

**UNIVERSIDADE FEDERAL DE SANTA MARIA
CENTRO DE CIÊNCIAS NATURAIS E EXATAS
CURSO DE GRADUAÇÃO EM FÍSICA**

**MODELO PARA TURBULÊNCIA NA CAMADA LIMITE
ATMOSFÉRICA NOTURNA UTILIZANDO EQUAÇÕES
PROGNÓSTICAS PARA A ENERGIA CINÉTICA
TURBULENTA E FLUXO DE ENERGIA NA FORMA DE
CALOR SENSÍVEL**

MONOGRAFIA

Rafael Maroneze

Santa Maria, RS, Brasil

2014

CFis.B/UFSM, RS

Maroneze, Rafael

Bacharel

2014

**MODELO PARA TURBULÊNCIA NA CAMADA LIMITE
ATMOSFÉRICA NOTURNA UTILIZANDO EQUAÇÕES
PROGNÓSTICAS PARA A ENERGIA CINÉTICA
TURBULENTA E FLUXO DE ENERGIA NA FORMA DE
CALOR SENSÍVEL**

Rafael Maroneze

Monografia apresentada ao Curso de Graduação em Física da
Universidade Federal de Santa Maria (UFSM, RS), como requisito parcial
para obtenção do grau de
Bacharel em Física.

Orientador: Prof. Otávio Costa Acevedo

Santa Maria, RS, Brasil

2014

**Universidade Federal de Santa Maria
Centro de Ciências Naturais e Exatas
Curso de Graduação em Física**

A Comissão Examinadora, abaixo assinada,
aprova a Monografia

**MODELO PARA TURBULÊNCIA NA CAMADA LIMITE ATMOSFÉRICA
NOTURNA UTILIZANDO EQUAÇÕES PROGNÓSTICAS PARA A
ENERGIA CINÉTICA TURBULENTA E FLUXO DE ENERGIA NA
FORMA DE CALOR SENSÍVEL**

elaborada por
Rafael Maroneze

como requisito parcial para obtenção do grau de
Bacharel em Física

COMISSÃO EXAMINADORA:

Otávio Costa Acevedo, Dr.
(Presidente/orientador)

Luiz Eduardo Medeiros, Dr. (UFSM)

Fábio Mallmann Zimmer, Dr. (UFSM)

Santa Maria, 16 de janeiro de 2014.

*O único lugar onde o sucesso vem
antes do trabalho é no dicionário.
(Albert Einstein)*

à meus pais, avós e irmão.

AGRADECIMENTOS

Primeiramente gostaria de agradecer a minha família que sempre me apoiou e incentivou ao longo do curso. Gostaria de agradecer em especial a meus pais Valmir e Rosa que sempre me apoiaram e ajudaram quando mais precisava. Também não posso esquecer de agradecer ao meu colega de quarto e irmão Adriano pelo seu companheirismo.

Gostaria de agradecer aos professores Otávio Acevedo e Felipe Denardin Costa pelas ideias, dedicação, confiança e amizade que foram fundamentais no desenvolvimento deste trabalho. Não existem palavras que possam expressar minha gratidão a vocês.

Também gostaria de agradecer a todos professores os quais fui aluno durante a graduação por sempre me ajudarem e apoiarem ao longo dessa caminhada.

RESUMO

Monografia
Curso de Graduação em Física
Universidade Federal de Santa Maria

MODELO PARA TURBULÊNCIA NA CAMADA LIMITE ATMOSFÉRICA NOTURNA UTILIZANDO EQUAÇÕES PROGNÓSTICAS PARA A ENERGIA CINÉTICA TURBULENTA E FLUXO DE ENERGIA NA FORMA DE CALOR SENSÍVEL

AUTOR: RAFAEL MARONEZE

ORIENTADOR: OTÁVIO COSTA ACEVEDO

Data e Local da Defesa: Santa Maria, 16 de janeiro de 2014.

A determinação dos fluxos turbulentos em condições muito estáveis é feita geralmente através de parametrizações. Neste trabalho os fluxos turbulentos são estimados, utilizando um modelo simplificado, através de equações prognósticas para intensidade turbulenta e para o fluxo de calor sensível. Os resultados indicam que o modelo é capaz de reproduzir tanto o acoplamento atmosférico quanto a intermitência da turbulência em condições muito estáveis.

Palavras-chave: Camada limite estável. Turbulência Estado de acoplamento. Intermitência. Caos.

ABSTRACT

Monografia
Curso de Graduação em Física
Universidade Federal de Santa Maria

TÍTULO EM INGÊS

AUTOR: RAFAEL MARONEZE

ORIENTADOR: OTÁVIO COSTA ACEVEDO

Data e Local da Defesa: Santa Maria, 16 de janeiro de 2014.

The determination of the turbulent fluxes in very stable conditions is done, generally, through parameterizations. In this work the turbulent fluxes are estimated, by using a simplified model, through prognostic equations for the turbulent intensity and the sensible heat flux. The results indicate that the model is able to reproduce both atmospheric coupling and the intermittent character of the turbulence in very stable conditions.

Keywords: Stable boundary layer. Turbulence. Coupling state. Intermittency. Chaos.

LISTA DE FIGURAS

Figura 1 – Representa a evolução temporal das componentes do vento e da temperatura potencial de um escoamento atmosférico noturno acima de uma floresta de araucária localizada em São João do Triunfo, Paraná.	12
Figura 1.1 – Estrutura da camada limite. Adaptado de Stull, 1988	14
Figura 1.2 – Fluxo de energia na forma de calor sensível em função da estabilidade. Adaptado de Mahrt, 1998.	15
Figura 1.3 – Velocidade de fricção na noite do dia 25 para 26 de janeiro de 2001 (COSTA ET AL., 2011)	16
Figura 5.1 – Divisão da camada limite em níveis principais e intermediários. Adaptado Costa (2011).	25
Figura 6.1 – Evolução temporal da temperatura do solo (linha vermelha) e da temperatura do primeiro nível atmosférico (linha verde) para diferentes forçantes mecânicos, identificados por u_g no título de cada painel, considerando 1 nível.	29
Figura 6.2 – Evolução temporal da temperatura do solo (linha vermelha) e da temperatura do primeiro nível atmosférico (linha verde) para diferentes forçantes mecânicos, identificados por u_g no título de cada painel, considerando 3 níveis.	30
Figura 6.3 – Evolução temporal da temperatura do solo (linha vermelha) e da temperatura do primeiro nível atmosférico (linha verde) para diferentes forçantes mecânicos, identificados por u_g no título de cada painel, considerando 5 níveis.	31
Figura 6.4 – Evolução temporal da temperatura nos diferentes níveis atmosféricos para dois forçantes mecânicos diferentes. Em cada painel, a linha inferior representa a temperatura do solo, a linha superior é a temperatura no quinto nível atmosférico e as demais linhas representam os demais níveis atmosféricos (linhas inferiores representam níveis inferiores). ...	32
Figura 6.5 – Evolução temporal da temperatura do solo e dos diferentes níveis atmosféricos para diferentes números de níveis diferentes. Em cada painel, a linha inferior representa a temperatura do solo, a linha superior pontilhada é a temperatura no topo da CLE e as demais linhas representam os demais níveis atmosféricos (linhas inferiores representam níveis inferiores).	33
Figura 6.6 – Evolução temporal da temperatura do solo e dos diferentes níveis atmosféricos para diferentes alturas da CLE. Em cada painel, a linha inferior representa a temperatura do solo, a linha superior pontilhada é a temperatura no topo da CLE e as demais linhas representam os demais níveis atmosféricos (linhas inferiores representam níveis inferiores).	34
Figura 6.7 – Evolução temporal da energia cinética turbulenta no primeiro nível atmosférico para diferentes alturas da CLE.	34
Figura 6.8 – Dependência do menor valor de vento geostrófico necessário para ocorrer a conexão entre a superfície e os níveis atmosféricos superiores em função da altura da CLE utilizadas no modelo.	35
Figura 6.9 – Dependência do menor valor de vento geostrófico necessário para ocorrer a conexão entre a superfície e os níveis atmosféricos superiores em	

	função do número de níveis utilizados no modelo.	35
Figura 6.10	– Evolução temporal da temperatura do solo (em vermelho) e do primeiro nível atmosférico (em verde) para diferentes forçantes mecânicos são apresentadas nos painéis bem a esquerda, os painéis do meio apresentam a evolução da ECT para diferentes forçantes mecânicos, já os painéis da direita apresentam a evolução temporal do fluxo de energia na forma calor sensível para diferentes forçantes mecânicos.	36
Figura 6.11	– Evolução temporal da velocidade de fricção para diferentes valores de vento geostrófico especificados no título de cada painel.	37
Figura 6.12	– Perfis verticais médios da velocidade média do vento (painel superior à esquerda), da temperatura da atmosfera (painel superior à direita) e da velocidade de fricção (painel inferior) para diferentes ventos geostróficos especificados no painel superior à esquerda.	38
Figura 6.13	– Diagrama de bifurcação mostrando a dependência dos máximos locais de ECT com o forçante mecânico no topo da CLE, para diferentes números de níveis (especificados no título de cada painel) utilizados no modelo.	39

LISTA DE ABREVIATURAS E SIGLAS

<i>CLP</i>	Camada Limite Planetária
<i>ECT</i>	Energia Cinética Turbulenta
<i>CLC</i>	Camada Limite Convectiva

SUMÁRIO

RESUMO.....	6
ABSTRACT.....	7
INTRODUÇÃO.....	12
1 ESTRUTURA DA CAMADA LIMITE.....	14
1.1 CAMADA LIMITE ESTÁVEL.....	15
2 EQUAÇÕES BÁSICAS DA CLP.....	17
2.1 PROBLEMA DO FECHAMENTO.....	20
3 MODELO.....	21
4 OBJETIVOS.....	24
5 METODOLOGIA.....	25
6 RESULTADOS.....	29
6.1 -ANÁLISES COMPLEMENTARES.....	36
6.2 -ANÁLISES DE CAOS.....	39
7 CONCLUSÃO.....	41
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS.....	42

INTRODUÇÃO

A camada limite planetária (CLP) é a parte da troposfera onde o escoamento do fluido e os fluxos de momentum, energia na forma de calor sensível e outros são completamente influenciados pela presença da superfície terrestre, tornando-os turbulentos. A turbulência, por sua vez, tem caráter altamente difusivo, ou seja, é um processo extremamente eficiente no transporte e na mistura de quantidades ao longo da CLP, fazendo com que a presença da superfície terrestre seja sentida até o topo da camada limite planetária, que pode ser da ordem de quilômetros.

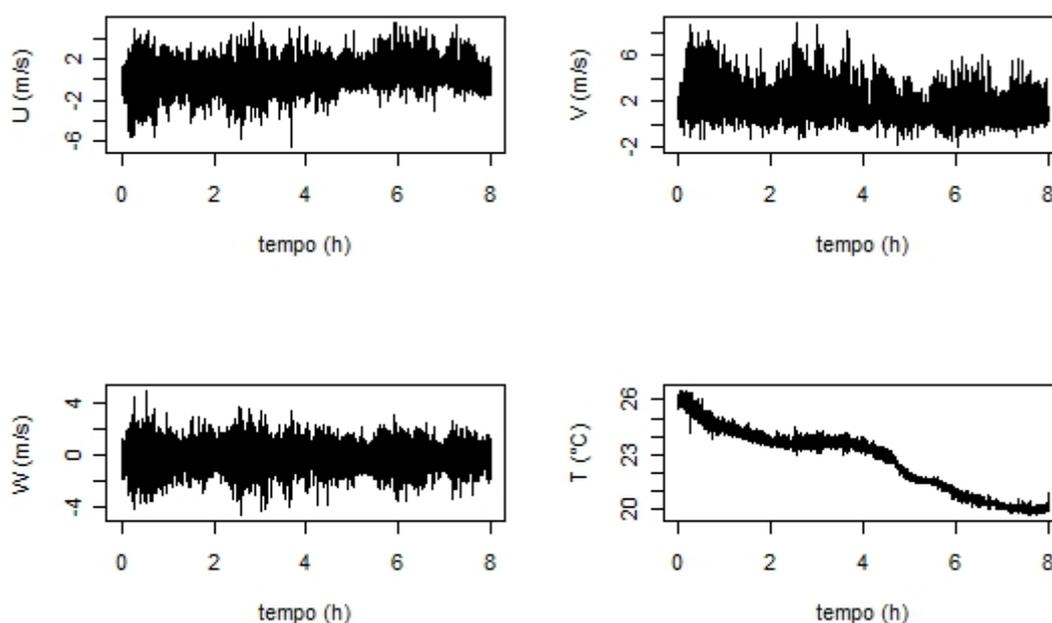


Figura 1: Representa a evolução temporal das componentes do vento e da temperatura potencial de um escoamento atmosférico noturno acima de uma floresta de araucária localizada em São João do Triunfo, Paraná.

Os escoamentos turbulentos são caracterizados por uma enorme variabilidade tanto espacial como temporal das variáveis físicas que os descrevem. Ao observar a figura 1 pode-se ver uma enorme variabilidade temporal de algumas quantidades físicas que descrevem o escoamento do ar na CLP. Tal variabilidade ocorre em torno de uma média bem definida, sendo proporcional à intensidade da turbulência.

A estatística desempenha um papel fundamental no estudo de turbulência na camada limite terrestre, não só pelo fato de permitir decompor as variáveis associadas aos escoamentos em uma parte média e outra turbulenta (Decomposição de Reynolds, como por exemplo, $u = \bar{u} + u'$), mas também pelo fato das covariâncias estatísticas entre as variáveis do escoamento estarem relacionados aos fluxos turbulentos de determinadas

quantidades, como por exemplo $\overline{w'\theta'}$ está associado ao fluxo vertical de energia na forma de calor sensível através da seguinte relação $H = \rho c_p \overline{w'\theta'}$. Por conveniência ao longo desse trabalho a covariância estatística $\overline{w'\theta'}$ será chamada de fluxo de energia na forma de calor sensível.

A energia cinética turbulenta (ECT) é definida como energia cinética por unidade de massa e é dada por $\bar{e} = \frac{1}{2}(\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2})$, onde $\overline{u'^2}$, $\overline{v'^2}$ e $\overline{w'^2}$ representam as variâncias das três componentes turbulentas do vento, o que mostra a importância da estatística no presente estudo, citada no parágrafo anterior. A ECT é uma das quantidades mais importantes utilizadas no estudo de turbulência na camada limite (STULL, 1988).

A estimativa adequada dos fluxos turbulentos em condições muito estáveis ainda é um grande desafio para os modelos numéricos que descrevem o comportamento médio da camada limite estável (CLE). Embora, na média, muitas características do escoamento sejam reproduzidas, a variação intermitente da intensidade da turbulência não é reproduzida por grande parte dos modelos atmosféricos que utilizam teoria K na estimativa dos fluxos turbulentos na CLE. Costa et al. (2011) propuseram um modelo simplificado capaz de reproduzir a ocorrência de eventos de turbulência intermitente. No presente trabalho, este modelo é aprimorado pela inclusão de uma equação prognóstica para o fluxo de energia na forma de calor sensível, e as consequências dessa inclusão são discutidas.

1.1 CAMADA LIMITE ESTÁVEL

A camada limite estável (CLE) é usualmente classificada como fortemente estável ou como fracamente estável (Malhi, 1995; Oyha et al., 1997, Mahrt, 1998). As definições de camada limite fortemente estável ou fracamente estável variam entre os estudos (Marth, 1998).

O regime fracamente estável é caracterizado por um escoamento turbulento mais ou menos contínuo. Já no regime fortemente estável a intensidade da mistura turbulenta é drasticamente reduzida, podendo ser intermitente.

Os regimes da camada limite estável podem ser classificados através da dependência do fluxo de energia na forma de calor sensível com a estabilidade do escoamento, como mostra a figura 1.2. No regime fracamente estável a magnitude do fluxo de energia na forma de calor sensível cresce com a estabilidade do escoamento até atingir um valor máximo. No regime fortemente estável a magnitude do fluxo de energia na forma de calor sensível decresce com o aumento da estabilidade do escoamento, devido à forte redução da atividade turbulenta.

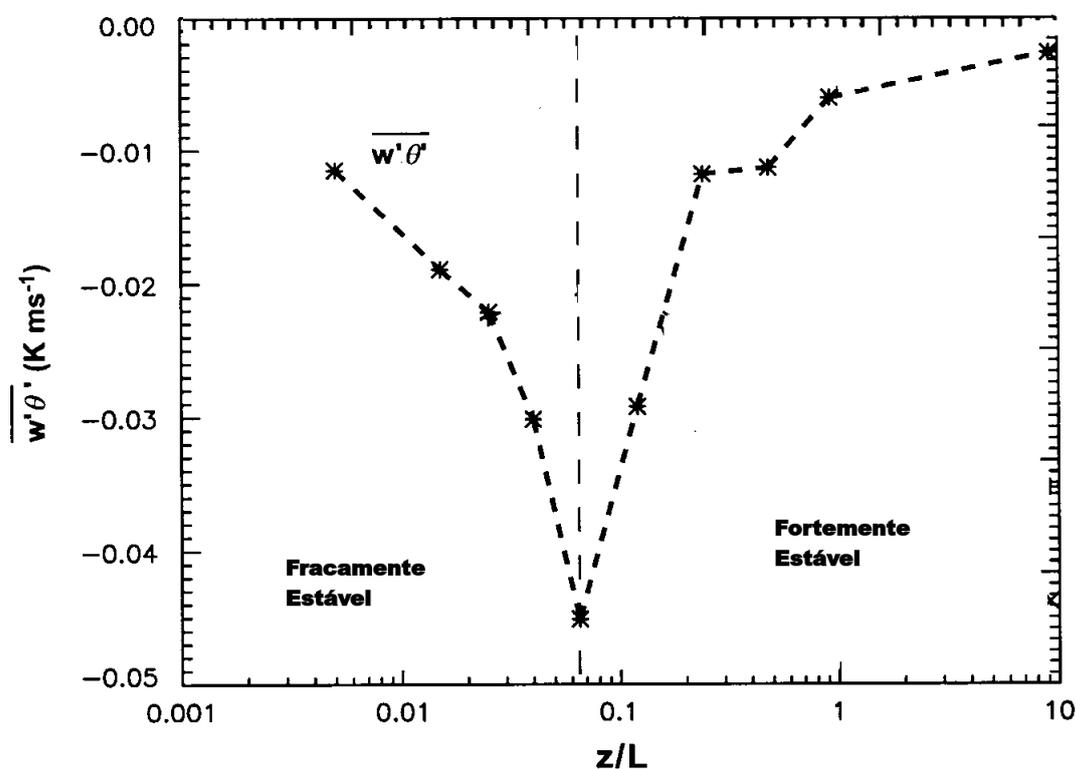


Figura 1.2: Fluxo de energia na forma de calor sensível em função da estabilidade. Adaptado de Mahrt, 1998.

Na CLP pode-se observar o estado de acoplamento ou desacoplamento do ar próximo à superfície e os níveis superiores da atmosfera. Em condições turbulentas, diferentes níveis da atmosfera mantêm-se unidos entre si e o topo da CLP, representando

o estado acoplado. O estado acoplado geralmente coincide com o regime fracamente estável. Quando o forçante mecânico de turbulência é pouco intenso devido à ocorrência de ventos fracos, a superfície tende a desacoplar dos níveis atmosféricos superiores. Já o estado desacoplado coincide com o regime fortemente estável (COSTA, 2011).

Na camada limite estável é frequentemente observado que a turbulência é não contínua no espaço e no tempo. Essa descontinuidade temporal caracteriza a turbulência intermitente, que causa alterações na evolução média da camada limite atmosférica estratificada e que pode resultar em comportamento oscilatório da temperatura do ar, do vento e dos fluxos turbulentos próximos à superfície (VAN DE WIEL ET AL., 2002).

Chama-se intermitência global quando todas as escalas do escoamento turbulento são suprimidas e restabelecidas de maneira sucessiva e não previsível, caracterizando uma alternância entre períodos de turbulência de baixa intensidade ou de turbulência quase inexistente, e períodos turbulentos intensos ao longo de uma mesma noite (figura 1.3) (COSTA ET AL., 2011).

A intermitência global é um fenômeno comum na camada limite muito estável, cuja compreensão e descrição matemática ainda é limitada.

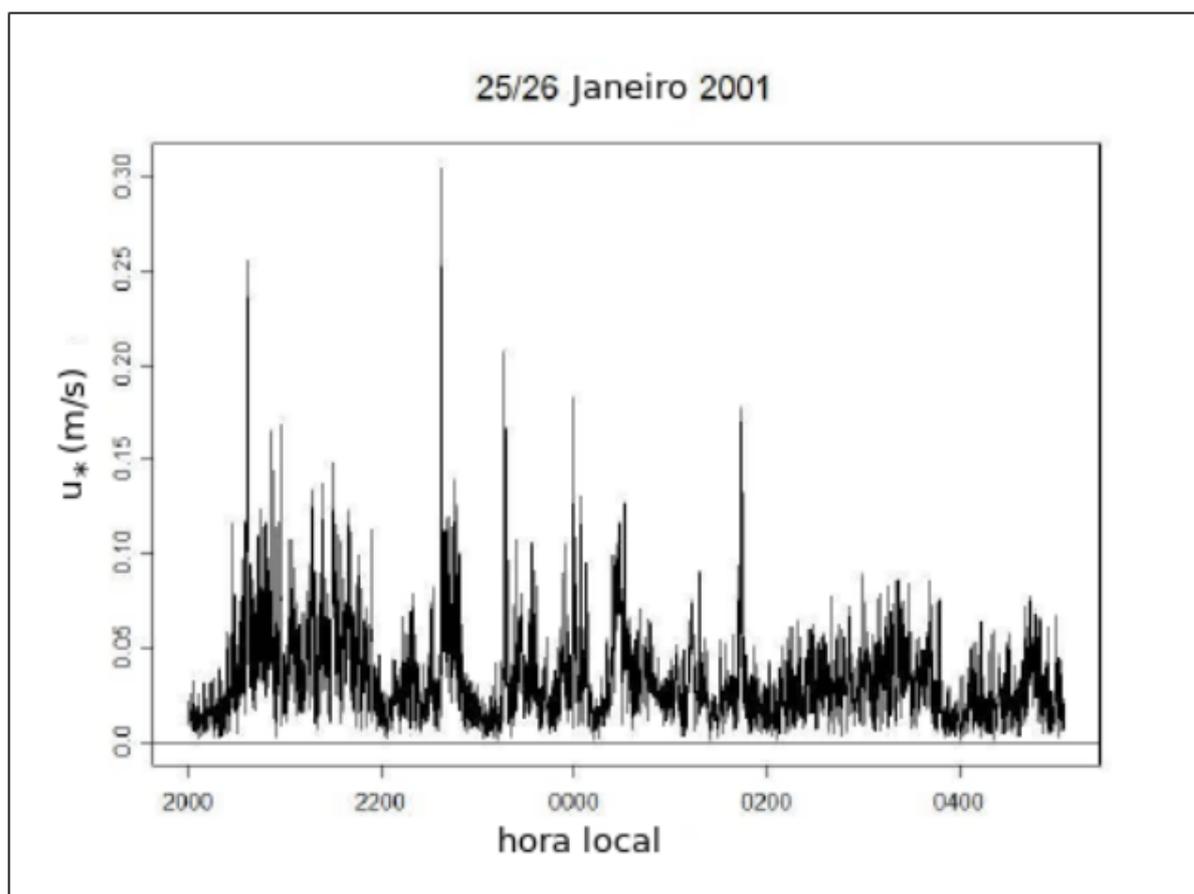


Figura 1.3: Velocidade de fricção na noite do dia 25 para 26 de janeiro de 2001 (COSTA ET AL., 2011) .

2 EQUAÇÕES BÁSICAS DA CLP

Os movimentos atmosféricos obedecem os princípios fundamentais da física, tais como a conservação da energia (1ª lei da termodinâmica), conservação da massa, conservação do momentum (2ª lei de Newton) e a lei dos gases ideais. As leis fundamentais da mecânica de fluídos e da termodinâmica, que governam os movimentos atmosféricos, podem ser expressas em termos de equações diferenciais parciais que envolvem as variáveis do campo (Velocidade do vento, temperatura, umidade, etc) como variáveis dependentes, o espaço e o tempo como variáveis independentes (HOLTON, 2004).

-Equação de estado

O estado dos gases presentes na camada limite, como uma boa aproximação, podem ser descritos pela lei dos gases ideais:

$$p = \rho R' T_v \quad (2.1)$$

onde p é a pressão, ρ é a densidade do ar úmido, R' é constante dos gases para o ar seco ($R' = 287 J.K^{-1}kg^{-1}$) e T_v é a temperatura absoluta virtual que é dada por $T_v = T(1 + 0,6r)$, sendo que r representa a umidade específica.

-Conservação da massa (Equação da continuidade)

A equação da continuidade pode ser dada por:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{V}) = 0 \quad (2.2)$$

Ou

$$\frac{d\rho}{dt} + \rho \nabla \cdot \vec{V} = 0 \quad (2.3)$$

onde \vec{V} é a velocidade do vento. Pode-se dizer que um escoamento é incompressível quando a divergência da velocidade do Vento é nula ($\nabla \cdot \vec{V} = 0$).

- Equação de Navier-Stokes (Segunda Lei de Newton)

A segunda lei de Newton aplicada a um fluído pode ser escrita na notação tensorial como:

$$\underbrace{\frac{\partial U_i}{\partial t}}_I + \underbrace{U_j \frac{\partial U_i}{\partial x_j}}_{II} = \underbrace{-\delta_{i3}g}_{III} - \underbrace{f \varepsilon_{ij3}U_j}_{IV} - \underbrace{\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i}}_V + \underbrace{\frac{1}{\rho} \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j}}_{VI} \quad (2.4)$$

$I \rightarrow$ Variação Euleriana de velocidade.

$II \rightarrow$ Transporte advectivo de velocidade.

$III \rightarrow$ Aceleração da gravidade efetiva. Aceleração da gravidade efetiva é a soma

da aceleração gravitacional com a aceleração centrífuga devido a rotação da Terra, ou seja a Terra é um sistema de referencia não inercial.

IV → Aceleração devido a força de Coriolis, proveniente da rotação da Terra.

V → Aceleração devido ao gradiente de pressão.

VI → Dissipação, devido viscosidade do fluido.

As equações para as componentes da velocidade do vento zonal, meridional e vertical, desconsiderando o termo de dissipação, podem ser escritas respectivamente como:

$$\frac{du}{dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} - fv \quad (2.5)$$

$$\frac{dv}{dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} + fu \quad (2.6)$$

$$\frac{dw}{dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} - g \quad (2.7)$$

O vento geostrófico é definido como o vento horizontal, não acelerado, que resulta de um equilíbrio entre a força devido ao gradiente de pressão (horizontal) e a força de Coriolis. Na micrometeorologia é comum aproximar o termo do gradiente de pressão horizontal utilizando a conceito de vento geostrófico, portanto:

$$fu_g = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} \quad e \quad fv_g = \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} \quad (2.8)$$

,sendo u_g e v_g as componentes do vento geostrófico, respectivamente, zonal e meridional.

A temperatura potencial θ , muitas vezes por conveniência chamada apenas de temperatura do ar ao longo de desse trabalho, de uma parcela de ar é definida como a temperatura que a parcela teria se fosse expandida ou comprimida adiabaticamente de seu estado real de pressão e temperatura a um valor referencia de pressão:

$$\theta = T \left(\frac{p_0}{p} \right)^{\frac{R}{C_p}}$$

-Conservação da energia térmica (1º lei da termodinâmica)

A primeira lei da termodinâmica descreve a conservação da entalpia, com a contribuição tanto da transferência de energia na forma de calor sensível quanto latente. O vapor de água presente no ar não apenas absorve e libera energia na forma de calor sensível associada à sua temperatura, mas também pode absorver e liberar energia na forma de calor latente durante alguma mudança de fase. A equação para a conservação da energia térmica pode ser escrita como:

$$\begin{array}{ccccccc} \frac{\partial \theta}{\partial t} & + & u \frac{\partial \theta}{\partial u} & + & v \frac{\partial \theta}{\partial v} & + & w \frac{\partial \theta}{\partial w} \\ I & & II & & III & & IV \\ & & & & & & V \\ & & & & & & VI \\ & & & & & & VII \end{array} = \nu_{\theta} \nabla^2 \theta - \frac{1}{\rho c_p} \nabla \cdot \vec{Q} - \frac{L_p E}{\rho c_p} \quad (2.9)$$

I → Variação Euleriana da temperatura potencial.

II, III, IV → Transporte advectivo de temperatura potencial.

V → Termo de difusão molecular.

VI → Termo associado a divergência da radiação.

VII → Está associado a liberação de energia na forma de calor latente durante as mudanças de fase.

A partir das equações de conservação de momentum e energia, considerando um ambiente idealizado seco e horizontalmente homogêneo, utilizando a decomposição de Reynolds e aplicando a média de Reynolds, obtem-se as equações para as variáveis médias do escoamento:

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} = f(\bar{v} - v_g) - \frac{\partial(\overline{u'w'})}{\partial z} \quad (2.10)$$

$$\frac{\partial \bar{v}}{\partial t} = -f(\bar{u} - u_g) - \frac{\partial(\overline{v'w'})}{\partial z} \quad (2.11)$$

$$\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial t} = -\frac{\partial(\overline{w'\theta'})}{\partial z} \quad (2.12)$$

Através da definição da energia cinética turbulenta e de algumas manipulações algébricas das equações acima, pode-se escrever uma equação prognóstica para ECT, considerando a turbulência horizontalmente homogênea:

$$\frac{\partial \bar{e}}{\partial t} = \underbrace{-\overline{u'w'} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z}}_I - \underbrace{\overline{v'w'} \frac{\partial \bar{v}}{\partial z}}_II + \underbrace{\frac{g}{\Theta} \overline{w'\theta'}}_III - \underbrace{\frac{\partial}{\partial z} \left[(\overline{w'e'}) + \frac{\overline{p'w'}}{\rho_0} \right]}_IV \underbrace{-\epsilon}_{IV} \quad (2.13)$$

I → Termo associado à produção mecânica de turbulência devido ao cisalhamento do vento.

II → Termo associado à Produção (durante o dia) ou destruição (durante a noite) térmica de turbulência devido à estratificação térmica da CLP.

III → Termo associado ao transporte turbulento de ECT na vertical.

IV → Termo associado à dissipação viscosa de ECT.

De forma análoga à utilizada para a obtenção da equação prognóstica para ECT, podemos obter uma equação prognóstica para o fluxo turbulento de energia na forma de calor sensível. Quando a turbulência é considerada horizontalmente homogênea, esta pode ser escrita como:

$$\frac{\partial \overline{w'\theta'}}{\partial t} = \underbrace{-\overline{w'^2} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z}}_I - \underbrace{\frac{\partial(\overline{w'w'\theta'})}{\partial z}}_II + \underbrace{\frac{\overline{\theta'^2} g}{\Theta}}_III + \underbrace{\frac{1}{\bar{p}} \overline{p' \frac{\partial \theta'}{\partial z}}}_IV \quad (2.14)$$

I → Produção de fluxo de energia na forma de calor sensível devido ao cisalhamento do vento.

II → Fluxo de fluxo de energia na forma de calor sensível.

III → Produção de fluxo de energia na forma de calor sensível devido as flutuações de temperatura.

IV → Destruição de fluxo de calor sensível devido a pressão.

2.1 PROBLEMA DO FECHAMENTO

Ao escrever equações básicas da CLP para as variáveis médias surgem novas incógnitas, associados a momentos estatísticos de segunda ordem. Isto acarreta em um sistema de equações aberto. Assim, qualquer solução deste sistema requer que faça o seu fechamento.

Há duas maneiras para resolver o problema do fechamento:

a) Reduzir o número de incógnitas, através de parametrizações, como a clássica teoria K na qual, em analogia a processos moleculares, os fluxos turbulentos de determinadas quantidades são relacionados aos gradientes médios das quantidades em questão na direção dos fluxos considerados.

b) Escrever equações prognósticas para as incógnitas, através de manipulações algébricas das equações básicas da CLP.

Entretanto, ao escrever as equações prognósticas para os momentos de segunda ordem, surgem incógnitas de terceira ordem. Assim, a solução de escrever equações prognósticas para todas as novas incógnitas nunca resolve o problema do fechamento, pois sempre surgirão novas incógnitas, sempre tendo o número de variáveis maior que o de equações. Portanto, sempre será necessário que os momentos estatísticos de alguma ordem sejam parametrizados em termos dos de ordem mais baixa para que seja possível obter solução (normalmente numérica) para o sistema de equações básicas da CLP para as variáveis médias.

3 MODELO

Em 1979, Blackadar propôs um modelo para descrever a interação entre a superfície do solo e a atmosfera. Nesse modelo, Blackadar resolveu equações prognósticas para as componentes do vento, o ar e a temperatura do solo, sendo a intensidade da turbulência calculada por uma função de estabilidade, que arbitrariamente estabelece a intensidade da turbulência em função de parâmetros como a velocidade do vento e a estratificação térmica.

As equações prognósticas utilizadas no modelo de Blackadar (1979) são dadas por:

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

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

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

$$\frac{\partial \bar{\theta}_g}{\partial t} = \frac{1}{c_g} (I_{\downarrow} - \sigma \bar{\theta}_g^4 - H_0) - k_m (\bar{\theta}_g - \bar{\theta}_m) \quad (3.4)$$

, onde \bar{u} , \bar{v} , $\bar{\theta}$ e $\bar{\theta}_g$ estão relacionadas com as componentes leste-oeste, norte-sul do vento, a temperatura potencial e a temperatura potencial da superfície do solo, respectivamente. As constantes f, u_G e v_G estão associados respectivamente com parâmetro de Coriolis, e com as componentes zonal e meridional do vento geostrófico no topo da camada limite, utilizadas como um forçante mecânico externo ao modelo; σ representa a constante de Stefan-Boltzman; k_m é o coeficiente de transferência de calor; ρ é a densidade do ar; θ_m é temperatura do substrato; H_0 é fluxo de calor sensível superficial que pode ser dado como $H_0 = \rho C_p \overline{w'\theta'}$; C_p é calor específico do ar à pressão constante; c_g é a capacidade térmica da superfície por unidade de área; I_{\downarrow} está associado à 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 no topo da CLP:

$$I_{\downarrow} = \sigma(Q_c + 0,67(1 - Q_c)(1670Q_a)^{0,08})\theta^4 \quad (3.5)$$

Segundo Blackadar a capacidade térmica da superfície por unidade de área pode

ser dada por:

$$c_g = 0.95 \left(\frac{\lambda c_s}{2\omega} \right)^{1/2} \quad (3.6)$$

,sendo λ a condutividade térmica do solo, ω a frequência angular da Terra e c_s a capacidade térmica do solo por unidade de volume.

Em 2011, Costa et al. propuseram um modelo para descrever a interação entre a superfície do solo e a atmosfera na camada limite noturna baseado no modelo de Blackadar (1979). O que difere entre os modelos é o fato de Costa ter acrescentado uma equação prognóstica para a energia cinética Turbulenta (ECT), a qual é utilizada para determinar a intensidade da turbulência através da relação $u_* = (\bar{e}/5.5)^{1/2}$. A equação prognóstica para ECT é dada por:

$$\frac{\partial \bar{e}}{\partial t} = -\overline{u'w'} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} - \overline{v'w'} \frac{\partial \bar{v}}{\partial z} + \frac{g}{\Theta} \overline{w'\theta'} - \frac{\partial}{\partial z} \left[(\overline{w'e'}) + \frac{\overline{p'w'}}{\rho_0} \right] - \epsilon \quad (3.7)$$

onde os dois primeiros termos, que estão relacionados à produção mecânica de turbulência devido ao cisalhamento do vento podem ser parametrizados como Su_*^2 , onde $S = [(\partial u/\partial z)^2 + (\partial v/\partial z)^2]$ é o cisalhamento do vento. O terceiro termo, relacionado à produção ou destruição térmica de turbulência, pode ser parametrizado como $-RiSu_*^2$, onde Ri representa o número de Richardson fluxo local dado por $Ri = -(g/\Theta)(\overline{w'\theta'})/u_*^2 S$. O quarto termo, associado ao transporte de ECT, pode ser parametrizado como $\frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{K_E}{\sigma_E} \frac{\partial \bar{e}}{\partial z} \right)$. Este termo permite trocas entre a CLE e a camada de entrelhecimento. Já o último termo, associado à dissipação molecular de ECT, pode ser parametrizado como $c_\epsilon \frac{u_*^3}{l}$, onde l é o comprimento de mistura dado por $l = kz$, sendo k a constante de Von Kármán. Portanto, a equação (2.6) pode ser reescrita como:

$$\frac{\partial \bar{e}}{\partial t} = Su_*^2 - RiSu_*^2 + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{K_E}{\sigma_E} \frac{\partial \bar{e}}{\partial z} \right) - c_\epsilon \frac{u_*^3}{l} \quad (3.8)$$

Nos trabalhos propostos por Blackadar (1979), McNider et al. (1995) e Costa et al. (2011) os fluxos turbulentos presentes nas equações (3.1), (3.2) e (3.3) são parametrizadas como $-\overline{u'w'} = u_*^2 \cos(\psi)$; $-\overline{v'u'} = u_*^2 \sin(\psi)$, sendo $\psi = \arctan(\bar{v}/\bar{u})$; e $-\overline{w'\theta'} = u_* \theta_*$, com $\theta_* = (k_h/u_*)(\partial \bar{\theta}/\partial z)$.

No presente trabalho, o fluxo de energia na forma de calor sensível será calculado através de uma equação prognóstica, que pode ser escrita como:

$$\frac{\partial \overline{w'\theta'}}{\partial t} = -\overline{w'^2} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} - \frac{\partial \overline{w'w'\theta'}}{\partial z} + \overline{\theta'^2} \frac{g}{\Theta} + \frac{1}{\bar{\rho}} \overline{p' \frac{\partial \theta'}{\partial z}} \quad (3.9)$$

O segundo termo do lado direito da equação acima está relacionado ao fluxo de energia na forma de calor sensível através da relação matemática $\overline{w'w'\theta'} = -K_E \frac{\partial \overline{w'\theta'}}{\partial z}$. O último termo da equação acima é parametrizado usando a ideia de relaxação de pres-

são como uma soma de dois termos, sendo o primeiro proporcional ao próprio fluxo de energia na forma de calor sensível, e o segundo proporcional às flutuações $\left(\frac{1}{\rho} p' \frac{\partial \theta'}{\partial z} = -c_1 \frac{\epsilon}{e} (\overline{w'\theta'}) - c_2 \overline{\theta'^2} \frac{g}{\Theta}\right)$, sendo que c_1 e c_2 são constantes numéricas (THERRY, 1983). Portanto, a equação prognóstica para o fluxo de energia na forma de calor sensível pode ser reescrita como:

$$\frac{\partial \overline{w'\theta'}}{\partial t} = -\overline{w'^2} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial z} \left[K_E \frac{\partial \overline{w'\theta'}}{\partial z} \right] + (1 - c_2) \overline{\theta'^2} \frac{g}{\Theta} - c_1 \frac{\epsilon}{e} (\overline{w'\theta'}) \quad (3.10)$$

Nesse trabalho, a escala de temperatura potencial utilizada será dada por $\theta_* = -\overline{w'\theta'}/u_*$.

Segundo Wyngaard (1975), as variâncias da componente vertical do vento e da temperatura potencial obtidas através da teoria da similaridade de Monin-Obukhov para uma camada limite neutra ou estável podem ser escritas como:

$$\overline{\theta'^2} = 4,0\theta_*^2 \quad (3.11)$$

$$\overline{w'^2} = 1,75u_*^2 \quad (3.12)$$

4 OBJETIVOS

No modelo proposto por Costa et al. (2011), que reproduz a interação entre a superfície do solo e a atmosfera na camada limite noturna, o fluxo de energia na forma de calor sensível é estimado através da teoria K. O fato de estimar o fluxo de energia na forma de calor sensível através da teoria K pode reduzir o número de graus de liberdade do sistema, além de limitar o realismo físico do modelo. Portanto, o objetivo principal desse trabalho é implementar uma equação prognóstica para o fluxo de energia na forma de calor sensível no modelo de modo a acrescentar mais detalhamento físico à solução e analisar como essa incorporação afeta as soluções do sistema.

5 METODOLOGIA

A metodologia empregada para resolver as equações prognósticas (3.1), (3.2), (3.3), (3.4), (3.8) e (3.10) é idêntica à empregada por Costa et al. (2011). Portanto os limites da camada limite são o topo da camada h e a superfície do solo ($z = 0$). Entre esses dois limites são considerados n níveis principais, com o primeiro fixo em $z = 5m$ e os outros igualmente espaçados entre este e o topo da camada limite. Para podermos calcular as equações prognósticas para as componentes do vento e para a temperatura neste níveis principais temos que discretizá-las. Como essas equações dependem explicitamente da divergências dos fluxos de energia na forma de calor sensível e de momentum temos que estimar seus valores nos n níveis principais. Para podermos estimar a divergência dos fluxos nos níveis principais, as equações prognósticas de ECT e do fluxo de energia na forma de calor sensível terão que ser calculadas nos níveis intermediários (z_i), que estão presentes entre os n níveis principais (z). Os níveis intermediários são definidos como $z_{i_n} = (z_n + z_{n-1})/2$. A divisão de camada limite em níveis principais e intermediários pode ser vista na figura 5.1.

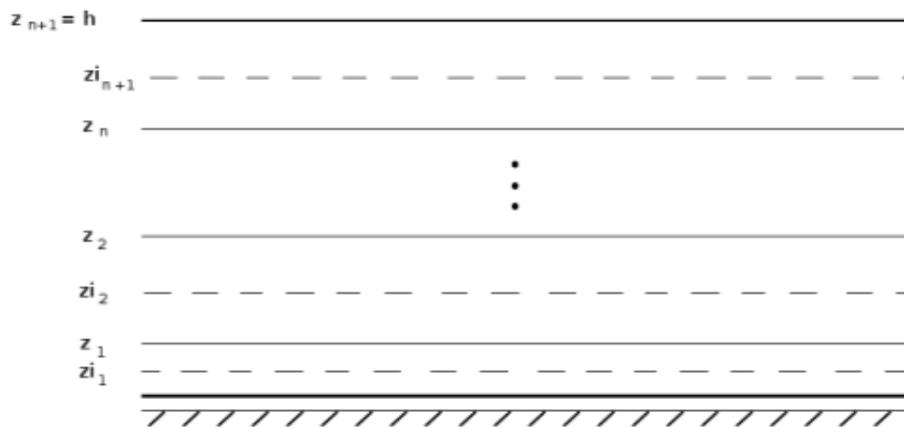


Figura 5.1: Divisão da camada limite em níveis principais e intermediários. Adaptado Costa (2011).

O método numérico empregado para resolver as equações prognósticas é o Runge-Kutta de quarta ordem. No topo da camada, as variáveis são assumidas como constantes, $\bar{u}(t, h) = u_G(t, h) = v_g$, $\bar{\theta}(t, h) = \Theta$, sendo $\Theta = 300K$. A temperatura do substrato θ_m é considerada como 285K.

No primeiro nível, a condição inicial para a componente zonal do vento é $u(t, z_1) = 0, 1m/s$, sendo assumido que esta varia linearmente entre este nível até o topo da camada.

Para a componente meridional, a condição inicial para todos os níveis é $v(t, z) = v_G = 0$. A condição inicial para a temperatura do solo e a temperatura potencial do ar em todos os níveis é $\bar{\theta}_g = \Theta$ e $\bar{\theta}(0, z_n) = \Theta$. Para ECT o valor inicial dado é igual para

todos os níveis intermediários, sendo este o valor mínimo que pode ser assumido pela ECT, $\bar{e}(0, z_i) = 0,005m^2/s^2$.

O sistema de equações que será resolvido é dado por:

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} = f(\bar{v}_i - v_G) + \frac{(u_{*i+1}^2 \cos(\psi_{i+1}) - u_{*i}^2 \cos(\psi_i))}{z_{i+1} - z_i} \quad (5.1)$$

$$\frac{\partial \bar{v}_i}{\partial t} = -f(\bar{u}_i - u_G) + \frac{(u_{*i+1}^2 \sin(\psi_{i+1}) - u_{*i}^2 \sin(\psi_i))}{z_{i+1} - z_i} \quad (5.2)$$

$$\frac{\partial \bar{\theta}_i}{\partial t} = -\frac{(\overline{w'\theta'})_{i+1} - (\overline{w'\theta'})_i}{z_{i+1} - z_i} \quad (5.3)$$

$$\frac{\partial \bar{\theta}_g}{\partial t} = \frac{1}{c_g} (I_{\downarrow} - \sigma \bar{\theta}_g^4 - H_0) - k_m (\bar{\theta}_g - \bar{\theta}_m) \quad (5.4)$$

$$\frac{\partial \bar{e}_i}{\partial t} = S_i u_{*i}^2 - R_i S_i u_{*i}^2 + \frac{T_i - T_{i-1}}{z_i - z_{i-1}} - \frac{c_{\epsilon} (\bar{e}_i/5.5)^{3/2}}{k z_i} \quad (5.5)$$

$$\frac{\partial \overline{w'\theta'}_i}{\partial t} = -\overline{w'^2}_i \left[\frac{\bar{\theta}_i - \bar{\theta}_{i-1}}{z_i - z_{i-1}} \right] + (1 - c_2) \overline{\theta'^2}_i \frac{g}{\Theta} - \frac{T_{Wi} - T_{Wi-1}}{z_i - z_{i-1}} - c_1 \frac{c_{\epsilon} (\bar{e}_i/5.5)^{3/2}}{k z_i \bar{e}_i} (\overline{w'\theta'})_i \quad (5.6)$$

O termo de transporte turbulento vertical de ECT (T_i) deve ser calculado nos níveis principais, através das seguintes equações,

$$T_i = \frac{5.5 K_{Ei+1} + K_{Ei}}{\sigma_E} \frac{(u_{*i+1}^2 - u_{*i}^2)}{z_{i+1} - z_i} \quad (5.7)$$

Assumindo, que u_* tende a zero no topo da camada limite, o termo de transporte T_i para o topo da CLE deve ser escrito como,

$$T_i = \frac{5.5 K_{Ei}}{\sigma_E} \frac{(-u_{*i}^2)}{h - z_i} \quad (5.8)$$

O termo de fluxo de energia na forma de calor sensível (T_{Wi}) deve ser calculado nos níveis principais, através das seguintes equações,

$$T_{Wi} = 5.5 \frac{K_{Ei+1} + K_{Ei}}{2} \frac{[(\overline{w'\theta'})_{i+1} - (\overline{w'\theta'})_i]}{z_{i+1} - z_i} \quad (5.9)$$

O termo T_{Wi} para o topo da CLE deve ser escrito como,

$$T_{Wi} = 5.5 \frac{K_{Ei}}{2} \frac{[-(\overline{w'\theta'})_i]}{h - z_i} \quad (5.10)$$

O número de Richardson fluxo local Ri e o cisalhamento do vento S , são calculados nos níveis intermediários. O número de Richardson é dado por:

$$Ri_i = -\frac{g}{\Theta} \frac{(\overline{w'\theta'})_i}{u_{*i}^2 S_i} \quad (5.11)$$

O cisalhamento do vento em todos os níveis intermediários é dado por:

$$S_i = \frac{[(u_i - u_{i-1})^2 + (v_i - v_{i-1})^2]}{z_i - z_{i-1}} \quad (5.12)$$

O coeficiente de difusão K_E é dado por:

$$K_{Ei} = kz_i \left(\frac{\bar{e}_i}{5.5} \right)^{1/2} \quad (5.13)$$

A tabela abaixo apresenta as constantes e variáveis utilizadas no modelo:

\bar{u}	componente zonal do vento	variável prognóstica
\bar{v}	componente meridional do vento	variável prognóstica
$\bar{\theta}$	temperatura do ar	variável prognóstica
$\bar{\theta}_g$	temperatura do solo	variável prognóstica
\bar{e}	energia cinética turbulenta	variável prognóstica
u_g	componente zonal do vento geostrófico	parâmetro externo
$\overline{w'\theta'}$	fluxo de energia na forma de calor sensível	variável prognóstica
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	-
θ_*	escala de temperatura	-
Ri	número de Richardson local	-
S	cisalhamento do vento local	-
K_m	coeficiente de difusão	-
K_E	coeficiente de difusão de ECT	-
T	termo de transporte	-
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	$7,27 \times 10^{-5} rad s^{-1}$
k	constante de Von Kármán	0,4
σ_E	número de Prandtl turbulento para ECT	2,5

v_g	componente meridional do vento geostrófico	$0m\ s^{-1}$
c_ϵ	constante	0,07
E_0	valor mínimo assumido de ECT	$0,005m^2s^{-2}$
c_1	constante	0,63
c_2	constante	0,60
c_p	calor específico do ar à pressão constante	$1005Jkg^{-1}K^{-1}$
ρ	densidade do ar	$1,225Kg\ m^{-3}$
f	parâmetro de Coriolis	$1 \times 10^{-4}s^{-1}$ (para $\phi = 45$)

A tabela abaixo apresenta os parâmetros que representam um solo de turfa seca:

ρ_s	densidade do solo	$0,30 \times 10^3Kg\ m^{-3}$
λ	condutividade térmica do solo	$0,06W\ m^{-1}K^{-1}$
c_s	calor específico do solo	$1,92 \times 10^3JKg^{-1}K^{-1}$

6 RESULTADOS

Na presente seção será realizada uma análise dos resultados obtidos nas simulação utilizando diferentes números de níveis, diferentes alturas da CLE e diferentes forçantes mecânicos, com as correspondentes comparações.

- Resultados obtidos considerando apenas um nível.

A figura 6.1 apresenta as séries temporais da temperatura do solo (em vermelho) e do único nível atmosférico (em verde), para diferentes forçantes mecânicos, representados pelo vento geostrófico. Para forçantes mecânicos de baixa intensidade, nesse caso ventos geostróficos menores que $2,6 \text{ m s}^{-1}$, o modelo reproduz o estado desacoplado, podendo se observar a ocorrência de eventos intermitentes periódicos, que causam flutuações instantâneas tanto na temperatura do solo como do ar. Essas flutuações ocorrem de modo que os máximos locais da série de temperatura do solo são acompanhados de mínimos locais na temperatura do ar. Nesse caso, as camadas de ar próximas à superfície permanecem desacopladas dos níveis superiores da CLE. Este fenômeno ocorre devido ao forçante mecânico existente não ser suficiente para manter a camada turbulenta, de forma que a superfície esfria-se intensamente sem que este resfriamento seja transferido para o ar, que permanece quente.

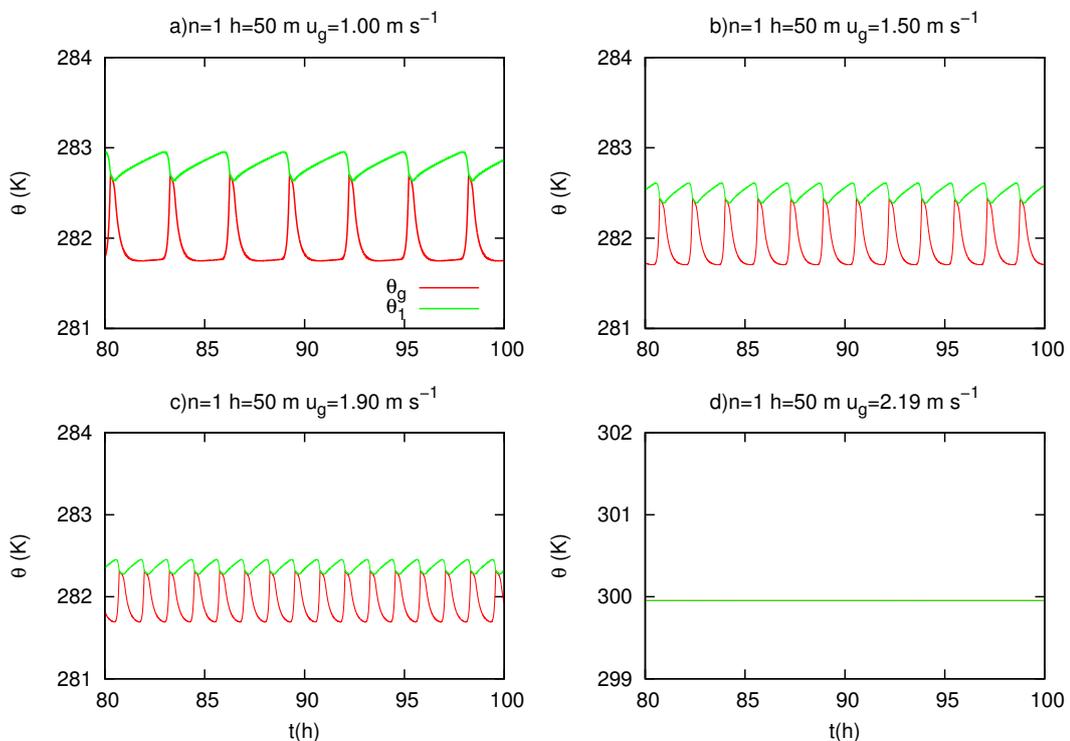


Figura 6.1: Evolução temporal da temperatura do solo (linha vermelha) e da temperatura do primeiro nível atmosférico (linha verde) para diferentes forçantes mecânicos, identificados por u_g no título de cada painel, considerando 1 nível.

Para forçantes mecânicos (vento geostrófico no topo da CLE) maiores ou iguais a 2.6ms^{-1} o modelo reproduz o estado acoplado. Isso ocorre devido ao forçante mecânico ser suficientemente intenso para manter a camada turbulenta. Nesse estado, pode se observar que tanto a temperatura do solo como da atmosfera são bem maiores que as simuladas no caso desacoplado, devido à troca turbulenta fazer que a superfície do solo seja influenciada pelo ar imediatamente acima, mais quente.

- Resultados obtidos considerando três níveis.

A figura 6.2 apresenta as séries temporais da temperatura do solo (em vermelho) e do primeiro nível atmosférico (em verde) para diferentes forçantes mecânicos. Os resultados obtidos são parecidos com os obtidos utilizando um único nível atmosférico, pois o modelo reproduz os eventos intermitentes no estado desacoplado e o estado acoplado continua sendo reproduzido, porém é necessário um forçante mecânico mais intenso para que isso ocorra, em relação ao utilizado no modelo com um único nível. A principal diferença observada ao utilizar três níveis atmosféricos é a ocorrência de eventos intermitentes não periódicos para determinados valores de vento geostrófico, como por exemplo $2,19\text{ms}^{-1}$ (figura 6.2d). Para outros valores de forçante mecânico, como $1,9\text{ms}^{-1}$, (figura 6.2c) observa-se eventos periódicos, semelhantes aos observados com um nível.

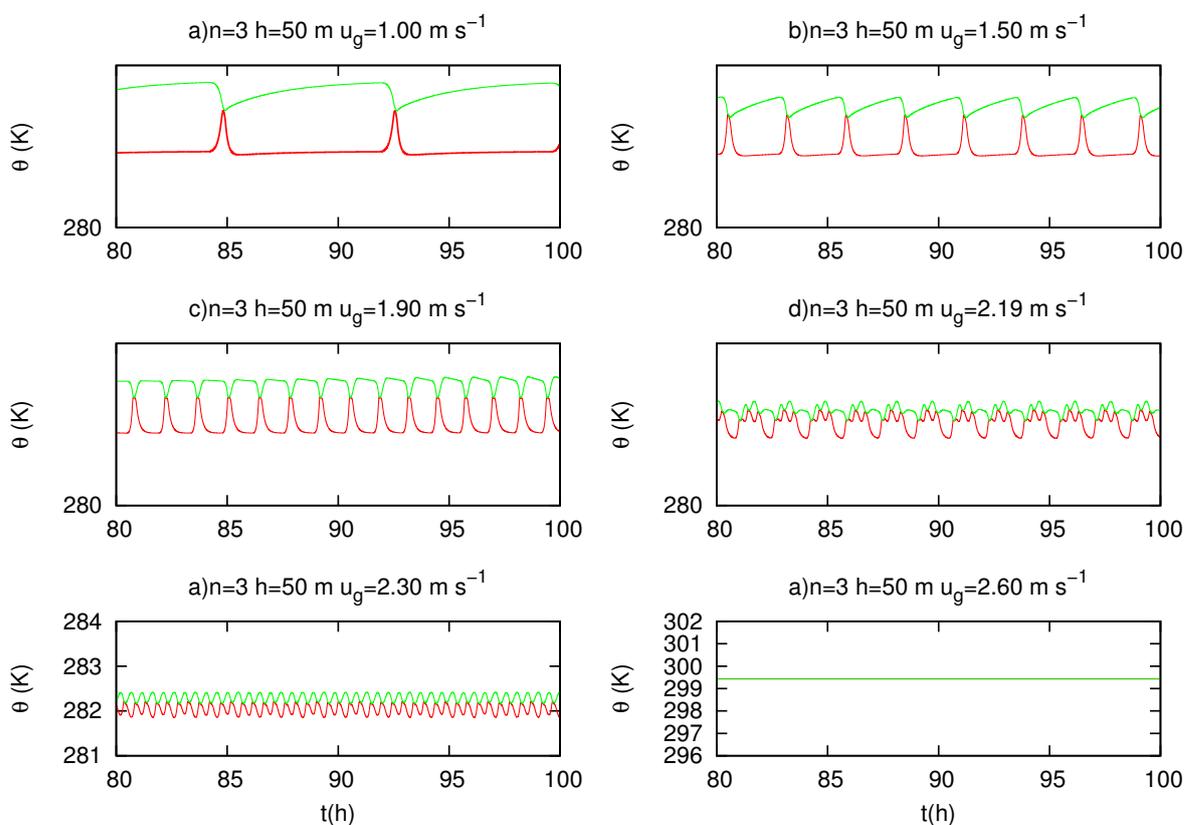


Figura 6.2: Evolução temporal da temperatura do solo (linha vermelha) e da temperatura do primeiro nível atmosférico (linha verde) para diferentes forçantes mecânicos, identificados por u_g no título de cada painel, considerando 3 níveis.

Ao analisar a figura 6.2, podemos observar que a amplitude da temperatura nos casos de eventos intermitentes periódicos é maior que nos eventos intermitentes não periódicos (figuras 6.2c, 6.2d e 6.2e).

- Resultados obtidos considerando cinco níveis.

A figura 6.3 apresenta as séries temporais da temperatura do solo (em vermelho) e do primeiro nível atmosférico (em verde) para diferentes forçantes mecânicos. Como nos casos com 1 e 3 níveis atmosféricos, o modelo reproduz eventos intermitentes no estado desacoplado e o estado acoplado continua sendo reproduzido, porém para forçantes mecânicos ainda mais intensos que os utilizados nos modelos com menos níveis.

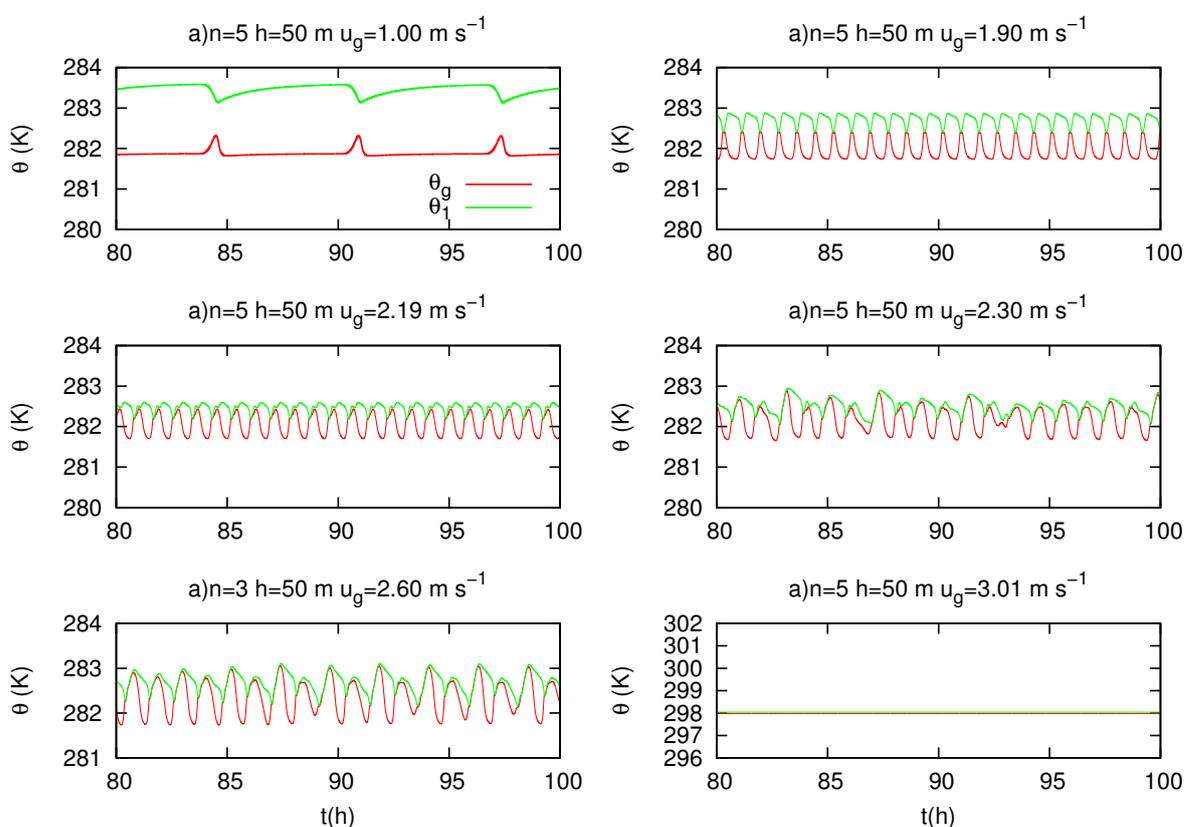


Figura 6.3: Evolução temporal da temperatura do solo (linha vermelha) e da temperatura do primeiro nível atmosférico (linha verde) para diferentes forçantes mecânicos, identificados por u_g no título de cada painel, considerando 5 níveis.

A variação vertical das séries de temperatura pode ser observada na figura 6.4. Para ventos geostróficos moderados, como $2,3 \text{ m s}^{-1}$ (figura 6.4b), as flutuações decorrentes dos eventos intermitentes ocorrem de modo que os máximos locais da série da temperatura do solo são acompanhados de máximos locais da temperatura do primeiro nível, efeito contrario ao que acontece para ventos de menor intensidade (figura 6.4a). Quando o vento geostrófico é pouco intenso, os eventos são restritos à parte inferior da atmosfera. Assim, cada evento transfere ar frio para cima, aumentando a temperatura

do solo e diminuindo a temperatura do primeiro nível. Todavia, à medida que o vento aumenta, os eventos começam a chegar a níveis mais elevados. Logo, os eventos trarão ar quente dos altos níveis para as porções inferiores da atmosfera e jogarão ar frio para cima, simultaneamente. É interessante notar que nos dois casos analisados na figura 6.4 os níveis mais altos da atmosfera permanecem não turbulentos. Isto é uma característica do estado desacoplado, pois quando a turbulência se espalha verticalmente por toda a CLE, há o acoplamento e a intermitência não mais ocorre.

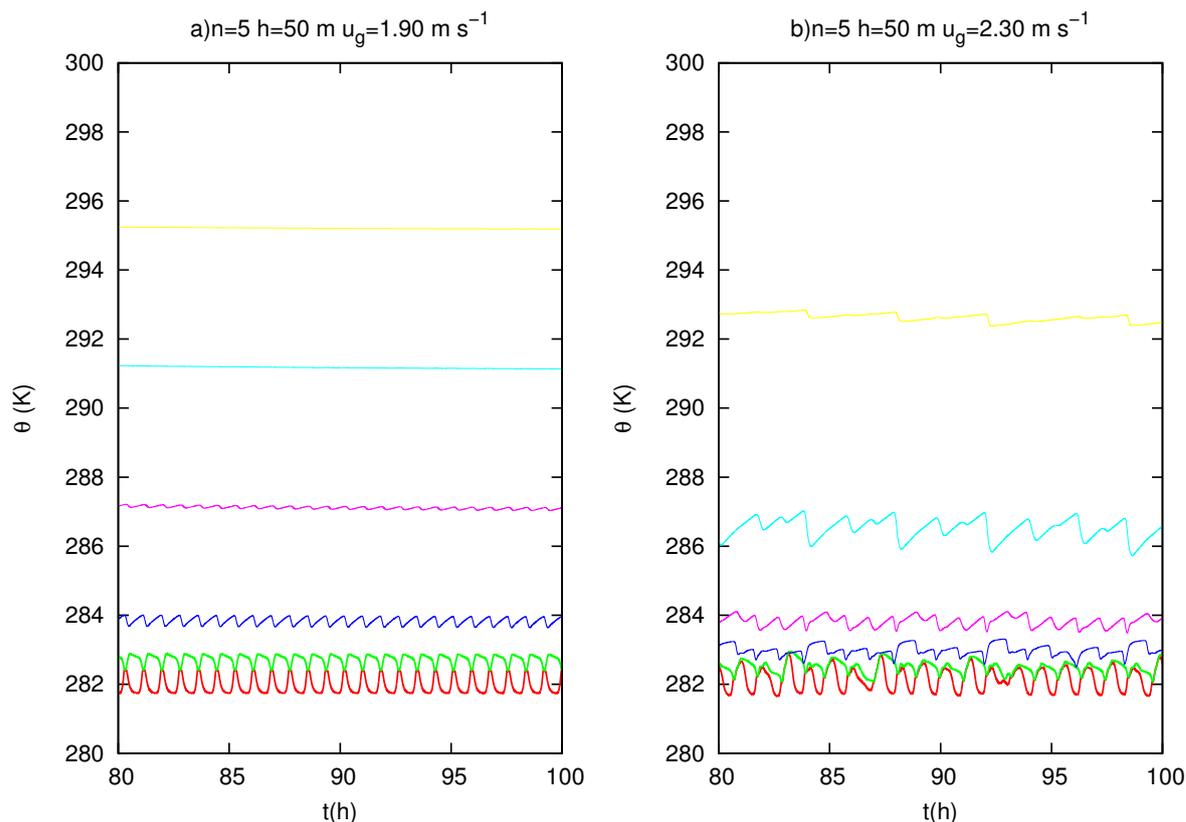


Figura 6.4: Evolução temporal da temperatura nos diferentes níveis atmosféricos para dois forçantes mecânicos diferentes. Em cada painel, a linha inferior representa a temperatura do solo, a linha superior é a temperatura no quinto nível atmosférico e as demais linhas representam os demais níveis atmosféricos (linhas inferiores representam níveis inferiores).

- Comparação entre os resultados obtidos com três e cinco níveis.

Com três níveis o modelo já começa a reproduzir eventos intermitentes não periódicos, sendo possível perceber que os eventos não causam grandes flutuações na temperatura dos níveis atmosféricos mais altos (figura 6.5). Ao utilizar cinco níveis as soluções tornam-se mais complexas, apresentando mais modos de oscilações e a amplitudes dos eventos aumentam. As maiores flutuações são vistas na temperatura do solo, e, geralmente, as flutuações da temperatura do ar são maiores nos níveis atmosféricos inferiores, como pode ser visto na figura 6.5b. A partir deste momento, para analisar outras características do modelo, a análise focará no caso com 5 níveis, que apresenta maior complexidade das soluções, e permite uma melhor análise da distribuição vertical

das variáveis.

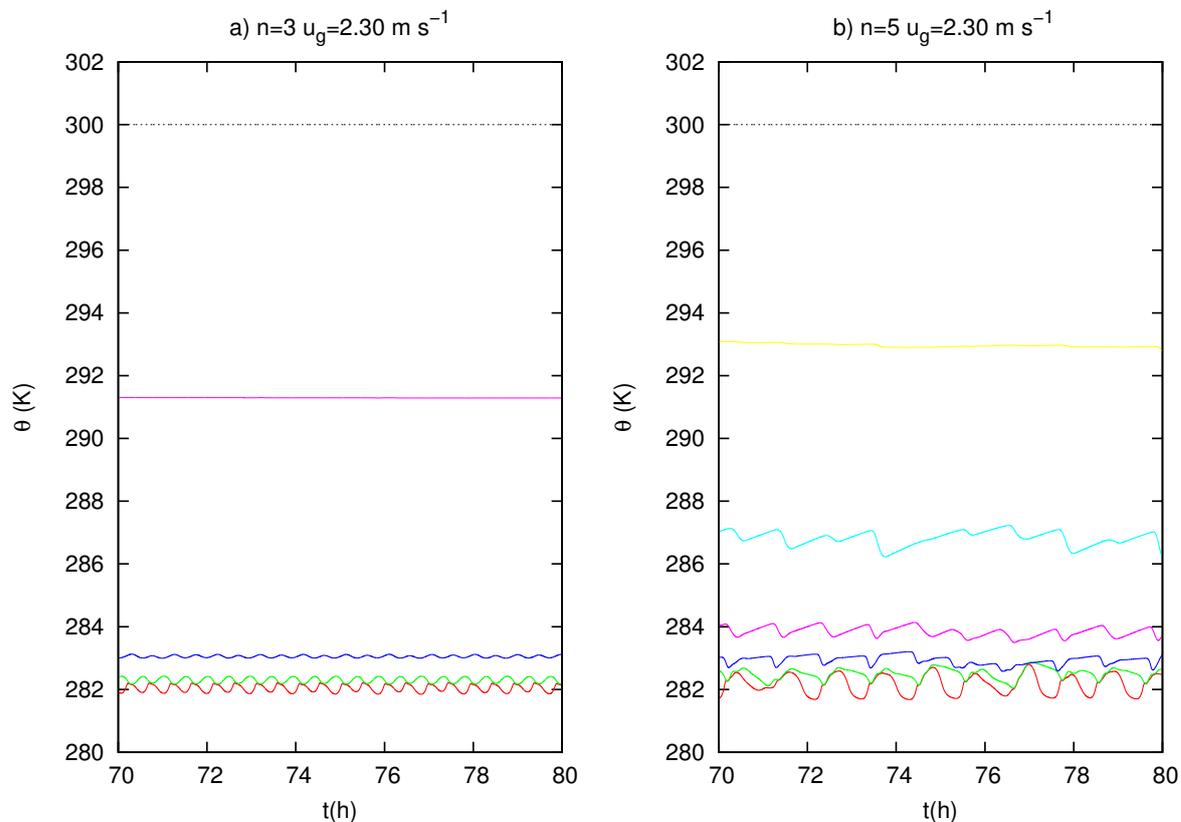


Figura 6.5: Evolução temporal da temperatura do solo e dos diferentes níveis atmosféricos para diferentes números de níveis diferentes. Em cada painel, a linha inferior representa a temperatura do solo, a linha superior pontilhada é a temperatura no topo da CLE e as demais linhas representam os demais níveis atmosféricos (linhas inferiores representam níveis inferiores).

- Influencia da altura da CLE

A figura 6.6 apresenta as séries temporais da temperatura do solo e dos níveis atmosféricos considerando diferentes alturas para CLE. Podemos observar que quanto maior a altura da CLE mais próximas ficam a temperatura dos níveis atmosféricos inferiores. Para camadas rasas, os eventos intermitentes são periódicos (figuras 6.6a e 6.6b), já para as camadas mais profundas com alturas especificadas na figuras 6.6c e 6.6d, os eventos intermitentes ocorrem de forma não periódica. Portanto a altura da CLE é um fator determinante na periodicidade dos eventos intermitentes.

A figura 6.7 mostra a evolução temporal da energia cinética turbulenta no primeiro nível atmosférico, utilizando um vento geostrófico no topo da camada de $2,3 \text{ m s}^{-1}$, para diferentes alturas da CLE. No painel 6.7c se pode observar a ocorrência de alguns eventos muito mais energéticos que os apresentados nas figuras 6.7a, 6.7b e 6.7d, caracterizando a variabilidade inerente a uma solução não periódica do sistema.

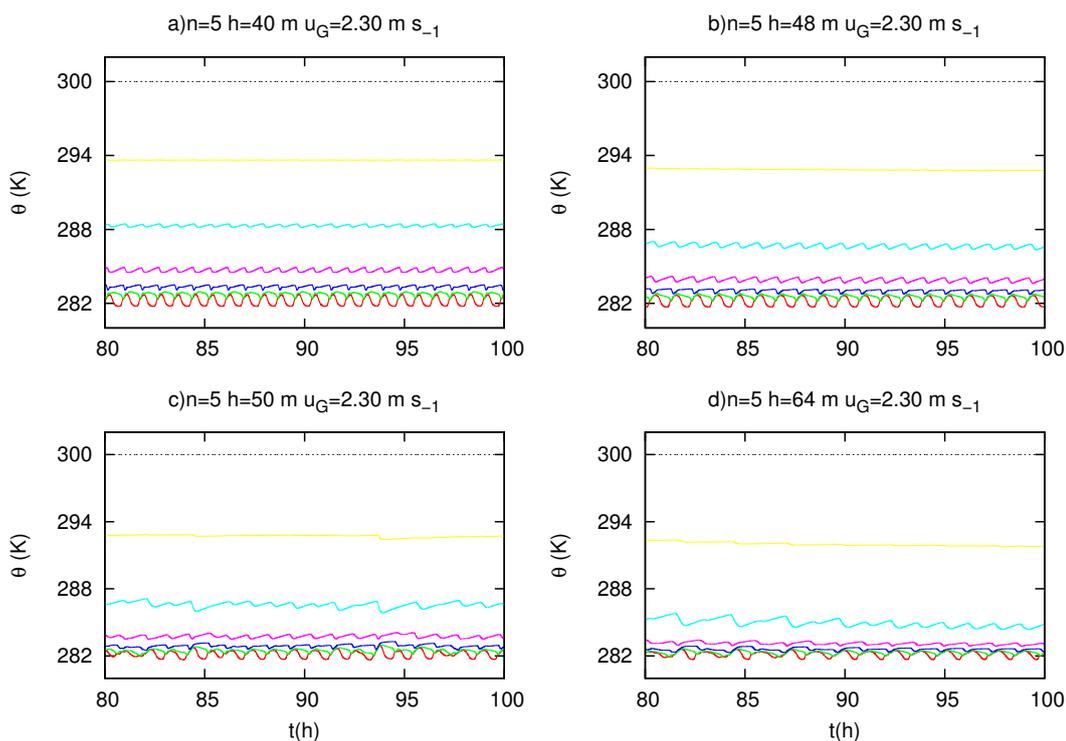


Figura 6.6: Evolução temporal da temperatura do solo e dos diferentes níveis atmosféricos para diferentes alturas da CLE. Em cada painel, a linha inferior representa a temperatura do solo, a linha superior pontilhada é a temperatura no topo da CLE e as demais linhas representam os demais níveis atmosféricos (linhas inferiores representam níveis inferiores).

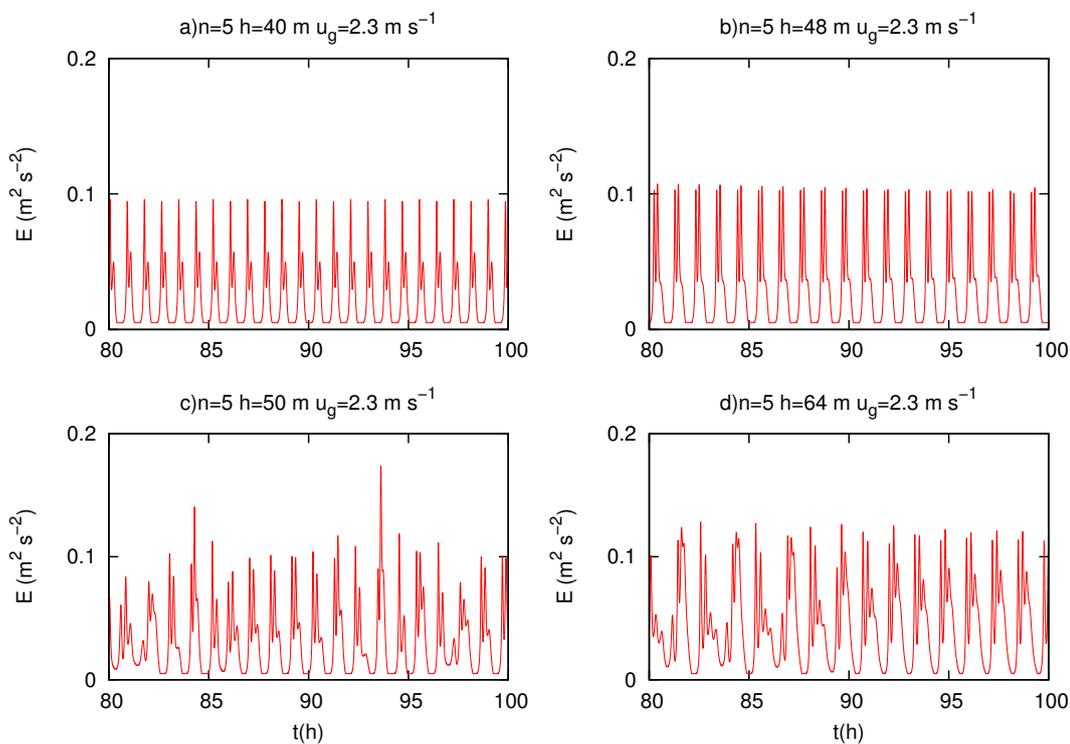


Figura 6.7: Evolução temporal da energia cinética turbulenta no primeiro nível atmosférico para diferentes alturas da CLE.

O vento geostrófico mínimo para ocorrer a conexão entre a superfície e os níveis atmosféricos superiores depende da altura da CLE. Esta dependência, para um modelo com 5 níveis, é apresentada na figura 6.8, bastante semelhante à obtida por Costa et al. (2011), com um modelo mais simples que o empregado no presente estudo.

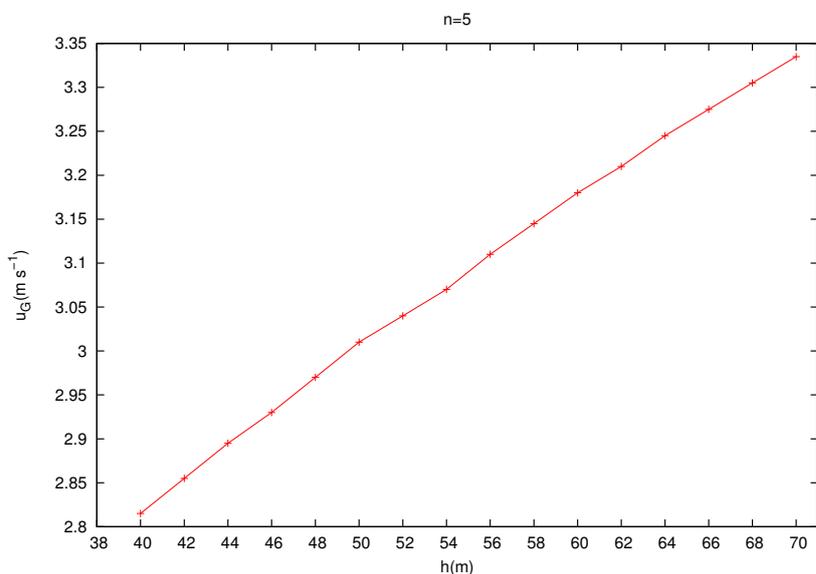


Figura 6.8: Dependência do menor valor de vento geostrófico necessário para ocorrer a conexão entre a superfície e os níveis atmosféricos superiores em função da altura da CLE utilizadas no modelo.

Considerando uma espessura da CLE fixa de 50 m, o vento geostrófico mínimo para a conexão entre a superfície e os níveis atmosféricos superiores aumenta com o número de níveis utilizados (figura 6.9).

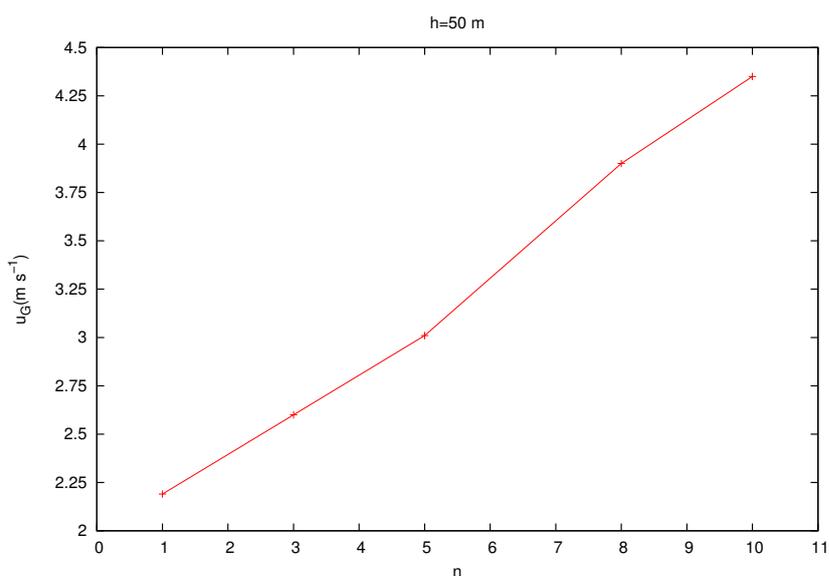


Figura 6.9: Dependência do menor valor de vento geostrófico necessário para ocorrer a conexão entre a superfície e os níveis atmosféricos superiores em função do número de níveis utilizados no modelo.

6.1 -ANALISES COMPLEMENTARES

Nesta seção, serão apresentados os resultados obtidos nas simulações computacionais com cinco níveis e altura da CLE de 50 m. Os resultados obtidos pelo modelo quando a velocidade do vento no topo é $1,0 \text{ m s}^{-1}$ e $2,3 \text{ m s}^{-1}$ estão apresentados nas duas linhas superiores da figura 6.10, mostrando situações de desacoplamento entre a superfície e os níveis mais altos da atmosfera.

Esse fenômeno ocorre devido ao forçante mecânico existente não ser suficiente para manter a camada completamente turbulenta na vertical, de forma que a superfície esfria-se intensamente sem ser afetada pela camada mais quente logo acima. O fluxo de energia na forma de calor sensível é pouco intenso, assim como a intensidade da turbulência, mas é interessante notar que neste caso todas as variáveis tem um caráter oscilatório, ou seja há ocorrência de intermitência.

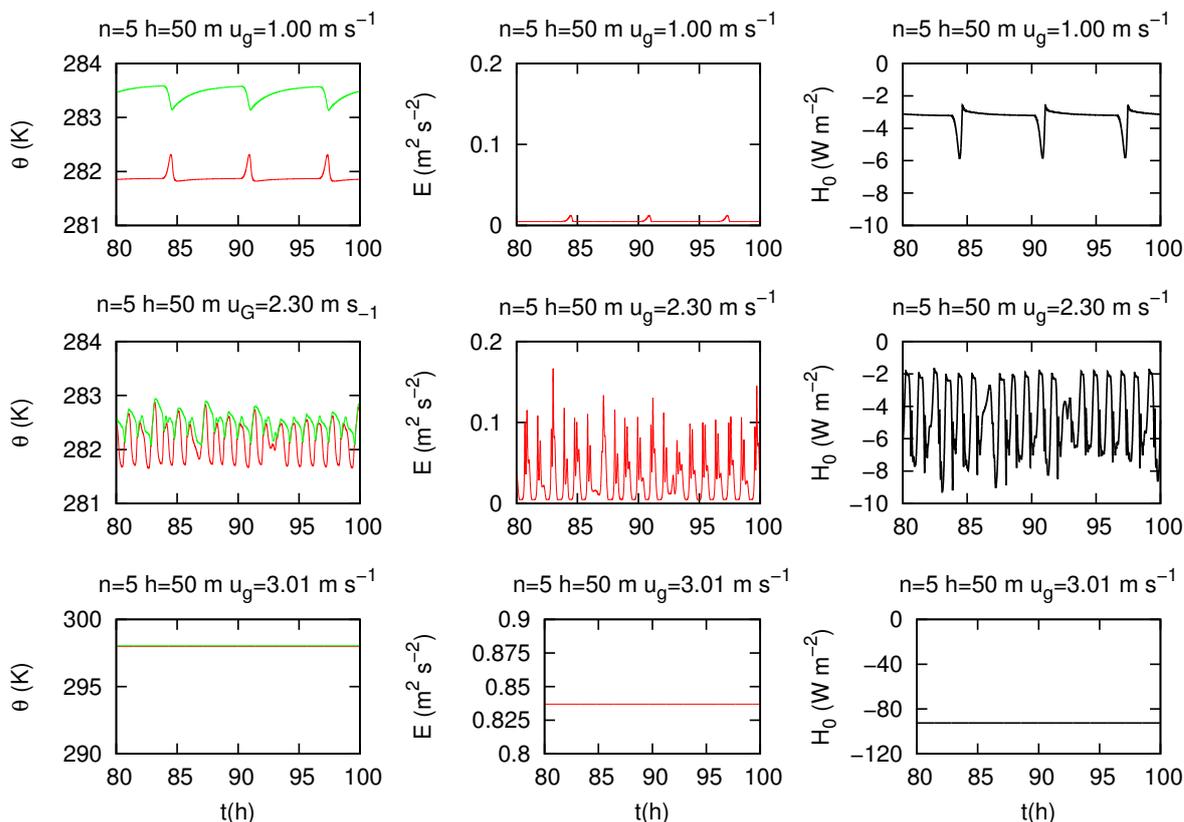


Figura 6.10: Evolução temporal da temperatura do solo (em vermelho) e do primeiro nível atmosférico (em verde) para diferentes forçantes mecânicos são apresentadas nos painéis bem a esquerda, os painéis do meio apresentam a evolução da ECT para diferentes forçantes mecânicos, já os painéis da direita apresentam a evolução temporal do fluxo de energia na forma calor sensível para diferentes forçantes mecânicos.

O resultado obtido quando velocidade do vento no topo é de $3,01 \text{ m s}^{-1}$, representado na linha inferior da figura 6.10, mostra que o modelo reproduz uma situação de acoplamento entre a superfície e os níveis mais altos da atmosfera.

Isso ocorre porque o forçante mecânico existente é suficiente para manter a camada

turbulenta em todos os níveis verticais. Nesse estado, pode se observar que tanto a temperatura do solo como a da atmosfera aumentam intensamente, pois as camadas de ar mais quentes em níveis superiores passam a influenciar o que ocorre na superfície. Ao mesmo tempo, os fluxos turbulentos são mais intensos, assim como a própria intensidade da turbulência. Não há oscilações das variáveis nesse caso.

Outro fato importante de ser salientado é que, tanto no estado acoplado como no estado desacoplado, a temperatura da atmosfera é superior à da superfície. Isto está de acordo com dados experimentais noturnos.

Assim como a energia cinética turbulenta, a velocidade de fricção pode ser utilizada para quantificar a intensidade da turbulência. A figura 6.11 apresenta a evolução temporal da velocidade de fricção para diferentes valores de vento geostrófico. Nota-se a diversidade de regimes, com soluções periódicas diversas, não periódicas, ou constantes, no caso de acoplamento.

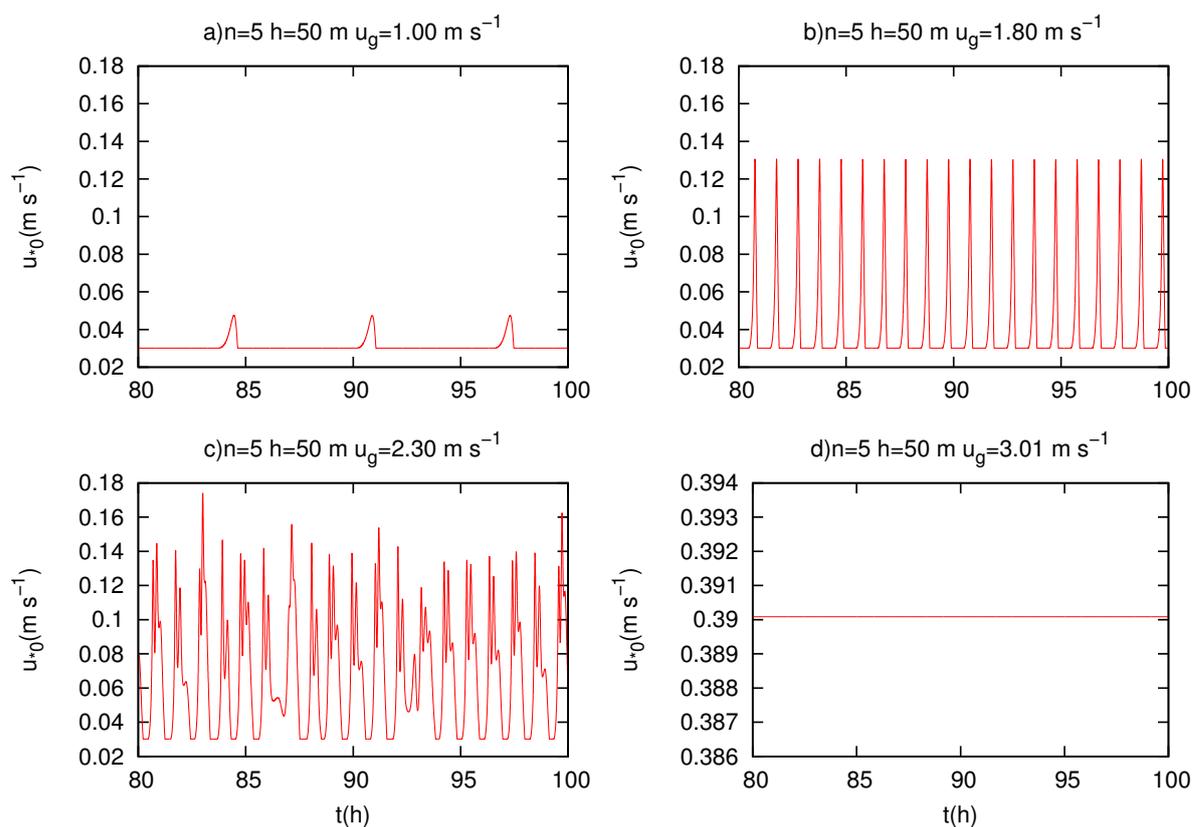


Figura 6.11: Evolução temporal da velocidade de fricção para diferentes valores de vento geostrófico especificados no título de cada painel.

Na figura 6.11, se pode observar a ocorrência de intermitência global, caracterizada por breves episódios de turbulência intensa sucedidos por períodos de turbulência relativamente fraca ou quase inexistente. Salientando que a intermitência global é caracterizada por oscilações não periódicas, como mostrado nos dados observados apresentados na figura 1.3. Portanto, o resultado obtido para um vento de $2,30 \text{ m s}^{-1}$ reproduz

eventos intermitentes muito semelhante aos observados na CLE.

A figura 6.12 apresenta os perfis verticais médios da velocidade média do vento (painel superior à esquerda), da temperatura do ar (painel superior à direita) e da velocidade de fricção (painel inferior) para diferentes ventos geostróficos.

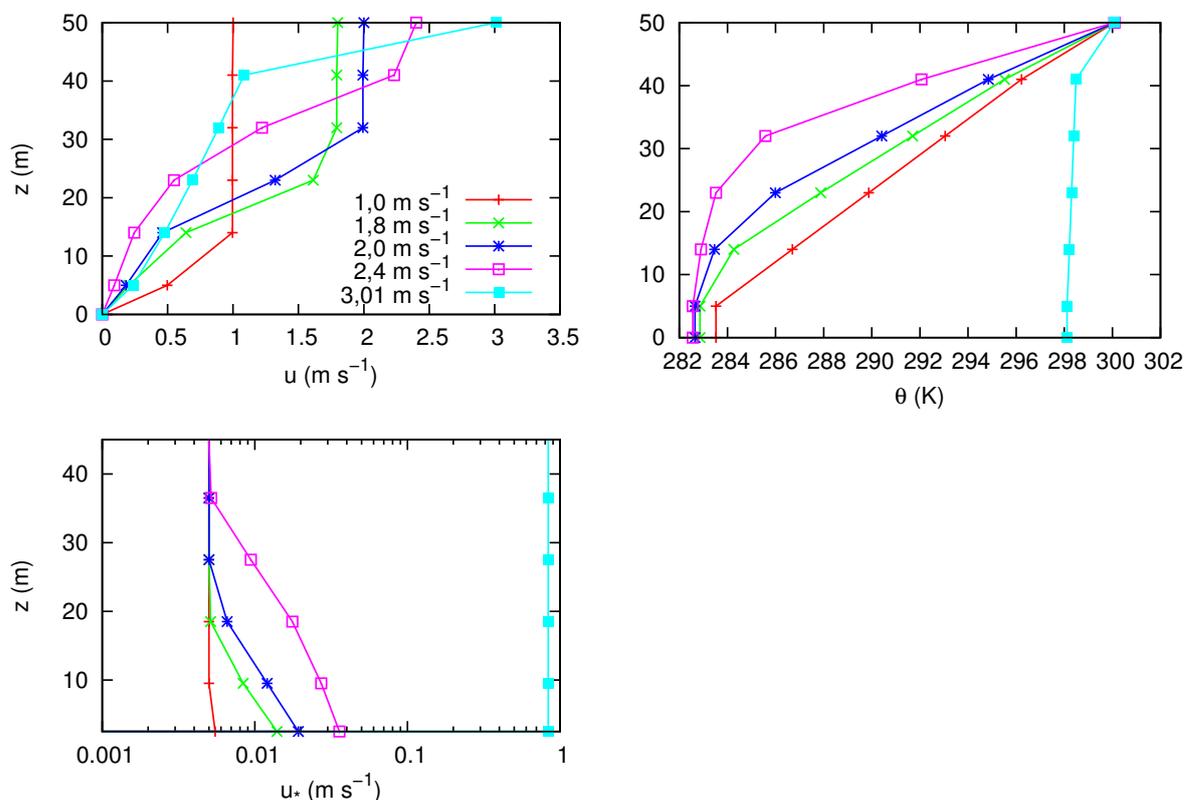


Figura 6.12: Perfis verticais médios da velocidade média do vento (painel superior à esquerda), da temperatura da atmosfera (painel superior à direita) e da velocidade de fricção (painel inferior) para diferentes ventos geostróficos especificados no painel superior à esquerda.

O perfil médio vertical da velocidade de fricção mostra a estrutura vertical da turbulência. Na figura 6.12 pode-se observar que quando o forçante mecânico é fraco (tais como $u_g = 1$ m/s), os eventos intermitentes ficam restritos ao nível inferior, e que 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. No estado acoplado ($u_g = 3,01$ $m s^{-1}$), a velocidade de fricção é mais intensa e aproximadamente constante ao longo da altura da CLE.

O perfil médio vertical da velocidade do vento mostra que para ventos geostróficos de baixa intensidade (u_g de 1,0 a 2,0 $m s^{-1}$) há a formação de uma camada com vento constante no topo da CLE, mostrando que os níveis inferiores não são influenciados pelos níveis atmosféricos superiores.

O perfil médio vertical da temperatura do ar, mostra que a estratificação térmica entre os níveis atmosféricos tendem a diminuir com o aumento da intensidade do forçante

mecânico, devido à maior mistura turbulenta, até atingir a situação de acoplamento em que a temperatura do ar é praticamente constante ao longo da altura da CLE.

6.2 -ANALISES DE CAOS.

A figura 6.13 apresenta diagramas de bifurcação, que mostram a dependência dos máximos locais de ECT com o forçante mecânico no topo da camada limite noturna para diferentes número de níveis atmosféricos.

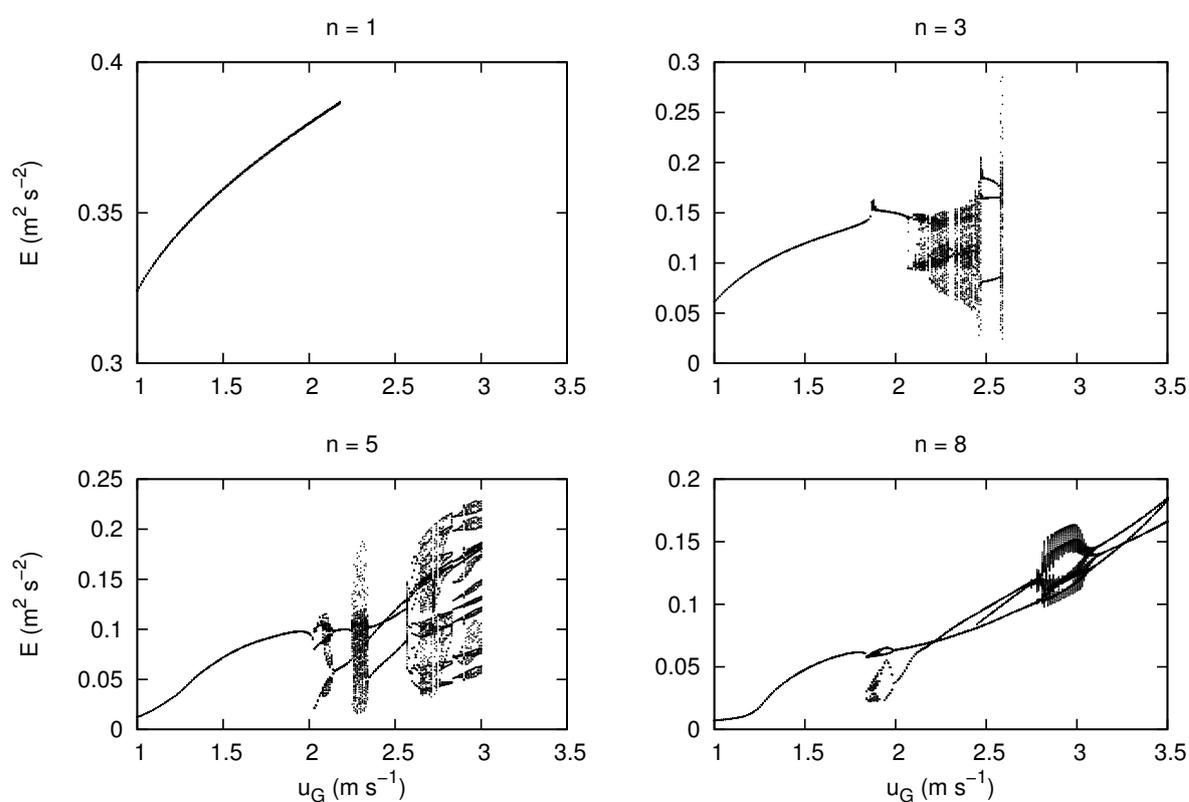


Figura 6.13: Diagrama de bifurcação mostrando a dependência dos máximos locais de ECT com o forçante mecânico no topo da CLE, para diferentes números de níveis (especificados no título de cada painel) utilizados no modelo.

Em 1975 Li e York provaram matematicamente que se um sistema dinâmico complexo apresentar soluções com período triplo para algum determinado parâmetro, necessariamente o sistema irá apresentar um regime caótico para alguns outros parâmetros.

Observando o painel superior à esquerda da figura 6.13, podemos concluir que os eventos intermitentes reproduzidos pelo modelo, considerando apenas um nível atmosférico, são periódicos com período um.

Por outro lado, com cinco níveis (figura 6.13, painel inferior esquerdo), é possível

observar eventos intermitentes com período três para determinados valores de vento geostrófico, o que comprova que o sistema é caótico para outros intervalos, como $u_g = 2,30 \text{ m s}^{-1}$.

Realizando análises semelhante à aplicada para cinco níveis, pode-se comprovar a ocorrência de eventos intermitentes caóticos para alguns forçantes mecânicos nos resultados obtidos utilizando três e oito níveis atmosféricos.

7 CONCLUSÃO

Nesse trabalho foi proposto um modelo para descrever a interação entre a superfície do solo e a atmosfera na camada limite noturna baseado no modelo proposto por Costa et al. (2011). A principal diferença entre os estudos é que neste trabalho o fluxo de energia na forma de calor sensível é estimado através de uma equação prognóstica, enquanto que anteriormente esta quantidade era estimada utilizando a teoria K. Ao longo desse trabalho, foram realizadas comparações entre as soluções obtidas no modelo variando diferentes parâmetros, como o número de níveis, o vento no topo da camada e a altura da camada.

Os resultados obtidos são bastante promissores, pois o modelo consegue reproduzir a transição observada no mundo real entre os estado acoplados e desacoplado. Além disso, o modelo consegue reproduzir eventos intermitentes não periódicos que se assemelham aos observados na camada limite. Outro fato que é importante salientar é o fato da ocorrência de eventos intermitentes de forma caótica para determinados valores de forçante mecânico, discutidos na secção 6.2. O modelo consegue reproduzir os resultados similares aos obtidos por Costa et al. (2011), no estado desacoplado, com uma descrição física mais completa. Assim, a inclusão de uma nova equação prognóstica manteve os principais resultados daquele modelo, com relações mais realísticas entre as variáveis da camada limite estável.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- 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.
- 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.
- HOLTON, J. R. **An Introduction to Dynamic Meteorology**. 4. ed. Elsevier Academic Press, 2004. 535 p.
- LI, T. Y.; YORKE, J. A. Period three implies chaos. **The American Mathematical Monthly**, v. 82, p. 985–992, 1975.
- MAHRT, L.; SUN, J.; BLUMEN, W.; DELANY, T.; ONCLEY, S. Nocturnal boundary-layer regimes. **Bound.-Layer Meteor.**, p. 255–278, 1998.
- 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.
- STULL, R. **An Introduction to Boundary Layer Meteorology**. Dordrecht: Kluwer Academic Publishers, 1988. 666 p.
- GÉRARD THERRY and PIERRE LACRÈRE Improving the eddy kinetic energy model for planetary boundary layer description. **Establishement d'Etudes et de Recherches Météorologiques, 92100 Boulogne, France**, p. 63-88, 1983.
- 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.
- WYNGAARD, J. C. Modelling the planetary boundary layer - extension to the stable case. **Bound.-Layer Meteor.**, v. 9, p. 441–460, 1975.