



MINISTÉRIO DA CIÊNCIA E TECNOLOGIA  
**INSTITUTO NACIONAL DE PESQUISAS ESPACIAIS**

**INPE-7500-TDI/715**

**ESTUDO DA INFLUÊNCIA DAS ESTRUTURAS COERENTES E  
DA RUGOSIDADE NA ESTIMATIVA DE FLUXOS  
TURBULENTOS SOBRE O PANTANAL**

Maurício José Alves Bolzan

Dissertação de Mestrado em Meteorologia, orientada pelo Dr. Leonardo Deane de  
Abreu Sá e pelo Dr. Gannabathula Sri Sesha Durga Prasad, aprovada em  
12 de março de 1998.

INPE  
São José dos Campos  
2000

551.551.2

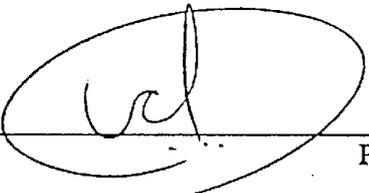
BOLZAN, M. J. A.

Estudo da influencia das estruturas coerentes e da rugosidade na estimativa de fluxos turbulentos sobre o Pantanal / M. J. A. Bolzan. - São José dos Campos: INPE, 1998. 138p. - (INPE-7500-TDI/715).

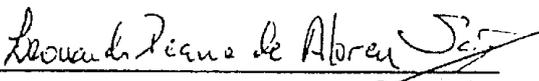
1.Estruturas coerentes. 2.Análise de quadrante. 3.Fluxos. 4.Turbulência. 5.Pantanal. 6.Transformada em ondefeita. 7.Vórtices. 8.Esteiras turbulentas. I.Título.

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

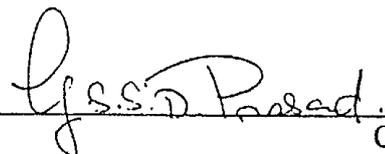
Dr. Antonio Ocimar Manzi

  
\_\_\_\_\_  
Presidente

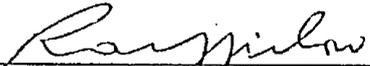
Dr. Leonardo Deane de Abreu Sá

  
\_\_\_\_\_  
Orientador

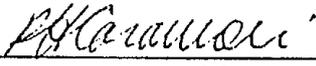
Dr. Gannabathula Sri Sesha durga Prasad

  
\_\_\_\_\_  
Orientador

Dr. Ralf Gielow

  
\_\_\_\_\_  
Membro da Banca

Dr. Paulo Henrique Caramori

  
\_\_\_\_\_  
Membro da Banca  
- Convidado-

Candidato: Maurício José Alves Bolzan

São José dos Campos, 12 de março de 1998



*Dedico este trabalho aos meus pais, por terem me proporcionado uma visão firme e uma ação objetiva e racional para solucionar os problemas que encontrei e continuarei encontrando em minha vida, sabendo que isso me fará uma pessoa cada vez mais humana.*



## **AGRADECIMENTOS**

Desejo expressar meus agradecimentos ao Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais (INPE), à Universidade Federal do Mato Grosso do Sul (UFMS), à Universidade de Brasília (UnB), ao Instituto de Hidrologia do Reino Unido (IH) e à Universidade Estadual Paulista (UNESP/Jaboticabal), instituições que possibilitaram a realização do Experimento Integrado do Pantanal (IPE), cujos dados foram indispensáveis para a elaboração deste trabalho, e ao Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico (CNPq), que concedeu bolsa de estudos (processo nº 139111/96-4) que me permitiu cursar o mestrado.

Gostaria de demonstrar meu reconhecimento aos Doutores Amauri de Souza, Edson Kassar, Hamilton Germano Pavão, da UFMS, Antônio Ocimar Manzi, Clóvis Angeli Sansígolo, Plínio Alvalá, Ralf Gielow, Regina Célia dos Santos Alvalá, do INPE, Antônio Carlos Miranda, da UnB, Rodney Martin, do IH, e Romísio Geraldo Bouhid André, da UNESP, Campus de Jaboticabal, que participaram da organização e execução da primeira campanha do projeto Experimento Integrado do Pantanal (IPE).

Sou igualmente grato aos Srs. Clóvis Monteiro do Espírito Santo, Elizabete Cária Moraes, Beatriz Miky Funatsu, Luiz Eduardo Rosa, Paulo Rogério Aquino Arlino, Vicente de Paula Silva Filho, do INPE, pelo apoio na organização e realização do experimento.

Agradeço igualmente à Analista de Sistemas Sabrina Bérgoch Monteiro Sambatti pelo apoio proporcionado na utilização dos meios computacionais indispensáveis para a realização deste e por sua paciência.

Um grande agradecimento aos membros da banca examinadora, Drs. Antônio Ocimar Manzi e Ralf Gielow, do INPE, e ao Dr. Paulo Caramori, do Instituto Agrônomo do Paraná (IAPAR), pelas suas sugestões e críticas úteis para o texto final desta dissertação.

Finalmente, não poderia deixar de prestar a minha gratidão para duas pessoas que trabalharam comigo, sofreram

alguns sustos, mas também alegrias, estas pessoas são os meus orientadores, Dr. Leonardo Deane de Abreu Sá, que depositou em mim a confiança e paciência de ensinar a física por trás de cada resultado obtido neste trabalho, do qual não posso esconder meu orgulho, e Dr. Gannabatwula Sri Sessa Durga Prasad, um exímio matemático que me forneceu conhecimentos de uma ferramenta matemática, a Transformada em Onduleta, sem a qual não teria realizado este trabalho, um dos pioneiros deste tipo, dentro da Meteorologia do Brasil.

A todas estas pessoas, um singelo, sincero e afetuoso  
OBRIGADO!!

## RESUMO

Analisaram-se dados turbulentos de resposta rápida da velocidade do vento e da temperatura, medidos simultaneamente em duas alturas diferentes, em torre micrometeorológica instalada na Reserva de Passo do Lontra ( $19^{\circ} 34,3' S$ ;  $57^{\circ} 13' O$ ), município de Miranda, MS, pertencente à Universidade Federal do Mato Grosso do Sul, durante o período de setembro e outubro de 1996, correspondente à estação seca no Pantanal Matogrossense. O campo experimental é plano, mas as condições superficiais aí são complexas, pois se caracterizam pela existência de arbustos esparsos, de aproximadamente 8 m de altura, os quais, juntamente com gramínea de aproximadamente 2 m de altura, compõem a cobertura vegetal da região, típica de cerrado. Utilizou-se o método das covariâncias para estimar os fluxos turbulentos de momentum e de calor sensível. Aplicou-se a Transformada em Onduletas para separar a média da flutuação turbulenta e para detectar e visualizar estruturas coerentes nos campos de velocidade do vento e de temperatura. A onduleta discreta biortogonal foi utilizada na detecção dos padrões coerentes e a onduleta contínua do chapéu mexicano foi usada para a elaboração de diagramas em tempo-escala das flutuações dos sinais. Novos critérios de classificação das condições de estabilidade atmosférica foram aplicados no sentido de agrupar os dados disponíveis e propiciar estudo da variação da fração do fluxo turbulento associado a estruturas coerentes em função das condições de estabilidade atmosférica e também da altura. Técnicas de separação em quadrantes, das contribuições das flutuações turbulentas para os fluxos, foram utilizadas para melhor compreensão dos processos físicos de intrusão e de ejeção turbulentas. Testes estatísticos serviram para verificar se os fluxos turbulentos poderiam ser considerados como constantes com a altura. O estudo se estendeu a diversas bandas de frequências que contribuem para o coespectro turbulento. Os resultados mostram um comportamento marcadamente diferente para as estruturas coerentes térmicas e mecânicas, salvo em condições muito próximas da neutralidade. Nestas, predominam padrões de flutuação associados a escalas temporais da ordem de 100 s, as quais provavelmente são manifestações de estruturas do tipo "rolo". Sob condições moderadamente instáveis ou sob convecção livre,

as estruturas coerentes apresentam menor localização em escala, e parece ocorrer um regime misto em que se verificam contribuições tanto de escalas temporais da ordem de 50 s (típicas daquelas verificadas acima de superfícies "lisas"), quanto as da ordem de 100 s, típicas de superfícies extremamente rugosas, e possivelmente associadas com a chamada instabilidade do ponto de inflexão. Sob certas condições de estabilidade atmosférica, constatou-se que os fluxos medidos em duas alturas diferentes (5 m de separação) são estatisticamente diferentes.

**A STUDY OF THE INFLUENCE OF THE COHERENT STRUCTURES AND OF  
THE ROUGHNESS IN THE ESTIMATE OF TURBULENT FLUXES ON THE  
PANTANAL**

**ABSTRACT**

The fast response turbulent data consisting of the wind velocity and the temperature, measured simultaneously at two different heights on a micrometeorological tower installed in the Reserve *Passo do Lontra*, ( $19^{\circ} 34.3' S$ ;  $57^{\circ} 1.3' O$ ) covered district of *Miranda, MS*, is analyzed. The data used is for the period September to October 1996, which corresponds to the dry season in the Pantanal Matogrossense. The experimental site region is flat plane, but with quite complex surface condition. The surface of the site is covered by grasses with height of 2 m and composed of the vegetation typical of the region, along with sparsely spaced trees which grow to about 8 m. The momentum and sensible heat fluxes are estimated using the method of covariance. The Wavelet Transform is applied to separate the turbulent fluctuations, and to separate and visualize the coherent structures, in the wind and temperature fields. The biorthogonal wavelet is used for the detection of the coherent structures and the continuous wavelet (Mexican hat) is used to examine the turbulent fluctuations in time scale. New criteria for the classification of the stability conditions of the atmosphere are used to group the data, and to study the fraction of turbulent flux associated with the coherent structures as a function of the height and stability conditions. Techniques for the separation into quadrants of the turbulent fluctuations are used to better understand the physical processes involved in the intrusion and ejection. Statistical tests are used to verify if the turbulent fluxes are constant with height. The study used various frequency bands that contribute to the turbulent cospectrum. Results show that there is marked difference in the behavior of the thermal and momentum coherent structures, except in conditions of near neutral stability. In these cases, the predominant patterns of fluctuations on scales of about 100 s

appear to be related to the roll type structures. Under moderately unstable conditions and in free convection, the patterns of the coherent structures are not well localized in scale, and appear to belong to a mixed regime, varying from temporal scales of 50 s (typical of "smooth" surfaces) to scales of the order of 100 s (typical of very rough surfaces), and are probably associated with the so called "point of instability". Under certain conditions of atmospheric stability, the fluxes measured at the two different heights (5 m separation) are statistically different.

## SUMÁRIO

...Pág.

LISTA DE FIGURAS  
LISTA DE TABELAS  
LISTA DE SÍMBOLOS

<b>CAPÍTULO 1 - INTRODUÇÃO</b> .....	19
<b>CAPÍTULO 2 - O PANTANAL MATO-GROSSENSE</b> .....	21
<b>CAPÍTULO 3 - ELEMENTOS TEÓRICOS</b> .....	23
3.1 - A Rugosidade da Superfície.....	23
3.2 - O Método das Covariâncias (MC).....	33
3.3 - A Transformada em Ondeleita (TO).....	39
3.3.1 - Transformada em Ondeleita de Morlet.....	43
3.3.2 - Transformada em Ondeleita do Chapéu Mexicano.....	45
3.3.3 - Transformada em Ondeleita Biortogonal.....	46
3.4 - Métodos Estatísticos.....	47
3.4.1 - Análise de Quadrante.....	47
3.4.1.1 - Análise de "Agregados".....	49
3.4.1.2 - Análise do Momento de Terceira Ordem ("Skewness").....	51
3.5 - Estudo da Variabilidade Vertical dos Fluxos Turbulentos.....	54
3.6 - Sobre o Teste Estatístico da Hipótese Nula.....	56
<b>CAPÍTULO 4 - CARACTERIZAÇÃO DO EXPERIMENTO E DOS DADOS</b> .....	59
4.1 - Sítio Experimental e Instrumentos.....	59
4.2 - Condições do Tempo Durante o Experimento.....	61
4.3 - Tratamento dos Sinais.....	63
4.3.1 - Escolha do Filtro Passa-alto para Separação de Fenômenos de Mesoescala do Sinal Bruto.....	63
4.3.2 - Separação das Estruturas Coerentes do Sinal.....	70
4.3.3 - Consistência dos Dados.....	77

<b>CAPÍTULO 5: ANÁLISE DOS RESULTADOS</b> .....	83
5.1 - Valores Médios e outros Parâmetros Estatísticos Referentes aos Fluxos de Calor Sensível e Momentum.....	83
5.2 - Parte do Fluxo Associado às Estruturas Coerentes.....	87
5.3 - Análise de Quadrante.....	103
5.3.1 - Análise de "Agregados".....	103
5.3.2 - Análise do Momento de Terceira Ordem.....	107
5.4 - Teste Estatístico: Hipótese Nula.....	113
<b>CAPÍTULO 6: CONCLUSÕES E SUGESTÕES</b> .....	118
<b>REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS</b> .....	121

## LISTA DE FIGURAS

	<u>Pág.</u>
3.1 Função correspondente à: parte real (esquerda); parte imaginária da Ondeleta de Morlet, considerando-se $K_{\psi}=5$ .....	26
3.2 Transformada de Fourier da função de Morlet.....	27
3.3 (a)forma da função ondeleta do Chapéu Mexicano, (b) transformada de Fourier da função do Chapéu Mexicano.....	28
3.5 Análise de quadrante utilizada por Caramori et al. (1994).....	30
3.6 Definições de ejeções e intrusões para transporte de calor (condições instáveis) e momentum (em geral). Eventos nos quadrantes 2 e 4 definem intrusões e ejeções para o fluxo de momentum, enquanto nos quadrantes 3 e 1, definem intrusões e ejeções para o fluxo de calor.....	32
4.1 Espectros de $u$ , $v$ , $w$ e $T$ do dia 278 juliano, 09:00 h. Observação: o eixo das freqüências não é real.	47
4.2 Forma do filtro de impulso de resposta finita utilizado pelo software MATLAB. Observação: o eixo das freqüências não é real.....	49
4.3 Coespectro entre $u$ e $w$ do dia juliano de número 278, 09:00 h. Observação: o eixo das freqüências não é real.....	51
4.4 Coespectro de $u$ e $w$ do dia juliano de número 278, às 09:00 h. Não filtrado (acima) e filtrado pela TO(abaixo). Observação: o eixo das freqüências não é real.....	52
4.5 Valores dos coeficientes da ondeleta em função da	

	escala, para a componente $w$ da velocidade do vento para o dia juliano de número 278, medida às 09:00 h, no nível superior.....	57
4.6	Picos encontrados nos sinais turbulentos de $u$ , $w$ e $T$ do dia juliano de número 278, 17:00 h.....	62
5.1	Fluxo de Calor Sensível total, das estruturas coerentes e a correlação (em módulo) do fluxo total para o período em que transcorreu o experimento (nível superior).....	66
5.2	Fluxo de Momentum total, das estruturas coerentes e correlação (em módulo) do fluxo total para o período em que transcorreu o experimento (nível superior)...	67
5.3	Fluxo de Calor Sensível total, das estruturas coerentes e a correlação (em módulo) para o fluxo total, para o período em que transcorreu o experimento (nível inferior).....	68
5.4	Fluxo de Momentum total, das estruturas coerentes e a correlação (em módulo) para o fluxo total para o período em que transcorreu o experimento (nível inferior).....	69
5.6	(a) Fração do fluxo total de calor sensível associado a estruturas coerentes, em função do parâmetro de estabilidade de Monin-Obukhov. (b) Fração do fluxo total de momentum associado a estruturas coerentes, em função do parâmetro de estabilidade de Monin-Obukhov.....	73
5.8	(a) Fração das estruturas coerentes para o fluxo de calor sensível em função de $\zeta = -(z-d)/L$ . (b) Fração das estruturas coerentes para o fluxo de momentum em função de $\zeta = -(z-d)/L$ .....	74
5.10	Gráfico comparativo do sinal de $u$ do dia juliano de número 276, 10:00 h, utilizando duas $T_0$ , acima, chapéu mexicano e abaixo, Morlet.....	77
5.11	Diagrama em tempo-escala das flutuações: (a) da	

componente longitudinal do vento no nível superior;(b) da componente longitudinal do vento no nível inferior;(c) da temperatura no nível superior; (d) da temperatura no nível inferior. Condição de estabilidade atmosférica: situação próxima da neutralidade.....	79
5.12 Diagrama em tempo-escala das flutuações: (a) da componente longitudinal do vento no nível superior;(b) da componente longitudinal do vento no nível inferior;(c) da temperatura no nível superior; (d) da temperatura no nível inferior. Condição de estabilidade atmosférica: situação moderadamente instável.....	80
5.13 Diagrama em tempo-escala das flutuações: (a) da componente longitudinal do vento no nível superior;(b) da componente longitudinal do vento no nível inferior;(c) da temperatura no nível superior; (d) da temperatura no nível inferior. Condição de estabilidade atmosférica: convecção livre.....	81
5.13 Agregados dominantes nos quadrantes 1 e 3 para o fluxo de calor sensível do nível superior, dia 278, horário 09:00 h.....	86
5.14 Agregados dominantes nos quadrantes 2 e 4 para o fluxo de calor sensível do nível superior, dia 278, horário 20:00 h.....	87
5.15 Nenhum agregados dominantes nos quadrantes para o fluxo de momentum do nível superior, dia 277, horário 01:00 h.....	89
5.16 Duração de ejeções e de intrusões para o fluxo de calor sensível, nível inferior.....	91
5.17 Duração de ejeções e de intrusões para o fluxo de calor sensível, nível superior.....	91
5.18 Duração de ejeções e de intrusões para o fluxo de Momentum, nível	

inferior.....	92
5.19 Duração de ejeções e de intrusões para o fluxo de Momentum, nível superior.....	93
5.20 Duração de ejeções e de intrusões para o fluxo de Momentum, noturno, nível superior.....	94
5.21 Duração de ejeções e intrusões para o fluxo de Calor Sensível, noturno, nível superior.....	94
5.1 Diagrama de <i>varal</i> indicando o valor de <b>a</b> para quatro bandas de escalas do: (a) fluxo de calor sensível, (b) fluxo de momentum, ambos para período noturno.....	96
5.2 Diagrama de <i>varal</i> para as escalas do (a) fluxo de calor sensível e (b) fluxo de momentum, ambos para o período diurno.....	99

## **LISTA DE TABELAS**

TABELA 1 - MEDIDAS EFETUADAS NO EXPERIMENTO DO PANTANAL

TABELA 2 - DIAS E HORÁRIOS DOS ARQUIVOS EM QUE FORAM DETECTADOS PROBLEMAS.

TABELA 3 - DESVIO PADRÃO E VALOR MÉDIO DO PICO ENCONTRADO NOS TRÊS SINAIS TURBULENTOS DO DIA JULIANO DE NÚMERO 278, ÀS 17:00 h.



## LISTA DE SÍMBOLOS

$a$	escala
$b$	posição
$C_d$	coeficiente de arrasto [adimensional]
$C_p$	calor específico do ar a pressão constante [ $m^2 s^{-2} K^{-1}$ ]
$d$	altura do deslocamento do plano-zero [m]
$D$	altura da camada limite superficial [m]
$D(1,3)$	quadrantes de número 1 e 3
$D(2,4)$	quadrantes de número 2 e 4
$E$	fluxo de calor latente [ $W m^{-2}$ ]
$f(t)$	função temporal
$g$	aceleração da gravidade [ $m s^{-2}$ ]
$g(t)$	função janela no espaço do tempo
$G(f)$	transformada de Fourier de $g(t)$
$G$	fluxo de calor no solo [ $W m^{-2}$ ]
$h$	altura média das protuberâncias à superfície [m]
$H$	fluxo de calor sensível [ $W m^{-2}$ ]
$H_0$	teste estatístico da hipótese nula
$k$	constante de von Kármán [adimensional]
$L$	comprimento de Monin-Obukhov [m]
$L^2$	densidade de energia [ $W$ ]
$n$	freqüência [Hz]
$q$	umidade específica média do ar [ $kg m^{-3}$ ]
$q'$	flutuação de umidade [ $kg m^{-3}$ ]
$Q_{\downarrow}$	radiação solar incidente [ $W m^{-2}$ ]
$Q_{\uparrow}$	radiação solar refletida [ $W m^{-2}$ ]
$R_n$	saldo de radiação [ $W m^{-2}$ ]
$T$	período temporal [s]
$T_0$	temperatura absoluta média do ar [ $^{\circ}C$ ]
$u$	velocidade longitudinal do vento [ $m s^{-1}$ ]
$u'$	velocidade longitudinal turbulenta [ $m s^{-1}$ ]
$u_*$	velocidade de fricção [ $m s^{-1}$ ]
$U$	velocidade média do vento [ $m s^{-1}$ ]
$v$	velocidade transversal do vento [ $m s^{-1}$ ]
$V_p$	velocidade do ar com relação ao avião [ $m s^{-1}$ ]

$w$	velocidade vertical do vento [ $m s^{-1}$ ]
$w'$	velocidade vertical turbulenta [ $m s^{-1}$ ]
$w_c(j)$	limiar para uma escala $j$
$ W_j f(n) $	coeficientes de ondeleta discreta
$x(t)$	série temporal
$X(t)$	sinal temporal
$z_0$	comprimento de rugosidade [m]
$z_q$	comprimento de rugosidade para a umidade [m]
$z_t$	comprimento de rugosidade térmica [m]
$z_*$	altura da camada de transição [m]
$\alpha$	intervalo extremo de uma distribuição gaussiana
$\Delta f$	resolução espectral [Hz]
$\Delta t$	resolução temporal [s]
$\zeta$	parâmetro de estabilidade [adimensional]
$\rho$	densidade do ar [ $kg m^{-3}$ ]
$\sigma$	desvio padrão
$\tau$	fluxo de momentum [ $m^2 s^{-2}$ ]
$\Psi(t)$	função ondeleta

## LISTA DE ABREVIATURAS

CLS	camada limite superficial
E	fluxo de calor latente
ECT	energia cinética turbulenta
ECs	estruturas coerentes
H	fluxo de calor sensível
MC	método das covariâncias
$P_s$	termo de produção de cisalhamento
$P_w$	termo de produção de esteiras turbulentas
$P_b$	termo de produção de flutuabilidade
TF	transformada de Fourier
TFJ	transformada de Fourier com janela
TO	transformada em Ondeletas
$T_t$	termo de transporte turbulento
$T_p$	termo de transporte de pressão
ZCAS	zona de convergência do Atlântico Sul
$\tau$	fluxo de momentum
$\varepsilon$	termo de dissipação



## CAPÍTULO 1

### INTRODUÇÃO

Este trabalho se apoia nos dados obtidos em duas alturas diferentes em torre micrometeorológica, na primeira campanha de medidas do Experimento Integrado do Pantanal (IPE-0), a qual teve lugar de 20 de setembro a 6 de outubro de 1996, no município de Miranda, MS ao sul do Pantanal Mato-grossense, durante a estação seca.

Seu objetivo principal foi de estimar os fluxos turbulentos pelo método das covariâncias, além de pesquisar fatores que determinam a sua variabilidade temporal e espacial (vertical).

A superfície da região do Pantanal é extremamente rugosa, com características de cerrado na estação seca, o que a torna sob muitos aspectos, similar àquela do experimento intitulado "Koorin" (Clarke e Brook, 1979). Poucos estudos têm sido realizados sobre superfícies com este tipo de complexidade, o que tem tornado difícil a obtenção de relações universais para as mesmas. Dentre os poucos estudos que tentaram caracterizá-las, citam-se aqueles que desenvolveram o conceito de discrepância aerodinâmica (Thom et al., 1975; Raupach, 1979; Garratt, 1978 a e b, 1980, 1983), pelo qual se explicita a falência de relações universais válidas para superfícies "lisas" tais como as de "fluxo-perfil". Sobre tais superfícies complexas, a existência de esteiras

turbulentas e de heterogeneidades térmicas impõem distorções ao escoamento atmosférico próximo a obstáculos, o que complica a estimativa dos principais parâmetros turbulentos (Thom et al., 1975; Sá, 1981). Estimaram-se os fluxos mesmo nestas condições, sob diversos cenários diferentes de estabilidade atmosférica. Para que fosse possível separar o efeito destas distorções por escala, utilizou-se a Transformada em Ondeleita (TO), que é uma ferramenta matemática nova (Meyer, 1990; Farge, 1992; Daubechies, 1992), a qual tem sido utilizada com sucesso na análise do sinal turbulento atmosférico (Hagelberg e Gamage 1994, Gao e Li 1993, Lu e Fitzjarrald 1994, Collineau e Brunet, 1993, a,b). Procurou-se avaliar a influência da rugosidade na estimativa dos fluxos turbulentos de momentum e de calor sensível, calculados pelo método das covariâncias, e determinou-se a importância relativa das estruturas coerentes, na estrutura da turbulência sob diversas condições de estabilidade atmosférica.

## CAPÍTULO 2

### O PANTANAL MATO-GROSSENSE

Estudos sobre a dinâmica da circulação atmosférica acima da região Centro-Oeste do Brasil em geral, e sobre o Pantanal em particular, ainda são poucos, certamente constituindo-se essa região a menos estudada do Brasil de um ponto de vista meteorológico. Uma questão particularmente importante e pouco compreendida sobre a climatologia da região central do Brasil, diz respeito à origem da água que precipita sobre a região. Outra questão, também relevante, concerne ao destino que a mesma terá após evaporada na região central do Brasil. Estas se associam à ocorrência de uma corrente de jato de baixos níveis cruzando a região (Guedes, 1985; Berri e Inzunza, 1993; Nogués-Peagle e Mo, 1997) e aos fenômenos meteorológicos associados à existência da ZCAS (Zona de Convergência do Atlântico Sul), particularmente nos meses de verão, ocasião em que ela permanece estacionária sobre as grandes áreas da região sudeste do Brasil (Gandu e Geisler, 1991; Kodama, 1992; Figueroa et al., 1995). Do ponto de vista climatológico, Rao et al. (1996) concluíram, a partir da análise de um conjunto de 5 anos de dados meteorológicos do Brasil, que a parte central do país tem uma clara variação do regime pluviométrico, com uma época seca de abril a setembro e uma época chuvosa, caracterizada por umidade e precipitação elevadas, durante os meses restantes do ano.

No que se refere ao aspecto geológico, segundo Magalhães (1992), o Pantanal é uma das maiores planícies de sedimentação do mundo, ocupando grande parte do centro oeste brasileiro e se estendendo pela Argentina, Bolívia e Paraguai, onde recebe outras denominações. Sua porção brasileira, foi calculada por Vila da Silva e Abdon (1998) como sendo de 138.183 km<sup>2</sup>. Situado no centro do continente sul-americano, o Pantanal é circundado, do lado brasileiro (norte, leste e sudeste) por terrenos de altitude entre 600-700 m, estendendo-se a oeste até os contrafortes da cordilheira dos Andes e se prolonga ao sul pelas planícies pampeanas centrais.

O estudo micrometeorológico da região pantaneira reveste-se de importância devido à variabilidade sazonal de suas características hídricas, as quais mostram alternância entre longos períodos de inundação com outros de baixa precipitação e seca em algumas de suas regiões, os quais são variáveis em intensidade e duração (García e Castro, 1986). Isto certamente deve introduzir variabilidade nas trocas de energia e de momentum acima da região, o que determina alterações sazonais no microclima do Pantanal. Esta investigação se insere dentro de um projeto de pesquisa visando compreender melhor as características de tais processos.

## CAPÍTULO 3

### ELEMENTOS TEÓRICOS

Conforme mencionado anteriormente, a questão da complexidade do terreno onde se realizaram as medidas desempenha um papel importante neste estudo. Por esta razão, inicia-se este capítulo com alguns elementos teóricos referentes ao assunto, antes de mencionar os demais parâmetros característicos da turbulência na Camada Limite Superficial (CLS).

#### 3.1 - A Rugosidade da superfície

Em escoamentos turbulentos próximos a superfícies sólidas as características dos elementos de rugosidade do solo impõem escalas dimensionais que vão influir no tipo de interação entre o fluido e o chão. Neste sentido, duas escalas importantes devem ser mencionadas:

O comprimento de fricção  $y_0 = \nu/u_*$  (onde  $\nu$  é a viscosidade cinemática do fluido e  $u_*$  é a velocidade de fricção), característico da região onde predominam as forças viscosas, e  $h$ , altura média das protuberâncias à superfície (Arya, 1988).

Para situações em que  $h \gg \nu/u_*$ , Monin e Yaglom (1971) sugeriram que o perfil vertical de velocidade média do vento deve apresentar a forma:

$$u(z) = u_* (A \ln z/h + B') \quad (3.1)$$

onde  $B' = B + A \ln(h \nu/u_*)$ , e  $A$  e  $B$  são constantes adimensionais.

Assim, para uma velocidade média  $u(z)$  medida entre as alturas  $z_2$  e  $z_1$ , tem-se:

$$u(z_2) - u(z_1) = A u_* \ln(z_2/z_1) \quad (3.2)$$

A partir desta, é possível achar um parâmetro  $z_0$ , característico da rugosidade. Para isto levamos em conta o coeficiente de arrasto ("drag"),  $C_D$ , parâmetro adimensional característico da fricção à superfície e definido por:

$$C_D = \frac{t_0}{1/2 \rho U^2} = 2 \left( \frac{u_*}{U} \right)^2 \quad (3.3)$$

onde  $U$  é a velocidade característica do escoamento (Arya, 1988). Todavia, para um escoamento idealizado num semi-espaço infinito não há velocidade característica (Monin e Yaglom, 1971). Neste caso:

$$C_D(z) = 2 \left( \frac{u_*}{U} \right)^2 \quad (3.4)$$

ou

$$u(z) = \frac{u_*}{\sqrt{1/2 C_D(z)}} \quad (3.5)$$

Substituindo-se (3.5) em (3.2), obtém-se a lei simples:

$$\frac{1}{\sqrt{1/2 C_D(z_2)}} - \frac{1}{\sqrt{1/2 C_D(z_1)}} = A \ln \frac{z_2}{z_1} \quad (3.6)$$

Então, dentro da camada de validade da lei logarítmica para o perfil vertical da velocidade do vento, podemos escrever:

$$z_2 \exp\left(\frac{1}{A\sqrt{1/2 C_D(z_2)}}\right) = z_1 \exp\left(\frac{1}{A\sqrt{1/2 C_D(z_1)}}\right) = z_0 \quad (3.7)$$

A grandeza  $z_0$ , que é independente de  $z$ , é uma característica da interação dinâmica do escoamento com a superfície. É chamada de parâmetro de rugosidade aerodinâmica, comprimento de rugosidade, e depende das irregularidades do chão.

Pelas equações (3.6) e (3.5) obtém-se:

$$u(z) = A u_* \ln \frac{z}{z_0} = \frac{u_*}{k} \ln \frac{z}{z_0} \quad (3.8)$$

Segundo esta,  $z_0$  também pode ser definido como sendo a altura para a qual a velocidade média do escoamento se anularia se a equação logarítmica para  $u(z)$  fosse aplicável até a superfície.

Das equações acima, conclui-se que:

$$z_0 = \frac{\mathbf{n}}{u_*} \exp(-kB) = h \exp(-kB') \quad (3.9)$$

A constatação da existência de um comprimento  $z_0$  associado à rugosidade mecânica induz à formulação de um comprimento, similar ao primeiro, associado à rugosidade térmica do solo,  $z_T$ , ou à rugosidade do vapor d'água,  $z_q$  (Garratt, 1978b).

Assim, poder-se-ia ter equação similar à equação (3.8), mas para o perfil da temperatura potencial,  $\theta$ :

$$k \frac{q - q_0}{q_*} = \ln \frac{z}{z_T} - \Psi_h(z) \quad (3.10)$$

onde  $\Psi_h$  é um parâmetro dependente da instabilidade atmosférica. Efetivamente, com a temperatura superficial definida como sendo a temperatura radiativa medida a partir de avião com radiômetro infravermelho (Burke e Stewart, 1997), a equação (3.10) tem-se mostrado válida para muitas superfícies diferentes, apenas quando se usa o verdadeiro valor  $z_T$ , e não  $z_0$  mecânico, cujo valor é diverso daquele (Blyth e Dolman, 1995; Mölder, 1997).

Conceitualmente, a distinção entre  $z_T$ ,  $z_q$  e  $z_0$  é sugerida por considerações ligadas aos mecanismos de transporte para calor, vapor d'água e momentum, na presença de escoamento aerodinamicamente rugoso próximo à superfície. A transferência de momentum se realiza sob a ação de flutuações de pressão nas esteiras turbulentas localizadas atrás dos elementos de rugosidade, ao passo que nas transferências de calor e de vapor d'água, tal mecanismo dinâmico não é relevante (Monin e Yaglom, 1971). A identidade de mecanismos de transferência de calor e momentum é muitas vezes chamada

de ANALOGIA DE REYNOLDS (Garratt, 1992). Esta, certamente deve falhar para escoamentos sobre superfícies extremamente rugosas tais como a do Pantanal. Nesta situação, a resistência à transferência de momentum entre a superfície e uma certa altura  $z$  na CLS deve ser menor do que aquela para a transferência de calor ou de vapor d'água. Esta constatação, acentuando o caráter fisicamente diferente dos processos de transferência de momentum e calor acima de superfícies complexas (Viswanadham et al., 1987), constitui manifestação do que se convencionou chamar de DISCREPÂNCIA AERODINÂMICA (Thom et al., 1975; Sá, 1981) e tem grande importância na interpretação dos resultados referentes à variabilidade vertical dos fluxos acima da região pantaneira. Como foi ressaltado, o comprimento de rugosidade é inversamente proporcional à resistência que a superfície apresenta à transferência turbulenta e portanto mostra importante significado físico.

Discorre-se agora sobre os demais parâmetros utilizados em nosso trabalho, apontando a importância que cada um tem no conjunto do trabalho.

O valor de  $d$  é necessário no cálculo do parâmetro de estabilidade de Monin-Obukhov. A *altura de deslocamento do plano-zero*,  $d$ , é definida como o nível médio de absorção de momentum pelas copas, (Raupach e Thom 1981; Stull, 1988). Se os elementos rugosos individuais forem suficientemente altos, então o topo destes começa a agir como uma superfície

deslocada, (por exemplo, as copas das árvores de uma floresta).

Sobre o valor de  $d$ , Kaimal e Finnigan (1994), sugeriram que o seu valor seja de  $0.75h$  para uma grande variedade de copas, onde  $h$  é a altura média dos elementos de rugosidade. Esta parametrização será utilizada para estimar o valor de  $d$  na presente investigação, pois o principal objetivo deste trabalho é o da medida dos fluxos, ficando a estimativa precisa do parâmetro de rugosidade para trabalhos posteriores. Um fator que também necessariamente terá que ser levado em conta é o de as medidas turbulentas estarem sendo efetuadas dentro da chamada camada de transição (Garratt, 1980, 1983).

A camada de transição é uma subcamada rugosa imediatamente acima das copas e pode se estender a várias vezes a altura das mesmas. Sua altura  $z_*$ , indica o limite inferior do intervalo vertical de validade das funções universais que seguem a similaridade de Monin-Obukhov, o mesmo ocorrendo com os perfis logarítmicos. Garratt (1980), confirmou a existência de um limite inferior em  $z=z_*$  para estas funções de Monin-Obukhov. O nível  $z_*$  corresponde ao topo da camada de transição, dentro da qual se assume que os perfis dependem adicionalmente de uma escala de comprimento  $z_s$ , relacionada com a geração de esteira pela superfície. Observações dos perfis num intervalo de alturas,  $z_* < z \ll D$  (onde  $D$  é a altura da camada limite superficial, em que os fluxos são

essencialmente constantes com a altura), mostram que as características das grandezas turbulentas dependem de  $(z-d)/L$  (onde  $L$ , comprimento de Monin e Obukhov, será definido a seguir). É na camada de transição que existem esteiras turbulentas provocadas pelos elementos de rugosidade, as quais deformam os perfis verticais de velocidade média do vento e podem produzir também, divergência (convergência) vertical dos fluxos turbulentos. Portanto, através da maior parte da camada de transição, pode-se assumir que as modificações do perfil são explicadas em termos de  $z_s$ . A realização de medidas dentro desta região acarreta naturalmente problemas adicionais ao cálculo das grandezas turbulentas médias, e a aplicação da Transformada em Onduleta (TO), a ser definida a seguir, aos dados do Pantanal poderá oferecer informações úteis sobre as escalas associadas às deformações típicas da camada de transição.

Um outro parâmetro importante em micrometeorologia e que será utilizado neste trabalho para obter o comprimento de Monin-Obukhov  $L$ , é a *velocidade de fricção*,  $u_*$ , já mencionada anteriormente, que possui dimensão de velocidade e que constitui uma escala natural de velocidade para uma camada limite turbulenta forçada por tensão de cisalhamento (Monin e Yaglom, 1971). Este parâmetro é equacionado da seguinte forma:

$$u_* = - \mathbf{r} \overline{w'u'} \quad (3.11)$$

onde  $\rho$  é a massa específica do ar, e o operador ( $\bar{\quad}$ ) indica valor médio. Ele será calculado, neste trabalho, pelo método das covariâncias, utilizando as flutuações das componentes horizontal (ao longo do escoamento),  $u$ , e vertical,  $w$ , da velocidade do vento.

Outros parâmetros importantes para o nosso trabalho são o comprimento de Monin-Obukhov,  $L$ , e o parâmetro de estabilidade  $z$  de Monin e Obukhov (Monin e Yaglom, 1971). Eles têm papel fundamental na TEORIA DA SIMILARIDADE UNIVERSAL para a camada limite superficial da atmosfera, formulada por Monin e Obukhov (Monin e Yaglom, 1971). Esta recorre à utilização da análise dimensional para definir  $L$ , único parâmetro de comprimento dimensionalmente compatível com uma combinação das grandezas  $g/T_0$ ,  $u^*$ , e  $H/\rho C_p$  (as quais têm papel determinante na equação do balanço da energia cinética turbulenta):

$$L = -\frac{u_*^3}{k \frac{g}{T_0} \frac{H}{\rho C_p}} \quad (3.12)$$

onde  $g$  é a aceleração da gravidade,  $T_0$  é a temperatura absoluta média do ar,  $\rho$  é a massa específica do ar,  $H$  é o fluxo turbulento médio de calor sensível,  $C_p$  é o calor específico do ar à pressão constante e  $k$  é a constante de von Kármán (esta, introduzida por conveniência).

Fisicamente, a quantidade  $L$  nos dá informações sobre até que altura os mecanismos de geração mecânica de turbulência desempenham papel importante, comparativamente aos térmicos. Assim, quando tivermos  $z > |L|$  podemos dizer que a convecção está sendo mantida termicamente (livre), enquanto que para  $z < |L|$  a convecção está sendo mantida mecanicamente (forçada). Além disso, necessitamos do cálculo de  $\zeta$  para efeito de classificação da condição de estabilidade atmosférica. Esta informação será particularmente útil no estudo das características de variabilidade vertical dos fluxos turbulentos e na análise da ocorrência de estruturas coerentes em função da estabilidade atmosférica.

A importância do cálculo do parâmetro de estabilidade  $\zeta$  associa-se ao fato deste desempenhar papel fundamental na definição de funções adimensionais de validade universal na CLS. Além disso, necessita-se da quantificação da condição de estabilidade para o estudo da influência desta na variabilidade temporal e vertical dos fluxos turbulentos.

Segundo Thom et al. (1975), para superfícies com elementos de rugosidade com altura considerável, o parâmetro de estabilidade de Monin-Obukhov deve assumir a forma:

$$\zeta = (z-d)/L \quad (3.13)$$

onde  $L$  é o comprimento de Monin-Obukhov. Em termos do sinal de  $\zeta$ , podemos ter as seguintes condições atmosféricas:

i)  $\zeta = 0$ , teremos uma condição de estratificação neutra;

ii)  $\zeta < 0$ , a condição é instável. Se  $\zeta < -1$ , aí chega-se ao estágio de convecção livre;

iii)  $\zeta > 0$ , a condição é estável. Se  $\zeta$  for elevado o suficiente para atingir um valor crítico, então está num regime de transição do escoamento turbulento para outro laminar.

De acordo com a Teoria da Similaridade Universal para a CLS, pode-se descrever a variação das grandezas turbulentas médias adimensionais com a altura por meio de funções universais de  $\zeta$ . Por exemplo, o gradiente vertical da velocidade média do vento e temperatura:

$$\frac{1}{u_*} \frac{\overline{u}}{\overline{z}} = \frac{1}{kz} \mathbf{j}_m(\mathbf{z}) \quad (3.14)$$

$$\frac{1}{T_*} \frac{\overline{T}}{\overline{z}} = \frac{T_*}{kz} \mathbf{j}_H(\mathbf{z}) \quad (3.15)$$

onde  $\mathbf{j}_M(\mathbf{z})$  e  $\mathbf{j}_H(\mathbf{z})$  são duas funções universais de  $\zeta$ . As equações acima são uma generalização das equações dos perfis logarítmicos para o caso de um meio termicamente estratificado. Essa é a essência da *teoria da similaridade de Monin-Obukhov*, (Monin e Yaglom, 1971), a qual afirma que os momentos estatísticos das principais grandezas turbulentas tais como a temperatura, vento e umidade, devidamente

adimensionalizados, podem ser formulados como funções de  $(z-d)/L$ , na CLS da atmosfera. Daí resultam numerosas equações adimensionais de validade geral na camada limite superficial (Stull, 1988).

As formulações supramencionadas foram obtidas para numerosos momentos estatísticos de várias grandezas turbulentas da CLS (Businger et al., 1971; Wyngaard et al., 1971; Wyngaard e Coté, 1971, 1972; Kaimal et al., 1972; Kaimal e Wyngaard, 1990). No entanto, sob certas condições de estabilidade, particularmente sob condições fortemente estáveis (Sorbjan, 1989) e sob condições próximas à convecção livre (Kader e Yaglom, 1990), a classificação dos regimes de estabilidade atmosférica em instáveis, estáveis ou neutros não tem se mostrado suficiente para caracterizar alguns processos atmosféricos. Brutsaert (1992), sugeriu uma nova análise para avaliar dados, mostrando uma forte evidência da existência de três (3) níveis qualitativamente diferentes para a CLS instável. São elas, uma camada *dinâmica* entre  $0 < y \leq 0.04$ ; uma camada *dinâmica-convectiva* entre  $0.1 \leq y \leq 1$ ; e a camada de *convecção livre* para  $y \geq 2$ , onde  $y = -(z-d)/L$ . Esta sua sugestão revelou-se muito útil na classificação das condições de instabilidade associadas aos dados do Pantanal.

### 3.2 O Método das Covariâncias (MC)

A essência deste trabalho consiste na estimativa de fluxos

turbulentos característicos da estação seca no Pantanal e na determinação das características da sua variabilidade, a partir de cálculos efetuados pelo método das covariâncias (McBean, 1972, Arya, 1988). Além disso, os valores dos fluxos assim calculados, foram utilizados para estimar o comprimento de Monin-Obukhov,  $L$ .

O MC é o único método direto disponível para medir fluxos turbulentos. Consiste em calcular as covariâncias entre as flutuações de velocidade vertical,  $w'$ , e as flutuações de uma grandeza turbulenta qualquer,  $s'$ , a qual pode ser  $u'$ , para o fluxo vertical de quantidade de movimento,  $t$ ;  $T'$ , para o fluxo vertical de calor sensível,  $H$ ;  $q'$ , para o fluxo vertical de calor latente,  $E$ , dentre outras grandezas, (Panosfky e Dutton, 1984). Teoricamente dever-se-ia ter o cálculo das covariâncias estendido sobre a totalidade de uma superfície de área  $S$ :

$$\overline{w's'} = \frac{1}{S} \oint w's' dS \quad (3.16)$$

Na prática, devido às dificuldades técnicas associadas à realização de medidas em toda uma área (Wyngaard, 1983), as mesmas são efetuadas, ou em avião (em função do espaço) ou em um ponto fixo (em função do tempo), como no caso dos dados analisados aqui. Então, utilizou-se aproximação (McBean, 1972), baseada na hipótese segundo a qual a covariância calculada com dados pontuais, na unidade de tempo, é estatisticamente representativa dos fluxos que ocorrem ao

longo da superfície horizontal, por unidade de área:

$$\overline{w' s'} = \frac{1}{T} \int_0^T w' s' ds = \int_0^{\infty} CO_{ws}(n) dn \quad (3.17)$$

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

A utilização desta não deve ser levada a cabo automaticamente, pois deve-se ter o cuidado de considerar a possibilidade de a turbulência não ser suficientemente homogênea perto do solo ou de o sinal turbulento não ser suficientemente estacionário.

A propósito, Mahrt (1996) em estudo que aborda as dificuldades associadas à estimativa dos fluxos turbulentos acima de superfícies heterogêneas, salienta que as medidas devem ser realizadas numa altura suficientemente elevada para que as mesmas possam ser representativas de uma área suficientemente maior do que a espessura média dos elementos individuais de rugosidade. Este tipo de problemática é extremamente pertinente no que se refere às medidas turbulentas no Pantanal, pois a altura média dos maiores elementos de rugosidade (arbustos espaçados) encontrados aí, é da ordem de 8 metros. Daí, ter havido uma preocupação neste estudo de verificar se há alguma variabilidade vertical nos fluxos, e em caso positivo, compreender o processo físico que a originou.

Quanto ao problema da não estacionaridade do sinal e das suas conseqüências no cálculo das grandezas, autores como Wyngaard (1983), Chimonas (1985), Mahrt (1989, 1991) fizeram várias considerações importantes sobre o assunto, ressaltando o cuidado que se deve ter ao calcular um valor estatisticamente médio num campo atmosférico turbulento. Neste domínio, um problema particularmente relevante, foi ressaltado por Lumley e Panofsky (1964) e por Hildebrand (1991), dentre outros. Trata-se da dificuldade em se separar a "média" da "flutuação" turbulenta em escoamentos que se caracterizem por não apresentarem uma falha espectral nítida. Isto coloca o problema da melhor maneira de separar média e flutuação, levando-se em conta a não estacionaridade do sinal. Embora autores como Durand et al. (1988) ou Gash e Culf (1996) tenham procurado solucionar este problema com uma remoção adequada de uma tendência linear na série temporal, é crescente o número de pesquisadores na área de Micrometeorologia que recorrem à Transformada em Onduletas (TO) (Mahrt, 1991; Mahrt e Gibson, 1992; Collineau e Brunet, 1993; Gao e Li, 1993; Hagelberg e Gamage, 1994; Katul et al., 1994;.Lu e Fitzjarrald, 1994; Mahrt e Howell, 1994; Turner e Leclerc, 1994; Turner et al., 1994; Qiu et al., 1995; Chen et al., 1997; Howell e Mahrt, 1997) para projetar o sinal em escalas, separar média de flutuação, obter espectros de sinais transientes, estudar estruturas coerentes, melhor compreender o fenômeno da intermitência, etc.

Assim, neste estudo, o cálculo dos fluxos turbulentos, pelo

método das covariâncias, foi efetuado após prévia separação dos sinais disponíveis em partes turbulenta e não turbulenta, o que foi alcançado com a utilização da Transformada em Ondeletas. Isto foi particularmente necessário para os dados do Pantanal, uma vez que os espectros de potência destes, não mostram claramente a existência de uma falha espectral. Diante desta situação, a TO contribuiu de diversas maneiras no cálculo dos fluxos turbulentos como, por exemplo, na separação do escoamento de mesoescala (que, em geral, não contribui diretamente para a energia turbulenta) daquele associado à camada limite superficial (e portanto, aos fluxos turbulentos). Assim, contribuiu para realizar a filtragem passa-alto do sinal e para a consequente reconstrução dele. Além disso, ajudou a visualizar o sinal projetado em algumas escalas, através de diagramas em tempo-freqüência.

No cálculo dos fluxos, além dos problemas já mencionados e daqueles de origem instrumental (Kaimal et al., 1972; Wyngaard, 1983, 1991; Vickers e Mahrt, 1996), podemos acrescentar outros devidos à própria amostragem do sinal, (Wyngaard, 1983; Kaimal et al., 1989; Gluhovsky e Agee, 1994; Lenschow et al., 1994). Neste domínio, uma questão central associa-se à estimativa robusta da média (ou de outros momentos estatísticos) da grandeza turbulenta calculada. Um pré-requisito para isto é o de que o suporte amostral seja suficientemente longo para captar um número estatisticamente significativo dos vórtices mais energéticos associados aos fluxos, (McMillen 1988), "fechando" assim o coespectro, mas suficientemente curto para não introduzir efeito de não

estacionaridade na estimativa (Hildebrand, 1991). Estas considerações foram levadas em conta na escolha do comprimento amostral (período de tempo do sinal analisado) dos dados turbulentos medidos com sensores de resposta rápida no Pantanal.

Durand et al. (1988) propuseram uma técnica para avaliar a homogeneidade horizontal dos fluxos turbulentos medidos em avião através da metodologia para o cálculo da covariância. A estimativa é efetuada a partir da função:

$$f_{xy}(t) = \frac{1}{T} \int_0^t x'(t)y'(t)dt \quad (3.18)$$

onde pode ser feita a conversão  $dl = V_p dt$ ,  $V_p$  sendo a velocidade do ar com relação ao avião,  $l$ , indicando o deslocamento do mesmo, e  $x$  e  $y$  sendo as variáveis cuja covariância se deseja obter. Quanto mais homogêneo o fluxo, mais próxima estará esta função de uma linha reta. Então, um fluxo "estatístico" pode ser calculado: ele é definido pela declividade da reta que melhor se ajusta à função  $f_{xy}(t)$ .

Esta metodologia pode ser estendida para situação em que os dados foram medidos em um único ponto ao longo do tempo, utilizando-se diretamente a fórmula acima, com integração no tempo. O coeficiente de correlação,  $r_{xy}$ , desta regressão permite a quantificação da variabilidade do fluxo durante o intervalo de amostragem. Esta metodologia, aplicada aos dados do Pantanal, revelou-se útil na caracterização de um erro amostral associado às estimativas das covariâncias e,

portanto, dos fluxos turbulentos.

### 3.3 A Transformada em Ondeleita (TO)

A transformada de Fourier é uma ferramenta útil para estudar o espectro de potência (variância) de uma série temporal estacionária. Uma distribuição de densidade espectral identifica as "energias" associadas às frequências e suas relativas contribuições para a série temporal, mas não mostra informação a respeito de sua localização temporal, ou seja, a transformada de Fourier é inútil para extrair informação da fase do sinal. Ela consiste numa transformada "global" (Gasquet e Witomski, 1990), de tal forma que se o sinal for alterado num pequeno intervalo de tempo, o espectro inteiro pode ser afetado por esta modificação (Weng e Lau, 1994).

Para um sinal  $x(t)$ , uma "*transformada estacionária*" natural é a transformada de Fourier definida por:

$$X(f) = \int_{-\infty}^{\infty} x(t)e^{-2j\pi ft} dt \quad (3.19)$$

Esta análise, contudo, não se adapta para sinais não-estacionários. Para superar esta dificuldade, Gabor em 1946 tentou introduzir uma dependência temporal na análise de Fourier, preservando sua linearidade. A idéia era introduzir um parâmetro de "frequência local" (local no tempo) tal que a

transformada de Fourier (TF) local, aplicada através de uma janela, operaria em um sinal que era aproximadamente estacionário em dado intervalo. No entanto, Gabor utilizou uma janela fixa, o que restringia a aplicabilidade do método a escalas previamente escolhidas. Uma inovação revolucionária consistiu em introduzir uma janela "variável" a qual, tal qual uma sanfona, pudesse se dilatar ou se comprimir dependendo da escala de análise (Gasquet e Witomski, 1990). Isto foi realizado por Morlet na década de 80, no que passou a ser chamado de transformada em Ondeletas (Farge, 1992). Meyer (1990), demonstrou as condições de ortogonalidade deste novo operador matemático, oferecendo condições seguras para a aplicação da nova técnica.

O termo ondeleta refere-se a um conjunto de funções com forma de pequenas ondas geradas por dilatações,  $\psi(t) \rightarrow \psi(2t)$ , e translações,  $\psi(t) \rightarrow \psi(t+1)$ , de uma função geradora simples  $\psi(t)$ , a ondeleta-mãe. Esta deve ser quadraticamente integrável dentro de um intervalo de tempo real ou espaço  $[L^2(\mathfrak{R})]$ , isto é, deve apresentar energia finita. A imposição de que a sua energia média seja zero, constitui a *condição de admissibilidade* da função. Matematicamente, a função ondeleta numa escala a e posição b é expressada por:

$$\Psi_{a,b}(t) = a^{-1/2} \Psi\left(\frac{t-b}{a}\right) \quad (3.20)$$

onde  $\underline{a}$  e  $\underline{b}$  são reais e  $\underline{a} > 0$ . Note-se que a equação (3.20) inclui o termo de normalização  $a^{-1/2}$ . A transformada em Ondeletas é definida por:

$$(W_y f)(a, b) = \frac{1}{|a|^{1/2}} \int f(t) \mathbf{y} \left( \frac{t-b}{a} \right) dt \quad (3.21)$$

onde a função temporal  $f(t)$  constitui a série de dados a ser analisada.

Existem dois tipos de funções ondeletas, a *ondeleta contínua* e a *ondeleta discreta*. Dentre as ondeletas discretas mais conhecidas estão, a de Haar (Gao e Li, 1993), a de Meyer, (Mak, 1995) e a biortogonal (Daubechies, 1992), que foi utilizada neste trabalho. A ondeleta contínua mais conhecida é a de Morlet, a qual sendo complexa, permite também a análise da fase e do módulo do sinal (Farge, 1992). A ondeleta do chapéu-mexicano (Davies et al., 1994; Farge et al., 1996; Chen et al., 1997), também é muito mencionada na literatura, mas geralmente é operada sem parte complexa. Estas, também foram utilizadas neste trabalho.

A questão de se introduzir uma função janela qualquer ao se aplicar a TF ao sinal, leva a que se mencione a problemática da resolução conjunta em tempo e em frequência. Assim, dadas uma função janela  $g(t)$  e uma transformada de Fourier janelada, define-se uma resolução espectral  $\Delta f$  como (Gasquet e Witomski, 1990):

$$\Delta f^2 = \frac{\int f^2 |G(f)|^2 df}{\int |G(f)|^2 df} \quad (3.22)$$

onde  $G$  indica a TF de  $g$ , e o denominador constitui a energia de  $g(t)$ . Então, duas curvas senoidais com freqüências de oscilação ligeiramente distintas, terão suas diferenças captadas pela análise de Fourier somente quando elas tiverem uma separação espectral de no mínimo  $\Delta f$ .

Similarmente, define-se a resolução temporal:

$$\Delta t^2 = \frac{\int t^2 |g(t)|^2 dt}{\int |g(t)|^2 dt} \quad (3.23)$$

onde o denominador é de novo a energia de  $g(t)$ .

A partir daí é possível obter uma resolução em tempo-freqüência a qual não pode ser arbitrariamente pequena, sendo o seu limite inferior definido por:

$$\Delta t \Delta f \geq \frac{1}{4\mathbf{p}} \quad (3.24)$$

Esta é uma forma de manifestação do conhecido princípio da incerteza de Heisenberg, (Rioul e Vetterli, 1991), a qual se revela, por exemplo, nos diagramas de análise do sinal em tempo-freqüência, os quais foram empregados neste estudo.

Para superar até certo ponto a limitação da resolução da transformada de Fourier com janela (TFJ), deve-se imaginar que as resoluções  $\Delta t$  e  $\Delta f$  possam variar no plano tempo-freqüência, o que é útil na elaboração da chamada *análise de multirresolução*.

A importância da equação 3.24 neste trabalho se deve ao fato de ter-se utilizado a TO como um filtro para a separação de fenômenos de mesoescala daqueles das escalas menores, turbulentas. Sendo assim, teve-se que levar em conta o princípio da incerteza de Heisenberg na construção do filtro, para evitar o risco de descaracterização do sinal filtrado (do ponto de vista da física ligada ao nosso problema).

### 3.3.1 Transformada em Ondeleta de Morlet

A função de Morlet é uma ondeleta complexa, que fornece muitas informações sobre o sinal, tais como (Farge, 1992; Weng e Lau, 1994; Lau e Weng, 1995):

- i) o módulo  $L^2$ , mostra a densidade de energia;
- ii) a fase em cada instante;
- iii) a parte real dos coeficientes das ondeletas.

A função ondeleta de Morlet tem a seguinte forma:

$$\psi(t) = e^{iK_\psi t} e^{-|t|^2/2} \quad (3.25)$$

A Figura 3.1 mostra gráficos desta função, para sua parte real e sua parte imaginária, para  $K_\psi = 5$ .

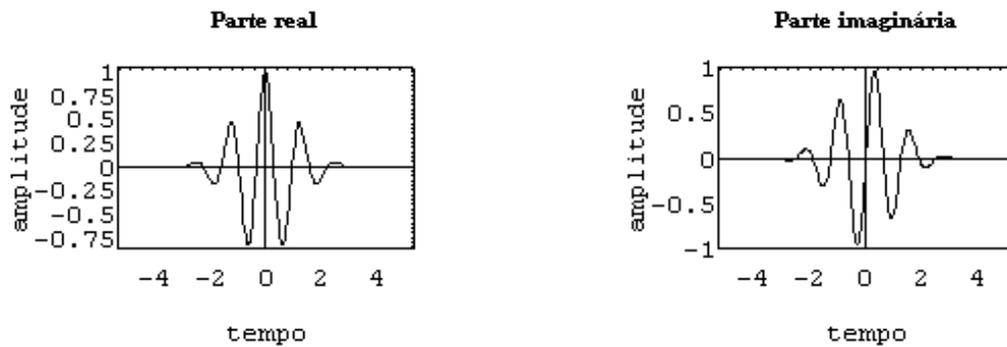


Fig. 3.1 - Função correspondente à: parte real (esquerda); parte imaginária da Ondeleita de Morlet, considerando-se  $K_\psi = 5$ .

A transformada de Fourier do sinal real da função de Morlet tem a seguinte forma mostrado na Figura 3.2.

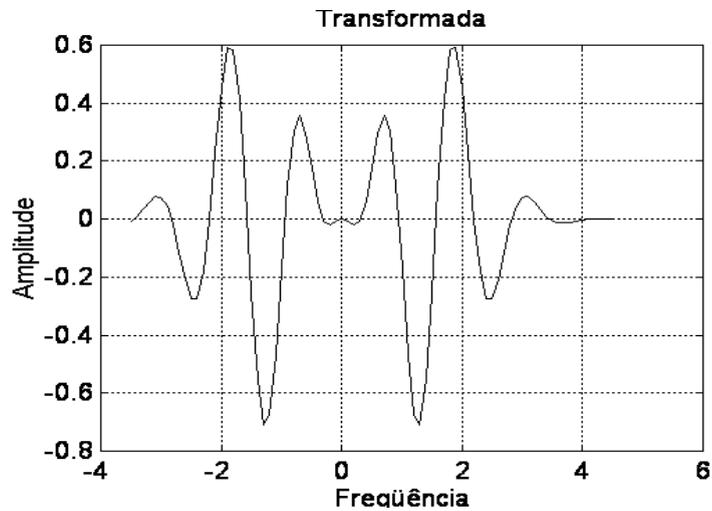


Fig. 3.2 - Transformada de Fourier da função de Morlet.

### 3.3.2 Transformada em Ondeleita do Chapéu Mexicano

A função do chapéu mexicano é uma ondeleta semelhante à de Morlet, no que se refere à propriedade de ser contínua e complexa. Neste trabalho, porém, só se utilizou sua parte real, cuja forma é dada por (Daubechies, 1992):

$$\mathbf{y}(t) = (1 - t^2) e^{-|t|^2/2} \quad (3.26)$$

A Figura 3.3 mostra esta função.

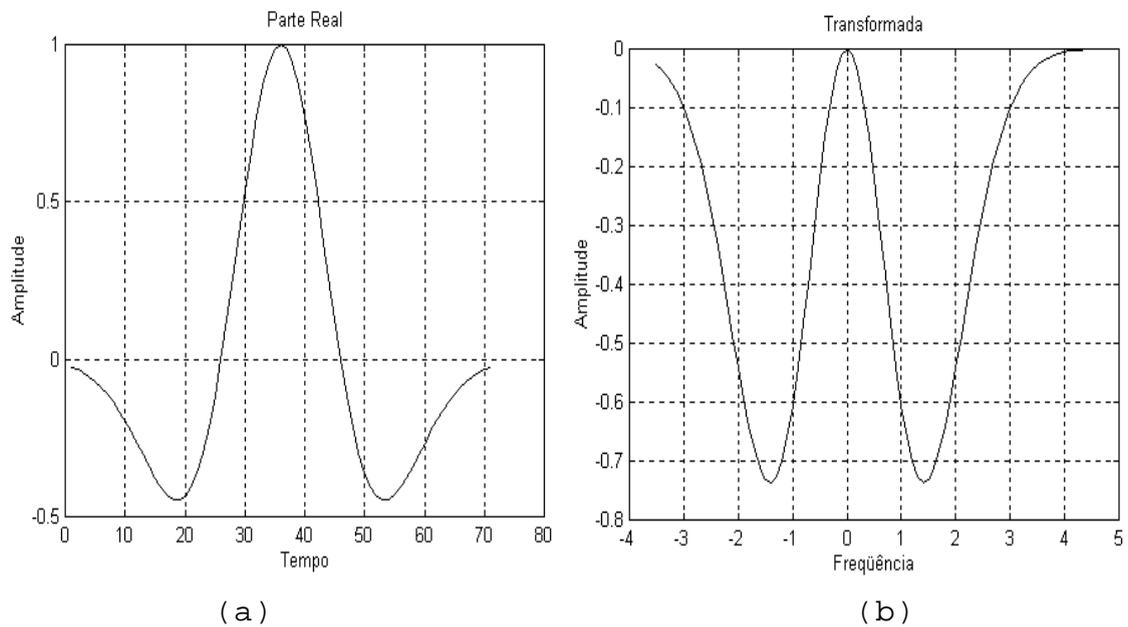


Fig. 3.3 - (a) forma da função ondeleta do Chapéu Mexicano, (b) transformada de Fourier da função do Chapéu Mexicano.

### 3.3.3 Transformada em Ondeletas Biortogonal

A ondeleta discreta biortogonal é uma boa ferramenta para separação da turbulência coerente, daquela de natureza aleatória (Gao e Li, 1993), e também para reconstrução do sinal (Daubechies, 1992). Por estas razões, foi utilizada neste estudo. Porém, tem uma má resolução na frequência. Ela forma uma base ortogonal de  $L^2(\mathfrak{R})$ , e tem a forma:

$$\psi_{j,i}(t) = 2^{j/2} \psi(2^j t - i) \quad (3.27)$$

onde  $i, j$ , são inteiros. A equação acima é um caso particular da equação (3.20), em que as funções  $\psi(t)$  são ortogonais e as suas dilatações são *diádicas*, seguindo a lei  $a = 2^{-j}$ . Além disso, suas translações em etapas discretas seguem a lei  $b = 2^{-j}i$ .

### 3.4 - Métodos Estatísticos

Dentre os métodos estatísticos que foram utilizados para análise da variabilidade dos fluxos turbulentos, destacam-se: análise de quadrante, teste da Hipótese Nula e verificação de coerência espacial.

#### 3.4.1- Análise de Quadrante

A análise de quadrante é útil para separar, nos escoamentos turbulentos, eventos associados com ejeções ou intrusões de vórtices, característicos das estruturas coerentes. Bergström e Hogström (1989), utilizaram esta análise para estudar estruturas organizadas do tipo "rampa" nos sinais de temperatura turbulenta obtidos numa floresta de pinus em Jädraas. Aplicaram-se duas modalidades distintas da análise de quadrante para separar contribuições para o fluxo turbulento provenientes das quatro situações possíveis para os sinais de  $w'$  e  $s'$  (grandezas cujo fluxo queremos estudar).

O princípio do funcionamento desta técnica é o seguinte:

quadrante 1:  $x > 0$ ;  $y > 0$ ;

quadrante 2:  $x < 0$ ;  $y > 0$ ;

quadrante 3:  $x < 0$ ;  $y < 0$ ;

quadrante 4:  $x > 0$ ;  $y < 0$ .

Onde  $x = u$  e  $y = w$ , ou ainda,  $x = T$  e  $y = w$ , de acordo com o que se quer estudar. Caramori et al. (1994) definiram um nome para cada um dos quadrantes discriminados acima: *excesso "para cima"* de um fluxo estudado, ou *excesso "para baixo"*, ou ainda *déficit "para cima"* e *"para baixo"*, conforme mostrado na Figura 3.5:

quadrante 2 excesso "para baixo"	Quadrante 1 Excesso "para cima"
quadrante 3 déficit "para baixo"	Quadrante 4 Déficit "para cima"

Fig. 3.5 - Análise de quadrante utilizada por Caramori et al. (1994).

A primeira modalidade de análise de quadrante, que denominou-se de análise de "agregados", tem por objetivo verificar os quadrantes dominantes para os fluxos de calor e momentum, e como isso se comporta em ambas as alturas de medidas, sob diferentes condições de estabilidade atmosférica. A Segunda modalidade, a qual denominou-se de análise do momento de terceira ordem ("skewness"), devido ao trabalho de Katul et al. 1996, baseia-se na pesquisa sobre o tempo de duração das

ejeções e intrusões para ambos os fluxos. A seguir, será descrita mais detalhadamente cada modalidade de análise de quadrante.

#### 3.4.1.1- Análise de "Agregados"

Esta análise de quadrante refere-se à decomposição das contribuições para a covariância por quadrantes. Ela é efetuada através da construção de Figuras nas quais cada medida das duas grandezas turbulentas que contribuem para a covariância é representada por um ponto em sistema de dois eixos cartesianos (um para cada grandeza). Em geral, um dos eixos corresponderá à flutuação da velocidade vertical ( $w$ ) com relação à sua média e o outro, conterá flutuações de uma outra variável do escoamento  $c$ , onde  $c$  pode ser  $u$ ,  $T$ ,  $q$ , etc. Quatro quadrantes definidos pelos eixos cartesianos são utilizados para representar quatro qualidades diferentes de manifestação turbulenta: (1)  $w > 0$  e  $c > 0$ , (2)  $w < 0$  e  $c > 0$ , (3)  $w > 0$  e  $c < 0$  e (4)  $w < 0$  e  $c < 0$ . A nomenclatura dos quadrantes para transporte de momentum e calor está representada na Figura 3.6:

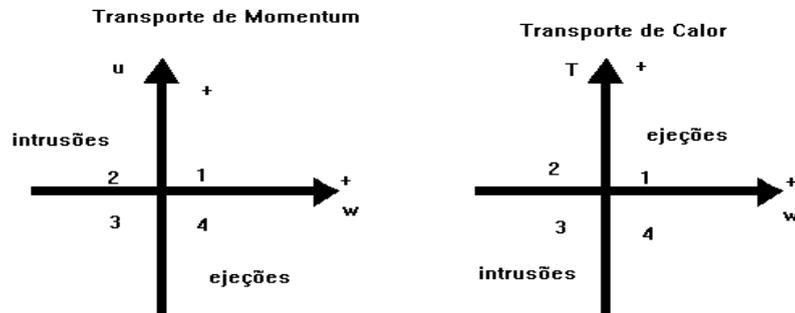


Fig. 3.6 - Definições de ejeções e intrusões para transporte de calor (condições instáveis) e momentum (em geral). Eventos nos quadrantes 2 e 4 definem intrusões e ejeções para o fluxo de momentum, enquanto nos quadrantes 3 e 1, definem intrusões e ejeções para o fluxo de calor.

Katul et al. (1997, a, b), indicam que ejeções e intrusões nos quadrantes 2 e 4 ocorrem para fluxo de momentum, enquanto que estes eventos nos quadrantes 1 e 3, ocorrem para fluxos de escalares, temperatura e umidade por exemplo, sob condições instáveis. Com base nesta nomenclatura, quadrantes 2 e 4 definem movimentos de ejeções e intrusões para momentum, respectivamente. Por outro lado, quadrantes 1 e 3 definem intrusões e ejeções para escalares, respectivamente. Mediante esta definição, buscou-se verificar se estas configurações se mantêm ou não com a variação da altura e com a mudança da estabilidade atmosférica.

### 3.4.1.2 - Análise do Momento de Terceira Ordem ("Skewness")

Na CLS, salvo exceções (Lu e Fitzjarrald, 1994), é geralmente aceito que os fenômenos conhecidos como *ejeções* e *intrusões* de movimentos turbulentos (Robinson, 1991), tipicamente associados com estruturas coerentes (Collineau e Brunet, 1993,a,b), sejam responsáveis pela maior parte das trocas turbulentas entre a superfície e a atmosfera (Högström e Bergström, 1996; Katul e Vidakovic, 1996; Raupach et al., 1996). No estudo das características das ejeções e intrusões de fluxos escalares na CLS instável, realizado por Katul et al. (1997, a, b), referente a dados medidos sobre superfícies bem comportadas como solo nú e grama, verificou-se uma tendência de equivalência entre o tempo de duração das ejeções e intrusões, independentemente das condições da estabilidade atmosférica.

A questão da duração média dos eventos associados à ocorrência das estruturas coerentes também já mereceu especial atenção de outros pesquisadores tais como Gao e Li (1993) e Raupach et al. (1996), dentre outros. Um aspecto importante ressaltado recentemente por Högström e Bergström (1996) é o de que as estruturas coerentes existentes acima de superfícies lisas ou de culturas vegetais baixas apresentam uma escala temporal associada às estruturas coerentes inferior (da ordem de 30s) àquela verificada acima de florestas (da ordem de 60s ou mais). Todavia, pouco se sabe

sobre superfícies com as características do Pantanal. Isto motivou o cálculo da duração de tais eventos, o que foi obtido pela equação:

$$D_i = \frac{1}{T_p} \int_0^{T_p} I_i(t) dt \quad (3.28)$$

onde  $D_i$  é o tempo de duração do evento no quadrante ( $i=1,2,3,4$ ) e  $T_p$  é o período de amostragem.

Ainda, segundo Högström e Bergström (1996), esta diferença de duração entre as estruturas coerentes acima de superfícies com rugosidades qualitativamente diferentes, estaria associada com a forma e disposição espacial dos vórtices associados às estruturas. Acima de superfícies lisas, estes se alinhariam espacialmente ao longo do escoamento, o que facilitaria sua dissipação mais rápida. Por outro lado, acima de superfícies extremamente rugosas como as florestas, cujo perfil vertical da velocidade média do vento apresenta ponto de inflexão próximo ao nível superior da copa (Fitzjarrald e Moore, 1990), os vórtices associados às estruturas tenderiam a se alinhar na forma de rolos com eixo de simetria disposto horizontalmente em direção perpendicular àquela do vento dominante. Esta localização espacial dificultaria a dissipação das estruturas, aumentando o tempo de duração das mesmas.

Assim, como se pode constatar, as análises do tempo de

duração médio das estruturas coerentes acima do Pantanal, poderão fornecer informações interessantes sobre a natureza dos processos turbulentos aí, e sua modificação em função das condições atmosféricas. Para testar a generalidade desta conclusão, realizou-se um estudo similar para verificar como isso ocorre na região pantaneira.

A metodologia utilizada foi a mesma desenvolvida por Katul et al. (1997, a), ou seja, calcula-se o momento de terceira ordem (skewness) adimensional das variáveis  $u$  e  $T$ , dado pela seguinte equação (3.29)

$$Q = \frac{\langle c^3 \rangle}{s_c^3} \quad (3.29)$$

onde  $s_c$  é o desvio padrão da variável  $c = u, T$  e  $q$ .

Esta grandeza estatística representa uma medida do grau de assimetria das flutuações de uma dada variável com relação ao seu valor médio e pode oferecer informações interessantes sobre a natureza dos processos de troca turbulenta (Maitani, 1978, 1979; Amiro, 1990; Gluhovsky e Agee, 1994).

### 3.5 - Estudo da Variabilidade Vertical dos Fluxos Turbulentos

Conforme mencionado anteriormente, a existência de uma subcamada de transição próximo a superfícies extremamente rugosas pode introduzir distorções no escoamento, alterando assim, as relações universais estabelecidas pela Teoria da Similaridade de Monin-Obukhov para a camada limite superficial. Além das discrepâncias que isto pode introduzir nas relações entre as difusividades turbulentas de calor e de momentum, outro aspecto que merece ser investigado é o da eventual ocorrência de divergência (convergência) vertical nos fluxos turbulentos nesta camada de transição. Poucos estudos são encontrados na literatura procurando verificar experimentalmente a ocorrência de tal variabilidade vertical. Contudo, trata-se de questão relevante, pois, uma vez medidos os fluxos a uma única altura, há uma tendência natural entre os autores no sentido de considerá-los automaticamente constantes ao longo de toda a CLS.

Neste estudo, aproveitou-se a disponibilidade de dados medidos simultaneamente por sensores de resposta rápida a duas alturas diferentes para testar até que ponto a hipótese de que os fluxos não variam com a altura, pode ser aceita. Infelizmente, a diferença entre os dois níveis não ultrapassou a ordem de grandeza de 5 m, o que se deveu a problemas técnicos associados com a impossibilidade de se dispor de torre mais elevada. Além disso, as séries de dados

disponíveis corresponderam a um período de medidas não suficientemente longo (quatro dias), o que pode ter limitado a significância estatística de alguns dos testes. Ainda assim, dada a escassez de informação sobre o assunto, os resultados obtidos, servirão para tomadas de decisão importantes no que se refere à organização de experimentos futuros.

Nesta seção procurou-se estudar a variabilidade vertical dos coespectros e conseqüentemente, dos fluxos turbulentos. Para isto, empregou-se um procedimento envolvendo a utilização da TO o qual difere, em certo sentido, dos trabalhos clássicos sobre coerência vertical e similaridade de Davenport (Kristensen e Jensen, 1979; Panofsky e Dutton, 1984; Kaimal e Finnigan, 1994). Ele consistiu em projetar os sinais disponíveis nas escalas permitidas pelas condições de amostragem experimentais e, a partir daí, reconstruir os sinais em quatro etapas distintas: 1) para a banda associada às menores escalas disponíveis (1/4 do intervalo do logaritmo das freqüências disponíveis, correspondendo à região das maiores freqüências); 2) para a banda que ia das freqüências maiores disponíveis até a metade do intervalo do logaritmo das freqüências disponíveis; 3) para a banda que ia das freqüências maiores disponíveis até 3/4 do intervalo do logaritmo das freqüências disponíveis; 4) para a banda total de freqüências disponíveis. Então, foram calculados os fluxos pelo método das covariâncias para os dados reconstruídos em cada uma das etapas discriminadas acima. Posteriormente, foi aplicado o teste de hipótese nula para detectar até que nível

de significância podem ser considerados como sendo idênticos os fluxos turbulentos medidos a duas alturas diferentes, para dados resultantes de cada uma das etapas supramencionadas. Tal procedimento, que em cada etapa sucessiva de cálculo considera bandas de frequências que incorporam informação de vórtices cada vez maiores, foi empregado para verificar a partir de que escalas a incoerência vertical (discrepância) se manifesta nos sinais medidos simultaneamente a duas alturas diferentes (Turner et al. 1994). Para isto utilizou-se o teste estatístico da Hipótese Nula, o qual será explicitado a seguir.

### 3.6 - Sobre o Teste Estatístico da Hipótese Nula

A Hipótese Nula é utilizada quando se quer saber se a diferença entre a média de duas populações pode ser considerada significativamente irrelevante. Tecnicamente, admitindo-se a gaussianidade das flutuações dos dois sinais, o teste consiste em formular uma hipótese segundo a qual a diferença observada entre as duas amostras pode ser atribuída simplesmente à existência de flutuações com relação a um mesmo valor médio (Haan, 1977; Wadsworth, 1989). O critério do teste baseia-se no cálculo de um *desvio*, o qual é definido abaixo:

$$t_0 = \frac{M - m}{\mathbf{s} / \sqrt{n}} \quad (3.30)$$

onde  $M$  e  $m$  são a média de cada população;  $\sigma$  é o desvio padrão e  $n$  é o número comum de elementos de cada população. No teste, o parâmetro  $\alpha$  serve para indicar os intervalos extremos de uma distribuição gaussiana. Ele apontará um limite de intervalo para o teste, ou seja, se o valor de  $t_0$  estiver fora do intervalo de  $\alpha$  (5%, por exemplo), então rejeita-se a hipótese nula  $H_0$ , (pela qual os valores médios dos dois fluxos medidos a alturas diferentes, podem ser considerados como sendo iguais). Agora, se o valor de  $t_0$  estiver dentro do intervalo de  $\alpha$ , não há razão para rejeitar  $H_0$ , pois a diferença entre os dois valores, não é estatisticamente significativa.

Este procedimento estatístico foi utilizado para verificar até que ponto as contribuições para os fluxos turbulentos provenientes de quatro bandas de frequências do coespectro (discriminadas abaixo) dos sinais medidos em um dado nível, podem ser consideradas iguais àquelas contribuições oriundas dos sinais medidos em outra altura.

Deste modo, tomaram-se os valores dos fluxos de calor sensível e momentum, calculados em cinco bandas a saber:

- 1) Banda 2 se inicia na frequência máxima, cujo valor é de 21 Hz até 5.25 Hz;
- 2) Banda 3 se inicia também em 21 Hz até 2.63 Hz;
- 3) Banda 5 se inicia em 21 Hz até 0.65 Hz;
- 4) Banda 9 se inicia em 21 Hz até 0.041 Hz.

5) Banda 10 se inicia em 21 Hz até 0.020 Hz (esta, usada apenas para dados sob condições instáveis).

A escolha destas bandas procurou contemplar algumas regiões do coespectro, as quais têm maior interesse no estudo dos fluxos: por exemplo, a banda 9 está próxima à escala de ocorrência das estruturas coerentes (o que será mostrado posteriormente); por outro lado, a banda 10 incorpora grande parte das flutuações turbulentas que contribuem para a totalidade dos fluxos sob condições instáveis. As bandas menores, estão mais associadas com flutuações provocadas pelos elementos de rugosidade da superfície complexa do Pantanal. Uma observação a ser feita é a de que não iniciou-se a análise na banda 1 porque a magnitude do ruído nesta, é da mesma grandeza da magnitude do sinal (Portanto, ficaria perigoso utilizá-la, pois estudar-se-ia o ruído, ao invés do sinal turbulento). Assim, excluída a banda das frequências mais elevadas, passou-se a aplicar o teste de Hipótese Nula nas outras bandas disponíveis, para verificar em quais destas as discrepâncias se manifestam. Ressalte-se que a escolha dos intervalos das bandas não foi totalmente arbitrária, pois esta deve obedecer às imposições determinadas pela decomposição diádica do sinal no processo de aplicação da TO (que, no caso, foi ortogonal) à análise dos dados (por esta razão, a banda 10 não chega a conter exatamente a totalidade da parte turbulenta do sinal). Todavia, estas limitações não impedem que informações interessantes possam ser obtidas sobre a variabilidade vertical dos fluxos.

## CAPÍTULO 4

### CARACTERIZAÇÃO DO EXPERIMENTO E DOS DADOS

#### 4.1- Sítio Experimental e Instrumentos

O Experimento Integrado do Pantanal teve por objetivo coletar dados micrometeorológicos tais como velocidade do vento, temperatura, umidade, e radiação, a fim de que se possam conhecer as características do balanço de energia e da estrutura do vento acima do Pantanal e estabelecer comparações entre as estações úmida e seca desta região.

A primeira campanha experimental (IPE-0) ocorreu em setembro e outubro de 1996, num período que corresponde à estação seca pantaneira. Por motivos técnicos, só foram realizadas medições num período de uma semana, iniciado na noite do dia juliano de número 274 (o qual corresponde ao dia 30 de setembro) e terminado na madrugada do dia juliano de número 279 (correspondente ao dia 5 de outubro). A área selecionada para a realização desta campanha se localiza a  $19^{\circ}58'$  de latitude sul e a  $57^{\circ}02'$  de longitude oeste, na Base Experimental da Universidade Federal do Mato-Grosso do Sul em Passo da Lontra, município de Miranda, MS. A altitude do sítio é de aproximadamente 80 metros acima do nível do mar. Neste estudo são utilizados dados de dois (2) anemômetros sônicos e termômetros *SOLENT*, modelo 1012R2A, colocados em

uma torre a duas alturas diferentes (inicialmente, 30 metros e 19,4 metros acima do solo, respectivamente; depois das 14:30 h do dia 01/10/96, dia juliano de número 275, o anemômetro sônico colocado a 30 m, teve sua posição deslocada para a altura de 25,26 metros, por problemas técnicos). Ambos os instrumentos possuíam freqüência de amostragem de 21 Hz, aproximadamente.

As principais grandezas atmosféricas medidas no experimento do Pantanal estão indicadas na Tabela 1, juntamente com instrumentos utilizados e altura de medição. Onde  $u$ ,  $v$ ,  $w$ , são as medidas de resposta rápida das componentes da velocidade do vento,  $T_i$  é a medida de resposta rápida da temperatura,  $U$  é a velocidade média do vento,  $T$  é a temperatura média do ar,  $q$  é a umidade específica média do ar,  $R_n$  é o saldo de radiação,  $Q^-$  radiação solar incidente,  $Q^-$  radiação solar refletida,  $S_t \downarrow$  é a radiação solar incidente total e  $G$  é o fluxo de calor no solo. Uma importante observação a ser feita se refere ao símbolo \* que indica que o anemômetro sônico colocado a 30 m foi posteriormente colocado a 25,26 m por problemas técnicos do experimento.

Tabela 1: MEDIDAS EFETUADAS NO EXPERIMENTO DO PANTANAL

Altura z (m)	Instrumentos	Grandezas medidas
30.00 e 25.26*	Sônico	$u, v, w, T_i$
21.60	Anemômetro e termômetro	$U, T$
19.43	Sônico	$u, v, w, T_i$
17.00	Radiômetros	$R_n, St\downarrow, Q\downarrow, Q\uparrow$
18.20	Anemômetro	$U$
18.40	Higrômetro	$T, q$
13.20	Anemômetro	$U$
13.40	Higrômetro	$T, q$
10.20	Anemômetro	$U$
10.40	Higrômetros	$T, q$
8.20	Anemômetro	$U$
8.40	Higrômetro	$T, q$
4.00	Piranômetros espectrais (com e sem filtro)	$Q\uparrow, Q\downarrow$
0.01, 0.03 e 0.07 (solo)	placas de fluxo de calor no solo	$G$
0.01, 0.05, 0.10, 0.20 e 0.40 (subsolo)	Termopares	$T$

#### 4.2 Condições do Tempo durante o Experimento

É pertinente fazer-se uma descrição das condições climáticas existentes no período em que transcorreu o experimento, para que se possam entender melhor os resultados obtidos. É o que se passa a descrever a seguir.

Dia 274 juliano, que corresponde ao dia 30 de setembro, apresentou sol forte com formação de pequenos cúmulus após as 13:00 h. Houve uma queimada a um quilômetro de distância do sítio do experimento.

Dia 275 juliano, que corresponde ao dia 1 de outubro, houve um aumento da cobertura de nuvens das 9 às 10:00 h, atingindo todos os quadrantes às 10:00 h com estratocúmulus. Ocorrência de chuva logo em seguida. Às 14:00 h houve período de fortes ventos, com o céu totalmente encoberto. Chuva forte à partir das 20:03 h que se prolongou até depois das 21:00 h. Às 23:00 h o céu começou a limpar, situação que perdurou por toda a madrugada.

Dia 276 juliano, que corresponde ao dia 2 de outubro. Iniciou-se claro, com poucas nuvens tipo cúmulus humilis. Depois das 9:00 h, surgiram nuvens do tipo cúmulus congestus, as quais passaram a cobrir todo o céu. Às 16:00 h a cobertura do céu diminuiu e o sol voltou a aparecer. O período noturno foi caracterizado por céu claro sem nenhuma nuvem.

Dia 277 juliano, que corresponde ao dia 3 de outubro. Ao amanhecer, o céu apresentava uma metade encoberta, com muitas nuvens estratiformes. Às 8:25 h houve algum chuveiro até às 8:37 h, quando a chuva se intensificou fortemente, o que se estendeu até às 9:00 h. Depois disto, houve um período de melhora do tempo. Durante a tarde do mesmo dia, o céu apresentou um oitavo (1/8) de cobertura de nuvens, apenas. Às

23:00 h o céu se apresentou totalmente sem nuvens.

Dia 278 juliano, que corresponde ao dia 4 de outubro. Madrugada sem nuvens. Às 5:20 h foi percebida névoa branca na região da torre, a qual perdurou durante o início da manhã. O período vespertino foi caracterizado por uma diminuição da cobertura de nuvens e ventos fortes. No período noturno, não foram constatadas nuvens no céu.

Dia 279 juliano, que corresponde ao dia 5 de outubro. Madrugada caracterizada por céu limpo. Período matutino caracterizado por aumento de nebulosidade. Às 9:15 h metade do céu já se apresentava coberto por nuvens estratocúmulus. O período vespertino foi caracterizado por céu apresentando três oitavos (3/8) de cobertura, com nuvens cúmulus congestus e estratocúmulus.

### 4.3 Tratamento dos Sinais

#### 4.3.1 Escolha do Filtro Passa-alto para Separação de Fenômenos de Mesoescala do Sinal Bruto

Conforme é bem estabelecido pelas hipóteses de Kolmogorov para a turbulência desenvolvida, os vórtices turbulentos, de um ponto de vista do papel que eles desempenham na geração de energia cinética turbulenta, associam-se a três intervalos de frequência qualitativamente diferentes (Panofsky e Dutton, 1984; Kaimal e Finnigan, 1994): região de produção,

subdomínio inercial e subdomínio de dissipação. Nas escalas maiores que as da região de produção, onde esperamos que ocorra a falha espectral (Van der Hoven 1957; Vinnichenko, 1970; Lilly, 1983), não devem existir contribuições significativas para o fluxo turbulento. Daí, a justificativa para a filtragem passa-alto do sinal, a qual exclui contribuições das escalas maiores do escoamento, as quais não estão associadas à produção turbulenta. Portanto, esta seção trata da pesquisa de um filtro para a separação correta da parte turbulenta, que contribui para os fluxos turbulentos, da parte de transiência, associada ou a fenômenos de mesoescala, ou à mudança da direção do vento e condições heterogêneas da superfície.

Inicialmente, foram utilizados somente dados medidos em uma única altura, a superior, durante três dias, e em todos os horários disponíveis. Os resultados serviram como teste para os demais dias. Calcularam-se os espectros de potência de  $u$  e  $w$  para que se pudesse determinar a posição do pico de energia máxima, informação indispensável para se estabelecer critério de decisão sobre a frequência de corte. O adotado foi o seguinte: remover o que estivesse nas frequências menores que um valor limite, igual a cerca de um décimo daquele da frequência associada ao valor máximo do espectro, conforme proposto por Kaimal et al. (1989). Todos os espectros foram calculados por meio de um programa do "software MATLAB" para a utilização da Transformada Rápida de Fourier (FFT).

Dos três períodos analisados, correspondentes aos dias

julianos de número 274, 275 e 276, os dois primeiros foram os que mais apresentaram problemas de ordem instrumental (ruídos). Estes, tornaram o processo de filtragem muito laborioso, e exigiram que se recorresse à Transformada em Ondeletas, para que se obtivesse uma filtragem adequada. O dia 275, por exemplo, foi de pouca convecção e assim, de pouca energia associada às flutuações turbulentas de temperatura. Portanto, neste dia, os sinais turbulentos brutos foram medidos sob condições físicas tais que alguns intervalos de frequência mostraram possuir informações espúrias (relação sinal-ruído muito baixa). E o sinal de temperatura foi o que mais manifestou esse problema.

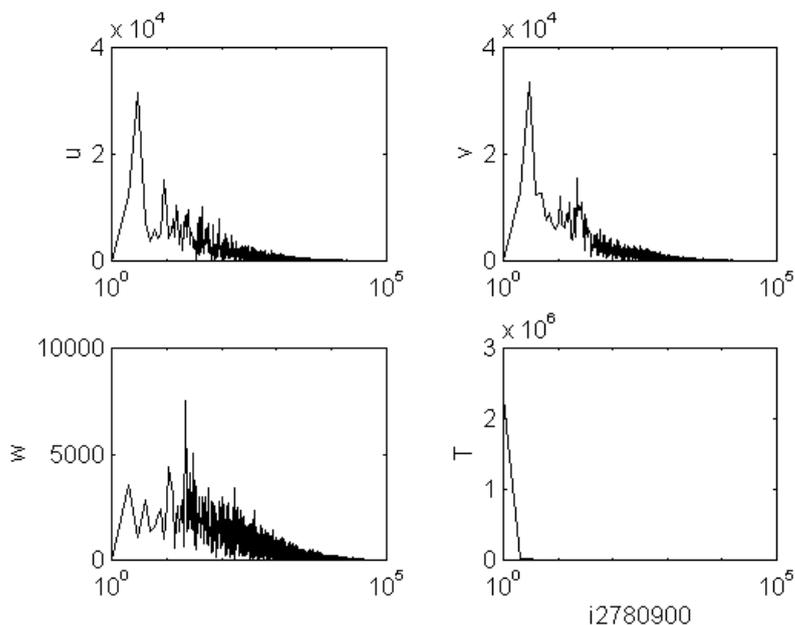


Fig. 4.1 - Espectros de  $u$ ,  $v$ ,  $w$  e  $T$  do dia 278 juliano, 09:00 h. Observação: o eixo das frequências não é real.

Para realçar a questão mencionada acima, são apresentados na

Figura 4.1 exemplos dos espectros de potência das grandezas turbulentas medidas, para uma situação típica. Nestes, não foi possível utilizar como frequências de corte (para efetuar a filtragem), aquelas associadas aos picos espectrais, pois houve dificuldade técnica em determinar com precisão a localização do pico de energia. A opção assumida, foi a de obter esta frequência com os dados do dia juliano de número 276, pois este foi bastante convectivo, e também, porque neste não houve problemas com os equipamentos de medida instalados na torre.

A solução para este problema foi a de suavizar os espectros para que se tomasse alguma frequência máxima dentro da parte turbulenta do sinal cuja a energia fosse a predominante no espectro. Para isso, foi efetuado um programa, também em MATLAB, para que, além de captar a frequência máxima, também detectasse algumas frequências máximas relativas. Assim, poderia escolher a frequência que estivesse contida dentro da parte turbulenta do sinal.

Todos os espectros suavizados apresentaram um comportamento muito similar, uma parte responsável pela transiência na região de baixa frequência e uma parte "turbulenta" na região de altas frequências. O intervalo entre estas denomina-se de falha espectral. Esta, para a maioria das figuras, está em torno de  $0,00168 \text{ Hz}$  para dados diurnos e  $0,0056 \text{ Hz}$  para dados noturnos. Estas, foram tomadas como as frequências de corte padronizadas. Nosso procedimento de filtragem consistiu inicialmente, na utilização de um filtro passa-alto, pelas

razões físicas já expostas. Contido na biblioteca do software MATLAB, este filtro de impulso de resposta finita é representado matematicamente por uma equação polinomial que contém quatro frequências previamente definidas, atuando como parâmetros para a filtragem, sendo que uma delas é a frequência de corte. A forma do filtro é mostrada na Figura 4.2.

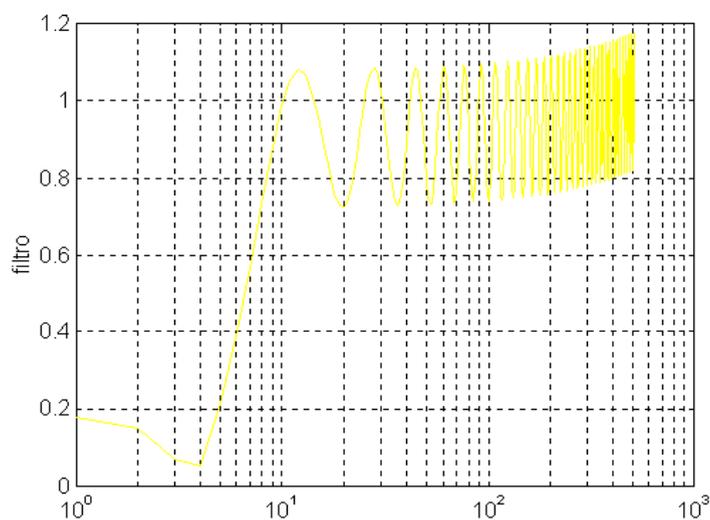


Fig. 4.2 - Forma do filtro de impulso de resposta finita utilizado pelo software MATLAB. Observação: o eixo das frequências não é real.

Foi detectado um problema na utilização deste filtro, quando aplicado aos dados do Pantanal: A frequência de corte não foi obedecida pelo filtro, pelo quê o corte acabava ocorrendo em alguma região dentro da parte turbulenta do intervalo das frequências. Então, para superar esta dificuldade, adotou uma outra estratégia, qual seja, a de primeiro obter o coespectro

de  $u$  e  $w$ , e depois, identificar neste, a região da falha espectral. Determinada esta, foi possível encontrar um valor para a nova frequência de corte, a qual passou a ser efetivamente utilizada.

A Figura 4.3 mostra o coespectro de  $u$  e  $w$ , do dia juliano de número 278, às 09:00 h. Pode-se notar aí, uma região com falha espectral que deu um elemento de escolha para definir a frequência de corte em torno de  $0,0025$  Hz. Mesmo após utilização desta nova frequência de corte, o filtro continuou sendo pouco sensível a esta nova escolha, pois continuou removendo indevidamente energia associada a intervalo de frequências que continha informação da região turbulenta. Este problema, certamente se associa ao Princípio da Incerteza de Heisenberg, no sentido em que é impossível obter um filtro eficiente que corte rigidamente a energia em uma dada frequência sem comprometer a qualidade do sinal reconstruído.

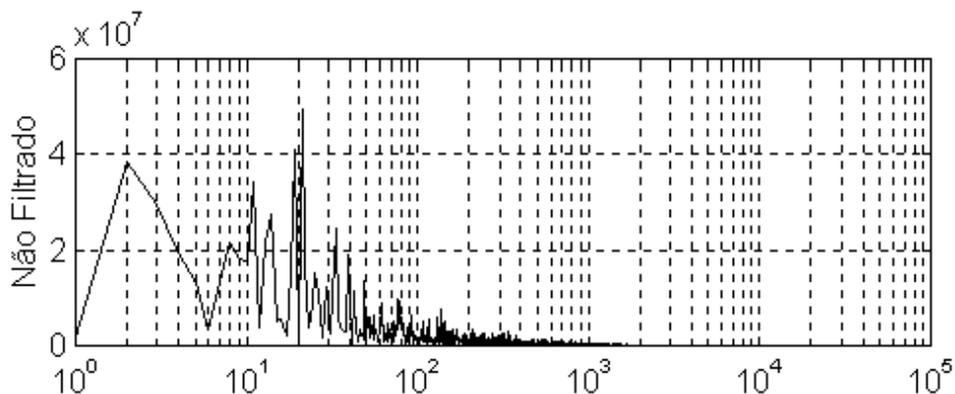


Fig. 4.3 - Coespectro entre  $u$  e  $w$  do dia juliano de número 278, 09:00 h. Observação: o eixo das frequências não é real.

Após várias tentativas de tornar o filtro sensível à frequência de corte escolhida, optou-se pela utilização da Transformada em Ondeletas como instrumento de filtragem do sinal, a qual permite o estabelecimento de boas relações de compromisso entre as resoluções em tempo e em frequência, conforme ressaltado anteriormente. Procedendo assim, não se correria mais o risco de provocar nenhuma descaracterização séria do coespectro, diferentemente das situações em que usou-se o filtro de impluso de resposta finita para tal tarefa. Assim, utilizou-se a ondeleta de Daubechies-4 (Daubechies, 1992), o que possibilitou a realização de um corte suave, mas sem séria perda de definição temporal do sinal reconstruído (o que pode ser obtido através do princípio da Incerteza de Heisenberg aplicado quando da construção do filtro). O coespectro filtrado pela TO é mostrado na figura abaixo.

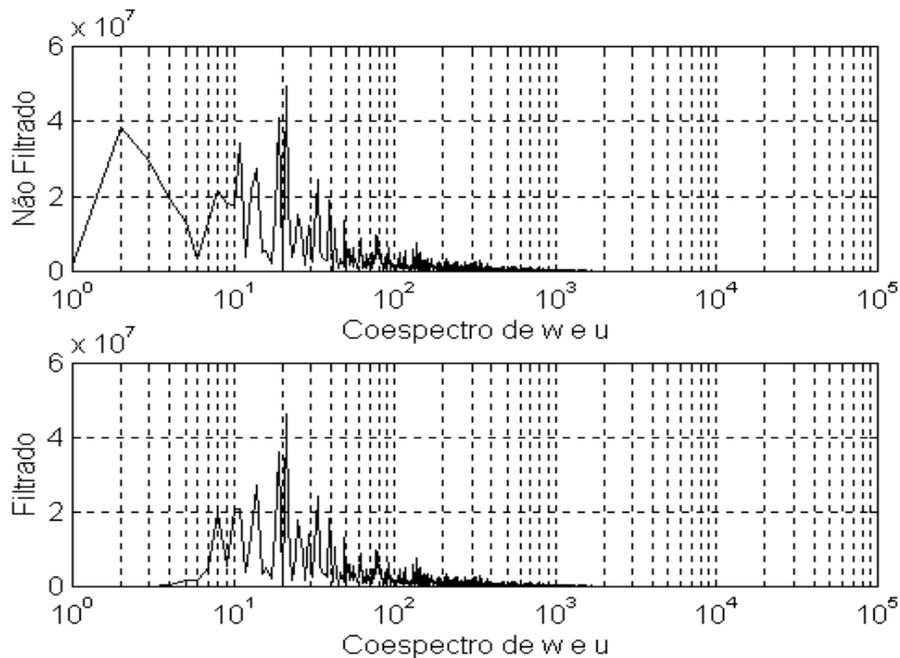


Fig. 4.4 - Coespectro de  $u$  e  $w$  do dia juliano de número 278, às 09:00 h. Não filtrado (acima) e filtrado pela TO (abaixo). Observação: o eixo das frequências não é real.

#### 4.3.2 Separação das Estruturas Coerentes do Sinal Turbulento

Conforme mencionado anteriormente, um aspecto das chamadas discrepâncias aerodinâmicas, abarca o efeito das estruturas coerentes (ECs) no escoamento. O avanço nos estudos da turbulência, possibilitados por medidas mais rápidas das flutuações das grandezas atmosféricas mais importantes, contribuiu para verificar que as ECs, encontradas comumente no escoamento turbulento, parecem desempenhar um papel

crucial nas trocas turbulentas próximas a contornos superficiais (Antonia et al. 1982, a, b; Schols 1984; Kevlahan e Vassilios 1994; Farge et al. 1996). No entanto, ainda não há consenso sobre o que constituem estes "**movimentos coerentes**" do escoamento turbulento. Robinson (1991) definiu estrutura coerente como sendo *uma região tri-dimensional do escoamento na qual pelo menos uma grandeza fundamental deste (componente de velocidade, densidade, temperatura, etc.) apresenta correlação significativa com ela própria ou com outra variável, sobre um intervalo espacial e/ou temporal que é significativamente maior do que a menor das escalas locais do escoamento*. Podemos também seguir a linha conceitual de Prigogine, mencionado por Tennekes (1985), pela qual as ECs nos sistemas dinâmicos dissipativos funcionariam como fontes de ordem, ou de criação de informação nova. Segundo Prigogine, elas teriam um papel crucial no ainda mal conhecido processo de dissipação da energia turbulenta. Pesquisadores tais como Gao e Li (1993), Turner e Leclerc (1994), e Turner et al. (1994), utilizaram a TO para estudar as estruturas coerentes, separando-as das *flutuações de fundo ("background")* da turbulência. Segundo Farge et al. (1996), a mera existência de ECs invalida a hipótese de ergodicidade, que é um ingrediente essencial para a teoria estatística tradicionalmente aplicada à análise da turbulência. A existência das Ecs, conduz também à falência da Hipótese de Taylor (Stull, 1988), a qual é largamente utilizada na análise da turbulência. Estas considerações acentuam a necessidade de se estudar mais o aspecto fenomenológico da turbulência e de se abordar com justificada

reserva a aplicação da teoria estatística convencional. Elas acentuam a necessidade da intensificação das pesquisas sobre a possibilidade de obtenção de média robusta para as grandezas turbulentas.

Próximo às coberturas vegetais, tais estruturas parecem associar-se a um intenso cisalhamento da velocidade vertical do vento, criado pela ação da copa sobre o escoamento (Gao et al., 1989; Bergström e Högström, 1989; Paw U et al., 1992), provavelmente através da chamada instabilidade do ponto de inflexão (Raupach et al., 1996).

Muito esforço tem sido despendido para compreender o mecanismo de transferência de momentum entre a atmosfera e coberturas vegetais nestas condições (Gao et al., 1989; Paw U et al., 1992; Katul et al., 1997, a, b; Chen et al., 1997). Em anos recentes, têm sido intensamente estudadas as contribuições das estruturas coerentes para o processo de transferência de momentum, através de métodos tais como análise de quadrantes (Duncan e Schuepp, 1992; Caramori et al., 1994; Krusche, 1997) ou investigações probabilísticas (Hunt et al., 1988; Kevlahan e Vassilicos, 1994; Farge et al., 1996; Gledzer et al., 1996). Estes estudos mostraram que, tanto dentro quanto imediatamente acima da copa, intrusões são mais eficientes do que ejeções para transferir momentum (Katul et al., 1997a).

Um aspecto interessante das ECs de grandezas escalares, são as formas de "rampas" associadas às mesmas. Assim, Gao et al.

(1989) utilizando sete anemômetros sônicos, obtiveram médias da estrutura organizada dentro e acima de floresta que correspondem a uma configuração de "rampa" para o sinal de temperatura. Esta se estendeu desde um nível próximo à superfície do solo até outro de aproximadamente duas vezes a altura da cobertura vegetal. Os resultados foram muito diferentes daqueles encontrados sobre contornos rígidos suaves, em que predominam estruturas organizadas do tipo "vórtices em ferradura", pares de vortex ou mesmo "rolos" (Robinson, 1991). Bergström e Högström (1989) investigaram a estrutura organizada acima de uma floresta de pinheiros e mostraram que eventos do tipo "rampa" constituem a parcela maior dos fluxos turbulentos de momentum. Estes resultados sugerem a necessidade de uma compreensão da própria estrutura organizada e as conseqüências de sua existência no cálculo de médias. Diante disto, uma abordagem complementar tem sido utilizada: análise em tempo-escala através da aplicação da Transformada Ondeleita (Mahrt e Gibson, 1992; Collineau e Brunet, 1993, a, b; Katul et al., 1994; Lu e Fitzjarrald, 1994; Mahrt e Howell, 1994; Chen et al., 1997). Estudaram-se as estruturas coerentes, separando estruturas organizadas das aleatórias. Diversos autores aplicaram ondeletas diferentes para a detecção das estruturas coerentes no sinal como por exemplo Gao e Li (1993), que empregaram a ondeleta de Haar. Todavia, sua aplicação ao estudo da turbulência tem sido contestada no que se refere à análise de momentos de ordem igual ou superior a dois (Daubechies, 1992; Treviño e Andreas, 1996; Andreas e Treviño, 1997).

Hagelberg e Gamage (1994) utilizaram duas funções-onda ortogonais, uma simétrica e outra antissimétrica, para efeito de detecção de estruturas organizadas no sinal, para cada escala em que fosse possível separá-los do ruído de fundo. Nesta aplicação, eles demonstraram que ondas antissimétricas são apropriadas para detecção de zonas de intenso cisalhamento de vento, enquanto que ondas simétricas são apropriadas para detecção de zonas de acentuada curvatura no sinal, ou seja, o início, meio e fim de uma estrutura. Portanto, utilizou-se esta mesma metodologia, porém, com ressalva de que não foram usadas duas ondas ortogonais, mas, uma única biortogonal, por motivos práticos.

Então, efetuou-se o cálculo da variância dos coeficientes da onda (equação 4.1) para obter informações sobre a escala que contém o maior número de eventos coerentes com amplitudes significativas, cujo valor em função da escala é mostrado na Figura 4.5.

$$\sigma(a, b) = \int |T_{\psi} f(a, b)|^2 db \quad (4.1)$$

onde  $T_{\psi} f(a, b)$  é a Transformada Onda biortogonal.

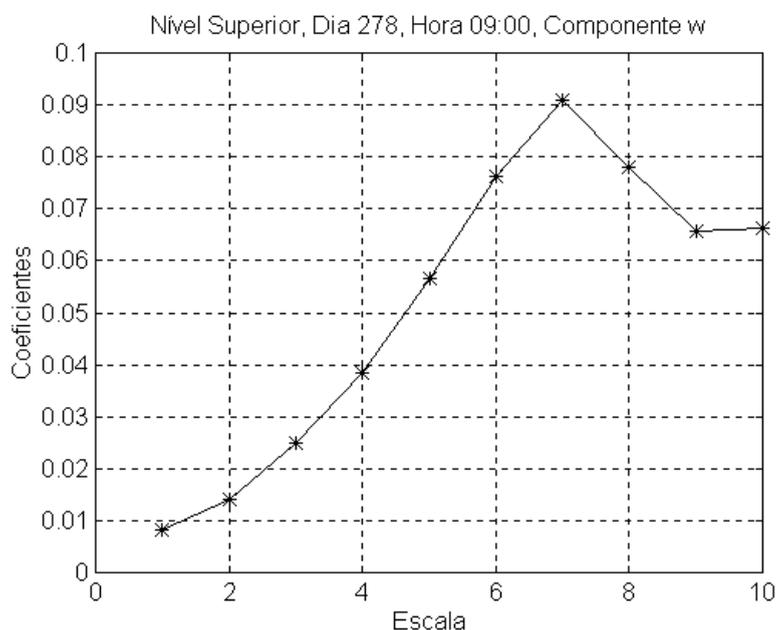


Fig. 4.5 - Valores dos coeficientes da ondeleta em função da escala, para a componente w da velocidade do vento para o dia juliano de número 278, medida às 09:00 h, no nível superior.

A partir disto, reconstruiu-se o sinal utilizando somente os coeficientes de ondeleta maiores do que um valor limiar pré-fixado,  $|W_{jf}(n)| > w_c$ , de tal forma que foram preservadas as estruturas localizadas (Hagelberg e Gamage, 1994). Os coeficientes remanescentes,  $|W_{jf}(n)| < w_c$ , foram desprezados, pois não estavam associados com as estruturas.

Foi aplicado o método acima para todas as variáveis meteorológicas disponíveis, obtidas em ambas as alturas. O sinal foi decomposto em 10 e 9 escalas, dependendo de o tempo de amostragem ter sido de uma hora (dados diurnos) ou meia hora (dados noturnos), respectivamente.

Concluída esta etapa de cálculo, determinou-se a variância, por escala, dos coeficientes da ondeleta, para que estes indicassem as escalas que contêm maior número de eventos coerentes energeticamente importantes. Após a detecção da escala de maior variância dos coeficientes, partiu-se para a separação propriamente dita das estruturas coerentes do sinal, em todas as escalas, adotando o valor do limiar em 80%, ou seja, valores dos coeficientes superiores a este limiar foram considerados estruturas coerentes e separados do sinal. A separação destas por escala foi efetuada utilizando-se o critério sugerido por Hagelberg e Gamage (1994)

$$w_c(j) = w_c / \sqrt{2^j} \quad (4.2)$$

onde  $w_c(j)$  é o limiar para uma determinada escala  $j$  e  $w_c$  é o limiar da escala que apresentou a maior variância.

Após essa detecção, os sinais foram reconstruídos de tal forma a reterem somente suas estruturas coerentes (o que foi obtido utilizando-se a TO biortogonal inversa). Esta informação foi necessária para se poder efetuar o cálculo da contribuição destas estruturas para os fluxos turbulentos e, posteriormente, quantificar a fração do fluxo total associada às ECs.

### 4.3.3 Consistência dos Dados

O objetivo desta seção é descrever a metodologia empregada para a verificação da qualidade dos diversos dados de resposta rápida obtidos no Pantanal. A primeira etapa desta, consistiu em uma inspeção visual de todos os sinais disponíveis. Nas situações em que este procedimento não se revelou suficiente, efetuou-se um controle de qualidade baseado no procedimento matemático sugerido por Vickers e Mahrt (1996). Estes autores compilaram diversos métodos de controle de qualidade de dados, propostos por vários autores e aplicaram a dados dos experimentos micrometeorológicos intitulados RASEX, Microfronts95 e BOREAS, tendo obtido resultados satisfatórios.

Neste trabalho, utilizou-se a mesma metodologia dos autores acima, com a inclusão do cálculo da correlação entre as grandezas turbulentas (Durand et al., 1988).

A princípio, desconsideraram-se todas as situações em que os dados conduziram a um valor extremamente elevado do módulo do parâmetro de estabilidade de Monin-Obukhov,  $(z-d)/L$ . A inspeção incluiu o exame de todos os sinais de um dado horário, ou seja, as três componentes do vento e o sinal da temperatura. (Veja a tabela 2 com os horários analisados).

TABELA 2: DIAS E HORÁRIOS DOS ARQUIVOS EM QUE FORAM  
DETECTADOS PROBLEMAS.

HORÁRIO	DIA	NÍVEL	CAUSA
19:30	274	superior (i)	picos
20:30	274	superior (i)	vales e picos
22:30	274	superior (i)	oscilação de mesoescala e vales
00:00	275	superior (i)	oscilação de mesoescala e picos
00:30	275	superior (i)	oscilação de mesoescala e picos
02:00	275	superior (i)	picos
02:30	275	superior (i)	picos e vales
14:00	276	superior (i)	oscilação de mesoescala e picos
19:00	276	superior (i)	picos e vales
19:30	276	superior (i)	picos e vales
23:30	276	superior (i)	oscilação de mesoescala
07:00	277	superior (i)	vales
11:00	277	superior (i)	vales
17:00	278	superior (i)	picos
04:00	279	superior (i)	oscilação de mesoescala
19:00	276	inferior (s)	vales e picos
19:30	276	inferior (s)	picos
20:00	276	inferior (s)	vales
01:00	277	inferior (s)	vales e picos

13:00	277	inferior (s)	oscilação de mesoescala e vales
06:00	278	inferior (s)	picos
06:30	279	inferior (s)	oscilação de mesoescala

Vários fenômenos que causaram problemas nos dados foram citados por Vickers e Mahrt (1996), classificados em dois tipos: o primeiro, de ordem instrumental, tais como os picos e vales; e o segundo, de ordem fenomenológica, como as oscilações de mesoescala.

Foi utilizada uma metodologia matemática para definir problemas de ordem instrumental, ou seja, além da detecção visual, aplicou-se o procedimento de Vickers e Mahrt (1996), para identificar *picos* eventualmente espúrios nas séries temporais. Este tipo de problema, aliado àquele dos chamados "vales", esteve presente em quase todos os arquivos de dados analisados, principalmente naqueles referentes ao primeiro dia juliano de número 274. Foram detectados igualmente em outros períodos como, por exemplo, no dia juliano de número 278, às 17 horas: nesta ocasião foram encontrados picos nos sinais turbulentos de velocidade longitudinal  $u$ , velocidade vertical  $w$  e temperatura  $T$ , conforme mostrado na Figura 4.6.

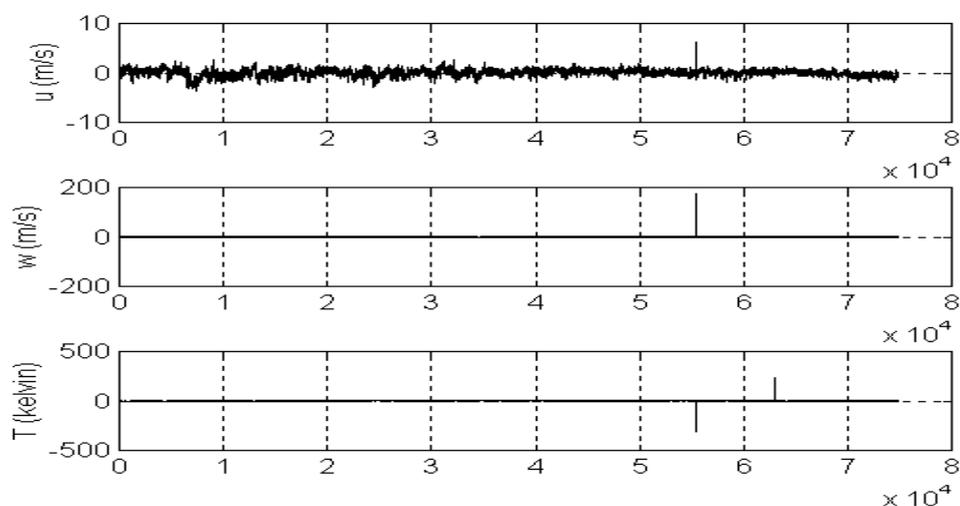


Fig. 4.6 - Picos encontrados nos sinais turbulentos de  $u$ ,  $w$  e  $T$  do dia juliano de número 278, 17:00 h.

A definição de "pico" de Vickers e Mahrt (1996), é a de qualquer conjunto de pontos cujos valores em módulo superam um limiar de 3,5 vezes o valor do desvio padrão da sua respectiva série. Como exemplo, os picos nos sinais turbulentos de  $w$  e  $T$  chegaram a apresentar valores muito superiores a 3,5 vezes o desvio padrão dos seus respectivos sinais: 67,75 vezes para o sinal de  $w$  e 67,10 vezes para o sinal de  $T$ . O pico da velocidade longitudinal  $u$  chegou a mostrar um valor de 8,89 vezes maior que do aquele do seu desvio padrão. Para ilustrar estas constatações, a tabela abaixo apresenta o desvio padrão de cada sinal e o valor médio do pico de cada sinal.

TABELA 3 - DESVIO PADRÃO E VALOR MÉDIO DO PICO ENCONTRADO NOS TRÊS SINAIS TURBULENTOS DO DIA JULIANO DE NÚMERO 278, ÀS 17:00 h.

	<b>Desvio padrão</b>	<b>valor médio do pico</b>
<b>componente u</b>	0,67	8,89
<b>componente w</b>	2,58	174,95
<b>temperatura T</b>	4,53	304,10

Vickers e Marht (1996) indicaram outro problema comum, também de ordem instrumental, que denominaram de "vales". Segundo eles, "vales" são definidos como regiões onde a série temporal cai para um valor constante. Este problema pode ser um indicativo de uma má resposta do instrumento à forçante física ou falha na gravação dos dados. Isto também ocorreu em vários arquivos analisados neste trabalho, como por exemplo, o sinal de temperatura do dia 276 às 19:00 horas no nível superior, em que o fenômeno foi detectado no final da série temporal.

Uma terceira fonte de problemas citados por Vickers e Mahrt (1996), são os de ordem fenomenológica, particularmente aqueles referentes à influência de oscilações de mesoescala nos sinais. Isto é bem identificado no dia juliano de número 279, às 4 horas, no nível superior, quando foi detectada uma oscilação de baixa frequência nos sinais turbulentos de  $u$  e  $T$ . É importante salientar que todos os dados foram inicialmente filtrados passa-alto, justamente com o objetivo

de retirar a oscilação de baixa frequência. Porém, como foi utilizada uma frequência de corte padrão para todos os dados, nem sempre foi possível remover oscilações espúrias em todas as séries, como é o caso deste horário analisado. O mesmo sucedeu ainda no dia 279, às 6:30 horas, no nível inferior, quando notou-se uma oscilação de baixa frequência agindo no sinal de  $u$ . Outro dado afetado foi o do dia de número 276, às 23:30 horas, no nível superior.

## CAPÍTULO 5

### ANÁLISE DO RESULTADOS

Apresentar-se-ão os resultados referentes ao cálculo dos fluxos turbulentos acima do Pantanal Matogrossense durante a estação seca. Além disso, serão mostradas várias análises dos sinais, as quais procurarão indicar características das variabilidades temporal e espacial dos dados. Todavia, deve-se ressaltar que estes são resultados preliminares, referentes apenas a quatro dias de medições. Conforme mencionado anteriormente, estes apresentaram condições meteorológicas bastante variáveis, daí a cautela que se deve ter no que se refere a considerá-los como representativos da estação seca.

#### 5.1- Valores Médios e outros parâmetros estatísticos referentes aos Fluxos de Calor Sensível e de Momentum

Apresentar-se-á uma descrição estatística dos valores dos fluxos turbulentos de calor sensível,  $H$ , e de momentum,  $\tau$ , para quatro dias da estação seca do Pantanal, sob condições em que o módulo do parâmetro de estabilidade de Monin-Obukhov foi inferior a 20. Tais informações, que ao que tudo indica são inéditas para esta região, poderão ter grande utilidade em trabalhos futuros sobre a modelagem das trocas turbulentas acima do Pantanal.

Para uma visão sobre o comportamento dos valores dos fluxos de calor sensível total e das ECs, e momentum total e das ECs ao longo dos quatro dias do experimento, efetuou-se um gráfico para todos os horários (veja a Figura 5.1). Pode-se notar que no dia 275 ocorreram os menores valores para o fluxo de calor. Em contrapartida, este foi um dia com valores altos para o fluxo de momentum (veja a Figura 5.2). Há também uma característica visível para ambas as figuras: existe uma correlação forte entre os fluxos totais e os das ECs, principalmente para o fluxo de momentum. Esta será explicada com a ajuda dos resultados dos próximos tópicos.

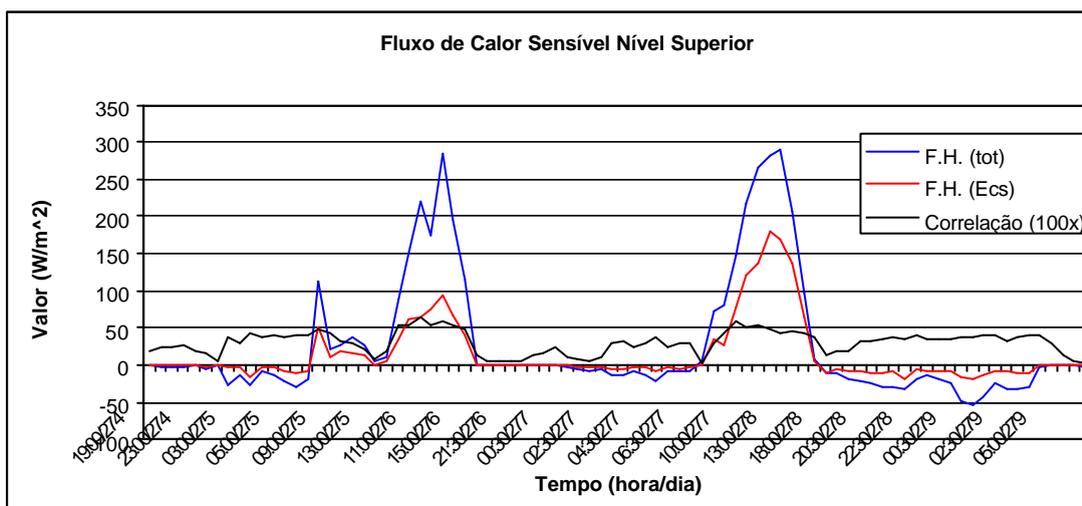


Fig. 5.1 - Fluxo de Calor Sensível total, das estruturas coerentes e a correlação (em módulo) do fluxo total para o período em que transcorreu o experimento (nível superior).

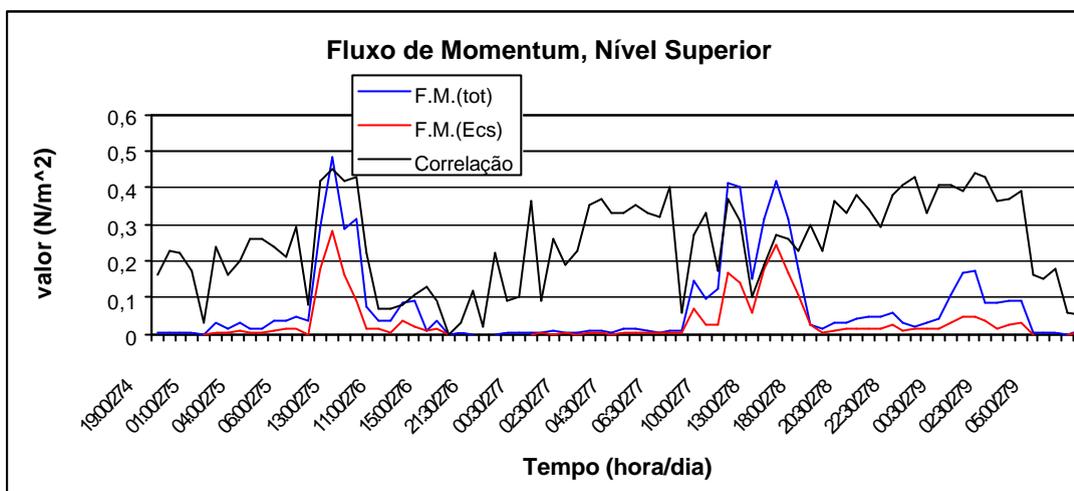


Fig. 5.2 - Fluxo de Momentum total, das estruturas coerentes e correlação (em módulo) do fluxo total para o período em que transcorreu o experimento (nível superior).

Para a altura inferior, há também características semelhantes às encontradas na altura superior, mas há a diferença a reportar: a série temporal da altura inferior se inicia no dia 276. Para o fluxo de calor, obtiveram-se valores médios de  $340 \text{ W/m}^2$  para o dia 276,  $240 \text{ W/m}^2$  para o dia 277 e  $360 \text{ W/m}^2$  para o dia 278 (veja a Figura 5.3).

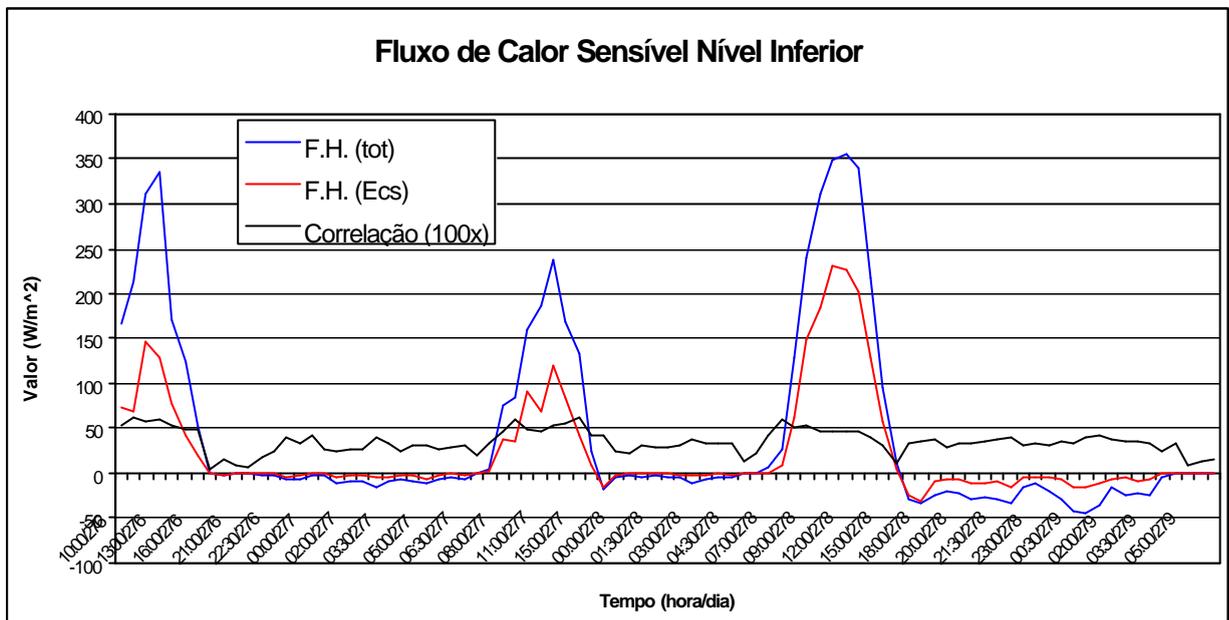


Fig. 5.3 - Fluxo de Calor Sensível total, das estruturas coerentes e a correlação (em módulo) para o fluxo total, para o período em que transcorreu o experimento (nível inferior).

Para o fluxo de momentum, o período do dia 276 mostra valores baixos, em torno de  $0,06 \text{ N/m}^2$  aumentando progressivamente para os períodos diurnos do dia 277, em torno de  $0,15 \text{ N/m}^2$ , e dia 278, em torno  $0,35 \text{ N/m}^2$  (veja a Figura 5.4).

Os coeficientes de correlação, referem-se ao método de Durand et al. (1988) de cálculo dos fluxos. Conforme já mencionado, o valor destes coeficientes permite avaliar o grau de variabilidade do fluxo durante o intervalo de amostragem. Os resultados mostram valores da correlação (em módulo) pequenos,

sugerindo muita variabilidade temporal, ou seja, não-estacionaridade nas flutuações turbulentas que contribuíram para os fluxos.

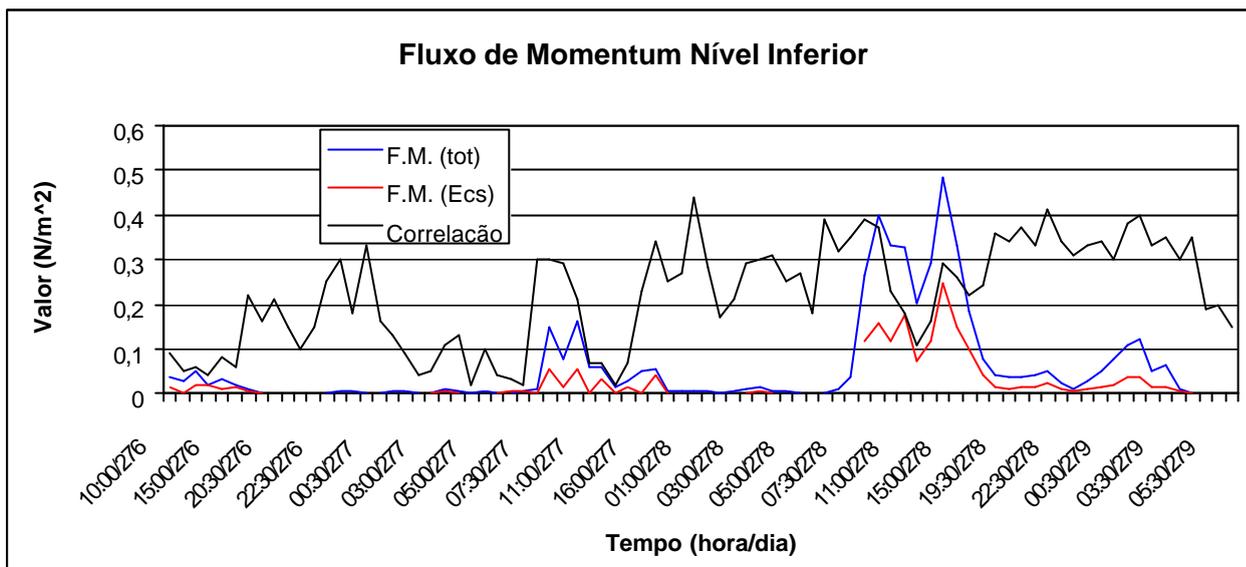


Fig. 5.4 - Fluxo de Momentum total, das estruturas coerentes e a correlação (em módulo) para o fluxo total para o período em que transcorreu o experimento (nível inferior).

## 5.2- Parte do Fluxo associado às Estruturas Coerentes

Serão analisados a seguir algumas das características mais importantes da variabilidade temporal dos fluxos turbulentos, quais sejam, aquelas referentes às manifestações das chamadas estruturas coerentes no escoamento atmosférico próximo da superfície.

Este tipo de investigação se reveste de importância, na medida em que a existência das estruturas coerentes dificulta a caracterização do valor médio dos fluxos e de outras grandezas estatísticas associadas à turbulência (Wyngaard, 1983; Mahrt, 1991; Sá, 1992). Além disso, embora muito esforço teórico (Robinson, 1991) e experimental (Paw U, 1992; Collineau e Brunet, 1993, a, b; Lu e Fitzjarrald, 1994) já tenha sido dedicado pelos pesquisadores no sentido de compreender a natureza destes fenômenos intermitentes e de encontrar elementos que possibilitem a obtenção de relações universais para suas manifestações (Raupach et al., 1996), as ECs continuam constituindo um fenômeno mal compreendido da mecânica dos fluidos turbulentos.

O presente estudo se reveste de interesse especial, na medida em que pouco foi feito até agora para compreender a dinâmica das ECs em cenários do tipo cerrado ou savana, ou seja, semelhantes ao Pantanal Mato-Grossense. Procurou-se recorrer a técnicas avançadas proporcionadas pela matemática aplicada, pelas quais é possível projetar o sinal em escalas e assim localizar no tempo e escala, as ocorrências de ECs. Este é o caso da Transformada em Ondeletas.

A TO foi aplicada para que se possa: a) caracterizar melhor como os elementos de rugosidade superficial interferem na variabilidade das estruturas coerentes em função da estabilidade, tanto para  $H$  como para  $\tau$ ; b) identificar as escalas de ocorrência das ECs; c) determinar

estatisticamente, através de análise de quadrante, como se manifestam os fenômenos de intrusão e ejeção associados às ECs; d) calcular a fração dos fluxos associados a eventos de ECs, e sua variação com as condições de estabilidade atmosférica.

Na medida em que não existe uma função-onda universal para análise da turbulência (Krusche, 1997), o uso da TO para as tarefas mencionadas acima exigiu um esforço de tentativa e erro no sentido da escolha apropriada da função onda. Isto requereu inicialmente a busca de uma função contínua, semelhante à função de Morlet (a qual é simétrica com relação ao eixo vertical), mas com propriedades de simetria mais apropriadas do que as desta onda para análise das ECs (geralmente assimétricas com relação ao eixo vertical, em muitas das escalas em que se manifestam). Sendo assim, a escolha recaiu na *onda do chapéu mexicano* (Daubechies, 1992; Chen et al., 1997).

Inicialmente, será analisada a variabilidade das estruturas coerentes nos fluxos em função da estabilidade atmosférica. Para atingir este objetivo, procedeu-se à separação da parte "coerente" do restante dos sinais, calcularam-se os fluxos tanto para o sinal "total" (parte coerente e não coerente) e determinou-se a fração do fluxo contida na sua parte "coerente". Com base nos dados sobre a razão entre fluxo total e fluxo associado às estruturas coerentes, traçaram-se algumas figuras desta fração em função do parâmetro de estabilidade atmosférica de Monin-Obukhov,  $V = (z-d)/L$ , com o

propósito de encontrar alguma relação entre a presença de estruturas coerentes e a estabilidade. Como já foi ressaltado, ele desempenha um papel fundamental na Teoria da Similaridade de Monin-Obukhov para a CLS (Monin e Yaglom, 1971). De acordo com esta, o estado da CLS é determinado principalmente pelo sinal de  $\zeta$ . Quando  $V = 0$ , a CLS está sob condições neutras e não há fluxo de calor aí. Quando  $\zeta > 0$ , a atmosfera é estável e o fluxo de calor sensível ocorre da atmosfera para a superfície. Quando  $\zeta < 0$ , a atmosfera é instável e o fluxo de calor sensível ocorre da superfície para a atmosfera.

Embora esta classificação tenha ajudado a compreender qualitativamente muitos mecanismos físicos que atuam na CLS, ela é insuficiente para caracterizar de maneira mais refinada alguns dos estados da atmosfera próximo ao solo. Isto motivou pesquisadores como Kader e Yaglom (1990) a proporem esquemas de classificação mais detalhados para caracterizar o estado da CLS, e Brutsaert (1992) a aperfeiçoá-los. Ele forneceu uma visão histórica das idéias de vários autores que tentaram encontrar funções universais para a velocidade média do vento e temperatura para a camada superficial instável. Utilizaram-se aqui as proposições deste autor no sentido de caracterizar qualitativamente os estados da CLS instável no Pantanal.

Os resultados indicam uma correlação entre tais grandezas. No nível superior, e para ambos os fluxos, notamos que a participação das estruturas coerentes no fluxo tende a diminuir com a função estabilidade atmosférica, o que é

mostrado claramente nas Figuras 5.6 (para o fluxo de calor sensível) e 5.7 (para o fluxo de momentum), ambas referentes a medidas realizadas no nível superior.

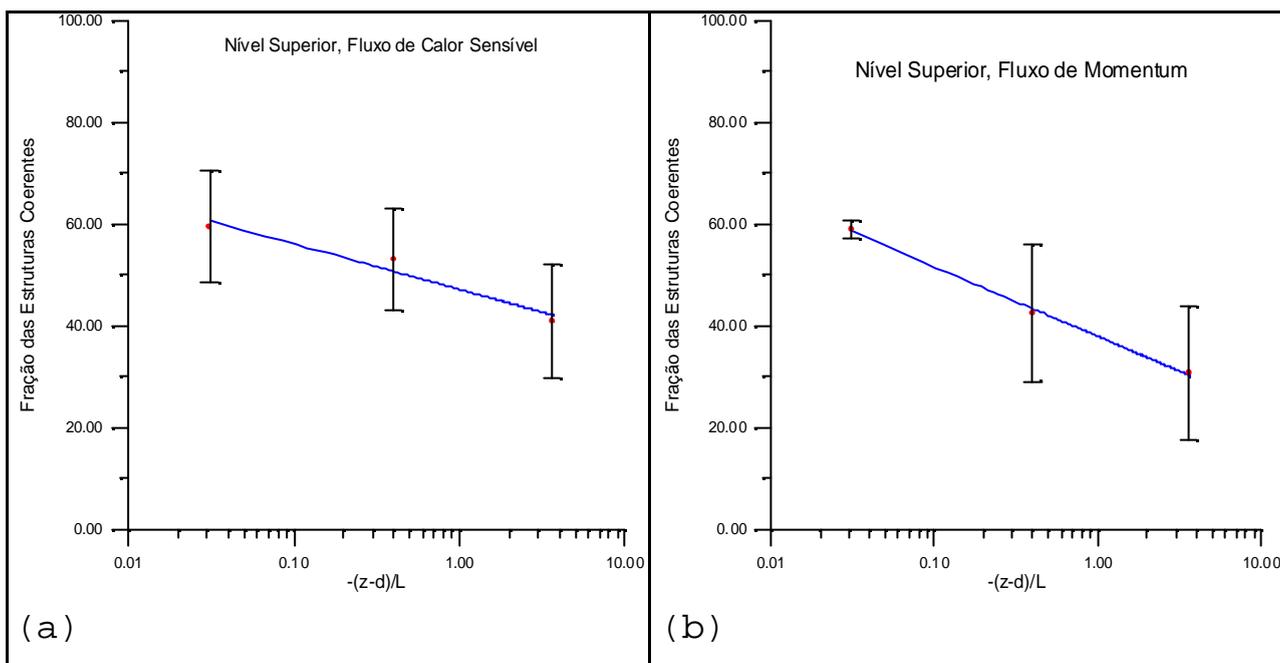


Fig. 5.6 - (a) Fração do fluxo total de calor sensível associado a estruturas coerentes, em função do parâmetro de estabilidade de Monin-Obukhov. (b) Fração do fluxo total de momentum associado a estruturas coerentes, em função do parâmetro de estabilidade de Monin-Obukhov.

Em ambas as Figuras acima, é visível a diminuição da fração dos fluxos associados às ECs em função do parâmetro de estabilidade atmosférica, (este representado em escala logarítmica). As frações correspondentes aos dois fluxos

parecem ter valores similares para  $\zeta = 0,02$ , mas a fração correspondente ao fluxo de momentum parece decair mais rapidamente com o aumento da instabilidade, comparada com aquela correspondente ao fluxo de calor sensível.

Este tipo de comportamento já não ocorre para ambos os fluxos no nível inferior, o que é mostrado claramente nas Figuras 5.8 (para o fluxo de calor sensível) e 5.9 (para o fluxo de momentum), ambas referentes a medidas realizadas no nível inferior.

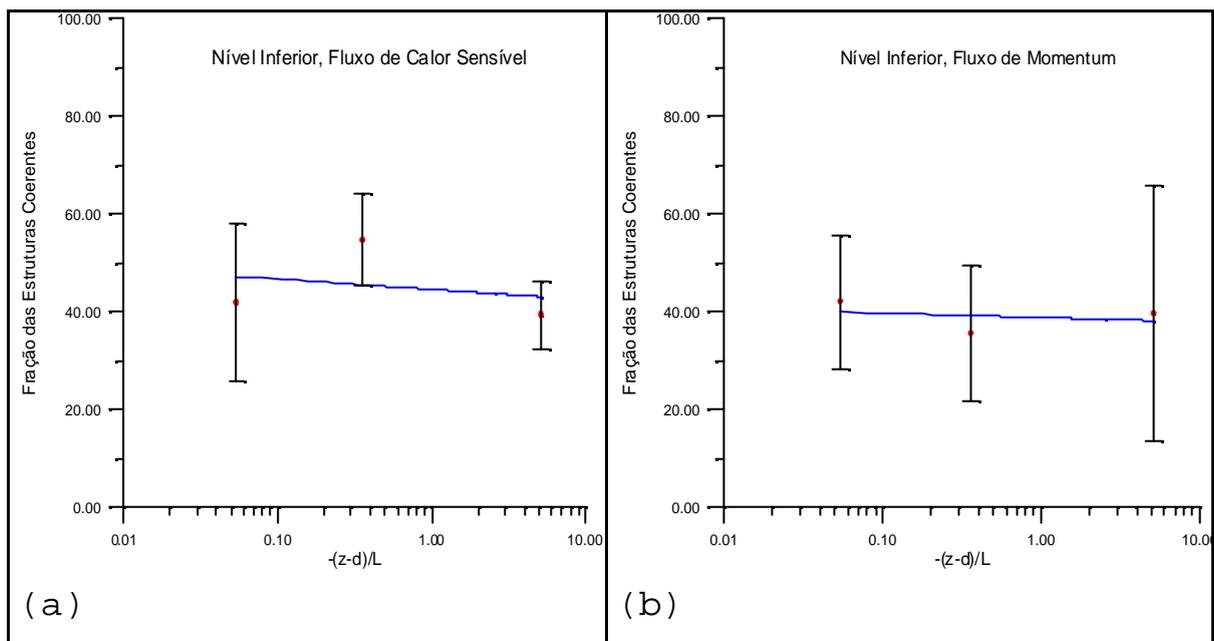


Fig. 5.8 - (a) Fração das estruturas coerentes para o fluxo de calor sensível em função de  $\zeta = -(z-d)/L$ . (b) Fração das estruturas coerentes para o fluxo de momentum em função de  $\zeta = -(z-d)/L$ .

Ao se compararem os valores das frações correspondentes a  $H$  e  $t$ , neste nível, percebeu-se que não ocorre uma tendência nítida de variação com a instabilidade. Porém, um exame mais minucioso das duas últimas figuras e a comparação destas com aquelas referentes ao nível superior, permite que se chegue a algumas conclusões interessantes: i) as frações referentes aos fluxos de calor sensível para os dois níveis não são substancialmente diferentes, com a exceção dos valores mais próximos da neutralidade. No caso destes, há um considerável decréscimo do valor da fração para o nível inferior, comparativamente àquela do nível superior; ii) as frações referentes aos fluxos de momentum nos dois níveis apresentam valores diferentes, exceto para a condição de convecção livre, em que os valores das frações para os dois níveis, são aproximadamente iguais. Além disso, no caso do nível inferior, não parece haver correlação entre os valores da fração e do parâmetro de estabilidade, contrariamente ao que acontece no nível de cima.

Uma primeira suposição para explicar estas diferenças, é a de admitir que o escoamento no nível inferior, mais próximo da altura dos elementos de rugosidade, está mais sujeito à ação de efeitos produzidos pelos elementos de rugosidade. Assim, neste nível, deve-se esperar que, nas situações em que as forças de origem mecânica predominarem, comparativamente àsquelas de origem térmica, haverá intensificação das manifestações de discrepância aerodinâmica (a qual já foi explicada em capítulo precedente) e o comportamento da turbulência deverá ser anômalo com relação ao previsto pela

Hipótese de Similaridade Universal para a CLS. Estes efeitos de distorção perderiam sua importância relativa na medida em que as condições de estabilidade atmosférica se aproximarem daquelas que caracterizam a convecção livre.

Tais efeitos anômalos impostos pela complexidade do terreno (Thom et al., 1975; Raupach, 1979; Raupach et al., 1980, 1989; Cellier e Brunet, 1992), deveriam ter maior impacto sobre as trocas de momentum, daí o fato de as frações para o fluxo de momentum nos dois níveis diferirem nas condições de convecção forçada. Este efeito seria menos importante para as trocas de calor, salvo nos casos em que houver pouca ou nenhuma flutuabilidade, situação em que a difusividade turbulenta de calor será conduzida por forçantes de origem mecânica. Esta seria a explicação para o fato de as frações associadas aos fluxos de calor nos dois níveis, só diferirem significativamente próximo à neutralidade. Nesta condição, deve-se esperar que a difusividade térmica no nível inferior esteja mais distorcida pela discrepância aerodinâmica do que aquela no nível superior. Isto contribuiria para apontar uma explicação para as diferenças encontradas entre os gráficos acima. Mas, para se ter mais uma fonte de informação que leve a compreender a natureza das diferenças relatadas, será utilizada a análise dos sinais em tempo-escala proporcionada pela T0.

Esta análise em tempo escala consistiu na utilização de uma ondeleta contínua, para obtenção de gráficos apresentando a variação temporal da intensidade da flutuação no intervalo de

escalas de ocorrência das estruturas coerentes. Das duas ondeletas contínuas empregadas, de Morlet e do chapéu mexicano, foi esta última a que demonstrou representar com melhor nitidez, as flutuações associadas às ECs (veja a Figura 5.10). Todavia, alguma ambigüidade ainda perdura com relação à escolha da ondeleta de análise. Isto será objeto de pesquisas posteriores.

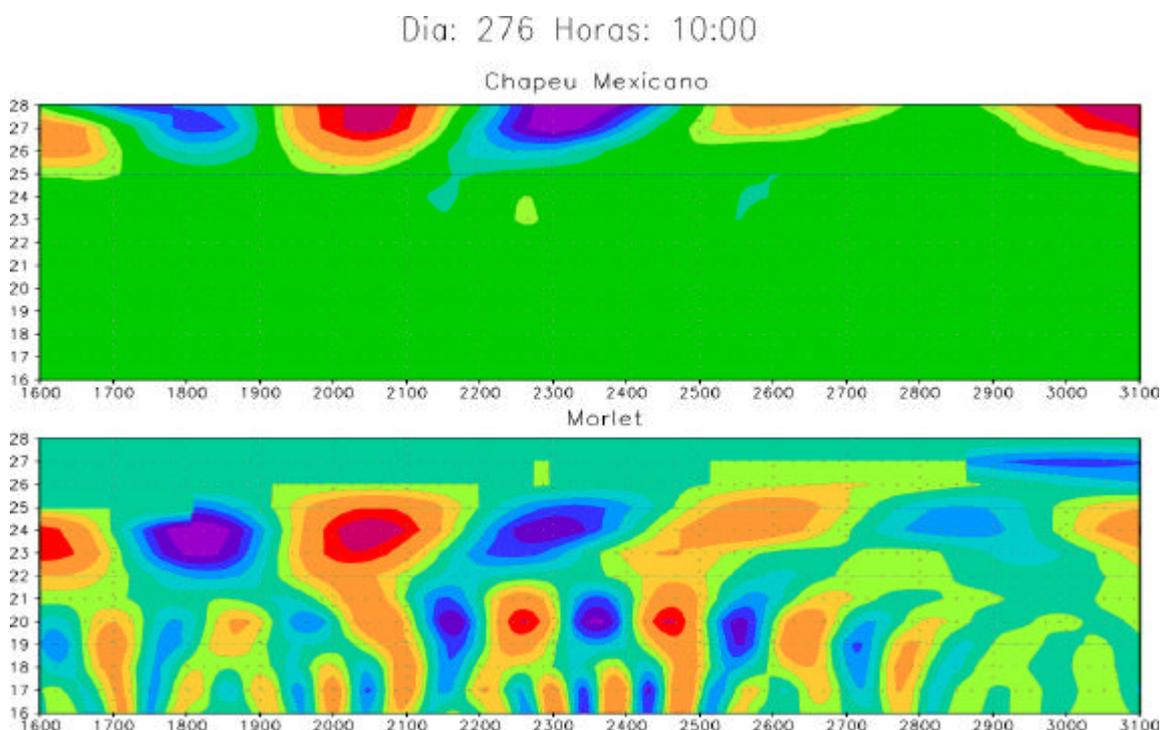


Fig. 5.10 - Gráfico comparativo do sinal de  $u$  do dia juliano de número 276, 10:00 h, utilizando duas TO, acima, chapéu mexicano e abaixo, Morlet.

As Figuras 5.11, 5.12 e 5.13, apresentam diagramas em tempo-escala da variabilidade temporal de sinais medidos sob

condições próximas à neutralidade, moderadamente instáveis e convecção livre, respectivamente. Nestas, são apresentados sinais da componente longitudinal da velocidade do vento no nível superior (a), sinais da componente longitudinal da velocidade do vento no nível inferior (b), sinais da temperatura no nível superior (c) e sinais da temperatura no nível inferior (d). As cores ou tons mais fortes, estão associados à intensificação do valor positivo ou negativo da flutuação. Com isto é possível obter uma visualização do comportamento da turbulência. A comparação das figuras assim obtidas, possibilitará uma melhor compreensão dos padrões de variabilidade da turbulência de uma maneira geral, e das ECs em particular.

Dia: 278 Horas: 16:00

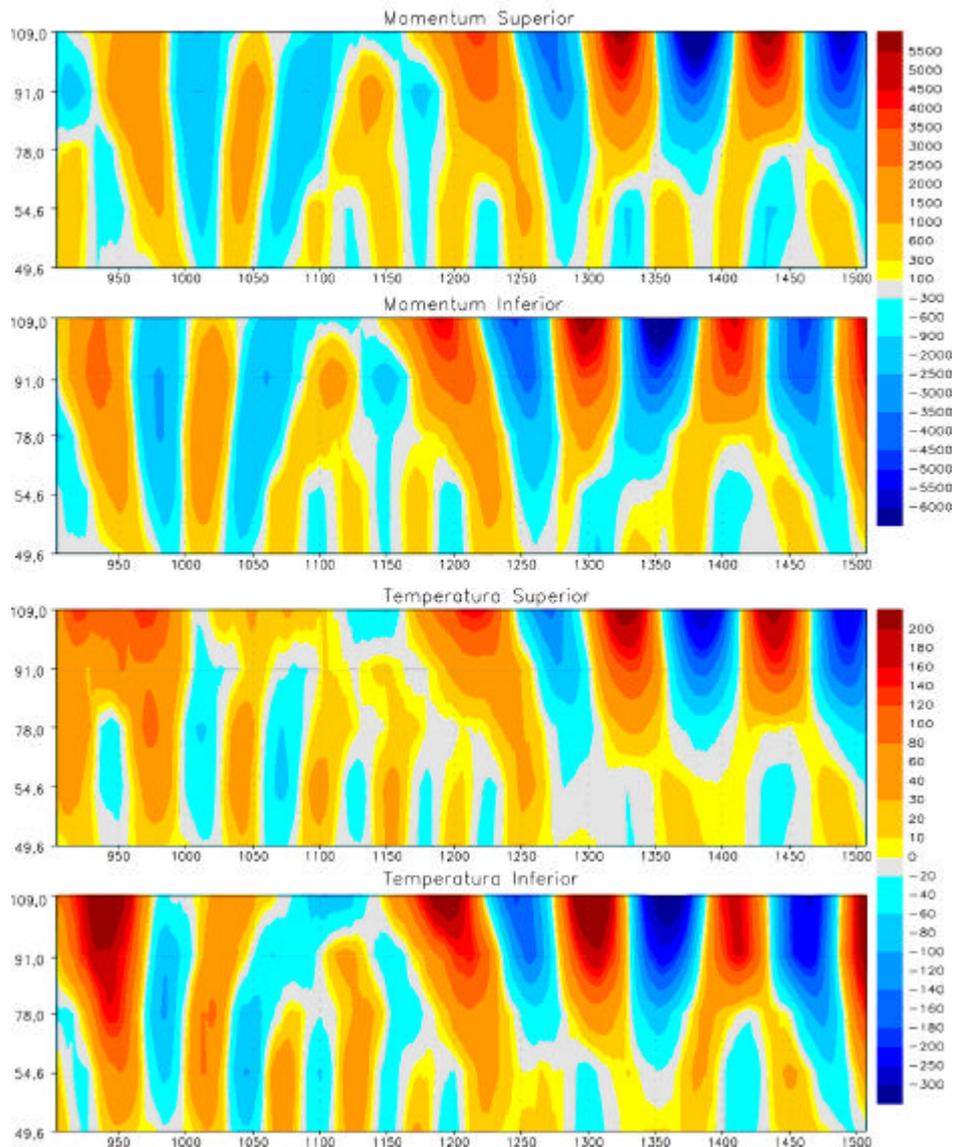


Fig. 5.11 - Diagrama em tempo-escala das flutuações: (a) da componente longitudinal do vento no nível superior; (b) da componente longitudinal do vento no nível inferior; (c) da temperatura no nível superior; (d) da temperatura no nível inferior. Condição de estabilidade atmosférica: situação próxima da neutralidade.

Dia: 277 Horas: 09:00

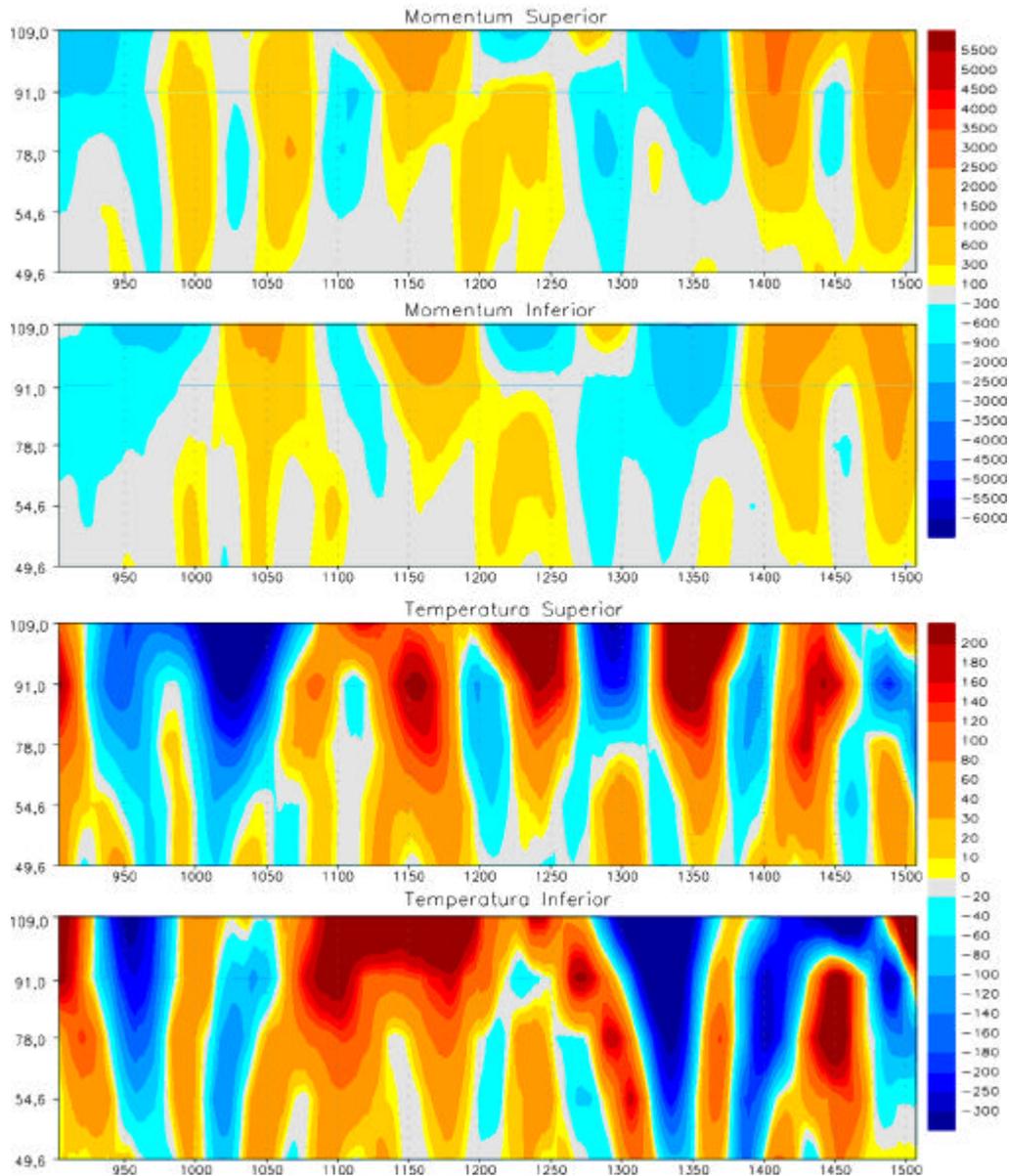


Fig. 5.12 - Diagrama em tempo-escala das flutuações:  
(a) da componente longitudinal do vento no nível superior;(b) da componente longitudinal do vento no nível inferior;(c) da temperatura no nível superior; (d) da temperatura no nível inferior. Condição de estabilidade atmosférica: situação moderadamente instável.

Dia: 276 Horas: 15:00

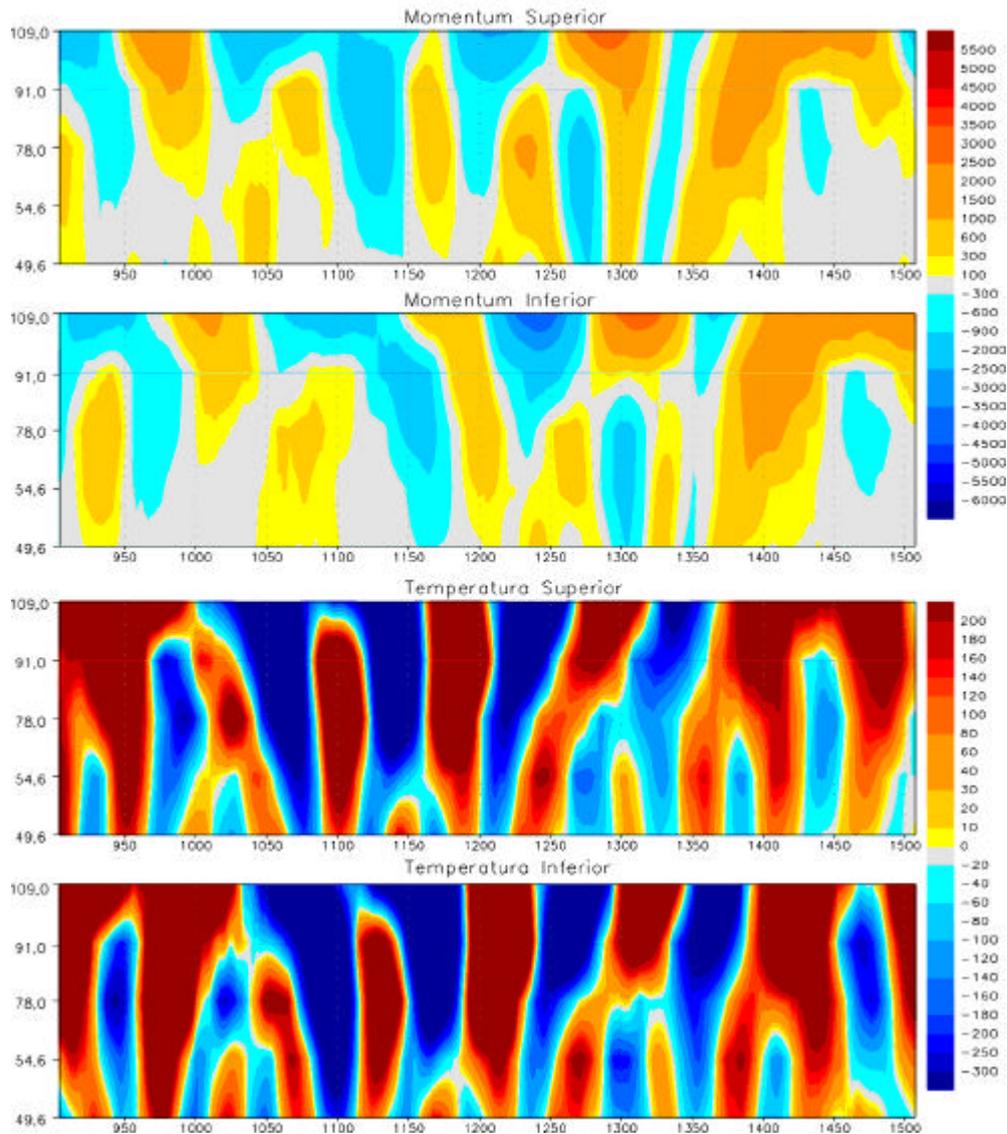


Fig. 5.13 - Diagrama em tempo-escala das flutuações:  
(a) da componente longitudinal do vento no nível superior;(b) da componente longitudinal do vento no nível inferior;(c) da temperatura no nível superior; (d) da temperatura no nível inferior. Condição de estabilidade atmosférica: convecção livre.

Um exame das figuras acima leva às seguintes conclusões:

1) Sob condições próximas da neutralidade observa-se uma nítida faixa de vórtices os quais se posicionam em escala da ordem de 100 s. Eles praticamente não flutuam em escala no caso do momentum e apresentam alguma oscilação para o caso do calor no nível superior. Porém, há alguma flutuação em intensidade, o que é mais nítido para os dados de temperatura do nível superior.

2) Sob condições moderadamente instáveis observa-se que os padrões de oscilação para a quantidade de movimento não mais se organizam em uma única faixa localizada na escala da ordem de 100s, o que é mais acentuado no nível superior. Porém, mesmo no nível inferior, já se observam oscilações posicionadas em escalas menores. O número de padrões parece ter diminuído com relação à situação próxima da neutralidade. No que se refere ao calor sensível, observa-se que os padrões de oscilação para o nível superior ainda se localizam principalmente em faixa próxima à escala de 100 s, mas há um número menor de estruturas, comparativamente à situação próxima da neutralidade. No nível inferior, o quadro é mais complexo, pois as manifestações de transiência são mais nítidas. Aqui, ainda há padrões na escala de 100 s, mas eles apresentam menor localização em escala.

3) Sob condições de convecção livre, observa-se que os padrões de oscilação são similares aos do caso anterior.

Porém, as flutuações apresentam menor intensidade e o número de padrões delas em escalas menores, aumentou. Além disso, parece ter aumentado a coerência vertical entre os dois níveis, comparativamente aos casos discutidos anteriormente. Esta coerência vertical se manifesta em menor grau para os sinais de temperatura. Estes, como seria de se esperar, apresentam grande intensificação da intensidade das flutuações. Outro aspecto interessante, é o de que aumentou o grau de deslocalização em escala das estruturas, sugerindo uma espécie de continuidade em frequência, a qual poderia se estender às escalas menores.

Feitas as observações mais importantes com relação às Figuras 5.11, 5.12 e 5.13, passar-se-á a tentar explicar alguns de seus aspectos marcantes.

O primeiro comentário deve ser dirigido para o valor da escala (100 s) em que predominam as estruturas para as condições próximas à neutralidade. Conforme mencionado por Högström e Bergström (1996), estas escalas correspondem ao intervalo de ocorrência dos chamados *rolos*, prováveis manifestações da chamada *instabilidade do ponto de inflexão* (Raupach et al., 1996), a qual espera-se que possa ocorrer em superfícies com cobertura vegetal suficientemente elevada (para produzir ponto de inflexão nos perfis verticais da velocidade do vento). Numa tal situação, espera-se que as condições impostas pelo forte cisalhamento vertical do vento predominem e dirijam a difusividade térmica. É uma situação em que o escoamento localizado acima da altura dos principais

elementos de rugosidade (arbustos), terá dificuldade em captar sem distorções a informação proveniente do nível do solo, tendo em vista a barreira representada pelos rolos. Isto seria particularmente válido para o nível inferior de medição.

Admite-se que, na medida em que as condições de instabilidade aumentarem, diminuirá a preponderância dos processos de difusividade turbulenta de momentum, comparativamente àqueles de calor sensível. Nestas condições, o regime representado pelos rolos não é mais o único existente, e estruturas coerentes associadas a escalas da ordem de 60 s ou menos, também se manifestam. Segundo Högström e Bergström (1996), ECs nestas escalas seriam qualitativamente diferentes daquelas presentes nas escalas próximas a 90 ou 100 s: elas não teriam mais a forma de rolos cujo eixo de simetria é perpendicular à direção do escoamento mas, teriam uma localização orientada ao longo do escoamento, daí sua maior rapidez em se dissiparem. Estas últimas ECs ocorrem freqüentemente sobre superfícies mais lisas, nas quais a instabilidade do ponto de inflexão não se manifesta. Em nossa opinião, o fato de elas também se manifestarem para os dados do Pantanal sob condições instáveis significa fisicamente que, nestas condições, a barreira representada pelas estruturas na forma de rolo já não é mais tão eficiente em separar o escoamento superior daqueles fenômenos de troca que ocorrem imediatamente acima da superfície mais lisa (gramado de 2 metros de altura), a qual também está presente no sítio experimental. Assim, um regime híbrido passaria a predominar,

na medida em que houvesse um aumento da forçante devida às forças de flutuabilidade aumentar. Isto explicaria a redução da fração das estruturas com a estabilidade e indicaria que a difusividade térmica não é mais totalmente dirigida pela difusividade de origem mecânica.

### 5.3- Análise de Quadrante

Esta é mais uma ferramenta utilizada para analisar estatisticamente a variabilidade das flutuações turbulentas associadas aos fluxos. Através das suas distribuições em quadrantes, da variação destas por escala e por altura, e por meio do estabelecimento de diferenças entre aquelas associadas aos fluxos de calor e de momentum, é possível obter informação sobre alguns mecanismos dominantes da turbulência, como é o caso das *ejeções* e *intrusões*, particularmente no caso das ECs.

#### 5.3.1- Análise de "Agregados"

Conforme mencionado anteriormente, autores como Duncan e Schuepp (1992), Caramori et al. (1994) e Katul et al. (1997, a) classificam as distribuições conjuntas das flutuações turbulentas associadas aos fluxos, em "*quadrantes*", o que é possível através da determinação dos "*sinais*" (positivo ou negativo) associados a cada uma das flutuações do par.

Ao aplicar esta técnica ao estudo do fluxo de calor sensível acima do Pantanal, notou-se uma importante diferença entre os dados referentes a cada um dos dois grandes regimes de estabilidade, *instável* e *estável*. Assim, para todos os dados sob *condições instáveis*, os quadrantes dominantes foram 1 e 3. Nestas condições, as flutuações de  $T$  e  $w$  têm o mesmo sinal, de forma a gerarem fluxos de calor sensível dirigidos para cima (da superfície para a atmosfera), como deveríamos esperar. Segundo Katul et al.(1997a) isto indica que estão ocorrendo eventos de intrusão, pois os quadrantes 1 e 3 são característicos deste evento para fluxos de escalares, o que podemos observar na Figura 5.13.

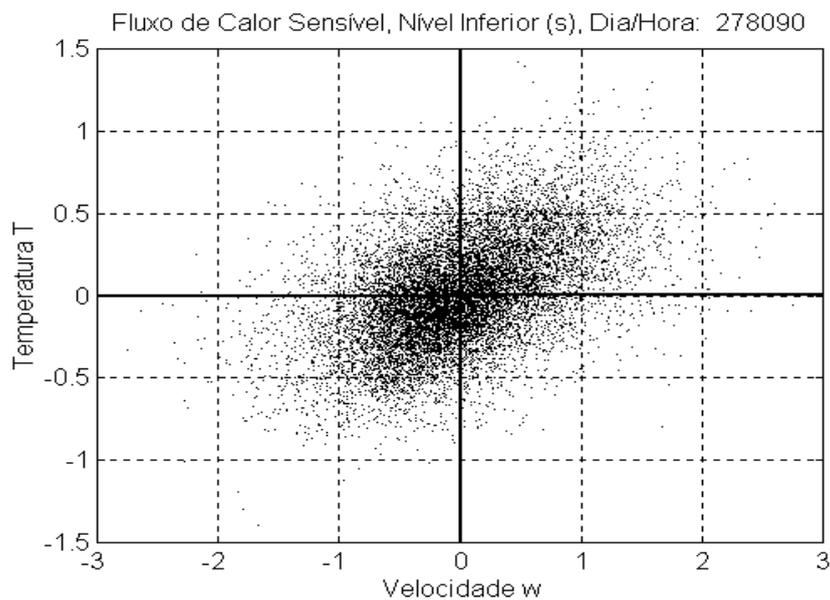


Fig. 5.13 - Agregados dominantes nos quadrantes 1 e 3 para o fluxo de calor sensível do nível superior, dia 278, horário 09:00 h.

Para condições estáveis, principalmente à noite, a configuração dos agregados mudou muito, pois os quadrantes 2 e 4 passaram a predominar. Nestas condições, as flutuações de  $T$  e  $w$  têm sinais contrários, de forma a gerarem fluxos de calor sensível dirigidos para baixo (da atmosfera para a superfície), também como deveríamos esperar. Isto pode ser observado na Figura 5.14.

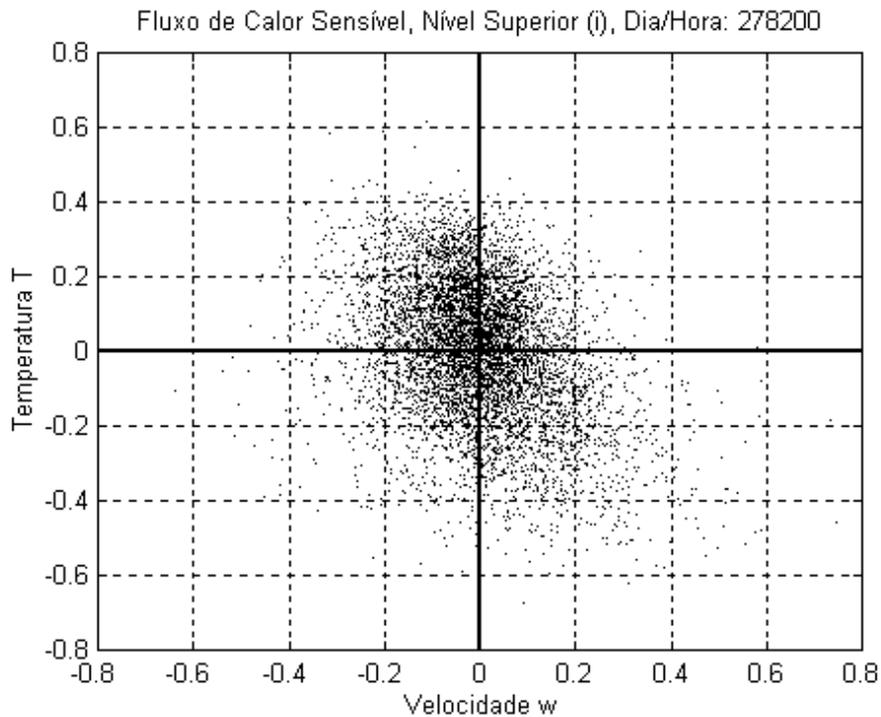


Fig. 5.14 - Agregados dominantes nos quadrantes 2 e 4 para o fluxo de calor sensível do nível superior, dia 278, horário 20:00 h.

Portanto, fica clara a influência da estabilidade atmosférica para o fluxo de calor sensível sobre a forma da configuração

dos agregados. No entanto, não foi percebida nenhuma diferença entre ambas as alturas, o que mostra que, de um ponto de vista térmico, os processos são qualitativamente os mesmos nos dois níveis.

Para o fluxo de momentum, deveria-se esperar que a concentração de agregados se localizasse principalmente nos quadrantes 2 e 4 (Katul et al., 1997a). Porém, este não foi o caso, pois não ficou delineado na Figura 5.15 (referentes à análise de quadrante para o momentum sob condições estáveis), nenhuma tendência sistemática de quadrante dominante para ambas condições de estabilidade. Esta tendência poderia estar refletindo a existência de estruturas coerentes na forma de "rolos", cujas manifestações foram detectadas nas duas alturas de medição no Pantanal. A presença destas poderia determinar uma tendência maior à isotropia entre os quadrantes, o que difere dos resultados obtidos por autores como Katul et al. (1997a), os quais investigaram o escoamento acima de superfícies "lisas". Porém, os resultados de nossa análise em quadrantes, parecem estar de acordo com o que já foi observado nos itens anteriores.

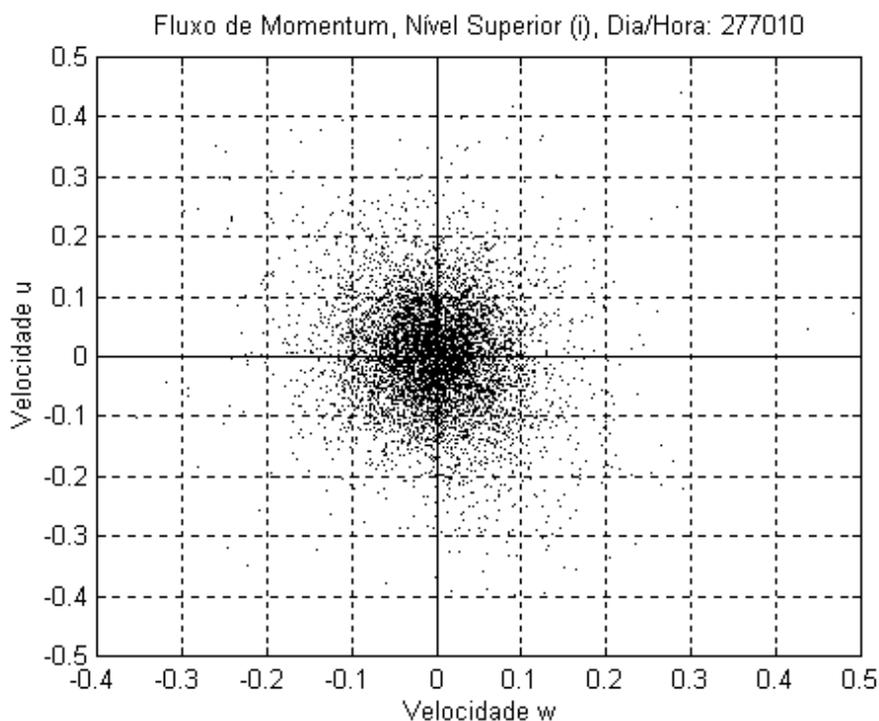


Fig. 5.15 - Nenhum agregados dominantes nos quadrantes para o fluxo de momentum do nível superior, dia 277, horário 01:00 h.

### 5.3.2- Análise do Momento de Terceira Ordem ("Skewness")

A análise de agregados, embora proporcione informação útil sobre a distribuição das flutuações em quadrantes, não oferece nenhuma indicação sobre a escala temporal associada aos fenômenos de intrusão e ejeção. Neste sentido, Katul et al. (1997a) propuseram um procedimento que permite a obtenção de informação sobre a duração dos eventos mencionados. Esta metodologia, já descrita na parte teórica, também foi aplicada aos dados do Pantanal.

Seus resultados, para *condições instáveis*, mostram que os tempos associados à *ejeção* e à *intrusão*, para o fluxo de calor sensível, são bem distintos nos quadrantes ímpares, independentemente da altura de medição dos dados. Estes são justamente os quadrantes relacionados com ejeções e intrusões para *H*. Esta conclusão não se opõe àquela de Katul et al. (1997, a), segundo a qual a fração do tempo de duração das estruturas coerentes associadas à intrusão, varia com as condições de estabilidade. Todavia, eles não constataram mudança no tempo associado à ejeção, em função de variação nas condições de estabilidade. Para os quadrantes pares essa distinção, embora ocorra, não se dá de uma maneira muito clara, conforme mostrado nas Figuras 5.16 e 5.17. Por questão de convenção, adotamos o símbolo  $D(1,3)$  para designar quadrantes 1 e 3, e o símbolo  $D(2,4)$  para designar os quadrantes 2 e 4.

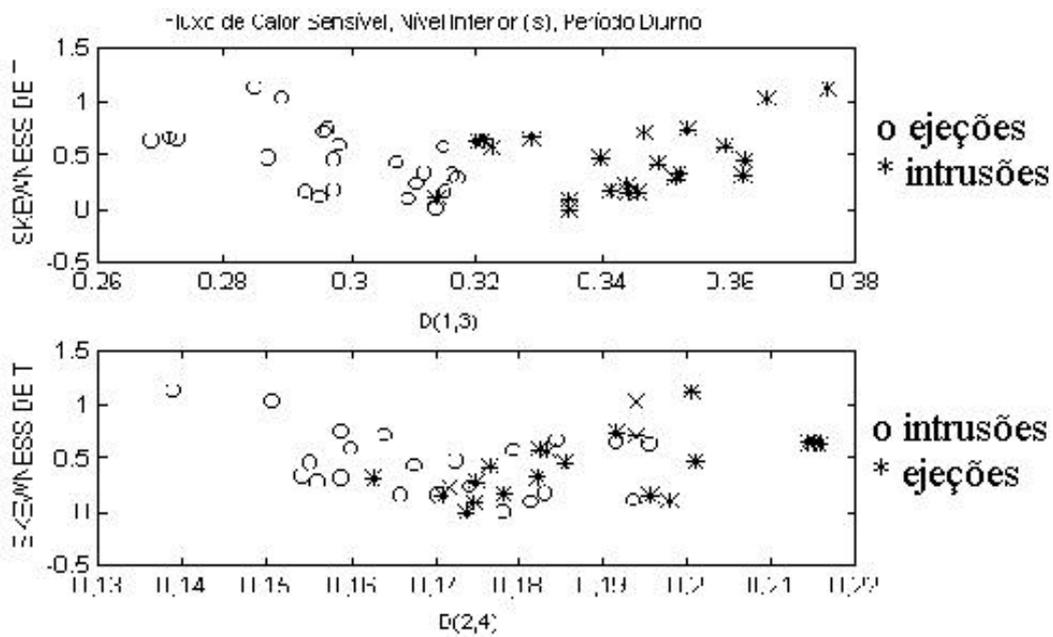


Fig. 5.16 - Duração de ejeções e de intrusões para o fluxo de calor sensível, nível inferior.

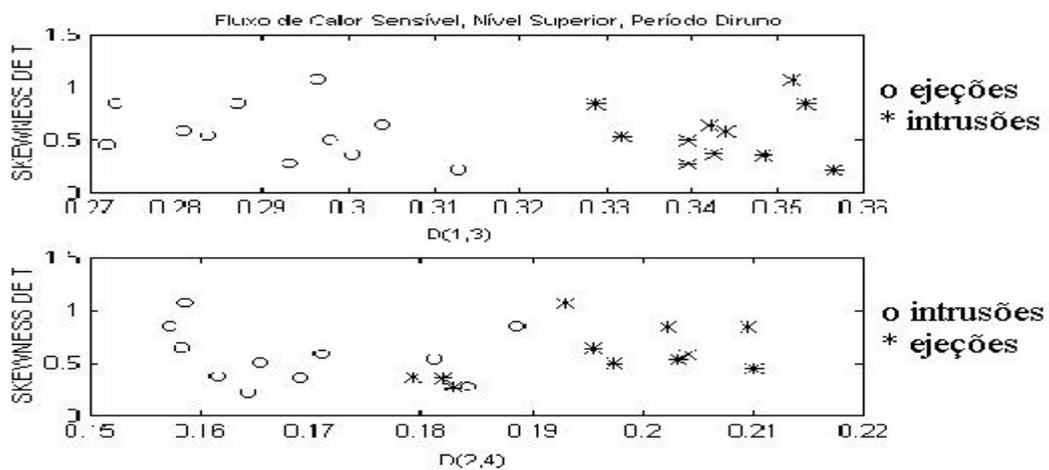


Fig. 5.17 - Duração de ejeções e de intrusões para o fluxo de calor sensível, nível superior.

Para o fluxo de momentum, todavia, não há uma diferença nítida, tanto no que se refere à altura de medida quanto ao quadrante de análise, conforme mostrado nas Figuras 5.18 e 5.19. Este comportamento invariável para todos os dados nas condições instáveis, está plenamente de acordo com as conclusões de Katul et al. (1997, a), em sua análise para dados turbulentos acima de superfícies aerodinamicamente lisas.

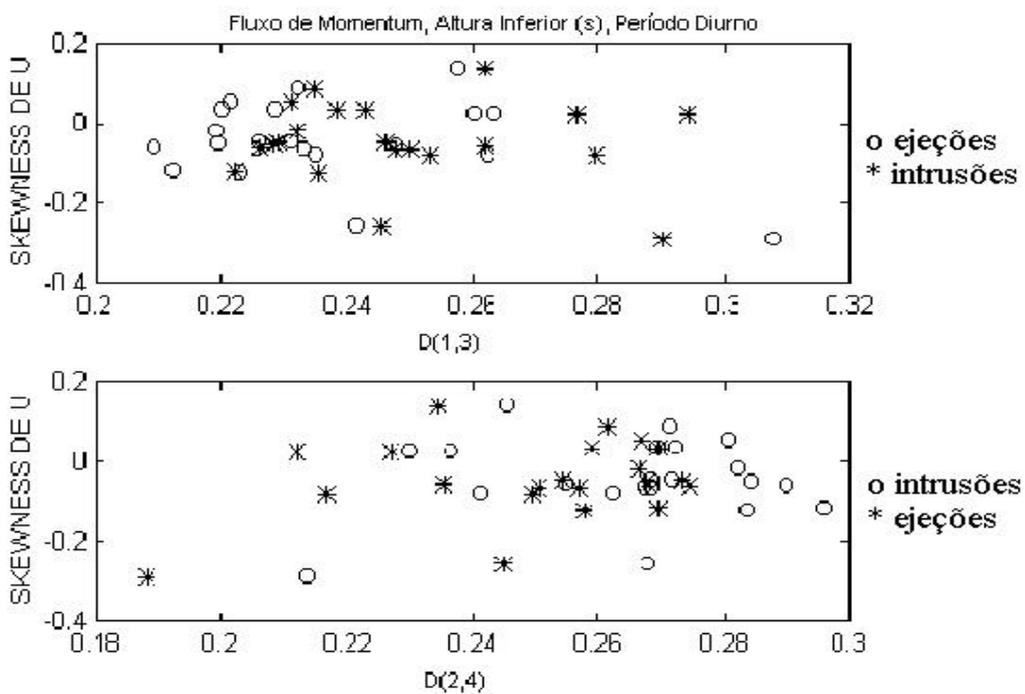


Fig. 5.18 - Duração de ejeções e de intrusões para o fluxo de Momentum, nível inferior.

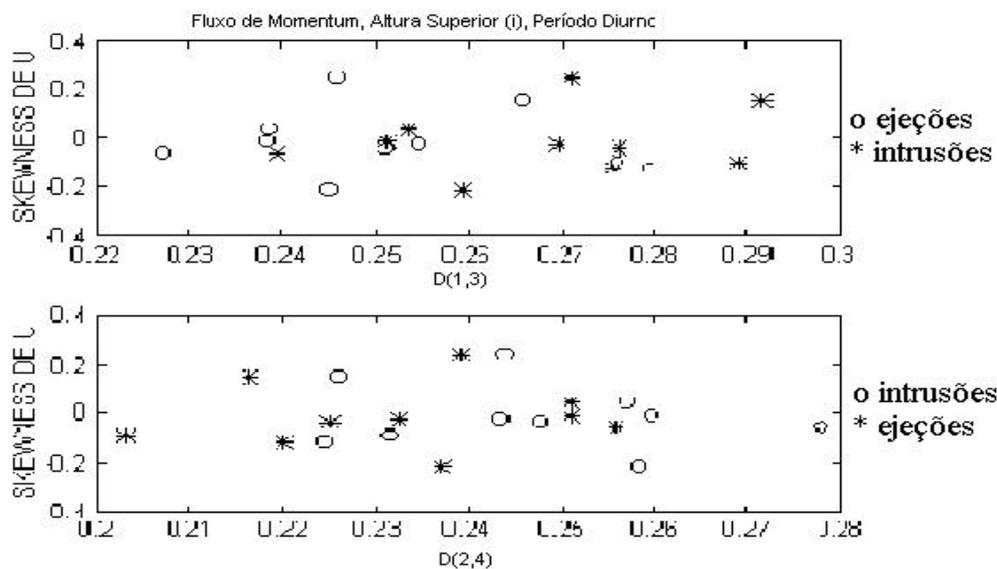


Fig. 5.19 - Duração de ejeções e de intrusões para o fluxo de Momentum, nível superior.

Aplicando a mesma metodologia, mas para *condições estáveis*, notamos que não houve um comportamento único, como o observado para condições instáveis. Aqui, durante cada dia estudado, e em cada altura analisada, houve comportamento distinto nas durações das *ejeções* e *intrusões* para ambos os fluxos. O fato de não ter constatado um comportamento geral, reflete a complexidade dos fenômenos físicos que envolvem estas condições atmosféricas, conforme mencionado por Wyngaard (1983), Stull (1988) e Sorbjan (1989), dentre outros. Como exemplo de diversidade sob condições estáveis, Fitzjarrald e Moore (1990), estudando mecanismos de troca noturna entre a Floresta Amazônica e a atmosfera, que ocorreram em quatro dias diferentes, mostraram que em cada dia investigado, a evolução noturna dos principais parâmetros micrometeorológicos, apresentou diferenças acentuadas (veja as Figuras 5.20 e 5.21).

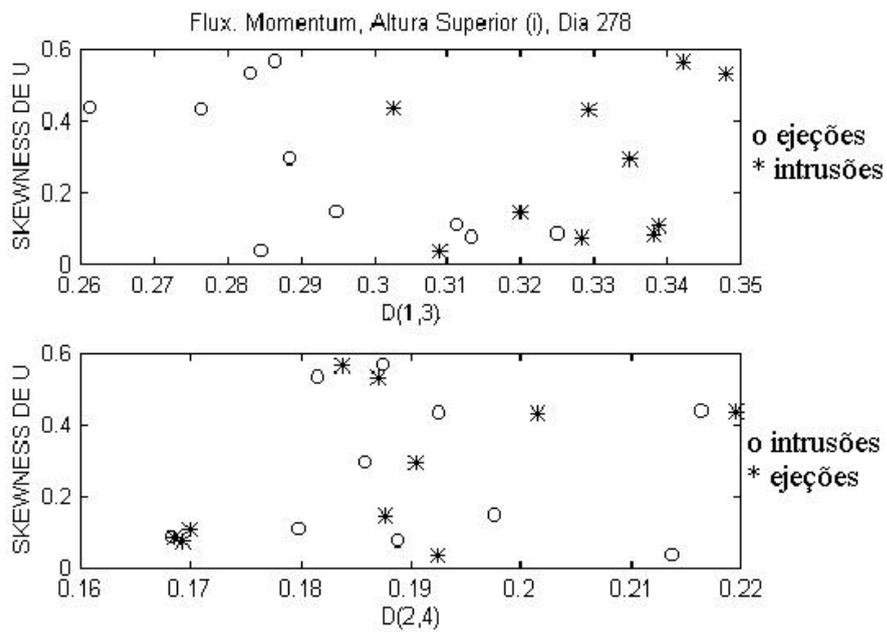


Fig. 5.20 - Duração de ejeções e de intrusões para o fluxo de Momentum, noturno, nível superior.

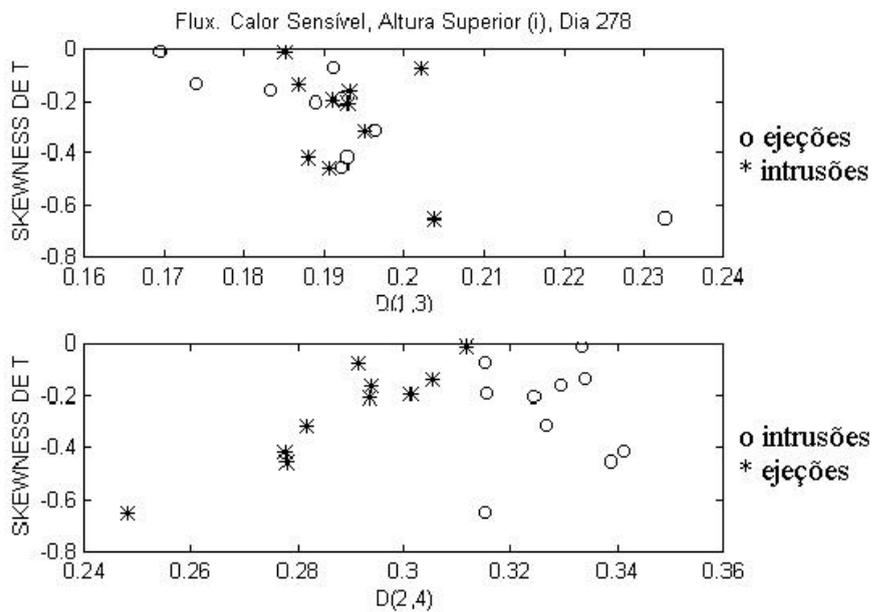


Fig. 5.21 - Duração de ejeções e intrusões para o fluxo de Calor Sensível, noturno, nível superior.

#### 5.4 - Teste Estatístico: Hipótese Nula

Nos estudos micrometeorológicos, uma hipótese freqüentemente utilizada é a da constância dos fluxos turbulentos na CLS (Stull, 1988). Embora esta suposição seja respaldada por numerosos trabalhos, os quais analisaram dados obtidos sobre terrenos planos e homogêneos, como é o caso das condições em que se desenvolveu o clássico experimento de KANSAS (Kaimal e Wyngaard, 1990), há muita evidência de que haja variação vertical dos fluxos turbulentos acima de superfícies extremamente rugosas, as quais se caracterizam pela existência de uma subcamada de transição (Garratt, 1980, 1983; Wieringa, 1993; Lloyd, 1995). Esta questão é muito importante para a parametrização dos processos de troca turbulenta na CLS, e pode introduzir erros na modelagem dos processos físicos no contorno inferior da atmosfera, se se admitir erradamente que os fluxos medidos próximo à superfície são representativos dos processos que ocorrem em toda extensão vertical da CLS.

Como este problema pode ser crítico no estudo dos processos de troca turbulenta acima do Pantanal, procurou-se desenvolver uma investigação no sentido de verificar se os fluxos turbulentos são constantes com a altura aí, ou melhor, sob que condições de estabilidade e em que intervalos de freqüência dos coespectros turbulentos, a hipótese de constância na direção vertical pode ser mantida. Por esta razão, aplicou-se o teste de hipótese nula, já mencionado na parte teórica, para

verificar sob que nível de significância os fluxos turbulentos medidos simultaneamente nas duas alturas, podem ser considerados como sendo iguais.

Na análise dos resultados, pode-se verificar que para o período noturno há um intervalo da variável  $\alpha$  (nível de significância do teste estatístico, que exprime a probabilidade de a hipótese nula não ser cumprida), entre 0,007 e 0,87, conforme mostrado na Figura 5.1a. Daí, podemos dizer que nas escalas maiores (9 a 5), as contribuições para os fluxos de calor sensível verificadas nas duas alturas de medição não podem ser consideradas como sendo iguais. Já nas escalas menores, podem ser consideradas como sendo as mesmas num nível de significância superior a 98%.

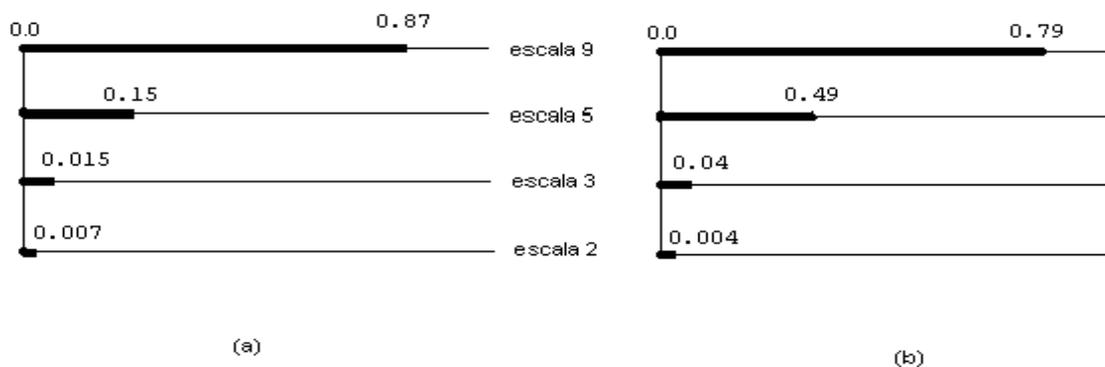


Fig. 5.1 - Diagrama de varal indicando o valor de  $\alpha$  para quatro bandas de escalas do: (a) fluxo de calor sensível, (b) fluxo de momentum, ambos para período noturno.

Para o fluxo de momentum também verificou-se a mesma tendência encontrada para  $H$ , qual seja, a de diminuição do nível de significância com a escala da turbulência, conforme indicado na Figura 5.1b. Porém, na banda 3, os fluxos de  $t$  podem ser considerados iguais, apenas num nível de 96% de significância.

Uma ressalva importante a ser feita aqui, é a de que havia um grande número de dados para o período noturno.

Para o período diurno, o quadro indicado pela Figura 5.2 apresentou-se consideravelmente diferente daquele para condições noturnas. Assim, para o calor sensível (mostrado na Figura 5.2a), o valor de  $\alpha$  diminuiu sistematicamente com a altura, o que indica que aumenta a probabilidade de os fluxos de  $H$  poderem ser considerados como sendo iguais nas duas alturas de medição. Na escala 10, que contém a maior parte das contribuições para o coespectro de  $T$  e  $w$ , percebeu-se que o nível de significância chega a 83%, o qual não pode ser considerado excelente.

Para o fluxo de momentum,  $\alpha$  é grande nas escalas maiores e menores (como mostrado na Figura 5.2b), ocorrendo um mínimo na escala 5, onde  $\alpha = 0.33$ . Mesmo nesta, o nível de significância é bastante baixo (67%), o que leva à conclusão de que não pode-se afirmar com segurança que os fluxos de  $t$  não variam com a altura. Lembrando que a diferença entre as alturas de medição foi pequena, da ordem de 5 m, e mesmo assim,

constatou-se resultados pouco afirmativos com relação à igualdade dos fluxos.

Uma primeira conclusão, é a de que sob condições instáveis, fica evidente a diferença de natureza entre as trocas turbulentas de calor e de momentum. Enquanto a flutuabilidade aumenta e a convecção térmica se intensifica, a mistura de calor tende a homogeneizar verticalmente o campo térmico, o que aumenta com a escala vertical, reduzindo aí, as diferenças entre as contribuições coespectrais nas duas alturas para o valor de  $H$ . Assim, é justamente nas escalas verticais menores, onde os processos mecânicos exercem maior influência comparativamente aos térmicos, que as diferenças entre as contribuições coespectrais nas duas alturas para o valor de  $H$ , se acentuam.

Uma segunda conclusão, refere-se ao papel desempenhado pela ação dos elementos que compõem a rugosidade horizontal, e conseqüentemente, pelos gradientes horizontais de pressão (presentes em várias escalas) na difusividade de momentum. Isto intensifica o sumidouro de momentum próximo à superfície, criando uma convergência vertical de fluxo de momentum aí. Daí, a diferença entre as contribuições coespectrais para  $\tau$  verificadas nos dois níveis. Para discutir fisicamente a questão, é importante levar em conta os termos que compõem o balanço de energia cinética turbulenta (ECT) na região em estudo e escalas em que cada um deles atua. Raupach et al. (1996) sugerem que a variação temporal da ECT é determinada por um termo de produção de cisalhamento,  $Ps$ , um termo de

produção de esteiras turbulentas,  $P_w$ , um termo de produção de flutuabilidade,  $P_b$ , um termo de transporte turbulento,  $T_t$ , um termo de transporte de pressão,  $T_p$  e um termo de dissipação,  $e$ . Como os próprios autores mencionam, nem todos estes termos puderam ser quantitativamente estudados, visto que são difíceis de medir. Todavia, eles atuam em escalas diferentes, e sua participação no balanço de energia cinética, varia com a altura. Por exemplo, o termo de produção está associado às maiores escalas do espectro turbulento, e o termo de dissipação, às menores. Ambos variam com a altura. Assim, o fato de ter sido encontrado um mínimo relativo no valor de  $\alpha$ , pode estar associado ao fato de nenhum desses termos atuar predominantemente naquele intervalo espectral.

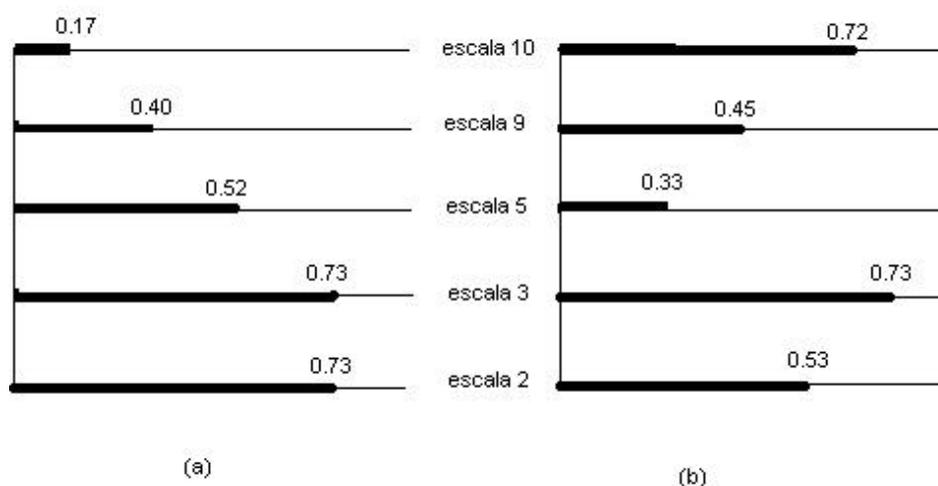


Fig. 5.2 - Diagrama de varal para as escalas do (a) fluxo de calor sensível e (b) fluxo de momentum, ambos para o período diurno.

No que se refere ao resultado para condições estáveis, nossa interpretação é a seguinte: no caso, a contribuição da forçante térmica atua no sentido de amortecer as flutuações turbulentas.

Assim, as oscilações detectadas, ou se devem à ação de forçantes mecânicas turbulentas ou a alguma manifestação de onda de gravidade (Fitzjarrald e Moore, 1990). Logo, a difusividade térmica turbulenta deve ser dirigida por forçantes mecânicas aí. Numa tal situação, não deve-se esperar uma grande diferença no comportamento das contribuições coespectrais para os fluxos de calor sensível e momentum, conforme observa-se na Figura 5.1.

## CAPÍTULO 6

### CONCLUSÕES E SUGESTÕES

Neste estudo usou-se a Transformada em Ondeletas em suas formas discreta e contínua, para detectar estruturas coerentes no escoamento turbulento acima do Pantanal Matogrossense, durante a estação seca.

Mostrou-se que a fração referente à contribuição das estruturas para os fluxos turbulentos é maior sob condições próximas à neutralidade e diminui com o aumento da instabilidade.

Através da aplicação da Ondelela do Chapéu Mexicano à análise dos sinais de temperatura e velocidade longitudinal do vento, medidos em duas alturas diferentes (aproximadamente 20 e 25 m), foi possível visualizar os padrões das oscilações turbulentas em diagramas de tempo escala. Estes mostraram diferenças qualitativas nas distribuições dos vórtices por escala, quando as condições de estabilidade atmosférica se modificaram.

As análises em quadrante, das distribuições conjuntas das flutuações turbulentas que contribuem para os fluxos, mostraram diferenças nítidas entre o comportamento das covariâncias de  $w'T'$  e  $w'u'$ . As primeiras, mostraram um padrão

clássico de ejeções e intrusões, os quais variaram quando passamos de condições atmosféricas estáveis para instáveis. Já as associadas ao fluxo de momentum, não demonstraram a separação nítida em quadrantes.

Os testes estatísticos efetuados para verificar até que ponto os fluxos medidos nas duas alturas, 20 e 25 m, podem ser considerados iguais, concluíram que em nenhuma situação estudada (salvo em algumas escalas pequenas) pode-se afirmar num nível de significância superior a 95%, que os fluxos são iguais. Todavia, os fluxos de calor sensível sob condições instáveis, foram os que apresentaram melhor resultado no teste estatístico da hipótese nula.

Em geral, verificou-se um comportamento diferente entre as flutuações térmicas e mecânicas, particularmente sob condições instáveis, o que parece refletir a natureza diferente das estruturas coerentes associadas a estes processos.

Como sugestões para aperfeiçoar tais resultados, propõem-se que em experimentos futuros, o período das campanhas experimentais aumente, proporcionando assim uma gama completa de condições de estabilidade. Propõem-se igualmente que a diferença de altura entre os instrumentos de medida de resposta rápida seja aumentada. Dados de umidade específica, que não foram medidos nesta campanha, seriam de grande utilidade em análises em tempo-escala. Eles propiciariam uma comparação muito útil com os dados da temperatura.

## REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- Amiro, B. D. Comparison of turbulence statistics within three boreal forest canopies, **Boundary-Layer Meteorology**, v.51, n. 1-2, p. 99-121, Apr. 1990.
- Andreas, E. L.; Treviño, G. Using wavelets to detect trends. **Journal of Atmospheric and Oceanic Technology**, v. 14, n. 3, Part 1: 554-564, Jun. 1997.
- Antonia, R. A.; Chambers, A. J.; Bradley, E. F.. Third-fourth-order mixed moments of turbulent velocity and temperature fluctuations in the atmospheric surface layer, **Boundary-Layer Meteorology**, v. 22, n.3, p. 421-430, Apr. 1982, a.
- Antonia, R. A.; Chambers, A. J.; Bradley, E. F. Relationships between structure functions and temperature ramps in the atmospheric surface layer. **Boundary-Layer Meteorology**, v. 23, n. 3, p. 395-403, July 1982, b.
- Arya, S. P. **Introduction to Micrometeorology**. San Diego, Academic-Press, 1988, 307 p.
- Bergström, H.; Hogström U. Turbulent exchange above a pine forest II. Organized structures. **Boundary-Layer Meteorology**, v. 49, n. 3, p. 231-263, Nov. 1989.

- Berri, G. J.; Inzunza, J. The effect of the low-level jet on the poleward water vapour transport in the central region of South America. **Atmospheric Environment**, v. 27A, n. 3, p. 335-341, Feb. 1993.
- Blyth, E. M.; Dolman, A. J. The roughness length for heat of sparse vegetation. **Journal of Applied Meteorology**, v. 34, n. 2, p. 583-585, Feb. 1995.
- Brutsaert, W. Stability correction functions for the mean wind speed and temperature in the unstable surface layer. **Boundary-Layer Meteorology**, v. 19, n. 5, p. 469-472, Mar. 1992.
- Burke, E. J.; Stewart, J. B. Test of a sensible heat flux-radiometric surface temperature relationship for HAPEX-SAHEL. **Boundary-Layer Meteorology**, v. 84, n. 2, p. 329-337, Aug. 1997.
- Businger, J. A.; Wyngaard, J. C.; Izumi, Y.; Bradley, E. Flux-profile relationships in the atmospheric surface layer. **Journal of the Atmospheric Sciences**, v. 28, n. 1, p. 181-189, Mar. 1971.
- Caramori, P.; Schuepp, P.; Desjardins, R.; MacPherson, I. Structural analysis of airborne flux estimates over a region. **Journal of Climate**, v. 7, n. 5, p. 627-640, May 1994.

Cellier, P.; Brunet, Y., Flux-gradient relationships above tall plant canopies. **Agricultural and Forest Meteorology**, v. 58, n. 1-2, p. 93-117, Mar. 1992.

Chen, W., Novak, M. D., Black, T. A.; Lee, X. Coherent eddies and temperature structure functions for three contrasting surfaces. Part I: Ramp model with finite microfront time. **Boundary-Layer Meteorology**, v. 84, n. 1, p. 99-123, July 1997.

Chimonas, G. Apparent counter-gradient heat fluxes generated by atmospheric waves. **Boundary-Layer Meteorology**, v. 31, n. 1, p. 1-12, Jan. 1985.

Clarke, R. H.; Brook, R. R. **The KOORIN expedition. Atmospheric boundary layer data over tropical savannah land**. Department of Science and the Environment Bureau of Meteorology, Canberra, 1979, 359 p.

Collineau, S.; Brunet, Y. Detection of turbulent coherent motions in a forest canopy Part I: Wavelet Analysis. **Boundary-Layer Meteorology**, v. 65, n. 4, p. 357-379, Sep. 1993, a.

Collineau, S.; Brunet, Y. Detection of 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. 1993, b.

Daubechies, I. **Ten lectures on wavelets**, Philadelphia, SIAM, 1992. p. 278-285.

Davies, A.; Marshak, A.; Wiscombe, W. and Cahalan, R. Multifractal characterizations of nonstationary and intermittency in geophysical fields: Observed, retrieved, or simulated. **Journal of Geophysical Research**, v. 99, n. D4, p. 8055-8072, Apr. 1994.

Duncan, M.R.; Schuepp, P.H. A Method to delineate extreme structures within airborne flux traces over the FIFE site. **Journal of Geophysical Research**, v. 97, n. D17, p. 18487-18498, Nov. 1992.

Durand, P.; Frangi, J.-P.; Druilhet, A. Energy budget for the sahel surface layer during the ECLATS Experiment. **Boundary-Layer Meteorology**, v. 42, n. 1-2, p. 27-42, 1988.

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 the IEEE**, v. 84, n. 4, p. 639-669, Apr. 1996.

Figuroa, S. N.; Satyamurty, P.; Silva Dias, P. L. Simulations of the summer circulation over the south

- american region with an Eta coordinate model. **Journal of the Atmospheric Sciences**, v. 52, n. 10, p. 1573-1584, May 1995.
- Fitzjarrald, D.R.; Moore, K. E. Mechanisms of nocturnal exchange between the rain forest and the atmosphere. **Journal of Geophysical Research**, v. 95, n. D10, p. 16839-16850, Sept. 1990.
- Gandu, A. W. and Geisler, J. E. A Primitive equations model study of the effect of topography on the summer circulation over tropical south America, **Journal of the Atmospheric Sciences**, v. 48, n. 16, p. 1822-1836, Aug. 1991.
- Gao, W.; Shaw, R. H.; Paw U, K. T. Observation of organized structure in turbulent flow within and above a forest canopy, **Boundary-Layer Meteorology**, v. 47, p. 349-377, 1989.
- 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
- Garcia, E. A. C.; Castro, L. H. R. Análise da frequência de chuva no Pantanal Mato-grossense. **Pesquisa Agropecuária Brasileira**, v. 21, n. 9, p. 909-925, set. 1986.
- Garratt, J. R. Transfer characteristics for a heterogeneous

- surface of large aerodynamic roughness. **Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society**, v. 104, p. 491-502, 1978, a.
- Garratt, J. R. Flux profile relations above tall vegetation. **Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society**, v. 104, p. 199-211, 1978, b.
- Garratt, 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. Surface influence upon vertical profiles in the nocturnal boundary layer. **Boundary-Layer Meteorology**, v. 26, n. 1, p. 69-80, May 1983.
- Garratt, J. R. **The atmospheric boundary layer**, Cambridge: University Press, 1992, 316 p.
- Gash, J. H. C.; Culf, A. D. Applying a linear detrend to eddy correlation data in real time. **Boundary-Layer Meteorology**, v. 79, n. 3, p. 301-306, May, 1996.
- Gasquet, C.; Witomski, P. **Analyse de fourier et applications**. Paris: Masson, 1990, 354 p.
- Gledzer, E.; Villiermaux, E.; Kahalerras, H.; Gagne, Y. On log-Poisson statistics of the energy dissipation field and

- related problems of developed turbulence. **Physics of Fluids**, v. 8, n. 12, Dec. 1996.
- Gluhovsky, A. and Agee, E. A definitive approach to turbulence statistical studies in planetary boundary layer, **Journal of the Atmospheric Sciences**, v. 51, n. 12, p. 1682-1690, Jun. 1994.
- Guedes, R. L. **Condições de grande escala associadas a sistemas convectivos de mesoescala sobre a região central da América do Sul**, 89 p. Dissertação (Mestrado em Meteorologia) - Universidade de São Paulo, 1985.
- Hagelberg, C. R.; Gamage, N. K. K. Applications of structure preserving wavelet decompositions to intermittent turbulence: A case study, In: **Wavelets in Geophysics**. E. Foufoula-Georgiou and P. Kumar Ed., San Diego: Academic Press, 1994, p. 45-80.
- Haan, C. T. **Statistical methods in hydrology**. Ames: The-Iowa-State-University-Press, 1977, 378 p.
- Hildebrand, P. H. Error in eddy correlation turbulence measurements from aircraft: Application to HAPEX-MOBILHY. In: **Land surface evaporation-measurement and parameterization**, Schmugge, T. J.; André, J.-C. Ed., New York: Springer-Verlag, 1991, p.231-243.
- 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.
- Howell, J. F.; Mahrt, L. Multiresolution flux decomposition. **Boundary-Layer Meteorology**, v. 83, n. 1, p. 117-137, Apr. 1997.
- Hunt, J. C. R.; Kaimal, J. C. and Gaynor, J. E. Eddy structure in the convective boundary layer - new measurements and new concepts. **Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society**, v. 114, n. 482, p. 827-858, part A, jul. 1988.
- Kader, B. A.; Yaglom, A. M. Mean fields and fluctuation moments in unstably stratified turbulent 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 p.
- Kaimal, J. C.; Wyngaard, J. C.; Izumi, Y. and Coté, O. R. Spectral characteristics of surface layer turbulence. **Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society**, v. 98, n. 417, p. 563-589, Jul. 1972.

- Kaimal, J. C.; Wyngaard, J. C. The Kansas and Minnesota Experiments. **Boundary-Layer Meteorology**, v. 50, n. 1-4, p. 31-47, 1990.
- Katul, G. G., Albertson, J. D., Chu, C. R., Parlange, M. Intermittency in atmospheric surface layer turbulence: The orthonormal Wavelet representation. In: **Wavelets in Geophysics**, E. Foufoula-Georgiou and Kumar Ed., San Diego: Academic Press, 1994, p. 81-105.
- Katul, G.; Kuhn, G.; Schieldge, J.; Cheng-I Hsieh. The ejection-sweep character of scalar fluxes in the unstable surface layer. **Boundary-layer Meteorology**, v. 83, n. 1, p. 1-26, Apr. 1997.
- Katul, G.; Cheng-I, H.; Kuhn, G; Ellsworth, D. Turbulent eddy motion at the forest-atmosphere interface. **Journal of Geophysical Research**, v. 102, n. D12, p. 13409-13421, Jun. 1997
- Katul, G. and Vidakovic, B. The Partitioning of attached and detached Eddy motion in the atmospheric surface layer using Lorenz wavelet filtering. **Boundary-Layer Meteorology**, v. 77, n. 2, p. 153-172, Jan. 1996.
- 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.

Kristensen, L., Jensen, N. O. Lateral coherence in isotropic turbulence and in the natural wind. **Boundary-Layer Meteorology**, v. 17, n. 3, p. 353-373, Nov. 1979.

Krusche, N. **Estudo de estruturas coerentes na camada limite superficial em Iperó - São Paulo**. 191 p. Tese (Doutorado em Meteorologia) - Universidade de São Paulo, 1997.

Lau, K.-M., Weng, H., Climate signal detection using Wavelet Transform: How to make a time series sing. **Bulletin of the American Meteorological Society**, v. 76, n. 12, p. 2391-2402, Dec. 1995.

Lenschow, D. H.; Mann, J.; Kristensen, L. How long is long enough when measuring fluxes and other turbulence statistics. **Journal of Atmospheric and Oceanic Technology**, v. 11, n. 3, p. 661-673, Jun. 1994.

Lilly, D. K. Mesoscale variability of the atmosphere, In: **Mesoscale meteorology - Theory, observations and models**. D. Lilly and T. Gal-Chen Ed., Hingham: Reidel, 1983, p. 13-24.

- Lloyd, C. R. The effect of heterogeneous terrain on micrometeorological flux measurements: a case study from HAPEX-SAHEL. **Agricultural and Forest Meteorology**, v. 73, n. 3-4, p. 209-216, Mar. 1995.
- 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 and Panofsky, H. A. **The structure of atmospheric turbulence**. New York: Wiley, 1964, 239 p.
- Magalhães, N. W. de. **Conheça o Pantanal**. São Paulo: Terragraph Artes e Informática, 1992.
- Mahrt, L. Intermittency of atmospheric turbulence. **Journal of the Atmospheric Sciences**, v. 46, n. 1, p. 79-95, Jan. 1989.
- Mahrt, L. Heat and moisture fluxes over the Pine forest in HAPEX, In: **Land surface evaporation - Measurement and parameterization**. T. J. Schmugge and J.-C. André Ed., New York: Springer-Verlag, 1991, p. 261-273.
- Mahrt, L.; Gibson, W. Flux decomposition into coherent structures. **Boundary-Layer Meteorology**, v. 60, n. 1-2, p. 143-168, Jul. 1992.

Mahrt, L.; Howell, J. F. The influence of coherent structures and microfronts on scaling laws using global and local transforms. **Journal of Fluid Mechanics**, v. 260, p. 247-270, Feb. 1994.

Mahrt, L. The bulk aerodynamic formulation over heterogeneous surfaces. **Boundary-Layer Meteorology**, v. 78, n. 1-2, p. 87-119, Oct. 1996.

Maitani, T. On the downward transport of turbulent kinetic energy in the surface layer over plant canopies. **Boundary-Layer Meteorology**, v. 14, n. 4, p. 571-584, Jun. 1978.

Maitani, T. A comparison of turbulent statistics in the surface layer over plant canopies with those over several other surfaces. **Boundary-Layer Meteorology**, v. 17, n. 2, p. 213-222, Sep. 1979.

Mak, M. Orthogonal wavelet analysis: Interannual variability in the sea surface temperature. **Bulletin of American Meteorological Society**, v. 76, n. 11, p. 2179-2186, Nov. 1995.

McBean, G. A. Instrument requirements for eddy correlation measurements. **Journal of Applied Meteorology**, v. 11, p. 1078-1084, Out. 1972

McMillen, R. T. An eddy correlation technique with extended

- applicability to non-simple terrain. **Boundary-Layer Meteorology**, v. 43, n. 3, p. 231-245, 1988.
- Meyer, Y. **Ondelettes - Ondelettes et opérateurs I**. Paris: Hermann, 1990, 215 p.
- Mölder, M. Parameterization of exchange processes over a Barley field. **Boundary-Layer Meteorology**, v. 84, n. 3, p. 341-361, Sep. 1997.
- Monin, A. S.; Yaglom, A. M. **Statistical fluid mechanics**. Cambridge: MIT Press, 1971. V.1. 769 p.
- Nogués-Paegle, 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.
- Panofsky, H. A.; Dutton, J. A. **Atmospheric turbulence. models and methods for engineering applications**. New York: Wiley, 1984, 397 p.
- 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.
- Qiu, J.; Paw U, K. T. and Shaw, R. H. Pseudo-Wavelet analysis of turbulence patterns in three vegetation

- layers. **Boundary-Layer Meteorology**, v. 72, n. 1-2, p. 177-204, Jan. 1995.
- 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., Anomalies in flux-gradient relationships over forests. **Boundary-Layer Meteorology**, v. 16, p. 467-486, 1979.
- Raupach, M. R.; Thom, A. S. Edwards, I. A wind-tunnel study of turbulent flow close to regularly arrayed rough surfaces. **Boundary-Layer Meteorology**, v. 18, n. 4, p. 373-397, Jun. 1980.
- Raupach, M. R.; Thom, A. S. Turbulence in and above plant canopies. **Annual Review of Fluid Mechanics**, v. 13, p. 97-129, 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, 1996.
- Rioul, O.; Vetterli, M. Wavelets and signal processing. **IEEE Signal Processing Magazine**, v. 8, n. 4, p. 14-37, Oct. 1991.

Robinson, S. K. Coherent motions in the turbulent boundary layer. **Annual Review of Fluid Mechanics**, v. 23, p. 601-639, 1991.

Sá, L. D. A. **Um estudo sobre a estrutura do vento acima da Savana Tropical**. São José dos Campos. 95 p. (INPE-2412-TDL/092). Dissertação (Mestrado em Meteorologia) - Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, 1981.

Sá, L. D. A. **Les flux turbulents dans la Couche Limite de Surface analysés à partir de mesures aeroportées: validation d'une methode dissipative-inertielle et etude de variabilité**. Toulouse. Tese (Doutorado em Meteorologia) - Université Paul Sabatier de Toulouse, 1992.

Schols, J.L.J. The detection and measurement of turbulent structures in the atmospheric surface layer. **Boundary-Layer Meteorology**, v. 29, n. 1, p. 39-58, May 1984.

Stull, R. B. **An introduction to boundary layer meteorology**. Netherlands: Kluwer Academic Publishers, 1988. 666 p.

Sorbjan, Z. **Structure of the Atmospheric Boundary Layer**. London: Prentice-Hall, 1989, 317 pp.

Tennekes, H. A comparative pathology of atmospheric turbulence in two and three dimensions. M. Ghill Ed., In:

**Turbulence and Predictability in Geophysical Fluid Dynamics and Climate Dynamics.** Amsterdam: North-Holland, 1985, p. 45-70.

Thom A. S.; Stewart, J. B.; Oliver, H. R.; Gash, J. H. C. Comparison of aerodynamic and energy budget estimates of fluxes over a pine forest. **Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society**, v. 101, n. 427, p. 93-105, Jan. 1975.

Treviño, G.; Andreas, E. L. On wavelet analysis of nonstationary turbulence. **Boundary-Layer Meteorology**, v. 81, n. 3-4, p. 271-288, Dec. 1996.

Turner, B. J.; Leclerc, M. Y. Conditional sampling of coherent structures in atmospheric turbulence using the wavelet transform. **Journal of Atmospheric and Oceanic Technology**, v. 11, n. 1, Part 2, p. 205-209, Feb. 1994.

Turner, B.J.; Leclerc, M.Y.; Gauthier, M.; Moore, K.E.; Fitzjarrald, D.R. Identification of turbulence structures above a forest canopy using a wavelet transform. **Journal of Geophysical Research**, v. 99, p. 1919-1926, Jan. 1994.

Van der Hoven, I. Power spectrum of horizontal wind speed in the frequency range from 0.0007 to 900 cycles per hour. **Journal of Meteorology**, v. 14, p. 160-164, 1957.

Vickers, D.; Mahrt, L. Quality control and flux sampling

- problems for tower and aircraft data. **Journal of Atmospheric and Oceanic Technology**, v. 14, p. 512-526, Nov. 1996.
- Vila da Silva, J. S.; Abdon, M. M. Delimitação do Pantanal brasileiro e suas sub-regioes. **Pesquisa Agropecuária Brasileira**, aceito, 1998.
- Vinnichenko, N. K. The kinetic energy spectrum in the free atmosphere. 1 second to 5 years. **Tellus**, v. 22, n. 2, p. 158-166, 1970.
- Viswanadham, Y.; Sá, L. D. A.; Silva Filho, V. P.; Manzi, A. O. Ratios of eddy transfer coefficients over the Amazon forest. In: **Forest hydrology and watershed management**. R. M. Swanson, P. Y. Bernier and J. P. D. Woodard Eds., IAHS Press, Oxfordshire Oxio, 8BB:, Wallinford, U.K., 1987, 365-373 p.
- Wadsworth, H.M. **Handbook of statistical methods for engineers and scientists**. McGraw-Hill, 1989, 4.19 p.
- Weng, H.; Lau, K.-M. Wavelets, period doubling, and time-frequency localization with application to organization of convection over the tropical western pacific. **Journal of Atmospheric Sciences**, v. 51, n. 17, p. 2523-2541, Sep. 1994.

- Wieringa, J. Representative roughness parameters for homogeneous terrain. **Boundary Layer Meteorology**, v. 63, n. 4, p. 323-363, Mar. 1993.
- 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.; Izumi, Y.; Collins Jr., S. A. Behavior of the refractive-index-structure parameter near the ground. **Journal of the Optical Society of America**, v. 61, n. 12, p. 1646-1650, Dec. 1971.
- Wyngaard, J. C.; Coté, O. R. Cospectral similarity in the atmospheric surface layer. **Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society**, v. 98, n. 417, p. 590-603, Jul. 1972.
- Wyngaard, J. C. Lectures on the planetary boundary layer, In: **Mesoscale meteorology- Theory, observations and models**. D. Lilly and T. Gal-Chen Ed., Hingham: Reidel, 1983, p. 603-650.
- Wyngaard, J. C. On the maintenance and measurement of scalar fluxes, In: **Land surface evaporation - measurement and parameterization**. T. J. Schumugge and J. C. André Ed., New York: Springer-Verlag, 1991.