

**Diana Maria Cancelli**

**Análise experimental e numérica das causas de  
dissimilaridade entre escalares na camada limite  
atmosférica**

Curitiba, Brasil

Novembro, 2013

**Diana Maria Cancelli**

**Análise experimental e numérica das causas de  
dissimilaridade entre escalares na camada limite atmosférica**

Tese apresentada como requisito parcial à obtenção do grau de Doutor Programa de Pós-Graduação em Métodos Numéricos em Engenharia da Universidade Federal do Paraná. Área de concentração: Dinâmica dos Fluidos Computacional.

Universidade Federal do Paraná – UFPR  
Setores de Tecnologia e Ciências Exatas  
Programa de Pós-Graduação em Métodos Numéricos em Engenharia

Orientador: Nelson Luís Dias

Curitiba, Brasil  
Novembro, 2013

---

C215a Cancelli, Diana Maria  
Análise experimental e numérica das causas de dissimilaridade entre  
escalares na camada limite atmosférica / Diana Maria Cancelli. – Curitiba,  
2013.  
162f. : il. color. ; 30 cm.

Tese(doutorado) - Universidade Federal do Paraná, Setor de Ciências  
Exatas, Programa de Pós-graduação em Métodos Numéricos em  
Engenharia, 2013.

Orientador: Nelson Luís da Costa Dias.  
Bibliografia: p. 153-162.

1. Camada limite. 2. Turbulência. 3. Similaridade (Física). I. Universidade  
Federal do Paraná. II. Dias, Nelson Luís da Costa. III. Título.

CDD: 532.0527

---

## TERMO DE APROVAÇÃO


DIANA MARIA CANCELLI

### ANÁLISE EXPERIMENTAL E NUMÉRICA DAS CAUSAS DE DISSIMILARIDADE ENTRE ESCALARES NA CAMADA LIMITE ATMOSFÉRICA

Tese aprovada como requisito parcial para obtenção do grau de doutor no Programa de Pós-Graduação em Métodos Numéricos em Engenharia da Universidade Federal do Paraná, pela seguinte banca examinadora:



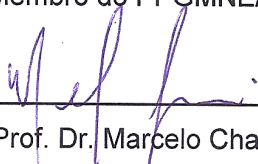
Prof. Dr. Nelson Luís da Costa Dias  
Orientador – Membro do PPGMNE/UFPR



Prof.<sup>a</sup> Dr.<sup>a</sup> Ailin Ruiz de Zárate Fabregas  
Membro do Dep. de Matemática da UFPR



Prof.<sup>a</sup> Dr.<sup>a</sup> Cynara de Lourdes da Nóbrega Cunha  
Membro do PPGMNE/UFPR



Prof. Dr. Marcelo Chamecki  
Membro da Penn State University: Department of Meteorology



Prof. Dr. Paulo Justiniano Ribeiro Junior  
Membro do Dep. de Estatística da UFPR e do PPGMNE/UFPR

Curitiba, 01 de novembro 2013.

# Agradecimentos

Gostaria de agradecer inicialmente ao meu orientador, Prof. Nelson Luis Dias, por ter guiado meu trabalho científico desde a época de minha graduação, e por ter acreditado que eu teria capacidade para desenvolver este trabalho.

Cabe um agradecimento especial ao Prof. Marcelo Chamecki, da Pennsylvania State University (PSU), por ter aceitado me orientar durante o período de meu doutorado-sanduíche, pela paciência em sanar minhas milhares de dúvidas, e também por ter se disponibilizado a fazer parte de minha banca de defesa.

Agradeço aos professores Ailín Ruiz de Zárate Fabregas, Paulo Justiniano Ribeiro Jr., e Cynara de Lourdes da Nóbrega Cunha por terem se disponibilizado a participar de minha banca de defesa.

Agradeço ao PPGMNE, e à UFPR por terem me dado a oportunidade de fazer esta pós-graduação, por disponibilizar professores, infraestrutura, e espaço físico para o desenvolvimento deste trabalho. Também agradeço ao PPGMNE, pelo apoio financeiro através da bolsa de doutorado CAPES.

Agradeço ao CNPq, que através do programa Ciência sem Fronteiras, concedeu bolsa para realização de meu doutorado-sanduíche junto à PSU.

Agradeço ao Lemma/UFPR pela disponibilização de espaço físico, de recursos computacionais, e pelos dados experimentais utilizados no desenvolvimento desse trabalho.

Agradeço ao Departamento de Meteorologia da PSU, que disponibilizou espaço físico, e recursos computacionais no período de desenvolvimento de meu doutorado-sanduíche.

Agradeço a todos os colegas do PPGMNE, do Lemma, do Departamento de Meteorologia da PSU, a todos aqueles que conheci durante o ano que passei em State College, e aos amigos mais próximos, que durante todo o período de doutorado me apoiaram e acompanharam.

Finalmente agradeço aos meus pais, meu irmão, e aos que passaram a ser parte da família durante esse período, e de certa forma fizeram com que a vida se tornasse mais leve.



...

*Welcome to wherever you are  
This is your life; you made it this far  
Welcome, you got to believe  
That right here, right now  
You're exactly where you're supposed to be  
Welcome to wherever you are*

...



*Welcome to wherever you are* — Bon Jovi

# Resumo

Estudos relacionados com a camada limite atmosférica (CLA) são de fundamental importância para as mais diversas análises relacionadas ao meio ambiente, como por exemplo, em dispersão atmosférica, meteorologia, e hidrologia. Nesses casos é comum supor que as flutuações turbulentas de dois escalares quaisquer possuem comportamento similar. Essa suposição, conhecida como hipótese de similaridade, é uma consequência da Teoria de Similaridade de Monin-Obukhov, a qual é válida para a camada limite superficial. Sob esta hipótese, todas as funções de similaridade relacionadas aos escalares em questão devem ser iguais. No entanto, resultados experimentais mostram que isso nem sempre ocorre sob condições instáveis, e é difícil identificar as causas da dissimilaridade uma vez que não há um controle sobre o que acontece na atmosfera. Nesse sentido, o objetivo deste trabalho foi analisar causas de dissimilaridade através de dados experimentais (que permitem estudar a similaridade entre escalares na região da camada limite superficial) medidos sobre o Lago de Furnas (Brasil), e de resultados de simulações de grandes vórtices (que permitem analisar toda a camada limite atmosférica). A partir dos dados experimentais obteve-se uma relação entre a similaridade de temperatura e umidade específica e a intensidade dos forçantes superficiais. O equilíbrio clássico entre produção por gradiente e taxa de dissipação molecular da variância dos escalares, e de sua covariância, foi confirmado. Observou-se que esse equilíbrio é uma condição necessária para que haja similaridade entre os escalares, e ele pode ser violado quando os termos de transporte são grandes, e possivelmente quando há não-estacionariedade. Um conjunto de números adimensionais — números de fluxo de escalar — capaz de diagnosticar o equilíbrio (ou não) entre a taxa de dissipação e o gradiente de produção foi proposto. O fato de que diferentes funções de similaridade não são igualmente capazes de identificar similaridade também é demonstrado, e um novo indicador de similaridade é proposto. Também verificou-se que a dissimilaridade nas baixas frequências tem um impacto maior sobre a similaridade entre os escalares do que sobre a similaridade entre seus fluxos. Simulações de grandes vórtices representativas de entranhamento de fluxos no topo da camada limite atmosférica, e de superfície heterogênea foram analisadas. Os resultados das simulações mostram claramente que fluxos de entranhamento com sinais opostos reduzem a correlação entre os escalares dentro de toda a camada limite atmosférica: na parte mais alta da camada de mistura essa redução é causada por alterações tanto nas variâncias quanto na covariância, e está distribuída em todas as escalas resolvidas; na região mais próxima à superfície, há um aumento na variância do escalar somente nas grandes escalas. O equilíbrio entre taxa de dissipação e gradiente de produção também foi analisado e confirmado. A partir das simulações numéricas para superfície heterogênea constatou-se que quanto maior a heterogeneidade menor é a correlação entre os escalares na região da camada limite superficial. Acima dela os escalares ficam próximos da similaridade perfeita, o que indica que em situações reais outras causas de dissimilaridade devem ser consideradas.

**Palavras-chave:** Teoria de Similaridade de Monin-Obukhov, similaridade entre escalares, análise de dados experimentais, simulação de grandes vórtices.

# Abstract

Studies related to the atmospheric boundary layer (ABL) have a fundamental importance in many analysis related to environmental issues, for example atmospheric dispersion, meteorology, and hydrology. In general, in these cases, it is assumed that the turbulent fluctuations of two scalars have a similar behavior. This is a consequence of the Monin-Obukhov Similarity theory which is valid for the atmospheric surface layer. Under this hypothesis, all the similarity functions related to the scalars are equal. However, experimental results have shown that scalar similarity does not always hold under unstable conditions, and that it is difficult to establish physical processes causing dissimilarity once we have no control over what happens in the atmosphere. In this sense, the goal of this work was to analyse causes of dissimilarity using experimental data measured over Furnas Lake (Brazil) and results of large-eddy simulations are analyzed. Experimental data allow the study of similarity between scalars in the surface layer, while large-eddy simulation results allow the study of similarity over the entire atmospheric boundary layer. From the experimental data, a relation between temperature–water vapor similarity and the strength of the surface forcing was found. The classical balance between gradient production and molecular dissipation of scalar variance and covariance was confirmed as a key to scalar similarity; this balance can be disrupted by the large transport terms, and possibly by nonstationarity. A set of dimensionless scalar flux numbers was proposed; they are capable of diagnosing the balance (or imbalance) between gradient production and molecular dissipation. The fact that different similarity functions are not equally capable of identifying scalar similarity was also demonstrated, and a new similarity indicator was proposed. Furthermore, it was also verified that low-frequency dissimilarity has a larger impact over scalar similarity than over scalar flux similarity. Large-eddy simulations representing the entrainment flux at the top of the atmospheric boundary layer, and heterogeneous surfaces were analyzed. Simulation results shown that entrainment fluxes of opposite signs cause decorrelation between the scalars within the entire atmospheric boundary layer: in the upper mixed layer, the reduction is caused by changes in both variances and covariance, and is distributed over the entire range of scales resolved in the simulation; in the region closer to the surface, there is an increasing in the scalar variance only in the large scales. The classical balance between gradient production and molecular dissipation was also analysed and confirmed. From the numerical simulations representing heterogeneous surface, it was found that, in the surface layer, the greater the heterogeneity the lower the correlation between the scalars; above the surface layer the scalars are close to being perfectly similar, which indicates that in real situations other dissimilarity causes should be considered.

**Key-words:** Monin-Obukhov Similarity theory, similarity between scalars, experimental data analysis, large eddy simulations.



# Lista de ilustrações

Figura 1 – Razões de Bowen para medições de longo período — Lago de Furnas. . . .	20
Figura 2 – Representação genérica da atmosfera, localização das partes da camada limite atmosférica, e ordem de grandeza de cada uma das camadas. . . . .	23
Figura 3 – Evolução típica da camada limite atmosférica num período de 24 horas. Adaptada de Kaimal e Finnigan (1994). . . . .	24
Figura 4 – Forma típica dos perfis de temperatura $\bar{\theta}$ , fluxo de calor $\overline{w'\theta'}$ , um escalar qualquer $\bar{c}$ , e de seu fluxo $\overline{w'c'}$ . Adaptada de Wyngaard (2010, p. 242). . . .	27
Figura 5 – Regiões características de um espectro genérico $E(k)$ . . . . .	34
Figura 6 – Localização do Lago de Furnas. (Fonte: Dias et al. (2004)). . . . .	51
Figura 7 – Vistas a partir da torre da Estação Guapé — junho de 2003 (Fonte: Cancelli (2006)). . . . .	52
Figura 8 – Configuração dos equipamentos durante o EXFU-3. . . . .	53
Figura 9 – Rotação de coordenadas para alinhar o vetor velocidade média do vento. Fonte: (DIAS et al., 2003). . . . .	54
Figura 10 – Exemplo de ogivas para os pares $u-w$ , $w-q_a$ e $w-\theta_a$ . . . . .	58
Figura 11 – Classes de $r_{\theta q}$ (a) e $ste_{\theta q}$ (b) como função de $Sf_{\theta} \times Sf_q$ . . . . .	69
Figura 12 – $r_{\theta q}$ (a) e $ste_{\theta q}$ (b) em função de $Sf_{\theta q}$ . . . . .	69
Figura 13 – Espectros normalizados de temperatura $\theta_a$ e umidade $q_a$ para os casos ASE (a) e BSE (b). . . . .	71
Figura 14 – Coespectros normalizados entre a velocidade vertical $w$ , e os escalares $\theta_a$ e $q_a$ para os casos ASE (a) e BSE (b). . . . .	72
Figura 15 – Espectros de temperatura para verificação da “corcova”; casos ASE (a) e BSE (b). . . . .	72
Figura 16 – Funções de quadratura velocidade vertical $w$ , e os escalares $\theta_a$ e $q_a$ para os casos ASE (a) e BSE (b). . . . .	73
Figura 17 – Funções de fase entre $\theta_a$ e $q_a$ para os casos ASE (a) e BSE (b). . . . .	74
Figura 18 – Funções de coerência (a) e correlação espectral (b) entre $\theta_a$ e $q_a$ para os casos ASE e BSE. . . . .	74
Figura 19 – Indicadores de similaridade espectral para os casos ASE (a) e BSE (b). . . .	75
Figura 20 – Exemplo de ajuste das funções (4.23) e (4.24) para obtenção dos picos dos coespectros $nCo_{\theta q}$ (a), $nCo_{w\theta}$ (b) e $nCo_{wq}$ (c). . . . .	76

Figura 21	– Picos adimensionais de frequência: (a) $f_{0w\theta} \times f_{0\theta q}$ e (b) $f_{0wq} \times f_{0\theta q}$ . . . . .	77
Figura 22	– Comportamento dos coespectros de $w - \theta$ (a) e $w - q$ (b) na região inercial mostrando que eles seguem a TSMO. . . . .	78
Figura 23	– Exemplo de funções de coerência (a) e correlação espectral (b) entre $\theta_a$ e um escalar $a$ para o caso 20040718–01:00. . . . .	79
Figura 24	– Espectros no domínio do número de onda para os casos ASE (a) e BSE (b). . . . .	80
Figura 25	– Exemplos de espectros compensados, com respectivas faixas de frequência utilizadas na obtenção de $\epsilon_e$ (a), e de $\epsilon_{\theta\theta}$ e $\epsilon_{qq}$ (b). . . . .	82
Figura 26	– Verificação do balanço entre gradiente de produção (linha sólida, equação (4.39)) e dissipação molecular (pontos) de temperatura (a) e de umidade (b).. . . . .	83
Figura 27	– Desequilíbrio entre gradiente de produção e dissipação molecular como função dos números de fluxo de escalar $Sf_\theta$ (a) e $Sf_q$ (b). . . . .	84
Figura 28	– Representação genérica do domínio do modelo. . . . .	94
Figura 29	– Representação dos pontos mais próximos da superfície (a) e do topo do domínio (b) do modelo com variáveis calculadas em cada um deles. Adaptada de Albertson (1996). . . . .	95
Figura 30	– Perfis iniciais das três componentes do campo de velocidades (a) e (b), e perfis iniciais de temperatura (c) e umidade específica (d) utilizados nas simulações do Grupo 1. . . . .	105
Figura 31	– Perfis médios espaciais dos fluxos dimensionais. . . . .	111
Figura 32	– Perfis médios adimensionais dos gradientes verticais das componentes de velocidade $u$ (a) e $v$ (b), temperatura $\theta$ (c) e umidade específica $q$ (d). . . . .	112
Figura 33	– Comparação entre as médias espaciais e temporais das variâncias de $\tilde{\theta}$ (a) e de $\tilde{q}$ (b), covariância entre $\tilde{\theta}$ e $\tilde{q}$ (c), e coeficiente de correlação escalar $r_{\theta q}$ (d) para a simulação II. . . . .	113
Figura 34	– Perfis iniciais (indicados pelo sub-índice ‘0’) e médios finais de temperatura (a) e umidade específica (b) para todas as simulações. . . . .	114
Figura 35	– Médias temporais das variâncias de $\tilde{\theta}$ (a) e de $\tilde{q}$ (b), covariância entre $\tilde{\theta}$ e $\tilde{q}$ (c), e coeficiente de correlação escalar $r_{\theta q}$ (d) para todas as simulações do Grupo 1. . . . .	115
Figura 36	– Razões entre as variâncias de $\theta$ e $q$ , e suas covariâncias (caso II dividido pelo caso I, e caso III dividido pelo caso I). . . . .	116
Figura 37	– Comparação entre os coeficientes de correlação resultantes das simulações (linhas cinzas), com as previsões da teoria de difusão <i>top-down</i> e <i>bottom-up</i> — (T) representa a previsão teórica obtida para cada simulação. . . . .	117

Figura 38	–Termos de produção e transporte de variância de temperatura e umidade específica (equação 5.69) para os casos I — figuras (a) e (c) — e II — figuras (b) e (d). . . . .	119
Figura 39	–Coeficientes de correlação entre a componente vertical de velocidade $w$ e a temperatura $\theta$ (a) e umidade específica (b), coeficiente de eficiência de transferência entre os fluxos $r_{\theta q}$ (c), e o coeficiente simétrico de transferência (d). . . . .	120
Figura 40	–Espectros das componentes $u$ (a) e $w$ (b) de velocidade para os casos I e II.	121
Figura 41	–Espectros de $\theta$ (a) e de $q$ (b), coespectro entre $\theta$ e $q$ (c), e função de correlação espectral $R_{\theta q}$ (d). . . . .	122
Figura 42	–Coespectros (multiplicados pela frequência $n$ ) para diversas alturas da camada convectiva. . . . .	123
Figura 43	–Coespectros dos fluxos $w\theta$ (a), $wq$ (b), funções de correlação espectral $R_{w\theta}$ (c) e $R_{wq}$ (d), $RTE_{\theta q}$ (e) e $STE_{\theta q}$ (f). . . . .	125
Figura 44	–Análise dos efeitos de entranhamento sobre a camada limite superficial (casos IIa, IIb e IIc) — desvios-padrão para temperatura e umidade específica (a), coeficiente de correlação (b), eficiência simétrica de transferência (c), e coeficiente de correlação relacionado com $z/z_i$ (d). . . . .	127
Figura 45	–Coeficientes de correlação espectral em diversas alturas dentro da CLS para as simulações IIa (a) e IIc (b). . . . .	128
Figura 46	–Perfis iniciais de temperatura (a) e umidade específica (b) para os casos S e NS (S: umidade aumenta com $z$ ; NS: umidade diminui com $z$ ). . . . .	131
Figura 47	–Perfis $(x, z)$ para $\overline{\theta'\theta'}$ — simulações HET1, HET2 e HET4. A escala de cores difere para a simulação HET2. . . . .	135
Figura 48	–Perfis $(x, z)$ para $\overline{q'q'}$ — simulações HET1, HET2 e HET4. A escala de cores difere para a simulação HET2. . . . .	136
Figura 49	–Perfis $(x, z)$ para $\overline{\theta'q'}$ — simulações HET1, HET2 e HET4. A escala de cores difere para a simulação HET2. . . . .	137
Figura 50	–Perfis $(x, z)$ para $\overline{r_{\theta q}}$ — simulações HET1, HET2 e HET4. . . . .	138
Figura 51	–Perfis $(x, z)$ para $\overline{\tilde{w}'\theta'}$ — simulações HET1, HET2 e HET4. . . . .	139
Figura 52	–Perfis $(x, z)$ para $\overline{\tilde{w}'q'}$ — simulações HET1, HET2 e HET4. . . . .	140
Figura 53	–Perfis $(x, z)$ para $\overline{ste_{\theta q}}$ — simulações HET1, HET2 e HET4. . . . .	141
Figura 54	–Diferença $\frac{d\langle\tilde{\theta}\rangle_{t,y}}{dz} - \frac{d\langle\tilde{\theta}\rangle_{t,x,y}}{dz}$ para as simulações HET1, HET2 e HET4. As linhas representam a camada limite interna. A escala de cores difere para a simulação HET2. . . . .	142

Figura 55	–Diferença $\frac{d\langle\tilde{q}\rangle_{t,y}}{dz} - \frac{d\langle\tilde{q}\rangle_{t,x,y}}{dz}$ para as simulações HET1, HET2 e HET4. As linhas representam a camada limite interna. A escala de cores difere para a simulação HET2. . . . .	143
Figura 56	–Estimativa da altura de mistura para (a) $\tilde{\theta}$ , (b) $\tilde{q}$ , (c) $\overline{\theta'\theta'}$ , (d) $\overline{q'q'}$ , (e) $\overline{\theta'q'}$ , e (f) $r_{\theta q}$ para as simulação HET1, HET2 e HET4. . . . .	145
Figura 57	–Perfis médios horizontais de $r_{\theta q}$ para (a) $z = 24$ , (b) $z = 56$ m e (c) $z = 120$ m de altura — simulações HET1, HET2 e HET4. . . . .	146
Figura 58	–Perfis médios horizontais de $ste_{\theta q}$ para (a) $z = 24$ , (b) $z = 56$ m e (c) $z = 120$ m de altura — simulações HET1, HET2 e HET4. . . . .	146
Figura 59	–Perfis longitudinais dos fluxos superficiais iniciais (linha cinza) e médias da última 1,5 h das simulações HET1 (a,b), HET2 (c,d) e HET3 (e,f). . . .	147
Figura 60	–Perfis médios verticais iniciais e média da última 1,5 h de $\theta$ e $q$ para os casos S e NS. . . . .	148
Figura 61	–Perfis médios verticais de (a) $r_{\theta q}$ e (b) respectivo zoom para todas as seis simulações. . . . .	148
Figura 62	–Perfil $(x, z)$ para $r_{\theta q}$ (simulação HET4) — situação hipotética de utilização de resultados de simulação de grandes vórtices para configuração de experimentos de campo. . . . .	151

# Lista de tabelas

Tabela 1 – Instrumentos e variáveis medidas durante o EXFU-3. . . . .	52
Tabela 2 – Médias da temperatura $\theta_a$ , umidade específica $q_a$ , velocidade do vento $u$ , e direção do vento $\alpha_x$ para cada bloco analisado. . . . .	59
Tabela 3 – Escalas turbulentas $u_*$ , $\theta_*$ e $q_*$ , variável de estabilidade de Monin-Obukhov $\zeta$ e fluxos de calor sensível $H$ e latente $LE$ para cada um dos blocos de dados analisados. . . . .	62
Tabela 4 – Coeficientes de correlação, $r_{\theta q}$ , $ste_{\theta q}$ e números de fluxo escalar SF's para cada um dos blocos analisados. . . . .	64
Tabela 5 – Número de blocos em diferentes intervalos de $ r_{\theta q} $ , $ r_{te_{\theta q}} $ e $ ste_{\theta q} $ . . . . .	66
Tabela 6 – Características dos blocos ASE (alta similaridade entre os escalares) e BSE (baixa similaridade entre os escalares) escolhidos para a análise de similaridade. . . . .	70
Tabela 7 – Tamanho do domínio, número de pontos da grade e resolução espacial para todas as simulações. . . . .	100
Tabela 8 – Escalas de adimensionalização. . . . .	102
Tabela 9 – Parâmetros utilizados para gerar os perfis iniciais de $u$ , $v$ , $w$ , $\theta$ e $q$ . . . . .	104
Tabela 10 – Condições de contorno na superfície — fluxos cinemáticos de temperatura $(\overline{w'\theta'_0})$ e umidade específica $(\overline{w'q'_0})$ . . . . .	104
Tabela 11 – Escalas da turbulência (parâmetros para adimensionalização) para a camada superficial e para a camada convectiva. . . . .	109
Tabela 12 – Razões entre os fluxos cinemáticos no topo da CLA e na superfície para temperatura ( $R_\theta$ ), e para umidade específica ( $R_q$ ). . . . .	115
Tabela 13 – Parâmetros utilizados para gerar os perfis iniciais de $u$ , $v$ , $w$ , $\theta$ e $q$ para as simulações com superfície heterogênea. . . . .	130
Tabela 14 – Simulações com superfície heterogênea. . . . .	131
Tabela 15 – Escalas turbulentas médias para todo o domínio das simulações com superfície heterogênea. . . . .	134
Tabela 16 – Escalas turbulentas médias para a faixa tipo 1. . . . .	134
Tabela 17 – Escalas turbulentas médias para a faixa tipo 2. . . . .	134

# Sumário

<b>1</b>	<b>Introdução</b>	<b>16</b>
1.1	Motivação	19
1.2	Objetivos	20
<b>2</b>	<b>Conceitos fundamentais</b>	<b>22</b>
2.1	A camada limite atmosférica	22
2.1.1	Camada limite superficial e Teoria de Similaridade de Monin-Obukhov	23
2.1.2	Camada limite convectiva	26
2.2	Método de covariâncias turbulentas	27
2.3	Balanço de energia e Razão de Bowen	29
2.4	Equações de conservação para as covariâncias	30
2.5	Análise espectral de dados de turbulência	32
<b>3</b>	<b>A questão da similaridade entre escalares</b>	<b>36</b>
3.1	Indicadores de similaridade entre escalares	40
3.1.1	Coefficiente simétrico de transferência	41
3.2	Número de fluxo de escalar	42
3.3	Teoria de difusão <i>top-down</i> e <i>bottom-up</i>	43
3.4	Abordagens para verificação da similaridade entre escalares	44
3.4.1	Equações de Reynolds de segunda ordem e análise de dados micrometeorológicos	44
3.4.2	Análise dimensional	47
3.4.3	Simulação de turbulência	48
<b>4</b>	<b>Análise de dados experimentais</b>	<b>50</b>
4.1	Experimento de campo	50
4.2	Processamento dos dados	53
4.2.1	Rotação de coordenadas	54
4.2.2	Flutuações e médias temporais	55
4.2.3	Obtenção das quantidades espectrais	55
4.2.4	Obtenção dos fluxos superficiais e escalas turbulentas	58
4.3	Resultados e análise	59
4.3.1	Estatísticas temporais, fluxos superficiais e escalas turbulentas	59

4.3.2	Número de fluxo de escalar . . . . .	67
4.3.3	Análise espectral . . . . .	70
4.3.3.1	Separação espacial de sensores, tempo de resposta e <i>path averaging</i> . . . . .	78
4.3.4	Taxas de dissipação e gradiente de produção . . . . .	79
4.4	Conclusões . . . . .	83
<b>5</b>	<b>Simulações de grandes vórtices — LES . . . . .</b>	<b>86</b>
5.1	Descrição do modelo . . . . .	86
5.1.1	Campo de velocidades . . . . .	87
5.1.1.1	Modelo de SGS para o campo de velocidades . . . . .	89
5.1.2	Campos de escalares . . . . .	90
5.1.2.1	Modelo de SGS para os escalares . . . . .	91
5.1.3	Condições de contorno do modelo . . . . .	92
5.1.4	Solução numérica . . . . .	93
5.1.4.1	Domínio computacional . . . . .	94
5.1.4.2	Derivadas espaciais . . . . .	95
5.1.4.3	Derivadas temporais . . . . .	97
5.1.5	Código-fonte, modificações, e algoritmo de solução . . . . .	97
5.2	Configurações comuns a todas as simulações . . . . .	99
5.2.1	Tamanho do domínio, resolução espacial e temporal . . . . .	100
5.2.2	Saídas do modelo . . . . .	101
5.2.3	Escala para adimensionalização . . . . .	102
5.3	Grupo 1 — Efeitos do entranhamento e similaridade na camada superficial . . . . .	102
5.3.1	Condições iniciais e de contorno . . . . .	103
5.3.2	Processamento dos dados . . . . .	106
5.3.3	Resultados e análise . . . . .	109
5.3.3.1	Perfis médios e efeitos do entranhamento na camada limite convectiva . . . . .	109
5.3.3.2	Análise espectral . . . . .	118
5.3.4	Efeitos sobre a camada superficial . . . . .	124
5.3.5	Conclusões . . . . .	128
5.4	Grupo 2 — Efeitos da heterogeneidade superficial sobre a similaridade . . . . .	129
5.4.1	Condições iniciais e de contorno . . . . .	130
5.4.2	Saídas do modelo e processamento dos dados . . . . .	132
5.4.3	Resultados e análise . . . . .	133

5.4.4	Conclusões e considerações finais . . . . .	146
<b>6</b>	<b>Considerações finais . . . . .</b>	<b>150</b>
	<b>Referências . . . . .</b>	<b>153</b>



# 1 Introdução

O entendimento da estrutura e do comportamento da camada-limite atmosférica (CLA) tem papel fundamental em estudos relacionados com poluição do ar, dispersão de poluentes, mudanças climáticas, meteorologia e hidrologia.

Segundo Garratt (1994), grandes avanços na capacidade de interpretar observações e entender o papel do empuxo nas mudanças do perfil de velocidade do vento e nas relações fluxo-gradiente ocorreram desde 1940. Por exemplo, Kolmogorov (1991,1941) fez importantes contribuições para o entendimento da estrutura e do processo de transferência de energia para pequenas escalas turbulentas. Teorias de similaridade foram desenvolvidas de maneira tal que representassem as características da CLA, ou de parte dela, através das definições das escalas de comprimento, velocidade e temperatura. Dentre essas teorias estão a de Kazanski e Monin (1960), válida para toda a CLA, e a de Monin e Obukhov (1954), válida para a camada limite superficial (CLS); esta última é conhecida por Teoria de Similaridade de Monin-Obukhov (TSMO) e é item fundamental deste estudo.

Medições pioneiras de fluxos superficiais turbulentos de calor e de quantidade de movimento, juntamente com perfis de temperatura, e velocidade do vento médios foram realizadas no experimento de Kansas no final da década de 1960. Deste experimento resultaram muitos trabalhos dentre os quais estão Businger et al. (1971), Wyngaard et al. (1971), Wyngaard e Coté (1971), e Wyngaard e Coté (1972); estes trabalhos permitiram confirmar, e compreender melhor muito do que já vinha sendo estudado e conjecturado em relação ao comportamento da CLA, e principalmente em relação à CLS.

Desde o final dos anos 60 grandes avanços no conhecimento da estrutura da camada limite têm ocorrido por meio da utilização de simulação numérica e utilização de modelos de fechamento como tentativa de representar melhor os efeitos da turbulência (GARRATT, 1994). Paralelamente aos avanços numéricos, resultados de experimentos de campo relacionados a diversos problemas foram publicados; por exemplo, Nieuwstadt (1984) estudou a estrutura da camada limite noturna, Brutsaert (1992) apresentou funções de correção de estabilidade para velocidade do vento e temperatura, e um extenso estudo sobre a estratificação da CLA foi apresentado por Mahrt (1999) .

As aplicações da TSMO à CLS passam pelas estimativas de perfis de vento e temperatura, estimativa de fluxos superficiais, e determinação da estabilidade atmosférica. As estimativas de perfis de vento e temperatura, assim como da estabilidade atmosférica estão diretamente relacionadas com estudos de dispersão de poluentes. Em meteorologia, as

estimativas de fluxos superficiais são utilizadas como condição de contorno em modelos de previsão de tempo. Estimativas de fluxos superficiais (quantidade de movimento, calor e massa), passando pelo método da Razão de Bowen (BOWEN, 1926) e pelo método da variância (WESELY, 1988), são aplicações importantes da TSMO em hidrologia. Em geral, essas aplicações são realizadas sob a hipótese de que as flutuações de dois escalares quaisquer possuem comportamento similar na CLS.

Como veremos posteriormente, se dois escalares são similares, todas as funções de similaridade de Monin-Obukhov envolvendo os dois serão iguais. A utilização da hipótese de similaridade pode estar implícita ou explícita; um exemplo de suposição implícita é a Razão de Bowen (BOWEN, 1926), onde as difusividades turbulentas para calor e vapor d'água são consideradas iguais, embora não apareçam explicitamente na equação correspondente (veja a equação (2.30)). No método da variância supõe-se, explicitamente, que as funções de similaridade para os escalares envolvidos sejam iguais (WESELY, 1988); em Asanuma et al. (2005), supõe-se similaridade entre temperatura e umidade para recuperar as altas frequências do coespectro entre umidade e velocidade vertical a partir do coespectro entre temperatura e velocidade vertical. Similaridade entre temperatura e umidade também é frequentemente suposta em medições de fluxos de vapor d'água e calor através de cintilometria (LI et al., 2012).

A TSMO tem sido utilizada para estimar trocas de gases de efeito estufa entre a superfície e a atmosfera em estudos relacionados com mudanças climáticas; nesse contexto, exemplos de aplicação são encontrados em Ohtaki (1985), Ruppert et al. (2006), Moriwaki e Kanda (2006), Williams et al. (2007) e Cava et al. (2008).

Observa-se na literatura, ao longo dos últimos 40 anos, um grande debate em torno da validade da hipótese de similaridade entre escalares, e conseqüentemente da validade da TSMO. Cabe destacar aqui os trabalhos de Warhaft (1976), Hill (1989) e Dias e Brutsaert (1996). O primeiro mostrou que temperatura e umidade são dissimilares se o valor absoluto de sua correlação for menor que 1, e previu que a difusividade turbulenta de calor, em geral, é menor que a difusividade turbulenta para o vapor d'água. Para que a TSMO seja válida, Hill (1989) mostrou que se os escalares são perfeitamente similares, a correlação entre eles deve ser  $\pm 1$ . Este segundo resultado foi confirmado por Dias e Brutsaert (1996) utilizando os balanços das variâncias de temperatura e de umidade, e de sua covariância.

Mesmo com toda a discussão em relação a sua validade (ou não), a hipótese de similaridade entre temperatura e umidade continua sendo amplamente utilizada — detalhes sobre essa discussão são apresentados no capítulo 3. Em hidrologia, a Razão de Bowen ainda é bastante utilizada; exemplos recentes são os trabalhos de Lensky et al. (2005), onde foram

estimados os balanços de energia, água e sal no Mar Morto, e de Lenters et al. (2005), que estimaram os efeitos da variabilidade climática sobre a evaporação de um lago utilizando medições de longo período realizadas em um barco. A Razão de Bowen também foi utilizada por Hostetler e Giorgi (1995) para obter as condições de contorno da superfície em um modelo de estimativas de perfis de temperatura da água; Reis e Dias (1998) usaram estimativas obtidas a partir dela para avaliar o desempenho do modelo CRLE (MORTON, 1983) em um pequeno lago do Brasil. Rosenberry et al. (2007) utilizaram estimativas de fluxos obtidas através da Razão de Bowen como referência para avaliar o desempenho de outros 14 métodos de estimativa de evaporação. Exemplos mais recentes de aplicação desse método são encontrados em Assouline et al. (2008), Tanny et al. (2008) e Gianniou e Antonopoulos (2007).

Em função de sua relevância no estudo dos problemas ambientais atuais — tais como poluição do ar, disponibilidade hídrica e mudanças climáticas/emissão de gases de efeito estufa — a verificação da validade da hipótese de similaridade entre escalares, assim como da definição das possíveis causas de dissimilaridade, tem importância fundamental visto que ela pode ter impacto significativo sobre as estimativas envolvidas.

Se dois escalares são similares, então todas as funções de similaridade envolvendo os dois devem ser iguais, e diferentes autores têm focado suas análises em diferentes funções. Isso pode ser considerado um problema, uma vez que diferentes funções de similaridade podem levar a diferentes interpretações. Por exemplo, Verma et al. (1978) analisaram as difusividades turbulentas para o calor e para o vapor d'água, enquanto o coeficiente de correlação escalar foi utilizado por McNaughton e Laubach (1998), Asanuma e Brutsaert (1999b) e Li et al. (2012). O coeficiente de eficiência de transferência relativa (*rte*) foi utilizado por Katul et al. (1996), Asanuma et al. (2007), Cava et al. (2008) e Moene e Schuttemeyer (2008). A função de correlação espectral foi utilizada por Asanuma et al. (2005) e Asanuma et al. (2007), enquanto a função de coerência espectral foi utilizada por Ohtaki (1985) e Li et al. (2012); já Phelps e Pond (1971) utilizaram tanto a função de coerência quanto a função de correlação espectral.

Similaridade perfeita (ou correlação perfeita) entre escalares é normalmente suposta dentro da CLS — parte da CLA onde os experimentos de campo são realizados. No entanto, quando se analisam dados experimentais, é de conhecimento geral que a similaridade perfeita entre escalares na CLS nem sempre ocorre. Em campo não se tem controle dos fenômenos que governam o comportamento dos escalares, o que dificulta o estabelecimento de uma causa física para as violações da similaridade. Conjectura-se que essas violações possam ser consequência de não-estacionariedade (MCNAUGHTON; LAUBACH, 1998; ASANUMA et al., 2007), advecção local (ASANUMA et al., 2007), e heterogeneidade da superfície (ANDREAS et al., 1998; ASANUMA; BRUTSAERT, 1999b; LAMAUD; IRVINE, 2006). Outros potenci-

ais candidatos são os papéis ativo/passivo dos escalares (ASANUMA; BRUTSAERT, 1999a; ASANUMA; BRUTSAERT, 1999b; KATUL; PARLANGE, 1994), e efeitos de entranhamento no topo da CLA (BRUIN et al., 1993; BRUIN et al., 1999; SEMPREVIVA; GRYNING, 2000; ASANUMA et al., 2007).

Experimentos de campo geralmente permitem avaliar a similaridade entre escalares na região da CLS, acima dela é difícil definir o que ocorre a partir de medições. Wyngaard et al. (1978) e Katul et al. (2008) colocam o entranhamento de ar seco no topo da CLA como principal causa da anticorrelação entre temperatura e umidade específica na parte superior da camada de mistura. Nesse sentido, experimentos numéricos utilizando simulações de grandes vórtices — técnica numérica comumente chamada de LES ou *Large-Eddy Simulation* do original, em Inglês — sugerem que os efeitos dos fluxos de entranhamento podem causar dissimilaridade até mesmo próximo à superfície (SORBJAN, 2005; SORBJAN, 2006; LANOTTE; MAZZITELLI, 2013).

Dentro desse contexto, a motivação para o desenvolvimento deste trabalho é apresentada na sequência (seção 1.1), e os objetivos são encontrados na seção 1.2.

## 1.1 Motivação

Entre os anos de 2002 e 2005 o *Lemma* — Laboratório de Estudos em Monitoramento e Modelagem Ambiental da Universidade Federal do Paraná — desenvolveu um projeto de pesquisa relacionado à quantificação de evaporação do Reservatório de Furnas (pertencente a Furnas Centrais Elétricas S.A.), localizado no Sul de Minas Gerais (mais detalhes na seção 4.1). Durante o projeto foram realizadas medições de longo período, e experimentos intensivos de campo utilizando o Método de Covariâncias Turbulentas (MCT). A partir de medições obtidas em uma torre instalada dentro do lago, foram comparadas as Razões de Bowen obtidas a partir dos fluxos medidos pelo MCT ( $Bo_f$ ) com as Razões de Bowen estimadas a partir dos gradientes de temperatura e umidade,  $Bo_g$ , isto é,

$$Bo_f = \frac{H}{LE}, \quad Bo_g = \frac{c_p \bar{\theta}_0 - \bar{\theta}_a}{L \bar{q}_0 - \bar{q}_a}. \quad (1.1)$$

$H$  é o fluxo de calor sensível,  $LE$  é o fluxo de calor latente,  $L$  é o calor latente de vaporização,  $c_p$  é o calor específico do ar,  $\theta$  é a temperatura e  $q$  a umidade específica; os subíndices 0 e  $a$  indicam, respectivamente, os valores das variáveis na interface água-ar, e na atmosfera.

A comparação desses valores, apresentada por Cancelli (2006), é reproduzida na figura 1.

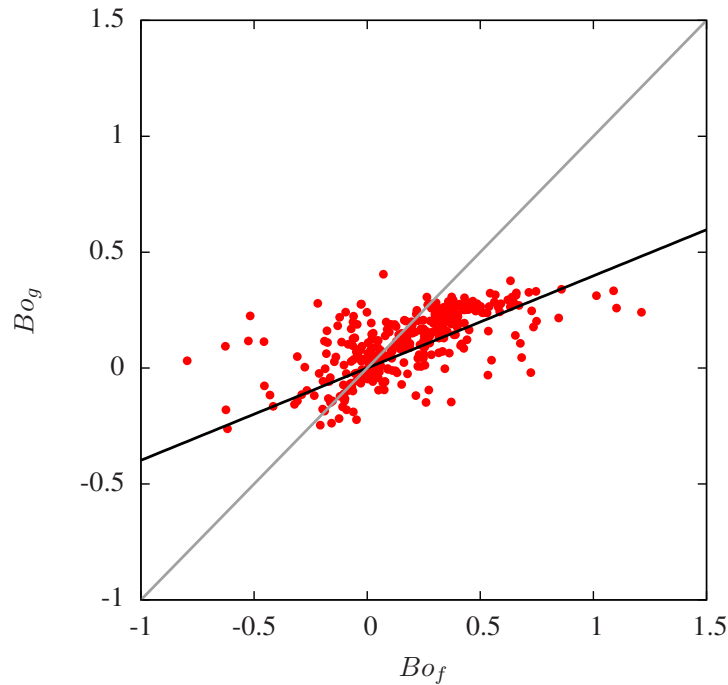


Figura 1 – Razões de Bowen para medições de longo período — Lago de Furnas.

Pela hipótese de similaridade, espera-se que o coeficiente de regressão linear entre  $B_{of}$  e  $B_{og}$  seja  $\approx 1,0$ ; no entanto, o valor obtido foi de 0,4. Em função deste resultado, e da relevante discussão em torno da hipótese de similaridade na CLA (discussão essa, brevemente relatada ao longo desta introdução, e detalhada no capítulo 3), decidiu-se estudar a similaridade entre os escalares. Nesse sentido, durante o desenvolvimento deste trabalho, uma análise de similaridade baseada em Dias (1994) foi realizada e publicada em Dias et al. (2010), Cancelli et al. (2012a) e Cancelli et al. (2012b). Em função da dificuldade de estabelecer/separar os efeitos dos fenômenos que ocorrem na natureza, simulações computacionais com LES, que permitem a imposição, e posterior identificação, das causas de dissimilaridade, foram realizadas; parte dos resultados dessas simulações foram apresentados em Cancelli et al. (2013).

## 1.2 Objetivos

Tendo em vista o que foi discutido até agora, o objetivo geral deste trabalho foi analisar a existência (ou não) de similaridade entre as flutuações de temperatura e umidade específica através de dados experimentais e de simulação de grandes vórtices — técnica numérica que permite simular o comportamento da CLA de forma totalmente controlada. Os

dados experimentais permitem verificar a similaridade na CLS. LES permite verificar, através da configuração adequada das condições de contorno e iniciais, a similaridade entre escalares dentro de toda a CLA; essas simulações foram focadas na análise dos efeitos dos fluxos de entranhamento e da heterogeneidade da superfície. Como objetivos secundários estão

- a identificação de mecanismos responsáveis pela dissimilaridade entre temperatura e umidade específica;
- a proposta de uma nova forma de avaliação da similaridade entre os escalares;
- mostrar que diferentes funções não possuem a mesma capacidade de identificar similaridade; e
- identificar as escalas em que ocorre dissimilaridade.

Esse trabalho é organizado como se segue. No capítulo 2 são apresentados alguns conceitos fundamentais para o desenvolvimento deste trabalho. No capítulo 3 é apresentada a Teoria de Similaridade de Monin-Obukhov juntamente com uma discussão sobre a questão da similaridade entre escalares e possíveis abordagens para sua verificação; dois novos indicadores de similaridade são apresentados nesse capítulo: o coeficiente simétrico de transferência e o número de fluxo de escalar. No sentido de verificar a validade da hipótese de similaridade entre escalares, uma análise de dados experimentais é apresentada no capítulo 4. Simulações de grandes vórtices são apresentadas no capítulo 5, o qual foi dividido em dois grandes grupos: na seção 5.3, é realizada uma análise dos efeitos dos fluxos de entranhamento sobre a similaridade entre os escalares, enquanto na seção 5.4 são analisados efeitos da heterogeneidade da superfície sobre a similaridade. Considerações finais e recomendações para trabalhos futuros são apresentadas no capítulo 6.

## 2 Conceitos fundamentais

Neste capítulo são apresentados alguns conceitos básicos relacionados ao contexto e desenvolvimento deste trabalho. Apresenta-se os principais conceitos relacionadas à camada limite atmosférica, incluindo noções sobre camada limite superficial, camada convectiva, e uma breve introdução à Teoria de Similaridade de Monin-Obukhov. As equações de transporte de Reynolds para um escoamento turbulento, noções sobre o método de covariâncias turbulentas, balanço de energia, e Razão de Bowen também são apresentados, e finalmente são apresentadas as equações utilizadas para obtenção dos espectros.

### 2.1 A camada limite atmosférica

A camada limite atmosférica (CLA) é a região da atmosfera influenciada pela superfície através das trocas de *momentum*, calor e umidade. Na figura 2 é possível observar a localização genérica da CLA. A região de transição entre a superfície e a atmosfera livre varia muito em profundidade, podendo ter poucas dezenas de metros durante o período noturno, até 1-2 km durante o dia (quando é aquecida pelo calor proveniente da superfície). Essa variação de profundidade, assim como de sua amplitude, depende da intensidade dos fluxos superficiais.

De forma geral, a CLA pode ser dividida em uma camada externa e uma camada interna. A camada interna ou superficial (CLS) é composta por uma subcamada interfacial, uma subcamada rugosa, uma subcamada dinâmica e uma subcamada dinâmico-convectiva. Dependendo do autor, a nomenclatura pode variar; as 3 primeiras subcamadas (interfacial, rugosa e dinâmica) são praticamente universais (BRUTSAERT, 1982; GARRATT, 1994); Kader e Yaglom (1990) usam também o nome subcamada dinâmico-convectiva. Alguns autores incluem à camada superficial uma subcamada (ou camada) de convecção livre local (WYNGAARD et al., 1971).

No contexto desse trabalho, e das análises realizadas aqui, a CLA será dividida em uma camada limite superficial (CLS), e uma camada limite convectiva (CLC). A camada convectiva, por sua vez, é dividida em uma camada de mistura e uma camada interfacial (zona de entranhamento ou camada de inversão).

Como forma de entender o comportamento da CLA durante um dia de “tempo bom”, podemos observar, na figura 3, sua evolução dentro de um período de 24 horas. Ao longo do dia há a formação de uma camada de mistura de altura  $z_i$ , resultante do aquecimento da

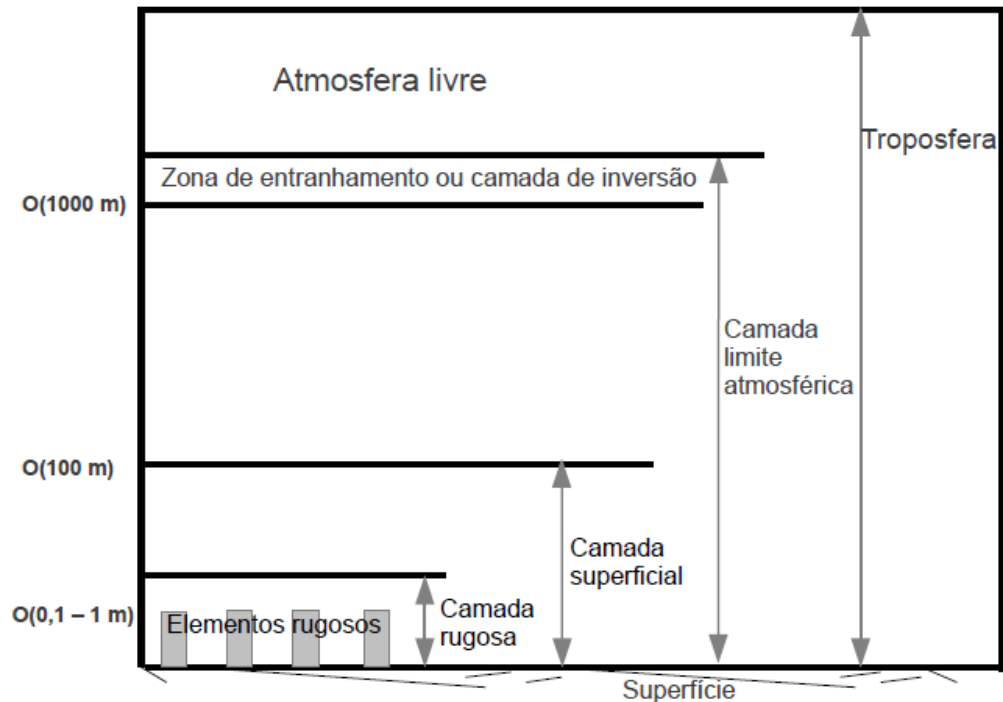


Figura 2 – Representação genérica da atmosfera, localização das partes da camada limite atmosférica, e ordem de grandeza de cada uma das camadas.

superfície; no final do dia, quando a atmosfera começa a esfriar em função da ausência de radiação solar, a altura da CLA diminui (representada por  $h$ ) e uma camada residual estável se forma. Esta camada residual contém a umidade e os poluentes provenientes da camada de mistura que existia durante o dia. Acima da CLA encontra-se a chamada atmosfera livre, a qual não sofre a influência da superfície. Durante o dia, uma zona de entranhamento (ZE), onde os movimentos turbulentos são intermitentes, se forma entre a atmosfera livre e a camada de mistura. Durante a noite, essa região se transforma em uma camada de inversão fortemente estável.

### 2.1.1 Camada limite superficial e Teoria de Similaridade de Monin-Obukhov

Como vimos na figura 3, a camada limite superficial é a camada mais próxima, e conseqüentemente a mais afetada pela superfície. Ao seu comportamento estão associados os movimentos convectivos devido ao aquecimento da superfície, e à turbulência mecânica gerada pelo vento. Na camada superficial, o coeficiente de arrasto, a condução de calor, e a evaporação variam fortemente com a velocidade do vento, a temperatura e a umidade do ar.



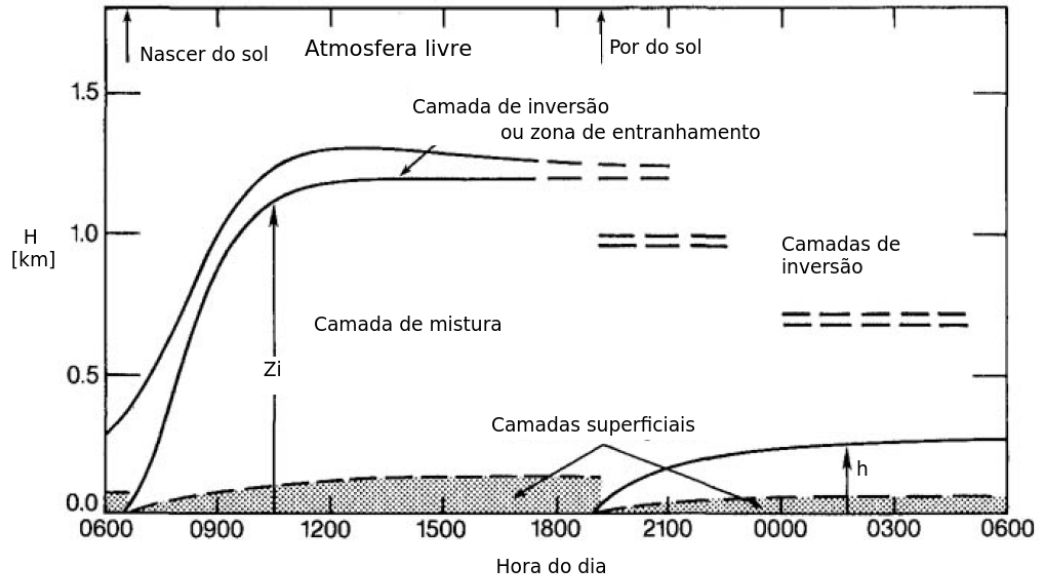


Figura 3 – Evolução típica da camada limite atmosférica num período de 24 horas. Adaptada de Kaimal e Finnigan (1994).

Apesar das variações nesta camada, que compreende cerca 10-20% de toda a CLA, os fluxos de *momentum*, calor e massa são aproximadamente constantes na vertical; em função disso, essa região é comumente chamada de camada de fluxo constante. Nesse sentido, diversas teorias foram desenvolvidas com a intenção de entender o seu comportamento. Dentro do escopo desse trabalho, vamos utilizar a Teoria de Similaridade de Monin-Obukhov.

A Teoria de Similaridade de Obukhov (1971,1946) — TSMO — surgiu na antiga União Soviética durante a Segunda Guerra Mundial. Tornou-se conhecida no Ocidente durante a década de 50, e desde então é um instrumento padrão para as análises micrometeorológicas. Ela é válida sob as hipóteses de que

- o escoamento é quase estacionário na média,

$$\frac{\partial(\cdot)}{\partial t} = 0; \tag{2.1}$$

- o escoamento é unidirecional,

$$\bar{\mathbf{u}} = (\bar{u}, 0, 0), \quad \bar{v} = \bar{w} = 0, \tag{2.2}$$

o que pode ser garantido após uma rotação de coordenadas (subseção 4.2.1).  $u$  e  $v$  representam as componentes horizontais de velocidade do vento, e  $w$  representa sua componente vertical;

- na média, o escoamento é homogêneo em  $x$  e  $y$ ,

$$\frac{\partial(\overline{\cdot})}{\partial x} = \frac{\partial(\overline{\cdot})}{\partial y} = 0. \quad (2.3)$$

Como consequência destas condições, a advecção local de qualquer grandeza na direção  $x$  é nula,

$$\overline{u} \frac{\partial(\overline{\cdot})}{\partial x} = 0, \quad (2.4)$$

e os fluxos verticais de quantidade de movimento  $\tau$ , calor sensível  $H$  e calor latente  $LE$ , assim como de qualquer outra quantidade escalar, são constantes ao longo de  $x$ .

Obukhov (1971,1946) propôs que qualquer momento de flutuações turbulentas, devidamente adimensionalizado, pode ser escrito em função da altura de medição  $z$  e das escalas turbulentas de velocidade do vento  $u_*$  e temperatura virtual  $\theta_{v*}$ . Estas quantidades são relacionadas pela variável adimensional de estabilidade de Monin-Obukhov  $\zeta$ ,

$$\zeta = \frac{z}{Lo} = -\frac{\kappa g z \theta_{v*}}{u_*^2 \overline{\theta_v}}, \quad (2.5)$$

onde  $\overline{\theta_v}$  é a temperatura virtual média,  $Lo$  é o comprimento de estabilidade de Monin-Obukhov,  $\kappa$  é a constante de von Kármán e  $g$  é a aceleração da gravidade. Em alguns casos, no lugar de  $z$  utiliza-se  $(z - d)$ , onde  $d$  é o deslocamento do plano zero (considerado quando a superfície apresenta uma rugosidade relativamente grande).

A variável  $\zeta$  indica a magnitude relativa da produção de energia cinética turbulenta por empuxo e por atrito ( $\theta_{v*}$  está no numerador e  $u_*$  no denominador). Quando  $\zeta = 0$ , a estabilidade na camada superficial é neutra. Se  $\zeta > 0$ , o empuxo ajuda a destruir a turbulência e a camada superficial é estável; se  $\zeta < 0$ , a camada superficial é instável e o empuxo produz turbulência. A TSMO prevê que todos os momentos e flutuações turbulentas, corretamente adimensionalizados por  $z$ ,  $u_*$ ,  $\theta_*$ ,  $q_*$  e  $\theta_{v*}$ , são funções unicamente de  $\zeta$ . Essas escalas são definidas na seção 2.2.

Os momentos de ordem 1, isto é, aqueles que envolvem os gradientes adimensionais das grandezas médias  $\overline{u}$ ,  $\overline{\theta}$  (temperatura média do ar) e  $\overline{q}$  (umidade específica média), escritos em função de  $\zeta$  são

$$\phi_\tau(\zeta) = \frac{\kappa z}{u_*} \frac{d\overline{u}}{dz}, \quad (2.6)$$

$$\phi_H(\zeta) = \frac{\kappa z}{\theta_*} \frac{d\overline{\theta}}{dz}, \quad (2.7)$$

$$\phi_E(\zeta) = \frac{\kappa z}{q_*} \frac{d\bar{q}}{dz}; \quad (2.8)$$

como o escoamento é considerado estacionário e homogêneo na horizontal, utiliza-se  $d/dz$  em lugar da derivada parcial.

Se considerarmos um escoamento turbulento numa camada limite, (2.8) é equivalente a postular difusividades turbulentas; por exemplo, a difusividade turbulenta da quantidade de movimento,  $K_\tau$  é definida por analogia com a difusividade molecular como

$$\tau \equiv \bar{\rho} K_\tau \frac{d\bar{u}}{dz}. \quad (2.9)$$

De (2.25) e (2.8) temos

$$K_\tau = \frac{\kappa z u_*}{\phi_\tau(\zeta)}. \quad (2.10)$$

Se considerarmos agora o caso em que a atmosfera é neutra, ou seja,  $\zeta = 0$  e a velocidade média horizontal é  $\bar{u}$ , (2.8) temos

$$\frac{\kappa z}{u_*} \frac{d\bar{u}}{dz} = \phi_\tau(0) = 1, \quad \frac{\kappa z}{\theta_*} \frac{d\bar{\theta}}{dz} = \phi_H(0) = 1, \quad \frac{\kappa z}{q_*} \frac{d\bar{q}}{dz} = \phi_E(0) = 1. \quad (2.11)$$

A integração de cada uma das três equações (2.11) entre um nível  $z_0$  e um nível de medição  $z$  resulta nos conhecidos perfis logarítmicos. O perfil logarítmico de velocidade do vento para uma camada limite não estratificada, por exemplo, é obtido da seguinte forma:

$$\begin{aligned} \frac{dz}{z} &= \kappa \frac{d\bar{u}}{du_*} \\ \int_{z_{0\tau}}^z \frac{dz}{z} &= \kappa \frac{\bar{u}}{u_*} \\ \frac{\bar{u}}{u_*} &= \frac{1}{\kappa} \ln \frac{z}{z_{0\tau}}; \end{aligned} \quad (2.12)$$

a integral tem um limite inferior  $z_{0\tau}$ , comumente chamado de rugosidade superficial para a quantidade de movimento.

## 2.1.2 Camada limite convectiva

A camada limite convectiva está localizada acima da CLS; aqui ela é dividida em uma camada de mistura e uma camada interfacial. Na figura 4 essa divisão é apresentada. Na camada de mistura a difusividade turbulenta tende a ser maior, e os gradientes médios de velocidade do vento, e das quantidades escalares são pequenos — isso pode ser observado nos perfis verticais de temperatura  $\bar{\theta}$  e do escalar  $\bar{c}$  na figura 4 — indicando que os movimentos turbulentos são bastante fortes nessa região. A zona de entranhamento (ou camada

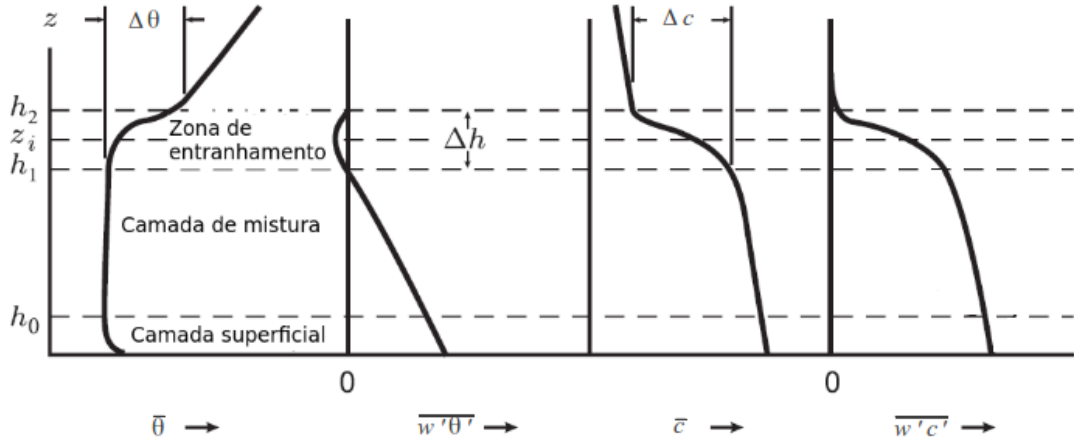


Figura 4 – Forma típica dos perfis de temperatura  $\bar{\theta}$ , fluxo de calor  $\overline{w'\theta'}$ , um escalar qualquer  $\bar{c}$ , e de seu fluxo  $\overline{w'c'}$ . Adaptada de Wyngaard (2010, p. 242).

de inversão), localizada entre as alturas  $h_1$  e  $h_2$  além de separar a camada de mistura da atmosfera livre, apresenta uma forte inversão. A média da altura entre o início e o fim da camada interfacial dá a altura da camada limite atmosférica  $z_i$ , geralmente definida como a altura em que o fluxo vertical de temperatura tem seu máximo valor negativo — representado pelo perfil  $\overline{w'\theta'}$ .

Para estudar as características da camada convectiva, Deardorff (1970a) obteve uma parametrização para a camada convectiva com base em uma escala de velocidade convectiva:

$$w_* \equiv \left[ \frac{g \overline{w'\theta'_0} z_i}{\theta} \right]^{1/3}. \quad (2.13)$$

A partir de  $w_*$  são definidas as escalas de umidade específica, e de temperatura

$$w_* \Theta_* \equiv -\overline{w'\theta'_0}, \quad \text{e} \quad w_* Q_* \equiv -\overline{w'q'_0}; \quad (2.14)$$

$\overline{w'\theta'_0}$  e  $\overline{w'q'_0}$  representam os fluxos cinemáticos de temperatura e umidade específica na superfície. Para camadas convectivas, a medida média da instabilidade da atmosfera é dada pela razão  $-z_i/Lo$ , e de acordo com Deardorff (1970a), valores que excedam 5–10 caracterizam estado de convecção livre.

## 2.2 Método de covariâncias turbulentas

Para escoamentos turbulentos, Reynolds (1894) *apud* Brutsaert (1982) e Garratt (1994) supõem que qualquer variável  $a(t, x, y, z)$  — dependente do espaço e do tempo —

pode ser decomposto em uma média  $\overline{a(t, x, y, z)}$  e uma flutuação  $a'(t, x, y, z)$ , isto é,

$$a(t, x, y, z) = \overline{a(t, x, y, z)} + a'(t, x, y, z). \quad (2.15)$$

A variável  $a$  pode ser uma das componentes da velocidade do vento ( $u$ ,  $v$  ou  $w$ ), ou uma quantidade escalar (por exemplo, umidade específica  $q$  ou temperatura  $\theta$ ) — a dependência de  $t, x, y$  e  $z$  será, muitas vezes, omitida por conveniência de notação. A equação (2.15) é a chamada *Decomposição de Reynolds* e possui propriedades conhecidas como *Postulados de Reynolds*, sendo estes

$$\overline{a'} = 0, \quad (2.16)$$

$$\overline{ab} = \overline{a}\overline{b} + \overline{a'b'}, \quad (2.17)$$

$$\overline{a+b} = \overline{a} + \overline{b}, \quad (2.18)$$

$$\overline{Ca} = C\overline{a}, \quad (2.19)$$

$$\overline{\overline{a}} = \overline{a}, \quad (2.20)$$

$$\frac{\partial \overline{a}}{\partial x_i} = \frac{\partial \overline{a}}{\partial x_i}, \quad (2.21)$$

$$\overline{a'b'} = \overline{a'b} = 0; \quad (2.22)$$

da mesma forma que  $a$ ,  $b$  pode ser uma das componentes da velocidade do vento ou um escalar,  $C$  é uma constante e  $\overline{a'b'}$  é a covariância entre as flutuações turbulentas de  $a$  e  $b$ ;  $i = 1, 2$  ou  $3$ , ou  $x_1 = x$ ,  $x_2 = y$  ou  $x_3 = z$ .

A separação de um processo turbulento entre média e flutuação pode ser feita de diversas maneiras. Dentre as formas comumente utilizadas para o cálculo dos valores médios estão a média probabilística (*ensemble average*), média móvel e média de bloco. As flutuações podem ainda ser extraídas através da aplicação de filtro espectral. A média de bloco (temporal) de um processo turbulento  $a$ , num ponto  $(x, y, z)$  fixo, é

$$\overline{a} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N a_i, \quad (2.23)$$

$N$  é o número de pontos da série. Por sua vez, a covariância (ou variância, se  $a = b$ ) entre as flutuações de um processo  $a$  e de um processo  $b$  é

$$\overline{a'b'} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (a_i - \overline{a})(b_i - \overline{b}). \quad (2.24)$$

Medições simultâneas, de alta frequência, de velocidade vertical do vento  $w$  e de uma grandeza intensiva cujo fluxo se deseja medir são a base do Método de Covariâncias Turbulentas (MCT). Os fluxos superficiais são dados, portanto, pelas covariâncias turbulentas onde

uma das variáveis é a componente vertical de velocidade do vento  $w$ . Os fluxos do *momentum*  $\tau$ , de calor latente  $LE$ , e calor sensível  $H$  dependem, respectivamente, das medições das componentes horizontais da velocidade do vento ( $u$  e  $v$ ), da umidade específica do ar  $q$  e da temperatura do ar  $\theta$ , e podem ser escritos como

$$\tau = -\overline{\rho w' u'_0} = \overline{\rho} u_*^2, \quad (2.25)$$

$$H = \overline{\rho c_p w' \theta'_0} = \overline{\rho} c_p u_* \theta_*, \quad (2.26)$$

$$LE = L \overline{\rho w' q'_0} = L \overline{\rho} u_* q_*, \quad (2.27)$$

onde  $\overline{\rho}$  representa a densidade média do ar. Em termos de covariâncias, as escalas turbulentas (da TSMO) de velocidade  $u_*$ , de umidade  $q_*$ , de temperatura  $\theta_*$  e de temperatura virtual  $\theta_{v*}$  são

$$u_* = \sqrt{\overline{-w' u'_0}}, \quad q_* = \frac{\overline{w' q'_0}}{u_*}, \quad \theta_* = \frac{\overline{w' \theta'_0}}{u_*}, \quad e \quad \theta_{v*} = \frac{\overline{w' \theta'_{v0}}}{u_*}. \quad (2.28)$$

Segundo Brutsaert (1982), os períodos para os cálculos das médias devem ser longos o suficiente para que estas não sejam tendenciosas; em geral, utilizam-se blocos entre 15 minutos e 1 hora e, para garantir um perfeito alinhamento do sensor de medição de velocidade do vento, aplica-se uma rotação de coordenadas.

Uma vantagem do MCT é que ele precisa de um único conjunto de medições composto por dois ou três sensores instalados em um volume relativamente pequeno do espaço. Dentre as desvantagens estão o fato de que são necessárias medições de alta frequência (de pelo menos 10Hz), o alto custo dos sensores, o fato de que alguns deles podem não funcionar corretamente na presença de chuva ou alta umidade, e também o fato de que o volume de dados é muito maior do que o gerado em medições meteorológicas convencionais havendo a necessidade da utilização de técnicas estatísticas de processamento de dados relativamente sofisticadas (DIAS et al., 2003).

## 2.3 Balanço de energia e Razão de Bowen

O balanço de energia sobre uma superfície é dado por

$$R_n = H + LE + G + D, \quad (2.29)$$

onde  $R_n$  é a radiação líquida ou energia disponível na superfície;  $H$  é o fluxo de calor sensível, responsável pelo aquecimento ou resfriamento do ar;  $LE$  é o fluxo de calor latente, responsável pela evaporação ou condensação da umidade;  $G$  é o fluxo de calor para o solo, e  $D$  é a taxa de variação de entalpia. A variação de entalpia é responsável pelo aquecimento/resfriamento do

volume de controle referente à superfície para a qual os fluxos estão sendo calculados. Para superfícies de terra costuma-se desprezar  $D$  enquanto para superfícies líquidas costuma-se desprezar  $G$ . Métodos de cálculo de entalpia são apresentados por Dias e Reis (1998).

A razão de Bowen,  $Bo$ , é a razão entre os fluxos de calor sensível  $H$  e calor latente  $LE$ ; sob a hipótese de que as difusividades turbulentas para temperatura e umidade são iguais, ela pode ser estimada a partir da razão dos gradientes da temperatura  $\theta$  e da umidade específica  $q$ ,

$$Bo = \frac{H}{LE} \approx \frac{c_p \Delta\theta}{L \Delta q} \approx \frac{c_p \bar{\theta}_2 - \bar{\theta}_1}{L \bar{q}_2 - \bar{q}_1}; \quad (2.30)$$

os índices 1 e 2 representam dois níveis de medição,  $L$  é o calor latente de vaporização ( $2,462 \times 10^6 \text{ Jkg}^{-1}$ ), e  $c_p$  é o calor específico do ar a pressão constante ( $1005 \text{ Jkg}^{-1}\text{K}^{-1}$ ). Desta forma, a partir da medição de temperatura em dois níveis, é possível estimar o fluxo de calor latente  $LE$  a partir do fluxo de calor sensível  $H$ .

## 2.4 Equações de conservação para as covariâncias

As equações de conservação para as covariâncias também são conhecidas por diversos outros nomes, por exemplo, equações de segunda ordem, e equações médias de Reynolds. Em geral cada autor usa um nome diferente (STULL, 1988; STULL, 1995; WYNGAARD, 2010; KAIMAL; FINNIGAN, 1994; ARYA, 1998).

Em estudos de turbulência na camada limite atmosférica, e para a aplicação em modelos matemáticos relacionados, as equações de conservação para o campo de velocidades, e para escalares (por exemplo, temperatura, ou umidade específica) são escritas em função da variável de interesse após a decomposição de Reynolds.

De forma simplificada, abaixo são apresentadas as equações de conservação para as principais quantidades de interesse nesse trabalho: para um escalar qualquer  $c$  são apresentadas suas equações de conservação para variância e fluxo; essas equações valem para a camada limite superficial.

A equação de conservação de massa para um escalar  $c$ , sem fontes ou sumidouros, pode ser escrita como

$$\frac{\partial c}{\partial t} + u_i \frac{\partial c}{\partial x_i} = \gamma \frac{\partial^2 c}{\partial x_i \partial x_i}, \quad (2.31)$$

onde  $u_i$  (para  $i = 1, 2, 3$ ) representa o campo de velocidades com  $(u_1, u_2, u_3) = (u, v, w)$ , respectivamente componentes de velocidade nas direções  $x$ ,  $y$  e  $z$ , e  $\gamma$  é a difusividade molecular.

A obtenção da equação para as variâncias passa pela aplicação da decomposição de Reynolds às variáveis  $c$  e  $u_i$ , ou seja,

$$c = \bar{c} + c' \quad \text{e} \quad u_i = \bar{u}_i + u'_i; \quad (2.32)$$

o próximo passo é substituí-las em (2.31):

$$\frac{\partial(\bar{c} + c')}{\partial t} + (\bar{u}_i + u'_i) \frac{\partial(\bar{c} + c')}{\partial x_i} = \gamma \frac{\partial^2(\bar{c} + c')}{\partial x_i \partial x_i}. \quad (2.33)$$

Tomando a média de cada um dos termos, e aplicando os postulados de Reynolds (equações 2.16–2.22), obtém-se

$$\frac{\partial \bar{c}}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \bar{c}}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{u'_j c'}}{\partial x_j} = \gamma \frac{\partial^2 \bar{c}}{\partial x_j \partial x_j}, \quad (2.34)$$

onde  $j = 1, 2, 3$ ; subtraindo (2.33) de (2.34), ficamos com

$$\frac{\partial c'}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial c'}{\partial x_j} + u'_j \frac{\partial \bar{c}}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j} (u'_j c' - \overline{u'_j c'}) = \gamma \frac{\partial^2 c'}{\partial x_j \partial x_j}, \quad (2.35)$$

onde o segundo, terceiro e quarto termos do lado esquerdo representam processos advectivos, o primeiro representa a variação temporal de  $c$ , e o termo do lado direito representa os processos de difusão molecular.

A equação de conservação para a variância de  $c$ , ou seja, para  $\overline{c'c'}$ , é dada pela multiplicação de (2.35) por  $2c'$  (WYNGAARD, 2010), aplicação da média, e dos postulados de Reynolds. Termo a termo, temos

$$\overline{2c' \frac{\partial c'}{\partial t}} = \frac{\partial \overline{c'c'}}{\partial t}, \quad (2.36)$$

$$\overline{2c' \bar{u}_j \frac{\partial c'}{\partial x_j}} = \bar{u}_j \frac{\partial \overline{c'c'}}{\partial x_j}, \quad (2.37)$$

$$\overline{2c' u'_j \frac{\partial \bar{c}}{\partial x_j}} = \overline{2c' u'_j} \frac{\partial \bar{c}}{\partial x_j}, \quad (2.38)$$

$$\overline{2c' \frac{\partial}{\partial x_j} (u'_j c' - \overline{u'_j c'})} = \frac{\partial \overline{u'_j c' c'}}{\partial x_j}, \quad (2.39)$$

$$\overline{2c' \gamma \frac{\partial^2 c'}{\partial x_j \partial x_j}} = \gamma \frac{\partial^2 \overline{c'c'}}{\partial x_j \partial x_j} - 2\gamma \overline{\frac{\partial c'}{\partial x_j} \frac{\partial c'}{\partial x_j}}. \quad (2.40)$$

Desta forma, a equação para conservação da variância de  $c$  é

$$\frac{\partial \overline{c'c'}}{\partial t} = -\bar{u}_j \frac{\partial \overline{c'c'}}{\partial x_j} - \overline{2c' u'_j} \frac{\partial \bar{c}}{\partial x_j} - \frac{\partial \overline{u'_j c' c'}}{\partial x_j} + \gamma \frac{\partial^2 \overline{c'c'}}{\partial x_j \partial x_j} - 2\gamma \overline{\frac{\partial c'}{\partial x_j} \frac{\partial c'}{\partial x_j}}, \quad (2.41)$$



onde os termos do lado direito representam, respectivamente, a advecção média, gradiente de produção de turbulência, transporte turbulento, difusão molecular, e destruição molecular; o termo do lado esquerdo representa a variação temporal de variância. De acordo com a situação à qual se deseja aplicar essa equação de balanço, simplificações podem ser feitas. Por exemplo, para um caso onde a superfície é homogênea, e em que as variações temporais possam ser desprezadas pode-se reescrever (2.41) como

$$\frac{\partial \overline{c'c'}}{\partial t} \approx 0 \Rightarrow -\overline{2w'c'} \frac{\partial \bar{c}}{\partial z} - \frac{\partial \overline{w'c'c'}}{\partial z} - \epsilon_c, \quad (2.42)$$

ou seja, supõe-se um balanço entre gradiente de produção, transporte, e dissipação (representada agora por  $\epsilon_c$ ).

Procedimento semelhante pode ser adotado para obter a equação para os fluxos de  $c$ . Nesse caso, a equação de conservação será (WYNGAARD, 2010, equação 5.39):

$$\frac{\partial \overline{u'_i c'}}{\partial t} = -\overline{u_j} \frac{\partial \overline{u'_i c'}}{\partial x_j} - \overline{u'_i u'_j} \frac{\partial \bar{c}}{\partial x_j} - \overline{u'_j c'} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} - \frac{\partial \overline{u'_i u'_j c'}}{\partial x_j} - \frac{1}{\rho} \left( c' \frac{\partial p'}{\partial x_i} \right) - (\gamma + \nu) \frac{\partial u'_i}{\partial x_j} \frac{\partial c'}{\partial x_j}, \quad (2.43)$$

onde  $\nu$  é a viscosidade cinemática. O termo do lado esquerdo representa a taxa temporal local de variação da covariância  $\overline{u'_i c'}$ ; do lado direito temos, respectivamente, termo advectivo, gradientes de produção/destruição de turbulência (segundo e terceiro termos), transporte turbulento da covariância, gradiente de pressão, e o termo de dissipação molecular.

## 2.5 Análise espectral de dados de turbulência

A transformada de Fourier periódica  $\mathcal{F}$  de um sinal  $f(t)$  no domínio do tempo é

$$\mathcal{F}[f(t)](n) = \int_0^T f(t) e^{-2\pi i n t} dt = \hat{f}(n), \quad (2.44)$$

onde  $i = \sqrt{-1}$ , e  $n$  é a frequência (conjunto discreto e infinito).

Supondo duas distribuições temporais genéricas  $a'(t)$  e  $b'(t)$ , respectivamente flutuações turbulentas dos processos  $a$  e  $b$ , cujas transformadas de Fourier são

$$\hat{a}(n) = \mathcal{F}[a'(t)](n) \quad \text{e} \quad \hat{b}(n) = \mathcal{F}[b'(t)](n), \quad (2.45)$$

os espectros de distribuição de frequências de cada uma das duas variáveis são definidos como (BENDAT; PIERSOL, 1986)

$$S_{aa}(n) = \frac{2}{T} \overline{\hat{a}^*(n) \hat{a}(n)} \quad \text{e} \quad S_{bb}(n) = \frac{2}{T} \overline{\hat{b}^*(n) \hat{b}(n)} \quad (2.46)$$

e o espectro cruzado é dado por

$$S_{ab}(n) = \frac{2}{T} \overline{\hat{a}^*(n)\hat{b}(n)} \quad (2.47)$$

onde  $\hat{a}^*(n)$  e  $\hat{b}^*(n)$  são os conjugados complexos de  $\hat{a}(n)$  e  $\hat{b}(n)$ ,  $T$  é o período — a transformada de Fourier é calculada para um período de 0 a  $T$  por meio de um algoritmo de FFT (*Fast Fourier Transform*). A frequência máxima que pode ser resolvida é igual a metade da frequência de aquisição de dados — a chamada frequência de Nyquist.

O espectro, por definição, é composto por valores reais. O espectro cruzado é composto por uma parte real e por uma parte imaginária, ou seja,

$$S_{ab}(n) = \text{Co}_{ab}(n) - i\text{Qu}_{ab}(n); \quad (2.48)$$

$\text{Co}_{ab}(n)$  é o coespectro e  $\text{Qu}_{ab}(n)$  é o espectro de quadratura. Por exemplo, se  $b$  for igual a  $w$  (componente vertical de velocidade do vento), e  $a$  um escalar qualquer, a integração de  $\text{Co}_{wa}$  representa o transporte vertical do escalar, ou seja,

$$\sum_n \text{Co}_{wa}(n) = \overline{w'a'}; \quad (2.49)$$

$n$  é a frequência discreta, e  $\overline{w'a'}$  — a covariância entre as flutuações de  $w'$  e de um escalar  $a'$  — representa o fluxo vertical turbulento de  $a$  conforme a seção (2.2).

Outra quantidade importante é a ogiva. De acordo com Desjardins et al. (1989) e Bernardes e Dias (2010), a ogiva é uma ferramenta efetiva para se obter o tempo médio mínimo necessário para capturar todas as frequências que contribuem para o fluxo  $\overline{a'b'}$ :

$$Og_{ab}(n_0) = \sum_{n=n_0}^{\infty} \text{Co}_{ab}(n); \quad (2.50)$$

o tempo médio mínimo é o tempo correspondente ao valor da frequência  $n_0$  na qual  $Og_{ab}(n_0)$  converge (no nosso caso  $n_0$  corresponde à frequência espectral mínima). Uma vez que a integral do coespectro dá o valor do fluxo, temos

$$\overline{a'b'} = Og_{ab}(n_0). \quad (2.51)$$

O espectro de fase  $\text{Qu}_{ab}$  é obtido a partir de:

$$\varphi_{ab}(n) = \arctg\left(\frac{\text{Qu}_{ab}(n)}{\text{Co}_{ab}(n)}\right). \quad (2.52)$$

A função de coerência espectral  $\text{Coh}_{ab}$  entre  $a$  e  $b$ ,

$$\text{Coh}_{ab}(n) = \frac{|S_{ab}(n)|^2}{S_{aa}(n)S_{bb}(n)} = \frac{|\text{Co}_{ab}(n) - i\text{Qu}_{ab}(n)|^2}{S_{aa}(n)S_{bb}(n)} \quad (2.53)$$

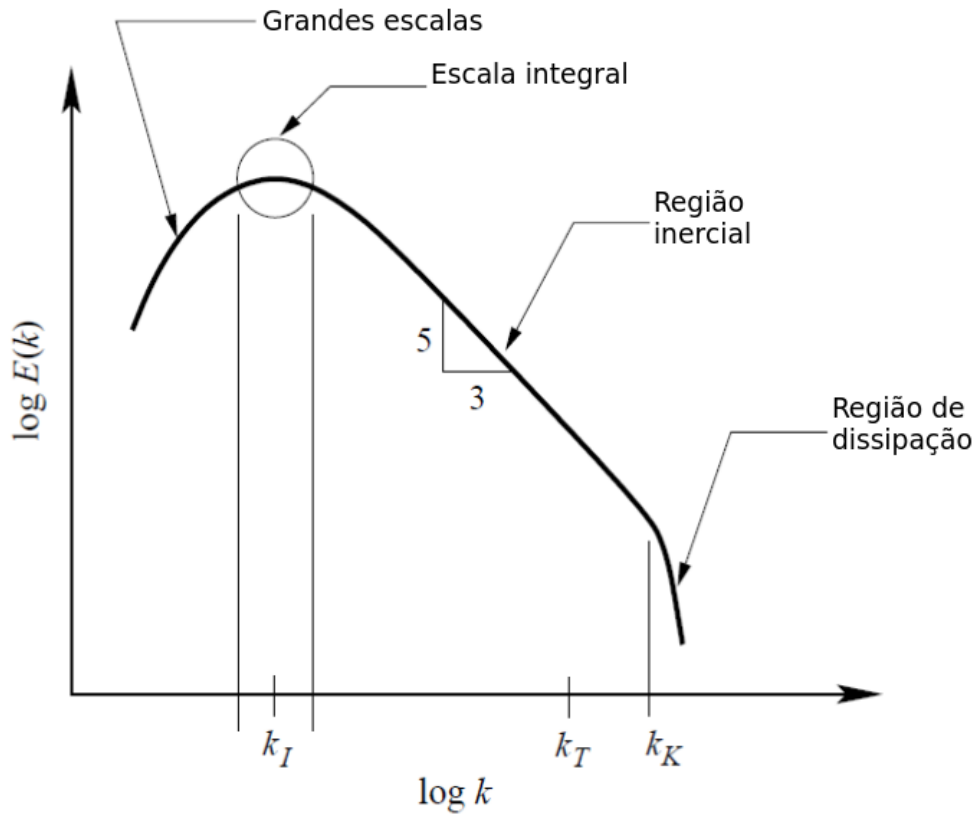


Figura 5 – Regiões características de um espectro genérico  $E(k)$ .  $k_I$  corresponde ao número de onda associado à escala integral;  $k_T$  e  $k_K$  são números de onda associados, respectivamente, com a microescala de Taylor (região inercial) e com a microescala de Kolmogorov (região de dissipação).

é um valor adimensional entre 0 e 1; o coeficiente de correlação espectral  $R_{ab}$ ,

$$R_{ab}(n) = \frac{\text{Co}_{ab}(n)}{S_{aa}(n)S_{bb}(n)}, \quad (2.54)$$

é composto apenas pela parte real da função de coerência e é um valor entre  $-1$  e  $1$ .

Os espectros também podem ser obtidos em função do número de onda  $k$ . Os números de onda são obtidos via a hipótese de congelamento de Taylor como

$$k = \frac{2\pi n}{\bar{u}}, \quad (2.55)$$

onde  $\bar{u}$  é a velocidade média do bloco que está sendo analisado. A conversão dos espectros de frequência para espectros em função do número de onda é simples:

$$F_{aa}(k) = S_{aa}(n) \frac{\bar{u}}{2\pi}; \quad (2.56)$$

$F_{aa}$  é o novo espectro, agora em função do número de onda  $k$ .

Um espectro genérico  $E(k)$ , em função do número de onda  $k$ , é apresentado na figura 5. Diferentes regiões espectrais são mostradas nessa figura: as escalas de dissipação (ou de Kolmogorov), que correspondem às menores escalas da turbulência; a região inercial, que corresponde às escalas intermediárias da turbulência, e que decaem com  $-5/3$  nos espectros, e  $-7/3$  nos coespectros envolvendo velocidade; além dessas, ainda há a região da escala integral, e a região correspondente às grandes escalas da turbulência.

### 3 A questão da similaridade entre escalares

A existência de similaridade perfeita entre dois escalares significa que todas as respectivas funções de similaridade de Monin-Obukhov são iguais e que qualquer uma delas pode ser utilizada na identificação desta similaridade. Quantidades comumente utilizadas incluem a igualdade das difusividades turbulentas para calor e vapor d'água ( $K_H = K_E$ ), coeficiente de correlação entre temperatura e umidade específica  $r_{\theta q}$  (que deve ser  $\pm 1$ ); as funções de coerência  $\text{Coh}_{\theta q}(n)$  e de correlação espectral  $R_{\theta q}(n)$  (que devem ser iguais  $\pm 1$  em todo o intervalo de frequências), e a eficiência relativa de transporte de escalares  $\text{rte}_{\theta q}$  (que não possui limite de valor, porém deve ser igual  $\pm 1$  para que haja similaridade perfeita);  $\theta$  e  $q$  correspondem, aqui, aos escalares temperatura do ar e umidade específica, porém, essas “regras” são válidas para qualquer par de escalares.

A validade da hipótese de similaridade tem sido contestada por diversos autores. Dissimilaridade entre temperatura e umidade foi sugerida por Warhaft (1976): ele observou que, em situações onde o coeficiente de correlação  $r_{\theta q}$  está entre  $-1$  e  $0$ , a razão entre suas difusividades  $K_H/K_E$  é menor que  $1$ ; essa conclusão foi obtida com base em um modelo de fechamento originalmente proposto por Donaldson (1972) e Launder (1975). Brost (1979), em um comentário sobre o trabalho de Warhaft, observou que, utilizando as equações de Reynolds para as variâncias de  $\theta$  e  $q$ , e covariância de  $\theta$ - $q$ ,  $K_H = K_E$  independentemente do valor  $r_{\theta q}$ . A partir de análise dimensional, Hill (1989) mostrou que a similaridade entre dois escalares na camada superficial implica na igualdade de todas as funções de similaridade de Monin-Obukhov, e  $r_{\theta q} = \pm 1$ . Dias e Brutsaert (1996) obtiveram  $r_{\theta q} = \pm 1$  analiticamente, utilizando as mesmas equações de Brost (1979), resolvendo assim as contradições entre Hill (1989) e Warhaft (1976); além disso, o resultado já obtido por Hill (1989) foi reforçado.

Mesmo com os resultados teóricos obtidos por Brost (1979), Hill (1989) e Dias e Brutsaert (1996) em favor da similaridade perfeita entre escalares sob condições idealizadas, é fato que em condições reais de campo sempre existe um certo grau de dissimilaridade. Sabe-se que  $\sigma_u/u_*$  não segue a TSMO (GARRATT, 1994, p. 72), e que as menores frequências dos espectros de escalares também não (KAIMAL et al., 1972; GARRATT, 1994, p. 75). Katul e Hsieh (1999) observaram a ocorrência frequente de  $|r_{\theta q}| < 1$ , o que está em concordância com a sugestão de Warhaft (1976): sob condições instáveis, mesmo se os perfis adimensionais de temperatura e umidade forem iguais, as variâncias adimensionais correspondentes não serão iguais.

É interessante notar a variabilidade dos valores de  $r_{\theta q}$  obtidos a partir de experimentos de campo. Phelps e Pond (1971) obtiveram  $r_{\theta q} \leq 0,87$  e concluíram que temperatura e umidade nem sempre são similares; eles sugeriram que as diferenças entre as difusividades podem ocorrer em duas situações distintas: quando um dos escalares tem um papel passivo, ou quando os gradientes  $\partial\bar{\theta}/\partial z$  e  $\partial\bar{q}/\partial z$  têm sinais diferentes. Fluxos turbulentos e gradientes de temperatura e umidade dentro de uma camada de inversão advectiva foram medidos por Lang et al. (1983): em condições neutras obtiveram  $K_H/K_E \sim 1,0$ , caindo para 0,65 com o aumento da estabilidade, e  $r_{\theta q} = -0,7$  (aparentemente para todos os blocos de medição) foi atribuído à estratificação estável e à pequena espessura da camada limite interna observada.

McNaughton e Laubach (1998) estudaram o efeito da não-estacionariedade da velocidade do vento sobre as difusividades turbulentas de calor ( $K_H$ ) e vapor d'água ( $K_E$ ) numa transição entre superfícies seca e úmida dentro de uma camada limite estável; duas causas para a dissimilaridade foram sugeridas: o não-ajuste completo dos processos turbulentos à nova superfície e as variações temporais do vento e dos fluxos dos escalares. Asanuma e Brutsaert (1999b) observaram uma grande variação no  $r_{\theta q}$  (entre  $-0,2$  e  $+1$ ) medido a bordo de um avião sobre uma floresta durante o experimento HAPEX; de acordo com eles, houve um impacto sobre a variância de umidade, o qual foi atribuído à variabilidade espacial das fontes de umidade e ao seu papel passivo. Dentro de uma floresta, Lamaud e Irvine (2006) obtiveram valores médios de 0,75 para  $r_{\theta q}$ , enquanto o coeficiente de eficiência relativa de transporte entre temperatura e umidade ( $r_{te\theta q}$ ) ficou próximo a 1,3.

Resultados sobre similaridade de escalares obtidos a partir de análise espectral incluem as observações apresentadas por Dias (1994) de que a função de coerência espectral (Coh) deve ser muito próxima de  $+1$ , e que as altas frequências sofrem o efeito da separação espacial entre os sensores de medição; esse comportamento foi observado, também, por Moncrieff et al. (1992), e Dias e Brutsaert (1996).

Funções de fase e de coerência foram utilizadas por Ohtaki (1985) para verificar similaridade entre  $\theta$ ,  $q$  e a concentração de  $\text{CO}_2$  ( $c$ ); as funções de coerência entre os pares  $c-q$  e  $c-\theta$  ficaram próximas de  $+1$  para casos em que  $0,02 < -\zeta < 10,0$ . Outra importante observação foi que a produção local é aproximadamente igual à dissipação, suposição também considerada por Warhaft (1976), Brost (1979) e Dias e Brutsaert (1996). Para condições estáveis, uma análise da função de coerência entre  $\theta$  e  $q$  foi realizada por Dias (1994); resultados muito próximos de  $+1$  para a maioria dos blocos do experimento FIFE-89 foram obtidos.

Similaridade global entre  $\theta$  e  $q$  foi analisada por Asanuma et al. (2007) através de funções de correlação espectral ( $R_{\theta q}$ ) e de eficiência relativa de transporte espectral  $\text{RTE}_{\theta q}$  — obtidos através das equações (3.2) e (3.5) introduzidas posteriormente na subseção 3.1

deste capítulo — para diversas condições atmosféricas. Esse estudo foi focado nas baixas frequências, e observou-se que nas grandes escalas a similaridade nem sempre se mantém; outro importante ponto observado foi a tendência para que o transporte de calor sensível ocorra em escalas ligeiramente maiores que as de vapor d'água. Conforme os autores, é possível que essa seja uma característica de camadas superficiais instáveis, e que a provável causa seria o entranhamento de calor sensível no topo da CLA — observação esta, feita anteriormente por Bruin et al. (1993) e Laubach e McNaughton (1998). Na aplicação da técnica de covariância de passa-banda, Asanuma et al. (2005) encontraram correlações espectrais da ordem de +1 nas altas frequências.

Recentemente a aplicação da hipótese de similaridade tem se estendido, também, a escalares além de temperatura e umidade. De fato, a hipótese de similaridade é importante em estudos de trocas de qualquer par de gases entre a atmosfera e a superfície, incluindo poluentes e gases de efeito estufa. Diferentes autores têm usado a hipótese de similaridade para estudar fluxos de CO<sub>2</sub> sobre diferentes superfícies. Por exemplo, Ruppert et al. (2006) estudaram a similaridade entre  $\theta$ ,  $q$  e concentração  $c$  de CO<sub>2</sub> usando análise espectral e o coeficiente de correlação escalar entre os pares  $c-q$  e  $c-\theta$ : para a maioria dos casos foi obtido um coeficiente de correlação de  $\approx 0,9$ . Medições desses mesmos escalares, realizadas por Moriwaki e Kanda (2006) sobre uma superfície heterogênea, resultaram nos valores médios  $r_{\theta q} = 1,82$  e  $r_{\theta c} = 4,54$ ; esses altos valores foram atribuídos à heterogeneidade da superfície e ao papel ativo da temperatura: segundo os autores, fontes e sumidouros de CO<sub>2</sub> e vapor d'água não são homogêneos, reduzindo, desta forma, suas eficiências de transferência.

A influência sazonal da heterogeneidade da superfície sobre a similaridade entre  $\theta$ ,  $q$  e  $c$  utilizando o método da variância foi verificada por Williams et al. (2007): a variação sazonal da rugosidade de uma superfície vegetada influencia a similaridade entre os escalares em questão. O método da variância também foi aplicado por Cava et al. (2008) para dados de  $\theta$ ,  $q$  e  $c$  medidos sobre uma densa floresta alpina; de acordo com os autores, as anomalias observadas no comportamento de  $q$  e  $c$  podem ter sido causadas pela concentração de CO<sub>2</sub> proveniente do solo, e no caso da umidade  $q$ , pelo entranhamento de ar seco no topo da CLA.

Medições de longo período de  $\theta$ ,  $q$  e concentração de CO<sub>2</sub> foram realizadas por Iwata et al. (2010); eles verificaram que as razões entre as difusividades turbulentas dependem da distribuição espacial das fontes e sumidouros e que a difusividade turbulenta de CO<sub>2</sub>,  $K_c$ , é geralmente menor que  $K_H$  e  $K_E$ . Detto et al. (2010) mediram  $\theta$ ,  $q$ , e concentrações de CO<sub>2</sub> e CH<sub>4</sub> sobre uma área de pastagem; uma análise espectral com *wavelets* indicou a existência de influência exógena, associada à presença de gado, nas pequenas escalas de CO<sub>2</sub> e CH<sub>4</sub>.

Deve-se, ainda, considerar a importância da magnitude da divergência dos momentos

de terceira ordem, isto é, do termo de transporte, nas equações de Reynolds para as variâncias e covariâncias: se eles forem desprezíveis, as equações podem ser consideravelmente simplificadas; na verdade, os resultados de Brost (1979) e Dias e Brutsaert (1996) dependem fortemente dessa suposição. De acordo com Wyngaard (2002, p. 325), é comum supor que a divergência dos momentos de terceira ordem envolvendo escalares é desprezível na CLS; evidências de que esses momentos são constantes e muito próximos de zero sob condições estáveis foram apresentadas por Dias et al. (1995). Wyngaard et al. (1978) e Sempreiva e Hojstrup (1998) também mostraram que eles são muito próximos de zero em condições quase neutras ou ligeiramente instáveis, e que suas divergências podem ser desprezadas.

Até este ponto todas as observações apresentadas estão relacionadas com experimentos de campo, normalmente realizados dentro da CLS, isto é, nos primeiros 10–20% da CLA. Em resumo, o que vimos é que, para dados experimentais, a similaridade entre os escalares é sempre aproximada; além disso, diversas causas são conjecturadas, porém nenhuma delas é realmente confirmada. Existem diversas funções ou indicadores de similaridade que podem ser utilizados para verificar se dois escalares são similares ou não, e algumas vezes resultados obtidos de diferentes funções parecem ser inconsistentes. Esses fatos reforçam a necessidade e a importância de conhecer quais são as verdadeiras causas das violações da hipótese de similaridade, e também de como identificá-las.

Agora, se deslocarmos nossa atenção para a região acima da CLS, é de se esperar que se os escalares não estão correlacionados na CLS, também não estarão nessa região. Nesse sentido, o entranhamento de ar seco no topo da CLA é apresentado por Wyngaard et al. (1978) e Katul et al. (2008) como causa para a dissimilaridade entre as flutuações de  $\theta$  e  $q$  na parte superior da camada de mistura convectiva. Este efeito pode ser capturado por modelos para a camada de mistura, entre os quais estão a teoria de difusão *top-down* e *bottom-up* apresentada por Wyngaard e Brost (1984) e Moeng e Wyngaard (1984), e a teoria de similaridade de Sorbjan (1990) e Sorbjan (1991); ambos produzem perfis verticais de  $r_{\theta q}$  cujos valores variam entre  $-1$  (anticorrelação perfeita) no topo da CLA até  $+1$  (correlação perfeita) próximo à superfície.

Sorbjan (2005), Sorbjan (2006) e Lanotte e Mazzitelli (2013) sugerem, através de resultados de experimentos numéricos com LES, que os efeitos dos fluxos de entranhamento no topo da CLA podem causar dissimilaridade entre os escalares até mesmo na superfície. Em particular, Lanotte e Mazzitelli (2013) mostraram que, quanto menores são os fluxos de entranhamento (o que implica numa inversão mais forte no topo da CLA), maior será o coeficiente de correlação entre  $\theta$  e um escalar passivo ao longo de toda a altura da CLA; no entanto, até agora nenhuma investigação sistemática em relação aos efeitos dos fluxos de entranhamento sobre a CLS foi realizado (ASANUMA et al., 2007). Katul et al. (2008)



comentam que a grande distância que separa a CLS da zona de entranhamento, e a possibilidade da existência de outras causas de decorrelação fazem com que seja difícil de estabelecer os reais efeitos do entranhamento dos fluxos no topo da CLA sobre a CLS.

Na sequência são apresentados os principais indicadores de similaridade (seção 3.1), incluindo o coeficiente simétrico de eficiência de transferência, o qual é uma adaptação de  $r_{\theta q}$ ; um novo indicador de similaridade — o número de fluxo de escalar — é proposto na 3.2. Noções gerais da teoria de difusão *top-down* e *bottom-up* são apresentadas na seção 3.3. Na seção 3.4 são apresentadas as três possíveis abordagens para verificação da similaridade entre escalares: as equações de Reynolds e análise de dados experimentais, análise dimensional (apresentada, mas não utilizada no estudo desenvolvido aqui), e simulação numérica de turbulência; essas abordagens são apresentadas, respectivamente, nas subseções 3.4.1, 3.4.2 e 3.4.3.

## 3.1 Indicadores de similaridade entre escalares

Similaridade perfeita entre dois escalares implica na igualdade de todas as funções de similaridade de Monin-Obukhov formadas por eles, o que significa que qualquer uma delas poderia ser utilizada para definir a existência (ou não) de similaridade. Nesse sentido, os indicadores, e respectivos valores para similaridade perfeita, mais utilizados para verificar a similaridade entre as flutuações, por exemplo, de temperatura  $\theta$  e umidade específica  $q$  incluem

- difusividades turbulentas: devem ser iguais, portanto para calor e vapor d'água teríamos  $K_H = K_E$ ;
- coeficiente de correlação escalar:  $r_{\theta q} = \pm 1$ ;
- função de coerência espectral:  $\text{Coh}_{\theta q}(n) = \pm 1$ ;
- função de correlação espectral:  $R_{\theta q}(n) = \pm 1$ ;
- coeficiente de eficiência de transferência relativa:  $r_{\theta q} = \pm 1$ ; e
- eficiência de transferência relativa espectral:  $\text{RTE}_{\theta q}(n) = \pm 1$ .

O coeficiente de correlação escalar entre  $\theta$  e  $q$  é

$$r_{\theta q} = \frac{\overline{\theta q}}{\sqrt{\overline{\theta\theta}}\sqrt{\overline{qq}}}; \quad (3.1)$$

definições similares podem ser usadas para obter  $r_{w\theta}$  e  $r_{wq}$  — correlações das flutuações de  $\theta$  e  $q$  com as flutuações da componente de velocidade vertical  $w$ .

Considerando os espectros unilaterais dos escalares são  $S_{\theta\theta}(n)$  e  $S_{qq}(n)$ , e o espectro cruzado é  $S_{\theta q}(n)$  (todos definidos na seção 2.5), suas funções de correlação e coerência espectral são dadas por (2.53) e (2.54), que escritas para  $\theta$  e  $q$  ficam

$$R_{\theta q}(n) \equiv \frac{\text{Co}_{\theta q}(n)}{\sqrt{S_{\theta\theta}(n)S_{qq}(n)}}, \quad (3.2)$$

e

$$\text{Coh}_{\theta q}(n) \equiv \frac{\text{Co}_{\theta q}^2(n) + \text{Qu}_{\theta q}^2(n)}{S_{\theta\theta}(n)S_{qq}(n)}. \quad (3.3)$$

A eficiência de transferência relativa é dada por

$$\text{rte}_{\theta q} = \frac{r_{w\theta}}{r_{wq}}, \quad (3.4)$$

e seu correspondente espectral é (CANCELLI et al., 2012a)

$$\text{RTE}_{\theta q}(n) = \frac{R_{w\theta}(n)}{R_{wq}(n)}. \quad (3.5)$$

Embora devam ter um valor  $\pm 1$  para o caso de similaridade perfeita,  $\text{rte}_{\theta q}$  e  $\text{RTE}_{\theta q}(n)$  não possuem um limite absoluto máximo.

Repare que, sob condições idealizadas, a similaridade entre os escalares implica em  $r_{\theta q}$  e  $\text{rte}_{\theta q}$  iguais a  $\pm 1$ ; na prática eles têm diferentes significados: enquanto  $r_{\theta q}$  mede a similaridade total entre os escalares,  $\text{rte}_{\theta q}$  dá a medida total de similaridade entre os fluxos dos escalares. A multiplicação por  $w$  tem o efeito de filtrar as baixas frequências do espectro podendo, assim, atenuar a dissimilaridade nas baixas frequências dos coespectros  $w - \theta$  e  $w - q$ , o que faz com que a similaridade entre os fluxos dos escalares seja muito maior que a similaridade entre os escalares. Nesse sentido, se o foco da análise são os fluxos,  $\text{rte}_{\theta q}$  é indiscutivelmente melhor indicador de similaridade do que  $r_{\theta q}$ .

Diferente de  $r_{\theta q}$ , a definição de  $\text{rte}_{\theta q}$  é assimétrica em  $\theta$  e  $q$ ; isso significa que não há um limite superior para  $\text{rte}_{\theta q}$ , o qual pode ser maior que  $+1$  se o transporte de temperatura for mais eficiente que o transporte de umidade. O mesmo se aplica a  $\text{RTE}_{\theta q}(n)$ , que pode ser extremamente mal comportado em  $n$  (o que poderá ser observado posteriormente, na análise de dados experimentais).

### 3.1.1 Coeficiente simétrico de transferência

Para lidar com o problema de  $\text{rte}_{\theta q}$ , um coeficiente simétrico (em  $\theta$  e  $q$ ) de eficiência de transferência é proposto neste trabalho (e em Cancelli et al. (2012a)). Este coeficiente é

definido como

$$\text{ste}_{\theta q} = 1 - \frac{||r_{w\theta}| - |r_{wq}||}{|r_{w\theta}| + |r_{wq}|}. \quad (3.6)$$

Seu correspondente espectral, a função simétrica de eficiência de transferência, é

$$\text{STE}_{\theta q}(n) = 1 - \frac{||R_{w\theta}(n)| - |R_{wq}(n)||}{|R_{w\theta}(n)| + |R_{wq}(n)|}. \quad (3.7)$$

Assim como  $\text{rte}_{\theta q}$ , e pela mesma razão,  $\text{ste}_{\theta q}$  é um melhor indicador de similaridade que  $r_{\theta q}$  quando o objetivo é avaliar a similaridade entre os fluxos dos escalares.

## 3.2 Número de fluxo de escalar

Para turbulência horizontalmente homogênea e estacionária, a equação de Reynolds para a covariância entre dois escalares quaisquer,  $a$  e  $b$ , é

$$-\frac{\partial}{\partial z} \overline{w'a'b'} - \overline{w'a'} \frac{\partial \bar{b}}{\partial z} - \overline{w'b'} \frac{\partial \bar{a}}{\partial z} = (\nu_a + \nu_b) \frac{\partial a'}{\partial x_k} \frac{\partial b'}{\partial x_k}; \quad (3.8)$$

$\nu_a$  e  $\nu_b$  são as difusividades moleculares, e a notação indicial, ou de Einstein, é adotada. Do lado esquerdo, o primeiro termo representa o transporte turbulento, e os outros dois representam a produção por gradiente; do lado direito temos a dissipação molecular. O objetivo aqui é obter uma formulação adimensional capaz de identificar a relevância do termo de transporte; para tanto, normalizamos cada um dos termos por escalas  $\Delta \bar{a}$  e  $\Delta \bar{b}$ , e definimos um conjunto de parâmetros adimensionais  $\psi$  de forma que

$$\psi_{\bar{a}} \frac{\Delta \bar{a}}{z} \equiv -\frac{\partial \bar{a}}{\partial z}, \quad (3.9)$$

$$\psi_{\bar{b}} \frac{\Delta \bar{b}}{z} \equiv -\frac{\partial \bar{b}}{\partial z}, \quad (3.10)$$

$$\psi_{\overline{w'a'b'}} \frac{\overline{w'a'b'}}{z} \equiv -\frac{\partial \overline{w'a'b'}}{\partial z}, \quad (3.11)$$

e

$$\psi_{\epsilon_{ab}} \frac{\Delta \bar{a} \Delta \bar{b}}{z^2} \equiv \frac{\partial a'}{\partial x_k} \frac{\partial b'}{\partial x_k}; \quad (3.12)$$

$z$  é a altura de medição, e  $\Delta \bar{a}$ ,  $\Delta \bar{b}$  são as diferenças entre as médias dos escalares na superfície e na altura de medição. Substituindo (3.9)–(3.12) em (3.8), e multiplicando por  $z^2/[(\nu_a + \nu_b)\Delta \bar{a}\Delta \bar{b}]$ , obtém-se

$$\frac{\overline{w'a'b'}}{(\nu_a + \nu_b)\Delta \bar{a}\Delta \bar{b}} \psi_{\overline{w'a'b'}} + \frac{\overline{w'a'} z}{(\nu_a + \nu_b)\Delta \bar{a}} \psi_{\bar{b}} + \frac{\overline{w'b'} z}{(\nu_a + \nu_b)\Delta \bar{b}} \psi_{\bar{a}} = \psi_{\epsilon_{a'b'}}. \quad (3.13)$$

Se  $a = b$ ,

$$\frac{\overline{w'a'a'} z}{2\nu_a (\Delta\bar{a})^2} \psi_{\overline{w'a'a'}} + \frac{\overline{w'a'} z}{\nu_a \Delta\bar{a}} \psi_{\bar{a}} = \psi_{\epsilon_{aa}}. \quad (3.14)$$

O coeficiente que multiplica  $\psi_{\bar{a}}$  em (3.14) é, agora, definido como *número de fluxo de escalar* ou simplesmente Sf, ou seja,

$$\text{Sf}_a \equiv \frac{\overline{w'a'} z}{\nu_a \Delta\bar{a}}. \quad (3.15)$$

O comportamento do número de fluxo de escalar — proposto neste trabalho (e apresentado em Cancelli et al. (2012a)) — é testado no decorrer da seção 4.3, e especialmente na subseção 4.3.2. Fisicamente, para Sf suficientemente grande, o termo de transporte é desprezível em (3.8), resultando num balanço clássico entre produção por gradiente e a dissipação molecular da variância do escalar — como veremos, essa é uma condição suficiente para garantir alta similaridade entre  $a$  e  $b$ .

### 3.3 Teoria de difusão top-down e bottom-up

Wyngaard e Brost (1984) e Moeng e Wyngaard (1984) propuseram uma teoria de difusão *top-down* e *bottom-up* composta por equações para as variâncias de temperatura e umidade, e sua covariância. O processo de difusão *top-down* é caracterizado por um fluxo de escalar nulo próximo à superfície, e por um fluxo de escalar máximo no topo da camada de mistura; por sua vez, o processo de difusão *bottom-up* é caracterizado por um fluxo de escalar não-nulo próximo à superfície e por um fluxo nulo no topo. Essa teoria é válida para camada limite convectiva e mais detalhes podem ser encontrados em Wyngaard (2010, p. 252–257).

As funções teóricas adimensionais para as variâncias, e covariância, apresentadas por Moeng e Wyngaard (1984) são

$$\frac{\overline{\theta'\theta'}}{\Theta_*^2} = f_b + 2R_\theta f_{tb} + R_\theta^2 f_t, \quad (3.16)$$

$$\frac{\overline{q'q'}}{Q_*^2} = f_b + 2R_q f_{tb} + R_q^2 f_t, \quad (3.17)$$

$$\frac{\overline{\theta'q'}}{\Theta_* Q_*} = f_b + (R_\theta + R_q) f_{tb} - R_\theta R_q f_b. \quad (3.18)$$

$R_\theta$  and  $R_q$  são as razões entre os fluxos de calor e vapor d'água no topo e na base da CLA;  $f_b$ ,  $f_t$  e  $f_{tb}$  são dados por

$$f_b = \begin{cases} 1,8(z/z_i)^{-2/3}, & \text{for } z/z_i < 0,1z_i \\ 0,47(z/z_i)^{-5/4}, & \text{for } z/z_i > 0,1z_i, \end{cases} \quad (3.19)$$

$$f_t = \begin{cases} 2,1(1 - z/z_i)^{-3/2}, & \text{for } z/z_i < 0,9z_i \\ 14(1 - z/z_i)^{-2/3}, & \text{for } z/z_i > 0,9z_i \end{cases} \quad (3.20)$$

e

$$f_{tb} = 1; \quad (3.21)$$

$z_i$  é a altura da CLA. Esses coeficientes foram obtidos por Moeng e Wyngaard (1984) usando um código de LES similar ao utilizado no desenvolvimento deste trabalho (capítulo 5). Sendo assim, é de se esperar que ocorra uma boa concordância entre os perfis teóricos e os resultados numéricos obtidos aqui.

### 3.4 Abordagens para verificação da similaridade entre escalares

As abordagens existentes para verificação da hipótese de similaridade entre dois escalares quaisquer na CLA incluem

- as equações de Reynolds de segunda ordem para a variância de um escalar, e covariância entre dois escalares em conjunto com análise de dados micrometeorológicos (WARHAFT, 1976; BROST, 1979; DIAS, 1994; DIAS; BRUTSAERT, 1996),
- análise dimensional (HILL, 1989), e
- simulação de turbulência utilizando *Large-eddy simulation* — simulação de grandes vórtices (SORBJAN, 2005; SORBJAN, 2006; LANOTTE; MAZZITELLI, 2013; ALBERTSON; PARLANGE, 1999b; BOU-ZEID et al., 2004).

A seguir, noções gerais de cada uma dessas possíveis abordagens são apresentadas. As equações de Reynolds são apresentadas na subseção 3.4.1. A abordagem utilizada por Hill (1989), embora apresentada na subseção 3.4.2, não é utilizada no desenvolvimento deste trabalho. Uma vez que o método de simulações de grandes vórtices é detalhado no capítulo 5, apenas uma breve introdução é apresentada na subseção 3.4.3.

#### 3.4.1 Equações de Reynolds de segunda ordem e análise de dados micrometeorológicos

Em Dias (1994) e Dias e Brutsaert (1996) é possível encontrar uma discussão detalhada sobre a similaridade entre temperatura e umidade específica utilizando as equações

de balanço para variâncias e covariância entre dois escalares. Conforme comentado anteriormente, Warhaft (1976) e Brost (1979) obtiveram resultados contraditórios utilizando as equações de Reynolds para as variâncias de  $\theta$  e  $q$ , e covariância  $\theta$ - $q$ . Em Warhaft (1976) a equação de balanço utilizada para os fluxos dos escalares — simplificação da equação (2.43) — foi:

$$0 = -\overline{w'w'}\frac{\partial\bar{a}}{\partial z} - \frac{\partial\overline{w'w'a'}}{\partial z} + \frac{g}{\theta_v}\overline{a'\theta'_v} + \frac{p'}{\bar{\rho}}\frac{\partial\bar{a}'}{\partial z} - 2\epsilon_{wa}, \quad (3.22)$$

onde  $a$  pode ser  $\theta$  ou  $q$ ;  $g$  é a aceleração da gravidade e  $p$  a pressão atmosférica. O termo de dissipação  $\epsilon_{wa}$  e o termo de transporte foram desprezados; um modelo de fechamento para pressão (de Launder (1975)) foi utilizado. Ao final, o autor obteve uma expressão para a razão entre as difusividades turbulentas  $K_H$  e  $K_E$  dada por

$$\frac{K_H}{K_E} = \frac{1 - \frac{1}{2}\frac{g}{\overline{w'w'}}\left[\frac{\overline{\theta'\theta'}}{\theta} + 0,61\overline{\theta'q'}\right]\left(\frac{\partial\bar{\theta}}{\partial z}\right)^{-1}}{1 - \frac{1}{2}\frac{g}{\overline{w'w'}}\left[\frac{\overline{\theta'q'}}{\theta} + 0,61\overline{q'q'}\right]\left(\frac{\partial\bar{q}}{\partial z}\right)^{-1}}. \quad (3.23)$$

Ele sugere que as difusividades turbulentas podem ser significativamente diferentes quando a correlação entre os dois escalares é pequena, quando um dos escalares atua como passivo ou mesmo quando os gradientes de temperatura e umidade têm sinais opostos.

Em um comentário sobre o trabalho de Warhaft (1976), Brost (1979) continuou da equação de balanço para a covariância de dois escalares  $a$  e  $b$  para condições não-advectivas e aproximadamente estacionárias:

$$\overline{w'a'}\frac{\partial\bar{b}}{\partial z} + \overline{w'b'}\frac{\partial\bar{a}}{\partial z} + \frac{\partial\overline{w'a'b'}}{\partial z} = -2\epsilon_{ab}; \quad (3.24)$$

$\epsilon_{ab}$  é a dissipação molecular da covariância entre  $a$  e  $b$ , e  $a$  e  $b$  podem ser tanto  $\theta$  quanto  $q$ , portanto, (3.24) representa 3 equações: uma para  $\theta$ - $\theta$ , uma para  $q$ - $q$  e uma para  $\theta$ - $q$ . A dissipação molecular foi parametrizada como

$$\epsilon_{ab} = r_{ab}\frac{\sigma_w\sigma_a\sigma_b}{\ell}, \quad (3.25)$$

onde  $\sigma$  representa o desvio-padrão (para cada uma das variáveis),  $\ell$  é uma escala de comprimento e  $r_{ab}$  é o coeficiente de correlação entre  $a$  e  $b$ . A expressão obtida por Brost (1979) para a relação  $K_H/K_E$  foi

$$\frac{K_H}{K_E} = \frac{1 + \frac{1}{2}\frac{g\ell}{\sigma_w^2}\left[\frac{r_{w\theta}\sigma_\theta}{\theta} + \frac{0,61}{2}\left(\frac{K_H}{K_E} + 1\right)r_{wq}\sigma_q\right]}{1 + \frac{1}{2}\frac{g\ell}{\sigma_w^2}\left[\frac{1}{2}\left(\frac{K_E}{K_H} + 1\right)\frac{r_{w\theta}\sigma_\theta}{\theta} + 0,61r_{wq}\sigma_q\right]}. \quad (3.26)$$

Após transformações algébricas envolvendo as propriedades das grandezas envolvidas no lado direito da equação (3.26), Dias e Brutsaert (1996) obtiveram  $K_H/K_E = 1$ , ou seja, os escalares são similares independente do valor de  $r_{\theta q}$ .

Partindo da equação (3.24), as versões adimensionais para as funções  $\phi$  dos pares  $a-b$  ( $\theta-\theta$  ou  $q-q$  ou  $\theta-q$ ), com termos de transporte desprezados podem ser obtidas através de sua multiplicação por  $\kappa z$  e divisão pela multiplicação de escalas  $u_* a_* b_*$ , de forma que

$$\phi_H = \phi_{\epsilon_{\theta\theta}}, \quad \phi_E = \phi_{\epsilon_{qq}}, \quad \text{e} \quad \phi_H + \phi_E = 2\phi_{\epsilon_{\theta q}}, \quad (3.27)$$

onde

$$\phi_{\epsilon_{ab}} = \frac{\kappa z \epsilon_{ab}}{u_* a_* b_*}. \quad (3.28)$$

Para a dissipação molecular  $\epsilon_{ab}$ , Dias e Brutsaert (1996) utilizaram o resultado padrão (STULL, 1988, cap. 4):

$$\epsilon_{ab} = \frac{\nu_a + \nu_b}{2} \left( \overline{\frac{\partial a'}{\partial x_k} \frac{\partial b'}{\partial x_k}} \right). \quad (3.29)$$

A partir dessas equações os autores obtiveram

$$\begin{aligned} \frac{\epsilon_{\theta q}^2}{\epsilon_{\theta\theta} \epsilon_{qq}} &= \frac{\left( \frac{\nu_\theta + \nu_q}{2} \right)^2 \left( \overline{\frac{\partial \theta'}{\partial x_k} \frac{\partial q'}{\partial x_k}} \right)}{\nu_\theta \nu_q \left( \overline{\frac{\partial \theta'}{\partial x_k} \frac{\partial \theta'}{\partial x_k}} \right) \left( \overline{\frac{\partial q'}{\partial x_k} \frac{\partial q'}{\partial x_k}} \right)} = \frac{\phi_{\epsilon_{\theta q}}^2}{\phi_{\epsilon_{\theta\theta}} \phi_{\epsilon_{qq}}} \\ &= \frac{\nu_\theta^2 + 2\nu_\theta \nu_q + \nu_q^2}{4\nu_\theta \nu_q} r_{\nabla\theta\nabla q}^2 = 1,008 r_{\nabla\theta\nabla q}^2 \approx r_{\nabla\theta\nabla q}^2. \end{aligned} \quad (3.30)$$

As difusividades de calor e vapor d'água a 20°C são  $\nu_\theta = 2,122 \times 10^{-5} \text{ m}^2\text{s}^{-1}$  e  $\nu_q = 2,536 \times 10^{-5} \text{ m}^2\text{s}^{-1}$  (BRUTSAERT, 1982), e  $r_{\nabla\theta\nabla q}^2$  é o coeficiente de correlação entre os gradientes das flutuações de temperatura e umidade. De (3.27) e (3.30) os autores obtiveram o sistema de equações algébricas,

$$z^2 = r^2 xy \quad x + y = 2z, \quad (3.31)$$

onde  $z = \phi_{\epsilon_{\theta q}}$ ,  $x = \phi_H = \phi_{\epsilon_{\theta\theta}}$ ,  $y = \phi_E = \phi_{\epsilon_{qq}}$  e  $r = r_{\nabla\theta\nabla q}$ . A solução destas equações é  $r^2 = 1$  e  $x = y = z$  indicando que os escalares são perfeitamente correlacionados se as funções  $\phi$  são iguais. Usando o fato de que correlação perfeita implica em proporcionalidade entre duas variáveis, Dias e Brutsaert (1996) utilizaram uma constante de proporcionalidade  $C$  entre os gradientes das flutuações,

$$C = \frac{\nabla q'}{\nabla \theta'}, \quad (3.32)$$

cuja integração resulta em

$$q' - C\theta' = D, \quad (3.33)$$

conforme os autores, obtém-se  $D = 0$  tomando as médias de ambos os lados. Assim,

$$q' = C\theta' \Rightarrow r_{\theta q}^2 = 1. \quad (3.34)$$

Na análise de similaridade entre  $\theta$  e  $q$  do experimento FIFE-89, Dias (1994) analisou os coeficientes de correlação  $r_{\theta q}$ , regressões entre desvios-padrão ( $\sigma_a$ ) e escalas turbulentas ( $a_*$ ), espectros de  $\theta$  e  $q$ , coespectros dos pares  $w-q$  e  $w-\theta$  além de funções de coerência e de fase entre os dois escalares; Dias e Brutsaert (1996) confirmaram as suposições da hipótese de similaridade para situações estáveis. Neste trabalho, uma análise de dados experimentais para condições de estratificação instável é apresentada no capítulo 4.

### 3.4.2 Análise dimensional

A abordagem de Hill (1989) para a similaridade entre escalares, também citada em Dias e Brutsaert (1996), foi baseada em análise dimensional. Ele mostrou que se a TSMO é válida para dois escalares assim como para a combinação linear destes dois, então ambos são perfeitamente correlacionados. Em particular, uma consequência disto é (DIAS; BRUTSAERT, 1996):

$$\phi_H = \phi_E, \quad \phi_{w\theta\theta} = \phi_{wqq}, \quad \phi_{ww\theta} = \phi_{wwq}, \quad \phi_{\theta\theta} = \phi_{qq} = \phi_{\theta q}; \quad (3.35)$$

além disto, todas as funções espectrais adimensionalizadas são iguais. Hill (1989) usou um índice de refração cuja flutuação representa uma combinação linear de  $\theta$  e  $q$ . De acordo com Dias (1994), esta mesma abordagem pode ser feita para a temperatura virtual  $\theta_v$  cuja flutuação é dada por

$$\theta'_v = (1 + 0,61\bar{q})\theta' + 0,61\bar{\theta}q', \quad (3.36)$$

e sua escala turbulenta é

$$\theta_{v*} = (1 + 0,61\bar{q})\theta_* + 0,61\bar{\theta}q_*. \quad (3.37)$$

Supondo que as flutuações  $\theta'$ ,  $q'$  e  $\theta'_v$  seguem a TSMO na camada superficial, então

$$\theta_*\phi_H = \kappa z \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z}, \quad \theta_{v*}\phi_{H_v} = \kappa z \frac{\partial \bar{\theta}_v}{\partial z}, \quad q_*\phi_E = \kappa z \frac{\partial \bar{q}}{\partial z}. \quad (3.38)$$



Com as equações (3.37) e (3.38), e algumas transformações algébricas, obtém-se

$$\theta_{v_*} \phi_{H_v} = (1 + 0,61\bar{q})\theta_* \phi_H + 0,61\bar{\theta}q_* \phi_E; \quad (3.39)$$

para que (3.37) seja sempre verdade é necessário que

$$\phi_{H_v} = \phi_E = \phi_H. \quad (3.40)$$

Essencialmente supõe-se que se

$$a, b \text{ obedecem a TSMO} \Rightarrow c = k_a a + k_b b \text{ obedece a TSMO}. \quad (3.41)$$

A partir de (3.41) é possível provar que todas as funções adimensionais  $\phi$  são iguais para temperatura e umidade, e que

$$\frac{\theta'}{\theta_*} = \frac{q'}{q_*} \Leftrightarrow r_{\theta q}^2 = 1, \quad (3.42)$$

ou seja, se as flutuações de dois escalares são proporcionais, sua correlação é perfeita e vice-versa. Em resumo, se as flutuações  $\theta'$ ,  $\theta'_v$  e  $q'$  obedecem à TMSO, então  $r_{\theta q}^2 = 1$  e  $\phi_H = \phi_E$ .

### 3.4.3 Simulação de turbulência

As simulações de turbulência realizadas no desenvolvimento deste trabalho foram feitas utilizando *Large-eddy simulation* (simulação de grandes vórtices ou LES).

LES é uma técnica aproximada que resolve grandes escalas turbulentas. Sua origem remonta aos primeiros modelos de previsão de tempo, e de circulação geral na atmosfera. Foi inicialmente proposta por Smagorinsky (1963) para simular correntes atmosféricas; conceitos fundamentais foram estabelecidos por Lilly (1967).

Deardorff (1970b), a quem é atribuído o primeiro estudo utilizando LES, simulou um escoamento turbulento em um canal utilizando uma malha tridimensional com  $24 \times 14 \times 20$  pontos (6720 pontos no total) e um modelo de fechamento para a viscosidade turbulenta. Deardorff (1972) e Deardorff (1974) realizaram as primeiras simulações envolvendo a camada limite atmosférica, e contribuições essenciais para o melhor entendimento do transporte turbulento dentro da CLA foram apresentadas por Moeng (1984).

Neste tipo de simulação, as equações de Navier-Stokes tridimensionais são resolvidas apenas para uma determinada faixa de escalas de turbulência. Esta faixa depende do tamanho dos elementos da malha utilizada na simulação numérica; as escalas simuladas, e consequentemente resolvidas, estão entre o menor tamanho dos elementos de malha e a dimensão do domínio do escoamento simulado por Arya (1998). Escalas menores que o tamanho da malha

não são resolvidas, mas suas contribuições para dissipação de energia e transporte turbulento são parametrizadas (GARRATT, 1994).

Segundo Wyngaard (2010), o objetivo da técnica computacional chamada *Large-eddy simulation* é calcular as variâncias e a energia relacionadas com os campos turbulentos dos escalares e da velocidade (ou seja, das partes que podem ser resolvidas), e parte das equações de conservação para velocidade e para escalares. A estas equações é aplicado um filtro espacial produzindo os campos resolvíveis.

A partir de condições de contorno e iniciais adequadas, as simulações de grandes vórtices permitem verificar o comportamento da atmosfera submetida aos mais diversos efeitos. Com as informações geradas nas simulações é possível verificar e definir o impacto sobre a similaridade dos escalares — efeitos da heterogeneidade superficial, do papel ativo/passivo dos escalares, e de processos como advecção local e entranhamento de fluxos no topo da CLA podem ser avaliados separadamente.

O modelo de LES utilizado no desenvolvimento deste trabalho foi baseado em Kumar et al. (2006) e é originário de Albertson (1996), Albertson e Parlange (1999a) e Albertson e Parlange (1999b). Um detalhamento do modelo utilizado, assim como a descrição das simulações numéricas realizadas, e resultados obtidos são apresentados no capítulo 5.

## 4 Análise de dados experimentais

Análise de dados experimentais é, certamente, a forma mais comum de avaliar a existência de similaridade entre escalares, ou entre seus fluxos. Como mencionado na seção 1.1, neste capítulo é apresentada uma análise de similaridade de dados experimentais medidos sobre um lago. De forma geral, este capítulo é composto por quatro seções: em 4.1 é descrito o experimento de campo, em 4.2 descreve-se a forma de processamento dos dados, em 4.3 são apresentados os resultados obtidos e respectiva análise; conclusões pertinentes a esta análise se encontram na seção 4.4.

### 4.1 Experimento de campo

Entre os anos de 2002 e 2005, medições utilizando o Método de Covariâncias Turbulentas (MCT) foram realizadas sobre o Lago de Furnas, localizado no Sul de Minas Gerais — localização aproximada: 20°44'S, 45°58'W e 771,8 m de altitude (veja figura 6). Estas medições fizeram parte de um projeto de pesquisa relacionado à quantificação de evaporação e evapotranspiração do Reservatório de Furnas (pertencente a Furnas Centrais Elétricas S.A.); esse projeto foi desenvolvido pelo **Lemma** — Laboratório de Estudos em Monitoramento e Modelagem Ambiental da Universidade Federal do Paraná.

As medições realizadas incluem três experimentos intensivos de campo, cujas denominações e períodos de realização foram

- EXFU-1: 2003-06-04 – 2003-06-12,
- EXFU-3: 2004-07-14 – 2004-07-22 e
- EXFU-4: 2005-07-20 – 2005-07-28.

Além dos experimentos intensivos, medições de longo período foram realizadas entre junho de 2003 e maio de 2005.

Os equipamentos de medição foram posicionados em uma torre instalada sobre uma ilha submersa dentro do lago, a qual denominou-se Estação Guapé; a configuração da estação pode ser vista na figura 7. As medições foram realizadas sobre uma superfície totalmente homogênea, uma vez que a torre estava rodeada por água em todas as direções; os instrumentos de medição foram acoplados a um “braço” metálico de 2 m de comprimento. Em geral, as condições de *fetch* eram de cerca de 3000 m na direção predominante do vento (Leste);

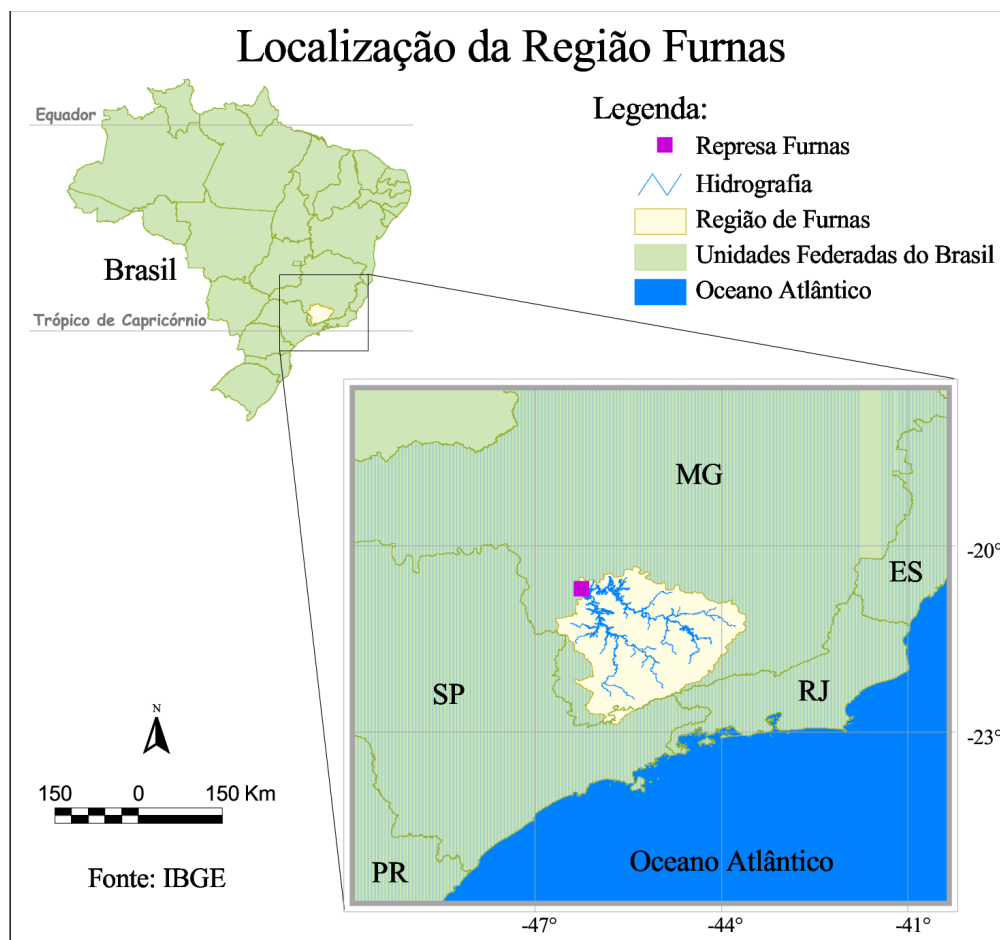


Figura 6 – Localização do Lago de Furnas. (Fonte: Dias et al. (2004)).

as distâncias entre a torre e os pontos de terra mais próximos eram de aproximadamente 420 m na direção Nordeste, 440 m na direção Sudoeste, 1300 m na direção Sudeste e 880 m na direção Noroeste.

Os dados micrometeorológicos utilizados neste trabalho foram aqueles medidos durante o EXFU-3. O aparato experimental incluiu um anemômetro sônico *Campbell Scientific Instruments* (CSI) CSAT-3, um anemômetro sônico *Young 81000*, um higrômetro CSI KH2O, e um higrômetro capacitivo CSI CS500. O CS500 foi colocado dentro de um duto aspirado que provê um fluxo contínuo de ar e o protege da radiação solar. Três termopares de resposta rápida CSI FW03 foram usados: um posicionado no meio do caminho (*path*) de medição do CSAT-3, um no meio do caminho de medição do *Young 81000*, e o terceiro na entrada do CS500 aspirado. Resumidamente, os instrumentos utilizados e variáveis medidas por cada um deles são apresentados na tabela 1.

Os sensores foram instalados a 3,7 m acima da superfície da água, e a altura perma-



Figura 7 – Vistas a partir da torre da Estação Guapé — junho de 2003 (Fonte: Cancelli (2006)).

Tabela 1 – Instrumentos e variáveis medidas durante o EXFU-3. .

Instrumento	Variáveis
1 CSI CSAT-3	componentes $u$ , $v$ e $w$ da velocidade do vento, temperatura do sônico $\theta_s$
1 <i>Young 81000</i>	componentes $u_y$ , $v_y$ e $w_y$ da velocidade do vento, temperatura do sônico $\theta_{sy}$
1 CSI KH20	umidade específica $q_a$
1 CSI CS500	umidade específica $q_b$
1 CSI FW03 (junto ao CSAT3)	temperatura do ar $\theta_a$
1 CSI FW03 (junto ao <i>Young 81000</i> )	temperatura do ar $\theta_b$
1 CSI FW03 (junto ao CS500)	temperatura do ar $\theta_c$



Figura 8 – Configuração dos equipamentos durante o EXFU-3.

neceu constante durante todo o período do experimento. De acordo com a separação espacial, as variáveis podem ser divididas em dois conjuntos: o primeiro formado por  $[u, v, w, \theta_s, \theta_a, q_a]$  e o segundo por  $[\theta_b, q_b]$ ; a configuração dos equipamentos durante o EXFU-3 é mostrada na figura 8. Este mesmo conjunto de dados foi utilizado por Bernardes (2008) e Bernardes e Dias (2010) para estudar o alinhamento da velocidade média do vento com o tensor de Reynolds. Os dados foram coletados a uma frequência de 20 Hz e armazenados num cartão de memória; a estação foi visitada, pelo menos, uma vez ao dia, e os dados foram movidos do cartão de memória para um computador. A análise apresentada aqui foi concentrada nas medições realizadas através do CSAT-3, do termopar instalado junto a ele, do KH2O, e de algumas medições auxiliares do CS500 para obter a umidade específica.

Durante o experimento, um total de 171 blocos de 1 hora foram medidos; 28 foram excluídos devido à chuva. Em função da possibilidade de distorção do escoamento devido à estrutura da torre, foram descartados 13 blocos cujo vento era proveniente de um setor de 120 graus centrados na direção Sul — o mesmo setor descartado por Bernardes e Dias (2010). Finalmente, 45 blocos estáveis, e 1 instável com  $\overline{\theta'q'} < 0$  foram excluídos da análise. Portanto, foram analisados 84 blocos estáveis de 1 hora.

## 4.2 Processamento dos dados

A forma de processamento dos dados medidos durante o EXFU-3 inclui, basicamente, os seguintes passos: rotação de coordenadas, obtenção das flutuações e estatísticas temporais,

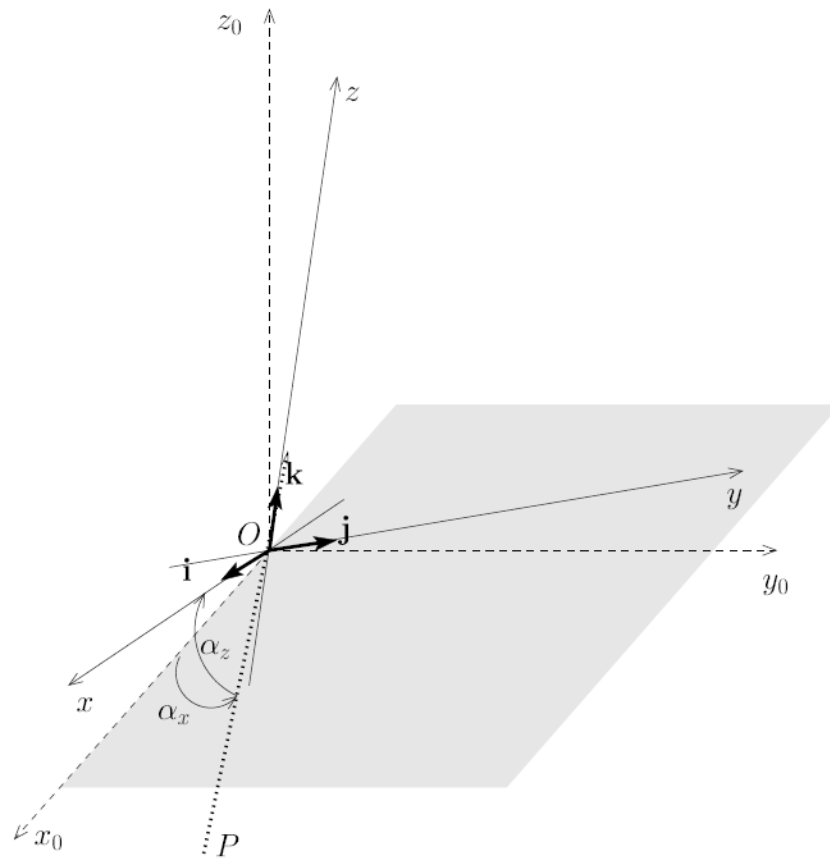


Figura 9 – Rotação de coordenadas para alinhar o vetor velocidade média do vento. Fonte: (DIAS et al., 2003).

obtenção das quantidades espectrais, e obtenção dos fluxos superficiais e escalas turbulentas. A descrição detalhada de cada um desses passos é apresentada nas subseções 4.2.1, 4.2.2, 4.2.3 e 4.2.4.

### 4.2.1 Rotação de coordenadas

Um anemômetro sônico realiza suas medições em um sistema de coordenadas  $(x_0, y_0, z_0)$  fixo, onde o índice “0” indica o sistema original de coordenadas. A instalação de um anemômetro sônico é realizada de forma tal que seu eixo  $x_0$  fique paralelo à direção norte-sul ou à direção Leste-Oeste enquanto  $z_0$  deve estar alinhado com a direção vertical. O objetivo de rotacionar as coordenadas é alinhar o novo eixo  $x$  com a direção do vento médio, e alinhar o novo eixo  $z$  com a direção normal à superfície (DIAS et al., 2004); essa mudança de posição pode ser observada na figura 9.

No novo sistema de coordenadas,  $(x, y, z)$ , as componentes de velocidade do vento

são

$$u = \cos \alpha_x \cos \alpha_z u_0 + \sin \alpha_x \cos \alpha_z v_0 + \sin \alpha_z w_0, \quad (4.1)$$

$$v = -\sin \alpha_x u_0 + \cos \alpha_x v_0, \quad (4.2)$$

$$w = -\cos \alpha_x \sin \alpha_z u_0 - \sin \alpha_x \sin \alpha_z v_0 + \cos \alpha_z w_0 \quad (4.3)$$

com

$$\alpha_x = \arctan2(\bar{v}_0, \bar{u}_0), \quad (4.4)$$

$$\alpha_z = \arctan2\left(\bar{w}_0, \sqrt{\bar{u}_0^2 + \bar{v}_0^2}\right); \quad (4.5)$$

a função “arctan2” considera os sinais de seus argumentos para determinar o quadrante do ângulo e retorna um valor entre  $-\pi$  e  $\pi$ ;  $(u_0, v_0, w_0)$  são as componentes da velocidade do vento no sistema de coordenadas  $(x_0, y_0, z_0)$  e  $(u, v, w)$  são as componentes de velocidade no sistema  $(x, y, z)$  rotacionado. No novo sistema de coordenadas, as médias das componentes de velocidade do vento devem ser

$$\bar{u} = \sqrt{\bar{u}_0^2 + \bar{v}_0^2 + \bar{w}_0^2}, \quad (4.6)$$

$$\bar{v} = 0, \quad (4.7)$$

$$\bar{w} = 0. \quad (4.8)$$

Esse procedimento foi aplicado a cada um dos blocos de dados de uma hora.

## 4.2.2 Flutuações e médias temporais

Aos dados medidos aplicou-se a decomposição de Reynolds (equação 2.15), isto é,

$$a = \bar{a} + a';$$

as médias  $\bar{a}$  foram obtidas aplicando-se médias de bloco (equação 2.23) a cada hora de dados. Variâncias e covariâncias foram obtidas através da aplicação da equação (2.24).

Uma outra forma de extrair flutuações seria através da aplicação de filtros espectrais, no entanto, escolhemos essa forma com o objetivo de preservar todas as frequências medidas — um filtro espectral de passa-alta, por exemplo, eliminaria as baixas frequências dos espectros e coespectros, impedindo a análise do efeito das maiores escalas da turbulência.

## 4.2.3 Obtenção das quantidades espectrais

De acordo com Bendat e Piersol (1986), para obter estimativas de densidades espectrais minimamente estáveis é possível dividir um bloco de medições em blocos menores, o



que permite a obtenção de espectros suaves. O procedimento adotado para a obtenção dos espectros utilizados na análise dos dados experimentais foi baseado em Dias (1994) e Dias et al. (2004b). O detalhamento desse procedimento é apresentado abaixo.

Vamos considerar um bloco com  $N$  medições de duas séries  $a_i$  e  $b_i$ , com  $i = 0, \dots, N-1$ . Nossos blocos são uma hora, e a frequência de medição é de 20 Hz, portanto, o intervalo  $\Delta t$  entre cada medição é de 0,05 s, de forma que  $N = 72000$ . Conforme apresentado na seção 2.5, a quantidade fundamental a ser obtida para toda a análise espectral é o espectro cruzado:

$$S_{ab}(n) = \text{Co}_{ab}(n) - i\text{Qu}_{ab}(n),$$

cuja parte real é o coespectro, e a parte imaginária é a função de quadratura. O processo de obtenção dos espectros suavizados é dividido em três partes: obtenção de densidades de alta frequência, obtenção de densidades de baixas frequências, e suavização.

Para a obtenção das densidades de alta frequência, separam-se as  $N$  medições em  $H$  blocos, onde  $H$  é um número relativamente grande de blocos de mesmo tamanho. Aqui,  $H = 30$  blocos de 2 minutos de medição, cada qual com 2400 pontos (isto é, 72000 pontos divididos por 30 blocos). Para cada bloco a frequência máxima observada é a frequência de Nyquist,  $n_c = 10$  Hz, e a frequência mínima é

$$n_{H,\min} = \frac{H}{N\Delta t} = 0,008333Hz. \quad (4.9)$$

Assim, os espectros de “alta frequência” ocupam a faixa  $0,008333 \leq n \leq 10$  Hz. Para cada frequência discreta,

$$n_k^H = \frac{kH}{N\Delta t}, \quad k = 1, \dots, \frac{N}{2H}, \quad (4.10)$$

há  $H$  estimativas de densidade espectral  $S_{k,h}$  com  $h = 1, \dots, H$ ; isso permite estimar a densidade espectral como uma média sobre os  $H$  blocos, isto é,

$$S_k^H = \frac{1}{H} \sum_{h=1}^H S_{k,h}. \quad (4.11)$$

Independente da forma utilizada para obter a densidade espectral, a estimativa das densidades espectrais de alta frequência são acuradas pois  $H$  é um número relativamente grande (DIAS et al., 2004b).

É desejável também observar o comportamento das densidades espectrais nas frequências mais baixas. Para a obtenção dos espectros de “baixa frequência”, redivide-se os  $N$  pontos em  $L$  blocos; em nossa análise,  $L = 6$  blocos de 12000 pontos cada (o que equivale a 10 minutos de medição), portanto a frequência mínima é agora

$$n_{L,\min} = \frac{L}{N\Delta t} = 0,001667Hz, \quad (4.12)$$

de forma que ganhamos praticamente mais uma década de frequências sobre o espectro anterior.

A frequência discreta agora é

$$n_k^L = \frac{kL}{N\Delta t}, \quad l = 1, \dots, \frac{N}{2L} \quad (4.13)$$

e a média sobre os  $L$  blocos é dada por

$$S_k^L = \frac{1}{L} \sum_{l=1}^L S_{k,l}. \quad (4.14)$$

Obviamente, como  $L \ll H$ , a precisão das densidades espectrais de baixa frequência será menor; a vantagem, mesmo com a perda da precisão, é o ganho de praticamente mais uma década de frequências.

Note que não há valores de  $k, l$  tais que  $n_k^H = n_l^L$ , ou seja, não há superposição entre as frequências. Temos, ao final, dois espectros: um de alta frequência, composto por 1200 pontos, e um de baixa frequência com 6000 pontos. A obtenção de um único espectro implica na necessidade de agrupar as densidades espectrais de “alta” e “baixa” frequência em uma única estimativa. Para que os dois espectros tenham o mesmo peso no processo de suavização, repetimos as densidades espectrais de “alta”  $H/L$  vezes — 5 vezes no caso estudado aqui; esse processo resulta em uma estimativa de densidades espectrais de “alta” frequência também composta por 6000 pontos. O próximo passo é juntar os 6000 pontos de “alta” com os 6000 pontos de “baixa”, e ordená-los em função da frequência. De posse dos 12000 pontos de densidades espectrais ordenados em função da frequência, podemos partir para o processo de suavização.

Dada uma faixa de frequências  $[n_{L,\min}, n_c]$ , vamos considerar um número máximo de pontos,  $P$ , relativamente pequeno (aqui,  $P = 64$ ). A ideia é dividir a faixa total de frequências em  $P$  faixas menores e obter médias de  $n$  e de densidade espectral  $S_{ab}$  em cada uma delas. Como resultado, temos um espectro suavizado composto, no máximo, por  $P$  estimativas de  $S_{ab}$ . A suavização tem como vantagem sintetizar a informação essencial dos espectros reduzindo a poluição visual causada pelo grande número de pontos e por sua variação estatística (DIAS et al., 2004b).

Com exceção do último passo, a suavização, todas as quantidades espectrais foram obtidas conforme descrito acima, e a partir das equações apresentadas na seção 2.5. Somente ogivas e funções de fase não foram suavizadas.

A análise de similaridade foi baseada, quase em sua totalidade, no conjunto de medições  $a$  do experimento: flutuações da temperatura do ar  $\theta_a$  medidas pelo termopar instalado

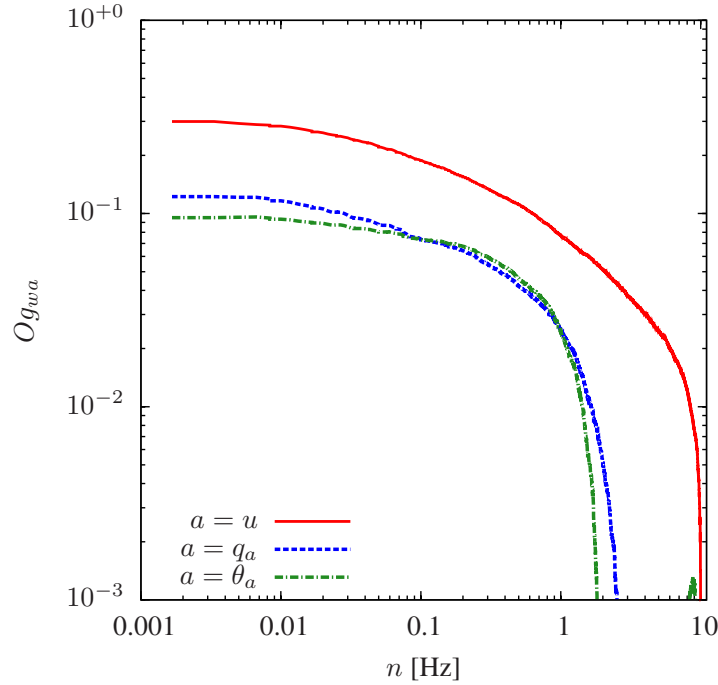


Figura 10 – Exemplo de ogivas para os pares  $u-w$ ,  $w-q_a$  e  $w-\theta_a$ .

junto ao anemômetro sônico CSAT3, umidade específica  $q_a$  medidas pelo higrômetro KH2O, e flutuações da velocidade vertical do vento  $w$  medidas pelo CSAT3. Em algumas verificações outras medições foram utilizadas, e serão reportadas conforme for conveniente.

#### 4.2.4 Obtenção dos fluxos superficiais e escalas turbulentas

Os fluxos e escalas turbulentas medidos sobre o Lago de Furnas foram obtidos de acordo com a descrição apresentada na seção 2.2. Os fluxos superficiais (equações (2.25)–(2.27)) dependem das covariâncias  $\overline{u'w'}$ ,  $\overline{w'\theta'}$  e  $\overline{w'q'}$ ; as covariâncias (assim como as variâncias) foram obtidas através de suas respectivas ogivas (equação 2.50), isto é, através da integração dos coespectros (ou espectros). A título de exemplo, na figura 10 são apresentadas as ogivas  $Og_{ww}(n)$ ,  $Og_{wq}(n)$  e  $Og_{w\theta}(n)$  normalizadas pelas escalas turbulentas adequadas para um dos blocos analisados.

As escalas turbulentas, respectivamente para velocidade, umidade específica, e temperatura, foram obtidas a partir das ogivas, ou seja,

$$u_* = \sqrt{-Og_{ww}(n_{min})}, \quad q_* = \frac{Og_{wq}(n_{min})}{u_*}, \quad \theta_* = \frac{Og_{w\theta}(n_{min})}{u_*}. \quad (4.15)$$

A variável de estabilidade de Monin-Obukhov,  $\zeta$  (dada pela equação 2.5), depende da escala

da temperatura virtual  $\theta_v$  e de sua escala turbulenta,  $\theta_{v*}$ . Stull (1995) define  $\theta_v$  como

$$\overline{\theta}_v = (1 + 0,61\overline{q})\overline{\theta}; \quad (4.16)$$

e sua escala turbulenta é

$$\theta_{v*} = \frac{Og_w\theta_v(n_{min})}{u_*}. \quad (4.17)$$

## 4.3 Resultados e análise

Resultados, e respectivas análises, obtidos de acordo com o descrito na seção anterior são apresentados nesta seção: estatísticas temporais, fluxos superficiais, e escalas turbulentas são encontrados na subseção 4.3.1. Na subseção 4.3.2 são apresentados os números de fluxo de escalar. Uma análise espectral, incluindo uma avaliação das altas e baixas frequências, além dos efeitos de separação espacial, tempo de resposta dos sensores, e *path averaging*, é apresentada na subseção 4.3.3. Na subseção 4.3.4, uma avaliação do balanço entre taxas de dissipação e gradientes de produção é realizada.

### 4.3.1 Estatísticas temporais, fluxos superficiais e escalas turbulentas

De acordo com seção 4.1, 84 blocos instáveis, de uma hora cada, foram utilizados nesta análise de similaridade. As médias temporais horárias de temperatura ( $\overline{\theta}_a$ ), umidade específica ( $\overline{q}_a$ ), velocidade ( $\overline{u}$ ) e direção do vento ( $\overline{\alpha}_x$ ) para cada um desses 84 blocos são apresentadas na tabela 2. Uma direção do vento de  $0^\circ$  (ou  $360^\circ$ ) indica que o vento é proveniente de Norte, enquanto  $90^\circ$  indica que o vento é proveniente de Leste. Leste é a direção predominante do vento na estação Guapé.

Tabela 2: Médias da temperatura  $\theta_a$ , umidade específica  $q_a$ , velocidade do vento  $u$ , e direção do vento  $\alpha_x$  para cada bloco analisado.

Data-hora	$\overline{\theta}_a$ [°C]	$\overline{q}_a$ [g kg <sup>-1</sup> ]	$\overline{u}$ [m s <sup>-1</sup> ]	$\overline{\alpha}_x$
20040714-21:00	20,006	13,788	1,060	88,365
20040715-08:00	17,174	13,314	0,962	258,881
20040715-11:00	19,634	13,214	3,230	109,451
20040716-00:00	17,786	13,898	0,190	289,402
20040716-05:00	16,403	13,455	1,121	243,469
20040716-08:00	17,043	12,981	0,666	86,654
20040716-12:00	20,103	12,983	2,360	107,306
20040716-13:00	21,166	12,928	2,869	120,838

Continua...

Tabela 2 – Continuação.

Data-hora	$\theta_a$ [°C]	$\bar{q}_a$ [g kg <sup>-1</sup> ]	$\bar{u}$ [m s <sup>-1</sup> ]	$\bar{\alpha}_x$ (°)
20040716-21:00	18,983	13,622	0,828	267,646
20040717-02:00	17,684	13,939	0,223	294,212
20040717-14:00	22,280	13,195	3,070	91,399
20040717-21:00	20,544	13,477	4,178	116,325
20040717-22:00	20,202	13,004	3,338	92,253
20040717-23:00	19,868	13,395	5,235	87,592
20040718-00:00	19,692	13,147	5,888	102,038
20040718-01:00	19,056	12,895	6,505	87,245
20040718-02:00	18,536	12,851	7,189	94,442
20040718-03:00	18,255	12,442	6,529	101,652
20040718-04:00	17,800	12,168	2,996	118,406
20040718-05:00	17,544	12,204	3,757	85,305
20040718-06:00	17,474	12,020	2,840	93,384
20040718-07:00	16,937	12,003	6,316	86,693
20040718-08:00	16,708	12,013	6,494	101,676
20040718-09:00	16,923	11,887	6,126	103,429
20040718-11:00	17,930	11,986	6,058	97,469
20040718-12:00	18,649	11,994	5,060	94,366
20040718-13:00	19,432	11,917	3,986	97,980
20040718-14:00	20,121	12,087	3,957	106,483
20040718-15:00	20,770	12,251	4,047	107,999
20040718-16:00	21,267	12,370	3,024	78,374
20040718-17:00	21,216	12,744	4,618	96,820
20040718-18:00	21,036	12,651	3,792	113,389
20040718-19:00	20,691	12,648	4,359	102,092
20040718-20:00	20,155	12,561	5,350	104,180
20040718-21:00	19,404	12,590	6,153	96,361
20040718-22:00	18,633	12,327	6,389	104,057
20040718-23:00	18,093	12,333	6,651	102,241
20040719-00:00	17,415	12,407	5,900	86,709
20040719-01:00	16,995	12,299	5,502	87,789
20040719-02:00	16,882	12,333	6,356	95,883
20040719-03:00	16,899	12,375	6,369	101,128
20040719-04:00	16,765	12,298	5,850	94,800
20040719-05:00	16,500	12,214	3,789	71,652
20040719-06:00	16,213	12,062	3,913	60,545
20040719-08:00	16,148	11,917	4,872	76,786
20040719-09:00	16,391	11,787	5,380	81,141
20040719-11:00	17,576	12,260	5,051	85,664
20040719-12:00	18,700	12,246	3,489	62,187
20040720-11:00	17,244	12,706	4,001	82,980
20040720-12:00	17,493	12,684	4,727	86,255
20040720-13:00	17,780	12,561	4,140	90,455
20040720-14:00	18,386	12,427	3,281	82,360
20040720-15:00	18,876	12,218	3,394	91,526

Continua...

Tabela 2 – Continuação.

Data-hora	$\bar{\theta}_a$ [°C]	$\bar{q}_a$ [g kg <sup>-1</sup> ]	$\bar{u}$ [m s <sup>-1</sup> ]	$\bar{\alpha}_x$ (°)
20040720-16:00	19,344	12,423	3,545	106,437
20040721-03:00	15,154	10,252	7,493	103,264
20040721-04:00	14,992	9,574	7,430	100,749
20040721-05:00	14,796	8,784	5,413	106,408
20040721-06:00	14,561	9,098	6,818	99,223
20040721-07:00	14,156	8,876	6,086	114,472
20040721-08:00	14,077	9,208	7,017	98,013
20040721-09:00	14,254	9,440	7,548	96,150
20040721-11:00	15,414	9,329	6,654	97,528
20040721-12:00	16,384	9,375	6,456	106,033
20040721-13:00	17,305	9,330	6,644	104,669
20040721-14:00	17,780	9,444	6,932	112,603
20040721-15:00	18,064	9,275	6,003	116,210
20040721-16:00	18,357	9,195	4,977	116,616
20040721-17:00	18,367	9,180	5,493	119,080
20040721-18:00	18,200	9,260	5,423	107,653
20040721-19:00	17,686	9,288	5,070	113,324
20040721-20:00	16,884	9,742	4,396	117,629
20040721-21:00	16,768	9,144	6,141	109,530
20040721-22:00	16,256	8,896	6,601	106,504
20040721-23:00	15,292	9,014	7,174	88,985
20040722-00:00	14,378	8,790	7,498	86,403
20040722-01:00	13,701	8,770	7,390	85,728
20040722-02:00	13,273	8,679	6,100	78,900
20040722-03:00	13,186	8,587	6,264	87,482
20040722-04:00	12,925	8,552	6,259	84,586
20040722-05:00	12,509	8,474	6,449	78,061
20040722-06:00	12,484	8,518	7,291	95,808
20040722-07:00	12,059	8,122	4,443	118,969
20040722-08:00	12,138	8,087	4,121	132,912
20040722-09:00	12,713	8,203	4,303	108,516

As escalas turbulentas  $u_*$ ,  $\theta_*$  e  $q_*$ , a variável de estabilidade de Monin-Obukhov  $\zeta$ , e os fluxos de calor sensível  $H$  e latente  $LE$ , obtidos de acordo com o descrito na seção 4.2.4, são apresentados na tabela 3.

Tabela 3: Escalas turbulentas  $u_*$ ,  $\theta_*$  e  $q_*$ , variável de estabilidade de Monin-Obukhov  $\zeta$  e fluxos de calor sensível  $H$  e latente  $LE$  para cada um dos blocos de dados analisados.

Data-hora	$u_*$ [m s <sup>-1</sup> ]	$\theta_*$ [°C]	$q_*$ [g kg <sup>-1</sup> ]	$\zeta$	$H$ [W m <sup>-2</sup> ]	$LE$ [W m <sup>-2</sup> ]
20040714-21:00	0,057	0,025	0,135	-0,700	1,626	21,096
20040715-08:00	0,050	0,229	0,192	-5,235	12,981	26,560
20040715-11:00	0,088	0,112	0,194	-0,968	11,052	46,729
20040716-00:00	0,005	1,446	1,800	-33,521	8,307	25,276
20040716-05:00	0,037	0,362	0,437	-14,277	15,255	45,088
20040716-08:00	0,047	0,300	0,197	-7,573	16,032	25,744
20040716-12:00	0,052	0,139	0,345	-3,876	8,079	48,936
20040716-13:00	0,065	0,039	0,230	-1,067	2,814	40,526
20040716-21:00	0,042	0,106	0,204	-4,174	5,008	23,406
20040717-02:00	0,053	0,187	0,190	-3,864	11,195	27,898
20040717-14:00	0,064	-0,001	0,232	-0,637	-0,066	40,345
20040717-21:00	0,145	0,041	0,131	-0,160	6,601	51,568
20040717-22:00	0,142	0,050	0,128	-0,189	7,890	49,363
20040717-23:00	0,238	0,048	0,095	-0,059	12,792	61,834
20040718-00:00	0,235	0,066	0,128	-0,080	17,246	82,436
20040718-01:00	0,297	0,072	0,111	-0,052	24,018	90,219
20040718-02:00	0,300	0,095	0,122	-0,065	31,986	100,586
20040718-03:00	0,233	0,113	0,142	-0,125	29,527	90,744
20040718-04:00	0,101	0,153	0,180	-0,926	17,399	50,185
20040718-05:00	0,191	0,116	0,130	-0,194	24,919	68,114
20040718-06:00	0,163	0,140	0,147	-0,319	25,680	65,744
20040718-07:00	0,299	0,136	0,132	-0,089	45,961	108,972
20040718-08:00	0,208	0,178	0,158	-0,236	41,997	90,898
20040718-09:00	0,203	0,174	0,164	-0,243	39,847	92,040
20040718-11:00	0,238	0,129	0,142	-0,139	34,643	92,969
20040718-12:00	0,209	0,102	0,140	-0,151	23,944	80,352
20040718-13:00	0,130	0,094	0,175	-0,392	13,704	62,394
20040718-14:00	0,112	0,059	0,173	-0,388	7,381	52,872
20040718-15:00	0,119	0,028	0,146	-0,215	3,767	47,490
20040718-16:00	0,120	0,011	0,140	-0,148	1,494	45,742
20040718-17:00	0,167	0,005	0,130	-0,060	0,914	58,726
20040718-18:00	0,124	0,011	0,134	-0,126	1,528	45,241
20040718-19:00	0,160	0,021	0,132	-0,097	3,754	57,114
20040718-20:00	0,193	0,042	0,129	-0,091	9,127	67,672
20040718-21:00	0,245	0,068	0,132	-0,078	18,718	88,214
20040718-22:00	0,223	0,095	0,136	-0,118	23,704	82,979
20040718-23:00	0,241	0,115	0,141	-0,121	31,086	93,255
20040719-00:00	0,279	0,122	0,119	-0,092	38,365	91,087
20040719-01:00	0,255	0,148	0,137	-0,133	42,551	96,105
20040719-02:00	0,253	0,162	0,149	-0,147	46,458	103,909
20040719-03:00	0,249	0,159	0,143	-0,147	44,836	98,248

Continua...

Tabela 3 – Continuação.

Data-hora	$u_*$ [m s <sup>-1</sup> ]	$\theta_*$ [°C]	$q_*$ [g kg <sup>-1</sup> ]	$\zeta$	$H$ [W m <sup>-2</sup> ]	$LE$ [W m <sup>-2</sup> ]
20040719-04:00	0,238	0,167	0,146	-0,171	44,942	96,135
20040719-05:00	0,217	0,159	0,137	-0,196	39,050	82,245
20040719-06:00	0,199	0,157	0,130	-0,227	35,232	71,715
20040719-08:00	0,217	0,169	0,128	-0,204	41,429	77,168
20040719-09:00	0,210	0,167	0,132	-0,218	39,462	76,352
20040719-11:00	0,203	0,145	0,133	-0,211	33,231	74,592
20040719-12:00	0,165	0,096	0,127	-0,225	17,719	57,282
20040720-11:00	0,166	0,154	0,141	-0,331	28,764	64,650
20040720-12:00	0,189	0,148	0,139	-0,250	31,572	72,319
20040720-13:00	0,149	0,151	0,156	-0,417	25,436	64,044
20040720-14:00	0,124	0,139	0,161	-0,578	19,370	54,762
20040720-15:00	0,114	0,117	0,165	-0,596	14,849	51,504
20040720-16:00	0,114	0,118	0,198	-0,637	15,106	62,078
20040721-03:00	0,270	0,227	0,217	-0,180	69,460	163,019
20040721-04:00	0,287	0,197	0,193	-0,138	63,910	153,679
20040721-05:00	0,247	0,201	0,222	-0,197	56,339	152,311
20040721-06:00	0,314	0,205	0,212	-0,123	73,096	185,162
20040721-07:00	0,217	0,277	0,262	-0,343	68,288	158,357
20040721-08:00	0,304	0,231	0,192	-0,145	79,661	162,886
20040721-09:00	0,277	0,253	0,209	-0,191	79,802	161,685
20040721-11:00	0,252	0,203	0,197	-0,193	57,842	137,670
20040721-12:00	0,251	0,171	0,198	-0,167	48,475	137,284
20040721-13:00	0,261	0,134	0,188	-0,125	39,259	135,066
20040721-14:00	0,253	0,126	0,193	-0,129	35,850	133,961
20040721-15:00	0,205	0,125	0,213	-0,200	28,871	119,814
20040721-16:00	0,165	0,125	0,239	-0,326	22,977	107,772
20040721-17:00	0,201	0,107	0,228	-0,189	24,034	125,388
20040721-18:00	0,182	0,104	0,206	-0,221	21,196	102,860
20040721-19:00	0,178	0,114	0,212	-0,247	22,875	103,706
20040721-20:00	0,149	0,164	0,223	-0,473	27,464	91,424
20040721-21:00	0,244	0,131	0,188	-0,140	36,024	126,136
20040721-22:00	0,249	0,170	0,207	-0,169	47,682	142,276
20040721-23:00	0,307	0,183	0,182	-0,116	63,513	154,765
20040722-00:00	0,345	0,195	0,178	-0,097	76,435	171,369
20040722-01:00	0,351	0,226	0,182	-0,107	90,215	178,454
20040722-02:00	0,316	0,222	0,165	-0,128	80,159	146,397
20040722-03:00	0,293	0,255	0,185	-0,171	85,058	151,922
20040722-04:00	0,306	0,265	0,183	-0,163	92,468	157,281
20040722-05:00	0,297	0,265	0,169	-0,171	89,686	140,995
20040722-06:00	0,299	0,279	0,175	-0,175	95,350	147,465
20040722-07:00	0,163	0,414	0,267	-0,889	77,264	122,543
20040722-08:00	0,159	0,398	0,235	-0,903	72,187	104,757
20040722-09:00	0,147	0,400	0,241	-1,069	67,035	99,333



Os indicadores de similaridade  $r_{\theta q}$ ,  $r_{w\theta}$  e  $r_{wq}$ , assim como os coeficientes de correlação  $r_{w\theta}$ ,  $r_{wq}$ , obtidos de acordo com as equações apresentadas na seção 3.1, estão listados na tabela 4. Na mesma tabela são listados os números de fluxo de escalar para temperatura  $Sf_{\theta}$  e umidade específica  $Sf_q$ , além de uma relação entre os dois dada por  $Sf_{\theta q}$ ; a obtenção e importância destes números será discutida na subseção 4.3.2.

Tabela 4: Coeficientes de correlação,  $r_{\theta q}$ ,  $r_{w\theta}$ ,  $r_{wq}$  e números de fluxo escalar SF's para cada um dos blocos analisados.

Data-hora	$r_{\theta q}$	$r_{w\theta}$	$r_{wq}$	$r_{\theta q}$	$r_{w\theta}$	$Sf_{\theta}$	$Sf_q$	$Sf_{\theta q}$
20040714-21:00	0,067	0,108	0,258	0,419	0,591	167,322	323,772	232,754
20040715-08:00	0,478	0,246	0,429	0,574	0,729	467,441	357,443	408,758
20040715-11:00	0,711	0,432	0,486	0,887	0,940	929,113	620,620	759,359
20040716-00:00	0,679	0,394	0,496	0,793	0,885	349,838	401,032	374,561
20040716-05:00	0,306	0,381	0,276	1,381	0,840	466,447	629,502	541,876
20040716-08:00	0,081	0,284	0,352	0,807	0,893	563,488	321,608	425,702
20040716-12:00	0,557	0,391	0,544	0,720	0,837	924,143	620,329	757,148
20040716-13:00	0,289	0,233	0,480	0,486	0,654	891,227	487,578	659,199
20040716-21:00	-0,043	0,310	0,344	0,899	0,947	316,183	348,161	331,787
20040717-02:00	0,798	0,489	0,513	0,952	0,976	462,716	452,639	457,650
20040717-14:00	-0,325	-0,004	0,347	-0,012	0,024	20,955	402,467	91,835
20040717-21:00	0,551	0,312	0,401	0,779	0,876	1142,254	745,693	922,914
20040717-22:00	0,437	0,296	0,382	0,773	0,872	995,978	633,732	794,471
20040717-23:00	0,646	0,303	0,369	0,821	0,902	1274,981	874,360	1055,837
20040718-00:00	0,770	0,364	0,377	0,965	0,982	1549,021	1095,135	1302,455
20040718-01:00	0,818	0,340	0,375	0,906	0,950	1582,969	1126,613	1335,437
20040718-02:00	0,868	0,389	0,407	0,954	0,976	1730,019	1241,659	1465,637
20040718-03:00	0,881	0,418	0,420	0,994	0,997	1457,015	1024,036	1221,490
20040718-04:00	0,787	0,357	0,343	1,039	0,981	750,679	534,988	633,722
20040718-05:00	0,834	0,426	0,453	0,941	0,970	1004,636	731,080	857,012
20040718-06:00	0,758	0,438	0,428	1,023	0,989	1017,727	681,014	832,518
20040718-07:00	0,904	0,409	0,424	0,963	0,981	1601,952	1123,126	1341,341
20040718-08:00	0,923	0,418	0,417	1,003	0,998	1392,465	938,394	1143,102
20040718-09:00	0,918	0,433	0,424	1,020	0,990	1386,903	929,363	1135,313
20040718-11:00	0,906	0,423	0,434	0,975	0,987	1561,153	961,495	1225,170
20040718-12:00	0,869	0,424	0,452	0,938	0,968	1365,157	835,385	1067,910
20040718-13:00	0,789	0,388	0,446	0,870	0,930	1096,274	641,917	838,878
20040718-14:00	0,630	0,326	0,433	0,753	0,859	912,998	564,218	717,726
20040718-15:00	0,455	0,216	0,398	0,543	0,704	954,973	525,540	708,433
20040718-16:00	0,147	0,110	0,374	0,293	0,453	473,695	480,155	476,914
20040718-17:00	0,050	0,066	0,383	0,171	0,293	289,530	671,509	440,933
20040718-18:00	0,204	0,129	0,396	0,326	0,492	697,030	546,869	617,401
20040718-19:00	0,445	0,228	0,394	0,578	0,733	862,281	689,549	771,093
20040718-20:00	0,684	0,314	0,384	0,818	0,900	1180,280	800,226	971,849
20040718-21:00	0,815	0,356	0,412	0,865	0,927	1497,638	1047,387	1252,440

Continua...

Tabela 4 – Continuação.

Data-hora	$r_{\theta q}$	$r_{w\theta}$	$r_{wq}$	$rte_{\theta q}$	$ste_{\theta q}$	$SF_{\theta}$	$SF_q$	$SF_{\theta q}$
20040718-22:00	0,870	0,387	0,411	0,942	0,970	1361,348	929,202	1124,708
20040718-23:00	0,884	0,397	0,411	0,966	0,983	1489,975	1043,836	1247,112
20040719-00:00	0,883	0,385	0,390	0,987	0,993	1520,969	1033,256	1253,615
20040719-01:00	0,900	0,428	0,438	0,976	0,988	1523,850	1064,742	1273,777
20040719-02:00	0,906	0,469	0,469	0,999	1,000	1622,507	1159,718	1371,732
20040719-03:00	0,903	0,436	0,431	1,010	0,995	1572,924	1107,282	1319,724
20040719-04:00	0,905	0,452	0,451	1,002	0,999	1531,277	1066,333	1277,831
20040719-05:00	0,898	0,483	0,488	0,989	0,995	1257,727	896,406	1061,807
20040719-06:00	0,891	0,483	0,491	0,984	0,992	1071,035	757,832	900,924
20040719-08:00	0,909	0,451	0,446	1,012	0,994	1244,479	793,160	993,514
20040719-09:00	0,923	0,446	0,450	0,989	0,995	1245,904	766,949	977,520
20040719-11:00	0,898	0,435	0,455	0,955	0,977	1386,638	827,111	1070,936
20040719-12:00	0,573	0,312	0,387	0,807	0,893	1061,040	637,068	822,164
20040720-11:00	0,914	0,470	0,471	0,997	0,999	1104,706	791,105	934,847
20040720-12:00	0,894	0,476	0,456	1,045	0,978	1294,161	882,278	1068,555
20040720-13:00	0,872	0,461	0,468	0,985	0,992	1129,797	761,729	927,685
20040720-14:00	0,753	0,397	0,371	1,071	0,966	1042,266	634,841	813,433
20040720-15:00	0,877	0,429	0,430	0,999	0,999	963,645	573,125	743,162
20040720-16:00	0,829	0,486	0,517	0,940	0,969	1219,180	723,207	938,999
20040721-03:00	0,977	0,444	0,423	1,049	0,976	1760,155	1272,903	1496,832
20040721-04:00	0,942	0,437	0,397	1,100	0,953	1578,820	1091,592	1312,793
20040721-05:00	0,960	0,445	0,431	1,032	0,984	1350,641	978,741	1149,751
20040721-06:00	0,931	0,459	0,443	1,036	0,982	1690,256	1235,820	1445,286
20040721-07:00	0,955	0,488	0,464	1,052	0,975	1488,290	1027,048	1236,343
20040721-08:00	0,955	0,471	0,438	1,073	0,965	1717,061	1101,073	1374,994
20040721-09:00	0,966	0,456	0,442	1,031	0,985	1764,904	1127,566	1410,690
20040721-11:00	0,941	0,458	0,454	1,009	0,996	1539,973	951,716	1210,627
20040721-12:00	0,944	0,447	0,448	0,999	0,999	1553,458	959,282	1220,739
20040721-13:00	0,945	0,410	0,407	1,005	0,997	1557,151	942,555	1211,487
20040721-14:00	0,944	0,438	0,429	1,021	0,990	1620,153	951,271	1241,452
20040721-15:00	0,935	0,454	0,448	1,014	0,993	1424,304	833,726	1089,716
20040721-16:00	0,901	0,439	0,458	0,958	0,979	1251,119	743,651	964,570
20040721-17:00	0,938	0,485	0,472	1,027	0,987	1314,938	864,007	1065,887
20040721-18:00	0,882	0,456	0,437	1,043	0,979	1096,633	715,881	886,035
20040721-19:00	0,805	0,421	0,441	0,955	0,977	1011,660	723,112	855,303
20040721-20:00	0,631	0,382	0,410	0,932	0,965	988,522	675,101	816,916
20040721-21:00	0,869	0,419	0,410	1,022	0,989	1264,211	860,920	1043,257
20040721-22:00	0,926	0,414	0,408	1,014	0,993	1499,772	939,815	1187,227
20040721-23:00	0,940	0,430	0,433	0,994	0,997	1668,518	1033,396	1313,103
20040722-00:00	0,872	0,412	0,422	0,978	0,989	1735,589	1109,283	1387,537
20040722-01:00	0,929	0,425	0,429	0,992	0,996	1860,719	1149,400	1462,433
20040722-02:00	0,907	0,427	0,435	0,982	0,991	1562,755	931,319	1206,409
20040722-03:00	0,896	0,443	0,445	0,997	0,998	1640,568	955,981	1252,339
20040722-04:00	0,896	0,437	0,439	0,996	0,998	1726,610	985,007	1304,117
20040722-05:00	0,868	0,418	0,416	1,005	0,998	1592,879	873,746	1179,734

Continua...

Tabela 4 – Continuação.

Data-hora	$r_{\theta_q}$	$r_{w\theta}$	$r_{wq}$	$rte_{\theta_q}$	$ste_{\theta_q}$	$SF_{\theta}$	$SF_q$	$SF_{\theta_q}$
20040722-06:00	0,925	0,409	0,413	0,990	0,995	1689,129	918,831	1245,803
20040722-07:00	0,915	0,503	0,507	0,993	0,996	1304,109	728,551	974,736
20040722-08:00	0,903	0,521	0,519	1,003	0,998	1229,975	620,836	873,850
20040722-09:00	0,925	0,491	0,487	1,007	0,996	1222,509	598,195	855,160

Conforme mostrado no capítulo 3, a maneira mais comum de avaliar a existência de similaridade entre escalares é através de  $r_{\theta_q}$  e  $rte_{\theta_q}$ . Nesse sentido, na tabela 5, são apresentadas as quantidades de  $r_{\theta_q}$ ,  $rte_{\theta_q}$  e  $ste_{\theta_q}$  — esse último proposto neste trabalho (equação 3.6) — divididos em 6 intervalos entre zero e 1,2; esta tabela é uma espécie de histograma dos valores absolutos dos indicadores. Note que o limite superior de  $|rte_{\theta_q}|$  não é 1,0 e que ele pode relacionado com  $ste_{\theta_q}$  da seguinte forma:

$$ste_{\theta_q} = 1 - \frac{||rte_{\theta_q}| - 1|}{|rte_{\theta_q}| + 1}, \quad (4.18)$$

de forma que  $ste_{\theta_q} \geq |rte_{\theta_q}|$  sempre.

Tabela 5 – Número de blocos em diferentes intervalos de  $|r_{\theta_q}|$ ,  $|rte_{\theta_q}|$  e  $|ste_{\theta_q}|$ .

Intervalo	$n[ r_{\theta_q} ]$	$n[ rte_{\theta_q} ]$	$n[ ste_{\theta_q} ]$
(0,0, 0,6]	16	9	5
(0,6, 0,8]	12	5	4
(0,8, 0,9]	24	8	8
(0,9, 1,0]	32	34	67
(1,0, 1,1]	0	27	0
(1,1, 1,2]	0	1	0
Total	84	84	84

De acordo com a tabela 5 temos

- 62% dos blocos tem  $|r_{\theta_q}| \leq 0,9$ ;
- 27% dos blocos tem  $|rte_{\theta_q}| < 0,9$ ;
- 32% dos blocos tem  $|rte_{\theta_q}| > 1,1$ ; e
- 20% dos blocos tem  $|ste_{\theta_q}| \leq 0,9$ .

Para haver similaridade perfeita os indicadores  $r_{\theta q}$ ,  $r_{te_{\theta q}}$  e  $r_{ste_{\theta q}}$  deveriam ser iguais a  $\pm 1$ , tem-se a impressão de que a hipótese de similaridade é frequentemente violada sobre o Lago de Furnas. É evidente a discordância entre os 3 indicadores de similaridade, porém  $r_{\theta q}$  mede somente a similaridade entre os escalares, enquanto  $r_{te_{\theta q}}$  e  $r_{ste_{\theta q}}$  medem a similaridade entre seus fluxos.

Tentativas de identificar causas de dissimilaridade utilizando relações entre estatísticas temporais foram feitas, porém nenhuma relação foi encontrada. O que percebeu-se foi que blocos com as mesmas características, por exemplo, de direção do vento, e estabilidade atmosférica, podem apresentar valores muito diferentes para um mesmo indicador de similaridade.

### 4.3.2 Número de fluxo de escalar

Com o objetivo de identificar causas de dissimilaridade, na seção 3.2 foi proposto um novo indicador de similaridade: o número de fluxo de escalar Sf. Esse número relaciona o fluxo do escalar com o seu gradiente, e também permite definir o quão importante é o termo de transporte na equação de balanço de variância, ou de covariância. De maneira mais precisa, Sf está diretamente relacionado à intensidade relativa dos fluxos superficiais e ao desequilíbrio entre produção local e dissipação de variância dos escalares (cuja relação é explorada na subseção 4.3.4). Os números de fluxo de escalar para temperatura ( $Sf_{\theta}$ ) e umidade específica ( $Sf_q$ ) são dados por

$$Sf_{\theta} \equiv \frac{\overline{w'\theta'} z}{\nu_{\theta} \Delta\overline{\theta}}, \quad (4.19)$$

e

$$Sf_q \equiv \frac{\overline{w'q'} z}{\nu_q \Delta\overline{q}}. \quad (4.20)$$

$\Delta\theta = \overline{\theta_a - \theta_0}$ , e  $\Delta q = \overline{q_a - q_0}$ ; o subíndice 0 indica o valor do escalar na interface água-ar, e o sub-índice  $a$  indica o valor do escalar na altura de medição. Os resultados para os dois números estão listados na tabela 4. Nessa mesma tabela também é listada uma relação entre os dois:

$$Sf_{\theta q} = \sqrt{Sf_{\theta} Sf_q}. \quad (4.21)$$

Cabe mencionar aqui um problema relacionado à obtenção de Sf: em função do número de canais do *datalogger* utilizado, a temperatura da superfície da água não foi medida durante o experimento, porém ela foi medida antes e depois. Durante um período de 6 dias

antes, e 6 dias depois do experimento  $\theta_0$  se manteve sempre maior que  $\theta_a$ , e as médias  $m$ , e desvios-padrão  $s$  para esses dois períodos foram:

- antes:  $m_{\bar{\theta}_0} = 21,5^\circ\text{C}$ ,  $s_{\bar{\theta}_0} = 0,26^\circ\text{C}$  e  $m_{\bar{\theta}_a} = 18,7^\circ\text{C}$ ,  $s_{\bar{\theta}_a} = 1,64^\circ\text{C}$ , e
- depois:  $m_{\bar{\theta}_0} = 20,6^\circ\text{C}$ ,  $s_{\bar{\theta}_0} = 0,20^\circ\text{C}$  e  $m_{\bar{\theta}_a} = 15,4^\circ\text{C}$ ,  $s_{\bar{\theta}_a} = 2,39^\circ\text{C}$ ;

esses valores mostram claramente que a variação da temperatura do ar é muito maior que a variação da temperatura da água. Desta forma, para calcular  $\text{Sf}_\theta$  e  $\text{Sf}_q$ , as temperaturas da água foram interpoladas linearmente entre a última medida antes, e a primeira logo após o experimento. Mais detalhes sobre essa interpolação podem ser obtidos em Cancelli et al. (2012a, parág. 51). Para todos os casos, os  $\text{Sf}$ 's foram calculados utilizando as temperaturas de superfície da água estimadas; da mesma forma,  $q_0$  também foi obtida a partir de  $\theta_0$  estimada.

O efeito de  $\text{Sf}_\theta$  e  $\text{Sf}_q$  sobre  $r_{\theta q}$  e  $\text{ste}_{\theta q}$  pode ser observado na figura 11. Como mencionado anteriormente, não há correspondência entre  $r_{\theta q}$  e  $\text{ste}_{\theta q}$ : por exemplo, o valor 0,95 não tem o mesmo significado para os dois indicadores, e valores consideravelmente altos de  $\text{ste}_{\theta q}$  são necessários para que haja alta similaridade. Por esta razão, nas figuras 11-a e 11-b,  $r_{\theta q}$  e  $\text{ste}_{\theta q}$  são separados em 4 classes distintas. Outra observação importante é o fato de que as figuras não há uma simetria em relação à linha 1:1, e em geral,  $\text{Sf}_\theta > \text{Sf}_q$ . Nas análises realizadas, não ficou clara a razão para esta assimetria. Claramente há uma tendência de crescimento de  $r_{\theta q}$  e de  $\text{ste}_{\theta q}$  com o crescimento de  $\text{Sf}_\theta$ , e de  $\text{Sf}_q$ . Isso significa que os números de fluxo de escalar podem ser utilizados para prever (ou avaliar) se há similaridade entre os escalares ou não.

Uma divisão subjetiva em função dos valores de  $\text{Sf}_\theta$  e de  $\text{Sf}_q$ , cujo propósito foi facilitar a identificação do grau de similaridade entre os escalares, foi feita:

- $\text{Sf}_\theta < 800$  e  $\text{Sf}_q < 500$ : baixa similaridade, ou seja, baixos valores de  $r_{\theta q}$  e  $\text{ste}_{\theta q}$ ;
- $800 \leq \text{Sf}_\theta < 1100$  e  $500 \leq \text{Sf}_q < 800$ : transição, ou seja, mistura de altos e baixos valores de  $r_{\theta q}$  e  $\text{ste}_{\theta q}$ ;
- $\text{Sf}_\theta > 1100$  e  $\text{Sf}_q \geq 800$ : alta similaridade, ou seja, altos valores de  $r_{\theta q}$  e  $\text{ste}_{\theta q}$ .

$\text{Sf}_\theta$  e  $\text{Sf}_q$  se aplicam separadamente a cada escalar podem ser definidos nos intervalos:  $\text{Sf}_\theta \in [0, 800)$ ,  $[800, 1100)$  e  $[1100, \infty)$ , e  $\text{Sf}_q \in [0, 500)$ ,  $[500, 800)$  e  $[800, \infty)$ .

Por sua vez,  $\text{Sf}_{\theta q}$  (dado pela equação 4.21) resume a informação da figura 11 onde foram sugeridos os limites (800, 500) para  $q$ , e (1100, 800) para  $\theta$ . Novos limites para similaridade entre temperatura e umidade podem ser definidos simplesmente como  $\sqrt{800 \times 500} \approx 650$  e  $\sqrt{1100 \times 800} \approx 950$ . Nas figuras 12-a e 12-b,  $r_{\theta q}$  e  $\text{ste}_{\theta q}$  são plotados em função de  $\text{Sf}_{\theta q}$ :

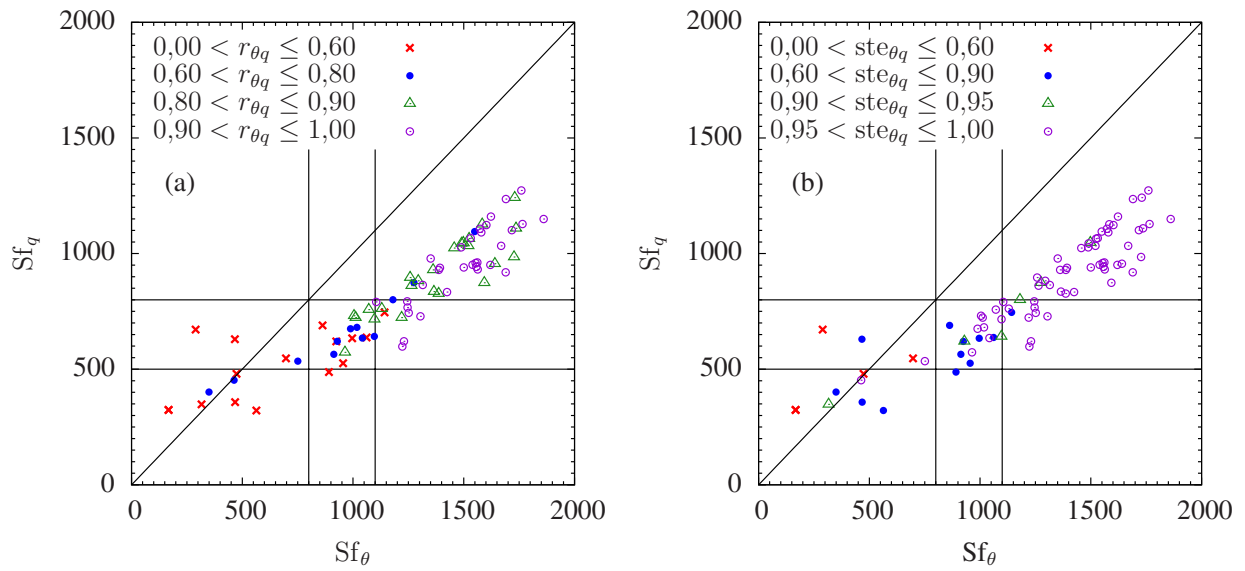


Figura 11 – Classes de  $r_{\theta q}$  (a) e  $ste_{\theta q}$  (b) como função de  $Sf_\theta \times Sf_q$ .

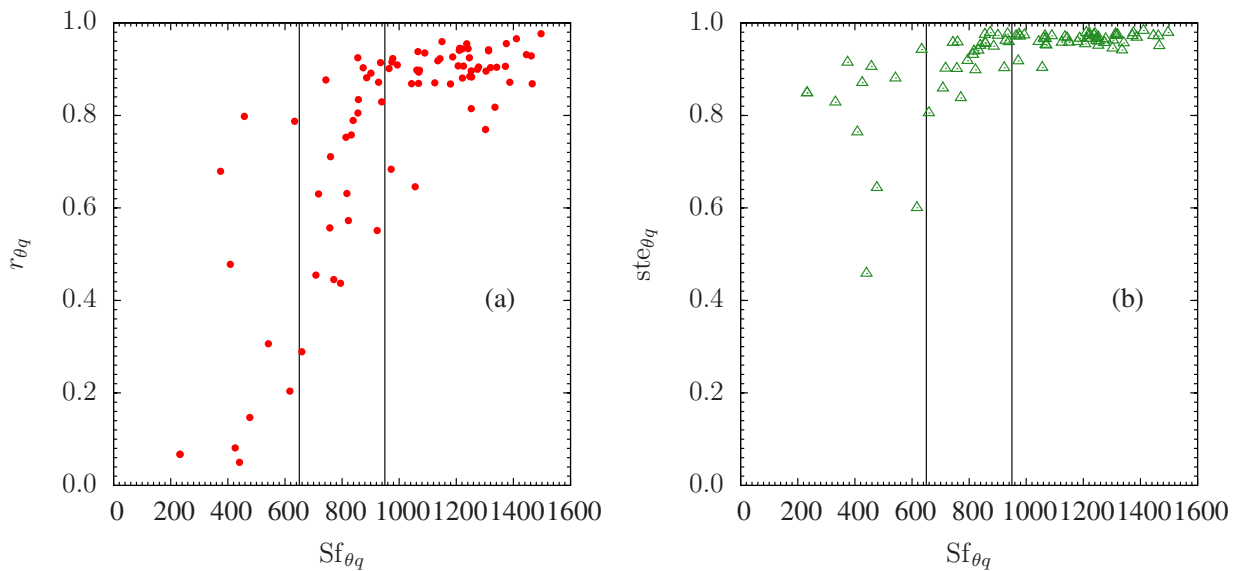


Figura 12 –  $r_{\theta q}$  (a) e  $ste_{\theta q}$  (b) em função de  $Sf_{\theta q}$ .

há uma clara tendência de aumento de  $r_{\theta q}$  e  $ste_{\theta q}$  em função do aumento de  $Sf_{\theta q}$ ; para os menores valores  $Sf_{\theta q}$  há um maior espalhamento dos coeficientes de correlação e eficiências de transferência simétrica.

Tabela 6 – Características dos blocos ASE (alta similaridade entre os escalares) e BSE (baixa similaridade entre os escalares) escolhidos para a análise de similaridade.

Bloco	data-hora	$\bar{\alpha}_x$	$\zeta$	$r_{\theta q}$	$rte_{\theta q}$	$ste_{\theta q}$
ASE	20040722-00:00	86°	-0,097	+0,87	+0,98	+0,99
BSE	20040718-19:00	102°	-0,097	+0,44	+0,58	+0,73

### 4.3.3 Análise espectral

Como vimos na subseção 4.3, casos com características semelhantes, por exemplo, de direção do vento e estabilidade atmosférica, podem apresentar valores muito diferentes para os indicadores  $r_{\theta q}$ ,  $rte_{\theta q}$  e  $ste_{\theta q}$ . Nesse sentido, uma extensa análise espectral foi realizada. Avaliar o desempenho de diferentes quantidades espectrais na identificação de similaridade (ou não), e identificar possíveis causas de dissimilaridade estão entre os objetivos desta análise. As quantidades espectrais reportadas aqui foram obtidas de acordo com o processo de suavização espectral descrito na subseção 4.2.3 e calculados de acordo com as equações da seção 2.5. Espectros e coespectros foram adimensionalizados pelas escalas turbulentas  $u_*$ ,  $\theta_*$  e  $q_*$  (tabela 3).

Dois casos com características de estabilidade atmosférica e direção do vento semelhantes, porém com valores muito diferentes para os indicadores de similaridade  $r_{\theta q}$ ,  $rte_{\theta q}$ , e  $ste_{\theta q}$ , são explorados nessa subseção. Esses dois casos foram identificados como típicos entre os analisados: um deles foi considerado como sendo representativo dos casos de alta similaridade entre os escalares — denominado de ASE — e o outro como sendo representativo dos casos de baixa similaridade — denominado de BSE. As principais características destes dois blocos estão na tabela 6; mais informações sobre cada um deles podem ser obtidas nas tabelas 2, 3, e 4. Embora o caso BSE tenha ocorrido no final do dia, os blocos com características semelhantes a ele estão espalhados ao longo de todas as 24 horas.

Espectros de temperatura e umidade para os casos ASE e BSE, devidamente normalizados por suas variâncias, são apresentados na figura 13. Os coespectros com a velocidade vertical  $w$ , normalizados por suas covariâncias, são apresentados na figura 14. A dissimilaridade é clara na região inercial da figura 13, sendo esta muito pior para o caso BSE onde não é possível, sequer, identificar a região inercial para o espectro de  $\theta_a$ . Na figura 14, a dissimilaridade não é tão clara, o que nos leva a concluir que os coespectros têm ‘poder’ de identificação de (dis)similaridade muito menor do que os espectros: para o caso ASE, as diferenças nas frequências normalmente associadas com a região inercial são praticamente imperceptíveis no coespectro 14-a; já para o caso BSE, é possível perceber, em 14-b, o efeito da forte dissimilaridade observada em 13-b. Em ambos os casos, nos coespectros é difícil identificar o desvio

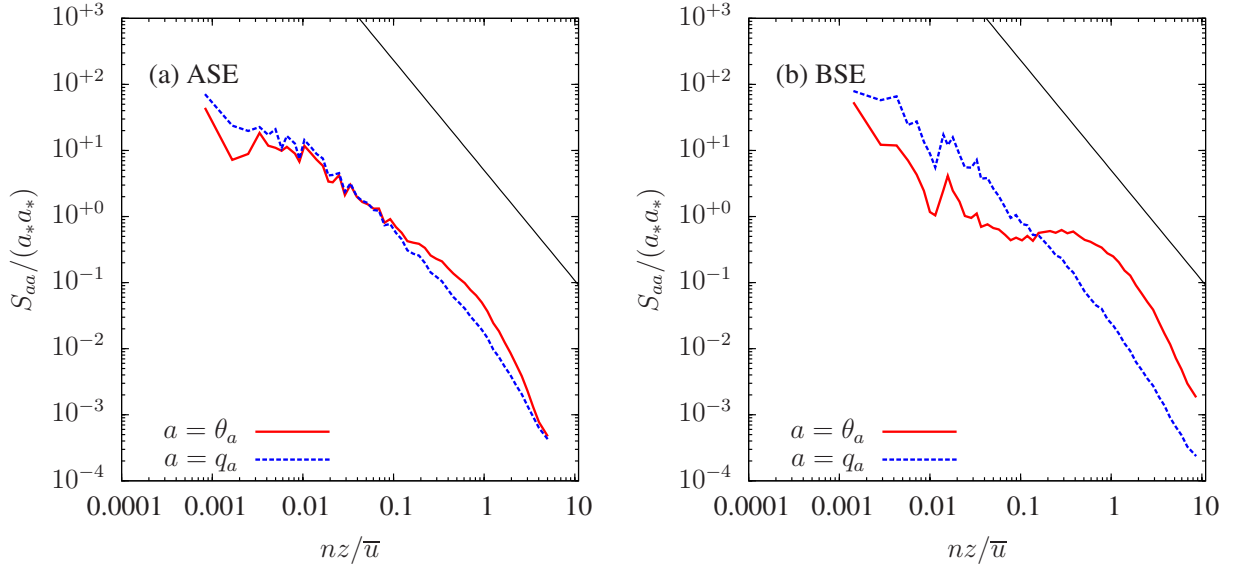


Figura 13 – Espectros normalizados de temperatura  $\theta_a$  e umidade  $q_a$  para os casos ASE (a) e BSE (b).

da declividade prevista na literatura ( $-7/3$ ); já nos espectros, onde a previsão é de que a declividade seja de  $-5/3$ , a identificação é mais clara.

Além disso, na figura 13-b, observa-se uma espécie de “corcova” nos espectros de temperatura, sendo esta mais evidente no caso BSE. Duas menções a problemas parecidos com este foram observadas na literatura: os espectros de temperatura de Champagne et al. (1977) e um modelo de Hill (1978), ambos com uma corcova no final da região inercial; nos dados, porém, ela se apresenta ao longo de toda a região inercial. Nesse sentido, uma análise cuidadosa foi realizada no sentido de assegurar que o problema não estava relacionado ao termopar utilizado nas medições. Espectros da temperatura  $\theta_b$  (termopar instalado junto ao *Young 81000*), da temperatura  $\theta_s$  (do CSAT3), e de  $\theta_n$  (uma temperatura reconstruída a partir de  $\theta_s$ , e de  $q_a$ ) foram analisados; as flutuações de  $\theta_n$  foram obtidas a partir de

$$\theta'_n = \frac{[\theta'_s - 0,61\bar{\theta}q'_a]}{[1 + 0,61\bar{q}_a]}, \quad (4.22)$$

A comparação entre os espectros de temperatura é apresentada na figura 15. A corcova está presente nos espectros de temperatura dos dois termopares ( $\theta_a$  e  $\theta_b$ );  $\theta_s$  é a temperatura do CSAT3, portanto é de se esperar que não apresente comportamento semelhante. O espectro de  $\theta_n$ , reconstruída a partir de  $\theta_s$  e de  $q$ , carrega as características de  $\theta_s$  para  $n > 0,5$  Hz, e as características de  $q$  nas frequências menores. A corcova parece não ter muito efeito sobre a similaridade entre os escalares para o caso ASE: os valores de  $r_{\theta q}$ ,  $r_{te_{\theta q}}$  e  $ste_{\theta q}$  são altos.



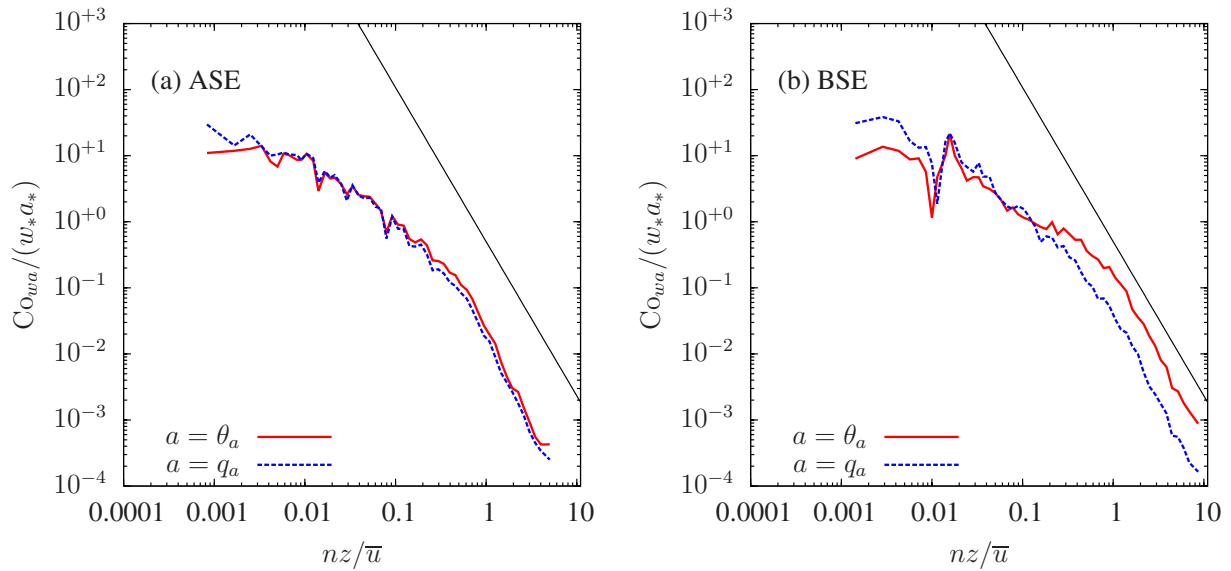


Figura 14 – Coespectros normalizados entre a velocidade vertical  $w$ , e os escalares  $\theta_a$  e  $q_a$  para os casos ASE (a) e BSE (b).

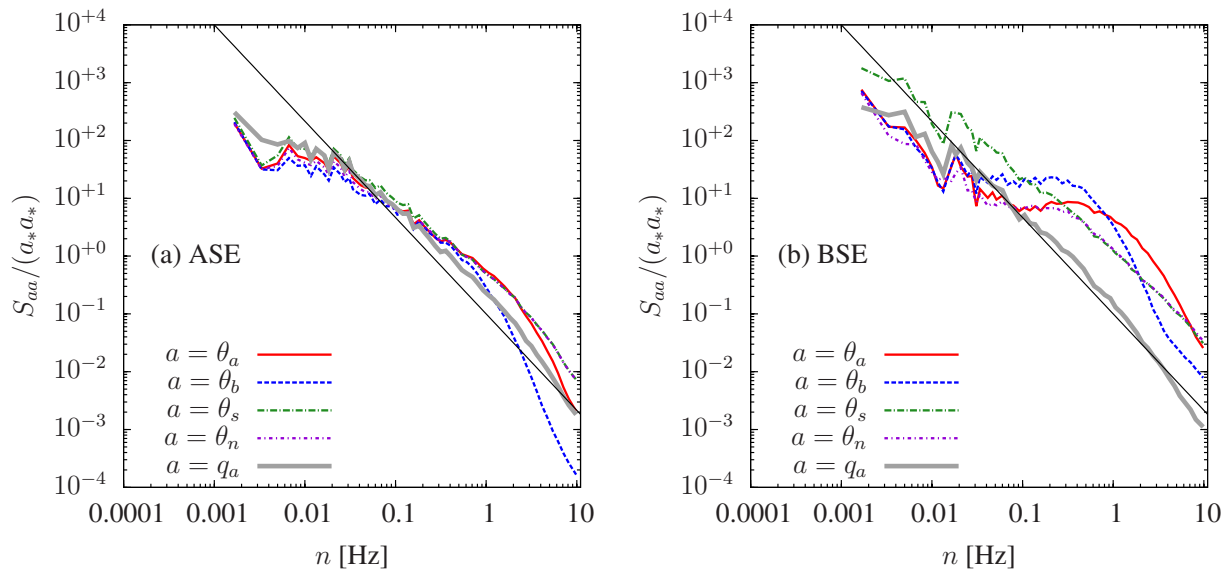


Figura 15 – Espectros de temperatura para verificação da “corcova”; casos ASE (a) e BSE (b).

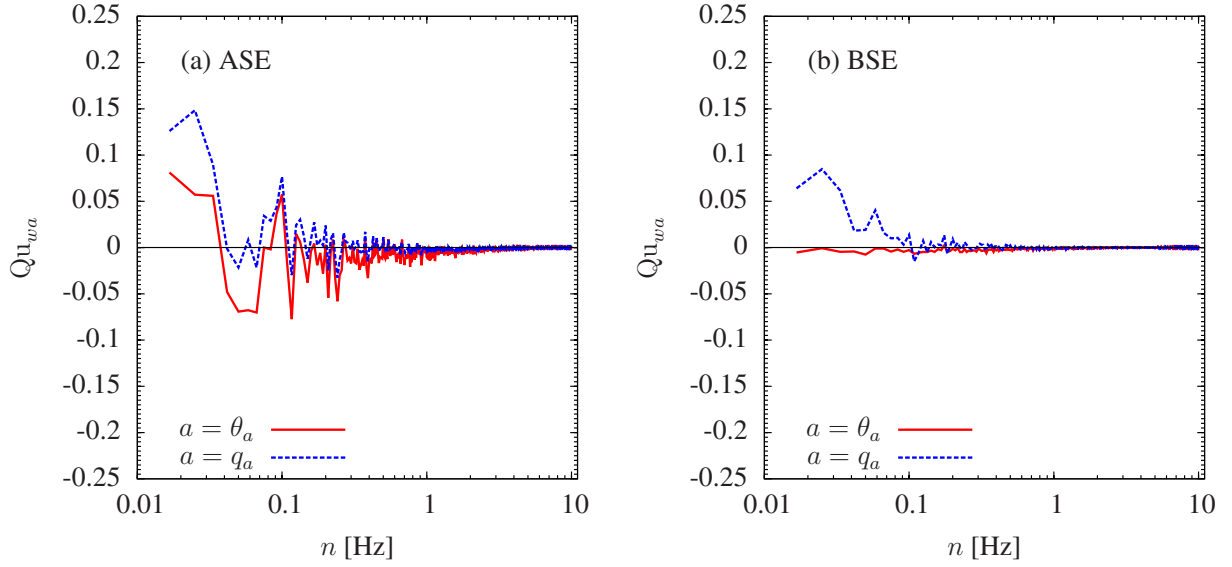


Figura 16 – Funções de quadratura velocidade vertical  $w$ , e os escalares  $\theta_a$  e  $q_a$  para os casos ASE (a) e BSE (b).

Por sua vez, as funções de quadratura (figura 16) entre  $w$  e um escalar deveriam ser iguais a zero em todo o intervalo de frequências; em ambos os casos, observa-se que  $Qu_{wa}$  é diferente de zero. Inclusive, os valores para o caso ASE são maiores do que os valores para BSE, o que indica que esta função não é um bom identificador de similaridade. Nas figuras 17-a e 17-b são apresentadas as funções de fase: há uma defasagem maior entre os escalares no caso BSE. Tanto as funções de fase quanto as quadraturas foram obtidas utilizando somente o espectro de alta frequência, isto é, aquele formado por 30 blocos de 2 minutos cada. A função de fase foi plotada sem suavização.

As funções de coerência  $Coh_{\theta q}$  e de correlação espectral  $R_{\theta q}$ , dadas pelas equações (2.53) e (2.53), têm sido utilizadas nas análises clássicas de similaridade entre escalares. Da mesma forma,  $RTE_{\theta q}(n)$  tem sido usado para avaliar a similaridade entre os fluxos de escalares; a esse último adicionamos, neste trabalho, o  $STE_{\theta q}(n)$ . Uma vez que o limite superior de  $STE_{\theta q}(n)$  é +1, essa é uma medida mais conveniente que  $RTE_{\theta q}(n)$ . As funções de coerência e correlação espectral são apresentadas nas figuras 18-a e 18-b. Como sabemos, para que exista similaridade entre os escalares, tanto  $Coh_{\theta q}$  quanto  $R_{\theta q}$  devem ser iguais a +1. Observe que, para o caso ASE, as duas funções se mantêm muito próximas de +1 nas altas frequências; o mesmo não acontece para BSE.

Na figura 19 foram plotadas cinco quantidades espectrais:  $R_{\theta q}(n)$ ,  $R_{w\theta}(n)$ ,  $R_{wq}(n)$ ,  $RTE_{\theta q}(n)$ , e  $STE_{\theta q}(n)$ . As linhas horizontais do lado esquerdo representam os valores corres-

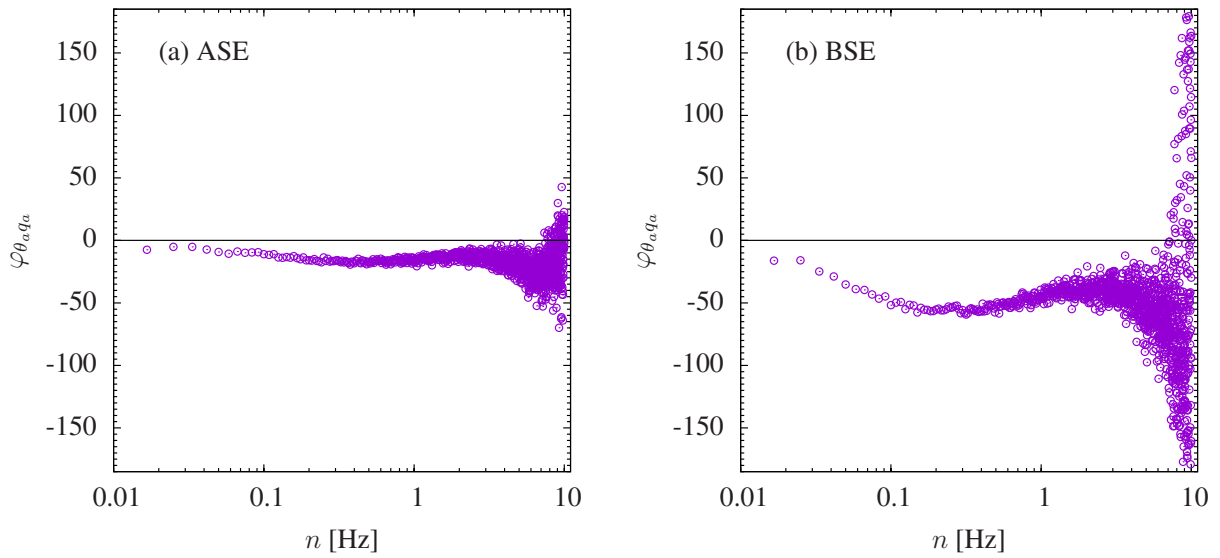


Figura 17 – Funções de fase entre  $\theta_a$  e  $q_a$  para os casos ASE (a) e BSE (b).

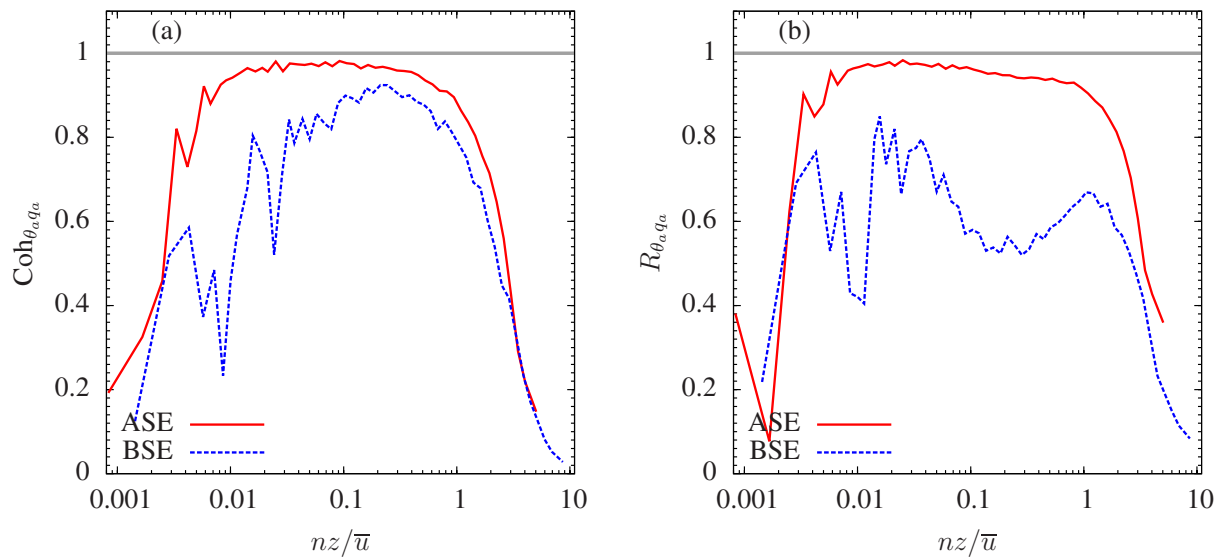


Figura 18 – Funções de coerência (a) e correlação espectral (b) entre  $\theta_a$  e  $q_a$  para os casos ASE e BSE.

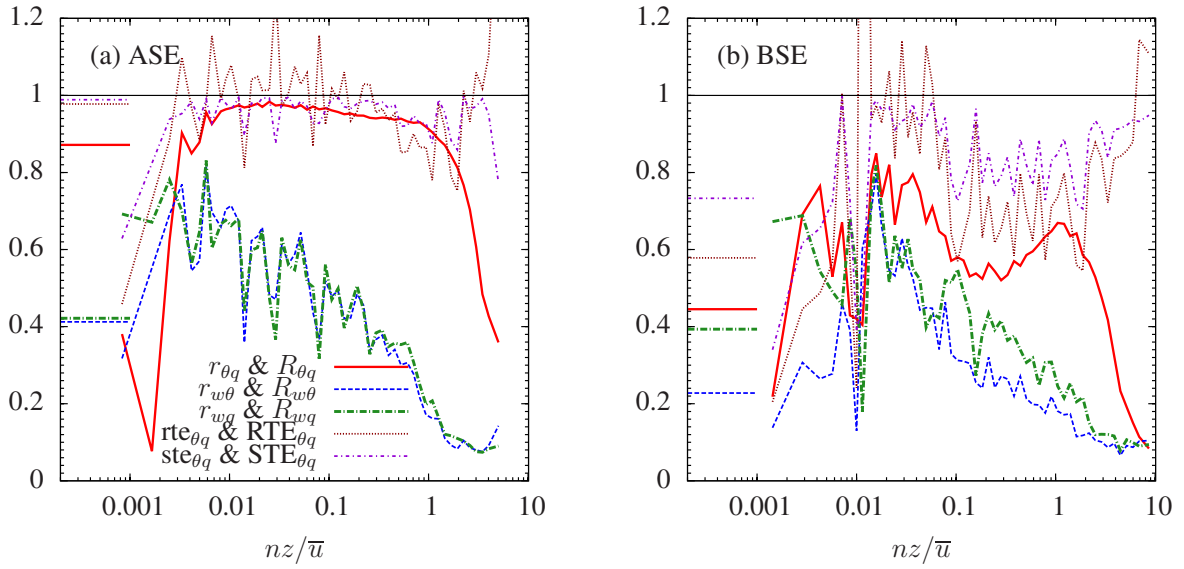


Figura 19 – Indicadores de similaridade espectral para os casos ASE (a) e BSE (b). A legenda de (a) é válida, também, para (b).

pondentes obtidos através das estatísticas temporais, ou seja,  $r_{\theta q}$ ,  $r_{w\theta}$ ,  $r_{wq}$ ,  $rte_{\theta q}$ , e  $ste_{\theta q}$  do caso correspondente. Esta figura é representativa de um grande número de blocos nos quais as baixas frequências apresentam uma queda repentina nas funções de correlação espectral — em alguns dos casos de alta similaridade a queda não ocorre, ou é menos evidente. Essa queda é bem conhecida na literatura, e discussões sobre o papel das baixas frequências associadas à altura da CLA são encontradas em McNaughton e Laubach (1998), Asanuma et al. (2007) e Li et al. (2012); além disso, Kaimal et al. (1972) já haviam observado que os espectros dos escalares não seguem a TSMO nas baixas frequências, e como consequência, seus coespectros também não a seguem. O principal efeito desta queda é fazer com que o coeficiente de correlação, e a eficiência de transferência entre os fluxos, sejam reduzidas a um valor menor que seu correspondente espectral dentro da região inercial.

Uma questão que surge é: quanto as quedas de  $R_{\theta q}(n)$ ,  $RTE_{\theta q}(n)$  e  $STE_{\theta q}(n)$  nas baixas frequências afetam os coespectros correspondentes? Uma conclusão imediata a partir da figura 19-a, e do fato de que  $rte_{\theta q}$  e  $ste_{\theta q}$  são significativamente maiores que  $r_{\theta q}$ , é que os coespectros  $\theta - q$ ,  $w - \theta$  e  $w - q$  não são afetados da mesma forma. Para entender como eles são afetados, foram obtidos os picos de frequência dos espectros compensados dados por

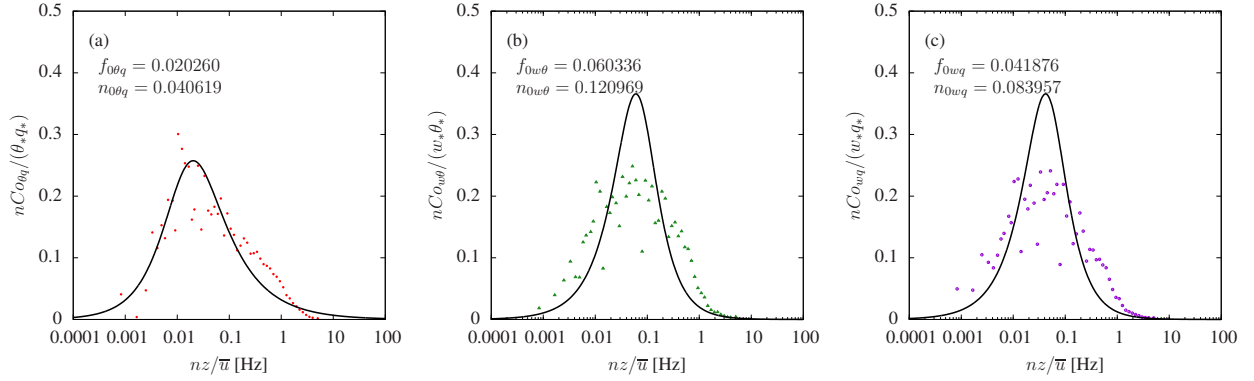


Figura 20 – Exemplo de ajuste das funções (4.23) e (4.24) para obtenção dos picos dos coespectros  $nCo_{\theta q}$  (a),  $nCo_{w\theta}$  (b) e  $nCo_{wq}$  (c).

$nCo_{\theta q}$ ,  $nCo_{w\theta}$  e  $nCo_{wq}$ . Os picos de frequência foram obtidos por meio dos ajustes de

$$\frac{nCo_{\theta q}}{\theta'q'} = \frac{5}{3\Gamma(2/5)\Gamma(3/5)} \frac{B_{\theta q}n}{1 + (B_{\theta q}n)^{5/3}}, \quad (4.23)$$

$$\frac{nCo_{wa}}{w'a'} = \frac{7}{3\Gamma(3/7)\Gamma(4/7)} \frac{B_{wa}n}{1 + (B_{wa}n)^{7/3}} \quad (4.24)$$

aos coespectros (em (4.24)  $a$  pode ser  $\theta$  ou  $q$ ). O ajuste foi feito com um método de mínimos quadrados não-linear de Levenberg-Marquardt. As equações (4.23)–(4.24) têm a mesma forma das equações usadas por Kaimal et al. (1972) e Kaimal (1973) para ajustar espectros e coespectros na CLS. Embora essas funções não se ajustem perfeitamente à região inercial dos coespectros, as frequências dos picos, cuja obtenção é o objetivo desses ajustes, são bem previstas. De (4.23) e (4.24), os picos, em suas formas adimensionais são dados por

$$f_{0\theta q} = \left(\frac{3}{2}\right)^{3/5} \frac{z}{\bar{u}B_{\theta q}}, \quad (4.25)$$

e

$$f_{0wa} = \left(\frac{3}{4}\right)^{3/7} \frac{z}{\bar{u}B_{wa}}. \quad (4.26)$$

Um exemplo de ajuste para obtenção do pico do coespectro é apresentado na figura 20. Em 21-a e 21-b temos  $f_{0w\theta} \times f_{0\theta q}$  e  $f_{0wq} \times f_{0\theta q}$  para os casos em que  $Sf_{\theta q} > 650$ , ou seja, para os casos considerados bons e intermediários: nas duas figuras, a frequência dos picos dos coespectros  $w - a$  é maior que a frequência do pico do coespectro  $\theta - q$ . Isso explica o fato da queda de  $RTE_{\theta q}(n)$  e  $STE_{\theta q}(n)$  nas baixas frequências ter menos impacto sobre  $rte_{\theta q}$  e  $ste_{\theta q}$  do que a queda de  $R_{\theta q}(n)$  sobre  $r_{\theta q}$ . Nessa mesma figura também pode-se observar que o transporte de calor ocorre em escalas menores do que as de transporte de vapor d'água.

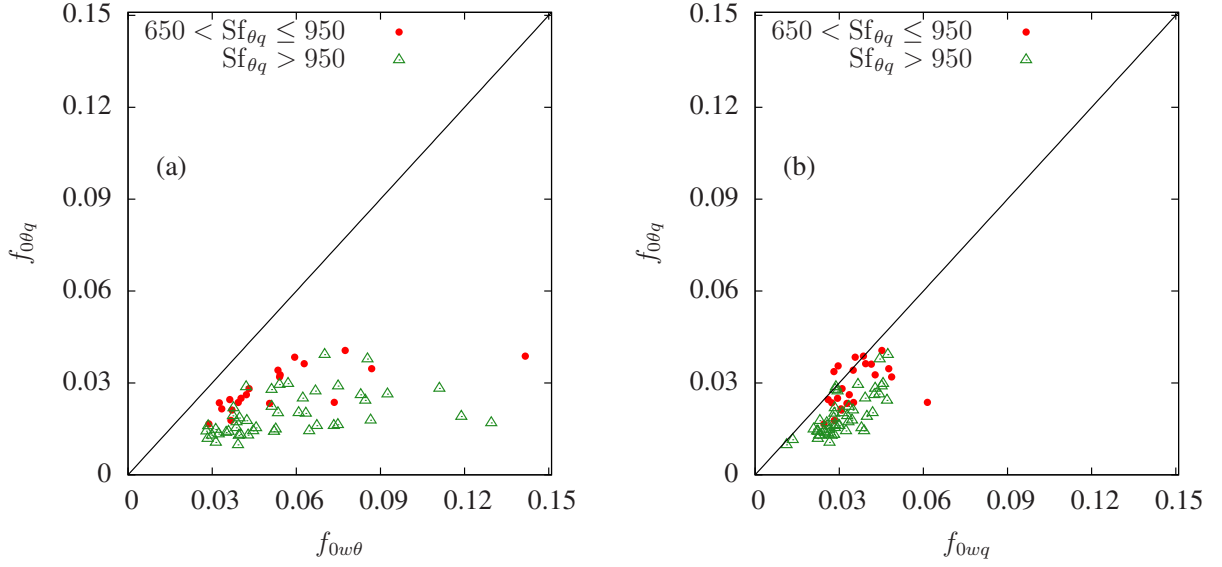


Figura 21 – Picos adimensionais de frequência: (a)  $f_{0w\theta} \times f_{0\theta q}$  e (b)  $f_{0wq} \times f_{0\theta q}$ .

Se voltarmos nossa atenção para  $f_{0w\theta}$  e  $f_{0wq}$ , vemos que eles são claramente dissimilares: as baixas frequências de  $Co_{w\theta}$  e  $Co_{wq}$  não seguem a TSMO.

Na região inercial, conforme observado por Kaimal et al. (1972), os coespectros de  $w - \theta$  e  $w - q$  seguem a TSMO, e podem ser previstos como

$$\frac{nCo_{wa}}{w'a'} = \alpha_{wa}^1 \phi_F \phi_{\epsilon_e}^{1/3} (2\pi\kappa f)^{-4/3}, \quad (4.27)$$

com

$$\phi_{\epsilon_e} = (1 + 0,5|\zeta|^{2/3})^{3/2}; \quad (4.28)$$

$\phi_F$  é dado por (4.39). Para os casos com  $Sf_\theta > 1100$  e  $Sf_q > 800$ , nas figuras 22-a e 22-b, todos os coespectros de  $w - \theta$  e  $w - q$  são plotados em conjunto. Nesta análise a diferença entre os valores de  $\alpha_{w\theta}^1$  e  $\alpha_{wq}^1$  não deve ser interpretada como dissimilaridade entre  $\theta$  e  $q$  na região inercial: deve-se levar em conta a separação espacial, a qual é um problema na região inercial (mais detalhes são dados posteriormente), e a corcova presente nos espectros de temperatura. Nesse sentido, podemos interpretar a figura 22 como evidência de que as previsões da TSMO também se aplicam às altas frequências dos coespectros entre velocidade vertical e escalares; de certa forma, isso está em concordância com a figura 19-a, onde vimos que  $R_{w\theta}(n)$  é muito similar à  $R_{wq}(n)$  na região inercial até a frequência de Nyquist, ou de maneira equivalente que  $ste_{\theta q}$  permanece muito próximo de +1 neste intervalo.

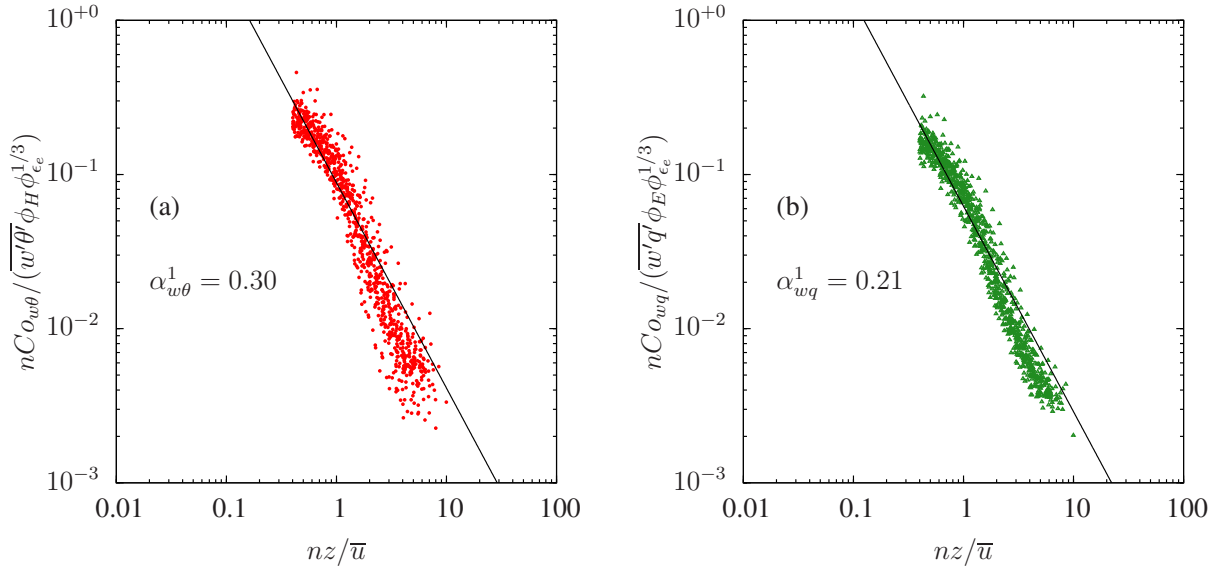


Figura 22 – Comportamento dos coespectros de  $w - \theta$  (a) e  $w - q$  (b) na região inercial mostrando que eles seguem a TSMO.

#### 4.3.3.1 Separação espacial de sensores, tempo de resposta e path averaging

É fato conhecido que a separação espacial entre sensores afeta os resultados das análises de dados micrometeorológicos; Dias (1994) atribuiu os pequenos valores da função de coerência espectral nas altas frequências à separação de sensores — comportamento também observado por Moncrieff et al. (1992) e posteriormente por Dias e Brutsaert (1996).

Na figura 23 é apresentado um exemplo de funções de coerência e de correlação espectral entre os escalares. Cabe lembrar que temos dois conjuntos de sensores: um conjunto  $a$ , cujo tempo de resposta é menor (composto por  $\theta_a, \theta_s$  e  $q_a$ ), e um conjunto  $b$ , mais lento (composto por  $\theta_b$  e  $q_b$ ).

Tomando a temperatura  $\theta_a$  como escalar-padrão para todas as funções, observamos que o efeito da separação espacial entre os dois conjuntos de sensores fica evidente ao observar a função de coerência (figura 23-a) — as linhas que representam cada um dos conjuntos são praticamente iguais nas altas frequências. A função de correlação espectral  $R_{\theta q}(n)$  (figura 23-b) permite uma melhor identificação entre o tempo de resposta dos sensores; esta afirmação é proveniente da diferença observada entre  $R_{\theta_a q_a}$  e  $R_{\theta_a q_b}$ , onde as unidades específicas são medidas, respectivamente, por um sensor de resposta rápida (o KH2O) e por um sensor de resposta lenta (o CS500). O efeito de separação espacial entre os conjuntos  $a$  e  $b$  é mais evidente na observação de  $R_{\theta_a \theta_b}$  e  $R_{\theta_a \theta_s}$  do que na observação de  $\text{Coh}_{\theta_a \theta_b}$  e  $\text{Coh}_{\theta_a \theta_s}$ .

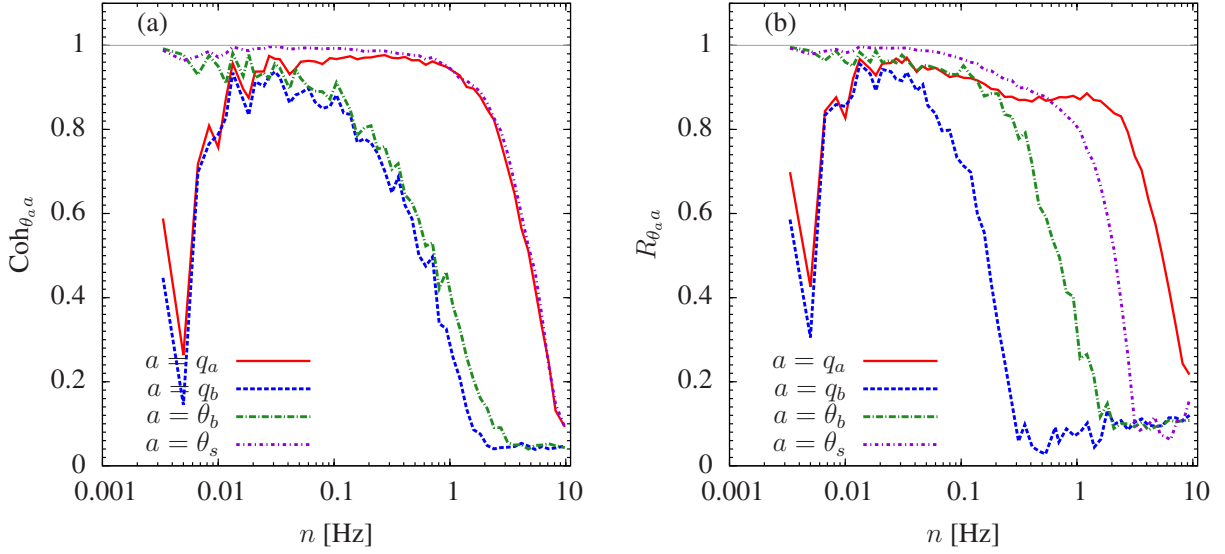


Figura 23 – Exemplo de funções de coerência (a) e correlação espectral (b) entre  $\theta_a$  e um escalar  $a$  para o caso 20040718–01:00.

Outro efeito que fica mais claro ao observar a função de correlação espectral  $R_{\theta_a \theta_s}$  é o efeito de *path averaging*: enquanto  $\theta_a$  é medida pontualmente por um termopar,  $\theta_s$  é uma média em um espaço de aproximadamente 10 cm (distância entre os transdutores do anemômetro sônico). Este efeito causa uma redução dos valores da correlação espectral nas altas frequências. Efeito semelhante pode ser observado em  $R_{\theta_a q_a}$ , uma vez que a unidade específica medida pelo KH2O também é uma média num caminho óptico entre dois transdutores.

A função de correlação espectral é alta para todos os pares nas frequências intermediárias; há reduções tanto nas altas (devido ao *path averaging* e à separação espacial) quanto nas baixas frequências. Conjectura-se que, nas baixas frequências, ocorre a influência de fenômenos atmosféricos de escalas maiores sobre a unidade, uma vez que as quedas são devidas a esse escalar.

#### 4.3.4 Taxas de dissipação e gradiente de produção

Para estimar as taxas de dissipação de temperatura e umidade precisamos dos espectros em função do número de onda para as variáveis  $u'$  (flutuação da componente horizontal da velocidade do vento após a rotação de coordenadas),  $\theta'_a$  e  $q'_a$ . O espectro em função do número de onda é obtido a partir das equações (2.55) e (2.56) da seção 2.5, ou seja,

$$k = \frac{2\pi n}{u}, \quad \text{e} \quad F_{aa}(k) = \frac{\bar{u}}{2\pi} S_{aa};$$



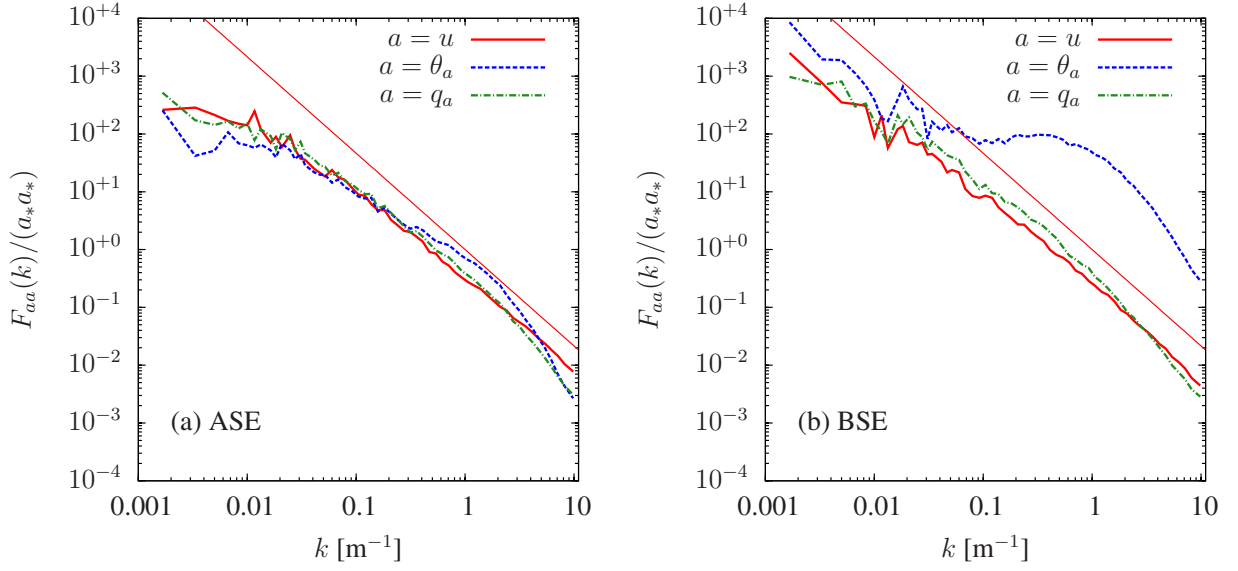


Figura 24 – Espectros no domínio do número de onda para os casos ASE (a) e BSE (b).

$k$  é o número de onda,  $a$  pode ser  $u$ ,  $\theta_a$  ou  $q_a$  e  $\bar{u}$  é a velocidade média horizontal. De acordo com Wyngaard e Clifford (1977), os espectros  $F_{aa}$  devem ser corrigidos por

$$F_{uu}^m = F_{uu} \left( 1 - \frac{1}{9} \frac{\overline{u'^2}}{\bar{u}^2} + \frac{2}{3} \frac{\overline{v'^2}}{\bar{u}^2} + \frac{2}{3} \frac{\overline{w'^2}}{\bar{u}^2} \right), \quad (4.29)$$

e

$$F_{aa}^m = F_{aa} \left( 1 - \frac{1}{3} \frac{\overline{u'^2}}{\bar{u}^2} + \frac{1}{3} \frac{\overline{v'^2}}{\bar{u}^2} + \frac{1}{3} \frac{\overline{w'^2}}{\bar{u}^2} \right); \quad (4.30)$$

em (4.30),  $a$  pode ser  $q$  ou  $\theta$ . A título de exemplo, nas figuras 24-a e 24-b são apresentados os espectros, devidamente normalizados e corrigidos, em função do número de onda para os casos ASE e BSE.

No domínio do número de onda, o espectro de  $u$  é

$$F_{uu}(k) = \frac{18}{55} \alpha_e \epsilon_e^{2/3} k^{-5/3}, \quad (4.31)$$

com  $\alpha_e = 1,5$ . A constante longitudinal é (CHAMECKI; DIAS, 2004)

$$\alpha_{uu} = \frac{18}{55} \alpha_e = 0,4909, \quad (4.32)$$

então

$$F_{uu}(k) = \alpha_{uu} \epsilon_e^{2/3} k^{-5/3}, \quad (4.33)$$

a taxa de dissipação para a velocidade é

$$\epsilon_e = \left[ \frac{F_{uu} k^{5/3}}{\alpha_{uu}} \right]^{3/2}. \quad (4.34)$$

Os espectros  $F_{aa}$  dos escalares são dados por

$$F_{aa}(k) = \frac{3}{5} (2\alpha_e) \epsilon_{aa}^{-1/3} k^{-5/3}, \quad (4.35)$$

com  $\alpha_{aa} = 0,72$ . Aqui, a constante longitudinal é

$$\alpha_{aa}^1 = \frac{6}{5} \alpha_{aa} = 0,864, \quad (4.36)$$

então

$$F_{aa}(k) = \alpha_{aa}^1 \epsilon_{aa} \epsilon_e^{-1/3} k^{-5/3}, \quad (4.37)$$

e a taxa de dissipação para o escalar  $a$  é da forma

$$\epsilon_{aa} = \frac{F_{aa} \epsilon_e^{1/3} k^{5/3}}{\alpha_{aa}^1}. \quad (4.38)$$

Nas equações (4.34) e (4.38) teremos como resultado um valor único para cada bloco horário; as variáveis necessárias para o cálculo das taxas de dissipação são números de onda e respectivas densidades espectrais  $F$ . As taxas de dissipação devem ser calculadas somente para a faixa inercial do espectro (ou seja, onde vale a lei dos  $-5/3$ ); para tanto, foram definidas, após análise dos espectros compensados, faixas de frequência aproximadas para as quais foram calculadas as médias, tanto do número de onda  $k$  quanto das densidades espectrais  $F_{aa}$ . Os espectros compensados foram utilizados por facilitarem a visualização da faixa inercial. As faixas de frequência utilizadas para cada uma das variáveis estão representadas na figura 25. A definição da faixa inercial para cada um dos espectros foi feita com base em todos os (84) espectros do experimento. Obviamente a faixa de frequências definida pode ter se ajustado muito bem a alguns dos espectros e nem tão bem a outros. Deve-se levar em conta ainda, as corcovas dos espectros de temperatura.

As taxas de dissipação de  $\theta$  e  $q$ , em função da variável de estabilidade de Monin-Obukhov  $\zeta$ , são apresentadas na figura 26. Nessa figura a linha sólida corresponde à estimativa teórica do gradiente adimensional  $\phi_F$  dada por

$$\phi_F = (1 - 16\zeta)^{-1/2}, \quad (4.39)$$

onde  $F$  pode ser  $H$  (fluxo de calor sensível) ou  $E$  (fluxo de vapor d'água) (DYER; HICKS, 1970; DYER, 1974; BRUTSAERT, 1982, equação 4.45). Nessa abordagem, inicialmente proposta por Ohtaki (1985), é possível verificar que existe uma concordância entre grande parte

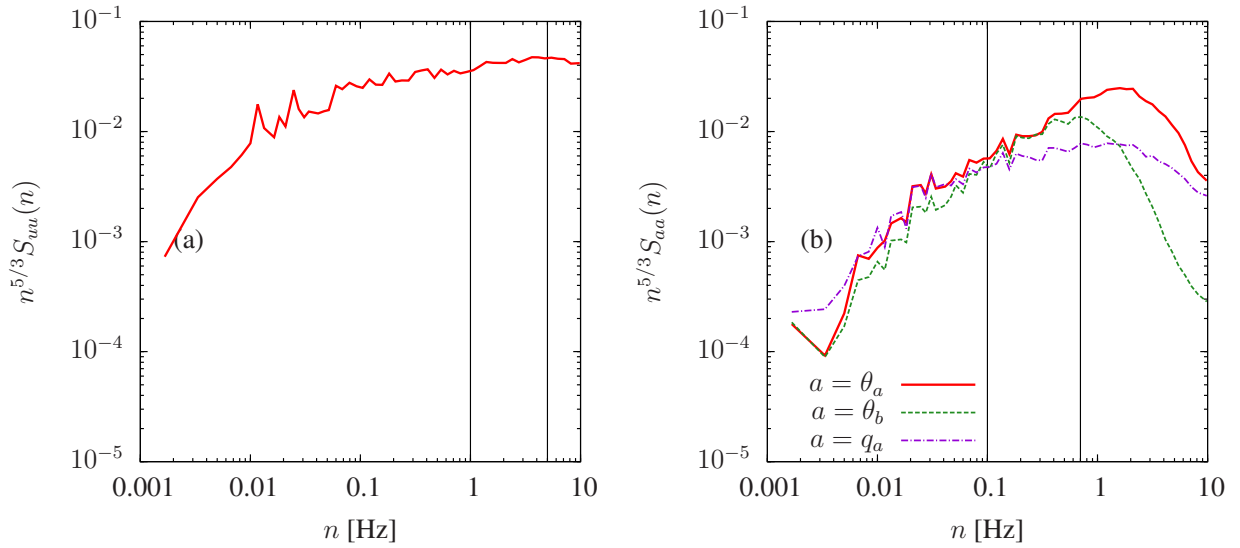


Figura 25 – Exemplos de espectros compensados, com respectivas faixas de frequência utilizadas na obtenção de  $\epsilon_e$  (a), e de  $\epsilon_{\theta\theta}$  e  $\epsilon_{qq}$  (b).

das taxas de dissipação estimadas e os gradientes adimensionais obtidos a partir da função teórica. Se os dois são iguais, então os termos de transporte podem ser desprezados nas equações das variâncias; suposição semelhante foi feita por Warhaft (1976), Brost (1979) e Dias e Brutsaert (1996). Nessa mesma figura, é possível observar o desempenho dos Sf's:

- se  $Sf_\theta \geq 1100$  e  $Sf_q \geq 800$  (alta similaridade): há um balanço entre o gradiente de produção e a taxa de dissipação;
- se  $800 \leq Sf_\theta < 1100$  e  $500 \leq Sf_q < 800$  (similaridade intermediária): taxa de dissipação é maior que o gradiente de produção; e
- se  $Sf_\theta < 800$  e  $Sf_q < 500$  (baixa similaridade): casos extremos em que dissipação é muito maior que o gradiente de produção.

Na figura 27 é apresentada a diferença entre as taxas de dissipação e os gradientes de produção como função dos números de fluxo escalar; nessa figura a importância dos Sf's é ainda mais evidente. O desequilíbrio para a temperatura é consideravelmente maior que para a umidade. Novamente, a causa não está totalmente clara pois, como mencionado anteriormente, em função da presença da corcova nos espectros de temperatura, há uma grande incerteza nas estimativas de  $\epsilon_{\theta\theta}$ . É provável que a figura 27-a também mostre o efeito do entranhamento do fluxo de calor sensível no topo da camada limite interna do lago (veja Li

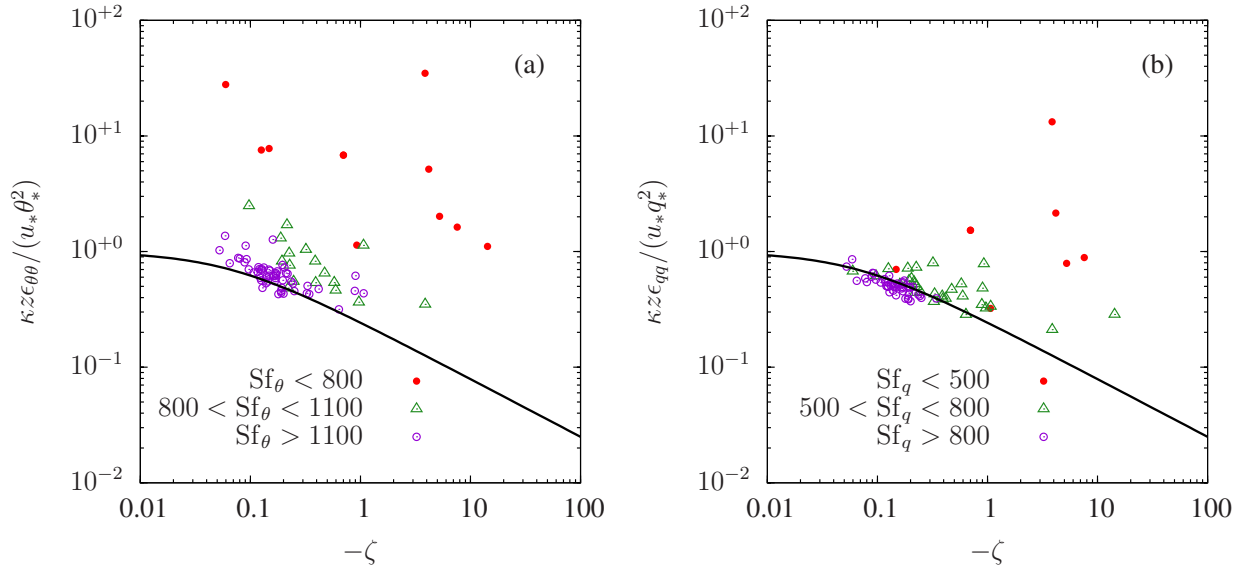


Figura 26 – Verificação do balanço entre gradiente de produção (linha sólida, equação (4.39)) e dissipação molecular (pontos) de temperatura (a) e de umidade (b)..

et al. (2012)) ou mesmo no topo da própria CLA; isso se reflete nos altos valores de  $r_{\theta q}$ . Outra possível causa desses desequilíbrios é a não-estacionariedade da variância dos escalares. Algumas observações em relação a este tópico podem ser encontradas em Cancelli et al. (2012a, párag. 61).

## 4.4 Conclusões

De acordo com os resultados apresentados nas seções anteriores deste capítulo, como primeira conclusão temos o fato de que a similaridade perfeita entre escalares nem sempre é observada na prática, principalmente quando se analisam dados de experimentos de campo. Além disso, é importante saber como diagnosticar casos de dissimilaridade, e fazer a distinção entre similaridade de fluxos de escalares e similaridade de escalares. Como vimos, nem todas as funções de similaridade são adequadas na identificação de dissimilaridade, e diferentes funções podem resultar em diferentes interpretações.

Um novo parâmetro adimensional — o número de fluxo de escalar — foi proposto na seção 3.2, e sua validade foi testada nas subseções 4.3.2, 4.3.3, e 4.3.4. Os números  $Sf_\theta$ ,  $Sf_q$  e  $Sf_{\theta q}$  dão uma medida relativa da força dos fluxos superficiais, e estão relacionados tanto à similaridade entre os escalares, quanto ao equilíbrio entre os gradientes de produção e dissipações moleculares de cada um dos escalares envolvidos, bem como de sua covariância.

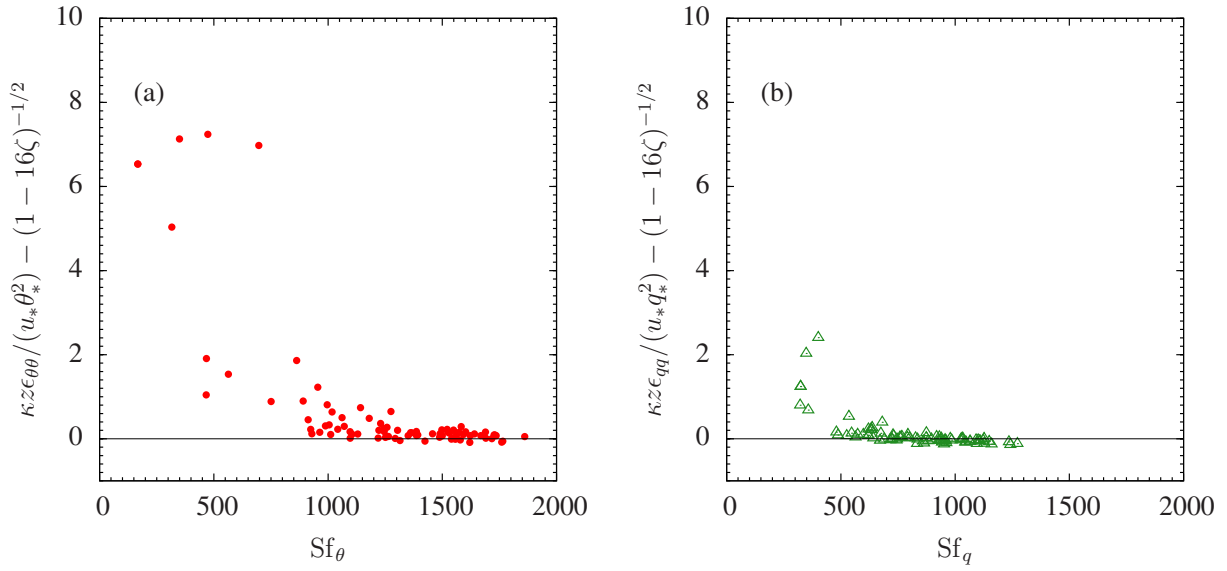


Figura 27 – Desequilíbrio entre gradiente de produção e dissipação molecular como função dos números de fluxo de escalar  $Sf_\theta$  (a) e  $Sf_q$  (b).

Conforme previsto por Dias e Brutsaert (1996), o equilíbrio entre gradiente de produção e dissipação molecular é tido como condição necessária para que exista similaridade entre os escalares. Na análise de dados experimentais, no entanto, um desequilíbrio entre essas duas quantidades foi observado em diversos casos; esse desequilíbrio pode ser previsto, de forma precisa, por baixos valores de  $Sf$ . Sob a suposição de homogeneidade horizontal, a qual é bastante razoável para o conjunto de dados, o desequilíbrio deve-se à importância do termo de transporte. A não-estacionariedade das variâncias também pode ser um fator importante, e deve ser investigada mais profundamente.

Um novo indicador de similaridade,  $ste_{\theta q}$  (equação (3.6) do capítulo 3), foi proposto. Sua vantagem em relação a  $rte_{\theta q}$  é o fato de que seu limite superior é +1. Entre os dois existe uma relação não-linear, e  $ste_{\theta q} \geq |rte_{\theta q}|$ ; essa desigualdade deve ser levada em conta quando os dois são comparados. Assim como  $r_{ab}$  tem seu correspondente espectral,  $ste_{\theta q}$  e  $rte_{\theta q}$  também tem os seus:  $RTE_{\theta q}(n)$  e  $STE_{\theta q}(n)$ . Novamente, a principal vantagem de  $STE_{\theta q}(n)$  é que seu limite superior é igual a +1, e seu comportamento é mais suave.

Nesta análise de similaridade pudemos observar diversos resultados relacionados aos escalares, tais como: coeficientes de correlação espectral, eficiência de transferência espectral, e eficiência simétrica de transferência; coeficientes de correlação espectral entre velocidade vertical do vento e os dois escalares também foram observadas. Casos mostrando baixa similaridade global entre os escalares possuem baixos coeficientes de correlação espectral; em

casos de alta similaridade, foi possível observar os efeitos das baixas frequências, cuja influência é muito maior sobre a similaridade entre os escalares do que sobre a similaridade entre seus fluxos. As quedas observadas nas baixas frequências dos indicadores espectrais de similaridade é conhecida na literatura, e foi confirmada aqui: elas parecem ser consequência do fato, também conhecido, de que as baixas frequências dos espectros, e dos coespectros, de escalares não seguem a TSMO.

Diversos indicadores de similaridade com valor previsto na literatura como sendo +1 para condições de similaridade perfeita possuem diferentes significados. Em particular,  $r_{\theta q}$  mede similaridade entre as flutuações de  $\theta$  e  $q$  enquanto  $r_{\theta q}$  e  $ste_{\theta q}$  medem similaridade entre seus fluxos. Além disso, eles dão resultados diferentes:  $r_{\theta q}$  é sempre menor que, por exemplo,  $ste_{\theta q}$ . Valores relativamente baixos de  $r_{\theta q}$  (da ordem de 0,8 – 0,9) podem coexistir com fluxos de escalares muito similares; isso deve-se ao fato de que as baixas frequências dos coespectros  $\theta - q$ ,  $w - \theta$  e  $w - q$  são afetadas de forma diferente pelas grandes escalas provenientes de fora da camada superficial.

Os resultados apresentados neste capítulo, são parte das seguintes publicações: Dias et al. (2010), Cancelli et al. (2012a), e Cancelli et al. (2012b).

# 5 Simulações de grandes vórtices — LES

Formalmente, em LES, qualquer variável  $A$  pode ser decomposta como

$$A = \underbrace{\tilde{a}}_{\text{parte resolvida}} + \underbrace{a_{sgs}}_{\text{parte não-resolvida}} \quad (5.1)$$

a parte resolvida compreende a faixa de escalas turbulentas que estão entre o menor tamanho dos elementos de malha e a dimensão do domínio do fluxo simulado (ARYA, 1998). A parte não-resolvida, também chamada de escala de subfiltro ou subgrade (do original em Inglês, *subgrid scale*, ou simplesmente SGS), contém todas as escalas turbulentas de tamanho menor que o tamanho dos elementos de malha utilizados na simulação.

As escalas de subgrade são importantes mesmo nos casos em que é muito menor do que a parte resolvida do escoamento pois esses estão diretamente relacionadas com a dissipação de energia. Portanto, as partes do escoamento correspondentes às escalas de subfiltro devem ser representadas por modelos adequados, principalmente na região mais próxima à superfície — nesta região os fluxos superficiais são compostos, em sua totalidade, pela parte de subgrade, ou seja, a qualidade das informações geradas pelo modelo na região mais próxima da superfície é totalmente dependente da qualidade do modelo de subgrade utilizado.

Simulações de grandes vórtices têm como resultado campos tridimensionais (tanto dos campos de velocidade quanto dos campos dos escalares envolvidos), e temporais. A partir de condições iniciais e de contorno adequadas, as simulações de grandes vórtices permitem verificar o comportamento da atmosfera sob diferentes efeitos e aspectos.

Este capítulo foi dividido da seguinte forma: uma descrição do modelo de simulação de grandes vórtices utilizado é apresentada na seção 5.1, as configurações comuns a todas as simulações são apresentadas na seção 5.2, e dois grupos de simulações são descritos e analisados nas seções 5.3 e 5.4.

## 5.1 Descrição do modelo

A base do código de LES utilizado no desenvolvimento deste trabalho está descrita em Kumar et al. (2006), e é originária de Albertson (1996), Albertson e Parlange (1999a) e Albertson e Parlange (1999b). Com base nesses trabalhos, uma descrição do modelo é apresentada na sequência; como o objetivo aqui é aplicar o modelo a diferentes cenários,

a descrição apresentada é relativamente sucinta, e diversos detalhes foram omitidos. Cabe mencionar que o código de LES utilizado aqui foi disponibilizado pelo Departamento de Meteorologia da Pennsylvania State University, e todas as simulações foram realizadas utilizando os recursos computacionais desse Departamento.

### 5.1.1 Campo de velocidades

Para um fluido incompressível, a equação de conservação de massa é

$$\frac{\partial U_i}{\partial x_i} = 0, \quad (5.2)$$

e a equação de conservação de *momentum* é

$$\frac{\partial U_i}{\partial t} + U_j \frac{\partial U_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial P}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 U_i}{\partial x_j \partial x_j} - g \delta_{i3}, \quad i, j = 1, 2, 3; \quad (5.3)$$

$\delta_{i3}$  é a delta de Kroenecker (em  $j = 3$ ),  $U_i$  é a velocidade instantânea na direção  $x_i$ ,  $P$  é pressão,  $\nu$  é a viscosidade cinemática,  $g$  é a aceleração da gravidade. O sistema de coordenadas utilizado é o cartesiano, sendo  $x_1 = x$ ,  $x_2 = y$  e  $x_3 = z$ ; o escoamento se desenvolve ao longo da direção  $x$ , e  $z$  é normal à parede (ou superfície) — veja a figura 28.

Uma idéia fundamental da técnica de LES é aplicação de um filtro, o qual pode ser explícito ou implícito; neste modelo utiliza-se o tipo implícito no qual o próprio esquema de discretização numérica funciona como um filtro de passa-baixa: a todos os campos do escoamento é aplicado um filtro geral  $G$  que define a sua parte resolvida; para um campo  $U_i$ , a parte resolvida  $\tilde{u}_i$  é definida como

$$\tilde{u}_i(x_1, x_2, x_3) = \oint U_i(x_{1_{sgs}}, x_{2_{sgs}}, x_{3_{sgs}}) G(\Delta x_1, \Delta x_2, \Delta x_3) dx_{1_{sgs}} dx_{2_{sgs}} dx_{3_{sgs}}, \quad (5.4)$$

onde  $\Delta x_1 = x_1 - x_{1_{sgs}}$ ,  $\Delta x_2 = x_2 - x_{2_{sgs}}$  e  $\Delta x_3 = x_3 - x_{3_{sgs}}$ ; detalhes sobre o processo e efeitos da filtragem podem ser obtidos em Leonard (1974) e Aldama (1990). Desta forma, após a aplicação da aproximação de Boussinesq (ALBERTSON, 1996; ALBERTSON; PARLANGE, 1999b), e do filtro (5.4), as equações de conservação da massa, e de conservação de *momentum* filtradas são, respectivamente,

$$\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_i} = 0, \quad (5.5)$$

e

$$\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial \tilde{u}_i \tilde{u}_j}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \tilde{p}'}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 \tilde{u}_i}{\partial x_j \partial x_j} - \frac{\partial R_{ij}}{\partial x_j} + \tilde{\beta} \delta_{i3}, \quad (5.6)$$



onde  $i, j = 1, 2, 3$ ,  $\tilde{\beta} = \frac{\tilde{\theta}''}{\theta_0} g$  (para  $i = 3$ ) representa o empuxo, e o termo  $\overline{\tilde{u}_j \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j}}$  foi substituído por  $\frac{\partial \tilde{u}_i \tilde{u}_j}{\partial x_j}$ ; ( $''$ ) representa desvios a partir do equilíbrio hidrostático, por exemplo:  $p'' = p - \langle p \rangle$ , onde  $\langle \cdot \rangle$  representa a média horizontal da variável. A parte de subgrade do tensor total de tensões é representada por

$$R_{ij} = \overline{\tilde{u}_i \tilde{u}_j} - \tilde{u}_i \tilde{u}_j. \quad (5.7)$$

Algumas manipulações matemáticas podem ser feitas com as equações (5.5), (5.6) e (5.7) de forma a facilitar a implementação da solução numérica. Inicialmente, é conveniente remover o traço de  $R_{ij}$ ,

$$\tau_{ij} = R_{ij} - \frac{1}{3} R_{kk} \delta_{ij}, \quad (5.8)$$

e somá-lo ao termo de pressão, ou seja,

$$\tilde{p}^1 = \frac{\tilde{p}''}{\rho_0} + \frac{1}{3} R_{kk}; \quad (5.9)$$

agora, substituindo essas duas últimas equações em (5.6), temos

$$\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial \tilde{u}_i \tilde{u}_j}{\partial x_j} = -\frac{\partial \tilde{p}^1}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 \tilde{u}_i}{\partial x_j \partial x_j} - \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} + \tilde{\beta} \delta_{i3}; \quad (5.10)$$

$\tau_{ij}$  é o tensor de tensões da parte de subgrade, e precisa ser parametrizado.

O termo convectivo pode ser substituído por sua identidade com o fluxo incompressível (ORSZAG; PAO, 1974), ou seja,

$$\frac{\partial}{\partial x_j} \overline{\tilde{u}_i \tilde{u}_j} = \overline{\tilde{u}_j \left( \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} - \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_i} \right)} + \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial x_i} \overline{\tilde{u}_j \tilde{u}_j}; \quad (5.11)$$

combinando o último termo do lado direito da equação anterior com  $\tilde{p}^1$ , ou seja,

$$\tilde{p}^0 = \frac{\tilde{p}''}{\rho_0} + \frac{1}{3} R_{kk} + \frac{1}{2} \overline{\tilde{u}_j \tilde{u}_j}, \quad (5.12)$$

e agora substituindo na equação para o *momentum*, obtém-se

$$\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial t} + \overline{\tilde{u}_j \left( \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} - \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_i} \right)} = -\frac{\partial \tilde{p}^0}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 \tilde{u}_i}{\partial x_j \partial x_j} - \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} + \tilde{\beta} \delta_{i3}. \quad (5.13)$$

Em LES é de praxe adimensionalizar as equações. Para tanto, utiliza-se uma escala de comprimento, em geral a altura da camada limite atmosférica ( $z_i$ ) ou uma outra altura relevante  $z_s$  (por exemplo, a altura do domínio do modelo), e uma escala velocidade,  $u_s$ , de forma que as equações de conservação de massa e de *momentum* podem ser reescritas como

$$\frac{\partial \hat{u}_i}{\partial \hat{x}_i} = 0 \quad (5.14)$$

e

$$\frac{\partial \widehat{u}_i}{\partial \widehat{t}} + \widehat{u}_i \left( \frac{\partial \widehat{u}_i}{\partial \widehat{x}_j} - \frac{\partial \widehat{u}_j}{\partial \widehat{x}_i} \right) = -\frac{\partial \widehat{p}^0}{\partial \widehat{x}_i} + \frac{1}{Re_\tau} \frac{\partial^2 \widehat{u}_i}{\partial \widehat{x}_i \partial \widehat{x}_i} - \frac{\partial \widehat{\tau}_{ij}}{\partial \widehat{x}_i} + \widehat{\beta} \delta_{i3}; \quad (5.15)$$

“ $\widehat{\phantom{x}}$ ” indica que a variável é adimensional, e:  $\widehat{u} = \widetilde{u}_i/u_s$ ,  $\widehat{x}_i = x_i/z_s$ ,  $\widehat{t} = tu_s/z_s$ ,  $\frac{\partial}{\partial \widehat{x}_j} = z_s \frac{\partial}{\partial x_j}$ . Com a equação adimensionalizada é possível analisar a ordem de magnitude de cada um dos termos. Em geral,  $z_s \sim O(1000 \text{ m})$ ,  $u_s \sim O(1 \text{ m s}^{-1})$ ;  $1/Re_\tau \sim 10^{-8}$ , o que significa que o termo viscoso,  $\frac{1}{Re_\tau} \frac{\partial^2 \widehat{u}_i}{\partial \widehat{x}_i \partial \widehat{x}_i}$ , é muitas ordens de grandeza menor que os outros termos podendo ser desprezado. Para simplificar a notação, o “chapéu”, que indica a adimensionalidade das variáveis, será omitido, porém, cabe lembrar que daqui em diante estaremos falando de equações adimensionalizadas.

O campo tridimensional de velocidades é dado pelas equações (5.14) e (5.15); o termo de SGS,  $\tau_{ij}$ , precisa ser parametrizado — o modelo de SGS para  $\tau_{ij}$  é apresentado na sequência.

### 5.1.1.1 Modelo de SGS para o campo de velocidades

O fechamento da equação de conservação de *momentum* é obtido através da modelagem de  $\tau_{ij}$  em função do campo de velocidades resolvido. Segundo Bou-Zeid et al. (2005), a parametrização clássica de Smagorinsky (1963) é a mais utilizada e tem a seguinte forma:

$$\tau_{ij} = -2\nu_T \widetilde{S}_{ij} = -2(c_{S,\Delta} \Delta)^2 |\widetilde{S}| \widetilde{S}_{ij}; \quad (5.16)$$

$\nu_T$  é a viscosidade turbulenta,  $|\widetilde{S}|$  é a magnitude do tensor taxa de tensões resolvido, e o tensor taxa de tensões resolvido é

$$\widetilde{S}_{ij} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial \widetilde{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \widetilde{u}_j}{\partial x_i} \right). \quad (5.17)$$

O coeficiente de Smagorinsky —  $c_{S,\Delta}$  — é o único parâmetro desconhecido na equação (5.16). Diversas adaptações estão disponíveis para este coeficiente. O modelo utilizado aqui foi sugerido por Bou-Zeid et al. (2005), e é uma espécie de junção dos modelos de Germano et al. (1991) e Porté-Agel et al. (2000); do original em Inglês, esse modelo é chamado de *Lagrangian scale-dependent subgrid-scale (SGS) model*, e tem a forma

$$c_{S,\Delta}^2 = \frac{\langle L_{ij} M_{ij} \rangle}{\langle M_{ij} M_{ij} \rangle} \left( \frac{\langle Q_{ij} N_{ij} \rangle \langle M_{ij} M_{ij} \rangle}{\langle N_{ij} N_{ij} \rangle \langle L_{ij} M_{ij} \rangle} \right). \quad (5.18)$$

$L_{ij}$  e  $M_{ij}$  são provenientes do modelo de Germano et al. (1991) enquanto  $Q_{ij}$  e  $N_{ij}$  são provenientes do modelo de Porté-Agel et al. (2000).  $L_{ij}$  é dado por

$$L_{ij} = T_{ij} - \overline{\sigma_{ij}} = \overline{\widetilde{u}_i \widetilde{u}_j} - \widetilde{u}_i \widetilde{u}_j, \quad (5.19)$$

$\Delta$  é a escala da grade de simulação, e  $\alpha\Delta$  representa o chamado *test-filter scale*.  $\sigma_{ij}$  é o tensor de tensões na escala  $\Delta$ ,  $T_{ij}$  é o tensor de tensões na escala  $\alpha\Delta$ , e  $L_{ij}$  é o tensor de tensões nas escalas intermediárias entre  $\Delta$  e  $\alpha\Delta$ . Por sua vez,  $M_{ij}$  é dado por

$$M_{ij} = 2\Delta^2 \left[ \overline{|\widetilde{S}| \widetilde{S}_{ij}} - \alpha^2 \beta \overline{|\widetilde{S}| \widetilde{S}_{ij}} \right], \quad (5.20)$$

com  $\beta = c_{s,\alpha\Delta}^2 / c_{s,\Delta}^2$ . O tensor de tensões resolvido  $Q_{ij}$  (escalas entre  $\Delta$  e  $\alpha^2\Delta$ ) é dado por

$$Q_{ij} = \widehat{\widetilde{u}_i \widetilde{u}_j} - \widehat{\widetilde{u}_i} \widehat{\widetilde{u}_j}, \quad (5.21)$$

e  $N_{ij}$  é

$$N_{ij} = 2\Delta^2 \left[ \widehat{\overline{|\widetilde{S}| \widetilde{S}_{ij}}} - \alpha^4 \beta^2 \overline{|\widetilde{S}| \widetilde{S}_{ij}} \right]. \quad (5.22)$$

Mais detalhes deste modelo são encontrados em Bou-Zeid et al. (2005).

### 5.1.2 Campos de escalares

Um campo escalar qualquer  $C$ , conservativo, pode ser representado pela equação de transporte

$$\frac{\partial C}{\partial t} + U_j \frac{\partial C}{\partial x_j} = D_c \frac{\partial^2 C}{\partial x_j \partial x_j}, \quad j = 1, 2, 3, \quad (5.23)$$

onde  $D_c$  representa sua difusividade molecular. Assim como o campo de velocidades, o campo escalar resolvido é definido através do filtro dado pela equação (5.4), que aplicada à (5.23) resulta em

$$\frac{\partial \widetilde{c}}{\partial t} + \widetilde{u}_j \frac{\partial \widetilde{c}}{\partial x_j} = D_c \frac{\partial^2 \widetilde{c}}{\partial x_j \partial x_j} - \frac{\partial \pi_{c_j}}{\partial x_j}. \quad (5.24)$$

O fluxo de subgrade  $\pi_{c_j}$  é representado por

$$\pi_{c_j} = \overline{\widetilde{u}_j c_{sgs}} + \overline{u_{jsgs} \widetilde{c}} + \overline{u_{jsgs} c_{sgs}}. \quad (5.25)$$

A adimensionalização da equação de transporte para um escalar é obtida de forma semelhante à adimensionalização da equação para o campo de velocidades: utiliza-se a mesma escala de comprimento, no caso  $z_s$ , a mesma escala de velocidade  $u_s$ , e uma escala  $c_s = (\pi_{c_3}/u_s)$  — o índice 3 indica a direção vertical, ou seja,  $\pi_{c_3}$  é o fluxo vertical do escalar  $c$ . Utilizando “ $\widehat{\phantom{x}}$ ” para indicar que a equação está em sua forma adimensional, temos

$$\frac{\partial \widehat{\widetilde{c}}}{\partial \widehat{t}} + \widehat{\widetilde{u}}_j \frac{\partial \widehat{\widetilde{c}}}{\partial \widehat{x}_j} = \frac{D_c}{u_s z_s} \frac{\partial^2 \widehat{\widetilde{c}}}{\partial \widehat{x}_j \partial \widehat{x}_j} - \frac{\partial \widehat{\pi}_{c_j}}{\partial \widehat{x}_j}, \quad (5.26)$$

se analisarmos a ordem de grandeza dos termos, veremos que

$$\frac{D_c}{u_s z_s} = \frac{D_c}{\nu R_\tau} = O\left(\frac{1}{R_\tau}\right) \approx O(10^{-8}), \quad (5.27)$$

indicando que o termo difusivo pode ser desprezado. Portanto, a equação de transporte para um escalar, eliminando o sinal “ $\sim$ ” para facilitar a notação, se torna

$$\frac{\partial \tilde{c}}{\partial t} + \tilde{u}_j \frac{\partial \tilde{c}}{\partial x_j} = -\frac{\partial \pi_{c_j}}{\partial x_j}. \quad (5.28)$$

Note que, deste ponto em diante, as variáveis estão em sua forma adimensional. Repare ainda, que a equação (5.28) pode ser escrita para qualquer escalar. Nas simulações realizadas neste trabalho foram utilizados dois escalares: a temperatura  $\theta$ , e a umidade específica do ar  $q$ . Nesse sentido, as equações de transporte são

$$\frac{\partial \tilde{\theta}}{\partial t} + \tilde{u}_j \frac{\partial \tilde{\theta}}{\partial x_j} = -\frac{\partial \pi_{\theta_j}}{\partial x_j} \quad (5.29)$$

e

$$\frac{\partial \tilde{q}}{\partial t} + \tilde{u}_j \frac{\partial \tilde{q}}{\partial x_j} = -\frac{\partial \pi_{q_j}}{\partial x_j}. \quad (5.30)$$

Da mesma forma que  $\tau_{ij}$  precisa ser parametrizado,  $\pi_{\theta_j}$  e  $\pi_{q_j}$  também precisam; suas parametrizações são apresentadas na próxima subseção.

### 5.1.2.1 Modelo de SGS para os escalares

O fechamento das equações de transporte para os escalares (equações (5.29) e (5.30)) é obtido através das parametrizações para  $\pi_{\theta_j}$  e  $\pi_{q_j}$  que representam, respectivamente, a parte de SGS dos fluxos de calor e umidade específica. De acordo com Albertson (1996), para os escalares, mantém-se a mesma idéia do modelo de Smagorinsky e utiliza-se a difusividade turbulenta  $D_{c_T}$ :

$$\pi_{c_j} = -D_{c_T} \frac{\partial \tilde{c}}{\partial x_j}; \quad (5.31)$$

$D_{c_T}$  pode ser relacionada com a viscosidade turbulenta por um número adimensional, por exemplo, o número de Schmidt:

$$D_{c_T} = \frac{\nu_T}{Sc}. \quad (5.32)$$

Nesse sentido, o termo  $\pi_{\theta_j}$  é parametrizado como:

$$\pi_{\theta_j} = -\frac{\nu_T}{Pr_{sgs}} \frac{\partial \tilde{\theta}}{\partial x_j}, \quad (5.33)$$

onde  $Pr_{sgs}$  é o número de Prandtl (em geral prescrito como um valor constante e igual a 0,4), e  $\nu_T$  é a viscosidade turbulenta. Por sua vez, para a unidade específica temos

$$\pi_{q_j} = -\frac{\nu_T}{Sc_{sgs}} \frac{\partial \tilde{q}}{\partial x_j}; \quad (5.34)$$

$Sc_{sgs}$  é o número de Schmidt (neste trabalho:  $Sc_{sgs} = Pr_{sgs}$ ). As variáveis  $\tilde{\theta}$  e  $\tilde{q}$  representam as partes resolvidas de cada escalar.

### 5.1.3 Condições de contorno do modelo

As condições de contorno nas direções horizontais são periódicas, de forma que, para uma variável qualquer  $A$  do escoamento, temos

$$A(x + mL_x, y + nL_y, z) = A(x, y, z); \quad (5.35)$$

$L_x$  e  $L_y$  são as dimensões do domínio em  $x$  e  $y$ , e  $m$  e  $n$  são inteiros. De maneira simples, o que a equação (5.35) diz, é que tudo o que sai do lado direito do domínio, entra novamente pelo lado esquerdo; esta condição garante o desenvolvimento completo do escoamento turbulento tanto na entrada quanto na saída do domínio.

O topo do domínio deve ser colocado bem acima da altura da camada limite atmosférica, e a condição de contorno utilizada é a de que todos os gradientes são nulos, ou seja, não há trocas entre o topo do domínio e a atmosfera acima dele; portanto:

$$\frac{\partial \tilde{u}}{\partial z} = \frac{\partial \tilde{v}}{\partial z} = \frac{\partial \tilde{\theta}}{\partial z} = \frac{\partial \tilde{q}}{\partial z} = \tilde{w} = 0, \quad \text{em } z = \text{topo}. \quad (5.36)$$

A variável  $\tilde{w}$  é a parte resolvida da velocidade vertical. Uma camada de amortecimento é utilizada no topo do domínio para dissipar a energia e prevenir reflexão de ondas de gravidade para dentro do domínio (KUMAR et al., 2006).

Segundo Albertson (1996), a estrutura turbulenta da base do domínio é a parte mais crítica do modelo; na base, a turbulência mecânica é produzida como resultado do atrito com a parede e, ao mesmo tempo, o fluxo de calor responsável pelos movimentos convectivos também é introduzido na parede. A condição de contorno na base do domínio é formulada com base na Teoria de Similaridade de Monin-Obukhov onde a tensão superficial instantânea é escrita como função das velocidades instantâneas horizontais ( $\tilde{u}$  e  $\tilde{v}$ ) no primeiro ponto de grade acima da superfície (KUMAR et al., 2006):

$$\tau_{xz} = -u_*^2 \left[ \frac{\hat{u}}{\sqrt{\hat{u}^2 + \hat{v}^2}} \right], \quad (5.37)$$

e

$$\tau_{yz} = -u_*^2 \left[ \frac{\widehat{v}}{\sqrt{\widehat{u}^2 + \widehat{v}^2}} \right]; \quad (5.38)$$

o sinal “ $\widehat{\phantom{x}}$ ” indica que deve-se utilizar a variável na escala  $2\Delta$  (*test filtered scale*). A velocidade de fricção  $u_*$  é dada por

$$u_* = \frac{\kappa \sqrt{\widehat{u}^2 + \widehat{v}^2}}{\ln\left(\frac{z}{z_0}\right) - \Phi_m\left(\frac{z}{Lo}\right)}; \quad (5.39)$$

$z_0$  é a rugosidade de *momentum*,  $Lo$  é o comprimento de Obukhov, e  $\kappa$  é a constante de von Karman. Além disso,

$$\Phi_m\left(\frac{z}{Lo}\right) = \int_{z_0/Lo}^{z/Lo} [1 - \phi_m(x)] \frac{dx}{x} \quad (5.40)$$

é a função de correção de estabilidade de Monin-Obukhov (equação ??) para os gradientes adimensionais de velocidade ( $\phi_m$ ) e de um escalar  $c$  ( $\phi_c$ ),

$$\phi_m = -\frac{\kappa z}{u_*} \frac{dU}{dz} \quad \text{e} \quad \phi_c = -\frac{\kappa z u_*}{\widetilde{w}c} \frac{dC}{dz},$$

os quais, para condições instáveis ( $z/Lo < 0$ ), podem ser aproximados pela formulação de Cheng e Brutsaert (2005), ou seja,

$$\phi_m = \left(1 - 15,2 \frac{z}{Lo}\right)^{-0,25}, \quad (5.41)$$

$$\phi_c = \left(1 - 15,2 \frac{z}{Lo}\right)^{-0,5}. \quad (5.42)$$

Para a camada convectiva a medida de estabilidade é dada pela razão  $z/Lo$ ;  $z$  representa uma altura genérica. A variável de estabilidade de Monin-Obukhov ( $\zeta$ ) é válida somente para a camada limite superficial.

### 5.1.4 Solução numérica

A solução numérica do modelo de LES, composto pelas equações (??), (5.16), (5.29), (5.30), (5.33), e (5.34), com as condições de contorno apresentadas na subseção 5.1.3, é obtida através da aplicação de um método pseudo-espectral nas duas direções horizontais, e diferenças finitas centradas de segunda-ordem na direção vertical. A integração no tempo é realizada através do método Adams-Bashforth. Uma vez que a solução numérica do modelo utilizado já estava implementada, apenas as linhas gerais relacionadas à sua solução são apresentadas aqui.

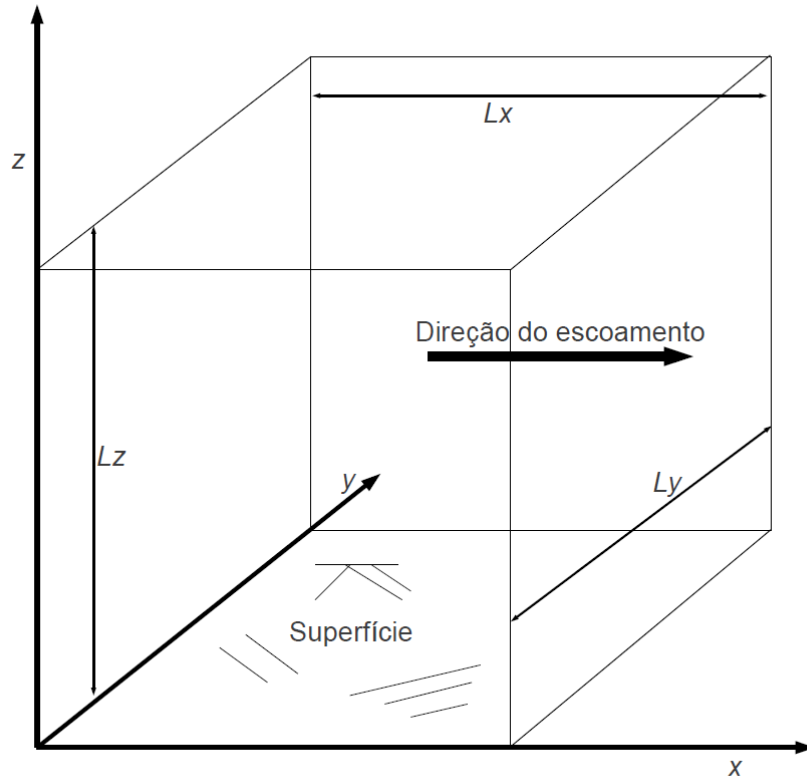


Figura 28 – Representação genérica do domínio do modelo.

#### 5.1.4.1 Domínio computacional

Modelos de LES são tridimensionais, portanto o domínio é composto pelas dimensões  $L_x$  (longitudinal),  $L_y$  (transversal), e  $L_z$  (vertical) divididos respectivamente em  $N_x$ ,  $N_y$  e  $N_z$  pontos de grade, de forma que os espaçamentos (dimensionais) entre eles são

$$\Delta x = \frac{L_x}{N_x}, \quad \Delta y = \frac{L_y}{N_y}, \quad \Delta z = \frac{L_z}{N_z - 1}; \quad (5.43)$$

o volume do domínio, dado por  $L_x \times L_y \times L_z$ , é coberto por um total de  $N_x \times N_y \times N_z$  nós. Como as direções horizontais são periódicas, considera-se que o último nó também é o primeiro, desta forma há  $N_x$  (ou  $N_y$ ) espaços de tamanho  $\Delta x$  entre os nós; na direção vertical há  $N_z - 1$  espaçamentos entre os nós. As dimensões do domínio devem ser, pelo menos, maiores que a altura da camada limite ( $\approx 1 - 2$  km). Uma representação genérica do domínio tridimensional do modelo é apresentada na figura 28.

Na direção vertical a velocidade é armazenada a uma distância  $\Delta z/2$  das outras variáveis:  $w$  começa na parede/superfície e termina no topo do domínio enquanto as outras variáveis ( $u, v, \theta, q, p$ ) se iniciam em  $\Delta z/2$  e continuam em intervalos  $\Delta z$  até  $\Delta z/2$  acima

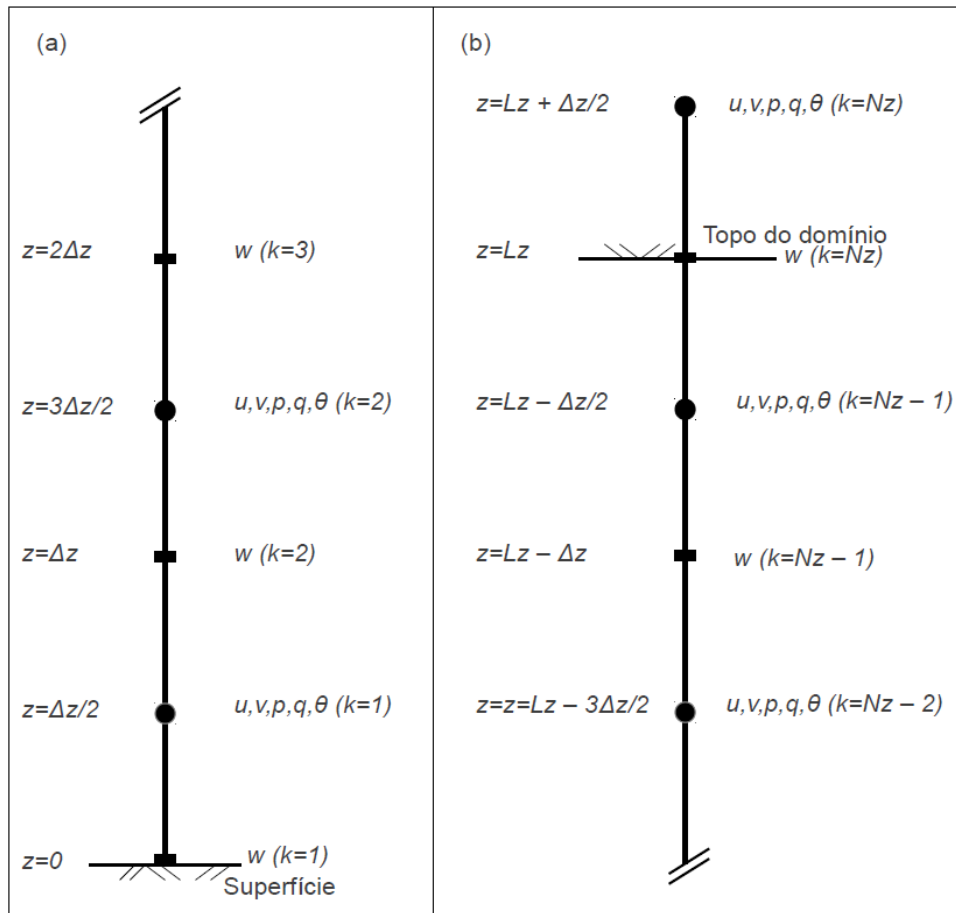


Figura 29 – Representação dos pontos mais próximos da superfície (a) e do topo do domínio (b) do modelo com variáveis calculadas em cada um deles. Adaptada de Albertson (1996).

do topo do domínio (isto é, em  $z = L_z + \Delta z/2$ ); as condições de contorno na superfície, no entanto, são impostas em  $z = 0$ . Na figura (29) são representados os pontos próximos à superfície, e os pontos próximos ao topo do domínio com respectivas variáveis calculadas em cada um deles. A explicação para este deslocamento da solução de  $w$  deve-se à solução numérica da pressão, cujo detalhamento pode ser encontrado em Albertson (1996).

#### 5.1.4.2 Derivadas espaciais

Como já citado anteriormente, as direções horizontais são resolvidas com um método pseudo-espectral, e a direção vertical com um método de diferenças finitas. Nesse sentido, a forma de discretização de cada uma das direções é apresentada na sequência.



### Direções horizontais ( $x$ e $y$ )

A parte resolvida, por exemplo, de um campo  $A$  pode ser obtida através de

$$\tilde{a}(x, y, z) = \sum_{k_x} \sum_{k_y} \hat{a}(k_x, k_y, z) e^{i(k_x x + k_y y)}, \quad (5.44)$$

onde  $\hat{a}$  é a transformada de Fourier discreta associada a  $\tilde{a}$ ,  $k_x$  e  $k_y$  são números de onda nas direções  $x$  e  $y$  com somas sobre os intervalos  $-N_x/2 + 1 \leq k_x \leq N_x/2$  e  $-N_y/2 + 1 \leq k_y \leq N_y/2$ , e  $i = \sqrt{-1}$  (ALBERTSON; PARLANGE, 1999a). As derivadas parciais de  $x$  e  $y$  são

$$\frac{\partial \tilde{a}(x, y, z)}{\partial x} = \sum'_{k_x} \sum'_{k_y} [\hat{a}(k_x, k_y, z) (ik_x)] e^{i(k_x x + k_y y)}, \quad (5.45)$$

e

$$\frac{\partial \tilde{a}(x, y, z)}{\partial y} = \sum'_{k_x} \sum'_{k_y} [\hat{a}(k_x, k_y, z) (ik_y)] e^{i(k_x x + k_y y)}. \quad (5.46)$$

O sinal “ $\prime$ ” denota a soma sobre todos os números de onda, exceto sobre o número de onda equivalente à frequência de Nyquist. A transformação em (5.44) é inversível, ou seja,  $\tilde{a} \iff \hat{a}$ . Por conveniência, nas duas últimas equações, os termos entre colchetes podem ser escritos como  $\hat{a}'^x$  e  $\hat{a}'^y$ , de forma que as linhas representam a derivada da transformada de Fourier, ou seja,

$$\frac{\partial \tilde{a}(x, y, z)}{\partial x} \iff \hat{a}'^x, \quad \text{e} \quad \frac{\partial \tilde{a}(x, y, z)}{\partial y} \iff \hat{a}'^y,$$

sendo que  $\hat{a}'^x = \hat{a}(k_x, k_y, z) (ik_x)$  e  $\hat{a}'^y = \hat{a}(k_x, k_y, z) (ik_y)$ . Essa aproximação é aplicada em todos os nós dos planos horizontais, com  $z$  constante (ALBERTSON; PARLANGE, 1999b). As derivadas de segunda ordem são obtidas de maneira semelhante:

$$\frac{\partial^2 \tilde{a}(x, y, z)}{\partial x \partial x} = \sum'_{k_x} \sum'_{k_y} [\hat{a}(k_x, k_y, z) (-k_x^2)] e^{i(k_x x + k_y y)}, \quad (5.47)$$

e

$$\frac{\partial^2 \tilde{a}(x, y, z)}{\partial y \partial y} = \sum'_{k_x} \sum'_{k_y} [\hat{a}(k_x, k_y, z) (-k_y^2)] e^{i(k_x x + k_y y)}. \quad (5.48)$$

As transformadas de Fourier são calculadas utilizando o algoritmo FFTW — *Fastest Fourier Transform in the West* (FRIGO; JOHNSON, 2005) para solução de Transformadas de Fourier.

### Direção vertical ( $z$ )

Na direção vertical as variáveis são obtidas através de uma aproximação por diferenças finitas centradas. Menção especial deve ser feita ao fato de que, na vertical, a componente de velocidade  $w$  é calculada em pontos diferentes das outras variáveis. Desta forma, a discretização da derivada parcial em relação a  $z$ , por exemplo para o campo de velocidades  $\tilde{u}_i$ , é

$$\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial z}(x, y, z) = \frac{\tilde{u}_i(x, y, z + \frac{\Delta z}{2}) - \tilde{u}_i(x, y, z - \frac{\Delta z}{2})}{\Delta z}. \quad (5.49)$$

Desta forma, e de acordo com a figura 29, a velocidade  $\tilde{u}(i, j, k)$  — onde  $i, j$  e  $k$  são índices dos pontos de grade nas direções  $x, y$  e  $z$  respectivamente — é obtido a uma distância  $\Delta z/2$  acima de  $\tilde{w}(i, j, k)$ . Para um ponto de grade  $k$  qualquer, a equivalência entre os índices (dos pontos de grade) das derivadas de  $\tilde{a}$  em relação à direção vertical é

$$\frac{\partial \tilde{a}}{\partial z}(i, j, k) = \frac{\tilde{a}(i, j, k) - \tilde{a}(i, j, k - 1)}{\Delta z} \quad \text{para } \tilde{a} = \tilde{u}, \tilde{v}, \tilde{p}, \tilde{\theta}, \tilde{q}, \quad (5.50)$$

$$\frac{\partial \tilde{a}}{\partial z}(i, j, k) = \frac{\tilde{a}(i, j, k + 1) - \tilde{a}(i, j, k)}{\Delta z} \quad \text{para } \tilde{a} = \tilde{w}. \quad (5.51)$$

#### 5.1.4.3 Derivadas temporais

A evolução temporal do campo de velocidades e dos escalares é obtida através do método de Adams-Bashforth de segunda ordem (CANUTO et al., 1988 apud ALBERTSON, 1996). Supondo um campo arbitrário  $\tilde{a}$  com equação de conservação da forma

$$\frac{\partial \tilde{a}}{\partial t} = \tilde{g}, \quad (5.52)$$

sua evolução temporal através do método de Adams-Bashforth é da forma

$$\tilde{a}_{t+\Delta t} = \tilde{a}_t + \Delta t \left[ \frac{3}{2}\tilde{g}_t - \frac{1}{2}\tilde{g}_{t-\Delta t} \right]; \quad (5.53)$$

$\tilde{a}_t, \tilde{g}_t$  e  $\tilde{g}_{t-\Delta t}$  são conhecidos.

#### 5.1.5 Código-fonte, modificações, e algoritmo de solução

O código-fonte do modelo de LES utilizado é formado por um conjunto de cerca de 50 módulos escritos em linguagem Fortran 90. Cada módulo contém uma, ou mais, subrotinas ou um conjunto de definição de variáveis; todos estão ligados a um programa principal. A versão do código disponibilizada para o desenvolvimento deste trabalho simulava o campo de velocidades, e de temperatura, e uma opção para simular dispersão de partículas pesadas

também estava disponível (mais detalhes podem ser obtidos em Pan et al. (2013)), porém não foi utilizada. Desta forma, para atender os objetivos deste trabalho, diversas alterações foram necessárias, dentre as quais estão

- criação de uma subrotina para o cálculo da umidade específica;
- adequação dos arquivos de parâmetros de entrada do modelo;
- verificação/alteração/inclusão de novas variáveis nos módulos computacionais;
- inclusão de saídas dos dados gerados para o campo de umidade específica, e de suas estatísticas espaciais;
- paralelização da subrotina de cálculo de umidade específica usando MPI (*message passing interface*);
- implementação da subrotina de reinicialização para a umidade específica, e
- implementação da subrotina para saída temporal dos campos de velocidade, temperatura e umidade.

Após a definição dos parâmetros, da configuração das simulações (tamanho do domínio, número de pontos de grade, etc.), e das condições de contorno, geram-se os campos tridimensionais iniciais de velocidade e de escalares; a partir disso, para cada passo de tempo, o algoritmo de solução segue as seguintes etapas (ALBERTSON, 1996):

1. cálculo dos campos de velocidade e dos escalares;
2. cálculo das matrizes do lado direito das equações de conservação de massa, de *momentum*, e de escalares a partir dos valores do passo de tempo anterior;
3. cálculo dos gradientes de velocidade, e de escalares;
4. cálculo da tensão na parede/superfície;
5. cálculo das derivadas de  $u$  e  $v$  em relação a  $z$  para o primeiro nível de nós acima da parede/superfície;
6. cálculo da divergência do campo de velocidades;
7. cálculo dos termos convectivos;
8. cálculo da difusividade turbulenta;

9. cálculo das partes de SGS;
10. cálculo do campo de pressão;
11. obtenção de cada termo do lado direito das equações de conservação;
12. integração temporal das equações de conservação;
13. cálculo e armazenamento das estatísticas espaciais; e
14. armazenamento das séries temporais dos campos de velocidade e escalares.

## 5.2 Configurações comuns a todas as simulações

Nesta seção são apresentadas informações gerais referentes a todas as simulações de grandes vórtices realizadas no desenvolvimento deste trabalho.

Cerca de 100 simulações foram realizadas no decorrer do desenvolvimento deste trabalho; são incluídos nesse número os testes para verificação das alterações no código-fonte e simulações descartadas por não terem gerado resultados representativos dos fenômenos de interesse, além das simulações que serão reportadas aqui. Uma grande quantidade de simulações foi descartada em função da dificuldade de se estabelecer condições de contorno, e iniciais adequadas para gerar escoamentos representativos de uma camada limite atmosférica real; além disso, em função da complexidade do código computacional, e com o intuito de evitar erros e possíveis *bugs*, procurou-se testar as alterações no código-fonte uma a uma.

De acordo com Kumar et al. (2006), o escoamento simulado é forçado por um gradiente médio de pressão imposto em termos de vento geostrófico na horizontal. De acordo com Albertson (1996), o escoamento é livre de tensão e “coberto” (ou fechado) por uma tampa rígida no topo; o cisalhamento é responsável pela produção de turbulência próximo à superfície, região na qual quase toda a informação está contida na parte de subgrade.

De forma geral, o objetivo deste trabalho é estudar a similaridade entre escalares na CLA; nesse sentido, através de simulações de grandes vórtices, com condições iniciais e de contorno idealizadas, foram analisados os efeitos do entranhamento de fluxos no topo da camada limite atmosférica, e da heterogeneidade da superfície, sobre a similaridade entre os escalares. Pelas características inerentes às simulações, elas foram divididas em dois grupos:

- **Grupo 1:** análise dos efeitos do entranhamento sobre a similaridade;
- **Grupo 2:** análise dos efeitos da heterogeneidade da superfície sobre a similaridade.

Características, resultados e análises relacionados a cada um dos grupos de simulações são apresentados nas seções 5.3, e 5.4. Características comuns às simulações dos dois grupos são apresentadas nas subseções 5.2.1 – 5.2.3.

### 5.2.1 Tamanho do domínio, resolução espacial e temporal

Na definição do tamanho do domínio, e das resoluções temporais e espaciais deve-se levar em conta fatores como viabilidade computacional, e tipo de análise que se deseja realizar. Nesse sentido, e de acordo com a subseção 5.1.4.1, onde vimos que as dimensões do domínio devem ser no mínimo, maiores que a altura da camada limite atmosférica, foram definidos

- a altura inicial da camada limite:  $z_{i_0} = 1167$  m;
- o domínio horizontal, com  $L_x = L_y = 5120$  m — recomenda-se que seja, pelo menos, quatro cinco vezes maior que  $z_{i_0}$  (altura inicial da CLA) ; e
- o domínio vertical, com  $L_z = 2048$  m.

Foi definida uma grade com  $N_x = N_y = N_z = 128$  pontos, que resulta, de acordo com a equação (5.43), em  $\Delta x = \Delta y = 40$  m, e  $\Delta z = 16$  m. Esses valores são apresentados na tabela 7, e valem para todas as simulações analisadas aqui. Cabe salientar que, de acordo com a subseção 5.1.4.1, na direção vertical o primeiro ponto calculado localiza-se em  $\Delta z/2 = 8$  m.

Tabela 7 – Tamanho do domínio, número de pontos da grade e resolução espacial para todas as simulações.

Direção	$x$ (direção do escoamento)	$y$ (transversal ao escoamento)	$z$ (vertical)
Tamanho do domínio	5120 m	5120 m	2048 m
Pontos de grade	128	128	128
Resolução	40 m	40 m	16 m

O passo de tempo ( $\Delta t$ ) dimensional adotado foi de 0,1 s, equivalente a 36000 passos de tempo para cada hora simulada — o passo de tempo foi definido de forma a atender a condição de Courant-Friedrichs-Lewy (CFL) em todas as alturas; portanto ele é limitado por  $\Delta x/\tilde{u}$ .

O tempo padrão de simulação foi de 4 horas. Para algumas análises as simulações foram estendidas para 8,0 h (isso será mencionado no texto quando este for o caso). O tempo de processamento computacional para cada hora simulada, para o tipo de simulação, e de

condição inicial e de contorno usadas foi de aproximadamente 5 horas. As simulações foram realizadas utilizando sempre 32 processadores de um cluster do Departamento de Meteorologia da Pennsylvania State University; as especificações do cluster utilizado são:

```
Intel Xeon E5472 processors, two per node, 8 cores total per node
16 GB RAM per node - 32 total compute nodes - 256 compute cores over cluster
DDR Infiniband Node Interconnect Fabric
OS - RHEL5 - 64 Bit, HPC software - OSCAR distribution toolkit with OFED and OpenPBS/Maui
```

## 5.2.2 Saídas do modelo

A saída padrão implementada na versão original do modelo é composta por médias espaciais da direção  $y$ , calculadas para cada 10 minutos de simulação; assim, para cada hora de simulação, são armazenados 6 valores médios em cada ponto de grade da direção  $x$ , e em cada ponto de grade da direção  $z$ . O conjunto de variáveis armazenadas dessa forma inclui os campos de velocidade e dos escalares, fluxos superficiais resolvidos e suas partes não-resolvidas, variâncias e covariâncias, momentos de terceira ordem, gradientes horizontais, e o coeficiente de Smagorinsky. Este tipo de saída permite a obtenção de perfis médios verticais de cada uma das variáveis armazenadas, porém limita as análises temporais destas séries.

Para eliminar o problema da não-estacionariedade, optamos por implementar saídas temporais das componentes resolvidas de velocidade  $\tilde{u}$  e  $\tilde{w}$ , e dos escalares  $\tilde{\theta}$  e  $\tilde{q}$ . As saídas temporais são compostas por valores instantâneos; fazendo um paralelo com experimentos de campo, é como se estivéssemos amostrando  $\tilde{u}$ ,  $\tilde{w}$ ,  $\tilde{\theta}$  e  $\tilde{q}$  a cada intervalo de tempo  $\Delta t$  ou frequência  $1/\Delta t$ . Nesse contexto, a frequência de amostragem foi de 0,2 Hz; como  $\Delta t = 0,1$  s, um valor instantâneo é armazenado a cada 5 s (o que equivale a 50 passos de simulação). A opção por armazenar valores a cada 50 pontos simulados foi feita com o intuito de manter os arquivos de saída gerenciáveis, e de evitar o armazenamento de valores redundantes. O número de série temporais armazenadas difere para cada um dos grupos de simulações: as quatro variáveis são armazenadas para um determinado número de pontos nas direções  $x$ ,  $y$  e  $z$ .

Cabe observar que em LES não é comum optar por saídas temporais visto que a quantidade de informações gerada é gigantesca, chegando a gerar, por exemplo, para cada simulação do segundo grupo, aproximadamente 9,5 GB de dados. Obviamente, isso gera uma certa dificuldade computacional no pós-processamento.

Maiores detalhes sobre as saídas de cada um dos grupos de simulações, e forma de processamento são apresentados posteriormente nas seções 5.3 e 5.4.

Tabela 8 – Escalas de adimensionalização.

Variável	Símbolo	Valor
Comprimento	$z_s$	2048 m
Velocidade	$u_s$	$0,4 \text{ ms}^{-1}$
Tempo	$t_s = z_s/u_s$	5120 s
Temperatura	$\theta_s$	300 K
Umidade específica	$q_s$	$10 \text{ gkg}^{-1}$

### 5.2.3 Escalas para adimensionalização

Como vimos nas subseções 5.1.1 e 5.1.2, em LES as equações são adimensionalizadas por escalas de comprimento, tempo, velocidade, temperatura e umidade. As escalas de adimensionalização utilizadas são apresentadas na tabela 8. As saídas padrão do modelo — as médias espaciais de 10 minutos na direção  $y$  — estão na forma adimensionalizada. Para obter os valores reais, elas devem ser multiplicadas (ou divididas) por suas escalas correspondentes. Por exemplo, para obter o valor real da variância da temperatura é necessário multiplicar o valor de saída do modelo por  $\theta_s^2$ ; por sua vez, o valor real do fluxo cinemático de calor,  $\overline{w'\theta'}$ , deve ser multiplicado por  $u_s\theta_s$ .

## 5.3 Grupo 1 — Efeitos do entranhamento e similaridade na camada superficial

A partir de simulações idealizadas pela imposição de condições de contorno que eliminam efeitos de heterogeneidade de superfície, e de advecção local, buscou-se entender os efeitos dos fluxos de entranhamento no topo da CLA sobre a similaridade entre os escalares. Atenção especial foi dada aos mecanismos que levam à redução da correlação entre temperatura e umidade específica, às escalas nas quais a dissimilaridade é gerada, e aos efeitos sobre o comportamento dos escalares na CLS.

Nesse contexto, esta seção foi subdividida de acordo com os seguintes itens: detalhamento da configuração das simulações; descrição da forma de análise dos resultados gerados; e análises de similaridade na camada convectiva, e na camada superficial; uma análise espectral também é apresentada.

### 5.3.1 Condições iniciais e de contorno

A solução numérica do conjunto de equações do modelo (equações (??), (5.16), (5.29), (5.30), (5.33), e (5.34)) requer perfis verticais iniciais para o campo de velocidades  $u_j$ , e para os campos dos escalares  $\theta$  e  $q$ . Para o campo de velocidades, a inicialização dos perfis das três componentes é dada por

$$u_{j_0}(z) = \begin{cases} \text{ruído}_{u_j} + u_{j_l}(z), & \text{se } z \leq 0,3z_{i_0} \\ u_{j_l}(z), & \text{se } z > 0,3z_{i_0} \end{cases} \quad (5.54)$$

com  $j = 1, 2, 3$  e

$$u_l(z) = \frac{u_*}{\kappa} \log\left(\frac{z}{z_0}\right), \quad v_l(z) = 0, \quad w_l(z) = 0, \quad (5.55)$$

e

$$u_* = \frac{U_g \kappa}{\log\left(\frac{z_{i_0}}{z_0}\right)}. \quad (5.56)$$

$U_g$  é a velocidade do vento geostrófico na direção  $x$ ,  $\kappa$  é a constante de von Kàrman,  $z_{i_0}$  é a altura inicial da camada limite (definida aqui como  $0,57L_z$ , isto é, 1167 m),  $z_0$  é a rugosidade da superfície, e o ‘ruído $_u$ ’ é um valor aleatório (gerado pelo próprio computador) acrescido à velocidade da região mais próxima da superfície — sua função é acelerar a criação de instabilidades dentro do domínio simulado.

Para a temperatura, o perfil inicial é composto por

$$\theta_0(z) = \begin{cases} \text{ruído}_\theta + \theta_0, & \text{para } 0 < z \leq 0,3z_{i_0} \\ \theta_0, & \text{para } 0,3z_{i_0} < z \leq z_{i_0} \\ \theta_0 + \Upsilon_1(z - z_{i_0}), & \text{para } z_{i_0} < z \leq 1,1z_{i_0} \\ \theta(z_{i_0}) + \Upsilon_2(z - 1,1z_{i_0}), & \text{para } z > 1,1z_{i_0} \end{cases}; \quad (5.57)$$

$\Upsilon_1$  e  $\Upsilon_2$  são gradientes verticais de temperatura,  $\theta_0$  é o valor inicial de temperatura, e ‘ruído $_\theta$ ’ é um valor aleatório.

O perfil inicial de umidade específica, por sua vez, é dado por

$$q_0(z) = \begin{cases} \text{ruído}_q + q_0, & \text{para } 0 < z \leq 0,3z_{i_0} \\ q_0, & \text{para } 0,3z_{i_0} < z \leq z_{i_0} \\ q_0 + \Upsilon_3(z - z_{i_0}), & \text{para } z_{i_0} < z \leq 1,1z_i \\ q(z_{i_0}) + \Upsilon_4(z - 1,1z_{i_0}), & \text{para } z > 1,1z_i \end{cases}, \quad (5.58)$$

onde  $\Upsilon_3$  e  $\Upsilon_4$  são gradientes verticais de umidade específica, e  $q_0$  é um valor inicial de  $q$ .



Tabela 9 – Parâmetros utilizados para gerar os perfis iniciais de  $u$ ,  $v$ ,  $w$ ,  $\theta$  e  $q$ .

Caso	$\theta_0$ (K)	$q_0$ (g kg <sup>-1</sup> )	$\Upsilon_1$ (K m <sup>-1</sup> )	$\Upsilon_2$ (K m <sup>-1</sup> )	$\Upsilon_3$ (g kg <sup>-1</sup> m <sup>-1</sup> )	$\Upsilon_4$ (g kg <sup>-1</sup> m <sup>-1</sup> )	$(U_g, V_g)$ (ms <sup>-1</sup> )
I	300	10	0,08	0,003	0,002667	0,0001	(1, 0)
II	300	10	0,08	0,003	-0,002667	-0,0001	(1, 0)
III	300	10	0,08	0,003	-0,008	-0,0003	(1, 0)
IIa, IIb, IIc	300	10	0,08	0,003	-0,002667	-0,0001	(16, 0)

Tabela 10 – Condições de contorno na superfície — fluxos cinemáticos de temperatura ( $\overline{w'\theta'_0}$ ) e umidade específica ( $\overline{w'q'_0}$ ).

Caso	$\overline{w'\theta'_0}$ (ms <sup>-1</sup> K)	$\overline{w'q'_0}$ (ms <sup>-1</sup> gkg <sup>-1</sup> )
I, II, III	0,2400	0,008000
IIa	0,2400	0,008000
IIb	0,0500	0,001670
IIc	0,0025	0,000833

A partir das definições dos valores de  $\theta_0$ ,  $q_0$ ,  $\Upsilon_1$ ,  $\Upsilon_2$ ,  $\Upsilon_3$ ,  $\Upsilon_4$ ,  $U_g$ ,  $z_{i_0}$  e  $z_0$  é possível obter diferentes perfis iniciais de velocidades, temperatura e umidade específica.

Para as simulações do Grupo 1 foram utilizadas combinações de diferentes perfis iniciais de velocidade, temperatura e umidade específica. As seis simulações analisadas foram denominadas como I, II, III, IIa, IIb e IIc; os valores dos parâmetros utilizados para gerar as condições iniciais estão na tabela 9. Na figura 30 são apresentados os três tipos de perfis iniciais de umidade específica, o perfil inicial de temperatura, além dos perfis iniciais das três componentes de velocidade. A menos de uma pequena diferença nos ruídos (valores aleatórios), os perfis iniciais de temperatura e componentes de velocidade são iguais para todas as simulações.

Temperatura e umidade específica são forçados, durante todo o tempo da simulação, por fluxos superficiais cinemáticos positivos: as condições de contorno na superfície do domínio ( $z = 0$  m) são dadas pelos fluxos  $\overline{w'\theta'_0}$  e  $\overline{w'q'_0}$ . Na tabela 10 são encontrados os valores usados em cada uma das simulações.

Como citado anteriormente, a partir da definição das condições iniciais e de contorno é possível simular diferentes fenômenos, ou características, da camada limite atmosférica. Portanto, as combinações dos valores apresentados nas tabelas 9 e 10 geram diferentes situações. Para o caso I, o perfil de umidade  $q_0(z)$  cresce acima de  $z_{i_0}$ , seguindo o comportamento do perfil de temperatura  $\theta_0(z)$ ; esse comportamento da umidade não é representativo de um

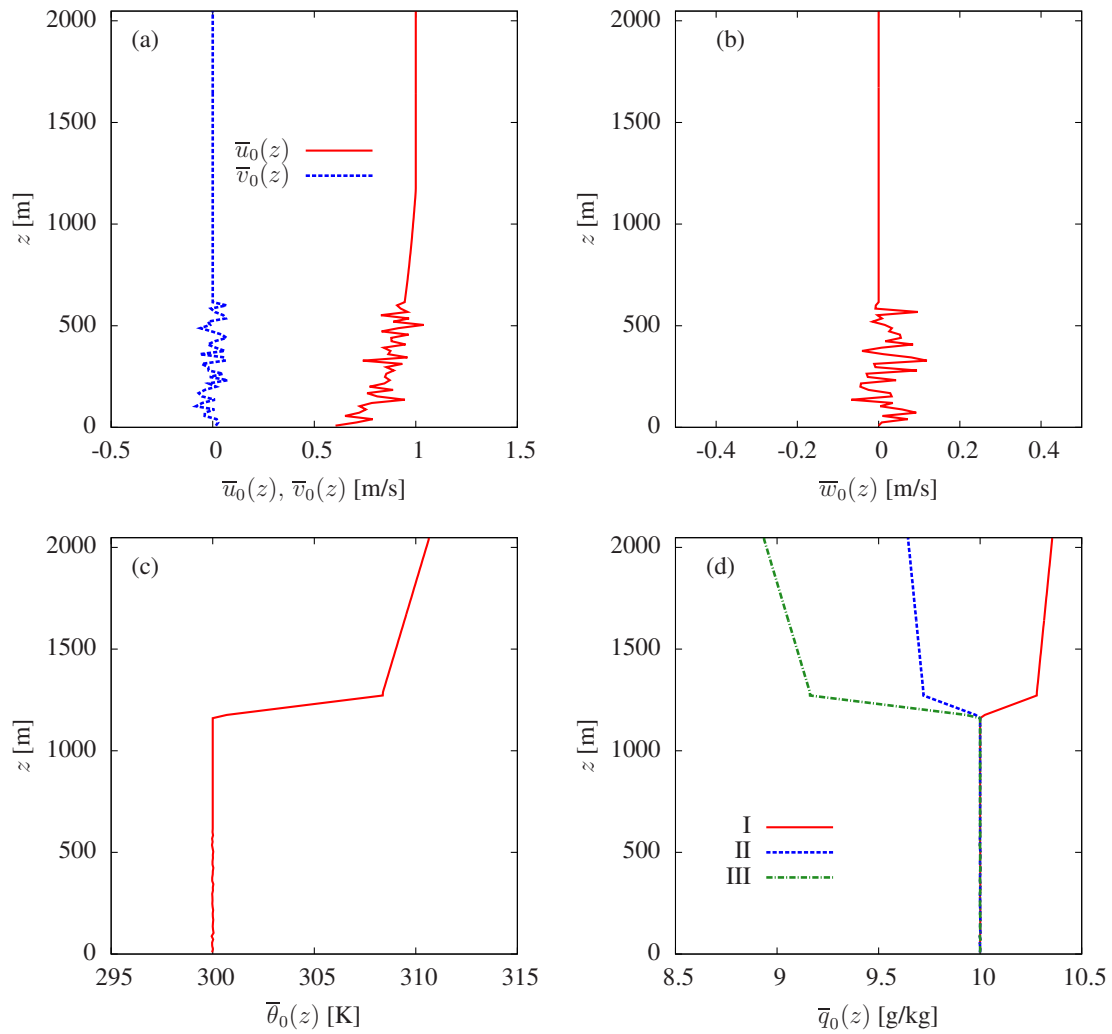


Figura 30 – Perfis iniciais das três componentes do campo de velocidades (a) e (b), e perfis iniciais de temperatura (c) e umidade específica (d) utilizados nas simulações do Grupo 1.

cenário real, e tem como objetivo constatar que se os escalares são inicializados e forçados de maneira similar, eles serão perfeitamente similares dentro de toda a CLA. Nos casos II e III,  $q_0(z)$  decresce acima de  $z_{i_0}$  de forma tal que no caso III a atmosfera é mais seca do que no caso II; estes dois casos foram configurados de acordo com Sorbjan (2005): no caso II ocorre umidificação da superfície, e no caso III ocorre perda de umidade. Esses três casos representam uma CLA com forte convecção onde o escoamento é forçado por fortes fluxos de calor sensível e de vapor d'água; além disso, a velocidade do vento geostrófico é relativamente pequena, caracterizando convecção livre (SORBJAN, 2005). Essas três simulações permitiram estudar o efeito dos fluxos de entranhamento sobre a camada limite convectiva (seção 5.3.3.1) .

Para as simulações IIa, IIb e IIc, as condições de contorno, e iniciais foram configuradas de forma tal que menos convecção fosse gerada dentro da CLA: uma velocidade de vento geostrófico consideravelmente maior foi utilizada, e os forçantes superficiais foram reduzidos progressivamente. A análise dessas três situações permitiu estudar o comportamento dos escalares na região da camada limite superficial (seção 5.3.4).

### 5.3.2 Processamento dos dados

A parte resolvida,  $\tilde{a}$ , de uma variável qualquer  $A$  (veja a equação 5.1), pode ser decomposta como

$$\underbrace{\tilde{a}}_{\text{parte resolvida}} = \underbrace{\bar{\tilde{a}}}_{\text{média da parte resolvida}} + \underbrace{\tilde{a}'}_{\text{flutuação da parte resolvida}}, \quad (5.59)$$

que nada mais é a que decomposição de Reynolds. Para simplificar a notação, o til será omitido da notação, ou seja, a parte resolvida de  $A$  será representada simplesmente por  $a$ , sua média por  $\bar{a}$  e sua flutuação por  $a'$ .

De acordo com a seção 5.2.2, as saídas espaciais são compostas por perfis médios calculados na direção  $y$ , isto é, a saída espacial do modelo é a média entre todos os pontos da direção  $y$ , portanto, em cada ponto de grade da direção  $x$  há um perfil médio em  $z$ ; além disso, os perfis resultantes são médias temporais de 10 minutos. Seja uma variável qualquer  $a_y(i, k, l)$ , onde  $i$  é o índice dos pontos de grade da direção  $x$ ,  $k$  o índice do ponto de grade da direção  $z$ , e  $l$  o índice do passo de tempo; o perfil médio vertical é dado por

$$\langle a_y(k) \rangle = \sum_{l=1}^{N_t} \sum_{i=1}^{N_x} \frac{a_y(i, k, l)}{N_t N_x}, \quad \text{com } 1 \leq k \leq N_z, \quad (5.60)$$

com  $N_x = 128$ , e  $N_z = 128$ .  $N_t = 9$ , uma vez que a média é calculada para a última 1,5 h de simulação, e são armazenados perfis médios de 10 minutos.

Para o grupo 1 de simulações, são armazenadas séries temporais em  $16 \times 16 \times 64$  pontos (ou “sensores virtuais”) distribuídos, respectivamente, nas direções  $x$ ,  $y$  e  $z$  do domínio do modelo. Isso significa que um total de 16384 séries temporais de 4 horas (tempo total de cada simulação) foram armazenadas para cada uma das simulações. Note que a resolução espacial foi reduzida, sendo agora de  $320 \times 320 \times 32 \text{ m}^3$ , e o primeiro ponto da direção vertical está em  $z = 24 \text{ m}$  de altura (e não em  $z = 8 \text{ m}$  como nas saídas espaciais).

Valores instantâneos de  $\tilde{u}$ ,  $\tilde{w}$ ,  $\tilde{\theta}$  e  $\tilde{q}$  são armazenados a cada 5 segundos; como mencionado anteriormente, em uma analogia com experimentos de campo, é como se a amostragem estivesse sendo realizada a uma frequência de 0,2 Hz.

A não-estacionariedade é eliminada através de um procedimento de eliminação de tendência linear. Esse procedimento é aplicado às últimas 1,5 h de simulação de cada uma das séries temporais, e separadamente para cada variável. De maneira geral, a eliminação da tendência linear passa por

- extração da média, e das flutuações turbulentas da série temporal original; por exemplo, para a temperatura  $\tilde{\theta}$ , a média (de bloco) é dada por

$$\bar{\theta} = \frac{1}{N_{max}} \sum_{m=0}^{N_{max}} \tilde{\theta}(m), \quad (5.61)$$

onde  $N_{max}$  é o número de pontos da série temporal; as flutuações turbulentas são dadas por

$$\tilde{\theta}'(m) = \tilde{\theta}(m) - \bar{\theta}. \quad (5.62)$$

Cabe mencionar que as séries temporais são compostas apenas pela parte resolvida das variáveis;

- ajuste de uma função do tipo  $y(m) = a + bm$  à série de flutuações turbulentas, onde  $0 < m < N_{max}$ ;
- obtenção de uma nova série de flutuações turbulentas ( $\tilde{\theta}'_{novo}$ ), e de uma nova série temporal ( $\tilde{\theta}_{novo}$ ) fazendo

$$\tilde{\theta}'_{novo}(m) = \tilde{\theta}'(m) - (a + bm), \quad (5.63)$$

e

$$\tilde{\theta}_{novo}(m) = \tilde{\theta}'(m) + \bar{\theta}. \quad (5.64)$$

Com as novas séries temporais são obtidas todas as estatísticas e espectros. Os perfis médios temporais verticais são obtidos fazendo

$$\langle a(k) \rangle_{y,t,x} = \sum_{i=1}^{M_x} \sum_{j=1}^{M_y} \sum_{l=1}^{N_t} \frac{a(i, j, k, l)}{N_t M_y M_x}, \quad \text{com } 1 \leq k \leq N_z; \quad (5.65)$$

aqui,  $M_x = M_y = 16$  (16 pontos em  $x$ , e 16 em  $y$  totalizando 256 pontos horizontais);  $M_z = 64$  (pontos em  $z$ ), e  $N_t = 1080$  pontos (a média temporal é obtida sobre a última 1,5 h de simulação amostrada a cada 5 s).

Espectros, coespectros e funções de correlação espectral foram obtidos para cada uma das séries temporais; as equações para obtenção dos espectros (e de outras quantidades relacionadas) são aquelas apresentadas na seção 2.5. Os espectros foram obtidos separadamente para cada um dos  $16 \times 16$  pontos horizontais, e em cada um dos 64 pontos verticais (totalizando 16384 espectros); uma média sobre  $16 \times 16$  pontos horizontais foi calculada, gerando uma função espectral média para cada um dos 64 pontos verticais.

As escalas típicas usadas na caracterização das camadas de mistura e superficial —  $u_*$ ,  $\theta_*$ ,  $q_*$ ,  $w_*$ ,  $\Theta_*$ ,  $Q_*$  — foram obtidas de acordo com as equações apresentadas nas subseções 2.1.1 e 2.1.2, ou seja,

$$u_*^2 \equiv -\overline{\tilde{w}'\tilde{w}'_0}, \quad u_*\theta_* \equiv -\overline{\tilde{w}'\tilde{\theta}'_0}, \quad u_*q_* \equiv -\overline{\tilde{w}'\tilde{q}'_0}, \quad (5.66)$$

e

$$w_* \equiv \left[ \frac{g \overline{\tilde{w}'\tilde{\theta}'_0 z_i}}{\theta} \right]^{1/3}, \quad w_*\Theta_* \equiv -\overline{\tilde{w}'\tilde{\theta}'_0}, \quad w_*Q_* \equiv -\overline{\tilde{w}'\tilde{q}'_0}; \quad (5.67)$$

o índice 0 indica que as escalas são obtidas com base nos valores dos fluxos na superfície, os quais incluem as contribuições das escalas de subgrade. O comprimento de estabilidade de Obukhov,  $Lo$ , é obtido aqui por

$$Lo = \frac{-u_*^3 \tilde{\theta}}{\kappa g \overline{\tilde{w}'\tilde{\theta}'_0}}, \quad (5.68)$$

onde  $\tilde{\theta}$  é a temperatura média resolvida no primeiro ponto de grade,  $z_i$  é a altura da camada limite atmosférica — determinada pelo menor valor do perfil vertical de fluxo de calor; a razão  $z_i/Lo$  é uma medida da instabilidade da CLA. Note que  $z_i/Lo$  é uma medida diferente de  $\zeta$  (dado pela equação (2.5)):  $z_i$  está fora da camada superficial, e  $\zeta$  é válido para a camada limite superficial apenas.

Em relação às saídas espaciais, cabe salientar que os campos de variáveis gerados pelo modelo são adimensionalizados pelas escalas apresentadas na tabela 8; portanto, os

Tabela 11 – Escalas da turbulência (parâmetros para adimensionalização) para a camada superficial e para a camada convectiva.

Caso	$u_*$ ( $\text{m s}^{-1}$ )	$\theta_*$ (K)	$q_*$ ( $\text{g kg}^{-1}$ )	$Lo$ (m)	$w_*$ ( $\text{m s}^{-1}$ )	$\Theta_*$ (K)	$Q_*$ ( $\text{g kg}^{-1}$ )	$z_i$ (m)	$z_i/Lo$
I	0,1106	2,1738	0,0725	-0,94	2,1455	0,1119	0,0038	1272	-1350,89
II	0,1106	2,1744	0,0725	-0,98	2,1744	0,1119	0,0038	1272	-1297,91
III	0,1069	2,2532	0,0751	-0,85	2,1274	0,1128	0,0038	1240	-1458,82
IIa	0,6013	0,4008	0,0134	-140,76	2,1622	0,1110	0,0037	1304	-9,26
IIb	0,4956	0,1024	0,0034	-389,59	1,2523	0,0399	0,0013	1208	-3,10
IIc	0,4816	0,0520	0,0018	-736,92	0,9769	0,0256	0,0008	1144	-1,55

valores reais dessas saídas são obtidos por sua multiplicação (ou divisão, quando for o caso) pelas escalas adequadas. A “dimensionalização” foi aplicada a todas as variáveis; desta forma, deste ponto em diante, quando falarmos em variável adimensional, estaremos nos referindo a adimensionalização de uma variável por sua respectiva escala de turbulência, cujos valores são apresentadas na tabela 11 da próxima subseção.

### 5.3.3 Resultados e análise

Para as seis simulações do Grupo 1, as escalas de turbulência dadas pelas equações (5.66)–(5.67) são apresentadas na tabela 11; esses valores são utilizados para adimensionalizar os resultados e facilitar a comparação entre diferentes situações. Os valores de  $z_i/Lo$  permitem verificar que as três últimas simulações (IIa, IIb e IIC) são muito menos convectivas que as outras.

Os resultados foram divididos em perfis médios (obtidos a partir das séries temporais e espaciais) e análise dos efeitos do entranhamento sobre a camada convectiva, análise espectral, e efeitos do entranhamento sobre a similaridade na CLS; cada uma dessas abordagens é apresentada na sequência.

#### 5.3.3.1 Perfis médios e efeitos do entranhamento na camada limite convectiva

Perfis médios espaciais das partes resolvidas, das partes de SGS, e os totais dos fluxos de *momentum* ( $\overline{u'w'}$ ), temperatura ( $\overline{w'\theta'}$ ) e umidade específica ( $\overline{w'q'}$ ) são apresentados na figura 31. Esses perfis foram obtidos de acordo com a equação 5.60; em função do comportamento e da configuração das simulações, eles são apresentados para 3 dos 6 casos estudados. Os casos I e III diferem apenas pelo perfil inicial  $q_0(z)$ . No caso IIb, além dos forçantes superficiais serem mais fracos do que os forçantes dos casos I e III (figuras 31-d a 31-i), a

velocidade do vento geostrófico utilizada é muito maior (veja tabelas 9 e 10); desta forma, para o caso IIb, vemos que o fluxo de *momentum* próximo à superfície é aproximadamente dez vezes maior do que nos casos I e III (figuras 31-a a 31-c).

Os perfis médios espaciais dos gradientes verticais das componentes horizontais de velocidade, temperatura, e umidade específica são apresentados na figura 32. Nessa figura as quantidades, tanto das abscissas quanto das ordenadas, estão devidamente adimensionalizadas pelas escalas apresentadas na tabela 11.

Como mencionado anteriormente (subseção 5.2.2), em LES não é comum utilizar saídas temporais, e nesse tipo de saída somente a parte resolvida pode ser reportada. Desta forma, uma comparação entre médias espaciais e temporais das variâncias de  $\theta$  e  $q$ , covariância entre  $\theta$  e  $q$ , e coeficiente de correlação escalar  $r_{\theta q}$  foi realizada com o objetivo de verificar possíveis discrepâncias entre os resultados. Na figura 33, onde são feitas essas comparações, não é possível observar diferenças significativas entre os dois tipos de médias. Cada média foi calculada de acordo com o procedimento descrito na subseção 5.3.2; variâncias e covariância foram devidamente adimensionalizadas pelas escalas convectivas  $T_*$  e  $Q_*$ .

Na figura 34 são apresentados os perfis médios temporais de temperatura e umidade juntamente com seus perfis iniciais; esta figura tem como objetivo verificar o aquecimento/umidecimento da atmosfera. Em 34-a podemos observar que, até aproximadamente a altura da camada limite, isto é, até  $z \approx z_i$ , ocorre aquecimento da atmosfera e acima disso ocorre resfriamento; dentro da CLA o maior aquecimento ocorre para o caso IIa, o qual é forçado pelos maiores fluxos superficiais e maior velocidade de vento geostrófico. Já em 34-b, onde os perfis iniciais de umidade são variáveis, ocorrem três situações diferentes:

1. para o caso III, até  $z \approx z_i$  ocorre “secamento” da CLA, e para  $z > z_i$  ocorre umidecimento;
2. para os casos II, IIa, IIb e IIc há um umidecimento em todo o domínio; e
3. para o caso I, ocorre umidecimento até  $z \approx z_i$ , e “secamento” em  $z > z_i$ .

No topo do domínio os gradientes de temperatura e umidade são nulos portanto, os valores iniciais e finais são iguais.

Médias temporais das variâncias, covariância, e coeficiente de correlação escalar entre  $\theta$  e  $q$  para todas as simulações do Grupo 1 são apresentadas na figura 35. A diferença entre os sinais dos gradientes de  $\theta$  e  $q$  acima de  $z_i$  (figuras 32-c e 32-d) tem um forte efeito sobre o coeficiente  $r_{\theta q}$ , impondo a variação de +1,0 (correlação perfeita) próximo à superfície, até -1,0 (anticorrelação perfeita) no topo da CLA. Observa-se em 35-a a 35-c, por exemplo, para

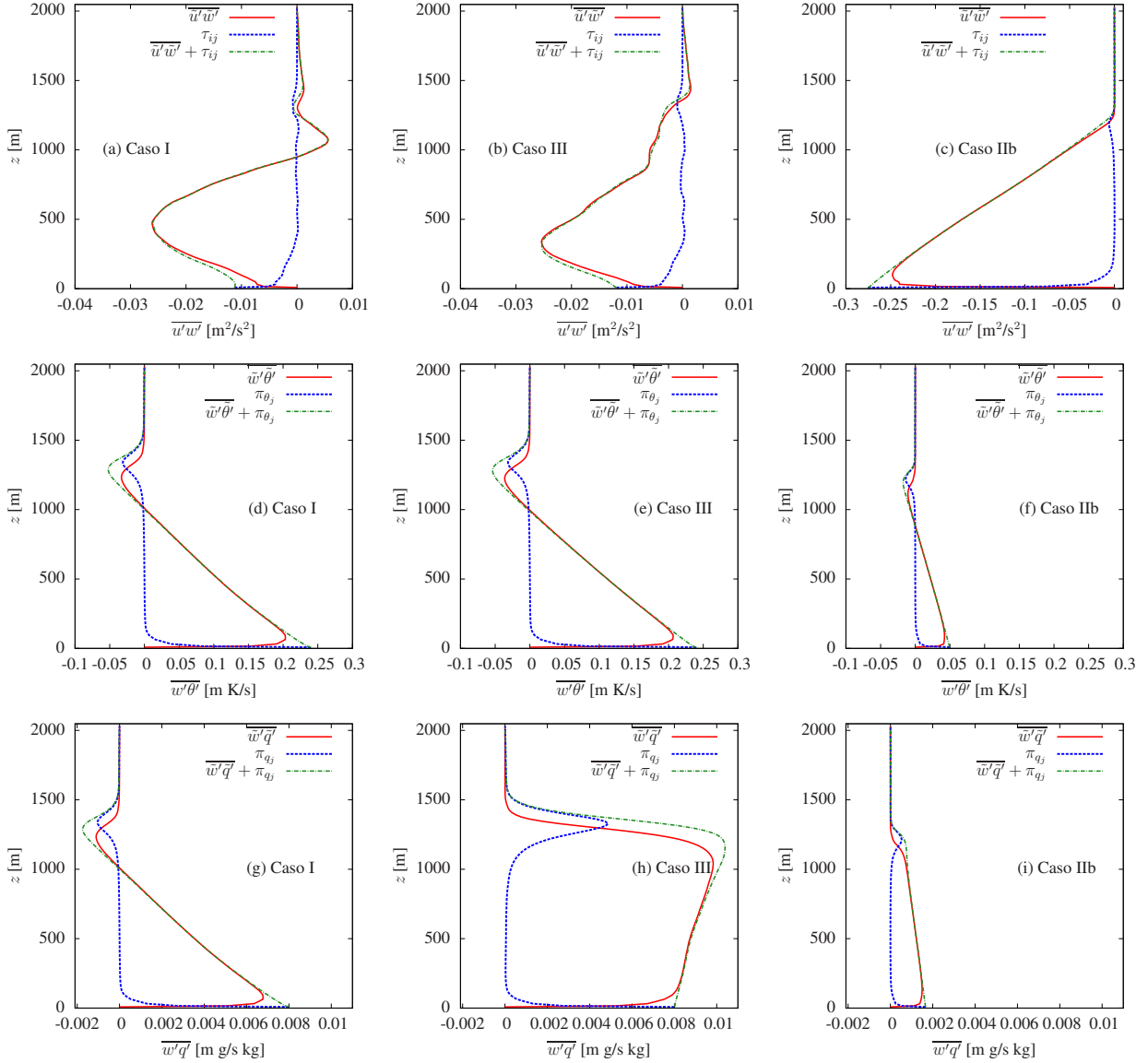


Figura 31 – Perfis médios espaciais, obtidos de acordo com a equação (5.60), dos fluxos dimensionais de *momentum* (a,b,c), de temperatura (d,e,f), e umidade específica (g,h,i) para os casos I, III e IIb — linhas cheias indicam a parte resolvida, linhas tracejadas representam a parte de SGS, e linhas traço-ponto indicam o fluxo total (soma da parte resolvida e da parte de SGS). Em (c) o intervalo de valores da abscissas difere de (a) e (b).



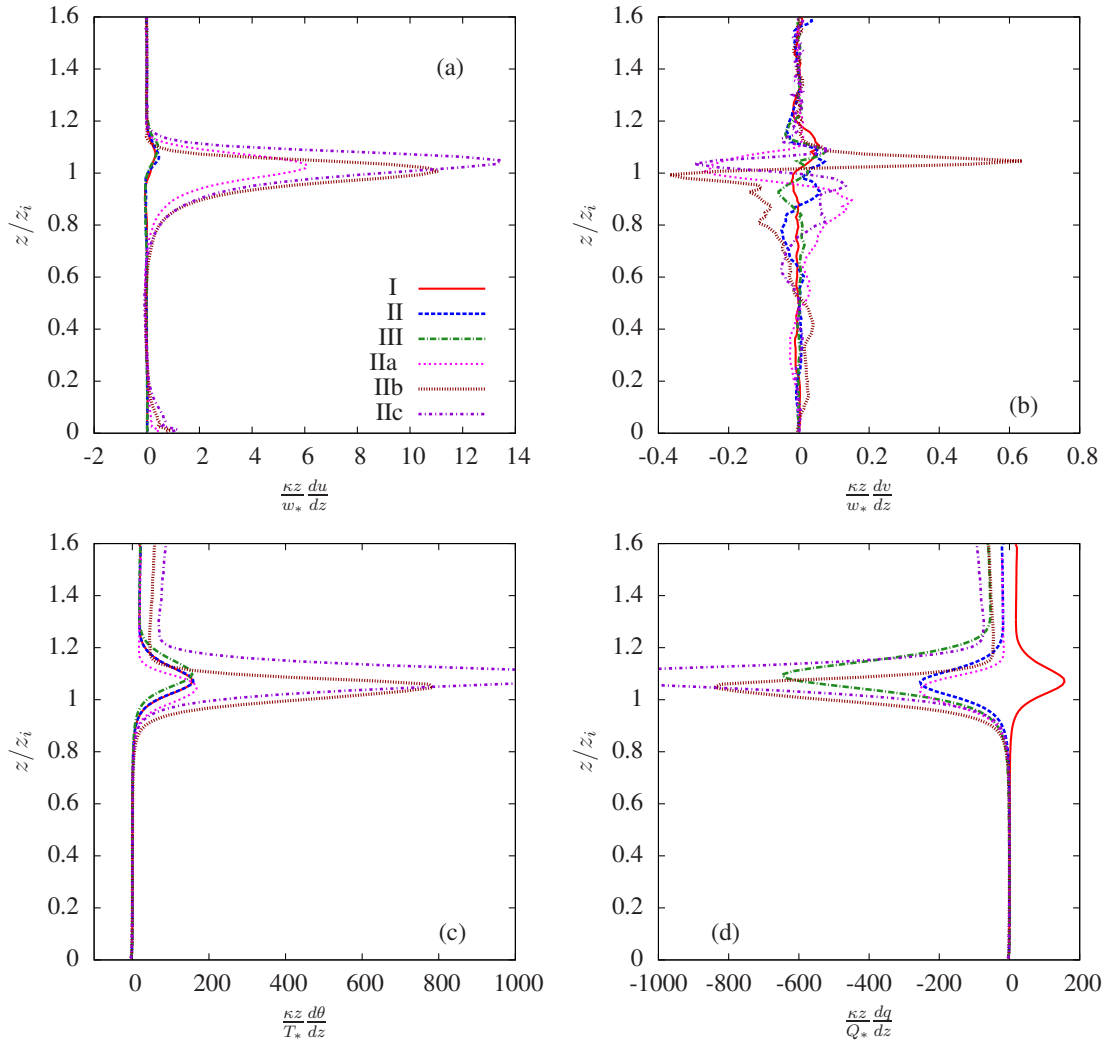


Figura 32 – Perfis médios adimensionais dos gradientes verticais das componentes de velocidade  $u$  (a) e  $v$  (b), temperatura  $\theta$  (c) e umidade específica  $q$  (d).

o caso II, que a redução do coeficiente de correlação é causada pela combinação do aumento da variância de umidade específica (figura 35-b), e da mudança de sinal da covariância  $\overline{\theta'q'}$  no topo da CLA (figura 35-c). Uma vez que as condições iniciais para  $\theta$  são semelhantes em todas as simulações, mudanças em sua variância não foram observadas (figura 35-a). Exceto para o caso I, o comportamento de  $r_{\theta q}$  é semelhante em todos os casos. Menção especial deve ser feita aos casos representativos de umedecimento (II), e “secamento” (III) da CLA: resultado semelhante foi obtido por Sorbjan (2005) — o coeficiente de correlação próximo à superfície é maior para o caso de umedecimento do que para o caso de secamento.

Para investigar as contribuições das mudanças de variância, e de covariância, perfis verticais das razões entre as estatísticas dos casos II e I, e dos casos III e I foram plotadas (por

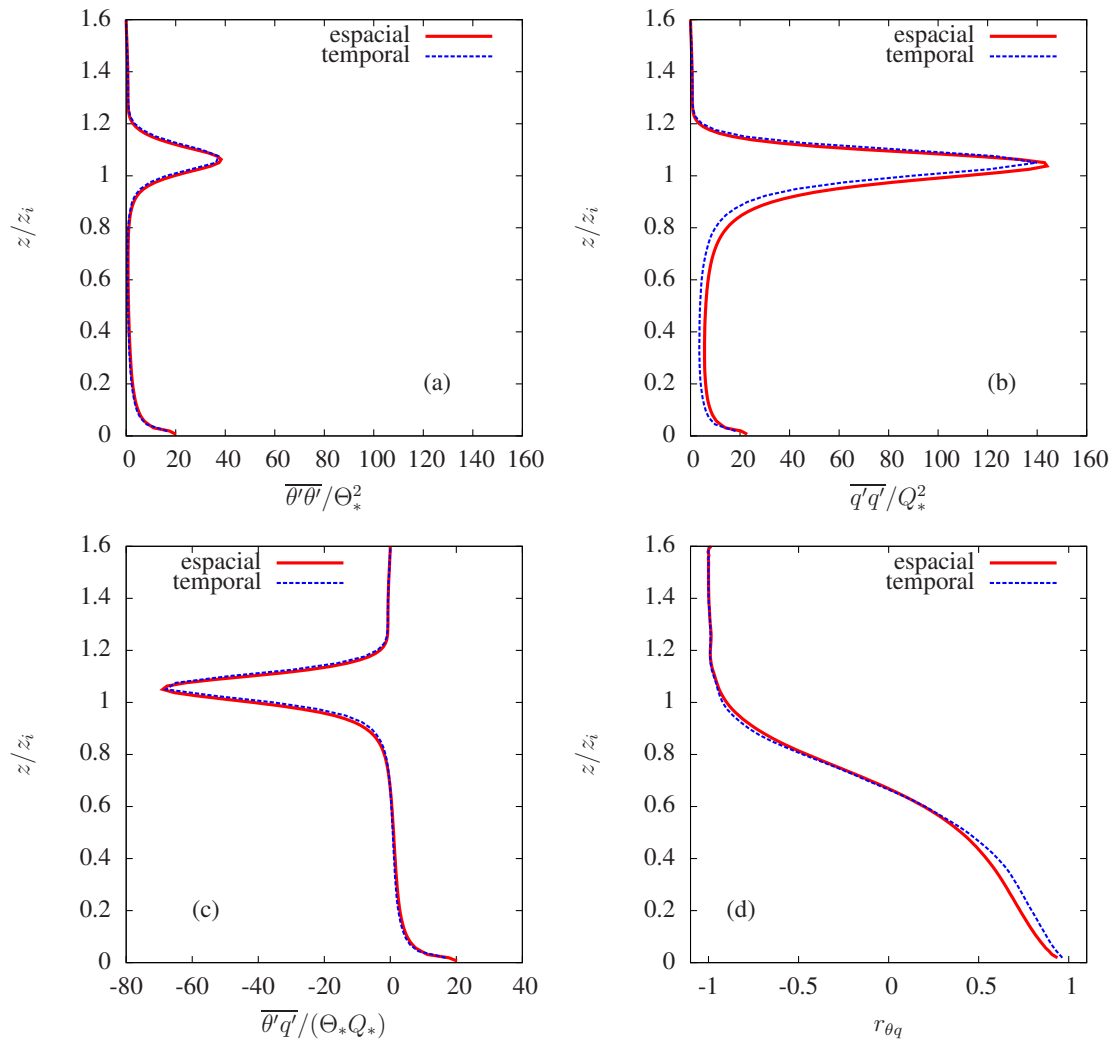


Figura 33 – Comparação entre as médias espaciais e temporais das variâncias de  $\tilde{\theta}$  (a) e de  $\tilde{q}$  (b), covariância entre  $\tilde{\theta}$  e  $\tilde{q}$  (c), e coeficiente de correlação escalar  $r_{\theta q}$  (d) para a simulação II.

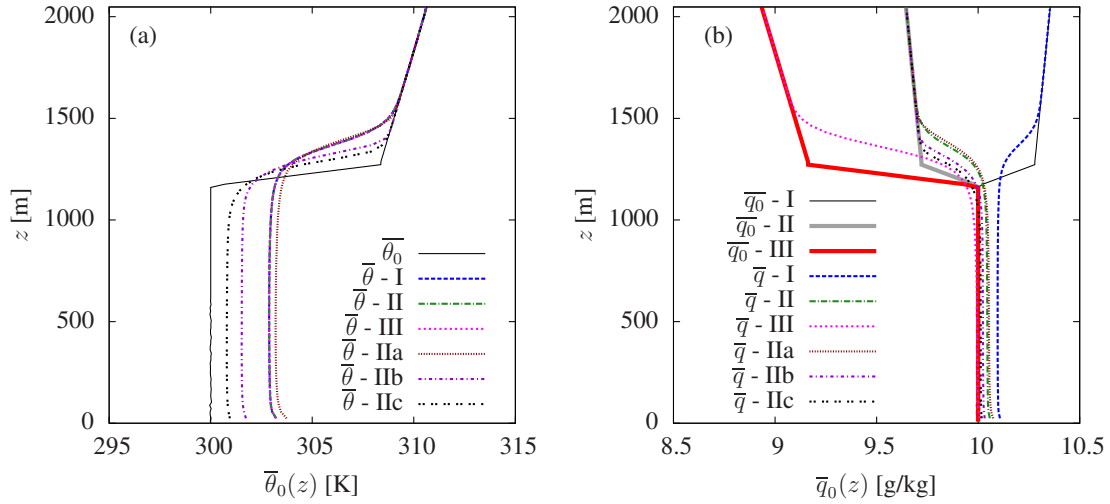


Figura 34 – Perfis iniciais (indicados pelo sub-índice ‘0’) e médios finais de temperatura (a) e umidade específica (b) para todas as simulações.

exemplo,  $\overline{\theta'\theta'}_{II}/\overline{\theta'\theta'}_I$ ). Na figura 36, onde essas razões são plotadas, observa-se a existência de duas regiões distintas:

- abaixo de  $z/z_i \approx 0,5$  não são observados desvios significativos do valor 1 na variância de  $\theta$ , e nem na covariância entre  $\theta$  e  $q$ , indicando que a perda de correlação deve-se inteiramente ao aumento da variância de  $q$ ;
- acima de  $z/z_i \approx 0,5$ , a covariância começa a diminuir até mudar de sinal em  $z/z_i \approx 0,7$ . Além disso, tanto a redução da covariância quanto o aumento da variância de  $q$  contribuem para as mudanças de  $r_{\theta q}$ .

A variância adicional em  $q$  deve ser resultante do processo de entranhamento de ar seco no topo da CLA: note que, quando comparados ao caso I, o aumento da variância de  $q$  nos casos II e III ocorre desde o topo da CLA até a superfície. No caso III, o efeito maior sobre a variância de  $q$  é esperado, uma vez que o fluxo de entranhamento é muito maior nesse caso: na tabela 12, as razões entre os fluxos no topo da CLA (onde  $z = z_i$ ), e na superfície são apresentadas; para o caso III, a razão  $R_q$  entre os fluxos de umidade é muito maior do que  $R_q$  para o caso II —  $R_q$  e  $R_\theta$  fazem parte da teoria de difusão *top-down* e *bottom-up* apresentada na seção 3.3, e serão abordados na sequência. Claramente as variâncias não se comportam da mesma maneira acima de  $z/z_i \approx 0,5$ , o que pode ser confirmado pelas mudanças no termo de covariância.

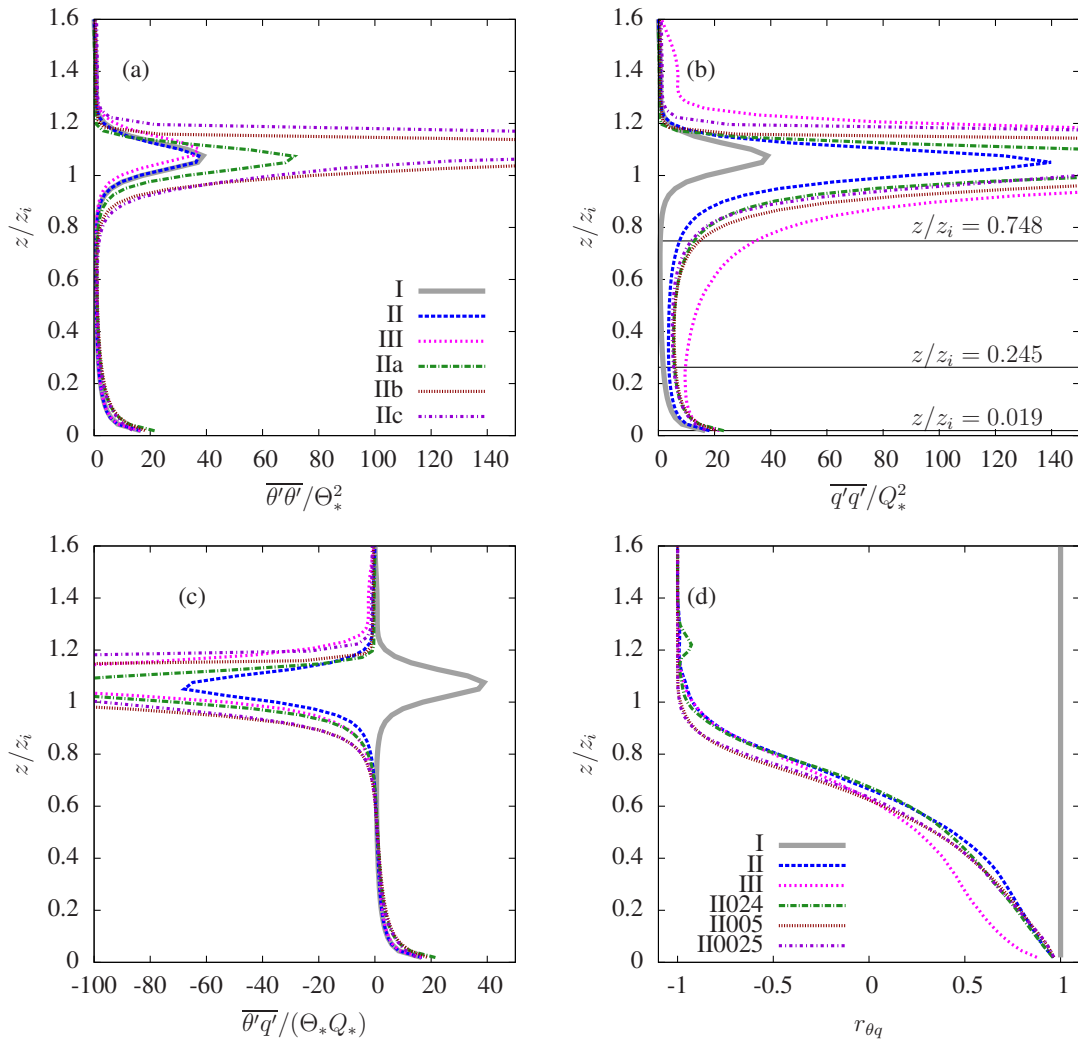


Figura 35 – Médias temporais das variâncias de  $\tilde{\theta}$  (a) e de  $\tilde{q}$  (b), covariância entre  $\tilde{\theta}$  e  $\tilde{q}$  (c), e coeficiente de correlação escalar  $r_{\theta q}$  (d) para todas as simulações do Grupo 1.

Tabela 12 – Razões entre os fluxos cinemáticos no topo da CLA e na superfície para temperatura ( $R_\theta$ ), e para umidade específica ( $R_q$ ).

Caso	$R_\theta$	$R_q$
I	-0,2117	-0,2125
II	-0,1505	0,5500
III	-0,1667	2,1750
IIa	-0,2489	0,6287
IIb	-0,2752	0,5030
IIc	-0,4176	0,5965

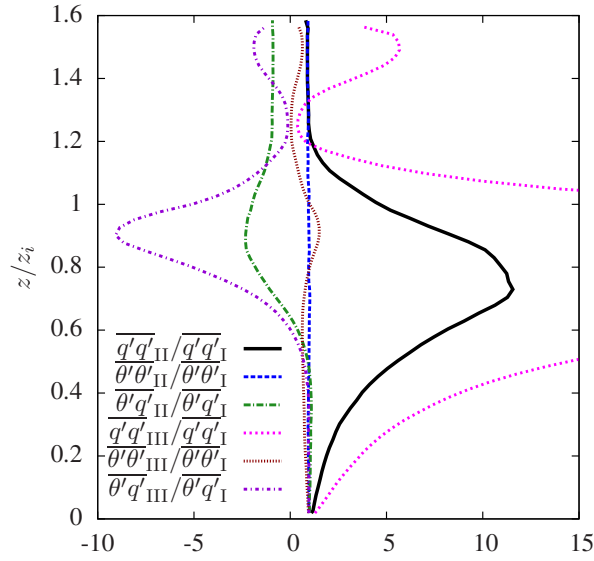


Figura 36 – Razões entre as variâncias de  $\theta$  e  $q$ , e suas covariâncias (caso II dividido pelo caso I, e caso III dividido pelo caso I).

Equações teóricas para as variâncias de  $\theta$  e de  $q$ , e suas covariâncias são parte da teoria de difusão *top-down* e *bottom-up* (WYNGAARD; BROST, 1984; MOENG; WYNGAARD, 1984) — veja seção 3.3. Os perfis para  $r_{\theta q}$ , obtidos a partir dessas equações teóricas são apresentados na figura 37. Para o caso I, a teoria fornece  $r_{\theta q} = +1,0$ , o que está de acordo com os resultados de LES. Para os casos II e III, a teoria consegue capturar bem o que acontece nos contornos:  $r_{\theta q} = +1,0$  próximo à superfície, e  $r_{\theta q} = -1,0$  próximo ao topo da CLA; dentro da CLA o coeficiente de correlação teórico apresenta uma boa concordância com todos os casos, exceto com IIa (provavelmente em função do baixo valor de  $-z_i/L_o$ , ou das incertezas associadas às estimativas de  $R_\theta$  e  $R_q$ , uma vez que a parte de subgrade não foi incluída nos fluxos do topo da CLA).

A diferença nos sinais dos gradientes de temperatura e umidade na região da altura da CLA, como já comentado anteriormente, impõem mudanças dentro da CLA. Por exemplo, para o caso II o ar entranhado tem  $\theta' > 0$  e  $q' < 0$ , ou seja, é mais quente e mais seco que o ar dentro da CLA (veja figuras 32-c, 32-d e 34); portanto, os dois escalares serão anticorrelacionados em  $z/z_i \approx 1,0$ . O aumento da variância de umidade específica por sua vez, é menos óbvio. De acordo com a figura 34, no caso I, conforme a CLA se desenvolve, as diferenças nas médias de temperatura e umidade entre a CLA e a atmosfera livre diminuem; o oposto ocorre com a umidade no caso II:  $q$  aumenta dentro da CLA devido à evaporação na superfície, e o contraste com o ar seco se torna maior, o que faz com que a variância de  $q$  aumente em função do entranhamento; a enorme variância produzida na zona de entranhamento é transportada

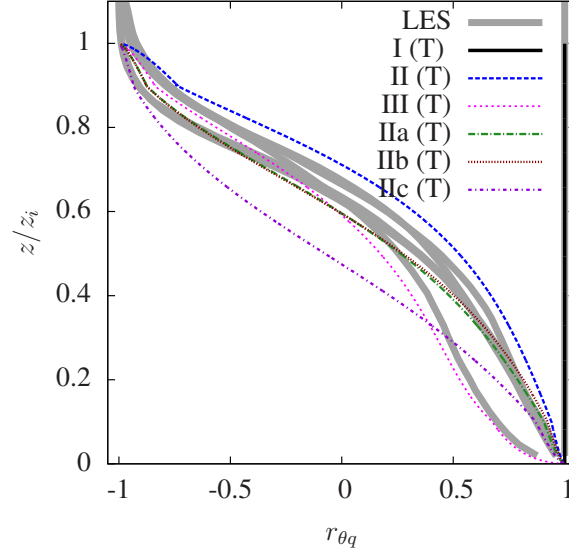


Figura 37 – Comparação entre os coeficientes de correlação resultantes das simulações (linhas cinzas), com as previsões da teoria de difusão *top-down* e *bottom-up* — (T) representa a previsão teórica obtida para cada simulação.

para baixo até atingir a camada superficial; isso pode ser observado nas figuras 35-b e 36. Para que isso seja possível, o transporte turbulento de variância deve ocorrer dentro de toda a CLA.

Para entender melhor o que acontece, vamos tomar a equação de transporte de Reynolds para a variância de um escalar qualquer  $a$  na forma

$$\frac{\partial \overline{a'a'}}{\partial t} = P_a + T_a + S_a - \epsilon_a, \quad (5.69)$$

onde produção e dissipação são dadas, respectivamente, por

$$P_a = -2\overline{w'a'} \frac{\partial \bar{a}}{\partial z} \quad (5.70)$$

e

$$\epsilon_a = 2\nu_a \overline{\frac{\partial a'}{\partial x_j} \frac{\partial a'}{\partial x_j}}; \quad (5.71)$$

$\nu_a$  é a difusividade molecular do escalar. Os termos de transporte devido à turbulência e à subsidência são da forma

$$T_a = -\frac{\partial \overline{w'a'a'}}{\partial z} \quad (5.72)$$

e

$$S_a = -\bar{w} \frac{\partial \overline{a'a'}}{\partial z}. \quad (5.73)$$

Para estimar esses termos, as simulações foram estendidas por mais 4 horas: os resultados apresentados na figura 38 são médias sobre 6 horas de simulação processadas em blocos de 1,5 horas — isso foi feito com o intenção de melhorar a convergência dos momentos de terceira ordem. A comparação entre os perfis de variância de cada bloco (não apresentada aqui), mostrou que a variação do termo transiente é muito pequena, de forma que um balanço dos quatro termos do lado direito da equação (5.69) pode ser suposto. No caso I, o transporte de umidade devido à subsidência ( $S_q$ ) pode ser desprezado dentro de toda a CLA (figura 38-c); o termo de produção ( $P_q$ ) é sempre positivo, exceto no intervalo  $0,5 \leq z/z_i \leq 0,8$ , onde apresenta-se negativo, porém pequeno.

O termo de transporte turbulento ( $T_q$ ) é uma fonte de variância dentro de toda a CLA exceto dentro da zona de entranhamento, e além disso é o termo dominante. Para o caso II,  $S_q$ , na figura 38-d, atua como fonte de variância de umidade abaixo da zona de entranhamento; tanto produção quanto transporte turbulento aumentam quando comparados ao caso I. Deste modo, identifica-se a principal fonte do aumento de variância da umidade específica (observada nas figuras 35-b e 36): o aumento da produção e do transporte vertical levam a valores muito maiores de  $\overline{q'q'}$  em toda a CLA; para que o balanço se mantenha, ele deve ser compensado por um aumento da dissipação turbulenta nas pequenas escalas. Para ambos os casos, os termos de produção e transporte de variância de temperatura (figuras 38-a e 38-b) são idênticos à umidade específica do caso I (figura 38-c); isso acontece em função dos perfis iniciais impostos para este caso.

Como vimos no capítulo 4, além da análise de similaridade entre os escalares, também é possível analisar a similaridade entre seus fluxos. Essa análise foi realizada em termos dos coeficientes de correlação  $r_{w\theta}$ ,  $r_{wq}$ , do coeficiente de eficiência de transferência  $r_{te_{\theta q}}$ , e do coeficiente simétrico de transferência  $ste_{\theta q}$  (CANCELLI et al., 2012a), apresentados e descritos na seção 3.1; para as simulações deste grupo, essas variáveis são apresentadas na figura 39. Note que, em comparação com  $r_{\theta q}$ , os coeficientes  $r_{te_{\theta q}}$ , e  $ste_{\theta q}$  confirmam que a similaridade entre os fluxos dos escalares é maior que a similaridade entre os escalares.

### 5.3.3.2 Análise espectral

Com o objetivo de identificar as escalas que “sofrem” os efeitos do entranhamento, foram obtidas diversas quantidades espectrais; as quantidades espectrais apresentadas aqui se referem às simulações I e II, e incluem espectros das componentes de velocidade  $u$  e  $w$ , e dos escalares  $\theta$  e  $q$ , coespectros de  $\theta - q$ ,  $w - \theta$  e  $w - q$  e respectivas funções de correlação espectral, isto é  $R_{\theta q}$ ,  $R_{w\theta}$  e  $R_{wq}$ , além de  $RTE_{\theta q}$  e  $STE_{\theta q}$  espectrais. Todas essas quantidades foram calculadas de acordo com as equações apresentadas nas seções 2.5 e 3.1, e são mostradas

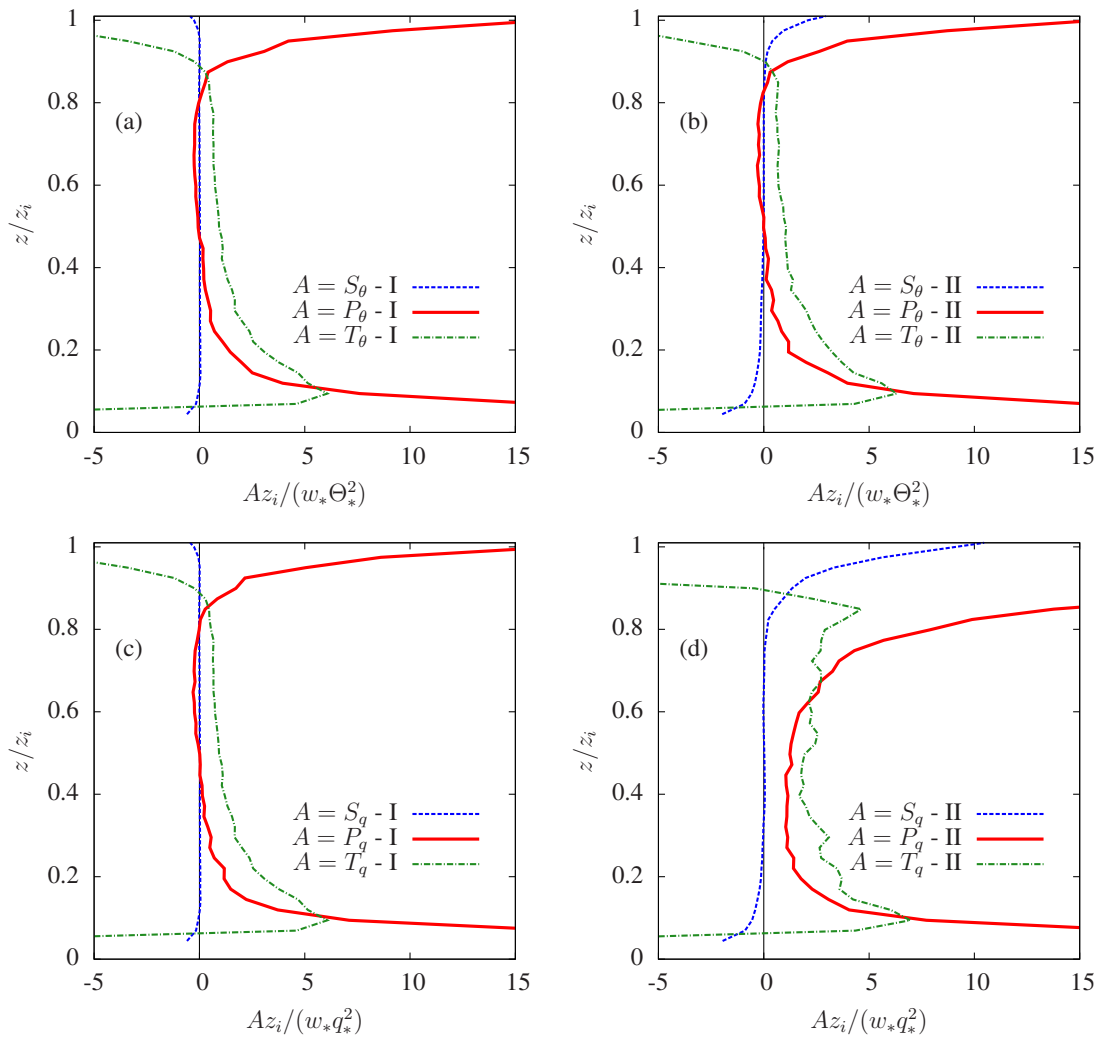


Figura 38 – Termos de produção e transporte de variância de temperatura e umidade específica (equação 5.69) para os casos I — figuras (a) e (c) — e II — figuras (b) e (d).



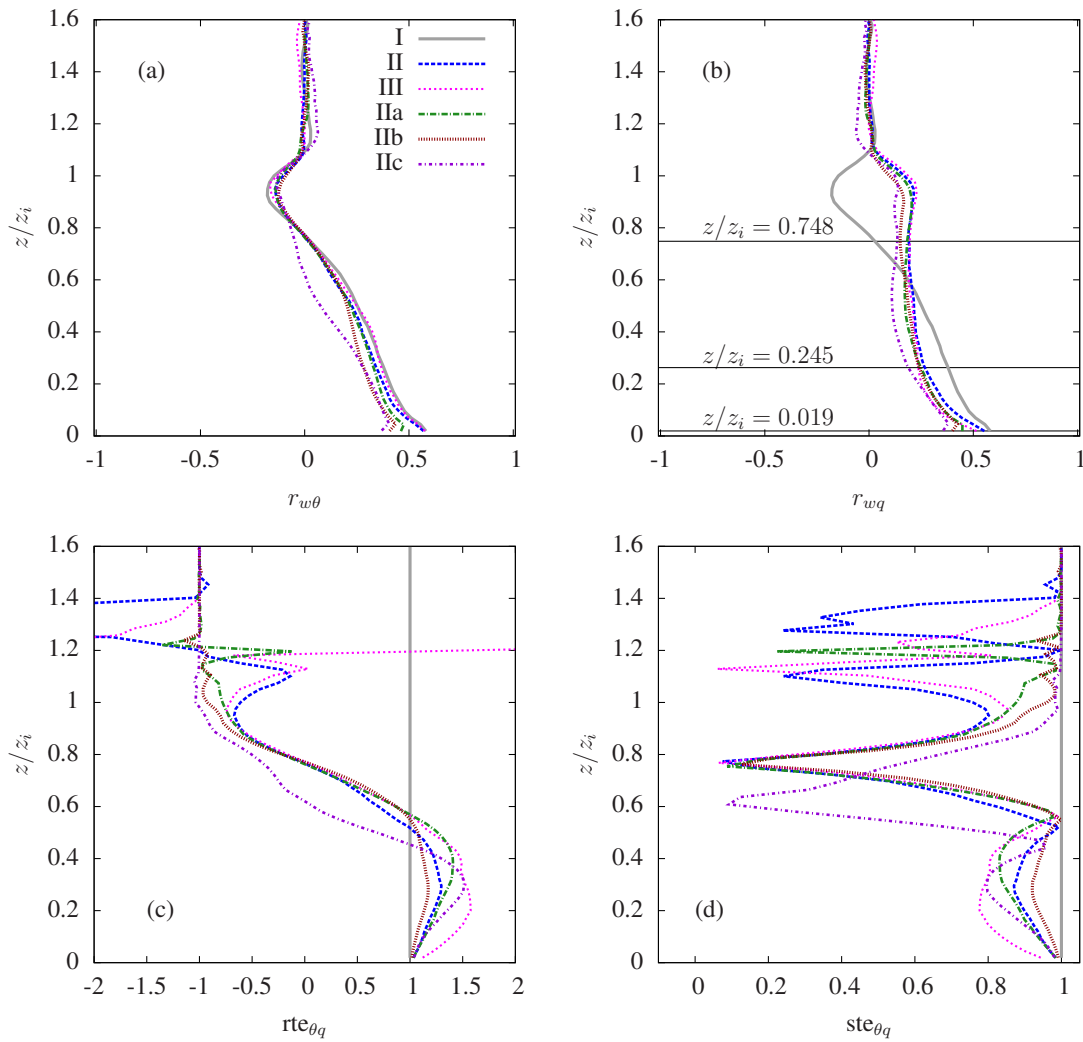


Figura 39 – Coeficientes de correlação entre a componente vertical de velocidade  $w$  e a temperatura  $\theta$  (a) e unidade específica (b), coeficiente de eficiência de transferência entre os fluxos  $r_{te_{\theta q}}$  (c), e o coeficiente simétrico de transferência (d).

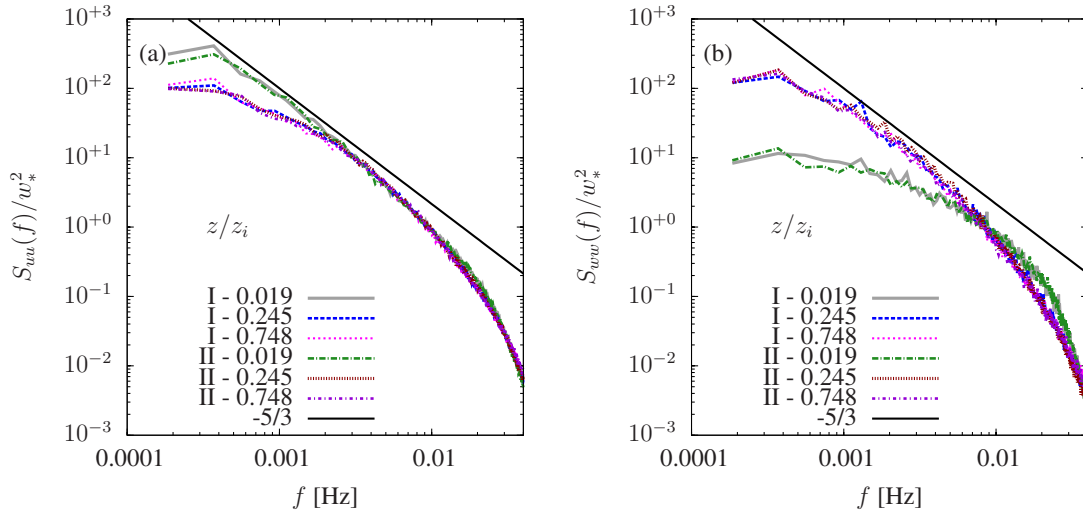


Figura 40 – Espectros das componentes  $u$  (a) e  $w$  (b) de velocidade para os casos I e II.

para 3 alturas diferentes. Essas alturas foram escolhidas para ilustrar o comportamento dos espectros

- próximo à superfície:  $z = 24$  m,  $z/z_i \approx 0,019$ ;
- na parte mais baixa da camada de mistura:  $z = 312$  m,  $z/z_i \approx 0,245$ ; e
- na região próxima ao topo da CLA:  $z = 952$  m,  $z/z_i \approx 0,748$ .

Esses níveis estão indicados pelas linhas horizontais na figura 35.

Nesse sentido, os espectros das componentes  $u$  e  $w$  da velocidade são apresentados na figura 40; ambos possuem comportamentos semelhantes em alturas e casos iguais.

Os espectros de  $\theta$  e de  $q$  são apresentados nas figuras 41-a e 41-b; o coespectro entre os dois escalares está na figura 41-c e na figura 41-d está a função de correlação espectral entre os dois escalares. Os espectros de temperatura (figura 41-a) são quase idênticos para os dois casos — as pequenas diferenças devem-se ao fato de que estão sendo analisadas duas realizações de um mesmo escoamento. O rápido decaimento apresentado nas altas frequências do ponto mais próximo à superfície indica que, em LES, as menores escalas não são completamente resolvidas, e que a resolução utilizada é suficiente apenas para capturar o início da região inercial.

Nos espectros de umidade específica (figura 41-b) para o ponto mais próximo ao topo da CLA, observa-se que o aumento na variância é distribuído entre todas as escalas calculadas pelo modelo. Observe que, para o caso II, o espectro de  $q$  está num nível maior, portanto os

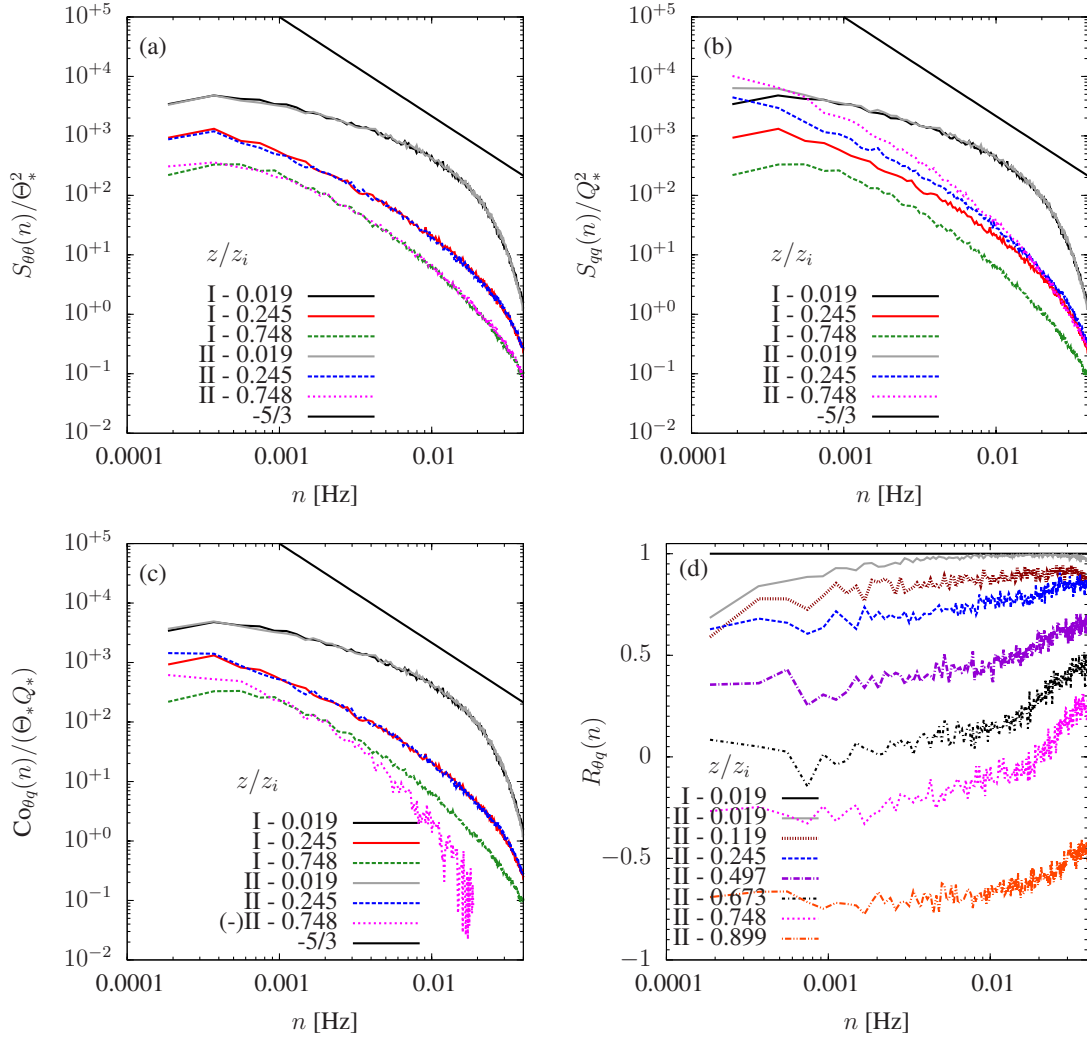


Figura 41 – Espectros de  $\theta$  (a) e de  $q$  (b), coespectro entre  $\theta$  e  $q$  (c), e função de correlação espectral  $R_{\theta q}$  (d).

valores das taxas de dissipação correspondentes serão maiores; isso está em concordância com a discussão relacionada ao balanço entre os termos da equação para as variâncias apresentada na seção anterior. Em  $z/z_i = 0,245$ , é possível perceber que grande parte do espectro é afetada pelos fluxos de entranhamento; somente as escalas menores (aquelas correspondentes às maiores frequências) não sofrem o efeito dos fluxos de entranhamento. Já no ponto mais próximo à superfície, somente as grandes escalas são afetadas.

Como esperado, o coespectro entre  $\theta$  e  $q$  (figura 41-c) é afetado somente na metade superior do domínio. Repare que, para o caso II, em  $z/z_i \approx 0,748$  o coespectro é negativo para  $n < 0,02$  Hz, e está multiplicado por  $-1$  na figura; todas as frequências acima dessa tem um coespectro positivo, e todas as frequências abaixo dessa tem uma densidade coespectral

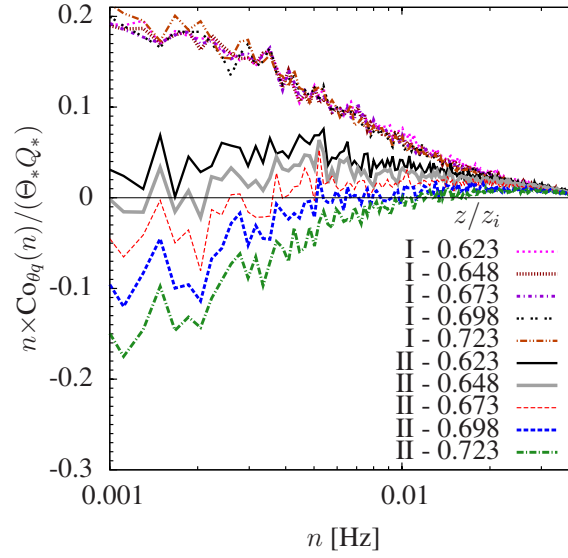


Figura 42 – Coespectros (multiplicados pela frequência  $n$ ) para diversas alturas da camada convectiva.

negativa, o que está de acordo com os resultados obtidos para dados experimentais apresentados por Wyngaard et al. (1978). Esse efeito pode ser observado de maneira mais clara na figura 42, onde são apresentados os coespectros para diversas alturas da camada de mistura. Para o caso I, todos eles colapsam, enquanto para o caso II há um transição gradual entre valores positivos e negativos — essa transição começa nas grandes escalas, e aumenta com  $z/z_i$ .

Observando a figura 41-d, onde é apresentada a análise de  $R_{\theta q}$ , temos, para o caso I,  $R_{\theta q} = +1$  em todas as escalas e em todas as alturas — o que era esperado, uma vez que este caso foi configurado de forma que os escalares fosse perfeitamente similares. No caso II, duas observações interessantes podem ser feitas:

- próximo da superfície, as pequenas escalas são altamente correlacionadas enquanto a correlação é mais fraca mas significativamente alta ( $\approx 0,8$ ) nas grandes escalas;
- longe da superfície, a correlação se torna mais fraca nas grandes escalas, e as escalas menores não são mais perfeitamente correlacionadas — há uma perda gradual de correlação ao longo de todo o espectro, mas nas altas frequências a correlação continua sendo maior;
- próximo ao topo da CLA, onde o coeficiente  $r_{\theta q}$  é negativo (figura 35-d), as pequenas escalas de  $R_{\theta q}$  têm correlação ligeiramente positiva enquanto as escalas maiores são

fortemente anti-correlacionadas.

Além dessas observações, cabe salientar que, próximo à superfície, grande parte da correlação positiva capturada pelo coeficiente  $r_{\theta q}$  vem das pequenas escalas, enquanto próximo ao topo da CLA, grande parte da correlação negativa capturada pelo  $r_{\theta q}$  vem das grandes escalas.

Os coespectros entre a componente vertical de velocidade  $w$  e cada um dos escalares, assim como suas correlações espectrais  $R_{w\theta}$  e  $R_{wq}$  encontram-se nas figuras 43-a a 43-d. Embora seja difícil identificar a região inercial, os coespectros dos fluxos seguem a teoria e caem com  $-7/3$ ; as correlações espectrais máximas ocorrem no ponto mais próximo à superfície, e decrescem com a altura. Para o caso I, o coeficiente  $RTE_{\theta q}$  (figura 43-e) é exatamente igual a 1,0 em todas as alturas, e por esse motivo apenas uma das alturas foi plotada; já para o caso II, ele é maior que a unidade, indicando que  $Co_{w\theta}$  é maior que  $Co_{wq}$ . Na figura 43-f é apresentado o  $STE_{\theta q}$  espectral; em função da grande variação dos valores espectrais de  $RTE_{\theta q}$  e de  $STE_{\theta q}$  nas altas frequências, apenas duas alturas foram plotadas. As quedas observadas nas altas frequências são semelhantes às aquelas observadas nos resultados da análise de dados experimentais apresentada no capítulo 4, e em Cancelli et al. (2012a).

### 5.3.4 Efeitos sobre a camada superficial

Os efeitos do entranhamento sobre a similaridade entre os escalares na camada limite superficial (CLS) foram analisados a partir dos resultados das simulações IIa, IIb, e IIc, todas menos convectivas em relação às simulações I, II, e III. As escalas e parâmetros relevantes foram apresentadas nas tabelas 11 e 12, assim como perfis médios de diversas quantidades como temperatura e umidade finais, coeficientes de correlação, variâncias, covariâncias, e fluxos.

Atenção especial deve ser dada ao coeficiente de correlação  $r_{\theta q}$  apresentado na figura 35-d: note que os coeficientes de correlação colapsam para diferentes simulações quando plotados contra  $z/z_i$ , sugerindo que a forma da curva apresentada nessa figura é independente de  $z_i/Lo$  — de acordo com a tabela 11, os valores de  $z_i/Lo$  englobam um intervalo relativamente grande. Nesse sentido, uma análise dos pontos que satisfazem as condições  $z/z_i < 0,2$  e  $|z/Lo| < 2$  é realizada nessa subseção.

Na figura 44-a, os desvios-padrão de  $\theta$  e  $q$  são plotados contra  $z/Lo$  em conjunto com a função universal da TSMO para condições instáveis; essa função é da forma (KAIMAL; FINNIGAN, 1994):

$$\frac{\sigma_\theta}{\theta_*}, \frac{\sigma_q}{q_*} = 2(1 + 9.5|z/Lo|)^{-1/3}. \quad (5.74)$$

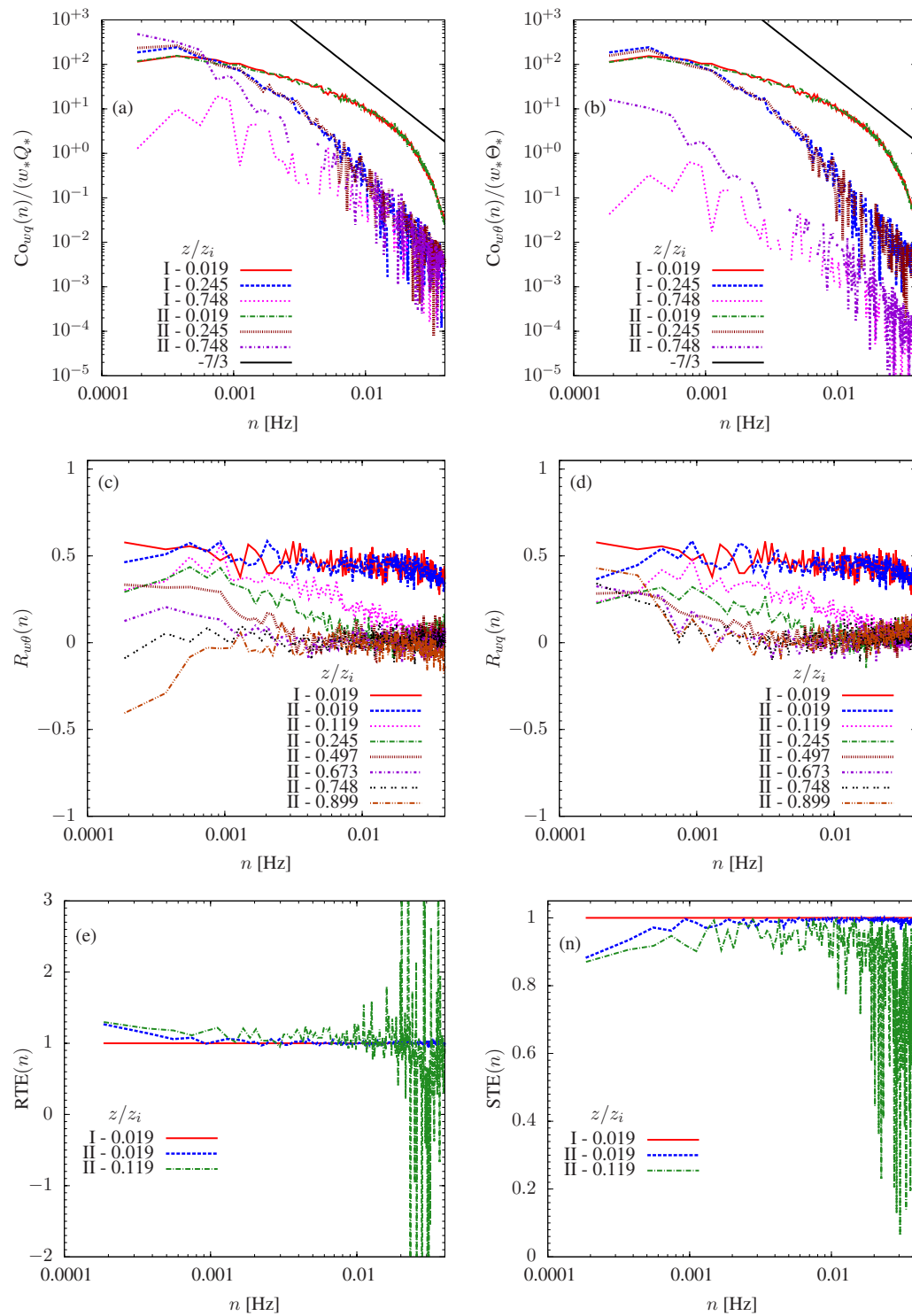


Figura 43 – Coespectros dos fluxos  $w\theta$  (a),  $wq$  (b), funções de correlação espectral  $R_{w\theta}$  (c) e  $R_{wq}$  (d),  $RTE_{\theta q}$  (e) e  $STE_{\theta q}$  (f).

Em 44-a pode-se observar que a concordância com a função teórica (5.74) é maior para  $\sigma_q/q_*$  do que para  $\sigma_\theta/\theta_*$ . As covariâncias normalizadas  $\overline{\theta'q'}/(\theta_*q_*)$  apresentaram comportamento similar para diferentes simulações (não mostradas aqui). As diferenças entre os desvios-padrão resultam num coeficiente de correlação significativamente menor que +1 dentro da CLS (figura 44-b); note que, quando o fluxo superficial se torna mais fraco — em IIa os forçantes são mais fortes, e em IIc mais fracos —  $r_{\theta q}$  diminui mais rápido com a razão  $z/Lo$  indicando que, quanto menores os forçantes superficiais, maior o efeito dos fluxos de entranhamento nessa região. Uma observação que merece ser destacada, e que já foi mencionada anteriormente, é o fato de que, para diferentes simulações as curvas não colapsam quando plotadas contra  $z/Lo$ :  $|r_{\theta q}| < 1$  representa os desvios em relação à TSMO devido às contribuições dos fluxos de entranhamento, e não há razão para que eles estejam relacionados com  $z/Lo$ . Em 35-d observa-se o colapso de  $r_{\theta q}$  como função de  $z/z_i$  sugerindo completa independência de  $Lo$ .

Os mesmos pontos plotados em 44-b, são plotados novamente em 44-d, porém, agora contra  $z/z_i$ : para as três simulações observa-se que o colapso é muito melhor do que o obtido contra  $z/Lo$ .

Uma verificação das funções de correlação espectral,  $R_{\theta q}$ , nos pontos mostrados na figura 44 é apresentada na figura 45; são apresentados os  $R_{\theta q}(n)$  para os dois casos extremos, ou seja, IIa e IIc. Os dois casos são bastante parecidos, e novamente apontam para a independência da similaridade em relação a  $z/Lo$ . Para os pontos mais próximos à superfície,  $R_{\theta q} \approx +1$  nas altas frequências, e a dissimilaridade é encontrada nas baixas frequências (ou grandes escalas). Nos pontos mais distantes da superfície, a perda de correlação ocorre em todo o intervalo de frequências do espectro. A forte queda observada nas baixas frequências de 45-a e 45-b é semelhante àquela apresentada nas correlações espectrais apresentadas nas figuras 18-b e 19 da seção 4.3.3. Essa mesma característica foi observada por Asanuma et al. (2007) e Cancelli et al. (2012a) (cujos resultados são reportados no capítulo 4); isso confirma, mais uma vez, a influência do que ocorre na camada de mistura sobre a similaridade dos escalares na camada superficial.

De acordo com o que vimos no capítulo 4, além da similaridade entre os escalares, também é importante estimar a similaridade entre seus fluxos. Nesse sentido, na figura 44-c, é apresentado o comportamento do coeficiente simétrico de eficiência de transferência,  $ste_{\theta q}$ , dentro da camada superficial. A comparação com  $r_{\theta q}$  mostra, mais uma vez, que os fluxos dos escalares são mais similares entre si do que os próprios escalares.

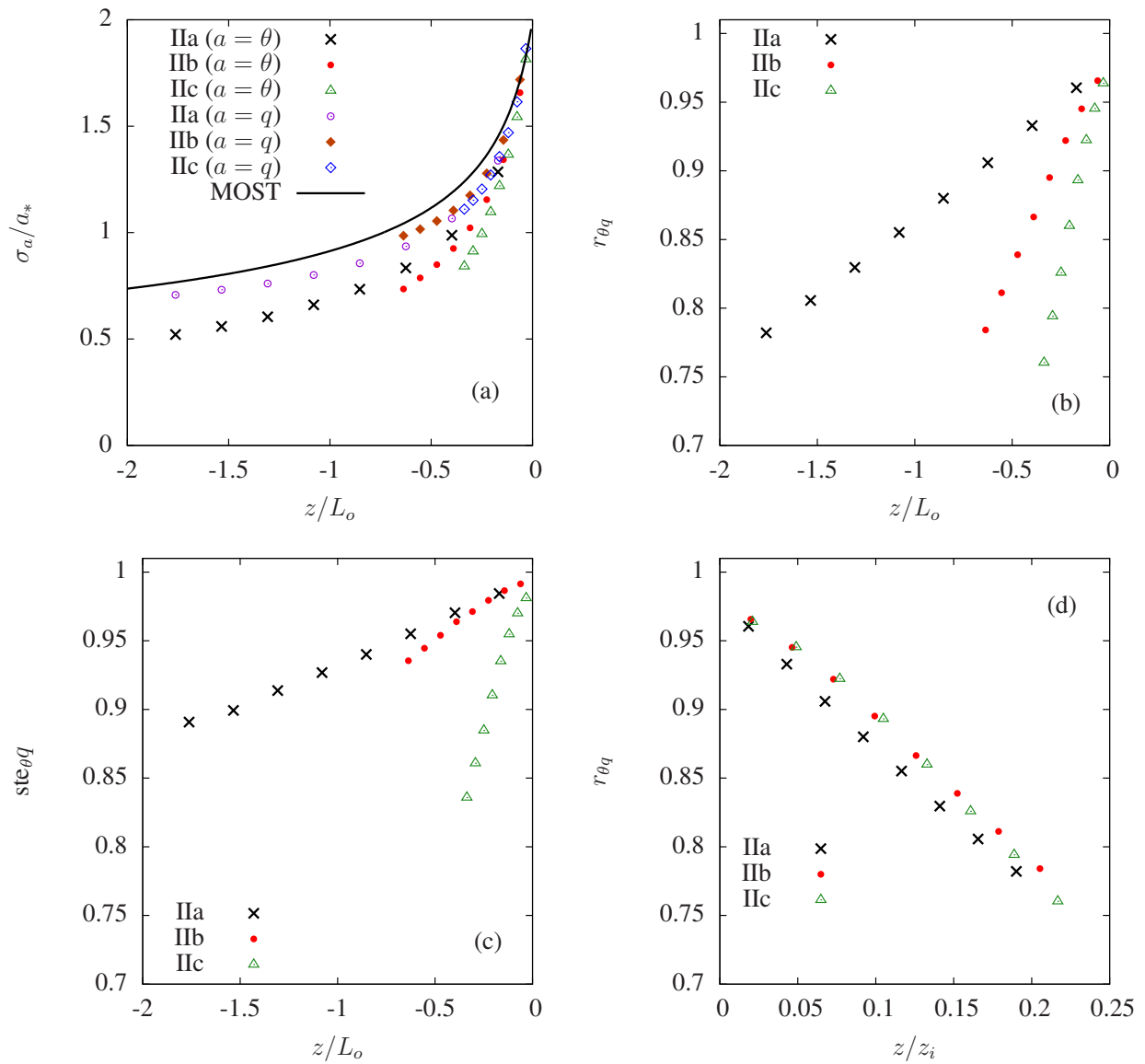


Figura 44 – Análise dos efeitos de entranhamento sobre a camada limite superficial (casos IIa, IIb e IIc) — desvios-padrão para temperatura e umidade específica (a), coeficiente de correlação (b), eficiência simétrica de transferência (c), e coeficiente de correlação relacionado com  $z/z_i$  (d).



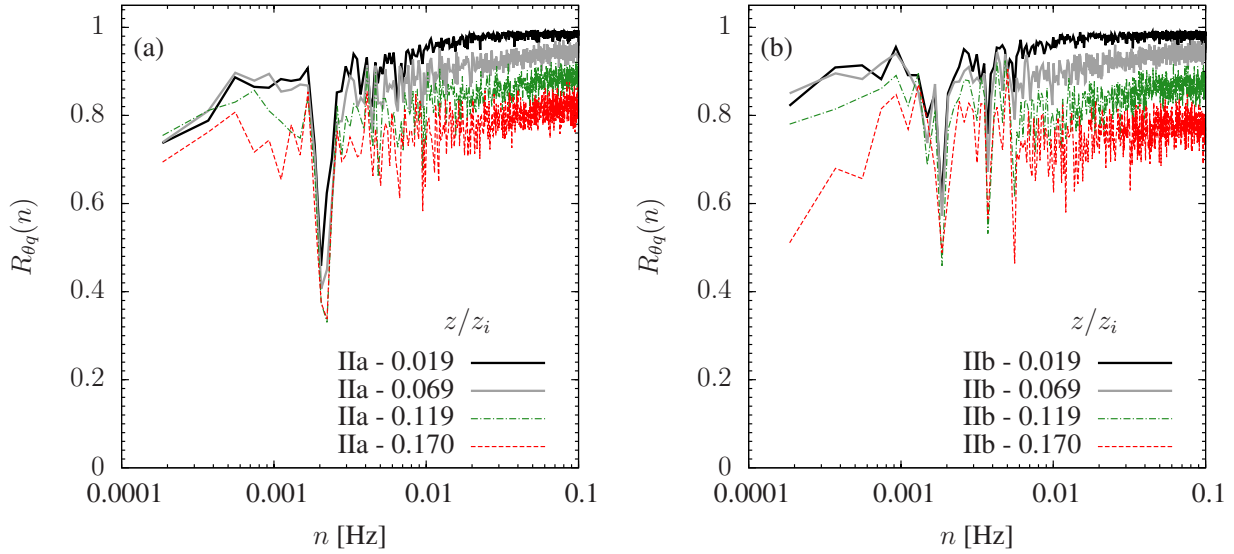


Figura 45 – Coeficientes de correlação espectral em diversas alturas dentro da CLS para as simulações IIa (a) e IIc (b).

### 5.3.5 Conclusões

Os resultados apresentados na seção anterior mostram que, na metade inferior da CLA, a redução da correlação pode ser consequência do entranhamento dos fluxos, os quais aumentam a variância da umidade específica. Nos casos estudados aqui, esse aumento está associado com a umidade específica, porém é possível que diferentes condições de contorno levem também ao aumento da variância de temperatura. O aumento da variância está diretamente relacionado ao termo de produção local e ao transporte (não-local) turbulento de variância a partir da parte mais alta da CLA. Os efeitos não-locais sobre a variância provocam desvios a partir da TSMO, o que está de acordo com os resultados experimentais apresentados, por exemplo, por Mahrt (1991), Bruin et al. (1993), Roth e Oke (1995), Asanuma e Brutsaert (1999b), Katul e Hsieh (1999) e Sempreviva e Gryning (1996), e também permitem corroborar o critério apresentado em Cancelli et al. (2012a), e reportado no capítulo 4: quando os forçantes superficiais são fortes, produção local e dissipação dominam o balanço, e os efeitos do entranhamento se tornam menos importantes dentro da CLA, levando a uma maior correlação entre os escalares.

A análise espectral mostra que o aumento da variância ocorre em todas as escalas dentro da camada limite convectiva, enquanto na camada superficial somente as grandes escalas parecem ser afetadas. McNaughton e Laubach (1998), Dias et al. (2004a), e Asanuma

et al. (2007) citam não-estacionariedade e dissimilaridade nas baixas frequências como responsáveis por baixos coeficientes de correlação dentro da CLA; em nossa análise, sugerimos que os fluxos de entranhamento podem ser a causa dos efeitos sobre as grandes escalas.

Claramente os efeitos do transporte turbulento dentro da CLA diminuem com a redução do valor de  $z_i/Lo$  (ou seja, com a redução da convecção na CLA), porém o decaimento de  $r_{\theta q}$  com  $z/z_i$  não muda, ao menos para os casos explorados aqui.

Dos resultados obtidos, podemos salientar dois pontos que merecem atenção posterior: (1) o colapso de  $r_{\theta q}$  contra  $z/z_i$  observado na figura 44-d deve ser melhor avaliado para que seja confirmado (ou não); (2) se os resultados obtidos aqui forem confirmados para diferentes condições de contorno, é possível que o papel de  $Lo$  sobre a similaridade seja mínimo, e que a teoria de difusão *top-down* e *bottom-up* possa ser utilizada para estimar o coeficiente de correlação até mesmo dentro da CLS.

O fato de que as curvas  $z/Lo \times r_{\theta q}$  não colapsam parece ser um resultado robusto para identificar que a dissimilaridade é causada pelo entranhamento. Certamente outras causas para dissimilaridade existem, e podem ser quantificadas por simulações numéricas; nos casos compreendidos pelo Grupo 1 não existem outras fontes óbvias de dissimilaridade, tais como heterogeneidade superficial, ou não-estacionariedade dos fluxos superficiais; portanto, o entranhamento deve ser considerado a possível (ou principal) causa da dissimilaridade observada.

É razoável esperar que os efeitos do entranhamento sobre a camada superficial afetem outras variáveis além das variâncias e covariâncias. De acordo com Kanda et al. (2004), os fluxos de calor sensível e latente dentro da CLS também podem ser afetados pelo entranhamento. Nesse sentido, um aprofundamento maior sobre esse item também é necessário.

## 5.4 Grupo 2 — Efeitos da heterogeneidade superficial sobre a similaridade

Nesta seção são apresentados os resultados das simulações de grandes vórtices com condições de contorno representativas de superfície heterogênea. Condições iniciais e de contorno para esse grupo de simulações são apresentadas na subseção 5.4.1; considerações relacionadas às saídas do modelo, e ao processamento são encontradas na subseção 5.4.2. Na subseção 5.4.3 são apresentados os resultados e respectivas análises, seguidos das considerações finais pertinentes.

Tabela 13 – Parâmetros utilizados para gerar os perfis iniciais de  $u$ ,  $v$ ,  $w$ ,  $\theta$  e  $q$  para as simulações com superfície heterogênea.

Caso	$\theta_0$ (K)	$q_0$ (g kg <sup>-1</sup> )	$\Upsilon_1$ (K m <sup>-1</sup> )	$\Upsilon_2$ (K m <sup>-1</sup> )	$\Upsilon_3$ (g kg <sup>-1</sup> m <sup>-1</sup> )	$\Upsilon_4$ (g kg <sup>-1</sup> m <sup>-1</sup> )	$(U_g, V_g)$ (ms <sup>-1</sup> )
S	290	10	0,08	0,003	0,002667	0,0001	(16,0)
NS	290	10	0,08	0,003	-0,002667	-0,0001	(16,0)

### 5.4.1 Condições iniciais e de contorno

O Grupo 2 inclui seis simulações representativas de escoamentos sobre superfície heterogênea. A heterogeneidade foi introduzida no modelo na forma de diferentes fluxos superficiais: a direção  $x$  do domínio horizontal do modelo foi dividida em faixas de mesmo tamanho. Fazendo um paralelo com cenários reais, as faixas poderiam ser representativas, por exemplo, de uma superfície coberta por terra nua seguida de uma superfície coberta por gramíneas, ou por água; o tipo de superfície representada depende dos valores dos fluxos superficiais, e da rugosidade superficial atribuída à cada faixa.

Uma vez que as simulações são forçadas por fluxos superficiais de temperatura e umidade, como forma de controlar as simulações, a seguinte condição foi imposta:

$$(H + LE)_{faixa_1} = (H + LE)_{faixa_2}, \quad (5.75)$$

ou seja, a soma de  $H$  (fluxo de calor sensível) com  $LE$  (fluxo de calor latente) deve ser constante ao longo do domínio do escoamento. No modelo, a condição de contorno deve estar na forma de covariância ( $\overline{w'\theta'_0}$  e  $\overline{w'q'_0}$ ), ou fluxo cinemático, ou seja

$$\overline{w'\theta'_0} = \frac{H}{\rho c_p}, \quad \text{e} \quad \overline{w'q'_0} = \frac{LE}{L\rho}. \quad (5.76)$$

Os perfis iniciais do campo de velocidades, e de temperatura e umidade específica são semelhantes aos utilizados para os casos de superfície homogênea (equações (5.54), (5.57) e (5.58)), porém com diferentes valores para  $\theta_0$  e  $q_0$ . Um único perfil de temperatura é utilizado em todas as simulações; dois perfis de umidade — um acompanhando o perfil de temperatura (identificado como “S”), e outro decrescendo acima da altura da camada limite (identificado como “NS”) — são utilizados. As variáveis que definem os perfis de  $u$ ,  $v$ ,  $w$ ,  $\theta$  e  $q$  são apresentadas na tabela 13. A mesma velocidade de vento geostrófico é utilizada em todas as simulações. Os perfis iniciais de temperatura e umidade específica para as simulações heterogêneas são apresentados na figura 46.

Na tabela 14, para cada uma das simulações, são apresentados os fluxos superficiais em termos de covariâncias, respectivo número de faixas de superfície, e o tipo de perfil de

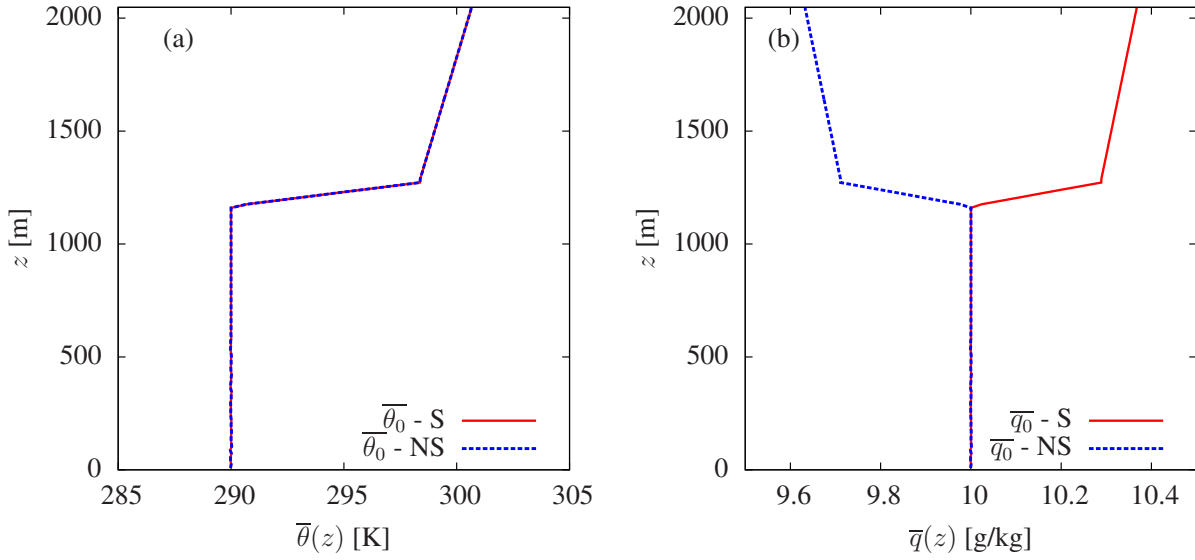


Figura 46 – Perfis iniciais de temperatura (a) e umidade específica (b) para os casos S e NS (S: umidade aumenta com  $z$ ; NS: umidade diminui com  $z$ ).

Tabela 14 – Simulações com superfície heterogênea, número de faixas de superfície, tipo de perfil inicial de umidade específica (S: umidade aumenta com  $z$ ; NS: umidade diminui com  $z$ ), fluxos superficiais de temperatura ( $\overline{w'\theta'}$ ) e umidade específica ( $\overline{w'q'}$ ) para as faixas 1 e 2, e tamanho de cada uma das faixas.

Simulação	número de faixas	perfil $q_0$	$\overline{w'\theta'_1}$ [m K s <sup>-1</sup> ]	$\overline{w'q'_1}$ [m g kg <sup>-1</sup> s <sup>-1</sup> ]	$\overline{w'\theta'_2}$ [m K s <sup>-1</sup> ]	$\overline{w'q'_2}$ [m g kg <sup>-1</sup> s <sup>-1</sup> ]	$L_{x_f}$ [m]
HET1	2	S	0,15	0,002	0,05	0,006	2560
HET2	10	S	0,15	0,002	0,05	0,006	512
HET3	1	S	0,10	0,004	0,10	0,004	5120
HET4	2	S	0,175	0,001	0,025	0,007	2560
HET5	2	S	0,11	0,0036	0,09	0,0044	2560
HET6	2	NS	0,15	0,002	0,05	0,006	2560

umidade específica. Para a simulação HET2, a qual foi realizada com 10 faixas de superfície, os fluxos da primeira faixa foram repetidos para todas as outras faixas ímpares, e os da segunda faixa foram repetidos para todas as outras faixas pares. A simulação HET3 é homogênea, e serve como padrão de comparação às outras cinco. Todas as outras 4 simulações são divididas em dois tipos de superfície. O tamanho de cada faixa é definido pelo tamanho do domínio em  $x$  (5120 m) dividido pelo número de faixas em cada simulação; esse tamanho é indicado por  $L_{x_f}$  na tabela 14.

### 5.4.2 Saídas do modelo e processamento dos dados

Da mesma forma que para as simulações do Grupo 1, para este grupo também foram armazenadas séries temporais de  $\tilde{u}$ ,  $\tilde{w}$ ,  $\tilde{\theta}$  e  $\tilde{q}$ ; as séries foram armazenadas em  $64 \times 16 \times 42$  pontos, respectivamente nas direções  $x$ ,  $y$  e  $z$ , totalizando 43008 séries temporais de 4 horas com frequência de amostragem de 0,2 Hz. Este número de pontos corresponde a uma resolução espacial de  $80 \text{ m} \times 320 \text{ m} \times 32 \text{ m}$ ; em  $z$  o primeiro ponto está em 24 m. Na direção vertical foram armazenadas séries somente até um pouco acima da altura da CLA ( $z \approx 1350 \text{ m}$ ). Os pontos acima de 1350 m foram descartados; em  $y$  a superfície é homogênea, e ao longo de  $x$ , direção em que a superfície é heterogênea, foram armazenadas séries temporais em um número maior de pontos.

Da mesma forma que no Grupo 1, as séries temporais passam pelo processo de eliminação de tendência linear (descrito em 5.3.2), e a partir das novas séries temporais são realizadas as análises.

Em função da heterogeneidade superficial, e da grande quantidade de informações disponíveis, há diversas possibilidades para se analisar as saídas do modelo; desta forma, optou-se por realizar análises semelhantes às apresentadas por Albertson e Parlange (1999b). Para diferentes variáveis são apresentados perfis longitudinais médios plotados no plano  $(x, z)$ , perfis horizontais médios em  $x$ , e perfis médios verticais.

O procedimento para a obtenção dos perfis longitudinais passa pela obtenção das médias temporais (da última 1,5 h de simulação), e posteriormente pela obtenção das médias em  $y$  (direção na qual a superfície é homogênea); formalmente, para uma variável  $a$  qualquer temos

$$\langle a(i, k) \rangle_{y,t} = \sum_{j=1}^{M_y} \sum_{l=1}^{N_t} \frac{a(i, j, k, l)}{N_t M_y}, \quad \text{com } 1 \leq i \leq M_x \quad \text{e} \quad 1 \leq k \leq M_z, \quad (5.77)$$

onde  $M_y$  e  $N_t$  são, respectivamente, o número de pontos na direção  $y$  (neste caso,  $M_y = 16$ ) e no tempo ( $N_t = 1080$ , i.e., 1,5 h com um valor a cada 5 s);  $M_x$  e  $M_z$  representam o número de pontos nas direções  $x$  e  $z$ , respectivamente 64 e 42. Com estas mesmas médias é possível plotar, para uma determinada posição  $x$ , o perfil vertical.

Os perfis verticais, as escalas turbulentas ( $u_*$ ,  $w_*$ ,  $\theta_*$ ,  $T_*$ ,  $q_*$  e  $Q_*$ ), e o comprimento de estabilidade de Monin-Obukhov  $L_o$ , dados pelas equações (5.66)-(5.68) foram calculados para três diferentes situações:

- média entre os pontos horizontais da faixa superficial do tipo 1,
- média entre os pontos horizontais da faixa superficial do tipo 2, e

- média entre os pontos horizontais das faixas 1 e 2.

Assim, após a aplicação da equação (5.77), calcula-se a média na direção  $x$  para cada uma das três situações descritas acima, ou seja,

$$\langle a(k) \rangle_{y,t,x} = \sum_{i=1}^{M_x} \sum_{j=1}^{M_y} \sum_{l=1}^{N_t} \frac{a(i, j, k, l)}{N_t M_y M_x}, \quad \text{com } 1 \leq k \leq N_z; \quad (5.78)$$

$M_x$  varia de acordo com a situação, podendo ser 32 (para os dois primeiros casos), ou 64 (para o último caso).

### 5.4.3 Resultados e análise

Como mencionado na seção anterior, os valores das escalas turbulentas foram calculados para três situações diferentes; na tabela 15 são apresentados os valores médios das escalas turbulentas, além de  $z_i$ , e  $L_o$  considerando médias sobre todo o domínio da simulação; nas tabelas 16 e 17 são apresentados os valores médios das escalas para cada uma das faixas de superfície. Para a simulação HET2, com 10 diferentes faixas, os valores das escalas turbulentas para a faixa 1 foram obtidos fazendo a média entre os valores de todas as faixas ímpares, e os valores para a faixa 2 foram obtidos pela média entre todas as faixas pares. Para a simulação HET3, apenas a média sobre todo o domínio foi obtida uma vez que a superfície é homogênea.

Como a soma entre os fluxos superficiais de calor sensível ( $H$ ) e latente ( $LE$ ) foi mantida constante em todas as simulações, é de se esperar que os valores médios das escalas turbulentas sejam os mesmos para todas as simulações (tabela 15). Comparando os valores das tabelas 16 e 17, e observando os valores dos forçantes superficiais (tabela 14), vemos que as diferenças entre as escalas, e entre  $L_o$  e  $z_i/L_o$  estão relacionadas com os valores dos fluxos superficiais. Desta forma, simulações com mesmos forçantes (HET1, HET2 e HET6) possuem as mesmas escalas turbulentas. Simulações com diferentes forçantes possuem escalas turbulentas, e  $L_o$ , diferentes e proporcionais aos fluxos superficiais. Pode-se observar, também, que quanto maior a diferença entre os fluxos das duas faixas, isto é, quanto maior a heterogeneidade imposta na superfície (veja, por exemplo, o caso HET4), maiores são as diferenças entre as escalas turbulentas.

Para três das simulações (HET1, HET2 e HET3) os perfis longitudinais ( $x, z$ ) de  $\overline{\tilde{q}'\tilde{q}'}$  e  $\overline{\tilde{\theta}'\tilde{\theta}'}$ , covariâncias  $\overline{\tilde{\theta}'\tilde{q}'}$ ,  $\overline{\tilde{w}'\tilde{q}'}$ ,  $\overline{\tilde{w}'\tilde{\theta}'}$ , além de  $r_{\theta q}$  e de  $ste_{\theta q}$  são apresentados nas figuras (47)-(53). Essas três simulações foram escolhidas em função de seus comportamento na CLA: HET4 é a que possui maior diferença entre os fluxos superficiais das duas faixas; HET1 e HET2 são forçadas por fluxos iguais, porém a primeira é dividida em duas faixas e a segunda

Tabela 15 – Escalas turbulentas médias para todo o domínio das simulações com superfície heterogênea.

Simulação	$u_*$	$\theta_*$	$q_*$	$Lo$	$z_i$	$z_i/Lo$	$w_*$	$T_*$	$Q_*$
HET1	0,5419	0,1838	0,0074	-118,84	1232	-10,35	1,5574	0,0640	0,0026
HET2	0,5379	0,1852	0,0075	-116,17	1232	-10,62	1,5574	0,0639	0,0026
HET3	0,5337	0,1874	0,0075	-113,07	1232	-10,90	1,5595	0,0641	0,0026
HET4	0,5369	0,1851	0,0075	-115,77	1232	-10,62	1,5564	0,0639	0,0026
HET5	0,5389	0,1854	0,0074	-116,45	1216	-10,50	1,5590	0,0641	0,0026
HET6	0,5391	0,1847	0,0074	-116,99	1232	-10,50	1,5574	0,0640	0,0026

Tabela 16 – Escalas turbulentas médias para a faixa tipo 1.

Simulação	$u_*$	$\theta_*$	$q_*$	$Lo$	$z_i$	$z_i/Lo$	$w_*$	$T_*$	$Q_*$
HET1	0,5456	0,2749	0,0037	-80,54	1232	-15,2	1,7849	0,0840	0,0011
HET2	0,5442	0,2756	0,0037	-79,92	1248	-15,6	1,7850	0,0840	0,0012
HET3	0,5337	0,1874	0,0075	-113,07	1232	-10,90	1,5595	0,0641	0,0026
HET4	0,5433	0,3221	0,0018	-68,20	1248	-18,35	1,8788	0,0931	0,0005
HET5	0,5398	0,2038	0,0067	-106,35	1216	-11,50	1,6097	0,0683	0,0022
HET6	0,5434	0,2760	0,0037	-79,59	1232	-15,40	1,7848	0,0840	0,0011

Tabela 17 – Escalas turbulentas médias para a faixa tipo 2.

Simulação	$u_*$	$\theta_*$	$q_*$	$Lo$	$z_i$	$z_i/Lo$	$w_*$	$T_*$	$Q_*$
HET1	0,5384	0,0929	0,0112	-231,99	1232	-5,31	1,2379	0,0404	0,0049
HET2	0,5315	0,0941	0,0113	-223,31	1216	-5,45	1,2377	0,0404	0,0048
HET3	0,5337	0,1874	0,0075	-113,07	1232	-10,90	1,5595	0,0641	0,0026
HET4	0,5305	0,0471	0,0132	-443,76	1216	-2,74	0,9826	0,0254	0,0071
HET5	0,5379	0,1673	0,0082	-128,57	1232	-9,50	1,5057	0,0598	0,0029
HET6	0,5349	0,0935	0,0112	-227,54	1216	-5,40	1,2379	0,0404	0,0048

em 10 faixas. Os perfis foram limitados aos primeiros 400 m da CLA — região que abrange a camada superficial; observa-se que, acima dessa altura ocorre o misturamento completo do ar, e praticamente não há diferenças no comportamento da variável. Como esperado, sobre a CLA composta por 10 faixas de superfície (simulação HET2), o misturamento completo ocorre numa região mais baixa que nos outros dois casos; conseqüentemente, tanto os escalares quanto os fluxos podem ser considerados perfeitamente correlacionados nessa região (camada misturada) — veja as figuras 50 e 53. Para as simulações HET1 e HET3, o misturamento completo ocorre numa região mais alta da CLA; próximo à superfície tanto  $r_{\theta q}$  quanto  $ste_{\theta q}$  são menores quando comparados com a simulação HET2.

De acordo com Bou-Zeid et al. (2004), é possível verificar o comportamento/localização da camada limite interna (CLI) fazendo  $\frac{d\langle a \rangle_{t,y}}{dz} - \frac{d\langle a \rangle_{t,x,y}}{dz} = 0$ , ou seja, para uma variável  $a$ , a CLI localiza-se onde a diferença entre o gradiente médio (média obtida em  $y$  e no tempo) e sua média (em  $y$ ,  $x$  e no tempo) é igual a zero. Nas figuras (54) e (55), respectivamente

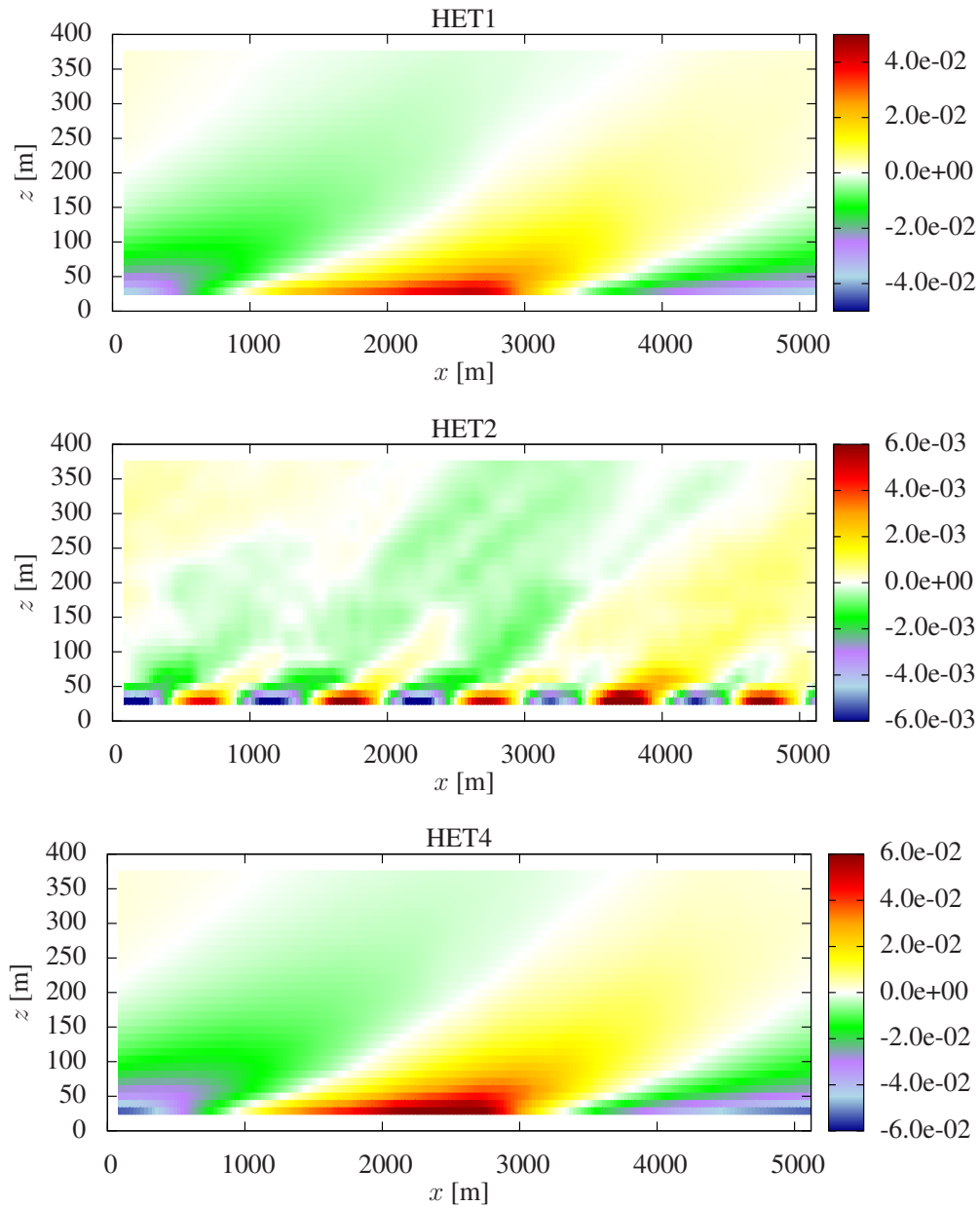


Figura 47 – Perfis  $(x, z)$  para  $\overline{\theta'\theta'}$  — simulações HET1, HET2 e HET4. A escala de cores difere para a simulação HET2.



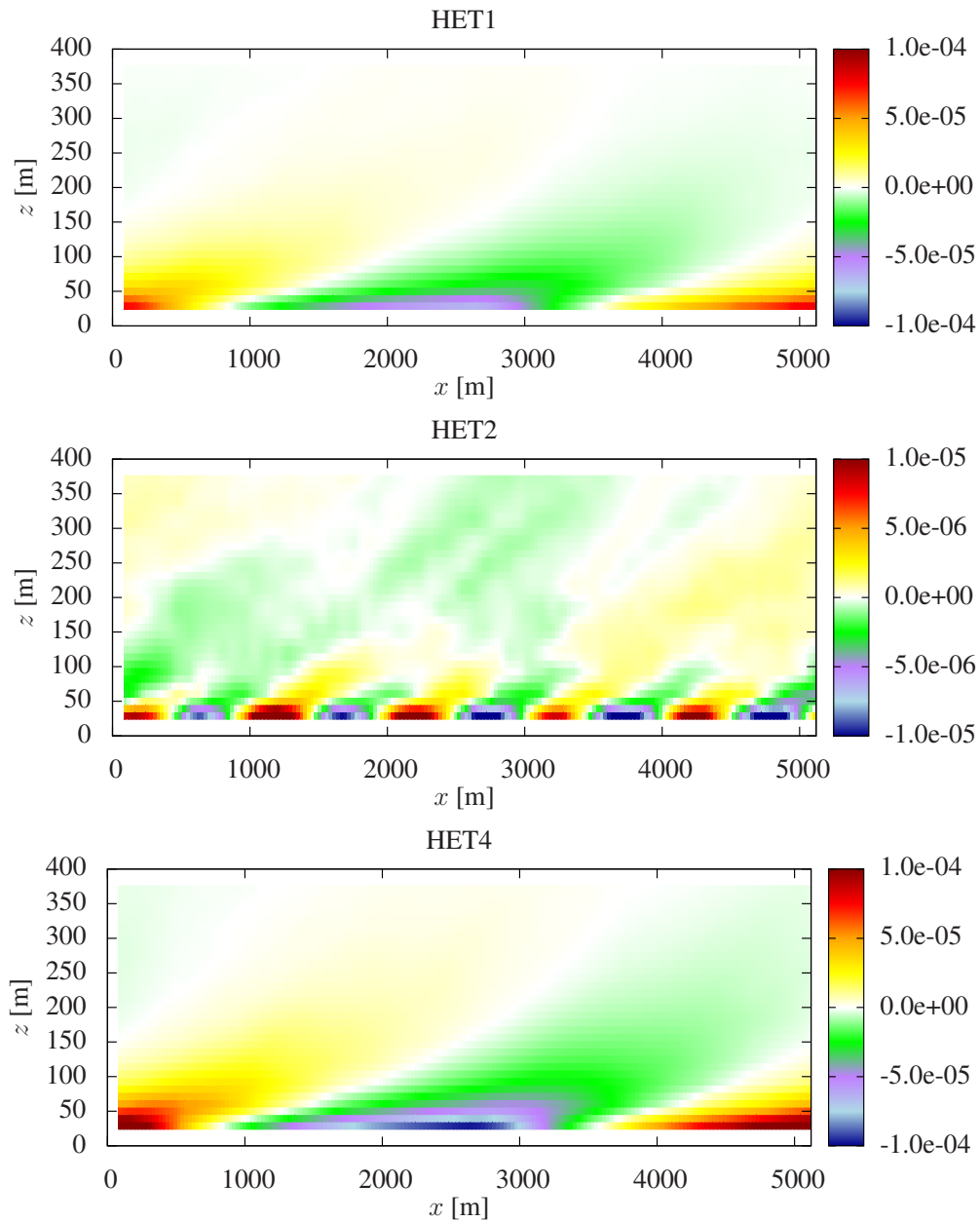


Figura 48 – Perfis  $(x, z)$  para  $\overline{q'q'}$  — simulações HET1, HET2 e HET4. A escala de cores difere para a simulação HET2.

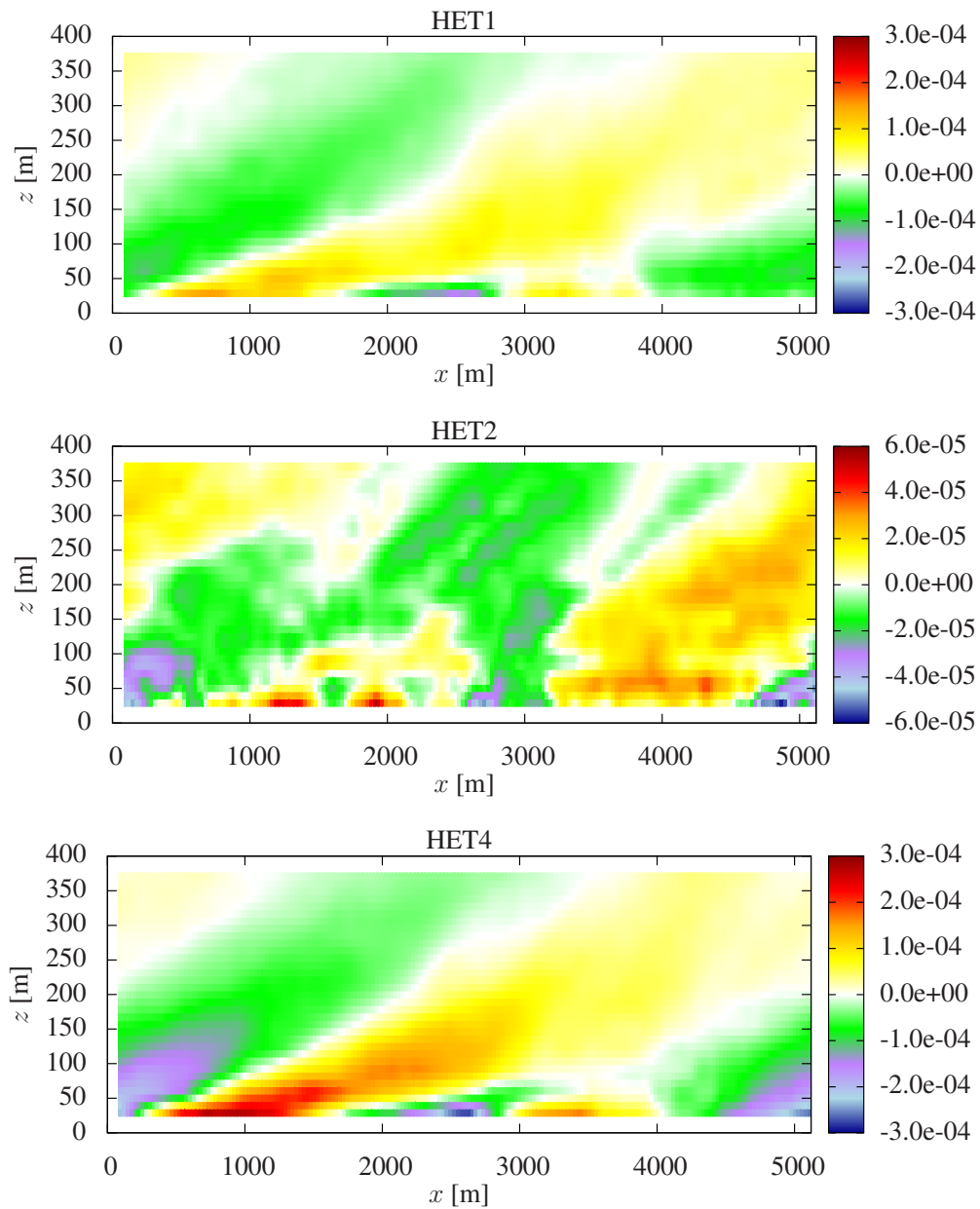


Figura 49 – Perfis  $(x, z)$  para  $\overline{\theta' \tilde{q}'}$  — simulações HET1, HET2 e HET4. A escala de cores difere para a simulação HET2.

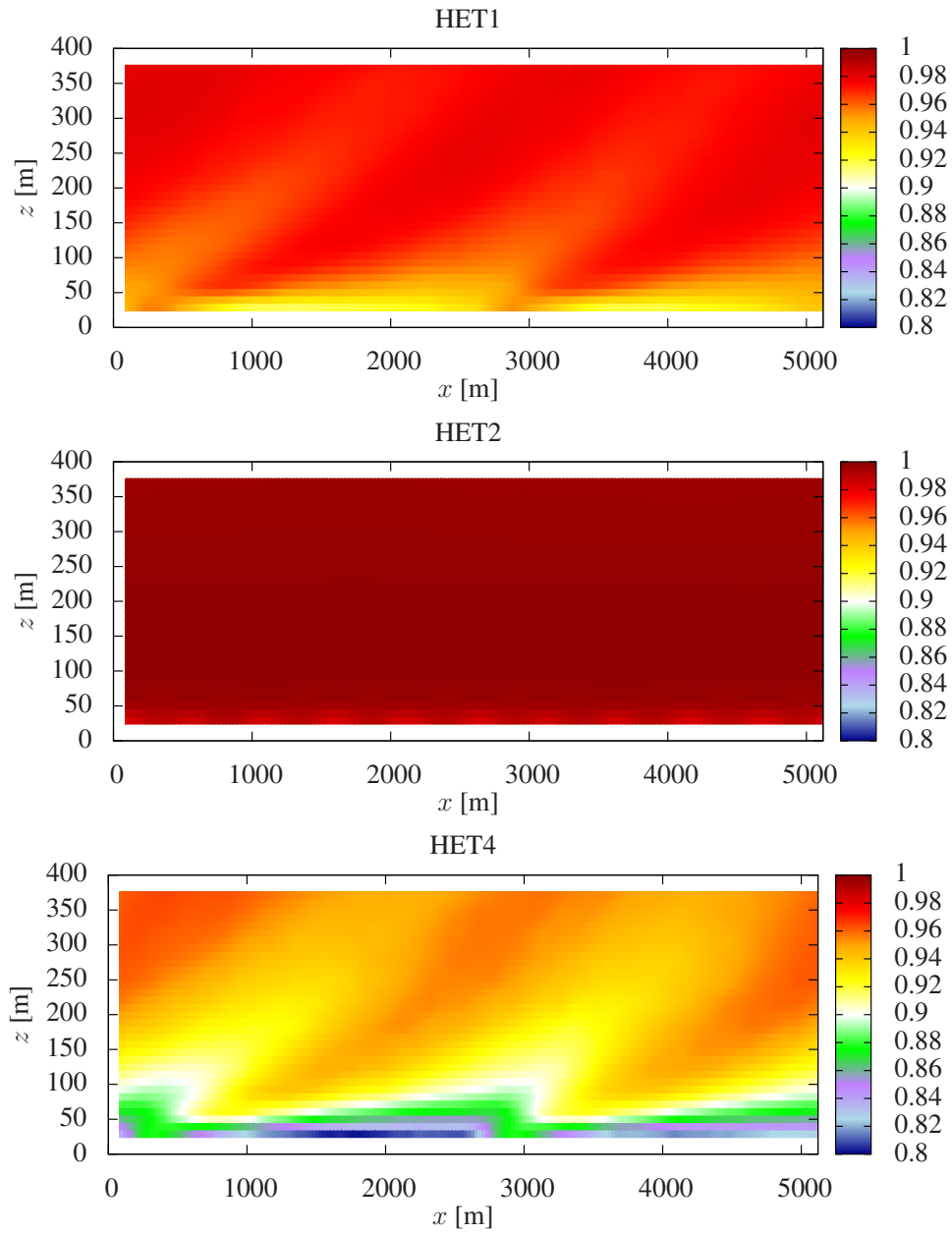


Figura 50 – Perfis  $(x, z)$  para  $r_{\theta_q}$  — simulações HET1, HET2 e HET4.

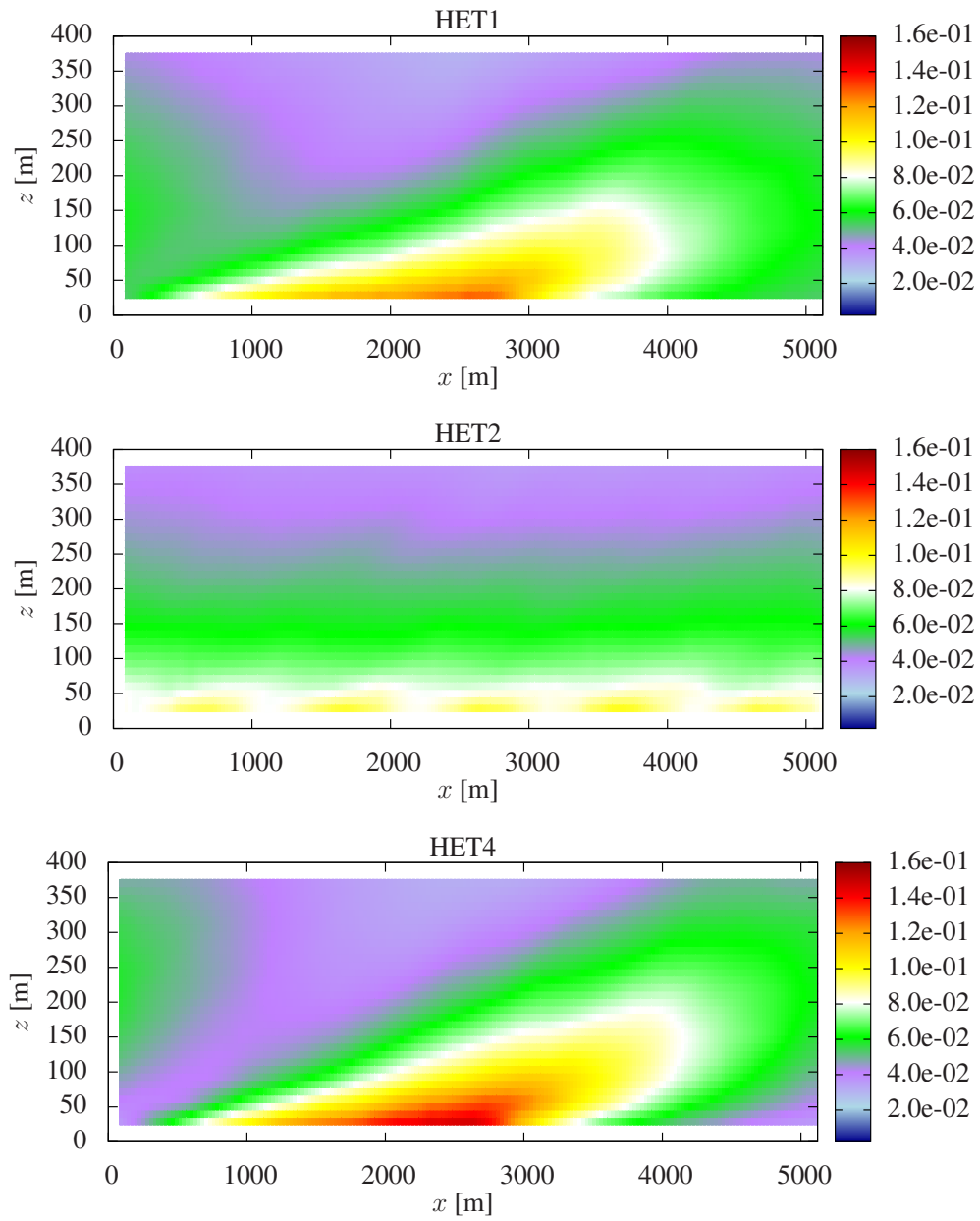


Figura 51 – Perfis  $(x, z)$  para  $\overline{w'\theta'}$  — simulações HET1, HET2 e HET4.

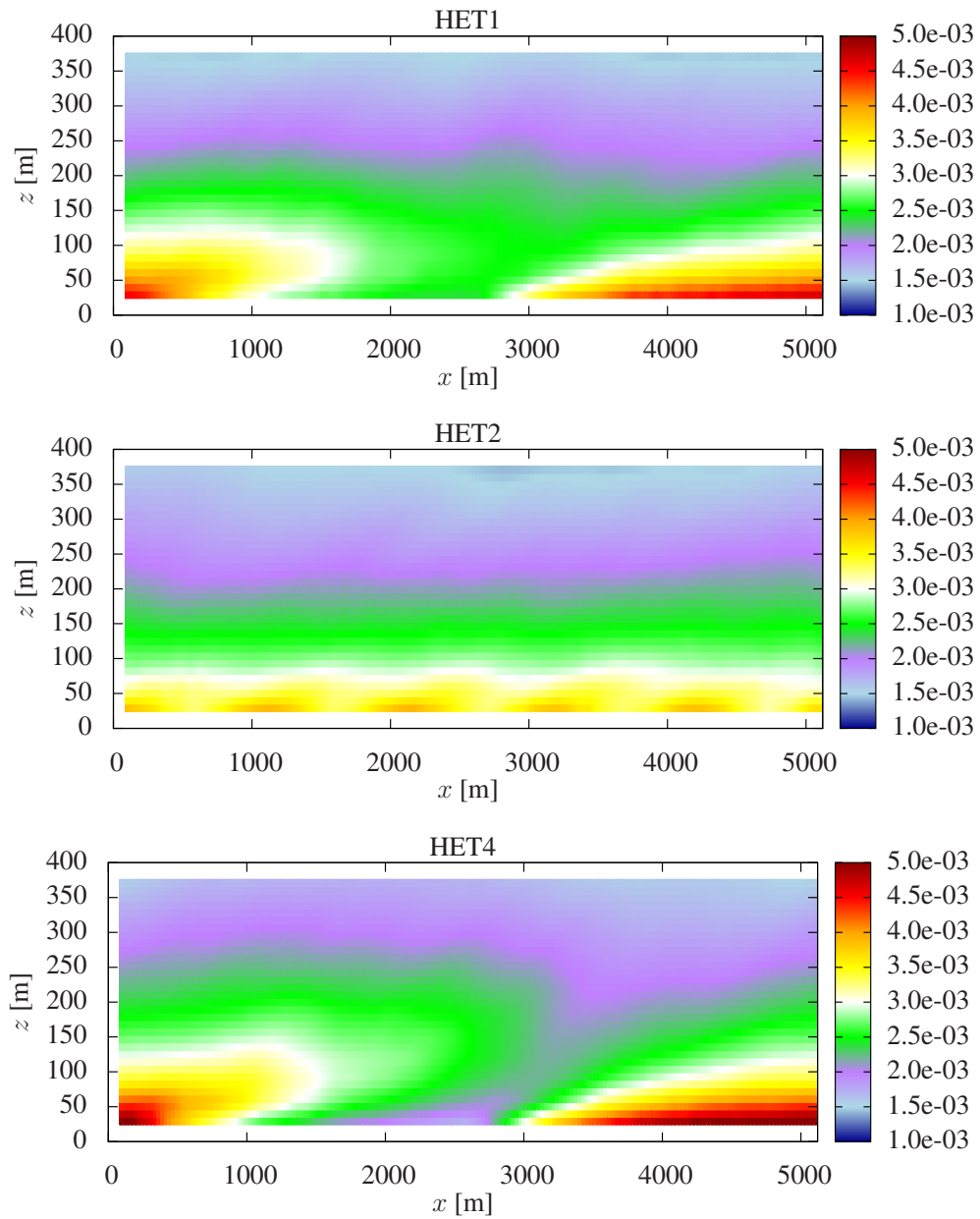


Figura 52 – Perfis  $(x, z)$  para  $\overline{w'q'}$  — simulações HET1, HET2 e HET4.

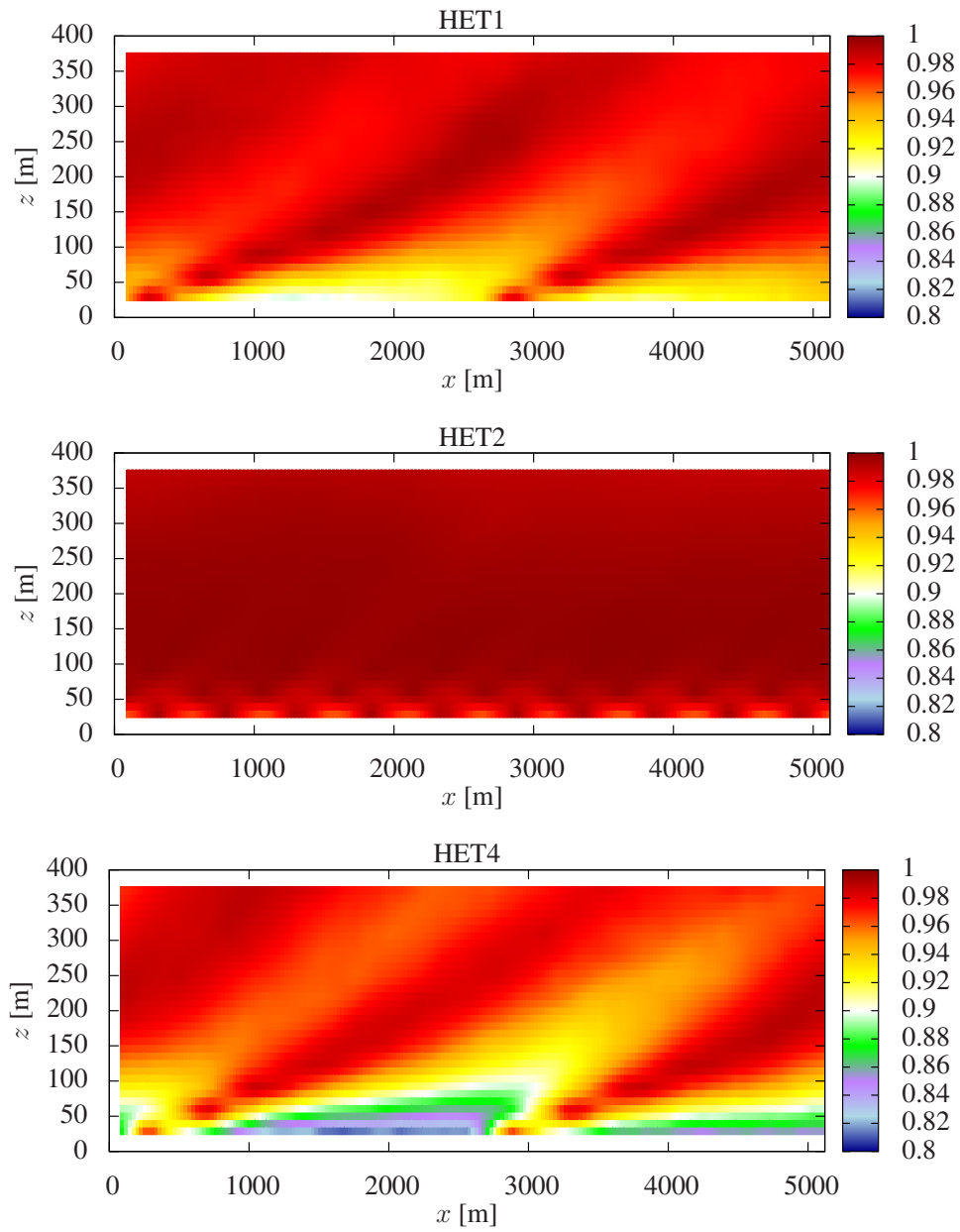


Figura 53 – Perfis  $(x, z)$  para  $ste_{\theta_q}$  — simulações HET1, HET2 e HET4.

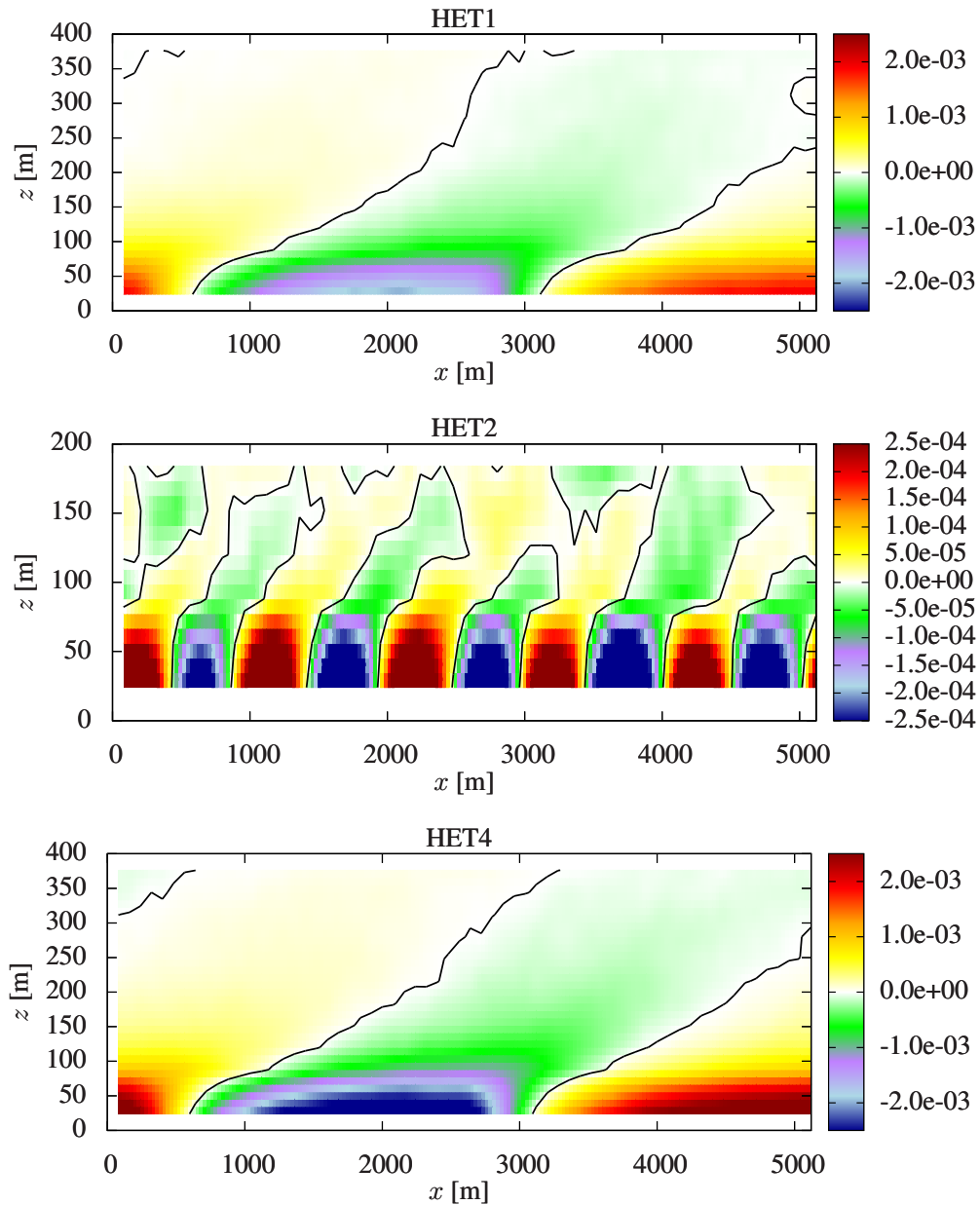


Figura 54 – Diferença  $\frac{d\langle\tilde{\theta}\rangle_{t,y}}{dz} - \frac{d\langle\tilde{\theta}\rangle_{t,x,y}}{dz}$  para as simulações HET1, HET2 e HET4. As linhas representam a camada limite interna. A escala de cores difere para a simulação HET2.

para  $a = \tilde{\theta}$  e  $a = \tilde{q}$ , as camadas limite internas (representadas pelas linhas), juntamente com a diferença entre  $\frac{d\langle a \rangle_{t,y}}{dz}$  e  $\frac{d\langle a \rangle_{t,x,y}}{dz}$  são apresentadas.

Ainda de acordo com Bou-Zeid et al. (2004), a altura de mistura — ou *blending height*, do original em Inglês — também pode ser obtida através dos desvios  $\langle a \rangle_{t,y} - \langle a \rangle_{t,x,y}$ , ou seja, entre o desvio da média de  $a$  calculada no tempo e na direção  $y$  e a média de  $a$

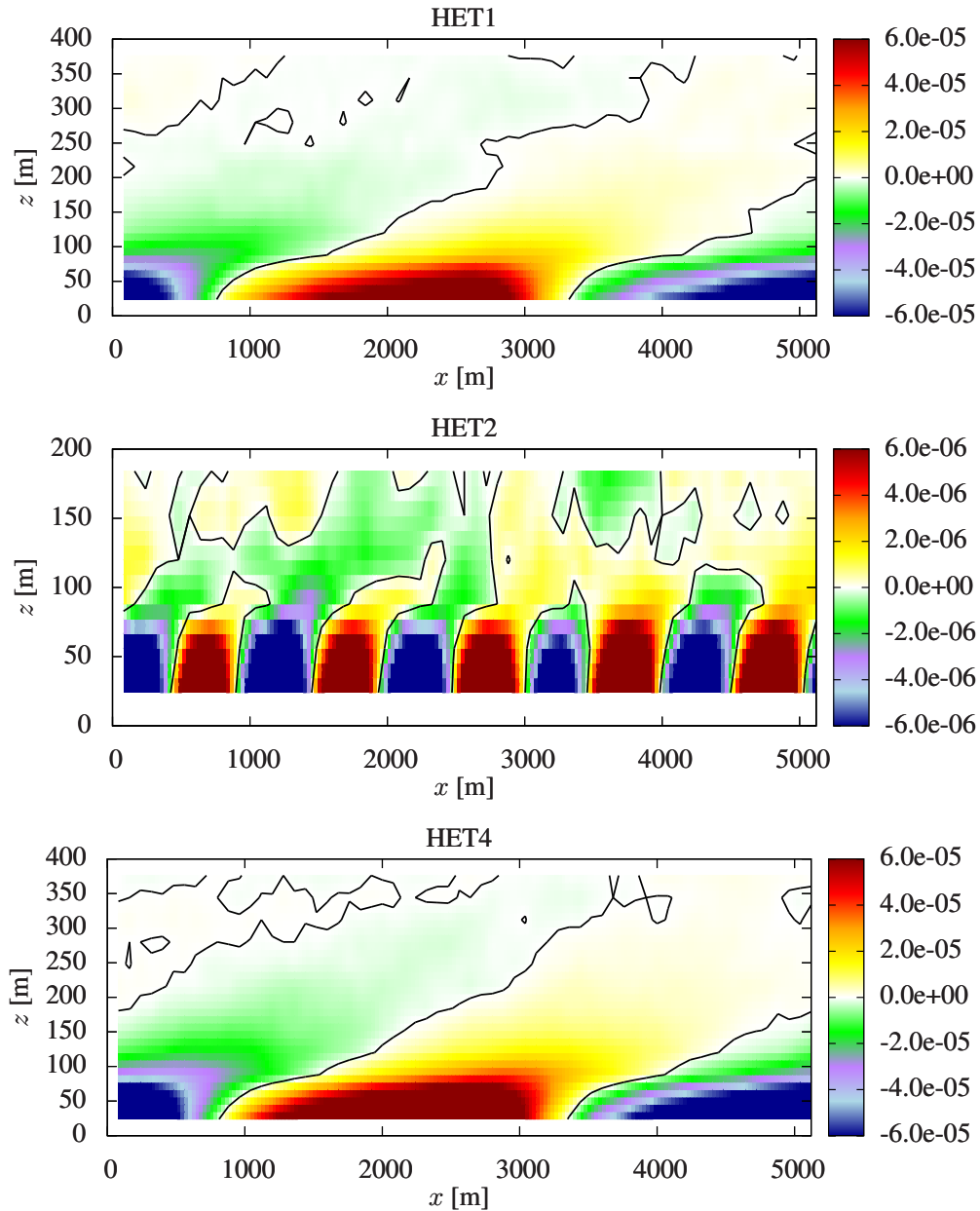


Figura 55 – Diferença  $\frac{d\langle \tilde{q} \rangle_{t,y}}{dz} - \frac{d\langle \tilde{q} \rangle_{t,x,y}}{dz}$  para as simulações HET1, HET2 e HET4. As linhas representam a camada limite interna. A escala de cores difere para a simulação HET2.



calculada no tempo, em  $x$  e em  $y$ . Para cada altura, o menor e o maior quartil são extraídos e plotados; a altura de mistura é dada pelo “pescoço” do perfil, isto é, pela altura onde os perfis dos dois quartis estão mais próximos um do outro. Na figura 56, são apresentadas as figuras referentes à tentativa de obtenção dessa altura de mistura; foram plotados os menores e os maiores quartis para temperatura e umidade, suas variâncias e covariância, além do coeficiente de correlação  $r_{\theta q}$ . Uma vez que a altura de mistura é dada pelo pescoço do perfil, para algumas das variáveis é difícil estabelecer essa altura, uma vez que esse “pescoço” não está em evidência (por exemplo, veja a figura 56–c); em outros casos há mais de um “pescoço” (por exemplo, na figura 56–a); dessa forma, torna-se difícil estabelecer a altura da CLI através deste método.

Perfis médios horizontais do coeficiente de correlação  $r_{\theta q}$  são apresentados na figura 57. Os perfis foram plotados para as alturas 24, 56 e 120 m. Como já visto anteriormente, quanto maior a diferença entre os fluxos superficiais das faixas de superfície, e quanto mais próximo à superfície, menor o coeficiente de correlação; para a simulação com mais faixas de superfície, o coeficiente de correlação é maior em todas as alturas e torna-se  $\approx 1,0$  já em  $z = 56$  m. Conforme a figura 58,  $ste_{\theta q}$  apresenta um comportamento semelhante ao do coeficiente de correlação.

Os perfis longitudinais médios — obtidos a partir da última 1,5 h de simulação — dos fluxos superficiais resolvidos  $\overline{\tilde{w}'\tilde{\theta}'}$  e  $\overline{\tilde{w}'\tilde{q}'}$  juntamente com a condição de contorno imposta na superfície são apresentados na figura 59; esses perfis também foram plotados para as alturas 24, 56 e 120 m, novamente para as simulações HET1, HET2 e HET4.

Nas figuras 60 e 61, perfis médios verticais calculados sobre todo o domínio da simulação, isto é, a média sobre todas as faixas de superfície, para temperatura, umidade, e coeficiente de correlação escalar são apresentados. Observando os perfis de temperatura e umidade iniciais e finais, considerando os casos S e NS, é possível observar um aumento da temperatura média, e um umidecimento em ambos os casos.

Na figura 61, onde são apresentados os perfis médios dos coeficientes de correlação escalar,  $r_{\theta q}$ , pode-se confirmar a observação anterior: na região mais próxima à superfície, quanto maior a diferença entre os fluxos de cada uma das faixas, menor será o coeficiente de correlação entre os escalares; acima da altura de mistura eles são perfeitamente correlacionados, exceto para HET6 onde o perfil inicial de  $q$  é do tipo NS. Nesse caso,  $r_{\theta q}$  vai de  $\approx 0,9$  próximo à superfície até  $-1,0$  no topo da CLA. A figura 61-b mostra um *zoom* para facilitar a visualização das diferenças entre os coeficientes de correlação  $r_{\theta q}$  para os casos em que o perfil inicial de umidade específica é do tipo S.

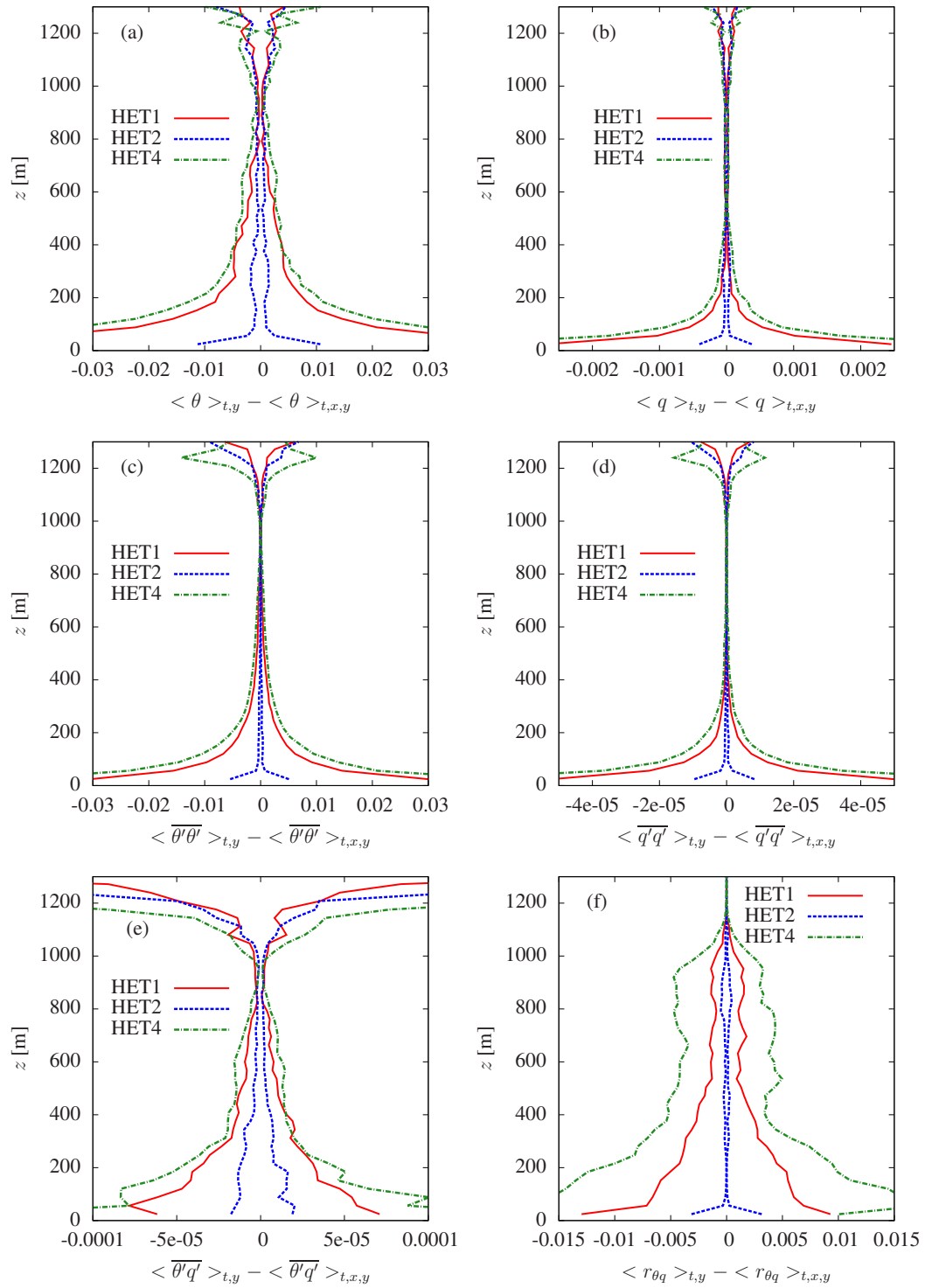


Figura 56 – Estimativa da altura de mistura para (a)  $\tilde{\theta}$ , (b)  $\tilde{q}$ , (c)  $\overline{\theta'\theta'}$ , (d)  $\overline{q'q'}$ , (e)  $\overline{\theta'q'}$ , e (f)  $r_{\theta q}$  para as simulação HET1, HET2 e HET4.

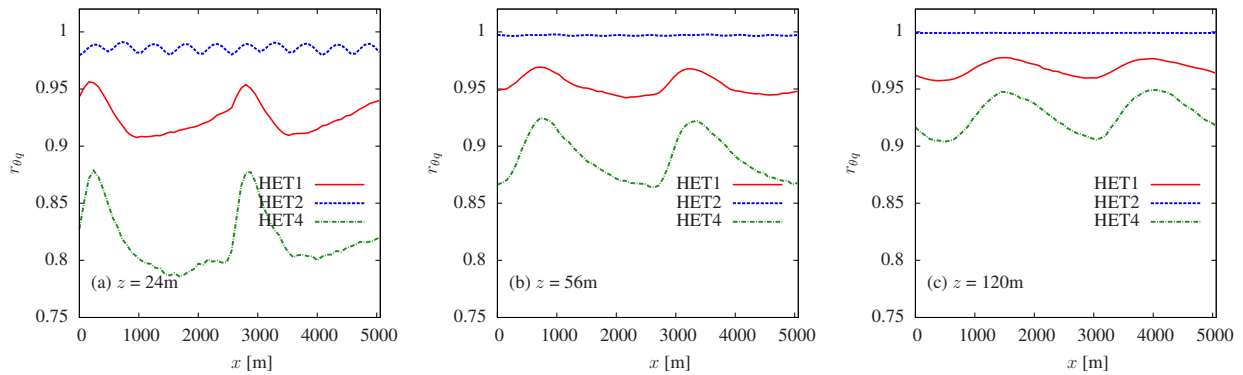


Figura 57 – Perfis médios horizontais de  $r_{\theta q}$  para (a)  $z = 24$ , (b)  $z = 56$  m e (c)  $z = 120$  m de altura — simulações HET1, HET2 e HET4.

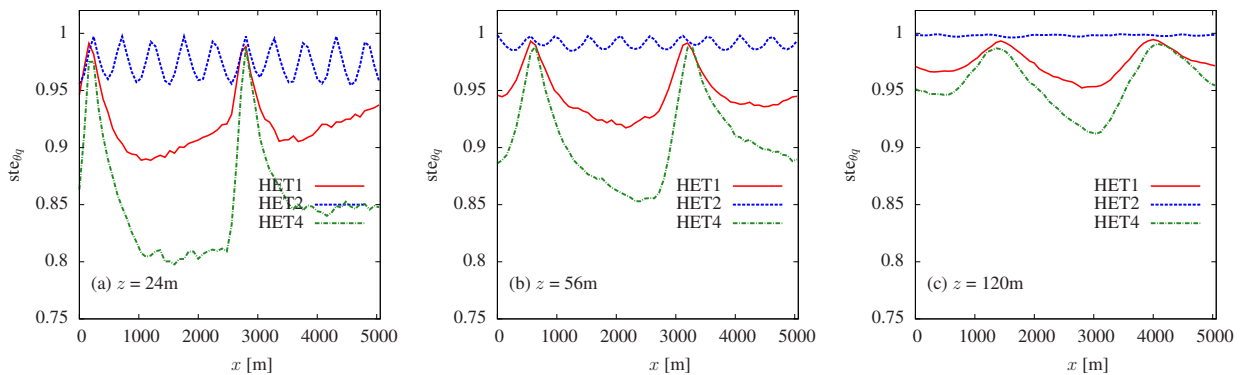


Figura 58 – Perfis médios horizontais de  $st_{e_{\theta q}}$  para (a)  $z = 24$ , (b)  $z = 56$  m e (c)  $z = 120$  m de altura — simulações HET1, HET2 e HET4.

### 5.4.4 Conclusões e considerações finais

As análises dos resultados das simulações do Grupo 2 demonstram que quanto maior a diferença entre os fluxos superficiais de cada uma das faixas, menor é a correlação entre temperatura e umidade na região da CLS. Acima da CLS, mais precisamente na região de mistura, os escalares ficam bem próximos da similaridade perfeita. Desta análise preliminar é possível concluir que a heterogeneidade da superfície reduz a similaridade entre os escalares apenas na região mais baixa da atmosfera; acima desta região outras causas devem ser consideradas. Embora o coeficiente de correlação entre os escalares diminua com o aumento das diferenças entre os fluxos superficiais de duas faixas contíguas, a redução em  $r_{\theta q}$  não é grande o suficiente para que se possa afirmar que os dois estejam decorrelacionados; além disso,

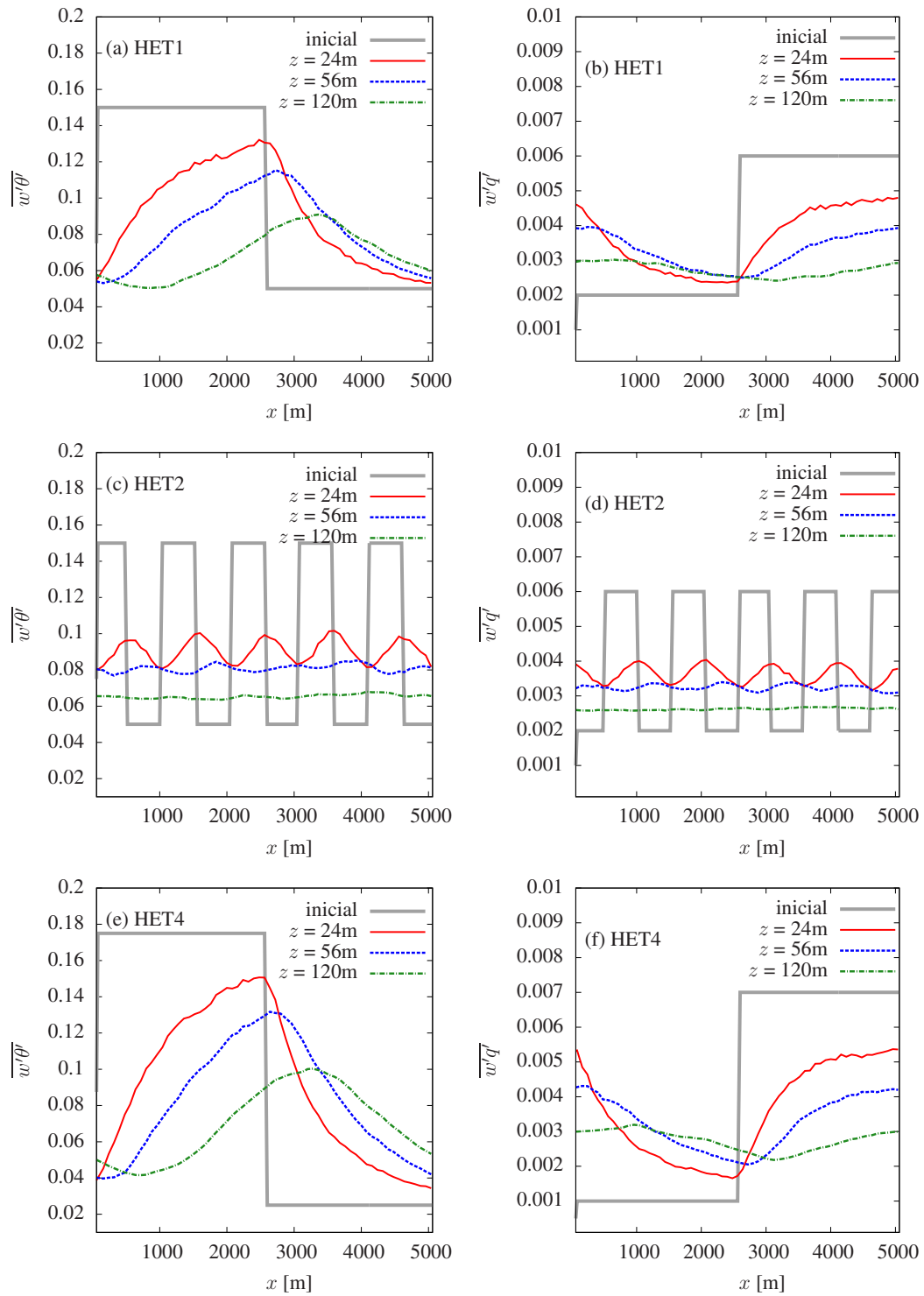


Figura 59 – Perfis longitudinais dos fluxos superficiais iniciais (linha cinza) e médias da última 1,5 h das simulações HET1 (a,b), HET2 (c,d) e HET3 (e,f).

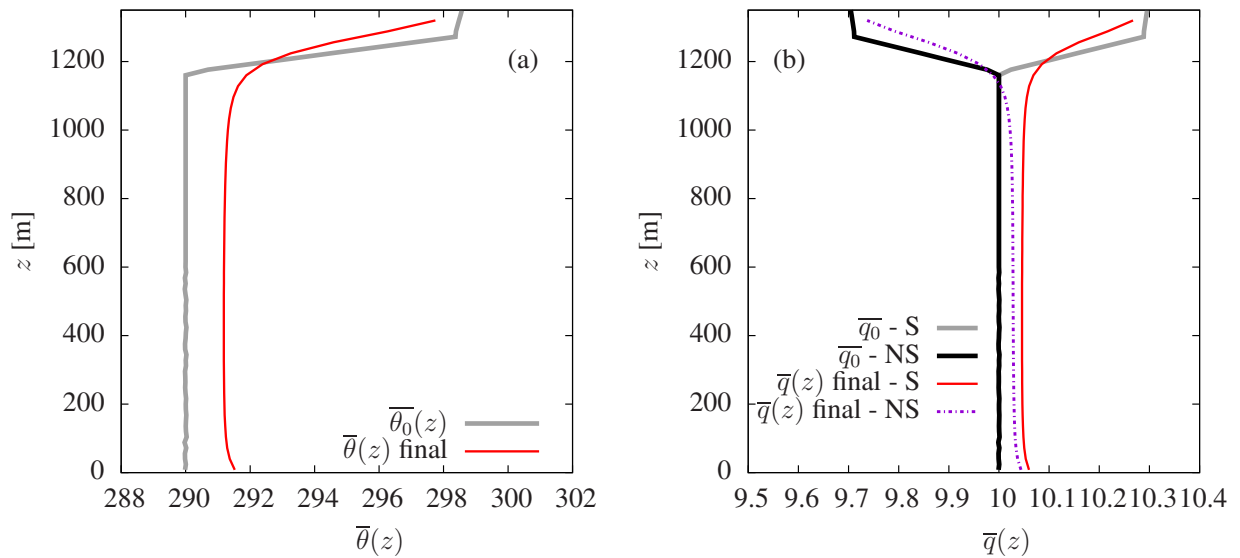


Figura 60 – Perfis médios verticais iniciais e média da última 1,5 h de  $\theta$  e  $q$  para os casos S e NS.

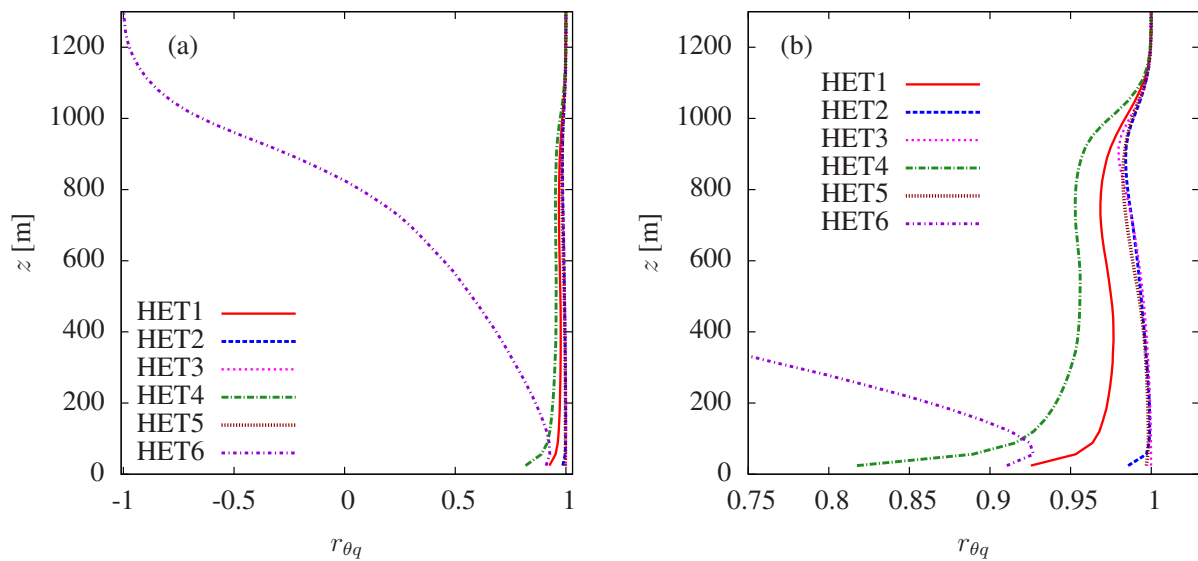


Figura 61 – Perfis médios verticais de (a)  $r_{\theta q}$  e (b) respectivo zoom para todas as seis simulações.

deve-se levar em conta que nosso primeiro ponto está a 24 m de altura — experimentos de campo, em geral, são realizados em alturas menores que essa. Uma forma de entender melhor o que acontece abaixo dessa altura seria realizar simulações numéricas com uma resolução espacial maior na direção vertical (isto é, utilizar  $\Delta z < 16$  m).

Uma análise de similaridade espectral, semelhante à apresentada na seção 5.3.3.2, mostra o comportamento das variáveis no intervalo de escalas simuladas. Nesse sentido, uma análise desse tipo seria interessante; porém, como as diferenças entre os coeficientes de correlação são mais proeminentes na região próxima à superfície, e nessa região predominam os menores vórtices, é de se esperar que a redução de  $r_{\theta q}$  seja proveniente das menores escalas — devemos lembrar que toda a turbulência das pequenas escalas é incluída na parte de subgrade, o que dificulta a análise espectral na região inercial do espectro. Novamente, isso poderia ser viabilizado com a utilização de uma resolução espacial maior nas simulações numéricas.

## 6 Considerações finais

Para atender parte dos objetivos deste trabalho, uma análise de similaridade através de dados experimentais foi realizada. Nessa análise foram apresentadas e discutidas quantidades estatísticas globais, e espectrais. Verificou-se que diferentes indicadores de similaridade levam a diferentes resultados: a principal observação no entanto, relaciona-se ao fato de que há indicadores específicos para identificar similaridade entre fluxos de escalares, e indicadores específicos para identificar similaridade entre os escalares propriamente ditos.

Um novo número adimensional, denominado de número de fluxo de escalar foi proposto e testado; este número dá uma medida relativa da intensidade dos fluxos superficiais, e está diretamente relacionado ao gradiente de produção e a dissipação molecular, cujo balanço é condição necessária para que haja similaridade entre os escalares — isto foi previsto por Dias e Brutsaert (1996), e confirmado na análise apresentada aqui. Portanto, o desequilíbrio entre gradiente de produção e dissipação molecular pode ser apontado como causa de dissimilaridade.

Um novo indicador de similaridade entre fluxos de escalares foi apresentado — o coeficiente simétrico de transferência ( $ste$ ). Ele é, na verdade, um correspondente direto do coeficiente de eficiência de transferência ( $rte$ ); a vantagem de  $ste$  em relação a  $rte$  é que o primeiro tem um limite de  $|1,0|$ , enquanto o segundo não possui limite inferior ou superior.

Através das simulações de grandes vórtices, foi possível comprovar o efeito do entranhamento dos fluxos no topo da CLA sobre a similaridade entre os escalares na camada convectiva, e na camada superficial. Nos casos estudados aqui, esse efeito foi maior sobre a variância da umidade específica; porém isso pode ser consequência do tipo de condições de contorno e iniciais impostas; nesse sentido, é possível que com diferentes condições o mesmo possa ocorrer com a variância de temperatura. Os resultados obtidos permitiram confirmar a observação de Cancelli et al. (2012a) (reportada no capítulo 4): se os fluxos superficiais forem suficientemente fortes, produção local e dissipação dominam o balanço, e os efeitos do entranhamento se tornam menos importantes dentro da CLA, levando a uma maior correlação entre os escalares. Através da análise espectral observamos que, na camada convectiva, o aumento da variância (e conseqüente aumento da decorrelação) ocorre em todas as escalas, enquanto na camada superficial somente as grandes escalas são afetadas; a redução da correlação espectral nas grandes escalas também foi observada na análise dos dados experimentais.

Uma possível independência da similaridade em relação ao comprimento de estabilidade de Monin-Obukhov  $Lo$  foi observada, e merece mais atenção, assim como uma análise

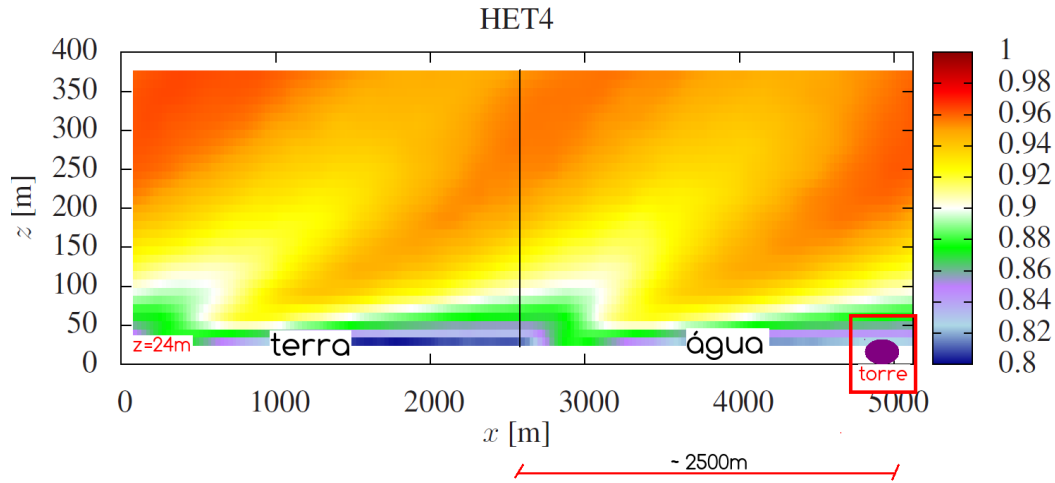


Figura 62 – Perfil  $(x, z)$  para  $r_{\theta_q}$  (simulação HET4) — situação hipotética de utilização de resultados de simulação de grandes vórtices para configuração de experimentos de campo.

mais detalhada dos efeitos do entranhamento sobre a similaridade entre os fluxos dos escalares.

As análises das simulações do grupo 2 (superfície heterogênea) permitiram verificar que a heterogeneidade superficial afeta a similaridade entre os fluxos somente na região mais baixa da atmosfera; acima desta região ocorre misturamento completo, levando a uma correlação perfeita entre os escalares.

É importante observar que resultados de simulações de grandes vórtices podem ser utilizados em conjunto com experimentos de campo. Para exemplificar, vamos supor o cenário hipotético apresentado na figura 62: vamos tomar como exemplo o caso da simulação HET4 cujo perfil de  $r_{\theta_q}$  foi apresentado anteriormente na figura 50. Vamos supor ainda que a superfície da primeira metade do domínio é coberta por terra, e a segunda metade do domínio é coberta por água; uma estação experimental está instalada sobre a água a uma distância de cerca de 2500 m do limite entre os dois tipos de superfície. Como referência de altura de medição, vamos tomar o experimento realizado no Lago de Furnas, onde as medições foram feitas a aproximadamente 4 m acima da superfície da água. Na figura 62 o primeiro ponto do perfil vertical de  $r_{\theta_q}$  está a uma altura de 24 m; nota-se que a influência da heterogeneidade superficial sobre  $r_{\theta_q}$  persiste até o final dos 400 m de altura considerados, e que quanto mais próximo da superfície, menor é o coeficiente de correlação entre os escalares. Na prática, isso significa que, nas condições impostas nesse exemplo, as medições realizadas sobre a água sofrem influência dos fluxos provenientes de terra mesmo a uma distância de cerca de



2500 m da margem. Isto significa que em uma situação real seria necessário que as medições fossem feitas a uma distância muito maior do que a que normalmente são; por exemplo, na estação instalada no Lago de Furnas (descrita no capítulo 4), a distância máxima da torre até a margem é de 1400 m. Caso houvesse uma situação real semelhante em termos de fluxos superficiais, perfis de temperatura, umidade específica e velocidade do vento — o que implicaria em ter estações de medição sobre terra e água — seria possível afirmar que os fluxos superficiais provenientes de terra influenciam a similaridade entre as flutuações dos escalares medidos sobre a água. Desta forma, a análise conjunta de dados experimentais e simulações de grandes vórtices seriam ferramentas complementares na análise de similaridade entre escalares de um mesmo cenário.

Destas considerações gerais, e de observações mencionadas ao longo deste trabalho, podemos relacionar algumas sugestões para trabalhos futuros:

- tentativa de entendimento da origem da “corcova” observada nos espectros de temperatura dos dados experimentais;
- verificação de possíveis efeitos de não-estacionariedade sobre a similaridade dos escalares;
- melhor verificação dos efeitos do entranhamento sobre a similaridade entre os fluxos dos escalares;
- análise espectral dos dados gerados nas simulações representativas de superfície heterogênea;
- aprofundamento da análise sobre a possível independência da similaridade entre escalares em relação ao comprimento de estabilidade de Monin-Obukhov;
- inclusão de um terceiro escalar no código de LES com o objetivo de estudar os efeitos do papel ativo/passivo sobre a similaridade;
- desenvolvimento de um modelo para identificar a altura da camada limite interna;
- utilizar resultados das simulações para definir a configuração de experimentos de campo;
- realizar simulações incluindo os efeitos de heterogeneidade na superfície, e do entranhamento no topo da CLA.

# Referências

- ALBERTSON, J. D. *Large Eddy simulation of land-atmosphere interaction*. Tese (Doutorado) — Univ. of Calif. Davis, 1996. 185 pp. 9, 49, 86, 87, 91, 92, 95, 97, 98, 99
- ALBERTSON, J. D.; PARLANGE, M. B. Natural integration of scalar fluxes from complex terrain. *Adv. in Water Resour.*, v. 23, p. 239–252, 1999. 49, 86, 96
- ALBERTSON, J. D.; PARLANGE, M. B. Surface length scales and shear stress: implications for land-atmosphere interaction over complex terrain. *Water Resour. Res.*, v. 35(7), p. 2121–2132, 1999. 44, 49, 86, 87, 96, 132
- ALDAMA, A. A. *Filtering Techniques for Turbulent Flow Simulation*. New York: Springer-Verlag, 1990. 397 p. (Lecture Notes Eng., v. 56). 87
- ANDREAS, E. L.; HILL, R. J.; GOSZ, J. R.; MOORE, D. I.; OTTO, W. D.; SARMA, A. D. Stability dependence of the eddy-accumulation coefficients for momentum and scalars. *Boundary-Layer Meteorol.*, v. 86, n. 3, p. 409–420, March 1998. 18
- ARYA, S. P. *Introduction to micrometeorology*. [S.l.]: Academic Press, 1998. 30, 48, 86
- ASANUMA, J.; BRUTSAERT, W. The effect of chessboard variability of the surface fluxes on the aggregated turbulence fields in a convective atmospheric surface layer. *Boundary-Layer Meteorol.*, v. 91, p. 37–50, 1999. 19
- ASANUMA, J.; BRUTSAERT, W. Turbulence variance characteristics of temperature and humidity in the unstable atmospheric surface layer above a variable pine forest. *Water Resour. Res.*, v. 35, n. 2, p. 515–521, 1999. 18, 19, 37, 128
- ASANUMA, J.; ISHIKAWA, H.; TAMAGAWA, I.; MA, Y.; HAYASHI, T.; QI, Y.; WANG, J. Application of the band-pass covariance technique to portable flux measurements over the Tibetan Plateau. *Water Resour. Res.*, v. 41, n. W09407, 2005. 17, 18, 38
- ASANUMA, J.; TAMAGAWA, I.; ISHIKAWA, H.; MA, Y.; HAYASHI, T.; QI, Y.; WANG, J. Spectral similarity between scalars at very low frequencies in the unstable atmospheric surface layer over the tibetan plateau. *Boundary-Layer Meteorol.*, v. 122, p. 85–103, 2007. 18, 19, 37, 39, 75, 126, 129
- ASSOULINE, S.; TAYLER, S. W.; TANNY, J.; COHEN, S.; BOU-ZEID, E.; PARLANGE, M.; KATUL, G. Evaporation from three water bodies of different sizes and climates: measurements and scaling analysis. *Adv. in Water Resour.*, v. 31, p. 160–172, 2008. 18
- BENDAT, J. S.; PIERSOL, A. G. *Random Data*. 2<sup>nd</sup>. ed. New York: John Wiley & Sons, 1986. 566 pp. 32, 55
- BERNARDES, M. *Uma Análise da Variabilidade do Fluxo de Momentum na Camada Superficial Atmosférica em Condições Instáveis*. Tese (Doutorado) — Universidade Federal do Paraná, 2008. 53

- BERNARDES, M.; DIAS, N. L. The alignment of the mean wind and stress vectors in the unstable surface layer. *Boundary-Layer Meteorol.*, v. 134, p. 41–59, 2010. 33, 53
- BOU-ZEID, E.; MENEVEAU, C.; PARLANGE, M. B. Large-eddy simulation of neutral atmospheric boundary layer flow over heterogeneous surfaces: blending height and effective surface roughness. *Water Resour. Res.*, v. 40, p. W02505, 2004. 44, 134, 142
- BOU-ZEID, E.; MENEVEAU, C.; PARLANGE, M. B. A scale-dependent lagrangian dynamic model for large-eddy simulation of complex turbulent flows. *Phys. Fluids*, v. 17, p. 025105, 2005. 89, 90
- BOWEN, I. S. The ratio of heat losses by conduction and by evaporation from any water surface. *Phys. Rev.*, v. 27, p. 779–787, 1926. 17
- BROST, R. A. Some comments on the turbulent exchange coefficients for sensible heat and water vapor under advective conditions. *J. Appl. Meteor.*, v. 18, p. 378–380, 1979. 36, 37, 39, 44, 45, 82
- BRUIN, H. A. R. de; KOHSIEK, W.; VAN DER HURK, J. J. M. A verification of some methods to determine the fluxes of momentum, sensible heat and water vapor using standard deviation and structure parameter of scalar meteorological quantities. *Boundary-Layer Meteorol.*, v. 63, p. 231–257, 1993. 19, 38, 128
- BRUIN, H. de; VAN DER HURK, J. J. M.; KROON, L. J. M. On the temperature-humidity correlation and similarity. *Boundary-Layer Meteorol.*, v. 93, p. 453–468, 1999. 19
- BRUTSAERT, W. *Evaporation into the atmosphere*. Dordrecht: D. Reidel, 1982. 309 pp. 22, 27, 29, 46, 81
- BRUTSAERT, W. Stability correction functions for the mean wind speed and temperature in the unstable surface layer. *Geophys. Res. Lett.*, v. 19, n. 5, p. 469–472, March 1992. 16
- BUSINGER, J. A.; WYNGAARD, J. C.; IZUMI, Y.; BRADLEY, E. F. Flux-profile relationships in the atmospheric surface layer. *J. Atmos. Sci.*, v. 28, p. 181–189, 1971. 16
- CANCELLI, D. M. *Um modelo para a evolução térmica de lagos profundos*. Dissertação (Mestrado) — PPGMNE/Universidade Federal do Paraná, Curitiba, 2006. 8, 19, 52
- CANCELLI, D. M.; CHAMECKI, M.; DIAS, N. L. A large-eddy simulation study of scalar dissimilarity in the convective atmospheric boundary layer. *J. Atmos. Sci.*, In press., 2013. 20
- CANCELLI, D. M.; DIAS, N. L.; CHAMECKI, M. Dimensionless criteria for the production-dissipation equilibrium of scalar fluctuations and their implications for scalar similarity. *Water Resour. Res.*, v. 48, p. W10522, 2012. 20, 41, 43, 68, 83, 85, 118, 124, 126, 128, 150

- CANCELLI, D. M.; DIAS, N. L.; CHAMECKI, M. Dissimilarity between temperature-humidity in the atmospheric surface layer and implications for estimates of evaporation. In: *AGU Fall Meeting, 2012*. [s.n.], 2012. p. Abstract B23E-0500. Disponível em: <<http://fallmeeting.agu.org/2012/eposters/eposter/b23e-0500/>>. 20, 85
- CANUTO, C.; HUSSAINI, M. Y.; QUARTERONI, A.; JR., T. A. Z. *Spectral Methods in Fluid Dynamics*. [S.l.]: Springer-Verlag, 1988. 557 p. (Springer Series in Computational Physics). 97
- CAVA, D.; KATUL, G. G.; SEMPREVIVA, A. M.; GIOSTRA, U.; SCRIMIERI, A. On the anomalous behaviour of scalar flux-variance similarity functions within the canopy sub-layer of a dense alpine forest. *Boundary-Layer Meteorol.*, v. 128, n. 1, p. 33–57, 2008. 17, 18, 38
- CHAMECKI, M.; DIAS, N. L. The local isotropy assumption and the turbulent kinetic energy dissipation rate in the atmospheric surface layer. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, v. 130, n. 603, p. 2733–2752, 2004. 80
- CHAMPAGNE, F. H.; FRIEHE, C. A.; LARUE, J. C.; WYNGAARD, J. C. Flux measurements, flux estimation techniques, and fine-scale turbulence measurements in the unstable surface layer over land. *J. Atmos. Sci.*, v. 34, p. 515–530, 1977. 71
- CHENG, Y.; BRUTSAERT, W. Flux-profile relationships for wind speed and temperature in the stable atmospheric boundary layer. *Boundary-Layer Meteorol.*, v. 114, p. 519–538, 2005. 93
- DEARDORFF, J. Convective velocity and temperature scales for the unstable planetary boundary layer and for rayleigh convection. *J. Atmos. Sci.*, v. 27, p. 1211–1212, nov. 1970. 27
- DEARDORFF, J. W. A numerical study of three-dimensional turbulent channel flow at large reynolds numbers. *J. of Fluid Mech.*, v. 41, p. 453–480, 1970. 48
- DEARDORFF, J. W. Numerical investigation of neutral and unstable planetary boundary layers. *J. Atmos. Sci.*, v. 29, p. 91–115, 1972. 48
- DEARDORFF, J. W. Three-dimensional numerical study of the height and mean structure of a heated planetary boundary layer. *Boundary-Layer Meteorol.*, v. 29, p. 91–115, 1974. 48
- DESJARDINS, R. L.; MACPHERSON, J. I.; SCHUEPP, P. H.; KARANJA, F. An evaluation of aircraft flux measurements of CO<sub>2</sub>, water vapor and sensible heat flux. *Boundary-Layer Meteorol.*, v. 47, p. 55–69, 1989. 33
- DETTO, M.; BALDOCCHI, D.; KATUL, G. G. Scaling properties of biologically active scalar concentration fluctuations in the atmospheric surface layer over a managed peatland. *Boundary-Layer Meteorol.*, v. 136, p. 407–430, 2010. 38
- DIAS, N. L. *The structure of temperature and humidity turbulent fluctuations in the stable surface layer*. Tese (Doutorado) — Cornell University, Ithaca, NY, 1994. 20, 37, 44, 47, 56, 78

- DIAS, N. L.; BRUTSAERT, W. Similarity of scalars under stable conditions. *Boundary-Layer Meteorol.*, v. 80, p. 355–373, 1996. 17, 36, 37, 39, 44, 46, 47, 78, 82, 84, 150
- DIAS, N. L.; BRUTSAERT, W.; WESELY, M. L. Z-less stratification under stable conditions. *Boundary-Layer Meteorol.*, v. 75, p. 175–187, 1995. 39
- DIAS, N. L.; CANCELLI, D. M.; VISSOTTO JR., D. Directional analysis of over-lake water vapor and heat fluxes. In: AMERICAN GEOPHYSICAL UNION. *EOS Trans AGU 91(26) Meet. Am. Suppl.* Foz do Iguaçu, Brazil, 2010. p. Abstract H21A–01. 20, 85
- DIAS, N. L.; CHAMECKI, M.; KAN, A.; OKAWA, C. M. P. A study of spectra, structure and correlation functions and their implication on the stationarity of surface-layer turbulence. *Boundary-Layer Meteorol.*, v. 110, p. 165–189, 2004. 128
- DIAS, N. L.; DUARTE, H. F.; NASCIMENTO, E. L.; GOBBI, M. F.; MAGGIOTTO, S. R. *Resultados parciais de micrometeorologia, hidrologia e simulação de mesoescala para o Reservatório de Furnas*. Curitiba, 2004. 56, 57
- DIAS, N. L.; GRODZKI, L.; MAGGIOTTO, S. R.; SANCHEZ, S. S.; KAN, A.; da Silva, N. G. M. *Hidroclimatologia, estações micrometeorológicas e Experimento Intensivo de Campo No 1 de Furnas (EXFU-1)*. Curitiba, 2003. 29
- DIAS, N. L.; KAN, A.; CANCELLI, D. M. *Resultados do Ano 2 do Projeto Delta-F: modelos e medições*. Curitiba, 2004. 8, 51, 54
- DIAS, N. L.; KAN, A.; VISSOTTO JR., D.; LIMA, E. N.; DUARTE, H. F.; CANCELLI, D. M. *Relatório parcial nº4: Monitoramento de fluxos, cálculo de evapotranspiração por balanço hídrico sazonal e um modelo solo-vegetação-atmosfera para cálculo de fluxos no Reservatório de Furnas*. Curitiba, 2003. 8, 54
- DIAS, N. L.; REIS, R. J. Métodos de cálculo do balanço de entalpia em lagos e erros associados. *Revista Brasileira de Recursos Hídricos*, v. 3, n. 3, p. 45–56, 1998. 30
- DONALDSON, C. D. Calculations of shear flows for atmospheric turbulence and vortex motions. *AIAA Journal*, v. 10, p. 4–12, 1972. 36
- DYER, A.; HICKS, B. Flux-gradient relationships in the constant flux layer. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, v. 96, p. 715–721, 1970. 81
- DYER, A. J. A review of flux-profile relationships. *Boundary-Layer Meteorol.*, v. 7, p. 363–372, 1974. 81
- FRIGO, M.; JOHNSON, S. G. The design and implementation of FFTW3. *Proceedings of the IEEE — Invited paper, Special Issue on Program Generation, Optimization, and Platform Adaptation*, v. 93(2), p. 216–231, 2005. 96
- GARRATT, J. *The atmospheric boundary layer*. [S.l.]: Cambridge University Press, U.K., 1994. 335 p. 316 pp. 16, 22, 27, 36, 49

- GERMANO, J.; PIOMELLI, U.; MOIN, P.; CABOT, W. A dynamic subgrid-scale eddy viscosity model. *Phys. Fluids A*, v. 3, p. 1760, 1991. 89
- GIANNIOU, S. K.; ANTONOPOULOS, V. Z. Evaporation and energy budget in lake vegoritis, greece. *J. of Hydrol.*, v. 345, p. 212–223, 2007. 18
- HILL, R. J. Models of the scalar spectrum for turbulent advection. *J. of Fluid Mech.*, v. 88, p. 541–562, 1978. 71
- HILL, R. J. Implications of Monin-Obukhov similarity theory for scalar quantities. *J. Atmos. Sci.*, v. 46, p. 2236–2244, 1989. 17, 36, 44, 47
- HOSTETLER, S.; GIORGI, F. Effects of a  $2\times\text{CO}_2$  climate on two large lakes systems: Pyramid lake, nevada, and yellowstone lake, wyoming. *Global and Planet. Change*, v. 10, p. 43–54, 1995. 18
- IWATA, H.; HARAZONO, Y.; UEYAMA, M. Influence of source/sink distributions flux-gradient relationships in the roughness sublayer over an open forest canopy under unstable conditions. *Boundary-Layer Meteorol.*, v. 136, p. 391–405, 2010. 38
- KADER, B. A.; YAGLOM, A. M. Mean fields and fluctuation moments in unstably stratified turbulent boundary layers. *J. of Fluid Mech.*, v. 212, p. 637–662, 1990. 22
- KAIMAL, J.; FINNIGAN, J. *Boundary-Layer Flows*. [S.l.]: Oxford University Press, 1994. 289 pp. 8, 24, 30, 124
- KAIMAL, J. C. Turbulence spectra, length scales and structure parameters in the stable surface layer. *Boundary-Layer Meteorol.*, v. 4, p. 289–309, 1973. 76
- KAIMAL, J. C.; WYNGAARD, J. C.; IZUMI, Y.; COTÉ, O. R. Spectral characteristics of surface layer turbulence. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, v. 98, p. 563–589, 1972. 36, 75, 76, 77
- KANDA, M.; INAGAKI, A.; LETZEL, M.; RAASCH, S.; T.WATANABE. LES study of the energy imbalance problem with eddy covariance fluxes. *Boundary-Layer Meteorol.*, v. 110, p. 381–404, 2004. 129
- KATUL, G.; HSIEH, C.-I.; OREN, R.; ELLSWORTH, D.; PHILLIPS, N. Latent and sensible heat flux predictions from a uniform pine forest using surface renewal and flux variance methods. *Boundary-Layer Meteorol.*, v. 80, p. 249–282, 1996. 18
- KATUL, G.; PARLANGE, M. B. On the active role of temperature in surface-layer turbulence. *J. Atmos. Sci.*, v. 51, p. 2181–2195, 1994. 19
- KATUL, G. G.; HSIEH, C.-I. A note on the flux-variance similarity relationships for heat and vapor in the unstable atmospheric surface layer, *boundary-layer meteorology*, 90, 327–338. *Boundary-Layer Meteorol.*, v. 90, p. 327–338, 1999. 36, 128
- KATUL, G. G.; SEMPREVIVA, A. M.; CAVA, D. The temperature-humidity covariance in the marine surface layer: a one-dimensional analytical model. *Boundary-Layer Meteorol.*, v. 126, p. 263–278, 2008. 19, 39

- KAZANSKI, A. B.; MONIN, A. S. A turbulent regime above the ground atmospheric layer. *Bull. Acad. Sci., U.S.S.R.*, p. 110–112, 1960. 16
- KOLMOGOROV, A. N. The local structure of turbulence in incompressible viscous fluid for very large reynolds number. In: HUNT, J. C. R.; PHILLIPS, O. M.; WILLIAMS, D. (Ed.). *Turbulence and stochastic processes: Kolmogorov's ideas 50 years on*. [S.l.]: The Royal Society, 1991,1941, (Proceedings A, v. 434). p. 9–13. 16
- KUMAR, V.; KLEISSL, J.; MENEVEAU, C.; PARLANGE, M. B. Large-eddy simulation of a diurnal cycle of the atmospheric boundary layer: Atmospheric stability and scaling issues. *Water Resour. Res.*, v. 42, p. W06D09, 2006. 49, 86, 92, 99
- LAMAUD, E.; IRVINE, M. Temperature- humidity dissimilarity and heat-to-water-vapour transport efficiency above and within a pine forest canopy: the role of the bowen ratio. *Boundary-Layer Meteorol.*, v. 120, p. 87–109, 2006. 18, 37
- LANG, A.; MCNAUGHTON, K.; FAZU, C.; BRADLEY, E.; OHTAKI, E. Inequality of eddy transfer coefficients for vertical transport of sensible and latent heats during advective inversions. *Boundary-Layer Meteorol.*, v. 25, p. 25–41, 1983. 37
- LANOTTE, A.; MAZZITELLI, I. M. Scalar turbulence in convective boundary layers by changing the entrainment flux. *J. Atmos. Sci.*, v. 70, p. 248–265, 2013. 19, 39, 44
- LAUBACH, J.; MCNAUGHTON, K. G. A spectrum-independent procedure for correcting eddy fluxes measured with separated sensors. *Boundary-Layer Meteorol.*, v. 89, n. 3, p. 445–467, December 1998. 38
- LAUNDER, B. E. On the effects of a gravitational field on the turbulent transport of heat and momentum. *J. of Fluid Mech.*, v. 67, p. 569–581, 1975. 36, 45
- LENSKY, N. G.; DVORKIN, Y.; LYAKHOVSKY, V.; GERTMAN, I.; GAVRIELI, I. Water, salt and energy balances of the dead sea. *Water Resour. Res.*, v. 41, p. W12418, 2005. 17
- LENTERS, J. D.; KRATZ, T. K.; BOWSER, C. J. Effects of climate variability on lake evaporation: Results from a long-term energy budget study of Sparkling Lake, northern Wisconsin (USA). *J. of Hydrol.*, v. 308, p. 168–195, 2005. 18
- LEONARD, A. Energy cascade in large-eddy simulation of turbulent fluid flows. *Adv. Geophys.*, v. 18A, p. 237–248, 1974. 87
- LI, D.; BOU-ZEID, E.; BRUIN, H. A. R. D. Monin-obukhov similarity functions for the structure parameters of temperature and humidity. *Boundary-Layer Meteorol.*, v. 145, p. 45–67, 2012. 17, 18, 75, 83
- LILLY, D. K. The representation of small-scale turbulence in numerical simulation experiments. *Proc. IBM Scientific Computing Symp. on Environmental Sciences, NY, IBM*, p. 195–209, 1967. 48

- MAHRT, L. Boundary-layer moisture regimes. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, v. 177, p. 151–176, 1991. 128
- MAHRT, L. Stratified atmospheric boundary layers. *Boundary-Layer Meteorol.*, v. 90, p. 375–396, 1999. 16
- MCNAUGHTON, K. G.; LAUBACH, J. Unsteadiness as a cause of non-equality of eddy diffusivities for heat and vapour at the base of an advective inversion. *Boundary-Layer Meteorol.*, v. 88, n. 3, p. 479–504, 1998. 18, 37, 75, 128
- MOENE, A. F.; SCHUTTEMEYER, D. The effect of surface heterogeneity on the temperature-humidity correlation and the relative transport efficiency. *Boundary-Layer Meteorol.*, v. 129, p. 99–113, 2008. 18
- MOENG, C.-H. A large-eddy-simulation model for the study of planetary boundary-layer turbulence. *J. Atmos. Sci.*, v. 41, p. 2052–2062, 1984. 48
- MOENG, C.-H.; WYNGAARD, J. C. Statistics of conservative scalars in the convective boundary layer. *J. Atmos. Sci.*, v. 41, n. 21, p. 3161–3169, 1984. 39, 43, 44, 116
- MONCRIEFF, J. B.; VERMA, S. B.; COOK, D. R. Intercomparison of eddy correlation carbon dioxide sensors during FIFE 1989. *J. of Geophys Res*, v. 97(D17), n. D17, p. 18725–18730, 1992. 37, 78
- MONIN, A. S.; OBUKHOV, A. M. Basic laws of turbulent mixing in the ground layer of the atmosphere. *Trans. Geophys. Inst. Akad. Nauk. URSS*, v. 151, p. 163–187, 1954. 16
- MORIWAKI, R.; KANDA, M. Local and global similarity in turbulent transfer of heat, water vapor, and CO<sub>2</sub> in the dynamic convective sublayer over a suburban area. *Boundary-Layer Meteorol.*, v. 120, p. 163–179, 2006. 17, 38
- MORTON, F. I. Operational estimates of lake evaporation. *J. of Hydrol.*, v. 66, p. 77–100, 1983. 18
- NIEUWSTADT, F. T. M. The turbulent structure of the stable, nocturnal boundary layer. *J. Atmos. Sci.*, v. 41, p. 2202–2216, 1984. 16
- OBUKHOV, A. M. Turbulence in an atmosphere with non-uniform temperature. *Boundary-Layer Meteorol.*, v. 2, p. 7–29, 1971, 1946. 24, 25
- OHTAKI, E. On the similarity in atmospheric fluctuations of carbon dioxide, water vapor and temperature over vegetated fields. *Boundary-Layer Meteorol.*, v. 32, p. 25–37, 1985. 17, 18, 37, 81
- ORSZAG, S. A.; PAO, Y.-H. Numerical computation of turbulent shear flows. *Adv. Geophys.*, v. 18A, p. 224–236, 1974. 88
- PAN, Y.; CHAMECKI, M.; ISARD, S. A. Dispersion of heavy particles emitted from area sources in the unstable atmospheric boundary layer. *Boundary-Layer Meteorol.*, v. 146 (2), p. 235–256, 2013. 98



- PHELPS, G. T.; POND, S. Spectra of the temperature and humidity fluctuations and of the fluxes of moisture and sensible heat in the marine boundary layer. *J. Atmos. Sci.*, v. 28, p. 918–928, 1971. 18, 37
- PORTÉ-AGEL, F.; MENEVEAU, C.; PARLANGE, M. B. A scale-dependent dynamic model for large-eddy simulation: application to a neutral atmospheric boundary layer. *J. of Fluid Mech.*, v. 415, p. 261, 2000. 89
- REIS, R. J.; DIAS, N. L. Multi-season lake evaporation: energy-budget estimates and CRLE model assessment. *J. of Hydrol.*, v. 208, p. 135–147, 1998. 18
- ROSENBERRY, D. O.; WINTER, T. C.; BUSO, D. C.; LIKENS, G. E. Comparison of 15 evaporation methods applied to a small mountain lake in the northeastern usa. *J. of Hydrol.*, v. 340, p. 149–166, 2007. 18
- ROTH, M.; OKE, T. Relative efficiencies of turbulent transfer of heat, mass, and momentum over a patchy urban surface. *J. Atmos. Sci.*, v. 52(11), p. 1863–1874, 1995. 128
- RUPPERT, J.; THOMAS, C.; FOKEN, T. Scalar similarity for relaxed eddy accumulation methods. *Boundary-Layer Meteorol.*, v. 120, p. 39–63, 2006. 17, 38
- SEMPREVIVA, A. M.; GRYNING, S.-E. Humidity fluctuations in the marine boundary layer measured at a coastal site with an infrared humidity sensor. *Boundary-Layer Meteorol.*, v. 77(3-4), p. 331–352, 1996. 128
- SEMPREVIVA, A. M.; GRYNING, S.-E. Mixing height over water and its role on the correlation between temperature and humidity fluctuations in the unstable surface layer. *Boundary-Layer Meteorol.*, v. 97, p. 273–291, 2000. 19
- SEMPREVIVA, A. M.; HOJSTRUP, J. Transport of temperature and humidity variance and covariance in the marine surface layer. *Boundary-Layer Meteorol.*, v. 87, n. 2, p. 233–253, May 1998. 39
- SMAGORINSKY, J. General circulation experiments with the primitive equations. *Month. W. Review*, v. 91, p. 99–164, 1963. 48, 89
- SORBJAN, Z. Similarity scales and universal profiles of statistical moments in the convective boundary layer. *J. Appl. Meteor.*, v. 29, p. 762–775, 1990. 39
- SORBJAN, Z. Evaluation of local similarity functions in the convective boundary layer. *J. Appl. Meteor.*, v. 30, p. 1565–1583, 1991. 39
- SORBJAN, Z. Boundary layer based on large-eddy simulations. part 1: free convection. *Boundary-Layer Meteorol.*, v. 116, p. 467–486, 2005. 19, 39, 44, 106, 112
- SORBJAN, Z. Statistics of scalar fields in the atmospheric boundary layer based on large-eddy simulations. part 2: forced convection. *Boundary-Layer Meteorol.*, v. 119, p. 57–79, 2006. 19, 39, 44

- STULL, R. *An Introduction to Boundary-Layer Meteorology*. Dordrecht: Kluwer, 1988. 30, 46
- STULL, R. *Meteorology today for scientists and engineers*. Minneapolis/St.Paul: West Publishing Company, 1995. 30, 59
- TANNY, J.; COHEN, S.; ASSOULINE, S.; LANGE, F.; GRAVA, A.; BERGER, D.; TELTCH, B.; PARLANGE, M. Evaporation from a small water reservoir: Direct measurements and estimates. *J. of Hydrol.*, v. 351, p. 218–229, 2008. 18
- VERMA, S. B.; ROSENBERG, N. J.; BLAD, B. L. Turbulent exchange coefficients for sensible heat and water vapor under advective conditions. *J. Appl. Meteor.*, v. 17, p. 330–338, 1978. 18
- WARHAFT, Z. Heat and moisture flux in the stratified boundary layer. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, v. 102, p. 703–707, 1976. 17, 36, 37, 44, 45, 82
- WESELY, M. L. Use of variance techniques to measure dry air-surface exchange rates. *Boundary-Layer Meteorol.*, v. 44, p. 13–31, 1988. 17
- WILLIAMS, C. A.; SCANLON, T. M.; ALBERTSON, J. D. Influence of surface heterogeneity on scalar dissimilarity in the roughness sublayer. *Boundary-Layer Meteorol.*, v. 122, p. 149–165, 2007. 17, 38
- WYNGAARD, J. C. Atmospheric turbulence. *Ann. Rev. of F. Mech.*, v. 24, p. 205–233, 2002. 39
- WYNGAARD, J. C. *Turbulence in the atmosphere*. [S.l.]: Cambridge, 2010. 8, 27, 30, 31, 32, 43, 49
- WYNGAARD, J. C.; BROST, R. A. Top-down and bottom-up diffusion of a scalar in the convective boundary layer. *J. Atmos. Sci.*, v. 41, p. 102–112, 1984. 39, 43, 116
- WYNGAARD, J. C.; CLIFFORD, S. F. Taylor's hypothesis and high-frequency turbulence spectra. *J. Atmos. Sci.*, v. 34, p. 922–929, June 1977. 80
- WYNGAARD, J. C.; COTÉ, O. R. The budgets of turbulent kinetic energy and temperature variance in the atmospheric surface layer. *J. Atmos. Sci.*, v. 28, p. 190–201, 1971. 16
- WYNGAARD, J. C.; COTÉ, O. R. Cospectral similarity in the atmospheric surface layer. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, v. 98, p. 590–603, 1972. 16
- WYNGAARD, J. C.; COTÉ, O. R.; IZUMI, Y. Local free convection, similarity, and the budgets of shear stress and heat flux. *J. Atmos. Sci.*, v. 28, p. 1171–1182, 1971. 16, 22
- WYNGAARD, J. C.; PENNELL, W. T.; LENSCHOW, D. H.; LEMONE, M. A. The temperature-humidity covariance budget in the convective boundary layer. *J. Atmos. Sci.*, v. 35, p. 47–58, 1978. 19, 39, 123