



MINISTÉRIO DA CIÊNCIA E TECNOLOGIA

INSTITUTO NACIONAL DE PESQUISAS ESPACIAIS

INPE-9910-TDI/877

**ESTUDO COMPARATIVO DA ESTRUTURA DA TURBULÊNCIA
ATMOSFÉRICA NA CAMADA LIMITE SUPERFICIAL ACIMA
DO PANTANAL MATOGROSSENSE NOS PERÍODOS
ÚMIDO E SECO**

Luis Marcelo de Mattos Zeri

Dissertação de Mestrado em Meteorologia, orientada pelos Drs. Leonardo Deane de Abreu Sá e Gannabathula Sri Sesha Durga Prasad, aprovada em 16 de setembro de 2002.

551.510.411 (817.1/2)

ZERI, L. M. M. Z.

Estudo comparativo da estrutura da turbulência atmosférica na camada limite superficial acima do pantanal mato-grossense nos períodos úmido e seco / L. M. M. Zeri – São José dos Campos: INPE, 2002.

116p. – (INPE-9910-TDI/877).

1.Pantanal. 2.Escoamento turbulento. 3.Estruturas coerentes. 4.transformada em ondeletas. 5.Ondas de gravidade. 6.Turbulência. 7. Mato Grosso do Sul (MS). I.Título.

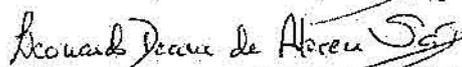
Aprovado pela Banca Examinadora em cumprimento a requisito exigido para a obtenção do Título de Mestre em Meteorologia.

Dr. Antonio Ocimar Manzi



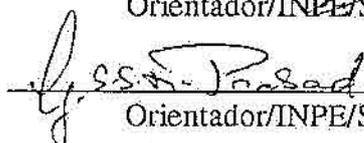
Presidente/INPE/SJCampos-SP

Dr. Leonardo Deane de Abreu Sá



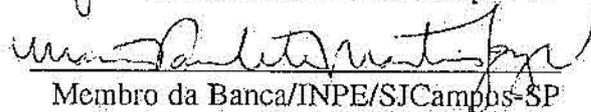
Orientador/INPE/SJCampos-SP

Dr. Gannabathula Sri Sesha Durga Prasad



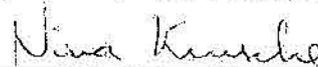
Orientador/INPE/SJCampos-SP

Dr^a Maria Paulete Pereira Martins Jorge



Membro da Banca/INPE/SJCampos-SP

Dr^a Nisia Krusche



Membro da Banca
Convidada FURG/Rio Grande-RS

Candidato: Luis Marcelo de Mattos Zeri

São José dos Campos, 16 de setembro de 2002.

À memória de minha mãe, **Rachel**,
com carinho.

AGRADECIMENTOS

Ao Dr. Leonardo Deane de Abreu Sá que em agradáveis discussões sobre a turbulência, regadas a muitos **cafezinhos**, me motivou na realização deste trabalho.

Ao Dr. Gannabathula Sri Sesha Durga Prasad pelo **paciente** auxílio nas técnicas computacionais.

Aos membros da banca examinadora pelas sugestões no sentido de melhorar o trabalho.

À Lilian, Lauren e todos os funcionários do Laboratório Associado de Meteorologia e Oceanografia que contribuíram, direta ou indiretamente, na realização deste trabalho.

Ao Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais pelo apoio e ao Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico, pela bolsa concedida.

Por fim, agradeço à minha família, aos amigos, em especial à Raquel, pelo apoio fundamental na jornada até aqui.

A todos, Obrigado!

RESUMO

Dados de resposta rápida, coletados em torre micrometeorológica de 25 metros de altura à 20.8 Hz na estação úmida e 16 Hz na estação seca, no Pantanal, foram usados neste estudo. Esses dados foram inicialmente submetidos a testes de consistência de Vickers e Mahrt (1997) e de Mahrt (1998), através dos quais foi possível determinar a percentagem de situações em que houve estacionaridade. Características da estrutura da Camada Limite Superficial (CLS) foram determinadas pelo cálculo de grandezas estatísticas da turbulência tais como fluxos, erros associados a fluxos e outras escalas tais como u_* , T_* e coeficientes de correlação $w - u$ e $w - T$. Os fluxos foram calculados pelo método das covariâncias. Foram comparadas as evoluções diurnas desses parâmetros e observou-se que um dos períodos em que ocorrem diferenças entre a estrutura da CLS da estação seca e a da estação úmida, corresponde ao período do início da noite. Análises em tempo-escala dos sinais, efetuadas através da Ondeleta de Morlet, indicam a possibilidade da existência de interação entre ondas de gravidade e turbulência neste período. Também foram comparadas características das estruturas coerentes nos sinais de temperatura e velocidade do vento. Foram calculadas as frações dos fluxos de momentum e calor sensível associadas às estruturas coerentes do tipo intrusão e ejeção.

A COMPARATIVE STUDY OF TURBULENCE STRUCTURE IN THE ATMOSPHERIC SURFACE LAYER ABOVE PANTANAL WETLAND IN DRY AND WET SEASONS

ABSTRACT

Fast response data, collected at a 25 m height micrometeorological tower at sampling rate of 20.8 Hz during the wet season, and of 16 Hz during the dry season, in Pantanal Wetland, were used in this study. In a first step these data were submitted to Vickers e Mahrt (1997) and Mahrt (1998) consistency tests, so the percentual of non-stationary situations was established. Structure characteristics of the atmospheric surface layer (ASL) were determined by the calculations of turbulence statistical variables such as fluxes, and errors associated, and other scales such as u_* , T_* and $w - u$ and $w - T$ correlation coefficients. The fluxes were calculated using the covariance method. The diurnal variation os these parameters was compared and it was observed that the period with more differences between the two seasons was the period after the sunset. Time-scale signal analysis, using the Morlet Wavelet, denote the possibility of existence of interactions between gravity waves and turbulence in this period. Coherent structures characteristics in wind velocity and temperature signals were also compared. The fractions of momentum flux and sensible heat flux associated with sweep-ejection coherent structures were also calculated.

SUMÁRIO

	<u>Pág.</u>
LISTA DE FIGURAS	
LISTA DE TABELAS	
LISTA DE SÍMBOLOS	
LISTA DE SIGLAS	
CAPÍTULO 1 – INTRODUÇÃO	27
CAPÍTULO 2 – ELEMENTOS TEÓRICOS	29
2.1 – A Camada Limite Superficial	29
2.2 – A Turbulência Atmosférica	30
2.3 – Equações do escoamento na Camada Limite Superficial	32
2.3.1 – Energia Cinética Turbulenta (ECT)	35
2.4 – A Teoria da Similaridade de Monin-Obukhov	36
2.4.1 – A Teoria da Similaridade estendida a condições fortemente instáveis	38
2.4.2 – Teoria da Similaridade Local para a camada limite estavelmente estratificada	39
2.5 – Estimativa dos fluxos turbulentos	41
2.6 – Estruturas Coerentes	42
2.7 – A Transformada em Ondeletas	44
2.8 – Análise de Quadrantes	45

CAPÍTULO 3 – DADOS EXPERIMENTAIS DO PANTANAL	47
3.1 – Sítio Experimental	47
3.2 – Instrumentação e Dados	49
3.3 – Descrição meteorológica dos experimentos	52
CAPÍTULO 4 – ANÁLISE DA QUALIDADE DOS DADOS EXPERIMENTAIS	55
4.1 – Detecção de erros de amostragem	55
4.2 – Identificação de não-estacionaridades	57
4.3 – Filtragem passa-alto dos dados de resposta rápida	61
4.4 – Determinação do tamanho do segmento amostral usado no cálculo dos fluxos	67
CAPÍTULO 5 – COMPARAÇÃO DA ESTRUTURA DA TURBULÊNCIA NA CLS PARA AS ESTAÇÕES ÚMIDA E SECA NO PANTANAL	69
5.1 – Fluxos Turbulentos	69
5.2 – Cálculo do erro associado aos fluxos turbulentos	72
5.2.1 – Escalas Integrais da Turbulência	73
5.2.2 – Coeficientes de correlação	78
5.3 – Outras escalas características da estrutura da turbulência	86
5.4 – Eventos possivelmente envolvendo interação turbulência-onda de gravidade .	90
5.4.1 – Análises em tempo-escala de variáveis meteorológicas para um período de 19 às 24 h (IPE-2)	91
5.5 – Estruturas Coerentes	95
CAPÍTULO 6 – CONCLUSÕES E SUGESTÕES	103

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS 105

ANEXO I – CÁLCULO DO TAMANHO DO SEGMENTO AMOSTRAL . . . 113

LISTA DE FIGURAS

	<u>Pág.</u>
2.1 Evolução da CLA continental em latitudes médias em resposta ao aquecimento e resfriamento da superfície. FONTE: Adaptada de Stull (1988).	30
2.2 Representação esquemática do espectro da ECT. FONTE: Adaptada de Garratt (1992)	32
3.1 Face norte da torre micrometeorológica no Pantanal Matogrossense	50
3.2 Face sul da torre micrometeorológica no Pantanal Matogrossense	51
3.3 Velocidade do vento durante a campanha IPE-1	52
3.4 Direção do vento durante a campanha IPE-1	52
3.5 Saldo de radiação durante a campanha IPE-1	53
3.6 Precipitação durante a campanha IPE-1	53
3.7 Pressão do ar durante a campanha IPE-1	53
3.8 Umidade relativa do ar durante a campanha IPE-1	53
3.9 Velocidade do vento durante a campanha IPE-2	53
3.10 Direção do vento durante a campanha IPE-2	53
3.11 Saldo de radiação durante a campanha IPE-2	54
3.12 Precipitação durante a campanha IPE-2	54
3.13 Pressão do ar durante a campanha IPE-2	54
3.14 Umidade relativa do ar durante a campanha IPE-2	54

4.1	Sinais de resposta rápida de u , w e T do experimento IPE, que apresentaram problemas: descontinuidade, aumento repentino da <i>skewness</i> e quedas abruptas	57
4.2	Diagrama para tratamento adequado dos dados turbulentos de resposta rápida. FONTE: Mahrt (1998)	59
4.3	Variáveis w e T para um horário reprovado no teste referente ao critério de não-estacionaridade NR.	60
4.4	Distribuição dos horários em que predominam condições não-estacionárias, para cada uma das duas campanhas no Pantanal	61
4.5	Idealização do espectro da velocidade do vento para uma larga banda de escalas temporais (variância da velocidade do vento no eixo vertical e escala temporal no eixo horizontal). FONTE: Adaptada de Stull (1988).	62
4.6	A - Sinal artificialmente contruído, com sua frequência aumentada linearmente ao longo do tempo; B - Espectro de potência obtido através da Transformada de Fourier; C - Escalograma do sinal da figura A , obtido via TO, ilustrando a contribuição de cada frequência em escalas diferentes e em tempos diferentes.	64
4.7	Espectro de w sob sucessivas reduções da taxa de amostragem, para o intervalo de dias 137 a 141 (estação úmida)	65
4.8	Espectro de w sob sucessivas reduções da taxa de amostragem, para o intervalo de dias 141 a 145 (estação úmida)	65
4.9	Espectro de w sob sucessivas reduções da taxa de amostragem, para o intervalo de dias 254 a 258 (estação seca)	66
4.10	Espectro de w sob sucessivas reduções da taxa de amostragem, para o intervalo de dias 258 a 262 (estação seca)	66
4.11	Comparação de H calculado para segmentos amostrais de diversos tamanhos, nos dois experimentos (média para todos os horários disponíveis): a) IPE-1; b) IPE-2	68

4.12	Comparação do valor de u_* calculado para segmentos amostrais de diversos tamanhos, nos dois experimentos (média para todos os horários disponíveis): a) IPE-1; b) IPE-2	68
5.1	Evolução horária dos valores médios de τ para os dois experimentos, IPE-1 e IPE-2.	70
5.2	Evolução horária média de H para os dois experimentos, IPE-1 e IPE-2. . . .	71
5.3	Função autocorrelação de um sinal com escalas muito maiores do que as turbulentas, tendências lineares, por exemplo. FONTE: Adaptação de Lumley e Panofsky (1964).	74
5.4	Função de autocorrelação para diversos horários do dia 143 do experimento IPE-1, para w , componente vertical da velocidade do vento.	75
5.5	Função de autocorrelação para a temperatura, T , em diversos horários do dia 143 do experimento IPE-1.	76
5.6	Variabilidade diurna de λ_w para os experimentos IPE-1 e IPE-2	77
5.7	Distribuição dos valores de λ_u para a faixa de horários de 8 às 15 horas nos experimentos IPE-1 e IPE-2	78
5.8	Distribuição dos valores de λ_{wT} para os horários dos experimentos IPE-1 e IPE-2	79
5.9	Distribuição dos valores de λ_{wu} para os horários dos experimentos IPE-1 e IPE-2	79
5.10	Evolução horária do coeficiente de correlação r_{wT} para os dois experimentos, IPE-1 e IPE-2.	80
5.11	Variação do coeficiente de correlação r_{wT} em função de ξ para os experimentos IPE-1 e IPE-2. Cada ponto corresponde a um valor médio dentro de faixas de ξ de tamanho unitário.	81
5.12	Evolução horária do coeficiente de correlação r_{wu} para os dois experimentos, IPE-1 e IPE-2.	83

5.13	Variação do módulo do coeficiente de correlação r_{wu} em função de ξ para os experimentos IPE-1 e IPE-2. Cada ponto corresponde a um valor médio dentro de faixas de ξ de tamanho unitário.	83
5.14	Variação do erro em τ em função do parâmetro de estabilidade ξ para diversos horários do experimento IPE-1.	84
5.15	Variação do erro em τ em função do parâmetro de estabilidade ξ para diversos horários do experimento IPE-2.	85
5.16	Variação do erro em H em função do parâmetro de estabilidade ξ para diversos horários do experimento IPE-1.	86
5.17	Variação do erro em H em função do parâmetro de estabilidade ξ para diversos horários do experimento IPE-2.	86
5.18	Variabilidade diurna de L para os experimentos IPE-1 e IPE-2	87
5.19	Variabilidade diurna de ξ para os experimentos IPE-1 e IPE-2	88
5.20	Variabilidade diurna de u_* para os experimentos IPE-1 e IPE-2	89
5.21	Variabilidade diurna de T_* para os experimentos IPE-1 e IPE-2	90
5.22	Escalograma de $w'T'$ para o intervalo de 19 às 23 h do dia 259 do experimento IPE-2.	92
5.23	Escalograma de $w'u'$ para o intervalo de 19 às 23 h do dia 259 do experimento IPE-2.	92
5.24	Escalograma de $w'u'$ para o intervalo de 19 às 23 h do dia 258 do experimento IPE-2.	93
5.25	Evolução horária de ℓ_B para o dia 259 do experimento IPE-2, que apresenta JBN.	94
5.26	Evolução horária de ℓ_B para o dia 258 do experimento IPE-2, que <i>não</i> apresenta JBN.	94

5.27	Espectro de fase para o intervalo de 19 às 23 h para os dias 258 (figura superior) e 259 (figura inferior) do experimento IPE-2. Diferença de fase em radianos nos eixos verticais dos dois gráficos.	95
5.28	Variação diurna da fração de tempo associada às <i>ejeções</i> em τ , para ambas estações.	96
5.29	Variação diurna da fração de tempo associada às <i>intrusões</i> em τ , para ambas estações.	97
5.30	Razão entre as frações de tempo das contribuições térmicas indiretas e diretas para H	98
5.31	Contribuição de intrusões e ejeções para τ e H na situação diurna. a) ejeção em τ ; b) intrusão em τ ; c) ejeção em H ; d) intrusão em H . Legenda: * – IPE-1; \circ – IPE-2	99
5.32	Contribuição de intrusões e ejeções para τ e H para a situação noturna. a) ejeção em τ ; b) intrusão em τ ; c) ejeção em H ; d) intrusão em H . Legenda: * – IPE-1; \circ – IPE-2	100
5.33	Exemplo do procedimento de contagem de ECs num sinal de temperatura. Figura superior: flutuação de temperatura para dado do período diurno do experimento IPE-1; Figura inferior: projeção do sinal na escala que apresentou variância máxima e contagem de estruturas coerentes segundo critério exposto no texto.	101

LISTA DE TABELAS

	<u>Pág.</u>
3.1 Grandezas micrometeorológicas medidas durante o experimento IPE-2	50
4.1 Percentuais médios de não-estacionaridade para as duas campanhas, para os dois parâmetros de não-estacionaridade	59
5.1 Valor médio da escala integral de T , λ_T , em segundos, para duas faixas de horários nos experimentos IPE-1 e IPE-2	77

LISTA DE SÍMBOLOS

a	Fator de dilatação da Transformada em Ondeletas
b	Fator de translação da Transformada em Ondeletas [s]
c_p	Calor específico do ar à pressão constante [$m^2 s^{-2} K^{-1}$]
d	Altura de deslocamento do plano zero [m]
e	Energia Cinética Turbulenta [$m^2 s^{-2}$]
f	Parâmetro de Coriolis [$rad s^{-1}$]
g	Aceleração da gravidade [ms^{-2}]
$g(t)$	Ondeleta-mãe na Transformada em Ondeletas
$\hat{g}(\omega)$	Transformada de Fourier de $g(t)$
H	Fluxo cinemático de calor sensível [Kms^{-1}]
k	Número de onda [m^{-1}]
L	Comprimento de Monin-Obukhov [m]
n	Frequência [Hz]
p	Pressão do ar [$m^{-1}kg s^{-2}$]
q	Umidade específica do ar [gkg^{-1}]
R_j	Fluxo radiativo de calor [$W m^{-2}$]
R_N	Saldo de radiação [$W m^{-2}$]
R_d	Constante do gás ideal para o ar seco
T	Temperatura do ar [K]
T	Período temporal [s]

T_V	Temperatura virtual [K]
u	Velocidade longitudinal do vento [ms^{-1}]
u_i	Componente da velocidade na direção i [ms^{-1}]
v	Velocidade transversal do vento [ms^{-1}]
w	Velocidade vertical do vento [ms^{-1}]
α	Constante de Kolmogorov
ϵ	Taxa de dissipação de Energia Cinética Turbulenta por unidade de massa
Δf	Resolução espectral [Hz]
Δt	Resolução temporal [s]
θ	Temperatura potencial [K]
θ_V	Temperatura potencial virtual [K]
κ	Constante de von Kármán (adimensional)
κ_T	Difusividade térmica molecular do ar
κ_V	Difusividade molecular do vapor d'água
ν	Viscosidade cinemática do ar
ξ	Parâmetro de estabilidade (adimensional)
ρ	Densidade do ar [Kgm^{-3}]
τ	Fluxo cinemático de momentum [m^2s^{-2}]

LISTA DE SIGLAS

ADD	Análise Dimensional Direcional
CLA	Camada Limite Atmosférica
CLN	Camada Limite Noturna
CLS	Camada Limite Superficial
ECs	Estruturas Coerentes
ECT	Energia Cinética Turbulenta
IPE	Interdisciplinary Pantanal Experiment
JBN	Jato de Baixos Níveis
NR	Non Stationarity Ratio
RN	Relative Non Stationarity
SI	Subdomínio Inercial
TO	Transformada em Ondeletas
TSMO	Teoria de Similaridade de Monin-Obukhov

CAPÍTULO 1

INTRODUÇÃO

A Camada Limite Atmosférica (CLA) é a camada de ar situada logo acima da superfície terrestre e que assim sofre mais diretamente a sua influência, via aquecimento, resfriamento e atrito. Os fenômenos associados à sua dinâmica se manifestam em escalas temporais menores do que um dia e os fluxos de momentum e escalares associam-se à movimentos turbulentos que ocorrem em escalas da ordem da sua espessura ou menores (Garratt, 1992). Estruturas Coerentes (ECs) constituem grande parte da turbulência nessa camada (Robinson, 1991; Raupach et al., 1996; Högström e Bergström, 1996; Holmes et al., 1997) revelando-se através de padrões oscilatórios dependendo da escala e da variável: por exemplo, nos sinais de escalares, nas escalas de dezenas de segundos em forma de rampa; nos sinais de velocidade, em estruturas mais dissipativas, alinhadas ao escoamento; ou em forma de “rolos”, com eixos de simetria perpendiculares à direção do escoamento. Nas escalas menores, os padrões das estruturas sofrem forte influência do fenômeno da intermitência e tendem a assumir a forma de vórtices filamentosas nas menores escalas (Kevlahan e Vassilicos, 1994).

As ECs são responsáveis, segundo a maioria dos autores, por grande parte do fluxo turbulento de momentum, τ , e de escalares na interação superfície-atmosfera e associam-se a escoamentos não-estacionários e intermitentes (Bergström e Högström, 1989; Collineau e Brunet, 1993b; Högström e Bergström, 1996; Krusche, 1997). Por isso, a compreensão da variabilidade das grandezas turbulentas associadas ao escoamento próximo à superfície, bem como uma adequada parametrização destas grandezas, e a estimativa dos fluxos turbulentos e respectivos erros amostrais dependem da compreensão da natureza das ECs.

Procurou-se, nesse trabalho, efetuar um estudo comparativo da estrutura da turbulência atmosférica acima do Pantanal sob duas condições de contorno diferentes do sítio experimental: uma no período de inundação, com a presença de uma lâmina d'água, e outra no período de seca. Sob essas diferentes situações procurou-se avaliar a variabilidade dos fluxos, calculados pelo método das covariâncias, bem como os erros associados. Obteve-se também um quadro da percentagem de situações estacionárias ou não-estacionárias, por período do dia, nas duas situações estudadas. Na estimativa dos erros amostrais associados aos fluxos foram estudadas grandezas estatísticas tais como escalas integrais, coeficientes de correlação e parâmetros de estabilidade atmosférica, os

quais contribuíram para uma melhor compreensão física da fonte de variabilidade do sinal turbulento, bem como a causa dos erros nos fluxos.

CAPÍTULO 2

ELEMENTOS TEÓRICOS

2.1 A Camada Limite Superficial

Uma camada limite é a camada de um fluido, líquido ou gasoso, que apresenta significativas trocas de momentum, calor ou massa devido ao contato direto com uma superfície material. Próximo à interface escoamento-superfície, variações mais intensas das propriedades do escoamento ocorrem devido a essas trocas, que, no caso da energia, por exemplo, decorrem do atrito provocado pela rugosidade da superfície (Arya, 1988). Ela se caracteriza pelo fato de os fluxos verticais serem aproximadamente constantes na camada.

A parte inferior da Troposfera que está em contato direto com a superfície terrestre é a chamada Camada Limite Atmosférica (CLA). As interações que ocorrem nessa interface têm escalas temporais que variam de uma hora a centésimos de segundo. A altura da CLA varia de dezenas de metros até quilômetros de altura e depende da taxa de aquecimento ou esfriamento da superfície, da intensidade do vento, das características topográficas e de rugosidades da superfície, da advecção horizontal de umidade e calor, entre outros fatores (Tennekes e Lumley, 1972; Stull, 1988).

A parte mais baixa da CLA é conhecida como Camada Limite Superficial (CLS) e tem aproximadamente um décimo da altura da primeira. Grandes variações com a altura da temperatura, umidade, cisalhamento do vento, etc, fazem com que as trocas turbulentas mais intensas de momentum, calor e umidade também aconteçam nessa camada (Arya, 1988). Na figura 2.1 pode-se ver a evolução típica, acima do continente, da CLA ao longo de um dia típico em latitudes médias. É provável que em regiões tropicais a evolução da CLA apresente diferenças no que se refere ao padrão observado em latitudes médias. Assim, Garstang e Fitzjarrald (1999) chamam atenção para as diferenças existentes entre a CLA tropical na estação seca e na úmida. Nesta última, despontam características da estrutura turbulenta típicas da camada limite marinha.

O Experimento LBA ora em realização na Amazônia (Silva Dias et al., 2002) procura responder muitas destas questões e alguns resultados preliminares parecem confirmar a existência de diferenças significativas entre a CLA tropical e aquela existente em latitudes mais altas (Betts et al., 2002; Von Randow et al., 2002). A localização do Pantanal, próximo à região tropical, estimula a investigação das semelhanças e diferenças

observadas na estrutura da sua CLA com relação àquelas observadas na Amazônia.

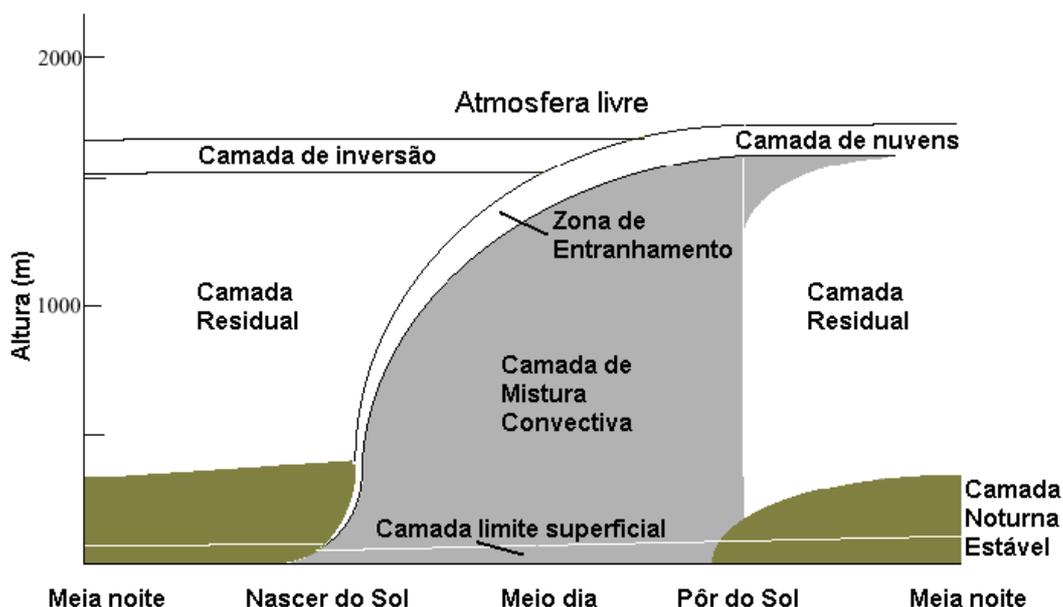


Fig. 2.1 – Evolução da CLA continental em latitudes médias em resposta ao aquecimento e resfriamento da superfície.

FONTE: Adaptada de Stull (1988).

2.2 A Turbulência Atmosférica

O escoamento turbulento é composto por vórtices de diversos tamanhos embricados uns aos outros: rodamosinhos de folhas secas e areia são manifestações de vórtices “alimentados” por outros de maior tamanho; na escala de alguns milímetros vórtices também existem mas são muito fracos por conta da dissipação provocada pela viscosidade molecular (Stull, 1988). O termo “vórtice”, usado aqui, refere-se a vários tipos de estruturas turbulentas presentes no escoamento, associadas ao campo de velocidade do vento ou ao campo de escalares.

A turbulência em um escoamento manifesta-se por meio de flutuações quase aleatórias na velocidade do vento, temperatura e grandezas escalares, possuindo grande eficiência no transporte e difusão destas, até várias ordens de grandeza superiores à difusão molecular (Tennekes e Lumley, 1972; Stull, 1988). A natureza dessas flutuações inviabiliza uma descrição determinística do escoamento turbulento tornando conveniente um tratamento

estatístico para a sua compreensão (Monin e Yaglom, 1971; Arya, 1988; Stull, 1988).

Segundo Arya (1988), em escoamentos com elevado número de Reynolds toda energia cinética turbulenta (ECT, definida na seção 2.3.1) é fornecida aos vórtices nas maiores escalas turbulentas (da ordem de 10^3 m) e então dissipada pelos vórtices nas menores escalas (da ordem de 10^{-3} m). A transferência dessa energia ocorre, possivelmente, por meio de um processo de cascata envolvendo todas as escalas intermediárias. Essa idéia foi proposta por Richardson em 1922 (Monin e Yaglom, 1971), foi desenvolvida por Kolmogorov em suas hipóteses sobre a turbulência desenvolvida e ainda é objeto de muita discussão (Lumley, 1992; Nelkin, 1992; Frisch, 1995). Vórtices maiores colapsam-se em vórtices menores sucessivamente até atingirem as menores escalas, onde esses são destruídos pelas forças viscosas. Dessa forma, esses vórtices menores não estão diretamente ligados aos processos geradores de ECT nas maiores escalas (flutuabilidade térmica e cisalhamento vertical da velocidade do vento), permitindo que as escalas intermediárias dessa cascata de energia tenham atributos universais a todos os escoamentos turbulentos. Essa idéia foi postulada inicialmente por Kolmogorov em 1941 a partir de proposição baseada em análise dimensional (Tennekes e Lumley, 1972; Nelkin, 1992).

A figura 2.2 é uma representação esquemática do espectro da ECT. A região 1 é a de produção de ECT, onde o escoamento médio fornece energia aos maiores vórtices turbulentos através da flutuabilidade e do cisalhamento do vento. Kolmogorov, em 1941, propôs a Teoria do Equilíbrio Universal sobre a similaridade e isotropia da turbulência desenvolvida na pequena escala (Monin e Yaglom, 1971). De acordo com essa teoria, para escoamentos com número de Reynolds suficientemente altos, a região 2 da figura 2.2, o subdomínio inercial (SI), é bem definida e nela as propriedades médias do escoamento dependem diretamente apenas de ϵ , a taxa de dissipação de ECT por unidade de massa. No SI a turbulência é isotrópica, o que faz com que desapareçam todas as correlações entre as componentes da velocidade e escalares, implicando na não existência de contribuições para os fluxos turbulentos nessa região do espectro (Frisch, 1995). Ainda, de acordo com a Teoria do Equilíbrio Universal, a região 3 é onde a ECT transferida pela região 2 é convertida em calor pela ação da viscosidade, fazendo com que outro parâmetro, além de ϵ , seja importante nessa região, a viscosidade cinemática ν .

No espectro de u , componente horizontal da velocidade do vento, a inclinação do espectro na região do SI é dada por:

$$S_u(k) = \alpha \epsilon^{2/3} k^{-5/3} \quad (2.1)$$

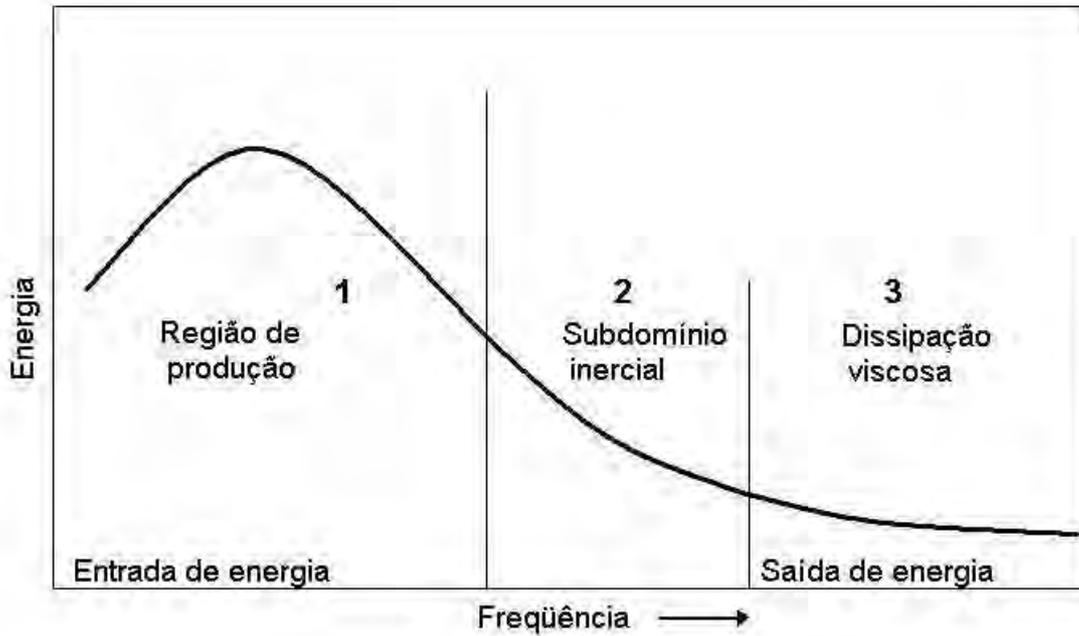


Fig. 2.2 – Representação esquemática do espectro da ECT.
 FONTE: Adaptada de Garratt (1992)

onde α é a constante de Kolmogorov e k é o número de onda.

2.3 Equações do escoamento na Camada Limite Superficial

As equações 2.2 a 2.6, abaixo, descrevem o escoamento na CLS e são, respectivamente: a equação da continuidade, para conservação da massa; as equações de Navier-Stokes, para a conservação do momentum; a equação da termodinâmica, para a conservação da energia térmica; a equação da conservação da umidade, para a conservação do vapor d'água e a equação de estado do gás ideal (Garratt, 1992):

$$\frac{\partial p}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_j)}{\partial x_j} = 0 \quad (2.2)$$

$$\frac{du_i}{dt} = -\rho^{-1} \frac{\partial p}{\partial x_i} - g\delta_{i3} - 2f\varepsilon_{ijk}\eta_j u_k + \nu \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j^2} \quad (2.3)$$

$$\frac{d(c_p \theta)}{dt} = \kappa_T \frac{\partial^2 (c_p \theta)}{\partial x_j^2} + \rho^{-1} \frac{\partial R_j}{\partial x_j} \quad (2.4)$$

$$\frac{dq}{dt} = \kappa_V \frac{\partial^2 q}{\partial x_j^2} \quad (2.5)$$

$$p = \rho R_d T \quad (2.6)$$

onde ρ é a densidade do ar, q é a umidade específica do ar, g é a aceleração da gravidade, u_i é a componente da velocidade na direção i , θ é a temperatura potencial, p é a pressão, T_V é a temperatura virtual, f é o parâmetro de Coriolis, ν é a viscosidade cinemática do ar, κ_T é difusividade térmica molecular do ar, κ_V é a difusividade molecular do vapor d'água, c_p é o calor específico do ar à pressão constante, R_j é o fluxo radiativo de calor na direção j e R_d é a constante do gás para o ar seco.

No tratamento dessas equações é utilizada a convenção de Reynolds, que consiste na separação do valor de uma grandeza do escoamento em duas partes: média e flutuação turbulenta. A existência da falha espectral no espectro do vento permite essa separação do escoamento em uma parte cuja escala de variação é menor do que uma hora e outra que varia em períodos de tempo maiores que esse período de tempo (Stull, 1988). Uma grandeza s pode ser então particionada da seguinte forma:

$$s = \bar{s} + s'$$

onde o primeiro termo à direita é a parte média e o segundo a flutuação turbulenta. Essa convenção tem algumas propriedades: sejam s e w duas grandezas físicas:

$$\begin{aligned} \overline{s'} &= 0 \\ \overline{ws} &= \overline{w} \bar{s} + \overline{w's'} \\ \overline{w + s} &= \overline{w} + \bar{s} \\ \overline{as} &= a\bar{s} \end{aligned}$$

onde a é uma constante.

O conjunto de equações 2.2 a 2.6 pode ser simplificado através das aproximações de Boussinesq (Garratt, 1992) :

- a) a viscosidade dinâmica e a condutividade térmica molecular são consideradas constantes, desprezando-se assim a dependência às variações na temperatura e pressão;

- b) o calor gerado pela tensão viscosa é desprezado na equação termodinâmica (equação 2.4);
- c) o escoamento é tratado como incompressível, salvo na situação descrita abaixo;
- d) as flutuações das grandezas são sempre muito menores que os respectivos valores médios ($\frac{p'}{p_0} \ll 1$, onde p' é a flutuação da pressão e p_0 seu valor médio);
- e) $\frac{p'}{p_0}$ pode ser desprezado em relação a $\frac{T'}{T_0}$ e $\frac{\rho'}{\rho_0}$, de forma que $\frac{\rho'}{\rho_0} \approx \frac{-\theta'}{\theta_0}$;
- f) as flutuações da densidade são importantes apenas quando combinadas com a aceleração da gravidade g constituindo o termo de fluatibilidade.

Aplicando as aproximações de Boussinesq e a convenção de Reynolds às equações primitivas obtêm-se as equações médias de conservação do momentum, calor e umidade específica:

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} = -\rho^{-1} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + f \varepsilon_{ij3} \bar{u}_j - \frac{\partial (\overline{u'_i w'})}{\partial z} \quad (2.7)$$

$$\frac{\partial \bar{\theta}_V}{\partial t} = (\rho c_p)^{-1} \frac{\partial \bar{R}_N}{\partial z} - \frac{\partial (\overline{w' \theta'_V})}{\partial z} \quad (2.8)$$

$$\frac{\partial \bar{q}}{\partial t} = -\frac{\partial (\overline{w' q'})}{\partial z} \quad (2.9)$$

onde R_N é o saldo de radiação e u' , w' , θ'_V e q' são, respectivamente, as flutuações da velocidade horizontal e vertical do vento, da temperatura potencial e da umidade específica do ar.

Utilizando-se da análise de escala para mostrar que as forças de gradiente de pressão e de Coriolis podem ser desprezadas frente ao termo turbulento na CLS, alinhando-se o eixo x do sistema de coordenadas com a direção do vento médio e sendo o escoamento estacionário, reescreve-se a equação 2.7 como

$$-\frac{\partial (\overline{u' w'})}{\partial z} = 0 \quad (2.10)$$

ou seja, elimina-se a variação de τ com a altura na CLS, o que pode ser estendido à variabilidade de H e do fluxo vertical de evaporação.

As equações 2.7 a 2.9 contêm momentos de segunda ordem desconhecidos, $\overline{u'w'}$, $\overline{w'\theta'_V}$ e $\overline{w'q'}$. Para resolver esse sistema de equações é preciso determinar esses momentos gerando novas equações, que por sua vez contêm também termos desconhecidos, momentos de terceira ordem. Esse é o problema de “fechamento”, onde uma equação para o momento de ordem n contém termos de ordem $n + 1$ (Arya, 1988; Garratt, 1992). Para “fechar” o conjunto de equações originais parametrizam-se os termos de ordem mais alta em função de grandezas conhecidas. Um fechamento de primeira ordem ocorre então quando o problema envolve equações com momentos de primeira ordem e as momentos de segunda ordem são parametrizados, e assim sucessivamente. Segundo Garratt (1992) para a maioria das aplicações práticas de modelagem numérica da turbulência na CLA os fechamentos de primeira e segunda ordem mostram-se suficientes para os problemas de modelagem numérica da CLA.

2.3.1 Energia Cinética Turbulenta (ECT)

A ECT é definida como:

$$e = \frac{u_i^2}{2} = \frac{u'^2 + v'^2 + w'^2}{2} \quad (2.11)$$

Na CLS a medida dos fatores que contribuem para o balanço da ECT fornece subsídios para a compreensão da sua geração e destruição bem como permite a parametrização dos mesmos em função de outras grandezas mais facilmente mensuráveis, o que é muito útil na modelagem dos processos da CLA. Na equação 2.12 vê-se uma forma genérica da equação do balanço de ECT (Arya, 1988):

$$\frac{d(ECT)}{dt} = B + S + T_r + P - D \quad (2.12)$$

onde B é a produção (ou destruição) de ECT pela flutuabilidade, S é a produção por cisalhamento do vento, T_r é o transporte de ECT de (ou para) uma região à outra, P é o termo devido às flutuações de pressão e D é a dissipação provocada pela viscosidade molecular.

A equação do balanço de ECT pode ser escrita considerando-se um sistema de coordenadas alinhado com o vento médio, assumindo-se homogeneidade horizontal e desprezando-se a subsidência (Wyngaard e Coté, 1971; Stull, 1988):

$$\frac{\partial \bar{e}}{\partial t} = \frac{g}{\theta_V} (\overline{w'\theta'_V}) - (\overline{u'w'}) \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} - \frac{\partial (\overline{w'e})}{\partial z} - \rho^{-1} \frac{\partial (\overline{w'p'})}{\partial z} - \epsilon \quad (2.13)$$

onde \bar{e} é a ECT média.

Na equação 2.13 o primeiro termo à direita do sinal de igual representa a produção de ECT pela flutuabilidade; o próximo termo é referente à produção mecânica de ECT devido ao cisalhamento vertical do vento; o terceiro termo é o transporte vertical de ECT; o quarto termo é o de correlação de pressão, exprimindo a transferência vertical de energia devido às flutuações de pressão e o último é a taxa de conversão da ECT em calor. Os termos 1 e 2 são importantes na região de baixa frequência do espectro turbulento; o termo 5 é importante apenas na região de alta frequência, onde acontece a dissipação da ECT. Há ainda controvérsia sobre a região do espectro onde os demais termos são importantes, mas os termos de pressão desempenham um papel importante em regiões intermediárias, redistribuindo as flutuações e produzindo a isotropia das mesmas (Stull, 1988).

2.4 A Teoria da Similaridade de Monin-Obukhov

A Teoria da Similaridade de Monin-Obukhov (TSMO), proposta em 1954 por Monin e Obukhov (Monin e Yaglom, 1971), busca encontrar funções de validade universal para diversas grandezas micrometeorológicas médias da CLS e para os diversos momentos estatísticos associados às suas flutuações turbulentas. De acordo com essa teoria, o escoamento médio e suas características turbulentas sobre uma superfície horizontal e homogênea, e em regime estacionário, é descrito por quatro grandezas independentes: a altura sobre a superfície z , a velocidade de fricção u_* , o fluxo de calor sensível H e a flutuabilidade g/T_0 .

Para a validade da TSMO é necessário que:

- o escoamento seja horizontalmente homogêneo e estacionário;
- τ e H sejam independentes da altura;
- os efeitos de rotação da Terra possam ser desprezados na CLS;

- que as trocas turbulentas sejam bem mais intensas do que as moleculares e
- que seja válida a aproximação de Boussinesq.

Utilizando-se da análise dimensional obtém-se o seguinte parâmetro de estabilidade para a camada limite superficial acima de superfícies “lisas”(Arya, 1988):

$$\xi = z/L \quad (2.14)$$

onde

$$L = -\frac{u_*^3}{\left[\kappa \left(\frac{g}{T_0} \right) \left(\frac{H_0}{\rho c_p} \right) \right]} \quad (2.15)$$

é a escala de comprimento de Obukhov e κ é a constante de von Kármán, incluída por conveniência. O módulo de L fornece a espessura da camada onde os efeitos de fricção e cisalhamento são importantes na CLS. Acima de superfícies com vegetação, o parâmetro de estabilidade da equação 2.14 assume a forma

$$\xi = \frac{(z - d)}{L} \quad (2.16)$$

onde d é a altura de deslocamento do plano-zero. Para o Pantanal d foi estimado entre 3m e 5m, dependendo da direção do vento (Marques Filho, 2000).

A medida da importância relativa dos efeitos de fluutuabilidade térmica sobre os de cisalhamento é dada pela equação 2.14: quando $z \ll |L|$ predomina o cisalhamento do vento na produção da turbulência enquanto que para $z \gg |L|$ a fluutuabilidade torna-se dominante. Na caracterização da estabilidade da CLS, ξ é mais útil do que o número de Richardson pois L pode ser considerado constante na CLS (Kaimal e Finnigan, 1994) e sendo assim basta efetuar medidas em uma única altura para caracterizá-lo.

De acordo com a TSMO, gradientes, variâncias, covariâncias e outros momentos estatísticos, normalizados por potências de u_* ,

$$u_* = \sqrt{-\left(u'w'\right)_0} \quad (2.17)$$

potências de θ_* ,

$$\theta_* = \frac{-\overline{(w'\theta')}}{u_*} \quad (2.18)$$

ou potências de outras grandezas turbulentas tais como q_* , tornam-se funções universais de ξ na CLS.

A TSMO tem demonstrado ser válida para intervalos de ξ que não abrangem situações fortemente instáveis (Katul et al., 1995) nem situações fortemente estáveis (Mahrt et al., 1998). Por isso, extensões dessa teoria são necessárias, como as que serão apresentadas na seção seguinte.

Além disso, é sabido que a TSMO não se aplica adequadamente aos espectros das flutuações horizontais da velocidade do vento (Arya, 1988). Outra limitação da TSMO na CLS refere-se às situações em que existe subcamada rugosa de transição (Garrat, 1980; Sakai et al., 2001).

2.4.1 A Teoria da Similaridade estendida a condições fortemente instáveis

A descrição estatística das flutuações das variáveis turbulentas utilizando-se da TSMO não apresenta resultados plenamente satisfatórios para certos intervalos de ξ nem para espectros das componentes longitudinais do vento (Wyngaard, 1983; Wyngaard e Moeng, 1992). Kader e Yaglom (1990) propuseram melhorias no estabelecimento de relações de similaridade para condições instáveis. Assim, a CLS instável é constituída por três subcamadas com características próprias. São elas:

Subcamada convectiva–forçada ou dinâmica Nessa camada quando $|\xi| \rightarrow 0$, g/T é excluído dos parâmetros adimensionais;

Subcamada dinâmico–convectiva ou moderadamente instável Camada com valores moderados de ξ ($0, 14 < |\xi| < 1, 2$) e onde todos quatro parâmetros da TSMO são importantes.

Convectiva–livre Nessa camada $|L| \rightarrow 0$, $z \gg |L|$ e u_* pode ser retirado da lista de parâmetros adimensionais. As escalas características de velocidade e temperatura são w_* e T_{**} ($= \overline{w'T'}/w_*$).

Katul et al. (1995) discutiram a aplicação de uma análise dimensional direcional (ADD) para a segunda subcamada. Essa análise, diferentemente da análise dimensional clássica, assume que os movimentos horizontais e verticais têm escalas de comprimento independentes. Para escalas maiores que as do SI essa suposição é aplicável pois a flutuabilidade contribui na produção da turbulência em escalas *verticais* enquanto que a produção de ECT pelo cisalhamento atua predominantemente nos movimentos *horizontais*, ambos na grande escala. Assim, em primeira aproximação, flutuabilidade e cisalhamento são independentes na produção de ECT.

Todavia, não se deve esperar que tal separação se estenda às escalas menores do escoamento. A restrição quanto às escalas do SI deve-se ao fato da isotropia local nessa região do espectro impor inter-relações entre as flutuações horizontais e verticais, tornando-as interdependentes.

Usando as escalas de comprimento independentes propostas, obtêm-se para o movimento horizontal escalas características de velocidade e de comprimento, respectivamente:

$$u_{**} = \frac{u_*^2}{w_*} \quad (2.19)$$

$$\ell_a = \left(\frac{u_*}{w_*} \right)^2 z \quad (2.20)$$

em que w_* é a escala de velocidade para o movimento vertical e u_* a do movimento horizontal.

2.4.2 Teoria da Similaridade Local para a camada limite estavelmente estratificada

Nesta camada todas as escalas do escoamento na CLA extremamente estável são dependentes da altura e definidas através de valores locais dos parâmetros governantes. As forças de flutuabilidade suprimem os vórtices turbulentos, os quais permanecem pequenos e independentes da distância à superfície. Logo, as escalas de velocidade, temperatura e altura do escoamento turbulento neste regime devem se basear em valores locais (dependentes de z) da tensão de cisalhamento de Reynolds, τ_R , e do fluxo de calor turbulento, $\overline{w'T'}$ (Sorbjan, 1989):

$$U_* = \tau_R^{1/2} \quad (2.21)$$

$$T_* = -\frac{\overline{w'\theta'}}{U_*} \quad (2.22)$$

$$\Lambda = \frac{U_*^2}{k\beta T_*} \quad (2.23)$$

onde $\tau_R = \sqrt{\overline{u'w'^2} + \overline{v'w'^2}}$.

Todas as escalas acima são dependentes de z . Na CLS tomam a forma das escalas de Monin-Obukhov u_* , T_* e L . Com ajuda destas escalas podem ser formadas funções de similaridade tais como:

$$\phi'_m = \frac{k\Lambda}{U_*^2} \frac{\partial}{\partial z} (U^2 + V^2)^{\frac{1}{2}} \quad (2.24)$$

$$\phi'_h = \frac{k\Lambda}{T_*} \frac{\partial}{\partial z} \Theta \quad (2.25)$$

$$\phi_{11} = \frac{\overline{u'^2 + v'^2}}{U_*^2} \quad (2.26)$$

$$\phi_{33} = \frac{\overline{w'^2}}{U_*^2} \quad (2.27)$$

$$\phi_{1\theta} = \frac{\overline{w'\theta'}}{U_* T_*} \quad (2.28)$$

As funções similaridade-local são definidas de maneira análoga às funções de similaridade de Monin-Obukhov. Na CLA estável a turbulência se encontra no assim chamado estado z -less. Em conseqüência disto todas as funções de similaridade deveriam se aproximar de valores constantes:

$$\phi'_m, \phi'_h, \phi_{11}, \phi_{33}, \phi_{1\theta}, \dots = \text{constante} \quad (2.29)$$

Os valores das funções universais podem ser obtidos pelo “casamento” (*matching*) das camadas estáveis externa (Ekman) e interna (superficial). A base empírica da teoria da similaridade de Monin-Obukhov fornece valores para algumas das constantes na equação 2.29:

$$\phi_{11} = 9,3 \quad \phi_{33} = 2,5 \quad \phi_{1\theta} = 3,0 \quad (2.30)$$

$$\phi_m = Z\phi'_m, \quad \phi_h = Z\phi'_h \quad (2.31)$$

Funções tais como ϕ_m e ϕ_h são lineares e podem ser definidas para pequenos valores de Z (estratificação próxima da neutralidade) em série de potências de Z ($Z = z/\Lambda$).

Recentemente, Mahrt (1999) fez uma revisão sistemática dos principais problemas que tornam a camada limite estável (CLE) difícil de ser modelada e procurou estabelecer classes de CLE's. Também, com a perspectiva de entender as relações de similaridade na CLE, Zilitinkevich (2002) também formulou uma proposta de classificação da CLE. Todavia, ambos os trabalhos ressaltam o caráter extremamente complexo da CLE e asseguram que suas propostas de classificação de modalidades de CLE não são suficientemente abrangentes a ponto de abarcar todas as situações verificadas experimentalmente.

2.5 Estimativa dos fluxos turbulentos

Na determinação das características da interação solo-atmosfera é de fundamental importância estimar os fluxos de grandezas tais como momentum, calor sensível, calor latente, dentre outras. Embora existam numerosos métodos de estimativa destes fluxos (Arya, 1988), o único método de medida direta deles é representado pelo Método das Covariâncias (MC).

O MC consiste em calcular as covariâncias entre as flutuações de velocidade vertical, w' , e as flutuações da grandeza s da qual se deseja conhecer o fluxo, nesse caso o fluxo vertical (Arya, 1988).

McBean (1972) sugeriu uma aproximação baseada na hipótese segundo a qual a covariância calculada com dados pontuais, em unidades de tempo, é estatisticamente representativa dos fluxos na superfície horizontal. Através dessa hipótese elimina-se a necessidade de calcular a covariância sobre toda uma superfície S e escreve-se, por exemplo, a covariância entre as flutuações de w e uma quantidade s qualquer da seguinte maneira:

$$\overline{w's'} = \frac{1}{T} \int_0^{\infty} CO_{ws}(n) dn \quad (2.32)$$

onde n é a frequência, T é o período de tempo sobre o qual a média é efetuada e CO_{ws} é o coespectro de $w's'$.

Ao utilizar-se do MC deve-se considerar a possibilidade da turbulência não ser suficientemente horizontalmente homogênea, o que não exclui a presença de não-estacionaridades e erros na amostragem do sinal (Wyngaard, 1983). Por isso foi utilizado neste trabalho um método para identificar sinais não-estacionários desenvolvido por Mahrt (1998) e um algoritmo de identificação de erros de amostragem mais comuns proposto por Vickers e Mahrt (1997), os quais serão apresentados em detalhes oportunamente.

Na seção seguinte serão apresentadas as chamadas estruturas coerentes, que têm sido reconhecidas pela maioria dos autores como elemento de fundamental importância na compreensão das características turbulentas do escoamento atmosférico na CLS.

2.6 Estruturas Coerentes

Nas últimas três décadas, o conhecimento da turbulência avançou a ponto de se reconhecer a importância de ECs na organização (produção e dissipação) da turbulência numa camada limite (Hussain, 1986; Robinson, 1991; Farge, 1992; Collineau e Brunet, 1993a; Collineau e Brunet, 1993b; Raupach et al., 1996; Bolzan, 2000; Brunet e Irvine, 2000; Farge e Oncley, 2001). Essas estruturas manifestam-se, intermitentemente, como grandes desvios da média em séries temporais de grandezas turbulentas e são reconhecidamente fundamentais na transferência de momentum e escalares entre a vegetação e a atmosfera (Paw U et al., 1992; Gao et al., 1992; Gao e Li, 1993; Turner et al., 1994; Högström e Bergström, 1996), entre outras situações.

Robinson (1991) define EC como uma região tridimensional do escoamento na qual ao

menos uma grandeza fundamental do escoamento (velocidade, densidade, temperatura, etc) apresenta significativa correlação consigo mesma ou com outra grandeza, num intervalo de espaço e/ou de tempo suficientemente maior que as menores escalas locais do escoamento.

Turner et al. (1994), analisando dados do escoamento sobre uma floresta, sob condições instáveis, identificaram ECs atuando em τ e H . Raupach et al. (1996), investigando o escoamento sobre uma cobertura vegetal extensa e uniforme, sob condições de quase neutralidade, associaram os padrões de vórtices coerentes aos processos gerados por instabilidades hidrodinâmicas do tipo das que são encontradas em uma camada de mistura. Högström e Bergström (1996) identificaram estruturas responsáveis por mais de 90% de τ sob condições de quase neutralidade, para diferentes sítios experimentais. Brunet e Irvine (2000) fizeram uma análise da separação espacial média de ECs sobre diversos tipos de cobertura vegetal e condições de estabilidade bem como da relação entre essa separação e a escala de cisalhamento da copa. Quase todos os autores são unânimes em encontrar mais de 50% dos fluxos turbulentos associados às ECs, exceto Lu e Fitzjarrald (1994), que encontraram uma contribuição menor do que 50 % das ECs para os fluxos turbulentos. Isto, possivelmente, se deve ao fato de diferentes autores utilizarem diferentes métodos de identificação de ECs, o que tem sugerido a discussão de critérios unificadores para a obtenção de tal detecção.

A existência de ECs no escoamento turbulento prejudica a aplicabilidade da Hipótese de Taylor (Stull, 1988) e a existência dessas estruturas no escoamento pode comprometer a admissão da hipótese de ergodicidade (Farge et al., 1996). Diante deste quadro, os métodos tradicionais de estudo do sinal turbulento, que admitem a estacionaridade deste, entram em colapso. Uma alternativa para a análise do sinal não-estacionário consiste na sua decomposição em tempo e escala, o que é proporcionado pela Transformada em Ondeletas, discutida na próxima seção. A transformada em ondeletas, na medida em que, ao projetar o sinal em escalas, permite separar as estruturas organizadas das aleatórias no sinal, possibilita, assim, um melhor conhecimento da dinâmica das ECs e medição mais adequada de suas contribuições relativas para o espectro de energia e para os fluxos turbulentos (Farge, 1992; Gao e Li, 1993; Collineau e Brunet, 1993a; Collineau e Brunet, 1993b; Turner et al., 1994; Duniak et al., 1998; Gilliam et al., 2000; Bolzan, 2000; Brunet e Irvine, 2000).

2.7 A Transformada em Ondeletas

A Transformada em Ondeletas (TO) é uma ferramenta matemática que permite a análise em tempo e escala de um sinal utilizando-se de funções analíticas localizadas no espaço, as ondeletas (Daubechies, 1992). A decomposição em escala é obtida dilatando ou contraindo a ondeleta utilizada, e então fazendo a convolução desta com o sinal (Farge, 1992; Gao e Li, 1993).

Para ser chamada de ondeleta uma função deve ser admissível, o que para uma função integrável isto significa que sua média deve ser zero, e deve ser localizada no domínio do tempo, ou seja, diferente de zero apenas em um certo intervalo (Farge, 1992; Collineau e Brunet, 1993a). Matematicamente, uma ondeleta é definida como uma função $g(t)$ real ou complexa, de variáveis reais, cujas seguintes integrais convergem:

$$E_g = \int_{-\infty}^{+\infty} |g(t)|^2 dt$$

$$C_g = 2\pi \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{|\hat{g}(\omega)|^2}{\omega} d\omega$$

onde $\hat{g}(\omega)$ é a transformada de Fourier de $g(t)$.

A decomposição em escala é feita através de dilatações e translações de uma única função ondeleta, a ondeleta-mãe, gerando assim uma família de ondeletas mutuamente similares, como definido abaixo:

$$g_{a,b}(t) = \frac{1}{|a|^{1/2}} g\left(\frac{t-b}{a}\right) \quad (a \in \mathfrak{R}^{+*}, b \in \mathfrak{R})$$

onde a é o fator de dilatação e b o fator de translação.

Contrariamente ao que acontece com a análise de Fourier, a análise em ondeletas permite que mais de um tipo de função matemática satisfaça às exigências para se tornar uma ondeleta. Isto acrescenta um elemento a mais de complexidade ao problema de análise do sinal, principalmente quando este tem a forma de suas estruturas variando em escala.

2.8 Análise de Quadrantes

O método de análise de quadrantes é específico para alguns estudos de sinais. Todavia, é poderoso na medida que oferece elementos para que se compreenda a física dos processos de troca na CLS.

Como mencionado por Raupach (1981) e Robinson (1991), as ECs próximo a superfícies complexas podem ser concebidas como processos envolvendo duas etapas: intrusão e ejeção. Para condições instáveis, intrusões e ejeções associadas ao fluxo de calor são definidas como eventos situados nos quadrantes 3 e 1, respectivamente, do plano (w', T') . Para τ , intrusões e ejeções encontram-se nos quadrantes 2 e 4, respectivamente, no plano (w', u') (Katul et al., 1997). É de grande interesse científico compreender as condições em que essas duas fases se manifestam, pois exprimem características essenciais dos processos de troca na CLS. Um procedimento mencionado freqüentemente na literatura para detectar essas duas fases é constituído pela análise de quadrantes que é, juntamente com outras técnicas tais como a de amostragem condicional, útil na detecção das regiões em que há ejeção ou intrusão no fluxo turbulento. Bergström e Högström (1989) utilizaram esta análise para estudar ECs do tipo “rampa” em sinais de temperatura para uma floresta de pinus. Bolzan (2000), usando a análise de quadrantes, observou um padrão de intrusões e ejeções para os fluxos de calor no escoamento turbulento acima do Pantanal Matogrossense. A mesma técnica foi utilizada por diversos outros autores na investigação de ECs na CLS, como Fitzjarrald e Moore (1992), Katul et al. (1997), Krusche (1997) e Sadani e Kulkarni (2001).

Essa técnica consiste em ordenar contribuições instantâneas para os valores de determinado fluxo, H , por exemplo, no plano $(u'T')$. Num ponto qualquer do escoamento estacionário, a contribuição de um quadrante i para o fluxo total, considerando um valor limiar \mathbf{H} , é:

$$(\overline{u'T'})_{i,\mathbf{H}} = \lim_{\mathbf{T} \rightarrow \infty} \frac{1}{\mathbf{T}} \int_0^{\mathbf{T}} u'(t)T'(t)I_{i,\mathbf{H}}[u'(t), T'(t)]dt \quad (2.33)$$

onde a função $I_{i,\mathbf{H}}$ obedece à condição de amostragem condicional:

$$I_{i,H}(u', T') = \begin{cases} 1, & \text{se } (u', T') \text{ está no quadrante } i \text{ e se } |u'T'| \geq \mathbf{H}|\overline{u'T'}| \\ 0, & \text{caso contrário} \end{cases}$$

A fração do fluxo transportada por $(\overline{u'T'})_{i,\mathbf{H}}$ será então:

$$S_{i,\mathbf{H}} = \frac{(\overline{u'T'})_{i,\mathbf{H}}}{\overline{u'T'}} \quad (2.34)$$

Obviamente, a soma das contribuições de cada quadrante para o fluxo deve obedecer à seguinte relação:

$$S_{1,0} + S_{2,0} + S_{3,0} + S_{4,0} = 1 \quad (2.35)$$

A duração temporal das contribuições $S_{i,\mathbf{H}}$ é $T_{i,\mathbf{H}} = \overline{I_{i,\mathbf{H}}(u'T')}$. Segundo Raupach (1981), os eventos são denominados ejeções para ($i = 1 \rightarrow u' > 0, T' > 0$) e intrusões para ($i = 3 \rightarrow u' < 0, T' < 0$), no caso térmico. No caso mecânico, para τ , raciocínio similar poderia ser aplicado, mas com os eventos mais importantes localizados nos 2º e 4º quadrantes, tendo em vista que $\overline{u'w'} < 0$.

CAPÍTULO 3

DADOS EXPERIMENTAIS DO PANTANAL

3.1 Sítio Experimental

O sítio experimental localiza-se na Fazenda São Bento em Passo do Lontra ($19^{\circ}34'S$; $57^{\circ}01'W$), município de Corumbá, MS, próximo à Base de Estudos do Pantanal, pertencente à Universidade Federal do Mato Grosso do Sul, localizada às margens do rio Miranda.

A vegetação ao redor da torre micrometeorológica é típica de cerrado. Ao sul da torre encontram-se um extenso cinturão de mata ciliar e paratudais, a uma distância de 500 m da mesma. Ao norte e à oeste, a vegetação é composta de árvores de porte médio, com cerca de 10 m de altura, que se distribuem não muito próximas umas das outras, intercaladas por arbustos e plantas rasteiras (várias espécies de ervas e gramíneas). À leste a vegetação é constituída em sua maioria por gramíneas e os ventos predominantes são de noroeste (Marques Filho, 2000).

Faz-se necessária uma descrição da região onde está localizado o sítio experimental, o Pantanal. Segundo Magalhães (1992), o Pantanal é uma das maiores planícies de sedimentação do mundo e localiza-se na região centro-oeste brasileira, no centro do Continente Sul-Americano, estendendo-se pela Argentina, Bolívia, e Paraguai. As dimensões da parte brasileira, situada nos estados do Mato Grosso e Mato Grosso do Sul, são estimadas em 138.183Km^2 (Vila da Silva e Abdon, 1998).

Terrenos com altitudes de 600 – 700 m circundam o Pantanal pelo lado brasileiro (norte, leste e sudeste). Essas terras são em sua maioria de origem sedimentar ou formadas por rochas solúveis e friáveis. A erosão provocada pela água da chuva e pelos ventos fez com que uma grande quantidade de sedimentos fosse depositada na planície, formando então terrenos muito permeáveis e de composição argilo-arenosa (Magalhães, 1992).

O Pantanal possui duas estações bem definidas: seca e chuvosa. Na estação seca os campos são cobertos predominantemente por gramíneas e vegetação de cerrado, com a água restrita a rios de leitos definidos, e lagoas próximas a estes e outras, menores, nas partes mais baixas da superfície. Na estação chuvosa o solo se encharca em poucos dias, os rios e lagoas transbordam e a planície é inundada nas partes mais baixas (Magalhães, 1992). Mas, o estado de variabilidade hidrometeorológica do Pantanal é complexo e muito

peculiar e dificilmente classificável como periódico, com anos extremamente úmidos sucedendo a outros consideravelmente secos. Isto se reflete na variabilidade anual dos rios que cortam a região, particularmente o Rio Paraguai (Sá et al., 1998).

O clima da região é predominantemente tropical, com diferenças entre as duas estações, seca e chuvosa. Rao et al. (1996) concluíram que a parte central do país tem uma clara variação do regime pluviométrico, tendo uma época seca de abril a setembro e uma época chuvosa durante os meses restantes do ano. Devido à sua localização no continente, a região é atingida pelas massas frias provenientes das porções mais meridionais, que penetram pelas planícies dos pampas e do chaco. As temperaturas médias anuais estão em torno de 25°C.

Nos estudos climatológicos da região central do Brasil destaca-se a questão referente à origem da água que precipita sobre a região e o destino que a mesma terá depois de evaporada. É possível que a origem da água esteja associada à ocorrência de jatos de baixos níveis na região (James e Anderson, 1984; Guedes, 1985; Berri e Inzunza, 1993; Noguès-Peagle e Mo, 1997) e à existência da Zona de Convergência do Atlântico Sul (ZCAS) (Kodama, 1992; Figueroa et al., 1995), uma zona de convecção orientada de noroeste para sudeste nos subtropicais que atua fortemente no período de verão austral. A elevação dos índices de umidade próximo ao mês de outubro pode ser explicada pela mudança da direção do escoamento atmosférico sobre a região, que se apresenta mais meridional durante o verão austral (Rao et al., 1996). É provável que o jato de baixos níveis a leste dos Andes tenha um papel importante no transporte da umidade trazida da Amazônia. Esta, por sua vez, recebe umidade via ventos alísios, proveniente do Atlântico Tropical. Os ventos alísios são defletidos pela barreira topográfica formada pelos Andes e cruzam a região central da América do Sul (James e Anderson, 1984), podendo estar relacionados com a formação da ZCAS (Noguès-Peagle e Mo, 1997). Outra característica importante do clima da América do Sul é a Alta da Bolívia, cuja posição e intensidade foram relacionadas com a variação sazonal das chuvas na América do Sul (Kousky e Kagano, 1981) bem como com a convecção e penetração de frentes frias associadas à ZCAS (Kousky e Kagano, 1981; Kodama, 1992).

Dada a importância da dinâmica da região central da América do Sul para o clima do Brasil e da própria América do Sul, justificam-se os estudos que têm por finalidade compreender suas diversas componentes de troca de energia bem como as variações sazonais destas. Segue-se a descrição da instrumentação e dos dados.

3.2 Instrumentação e Dados

Os dados utilizados foram coletados no Experimento Interdisciplinar do Pantanal (IPE - Interdisciplinary Pantanal Experiment) nas campanhas de maio de 1998 (IPE-1), durante o período de inundação e na de setembro de 1999 (IPE-2), na estação seca.

A coleta dos dados se deu através de instrumentos dispostos ao longo de uma torre de alumínio de 21 m de altura. Estes consistem de sensores de resposta rápida, para medidas de turbulência, instalados em quatro alturas diferentes (durante o Experimento IPE-1) e em uma única altura (durante o Experimento IPE-2), e instrumentos meteorológicos convencionais, com o objetivo de determinar os perfis verticais médios horários de velocidade do vento, temperatura, umidade específica além dos instrumentos instalados na torre e no solo com a finalidade de completar as medidas para a obtenção do balanço de energia na região.

O experimento IPE-1 foi realizado entre os dias 11 de maio e 01 de junho de 1998. Neste período, próximo à torre, havia uma extensa lâmina d'água com profundidade média de até 15 cm. A direção predominante do vento foi de noroeste, modificando-se durante a passagem de sistemas sinóticos de grande escala. Maiores informações sobre a disposição dos instrumentos na torre micrometeorológica e as medidas coletadas durante o experimento IPE-1 bem como aspectos das condições de tempo imperantes podem ser encontradas em Marques Filho (2000).

O experimento IPE-2 realizou-se em setembro de 1999, no mesmo sítio do experimento IPE-1. Além de contar basicamente com a mesma instrumentação micrometeorológica de torre (todavia, com apenas um único anemômetro e termômetro sônico) e de superfície deste, também apresentou sondagens sistemáticas da CLA com radiossondas e com sodar. No período, registrou-se a ocorrência de muitos incêndios na região, inclusive próximo ao sítio experimental, permitindo a obtenção de dados para um balanço de energia do Pantanal característico do período de queimadas.

Na tabela 3.1 vêem-se as variáveis micrometeorológicas medidas durante o Experimento IPE-2 e nas figuras 3.1 e 3.2 vê-se a face norte e sul, respectivamente, da torre de medidas.

TABELA 3.1 – GRANDEZAS MICROMETEOROLÓGICAS MEDIDAS DURANTE O EXPERIMENTO IPE-2

Altura (m)	Grandezas Meteorológicas	Instrumentos
24.00	u, v, w, T	Anemômetro sônico 3D (CSA-T3 Campbell)
22.76	U, DU	Velocidade e direção do vento
22.00	T, U, q	Anemômetro (Vector Int.) e Psicrômetro (TEMP 107 Campbell, montado no Instituto de Hidrologia, UK)
21.30	Chuva	Pluviômetro (Didcot)
16.00	T, U, q	Anemômetro (Vector Int.) e Psicrômetro (TEMP 107 Campbell, montado no Instituto de Hidrologia, UK)
14.00	T, U, q	Anemômetro (Vector Int.) e Psicrômetro (TEMP 107 Campbell, montado no Instituto de Hidrologia, UK)
11.12	Pressão	Barômetro (Vaisalla)
10.00	T, U, q	Anemômetro (Vector Int.) e Psicrômetro (TEMP 107 Campbell, montado no Instituto de Hidrologia, UK)
8.00	T, U, q	Anemômetro (Vector Int.) e Psicrômetro (TEMP 107 Campbell, montado no Instituto de Hidrologia, UK)
2-4	CO ₂ , H ₂ O, T _{ar}	Razão de Bowen (LI 6622 Licor)
0.01; 0.02 0.05; 0.10; 0.20; 0.40	T _{solo}	Termistores (TEMP 107 Campbell)
0.02; 0.05	G	Placas para medida do fluxo de calor no solo (Rebs)



Fig. 3.1 – Face norte da torre micrometeorológica no Pantanal Matogrossense



Fig. 3.2 – Face sul da torre micrometeorológica no Pantanal Matogrossense

3.3 Descrição meteorológica dos experimentos

Os dois experimentos tiveram suas condições meteorológicas analisadas através da comparação de variáveis como velocidade e direção do vento, saldo de radiação, precipitação, etc. Nas figuras 3.3 a 3.8 são vistas as variáveis referentes ao experimento IPE-1 e nas figuras 3.9 a 3.14 as referentes ao experimento IPE-2.

A velocidade média do vento ficou em torno de 2.5 m/s no experimento IPE-1 e 3.0 m/s no experimento IPE-2. A direção do vento predominante foi semelhante nos dois experimentos, em torno de 150 graus, aproximadamente de noroeste. No dia 258, no experimento IPE-2, houve a passagem de uma frente pela região como pode ser visto na mudança na direção do vento, baixos valores no saldo de radiação (figura 3.11), provocados pela nebulosidade, precipitação nesse dia na figura 3.12 e conseqüente aumento da umidade relativa (figura 3.14).

No experimento IPE-1 estiveram presentes dias ensolarados em todos os dias analisados, como pode ser visto na figura 3.5, onde as curvas para o saldo de radiação são simétricas em relação ao meio dia local. Não houve precipitação (figura 3.6) nem variação considerável na umidade relativa (figura 3.8) para todos os dias analisados do experimento IPE-1.

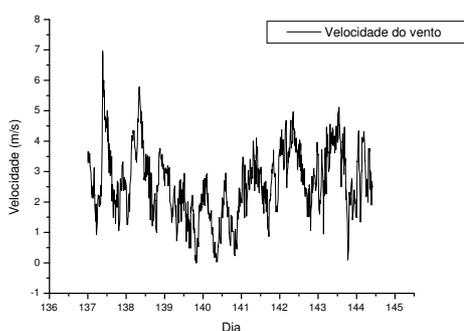


Fig. 3.3 – Velocidade do vento durante a campanha IPE-1

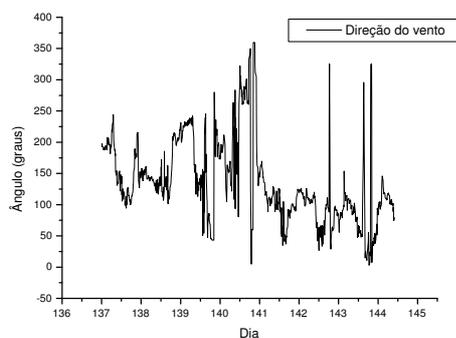


Fig. 3.4 – Direção do vento durante a campanha IPE-1

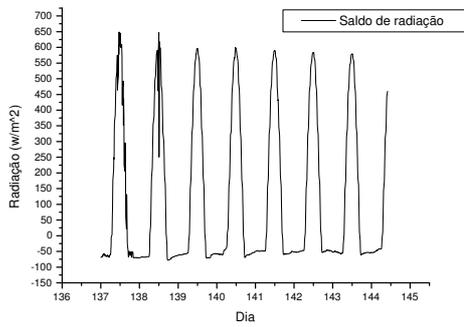


Fig. 3.5 – Saldo de radiação durante a campanha IPE-1

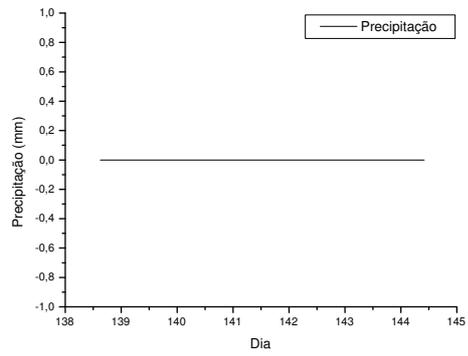


Fig. 3.6 – Precipitação durante a campanha IPE-1

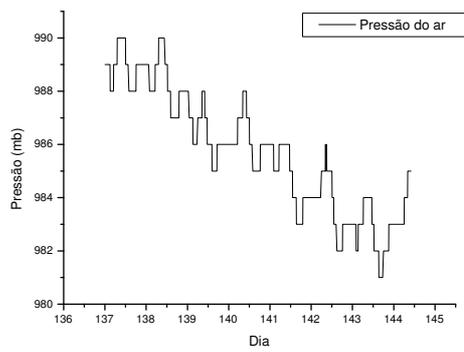


Fig. 3.7 – Pressão do ar durante a campanha IPE-1

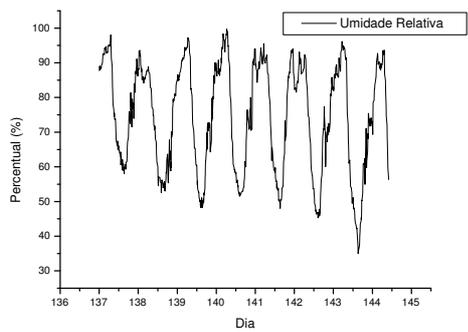


Fig. 3.8 – Umidade relativa do ar durante a campanha IPE-1

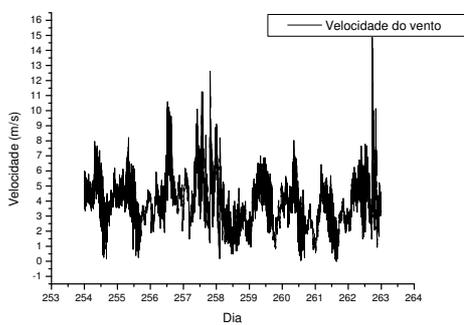


Fig. 3.9 – Velocidade do vento durante a campanha IPE-2

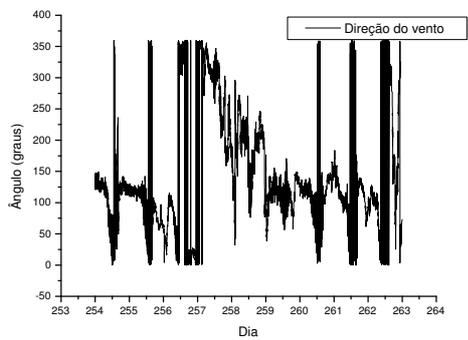


Fig. 3.10 – Direção do vento durante a campanha IPE-2

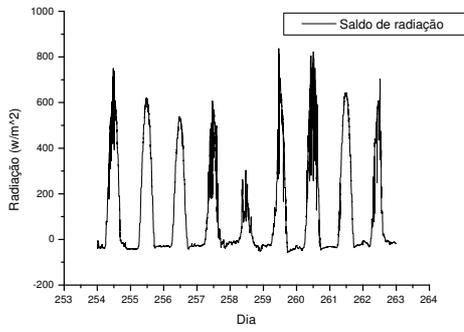


Fig. 3.11 – Saldo de radiação durante a campanha IPE-2

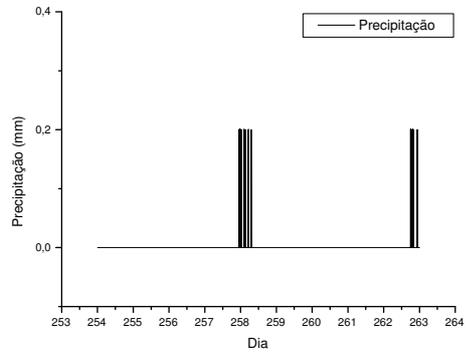


Fig. 3.12 – Precipitação durante a campanha IPE-2

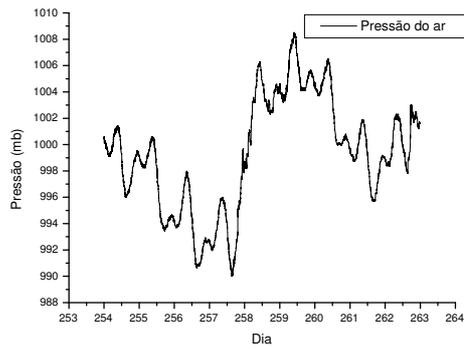


Fig. 3.13 – Pressão do ar durante a campanha IPE-2

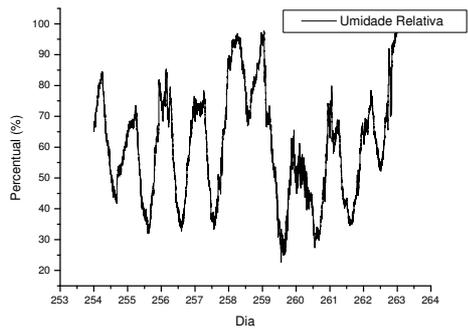


Fig. 3.14 – Umidade relativa do ar durante a campanha IPE-2

CAPÍTULO 4

ANÁLISE DA QUALIDADE DOS DADOS EXPERIMENTAIS

Este estudo utiliza basicamente dados de resposta rápida. Por isso, a discussão a seguir será centrada nas características desse tipo de dado.

4.1 Detecção de erros de amostragem

Um tópico raramente levado em consideração na análise de sinais medidos na CLS são os efeitos de erros de amostragem na estimativa dos fluxos turbulentos (Wyngaard, 1983; Vickers e Mahrt, 1997; Mahrt, 1998; Mahrt, 1999; Von Randow et al., 2002). Dados de resposta rápida coletados na CLS podem conter erros devidos ao processo de amostragem e medição dos sinais e outros devidos à instrumentação utilizada. Os primeiros podem ser divididos em três categorias: erros sistemáticos, erros aleatórios e erros associados a padrões de variabilidade de mesoescala (Vickers e Mahrt, 1997).

O erro sistemático ocorre quando não é possível captar informações relevantes referentes às maiores escalas da turbulência que contribuem em fenômenos de transporte, levando a uma subestimação das estimativas dos momentos estatísticos das grandezas de interesse, como é o caso dos fluxos turbulentos. O erro aleatório ocorre por amostragem inadequada dos principais vórtices devido ao comprimento insuficiente da série temporal. Este comprimento deve ser escolhido de maneira que seja grande o suficiente para reduzir o erro aleatório e pequeno o suficiente para evitar a incorporação de não-estacionaridades associadas a fenômenos de mesoescala e de escala sinótica na série a ser analisada (Vickers e Mahrt, 1997).

Entre os erros devidos à instrumentação estão os picos espúrios (*spikes*). Esses picos são fenômenos muito curtos no tempo, com amplitude de diversos desvios padrões acima da média do sinal. Este erro de medida, entre outros de natureza instrumental, e os citados anteriormente, são detectados e quantificados num programa criado por Vickers e Mahrt (1997), que oferece, no caso dos picos espúrios, a opção de gerar uma nova versão dos sinais sem tais picos. No programa, um valor limiar é estipulado e picos que excedem esse limiar são removidos. Na sequência, uma interpolação linear é efetuada para substituir os pontos que são retirados.

À partir dos relatórios gerados pelo programa de análise da qualidade dos dados, foi detectado que os sinais do experimento IPE-1 apresentavam baixa resolução nos dados

de temperatura. Esse problema teve uma importância maior durante a madrugada, quando predominam condições fortemente estáveis e complexas (Mahrt, 1999), motivo pelo qual os sinais de 0h a 7h foram descartados das análises posteriores. Como a motivação do presente trabalho foi uma comparação das duas campanhas de medidas, os sinais da madrugada do experimento IPE-2 foram também ignorados nas análises seguintes. Além dos problemas de baixa resolução, outros erros foram detectados, em diversos horários, tanto para o IPE-1 quanto para o IPE-2, o que fez com que tais sinais fossem também ignorados. A figura 4.1 mostra 3 sinais com problemas típicos, como os apresentados por Vickers e Mahrt (1997). O primeiro sinal tem uma descontinuidade depois de 800 segundos de gravação, certamente devido à uma falha instrumental. O segundo sinal foi selecionado pelo programa pela abrupta mudança na *skewness* (momento de terceira ordem normalizado) da componente vertical da velocidade do vento em torno de 1500 segundos. Este evento pode ser decorrente, não de um problema do instrumento, e sim, de uma situação física real, como a mudança do escoamento de laminar para turbulento, interação de onda de gravidade com turbulência, intermitência, influência de JBN, etc (Mahrt, 1999). O terceiro sinal da figura 4.1 apresenta quedas repentinas no sinal da temperatura do ar, possivelmente associadas à falha na instrumentação.

Processos físicos podem também provocar perturbações como as apresentadas na figura anterior, como no caso do segundo sinal apresentado na figura 4.1 ou na situação em que uma queda repentina na amplitude do sinal de temperatura é provocada por uma nuvem que encobre o Sol e faz com que diminua a atividade turbulenta. Por isso, é recomendável que se faça uma análise visual dos sinais indicados como ruins pelo programa, de maneira a não eliminar sinais que contenham informações físicas reais.

Com base nos relatórios gerados pelo programa, em torno de 40% dos sinais disponíveis no intervalo de 16 às 20h, para o experimento IPE-1, foram removidos. Para o experimento IPE-2 esse percentual foi de 20%, em média, para a mesma faixa de horários. Esse foi o intervalo de maior manifestação dos erros de amostragem para as duas campanhas de medidas. Isto, certamente, está associado ao caráter transiente dos sinais neste período. O fato de os dados da estação úmida apresentarem maior ocorrência de dados removidos, pode estar associado à maior heterogeneidade térmica horizontal no experimento IPE-1, com conseqüente geração de células locais termicamente induzidas, as quais já foram detectadas em simulação numérica do escoamento atmosférico acima do Pantanal (Kubota, 2002). Esta questão voltará a ser abordada nos tópicos seguintes.

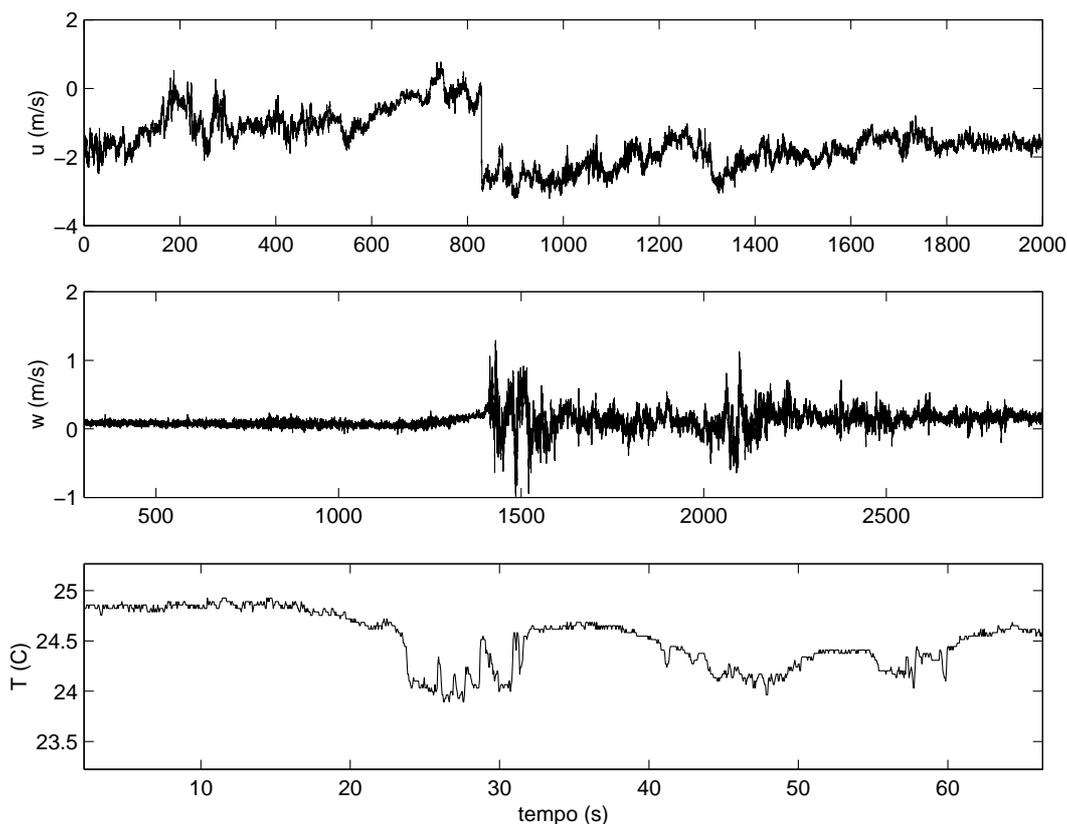


Fig. 4.1 – Sinais de resposta rápida de u , w e T do experimento IPE, que apresentaram problemas: descontinuidade, aumento repentino da *skewness* e quedas abruptas

4.2 Identificação de não-estacionaridades

Segundo Mahrt (1998), a estimativa da não-estacionaridade é necessária, pois esta torna tendenciosos os estimadores de médias e de outras grandezas estatísticas, os quais foram originalmente concebidos para operar apenas com dados estacionários.

Segundo Sun et al. (1996), fenômenos não-estacionários de mesoescala modulam o fluxo turbulento e fazem com que o cálculo deste inclua escalas maiores do que as escalas turbulentas. Sakai et al. (2001), em seu estudo sobre a turbulência acima da floresta no Canadá, também encontraram contribuições para os fluxos em escalas da ordem de minutos. Segundo eles, estas contribuições estavam associadas ao fato de as médias terem sido efetuadas na subcamada rugosa de transição, onde os efeitos de heterogeneidade horizontal da superfície têm importância comprovada na variabilidade vertical dos fluxos turbulentos. Ainda que estas contribuições sejam pequenas, na média, para vários sinais, são significativas no cálculo do fluxo de um sinal isolado. A remoção da tendência linear,

na tentativa de reduzir a influência dos fenômenos de mesoescala, não é completamente eficaz, pois estes podem ocorrer simultaneamente em várias escalas temporais e não há razão física para que sejam apenas lineares; a remoção da tendência linear é efetiva apenas para a não-estacionaridade provocada por oscilações que ocorrem na escala sinótica (Mahrt, 1998).

Para estimar a não-estacionaridade, Mahrt (1998) apresentou um algoritmo em que o sinal é dividido em I seqüências e cada uma destas em J segmentos. A estimativa baseia-se no fato de que, para condições estacionárias, o desvio padrão interno das seqüências I , calculado sobre os segmentos J , avalia a variabilidade *entre* as seqüências. O desvio dessa condição é tomado como a medida da não-estacionaridade, NR (*non stationarity ratio*). Vickers e Mahrt (1997) definem também uma medida da não-estacionaridade, RN (*relative non stationarity*), esta, associada à tendência linear no sinal provocada por fenômenos de mesoescala.

Na figura 4.2 é apresentado o diagrama que contém todas as etapas do tratamento do sinal, desde o teste de qualidade de Vickers e Mahrt (1997), primeiro bloco, até o cálculo do fluxo turbulento. O tamanho do segmento amostral usado no cálculo das médias (o segundo bloco do diagrama) foi de 5760 pontos (von Randow, comunicação pessoal), o que corresponde a 4,6 minutos para o IPE-1 e 6 minutos para o IPE-2. Esta escala é a usada internamente pelo programa na determinação dos coeficientes de não-estacionaridade, entre outros parâmetros. O cálculo dos fluxos (último bloco do diagrama) foi efetuado através da utilização de um programa próprio. Neste, outra escala para as médias foi adotada, o que será discutido na seção 4.4.

Os testes de não-estacionaridade foram baseados nos dois parâmetros já discutidos, RN e NR. Os valores-limiares usados pelos autores para cada um dos coeficientes de não-estacionaridade foram testados e, após calibrações via análises visuais dos sinais, aumentados. Os valores limiares desses parâmetros foram: 0,5 para RN e 3 para NR. Na tabela 4.1 são apresentados os percentuais de sinais não-estacionários para cada um dos parâmetros e para um e outro, nos experimentos IPE-1 e IPE-2.

No relatório de saída do programa são fornecidos os valores de RN e NR para os fluxos verticais das duas componentes horizontais do vento, u e v , e para H . Um sinal foi considerado estacionário quando os coeficientes RN e NR estavam abaixo do limiar estabelecido para *todos* os fluxos. Dessa forma, a terceira coluna da tabela 4.1 representa o percentual de sinais não-estacionários para cada uma das campanhas de dados. Na figura

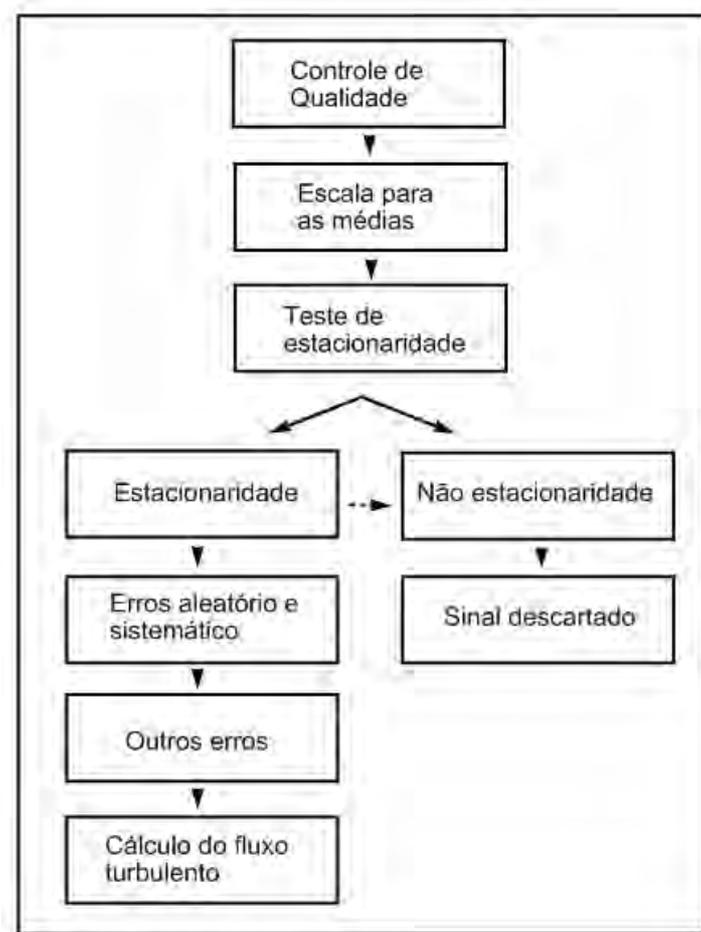


Fig. 4.2 – Diagrama para tratamento adequado dos dados turbulentos de resposta rápida.
 FONTE: Mahrt (1998)

TABELA 4.1 – PERCENTUAIS MÉDIOS DE NÃO-ESTACIONARIDADE PARA AS DUAS CAMPANHAS, PARA OS DOIS PARÂMETROS DE NÃO-ESTACIONARIDADE

Campanha	RN (%)	NR (%)	Ambos (%)
IPE-1	11,5	14,1	24,6
IPE-2	7,0	33,0	34,7

4.3 são vistos os sinais da componente vertical da velocidade do vento e da temperatura, para um horário reprovado pelo critério NR.

A distribuição dos horários em que houve condições não-estacionárias para os dois experimentos, pode ser vista na figura 4.4. Nessa figura nota-se que para o

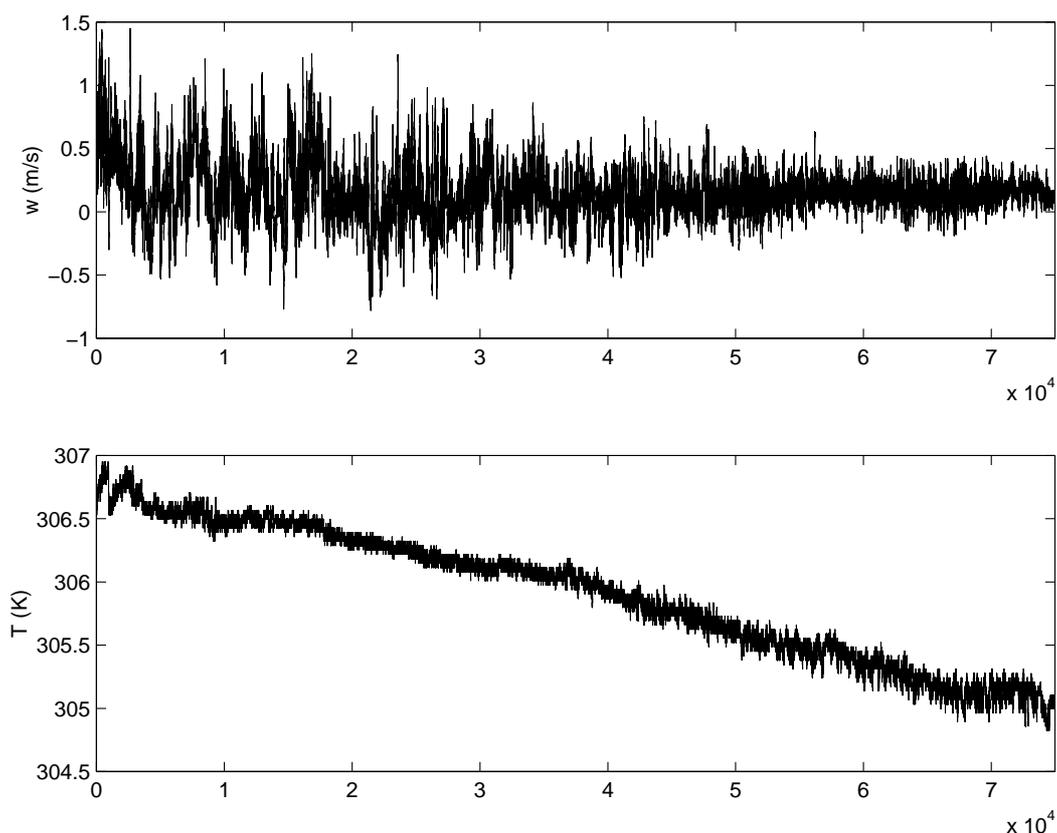


Fig. 4.3 – Variáveis w e T para um horário reprovado no teste referente ao critério de não-estacionaridade NR.

experimento IPE-1 a não-estacionaridade mantém-se durante todo o dia, com algumas oscilações. Os horários do experimento IPE-2 apresentam uma lacuna onde não houve não-estacionaridade, (das 9 às 12h), e apresentam altos valores após o período de transição, das 19 às 22h. Do meio da tarde até o início do período de transição os horários das duas campanhas apresentam comportamento similar. Como se nota na figura 4.4, há marcadas diferenças nos resultados para os experimentos IPE-1 e IPE-2, principalmente no período de transição vespertina. No período de 19 horas os dados para o experimento IPE-2 foram 100 % não-estacionários, o que não ocorreu com os dados do experimento IPE-1.

Esta questão da transição vespertina na estação seca constitui um dos aspectos mais interessantes a analisar quando da comparação entre as duas campanhas. Andrade et al. (2002), em seu estudo preliminar sobre a importância do JBN na transição vespertina da CLA no experimento IPE-2, chamam a atenção para as características de mistura na CLA introduzidas possivelmente pelo JBN, com aumento do cisalhamento vertical do

vento e conseqüente intensificação de τ nestas condições. Também foram identificados fenômenos peculiares tais como fluxos contra-gradiente em episódios possivelmente representativos de interação turbulência-ondas de gravidade. Mahrt (1999) analisa várias modalidades de anomalias observadas na CLN e ressalta toda a dificuldade de se obter formulações gerais para a mesma. Tal problema voltará a ser abordado neste estudo.

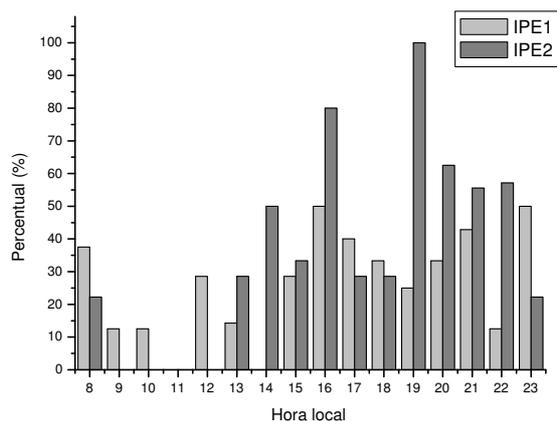


Fig. 4.4 – Distribuição dos horários em que predominam condições não-estacionárias, para cada uma das duas campanhas no Pantanal

4.3 Filtragem passa-alto dos dados de resposta rápida

Fenômenos atmosféricos na escala sinótica, grandes vórtices predominantemente bidimensionais, têm escalas temporais muito maiores do que aqueles turbulentos tridimensionais da CLS. Estes têm sua escala temporal menor do que uma hora, região em que se localiza a falha espectral “clássica”, como pode ser visto esquematicamente na figura 4.5, que mostra uma idealização do espectro de potência da velocidade do vento.

Para remover dos sinais contribuições energéticas de frequências mais baixas que não são de interesse dos estudos micrometeorológicos das CLS, procede-se à filtragem. A escolha da frequência de corte e os critérios usados nessa escolha são apresentados adiante. Antes, porém, é proposta uma justificativa para o uso da transformada em ondeletas na filtragem dos sinais turbulentos.

A transformada em ondeletas se mostra mais vantajosa do que a transformada de Fourier na filtragem de sinais não-estacionários, muito comuns nos sinais geofísicos. Para ilustrar

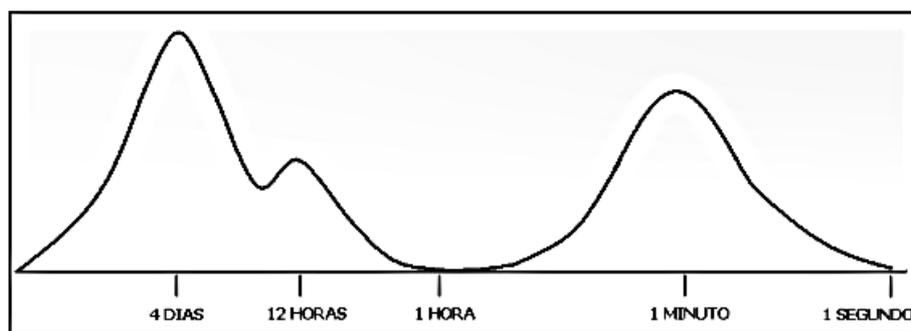


Fig. 4.5 – Idealização do espectro da velocidade do vento para uma larga banda de escalas temporais (variância da velocidade do vento no eixo vertical e escala temporal no eixo horizontal). FONTE: Adaptada de Stull (1988).

isto, na figura 4.6-A é visto um sinal construído artificialmente, cuja frequência foi linearmente aumentada ao longo do tempo. Na figura 4.6-B é mostrado o espectro de potência obtido via transformada de Fourier. A transformada de Fourier, por decompor o sinal em senos e cossenos, funções que se estendem de $-\infty$ a $+\infty$, não permite que se localize, no domínio do tempo, o intervalo de atuação de cada uma das frequências que atuam no sinal artificial. Dessa forma, uma tentativa de filtrar esse sinal, escolhendo um intervalo de frequências centrado, por exemplo, em torno do máximo desse pico, resultaria num sinal *filtrado* que conteria todas as frequências desse intervalo ao longo de todo o tempo do sinal, enquanto que, no original, elas ocorrem sequencialmente, em tempos diferentes.

Essa localização, limitada pelo princípio da incerteza de Heisenberg, pode ser determinada através do escalograma, construído à partir da decomposição do sinal em escalas via transformada em ondeletas. Na figura 4.6-C é visto o escalograma do sinal da figura 4.6-A. Nota-se que a energia do sinal esteve presente em escalas diferentes no decorrer do tempo: em torno de 25 segundos no início, por volta de 5 segundos, decaindo até o período de aproximadamente 3 segundos ao final.

Usando-se a decomposição em tempo-escala fornecida pela transformada em ondeletas, filtra-se o sinal, removendo-se dele as escalas correspondentes às frequências não desejadas. A reconstrução do sinal é feita, então, com as escalas restantes. Para não efetuar um corte brusco no espaço de frequências, introduzindo assim flutuações espúrias no sinal reconstruído, adotou-se o seguinte procedimento: tomada a frequência de corte f_{ca} (passa-alto), determinada via procedimento descrito adiante, consideraram-se fatores de ponderação (pesos) a serem multiplicados pelo valor do sinal em cada escala. Os pesos

associados a $f < f_{ca}$ foram escolhidos de maneira a apresentar uma queda gradativa na amplitude do sinal, tendendo a zero quando $f \rightarrow 0$. O sinal foi decomposto em escalas através da utilização de funções para o programa Matlab criadas por Torrence e Compo (1998).

A função escolhida como ondeleta-mãe foi a ondeleta de Morlet (Daubechies, 1992), dada por:

$$\psi(t) = \pi^{-1/4} e^{-i\omega_0 t} e^{-t^2/2} \quad \omega_0 \geq 5 \quad (4.1)$$

cuja transformada de Fourier é dada por:

$$\hat{\psi}(\omega) = \pi^{-1/4} e^{-(\omega - \omega_0)^2/2} \quad (4.2)$$

Tanto o envelope expresso pelo termo $e^{-t^2/2}$ da equação 4.1 quanto 4.2 são funções moduladas pela função Gaussiana, que é frequentemente utilizada como *janela* por atingir a igualdade na relação do princípio da incerteza de Heisenberg, $\Delta t \Delta f \geq 1/4\pi$ (Rioul e Vetterli, 1991; Kumar e Foufoula-Georgiou, 1994).

A determinação da frequência de corte utilizada na filtragem dos dados foi feita através da análise de espectros de w para diversos dias consecutivos. Cinco dias de dados foram suficientes para que a falha no espectro se pronunciasse de maneira inequívoca. Esse sinal composto teve a sua taxa de amostragem artificialmente reduzida até que fosse possível identificar o ponto onde seu espectro atingia um mínimo e tendia a aumentar novamente. A frequência desse ponto indica a região em que se pode encontrar a eventual falha espectral. O limite inferior do filtro passa-alto foi escolhido como aproximadamente duas ordens de grandeza abaixo do pico de w . Essa é uma das chamadas *regras não escritas* da abordagem do sinal turbulento e visa excluir das análises seguintes informação da região do espectro que não mais apresenta uma contribuição significativa à turbulência. No presente estudo, duas ordens de grandeza foram suficientes para tal.

Para os dados do IPE-1 os seguintes espectros foram analisados: dos dias 137 a 141; de 139 a 143 e de 141 a 145. O pico de w esteve localizado em torno de $5 \cdot 10^{-2}$ Hz, o que determinou a escolha do valor de corte para o filtro como 10^{-3} Hz. Nas figuras 4.7 e 4.8 vêem-se os espectros para o primeiro e para o último intervalo de dias escolhidos,

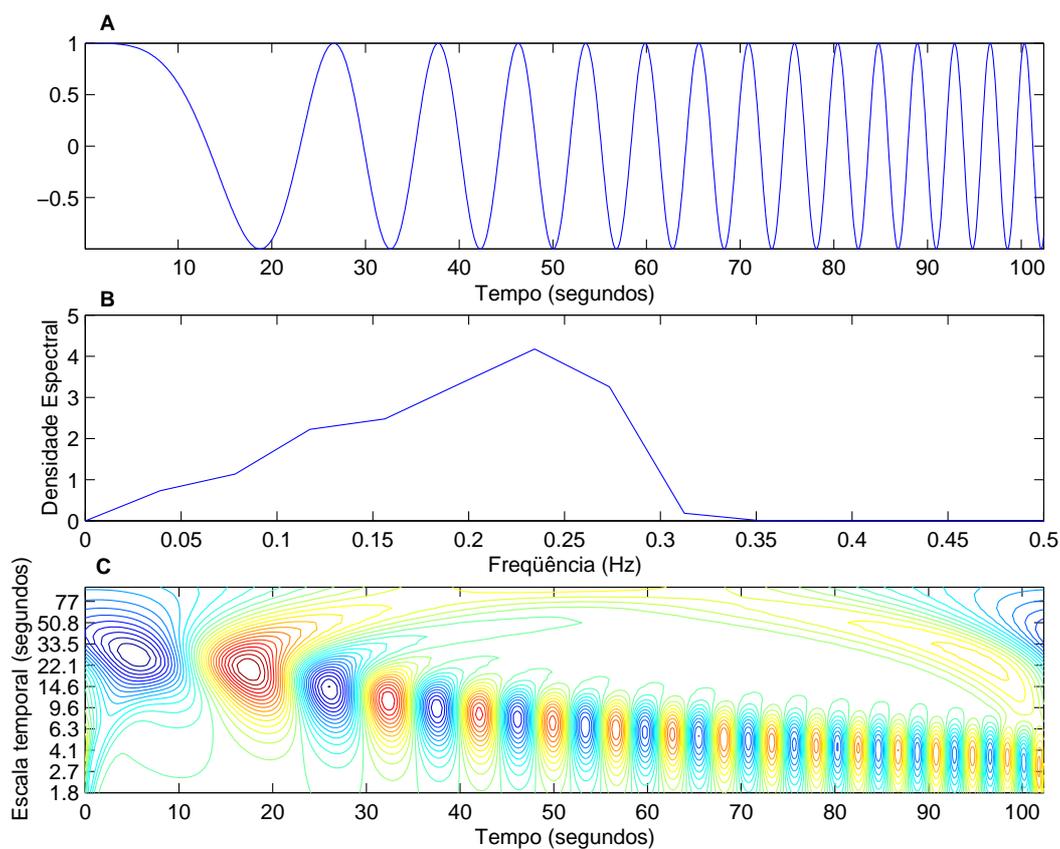


Fig. 4.6 – **A** - Sinal artificialmente contruído, com sua freqüência aumentada linearmente ao longo do tempo; **B** - Espectro de potência obtido através da Transformada de Fourier; **C** - Escalograma do sinal da figura **A**, obtido via TO, ilustrando a contribuição de cada freqüência em escalas diferentes e em tempos diferentes.

respectivamente.

Para o experimento IPE-2 foram analisados os espectros de w para os dias 254 a 258, de 256 a 260 e de 258 a 262. O pico espectral esteve, em média, em torno de 10^{-1} Hz, levando à mesma escolha feita para os dados do IPE-1, ou seja, a freqüência de corte igual a 10^{-3} Hz. Nas figuras 4.9 e 4.10 vêem-se os espectros de 254 a 258 e de 258 a 262, respectivamente.

Na seção seguinte será tratado do critério básico para a escolha do tamanho usado para o segmento amostral no cálculo dos fluxos e de outras grandezas.

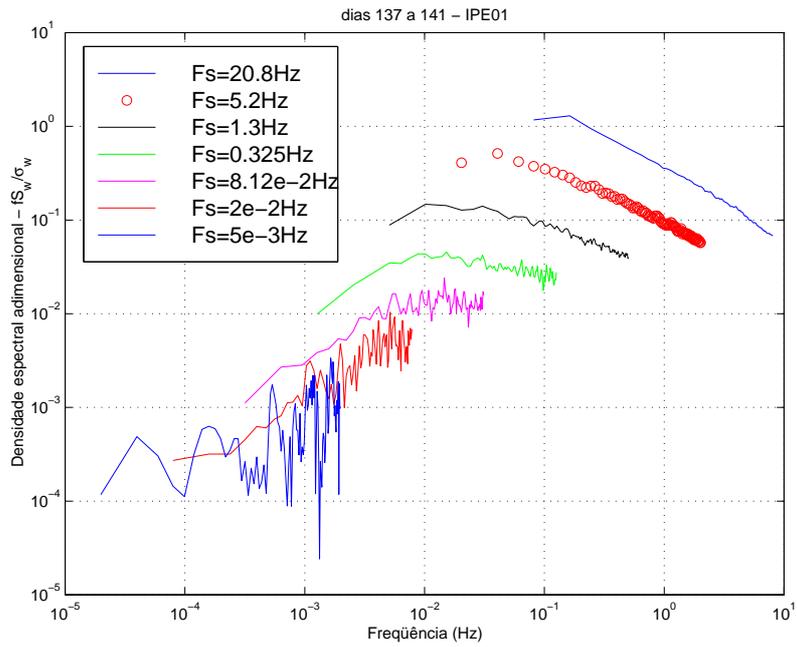


Fig. 4.7 – Espectro de w sob sucessivas reduções da taxa de amostragem, para o intervalo de dias 137 a 141 (estação úmida)

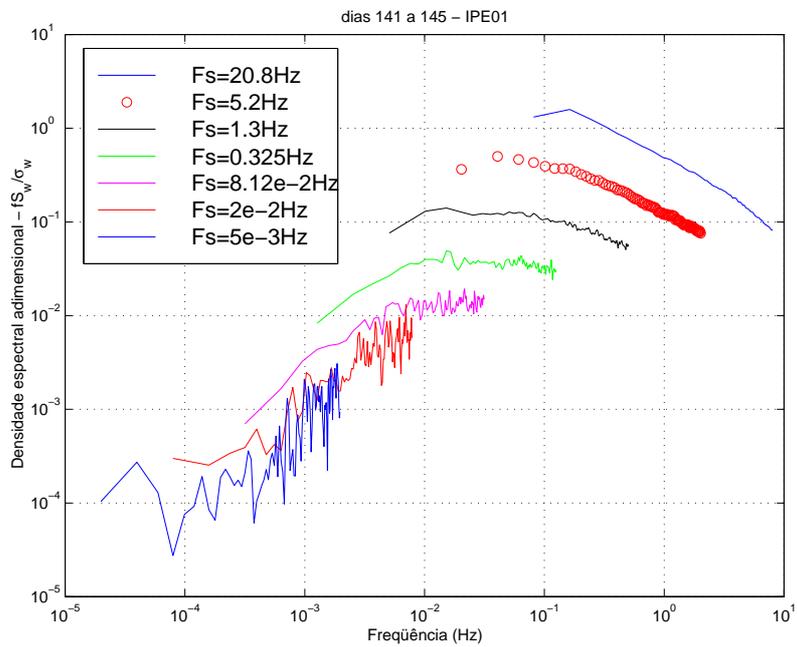


Fig. 4.8 – Espectro de w sob sucessivas reduções da taxa de amostragem, para o intervalo de dias 141 a 145 (estação úmida)

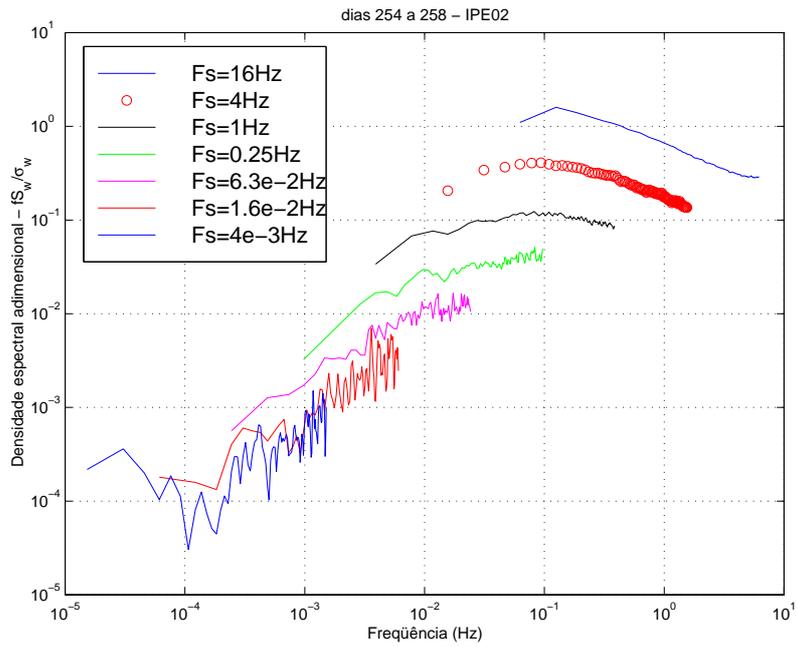


Fig. 4.9 – Espectro de w sob sucessivas reduções da taxa de amostragem, para o intervalo de dias 254 a 258 (estação seca)

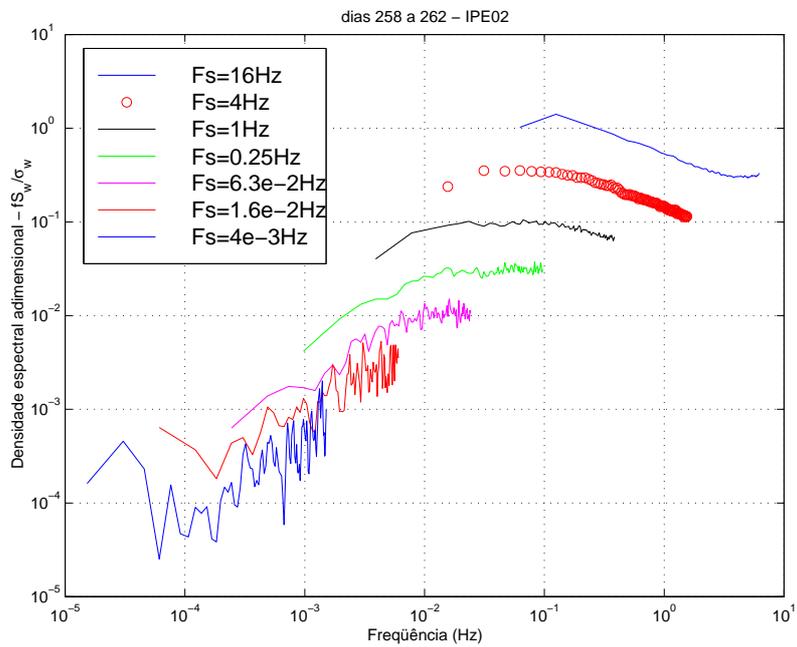


Fig. 4.10 – Espectro de w sob sucessivas reduções da taxa de amostragem, para o intervalo de dias 258 a 262 (estação seca)

4.4 Determinação do tamanho do segmento amostral usado no cálculo dos fluxos

A determinação do tamanho do segmento amostral a ser usado no cálculo dos fluxos foi baseada na metodologia formulada por Howell e Sun (1999). Pelo procedimento adotado, o sinal é dividido em duas partes iguais, o fluxo (de calor sensível ou momentum) é calculado para cada uma das metades e então é calculada a média entre estes dois valores. Cada uma das metades é subdividida em duas partes iguais e assim sucessivamente, com o fluxo sendo calculado para cada segmento do sinal e o valor médio entre todos os segmentos determinado. O tamanho mínimo do segmento amostral foi de 1 minuto, obtendo-se, assim, a média dos fluxos para segmentos do sinal que variaram desse valor até 60 minutos.

Nas figuras 4.11-a e 4.12-a são mostrados os valores médios, para todos os horários do IPE-1, de H e de u_* , respectivamente, calculados para diversos tamanhos de segmentos amostrais. Nota-se que os valores das duas grandezas convergem para o valor atingido com o segmento amostral de 60 minutos e já para o segmento amostral de 30 minutos não há diferença significativa entre os cálculos. Na seção 4.2 foi descrito o código de identificação de não-estacionaridades, que utilizou segmentos amostrais de aproximadamente 6 minutos. Nas figuras mencionadas acima é possível ver que, para um segmento amostral de aproximadamente 7 minutos, a diferença entre os fluxos assim processados e aqueles obtidos usando-se o segmento amostral de 60 minutos esteve e torno de 10 %. Os mesmos valores podem ser verificados nas figuras 4.11-b e 4.12-b, para o experimento IPE-2. Não sendo a diferença desta com relação ao segmento amostral de 60 minutos tão grande, optou-se por calcular os fluxos usando esse valor para segmento amostral, o mesmo em que os dados foram originalmente gravados.

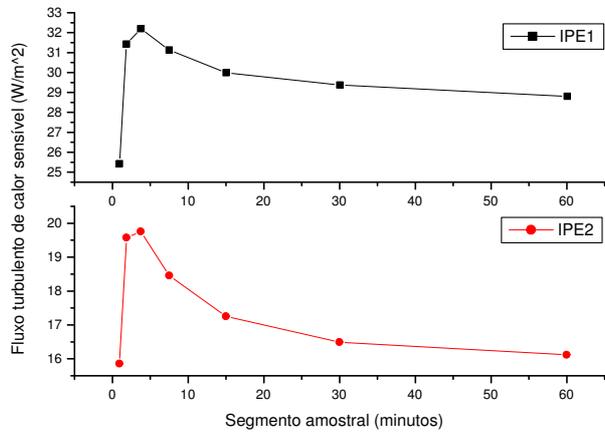


Fig. 4.11 – Comparação de H calculado para segmentos amostrais de diversos tamanhos, nos dois experimentos (média para todos os horários disponíveis): a) IPE-1; b) IPE-2

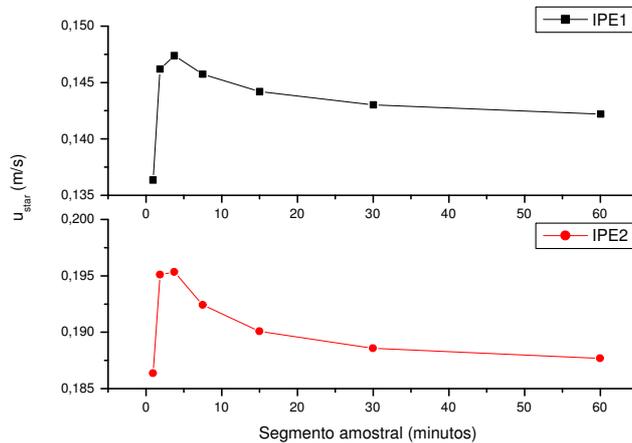


Fig. 4.12 – Comparação do valor de u_* calculado para segmentos amostrais de diversos tamanhos, nos dois experimentos (média para todos os horários disponíveis): a) IPE-1; b) IPE-2

CAPÍTULO 5

COMPARAÇÃO DA ESTRUTURA DA TURBULÊNCIA NA CLS PARA AS ESTAÇÕES ÚMIDA E SECA NO PANTANAL

Em vista de o Pantanal possuir duas estações, seca e alagada, que alteram as características da interface superfície-atmosfera da região, procurou-se, neste trabalho, conhecer de que maneira a estrutura da turbulência é afetada por essas modificações.

A comparação entre as características da estrutura da turbulência na CLS atmosférica nos dois experimentos, IPE-1 e IPE-2, compreendeu, além da estimativa dos fluxos pelo MC, o cálculo de diversas grandezas que exprimissem características da estrutura da turbulência, representativas de cada uma das estações, seca e úmida, particularmente daquelas necessárias para o cálculo do erro de amostragem associado à estimativa dos fluxos turbulentos. Dessa forma, calcularam-se coeficientes de correlação $r_{T,w}$ entre a componente vertical da velocidade do vento, w , e a temperatura, T ; entre as componentes horizontal e vertical da velocidade do vento, $r_{u,w}$; um parâmetro de estabilidade, $\xi (= (z - d)/L)$, onde L é o comprimento de Monin-Obukhov e escalas características de velocidade turbulenta, u_* , temperatura, T_* , assim como escalas integrais de u , w , T , $w'u'$ e $w'T'$.

5.1 Fluxos Turbulentos

Os valores médios para τ e H (fluxos verticais de momentum e calor sensível, respectivamente), obtidos através do MC (Seção 2.5), estão nas figuras 5.1 e 5.2, respectivamente, para 9 dias de cada uma das estações, seca e úmida. Elas mostram a variação horária dos mesmos nas duas estações. Estas figuras apresentam valores médios para todos os dias de cada um dos experimentos, IPE-1 e IPE-2, bem como os respectivos desvios-padrões. Na figura 5.1 observam-se valores maiores para τ logo no início do dia e uma diminuição deste até o período de transição entre a tarde e a noite (transição vespertina). Para o experimento IPE-1, τ mantém-se constante durante a noite, o que não se observa para o experimento IPE-2, que apresenta um máximo relativo entre 20 e 22 horas, o que ocorre também com o respectivo desvio padrão. Este máximo sugere a existência de um jato de baixos níveis (JBN) no Pantanal em algumas noites da estação seca. Uma vez estabelecido no início da noite, ele passa a induzir forte mistura turbulenta mecânica na camada limite noturna (CLN) estável (Andrade et al., 2002). Este aumento da atividade turbulenta no início da noite, no período seco, pode ser visto na figura 5.25,

que mostra a variação da escala de comprimento de fluabilidade, ℓ_b , associada aos maiores vórtices turbulentos na CLS estável ($\ell_b = \sigma_w/N$, onde σ_w é o desvio padrão da componente vertical da velocidade do vento e N é a frequência de Brunt-Väisälä (Nieuwstadt e Brost, 1986; Stull, 1988). Mais detalhes sobre esta escala de comprimento, bem como sobre o JBN, serão vistos na seção 5.4.

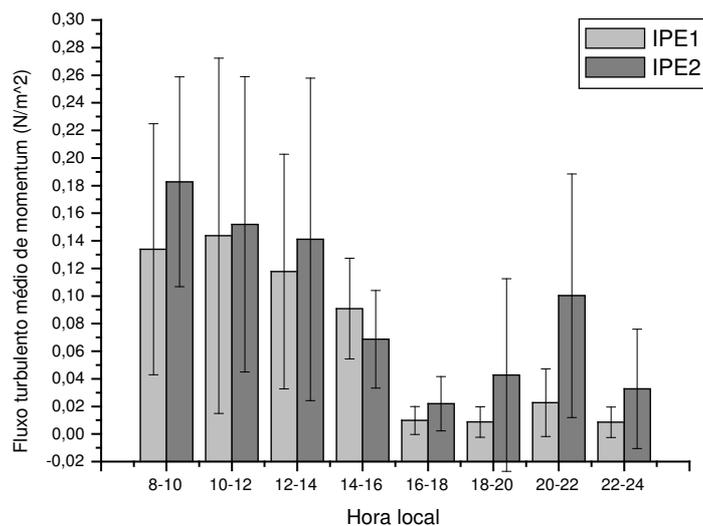


Fig. 5.1 – Evolução horária dos valores médios de τ para os dois experimentos, IPE-1 e IPE-2.

A variabilidade diurna média de H para todos os dias disponíveis nas duas estações é vista na figura 5.2. Nota-se que não houve diferenças significativas na evolução horária deste fluxo para ambos os experimentos, que acompanha o ciclo diurno de aquecimento da superfície. Com as informações referentes aos horários disponíveis, nota-se uma simetria em torno das 12 h, no intervalo de 8 às 16 h. Isto pode ser explicado à partir de uma reflexão sobre aspectos do balanço de energia acima da superfície pantaneira. No início da manhã os raios solares aquecem a superfície, inclusive a lâmina d'água, no caso do experimento IPE-1, aumentando a temperatura das camadas de ar imediatamente acima da superfície, fazendo com que estas ascendam pela ação da fluabilidade. Essa ascensão de massas de ar quente gera então um fluxo vertical de calor. O máximo de H esteve situado em torno de 150 W/m^2 , entre 12 e 13 horas nos dois casos. No fim da tarde, o processo é invertido, a superfície não está mais sendo tão aquecida, a perda radiativa via

emissão de onda longa supera a radiação solar incidente e então H muda de sinal.

No caso das regiões cobertas por uma lâmina d'água rasa, espera-se que parte dos raios solares não refletidos à superfície atinjam o fundo da região inundada e outra parte se disperse ao longo do caminho ótico percorrido dentro da lâmina. A fração de radiação solar que chega ao fundo da região inundada cede calor à mesma, contribuindo para elevar sua temperatura. Isto certamente atua na diminuição da densidade da água próxima ao fundo do reservatório, contribuindo para a geração de células termicamente induzidas que misturarão a lâmina d'água, aumentando sua temperatura média.

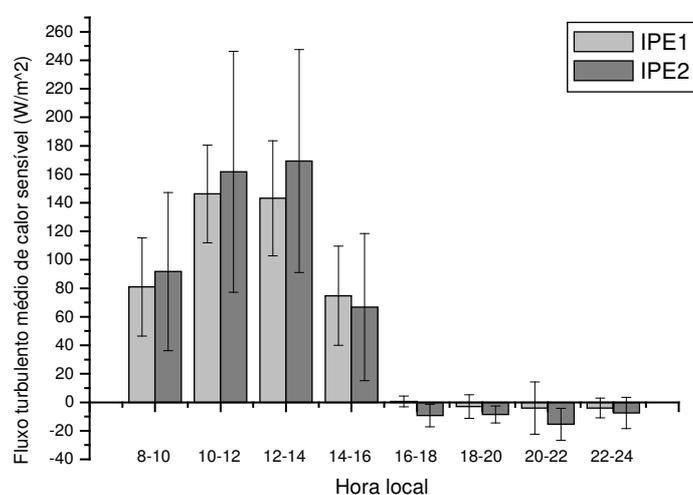


Fig. 5.2 – Evolução horária média de H para os dois experimentos, IPE-1 e IPE-2.

Na figura 5.2 vê-se que $|H|$ é mais intenso para o experimento IPE-2, nos períodos diurno e noturno. O menor valor de $|H|$ no período noturno para o experimento IPE-1, em que o Pantanal estava parcialmente inundado (com lâmina d'água de cerca de 15 cm de altura próximo à torre), no período noturno, pode estar associado à maior inércia térmica da lâmina d'água. Esta, ao se resfriar mais lentamente, mantém mais calor na superfície, o que torna a estabilidade menos pronunciada acima da lâmina d'água. Também, o ar mais úmido aumenta o efeito estufa através da emissão de radiação de onda longa pelo vapor d'água da atmosfera adjacente à superfície.

Posto isto, deve-se fazer a ressalva de que os resultados acima indicam a tendência

apresentada em alguns dias em que foram realizadas medições. Todavia, para que se chegue a resultados com maior nível de significância estatística, impõe-se a análise de massas de dados maiores do que as analisadas aqui. Esta ressalva deve-se estender aos demais resultados comparativos entre o Pantanal seco e úmido.

Na seção seguinte tratar-se-á da estimativa dos erros associados ao cálculo dos fluxos turbulentos.

5.2 Cálculo do erro associado aos fluxos turbulentos

Ao se tomar conhecimento da literatura micrometeorológica referente aos fluxos turbulentos, grande parte dos autores apresenta os cálculos desses fluxos pelo método das covariâncias como se estes fossem resultados exatos. Todavia, autores como Wyngaard, 1983; Lenschow e Stankov, 1986, Fitzjarrald et al., 1990, Mahrt, 1991, Sá, 1992 e Sakai et al., 2001 estão entre aqueles que procuraram dedicar a devida atenção a este assunto.

De uma maneira simplificada, podem-se definir duas fontes de incerteza associadas à estimativa dos fluxos turbulentos: a primeira é o resultado de todos os erros ligados à medida e a segunda provém do método de cálculo utilizado. Aqui, só serão discutidos erros associados à segunda fonte de incerteza mencionada acima.

Exemplos de como a estimativa dos fluxos verticais turbulentos podem ser afetadas pela não-estacionaridade dos dados, pela escolha de comprimentos amostrais inadequados ou pela ocorrência de situações tais como a existência de vórtices estacionários acima do sítio experimental já foram apresentados largamente por Mahrt (1998). Sakai et al. (2001) mostraram como medidas efetuadas na subcamada de transição, em que vórtices lentos estão associados às características de heterogeneidade do terreno, podem comprometer a estimativa dos fluxos.

Se se admitir que as condições de estacionaridade são razoavelmente satisfeitas, então, a metodologia proporcionada pela Estatística convencional é adequada para a realização de estimativas de confiabilidade dos cálculos de fluxos. A idéia subjacente ao cálculo dos fluxos pelo MC (condições estacionárias) é a de que uma estimativa de um momento estatístico deverá ser representativa de uma amostra que contenha um número estatisticamente suficiente dos maiores vórtices que contribuem para o processo em estudo (no caso, covariâncias $w's'$). Esta proposição pode ser resumida pela regra “não escrita” segundo a qual uma série temporal deve ter, no mínimo, um comprimento dez vezes maior do que as maiores escalas dos vórtices após filtragem passa-alto dos dados (Mahrt, 1991).

O cálculo do erro associado aos fluxos turbulentos baseou-se na metodologia de Wyngaard (1983), que envolve o uso de escalas integrais temporais. Na equação 5.1 é vista a expressão usada na estimativa do erro para determinado fluxo turbulento f :

$$\frac{\ell}{\lambda} = 2 \left(\frac{1 + r^2}{r^2} \right) \left(\frac{\bar{f}}{\sigma} \right)^2 \quad (5.1)$$

onde ℓ é a duração temporal da amostra em que foi feita a medida (no caso, 60 minutos), λ é a escala integral temporal associada ao sinal ($w' s'$) (onde s' é a flutuação da variável cujo fluxo se deseja estimar), r é o coeficiente de correlação entre as variáveis envolvidas no fluxo f , \bar{f} é o fluxo turbulento médio e σ seu desvio padrão. A razão $\frac{\sigma}{\bar{f}}$ mede a precisão da estimativa do fluxo turbulento para o comprimento amostral ℓ .

Antes de discutir os resultados provenientes dos cálculos dos erros associados aos fluxos turbulentos medidos no Pantanal, procurar-se-á discutir fisicamente os resultados referentes a cada uma das grandezas envolvidas no cálculo dos erros. Assim, a seguir, serão discutidos os resultados referentes às escalas integrais e aos coeficientes de correlação entre w' e s' .

5.2.1 Escalas Integrais da Turbulência

Uma escala importante na compreensão da estrutura da turbulência é a escala integral, que é a distância, no caso de medidas em avião, ou tempo, para medidas em torre, em que uma grandeza mantém, na média, uma correlação significativa consigo mesma (Lumley e Panofsky, 1964; Lenschow e Stankov, 1986). Esta escala fornece subsídios sobre a dimensão dos maiores vórtices turbulentos e, portanto, é útil na análise da evolução da estrutura da turbulência frente à estabilidade e características da superfície. É geralmente definida à partir da integral da função de autocorrelação, que pode ser calculada com base na densidade espectral via transformada de Fourier inversa.

A função de autocorrelação é a coleção de coeficientes de autocorrelação calculados para diversos valores da defasagem temporal entre a série e ela mesma.

A equação 5.2 (Wilks, 1995) traz uma forma generalizada do cálculo do coeficiente de autocorrelação para uma série temporal x , onde n é o comprimento desta série, k é a defasagem (*lag*) temporal e os subscritos “-” e “+” indicam a média sobre os primeiros e últimos $(n - k)$ pontos da série, respectivamente.

$$r_k = \frac{\sum_{i=1}^{n-k} [(x_i - \bar{x}_-) (x_{i+k} - \bar{x}_+)]}{\left[\sum_{i=1}^{n-k} (x_i - \bar{x}_-)^2 \sum_{i=k+1}^n (x_i - \bar{x}_+)^2 \right]^{1/2}} \quad (5.2)$$

Nas figuras 5.4 e 5.5 são vistas, respectivamente, a função autocorrelação para w e para T em diversos horários do dia 143 do experimento IPE-1. Em cada gráfico nas figuras é indicado o valor da escala integral como o ponto em que a função autocorrelação cruza o zero. Mesmo sendo esses horários aqueles aprovados nos critérios de estacionaridade, ainda assim, muitos deles não têm sua escala integral determinada por exceder o limite máximo nos cálculos, de 45 minutos. Este valor foi escolhido como o máximo “lag”, ou atraso, imposto no cálculo da correlação entre o sinal e ele mesmo. Segundo Lumley e Panofsky (1964), a função autocorrelação não cruza o zero para sinais que contêm tendências lineares, como pode ser visto na figura 5.3. Isto foi observado para muitos dos sinais classificados como não-estacionários neste trabalho. Ressalte-se, também, que a estimativa da escala integral não é um procedimento isento de problemas numéricos (Panofsky e Dutton, 1984; Lenschow e Stankov, 1986).

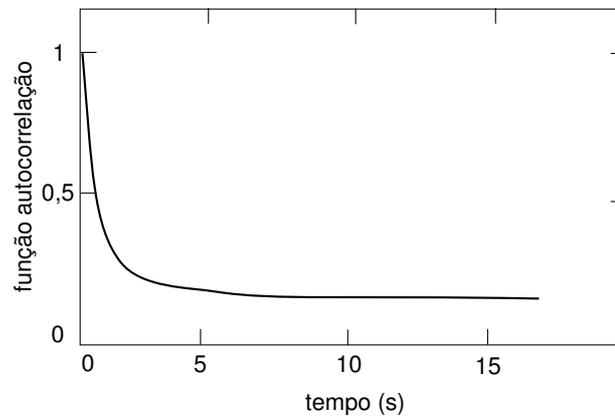


Fig. 5.3 – Função autocorrelação de um sinal com escalas muito maiores do que as turbulentas, tendências lineares, por exemplo. FONTE: Adaptação de Lumley e Panofsky (1964).

A escala integral de w , λ_w , foi calculada para os dois experimentos e é vista na figura 5.6. Observam-se valores em torno de 100 segundos para λ_w durante o dia, para ambos os experimentos, sendo esses valores menores que aqueles do período noturno. Durante o dia,

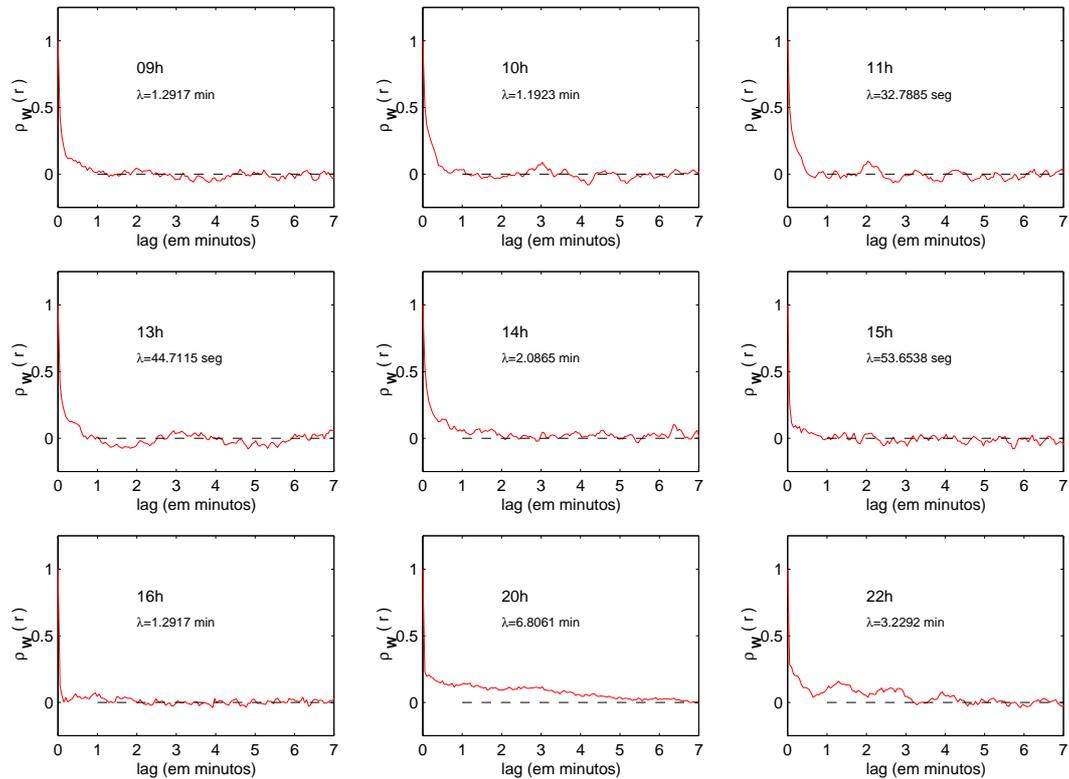
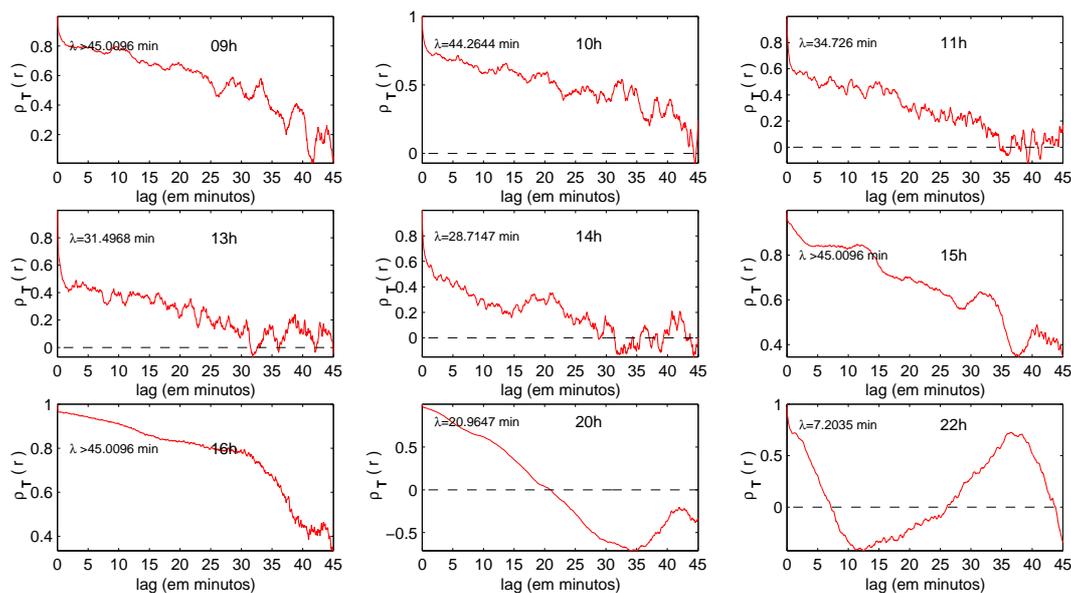


Fig. 5.4 – Função de autocorrelação para diversos horários do dia 143 do experimento IPE-1, para w , componente vertical da velocidade do vento.

a maior “mistura” na camada de ar logo acima da superfície, provocada principalmente pelos efeitos de flutuabilidade, impõe um limite menor à escala temporal de estruturas que tenham uma significativa correlação consigo mesmas. Com efeito, a relação existente entre a taxa de incidência de ECs e condição de estabilidade no Pantanal Matogrossense já foi discutida por Bolzan (2000). Ele mostra que na medida em que a estabilidade aumenta, menor é a fração do tempo em que se observam ECs contribuindo para os fluxos. No período noturno λ_w assume valores maiores em virtude da maior estabilidade da camada limite, quando então a flutuabilidade é menor do que durante o dia, “misturando” a atmosfera mais lentamente. Nieuwstadt e Brost (1986) explicam este fenômeno como consequência da persistência dos grandes vórtices nessas condições. Todavia, na estação úmida há um acentuado máximo na escala integral entre 18 e 20 horas. É possível que tal fenômeno esteja associado à ocorrência de circulações locais de mesoescala associadas à heterogeneidade térmica horizontal característica desta estação (Marques Filho, 2000).

Como pode ser visto na figura 5.5, diversos horários não tiveram λ_T determinada, como, por exemplo, 9, 15 e 16 horas desse dia (143) do experimento IPE-1. No conjunto de



Função auto-correlação para o dia 143

Fig. 5.5 – Função de autocorrelação para a temperatura, T , em diversos horários do dia 143 do experimento IPE-1.

todos os horários disponíveis para o experimento IPE-1, em 27% deles λ_T não “fechou”. Esse percentual foi de 29% para os dados do experimento IPE-2. Entre estes eventos, 51% concentraram-se das 8 às 11 horas da manhã para o IPE-1 e 52% para o IPE-2, na mesma faixa de horários. Essa escassez de dados disponíveis comprometeu a robustez da análise estatística do comportamento de λ_T , permitindo que apenas duas faixas de horários tivessem seus valores médios calculados com confiabilidade. O valor de λ_T para essas faixas, de 11 às 12 e das 13 às 14 horas, é apresentado na tabela 5.1, para as duas campanhas. Ressalte-se os valores acentuadamente maiores de λ_T (da ordem de dezenas de minutos) comparativamente aos de λ_w (da ordem de segundos), apresentados na figura 5.6. É provável que os maiores valores para λ_T expressem a ocorrência de circulações locais termicamente induzidas na região, cujos efeitos se fariam sentir mais nos dados de T . Os maiores valores de λ_T para o experimento IPE-1 possivelmente refletem uma maior heterogeneidade térmica da região, causada por lagos de variadas dimensões na região em estudo.

A escala integral de u (a soma das duas componentes horizontais do vento projetadas na

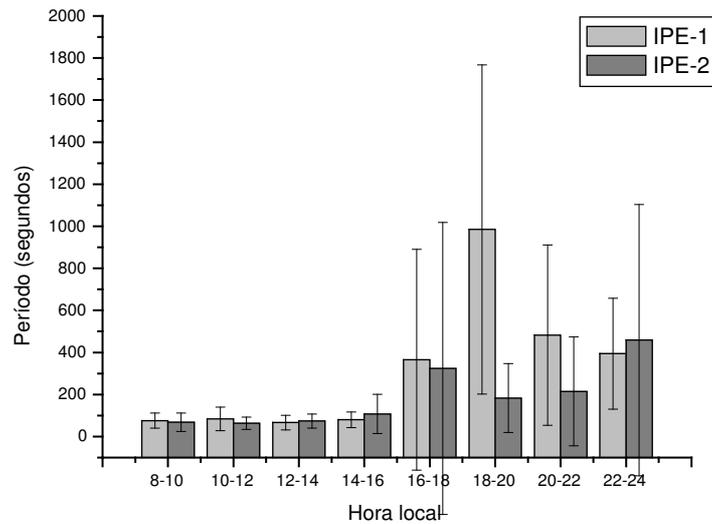


Fig. 5.6 – Variabilidade diurna de λ_w para os experimentos IPE-1 e IPE-2

TABELA 5.1 – VALOR MÉDIO DA ESCALA INTEGRAL DE T , λ_T , EM SEGUNDOS, PARA DUAS FAIXAS DE HORÁRIOS NOS EXPERIMENTOS IPE-1 E IPE-2

Campanha	11-12h	13-14h
IPE-1	1795,3	820,4
IPE-2	1157,5	725,6

direção do escoamento médio), λ_u , foi também calculada para os dois experimentos. Os horários em que não foi possível determinar escala integral corresponderam a 21,7% do total de horários disponíveis para o experimento IPE-1, enquanto que para o experimento IPE-2 esse percentual foi de apenas 1,2%. Diferentemente do que ocorreu para λ_T , a faixa em que estes horários se concentraram, 88% entre os 21,7%, foi das 16 às 23 horas, período em que u_* assume valores menores, (para o experimento IPE-1, já que para o experimento IPE-2 apenas um horário não teve λ_u determinada). Possivelmente, estas diferenças entre o percentual de horários com λ_u indeterminada entre as duas campanhas e numa faixa de horários diferente, refletem a tendência verificada de aumento da instabilidade e diminuição do valor de u_* ao longo da jornada diurna. A faixa de horários em que predominam escalas integrais muito maiores do que o limite estabelecido nos cálculos, das 16 às 23 horas, pode ser justificada por ser o período de grande perda

radiativa por parte da superfície. Regiões alagadas tendem a conservar mais calor do que as secas, criando assim gradientes térmicos que possibilitam o surgimento de circulações locais.

Na faixa das 16 às 23 horas, os horários com λ_u indeterminada representam 51% dos horários disponíveis. Esse alto percentual comprometeu uma análise estatística segura dessa faixa de horários, motivo pelo qual optou-se pela confecção de um histograma para analisar a distribuição dos valores de λ_u na faixa de horários de 8 às 15 horas. O histograma é apresentado na figura 5.7.

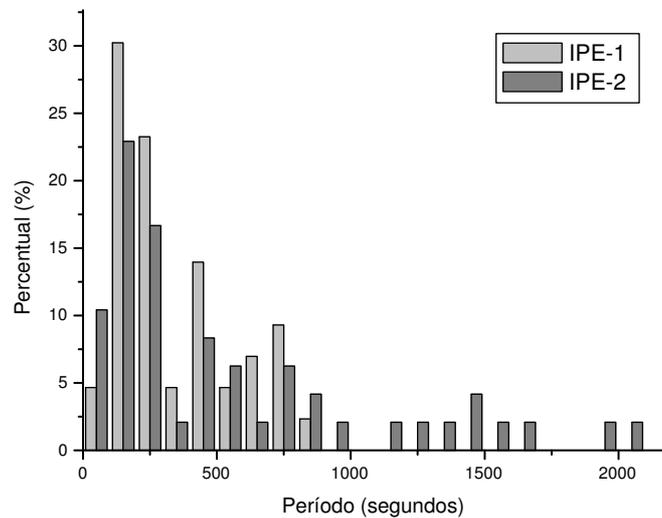


Fig. 5.7 – Distribuição dos valores de λ_u para a faixa de horários de 8 às 15 horas nos experimentos IPE-1 e IPE-2

As escalas integrais de $w'T'$ e $w'u'$, usadas no cálculo dos erros para H e τ , são vistas nas figuras 5.8 e 5.9, respectivamente. Estas escalas, contrariamente às escalas integrais de w , u e T , foram determinadas em todos os horários, ou seja, a função auto-correlação cruzou o zero antes do “lag” máximo imposto na auto-correlação.

5.2.2 Coeficientes de correlação

Os coeficientes de correlação associados à H e τ (equações 5.3) fornecem importantes informações sobre a estrutura da turbulência na CLS (Högström, 1990) e mesmo sobre a estrutura da CLA (Moeng e Sullivan, 1994).

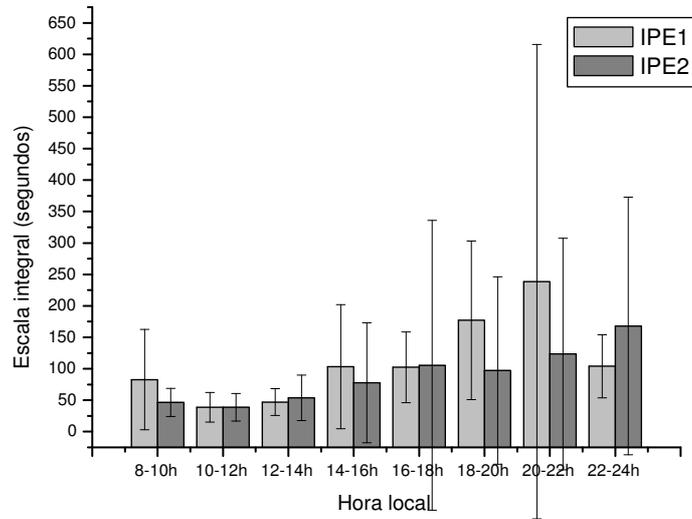


Fig. 5.8 – Distribuição dos valores de λ_{wT} para os horários dos experimentos IPE-1 e IPE-2

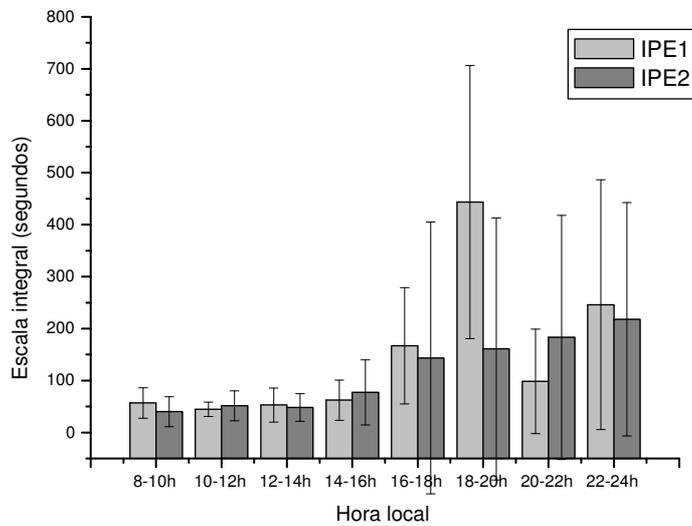


Fig. 5.9 – Distribuição dos valores de λ_{wu} para os horários dos experimentos IPE-1 e IPE-2

$$r_{wT} = \frac{\overline{w'T'}}{\sigma_w \sigma_T} \quad \text{e} \quad r_{wu} = \frac{\overline{w'u'}}{\sigma_w \sigma_u} \quad (5.3)$$

A evolução de r_{wT} ao longo do dia nos dois experimentos pode ser vista na figura 5.10. Nota-se um comportamento similar entre os valores observados nas estações úmida e seca, no intervalo que vai das 8 às 16 h, o que indica que a lâmina d'água presente no experimento IPE-1 não introduziu diferenças importantes no comportamento de r_{wT} quando imperou a condição instável no escoamento. Este comportamento semelhante nessa faixa de horários, que se apresenta em diversas outras grandezas analisadas, pode ser devido à ação das térmicas em regime de convecção livre que contribuem decisivamente para os fluxos turbulentos (*updrafts*)(Lenschow e Stankov, 1986). Simulações numéricas realizadas por Kubota (2002) para dados do experimento IPE-2 parecem confirmar esta suposição. Na figura 5.10 vê-se a variação de r_{wT} em função do parâmetro de estabilidade ξ , que pode fornecer mais elementos para a análise da estrutura da turbulência térmica acima do Pantanal.

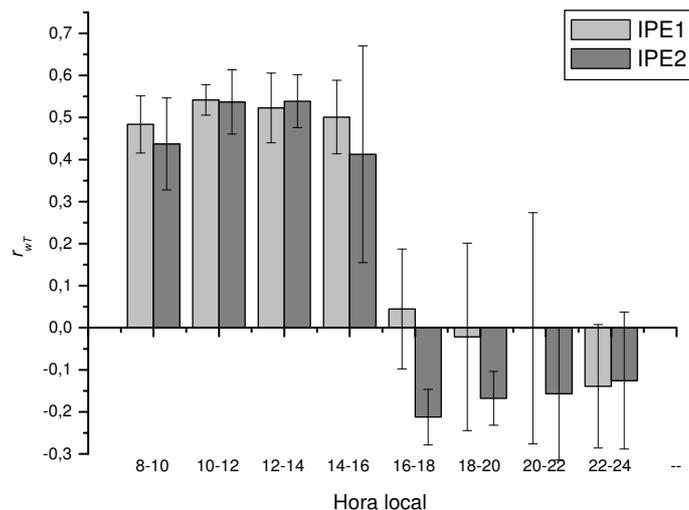


Fig. 5.10 – Evolução horária do coeficiente de correlação r_{wT} para os dois experimentos, IPE-1 e IPE-2.

Na figura 5.11 vê-se a variação do coeficiente de correlação r_{wT} em função de ξ para os experimentos IPE-1 e IPE-2. Os pontos correspondem a valores médios calculados dentro de faixas unitárias do parâmetro ξ . Para condições instáveis a estimativa de r_{wT} ficou em torno de 0,5, concordando com os resultados genéricos apresentados por Kaimal e Finnigan (1994) e com aqueles de Marques Filho (2000) para o Pantanal úmido. Em condições estáveis, r_{wT} apresentou menor valor, indicando uma menor eficiência

da transferência de calor relativamente à produção de variância de temperatura nessas condições de estabilidade (Marques Filho, 2000).

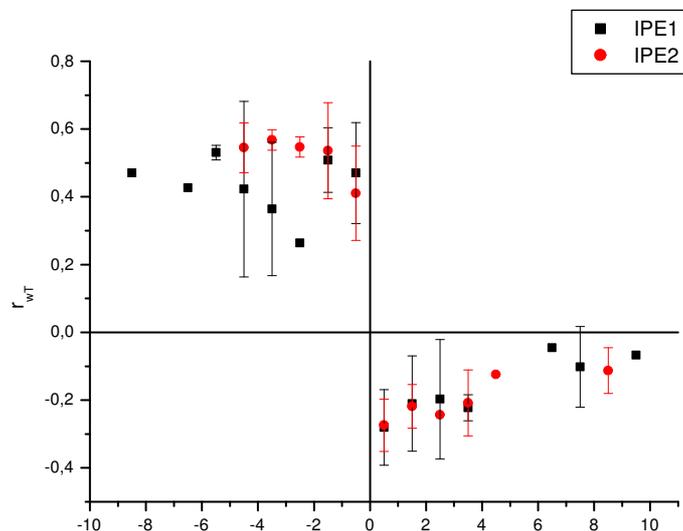


Fig. 5.11 – Variação do coeficiente de correlação r_{wT} em função de ξ para os experimentos IPE-1 e IPE-2. Cada ponto corresponde a um valor médio dentro de faixas de ξ de tamanho unitário.

Analisar-se-á, na seqüência, o comportamento de r_{wu} , o coeficiente de correlação entre as componentes de velocidade vertical e horizontal do vento. O valor de r_{wu} fornece informações referentes à proporção da intensidade de turbulência mecânica que é aproveitada para τ . Högström (1990) apresentou uma exaustiva discussão à respeito, mostrando como valores baixos de $|r_{wu}|$ podem estar associados à ocorrência de turbulência “não-ativa” no escoamento da CLS. Isto porque:

$$r_{wu} = \frac{\overline{w'u'}}{\sigma_w \sigma_u} = - \frac{\tau}{\rho \sigma_w \sigma_u} \quad (5.4)$$

onde τ depende apenas da turbulência “ativa”, enquanto σ_w e σ_u contêm, ambos, informações da turbulência “ativa” e “não-ativa”. Segundo Högström (1990), a turbulência “não-ativa”:

- não interage com a turbulência “ativa”;
- não contribui para τ ;
- surge na parte superior da CLS;
- é de uma escala relativamente grande;
- é parcialmente devida ao campo irrotacional criado por flutuações de pressão na CLS e ao campo de vorticidade de grande escala da camada exterior à CLS;
- tem sua energia dissipada nas camadas próximas à superfície.

Então, os vórtices associados à turbulência, embora não contribuam diretamente para o fluxo turbulento, podem contribuir para o estabelecimento de flutuações de baixa frequência nos sinais de velocidade do vento (particularmente de u) e assim influir no aumento do erro no fluxo turbulento.

A variação horária do coeficiente de correlação r_{wu} para a CLS do Pantanal é vista na figura 5.12. Sun et al. (1996) salientam que, sob a presença de circulações locais, r_{wu} pode diminuir, o que ocorre efetivamente entre 12 e 13 horas e depois, em torno de 17 horas, para o experimento IPE-1. É importante verificar que no período matinal, a tendência de r_{wu} nas duas estações é a mesma, com diminuição de $|r_{uw}|$ com o aumento da atividade convectiva. Nesta, u_* deixa de ser escala característica da velocidade turbulenta e sim w_* , de tal forma que as flutuações mecânicas são induzidas predominantemente por fatores térmicos, e não mais por cisalhamento do vento.

Na figura 5.13 é vista a variação do módulo de r_{wu} em relação a ξ para os dois experimentos. Os pontos referem-se a médias dos horários calculadas para faixas unitárias dos valores de ξ .

De acordo com Kaimal e Finnigan (1994), $|r_{uw}|$ decresce suavemente com o aumento da instabilidade. Isto não se observa na figura 5.13, para os dois experimentos, pois há uma forte queda do valor de $|r_{uw}|$ em torno de $\xi = -2$. Deve-se ressaltar que nesses gráficos não está presente o período da madrugada, por motivos de baixa resolução nos sinais neste intervalo.

Através das figuras 5.14 e 5.15, 5.16 e 5.17, são estudadas as variações dos erros de τ e H relativamente ao parâmetro de estabilidade ξ . A análise destas figuras mostra que no

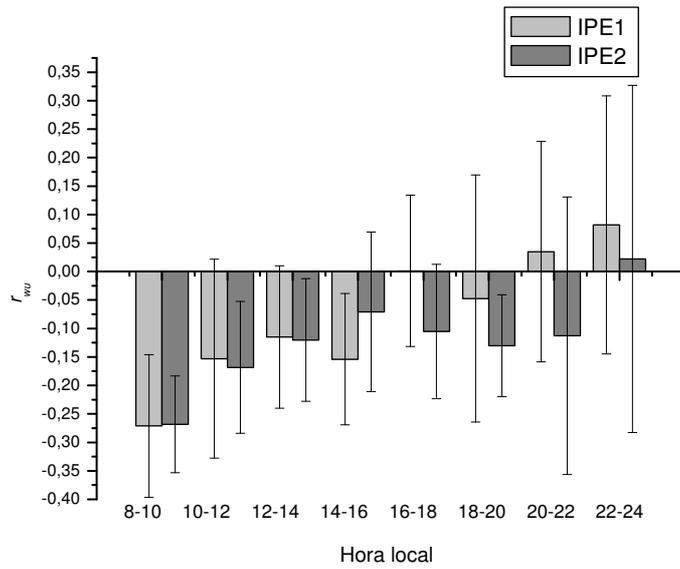


Fig. 5.12 – Evolução horária do coeficiente de correlação r_{wu} para os dois experimentos, IPE-1 e IPE-2.

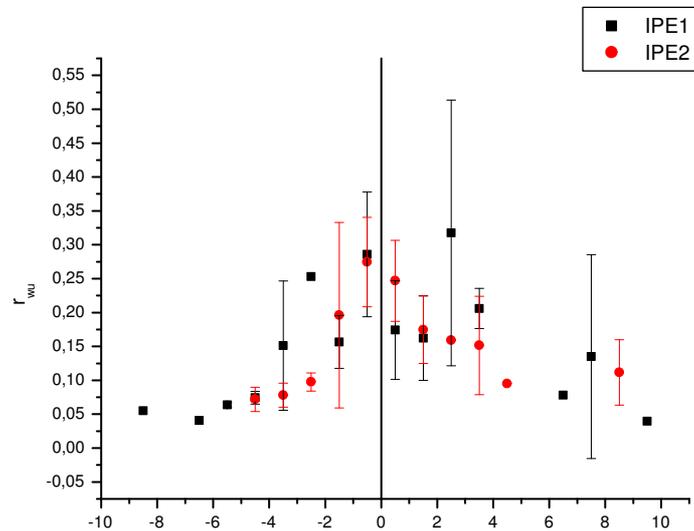


Fig. 5.13 – Variação do módulo do coeficiente de correlação r_{wu} em função de ξ para os experimentos IPE-1 e IPE-2. Cada ponto corresponde a um valor médio dentro de faixas de ξ de tamanho unitário.

experimento IPE-1 o erro para τ aumenta em função de $|\xi|$. Para o experimento IPE-2, no entanto, esta tendência é menos nítida, particularmente para valores de $\xi > 0$. No que se refere aos erros em H , uma tendência similar ao que ocorreu em τ no experimento IPE-1 é observada.

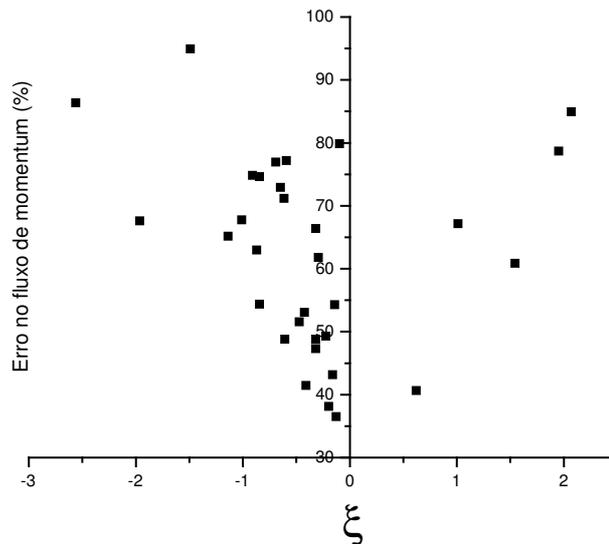


Fig. 5.14 – Variação do erro em τ em função do parâmetro de estabilidade ξ para diversos horários do experimento IPE-1.

Todavia, a variação do erro em H no experimento IPE-2 apresenta pouca ou nenhuma relação com a estabilidade. É interessante observar que o aumento do erro em τ em função do aumento da instabilidade já tinha sido constatado por Sá (1992) em seu estudo sobre a estrutura da turbulência atmosférica acima do Oceano Atlântico (experimento TOSCANE-T). Uma tentativa de explicar este aumento do erro em função da instabilidade pode ser encontrada em Bolzan (2000). Em sua análise sobre a organização de ECs acima do Pantanal Matogrossense, ele observou que próximo da neutralidade as ECs associadas a τ estavam bem ordenadas, localizadas em uma única escala, e apresentando considerável grau de estacionaridade. Entretanto, na medida em que aumenta a instabilidade as ECs associadas aos fluxos deixam de se localizar em uma única escala e passam a se

manifestar intermitentemente ao longo do tempo. É claro que este último comportamento só pode contribuir para aumentar o erro associado aos fluxos turbulentos nessas condições. Resultados similares foram obtidos por Moeng e Sullivan, 1994 em seu estudo sobre a estrutura vertical da turbulência induzida por processos mecânicos e térmicos na CLA, à partir da simulação de grandes vórtices (LES).

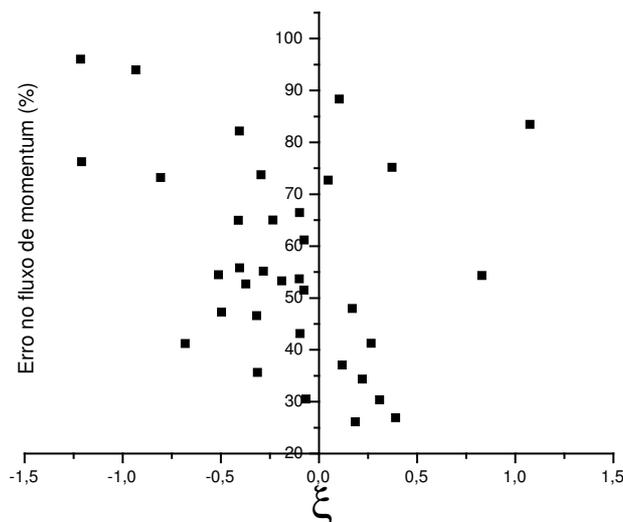


Fig. 5.15 – Variação do erro em τ em função do parâmetro de estabilidade ξ para diversos horários do experimento IPE-2.

O fato de, à noite, os erros relativos de τ e H no experimento IPE-2 não apresentarem relação muito nítida com o parâmetro de estabilidade pode sugerir que fenômenos complexos dissociados da superfície têm papel dominante na organização da CLN no Pantanal seco. Efetivamente, Andrade et al. (2002) mostraram que, às vezes, existe um JBN no Pantanal que organiza a estrutura da turbulência na CLS. Por outro lado, também foram observados nesse período interações de ondas de gravidade com turbulência, fenômeno que será discutido posteriormente neste trabalho. Mencione-se que Mahrt (1999), em seu estudo de revisão das características da CLN, dá exemplos de diversas situações em que os modelos clássicos de relações de similaridade na CLS estável entram em colapso ante a ação de forçantes organizadas na parte superior da CLN.

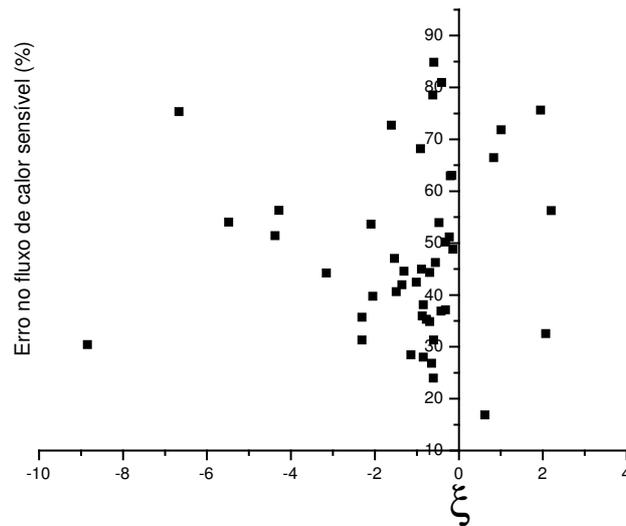


Fig. 5.16 – Variação do erro em H em função do parâmetro de estabilidade ξ para diversos horários do experimento IPE-1.

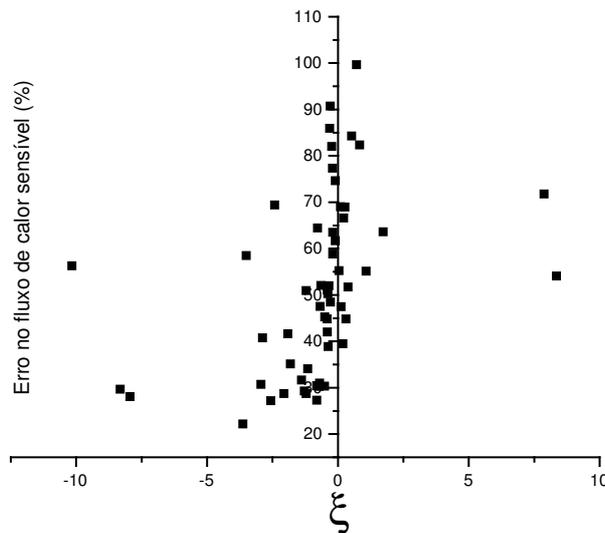


Fig. 5.17 – Variação do erro em H em função do parâmetro de estabilidade ξ para diversos horários do experimento IPE-2.

5.3 Outras escalas características da estrutura da turbulência

O parâmetro L é uma escala de comprimento que mede a altura em que a turbulência mecânica predomina sobre a convecção térmica. Para alturas maiores do que $|L|/10$ a

convecção térmica domina; para alturas menores a turbulência mecânica é predominante (Panofsky e Dutton, 1984; Stull, 1988). No ciclo diurno, mostrado na figura 5.18, vê-se a redução de $|L|$ até o período de transição do fim da tarde. No período de maior convecção térmica, das 10 às 14 horas, para ambos os experimentos, IPE-1 e IPE-2, $|L|$ apresenta valores similares, o que mostra que, quando a superfície está plenamente aquecida, as diferenças entre os dados do experimento IPE-1 e do experimento IPE-2 diminuem, ainda que as condições de contorno do terreno nos dois experimentos sejam diferentes. No período noturno $|L|$ reduz-se a menos de 10% do valor médio diurno, para o experimento IPE-1. Porém, observa-se um aumento do seu valor no período noturno no experimento IPE-2, já mencionado anteriormente, o que possivelmente associa-se à ação de um JBN.

É digno de nota, também, o fato de durante o experimento IPE-1, $\xi < 0$ entre 20 e 22 horas. Isto pode estar exprimindo a contribuição dominante de energia armazenada na lâmina d'água para H neste horário ou então, estar relacionada a algum fenômeno complexo da CLN.

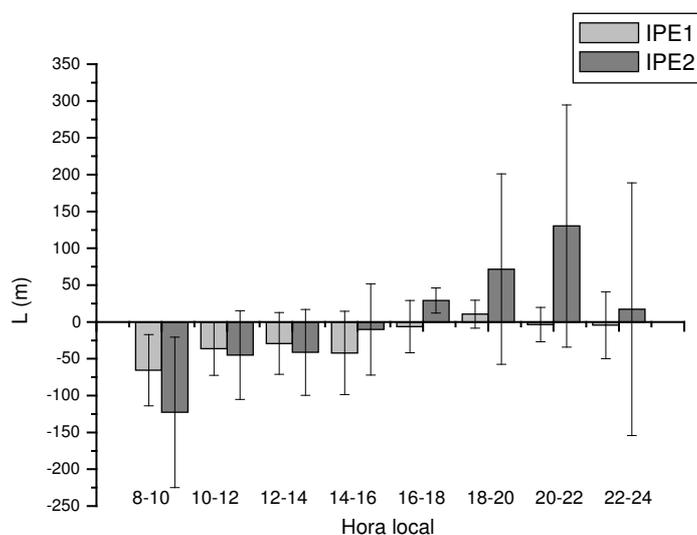


Fig. 5.18 – Variabilidade diurna de L para os experimentos IPE-1 e IPE-2

A variabilidade diurna de ξ , para os dois experimentos, é mostrada na figura 5.19. O experimento IPE-1 apresenta maiores valores, negativos, de ξ das 8 às 14 horas e mantém o sinal deste por algumas horas após o pôr do sol, quando há instabilidade, possivelmente

pelo efeito da energia térmica armazenada na lâmina d'água. Para o experimento IPE-2, o sinal de ξ muda logo no período de transição, assumindo valores característicos de uma situação estável. No final da noite, das 22 às 0 horas, ξ assume um valor similar em ambos os experimentos, quando possivelmente o efeito da lâmina d'água não é suficiente para manter uma situação instável como antes, no experimento IPE-1, e quando u_* já diminuiu suficientemente, no caso da estação seca.

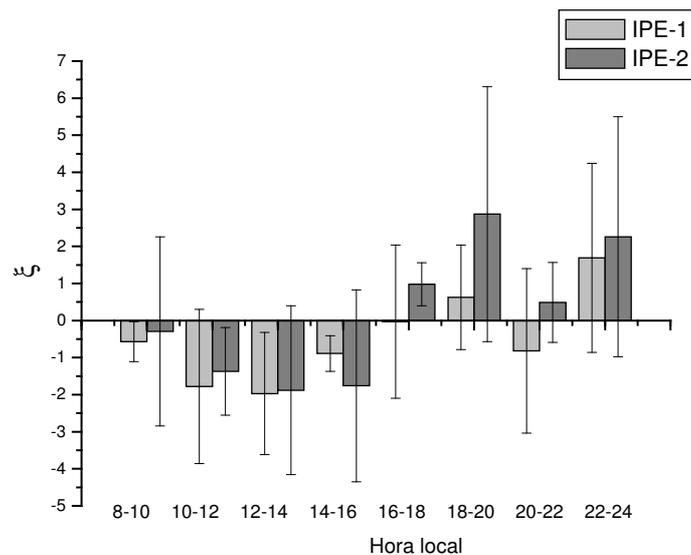


Fig. 5.19 – Variabilidade diurna de ξ para os experimentos IPE-1 e IPE-2

As escalas de velocidade e temperatura já tiveram seu comportamento indiretamente investigado quando da análise de τ e H (figuras 5.1 e 5.2, seção 5.1, respectivamente), em virtude da formulação utilizada no cálculo desses fluxos:

$$\tau = \rho u_*^2$$

$$H = \rho c_p \overline{w'T'}$$

A figura 5.20 apresenta a variação dos valores de u_* ao longo da jornada diurna, para dados da estação úmida e da estação seca. Nesta figura observam-se dois padrões nitidamente diferentes de variabilidade de u_* : (i) das 8 às 18 horas; (ii) das 18 horas às 24 horas. No primeiro deles, u_* decai continuamente, mas mais lentamente na estação úmida (até as

16 horas) e mais rapidamente na estação seca. Isto, conforme já discutido, poderia ser atribuído ao fato de a convecção térmica ter cada vez mais influência na geração de ECT em comparação com a turbulência mecânica, de tal forma que o cisalhamento do vento e conseqüentemente u_* terem cada vez menos influência na geração de turbulência na CLS. No segundo intervalo, (ii), há duas tendências opostas na evolução de u_* , dependendo da estação ser úmida ou seca. Na estação úmida, os valores de u_* se estabilizam às 16 horas. Já na estação seca, há um mínimo relativo em u_* entre as 16-18 horas, após o qual u_* passa a crescer até as 22 horas quando aí então começa a decair. Uma hipótese para o comportamento de u_* na estação seca associa-se à comprovada presença de JBN em alguns dias do período seco (Andrade et al., 2002), o qual organiza a mistura turbulenta, uma vez estabelecido (Mahrt et al., 1979).

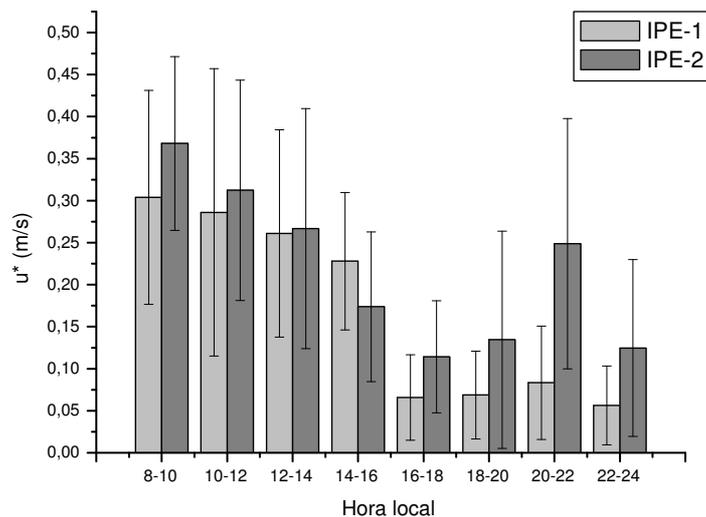


Fig. 5.20 – Variabilidade diurna de u_* para os experimentos IPE-1 e IPE-2

A variação diurna média da escala de temperatura T_* (figura 5.21) apresenta, obviamente, um comportamento compatível com aquele apresentado por H , já que esta escala é definida como:

$$T_* = \frac{-\overline{w'T'}}{u_*} \quad (5.5)$$

No período diurno, muito pouca diferença é observada entre os dados da estação seca e úmida, o que parece indicar que as diferenças observadas na estrutura da turbulência nas duas estações têm origem predominantemente na turbulência mecânica. No período noturno, contudo, T_* na estação seca é maior que T_* na estação úmida, o que pode indicar o efeito da lâmina d'água (presente na estação úmida) como um fator que impede que a estabilidade atmosférica atinja valores elevados. Ressalte-se a grande diferença observada nos padrões de variabilidade noturna de u_* e T_* na estação seca. A existência de um máximo notório em u_* , na estação seca, no início da noite, diferentemente do que ocorre com T_* , parece indicar a origem exclusivamente mecânica do fenômeno, o que mais uma vez parece comprovar ser este máximo consequência da ação do JBN.

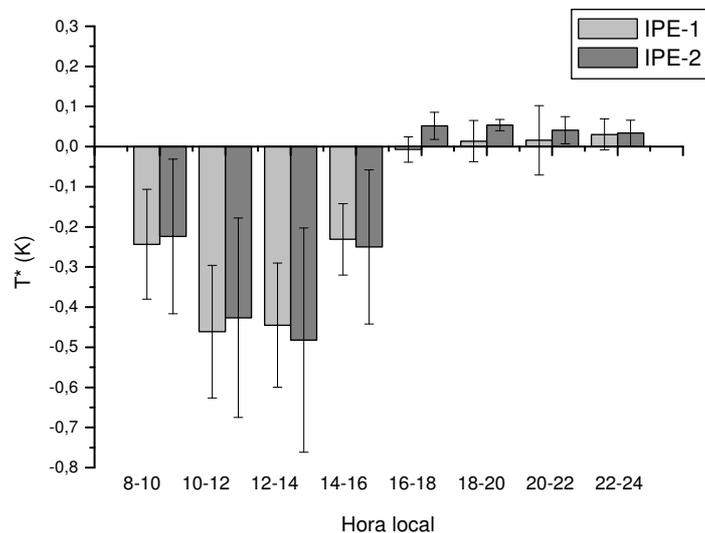


Fig. 5.21 – Variabilidade diurna de T_* para os experimentos IPE-1 e IPE-2

5.4 Eventos possivelmente envolvendo interação turbulência-onda de gravidade

Nas comparações entre a evolução diurna de parâmetros turbulentos nos experimentos IPE-1 e IPE-2 foram observadas consideráveis diferenças nos horários entre 19 a 24 h. Isto é particularmente evidente no que se refere à variabilidade diurna de u_* , mostrada na figura 5.20, em que há um máximo relativo de u_* e de seu desvio padrão apenas na estação seca. É muito possível que isso se deva às características complexas da CLN na estação seca. Contrariamente ao que convencionalmente tem sido apresentado para a estrutura

da turbulência na camada estável (Monin e Yaglom, 1971; Arya, 1988), há evidências recentes de que a CLN fortemente estável na superfície pode ter associada a si fenômenos tais como (Mahrt, 1999): a) camada limite forçada por fonte de turbulência elevada; b) intermitência; c) JBN; d) variações de meso-escala; e) ondas de gravidade. Posto isto, procurou-se analisar em maior detalhe a evolução de sinais turbulentos no período das 19 às 24 h em dia que u_* apresentou máximo relativo considerável (dia juliano 259 durante o experimento IPE-2). Assim, foram feitos escalogramas dos sinais de w , T , $w'T'$ e $w'u'$. Além disso foi efetuado o gráfico de ℓ_b ao longo do tempo neste mesmo período (figura 5.25) ($\ell_b = \sigma_w/N$, onde σ_w é o desvio padrão da componente vertical da velocidade do vento e N é a frequência de Brunt-Väisälä) (Nieuwstadt e Brost, 1986; Stull, 1988).

5.4.1 Análises em tempo-escala de variáveis meteorológicas para um período de 19 às 24 h (IPE-2)

Escalogramas já têm sido usados com sucesso para interpretar as estruturas em escala de vórtices turbulentos (Druilhet et al., 1994; Sá et al., 1999; Bolzan, 2000; Galmarini e Athié, 2000). O escalograma é um gráfico tridimensional onde o eixo vertical representa a escala temporal e o eixo horizontal é o tempo em que a medida foi realizada. O terceiro eixo que está implícito na figura associa-se às cores mostradas no escalograma: positivo para cores tendendo ao vermelho e negativo para aquelas tendendo ao azul (para os escalogramas feitos neste trabalho).

Autores como Nai-Ping et al. (1983), Rees (1990) e Lee e Barr (1998), em seus estudos sobre ondas de gravidade na CLE, dispuseram de um amplo aparato instrumental que constava de rede de microbarógrafos ou anemômetros sônicos tridimensionais nos vértices de um triângulo com lados da ordem de centenas de metros. No Pantanal, entretanto, os dados disponíveis foram exclusivamente em uma única posição horizontal, razão pela qual não se pode comprovar as características espaciais e a velocidade de fase dessas ondas. Todavia, a própria existência de fluxos positivos de calor na camada estável do Pantanal serve para explicar o incremento da atividade turbulenta na superfície durante as primeiras horas da noite. Para evidenciar isso, é mostrado na figura 5.25 a evolução da escala de flutuabilidade ℓ_b num dia em que houve incremento de u_* no início da noite e também ocorreu um JBN (segundo a definição de Stull, 1988).

Na figura 5.24, para o mesmo intervalo de horários (19 às 23 h), mas em um dia em que não houve a manifestação do JBN (dia juliano 258), observam-se contribuições em escalas menores e com intensidades também menores do que aquelas observadas na figura 5.23.

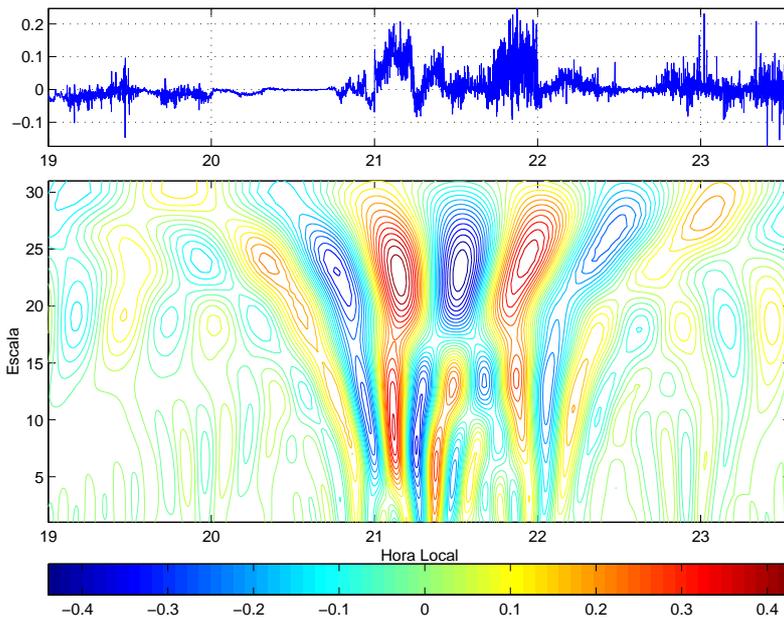


Fig. 5.22 – Escalograma de $w'T'$ para o intervalo de 19 às 23 h do dia 259 do experimento IPE-2.

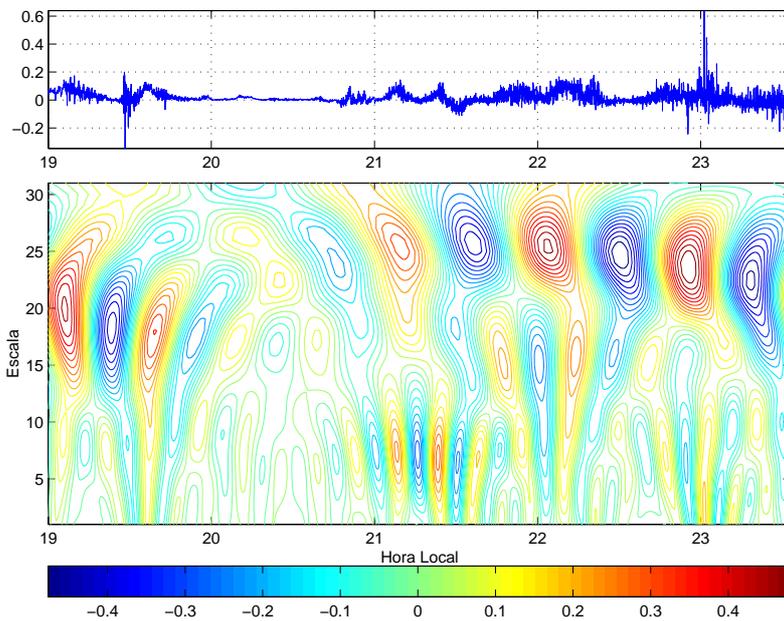


Fig. 5.23 – Escalograma de $w'u'$ para o intervalo de 19 às 23 h do dia 259 do experimento IPE-2.

Analogamente à figura 5.25, na figura 5.26 é apresentada a evolução de ℓ_b para o dia 258.

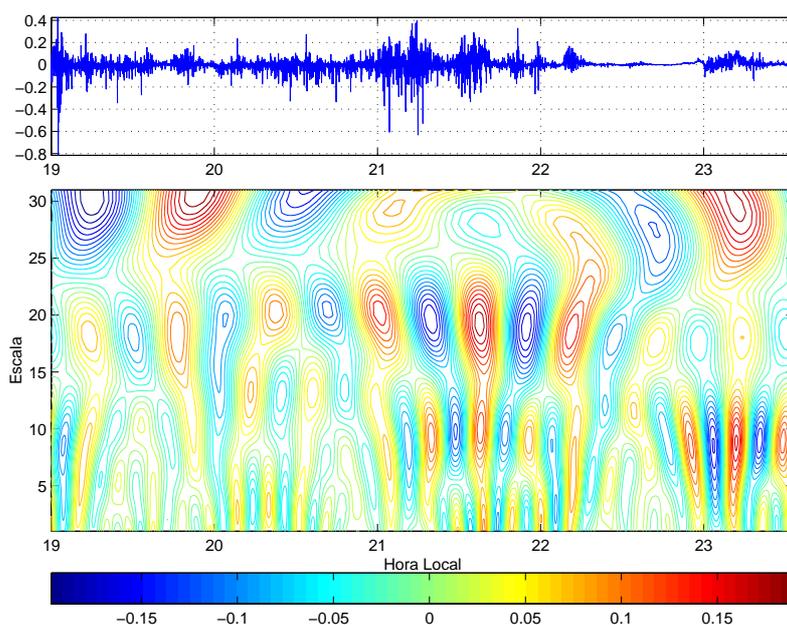


Fig. 5.24 – Escalograma de $w'u'$ para o intervalo de 19 às 23 h do dia 258 do experimento IPE-2.

De maneira a aprofundar a investigação sobre o JBN, procedeu-se à análise dos escalogramas de $w'u'$ e $w'T'$, apresentados nas figuras 5.23 e 5.22, respectivamente. Nota-se que, em torno de 21 horas, o mesmo horário em que ℓ_b apresenta um “salto”, na figura 5.25, surgem contribuições mais intensas para $w'u'$ e $w'T'$. Neste mesmo período, nota-se um valor positivo de H ($\approx 30W/m^2$). Nai-Ping et al. (1983), em seu estudo da CLN utilizando dados medidos na torre de 300 m de altura em Boulder, Colorado, observaram valores positivos para H , em escalas temporais da ordem de 10 minutos, nas vizinhanças de um JBN. Ainda segundo Nai-Ping et al. (1983), em algumas situações essas contribuições positivas poderiam ser resultantes de interações entre ondas de gravidade e fenômenos associados à advecção horizontal de temperatura.

Para compreender melhor as diferenças entre esses dois períodos analisados (19 às 23 h dos dias 258 e 259) utilizou-se de um espectro de fase. Nesse espectro vê-se a diferença de fase entre os dois sinais, w' e T' em função da frequência. Em situações em que há apenas turbulência no sinal analisado a diferença de fase apresenta valores em torno de π . Já quando há a manifestação de ondas de gravidade a diferença de fase apresenta valores entre $-\pi/2$ a $\pi/2$. No gráfico superior da figura 5.27 vê-se o espectro de fase para o intervalo já citado do dia 258. Este gráfico apresenta valores em torno de π para as frequências mais baixas, o que caracteriza a presença apenas de turbulência. Na figura

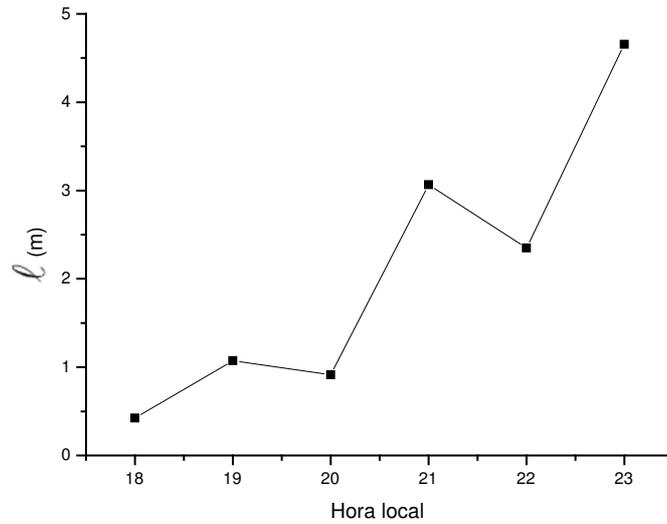


Fig. 5.25 – Evolução horária de l_B para o dia 259 do experimento IPE-2, que apresenta JBN.

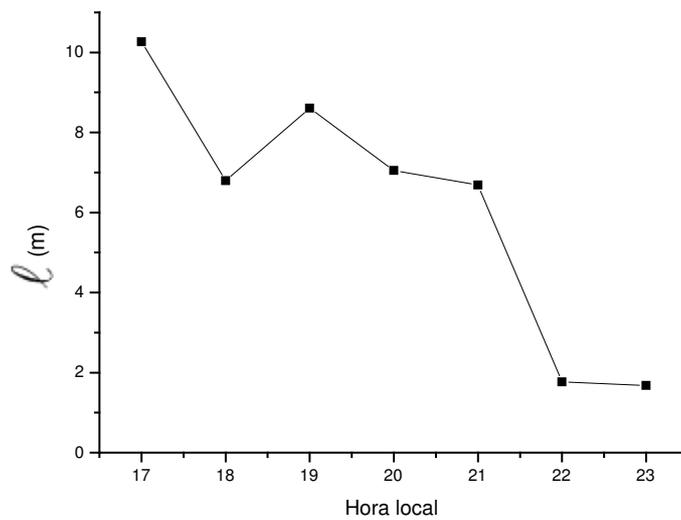


Fig. 5.26 – Evolução horária de l_B para o dia 258 do experimento IPE-2, que *não* apresenta JBN.

inferior vê-se o espectro de fase para o dia 259, no mesmo intervalo da figura superior. Nesta figura a diferença de fase não se concentra em apenas um valor nas frequências mais baixas, como ocorreu para o dia 258. Nesta os valores estão distribuídos entre $-\pi$ e

π , o que parece ser resultado de interações entre fenômenos turbulentos e fenômenos em outras escalas, como ondas de gravidade, por exemplo.

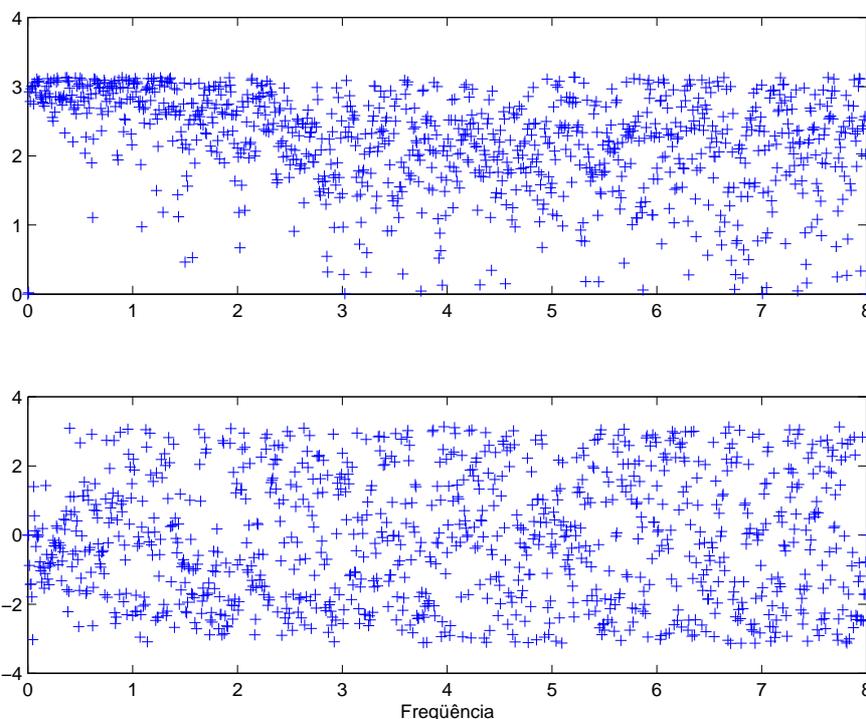


Fig. 5.27 – Espectro de fase para o intervalo de 19 às 23 h para os dias 258 (figura superior) e 259 (figura inferior) do experimento IPE-2. Diferença de fase em radianos nos eixos verticais dos dois gráficos.

Na seção seguinte serão apresentados os resultados referentes às contribuições das estruturas coerentes para τ e H , para as duas estações estudadas, seca e úmida.

5.5 Estruturas Coerentes

Procurou-se, neste trabalho, compreender algumas características da ocorrência de ECs no Pantanal Matogrossense. Isto foi feito através da identificação de escalas de ocorrência das ECs usando a ondeleta de Morlet e pelo cálculo da fração dos fluxos associada às ECs.

Sadani e Kulkarni (2001) propuseram uma metodologia baseada na fração de tempo dos eventos medidos em determinado quadrante i , D_I , para investigar as características mecânicas da turbulência na CLS. Essa fração de tempo é definida como:

$$D_I = \frac{1}{T_p} \int_0^{T_p} I_i(t) dt \quad (5.6)$$

onde T_p é o período de amostragem e I_i a função indicador que, para variáveis w e s , é igual a 1 quando determinado ponto do plano (w', s') pertence ao quadrante i e 0 caso contrário.

Na figura 5.28 a variação diurna da fração de tempo associada com as ejeções D_{ejec} para ambas as estações é mostrada. Para τ , D_{ejec} para as duas estações variou de 24% a 27% do tempo total, mantendo-se em torno de um valor médio de 25%. A fração de tempo associada às intrusões, D_{intr} , (figura 5.29) mostrou uma queda suave ao longo do dia, indo de 30% até aproximadamente 25% às 23 horas. Esses valores para D_{ejec} e D_{intr} são compatíveis com os resultados apresentados por Katul et al. (1997), que mostraram que intrusões e ejeções ocorrem com frações de tempo iguais ($D_{eject} \sim D_{sweep} \sim 29\%$) independentemente da rugosidade da superfície ou condições de estabilidade.

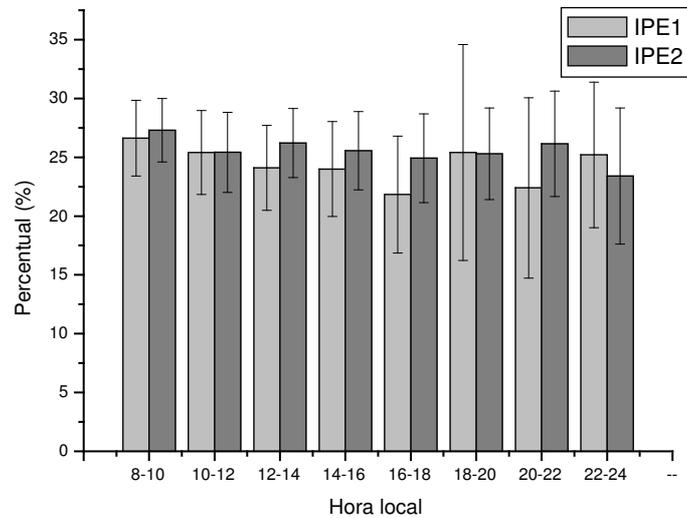


Fig. 5.28 – Variação diurna da fração de tempo associada às ejeções em τ , para ambas estações.

Segundo Fitzjarrald e Moore (1992), H pode ser decomposto em duas partes: termicamente direta, P , composta por ejeções de ar quente, $w' > 0, \theta' > 0$ e intrusões

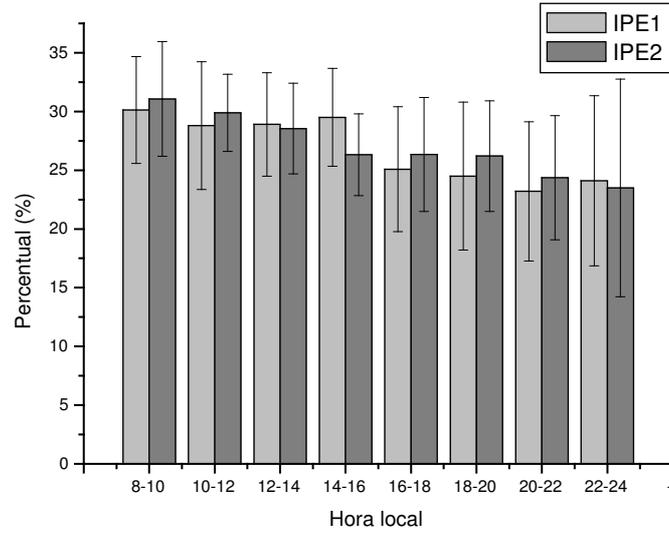


Fig. 5.29 – Variação diurna da fração de tempo associada às *intrusões* em τ , para ambas estações.

de ar frio, $w' < 0, \theta' < 0$, e termicamente indireta, N , composta por ejeções de ar frio, $w' > 0, \theta' < 0$ e intrusões de ar quente, $w' < 0, \theta' > 0$:

$$P = \frac{\langle H(w'\theta') \rangle}{(w'\theta')_0} \quad N = \frac{\langle -H(-w'\theta') \rangle}{(w'\theta')_0} \quad (5.7)$$

onde $H(y)$ é a função de Heaviside: $H(y) = y$ se $y > 0$ e $H(y) = 0$ se $y \leq 0$; $(w'\theta')_0$ é o valor médio de $w'\theta'$. A razão entre as frações de tempo das contribuições térmicas indiretas e diretas, T_N/T_P é apresentada na figura 5.30. Para situações convectivas, o valor da razão T_N/T_P foi de aproximadamente 40%, resultado semelhante ao encontrado por Fitzjarrald e Moore (1992), que obtiveram o valor de 43% para a mesma razão. Esse valor é praticamente o mesmo para as duas estações e as maiores diferenças surgem no período que vai do fim da tarde, 16-17 horas, até as 0 horas. Nesse último período a razão entre a fração de tempo das contribuições térmicas indiretas e diretas é significativamente maior do que durante o dia, indicando que as contribuições térmicas diretas já não contribuem tanto quanto na condição diurna. A não ser no último período, das 23 às 0 horas, a razão para a estação úmida é sempre menor do que para a estação seca, tendo evoluído mais lentamente à partir do fim da tarde. Isto sugere que o calor mantido pela lâmina d'água, presente na estação úmida, forneça condições para que contribuições térmicas diretas

sejam mais significativas na estação úmida no início da noite, relativamente à estação seca, ainda que os resultados não sejam estatisticamente concludentes.

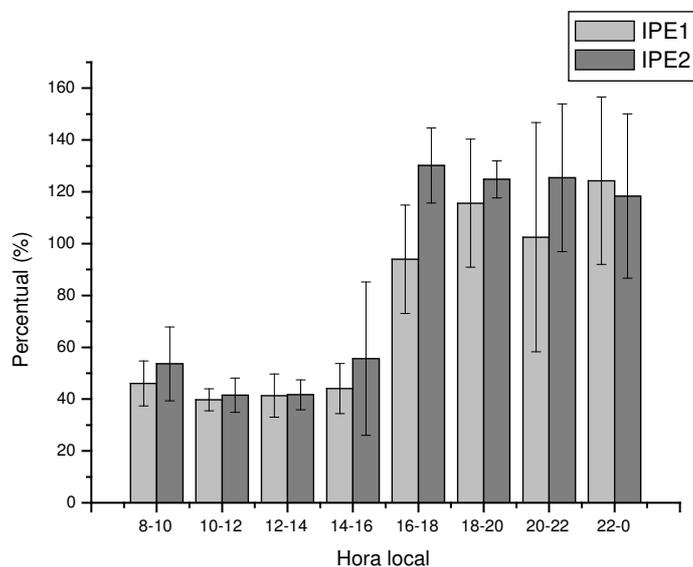


Fig. 5.30 – Razão entre as frações de tempo das contribuições térmicas indiretas e diretas para H .

As contribuições de intrusões e ejeções para τ e H foram também calculadas, por escala, para ambas as estações, seca e úmida. Na figura 5.31-a e 5.31-b, vêem-se, respectivamente, a contribuição por escala para ejeções e intrusões para τ , para a situação diurna, de 8 às 16 horas. Nessas figuras ambas as estações, seca, representada por asteriscos, e úmida, por círculos, apresentam um comportamento similar, com o máximo da contribuição na mesma escala, em torno de 12 segundos e mesmo percentual, $\approx 15\%$. A contribuição, por escala, para ejeções e intrusões para H (figuras 5.31-c e 5.31-d, respectivamente) apresenta a mesma similaridade, com o máximo na escala de aproximadamente 12 segundos mas com o percentual máximo de contribuição menor, em torno de 8%, tanto para intrusões quanto para ejeções.

A situação de transição tarde-noite, para o intervalo de 16 às 23 horas, é mostrada na figura 5.32. Os máximos das contribuições à τ e H por parte das ejeções, figura 5.32-a e 5.32-c, respectivamente, situam-se em torno de 1,5 segundos para a estação úmida, marcada

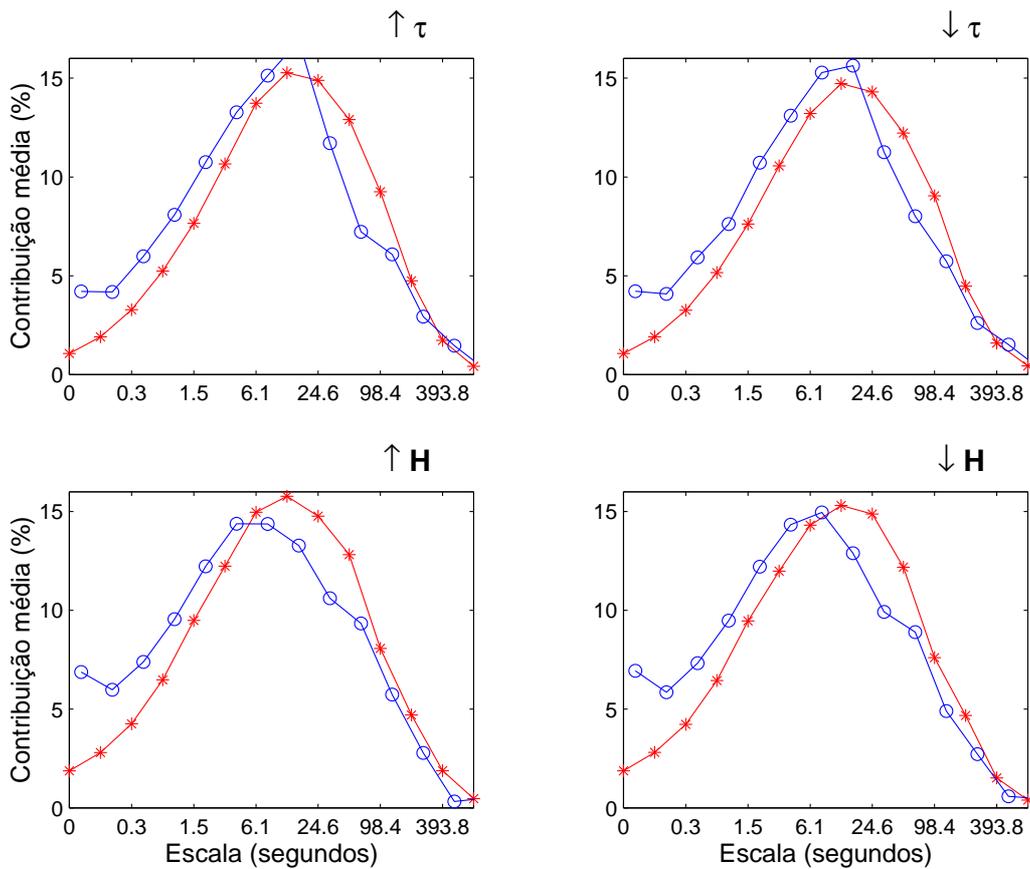


Fig. 5.31 – Contribuição de intrusões e ejeções para τ e H na situação diurna. a) ejeção em τ ; b) intrusão em τ ; c) ejeção em H ; d) intrusão em H . Legenda: * – IPE-1; \circ – IPE-2

por asteriscos, e 3 segundos, para a estação seca, marcada por círculos. A contribuição máxima aos fluxos por intrusões é similar para τ , figura 5.32-b, em torno de 1,5 segundos, mas difere na figura 5.32-d, onde a estação úmida tem seu máximo valor em 1,5 segundos e a seca em 3 segundos. Destaca-se nessa figura que a contribuição das estruturas do tipo ejeção e intrusão para H , figura 5.32-c e 5.32-d, respectivamente, é maior do que na situação diurna, quando o máximo atingido foi 8%. Esta similaridade não é vista na situação diurna, o que sugere que a turbulência gerada mecanicamente no período noturno seja responsável por manter a mesma contribuição percentual para τ e H .

Desenvolveu-se, neste trabalho, um algoritmo de análise condicional para a contagem de ECs semelhante àquele usado por Krusche e Machado (2000). Neste algoritmo, inicialmente é escolhida a escala (ou escalas) que apresenta um máximo na variância da ondeleta do sinal. O sinal é, então, reconstruído em cada escala escolhida e a contagem

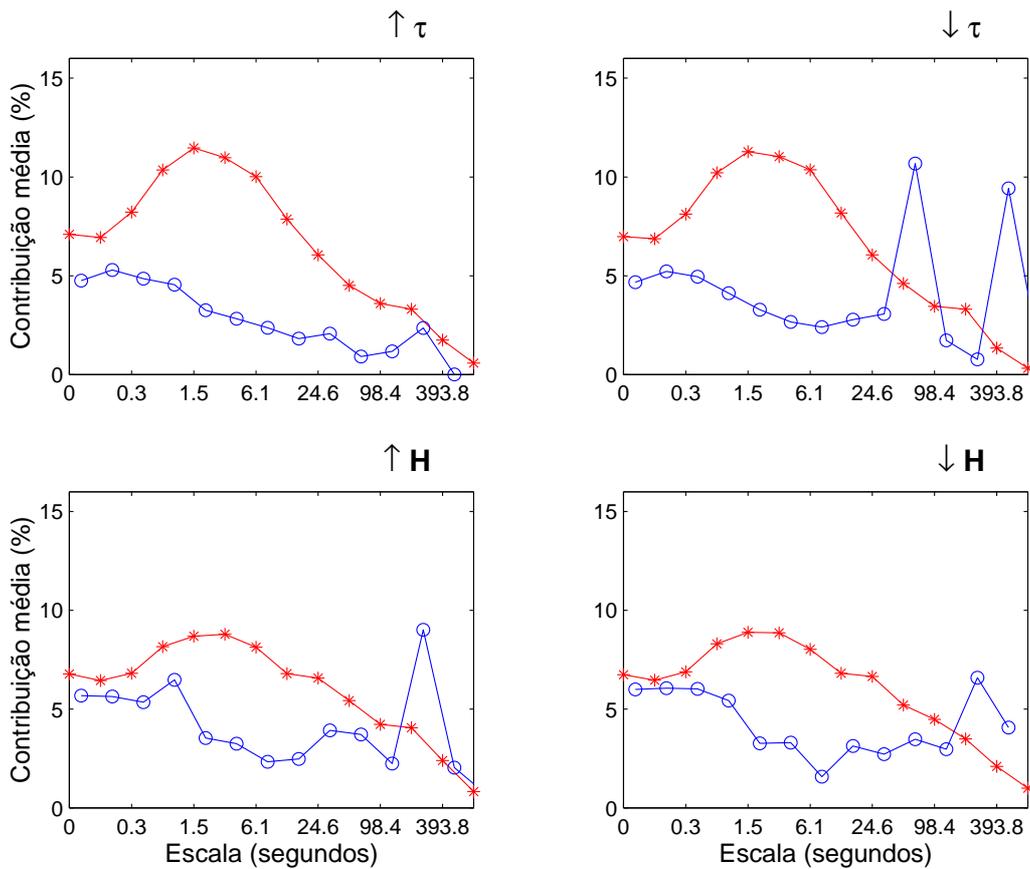


Fig. 5.32 – Contribuição de intrusões e ejeções para τ e H para a situação noturna. a) ejeção em τ ; b) intrusão em τ ; c) ejeção em H ; d) intrusão em H . Legenda: * – IPE-1; \circ – IPE-2

feita pela aplicação de uma função que é igual a 1 se a distância entre dois máximos desse sinal reconstruído estiver em torno do período de tempo correspondente àquele escala. Por exemplo, na detecção na escala de 20 segundos, eram consideradas distâncias que tivessem duração de $20 \pm 10\%$ segundos.

Na figura 5.33 é mostrado um exemplo da contagem de ECs na escala de 225 segundos. Nesta escala duas estruturas foram contadas, conforme indicado pela linha tracejada. Este procedimento de análise condicional exige, no entanto, calibrações empíricas para que o máximo na variância da ondeleta seja identificado e para que as estruturas sejam contadas corretamente. No exemplo da figura 5.33 existem ECs em forma de rampa em diversas outras escalas, menores do que a de 225 segundos detectada, que, no entanto, não tiveram um máximo na variância da ondeleta. A escolha da tolerância máxima em torno da duração da estrutura, tomada como 10% no exemplo dado acima, também deve ser feita

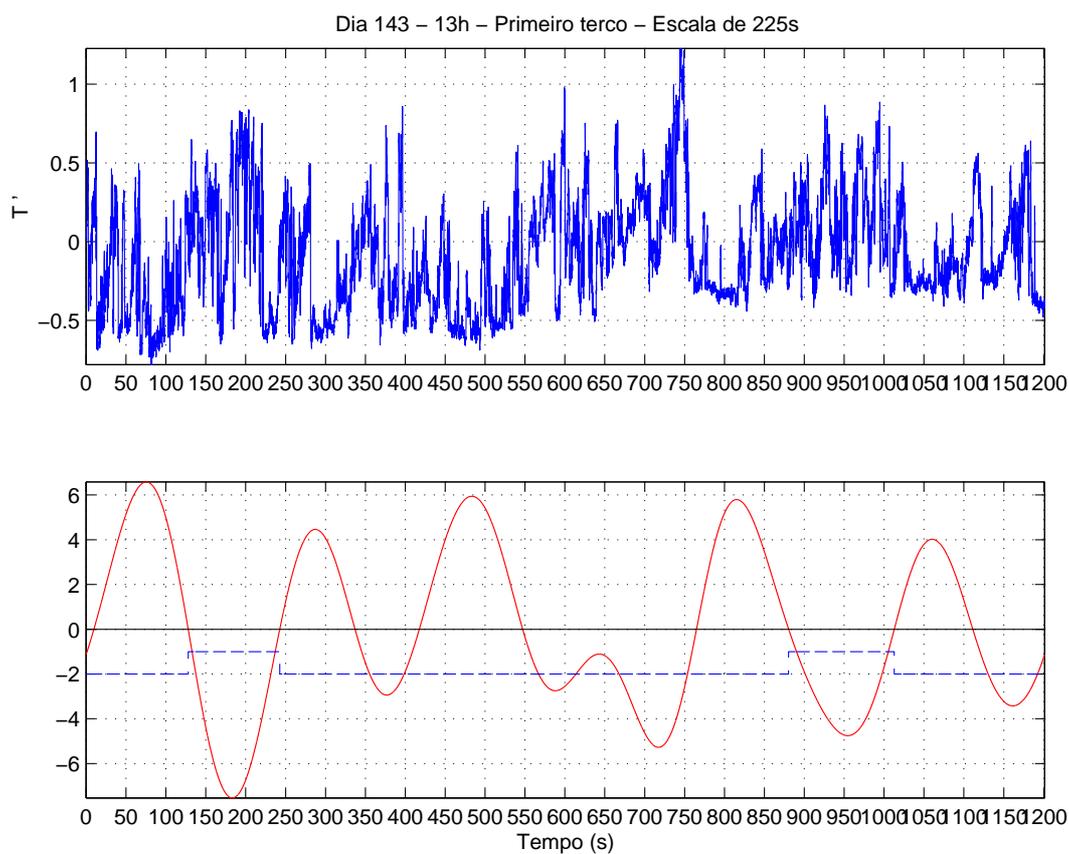


Fig. 5.33 – Exemplo do procedimento de contagem de ECs num sinal de temperatura. Figura superior: flutuação de temperatura para dado do período diurno do experimento IPE-1; Figura inferior: projeção do sinal na escala que apresentou variância máxima e contagem de estruturas coerentes segundo critério exposto no texto.

empiricamente. Estas dificuldades na implementação deste procedimento de detecção levaram a resultados pouco satisfatórios.

CAPÍTULO 6

CONCLUSÕES E SUGESTÕES

Foram utilizados neste trabalho programas de identificação de erros de amostragem bem como programas para a estimativa de não-estacionaridade dos dados. No período de 16 às 20 horas, o período do dia em que houve maior manifestação de erros de amostragem, 40% dos sinais apresentaram erros amostrais consideráveis e foram excluídos das análises posteriores. Para o experimento IPE-2, o percentual de horários removidos por erros de amostragem no mesmo intervalo das 16 às 20 h foi de $\approx 20\%$. Os percentuais de não-estacionaridade foram de 24,6% e 34,7%, para os experimentos IPE-1 e IPE-2, respectivamente.

Foram comparadas as características da estrutura da turbulência da CLS para o Pantanal seco e inundado. Isto foi feito através da comparação da evolução diurna de diversas grandezas micrometeorológicas tais como fluxos turbulentos (e seus respectivos desvios-padrões), parâmetros de estabilidade, escalas integrais, dentre outras. O fluxo turbulento de calor sensível entre as duas estações apresentou diferenças mais significativas no início da noite, diferenças induzidas pela maior inércia térmica da lâmina d'água presente na estação úmida. O fluxo turbulento de momentum apresentou um máximo relativo em sua evolução diurna média entre 20 e 22 h, para a estação seca. Esse máximo, a diferença mais marcante na evolução diurna média deste fluxo entre os dois experimentos, foi associado à mistura turbulenta provocada pelo estabelecimento de um JBN na CLN da região, no mesmo horário.

Com a finalidade de melhor compreender aspectos anômalos da evolução da CLN na estação seca, foram efetuadas análises de escalogramas que indicam a eventual ocorrência de interação entre ondas de gravidade e turbulência em algumas situações em que foi detectado o JBN.

Pelo cálculo de escalas integrais e coeficientes de correlação foi possível estimar o erro nos fluxos de calor sensível e momentum e observar sua variação em função do parâmetro de estabilidade ξ . Na estação úmida observou-se uma tendência de aumento do erro para condições mais instáveis, tendência esta que não foi tão nítida na estação seca.

Finalmente, foram estudadas algumas características da ocorrência de estruturas coerentes. Comprovou-se que a fração de estruturas coerentes para os fluxos turbulentos de momentum e calor sensível não apresenta diferenças significativas entre a estação seca

e a estação úmida. Em ambas as estações, para o período diurno, a escala temporal de maior contribuição aos fluxos ($\approx 15\%$ para H e $\approx 30\%$ para τ) foi a de 24 segundos.

Como sugestões, propõe-se aumentar o número de dados analisados, estender a análise a dados de fluxo de calor latente e realizar experimentos em que sejam instalados microbarógrafos e outros dispositivos capazes de detectar ondas de gravidade no Pantanal.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- Andrade, E. S.; Sá, L. D. A.; Jorge, M. P. P. M.; Souza, A. **Some characteristics of the temporal evolution of the atmospheric boundary layer above Pantanal wetland.** Manaus, AM: Segunda Conferência Científica do LBA, 2002.
- Arya, S. P. **Introduction to Micrometeorology.** San Diego: Academic-Press, 1988. 307 pp.
- Bergström, H.; Högström, U. Turbulent exchange above a pine forest. II: Organized structures. **Boundary–Layer Meteorology**, v. 49, n. 3, p. 231–263, Oct. 1989.
- Berri, G. J.; Inzunza, J. The effect of the low-level jet on the poleward water vapor transport in the central region of South America. **Atmospheric Environment**, v. 27A, n. 3, p. 335–341, Feb. 1993.
- Betts, A. K.; Fuentes, J. D.; Garstang, M.; Ball, J. H. Surface diurnal cycle and boundary layer structure over rondonia during the rainy season. **Journal of Geophysical Research**, v. (accepted), p. –, 2002.
- Bolzan, M. J. A. **Estudo da influência das Estruturas Coerentes e da rugosidade na estimativa de fluxos turbulentos sobre o Pantanal.** São José dos Campos. 71pp. (INPE-7500-TDI/715). Dissertação (Mestrado em Meteorologia) – Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, 2000.
- Brunet, Y.; Irvine, M. R. The control of coherent eddies in vegetation canopies: Streamwise structure spacing, canopy shear scale and atmospheric stability. **Boundary–Layer Meteorology**, v. 94, n. 1, p. 139–163, Jan. 2000.
- Collineau, S.; Brunet, Y. Detection os turbulent coherent motions in a forest canopy. Part I: Wavelet Analisys. **Boundary–Layer Meteorology**, v. 65, n. 4, p. 357–379, Sep. 1993a.
- . Detection os turbulent coherent motions in a forest canopy. Part II: time–scales and conditional averages. **Boundary–Layer Meteorology**, v. 66, n. 1-2, p. 49–73, Oct. 1993b.
- Daubechies, I. **Ten lectures on wavelets.** Philadelphia: SIAM, 1992. 357 pp.
- Druilhet, A.; Attié, J. L.; Sá, L. D. A.; Durand, P.; Bénech, B. Experimental Study of Inhomogeneous Turbulence in the Lower Troposphere by Wavelet Analysis.

- In: C. K. Chui; L. Montefusco; L. Puccio eds. **Wavelets, algorithms, and applications**. San Diego: Academic Press, 1994. p. 543–559.
- Dunyak, J.; Gilliam, X.; Peterson, R.; Smith, D. Coherent gust detection by wavelet transform. **Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics**, v. 77-78, p. 467–478, 1998.
- Farge, M. The wavelet transform and its applications to turbulence. **Annual Review of Fluid Mechanics**, v. 24, p. 395–457, 1992.
- Farge, M.; Kevlahan, N.; Perrier, V.; Goirand, E. Wavelets and turbulence. **Proceedings of IEEE**, v. 84, n. 4, p. 639–669, Apr. 1996.
- Farge, M.; Oncley, S. Nocturnal boundary layer regimes. **Boundary–Layer Meteorology**, v. 88, n. 2, p. 255–278, Aug. 2001.
- Figuroa, S. N.; Satyamurty, P.; Silva Dias, P. L. Simulations of the summer circulations over the South American region with an Eta coordinate model. **Journal of the Atmospheric Sciences**, v. 52, n. 10, p. 1573–1584, May 1995.
- Fitzjarrald, D. R.; Moore, K. E. Turbulent transports over tundra. **Journal of Geophysical Research**, v. 97, n. D15, p. 16717–16729, Oct. 1992.
- Fitzjarrald, D. R.; Moore, K. E.; Cabral, O. M. R.; Scola, J.; Manzi, A. O.; Sá, L. D. A. Daytime turbulent exchange between the amazon forest and the atmosphere. **Journal of Geophysical Research**, v. 95, n. D10, p. 16825–16838, Sep. 1990.
- Frisch, U. **Turbulence**. Cambridge: Cambridge University Press, 1995. 296 pp.
- Galmarini, S.; Athié, J. L. Turbulent transport at the thermal internal boundary–layer top: Wavelet analysis of aircraft measurements. **Boundary–Layer Meteorology**, v. 94, n. 2, p. 175–196, Feb. 2000.
- Gao, W.; Li, B. L. Wavelet analysis of coherent structures at the atmosphere-forest interface. **Journal of Applied Meteorology**, v. 32, n. 11, p. 1717–1725, Nov. 1993.
- Gao, W.; Shaw, R. H.; Paw U, K. T. Conditional analysis of temperature and humidity microfronts and ejection/sweep motions within and above a deciduous forest. **Boundary–Layer Meteorology**, v. 59, n. 1-2, p. 35–57, Apr. 1992.
- Garrat, J. R. Surface influence upon vertical profiles in the atmospheric near-surface layer. **Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society**,

- v. 106, n. 450, p. 803–819, Oct. 1980.
- Garratt, J. R. **The Atmospheric Boundary Layer**. Cambridge: Cambridge University Press, 1992. 316 pp.
- Garstang, M.; Fitzjarrald, D. **Observations of surface to atmosphere interactions in the tropics**. New York: Oxford University Press, 1999. 405 pp.
- Gilliam, X.; Duniyakh, J.; Doggett, A.; Smith, D. Coherent structure detection using wavelet analysis in long-time series. **Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics**, v. 88, p. 183–195, 2000.
- Guedes, R. L. **Condições de Grande Escala Associadas a Sistemas Convectivos de Mesoescala sobre a Região Central da América do Sul**. São Paulo. 89pp. Dissertação (Mestrado em Meteorologia) – Universidade de São Paulo, 1985.
- Högström, U. Analysis of turbulence structure in the surface layer with a modified similarity formulation for near neutral conditions. **Journal of the Atmospheric Sciences**, v. 47, n. 16, p. 1949–1972, Aug. 1990.
- Högström, U.; Bergström, H. Organized turbulence in the near-neutral Atmospheric Surface Layer. **Journal of the Atmospheric Sciences**, v. 53, n. 17, p. 2452–2464, Sep. 1996.
- Holmes, P. J.; Lumley, J. L.; Berkooz, G.; Mattingly, J. C.; Wittenberg, R. W. Low-dimensional models of coherent structures in turbulence. **Physics Reports**, v. 287, n. 4, p. 337–384, Aug. 1997.
- Howell, J. F.; Sun, J. Surface-layer fluxes in stable conditions. **Boundary-Layer Meteorology**, v. 90, p. 495–520, 1999.
- Hussain, A. K. M. F. Coherent structures and turbulence. **Journal of Fluid Mechanics**, v. 173, p. 303–356, 1986.
- James, I. N.; Anderson, D. T. L. The seasonal mean flow and distributions of large-scale weather systems in the southern hemisphere: the effects of moisture transports. **Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society**, v. 110, n. 466, p. 943–966, Oct. 1984.
- Kader, B. A.; Yaglom, A. M. Mean fields and fluctuation moments in unstably stratified boundary layers. **Journal of Fluid Mechanics**, v. 212, p. 637–662, Mar. 1990.

- Kaimal, J. C.; Finnigan, J. J. **Atmospheric Boundary Layer Flows. Their structure and measurement.** New York: Oxford University Press, 1994. 289 pp.
- Katul, G.; Kuhn, G.; Shieldge, J.; Chang, I. The ejection–sweep character of scalar fluxes in the unstable surface layer. **Boundary Layer Meteorology**, v. 83, p. 1–26, 1997.
- Katul, G. G.; Chu, C. R.; Parlange, M. B.; Albertson, J. D.; Ortenburger, T. A. Low–wavenumber spectral characteristics of velocity and temperature in the atmospheric surface layer. **Journal of Geophysical Research**, v. 100, n. D7, p. 14243–14255, July 1995.
- Kevlahan, N. K. R.; Vassilicos, J. C. The space and scale dependencies of the self-similar structure of turbulence. **Proceedings of the Royal Society of London A**, v. 447, p. 341–363, 1994.
- Kodama, Y. Large–scale common features of subtropical precipitation zones (the Baiu frontal zone, the SPCZ and the SACZ). part I: Characteristics of subtropical frontal zones. **Journal of the Meteorological Society of Japan**, v. 70, n. 4, p. 813–836, Aug. 1992.
- Kousky, V. E.; Kagano, M. T. A climatological study of the tropospheric circulation over the Amazonian region. **Acta Amazonica**, v. 11, p. 743–758, 1981.
- Krusche, N. **Estudo de estruturas coerentes na Camada Limite Superficial em Iperó – São Paulo.** São Paulo. 191 pp. Tese (Doutorado em Meteorologia) – Universidade de São Paulo, 1997.
- Krusche, N.; Machado, B. S. Caracterização das estruturas coerentes do tipo rampa na camada limite superficial convectiva em Candiota, RS. **Revista Brasileira de Meteorologia**, v. 15, n. 2, p. 113–125, 2000.
- Kubota, P. Y. **Camada limite do Pantanal matogrossense: análise observacional e simulação numérica.** São José dos Campos. Dissertação (Mestrado em Meteorologia) – Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, 2002.
- Kumar, P.; Foufoula-Georgiou, E. Wavelet analysis in geophysics: an introduction. In: P. Kumar; E. Foufoula-Georgiou ed. **Wavelets in Geophysics.** San Diego, California: Academic Press, 1994. p. 1–43.
- Lee, X.; Barr, A. G. Climatology of gravity waves in a forest. **Quarterly**

- Journal of Royal Meteorological Society**, v. 124, n. 549, p. 1403–1420, July 1998.
- Lenschow, D. H.; Stankov, B. B. Length scales in the convective boundary layer. **Journal of the Atmospheric Sciences**, v. 43, n. 12, p. 1198–1209, June 1986.
- Lu, C. H.; Fitzjarrald, D. R. Seasonal and diurnal variations of coherent structures over a deciduous forest. **Boundary–Layer Meteorology**, v. 69, n. 1-2, p. 43–69, Apr. 1994.
- Lumley, J. L. Some comments on turbulence. **Physics of Fluids**, v. A4, n. 2, p. 203–211, Feb. 1992.
- Lumley, J. L.; Panofsky, H. A. **The structure of atmospheric turbulence**. New York: John Wiley & Sons, 1964. 239 pp.
- Magalhães, N. W. **Conheça o Pantanal**. São Paulo: Terragraph, 1992. 400 pp.
- Mahrt, L. Heat and Moisture Fluxes over the Pine Forest in HAPEX. In: T. J. Schmugge; J. -C. André eds. **Land surface evaporation - measurement and parameterization**. New York: Springer-Verlag, 1991. p. 261–273.
- . Flux sampling errors for aircraft and towers. **Journal of Atmospheric and Oceanic Technology**, v. 15, p. 416–429, Apr. 1998.
- . Stratified atmospheric boundary layers. **Boundary–Layer Meteorology**, v. 90, p. 375–396, 1999.
- Mahrt, L.; Heald, R. C.; Lenschow, D. N.; Stankov, B. B.; Troen, I. An observational study of the structure of the nocturnal boundary layer. **Boundary–Layer Meteorology**, v. 17, p. 247–264, 1979.
- Mahrt, L.; Sun, J.; Blumen, W.; Delany, T.; Oncley, S. Nocturnal boundary layer regimes. **Boundary–Layer Meteorology**, v. 88, n. 2, p. 255–278, Aug. 1998.
- Marques Filho, E. P. **Alguns aspectos teóricos e experimentais da camada limite superficial acima do Pantanal Matogrossense**. São José dos Campos. 129 pp. (INPE-7500-TDI/715). Dissertação (Mestrado em Meteorologia) – Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, 2000.
- McBean, A. G. Instrument requirements for eddy correlation measurements. **Journal of Applied Meteorology**, v. 11, n. 7, p. 1078–1084, Oct. 1972.
- Moeng, C.-H.; Sullivan, P. P. A comparison of shear and buoyancy–driven planetary boundary layer flows. **Journal of Atmospheric Sciences**, v. 51, p. 999–1022, 1994.

- Monin, A. S.; Yaglom, A. M. **Statistical Fluid Mechanics: Mechanics of Turbulence**. Cambridge, Massachusetts: MIT Press, 1971. 769 pp.
- Nai-Ping, L.; Neff, W. D.; Kaimal, J. C. Wave and turbulence structure in a nocturnal disturbed inversion. **Boundary-Layer Meteorology**, v. 26, n. 2, p. 141–155, June 1983.
- Nelkin, M. In what sense is turbulence an unsolved problem? **Science**, v. 255, p. 566–570, 1992.
- Nieuwstadt, F. T. M.; Brost, R. A. The decay of convective turbulence. **Journal of the Atmospheric Sciences**, v. 43, n. 6, p. 532–546, Mar. 1986.
- Noguès-Peagle, J.; Mo, K. C. Alternating wet and dry conditions over South America during summer. **Monthly Weather Review**, v. 125, n. 2, p. 279–291, Feb. 1997.
- Panosfsky, H. A.; Dutton, J. A. **Atmospheric turbulence: Models and methods for engineering applications**. New York: John Wiley & Sons, 1984. 397 pp.
- Paw U, K. T.; Brunet, Y.; Collineau, S.; Shaw, R. H.; Maitani, T.; Qiu, J.; Hipps, L. On coherent structures in turbulence above and within agricultural plant canopies. **Agricultural and Forest Meteorology**, v. 61, n. 1-2, p. 55–68, Sep. 1992.
- Rao, V. B.; Cavalcanti, I. F. A.; Hada, K. Annual variation of rainfall over Brazil and water vapor characteristics over South America. **Journal of Geophysical Research**, v. 101, n. D21, p. 26539–26551, Nov. 1996.
- Raupach, M. R. Conditional analysis of Reynolds stress in rough-wall and smooth-wall turbulent boundary layers. **Journal of Fluid Mechanics**, v. 108, p. 363–382, 1981.
- Raupach, M. R.; Finnigan, J. J.; Brunet, Y. Coherent eddies and turbulence in vegetation canopies: the mixing-layer analogy. **Boundary-Layer Meteorology**, v. 78, n. 3–4, p. 351–382, Mar. 1996.
- Rees, J. M. On the characteristics of eddies in the stable atmospheric boundary layer. **Boundary-Layer Meteorology**, v. 55, n. 4, p. 325–343, June 1990.
- Rioul, O.; Vetterli, M. Wavelet and signal processing. **IEEE SP Magazine**, p. 14–38, Oct. 1991.
- Robinson, S. K. Coherent motions in the turbulent boundary layer. **Annual Review of Fluid Mechanics**, v. 23, p. 601–639, Sep. 1991.

- Sá, L. D. A. **Les flux turbulents dans la couche limite de surface analysés à partir de mesures aéroportées: Validation d'une methode dissipative-inertielle et Étude de variabilité.** Toulouse. 153 pp. Tese (Doutorado em Física da Atmosfera) – Université Paul Sabatier de Toulouse, 1992.
- Sá, L. D. A.; Bolzan, M. J. A.; Prasad, G. S. S. D.; Souza, A. Percentagem do fluxo turbulento associado à ocorrência de estruturas coerentes e sua variação em função da instabilidade atmosférica acima do Pantanal (estação seca). **Revista Brasileira de Meteorologia**, v. 14, n. 1, p. 87–96, 1999.
- Sá, L. D. A.; Sambatti, S. B. M.; Galvão, G. P. Ondeleta de Morlet aplicada ao estudo da variabilidade do nível do rio Paraguai em Ladário, MS. **Pesquisa Agropecuária Brasileira**, v. 33, p. 1775–1785, Oct. 1998.
- Sadani, L. K.; Kulkarni, J. R. A study of coherent structures in the atmospheric surface layer over short and tall grass. **Boundary–Layer Meteorology**, v. 99, p. 317–334, 2001.
- Sakai, R. K.; Fitzjarrald, D. R.; Moore, K. E. Importance of low-frequency contributions to eddy fluxes observed over rough surfaces. **Journal of Applied Meteorology**, v. 40, p. 2178–2192, Dec. 2001.
- Silva Dias, M. A. F. S.; Rutledge, S.; Kabat, P.; Dias, P. S.; Nobre, C.; Fisch, G.; Dolman, H.; Zipsper, E.; Garstang, M.; Manzi, A.; Fuentes, J.; Rocha, H.; Marengo, J.; Plana-Fattori, A.; Sá, L. D. A.; Andreae, R. C. S. A. M.; Artaxo, P.; Gielow, R.; Gatti, L. Clouds and rain processes in a biosphere atmosphere interaction context in the amazon region. **Journal of Geophysical Research**, v. (accepted), p. –, 2002.
- Sorbjan, Z. **Structure of the atmospheric Boundary Layer.** London: Prentice Hall, 1989. 317 pp.
- Stull, R. B. **An Introduction to Boundary Layer Meteorology.** Dordrecht: Kluwer, 1988. 666 pp.
- Sun, J.; Howell, J. F.; Esbensen, S. K.; Mahrt, L.; Greb, C. M.; Grossman, R.; LeMone, M. A. Scale dependence of air-sea fluxes over the Western Equatorial Pacific. **Journal of the Atmospheric Sciences**, v. 53, n. 21, p. 2997–3012, Nov. 1996.
- Tennekes, H.; Lumley, J. L. **A First Course in Turbulence.** Cambridge: MIT Press, 1972. 300 pp.

- Torrence, C.; Compo, G. P. A practical guide to wavelet analysis. **Bulletin of the American Meteorological Society**, v. 79, n. 1, p. 61–78, Jan. 1998.
- Turner, B. J.; Leclerc, M. Y.; Gauthier, M.; Moore, K.; Fitzjarrald, D. R. Identification of turbulent structures above a forest canopy using a wavelet transform. **Journal of Geophysical Research**, v. 99, n. D1, p. 1919–1926, Jan. 1994.
- Vickers, D.; Mahrt, L. Quality control and flux sampling problems for tower and aircraft data. **Journal of Atmospheric and Oceanic Technology**, v. 14, n. 3, p. 512–526, June 1997.
- Vila da Silva, J. S.; Abdon, M. M. Delimitação do Pantanal brasileiro e suas sub-regiões. **Pesquisa Agropecuária Brasileira**, v. 33, p. 1703–1711, Oct. 1998.
- Von Randow, C.; Prasad, L. D. A. S. G. S. S. D.; Manzi, A. O.; Arlino, P. R. A.; Kruijt, B. Scale variability of atmospheric surface layer fluxes of energy and carbon over a tropical rain forest in south-west amazonia. i. diurnal conditions. **Journal of Geophysical Research**, v. (accepted), p. –, 2002.
- Wilks, D. S. **Statistical methods in the atmospheric sciences: an introduction**. New York: Academic Press, 1995. 464 pp.
- Wyngaard, J. C. Lectures on the Planetary Boundary Layer. In: Lilly, D; Gal-Chen, T. ed. **Mesoscale Meteorology - Theory, Observations and Models**. Hingham: Reidel, 1983. p. 603–650.
- Wyngaard, J. C.; Coté, O. R. The budgets of turbulent kinetic energy and temperature variance in the atmospheric surface layer. **Journal of the Atmospheric Sciences**, v. 28, n. 2, p. 190–201, Mar. 1971.
- Wyngaard, J. C.; Moeng, C. H. Parameterizing turbulent diffusion through the joint probability density. **Boundary-Layer Meteorology**, v. 60, n. 1–2, p. 1–13, July 1992.
- Zilitinkevich, S. S. Third-order transport due to internal waves and non-local turbulence in the stably stratified surface layer. **Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society**, v. 128, p. 913–925, 2002.

ANEXO I

CÁLCULO DO TAMANHO DO SEGMENTO AMOSTRAL

O cálculo do tamanho do segmento amostral utilizado na estimativa dos fluxos foi baseado na metodologia proposta por Howell e Sun, 1999, detalhada na seção 4.4. Abaixo segue um programa escrito para o ambiente MATLAB que usa essa metodologia. No código apresentado é calculada u_* como exemplo. Na sequência segue uma função auxiliar criada para calcular a direção média do vento, dadas as componentes u e v .

=====

```
%Programa usado para determinação do tamanho do segmento
%amostral usado no cálculo dos fluxos (u_star neste código
%de exemplo). É usada uma função externa chamada dir_vento
%para o cálculo da direção média do vento. O arquivo de
%dados de entrada é assumido estar gravado em formato ascii
%com as 3 componentes do vento nas 3 primeiras colunas.
%
%Luis Marcelo - 2002
```

```
entrada=input('Nome do arquivo: ','s');
Fs=input('Fs: ');
sinal=load(entrada);
N=length(sinal(:,1));
if rem(N,2)==1
    sinal=sinal(1:N-1,:);
    N=N-1;
end

%Menor janela para calcular o fluxo (em minutos)
jan=1;

%Número de pontos na janela
pts_jan=(jan*60)*Fs;
```

```

%Número de janelas
n_jan=N/pts_jan;

%Número máximo de L baseado no número de janelas determinado
L_max=round(log2(n_jan));
if L_max*pts_jan>N
    L_max=floor(log2(n_jan));
    disp('Reduzindo o L_max')
end

ww=0;
for L=1:L_max+1
    for k=1:2^(L-1)
        x_inf=round(( (k-1)*N)/2^(L-1) ) +1);
        x_sup=round(( (k*N)/(2^(L-1)) ));

        wind=sinal(x_inf:x_sup,1:3);
        [m,s]=size(wind);

        %theta - direção média do vento
        theta=dir_vento( mean(wind(:,1)), mean(wind(:,2)) );
        uv=[wind(:,1)';wind(:,2)'];
        theta=deg2rad(theta);

        %r - Matriz de rotação
        r=[cos(theta) sin(theta); -sin(theta) cos(theta)];
        UV=r*uv;

        %U - soma das componetes de u e v dispostas
        %ao longo da direção média do vento
        U=UV(1,:)';

        u_linha=U-mean(U);
        w_linha=wind(:,3) - mean(wind(:,3));
        uw=(u_linha'*w_linha)/m;
        u_star=sqrt(abs(uw)); %u_estrela
    end
end

```

```

        res(k)=u_star;
    end %fim do loop L
    par(L_max+1-ww)=mean(res);
    ww=ww+1;
end %fim do loop k
tempo=(N./( 2.^((L_max):-1:0) ))/(Fs*60);
figure
subplot(211),plot(tempo,par,'r-',tempo,par,'b*'),zoom on
title1='\bf{u}_{\fontsize{14} *} ';
title2='\rm calculado para vários segmentos amostrais';
title([title1,title2])
xlabel('Segmento amostral (minutos)')
ylabel('\bf{u}_{\fontsize{14} *} (m/s)')

```

=====

```

function theta=dir_vento(umedio,vmedio)

theta=(atan(vmedio/umedio));
%testes para verificar em que quadrante está o ângulo
if vmedio<0
    if umedio>0
        theta=360-rad2deg(abs(theta));
    else
        theta=180+rad2deg(abs(theta));
    end
else
    if umedio>0
        theta=rad2deg(abs(theta));
    else
        theta=90+rad2deg(abs(theta));
    end
end
end

```