

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

**CAMINHOS PARA A COMPLEXIDADE NA CAMADA
LIMITE ATMOSFÉRICA NOTURNA**

TESE DE DOUTORADO

Felipe Denardin Costa

Santa Maria, RS, Brasil

2011

PPGFIS/UFSM, RS

COSTA, Felipe Denardin

Doutor

2011

CAMINHOS PARA A COMPLEXIDADE NA CAMADA LIMITE ATMOSFÉRICA NOTURNA

Felipe Denardin Costa

Tese de Doutorado apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Física, Área de Concentração em Áreas Clássicas da Fenomenologia e suas Aplicações, da Universidade Federal de Santa Maria (UFSM, RS), como requisito parcial para obtenção do grau de **Doutor em Física.**

Orientador: Prof. Otávio Costa Acevedo

Santa Maria, RS, Brasil

2011

C837c Costa, Felipe Denardin

Caminhos para a complexidade na camada limite atmosférica noturna / por Felipe Denardin Costa. – 2011.

134 p. : il. ; 31 cm

Orientador: Otávio Costa Acevedo.

Tese (doutorado) – Universidade Federal de Santa Maria, Centro de Ciências Naturais e Exatas, Programa de Pós-Graduação em Física, RS, 2011

1. Camada limite estável 2. Turbulência 3. Estado de acoplamento
4. Intermitência 5. Complexidade 6. Caos I. Acevedo, Otávio Costa
II. Título.

CDU 531.3

Ficha catalográfica elaborada por Simone G. Maisonave – CRB 10/1733
Biblioteca Central da UFSM

©2011

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

End. Eletr.: fdenardin@gmail.com

**Universidade Federal de Santa Maria
Centro de Ciências Naturais e Exatas
Programa de Pós-Graduação em Física**

A Comissão Examinadora, abaixo assinada,
aprova a Tese de Doutorado

**CAMINHOS PARA A COMPLEXIDADE NA CAMADA LIMITE
ATMOSFÉRICA NOTURNA**

elaborada por
Felipe Denardin Costa

como requisito parcial para obtenção do grau de
Doutor em Física

COMISSÃO EXAMINADORA:

Otávio Costa Acevedo, Dr.
(Presidente/orientador)

Pedro Leite da Silva Dias, Dr. (LNCC)

Silvio Nilo Figuero Rivero, Dr. (INPE/CPTEC)

Oswaldo Luiz Leal de Moraes, Dr. (UFSM)

Gervásio Annes Degrazia, Dr. (UFSM)

Santa Maria, 09 de dezembro de 2011.

O SENHOR é o meu pastor, nada me faltará.

(Salmo de Davi)

à meus pais, avós e irmão.

AGRADECIMENTOS

Durante estes quase três anos em que desenvolvi o trabalho referente ao meu doutoramento gostaria de agradecer a todas as pessoas que de alguma forma contribuíram para que este fosse possível, sendo estas aqui nominadas ou não.

Primeiramente gostaria de agradecer ao professor Otávio Acevedo pelas idéias, dedicação, confiança e amizade que foram fundamentais no desenvolvimento deste trabalho. Importância tal foi a sua, que não existem palavras que possam expressar minha gratidão.

À minha família, em especial aos meu pais Edepaulo e Aglair, meu irmão Olmar e meus avós Olmar e Carminda, que sempre estiveram ao meu lado dando o suporte necessário tanto nas “nas horas boas” quanto para enfrentar eventuais dificuldades.

Aos professores: Gervásio Degrazia por ter sido meu orientador na minha iniciação científica, pelas idéias, amizade e pelas aulas de tênis. Osvaldo Moraes, Vagner Anabor, Everson Dal Piva, Ernani Nascimento pelas, sempre frutíferas, discussões científicas e sociais e pela amizade. José Carlos Mombach pela grande contribuição na elaboração de parte deste trabalho. Leonardo Sá, que sempre incentivou o desenvolvimento deste trabalho com suas idéias a respeito da abordagem a ser feita do problema aqui tratado. E um agradecimento especial ao professor Dartanhan Figueiredo, que foi meu primeiro orientador e contribuiu de forma ativa tanto na minha formação acadêmica, quanto na minha formação como cidadão.

Referente ao período da colaboração realizada com o grupo de modelagem matemática da Universidade de Oldenburgo na Alemanha, gostaria de agradecer ao professor Bernd Blasius, que desde que propomos a cooperação se mostrou interessado em participar, o que possibilitou a minha estadia em Oldenburg por seis meses, trabalhando com seu grupo, o que acrescentou muito na evolução deste trabalho. Ao Hanno Seebens, por toda a ajuda que me deu para minha instalação em Oldenburgo. Aos amigos Alexey Ryabov, Christoph Fenders e Ksenia Guseva pelas discussões durante o café e também pelas atividades sociais que realizamos durante este período. Ao professor Alexander Hartmann que me apresentou ao Oldenburg Kickers, a os quais também gostaria de agradecer, time com o qual desenvolvi uma grande amizade e também tive possibilidade de fazer uma das coisas que mais gosto que é jogar futebol.

Aos amigos: Guilherme Welter, Franciano Puhales e Luís Gustavo Martins que além de dividirmos sala, sempre foram pessoas que muito me ajudaram e além disso desenvolvemos uma grande amizade a qual não é restrita somente ao meio acadêmico. Ao Rafael Gomes e ao Rafael Della Pace, que mesmo distantes sempre estiveram muito “presentes”, e são pessoas pelas quais estimo grande amizade. À Leila Rabelo, que durante boa parte desta caminhada foi minha companheira e sempre me incentivou no desen-

volvimento de minhas idéias. À gurizada do futebol, pelo futebol de alta qualidade que desenvolvemos todas as semanas. Ao pessoal do 202 (Ernesto, Jonas, Moacir, Flávio), que muito me ajudou após meu retorno da Alemanha.

Gostaria também de prestar o meu agradecimento ao Programa de Pós-Graduação em Física da Universidade Federal de Santa Maria, em especial à Saionara, que sempre ajudou me a resolver os mais diversos “problemas burocráticos”.

Finalmente gostaria de agradecer ao *Patrão de todas as querências*, que sempre me deu força e coragem para enfrentar os desafios e incertezas desta vida de doutorando.

O período referente aos meus estudos a nível de doutorado foi financiado pela Coordenação de Aperfeiçoamento Pessoal em Nível Superior (CAPES), com um período de doutorado sanduíche financiado pelo Conselho Brasileiro de Desenvolvimento Científico e Tecnológico (CNPq) sob processo número 201744/2010-4.

RESUMO

Tese de Doutorado
Programa de Pós-Graduação em Física
Universidade Federal de Santa Maria

CAMINHOS PARA A COMPLEXIDADE NA CAMADA LIMITE ATMOSFÉRICA NOTURNA

AUTOR: FELIPE DENARDIN COSTA

ORIENTADOR: OTÁVIO COSTA ACEVEDO

Data e Local da Defesa: Santa Maria, 09 de dezembro de 2011.

O foco da presente tese é a camada limite atmosférica noturna, sob condições estáveis. Nesta situação, a produção de turbulência pelo cisalhamento vertical do vento pode ter magnitude similar à destruição total de turbulência devido à estratificação térmica e a dissipação molecular. Além de serem próximos no balanço, a produção de turbulência e a destruição são, cada um deles, funções da intensidade turbulenta. Esta condição causa situações nas quais o sistema se comporta de maneira diferente do que o esperado para cada uma de suas partes individualmente. Tais processos são caracterizados, no presente estudo, como caminhos para a complexidade, e são analisados separadamente em diferentes capítulos que compõem a tese. No capítulo 2, o estado de acoplamento entre a superfície e o topo da camada limite estável (CLE) é investigado usando 4 diferentes esquemas para representar a intensidade turbulenta. Uma CLE idealizada é assumida, com velocidade do vento e temperatura fixas no seu topo. As formulações comparadas são aquelas que resolvem uma equação prognóstica para a energia cinética turbulenta (ECT) e as que prescrevem diretamente a intensidade turbulenta como uma função da estabilidade atmosférica. A influência da formulação no estado de acoplamento é analisada e é concluído que, em geral, a formulação simples de ECT tem a melhor resposta, embora esta tenda a superestimar a mistura turbulenta. As consequências são discutidas. No capítulo 3, um novo modelo simplificado para interação entre a superfície e a atmosfera em condições estáveis é proposto. A principal diferença com relação a estudos anteriores, consiste no fato que a intensidade turbulenta é determinada por uma equação prognóstica para a ECT, ao invés de usar funções de estabilidade que são arbitrariamente relacionadas com a estabilidade atmosférica. A principal novidade é o fato que, quando múltiplos níveis atmosféricos são considerados, este apresenta soluções complexas, caracterizando a ocorrência do fenômeno conhecido como intermitência global. A estrutura vertical dos eventos intermitentes é analisada, e esta mostra que os eventos são gerados na superfície pelo aumento local do cisalhamento acima de uma fronteira, propagando-se para cima através do termo de transporte turbulento na equação da ECT. É proposto que tais eventos constituam uma característica natural da CLE desconectada, a qual ocorre em condições de ventos de grande escala fracos e com céu claro. O capítulo 4 tem como propósito mostrar que o uso de funções de estabilidade que representam a intensidade da turbulência como a dependência média desta com a estabilidade atmosférica, reduz os graus de liberdade do sistema, assim evitando que este encontre soluções complexas. Finalmente, no capítulo 5, uma análise dinâmica detalhada é aplicada no modelo proposto no capítulo 3, com meta de identificar se este é caótico ou não. É mostrado que as soluções do sistema bifurcam-se com o aumento da velocidade do vento no topo da CLE, encontrando soluções com período 3 para um intervalo de situações, uma condição suficiente para a existência de caos. Além disso, expoentes de Lyapunov positivos são encontrados, novamente confirmando o caráter caótico do sistema. É mostrado que a complexidade surge através de interações não lineares entre os diferentes níveis verticais considerados, através do termo de transporte vertical de turbulência.

Palavras chave: Camada limite estável, turbulência, estado de acoplamento, intermitência, complexidade, caos.

ABSTRACT

Tese de Doutorado
Programa de Pós-Graduação em Física
Universidade Federal de Santa Maria

ROUTES TO COMPLEXITY ON THE NOCTURNAL ATMOSPHERIC BOUNDARY LAYER

AUTOR: FELIPE DENARDIN COSTA

ORIENTADOR: OTÁVIO COSTA ACEVEDO

Data e Local da Defesa: Santa Maria, 09 de dezembro de 2011.

The focus of the present thesis is the nocturnal atmospheric boundary layer, under very stable conditions. In such situation, the turbulence production by the vertical wind shear may have similar magnitude to the total turbulence destruction by the thermal stratification and molecular dissipation terms. Besides being in near balance, the turbulence production and destruction are, each of them, functions of the turbulence intensity itself. This condition causes situations on which the system behaves on a manner different than that expected from each of its parts individually. Such processes are characterized, in the present study, as paths to complexity, and are analyzed separately in the different chapters that compose the thesis. In chapter 2, the coupling state between the surface and the top of the stable boundary layer (SBL) is investigated using four different schemes to represent the turbulent exchange. An idealized SBL is assumed, with fixed wind speed and temperature at its top. The formulations compared are those that solve a prognostic equation for turbulent kinetic energy (TKE) and those that directly prescribe turbulence intensity as a function of atmospheric stability. The formulation influence on the coupling state is analyzed and it is concluded that, in general, the simple TKE formulation has a better response, although it also tends to overestimate turbulent mixing. The consequences are discussed. In chapter 3, a simplified new model for the exchange between the surface and the atmosphere under stable conditions is proposed. Its main difference from previous works consists in the fact that the turbulent intensity is determined by a prognostic equation for turbulent kinetic energy (TKE), rather than by using stability functions that arbitrarily relate it to atmospheric stability. Its main novelty is the fact that, when multiple atmospheric levels are considered, it leads to complex solutions, characterizing the occurrence of the phenomenon known as global intermittency. The vertical structure of the intermittent events is analyzed, and it is shown that they are generated at the surface by a local shear increase above a threshold, propagating upward through the turbulence transfer term in the TKE equation. It is proposed that such events constitute a natural characteristic of the disconnected SBL, which occurs along with low large-scale winds and clear skies. Chapter 4 is devoted to the purpose of showing that the use of stability functions that represent the turbulence intensity as its average dependence on atmospheric stability reduces the number of degrees of freedom of the system, precluding it from reaching complex solutions. Finally, in chapter 5, a detailed system dynamics analysis is applied to the model proposed in chapter 3, with the aim of identifying whether it is or not chaotic. It is shown that the system bifurcates as the wind speed at the SBL top increases, reaching period 3 for a range of situations, a sufficient condition for chaos existence. Furthermore, positive Lyapunov exponents are found, again confirming the chaotic character of the system. It is shown that the complexity arises from the nonlinear interactions between the different vertical levels considered, through the vertical turbulence transport terms.

Key Words: Stable boundary layer, turbulence, coupling state, intermittency, complexity, chaos.

LISTA DE FIGURAS

Figura 2.1 – Distribuição dos níveis atmosféricos para os esquemas com 1 nível (painel da esquerda) e n níveis principais (painel da direita). Os níveis intermediários são indicados pelas linhas pontilhadas. As variáveis que controlam o escoamento, são indicadas em cada nível.	30
Figura 2.2 – Soluções para os diferentes esquemas considerando 1 nível atmosférico com vento no topo do domínio de 2 m s^{-1} (linhas pretas) e 12 m s^{-1} (linhas azuis). Em cada caso, as linhas solidas mostram a temperatura (escala à esquerda), enquanto as linhas pontilhadas são a velocidade de fricção (escala a direita).	36
Figura 2.3 – Temperatura de equilíbrio no nível atmosférico inferior, após 10 h de simulação, como função da velocidade do vento no topo da CLE para cada uma das formulações consideradas, de acordo com a legenda. O painel superior mostra os resultados para o modelo com 1 nível atmosférico, o painel do meio é para 9 níveis no nível inferior, e o painel inferior é para 9 níveis no quinto nível atmosférico.	38
Figura 2.4 – Perfil vertical de temperatura potencial, considerando 9 níveis atmosféricos como uma função de u_h , indicados pela legenda. Os esquemas considerados são indicados no topo de cada painel.	39
Figura 2.5 – Mesmo que a figura 2.4, mas para a velocidade de fricção.	40
Figura 2.6 – Mesmo que a figura 2.4, mas para a velocidade do vento.	41
Figura 2.7 – Mesmo que a figura 2.3, porém considerando uma taxa de resfriamento superficial de 2 K h^{-1} , em uma grade vertical de 9 níveis atmosféricos.	42
Figura 2.8 – Perfis verticais da evolução da temperatura potencial, para simulações com $u_h = 1,0 \text{ m s}^{-1}$ e taxa de resfriamento superficial de 2 K h^{-1} . Cada painel corresponde a uma formulação diferente, identificada no topo de cada painel. As linhas são os perfis para em diferentes tempos de análise, indicados pela legenda.	43
Figura 2.9 – Mesmo que a figura 2.8, mas para $u_h = 5,0 \text{ m s}^{-1}$	44
Figura 2.10 – Dependência da velocidade de fricção média com o número de Richardson para simulações com u_h variando de 1 a 15 m s^{-1} , e com taxa de resfriamento de 2 K h^{-1} para os diferentes esquemas, de acordo com a legenda. os números 1, 5 e 12 identificam os valores finais após 10 h de simulação para os casos de $u_h = 1, 5$ e 12 m s^{-1} , respectivamente. As cores dos números seguem aquelas representadas nas legendas.	45
Figura 3.1 – Velocidade de fricção na noite do dia 25 para 26 de janeiro de 2001.	47
Figura 3.2 – Esquema de camadas utilizado no modelo.	53
Figura 3.3 – (a) Série temporal de u_{*0} sem a imposição de um valor mínimo para E .(b) Comparação entre as séries temporais sem assumir valor mínimo para E (linha vermelha) e considerando um valor mínimo (linha azul).	57
Figura 3.4 – Séries temporais provenientes de simulações realizadas usando o esquema proposto por McNider et al. (1995). Os valores do forçante mecânico, no topo da CLE, referente a cada simulação está indicado pela legenda.	58
Figura 3.5 – Comportamento do modelo para as diferentes condições limites superiores, após este alcançar o estado de conexão. A linha vermelha representa a simulação na qual o esquema considera o topo da CLE como uma barreira rígida, e a linha azul representa a simulação na qual é permitida troca de energia entre	

	a CLE e a zona de entranhamento.	59
Figura 3.6	– Evolução temporal da temperatura para diferentes números de níveis atmosféricos no modelo, identificados por n no título de cada painel. Em cada painel, a linha inferior representa a temperatura do solo, a linha superior é a temperatura no topo da CLE e as demais linhas representam os demais níveis atmosféricos (linhas inferiores representam níveis inferiores). Todas as simulações foram realizadas considerando um solo homogêneo composto por turfa.	60
Figura 3.7	– Densidade espectral das séries temporais provenientes de simulações considerando uma CLE de altura $h = 50$ m, $u_G = 1,70$ m s ⁻¹ , sobre solo homogêneo composto por turfa, para 2, 5, 6 e 7 níveis atmosféricos, indicados na legenda.	61
Figura 3.8	– Evolução temporal da temperatura do ar no nível atmosférico mais baixo (painéis da esquerda) e velocidade de fricção no nível atmosférico inferior (painéis da direita) para diferentes valores de vento geostrófico, identificados pelo título de cada painel. Todas as simulações consideram uma CLE com 50 m de altura, sobre um solo homogêneo composto por turfa.	62
Figura 3.9	– Evolução temporal de u_{*0} para CLEs com diferentes alturas, indicadas no título de cada painel. Todas as simulações consideram um solo homogêneo composto por turfa.	63
Figura 3.10	– Dependência do menor valor de vento geostrófico necessário para a conexão entre a superfície e os níveis atmosféricos superiores com a altura da CLE. Todas as simulações consideram um solo homogêneo composto por turfa. ...	64
Figura 3.11	– Séries temporais da temperatura do solo para diferentes tipos de solos, identificados pela legenda no painel superior da esquerda. As simulações em cada painel tem um diferente forçante mecânico, indicado no título do painel. Todas as rodadas consideram uma CLE de 80 m de altura.	65
Figura 3.12	– Mesmas simulações apresentadas na figura 3.11, mas para a temperatura do ar no nível atmosférico mais baixo (painéis da esquerda) e velocidade de fricção no nível atmosférico inferior (painéis da direita).	66
Figura 3.13	– Evolução temporal da temperatura do ar no nível atmosférico mais baixo para diferentes ventos geostróficos, indicados na legenda.	67
Figura 3.14	– Séries temporais de temperatura no primeiro nível atmosférico, considerando diferentes valores de σ_E , indicados no título de cada painel, assim como o forçante mecânico e a altura da camada, utilizados em cada simulação.	68
Figura 3.15	– Mesmo que a figura 3.14, porém para u_{*0}	69
Figura 3.16	– Séries temporais de u_{*0} , após a conexão para diferentes σ_E , indicados pela legenda.	70
Figura 3.17	– a) Perfis verticais médios de u_* para diferentes valores de vento geostrófico, indicados pela legenda no painel inferior da esquerda; b) mesmo que em (a), porém para velocidade do vento médio; c) mesmo que em (a), mas para a temperatura do ar; d) mesmo que em (a), porém para o número de Richardson. As análises não consideram o período transiente, presente no início das simulações.	71
Figura 3.18	– Dependência média das perturbações na temperatura com respeito a u_{*0} obtidos a partir de dados experimentais coletados em condições extremamente estáveis. Cada painel representa um nível atmosférico indicados em seu título. O dados são provenientes do experimento FLOSSII.	72
Figura 3.19	– Dependência média das perturbações na temperatura com respeito a u_{*0} , para diferentes níveis atmosféricos, indicados na legenda. As simulações con-	

	sideram uma CLE com 80 m de altura, para vários valores de u_G . A Análise não considera o período transiente no começo da simulação.	73
Figura 3.20	– a) Temperatura média do ar no nível atmosférico mais baixo em função da cobertura de nuvens (Q_c) e do vento geostrófico (u_G); b) mesmo que em (a), porém para o desvio padrão da temperatura no primeiro nível atmosférico; c) mesmo que em (a), mas para a velocidade de fricção no nível atmosférico inferior; d) mesmo que em (a), porém para o desvio padrão da velocidade de fricção no primeiro nível atmosférico.	74
Figura 3.21	– Séries temporais de u_* para diferentes níveis atmosféricos, indicados por legenda do lado direito dos painéis, em condições muito estáveis. Os dados foram obtidos durante o experimento FLOSSII.	76
Figura 3.22	– Mapa da propagação vertical de u_* durante os eventos intermitentes. A simulação foi feita considerando $h = 50$ m, $u_G = 2,7$ m s ⁻¹ , e $\sigma_E = 2,5$	77
Figura 3.23	– Mapa da propagação vertical de u_* durante os eventos intermitentes. A simulação foi feita considerando $h = 50$ m, $u_G = 1,8$ m s ⁻¹ , e $\sigma_E = 2,5$	78
Figura 3.24	– Mapa da propagação vertical de u_* durante os eventos intermitentes. A simulação foi feita considerando $h = 50$ m, $u_G = 2,6$ m s ⁻¹ , e $\sigma_E = 2,5$	79
Figura 4.1	– Dependência da temperatura média no primeiro nível atmosférico ($z = 5$ m) com o vento geostrófico (u_G) no topo da CLE, para as diferentes formulações de turbulência indicadas pela legenda. As simulações foram realizadas considerando uma grade vertical de 1 nível com domínio vertical de 80 m.	86
Figura 4.2	– Mesmo que a Figura 4.1, considerando uma grade vertical com 3 níveis atmosféricos, entre os limites do domínio.	87
Figura 4.3	– Mesmo que a Figura 4.1, considerando uma grade vertical com 5 níveis atmosféricos, entre os limites do domínio.	89
Figura 4.4	– Evolução temporal da temperatura do ar à 5 m, para as diferentes formulações, indicadas pela legenda. As simulações foram feitas considerando um domínio vertical de 80 m, com vento geostrófico $u_G = 2,4$ m s ⁻¹ no topo da CLE.	90
Figura 4.5	– Adaptado de (POULOS; BURNS, 2003). Comparação da relação entre u_* vs Ri para as formulações (LOUIS, 1979) e Delage (1997) com dados experimentais, colhidos no experimento CASES-99.	91
Figura 4.6	– Evolução temporal das variáveis x e z do atrator de Rössler para $a = 0.1$, 0.1 and $c = 14$	92
Figura 4.7	– Dependência média de z em função de x , no sistema de Rössler para $a = 0.1$, 0.1 e $c = 14$	93
Figura 4.8	– Comparação entre os dados orginais provenientes da integração numérica do atrator de Rössler, com $a = 0.1$, 0.1 e $c = 14$, com os dados provenientes da simulação do sistema modificado, $z = f(x)$ sob as mesmas condições.	94
Figura 4.9	– Evolução temporal das variáveis x (painel superior) e z (painel inferior) para os sistema de Rössler, com os mesmos parâmetros utilizados nas simulações da Figura 4.6.	95
Figura 5.1	– Evolução temporal da ECT no nível mais próximo do solo (E_1), para diferentes velocidades do vento geostrófico no topo da CLE (u_G), as quais estão indicadas no topo de cada painel.	104
Figura 5.2	– Atrator reconstruído a partir das séries temporais de ECT, no primeiro nível atmosférico, no caso em que $u_G = 1,730$ m s ⁻¹ . Os tempos de retardo (τ) estão indicados no título de cada painel.	106
Figura 5.3	– $C(r)$ vs r para o caso com $u_G = 2,600$ m s ⁻¹ . As linhas solidas são a correla-	

	ção integral para diferentes dimensões de imersão, desde $m = 1$ até $m = 15$, respectivamente. A linha tracejada indica a lei de potência, a qual é equivalente à dimensão de correlação ($\nu = D_2$), neste caso $D_2 = 2.408$	107
Figura 5.4	– Convergência de D_2 para diferentes dimensões de imersão (m). Para os casos $u_G = 1,705 \text{ m s}^{-1}$ (figura 5.4a), $u_G = 1,855 \text{ m s}^{-1}$ (figura 5.4b), $u_G = 2,300 \text{ m s}^{-1}$ (figura 5.4c) e $u_G = 2,600 \text{ m s}^{-1}$ (figura 5.4d).	108
Figura 5.5	– Evolução temporal da temperatura do ar no nível atmosférico mais oróximo do solo (θ_1) (figura 5.5a) e para a componente zonal da velocidade do vento no mesmo nível (u_1) (figura 5.5b), considerando um vento geostrófico de $u_G = 2,500 \text{ m s}^{-1}$ no topo da CLE. As simulações são realizadas com um valores iniciais de ECT iguais à $E(t_0) = 0,005 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$ (linhas vermelhas) e $E(t_0) = 0,0050001 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$ (linhas azuis).	109
Figura 5.6	– Logaritmo natural da divergência entre duas órbitas próximas, no atrator reconstruído a partir das séries temporais de u_1 , θ_1 and E_1 , indicadas pela legenda, para o caso no qual o forçante mecânico no topo da CLE é $u_G = 1,850 \text{ m s}^{-1}$. No caso no qual o vento geostrófico (u_G) é igual à $2,360 \text{ m s}^{-1}$, somente a somente o logaritmo natural da divergência utilizando a componente zonal da velocidade do vento, no nível mais próximo do solo (u_1) é mostrada, sendo indicada pela legenda.	111
Figura 5.7	– Dependência do MEL (λ_1) com o tempo de retardo (τ) (figura 5.7a), e com a dimensão de imersão (m) (figura 5.7b), para o caso no qual o vento geostrófico no topo da CLE é $u_G = 1.855 \text{ m s}^{-1}$	112
Figura 5.8	– Diagrama de bifurcação mostrando a dependência dos máximos locais de u_1 (com valores indicados no lado esquerdo do eixo vertical da figura) com forçante mecânico no topo da CLE. As linhas azuis representam o MEL, o qual tem os valores indicados no lado direito do eixo vertical da figura. O intervalo de análise inicia em $u_G = 1,600 \text{ m s}^{-1}$, onde, e anteriormente, as soluções são periódicas com período um, até $u_G = 2,620 \text{ m s}^{-1}$, último valor antes da conexão.	113
Figura 5.9	– Mapas de Lorenz extraídos das séries de ECT, no nível mais próximo da superfície do solo, para diferentes regimes, cada qual com seu forçante mecânico específico, o qual é indicado no topo de cada painel.	115
Figura 5.10	– 2 h de evolução temporal de ECT em todos os níveis verticais do domínio, indicados por legenda. Os valores do forçante mecânico em cada um dos casos está presente no título de cada painel.	116
Figura 5.11	– Temperatura do ar (θ_1) em função da componente zonal da velocidade do vento (u_1), no primeiro nível atmosférico, para os casos mostrados na figura 5.9. São utilizadas somente 10 h de simulação (de 290 h até 300 h), somente para mostrar a evolução das trajetórias no espaço de fases, representado apenas por duas de suas componentes, claramente.	117

LISTA DE TABELAS

Tabela 3.1 – Lista de variáveis e constantes utilizadas no modelo	55
Tabela 3.2 – Propriedades físicas dos tipos de solos utilizados nas simulações.	64

SUMÁRIO

RESUMO	11
ABSTRACT	13
1 INTRODUÇÃO	23
2 ESTADOS DE ACOPLAMENTO EM UMA CAMADA LIMITE ATMOSFÉRICA IDEALIZADA	27
2.1 Modelos	29
2.1.1 Equações.....	29
2.1.1.1 Formulação ECT.....	29
2.1.1.2 Formulação ECT-FE.....	31
2.1.1.3 Formulação FE Cauda-curta.....	32
2.1.1.4 Formulação FE Cauda-longa.....	32
2.1.2 Discretização do modelo.....	33
2.1.3 Condições iniciais e de contorno.....	34
2.1.4 Integração.....	35
2.2 Resultados	35
2.2.1 Condição de contorno inferior constante.....	35
2.2.2 Taxa de resfriamento constante.....	41
2.3 Discussão	43
2.4 Conclusão	44
3 MODELO SIMPLIFICADO PARA TURBULÊNCIA INTERMITENTE NA CAMADA LIMITE NOTURNA	47
3.1 Modelo	50
3.1.1 Equações básicas.....	50
3.1.2 Parametrização do solo.....	51
3.1.3 Fechamento de turbulência.....	51
3.1.4 Variáveis e constantes do modelo.....	55
3.2 Resultados	56
3.2.1 O papel das imposições.....	56
3.2.2 Influência do número de níveis.....	59
3.2.3 Dependência do sistema ao forçante mecânico.....	61
3.2.4 O papel de h	62
3.2.5 A intermitência e o tipo de solo.....	64
3.2.6 Distinção entre estados de conexão e desconexão.....	66
3.2.7 Influência de σ_E	67
3.3 Comparação entre modelo e mundo real	70
3.4 Conclusão	79
4 IMPLICAÇÕES DO USO DE FUNÇÕES DE ESTABILIDADE NA MODELAGEM DA CAMADA LIMITE ESTÁVEL	83
4.1 Modelo	84
4.1.1 Formulações de turbulência.....	85
4.1.1.1 Funções de estabilidade.....	85
4.1.1.2 Formulação sem dependência com a estabilidade.....	85
4.2 Resultados	86
4.3 Discussão	90
4.4 Conclusão	94

5	SIMPLESMENTE INTERMITÊNCIA, OU ALGO MAIS?	97
5.1	Métodos para análise de caos em séries temporais: Fundamentação teórica	98
5.1.1	Dimensão Fractal	99
5.1.2	Expoentes de Lyapunov	100
5.2	Resultados	103
5.2.1	Dados	103
5.2.2	Reconstrução do atrator	105
5.2.3	Dimensão do atrator	106
5.2.4	Sensibilidade às condições iniciais	108
5.2.5	Como surge a complexidade?	113
5.3	Conclusões	118
6	CONCLUSÕES	121
	REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	125

1 INTRODUÇÃO

A turbulência é o processo físico que distingue os escoamentos na camada limite planetária (CLP) dos que ocorrem nas demais regiões da atmosfera. Seu caráter altamente difusivo é responsável por fazer os efeitos da presença da superfície serem sentidos até em regiões bastante afastadas desta, tendo como consequência a distribuição horizontal e vertical observada de propriedades, como calor, momentum e escalares, cuja transferência para a atmosfera ocorre primariamente através da superfície do planeta. Em um dado escoamento, seu caráter turbulento pode ser identificado pela grande variabilidade das grandezas que o caracterizam, tanto espacial como temporalmente. Essa variabilidade é observada em uma diversidade de escalas, e a partir da teoria estatística da turbulência se conhece importantes relações que definem como estas escalas se relacionam entre si (MONIN; YAGLON, 1971). A grandeza mais comumente utilizada para caracterizar a intensidade da turbulência é a energia cinética turbulenta (ECT), definida como a energia cinética por unidade de massa que ocorre em componentes do escoamento que constituem perturbações com respeito a uma média, que idealmente deve ser tomada em uma escala espacial ou temporal maior que aquela nas quais ocorrem as perturbações associadas ao escoamento turbulento. Por sua vez, a ECT é governada por uma equação de balanço, que em condições idealizadas de homogeneidade horizontal é escrita como:

$$\underbrace{\frac{\partial \bar{e}'}{\partial t}}_I = - \underbrace{\bar{u}_j \frac{\partial \bar{e}'}{\partial x_j}}_{II} - \underbrace{\frac{\partial (\bar{u}'_j e')}{\partial x_j}}_{III} + \underbrace{\delta_{i3} \frac{g}{\theta_v} (\bar{u}'_i \theta'_v)}_{IV} - \underbrace{\bar{u}'_i \bar{u}'_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j}}_V - \underbrace{\frac{1}{\bar{p}} \frac{\partial}{\partial x_i} (\bar{u}'_i p')}_VI - \underbrace{\varepsilon}_{VII} \quad (1.1)$$

O termo *I* representa a variação temporal local da energia cinética turbulenta, o termo *II* o transporte advectivo de energia cinética turbulenta, o termo *III* é o transporte turbulento de energia cinética turbulenta. A criação ou destruição de turbulência devido ao fluxo de energia na forma de calor ($\bar{u}'_j \theta'_v$) é dada pelo termo *IV*, já produção mecânica de turbulência a partir do cisalhamento do vento é representada pelo termo *V*. O termo *VI* representa o transporte de energia cinética turbulenta devido às flutuações de pressão, enquanto que a taxa de dissipação viscosa é dada pelo termo *VII*.

Através da equação da ECT é possível entender, qualitativa e quantitativamente vários aspectos do comportamento geral da CLP. Por exemplo, durante o dia, a pequena dissipação molecular constitui o único sumidouro de ECT, quando considerada a CLP de forma integrada. É, portanto, incapaz de dissipar toda a produção intensa de turbulência executada pelos termos mecânico e térmico de maneira conjunta. Com isso, a turbulência produzida e não totalmente dissipada acaba sendo levada pelos termos de transporte até níveis originalmente não turbulentos. Não apenas a intensidade da turbu-

lência aumenta de forma considerável, como esta atinge alturas relativamente distantes da superfície que, por sua vez, passam a ser controladas remotamente pelos processos superficiais, sendo a turbulência o mecanismo responsável por essa conexão. Durante a noite, por outro lado, a estratificação térmica estável faz com que a dissipação molecular deixe de ser o único sumidouro de ECT. Agora, esta atua juntamente com o termo de empuxo, que representa destruição térmica de turbulência. O balanço de ECT fica mais delicado, de forma que em noites de pouco vento e intensa perda radiativa é possível que a magnitude total da produção de turbulência pelo cisalhamento do vento tenha magnitude semelhante à da destruição pela ação conjunta dos termos de empuxo e dissipação molecular. Nesta condição, uma primeira aproximação poderia assumir uma simples laminarização do escoamento, que implicaria em escoamento cuja descrição física seria bastante simplificada em relação ao processo turbulento. Entretanto, é importante notar que mesmo a camada limite estável (CLE) intensamente estratificada possui valores de número de Reynolds várias ordens de magnitude acima daqueles normalmente considerados como limite inferior para a ocorrência de escoamento laminar. Não se compreende ainda de maneira clara os mecanismos exatos que o escoamento utiliza para se manter turbulento, mesmo quando o balanço de ECT indica fontes e sumidouros de magnitude semelhante (e este problema está muito além do propósito específico deste trabalho). O fato é que através de ajustes de pequena escala dos gradientes térmicos e de velocidade, sabe-se hoje que a turbulência é sempre preservada na CLP, ainda que em muitos casos sua intensidade seja reduzida de maneira substancial (MAHRT; VICKERS, 2006). Sabe-se também que quando o balanço de ECT apresenta fontes e sumidouros de magnitude semelhante, mesmo que eventualmente a turbulência venha de fato a ter sua magnitude quase inteiramente suprimida em todas as escalas, é comum que períodos com tais características sejam sucedidos por outros em que a turbulência restabelece sua intensidade, também em todas as escalas. Este fenômeno foi definido por Mahrt (1999) como intermitência global, com o propósito de distinguir da intermitência de pequena escala associada à variabilidade com que os turbilhões transferem espectralmente suas propriedades.

O fenômeno da intermitência global é imprevisível. Episódios turbulentos têm magnitude, duração e tempo de ocorrência variáveis. Seu entendimento certamente passa pela compreensão da equação (1.1) em condições em que as fontes e sumidouros encontram-se em uma situação próxima ao balanço. Estudos recentes (SUN et al., 2004, 2011) identificaram algumas características importantes do processo. Sabe-se, por exemplo, que eventos intermitentes intensos se originam acima do topo da camada limite estável, sendo propagados para baixo pelos termos de transporte da equação da ECT. Ainda que de natureza complexa, tais eventos intensos possuem um caráter organizado e organizador, pois em sua propagação para baixo a CLE se torna turbulenta, com as variáveis podendo ser descritas de maneira relativamente simplificada. Nem todos eventos de intermitência global, entretanto, possuem tais características. Em muitos casos, even-

tos menos intensos ocorrem de maneira muito mais localizada, e ainda mais imprevisível. Suas implicações, entretanto, podem ser significativas, pois são suficientes para causar mudanças apreciáveis nas variáveis que descrevem o escoamento da CLP. A causa deste tipo de processo não é totalmente conhecida, mas estudos como os de Reville (1993) e van de Wiel et al. (2002) sugeriram que os eventos podem se originar diretamente da interação dos níveis mais baixos da atmosfera com a superfície. De qualquer forma, nenhum estudo até a presente tese havia sido capaz de reproduzir numericamente eventos com esta característica.

Quando a intensidade turbulenta é reduzida e os eventos intermitentes possuem este caráter mais localizado e imprevisível, necessariamente não existe turbulência contínua conectando a superfície ao topo da CLE. Esta afirmação é possível porque, de outra forma, haveria uma organização suficiente que permitiria caracterizar a turbulência como contínua, e não intermitente. Isto confere à camada limite noturna um caráter bi-estável, onde duas condições bastante distintas podem ser identificadas. Quando há turbulência contínua em toda a camada na vertical, a superfície está conectada a níveis mais altos. Isso reduz a variabilidade horizontal, e em geral mantém a superfície mais quente por trazer ar de níveis mais altos da atmosfera. Por outro lado, se a turbulência não for verticalmente contínua, não há uniformidade horizontal, e processos locais controlam as características do escoamento. Diz-se, neste caso, que a superfície está desconectada, ou desacoplada. McNider et al. (1995) mostraram que a transição entre os estados de conexão e desconexão ocorre de maneira abrupta e hipersensível a condições iniciais. Segundo Chu (2011), um sistema é dito complexo quando “composto de partes interconectadas que, como um todo, exibem uma ou mais propriedades que não são óbvias a partir das propriedades das partes individuais”. A turbulência na camada limite estável é governada pelos processos de cisalhamento vertical do vento e estabilidade estática da atmosfera. Estes, por sua vez, dependem de forçantes externos, mas também apresentam uma forte dependência da própria intensidade turbulenta, caracterizando uma interação não linear, e sugerindo a possibilidade de comportamento complexo. O objetivo do presente trabalho é, portanto, caracterizar a camada limite atmosférica noturna como um sistema complexo, e identificar diferentes mecanismos (*caminhos*) que produzem a complexidade.

As transições abruptas e hipersensíveis às condições iniciais do estado de conexão para a desconexão da superfície com os níveis mais altos da atmosfera representam o primeiro caminho para a complexidade na CLP noturna abordado no presente estudo. Isto é feito no capítulo 2, onde é analisado como esquemas numéricos com diferentes características reproduzem as diferenças entre os estados de conexão e desconexão. Os eventos turbulentos intermitentes de magnitude, duração e ocorrência variáveis com origem na interação entre a superfície e os níveis mais baixos da atmosfera constituem o segundo caminho para a complexidade na CLP noturna abordado no presente estudo.

Um modelo numérico que os descreve é proposto, descrito e analisado no capítulo 3. No capítulo seguinte, o mesmo modelo analisado no capítulo 4 é usado com o objetivo específico de identificar algumas condições necessárias para a complexidade das soluções encontradas. Finalmente, no capítulo 5, esta complexidade é analisada de maneira específica, utilizando ferramentas matemáticas especialmente formuladas com este propósito. Técnicas diversas de análise de sistemas dinâmicos são utilizadas e a complexidade obtida é finalmente caracterizada. A pergunta “se a complexidade associada à intermitência global na camada limite noturna é suficiente para caracterizá-la como um sistema caótico” é respondida. Esta tese é estruturada na forma de capítulos independentes. Cada capítulo pode, portanto, ser lido e entendido de maneira independente, como um artigo científico, com introdução e conclusão próprias. De fato, dois capítulos já estão aceitos em periódicos científicos internacionais. O capítulo 2 está aceito para a publicação em *Boundary-Layer Meteorology*, enquanto o capítulo 3 foi publicado no *Journal of the Atmospheric Sciences*.

2 ESTADOS DE ACOPLAMENTO EM UMA CAMADA LIMITE ATMOS-FÉRICA IDEALIZADA

Nos últimos anos tem se tornado comum classificar a camada limite estável (CLE) em fracamente ou fortemente estável (HOLTSLAG; NIEUWSTADT, 1986; MAHRT et al., 1998; MAHRT; VICKERS, 2006). Em geral, camadas limites fracamente estáveis apresentam um escoamento continuamente turbulento, que obedece às relações de similaridade, enquanto que no regime fortemente estável a mistura turbulenta é drasticamente reduzida. Além disso, o escoamento pode se tornar intermitente sob estas condições. Um critério mais objetivo de classificação utiliza a dependência do fluxo de calor sensível com a estabilidade, de tal forma que em condições fracamente estáveis o fluxo de calor aumenta em magnitude com a estabilidade, enquanto que sob condições fortemente estáveis a estratificação térmica é suficientemente forte para reduzir os fluxos, os quais decrescem em magnitude, e a CLE se torna mais estável.

Uma classificação alternativa, porém não excludente da anterior, da CLE, é relacionada com o estado de acoplamento do ar próximo à superfície e os níveis superiores da atmosfera. Sob condições turbulentas, diferentes regiões da camada limite permanecem conectadas entre si e com o topo da CLE, o que acarreta uma pequena variabilidade horizontal das variáveis que controlam o escoamento, como por exemplo, a temperatura, ou a concentração de escalares. Os valores na superfície, neste tipo de situação, geralmente são controlados por processos que ocorrem em escalas maiores que a espessura da CLE. Neste caso, que geralmente coincide com o regime fracamente estável, a superfície pode ser relacionada como conectada com o topo da camada limite. Por outro lado, se não existe suficiente produção mecânica de turbulência, ocasionada por ventos de intensa magnitude, a superfície tende a se desacoplar dos níveis atmosféricos superiores. Processos locais passam a controlar a evolução dos escalares próximo à superfície, de forma que uma grande variabilidade espacial surge, ocasionando uma grande variação horizontal de temperatura para um período temporal de longa duração (GEIGER, 1965). Sendo assim, o estado desacoplado, pode ser relacionado com o regime muito estável da CLE.

Acevedo e Fitzjarrald (2003) mostraram evidências observacionais do desacoplamento atmosférico em uma rede regional de estações. Seus resultados mostram que em uma região algumas estações, geralmente as localizadas em locais mais altos, tendem a permanecer turbulentas ao longo de toda a noite, enquanto que as outras mostravam um rápido resfriamento no começo da noite e um decréscimo da velocidade do vento em noites mais frias. Com relação ao acoplamento, este pode ocorrer intermitentemente ou de forma organizada nas diferentes localidades, e quando ocorre, a superfície pode

aquecer mais de 10 K, alcançando a temperatura registrada nas estações mais altas, que apresentaram regime turbulento contínuo ao longo de toda a noite. Tal diferença acentuada entre os estados, conectado e desconectado, sugere uma condição bi-estável, que pode ser reproduzida por esquemas numéricos simplificados utilizados para representar o comportamento do escoamento na CLE. McNider et al. (1995) mostraram que uma simples formulação de turbulência baseada no número de Richardson crítico (que é um limite acima do qual espera-se que a mistura turbulenta em um escoamento seja completamente suprimida), não resolve somente os estados de conexão e desconexão da camada limite noturna, mas também apresenta uma variação aguda e bem definida entre os dois estados, a qual é sensível às condições iniciais das simulações. Derbyshire (1999) apresentou uma análise matemática detalhada da dependência do desacoplamento com a formulação de turbulência utilizada, mostrando analiticamente que o desacoplamento é uma resposta natural do sistema dinâmico que é a CLE, desde que a intensidade da turbulência seja de alguma forma sensível à estabilidade atmosférica, expressa por um parâmetro, como o número de Richardson. Além disso, sua análise mostra que o desacoplamento é estritamente dependente de um parâmetro limite de estabilidade, e que para valores acima deste toda a intensidade turbulenta é extinta.

Com base no resultado de Derbyshire (1999), que estabelece que o desacoplamento surge em uma variedade de representações de turbulência, neste capítulo será investigado em detalhes como as formulações de turbulência resolvem o estado de acoplamento entre a superfície e os níveis atmosféricos superiores da CLE. A análise foca em aspectos tais como o valor do forçante mecânico necessário para que haja a transição entre os dois estados, quão repentina e abrupta é a transição e quais são os valores de equilíbrio dos perfis verticais das variáveis do escoamento tais quais temperatura, velocidade do vento e intensidade turbulenta em cada estado da camada limite para cada formulação considerada. Para isto, uma CLE idealizada é imposta, com condições de contorno inferiores e superiores fixas e prescritas. Tal idealização é escolhida com o propósito de comparar unicamente as respostas da CLE aos esquemas utilizados para a representar. Sendo assim, esta escolha pode implicar em resultados que estão distantes dos observados no mundo real, em alguns casos. Entre os esquemas de turbulência, utilizados nas comparações, estão aqueles que resolvem uma equação prognóstica para a energia cinética turbulenta (ECT) e aqueles que meramente prescrevem a intensidade da turbulência como uma função da estabilidade e em cada caso as formulações mais simples possíveis foram escolhidas.

2.1 Modelos

2.1.1 Equações

A camada limite idealizada considerada neste estudo tem uma altura constante h e condições de contorno prescritas em ambas fronteiras do domínio vertical, h e superfície do solo. A CLE é dividida em n níveis igualmente espaçados (figura 1, linhas sólidas). A temperatura potencial (θ) e a velocidade do vento (u) são calculadas nos níveis do modelo através da divergência vertical do fluxo turbulento:

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} = -\frac{\partial \overline{w'\theta'}}{\partial z} \quad (2.1)$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} = P - \frac{\partial \overline{u'w'}}{\partial z} \quad (2.2)$$

Na equação (2.2), P representa o forçante mecânico, que atua tal qual um gradiente de pressão, que é prescrito. A imposição de um termo de aceleração desta forma é necessária porque somente uma componente horizontal do vento é considerada, de forma que o balanço geostrófico e sua associação com a aceleração não pode ser assumida. Uma aproximação similar foi considerada por van de Wiel et al. (2002).

Os fluxos turbulentos são determinados nos níveis intermediários (figura 2.1, linhas pontilhadas), localizados exatamente na metade da distância entre os níveis principais do modelo. Estes são parametrizados através de formulações simples de primeira ordem, como, $\overline{w'\theta'} = -K_h \frac{\partial \theta}{\partial z}$ e $\overline{u'w'} = -K_m \frac{\partial u}{\partial z}$, onde K_h e K_m são respectivamente os coeficientes de difusão turbulenta de calor e momentum. Seus valores dependem da formulação de turbulência utilizada, as quais são descritas a seguir.

2.1.1.1 Formulação ECT

Modelos que utilizam uma formulação para ECT, geralmente, prescrevem o coeficiente de difusão de momentum como uma função da ECT e do comprimento de mistura turbulento:

$$K_m = c\sqrt{E}l_m \quad (2.3)$$

onde c é uma constante de proporcionalidade, E é a ECT e l_m é o comprimento de mistura turbulento de momentum. Tal representação para os coeficientes de difusão foi adotada por Belair et al. (1999), Cuxart, Bougeault e Redelsperger (2000), Xue, Droge-

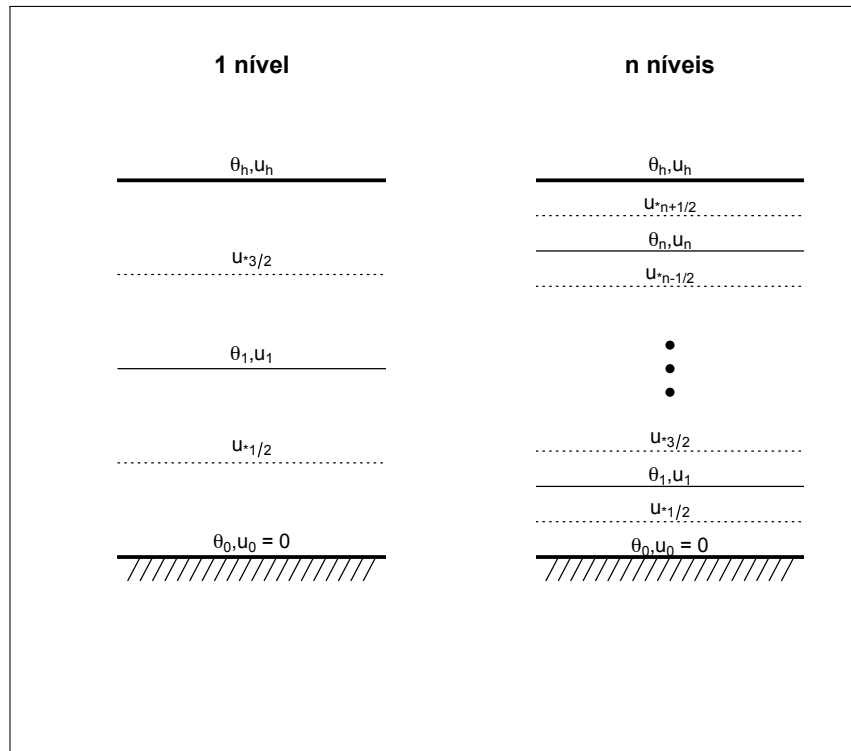


Figura 2.1 – Distribuição dos níveis atmosféricos para os esquemas com 1 nível (painel da esquerda) e n níveis principais (painel da direita). Os níveis intermediários são indicados pelas linhas pontilhadas. As variáveis que controlam o escoamento, são indicadas em cada nível.

meier e Wong (2000), Lenderink e Holtslag (2004), Costa et al. (2011), entre outros. Aqui é considerado que a velocidade de fricção u_* é diretamente relacionada com a ECT, por $u_*^2 = E/5,5$. Tal aproximação foi utilizada por Duynkerke (1988), sendo que $1/5,5$ é a constante de aproximação dada pela média de um número de estimativas feitas por Panofsky e Dutton (1984) para a relação entre u_* e E . Se o número de Prandtl é considerado como sendo unitário, ambos coeficientes de difusão para momentum e calor são iguais, e a equação (2.3) pode ser reescrita como uma função de u_* (COSTA et al., 2011). Seguindo McNider et al. (1995), o comprimento de mistura é considerado como sendo $l = \kappa z$, onde κ é a constante de von Kármán. Então a equação (2.3) se torna:

$$K_h = K_m = \kappa u_* z \quad (2.4)$$

A constante c é assumida como sendo $1/\sqrt{(5,5)}$ por simplicidade e tal escolha está dentro do intervalo dos valores típicos utilizados neste tipo de fechamento (CUXART et al., 2006).

A energia cinética turbulenta (ECT) é determinada prognosticamente através de sua equação de balanço:

$$\frac{\partial E}{\partial t} = -\overline{u'w'} \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{g}{\Theta} \overline{w'\theta'} - \frac{\partial}{\partial z} \left[\overline{w'E'} + \frac{\overline{p'w'}}{\rho_0} \right] - \epsilon \quad (2.5)$$

Na equação (2.5), os termos do lado direito são respectivamente a produção mecânica pelo cisalhamento, destruição térmica por empuxo, transporte turbulento vertical e dissipação viscosa de turbulência. O termo de transporte, quando usado, é parametrizado como $(\overline{w'E'} + \overline{p'w'}/\rho_0) = -K_E \partial E / \partial z$, onde $K_E = K_m$, já a taxa de dissipação viscosa é estimada através de análise dimensional como sendo $\epsilon = u_*^3 / (\kappa z)$

2.1.1.2 Formulação ECT-FE

A segunda formulação considerada, similarmente com a anteriormente descrita, estima a intensidade da turbulência na CLE através de uma equação prognóstica para ECT. A diferença entre as duas formulações está no fato que na segunda os coeficientes de difusão não dependem somente da resposta do balanço de ECT, mas também de uma função de estabilidade (FE), a qual é geralmente obtida através de análises de dados experimentais baseadas em relações de similaridade. Desta forma, a nomenclatura aqui utilizada para essa formulação é “ECT-FE”, em virtude desta formulação apresentar características presentes em formulações presentes em modelos ECT e modelos de funções de estabilidade.

Uma grande variedade de estimativas para a dependência dos coeficientes de difusão com a estabilidade já foi sugerida (LOUIS, 1979; BELJAARS; HOLTSLAG, 1991; MCNIDER et al., 1995; DELAGE, 1997). Aqui, tal relação é considerada como sendo $K_h = K_m = \kappa u_* z / (\phi(Ri)^2)$, onde $\phi(Ri)$ é a FE considerada, a qual é responsável pelo decréscimo dos coeficientes de difusão à medida que o número de Richardson aumenta, como uma consequência do aumento da estabilidade. Esta FE foi proposta por Louis (1979), a partir de observações que mostram que mesmo para condições muito estáveis, com valores de número de Richardson (Ri) além do seu valor crítico, o resfriamento superficial não é tão rápido quanto o obtido por modelos que impõem um Ri crítico (Ri_{cr}). Modelos que assumem a condição que para valores de Ri acima do crítico a turbulência é completamente suprimida, geralmente apresentam soluções que levam a valores de temperatura durante a noite, próximo à superfície, falsamente baixos, devido ao rápido desacoplamento energético entre o solo e a atmosfera nestas condições (LOUIS, 1979). Todavia, uma forma de evitar este tipo de comportamento, em condições muito estáveis é considerar uma FE que permite que a turbulência nunca desapareça, como propôs Louis (1979):

$$\phi(Ri) = 1 + 4,7Ri \quad (2.6)$$

2.1.1.3 Formulação FE Cauda-curta

Em formulações de turbulência baseadas em FE's, a intensidade da turbulência não é determinada por uma equação prognóstica. Ao invés disso, é imposta uma relação arbitrária na qual a intensidade da turbulência depende da estabilidade atmosférica. Uma grande variedade de formulações baseadas em FE existem na literatura (LOUIS, 1979; BELJAARS; HOLTSLAG, 1991; MCNIDER et al., 1995; DELAGE, 1997), e elas geralmente são classificadas em dois tipos de formulações:

- Funções de estabilidade cauda-curta: Utilizam Ri_{cr} como um valor limite para existência de mistura turbulenta na CLE;
- Funções de estabilidade cauda-longa: Permitem que mesmo para valores Ri acima do crítico, ainda exista alguma intensidade de turbulência residual na CLE.

A terceira formulação de turbulência considerada neste estudo é FE cauda-curta proposta por McNider et al. (1995):

$$u_* = \kappa z \frac{du}{dz} \sqrt{f(Ri)} \quad (2.7)$$

A dependência com a estabilidade é dada por $f(Ri)$, onde:

$$f(Ri) = \begin{cases} (1 - Ri/Ri_{cr})^2 & \text{se } Ri < Ri_{cr} \\ 0 & \text{se } Ri > Ri_{cr} \end{cases}$$

FE's cauda-curta seguem a teoria clássica de turbulência em considerar que a turbulência é totalmente suprimida a partir de um determinado valor de estabilidade do escoamento. Para FE's baseadas no número de Richardson tal limite de estabilidade geralmente é estabelecido como sendo o Ri_{cr} .

2.1.1.4 Formulação FE Cauda-longa

Em funções de estabilidade cauda-longa, como discutido em 2.1.1.2, não existe limite superior de estabilidade para a existência de turbulência. Embora esta ideia possa contradizer o balanço local de ECT em condições muito estáveis, as previsões de escalares superficiais utilizando formulações baseadas em FE's cauda-longa tende a ser melhor que aquelas obtidas usando formulações cauda-curta (LOUIS, 1979; DELAGE, 1997). A razão para isto foi sugerida por Mahrt (1987) e por Delage (1997) e é baseada no fato que em uma determinada região podem existir focos localizados de turbulência mesmo quando a média da estabilidade regional é além do valor crítico para a existência de turbulência.

A quarta formulação considerada é uma FE cauda longa, similar a proposta por Louis (1979):

$$u_* = \frac{\kappa z}{\phi^2(Ri)} \frac{du}{dz} \quad (2.8)$$

onde $\phi(Ri)$ é dado pela expressão 2.6.

2.1.2 Discretização do modelo

A implementação das formulações descritas anteriormente em um esquema vertical tal qual apresentado na figura 2.1 leva a equações prognósticas para as variáveis θ e u no nível i :

$$\frac{\partial \theta_i}{\partial t} = \frac{\kappa}{(\Delta z)^2} \left(\theta_{i-1} u_{*i-1/2} z_{i-1/2} - \theta_{i+1} u_{*i+1/2} z_{i+1/2} - \theta_i u_{*i-1/2} z_{i-1/2} - \theta_i u_{*i+1/2} z_{i+1/2} \right) \quad (2.9)$$

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} = P_i + \frac{\kappa}{(\Delta z)^2} \left(u_{i-1} u_{*i-1/2} z_{i-1/2} - u_{i+1} u_{*i+1/2} z_{i+1/2} - u_i u_{*i-1/2} z_{i-1/2} - u_i u_{*i+1/2} z_{i+1/2} \right) \quad (2.10)$$

Nos esquemas que utilizam as formulações ECT e ECT-EF, as equações prognósticas para ECT são resolvidas nos níveis intermediários entre cada um dos níveis principais:

$$\frac{\partial E_{i-1/2}}{\partial t} = \frac{\kappa z_{i-1/2}}{(\Delta z)^2} \frac{u_{*i-1/2} (u_i - u_{i-1})}{\phi^2(Ri_{i-1/2})} + \frac{g z_{i-1/2}}{\Theta(\Delta z)} \frac{\kappa u_{*i-1/2} (\theta_i - \theta_{i-1})}{\phi^2(Ri_{i-1/2})} + \frac{T_i - T_{i-1}}{\Delta z} - \frac{u_*^3}{\kappa z} \quad (2.11)$$

onde:

$$T_i = \frac{\kappa z_i (u_{*i+1/2} + u_{*i-1/2}) (E_{i+1/2} + E_{i-1/2})}{\Delta z [\phi^2(Ri_{i+1/2}) + \phi^2(Ri_{i-1/2})]}$$

e

$$Ri = \frac{g \Delta z (\theta_i - \theta_{i-1})}{\Theta (u_i - u_{i-1})}$$

Utilizando a relação $u_*^2 = E/5,5$ (DUYNKERKE, 1988) e considerando n níveis verticais, as equações (2.9)-(2.11) compõem um sistema de $3n + 1$ equações para $3n + 1$ variáveis (sendo n níveis para θ e u e $n + 1$ níveis para u_*).

Para o modelo que utiliza a formulação ECT, as funções ϕ são consideradas como sendo unitárias, enquanto que para o esquema que utiliza a formulação ECT-FE, tais funções são determinadas pela equação (2.6).

Nos modelos que utilizam formulações FE, somente as equações (2.9) e (2.10) são resolvidas, enquanto que u_* é estimado através das expressões (2.8) e (2.7). No primeiro nível intermediário, têm-se que $u_{*1/2} = \kappa \sqrt{f(Ri_{1/2})} u_1 / \ln(z_1/z_0)$ para o modelo que utiliza FE cauda-curta e $u_{*1/2} = \kappa u_1 / [\phi^2(Ri_{1/2}) \ln(z_1/z_0)]$ para o caso que utiliza FE cauda-longa. Nos demais níveis, a velocidade de fricção é $u_{*i-1/2} = \kappa \sqrt{f(Ri_{i-1/2})} (u_i - u_{i-1}) / \ln(z_i/z_{i-1})$ para o esquema cauda-curta, e $u_{*i-1/2} = \kappa (u_i - u_{i-1}) / [\phi^2(Ri_{i-1/2}) \ln(z_i/z_{i-1})]$ para o esquema cauda-longa.

2.1.3 Condições iniciais e de contorno

Nas simulações analisadas aqui, a altura da CLE h é constante e assumida como sendo igual a 50 m. Nesta altura, é assumido que a temperatura potencial é constante e que a velocidade de fricção é nula (MCNIDER et al., 1995; van de WIEL et al., 2002; COSTA et al., 2011). O uso de uma CLE com a altura constante é necessário para manter a simplicidade do modelo, usando um número de níveis verticais limitado. Todavia, isto afeta os resultados do modelo pelo motivo que as convergências dos fluxos turbulentos estão restritas a uma camada mais rasa do que ocorreria se a CLE evoluísse durante a noite. Como consequência direta, têm-se que os valores de intensidade da turbulência, e dos fluxos simulados no estado conectado perdem o realismo, especialmente nos casos em que o vento no topo da CLE é intenso. Por outro lado, o estado desconectado e a transição entre os estados tendem a não ser afetados por esta escolha.

A temperatura e a velocidade do vento são prescritos no topo e na superfície. Assim, $\theta_{n+1} = 300$ K, $u_{n+1} = u_h$, $\theta_0 = 300$ K $-TR\Delta t$, onde TR é uma taxa de resfriamento da superfície imposta, e $u_0 = 0$. A velocidade do vento no topo do domínio vertical é o principal forçante externo do sistema e também é mantida constante em todas as simulações. O termo de aceleração P na equação (2.10) é $P = u_h \times 10^{-4}$ m s⁻², de tal forma que tem uma magnitude similar a um forçante geostrófico em latitudes médias. No primeiro nível intermediário, a equação (2.11) necessita de um valor para o transporte turbulento de ECT na superfície T_0 , que é assumido como sendo igual a 0.

Perfis lineares são assumidos para a inicialização de ambos θ e u nos n níveis. A temperatura inicial da superfície é assumida como sendo 280 K para simulações sem taxa de resfriamento do solo, ou 300 K quando a taxa de resfriamento é assumida. O valor inicial de ECT assumido é $0,003/z_i$ m² s⁻² e este é também considerado o valor mínimo permitido para esta variável em cada nível de ambos os esquemas que utilizam

formulações ECT e ECT-FE. O uso de uma intensidade de turbulência residual é necessário nestes esquemas, que resolvem a equação prognóstica para ECT, para evitar que estes encontrem um estado de equilíbrio em $E = 0$. Embora esta seja uma imposição artificial, esta é suportada por observações que mostram que sempre alguma intensidade turbulenta é observada, mesmo em casos muito estáveis (MAHRT; VICKERS, 2006). O valor escolhido para a intensidade turbulenta residual, foi retirado de observações feitas em condições muito estáveis em um sítio onde tal situação é típica durante a noite (SAKAI et al., 2004). Todavia, testes realizados indicam que o uso de valores menores para a ECT residual não afetam significativamente os resultados.

2.1.4 Integração

O modelo é integrado por 10 h, utilizando um passo de tempo de 0.1 s. Para as diferentes simulações, a velocidade do vento no topo do domínio (u_h) varia de 1 até 20 m s^{-1} e o número de níveis verticais no domínio variam de 1 a 9. As demais constantes consideradas são $\kappa = 0,4$, $g = 9,8 \text{ m s}^{-2}$, $\Theta = 300 \text{ K}$ e quando necessário, o coeficiente de rugosidade é assumido como sendo $z_0 = 0,1 \text{ m}$. Testes de sensibilidade indicam que diferentes coeficientes de rugosidade podem mudar as temperaturas nas quais o modelo alcança equilíbrio, todavia, sem afetar o estado de acoplamento das CLE's simuladas.

2.2 Resultados

2.2.1 Condição de contorno inferior constante

Primeiramente serão analisados os casos nos quais o domínio vertical possui condições de contorno superiores e inferiores fixas. Precisamente, uma temperatura potencial de 300 K é assumida em h , enquanto que a temperatura da superfície é mantida a 280 K.

O contraste entre os estados acoplado e desacoplado de cada um dos esquemas considerados é exemplificado pela diferença nas soluções para ventos no topo da CLE com intensidade entre 2 e 12 m s^{-1} (figura 2.2), para as diferentes formulações considerando 1 nível atmosférico. Em todos os casos, ventos com velocidade de 12 m s^{-1} causam acoplamento, caracterizado pelo fato que o único nível considerado alcança o estado de equilíbrio com uma temperatura próxima à temperatura do topo da CLE. Tais ventos são suficientes para manter a CLE turbulenta em todos os casos, independente-

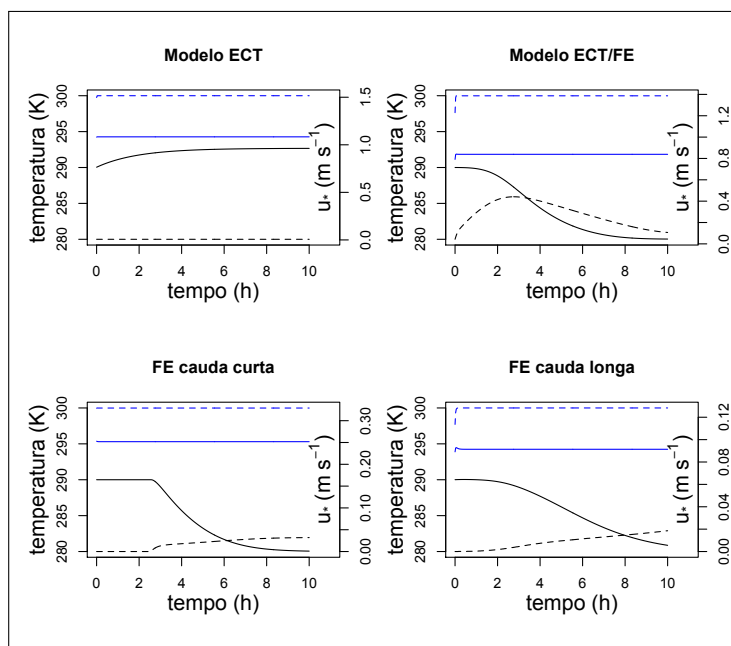


Figura 2.2 – Soluções para os diferentes esquemas considerando 1 nível atmosférico com vento no topo do domínio de 2 m s^{-1} (linhas pretas) e 12 m s^{-1} (linhas azuis). Em cada caso, as linhas solidas mostram a temperatura (escala à esquerda), enquanto as linhas pontilhadas são a velocidade de fricção (escala a direita).

mente da formulação de turbulência escolhida. Por outro lado, quando a intensidade do vento é igual a 2 m s^{-1} , algumas diferenças significativas podem ser observadas. Embora, na maioria dos casos o único nível considerado permaneça mais frio, desconectado do topo do domínio, nas formulações ECT-FE e FE cauda-longa o equilíbrio é atingido após um longo tempo de simulação, devido à fraca intensidade turbulenta nos níveis intermediários. No caso da formulação FE cauda-curta, nenhuma mudança é observada no nível principal por mais de duas horas. Este é o tempo necessário para o vento local produzir uma aceleração suficiente para quebrar a estabilidade, forçando o número de Richardson a decrescer a um valor inferior ao seu valor crítico. Uma vez que isto aconteça, a temperatura do ar tende a encontrar o “equilíbrio frio” (daqui em diante este termo será utilizado para ilustrar o equilíbrio no estado desacoplado), com temperatura igual à temperatura do solo. A principal diferença nas soluções é observada para o caso da formulação ECT, no qual o forçante mecânico nunca é intenso o bastante para fazer com que a velocidade de fricção varie de seu valor residual, muito próximo de zero. A consequência disso é que a temperatura no nível principal, alcança o equilíbrio muito próxima a seu valor inicial de 290 K, e ao valor da média das temperaturas assumidas nos limites verticais do domínio.

A figura 2.2 permite definir precisamente o significado dos estados conectado e desconectado no contexto do presente estudo. A partir de agora, o termo “desacoplado” refere-se ao estado no qual o sistema encontra soluções com fraca intensidade de turbulência e conseqüentemente com baixas temperaturas próximo à superfície, enquanto o termo “acoplado” será utilizado para nomear as situações nas quais as soluções apre-

sentam forte intensidade turbulenta e temperaturas de equilíbrio mais quentes. Como já foi comentado anteriormente, esta definição é consistente com as definições comumente utilizadas para classificar a CLE como fracamente (acoplada) ou muito estável (desacoplada), e também com os regimes de turbulência fraca e forte encontrados por Sun et al. (2011).

A distinção entre os estados não é suave, e sim aguda, como mostra a figura 2.3, que mostra a dependência da temperatura de equilíbrio em função de u_h para os casos nos quais os esquemas possuem 1 e 9 níveis atmosféricos. Em coerência com a conclusão apresentada por Derbyshire (1999), o acoplamento é uma característica de todas as formulações consideradas, assim como o equilíbrio frio é sempre encontrado com u_h 's de baixa magnitude, enquanto que as soluções mais quentes ocorrem em u_h 's intensos. As principais diferenças estão relacionadas ao forçante mecânico necessário para a conexão, à forma da transição entre os dois estados e ao comportamento das soluções no estado desacoplado. Em geral, a transição ocorre em um intervalo similar para todas as formulações, entre 5 e 7 m s^{-1} . Ambos ECT-FE e FE cauda-longa apresentam transições mais suaves nas quais temperaturas intermediárias, entre os dois estados do sistemas, ocorrem para um intervalo considerável de forçantes mecânicos, enquanto os esquemas com formulações ECT e FE cauda-curta mostram uma transição mais abrupta do equilíbrio frio para o equilíbrio quente. Para uma grade com 1 nível atmosférico, a solução com intensidade turbulenta residual no esquema ECT, persiste até valores de u_h mais intensos que 2,5 m s^{-1} , quando o resfriamento começa a ocorrer lentamente no nível principal. O esquema com formulação FE cauda-longa também apresenta tal condição sem resfriamento para forçantes mecânicos pouco intensos, todavia, estes são limitados a valores de u_h menores que 1,5 m s^{-1} . Isto ocorre porque em ambos esquemas com formulações ECT e FE cauda-longa, a temperatura mais baixa não acontece com o menor forçante mecânico, mas sim, para um valor de velocidade de vento no topo da CLE um pouco mais intenso. Embora isto possa parecer uma limitação de tais esquemas, observações mostram que ventos com fraca intensidade não são suficientes para produzir resfriamento da atmosfera próximo ao solo, pela restrição da atividade de mistura a uma camada rasa que inclui a superfície, mas não os níveis mais altos da atmosfera que são mais quentes (ACEVEDO; FITZJARRALD, 2003).

Quando 9 níveis atmosféricos são usados (figura 2.3, painéis do meio e inferior), as características gerais observadas nos esquemas com somente 1 nível principal são mantidas. Próximo à superfície, as temperaturas de equilíbrio no estado desacoplado são mais baixas quando 9 níveis atmosféricos são considerados, todavia, isto é causado pela maior proximidade do solo que o nível de análise se encontra. No caso do esquema com formulação ECT, a condição na qual não existe intensidade turbulenta maior que a residual é restrita a um intervalo menor de forçantes mecânicos ($u_h < 1,5 \text{ m s}^{-1}$). A transição entre os estados desacoplado e acoplado, é mais suave em todos os esquemas conside-

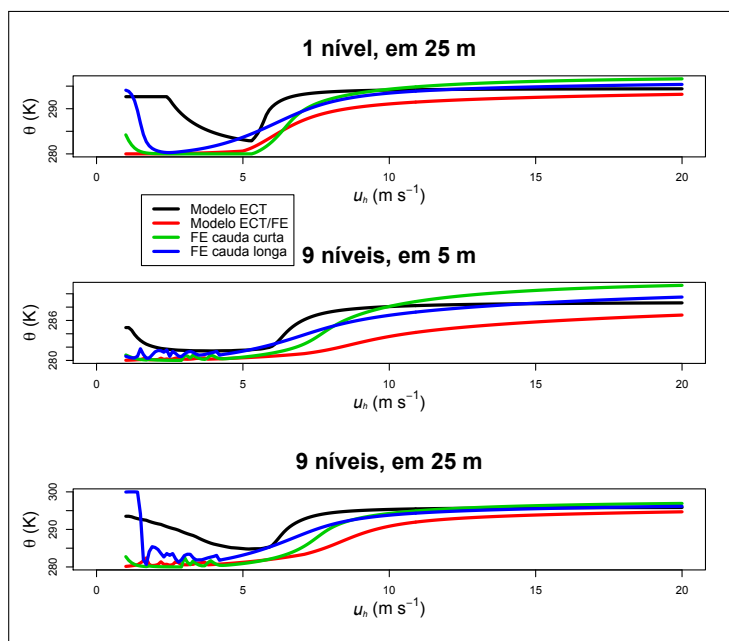


Figura 2.3 – Temperatura de equilíbrio no nível atmosférico inferior, após 10 h de simulação, como função da velocidade do vento no topo da CLE para cada uma das formulações consideradas, de acordo com a legenda. O painel superior mostra os resultados para o modelo com 1 nível atmosférico, o painel do meio é para 9 níveis no nível inferior, e o painel inferior é para 9 níveis no quinto nível atmosférico.

rados e, no nível atmosférico inferior, existe uma grande variabilidade da temperatura do estado conectado entre as diferentes formulações (figura 2.3, painel do meio). Todavia, as soluções para a temperatura potencial no meio da CLE mostram que a diferença entre as temperaturas de equilíbrio no estado acoplado diminui entre todas as formulações (figura 2.3, painel inferior). O esquema com a formulação FE cauda-curta apresenta a temperatura mais quente (291,2 K a 5 m) e o esquema com a formulação ECT-FE têm a temperatura de equilíbrio, no estado acoplado, mais fria (286,6 K a 5 m). Tal diferença de 4,4 K entre estes esquemas mostra que somente resolver o estado de acoplamento não é suficiente para prever adequadamente a temperatura do ar próximo à superfície durante a noite. A alta temperatura de equilíbrio no estado acoplado do esquema com a formulação FE cauda-curta é uma consequência de que neste caso a turbulência decai mais lentamente com a estabilidade do que para outras formulações. Por outro lado, no estado desacoplado o esquema com formulação FE cauda-curta é menos turbulento e geralmente apresenta temperaturas de equilíbrio mais frias.

Provavelmente, a principal diferença entre as formulações consideradas está nos perfis verticais de temperatura potencial, especialmente no estado desacoplado (figura 2.4). Para o caso no qual o forçante mecânico no topo da CLE é fraco ($u_h = 2,0 \text{ m s}^{-1}$), somente a formulação ECT resulta num perfil simples, com um acréscimo aproximadamente linear da temperatura com a altura. Todas as outras formulações, como mostrado na figura 2.3, mostram uma temperatura de equilíbrio mais fria nesta situação, apresen-

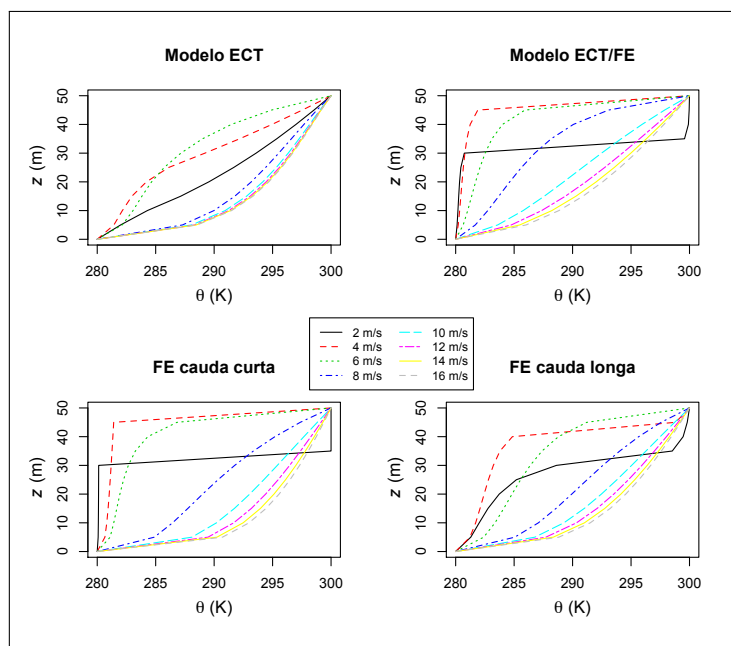


Figura 2.4 – Perfil vertical de temperatura potencial, considerando 9 níveis atmosféricos como uma função de u_h , indicados pela legenda. Os esquemas considerados são indicados no topo de cada painel.

tando um perfil anormal com aproximadamente duas camadas adiabáticas, uma próxima a superfície e outra próxima ao topo da CLE, com uma transição aguda no meio do domínio. Isto é uma consequência do fato que em tais formulações, a fraca intensidade da mistura turbulenta faz com que cada nível encontre seu equilíbrio próximo à temperatura da fronteira vertical mais próxima. A forte estabilidade no meio do domínio destrói a turbulência localmente, causando um mínimo na velocidade de fricção local (figura 2.5) além do desacoplamento entre as duas sub-camadas. À medida que u_h aumenta nos esquemas ECT-FE, FE cauda-curta e FE cauda longa, uma camada mais profunda se torna turbulenta próximo à superfície, e toda esta camada é resfriada até uma temperatura próxima ao valor superficial de temperatura, mas mantendo o forte gradiente térmico acima desta. No esquema ECT, por outro lado, quando a temperatura próximo à superfície decai, um gradiente térmico suave é observado. Uma vez conectado ($u_h \sim 8 - 10 \text{ m s}^{-1}$, dependendo do esquema) todos os perfis tendem ao mesmo valor local. Todavia, diferenças importantes existem, podendo levar a diferenças na temperatura de equilíbrio, próximo à superfície, de até 4,4 K, como discutido anteriormente.

Os perfis de velocidade de fricção variam substancialmente entre os diferentes esquemas (figura 2.5). Em particular, a formulação ECT leva a grandes intensidades de turbulência no estado conectado. Isto é evitado nos outros esquemas pela redução imposta pelas FE usadas. Entretanto, nestes casos, as velocidades de fricção mais realísticas acontecem ao longo de perfis verticais não condizentes com a realidade, no sentido que em todos os casos, com exceção da formulação ECT, existe a ocorrência do aumento de

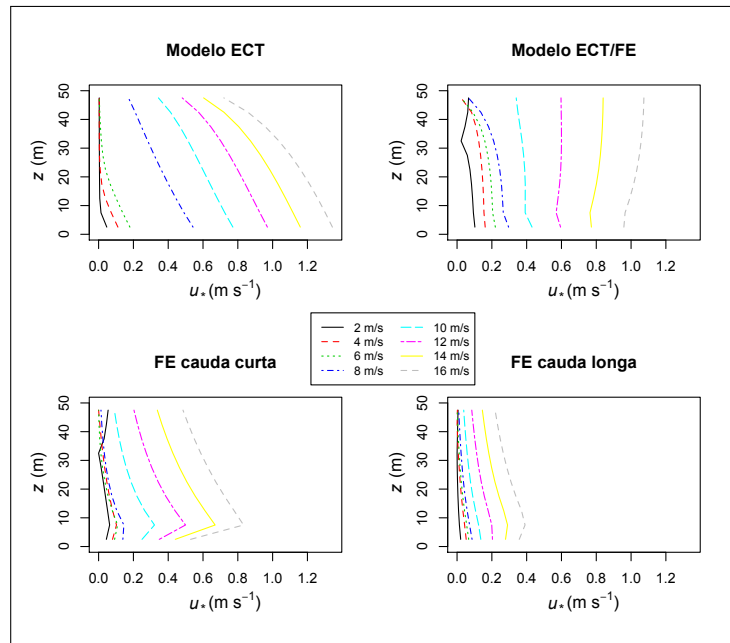


Figura 2.5 – Mesmo que a figura 2.4, mas para a velocidade de fricção.

u_* com a altura, o qual pode corresponder à convergência do fluxo de momentum e a consequente aceleração dos ventos locais devido à fricção.

Os esquemas com formulações ECT e FE cauda-curta apresentam as temperaturas de equilíbrio mais elevadas, as quais mostram um perfil de temperatura potencial mais curvado, aproximadamente logarítmico, no estado conectado. De fato, estes esquemas, e somente eles, levam a perfis verticais de velocidade do vento aproximadamente logarítmicos (notar a escala logarítmica no eixo vertical da figura 2.6). Estas duas formulações, que levam a temperaturas mais quentes no estado acoplado, têm em comum a falta (no caso da formulação ECT) ou a diminuição (para o esquema FE cauda-curta) da influência da imposição da redução da turbulência com a estabilidade, desta forma o perfil vertical da velocidade do vento pode naturalmente convergir para seu valor logarítmico, com o perfil de temperatura seguindo a mesma tendência e assim resultando na diferença de temperatura próximo à superfície.

Os perfis de velocidade de fricção também possuem diferenças significativas entre as formulações, consideradas (figura 2.5). Além da diferença, já discutida, que ocorre no estado desacoplado, variações importantes ocorrem no estado acoplado, especialmente com relação à magnitude de u_* . Os esquemas que utilizam formulações ECT e ECT-FE apresentam valores maiores de u_* , mas no caso do esquema com ECT-FE os coeficientes de difusão não são proporcionalmente grandes à intensidade da turbulência, em virtude destes serem baseados em uma função de estabilidade. Por este motivo o modelo com a formulação ECT, tem a maior mistura turbulenta efetiva, seguido pelo esquema com a formulação FE cauda-curta e, não surpreendentemente, nestes dois casos um perfil de vento aproximadamente logarítmico resulta no estado acoplado (figura 2.6).

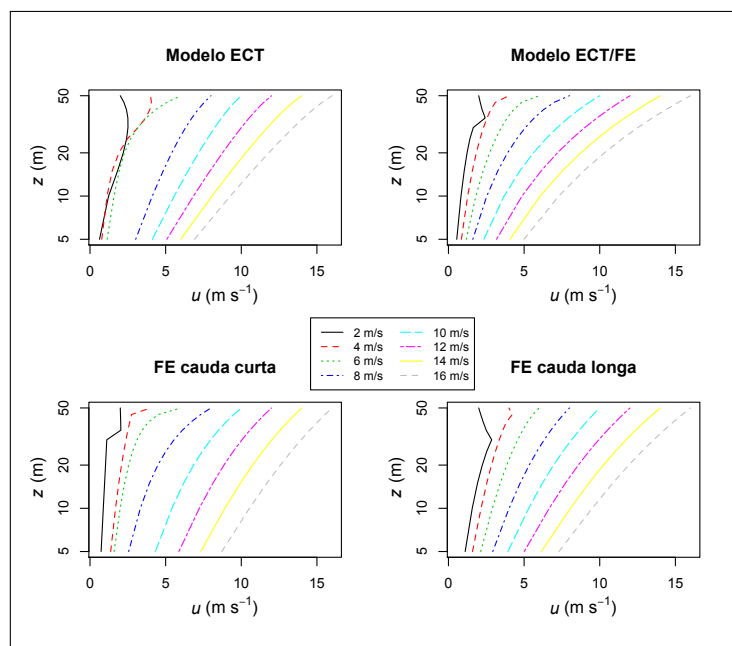


Figura 2.6 – Mesmo que a figura 2.4, mas para a velocidade do vento.

2.2.2 Taxa de resfriamento constante

Com a finalidade de mostrar como os diferentes esquemas resolvem o estado de acoplamento da camada limite em uma situação mais realística, que varia temporalmente, um caso que inicia com um perfil adiabático de temperatura potencial de 300 K, no qual a superfície é resfriada por uma taxa de resfriamento constante de 2 K h^{-1} é considerado. As simulações tem duração de 10 h. No final de cada simulação os valores das condições de contorno, superior e inferior, são os mesmos dos casos discutidos na sub-seção anterior.

O desacoplamento acontece em todos os esquemas e a dependência da temperatura final do ar, no nível mais próximo da superfície, com o forçante mecânico no topo do domínio é similar à mostrada na figura 2.3 para o caso no qual a temperatura da superfície é constante (figura 2.7). A diferença mais importante está no estado desacoplado, no fato que para todas as formulações a temperatura mais baixa ocorre para valores de u_h próximos de $3 - 4 \text{ m s}^{-1}$, o que significa que para forçantes mecânicos de fraca intensidade a temperatura do ar, no nível mais baixo, diminui a medida que u_h aumenta. Com a temperatura da superfície constante, tal resultado somente acontece quando a formulação ECT é considerada. Assim como ocorreu anteriormente, os esquemas com formulações ECT-FE e FE cauda-longa têm uma transição entre os estados mais suave, e a variabilidade da temperatura final no estado acoplado é a mesma dos casos analisados na sub-seção anterior.

Com um forçante mecânico extremamente fraco no topo do domínio ($u_h = 1,0 \text{ m s}^{-1}$, figura 2.8), o modelo com a formulação ECT mais uma vez têm uma solução que

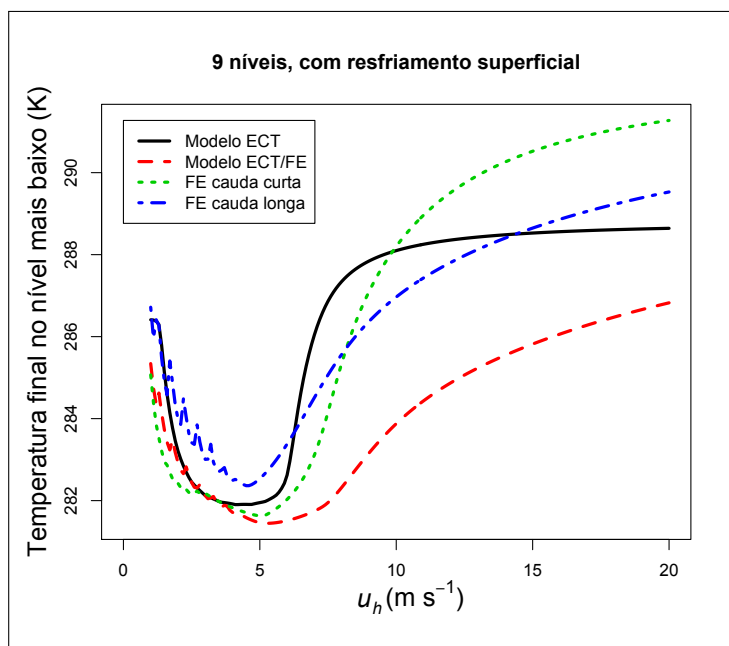


Figura 2.7 – Mesmo que a figura 2.3, porém considerando uma taxa de resfriamento superficial de 2 K h^{-1} , em uma grade vertical de 9 níveis atmosféricos.

difere das outras formulações. No caso do esquema com formulação ECT, o resfriamento do ar é mais intenso próximo à superfície, entretanto, toda a CLE é afetada, apesar do vento no topo do domínio ser muito fraco. Para os outros três esquemas, por outro lado, o resfriamento da superfície somente é sentido em uma camada rasa de aproximadamente 15 m, resfriada drasticamente enquanto que a temperatura permanece constante no seu valor inicial nos outros níveis, acima desta. Quando $u_h = 5,0 \text{ m s}^{-1}$ (figura 2.9), a mistura turbulenta é suficiente para que a superfície, mais fria, afete uma camada mais profunda nos casos quando os esquemas utilizam formulações ECT-FE, FE cauda-curta e FE cauda-longa. Isto origina uma camada, quase tão profunda quanto a CLE, com temperaturas próximas à temperatura da superfície, e um forte gradiente térmico é criado abaixo do topo do domínio, similarmente ao mostrado na figura 2.5, para o estado desacoplado. Tal mistura próximo ao solo é responsável pelo resfriamento com respeito ao caso de $u_h = 1 \text{ m s}^{-1}$.

Similar ao descrito anteriormente, para o esquema com formulação ECT também são observadas temperaturas mais baixas com $u_h = 5,0 \text{ m s}^{-1}$, próximas da superfície, que no caso de $u_h = 1 \text{ m s}^{-1}$, todavia, verifica-se que o gradiente de temperatura é mais suave que nos casos analisados para outras formulações. No estado acoplado, todos os esquemas levam à um perfil vertical curvado de temperatura potencial ao longo de toda a simulação e ao final das 10 h de simulação o perfil é muito similar ao obtido e discutido na sub-seção anterior, nos casos onde a condição de contorno inferior é constante (figura omitida).

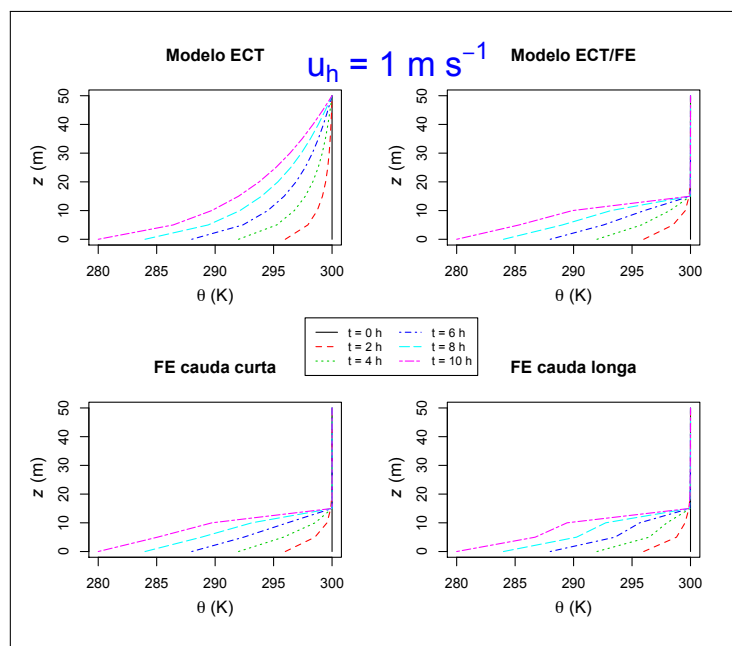


Figura 2.8 – Perfis verticais da evolução da temperatura potencial, para simulações com $u_h = 1,0 \text{ m s}^{-1}$ e taxa de resfriamento superficial de 2 K h^{-1} . Cada painel corresponde a uma formulação diferente, identificada no topo de cada painel. As linhas são os perfis para em diferentes tempos de análise, indicados pela legenda.

2.3 Discussão

O resultados indicam que o modelo com formulação ECT têm um comportamento distinto entre as 4 formulações consideradas. Além disso, pode ser enfatizado que este resolve melhor que os outros esquemas alguns aspectos do fenômeno de acoplamento da CLE, tais quais:

- No modelo ECT, a temperatura mais fria sempre ocorre para um valor intermediário do forçante mecânico;
- Este leva a perfis verticais de temperatura potencial mais realísticos no estado de-sacoplado, sem apresentar um forte gradiente de temperatura no meio do domínio vertical;
- No estado acoplado, os perfis verticais de velocidade do vento convergem para um perfil logarítmico para baixos valores de u_h , enquanto que as outras formulações, com exceção da formulação FE cauda-longa, não apresentam tal característica;
- Esta é a única formulação com a qual a velocidade de fricção nunca aumenta com a altura.

Por outro lado, o esquema com formulação ECT produz mais turbulência, que os esquemas que consideram outras formulações, como na figura 2.5, e isto é precisamente

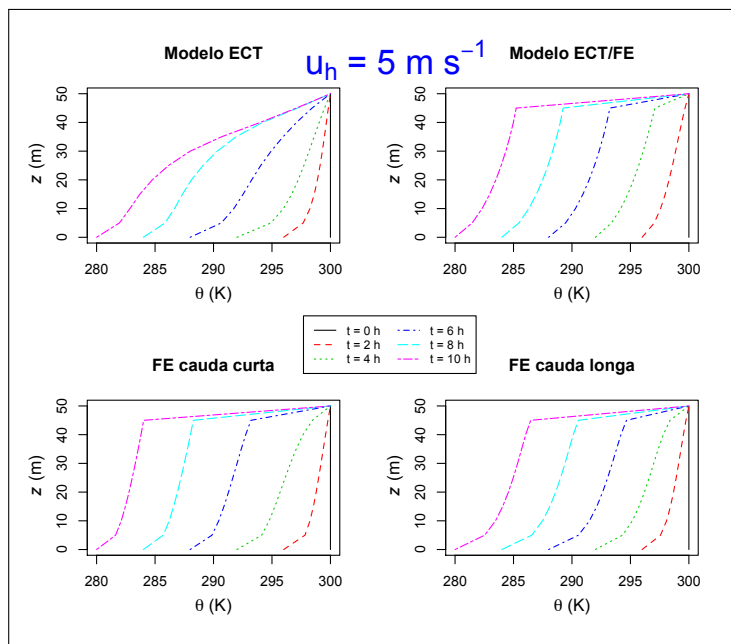


Figura 2.9 – Mesmo que a figura 2.8, mas para $u_h = 5,0 \text{ m s}^{-1}$.

o motivo deste possuir as vantagens descritas acima. Entretanto, tal característica leva a fluxos de calor sensível de grande intensidade que, na presente análise com temperaturas do solo prescritas, têm pequeno efeito sobre a performance dos perfis escalares, mas isto mudaria se a superfície respondesse dinamicamente ao balanço de energia.

A simples ideia de utilizar uma formulação ECT sem impor nenhuma dependência com a estabilidade nos coeficientes de difusão pode parecer inapropriada. Todavia, isto foi considerado aqui na expectativa que usando uma equação prognóstica para a ECT, esta pode levar naturalmente ao decaimento da turbulência com a estabilidade. De fato, a redução da turbulência com a estabilidade é, na média, alcançada nas simulações com taxa de resfriamento superficial (figura 2.10), para todas as formulações.

A figura 2.10 também indica que para todas as simulações, a resposta média da intensidade da turbulência para a estabilidade é afetada pelo estado de acoplamento da CLE. Todas as formulações mostram uma curva de transição em torno da solução de equilíbrio para 5 m s^{-1} , que é também onde a transição entre os estados de acoplamento geralmente ocorre.

2.4 Conclusão

Cuxart et al. (2006) e Svensson et al. (2011) mostram uma comparação detalhada entre um vasto número de formulações de turbulência atualmente implementadas em esquemas numéricos para previsão de tempo utilizados ao redor do mundo. Suas

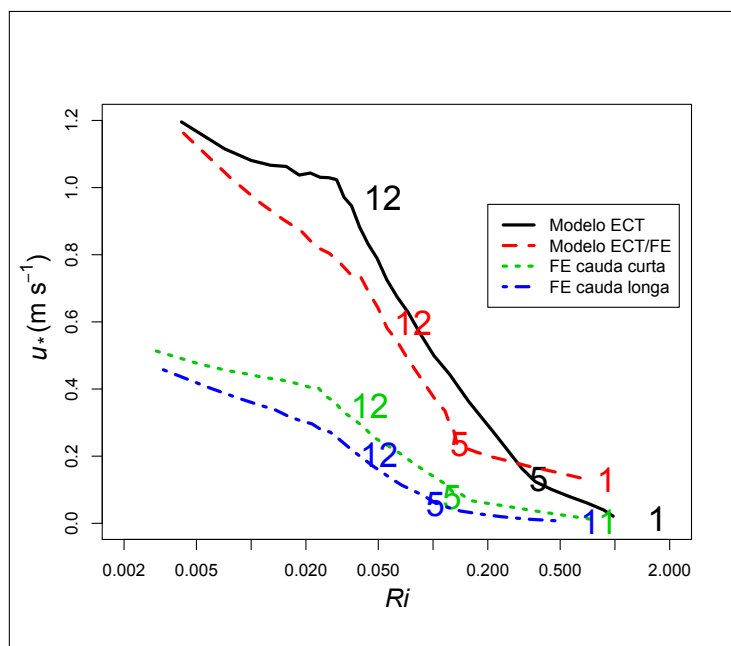


Figura 2.10 – Dependência da velocidade de fricção média com o número de Richardson para simulações com u_h variando de 1 a 15 m s^{-1} , e com taxa de resfriamento de 2 K h^{-1} para os diferentes esquemas, de acordo com a legenda. Os números 1, 5 e 12 identificam os valores finais após 10 h de simulação para os casos de $u_h = 1, 5$ e 12 m s^{-1} , respectivamente. As cores dos números seguem aquelas representadas nas legendas.

comparações também têm como objetivo reproduzir casos observados, assim tendo um caráter realístico. Em geral, eles concluem que os esquemas que resolvem uma equação prognóstica para a energia cinética turbulenta (ECT) tendem a ter uma performance melhor em condições noturnas.

O presente estudo, diferentemente, têm um caráter idealizado no qual a meta é caracterizar a resposta de diferentes esquemas de turbulência à uma característica específica da camada limite estável (CLE) que é o seu estado de acoplamento. A vantagem de tal abordagem é que as respostas específicas do fenômeno analisado, para as diferentes formulações comparadas, podem ser isoladas. Cada uma pertence a uma principal classe, e todas elas consistem na mais simples formulação que caracteriza seu dado tipo de descrição. As análises mostram que um simples esquema que considera uma formulação para ECT sem a imposição da dependência da turbulência com a estabilidade tem vantagens qualitativas tanto no estado desacoplado quanto no estado acoplado da CLE, identificadas na seção 2.3. Por outro lado, este leva a uma intensidade turbulência maior que as tipicamente observadas, tal deficiência pode se tornar crítica quando situações não idealizadas são simuladas. Assim, a principal conclusão do presente estudo é que idealmente alguém deve procurar uma formulação que mantenha as características do esquema com formulação ECT, descrito aqui, mas diminuindo a intensidade turbulenta. Entretanto, para isto, é importante não impor nenhum tipo de função de estabilidade (FE), a qual de maneira geral reduz a intensidade da turbulência. De uma maneira simplificada,

isto pode ser feito através da redução da contante c na equação (2.3), ou mais elaboradamente, através da introdução de uma equação prognóstica para a taxa de dissipação viscosa (WYNGAARD, 1975; DUYNKERKE, 1988).

Este estudo também mostra que existe uma relação direta entre a intensidade turbulenta e a temperatura, que é geral. Isto explica porque modelos que usam formulações com funções de estabilidade cauda-curta (FE cauda-curta) tendem a ser mais frios do que aqueles que utilizam formulações com funções de estabilidade cauda-longa (FE cauda-longa) no estado desacoplado, e mais quentes no estado acoplado. Todavia, tal relação direta é quebrada quando a transição entre os estados de acoplamento é considerada. O esquema FE cauda-curta, para o qual a turbulência é quase que totalmente suprimida no estado desacoplado tem uma transição mais abrupta do que o esquema que utiliza formulação FE cauda-longa, mas interessante o esquema com formulação ECT tem a transição mais abrupta entre todas as formulações consideradas. Alguns estudos sugerem que a transição pode ser muito rápida no mundo real (ACEVEDO; FITZJARRALD, 2003), mas uma análise mais detalhada de dados observados é necessária para caracterizar a sensibilidade da transição entre os estados de uma forma mais precisa.

No capítulo seguinte (capítulo 3), mostraremos que o uso de uma formulação ECT favorece a representação de soluções intermitentes em um modelo simplificado da CLE (COSTA et al., 2011). No presente estudo, as características idealizadas da CLE evitam que qualquer tipo de complexidade apareça. Entretanto, é pouco provável que tal resultado possa ser alcançado em um esquema que utilize uma formulação do tipo FE, na qual a conexão entre a intensidade turbulenta e a estabilidade atmosférica é imposta, reduzindo o número de graus de liberdade do sistema, mesmo que em condições não idealizadas. A identificação das mudanças mínimas necessárias para que um modelo idealizado, como o apresentado no capítulo 3, permita que soluções intermitentes apareçam, da forma como mostraram Costa et al. (2011), serão apresentadas no capítulo 4.

3 MODELO SIMPLIFICADO PARA TURBULÊNCIA INTERMITENTE NA CAMADA LIMITE NOTURNA

A caracterização do escoamento atmosférico próximo à superfície torna-se particularmente complexa no período noturno em condições muito estáveis. A camada limite atmosférica (CLA) torna-se muito estável quando ocorre grande resfriamento da superfície devido à considerável perda radiativa, através da emissão de onda longa, em noites de céu claro. Se, além disso, nenhum mecanismo for capaz de acelerar o vento, causando cisalhamento e produção mecânica de turbulência junto à superfície, praticamente toda a produção mecânica é suprimida pela destruição causada pela estratificação estável. Apesar da teoria prever a não existência de turbulência sob tais condições, frequentemente é observada a ocorrência de eventos turbulentos localizados no tempo e no espaço, caracterizando um processo conhecido como intermitência global (MAHRT, 1999) (fenômeno referido aqui posteriormente somente como intermitência). A intermitência é caracterizada pela alternância entre períodos calmos, com turbulência fraca ou quase inexistente, e períodos turbulentos ao longo de uma mesma noite (figura 3.1). Observações mostram que, geralmente, durante uma noite com intermitência, a duração, amplitude e ocorrência dos eventos turbulentos é imprevisível. Esta característica sugere que as variáveis que controlam o escoamento turbulento na CLA noturna muito estável podem ter comportamento caótico nestas condições.

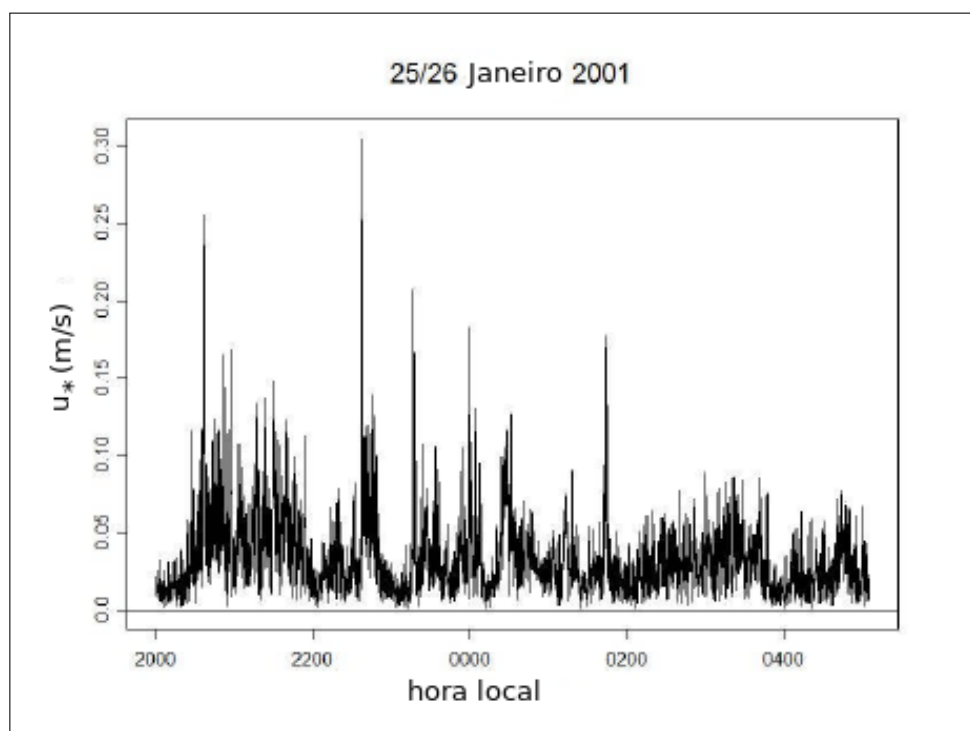


Figura 3.1 – Velocidade de fricção na noite do dia 25 para 26 de janeiro de 2001.

Nappo (1991) caracterizou os eventos turbulentos intermitentes, mostrando que o período de duração da maioria é de 5 a 20 min, e que estes são uma característica da CLA noturna muito estável, pois ocorrem sobre qualquer tipo terreno. Eventos similares foram observados por Coulter e Doran (2002), que mostraram que um mesmo evento turbulento é capaz de ocorrer simultaneamente em dois sítios que estão a 1 km de distância, mostrando que pode haver grande coerência espacial em tal fenômeno. Todavia, nem Nappo (1991) nem Coulter e Doran (2002) investigaram os fenômenos físicos causadores dos eventos turbulentos que analisaram. Por outro lado, Sun et al. (2002) mostrou que um grande evento turbulento que causou um aumento considerável na turbulência por algumas horas pode estar associado com a passagem de corrente de densidade. Além disso, Sun et al. (2004) discutiram outros mecanismos físicos que podem levar a ocorrência de eventos intermitentes na camada limite estável (CLE), tais como jatos de baixos níveis, ondas de gravidade e instabilidade de Kelvin-Helmholtz. Em todos estes casos os eventos intermitentes se propagam do topo da CLE em direção à superfície. Um diferente tipo de evento intermitente originado na camada superficial através da interação desta com uma fina superfície vegetada acima do solo foi simulado por van de Wiel et al. (2002). Poulos e Burns (2003) associaram a ocorrência de intermitência com a estabilidade atmosférica, propondo funções de estabilidade que consideram e incorporam a presença dos eventos intermitentes.

Blackadar (1979) propôs um modelo clássico para a interação da superfície do solo com a atmosfera acima. Em tal esquema, equações prognósticas para as componentes do vento e para as temperaturas do ar e do solo são resolvidas. A temperatura do solo é forçada pelo balanço radiativo, enquanto que as outras variáveis dependem dos forçantes externos e também da divergência do fluxo turbulento em uma camada próxima à superfície. Sendo assim, a qualidade de tal tipo de esquema está fortemente relacionada à sua capacidade de representar os fluxos turbulentos devidamente, bem como a sua relação com as variáveis prognósticas. Uma solução bastante popular para este problema é o uso de funções de estabilidade, que relacionam diretamente a intensidade da turbulência com alguma medida de estabilidade atmosférica, sendo a mais usada o número de Richardson (LOUIS, 1979; BELJAARS; HOLTSLAG, 1991; DELAGE, 1997; POULOS; BURNS, 2003).

McNider et al. (1995) mostraram que o tipo de esquema proposto por Blackadar apresenta grande sensibilidade às condições iniciais no sentido que uma pequena perturbação no forçante externo pode levar a uma solução completamente diferente, em termos da conexão entre a superfície e a atmosfera. Porém, tanto no estado desconectado quanto no estado conectado, após o transiente, as soluções são constantes no tempo, o que mostra que tal modelo não é capaz de reproduzir o comportamento complexo, que é característico dos eventos intermitentes. Apesar da distinção entre os estados de conexão e desconexão ser comprovada experimentalmente (ACEVEDO; FITZJARRALD,

2003), observações ainda mostram a grande complexidade que envolve o escoamento turbulento na CLE. O simples reestabelecimento do escoamento turbulento, na CLE, após a turbulência ter decaído completamente é uma das principais dificuldades encontradas por modelos numéricos utilizados para simular o comportamento da turbulência na CLE. van de Wiel et al. (2002) conseguiram reproduzir o ressurgimento da turbulência através da consideração de uma fina camada de vegetação com baixa capacidade térmica. Entretanto, neste caso os eventos intermitentes ocorrem de forma periódica e com a mesma amplitude, durante toda a simulação (desconsiderando o tempo de transiente) para um determinado intervalo de valores dos forçantes externos (van de WIEL et al., 2002). Eventos similares também foram simulados por Reville (1993), utilizando o mesmo esquema proposto por Blackadar (1979). Todavia, não se tem conhecimento de um modelo numérico capaz de simular eventos intermitentes não periódicos e de amplitude variável na CLE.

Do ponto de vista dinâmico, a utilização de uma função de estabilidade reduz os graus de liberdade do sistema. Além do mais, tal função impõe relações muito simples entre duas variáveis fundamentais do problema: intensidade da turbulência e estabilidade atmosférica. Ou seja, dinamicamente, a redução do número de graus de liberdade do sistema pode simplesmente mascarar um possível comportamento complexo, similar aos eventos intermitentes que ocorrem na CLE, que a solução deste poderia apresentar. Sendo assim, o ponto de partida deste capítulo é a suposição que a limitação dos modelos baseados no esquema proposto por Blackadar (1979) em reproduzir os eventos intermitentes é diretamente causada pelo uso de uma função de estabilidade qualquer. No presente estudo, é proposto o uso de uma equação prognóstica para a energia cinética turbulenta (ECT), que fornecerá a informação necessária sobre a intensidade da turbulência num esquema similar ao proposto por Blackadar (1979), assim evitando o uso de qualquer função de estabilidade prescrita. Por simplicidade, os coeficientes de dissipação turbulenta e a taxa de dissipação de turbulência são parametrizados baseando-se em argumentos dimensionais. Mesmo com tais simplificações o modelo é capaz de reproduzir os eventos intermitentes que ocorrem na camada limite atmosférica noturna muito estável.

3.1 Modelo

3.1.1 Equações básicas

Para descrever o escoamento na CLA noturna é utilizado o modelo de equações prognósticas introduzido por Blackadar (1979), e posteriormente utilizado por McNider et al. (1995), entre outros.

$$\frac{\partial u}{\partial t} = f(v - v_G) - \frac{\partial(\overline{u'w'})}{\partial z} \quad (3.1)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} = f(u_G - u) - \frac{\partial(\overline{v'w'})}{\partial z} \quad (3.2)$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} = -\frac{\partial(\overline{w'\theta'})}{\partial z} \quad (3.3)$$

$$\frac{\partial \theta_g}{\partial t} = \frac{1}{C_g}(I_{\downarrow} - \sigma\theta_g^4 - H_0) - k_m(\theta_g - \theta_m) \quad (3.4)$$

u , v , θ , θ_g são as componentes leste-oeste e norte-sul da velocidade do vento, temperatura potencial do ar e a temperatura do solo, respectivamente. Assim como McNider et al. (1995), a divergência do fluxo radiativo acima da superfície e o resfriamento radiativo da atmosfera são considerados nulos em (3.3). As constantes são o parâmetro de Coriolis f , u_G e v_G são as componentes zonal e meridional do vento geostrófico no topo da CLA, C_g é a capacidade térmica da camada superior do solo ("slab") por unidade de área, k_m é o coeficiente de transferência de calor entre a camada superficial do solo e a camada de solo mais profunda (substrato) e θ_m é a temperatura do substrato (BLACKADAR, 1979). Na equação (3.4), I_{\downarrow} é a radiação de onda longa proveniente da atmosfera, a qual depende da cobertura de nuvens Q_c , umidade específica Q_a em uma altura de referência e da temperatura θ no topo da CLA:

$$I_{\downarrow} = \sigma(Q_c + 0.67(1 - Q_c)(1670Q_a)^{0.08})\theta^4$$

$H_0 = \rho C_p \overline{w\theta}$ é o fluxo de calor sensível na superfície, que será parametrizado posteriormente. Nestas expressões, σ é a constante de Stefan-Boltzmann, ρ é a densidade do ar e C_p é o calor específico do ar à pressão constante.

3.1.2 Parametrização do solo

A parametrização do solo é um importante aspecto para determinar a natureza e o comportamento do escoamento na CLA (ZHANG; ANTHES, 1982; van de WIEL et al., 2002). Na equação (3.4) é utilizado um método que considera o balanço de energia na camada superior do solo, ou seja, o modelo considera as trocas de energia entre o substrato e a camada e da camada com a atmosfera (BLACKADAR, 1979; ZHANG; ANTHES, 1982; MCNIDER et al., 1995). Sendo assim, a temperatura da superfície do solo (θ_g) é a mesma temperatura da camada (BLACKADAR, 1976). A capacidade térmica da camada por unidade de área C_g ($J K m^{-2}$) depende da condutividade térmica λ , da frequência angular da Terra ω e da capacidade térmica do solo por unidade de volume ($C_s = c_s \rho_s$, onde c_s e ρ_s são respectivamente o calor específico e a densidade do solo) (BLACKADAR, 1976, 1979):

$$C_g = 0.95 \left(\frac{\lambda C_s}{2\omega} \right)^{1/2}$$

Com relação ao fluxo de calor no substrato o coeficiente de transferência de calor é expresso como $k_m = 1,18\omega$ (BLACKADAR, 1976) e θ_m é a temperatura média do substrato, cujo valor é a média das últimas 24 horas.

3.1.3 Fechamento de turbulência

A parametrização clássica para os fluxos turbulentos nas equações (3.1 - 3.3) é a teoria K (BLACKADAR, 1979; ZHANG; ANTHES, 1982; MCNIDER et al., 1995, entre outros), na qual os fluxos são relacionados com os gradientes locais e com a difusividade turbulenta K . Geralmente estes coeficientes são parametrizados com o uso de funções de estabilidade arbitrariamente escolhidas, que dependem do número de Richardson. Aqui, ao invés de usar funções de estabilidade, o coeficiente de difusão para momentum é calculado através de uma relação entre a ECT E e a taxa de dissipação de energia (ϵ) (DUYNKERKE, 1988):

$$K_m = c_\mu \frac{E^2}{\epsilon}$$

onde c_μ é uma constante igual a 0,033. O coeficiente de difusão para o calor e para momentum são relacionados pelo número de Prandtl turbulento (pr) como $K_h = pr K_m$ e E é calculada usando uma equação prognóstica. Os modelos que utilizam uma equação prognóstica para a ECT são geralmente compostos por equações para as variáveis médias do escoamento turbulento (assim como as equações (3.1) - (3.3)) e mais duas equações prognósticas para E e ϵ (DUYNKERKE, 1988; CUXART et al., 2006). No presente estudo, é calculada somente a equação prognóstica para E (além das equações

(3.1)-(3.3)) e a taxa de dissipação é estimada baseando-se em argumentos dimensionais. Assim, a equação prognóstica para ECT é:

$$\frac{\partial E}{\partial t} = -\overline{u'w'} \frac{\partial u}{\partial z} - \overline{v'w'} \frac{\partial v}{\partial z} + \frac{g}{\Theta} \overline{w'\theta'} - \frac{\partial}{\partial z} (\overline{w'E'}) + \frac{\overline{p'w'}}{\rho_0} - \epsilon \quad (3.5)$$

onde g é a aceleração devido a gravidade, Θ é a temperatura de referência e p é a pressão. Os termos da equação (3.5) são: produção mecânica de turbulência (primeiro e segundo termo do lado direito), produção ou destruição térmica de turbulência (terceiro termo do lado direito), transporte turbulento vertical de ECT (quarto e quinto termo do lado direito) e a taxa de dissipação de ECT. Na média, para condições estáveis, E é diretamente proporcional ao quadrado da velocidade de fricção u_* (PANOFSKY; DUTTON, 1984). De acordo com (DUYNKERKE, 1988), o coeficiente de proporcionalidade médio resultante das estimativas mostradas por Panofsky e Dutton (1984) é 5,5, de forma que $E = 5,5u_*^2$. Todavia é importante notar que u_* é assumido como sendo a raiz quadrada do fluxo de momentum local em uma altura qualquer, e o seu valor em superfície é denotado pelo símbolo u_{*0} .

Os termos de produção mecânica podem ser parametrizados como Su_*^2 , onde S é o cisalhamento do vento ($S = ((\partial u/\partial z)^2 + (\partial v/\partial z)^2)^{1/2}$). O termo de destruição térmica é escrito como $-RiSu_*^2$, onde Ri é o número de Richardson local ($Ri = (g/\Theta)(\partial\theta/\partial z)/S^2$). O termo de transporte turbulento vertical é modelado como (DUYNKERKE, 1988):

$$-\frac{\partial}{\partial z} \left[\overline{w'E'} + \frac{\overline{p'w'}}{\rho_0} \right] = \frac{K_E}{\sigma_E} \frac{\partial E}{\partial z}$$

σ_E é o número de Prandtl turbulento para E . Segundo Duynkerke (1988) σ_E não tem valor definido, e é assumido com valor unitário. Neste trabalho σ_E é assumido como sendo 2,5, e isto se faz necessário para simular os eventos intermitentes na CLE. Utilizando o valor indicado por Duynkerke (1988), a difusão turbulenta é acelerada o que suaviza os eventos intermitentes. Esta escolha será justificada na seção 3.2.7.

A termo da taxa de dissipação na equação (3.5) pode ser escrito como $\epsilon = c_\epsilon(u_*^3/l)$, onde l é o comprimento de mistura ($l = \kappa z$, sendo κ a constante de Kármán). De acordo com Cuxart et al. (2006), os valores usados na literatura para a constante de ajuste c_ϵ variam em um intervalo compreendido entre 0,08 e 0,7. Aqui o valor assumido para c_ϵ é 0,18, e desta forma os coeficientes de difusão podem ser escritos como $K_m = K_E = \kappa u_* z$.

Assim, a equação (3.5) pode ser reescrita como:

$$\frac{\partial E}{\partial t} = Su_*^2 - RiSu_*^2 + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{K_E}{\sigma_E} \frac{\partial E}{\partial z} \right) - c_\epsilon \frac{u_*^3}{l} \quad (3.6)$$

Os fluxos turbulentos nas equações (3.1)-(3.3) são parametrizados como $-\overline{u'w'} = u_*^2 \cos(\psi)$, $-\overline{v'w'} = u_*^2 \sin(\psi)$, onde $\psi = \arctan(v/u)$, e $-\overline{w'\theta'} = u_* \theta_*$, com $\theta_* =$

$(K_h/u_*) (\partial\theta/\partial z)$, de forma que o fluxo de calor sensível superficial pode ser calculado como: $H_0 = -\rho c_p u_{*0} \theta_{*0}$.

A única equação prognóstica que não depende da altura é a temperatura da superfície ($\theta_g(t)$) calculada em $z = 0$. Todas as outras variáveis do modelo dependem de tempo e altura, ou seja, $u(t, z)$, $v(t, z)$, $\theta(t, z)$ e $E(t, z)$.

Neste modelo, os limites da CLE são o topo da camada h e a superfície do solo ($z = 0$). Entre estes dois limites, são considerados n níveis, com o primeiro fixo em $z = 5$ m e os outros igualmente espaçados entre este e h . As equações prognósticas para as componentes do vento e temperatura potencial são calculadas nestes níveis. Todavia, para tal tarefa, se faz necessário estimar a divergência dos fluxos turbulentos, onde cada fluxo depende de E . Desta forma, a equação prognóstica para E é calculada em níveis intermediários (z_i), presentes entre os níveis principais (z). Os níveis intermediários são definidos como $z_{i_1} = (z_i + z_{i-1})/2$. Portanto $z_1 = 5$ m e $z_{i_1} = 2,5$ m e assim por diante (figura 3.2).

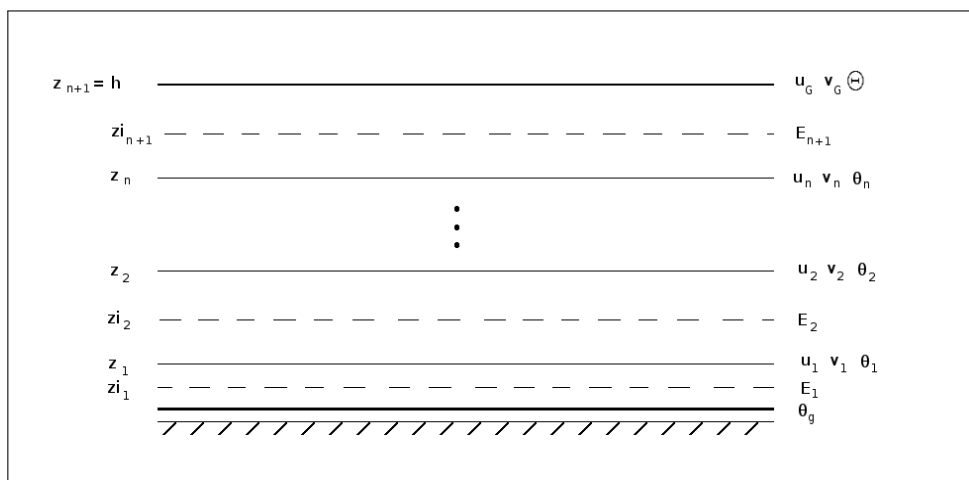


Figura 3.2 – Esquema de camadas utilizado no modelo.

É importante notar que o índice i refere-se a um nível arbitrário qualquer, e que o nível intermediário correspondente está localizado abaixo deste, ou seja, z_{i_1} está abaixo de z_1 , e assim por diante. O topo da CLE é definido como $z_{n+1} = h$, então o nível intermediário mais alto é localizado entre $i = n$ and $i = n + 1$: $z_{i_{n+1}} = (z_{n+1} + z_n)/2$. No topo da CLE, as variáveis são assumidas como constantes, $u(t, h) = u_G$, $v(t, h) = v_G$, $\theta(t, z) = \Theta$, onde $\Theta = 300$ K.

No primeiro nível, a condição inicial para a componente zonal do vento é $u(0, z_1) = 0,1$ m s^{-1} , e é assumido que este varia linearmente entre este nível até o topo da camada. Para a componente meridional v , a condição inicial para todos os níveis é $v(t, h) = v_G = 0$. O valor inicial para a temperatura do solo e a temperatura potencial do ar em todos os níveis é a temperatura de referência: $\theta_g(0) = \Theta$ and $\theta_g(0, z_i) = \Theta$. Para E , existe um valor inicial em todos os níveis intermediários, o qual é assumido como o mínimo valor possível de E ,

$$E(0, z_{i_i}) = 0.005 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}.$$

Desta forma, o conjunto de equações resolvido é:

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} = f(v_i - v_G) + \frac{1}{z_{i_{i+1}} - z_{i_i}} (u_{*_{i+1}}^2 \cos(\psi_{i+1}) - u_{*_{i_i}}^2 \cos(\psi_i)) \quad (3.7)$$

$$\frac{\partial v_i}{\partial t} = f(u_G - u_i) + \frac{1}{z_{i_{i+1}} - z_{i_i}} (u_{*_{i+1}}^2 \sin(\psi_{i+1}) - u_{*_{i_i}}^2 \sin(\psi_i)) \quad (3.8)$$

$$\frac{\partial \theta_i}{\partial t} = \frac{1}{z_{i_{i+1}} - z_{i_i}} (u_{*_{i+1}} \theta_{*_{i+1}} - u_{*_{i_i}} \theta_{*_{i_i}}) \quad (3.9)$$

$$\frac{\partial \theta_g}{\partial t} = \frac{1}{C_g} (I_{\downarrow} - \sigma \theta_g^4 - H_0) - k_m (\theta_g - \theta_m) \quad (3.10)$$

$$\frac{\partial E_i}{\partial t} = S_i u_{*_{i_i}}^2 - Ri_i S_i u_{*_{i_i}}^2 + \frac{T_i - T_{i-1}}{z_i - z_{i-1}} - c_{\epsilon} \frac{u_{*_{i_i}}^3}{\kappa z_{i_i}} \quad (3.11)$$

A temperatura do substrato θ_m é considerada como sendo $\theta_m = 285$ K. Na equação (3.11), T_i é o fluxo turbulento vertical de E , definido no níveis principais e parametrizado como:

$$T_i = \frac{5,5 (K_{m_{i+1}} + K_{m_i}) (u_{*_{i+1}}^2 - u_{*_{i_i}}^2)}{\sigma_E \cdot 2 \cdot (z_{i_{i+1}} - z_{i_i})}$$

O modelo assume que o topo da CLE não é uma barreira rígida, tal qual a superfície. Assim, considerando que u_* tende a zero em h , a condição limite para T_i é:

$$T_i = \frac{5,5 K_{m_i} (-u_{*_{i_i}}^2)}{\sigma_E \cdot 2 \cdot (h - z_{i_i})}$$

O número de Richardson local Ri e o cisalhamento do vento S , são calculados nos níveis intermediários. De acordo com McNider et al. (1995), o número de Richardson no nível mais próximo da superfície é:

$$Ri_1 = \frac{g}{\Theta} \sqrt{z_0 z_1} \frac{z_1 (\theta_1 - \theta_g)}{z_0 (u_1^2 + v_1^2)}$$

E nos outros níveis:

$$Ri_i = \frac{g(z_i - z_{i-1})}{\Theta} \frac{(\theta_i - \theta_{i-1})}{(u_i - u_{i-1})^2 + (v_i - v_{i-1})^2}$$

Finalmente, o cisalhamento do vento em todos os níveis intermediários é:

$$S_i = \frac{((u_i - u_{i-1})^2 + (v_i - v_{i-1})^2)^{1/2}}{z_i - z_{i-1}}$$

3.1.4 Variáveis e constantes do modelo

Na tabela 3.1 estão presentes todas as variáveis e constantes utilizadas no modelo, com exceção das propriedades físicas do solo que estão presentes na tabela 3.2.

Tabela 3.1: Lista de variáveis e constantes utilizadas no modelo

u	Componente zonal do vento	variável prognóstica
v	Componente meridional do vento	variável prognóstica
θ	Temperatura do ar	variável prognóstica
θ_g	Temperatura do solo	variável prognóstica
E	Energia cinética turbulenta	variável prognóstica
u_G	Componente zonal do vento geostrófico	parâmetro externo
Q_c	Cobertura de nuvens	parâmetro externo
h	Altura da camada limite	parâmetro externo
z	Altura dos níveis	parâmetro externo
z_i	Altura dos níveis intermediários	parâmetro externo
u_*	Velocidade de fricção	-
u_{*0}	Velocidade de fricção na superfície	-
θ_*	Escala de temperatura	-
θ_{*0}	Escala superficial de temperatura	-
Ri	Número de Richardson local	-
S	Cisalhamento do vento local	-
K_m	Coeficiente de difusão de momentum	-
K_h	Coeficiente de difusão de calor	-
K_E	Coeficiente de difusão de E	-
T	Termo de transporte de E	-
I_{\downarrow}	Radiação de onda longa proveniente da atmosfera	-
H_0	Fluxo de calor sensível superficial	-
l	comprimento de mistura	-
ω	Velocidade angular da Terra	$7,27 \times 10^{-5} \text{ rad s}^{-1}$
k_m	Coeficiente de transferência de calor	1,18 ω
κ	Constante de von Kármán	0,4
pr	Número de Prandtl Turbulento	1
Θ	Temperatura de referência	300 K
θ_m	Temperatura do substrato	285 K
ρ	Densidade do ar	1,225 kg m^{-3}
c_p	Calor específico do ar à pressão constante	1005 $\text{J kg}^{-1} \text{K}^{-1}$

Continua na próxima página

Tabela 3.1 – continua da página anterior

f	Parâmetro de Coriolis	$1 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ (for $\phi = 45^\circ$)
Q_a	Umidade específica (em z_a)	0.003 g kg^{-1}
σ	Constante de Stefan–Boltzmann	$5,669 \times 10^{-8} \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-4}$
σ_E	Número de Prandtl Turbulento para E	2,5
v_G	Componente meridional do vento geostrófico	0 m s^{-1}
E_0	Valor mínimo assumido por E	$0.005 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$
u_{1_0}	Valor inicial de u no primeiro nível	$0,1 \text{ m s}^{-1}$
c_μ	constante	0.033
c_ϵ	constante	0,18
z_0	Coeficiente de rugosidade	0,1 m

3.2 Resultados

3.2.1 O papel das imposições

A finalidade desta seção é justificar, de forma breve, algumas das principais imposições feitas no modelo, quais sejam:

- A imposição de um valor mínimo para E :

Considerando um modelo com muitos níveis no qual as variáveis médias, que descrevem o escoamento turbulento na CLE, dependem da divergência do fluxo turbulento em cada nível, é possível que em um determinado instante para um dado forçante externo, não exista turbulência em um certo nível enquanto que em outro possa ocorrer o contrário, assim acarretando em uma grande divergência de fluxo turbulento que aceleraria demasiadamente o cisalhamento do vento, podendo até causar instabilidades numéricas. Com a finalidade de evitar que ocorra tal processo, um valor mínimo para a energia cinética turbulenta é assumido. Todavia, é importante notar que o uso de tal artifício não altera qualitativamente a qualidade dos resultados como mostra a figura 3.3.

As figuras 3.3 mostram as séries temporais de duas simulações do modelo com 5 níveis, em uma CLE de altura $h = 80 \text{ m}$ e com um forçante mecânico no topo da CLE $u_G = 2,0 \text{ m s}^{-1}$ sobre solo homogêneo composto por turfa. Quando não é considerado o valor mínimo de E nota-se que durante o período transiente da simulação, até aproximadamente 10 horas (figura 3.3-a), a ECT chega a ser nula, porém após este período

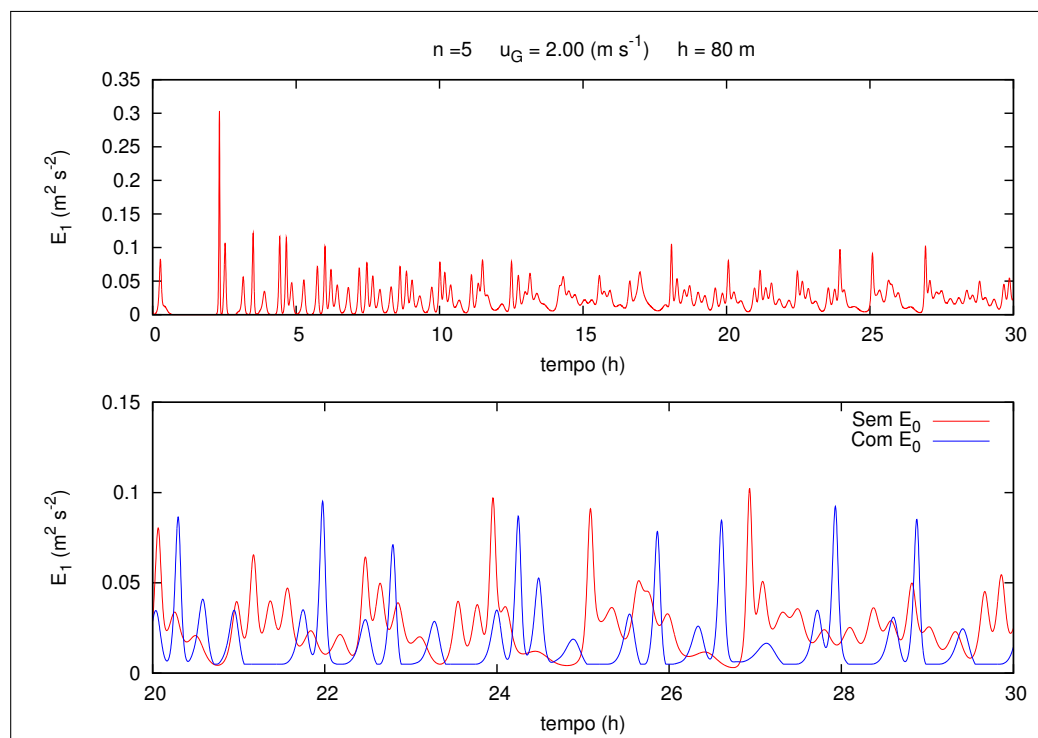


Figura 3.3 – (a) Série temporal de u_{*0} sem a imposição de um valor mínimo para E . (b) Comparação entre as séries temporais sem assumir valor mínimo para E (linha vermelha) e considerando um valor mínimo (linha azul).

raramente observa-se valores tão baixos de E . Isto fica mais claro quando a comparação entre as duas séries, (sem considerar o valor mínimo de E e considerando este) é feita (figura 3.3-b). É possível notar, que na média o valor mínimo assumido pela ECT quando, este não é imposto, fica em torno de $E = 0,005 m^2 s^{-2}$ (linha vermelha), que é o valor mínimo assumido na outra simulação (linha azul). Além disso, apenas após aproximadamente 27 horas de simulação E foi menor que o valor mínimo assumido, porém jamais chegando a zero. Portanto, a partir da análise da figura 3.3, vemos que a inclusão de um valor mínimo para E não afeta a qualidade dos resultados, além de proporcionar maior estabilidade numérica para o modelo. Cabe ressaltar ainda que observações indicam que a turbulência sempre persiste na CLE (MAHRT; VICKERS, 2006), ainda que com intensidade enormemente reduzida, sustentando a ideia de impor um limite arbitrário para E .

- Condição limite superior: Interação entre a CLE e a camada de entranhamento:

A maioria dos modelos construídos para simular o escoamento na CLE não considera a interação desta com a camada de entranhamento (ver Blackadar (1979), McNider et al. (1995), van de Wiel et al. (2002)). Entretanto, se observarmos o comportamento do modelo construído por McNider et al. (1995) (figura 3.4), vemos que antes da conexão u_{*0} se mantém constante, com valor em torno de $0,19 m s^{-1}$, mas a medida que a velocidade do

vento geostrófico aumenta no topo da CLE, o valor de u_{*0} passa a aumentar consideravelmente, até que quando o sistema está conectado ($u_G = 12,00 \text{ m s}^{-1}$) u_{*0} se aproxima de $0,9 \text{ m s}^{-1}$, um valor muito acima dos tipicamente observados, mesmo em uma CLE com turbulência bem desenvolvida.

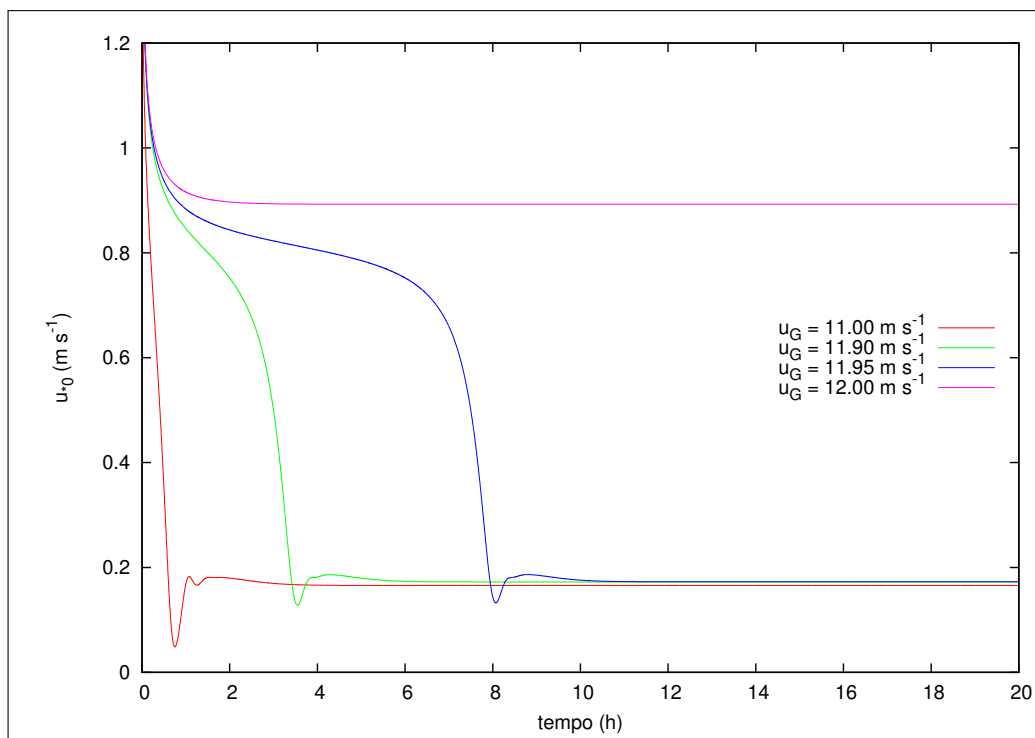


Figura 3.4 – Séries temporais provenientes de simulações realizadas usando o esquema proposto por McNider et al. (1995). Os valores do forçante mecânico, no topo da CLE, referente a cada simulação está indicado pela legenda.

Para evitar comportamento semelhante a este, neste trabalho, permite-se que ocorra interação entre a CLE e a zona de entranhamento. Tal interação se dá através da troca de energia entre as duas camadas (terceiro termo do lado direito em (3.11)).

A figura 3.5 mostra claramente a diferença no comportamento do modelo, acarretada pela consideração ou não do topo da CLE como uma parede rígida. A simulação mostrada considera uma CLE de altura $h = 80 \text{ m}$, com um forçante externo $u_G = 4,0 \text{ m s}^{-1}$ sobre um solo homogêneo composto por turfa. A imposição da não ocorrência de transporte entre a CLE e a zona de entranhamento faz com que nesta situação a turbulência seja mais de 4 vezes mais intensa do que no caso em que este é permitido (figura 3.5). Isto deve-se ao fato que a partir do momento que o sistema está conectado a produção de turbulência é constante e incessante, o que acarreta em um “acúmulo” demasiado de turbulência, já que a taxa de dissipação não é capaz de “consumir” toda a energia em excesso na CLE (ver seção 3.3). Levando em conta o transporte vertical de turbulência entre a CLE e a zona de entranhamento, o excesso de energia acarretado pela conexão será “exportado” para fora da CLE, mantendo a intensidade da turbulência com valores

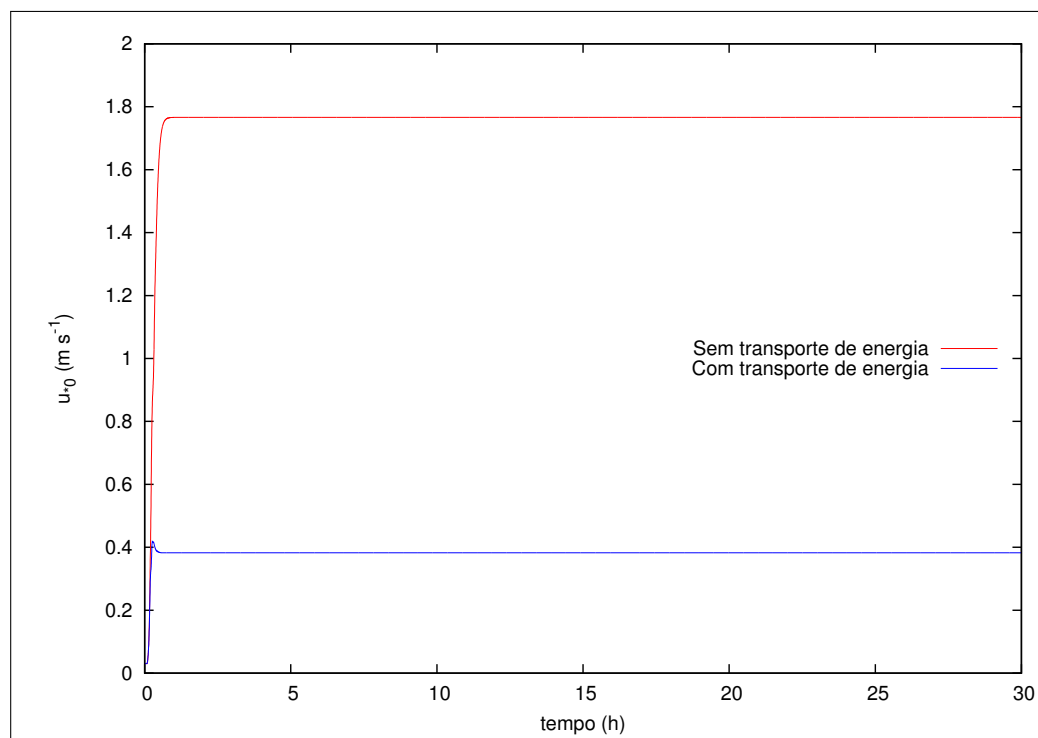


Figura 3.5 – Comportamento do modelo para as diferentes condições limites superiores, após este alcançar o estado de conexão. A linha vermelha representa a simulação na qual o esquema considera o topo da CLE como uma barreira rígida, e a linha azul representa a simulação na qual é permitida troca de energia entre a CLE e a zona de entranhamento.

mais próximos dos observados no mundo real.

3.2.2 Influência do número de níveis

O modelo aqui apresentado é baseado no esquema clássico proposto por Blackadar (1979) e também usado por Reville (1993), McNider et al. (1995) e van de Wiel et al. (2002), considerando apenas um ou dois níveis atmosféricos na CLE. Em todos estes estudos, os modelos apresentam diferenças apreciáveis entre os estados de conexão e desconexão entre a superfície e a camada limite superior. No estado conectado, os valores de equilíbrio das variáveis como o vento médio e a temperatura do ar são consideravelmente maiores que na condição de desconexão. Shi et al. (2005) demonstrou que este tipo de esquema comporta-se de maneira similar mesmo quando são consideradas múltiplas camadas dentro da CLE.

Quando é considerado apenas um nível dentro da CLE, no modelo aqui apresentado, os resultados são qualitativamente semelhantes aos apresentados por van de Wiel et al. (2002), com eventos intermitentes periódicos que causam flutuações instantâneas em ambas temperaturas do ar e solo, nas quais o máximo na série temporal da temperatura do solo é acompanhado por um mínimo na temperatura do ar (figura 3.6a). Entretanto, é

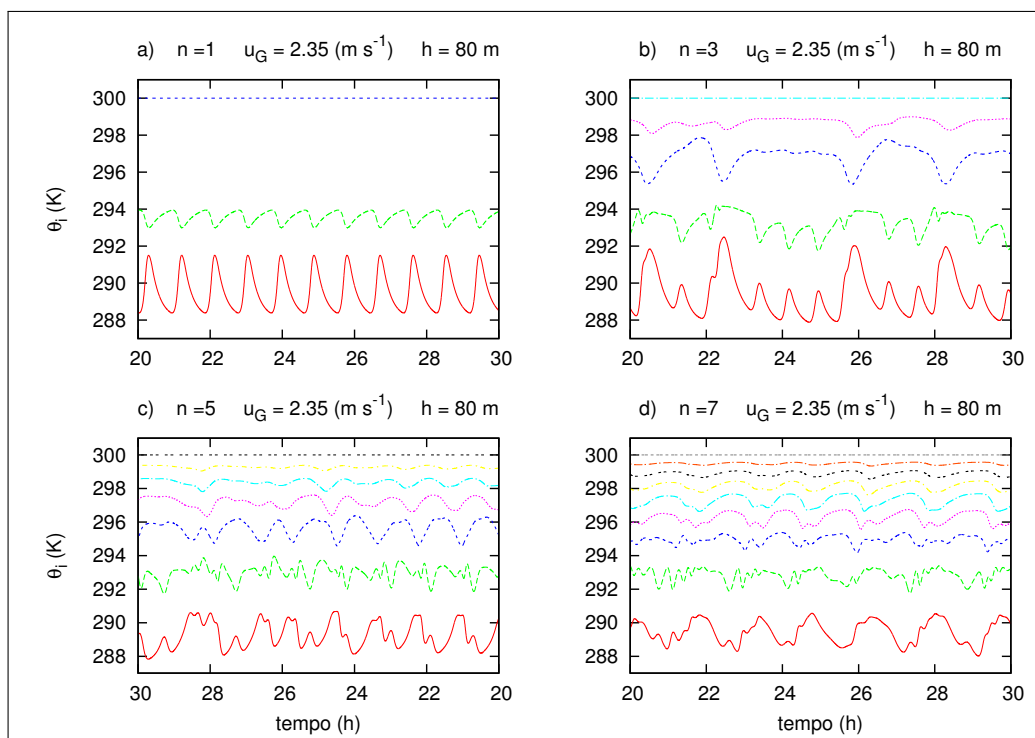


Figura 3.6 – Evolução temporal da temperatura para diferentes números de níveis atmosféricos no modelo, identificados por n no título de cada painel. Em cada painel, a linha inferior representa a temperatura do solo, a linha superior é a temperatura no topo da CLE e as demais linhas representam os demais níveis atmosféricos (linhas inferiores representam níveis inferiores). Todas as simulações foram realizadas considerando um solo homogêneo composto por turfa.

importante notar que os eventos intermitentes aqui apresentados não dependem do uso de uma camada vegetada com baixa capacidade térmica sobre a superfície, como é necessário nos eventos simulados por van de Wiel et al. (2002). Quando mais níveis são considerados, as soluções tornam-se mais complexas. Com três níveis (figura 3.6b), a evolução da temperatura não é mais periódica, e dois tipos principais de flutuação ocorrem. Picos com baixa amplitude na temperatura do solo são acompanhados por um mínimo local na temperatura do nível atmosférico inferior. Todavia, tal tipo de evento não causa grande flutuação da temperatura dos níveis atmosféricos mais altos.

Com 5 ou mais níveis, o tipo de comportamento é similar, mas diferentes modos de oscilação aparecem e a amplitude dos eventos diminui (figuras 3.6c e 3.6d). As maiores flutuações de temperatura ocorrem na temperatura do solo e, geralmente, as flutuações de temperatura do ar são maiores nos níveis atmosféricos inferiores. Eventos intermitentes não periódicos e grande variabilidade temporal nos níveis mais baixos são características observadas de intermitência (SUN et al., 2002; BANTA et al., 2007). Com base nisso, as análises posteriores serão realizadas considerando 5 níveis atmosféricos (figura 3.6c) entre a superfície do solo e o topo da CLE. Esta escolha baseia-se no fato que, qualitativamente, o comportamento geral das simulações considerando 5 ou 7 níveis atmosféricos é similar. Além disso a figura 3.7 mostra que a densidade espectral das séries

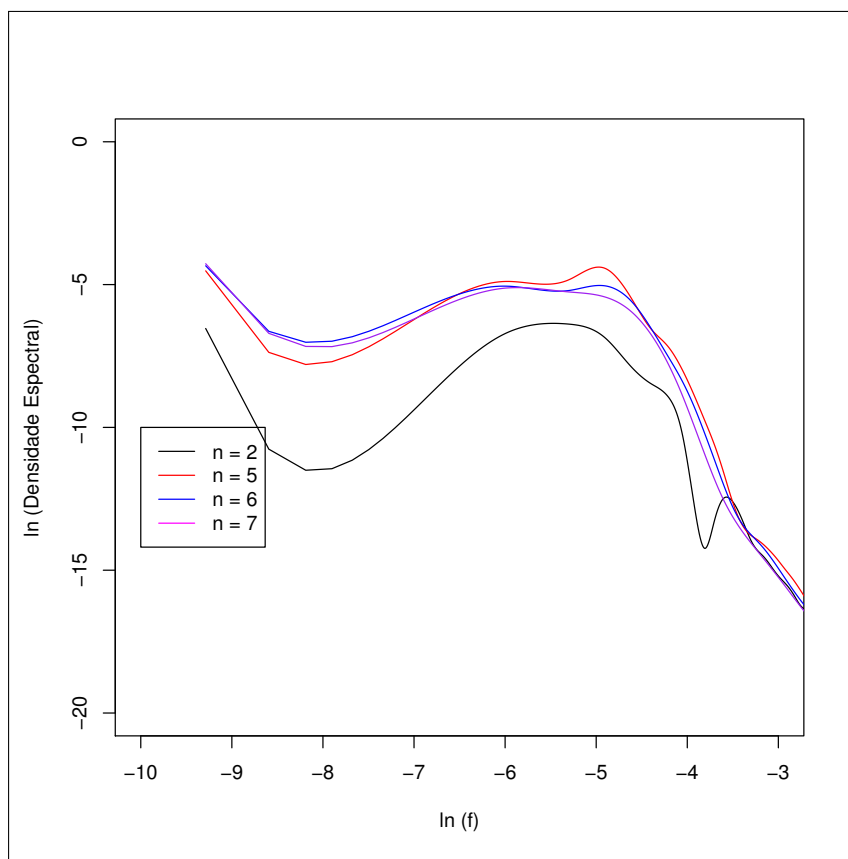


Figura 3.7 – Densidade espectral das séries temporais provenientes de simulações considerando uma CLE de altura $h = 50$ m, $u_G = 1,70$ m s⁻¹, sobre solo homogêneo composto por turfa, para 2, 5, 6 e 7 níveis atmosféricos, indicados na legenda.

temporais provenientes de simulações com 5, 6 e 7 níveis são muito semelhantes e 5 níveis atmosféricos já são suficientes para o modelo reproduzir eventos intermitentes não periódicos.

3.2.3 Dependência do sistema ao forçante mecânico

A distinção entre os estados de conexão e desconexão apresentados por McNider et al. (1995) (também apresentada no capítulo 2) é reproduzida pelo modelo. Para uma CLE com altura de 50 m, um vento geostrófico de 3 m s⁻¹ é suficiente para manter a superfície conectada aos níveis superiores da SBL. Para ventos mais fracos, as soluções são intermitentes com temperatura média (figuras 3.8a e 3.8c) e velocidade de fricção baixas (figuras 3.8b e 3.8d).

O aumento da velocidade do vento geostrófico de 1,3 para 2,4 m s⁻¹ aumenta a intermitência causando flutuações mais frequentes e com amplitude maior. Como consequência do aumento do vento, a temperatura média também aumenta. Porém, se um vento de 3,0 m s⁻¹ for considerado, uma transição abrupta ocorre, com aquecimento repentino da

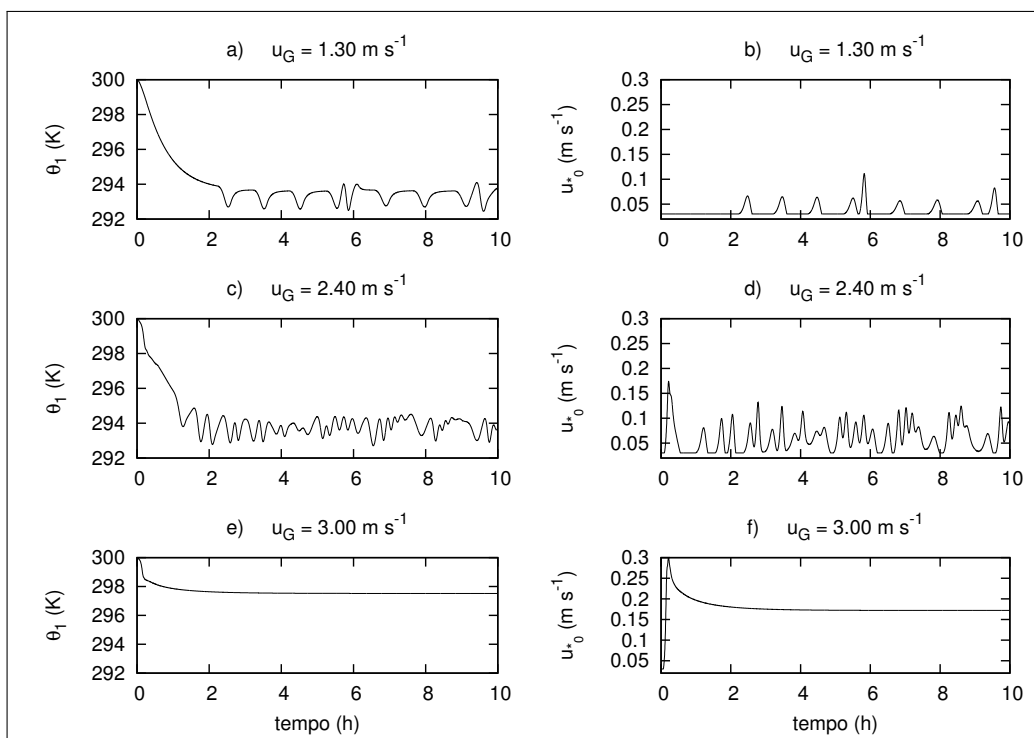


Figura 3.8 – Evolução temporal da temperatura do ar no nível atmosférico mais baixo (painéis da esquerda) e velocidade fricção no nível atmosférico inferior (painéis da direita) para diferentes valores de vento geostrófico, identificados pelo título de cada painel. Todas as simulações consideram uma CLE com 50 m de altura, sobre um solo homogêneo composto por turfa.

superfície que torna-se 4 K mais quente, na média, do que na situação com vento fraco (figuras 3.8a e 3.8). A velocidade de fricção, não varia mais, após encontrar o estado de equilíbrio próximo à $0,2 \text{ m s}^{-1}$, indicando que a solução entrou no estado conectado. O modelo proposto por Reville (1993) apresenta comportamento intermitente para um intervalo de ventos geostróficos entre $1,5$ and $3,0 \text{ m s}^{-1}$, similar ao limite máximo obtido aqui, considerando uma CLE de 50 m de altura. Na figura 3.8, as 10 primeiras horas de simulação são mostradas, incluindo o período transiente, assim sendo possível observar que este é bastante similar aos transientes dos modelos de McNider et al. (1995) e van de Wiel et al. (2002).

3.2.4 O papel de h

A altura da CLE também têm importante influência no comportamento da intermitência. Para a mesma magnitude de vento no topo da CLE, a superfície se mantém conectada aos níveis superiores da CLE para uma camada com 25 m de altura (figura 3.9a) e o comportamento intermitente ocorre para camadas mais profundas (figuras 3.9b - 3.9d).

Além disso, a menor ocorrência de períodos calmos (u_{*0} mínimo) em camadas mais rasas,

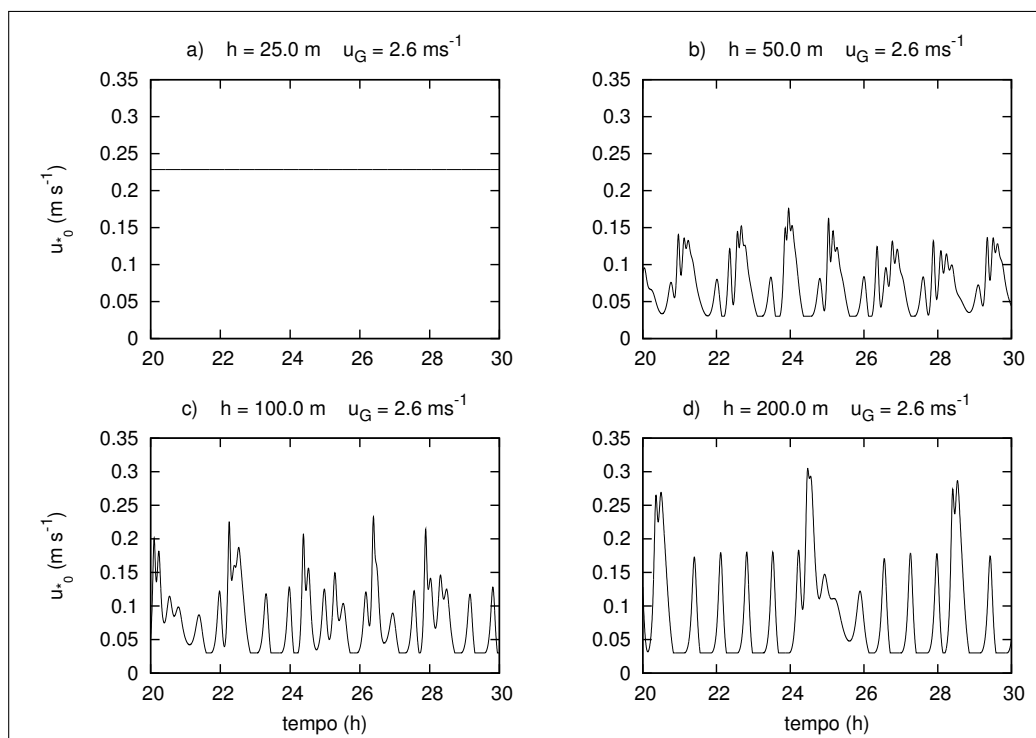


Figura 3.9 – Evolução temporal de u_{*0} para CLEs com diferentes alturas, indicadas no título de cada painel. Todas as simulações consideram um solo homogêneo composto por turfa.

indica que a intensidade de vento geotrófico necessária para levar ao estado conectado aumenta com o aumento da altura. Isto é uma consequência óbvia do forte cisalhamento que ocorre em camadas mais baixas com a mesma intensidade de vento no seu topo, causando assim o aumento da produção mecânica de turbulência, representada pelo primeiro termo do lado direito da equação (3.11).

O vento geotrófico que causa a conexão entre a superfície e os níveis atmosféricos superiores para camadas limites de diferentes profundidades está mostrado na figura 3.10, e se aproxima de 5 m s^{-1} para camadas em torno de 200 m de altura.

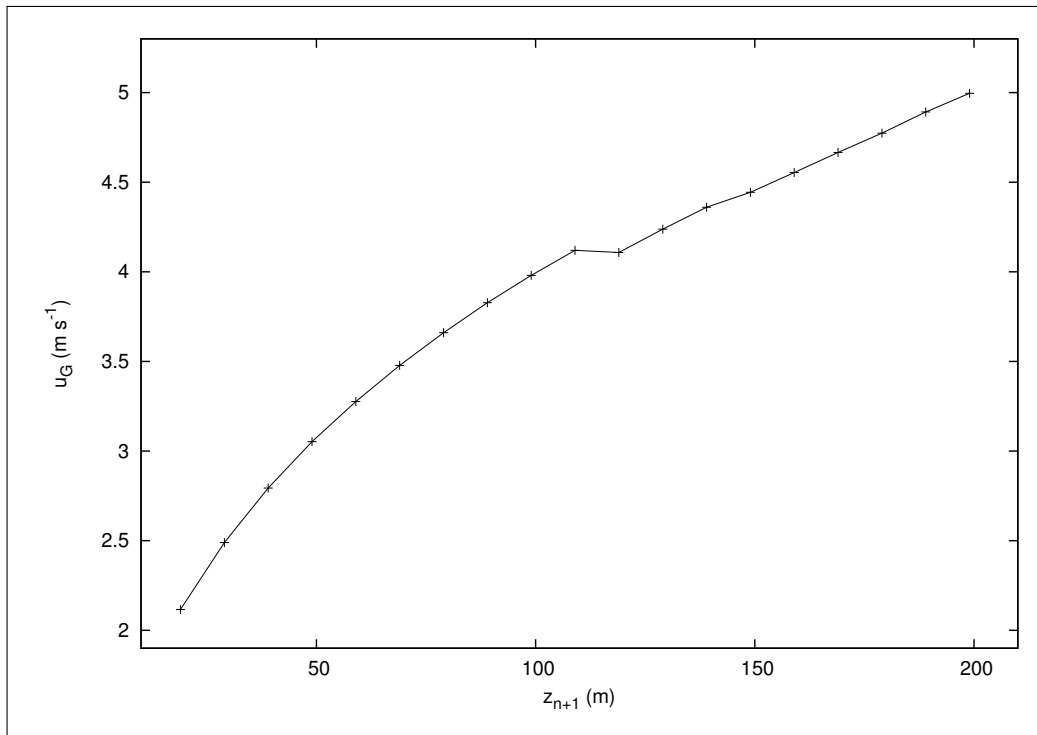


Figura 3.10 – Dependência do menor valor de vento geostrófico necessário para a conexão entre a superfície e os níveis atmosféricos superiores com a altura da CLE. Todas as simulações consideram um solo homogêneo composto por turfa.

3.2.5 A intermitência e o tipo de solo

van de Wiel et al. (2002) concluem que a intermitência é fortemente relacionada com as características físicas do solo, especialmente com a sua condutividade e capacidade térmica, concluindo que “... *não é fácil encontrar intermitência sobre um solo homogêneo sem cobertura*”. Porém, os resultados aqui apresentados suportam esta conclusão, indicando que a intermitência pode, realmente, ocorrer sobre diferentes tipos de solos, incluindo solos sem cobertura vegetal, ainda que as soluções sejam dependentes do tipo de solo. Três tipos de solo são considerados aqui, e os valores de suas propriedades físicas estão apresentadas na tabela 3.2.

Tabela 3.2: Propriedades físicas dos tipos de solos utilizados nas simulações.

ρ_s	Densidade do solo	$0,30 \times 10^3 \text{ kg } m^{-3}$ (Turfa seca)
-	-	$1,60 \times 10^3 \text{ kg } m^{-3}$ (Areia seca)
-	-	$1,80 \times 10^3 \text{ kg } m^{-3}$ (Argila)
λ	Condutividade térmica do solo	$0,06 \text{ W } m^{-1} K^{-1}$ (Turfa seca)
-	-	$0,30 \text{ W } m^{-1} K^{-1}$ (Areia seca)
Continua na próxima página		

Tabela 3.2 – continua da página anterior

-	-	$1,18 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$ (Argila)
c_s	Calor específico do solo	$1,92 \times 10^3 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$ (Turfa seca)
-	-	$0,80 \times 10^3 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$ (Areia seca)
-	-	$1,25 \times 10^3 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$ (Argila)

Geralmente, solos com baixa capacidade térmica (turfa) permitem maiores flutuações de temperatura na superfície (figura 3.11). Por outro lado, a figura 3.11f mostra que enquanto a conexão já ocorreu para ventos de $3,5 \text{ m s}^{-1}$ sobre um solo composto de turfa, o mesmo forçante continua levando ao comportamento intermitente da CLE sobre solos compostos por areia e argila. Sendo assim, capacidades térmicas altas reduzem a amplitude da variação da temperatura do solo, mas permitem que eventos intermitentes ocorram mesmo com ventos geostróficos mais intensos.

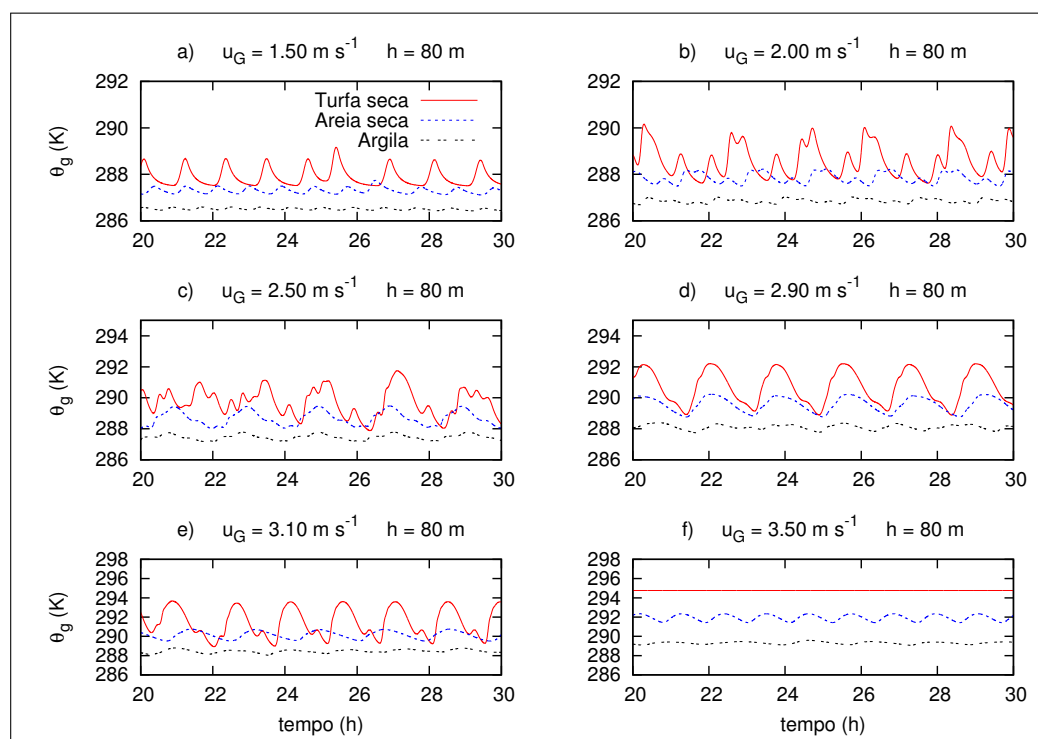


Figura 3.11 – Séries temporais da temperatura do solo para diferentes tipos de solos, identificados pela legenda no painel superior da esquerda. As simulações em cada painel tem um diferente forçante mecânico, indicado no título do painel. Todas as rodadas consideram uma CLE de 80 m de altura.

A variabilidade tanto da temperatura do ar como da velocidade de fricção também são maiores em solos com capacidades térmicas menores. Entretanto, a distinção do comportamento das séries temporais destas variáveis para os diferentes solos é menor que na temperatura do solo (figura 3.12). Portanto, o modelo é capaz de reproduzir eventos

intermitentes mesmo sobre solos com alta capacidade térmica, como por exemplo a argila (figura 3.12d). As análises posteriores apresentadas neste estudo considerarão sempre um solo homogêneo constituído por turfa.

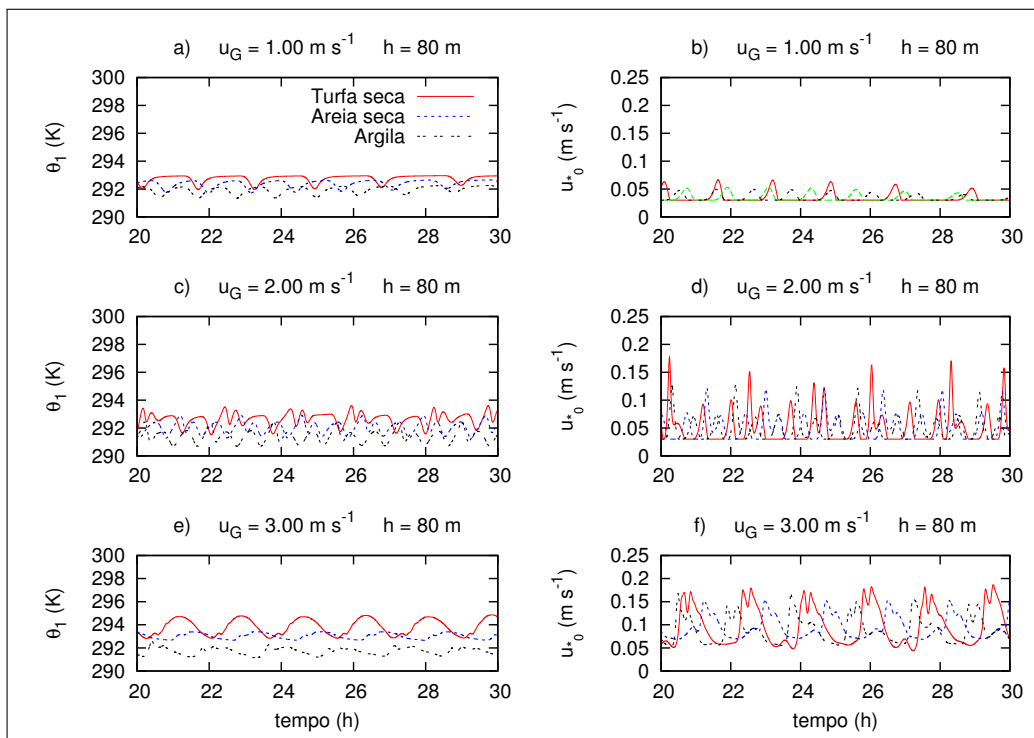


Figura 3.12 – Mesmas simulações apresentadas na figura 3.11, mas para a temperatura do ar no nível atmosférico mais baixo (painéis da esquerda) e velocidade de fricção no nível atmosférico inferior (painéis da direita).

3.2.6 Distinção entre estados de conexão e desconexão

O comportamento da CLE quando está se aproxima do estado conectado é ilustrado na figura 3.13. Neste caso, a temperatura do ar no nível inferior apresenta oscilações aproximadamente periódicas com grande amplitude. A medida que o forçante mecânico aumenta, a amplitude das oscilações é reduzida, até que o sistema entre em equilíbrio, encontrando um valor constante. É importante notar que a grande gama de comportamentos mostrados na figura 3.13 acontecem em um intervalo muito pequeno de ventos geostóficos. Este resultado indica que o modelo é sensível às condições iniciais quando este está perto do limite entre conexão e desconexão, resultado que já foi anteriormente mostrado por McNider et al. (1995).

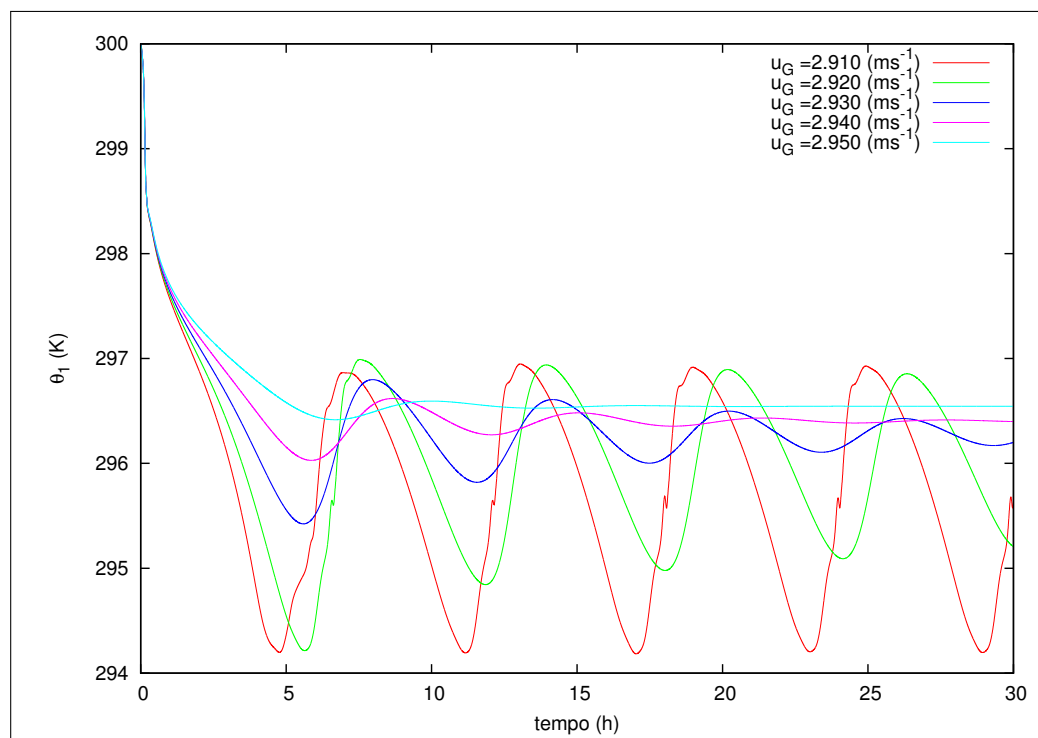


Figura 3.13 – Evolução temporal da temperatura do ar no nível atmosférico mais baixo para diferentes ventos geostróficos, indicados na legenda.

3.2.7 Influência de σ_E

Um dos pontos-chaves do modelo é o termo de transporte de E presente na equação 3.11. A intensidade do transporte de ECT é regulada pelo número de Prandtl turbulento para E (σ_E). Duynkerke (1988) utiliza valor unitário para esta constante, sob a alegação de que não tem valor definido. A utilização de um valor baixo para σ_E permite que ocorra um maior transporte vertical de turbulência, fazendo com que haja mais interação entre as camadas dentro da CLE. Todavia, as flutuações de turbulência tem aspecto bem organizado. As oscilações na temperatura do primeiro nível atmosférico com $\sigma_E = 1$, $h = 50$ m e $u_G = 2,6$ m s⁻¹ (figura 3.14a) mostraram variações de 2 K em torno de 294 K, e de maneira periódica. À medida que o valor de σ_E aumenta, as flutuações temporais de temperatura aumentam também, e além disso, a amplitude de tais flutuações também crescem (figuras 3.14b - 3.14e). Quando σ_E é igual a 3 (figura 3.14d), é possível observar que os eventos intermitentes são mais longos, chegando a até mais de 3 h de duração, como é visto na figura 3.14e, com $\sigma_E = 4$. Isso mostra que conforme o termo de transporte é restringido, a turbulência vai sendo restrita a camadas, de forma que o sistema fica mais turbulento. Por este motivo os eventos intermitentes mais intensos causam mais mistura em toda CLE, mantendo a temperatura do nível inferior da atmosfera mais aquecido.

A evidência disso pode ser vista na figura 3.14f, onde para $\sigma_E = 5,5$, as demais condições das figuras anteriores (figuras 3.14a - 3.14e), causam conexão entre a superfície e os

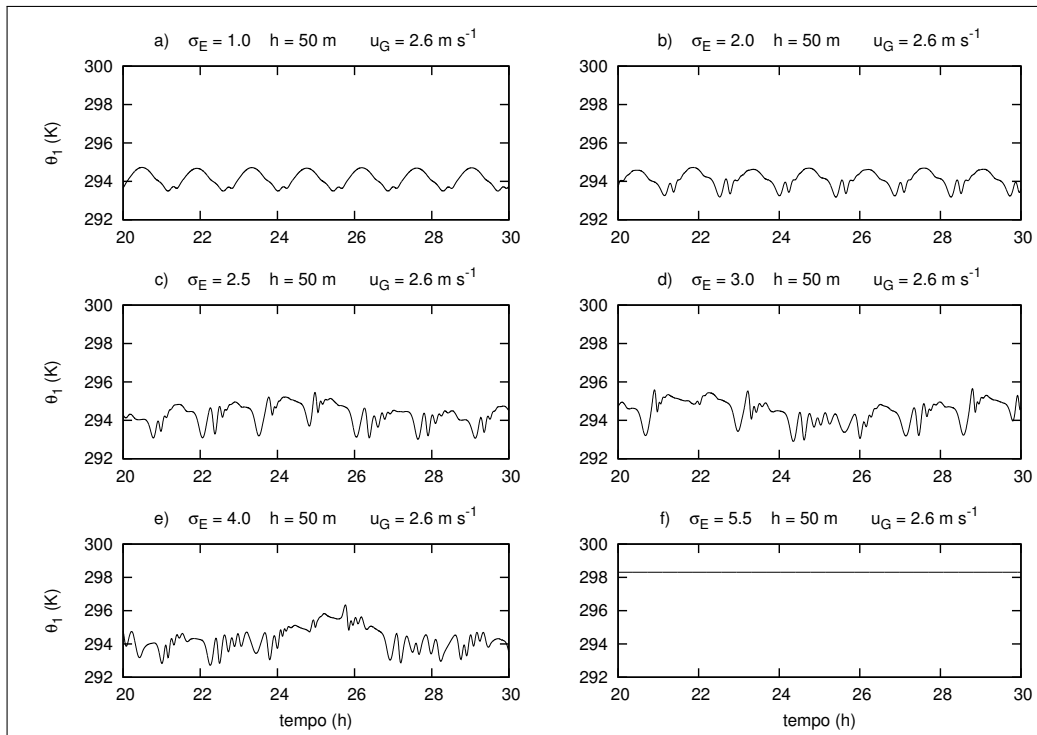


Figura 3.14 – Séries temporais de temperatura no primeiro nível atmosférico, considerando diferentes valores de σ_E , indicados no título de cada painel, assim como o forçante mecânico e a altura da camada, utilizados em cada simulação.

níveis superiores da atmosfera.

Na figura 3.15 é possível observar a direta influência do valor de σ_E na intensidade da turbulência. Considerando diferentes valores do número de Prandtl turbulento para E em uma CLE com 50 m de altura, com um forçante mecânico de $2,4 \text{ m s}^{-1}$, fica clara a distinção dos regimes apresentados nos painéis. Para $\sigma_E = 1$, u_{*0} oscila periodicamente nunca ultrapassando $0,15 \text{ m s}^{-1}$ (figura 3.15a). Quando $\sigma_E = 2$, os modos de oscilação aumentam, mas ainda assim a série temporal é periódica (figura 3.15b). Entretanto, com $\sigma_E = 2,5$ os eventos intermitentes deixam de ser periódicos, mas ainda não ultrapassam $0,15 \text{ m s}^{-1}$ (figura 3.15c). Interessantemente, a partir $\sigma_E = 3$, os eventos intermitentes além de não serem periódicos, são mais intensos e têm duração mais curta (figuras 3.14d - 3.14f), sendo na média a CLE mais turbulenta nestes casos do que nos anteriores. Entretanto, é importante notar que neste caso o modelo se encontra mais distante da conexão do que no caso apresentado na figura 3.14, e por esse motivo notamos que a duração dos eventos intermitentes é mais curta quando σ_E é alto.

A escolha de $\sigma_E = 2,5$, é feita no intuito de tentar tornar o modelo o mais realista possível. Além disso, assumindo que o transporte de ECT por flutuações de pressão é uma parcela fixa do transporte de ECT pelo fluxo vertical de energia cinética (já que o termo de transporte é parametrizado como $\frac{K_E \partial E}{\sigma_E \partial z}$), a constante σ_E deve ser menor que 1 se ambos os termos têm o mesmo sinal, e maior que um se os termos tiverem sinais

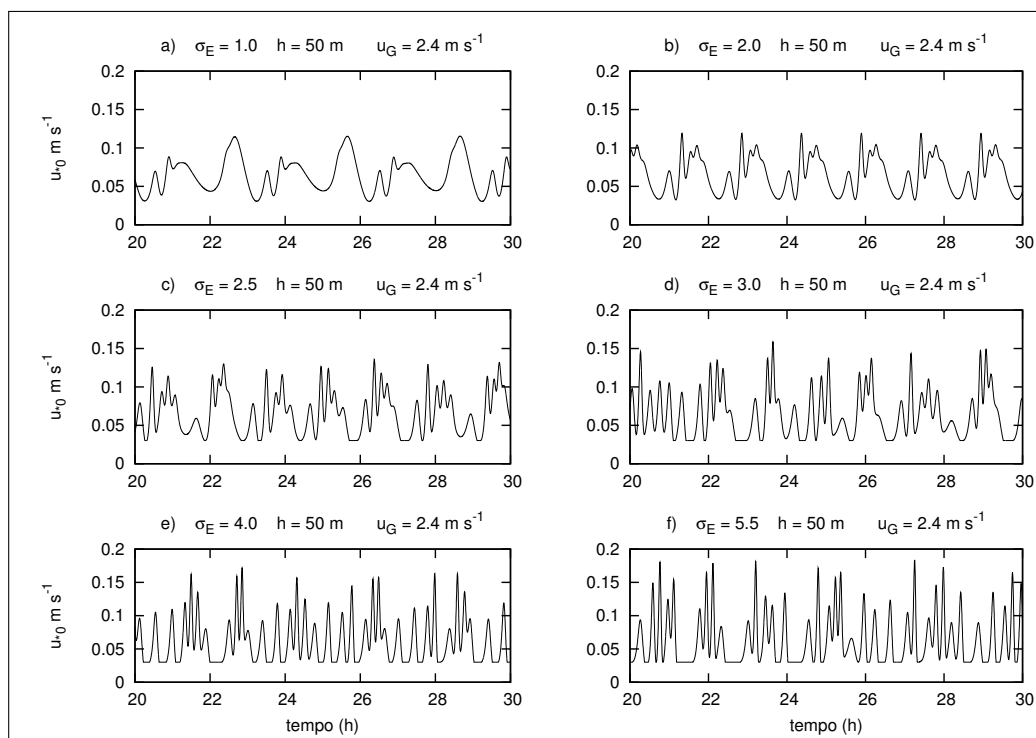


Figura 3.15 – Mesmo que a figura 3.14, porém para u_{*0} .

opostos. Evidências provenientes de experimentos laboratoriais (DEARDORFF; WILLIS, 1985) e de estudos de simulações de grandes turbilhões (LES) (MOENG; WYNGAARD, 1989; MOENG et al., 2004) mostram que os dois termos tendem a ter sinais opostos na camada limite convectiva. Em condições estáveis, a quantidade de evidências não é tão grande, porém os resultados obtidos por Kosović e Curry (2000) indicam que, apesar da baixa magnitude, os dois tipos de transporte possuem sinais opostos, sendo que Puhales et al. (2010) chegam a mesma conclusão, a partir de seus resultados. Todavia, isto não quer dizer que valores superiores ou inferiores não estejam corretos, mas com esta condição o sistema é capaz de reproduzir eventos intermitentes não periódicos e mantendo a intensidade da turbulência com valores razoáveis. Na figura 3.16 são apresentados os valores de u_{*0} após a conexão, da superfície com os níveis superiores da atmosfera, considerando uma CLE com 50 m de altura e um vento geostrófico de $3,0 \text{ m s}^{-1}$, deixando clara a distinção entre a intensidade da turbulência nesta condição para os diferentes valores de σ_E (figura 3.16). Pode-se atribuir tamanha diferença a um fato já discutido na seção 3.2.1: a diminuição do termo de transporte de E , causado pelo aumento de σ_E tem papel semelhante a considerar o topo da CLE como uma barreira rígida. O baixo transporte turbulento vertical de ECT, faz com que turbulência fique acumulada dentro da CLE, e isso se intensifica após a conexão devido à grande produção de turbulência devido ao cisalhamento do vento.

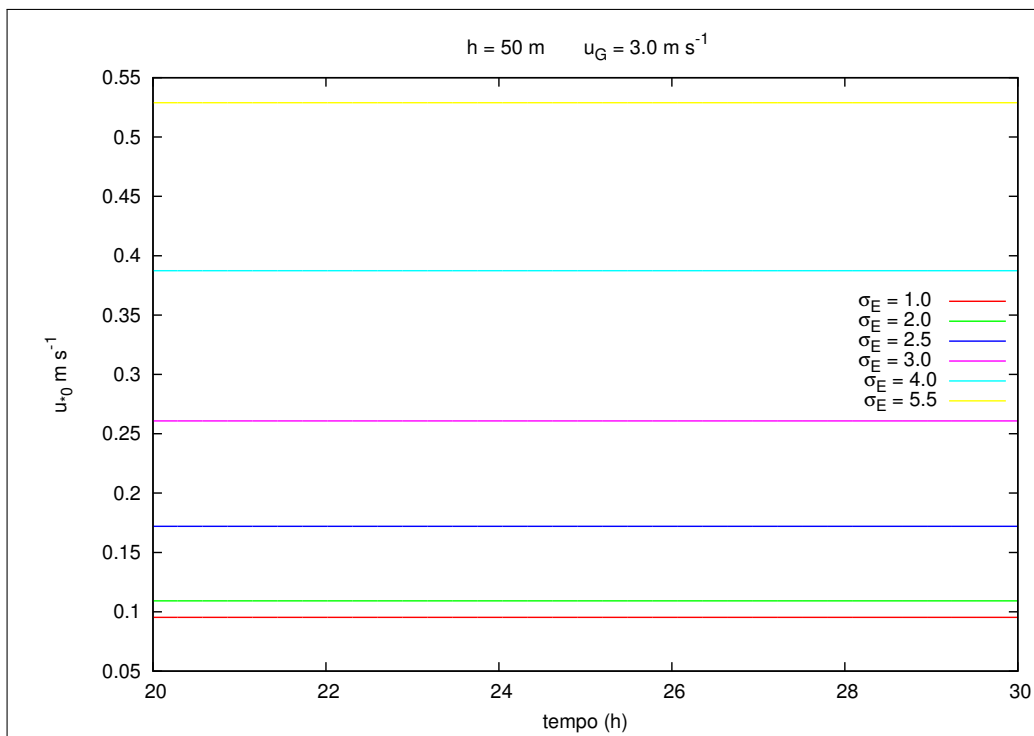


Figura 3.16 – Séries temporais de u_{*0} , após a conexão para diferentes σ_E , indicados pela legenda.

3.3 Comparação entre modelo e mundo real

O modelo descrito pelas equações (3.7)-(3.11) reproduz o comportamento intermitente da camada limite atmosférica noturna muito estável. Mas os eventos descritos no capítulo 3 representam a turbulência do mundo real?

Primeiramente é feita a comparação dos perfis verticais com diferentes ventos geostróficos. Os valores de u_G considerados variam de 1 m s^{-1} , quando quase não existe turbulência, até $3,5 \text{ m s}^{-1}$, valor para o qual a superfície já está conectada com os níveis superiores da atmosfera.

Os perfis de u_* (figura 3.17a) dão uma ideia clara da estrutura vertical da turbulência. Para o forçante mais fraco ($u_G = 1 \text{ m s}^{-1}$), os eventos intermitentes ocorrem somente no nível inferior, e nos outros níveis a turbulência se mantém constante no seu valor mínimo. Conforme o vento geostrófico aumenta, os eventos intermitentes vão progressivamente ocorrendo nos demais níveis. Durante o regime intermitente, u_* decai de seu valor no primeiro nível atmosférico até um valor próximo do mínimo no topo da CLE. Características similares dos perfis verticais da velocidade de fricção em condições muito estáveis foram observadas por Banta et al. (2007) e Sun et al. (2011). O perfil de u_* que se destaca dos demais na figura (3.17a) é para a situação na qual a superfície já está conectada com os níveis atmosféricos superiores ($u_G = 3,5 \text{ m s}^{-1}$). Além da grande magnitude, o perfil se mantém aproximadamente constante em toda a CLE, com somente

um suave decréscimo de u_* com a altura.

Em termos dos perfis verticais do vento médio (figura 3.17b), para os forçantes mais fracos (1.0 and 2.0 m s^{-1}), uma camada com vento constante se forma no topo da CLE. Isto ocorre nas mesmas alturas onde a velocidade de fricção é mínima, mostrando que, nestes casos, a intensidade muito fraca da turbulência mantém a superfície e os níveis inferiores “incomunicáveis” com os níveis superiores da CLE. Uma camada de cisalhamento rasa, com 10 m de altura, em condições extremamente estáveis, com vento aproximadamente constante acima desta, foi reportada por Mahrt e Vickers (2006). Para os casos intermitentes, a medida que o vento geostrófico aumenta, o escoamento se aproxima de um perfil logarítmico. No estado conectado, um gradiente acentuado ocorre próximo ao topo da CLE, e o perfil vertical do vento se torna aproximadamente linear, em virtude da intensidade da turbulência permitir que a alta CLE possa “sentir” a influência dos níveis inferiores da atmosfera (STEENEVELD; van de Wiel; HOLTSLAG, 2006).

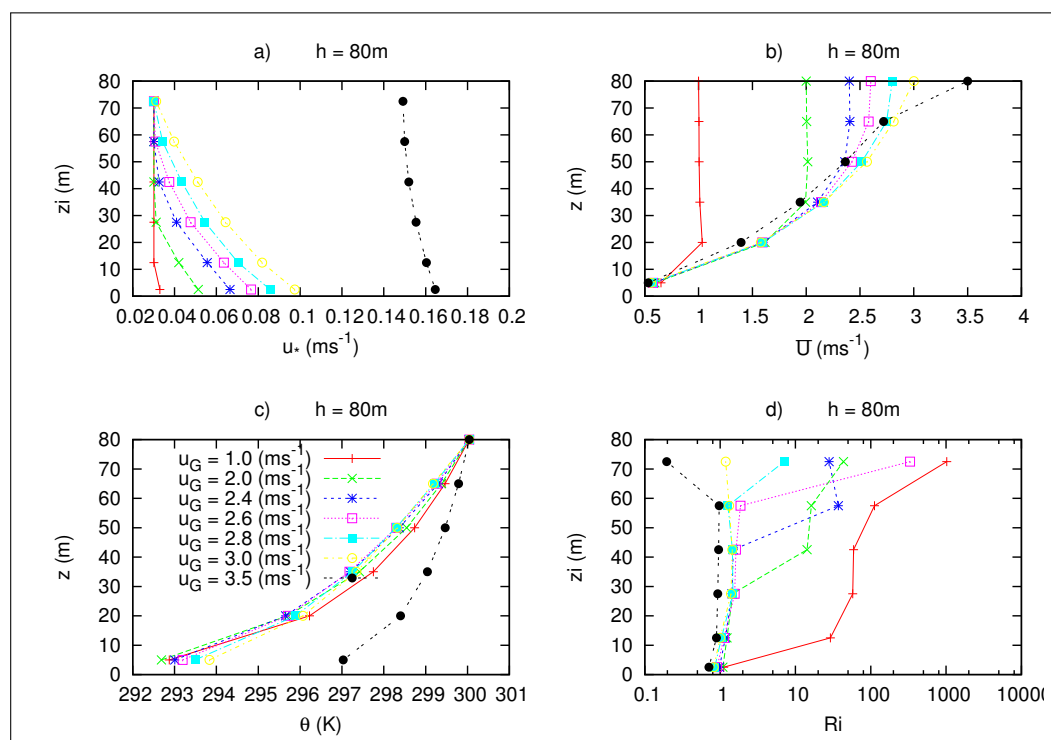


Figura 3.17 – a) Perfis verticais médios de u_* para diferentes valores de vento geostrófico, indicados pela legenda no painel inferior da esquerda; b) mesmo que em (a), porém para velocidade do vento médio; c) mesmo que em (a), mas para a temperatura do ar; d) mesmo que em (a), porém para o número de Richardson. As análises não consideram o período transiente, presente no início das simulações.

Os perfis de temperatura também dependem do forçante mecânico (figura 3.17c). Em concordância com as outras variáveis, a diferença mais notável ocorre entre o estados conectado e desconectado. Embora a camada estável ocorra em todos os casos, uma superfície mais aquecida e uma redução na estratificação térmica são observadas quando o sistema está conectado ($u_G = 3, 5 \text{ m s}^{-1}$). Para a condição de desconexão, os perfis

são similares de um modo geral. Porém, é interessante notar que mesmo que a superfície seja mais fria com ventos geostróficos mais fracos, os níveis superiores se mantêm aquecidos, devido à pouca mistura entre as camadas dentro da CLE. Este fato mostra que o perfil de temperatura é mais curvado para forçantes mecânicos fracos, e desta forma, gradientes de temperatura mais fortes acontecem próximo à superfície nestas condições, assim como foi observado por Mahrt e Vickers (2006).

Os gradientes acentuados para ventos geostróficos fracos, juntamente com ventos de baixa magnitude, causam números de Richardson muito altos nestas condições. De fato, a figura 3.17d mostra que o número de Richardson crítico do modelo é 1 e que à medida que o vento geostrófico aumenta, mais o número de Richardson médio se aproxima de seu valor crítico em mais níveis. Para o estado conectado ($u_G = 3,5 \text{ m s}^{-1}$), Ri fica abaixo de seu valor crítico em todos os níveis. É importante salientar que este número de Richardson crítico é um resultado natural do modelo, jamais tendo sido imposto.

Experimentalmente é observado que os eventos intermitentes levam a diferentes tendências de temperatura dependendo de sua intensidade (ACEVEDO; FITZJARRALD, 2003; ACEVEDO et al., 2006). A figura 3.18 obtida a partir de dados do experimento FLOSSII (MAHRT; VICKERS, 2006), mostra claramente, que próximo à superfície eventos intermitentes mais fracos causam resfriamento do ar, devido à presença da superfície mais fria abaixo. Entretanto no nível mais alto (20 m), estes não são capazes de promover mistura. À medida que a intensidade dos eventos aumenta, há um aquecimento da superfície enquanto que nos níveis mais altos ocorre o resfriamento do ar (figura 3.18).

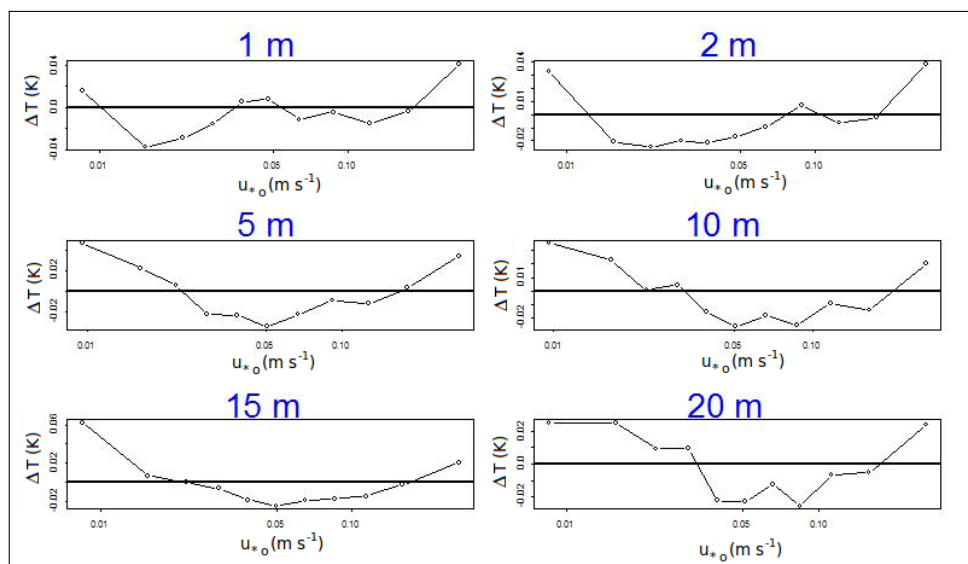


Figura 3.18 – Dependência média das perturbações na temperatura com respeito a u_{*o} obtidos a partir de dados experimentais coletados em condições extremamente estáveis. Cada painel representa um nível atmosférico indicados em seu título. O dados são provenientes do experimento FLOSSII.

Tal característica também é reproduzida pelo modelo (figura 3.19). No primeiro

nível atmosférico, os eventos mais fracos promovem resfriamento, como também pode ser visto nas figuras 3.6a e 3.6b. Nestes casos, os eventos são restritos a uma camada rasa próxima da superfície, de forma que causam a mistura do ar em direção à superfície mais fria, porém somente na parcela inferior da atmosfera. Por outro lado, eventos mais intensos (na média acima de $0,12 \text{ m s}^{-1}$), causam o aquecimento da superfície, já que com tal intensidade eles são capazes de se propagar verticalmente ao longo de toda CLE, e trazer o ar mais quente para a superfície. Nos níveis mais altos o contrário ocorre, e somente os eventos mais intensos causam perturbações negativas na temperatura, pois são capazes de trazer o ar mais frio, que está próximo à superfície até os níveis mais altos. Enquanto isso, os eventos de menor intensidade apenas causam mistura local, promovendo aquecimento da alta CLE. O resfriamento mais intenso, causado apenas por eventos intensos, ocorre nos níveis intermediários (20 e 35 m), e este fato é uma consequência de que nem todos os eventos intermitentes são capazes de alcançar o topo da CLE.

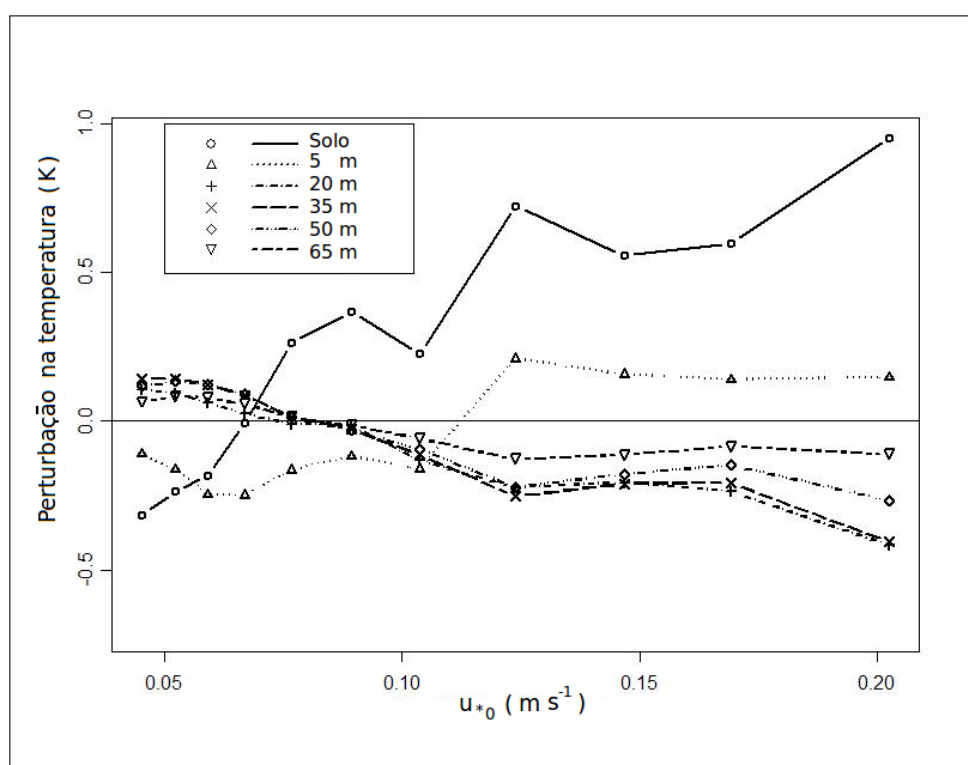


Figura 3.19 – Dependência média das perturbações na temperatura com respeito a u_{*0} , para diferentes níveis atmosféricos, indicados na legenda. As simulações consideram uma CLE com 80 m de altura, para vários valores de u_G . A Análise não considera o período transiente no começo da simulação.

Tanto a teoria quanto as observações mostram que a intermitência é favorecida sob condições de céu claro, com fraco forçante mecânico (van de WIEL et al., 2002, 2002, 2003). A resposta do presente modelo aos forçantes externos pode ser determinada pela variação do vento geostrófico nas equações (3.7) e (3.8) e da cobertura de

nuvens no termo I_{\downarrow} da equação (3.10). A temperatura média do ar depende do forçante mecânico e da cobertura de nuvens (figura 3.20a). As maiores diferenças ocorrem entre os estados conectado e desconectado, mas o papel da intermitência pode ser visto pelo fato de que no estado desconectado a temperatura média não depende somente da cobertura de nuvens, como mostrado por Acevedo e Fitzjarrald (2001), com o modelo de duas camadas de McNider et al. (1995). O vento geostrófico também influencia na temperatura média, no sentido que o ar próximo à superfície se aquece à medida que o forçante mecânico aumenta, causando eventos intermitentes mais frequentes e mais intensos. Por outro lado, os eventos mais fracos resfriam a superfície, fazendo com que a temperatura média mínima não ocorra com o vento geostrófico mais fraco. No estado conectado, a temperatura média se torna aproximadamente independente dos forçantes externos. Além disso, à medida que a cobertura de nuvens aumenta é necessário um valor de u_G menor para levar o sistema ao estado conectado.

A velocidade de fricção também depende dos forçantes externos (u_G e Q_c) (figura 3.20c), mas neste caso a relação é mais simples, já que seu valor aumenta com ambas as variáveis. Isto mostra que tanto a cobertura de nuvens como o vento geostrófico causam eventos intermitentes mais intensos e mais frequentes antes da conexão ocorrer, assim tornando a CLE mais turbulenta antes do sistema ficar conectado.

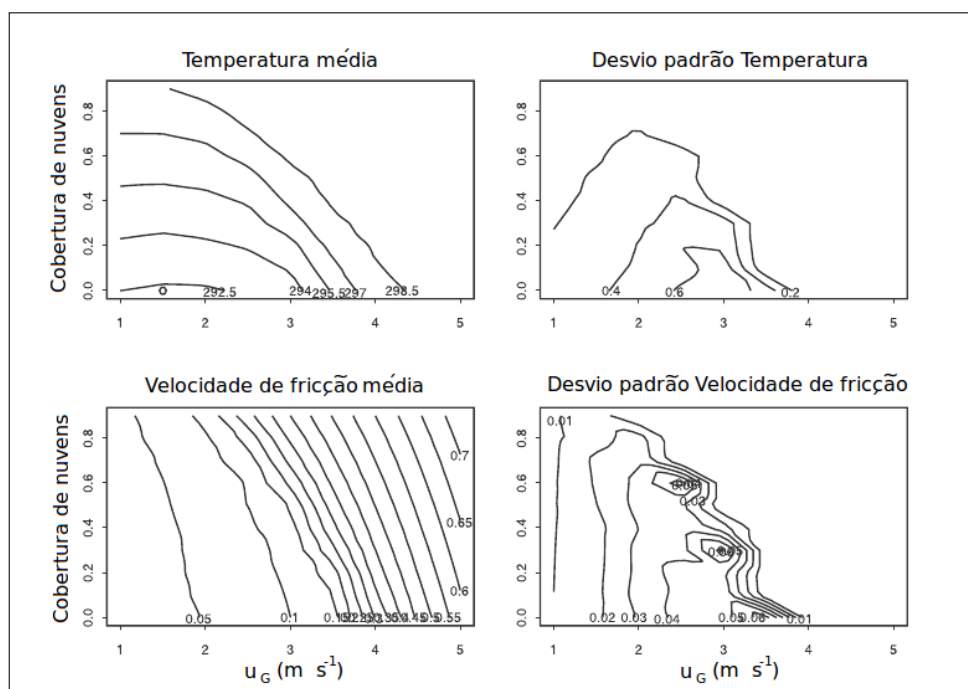


Figura 3.20 – a) Temperatura média do ar no nível atmosférico mais baixo em função da cobertura de nuvens (Q_c) e do vento geostrófico (u_G); b) mesmo que em (a), porém para o desvio padrão da temperatura no primeiro nível atmosférico; c) mesmo que em (a), mas para a velocidade de fricção no nível atmosférico inferior; d) mesmo que em (a), porém para o desvio padrão da velocidade de fricção no primeiro nível atmosférico.

Como medida de intermitência, os desvios padrões temporais de θ_1 (figura 3.20b)

e de u_{*0} (figura 3.20d) são mostrados. Para uma CLE com 100 m de altura, as condições mais intermitentes ocorrem com céu claro e vento geostrófico próximo de 3 m s^{-1} , valores que maximizam a variabilidade temporal tanto de temperatura como de velocidade de fricção. Para o estado conectado, não ocorre intermitência, pois as variáveis assumem valores constantes. Similarmente, não há muita variabilidade com turbulência fraca. Os diagramas de intermitência apresentados nas figuras 3.20c e 3.20c confirmam o resultado encontrado por van de Wiel et al. (2002), que apresentam um diagrama com um contorno similar ao aqui apresentado, sugerindo que a intermitência ocorre nos intervalos de vento geostrófico e taxa de radiação correspondentes aos mostrados na figura 3.20. van de Wiel et al. (2003) concluíram que dados observados estão de acordo com esta classificação. Sendo assim, o presente modelo proporciona uma caracterização da intermitência e dos forçantes externos que está de acordo com estudos anteriores de modelagem e observacionais.

Para entender os mecanismos que causam a intermitência, primeiramente serão classificados os eventos que ocorrem na natureza (figura 3.21). A análise qualitativa do comportamento dos eventos será feita juntamente com a comparação entre os eventos observados (figura 3.21) e os eventos gerados pelo modelo (figuras 3.22-3.24). A figura 3.21 mostra 7 séries temporais de u_* , para diferentes níveis atmosféricos, coletadas em uma noite com ocorrência de eventos intermitentes durante a realização do experimento FLOSSII (para mais referências ver Mahrt e Vickers (2006)). Sabe-se que a quantidade de fenômenos físicos que podem levar ao comportamento intermitente da CLE é muito grande (SUN et al., 2004). Entretanto, aqui os eventos serão caracterizados somente quanto a sua propagação e intensidade, e para isto os eventos presentes na figura 3.21 foram separados da seguinte maneira, utilizando uma classificação semelhante à proposta por Sun et al. (2011), em termos da direção de propagação dos eventos: *I* e *III*-Eventos gerados no topo da CLE que se propagam em direção à superfície; *II* e *IV*-eventos gerados na superfície que se propagam em direção ao topo da CLE.

- Eventos gerados no topo da CLE que se propagam em direção a superfície:

Geralmente os eventos gerados no topo da CLE, são associados a fenômenos físicos externos à camada limite, tais como correntes de densidade, jatos de baixos níveis, entre outros (SUN et al., 2002, 2004; BANTA et al., 2002). Os eventos *I* e *III* (figura 3.21), são eventos que aparentemente são gerados no topo da CLE e se propagam em direção à superfície. Caracterizando separadamente cada um deles temos:

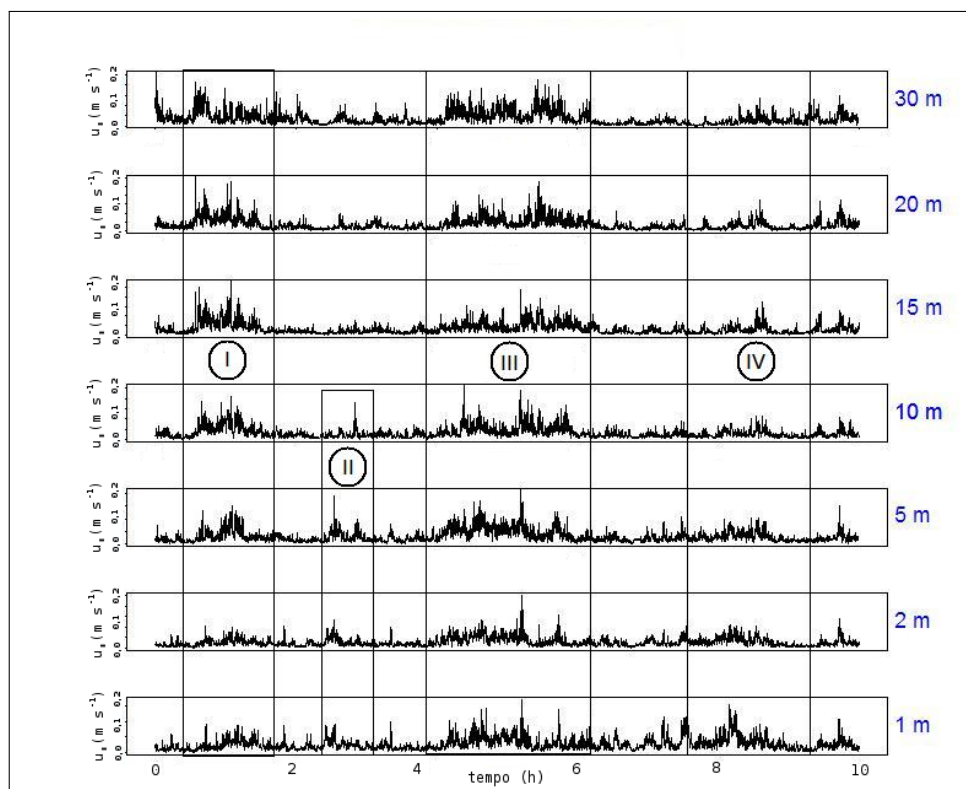


Figura 3.21 – Séries temporais de u_* para diferentes níveis atmosféricos, indicados por legenda do lado direito dos painéis, em condições muito estáveis. Os dados foram obtidos durante o experimento FLOSSII.

Evento I e Evento III: o evento *I* é gerado no topo da CLE e é constituído por diversos picos de turbulência com duração máxima de aproximadamente 15 min (primeiro pico dentro da marcação no painel superior). Durante o intervalo de tempo entre os sub-eventos mais intensos, a turbulência geralmente encontra-se perto de zero. À medida que o pico se propaga em direção a superfície observa-se que nos níveis de 30 e 20 m este fica mais intenso, com valores de u_* chegando a até $0,2 \text{ m s}^{-1}$. Porém, à medida que este se propaga em direção à superfície sua intensidade diminui, mas o valor mínimo de u_* aumenta. Similiar ao evento *I*, o evento *III* também é gerado no topo da camada estável. A principal diferença é no que diz respeito à sua duração e à intensidade da turbulência na superfície. Enquanto que em *I* o evento acontecia com fraca intensidade em superfície, em *III* é possível observar picos de turbulência, simultâneos, sendo mais intensos nos níveis inferiores.

- Eventos gerados em superfície que se propagam em direção ao topo da CLE:

Evento II e Evento IV: gerados em superfície se propagam em direção ao topo da CLE. Enquanto que o evento *II* é um evento de curta duração que se propaga somente até os níveis intermediários da CLE, o evento *IV* é um evento com duração e intensidade maior que se propaga até o topo da CLE. O evento *II* é mais curto

e, por isso, mais localizado e tem maior intensidade nos níveis intermediários. Já o evento *IV* apresenta maior intensidade próximo à superfície e diminui à medida que ele se propaga em direção ao topo da CLE.

O modelo proposto neste trabalho consegue reproduzir todos estes tipos de comportamento. Na figura 3.22 podemos observar um evento gerado no topo da CLE e que se propaga em direção à superfície. A medida que este se aproxima da superfície, devido ao forte cisalhamento (linhas brancas), sua intensidade aumenta. Entretanto, é importante destacar que a condição apresentada na figura 3.22 se encontra muito próximo a conexão. Tal fato leva a crer que este tipo de comportamento seja uma consequência da imposição da altura da camada ser constante, que bloquearia a transferência da turbulência para níveis mais altos da atmosfera, e assim causando uma espécie de “reflexão” de turbulência. Além disso, as evidências indicam que no mundo real os eventos intermitentes que se propagam de cima para baixo são originados por variações temporais dos forçantes externos à CLE. No presente modelo, estes forçantes são estacionários limitando a capacidade de representar este tipo de situação.

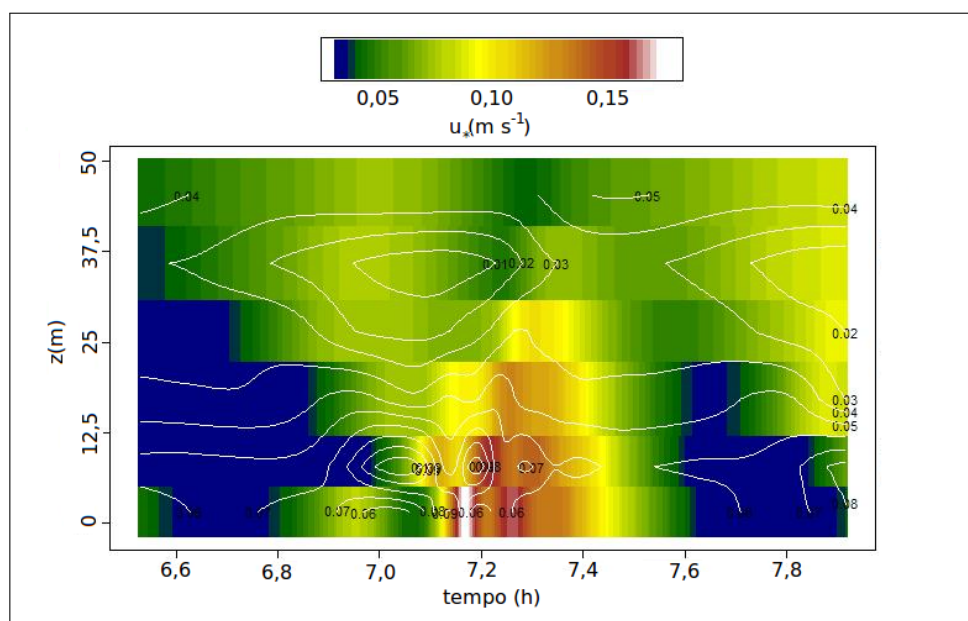


Figura 3.22 – Mapa da propagação vertical de u_* durante os eventos intermitentes. A simulação foi feita considerando $h = 50$ m, $u_G = 2,7$ m s⁻¹, e $\sigma_E = 2,5$.

Eventos intermitentes similares aos eventos *I* e *III*, são mais comumente reproduzidos pelo modelo. Assim como em van de Wiel et al. (2002), neste trabalho o mecanismo principal de geração de turbulência é a interação da baixa atmosfera com a superfície do solo. Assim, eventos gerados na superfície são modos naturais do sistema, que não precisa estar próximo do estado conectado para ocorrerem. A figura 3.23 mostra a propagação vertical de um evento intermitente, gerado próximo a superfície em uma condição muito estável ($u_G = 1,8$ m s⁻¹).

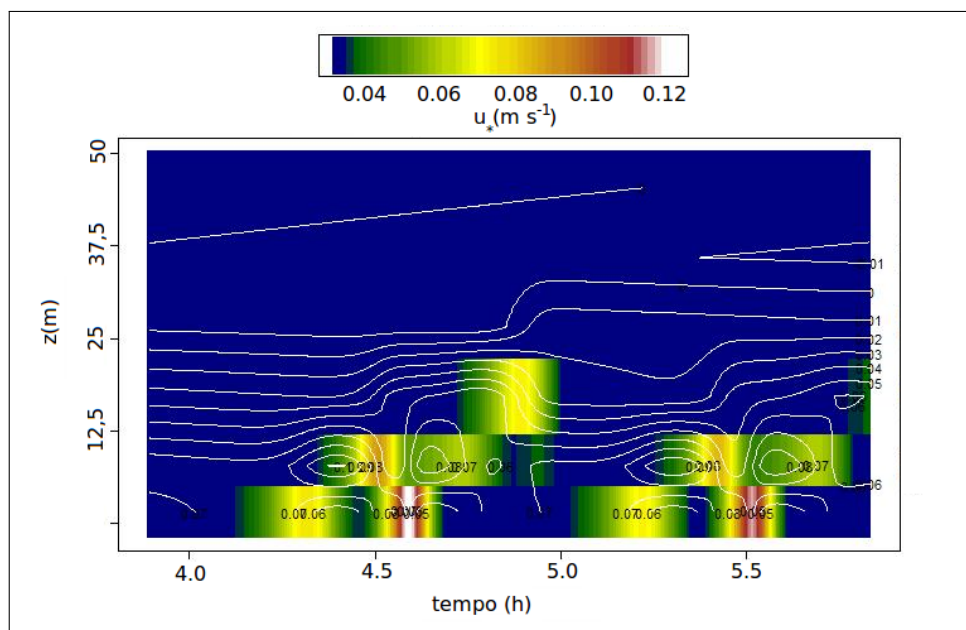


Figura 3.23 – Mapa da propagação vertical de u_* durante os eventos intermitentes. A simulação foi feita considerando $h = 50$ m, $u_G = 1,8$ m s $^{-1}$, e $\sigma_E = 2,5$.

Apesar da distinção entre os tipos de eventos reproduzidos pelo modelo, o mecanismo físico que os gera é similar. Enquanto a CLE encontra-se no estado desconectado, o cisalhamento tende a crescer naturalmente, forçado pelo primeiro termo do lado direito nas equações (3.7) e (3.8), o que causa um decréscimo do número de Richardson. Quando este cai abaixo de um, o termo de produção de E suprime o termo de destruição por empuxo, assim dando início ao evento. Uma vez que a turbulência foi iniciada em algum nível, esta é transportada para os demais através do termo de transporte na equação 3.11. Pelo fato do cisalhamento ser mais intenso próximo à superfície, a intensidade dos eventos é maior nos níveis atmosféricos mais baixos. Quando há a ocorrência de ventos geostróficos mais fracos, a produção de turbulência é estritamente restrita à ao nível mais próximo do solo, devido ao cisalhamento ser mais intenso, nesta região. Porém devido a baixa intensidade turbulenta estes eventos ficam restritos aos níveis inferiores da atmosfera. À medida que o vento geostrófico aumenta o cisalhamento nos níveis superiores também aumenta, tornando possível a produção de turbulência nestes níveis também. Como a intensidade da turbulência é maior para ventos geostróficos mais intensos, a CLE fica mais turbulenta com apenas curtos períodos sem turbulência nos diversos níveis atmosféricos.

A figura 3.24 um evento gerado próximo a superfície se propaga verticalmente até o topo da CLE. É possível observar o mecanismo descrito no parágrafo anterior através das linhas que representam o cisalhamento. Observa-se que a intensidade da turbulência é maior no primeiro nível atmosférico, devido à maior intensidade do cisalhamento e também ao transporte de turbulência vindo do segundo nível. Isto será discutido mais

detalhadamente na seção 5.2.5.

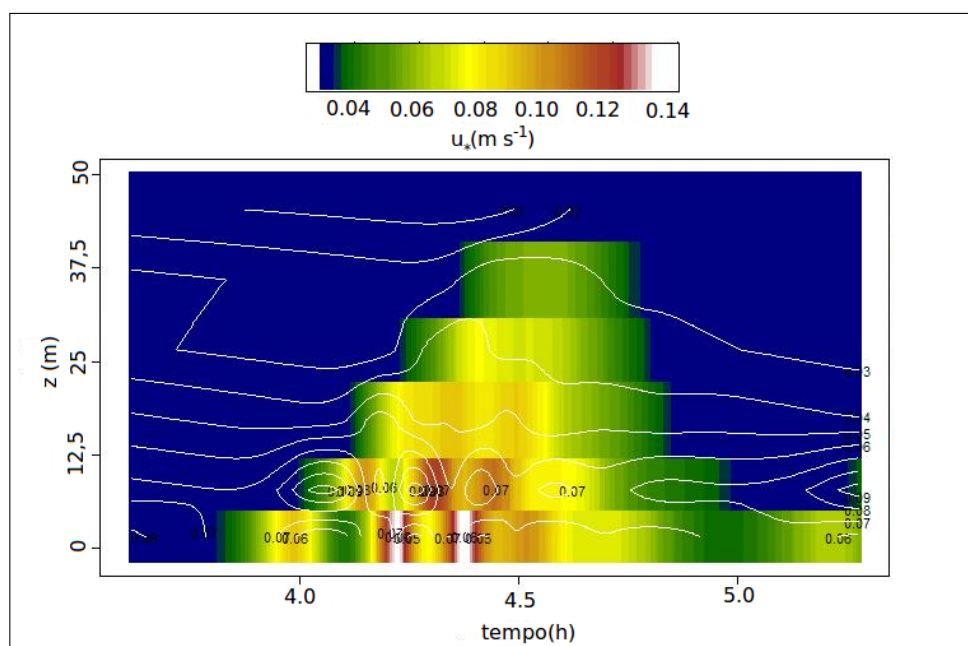


Figura 3.24 – Mapa da propagação vertical de u_* durante os eventos intermitentes. A simulação foi feita considerando $h = 50$ m, $u_G = 2,6$ m s⁻¹, e $\sigma_E = 2,5$.

3.4 Conclusão

O presente estudo mostrou que a intermitência global é uma característica natural da camada limite noturna muito estável. Sob condições simplificadas, com ventos fixos no topo da camada limite, e que permanecem constantes ao longo das simulações, a turbulência tem caráter intermitente para um certo intervalo de ventos geostóficos, caracterizados por ventos fracos e céu claro. Os eventos intermitentes reproduzidos pelo modelo proposto consistem em flutuações da temperatura do ar que podem alcançar até 3 K, enquanto que as variações máximas de u_{*0} alcançam até $0,3$ m s⁻¹. Na média, os eventos mais longos duram em torno de duas horas, mas existe um amplo intervalo de variabilidade nos eventos modelados. Eventos curtos, com aproximadamente 10 min podem produzir variações na temperatura de até 2 K, enquanto que eventos mais longos, que podem chegar a até 5 h de duração, produzem flutuações de temperatura de até 4 K, quando o sistema está perto de entrar no estado conectado (como mostrado na figura 3.13). Dados observados mostram, similarmente, grandes intervalos de flutuações da turbulência, em termos de duração e intensidade. Além disso, as flutuações de temperatura associadas à ocorrência de eventos intermitentes é também amplamente variável. Desta forma, o modelo proposto neste estudo reproduz qualitativamente uma grande porção do comportamento observado durante a ocorrência de intermitência global. Além disso, o

fato da ocorrência dos eventos ser favorecida em condições de céu claro e ventos fracos está de acordo tanto com a teoria quanto com as observações.

Estudos anteriores associaram a ocorrência de intermitência a fenômenos de mesoescala, tais como correntes de densidades, ondas de gravidade, jatos de baixos níveis e instabilidades de Kelvin-Helmholtz (SUN et al., 2002, 2004; BANTA et al., 2007). Nestes casos, as instabilidades são originadas fora da camada limite estável (CLE), e se propagam em direção à superfície. Tais eventos intermitentes tendem a ser maiores e mais longos do que os reproduzidos pelo modelo aqui proposto. Apesar da sua ocorrência provocar grandes flutuações dos escalares, o que os torna importantes, estes fenômenos são menos comuns que os eventos de pequena escala gerados dentro da própria CLE, que são analisados aqui. Os eventos simulados por van de Wiel et al. (2002) são mais similares aos reproduzidos pelo presente modelo, no sentido que estes são produzidos dentro da CLE, próximo à superfície do solo. Todavia, van de Wiel et al. (2002) sugerem que a intermitência é originada através da interação entre a camada superficial e uma superfície vegetada, com baixa capacidade térmica. Sendo assim, a turbulência é ligada e desligada pelo rápido aquecimento e resfriamento da superfície do solo. No presente modelo, por outro lado, o processo é somente inicializado pela interação com a superfície, sendo mantido pelo transporte turbulento. Uma importante diferença entre os dois processos é que o aqui apresentado, assim como é observado experimentalmente, reproduz eventos intermitentes não periódicos. Além disso, estes resultados permitem a geração de intermitência, através da interação entre a baixa atmosfera e a superfície, para vários tipos de superfícies, incluindo solos homogêneos ou até mesmo oceanos.

Até o presente momento uma das principais conclusões é que o uso de qualquer função de estabilidade prescrita, neste tipo de esquema, aniquila a possibilidade do sistema ter um comportamento mais complexo, como pode ser observado nos resultados obtido por estudos anteriores (BLACKADAR, 1979; REVELLE, 1993; MCNIDER et al., 1995; van de WIEL et al., 2002). Dinamicamente, quando é feito o uso de uma relação deste tipo o número de graus de liberdade do sistema é reduzido, reduzindo consecutivamente o seu espaço de fase, e desta maneira podendo mascarar possíveis soluções mais complexas do sistema. Esta conclusão pode ser justificada pelo fato de que neste trabalho é construído um esquema muito similar ao usado por McNider et al. (1995), composto por duas camadas dentro da CLE e depois expandido para n camadas por Shi et al. (2005), porém sem utilizar nenhuma função de estabilidade dependente de Ri . O modelo proposto é capaz de reproduzir o comportamento intermitente da turbulência na CLE, enquanto que o modelo construído por McNider et al. (1995) e posteriormente por Shi et al. (2005) faz uso de funções de estabilidade dependentes do número de Richardson e não é capaz de reproduzir sequer simples oscilações.

Em termos de aplicabilidade, o presente estudo abre a possibilidade de acoplar formulações similares em modelos meteorológicos de grande escala, e assim melhorar

suas performances sob condições estáveis. Ainda que isso não seja uma tarefa fácil, é muito promissora em termos de aplicabilidade. Para isto, os resultados do modelo precisam ser validados através de uma detalhada comparação com dados experimentais, que poderia dar um caráter físico mais preciso ao modelo. Outras características também necessitam ser alteradas, tais como o a condição de contorno superior, a qual necessita permitir que as componentes da velocidade do vento possam simular processos tais como jatos de baixos níveis. O domínio vertical também precisa ser expandido para incluir, dentro deste, mais do que simplesmente a altura da CLE. Sendo um modelo simplificado, existem muitas outras características que precisam ser incluídas. Entre estas, podem ser mencionadas a divergência do fluxo radiativo, equações prognósticas para escalares superficiais, tais quais umidade (incluindo uma equação para o balanço do fluxo de calor latente) ou dióxido de carbono. Na equação de balanço da energia cinética turbulenta, a taxa de dissipação viscosa pode ser determinada através de uma equação prognóstica (DUYNKERKE, 1988; CUXART et al., 2006).

O propósito do presente estudo é a reprodução dos eventos intermitentes através do uso de um modelo simplificado da interação entre a superfície e a atmosfera na camada limite noturna. Os resultados obtidos sugerem que as variáveis modeladas tem uma relação complexa entre elas. Estudos como Xin, Fei e Gang (2001), Gallego, Garcia e Cancillo (2001) e Campanharo et al. (2008) mostram a ocorrência de comportamento caótico em variáveis turbulentas observadas na camada limite atmosférica (CLA). Todavia, nenhum conjunto de equações para o estado médio das variáveis da CLA apresenta tal característica. O presente estudo pode fornecer tal associação, e isto será investigado no capítulo 5.

4 IMPLICAÇÕES DO USO DE FUNÇÕES DE ESTABILIDADE NA MO- DELAGEM DA CAMADA LIMITE ESTÁVEL

O modelo apresentado e discutido no capítulo 3 considera um fechamento de turbulência simples, no qual a intensidade da turbulência não depende de nenhuma função explícita da estabilidade. Ao invés disso, a relação entre turbulência e estabilidade atmosférica surge naturalmente através do termo de destruição térmica na equação do balanço de energia cinética turbulenta ECT. Apesar de ser bem estabelecida, e largamente difundida na comunidade científica, a utilização de formulações de turbulência que dependem explicitamente da estabilidade levam a resultados que em casos muito estáveis subestimam a intensidade turbulenta na camada limite estável (CLE), implicando na obtenção de temperaturas irrealmente inferiores às observadas na realidade (LOUIS, 1979), como pôde ser visto resultados apresentados no capítulo 2.

Outra dificuldade enfrentada por esquemas que utilizam a estabilidade explicitamente na estimação da intensidade turbulenta e no cálculo dos coeficientes de difusão ou comprimento de mistura, é a reprodução da intermitência global que ocorre em condições muito estáveis (REVELLE, 1993; van de WIEL et al., 2002). Utilizando modelos simplificados baseados no esquema clássico proposto por Blackadar (1979), Revelle (1993) e van de Wiel et al. (2002) conseguiram reproduzir o comportamento intermitente da turbulência na CLE, todavia, de forma periódica e bem definida. Além disso, para alcançar este resultado ambos consideraram uma fina camada vegetada de baixa capacidade calorífica, o que permite a rápida troca de energia entre a superfície e a atmosfera, causando as oscilações nas variáveis atmosféricas. Entretanto, van de Wiel et al. (2002b) realizaram testes considerando solos com alta capacidade calorífica, que levaram a temperaturas mais baixas na superfície e sem qualquer tipo de oscilação temporal nas variáveis que controlam o escoamento na CLE, o que leva a conclusão da impossibilidade da reprodução de intermitência global sobre solos homogêneos. Todavia, tal característica é uma implicação da profundidade da camada de solo que realmente interage com a superfície, pois quanto maior for a capacidade calorífica do solo, em questão, maior será a profundidade da camada de solo que interagirá com a atmosfera, o que demandará uma quantidade de energia que tais esquemas não são capazes de fornecer, devido à redução da mistura turbulenta causada pelo uso da explícito estabilidade no cálculo das variáveis que controlam o escoamento turbulento.

Steenefeld, van de wiel e Holtslag (2006), utilizaram o esquema de superfície proposto por van de Wiel et al. (2002) em um modelo de coluna simples. Apesar de, na média, os resultados serem condizentes com os observados na natureza, tendo sido comparados com os resultados obtidos no experimento CASES-99 (*The Cooperative*

Atmosphere-Surface Exchange Study - 1999), tal esquema não foi capaz de reproduzir os eventos intermitentes localizados observados nos dados experimentais. Modelos de coluna simples geralmente consideram a temperatura da superfície constante, impondo uma taxa de resfriamento constante (WENG; TAYLOR, 2003; CUXART et al., 2006, entre outros). Tal imposição evita o resfriamento excessivo da superfície do solo e consequentemente dos níveis atmosféricos inferiores. Este artifício não compromete o resultado médio das soluções, todavia a temperatura de equilíbrio tende a ser próxima da temperatura imposta na superfície, como observado nos resultados do capítulo 2 para um modelo simplificado que utiliza as formulações de turbulência geralmente presentes nos modelos de coluna simples. Outra deficiência causada por tal imposição, é que se torna impossível a reprodução do comportamento intermitente da turbulência na CLE, devido a inoperância dinâmica entre a superfície e a atmosfera. Tal afirmação é baseada no fato que os eventos intermitentes podem ser gerados tanto em superfície (van de WIEL et al., 2002; COSTA et al., 2011), quanto eventos no topo da CLE (SUN et al., 2002, 2004) (ver seção 3.3, figura 3.21). Portanto, tal resultado só seria possível se o esquema, em consideração, fosse capaz de reproduzir os eventos gerados no topo da CLE.

Neste capítulo, utilizando o modelo proposto no capítulo 3, será comparada e discutida a influência da utilização de diferentes formulações de turbulência na prescrição da intensidade da turbulência na CLE, assim como no capítulo 2. Todavia, é importante destacar que neste caso o modelo utilizado para as análises, apesar de simplificado, é fisicamente mais completo que o esquema utilizado nas análises do capítulo 2.

4.1 Modelo

O modelo apresentado no capítulo 3 constituído pelas equações (3.1-3.4), baseado no clássico esquema proposto por Blackadar (1979) e posteriormente utilizado por Reville (1993), McNider et al. (1995), van de Wiel et al. (2002) e Costa et al. (2011), resolve as equações prognósticas das variáveis que controlam o escoamento turbulento na CLE. Apesar de ser um esquema simplificado, este é capaz de resolver algumas características da CLE que são observadas na natureza. A principal diferença entre os esquemas citados anteriormente é o fechamento de turbulência utilizado em cada um.

As seções seguintes descrevem as diferentes formulações para estimativa da intensidade turbulenta, coeficientes de difusão e comprimento de mistura turbulento.

O esquema vertical utilizado nas simulações é descrito na seção 3.1.3.

4.1.1 Formulações de turbulência

4.1.1.1 Funções de estabilidade

Discutidas e utilizadas em um esquema idealizado, no capítulo 2, as funções de estabilidade cauda-curta (FE cauda-curta, McNider et al. (1995) e cauda-longa (FE cauda-longa, Louis (1979)), quando aplicadas no modelo apresentado no capítulo 3 levam a estimativas da velocidade de fricção e dos coeficientes de difusão que podem ser escritas da seguinte maneira:

$$u_*^2 = \left[\frac{k}{\ln(z/z_0)} \right]^2 f_m(Ri)(u^2 + v^2) \quad (4.1)$$

$$K_m = f_m(Ri)l^2S \quad (4.2)$$

$$K_h = f_h(Ri)l^2S \quad (4.3)$$

Por simplicidade assume-se que o número de Prandtl é unitário, assim têm-se que $f_h = f_m$:

- FE cauda-curta (MCNIDER et al., 1995);

$$f_m(Ri) = \begin{cases} (1 - Ri/Ri_{cr})^2 & \text{se } Ri < Ri_{cr} \\ 0 & \text{se } Ri > Ri_{cr} \end{cases}$$

- FE cauda-longa linear (LOUIS, 1979);

$$f_m(Ri) = 1 + 4,7Ri$$

4.1.1.2 Formulação sem dependência com a estabilidade

A terceira formulação de turbulência analisada neste capítulo é a proposta por Costa et al. (2011), utilizada de forma simplificada no capítulo 2 e descrita em detalhes na seção 3.1.3.

4.2 Resultados

Todas as simulações foram feitas utilizando os parâmetros e constantes presentes na tabela 3.1, considerando uma CLE com espessura de 80 m, sobre solo homogêneo composto por turfa seca.

A Figura 4.1 mostra a dependência da temperatura média no primeiro nível atmosférico com relação ao vento geostrófico no topo da camada limite u_G . Similarmente ao observado na Figura 2.3, é possível observar claramente a distinção dos estados de acoplamento da CLE. Assim como visto nas análises do capítulo 2, a transição entre os estados acoplado e desacoplado ocorre de forma aguda nos casos das formulações FE cauda-curta e quando nenhuma dependência explícita com a estabilidade é considerada, entretanto, no caso da formulação FE cauda-longa a transição ocorre de maneira suave com temperaturas intermediárias entre os dois estados, como mostram também as Figuras 2.2 - 2.3.

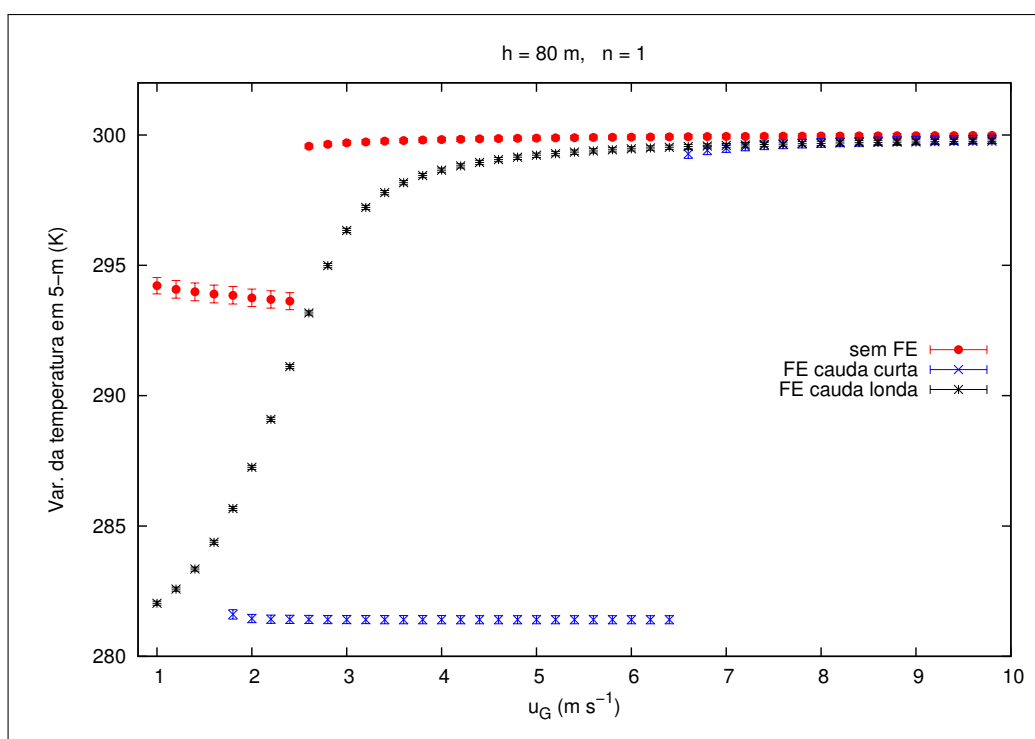


Figura 4.1 – Dependência da temperatura média no primeiro nível atmosférico ($z = 5$ m) com o vento geostrófico (u_G) no topo da CLE, para as diferentes formulações de turbulência indicadas pela legenda. As simulações foram realizadas considerando uma grade vertical de 1 nível com domínio vertical de 80 m.

As características básicas, já discutidas na seção 2.2, são também observadas neste caso, tais como a distinção entre as temperaturas mínimas para as diferentes formulações. Enquanto que a formulação sem nenhuma função de estabilidade apresenta temperaturas até 12 K mais elevadas que as outras formulações, a formulação FE cauda-curta apresenta as temperaturas de equilíbrio, no estado desacoplado, mais baixas, en-

quanto que para o caso da formulação FE cauda-longa apresenta temperaturas médias que aumentam com o aumento de u_G , até alcançar a temperatura de equilíbrio no estado acoplado. Outro fato que pode ser observado é que para valores pouco intensos de u_G ($< 1,6 \text{ m s}^{-1}$), o modelo utilizando a formulação FE cauda-curta não produz mistura turbulenta suficiente para alterar a temperatura do ar inicial (300 K, casos não mostrados na Figura 2.3). A maior discrepância entre as diferentes formulações é a intensidade do forçante mecânico necessária para o modelo alcançar o estado acoplado. Enquanto que a formulação sem dependência explícita com a estabilidade alcança o estado acoplado para u_G em torno de $2,5 \text{ m s}^{-1}$, no caso da formulação FE cauda-longa o esquema encontra a temperatura de equilíbrio para u_G entre 3 e 4 m s^{-1} . Dentro deste intervalo a curvatura da dependência da temperatura média com o vento geostrófico muda fazendo que a temperatura média aumente mais lentamente com o acréscimo de u_G , até que esta encontra um valor de equilíbrio, no estado conectado com um forçante mecânico em torno de 6 m s^{-1} . Já a formulação FE cauda-curta necessita de um forçante mecânico no topo da camada de aproximadamente $6,6 \text{ m s}^{-1}$ para alcançar temperaturas de equilíbrio no estado acoplado. Tal discrepância de valores deve-se pela redução da intensidade turbulenta causada pelo uso de uma função de estabilidade. Quando esta relação é utilizada, o sistema necessita de mais energia, fornecida pelo forçante externo, para alcançar o estado acoplado.

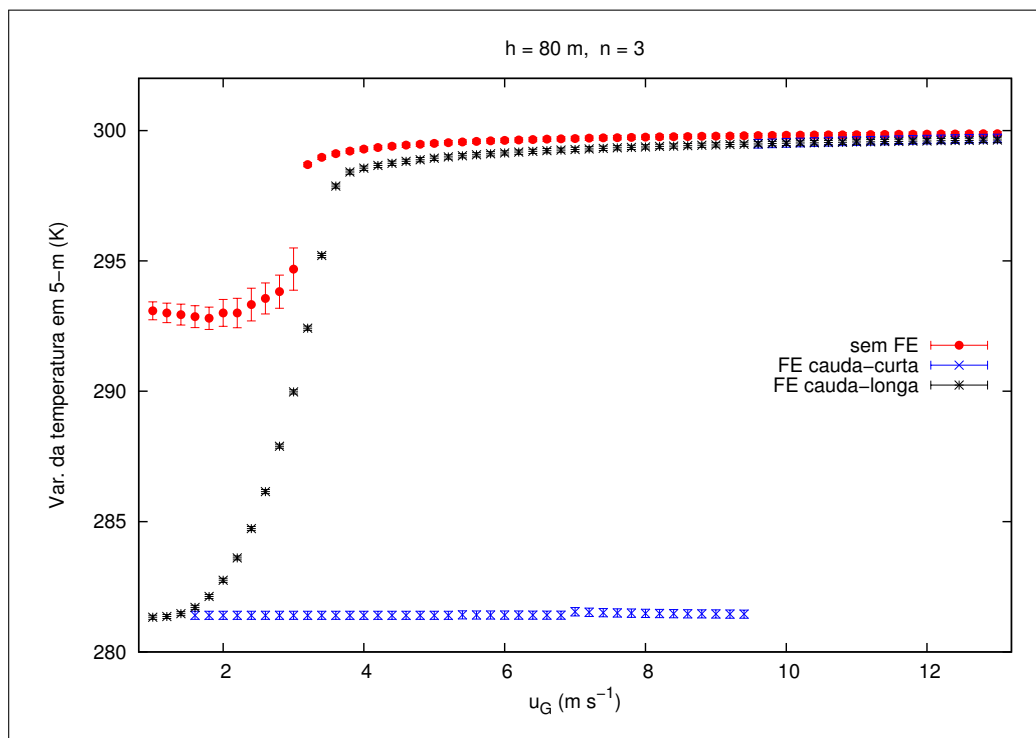


Figura 4.2 – Mesmo que a Figura 4.1, considerando uma grade vertical com 3 níveis atmosféricos, entre os limites do domínio.

Com relação à análise apresentada no capítulo 2, aqui se pode também considerar

a variabilidade temporal das soluções, para caracterizar sua complexidade. É possível observar na Figura 4.1 oscilações na temperatura média no caso da formulação sem nenhuma função de estabilidade, enquanto que as outras formulações não apresentam nenhum desvio na temperatura média. Tais oscilações são observadas na Figura 3.6a, quando a grade vertical possui somente 1 nível atmosférico (seção 3.2.2).

Para investigar a possível reprodução de eventos intermitentes pelas formulações que utilizam funções de estabilidade, são considerados mais níveis atmosféricos na grade vertical (Figura 4.2). Tal consideração é feita, pois como discutido na seção 3.2.2, o acréscimo de níveis na grade vertical do modelo proposto por Costa et al. (2011) faz com que a complexidade das soluções, no estado desacoplado, aumente causando eventos intermitentes similares aos observados na natureza. Todavia, com exceção da formulação sem função de estabilidade, nenhuma das formulações apresentam nenhum tipo de oscilação em torno da temperatura média no estado desacoplado. Entretanto, existem algumas diferenças notáveis entre as soluções considerando 1 e 3 níveis atmosféricos. A primeira delas é que a intensidade do forçante mecânico necessária para levar o sistema ao estado acoplado é maior para todas as formulações. Porém, enquanto para as formulações sem dependência explícita com a estabilidade e FE cauda-longa estes valores não são muito superiores (em torno de $u_G = 3$ e $u_G = 4$ m s⁻¹, respectivamente), para a formulação FE cauda-curta o valor do forçante mecânico necessário para causar o acoplamento entre os diferentes níveis da camada limite, é em torno de 3 m s⁻¹ maior. Tal fato ocorre porque com o acréscimo de níveis na grade vertical, as temperaturas médias nos diferentes níveis tendem a valores intermediários entre a superfície e a temperatura de referência no topo da CLE, fazendo com que o sistema necessite de mais energia para causar uma mistura turbulenta que o levará ao estado acoplado.

Quando são considerados 5 níveis atmosféricos (Figura 4.3) nota-se uma discrepância ainda maior entre as diferentes formulações. Apesar do sistema necessitar de mais energia para alcançar o estado acoplado a formulação FE cauda-curta, necessita de um forçante maior que as outras para alcançar o acoplamento (quase $u_G = 12$ m s⁻¹). As demais formulações apresentam características distintas do que nos casos analisados anteriormente (Figuras 4.1 e 4.2) como pode ser visto na Figura 4.3.

No caso da formulação sem função de estabilidade, a principal diferença está na transição entre os estados acoplado e desacoplado, que é mais suave do que nos outros casos, analisados anteriormente, sendo esta similar a apresentada pela formulação FE cauda-longa. Todavia, a formulação FE cauda-longa é a que apresenta o comportamento mais intrigante, assim como ocorre nos outros casos (Figuras 4.1 e 4.2). A temperatura média, no primeiro nível atmosférico, aumenta com o acréscimo do forçante mecânico, porém, até um forçante igual a $u_G = 2,4$ m s⁻¹. Após este valor de u_G , a temperatura para de oscilar e decresce cerca de 7 K, até a temperatura de 282 K, a partir da qual a dependência com o vento geostrófico ocorre da mesma forma discutida nas figuras 4.1 e 4.2, fazendo

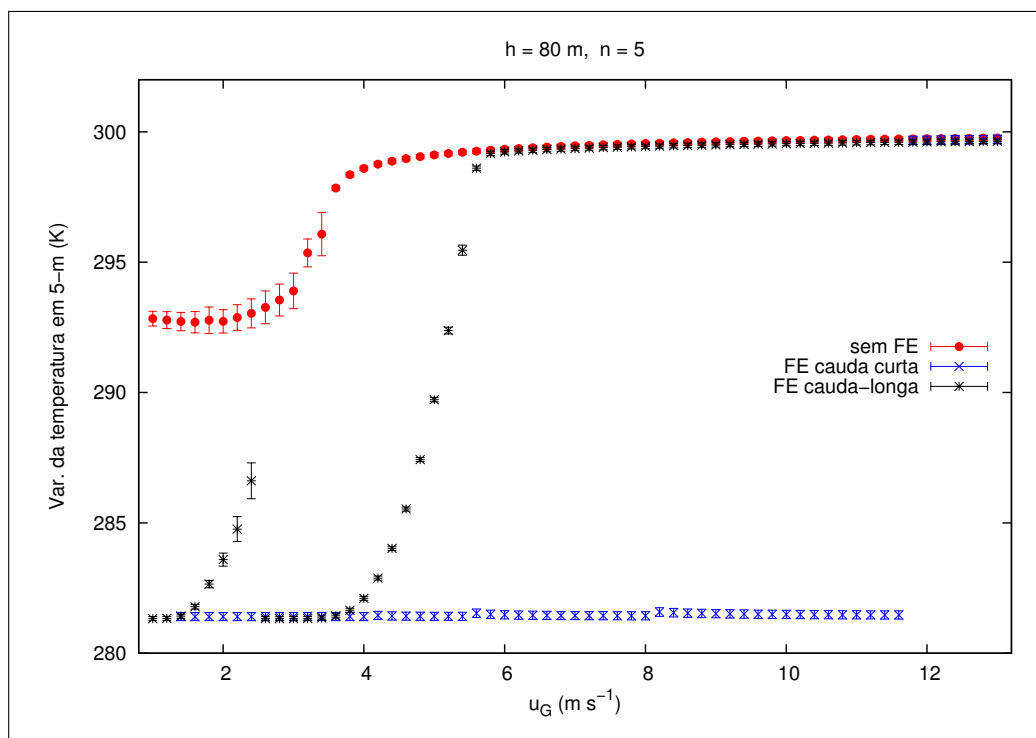


Figura 4.3 – Mesmo que a Figura 4.1, considerando uma grade vertical com 5 níveis atmosféricos, entre os limites do domínio.

com que o sistema alcance o estado acoplado com u_G em torno de $u_G = 5,2$ e $u_G = 5,4$ m s⁻¹.

A Figura 4.4 mostra que, enquanto as oscilações na temperatura do ar para o caso sem dependência com a estabilidade são intermitentes e com caráter complexo, as oscilações no caso da FE cauda-longa são inerciais, com período de 17 h, que corresponde ao período de oscilação inercial na latitude considerada neste estudo ($\phi = 45^\circ$). Como teste, foram realizadas simulações com duração de 100 h com o objetivo de verificar se as oscilações presentes na formulação FE cauda-longa, não seriam simplesmente um artifício do modelo antes de entrar em equilíbrio, o que não foi confirmado, indicando que as oscilações são de fato inerciais. A ocorrência de oscilações inerciais ocorre devido à baixa intensidade da divergência vertical do fluxo turbulento de momentum (segundo termo do lado direito das equações (3.1) e (3.2)), que faz com que o termo dominante no escoamento seja o termo inercial (primeiro termo do lado direito das equações (3.1) e (3.2)).

É importante, porém, destacar que tal fenômeno só ocorre devido a FE cauda-longa permitir que exista alguma intensidade turbulenta, fazendo com que os coeficientes de difusão turbulenta não sejam nulos, como no caso da FE cauda-curta no qual a temperatura não apresenta qualquer oscilação e se mantém em seu valor de equilíbrio durante toda a simulação (Figura 4.4).

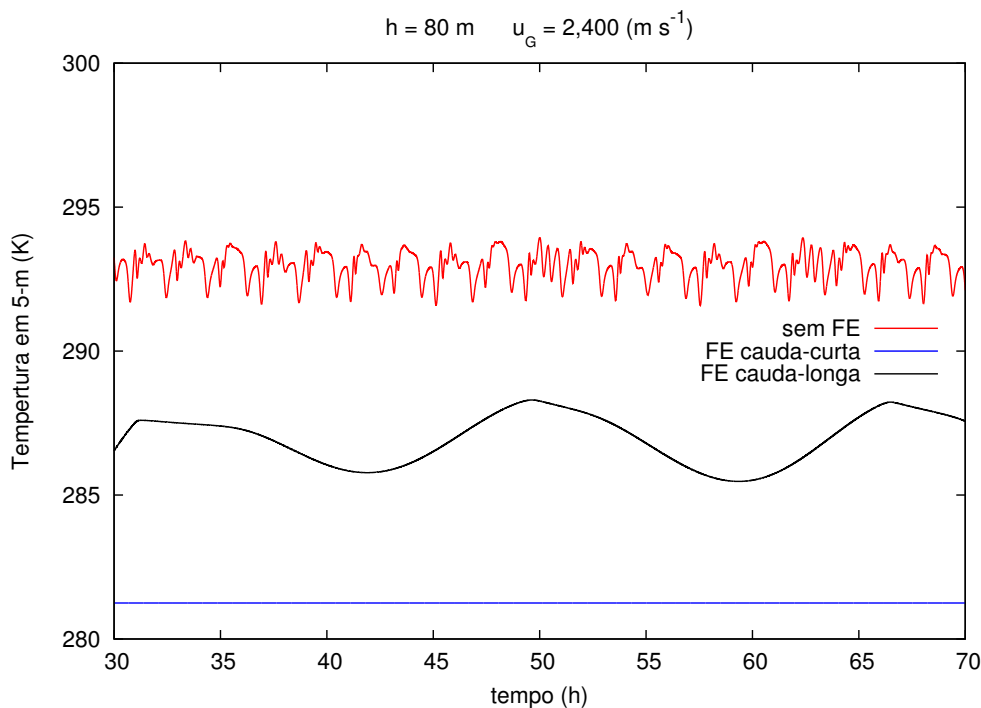


Figura 4.4 – Evolução temporal da temperatura do ar à 5 m, para as diferentes formulações, indicadas pela legenda. As simulações foram feitas considerando um domínio vertical de 80 m, com vento geostrófico $u_G = 2,4 \text{ m s}^{-1}$ no topo da CLE.

4.3 Discussão

As funções de estabilidade utilizadas nas análises do capítulo 2 e deste capítulo, são estimadas a partir da relação média entre o número de Richardson e a intensidade da turbulência na camada limite estável, dada pela velocidade de fricção. Essa relação média é baseada nas relações de similaridade de Monin-Obukhov (POULOS; BURNS, 2003).

O trabalho de Poulos e Burns (2003), elucida como as funções de estabilidade são estimadas utilizando dados experimentais do experimento CASES-99 (Figura 4.5).

A Figura 4.5 mostra a relação média entre a velocidade de fricção e o número de Richardson e a comparação com a estimativa dada pelas funções de estabilidade propostas por Louis (1979) e Delage (1997). É possível observar, que qualitativamente, as funções de estabilidade fornecem uma estimativa satisfatória do comportamento de u_* em função de Ri . Todavia, uma pergunta que surge é: “Qual o efeito de impor uma relação média, simplista, entre duas variáveis de um sistema dinâmico que possuem uma relação complexa entre si?”

Rossler (1976) propôs um sistema de equações diferenciais ordinárias não lineares com o objetivo de ter um sistema com o qual seria possível obter soluções caóticas, similares às encontradas no sistema de Lorenz (LORENZ, 1963), mas mais simples de

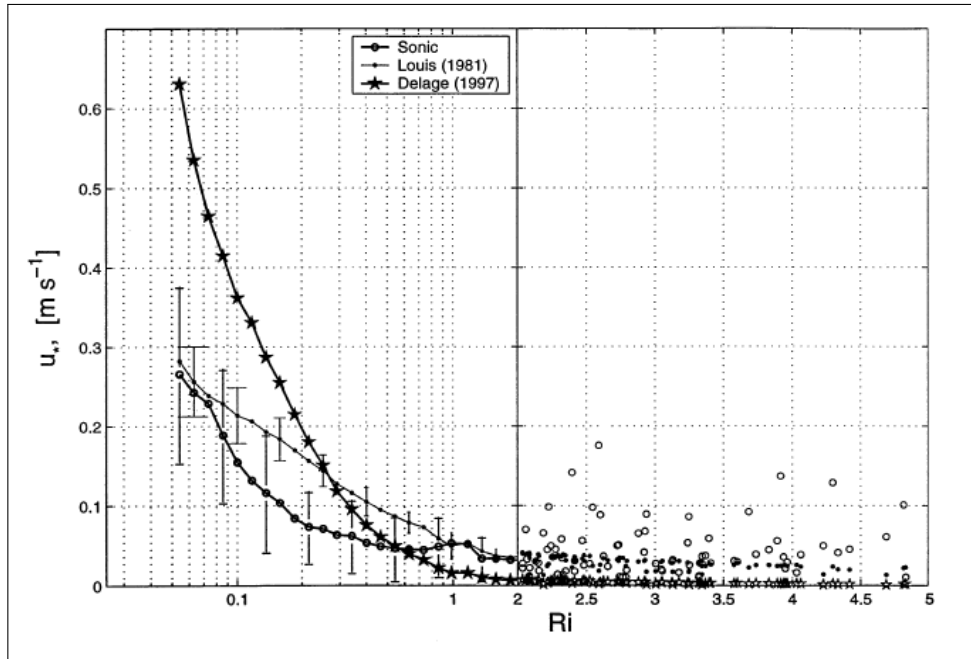


Figura 4.5 – Adaptado de (POULOS; BURNS, 2003). Comparação da relação entre u_* vs Ri para as formulações (LOUIS, 1979) e Delage (1997) com dados experimentais, colhidos no experimento CASES-99.

ser analisado qualitativamente, e que é constituído pelas equações (4.4) - (4.6):

$$\frac{dx}{dt} = -y - z \quad (4.4)$$

$$\frac{dy}{dt} = x + ay \quad (4.5)$$

$$\frac{dz}{dt} = b + z(x - c) \quad (4.6)$$

onde a , b , c são constantes. O sistema proposto por Rössler (equações (4.4) - (4.6)) se mostrou uma ferramenta útil na modelagem de reações químicas fora do equilíbrio, tais como a reação de Belousov-Zhahotinskii (FRASER; SWINNEY, 1986).

A Figura 4.6 mostra a evolução temporal das variáveis x (painel superior) e z (painel inferior) do sistema de Rössler para os parâmetros $a = 0.1$, $b = 0.1$ e $c = 14$. É possível observar a complexidade das soluções pela imprevisibilidade do comportamento das variáveis. As análises feitas por Rössler (1976) mostraram que as soluções do sistema são caóticas e apresentam período 3, sob alguns parâmetros, o que implica que para outros parâmetros o sistema necessariamente apresentará comportamento caótico em suas soluções (LI; YORKE, 1975).

Para investigar a influência causada pela substituição de uma equação diferencial, em um sistema dinâmico complexo, por uma função que descreve a dependência entre duas variáveis, foi extraída a relação média entre as soluções das variáveis z e x , do

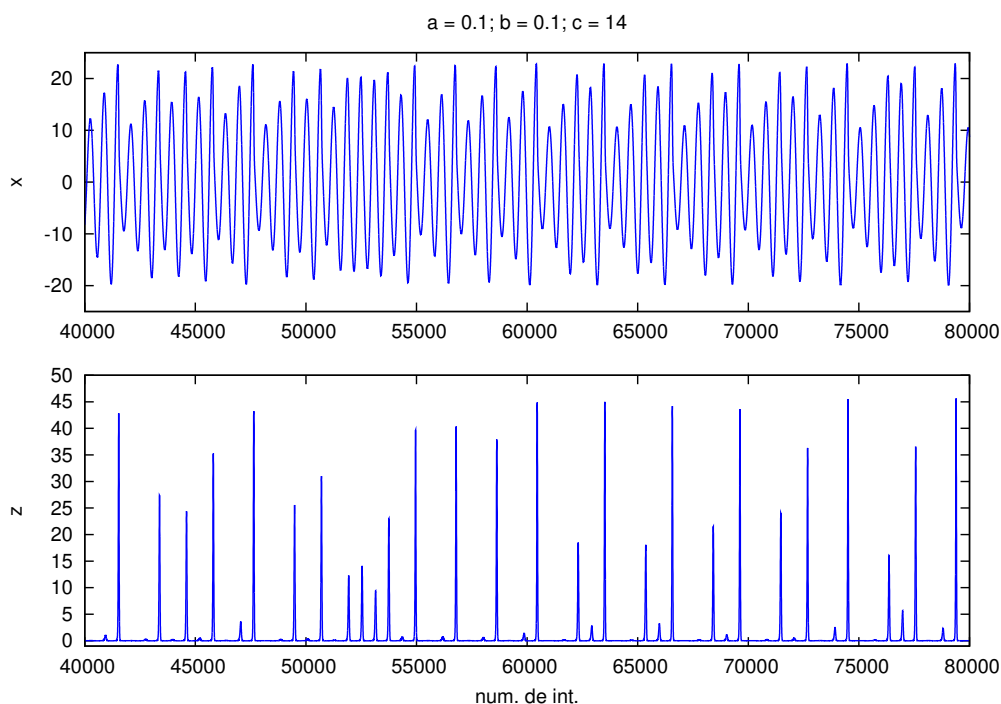


Figura 4.6 – Evolução temporal das variáveis x e z do atrator de Rössler para $a = 0.1$, $b = 0.1$ and $c = 14$.

sistema proposto por Rössler, como mostra a Figura 4.7.

A Figura 4.7 mostra a dependência média da variável z em função de x no caso em que o atrator de Rössler apresenta comportamento caótico, mostrado na Figura 4.6. O comportamento de z em função de x é qualitativamente similar ao observado na natureza para a relação entre u_* e Ri (Figura 4.5). À medida que x aumenta, os valores de z tendem a aumentar também, a partir de um valor de x em que z deixa de ser nulo (aproximadamente $x = 0$).

Assim como o método utilizado na análise de dados atmosféricos, para estimação das funções de estabilidade, foi estimada uma função que descreve a dependência de z com relação a x , baseada nos dados presentes na Figura 4.7. Assim, substituiu-se a equação (4.6) por $z = f(x)$:

$$f(x) = \begin{cases} 0 & \text{se } x \leq 0 \\ ax^b & \text{se } 0 < x < 5 \\ a'x^{b'} & \text{se } x \geq 5 \end{cases} \quad (4.7)$$

Em 4.7 a , b , a' e b' são constantes de ajuste. Após assumir que $z = f(x)$ o sistema formado pelas equações (4.4)-(4.6) fica reduzido à:

$$\frac{dx}{dt} = -y - z \quad (4.8)$$

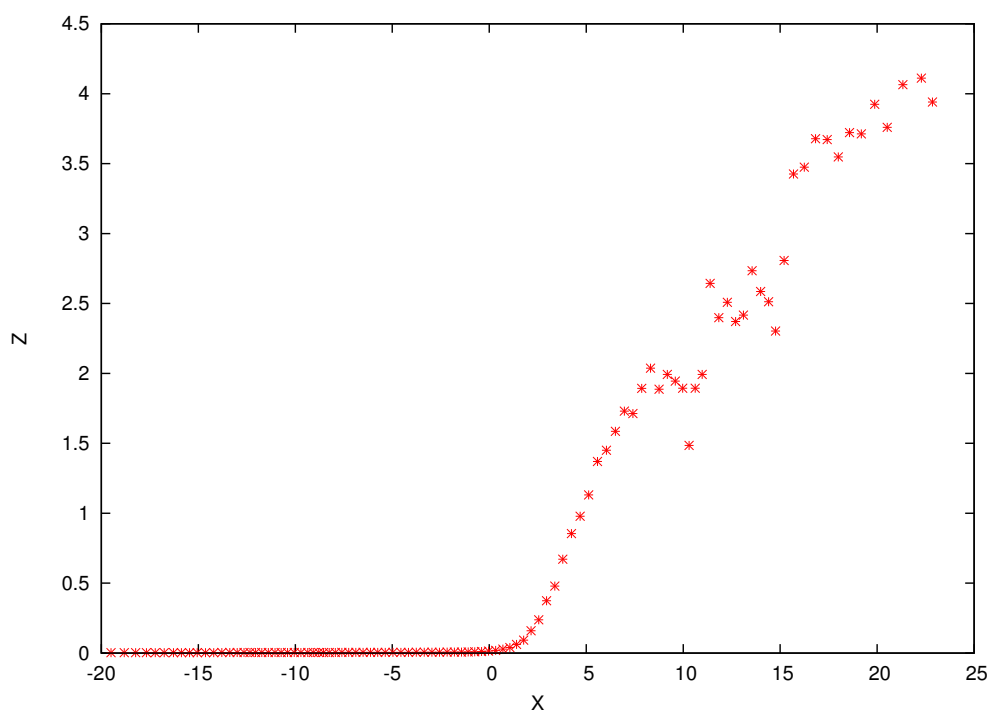


Figura 4.7 – Dependência média de z em função de x , no sistema de Rössler para $a = 0.1$, 0.1 e $c = 14$.

$$\frac{dy}{dt} = x + ay \quad (4.9)$$

É importante destacar que a variável z não foi substituída por $f(x)$ em (4.8), para manter a analogia proposta na análise.

A comparação entre os resultados provenientes do sistema original e do sistema modificado (sem a equação diferencial para a variável z) podem ser observadas na Figura 4.8.

A Figura 4.8 mostra que para o intervalo de valores x entre -6 e 6 , os dados provenientes do sistema de Rössler modificado apresentam ótima concordância com os dados da simulação do atrator original. Todavia, as soluções do sistema modificado ficam restritas a este intervalo de valores. Entretanto, apesar de na média o comportamento do sistema ser similar ao original, após a simplificação, será que a complexidade das soluções é mantida?

A Figura 4.9 mostra que as soluções do sistema, antes caóticas, tornaram-se simplesmente periódicas após a substituição de uma equação prognóstica por uma função simplificada, que foi imposta para descrever o comportamento de z em função de x .

O resultado obtido após a simplificação do atrator de Rössler, dada pela substituição de uma equação diferencial por uma função simplificada, (Figura 4.9) é uma simples consequência da diminuição de graus de liberdade de um sistema dinâmico, antes caótico, de 3 para 2 graus de liberdade. Tal redução, reduz o número de componentes do espaço das soluções do sistema (de 3 para 2), e sendo este um sistema dinâmico con-

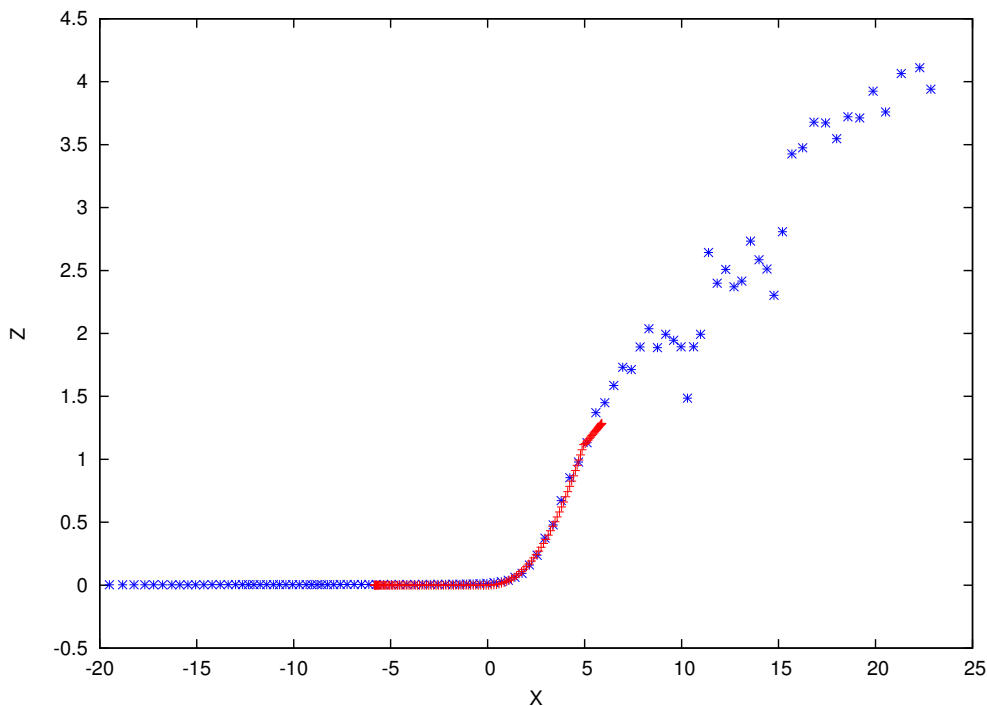


Figura 4.8 – Comparação entre os dados orginais provenientes da integração numérica do atrator de Rössler, com $a = 0.1$, 0.1 e $c = 14$, com os dados provienientes da simulação do sistema modificado, $z = f(x)$ sob as mesmas condições.

tínuo e determinístico, topologicamente o atrator deixa de ter o número de dimensões mínimas necessárias para apresentar caos em suas soluções (OTT, 2002), pois as soluções não são capazes de divergir e não repetir novamente a mesma trajetória após um longo tempo de integração. Esta é uma das características que identificam os sistemas dinâmicos que apresentam comportamento caótico.

A redução do número de componentes no espaço das soluções causada pelo uso de funções de estabilidade pode ser um fator de grande relevância no insucesso dos modelos que tentam modelar o comportamento complexo do escoamento turbulento na CLE. Apesar de ser uma conclusão forte, esta é sustentada pelo fato que o esquema apresentado no capítulo 3 só é capaz de reproduzir eventos intermitentes aperiódicos quando nenhuma relação entre a intensidade turbulenta e a estabilidade atmosférica é imposta, como é mostrado na seção 4.2.

4.4 Conclusão

O presente capítulo teve dois objetivos principais.

Em primeiro lugar, fez-se uma análise similar à realizada no capítulo 2, utilizando o modelo mais complexo descrito no capítulo 3. Esta análise buscou compreender como

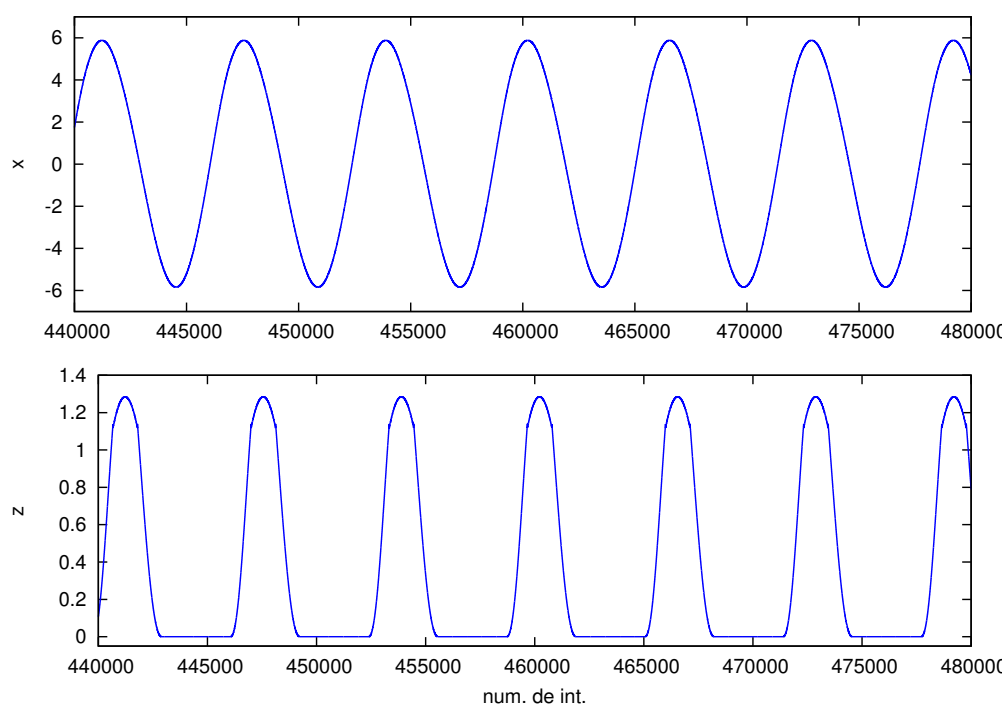


Figura 4.9 – Evolução temporal das variáveis x (painel superior) e z (painel inferior) para o sistema de Rössler, com os mesmos parâmetros utilizados nas simulações da Figura 4.6.

o modelo de Costa et al. (2011) se compara com formulações mais simples no que se refere à capacidade de reproduzir a transição entre os estados de conexão e desconexão entre a superfície e níveis mais altos da atmosfera. A análise foi, entretanto, estendida, buscando-se além da mera compreensão do estado de conexão do modelo, identificar quais esquemas permitem a obtenção de soluções complexas, com variabilidade temporal das grandezas que descrevem a dinâmica da camada limite atmosférica noturna. O resultado, bastante interessante, encontrado, foi que apenas o modelo que permite que a intensidade turbulenta tenha sua própria dinâmica, foi capaz de reproduzir soluções com algum grau de complexidade. Modelos nos quais se utilizou a estratégia muito utilizada de representar a intensidade turbulenta como uma função explícita e arbitrariamente imposta da estabilidade atmosférica reproduziram a transição entre conexão e desconexão (como mostrado por Derbyshire (1999) e no capítulo 2), mas sem qualquer tipo de variabilidade temporal das soluções.

A partir deste resultado, originou-se o segundo objetivo do capítulo, que foi o de identificar até que ponto a simplificação imposta por uma função de estabilidade limita a possibilidade de complexidade nas soluções de uma representação numérica simples para a camada limite atmosférica noturna. O procedimento escolhido para fazer esta análise foi o de escolher um sistema sabidamente caótico, com alto grau de complexidade (sistema de Rössler) e a ele aplicar um procedimento equivalente ao de se utilizar uma função de estabilidade, com a necessária redução de seus graus de liberdade.

O resultado foi esclarecedor. O sistema de Rössler deixa de ser caótico, quando

parte de sua dinâmica é substituída por uma formulação simplificada, que descreve apenas a dependência média de uma variável em relação a outra. Este resultado pode parecer óbvio e pouco surpreendente, pois cada uma das equações deve, naturalmente, ser fundamental para descrever a dinâmica de um sistema. Além disso, topologicamente um sistema dinâmico precisa de um espaço de fases tridimensional para apresentar comportamento caótico. Porém, tal obviedade deve, então ser estendida para outros sistemas. Assim, concluímos que substituir a dinâmica de uma variável como intensidade turbulenta pelo seu comportamento médio em termos da estabilidade atmosférica, que é por sua vez uma variável também dependente da própria intensidade turbulenta, constitui uma violação da natureza real da camada limite atmosférica noturna. A obtenção de soluções complexas para o sistema de equações não pode, portanto, fazer uso de funções de estabilidade.

5 SIMPLEMENTE INTERMITÊNCIA, OU ALGO MAIS?

Durante a noite, sob condições de céu claro e ventos fracos, o comportamento do escoamento na camada limite atmosférica (CLA) torna-se mais complicado de ser descrito. Frequentemente é observada a alternância entre períodos calmos, quase sem turbulência, e períodos com forte turbulência. Este fenômeno é conhecido como intermitência global (aqui referido somente como intermitência) (MAHRT, 1999). É importante destacar que, tanto a amplitude quanto a duração destes eventos é imprevisível, o que sugere que tal processo possui um caráter caótico (REVELLE, 1993).

Na literatura, é possível encontrar muitos trabalhos que tentam simular o comportamento da CLA, através do uso de diferentes técnicas. Todavia, eles são capazes de reproduzir somente soluções estáveis, encontrando somente valores de equilíbrio de cada variável, ou caracterizam como comportamento intermitente da turbulência, soluções que são na verdade periódicas (BLACKADAR, 1979; REVELLE, 1993; MCNIDER et al., 1995; van de WIEL et al., 2002). Recentemente Cuxart e Jiménez (2007) e Boing et al. (2010) obtiveram soluções intermitentes, não periódicas. Entretanto, eles usam dados observacionais, que variam temporalmente, como parâmetros externos. Costa et al. (2011) propuseram um modelo simplificado (capítulo 3), baseado no esquema clássico de Blackadar, que estima a intensidade da turbulência através de uma equação prognóstica para a energia cinética turbulenta (ECT). Apesar de ser um modelo simplificado, este reproduz algumas características observadas no escoamento da camada limite estável (CLE), tais como a forma dos perfis verticais das variáveis atmosféricas, em diferentes condições de estabilidade (Figura 3.17). Além disso, o modelo é capaz de reproduzir os eventos intermitentes de maneira determinística em condições de céu claro e ventos fracos.

Desde o trabalho clássico de Lorenz (1963), um grande número de estudos têm identificado características caóticas em uma ampla gama de áreas da Física à Biologia e outras (STROGATZ, 1994). Particularmente, alguns sistemas atmosféricos têm se mostrado ser caóticos, assim como sugerido inicialmente por Lorenz (1963). Entre esses estudos, podem ser identificados dois tipos principais, primeiro aqueles que encontram características caóticas em variáveis observadas, tais como Tsonis e Elsner (1988), Xin, Fei e Gang (2001), Gallego, Garcia e Cancillo (2001) e Campanharo et al. (2008). O segundo tipo, são aqueles que identificam caos em soluções provenientes de sistemas de equações que descrevem um certo tipo de escoamento atmosférico. Estes estudos abrangem um grande intervalo de escalas atmosféricas, tais como paleoclima (RIAL, 2004), circulação global (LUNKEIT, 2001) e mesoescala (FELIKS, 2004).

Assim como discutido na conclusão do capítulo 3, estudos como Xin, Fei e Gang (2001), Gallego, Garcia e Cancillo (2001) e Campanharo et al. (2008) identificam a ocorrência de comportamento caótico em variáveis turbulentas da CLA. Todavia não existe,

na literatura, um conjunto de equações para o estado médio da CLA, capaz de reproduzir tal característica. Este fato pode parecer paradoxal, pois o escoamento na camada limite é controlado por processos turbulentos, e a turbulência é relacionada com caos, desde pouco tempo após o trabalho de Lorenz (RUELLE; TAKENS, 1971). Os resultados de Tsonis e Elsner (1988) sugerem, pela análise de 11 h de dados de velocidade vertical colhidos a uma altura de 10 m com médias de 10 s, que existe um atrator de baixa dimensão na camada limite diurna, que requer pelo menos um conjunto 8 equações diferenciais para ser descrito. Todavia, os autores afirmam que seus resultados devem ser interpretados com cuidado, pois, sob certas condições um sinal estocástico pode ter uma dimensão de correlação finita, apesar deste não formar nenhum atrator (OSBORNE et al., 1986). Além disso, Procaccia (1988) sugere que os resultados encontrados por Tsonis e Elsner (1988) podem terem sido distorcidos pelo baixo número de pontos disponíveis nos dados analisados. Outrossim, Lorenz (1991) conclui que ao invés de possuir um atrator de baixa dimensão, a atmosfera pode ser vista como um conjunto de subsistemas fracamente acoplados.

Neste capítulo serão analisadas as séries temporais do sistema proposto por Costa et al. (2011) para a intermitência na CLE, o qual é descrito no capítulo 3. A principal meta desta análise é caracterizar o grau de complexidade das soluções, isto é, se estas são simplesmente soluções intermitentes ou estas possuem características de caos determinístico.

5.1 Métodos para análise de caos em séries temporais: Fundamentação teórica

Após a “descoberta” do trabalho de Lorenz houve uma disseminação da aplicabilidade da teoria do caos em muitas áreas, incluindo sistemas naturais e modelados, tais quais, evolução populacional (MAY, 1974), reações químicas (FRASER; SWINNEY, 1986), circuitos eletrônicos (CHUA et al., 1993), paleoclima (RIAL, 2004), e diversas outras.

Com o crescimento da aplicabilidade, novos métodos de análise foram desenvolvidos também. Grassberger e Procaccia (1983) propuseram um algoritmo para estimar a dimensão fractal de um atrator, assim como a entropia de informação. Se a dimensão fractal é não inteira, o atrator é dito estranho (RUELLE; TAKENS, 1971), podendo ser caótico. A técnica proposta por Grassberger e Procaccia (1983) tem se mostrado uma poderosa ferramenta para a análise de dados sejam eles experimentais ou sintéticos, que incluem o provenientes de sistemas dinâmicos contínuos, como o sistema de Lorenz. Entretanto, a informação sobre a dimensão do atrator não é suficiente para caracterizar se o sistema como caótico ou não. Para um sistema ser caótico, este deve apresentar

sensibilidade às condições iniciais, o que significa que uma pequena perturbação pode levar a soluções completamente diferentes em um curto intervalo de tempo. Se, orbitas, no espaço de fase, divergirem entre si exponencialmente ($\approx e^{\lambda t}$), o valor do expoente λ informa o quão rápido é a divergência, sendo conhecido como expoente de Lyapunov. Um sistema dinâmico qualquer possui um espectro de expoentes, o qual depende do número de componentes que compõem o espaço de fases do sistema. O maior expoente de Lyapunov (λ_1) dá a informação sobre a predictabilidade do sistema, assim, se este tem pelo menos um expoente positivo e maior que zero, é definido como caótico.

Nesta seção serão expostos e discutidos os métodos propostos por Grassberger e Procaccia (1983) e Rosenstein, Collins e Luca (1993) para estimar a dimensão fractal do atrator e o maior expoente de Lyapunov, respectivamente.

5.1.1 Dimensão Fractal

Estimar a dimensão de linhas, planos e sólidos é fácil e direto. Todavia, não é possível ver ou estimar diretamente a dimensão de um atrator de um sistema dinâmico, que exibe um comportamento caótico. Lorenz (1963) percebeu que a geometria do atrator, formado pelas soluções do seu sistema, deveriam ter alguma peculiaridade tal como um complexo infinito de superfícies (STROGATZ, 1994). Atratores de sistemas que tem soluções caóticas geralmente são estranhos (RUELLE; TAKENS, 1971). Um atrator estranho é caracterizado por uma dimensionalidade fractal (D), ou dimensão de Hausdorff, não inteira e menor que o número de graus de liberdade do sistema (GRASSBERGER; PROCACCIA, 1983).

Uma maneira de calcular D é através algoritmos do tipo *box-count*, que calculam a dimensão *box-count* (D_0) e dão um valor próximo do valor da dimensão fractal do atrator. Os algoritmos do tipo *box-count* consideram que existe uma superfície S que seja um subconjunto do espaço Euclidiano D -dimensional, e se $N(r)$ é o número mínimo de cubos D -dimensionais de lado r necessários para cobrir a superfície S . A dimensão *box-count* pode ser definida como:

$$D_0(S) = \lim_{r \rightarrow 0} \frac{\log N(r)}{\log(1/r)}$$

se o limite existir.

Entretanto, Greenside et al. (1982) mostraram que é impraticável determinar D via método *box-count*, para um sistema que possui $D > 2$. porque o tempo de convergência do método é muito lento. Uma alternativa para estimar a dimensão fractal de um sistema é através da dimensão de correlação (D_2) (GRASSBERGER; PROCACCIA, 1983). A dimensão de correlação foi proposta por Grassberger e Procaccia (1983) para medir a estranheza de atratores, e é fortemente relacionada com a dimensão fractal. A dimen-

são de correlação considera a densidade de pontos presentes dentro de uma esfera de raio r dentro do atrator. Para um conjunto de N pontos em um espaço D -dimensional $\vec{x}(i) = [x_1(i), x_2(i), \dots, x_m(i)]$, $i = 1, 2, \dots, N$, a correlação integral $C(r)$ é calculada por:

$$C(r) \equiv \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{1}{N^2} \sum_{i,j=1}^N \theta(r - |\vec{x}_i - \vec{x}_j|)$$

$$\equiv \int_0^r d^d r' c(\vec{r}')$$

onde $\theta(x)$ é a função de Heaviside e $c(\vec{r}')$ a função de autocorrelação. Para pequenos valores de r , à medida que r aumenta, $C(r)$ evolui como:

$$C(r) \sim r^\nu$$

onde o expoente ν é a dimensão de correlação (D_2)

A dimensão de correlação leva em consideração a densidade de pontos no atrator, diferentemente do método *box-count* que pesa todas as caixas ocupadas, sem levar em consideração o número de pontos que estas contêm. Em geral o valor da dimensão de correlação é menor que o valor da dimensão *box-count*, embora, estes sejam muito próximos (GRASSBERGER; PROCACCIA, 1983).

Para estimar o valor de D_2 é necessário fazer um gráfico log-log de $C(r)$ em função de r , e se uma linha reta, de inclinação ν for observada no gráfico, a relação $C(r) \sim r^\nu$ é válida. Geralmente, esta lei de potência existe somente para um intervalo restrito de r (STROGATZ, 1994).

A principal vantagem de usar a dimensão de correlação é que esta é fácil de ser diretamente calculada. Além disso, seu valor é muito próximo dos valores para a dimensão fractal estimada por outros métodos, tais como a dimensão de Hausdorff, a dimensão *box-count* ou a dimensão de informação.

5.1.2 Expoentes de Lyapunov

A imprevisibilidade de um sistema dinâmico, que exhibe um comportamento caótico, foi observada inicialmente por Lorenz (1963) quando este iniciou uma simulação na qual as condições iniciais eram valores truncados de uma simulação anterior, num certo instante de tempo. Apesar da mínima diferença na condição inicial da nova simulação, ele observou que após um pequeno intervalo de tempo as duas soluções tornaram-se completamente diferentes entre si. Tal sensibilidade às condições iniciais é uma característica presente em todos os sistemas dinâmicos caóticos.

Os expoentes de Lyapunov descrevem as trajetórias de vetores em um espaço tangente ao espaço de fases, definido pela matriz Jacobiana (BENETTIN et al., 1980). Assim, se o sistema tem um espaço de fases com duas dimensões, terá uma Jacobiana 2×2 , se tiver 3 em seu espaço de fases, o espaço tangente à este será definido por uma matriz 3×3 , e assim por diante. Todavia, quando se analisa dados experimentais, a informação sobre a Jacobiana do sistema é desconhecida. Assim, algumas técnicas para calcular o maior expoente de Lyapunov (WOLF et al., 1985; ROSENSTEIN; COLLINS; LUCA, 1993) e todo o espectro de expoentes (SANO; SAWADA, 1985) foram desenvolvidas. Apesar de tais técnicas terem sido desenvolvidas para analisar dados observados, eles podem ser usadas também para analisar dados provenientes de sistemas modelados. Entretanto, isso deve ser feito com cuidado devido à confiabilidade dos resultados e a convergência dos expoentes com os parâmetros de imersão (ROSENSTEIN; COLLINS; LUCA, 1993; HEGGER; KANTZ; SCHREIBER, 1999), os quais serão discutidos posteriormente.

Supondo que $x(t)$ é um ponto no atrator em um instante de tempo t , e considerando que um ponto próximo $x(t) + \delta(t)$, onde $\delta(t)$ é vetor de separação com comprimento inicial δ_0 , tem-se que $\delta(t)$ evolui no tempo como:

$$\|\delta(t)\| \sim \|\delta_0 e^{\lambda t}\|$$

Se um gráfico $\log \|\delta(t)\| \times t$, permitir visualizar uma curva, que se aproxime de uma linha reta com inclinação positiva λ , então λ é a taxa de separação entre duas órbitas muito próximas, também é conhecida como expoente de Lyapunov. Todavia, deve-se tomar cuidado ao usar esta informação para estimar o valor de λ , porque, a curva nunca é, realmente, uma linha reta e a separação exponencial deve deixar de existir quando esta for comparável ao tamanho do atrator, causando uma saturação das curvas a após algum tempo. Além disso, por este método é possível somente obter informação sobre uma componente de um sistema dinâmico com n graus de liberdade (STROGATZ, 1994).

Considerando a evolução de uma esfera infinitesimal de condições iniciais com pequenas perturbações, durante esta evolução a esfera será distorcida e se tornará um elipsóide infinitesimal. Se o sistema possui n variáveis, este terá n expoentes Lyapunov, formando o espectro de Lyapunov. Entretanto, para um longo intervalo de tempo t o diâmetro do elipsóide será controlado pelo λ mais positivo, chamado de maior expoente de Lyapunov (MEL). A presença de pelo menos um expoente de Lyapunov positivo, e maior que zero, é suficiente para diagnosticar caos e representar a instabilidade em uma particular direção (ROSENSTEIN; COLLINS; LUCA, 1993).

Benettin et al. (1980) e Wolf et al. (1985) propuseram métodos para calcular o espectro de Lyapunov através do uso das trajetórias dos vetores no espaço paralelo definido pela Jacobiana do sistema, o qual é calculado diretamente a partir das equações que go-

vernam a dinâmica do sistema. Porém, calcular a Jacobiana de um sistema com grande número de equações, assim como o apresentado no capítulo 3, requer algum esforço tanto para a estimação quanto para a implementação do algoritmo. Rosenstein, Collins e Luca (1993) propuseram um método para estimar o MEL a partir de séries provenientes tanto de dados experimentais quanto de dados modelados.

O algoritmo proposto por Rosenstein, Collins e Luca (1993) inicia reconstruindo uma aproximação do sistema dinâmico pela imersão das séries temporais em um espaço de fases, onde cada ponto é um vetor composto pelos m pontos anteriores no tempo (que são sua dimensão de imersão), cada um separado por um intervalo de tempo τ , conhecido como tempo de retardo. A dimensão de imersão é geralmente estimada de acordo com o teorema de Takens, isto é, $m > 2n$, embora o algoritmo opere bem quando m for inferior ao critério de Takens (ROSENSTEIN; COLLINS; LUCA, 1993). Neste estudo são testados diferentes valores de dimensão de imersão até que ocorra a convergência do MEL com m . Outro problema é a definição do tempo de retardo, comumente estimado como o tempo necessário para a função de autocorrelação encontrar seu primeiro zero, ou o primeiro mínimo da função conteúdo mútuo de informação média (FRASER; SWINNEY, 1986). A função conteúdo mútuo de informação média definida por Fraser e Swinney (1986) é uma espécie de função de autocorrelação não linear. A definição do tempo de retardo através desse método tem se mostrado ser uma escolha melhor do que estimar este pela função de autocorrelação (FRASER; SWINNEY, 1986; ABARBANEL, 1996). Apesar da função de conteúdo médio ser uma boa estimativa para o tempo de retardo, a definição deste ainda é um problema aberto (ROSENSTEIN; COLLINS; LUCA, 1993), e por esta razão, aqui, os valores de τ são definidos visualmente, através da reconstrução do atrator com as séries temporais analisadas (ver Figura 5.2).

Após a reconstrução do atrator, o método encontra o vizinho mais próximo de cada ponto da trajetória. Então o MEL é determinado pela taxa de separação média dos vizinhos mais próximos. Assim, a partir da definição de λ , é assumido que os j -ésimos pares de vizinhos divergem aproximadamente à uma taxa dada pelo MEL:

$$d_j(i) \sim C_j e^{\lambda_1(i\Delta t)}$$

onde C_j é a separação inicial, e Δt é a taxa de amostragem. Aplicando o logaritmo natural em ambos os lados:

$$\ln d_j(i) \sim \ln C_j + \lambda_1(i\Delta t)$$

então, a inclinação é grosseiramente proporcional à λ_1 (ROSENSTEIN; COLLINS; LUCA, 1993). Através do ajuste médio da curva tem-se que o MEL é definido por:

$$\lambda_1 = \frac{1}{\Delta t} \langle \ln d_j(i) \rangle$$

com $\langle \rangle$ sendo a média sobre todos os valores de j .

O modelo proposto no capítulo 3 é composto por $4n + 2$ equações. Desta forma, a matriz Jacobiana será uma matriz $(4n + 2) \times (4n + 2)$. Uma matriz de tal ordem é difícil de ser estimada, devido ao grande número de equações, que necessitam de muita atenção para evitar erros em sua estimação. A implementação do algoritmo, baseado no algoritmo proposto por Benettin et al. (1980), também exige muito cuidado devido ao grande número de equações além de não ser trivial a indexação das equações de acordo com seu respectivo nível na grade vertical. Sendo assim, por simplicidade, o MEL é estimado neste trabalho, a partir das séries temporais das variáveis no nível mais próximo do solo, através do método proposto por Rosenstein, Collins e Luca (1993).

5.2 Resultados

5.2.1 Dados

O modelo mostrado no capítulo 3 é constituído por $4n + 2$ equações, onde n é o número de níveis atmosféricos entre o topo da CLA e a superfície do solo. Em cada nível i são integradas duas equações para as componentes do vento (u_i e v_i), uma equação para a temperatura do ar (θ_i) e uma equação para a energia cinética turbulenta (ECT) (E_i), a equação que completa o sistema é a equação prognóstica para a temperatura do solo (θ_g), calculada somente na superfície. É importante notar que, como a divergência dos fluxos turbulentos é estimada em cada nível através do gradiente da velocidade de fricção, que é diretamente proporcional a ECT, é necessário utilizar mais uma equação prognóstica para E no último nível intermediário, logo abaixo do topo do domínio vertical.

Todas as simulações são rodadas por 700 horas, com o intuito de fornecerem um grande número de pontos para a análise. As primeiras 100 h de simulação não são consideradas, para evitar qualquer influência do tempo de transiente das simulações nas análises. Finalmente, as séries geradas são amostradas a cada 10 s, tendo 216,001 pontos, quantidade considerada suficiente para manter a robustez dos métodos usados.

Os resultados apresentados no capítulo 3, mostram que se 3 níveis atmosféricos forem considerados, as soluções não são mais periódicas. A figura 5.1, mostra que as soluções, para diferentes intensidades de ventos geostroficis, tem comportamentos dinâmicos distintos. Uma característica anteriormente citada no capítulo 3 que é observada na figura 5.1 é que, a intensidade dos eventos intermitentes aumenta à medida que a intensidade do vento no topo do domínio vertical aumenta também.

A figura 5.1a mostra que a evolução temporal de E para $u_G = 1,600 \text{ m s}^{-1}$, é

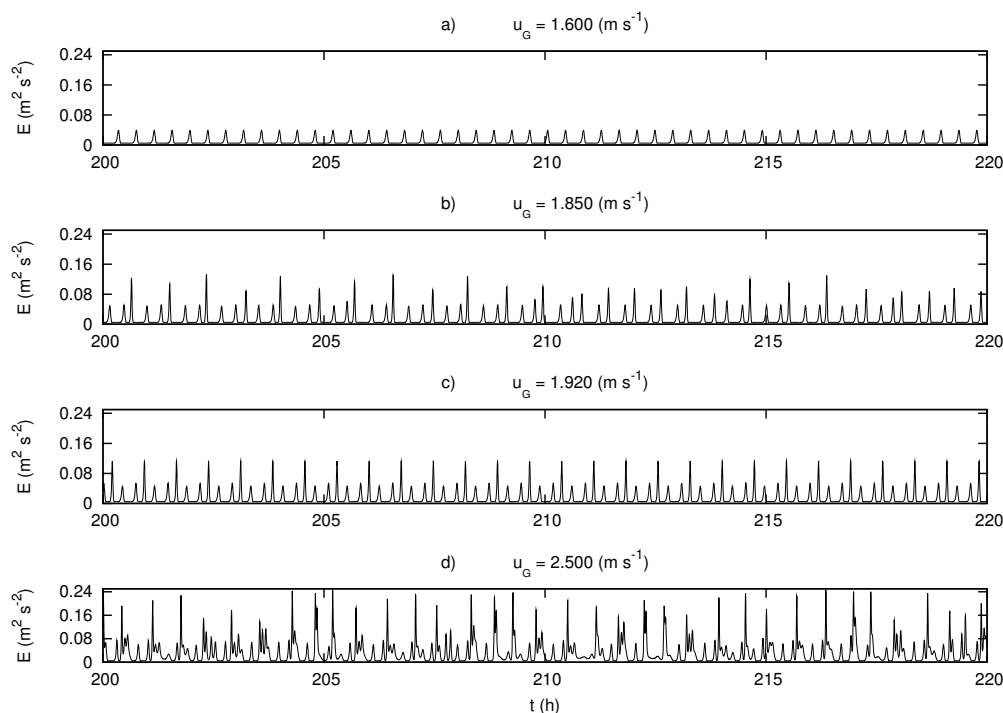


Figura 5.1 – Evolução temporal da ECT no nível mais próximo do solo (E_1), para diferentes velocidades do vento geostrófico no topo da CLE (u_G), as quais estão indicadas no topo de cada painel.

periódica com período 1, similarmente às soluções mostradas anteriormente por van de Wiel et al. (2002) e Revelle (1993). Todavia, com o aumento do vento geostrófico (figura 5.1b) as soluções do modelo não são mais periódicas. A figura 5.1b mostra que para $u_G = 1,850 \text{ m s}^{-1}$, existe um modo periódico, mesmo observado na figura 5.1a, mas neste caso, superpostos a este aparecem picos com amplitude imprevisível. Quando o vento no topo da CLE é igual a $1,920 \text{ m s}^{-1}$ as soluções são periódicas novamente, porém com período três (figura 5.1c). Para um forçante mecânico mais intenso no topo da CLA ($u_G = 2,520 \text{ m s}^{-1}$), as soluções se tornam completamente imprevisíveis (figura 5.1d). A forma das soluções (figuras 5.1b e 5.1d) mostram que o sistema possui um comportamento complexo. Porém, o resultado mais importante mostrado na figura 5.1 é a presença de soluções periódicas com período 3, que necessariamente implicam caos (LI; YORKE, 1975).

O comportamento intermitente das soluções do modelo, apresentado no capítulo 3 com 3 níveis atmosféricos, será analisado com métodos para a análise de séries temporais não lineares disponibilizados pelo pacote TISEAN (HEGGER; KANTZ; SCHREIBER, 1999). É importante salientar que esta escolha é feita somente por simplicidade.

5.2.2 Reconstrução do atrator

Para analisar a dinâmica de um sistema genérico através de suas séries temporais ($s_i, i = 1, 2, \dots, n$), se faz necessário imergir este em um espaço de alta dimensão não dobrado (KANTZ; SCHREIBER, 1995). Takens (1981) mostrou que a partir de uma simples série temporal, é possível reconstruir completamente o espaço de n dimensões do sistema. O método é baseado em retardos temporais. Os vetores em um novo espaço (o espaço de imersão) são formados pelos valores do retardo temporal de medidas escalares (HEGGER; KANTZ; SCHREIBER, 1999). Então, para uma série temporal com n pontos:

$$\vec{x}_i = (s_i, s_{i-\tau}, s_{i-2\tau}, \dots, s_{i-(m-1)\tau})$$

onde \vec{x}_i é o estado no qual o sistema se encontra em um tempo discreto i , m é a dimensão de imersão e τ é o tempo de retardo, ou retardo. Sauer e Yorke (1993) provaram que se o atrator original tem uma dimensão fractal D , então a dimensão de correlação é preservada através dos processos escalares de medida e reconstrução por retardo, desde que $m > D$. A escolha do tempo de retardo apropriado é relevante para a qualidade da reconstrução (KANTZ; SCHREIBER, 1995). Entretanto, Abarbanel (1996) afirma que pequenas diferenças entre os valores de τ não tem muita influência nos resultados finais da análise.

A figura 5.2 mostra diferentes tempos de retardo usados na reconstrução do atrator, obtidos a partir das séries temporais de ECT no nível mais próximo do solo(E_1). Quando o tempo de retardo é $\tau = 10$ s (figura 5.2a) observa-se que o atrator é fechado, indicando que o retardo utilizado não é suficiente para reconstruir a dinâmica do sistema. Todavia, para um retardo de $\tau = 60$ s, é observado que este é suficiente para representar adequadamente a dinâmica do sistema no espaço de imersão. Também é possível observar certa semelhança entre o atrator mostrado na figura 5.2b e o atrator de Rössler (ROSSLER, 1976). Com um retardo de $\tau = 80$ s (figura 5.2c) o atrator começa a apresentar estruturas de dobra e alongamento, indicando que o tempo de retardo utilizado é maior que o adequado.

É sabido que o valor de referência para o retardo é o valor do primeiro zero da função de autocorrelação (KANTZ; SCHREIBER, 1995), entretanto, neste caso (figura 5.2d), este valor não é adequado para a reconstrução de um atrator topologicamente confiável, devido aos fortes efeitos de dobra e alongamento causados pelo uso de um retardo muito grande. Por esta razão, aqui, é seguida a sugestão de Hegger, Kantz e Schreiber (1999), de que uma boa forma de estimar o tempo de retardo ideal é através do teste de diferentes valores na reconstrução do atrator, a partir de tal verificando para quais valores se reconstrói um atrator topologicamente adequado.

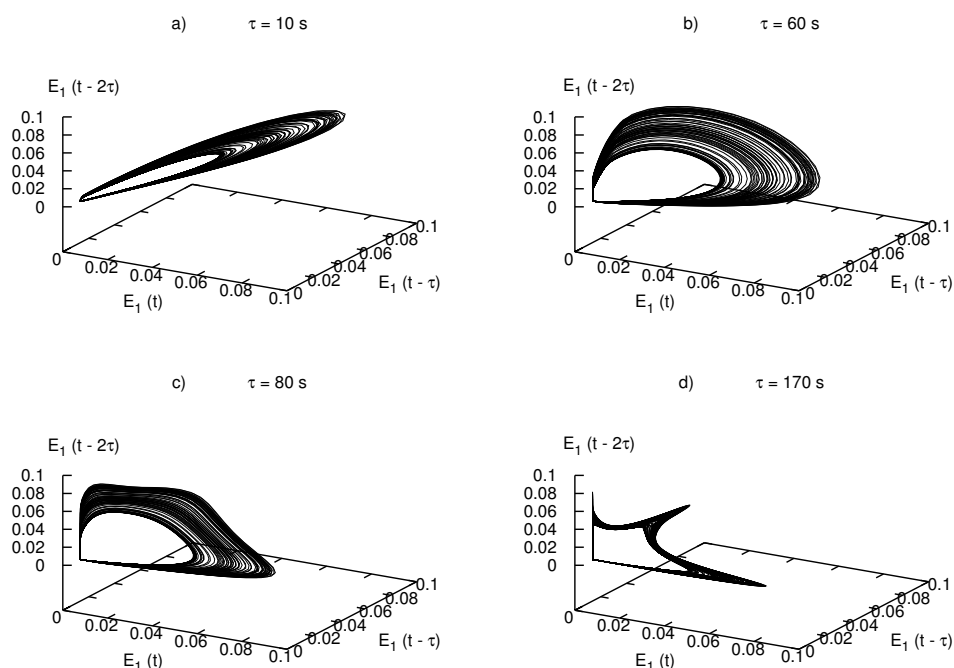


Figura 5.2 – Atrator reconstruído a partir das séries temporais de ECT, no primeiro nível atmosférico, no caso em que $u_G = 1,730 \text{ m s}^{-1}$. Os tempos de retardo (τ) estão indicados no título de cada painel.

5.2.3 Dimensão do atrator

Na seção 5.1.1, foi discutido um método direto para a estimação da dimensão fractal de um atrator através de sua dimensão de correlação (D_2) (GRASSBERGER; PROCACCIA, 1983). Para calcular a dimensão de correlação foram usadas séries temporais da componente u do vento no primeiro nível atmosférico acima do solo (u_1). As análises seguintes serão feitas somente utilizando estas séries temporais. Esta escolha é feita porque as séries temporais de E possuem um valor de corte que limita a energia mínima em $0,005 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$. Foi observado que, quando os métodos, tanto para estimar a dimensão de correlação quanto o MEL (seção 5.2.4), são aplicados nas séries temporais de ECT, os resultados não são satisfatórios. Por outro lado, se estes forem aplicados em séries temporais de u ou θ , os resultados são confiáveis, com valores bastante próximos (não mostrado), convergindo para um determinado intervalo de parâmetros de imersão.

A figura 5.3 mostra a correlação integral para o caso em que o forçante mecânico no topo da CLA é igual à $u_G = 2,600 \text{ m s}^{-1}$. É possível observar a convergência das curvas com o aumento da dimensão de imersão, mostrando a validade do método. O gráfico da correlação integral fornece informações importantes sobre o sistema, pois, além da dimensão de correlação, dada pela inclinação da reta (ν), quando o sistema é caótico as curvas devem convergir a partir de um m suficientemente grande, que depende de cada sistema. Já no caso de um ruído, o valor de D_2 se mantém crescente conforme a

dimensão de imersão aumenta (ECKMANN; RUELLE, 1985).

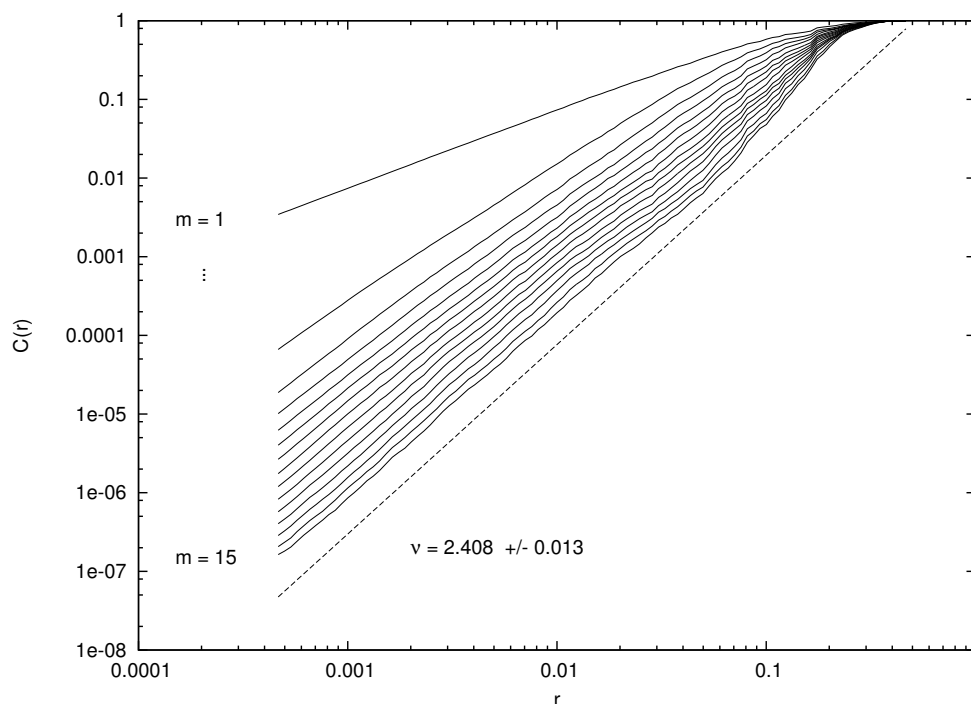


Figura 5.3 – $C(r)$ vs r para o caso com $u_G = 2,600 \text{ m s}^{-1}$. As linhas solidas são a correlação integral para diferentes dimensões de imersão, desde $m = 1$ até $m = 15$, respectivamente. A linha tracejada indica a lei de potência, a qual é equivalente à dimensão de correlação ($\nu = D_2$), neste caso $D_2 = 2.408$.

Para analisar se os valores de D_2 convergem com o aumento de m , é necessário estimar a dimensão de correlação associada a cada dimensão de imersão.

Quando o sistema é submetido a um forçante mecânico de $u_G = 1,705 \text{ m s}^{-1}$ (figura 5.4a), a dimensão de correlação começa a convergir com uma dimensão de imersão maior que 3, atingindo $D_2 = 1.785 \pm 0,017$. Quando o sistema é submetido a um forçante externo $u_G = 1,855 \text{ m s}^{-1}$ (figura 5.4b), assim como no caso anterior a dimensão de correlação começa a convergir a partir de $m \geq 3$, convergindo para $D_2 = 1.979 \pm 0,012$. Em ambos os casos o atrator tem dimensão fractal menor que 2.

Com o aumento do vento geostrófico no topo da CLE, no caso desacoplado, é possível observar que também a dimensão de correlação aumenta (figura 5.4). Quando o forçante mecânico é de $2,300 \text{ m s}^{-1}$, no topo do domínio vertical, D_2 começa a convergir a partir de $m = 6$, para $D_2 = 2.310 \pm 0,023$ (figura 5.4c). Este caso mostra o maior desvio, entre os casos analisados. Quando o sistema está próximo da transição entre os estados de acoplamentos (discutidos nos capítulos 2 e 3), o atrator tem a maior dimensão fractal $D_2 = 2.408 \pm 0,013$ (figura 5.4d). Entretanto, esta começa a convergir somente para um valor elevado da dimensão de imersão ($m = 11$). A figura 5.4 também mostra que, para todos os casos, a dimensão de correlação converge para valores suficientemente grandes de m , o que segue os resultados obtidos por Eckmann e Ruelle (1985), indicando que o

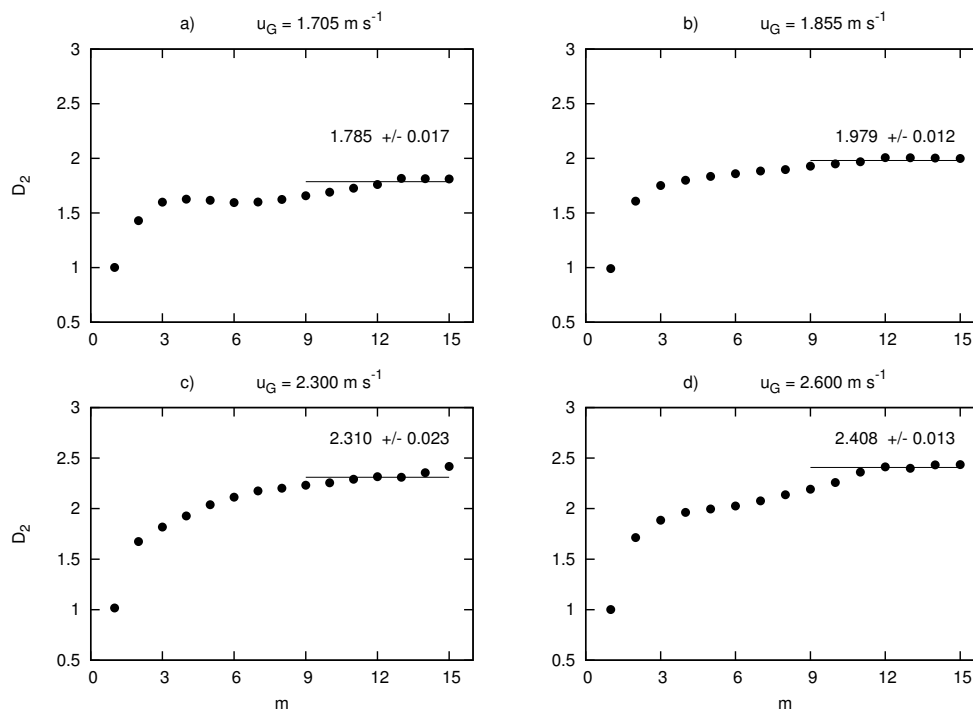


Figura 5.4 – Convergência de D_2 para diferentes dimensões de imersão (m). Para os casos $u_G = 1,705 \text{ m s}^{-1}$ (figura 5.4a), $u_G = 1,855 \text{ m s}^{-1}$ (figura 5.4b), $u_G = 2,300 \text{ m s}^{-1}$ (figura 5.4c) e $u_G = 2,600 \text{ m s}^{-1}$ (figura 5.4d).

sistema pode ter um atrator caótico de baixa dimensão, no estado desconectado.

Sabe-se que a turbulência bem desenvolvida é um sistema dinâmico com infinitos graus de liberdade, entretanto, a transição entre os escoamentos laminar e turbulento pode ser um processo caótico (RUELLE; TAKENS, 1971). O modelo apresentado no capítulo 3, considera uma camada limite idealizada, com um domínio vertical fixo em cujo topo existe um forçante constante. Tal esquema é equivalente um escoamento de Taylor-Couette (van de WIEL et al., 2007), que muda do escoamento laminar (com ventos geostróficos muito fracos no estado desacoplado) para um escoamento completamente turbulento (no estado conectado). É sabido que tal tipo de transição em escoamentos de Taylor-Couette pode ter comportamento caótico (BRANDSTATER et al., 1983; BUZUG; von Stamm; PFISTER, 1993), todavia mais características do sistemas necessitam ser analisadas para concretizar tal afirmação.

5.2.4 Sensibilidade às condições iniciais

Na subseção anterior foram mostrados alguns resultados que indicam que o modelo proposto por Costa et al. (2011) pode ter um comportamento caótico no estado desacoplado, tais como as soluções periódicas com período 3 mostradas na figura 5.1c. Todavia, a dinâmica do sistema deve ser analisada mais profundamente para confirmar

tal comportamento.

Talvez a mais importante das características que determinam se um sistema é caótico, ou não, é a sua previsibilidade. Assim, se este é sensível às condições iniciais, pequenas perturbações podem se propagar através das soluções levando a um comportamento completamente distinto. A figura 5.5 mostra a comparação entre duas simulações, com os mesmos parâmetros externos e condições iniciais. A figura 5.5 mostra que, para ambas as variáveis, perturbações de 10^{-7} (quarta casa após o último algarismo significativo) no valor inicial de E , levam à soluções que começam a divergir a partir de 7 horas de simulação, e que após 9 h elas já são completamente distintas entre si.

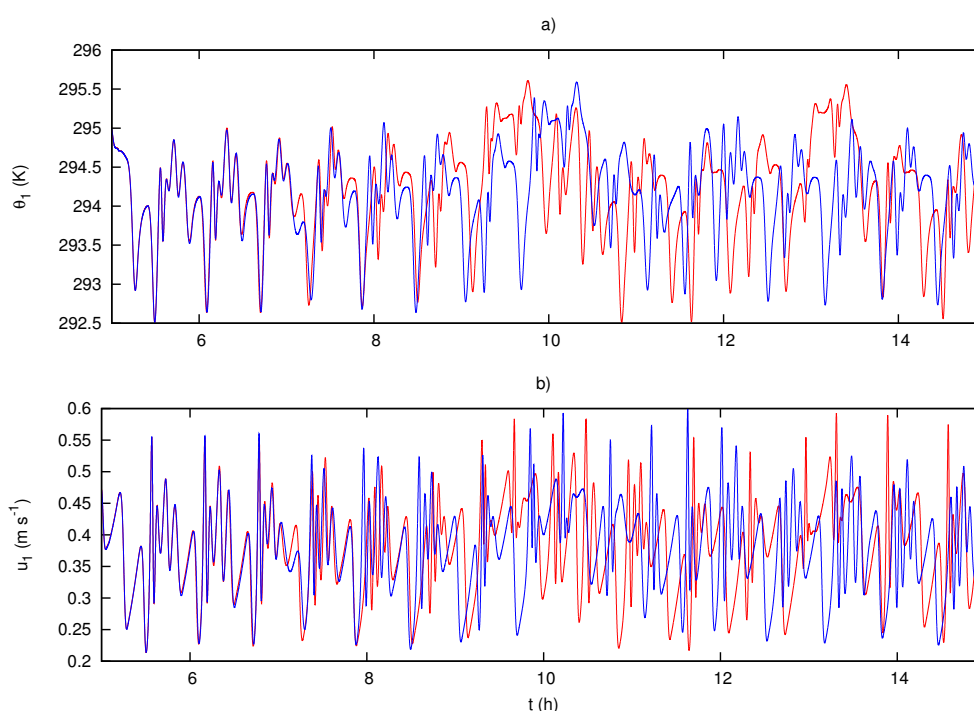


Figura 5.5 – Evolução temporal da temperatura do ar no nível atmosférico mais oróximo do solo (θ_1) (figura 5.5a) e para a componente zonal da velocidade do vento no mesmo nível (u_1) (figura 5.5b), considerando um vento geostrófico de $u_G = 2,500 \text{ m s}^{-1}$ no topo da CLE. As simulações são realizadas com um valores iniciais de ECT iguais à $E(t_0) = 0,005 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$ (linhas vermelhas) e $E(t_0) = 0,0050001 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$ (linhas azuis).

Todavia, somente a identificação de duas soluções divergentes que diferem entre si somente por uma pequena perturbação em uma das condições iniciais, não é suficiente para afirmar que o sistema é realmente sensível às condições iniciais. A influência de uma pequena perturbação, após algum tempo de simulação, pode existir somente em alguma das coordenadas do atrator, isto é, algumas variáveis podem não exibir a mesma sensibilidade. A informação sobre a evolução completa do sistema com divergência em toda a dinâmica do atrator, é dada pelo seu expoente de Lyapunov.

A melhor forma de calcular os expoentes de Lyapunov de um sistema dinâmico, que tem sua dinâmica descrita por equações diferenciais, é através de métodos que ana-

lisam a dinâmica em um espaço tangente ao espaço de fases, que é fornecido pela Jacobiana do mesmo (BENETTIN et al., 1980; WOLF et al., 1985). Entretanto, o sistema analisado aqui é composto por 14 equações diferenciais, possuindo uma Jacobiana de ordem 14×14 . Assim, por simplicidade e para evitar erros operacionais, conforme discutido anteriormente, o MEL será estimado utilizando as séries temporais de u_1 , através da aplicação do método proposto por Rosenstein, Collins e Luca (1993). Tal método é disponibilizado no pacote de análise de séries temporais não lineares TISEAN (HEGGER; KANTZ; SCHREIBER, 1999). O número de interações necessárias para as curvas, do logaritmo da divergência em função do tempo alcançarem a saturação foi de $2000 \times \Delta t$ s, onde Δt é a taxa de amostragem dos dados, que é 10 s. Foi realizado o ajuste em cada série temporal, resultante da análise, e se esta possui uma região onde o logaritmo da divergência cresce linearmente com o tempo, a inclinação da reta é o MEL. Porém, se não existe nenhuma região onde os gráficos mostram um aumento constante da divergência, o MEL é assumido ser zero.

A figura 5.6 mostra o logaritmo da divergência em função do tempo, para as séries temporais de u_1 , θ_1 e E_1 , quando o vento geostrófico no topo da CLE é $u_G = 1,850 \text{ m s}^{-1}$. É possível observar que as curvas para u_1 e θ_1 , são próximas e possuem uma região onde a divergência cresce constantemente à uma taxa $\lambda_1 = 0,0020/10$ s, enquanto a série temporal de E_1 , não possui informação relevante. A razão dessa falta de significância na aplicação do método nas séries de ECT é devido a imposição de um valor mínimo para E , para manter a estabilidade numérica do modelo, como foi discutido no capítulo 3. A imposição de um valor mínimo para a ECT, em todos os níveis, faz com que as órbitas sejam forçadas a cruzar no mesmo ponto após algum tempo, o que evita o algoritmo encontrar qualquer intervalo relevante onde a divergência entre duas soluções próximas cresce constantemente. Também é possível notar que quando o vento geostrófico, no topo do domínio vertical, é igual à $2,360 \text{ m s}^{-1}$ (linha pontilhada na parte inferior da figura 5.6) não existe nenhuma região de divergência na dinâmica do atrator reconstruído a partir da série de u_1 , neste caso. Tal resultado indica que o sistema não possui uma dinâmica caótica nestas condições.

Para avaliar a validade dos resultados, o método é aplicado nas séries para testar a convergência do MEL, para diferentes tempos de retardo e também com o aumento da dimensão de imersão. Com o aumento do tempo de retardo não é observada nenhuma mudança significativa no valor de λ_1 , até $\tau = 120$ s (figura 5.7a). Após este valor do tempo de retardo o método começa a perder estabilidade, devido a formação de estruturas de dobra e alongamento no atrator reconstruído. O resultado apresentado na figura 5.7a, confirma que pequenas alterações no tempo de retardo não influenciam muito na estimativa do MEL, desde que este seja próximo do ideal (ABARBANEL, 1996). Entretanto, para a dimensão de imersão (figura 5.7b) é possível notar que para $m < 8$ os valores de λ_1 oscilam conforme m muda, e a partir de $m > 8$ este começa a crescer convergindo,

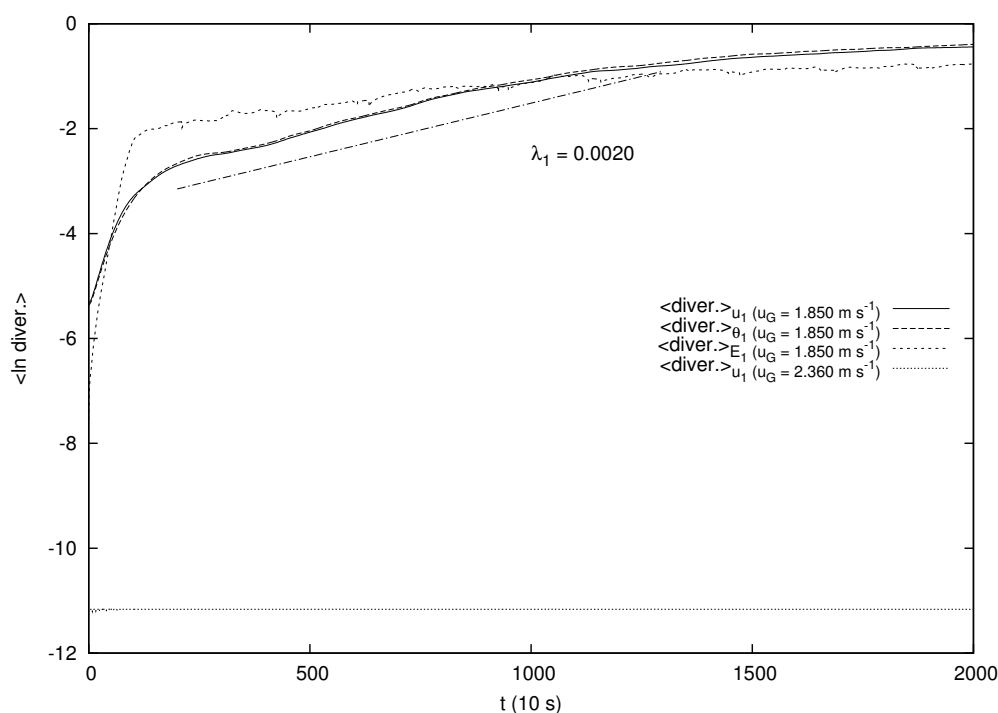


Figura 5.6 – Logarítmo natural da divergência entre duas órbitas próximas, no atrator reconstruído a partir das séries temporais de u_1 , θ_1 and E_1 , indicadas pela legenda, para o caso no qual o forçante mecânico no topo da CLE é $u_G = 1,850 \text{ m s}^{-1}$. No caso no qual o vento geostrófico (u_G) é igual à $2,360 \text{ m s}^{-1}$, somente a somente o logarítmo natural da divergência utilizando a componente zonal da velocidade do vento, no nível mais próximo do solo (u_1) é mostrada, sendo indicada pela legenda.

para m maior que 11, para uma taxa de separação $\lambda_1 = 0,0024/10 \text{ s}$. Como o método para estimar o MEL mostra convergência para certos parâmetros de imersão (figura 5.7), este foi aplicado em todos os casos do estado desconectado, mantendo os testes de convergência necessários para a sua validação. Após a análise dos parâmetros de imersão para todo o intervalo u_G , os valores da dimensão $m = 12$ e do tempo de retardo $\tau = 60 \text{ s}$ se mostraram suficientes para reconstruir apropriadamente o atrator e assim estimar adequadamente o MEL.

Na figura 5.1 foram apresentadas quatro séries temporais de E_1 que mostram diferentes tipos de regime do sistema durante o estado desconectado. Para analisar todos os possíveis tipos de regimes dinâmicos que o sistema possui, durante o estado desacoplado, foi feito um diagrama de bifurcação que mostra a dependência dos máximos locais de u_1 com o forçante mecânico no topo da CLE (figura 5.8).

Os valores de u_G , presentes no eixo horizontal da figura 5.8, iniciam em $1,600 \text{ m s}^{-1}$, onde as soluções são periódicas com período um. É importante salientar que para valores de $u_G < 1,600 \text{ m s}^{-1}$, as soluções são simplesmente periódicas. Este tipo de regime se mantém até um vento geostrófico igual à $1,695 \text{ m s}^{-1}$. Quando o forçante externo é $u_G = 1,700 \text{ m s}^{-1}$ o sistema ainda é periódico, porém com período seis. É importante destacar que a transição entre os regimes ocorre rapidamente em um intervalo

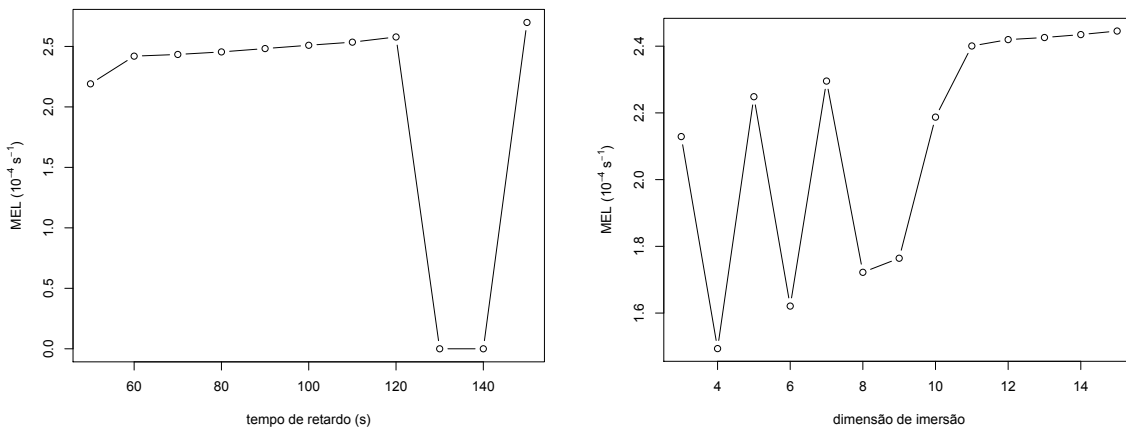
(a) Variando τ e mantendo $m = 12$ constante.(b) Variando m e mantendo $\tau = 60$ s constante.

Figura 5.7 – Dependência do MEL (λ_1) com o tempo de retardo (τ) (figura 5.7a), e com a dimensão de imersão (m) (figura 5.7b), para o caso no qual o vento geostrófico no topo da CLE é $u_G = 1.855 \text{ m s}^{-1}$.

de velocidades do vento geostrófico de $0,005 \text{ m s}^{-1}$. Durante todo este regime, o MEL é igual a zero (linha azul na figura 5.8). Entretanto, quando u_G é igual à $1,705 \text{ m s}^{-1}$ as soluções são caóticas e o MEL é maior que zero.

Após esta primeira janela de caos aparece novamente um intervalo periódico, com $\lambda_1 = 0$, que vai de $u_G = 1,710$ à $u_G = 1,715 \text{ m s}^{-1}$. Após esta janela periódica o sistema mantém-se caótico até $u_G = 1,865 \text{ m s}^{-1}$. Durante esta janela de caos são observados os maiores valores de λ_1 , que alcançam valores em torno de $0,0025/10 \text{ s}$.

Para u_G maior que $1,870 \text{ m s}^{-1}$, um regime periódico inicia novamente. Porém, durante este intervalo periódico, uma das características mais interessantes do sistema aparece, as soluções com período três. Li e Yorke (1975) mostraram, matematicamente, que se um sistema dinâmico, apresentar para alguns parâmetros, soluções com período 3, então necessariamente para outros parâmetros o sistema apresentará um regime caótico. As soluções com período três duram até um forçante mecânico de $2,000 \text{ m s}^{-1}$, quando as soluções se tornam periódicas com período duplo. Após $u_G = 2,030 \text{ m s}^{-1}$ as bifurcações aumentam, até o sistema alcançar outro regime caótico ($u_G = 2,085 \text{ m s}^{-1}$). De $u_G = 2,085 \text{ m s}^{-1}$ até o último valor antes da conexão ($u_G = 2,620 \text{ m s}^{-1}$), praticamente todo o intervalo é caótico, mas, algumas janelas de estabilidade são observadas, indicadas pelo valor nulo do MEL. Dentro desta região, a maior região não caótica é observada em valores do vento geostrófico em torno de $2,380 \text{ m s}^{-1}$.

A análise apresentada na figura 5.8 evidencia a existência de um comportamento caótico do sistema, através do diagrama de bifurcações, pois além de janelas de complexidade, há um intervalo de parâmetros de soluções são periódicas com período 3, o que implica caos (LI; YORKE, 1975). Além disso, o MEL é positivo e maior que zero em muitos casos, apesar de seu baixo valor. A razão para as pequenas taxas de separação, pode

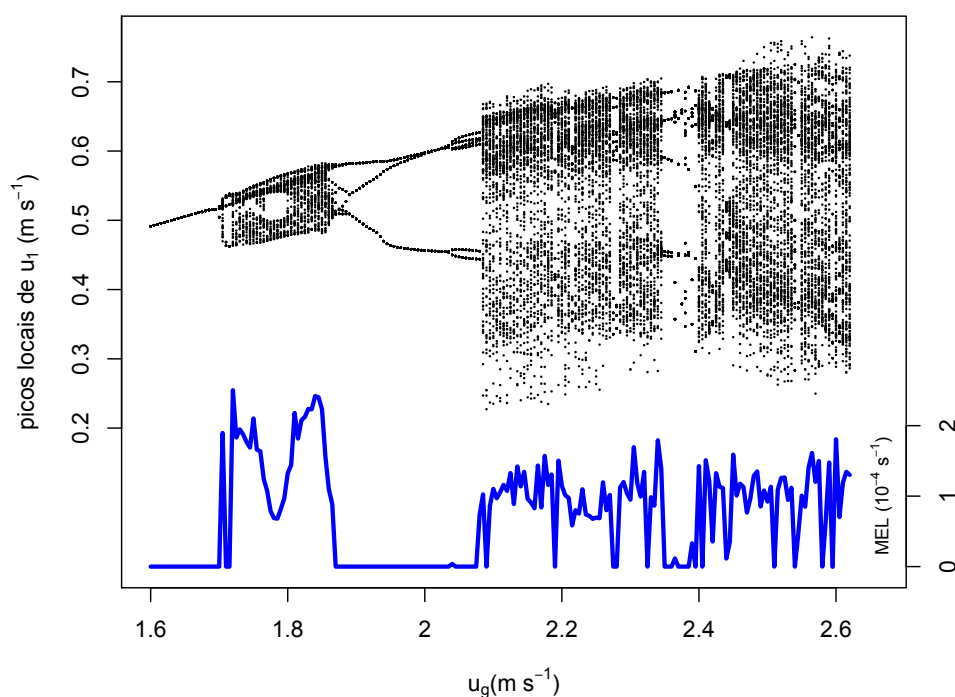


Figura 5.8 – Diagrama de bifurcação mostrando a dependência dos máximos locais de u_1 (com valores indicados no lado esquerdo do eixo vertical da figura) com forçante mecânico no topo da CLE. As linhas azuis representam o MEL, o qual tem os valores indicados no lado direito do eixo vertical da figura. O intervalo de análise inicia em $u_G = 1,600 \text{ m s}^{-1}$, onde, e anteriormente, as soluções são periódicas com período um, até $u_G = 2,620 \text{ m s}^{-1}$, último valor antes da conexão.

ser devido à restrição imposta na direção de E do atrator. É muito importante destacar que esta imposição não afeta o caráter das soluções (como mostrado no capítulo 3), e além disso, o sistema é caótico mesmo com tal restrição.

As causas responsáveis pelo surgimento da complexidade na dinâmica do sistema serão discutidas na próxima seção.

5.2.5 Como surge a complexidade?

Os mapas de Lorenz, também conhecidos como mapas de primeiro retorno, foram introduzidos por Lorenz (1963) com a intenção de prever o próximo máximo local das soluções (x_{i+1}) através do valor do máximo anterior (x_i) em um certo tempo. Desde então, este procedimento tem provado ser uma ferramenta muito útil na análise de sistemas dinâmicos caóticos. Se algum tipo de estrutura bem definida é observada, é possível descrever o circuito feito pelas órbitas do atrator, quando ocorre a mudança entre elas. Então, dado um determinado valor x_0 , é possível prever x_1 por $x_1 = f(x_0)$, e usar esta

informação para prever $x_2 = f(x_1)$, e assim por diante (STROGATZ, 1994). Todavia, deve-se tomar cuidado porque: em, primeiro lugar, $f(z)$ não é uma função estrita pelo fato de poder haver mais de um $x_i + 1$, para um dado x_i . E segundo, se o sistema possui um atrator de alta dimensão é impossível extrair alguma informação relevante através do uso desta técnica.

A figura 5.9 mostra os mapas de primeiro retorno das séries temporais de E_1 , para diferentes condições indicadas no topo de cada painel. Para um forçante mecânico de $1,600 \text{ m s}^{-1}$, no topo da CLE, somente um ponto é observado (figura 5.9a) em virtude das soluções serem simplesmente periódicas. Com o aumento do forçante externo, como foi discutido anteriormente (figura 5.8), a complexidade das soluções aumenta, assim como a intensidade dos eventos turbulentos. As figuras 5.9b-c mostram uma estrutura bem definida, similar a um triângulo. Nestes casos o sistema tem um comportamento caótico. Porém, é difícil determinar uma função que possa descrever tais estruturas como um mapa. Na figura 5.9d são claramente observados os três pontos que representam os máximos das soluções que têm período 3. A sequência de máximos é dada por um pico menor, seguido por um pico um pouco mais intenso e finalmente pelo evento de maior intensidade, e esta estrutura se repete formando um triângulo. É interessante notar que, os lados dos “triângulos” apresentados nas figuras 5.9b-c são aproximadamente os mesmos que formam a estrutura presente no caso em que a solução possui período 3.

Para fortes ventos geostróficos, maiores que $2,000 \text{ m s}^{-1}$ (figuras 5.9e-f), os mapas de primeiro retorno começam a se tornar disformes. O diagrama de bifurcação mostra que esses estão presentes na janela caótica, na qual a nuvem de pontos é mais intensa. Todavia, na região estável ($u_G = 2,395 \text{ m s}^{-1}$) a solução é periódica com período 5. À medida que o sistema se aproxima da conexão, as estruturas começam a se tornar ainda mais disformes, nos casos onde as soluções são caóticas (figura 5.9f). Todavia, uma questão necessita ser respondida: *Como surgem as estruturas e a imprevisibilidade nas soluções?* Para responder esta questão serão analisados como os eventos turbulentos, nos diferentes níveis, interagem entre si, em diferentes regimes do escoamento.

A figura 5.10 mostra duas horas da evolução temporal de E em todos os níveis atmosféricos para diferentes intensidade de u_G , para alguns casos mostrados anteriormente na figura 5.9. Quando o forçante mecânico é fraco ($u_G = 1,600 \text{ m s}^{-1}$, figura 5.10a), o cisalhamento não é suficiente para acelerar o vento na CLE, formando assim somente uma camada turbulenta rasa, restrita ao nível atmosférico inferior, enquanto que nos outros níveis a ECT fica mantida em seu valor mínimo. Com o aumento do vento no topo da CLE, é observado que a intensidade turbulenta aumenta nos níveis superiores. Para $u_G = 1,845 \text{ m s}^{-1}$ (figura 5.10b), a atividade turbulenta é observada somente nos dois níveis inferiores. O modo de oscilação periódico presente no caso anterior (figura 5.10a), também está presente neste caso (primeiro, do meio e último picos), todavia, aparecem outros modos que dependem da presença de eventos intermitentes no nível acima.

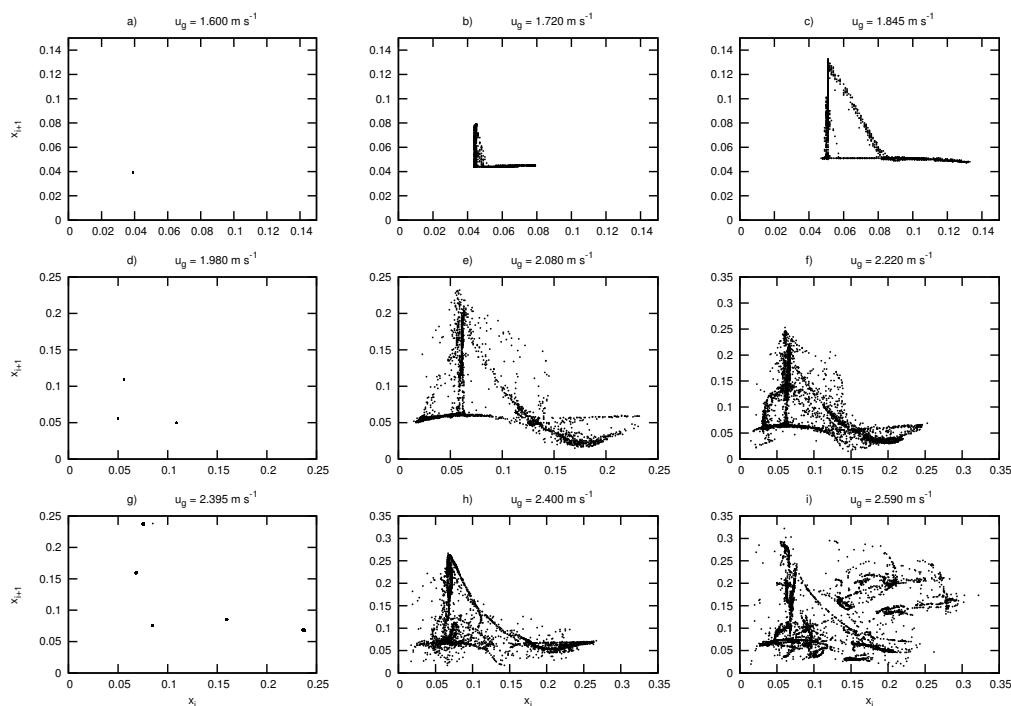


Figura 5.9 – Mapas de Lorenz extraídos das séries de ECT, no nível mais próximo da superfície do solo, para diferentes regimes, cada qual com seu forçante mecânico específico, o qual é indicado no topo de cada painel.

Assim que um evento ocorre no nível inferior, este é propagado verticalmente para cima através do termo de transporte da equação (3.11), causando um pico de turbulência no nível superior. Assim que a intensidade da turbulência aumenta no segundo nível esta é transferida para baixo novamente, causando um evento mais intenso no nível inferior. Os eventos somente ocorrem nos níveis inferiores devido à forte estratificação na atmosfera superior, que forma uma barreira térmica que impede a propagação da turbulência para os níveis mais altos do domínio. Como a intensidade turbulenta, no nível mais baixo, depende da atividade turbulenta nos níveis superiores, é possível observar que, quando os eventos ocorrem imprevisivelmente na parte mais alta da CLE, estes são também imprevisíveis no nível mais próximo do solo (figura 5.10b). Quando a intermitência ocorre de forma periódica na parte mais elevada do domínio, esta também é periódica no primeiro nível (figura 5.10c). A figura 5.10c mostra as séries temporais de ECT, em todo o domínio vertical para o caso onde ocorre período 3 no nível inferior. Neste caso, a atividade turbulenta ainda é restrita a uma camada rasa formada pelos dois primeiros níveis. Todavia, no segundo nível são observadas soluções periódicas com duplo período. Um pico menos intenso ocorre no nível inferior e, após este um pouco mais intenso é observado (assim como já foi discutido na figura 5.9d). Após este pico é observado o surgimento de um evento no segundo nível, e quando este alcança seu valor máximo o evento mais intenso começa a acontecer no nível inferior, causando um decréscimo na intensidade de E_2 . Após o pico mais intenso, próximo a superfície, a intensidade turbulenta no evento,

que ainda ocorre no segundo nível, aumenta novamente, chegando a outro máximo que forma o duplo período das soluções. É interessante notar que, quando o evento principal que ocorre no segundo nível, o qual é constituído por dois sub-eventos, começa a se extinguir o pico de turbulência de menor intensidade começa a surgir no nível inferior, e após um pequeno intervalo sem nenhuma atividade turbulenta, a estrutura dos eventos se repete novamente.

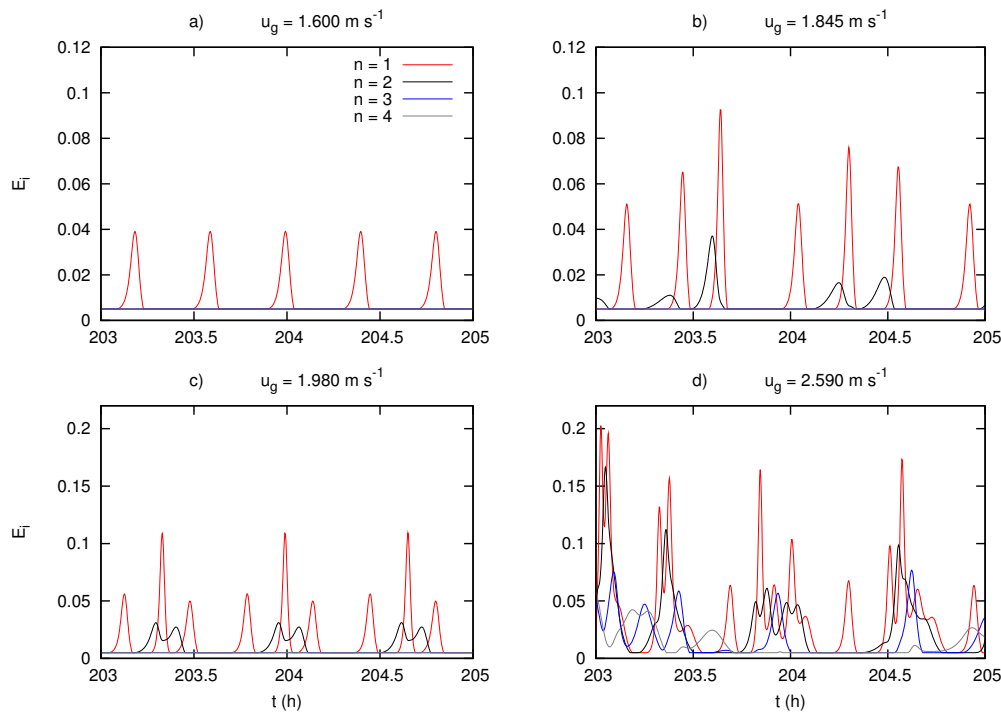


Figura 5.10 – 2 h de evolução temporal de ECT em todos os níveis verticais do domínio, indicados por legenda. Os valores do forçante mecânico em cada um dos casos está presente no título de cada painel.

Quando o sistema está próximo da conexão ($u_G = 2,590 \text{ m s}^{-1}$, figura 5.10d), a produção mecânica, causada pelo cisalhamento do vento, é suficiente para produzir turbulência em todo o domínio vertical. É observado que quando há a ocorrência de picos de turbulência de baixa intensidade no nível inferior (linha vermelha na figura 5.10d), não existe atividade turbulenta no segundo nível. Estes eventos menos intensos são um modo natural de oscilação do sistema, presente em todo o intervalo de forçantes correspondente ao estado desconectado. Todavia, eventos mais intensos, e com longa duração, em torno de uma hora, são observados quando a CLE é turbulenta. A característica mais interessante, observada na figura 5.10d, consiste na defasagem dos máximos locais de ECT, em todos os níveis. Isto mostra que a complexidade do escoamento surge através da “mistura” de diferentes modos de oscilação do sistema, que interagem entre si através do termo de transporte na equação (3.11).

O gráfico da temperatura em função da componente zonal da velocidade do vento no nível mais baixo (figura 5.11), para os casos mostrados na figura 5.9, identificam a

superposição de diferentes modos de oscilação na base da CLE. É importante resaltar que a figura 5.11 mostra a representação gráfica das órbitas no espaço das soluções nas componentes θ_1 e u_1 . Nesta representação, são usadas apenas 10 h de simulação, com o intuito de deixar o mais claro possível a evolução das órbitas na representação bidimensional do espaço de fase. Caso a representação fosse feita para um longo período, seria possível observar que as órbitas preencheriam completamente o atrator, dificultando a análise qualitativa da evolução do sistema.

Quando as soluções são periódicas com período um (Figure 5.11a), o atrator é constituído por um ciclo limite. Porém, à medida que surgem as estruturas de baixa dimensão, observadas na figuras 5.11b e 5.11c, o ciclo limite ainda é presente. Porém, os modos de oscilação, acrescentados pela interação com o nível superior, causam o surgimento de outras órbitas que preenchem o atrator. Se 3 dimensões do espaço de fases forem analisadas, por exemplo, usando as componentes E_1 , θ_1 e u_1 (não mostrado), é possível observar que as órbitas, apesar de serem infinitesimalmente próximas, nunca repetem a mesma trajetória, o que é uma característica de um atrator estranho (RUELLE; TAKENS, 1971). À medida que o vento geostrófico aumenta, é observado que a estrutura do atrator no espaço das soluções começa a mudar, mostrando as 3 trajetórias possíveis das órbitas no caso em que as soluções possuem período três (figura 5.11d).

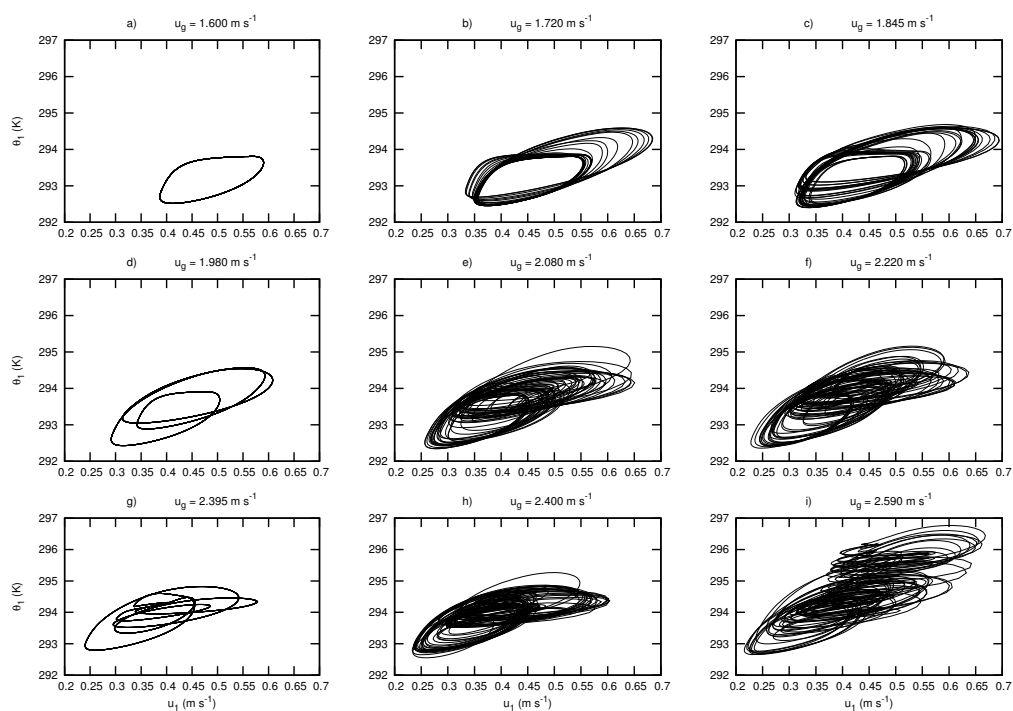


Figura 5.11 – Temperatura do ar (θ_1) em função da componente zonal da velocidade do vento (u_1), no primeiro nível atmosférico, para os casos mostrados na figura 5.9. São utilizadas somente 10 h de simulação (de 290 h até 300 h), somente para mostrar a evolução das trajetórias no espaço de fases, representado apenas por duas de suas componentes, claramente.

Para ventos fortes no topo da CLE, a quantidade de trajetórias que podem ser

ocupadas pelas soluções do sistema cresce, mostrando uma dinâmica extremamente complicada (figuras 5.11e-f). Para o caso periódico, quando $u_G = 2,395 \text{ m s}^{-1}$, são observadas pelo menos 5 diferentes órbitas no retrato de fase (figura 5.11g). Nos casos onde o regime é caótico novamente, é impossível afirmar algo sobre as trajetórias do sistema no espaço de fases (figuras 5.11h-i). Entretanto, o ciclo limite que descreve o atrator, quando as soluções são periódicas com período um, é observado em todos os casos. Isto fortalece a ideia do surgimento da complexidade através da interação entre os diferentes níveis da atmosfera estratificada, a qual causa o surgimento de novos modos de oscilação em toda a CLE, que por sua vez são responsáveis pela deformação e destruição das estruturas bem definidas observadas nos mapas de Lorenz.

5.3 Conclusões

O principal resultado deste capítulo é a identificação de comportamento caótico na camada limite atmosférica noturna. É importante destacar que esta conclusão se baseia na análise dos resultados da dinâmica do modelo proposto no capítulo 3, e que é sabido que o escoamento turbulento em condições estáveis tende a ser ainda mais complexo. Na natureza, os eventos turbulentos intermitentes não são somente causados pela interação entre a superfície e a atmosfera, mas podem, assim como nos resultados do modelo, também ser causados por fenômenos de grande escala, que produzem eventos intermitentes que se propagam do topo da CLE em direção ao solo (ver seção 3.3). A confirmação da natureza caótica das interações aqui discutidas em observações reais é possível, todavia, requer uma grande quantidade de dados para a análise, para que os resultados sejam estatisticamente confiáveis. Procaccia (1988) questionou os resultados de Tsonis e Elsner (1988), que sugeriam ter identificado esta natureza caótica em observações de dados de velocidade vertical na CLA. Porém, o mesmo Procaccia (1988) diz que *“A demonstração da existência de órbitas periódicas em dados do tipo dos analisados por Tsonis e Elsner seria uma importante evidência em favor da caracterização do sistema como complexidade determinística ao invés de simplesmente complicado”*. Tal tarefa pode ser explorada em um trabalho futuro.

De qualquer forma, o estudo representa um avanço bastante importante na compreensão da natureza das interações entre intensidade da turbulência, cisalhamento do vento e estabilidade atmosférica na camada limite atmosférica noturna. Foram identificados:

1. Um modo natural de perturbação da intensidade turbulenta na camada limite estável, com características semelhantes a dos eventos turbulentos intermitentes observados em condições muito estáveis;

2. A natureza caótica destas perturbações é originada pela intrincada interação entre os diferentes níveis verticais atmosféricos e destes com a superfície. Em condições mais estáveis, apenas os níveis mais baixos são perturbados e, quando isso ocorre, a complexidade das soluções é reduzida drasticamente. O comportamento caótico apenas surge quando os eventos atingem mais de um nível atmosférico, de forma que o transporte vertical de turbulência tem um papel fundamental em controlar a complexidade.

Até que ponto se pode associar este tipo de comportamento ao que ocorre de fato na natureza? É nossa opinião que o modelo apresentado representa uma simplificação realista dos processos naturais. Evidências observacionais e de modelagem já haviam indicado a ocorrência de eventos intermitentes como modos naturais de interação entre os níveis mais baixos da camada limite noturna com a superfície. Observações também indicam, em concordância com o modelo que alguns eventos se restringem a níveis mais baixos, enquanto outros, em geral mais intensos e com múltiplos picos, se propagam verticalmente por toda a extensão da CLE (figura 3.18)

Cvitanovic (1984) descreveu um caminho para a alta complexidade observada em um escoamento turbulento através de subseqüentes bifurcações de um escoamento originalmente organizado, conforme ele é aquecido continuamente. No presente estudo, o mesmo não é possível, pois o aumento contínuo do forçante mecânico no topo da CLE eventualmente causa o estado de conexão, quando a complexidade volta a ser perdida. É possível, entretanto, especular que a complexidade se intensifique continuamente quando mais e mais níveis verticais da camada limite se tornem turbulentos, de forma que a intermitência seja um estado intermediário antes do sistema se tornar totalmente acoplado. Além disso, o estado conectado representa a solução do sistema quando escoamento na CLE é completamente turbulento. Portanto, durante o estado desconectado o aumento do forçante mecânico faz com que o número de níveis "interagentes" aumente, aumentando, consecutivamente, o número de graus de liberdade do sistema (se forem considerados apenas os níveis que realmente influenciam na dinâmica do escoamento). Todavia, neste caso, o estado conectado é uma limitação do esquema, pois intuitivamente os resultados estão de acordo com a ideia proposta por Ruelle e Takens (1971), de que a transição do escoamento em um fluido, de laminar para turbulento, se dá através do aumento dos graus de liberdade do sistema, sendo esta transição caótica e com um atrator estranho, até que o escoamento se torna completamente turbulento, com um número muito grande de graus de liberdade, que aqui é representado pelo estado acoplado do sistema. O estado intermediário é, então, uma janela de complexidade entre dois estados limites de organização. Estudos anteriores (e esta tese, no capítulo 2) apenas resolviam os casos limites e a transição entre eles. Aqui foi dado, portanto, um passo importante para a descrição completa da camada limite atmosférica noturna como sistema dinâmico, que pode ser caótico em determinadas circunstâncias.

6 CONCLUSÕES

Neste estudo foram abordados principalmente dois problemas encontrados na modelagem da camada limite atmosférica (CLA) noturna, o problema do acoplamento (capítulo 2) e a complexidade do escoamento turbulento em condições muito estáveis, causada pela intermitência global (capítulos 3 - 5).

O acoplamento de diferentes níveis atmosféricos na camada limite estável (CLE) é comumente observado na natureza (SUN et al., 2002; ACEVEDO; FITZJARRALD, 2003). Além disso, Derbyshire (1999) mostrou, matematicamente, que este fenômeno é uma resposta natural do sistema, atmosfera, em condições de fraca intensidade turbulenta. Entretanto, as causas desse processo são pouco abordadas e sua reprodução por esquemas numéricos mais elaborados, modelos de coluna simples por exemplo, ainda é um problema aberto. A análise presente no capítulo 2 mostra como diferentes formulações de turbulência respondem e reproduzem esta característica do escoamento na CLE. Os resultados mostram que: as formulações de baseadas em funções de estabilidade levam a temperaturas mais frias no estado desacoplado que é causada pela fraca mistura turbulenta, que é diminuída pela prescrição de uma função que depende da estabilidade atmosférica. Além disso, a transição entre os estados de acoplamento, quando se faz o uso de tais formulações, não é tão abrupta, como é observado na realidade. A estimação da intensidade turbulenta através de uma equação prognóstica para a energia cinética turbulenta (ECT) é analisada em um esquema que preza pela simplicidade, onde somente a relação direta entre as variáveis é considerada. Assim a relação entre turbulência e estabilidade no sistema acontece naturalmente através dos termos de produção mecânica e destruição térmica da equação da ECT. O uso de tal formulação, apesar de simplificada, apresenta os melhores resultados qualitativos entre os esquemas analisados, ainda que apresente limitações do ponto de vista quantitativo.

A primeira abordagem sobre a relação complexa que existe entre a produção mecânica e a destruição térmica de turbulência é feita no capítulo 3. Com um modelo simplificado, a ocorrência de intermitência global, de forma imprevisível, foi reproduzida em diferentes condições de forçantes externos em coerência com estudos anteriores (REVELLE, 1993; van de WIEL et al., 2003). Além disso, a ocorrência de intermitência na CLE é uma condição natural do sistema, no estado desacoplado, não dependendo do tipo de superfície na qual a atmosfera esta em contato. Este resultado é motivador no sentido que pode ser possivelmente obtido com esquemas mais elaborados e, assim, uma deficiência dos modelos numéricos de previsão de tempo em condições de forte estratificação pode ser resolvida melhorando a qualidade da previsão do tempo. Esta é, entretanto, uma tarefa complexa, como mostrou Lorenz (1963).

No capítulo 4 é discutida a influência da imposição de uma função de estabilidade

em um sistema que possui comportamento complexo. Como analogia, um processo similar à obtenção destas funções foi utilizado em dados provenientes de simulações do sistema de Rössler (ROSSLER, 1976). A imposição da simples dependência do comportamento complexo de duas variáveis, mostra que, apesar do resultado médio concordar com o original, a complexidade das soluções é completamente extinta por tal imposição. No sistema de Rössler isto ocorre por uma questão simples de topologia. Entretanto, apesar de ser um resultado lógico e esperado, este pode ser expandido para o caso no qual o comportamento complexo da atmosfera noturna está sendo modelado. Isto ocorre porque nesse caso, apesar de ser topologicamente possível de obter soluções complexas, a principal variável do escoamento turbulento na CLE é normalmente estimada por uma relação simplificada que mascara a dinâmica do sistema quando se faz o uso de uma função de estabilidade para prescrever a intensidade turbulenta na CLE.

Finalmente, a dinâmica do modelo proposto no capítulo 3 é analisada no capítulo 5. A intermitência obtida pelo modelo proposto por Costa et al. (2011) possui características que a caracterizam como um sistema com dinâmica caótica. Durante o estado desacoplado é possível observar que o sistema alterna seu regime dinâmico, entre soluções periódicas com o maior expoente de Lyapunov (MEL) igual a zero e regimes de dinâmica caótica com MEL positivo e maior que zero. Para reforçar a conclusão que sob certos parâmetros externos o sistema é caótico, o diagrama de bifurcações (figura 5.8) mostra uma janela periódica de soluções com período três, o que necessariamente implica caos (LI; YORKE, 1975). Outro resultado relevante, mostra que a dimensão fractal do atrator é não inteira para certos parâmetros, o caracterizando assim como um atrator estranho caótico. A dimensão fractal aumenta conforme o forçante mecânico aumenta, chegando a um atrator com dimensão em torno de 2,5 quando o sistema está próximo da conexão. O aumento da dimensão fractal indica o aumento dos graus de liberdade necessários para reconstruir o atrator. Por sua vez, o aumento dos graus de liberdade do sistema é causado pela interação dos diferentes modos de oscilação nos diferentes níveis da CLE, o que leva a soluções mais complexas (como discutido na seção 5.2.5). Na natureza, esta interação entre os níveis de uma atmosfera estratificada pode existir. Todavia, é muito difícil de ser identificada em dados, devido ao grande número de fenômenos que influenciam o comportamento do escoamento atmosférico em condições muito estáveis. Entretanto, técnicas modernas de análise de séries temporais, como por exemplo a EMD (*Empirical Mode Decomposition*), podem ajudar a encontrar a relação entre os diferentes modos de oscilação do escoamento atmosférico, que acarretaria no surgimento da complexidade neste sistema.

Sendo a equação que governa o escoamento turbulento na CLE a equação da energia cinética turbulenta (equação (1.1)) a dinâmica turbulenta deve ser descrita somente pelos termos desta equação. Durante o período noturno, no estado desacoplado, os termos que dominam a variação da intensidade turbulenta são os termos de produção

mecânica e destruição térmica em (1.1). Os dois termos são imprescindíveis na estimativa da atividade turbulenta na CLE e, junto com a própria ECT, eles formam um sistema de três variáveis que têm uma relação complexa entre si. Como, para certos parâmetros o atrator do sistema proposto no capítulo 3 é plano, com dimensão fractal próxima a 2, seria possível representar a dinâmica do sistema, nestas condições, através de um conjunto de 3 equações diferenciais, que relacionariam diretamente intensidade turbulenta, produção mecânica e destruição térmica de turbulência. A relação entre as três variáveis pode ser feita a partir de dados observacionais, ou mesmo do modelo. Porém, esta dedução deve ser feita cuidadosamente, respeitando as leis Físicas que regem o sistema. A obtenção deste resultado é uma extensão ainda em aberto do presente trabalho e que mostraria, definitivamente, que a complexidade do escoamento na CLE surge naturalmente através da relação complexa das variáveis que governam a intensidade turbulenta em condições muito estáveis.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

ABARBANEL, H. D. I. **Analysis of observed chaotic data**. New York: Springer-Verlag, 1996. 272.

ACEVEDO, O. C.; FITZJARRALD, D. In the core of the night – effects of intermittent mixing on a horizontally heterogeneous surface. **Bound.-Layer Meteor.**, v. 106, p. 1–33, 2003.

ACEVEDO, O. C.; FITZJARRALD, D. R. The early evening surface-layer transition: Temporal and spatial variability. **J. Atmos. Sci.**, v. 58, p. 2650–2667, 2001.

ACEVEDO, O. C.; MORAES, O. L. L.; DEGRAZIA, G. A.; MEDEIROS, L. E. Intermittency and the exchange of scalars in the nocturnal surface layer. **Bound.-Layer Meteor.**, v. 119, p. 41–55, 2006.

BANTA, R. M.; MAHRT, L.; VICKERS, D.; SUN, J.; BALSLEY, B. B.; PICHUGINA, Y. L.; WILLIAMS, E. The very stable boundary layer on nights with weak low-level jets. **J. Atmos. Sci.**, v. 64, p. 3068–3090, 2007.

BANTA, R. M.; NEWSOM, R. K.; LUNDQUIST, J. K.; PICHUGINA, Y. L.; COULTER, R. L.; MAHRT, L. Nocturnal low-level jet characteristics over Kansas during cases-99. **Bound.-Layer Meteor.**, v. 105, p. 221–252, 2002.

BELAIR, S.; MAILHOT, J.; STRAPP, J. W.; MACPHERSON, J. I. An examination of local versus non-local aspects of a tke-based boundary layer scheme in clear convective conditions. **J. Appl. Meteorol.**, v. 38, p. 1499–1518, 1999.

BELJAARS, A.; HOLTSLAG, A. Flux parameterization over land surfaces for atmospheric models. **J. Appl. Meteorol.**, p. 327–341, 1991.

BENETTIN, G.; GALGANI, L.; GIORGILLI, A.; STRELCYN, J.-M. Lyapunov characteristic exponents for smooth dynamical systems and for hamiltonian systems; a method for computing all of them. part 1: Theory. **Meccanica**, v. 15, p. 9–20, 1980.

BLACKADAR, A. K. Modeling the nocturnal boundary layer. **Third Symp. on Atmospheric Turbulence, Diffusion and Air Quality, Raleigh, Amer. Meteor. Soc.**, p. 46–49, 1976.

_____. High resolution models of the planetary boundary layer. **Advances in Environmental and Scientific Engineering**, Vol I, 1979.

BOING, S.; JONKER, H. J. J.; van de WIEL, B. J. H.; MOENE, A. F. Intermittent turbulence in stratified flow over a canopy. In: **AMS. 19th Symposium on Boundary Layers and Turbulence**. Keystone, CO, 2010. Disponível em: <<http://ams.confex.com/ams/19Ag19BLT9Urban/techprogram/paper172716.htm>> .

BRANDSTATER, A.; SWIFT, J.; SWINNEY, H. L.; WOLF, A.; FARMER, J. D.; JEN, E.; CRUTCHFIELD, P. J. Low-dimensional chaos in a hydrodynamic system. **Phys. Rev. Lett.**, v. 51, p. 1442–1445, 1983.

BUZUG, T.; von Stamm, J.; PFISTER, G. Characterization of period-doubling scenarios in taylor-couette flow. **Phys. Rev. E**, v. 47, p. 1054–1065, 1993.

CAMPANHARO, A. S. L. O.; RAMOS, F. M.; MACAU, E. E. N.; ROSA, R. R.; BOLZAN, M. J. A.; Sá, L. D. A. Searching chaos and coherent structures in the atmospheric turbulence above the amazon forest. **Philos. T. Roy. Soc. A**, v. 366, p. 579–589, 2008.

CHU, D. Complexity: against systems. **Theor. Biosci.**, v. 130, p. 229–245, 2011.

CHUA, L. O.; WU, C.; HUANG, A.; ZHONG, G.-Q. A universal circuit for studying and generating chaos - part i: Routes to chaos. **IEEE Trans. Circ. Syst. Fund. Theor. Appl.**, v. 40, p. 732–744, 1993.

COSTA, F. D.; ACEVEDO, O. C.; MOMBACH, J. M. C.; DEGRAZIA, G. A. A simplified model for intermittent turbulence in the nocturnal boundary layer. **J. Atmos. Sci.**, v. 68, p. 1714–1729, 2011.

COULTER, R. L.; DORAN, J. Spatial and temporal occurrences of intermittent turbulence during cases-99. **Bound.-Layer Meteor.**, v. 105, p. 329–349, 2002.

CUXART, J.; BOUGEAULT, P.; REDELSPERGER, J. L. A turbulence scheme allowing for mesoscale and large-eddy simulations. **Quart. J. Roy. Meteorol**, v. 126, p. 1–30, 2000.

CUXART, J.; HOLTSLAG, A. A. M.; BEARE, R. J.; BAZILE, E.; BELJAARS, A.; CHENG, A.; CONAGLA, L.; EK, M.; FREEDMAN, F.; HAMDÍ, R.; KERSTEIN, A.; KITAGAWA, H.; LENDERINK, G.; LEWELLEN, D.; MAILHOT, J.; MAURITSEN, T.; PEROV, V.; SCHAYES, G.; STEENEVELD, G. J.; SVENSSON, G.; TAYLOR, P.; WUNSCH, W. W. S.; XU, K. Single-column model intercomparison for a stably stratified atmospheric boundary layer. **Bound.-Layer Meteor.**, v. 118, p. 273–303, 2006.

CUXART, J.; JIMÉNEZ, M. A. Mixing processes in a nocturnal low-level jet: An LES study. **J. Atmos. Sci.**, v. 64, p. 1666–1679, 2007.

CVITANOVIC, P. **Universality in chaos**. New York: Institute of Physics Publishing, 1984. 3–36 p. 528 p.

DEARDORFF, J. W.; WILLIS, G. E. Further results from a laboratory model of the convective planetary boundary layer. **Bound.-Layer Meteor.**, v. 32, p. 205–236, 1985.

DELAGE, Y. Parameterising sub-grid scale vertical transport in atmospheric models under statically stable conditions. **Bound.-Layer Meteor.**, v. 82, p. 23–48, 1997.

DERBYSHIRE, S. H. Boundary-layer decoupling over cold surfaces as a physical boundary-instability. **Bound.-Layer Meteor.**, v. 90, p. 297–325, 1999.

DUYNKERKE, P. Application of the e-e turbulence closure model to the neutral and stable atmospheric boundary layer. **J. Atmos. Sci.**, v. 45, p. 865–880, 1988.

ECKMANN, J.-P.; RUELLE, D. Ergodic theory of chaos and strange attractors. **Rev. of Mod. Phys.**, v. 57, p. 617–656, 1985.

FELIKS, Y. Nonlinear dynamics and chaos in the sea and land breeze. **J. Atmos. Sci.**, v. 61, p. 2169–2187, 2004.

FRASER, A. M.; SWINNEY, H. L. Independent coordinates for strange attractors from mutual information. **Phys. Rev. A**, v. 33, p. 1134–1140, 1986.

GALLEGO, M. C.; GARCIA, J. A.; CANCELLO, M. L. Characterization of atmospheric turbulence by dynamical systems techniques. **Bound.-Layer Meteor.**, v. 100, p. 375–392, 2001.

GEIGER, R. **The Climate Near the Ground**. Cambridge: Harvard University Press, 1965. 611.

GRASSBERGER, P.; PROCACCIA, I. Characterization of strange attractors. **Phys. Rev. Lett.**, v. 50, p. 346–349, 1983.

GREENSIDE, H. S.; WOLF, A.; SWIFT, J.; PIGNATARO, T. Impracticality of a box-counting algorithm for calculating the dimensionality of strange attractors. **Phys. Rev. A**, v. 25, p. 3453–3456, 1982.

HEGGER, R.; KANTZ, H.; SCHREIBER, T. Practical implementation of nonlinear time series methods: The tisean package. **Chaos**, v. 9, p. 413–435, 1999.

HOLTSLAG, A. A. M.; NIEUWSTADT, F. T. M. Scaling the atmospheric boundary layer. **Bound.-Layer Meteor.**, v. 36, p. 201–209, 1986.

KANTZ, H.; SCHREIBER, T. Dimension estimates and physiological data. **Chaos**, v. 5, p. 143–154, 1995.

KOSOVIĆ, B.; CURRY, J. A. A large eddy simulation study of a quasi-steady, stably stratified atmospheric boundary layer. **J. Atmos. Sci.**, v. 57, p. 1052–1068, 2000.

LENDERINK, G.; HOLTSLAG, A. A. M. An updated length scale formulation for turbulent mixing in clear and cloudy boundary layers. **Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.**, v. 130, p. 3405–3427, 2004.

LI, T. Y.; YORKE, J. A. Period three implies chaos. **The American Mathematical Monthly**, v. 82, p. 985–992, 1975.

LORENZ, E. N. Deterministic nonperiodic flow. **J. Atmos. Sci.**, v. 20, p. 130–141, 1963.

_____. Dimension of weather and climate attractors. **Nature**, v. 353, p. 241–244, 1991.

LOUIS, J. F. A parametric model of vertical eddy fluxes in the atmosphere. **Bound.-Layer Meteor.**, v. 17, p. 165–179, 1979.

LUNKEIT, F. Synchronization experiments with an atmospheric global circulation model. **Chaos**, v. 11, p. 47–51, 2001.

MAHRT, L. Grid-averaged surface fluxes. **Mon. Wea. Rev.**, v. 105, p. 1550–1560, 1987.

_____. Stratified atmospheric boundary layers. **Bound.-Layer Meteor.**, v. 90, p. 375–396, 1999.

MAHRT, L.; SUN, J.; BLUMEN, W.; DELANY, T.; ONCLEY, S. Nocturnal boundary-layer regimes. **Bound.-Layer Meteor.**, p. 255–278, 1998.

MAHRT, L.; VICKERS, D. Extremely weak mixing in stable conditions. **Bound.-Layer Meteor.**, v. 119, p. 19–39, 2006.

MAY, R. Biological populations with nonoverlapping generations: Stable points, stable cycles, and chaos. **Science**, v. 186, p. 645–647, 1974.

MCNIDER, R. T.; ENGLAND, D. E.; FRIEDMAN, M. J.; SHI, X. Predictability of the stable atmospheric boundary layer. **J. Atmos. Sci.**, v. 52, p. 1602–1614, 1995.

MOENG, C.-H.; MCWILLIAMS, J. C.; ROTUNNO, R.; SULLIVAN, P. P.; WEIL, J. Investigating 2d modeling of atmospheric convection in the pbl. **J. Atmos. Sci.**, v. 61, p. 889–903, 2004.

MOENG, C.-H.; WYNGAARD, J. C. Evaluation of turbulent transport and dissipation closures in second-order modeling. **J. Atmos. Sci.**, v. 46, p. 2311–2330, 1989.

MONIN, A. S.; YAGLON, A. M. **Statistical Fluid Mechanics**. Cambridge: MIT Press, 1971. 428 p.

NAPPO, C. J. Sporadic breakdowns of stability in the pbl over simple and complex terrain. **Bound.-Layer Meteor.**, v. 54, p. 69–87, 1991.

OSBORNE, A.; JR., A. K.; PROVENZALE, A.; BERGAMASCO, L. A search for chaotic behavior in large and mesoscale motions in the pacific ocean. **Physica D: Nonlinear Phenomena**, v. 23, p. 75 – 83, 1986.

OTT, E. **Chaos in Dynamical Systems**. 2nd. ed. Cambridge: Cambridge University Press, 2002. 397 p.

PANOFSKY, H. A.; DUTTON, J. A. **Atmospheric Turbulence**. New York: Willey & Sons, 1984. 397 p.

POULOS, G. S.; BURNS, S. P. An evaluation of bulk ri-based surface layer flux formulas for stable and very stable conditions with intermittent turbulence. **J. Atmos. Sci.**, v. 60, p. 2523–2537, 2003.

PROCACCIA, I. Complex or just complicated? **Nature**, v. 333, p. 488–499, 1988.

PUHALES, F.; ACEVEDO, O. C.; DEGRAZIA, G. A.; RIZZA, U.; MORAES, O. L. L. Analysis of the turbulent kinetic energy budget in the planetary boundary layer by large eddy simulation. In: **AMS. 19th Symposium on Boundary Layers and Turbulence**. Keystone, CO, 2010. Disponível em: <<http://ams.confex.com/ams/19Ag19BLT9Urban/techprogram/paper173113.htm>> .

REVELLE, D. O. Chaos and “bursting” in the planetary boundary layer. **J. Appl. Meteorol.**, v. 342, p. 1169–1180, 1993.

RIAL, J. A. Abrupt climate change: Chaos and order at orbital and millennial scales. **Global Planet. Change**, v. 41, p. 95–109, 2004.

ROSENSTEIN, M. T.; COLLINS, J. J.; LUCA, C. J. D. A practical method for calculating largest lyapunov exponents from small data sets. **Physica D**, v. 65, p. 117 – 134, 1993.

ROSSLER, O. An equation for continuous chaos. **Phys. Lett.**, v. 57, p. 397–398, 1976.

RUELLE, D.; TAKENS, F. On the nature of turbulence. **Commun. Math. Phys.**, v. 20, p. 167–192, 1971.

SAKAI, R. K.; FITZJARRALD, D. R.; MORAES, O. L.; STAEBLER, R. M.; ACEVEDO, O. C.; CZIKOWSKY, M. J.; SILVA, R. D.; BRAIT, E.; MIRANDA, V. Land-use change effects on local energy, water, and carbon balances in an amazonian agricultural field. **Glob. Change Biol.**, v. 10, p. 895–907, 2004.

SANO, M.; SAWADA, Y. Measurement of the lyapunov spectrum from a chaotic time series. **Phys. Rev. Lett.**, v. 55, p. 1082–1085, 1985.

SAUER, T.; YORKE, J. A. How many delay coordinates do you need? **Int. J. Bif. Chaos**, v. 3, p. 737–744, 1993.

SHI, X.; MCNINDER, R. T.; SINGH, M. P.; ENGLAND, D. E.; FRIEDMAN, M. J.; LAPENTA, W. M.; NORRIS, W. B. On the behavior of the stable boundary layer and the role of initial conditions. **Pure appl. geophys.**, v. 162, p. 1811–1829, 2005.

STEENEVELD, G. J.; van de Wiel, B. J. H.; HOLTSLAG, A. A. M. Modeling the evolution of the atmospheric boundary layer coupled to the land surface for three contrasting nights in cases-99. **J. Atmos. Sci.**, v. 63, p. 920–935, 2006.

STROGATZ, S. H. **Nonlinear Dynamics and Chaos: With Applications to Physics, Biology, Chemistry, and Engineering**. New York: Addison-Wesley, 1994. 498 p.

SUN, J.; BURNS, S. P.; LENSCHOW, D. H.; BANTA, R.; NEWSOM, R.; COULTER, R.; FRASIER, S.; INCE, T.; NAPPO, C.; CUXART, J.; BLUMEN, W.; LEE, X.; HU, X.-Z. Intermittent turbulence associated with a density current passage in the stable boundary layer. **Bound.-Layer Meteor.**, v. 105, p. 199–219, 2002.

SUN, J.; LENSCHOW, D. H.; BANTA, S. P. B. R.; NEWSOM, R.; COULTER, R.; FRASIER, S.; INCE, T.; NAPPO, C.; BALSLEY, B.; M.JENSEN; MAHRT, L.; MILLER, D.; SKELLY, B. Atmospheric disturbances that generate intermittent turbulence in nocturnal boundary layers. **Bound.-Layer Meteor.**, v. 110, p. 255–279, 2004.

SUN, J.; MAHRT, L.; BANTA, R. M.; PICHUGINA, Y. L. Turbulence regimes and turbulence intermittency in the stable boundary layer during cases99. **J. Atmos. Sci.**, e-View, 2011. Doi: 10.1175/JAS-D-11-082.1.

SVENSSON, G.; HOLTSLAG, A. A. M.; KUMAR, V.; MAURITSEN, T.; STEENEVELD, G.; ANGEVINE, W.; BAZILE, E.; BELJAARS, A.; de Bruijn, E.; CHENG, A.; CONANGLA, L.; CUXART, J.; EK, M.; FALK, M.; FREEDMAN, F.; KITAGAWA, H.; LARSON, V.; LOCK, A.; MASSON, V.; PARK, S.; PLEIM, J.; SODERBERG, S.; WENG, W.; ZAMPIERI, M. Evaluation of the diurnal cycle in the atmospheric boundary layer over land as represented by

a variety of single-column models: The second gabl's experiment. **Bound.-Layer Meteor.**, v. 140, p. 177–206, 2011.

TAKENS, F. **Detecting strange attractors in turbulence - Dynamical Systems and Turbulence - Lecture Notes in Mathematics**, v. 898, Warwick 1980. Warwick: Springer Berlin / Heidelberg, 1981. 366-381 p.

TSONIS, A. A.; ELSNER, J. B. The weather attractor over very short scales. **Nature**, v. 333, p. 545–547, 1988.

van de WIEL, B. J. H.; MOENE, A. F.; HARTOGENSIS, O. K.; BRUIN, H. A. R. D.; HOLTSLAG, A. A. M. Intermittent turbulence and oscillations in the stable boundary layer over land. part iii: A classification for observations during cases99. **J. Atmos. Sci.**, v. 60, p. 2509–2522, 2003.

van de WIEL, B. J. H.; MOENE, A. F.; RONDA, R. J.; BRUIN, H. A. R. D.; HOLTSLAG, A. A. M. Intermittent turbulence and oscillations in the stable boundary layer over land. part ii: A system dynamics approach. **J. Atmos. Sci.**, v. 59, p. 2567–2581, 2002.

van de WIEL, B. J. H.; MOENE, A. F.; STEENEVELD, G. J.; HARTOGENSIS, O. K.; HOLTSLAG, A. A. M. Predicting the collapse of turbulence in stably stratified boundary layers. **Flow Turbul. Combust.**, v. 71, p. 251–274, 2007.

van de WIEL, B. J. H.; RONDA, R. J.; MOENE, A. F.; BRUIN, H. A. R. D.; HOLTSLAG, A. A. M. Intermittent turbulence and oscillations in the stable boundary layer over land. part i: A bulk model. **J. Atmos. Sci.**, v. 59, p. 942–958, 2002.

WENG, W.; TAYLOR, P. On modelling the one-dimensional atmospheric boundary layer. **Bound.-Layer Meteor.**, v. 107, p. 371–400, 2003.

WOLF, A.; SWIFT, J. B.; SWINNEY, H. L.; VASTANO, J. A. Determining lyapunov exponents from a time series. **Physica D: Nonlinear Phenomena**, v. 16, p. 285 – 317, 1985.

WYNGAARD, J. C. Modelling the planetary boundary layer - extension to the stable case. **Bound.-Layer Meteor.**, v. 9, p. 441–460, 1975.

XIN, L.; FEI, H.; GANG, L. Characteristics of chaotic attractors in atmospheric boundary-layer turbulence. **Bound.-Layer Meteor.**, v. 99, p. 335–345, 2001.

XUE, M.; DROGEMEIER, K. K.; WONG, V. The advanced regional prediction system (arps) – a multi-scale non-hydrostatic atmospheric simulation and prediction model. part i: Model dynamics and verification. **Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.**, v. 75, p. 161–193, 2000.

ZHANG, D.; ANTHES, R. A. A high-resolution model of the planetary boundary layer – sensitivity tests and comparisons with sesame-79 data. **J. Appl. Meteorol.**, v. 21, p. 1594–1609, 1982.