Embora a técnica de covariância de vórtices seja o meio mais robusto e confiável para medir  $H$  e  $LE$ , a técnica apresenta dificuldades micrometeorológicas (FOKEN, 2008; MAHRT, 2010; LEUNING et al., 2012). O método da razão de Bowen relaciona os fluxos de calor sensível e latente com a os gradientes verticais de temperatura e umidade específica do ar. É mais simples que o método de covariância de vórtices e não requer observações de alta frequência, mas também é significativamente menos confiável (DREXLER et al., 2004; SHI et al., 2008). Os erros da raiz quadrada dos erros médios desses métodos observacionais são de aproximadamente 5 - 30% (FOKEN, 2008; VICKERS; GÖCKEDE; LAW, 2010; ALLEN et al., 2011; RANNIK et al., 2016). Dadas as dificuldades técnicas de utilização de tais métodos, os métodos indiretos são muitas vezes necessários (WANG; DICKINSON, 2012; PETROPOULOS, 2013).

A precisão das estimativas de  $H$  e  $LE$  dos modelos desacoplados dos modelos atmosféricos geralmente dependem da complexidade estrutural do modelo, da representatividade e da configuração dos diferentes componentes e das condições específicas do local, tais como clima local, biofísica e características geofísicas (PETROPOULOS; CARLSON; WOOSTER, 2009). O uso de modelos de superfície terrestre também é geralmente restrito dada a exigência de uma grande variedade de parâmetros e dados de entrada, e as incertezas do parâmetro do modelo no processo de calibração (LEPLASTRIER et al., 2002; ABRAMOWITZ et al., 2008). Alternativamente,  $H$  e  $LE$  são estimados através de técnicas de sensoriamento remoto, suportado por observações de superfície (NORMAN; KUSTAS; HUMES, 1995; BASTIAANSEN et al., 1998; SU, 2002; MIN; LIN, 2006; LI; MIN; LIN, 2009; MIN; LIN; LI, 2009).

Fluxos superficiais de calor também podem ser estimados através de balanço de camada limite (D.R., 2004). Este método geralmente consiste em assumir que as variações temporais de  $\theta$  e  $q$  próximo à superfície são governadas pela convergência do fluxo turbulento. Os métodos de balanço de camada limite geralmente dependem apenas de observações de superfície e, às vezes, de ar superior. A utilização de observações mais simples é vantajosa, pois está disponível em um número maior de sítios do que o necessário pelos métodos de covariância de vórtices e Razão de Bowen. Este último necessita de observações de temperatura e umidade em dois níveis (não comumente encontrados em estações meteorológicas padrão). Além disso, o método de balanço não depende de observações de satélite pouco frequentes e dependentes do tempo, um problema comum em métodos de sensoriamento remoto. Salvucci e Gentine (2013) introduziu um método onde  $LE$  resulta da relação entre a condutância da superfície ao transporte de vapor de água e a variação vertical da umidade relativa durante o dia (RIGDEN; SALVUCCI, 2015) e (RIGDEN; SALVUCCI, 2017) aplicaram este método a um grande número de estações me-

teorológicas, obtendo boas estimativas dos fluxos observados. Recentemente, (GENTINE et al., 2016) introduziu um método de camada limite que fornece estimativas precisas de fluxos médios diários. Eles estimaram a advecção com base nas diferenças diárias em  $\theta$  e  $q$  e determinaram a espessura da camada limite através da velocidade de entranhamento no topo da camada limite.

No presente estudo, um novo método de balanço na camada limite é apresentado. Similarmente, (GENTINE et al., 2016) também determina os fluxos de superfície como aqueles que fornecem melhor ajuste para a evolução temporal observada de  $\theta$  e  $q$  próximo à superfície, que podem ser obtidos a partir de observações simples de estações meteorológicas. A principal novidade está no fato de que o crescimento da camada limite é diretamente estimado a partir do fluxo de calor sensível da superfície e taxa de variação vertical de temperatura ( $\gamma$ ), obtidos a partir de perfis de ar superior. Contribuições do entranhamento são também diretamente determinadas a partir da evolução do perfil à medida que a camada de mistura cresce. O método também fornece uma estimativa mensal da espessura da camada limite e do seu ciclo médio durante o dia. O presente método é aplicado às médias mensais, que permitem que a contribuição da advecção seja negligenciada.

## 3.2 MODELO

### 3.2.1 Fundamentação

O método é baseado nos balanços de temperatura potencial ( $\theta$ ) e umidade específica ( $q$ ) na camada de mistura como dado por Fitzjarrald, Acevedo e Moore (2001)

$$h\rho C_p \frac{\partial \theta}{\partial t} = H_0 - (H_h + ADV_\theta + SRC_\theta) \quad (3.1)$$

$$h\rho L \frac{\partial q}{\partial t} = LE_0 - (LE_h + ADV_q + SRC_q) \quad (3.2)$$

Nas equações 3.1 e 3.2, é assumido que os valores de  $\theta$  e  $q$  são constantes em toda a camada de mistura. Os subscritos 0 e  $h$  referem-se à superfície e à espessura da camada limite,  $L$  é o calor latente de vaporização,  $C_p$  é o calor específico do ar à pressão constante,  $\rho$  é a densidade do ar. Os termos do lado direito são respectivamente os fluxos superficiais de calor sensível, fluxos de entranhamento de calor sensível e latente, advecção de temperatura e umidade integrada na camada e quaisquer fontes adicionais ou sumidouros dessas quantidades. Pode-se esperar que os termos advectivos sejam peque-

nos nas escalas mensais para locais onde a maior parte da variabilidade sinótica esteja associada com a passagem de sistemas frontais (FITZJARRALD; ACEVEDO; MOORE, 2001; VIHMA; PIRAZZINI, 2005). Isto é porque a advecção horizontal observada durante as situações pré e pós-frontal tende a se anular ao longo do ciclo sinótico, que é menor que um mês. Raciocínio semelhante explica o negligenciamento dos termos médios de advecção vertical nas equações. 3.1 e 3.2. Dado que o movimento vertical médio deverá ser zero por causa da conservação em massa, tais termos podem ser significativos para um dia específico, dependendo das condições sinóticas. A subsidência média ocorre em situações pós-frontais, mas tende a ser compensado pelo movimento ascendente médio no caso pré-frontal. Portanto, espera-se que estes termos sejam nulos na média mensal que é mais longo do que um ciclo sinótico típico de passagens frontais. Nos lugares onde a advecção sistemática acontece sazonalmente e, portanto, com uma escala de tempo maior que um mês, os resultados do modelo atual podem ser afetados. Mesmo assim, mesmo para essas regiões, a contribuição geral da advecção em uma escala mensal tende a ser pequena.

Com essas suposições, a evolução temporal da temperatura e da umidade específica depende de seus respectivos fluxos superficiais e de entranhamento à medida que a camada limite cresce. Para uma determinada partição de energia, essas evoluções temporais podem ser obtidas a partir do ciclo diurno da energia disponível e da espessura da camada limite.

Existem vários modelos para o crescimento da camada limite (TENNEKES, 1973; DEARDORFF, 1979; TENNEKES; DRIEDONKS, 1981). Em todos eles, o crescimento da camada de mistura está relacionado ao fluxo de calor sensível próximo à superfície e ao respectivo fluxo de entranhamento, que fornecem a energia para aquecimento da camada limite. Por outro lado, este crescimento se opõe à taxa de variação vertical de temperatura ( $\gamma$ ) e pela subsidência em grande escala ( $\bar{w}$ ), se presente. Portanto, se  $\gamma$  for conhecido e  $\bar{w}$  for negligenciado, o fluxo de calor sensível é a única quantidade variável que governa o crescimento da camada de mistura, fornecendo uma conexão direta entre este processo e o balanço de energia na superfície.

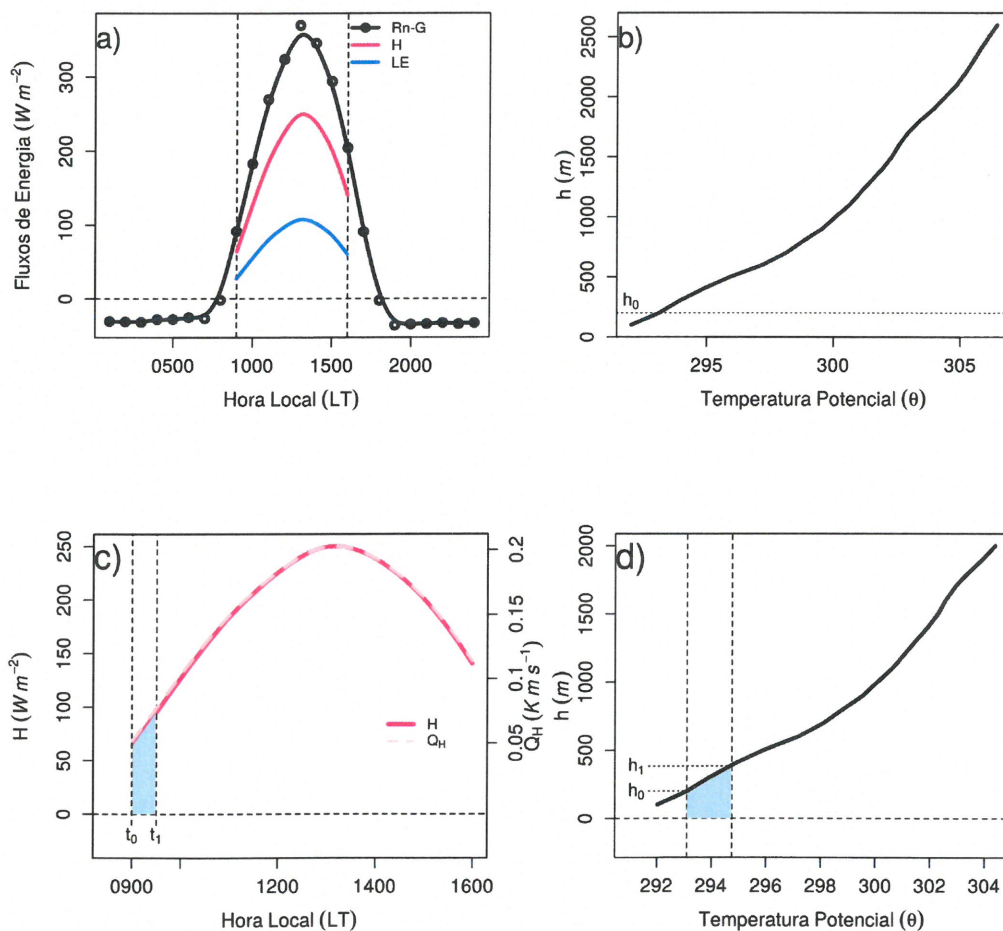
### 3.2.2 Método

Nesta subseção, o método é explicado em detalhes, sendo ilustrado por um exemplo de estimativa mensal de fluxos, para julho de 2015, no sítio de Santa Maria. Detalhes sobre os sítios e observações são dadas na Seção. 3.

Os dados necessários para o método consistem em observações horárias de temperatura do ar, umidade específica, saldo de radiação e fluxo de calor do solo, bem como de um perfil vertical da manhã das variáveis temperatura potencial e umidade específica

(Tabela 3.1, dados de entrada). O ciclo diurno médio mensal do saldo de radiação observado e do fluxo de calor do solo fornece a energia total disponível (Figura 3.11a, linha preta). Os fluxos de energia são parâmetros abertos do modelo (Tabela 3.1), que são obtidos numa primeira aproximação dentro de intervalos típicos e assumindo o fechamento do balanço de energia (TWINE et al., 2000). Isso é realizado variando a fração do fluxo de calor sensível em relação à energia disponível  $\left(H_{fr} = \frac{H}{(R_n - G)}\right)$ , de 5% a 95%, com passos de 5%, de modo que  $LE$  é o residual necessário para o fechamento do balanço de energia (Fig. 3.1 a). Cada valor é assumido constante desde o início da integração até 1600 TL, de modo que as evoluções calculadas de  $H$  (Fig. 3.1, vermelho) e  $LE$  (Fig. 3.1a, azul) durante o período podem ser inferidas.

Figura 3.1 – a) Ciclo diurno médio mensal da diferença entre o saldo de radiação observado e o fluxo de calor do solo (linha preta) para Julho de 2015, em Santa Maria, e exemplo de partição de energia, dada por fluxos de calor sensível (rosa) e latente (azul). Linhas tracejadas indicam início e fim do tempo de integração do método; b) perfil de temperatura potencial média observada para o mesmo mês e local. Linha pontilhada mostra o exemplo da espessura inicial da camada limite usada na integração; c) fluxo de calor sensível (linha rosa escura) e fluxo de calor cinemático (linha rosa clara), como mostrado no painel (a). Linhas tracejadas indicam duas etapas de tempo sequenciais; d) perfil de temperatura potencial média, como mostrado em (b). As linhas tracejadas representam as temperaturas potenciais nos dois intervalos de tempo mostrados em (c), com suas respectivas espessuras de camada limite (linhas pontilhadas horizontais).



A partir das primeiras aproximações de  $H$  e  $LE$ , as evoluções temporais correspondentes de  $\theta$  e  $q$  podem ser inferidas com base nas Eqs 3.1 e 3.2 se houver conhecimento da espessura da camada de mistura  $h$  na qual esses fluxos de superfície convergem (e negligenciando os termos  $ADV$  e  $SRC$  conforme descrito anteriormente). Uma aproximação inicial de ( $h_0$ ) é assumida para a altura no horário da sondagem da manhã. Os perfis verticais de temperatura potencial média mensal são curvas sempre suavizadas com

temperatura potencial aumentando constantemente com a altura (Fig. 3.1 b). Portanto, a espessura inicial da camada limite ( $h_0$ ) não pode ser inferida objetivamente dos perfis médios mensais, tornando-se o segundo parâmetro aberto do método. Valores de  $h_0$  são atribuídos, variando de 100 m a 600 m com passos de 50 m.

A partir do valor inicial ( $h_0$ ), o crescimento da camada de mistura é determinado seguindo o método termodinâmico (STULL, 2012), que consiste em assumir que o calor absorvido pela camada de mistura à medida que se aquece e cresce durante um intervalo de tempo é inteiramente fornecido pelo fluxo de calor sensível (a partir de  $H_{fr}$ ) integrado durante esse intervalo. Isso significa que, a partir de uma aproximação inicial de  $H_{fr}$  e  $h_0$  (respectivamente 70% da energia disponível e 200 m no exemplo de Fig. 3.1), a espessura da camada limite  $h_1$  em uma hora subsequente  $t_1$  é encontrada como a espessura necessária para fornecer igualdade entre as áreas sombreadas nas Figs. 3.1c e 3.1d. Usando a altura inicial da camada mistura  $h_0$  como um parâmetro aberto do modelo é importante porque evita problemas que seriam introduzidos pela incerteza na determinação da espessura da camada de mistura (SEIBERT et al., 2000), especialmente no período da manhã.

A temperatura potencial ( $\theta$ ) e a umidade específica ( $q$ ) da camada de mistura são assumidas constantes e iguais à temperatura da superfície e umidade específica, respectivamente. Com o crescimento da camada de mistura entre as etapas de tempo subsequentes,  $\theta$  e  $q$  podem ser iterativamente encontrados pela integração das Eqs. 3.1 e 3.2, respectivamente,

$$\theta_i = \theta_{i-1} \frac{h_{i-1}}{h_i} + \frac{(H_{0,i} - H_{h,i}) \Delta t}{\rho C_p h_i} + \frac{\bar{\theta}_h (h_i - h_{i-1})}{h_i}, \quad (3.3)$$

$$q_i = q_{i-1} \frac{h_{i-1}}{h_i} + \frac{(LE_{0,i} - LE_{h,i}) \Delta t}{\rho L h_i} + \frac{\bar{q}_h (h_i - h_{i-1})}{h_i}. \quad (3.4)$$

Nas expressões acima,  $\Delta t$  é o passo de tempo para a integração das equações. Os valores iniciais de  $\theta$  e  $q$  são tomados a partir dos valores médios mensais dessas variáveis no momento inicial da integração (dependente do local, conforme descrito na Seção 3). Os valores dos fluxos na superfície  $H_{0,i}$  e  $LE_{0,i}$  são conhecidos da evolução estimada dessas quantidades (Fig. 3.1a), enquanto  $h_i$  é conhecido a partir do procedimento descrito acima (Figs. 3.1c e 3.1d).

O fluxo de fluabilidade pode ser aproximadamente relacionado aos fluxos de calor sensível ( $H$ ) e latente ( $LE$ ) como

$$B = H(1 + 0.61 \bar{q}) + 0.61 \bar{\theta} LE. \quad (3.5)$$

Em que  $\bar{q}$  e  $\bar{\theta}$  são os valores médios mensais de umidade específica e temperatura do ar, respectivamente (ARELLANO et al., 2015b). Portanto, assumindo que  $B_h = -0.2B_0$

temperatura potencial aumentando constantemente com a altura (Fig. 3.1 b). Portanto, a espessura inicial da camada limite ( $h_0$ ) não pode ser inferida objetivamente dos perfis médios mensais, tornando-se o segundo parâmetro aberto do método. Valores de  $h_0$  são atribuídos, variando de 100 m a 600 m com passos de 50 m.

A partir do valor inicial ( $h_0$ ), o crescimento da camada de mistura é determinado seguindo o método termodinâmico (STULL, 2012), que consiste em assumir que o calor absorvido pela camada de mistura à medida que se aquece e cresce durante um intervalo de tempo é inteiramente fornecido pelo fluxo de calor sensível (a partir de  $H_{fr}$ ) integrado durante esse intervalo. Isso significa que, a partir de uma aproximação inicial de  $H_{fr}$  e  $h_0$  (respectivamente 70% da energia disponível e 200 m no exemplo de Fig. 3.1), a espessura da camada limite  $h_1$  em uma hora subsequente  $t_1$  é encontrada como a espessura necessária para fornecer igualdade entre as áreas sombreadas nas Figs. 3.1c e 3.1d. Usando a altura inicial da camada mistura  $h_0$  como um parâmetro aberto do modelo é importante porque evita problemas que seriam introduzidos pela incerteza na determinação da espessura da camada de mistura (SEIBERT et al., 2000), especialmente no período da manhã.

A temperatura potencial ( $\theta$ ) e a umidade específica ( $q$ ) da camada de mistura são assumidas constantes e iguais à temperatura da superfície e umidade específica, respectivamente. Com o crescimento da camada de mistura entre as etapas de tempo subsequentes,  $\theta$  e  $q$  podem ser iterativamente encontrados pela integração das Eqs. 3.1 e 3.2, respectivamente,

$$\theta_i = \theta_{i-1} \frac{h_{i-1}}{h_i} + \frac{(H_{0,i} - H_{h,i})}{\rho C_p h_i} \Delta t + \frac{\bar{\theta}_h (h_i - h_{i-1})}{h_i}, \quad (3.3)$$

$$q_i = q_{i-1} \frac{h_{i-1}}{h_i} + \frac{(LE_{0,i} - LE_{h,i})}{\rho L h_i} \Delta t + \frac{\bar{q}_h (h_i - h_{i-1})}{h_i}. \quad (3.4)$$

Nas expressões acima,  $\Delta t$  é o passo de tempo para a integração das equações. Os valores iniciais de  $\theta$  e  $q$  são tomados a partir dos valores médios mensais dessas variáveis no momento inicial da integração (dependente do local, conforme descrito na Seção 3). Os valores dos fluxos na superfície  $H_{0,i}$  e  $LE_{0,i}$  são conhecidos da evolução estimada dessas quantidades (Fig. 3.1a), enquanto  $h_i$  é conhecido a partir do procedimento descrito acima (Figs. 3.1c e 3.1d).

O fluxo de fluatibilidade pode ser aproximadamente relacionado aos fluxos de calor sensível ( $H$ ) e latente ( $LE$ ) como

$$B = H(1 + 0.61 \bar{q}) + 0.61 \bar{\theta} LE. \quad (3.5)$$

Em que  $\bar{q}$  e  $\bar{\theta}$  são os valores médios mensais de umidade específica e temperatura do ar, respectivamente (ARELLANO et al., 2015b). Portanto, assumindo que  $B_h = -0.2B_0$



(TENNEKES, 1973; FEDOROVICH; CONZEMIUS; MIRONOV, 2004),

$$H_{h,i} + 0.6\bar{\theta}LE_{h,i} = -0.2(H_{0,i} + 0.6\bar{\theta}LE_{0,i}). \quad (3.6)$$

O fluxo de entranhamento de calor latente é parametrizado como  $LE_{h,i} = w_e\Delta q$ , em que  $w_e$  é a velocidade de entranhamento e  $\Delta q$  é a variação da umidade específica através do topo da camada limite (GENTINE et al., 2016). Assumindo que uma expressão equivalente é válida para o fluxo de calor sensível,  $H_{h,i} = w_e\Delta\theta$ , em que  $\Delta\theta$  é a variação de temperatura potencial ao longo da transição, leva a

$$LE_{h,i} = H_{h,i} \frac{\Delta q}{\Delta\theta}. \quad (3.7)$$

Combinando as Eqs. 3.6 e 3.7, uma expressão para o fluxo de entranhamento de calor sensível surge,

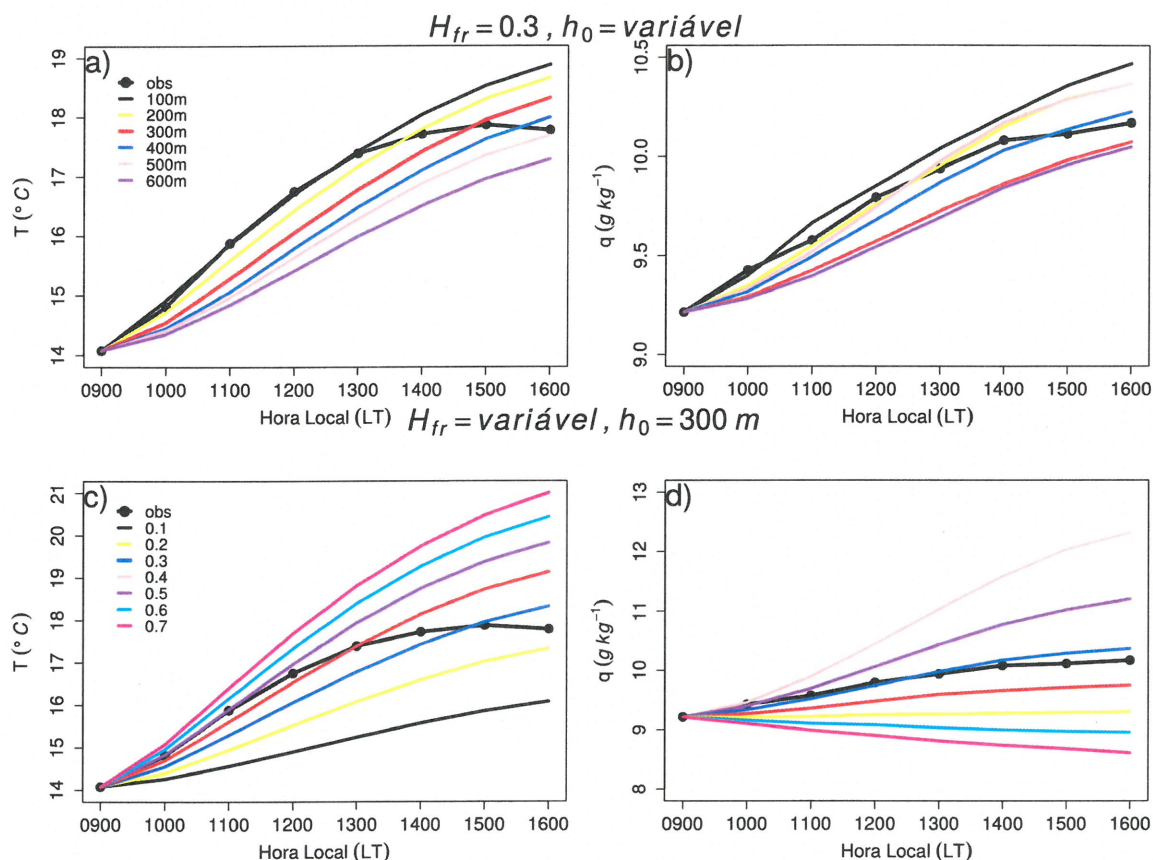
$$H_{h,i} = -0.2 \left( \frac{H_{0,i} + 0.6\bar{\theta}LE_{0,i}}{1 + 0.6\bar{\theta}\frac{\Delta q}{\Delta\theta}} \right). \quad (3.8)$$

Os gradientes de  $\Delta q$  (negativo) e  $\Delta\theta$  (positivo) são estimados respectivamente a partir dos perfis verticais médios de umidade específica e temperatura potencial entre  $h_i$  e  $h_{i-1}$ . O fluxo de entranhamento de calor latente pode então ser determinado a partir da Eq. 3.7.

O primeiro termo no lado direito das Eqs. 3.3 e 3.4 representa o valor inicial das quantidades em cada intervalo de tempo. Esses termos são corrigidos por um fator  $\left(\frac{h_{i-1}}{h_i}\right)$  para levar em conta a diluição dessas quantidades à medida que a camada de mistura cresce. O segundo termo representa a variação das quantidades pela convergência de fluxo. Finalmente, o terceiro termo considera a incorporação dos valores médios  $\bar{\theta}_h$  e  $\bar{q}_h$  entre  $h_i$  e  $h_{i-1}$  na nova camada de mistura. Assume-se que a média mensal dos perfis troposféricos não variem ao longo do período de integração do modelo, da manhã ao final da tarde. Esta suposição é apoiada pelo fato de que a convergência de fluxo de superfície não afeta a atmosfera livre e porque as variações na atmosfera livre observadas em qualquer dia tendem a ser canceladas na escala mensal.

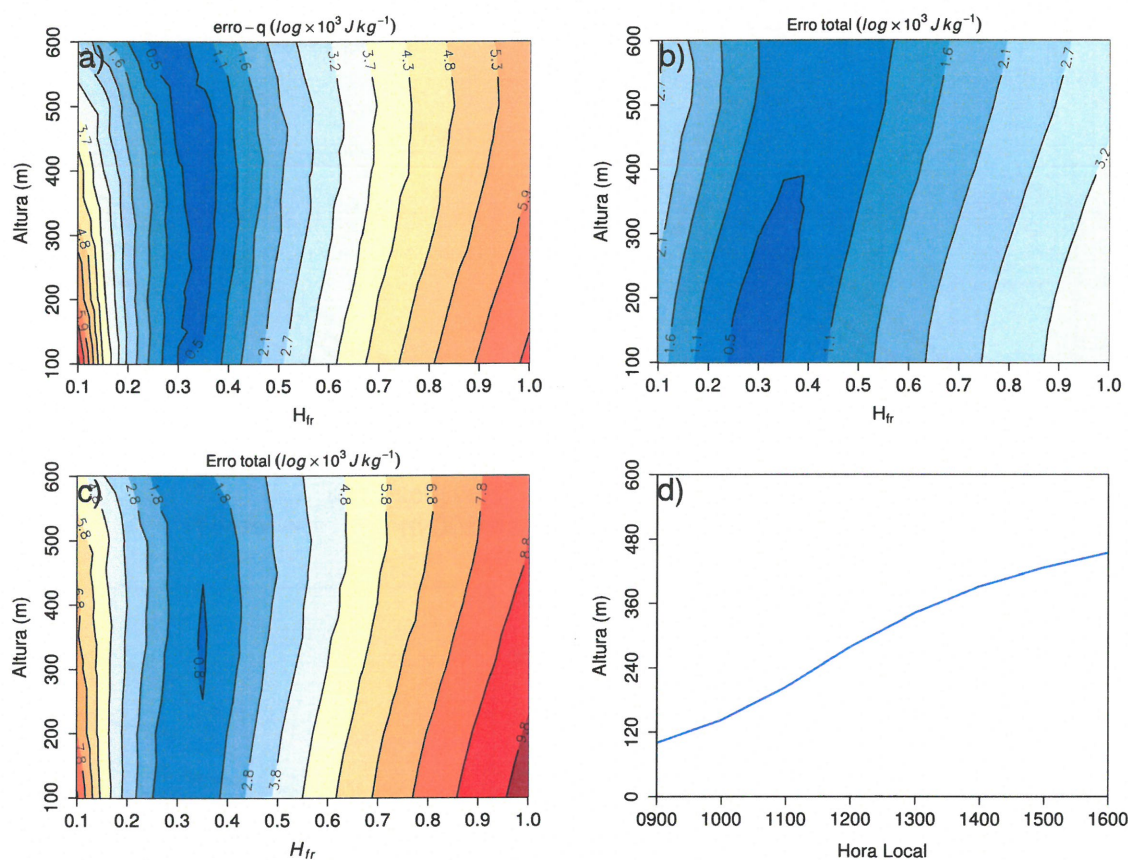
As Eqs 3.3 e 3.4 são integradas a partir de um sítio e integradas a partir de um tempo inicial dependente do local até 1600 TL, para um conjunto de valores das duas variáveis livres do método,  $H_{fr}$  e  $h_0$ , as variáveis são então comparadas com as séries temporais médias mensais de  $q$  e  $\theta$  das estações meteorológicas de superfície (Fig. 3.2).

Figura 3.2 – Evolução temporal da temperatura ( $T$ ) para  $H_{fr} = 0.3$  e valores diferentes de  $h_0$ , como dado pela legenda. A linha preta com pontos mostra os valores médios observados para julho de 2015 em Santa Maria; b) o mesmo que em (a), mas para umidade específica; c) mesmo que em (a), mas para  $h_0 = 300$  m e variável, como dada pela legenda; d) o mesmo que em (c), mas para umidade específica.



A partir de cada par de  $H_{fr}$  e  $h_0$  para o qual o modelo é integrado, a raiz quadrada do erro médio, do inglês root - mean - square error (r.m.s) entre os resultados simulados e valores observados de  $\theta$  e  $q$  são determinados. Os erros r.m.s de temperatura ( $K$ ) e de umidade específica  $\text{kg kg}^{-1}$ , são convertidos para unidades de energia multiplicando-os por  $C_p = 1005 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$  e  $L = 2,5 \text{ vezes } 10^6 \text{ J kg}^{-1}$ , respectivamente. O erro total r.m.s de cada integração é então determinado como a soma dos erros r.m.s das integrações  $\theta$  e  $q$ , em unidades de energia. Finalmente, os valores estimados de  $H_{fr}$  e  $h_0$  são assumidos como o par que minimiza o erro total de r.m.s. No exemplo de julho de 2015 (Fig. 3.3), isso é obtido com  $H_{fr} = 0.3$  e  $h_0 = 300$  m.

Figura 3.3 – Erro total (veja no texto), como função de function of  $H_{fr}$  and  $h_0$ , para Julho de 2015 em Santa Maria.



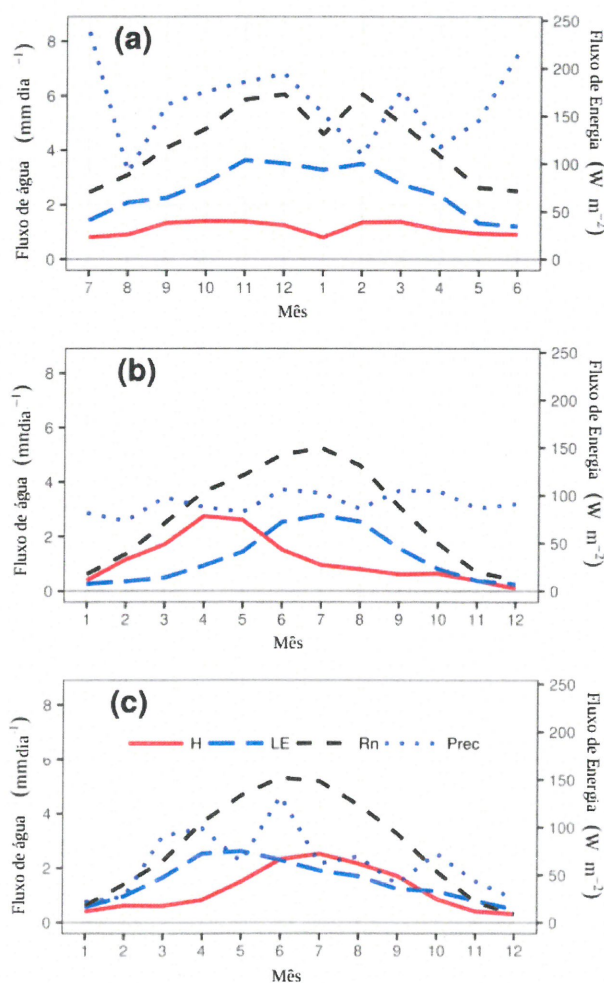
### 3.3 DADOS

Os fluxos estimados pelo método descrito na seção anterior são validados ao longo de uma comparação com os fluxos observados de torres de covariância de vórtices, obtidos em Santa Maria, no Rio Grande do Sul, no sul do Brasil; Lamont, Oklahoma, sul dos EUA e Floresta de Harvard, Massachusetts, nordeste dos EUA. Esses três locais também possuem observações da superfície (estação meteorológica) e da atmosfera (perfis verticais de radiossondagem) de temperatura e umidade. A figura 3.4 ilustra os diferentes padrões sazonais de energia e fluxos de calor latente observados para os três locais.

Em Santa Maria, as observações de superfície são obtidas a partir da estação meteorológica do Instituto Nacional de Meteorologia ( $29.72^{\circ}S$ ,  $57.72^{\circ}W$ , 103 m acima do nível médio do mar), localizado dentro do campus da Universidade Federal de Santa Maria (UFMS). No mesmo campus, a 4 km da estação meteorológica, há uma torre de fluxo de covariância de vórtices, operando desde 2013. As observações de fluxo utilizadas aqui são tomadas a 2 m do solo. A superfície é coberta por pastagens naturais, e a torre está

localizada num campo de de pesquisa de pastoreio de gado bovino. Detalhes são apresentados em (RUBERT et al., 2016). O clima nesta região é subtropical úmido, com verão quente e úmido, enquanto os invernos são amenos e a precipitação é abundante ao longo do ano (Fig. 3.4). A taxa anual média de precipitação a longo prazo é de  $4,4 \text{ mm d}^{-1}$  e a temperatura média anual é de  $19^\circ\text{C}$  entre o período de 1961 e 1990 (METEOROLOGIA, 1992). Alta precipitação garante que o fluxo de calor latente ( $LE$ ) seja o fluxo dominante na maior parte do ano (Fig. 3.4 a). Variações em  $LE$  são amplamente explicadas pelo saldo de radiação ( $R_n$ ) e pelo déficit de pressão de vapor atmosférico - índice de área foliar (IAF) no sítio é de cerca de  $5 \text{ m}^2 \text{ m}^{-2}$  após a emergência foliar e antes da abscisão outonal, embora haja diferenças interanuais de até 10% (WEHR; SALESKA, 2015).

Figura 3.4 – Fluxos superficiais de energia médios mensais de calor sensível ( $H$ ), calor latente ( $LE$ ), saldo de radiação ( $R_n$ ) e precipitação ( $P_{prec}$ ) para (a) Santa Maria, (b) Harvard Forest e (c) Lamont, de acordo com a legenda mostrada no painel (c). O eixo horizontal em (a) é centrado no (austral) verão para melhor comparação com os outros sítios. Os fluxos na superfície são expressos em  $\text{mm dia}^{-1}$  (eixo vertical à esquerda) e  $\text{W m}^{-2}$  (eixo vertical à direita)



A Floresta de Harvard ( $42,53^\circ\text{N}$ ,  $72,17^\circ\text{W}$ , 340 m acima do nível médio do mar)

tem a série temporal de observações de fluxo mais longa (1992-2014). Esta é a principal razão pela qual este sítio foi selecionado, pois fornece dados meteorológicos e de fluxo por um longo período. O local é uma floresta decídua dominada por carvalhos e plátanos vermelhos (URBANSKI et al., 2007). O clima temperado continental da Floresta de Harvard produz invernos frios, com temperatura média anual do ar de  $7,5^{\circ}\text{C}$ . Janeiro é o mês mais frio ( $-6,1^{\circ}\text{C}$ ) e julho, o mais quente ( $20,2^{\circ}\text{C}$ ). A precipitação (chuva e neve) é relativamente constante durante todo o ano e tem uma média de precipitação anual taxa  $3,1 \text{ mm d}^{-1}$ , com cobertura de neve persistente que ocorre de dezembro a março (GIASSON et al., 2013). O fluxo de calor latente segue a tendência sazonal de  $R_n$  na maior parte do ano (Fig. 3.4b) e é baixa no inverno, quando a radiação solar e  $R_n$  são reduzidos. O fluxo de calor sensível é maior que o fluxo de calor latente na primavera, antes da brotação e emergência foliar (MOORE et al., 1996; FITZJARRALD; ACEVEDO; MOORE, 2001). Após, o fluxo de calor latente aumenta e excede o fluxo de calor sensível durante o verão, quando as folhas apresentam altas taxas de transpiração. A evapotranspiração durante a estação de crescimento está mais próxima da restrição imposta pela precipitação (ou umidade do solo) (Fig. 3.4b). De fato, estudos anteriores de fluxos de  $\text{CO}_2$  e dados climáticos em Harvard Forest (FREEDMAN et al., 2001; SAVAGE; DAVIDSON, 2001; URBANSKI et al., 2007) mostraram a importância das limitações do estresse hídrico no fluxo de calor latente e fotossíntese na estação de crescimento.

As observações de superfície usadas aqui são tomadas a partir da torre de fluxo (a 30 m do solo), enquanto as sondagens de ar superiores são obtidas a partir do aeroporto de Albany, Nova York, a aproximadamente 137 km da torre. As sondagens são lançadas às 06:00 TL, o que significa que, em muitos casos, os níveis mais baixos são amostrados antes do crescimento da camada limite convectiva (CLC) ter iniciado. A incerteza que esse fato adiciona ao método é reduzida considerando diferentes alturas iniciais  $h_0$  da CLC.

O terceiro sítio é Lamont, Oklahoma, escolhido com o objetivo principal de avaliar o desempenho do modelo em um clima mais seco (Fig. 3.4c). A taxa de precipitação anual média é de  $2,3 \text{ mm d}^{-1}$ , aproximadamente metade daquela em Santa Maria. Os invernos são relativamente amenos e os verões apresentam altas temperaturas (média de  $30^{\circ}\text{C}$  em julho) (RAZ-YASEEF et al., 2015).

A torre de fluxo está situada sobre uma área cultivada na *Central Facility of U.S. Southern Great Plains Atmospheric Radiation Measurement Climate Research Facility*. A principal cultura cultivada nesta área é o trigo de inverno, tipicamente plantado de outubro a maio, e não cultivada ou rotacionado com culturas de verão (milho, soja e sorgo) de junho a setembro. O máximo IAF ocorre em abril para o inverno trigo e em junho para as culturas de cereais (BAGLEY et al., 2017). Além disso, o particionamento entre  $H$  e  $LE$  neste local é fortemente controlado pela precipitação (Fig. 3.4c) e pelo estado de vegetação (IAF) (BAGLEY et al., 2017). A menor precipitação e a falta de irrigação nesta região aumentam a vulnerabilidade das culturas às secas (RAZ-YASEEF et al., 2015).

As observações de fluxo neste local estão disponíveis de 2004 a 2012, e as observações de superfície usadas são tomadas na mesma torre (36,60°N, 97,48°W, 314 m de altitude ) com os instrumentos instalados a 4 m do solo. As observações aéreas superiores são feitas em Lamont, a cerca de 2 km da torre, às 06:00 TL.

Em Santa Maria e Lamont, as observações de fluxos a cada 30 minutos foram interpoladas para períodos de 1 hora, para comparação com os cálculos do método. Este procedimento não foi necessário na Harvard Forest, onde observações de fluxo estão disponíveis a cada 1 h.

Em todos os casos, os perfis verticais das sondagens de ar superior têm resolução vertical variável, pois os dados são reportados a cada 10 s. Eles são interpolados para uma grade de resolução de 0,25 m igualmente espaçada antes de ser usado no método.

Em nenhum dos locais há fechamento do balanço de energia, implicando que as somas dos fluxos de calor sensível e latente são menores do que a energia disponível total observada. Possíveis razões para isso incluem amostragem inadequada de vórtices de baixa frequência, heterogeneidade da superfície ou problemas do design e footprint (FOKEN, 2008; LEUNING et al., 2012), que podem produzir um desvio de zero a 30% no fechamento do balanço de energia (TWINE et al., 2000). No entanto, o método assume o fechamento do balanço de energia. Portanto, para garantir uma comparação adequada entre as observações e os resultados, o fechamento do balanço de energia foi também imposto às observações em uma escala de tempo mensal. Isso foi feito pelo método da Razão de Bowen proposto por (TWINE et al., 2000), e consiste em multiplicar os dois fluxos pelo valor observado da relação  $\left(\frac{R_n - G}{H + LE}\right)$ .

### 3.4 RESULTADOS

Em Santa Maria, a sazonalidade do fluxo de calor latente ( $LE$ ) e a correspondente falta de sazonalidade do fluxo de calor sensível ( $H$ ) são bem capturados pelo método (Figs. 3.5 a e 3.6a).

Figura 3.5 – Comparação entre os valores observados e estimados do fluxo de calor latente para Santa Maria (a, b), Lamont (c, d) e Floresta de Harvard (e, f). Nos painéis (b), (d) e (f), a linha tracejada representa a curva de ajuste dos dados.

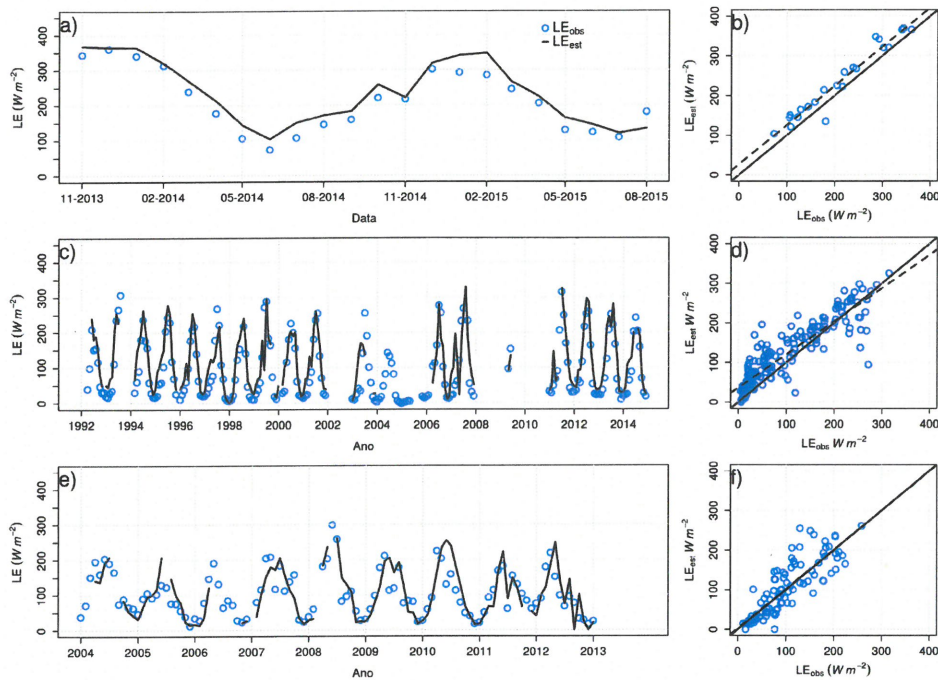
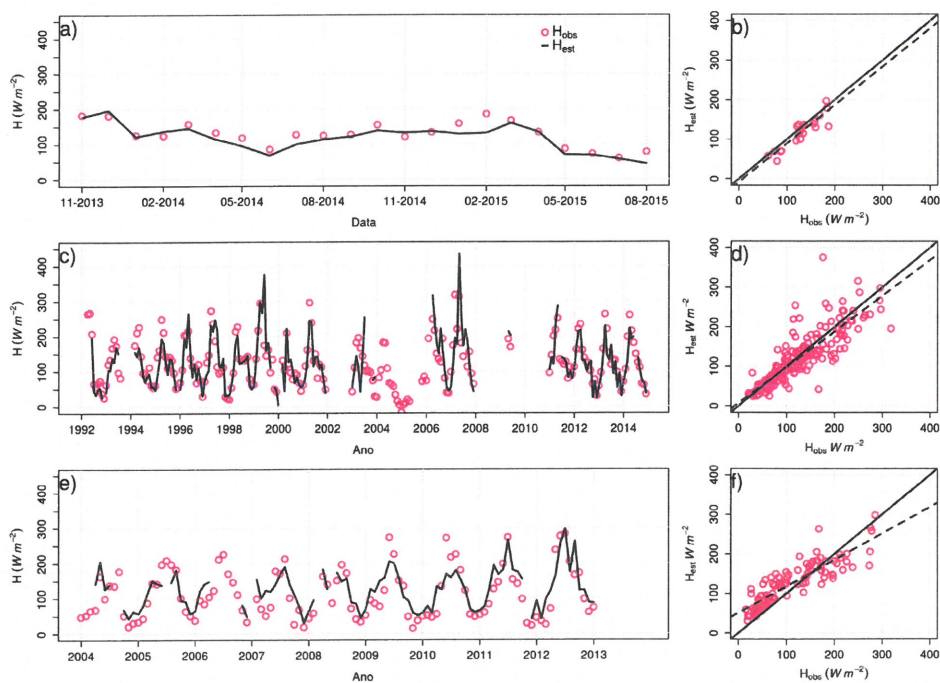


Figura 3.6 – O mesmo que em Fig. 5, mas para o fluxo de calor sensível



Há períodos subseqüentes em que o  $LE$  foi levemente superestimado pelo método, como o inverno de 2014 (maio a agosto) e o verão de 2015 (janeiro a março), mas estes não estão associados a uma estação específica, o mesmo não ocorreu durante o verão de 2014 e o inverno de 2015, quando os erros foram aproximadamente ausentes. Também não foi possível correlacionar os erros com a precipitação total mensal. Santa Maria é o local onde os erros globais entre os fluxos estimados e observados foram menores,  $32 \text{ W m}^{-2}$  para  $LE$  e  $20 \text{ W m}^{-2}$  para  $H$  (Tabela 3.2). Esses erros aumentaram para  $71$  e  $28 \text{ W m}^{-2}$ , respectivamente, quando as saídas do modelo são comparadas com os fluxos observados não corrigidos, indicando a importância da aplicação da correção de Razão de Bowen proposta por (TWINE et al., 2000). Os desvios médios também são pequenos, e positivos, para ambos os fluxos. As possíveis razões para o melhor ajuste entre os fluxos observados e estimados em Santa Maria são a sazonalidade reduzida de  $H$  neste sítio, em comparação com a Floresta de Harvard e Lamont, e as séries temporais mais curtas comparadas, de modo que a variabilidade interanual não foi considerada neste local.

Na floresta de Harvard, o ajuste entre os fluxos observados e estimados também foi bom, com a sazonalidade e a variabilidade interanual dos fluxos geralmente bem representadas pelo método (Figs. 3.5c e 3.6c). O erro r.m.s de  $43 \text{ W m}^{-2}$  para  $LE$  e  $39 \text{ W m}^{-2}$  por  $H$  são maiores que em Santa Maria. Os gráficos de dispersão mostram que há uma tendência de superestimar  $LE$  quando a magnitude observada é pequena, o que corresponde aos meses de inverno.

Em termos de erro r.m.s, o ajuste global entre observações e fluxos estimados em Lamont é semelhante ao encontrado na Floresta de Harvard ( $36 \text{ W m}^{-2}$  por  $LE$  e  $38 \text{ W m}^{-2}$  por  $H$ , veja as Fig. 3.5e e 3.6e e Table 3.2), mas em Lamont não há períodos específicos em que o método foi particularmente melhor ou pior. Os erros de r.m.s são menores no inverno, quando os fluxos são pequenos. Contudo, em contraste com Harvard Forest, em Lamont  $LE$  é subestimado e  $H$  é superestimado nessas condições. Embora não esteja claro o que causa esses desvios, o fato de que eles têm sinal diferente quando comparado a Harvard Forest indica que o método não está causando uma representação sistemática durante os meses de inverno. Como o intervalo de erro r.m.s normalizado para todos os sítios está entre 15% e 46%, é comparável a outros métodos (GENTINE et al., 2016; RIGDEN; SALVUCCI, 2017). Além disso, o coeficiente de determinação ( $R^2$ ) é semelhante para os três locais, com variação entre 0,7 e 0,9.

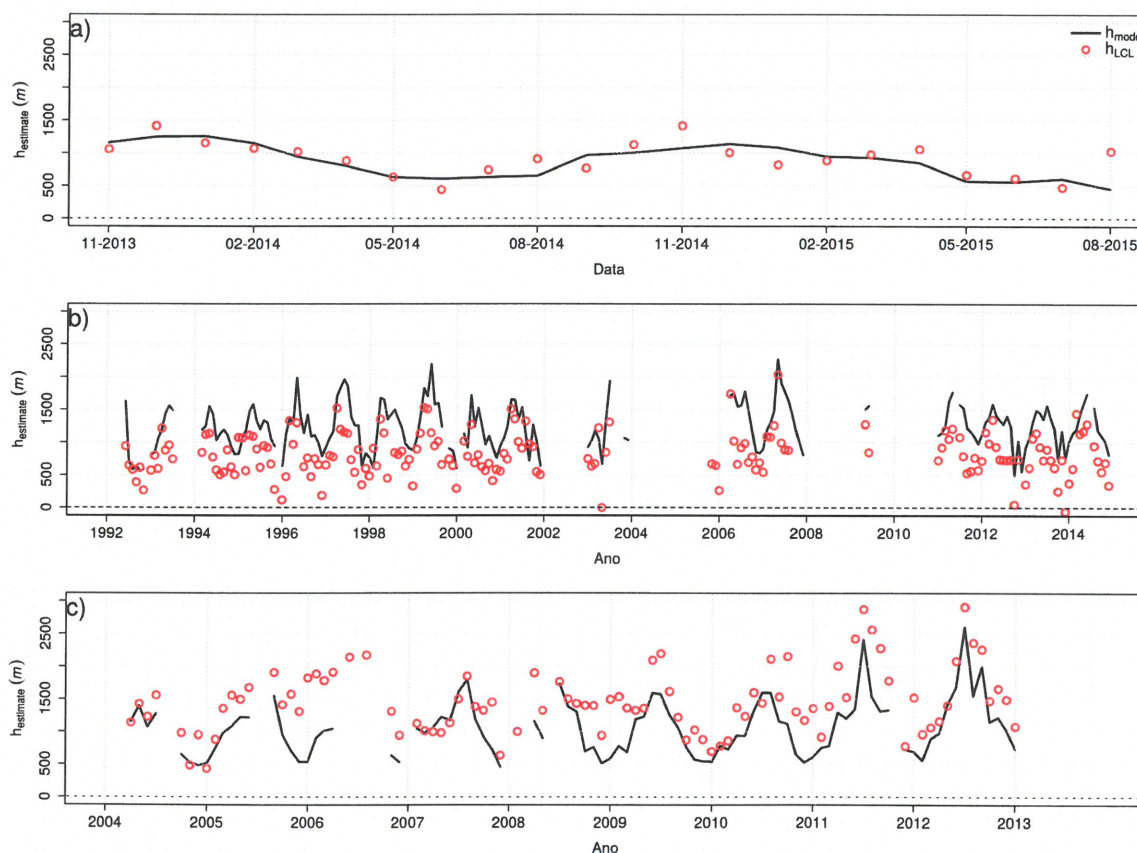
Uma possível fonte dos maiores erros tanto na Floresta de Harvard quanto em Lamont surge a partir da hora das sondagens da manhã utilizadas em ambos os locais. Enquanto que em Santa Maria, as sondagens foram realizadas às 09:00 TL, o que fornece uma boa representação do perfil de temperatura potencial conforme a CLC cresce, em Lamont as sondagens foram tomadas às 06h00 e na Harvard Forest às 07h00. Durante os meses de inverno, esses horários correspondem ao período noturno, de modo que é provável que a camada ainda esfrie mais antes do início ao crescimento da CLC. Em Harvard



Forest, erros adicionais podem ser causados pela distância entre as observações de fluxo e as sondagens tomadas em Albany.

O modelo também fornece estimativas da evolução da espessura da camada de mistura ( $h$ ), uma das variáveis determinadas em cada passo de tempo (Fig. 3.1b). Uma vez que medidas diretas de  $h$  não são comumente disponíveis, a altura da camada de mistura no final da tarde é comparada com a o nível de condensação por levantamento (NCL) obtido a partir dos valores médios mensais de  $\theta$  e  $q$  a 1600 TL (Fig. 3.7) próximo à superfície. A associação do NCL e CBL foi feito por Fitzjarrald e Moore (1994), Grimsdell e Angevine (1998) e Freedman et al. (2001).

Figura 3.7 – Comparação entre a espessura da camada limite simulada às 1600h local com  $h_{NCL}$  (veja o texto) para Santa Maria (a), Lamont (b) e Floresta de Harvard (c).



Os resultados mostram que a estimativa de  $h$  segue a variabilidade da média mensal de NCL nos três locais. Em Harvard Forest, o modelo fornece estimativas de  $h$  que são geralmente maior que o NCL, enquanto o oposto ocorre em Lamont. Pode ser uma conseqüência das condições mais úmidas na Floresta de Harvard do que em Lamont e conseqüente maior NCL no último do que no primeiro. Em Santa Maria, ambos os valores são muito semelhantes.

### 3.5 CONCLUSÕES

Um novo método para estimar fluxos de energia de superfície em uma escala mensal foi proposto. O método é baseado na integração temporal das equações de conservação para temperatura ( $\theta$ ) e umidade específica ( $q$ ) próximo a superfície, e comparação com as séries temporais observadas dessas variáveis. Em comparação com métodos de camada limite previamente propostos (SALVUCCI; GENTINE, 2013; RIGDEN; SALVUCCI, 2015; GENTINE et al., 2016), o presente método utiliza uma descrição mais realista do crescimento de camadas de mistura, que está associado ao fechamento de energia através dos fluxos de calor sensível e de entranhamento, diretamente estimados a partir da evolução da camada mistura e perfis verticais de  $\theta$  e  $q$ .

O método foi avaliado em três locais diferentes: Santa Maria no sul do Brasil, Lamont no sul dos EUA e Harvard Forest, no nordeste dos EUA. Em geral, fornece uma boa precisão para ambos os fluxos de calor latente e sensível da superfície, com erros médios similares aos encontrados com técnicas de sensoriamento remoto (SU, 2002; LI; MIN; LIN, 2009; GENTINE et al., 2016). Os melhores resultados foram encontrados para Santa Maria, onde os fluxos estimados seguem variações sutis encontradas nas observações.

Em comparação com estudos anteriores, por exemplo, (GENTINE et al., 2016), a principal vantagem do presente método é a possibilidade de aplicá-lo por períodos além da estação de crescimento. Embora forneça erros médios semelhantes aos encontrados em estudos anteriores, é importante destacar que as estatísticas atuais referem-se a muitos anos, incluindo a variabilidade interanual. Outra importante diferença é que o método atual é aplicado mensalmente, enquanto (GENTINE et al., 2016) fornece estimativas diárias de fluxo. Embora isso possa ser considerado uma fragilidade na abordagem proposta atualmente, é importante notar que (GENTINE et al., 2016) não aplicou seu método a dias com advecção significativa ou fora da estação de crescimento. Portanto, embora esse método forneça estimativas diárias, o número total de dias é limitado. Além disso, as estimativas mensais atuais são realistas no sentido de que nenhuma situação específica foi filtrada da análise.

O método pode ser melhorado incorporando o ciclo diário de  $H_{fr}$  ao invés de mantê-lo constante, de modo que as evoluções temporais observadas de temperatura e umidade específica sejam melhor reproduzidas pelo modelo.

Na sua forma atual, este método pode ser aplicado para fornecer mapeamento mensal dos fluxos de superfície, com base apenas em dados de estação meteorológica, com perfis verticais sendo fornecidos por dados de reanálise (SAHA et al., 2014; SAHA et al., 2010). Também pode ser usado para estimar a evolução histórica dos fluxos de energia para estudos climáticos e de mudança no uso da terra, em locais onde séries de observações de longo prazo estão disponíveis.

A integração da equação prognóstica da temperatura potencial média ( $\bar{\theta}$ ) (Eq.3.3)

sistematicamente apresenta bons resultados até o meio da tarde, mas falha a partir daí, conforme observado no exemplo mostrado na Figura 3.2. Isso ocorre porque a Equação 3.3 implica em um máximo temporal de temperatura ocorrendo no momento de inversão de sinal do fluxo de calor sensível, enquanto as observações na atmosfera sistematicamente mostram que o máximo de temperatura ocorre antes dessa inversão de fluxo. No exemplo da Figura 3.2, isso fica evidente, com máximo observado ocorrendo às 1500 HL (hora local), enquanto que em todas as integrações do modelo a temperatura cresce continuamente ao longo de toda a tarde. Assim, fica claro que o modelo pode ser aprimorado se a redução de temperatura no final da tarde for incorporada a ele. Para tanto, porém, é necessário que se entenda com clareza o que causa a redução sistemática de temperatura do ar em um momento em que os fluxos superficiais de calor sensível ainda são positivos. Isso será abordado nos capítulos seguintes dessa tese.

Tabela 3.1 – Descrição do método

Dados de entrada (a partir de observações)	Símbolo	Unidade	Frequência
Umidade específica na camada de mistura	$q$	$\text{g kg}^{-1}$	Horária a partir do horário da sondagem da manhã até às 1600 LT
Temperatura potencial na camada de mistura	$\theta$	K	Horária a partir do horário da sondagem da manhã até às 1600 LT
Saldo de radiação	$R_n$	$\text{W m}^{-2}$	Horária a partir do horário da sondagem da manhã até às 1600 LT
Perfil de umidade específica	$q_h$	$\text{kg kg}^{-1}$	Uma vez ao dia às 1200 UTC
Perfil de temperatura do ar	$\theta_h$	K	Uma vez ao dia às 1200 UTC
Parâmetros abertos (aproximados)	Símbolo	Valores aproximados	
Fração do fluxo de calor sensível	$H_{fr}$	0 a 1 com passos de 0.05	
Espessura inicial da camada limite	$h_0$	m	100 m a 600 m com passos de 50-m
Variáveis de saída	Símbolo	Frequência	
Fluxo de calor sensível	$H_{est}$	$\text{W m}^{-2}$	Horária a partir do horário da sondagem da manhã até às 1600 LT
Fluxo de calor latente	$LE_{est}$	$\text{W m}^{-2}$	Horária a partir do horário da sondagem da manhã até às 1600 LT
Espessura da camada limite	$h_{est}$	m	Horária a partir do horário da sondagem da manhã até às 1600 LT
Validação dos dados	Símbolo	Frequência	
Fluxo de calor sensível	$H_{obs}$	$\text{W m}^{-2}$	Horária a partir do horário da sondagem da manhã até às 1600 LT
Fluxo de calor latente	$LE_{obs}$	$\text{W m}^{-2}$	Horária a partir do horário da sondagem da manhã até às 1600 LT

Tabela 3.2 – Comparação de índices estatísticos entre as estimativas e observações do modelo

	Santa Maria (SM)		Floresta de Harvard (HF)		Lamont (OK)	
	r.m.s.e ( $\text{Wm}^{-2}$ )	Bias ( $\text{Wm}^{-2}$ )	r.m.s.e ( $\text{Wm}^{-2}$ )	Bias ( $\text{Wm}^{-2}$ )	r.m.s.e ( $\text{Wm}^{-2}$ )	Bias ( $\text{Wm}^{-2}$ )
Fluxo de calor sensível ( $H$ )	20	0.8	39	0.7	38	0.8
Fluxo de calor latente ( $LE$ )	32	0.9	43	0.8	36	0.7



## 4 O QUE CONTROLA O DECRÉSCIMO DA MÁXIMA TEMPERATURA DO AR?

### 4.1 INTRODUÇÃO

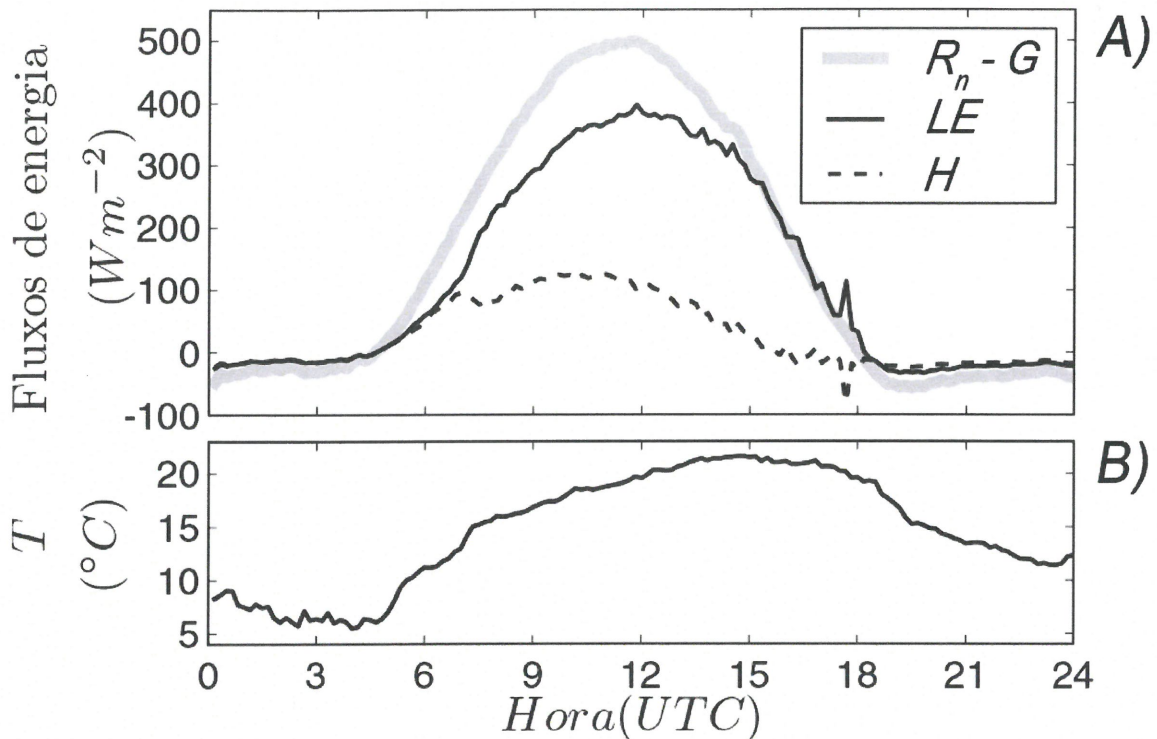
A temperatura máxima, assim como a temperatura mínima é uma das variáveis meteorológicas mais esperadas pelo público na previsão do tempo (BATTISTI et al., 2014) e tem impacto na evaporação, derretimento de neve, estabilidade atmosférica (USTAOGLU; CIGIZOGLU; KARACA, 2008), ondas de calor, estando associadas as atividades tais como, demanda de energia elétrica, aumento da evaporação da água em reservatórios, o que impacta o balanço hídrico, conforto térmico humano e animal, dentre outros. Geralmente, o horário da máxima temperatura ocorre entre 1400 horas e 1500 horas local. Contudo, o que controla o horário de sua ocorrência não é claro.

No Capítulo 3, validou-se um modelo de estimativa mensal dos fluxos médios de calor sensível e latente para três sítios com diferentes padrões de partição do balanço de energia superficial. Entretanto, o método tende a superestimar a temperatura do ar após o seu máximo (Figura 3.2). Essa limitação ocorre devido à aproximação da fração do fluxo de calor sensível em relação à energia disponível ( $H_{fr}$ ) constante ao longo do dia ou outros fatores não considerados no modelo, além da convergência do fluxo de calor sensível ( $H$ ) controlando a evolução temporal da temperatura do ar.

Apesar da temperatura máxima ser uma variável importante, a sua ocorrência não é bem explicada. Geralmente, a temperatura observada passa a decrescer em torno de 15h local, antes do horário em que os fluxos de calor, umidade e de radiação, tornem-se negativos (OKE, 1978). Padrões similares são mostrados por (MOENE; DAM, 2014) para as evoluções temporais de  $H$ ,  $LE$ , energia disponível ( $R_n - G$ ) (Figura 4.1a) e temperatura do ar (Figura 4.1d). A temperatura atinge o máximo em torno de 1500 UTC e simultaneamente, ocorre a inversão no sinal do  $H$ . No entanto,  $LE$  e  $R_n - G$  permanecem positivos até inverterm o sinal próximo das 1800 UTC. (MOENE; DAM, 2014) atribui  $H$  negativo o como resultante da ação dominante de  $LE$  (LINDEN et al., 2017). Se a superfície for relativamente mais úmida que a atmosfera, a energia disponível priorizada para evaporação, às custas de uma redução de  $H$ . Conseqüentemente, há um decréscimo da temperatura. Analisando de forma isolada, essa relação segue a equação 3.2 (com as aproximações apontadas no Capítulo 3), uma vez que no momento de máxima temperatura,  $H$  tende a zero. Porém, nesse caso, a hipótese do predomínio de  $LE$  para explicar o decréscimo de temperatura não se sustenta, pois a sua inversão de sinal não ocorre concomitante ao decréscimo de temperatura. Aliás, essa defasagem é relativamente grande (aproximadamente 3h) e praticamente coincide com a inversão de  $R_n - G$ .

Embora essa hipótese pareça pouco convincente, deve-se esclarecer melhor as

Figura 4.1 – Evolução diária de a) fluxos de calor sensível ( $H$ ) e latente ( $LE$ ) e energia disponível ( $R_n - G$ ) e b) temperatura do ar.



Fonte: Figura adaptada de Moene e Dam (2014)

causas do decréscimo de temperatura diurna. Para isso, será investigada a variação do padrão de decréscimo da temperatura diurna e dos fluxos de energia utilizando uma análise observacional e de modelagem numérica. Para a primeira abordagem, foram consideradas observações micrometeorológicas em 170 sítios da rede AmeriFLUX, com diferentes coberturas de superfície, disponibilidade hídrica e energética. A segunda, teve como objetivo verificar como um modelo estado-da-arte de previsão numérica do tempo representa a evolução temporal da temperatura do ar e sua relação com a inversão no sinal de  $H$ .

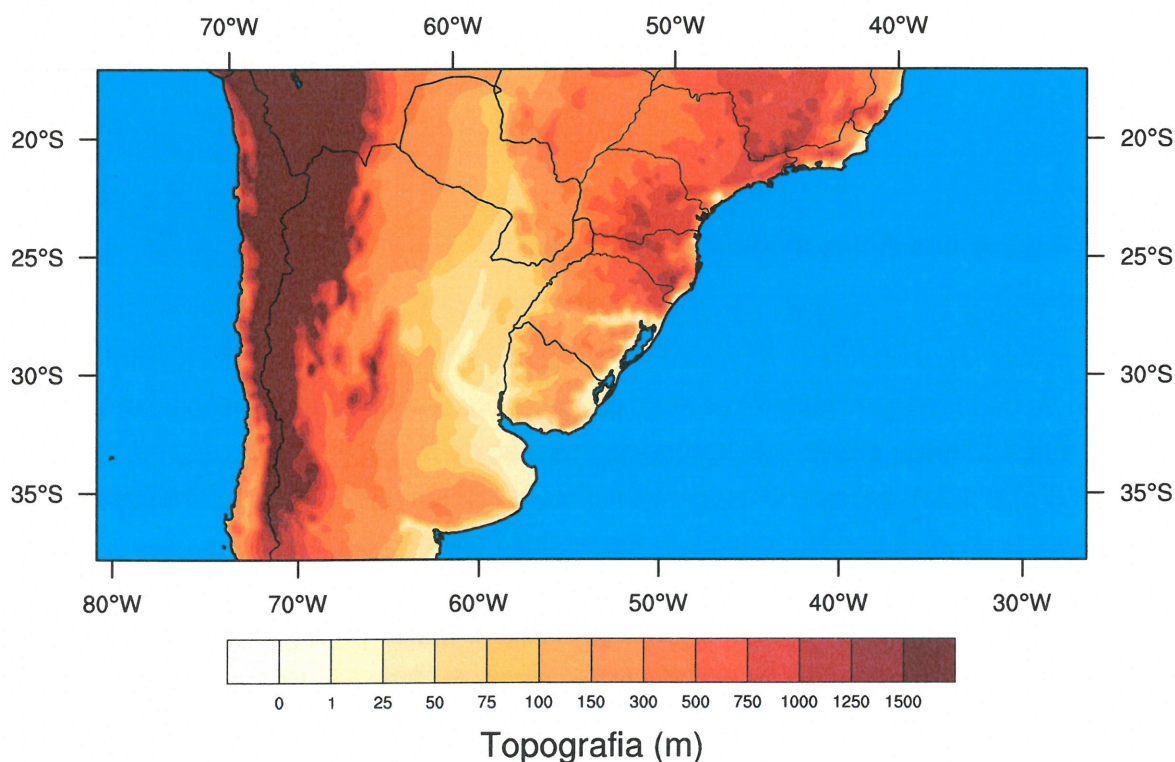
## 4.2 ANÁLISE OBSERVACIONAL

A fim de investigar o padrão do decréscimo da temperatura em função dos fluxos superficiais de energia foram utilizadas 170 torres de fluxo da rede AmeriFLUX (AMERI-FLUX, 1996) (Apêndice A) distribuídas nos Estados Unidos, Canadá e Brasil. O período de dados varia de 1 a 22 anos, sendo a série mais longa para Floresta de Harvard.

### 4.3 MODELAGEM NUMÉRICA

Para verificar o desempenho do modelo atmosférico regional na previsão do horário da temperatura máxima do ar e inversão de sinal dos fluxos de calor sensível e latente no final da tarde foi realizado um estudo de caso para a cidade de Santa Maria - RS, O modelo utilizado foi o *Weather Research and Forecasting*, versão 3.9.1.1 (SKAMAROCK et al., 2008). O período de simulação compreendeu junho de 2014. O domínio espacial configurado no modelo (Figura 4.2) constitui de uma grade numérica com espaçamento horizontal de  $16 \times 16$  km, totalizando 300 pontos de grade na direção zonal, 150 pontos de grade na direção meridional e 40 níveis verticais mostra o domínio numérico espacial da simulação realizada. Como condições iniciais e de contorno laterais foram utilizadas o conjunto de dados de reanálise ERA-Interim (DEE et al., 2011), com resolução horizontal de  $0,75^\circ \times 0,75^\circ$  (aproximadamente 80 km) e temporal de seis horas.

Figura 4.2 – Domínio espacial da simulação configurada no modelo WRF e topografia da região. Altitude em metros.



As parametrizações físicas empregadas na simulação incluíram, microfísica de nuvens a partir de (HONG; DUDHIA; CHEN, 2004), parametrização convectiva de Kain - Fritsch (KAIN, 2004), modelo de superfície de (TEWARI et al., 2004) e camada limite atmosférica de (NAKANISHI; NIINO, 2004), radiação de onda curta de (DUDHIA, 1989) e radiação de longa de (MLAWER et al., 1997). No WRF, o modelo de superfície interage com a camada limite atmosférica acima, que por sua vez interage com os esquemas de radiação conforme a onda longa e onda curta é emitida, absorvida ou espalhada a partir



da superfície terrestre e constituintes atmosféricos. Além de interagir com os esquemas de microfísica de nuvens e de convecção. Assim, a temperatura do ar é prevista como uma soma desses processos físicos e dinâmicos. Contudo, na camada superficial, não há uma equação prognóstica para os fluxos de calor sensível e latente. Dessa forma, esses fluxos são determinados a partir da velocidade de fricção e dos coeficientes de troca turbulenta (*momentum*, calor e umidade) e servem como fronteira inferior para o transporte vertical feito nos esquemas de camada limite atmosférica empregados.

As saídas horárias dos fluxos de calor sensível e latente e temperatura do ar foram extraídas para o ponto da torre de fluxo localizada no campus da Universidade Federal de Santa Maria (UFSM). Uma descrição detalhada sobre o sítio encontra-se na seção 3.3. Para a comparação entre os fluxos observados e estimados pelo WRF, o critério de seleção de dados baseou-se na escolha de dias em que o saldo de radiação no sítio analisado (29,71°S;53,75°O, 88 m acima do nível médio do mar) ultrapassava  $200 \text{ Wm}^{-2}$ , o que resultou em treze dias do mês de junho de 2014.

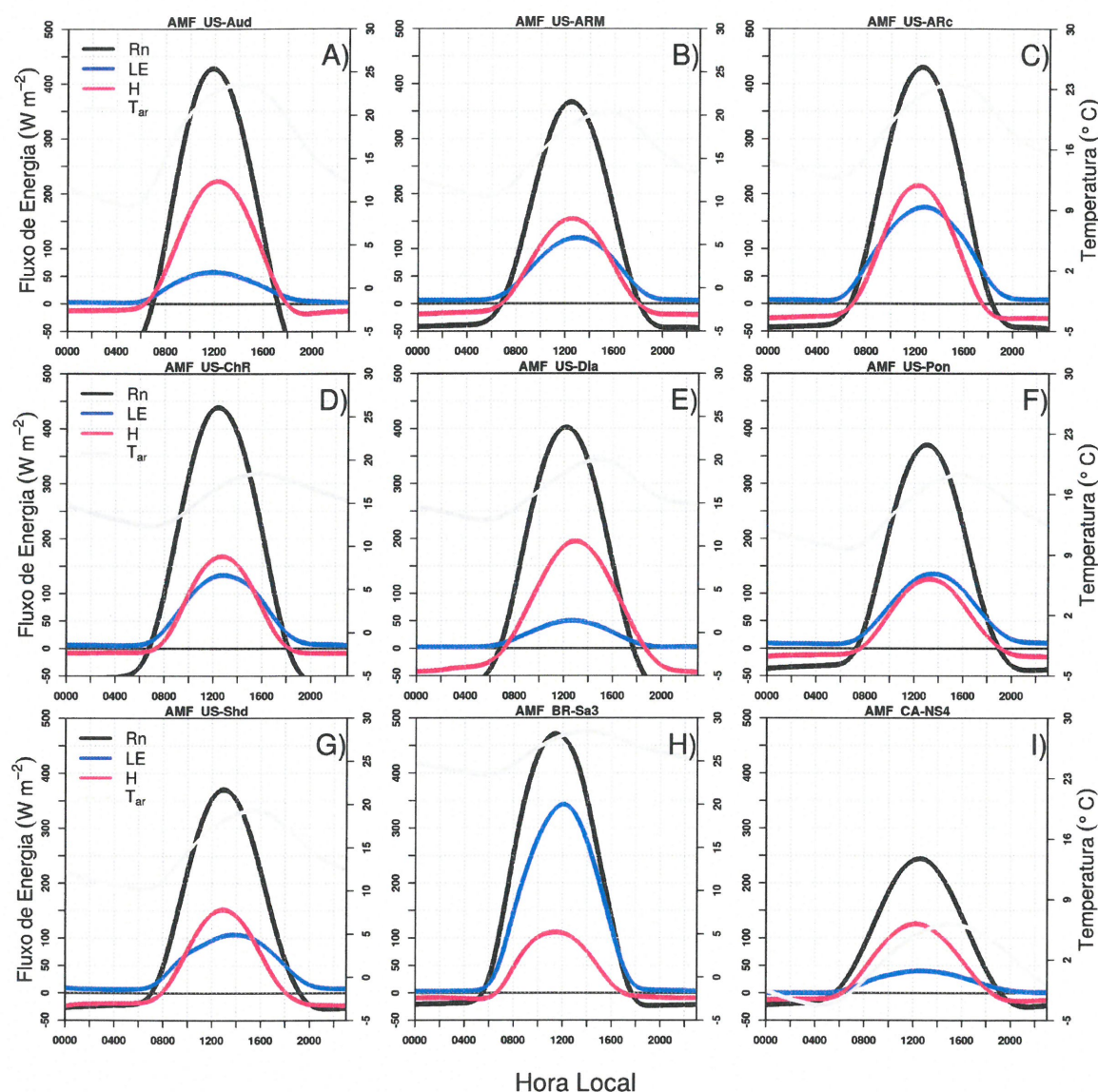
## 4.4 RESULTADOS

### 4.4.1 Análise dos ciclos médios

A Figura 4.3 apresenta os ciclos médios diários de temperatura do ar, fluxos de calor sensível ( $H$ ) e latente ( $LE$ ) e saldo de radiação ( $R_n$ ) para os sítios da AmeriFLUX no período de dados disponíveis. No período da tarde, observa-se que inversão no sinal de  $H$  ocorre antes ou muito próximo do horário de inversão de  $R_n$ . As exceções são os sítios das Figs. 4.3 a) e 4.3e), em que  $H$  muda o sinal após  $R_n$  tornar-se negativo. Nesses locais, grande parte do  $R_n$  é particionado na forma de fluxo calor sensível, uma vez que  $LE$  é pequeno quando comparado aos demais sítios. No final da tarde, a instabilidade atmosférica e o aumento da velocidade do vento favorecem maior convergência de  $H$  e aquecimento da superfície, fazendo com que  $H$  supere  $R_n$ . Por outro lado, no sítio de floresta tropical (Santarém, na Floresta Amazônica) (Figura 4.3h) grande parte do  $R_n$  é utilizado para a evapotranspiração. Embora os sítios apresentem particularidades, destaca-se que tanto em sítios mais secos, quanto naqueles mais úmidos, o horário da temperatura máxima ocorre antes da inversão de sinal de  $H$  e  $R_n$  (Anexo 7).

Essa diferença pode ser visualizada na Figura 4.4a que mostra a comparação entre o horário de ocorrência da temperatura máxima em função do horário da inversão no sinal de  $H$  no final da tarde, considerando-se os 170 sítios.  $H$  passa a ser negativo cerca de 2 h a 3 h após a temperatura iniciar o seu decréscimo, exibindo uma relação fraca ( $R^2 \sim 0,15$ ). Assim como apresentado por (MOENE; DAM, 2014), de forma geral, quanto

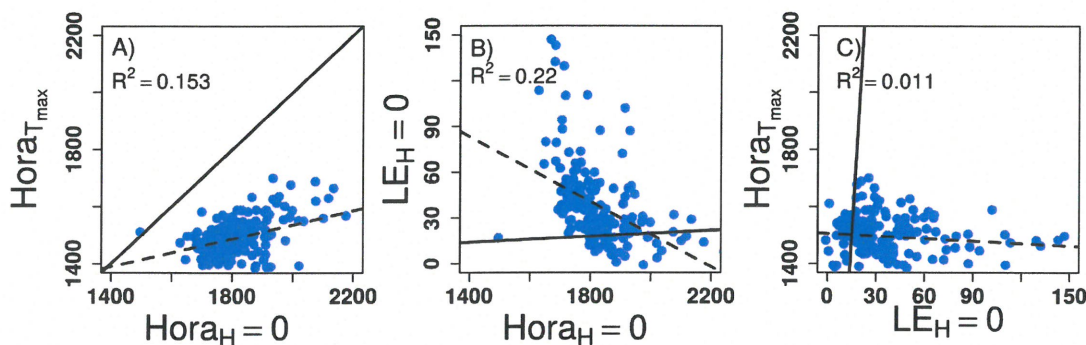
Figura 4.3 – Ciclo diário médio horário do fluxo de calor sensível ( $H$ ), fluxo de calor latente ( $LE$ ), saldo de radiação ( $R_n$ ) e temperatura do ar para o período de dados disponíveis para os sítios de: a) Audubon (US-Aud), b) Lamont (US-ARM), c) Lamont (US-Arc), d) Chestnut Ridge (US-ChR), e) Diablo (US-Dia), f) Ponca (US-Pon), g) Shidler (US-Shd), h) Santarém (Br-Sa3) e i) UCI-1981 (CA-NS5). As siglas US, BR e CA referem-se aos sítios nos Estados Unidos, Brasil e Canadá, respectivamente.



mais cedo  $H$  torna-se negativo,  $LE$  é substancialmente maior que  $H$  no final da tarde (Figura 3.4b, ou seja, quando  $H$  passa a ser negativo). Este padrão é similar ao da Figura 3.1a. Esses valores de baixa correlação indicam que há uma relação tênue entre a inversão entre a inversão de  $R_n$  (e  $LE$ ) e a hora da temperatura máxima, ao menos quando são consideradas as médias para todos os dados disponíveis nas estações. Além disso, a também baixa correlação entre  $LE$  e o horário da máxima temperatura (Figura 4.1c) indica que a hipótese de que essa diferença se deva a  $LE$  no final da tarde pode ser, no máximo,

válida em situações específicas.

Figura 4.4 – a) Relação entre o horário de ocorrência da temperatura máxima e o horário da inversão do fluxo de calor sensível no final da tarde e b) relação entre a magnitude do fluxo de calor latente ( $LE$ ) quando o fluxo de calor sensível ( $H$ ) fica negativo e o horário em que o fluxo de calor sensível inverte o sinal e c) comparação entre o horário da temperatura máxima e o fluxo de calor latente quando o fluxo de calor muda de sinal no final da tarde para 170 sítios da rede de estações micrometeorológicas do AmeriFLUX.



A fim de verificar essa hipótese na escala mensal, quatro sítios com diferentes regimes de precipitação foram selecionados. Audubon, EUA (31,59°N, 110.51°O, 1469 m acima do nível médio do mar) (Figura 4.3a), é o que apresenta o menor regime de precipitação média, cerca de 438,35 mm. O sítio está localizado numa região semi-árida com o predomínio de gramíneas. Nesse sítio, árvores e arbustos representam menos de 10% (detalhes em (KRISHNAN et al., 2012)) da vegetação predominante. O segundo sítio mais seco é Lamont, EUA (36,60°N, 97,48°W, 314 m de altitude) (Figura 4.3b), em que o regime de precipitação médio anual é de 843 mm. A torre de medidas está situada sobre áreas de cultivo de trigo em rotação com culturas de verão, como milho, sorgo e soja (veja detalhes na seção 3.3). O terceiro sítio selecionado é o de *Chestnut Ridge*, EUA (35,93°N, 84,33°W, 286 m de altitude) (Figura 4.3d) que apresenta precipitação anual média de 1358,55 mm e tem floresta com folhas decíduas como vegetação predominante (AMERIFLUX, 1996). O último sítio está localizado em Santarém, BR (3,01°S, 54.97°O, 100 m acima do nível médio do mar) (Figura 4.3h), em que a precipitação média anual é de 1911 mm e a vegetação característica é composta por árvores de folhas perenes com a altura do dossel entre 35 m e 40 m (BRUNO et al., 2006).

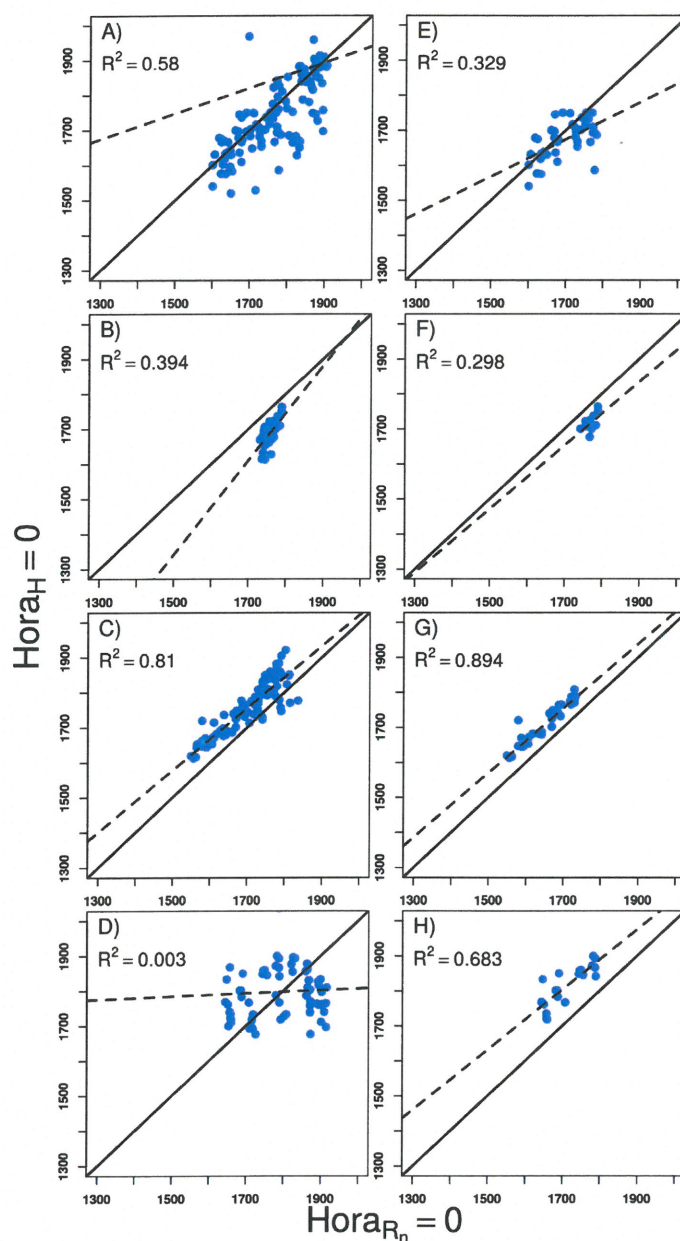
Na análise para todos os meses (Figuras 4.5 a, b, c e d),  $H$  inverte o sinal muito próximo da inversão de  $R_n$  no final da tarde, enquanto que as maiores diferenças são encontradas no sítio de *Chestnut Ridge*, seguido por Santarém e Lamont. Para os meses de inverno somente, essa comparação melhora substancialmente no sítio de *Chestnut Ridge* (Figura 4.5h), tem um leve aumento no sítio de Audubon (Figura 4.5g) e é fraca nos sítios de Lamont e Santarém (Figuras 4.5e e f, respectivamente). Contudo, quando relaciona-se o horário da máxima temperatura com o horário da inversão no sinal de  $R_n$  no final da

tarde, verifica-se fracas relações para os todos os meses do ano, em que geralmente, o horário da temperatura máxima tende ocorrer entre 14 h e 15 h em grande parte dos casos e o saldo de radiação passa a ser negativo entre 1 h e 5 h após o decréscimo de temperatura. Dado que o saldo de radiação passa a ser negativo antes no inverno, as diferenças tendem a ser menores nessa estação do ano (Figuras 4.6 e, f, g e h). Isso é refletido na comparação entre o decréscimo da temperatura e inversão de sinal de  $H$  para os meses de inverno (Figura 4.7 e, f, g e h), em que se observa  $H$  tornando-se negativo antes, se comparado para todos os meses do ano (Figura 4.7 a, b, c e d), ainda assim não é possível explicar o decréscimo de temperatura a partir dessa relação, dado que a estatística explica 33% (máximo coeficiente de determinação) seguindo essa associação (Figura 4.7 e, durante os meses de inverno em Lamont).

A hipótese de que a dominância de  $LE$  explicaria o decréscimo de temperatura também não se sustenta quando análise é aplicada à escala mensal (Figura 4.8), apresentando fracas correlações tanto para todos os meses do ano, quanto para os meses de inverno, demonstrando que essa hipótese pode ser válida em alguma situação específica, mas não nos casos gerais.

Dada que essa análise envolve situações distintas, fatores locais podem estar associados ao decréscimo de temperatura, tais como advecção e nebulosidade. Porém, é importante destacar que, embora se acredite que a advecção tenha relevância em grande quantidade de casos, não se imagina que esse mecanismo possa explicar a diferença consistente observada entre o horário de máxima temperatura e a inversão do saldo de radiação (e fluxo de calor sensível), pois na vasta maioria dos casos essa diferença tece o mesmo sinal. Se ela fosse meramente explicada por advecção, associada a circulações locais, se esperaria um máximo de temperatura antes do pôr-do-Sol meteorológico (como é observado) em casos de advecção fria, mas também deveriam haver situações com o máximo tardio de temperatura associadas a advecção quente no final da tarde e essas não ocorrem. Já a hipótese da nebulosidade faz mais sentido, dado que é comum mais nebulosidade no final da tarde, o que pode causar a ocorrência de máximo de temperatura mais cedo. Também, ajudaria a explicar porque em Lamont há maior correlação entre o horário de máxima temperatura e a inversão de saldo de radiação (e fluxo de calor sensível) no inverno, quando deve haver menor nebulosidade no final de tarde. Porém, de qualquer forma, o controle exercido pela nebulosidade deveria se dar exatamente através do saldo de radiação e da ocorrência de uma inversão dessa variável em horários anteriores quando a nebulosidade for intensa. Nesse caso, a relação entre o horário do máximo de temperatura e a inversão do saldo de radiação seria preservada. É possível que na análise até aqui realizada, os procedimentos de média tenham, ao menos parcialmente, mascarado essa relação. Portanto, na análise realizada na subseção 4.4.2 serão analisados dois casos, um dia com predomínio de nebulosidade e outro com poucas nuvens.

Figura 4.5 – Relação entre o horário da inversão no sinal do fluxo de calor sensível ( $Hora_H = 0$ ) em função do horário da inversão do saldo de radiação no final da tarde ( $Hora_{R_n} = 0$ ) para todos os meses do ano nos sítios de a) Lamont, b) Santarém, c) Audubon e d) *Chestnut Ridge* e somente para os meses de inverno nos sítios de e) Lamont, f) Santarém, g) Audubon e h) *Chestnut Ridge*



#### 4.4.2 Modelagem numérica

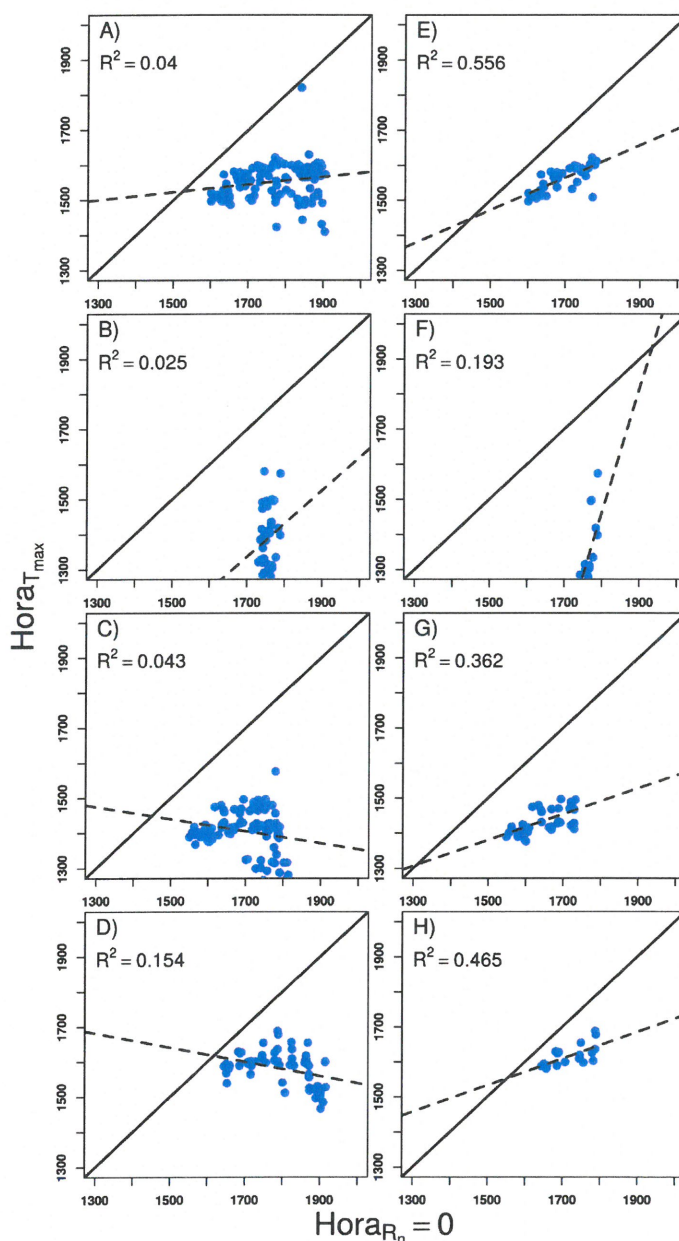
A Figura 4.9 mostra os ciclos médios observados para 13 dias analisados, do saldo de radiação ( $Rn_{Torre}$ ), fluxo de calor sensível ( $H_{Torre}$ ) e temperatura do ar ( $T_{Torre}$ ) e os ciclos médios do fluxo de calor sensível ( $H_{WRF}$ ) e temperatura do ar ( $T_{WRF}$ ) resultantes da simulação com o modelo WRF. Além da subestimativa da temperatura do ar na simulação

tarde, verifica-se fracas relações para os todos os meses do ano, em que geralmente, o horário da temperatura máxima tende ocorrer entre 14 h e 15 h em grande parte dos casos e o saldo de radiação passa a ser negativo entre 1 h e 5 h após o decréscimo de temperatura. Dado que o saldo de radiação passa a ser negativo antes no inverno, as diferenças tendem a ser menores nessa estação do ano (Figuras 4.6 e, f, g e h). Isso é refletido na comparação entre o decréscimo da temperatura e inversão de sinal de  $H$  para os meses de inverno (Figura 4.7 e, f, g e h), em que se observa  $H$  tornando-se negativo antes, se comparado para todos os meses do ano (Figura 4.7 a, b, c e d), ainda assim não é possível explicar o decréscimo de temperatura a partir dessa relação, dado que a estatística explica 33% (máximo coeficiente de determinação) seguindo essa associação (Figura 4.7 e, durante os meses de inverno em Lamont).

A hipótese de que a dominância de  $LE$  explicaria o decréscimo de temperatura também não se sustenta quando análise é aplicada à escala mensal (Figura 4.8), apresentando fracas correlações tanto para todos os meses do ano, quanto para os meses de inverno, demonstrando que essa hipótese pode ser válida em alguma situação específica, mas não nos casos gerais.

Dada que essa análise envolve situações distintas, fatores locais podem estar associados ao decréscimo de temperatura, tais como advecção e nebulosidade. Porém, é importante destacar que, embora se acredite que a advecção tenha relevância em grande quantidade de casos, não se imagina que esse mecanismo possa explicar a diferença consistente observada entre o horário de máxima temperatura e a inversão do saldo de radiação (e fluxo de calor sensível), pois na vasta maioria dos casos essa diferença tece o mesmo sinal. Se ela fosse meramente explicada por advecção, associada a circulações locais, se esperaria um máximo de temperatura antes do pôr-do-Sol meteorológico (como é observado) em casos de advecção fria, mas também deveriam haver situações com o máximo tardio de temperatura associadas a advecção quente no final da tarde e essas não ocorrem. Já a hipótese da nebulosidade faz mais sentido, dado que é comum mais nebulosidade no final da tarde, o que pode causar a ocorrência de máximo de temperatura mais cedo. Também, ajudaria a explicar porque em Lamont há maior correlação entre o horário de máxima temperatura e a inversão de saldo de radiação (e fluxo de calor sensível) no inverno, quando deve haver menor nebulosidade no final de tarde. Porém, de qualquer forma, o controle exercido pela nebulosidade deveria se dar exatamente através do saldo de radiação e da ocorrência de uma inversão dessa variável em horários anteriores quando a nebulosidade for intensa. Nesse caso, a relação entre o horário do máximo de temperatura e a inversão do saldo de radiação seria preservada. É possível que na análise até aqui realizada, os procedimentos de média tenham, ao menos parcialmente, mascarado essa relação. Portanto, na análise realizada na subseção 4.4.2 serão analisados dois casos, um dia com predomínio de nebulosidade e outro com poucas nuvens.

Figura 4.6 – Comparação entre o horário da ocorrência de máxima temperatura ( $Horat_{T_{max}}$ ) em função do horário da inversão do saldo de radiação no final da tarde ( $(Hor_{R_n} = 0)$ ) para todos os meses do ano nos sítios de a) Lamont, b) Santarém, c) Audubon e d) *Chestnut Ridge* e somente para os meses de inverno nos sítios de e) Lamont, f) Santarém, g) Audubon e h) *Chestnut Ridge*

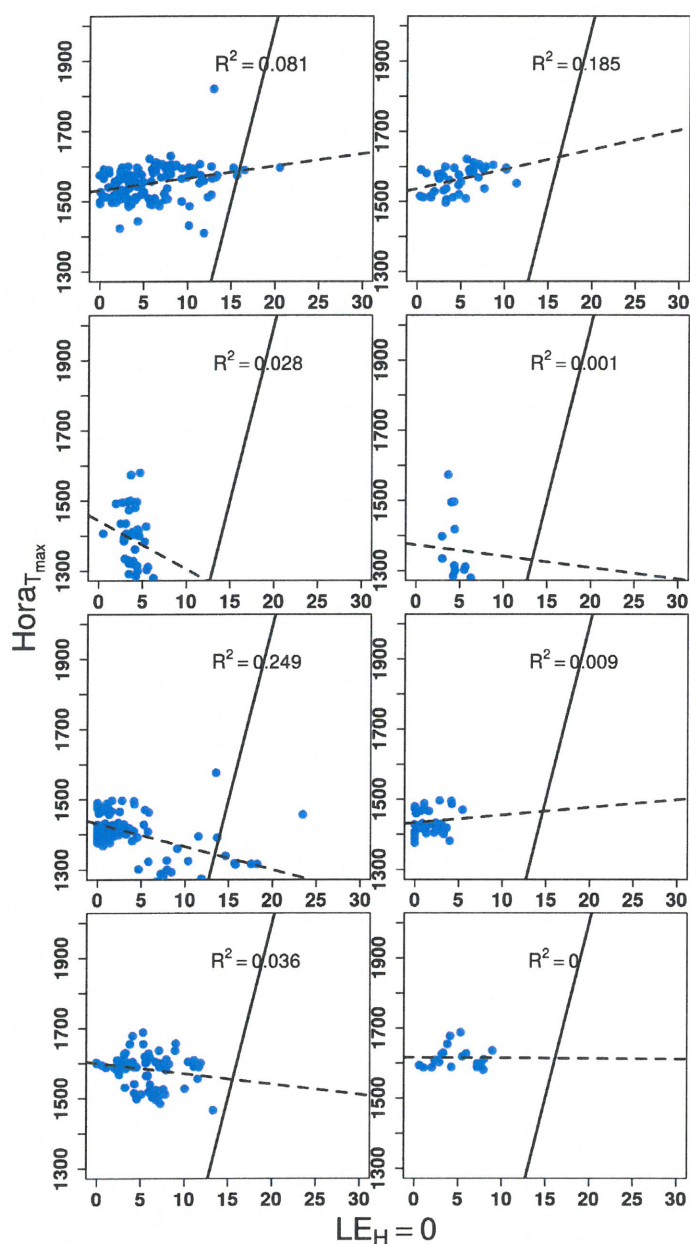


peço WRF, há também uma defasagem entre o horário previsto e observado, de cerca de 1h. Contudo, a inversão no sinal de  $H$  no final da tarde, em ambas simulação e observação, ocorre quase que simultaneamente.

O intervalo de tempo entre o horário da ocorrência da temperatura máxima e inversão do sinal de  $H$  é em torno de 2,5 h para a observação e 1,5h para a previsão.

Essa menor diferença na simulação, resulta em melhor correlação entre o horário de

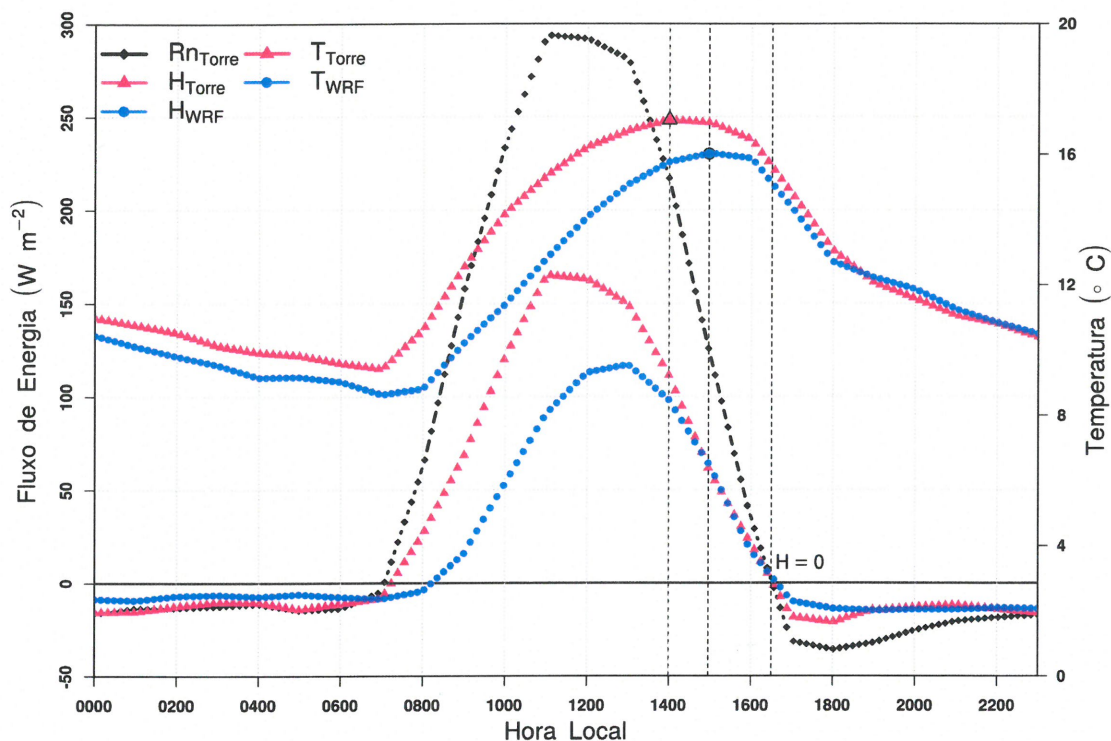
Figura 4.8 – Comparação entre o horário da ocorrência de máxima temperatura ( $Hora_{T_{max}}$ ) em função do horário da inversão de sinal do fluxo de calor latente no final da tarde ( $LE_H = 0$ ) para todos os meses do ano nos sítios de a) Lamont, b) Santarém, c) Audubon e d) *Chestnut Ridge* e somente para os meses de inverno nos sítios de e) Lamont, f) Santarém, g) Audubon e h) *Chestnut Ridge*



de nuvens e convecção. Essa hipótese surge do fato que  $H$  dado pelo WRF passa a ser positivo (no início da manhã) cerca de 1,16h após a observação, provavelmente devido a maior presença de nebulosidade prevista pelo modelo, fazendo com ocorra o atraso na temperatura máxima. Outra possível causa para essa defasagem é que  $H$  é determinado diagnosticamente pelo *bulk method*. Primeiro,  $H$  é determinado a partir da temperatura em 2 m e interação entre a superfície e o primeiro nível vertical acima através de relações da



Figura 4.9 – Ciclos médios observados do saldo de radiação ( $R_n$ , linha preta), fluxo de calor sensível ( $H$ , linha rosa) e temperatura do ar ( $T$ , linha rosa) e simulados pelo WRF (linha azul) de 13 dias de junho de 2014 para o sítio de Santa Maria, Rio Grande do Sul.

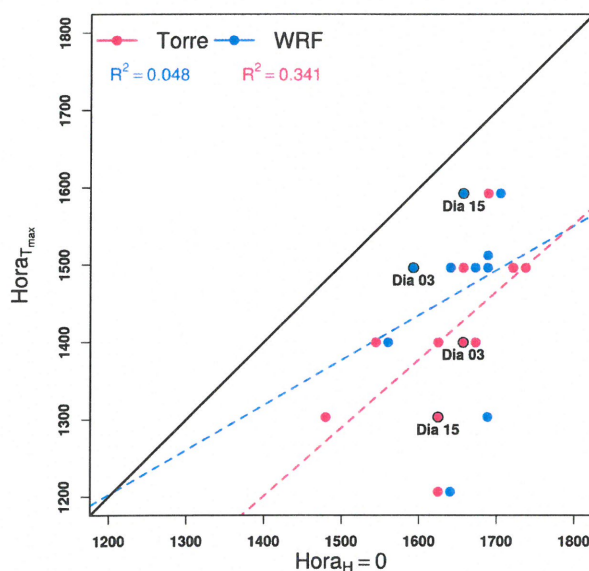


teoria da Similaridade de Monin-Obukhov (SKAMAROCK et al., 2008).

Posteriormente, a temperatura a 2 m prevista é estimada como uma soma de parametrizações físicas e dinâmicas, seguindo uma equação semelhante a Equação 3.1 com adição das parametrizações de microfísica de nuvens e convecção. Embora esse feedback entre superfície e demais esquemas de parametrizações do modelo WRF seja complexo, ainda assim existem limitações promovendo a inacurácia da previsão de temperatura e fluxo de calor. Mesmo com tamanha complexidade, a simulação para os treze dias mostrou uma diferença entre o horário da temperatura máxima e inversão do sinal do fluxo no final da tarde, sugerindo que exista algum outro processo controlando o decréscimo da temperatura do ar observada, além do que já foi investigado na seção 4.4.1.

Uma hipótese para o decréscimo de temperatura é a presença de nebulosidade no final da tarde, o que poderia adiantar a ocorrência da máxima  $T$ . Porém, como mencionado, esse controle deveria ser dado pelo saldo de radiação e inversão no sinal dessa variável em horários em que a nebulosidade fosse intensa. Para verificar esse controle, foram selecionados dois casos: 03 e 15 de junho de 2014 para Santa Maria, BR. As Figuras 4.11 mostram imagens do canal visível do satélite GOES-13 para os dias selecionados às

Figura 4.10 – a) Comparação entre o horário de ocorrência da temperatura máxima e o horário em que o fluxo de calor sensível inverte o sinal, resultantes da simulação e observação de treze dias de junho de 2014 para o sítio de Santa Maria, Rio Grande do Sul.



1500 HL.

O dia 03 de junho foi marcado por pouca presença de nuvens devido a um sistema de alta pressão atmosférica atuando sobre o estado (Figura 4.11a). Por outro lado, para o dia 15 de junho nota-se a presença mais atuante de nuvens (Figura 4.11b). Nesse caso, parece haver algum desenvolvimento cumuliforme, que pode ser explicado pelos topos brilhosos e precipitantes marcantes nesses tipos de nuvens. Essa influência das nuvens é sensivelmente percebida pelo saldo de radiação ( $R_n$  medido na torre de Santa Maria (Figura 4.12), onde observa-se maiores perturbações no dia 15 de junho (Figura 4.12b), do que no dia 03 de junho (Figura 4.12a). Embora a nebulosidade no dia 15 de junho não seja intensa, não há indício algum de que o saldo de radiação e fluxo de calor sensível passasse a ser negativo associado à nebulosidade. O papel das nuvens, nesse caso, é antecipar o horário da máxima  $T$  somente, porém, não observa-se a inversão no sinal de  $R_n$  e  $H$ . Apesar disso, nota-se uma menor diferença entre o horário da ocorrência de máxima temperatura e o horário da inversão do fluxo na simulação no WRF em relação aos dados observados (Figura 4.10, pontos destacados), diferente do que ocorre na atmosfera real como evidenciado pela observação.

Porém, quando analisado um dia sem nuvem, essa diferença diminuiu em comparação a um dia com mais nebulosidade. Apesar dessa diferença ser menor, ainda assim não acompanha as diferenças observadas no caso real.



## 5 É A DIVERGÊNCIA DO FLUXO DE CALOR RESPONSÁVEL PELO DECRÉSCIMO DE TEMPERATURA DO AR OBSERVADO PRÓXIMO À SUPERFÍCIE?

### 5.1 INTRODUÇÃO

Na seção 4, foram apresentados ciclos diários dos fluxos de calor sensível ( $H$ ), fluxo de calor latente ( $LE$ ) e saldo de radiação ( $R_n$ ) e temperatura do ar para sítios da rede de estações AmeriFlux. Em grande parte dos sítios, uma consistente diferença entre o horário da temperatura máxima ( $T_{max}$ ) e a inversão no sinal em  $H$ ,  $LE$  e  $R_n$  foi observada. A questão é: o que está controlando o decréscimo da temperatura na camada limite convectiva? A advecção poderia responder essa questão, porém, se essa exercesse esse controle se esperaria  $T_{max}$  antes do pôr-do-sol meteorológico (como é observado) em casos de advecção fria, mas também deveriam haver situações com o máximo tardio de temperatura associadas a advecção quente no final da tarde e essas não ocorrem. Já a hipótese da nebulosidade faz mais sentido, pois a presença de nuvens tende a ser maior no final da tarde, o que causa a diminuição da radiação junto à superfície. Porém, nuvens não causam inversão de  $H$ , apenas diminuição. Além disso, dias sem nuvens consistentemente mostram  $T_{max}$  antes da inversão no sinal de  $H$ . Outra resposta poderia ser dada pela dominância de  $LE$  sobre  $H$ , como mostrado no Capítulo 4. Apesar disso causar a inversão no sinal de  $H$  antes de  $LE$ , ainda assim, o fluxo de calor está ocorrendo posterior a  $T_{max}$ . Uma outra hipótese da causa do decréscimo da temperatura poderia ser dada pela divergência de fluxo. A associação entre  $T_{max}$  e a inversão do fluxo é baseada na Equação 3.1. Para tanto, porém, se assume que o fluxo decresce com a altura em fase entre todos os níveis. Essa consideração é, de fato, a base para a integração da Equação 3.1, que leva à Equação 3.3, utilizada no modelo apresentado no Capítulo 3. Porém, é possível que a divergência vertical do fluxo de calor mude sinal sem que o fluxo junto à superfície mude de sinal. Para isso ocorrer, é necessário que haja uma defasagem vertical de  $H$ . Uma outra forma de interpretar este fenômeno seria o caracterizado como desprendimento (*detached eddies*) dos vórtices em níveis mais altos (ou turbulência 'inativa') daqueles junto à superfície. Este processo foi proposto por Townsend (1961). McNaughton e Brunet (2002) aprofundou esta teoria mostrando que a turbulência inativa interage com a turbulência ativa próximo à superfície. Recentemente, essa teoria tem sido utilizada (GAO et al., 2016; SALESKY; ANDERSON, 2018; SALESKY; CHAMECKI; BOU-ZEID, 2017) na investigação do papel exercido pelos vórtices de maior escala nas estruturas da turbulência, transporte de calor, *momentum* e escalares. Nesse sentido, Gao et al. (2016) investigaram o papel desses vórtices no transporte turbulento em condições instáveis na camada limite superficial, baseando-se na análise do coeficiente de correlação  $\gamma_{uw}$  e encontraram convergência e

divergência de  $LE$  para um dia investigado, em que mostraram ser evidências de grandes vórtices de maior escala.

Similar a Gao et al. (2016), o objetivo desse capítulo é investigar o controle exercido pela divergência vertical do fluxo de calor sensível no decréscimo da temperatura na camada limite convectiva, e, posteriormente, examinar indícios da influência dos vórtices de maior escala nessa diminuição.

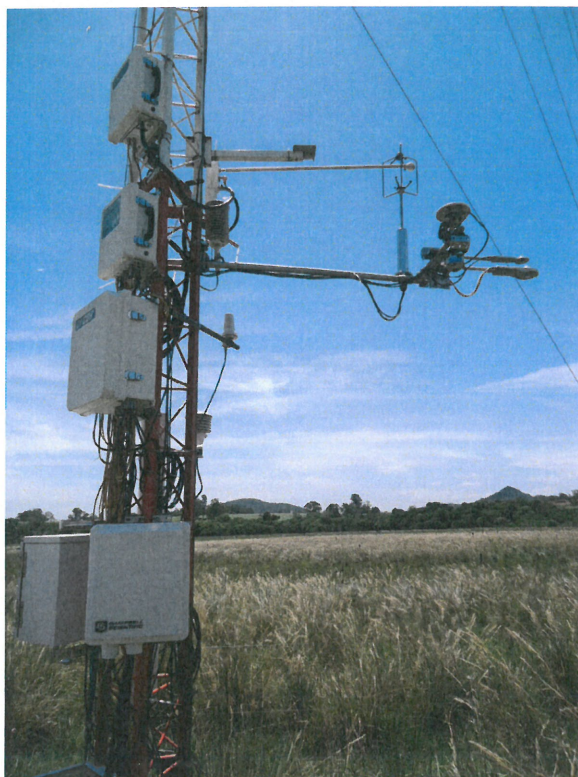
## 5.2 OBSERVAÇÃO

A fim de investigar o papel exercido pela divergência vertical do fluxo de calor sensível na ocorrência de temperatura máxima na camada limite convectiva foram utilizados 5 sítios, classificados como sítios de torres baixas e altas: Santa Maria, CASES - 99, Hamburgo, ATTO e Cabauw.

### 5.2.1 Santa Maria

A torre *eddy-covariance* situada em de Santa Maria (Figura 5.1), Brasil ( $29,71^{\circ}\text{S}$ ;  $53,75^{\circ}\text{O}$ , 88 m acima do nível médio do mar) realiza medidas contínuas de variáveis micro-meteorológicas desde novembro de 2015 numa área de vegetação natural de 24 ha característica do bioma Pampa (RUBERT et al., 2018). Os dados utilizados nesse estudo foram coletados nas alturas de 3 m e 29 m. Os sensores incluem anemômetro sônico (*Wind Master Pro*) que mede a velocidade do vento nas três componentes do e um analisador de gás (LI7500, LI-COR Inc., Lincoln, NE, USA), que mede a concentração de  $H_2O/CO_2$ , além de um saldo radiômetro no nível de 3 m (CNR4/Kipp & Zonen) que mede as componentes do balanço de energia entre a radiação de onda curta e onda longa.

Figura 5.1 – Torre *eddy-covariance* situada em Santa Maria, Brasil. Foto cedida por Fabíola Carolina Valente.

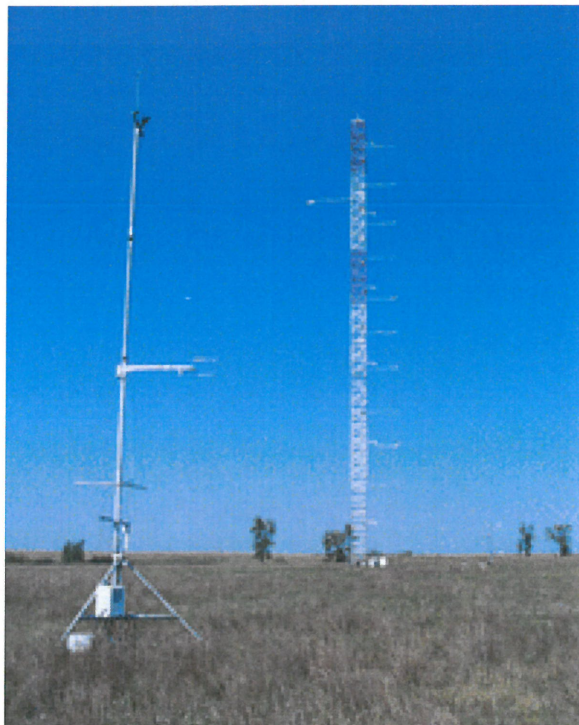


Fonte: Foto cedida por Fabíola Valente.

### **5.2.2 *Atmosphere-Surface Exchange Study-99 (CASES - 99)***

O experimento *Atmosphere-Surface Exchange Study-99* realizado em Leon, EUA (37,648°N;96,736°O) (Figura 5.2) compreendeu os dias 01 a 29 de outubro de 1999 e teve como objetivo investigar eventos da camada limite noturna e processos físicos observados nas transições da noite e manhã (NCAR: Earth Observing Laboratory (EOL), 2019).

Figura 5.2 – Torre experimental do sítio CASES, situada em Leon, Kansas



Fonte: Tomado de NCAR: Earth Observing Laboratory (EOL) (2019)

O experimento contou com medidas da velocidade do vento nas três dimensões (altura: 1,5 m, 5 m, 10 m, 20 m, 30 m, 40 m, 50 m e 55 m) temperatura e umidade do ar (altura: 5 m, 15 m, 25 m, 35 m, 45 m e 55 m), concentração de  $H_2O/CO_2$  (altura: 20 m e 40 m). Informação detalhadas sobre o experimento podem ser encontrados em (SUN et al., 2002). Nesse estudo são utilizadas as três componentes de velocidade do vento e temperatura do ar medidas pelo anemômetro sônico nos níveis de 5 m e 40 m, a uma taxa de amostragem de 20 Hz.

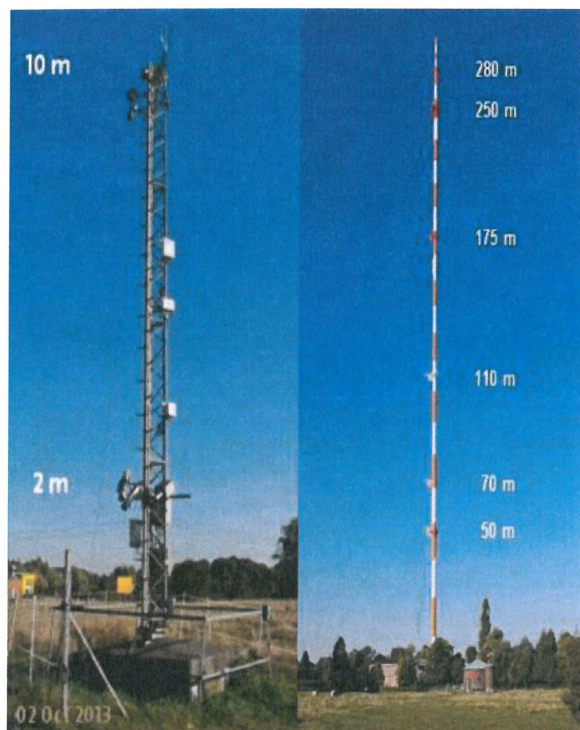
### 5.2.3 Hamburgo

A torre de medidas meteorológicas do sítio de Hamburgo, Alemanha (53,5192°N; 10,29°L) está ativa desde março de 1963 realizando medidas de temperatura, umidade, velocidade 3D do vento na frequência de 20 Hz (desde outubro de 2000). O sítio conta com dois mastros, um com 2 níveis de medida (2 m e 10 m) (Figura 5.3) e o segundo com seis níveis de medidas (50 m, 70 m, 110 m, 175 m, 250 m e 280 m) (Figura 5.3). A distância entre os dois mastros é de cerca de 200 metros e estão localizados nas proximidades do rio Elbe e de construções industriais (menor que 15 m). Aqui são utilizadas os níveis de 10 m e 175 m para um o período de dados entre janeiro e março dos anos de 2007 e



2008. Detalhes adicionais sobre os sensores instalados e características da superfície são encontradas em Brümmer, Lange e Konow (2012).

Figura 5.3 – Torre *eddy-covariance* situada em Hamburgo, Alemanha



Fonte: Tomado de Universität Hamburg: Meteorological Institute (2019)

#### 5.2.4 Amazon Tall Tower Observatory (ATTO)

O sítio da *Amazon Tall Tower Observatory* (ATTO) (Figura 5.4) está localizado na Reserva de Desenvolvimento Sustentável Uatamã, no estado Amazonas, Brasil, e corresponde à campanha realizada de 25 de outubro a 15 novembro de 2015, em que o objetivo foi investigar as trocas de calor, *momentum*, umidade e obtenção de medidas de concentração de gases do efeito estufa e monitoramento de aerossóis (DIAS-JÚNIOR et al., 2019; ANDREAE et al., 2015) na floresta amazônica. A torre está situada cerca de 12 km do rio Uatamã e foi configurado com 5 níveis verticais: 40 m, 55 m, 81 m, 150 m e 325 m, a uma taxa de amostragem de 10 Hz. Nesse estudo, foram utilizados os níveis de 55 m e 150 m para o período entre 15 e 18 de novembro de 2015.

Figura 5.4 – Torre *eddy-covariance* situada na Reserva de Desenvolvimento Sustentável Uatamã, Brasil



Fonte: Tomado de ATTO (2019)

#### **5.2.5 Cabauw Experimental Site for Atmospheric Research (CESAR)**

A torre de Cabauw, na Holanda ( $51,971^{\circ}\text{N}; 4,927^{\circ}\text{L}$ ), está situada numa região dominada por pastagem (Figura 5.5). O *Cabauw Experimental Site for Atmospheric Research (CESAR)* realiza medidas contínuas de variáveis meteorológicas desde 1986. Desde 2002, o CESAR foi fundido em oito institutos de pesquisa resultando num conjunto de medidas que permitem investigar a atmosfera e superfície, com o objetivo principal de estudar processos físicos e químicos, monitoramento do clima, além da validação de estudos (BOSVELD et al., 2014). As medidas são tomadas nos níveis de 5 m, 60 m, 100 m e 180 m. No presente estudo, foram utilizadas medidas em 5 m e 180 m das componentes do vento nas três direções e temperatura do ar no período de julho de 2007 a maio de 2008.

Figura 5.5 – Sítio experimental de Cabauw, Holanda



Fonte: Tomado de KNMI - Wageningen University & Research (2019)

### 5.2.6 Seleção de dados e metodologia

O critério de seleção dos casos baseou-se na análise horária do saldo de radiação ( $R_n$ ), em que foram selecionados dias com menores variações diárias. A exceção foi o sítio de Hamburgo, onde selecionou-se dias os quais o fluxo de calor sensível ( $H$ ) apresentava menores variações e o valor máximo para os dois níveis atingisse  $100 \text{ W m}^{-2}$  como magnitude mínima. Dessa seleção resultaram 20 dias para Santa Maria, 12 dias para o CASES, 10 dias para Cabauw, 8 dias para Hamburgo e 4 dias para a ATTO. A tabela 5.1 mostra os dias, mês e ano selecionados para os 5 sítios.

Com base nessa seleção, o fluxo de calor sensível foi calculado usando o método da covariância dos vórtices numa janela móvel de 30 min com passos de tempo de 10 min. Para análise coespectral do fluxo de calor sensível, a decomposição em multirresolução

(VICKERS; MAHRT, 2003; OLIVEIRA et al., 2017; CAMPOS et al., 2008) foi aplicada às séries temporais na janela temporal de 60 min.

Tabela 5.1 – Casos analisados para os sítios de Santa Maria, CASES, Hamburgo Cabauw e ATTO.

Sítio	Dia	Mes	Ano	Sítio	Dia	Mes	Ano	Sítio	Dia	Mes	Ano
Santa Maria	15	01	2016	CASES-99	07	10	1999	Cabauw	16	09	2007
	16				17				04	2008	
	17				21				05		
	18				06						
	19				08						
	20				10						
	22				21						
	23				23						
	24				30						
	31				30						07
	01	02	2016	CASES-99	27	03	2017	ATTO	15	11	2015
	02				28						
	24				03						
	01	03	2016	Hamburgo	15	03	2017	ATTO	16	11	2015
	05				24						
	18				25						
	30	04	2016	Hamburgo	24	02	2018	ATTO	17	11	2015
	02				26						
	04				18						
	24	05	2016	Hamburgo	25	03	2018	ATTO	18	11	2015

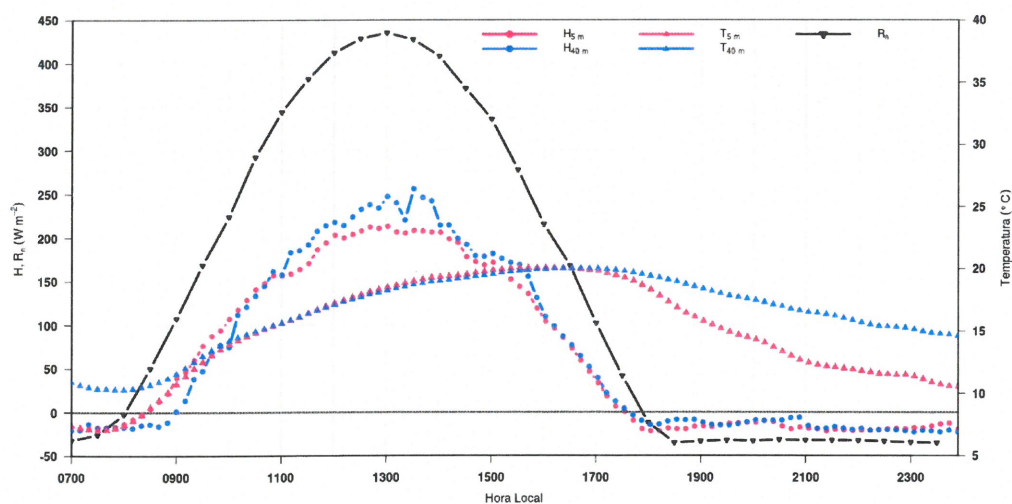
## 5.3 RESULTADOS

### 5.3.1 Torres Baixas

Figura 5.6 mostra a evolução temporal média para 12 dias dos fluxos de calor sensível ( $H$ ) e temperatura do ar ( $T$ ) em 5 m e 40 m e saldo de radiação ( $R_n$ ) em 2 m no sítio experimental do CASES-99.  $H$  em ambas as alturas não apresentam muitas perturbações devido aos dias escolhidos terem menos nuvens, o que pode ser confirmado pela curva de  $R_n$ . No início do período diurno, o fluxo de calor sensível em 40 m ( $H_{40m}$ ) passa a ser positivo cerca de 0,5 h após a inversão no sinal do fluxo de calor sensível no nível de 5

m ( $H_{5m}$ ), isso provavelmente representa o tempo necessário para que o aquecimento da superfície seja percebido em 40 m. Em torno de 11h local,  $H_{40m}$  excede  $H_{5m}$  e permanece maior até a inversão do sinal do fluxo no final da tarde.  $H_{5m}$  e  $H_{40m}$  atingem o máximo próximo das 13 h e 13,5 h, respectivamente. Nesse horário,  $H_{40m}$  excede cerca de 26%  $H_{5m}$ . A evolução de  $T$  não apresenta grandes variações, não exibindo um pico óbvio no horário de máxima  $T_{max}$ . Além disso, esse horário é difícil de ser identificado, dado que em ambas as alturas, há um platô iniciando aproximadamente às 16 h e se estendendo até pouco antes das 17h. Embora o pico de máxima temperatura ( $T_{max}$ ) não esteja bem definido, é claro que  $H_{40m}$  excede  $H_{5m}$ , evidenciando a troca de sinal da divergência de fluxo entre os níveis. É interessante notar também que independente de os fluxos em ambos níveis estarem defasados no início do período, no final da tarde a inversão no sinal ocorre praticamente junta, em torno de 17,5 h.

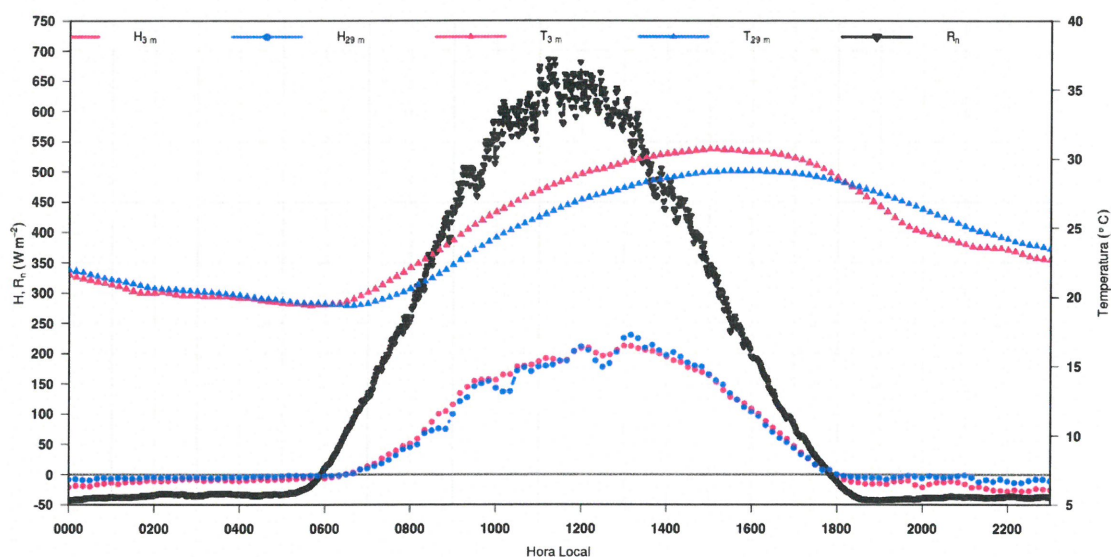
Figura 5.6 – Evolução temporal média para 12 dias do fluxo de calor sensível,  $H_5$  e  $H_{40}$ , e temperatura do ar,  $T_5$  e  $T_{40}$ , em 5m e 40m ,respectivamente para o sítio do CASES-99, EUA



O segundo sítio da investigação é Santa Maria (Figura 5.7) e exibe comportamento similar ao CASES-99. Contudo, duas diferenças principais surgem, a primeira: no início do ciclo diurno os fluxos em 3 m e 29 m ( $H_3$  e  $H_{29}$ , respectivamente) invertem o sinal praticamente juntos ( $\sim 6,5$  h) e a segunda:  $H_{29}$  supera  $H_3$  em menor magnitude do que no CASES-99 e isso ocorre às 13 h, onde aproximadamente marca o máximo de ambos os fluxos, juntamente com o máximo de  $R_n$ . Nesse horário,  $H_{29}$  é cerca de 6% maior que  $H_3$ . Outra diferença observada é na série temporal de  $T$ , onde ocorrem maiores variações, com máximo às 15 h e 15 h 20 min, em 3 m e 29 m, respectivamente. Adicionalmente, observa-se um gradiente vertical de  $T$  em todo o ciclo, que no CASES-99 é visto após às 17,5 h. Porém, a questão é que em Santa Maria, apesar de haver defasagem de  $H$

entre os níveis anterior e no horário da  $T_{max}$ ,  $H_{29}$  tende a decrescer mais rapidamente do que  $H_{40}$ , que inverte o sinal pouco tempo após a inversão no sinal de  $H_5$ , ou seja, se há mudança no sinal da divergência vertical de fluxo, em Santa Maria essa não é persistente.

Figura 5.7 – Evolução temporal média para 20 dias do fluxo de calor sensível,  $H_3$  e  $H_{29}$ , e temperatura do ar,  $T_3$  e  $T_{29}$ , em 3 m e 29 m ,respectivamente para o sítio de Santa Maria, Brasil



### 5.3.2 Torres altas

Cabauw, na Holanda é o sítio em que foi selecionado medidas no nível mais alto, 180 m. Os fluxos nas alturas de 5 m e 180 m ( $H_5$  e  $H_{180}$ , respectivamente) e no saldo de radiação ( $R_n$ ) (Figura 5.5) mostram maiores perturbações do que em Santa Maria e CASES-99, provavelmente devido à maior presença de nuvens nesses dias analisados. No início do período diurno,  $H_5$  e  $H_{180}$  apresentam descompasso similar ao observado no CASES-99. Contudo, a diferença no horário da inversão de sinal dos fluxos é 4 vezes maior do que nesse sítio ( $\sim 2h$ ) e se deve, supostamente pela maior variação vertical (175 m), ou seja, o nível de 180 m sente o aquecimento da superfície mais tardiamente.  $H_5$  é menor do que  $H_{180}$  pouco antes das 13 h e passa ser superior até o horário da inversão do sinal do fluxo no final da tarde ( $\sim 18h$ ). A evolução temporal de  $T$  difere principalmente do CASES-99. Em Cabauw, o gradiente vertical de temperatura é maior, além de  $T_{max}$  ser mais evidente no nível mais baixo. Em 5 m,  $T_{max}$  ocorre às 15 h 20 min e em 180 m às 19 h 20 min. Essa diferença aproximada de 4h pode ser atribuída à defasagem do fluxo entre

os níveis. Nessa primeira torre alta analisada, claramente se observa o decréscimo mais lento de  $H_{180}$  em comparação a  $H_5$  concomitante ao decréscimo de temperatura próximo à superfície. A inversão no sinal de  $H_{180}$  ocorre cerca de 1 h 20 min mais tarde do que  $H_{180}$  e se dá junto ao  $R_n$ . Isso não é observado nem no CASES-99 e nem em Santa Maria que são classificadas aqui como torres baixas.

Figura 5.8 – Evolução temporal média para 10 dias do fluxo de calor sensível,  $H_5$  e  $H_{180}$ , e temperatura do ar,  $T_5$  e  $T_{180}$ , em 5 m e 180 m, respectivamente para o sítio de Cabauw, Holanda

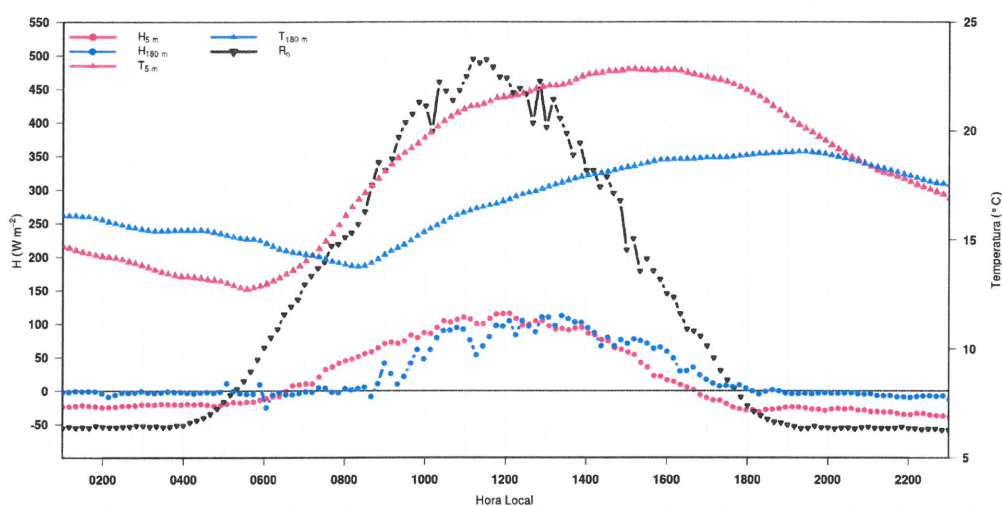
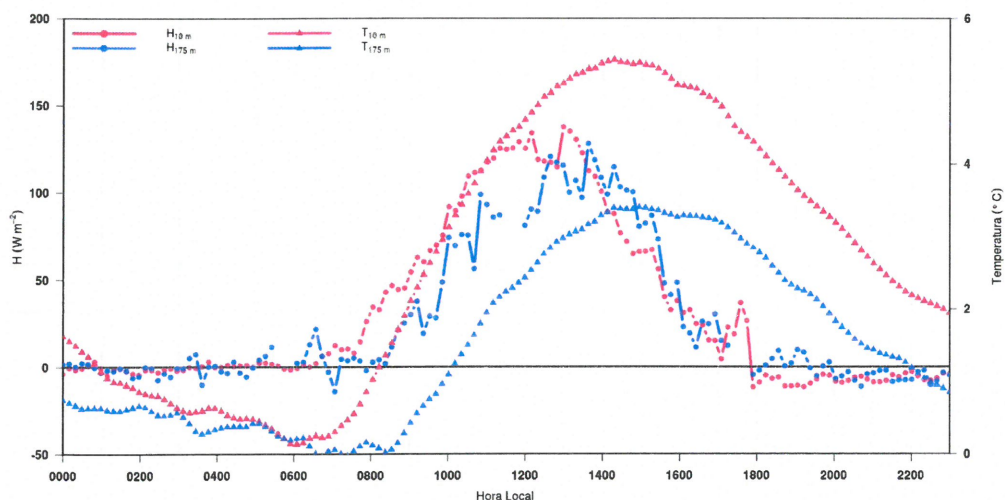


Figura 5.9 – Evolução temporal média para 8 dias do fluxo de calor sensível,  $H_5$  e  $H_{180}$ , e temperatura do ar,  $T_5$  e  $T_{180}$ , em 5 m e 180 m, respectivamente para o sítio de Hamburgo, Alemanha



Hamburgo, na Alemanha (Figura 5.9) mostra comportamento similar ao observado em Cabauw. Apesar de  $R_n$  não ter sido mostrada, parece haver nebulosidade perturbando o fluxo de calor. Porém, não se observa inversão dos fluxos em ambos os níveis devido a esse mecanismo. O gradiente de temperatura também é similar ao encontrado em Cabauw. Entretanto,  $T_{max}$  é bem definido em ambas as alturas (10 m e 175 m) e a inversão do sinal de  $H$  tanto no início quanto no final do ciclo diurno do fluxos de calor sensível em 10 m ( $H_{10}$ ) e em 175 m ( $H_{175}$ ) ocorre quase simultaneamente.  $H_{10}$  excede  $H_{175}$  próximo das 14 h e segue maior em boa parte do período até pouco antes da inversão do fluxo em torno de 18 h. Apesar das diferenças, o padrão observado nos demais sítios persiste, o fluxo no nível alto intercepta o fluxo no nível baixo poucos antes do horário da ocorrência da temperatura máxima e na média permanece maior até a inversão do fluxo no final do ciclo.

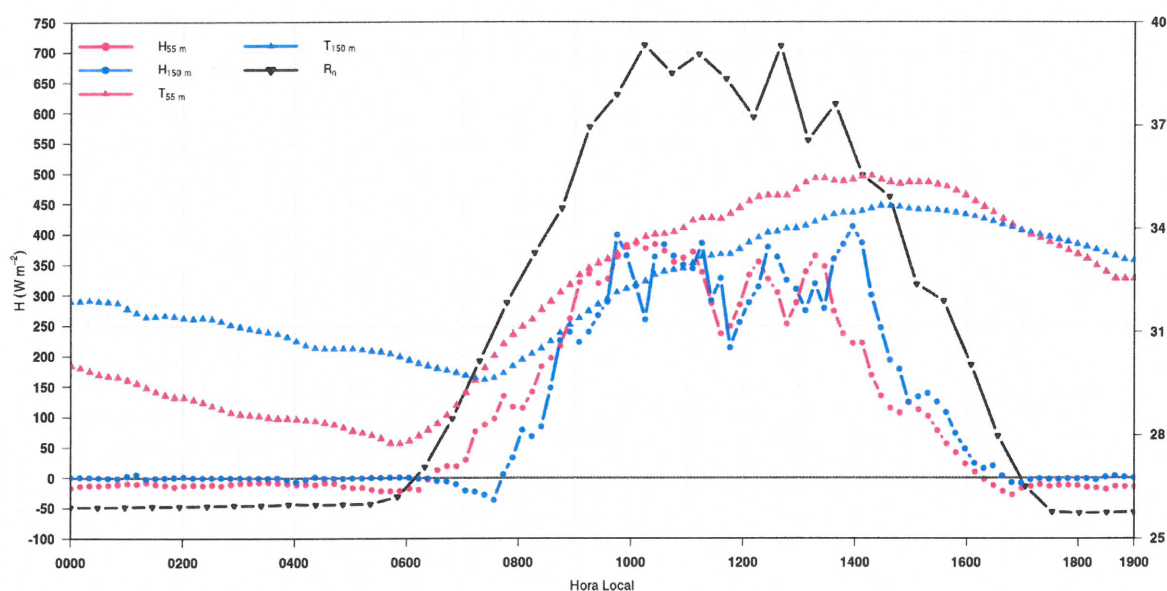
O último sítio da análise é a ATTO, em que as medidas selecionados são tomadas em 55 m e 150 m (Figura 5.10) e o saldo de radiação em 81 m. Possivelmente a presença de nebulosidade nesses dias esteja causando as perturbações observadas em  $R_n$  e  $H$ , o que faz sentido dado que a média é aplicada para um número menor de dias (quatro), além da torre estar situada numa região de intensa fonte de umidade para a camada limite. De modo similar a Cabauw, há descompasso temporal na inversão dos fluxos no início e no final do período diurno. Porém, comparado aos demais sítios, o fluxo de calor sensível em 55 m ( $H_{55}$ ) intercepta efetivamente o fluxo de calor sensível em 150 m ( $H_{150}$ ) pouco antes de  $T_{max}$  e representa um excedente de cerca de 88% em relação a  $H_{55}$ .

Embora ocorra defasagem entre o horário de inversão de sinal dos fluxos em ambas alturas, no início e final do período diurno, é perceptível que o horário de  $T_{max}$  próximo à superfície está provavelmente associado à uma mudança de sinal na divergência vertical de  $H$ . Essa relação parece estar intrinsicamente associada com a variação da altura em cada sítio. Nas torres classificadas como baixas, a diferença relativa de  $H$  entre os níveis superior e inferior foi de 6% em Santa Maria e no CASES-99 cerca de 26%. Por outro lado, nas torres altas, essa diferença representou 33% em Hamburgo, 58% em Cabauw e 88% no ATTO. Dada que a TSMO é aplicável a camada superficial que é definida pela parte da camada limite em que os fluxos variam menos do que 10% da sua magnitude com a altura (STULL, 2012), apenas em Santa a TSMO seria válida. Essas diferenças relativas são similares às encontradas por (GAO et al., 2016), quando avaliado o papel dos vórtices de maior escala modulando convergência e divergência de fluxo de calor latente entre os níveis de 2,7 m e 8,7 m. Mesmo a diferença vertical sendo pequena (6 m), os autores encontraram que na divergência de fluxo de calor latente, o fluxo em 8,7 m excedeu em 21% o fluxo em 2,7 m próximo das 14 h, o que é substancialmente maior do que o previsto pela TSMO e significativamente superior as medidas dos erros do sistema *eddy-covariance*. Além disso, associado à divergência de fluxo, espera-se que os vórtices de maior escala originados externamente à camada superficial transportem ar frio e seco



em direção à superfície, o que poderia causar decréscimo da temperatura observado na maioria dos casos avaliados.

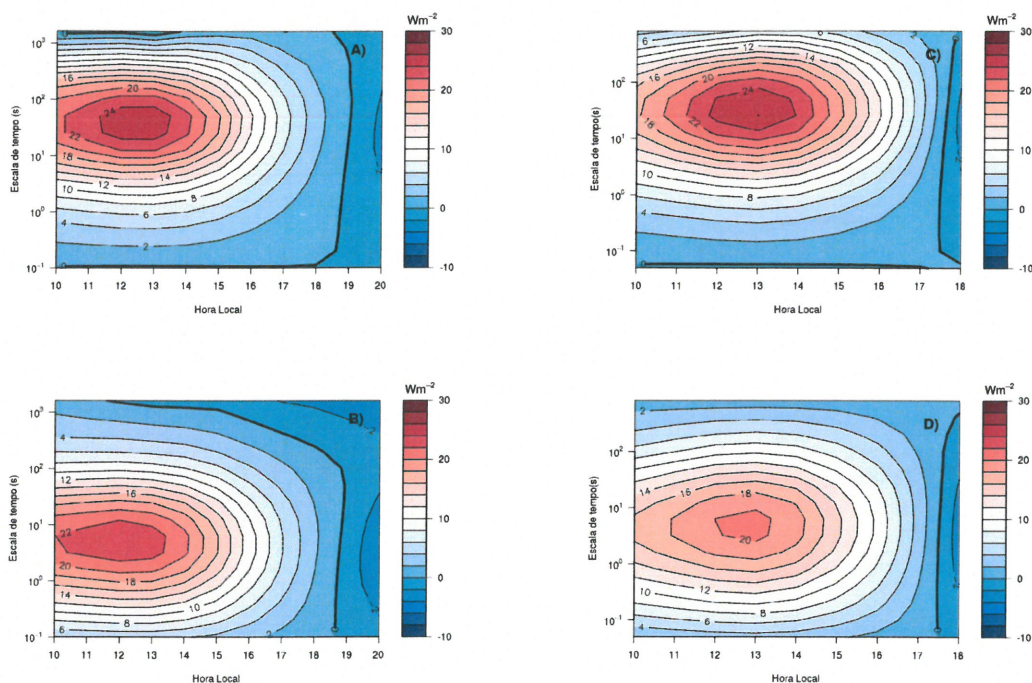
Figura 5.10 – Evolução temporal média para 4 dias do fluxo de calor sensível,  $H_{55}$  e  $H_{150}$ , e temperatura do ar,  $T_{55}$  e  $T_{150}$ , em 55 m e 150 m, respectivamente para o sítio do ATTO, Brasil



#### 5.4 EVIDÊNCIAS DA MODULAÇÃO PELOS VÓRTICES DE MAIOR ESCALA

Os resultados das subseções 5.3.1 e 5.3.2 mostram que para os casos analisados, há uma defasagem vertical no fluxo de calor sensível ( $H$ ). Isso aparece de forma mais clara nas torres altas: Cabauw, Hamburgo e ATTO e é menos evidente no CASES-99 e em Santa Maria, em que as medidas foram tomadas em níveis mais próximos à superfície. Uma vez que aparentemente o decréscimo de temperatura observado está conectado a defasagem de  $H$  entre os níveis, tentou-se investigar que escalas temporais dominam o horário de máxima temperatura ( $T_{max}$ ) com o intuito de verificar a modulação pelos vórtices de maior escala. Para tanto, analisou-se o coespectro médio do fluxo de calor sensível para os casos analisados. As Figuras 5.11 e 5.12 apresentam os resultados dessa análise. De modo geral, as escalas temporais maiores predominam nos níveis altos (Figs. 5.11 a) e c) e 5.12 a), c) e d)), enquanto que nos níveis baixos as menores escalas prevalecem. Em particular, Cabauw, ATTO e Hamburgo, tendem a apresentar um pico nas escalas temporais maiores no horário em que ocorre  $T_{max}$  (Figs. 5.12 a), c) e d)).

Figura 5.11 – Coespectro médio de fluxos de calor sensível acumulado para os sítios de Santa Maria em a) 26 m e b) 3 m e CASES em c) 40 m e d) 5 m.



Por outro lado, quando analisado a divergência vertical do fluxo de calor sensível ( $-\frac{\partial w'\theta'}{\partial z}$ ) calculada a partir da decomposição em multiresolução (VICKERS; GÖCKEDE; LAW, 2010) do coespectro do fluxo de calor acumulado na janela temporal de 60 min, se observa que somente em Hamburgo, a inversão no sinal da divergência ocorre praticamente junto ao momento em que a temperatura passa a decrescer (Figura 5.14 c). Nos demais sítios a divergência muda de sinal horas antes do decréscimo de temperatura (Figs. 5.13 a) e c) 5.14 a) e e)) conforme indicativos apresentados nas Figs 5.6, 5.7, 5.8 e 5.10. Mesmo assim, a divergência tende a se deslocar às mais baixas frequências como pode ser visualizado nas Figs. 5.13 b) e d) e 5.14 b), e), e f), em que no topo de cada figura a escala temporal é da ordem de minutos e pode estar associada aos vórtices de maior escala ou termas na camada superficial. Até aqui, a análise para sítios distintos tanto como na vegetação quanto na altura medidas mostrou uma clara defasagem de  $H$  entre os níveis antes do início do decréscimo de temperatura, evidenciando que apesar da divergência mudar de sinal com a altura antes do ocorrência de  $T_{max}$  ainda assim a divergência existe, principalmente nos sítios do CASES-99, Cabauw, ATTO. O sítio de Hamburgo merece destaque, pois a divergência vertical de fluxo inverte o sinal junto com o decréscimo de temperatura. Por outro lado, Santa Maria, talvez por ter a torre mais baixa, não apresenta tal comportamento. Uma forma de interpretar a defasagem de  $H$  entre os níveis é dada pela teoria de que a turbulência divide-se em vórtices que sentem a superfície (conectados à superfície) e vórtices que não sentem, ou seja, se desprendem daqueles da superfície.

Figura 5.12 – O mesmo que na Figura 5.11 mas para os sítios de Cabauw em a) 180 m e b) 10 m, Hamburgo em c) 175 m e d) 10 m e ATTO em e) 55 m e f) 150 m.

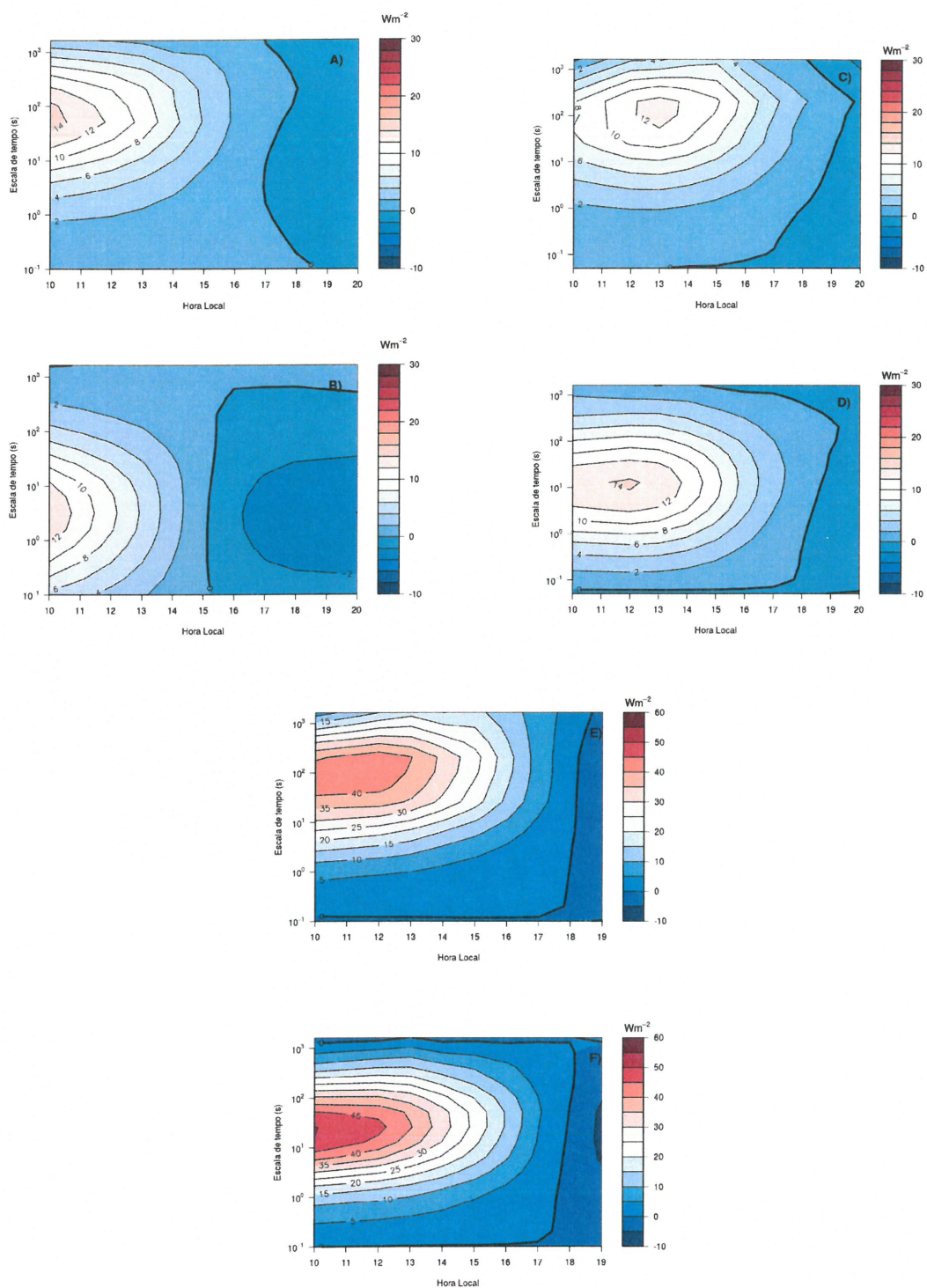


Figura 5.13 – Evolução temporal da divergência vertical média do fluxo de calor sensível e temperatura do ar para a) Santa Maria em 3 m e 26 m e c) CASES-99 em 5 m e 40 m e evolução temporal da divergência vertical média do fluxo de calor em função das escalas temporais do coespectro médio para b) Santa Maria em 3 m e 26 m e para d) CASES-99 em 5 m e 40 m.

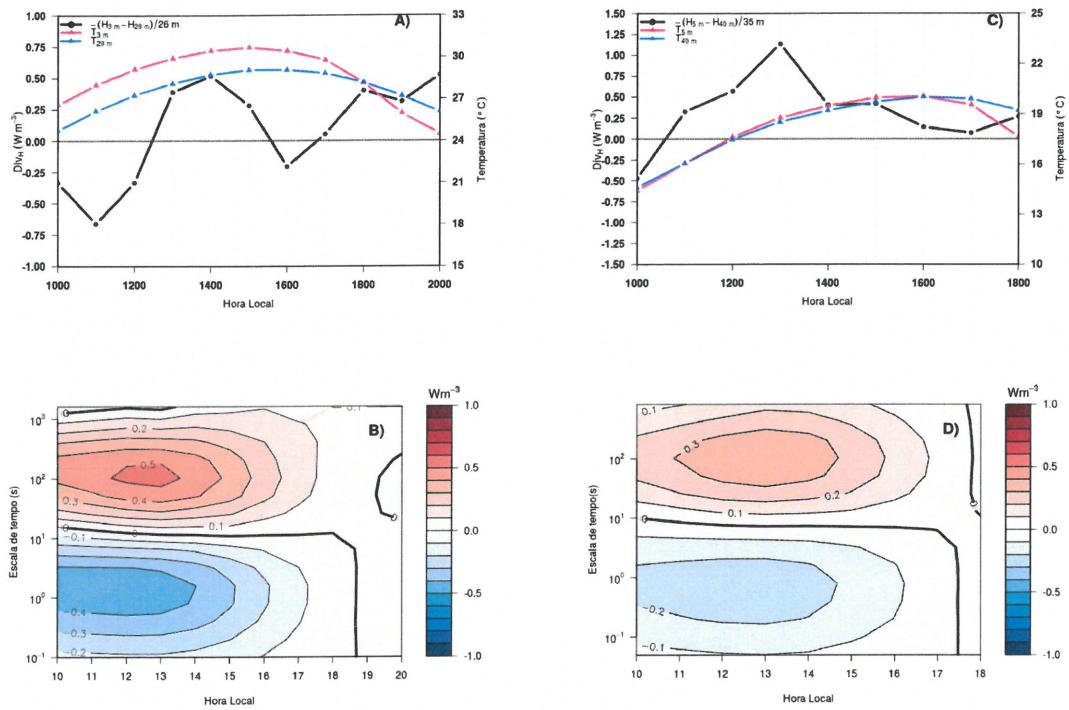
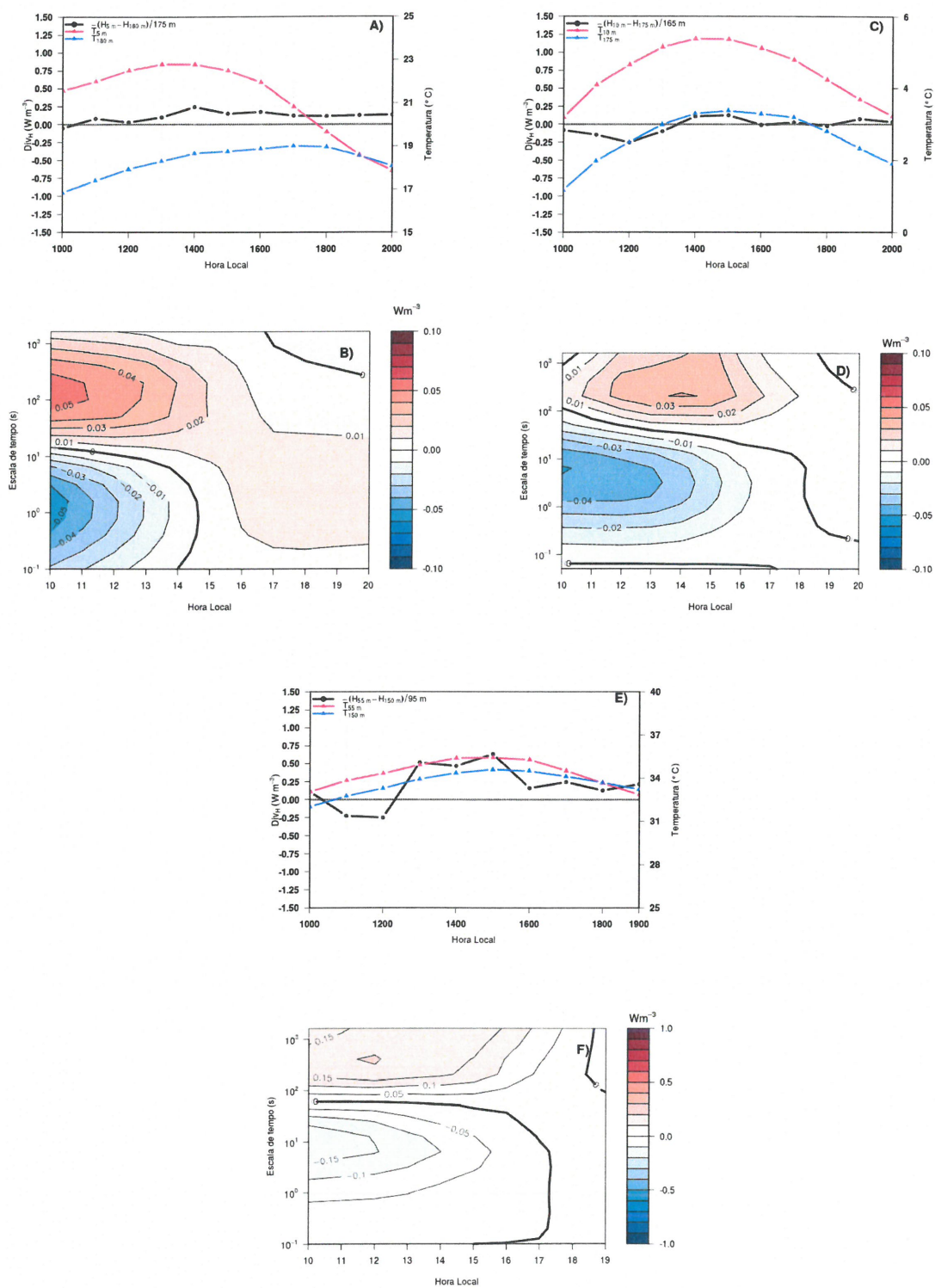
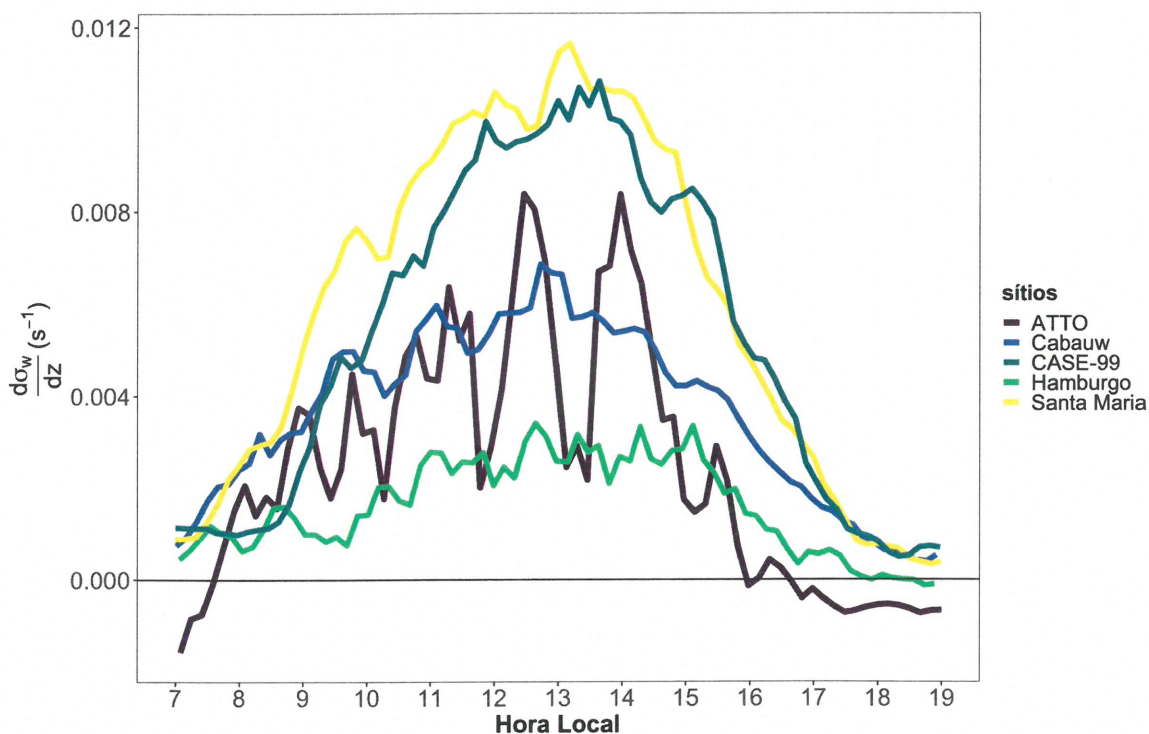


Figura 5.14 – O mesmo que na Figura 5.13, mas para a)Cabauw em 10 m e 180 m, c)Hamburgo em 10 m e 175 m e e)ATTO em 55 m e 175 m e b)Cabauw em 10 m e 180 m, d)Hamburgo em 10 m e 175 m e f)ATTO em 55 m e 175 m.



Uma forma de testar quais sítios são classificados como vórtices de maior escala (ou desprendidos) é verificar quanto a variância da velocidade vertical do vento ( $\sigma_w$ ) varia com a altura. Uma importante distinção é que  $\sigma_w$  nesses casos, varia menos com a altura do que nos casos conectados à superfície (*attached eddies*) (MCNAUGHTON, 2004). A variação de  $\sigma_w$  durante o dia é pequena próximo à superfície, apresenta um máximo aproximadamente cerca de 1/3 da espessura da camada limite convectiva (CLC) e decresce com a altura. Isso ocorre devido à interação dos vórtices com o ar ambiente, atrito com o ar e pelo aquecimento e estabilização do ar próximo ao topo da CLC. No presente estudo, Santa Maria e CASES apresentam comportamento semelhante, enquanto que as torres altas da ATTO, CABAUW e Hamburgo a variação de  $\sigma_w$  com a altura é menor (Figura 5.15) sugerindo que nas torres baixas o decréscimo de temperatura do sejam caracterizados por vórtices conectados à superfície e de que nas torres altas os vórtices são gerados externamente à camada superficial e são classificadas como desprendidos ou de maior escala.

Figura 5.15 – Variação vertical de  $\sigma_w$  para os 5 sítios analisados



## 5.5 CONCLUSÕES

O principal resultado descoberto pela presente análise é a existência consistente de divergência vertical do fluxo turbulento de calor sensível no período da tarde. Isso ocorre em oposição à idéia fundamental de que o fluxo de calor sensível na camada limite convectiva diminua com a altura de maneira verticalmente em fase, condição em que haveria apenas convergência vertical do fluxo durante todo o período. Porém, apesar da forte evidência apresentada, sustentada pela análise feita em 5 sítios com características distintas, há uma série de questões em aberto. Primeiramente, a defasagem vertical e consequente divergência do fluxo é muito mais evidente nos dados provenientes de torres altas (Caubauw, Hamburgo e ATTO), apesar de também aparecer, ainda que de maneira sutil nas duas torres mais baixas consideradas (Santa Maria e CASES). Portanto, é possível que esse resultado indique que a defasagem ocorre apenas longe da camada limite superficial. Porém, não é ainda claro de que maneira essa divergência que opera apenas em escalas maiores afeta o horário do máximo de temperatura próximo à superfície, uma vez que a equação,  $\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial t} = -\frac{\partial \overline{w'\theta'}}{\partial z}$ , deve ser válida mesmo em escala local. O resultado aqui encontrado sugere um controle exercido por grandes turbilhões, não locais. De maneira semelhante, há uma certa inconsistência no fato que a inversão do sinal da divergência dos fluxos não ocorre simultaneamente ao momento no máximo da temperatura, exceto no sítio de Hamburgo. Uma possível explicação para essas discrepâncias diz respeito a dificuldades associadas às observações. A análise aqui apresentada foi limitada pela disponibilidade de dados, de forma que as divergências de fluxo foram sempre determinadas em escalas verticais impostas pelos níveis de observação disponíveis. Além disso, ou se tinha dois níveis relativamente próximos, como no caso das torres baixas, ou apenas dois bem distantes. Em nenhum caso foi possível comparar divergências de fluxo em diferentes escalas verticais. É importante que isso seja feito em futuros trabalhos, através de observações detalhadas ou de modelagem numérica. No primeiro caso, observações com o nível de resolução vertical necessário e com abrangência temporal contínua estarão disponíveis no projeto ATTO a partir do segundo semestre de 2019. A outra alternativa, de modelagem numérica, é possível especialmente utilizando modelos de simulação dos grandes vórtices (LES, na sigla em inglês). Esses modelos são utilizados por diferentes grupos com o propósito de analisar o desprendimento de vórtices e suas consequências (FODOR; MELLADO; WILCZEK, 2019; SALESKY; CHAMECKI; BOU-ZEID, 2017), e essa análise pode ser estendida para compreender o que causa o horário do máximo vertical de temperatura junto à superfície. A ideia de defasagem vertical dos fluxos de calor sensível é consistente com a teoria de desprendimento dos vórtices superficiais proposta por Townsend (1961), e incrementada por McNaughton e Brunet (2002), Salesky e Anderson (2018), Gao et al. (2016). É importante destacar que essa teoria e os resultados recentes obtidos por simulações numéricas LES prevê que o desprendimento dos vórtice deve ser

observado em condições neutras, mas não em condições de convecção livre. Esse tipo de dependência em relação às condições de estabilidade não foi identificado de maneira clara na presente análise, nem para casos individuais (Figura 5.16) nem para a variabilidade média entre os sítios (Figura 5.16). Foram feitas comparações em relação ao parâmetro de estabilidade clássico da teoria de Monin-Obukhov,  $\frac{z}{L}$ , e também em relação a  $\frac{NCL}{L}$ , onde  $NCL$  é o nível de condensação por levantamento, aqui utilizado como uma aproximação para  $Z_i$ , a altura da camada limite convectiva. Mais uma vez, é possível que essa análise tenha sido dificultada pelas limitações observacionais. Também a dependência com parâmetros de estabilidade precisa ser analisada mais profundamente, utilizando dados por um período mais longo e com maior resolução vertical.

Figura 5.16 – Relação entre os horários da temperatura máxima, inversão no sinal de fluxo e diferença entre o horário no sinal do fluxo de calor sensível no final da tarde e o horário de máxima temperatura em função dos parâmetros de estabilidade,  $\frac{z}{L}$  e  $\frac{NCL}{L}$  para os dias dos casos analisados para os sítios de Santa Maria, CASES, Cabauw Hamburgo e ATTO.

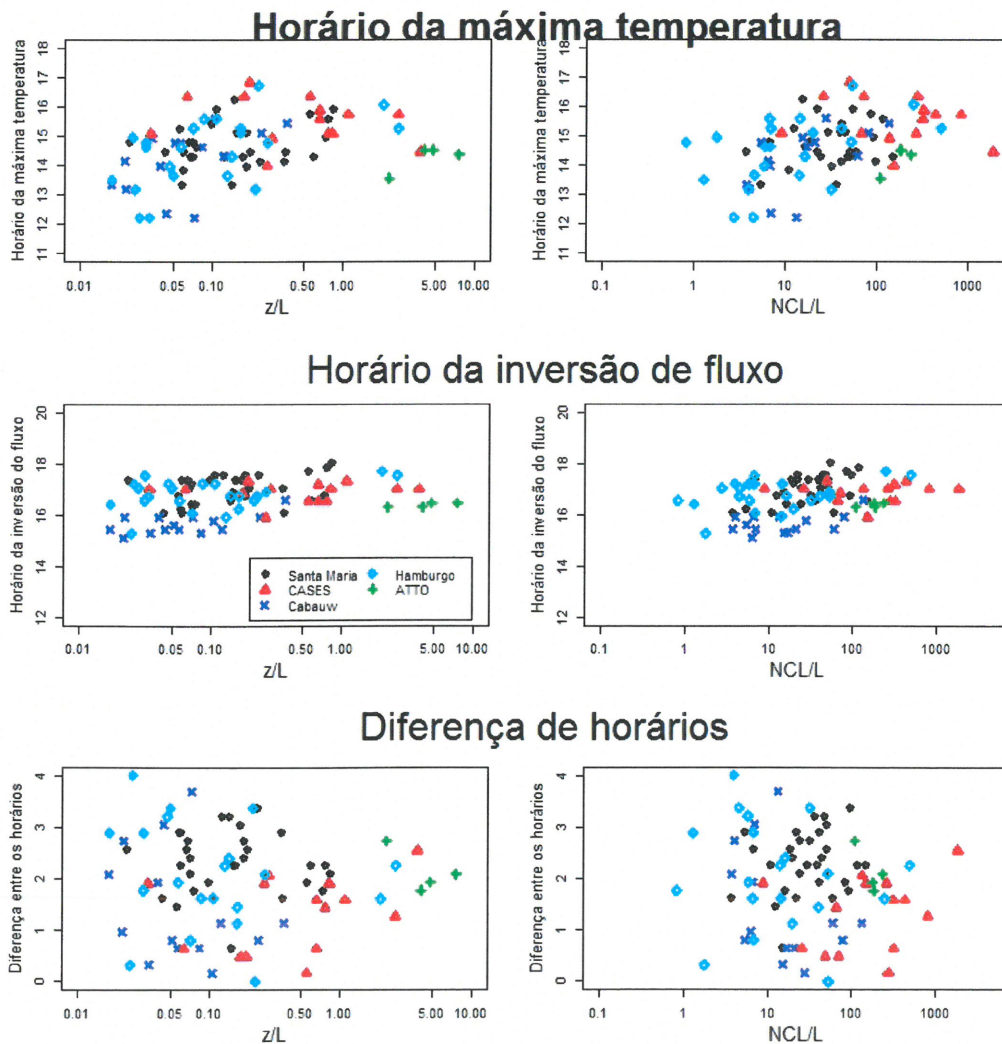
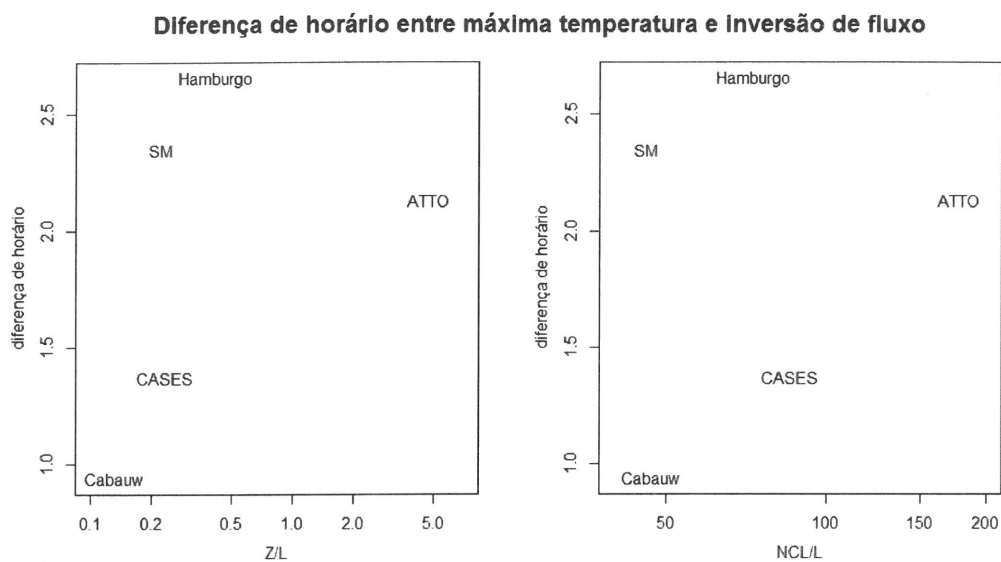




Figura 5.17 – Comparação da diferença média entre o horário da inversão do fluxo de calor sensível no final da tarde e o horário da temperatura máxima e os parâmetros de estabilidade médios  $\frac{Z}{L}$  e  $\frac{NCL}{L}$  para os sítios de Santa Maria, CASES, Cabauw, Hamburgo e ATTO.





## 6 CONCLUSÃO

Neste trabalho, alguns aspectos importantes relacionados à convergência vertical de fluxos turbulentos de energia foram apresentados. Foi mostrado no Capítulo 3 que um modelo simples baseado na convergência vertical e em considerações de balanço de energia para o crescimento da camada de mistura é capaz de proporcionar estimativas bastante adequadas dos fluxos superficiais em escala mensal. O método foi verificado em 3 sítios com características distintas, Floresta de Harvard, Lamont e Santa Maria, sendo o primeiro localizado numa floresta decídua, o segundo tendo como características de clima seco e o último sítio que apresenta um clima subtropical úmido. O método apresentou dificuldades de representar a evolução temporal de quantidades médias a partir do meio da tarde, e as razões dessa dificuldade foram analisadas nos capítulos seguintes da tese.

No Capítulo 4, foi estabelecido a partir de observações em uma grande quantidade de sítios que a ocorrência de temperatura máxima antes da inversão do sinal do fluxo de calor sensível ocorre sistematicamente ao redor do globo, independente de clima local, estação do ano ou características específicas, como a cobertura de nuvens. Também foi feita uma análise baseada em saídas de modelos numéricos, onde foi mostrado que a defasagem temporal entre os dois processos é menor neste caso. Finalmente, no Capítulo 5 foi apresentada uma hipótese para a diferença do horário entre a temperatura máxima e a inversão do sinal do fluxo de calor sensível. Esta hipótese diz respeito a uma defasagem temporal dos fluxos entre diferentes níveis verticais. Uma análise baseada em dados de 5 localidades mostrou que essa defasagem acontece de forma sistemática, mas não foi possível estabelecer de maneira precisa uma relação entre a defasagem do fluxo e o horário de máxima temperatura. Ao mesmo tempo, foi considerada a teoria do desprendimento dos vórtices, mas o resultado previsto por essa teoria de que o desprendimento é favorecido em condições de estabilidade neutras não pôde ser verificado. É possível que as dificuldades encontradas estejam relacionadas a limitações dos dados utilizados.

Os resultados aqui apresentados podem ser utilizados em um grande número de aplicações futuras. O método do Capítulo 4, aqui validado, pode ser utilizado para mapeamento horizontal dos fluxos a partir de dados de estações meteorológicas simples. Também pode proporcionar séries temporais climatológicas dos fluxos em locais com estações antigas. Uma dificuldade para a implementação desta metodologia é a necessidade de perfis verticais das grandezas. Testes preliminares indicam que estes perfis podem ser substituídos por perfis originados de dados de reanálise. Porém, essa possibilidade deve ser analisada de maneira criteriosa antes de que o método possa ser aplicado de maneira mais generalizada desta forma.

O resultado do Capítulo 5, por sua vez, de que a defasagem temporal dos fluxos controla o horário de ocorrência do máximo de temperatura, é da forma aqui apresentada,

ainda preliminar. Isso foi claramente exposto a partir das dificuldades mostradas em associar o horário do início da divergência vertical do fluxo turbulento de calor sensível com o horário da máxima temperatura. Uma grande quantidade de processos pode causar essa dificuldade. Um deles é a janela temporal escolhida para a determinação dos fluxos. Porém esta questão foi aqui analisada através de decomposição espectral, e aparentemente não está causando maiores discrepâncias. Mais provavelmente, a pouca quantidade de dados em condições de céu claro em cada sítio analisado, e a pouca resolução vertical das medidas causaram dificuldades observacionais. Trabalhos futuros podem testar a hipótese aqui estabelecida, utilizando dados por um período maior, com maior resolução temporal, com os do experimento ATTO, cujas medidas começarão de maneira contínua no segundo semestre de 2019. Ali haverá observações de fluxos a cada 25 m até a altura de 320 m. Também é possível testar a hipótese com dados de simulação numérica utilizando a técnica de simulação dos grandes vórtices (LES, na sigla em inglês). Em qualquer caso é importante analisar a dependência da estabilidade, em consonância com a hipótese do desprendimento dos vórtices. O presente trabalho não conseguiu verificar essa dependência, mas as limitações dos dados eram bastante grandes.

Um desenvolvimento importante que ainda precisa ser feito a partir dos resultados deste trabalho é a implementação dos resultados do capítulo 4 no modelo desenvolvido no capítulo 2. Para tanto, porém, é necessário que se tenha resultados mais conclusivos e uma quantificação objetiva da defasagem vertical do fluxo de calor sensível com a altura e dos processos que a controlam. As indicações a partir da teoria de desprendimento de vórtices são de que a estabilidade exerça um controle importante, no sentido que condições neutras tendem a proporcionar uma defasagem maior. Uma vez que isso esteja estabelecido, a fase do sinal do fluxo de calor pode ser facilmente incluída no modelo, e dessa forma espera-se que as evoluções temporais de temperatura (e umidade, mas nesse caso uma análise semelhante precisa ser feita para os fluxos de calor latente) sejam ainda melhor aproximadas pelo modelo. O seu desempenho tende a melhorar substancialmente nesse caso.

Um desafio ainda maior é o de incluir esses processos em modelos numéricos de previsão do tempo, de forma a melhorar a representação da evolução diária de quantidades médias que, conforme apresentado no capítulo 3, ainda é deficiente. Porém, isso não é trivial porque precisaria a princípio ser incluído como uma condição de fronteira no modelo, que responde naturalmente aos forçantes externos e condições de fronteira. Desta forma, estudos detalhados ainda são necessários para entender os princípios físicos do desprendimento dos vórtices e como sua representação pode ser introduzida em modelos cuja resolução espacial não permite que seus efeitos sejam naturalmente resolvidos pela simulação.

## 7 ANEXO

### 7.1 CICLOS MÉDIOS OBSERVADOS - SÍTIOS AMERIFLUX

Figura 7.1 – Ciclos médios observados de saldo de radiação, fluxo de calor sensível, fluxo de calor latente e temperatura do ar.

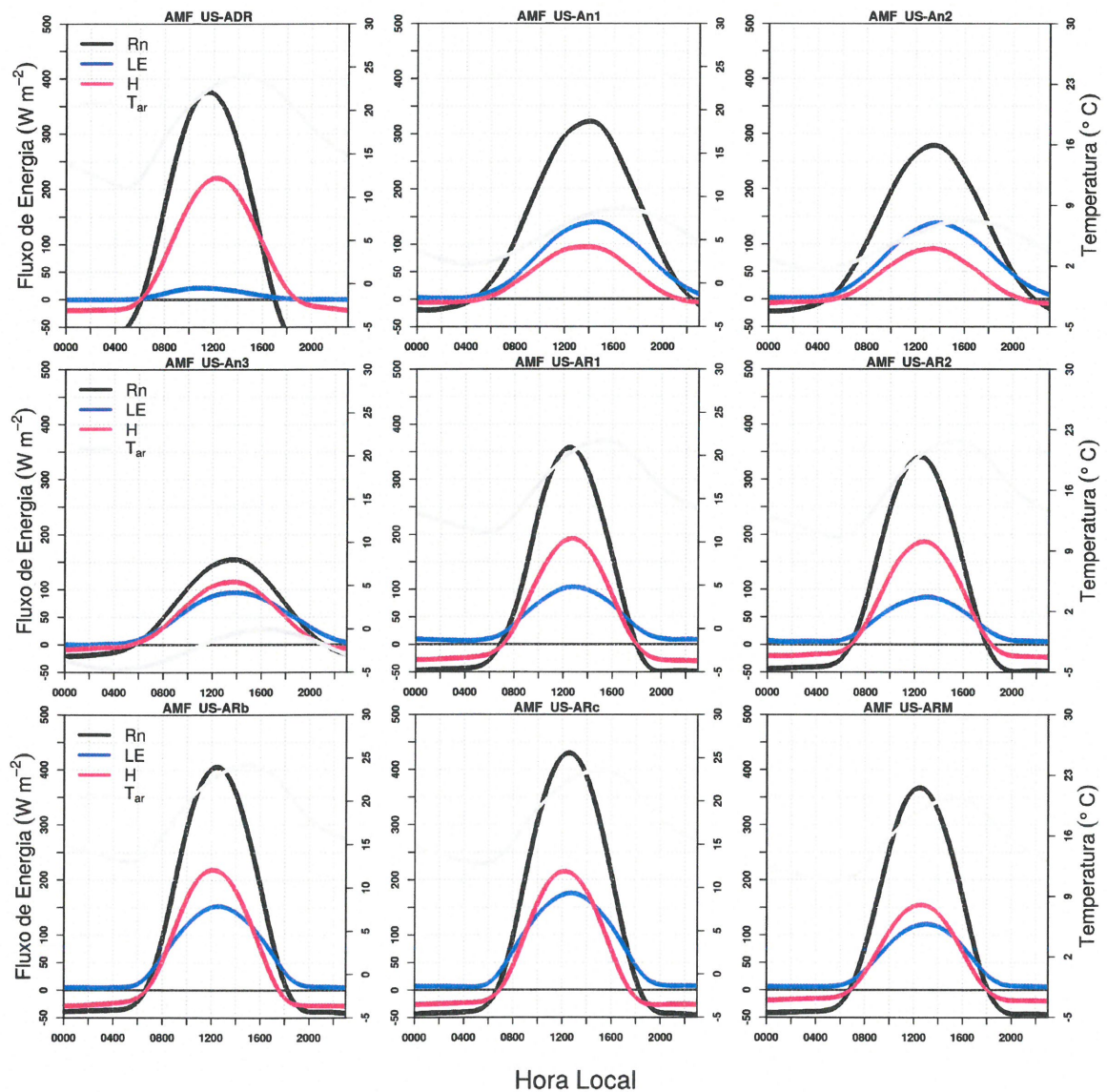


Figura 7.2 – Ciclos médios observados de saldo de radiação, fluxo de calor sensível, fluxo de calor latente e temperatura do ar.

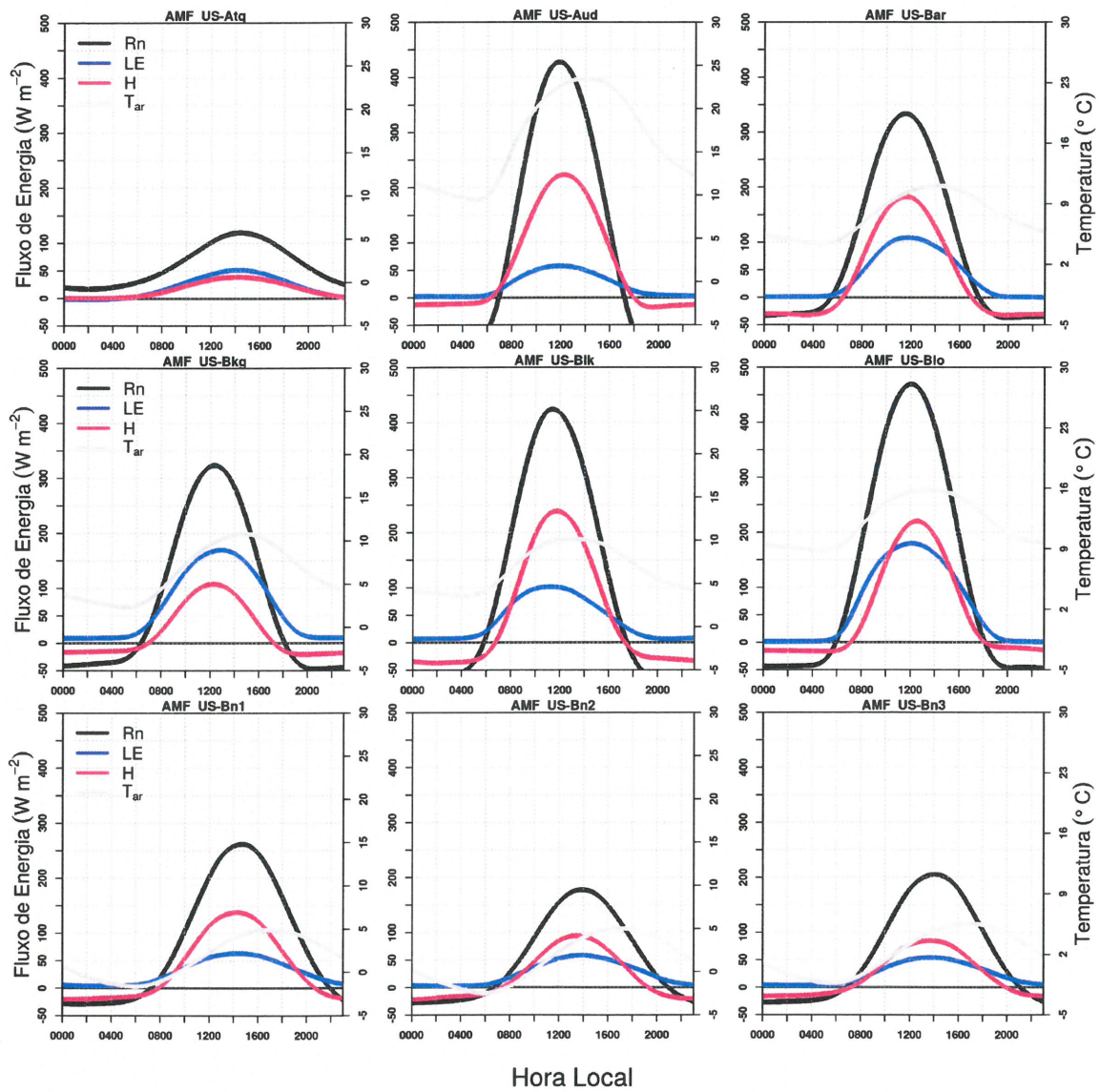


Figura 7.3 – Ciclos médios observados de saldo de radiação, fluxo de calor sensível, fluxo de calor latente e temperatura do ar.

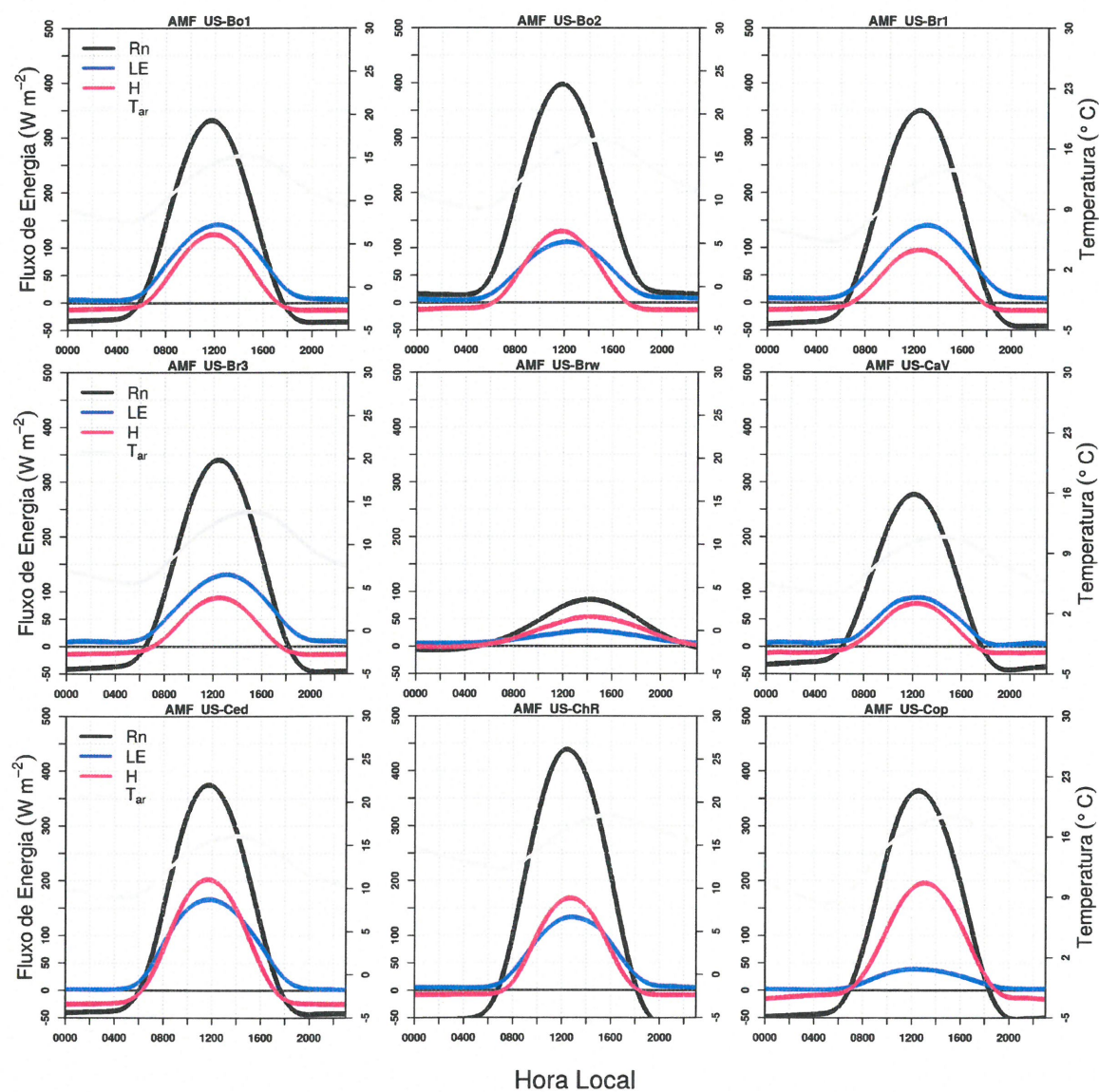


Figura 7.4 – Ciclos médios observados de saldo de radiação, fluxo de calor sensível, fluxo de calor latente e temperatura do ar.

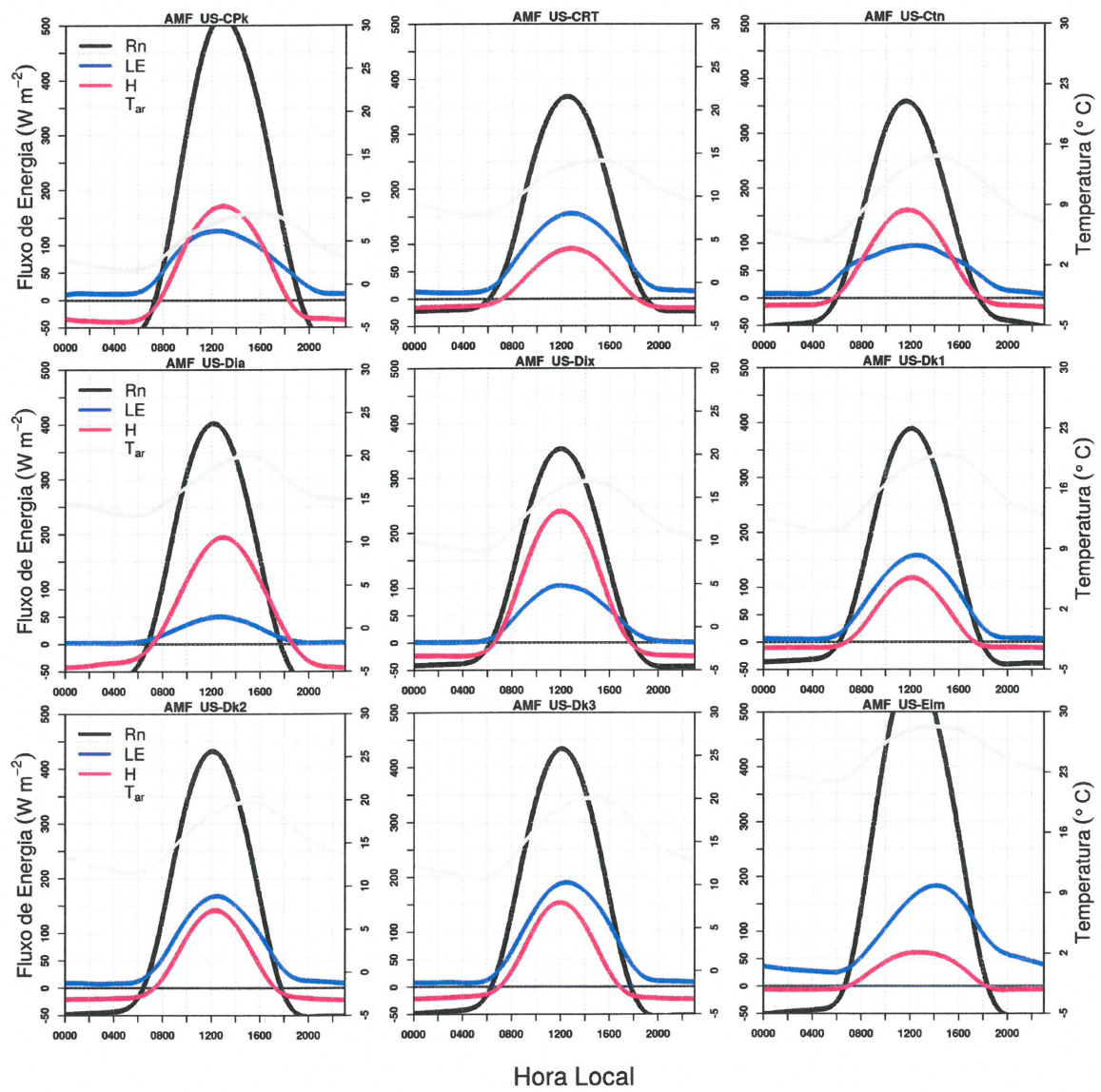




Figura 7.5 – Ciclos médios observados de saldo de radiação, fluxo de calor sensível, fluxo de calor latente e temperatura do ar.

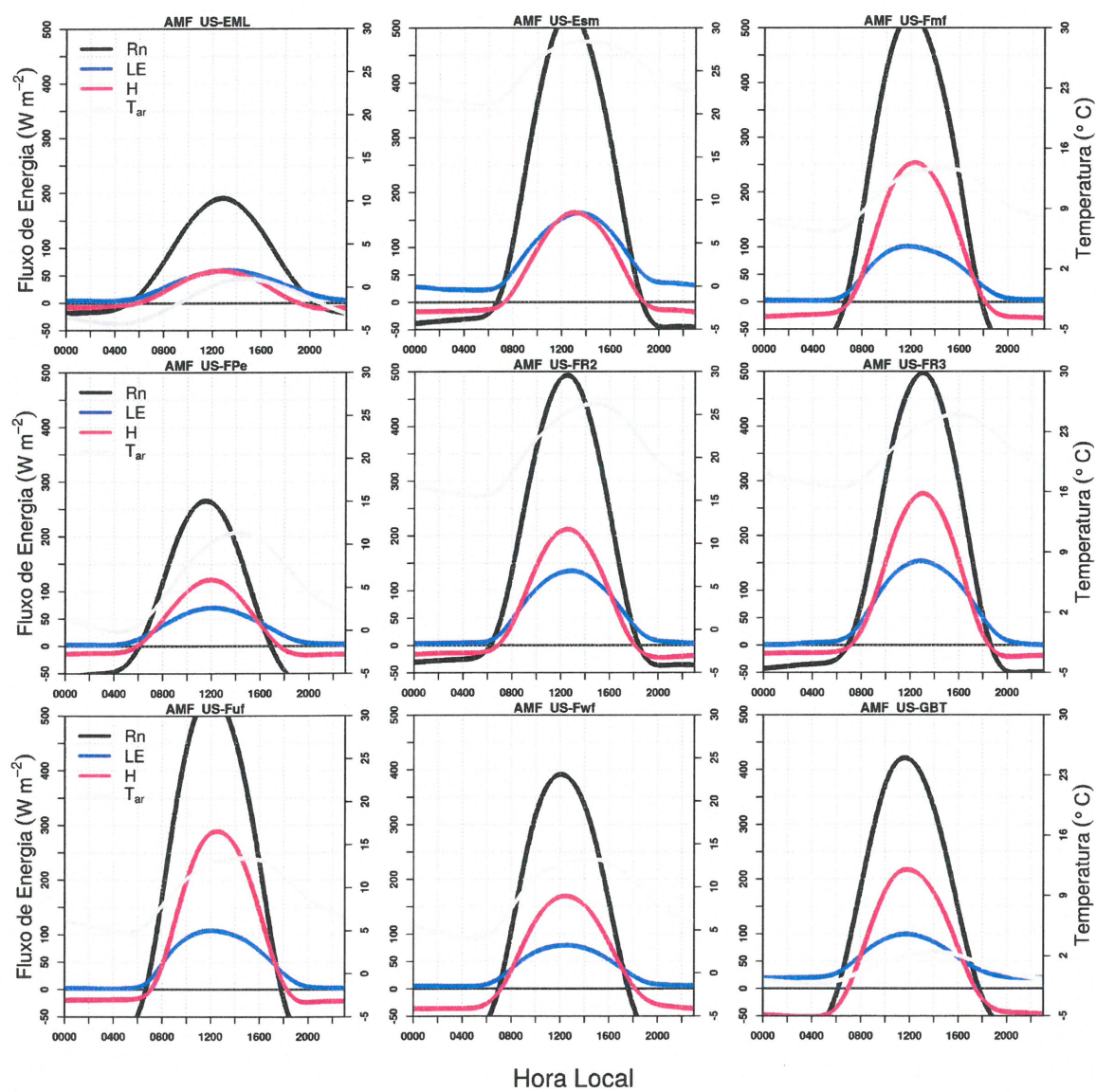


Figura 7.6 – Ciclos médios observados de saldo de radiação, fluxo de calor sensível, fluxo de calor latente e temperatura do ar.

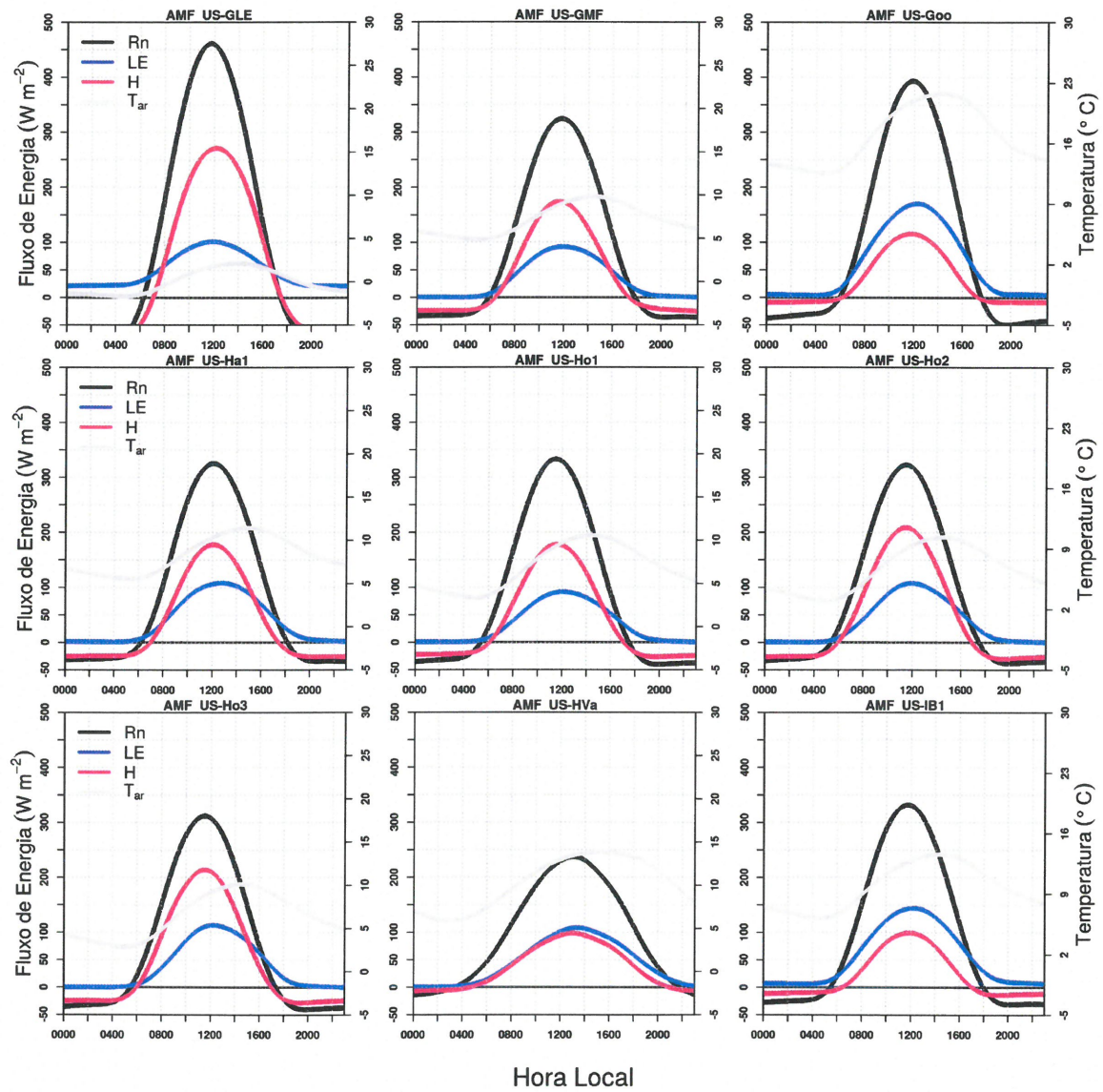


Figura 7.7 – Ciclos médios observados de saldo de radiação, fluxo de calor sensível, fluxo de calor latente e temperatura do ar.

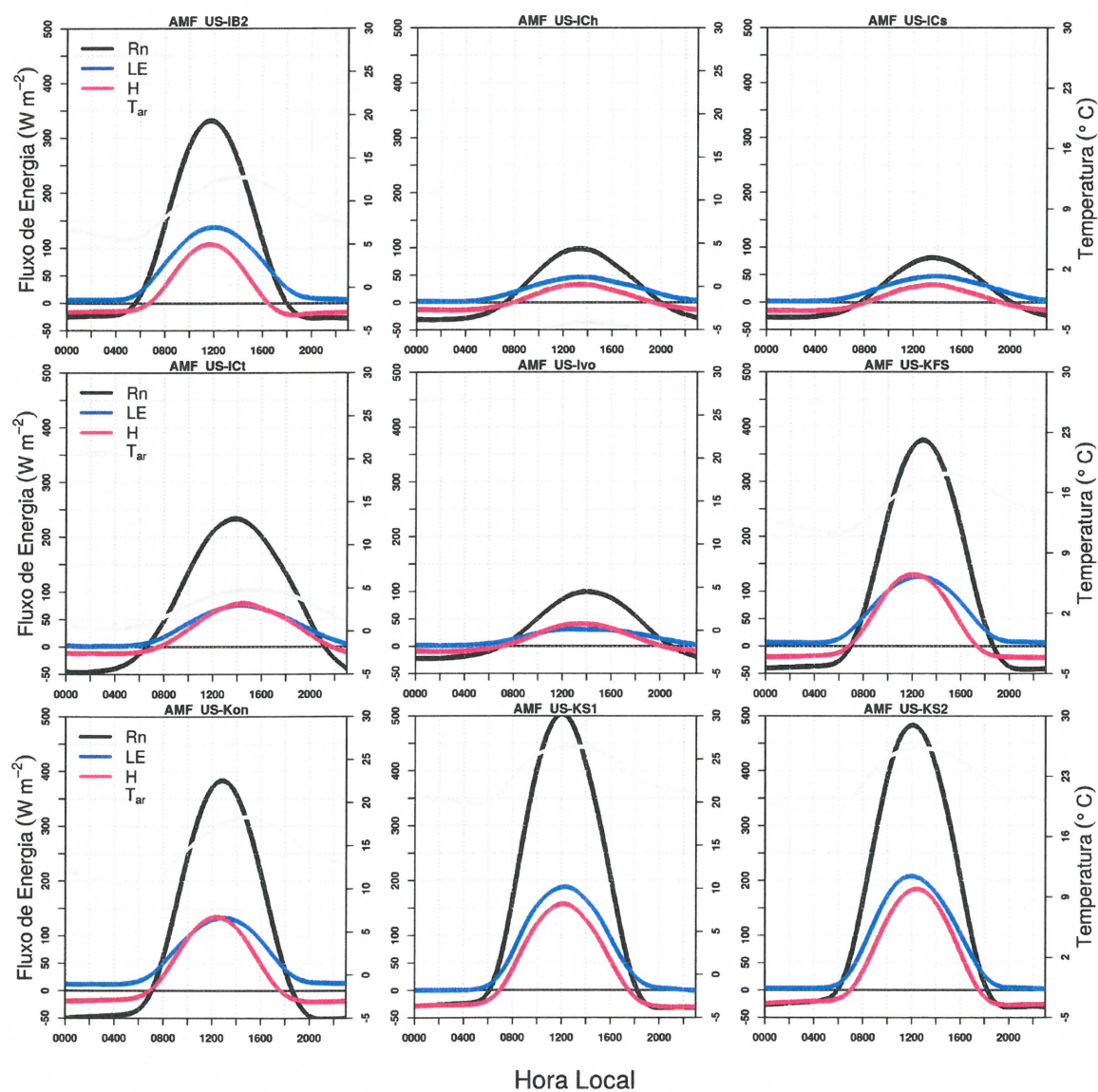


Figura 7.8 – Ciclos médios observados de saldo de radiação, fluxo de calor sensível, fluxo de calor latente e temperatura do ar.

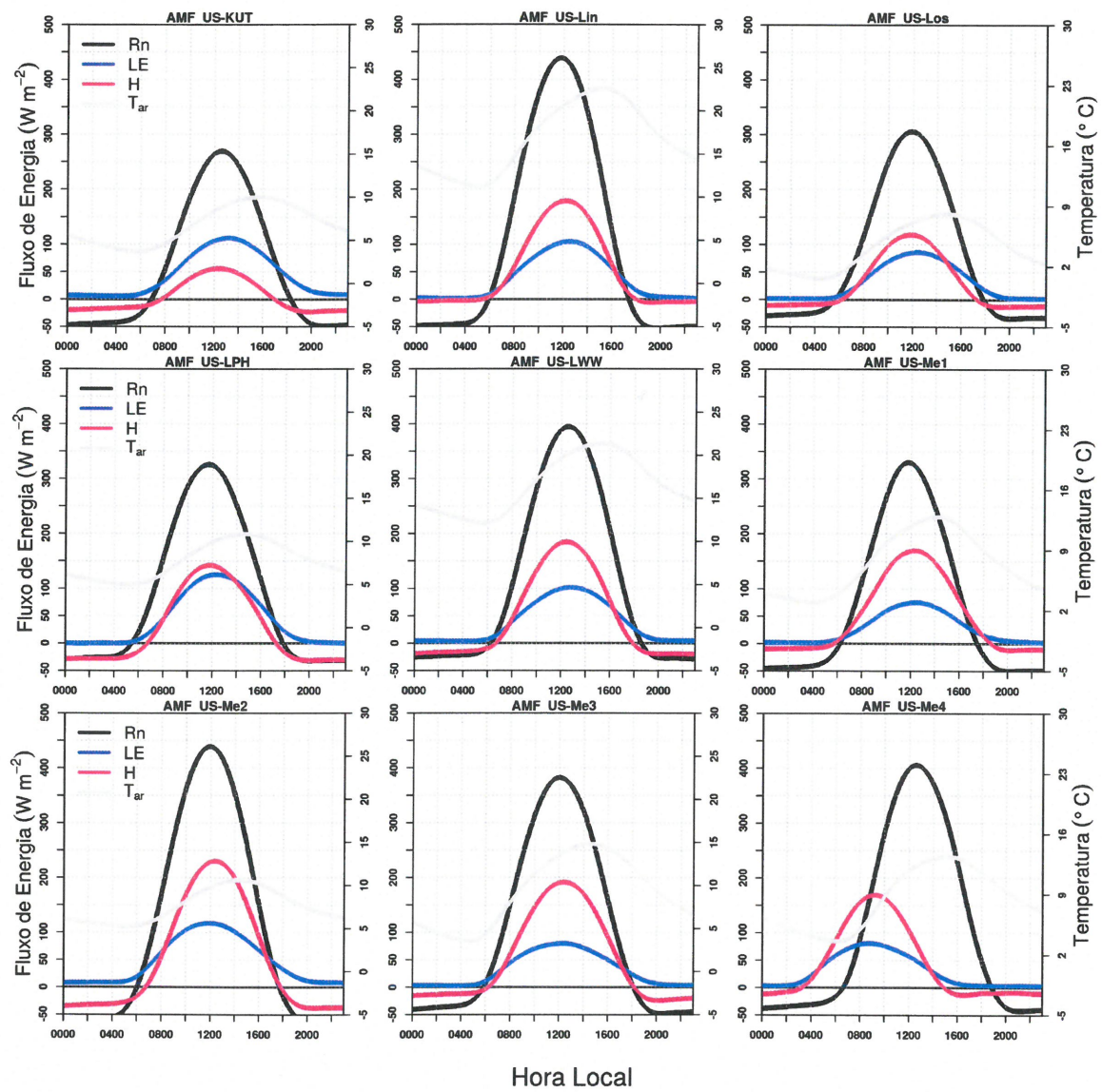


Figura 7.9 – Ciclos médios observados de saldo de radiação, fluxo de calor sensível, fluxo de calor latente e temperatura do ar.

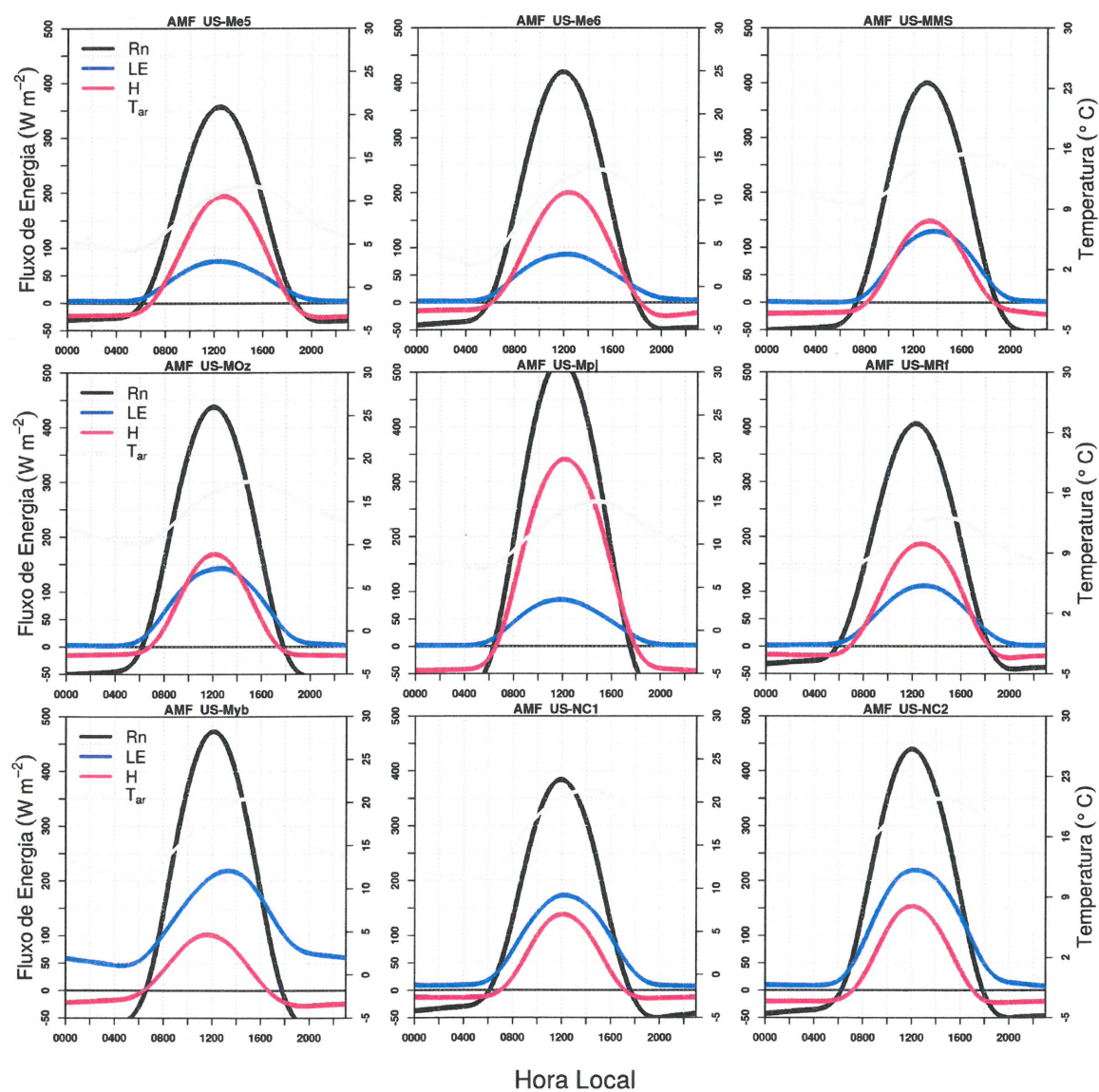


Figura 7.10 – Ciclos médios observados de saldo de radiação, fluxo de calor sensível, fluxo de calor latente e temperatura do ar.

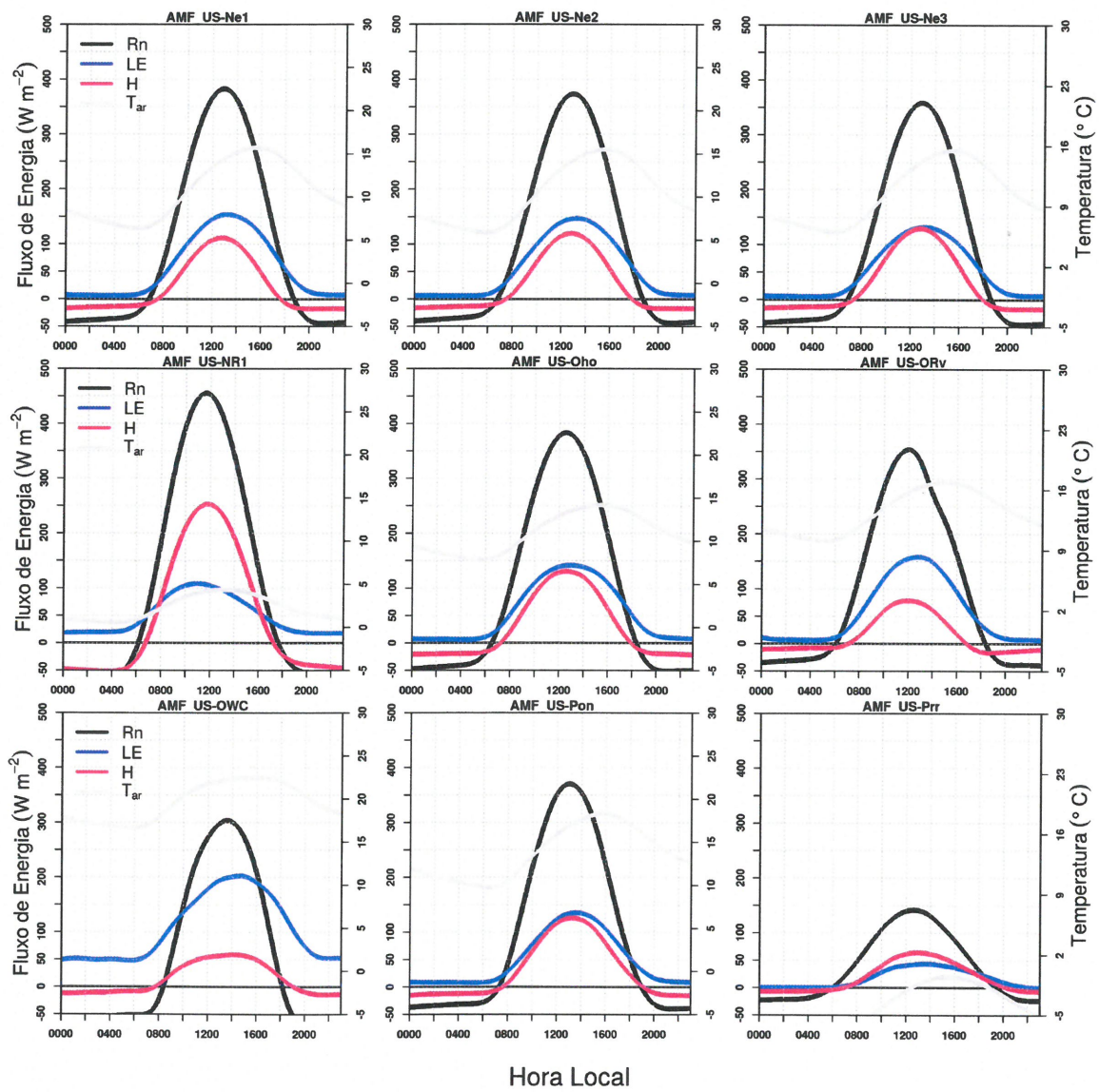


Figura 7.11 – Ciclos médios observados de saldo de radiação, fluxo de calor sensível, fluxo de calor latente e temperatura do ar.

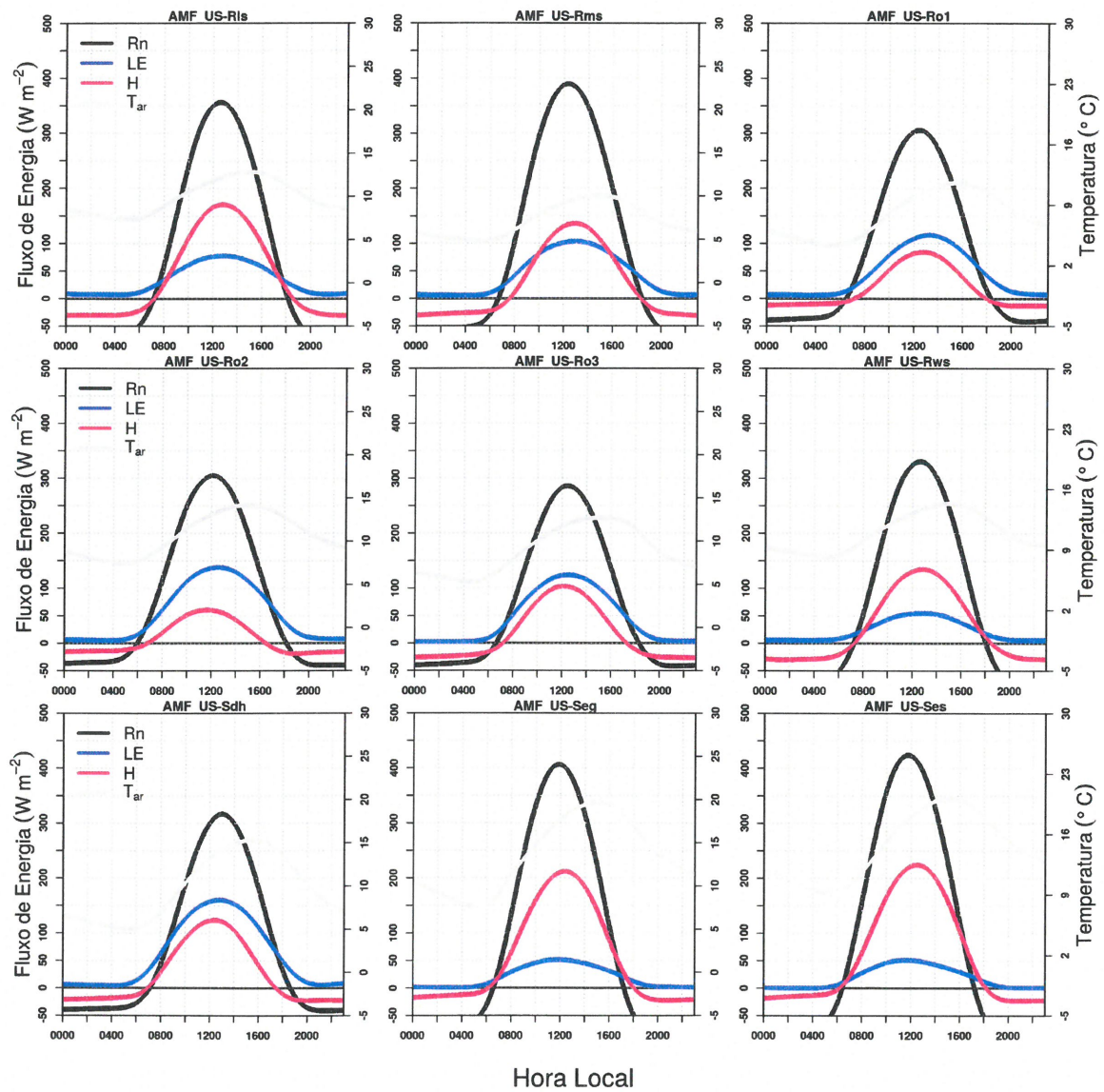


Figura 7.12 – Ciclos médios observados de saldo de radiação, fluxo de calor sensível, fluxo de calor latente e temperatura do ar.

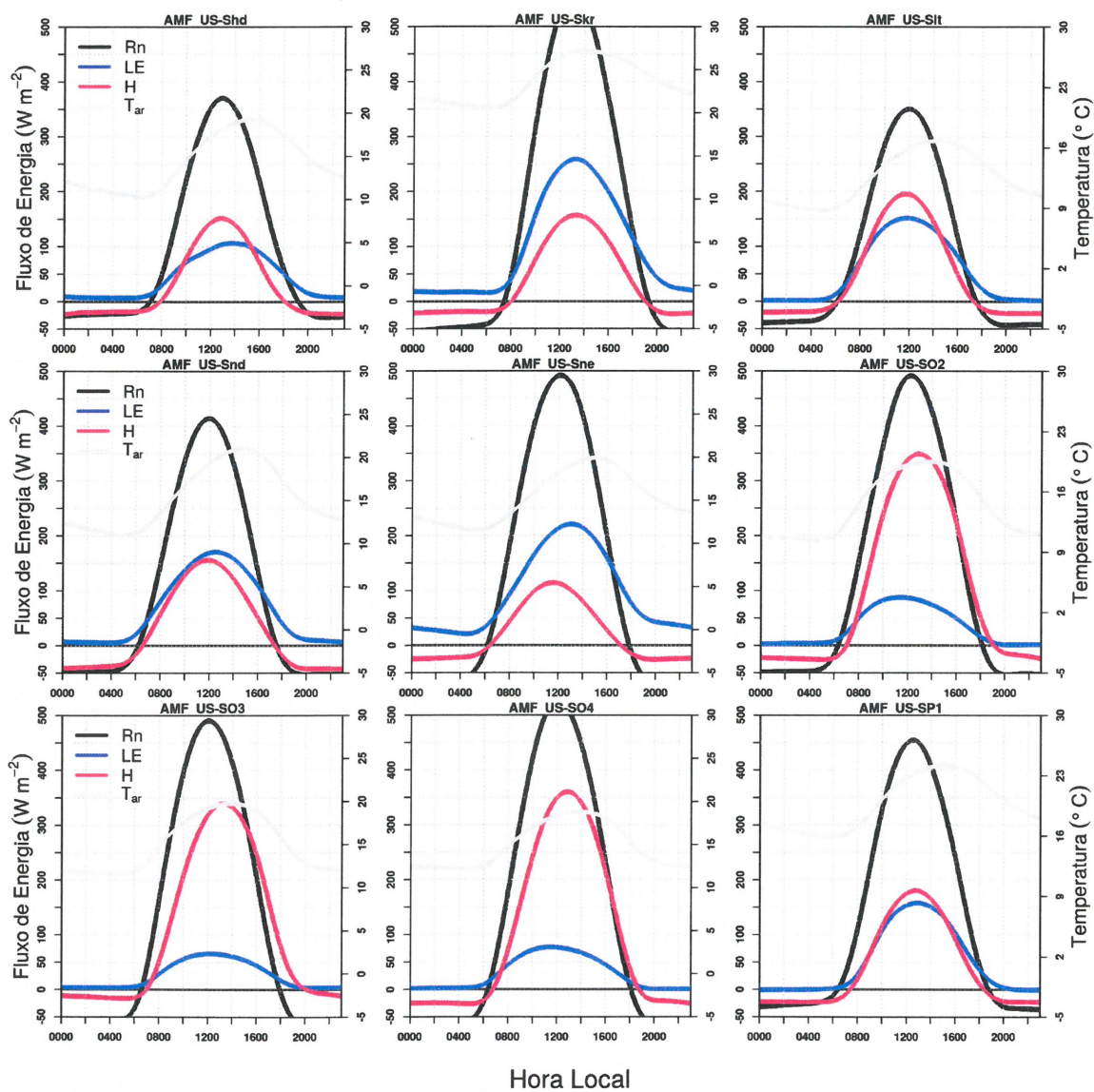




Figura 7.13 – Ciclos médios observados de saldo de radiação, fluxo de calor sensível, fluxo de calor latente e temperatura do ar.

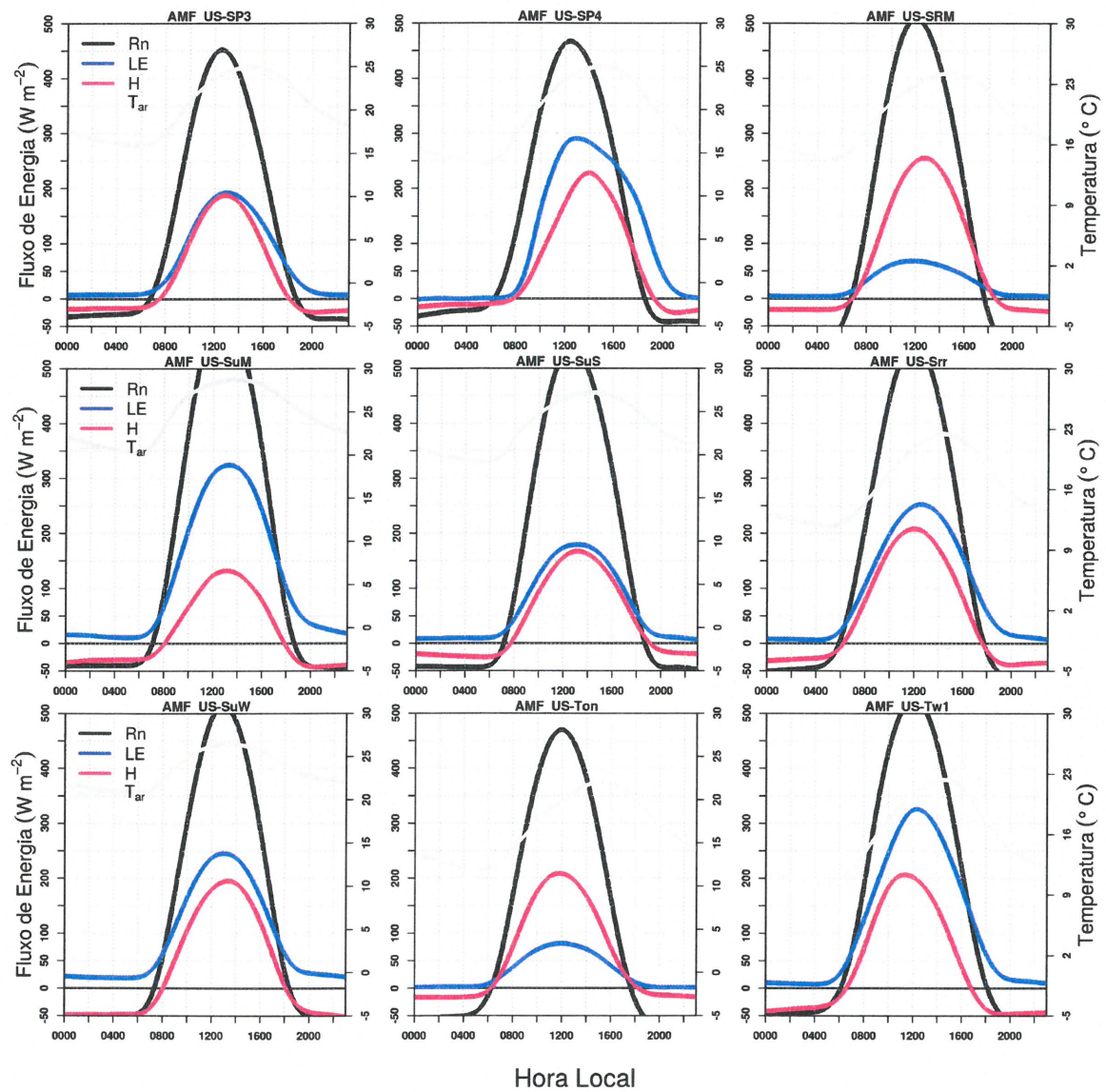


Figura 7.14 – Ciclos médios observados de saldo de radiação, fluxo de calor sensível, fluxo de calor latente e temperatura do ar.

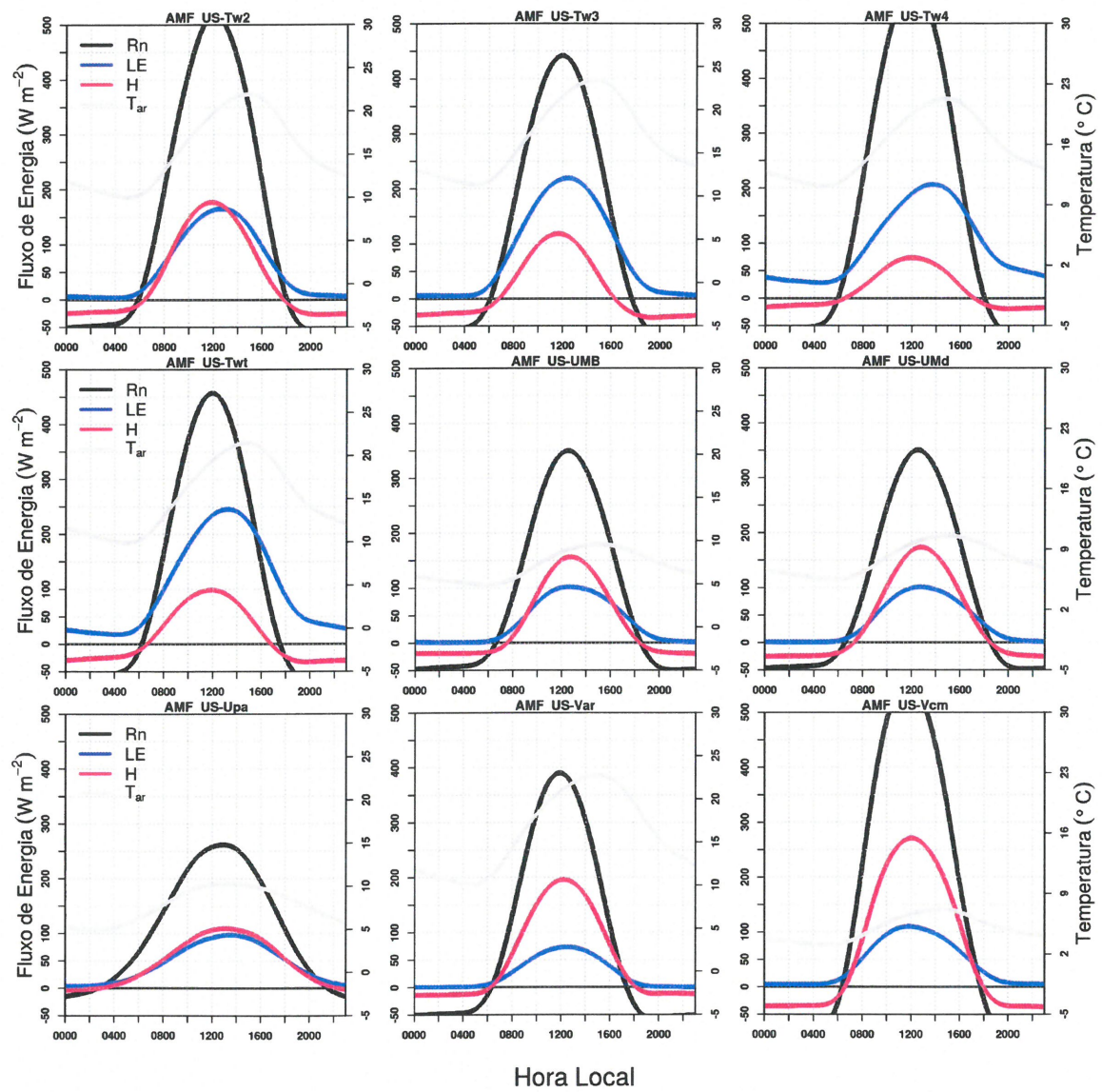


Figura 7.15 – Ciclos médios observados de saldo de radiação, fluxo de calor sensível, fluxo de calor latente e temperatura do ar.

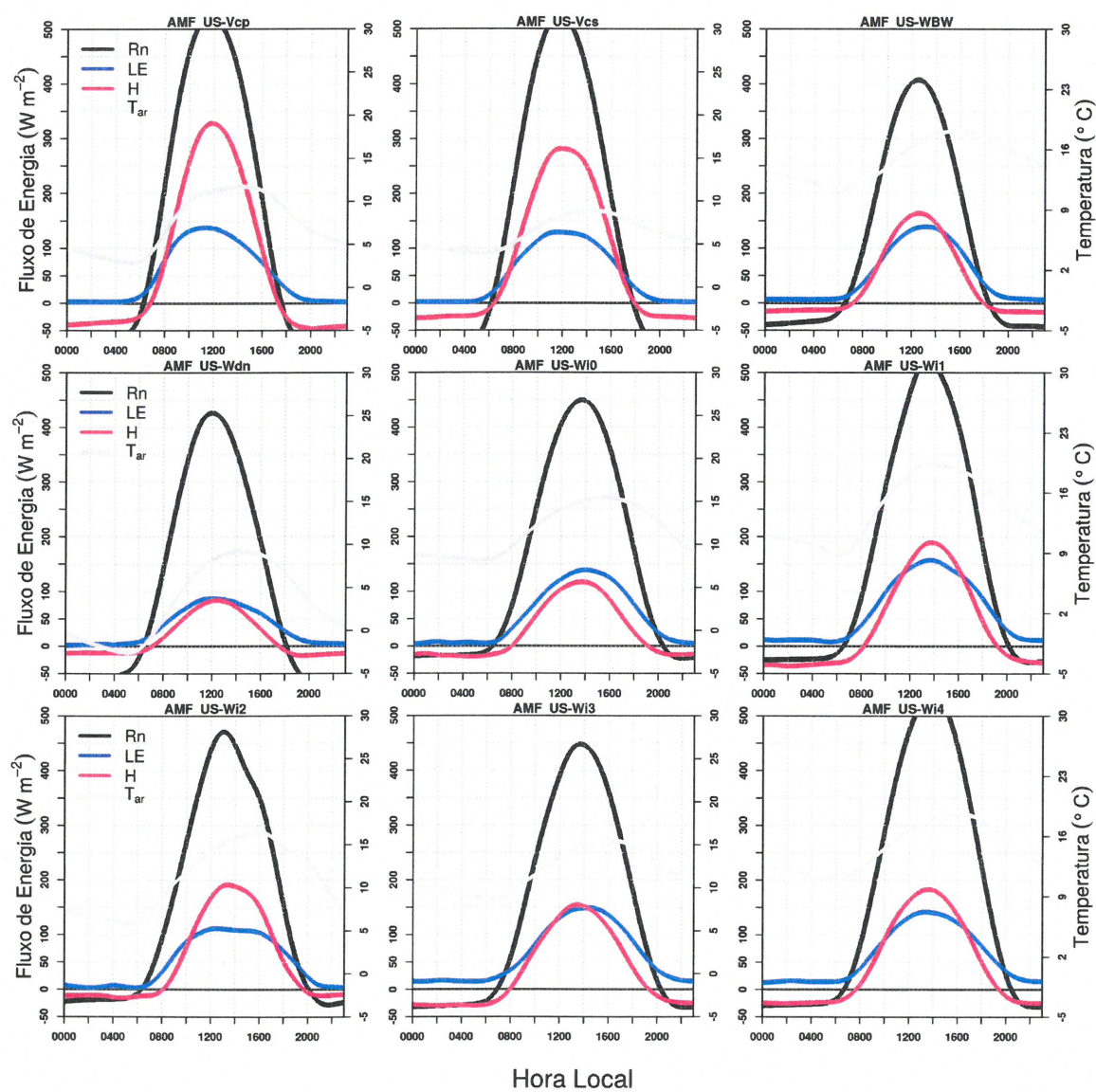


Figura 7.16 – Ciclos médios observados de saldo de radiação, fluxo de calor sensível, fluxo de calor latente e temperatura do ar.

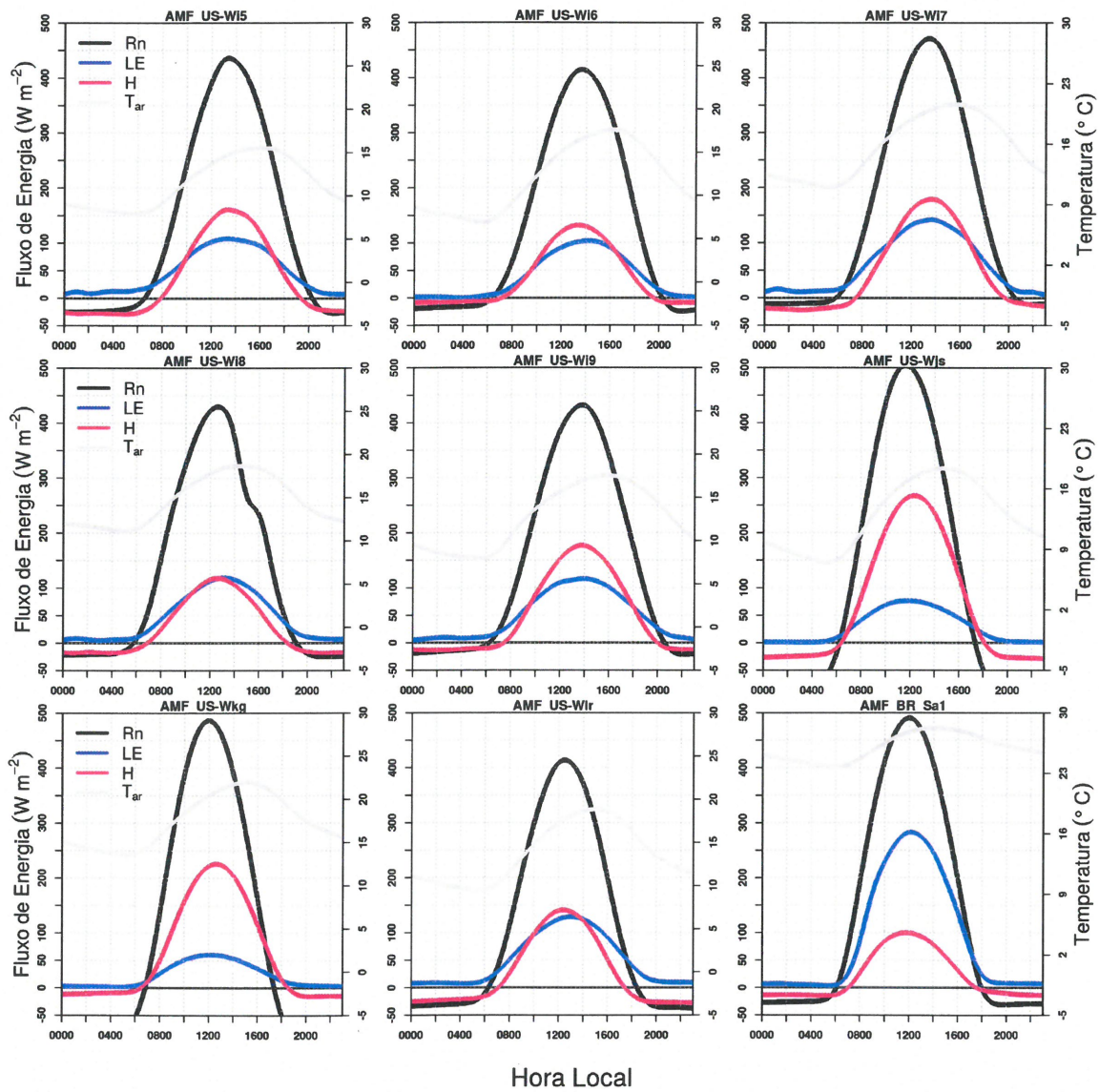


Figura 7.17 – Ciclos médios observados de saldo de radiação, fluxo de calor sensível, fluxo de calor latente e temperatura do ar.

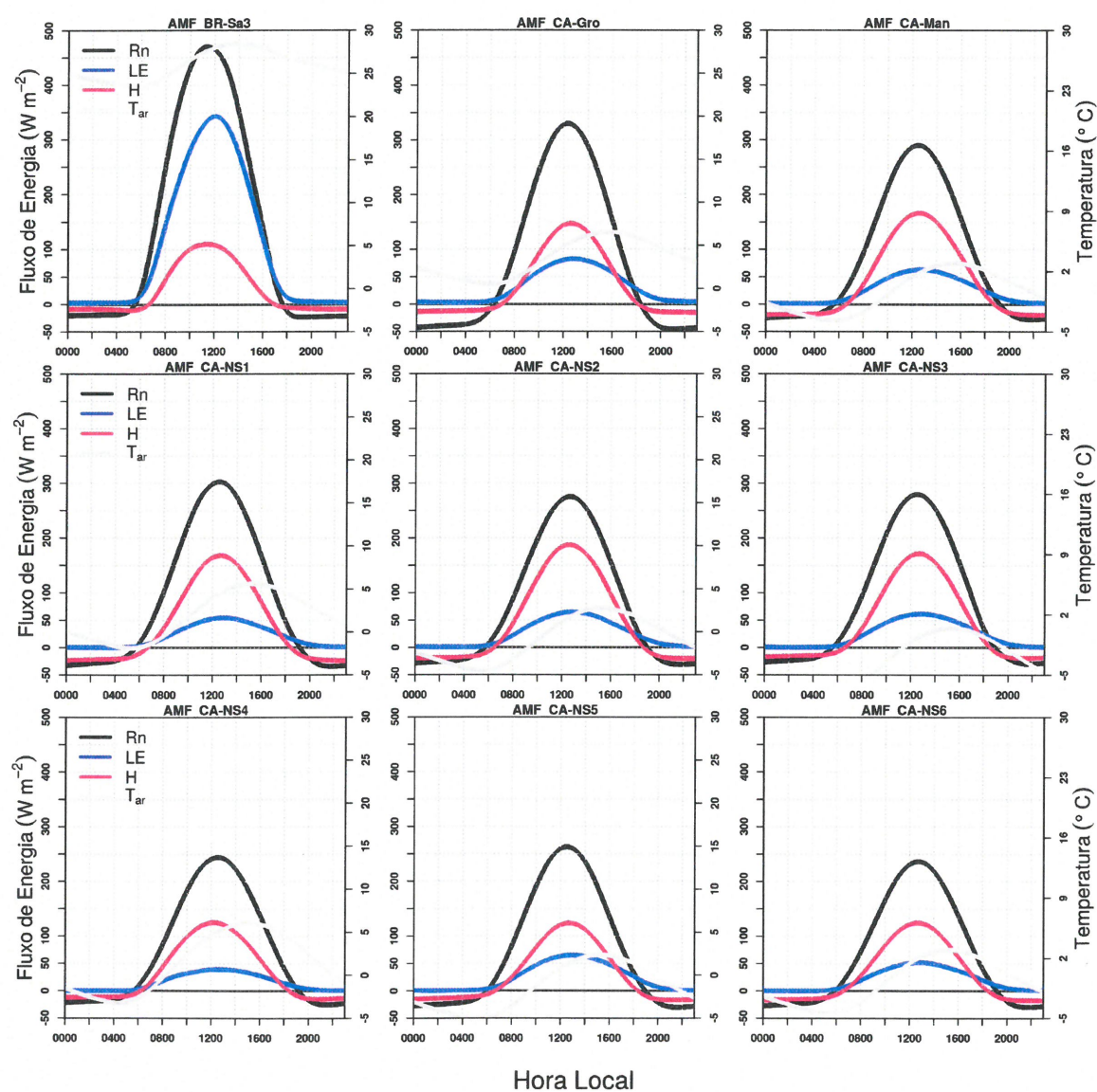


Figura 7.18 – Ciclos médios observados de saldo de radiação, fluxo de calor sensível, fluxo de calor latente e temperatura do ar.

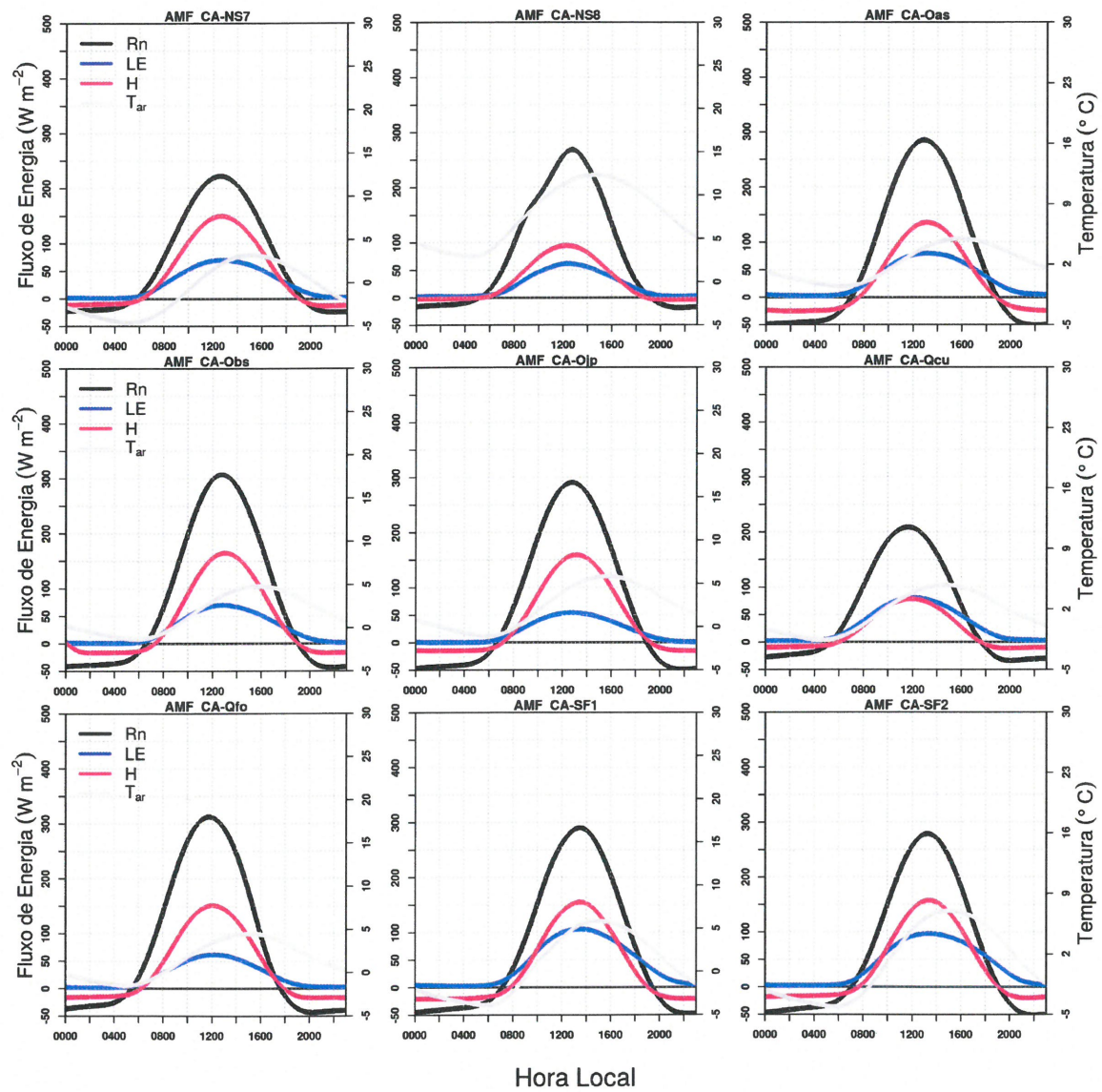
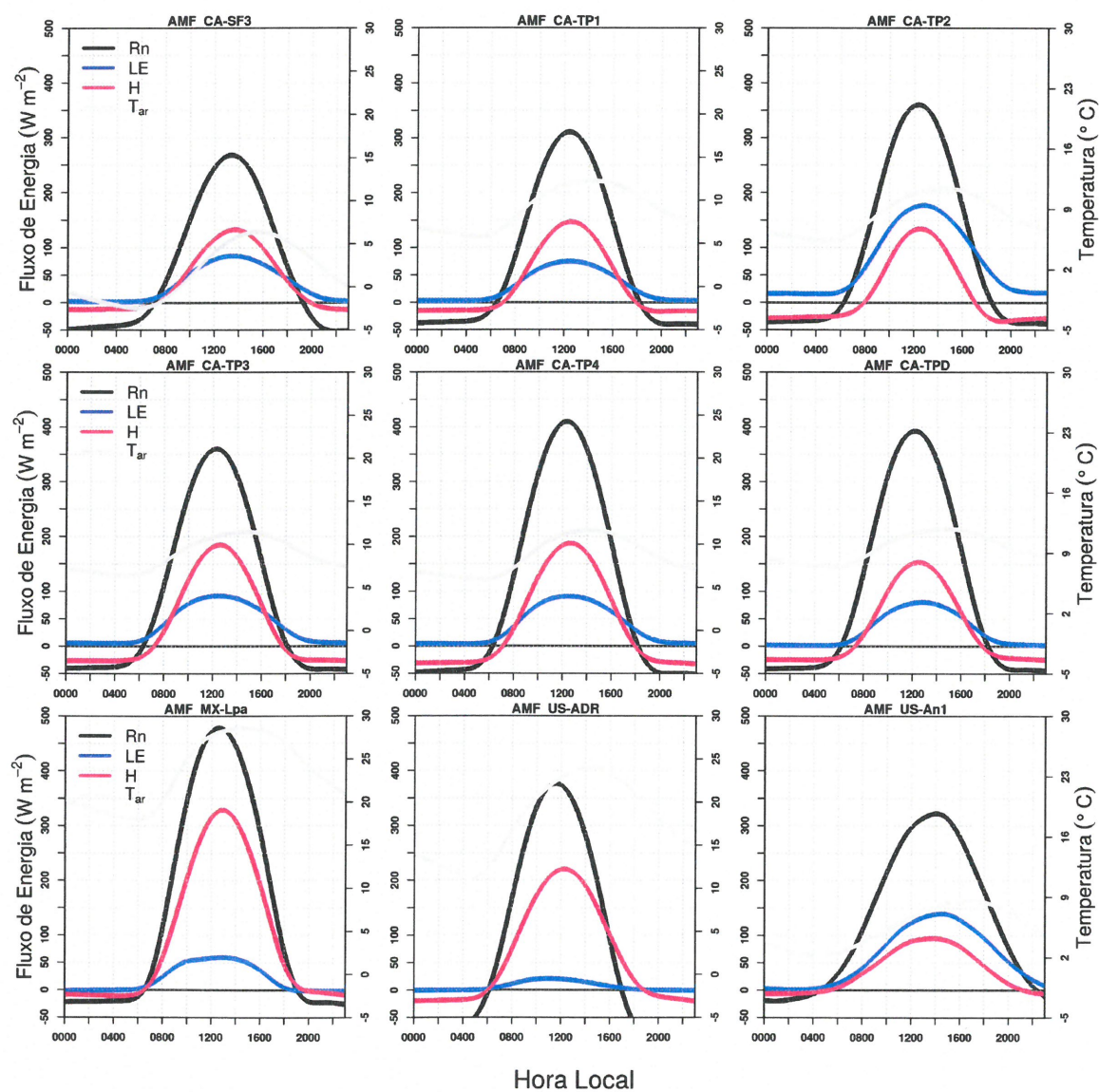


Figura 7.19 – Ciclos médios observados de saldo de radiação, fluxo de calor sensível, fluxo de calor latente e temperatura do ar.







## REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

ABRAMOWITZ, G. et al. Evaluating the performance of land surface models. **Journal of Climate**, v. 21, n. 21, p. 5468–5481, 2008.

ALLEN, R. G. et al. Evapotranspiration information reporting: I. factors governing measurement accuracy. **Agricultural Water Management**, Elsevier, v. 98, n. 6, p. 899–920, 2011.

AMERIFLUX. **AmeriFLUX - Management Project**. [S.l.]: U.S Department of Energy, 1996. Online <<https://ameriflux.lbl.gov/>>. Acessado 12 agosto 2019.

ANDRÉ, J. et al. Modeling the 24-hour evolution of the mean and turbulent structures of the planetary boundary layer. **Journal of the Atmospheric Sciences**, v. 35, n. 10, p. 1861–1883, 1978.

ANDREAE, M. et al. The amazon tall tower observatory (atto): overview of pilot measurements on ecosystem ecology, meteorology, trace gases, and aerosols. **Atmospheric Chemistry and Physics**, Copernicus GmbH, v. 15, n. 18, p. 10723–10776, 2015.

ARELLANO, J. V.-G. de et al. **Atmospheric boundary layer: Integrating air chemistry and land interactions**. [S.l.]: Cambridge University Press, 2015.

ARELLANO, J. Vilà-Guerau de et al. **Atmospheric boundary layer: Integrating air chemistry and land interactions**. [S.l.]: Cambridge University Press, Cambridge, UK, 2015.

ATTO. **Gallery: Amazon Tall Tower Observatory**. 2019. <<https://www.attoproject.org/multimedia/galeria/>>. [Acesso em 13 julho de 2019].

BAGLEY, J. E. et al. The influence of land cover on surface energy partitioning and evaporative fraction regimes in the us southern great plains. **Journal of Geophysical Research: Atmospheres**, Wiley Online Library, v. 122, n. 11, p. 5793–5807, 2017.

BALDOCCHI, D. et al. Fluxnet: A new tool to study the temporal and spatial variability of ecosystem-scale carbon dioxide, water vapor, and energy flux densities. **Bulletin of the American Meteorological Society**, American Meteorological Society, v. 82, n. 11, p. 2415–2434, 2001.

BASTIAANSEN, W. et al. Sebal model with remotely sensed data to improve water-resources management under actual field conditions. **Journal of irrigation and drainage engineering**, American Society of Civil Engineers, v. 131, n. 1, p. 85–93, 2005.

BASTIAANSEN, W. G. et al. A remote sensing surface energy balance algorithm for land (sebal). 1. formulation. **Journal of hydrology**, Elsevier, v. 212, p. 198–212, 1998.

BATTISTI, A. et al. Parametrização de turbulência na previsibilidade de temperaturas mínimas em um modelo de mesoescala. Universidade Federal de Santa Maria, 2014.

BOSVELD, F. C. et al. The third gabl's intercomparison case for evaluation studies of boundary-layer models. part a: Case selection and set-up. **Boundary-layer meteorology**, Springer, v. 152, n. 2, p. 133–156, 2014.

BOUGHTON, W. Catchment water balance modelling in australia 1960–2004. **Agricultural Water Management**, Elsevier, v. 71, n. 2, p. 91–116, 2005.

BRADSHAW, P. 'inactive' motion and pressure fluctuations in turbulent boundary layers. **Journal of Fluid Mechanics**, Cambridge University Press, v. 30, n. 2, p. 241–258, 1967.

BRAUMAN, K. A. et al. The nature and value of ecosystem services: an overview highlighting hydrologic services. **Annu. Rev. Environ. Resour.**, Annual Reviews, v. 32, p. 67–98, 2007.

BRIGHT, R. M. et al. Local temperature response to land cover and management change driven by non-radiative processes. **Nature Climate Change**, Nature Publishing Group, v. 7, n. 4, p. 296, 2017.

BRONDANI, D. V. et al. Estimating monthly energy fluxes using observations of near-surface air temperature, humidity and radiosonde profiles. **Boundary-Layer Meteorology**, Springer, v. 171, n. 2, p. 271–288, 2019.

BRÜMMER, B.; LANGE, I.; KONOW, H. Atmospheric boundary layer measurements at the 280 m high hamburg weather mast 1995–2011: mean annual and diurnal cycles. **Meteorologische Zeitschrift**, E. Schweizerbart'sche Verlagsbuchhandlung, v. 21, n. 4, p. 319–335, 2012.

BRUNO, R. D. et al. Soil moisture dynamics in an eastern amazonian tropical forest. **Hydrological Processes: An International Journal**, Wiley Online Library, v. 20, n. 12, p. 2477–2489, 2006.

CAMPOS, J. G. et al. Escala temporal da turbulência para escoamento noturno acima da copa de uma floresta tropical úmida na amazônia. Universidade Federal de Santa Maria, 2008.

CHU, H. et al. Fluxes all of the time? a primer on the temporal representativeness of fluxnet. **Journal of Geophysical Research: Biogeosciences**, Wiley Online Library, v. 122, n. 2, p. 289–307, 2017.

CIMORELLI, A. J. et al. Aermod: A dispersion model for industrial source applications. part i: General model formulation and boundary layer characterization. **Journal of applied meteorology**, v. 44, n. 5, p. 682–693, 2005.

DEARDORFF, J. Prediction of convective mixed-layer entrainment for realistic capping inversion structure. **Journal of the Atmospheric Sciences**, v. 36, n. 3, p. 424–436, 1979.

DEARDORFF, J. W. Three-dimensional numerical study of the height and mean structure of a heated planetary boundary layer. **Boundary-Layer Meteorology**, Springer, v. 7, n. 1, p. 81–106, 1974.

DEE, D. P. et al. The era-interim reanalysis: Configuration and performance of the data assimilation system. **Quarterly Journal of the royal meteorological society**, Wiley Online Library, v. 137, n. 656, p. 553–597, 2011.

DIAS-JÚNIOR, C. Q. et al. Is there a classical inertial sublayer over the amazon forest? **Geophysical Research Letters**, Wiley Online Library, v. 46, n. 10, p. 5614–5622, 2019.

DOW, C. L.; DEWALLE, D. R. Trends in evaporation and bowen ratio on urbanizing watersheds in eastern united states. **Water Resources Research**, Wiley Online Library, v. 36, n. 7, p. 1835–1843, 2000.

D.R., F. **Boundary Layer Budgeting**. In: Kabat P. et al. (eds) **Vegetation, Water, Humans and the Climate**. [S.I.]: Global Change — The IGBP Series. Springer, Berlin, Heidelberg, 2004.

DREXLER, J. Z. et al. A review of models and micrometeorological methods used to estimate wetland evapotranspiration. **Hydrological Processes**, Wiley Online Library, v. 18, n. 11, p. 2071–2101, 2004.

DUAN, Z.; BASTIAANSEN, W. Estimating water volume variations in lakes and reservoirs from four operational satellite altimetry databases and satellite imagery data. **Remote Sensing of Environment**, Elsevier, v. 134, p. 403–416, 2013.

DUDHIA, J. Numerical study of convection observed during the winter monsoon experiment using a mesoscale two-dimensional model. **Journal of the atmospheric sciences**, v. 46, n. 20, p. 3077–3107, 1989.

DUVEILLER, G.; HOOKER, J.; CESCATTI, A. The mark of vegetation change on earth's surface energy balance. **Nature communications**, Nature Publishing Group, v. 9, n. 1, p. 679, 2018.

EK, M.; HOLTSLAG, A. Influence of soil moisture on boundary layer cloud development. **Journal of hydrometeorology**, v. 5, n. 1, p. 86–99, 2004.

FEDOROVICH, E.; CONZEMIUS, R. Effects of wind shear on the atmospheric convective boundary layer structure and evolution. **Acta Geophysica**, Springer, v. 56, n. 1, p. 114–141, 2008.

FEDOROVICH, E.; CONZEMIUS, R.; MIRONOV, D. Convective entrainment into a shear-free, linearly stratified atmosphere: Bulk models reevaluated through large eddy simulations. **Journal of the atmospheric sciences**, v. 61, n. 3, p. 281–295, 2004.

FITZJARRALD, D. R.; ACEVEDO, O. C.; MOORE, K. E. Climatic consequences of leaf presence in the eastern united states. **Journal of Climate**, v. 14, n. 4, p. 598–614, 2001.

FITZJARRALD, D. R.; MOORE, K. E. Growing season boundary layer climate and surface exchanges in a subarctic lichen woodland. **Journal of Geophysical Research: Atmospheres**, Wiley Online Library, v. 99, n. D1, p. 1899–1917, 1994.

FODOR, K.; MELLADO, J. P.; WILCZEK, M. On the role of large-scale updrafts and downdrafts in deviations from monin-obukhov similarity theory in free convection. **Boundary-Layer Meteorology**, Springer, p. 1–26, 2019.

FOKEN, T. The energy balance closure problem: an overview. **Ecological Applications**, Wiley Online Library, v. 18, n. 6, p. 1351–1367, 2008.

FREEDMAN, J. M. et al. Boundary layer clouds and vegetation–atmosphere feedbacks. **Journal of Climate**, v. 14, n. 2, p. 180–197, 2001.

GAO, Z. et al. Large eddies modulating flux convergence and divergence in a disturbed unstable atmospheric surface layer. **Journal of Geophysical Research: Atmospheres**, Wiley Online Library, v. 121, n. 4, p. 1475–1492, 2016.

GENTINE, P. et al. Evaporation estimates using weather station data and boundary layer theory. **Geophysical Research Letters**, Wiley Online Library, v. 43, n. 22, p. 11–661, 2016.

GIASSON, M.-A. et al. Soil respiration in a northeastern us temperate forest: a 22-year synthesis. **Ecosphere**, Wiley Online Library, v. 4, n. 11, p. 1–28, 2013.

GRIMSDELL, A. W.; ANGEVINE, W. M. Convective boundary layer height measurement with wind profilers and comparison to cloud base. **Journal of Atmospheric and Oceanic Technology**, v. 15, n. 6, p. 1331–1338, 1998.

HONG, S.-Y.; DUDHIA, J.; CHEN, S.-H. A revised approach to ice microphysical processes for the bulk parameterization of clouds and precipitation. **Monthly Weather Review**, v. 132, n. 1, p. 103–120, 2004.

KAIMAL, J. et al. Turbulence structure in the convective boundary layer. **Journal of the Atmospheric Sciences**, v. 33, n. 11, p. 2152–2169, 1976.

KAIMAL, J. C. et al. Spectral characteristics of surface-layer turbulence. **Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society**, Wiley Online Library, v. 98, n. 417, p. 563–589, 1972.

KAIN, J. S. The kain–fritsch convective parameterization: an update. **Journal of applied meteorology**, n. 1, p. 170–181, 2004.

KIM, D.; RHEE, J. A drought index based on actual evapotranspiration from the bouchet hypothesis. **Geophysical Research Letters**, Wiley Online Library, v. 43, n. 19, p. 10–277, 2016.

KNMI - Wageningen University & Research. **Cabauw in-situ measurements**. 2019. <<https://www.wur.nl/en/show/Highquality-climate-research-in-the-Netherlands-guaranteed-by-ICOSnl.htm>>. [Acesso em 13 julho de 2019].

KRISHNAN, P. et al. Energy exchange and evapotranspiration over two temperate semi-arid grasslands in north america. **Agricultural and Forest Meteorology**, Elsevier, v. 153, p. 31–44, 2012.

LEPLASTRIER, M. et al. Exploring the relationship between complexity and performance in a land surface model using the multicriteria method. **Journal of Geophysical Research: Atmospheres**, Wiley Online Library, v. 107, n. D20, p. ACL–11, 2002.

LEUNING, R. et al. Reflections on the surface energy imbalance problem. **Agricultural and Forest Meteorology**, Elsevier, v. 156, p. 65–74, 2012.

LI, R.; MIN, Q.; LIN, B. Estimation of evapotranspiration in a mid-latitude forest using the microwave emissivity difference vegetation index (edvi). **Remote Sensing of Environment**, Elsevier, v. 113, n. 9, p. 2011–2018, 2009.

LIN, K. et al. Estimating the bowen ratio for application in air quality models by integrating a simplified analytical expression with measurement data. **Journal of Applied Meteorology and Climatology**, v. 55, n. 4, p. 1041–1048, 2016.

LINDEN, S. J. van der et al. Local characteristics of the nocturnal boundary layer in response to external pressure forcing. **Journal of Applied Meteorology and climatology**, v. 56, n. 11, p. 3035–3047, 2017.

LIU, K.-N. **An introduction to atmospheric radiation**. [S.l.]: Elsevier, 2002. v. 84.

LIU, M. et al. A new drought index that considers the joint effects of climate and land surface change. **Water Resources Research**, Wiley Online Library, v. 53, n. 4, p. 3262–3278, 2017.

MAHRT, L. Computing turbulent fluxes near the surface: Needed improvements. **Agricultural and forest meteorology**, Elsevier, v. 150, n. 4, p. 501–509, 2010.

MARGULIS, S. A.; ENTEKHABI, D. A coupled land surface–boundary layer model and its adjoint. **Journal of Hydrometeorology**, v. 2, n. 3, p. 274–296, 2001.

MCNAUGHTON, K. Attached eddies and production spectra in the atmospheric logarithmic layer. **Boundary-layer meteorology**, Springer, v. 111, n. 1, p. 1–18, 2004.

MCNAUGHTON, K.; BRUNET, Y. Townsend's hypothesis, coherent structures and monin-obukhov similarity. **Boundary-layer meteorology**, Springer, v. 102, n. 2, p. 161–175, 2002.

MERCADO-BETTÍN, D.; SALAZAR, J.; VILLEGAS, J. Global synthesis of forest cover effects on long-term water balance partitioning in large basins. **Hydrol. Earth Syst. Sci. Discuss**, p. 1–18, 2017.

METEOROLOGIA, D. N. de. **Normais climatológicas (1961-1990)**. [S.l.]: Ministério da Agricultura Brasília, 1992.

MIN, Q.; LIN, B. Remote sensing of evapotranspiration and carbon uptake at harvard forest. **Remote sensing of environment**, Elsevier, v. 100, n. 3, p. 379–387, 2006.

MIN, Q.; LIN, B.; LI, R. Remote sensing vegetation hydrological states using passive microwave measurements. **IEEE Journal of Selected Topics in Applied Earth Observations and Remote Sensing**, IEEE, v. 3, n. 1, p. 124–131, 2009.

MLAWER, E. J. et al. Radiative transfer for inhomogeneous atmospheres: Rrtm, a validated correlated-k model for the longwave. **Journal of Geophysical Research: Atmospheres**, Wiley Online Library, v. 102, n. D14, p. 16663–16682, 1997.

MOENE, A. F.; DAM, J. C. V. **Transport in the atmosphere-vegetation-soil continuum**. [S.l.]: Cambridge University Press, 2014.

MOORE, K. E. et al. Seasonal variation in radiative and turbulent exchange at a deciduous forest in central massachusetts. **Journal of Applied Meteorology**, v. 35, n. 1, p. 122–134, 1996.

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

NCAR: Earth Observing Laboratory (EOL). **CASES-99: The Integrated Surface Flux Facility during CASES-99**. 2019. <<https://www.eol.ucar.edu/content/integrated-surface-flux-facility-during-cases99>>. [Acesso em 12 julho de 2019].

NORMAN, J. M.; KUSTAS, W. P.; HUMES, K. S. Source approach for estimating soil and vegetation energy fluxes in observations of directional radiometric surface temperature. **Agricultural and Forest Meteorology**, Elsevier, v. 77, n. 3-4, p. 263–293, 1995.

OKE, T. **Boundary Layer Climates**. London: Methuem & Ltd. A. [S.l.]: Halsted Press Book, John Wiley & Sons, New York, 1978.

OLIVEIRA, P. E. S. d. et al. **Estudo da turbulência atmosférica na floresta Amazônica-análise de dados micrometeorológicos e modelagem numérica**. 2017. Tese (Doutorado) — Universidade Federal de Santa Maria, 2017.

PETROPOULOS, G.; CARLSON, T.; WOOSTER, M. An overview of the use of the simsphere soil vegetation atmosphere transfer (svat) model for the study of land-atmosphere interactions. **Sensors**, Molecular Diversity Preservation International, v. 9, n. 6, p. 4286–4308, 2009.

PETROPOULOS, G. P. **Remote sensing of energy fluxes and soil moisture content**. [S.l.]: CRC Press, 2013.

PIETRONI, I. et al. Measurements and parametrizations of the atmospheric boundary-layer height at dome c, antarctica. **Boundary-layer meteorology**, Springer, v. 143, n. 1, p. 189–206, 2012.

QIANG, Z.; SHENG, W. A study of the atmospheric boundary layer structure during a clear day in the arid region of northwest china. **Journal of Meteorological Research**, v. 23, n. 3, p. 327–337, 2009.

RANNIK, Ü. et al. Random uncertainties of flux measurements by the eddy covariance technique. **Atmospheric Measurement Techniques**, 2016.

RAZ-YASEEF, N. et al. Vulnerability of crops and native grasses to summer drying in the us southern great plains. **Agriculture, ecosystems & environment**, Elsevier, v. 213, p. 209–218, 2015.

RENNER, M. et al. Separating the effects of changes in land cover and climate: a hydro-meteorological analysis of the past 60 yr in saxony, germany. **Hydrology and Earth System Sciences**, European Geosciences Union, v. 18, p. 389–405, 2014.

RICHARDSON, A. D. et al. Climate change, phenology, and phenological control of vegetation feedbacks to the climate system. **Agricultural and Forest Meteorology**, Elsevier, v. 169, p. 156–173, 2013.

RIGDEN, A. J.; SALVUCCI, G. D. Evapotranspiration based on equilibrated relative humidity (etrheq): Evaluation over the continental us. **Water Resources Research**, Wiley Online Library, v. 51, n. 4, p. 2951–2973, 2015.

\_\_\_\_\_. Stomatal response to humidity and co<sub>2</sub> implicated in recent decline in us evaporation. **Global change biology**, Wiley Online Library, v. 23, n. 3, p. 1140–1151, 2017.

RUBERT, G. et al. Evapotranspiration of the brazilian pampa biome: Seasonality and influential factors. **Water**, Multidisciplinary Digital Publishing Institute, v. 10, n. 12, p. 1864, 2018.

RUBERT, G. C. D. et al. Estimativa da evapotranspiração em área de pastagem em santa maria-rs. **Ciência e Natura**, Universidade Federal de Santa Maria, v. 38, p. 300–304, 2016.

SAHA, S. et al. The ncep climate forecast system reanalysis. **Bulletin of the American Meteorological Society**, American Meteorological Society, v. 91, n. 8, p. 1015–1058, 2010.

\_\_\_\_\_. The ncep climate forecast system version 2. **Journal of Climate**, v. 27, n. 6, p. 2185–2208, 2014.

SALESKY, S.; ANDERSON, W. Buoyancy effects on large-scale motions in convective atmospheric boundary layers: implications for modulation of near-wall processes. **Journal of Fluid Mechanics**, Cambridge University Press, v. 856, p. 135–168, 2018.

SALESKY, S. T.; CHAMECKI, M.; BOU-ZEID, E. On the nature of the transition between roll and cellular organization in the convective boundary layer. **Boundary-layer meteorology**, Springer, v. 163, n. 1, p. 41–68, 2017.

SALVUCCI, G. D.; GENTINE, P. Emergent relation between surface vapor conductance and relative humidity profiles yields evaporation rates from weather data. **Proceedings of the National Academy of Sciences**, National Acad Sciences, v. 110, n. 16, p. 6287–6291, 2013.

SAVAGE, K.; DAVIDSON, E. Interannual variation of soil respiration in two new england forests. **Global Biogeochemical Cycles**, Wiley Online Library, v. 15, n. 2, p. 337–350, 2001.

SCIRE, J. S. et al. A user's guide for the calpuff dispersion model. **Earth Tech, Inc. Concord, MA**, v. 10, 2000.

SEIBERT, P. et al. Review and intercomparison of operational methods for the determination of the mixing height. **Atmospheric environment**, Elsevier, v. 34, n. 7, p. 1001–1027, 2000.

SHI, T.-T. et al. Comparison of methods for estimating evapotranspiration rate of dry forest canopy: Eddy covariance, bowen ratio energy balance, and penman-monteith equation. **Journal of Geophysical Research: Atmospheres**, Wiley Online Library, v. 113, n. D19, 2008.

SKAMAROCK, W. C. et al. A description of the advanced research wrf version 3. ncar technical note-475+ str. Citeseer, 2008.

SORBJAN, Z. Statistics of scalar fields in the atmospheric boundary layer based on large-eddy simulations. part 1: Free convection. **Boundary-layer meteorology**, Springer, v. 116, n. 3, p. 467–486, 2005.

\_\_\_\_\_. A numerical study of daily transitions in the convective boundary layer. **Boundary-layer meteorology**, Springer, v. 123, n. 3, p. 365–383, 2007.

STULL, R. B. **An introduction to boundary layer meteorology**. [S.l.]: Springer Science & Business Media, 2012. v. 13.

SU, Z. The surface energy balance system (sebs) for estimation of turbulent heat fluxes. **Hydrology and earth system sciences**, Copernicus GmbH, v. 6, n. 1, p. 85–100, 2002.

SUN, J. et al. Intermittent turbulence associated with a density current passage in the stable boundary layer. **Boundary-Layer Meteorology**, Springer, v. 105, n. 2, p. 199–219, 2002.

SYKTUS, J. I.; MCALPINE, C. A. More than carbon sequestration: biophysical climate benefits of restored savanna woodlands. **Scientific reports**, Nature Publishing Group, v. 6, p. 29–194, 2016.

TENNEKES, H. A model for the dynamics of the inversion above a convective boundary layer. **Journal of the atmospheric sciences**, v. 30, n. 4, p. 558–567, 1973.

TENNEKES, H.; DRIEDONKS, A. Basic entrainment equations for the atmospheric boundary layer. **Boundary-Layer Meteorology**, Springer, v. 20, n. 4, p. 515–531, 1981.

TENNEKES, H. et al. **A first course in turbulence**. [S.l.]: MIT press, 1972.

TERRADO, M. et al. Impact of climate extremes on hydrological ecosystem services in a heavily humanized mediterranean basin. **Ecological Indicators**, Elsevier, v. 37, p. 199–209, 2014.

TEWARI, N. M. et al. Implementation and verification of the unified noah land surface model in the wrf model (formerly paper number 17.5). In: **20th Conference on Weather Analysis and Forecasting/16th Conference on Numerical Weather Prediction**. [S.l.: s.n.], 2004. p. 11–15.

TOWNSEND, A. Equilibrium layers and wall turbulence. **Journal of Fluid Mechanics**, Cambridge University Press, v. 11, n. 1, p. 97–120, 1961.

TWINE, T. E. et al. Correcting eddy-covariance flux underestimates over a grassland. **Agricultural and Forest Meteorology**, Elsevier, v. 103, n. 3, p. 279–300, 2000.

UKKOLA, A.; PRENTICE, I. A worldwide analysis of trends in water-balance evapotranspiration. **Hydrology and Earth System Sciences**, Copernicus GmbH, v. 17, n. 10, p. 4177–4187, 2013.

Universität Hamburg: Meteorological Institute. **The Hamburg Weather Mast**. 2019. <<http://wettermast.uni-hamburg.de/frame.php?doc=MessanlageEng.htm>>. [Acesso em 13 julho de 2019].

URBANSKI, S. et al. Factors controlling co<sub>2</sub> exchange on timescales from hourly to decadal at harvard forest. **Journal of Geophysical Research: Biogeosciences**, Wiley Online Library, v. 112, n. G2, 2007.

USTAOGLU, B.; CIGIZOGLU, H.; KARACA, M. Forecast of daily mean, maximum and minimum temperature time series by three artificial neural network methods. **Meteorological Applications: A journal of forecasting, practical applications, training techniques and modelling**, Wiley Online Library, v. 15, n. 4, p. 431–445, 2008.

VICKERS, D.; GÖCKEDE, M.; LAW, B. Uncertainty estimates for 1-h averaged turbulence fluxes of carbon dioxide, latent heat and sensible heat. **Tellus B: Chemical and Physical Meteorology**, Taylor & Francis, v. 62, n. 2, p. 87–99, 2010.

VICKERS, D.; MAHRT, L. The cospectral gap and turbulent flux calculations. **Journal of Atmospheric and Oceanic technology**, v. 20, n. 5, p. 660–672, 2003.

VIHMA, T.; PIRAZZINI, R. On the factors controlling the snow surface and 2-m air temperatures over the arctic sea ice in winter. **Boundary-layer meteorology**, Springer, v. 117, n. 1, p. 73–90, 2005.

WANG, K.; DICKINSON, R. E. A review of global terrestrial evapotranspiration: Observation, modeling, climatology, and climatic variability. **Reviews of Geophysics**, Wiley Online Library, v. 50, n. 2, 2012.

WANG, X. et al. Quantifying the contribution of land use change to surface temperature in the lower reaches of the yangtze river. **Atmospheric Chemistry and Physics**, Copernicus GmbH, v. 17, n. 8, p. 4989–4996, 2017.

WEHR, R.; SALESKA, S. An improved isotopic method for partitioning net ecosystem-atmosphere co<sub>2</sub> exchange. **Agricultural and forest meteorology**, Elsevier, v. 214, p. 515–531, 2015.

WEST, P. C. et al. An alternative approach for quantifying climate regulation by ecosystems. **Frontiers in Ecology and the Environment**, Wiley Online Library, v. 9, n. 2, p. 126–133, 2011.

XU, C.-Y.; SINGH, V. P. A review on monthly water balance models for water resources investigations. **Water resources management**, Springer, v. 12, n. 1, p. 20–50, 1998.

YE, S. et al. Vegetation regulation on streamflow intra-annual variability through adaption to climate variations. **Geophysical Research Letters**, Wiley Online Library, v. 42, n. 23, p. 10–307, 2015.

ZHAO, K.; JACKSON, R. B. Biophysical forcings of land-use changes from potential forestry activities in north america. **Ecological Monographs**, Wiley Online Library, v. 84, n. 2, p. 329–353, 2014.