



Ministério da
Ciência e Tecnologia



INPE-16644-TDI/1607

**CAMADA LIMITE DO PANTANAL
MATO-GROSSENSE: ANÁLISE OBSERVACIONAL E
SIMULAÇÃO NUMÉRICA**

Paulo Yoshio Kubota

Dissertação de Mestrado do Curso de Pós-Graduação em Meteorologia, orientada pelos Drs. Antonio Ocimar Manzi, e Maria Assunção Faus Silva Dias, aprovada em 31 de julho de 2002.

Registro do documento original:

<<http://urlib.net/sid.inpe.br/iris@1905/2005/08.04.04.54>>

INPE
São José dos Campos
2010

PUBLICADO POR:

Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais - INPE

Gabinete do Diretor (GB)

Serviço de Informação e Documentação (SID)

Caixa Postal 515 - CEP 12.245-970

São José dos Campos - SP - Brasil

Tel.:(012) 3945-6911/6923

Fax: (012) 3945-6919

E-mail: pubtc@sid.inpe.br

CONSELHO DE EDITORAÇÃO:

Presidente:

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

Membros:

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

Dr. Haroldo Fraga de Campos Velho - Centro de Tecnologias Especiais (CTE)

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

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

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

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

BIBLIOTECA DIGITAL:

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

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

Jefferson Andrade Ancelmo - Serviço de Informação e Documentação (SID)

Simone A. Del-Ducca Barbedo - Serviço de Informação e Documentação (SID)

REVISÃO E NORMALIZAÇÃO DOCUMENTÁRIA:

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

Marilúcia Santos Melo Cid - Serviço de Informação e Documentação (SID)

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

EDITORAÇÃO ELETRÔNICA:

Viveca Sant´Ana Lemos - Serviço de Informação e Documentação (SID)



Ministério da
Ciência e Tecnologia



INPE-16644-TDI/1607

**CAMADA LIMITE DO PANTANAL
MATO-GROSSENSE: ANÁLISE OBSERVACIONAL E
SIMULAÇÃO NUMÉRICA**

Paulo Yoshio Kubota

Dissertação de Mestrado do Curso de Pós-Graduação em Meteorologia, orientada pelos Drs. Antonio Ocimar Manzi, e Maria Assunção Faus Silva Dias, aprovada em 31 de julho de 2002.

Registro do documento original:

<<http://urlib.net/sid.inpe.br/iris@1905/2005/08.04.04.54>>

INPE
São José dos Campos
2010

Dados Internacionais de Catalogação na Publicação (CIP)

Kubota, Paulo Yoshio.

K951c Camada limite do Pantanal Mato-grossense: análise observacional e simulação numérica / Paulo Yoshio Kubota. – São José dos Campos : INPE, 2010.

235 p. ; (INPE-16644-TDI/1607)

Dissertação (Mestrado em Meteorologia) – Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos, 2002.

Orientadores : Drs. Antonio Ocimar Manzi, e Maria Assunção Faus Silva Dias.

1. Modelagem numérica. 2. Brasil. 3. Pantanal. 4. Camada limite. 5. Modelo regional RAMS. I.Título.

CDU 558.506.7(817.1)

Copyright © 2010 do MCT/INPE. Nenhuma parte desta publicação pode ser reproduzida, armazenada em um sistema de recuperação, ou transmitida sob qualquer forma ou por qualquer meio, eletrônico, mecânico, fotográfico, reprográfico, de microfilmagem ou outros, sem a permissão escrita do INPE, com exceção de qualquer material fornecido especificamente com o propósito de ser entrado e executado num sistema computacional, para o uso exclusivo do leitor da obra.

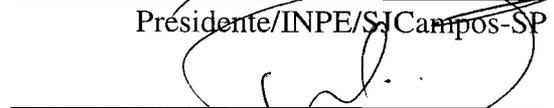
Copyright © 2010 by MCT/INPE. No part of this publication may be reproduced, stored in a retrieval system, or transmitted in any form or by any means, electronic, mechanical, photocopying, recording, microfilming, or otherwise, without written permission from INPE, with the exception of any material supplied specifically for the purpose of being entered and executed on a computer system, for exclusive use of the reader of the work.

Aprovado pela Banca Examinadora em cumprimento a requisito exigido para a obtenção do Título de **Mestre em Meteorologia.**

Dr. Leonardo Deane de Abreu Sá


Presidente/INPE/SJCampos-SP

Dr. Antonio Ocimar Manzi


Orientador/INPE/SJCampos-SP

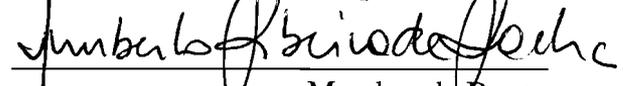
Dr^a Maria Assunção Faus da Silva Dias


Orientadora IAG/USP/São Paulo - SP

Dr. Gilberto Fernando Fisch


Membro da Banca
ACA/IAE/CTA/SJCampos-SP

Dr. Humberto Ribeiro da Rocha


Membro da Banca
Convidado IAG/USP/São Paulo-SP

Candidato: Paulo Yoshio Kubota

São José dos Campos, 31 de Julho de 2002.

“O que vale na vida não é o ponto de partida e sim a caminhada.
Caminhando e semeando, no fim terás o que colher” (Cora Coralina).

A Deus meu grande protetor

*A meus pais,
Ossamu Kubota e
Fuçae Kubota,
por toda luta e grande amor.*

E meu irmãos.

AGRADECIMENTOS

Em todo trabalho realizado contamos com o apoio e ajuda de muitas pessoas, por isso meus sinceros agradecimentos;

Aos Drs. Antonio Ocimar Manzi e Maria Assunção Fausto Silva Dias que orientaram este trabalho.

Ao amigo José Francisco Oliver Júnior pela colaboração na correção do trabalho.

Aos membros da banca examinadora pela predisposição em analisar este trabalho e pelas sugestões recebidas.

Aos participantes do Projeto Integrado do Pantanal, IPE-2, pela cessão dos dados medidos na Base de Estudos do Pantanal (BEP) da Universidade Federal de Mato Grosso do Sul (UFMS), Passo do Lontra, município de Corumbá, MS.

Ao Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais pelo apoio e, à Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior (CAPES), pela bolsa concedida.

Ao Departamento de Ciências Atmosféricas do Instituto de Astronomia, Geofísica e Ciências Atmosféricas da Universidade de São Paulo, pelo fornecimento de equipamento, do modelo RAMS e do suporte técnico para que este trabalho fosse concluído.

À Universidade Federal do Mato Grosso do Sul pelo apoio logístico oferecido.

RESUMO

A região do Pantanal Mato-grossense, ainda pouco explorada é uma região que merece atenção, de cientistas das mais diversas áreas do conhecimento. Desta forma, vários experimentos de campo como o Projeto Integrado do Pantanal IPE, visam a obtenção de informação, para melhor compreender os processos físicos que governam a atmosfera da região. Para se obter um conhecimento envolvendo todos os processos físicos possíveis de uma forma conjunta, necessita-se da utilização de modelos numéricos. Portanto, a modelagem numérica da formação das circulações locais geradas pela interação do escoamento com a complexa superfície da região, pode fornecer informações, que junto com as informações obtidas pelos experimentos em campo ajudam a compreender melhor a atmosfera da região. Assim, o objetivo deste estudo é averiguar através da simulação numérica a evolução da camada limite, a formação de circulações locais e os fluxos de energia que dependem muito da heterogeneidade da superfície do Pantanal Sul Mato-grossense. Das análises das simulações realizadas com o modelo Regional Atmospheric Modelling System (RAMS), com as grades centradas nas coordenadas 19°34'S e 57°01'W, observou-se a ocorrência de circulações locais devido à heterogeneidade das características da superfície, como a distribuição de vegetação e de corpos de água, que geram uma distribuição espacial dos fluxos de calor sensível e latente, e juntamente com a interação do escoamento com a superfície provocam a geração de circulações locais. A contribuição do escoamento sinótico tem grande influência na intensidade destas circulações, como pode-se observar na simulação do dia 18 inicializando com e sem o campo sinótico. O procedimento utilizado para aumentar a atenuação da radiação solar, simulando assim o papel dos aerossóis devido às queimadas presentes nesta época, fizeram com que a atmosfera simulada pelo modelo ficasse mais fria em relação à observada pelas sondagens. As simulações numéricas foram feitas para os dias 18, 19 e 20 de setembro de 1999, no período da segunda campanha intensiva de coleta de dados do Projeto Integrado do Pantanal, IPE-2, realizada entre 7 e 30 de setembro de 1999 na Base de Estudos do Pantanal (BEP) da Universidade Federal de Mato Grosso do Sul (UFMS), Passo do Lontra, município de Corumbá, MS.

PANTANAL MATO-GROSSENSE BOUNDARY LAYER: OBSERVATION ANALYSIS AND NUMERIC SIMULATION

ABSTRACT

The area of the Pantanal Mato-grossense, still not very explored scientifically it is an area that deserves attention, so much economic as biological. This way, several field experiments, as the Integrated Project of the Pantanal, IPE seek information, for a better to understanding of the physical processes governing the atmosphere of the area. Numerical models help the integration of different physical processes. Therefore, the numeric modeling of the formation of the local circulations generated by the interaction of the flow with the complex surface of the area, can supply information that with the information obtained by the field experiments to help to better understand the atmosphere of the area. Thus, the objective of this study is to explore, through the numeric simulation the evolution of the boundary layer, the formation of local circulations and the flux of energy that depend a lot of the heterogeneity of the surface of the South Swampland Mato-grossense. The analyses of the simulations accomplished with the model Regional Atmospheric Modelling System (RAMS), with the grid centered in the coordinates 19°34"S and 57°01"W, show the occurrence of local circulations due to the heterogeneity of the characteristics of the surface, as the vegetation distribution and of bodies of water, that generate a space distribution of the flows of sensitive and latent heat and together with the interaction of the flow with the surface the generate local circulations. The contribution of the large scale flow has great influence in the intensity of these circulations, as can be observed in the simulation of setember 18 initialized with and without the large scale wind field. The procedure used to increase the attenuation of the solar radiation, simulating the role of the aerosols from the biomass burning present in this time, had the effect that the atmosphere simulated by the model was colder in relation to the one observed by radiosonde. The numerical simulations were made for the 18 th, 19 th and September 20 th, 1999, in the period of the second intensive campaign of collection of data of the Integrated Project of the Pantanal, IPE-2, accomplished between 7 and September 30, 1999 in the Base de Estudo do Pantanal (BEP) of the University Federal do Mato Grosso do Sul (UFMS),Passo do Lontra, municipal district of Corumbá, MS.

SUMÁRIO

Pág.

LISTA DE FIGURAS

LISTA DE TABELAS

LISTA DE SIGLAS E ABREVIATURAS

1	INTRODUÇÃO	29
2	O PANTANAL MATO-GROSSENSE	35
2.1	O pantanal mato-grossense	35
2.2	Clima e regime hidrológico.....	40
2.3	Sítio experimental e instrumentos	47
3	ELEMENTOS TEORICOS	53
3.1	Balanço de Energia a Superfície.....	53
3.2	Balanço de Radiação a Superfície	57
3.3	Temperatura do ar à superfície	59
3.4	Distribuição vertical da temperatura, umidade do ar e velocidade do vento na camada limite planetária.....	60
3.5	Teoria da similaridade de Monin-Obukhov.....	64
3.6	Camada limite atmosférica.....	70
3.6.1	Camada Limite Noturna ou Estável.....	72
3.6.2	Camada de Superfície	75
3.7	Características aerodinâmicas da superfície	76
3.7.1	Deslocamento do Plano-Zero.....	77
3.7.2	Comprimento de Rugosidade Aerodinâmico	77

3.8	Estabilidade da camada limite planetária	78
4	METODOLOGIA	87
4.1	Modelagem numérica	87
4.2	O modelo RAMS (regional atmospheric modeling system)	88
4.3	Sistema de coordenadas σ_z (sistema que segue o contorno do terreno) ...	90
4.4	Estrutura de grade.....	92
4.5	Grade aninhada.....	92
4.6	Implantação do modelo RAMS sobre a região do pantanal Matogrossense	
	94	
4.7	Inicialização do modelo	98
4.8	Calibração do modelo.....	104
5	VALIDACAO E ANALISE DOS DADOS.....	107
5.1	Análise micrometeorológica do experimento interdisciplinar do pantanal (ipe-2).....	107
5.2	Análise do perfil vertical dos dados obtidos na simulação numérica realizada como o modelo RAMS.....	114
5.3	Análise unidimensional dos dados obtidos na simulação numérica realizada como o modelo RAMS.....	118
5.3.1	Balanço de radiação próximo à superfície.....	121
5.3.2	Radiação de onda longa.....	124
5.3.3	Balanço de energia	128
5.3.4	Componente termodinâmica	133
5.3.5	Componente dinâmica.....	135

5.4	Análise do perfil vertical dos dados obtidos nas simulações numérica realizada com o modelo RAMS.....	136
5.5	Análise das secções transversais na grade da simulação numérica.....	148
5.5.1	Simulação Para o Dia 18 de Setembro, Sem o Campo de Vento	152
5.5.2	Simulação Para o Dia 18 de Setembro, Com o Campo de Vento	156
5.5.3	Simulação Para o Dia 19 de Setembro, Com o Campo de Vento	160
5.5.4	Simulação Para o Dia 20 de Setembro, Com o Campo de Vento	164
5.6	Análise espacial da simulação numérica na grade aninhada do modelo RAMS.....	168
5.6.1	Dia 18 de setembro	169
5.6.2	Dia 19 de setembro	173
5.6.3	Dia 20 de setembro	177
6	CONCLUSOES E SUGESTOES	183
	REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS.....	183
	APÊNDICE A- Esquema de distribuição das variáveis atmosféricas no modelo de grade do RAMS.....	195
	APÊNDICE B- Esquema de distribuição das variáveis atmosféricas no modelo de grade do RAMS.....	197
	APÊNDICE C- Esquema de distribuição das variáveis atmosféricas no modelo de grade do RAMS.....	203

LISTA DE FIGURAS

2.1 - Delimitação das sub-regiões do Pantanal brasileiro. Bacia do Alto Paraguai e Pantanal no Brasil, 1998.....	36
2.2 - Área aproximada do domínio do modelo RAMS “adaptação”.....	37
2.3 - Precipitação anual (mm) no Estado do Mato Grosso do Sul. Média de 30 anos, de 1960 a 1990.	41
2.4 – Representação gráfica da quantidade de precipitação acumulada mensal (mm), e a quantidade de anos utilizada no cálculo. As s 2.4a, 2.4b, 2.4c são dados da estação de superfície de Corumbá, e a 2.4d da campanha IPE-2 (1999).	42
2.5 - Representação esquemática do estado de inundação presente no Pantanal do estado de Mato Grosso do Sul “adaptado”	44
2.6 - Representação esquemática da temperatura media anual máxima (a) e mínima (°C) no Estado do Mato Grosso do Sul (b).	45
2.7 - Representação esquemática da média anual da temperatura máxima e mínima (°C) para Corumbá e para o sítio experimental IPE. As s 2.7a, 2.7b, 2.7c são dados da estação de superfície de Corumbá, e a 2.7d da campanha IPE-2 (1999).....	46
3.1 - Representação esquemática dos principais processos físicos que afetam o balanço de energia na camada limite planetária diurna.	57
3.2 - Representação esquemática da camada limite planetária diurna	76
3.3 - Representação esquemática da camada limite planetária noturna.	76
4.1 - Representação esquemática da distribuição da cobertura vegetal sobre o domínio de grade.....	95
4.2 - Representação esquemática do corte na imagem Landsat para a região do Pantanal	96
4.3 - Representação esquemática da topografia da região do Pantanal e da topografia utilizada pelo modelo RAMS em suas grades.....	97
4.4 – Perfil do grau de saturação do solo da região do sítio experimental IPE-2 do Pantanal Mato-grossense	99
4.5 - Sondagem do dia18 de setembro de 1999 lançada às 2 horas (hora local)	100
4.6 - Sondagem do dia19 de setembro de 1999 lançada às 2 horas (hora local)	100

4.7 - Sondagem do dia 20 de setembro de 1999, lançada às 2 horas (hora local)	101
4.8 - Deslocamento horizontal das radiossondagens utilizadas na inicialização do modelo RAMS. . 4.8.d, 4.8.d e 4.8.f referem-se ao deslocamento na camada limite e 4.8.a, 4.8.c e 4.8.e à atmosfera livre.	102
4.9 - Atenuação da componente da radiação de onda curta incidente na superfície simulada pelo modelo: 4.9a é referente ao dia 18, 4.9b é referente ao dia 19 e 4.9c é referente ao dia 20.	104
5.1 – Ilustrações das imagens do canal-1 (visível), do satélite GOES-8, representando as condições sinóticas durante o período da campanha IPE-2: as s a , b , c e d , são referentes aos dias (9, 16, 19 e 20), respectivamente.	108
5.2 – Representação gráfica da precipitação acumulada referente ao período da campanha IPE-2 (setembro de 1999).....	109
5.3 – Representação gráfica das condições micrometeorológicas obtidas em campo durante o período da campanha IPE-2: os gráficos a e b ilustram a variação diária da radiação solar incidente e os gráficos c e d ilustram a variação da temperatura absoluta e da temperatura do ponto de orvalho (continua).....	110
5.3 – Conclusão.	111
5.4 – Representação gráfica da temperatura potencial na camada limite planetária, e do CAPE obtidos à partir dos dados de radiossondagens durante o período da campanha IPE-2.....	115
5.5 – Representação gráfica da razão de mistura na camada limite planetária, obtidas à partir dos dados de radiossondagens durante o período da campanha IPE-2.....	118
5.6 – Representação gráfica da direção e intensidade do vento na camada limite planetária, obtidas à partir dos dados de radiossondagens durante o período da campanha IPE-2.....	119
5.7 – Representação gráfica da radiação solar incidente e refletida: os gráficos a , e b ilustram a radiação para o dia 18, os gráficos c e d ilustram a radiação para o dia 19, e os gráficos e e f ilustram a radiação para o dia 20 (continua).	122
5.7 – Conclusão.	123

5.8 – Representação gráfica da radiação de onda longa na superfície: os gráficos a , e b ilustram a radiação para o dia 18, os gráficos c e d ilustram a radiação para o dia 19, e os gráficos e e f ilustram a radiação para o dia 20 (continua).	125
5.8 – Conclusão.	126
5.9 – Representação gráfica do balanço de energia: os gráficos a , e b ilustram o balanço para o dia 18, os gráficos c e d ilustram o balanço para o dia 19, e os gráficos e e f ilustram o balanço para o dia 20.	129
5.10 – Representação gráfica da temperatura e razão de mistura: os gráficos a , e b são referentes ao dia 18, os gráficos c e d são referentes ao dia 19, e os gráficos e e f são referentes ao dia 20 (continua).	134
5.10 – Conclusão.	135
5.11 – Representação gráfica da velocidade e direção do vento: os gráficos a , e b são referentes ao dia 18, os gráficos c e d são referentes ao dia 19, e os gráficos e e f são referentes ao dia 20 (continua).	136
5.11 – Conclusão.	137
5.12 – Representação gráfica do perfil vertical da temperatura potencial: os gráficos a , e b são referentes ao dia 18, os gráficos c e d são referentes ao dia 19, e os gráficos e e f são referentes ao dia 20.	140
5.13 – Representação gráfica da evolução temporal do perfil da temperatura potencial: os gráficos a , e b são referentes ao dia 18, os gráficos c e d são referentes ao dia 19, e os gráficos e e f são referentes ao dia 20.	141
5.14 – Representação gráfica do perfil vertical da razão de mistura: os gráficos a , e b são referentes ao dia 18, os gráficos c e d são referentes ao dia 19, e os gráficos e e f são referentes ao dia 20.	145
5.15 – Representação gráfica do perfil vertical da velocidade do vento: os gráficos a , e b são referentes ao dia 18, os gráficos c e d são referentes ao dia 19, e os gráficos e e f são referentes ao dia 20.	148
5.16 – Variabilidade temporal do perfil vertical do Número de Richardson de gradiente, para dados observados e os resultantes das simulações, referentes ao período de 18 a 20 de setembro de 1999.	150

5.17 – Representação gráfica do corte bi-dimensional da temperatura potencial para o dia 18 (simulação inicializada sem o campo de vento).	153
5.18 – Representação gráfica do corte bi-dimensional do campo da velocidade do vento para o dia 18 (simulação inicializada sem o campo de vento). (Continua).....	154
5.18 – Conclusão.	155
5.19 – Representação gráfica do corte bi-dimensional da temperatura potencial para o dia 18 (simulação inicializada com o campo de vento).....	157
5.20 – Representação gráfica do corte bi-dimensional do campo da velocidade do vento para o dia 18 (simulação inicializada com o campo de vento). (Continua).....	158
5.20 – Conclusão.	159
5.21 – Representação gráfica do corte bi-dimensional da temperatura potencial para o dia 19 (simulação inicializada com o campo de vento).....	161
5.22 – Representação gráfica do corte bi-dimensional do campo de velocidade do vento para o dia 19 (simulação inicializada com o campo de vento). (Continua).....	162
5.22 – Conclusão.	163
5.23 – Representação gráfica do corte bi-dimensional da temperatura potencial para o dia 20 (simulação inicializada com o campo de vento).....	165
5.24 – Representação gráfica do corte bi-dimensional do campo de velocidade do vento para o dia 20 (simulação inicializada com o campo de vento). (Continua).....	166
5.24 – Conclusão.	167
5.25 – Representação gráfica da velocidade e direção do vento: os gráficos a, b e c são referentes aos horários das 8, 14 e 17 horas (hora local) do dia 18, e o gráfico d é referente ao horário das 2 horas (hora local) do dia 19.	170
5.26 – Representação gráfica do fluxo de calor sensível: os gráficos a, b e c são referentes aos horários das 8, 14 e 17 horas (hora local) do dia 18, e o gráfico d é referente ao horário das 2 horas (hora local) do dia 19.	170
5.27 – Representação gráfica do fluxo de calor latente: os gráficos a, b e c são referentes aos horários das 8, 14 e 17 horas (hora local) do dia 18, e o gráfico d é referente ao horário das 2 horas (hora local) do dia 19.	171

5.28 – Representação gráfica da velocidade e direção do vento: os gráficos a, b e c são referentes aos horários das 8, 14 e 17 horas (hora local) do dia 19, e o gráfico d é referente ao horário da 1 hora (hora local) do dia 20.	174
5.29 – Representação gráfica do fluxo de calor sensível: os gráficos a, b e c são referentes aos horários das 8, 14 e 17 horas (hora local) do dia 19, e o gráfico d é referente ao horário de 1 hora (hora local) do dia 20.	175
5.30 – Representação gráfica do fluxo de calor latente: os gráficos a, b e c são referentes aos horários das 8, 14 e 17 horas (hora local) do dia 19, e o gráfico d é referente ao horário de 1 hora (hora local) do dia 20.	176
5.31 – Representação gráfica da velocidade e direção do vento: os gráficos a, b e c são referentes aos horários das 8, 14 e 17 horas (hora local) do dia 20 e o gráfico d é referente ao horário das 2 horas (hora local) do dia 21.	178
5.32 – Representação gráfica do fluxo de calor sensível: os gráficos a, b e c são referentes aos horários das 8, 14 e 17 horas (hora local) do dia 20 e o gráfico d é referente ao horário das 2 horas (hora local) do dia 21.	179
5.33 – Representação gráfica do fluxo de calor latente: os gráficos a, b e c são referentes aos horários das 8, 14 e 17 horas (hora local) do dia 20, e o gráfico d é referente ao horário das 2 horas (hora local) do dia 21.	180

LISTA DE TABELAS

2.1 – Descrição das variáveis radiativas e os respectivos instrumentos de medidas.....	49
2.2 – Descrição das variáveis meteorológica e os respectivos instrumentos de medidas.	50
2.3 – Radiossondagens realizadas no pantanal durante a campanha experimental IPE-2	51
4.1 - Opções de entrada do modelo RAMS	103
5.1 – Valores máximos e a média diurna da radiação solar para cada dia da campanha ipe-2 (continua).....	112
5.1 – Conclusão	112
5.2 – Comparação dos coeficientes de correlação das componentes de radiação de onda curta para os dias 18, 19 e 20 respectivamente.....	123
5.3 – Comparação dos coeficientes de correlação das componentes de radiação de onda longa para os dias 18, 19 e 20 respectivamente.....	126
5.4 – Comparação dos coeficientes de correlação das componentes do balanço de energia para os dias 18, 19 e 20 respectivamente.....	130
5.5 – Comparação dos coeficientes de correlação entre variáveis medidas e simuladas: temperatura e razão de mistura para os dias 18, 19 e 20.	135
5.6 – Comparação dos coeficientes de correlação entre a velocidade do vento simulada e medida: para os dias 18, 19 e 20.....	137

LISTA DE SIGLAS E ABREVIATURAS

BATS	Biosphere Atmospheric Transference Scheme
CPTEC	Centro de Previsão de Tempo e Estudos Climáticos
DCA	Departamento de Ciências Atmosféricas
GPS	Global Position System
IPE	Experimento Integrado do Pantanal
IAG	Instituto de Astronomia Geofísica e Ciências Atmosféricas
INMET	Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais
NOAA	National Oceanic and Atmospheric Administration
RAMS	Regional Atmospheric Modelling System
SIB	Simple Biosphere Model
UFMS	Universidade Federal do Mato Grosso do Sul

1 INTRODUÇÃO

Os seres vivos passam a maior parte de suas vidas próximos à superfície terrestre. A sensação de calor em dias de sol e a de frio no período noturno está relacionada à variação diária da temperatura na camada limite planetária, principalmente na camada limite superficial correspondendo a algumas dezenas de metros de altitude. É nessa camada onde produzimos nossa alimentação e construímos nossas moradias.

Tais características da atmosfera nas proximidades da superfície terrestre são diferentes das observadas em níveis mais altos da atmosfera. Uma razão para esta diferença é a influência da superfície terrestre sobre as camadas mais baixas da atmosfera. A superfície terrestre limita e modula a parte inferior da atmosfera, exercendo um domínio sobre a mesma, alterando os processos de transporte como o de calor, de umidade e de momentum por uma profundidade podendo atingir até 3000 m de altura, dando origem à camada limite planetária. O restante da troposfera é denominada de atmosfera livre (STULL, 1988).

Observações de radiossondagem demonstram que a temperatura na atmosfera livre sofre pequenas variações diurnas e que na camada limite esta variação é bem acentuada. A variação diurna da temperatura não é causada diretamente pela forçante da radiação solar sobre a camada limite planetária, depende de outros fatores como a advecção de uma massa de ar por exemplo. Uma pequena percentagem da radiação solar é absorvida na camada limite planetária. Entretanto, a maior parte é transmitida para a superfície onde a absorvidade típica de uma superfície continental vegetada é da ordem de 80 - 90%. A energia solar absorvida pela superfície retorna para a atmosfera em forma de fluxo calor sensível e latente e radiação terrestre. Durante o período noturno, em condições de céu limpo e parcialmente nublado, a superfície resfria-se devido ao fato de não receber a radiação solar e de continuamente perder energia para a atmosfera. Esta variação de temperatura causa mudanças na estrutura da camada limite planetária. A atmosfera responde à

variação da temperatura da superfície na forma de processos turbulentos, responsáveis pelo transporte e mistura de energia e de massa na camada limite planetária. A turbulência é um dos processos mais importantes nesta camada, sendo, algumas vezes, usada para definir a própria camada limite planetária.

Nas regiões metropolitanas, principalmente onde se concentram os parques industriais, o papel da camada limite planetária é de grande importância, pois a poluição lançada na atmosfera pode dispersar rapidamente ou lentamente, dependendo da sua estrutura termodinâmica. Por exemplo, em um dia de inverno, pode-se formar uma forte inversão térmica próximo a superfície, gerando uma maior dificuldade na difusão da poluição na atmosfera. Para compreender melhor o processo de dissipação de poluentes, torna-se importante o desenvolvimento de modelos numéricos para a sua simulação, por exemplo Degrazia e Moraes (1989).

Atualmente, existem diversos trabalhos referentes à dispersão de poluição em grandes centros metropolitanos e ao comportamento da circulação atmosférica devido a forçantes locais, tais como vales, lagos, campos irrigados e vale-montanha, os quais utilizam-se da modelagem numérica de mesoescala com o propósito de auxiliar na análise do padrão da circulação atmosférica em regiões de maior interesse (por exemplo: LENSCHOW, 1973 E KUWAGATA ET AL., 1997).

Entretanto, no Brasil, há regiões onde pouco se conhece sobre as características da camada limite, citando-se como exemplo a região do Pantanal Matogrossense, que compreende a maior planície sedimentar inundável do mundo. Esta se encontra na parte central da América do Sul, ocupando uma área no Brasil de aproximadamente 138.183 km² (VILA DA SILVA E ABDON, 1998). Sua localização, segundo a divisão cartográfica do IBGE, encontra-se entre os paralelos 160 e 210 sul e os meridianos 550 e 580

oeste. Além disso, caracteriza-se por apresentar grande variedade de biótipos e ecossistemas, o que a torna um ambiente altamente diversificado, sendo a característica mais importante o contraste entre o período seco e úmido.

Em consequência, as características da superfície da região do Pantanal Mato-grossense alteram-se no decorrer do ano, apresentando contrastes muito variados entre períodos de inundações e secos, influenciando assim nos processos físicos da atmosfera da região pantaneira. O grande contraste entre os períodos secos e úmidos e a variabilidade da vegetação, tanto espacialmente quanto temporalmente, afetam o albedo, a umidade do solo e a rugosidade, alterando, portanto o balanço de energia, em especial a partição entre os fluxos de calor sensível e de calor latente.

Apesar dos atuais conhecimentos sobre os processos físicos na atmosfera da região do Pantanal há, ainda, carência de informações e estudos mais detalhados sobre a camada limite planetária da região.

Os primeiros estudos meteorológicos realizados no Pantanal se iniciaram na última década. A partir de meados dos anos 1990 teve início o Experimento Integrado do Pantanal (IPE) com a realização, inicialmente, de campanhas intensivas de medidas micrometeorológicas. O IPE é uma iniciativa de pesquisadores do Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais (INPE) e da Universidade Federal do Mato Grosso do Sul (UFMS) e conta com a participação de diversas instituições de pesquisa e ensino do Brasil e algumas do exterior. A primeira campanha experimental de coleta de dados no Pantanal teve caráter exploratório e transcorreu durante o período seco de 1996 (24 de setembro a 05 de outubro), sendo denominado de IPE-0.

Durante os anos de 1998 e 1999 foram realizadas mais duas campanhas intensivas: uma referente à época inundada, correspondente ao período do mês de maio de 1998, chamada de campanha IPE-1, e a outra referente à

época seca, correspondente ao período do mês de setembro de 1999, chamada de campanha IPE-2. Nesta última campanha seca o conjunto de dados obtido é mais variado e completo, incluindo sondagens para o acompanhamento da evolução da camada limite planetária e medições das variáveis meteorológicas, das componentes do balanço de energia e levantamento das características da superfície (solo e vegetação) (MANZI, 2000).

Este trabalho tem como objetivo geral a realização da simulação numérica da evolução da camada limite planetária e do comportamento das circulações locais na região do Experimento Integrado do Pantanal para o período da campanha IPE-2, mais especificamente na região meridional do Pantanal na sub-região do Pantanal do Abobral nos municípios de Miranda e Corumbá, em Mato Grosso do Sul.

A área de interesse coberta pela simulação corresponde a uma área de 40 km x 40 km, centrada no sítio experimental (19,57° Sul e 57,02° Oeste), referente à grade aninhada do modelo RAMS (Regional Atmospheric Modeling System). A escolha deste modelo para a simulação da camada limite do pantanal mato-grossense deve-se, principalmente, ao seu esquema numérico de aninhamento de grade e à sua alta resolução espacial, que é fundamental para a realização deste trabalho.

O trabalho de modelagem numérica, realizado no Departamento de Ciências Atmosféricas (DCA) do Instituto de Astronomia, Geofísica e Ciências Atmosféricas (IAG) da Universidade de São Paulo, consistiu na implementação e validação do modelo RAMS, para a obtenção de variáveis atmosféricas das quais se podem obter informações da camada limite planetária na região do IPE-2.

Em preparação para a realização do trabalho de simulação da evolução da camada limite e do comportamento das circulações locais na região do Pantanal Matogrossense foram realizadas as seguintes atividades:

- 1) levantamento de informações climatológicas da região e levantamento de informações geográficas (relevo, solos e vegetação) apresentadas no capítulo 2;
- 2) confecção de mapas de distribuição geográfica dos tipos de solo, de vegetação dos corpos d' água;
- 3) compilação dos dados observados durante a campanha IPE-2: das variáveis meteorológicas à superfície, das componentes do balanço de energia à superfície (saldo de radiação, fluxo de calor no solo e fluxos de calor sensível e latente), das componentes do balanço de radiação à superfície (radiação solar incidente e refletida e radiação de ondas longas proveniente da atmosfera e emitida pela superfície), dos perfis verticais (radiossondagem) da velocidade do vento e da temperatura e umidade do ar;
- 4) análise das subrotinas de radiação e dos processos de superfície do código numérico do RAMS (apêndice-c),
- 5) análises comparativas unidimensional e temporal entre os dados observados e os obtidos através das simulações numéricas
- 6) análises dos cortes verticais na camada limite simulada pelo modelo numérico, bem como a interpretação dos campos horizontais da grade numérica.

2 O PANTANAL MATO-GROSSENSE

2.1 O pantanal mato-grossense

O Pantanal corresponde a uma extensa superfície de acumulação, de topografia plana, tendo suas cotas altimétricas oscilando entre 80 e 200m. Constitui-se de uma depressão em forma circular, para o interior da qual drena uma complexa rede hidrográfica sujeita a inundações periódicas, sendo o rio Paraguai o principal eixo da drenagem regional.

Embora o Pantanal seja conhecido pelo alagamento de extensas porções territoriais, este fato não decorre de grande quantidade de precipitação na região, mas sim da grande quantidade de rios que drenam para o interior do mesmo. Aliado a isto está o baixo gradiente topográfico (0,3 a 0,5 m/km no sentido leste-oeste e 0,15 a 0,3 m/km no sentido sul - norte), que provoca uma dificuldade no escoamento das águas do rio Paraguai, alagando vastas áreas da depressão pantaneira (UNIDERP, 1999).

Na verdade, a quantidade de precipitação no Pantanal é muito inferior àquela das regiões que o circundam, sendo o clima pantaneiro classificado como sub-úmido a semi-árido. Indício deste fato são as amostras de cactáceas (vegetação típica de regiões com deficiência hídrica) encontradas em algumas localidades do Pantanal (UNIDERP, 1999).

O Pantanal Mato-grossense é composto por diversos pantanais. Cada um deles é individualizado por características naturais próprias (vegetação, umidade, processo de sedimentação, etc.).

O Pantanal Mato-grossense possui várias divisões, variando de acordo com os critérios adotados para a análise. Na literatura existem várias formas de classificar o Pantanal. Uma dessas divisões foi proposta por (VILA DA SILVA E ABDON, 1998). Segundo os critérios adotados por eles (tais como inundação,

relevo, solo e vegetação), subdividiu-se o Pantanal em 11 sub-regiões. O trabalho considera a bacia do alto Paraguai com uma área de 361.666 km², sendo que a área do Pantanal no Brasil é de 138,183 km², ou seja 38,21% da bacia do Rio Paraguai. Determinou-se a participação de 16 municípios na composição da área fisiográfica do Pantanal, sendo 7 municípios no Estado de Mato Grosso (ocupando 35,36% da área do Pantanal) e nove no Estado do Mato Grosso do Sul (ocupando 64,64% da área). Observou-se em campo que a inundação e o relevo definem o limite planalto/planície, sendo o solo da planície geralmente arenoso e a vegetação quase sempre de menor porte que a do Planalto.

Na Figura 2.1 estão dispostas as sub-regiões bem como a sua porcentagem de área.

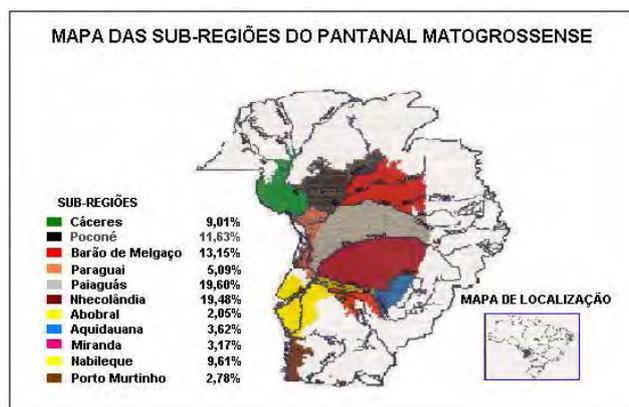


Figura 2.1 - Delimitação das sub-regiões do Pantanal brasileiro. Bacia do Alto Paraguai e Pantanal no Brasil, 1998.

Fonte: Vila da Silva e Abdon (1998).

Neste trabalho estaremos interessados somente em algumas sub-regiões: Nhecolândia, Abobral, Miranda, Nabileque, Paraguai e Paiaguás que serão cobertas pelo domínio da grade do modelo utilizado na simulação da camada limite planetária do Pantanal Mato-grossense, como mostrado no mapa abaixo:

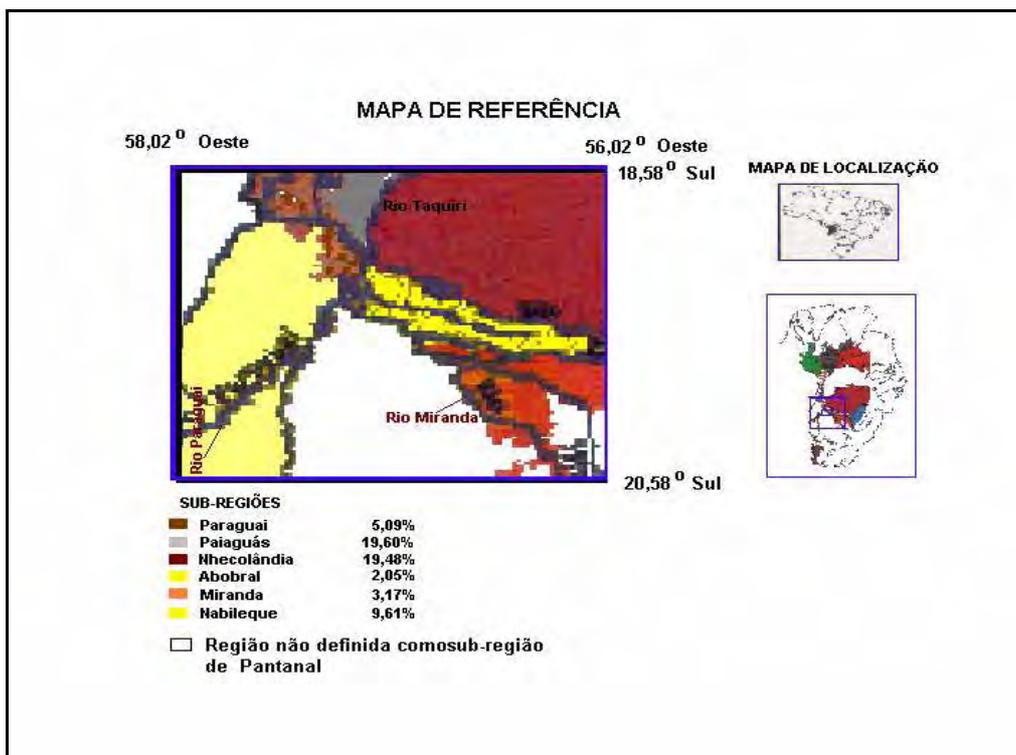


Figura 2.2 - Área aproximada do domínio do modelo RAMS “adaptação”.

Fonte: Vila da Silva e Abdon, (1998).

Abdon et. al (1998b) levantaram alguns aspectos da sub-região da Nhecolândia utilizando imagens do satélite Landsat. Eles selecionaram 12 pontos com diferentes tipos de vegetação nas imagens de satélite e, depois, com o auxílio de um GPS (Global Positioning System) fizeram pesquisa de campo. Nesses doze pontos foram feitos o levantamento da composição florística e a caracterização estrutural da formação arbórea. A sub-região da Nhecolândia no Pantanal corresponde à fração do cone aluvial situado à margem esquerda do rio Taquari. Corresponde a uma área de aproximadamente de 26.921 km², onde baías (lagoas) e salinas (lagoas alcalinas) fazem parte de um sistema lacustre, no qual lagoas de água doce periodicamente conectam-se. As salinas encontram-se fora do alcance das cheias e permanecem quase sempre isoladas. As lagoas possuem diâmetros menores que 2 km.

A região da Nhecolândia caracteriza-se por apresentar extensas áreas de campos, vazantes, baías e salinas, contornadas por vegetação do tipo campo, cerrado e cerradão. O solo é altamente arenoso com mais de 90% de areia.

Vila da Silva (1991), tratando aspectos relacionados à inundação, avaliou as sub-regiões do Nebileque e Miranda, nas quais foram obtidas algumas informações importantes dos tipos de solo e de vegetação presentes na região. Os tipos de formações vegetais predominantes nessas áreas foram definidas de acordo com Boock et al. (1988), segundo a classificação por categorias estruturais adaptada de Eitem (1968).

Nas partes central e ocidental os aluviões da margem direita do rio Miranda e os aluviões da margem esquerda do rio Aquidauana se expandem para a zona interposta entre eles, ocasionando a norte uma coalescência de sedimentos aluviais, carregados pelos "corixos", em demanda do rio principal. A referida sub-região é caracterizada como área de transição porque, além de representar um alagamento mediano, tem grandes variedades botânicas, correspondentes aos ambientes diversos. Na porção oriental registra-se a predominância de Planossolos eutróficos. Na porção ocidental, predominam os Planossolos eutróficos solódicos com manchas de Savana Gramíneo-Lenhosa (UNIDERP, 1999).

Na sub-região do Paraguai, ao sul de Porto Três Bocas, o rio Paraguai recebe o Cuiabá em sua margem esquerda, apresentando alguns braços na margem direita que deságuam no próprio rio alguns quilômetros mais ao sul. A Serra do Amolar contribui para provocar essas descargas. Um amplo setor compreendido entre Porto Três Bocas e Ilha da Figueira permanece inundado quase todo o ano, conformando uma espécie de nível de base local. Contribuem para isso os derrames (inundações) aluviais da margem esquerda do rio Cuiabá (UNIDERP, 1999).

O Abobral é caracterizado como área de forte inundação. A sub-região corresponde à planície de inundação do rio Negro e de alguns afluentes de seu curso superior, que nas grandes cheias recebe através de "corixos" as águas que transbordam do rio Aquidauana. Toda a margem esquerda do curso do rio Negro nessa sub-região está inserida na planície deprimida, que se constitui numa área brejosa durante vários meses do ano. Comporta solos do tipo Vertissolo e uma estreita faixa de Areias Quartzosas Hidromórficas. A vegetação corresponde ao Campo Sujo e extensa área de proteção ecológica, onde se registra o contato Cerrado/Vegetação Chaquenha Pantanal (UNIDERP, 1999).

Na sub-região do Paiaguás o rio Taquari apresenta ampla faixa de depósitos aluviais que se alarga a jusante como um delta e de onde se estende para norte delineando estreita faixa aluvial. Em todo o trecho cortado pelo rio Taquari a referida sub-região corresponde à planície de inundação desse rio e apresenta numerosos canais de cheias que contribuem para a inundação da área. A estreita faixa aluvial que margeia o rio Paraguai corresponde, segundo Sanchez (1977), há espriamentos aluviais antigos associados à margem direita do rio Taquari. São terrenos que permanecem alagados por um longo período do ano. Na estiagem ocorre eventualmente emersão de ilhas coalescentes. Nessa época os solos hidromórficos Glei Pouco Húmicos (textura argilosa), favorecem o desenvolvimento de gramíneas UNIDERP (1999).

O reconhecimento da distribuição das características físicas e biológicas das sub-regiões é importante neste trabalho, pois ajudará na melhor representação e compreensão das possíveis simulações das circulações locais na camada limite planetária. Na literatura existem vários trabalhos publicados que mostram a importância da heterogeneidade das características da superfície na geração de circulação de brisa, tais como Ookouchi et al. (1984), Mahfouf et al. (1987), Segal et al. (1988), Pinty et al. (1989) e Fisch (1995).

2.2 Clima e regime hidrológico

O clima no Pantanal Mato-grossense é muito complexo, sendo que vários fatores podem contribuir na caracterização do clima local. Os sistemas desde a escala sinótica à micro-escala podem intervir no clima, tais como a existência de circulação local induzida por diferenças nos fluxos de calor, a influência do El Niño-Oscilação Sul, a presença da Zona de Convergência do Atlântico Sul (KODAMA, 1992; FIGUEROA ET AL., 1995) que atuam sobre a região no período do verão no hemisfério sul, caracterizada como sendo uma intensa faixa de nebulosidade que se estende de noroeste para sudeste, gerada pela convecção em baixos níveis, provinda da influência estacionária de uma massa de ar fria e seca originária do pólo sul e uma massa de ar quente e úmida originária na região tropical, a presença dos jatos de baixos níveis sobre a região do Pantanal pode ter influência considerável no transporte de umidade, as frentes frias que penetram na região influenciam na temperatura e precipitação (MARENGO ET AL., 1997). As características ambientais locais que variam durante o ano devido às constantes inundações que ocorrem na região também ajudam a modelar o clima local.

A quantidade de precipitação na região do Pantanal Mato-grossense é um dos fatores que mais influenciam no clima da região. A Figura 2.3 abaixo, foi obtida a partir de dados observados em estações de superfície do INMET e interpolados em pontos de grade de 0,25 graus. Apesar da densidade de pontos de observações utilizadas na interpolação ser baixa sobre o estado do Mato Grosso do Sul, neste caso 4 pontos, pode-se observar de um modo geral a climatologia da precipitação sobre o estado. O período da série temporal dos dados é de 30 anos de (1960 a 1990), e a distribuição espacial dos pontos de observações, e os valores mensais estão no apêndice-b.

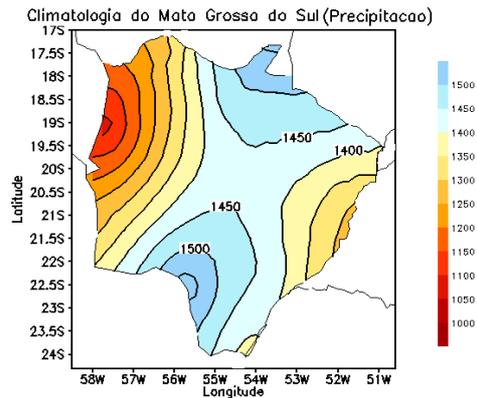


Figura 2.3 - Precipitação anual (mm) no Estado do Mato Grosso do Sul. Média de 30 anos, de 1960 a 1990.

Na Figura 2.3 pode-se observar como é o comportamento espacial da precipitação sobre o estado do Mato Grosso do Sul. Nota-se que o Estado é composto por quatro regiões, sendo duas nas partes norte-nordeste e sul-sudoeste, caracterizadas por precipitação anual acima de 1400 mm e, as outras duas na regiões oeste-noroeste e leste-sudeste, com precipitação anual abaixo de 1200 mm. Sobre o Pantanal Sul Mato-grossense, região noroeste do estado, é onde ocorre a menor precipitação durante o ano, sugerindo que boa parte das águas no Pantanal são oriundas de outras regiões.

Foram analisados os dados provenientes da estação de superfície do INMET do município de Corumbá, sendo esta, a estação disponível mais próxima do sítio experimental do IPE. Assim, os dados interpolados são para as coordenadas da estação do INMET e para as do sítio experimental IPE, sendo que os resultados estão apresentados na Figura 2.4.

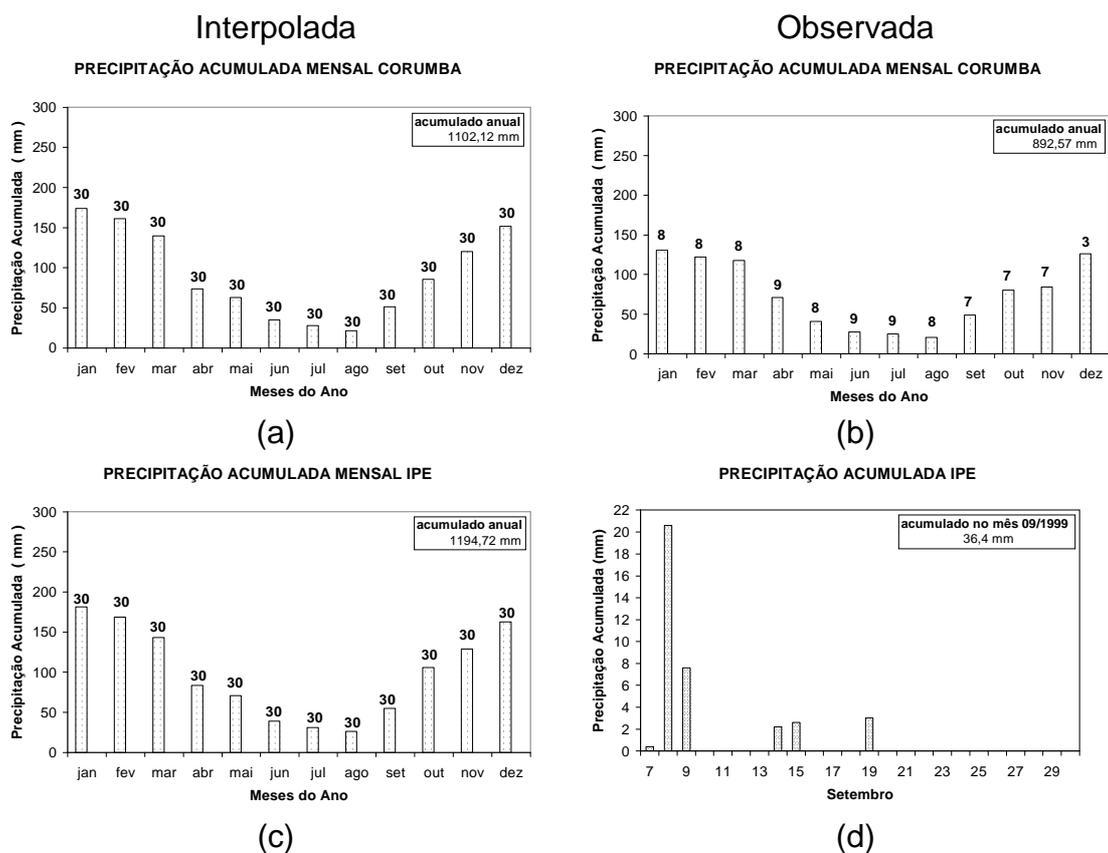


Figura 2.4 – Representação gráfica da quantidade de precipitação acumulada mensal (mm), e a quantidade de anos utilizada no cálculo. As Figuras 2.4a, 2.4b, 2.4c são dados da estação de superfície de Corumbá, e a Figura 2.4d da campanha IPE-2 (1999).

Nota-se que os dados de precipitação acumulada mensal, obtidos da interpolação de estações de superfície do INMET sobrestimam os dados da estação de superfície instalada no aeroporto de Corumbá. Isto pode ser atribuído ao pequeno número de estações de superfície utilizadas na interpolação (kriging) e às diferentes quantidades de anos e períodos utilizados nesta comparação. Portanto, a variação mensal da precipitação acumulada interpolada para o sítio experimental IPE, Figura 2.4c, também pode estar subestimando os valores reais, mas qualitativamente, pode ter uma boa representatividade.

Nas Figuras 2.4a-c pode-se notar que o mês de agosto é o mais seco e janeiro o mais chuvoso. No mês de setembro inicia-se o aumento das chuvas na região, com o período de transição da época seca para a úmida, e o inverso ocorre no mês de abril. A Figura 2.4d mostra a distribuição diária da precipitação durante o mês de setembro no sítio experimental do IPE. Nota-se que a precipitação mensal acumulada é inferior à climatologia (obtida da interpolação) em aproximadamente 33,4%. Desta forma pode-se dizer que foi um mês bem seco em relação à média climatológica.

A região de interesse deste trabalho apresenta um regime de inundação de grande complexibilidade, onde os efeitos provocados pelos transbordamentos fluviais não dependem de um único rio (ADÁMOLI ET AL., 1987). As inundações nessas áreas ocorrem devido ao transbordamento dos rios Taquari, Negro, Miranda, Vermelho, Aquidauana e Paraguai (UNIDERP, 1999).

Os rios Aquidauana e Miranda têm seus picos de cheia de janeiro a fevereiro. O rio Paraguai em Landário (Corumbá) e Porto Esperança, depois de receber a contribuição de todos os rios que formam sua bacia em território brasileiro, apresenta dois ciclos de cheias, o primeiro influenciado pelos rios Aquidauana, Miranda, Negro, Vermelho e Taquari com inundações nos meses de fevereiro a março e o principal, com a chegada das águas procedentes da Alta Bacia do Rio Paraguai (Rios Cuiabá, São Lourenço, Itaquira, Piquiri e Jauru), em abril-junho (UNIDERP, 1999).

Na Figura 2.5 pode-se ver a representação esquemática da inundação do Pantanal no noroeste do estado de Mato Grosso do Sul.

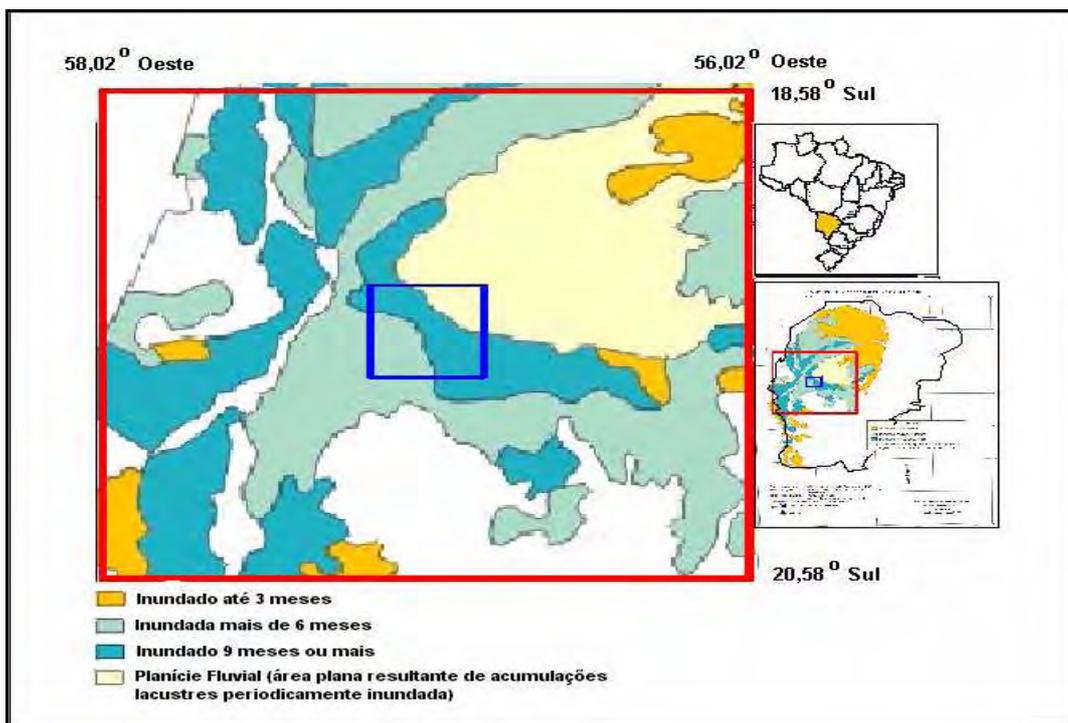


Figura 2.5 - Representação esquemática do estado de inundação presente no Pantanal do estado de Mato Grosso do Sul “adaptado”

Fonte: UNDERP, (1999).

A temperatura sobre o estado de Mato Grosso do Sul sofre durante o ano a influência da radiação solar incidente sobre a superfície e a influência de massas de ar quente e fria que passam pela região, pode ser observada em vários campos de temperatura máximas e mínimas mensais. A média anual das temperaturas máximas e mínimas, sobre o Mato Grosso do Sul estão representadas na Figura 2.6. Estes dados foram obtidos da mesma forma que os dados de precipitação, através de dados de estações de superfície do INMET e interpolados em ponto de grade de 0,25 graus. A quantidade de pontos de observações são os mesmos da interpolação do campo de precipitação, ou seja, 4 pontos e a distribuição espacial dos pontos é apresentada no apêndice-b.

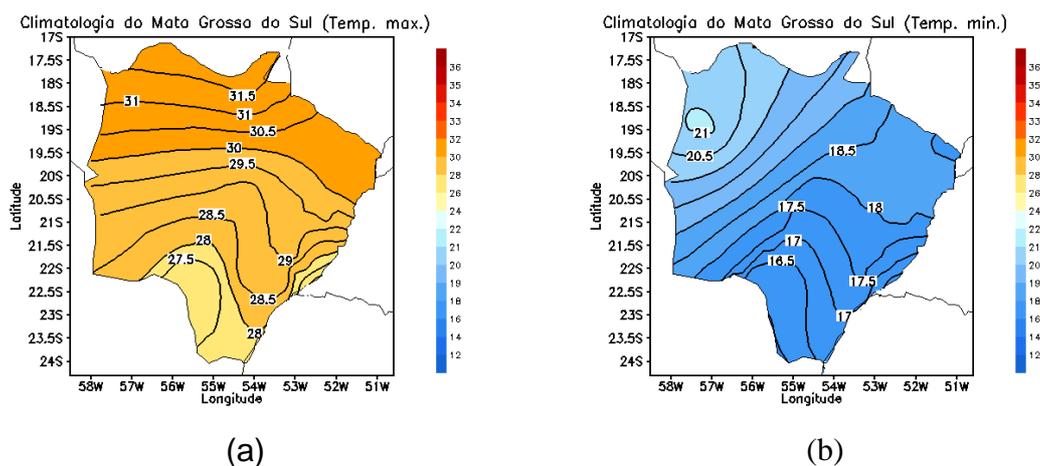


Figura 2.6 - Representação esquemática da temperatura média anual máxima (a) e mínima (°C) no Estado do Mato Grosso do Sul (b).

Observa-se na Figura 2.6a que a média anual da temperatura máxima diária, atinge valores em torno de 26°C a 31,5°C, no estado, enquanto que a média anual da temperatura mínima diária atinge valores em torno de 16°C a 21°C. Estes valores são médias anuais, não representando as variações que ocorrem durante o ano. Somente é possível averiguar as regiões que apresentam temperaturas climatológicas elevadas ou baixas. No noroeste do estado, onde se localiza o Pantanal Sul Mato-grossense, as temperaturas são mais elevadas em relação ao restante do estado.

Para representar o comportamento anual da temperatura máxima e mínima, foram calculadas médias mensais, partindo dos dados da estação de superfície do aeroporto de Corumbá e dos dados interpolados para o mesmo ponto, o mesmo foi feito para a coordenada do sítio experimental IPE.

Na Figura 2.7 são apresentados os gráficos de temperatura máxima mensal e mínima mensal, para a coordenada do aeroporto de Corumbá e para a coordenada do sítio experimental IPE.

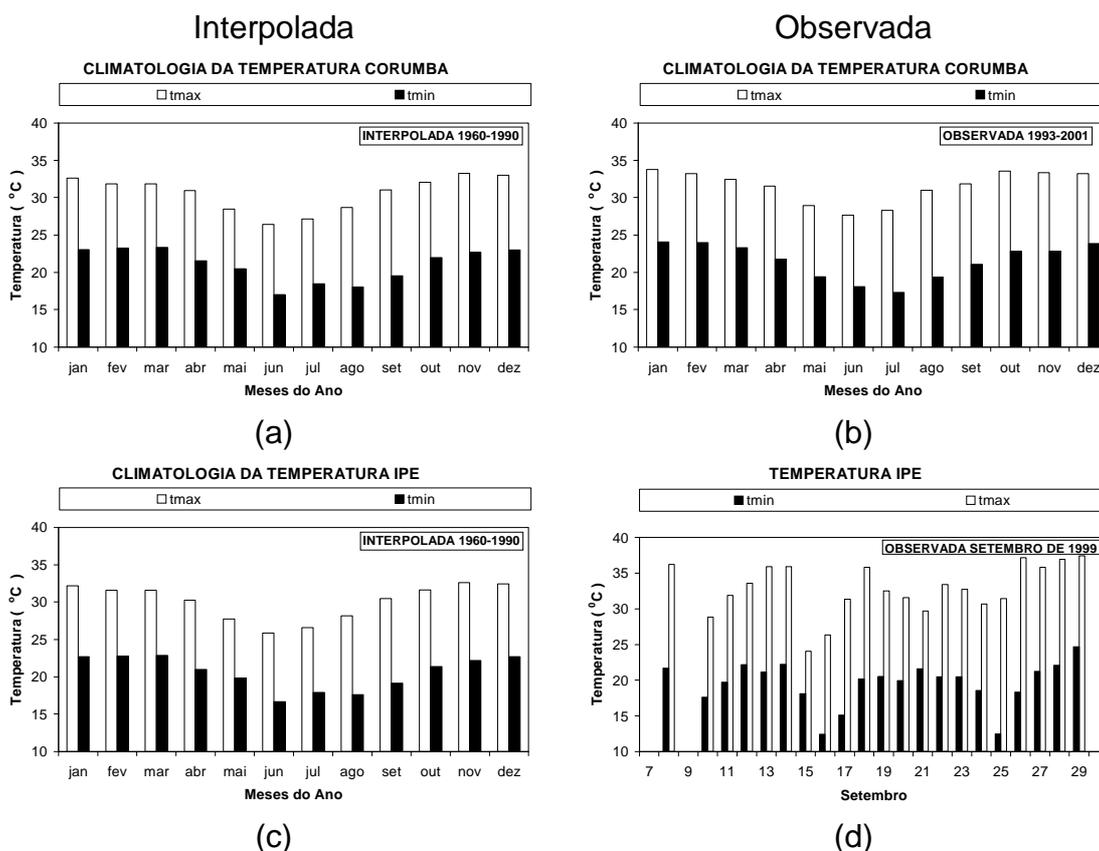


Figura 2.7 - Representação esquemática da média anual da temperatura máxima e mínima ($^{\circ}\text{C}$) para Corumbá e para o sítio experimental IPE. As Figuras 2.7a, 2.7b, 2.7c são dados da estação de superfície de Corumbá, e a Figura 2.7d da campanha IPE-2 (1999).

Observa-se na Figura 2.7a, obtida através dos dados de superfície interpolados, que o mês mais quente é o mês de novembro, o qual apresenta temperatura média máxima em torno de 33°C e uma temperatura média mínima de $23,5^{\circ}\text{C}$. Junho é o mês mais frio do ano, apresentando temperatura média máxima de $26,5^{\circ}\text{C}$ e temperatura mínima de $16,5^{\circ}\text{C}$. Na Figura 2.7b são apresentadas às médias mensais da temperatura mínima e máxima, com os dados da estação de superfície do aeroporto de Corumbá. Janeiro é o mês mais quente com temperatura máxima em torno de 34°C e a mínima em torno de 24 . A Figura 2.7c apresenta as temperaturas máximas e mínimas para a coordenada do sitio experimental, obtidas através dos dados interpolados da superfície. O mês mais quente é o mês de novembro e o mais frio o mês de

junho. A Figura 2.7d apresenta o comportamento da temperatura máxima e mínima medida durante o período da campanha IPE-2, em setembro de 1999. O valor médio da temperatura máxima e mínima para este mês são 32,8 °C e 19,6 °C, respectivamente. Ou seja, valores superiores aos obtidos pela interpolação dos dados de superfície do INMET para o mês de setembro, que são de 30,4 °C e 19,1 °C, respectivamente. Observa-se em todos os gráficos que os valores de temperatura obtidos pela interpolação dos dados de superfície das estações do INMET sempre são subestimados quando comparados com os dados de uma estação de superfície. Isto pode ser atribuído à série temporal dos dados interpolados e à baixa densidade de pontos de observações apresentadas (apêndice-b).

2.3 Sítio experimental e instrumentos

A região do sítio experimental da campanha IPE-2, situa-se na Fazenda São Bento, cerca de 1,5 km da Base de Estudos do Pantanal da Universidade Federal do Mato Grosso do Sul (19° 34'S; 57° 01'W), em Passo do Lontra, distante cerca de 315 km de Campo Grande, 100 km de Corumbá e 100 km de Miranda, MS. A região, que se constitui em amostra típica do Pantanal local, caracteriza-se por vegetação de cerrado, cuja classificação estrutural corresponde à savana arbórea aberta, a qual regionalmente é conhecida por paratidal, sendo formado por um tipo de ipê, o paratido *Tabebuia aurea* (MAGALHÃES, 1992). Ao sul da torre encontra-se um extenso cinturão de mata ciliar e paratidais distantes aproximadamente 500m. Ao norte e à oeste, a vegetação apresenta arbustos e árvores de médio porte esporádicos, situados em região com extensas áreas de gramíneas. À leste as gramíneas são predominantes (campos limpos) (MANZI, 2000).

A campanha IPE-2 junto com as campanhas IPE-1 e IPE-0 fazem parte do projeto IPE (Integrated Pantanal Experiment), cujo, o objetivo geral é realizar experimentos micrometeorológicos no Pantanal Sul Mato-grossense, para

investigar a estrutura da camada limite atmosférica acima da região, durante os períodos de inundação e seco, utilizando medidas efetuadas em torre, na superfície, radiossondagens e sondagem remota (MANZI, 2000).

O Experimento IPE-2 foi realizado em setembro de 1999, no mesmo sítio experimental do experimento IPE-1. Todavia, IPE-2 foi um experimento mais abrangente do que o IPE-1, pois, além de contar praticamente com a mesma instrumentação micrometeorológica de torre e de superfície deste (Tabelas 2.1 e 2.2), também apresentou sondagens atmosférica sistemáticas da camada limite atmosférica com as radiossondas e com sodar. Além de contar com os experimentos de medida da concentração do metano, o IPE-2 também contou com medidas da eletricidade atmosférica e de detecção de raios, medidas de temperatura da vegetação em três alturas (em três pontos de medidas distantes de uns 100 metros um do outro), medida de radiação refletida nas quatro bandas dos satélites National Oceanic and Atmospheric Administration (NOAA), medidas radiação solar incidente (direta e difusa) em seis bandas espectrais para estimar concentração de aerossóis e vapor d'água. Durante o período experimental houve incêndios em toda região do Pantanal, inclusive próximo da torre, o que permitiu que fossem obtidos dados de radiação do Pantanal característicos do período de queimadas (Manzi, 2000).

O experimento IPE-2 teve a duração de 7 a 30 de setembro de 1999. A descrição dos instrumentos instalados na torre está apresentada nas Tabelas 2.1 e 2.2.

Tabela 2.1 – Descrição das variáveis radiativas e os respectivos instrumentos de medidas.

Altura (m)	Variáveis Meteorológicas	Instrumentos
21	Rn	Saldo radiômetro (Q*6 da Rebs)
21	K_{\downarrow} , K_{\uparrow}	Piranômetro (CM5 da Kipp & Zonen)
21	α , K_{\downarrow} , K_{\uparrow}	Albedômetro (CM14 da Kipp & Zonen)
21	K_{\downarrow} , K_{\uparrow} , L_{\downarrow} , L_{\uparrow}	Saldo radiômetro (CNR1 da Kipp & Zonen)
21	PAR_{\downarrow} , PAR_{\uparrow} ,	Quantum da Licor
4	Rn	Saldo radiômetro (Q*6 da Rebs)
4	K_{\downarrow} , K_{\uparrow}	Piranômetro (CM5 da Kipp & Zonen)
2	PAR_{\downarrow} , PAR_{\uparrow} ,	Quantum da Licor

Rn é o saldo de radiação, K_{\downarrow} , K_{\uparrow} são as componentes de radiação de onda curta incidente e refletida, respectivamente. L_{\downarrow} , L_{\uparrow} são as componentes de radiação de onda longa incidente e emitida, respectivamente. α é o albedo e PAR_{\downarrow} , PAR_{\uparrow} são as componentes da radiação fotossinteticamente ativa incidente e refletida, respectivamente.

Tabela 2.2 – Descrição das variáveis meteorológica e os respectivos instrumentos de medidas.

Altura (m)	Variáveis Meteorológicas	Instrumentos
24,00	u, v, w, T	Anemômetro sônico 3D (CSA – T3 Campbell)
22,76	U, Dir_U	Velocidade e direção do vento (RM Young)
22,00	T, U, T _d	Anemômetro (Vector Inst.) e psicrômetro (TEMP 107 of Campbell, montado no Instituto de Hidrologia, UK)
21,30	Ppt	Pluviômetro (Didcot)
16,00	T, U, T _d	Anemômetro (Vector Inst.) e psicrômetro (TEMP 107 of Campbell, montado no Instituto de Hidrologia, UK)
14,00	T, U, T _d	Anemômetro (Vector Inst.) e psicrômetro (TEMP 107 of Campbell, montado no Instituto de Hidrologia, UK)
11,12	P	Barômetro (Vaissala)
10,00	T, U, T _d	Anemômetro (Vector Inst.) e psicrômetro (TEMP 107 of Campbell, montado no Instituto de Hidrologia, UK)
8,00	T, U, T _d	Anemômetro (Vector Inst.) e psicrômetro (TEMP 107 of Campbell, montado no Instituto de Hidrologia, UK)
2-4	CO ₂ , H ₂ O, T _{air}	Sistema de Razão de Bowen Campbell (com LI 6262 of Licor)
0,01 : 0,02 0,05 : 0,10 0,20 : 0,40	T _{solo}	Termistores (TEMP 107 of Campbell)
0,02 : 0,05	G	Placas para medida do fluxo de calor no solo (Rebs)

As letras u, v, w, T, T_d indicam as medidas das componentes de velocidade do vento da temperatura e da temperatura do ponto de orvalho, respectivamente;

U, Dir_U exprimem as medidas da velocidade e da direção do vento, respectivamente; Tsolo a temperatura do solo; PPT é a precipitação; P é a pressão atmosférica; G o fluxo de calor no solo, CO₂, H₂O e Tar são as medidas de fluxo de dióxido de carbono, vapor de água e a temperatura do ar, respectivamente.

Para a obtenção das informações da camada limite atmosférica e a alta atmosfera, além do sodar, utilizaram-se 2 tipos de sondas, uma que media vento pelo sistema GPS e a outra pelo antigo sistema ômega. Como a estação utiliza o sistema GPS, não foi possível obter vento através do sistema omega. Chamaram-se então de PTUV, as sondas que fornecem dados de pressão, temperatura, umidade e vento, e de PTU, as que fornecem somente pressão, temperatura e umidade. Foram realizadas sondagens completas, PTUV, nos horários sinópticos, 00Z, 06Z, 12Z e 18Z, exceto no últimos dias, quando as sondas completas haviam acabado. Nos horários intermediários, 09Z, 15Z e 21Z, utilizaram-se sondas PTU (Manzi, 2000). A Tabela 2.3 mostra com mais detalhamento os horários de lançamento da sondagens, e quais sondas foram lançadas:

Tabela 2.3 – Radiossondagens realizadas no pantanal durante a campanha experimental IPE-2

Data	00Z	03Z	06Z	09Z	12Z	15Z	18Z	21Z
14					PTUV		PTUV	
15	PTUV		PTUV		PTUV		PTUV	
16	PTUV		PTUV		PTUV		PTUV	
17	PTUV		PTUV	PTU	PTUV	PTU	PTUV	PTU
18	PTUV		PTUV	PTU	PTUV	PTU	PTUV	PTU
19	PTUV		PTUV	PTU	PTUV	PTU	PTUV	PTU
20	PTUV		PTUV		PTUV	PTU	PTUV	PTU
21	PTUV		PTUV		PTUV	PTU	PTUV	PTU
22	PTU		PTU		PTU	PTU	PTU	PTU
23	PTU		PTU		PTU	PTU	PTU	PTU

*PTUV: pressão, temperatura, componente zonal e meridional do vento.

*PTU: pressão, temperatura, componente meridional do vento.

3 ELEMENTOS TEORICOS

3.1 Balanço de Energia a Superfície

A superfície está relacionada com grande parte dos processos físicos que alteram a estrutura da camada limite planetária. Devido o fato que grande parte da radiação solar interage diretamente com a superfície e, como existe uma grande diversidade de características da superfície (água, solo árido e vegetação), a interação da radiação solar ocorre por diferentes formas, alterando assim, tanto o balanço de radiação como o balanço de energia (principalmente a partição entre os fluxos de calor no solo, calor latente e calor sensível).

Numa superfície ideal, considera-se que a temperatura da superfície é uniforme e que esta varia com o tempo somente em resposta à variação temporal dos fluxos de energia da superfície. Já a superfície heterogênea, é obvio, terá uma variação espacial de temperatura. A temperatura superficial de uma região é dada essencialmente pelo balanço de energia, que depende do balanço de radiação, dos processos de troca atmosférica na vizinhança adjacente à superfície, da cobertura vegetal e das propriedades térmicas do solo (ARYA, 1988). Em dias de céu claro, a máxima temperatura da superfície é atingida tipicamente uma a duas horas depois da máxima insolação, enquanto a mínima é atingida algumas horas antes do sol nascer. Esta discrepância de tempo entre a máxima insolação e a máxima temperatura de superfície está associada com o armazenamento de energia pela superfície. Fisicamente, relacionada com uma propriedade física definida como capacidade calorífica, que é a quantidade de energia que um corpo precisa absorver para elevar a sua temperatura em um grau Celsius. Como se sabe a capacidade calorífica varia de substância (sólido, líquido ou gasoso) para substância, pois ela está relacionada à estrutura atômica das moléculas que constituem a substância. As moléculas realizam vários tipos de movimentos (translação, rotação, vibração, etc.), e alguns deles são quantizados, ou seja, só alteram o movimento se

absorverem uma quantidade padrão de energia. Por isso, numa superfície heterogênea como a do Pantanal Mato-grossense, que possui vários tipos de solo, cobertura vegetal, e contém uma grande quantidade de corpos de água, a absorção de energia nestas superfícies é realizada de forma mais complexa.

A temperatura da superfície principalmente da árida depende da característica da textura do solo: (solo de textura fina tem grande capacidade de absorver calor e solo com textura grossa tem pequena capacidade de absorver de calor (ARYA, 1988). A presença de umidade na superfície e nas camadas inferiores do solo contribui para modificar o comportamento da variação diurna da temperatura de superfície, devido ao aumento da evaporação que é uma forma de resfriar o solo. Ou seja, para que ocorra a evaporação a molécula de água deve absorver energia em forma de calor latente de evaporação. Assim, as moléculas de água adquirem energia e passam a realizar movimentos de vibração, rotação e translação desprendendo-se umas das outras, passando assim para o estado gasoso e então penetrando e umedecendo a atmosfera, até condensar e liberar a energia em forma de calor latente de condensação. Então um solo seco aquece e esfria mais rápido do que um solo úmido. A capacidade de calor do solo é modificada na presença de umidade no solo. Deve ser lembrado que o calor específico da água é grande em relação ao do solo, de tal forma que o calor específico resultante para um solo úmido é maior do que aquele para um solo seco (BRUTSAERT, 1982).

Segundo Findell (2001), a superfície do solo tende a ser mais escura para um solo úmido em relação a um solo seco, produzindo diminuição do albedo da superfície. Consequentemente, menos radiação solar é refletida para a atmosfera, proporcionando assim maior saldo de radiação, ou seja, maior disponibilidade de energia para os fluxos de calor sensível e latente (DICKINSON, 1992).

O balanço de energia envolve diversas modalidades de fluxos, tais como o radiativo, por processos convectivos, calor sensível, calor latente (evaporação e transpiração). Estes fluxos variam muito dependendo da topografia, cobertura vegetal, tipo de solo, presença de neve e corpos de água, localização geográfica, variação diurna e da dinâmica da camada limite atmosférica, fornecendo assim contrastes térmicos entre uma região e outras poucos quilômetros mais afastadas.

A equação do balanço de energia, derivada pelo princípio de conservação de energia em uma superfície pode se expressa como:

$$R_N = H + H_L + H_G + \Delta H_S \quad (3.1)$$

onde R_N é o saldo de radiação, H e H_L são os fluxos de calor sensível e latente da superfície para o ar ou do ar para a superfície. H_G é o fluxo de calor no solo e ΔH_S é a troca da energia armazenada por unidade de tempo, por unidade de área em uma camada de solo. Os fluxos de calor latente e principalmente o sensível são importantes na formação da estrutura da camada limite planetária e sua variação espacial, além de ter grande influência na configuração da camada de mistura, pode também influenciar na formação de circulação de mesoescala. Vários autores apresentaram trabalhos sobre a influência dos fluxos turbulentos na evolução da camada limite e na formação de circulação local de pequena escala como, por exemplo Doran et al. (1995) e Hubbe et al. (1997).

O fluxo de calor sensível sobre uma superfície aumenta como resultado da diferença de temperatura na superfície e no ar adjacente. A temperatura na camada limite atmosférica varia continuamente com a altura, com a magnitude do gradiente vertical decrescendo com a altitude. O fluxo de calor sensível é usualmente direcionado saindo da superfície durante as horas do dia, quando a

superfície aquece mais do que o ar adjacente, e durante a noite ocorre o contrário.

O fluxo de calor latente é resultado da evaporação, transpiração, ou da condensação na superfície. A evaporação ocorre nas superfícies de água, tão bem como nas superfícies de solo úmido, e nas superfícies vegetadas, tendo umidade específica maior do que o ar na vizinhança da superfície. O vapor de água transferido através do ar não envolve troca real de calor, sensível, exceto quando ocorre a mudança de fase entre água líquida e vapor. Evapotranspiração é o termo utilizado para identificar a evaporação de superfícies vegetadas (transpiração mais evaporação do solo mais evaporação da água interceptada pela vegetação).

Em certas circunstâncias (por exemplo, num campo irrigado), o fluxo de calor sensível e ou fluxo de calor no solo podem reduzir suas intensidade, ou até mesmo inverter o sentido de transferência de energia tornando-se negativos e o fluxo de calor latente, devido ao resfriamento evaporativo da superfície, pode exceder o saldo de radiação na superfície (ARYA, 1988).

Durante a noite, a perda de energia da superfície ocorre por processos radiativos, especialmente durante condições de céu claro. Esta perda é compensada por ganho de calor do ar, do solo e do calor latente de condensação liberado durante a formação do orvalho (ARYA, 1988).

O balanço de energia para extensas superfícies aquíferas difere do balanço sobre o continente por várias razões: a temperatura da superfície da água não responde rapidamente à absorção de radiação solar, devido a grande capacidade calorífica da água e à profundidade da camada de mistura de lagos e oceanos. Assim a troca de energia entre o ar e a água não tem grande variação diurna. Um fator importante a ser considerado no balanço de energia

sobre superfícies aquíferas é a penetração da radiação solar a uma profundidade de aproximadamente de 10 metros segundo Arya (1988).

Na Figura 3.1 estão representados esquematicamente os principais componentes físicos que afetam o balanço de energia na superfície.

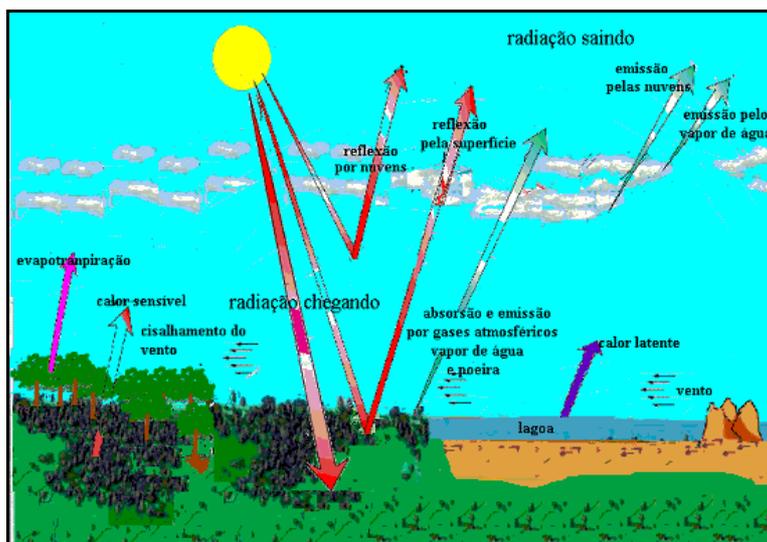


Figura 3.1 - Representação esquemática dos principais processos físicos que afetam o balanço de energia na camada limite planetária diurna.

3.2 Balanço de Radiação a Superfície

Na atmosfera terrestre estão presentes radiações eletromagnéticas de diversos comprimentos de onda. Mas no estudo do balanço de radiação próximo à superfície é considerada uma banda de radiação eletromagnética que varia de 0,1 a 100 μ m aproximadamente, devido ao fato que nesta faixa estão presentes comprimentos de onda que têm grandes contribuições para o balanço de energia na atmosfera e na superfície da Terra.

Pode-se dividir a faixa de energia eletromagnética que interage com a superfície e a atmosfera terrestre em duas faixas do espectro, o espectro solar ou de ondas curtas que corresponde ao espectro de emissão do Sol e o

espectro terrestre ou de ondas longas, que corresponde ao espectro de emissão da superfície da Terra e da sua atmosfera.

Teoricamente, tanto o espectro solar quanto o espectro terrestre são adotadas como se fosse espectro de um corpo negro, emitindo energia proporcional à quarta potência da temperatura absoluta ($E = \sigma T^4$). A radiação emitida pelo Sol, cujo espectro obtido no topo da atmosfera terrestre assemelha-se muito ao de um corpo negro, no qual a superfície possui a temperatura de 6000 K e com um comprimento de onda de máxima intensidade de 0,48 μm . Por ter um comprimento de onda menor do que as ondas eletromagnéticas emitidas pela superfície terrestre são definidas como ondas curtas. Esta radiação quando interage com a atmosfera terrestre sofre espalhamento e absorção pelas moléculas dos gases que constituem a atmosfera, ao longo de todo o seu percurso na atmosfera, até atingir a superfície e, dependendo das características da superfície, pode ser refletida para cima interagindo com a atmosfera novamente e escapando para o espaço.

A radiação de onda longa emitida pela superfície terrestre depende do saldo de radiação de onda curta na mesma. Em outras palavras, a radiação de onda curta é a fonte de quase toda a energia absorvida pelo planeta, que gera o aquecimento da sua superfície e da sua atmosfera. A absorção da radiação solar por moléculas de gases da atmosfera ou por moléculas dos corpos sobre a superfície faz com que estas moléculas realizem movimentos de vibração e rotação, o que proporciona a emissão de radiação térmica que constitui o espectro da radiação de onda longa. A radiação de onda longa pode ser absorvida e reemitida pela atmosfera através de moléculas de água, dióxido de carbono, óxido de nitrogênio, metano e ozônio e outros gases e aerossóis presente na atmosfera terrestre.

A superfície terrestre, devido a sua grande diversidade de características, se comporta de forma diferente, dependendo do tipo de cobertura da superfície

(solos árido, superfícies vegetadas, oceanos, sistemas lacustres, pântanos, etc). Apesar de ser considerada como corpo negro, a superfície natural da Terra não é plenamente, podendo ser considerada como corpo cinza. É caracterizado por diferentes propriedades fotométricas, tais como: emissividade (ε), absorvidade (a), refletividade (r) e transmissividade (t). A relação entre elas é dada por:

$$r + a + t = 1 \quad (3.2)$$

As componentes da radiação de onda curta e longa são inevitavelmente influenciadas por estas propriedades fotométricas, pois estas propriedades variam de meio para meio. Por exemplo, a interação da radiação eletromagnética com as nuvens é diferente da interação com uma superfície vegetada ou com uma superfície aquífera, pois cada meio possui suas próprias características fotométricas.

O balanço de radiação na superfície terrestre varia dependendo da localização e do tipo de superfície, mas em termos gerais a equação que fornece o balanço de radiação é dada por:

$$R_N = K^\downarrow - K^\uparrow + L^\downarrow - L^\uparrow \quad (3.3)$$

onde R_N é o saldo de radiação à superfície, K^\downarrow e K^\uparrow são as componentes da radiação de onda curta incidente e refletida, respectivamente, e L^\downarrow e L^\uparrow são as componentes da radiação de onda longa descendente e ascendente, respectivamente.

3.3 Temperatura do ar à superfície

A variação da temperatura do ar próximo à superfície depende muito das condições sinóticas, como por exemplo, a passagem de uma frente fria e a

influência do ciclo diurno de aquecimento da superfície. Porém, o aquecimento de superfície é influenciado pelo saldo de radiação, pelas características da superfície e pela inclinação do terreno.

O ar adjacente à superfície se aquece através de condução de calor da superfície e, através de fluxos turbulentos de calor, as camadas de ar mais afastadas são também aquecidas. A convecção e a advecção de volumes de ar de temperaturas diferentes, provenientes de outras regiões com características específicas próprias, também agem na caracterização da temperatura.

A concentração de vapor de água presente próximo à superfície também sofre influência na variação do ciclo diurno de temperatura. Devido à capacidade calorífica da molécula de água e a sua frequência de absorção, que está na mesma faixa de frequência de radiação de onda longa. Portanto, a presença da mesma na atmosfera dificulta a perda de energia para o espaço. Assim, uma atmosfera seca deve sofrer maior variação do ciclo diurno de temperatura, em relação a uma atmosfera úmida.

3.4 Distribuição vertical da temperatura, umidade do ar e velocidade do vento na camada limite planetária

A temperatura do ar é variável, no tempo e no espaço, podendo ser regulada por vários fatores como saldo de radiação, advecção de massas de ar, aquecimento diferencial da terra e da água, correntes oceânicas e altitude, por exemplo.

A advecção de massas de ar se refere ao movimento de uma massa de ar de uma localidade para outra. A advecção de ar frio ocorre quando há escoamento através das isotermas de uma área mais fria para outra mais quente, enquanto na advecção de ar quente o escoamento através das isotermas é de uma região mais quente para uma mais fria. Isotermas são linhas traçadas sobre um mapa, que unem pontos com mesma temperatura do ar. A advecção de massa

de ar ocorre quando uma massa de ar substitui outra com diferentes características de temperatura.

A advecção de massas de ar pode compensar ou mesmo sobrepor-se à influência da radiação sobre a temperatura, podendo causar a queda da temperatura num início de tarde, apesar do céu claro.

A presença de massa de ar afeta o comportamento da temperatura no topo da camada limite planetária. Isso pode ser evidente observando a aproximação de uma frente fria.

A convergência e a divergência do fluxo de calor sensível e outras formas de energia, ou seja, a variação do fluxo de energia com a altitude é a principal causa do aquecimento e resfriamento da atmosfera.

A distribuição de umidade na atmosfera também é uma importante variável para analisar a estrutura da mesma. O ar úmido possui uma densidade menor em relação ao ar seco (na mesma temperatura e pressão). Assim, a atmosfera úmida proporciona uma maior absorção de energia em relação à atmosfera seca e conseqüentemente os processos físicos, tais como os radiativos e os dinâmicos, são afetados. A umidade específica da porção de ar adjacente ao topo da camada limite planetária pode alterar a umidade nesta região através do processo de entranhamento para o interior da camada limite planetária. Este entranhamento gera os chamados fluxos contra-gradiente muito enfatizados em modelagem da camada limite na parametrização top-down, como no trabalho de Holtslag e Moeng (1991).

As características de superfície, tais como temperatura, tipo de cobertura vegetal e presença de corpos de água, entre outros, alteram a disponibilidade de água para a evaporação e ou transpiração na superfície. Os movimentos verticais através de correntes de ar em ascensão ou subsidência realizam a

distribuição vertical de umidade. Dependendo das circunstâncias, podem gerar nuvem e posteriormente precipitação.

A turbulência pode ser produzida pela flutuabilidade dos processos convectivos (térmicas de ar quente ascendente) e por processos mecânicos (cisalhamento do vento). Algumas vezes um dos processos é dominante sobre o outro. Eles são responsáveis por grande parte das trocas verticais de calor e vapor de água. Quando a flutuabilidade gerada termicamente predomina nos processos turbulentos, a camada limite é dita estar no estado da convecção livre, e quando a turbulência gerada processos mecânicos domina, a camada limite é dita estar em estado de convecção forçada (Stull, 1988).

A distribuição da velocidade do vento na camada limite planetária é influenciada por gradientes horizontais de temperatura e pressão de grande escala na baixa troposfera, que governam o escoamento na camada limite planetária. Porém, nos trópicos o escoamento turbulento é influenciado mais por eventos locais, como convecção, circulações induzida por gradientes térmicos locais, ou por nuvens cumulonimbus, etc. (GARSTANG E FITZJARRALD, 1999).

O perfil vertical da velocidade do vento pode apresentar características diferentes na camada limite superficial, em relação à camada de mistura, pois na camada superficial, onde os fluxos verticais podem ser considerados constantes, o escoamento é muito influenciado pela rugosidade da superfície, que determina o arrasto de superfície e a troca de momentum na parte inferior da camada limite planetária, através de processos turbulentos. Sob condições neutras, considerando uma superfície horizontalmente plana e homogênea, onde seja válida a teoria de similaridade de Monin–Obukhov (teoria em que se utiliza da análise dimensional, afim de, obter grandezas adimensionais que possam exprimir fenômenos físicos da camada limite superficial através de leis universais) (MONIN E YAGLOM, 1971), a lei clássica da velocidade logarítmica

do vento define o perfil vertical da velocidade do vento em condições neutras. A lei logarítmica da velocidade do vento pode ser deduzida da seguinte forma:

Sabe-se que a velocidade de fricção está relacionada à magnitude da tensão de cisalhamento do vento τ_0 , pela equação 3.4 (GARRATT, 1992).

$$u_*^2 = \frac{\tau_0}{\rho} = \left[(\overline{u'w'})^2 + (\overline{v'w'})^2 \right]^{\frac{1}{2}} \quad (3.4)$$

Onde, u' , v' e ρ são flutuações das componentes da velocidade zonal e meridional do vento e a densidade do ar, respectivamente. Definido $\overline{v'w'} = 0$, a equação 3.4 se reduz a:

$$u_*^2 = \frac{\tau_0}{\rho} = (\overline{u'w'}) \quad (3.5)$$

Utilizando-se da teoria K, em que as covariâncias são efetuadas com o produto de um coeficiente de difusividade turbulenta e um gradiente da quantidade transportada, a equação pode ser rescrita para parametrizar os fluxos turbulentos como:

$$u_*^2 = \frac{\tau_0}{\rho} = K_M \frac{\partial u}{\partial z} \quad (3.6)$$

O coeficiente de difusividade dos vórtices, K_M , tem dimensão de velocidade multiplicada por um comprimento, tal que $K_M \sim u_* l$, onde l é o comprimento de mistura e, segundo a hipótese de Prandtl, $l = kz$, onde k é a constante de von Karman. Portanto:

$$u_*^2 = \frac{\tau_0}{\rho} = k z u_* \frac{\partial u}{\partial z} \quad (3.7)$$

$$\frac{\partial u}{\partial z} = \frac{u_*}{kz} \quad (3.8)$$

Esta relação implica que a tensão seja constante através da camada limite superficial e que z é a escala de comprimento base na determinação do

cisalhamento. Integrando a equação obtém-se a lei clássica do perfil logarítmico do vento:

$$u = \frac{u_*}{kZ} \ln\left(\frac{Z}{z_0}\right) \quad (3.9)$$

Onde z_0 é o comprimento de rugosidade.

Na parte superior da camada limite planetária o entranhamento gerado pelo cisalhamento do escoamento da atmosfera livre com o escoamento da camada limite atmosférica gera uma zona de intensa mistura, na qual o ar da atmosfera livre (que possui normalmente valores mais baixos de temperatura e de umidade) penetra na camada de mistura e o ar mais quente e úmido da camada de mistura penetra na atmosfera livre. Esta troca de ar entre estas duas camadas na atmosfera pode gerar uma difusividade negativa.

A rotação da terra torna-se importante com a altitude, fazendo com que a direção e intensidade do vento se altere com a altura. Isto pode ser visualizado analiticamente quando se resolvem as equações de movimento para uma camada limite horizontalmente homogênea, e adotando a condição de estacionaridade. O resultado obtido é definido como soluções de Ekman, que fornece uma primeira aproximação para o perfil do vento em condições neutras acima da camada de superfície (GARRATT, 1992).

3.5 Teoria da similaridade de Monin-Obukhov

A influência da flutuabilidade sobre o balanço da energia cinética turbulenta pode ser representada através do número de Richardson de fluxo R_f , ou através de uma escala de comprimento L , caracterizando assim a flutuabilidade na camada de superfície estratificada.

Para avaliar o efeito da estratificação na descrição do transporte turbulento e na caracterização dos perfis médios das variáveis meteorológicas na camada limite superficial, Monin e Obukhov em 1954 propuseram a seguinte teoria: - qualquer característica dimensional da turbulência pode depender somente de u_* , z , $\frac{g}{\theta_v}$ e $(\overline{w'\theta'})$, isto é, todas as grandezas físicas e seus respectivos momentos estatísticos podem ser expressas adimensionalmente em termos de funções universais representadas por $\xi = \frac{z}{L}$, onde L é conhecido como comprimento de Monin-Obukhov, u_* é a velocidade de fricção, z é a altura de observação, g é a aceleração da gravidade, θ_v é a temperatura potencial virtual e $(\overline{w'\theta'})$ é a covariância entre a perturbação da velocidade vertical e temperatura potencial (GARRATT, 1992). Na camada limite superficial, fisicamente, o parâmetro L nos fornece informações sobre até que altura os mecanismos de geração mecânica de turbulência desempenham um papel importante comparativamente aos térmicos. Assim, quando tivermos $z > |L|$ podemos dizer que, fundamentalmente, a convecção está sendo mantida termicamente, enquanto que para $z < |L|$, a convecção está sendo mantida também por processos mecânicos.

Adotando o eixo x como referência, ao longo da direção do vento médio, tal que $z < |L|$, a forma do gradiente do perfil do vento, convenientemente adimensionalizado, pode ser escrita para um caso não neutro como uma função de ξ :

$$\frac{kz}{u_*} \frac{\partial u}{\partial z} = \Phi_M(\xi) \quad (3.10)$$

Do mesmo modo para gradientes adimensionais de temperatura potencial virtual θ_v e razão de mistura q , usando os parâmetros de escala para

temperatura potencial virtual (θ_{V*0}) e para a razão de mistura (q_{*0}), o sub-índice 0 é referente a camada de superfície, $\phi_M(\xi)$ é o gradiente adimensional para a velocidade do vento.

$$\frac{kz}{\theta_{V*0}} \frac{\partial \theta_V}{\partial z} = \Phi_H(\xi) \quad (3.11)$$

$$\frac{kz}{q_{*0}} \frac{\partial q}{\partial z} = \Phi_W(\xi) \quad (3.12)$$

Onde $\phi_H(\xi)$ e $\phi_W(\xi)$ são gradientes adimensionais de temperatura potencial virtual e gradiente adimensional da razão de mistura. Para estas relações segue que:

$$Ri = \xi \frac{\Phi_H(\xi)}{\Phi_M^2(\xi)} = f_1(\xi) \quad (3.13)$$

$$\frac{K_H}{K_M} = \frac{\Phi_M(\xi)}{\Phi_H(\xi)} = f_2(\xi) \quad (3.14)$$

Onde a razão entre o coeficiente de difusividade dos vórtices $\frac{K_M}{K_H}$ é chamado de número turbulento de Prandtl, (P_t). Logo, tem-se que:

$$K_M = \frac{ku_{*0}z}{\Phi_M(\xi)} \quad (3.15)$$

Note-se que a equação pode ser escrita da seguinte forma:

$$\frac{kz}{u_{*0}} \frac{\partial u}{\partial z} = \Phi_M(\xi) \quad (3.16)$$

Assumido-se, a equação 3.16 reduz-se à forma neutra. Em uma atmosfera de intensa mistura, em condição instável, onde a flutuabilidade auxilia a geração de energia cinética turbulenta, espera-se que $\Phi(\xi) < 0$. Já com a redução da mistura em, condição estável, espera-se $\Phi(\xi) > 0$. A natureza da função Φ

pode ser prevista somente em um sentido assintótico. Por outro lado, dados experimentais são necessários para a sua obtenção. Informação usada sobre a função Φ pode ser obtida considerando seu comportamento assintótico.

Assim, os três limites assintóticos de interesse são descritos logo abaixo:

No limite neutro o parâmetro ξ é uma medida da influência da flutuabilidade.

Para $|\xi| \ll 1$, espera-se que $\Phi \rightarrow 1$, tal que a forma neutra da equação do perfil do vento seja obtida, conforme a seguinte equação:

$$\frac{z}{u_{*0}} \frac{\partial u}{\partial z} = \frac{1}{k} \quad (3.17)$$

$$\frac{ku}{u_{*0}} = \ln\left(\frac{z}{z_0}\right) \quad \left(\frac{z}{z_0} \gg 1\right) \quad (3.18)$$

Para valores pequenos de ξ , Φ pode ser expandido como uma série de potência de ξ assumindo a seguinte forma:

$$\Phi(\xi) = 1 + \beta_1 \xi + \beta_2 \xi^2 + \beta_3 \xi^3 + \dots + \beta_n \xi^n \quad (3.19)$$

$$\Phi(\xi) \approx 1 + \beta_1 \xi \quad (3.20)$$

A condição necessária para $\Phi \rightarrow 1$ é quando $\xi \rightarrow 0$. A forma linear dada para Φ tem sido verificada observacionalmente para ξ muito pequeno, de ambos lados da neutralidade (GARRATT, 1992).

No limite estável, em alta condição de estabilidade $\xi \rightarrow \infty$, o movimento vertical dos vórtices é fortemente limitado pela estratificação positiva $\frac{\partial \theta_v}{\partial z} > 0$, tal que, se espera que os tamanhos dos vórtices sejam limitados totalmente pela estabilidade e não pela distância da superfície.

Para o caso estritamente neutro $|L| \rightarrow \infty$ de modo que se deve esperar que as forçantes mecânicas predominem sobre as térmicas na geração de turbulência ao longo de toda a camada de mistura. (STULL, 1988).

Na condição altamente instável, $\xi \rightarrow -\infty$, onde os ventos tornam-se moderados e o estado aproxima-se a convecção livre local, a tensão torna-se insignificante e u_* não serve como parâmetro de escala de Monin-Obukhov. Os parâmetros de escalas são substituídos por escalas de convecção livre, como os parâmetros de escala para velocidade e temperatura definidos como:

$$u_f = \left[z \left(\frac{g}{\theta_v} \right) (\overline{w \theta_v})_0 \right]^{\frac{1}{3}} \quad (3.21)$$

$$\theta_f = \left[\frac{(\overline{w \theta_v})_0^2}{z \left(\frac{g}{\theta_v} \right)} \right]^{\frac{1}{3}} \quad (3.22)$$

A forma analítica da função de Φ foi extensamente estudada no passado usando-se observações da camada de superfície de muitos experimentos. A maior parte das observações foi obtida sobre solo árido ou superfície de grama e muitas relações empíricas existem, incluindo a fórmula de interpolação para diferentes variações de ξ (YAGLOM, 1977).

Determinações de Φ_H têm sido usualmente baseadas nas observações dos perfis de θ e de θ_v . Formalmente requerem que $\Phi_H = \Phi_w$. Sobretudo, as variações moderadas de ξ (positiva e negativa) (GARRATT, 1992), sugerem que:

Para $-5 < \xi < 0$ a função Φ seja dada por:

$$\Phi_M(\xi) = (1 - \gamma_1 \xi)^{-\frac{1}{4}} \quad (3.23)$$

$$\Phi_H(\xi) = \Phi_W(\xi) = (1 - \gamma_2 \xi)^{-\frac{1}{2}} \quad (3.24)$$

E para $0 < \xi < 1$, seja:

$$\Phi_M(\xi) = \Phi_H(\xi) = \Phi_W(\xi) = 1 + \beta_1 \xi \quad (3.25)$$

com $\gamma_1 \approx \gamma_2 \approx 16$ e $\beta_1 \approx 5$. Com a forma acima $\Phi_M(\xi) = \Phi_H(\xi) = \Phi_W(\xi) = 1$ quando $\xi = 0$, tal que $\frac{K_H}{K_M} = 1$ em $\xi = 0$. Obtendo-se o número de Prandtl igual a 1.

Para condições instáveis ($\xi < 0$) $\Phi_H = \Phi_W = \Phi_M^2$ e K_H cresce relativamente a K_M quando ξ torna mais negativo devido ao aumento do domínio da flutuabilidade sobre a transferência de calor vertical.

Para condições estáveis ($\xi > 0$), combinando a equação $Ri = \xi \frac{\Phi_H(\xi)}{\Phi_M^2(\xi)} = f_1(\xi)$ com a equação $\Phi(\xi) \approx 1 + \beta_1 \xi$, o número de Richardson torna-se

$$Ri = \xi \frac{(1 + \beta_1 \xi)}{(1 + \beta_1 \xi)^2} = f_1(\xi) \quad (3.26)$$

$$Ri = \xi(1 + \beta_1 \xi)^{-1} = f_1(\xi) \quad (3.27)$$

$$Ri = \frac{\xi}{\xi} \frac{1}{\left(\frac{1}{\xi} + \beta_1\right)} = f_1(\xi) \quad (3.28)$$

$$Ri = \frac{1}{\left(\frac{1}{\xi} + \beta_1\right)} = f_1(\xi) \quad (3.29)$$

tal que no limite $\xi \rightarrow \infty$, $Ri = \beta_1^{-1} \approx 0,2$. Este limite ocorre com ambos: o fluxo de calor e a tensão de superfície que aproximam-se de zero. Assim a turbulência diminui e o escoamento torna-se laminar. O valor limite de Ri pode assim ser interpretado como número de Richardson crítico.

3.6 Camada limite atmosférica

A camada limite atmosférica por estar em contato direto com a superfície terrestre sofre grande influência desta superfície. Com a presença de uma variedade de processos físicos que, de uma maneira direta ou indireta, alteram a estrutura da camada limite atmosférica. Portanto, se compreendermos estes processos teremos mais facilidade em interpretar os fenômenos que atuam na camada limite alterando o microclima de áreas locais e regionais.

O ciclo diurno da radiação solar é um dos principais fatores responsáveis pela estrutura da camada limite planetária em um determinado local. Devido a estas variações da radiação solar, a camada limite planetária sofre constantes variações entre as camadas de mistura, a camada estável noturna, a camada superficial, a camada residual e a camada de inversão.

Na ausência completa de nuvens, a camada limite convectiva sobre o continente mostra um forte desenvolvimento diurno, e em latitudes médias, no verão, alcança tipicamente uma altura de 1 a 2 km no meio da tarde. Para exemplificar o comportamento típico da evolução diurna, do nascer ao por do sol, a camada limite, nas condições descritas acima, apresenta as seguintes características (STULL, 1988):

Com o nascer do sol a superfície inicia o aquecimento até ocorrer a quebra da inversão noturna, com o desenvolvimento de uma rasa e bem misturada a camada de mistura. Na seqüência a camada de mistura desenvolve-se, adquirindo uma profundidade expressiva. Em seu topo, apresenta uma forte

camada de inversão devido ao gradiente de temperatura. Esta camada de inversão se eleva com o topo da camada limite convectiva, e esta inversão é chamada de camada interfacial. Não pode ser confundida com a subcamada interfacial adjacente à superfície.

Há evidência de estratificação estável na região superior da camada limite convectiva, aparentemente relacionada com o processo de entranhamento através da camada de inversão.

A camada de convecção livre está confinada entre $|L| < z < 0,1h$. Neste intervalo, u_{*0} não é mais uma escala de velocidade tão importante para descrever o escoamento. Neste caso, a condição de convecção livre local determina as escalas para as estruturas turbulentas. Outra categoria importante de camada para a caracterização do escoamento turbulento é a camada de mistura. A camada de mistura é a região dominada por grandes vórtices que proporciona intensa mistura, gerada predominantemente por convecção térmica ao longo de grande parte da extensão da camada limite planetária.

Na camada de mistura, z e u_{*0} não são tão relevantes para a estrutura e propriedades turbulentas, quanto h , w_* e T_* que se apresentam como escalas dominantes nos processos convectivos sendo utilizados para obtenção de relações universais na camada de mistura.

O campo de turbulência no interior da camada limite convectiva é dominado por estruturas físicas coerentes ou grandes vórtices. As circulações convectivas como os “updrafts” (corrente de ar ascendente) se estendem verticalmente sobre a camada limite convectiva. Eles têm um tempo de vida da ordem de

$$\frac{h}{w_*} \approx 500 \text{ s}, \text{ com } h \approx 1000 \text{ m e } w_* = 2 \text{ m.s}^{-1}.$$

Os “updrafts” (corrente de ar ascendente) convectivos têm origem próximo à superfície em uma camada super-adiabática. Eles são identificados com características de estruturas de rampa vistas na série temporal de temperatura.

Forte cisalhamento do vento na camada estável, no topo da camada limite convectiva gera ondas de Kelvin-Helmholtz. Estas ondas são produzidas porque o escoamento se torna dinamicamente instável na presença do cisalhamento. As ondas de Kelvin-Helmholtz são observados em escalas menores, próximo aos topos dos “updrafts” (corrente de ar ascendente), onde o cisalhamento local é grande. Ondas de grande escala, em particular, depois que quebram e decaem através da turbulência, contribuem para o processo de entranhamento (STULL, 1988):

O entranhamento é um processo onde fluídos miscíveis realizam trocas através do contorno da interface de densidade formando uma região de escoamento turbulento, (TURNER, 1973)

Salienta-se que a camada limite atmosférica tropical sobre o continente apresenta características peculiares, sobretudo durante a estação úmida, que a torna, em muitos aspectos, similar a camada limite marinha (GARSTANG E FITZJARRALD, 1999).

3.6.1 Camada Limite Noturna ou Estável

Por volta de uma hora antes do pôr-do-sol, começa a se desenvolver uma camada inversão adjacente à superfície relacionada ao esfriamento radiativo da superfície, dando assim início à formação da camada limite estável.

A maior estabilidade estática se encontra próximo à superfície. Esta estabilidade decresce com a altura passando para neutra na camada residual. Se a estabilidade for grande o bastante próximo à superfície, (causada pelo resfriamento radiativo da superfície, que retira a energia das camadas de ar

mais próximas, causando um aumento da temperatura com a altura), então a porção da camada limite estável próxima à superfície será classificada como uma inversão de temperatura.

Na camada limite estável os ventos podem ter características muito complexas (MAHRT, 1999). Dentre os fatores que tornam sua investigação difícil destacam-se ventos catabáticos, ondas de gravidade, jatos de baixa altitude, etc. A direção do vento na camada estável é determinada pela topografia local; a velocidade do vento é governada pela flutuabilidade, fricção, e entranhamento. Em grandes áreas planas e em fundo de vales ou depressões topográficas o vento pode se tornar calmo. Em relação a região do Pantanal Mato-grossense pode-se afirmar que a circulação de é influenciada tipograficamente, além de outras forçantes locais.

Em níveis mais altos da camada limite estável, as forçantes sinóticas e de mesoescala tornam-se importantes. A velocidade do vento pode aumentar com a altura, alcançando um máximo próximo ao topo da camada limite estável. A camada de máxima velocidade do vento é algumas vezes maior do que a velocidade geostrófica, a qual é denominada de jato noturno. Acima dos jatos a velocidade e as direções do vento se amortecem, mudando o caráter do escoamento para geostrófico

As forçantes que agem na camada limite estável incluem radiação, condução, turbulência, subsidência e advecção. Soma-se a estas a inclinação local do terreno. Em condições insaturadas, na ausência da radiação solar na camada limite noturna, impõe-se somente a análise da radiação de onda longa. Forte esfriamento radiativo da superfície pode ocorrer durante à noite, este resfriamento pode ser reforçado pela divergência da radiação no ar, que causa pequena, mas significativa resfriamento na camada limite acima do solo.

A presença do vapor d'água na atmosfera é um importante contribuinte no balanço de radiação infravermelha, o dióxido de carbono tem seu papel mas com um peso menor.

Quando a condução é pequena o bastante e pode ser desprezada, (exceto a poucos milímetros acima da superfície), o escoamento molecular domina sobre os escoamentos turbulentos, sendo responsável pelo resfriamento do ar nas camadas mais baixas. Logo acima, a turbulência pode transportar o ar mais frio para as camadas superiores da camada limite estável restante.

Existem vários trabalhos sobre a caracterização da inversão noturna, como o de André e Mahrt (1982). A superfície de inversão sobre o continente representa a integração temporal do esfriamento devido a efeitos turbulentos e radiativos além de outros, isto é, reflete o histórico do resfriamento próximo ao pôr do sol a qualquer tempo durante a noite.

A velocidade máxima do vento pode ser mais ou menos intensa dependendo de diversos fatores, incluindo a baroclinicidade, o declive do terreno, o resfriamento radiativo do ar, a taxa de resfriamento à superfície, as condições no pôr do sol e a mudança temporal no vento geostrófico. A sua importância está no grande potencial de cisalhamento do vento que pode ser gerado e o seu potencial para a advecção horizontal à várias centenas de metros acima da superfície durante a noite. O cisalhamento do vento gera turbulência, auxiliando assim na mistura de elementos escalares na atmosfera. Em caso onde há estratificação térmica, forçantes locais ou a convergência dos ventos em baixos níveis geram a formação de tempestades (MAHRT ET AL, 1979).

Regiões da camada limite onde o escoamento tem sua intensidade aumentada são definidas como Jato de baixos níveis. Durante a noite, com o esfriamento radiativo da superfície pode-se gerar um gradiente térmico forte entre a camada limite estável e a camada limite residual, o que induzirá a intensificação do escoamento, gerando assim o jato noturno de baixos níveis.

Esta parece ter uma função importante na intermitência observada na camada limite noturna seca (MAHRT, 1999).

Em áreas urbanas, a camada de mistura pode continuar durante à noite, devido à grande capacidade de calor dos prédios, asfalto, construções em geral, bem como o calor liberado da evapotranspiração.

3.6.2 Camada de Superfície

Os perfis médios, o espectro e os momentos estatísticos quando adimensionalizados, geralmente tornam funções dependentes de $\xi \left(= \frac{z}{L} \right)$. Isto, todavia, não ocorre para as componentes horizontais da velocidade turbulenta que dependem de $\frac{h}{L}$. Esta é uma escala apropriada para adimensionalizar as grandezas físicas, (onde h é a profundidade da camada limite convectiva).

A camada de superfície (ou camada superficial) é caracterizada pela predominância de fluxos verticais horizontalmente homogêneos, sendo que é a camada que tem respostas mais rápidas às forçantes de superfície.

Nas Figuras abaixo se observa a representação esquemática da camada limite planetária teórica, características do período diurno (Figura 3.2) e noturno (Figura 3.3).

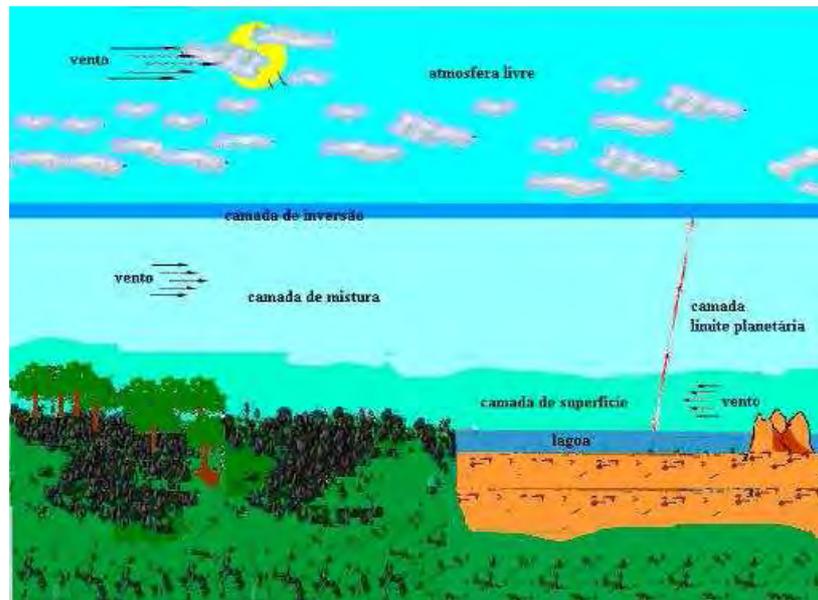


Figura 3.2 - Representação esquemática da camada limite planetária diurna

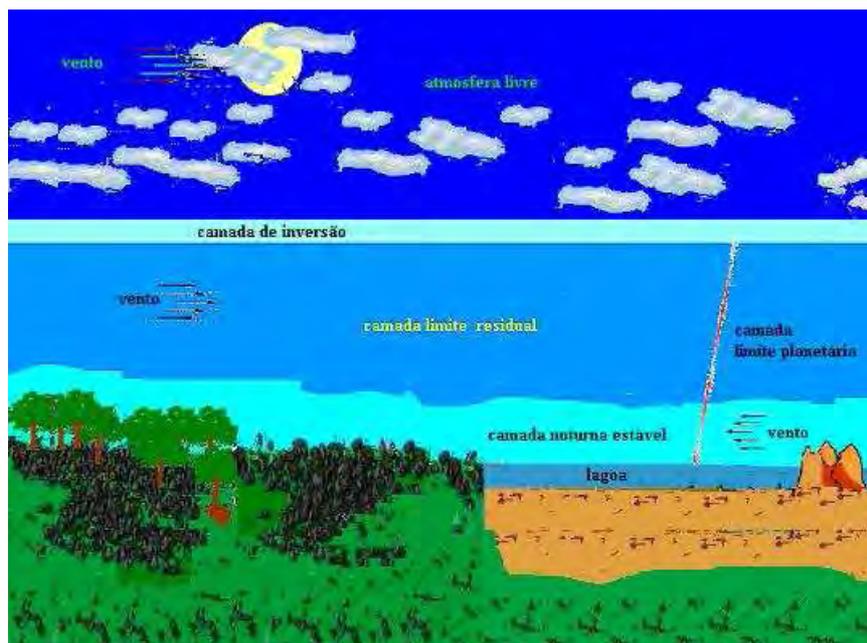


Figura 3.3 - Representação esquemática da camada limite planetária noturna.

3.7 Características aerodinâmicas da superfície

Os dois principais parâmetros relacionados à aerodinâmica do escoamento são: o deslocamento do plano-zero e o comprimento de rugosidade aerodinâmico.

3.7.1 Deslocamento do Plano-Zero

O deslocamento do plano-zero d , é introduzido para manter a forma do perfil logarítmico do vento em condições neutras, para medidas realizadas acima de uma vegetação alta Arya (1988).

$$u(z) = \frac{u_*}{k} \ln \left[\frac{(Z-d)}{z_0} \right] \quad (3.30)$$

Onde:

$$z = Z - d \quad (3.31)$$

3.7.2 Comprimento de Rugosidade Aerodinâmico

O comprimento de rugosidade aerodinâmico é definido como a altura onde a velocidade do vento se torna nula. A razão da palavra aerodinâmica é pelo fato que se utiliza a velocidade do vento em várias alturas na determinação deste parâmetro. Graficamente, pode-se encontrar facilmente z_0 , de medidas de velocidade do vento em três ou mais níveis, e a partir destes dados extrapolar uma curva ao ponto onde a velocidade é nula.

Este comprimento de rugosidade não é igual ao elemento de rugosidade da superfície do solo. O comprimento de rugosidade aerodinâmico é determinado para uma superfície particular, não muda com a velocidade do vento, estabilidade ou tensão. Pode mudar, entretanto, se o elemento de rugosidade da superfície mudar. O comprimento de rugosidade pode ser interpretado como um parâmetro inversamente proporcional à resistência da superfície à transferência de momentum. Ou seja, quanto maior z_0 , maior a turbulência de momentum (MONIN E YAGLON, 1971).

3.8 Estabilidade da camada limite planetária

Uma atmosfera que apresenta estabilidade estática e características convectivas, pode apresentar três estados básicos: estaticamente estável $\frac{\partial \theta_v}{\partial z} > 0$, estaticamente instável $\frac{\partial \theta_v}{\partial z} < 0$ e estaticamente neutra $\frac{\partial \theta_v}{\partial z} = 0$.

Nesta definição de estabilidade não se considera a contribuição dinâmica, a estabilidade só está levando em conta a estrutura termodinâmica vertical da atmosfera. Quando a variação da temperatura potencial virtual em relação à altura é negativa, isto indica que a atmosfera é instável, pois as camadas de níveis superiores da atmosfera apresentam menor energia interna em relação as camadas inferiores. Assim se tomarmos um volume de ar de camadas de níveis superiores e o trouxermos adiabaticamente à superfície, à pressão de 1000 mb, sua temperatura absoluta será inferior à temperatura absoluta do ar desse nível. Portanto, as camadas de ar de níveis inferiores tendo mais energia térmica possuirão menor densidade e uma força de flutuabilidade maior, o que facilitará o seu movimento de ascensão. Por outro lado, as camadas de ar de níveis mais altos tendo energia interna menor, conseqüentemente com valores de energia térmica inferior aos valores das camadas dos níveis inferiores, tenderão a realizar os movimentos descendentes.

Para uma atmosfera estaticamente estável, ocorre o inverso do caso de uma atmosfera estaticamente instável, as camadas de ar dos níveis inferiores possuem uma energia interna menor em relação às camadas de ar dos níveis superiores, assim, como já dito, a temperatura absoluta da camada de ar com energia interna menor será mais baixa do que uma camada com uma energia interna maior. Portanto, com energia interna menor a camada de ar perde flutuabilidade e encontra dificuldade em realizar movimento de ascensão, permanecendo assim na parte inferior da atmosfera.

No caso de uma atmosfera estaticamente neutra todas as camadas de ar possuem a mesma energia interna, o ar não tem nenhuma força que dificulta o seu movimento, permanecerá em repouso até uma perturbação ser aplicada, desta forma poderá entrar em movimento.

A atmosfera possui movimentos, então não se pode só tratar a estabilidade da atmosfera do ponto de vista termodinâmico considerando-a estática. Ao estudar a atmosfera devemos considerá-la como um sistema dinâmico, considerando todos os tipos de escoamento que a atmosfera apresenta. Portanto, a influência da velocidade do vento na caracterização da estabilidade atmosférica é muito importante. A estabilidade dinâmica de uma camada de ar na atmosfera depende da velocidade e direção do vento entre duas camadas adjacentes, pois dependendo da diferença de velocidade do vento entre estas duas camadas, pode ocorrer intenso cisalhamento do vento e formação de ondas como a das ondas de Kelvin-Helmholtz produzindo, assim instabilidade na atmosfera (STULL 1988).

A instabilidade gerada na atmosfera por processos térmicos ou dinâmicos é dissipada através de movimentos turbulentos. Portanto, a turbulência tende a destruir a instabilidade fazendo o escoamento retornar ao estado estável. No caso da convecção térmica, há um maior transporte e distribuição de energia na vertical, estabilizando o sistema, enquanto que no caso de convecção forçada a turbulência gerada pelo cisalhamento do vento é uma forma de dissipação da energia cinética (STULL, 1988).

Entre as formas mais conhecidas de se representar a importância relativa da convecção térmica e do cisalhamento do vento na caracterização da turbulência, destacam-se os parâmetros de estabilidade conhecidos como número de Richardson, Ri , e parâmetro de flutuabilidade ξ .

Segundo Stull (1988), a intensidade da turbulência pode ser medida através da energia cinética turbulenta do fluido. Desde que o balanço de energia cinética

seja uma propriedade conservativa, toda energia cinética produzida por qualquer fonte deve ser igual a energia cinética dissipada (absorvida pelo meio). O balanço de energia cinética é uma expressão que representa as trocas de energia e dá informações da estrutura da turbulência na atmosfera (STULL, 1988).

Após separar as variáveis independentes da equação do movimento nas suas partes média e turbulenta, obtém-se uma equação para o escoamento médio e outra para o escoamento turbulento. Após multiplicar a equação do escoamento turbulento pelas componentes da flutuabilidade da velocidade, e aplicando a média de Reynolds, realiza-se a análise de escala e desconsideram-se os termos que compreendem médias de uma perturbação. Desprezando o efeito da força de Coriolis, obtém-se a equação simplificada do balanço de energia, que é dada por:

$$\begin{array}{cccccccc} \frac{\partial \bar{e}}{\partial t} & + & u_j \frac{\partial \bar{e}}{\partial x_j} & = & \delta_{is} \frac{g}{\theta_v} (\overline{u'_j \theta'_v}) & - & \overline{u'_i u'_j} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} & - & \frac{\partial (\overline{u'_j e})}{\partial x_j} & - & \frac{1}{\rho} \frac{\partial (\overline{u'_i P'})}{\partial x_i} & - & \varepsilon & (3.32) \\ 1 & & 2 & & 3 & & 4 & & 5 & & 6 & & 7 \end{array}$$

Onde os termos, na ordem que aparecem na equação, representam:: 1- termo de armazenamento de energia cinética turbulenta (ECT); 2- termo de advecção de energia cinética turbulenta pelo vento médio; 3- termo de produção de flutuabilidade; 4- termo de produção mecânica; 5- termo de transporte turbulento de ECT; 6- termo de correlação de pressão; e 7- dissipação viscosa de ECT.

Se escolhermos um sistema de coordenadas alinhado com o vento médio, assumindo a homogeneidade horizontal e desprezando a subsidência, podemos então simplificar a expressão na forma:

$$\frac{\partial \bar{e}}{\partial t} = \frac{g}{\theta_v} (\overline{w' \theta'_v}) - \overline{u'_i w'} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial z} - \frac{\partial (\overline{w' e})}{\partial z} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial (\overline{w' P'})}{\partial z} - \varepsilon \quad (3.33)$$

A razão entre o termo de fluatibilidade e o termo de produção mecânica nos fornece o número de Richardson de fluxo, cuja finalidade está na caracterização do escoamento devido ao cisalhamento e à fluatibilidade do ar:

$$R_f = \frac{\frac{g}{\theta_v} (\overline{w' \theta_v'})}{\overline{u_i' w'} \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial z}} = \frac{\frac{g}{\theta_v} (\overline{w' \theta_v'})}{\overline{u' w'} \frac{\partial \overline{u}}{\partial z} + \overline{v' w'} \frac{\partial \overline{v}}{\partial z}} \quad (3.34)$$

Para um escoamento estaticamente instável, R_f é usualmente negativo (lembrando que o numerador é usualmente negativo) para gradientes verticais negativos de temperatura, ou de (w' e θ_v'). Para escoamento neutro R_f é zero e para um escoamento estaticamente estável R_f é positivo.

O valor crítico para o número de Richardson de fluxo é unitário ($R_f = 1$), porque a taxa produção mecânica de energia cinética turbulenta é balanceada pela destruição da energia cinética turbulenta via termo de fluatibilidade. Para qualquer valor de R_f menor do que 1 a estabilidade estática não é suficientemente forte para prevenir a geração mecânica da turbulência. Para valores negativos de R_f o numerador contribui para geração de turbulência. Espera-se que o escoamento seja turbulento (dinamicamente instável) quando R_f for menor do que 1 e que o escoamento torna-se laminar (dinamicamente estável) quando R_f for maior do que 1.

A aplicação da teoria K para os perfis de θ_v , em particular, tem limitações. Segundo Arya (1988), as hipóteses do tipo gradiente-transporte baseadas em conceitos tais como, comprimento de mistura, viscosidade turbulenta, etc., podem ter sua aplicabilidades limitada acima de superfícies complexas. Observações mostram fortes evidências da existência de fluxo contra-gradiente. Assim, o coeficiente de difusividade deve ser negativo. O fechamento local tem problemas porque relaciona os fluxos de uma quantidade

em um dado nível às propriedades neste nível. Por outro lado, segundo Arya (1988), o escoamento médio imediatamente acima de superfícies complexas deve ser tratado tridimensionalmente, pois a produção não local de turbulência em várias escalas pode influenciar campos turbulentos em outros pontos. A alternativa é usar o fechamento não local na forma de métodos integral ou transiente.

Segundo Garratt (1992), a natureza dos perfis médios de um escalar na camada limite convectiva determina sempre o fechamento local que será apropriado. A profundidade de entranhamento no topo da camada limite influencia os perfis de temperatura média e a razão de mistura de qualquer escalar. O entranhamento gera fluxos descendentes (difusão “top-down”), sendo contrário ao gradiente médio de temperatura ou de qualquer concentração de um determinado escalar. Este tipo de difusão difere da difusão “bottom-up” porque as forçantes de flutuabilidade da turbulência convectiva ocorrem com assimetria vertical. Para representar este tipo de mecanismo, modelos numéricos utilizam-se de parametrizações como, por exemplo, definindo um coeficiente de difusividade na parte inferior K_B e uma outra na parte superior K_T da camada limite. Sendo assim, o coeficiente final resultante K , é uma combinação de K_B e K_T . Holslag e Moeng (1991) observaram um pobre comportamento em K , quando os coeficientes de difusividade K_B e K_T possuem pouca variação.

Assumindo a parametrização baseada na teoria K dos coeficientes de troca (esquema de fechamento de ordem 1) é possível obter uma outra forma para o número de Richardson. Na teoria K os fluxos turbulentos podem ser representados por gradientes médios de variáveis multiplicados por coeficientes de difusividade (K).

$$\overline{u'w'} = -K_m \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial z}, \quad \overline{v'w'} = -K_m \frac{\partial \overline{v_i}}{\partial z} \quad \text{e} \quad \overline{u_i \theta'} = -K_h \frac{\partial \overline{\theta}}{\partial z} \quad (3.35)$$

Onde K_m e K_h são os coeficientes de difusividade de calor e momentum, respectivamente. O coeficiente de difusividade de momentum é uma função do escoamento, então K_m varia com a variação da turbulência. Assim, costuma-se parametrizar K_m em função de variáveis como $\frac{z}{L}$, número de Richardson, ou em função da estabilidade $\frac{\partial \overline{\theta_v}}{\partial z}$, junto a um comprimento de mistura.

Substituindo no número de Richardson de fluxo:

$$R_f = \frac{\frac{g}{\overline{\theta_v}} \left(-K_h \frac{\partial \overline{\theta_v}}{\partial z} \right)}{\left(-K_m \frac{\partial \overline{u}}{\partial z} \right) \frac{\partial \overline{u}}{\partial z} + \left(-K_m \frac{\partial \overline{v}}{\partial z} \right) \frac{\partial \overline{v}}{\partial z}} = -K_h \frac{\frac{g}{\overline{\theta_v}} \left(\frac{\partial \overline{\theta_v}}{\partial z} \right)}{\left(\frac{\partial \overline{u}}{\partial z} \right) \frac{\partial \overline{u}}{\partial z} + \left(\frac{\partial \overline{v}}{\partial z} \right) \frac{\partial \overline{v}}{\partial z}} \quad (3.36)$$

Existe a possibilidade de realizar uma simplificação na equação acima, mesmo sabendo que os mecanismos de transferência de momentum e de calor nem sempre são idênticos. Em particular, quando as flutuações turbulentas de pressão desempenham um papel importante na transferência média de momentum, como acontece na subcamada de transição.

Sob condição neutras e estáveis, os valores de $\frac{K_h}{K_m}$ sempre tenderão a 1, pela teoria da similaridade de Monin-Obukhov. Marques Filho (2000), analisou o comportamento de $\frac{K_h}{K_m}$ em função do parâmetro de estabilidade de Monin e Obukhov ξ , para o sítio experimental do projeto IPE, e observou que sob condições estáveis $\frac{K_h}{K_m}$ foi ligeiramente inferior às curvas propostas, com

valores quase sempre inferiores a 1. Mas, sem resultados se mantiveram dentro dos desvios padrões, quando comparados à curva de Högström (1988). Observou-se pouca dispersão dos dados para a condição estável, comparados com aquelas obtidas sob condições próximas da neutralidade e em condições instáveis. Portanto, assumindo a validade da teoria da similaridade de Monin-Obukhov, pode-se aproximar $K_m \approx K_h$, para esse sítio experimental. Para uma atmosfera neutra e estável podemos simplificar a equação para:

$$R_i = \frac{\frac{g}{\theta_v} \left(\frac{\partial \bar{\theta}_v}{\partial z} \right)}{\left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial \bar{v}}{\partial z} \right)^2} = R_i \quad (3.37)$$

Segundo Stull (1988), a obtenção do gradiente local contido na forma do número de Richardson pode ser feita aproximando-se o gradiente, usando observações de uma série de intervalos de altura discretos, resultando em outra forma do número de Richardson.

$$R_i = \frac{\frac{g}{\theta_v} \left(\frac{\partial \bar{\theta}_v}{\partial z} \right)}{\left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial \bar{v}}{\partial z} \right)^2} = \frac{\frac{g}{\theta_v} \left(\frac{\Delta \bar{\theta}_v}{\Delta z} \right)}{\left(\frac{\Delta \bar{u}}{\Delta z} \right)^2 + \left(\frac{\Delta \bar{v}}{\Delta z} \right)^2} = \frac{g}{\theta_v} \frac{(\Delta \bar{\theta}_v) \Delta z}{\left[(\Delta \bar{u})^2 + (\Delta \bar{v})^2 \right]} = R_B \quad (3.38)$$

Esta forma de número de Richardson é definida como Número de Richardson totalizador, R_B . É um parâmetro de estabilidade bastante útil, próximo à superfície, sob condições estáveis, exatamente onde o Ri não é muito confiável.

Para $Ri < 0$, o fluxo é estaticamente e dinamicamente instável, $Ri > 0$, o fluxo é estaticamente estável, $Ri = 0$ a atmosfera é neutra, O número de Richardson gradiente crítico é $Ri = 0,25$. Para casos de número de Richardson próximo a

este valor o escoamento torna-se laminar. Se o escoamento é turbulento, permanecerá turbulento caso Ri seja menor que zero. Em caso de $Ri > 0,25$ o escoamento tende a ser laminar ou intermitentemente turbulento e para Ri entre 0 à 0,25 o escoamento é quase que totalmente laminar (STULL, 1988).

Uma outra forma de representar a estabilidade estática da atmosfera em função da altura é utilizando o parâmetro de estabilidade de Monin-Obukhov (ξ), que representa a estabilidade para uma determinada altura (STULL, 1988).

De acordo com Stull (1988), o comprimento de Monin-Obukhov é um parâmetro de escala usado para a camada limite superficial, onde se considera que os fluxos turbulentos variam menos que 10 % de seu valor com a altura. O parâmetro de instabilidade de Monin-Obukhov (ξ), é obtido adimensionalizando a equação do balanço de energia, multiplicando por um fator de $\frac{kz}{u_*^3}$:

$$\frac{kz}{u_*^3} \frac{\partial \bar{e}}{\partial t} = \frac{kz}{u_*^3} \frac{g}{\bar{\theta}_V} (\overline{w'\theta'_V}) - \frac{kz}{u_*^3} \frac{\overline{u_i w'}}{u_*} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial z} - \frac{kz}{u_*^3} \frac{\partial (\overline{w'e})}{\partial z} - \frac{kz}{u_*^3} \frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial (\overline{w'P'})}{\partial z} - \frac{kz}{u_*^3} \varepsilon \quad (3.39)$$

Definindo-se o comprimento de Monin-Obukhov à partir do primeiro termo do lado direito da equação (3.39), $L = \frac{u_*^3 \bar{\theta}_V}{kg(\overline{w'\theta'_V})}$, onde k e u_* , são respectivamente a constante de von Karman e a escala de velocidade turbulenta.

A escala de comprimento de Monin-Obukhov possui a grande vantagem de não variar com a altura na camada limite superficial. Assim, quando tivermos $z > |L|$ podemos dizer que, fundamentalmente, a convecção está sendo mantida termicamente, enquanto que para $z < |L|$ a convecção está sendo mantida também por processos mecânicos.

4 METODOLOGIA

4.1 Modelagem numérica

A modelagem numérica vem se desenvolvendo junto com os avanços computacionais, pois para a formulação de um modelo atmosférico é essencial incorporar os processos físicos presentes na atmosfera, exigindo assim uma sofisticada arquitetura de algoritmos. Para a elaboração de um modelo atmosférico há a necessidade de conhecer todas as possíveis situações que podem ser encontradas na atmosfera real, pois com estes conhecimentos tornam-se mais simples a compreensão das equações que governam os movimentos atmosféricos, que geralmente não possuem soluções algébricas simples, sendo quase sempre não lineares.

Para representar os processos que apresentam dimensões menores do que o espaçamento de grade do domínio do modelo há a necessidade de parametrizá-los a partir de grandezas diretamente determinadas pelo modelo, que é o caso por exemplo, da parametrização do transporte turbulento acima da camada de fluxos constantes devido aos turbilhões, que são de menor escala do que a distância entre dois pontos de grade dos modelos meteorológicos numéricos. Estoque e Deardorff (1973) utilizaram modelos numéricos bidimensionais e tridimensionais para simular a estrutura da camada limite planetária, avaliando assim as dificuldades da modelagem das influências destas parametrizações sobre a simulação numérica.

Hoje em dia existem vários tipos de modelo, para diversos propósitos, e cada um possui um tipo de arquitetura de algoritmos distinta. Mas, os esquemas de parametrizações utilizados por cada um deles podem ser iguais ou não, admitindo as mais variadas parametrizações. Nas últimas décadas, vários esquemas de parametrizações para diferentes processos físicos foram desenvolvidos, tais como parametrizações de radiação, de superfície, de

convecção, de turbulência e de microfísica, entre outros (TREMBACK E WALKO, 2002).

O problema de fechamento é um dos mais complicados problemas que afetam a formulação dos modelos numéricos. Existem vários trabalhos que enfocam este assunto tais como os de Mellor e Yamada (1974, 1982).

Atualmente a superfície continental é bem representada nos esquemas de interação continente-atmosfera através de vários modelos, tais como o “Biosphere – Atmospheric Transference Scheme” (BATS) (DICKINSON, 1983), o “Simple Biosphere” (SiB) (SELLERS ET AL., 1986), o “Interaction-Soil-Biosphere-Atmosphere” (ISBA) (NOILHAN E PLANTON, 1989) e o “Land Ecosystem-Atmosphere Feedback” (LEAF) (LEE, 1992). O esquema LEAF é o modelo de superfície utilizado neste trabalho, sendo que é o único acoplado na versão 4.3 do RAMS disponível.

O modelo RAMS é um modelo numérico regional com capacidade de simular circulações atmosféricas de várias escalas de comprimento. Seu código possui várias opções de parametrizações físicas importantes para as simulações em diversas escalas e que podem ser escolhidas de acordo com o interesse. A habilidade do código em aninhar grades de alta resolução o torna útil para as pesquisas referentes à camada limite atmosférica. Nas seções seguintes apresentar-se-á uma descrição mais detalhada do modelo RAMS.

4.2 O modelo RAMS (regional atmospheric modeling system)

O modelo RAMS possui opção da utilização da aproximação hidrostática e das equações não-hidrostáticas. Todas as variáveis são grandezas médias de volume de grade. A opção não-hidrostática foi adotada por ser mais confiável e não ter tantas simplificações quanto a opção hidrostática. Seu uso é

recomendado quando se realizam simulações com alta resolução. Apresenta as seguintes equações:

Equações do movimento

$$\frac{\partial u}{\partial t} = -u \frac{\partial u}{\partial x} - v \frac{\partial u}{\partial y} - w \frac{\partial u}{\partial z} - \theta \frac{\partial \pi'}{\partial x} + fv + \frac{\partial}{\partial x} \left(K_m \frac{\partial u}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(K_m \frac{\partial u}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(K_m \frac{\partial u}{\partial z} \right) \quad (4.1)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} = -u \frac{\partial v}{\partial x} - v \frac{\partial v}{\partial y} - w \frac{\partial v}{\partial z} - \theta \frac{\partial \pi'}{\partial y} + fu + \frac{\partial}{\partial x} \left(K_m \frac{\partial v}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(K_m \frac{\partial v}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(K_m \frac{\partial v}{\partial z} \right) \quad (4.2)$$

$$\frac{\partial w}{\partial t} = -u \frac{\partial w}{\partial x} - v \frac{\partial w}{\partial y} - w \frac{\partial w}{\partial z} - \theta \frac{\partial \pi'}{\partial z} - \frac{g\theta'_v}{\theta_0} + \frac{\partial}{\partial x} \left(K_m \frac{\partial w}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(K_m \frac{\partial w}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(K_m \frac{\partial w}{\partial z} \right) \quad (4.3)$$

Equação da Termodinâmica

$$\frac{\partial \theta_{il}}{\partial t} = -u \frac{\partial \theta_{il}}{\partial x} - v \frac{\partial \theta_{il}}{\partial y} - w \frac{\partial \theta_{il}}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial x} \left(K_h \frac{\partial \theta_{il}}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(K_h \frac{\partial \theta_{il}}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(K_h \frac{\partial \theta_{il}}{\partial z} \right) + \left(\frac{\partial \theta_{il}}{\partial t} \right)_{rad} \quad (4.4)$$

Equação da continuidade da razão de mistura da água

$$\frac{\partial r_n}{\partial t} = -u \frac{\partial r_n}{\partial x} - v \frac{\partial r_n}{\partial y} - w \frac{\partial r_n}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial x} \left(K_h \frac{\partial r_n}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(K_h \frac{\partial r_n}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(K_h \frac{\partial r_n}{\partial z} \right) \quad (4.5)$$

Equação da continuidade de massa

$$\frac{\partial \pi'}{\partial t} = \frac{R\pi_0}{c_v \rho_0 \theta_0} \left(\frac{\partial \rho_0 \theta_0 u}{\partial x} + \frac{\partial \rho_0 \theta_0 v}{\partial y} + \frac{\partial \rho_0 \theta_0 w}{\partial z} \right) \quad (4.6)$$

onde u, v e w são as componentes da velocidade, θ , θ_v , θ_0 e θ_l são as temperaturas potencial, potencial virtual, potencial média da camada e a potencial da água líquida, r_n é a razão de mistura para a água líquida, K_m e K_h são os coeficientes de difusividade de momentum e calor, π' é a função de Exner, g é a aceleração da gravidade, f é o parâmetro de Coriolis, R é a constante universal para o gases, ρ_0 é a densidade do ar e c_v é o calor específico a volume constante.

4.3 Sistema de coordenadas σ_z (sistema que segue o contorno do terreno)

A estrutura vertical da grade usa a coordenada σ_z . É uma coordenada onde o topo do modelo é exatamente plano, ou seja, os níveis no topo da grade do modelo estão dispostos paralelamente, e, no contorno inferior, os níveis acompanham as ondulações do terreno (TRIPOLI E COTTON, 1982).

As coordenadas neste sistema são definidas como:

$$\begin{aligned} x^* &= x \\ y^* &= y \\ z^* &= H \left(\frac{z - z_g}{H - z_g} \right) \end{aligned} \quad (4.7)$$

onde H é a altura do topo da grade e z_g é a altura do topografia local como uma função de x e y .

Os operadores de derivada nesse sistema de coordenadas podem ser escritos em notação tensorial (CLARK, 1977).

$$\frac{\partial \phi}{\partial x_i} = \left(\frac{1}{a} \right) \left(\frac{\partial a b^{ij} \phi}{\partial x_j} \right) \quad (4.8)$$

Onde: ϕ é uma grandeza física escalar ou vetorial

$$a(x^*, y^*) = 1 - \frac{z_g(x^*, y^*)}{H} \quad (4.9)$$

e o tensor b^{ij} é definido como:

$$b^{ij} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & \frac{1}{a} \frac{\partial z_g}{\partial x} \left(\frac{z^*}{H} - 1 \right) \\ 0 & 1 & \frac{1}{a} \frac{\partial z_g}{\partial x} \left(\frac{z^*}{H} - 1 \right) \\ 0 & 0 & \frac{1}{a} \end{bmatrix} \quad (4.10)$$

A relação entre as componentes cartesianas da velocidade no sistema σ_z , são:

$$\begin{aligned} u^* &= u \\ v^* &= v \\ w^* &= \frac{uab^{13} + vab^{23} + w}{a} \end{aligned} \quad (4.11)$$

Esta transformação pode ser vista como um simples mapeamento das componentes da velocidade no sistema de coordenada σ_z , de modo que elas permaneçam horizontais no espaço cartesiano. Isto elimina a complicação de detalhes com as componentes não ortogonais da velocidade. A componente vertical, w^* , tem um valor imposto de zero em $z^* = 0$, que implica ser nulo o fluxo de massa na interface da superfície do solo com a atmosfera.

4.4 Estrutura de grade

A grade alternada usada no RAMS é a grade padrão C alternada de Mesinger e Arakawa (1979). Esta grade possui malha deslocada e composta por células com arestas tridimensionais Δx , Δy e Δz . Em uma célula com coordenadas (i,j) têm-se armazenadas: as variáveis termodinâmicas e de umidade no centro da célula e as componentes da velocidade nas faces laterais, distantes $\pm \frac{\Delta x}{2}$, $\pm \frac{\Delta y}{2}$ e $\pm \frac{\Delta z}{2}$ do centro da célula.

No caso de um conjunto de células para um domínio computacional discretizado, o tamanho e o número de células é tal que as fronteiras do domínio computacional coincidem com as faces das células (FORTUNA, 2000). No apêndice A é apresentada a estrutura da grade tanto na vertical como na horizontal.

4.5 Grade aninhada

A grade aninhada é usada no RAMS para dar uma alta resolução espacial em uma região selecionada. Uma grade aninhada ocupa uma região dentro do domínio computacional da grade principal com resolução mais pobre, e substitui a mecha da grade principal naquela região. A quantidade de grades aninhadas que podem ser usadas é limitada pela memória computacional disponível.

As grades podem ser configuradas como uma seqüência telescópica, onde se pode fazer o aninhamento de várias grades, uma dentro da outra. As grades aninhadas podem, mas não necessariamente, se estender do solo ao topo do modelo. A malha refinada sobre uma grade principal pode ser prescrita para ambas as direções vertical e horizontal. O refinamento, ou seja, o espaçamento tanto vertical como horizontal das grades aninhadas deve ter uma razão inteira,

tal que um número inteiro de células da grade aninhada possa se ajustar dentro das células da grade principal.

O RAMS utiliza uma coordenada vertical que acompanha a elevação do terreno, sendo a definição do terreno compatível entre as grades, tal que os níveis verticais sobre ambas as grades coincidam exatamente. O aninhamento vertical do RAMS pode ser utilizado sobre toda a extensão da grade para dar a mesma resolução vertical sobre a grade aninhada relativa à grade principal. A razão do aninhamento vertical pode variar com a altura.

A comunicação da grade principal com a grade aninhada é realizada seguindo um passo de tempo sobre os dados dos campos prognósticos na grade principal. Os valores da grade de menor resolução são substituídos por valores obtidos pela grade de maior resolução. A integração na grade aninhada é realizada com um passo de tempo menor do que a grade principal.

O modelo RAMS foi escolhido para este trabalho de modelagem da camada limite planetária, devido à alta resolução de suas grades, e à disponibilidade numérica do aninhamento de grades, que aumenta a precisão na região de interesse.

A região de estudo corresponde à região noroeste do Estado do Mato Grosso do Sul. As características da superfície, bem como a distribuição sobre a área de domínio do modelo foram descritas no capítulo 2. As grades foram centralizadas nas coordenadas do local onde foram liberados os balões meteorológicos que realizaram as radiossondagens. Este local é onde se localiza a Base de Estudos do Pantanal da UFMS, em Passo da Lontra no Mato Grosso do Sul, à margem do Rio Miranda, correspondendo a latitude $19,58^{\circ}$ sul e longitude $57,02^{\circ}$ oeste.

4.6 Implantação do modelo RAMS sobre a região do pantanal Matogrossense

O modelo foi implantado com uma grade principal tendo um espaçamento de grade na horizontal de 2 km, tanto na coordenada x (longitudinal) como na y (meridional), e 80 pontos de grade, cobrindo assim uma área de 25.600 km². A grade secundária teve um espaçamento de grade na horizontal de 0,5 km, tanto na coordenada x como em y, e 80 pontos de grade, cobrindo uma área de 1600 km². O domínio vertical do modelo foi implantado com uma altura de 12500 m.

A distribuição espacial de solo foi tomada como sendo arenosa para todo o domínio, devido ao fato de não possuir informações detalhadas do solo da região, de modo que fosse viável criar um arquivo de solo coerente com o tipo de solo disponível no modelo.

Com as informações obtidas em campo, observou-se que a predominância do tipo de solo da região do sítio experimental é arenosa, desta forma optou-se por um tipo arenoso cobrindo todo o domínio. No modelo RAMS utilizou-se a opção 3 (areia franca) dos 12 tipos de solo disponíveis (os 12 tipos de solo são melhor descritos no apêndice c).

Para os parâmetros físicos do solo em condição de saturação, tais como condutividade hidráulica, potencial de umidade, conteúdo de umidade no solo, calor específico do solo seco e a constante dependente da textura do solo, foram utilizados os valores padrões existentes nos arquivos de solo do modelo RAMS.

A distribuição de vegetação no domínio das grades foi obtido através dos mapas de vegetação do RADAMBRASIL. Foram aglomeradas as classes que mais se aproximavam entre si, para evitar um número excessivo de classes que dificultassem a representação delas no modelo RAMS.

Para a grade aninhada se optou por utilizar uma vegetação que representasse uma mata ciliar na borda dos rios e outra que representasse a vegetação no restante do domínio. A opção da classe de vegetação do modelo RAMS, utilizada para representar a vegetação ciliar foi a de número 19 (floresta com folha larga permanente) e para representar o restante do domínio utilizou-se à opção 26 (Savana aberta). Os parâmetros físicos tais como: emissividade, albedo, índice de área foliar, fração de cobertura vegetal, rugosidade, deslocamento do plano-zero e profundidade das raízes, utilizados nas simulações, estão descritos em detalhes no apêndice c.

A distribuição das classes de vegetação obtidas à partir das classes do mapa de vegetação, na escala de 1:250.000, do RADAMBRASIL é apresentada na Figura 4.1.

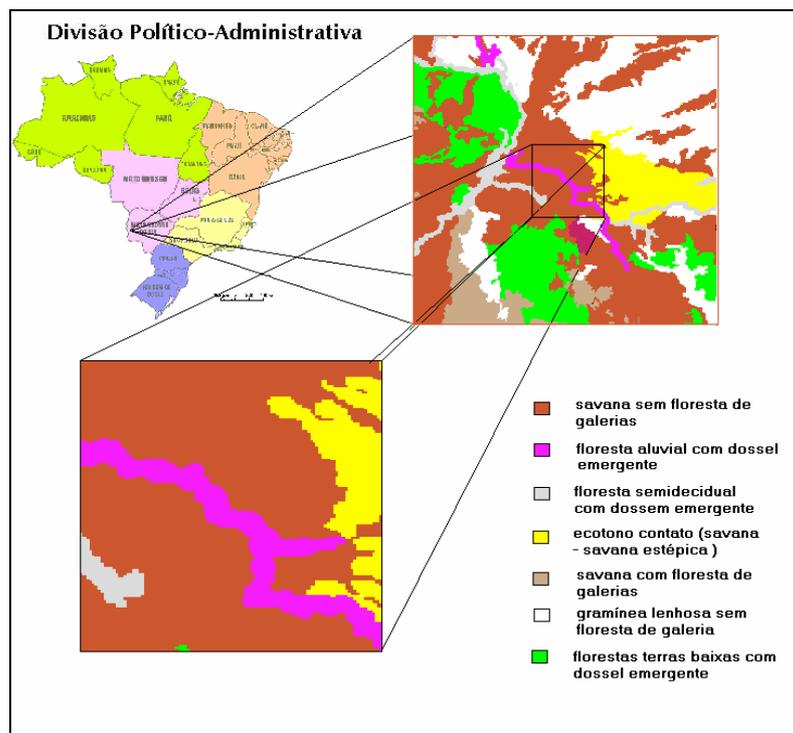


Figura 4.1 - Representação esquemática da distribuição da cobertura vegetal sobre o domínio de grade

Foi necessário realizar uma visualização da distribuição dos corpos aquíferos, pois dependendo do tamanho estes corpos podem ter maior ou menor influência sobre a circulações locais. A visualização dos corpos aquíferos foi feita através das imagens do satélite Landsat.

A Figura 4.2 mostra o recorte feito nas imagens de satélite Landsat:

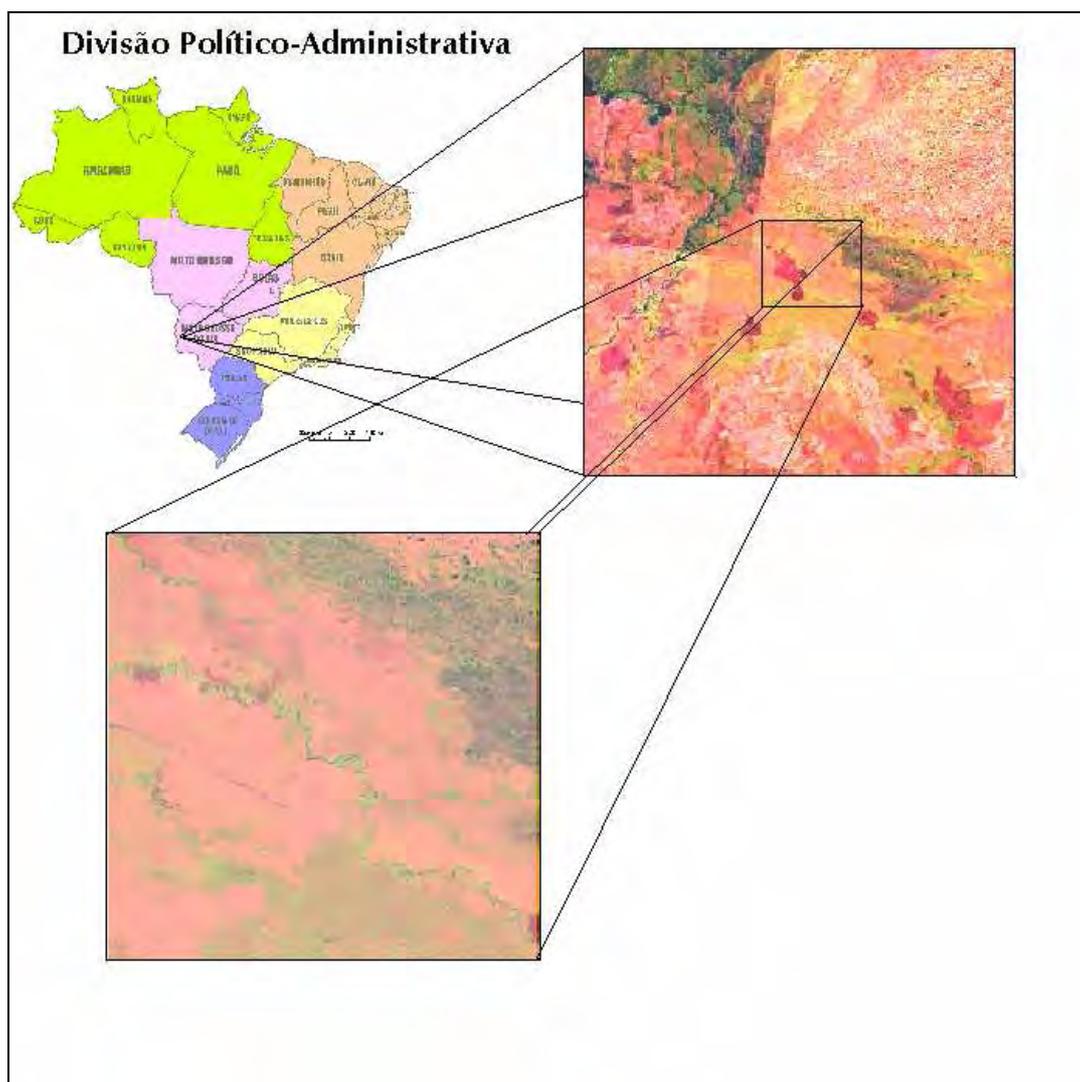


Figura 4.2 - Representação esquemática do corte na imagem Landsat para a região do Pantanal

Realizou-se uma comparação entre a imagem Landsat (Figura 4.2) e o mapa de vegetação mostrado na Figura 4.1. Posteriormente foi construído o arquivo de vegetação para ser utilizado no domínio do modelo.

A topografia utilizada pelo modelo RAMS é apresentada na Figura 4.3, na qual se pode observar a grande depressão pantaneira, responsável pelos cursos dos rios que drenam ao seu interior, e que em época chuvosa provocam grandes inundações.

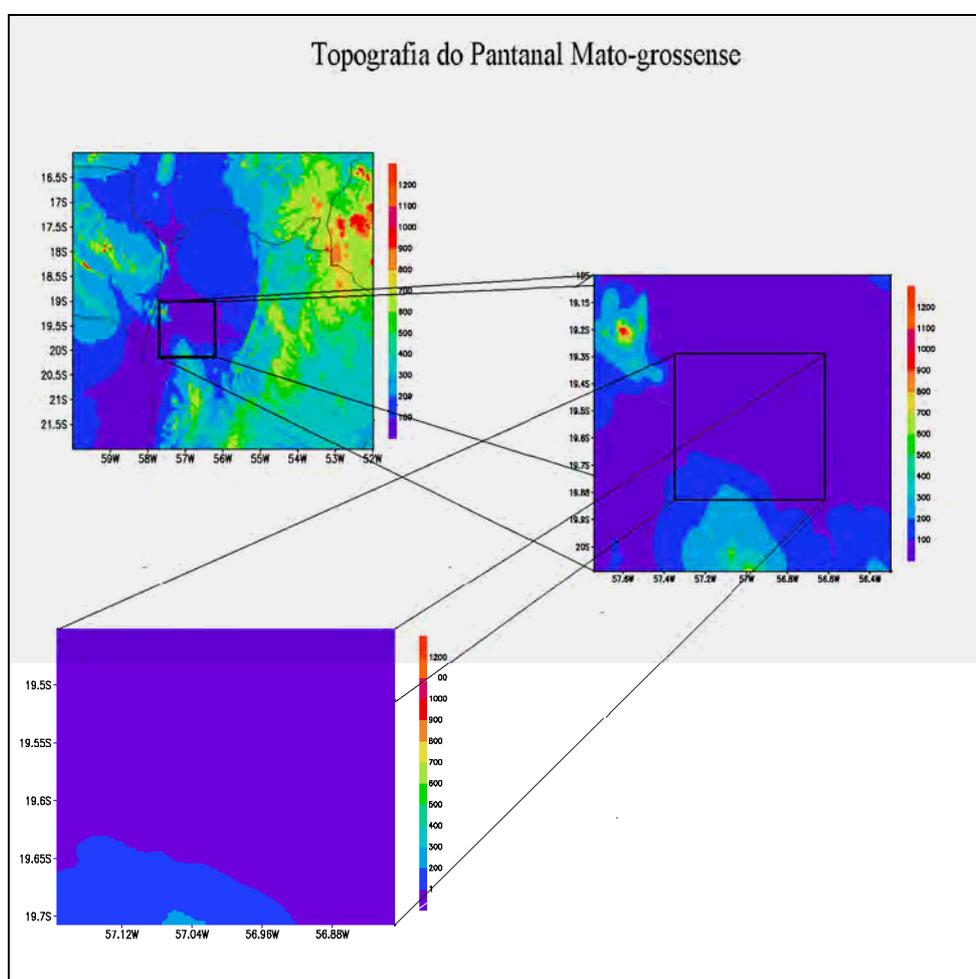


Figura 4.3 - Representação esquemática da topografia da região do Pantanal e da topografia utilizada pelo modelo RAMS em suas grades.

4.7 Inicialização do modelo

A inicialização homogênea foi escolhida para as simulações com o modelo RAMS. Esta inicialização caracteriza-se pela utilização de um perfil de radiossondagem, sendo o mesmo, extrapolado, no instante inicial para todo o domínio da grade.

Na inicialização homogênea as condições na fronteira não são forçadas por nenhuma condição externa. Os valores das variáveis mais externas do domínio da grade principal se ajustam conforme o que está sendo processado no interior do domínio da grade do modelo, não necessitando de campos de reanálise para ajustar a sua fronteira. As fronteiras da grade principal foram definidas longe da região de interesse para que os problemas nas fronteiras não contaminassem a região de estudo. Por isso se focou a análise sobre a grade 2 aninhada.

Realizou-se a simulação por um período de 25 iniciando sempre às duas horas local, para os dias 18, 19 e 20 de setembro de 1999. Neste trabalho foram utilizados dados de radiossondas lançadas nos mesmos dias do mês de setembro de 1999, durante a campanha IPE-2, como condições iniciais. Como se optou pela inicialização homogênea não havia a condição de contorno no decorrer da integração, portanto a advecção devida à contribuição externa às grades é anulada, gerando uma simulação dependente somente das condições iniciais e das características do próprio domínio do modelo. Assim, se preferiu a simulação por um período mais curto, que a **princípio** representaria melhor a atmosfera real.

A umidade no solo foi inicializada considerando um campo espacialmente homogêneo, sendo o campo construído à partir dos dados coletados em campo. Como foram coletadas várias amostras de umidade do solo em diversas localizações e níveis, calculou-se a média e o desvio padrão para

cada nível obtendo-se assim um perfil único, o qual foi interpolado para os níveis escolhidos para ser utilizada no modelo.

Por ser uma simulação curta de apenas 25 horas de integração, o tempo de relaxação das variáveis (Spin-up) sobrepõem-se ao tempo de simulação. Assim, nas primeiras horas de simulação, os campos estarão sob a influência das condições iniciais utilizadas na inicialização do modelo RAMS.

O gráfico que apresenta o perfil médio de umidade medida e o utilizado na inicialização do modelo está apresentado na Figura 4.4.

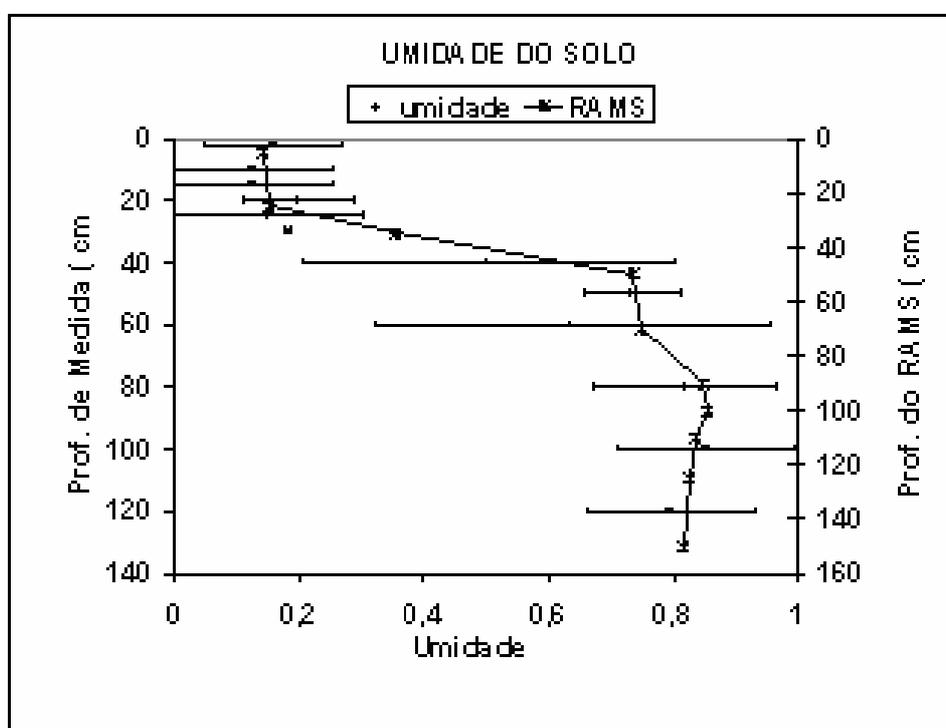


Figura 4.4 – Perfil do grau de saturação do solo da região do sítio experimental IPE-2 do Pantanal Mato-grossense

As sondagens utilizadas para a inicialização do modelo RAMS, para os dias 18, 19 e 20 de setembro de 1999, estão apresentadas nas Figuras abaixo:

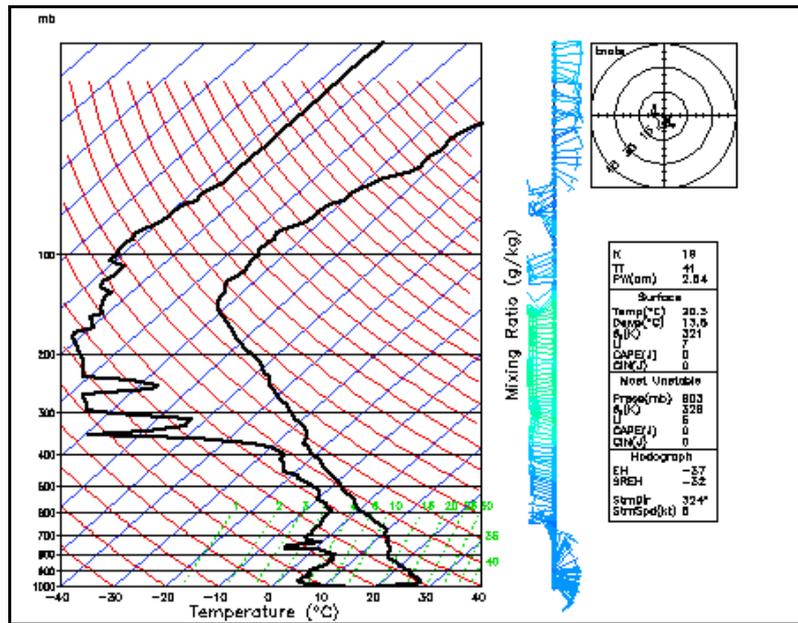


Figura 4.5 - Sondagem do dia 18 de setembro de 1999 lançada às 2 horas (hora local)

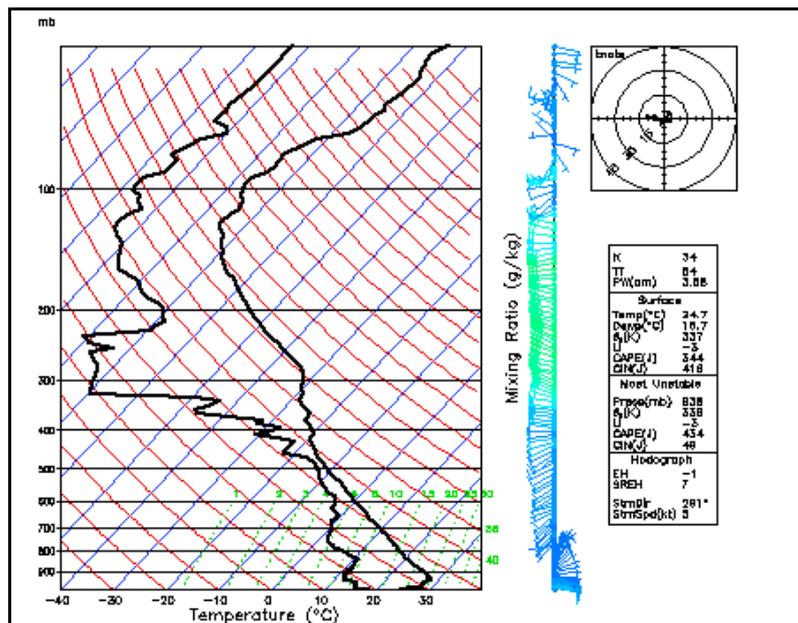


Figura 4.6 - Sondagem do dia 19 de setembro de 1999 lançada às 2 horas (hora local)

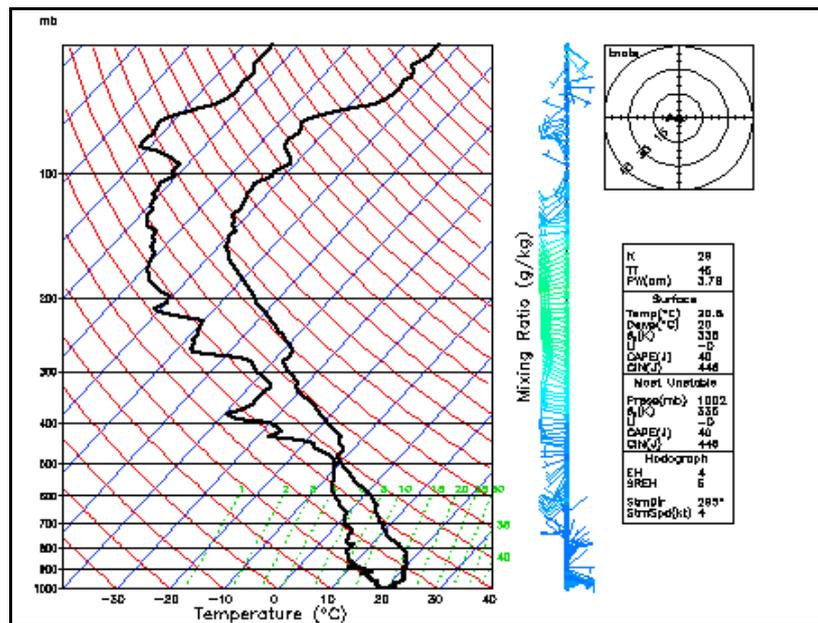
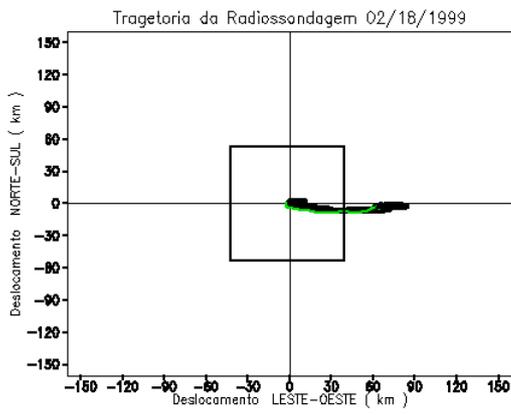


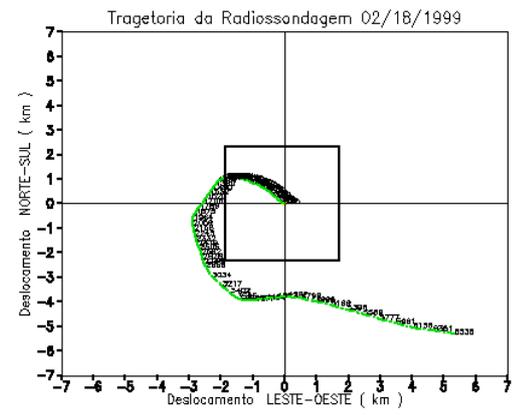
Figura 4.7 - Sondagem do dia 20 de setembro de 1999, lançada às 2 horas (hora local)

Os domínios das grades do modelo RAMS são de 160x160 km para a grade principal e 40x40 km para a grade aninhada. Por ser um domínio pequeno a utilização das radiossondagens como condição inicial é até certo ponto viável. Mas, surge a seguinte questão: **Qual a representatividade de uma radiossondagem?** A Figura 4.8 apresenta os deslocamentos horizontais das radiossondagens utilizadas como condição inicial do modelo RAMS. Foram separados os deslocamentos das trajetórias para a camada limite dos perfis incluindo a atmosfera livre.

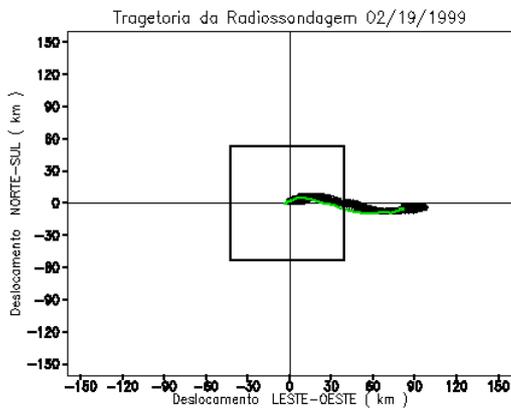
Nas Figuras 4.8b, 4.8d e 4.8f, referentes aos deslocamentos horizontais das radiossondagens no interior da camada limite, pode-se observar o movimento circular que as radiossondagens realizam à medida em que ascendem na atmosfera, pois nesta região a camada de Ekman influencia a ascensão vertical das radiossondagens.



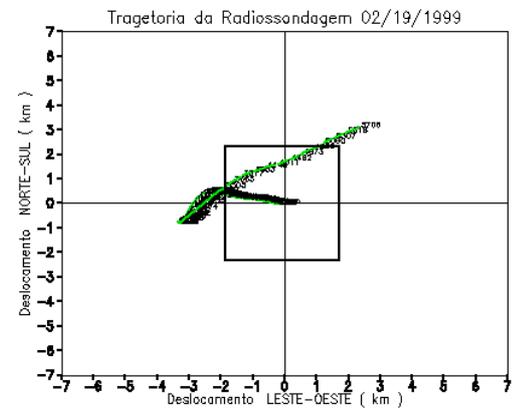
(a)



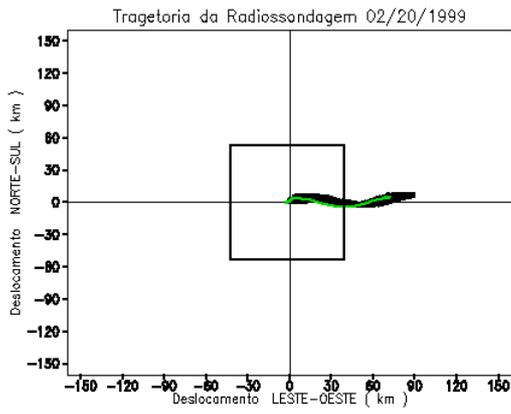
(b)



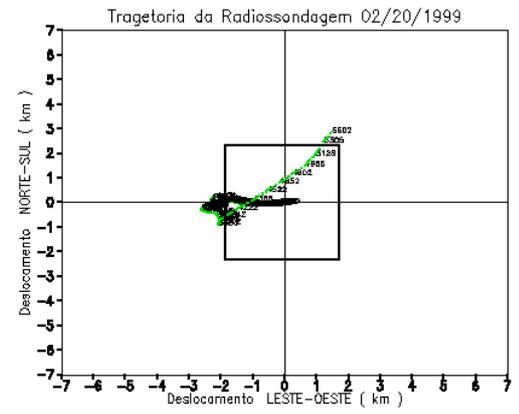
(c)



(d)



(e)



(f)

Figura 4.8 - Deslocamento horizontal das radiossondagens utilizadas na inicialização do modelo RAMS. Figura. 4.8.d, 4.8.d e 4.8.f referem-se ao deslocamento na camada limite e 4.8a, 4.8c e 4.8e à atmosfera livre.

Ao se observar os deslocamentos horizontais das radiossondagens, pode-se afirmar que, para a grade principal com resolução de 2 km, as sondagens podem não ser bem representativas para o domínio todo, pois o alcance horizontal máximo observado é de apenas 80 km aproximadamente para uma área de 160 km². Porém, para a grade aninhada com uma área de 40 km², pode-se afirmar que as sondagens são representativas para este domínio.

As parametrizações utilizadas nas simulações estão apresentadas na Tabela abaixo e descritas no apêndice c:

Tabela 4.1 - Opções de entrada do modelo RAMS

OPÇÕES	GRADE-1	GRADE-2
Equações	Não hidrostático	Não hidrostático
Coordenadas	Cartesiano padrão	Cartesiano padrão
Centralizado	19,58° sul e 57,02° oeste	19,58° sul e 57,02° oeste
n^o de ptos de grade em x	80	80
n^o de ptos de grade em y	80	80
n^o de ptos de grade em z	30	30
N^o de camada de solo z	10	10
Esp. de grade em x	2000m	500m
Esp. de grade em y	2000m	500m
Tempo de simulação	25 horas	25 horas
Radiação de onda curta	Marher e Pielke	Marher e Pielke
Radiação de onda longa	Chen/Cotton	Chen/Cotton
Esquema de turbulência	Mellor/Yamada	Mellor/Yamada
Física de nuvem	Ligado - nível 2*	Ligado - nível 2*
Esquema de fechamento	1 ordem	1 ordem
P. cumulos	desligada	desligada

* A opção do nível dois para a microfísica trata somente a supersaturação e a condensação de moléculas de água

4.8 Calibração do modelo

Houve a necessidade de calibrar o modelo para que as variáveis atmosféricas e de superfície se ajustassem às variáveis observadas em campo.

Durante o período da realização da campanha IPE-2, no mês de setembro de 1999, por ser um período mais seco em relação à média climatológica, havia vários focos de incêndios que eram grandes fontes de aerossóis. Portanto, devido ao modelo de radiação de onda curta incorporado ao RAMS ser o de Maher-Pilke, utilizado nas simulações, houve a necessidade de uma redução de 12% no fluxo de radiação solar simulado originalmente pelo esquema de Maher-Pilke (MAHRER E PIELKE, 1977). Isto foi imposto para representar a atenuação da radiação pelos aerossóis presentes na atmosfera do Pantanal, devido às queimadas no período de realização da campanha IPE-2. Isto permitiu simular corretamente o fluxo de radiação solar incidente à superfície no dia 18 de setembro, que foi um dia sem nuvens. O valor de 12% foi obtido em função da componente de radiação de onda curta observada em campo para o mesmo dia. Realizou-se o mesmo procedimento para os demais dias simulados, com atenuação de 27% para o dia 19 e 34% para o dia 20. Os gráficos estão apresentados na Figura 4.9.

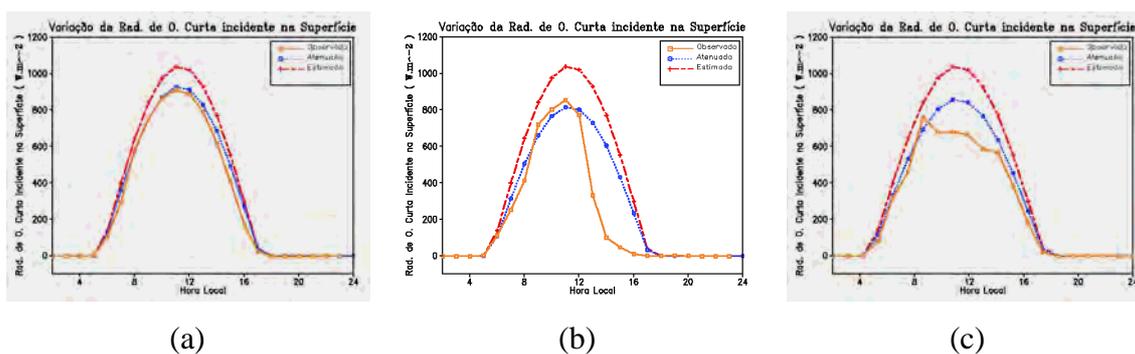


Figura 4.9 - Atenuação da componente da radiação de onda curta incidente na superfície simulada pelo modelo: Figura 4.9a é referente ao dia 18, Figura 4.9b é referente ao dia 19 e Figura 4.9c é referente ao dia 20.

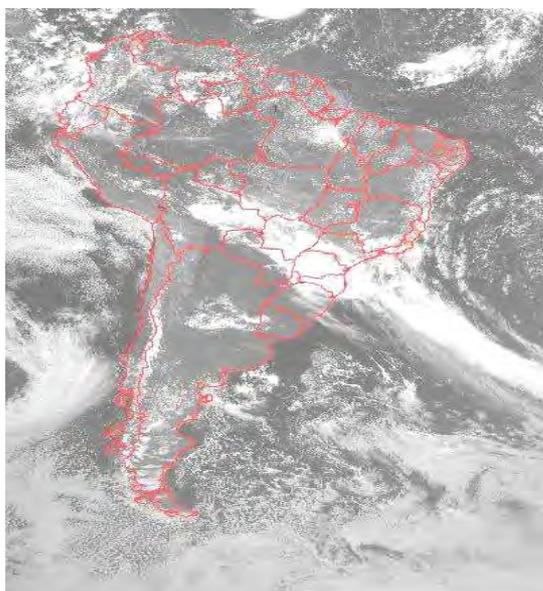
A escolha da parametrização de radiação de onda curta de Mahrer e Pielke (1977) foi adotada por simular melhor a radiação de onda curta incidente em relação à parametrização de Chen e Cotton (1983), que apresenta muita atenuação da radiação quando comparada à observação.

Houve a necessidade de ajustar os parâmetros físicos e fisiológicos referentes às classes de vegetação utilizadas no domínio de grade. Os parâmetros do esquema de superfície foram obtidos das observações *in situ* e de ajustes que permitissem a simulação correta das componentes dos balanços de energia e radiativo observados. Os valores dos parâmetros estão descritos no apêndice c.

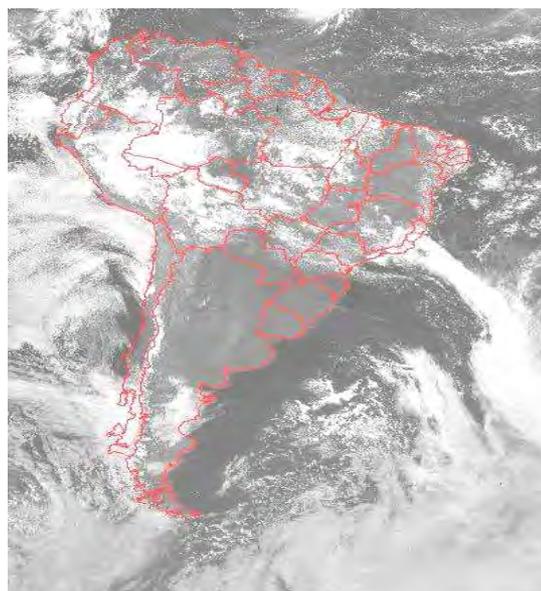
5 VALIDACAO E ANALISE DOS DADOS

5.1 Análise micrometeorológica do experimento interdisciplinar do pantanal (ipe-2)

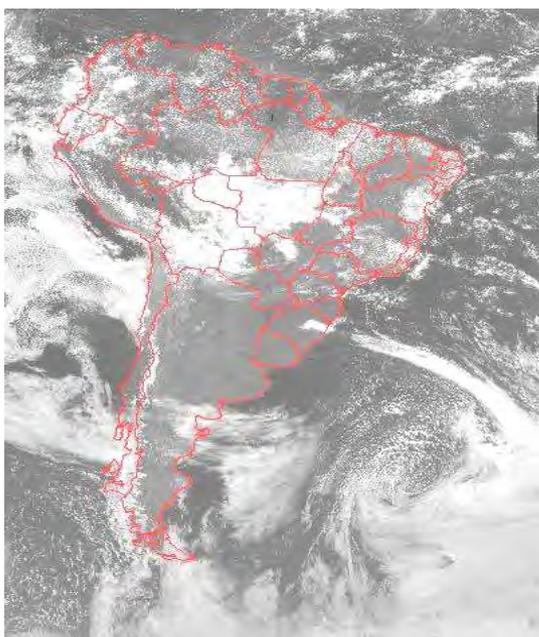
Durante a terceira campanha de coleta de dados realizada no Pantanal Mato-grossense, no período de 7 a 30 de setembro de 1999, houve influência de uma frente fria nos primeiros dias da campanha, como pode ser observado na Figura 5.1, Nesta estão dispostas às imagens do satélite GOES-8 (canal 1) para os dias (9, 16, 19 e 20) do mês de setembro de 1999. Na Figura 5.1a pode-se observar a situação sinótica para o dia 9. Nota-se uma faixa de nebulosidade sobre a América do Sul, gerada pela massa de ar frio que avança sobre o continente. Na Figura 5.1.b nota-se que a nebulosidade referente ao dia 16, no interior da América do Sul, ainda é influenciada pela frente fria, porém, com menor intensidade. Grande parte da nebulosidade visualizada é atribuída à convecção sobre a Floresta Amazônica, conforme as Figuras 5.1c e 5.1d. Nota-se que a nebulosidade presente sobre a região do Pantanal Mato-grossense pode estar relacionada com a intensa convecção existente acima da região.



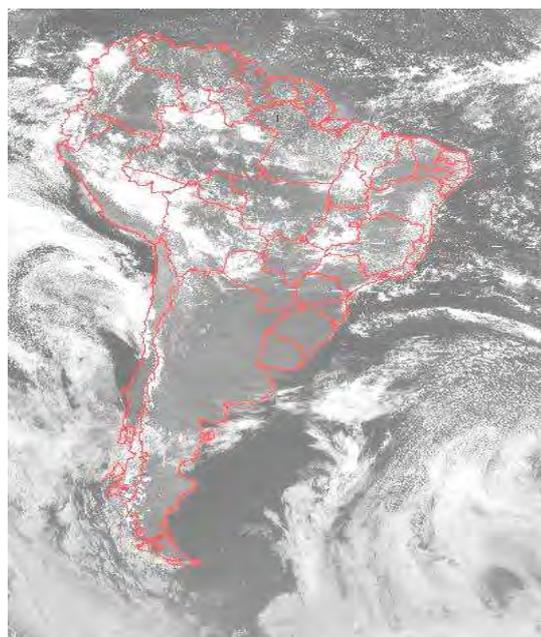
(a)



(b)



(c)



(d)

Figura 5.1 – Ilustrações das imagens do canal-1 (visível), do satélite GOES-8, representando as condições sinóticas durante o período da campanha IPE-2: as Figuras **a**, **b**, **c** e **d**, são referentes aos dias (9, 16, 19 e 20), respectivamente.

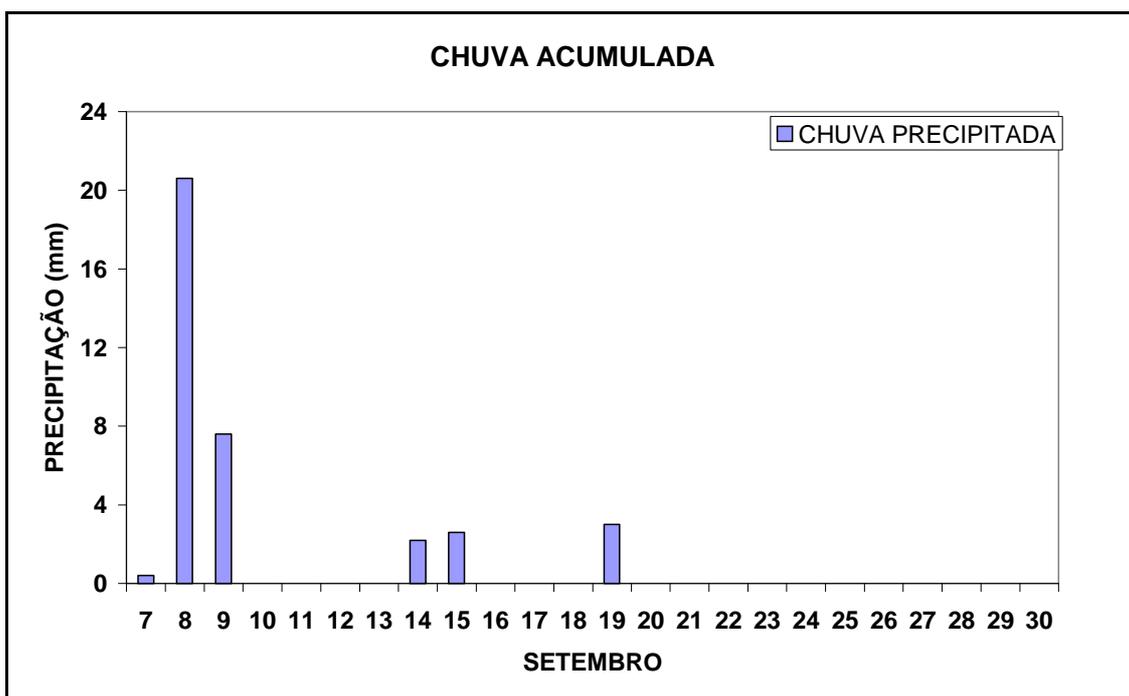
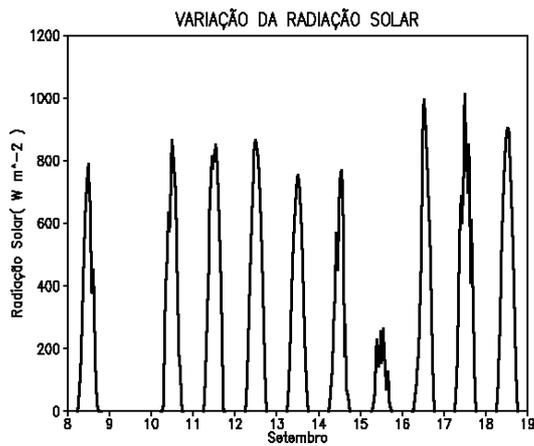


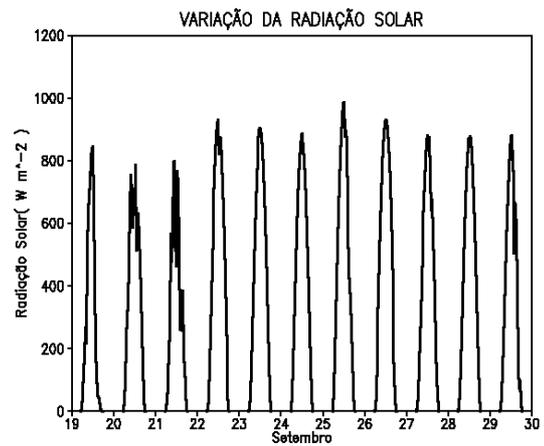
Figura 5.2 – Representação gráfica da precipitação acumulada referente ao período da campanha IPE-2 (setembro de 1999).

Ocorreu maior precipitação nos dias 8 e 9 de setembro, relacionada com a passagem de uma frente fria sobre a região, como pode ser observada nas imagens do satélite GOES-8 ilustradas anteriormente. A precipitação ocorrida nos dias 14 e 15 foi devida à presença da frente fria, porém com sua intensidade bem menor em relação ao dia 8 e 9. Já no dia 19, a frente fria encontra-se deslocada para o oceano, não influenciando diretamente a precipitação ocorrida neste dia. A convecção local teve maior influência sobre a precipitação ocorrida no dia 19.

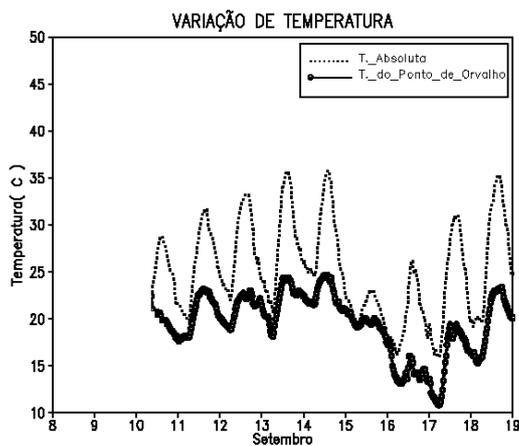
Na Figura 5.3 apresentada abaixo, estão os gráficos onde são ilustradas as variações horárias da radiação solar, da temperatura, da temperatura do ponto de orvalho, da velocidade e direção do vento, obtidas à partir dos instrumentos instalados na torre micrometeorológica do sítio experimental IPE-2.



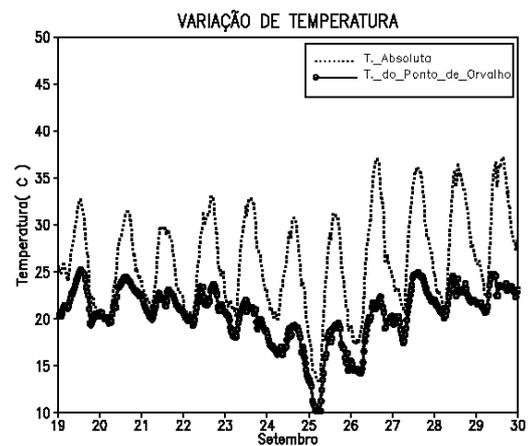
(a)



(b)

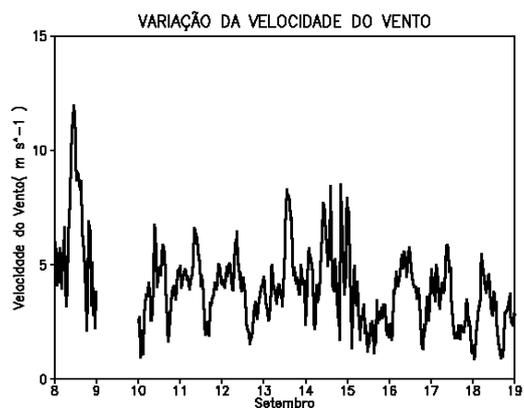


(c)

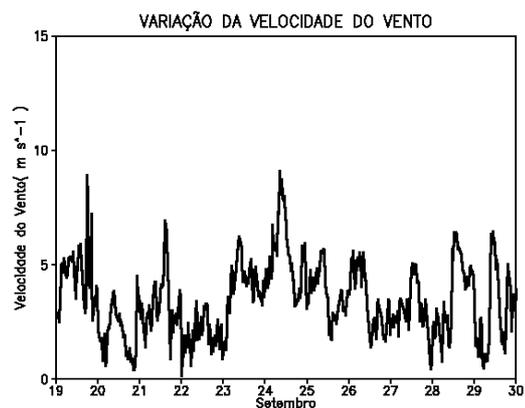


(d)

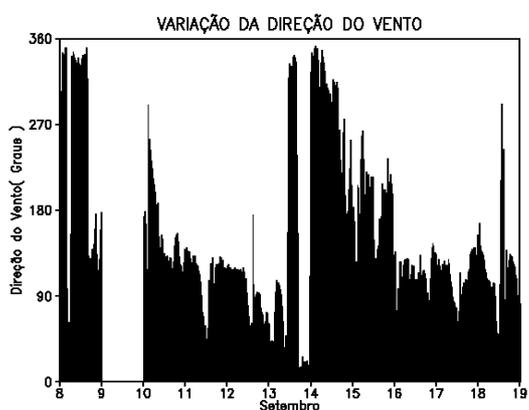
Figura 5.3 – Representação gráfica das condições micrometeorológicas obtidas em campo durante o período da campanha IPE-2: os gráficos a e b ilustram a variação diária da radiação solar incidente e os gráficos c e d ilustram a variação da temperatura absoluta e da temperatura do ponto de orvalho (continua).



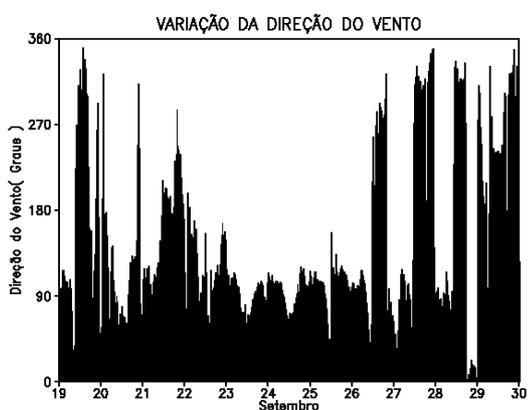
(e)



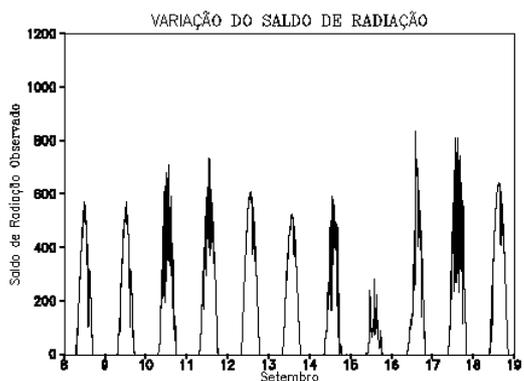
(f)



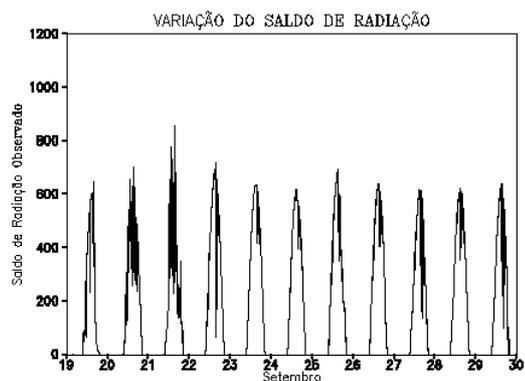
(g)



(h)



(i)



(j)

Figura 5.3 – Conclusão.

A variação da radiação solar incidente, observada durante o período da campanha é apresentada nas Figuras 5.3a e 5.3b mostram como se comportou o ciclo diurno da radiação solar. Apesar da entrada da frente fria nos primeiros

dias da campanha, não houve uma atenuação significativa na radiação solar. Porém, para o dia 15 observa-se grande influência da frente fria na atenuação da radiação solar. Pode-se observar o valor máximo de radiação, na Tabela 5.1: os valores observados para os primeiros dias da campanha são razoavelmente altos. O dia 15, onde a nebulosidade atenua mais a radiação solar, o valor máximo atingido neste dia foi de $399,2 \text{ Wm}^{-2}$, conforme a Tabela 5.1. A média dos valores máximos da radiação solar durante o período da campanha foi de $938,4 \text{ W.m}^{-2}$.

Tabela 5.1 – Valores máximos e a média diurna da radiação solar para cada dia da campanha ipe-2 (continua).

Dia	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18
V. máx. (W m^{-2})	827	***	1009	1043	881	764	834	399,2	1191	1160	911
V. méd. (W m^{-2})	378.8	****	411.1	488.0	503.8	422.6	337.8	110.7	429.9	525.0	523.9

Tabela 5.1 – Conclusão

Dia	19	20	21	22	23	24	25	26	27	28	29
V. máx. (W m^{-2})	986	963	1238	988	909	910	1029	941	902	913	923
V. méd. (W m^{-2})	345.4	434.5	367.9	544.1	532.9	520.4	542.4	545.9	491.2	523.8	459.1

Nota-se nas Figuras 5.3c e 5.3d, a atmosfera seca após a passagem da frente fria, visualizada no dia 15. A depressão psicométrica tem seu menor valor, devido à presença de uma massa de ar mais seca e fria sobre o sítio experimental. A depressão psicométrica para os demais dias apresentou valores mais elevados. Observa-se, porém, que uma frente fria provocou uma queda na temperatura durante o dia 8 e 9, devido à formação de nebulosidade, que atenua a radiação solar. A temperatura gradualmente sobe até o dia 14, quando sofre uma queda brusca no dia 15 devido à presença da nebulosidade

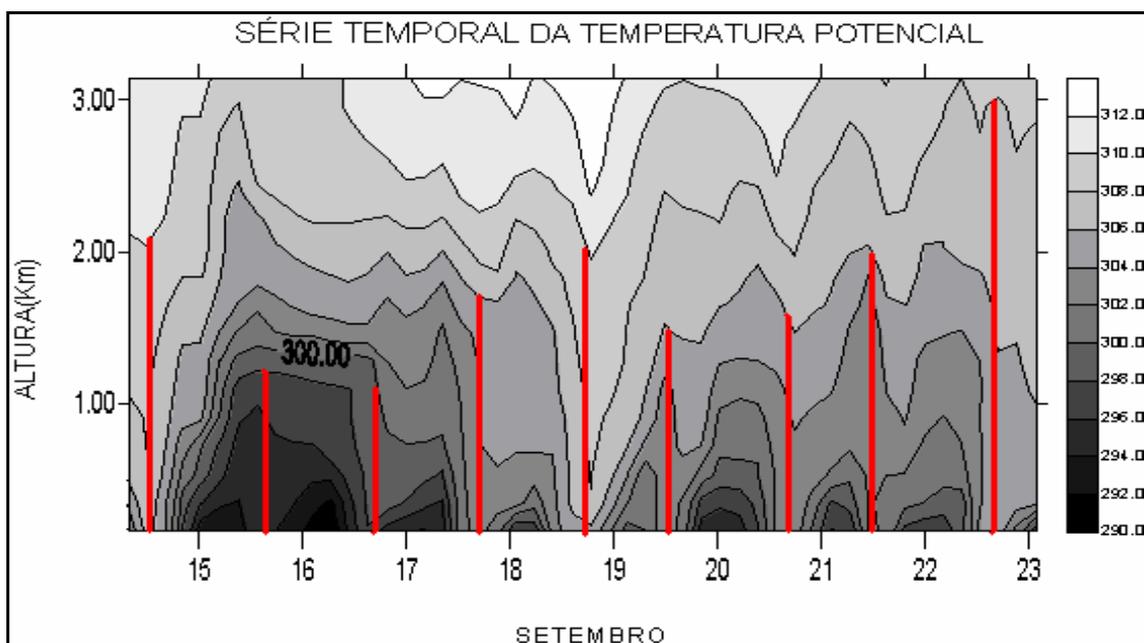
e da precipitação ocorrida sobre a região. Depois a temperatura sofre uma nova elevação, de tal forma que os seus valores máximos oscilam entre 30 a 38 °C.

O ciclo diurno da velocidade do vento pode ser observado nas Figuras 5.3.e a 5.3.f. A alta intensidade na velocidade do vento durante o dia 8 é observada, devido à entrada de uma frente fria sobre a região que provocou um gradiente térmico horizontal e conseqüentemente o aumento da intensidade da velocidade do vento. Nota-se também, que o escoamento é de noroeste, comprovando assim a relação com a frente fria que estava presente sobre a região conforme as imagens do GOES-8. O escoamento para os dias 13, 14 e 15 é caracterizada como sendo de noroeste, resultado do escoamento referente à frente fria que estacionou sobre a região. Porém, a intensidade da velocidade do vento é moderada; um segundo pico na intensidade da velocidade do vento é observado durante o dia 24, mas, não há nenhuma influência de sistemas sinóticos. A intensidade do vento deve ter sido provocada por gradientes térmicos locais, devido ao aquecimento diferencial da superfície. O escoamento se caracterizou como sendo a maior parte do tempo de leste e sudeste, devido à topografia local que gerou a circulação catabática.

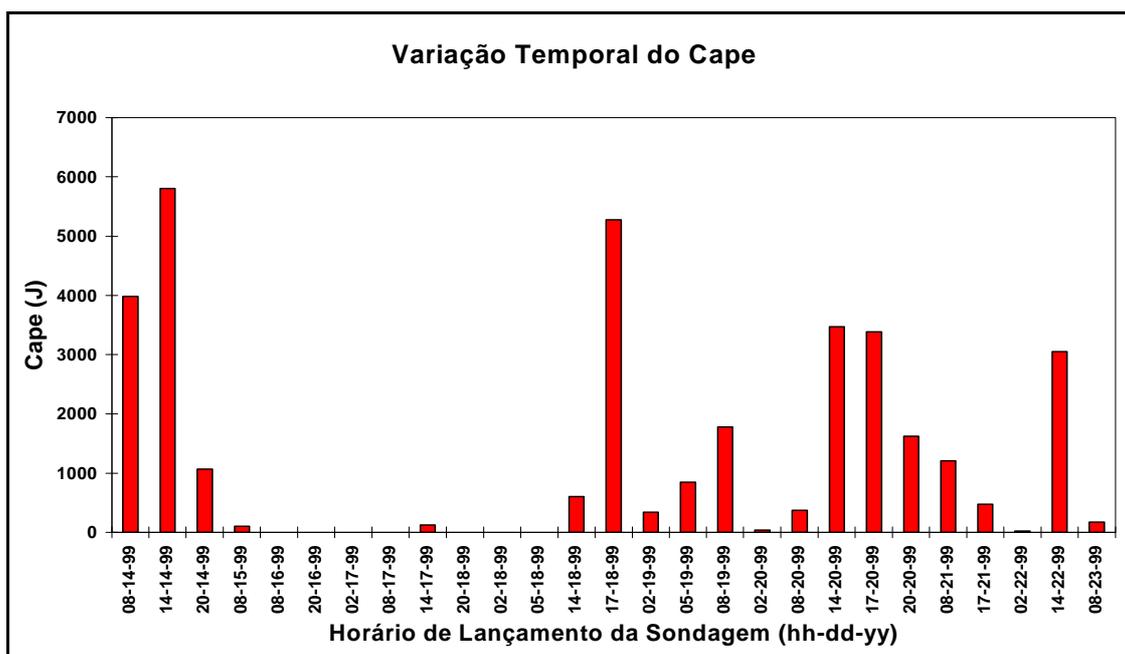
Apesar da presença da nebulosidade devido à aproximação de uma frente fria, o dia 18 apresenta um saldo de energia razoável; a nebulosidade somente teve uma influência significativa no saldo de radiação do dia 15, como se pode observar na Figura 4.4i. Para os demais dias houve pouca influência da nebulosidade no saldo de radiação, possibilitando, assim, um bom desenvolvimento camada limite. Nota-se que, entre os dias 15 e 17 a presença da massa de ar fria dificultou a evolução da camada limite.

5.2 Análise do perfil vertical dos dados obtidos na simulação numérica realizada como o modelo RAMS

O dado de radiossondagem é a forma mais realística que existe para analisar a estrutura da atmosfera. Na Figura 5.4, estão apresentados os perfis verticais da temperatura potencial na camada limite e o CAPE (Energia Disponível para a Convecção) sobre a região do Pantanal Mato-grossense, referente ao período de 14 a 23 de setembro de 1999. Optou-se pela temperatura potencial em relação à potencial virtual, pois resolveu-se analisar de forma separada a contribuição da umidade no desenvolvimento da camada limite.



(a)



(b)

Figura 5.4 – Representação gráfica da temperatura potencial na camada limite planetária, e do CAPE obtidos à partir dos dados de radiossondagens durante o período da campanha IPE-2.

Analisando a Figura 5.4a, nota-se que entre os dias 15 a 17 houve um menor aquecimento da camada limite atmosférica, devido à instauração de uma frente fria sobre a região no dia 15, formando nebulosidade e proporcionando uma diminuição brusca do saldo de energia nos dias 15 e 16, conforme a Figura 5.1a. A queda no saldo de energia e a advecção de ar mais frio determinaram um menor aquecimento da camada limite durante os dias 15 a 17, como podem ser observados nos perfis de temperatura potencial, obtidos à partir das radiossondagens, (valores menores em relação aos outros dias). Pode-se dizer que, possuindo valores de temperatura potencial menor em cada camada do perfil, a energia interna destas camadas é menor, em relação às camadas que possuem uma temperatura potencial maior. Neste caso não se levou em consideração a umidade do ar.

A partir do dia 17, a camada limite sofre um maior aquecimento, a energia interna das camadas aumenta, o perfil de temperatura potencial passa a ter valores maiores durante o dia, até que no período da tarde do dia 18, os valores de temperatura potencial no perfil vertical próximo à superfície atingem valores máximos favorecendo assim a convecção. Pode-se notar que os altos valores de temperatura potencial são observados desde a superfície. Com isso, a energia interna é alta nas camadas de ar, o que favorece a convecção. Para os demais dias, o aquecimento da atmosfera não atingiu o mesmo estágio do dia 18.

Na Figura 5.4a pode-se observar o comportamento da evolução da camada limite atmosférica durante o período de lançamento das radiossondagens da campanha IPE-2.

Observando-se a série temporal do perfil de temperatura potencial entre os dias 14 e 23 de setembro de 1999, observam-se três máximos da altura da camada limite, sendo que os dois primeiros ocorrem no dia 14 com aproximadamente 2125 metros e no dia 18 com 2050 metros, respectivamente.

Influenciados pela aproximação da frente fria aliado ao aquecimento local. O terceiro máximo ocorre no dia 22 a uma altitude de 2990 metros. Nos demais dias observou-se um fraco desenvolvimento da altura da camada limite, devido à presença de uma massa de ar mais fria sobre a região, nebulosidade e a precipitação convectiva do dia 19. Na análise deste campo tomou-se como referência a variação em 4 graus da temperatura potencial para a caracterização da altura da camada limite.

Para melhor averiguar, a energia disponível na atmosfera da região, resolveu-se realizar o cálculo do CAPE, que é uma estimativa da energia disponível para a convecção. A Figura 5.4b apresenta os resultados.

Observam-se valores altos do CAPE para os dias 14, 18, 20 e 22 de setembro. Para o dia 14 de setembro os valores altos do CAPE são indicadores da aproximação de uma frente fria e do aquecimento local. A frente fria quando avançava sobre a região comportou-se como uma esteira levantando o ar aquecido e úmido para cima auxiliando no transporte de energia para os níveis superiores da atmosfera. Entre o dia 15 a 17, devido à presença da massa de ar fria que inibe a convecção, os valores do CAPE são baixos. Porém para o dia 18, com o enfraquecimento da massa de ar fria e com o aquecimento diurno, os valores do CAPE voltam a apresentar valores altos, propiciando uma forte convecção no dia 19 inclusive gerando uma precipitação de 3 mm ao final do dia. Para os demais dias o CAPE se mantém principalmente devido ao aquecimento diurno.

O vapor d' água presente na atmosfera também é muito importante, pois ele é uma forma indireta de transporte de energia, em forma de calor latente. Portanto, a sua concentração na atmosfera deve ser levada em conta. Uma das formas de realizar isto é adotar a temperatura potencial virtual.

Mas neste caso, resolveu-se realizar a análise separada dos perfis verticais da razão de mistura conforme a Figura 5.5, onde os perfis foram obtidos através das radiossondagens realizadas no Pantanal Mato-grossense durante a campanha experimental IPE-2.

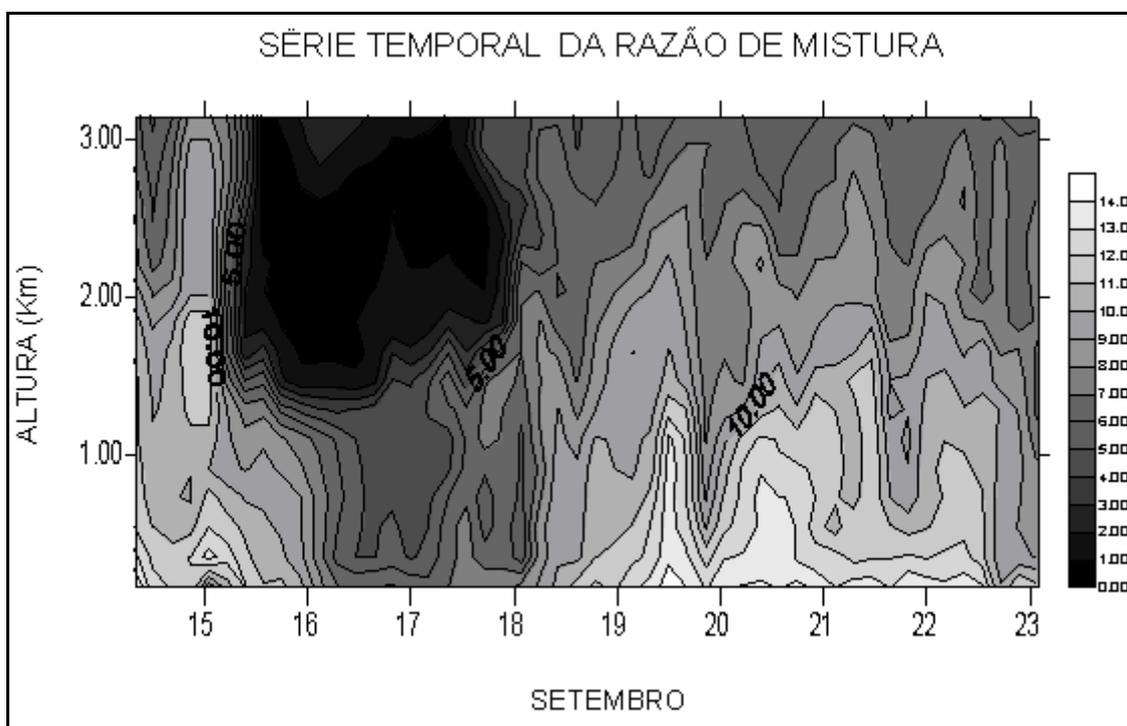


Figura 5.5 – Representação gráfica da razão de mistura na camada limite planetária, obtidas à partir dos dados de radiossondagens durante o período da campanha IPE-2.

Nota-se que a concentração de vapor de água na atmosfera, entre meados do dia 15 ao dia 18 é muito baixa. Isto está relacionado à presença da massa de ar fria e seca sobre a região do Pantanal Mato-grossense.

No dia seguinte ao dia 19, no qual ocorreu a precipitação, observa-se que o perfil da razão de mistura aumenta, pois com a precipitação ocorrida no dia 19, o solo se umedeceu. Com o nascer do sol no dia 19, a evaporação e os transportes turbulentos durante o dia serviram como uma grande fonte de umidade na troposfera. Eles passam a diminuir nos dias seguintes.

A direção e a intensidade da velocidade do vento responsáveis pela advecção da massa de ar foram obtidos através das radiossondagens e estão ilustradas na Figura 5.6. Nesta Figura são apresentados os perfis verticais da velocidade do vento obtidos de radiossondagens realizadas no Pantanal Mato-grossense no período de 14 a 23 de setembro de 1999.

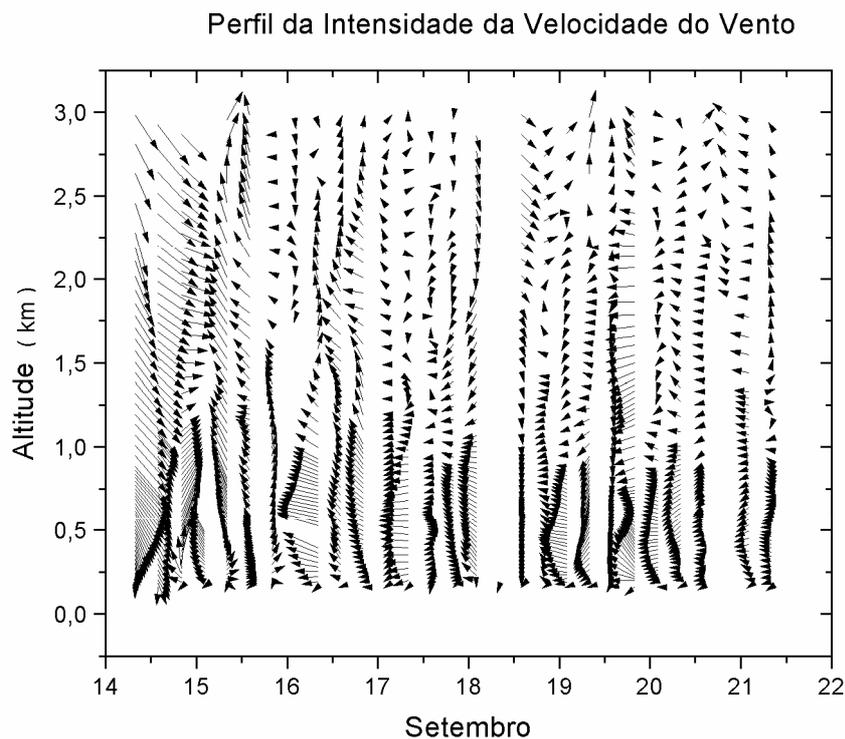


Figura 5.6 – Representação gráfica da direção e intensidade do vento na camada limite planetária, obtidas à partir dos dados de radiossondagens durante o período da campanha IPE-2.

A distribuição vertical da velocidade do vento, na Figura 5.6, mostra que nos primeiros dias de radiossondagens, o escoamento predominante era de oeste e noroeste, tendo uma intensidade maior em relação aos outros dias. Isto devido à influência de uma frente fria que se situava sobre a região neste período.

Nota-se que a partir do dia 15, o escoamento até uma altitude de 1 km tende a ser de sudeste e leste e durante a evolução do dia tende a enfraquecer. Este comportamento pode ser devido aos gradientes horizontais de temperatura resultantes da complexidade da superfície, que geram células de circulação local.

Os perfis verticais do campo de vento nos dias 14, 15 e 19, em que ocorre precipitação têm uma leve perturbação em sua intensidade e direção. Estas perturbações são mais visíveis no dia 14, devido à influência da frente fria (sistema de grande escala) no campo de vento.

5.3 Análise unidimensional dos dados obtidos na simulação numérica realizada como o modelo RAMS

A partir dos dados de variáveis meteorológicas obtidas na torre micrometeorológica instalada no Pantanal Mato-grossense durante a campanha IPE-2 (descrita no capítulo 2), e as estimadas utilizando o modelo de mesoescala RAMS, podem-se realizar comparações e análises para a validação da simulação numérica referente à grade aninhada de 0,5 km.

Para este trabalho não considerou-se o termo ΔH_s da equação 3.1, pois a troca da energia armazenada por unidade de tempo por unidade de área em uma camada é desprezível considerando apenas um dia de simulação. Portanto, a equação para o balanço de energia utilizando-se dos dados estimados pelo modelo RAMS e os obtidos com os instrumentos, reduziu-se a:

$$R_N = SH + Le + G \quad (5.1)$$

Os dias 18, 19 e 20 de setembro de 1999, foram selecionados por representarem condições meteorológicas distintas. O dia 18 foi de céu totalmente limpo (sem nuvens), enquanto que o dia 19 começou com céu limpo

e apresentou chuva leve (3 mm) depois das 16:00h locais e o dia 20 foi um dia mais nublado.

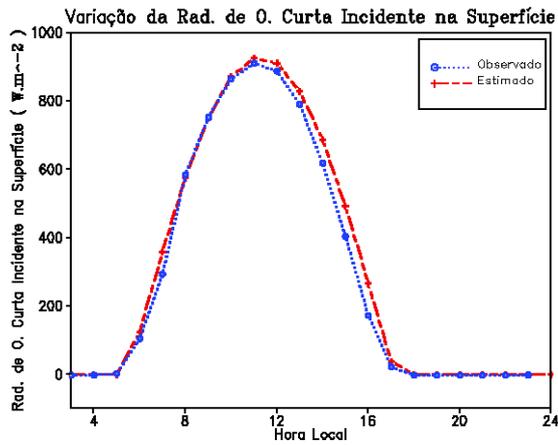
As comparações das variáveis simuladas numericamente com as observadas em campo são realizadas à partir da média aritmética dos 4 pontos de grade mais próximos da coordenada do ponto onde foram realizadas as observações.

5.3.1 Balanço de radiação próximo à superfície

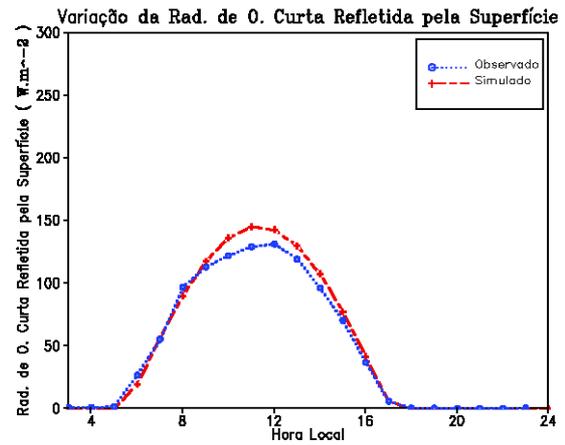
A análise do balanço de radiação é de vital importância, pois é ela que fornece quase toda a energia a ser utilizada no balanço de energia. Por este motivo realizou-se uma análise comparativa entre as componentes simuladas numericamente e as observada em campo.

As componentes radiativas foram calculadas a cada passo de tempo de 30 minutos, e entre este intervalo de tempo as componentes de radiação de onda curta e longa incidente sobre a superfície eram mantidas constantes.

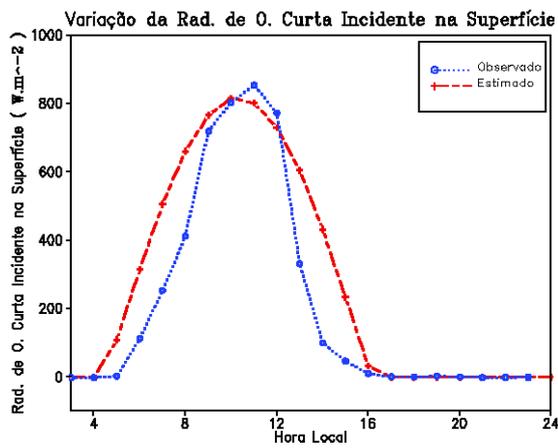
Como já discutidas anteriormente, as parametrizações da radiação de onda curta não sofrem interação com nuvens, enquanto as de radiação de onda longa levam em consideração as nuvens. A parametrização de Chen e Cotton (1983) para onda longa, trabalha com a concentração de vapor de água e outros aerossóis na atmosfera, muitos dos quais possuem a concentração fixa no modelo RAMS. Mas, a concentração de água na atmosfera é variável com o tempo de integração, podendo influenciar a simulação radiação de onda longa emitida pela atmosfera. A radiação de onda curta observada e estimada para os dias 18, 19 e 20 está ilustrada na Figura abaixo:



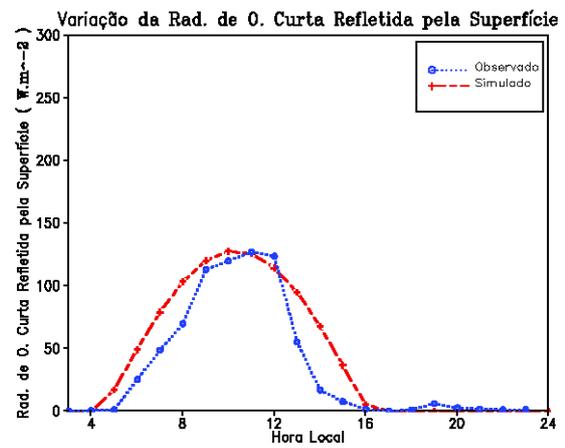
(a)



(b)



(c)



(d)

Figura 5.7 – Representação gráfica da radiação solar incidente e refletida: os gráficos **a**, e **b** ilustram a radiação para o dia 18, os gráficos **c** e **d** ilustram a radiação para o dia 19, e os gráficos **e** e **f** ilustram a radiação para o dia 20 (continua).

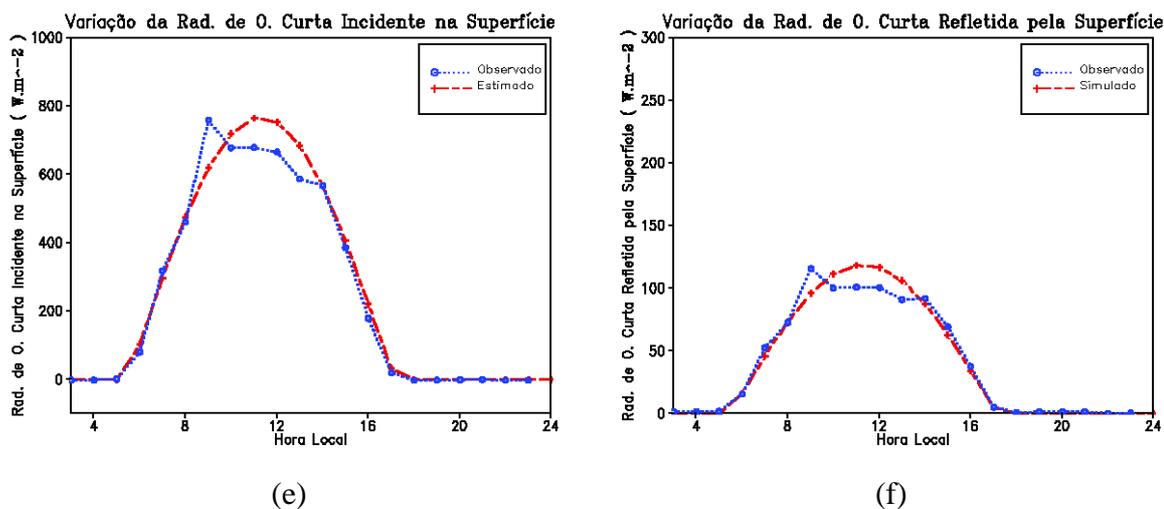


Figura 5.7 – Conclusão.

Na Tabela 5.2, estão descritos os coeficientes de correlação entre as componentes da radiação de onda curta simulada numericamente e observada em campo.

Tabela 5.2 – Comparação dos coeficientes de correlação das componentes de radiação de onda curta para os dias 18, 19 e 20 respectivamente.

F de Rad.	Dia 18	Dia 19	Dia 20
R_rshort	0,9940	0,9083	0,9623
R_rshortup	0,9926	0,9231	0,9517

O gráfico da radiação de onda curta observada e simulada para os três dias da campanha IPE-2 mostrada na Figura 5.7, demonstra que há dependência da nebulosidade. Isso pode-se notar comparando a radiação de onda curta para os três dias. Nota-se que no dia 18 (Figura 5.7a e 5.7b), a simulação teve uma correlação bem melhor com os dados observados em relação aos dias 19 e 20.

A radiação de onda curta simulada pelo modelo para o dia 18, representa bem o pico máximo de radiação tanto para a componente incidente como para a

refletida. O mesmo é observado para a largura da amplitude da variação diária, simulada pelo modelo. Esta boa concordância pode ser observada nos coeficientes de correlação das componentes de radiação de onda curta incidente e refletida, conforme a Tabela 5.2.

Já para o dia 19, o pico de máxima radiação é bem simulado, porém não se observa o mesmo para a amplitude da variação diária: a amplitude simulada pelo modelo é bem maior em relação à observada. Isto se deve ao fato da parametrização da radiação de onda curta utilizada pelo modelo numérico, considerar a nebulosidade, gerando assim um saldo de radiação de onda curta bem superior ao observado em campo, principalmente durante o período da tarde, quando foi observada em campo, durante este dia, a formação de nuvens que posteriormente ocasionaram uma precipitação de 2mm. Na Tabela 5.2 nota-se que, realmente não houve uma boa correlação entre os dados observados em campo e os simulados numericamente.

As componentes de radiação de onda curta simuladas para o dia 20 mostram uma boa representação das componentes observadas em campo. A amplitude simulada numericamente representa bem a observada em campo, porém o pico de máxima radiação não é bem simulado. Nos dados observados nota-se uma leve atenuação da radiação solar, afetando a componente refletida, o que não se observa nas componentes simuladas. Isso se deve à presença de nebulosidade durante o período de máxima insolação e à parametrização de radiação de onda curta utilizada não interagir com nuvens.

5.3.2 Radiação de onda longa

A radiação de onda longa interage muito com as moléculas de água e os aerossóis presentes na atmosfera terrestre. Por isso, dependendo da condição de umidade atmosférica poderá afetar o comportamento da radiação neste comprimento de onda. O saldo da radiação solar tem grande influência na

emissão da radiação de onda longa na superfície. Por isso é interessante analisar a radiação de onda longa separadamente.

A física da radiação de onda longa utilizada na opção de parametrização de Chen e Cotton (1983) é bem mais realística, pois leva em consideração a interação com as camadas de nuvens. Houve formação de nuvem no local do experimento IPE, como nos experimentos simulados numericamente. Por esta razão, o comportamento da radiação de onda longa simulado pode estar sendo afetado pela interação com as camadas de nuvens.

As componentes da radiação de onda longa emitida pela atmosfera para a superfície e a emitida pela superfície para a atmosfera, observadas e estimadas para os dias 18, 19 e 20 são ilustradas na Figura 5.8 abaixo:

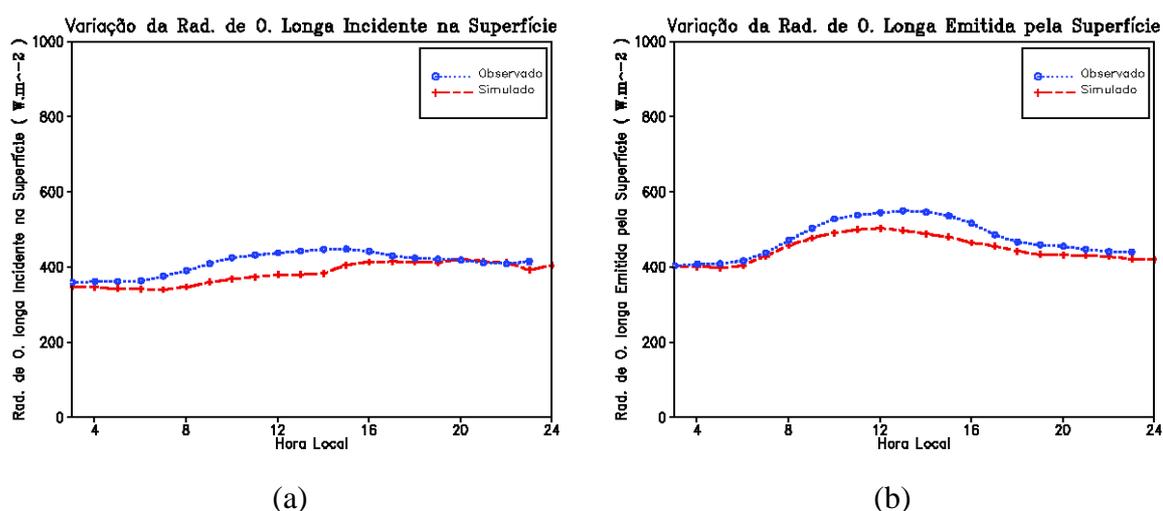
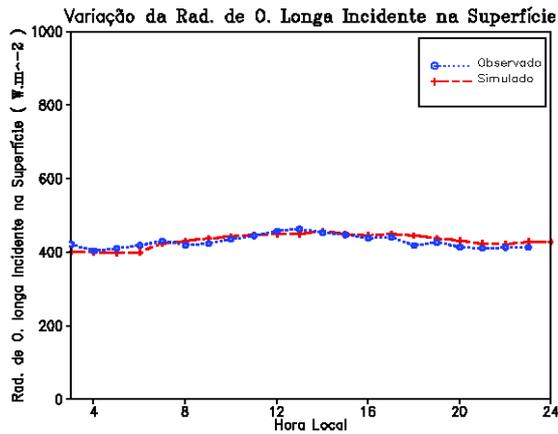
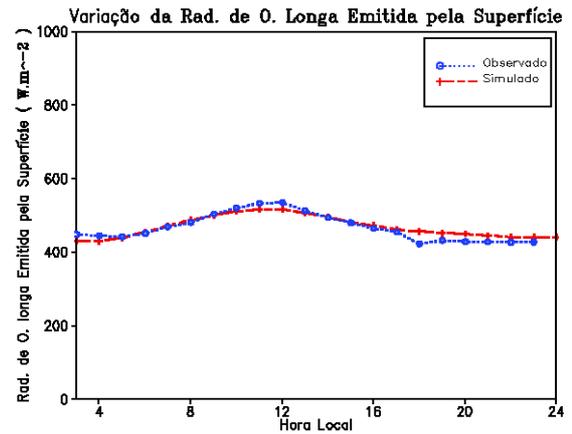


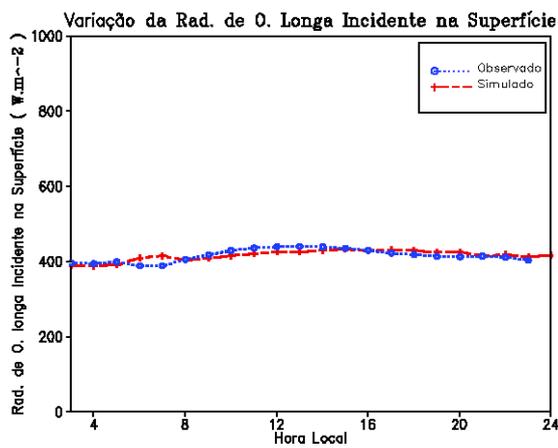
Figura 5.8 – Representação gráfica da radiação de onda longa na superfície: os gráficos **a**, e **b** ilustram a radiação para o dia 18, os gráficos **c** e **d** ilustram a radiação para o dia 19, e os gráficos **e** e **f** ilustram a radiação para o dia 20 (continua).



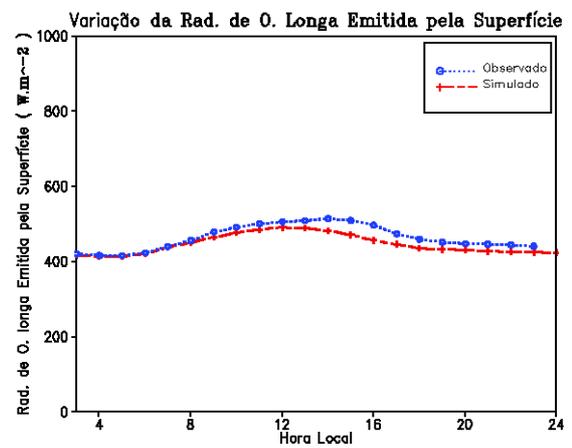
(c)



(d)



(e)



(f)

Figura 5.8 – Conclusão.

Na Tabela 5.3, estão descritos os coeficientes de correlação ente as componentes da radiação de onda longa simulada numericamente e observada em campo.

Tabela 5.3 – Comparação dos coeficientes de correlação das componentes de radiação de onda longa para os dias 18, 19 e 20 respectivamente.

F de Rad.	Dia 18	Dia 19	Dia 20
Rad. O. long. Ic.	0.8	0.8	0.6
Rad. O. long. Em	0.9	0.9	0.8

Observando os gráficos das componentes incidente e emitida da radiação de onda longa, nota-se que o modelo estima razoavelmente bem, sem muita discrepância, a radiação de onda longa emitida pela superfície e incidente na superfície, para os dias 19 e 20, em comparação ao dia 18. O baixo ajuste das componentes de radiação de onda longa para o dia 18, pode estar associado à baixa concentração de umidade no perfil atmosférico utilizado na inicialização do modelo na simulação deste dia. No entanto, pelas correlações obtidas, observa-se que as componentes de radiação emitida pela atmosfera para a superfície possui sempre uma correlação inferior à componente emitida pela superfície, quando correlacionadas as componentes observadas. Isto pode estar relacionado à forte dependência da variabilidade do vapor de água na atmosfera, nas simulações, em comparação a variação da umidade do solo para o período de 24 horas.

O fato da simulação numérica das componentes de radiação de onda longa emitida pela superfície ter melhor correlação com a obtida com o radiômetro instalado na torre em comparação com a componente incidente, para todos os dias simulados, como pode ser visualizada na Tabela 5.3. O resultado é atribuído ao fato da emissão de radiação de onda longa da superfície depender das características da cobertura vegetal, umidade e tipo de solo, e do saldo de radiação de onda curta nestes meios, enquanto a radiação de onda longa incidente sobre a superfície depende muito do estado da atmosfera, concentração de vapor de água, aerossóis, entre outros. Em outras palavras, as variáveis responsáveis pela emissão de superfície têm menor variabilidade em relação às variáveis responsáveis pela emissão atmosférica. A concentração do vapor de água na atmosfera depende muito da superfície, pois a emissão pela mesma serve de condição de contorno inferior para o modelo, sendo a única fonte de umidade disponível. Desta forma, a estimativa da componente de radiação de onda longa incidente tende a apresentar mais erros em relação à componente de radiação de onda longa emitida pela superfície.

Os resultados confirmam que a concentração de vapor de água na atmosfera e a precipitação podem ser as principais causas da baixa correlação entre componentes de radiação emitida pela atmosfera para a superfície.

5.3.3 Balanço de energia

O modelo foi calibrado com dois novos parâmetros referentes às classes de vegetação utilizados na simulação: a) o albedo, obtido através das componentes de radiação de onda curta observadas em campo; b) o comprimento de rugosidade, obtido através de uma regressão linear para o perfil do vento em condições próximas a neutralidade. Por falta de informações, a fração de cobertura vegetal e o índice de área foliar foram ajustados de acordo com as componentes do balanço de energia de forma a se conformarem melhor às componentes estimadas com os dados observados em campo para os dias 18, 19 e 20. As condições meteorológicas para cada dia influenciaram bastante o comportamento das componentes do balanço de energia como pode ser observado na Figura 5.7.c. Nesta a nebulosidade e a precipitação alteraram bastante as componentes quando comparadas aos outros dias e principalmente, à simulação deste dia.

Na Figura 5.9 são apresentadas as componentes do balanço de energia observadas em campo e as estimadas pelo modelo RAMS, para os dias 18, 19 e 20 de setembro de 1999.

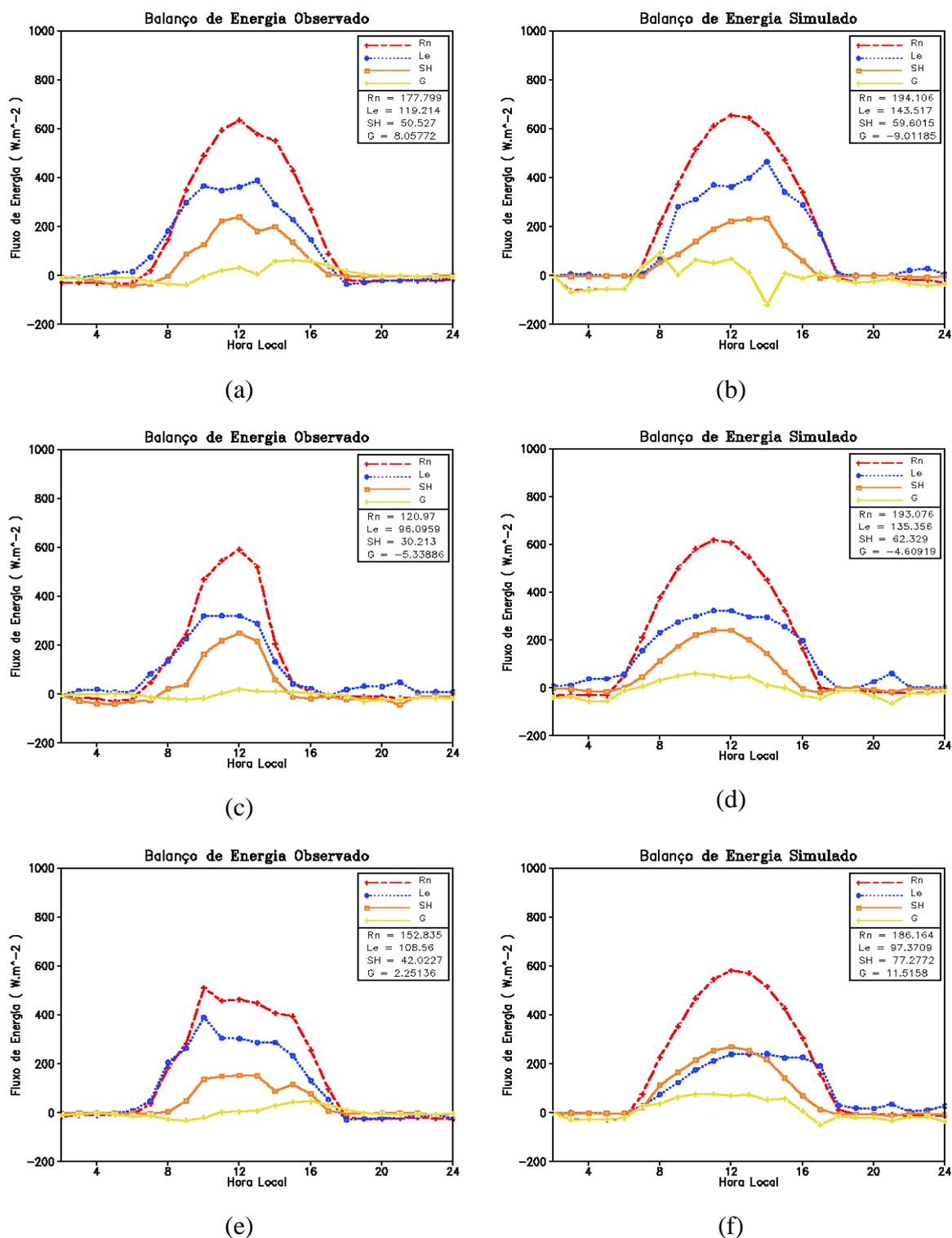


Figura 5.9 – Representação gráfica do balanço de energia: os gráficos **a**, **e** **b** ilustram o balanço para o dia 18, os gráficos **c** e **d** ilustram o balanço para o dia 19, e os gráficos **e** e **f** ilustram o balanço para o dia 20.

Na Tabela 5.4 são apresentados os coeficientes de correlação das componentes do balanço de energia simulada numericamente e observada em campo.

Tabela 5.4 – Comparação dos coeficientes de correlação das componentes do balanço de energia para os dias 18, 19 e 20 respectivamente.

F de Energia	Dia 18	Dia 19	Dia 20
R_Rn	0.99	0.87	0.99
R_sensflux	0.97	0.87	0.95
R_latflux	0.90	0.73	0.84
R_soilflux	0.68	0.72	0.61

Analisando os resultados do balanço de energia, Figura 5.9, observa-se que a simulação numérica representou melhor o ciclo diurno das componentes do balanço de energia para o dia com céu claro, sem a presença de nebulosidade. Isto pode ser confirmado pelo coeficiente de correlação obtido entre as componentes de energia simulada pelo modelo numérico e as observadas em campo.

A parametrização de onda curta utilizada foi a de Mahrer/Pielke, que não interage com nuvens. Isto proporciona um saldo de radiação simulado maior em relação ao observado em campo no mesmo período, caso haja presença de nuvens. Porém, a parametrização de microfísica utilizada no modelo e ajustada no nível 2, não proporciona a simulação da precipitação, somente a formação de nuvens. Como o modelo não foi ajustado para simular a precipitação, a variação dos fluxos de calor latente e sensível devido à precipitação não são simulados pelo modelo.

Apesar do tipo de parametrização de radiação de onda curta utilizada nas simulações, os resultados aqui obtidos apresentam uma boa representatividade. O saldo de radiação sendo a principal componente do

balanço de energia, obrigatoriamente deveria ser bem representado. Isto efetivamente ocorreu, como demonstram os gráficos e os coeficientes de correlação. Apesar de ter uma boa representatividade do ciclo diurno o modelo não conseguiu representar bem as particularidades de variabilidade dos campos meteorológicos. Nota-se que a nebulosidade foi o fator que mais contribuiu para a diferença entre o saldo de radiação simulado e observado. Isto pode ser observado principalmente no dia 19, ocasião em que, durante o período da tarde, ocorreu uma acentuada atenuação da radiação solar, devido à presença de nebulosidade na região. Isto proporcionou uma precipitação de 3 mm no final da tarde. Assim, nota-se que, para as componentes observadas em campo, a amplitude do ciclo diurno do saldo de radiação para este dia é mais afinada em comparação com a obtida na simulação numérica. Para o dia 20 também nota-se nos dados observados em campo, que durante o período de máxima insolação houve a presença de nebulosidade. Como a parametrização de radiação utilizada foi de Marher e Pielke (1977) estes efeitos da nebulosidade não foram simulados.

As componentes dos fluxos turbulentos de calor sensível e latente simuladas numericamente são apresentadas na Figura 5.9. Nota-se uma boa correlação com as componentes calculadas para os dados obtidos em campo com o anemômetro sônico tridimensional, que realizou as medidas de (u , v , w e T) a uma frequência de 16 Hz. O fluxo de calor latente foi estimado pelo método do resíduo, pois não foi feita a medida de umidade em alta frequência. Os dados da correlação são apresentados na Tabela 5.4.

Observa-se que os fluxos obtidos para o dia 18 são bem mais representativos em relação aos dos dias 19 e 20. Isto possivelmente se deve ao fato das boas condições sinóticas presentes sobre a região e por este dia ser caracterizado como sendo de céu claro. Os fluxos turbulentos de calor sensível e latente observados em campo, no dia 19, sofrem grande influência da nebulosidade formada durante à tarde e da precipitação que ocorreu no período. Durante à

tarde, os fluxos turbulentos têm uma forte queda acompanhando a queda do saldo de radiação, mostrando assim, a alta afinidade existente entre as duas grandezas. Porém, não se observa esta queda acentuada nos dados da simulação numérica. No dia 20 a comparação entre os fluxos turbulentos observados e simulados apresenta um resultado interessante: a precipitação de 3 mm ocorrida no final da tarde do dia 19, que proporcionou para os dados observados em campo um fluxo de calor latente bem maior em relação ao fluxo de calor sensível, foi determinada pelo aumento da umidade no solo devido à precipitação. Os fluxos turbulentos simulados para este dia não sofrem esse comportamento, pois a umidade do solo não foi alterada.

O fluxo de calor no solo é a componente com menor representatividade através dos dados da simulação numérica. Isto se deve possivelmente ao modo como foi calculado: neste caso utilizou-se o método do resíduo assim, erros nas componentes dos fluxos de calor latente e sensível e do saldo de radiação se propagam e influenciam a componente de fluxo de calor no solo.

No que se refere ao balanço de energia à superfície, o modelo RAMS representou razoavelmente os fluxos de energia, obtendo melhor resultado para o dia 18, que tem as características de um dia de céu claro. Isto não foi observado no dia 19, quando ocorreu precipitação, devido ao tipo de parametrização de radiação de onda curta e microfísica utilizado nas simulações. Partindo da hipótese de que o balanço de energia para todo o domínio esteja aproximadamente com a mesma representatividade para este ponto de grade, pode-se realizar a análise espacial da evolução da camada limite atmosférica neste período.

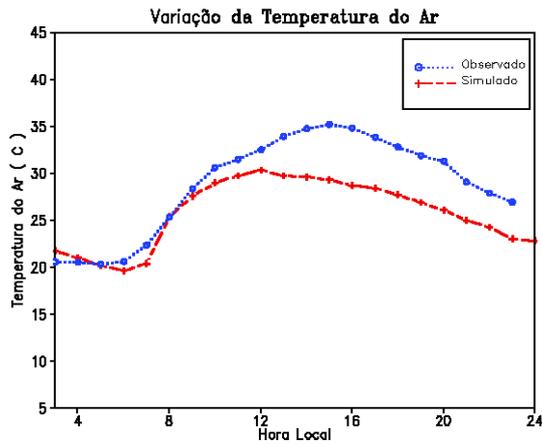
5.3.4 Componente termodinâmica

Na simulação realizada com o modelo RAMS foi obtida a temperatura em um nível de 29 m, sendo utilizada para comparação, com os dados de temperatura observada no sítio experimental em um nível de 22 m.

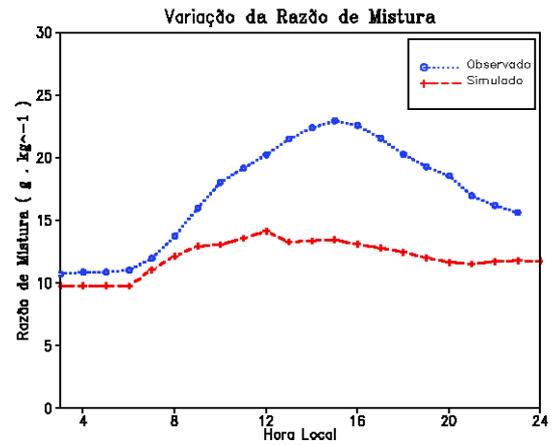
Observando a Figura 5.10 onde estão ilustrados os ciclos diários da variação de temperatura e da razão de mistura para os três dias, nota-se que o dia 18 possui uma atmosfera mais seca, em relação ao dia 19, em que a atmosfera se torna mais úmida principalmente devido à precipitação verificada. Já para o dia 20, a atmosfera diminui a sua umidade. A umidade da atmosfera tem reflexo na temperatura, pois como se sabe, uma atmosfera úmida possui uma densidade menor e precisa absorver mais energia para se aquecer, devido à presença do vapor de água.

Como foi observado no balanço de radiação, a simulação das componentes da radiação de onda longa, são melhor simuladas para uma atmosfera seca. O vapor de água na atmosfera não fornece uma boa simulação das componentes de radiação de onda longa, o que confere com as informações da umidade ilustradas na Figura 5.10 e é corroborado pelos coeficientes de correlação apresentadas na Tabela 5.4.

Na Figura 5.10 são apresentados os gráficos de temperatura e razão de mistura para os dias 18, 19 e 20, tanto as observadas no sítio experimental quanto as simuladas pelo modelo numérico.

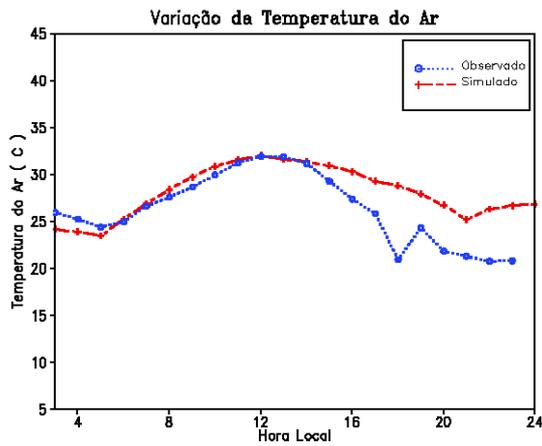


(a)

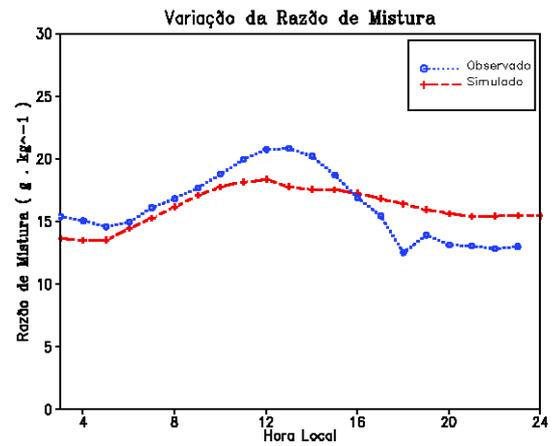


(b)

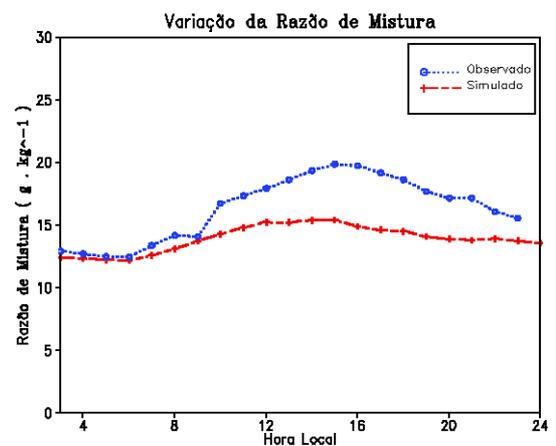
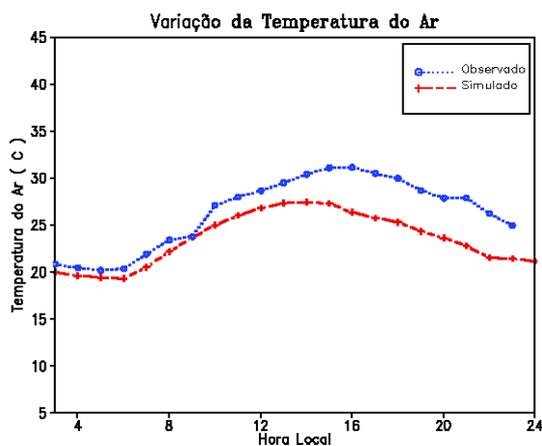
Figura 5.10 – Representação gráfica da temperatura e razão de mistura: os gráficos **a**, **e** e **b** são referentes ao dia 18, os gráficos **c** e **d** são referentes ao dia 19, e os gráficos **e** e **f** são referentes ao dia 20 (continua).



(c)



(d)



(e)

(f)

Figura 5.10 – Conclusão.

Tabela 5.5 – Comparação dos coeficientes de correlação entre variáveis medidas e simuladas: temperatura e razão de mistura para os dias 18, 19 e 20.

C termodinâmica	Dia 18	Dia 19	Dia 20
R. temp	0.9363	0.5204	0.8601
R. r. mist.	0.8959	0.6393	0.8624

Apesar de graficamente os valores da temperatura e da razão de mistura simulada numericamente serem bastante subestimados para o dia 18, os seus coeficientes de correlação demonstrados na Tabela 5.5 são satisfatórios. A diferença pode ser atribuída a vários fatores. Mas, possivelmente o perfil de umidade utilizado na inicialização é o maior responsável por esta diferença. Isto porque se espera que a baixa temperatura e umidade atmosférica imperantes possam ter proporcionado um gradiente maior entre a superfície e as camadas atmosféricas, propiciando maiores fluxos de umidade e calor.

A advecção de massas de ar de outras regiões pode ter tido influência no ciclo diurno de temperatura e umidade. Porém, a influência maior foi devida à precipitação ocorrida no dia 19, que contribuiu para um aumento significativo na umidade da atmosfera.

5.3.5 Componente dinâmica

A direção e a intensidade da velocidade do vento simuladas numericamente possuem uma importância na advecção de vapor d' água de outras regiões e na caracterização da turbulência dependendo do escoamento ter uma determinada direção. Por isso, a sua boa correlação com os dados observados é muito importante.

Na Figura 5.11 são apresentados os gráficos de direção e intensidade da velocidade do vento para os dias 18, 19 e 20, tanto as observadas no sítio experimental quanto as simuladas pelo modelo numérico.

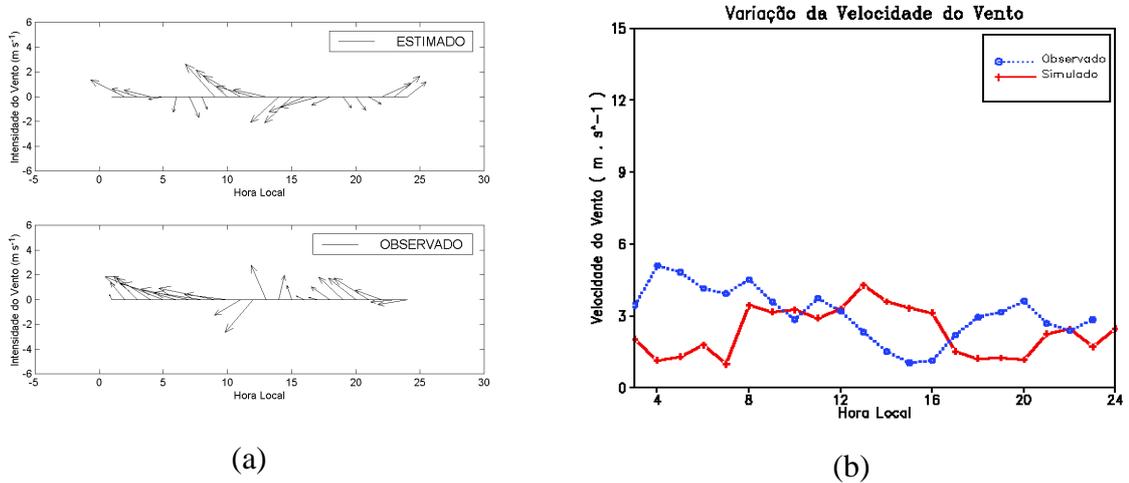
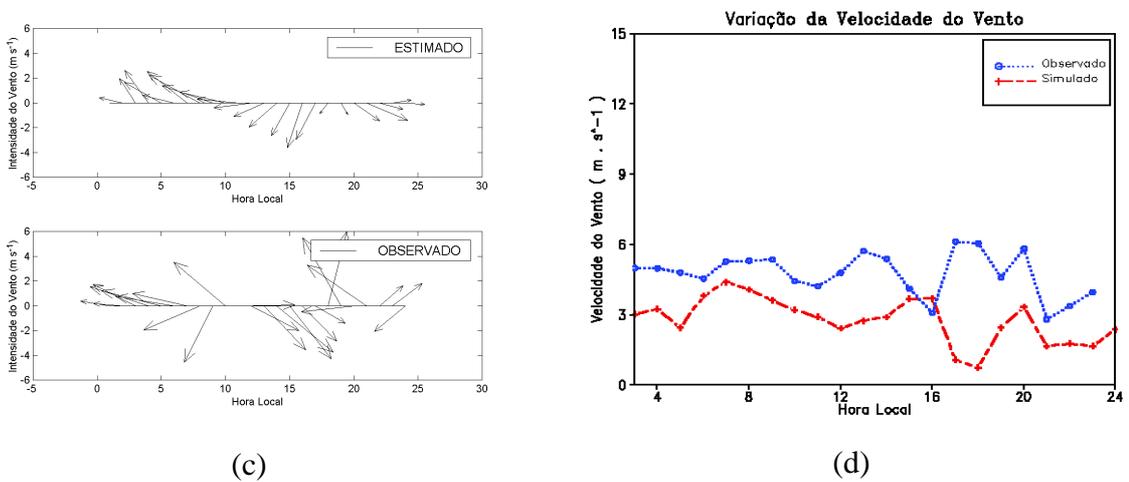
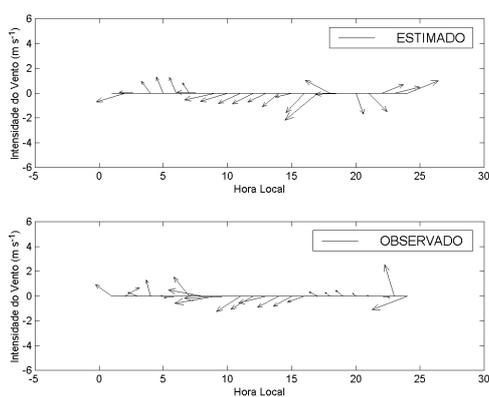
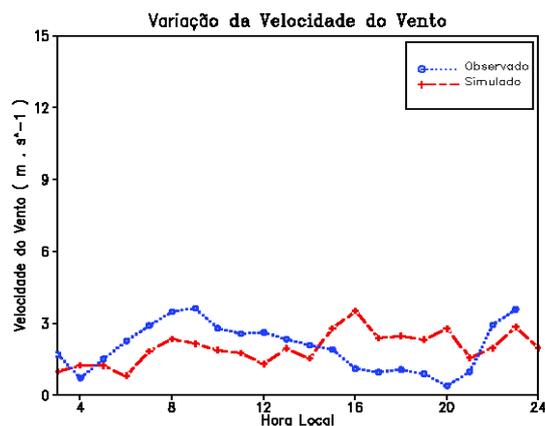


Figura 5.11 – Representação gráfica da velocidade e direção do vento: os gráficos **a**, e **b** são referentes ao dia 18, os gráficos **c** e **d** são referentes ao dia 19, e os gráficos **e** e **f** são referentes ao dia 20 (continua).





(e)



(f)

Figura 5.11 – Conclusão.

Tabela 5.6 – Comparação dos coeficientes de correlação entre a velocidade do vento simulada e medida: para os dias 18, 19 e 20.

C dinâmicas	Dia 18	Dia 19	Dia 20
R.speed	-0.4513	0.0859	0.4121

Observou-se nos gráficos da velocidade e da direção do vento, que o modelo não simulou essas grandezas como se esperava: a velocidade do vento simulada pelo modelo foi sempre inferior à velocidade obtida pelo anemômetro instalado na torre. Durante o período da manhã, a intensidade do vento foi sempre sobreestimada pelo modelo nos dias 18 e 19. Possivelmente, a precipitação foi o fator que ocasionou a forte perturbação na direção do vento no período da tarde no dia 19 nos dados observados, não sendo observado o mesmo na simulação. Estas discrepâncias são difíceis de analisar, pois, os fatores que os influenciam são difíceis de determinar. Porém, pode-se afirmar que as componentes dinâmicas durante a simulação, são influenciadas diretamente pela rugosidade da superfície e os gradientes horizontais de temperatura de pequena e grande escala. A influência da grade principal pode estar contribuindo para os erros nas estimativas da velocidade e direção do vento, pois o domínio abrange uma área maior, sendo assim influenciada por circulações de origem orográfica. A baixa representatividade dos coeficientes

de correlação entre os valores de velocidade estimados pelo modelo e os valores obtidos com os instrumentos instalados em campo pode também ser observada na Tabela 5.6

A baixa correlação entre as variáveis simuladas e observadas da direção e velocidade do vento, também poderia estar relacionada com o tipo de parametrização de superfície utilizada no modelo, pois a parametrização de superfície do modelo é construída à partir de teorias válidas para superfície ideais. Assim, as estimativas dos fluxos turbulentos feitos pelo modelo de superfície, podem não se correlacionar bem com os fluxos turbulentos observados sobre superfícies complexas como a do Pantanal. O esquema de Louis (1979) utiliza equações que são diretamente proporcionais à direção e à intensidade do vento. Todavia, não é totalmente casual que essas parametrizações possam ser aplicáveis em camadas limites noturnas como a do Pantanal seco, com ocorrências de jatos de baixos níveis, ondas de gravidade e outros fenômenos ainda mal compreendidos cuja parametrização ainda não é bem conhecida. Mahrt (1999) faz um levantamento de problemas associados com este tipo de situação.

Com relação aos máximos observados na magnitude da velocidade do vento medida em campo, para os dias 18 e 20 de setembro após o horário das 20 horas (hora local), podem estar correlacionados com a presença de um jato de baixos níveis. Com o resfriamento radiativo da superfície o escoamento desce para regiões com topografia mais baixa, que é o caso da depressão do Pantanal. Desta forma, pode ocorrer a intensificação do escoamento a partir das 20 horas.

5.4 Análise do perfil vertical dos dados obtidos nas simulações numérica realizada com o modelo RAMS

Os dados utilizados nas construções gráficas abaixo foram obtidos de radiossondagens realizadas durante a campanha IPE-2, e utilizados para validar a simulação numérica. Os perfis verticais simulados foram obtidos a partir da média vertical de 4 pontos ao redor do ponto central da coordenada das grades do modelo numérico RAMS, lembrando-se, que a coordenada central das grades do modelo é a mesma coordenada do lançamento das radiossondagens.

Teve-se, o cuidado de ilustrar graficamente somente os horários nos quais houve o lançamento das radiossondagens. Por este motivo, cada dia possui perfis em horários distintos, para que se pudesse compará-los com os perfis de radiossondagens.

A evolução temporal da temperatura potencial foi obtida à partir da evolução temporal simulada numericamente e através da interpolação dos dados das radiossondagens na vertical e no tempo utilizando o interpolador “kriging”. Os cálculos foram realizados para o ponto central da grade nas coordenadas 19,57°S e 57,02° W.

Na Figura 5.12 são apresentados os perfis da temperatura potencial. As Figuras 5.12a, 5.12c e 5.12e referem-se aos perfis simulados numericamente para os dias 18, 19 e 20, respectivamente, e as Figuras 5.12b, 5.12d e 5.12f são perfis obtidos das radiossondagens para os dias 18, 19 e 20, respectivamente.

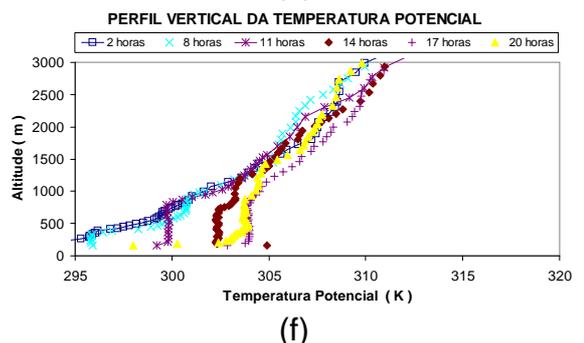
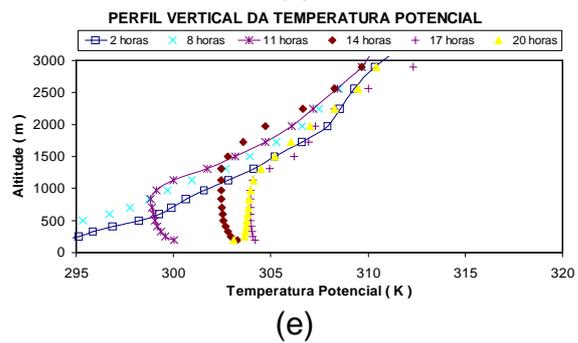
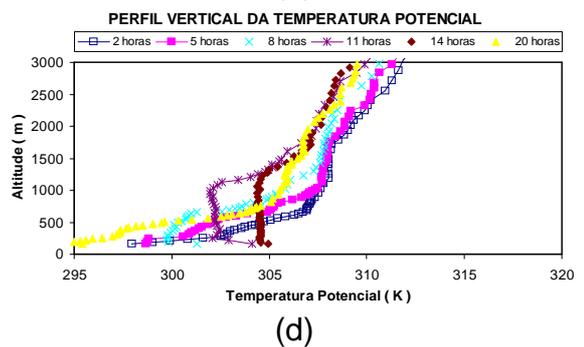
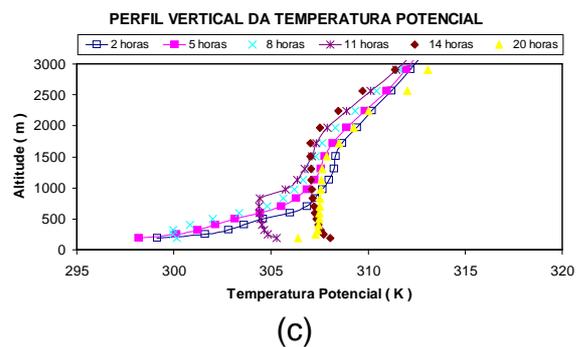
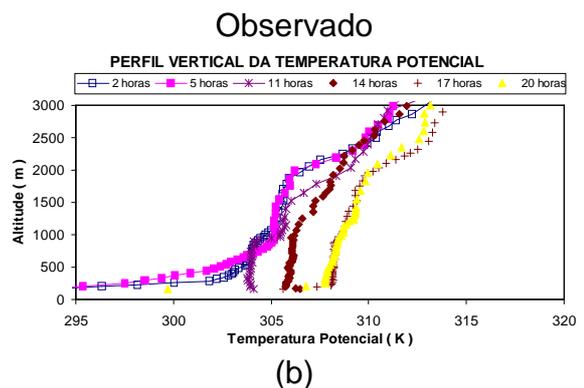
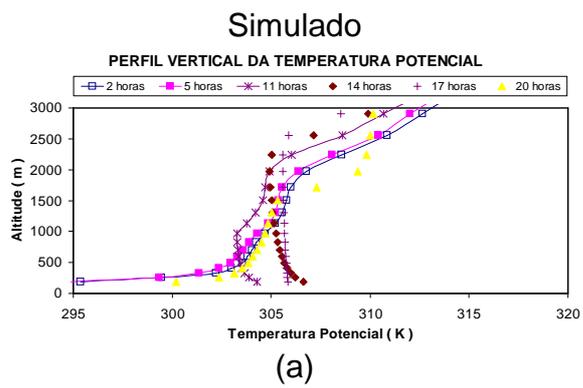
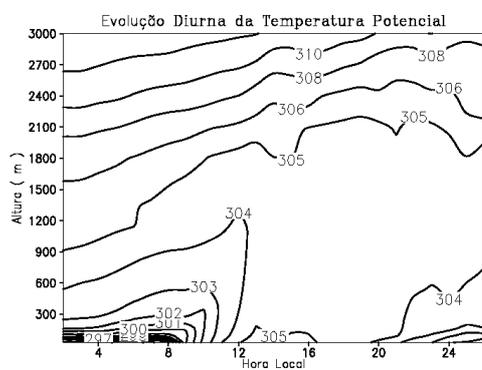


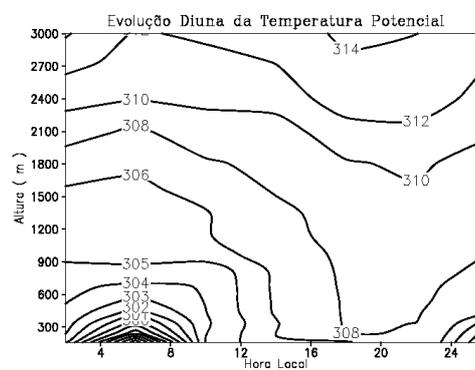
Figura 5.12 – Representação gráfica do perfil vertical da temperatura potencial: os gráficos **a**, e **b** são referentes ao dia 18, os gráficos **c** e **d** são referentes ao dia 19, e os gráficos **e** e **f** são referentes ao dia 20.

Simulado

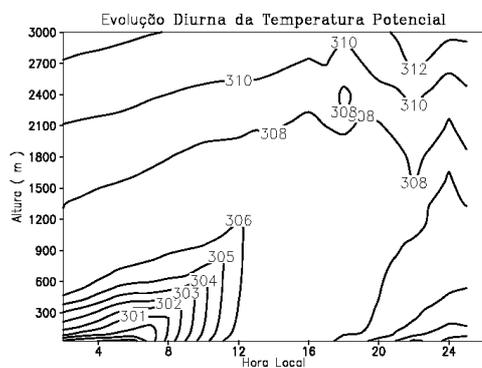
Observado



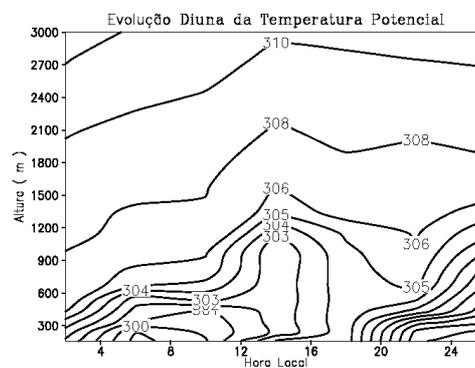
(a)



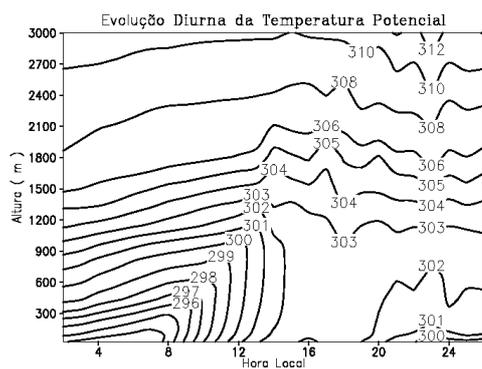
(b)



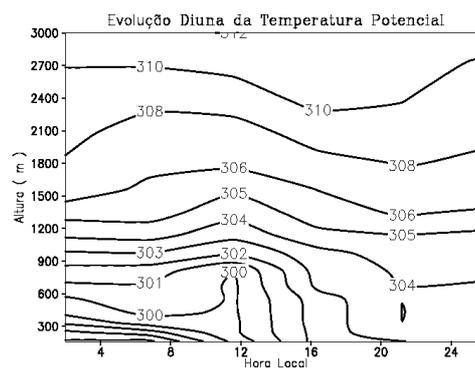
(c)



(d)



(e)



(f)

Figura 5.13 – Representação gráfica da evolução temporal do perfil da temperatura potencial: os gráficos **a**, e **b** são referentes ao dia 18, os gráficos **c** e **d** são referentes ao dia 19, e os gráficos **e** e **f** são referentes ao dia 20.

Na Figura 5.13 é apresentada a evolução temporal dos perfis verticais do campo de temperatura potencial. As Figuras 5.13a, 5.13c e 5.13e referem-se aos perfis simulados numericamente para os dias 18, 19 e 20, respectivamente; as Figuras 5.13b, 5.13d e 5.13f referem-se aos perfis calculados através das radiossondagens interpoladas para os dias 18, 19 e 20, respectivamente.

A partir dos gráficos dos perfis de temperatura potencial, pode-se ter uma idéia da evolução da camada limite atmosférica. Nota-se que o aquecimento e o resfriamento radiativo da superfície proporcionaram estruturas de camada limite distintas, para cada dia. Porém, a taxa de aquecimento e resfriamento da superfície está ligada ao saldo de energia na superfície e à partição desta em fluxo de calor latente e sensível, sendo importantes fatores na caracterização da altura da camada limite, pois serão estes fluxos que governarão o aquecimento da camada limite atmosférica.

Observa-se para o dia 18, de céu claro (Figuras 5.12a e 5.12b), a altura da camada limite teve um desenvolvimento mais acentuado atingindo altitude em torno de 1500 m segundo os dados de radiossondas, e a altura da camada limite atmosférica simulada numericamente atingiu valores maiores, de até 2400 m. Apesar da altura da camada limite obtida à partir das radiossondagens ser menor em relação à simulada numericamente para este dia, nota-se nos perfis verticais de temperatura potencial, que há uma taxa de aquecimento maior e a ocorrência do aquecimento por um período mais prolongado. Por outro lado, nos perfis simulados numericamente, a taxa de aquecimento é mais moderada e o resfriamento radiativo se inicia mais rapidamente após o pôr do sol. Esta diferença, provavelmente está relacionada ao saldo de energia disponível na superfície como foi observado na comparação entre o saldo de radiação simulado e o observado. O crescimento da camada limite para um dia com céu claro, inicia-se em torno das 8 horas da manhã, logo após o aquecimento da superfície, e o desenvolvimento da camada estável inicia-se

com o resfriamento radiativo, após às 17 horas (local). Quando há presença de nebulosidade ou ocorrência de precipitação o desenvolvimento da camada limite é alterado, como pode-se observar para o dia 19.

Os perfis verticais de temperatura potencial obtidos das radiossondagens para o dia 19, Figuras (5.12c e 5.12d), são afetados pela precipitação ocorrida no final da tarde deste dia, o que ocasionou um resfriamento da atmosfera, destruindo praticamente toda a estrutura termodinâmica da camada de mistura, como pode ser visto no perfil vertical das 20 horas. Em outras palavras, a água líquida da chuva é fria, e ao cair evapora e absorve energia térmica da atmosfera e do solo resfriando estes meios, com isso provoca a queda da temperatura e a destruição da estrutura termodinâmica da camada de mistura que possui grande quantidade de energia térmica na atmosfera como pode ser visualizada nos gráficos de temperatura potencial dos dados de radiossondagem para o dia 19. O aumento da intensidade do vento proporciona uma maior mistura das massas de ar. Quanto à precipitação, esta proporciona uma absorção de energia à medida que as moléculas de água evaporam das gotas de chuva. Estes fatores propiciam em uma maior dissipação de energia, influenciando assim o resfriamento atmosférico. A evolução da camada limite modelada numericamente não sofreu alteração devido à precipitação, pois as simulações não incluíam os processos de precipitação. Por isso, nota-se que há mais energia térmica em relação aos dados de radiossondagem. A altura máxima da camada limite atingiu 1720 m com os dados simulados numericamente, enquanto nos dados de radiossondagens a altura ficou em torno de 1230 m. O crescimento da camada de mistura também se iniciou em torno das 8 horas da manhã.

A evolução da camada limite simulada numericamente para o dia 20 foi a que mais se aproximou da realidade, apesar da altura da camada limite real ter sido um pouco mais baixa. Isso talvez decorra da presença de nebulosidade nesse dia, no período de máxima insolação, como foi visto na Figura 5.2 em que é

apresentada a radiação de onda curta. Entretanto, a evolução não foi tão intensa como as verificadas nos outros dias. A altura máxima simulada numericamente atingiu valor próximo a 1200 m, enquanto a altura máxima obtida pelas radiossondagens atingiu valor de 700-800 m. A fraca evolução da temperatura potencial pode estar relacionada à ocorrência de precipitação no final da tarde do dia anterior, alterando assim muitos parâmetros tais como temperatura absoluta da atmosfera, umidade do solo e do ar, fatores que influenciam diretamente a evolução da camada limite. Por exemplo, a presença de umidade no solo, acarreta a necessidade de absorção de mais energia para se modificar a temperatura do ar, e no caso do ar atmosférico, afeta também a sua flutuabilidade.

Na Figura 5.13 (a, c, e) observa-se um rápido crescimento da camada limite no período das 8 às 14 horas (hora local), tanto nos dados simulados numericamente, como nos dados de radiossondagens. A estrutura térmica da camada limite planetária para o dia 18 e 19 é mais quente em relação ao dia 20, nos dados de radiossondagens. O resfriamento da camada limite como já mencionado, estaria relacionado à precipitação ocorrida no final da tarde do dia 19. Como o modelo numérico não pode gerar precipitação devido à opção de parametrização adotada, não observou-se esta queda na temperatura. A formação da camada limite estável nos dados numéricos iniciou-se à partir das 17 horas, enquanto nos dados de radiossondagens é difícil observar o horário exato da formação da camada limite estável, pois a interpolação das radiossondagens ficou comprometida por não haver sondagens no horário das 17 horas (hora local), como pode ser observado na Figura 5.13.

A concentração de vapor de água é levada em consideração quando se calcula a temperatura virtual e a temperatura potencial virtual sempre dará valores maiores do que seus valores absolutos.

Na Figura 5.14 são apresentados os perfis da razão de mistura, (Figuras 5.14a, 5.14c e 5.14e) simulados numericamente para os dias 18, 19 e 20, respectivamente, e as Figuras 5.14b, 5.14d e 5.14f mostram perfis calculados através das radiossondagens, para os dias 18, 19 e 20, respectivamente.

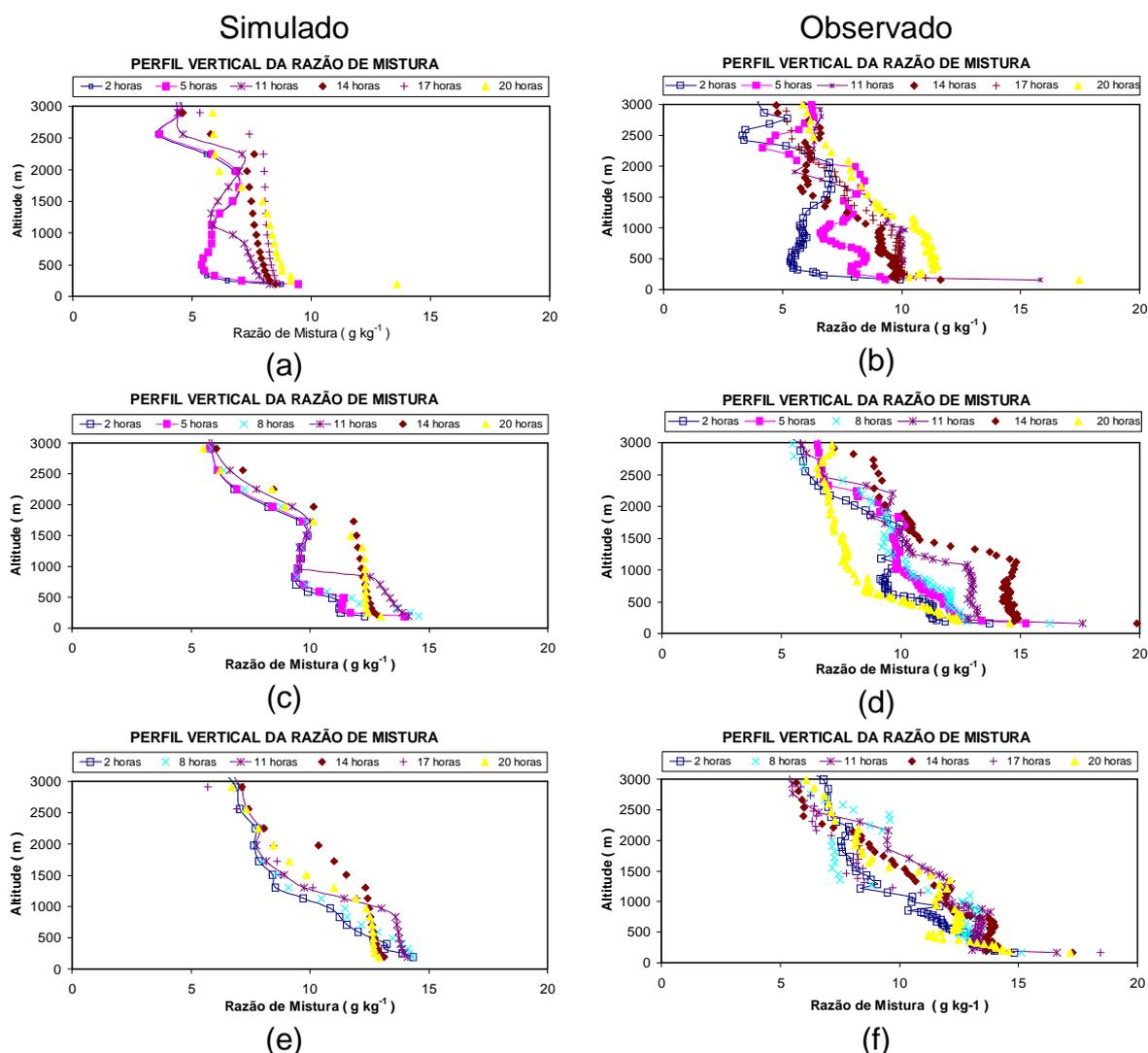


Figura 5.14 – Representação gráfica do perfil vertical da razão de mistura: os gráficos a, e b são referentes ao dia 18, os gráficos c e d são referentes ao dia 19, e os gráficos e e f são referentes ao dia 20.

Nota-se que a melhor representatividade dos perfis de razão de mistura simulado numericamente foi obtida para o dia 20, sendo que para este dia também se obteve a melhor simulação da evolução da camada limite atmosférica como um todo, reforçando a necessidade da boa representatividade da umidade do ar nas simulações numéricas. Assim, caso se inicialize o modelo com um perfil com umidade baixa pode ocorrer uma sobrestimativa do aquecimento atmosférico como observado na inicialização do dia 18.

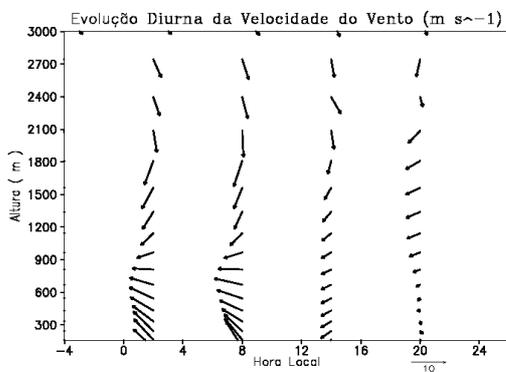
A disponibilidade de umidade no solo inicializada no modelo pode estar relacionada com a baixa concentração de vapor d' água na atmosfera durante a simulação para o dia 18. Porém, o perfil utilizado como condição inicial também tem influência na simulação da concentração de umidade atmosférica. Estes fatores podem influenciar na evapotranspiração do modelo de superfície que é a condição inferior da grade do modelo, e do qual será retirada a umidade necessária para umedecer a atmosfera.

Já a comparação da simulação da razão de mistura para o dia 19 com os dados obtidos das radiossondagens foi muito afetada pela precipitação ocorrida no final da tarde deste dia. Não foi possível realizar uma comparação mais detalhada, pois o modelo não foi calibrado para gerar precipitação durante a simulação.

A concentração de vapor d' água na atmosfera além de elevar a capacidade de calor da atmosfera ajuda na estratificação da camada limite atmosférica. Porque a molécula de vapor de água não se distribui de forma uniforme na atmosfera, de tal forma que há regiões com maior ou menor concentração de vapor d' água. Assim, como há distribuição heterogênea de concentração de vapor d' água também deverá ocorrer aquecimento desigual de diferentes porções da atmosfera. Isto, por sua vez pode gerar um aumento da velocidade do vento devido a gradientes de temperatura assim estabelecidos.

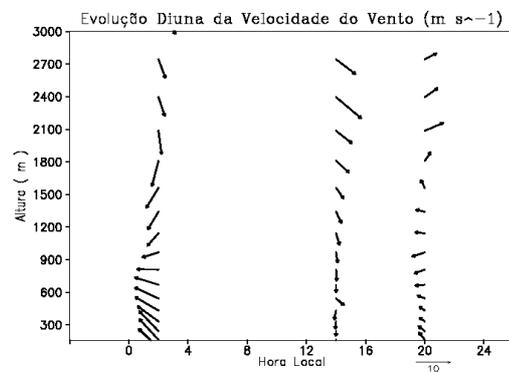
Logo, a intensidade do vento dependerá do ciclo diurno do aquecimento da atmosfera, frentes frias, e sistemas de meso e micro escala. A distribuição dos fluxos turbulentos de superfície devido à representação da vegetação e à distribuição de corpos de água sobre a mesma, pode gerar circulações locais quando não influenciadas por circulações de escalas maiores, como será discutida nas secções seguintes.

Simulado

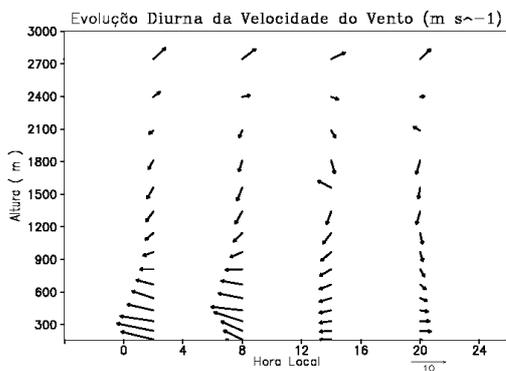


(a)

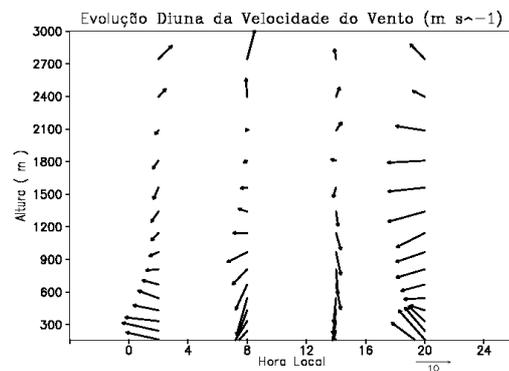
Observado



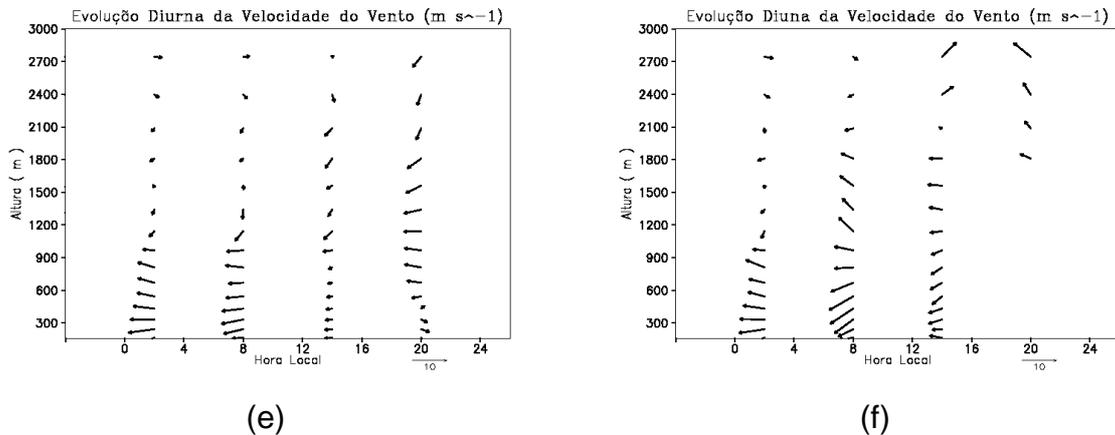
(b)



(c)



(d)



(e) (f)
 Figura 5.15 – Representação gráfica do perfil vertical da velocidade do vento: os gráficos a, e b são referentes ao dia 18, os gráficos c e d são referentes ao dia 19, e os gráficos e e f são referentes ao dia 20.

As Figuras 5.15a, 5.15c e 5.15e referem-se aos perfis de velocidade e direção do vento simulados numericamente para os dias 18, 19 e 20, respectivamente; e as Figuras 5.15b, 5.15d e 5.15f mostram os perfis calculados através das radiossondagens, para os dias 18, 19 e 20, respectivamente.

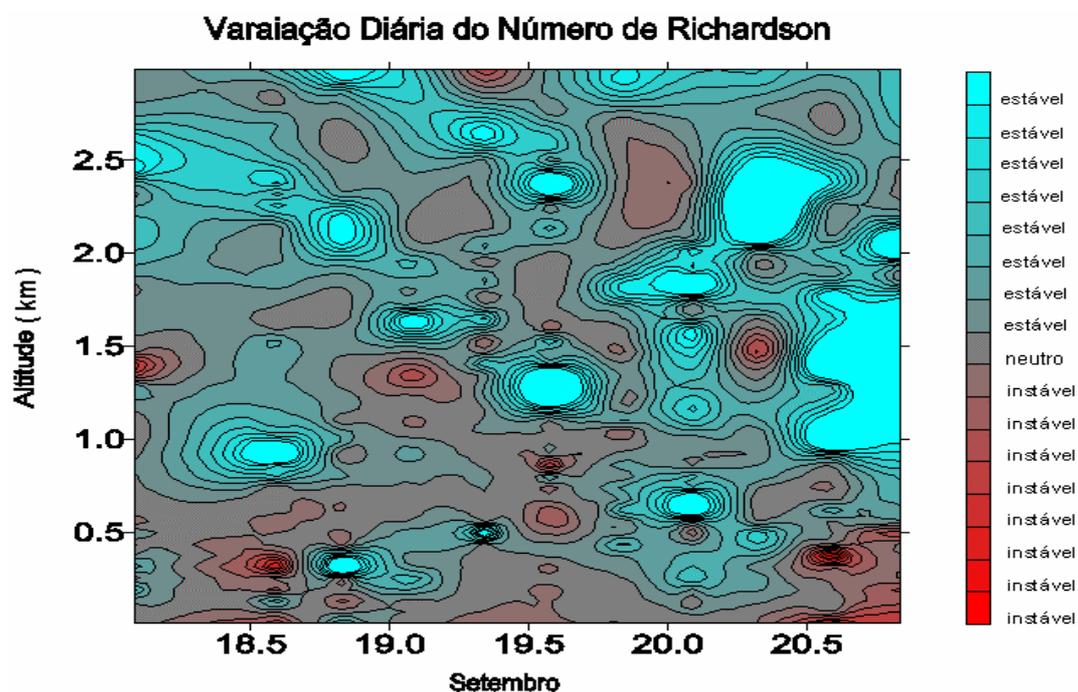
Nota-se nos perfis simulados numericamente para os dias 19 e 20, que nas primeiras horas da manhã, o vento é de oeste, com uma intensidade máxima aproximada de 13 m s^{-1} , em uma altura de 500 m. Para o dia 18, a intensidade máxima de 10 m s^{-1} é um pouco mais acima, e a direção é de sudeste. Estes máximos na intensidade do vento são gerados pelos gradientes de temperatura formados durante a noite com a formação da camada limite estável. Os gradientes de temperatura são gerados pelo resfriamento radiativo da superfície, e ou pela ação da mistura turbulenta, que refletem nos perfis verticais de θ_v , o que foi demonstrado por André e Mahrt (1982).

A influência da precipitação convectiva no campo de vento é bem definida no perfil vertical da radiossondagem referente ao horário da 20 horas (local) do dia 19, conforme a Figura 5.15d. Na altura de 500 m observa-se uma distorção no

campo de vento. Isto pode estar relacionado com o desacoplamento da circulação abaixo das nuvens e acima delas.

Os perfis do vento simulado numericamente não apresentaram uma boa correlação com os dados observados, principalmente no dia 19, quando a precipitação possivelmente influenciou o perfil da velocidade do vento observado.

A estrutura termodinâmica e dinâmica da atmosfera são os principais fatores que determinaram a sua estabilidade. A partir dos perfis térmicos e dinâmicos obtidos através das simulações do modelo RAMS e das radiossondagens, calculou-se o número de Richardson, que será analisado na secção seguinte.



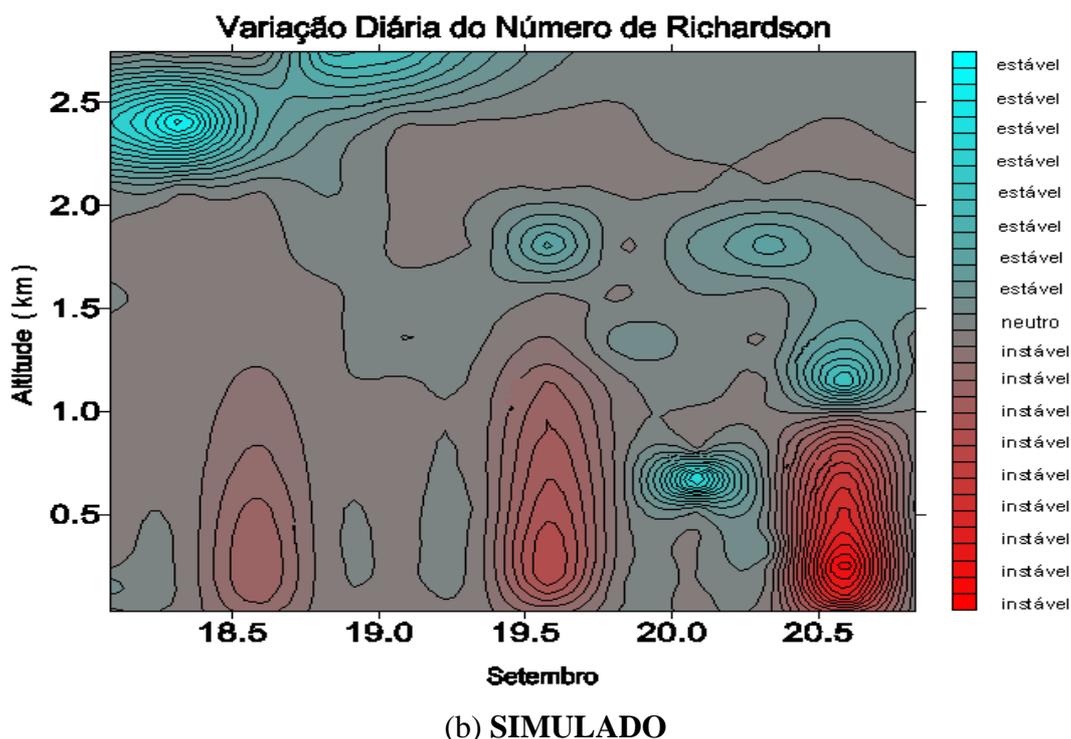


Figura 5.16 – Variabilidade temporal do perfil vertical do Número de Richardson de gradiente, para dados observados e os resultantes das simulações, referentes ao período de 18 a 20 de setembro de 1999.

Na Figura 5.16a são apresentados os perfis verticais do número de Richardson de gradiente, obtidos através das radiossondagens lançadas nos dias 18, 19 e 20. O mesmo é apresentado na Figura 5.16b, para os perfis obtidos através das simulações numéricas.

Comparando o número de Richardson de gradiente (Ri) obtido a partir dos dados observados com aquele simulado numericamente, nota-se uma diferença considerável entre ambos, devido a vários fatores tais como: o aquecimento diferencial devido à diferença no saldo de energia, o processo pelo qual se calcula a difusividade dos vórtices utilizada na parametrização de turbulência do modelo, o processo de extrapolação da radiossondagem para a grade do modelo, principalmente na grade vertical que geralmente possui uma resolução pobre (poucos pontos na vertical). Vale ressaltar que as sondagens não são perfis realmente verticais, a medida que se eleva a sonda, desloca-se

horizontalmente, enquanto que os perfis verticais do modelo são verticais naquele ponto de grade.

Entretanto, pode-se notar que várias regiões onde há estabilidade na camada limite o modelo consegue representar, como no dia 20 a estabilidade após 1 km simulado numericamente e observado nas sondagens. A estabilidade nesta camada é a responsável pelo fraco desenvolvimento da camada limite para este dia.

A instabilidade simulada pelo modelo ocorre logo após a metade do dia, devido ao ciclo diurno de aquecimento. Nos dados de radiossondagens também se observa maior instabilidade logo após o meio dia, porém o comportamento observado é mais estratificado. Esta estratificação pode estar relacionada ao próprio deslocamento horizontal e vertical da radiossondagem, que dependendo do horário, pode atravessar meios tão diferentes quanto uma camada residual ou uma camada estável (que nas primeiras horas da manhã ainda não tenha sido rompida pelo aquecimento diurno).

5.5 Análise das secções transversais na grade da simulação numérica

Após a análise unidimensional e do perfil vertical comparando-os com dados observados em campo, medidos em torre e através de radiossondagens, chegou-se à conclusão de que os perfis termodinâmicos e dinâmicos simulados numericamente podem representar de forma razoável a realidade da evolução da camada limite real. Portanto, pode ser utilizada para o estudo da mesma sobre a região do Pantanal Mato-grossense.

As secções verticais das simulações numéricas para os dias 18, 19 e 20, são apresentadas na Figura 5.17. Foram realizados vários cortes das secções verticais para analisar a estrutura da camada limite, tanto na secção norte-sul

como na secção leste-oeste. O critério de escolha foi efetuado de tal forma que se pudesse visualizar melhor a formação da circulação gerada por forçantes superficiais. Observou-se que o corte vertical norte-sul é o que apresenta a formação de estruturas melhores definidas, e quase sempre às 14 horas (hora local) foi possível visualizar as estruturas de célula de circulação com melhor definição. No período noturno observou-se que dependendo das condições, pode ocorrer a formação de jatos de baixos níveis. As condições mais favoráveis que contribuem para a formação de jatos de baixos níveis são o resfriamento radiativo da superfície, a ausência de nebulosidade e perturbação sinótica (STULL, 1988).

Todos as Figuras são referentes à grade 2 (com resolução de 500 m). Neste caso, utilizou-se a grade 1 somente como condição de contorno lateral, apesar da grade 1 ter uma boa representatividade da evolução da camada limite atmosférica. Porém, devido à sua resolução de 2km não foi possível detectar as circulações de pequena escala.

Os campos escolhidos para análise são a temperatura potencial, razão de mistura, velocidade vertical e a componente meridional e zonal do vento. Os horários escolhidos para serem plotados foram das 14 e 02 horas local.

Como foram simulados 3 dias, sendo que cada dia foi processado separadamente, inicializando-se sempre com uma radiossondagem com características próprias, para cada dia simulado. Assim, optou-se em realizar análises separadas para cada dia.

5.5.1 Simulação Para o Dia 18 de Setembro, Sem o Campo de Vento

Nesta simulação inicializou-se o modelo com a radiossondagem lançada as 2 horas do dia 18 de setembro de 1999. Porém, retirou-se a contribuição sinótica da sondagem. A Figura 5.17 dispõe os cortes verticais (altitude versus

longitude e altitude versus latitude) do campo de temperatura potencial, (as Figuras 5.17a e 5.17b são referentes ao horário das 14 horas, e as Figuras 5.17c e 5.17d são referentes ao horário das 2 horas da manhã do dia 19).

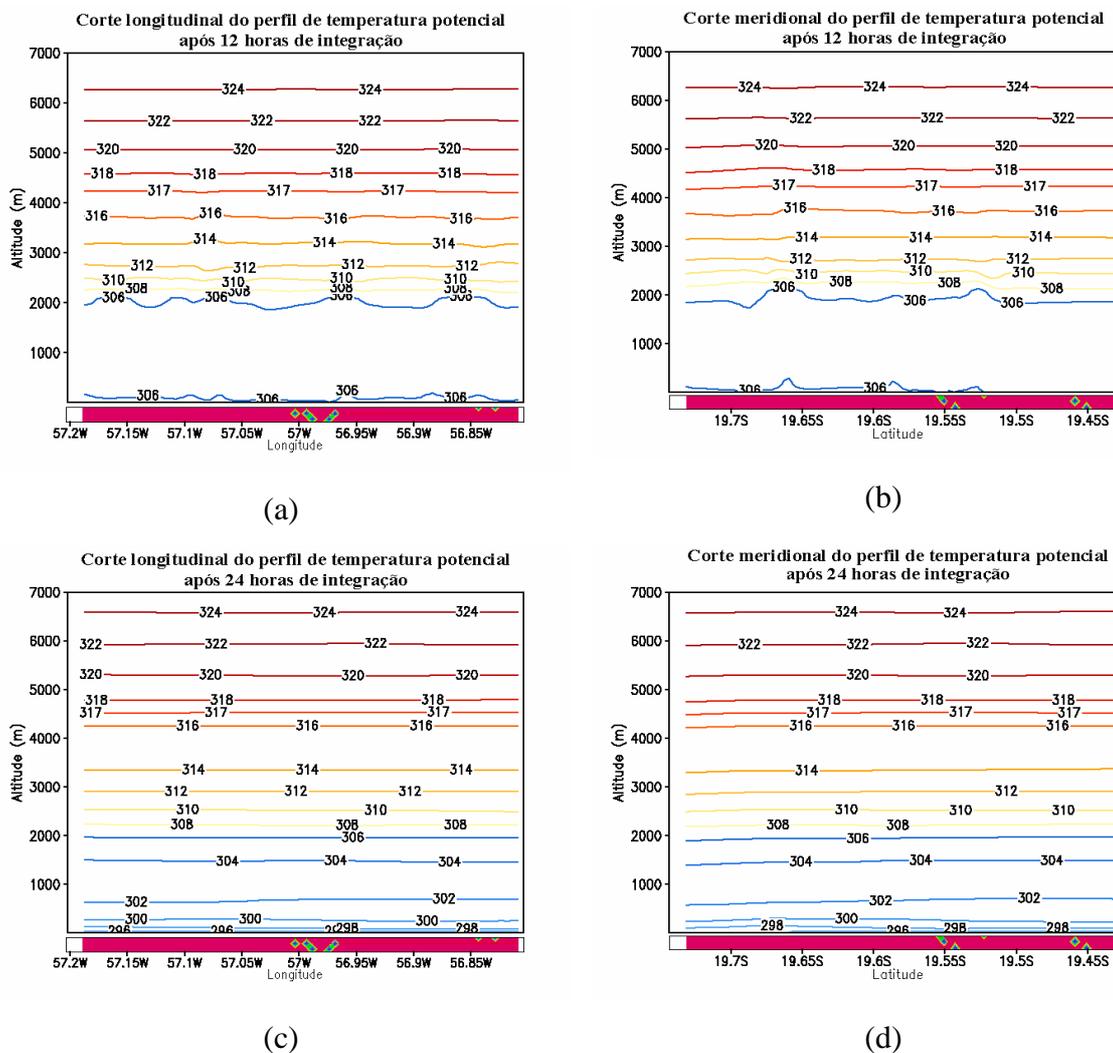


Figura 5.17 – Representação gráfica do corte bi-dimensional da temperatura potencial para o dia 18 (simulação inicializada sem o campo de vento).

Na Figura 5.18 são apresentados os perfis (altitude versus longitude e altitude versus latitude) da componente da velocidade do vento referente ao horário das 14 horas. As Figuras 5.18a e 5.18b apresentam os cortes verticais no campo de velocidade vertical, as Figuras 5.18c e 5.18d apresentam os cortes verticais no campo da componente meridional do vento, as Figuras 5.18e e

5.18f apresentam os cortes verticais da componente zonal do vento e as Figuras 5.18g e 5.18h apresentam os cortes verticais da componente zonal do vento para o horário das 2 horas da manhã do dia 19.

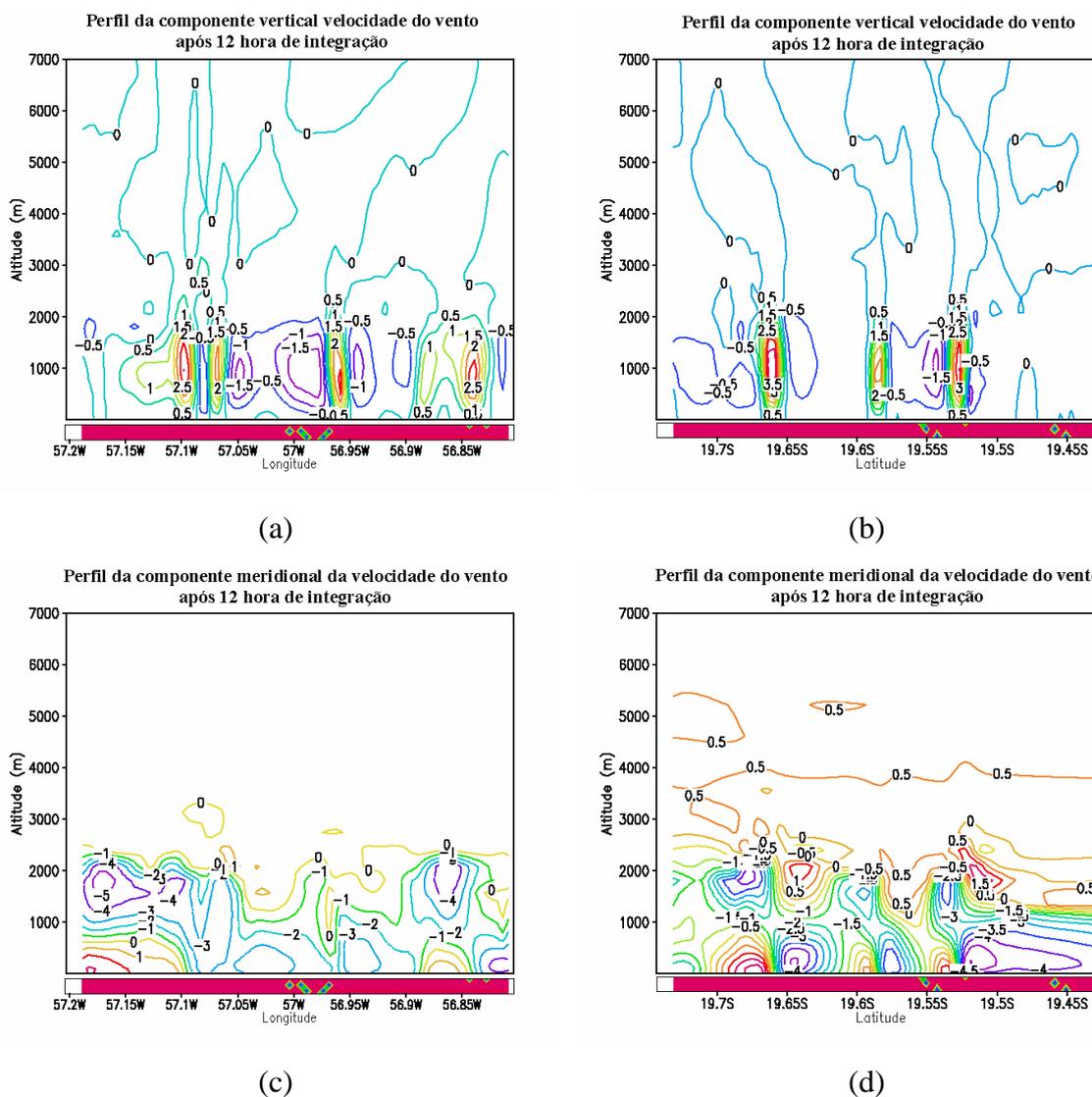
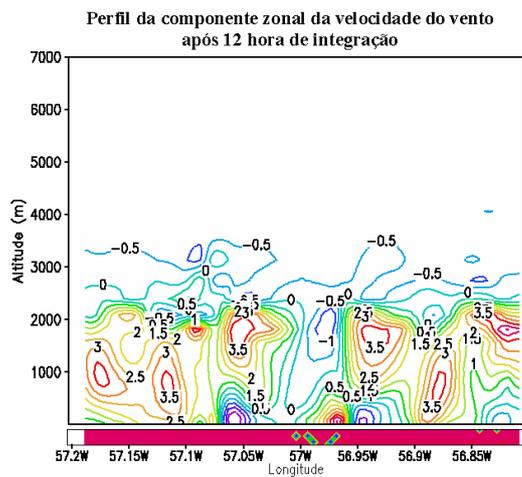
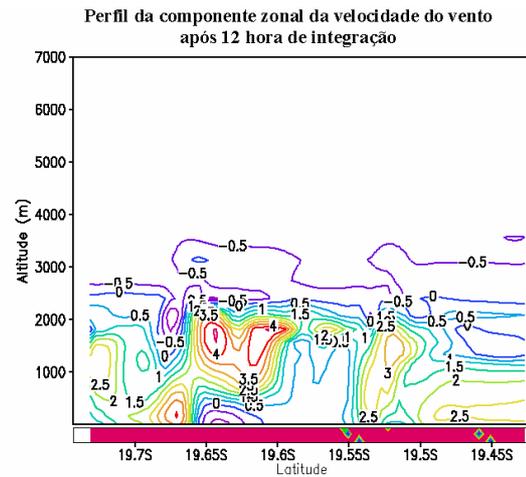


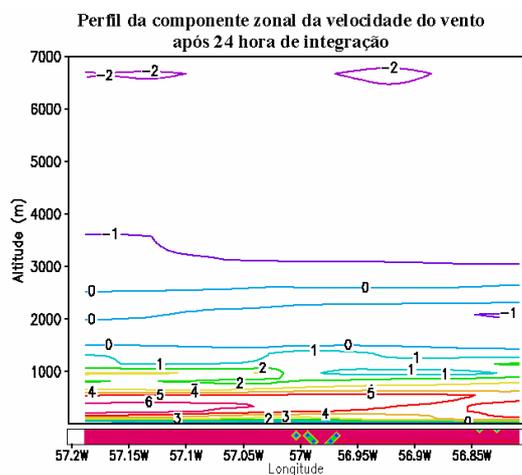
Figura 5.18 – Representação gráfica do corte bi-dimensional do campo da velocidade do vento para o dia 18 (simulação inicializada sem o campo de vento). (Continua)



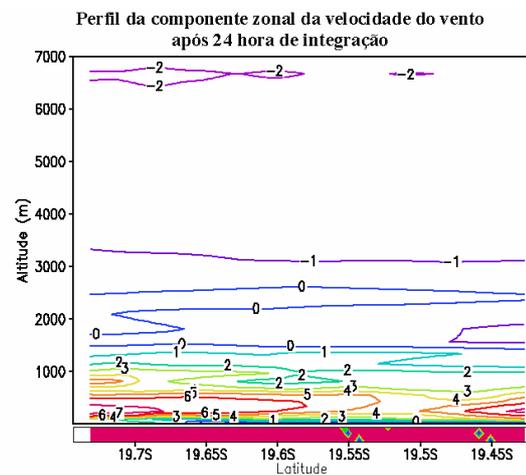
(e)



(f)



(g)



(h)

Figura 5.18 – Conclusão.

A estrutura termodinâmica da camada limite simulada numericamente para o dia 18 apresentada nas Figuras 5.17a e 5.17b, demonstra a existência de uma intensa mistura formada no final da tarde (entre 13 a 17 horas), com uma camada de mistura apresentando uma temperatura potencial de 306 K no horário de máxima evolução da camada limite. Observa-se uma pequena perturbação no topo da camada de mistura, visualizada no corte vertical do campo de temperatura potencial. Estas perturbações estão relacionadas aos movimentos verticais, que são intensos neste horário, atingindo valores de $-2,5$

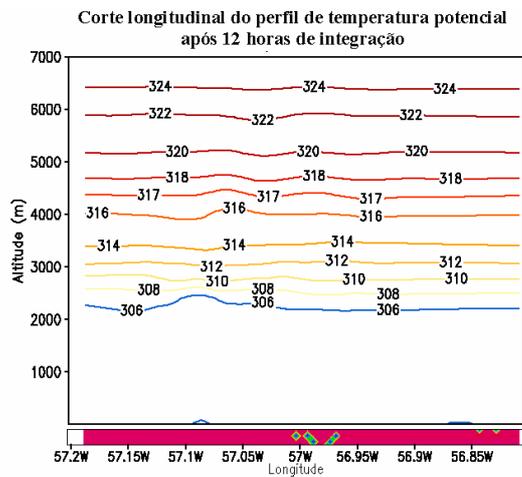
a 2,3 m/s. Pode-se notar nas Figuras 5.18a, 5.18b, 5.18c, e 5.18d a formação de células de circulação. Estas são possivelmente geradas pelas forçantes de superfície, tais como contrastes na representação da cobertura vegetal, principalmente as que contornam os rios da região, formando a vegetação ciliar (que proporciona maior liberação de fluxo turbulento de calor sensível e latente), gerando assim contraste de temperatura na superfície e conseqüentemente, o movimento vertical e as células de circulação.

Nas Figuras 5.17c e 5.17d nota-se, devido ao o esfriamento radiativo da superfície, uma estrutura termodinâmica estratificada estavelmente no período noturno, adjacente à superfície, com uma temperatura de 297 K na superfície. Este esfriamento radiativo gera gradientes térmicos que propiciam a formação dos jatos noturnos de baixos níveis, o que pode ser visualizado nas Figuras 5.18g e 5.18h. Observa-se o máximo na intensidade do vento em torno de 300 m, alcançando velocidades em torno de 6 m/s, tanto no perfil norte-sul como no perfil leste-oeste.

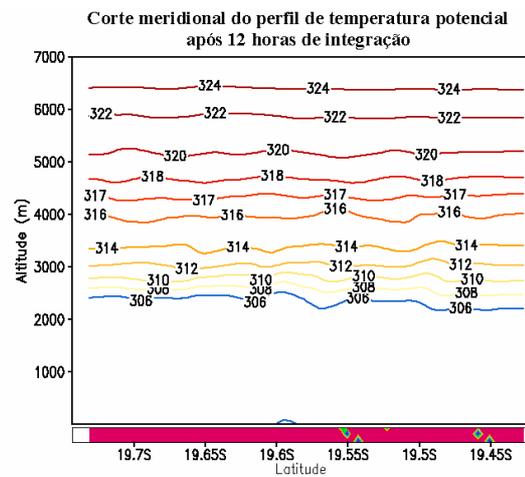
A condição sinótica utilizada na inicialização da simulação também influenciou na intensidade das circulações locais e na formação dos jatos de baixos níveis, pois sistemas de grande escala sobrepõem-se aos sistemas de pequena escala.

5.5.2 Simulação Para o Dia 18 de Setembro, Com o Campo de Vento

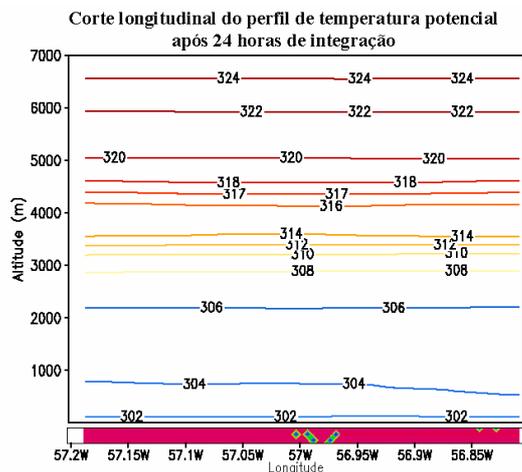
Os campos apresentados abaixo são todos referentes à simulação com influência sinótica. Nesta foi preservado o campo de vento da radiossondagem na inicialização do modelo. Na Figura 5.19 estão dispostos cortes verticais (altitude versus longitude e altitude versus latitude) do campo de temperatura potencial. As Figuras 5.19a e 5.19b são referentes ao horário das 14 horas, e as Figuras 5.19c e 5.19d são referentes ao horário das 2 horas da manhã do dia 19.



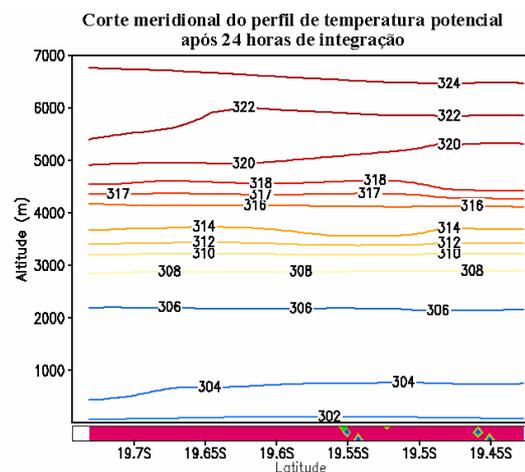
(a)



(b)



(c)



(d)

Figura. 5.19 – Representação gráfica do corte bi-dimensional da temperatura potencial para o dia 18 (simulação inicializada com o campo de vento).

Na Figura 5.20 são apresentados os perfis (altitude versus longitude e altitude versus latitude) da componente da velocidade do vento referentes ao horário das 14 horas. As Figuras 5.20a e 5.20b apresentam os cortes verticais no campo de velocidade vertical; as Figuras 5.20c e 5.20d, os cortes verticais no campo da componente meridional do vento; as Figuras 5.20e e 5.20f, os cortes verticais da componente zonal do vento; as Figuras 5.20g e 5.20h, os cortes

verticais da componente zonal do vento para o horário das 2 da manhã do dia 19.

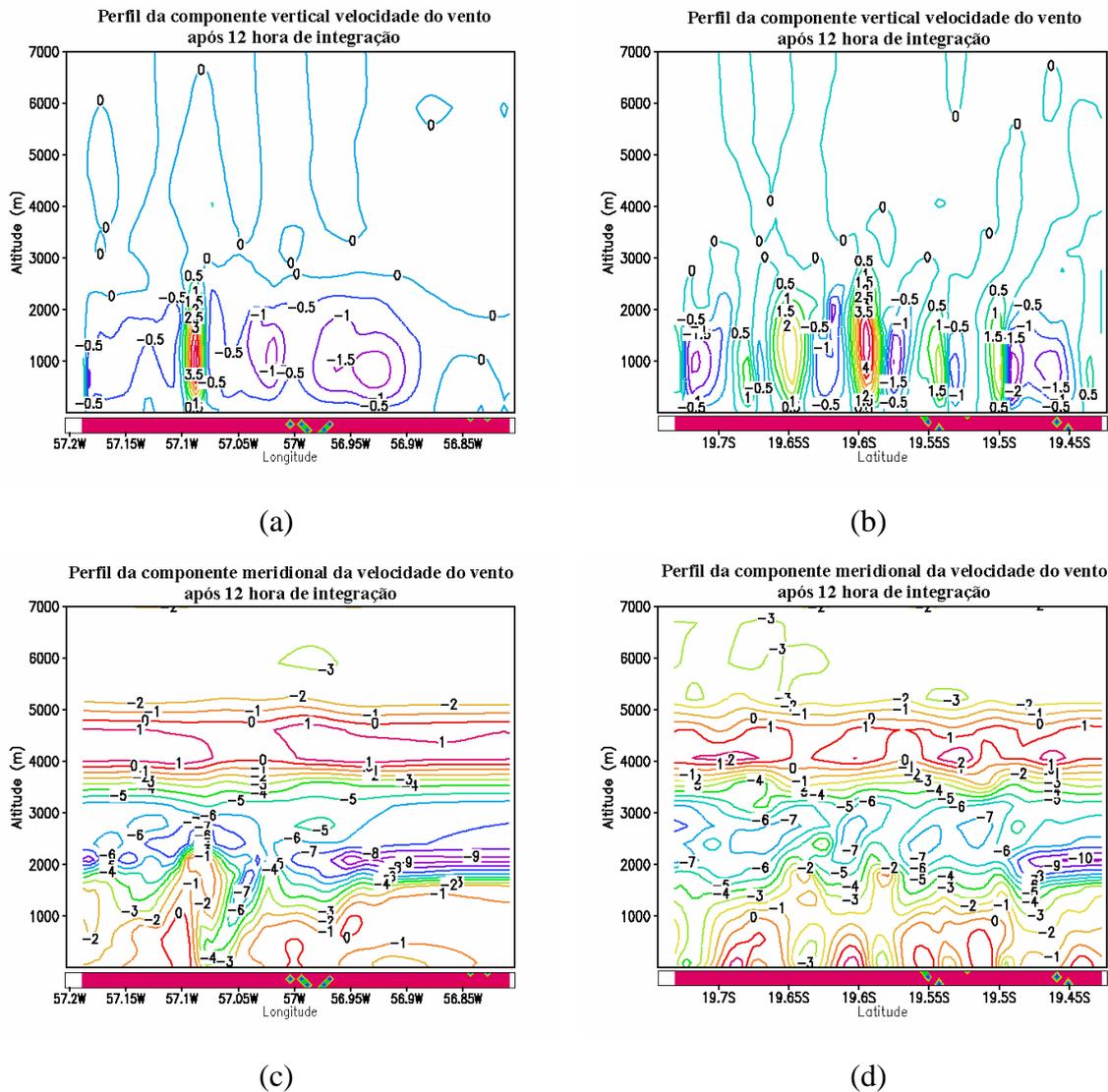


Figura. 5.20 – Representação gráfica do corte bi-dimensional do campo da velocidade do vento para o dia 18 (simulação inicializada com o campo de vento). (Continua)

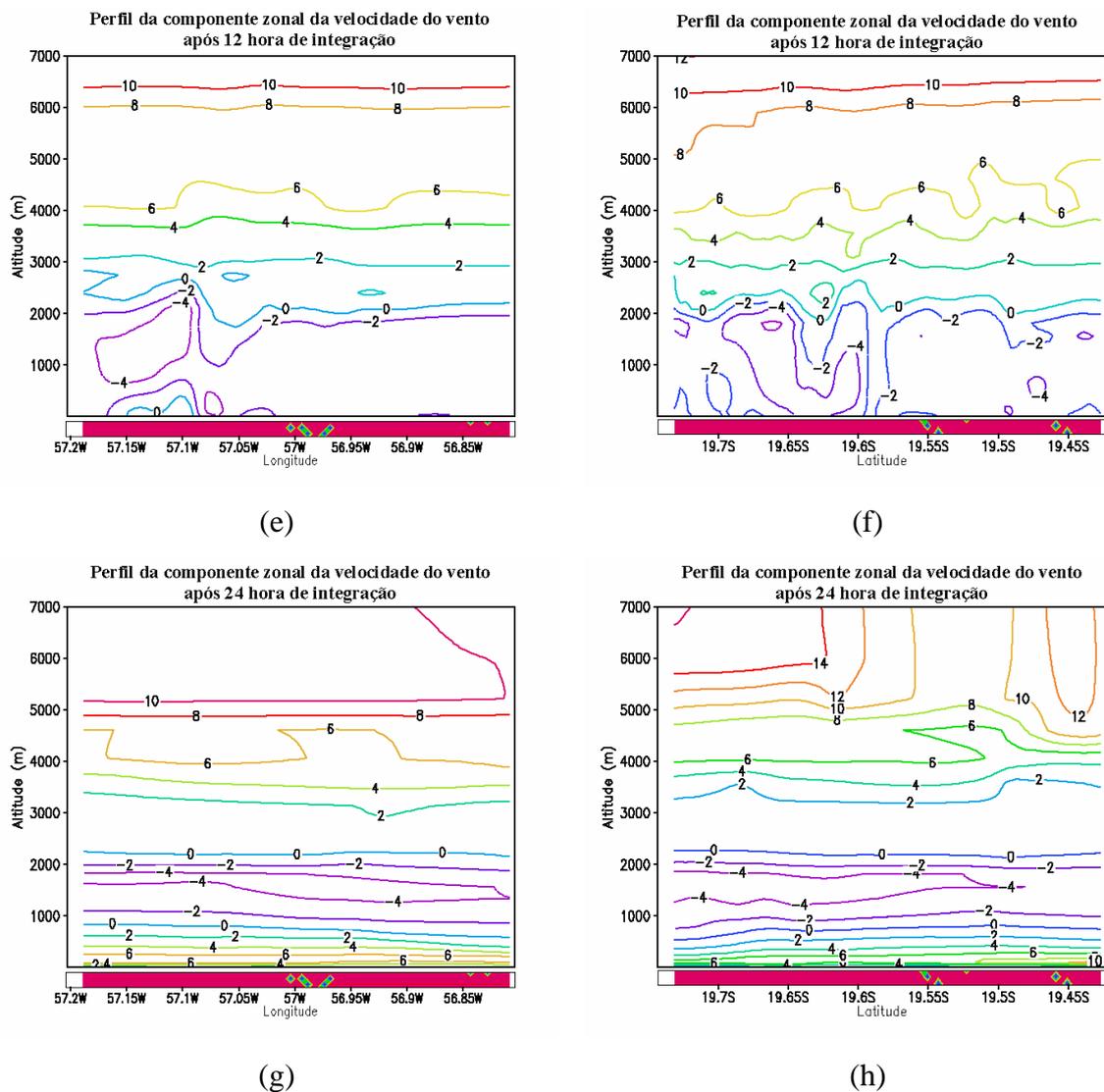


Figura. 5.20 – Conclusão.

As comparações entre a simulação inicializada sem e com o campo de vento na estrutura termodinâmica da camada limite para o dia 18, apresentadas nas Figuras 5.17 e 5.19, demonstram uma intensa mistura em ambas. Esta foi formada no final da tarde, entre 13 a 17 horas, com uma camada de mistura apresentando uma temperatura potencial de 306 K, no horário de máxima evolução da camada limite. Observa-se uma pequena perturbação no topo da camada de mistura, visualizada no corte vertical do campo de temperatura potencial, sendo que na simulação inicializada sem o campo de vento, as

perturbações são mais intensas. Estas estão relacionadas aos movimentos verticais, que são intensos no horário das 13 e 17 horas, atingindo valores de – 2,5 a 2,3 m.s^{-1} . Pode-se notar nas Figuras 5.20a, 5.20b, 5.20c e 5.20d a formação de células de circulação. Porém, sua intensidade é inferior às observadas nas Figuras 5.18a, 5.18b, 5.18c e 5.18d. Este enfraquecimento observado pode ser atribuído ao escoamento de grande escala, que interage com as circulações locais, reduzindo a intensidade e até mesmo distorcendo as células de circulações.

Nas Figuras 5.19c e 5.19d nota-se que o esfriamento radiativo gera gradientes térmicos que propiciam a formação dos jatos noturnos de baixos níveis no período noturno e nas primeiras horas da manhã, antes da quebra da camada limite estável pelo aquecimento de superfície, o que pode ser visualizada nas Figuras 5.20g e 5.20h. Observa-se o máximo na intensidade do vento em torno de 300 m, alcançando velocidades em torno de 6 m s^{-1} . Os jatos noturnos também demonstram que são influenciados pelas condições sinóticas, quando comparam-se as Figuras 5.20g, 5.20h e as Figuras 5.18g, 5.18h.

5.5.3 Simulação Para o Dia 19 de Setembro, Com o Campo de Vento

Na Figura 5.21, estão dispostos os cortes verticais (altitude versus longitude e altitude versus latitude) do campo de temperatura potencial para o dia 19. As Figuras 5.21.a e 5.21b são referentes ao horário das 14 horas, e as Figuras 5.21c e 5.21d são referentes ao horário da 1 da manhã do dia 20.

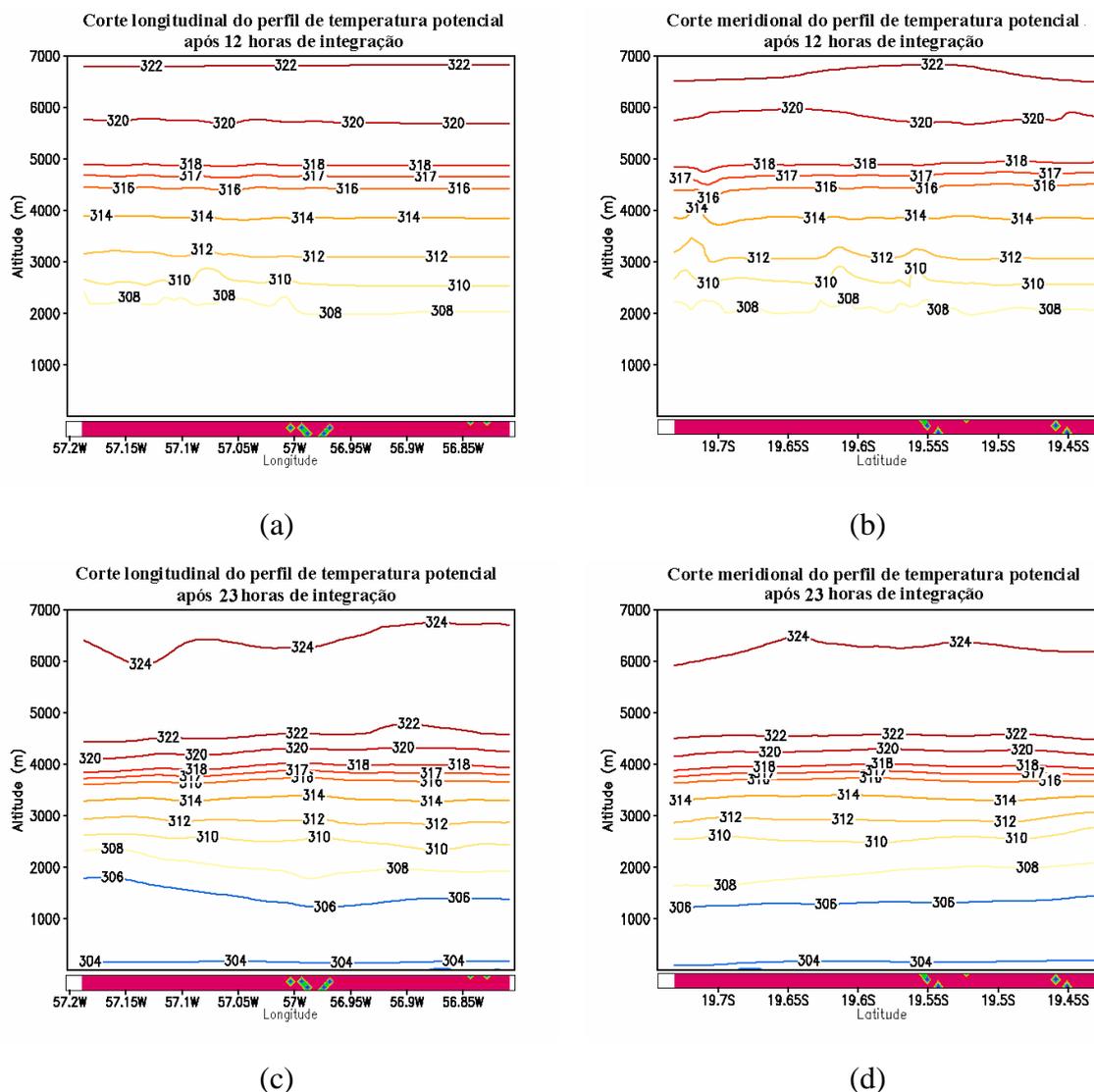


Figura. 5.21 – Representação gráfica do corte bi-dimensional da temperatura potencial para o dia 19 (simulação inicializada com o campo de vento).

Na Figura 5.22 são apresentados os perfis (altitude versus longitude e altitude versus latitude) da componente da velocidade do vento referente ao horário das 14 horas do dia 19: as Figuras 5.22a e 5.22b são os cortes verticais no campo de velocidade vertical, as Figuras 5.22c e 5.22d são os cortes verticais no campo da componente meridional do vento, as Figuras 5.22e e 5.22f são referentes aos cortes verticais da componente zonal do vento e as Figuras

5.22g e 5.22h são referentes aos cortes verticais da componente zonal do vento para o horário de 1 da manhã do dia 20.

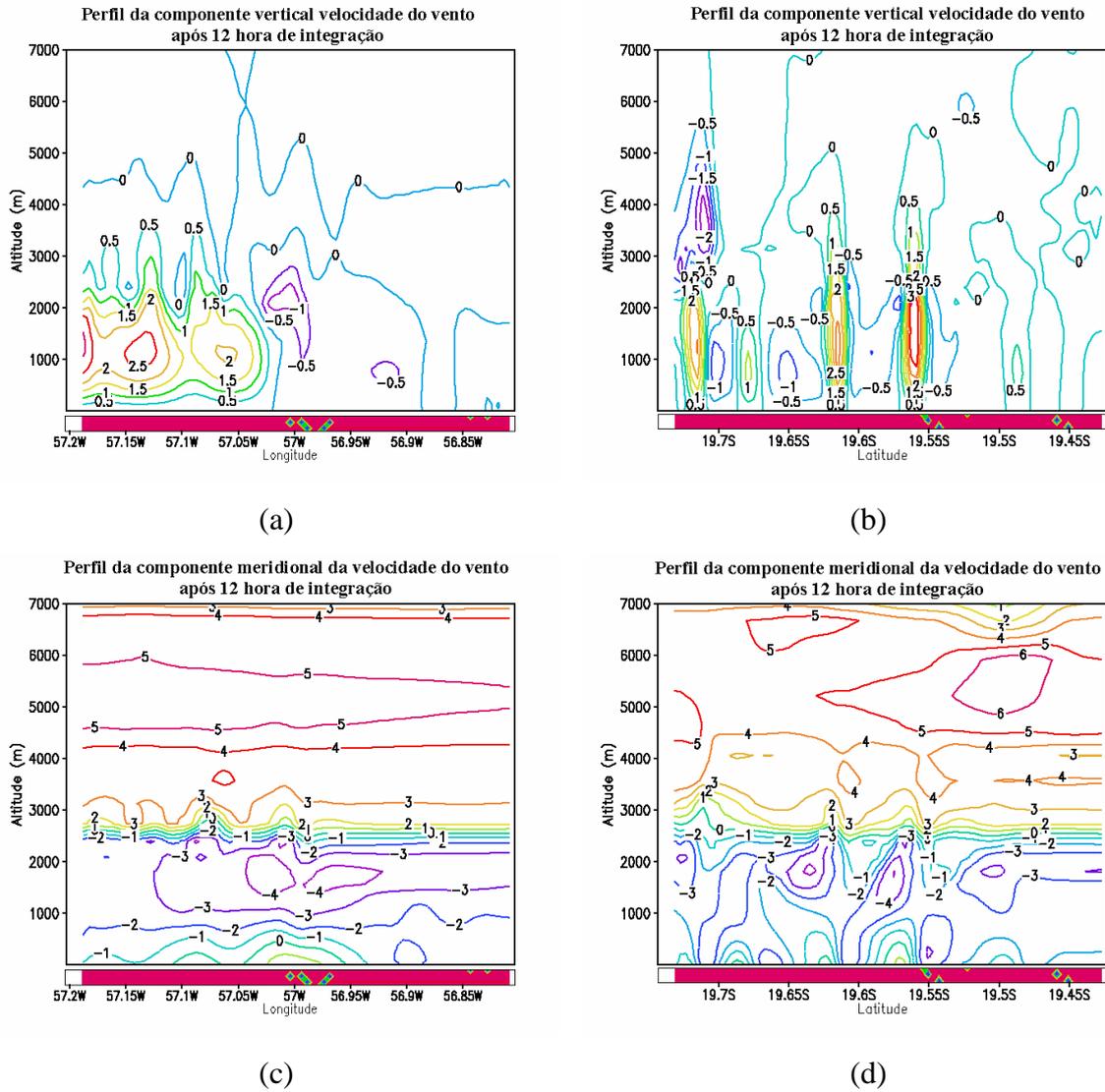


Figura 5.22 – Representação gráfica do corte bi-dimensional do campo de velocidade do vento para o dia 19 (simulação inicializada com o campo de vento). (Continua)

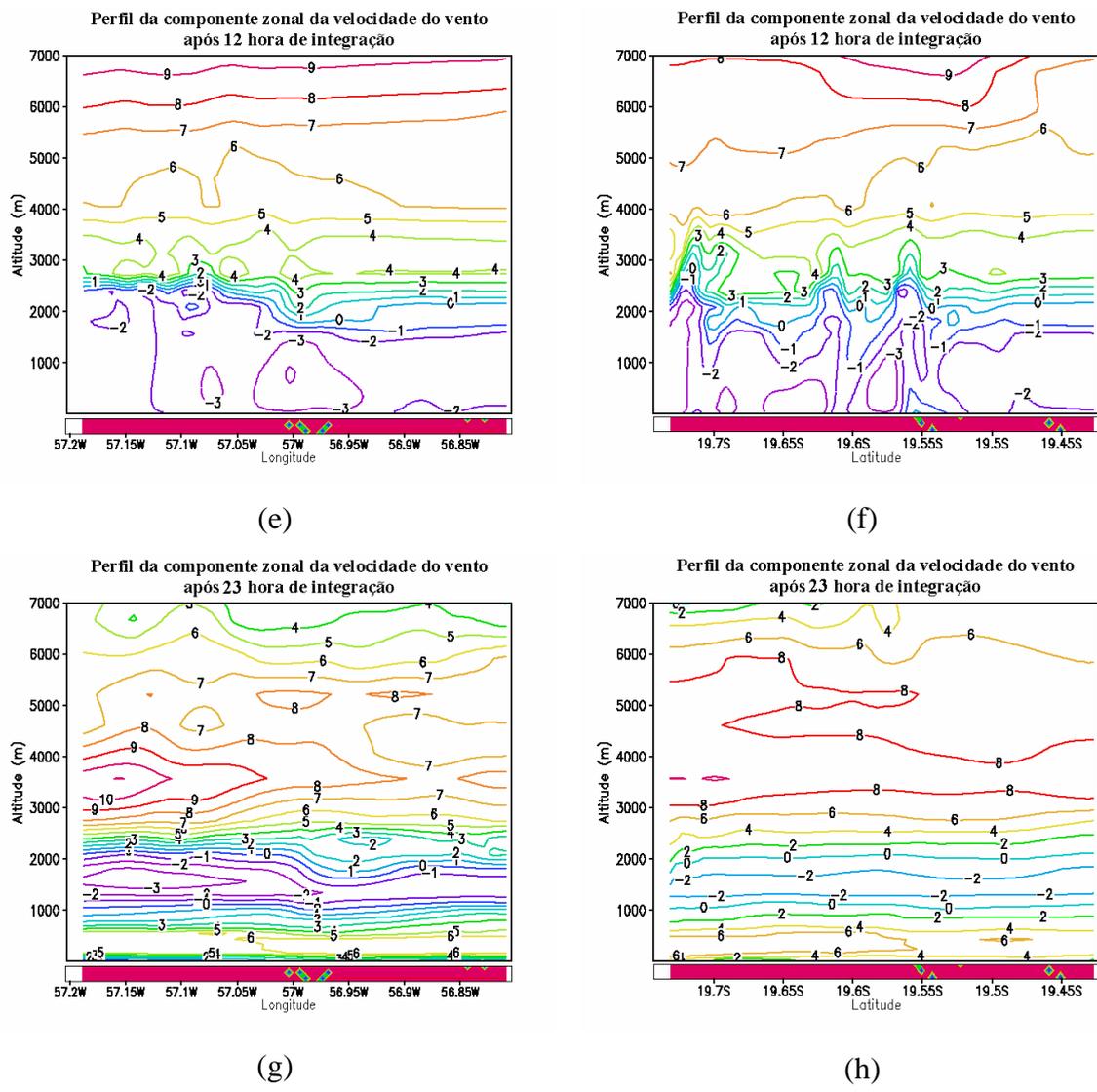


Figura 5.22 – Conclusão.

Como no dia 18, na estrutura termodinâmica da camada limite simulada numericamente para o dia 19 (conforme a Figura 5.21a e 5.21b), nota-se uma intensa mistura no horário das 14 horas (hora local), com uma camada de mistura apresentando uma temperatura potencial de 308 K, havendo 2K a mais em relação ao dia 18, no horário de máxima evolução da camada limite. Ocorre uma pequena perturbação no topo da camada de mistura, visualizada no corte vertical do campo de temperatura potencial às 14 horas. Porém, no corte vertical leste-oeste estas perturbações se encontram deslocadas mais para o lado oeste, em comparação ao dia 18. Os movimentos verticais presentes

neste horário atingem valores de -2 a 3 m s^{-1} , conforme as Figuras 5.22a e 5.22b. Pode-se notar nas Figuras 5.22c, 5.22d, 5.22e, e 5.22f, que a formação de células de circulação é bem mais definida em relação ao dia 18. Na secção vertical norte-sul, nota-se uma tendência de formação de células, mas fraca. O deslocamento dos movimentos verticais mais para o lado oeste do domínio de simulação pode estar relacionado às circulações de escalas maiores que estariam deslocando os movimentos verticais para o lado oeste. Já o enfraquecimento das circulações locais tipo células, pode também estar relacionado a estas circulações de escalas maiores.

Durante a madrugada do dia 20, conforme as Figura 5.21c e 5.21d, nota-se devido ao o esfriamento radiativo da superfície uma estrutura termodinâmica estável no período noturno adjacente a superfície, com uma temperatura de 303 K na superfície, este esfriamento radiativo gera os jatos noturnos de baixos níveis, que podem ser visualizadas nas Figuras 5.22g e 5.22h. Observa-se o máximo na intensidade do vento em torno de 300 m alcançando valores de 6 m s^{-1} , tanto no perfil norte-sul como no perfil leste-oeste, como no dia 18.

5.5.4 Simulação Para o Dia 20 de Setembro, Com o Campo de Vento

Na Figura 5.23 estão dispostos cortes verticais (altitude versus longitude e altitude versus latitude) no campo de temperatura potencial para o dia 20 (as Figuras 5.23a e 5.23b são referentes ao horário das 14 horas, e as Figuras 5.23c e 5.23d são referentes ao horário das 2 da manhã do dia 21).

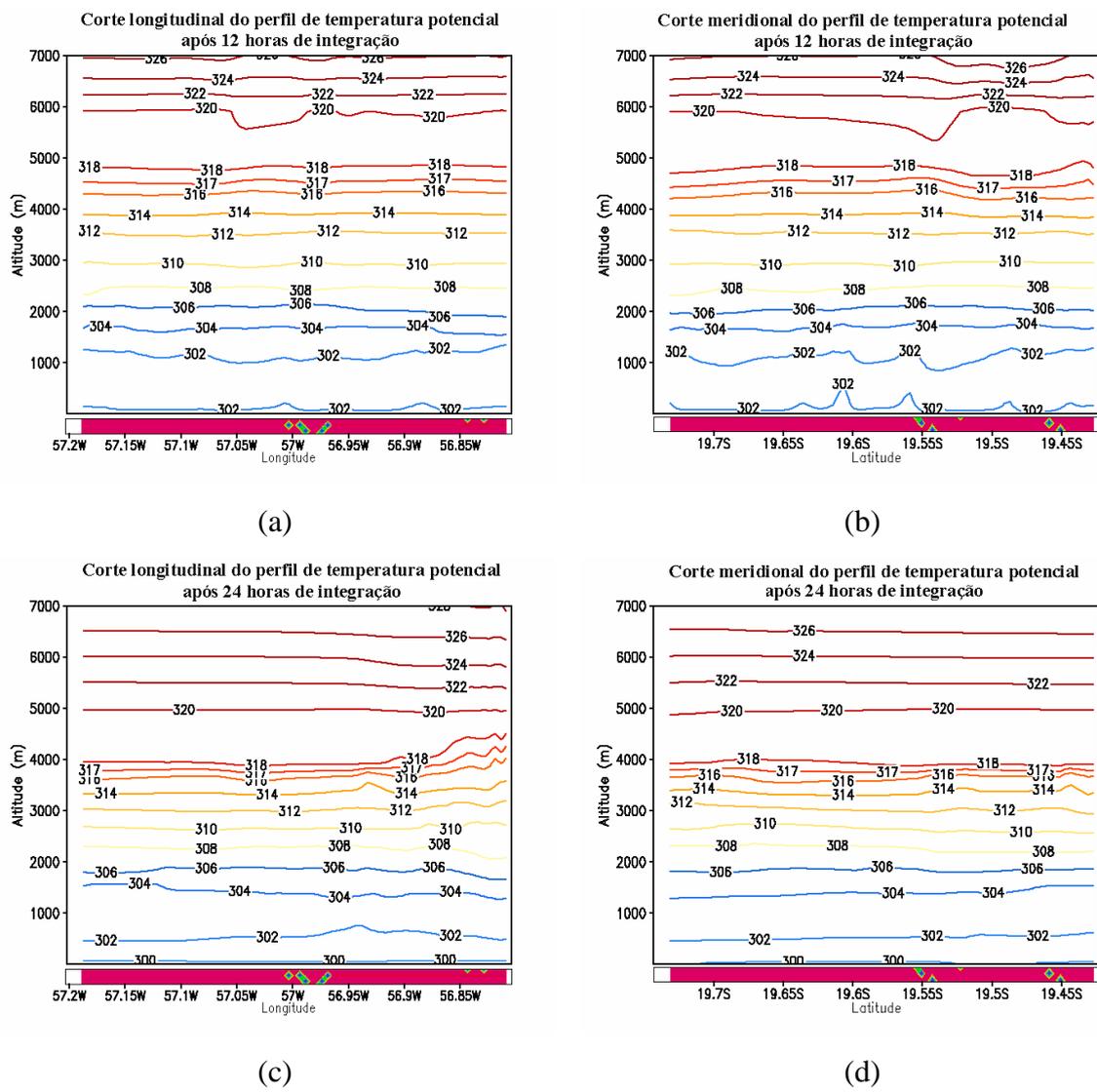


Figura 5.23 – Representação gráfica do corte bi-dimensional da temperatura potencial para o dia 20 (simulação inicializada com o campo de vento).

Na Figura 5.24 são apresentados os perfis (altitude versus longitude e altitude versus latitude) da componente da velocidade do vento referente ao horário das 14 horas do dia 20: as Figuras 5.24a e 5.24b são os cortes verticais no campo de velocidade vertical, as Figuras 5.24c e 5.24d são os cortes verticais no campo da componente meridional do vento, as Figuras 5.24e e 5.24f são referentes aos cortes verticais da componente zonal do vento e as Figuras

5.24g e 5.24h são referentes aos cortes verticais da componente zonal do vento para o horário das 2 da manhã do dia 21.

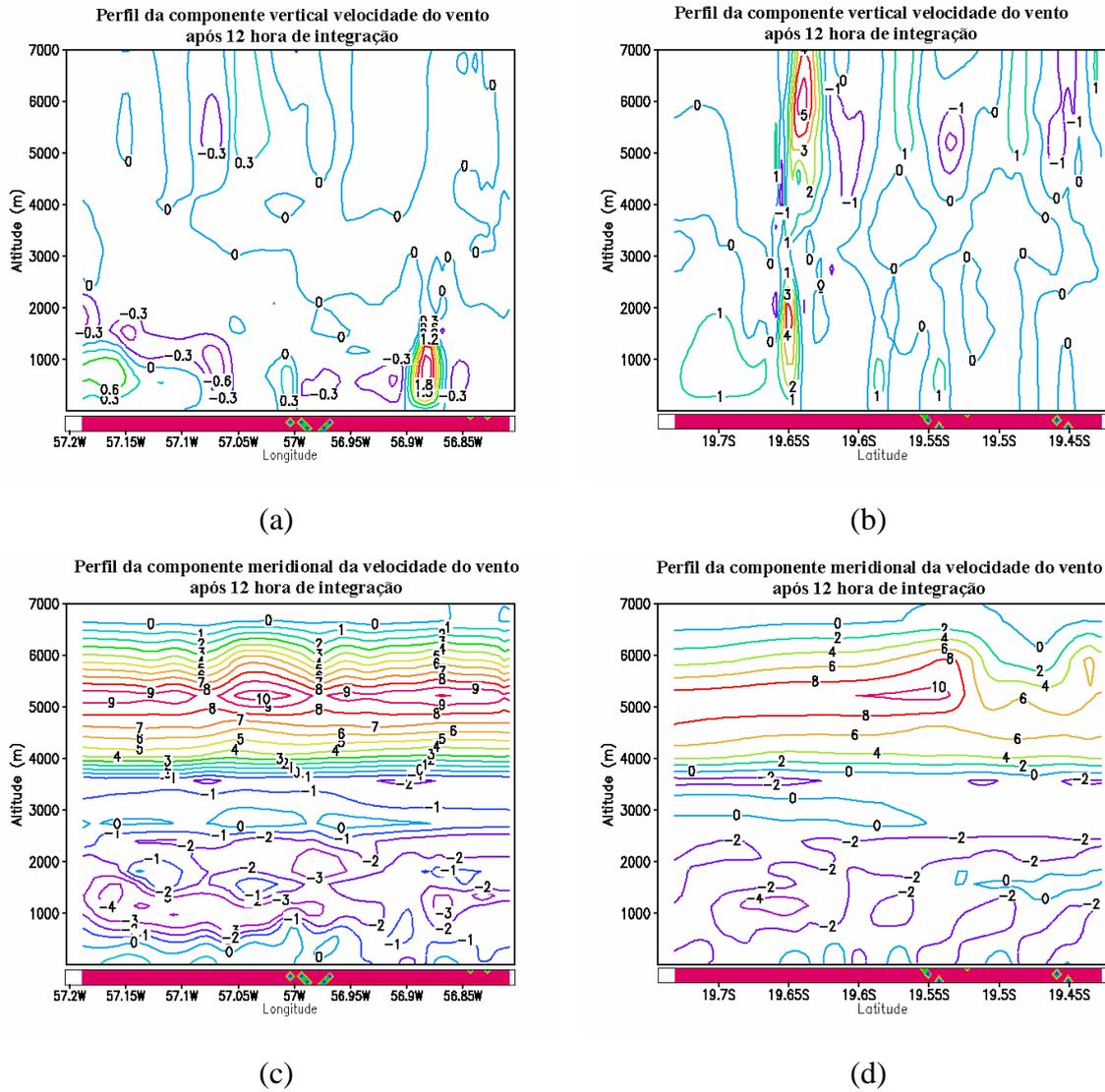


Figura 5.24 – Representação gráfica do corte bi-dimensional do campo de velocidade do vento para o dia 20 (simulação inicializada com o campo de vento). (Continua)

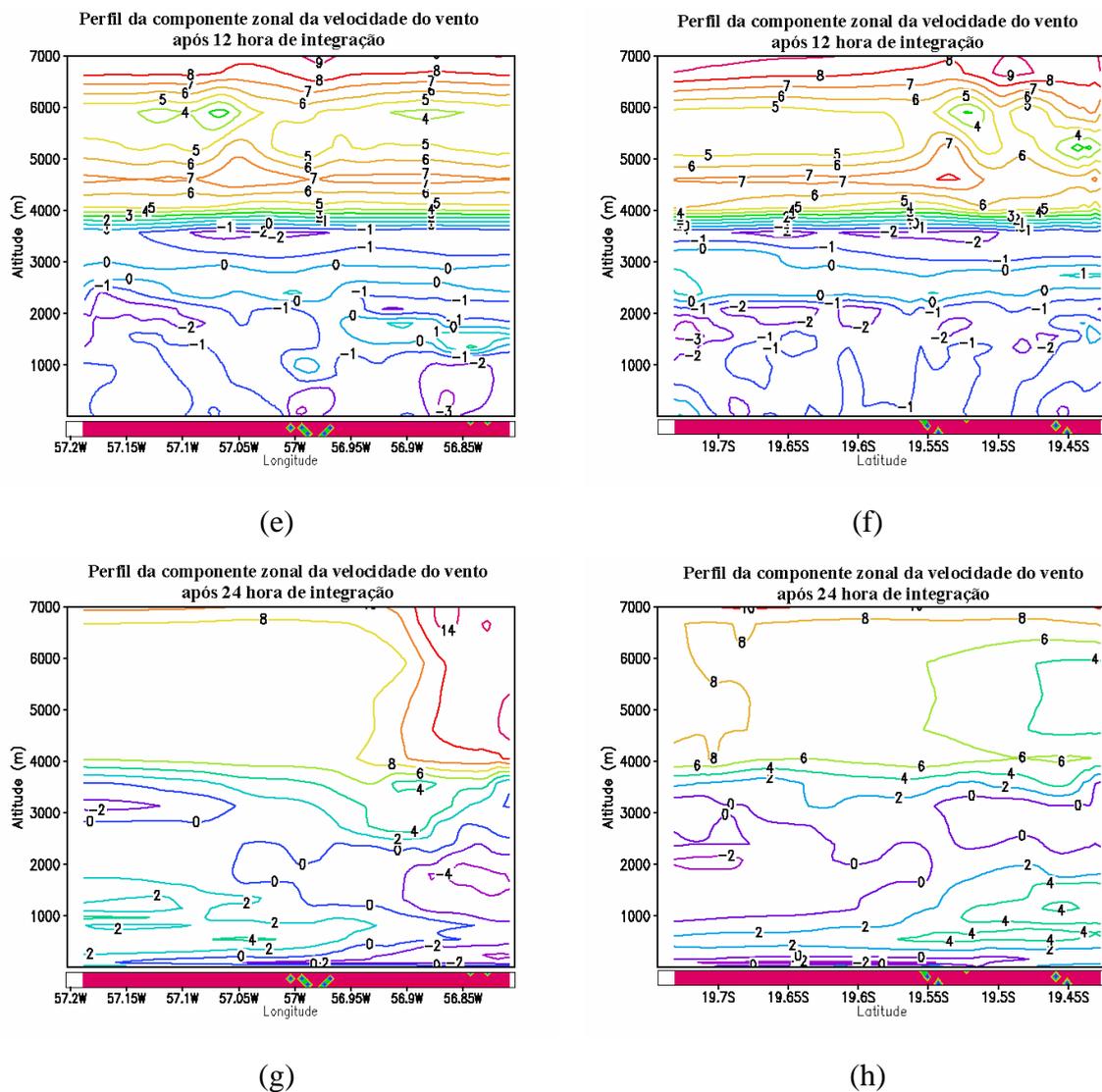


Figura. 5.24 – Conclusão.

As secções verticais no campo de temperatura potencial para o dia 20 nas Figuras 5.23a a 5.23d apresentam valores inferiores aos simulados para o dia 18 e 19. Isso possivelmente é devido à ocorrência da precipitação convectiva no final da tarde do dia 19, que influenciou o perfil da sondagem utilizada na inicialização do modelo RAMS para aquele dia. Nota-se no perfil vertical tanto no sentido norte-sul como no sentido leste-oeste uma temperatura de 303K, na camada de mistura. Além disso, nota-se uma modesta evolução da camada limite em relação àquelas dos dias 18 e 19.

A perturbação no topo da camada de mistura, visualizada nas secções verticais do campo de temperatura potencial, foi moderada, devido ao fraco desenvolvimento da velocidade vertical, que no horário das 14 horas (hora local) atingiu valores de $-1,5$ a $1,8 \text{ m s}^{-1}$. Pode-se notar nas Figuras 5.24a, 5.24b, 5.24c e 5.24d, que não houve a formação de células de circulação. Talvez, a estabilidade nos níveis mais acima da camada limite, predomínio da circulação de escalas maiores e o menor saldo de energia para o dia 20, possam ser os responsáveis pelo enfraquecimento e o deslocamento dos movimentos verticais para outras regiões do domínio da grade.

Nas Figuras 5.23c e 5.23d nota-se que, devido ao resfriamento radiativo da superfície, há a formação de uma modesta estrutura termodinâmica estável no período noturno, adjacente à superfície, com uma temperatura de 300 K na superfície. Este esfriamento radiativo não foi capaz de gerar os jatos noturnos de baixos níveis, como nos dias anteriores, conforme as Figuras 5.24g e 5.24h.

5.6 Análise espacial da simulação numérica na grade aninhada do modelo RAMS

Nesta secção tem-se o objetivo de analisar o comportamento das circulações no domínio horizontal da grade, focalizando a investigação sobre os fluxos turbulentos de calor sensível e latente e os campos de vento existentes.

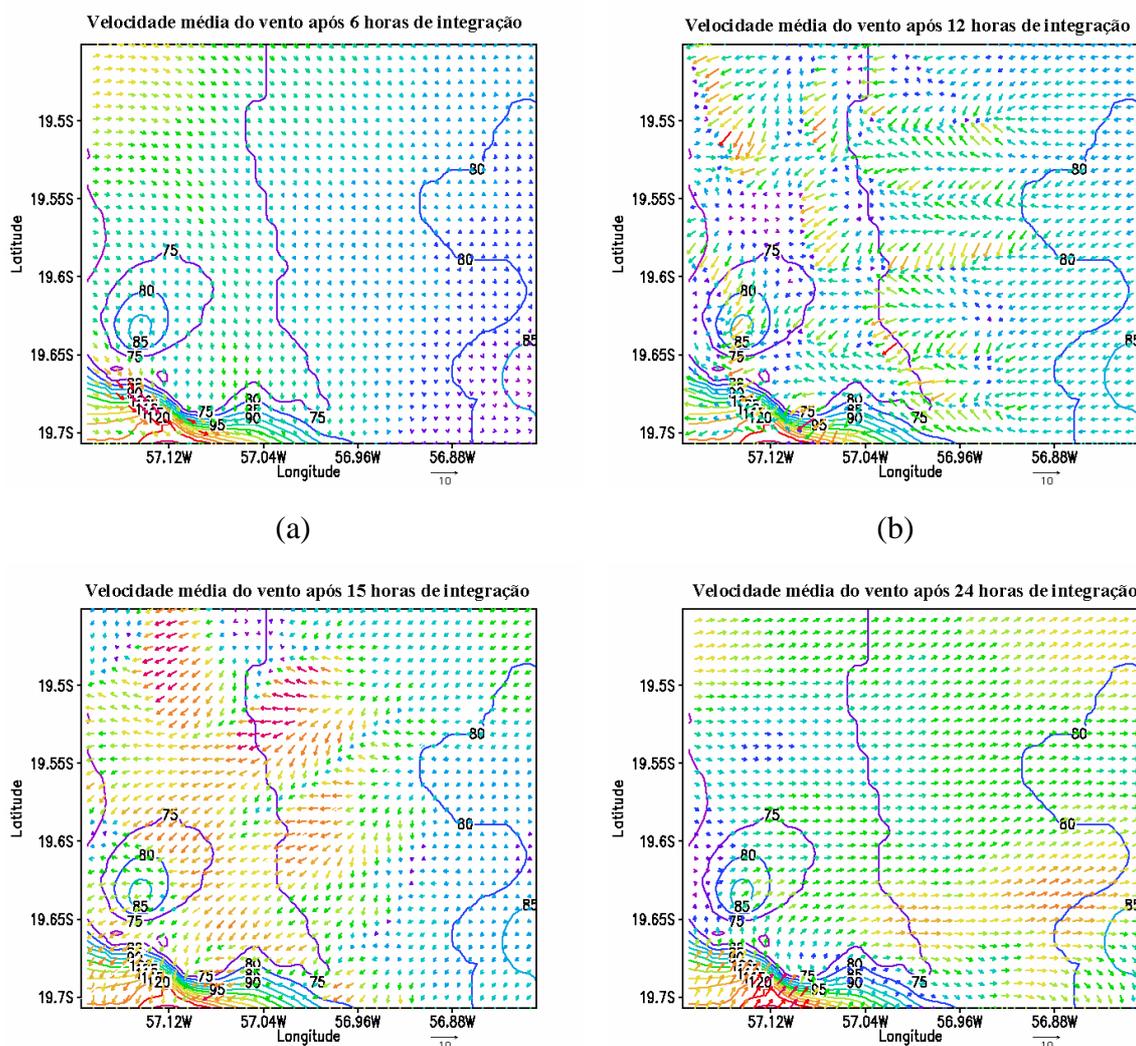
A representação da vegetação na superfície nas simulações numéricas, já descritas anteriormente no capítulo 4 é caracterizada por apresentar uma faixa de vegetação de porte mais alto na margem dos rios e lagos. Em muitos pontos do rio e em alguns lagos a superfície é caracterizada só pela presença da vegetação, não apresentando superfície de água. Isto é atribuído à resolução da grade utilizada. No restante do domínio de grade utilizou-se somente a vegetação tipo savana. Cada um dos parâmetros físicos utilizados é

comentado no capítulo 4 e descrito no apêndice c. Com esta caracterização da superfície, apesar de não ser a ideal, espera-se que o modelo RAMS simule corretamente as circulações locais.

A Figura abaixo está disposta em três grupos, sendo que cada grupo representa um dia de simulação com o modelo numérico RAMS. Os campos apresentados são todos simulados com o campo de vento.

5.6.1 Dia 18 de setembro

Na Figura 5.25 são apresentados os campos da velocidade do vento sobrepostos às isolinhas da topografia para os horários das 8, 14, 17 horas do dia 18 e as 2 horas do dia 19.



(c)

(d)

Figura 5.25 – Representação gráfica da velocidade e direção do vento: os gráficos a, b e c são referentes aos horários das 8, 14 e 17 horas (hora local) do dia 18, e o gráfico d é referente ao horário das 2 horas (hora local) do dia 19.

Na Figura 5.26 são apresentados os campos de superfície do fluxo de calor sensível para os horários das 8, 14, 17 horas do dia 18 e das 2 horas do dia 19.

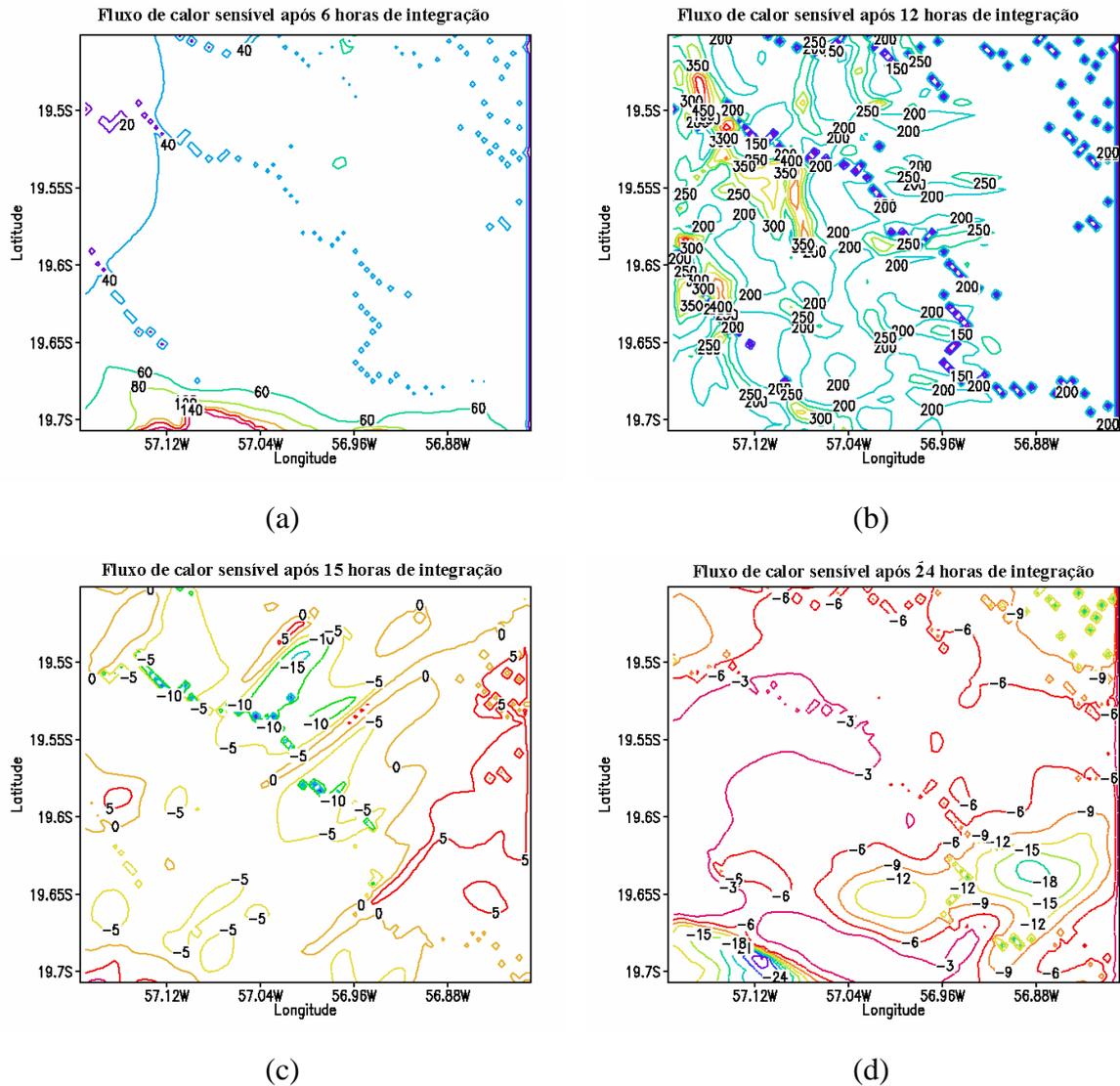


Figura 5.26 – Representação gráfica do fluxo de calor sensível: os gráficos a, b e c são referentes aos horários das 8, 14 e 17 horas (hora local) do dia 18, e o gráfico d é referente ao horário das 2 horas (hora local) do dia 19.

Na Figura 5.27 são apresentados os campos de superfície do fluxo de calor latente para os horários das 8, 14, 17 horas do dia 18 e das 2 horas do dia 19.

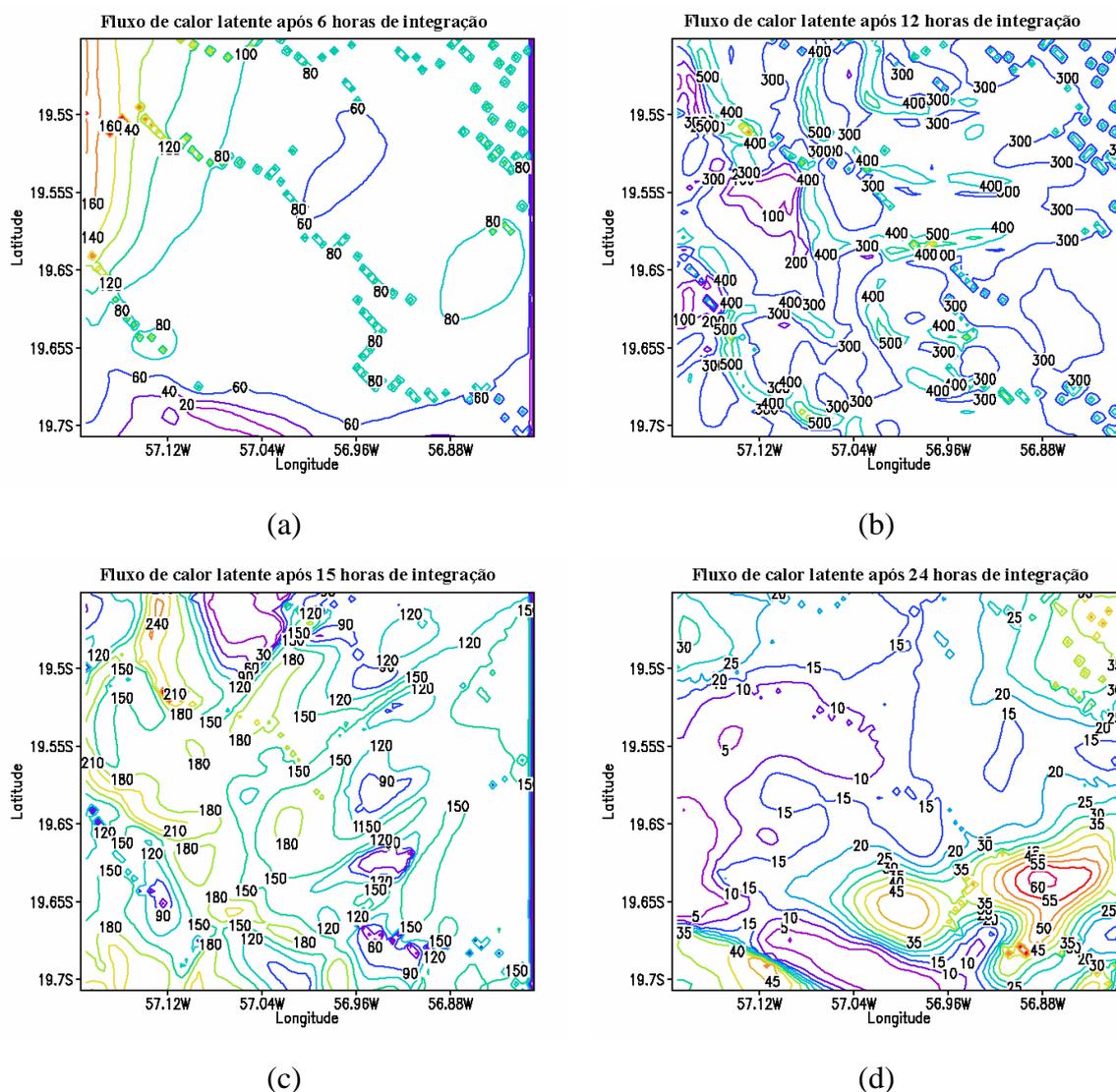


Figura. 5.27 – Representação gráfica do fluxo de calor latente: os gráficos a, b e c são referentes aos horários das 8, 14 e 17 horas (hora local) do dia 18, e o gráfico d é referente ao horário das 2 horas (hora local) do dia 19.

Pode-se observar no campo de vento que durante o período da manhã (8 horas, hora local, Figura 5.25a), e no período noturno (2 horas, hora local do dia 19, Figura 5.25d), a intensidade do vento em superfície é fraca. Porém, no período de máximo aquecimento 17 horas (hora local), a intensidade do vento

atinge os maiores valores (Figura 5.25c). Às 14 horas (hora local) observa-se a presença de regiões com forte convergência e divergência em superfície, relacionadas às circulações locais que se formam, devido aos contrastes em superfície dos fluxos turbulentos de calor sensível e latente, que aquecem a atmosfera, gerando gradientes de temperatura em superfície, forçando assim o início dos movimentos verticais e a formação das células de circulação. Neste horário também se observa a entrada de um escoamento de noroeste que predomina sobre todo o domínio, como se pode notar na Figura 5.25c. Este escoamento é possivelmente devido à circulação de mesoescala gerada pelo modelo.

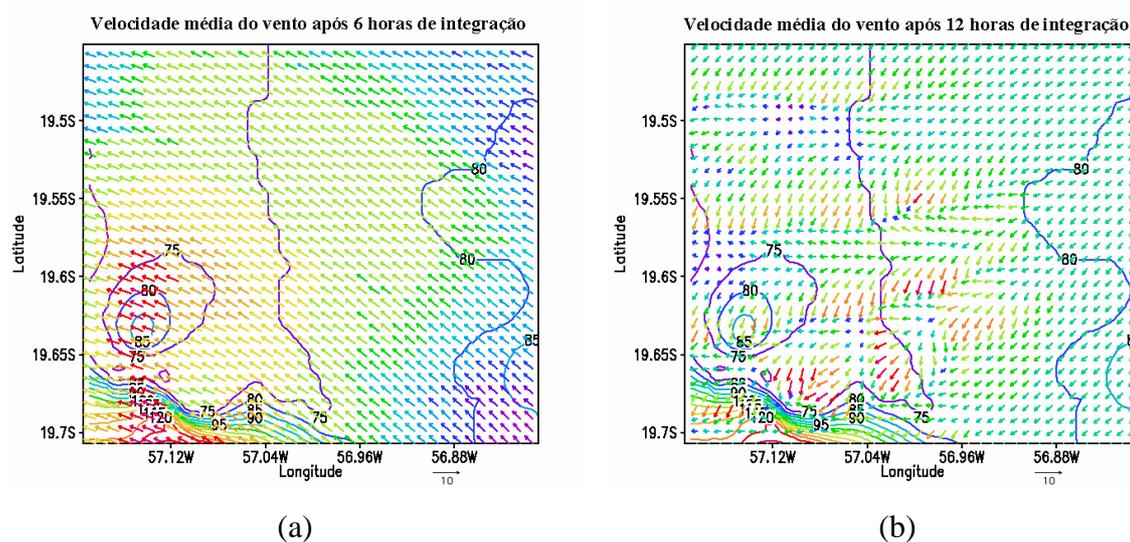
O fluxo de calor sensível em superfície, às 8 horas (hora local) na Figura 5.26a, não apresenta grande variabilidade espacial, o que pode explicar a fraca intensidade do vento e a fraca perturbação no campo de vento horizontal neste horário. O mesmo pode ser notado às 2 horas do dia 19, (Figura 5.26d). Às 17 horas (Figura 5.26c), o comportamento é um pouco diferente: apesar da fraca variabilidade espacial do fluxo de calor sensível para este horário, a intensidade do vento é mais forte, devido ao predomínio do escoamento de mesoescala. O interessante é o que acontece às 14 horas (hora local, Figura 5.26b), na qual se observa a formação de regiões onde os fluxos têm uma maior intensidade, justamente onde se observa convergência em superfície. Este comportamento pode estar relacionado ao maior arrasto verificado nas regiões onde há distribuição da vegetação sobre a superfície, o que força a formação de células de circulação local e à influência da circulação de grande escala. Estes fatores definem as regiões onde os fluxos têm sua maior intensidade.

O fluxo de calor latente em superfície no horário das 8 horas (hora local, Figura 5.27a) apresenta uma variabilidade espacial maior em relação ao fluxo de calor sensível, principalmente sobre a vegetação que contorna os rios e lagos. Isto é devido à evapotranspiração na superfície e sobre a elevação topográfica, ao

sul do domínio da grade (devido à circulação catabática). Das 17 às 20 horas (Figuras 5.27c e 5.27d) a intensidade do fluxo de calor latente torna-se mais homogênea horizontalmente. Às 14 horas (hora local, Figuras 5.27b) também há formação de regiões onde o fluxo de calor latente tem sua intensidade aumentada. Porém, não é tão nítido como no fluxo de calor sensível, pois o fluxo de calor latente é dependente da evapotranspiração na superfície. Assim, a disponibilidade de água no solo e o tipo de vegetação têm influência fundamental em sua distribuição espacial.

5.6.2 Dia 19 de setembro

Na Figura 5.28 são apresentados os campos da velocidade do vento sobrepostos às isolinhas da topografia, para os horários das 8, 14, 17 horas do dia 19 e das 2 horas do dia 20.



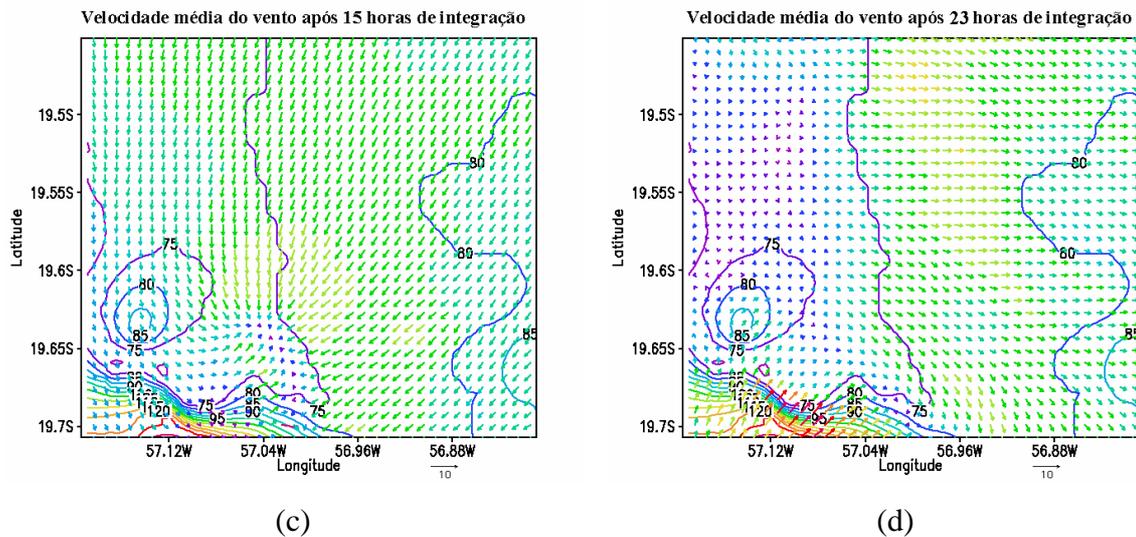
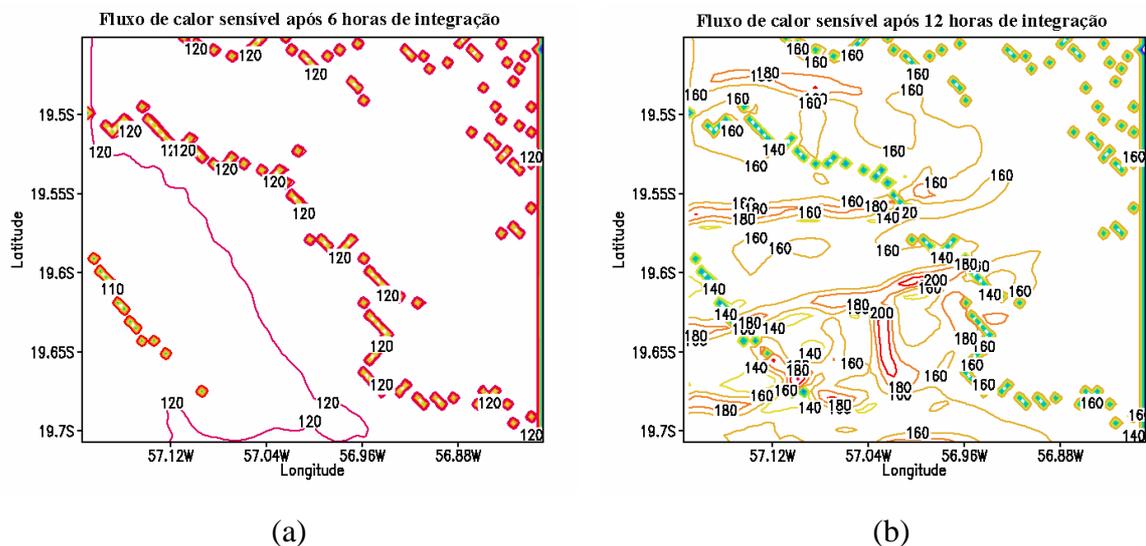


Figura. 5.28 – Representação gráfica da velocidade e direção do vento: os gráficos a, b e c são referentes aos horários das 8, 14 e 17 horas (hora local) do dia 19, e o gráfico d é referente ao horário da 1 hora (hora local) do dia 20.

Na Figura 5.29 são apresentados os campos de superfície do fluxo de calor sensível para os horários das 8, 14, 17 horas do dia 18 e das 2 horas do dia 20.



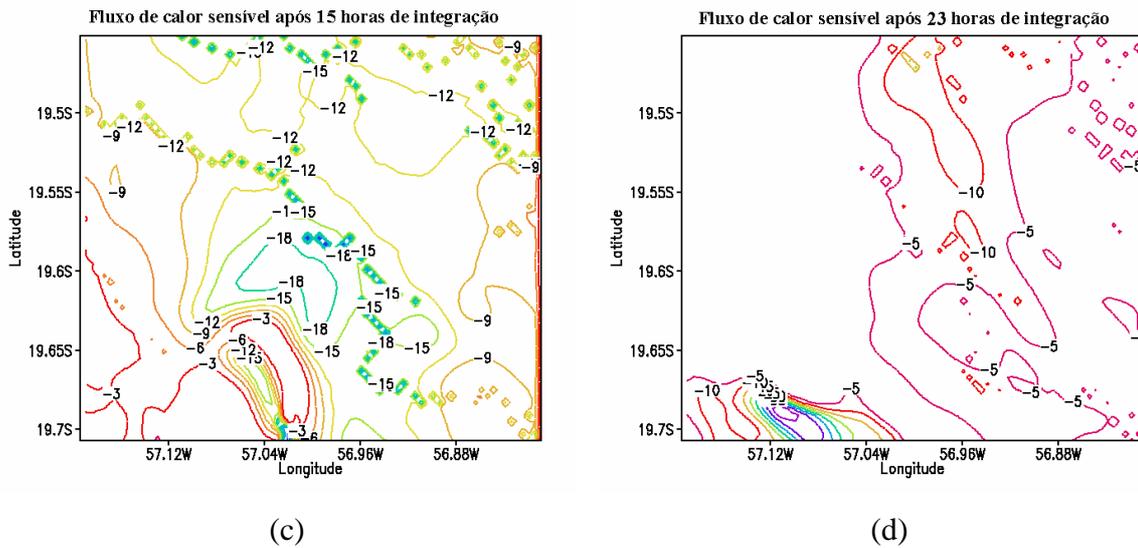
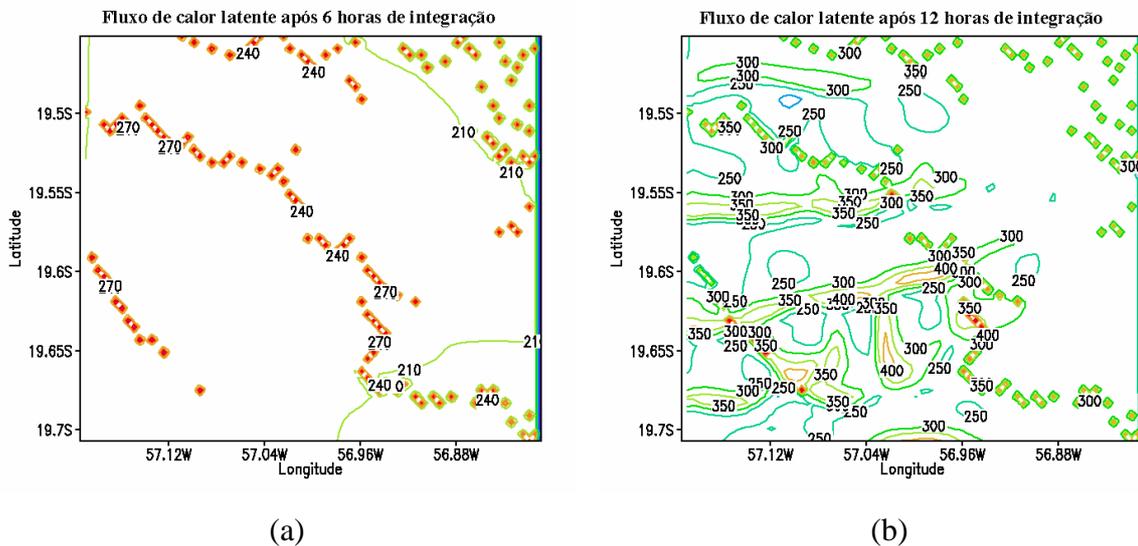


Figura. 5.29 – Representação gráfica do fluxo de calor sensível: os gráficos a, b e c são referentes aos horários das 8, 14 e 17 horas (hora local) do dia 19, e o gráfico d é referente ao horário de 1 hora (hora local) do dia 20.

Na Figura 5.30 são apresentados os campos de superfície do fluxo de calor latente para os horários das 8, 14, 17 horas do dia 19 e das 2 horas do dia 20.



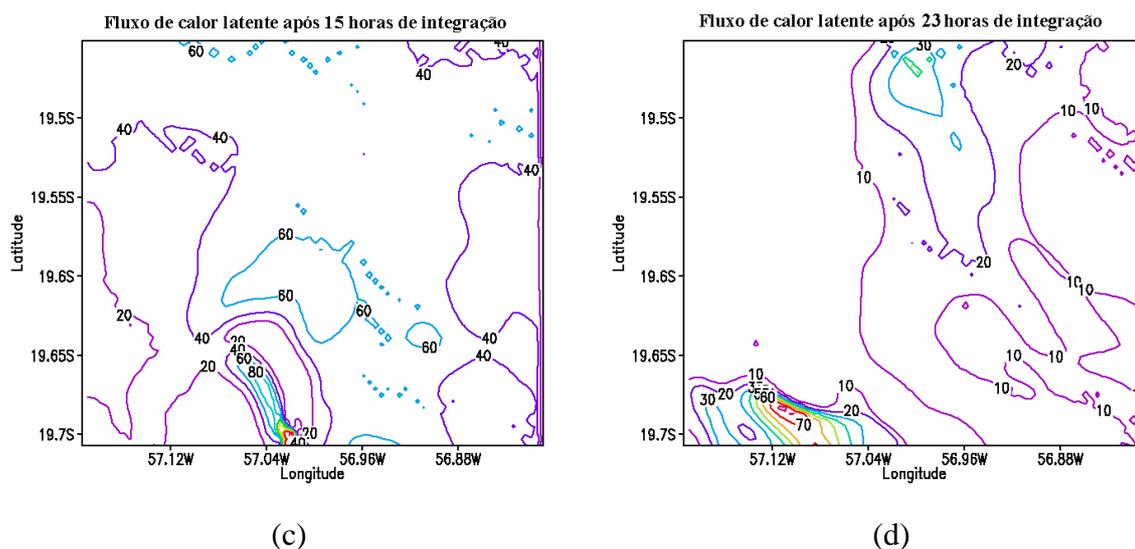


Figura. 5.30 – Representação gráfica do fluxo de calor latente: os gráficos a, b e c são referentes aos horários das 8, 14 e 17 horas (hora local) do dia 19, e o gráfico d é referente ao horário de 1 hora (hora local) do dia 20.

Ao contrário do que houve na simulação das 8 horas (hora local) do dia 18, no dia 19 a intensidade do vento é maior e sua direção é de sudeste, como se pode observar na Figura 5.28a. Claramente a circulação de escalas maiores predomina sobre a escala local e, com o evoluir do dia, o vento muda de direção tornando-se de norte às 17 horas (hora local), como pode ser visto na Figura 5.28c. No horário da 1 hora (hora local) do dia 20 a intensidade do vento se reduz consideravelmente, (Figura 5.28d). No horário das 14 horas observam-se também regiões de convergência e divergência em superfície como na simulação do dia 18. Porém, estas regiões de divergência e convergência em superfície não se mantêm nas mesmas posições: elas se deslocam, assumindo padrões dependentes da direção e intensidade do vento. A topografia no sul do domínio também influencia na configuração das circulações locais.

O campo do fluxo de calor sensível em superfície no período da manhã às 8 horas local para o dia 19 (Figura 5.29a) apresenta valores superiores aos

observados na simulação do dia 18 para o mesmo horário. Isto se deve principalmente à intensidade do vento que é maior nesse dia. O fluxo de calor sensível às 17 horas e às 2 horas da manhã do dia 20 (conforme as Figuras 5.29c e 5.29d respectivamente) mostra pouca variabilidade espacial: a influência mais significativa ficou em função da topografia presente ao sul do domínio, que devido à inclinação de contorno inferior induz a circulação catabática.

Do mesmo modo que ocorreu na simulação do dia 18, notam-se regiões de máxima intensidade do fluxo de calor sensível, relacionadas com as regiões onde há maior convergência em superfície, que transportam calor de outras regiões para o centro de convergência.

Como era esperado, o fluxo de calor latente às 8 horas é maior sobre a vegetação de porte mais alto, que contorna os rios e lagos, como mostra a Figura 5.30a. Esta apresenta um maior índice de área foliar, fração de cobertura vegetal, profundidade das raízes e rugosidade. Consequentemente, a evapotranspiração sobre esta vegetação é maior do que a verificada no restante do domínio. Às 14 horas (Figura 5.30b), o fluxo de calor latente torna-se maior nas regiões onde ocorre convergência em superfície, em relação às regiões onde há vegetação ciliar. O que pode ser explicado devido o transporte de umidade para a zona de convergência em superfície resultando em fluxos de calor latente mais altos nestas regiões (caso contrário o fluxo permaneceria maior sobre a vegetação ciliar).

5.6.3 Dia 20 de setembro

Na Figura 5.31 são apresentados os campos da velocidade do vento sobrepostos às isolinhas da topografia para os horários das 8, 14 e 17 horas do dia 20 e as 2 horas do dia 21.

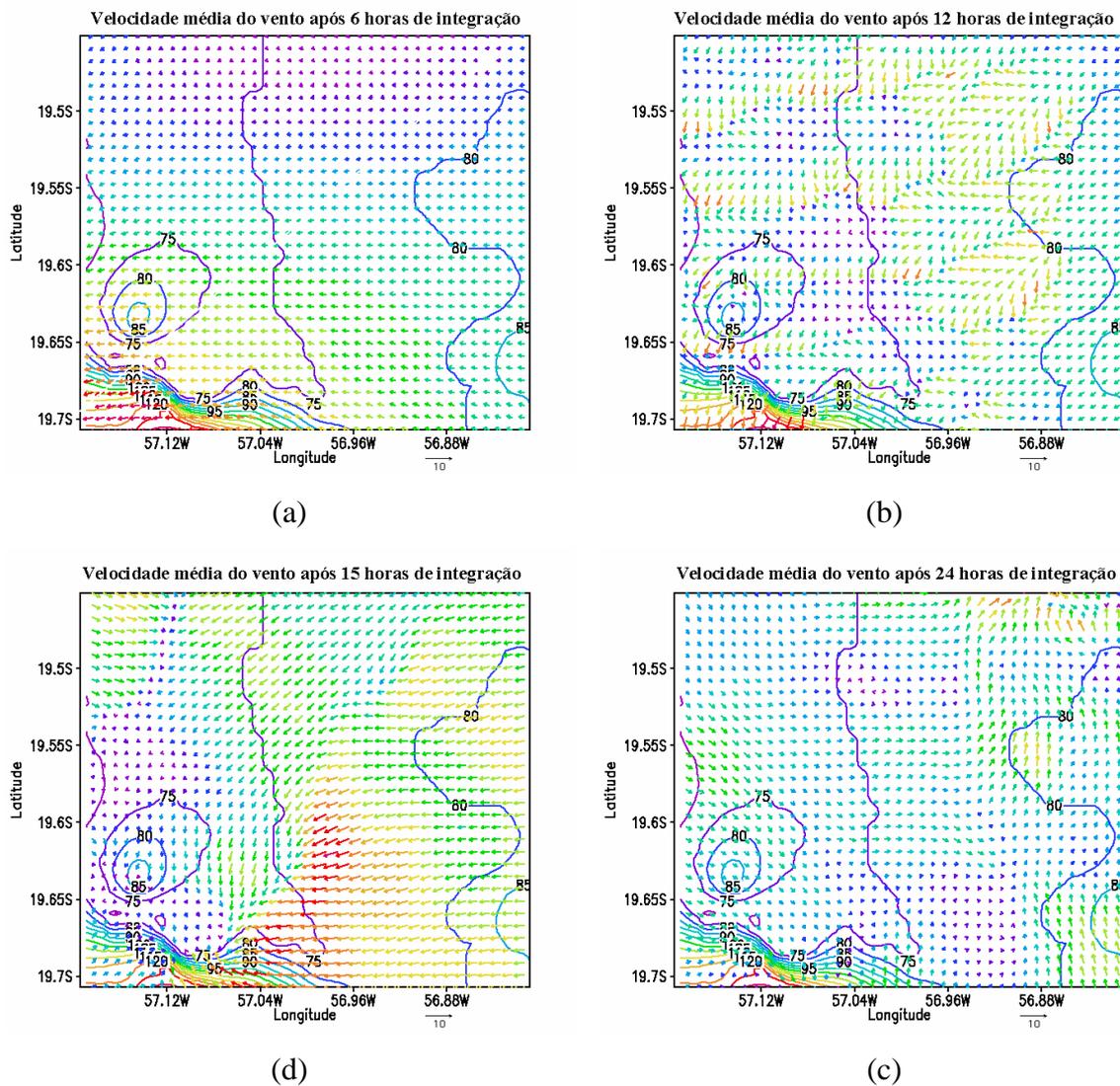


Figura. 5.31 – Representação gráfica da velocidade e direção do vento: os gráficos a, b e c são referentes aos horários das 8, 14 e 17 horas (hora local) do dia 20 e o gráfico d é referente ao horário das 2 horas (hora local) do dia 21.

Na Figura 5.32 são apresentados os campos de superfície do fluxo de calor sensível para os horários das 8, 14 e 17 horas do dia 18 e das 2 horas do dia 21.

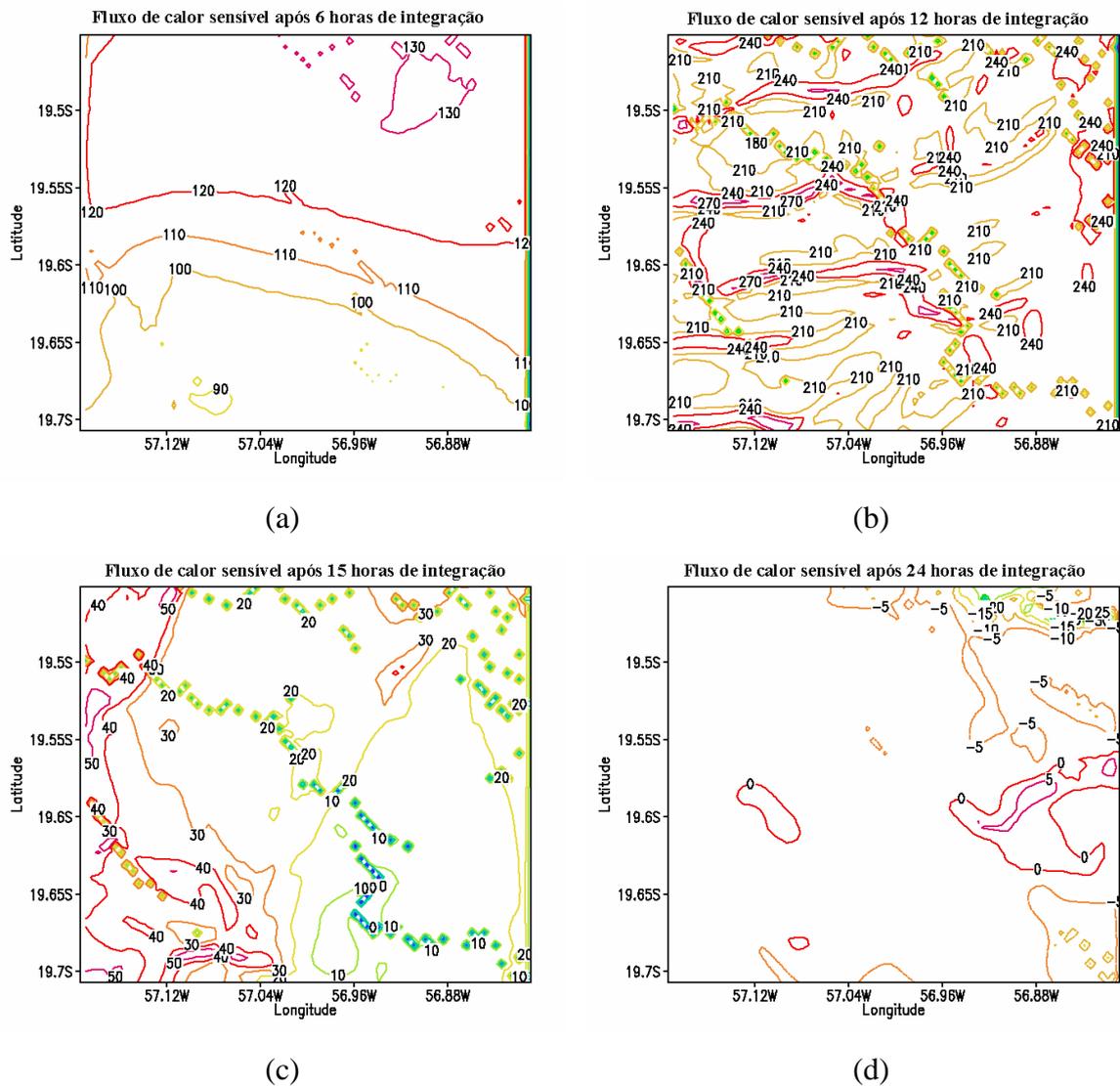


Figura 5.32 – Representação gráfica do fluxo de calor sensível: os gráficos a, b e c são referentes aos horários das 8, 14 e 17 horas (hora local) do dia 20 e o gráfico d é referente ao horário das 2 horas (hora local) do dia 21.

Na Figura 5.33 são apresentados os campos de superfície do fluxo de calor latente para os horários das 8, 14 e 17 horas do dia 20 e das 2 horas do dia 21.

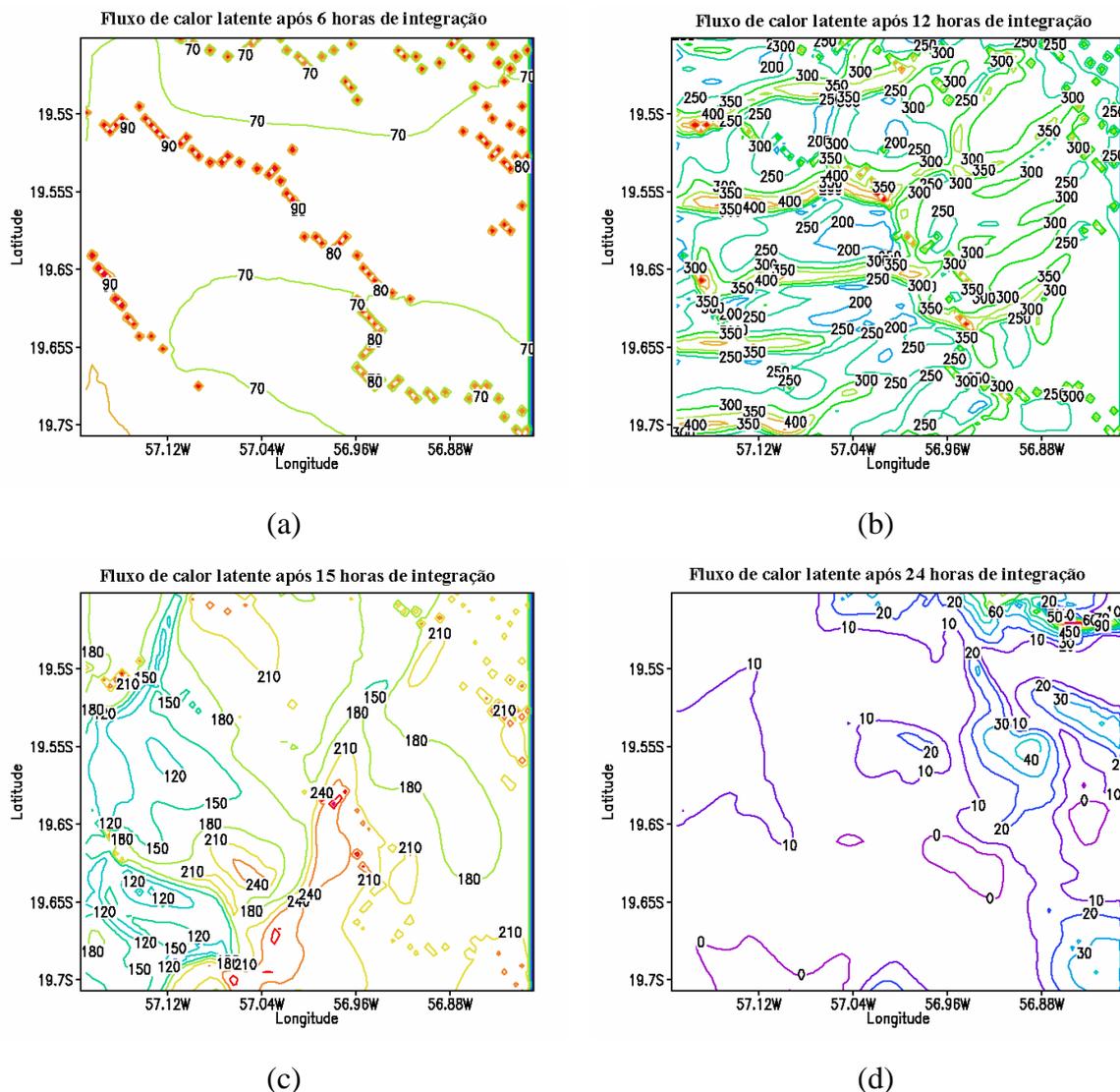


Figura 5.33 – Representação gráfica do fluxo de calor latente: os gráficos a, b e c são referentes aos horários das 8, 14 e 17 horas (hora local) do dia 20, e o gráfico d é referente ao horário das 2 horas (hora local) do dia 21.

Observando o campo de vento para o dia 20, nota-se que, para a simulação deste dia à contribuição da circulação de escalas maiores é menor em relação aos outros dias simulados. Isto pode ser observado no escoamento nos campos apresentados na Figura 5.30. As circulações locais predominam, mas sua intensidade são inferiores às observadas nas simulações dos dias 18 e 19. Isto pode ser atribuído à estabilidade da atmosfera. No dia 20 a atmosfera se apresenta mais fria em relação aos dias 18 e 19, devido à precipitação ocorrida no

dia 19, que influenciou na temperatura da sondagem utilizada na inicialização do modelo. Assim mesmo, os fluxos sendo maiores em relação aos dias 18 e 19, a atmosfera permaneceu mais fria, influenciando no desenvolvimento da circulação local. Esta influência pode ser bem visualizada às 14 horas local (Figura 5.31b), onde se observam as zonas de convergência e divergência em superfície, geradas pela circulação local, com intensidade inferior ao dia 18 e 19.

Como na simulação do dia 19 no horário das 8 horas local (Figura 5.32a e Figura 5.33a) os campos de calor sensível e latente em superfície apresentam valores relativamente altos em relação ao dia 18, mas inferiores aos valores observados na simulação do dia 19. Porém, as 14 e 17 horas os fluxos simulados de calor sensível e latente têm magnitude superior aos simulados para os dias 18 e 19. Isto pode ser atribuído ao alto gradiente de temperatura e umidade entre a superfície e a atmosfera adjacente, pois o saldo de energia simulado para o dia 20 é inferior aos simulados para o dia 18 e 19.

A velocidade do vento e o saldo de radiação na superfície são as variáveis que mais influenciam na diferença nos fluxos entre cada simulação. As sondagens utilizadas na inicialização do modelo RAMS também têm um papel importante.

6 CONCLUSOES E SUGESTOES

Neste trabalho realizaram-se simulações numéricas para três dias com evolução da camada limite distinta, utilizando-se das radiossondagens realizadas no Pantanal Mato-grossense durante a campanha IPE-2. Estas simulações possibilitaram a análise da influência da superfície no comportamento das circulações locais e na evolução da camada limite.

A entrada da frente fria durante o período da campanha IPE-2 teve pouca influência nas sondagens utilizadas na inicialização do modelo RAMS. O dia mais influenciado foi o do 18, conforme mostrado pela simulação. Isto foi observado nos perfis de temperatura potencial e de razão de mistura, afetados pela aproximação da massa de ar mais fria e seca. O que mais influenciou nas diferenças entre as simulações e as observações foi a precipitação convectiva ocorrida no final da tarde do dia 19, que proporcionou um resfriamento da atmosfera da região do Pantanal Mato-grossense, modificando a estrutura térmica da sondagem utilizada na inicialização, e propiciando uma menor evolução da camada limite no dia 20. Isto chama a atenção para a importância das condições iniciais nas simulações numéricas.

O procedimento utilizado para representar a atenuação da radiação solar pelos aerossóis liberados pelas queimadas ocorridas durante a campanha IPE-2 propiciou a simulação de uma atmosfera mais fria pelo modelo RAMS, influenciando na simulação do desenvolvimento da camada limite atmosférica.

Na análise do balanço de energia simulado numericamente pelo modelo RAMS, observou-se que a parametrização da radiação de onda curta utilizada (Mahrer e Pielke, 1977), apesar de não ser a mais realística, apresentou um resultado razoável. Representando bem a radiação de onda curta obtida com os instrumentos instalados na torre micrometeorológica, exceto quando há presença de nebulosidade, situação que apresentou um saldo de radiação de

onda curta maior do que a observada. As componentes de radiação de onda longa também foram bem simuladas, apesar da componente de radiação emitida pela atmosfera ficar abaixo da observada. A simulação dos fluxos turbulentos foi mais problemática. Qualitativamente, apresentou boa representatividade do ciclo diurno, mas não quantitativamente. Isto pode ser atribuído à forma como são calculados pelo modelo RAMS e, como se sabe, a teoria da similaridade de Monin-Obukhov não é válida sobre superfícies complexas como a do Pantanal Mato-grossense. Os resultados para os fluxos turbulentos foram melhores representados para o dia 18 de céu claro, como o esperado. Porém, a precipitação ocorrida no dia 19 afetou muito o saldo de energia e os valores obtidos pela simulação numérica superestimaram os valores reais.

A evolução da camada limite simulada numericamente, qualitativamente foi bem estimada em relação à evolução da camada limite observada pelas radiossondagens, exceto para o dia 19, onde a evolução observada foi afetada pela precipitação. Esta precipitação causou um resfriamento da atmosfera real afetando a simulação do dia 20. Sob condições de céu claro, o modelo RAMS quase sempre sobrestimou a altura da camada limite, sendo o saldo de energia e as condições de superfície as principais responsáveis por este resultado.

As circulações locais observadas nos cortes verticais do campo de velocidade do vento, em todos os dias simulados, sempre eram detectáveis no período da tarde. Isto é atribuído ao forte aquecimento da superfície e à distribuição da vegetação sobre o domínio de grade, que ocasionaram uma distribuição heterogênea dos fluxos turbulentos de calor sensível e latente. A direção e a intensidade do vento também afetam a configuração das células, deslocando-as de um ponto a outro do espaço.

Comparações realizadas entre a simulação inicializada sem e com o campo de vento para o dia 18 de setembro demonstraram a importância das condições

sinóticas na inicialização do modelo, pois afetam a intensidade e a estrutura das circulações locais.

As circulações locais forçadas pelos fluxos de superfície geram em superfície, zonas de convergência e divergência. Estas circulações observadas nas simulações numéricas podem estar sendo geradas em condições reais. Assim, as frequências relacionadas as circulações locais podem estar contaminado o espectro da velocidade do vento, obtido através das medidas realizadas no Pantanal.

Como sugestões de trabalhos futuros, temos:

1. Realizar simulações com várias representações da cobertura de superfície, a fim de comprovar qual é o fator que mais contribui para a formação da circulação local;
2. Construir uma máscara de solo para a região com a finalidade de verificar a influência do mesmo sobre a evolução da camada limite;
3. Fazer simulações variando a umidade do solo sobre a região do Pantanal Mato-grossense e verificar sua influência sobre a evolução da camada limite;
4. Realizar simulações para o período úmido para que se possa verificar os contraste deste em relação ao período seco;
5. Melhorar o arquivo de vegetação para a região do Pantanal Mato-grossense, deixando-o o mais real possível, bem como alterar os parâmetros físicos referentes a cada classe de vegetação;
6. Realizar simulações para verificar a influencia da circulação de grande escala sobre a evolução da camada limite.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

ABDON, M. M.; VILA DA SILVA, J. S.; POTT, V. J.; POTT, A.; E SILVA, M. P.; Utilização de dados análogos do Landsat-TM na discriminação da vegetação da Parte da sub-região da Nhecolândia no pantanal. **Pesquisa Brasileira de Agropecuária**, v.33, p. 1799 – 1814, out. 1998 b. Número Especial.

ADÂMOLI, J.; MACEDO, J.; AZEVEDO, L. G.; MADEIRA NETO, J.; Caracterização da região dos cerrados. In: W. J. Goedert ed **Solos dos Cerrados**. São Paulo: Empresa Brasileira de Pesquisa Agropecuária/Nobel; 1987. P. 33-74.

ANDRE, J. C.; MAHRT, L. The nocturnal surface inversion and influence of clean-air radiative cooling. **Journal of the Atmospheric Sciences**, v. 39, n 4, p. 864-878, 1982.

ANTHES, R. A. Enhancement of convective Precipitation by Mesoscale Variations in Vegetative Covering in Semiarid Regions. **Journal of Climate and Applied Meteorological**, v. 23, n. 4, p. 541 – 554, Apr. 1984.

ARYA, S. P. S. **Micrometeorology**: introduction to micrometeorology. New York-USA: Academic, 1988. 303 p.

ATWATER, M. A; BROWN, JR, P. S. Numerical calculation of the latitudinal variation of solar radiation for an atmosphere of varying opacity. **Journal of Applied Meteorology**, v. 13, n. 1, P. 289-297, Jan. 1974.

AVISSAR, R.; PIELKE, R. A. A Parametrization of Heterogeneous Land Surfaces for Atmospheric Numerical Model and Its Impact an Regional Meteorology. **Monthly Weather Review**, v. 117, n. 10, p. 2113 – 2136, Oct 1989.

BOOCK, A; ARAÚJO; M. R.; POTT, A.; PESSOTI, J. E.; SILVA, M. P. DA,; V. J. ; SOUSA, C. **Estratégia de ocupação e uso das pastagens nativas do Pantanal do Nabileque, em Mato Grosso do Sul**, 120p. Campo Grande, 1988.

BRUTSAERT, W.; **Evaporation into the atmosphere. theory, history, and applications.** Dordrecht: 299 p., Reidel, 1982.

CHEN, C.; COTTON, W. R. A one-dimensional simulation of the stratocumulus-capped mixed layer. **Journal of the Atmospheric Sciences**, v. 28, p. 289-321, Apr. 1983.

CLARK, T. L. A small-scale dynamic model using a terrain-following coordinate transformation. **Journal Computer. Physics**, v. 24, n.12, p. 186-215, Dec 1977.

CLAPP, R.; HORNBERG, G. Empirical equations for some soil hydraulic properties. **Water Resource**, v. 14, n. 4, p 601-604, Feb 1978.

DEARDORFF, J. W. Stratocumulus-capped mixed layer derived from a three-dimensional model. **Boundary-Layer Meteorology**, v. 18, p. 495-527, June 1980.

DEGRAZIA, G. A.; MORAES, O. L. L. Simulação Numérica de Dispersão de Poluentes em Camada Limites Planetárias Convectiva e Estável. **Revista Brasileira de Meteorologia**; v. 4 ,n .1, p. 275 - 287, Jan. 1989.

DICKINSON, R. E. **Land surface in climate system modeling.** New York: Academic, 1992. p. 149-173.

DICKINSON, R. E., SELLERS, A H., KENNEDY, P. J.; WILSON, M. F. **Biosphere-Atmosphere Transfer Scheme (BATS) for the NCAR Community Climate Model**, Colorado, National Center for Atmospheric Research, Boulder, 1984. Tech Note Tn-275+STR.

DORAN, J. C.; SHAW, W. J.; HUBBE, J. M. Boundary Layer Characteristics over Areas of Inhomogeneous Surface Fluxes. **Journal Applied Meteorological**, v. 34, n. 2, p. 559 – 571, Feb 1995.

EITEN, G. Vegetation forms: a classification of stands vegetation based on structure, rowth form of the components and vegetative periodicity. **Boletim do Instituto de Botânica**; São Paulo, v. 4, p. 1 –67, dez. 1968.

ESTOQUE, M. A. Numerical modeling of the planetary boundary layer. **"Workshop in Micrometeorology"**, Chap. VI. American Meteorological Society, Boston. 1973.

FIGUEROA, S. N.; SATYAMURTY, P; SILVA DIAS, P. L. Simulations of the Summer Circulation over the South American Region with an Eta Coordinate Model. **Journal of the Atmospheric Sciences**, v. 52, n.10, p.1573-1584, May 1995.

FINDELL, K. L. **Atmospheric control on soil moisture-boundary layer interaction**, Tesis Doctor, 177p, Massachusetts Institute of Technology, 2001

FISCH, G. F. **Camada limite Amazonia**: aspectos observacionais e de modelagem. 1995. 201 p. (INPE-6123-TDI/584). Tese (Doutorado em Meteorologia) - Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos. 1995. Disponível em: <<http://urlib.net/sid.inpe.br/MTC-m13@80/2005/08.30.17.33>>. Acesso em: 03 fev. 2010.

FORTUNA, A. O. **Técnicas Computacionais para dinâmica dos fluidos: conceitos básicos e aplicações**. São Paulo, Brasil, Edusp, 426p., 2000.

GARRAT, J. R. **The atmospheric boundary layer**, Cambridge, Cambridge University, 316p., 1992.

GARSTANG, M.; FITZJARRALD, D. R. **Observations of Surface to Atmosphere Interactions in the Tropics**, New York, *Oxford-University-Press*, 405p., 1999.

HELFAND, H.M.; LABRAGA, J. C. Design of a Non-singular Level-2.5 Second-order Closure Model for the prediction of Atmospheric Turbulence. **Journal of the Atmospheric Sciences**, v. 45, n.2, p. 113-132, Jan. 1988.

HERMAN, G.; GOODY R. Formation and persistence of summertime arctic stratus clouds. **Journal of the Atmospheric Sciences**, v. 33, n. 8, p. 1537-1553, Aug. 1976.

HILL, G. E. Factors controlling the size and spacing of cumulus clouds as revealed by numerical experiments. **Journal of the Atmospheric Sciences**, v. 31, n. 3, p.646-673; Apr. 1974.

HÖGSTRÖM, U.; Nondimensional wind and temperature profiles in atmospheric surface layer: a re-evaluation. **Boundary-Layer Meteorology**, v. 42, n 1-2, p. 55-78, June, 1988.

HOLTSLAG, A. A. M.; MOENG, C. H.; Eddy Difusivity and counter gradient Transport in the Convective Atmospheric Boundary Layer. **Journal of the Atmospheric sciences**, v. 48, n 14, p. 1690-1698, July. 1991.

HUBBE, J. M.; DORAB, J. C.; LILJEGREN, J. C.; SHAW, W. J. Observations of Spatial Variations of Boundary Layer Structure over the Southern Great Plains Cloud and Radiation Testbed. **Journal of Applied Meteorology**, v. 36, n. 9, p. 1221-1231, Sep 1997.

JACOBS, C. A.; PANDOLFO, J. P.; ATWATER, M. A. A description of a general three dimensional numerical simulation model of a coupled air-water and/or air-land boundary layer. IFYGL final report, CEM Report N. 5131-509 a; 1974.

KODAMA, Y. Large-Scale Common Features of Subtropical Precipitation Zones (the Baiu Frontal Zone, the SPCZ, and the SACZ). Part 1: Characteristics of Subtropical Frontal Zones. **Journal of the Meteorological Society of Japan**, v.70, n.4, p.813-836, Aug 1992.

KONDRAT'YEV, J. **Radiation in the atmosphere**. New York, Academic Press: 912p. 1969.

KUHN, P. M. Radiometersonde observations of infrared flux emissivity of water vapor. **Journal of Applied Meteorology**, v. 2, n. 3, p. 368-378, Jun. 1963.

KUWAGATA, T.; KIMURA, F. Daytime boundary layer evolution in a deep valley. Part II: Numerical Simulation of the Cross-Valley Circulation. **Journal of Applied Meteorology**, v. 36, n. 7, p. 883-895. July 1997.

LENSCHOW, D. H. Two examples of planetary boundary layer modification over the great lakes. **Journal of the Atmospheric Sciences**, v. 30, n. 4, p. 568-581, May 1973.

LEE, T. J. **The impact of vegetation on the atmospheric boundary layer and convective storms**, Ph.D. dissertation, 137p, Department of Atmospheric Science - Colorado State University, 1992

LILLY, D. K. On the numerical simulation of buoyant convection. **Tellus**, v. 2 n.1, p. 48-172, 1962

LOUIS, J. F. A parametric model of vertical eddy fluxes in the atmosphere. **Boundary-Layer Meteorology**, v. 17, n. 3, p. 187-202, May 1979.

MCDOLNARD, J. E. Direct absorption of solar radiation by atmospheric water vapor. **Journal of Meteorology**, v. 17, p. 319-328, May 1960.

MAGALHAES, N. W. **Conheça o Pantanal.**, São Paulo, Terragraph, 400p.1992.

MAHFOUF, J. F.; RICHARD, E.; MASCART, P. The influence of soil and vegetation on development of mesoscale circulation. **Journal of Climate and Applied Meteorology**, v. 26, n. 11, p. 1483 – 1495, Nov. 1987.

MAHRER, Y.; PIELKE, R. A. A numerical study of the airflow over irregular terrain. **Beitrag zur Physik der Atmospharic**, v. 50, n. 2, p. 98-113, Feb 1977.

MAHRT, L. Penetrative convection at the top of a growing boundary layer. **Quarter Journal Royal. Meteorology Society**, v. 5, n. 10, p. 469-485, Oct 1979.

MAHRT L. Stratified Atmospheric Boundary-Layers. **Boundary-Layer Meteorology**, v. 90, n. 3, p.375-396, Mar. 1999.

MANZI, A. O. Relatório Final Intitulado Estudo da Camada Limite Superficial do Pantanal Sul Matogrossense. Cachoeira Paulista: INPE. CPTEC, 2000. 81p (FAPESP N° 98/00105-5).

MARENGO, J.; CORNEJO, A.; SATYAMURTY, P.; NOBRE, C.; SEA, W. Cold Surges in Tropical and Extratropical South America: The Strong Event in June 1994. **Monthly Weather Review**, v.125, n.11; p. 2759-2786, Nov. 1997.

MARQUES FILHO, E. P. **Alguns aspectos teóricos e experimentais da Camada Limite Superficial acima do Pantanal Mato-grossense**, Dissertação de Mestrado em Meteorologia, 129p., INPE, 2000.

MELLOR, G. L.; YAMADA, T. A Hierarchy of Turbulence Closure Model for Planetary Boundary Layers. **Journal of the Atmospheric Sciences**, v. 31, n. 7, p. 1791-1807, Oct. 1974.

MELLOR, G. L.; YAMADA, T. Development of a turbulence closure model for geophysical fluid problems. **Review Geophysics. Space Physics**, v. 20, n. 4, p. 851-875, Aug. 1982.

MESINGER, F.; ARAKAWA, A. **Numerical methods used in atmospheric models**. Londres: WMO/ICSU Joint Organizing Committee; 1979. 64p GARP Publication Series, N 14.

Mission Research Corporation / ASTER Division, **The regional Atmospheric Modeling System** Technical Description
<<http://www.aster.com/aster/rams.shtml>>may 2000

MONIN, A. S.; YAGLOM, A. M. **Statistical fluid mechanics: mechanics of turbulence**. Massachussets: MIT, 1971. 769 p.

NOILHAN, J., AND S. PLANTON; A simple parameterization of land surface processes for meteorological models. **Monthly Weather Review**, v. 117, n. 3, p. 536-549, Mar. 1989.

OOKOUCHI, Y.; SEGAL, M.; KESSLER, R. C.; PIELKE, R. A. Evolution of Moisture Effects on the Generation and Modification of Meso-scale Circulation. **Monthly Weather Review**, v. 112, n. 11, p. 2281-2292, Nov. 1984.

PINTY, J. P.; MASCART, P.; RICHARD, E.; ROSSET, R. An Investigation of Mesoscale Flows Induced by Vegetation Inhomogeneities Using and Evapotranspiration Model Calibrated Against Hapex - Mobilhy Data. **Journal of Applied Meteorology**, v.28, n. 9, p.976 – 992, Sep 1989.

RAO, V.B.; HADA, K. Characteristics of rainfall over Brazil - annual variations and connections with the southern oscillation. **Theory Applied Climatology**, v. 42, n. 6, p. 81-91, Jun. 1990.

RODGERS, C. D. The use of emissivity in atmospheric radiation calculations. **Quarter Journal Royal Meteorology Society**, v. 93, p. 43-54, Sep. 1967.

SANCHEZ, R. O. **Las Unidades geomorficas del Pantanal y sus connotaciones Biopedo climáticos**. "Programa de Dassarrolo Regional de La OEA". Convênio Governo Brasileiro-UNDP-PEA. S. I.: EDIBAP, 1977. 31p.

SASAMORI, T. A linear harmonic analysis of atmospheric motion with radiative dissipation. **Journal of the Meteorological Society of Japan**, v. 50, n. 2, p. 505-518, Feb. 1972.

SEGAL, M.; AVISSAR, R.; MCCUMBER, M. C.; PIELKE, R. A. Evaluation of vegetation effects on the generation and modification of mesoscale circulation. **Journal of the Atmospheric Sciences**, v. 45, n. 16, p. 2268 - 2292., Oct. 1988.

SELLERS, P. J.; MINTZ, Y.; SUD, Y. C.; DALCHER, A. A simple Biosphere model (SIB) for use within general circulation models. **Journal of the Atmospheric Sciences**, v.43, n. 8, p. 505–531, Aug. 1986.

SMAGORINSKI, J. General circulation experiments with the primitive equations, Part I, The basic experiment. **Monthly Weather Review**, v. 91, n. 3, p.99-164, Mar. 1963.

STEPHENS, G. L. Radiation profiles in extended water clouds ; Webster Theory. **Journal of the Atmospheric Sciences**, v. 35, n. 11, p 2111-2122, Nov. 1978.

STEPHENS, G. L.; WEBSTER, P. J. Sensitivity of Radiative Forcing to Variable Cloud and Moisture. **Journal of the Atmospheric Sciences**, v. 36, n. 8, p 1542-1556, Aug. 1979.

STULL, R. B. **Micrometeorology**: an introduction to boundary layer meteorology. Dordrecht: Kluwer Academic 1988. 666p.

THOM, A.S. Momentum absorption by vegetation. **Quarter Journal Royal Meteorology. Society**, v. 97, n. 2, p. 414-428, Jan. 1971.

TRIPOLI, G. J.; COTTON, W. R. The Colorado State University three-dimensional cloud/mesoscale model--1982, Part I, General theoretical framework and sensitivity experiments. **Journal Rech. Atmospheric**, v. 16, n. 6, p. 185-219, Jun. 1982.

TREMBACK, C. J.; KESSLER, R. A surface temperature and moisture parameterization for use in mesoscale numerical models. **Preprints, Seventh Conf. on Numerical Weather Prediction**, Montreal, Que., Canada, American Meteorology. **Society**., p. 17-20; 1985.

TREMBACK, C. J. AND WALKO R. L. The Regional Atmospheric Modeling System (RAMS): Development for Parallel Processing Computer Architectures; Technical Description;, May 2002.

TURNER, J. S. **Micrometeorology**. Buoyancy effects in fluids. Londres: *Cambridge University Press* 1973.

UNIDERP Pantanal “Os Vários Pantanaís Segundo o Macrozoneamento Geoambiental do Estado do Mato Grosso do Sul, Cuiabá-2001
<http://www.uniderp.br/atlas/macroms.htm>

VILA DA SILVA, J. S. **Aplicações de técnicas de sensoriamento remoto e sistema de informações geográficas na avaliação da dinâmica de inundação no Pantanal**, Dissertação de Mestrado, 139p., INPE, 1991.

VILA DA SILVA, J. S.; ABDON, M. M. Delimitação do pantanal brasileiro e suas subregiões. **Pesquisa Agropecuária Brasileira**, v. 33, p. 1703-1711, out. 1998.

YAGLOM, A. M. Comments on wind and temperature flux profile relationships. **Boundary-Layer Meteorology**, v. 11, p 89-102, 1977.

APÊNDICE A- Esquema de distribuição das variáveis atmosféricas no modelo de grade do RAMS.

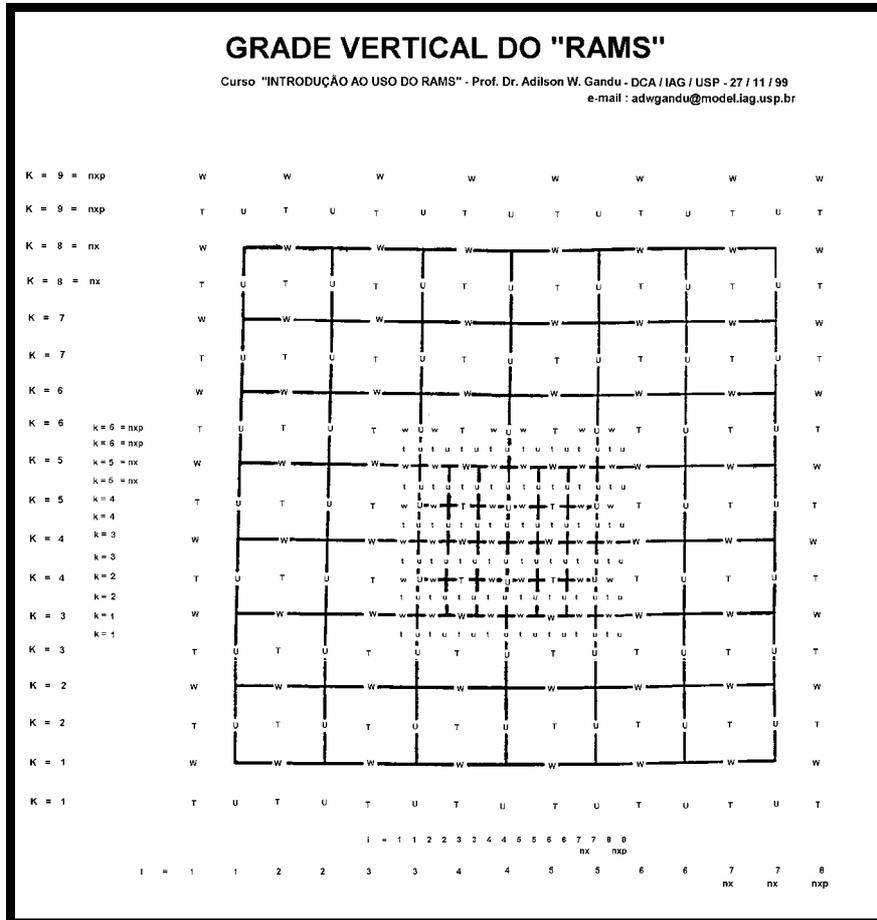


Figura A.1 - Representação esquemática da grade numérica vertical do RAMS

GRADE HORIZONTAL DO "RAMS"

Curso "INTRODUÇÃO AO USO DO RAMS" - Prof. Dr. Adilson W. Gandu - DCA / IAG / USP - 27 / 11 / 99
e-mail : adwgandu@model.iag.usp.br

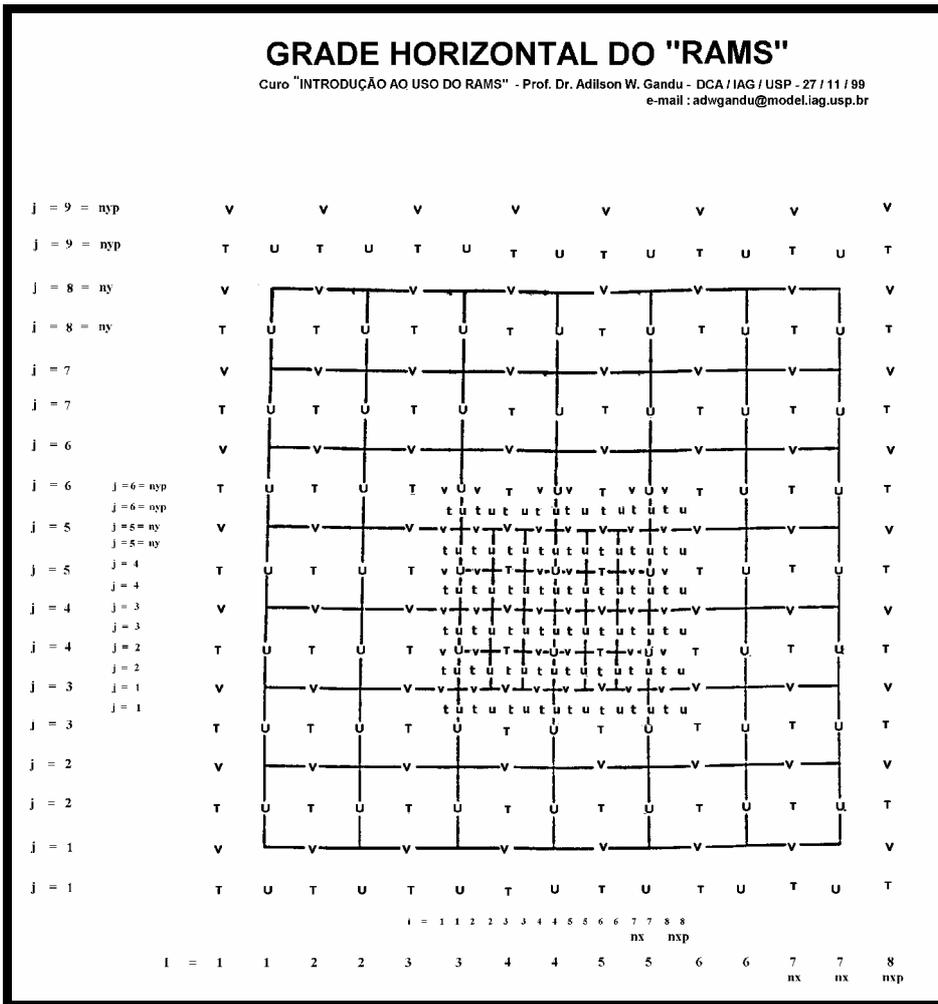


Figura A.2 - Representação esquemática da grade numérica horizontal do RAMS

APÊNDICE B- Esquema de distribuição das variáveis atmosféricas no modelo de grade do RAMS.

A partir dos dados das estações de superfície foi possível determinar a climatologia de precipitação e temperatura do Estado do Mato Grosso do Sul. Os dados de 30 anos foram interpolados, sendo que a grade na qual foram interpolados os dados é caracterizada por apresentar um espaçamento de 0,25 graus. A Figura abaixo mostra a distribuição espacial dos pontos utilizados na interpolação.

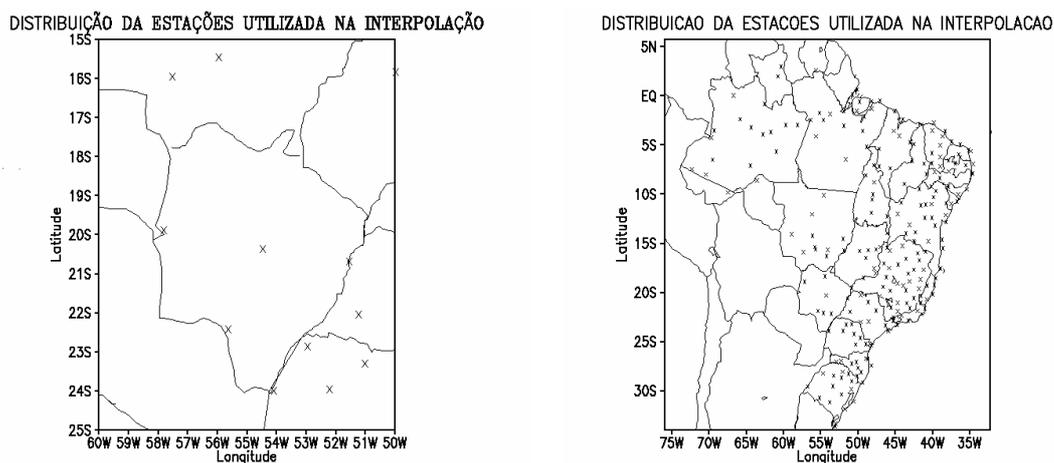


Figura B.1 - Representação da distribuição das estações utilizadas na interpolação dos dados apresentados nas Figuras B.2, B.3 e B.4.

Nota-se na Figura B2 que a máxima precipitação acumulada mensal ocorre no nordeste do estado entre os meses de dezembro a março, relacionada com o período de inundação no Pantanal Mato-grossense. Esta intensidade elevada da precipitação no nordeste do estado pode estar relacionada à formação das ZCAS no verão sobre o território brasileiro (RAO E HADA ,1990), que é

caracterizada por uma forte nebulosidade que se estende de noroeste à sudeste do Brasil. Observa-se que a variação anual da precipitação sobre o estado é grande, apresentado uma boa caracterização de uma estação seca e outra úmida

A climatologia da temperatura, apresentada na Figura B-3, mostra que a temperatura máxima mensal sobre o estado não tem grande variação anual. Somente no período de inverno é que ocorrem alterações na temperatura máxima, devido à entrada de frentes fria pelo sul do estado.

O campo de temperatura mínima mensal é apresentado na Figura B-4. Indica que este campo é muito influenciado pela passagem das frentes frias, principalmente no período do inverno.

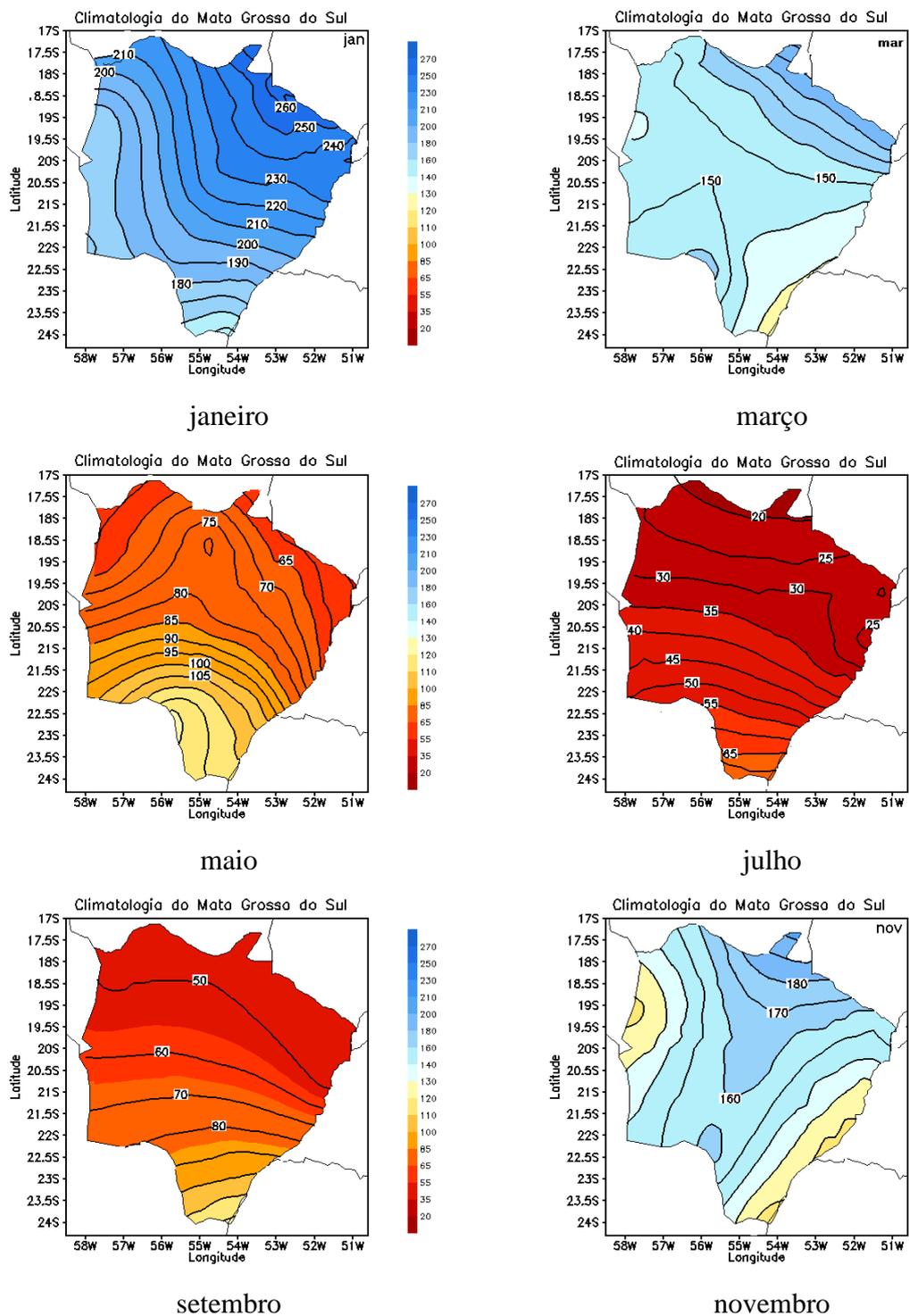


Figura B.2 Climatologia “precipitação acumulada bimensal” no Estado do Mato Grosso do Sul.

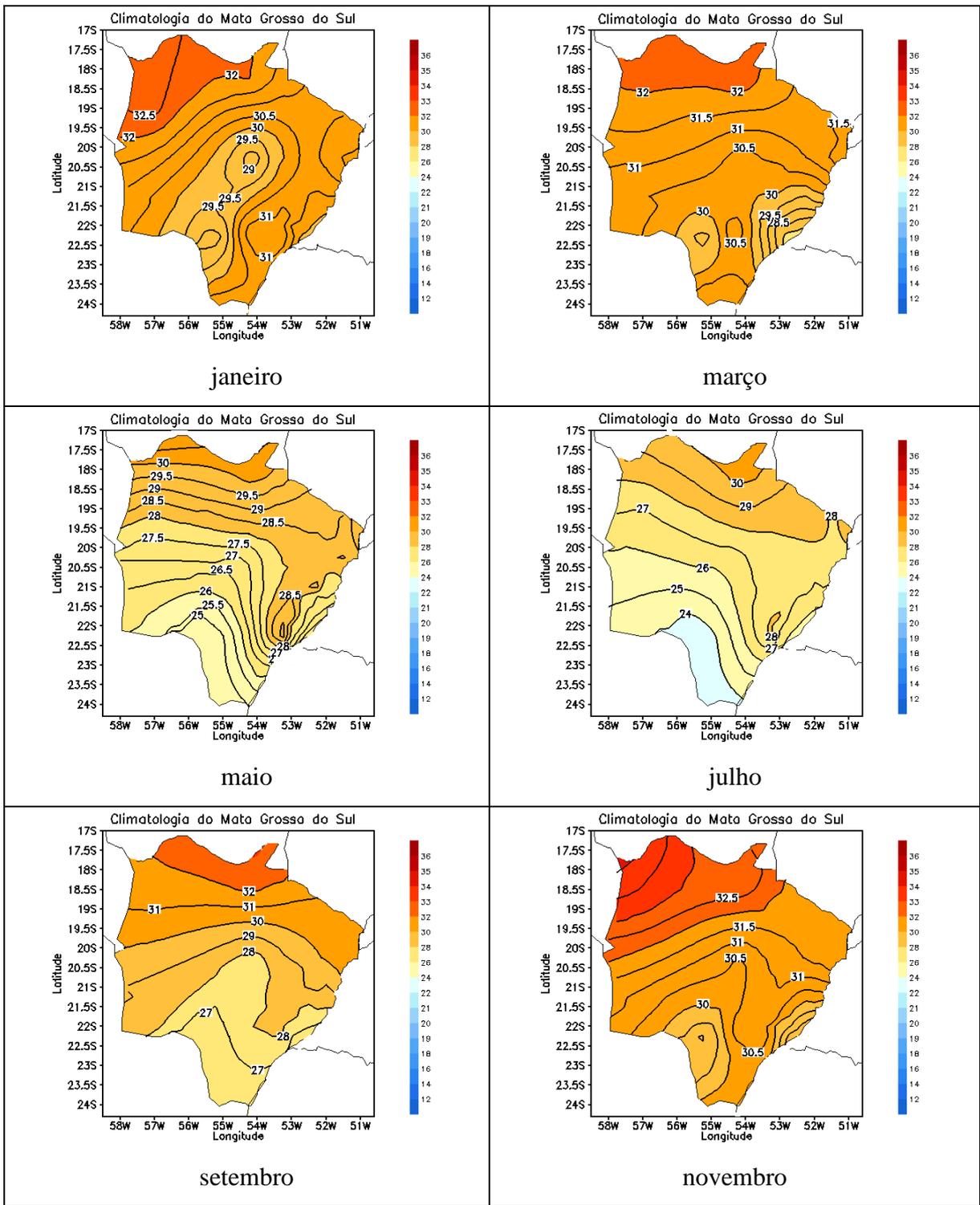


Figura B.3 Climatologia “Temperatura máxima média bimensal” para o Estado do Mato Grosso do Sul.

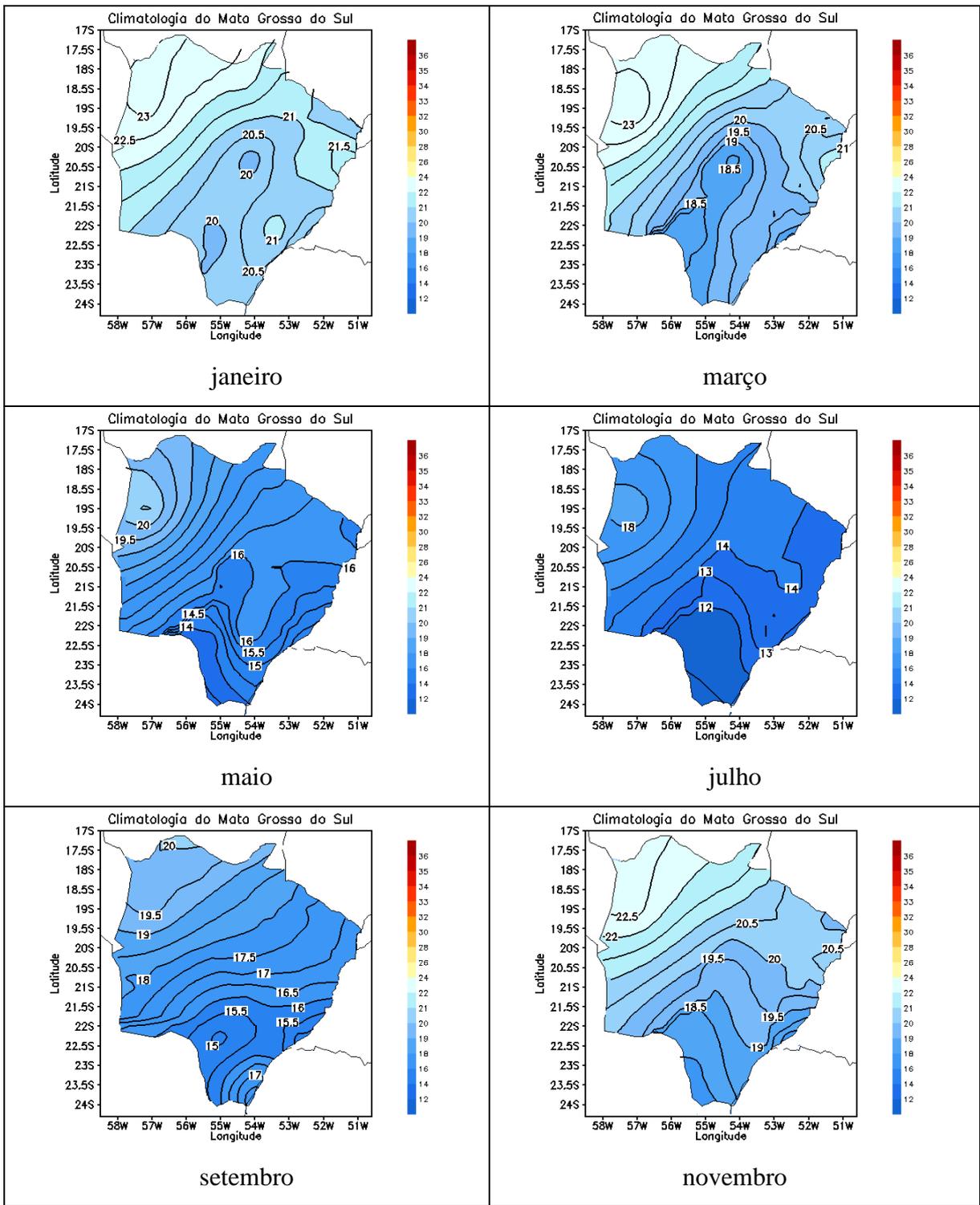


Figura B.4 Climatologia “temperatura mínima media bimensal” para o Estado do Mato Grosso do Sul.

APÊNDICE C- Esquema de distribuição das variáveis atmosféricas no modelo de grade do RAMS.

O modelo RAMS possui diversas parametrizações, para diversos tipos de processos físicos que influenciam na formação da estrutura da camada limite. Devido à versatilidade e à mobilidade do código numérico em ativar e desativar as parametrizações, dependendo da situação de simulação. Permite a utilização de diferentes formas de parametrização dos processos, ou até mesmo a implantação de um novo esquema de parametrização. As parametrizações mais importantes estão descritas abaixo.

C.1 - Parametrização de Superfície

Os fluxos da camada superficial como calor sensível, momentum e vapor de água são calculados pelo esquema de Louis (1979). Este esquema é usado para determinar os fluxos da superfície continental, e é usado ainda para superfícies de água, solo árido e vegetada.

O cálculo de fluxos serve como o limite inferior para o esquema de difusão de subgrade na atmosfera. As expressões para os fluxos da camada de superfície podem ser escritas como:

$$u_*^2 = a^2 u^2 F_m \left(\frac{z}{z_0}, R_{iB} \right) \quad (C.1)$$

$$u_* \theta_* = \frac{a^2}{R} u \Delta \theta F_h \left(\frac{z}{z_0}, R_{iB} \right) \quad (C.2)$$

$$u_* r_* = \frac{a^2}{R} u \Delta r F_h \left(\frac{z}{z_0}, R_{iB} \right) \quad (C.3)$$

onde u_* , θ_* e r_* são escala de velocidade, temperatura e umidade respectivamente, u é a velocidade, z é o nível de referência, z_0 é o comprimento de rugosidade, R_{iB} é o número de Richardson de gradiente, $\Delta\theta$ é a variação da temperatura potencial entre dois níveis, Δr é a variação de umidade entre dois níveis e F_m , F_h são funções analíticas que representam a razão entre o coeficiente de arrasto e o coeficiente de arrasto próxima a neutralidade e a razão entre o coeficiente de transferência de calor e o coeficiente de calor próximo a neutralidade respectivamente.

$$a^2 = \frac{k}{\left(\ln\left(\frac{z}{z_0}\right)\right)^2} \quad (C.4)$$

Em caso instável, a expressão para F , pode ser escrita como:

$$F = 1 - \frac{bR_{iB}}{1 + c|R_{iB}|^{\frac{1}{2}}} \quad (C.5)$$

e para condições estáveis:

$$F = \frac{1}{(1 + b'R_{iB})^2} \quad (C.6)$$

As constantes b e b' são constantes empíricas nas expressões para F_m e F_h .

A constante c é dada por:

$$c = c^* a^2 b \left(\frac{z}{z_0} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (\text{C.7})$$

onde c^* é 7.4 para F_m e 5.3 para F_h (Louis, 1979).

C.2 - Parametrização do Solo e Vegetação

Cada área de grade no RAMS é logicamente dividida em três diferentes classes: água, solo árido e superfície vegetada. A parametrização da camada superficial requer valores da temperatura e umidade para todas as três classes.

Para a superfície de água, a maioria dos últimos modelos de simulação considera a temperatura como sendo um valor temporariamente constante, com uma distribuição espacial variável, para simular um período curto de tempo, até alguns dias, enquanto que o valor da umidade usado na parametrização da camada de superfície é dado pela razão de mistura de saturação estimada à partir da pressão de superfície e da temperatura de superfície da água.

Para superfícies continentais, os valores de superfície são fornecidos com o campo prognóstico do modelo de temperatura e umidade, para ambas, superfície árida e vegetada.

Para o solo árido, o RAMS usa o modelo de solo de multi-camada descrito por Tremback e Kessler (1985). Neste esquema, o número de processos interativos foi simplificado, para dar mais agilidade no tempo de integração. O esquema envolve formulações de equações prognósticas para a temperatura da superfície do solo assim como o conteúdo de água no solo, assumindo uma profundidade finita da camada da interface solo/atmosfera.

A difusividade de umidade, condutividade hidráulica e o potencial de umidade é dado por Clapp e Hornberger (1978).

$$D_{\eta} = \frac{-bK_f\psi_f}{\eta} \left[\frac{\eta}{\eta_f} \right]^{b+3} \quad (\text{C.8})$$

$$K_{\eta} = K_f \left[\frac{\eta}{\eta_f} \right]^{2b+3} \quad (\text{C.9})$$

$$\psi = \psi_f \left[\frac{\eta_f}{\eta} \right]^b \quad (\text{C.10})$$

onde:

D_{η} - é a difusividade de umidade;

K_{η} - é a condutividade hidráulica;

ψ - é o potencial de umidade;

η - é o conteúdo de umidade no solo;

K_f , ψ_f e η_f - são valores para um solo saturado;

b - constante dependente da textura do solo.

Os tipos de solo e valores para as constantes que o RAMS usa são dados na Tabela abaixo:

Tabela C.1 - Tipos de solo e suas respectivas propriedades físicas

Classe de solo	$\eta_f(\text{m}^3 \cdot \text{m}^{-3})$	$\psi_f(\text{m})$	$K_f(\text{m} \cdot \text{s}^{-1})$	b	Cd ($\text{J} \cdot \text{m}^{-3} \cdot \text{K}^{-1}$)
areia	0,395	-0,121	$1,760 \times 10^{-4}$	4,05	$1,465 \times 10^6$
franco arenoso	0,410	-0,090	$1,563 \times 10^{-4}$	4,38	$1,407 \times 10^6$
areia franca	0,435	-0,218	$0,347 \times 10^{-4}$	4,90	$1,344 \times 10^6$
lodo franco	0,485	-0,786	$0,072 \times 10^{-4}$	5,30	$1,273 \times 10^6$
franco	0,451	-0,478	$0,070 \times 10^{-4}$	5,39	$1,214 \times 10^6$
areia barro	0,420	-0,299	$0,063 \times 10^{-4}$	7,12	$1,177 \times 10^6$
lodo barro	0,477	-0,356	$0,017 \times 10^{-4}$	7,75	$1,319 \times 10^6$
barro franco	0,476	-0,630	$0,025 \times 10^{-4}$	8,52	$1,227 \times 10^6$
areia franco	0,426	-0,153	$0,022 \times 10^{-4}$	10,40	$1,177 \times 10^6$
lodo barro	0,492	-0,490	$0,010 \times 10^{-4}$	10,40	$1,157 \times 10^6$
barro	0,482	-0,405	$0,013 \times 10^{-4}$	11,40	$1,088 \times 10^6$
turfa	0,863	-0,356	$0,080 \times 10^{-4}$	7,75	$0,874 \times 10^6$

A propriedade térmica do solo depende das características da umidade no solo. O calor específico volumétrico e a difusividade térmica do solo são escritos como:

$$C_s = (1 - \eta)C_d + \eta C_w \quad (\text{C.11})$$

$$\lambda = \frac{e^{-[\log_{10}|\psi|+2,7]}}{C_s} 4,186 \times 10^7 \Leftrightarrow \log_{10}|\psi| \leq 5,1 \quad (\text{C.12})$$

$$\lambda = \frac{0,00041}{C_s} (4,186 \times 10^7) \Leftrightarrow \log_{10}|\psi| > 5,1 \quad (\text{C.13})$$

onde C_s , é o calor específico volumétrico da umidade do solo, λ é a difusividade térmica ($\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$), C_d é o calor específico do solo seco e C_w é o calor específico da água.

A difusão do calor no solo é governada pela equação:

$$\frac{\partial \theta_s}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left(\lambda \frac{\partial \theta_s}{\partial z} \right) \quad (\text{C.14})$$

onde θ_s é a temperatura potencial do solo, calculada à partir da temperatura da camada do modelo de solo. No nível mais profundo, θ_s pode ser mantida constante no instante inicial ou variando externamente em função do tempo.

A temperatura potencial na superfície do solo θ_g , é calculada através da equação prognóstica dada por:

$$C_s \Delta z_g \frac{\partial \theta_s}{\partial t} = \alpha_g R_S^\downarrow + R_L^\downarrow - \sigma T_g^4 + \rho_a C_p u_* \theta_* + \rho_a C_p u_* r_* - C_s \lambda \frac{\partial \theta_s}{\partial z} \Big|_g \quad (\text{C.15})$$

onde R_S^\downarrow e R_L^\downarrow são fluxos radiativos descendentes de onda curta e onda longa, α_g é o albedo da superfície do solo, $\rho_a C_p u_* \theta_*$ é o fluxo de calor sensível para a atmosfera, $\rho_a C_p u_* r_*$ é o fluxo de calor latente e Δz_g é a profundidade do topo da camada de solo.

A umidade em todos os níveis do solo é calculada também com uma equação prognóstica. Na superfície e é dada por:

$$\frac{\partial \eta_s}{\partial t} = \frac{\left(\frac{\rho_a C_p u_* r_*}{\rho_w} \right) - D_\eta \frac{\partial \eta}{\partial z} - K_\eta}{\Delta z_g} \quad (\text{C.16})$$

onde ρ_w , é a densidade da água. A difusão de umidade para as outras camadas de solo é governada pela equação:

$$\frac{\partial \eta_s}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left[D_\eta \frac{\partial \eta}{\partial z} - K_\eta \right] \quad (\text{C.17})$$

A razão de mistura na superfície do solo é dada pela equação:

$$r_g = e^{\left[\frac{g \psi_g}{R_v T_g} \right]} r_s(T_g, P_g) \quad (\text{C.18})$$

onde g é a gravidade, R_v é a constante do gás para o vapor de água, r_s é a razão de mistura de saturação na temperatura de superfície T_g e pressão P_g . A razão de mistura do vapor de água pode ser considerada a mesma razão de mistura do ar no topo camada de solo.

Para uma superfície vegetada, o modelo padrão utilizado no RAMS considera uma camada de vegetação sobre o solo. A temperatura potencial na superfície do solo sombreado θ_g , é calculada similarmente à do solo árido, exceto com as seguintes diferenças no balanço de energia na superfície (Avisar et al., 1989):

$$C_s \Delta z_g \frac{\partial \theta_g}{\partial t} = \tau_{veg} \alpha_g R_s^\downarrow + \sigma T_{veg}^4 - \sigma T_g^4 + \rho_a C_p u_* \theta_* + \rho_a C_p u_* r_* - C_s \lambda \left. \frac{\partial \theta_s}{\partial z} \right|_g \quad (\text{C.19})$$

onde τ_{veg} é a transmissividade através da camada de vegetação e T_{veg} é a temperatura da camada de vegetação. Estas diferenças consideradas para o solo sombreado pela vegetação adicionarão uma fonte de energia para o solo devido à radiação de onda longa da vegetação.

A equação prognóstica da temperatura potencial na camada de vegetação é dada por Avisar et al., 1989:

$$C_{veg} \Delta z_{veg} \frac{\partial \theta_{veg}}{\partial t} = (1 - \tau_{veg}) \alpha_{veg} R_S^\downarrow + R_L^\downarrow - 2\sigma T_{veg}^4 + \sigma T_g^4 + 2\rho_a C_p u_* \theta_* + \rho_a C_p u_* r_* \quad (C.20)$$

onde todas as variáveis retêm seus significados anteriores, exceto para o subscrito veg que refere-se a valores para a vegetação. Nota-se que o fator 2 na emissão de onda longa e no termo de calor sensível determina a transferência de energia para ambos os lados da superfície das folhas; o termo de calor latente não contém este fator de modo que os estômatos usualmente ocorrem somente sobre um lado da superfície da folha.

A umidade efetiva para a vegetação é baseada na razão de mistura de saturação em função da resistência estomática; que indica a abertura ou o fechamento do estômato da vegetação e é baseada em várias propriedades do solo e da atmosfera.

A razão de mistura é dada pela expressão (Avisar et al., 1989):

$$r_{veg} = \gamma r_{veg_s} + (1 - \gamma) r_a \quad (C.21)$$

onde r_{veg} é a razão de mistura efetiva na camada de vegetação, r_{veg_s} é a razão de mistura de saturação (dada em função da temperatura da camada de vegetação e da pressão atmosférica) e γ é a função da resistência estomática.

O RAMS usa vários parâmetros definidos no Esquema de Transferência Biosfera – Atmosfera (BATS) (Dickinson, 1983). Isto inclui 18 classes de vegetação e outros parâmetros definidos para cada uma dessas classes, incluindo albedo da vegetação, emissividade, deslocamento do plano zero, rugosidade, fração de cobertura vegetal e o índice de área foliar. Nas Tabelas

abaixo, estão representados os tipos de vegetação bem como os parâmetros referentes a cada classe de vegetação.

Tabela C.2 - Parâmetro de cobertura de vegetação sobre a América do Sul (continua)

albedo	emiss	lai	dlai	vfrac	dvfrac	zo	zdisp	rootdep	N da veg	Classes do LEAF-2
.14	.99	0.0	0.0	.00	.00	.00	0.1	.0	0	Oceano
.14	.99	0.0	0.0	.00	.00	.00	0.1	.0	1	Lagos, Rios
.40	.82	0.0	0.0	.00	.00	.01	0.1	.0	2	Capa de gelo glacial
.10	.97	6.0	1.0	.80	.10	1.00	15.0	1.5	3	Árv. c/ folha fina e permanente
.10	.95	6.0	5.0	.80	.30	1.00	20.0	1.5	4	Árvores com folhas finas e decíduas
.20	.95	6.0	5.0	.80	.30	.80	15.0	2.0	5	Árvores com folhas largas e decíduas
.15	.95	6.0	1.0	.90	.50	2.00	20.0	1.5	6	Árvores com folhas largas e permanentes
.26	.96	2.0	1.5	.80	.10	.02	.2	1.0	7	Gramma curta
.16	.96	6.0	5.5	.80	.30	.10	1.0	1.0	8	Gramma alta
.30	.86	0.0	0.0	.00	.00	.05	.1	1.0	9	Deserto
.25	.96	6.0	5.5	.10	.10	.10	.5	1.0	10	Semi Deserto
.20	.95	6.0	5.5	.60	.20	.04	.1	1.0	11	Tundra
.10	.97	6.0	1.0	.80	.20	.10	1.0	1.0	12	Arbusto c/ folhas verdes
.20	.97	6.0	5.0	.80	.30	.10	1.0	1.0	13	Arbustos Deciduos
.15	.96	6.0	3.0	.80	.20	.80	20.0	2.0	14	Mata Mista
.20	.95	6.0	5.5	.85	.60	.06	.7	1.0	15	Cultura mista + pastagens
.18	.95	6.0	5.5	.80	.60	.06	.7	1.0	16	Cultura irrigada
.12	.98	6.0	5.5	.80	.40	.03	1.0	1.0	17	Pantano
.06	.97	6.0	1.0	.80	.10	.98	10.2	1.0	18	Floresta com folhas finas e permanentes

Tabela C.2 - (conclusão)

.16	.95	6.0	0.0	.90	.00	1.21	10.7	1.2	19	Floresta com folhas largas e permanentes
.06	.95	6.0	5.0	.80	.30	.92	9.2	1.0	20	Floresta com folhas finas e decíduas
.09	.95	6.0	5.0	.80	.30	.91	7.2	1.2	21	Floresta c/ folhas largas e decíduas
.07	.96	6.0	3.1	.80	.21	.87	6.5	1.1	22	Cobertura mista
.17	.96	3.0	0.0	.80	0.0	.83	7.4	1.0	23	Mata fechada
.18	.96	5.0	4.0	.80	.20	.51	3.6	1.0	24	Mata aberta
.17	.97	3.0	0.0	.85	0.0	.54	6.4	1.0	25	Savana Fechada
.18	.97	2.0	0.0	.85	0.0	.40	4.0	1.0	26	Savana Aberta
.11	.96	2.6	2.0	.73	.11	.04	.2	.07	27	Campos
.10	.95	6.0	5.2	.84	.55	.11	.2	.07	28	área agrícola
.16	.86	0.7	0.6	.07	.03	.05	.2	0.5	29	Solo Árido
.15	.90	4.8	3.6	.74	.31	.80	1.1	.08	30	Área Urbana

Onde:

albedo = albedo

emiss = emissividade

lai = índice de área foliar

dlai = índice da para o calculo da variação anual do índice de área foliar

vfrac = fração de cobertura vegetal

dvfrac = índice da para o calculo da variação anual do índice da fração de cobertura vegetal

zo = comprimento de rugosidade

zdisp = altura de deslocamento do plano zero

rootdep = profundidade das raízes

N da veg = numero identificador da classe de vegetação

Uma vez calculadas as temperaturas e os valores de umidade efetiva para cada categoria de superfície, há a possibilidade de calcular os fluxos na camada superficial para cada categoria, através do esquema de Louis (1979).

Os fluxos médios de cada área da grade podem ser escritos como:

$$\overline{u'w'} = -\cos\left(\frac{u}{\sqrt{u^2 + v^2}}\right) \left(f_w (u^2)_w + f_g (u^2)_g + f_{veg} (u^2)_{veg} + f_s (u^2)_s \right) \quad (C.22)$$

$$\overline{v'w'} = -\sin\left(\frac{v}{\sqrt{u^2 + v^2}}\right) \left(f_w (u^2)_w + f_g (u^2)_g + f_{veg} (u^2)_{veg} + f_s (u^2)_s \right) \quad (C.23)$$

e a temperatura potencial média e o fluxo de vapor de água são:

$$\overline{u'\theta'} = -\left(f_w (u_* \theta_*)_w + f_g (u_* \theta_*)_g + f_{veg} LAI (u_* \theta_*)_{veg} + f_s (u_* \theta_*)_s \right) \quad (C.24)$$

$$\overline{u'r'} = -\left(f_w (u_* r_*)_w + f_g (u_* r_*)_g + f_{veg} LAI (u_* r_*)_{veg} + f_s (u_* r_*)_s \right) \quad (C.25)$$

onde os subscritos w, g, veg e s referem-se à água, solo árido, vegetação e solo sombreado, respectivamente, f é a fração de grade de cada componente e LAI é o índice de área foliar (definido separadamente para cada tipo de vegetação). Nota-se, à partir das equações acima, que LAI afeta mais os fluxos de calor e umidade, enquanto o fluxo de momentum, é afetado mais pela velocidade do vento.

3.3 - Parametrização de Mistura Turbulenta

O espaçamento de grade horizontal e vertical configurado no modelo, determinam a escala espacial das variáveis dos campos prognósticos que

podem ser explicitamente resolvidos e aquelas que não podem ser resolvidas. A média de Reynolds da equação diferencial prognóstica para momentum e escalares conservativos é representada pela partição do transporte advectivo em componentes resolvível e não resolvível.

A componente do fluxo não resolvível pode ser expressada em termos da covariância na forma $\overline{u_i' u_j'}$ para momentum, e $\overline{u_i' \phi_j'}$ para escalares (onde i e j definem a direção espacial) podendo assumir os valores de 1 a 3; u_i é a componente da velocidade do vento que realiza o transporte, u_j é a componente da velocidade do vento transportada, ϕ representa o escalar transportado, a sobre barra indica a média de Reynolds, e os sub-índices linha, os desvios da média.

A contribuição para a tendência das variáveis resolvíveis devido ao transporte turbulento é dada pela convergência dos fluxos turbulentos.

$$\left(\frac{\partial u_j}{\partial t} \right)_{Turb} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\overline{u_i' u_j'} \right) \quad (C.26)$$

$$\left(\frac{\partial \phi}{\partial t} \right)_{Turb} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\overline{u_i' \phi'} \right) \quad (C.27)$$

O RAMS parametriza o transporte não resolvível usando a Teoria-K, em que as covariâncias são efetuadas com o produto de um coeficiente de difusividade turbulenta e um gradiente da quantidade transportada (GARRATT, 1992). Para escalares, esta parametrização é dada na forma:

$$\overline{u_i' \phi'} = -K_{hi} \frac{\partial \phi}{\partial x_i} \quad (C.28)$$

onde K_{hi} é o coeficiente de difusividade turbulenta para escalares e se aplica para iésima-direção. K_{hi} nunca é negativo, o que restringe o fluxo de turbulento parametrizado, como sendo sempre um gradiente negativo.

Para componentes de velocidade, duas formas diferentes são usadas, dependendo da escala de movimento resolvível pela grade do modelo. Quando o espaçamento horizontal da grade é comparável ao espaçamento vertical (tal que, os movimentos convectivo são resolvidos), as tensões de Reynolds são calculadas segundo a expressão:

$$\overline{u_i' u_j'} = -K_{mi} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (C.29)$$

que se aplica para as iésimas direções para i e j variando de 1 a 3, onde K_{mi} é o coeficiente de difusividade turbulenta para momentum. Neste caso, é assumido que $K_{mi} = K_{mj}$, e portanto $\overline{u_i' u_j'} = \overline{u_j' u_i'}$.

Esta simetria da tensão de Reynolds é uma propriedade física de um fluido. A violação desta propriedade em modelos numéricos é equivalente a aplicar um torque fictício externo ao fluido quando ocorre a violação.

Em simulações onde movimentos convectivo são resolvidos, isto pode causar erros significativos na simulação numérica. Se o espaçamento horizontal da grade é muito maior do que o espaçamento vertical, impedindo a representação implícita do movimento convectivo, neste caso, não é essencial que a tensão de Reynolds seja simétrica entre a direção vertical e a horizontal.

O vínculo imposto pela baixa resolução horizontal no modelo impede o resultado de ser fortemente afetado por torques horizontais externos. Por outro lado, a grade horizontal relativamente grossa, requer um grande valor de K_{mi} na

direção horizontal em relação à vertical. A assimetria da tensão de Reynolds que envolve a direção vertical é um requisito prático. Para um espaçamento de grade horizontal grossa aplicamos a equação para $\overline{u_i u_j}$ somente na direção horizontal restringindo i e j a valores de 1 e 2, e usamos a seguinte expressão:

$$\overline{u_i u_j} = -K_{mi} \left. \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right|_{\substack{i \neq 3 \\ j \neq 3}} \quad (\text{C.30})$$

Existem exatamente 4 opções básicas para se calcular K_{mi} e K_{hi} . Duas dessas são baseadas no esquema de Smagorinsky (1963) que relaciona o coeficiente de difusividade às tensões do fluido ou a taxa de deformação, e inclui a correção para a influência da frequência de flutuabilidade de Brunt Vaisala (HILL, 1974), pois quanto maior a flutuabilidade de uma massa de ar maior será a difusividade e o número de Richardson (LILLY, 1962). Estes são puramente esquemas locais em que o coeficiente de difusividade depende somente das propriedades locais e da tendência do escoamento.

As outras duas opções diagnósticas do coeficiente de difusividade para a parametrização de subgrade da energia cinética turbulenta também são propostas no modelo. Embora o diagnóstico seja baseado na tendência local da energia cinética turbulenta, este esquema é definido como não local porque a energia cinética turbulenta pode ser gerada em outra parte do domínio e transportada para outras regiões do domínio da grade.

O coeficiente de difusividade turbulenta para um esquema de deformação local com pequeno espaçamento horizontal de grade é dado por :

$$K_{mi} = \rho(C_x \Delta x)(C_z \Delta z) \left\{ S_3 + F_H [\max(0, -F_B)]^{0.5} \right\} [\max(0, 1 - R_{hm} R_i)]^{0.5} \quad (\text{C.31})$$

$$K_{hi} = -R_{hm} K_{mi} \quad (\text{C.32})$$

onde C_x e C_z são coeficientes adimensionais que são multiplicados pelos espaçamentos horizontal e vertical, F_H é uma constante que pode ser 0 ou 1, F_B é a frequência de Brunt Vaisala, R_i é o número de Richardson, e R_{hm} é uma razão específica do escalar para com o coeficiente de mistura de momentum, S_3 é a magnitude do tensor tridimensional da taxa de tensão, dada por:

$$S_3 = \left[\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right)^2 \right]^{0.5} \quad (\text{C.33})$$

O termo do colchete multiplicado por F_H é um aumento opcional de mistura para o caso convectivamente instável, conforme proposto por Hill (1974). O termo contendo o número de Richardson tem um valor mínimo de zero para situações estáveis em casos em que K_{mi} torna-se zero, e se torna maior do que 1 em condições superadiabáticas (o que amplifica K_{mi}).

Quando o espaçamento horizontal da grade é grande, o esquema de deformação local usa um coeficiente de difusividade horizontal, dado por:

$$K_i = \rho_0 \max \left[K_{mh}, (C_x \Delta x)^2 \{ S_{22}^{0.5} \} \right] \quad (\text{C.34})$$

onde a taxa de tensão horizontal S_2 é dada por

$$S_2 = \left[\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right)^2 \right]^{0,5} \quad (\text{C.35})$$

os valores de i e j limitam-se a 1 e 2. K_{mh} é um valor mínimo imposto sobre o coeficiente de difusividade horizontal, e é dado por:

$$K_{mh} = 0,075 K_A \left(\Delta x^{\frac{4}{3}} \right) \quad (\text{C.36})$$

onde K_A é um coeficiente de uso específico de ordem 1.

C.4 - Parametrização da Energia Cinética Turbulenta

Se o espaçamento horizontal da grade for grande, o esquema de Mellor e Yamada (1974) é usado para calcular o coeficiente de difusividade vertical, enquanto que o esquema de deformação local descrito anteriormente é usado para a calcular o coeficiente de difusividade horizontal. O esquema de Mellor e Yamada é um conjunto fechado, que assume que a média do escoamento de Reynolds não pode solucionar a convecção tal que a parametrização da convecção representa todo o transporte vertical. Se o espaçamento da grade horizontal for pequeno, tal que os movimentos convectivos são solucionados, o esquema de Deardorff (1980) é usado. Este é um fechamento de sub-grade no qual se parametriza o transporte turbulento somente por movimentos de pequena escala dos vórtices, de modo que apenas as menores escalas são resolvidas. Assume que os movimentos resolvidos são capazes de carregar todo o transporte turbulento. Isto é aplicada para ambas as direções vertical e horizontal.

A técnica desenvolvida por Mellor e Yamada (1974, 1982) é o tão chamado esquema do nível dois e meio com modificação para o caso de crescimento turbulento (HELFAND E LABRAGA, 1988). O campo de vento u e v , temperatura potencial θ e a energia cinética turbulenta (e) são dados pelo campo prognóstico do RAMS. Este esquema é baseado sobre a equação prognóstica para a energia cinética turbulenta a qual é solucionado pelo modelo meteorológico.

Define a energia cinética turbulenta como (e):

$$e = \frac{1}{2} (\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2}) \quad (\text{C.37})$$

A equação prognóstica é dada por

$$\frac{\partial e}{\partial t} = -u \frac{\partial e}{\partial x} - v \frac{\partial e}{\partial y} - w \frac{\partial e}{\partial z} + \frac{\partial K_e}{\partial x} \frac{\partial e}{\partial x} + \frac{\partial K_e}{\partial y} \frac{\partial e}{\partial y} + \frac{\partial K_e}{\partial z} \frac{\partial e}{\partial z} + P_s + P_b + \varepsilon \quad (\text{C.38})$$

onde P_s é o termo de produção por cisalhamento definido como:

$$P_s = K_m \left[\left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial y} \right)^2 \right] \quad (\text{C.39})$$

e P_b é o termo de produção por flutuabilidade:

$$P_b = -\frac{g}{\theta} K_h \frac{\partial \theta}{\partial z} \quad (\text{C.40})$$

A expressão para o termo de dissipação é dada por

$$\varepsilon = a_e \frac{e^{\frac{3}{2}}}{l} \quad (\text{C.41})$$

As difusividades turbulentas verticais para momentum, calor e energia cinética turbulenta são calculadas pelas expressões:

$$K_m = S_m l \sqrt{2e} \quad (\text{C.42})$$

$$K_h = S_h l \sqrt{2e} \quad (\text{C.43})$$

$$K_e = S_e l \sqrt{2e} \quad (\text{C.44})$$

O vento e a temperatura entram nestes casos em forma de gradientes verticais adimensionais.

$$G_u = \frac{1}{\sqrt{2e}} \frac{\partial u}{\partial z} \quad (\text{C.45})$$

$$G_v = \frac{1}{\sqrt{2e}} \frac{\partial v}{\partial z} \quad (\text{C.46})$$

$$G_w = \frac{1}{\sqrt{2e}} \frac{\partial w}{\partial z} \quad (\text{C.47})$$

$$G_m = G_u^2 + G_v^2 \quad (\text{C.48})$$

$$G_h = -\frac{g}{\theta} \frac{l^2}{2e} \frac{\partial \theta}{\partial z} \quad (\text{C.49})$$

A escala de comprimento turbulenta l é proposto por Mellor e Yamada (1982):

$$l = \frac{k(z-z_0)}{1 + \frac{k(z-z_0)}{l_\alpha}} \quad (\text{C.50})$$

$$l_\alpha = 0,1 \frac{\int_0^H z \sqrt{e} dz}{\int_0^H \sqrt{e} dz} \quad (\text{C.51})$$

onde k é a constante de von Karman, z_0 é o comprimento de rugosidade e H é a altura da camada de mistura.

Um limite superior para l na condição estável, proposto por André et al. (1982), é dado por:

$$l \leq 0,75 \left[\frac{2e}{\frac{g}{\theta} \frac{\partial \theta}{\partial z}} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (\text{C.52})$$

na condição dada pela equação C.4.15, obtém-se um valor de $G_h = -0,75^2$.

No esquema do nível 2,5, as funções S_m e S_h (difusividades turbulentas adimensionais), dependem do gradiente adimensional do vento e da temperatura potencial.

$$S_m = \frac{A_1 \{1 - 3C_1 - 3A_2 [B_2 (1 - 3C_1) - 12A_1 C_1 - 3A_2] G_h\}}{1 - 3A_2 (7A_1 + B_2) G_h + 27A_1 A_2^2 (4A_1 + B_2) G_h^2 + 6A_1^2 [1 - 3A_2 (B_2 - 3A_2) G_h]} \quad (C.53)$$

$$S_h = A_2 \frac{1 - 6A_1 S_m G_m}{1 - 3A_2 (4A_1 + B_2) G_h} \quad (C.54)$$

As constantes empíricas apresentadas nas equações C.4.16 e C.4.17, segundo o trabalho de Mellor e Yamada (1982), assumem os seguintes valores:

$$\{A_1; A_2; B_1; B_2; C_1; S_e a_e\} = \left\{ 0,92; 0,74; 16,6; 10,1; 0,08; 0,20; \frac{2^{\frac{2}{3}}}{16,6} \right\} \quad (C.55)$$

C.5 – Parametrização da Radiação

O modelo RAMS contém 2 opções, para a parametrização de onda longa e curta. A primeira opção dada por Mahrer e Pielke (1977), é mais simples e eficiente, mas não considera nuvens. A segunda opção dada por Chen e Cotton (1983), considera também a quantidade de condensação presente na atmosfera simulada, porém a custo de grande recurso computacional.

C.5.1 – Esquema de Radiação de Onda Curta (sem efeito de nuvem)

O esquema de onda curta proposta por Mahrer e Pielke (1977) é um esquema que considera o espalhamento da radiação de onda curta realizada pelas moléculas de oxigênio, ozônio e dióxido de carbono, de uma maneira empírica, através dos experimentos realizados em laboratório e trata a absorção pelo vapor de água, mas não traz o tratamento de nuvens ou condensação.

Definindo o fluxo solar sobre uma superfície horizontal no topo da atmosfera como uma função do tempo do dia e ano.

$$S = S_0 \cos Z \quad (\text{C.56})$$

$$\cos Z = \sin \psi \sin \delta + \cos \psi \cos \delta \cos \varphi \quad (\text{C.57})$$

onde Z é o ângulo zenital, S_0 é a constante solar, ψ é a latitude, δ é a declinação solar, φ é o ângulo horário. O fluxo para o descendente de radiação de onda curta na superfície da Terra é dado em função de duas funções empíricas. A primeira função, dada por Kondrat'yev (1969) e modificada por Atwater e Brown (1974) considera apenas as moléculas de oxigênio, ozônio e o dióxido de carbono e apresenta a forma:

$$G = 0,485 + 0,515 \left[1,041 - 0,16 \left(\frac{0,000949 P + 0,051}{\cos Z} \right)^{\frac{1}{2}} \right] \quad (\text{C.58})$$

onde P é a pressão em milibares. A segunda função empírica é a de MacDonald (1960) onde se considera a absorção de radiação de onda curta pela molécula de água dada por:

$$a_w = 0,077 \left(\frac{\tau(Z)}{\cos Z} \right)^{0,3} \quad (\text{C.59})$$

onde τ é a profundidade ótica do vapor de água acima do nível vertical z , dado por:

$$\tau(z) = \int_z^{\text{topo}} \rho r_v dz \quad (\text{C.60})$$

O fluxo radiativo de onda curta na superfície é dado por:

$$R_s = S(1 - \alpha)(G - a_w) \quad (\text{C.61})$$

onde α é o albedo.

A mudança na temperatura da atmosfera devido à absorção pelo vapor de água é dada por:

$$\left(\frac{\partial T}{\partial t}\right)_s = 0,0231 \frac{S}{\rho C_p} \left[\frac{\tau(z)}{\cos Z} \right]^{-0,7} \frac{\partial \tau(z)}{\partial z} \quad (\text{C.62})$$

O fluxo radiativo incidente no solo é modificado ao se considerar a topografia, devido ao grau de inclinação do terreno, que altera o ângulo de incidência da radiação solar .

Como descrito por Mahrer e Pielke (1977), Kondrat'yev (1969) dá a expressão para a radiação solar sob uma superfície inclinada:

$$S_s = S_0 \cos i \quad (\text{C.63})$$

$$\cos i = \cos \omega \cos Z + \sin \omega \sin Z \cos(\beta - \eta) \quad (\text{C.64})$$

onde $\cos i$ é o cosseno do ângulo de incidência dos raios solares sobre a superfície inclinada, onde i é o ângulo de declive, ω é o ângulo solar, Z é o declive azimuthal, ω , β e η , são dados por:

$$\omega = \text{tag}^{-1} \left[\left(\left(\frac{\partial z_g}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial z_g}{\partial y} \right)^2 \right)^{\frac{1}{2}} \right] \quad (\text{C.65})$$

$$\beta = \text{sen}^{-1} \left[\frac{\cos \delta \text{sen} \psi}{\text{sen} Z} \right] \quad (\text{C.66})$$

$$\eta = \frac{\pi}{2} - \text{tag}^{-1} \left[\frac{\frac{\partial z_g}{\partial x}}{\frac{\partial z_g}{\partial y}} \right] \quad (\text{C.67})$$

Portanto, o fluxo de radiação solar no solo é dado por :

$$R_s|_{si} = R_s \frac{\cos i}{\cos Z} \quad (\text{C.68})$$

C.5.2 – Esquema de Radiação de Onda Longa (Sem efeito de nuvens)

O esquema de onda longa descrito por Mahrer e Pielke (1977) é um simples esquema que considera a emissão infravermelha e a absorção pela água e dióxido de carbono, mas não trata de nuvens nem condensação. Define o

comprimento ótico para o vapor de água e gás carbono para a camada do modelo como:

$$\Delta\tau_v = r_v \rho \Delta z \quad (\text{C.69})$$

$$\Delta\tau_c = 0,0004148239g\rho\Delta z \quad (\text{C.70})$$

O caminho ótico entre algumas camadas, pode ser resumido a um caminho ótico total entre dois níveis.

Mahrer e Pielke (1977) baseando-se no esquema de Kuhn (1963) e de Jacobs et. al. (1974), obtiveram os valores para a emissividade do vapor de água de uma camada, onde $\bar{\tau}_v$ é o caminho ótico total entre i e j:

$$\varepsilon_v(i, j) = \begin{cases} 0,11288 \log_{10}(1 + 12,63 \bar{\tau}_v) & \log_{10} \bar{\tau}_v \leq -4 \\ 0,104 \log_{10} \bar{\tau}_v + 0,440 & -4 < \log_{10} \bar{\tau}_v \leq -3 \\ 0,121 \log_{10} \bar{\tau}_v + 0,491 & -3 < \log_{10} \bar{\tau}_v \leq -1,5 \\ 0,146 \log_{10} \bar{\tau}_v + 0,527 & -1,5 < \log_{10} \bar{\tau}_v \leq -1 \\ 0,161 \log_{10} \bar{\tau}_v + 0,542 & -1 < \log_{10} \bar{\tau}_v \leq 0 \\ 0,136 \log_{10} \bar{\tau}_v + 0,542 & \log_{10} \bar{\tau}_v > 0 \end{cases}$$

A expressão dada por Kondrat'yev (1969), para a emissividade devido ao gás carbônico é:

$$\varepsilon_c(i, j) = 0,185 \left[1 - e^{-0,03919 \tau_c^{0,4}} \right] \quad (\text{C.71})$$

Definindo $\varepsilon(i, j)$ como sendo a soma de $\varepsilon_v(i, j)$ e $\varepsilon_c(i, j)$, a tendência da temperatura da atmosfera devido à divergência do fluxo radiativo de onda longa em um nível N, usando a aproximação de Sasamori (1972), é dado por:

$$\left(\frac{\partial T}{\partial t}\right)_L = \frac{1}{\rho C_p \Delta Z} \left[(\sigma T_N^4 - \sigma T_g^4) (\varepsilon(N+1, 0) - \varepsilon(N, 0)) + (\sigma T_{top}^4 - \sigma T_N^4) (\varepsilon(N+1, top) - \varepsilon(N, top)) \right] \quad (C.72)$$

e o fluxo radiativo para baixo é dado por:

$$R_L = (\sigma T_{top}^4 - \sigma T_N^4) (\varepsilon(N+1, top) - \varepsilon(N, top)) \quad (C.73)$$

C.5.3 – Esquema de Radiação de Onda Longa (com efeito de nuvens)

O modelo de radiação de onda longo descrito por Chen e Cotton (1983) é uma solução completa da equação de transferência radiativa usando uma aproximação da emissividade. O efeito de condensação está embutido neste esquema. O fluxo descendente de radiação de onda longa na atmosfera terrestre é dada pela equação de transferência radiativa (ETR), a qual pode ser expressada na forma integral:

$$F(p') = F(p_0) \left[1 - \int_{p_0}^{p'} \frac{\partial \varepsilon}{\partial p} dp \right] + \int_{p_0}^{p'} \sigma T^4(p) \frac{\partial \varepsilon}{\partial p} dp \quad (C.74)$$

onde $F(p_0)$ é o fluxo radiativo de onda longa em um contorno p_0 , ε é a emissividade, a variável p é a pressão, σT^4 , representa a função fonte do

fluxo radiativo de onda longa obedecendo à lei para a radiação do corpo negro de Stefan-Boltzmann.

A ETR mencionada acima, pode ser convertida para a seguinte forma, para o qual pode ser aplicada a pontos de grade do modelo,

$$F(N) = F(1) [1 - \bar{\varepsilon}_N] + \sum_{k=1}^{N-1} \sigma T_{k+1/2}^4 \Delta \bar{\varepsilon}_{k+1/2} \quad (\text{C.75})$$

onde k define o número de camadas, com a emissividade total combinando todas as camadas ($k = 1$ a N), sendo definida como, $\bar{\varepsilon}_N$. E $\bar{\varepsilon}_N$ pode ser expressa por:

$$\bar{\varepsilon}_N = \bar{\varepsilon} \left(\sum_{l=1}^{N-1} U_{l+1/2} \right) \quad (\text{C.76})$$

onde $U_{l+1/2}$ é o comprimento do caminho óptico entre as camadas de índices l e $l+1$. O comprimento do caminho ótico é definido como:

$$U_{l+1/2} = \rho_0 r_v(z_{l+1/2})(z_{l+1} - z_l) \quad (\text{C.77})$$

onde ρ_0 é a densidade do ar e r_v é a razão de mistura do vapor d' água.

Na ETR adaptada para os pontos de grade, $\Delta \bar{\varepsilon}_{k+1/2}$ representa a emissividade real da camada de índice $k + \frac{1}{2}$ e é definida como:

$$\Delta \bar{\varepsilon}_{k+1/2} = \bar{\varepsilon} \left(\sum_{l=k}^{N-1} U_{l+1/2} \right) - \bar{\varepsilon} \left(\sum_{l=k+1}^{N-1} U_{l+1/2} \right) \quad (\text{C.78})$$

É importante notar que a emissividade real $\Delta \bar{\varepsilon}_{k+1/2}$ tem diferentes valores para fluxos ascendentes e descendentes.

Baseado nessas observações, Stephens(1978) formulou a ETR através de uma camada de nuvens como:

$$F_{T\uparrow} = F_{B\uparrow} (1 - \bar{\varepsilon}_{\text{eff}\uparrow}) + \bar{\varepsilon}_{\text{eff}\uparrow} \sigma T^4 \quad (\text{C.79})$$

$$F_{B\downarrow} = F_{T\downarrow} (1 - \bar{\varepsilon}_{\text{eff}\downarrow}) + \bar{\varepsilon}_{\text{eff}\downarrow} \sigma T^4 \quad (\text{C.80})$$

onde os índices T e B definem o topo e a base da nuvem respectivamente. As emissividades para cima e para baixo em uma camada de nuvem são definidas como $\bar{\varepsilon}_{\text{eff}\uparrow}$ e $\bar{\varepsilon}_{\text{eff}\downarrow}$, respectivamente.

C.5.3.1 – Esquema de Radiação de Onda Longa (sem efeito de nuvens)

Rodgers (1967) parametrizou a emissividade para uma atmosfera limpa através de uma simples expressão algébrica definida como:

$$\varepsilon_{\uparrow\downarrow} = \sum_{n=1}^4 a_{n\uparrow\downarrow} U^{\frac{n}{2}}, \quad U \leq 10^{-3} \text{ gm.cm}^{-2} \quad (\text{C.81})$$

$$\varepsilon_{\uparrow\downarrow} = \sum_{n=0}^4 b_{n\uparrow\downarrow} (\ln(U))^n, \quad U > 10^{-3} \text{ gm.cm}^{-2} \quad (\text{C.82})$$

onde U é o comprimento do caminho óptico, e a_n e b_n são coeficientes, dados nas Tabelas abaixo:

Tabela C.3 Coeficientes a_n

	a_1	a_2	a_3	a_4
↑	9,32	-446.4	824	259700
↓	8,857	-332,8	14607	-261900

Tabela C.4 Coeficientes b_n

	b_0	b_1	b_2	b_3	b_4
↑	0,5983	0,15068	$3,4041 \times 10^{-2}$	$6,5535 \times 10^{-3}$	$4,887 \times 10^{-4}$
↓	0,6558	0,12175	$1,4976 \times 10^{-2}$	$1,4981 \times 10^{-3}$	$0,490 \times 10^{-4}$

Rodgers pretendia que esta parametrização para emissividade fornecesse uma boa solução para os fluxos radiativos ascendentes e descendentes, para uma atmosfera limpa.

Devido à absorção do vapor de água no comprimento de onda de 8 a 13 μm , Chen e Cotton (1983) corrigiram a emissividade de Rodgers, considerando a formulação descrita por Stephens e Webster (1979). A emissividade calculada pela equação de Rodgers foi modificada somando ε'_{\uparrow} e $\varepsilon'_{\downarrow}$ às emissividades ascendente e descendente respectivamente. São representadas na forma:

$$\varepsilon'_{\uparrow} = \sum_{n=0}^4 a'_n (\log_e(UP_e))^n \quad (\text{C.83})$$

$$\varepsilon'_{\downarrow} = \sum_{n=0}^4 b'_n (\log_e(UP_e))^n \quad (\text{C.84})$$

Onde P_e é a razão da pressão parcial do vapor de água, calculado pela equação:

$$P_e = \frac{Pr_v}{0.622 \times 1013.3} \quad (\text{C.85})$$

A variável P define a pressão. Os coeficientes a'_n e b'_n são dados por Stephens e Webster (1979), Tabela C-3 e C-4.

C.5.3.2 – Parametrização da Emissividade de uma Atmosfera Nebulosa

A emissividade efetiva ($\bar{\varepsilon}_{\text{eff} \uparrow \downarrow}$) de uma camada de nuvens, determinada à partir de observações (Stephens, 1978), é dada pela seguinte relação:

$$\bar{\varepsilon}_{\text{eff} \uparrow \downarrow} = 1 - \exp(-a_{0 \uparrow \downarrow} W) \quad (\text{C.86})$$

onde W é o comprimento do caminho ótico da água líquida (g.m^{-2}), dado por :

$$W = \int \rho_0 r_l dz \quad (\text{C.87})$$

$a_{0\uparrow}$ e $a_{0\downarrow}$ são coeficientes para as emissividades ascendente e descendente, respectivamente dados por:

$$a_{0\uparrow} = 0,13 \quad ; \quad a_{0\downarrow} = 0,158 \quad (\text{C.88})$$

C.5.3.3 – Parametrização da Emissividade de uma Atmosfera Mista, Clara e Nebulosa

No modelo de stratocumulus, a extensão vertical da coluna de ar contém vapor de água e água de nuvens. Ambas as emissividades de Rodgers e Stephens não podem representar a emissividade real deste volume de ar. Uma simples parametrização usada por Herman e Goody (1976) é adotada, e chamada de emissividade mista. A emissividade mista é definida como:

$$(1 - \bar{\epsilon}_m) = (1 - \bar{\epsilon}_{\text{clear}}) (1 - \bar{\epsilon}_{\text{eff}} H_{\text{max}}) \quad (\text{C.89})$$

onde $\bar{\varepsilon}_m$ é a emissividade mista. $\bar{\varepsilon}_{\text{clear}}$ e $\bar{\varepsilon}_{\text{eff}}$ são emissividades para uma atmosfera limpa e nebulosa, respectivamente. H_{max} é o máximo de fração de cobertura de nuvens nas camadas com mistura de céu limpo e com nuvens.