



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

CAOS NA CAMADA LIMITE ATMOSFÉRICA NOTURNA

DISSERTAÇÃO DE MESTRADO

Felipe Denardin Costa

Santa Maria, RS, Brasil

2009

CAOS NA CAMADA LIMITE ATMOSFÉRICA NOTURNA

por

Felipe Denardin Costa

Dissertação apresentada ao Curso de Mestrado do 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 **Mestre em Física.**

Orientador: Prof. Dr. Otávio Costa Acevedo
UFSM

Santa Maria, RS, Brasil

2009

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

A Comissão Examinadora, abaixo assinada,
aprova a Dissertação de Mestrado

**CAOS NA CAMADA LIMITE ATMOSFÉRICA
NOTURNA**

elaborada por

Felipe Denardin Costa

como requisito parcial para obtenção do grau de

Mestre em Física.

COMISSÃO EXAMINADORA:

Prof. Dr. Otávio Costa Acevedo

UFSM

(Orientador)

Prof. Dr. Leonardo Deane de Abreu Sá

INPE

Prof. Dr. José Carlos Merino Mombach

UFSM

Santa Maria, 08 de abril de 2009.

A meus pais, avós e irmão

Agradecimentos

Bom, vou começar pelo começo...

À meus pais, avós e irmão que sempre me deram apoio em todos os momentos durante minha formação.

Ao professor Otávio, que eu considero além de meu orientador um grande amigo, pela orientação, dedicação, confiança e ajuda imensurável na realização deste trabalho.

Aos professores: Gervásio pelo apoio, amizade e a por me orientar na graduação, o que sem dúvidas foi de grande valor na minha formação; Osvaldo pelo apoio e incentivo; Vagner amizade, incentivo, os mates e as prosas; Everson e Ernani sempre dispostos a ajudar e ao Mombach pelas discussões que muito contribuíram neste trabalho.

Aos professores do grupo de ensino de Física que muito contribuíram para a minha formação, em especial ao professor Dartanhan a quem tenho grande admiração.

Aos amigos e colegas Guilherme, Franciano e Luís Gustavo pela amizade, ajuda, conversas e discussões que acrescentam muito em nossa formação. Pelas empreitadas, viagens e tragos, por esse mundo de Deus, desde dos tempos de outrora (Franciano) até agora (Guilherme e LG). E não poderia deixar de agradecer ao Guilherme (a quem nos referimos como “mestre”) pela orientação nos tempos de graduação.

Aos amigos de todas as horas Rafael Della Pace, Rafael Gomes e Jonas. E também a galera do GEFOM, grande amigos de tempos que deixam saudades.

A todas aquelas pessoas que de alguma forma ou de outra me ajudaram durante esta caminhada e à pessoas especiais que não cabe aqui citá-las...

A coordenação do programa de pós-graduação em Física, em especial à Saionara pela dedicação e pelos relevantes serviços prestados.

E ao patrão velho lá de cima que sempre está olhando por nós.

Lista de Figuras

1.1	Velocidade de fricção na noite do dia 25 para 26 de janeiro de 2001.	15
2.1	Adaptado de Mahrt et al. (1998). Transição entre os regimes fracamente estável e muito estável em função do fluxo de calor sensível.	21
2.2	Adaptado de Mahrt e Vickers (2006). Comparação entre as flutuações turbulentas para condições pouco estáveis e muito estáveis.	22
2.3	Comparação entre diferentes janelas de tempo utilizadas no cálculo de u_*	23
2.4	Ri , velocidade de fricção e velocidade vertical na noite do dia 29 para 30 de janeiro de 2001.	25
2.5	Adaptado de Poulos e Burns (2002). Comparação da relação entre u_* vs Ri para as formulações Louis et al. (1981) e Delage (1997) com dados experimentais.	27
2.6	Adaptado de Costa et al. (2008). Comparação da relação entre u_* vs Ri para as formulações McNider et al. (1995) e Delage (1997) com dados experimentais	28
3.1	Evolução temporal das variáveis X (a), Y (b) e Z (c), para $\sigma = 10$, $r = 28$ $b = 8/3$	31
3.2	Sensibilidade às condições iniciais para valores de $\sigma = 15$ (a), $\sigma = 45$ (b) e $\sigma = 62$ (c), com perturbação na quarta casa depois da virgula. As outras constantes são mantidas em valores fixos de $r = 28$ $b = 8/3$	32
3.3	Diagrama de bifurcação para a variável Z em função de σ , com r e b mantidos fixos em $r = 28$ $b = 8/3$	33

3.4	Dinâmica do sistema no espaço de fase tridimensional. Para (a) $\sigma = 15$, (b) $\sigma = 30$, (c) $\sigma = 45$, (d) $\sigma = 62$, com r e b mantidos fixos em $r = 28$ $b = 8/3$	34
4.1	Foto do sítio experimental.	37
5.1	Adaptado de McNider et al. (1995). Esquema representando um modelo de camadas	39
6.1	Comparação da evolução temporal de u_* para diferentes configurações do modelo.	45
6.2	Espectro de frequências para diferentes número de níveis n do modelo.	46
6.3	Comparação da evolução temporal de u_* para diferentes configurações do modelo.	47
6.4	Comparação entre as soluções do modelo para diferentes valores de h	48
6.5	Comparação entre as soluções do modelo para diferentes valores de m	49
6.6	Propagação vertical dos picos de u_* . Para valores de $h = 80$ m , $U = 6$ m/s e $m = 4$	50
6.7	Propagação vertical dos picos de Ri . Para valores de $h = 80$ m , $U = 6$ m/s e $m = 4$	51
6.8	Relação entre as variáveis do sistema.	52
6.9	Sensibilidade do modelo às condições iniciais. Em cada painel a linha vermelha representa a evolução temporal de u_* para um determinado valor de U , e a linha azul indica evolução temporal de u_* para uma perturbação de $0,001$ m/s em cada valor de U , mostrado em seu respectivo painel	54
6.10	Diagrama de bifurcação para u_* em função de U . Mantendo fixa a altura da CLE em $h = 80$ m	55
6.11	Ampliação das regiões de estabilidade mostradas na figura 6.10	56
6.12	Diagrama de bifurcação para u_* em função de U . Mantendo fixa a altura da CLE em $h = 40$ m	57

6.13	Diagrama de bifurcação para u_* em função de h . Mantendo fixo o vento no topo da CLE em $U = 5 \text{ m/s}$	58
6.14	Dinâmica do sistema no espaço de fase. Para valores de $h = 80 \text{ m}$, $U = 8 \text{ m/s}$ e $m = 4$	59
6.15	Similar a figura 6.14, mostra a dinâmica do sistema no espaço de fase, próximo a Ri_c	59
7.1	Relação $u_* \times Ri$. Comparação entre dados do modelo e dados experimentais.	62
7.2	Relação $u_* \times Ri$. Comparação entre as formulações de Louis et al. (1979), McNider et al. (1995) e Delage (1997) com dados provenientes do modelo. .	63
7.3	Relação $u_* \times Ri$. Comparação entre dados do modelo e dados experimentais, para diferentes valores de m	64
7.4	Perfil vertical do vento médio normalizado por u_* , para diferentes condições de estabilidade.	65
7.5	Perfil vertical de u_* , para diferentes condições de estabilidade.	66

Sumário

Resumo	12
Abstract	13
1 Introdução	14
2 Camada Limite Estável	17
2.1 Equações prognósticas e regimes de escoamento da camada limite noturna	18
2.1.1 O número de Richardson	19
2.1.2 CLE fracamente estratificada	20
2.1.3 CLE fortemente estratificada	21
2.1.4 Intermitência	23
2.2 Formulações de turbulência	26
3 Breve Discussão Sobre Sistemas Caóticos	29
3.1 O modelo de Lorenz	30
3.1.1 Caos no sistema de Lorenz	31
3.2 Caos e turbulência atmosférica	35
4 Sítio Observacional	36

5	O Modelo	38
5.1	Modelo de Camadas	38
5.2	Equações prognósticas do modelo	40
6	Resultados	44
6.1	Integração do modelo	44
6.1.1	Influência do número de níveis na solução	44
6.1.2	Dependência das soluções em U	47
6.1.3	Influência da altura da CLE nas soluções	48
6.1.4	Variação das soluções com m	49
6.1.5	Propagação da instabilidade	50
6.2	Características caóticas do sistema	53
7	Discussão	60
8	Considerações Finais	68

RESUMO

Dissertação de Mestrado
Programa de Pós-Graduação em Física
Universidade Federal de Santa Maria

CAOS NA CAMADA LIMITE ATMOSFÉRICA NOTURNA

AUTOR: FELIPE DENARDIN COSTA

ORIENTADOR: PROF. DR. OTÁVIO COSTA ACEVEDO
UFSM

Data e Local da Defesa: Santa Maria, 08 de abril de 2009.

Um modelo com três equações prognósticas para o número de Richardson, energia cinética turbulenta e cisalhamento do vento é proposto para representar o comportamento da turbulência na camada limite noturna. A integração do modelo revela que suas variáveis têm um comportamento complexo e não periódico se diferentes níveis, com transferência de energia entre eles são considerados. A solução se mostra fortemente dependente aos parâmetros de entrada do modelo, tais como a altura da camada limite (h) e a magnitude do vento no seu topo (U). Pequenas perturbações em U , de 0.001 m/s , levam a soluções completamente distintas após poucas horas de integração, e o mesmo ocorre com perturbações em h , indicando que o sistema é caótico. Diagramas de bifurcação para a dependência da velocidade de fricção com U e h são mostrados. Para os estados não periódicos do sistema, a relação entre as variáveis do modelo sugerem um atrator estranho. Quando soluções com diferentes valores dos parâmetros externos são consideradas, a dependência média entre a velocidade de fricção com o número de Richardson concorda com dados observacionais. A velocidade de fricção decresce à medida que o número de Richardson aumenta, porém, nunca se tornando nula, mesmo para condições de grande estabilidade. Tal relação, comumente prescrita em estudos anteriores, surge naturalmente no modelo proposto.

ABSTRACT

Dissertação de Mestrado
Programa de Pós-Graduação em Física
Universidade Federal de Santa Maria

CHAOS IN THE NOCTURNAL ATMOSPHERIC BOUNDARY LAYER

AUTOR: FELIPE DENARDIN COSTA

ORIENTADOR: PROF. DR. OTÁVIO COSTA ACEVEDO
UFSM

Data e Local da Defesa: Santa Maria, 08 de abril de 2009.

A three-equation model, based on prognostic expressions for the Richardson number, turbulent kinetic energy and wind shear is proposed to represent turbulent behavior in the nocturnal boundary layer (NBL). Integration reveals that the model variables have a complex, non-periodic behavior if different vertical levels, with energy transference among them, are considered. The solution is shown to strongly depend on parameters prescribed to the model, such as the NBL thickness (h) and the magnitude of the winds at its top (U). Small perturbations on U , of 0.001 m/s are shown to lead to very distinctive solutions after few hours of integration, and the same occurs for small perturbations in h , indicating that the model is chaotic. Bifurcation diagrams for the friction velocity dependence on both U and h are shown. For the non-periodic states of the system, the model variables relate to each other in a manner suggestive of a strange attractor. When solutions with different values of the external parameters are considered, the average dependence of the friction velocity on the Richardson number is in agreement with field observations. Friction velocity decreases as the Richardson number increases, remaining, however, finite, even for very large stability conditions. Such relationship, commonly prescribed in previous studies, arises naturally in the proposed model.

Capítulo 1

Introdução

Em seu trabalho pioneiro, Lorenz (1963) mostrou que sistemas naturais determinísticos podem exibir ausência de periodicidade e imprevisibilidade, apresentando comportamento altamente sensível a pequenas perturbações nas condições iniciais. Desde então, um grande número de estudos tem mostrado a ocorrência de comportamento caótico em sistemas físicos, biológicos. Em particular, muitos tipos de sistemas atmosféricos têm demonstrado serem caóticos, começando pelo próprio estudo de Lorenz (1963). Entre estes, dois tipos de estudos podem ser identificados. Primeiro, existem aqueles que encontram caos em séries temporais de variáveis atmosféricas observadas, tais como Xin et al. (2001), Gallego et al. (2001) e Campanharo et al. (2008). O segundo tipo, são aqueles trabalhos que identificam um comportamento caótico para um sistemas de equações que descrevem um dado tipo de escoamento atmosférico. Estes estudos abrangem um grande intervalo de escalas atmosféricas, incluindo estudos de paleoclima (Rial, 2004), circulação global (Lunkeit, 2001), escala sinótica (Lorenz, 1963) e mesoescala (Feliks, 2004).

Estudos como Xin et al. (2001), Gallego et al. (2001) e Campanharo et al. (2008) mostraram a ocorrência de comportamento caótico para variáveis turbulentas na camada limite planetária (CLP). Todavia, não existe um conjunto de equações, para o estado médio da CLP que apresente comportamento caótico. Este fato pode parecer contraditório, uma vez que a CLP é a parte da atmosfera dominada pelo fenômeno da turbulência, um processo que tem sido diretamente associado ao caos desde pouco depois do trabalho de Lorenz (Ruelle e Takens, 1971). Apesar

da natureza caótica da turbulência, as equações para as variáveis médias na CLP implicam uma série de simplificações, que aparentemente mascaram sua natureza não periódica.

A complexidade do comportamento atmosférico próximo à superfície é particularmente aumentada no período noturno, em especial quando a camada limite é muito estável. Tais condições acontecem quando ocorre grande perda de radiação de onda longa pela superfície, em noites de céu claro. Se, adicionalmente, não existem mecanismos para acelerar o vento próximo a superfície, a geração mecânica de turbulência pode ser quase que inteiramente suprimida pela destruição causada pela estratificação térmica. A consequência é o processo conhecido como intermitência global (Mahrt, 1999), caracterizado pela sucessão de períodos calmos e turbulentos ao longo de uma mesma noite. Observações mostram que, os eventos turbulentos durante a intermitência global são não periódicos, com amplitudes e períodos variáveis, o que sugere um comportamento caótico (fig. 1.1).

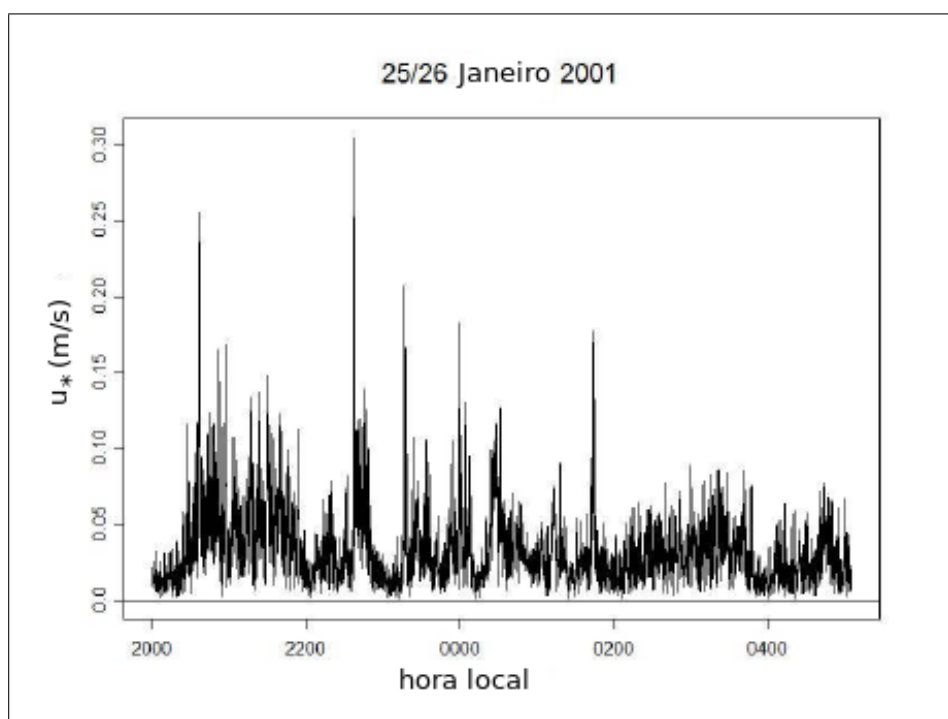


Figura 1.1: Velocidade de fricção na noite do dia 25 para 26 de janeiro de 2001.

Entretanto, os modelos existentes para a camada limite estável (CLE), não são capazes de reproduzir este comportamento. De fato, a mera reinicialização da turbulência após seu total decaimento é uma tarefa muito complexa, raramente execu-

tada pelos esquemas numéricos que simulam a CLE. Tal tarefa foi conseguida por Van de Wiel et al. (2002), através da redução da capacidade calorífica da superfície. Porém, a intermitência global simulada neste caso é periódica, em desacordo com a maioria das observações. O esquema utilizado para simular a intermitência global na CLE usado por Revelle (1993) e Van de Wiel (2002) é extremamente sensível às condições iniciais, como mostra uma análise de bifurcação apresentada por McNider et al. (1995). Todavia, tal dependência está relacionada ao estado de acoplamento entre a CLE e a atmosfera acima desta. Pequenas mudanças no forçante externo do sistema são capazes de forçar todo o sistema a ser turbulento ou não turbulento, levando a grandes diferenças entre as duas condições. Entretanto, não existe na literatura um modelo capaz de simular eventos intermitentes não periódicos e com amplitude variável.

Neste estudo, apresentamos um modelo para a CLE, que é capaz de reproduzir a intermitência global. Este modelo é baseado em equações prognósticas para o número de Richardson, energia cinética turbulenta e cisalhamento do vento. Sob condições muito estáveis, as variáveis do modelo apresentam uma dependência caótica em relação parâmetros externos, como a altura da CLE ou o vento no topo desta.

A descrição da CLP noturna está presente no capítulo 2, assim como a descrição da intermitência global. No capítulo 3, são discutidas algumas características de sistemas caóticos utilizando como exemplo o sistema proposto por Lorenz (1963). A derivação matemática do modelo desenvolvido no presente trabalho é apresentada no capítulo 5. O sítio experimental onde os dados observacionais utilizados neste trabalho foram coletados é descrito no capítulo 4. Os resultados provenientes das simulações e as características do modelo são apresentadas no capítulo 6. A discussão sobre os principais resultados e a validação dos resultados do modelo estão no capítulo 7. Finalmente, considerações finais são apresentadas no capítulo 8.

Capítulo 2

Camada Limite Estável

Logo após o ocaso, a incidência de radiação de onda curta na superfície, proveniente do Sol, cessa. A partir de então, a superfície que fora aquecida pela radiação solar durante o dia, começa o processo de resfriamento através da emissão de onda longa, processo definido como resfriamento radiativo da superfície. Como a temperatura da superfície diminui rapidamente nas primeiras horas logo após o pôr-do-sol, a camada de ar que está diretamente em contato com o solo também é resfriada. Esta camada é mais densa que a camada de ar logo acima, e essa configuração interrompe o processo de convecção, que atuava como um forçante de criação de turbulência. Assim, os processos térmicos na camada limite atmosférica (CLA), que durante o dia atuaram como forçantes de geração de turbulência, passam a atuar como forçantes de destruição de turbulência em função da estabilidade térmica. No período noturno, a produção de turbulência ocorre exclusivamente em virtude do cisalhamento do vento, sendo, portanto puramente mecânica. Estes processos originam a camada limite estável (CLE), caracterizada por estratificação térmica na qual a temperatura potencial aumenta com a altura.

A CLE é caracterizada por produção de turbulência devido ao cisalhamento do vento (termo mecânico) e destruição de turbulência devido a estratificação térmica. Este balanço, apresentado em detalhes na próxima seção, origina regimes distintos da CLE, dependendo das magnitudes relativas entre os termos de cisalhamento e estratificação.

Estes regimes e as maneiras de caracterizá-los também são apresentados neste capítulo.

2.1 Equações prognósticas e regimes de escoamento da camada limite noturna

A energia cinética turbulenta (ECT) é a fração da energia cinética do escoamento devido as flutuações de velocidade da partícula de fluido. A ECT é diretamente relacionada com o transporte de momentum, calor e umidade na CLP. Além destas características, a ECT é a medida da intensidade da turbulência, o que a torna uma das mais importantes variáveis em micrometeorologia (Stull, 1988).

Os termos da equação da ECT descrevem os processos físicos associados à turbulência. A equação da energia cinética turbulenta é dada por

$$\underbrace{\frac{\partial \bar{e}'}{\partial t}}_I = - \underbrace{\bar{u}_j \frac{\partial \bar{e}'}{\partial x_j}}_{II} - \underbrace{\frac{\partial (\overline{u'_j e'})}}_{III} + \underbrace{\delta_{i3} \frac{g}{\theta_v} (\overline{u'_i \theta'_v})}_{IV} - \underbrace{\overline{u'_i u'_j} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j}}_V - \underbrace{\frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial}{\partial x_i} (\overline{u'_i p'})}_{VI} - \underbrace{\varepsilon}_{VII} \quad (2.1)$$

- Termo I: Variação temporal local da energia cinética turbulenta;
- Termo II: Transporte advectivo de energia cinética turbulenta;
- Termo III: Transporte turbulento de energia cinética turbulenta;
- Termo IV: Criação ou destruição de energia cinética turbulenta devido ao fluxo de energia na forma de calor $\overline{u'_j \theta'_v}$.
- Termo V: Produção de energia cinética turbulenta a partir do cisalhamento do campo de velocidade do vento.
- Termo VI: Transporte de energia cinética turbulenta devido às flutuações de pressão.
- Termo VII: Taxa de dissipação de energia cinética turbulenta.

Os termos IV e V são os termos mais importantes em termos de geração ou destruição de turbulência. Durante o período diurno, ambos atuam na geração de turbulência. Porém, no período noturno o termo IV atua como um forçante de destruição de turbulência e em algumas condições suprime quase totalmente a produção mecânica de turbulência. A relação entre os forçantes pode dar origem a

diferentes tipos de escoamento na camada limite noturna. Geralmente tais escoamentos são diferenciados usando variáveis que indicam o grau de estabilidade do escoamento. Uma das variáveis mais usadas para caracterizar a turbulência em um escoamento, na camada limite noturna, é o número de Richardson.

2.1.1 O número de Richardson

A razão entre os termos IV e V de (2.1) é definida como sendo uma grandeza adimensional chamada número de Richardson fluxo (R_f):

$$R_f = \frac{\left(\frac{g}{\theta_v}\right)\overline{w'\theta'_v}}{\overline{u'_i u'_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j}}} \quad (2.2)$$

Para escoamentos estatisticamente instáveis, R_f é geralmente negativo, ou seja, em condições nas quais $R_f < 0$ ambos os termos atuam na produção de turbulência. Quando $R_f = 0$, o escoamento é estatisticamente neutro e para valores de $R_f > 0$, o escoamento é estatisticamente estável.

Inicialmente, quando Richardson sugeriu (2.2), propôs que haveria um valor crítico $R_f = 1$, para o qual a destruição térmica de turbulência, dada pelo numerador de (2.2), balancearia totalmente a produção mecânica de turbulência, dada pelo denominador de (2.2) (Stull, 1988). Assim, para valores de $R_f < 1$, o escoamento seria turbulento e para valores de $R_f > 1$ o escoamento seria laminar.

Para calcular o número de Richardson de um escoamento não turbulento, deve-se fazer uma troca de variáveis, pois em (2.2) é possível observar a presença de termos com correlação turbulenta. Ou seja, seria possível saber quando o escoamento tornar-se-ia laminar, porém seria impossível determinar se o escoamento tornar-se-ia turbulento. Com argumentos baseados na teoria K (Stull, 1988), pode-se fazer uma aproximação para as correlações turbulentas da seguinte maneira:

- $-\overline{w'\theta'_v}$ é proporcional à $\frac{\partial \bar{\theta}_v}{\partial z}$
- $-\overline{u'w'}$ é proporcional à $\frac{\partial \bar{U}}{\partial z}$
- $-\overline{v'w'}$ é proporcional à $\frac{\partial \bar{V}}{\partial z}$

Substituindo em (2.2):

$$Ri = \frac{\left(\frac{g}{\theta_v}\right) \frac{\partial \bar{\theta}_v}{\partial z}}{\left[\left(\frac{\partial \bar{U}}{\partial z}\right)^2 + \left(\frac{\partial \bar{V}}{\partial z}\right)^2\right]} \quad (2.3)$$

onde:

$$S^2 = \left[\left(\frac{\partial \bar{U}}{\partial z}\right)^2 + \left(\frac{\partial \bar{V}}{\partial z}\right)^2\right]$$

que é o cisalhamento do vento. A eq. (2.3) é conhecida como número de Richardson gradiente ou simplesmente número de Richardson. Similarmente a R_f , Ri também possui um valor crítico (Ri_c). Apesar de ainda existir debate sobre o valor exato de Ri_c , assume-se valores entre 0,2 e 0,25 (Stull, 1988). Porém alguns trabalhos teóricos, tais como Miles (1984) e Abarbanel et al. (1984), mostram que $Ri_c = 1$ também pode ser considerado.

2.1.2 CLE fracamente estratificada

Condições de vento forte com fraco resfriamento da superfície, podem levar à formação de uma CLE fracamente estratificada. Apesar do termo de empuxo de (2.1) atuar como um forçante de destruição, como o resfriamento da superfície é fraco e o vento é forte, a geração de turbulência através do cisalhamento é maior que a destruição térmica, assim levando à criação de uma CLE fracamente estratificada.

A CLE fracamente estratificada se assemelha bastante com a camada limite neutra, tendo como principal característica a presença de turbulência devido à valores consideráveis do cisalhamento do vento. O perfil vertical do vento é aproximadamente logarítmico, característico de condições neutras. O número de Richardson se mantém em valores inferiores a Ri_c , o que caracteriza uma condição de fraca estabilidade onde o fluxo de calor para a superfície diminui com a diminuição da estabilidade, devido à redução das flutuações de temperatura (Mahrt, 1999).

2.1.3 CLE fortemente estratificada

Mahrt et al. (1998) sugerem um critério objetivo para fazer a distinção entre a camada limite fracamente estável e muito estável. Este critério se baseia na variação do fluxo de calor sensível com a estabilidade. Em condições fracamente estáveis, um aumento da estratificação térmica, causa maiores gradientes verticais de temperatura, originando maiores fluxos de calor sensível da atmosfera para a superfície. Entretanto, se a estratificação térmica se intensificar ainda mais, chegará ao ponto em que a destruição térmica causada pelo termo IV da equação (5.10) suprimirá o movimento turbulento, de forma a reduzir o fluxo de calor sensível da atmosfera para a superfície. Segundo a definição de Mahrt et al. (1998), quando esta condição de estabilidade suficientemente intensa para causar a redução dos fluxos de calor sensível ocorrer, a camada limite entra em uma condição de transição entre o regime fracamente estável e o muito estável. A camada é dita muito estável quando o fluxo de calor sensível é reduzido a valores muito pequenos, com pequena dependência da estabilidade (fig. 2.1).

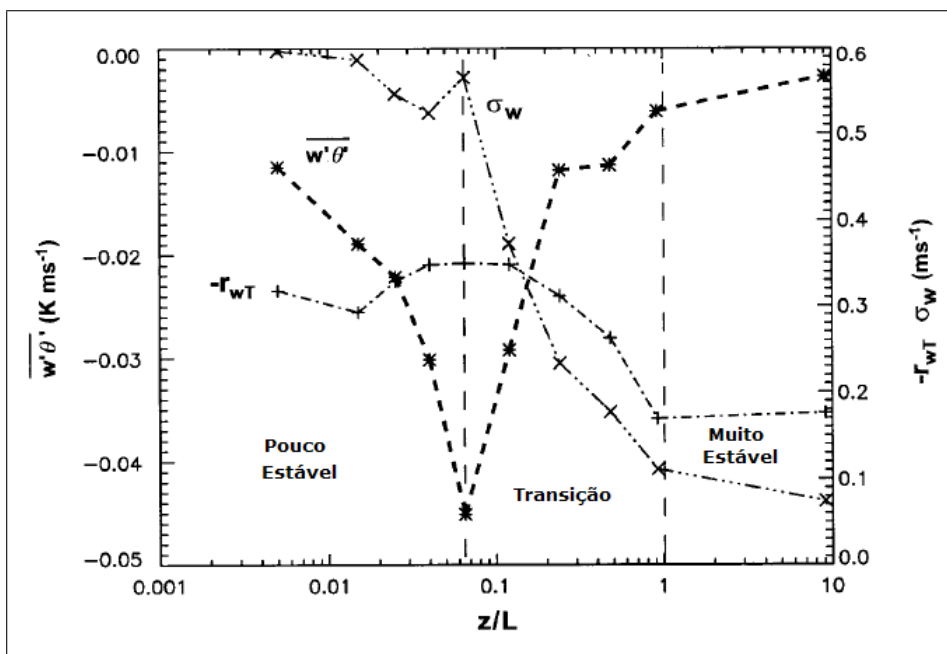


Figura 2.1: Adaptado de Mahrt et al. (1998). Transição entre os regimes fracamente estável e muito estável em função do fluxo de calor sensível.

A CLE fortemente estratificada é caracterizada pela existência de turbulência com magnitude extremamente pequena, na maior parte do período. Devido ao in-

tenso resfriamento radiativo da superfície a turbulência é suprimida. Mahrt e Vickers (2006), mostram que as flutuações turbulentas em condições muito estáveis podem ser até duas ordens de magnitude menores do que as que ocorrem em uma camada limite fracamente estratificada (fig 2.2).

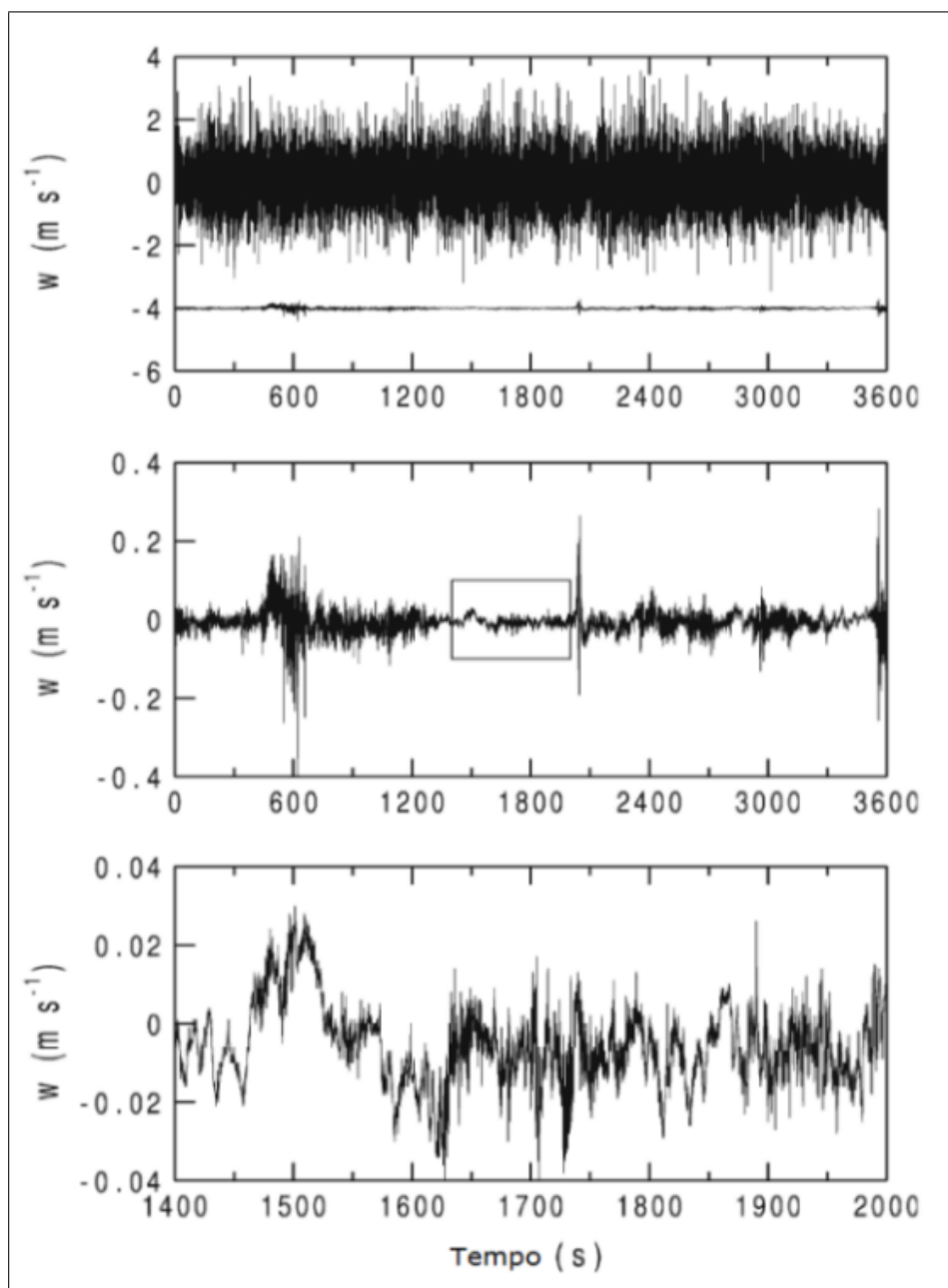


Figura 2.2: Adaptado de Mahrt e Vickers (2006). Comparação entre as flutuações turbulentas para condições pouco estáveis e muito estáveis.

A figura 2.2 mostra duas séries temporais para a velocidade vertical do vento em duas condições: para CLE fracamente estratificada, com grande atividade turbulenta e para fortemente estratificada com turbulência de baixa intensidade. De

qualquer forma, porém, mesmo com essa redução de intensidade, continua a existir turbulência, com suas propriedades físicas e estatísticas inalteradas, de maneira geral. As escalas temporais da turbulência ficam bastante reduzidas, chegando a ser da ordem de dezenas de segundos, ou menos (Marht e Vickers, 2006; Acevedo et al., 2007). Em virtude da forte estabilidade os processos de grande escala podem interferir na microescala, podendo ocasionar o surgimento de fenômenos como o meandro (Stull, 1988), que consiste em flutuações na direção do vento médio. Tal interferência pode influenciar diretamente no cálculo de variáveis como a velocidade de fricção (u_*), pois a janela de tempo necessária para calcular as médias pode conter informações de fenômenos de grande escala (Acevedo et al., 2007; Costa et al., 2008), (fig 2.3). Na figura 2.3 observa-se que com o aumento da

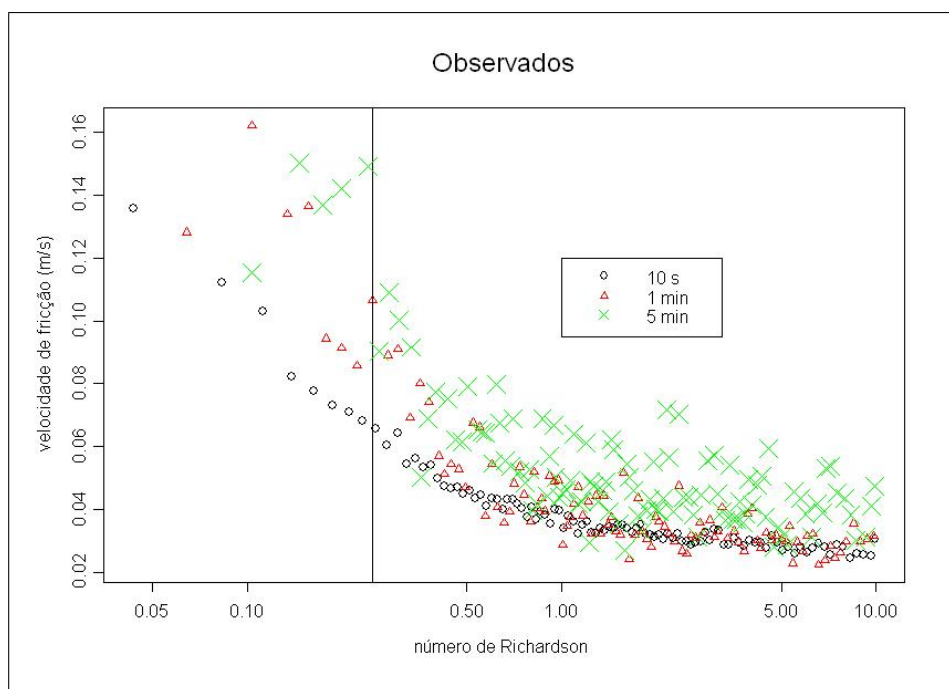


Figura 2.3: Comparação entre diferentes janelas de tempo utilizadas no cálculo de u_* .

janela de tempo ocorre também o maior espalhamento dos valores de u_* em função de Ri , devido a influência de fenômenos de grande escala nas médias.

2.1.4 Intermitência

Em regiões isoladas, é frequentemente observado a alternância entre períodos calmos, sem turbulência ou com turbulência de baixa intensidade, e períodos com turbulência bem desenvolvida. A presença desses focos de turbulência de maneira

intermitente é conhecida como intermitência global (Mahrt, 1999) e se difere da intermitência de fina escala que ocorre dentro dos grandes turbilhões. Aqui o termo intermitência estará se referindo sempre à intermitência global.

Mahrt (1999) define intermitência como sendo o caso onde os turbilhões de todas as escalas são suprimidos em uma escala grande comparada aos maiores turbilhões. Em casos onde o sistema fica oscilando entre turbulento e estável, Ri em geral oscila em torno de Ri_c (Nieuwstadt, 1984; Kim and Mahrt, 1992). Neste caso, a escala de tempo característica de cada evento depende somente do tempo necessário para o restabelecimento do cisalhamento do vento (Mahrt, 1999).

Uma das principais dificuldades em modelar o comportamento da CLE fortemente estratificada é a presença da intermitência. Com uma série de dados coletados em um sítio muito estável, localizado em uma região desmatada da Floresta Amazônica no município de Santarém, (fig. 1.1), observa-se que ainda que a intensidade da turbulência seja muito baixa, em nenhum momento ela é completamente extinta. Além disso, acontece o surgimento de focos de turbulência de maneira imprevisível no tempo e no espaço, o que caracteriza a intermitência na CLE fortemente estratificada.

Uma das características mais marcantes da CLE fortemente estratificada são os altos valores de Ri , geralmente acima do crítico (fig. 2.4). Durante uma mesma noite, é possível observar que o Ri aumenta, diminuindo a produção de turbulência pelo cisalhamento. E em alguns períodos a intensidade do vento aumenta fazendo com que Ri caia até valores inferiores a Ri_c . Nos períodos que se seguem, a turbulência pode ser mantida, pela produção mecânica, ou pode acontecer o processo inverso que consiste na redução do cisalhamento e no aumento de Ri até valores bem maiores que Ri_c , como podemos observar na figura 2.4.

A ocorrência de intermitência na CLE fortemente estratificada pode ser relacionada com diversos processos físicos, tais como jatos de baixos níveis, ondas solitárias, interação entre a superfície e a baixa atmosfera, interação entre a CLE e a camada residual, etc. Diversos trabalhos experimentais relacionam a intermitência com instabilidade proveniente de níveis superiores através de jatos de baixos níveis (Sun et al., 2002; Banta et al., 2002; Banta et al., 2007). Trabalhos teóricos

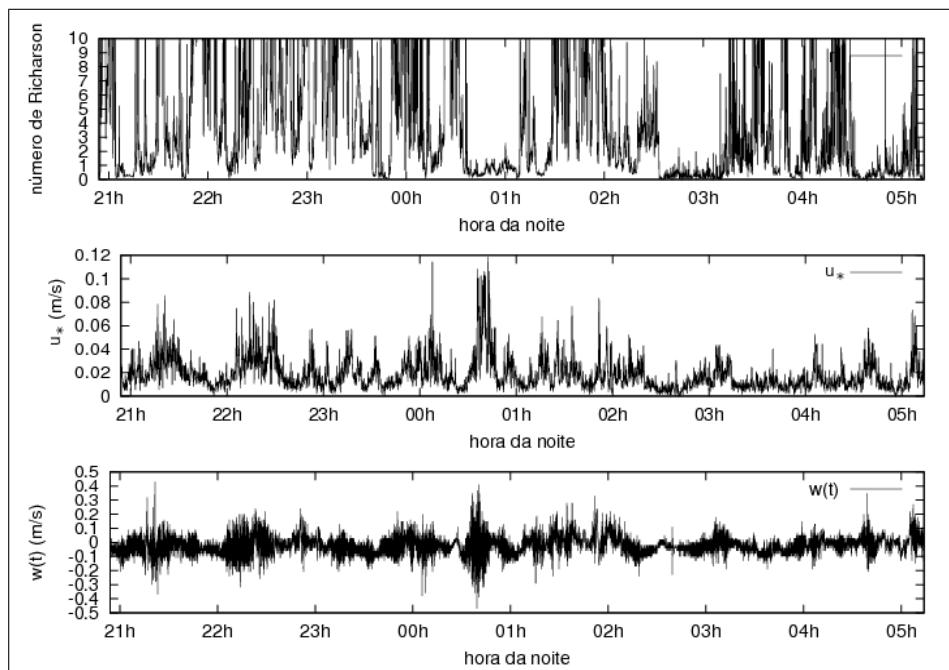


Figura 2.4: Ri , velocidade de fricção e velocidade vertical na noite do dia 29 para 30 de janeiro de 2001.

tentaram modelar a ocorrência de intermitência através da interação entre a baixa atmosfera e a superfície (Revelle, 1993; Van de wiel,2002), porém só conseguiram resultados nos quais a intermitência ocorre periodicamente no tempo e no espaço, fato que não é observado. Além disso, no caso de Van de Wiel et al. (2002) tal resultado somente é alcançado com imposição que a cobertura de vegetação do solo atue como um isolante térmico.

A caracterização e entendimento do processo de intermitência constitui um desafio para os micrometeorologistas tanto do ponto de vista teórico, quanto aplicado. Quantificar adequadamente a ocorrência de eventos intermitentes pode levar a uma mais precisa determinação dos fluxos verticais turbulentos de escalares como o dióxido de carbono (Acevedo et al., 2006; Aubinet, 2008). Além disso, pode fornecer melhores parametrizações para os fluxos superficiais em modelos de previsão de tempo de meso e grande escala, com implicações em previsões de temperaturas mínimas, formação de nevoeiro e processos superficiais noturnos, em geral.

2.2 Formulações de turbulência

Modelos numéricos de previsão de tempo (MNPT) encontram dificuldades em realizar previsões para o período noturno, devido à variação dos regimes de escoamento na CLE. Geralmente, estes modelos utilizam formulações de turbulência, baseadas em parâmetros de estabilidade como Ri para simular o comportamento da turbulência nestas condições. Estas formulações consistem em relacionar grandezas associadas ao escoamento turbulento, como a velocidade de fricção u_* ou fluxos turbulentos, a um parâmetro de estabilidade, como o número de Richardson.

Entre as formulações mais conhecidas estão:

- Louis et al. (1981)

$$u_*^2 = \left[\frac{k}{\ln(z/z_0)} \right]^2 \bar{U}^2 \left[1 + \frac{10Ri}{(1 + 5Ri)^{1/2}} \right]^{-1} \quad (2.4)$$

- Delage (1997)

$$u_*^2 = \left[\frac{k}{\ln(z/z_0)} \right]^2 \bar{U}^2 [(1 + 12Ri)^{-1}]^2 \quad (2.5)$$

- McNider et al. (1995)

$$u_*^2 = \left[\frac{k}{\ln(z/z_0)} \right]^2 f(Ri)(u^2 + v^2) \quad (2.6)$$

onde:

$$f(Ri) = (1 - Ri/Ri_c)^2 \text{ se } Ri < Ri_c$$

$$f(Ri) = 0 \text{ se } Ri \geq Ri_c$$

As variáveis presentes nas formulações são a constante de von Kármán (k), a altura da camada limite (z), parâmetro de rugosidade (z_0), e o vento médio (\bar{U}).

A formulação de McNider et al. (1995) assume que para valores de Ri superiores a Ri_c a turbulência é completamente extinta. Já as outras formulações permitem que a turbulência se mantenha mesmo para valores superiores à Ri_c . Geralmente a formulação mais utilizada em MNPT é a formulação de Louis et al. (1981), que tende a superestimar a turbulência em condições muito estáveis. Tal fato pode compensar a intermitência na CLE, dessa forma proporcionando melhores resultados

na previsão numérica. Poulos e Burns (2002) (fig. 2.5) mostraram a comparação entre as formulações de Louis et al. (1981) e Delage (1997) com dados experimentais coletados durante a campanha experimental Cooperative Atmosphere-Surface Exchange Study- 1999 (CASES-99) realizado no sudoeste do Kansas-EUA.

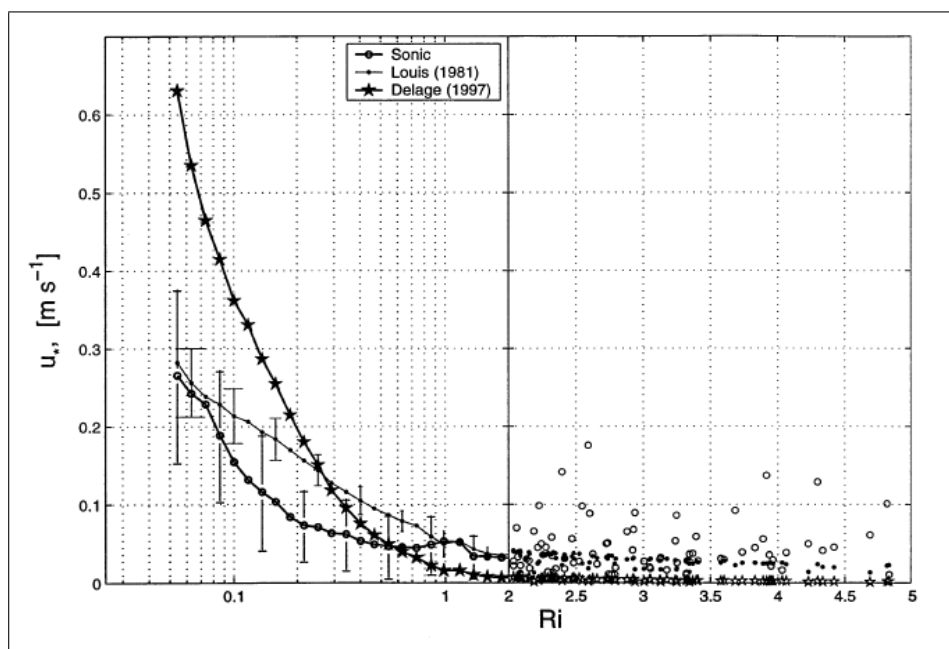


Figura 2.5: Adaptado de Poulos e Burns (2002). Comparação da relação entre u_* vs Ri para as formulações Louis et al. (1981) e Delage (1997) com dados experimentais.

Os resultados obtidos neste trabalho confirmaram que a formulação de Louis et al. é a mais adequada para ser utilizada em condições muito estáveis. A figura 2.5 compara os resultados obtidos utilizando duas formulações com dados experimentais. A partir do valor de $Ri = 2$, os autores comentam que o número insuficiente de dados não permite desenhar a linha de comparação. O espalhamento observado pode não ser somente devido ao número insuficiente de dados, mas também devido ao tamanho da janela de tempo usada no cálculo da média. Analogamente, Costa et al. (2008) mostram que o espalhamento na relação entre u_* vs Ri é menor usando uma janela de 10 s para o cálculo da média (fig. 2.6). Neste trabalho, Costa et al. (2008) comparam as formulações de McNider et al. (1995) e Delage (1997) com dados experimentais, coletados em um sítio muito estável localizado em uma região desmatada na Floresta Amazônica. A formulação de Delage (1997) apresenta um comportamento semelhante ao encontrado por Poulos e Burns (2002) (fig 2.5), tendendo a zero com o aumento da estabilidade. Já a formulação de McNider

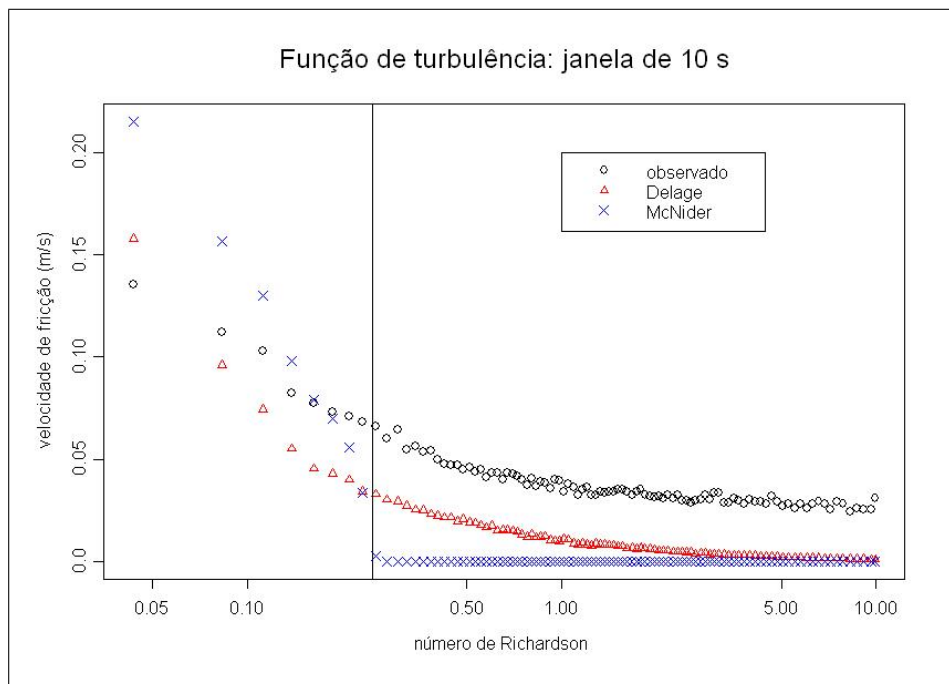


Figura 2.6: Adaptado de Costa et al. (2008). Comparação da relação entre u_* vs Ri para as formulações McNider et al. (1995) e Delage (1997) com dados experimentais

et al. (1995) apresenta boa concordância com os dados observados para valores de Ri menores que Ri_c . Na figura 2.3 é possível observar que para uma janela de tempo de 5 min, que corresponde à janela utilizada na figura 2.5, a resolução dos dados pode ser perdida, devido à atuação de fenômenos de grande escala.

Capítulo 3

Breve Discussão Sobre Sistemas Caóticos

Em Física, a teoria do caos descreve o comportamento de certos sistemas que podem exibir em sua dinâmica, aparentemente aleatória, alta sensibilidade às condições iniciais. Como consequência desta sensibilidade, uma pequena perturbação nas condições iniciais pode, após um curto intervalo de tempo, fazer com que a dinâmica do sistema se torne imprevisível. Este tipo de comportamento foi sugerido, inicialmente, por Henri Poincaré no final do século XIX, através de seu estudo sobre sistemas de equações diferenciais não-lineares. Neste estudo, ele observou que tais sistemas poderiam apresentar aleatoriedade e desordem em suas soluções. Naquela época não houve interesse por parte da comunidade científica em sua descoberta. Porém tal comportamento foi observado pela primeira vez no início da década de 60 por Edward N. Lorenz, em um modelo para previsão de tempo simplificado, construído por ele (Lorenz, 1963). Este modelo é constituído por três equações diferenciais para convecção na atmosfera, e tinha o objetivo de mostrar a dificuldade em fazer uma previsão a longo prazo usando modelos numéricos com esta característica.

O trabalho de Lorenz teve pequeno impacto até o começo dos anos 70, quando Ruelle e Takens (1971) propuseram uma nova teoria para o surgimento da turbulência, baseada em considerações abstratas sobre atratores estranhos. No decorrer desta década surgiram muitos trabalhos em teoria do caos, tais como o sistema de Rössler, que consistem em três equações diferenciais que contém as condições mínimas para levar ao caos, o mapa de Hénon, que é uma versão simplificada da

secção de Poincaré do modelo de Lorenz, e modelos para evolução de populações. No final da década de 70, Mitchell Feigenbaum descobriu a existência de leis que governam a transição entre o comportamento regular e o comportamento caótico de um sistema dinâmico, ou seja, diferentes sistemas podem tornar-se caóticos pelo mesmo caminho. Nas décadas seguintes houve a expansão da aplicabilidade da teoria do caos para análise de muitos outros tipos de sistemas dinâmicos, tais como circuitos elétricos (Chua et al., 1993), paleoclima (Rial, 2004), dinâmica de brisas (Feliks, 2004), etc.

Algumas características desses sistemas serão discutidas nas seções seguintes, onde utilizamos o modelo desenvolvido por Lorenz (1963) como exemplo.

3.1 O modelo de Lorenz

O modelo de Lorenz (1963) foi construído com base em três equações diferenciais, usadas para estudar a convecção de amplitude finita. O sistema idealizado por Lorenz é uma simplificação do modelo derivado por Saltzman (1962). Embora o sistema seja simplificado, ele apresenta não linearidade em suas equações.

$$\frac{dX}{dt} = -\sigma X + \sigma Y \quad (3.1)$$

$$\frac{dY}{dt} = -XZ + rX - Y \quad (3.2)$$

$$\frac{dZ}{dt} = XY + bZ \quad (3.3)$$

Nas equações acima, σ é o número de Prandtl, r é o número de Rayleigh e b é um parâmetro não definido. Tanto σ quanto r e b são constantes.

A não linearidade do sistema está presente nos termos quadráticos das equações (3.2) e (3.3), ou seja nos produtos $-XZ$ e XY .

Lorenz observou que para determinados valores das constantes do sistema, a evolução temporal das variáveis pode ser não periódica, como mostra a figura 6.3, onde é possível observar os diferentes estados do regime de convecção, para

uma determinada condição inicial. O sistema oscila entre vários estados no decorrer do tempo, de maneira não periódica. Essa não periodicidade pode ser caracterizada como caótica, como será discutido a seguir.

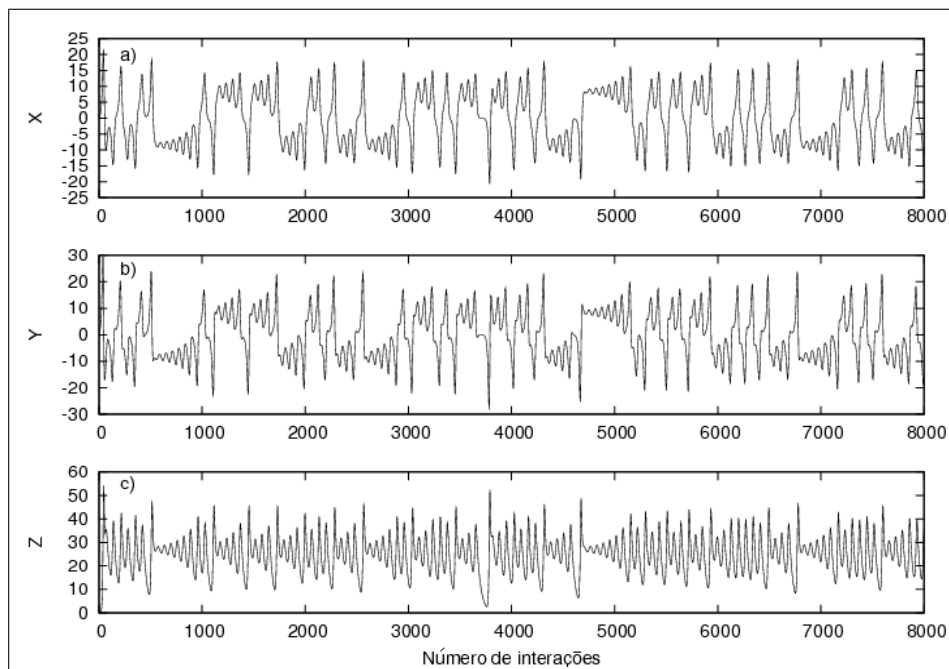


Figura 3.1: Evolução temporal das variáveis X (a), Y (b) e Z (c), para $\sigma = 10$, $r = 28$
 $b = 8/3$

3.1.1 Caos no sistema de Lorenz

A figura 3.1 mostra a evolução temporal do sistema de Lorenz para as condições iniciais $\sigma = 10$, $r = 28$ e $b = 8/3$. A solução do sistema tem um caráter complexo que pode ser considerado caótico. Não existe uma definição de caos que seja universalmente aceita, porém de maneira geral, há uma concordância, que caos é *o comportamento de longo período aperiódico em um sistema determinístico que exibe uma dependência sensível às condições iniciais* (Strogatz, 1994). Assim, um sistema caótico:

- Tem um comportamento de longo prazo aperiódico, ou seja, existem trajetórias desse sistema no espaço de fase, que não estão confinadas à pontos fixos, órbitas periódicas ou órbitas quasi-periódicas quando $t \rightarrow \infty$. As trajetórias do sistema no espaço de fase oscilam entre as possíveis soluções, aleatoriamente.

- É determinístico. Isso significa que não há parâmetros de entrada no sistema que sejam aleatórios ou ruidosos. O comportamento irregular do sistema surge naturalmente da não-linearidade existente neste.
- É sensível às condições iniciais. Pequenas perturbações nas condições iniciais do sistema podem levar a soluções completamente diferentes em curto período de tempo. Ou seja, o sistema possui pelo menos um expoente de Lyapunov maior que zero (Strogatz, 1994).

O sistema de Lorenz é um sistema determinístico que apresenta grande sensibilidade às condições iniciais (figura 3.2).

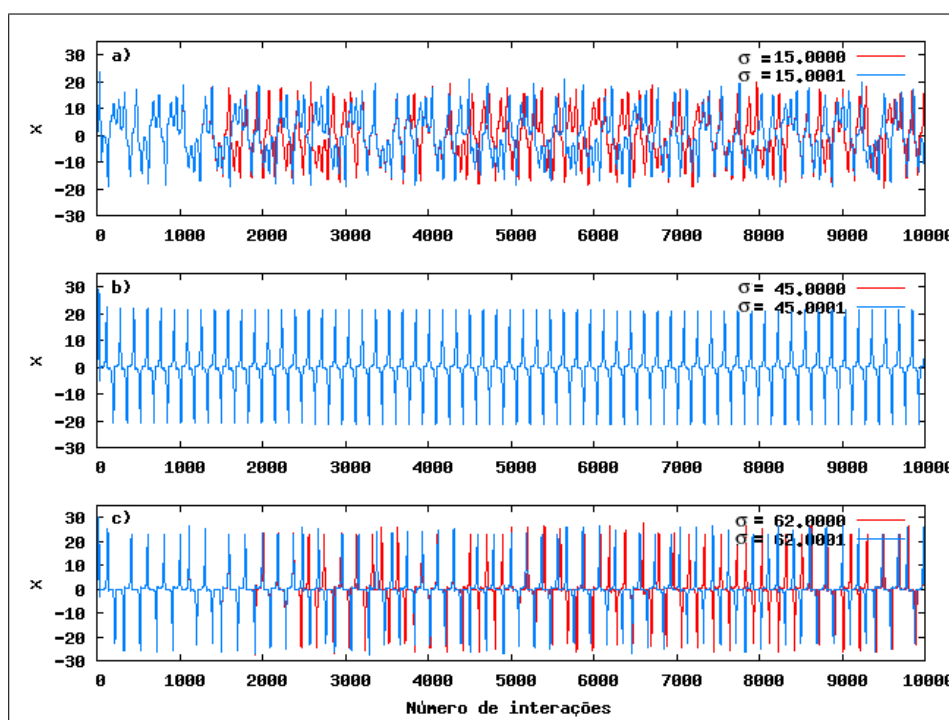


Figura 3.2: Sensibilidade às condições iniciais para valores de $\sigma = 15$ (a), $\sigma = 45$ (b) e $\sigma = 62$ (c), com perturbação na quarta casa depois da virgula. As outras constantes são mantidas em valores fixos de $r = 28$ $b = 8/3$

Porém, para determinadas condições iniciais o sistema é periódico. A mudança do comportamento do sistema com a variação do conjunto de condições iniciais fica clara quando observamos o diagrama de bifurcação do sistema. O diagrama de bifurcação é construído através da variação de uma determinada condição inicial e para cada valor dessa condição são extraídos os máximos locais da série temporal resultante dessa rodada, como mostra a figura 3.3. O diagrama de bifurcação

mostra em um espaço imaginário os possíveis valores de longo período de uma determinada variável onde o sistema apresentará diferentes tipos de comportamentos como equilíbrio, caos, órbitas periódicas, entre outros, em função de um parâmetro de bifurcação do sistema (fig. 3.3).

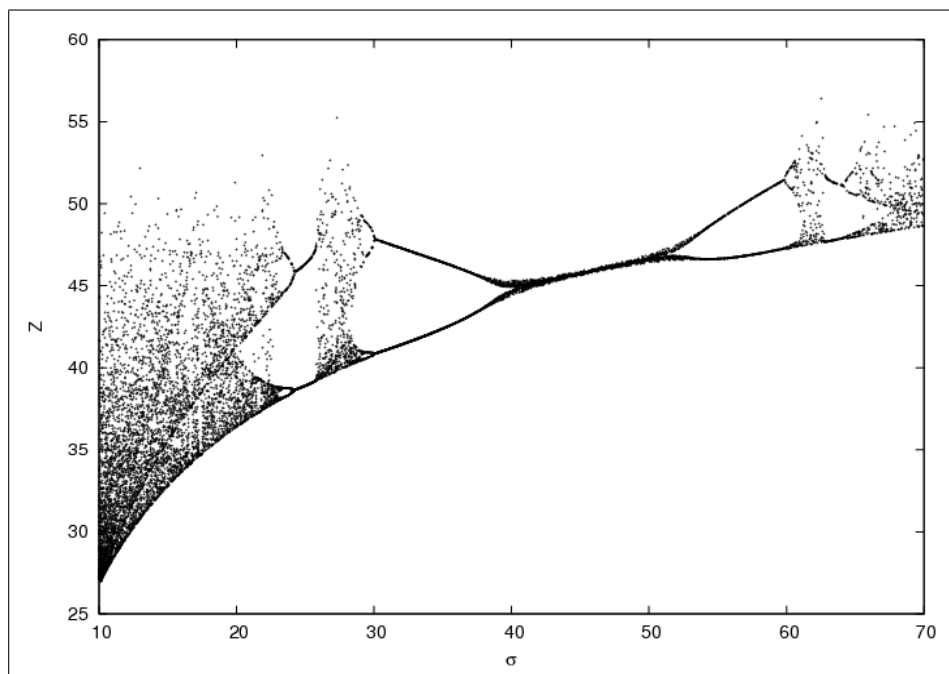


Figura 3.3: Diagrama de bifurcação para a variável Z em função de σ , com r e b mantidos fixos em $r = 28$ $b = 8/3$

É possível observar em 3.3 que existem regiões, para determinados valores de σ , no qual o sistema tem soluções periódicas. Isto explica porque, por exemplo, para $\sigma = 45$ o sistema não é sensível às condições iniciais, pois é possível observar claramente em 3.3 que esta é uma região com solução estável. No diagrama de bifurcação é também possível observar as transições do sistema, através de bifurcações para os diferentes estados possíveis.

Outra forma de observar os possíveis estados do sistema é através das trajetórias das soluções no espaço de fase. A dinâmica do sistema no espaço de fase caracteriza um atrator quando todas as trajetórias vizinhas convergem (Strogatz, 1994). Por exemplo, pontos fixos e ciclos limites são atratores. Um sistema caótico tem um tipo especial de atrator, que é definido como atrator caótico, atrator fractal ou atrator estranho. O nome usado depende do contexto, mas todos se referem ao mesmo tipo de atrator. O termo atrator estranho foi usado pela primeira vez por Ruelle e Takens (1971) e foi assim originalmente chamado por ser fractal.

Um atrator estranho exhibe uma dinâmica complexa no espaço de fase. As trajetórias oscilam aleatoriamente e de maneira imprevisível entre as possíveis soluções (3.4 - a)

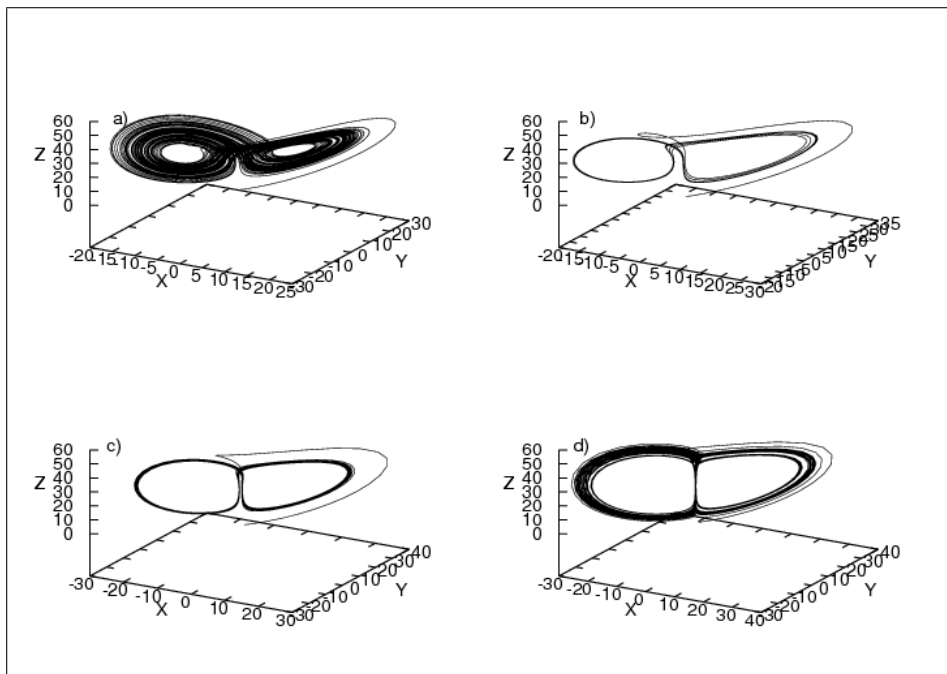


Figura 3.4: Dinâmica do sistema no espaço de fase tridimensional. Para (a) $\sigma = 15$, (b) $\sigma = 30$, (c) $\sigma = 45$, (d) $\sigma = 62$, com r e b mantidos fixos em $r = 28$ $b = 8/3$

Em todas as figuras em 3.4 é possível observar que as soluções partem de pontos próximos à origem do sistema e evoluem para estados caóticos (3.4-a e 3.4-d), estados quasi-periódicos (3.4-b) ou ainda periódico (3.4-c). É possível observar estes estados do sistema na figura 3.3. Para $\sigma = 15$ o sistema é caótico, para $\sigma = 30$ o sistema oscila entre duas possíveis soluções, para $\sigma = 45$ o sistema é periódico e para $\sigma = 62$ o sistema volta a ser caótico.

Utilizando um simples modelo constituído por três equações diferenciais, Lorenz (1963) mostrou a impossibilidade de fazer previsões de longo período em sistemas com características caóticas. As técnicas de análise discutidas nesta seção serão novamente retomadas no capítulo 5, onde é feita a discussão dos resultados deste trabalho.

3.2 Caos e turbulência atmosférica

Estudos como Xin et al. (2001), Gallego et al. (2001) e Campanharo et al. (2008) mostraram que variáveis turbulentas na camada limite atmosférica (CLA) podem apresentar comportamento caótico. Tais trabalhos mostram a presença de atratores de baixa dimensão em variáveis como temperatura e velocidade do vento. A partir das séries temporais, a dimensão de imersão para a reconstrução do atrator é calculada, indicando o número mínimo de variáveis necessárias para descrever o comportamento de uma determinada grandeza, bem como o maior expoente de Lyapunov, quantidade que caracteriza a taxa de separação de duas trajetórias infinitesimalmente próximas.

Nestes estudos fica atestada a existência de caos em séries temporais de variáveis turbulentas na CLP. Semelhante resultado não foi obtido a partir das equações para as variáveis médias na CLP.

Estes estudos concordam com Lorenz (1991), que sugere que o sistema no todo, no caso a atmosfera, pode não ser caótico, mas dentro desse sistema podem haver subsistemas caóticos de baixa dimensão.

Capítulo 4

Sítio Observacional

O principal resultado do presente trabalho são as soluções do modelo que será apresentado no próximo capítulo. De qualquer forma, entretanto, é necessário que o modelo seja validado em comparação a dados experimentais. Isso será feito em diversos pontos da seção de resultados, e para tanto são usados dados provenientes de um sítio experimental localizado em uma área desmatada da região Amazônica. Este é um dos sítios do projeto Large-Scale Biosphere-Atmosphere Experiment in Amazônia (LBA) instalado próximo à cidade de Santarém, PA, no km 77 da rodovia Cuiabá-Santarém.

A área onde as medidas são tomadas era coberta, originalmente por floresta, tendo sido desmatada pelos proprietários. Quando as medidas foram iniciadas, no ano 2000, a cobertura do solo era de pastagem. A partir de 2003, o manejo do solo foi alterado para a prática agrícola, com o plantio de soja e arroz, alternadamente. As medidas prosseguiram até 2006, mas os dados analisados aqui são de janeiro e fevereiro de 2001, portanto quando o solo estava coberto por pastagem. As observações foram tomadas em uma torre micrometeorológica de 20 m (figura 4.1), que contava com 3 níveis de temperatura e umidade, 4 níveis de vento horizontal, 5 níveis de concentração de dióxido de carbono, além de medidas das componentes do balanço radiativo, temperatura e umidade do solo. Os dados utilizados no presente estudo são os de turbulência tridimensional, obtidos por um anemômetro sônico (ATI Technologies, Inc.) instalado a uma altura de 8.5 m acima da superfície. Maiores detalhes sobre as medidas, o sítio, e suporte técnico utilizado podem ser obtidas em Sakai et al. (2004). O sítio utilizado foi escolhido para a análise do pre-



Figura 4.1: Foto do sítio experimental.

sente trabalho por ter a característica peculiar de intensa estabilidade atmosférica. A ausência de cobertura vegetal favorece grande perda radiativa de onda longa durante a noite. O resfriamento causado é responsável pela formação de uma camada superficial intensamente estratificada, onde a existência de condições muito estáveis é dominante. Sakai et al. (2004) mostram que neste sítio a velocidade de fricção permanece abaixo de 0.2 m/s durante 98% do tempo e abaixo de 0.08 m/s em 82% do tempo. Por esse motivo, o sítio tem sido objeto de diversos estudos sobre transferências de escalares entre a superfície e a atmosfera em condições muito estáveis (Acevedo et al., 2007; Acevedo et al., 2008).

Capítulo 5

O Modelo

Neste capítulo são discutidos os aspectos físicos e matemáticos nos quais o modelo é baseado. Primeiramente o modelo assume que a CLE pode ser separada em camadas tal como proposto por Blackadar (1979).

5.1 Modelo de Camadas

Em um fluido estratificado, o escoamento pode ser separado por camadas, podendo ou não haver interação entre elas. Em virtude da estratificação térmica em condições muito estáveis, a CLE apresenta este comportamento.

Modelos teóricos para a interação entre a superfície e a atmosfera tem sido empregados para estudar a intermitência na CLE utilizando um esquema de camadas, introduzido por Blackadar(1979). Tais modelos consistem em equações prognósticas para a temperatura do ar e da superfície e velocidade do vento (Revelle, 1993; McNider et al., 1995; Van de Wiel et al., 2002).

A figura 5.1 mostra o esquema de camadas utilizado por McNider et al. (1995), que consiste em duas camadas nas quais ocorre interação entre ambas. Além disso, elas interagem com a superfície, que influencia nos processos que nelas ocorrem.

A partir de tal esquema, McNider et al. (1995) demonstraram matematicamente, com base em análises de bifurcação, que esse tipo modelo pode apresentar grande sensibilidade às condições iniciais para determinados parâmetros de entrada. Van

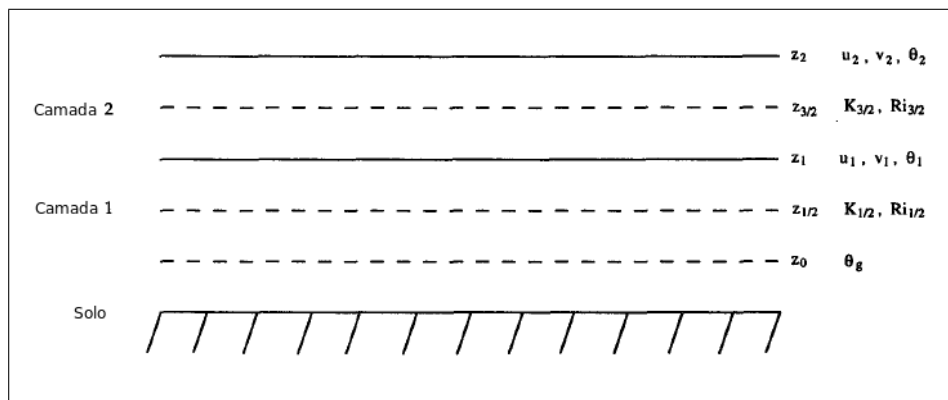


Figura 5.1: Adaptado de McNider et al. (1995). Esquema representando um modelo de camadas

de Wiel et al. (2002) conseguiram um resultado semelhante ao alcançado por McNider et al. (1995). Usando um modelo parecido porém com um nível apenas que interage diretamente com o solo coberto por uma baixa vegetação, que atua como um isolante térmico, eles conseguiram modelar casos em que a intermitência se apresenta de maneira regular e periódica. Tal resultado se assemelha em muito com o obtido por Revelle (1993), com um esquema de camadas que se estende até uma altura de 1 km, no qual a única interação externa com as camadas ocorre entre o nível inferior e a superfície. Neste caso, a superfície também é modelada como sendo coberta por uma fina camada de vegetação com capacidade calorífica baixa.

O trabalho de Revelle (1993) foi um dos primeiros trabalhos teóricos que tentou mostrar que a intermitência na CLE é um fenômeno físico que pode ter suas raízes vinculadas com a teoria do caos. Embora seus resultados não demonstrem a sua proposta, seu trabalho motivou uma série de trabalhos que seguiram a mesma linha, tais como McNider et al. (1995) e Van de Wiel et al. (2002). Os três esquemas propostos apresentam muitas semelhanças, porém a maior discrepância está presente no fechamento das equações dos modelos, Revelle (1993) utiliza uma formulação de turbulência proposta por Blackadar (1979) para parametrizar os fluxos superficiais, enquanto que McNider et al. e Van de Wiel et al. (2002) utilizam a formulação (2.6), onde a velocidade de fricção é parametrizada em função de Ri , e é imposto que a turbulência cessa totalmente quando Ri excede seu valor crítico.

5.2 Equações prognósticas do modelo

O esquema de camadas, que neste capítulo é discutido, contém 7 camadas que interagem entre si através de termos presentes em 2 de suas 3 equações prognósticas. As equações prognósticas são para o cisalhamento do vento médio, para o número de Richardson e para a energia cinética turbulenta (ECT).

Negligenciando os efeitos da advecção horizontal, da divergência horizontal do fluxo turbulento, da rotação da Terra e do aquecimento diabático, a temperatura potencial $\bar{\theta}$ e vento médio \bar{U} na CLP dependem somente da divergência vertical do fluxo turbulento:

$$\partial\bar{\theta}/\partial t = \partial\overline{w'\theta'}/\partial z \quad (5.1)$$

e

$$\partial\bar{U}/\partial t = -\partial\overline{u'w'}/\partial z \quad (5.2)$$

Nestas condições pode-se derivar uma equação prognóstica para evolução temporal de Ri (Acevedo e Fitzjarrald, 2001).

Sendo,

$$Ri = \frac{\left(\frac{g}{\Theta}\right)\frac{\partial\bar{\theta}}{\partial z}}{S^2} \quad (5.3)$$

Derivando 5.3 com relação ao tempo, tem-se:

$$\frac{\partial Ri}{\partial t} = \left(\frac{g}{\Theta S^4}\right) \left[\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial\bar{\theta}}{\partial z} \right) S^2 - 2S \left(\frac{\partial S}{\partial t} \frac{\partial\bar{\theta}}{\partial z} \right) \right]$$

ou

$$\frac{\partial Ri}{\partial t} = \left(\frac{g}{\Theta S^4}\right) \left[\frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial\bar{\theta}}{\partial t} \right) S^2 - 2S \left(\frac{\partial S}{\partial t} \frac{\partial\bar{\theta}}{\partial z} \right) \right] \quad (5.4)$$

Usando a aproximação (5.1):

$$\frac{\partial Ri}{\partial t} = \left(\frac{g}{\Theta S^4}\right) \left[\frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial(\overline{w'\theta'})}{\partial z} \right) S^2 - 2S \left(\frac{\partial S}{\partial t} \frac{\partial\bar{\theta}}{\partial z} \right) \right] \quad (5.5)$$

Assumindo que o fluxo de calor sensível decresce com a altura proporcionalmente a um polinômio de ordem m (Caughey et al., 1979), escrevemos:

$$(\overline{w'\theta'}) = (1 - z/h)^m (\overline{w'\theta'})_0$$

Onde h é o topo da CLA, altura na qual os fluxos vão para zero.

Assumindo que o número de Prandtl, que relaciona o fluxo de calor sensível e momentum dos turbilhões é igual a 1, pode-se escrever que o fluxo de calor sensível na superfície é:

$$\frac{(\overline{w'\theta'})_0}{u_*^2} = \frac{1}{S} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z}$$

Substituindo as relações acima em (5.5), tem-se:

$$\frac{\partial Ri}{\partial t} = \frac{Ri}{S} \left[\frac{m(m-1)}{h^2} u_*^2 - 2S \left(\frac{\partial S}{\partial t} \right) \right] \quad (5.6)$$

A equação (5.6) é a equação prognóstica para a evolução temporal de Ri derivada por Acevedo e Fitzjarrald (2001), com as simplificações descritas acima.

Tais simplificações permitem escrever a equação de balanço da ECT como:

$$\frac{\partial \bar{e}}{\partial t} = -RiSu_*^2 + Su_*^2 + \frac{\partial}{\partial z} \left(ku_*z \frac{\partial \bar{e}}{\partial z} \right) - \frac{u_*^3}{z} \quad (5.7)$$

O primeiro termo do lado direito é o termo de destruição térmica de turbulência pelas forças de empuxo, o segundo termo representa a produção mecânica pelo cisalhamento, o terceiro termo é o transporte vertical de turbulência e o último termo é o termo de dissipação de turbulência pelas forças de viscosidade. O transporte vertical foi escrito em termos de um fechamento de primeira ordem, onde ku_*z é a difusividade dos turbilhões. A dissipação foi parametrizada, seguindo argumentos de dimensionalidade, em termos das escalas de velocidade e comprimento.

Stull (1988) relaciona ECT e a velocidade de fricção, na CLE, como $\bar{e} = cu_*^2$. Esta relação foi utilizada no modelo e a constante de proporcionalidade foi obtida a partir de dados experimentais coletados em um sitio muito estável (Sakai et al., 2004). Assim, a relação entre ECT e a velocidade de fricção pode ser escrita como:

$$u_* = \frac{\sqrt{\bar{e}}}{3}$$

A seguir, considerando apenas uma das componentes horizontais do vento médio assumimos que o cisalhamento a cada nível é:

$$S = \frac{\bar{U}}{z}$$

Desta forma, a equação prognóstica para o cisalhamento, pode ser escrita como:

$$\frac{\partial S}{\partial t} = \frac{P}{z} + \frac{1}{z} \frac{\partial u_*^2}{\partial z} \quad (5.8)$$

onde usou-se a definição de velocidade de fricção $u_* \equiv \sqrt{-\overline{u'w'}}$. O primeiro termo do lado direito refere-se ao mecanismo de aceleração do vento, tal como um gradiente de pressão. O segundo termo é a divergência vertical do fluxo de momentum, expresso em termos da velocidade de fricção.

As equações (5.6), (5.7) e (5.8) representam um sistema de 3 equações com 3 variáveis desconhecidas. Este sistema pode ser integrado numericamente se os parametros m , h e P forem definidos. O quarto termo na equação (5.7) e o segundo termo na equação (5.8) representam o transporte vertical de turbulência. Desta forma, para resolver as interações verticais que ocorrem na CLE, pode-se aplicar o conjunto de equações prognósticas a um esquema constituído por um número finito de camadas. A discretização das equações (5.6), (5.7) e (5.8), leva a:

$$\frac{\partial Ri_i}{\partial t} = \frac{Ri_i}{S_i} \left[\frac{m(m-1)}{h^2} u_{*i}^2 - 2S_i \left(\frac{\partial S_i}{\partial t} \right) \right] \quad (5.9)$$

$$\frac{\partial \bar{e}_i}{\partial t} = -Ri_i S_i u_{*i}^2 + S u_{*i}^2 - \frac{T_{i+1} - T_{i-1}}{2\Delta z} - \frac{u_{*i}^3}{z_i} \quad (5.10)$$

$$\frac{\partial S_i}{\partial t} = \frac{P}{z_i} + \frac{1}{z_i} \frac{u_{*i+1}^2 - u_{*i}^2}{\Delta z} \quad (5.11)$$

O fluxo de ECT em (5.10), é dado por:

$$T_i = 9k u_{*i} z_i \frac{u_{*i+1}^2 - u_{*i-1}^2}{2\Delta z} \quad (5.12)$$

As equações (5.9), (5.10) e (5.11), juntamente com a relação entre u_* e ECT podem ser integradas numericamente para um finito número de camadas. Os parâmetros P , m e h , que representam respectivamente o forçante mecânico que atua na aceleração do vento, a curvatura do perfil vertical do fluxo turbulento de calor sensível e a altura da CLE, necessitam de valores de entrada que permaneçam

constantes durante uma determinada simulação. O forçante mecânico P é proporcional à velocidade do vento no topo da CLE (na altura h) que atua similarmente ao vento geostrófico, de acordo com a seguinte relação:

$$P = U \times 10^{-4} s^{-1}$$

A cada nível, um valor máximo para o cisalhamento do vento médio é imposto, de acordo com a expressão:

$$S_{maxi} = \frac{U}{\ln(h)z_i}$$

Uma vez que o cisalhamento máximo acontece nas condições menos estáveis, tal condição implica que é assumido que o perfil vertical do vento é logarítmico na condição neutra. A imposição de um valor máximo para o cisalhamento é necessária para manter o vento no topo da CLE constante. Um valor mínimo de cisalhamento também é necessário, em virtude do cisalhamento aparecer no denominador da equação (5.9). Este valor é estabelecido como sendo $0,0001 s^{-1}$ em todos os níveis. Um valor mínimo para ECT é assumido como sendo $0,01 m^2 s^{-2}$.

Para integrar as equações (5.10) e (5.11) no nível superior, os termos T_{i+1} e u_{*i+1} são considerados nulos, em virtude da condição limite de que não existe turbulência acima da CLE. No nível inferior, por outro lado, os mesmos termos são calculados usando diferenças finitas entre o nível acima e o próprio nível inferior.

Capítulo 6

Resultados

Neste capítulo serão apresentados e discutidos os resultados provenientes da integração numérica do modelo descrito no capítulo anterior.

6.1 Integração do modelo

Os resultados do modelo são sensíveis ao número de níveis usados. O nível inferior é sempre mantido em 5 m em virtude do interesse principal do trabalho ser analisar o comportamento característico da turbulência próximo a superfície. Quando um grande número de níveis é usado, eles são igualmente espaçados entre 5 m e o nível mais alto, localizado em h , o topo da CLE.

6.1.1 Influência do número de níveis na solução

Se o sistema for formado por apenas um nível da superfície até h , a solução é uma oscilação amortecida (fig. 6.1-a). A adição de níveis verticais aumentam a instabilidade da solução. Com 3 níveis (fig. 6.1-b), a evolução temporal de u^* se torna mais complexa, mas temporariamente periódica após algumas horas de integração.

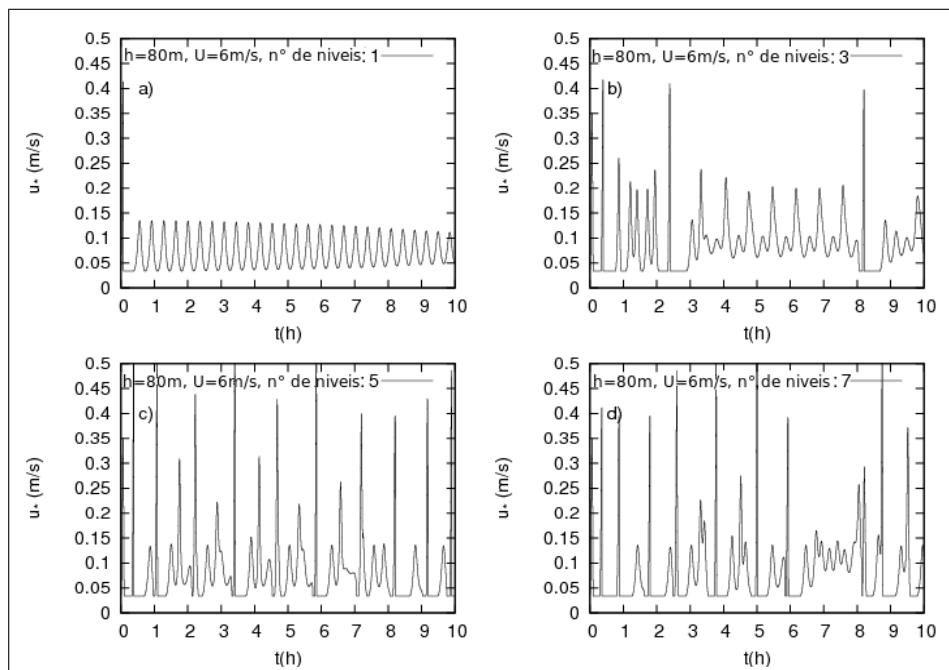


Figura 6.1: Comparação da evolução temporal de u_* para diferentes configurações do modelo.

Para 5 níveis (fig. 6.1-c), a ausência de periodicidade é evidente e os resultados das simulações são qualitativamente similares aos resultados obtidos utilizando um modelo com 7 níveis (fig. 6.1-d).

Porém, os resultados, utilizando um modelo composto por 7 níveis, apresentam maior complexidade. Importantes propriedades da solução, tal como a energia total e o espectro de energia de u_* , convergem, quando o modelo possui 7 níveis (fig. 6.2), o que significa que adição de mais níveis não afeta significativamente os resultados. Portanto, os resultados do modelo aqui apresentados são para o caso no qual ele é constituído por 7 níveis (ou camadas).

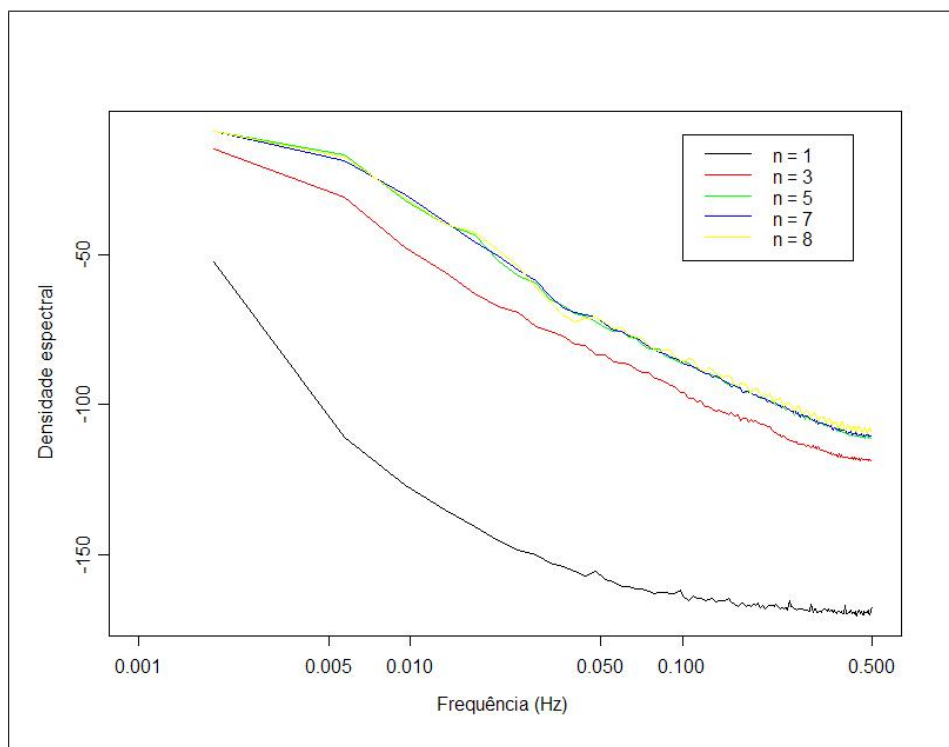


Figura 6.2: Espectro de frequências para diferentes número de níveis n do modelo.

6.1.2 Dependência das soluções em U

O comportamento do modelo pode ser entendido quando os resultados são comparados para diferentes velocidades do vento (U) no topo da CLE. Para o caso no qual o vento no topo da CLE é muito fraco $U = 0,2 \text{ m/s}$, a turbulência é de pequena intensidade e os picos são periódicos (fig. 6.3-a). Os outros parâmetros externos utilizados são $h = 80 \text{ m}$, e $m = 4$. Com o aumento do vento, alguns focos de turbulência, com maior magnitude, começam a aparecer (fig. 6.3-b) e a ocorrência desses é imprevisível. Com $U = 2 \text{ m/s}$ no topo da CLE (fig. 6.3-c), a ocorrência de focos de turbulência é mais frequente, mas os valores de u_* dificilmente ultrapassam $0,1 \text{ m/s}$. Para $U = 5 \text{ m/s}$ (fig. 6.3-d), os eventos intermitentes são frequentes e em alguns casos u_* chegam a ultrapassar $0,4 \text{ m/s}$. É interessante observar que eventos de maior magnitude têm curta duração, enquanto que eventos de menor intensidade se prolongam por mais tempo.

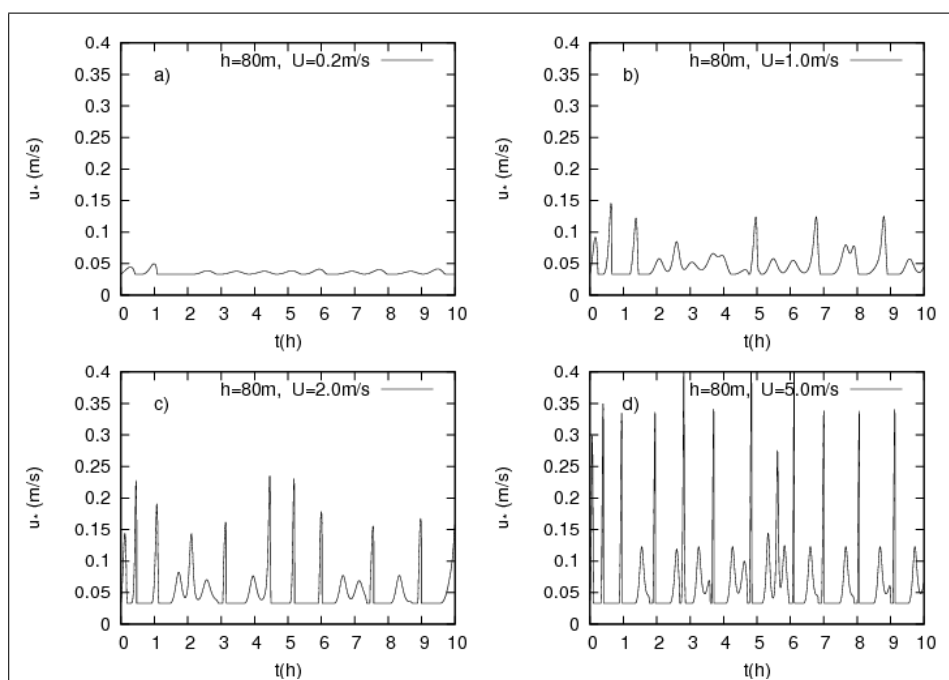


Figura 6.3: Comparação da evolução temporal de u_* para diferentes configurações do modelo.

6.1.3 Influência da altura da CLE nas soluções

A espessura da CLE também afeta diretamente a solução (fig. 6.4). As soluções mostram que quando a CLE é mais baixa ela também é menos turbulenta. Isto é uma consequência do fato que em uma camada mais baixa, o fluxo vertical de calor sensível que converge na CLE, experimenta maior variação com a altura, aumentando assim a estabilidade térmica.

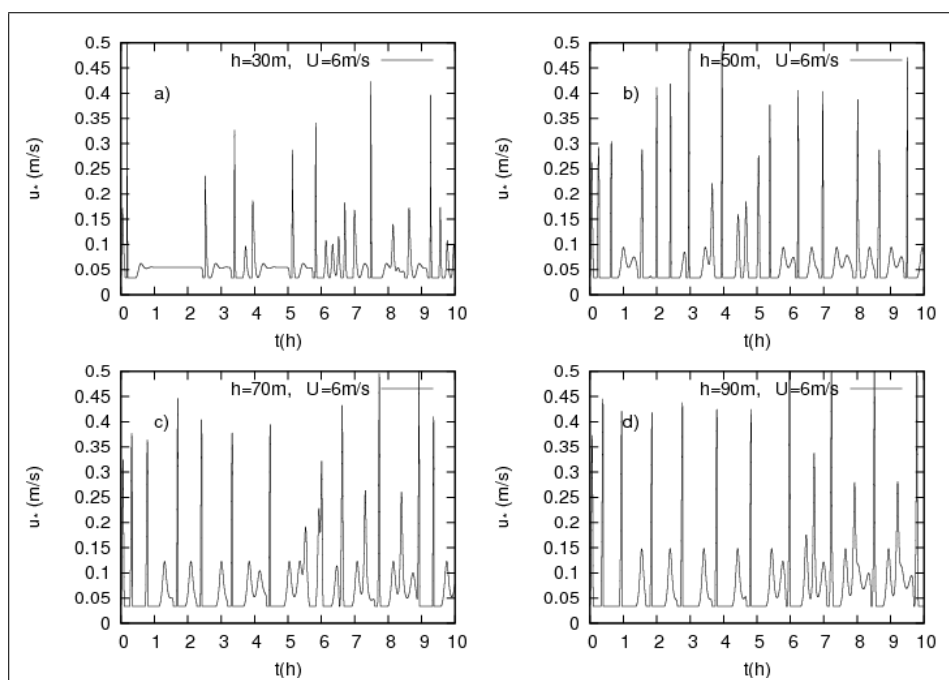


Figura 6.4: Comparação entre as soluções do modelo para diferentes valores de h .

É possível observar em 6.4 que o sistema se torna mais turbulento conforme a altura da CLE aumenta. Embora uma CLE mais baixa seja menos turbulenta, a ocorrência de intermitência é evidente (fig. 6.4-a), com caráter tão complexo quanto para casos em que a CLE é mais espessa (fig. 6.4-c).

6.1.4 Variação das soluções com m

O outro fator externo que deve ser imposto ao modelo é o expoente m , que determina a taxa do decaimento do fluxo vertical de calor sensível com a altura (fig. 6.5).

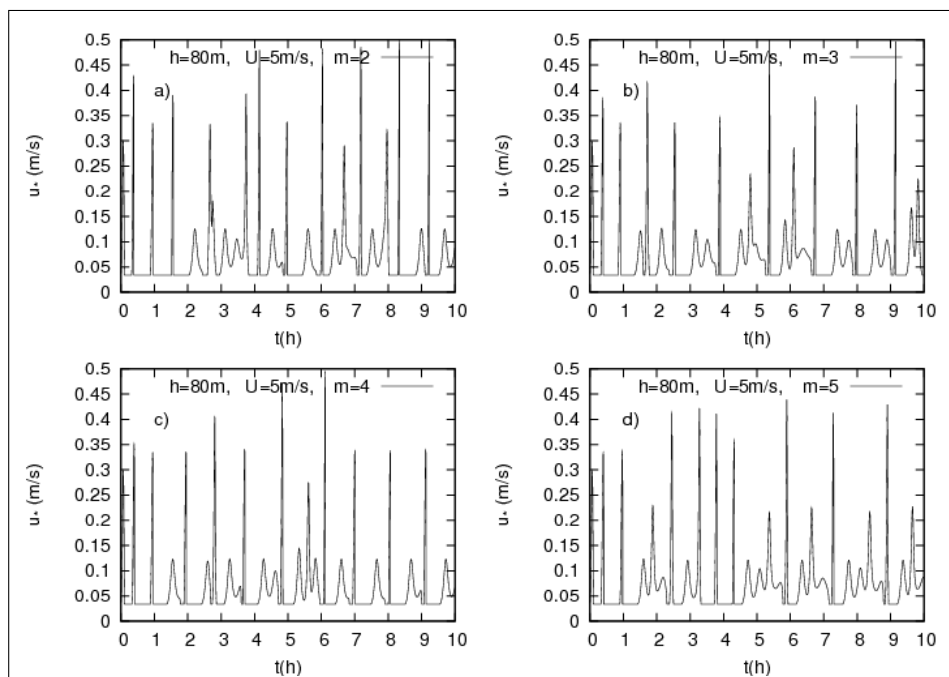


Figura 6.5: Comparação entre as soluções do modelo para diferentes valores de m .

Na figura 6.5 m , se pode observar que as soluções com diferentes valores de m são qualitativamente semelhantes. Portanto, a curvatura do perfil vertical do fluxo de calor sensível tem pouca influência na solução do modelo.

6.1.5 Propagação da instabilidade

Como é a estrutura vertical da intermitência no modelo? E como é a evolução do número de Richardson durante a ocorrência de intermitência? A integração do modelo com $h = 80 \text{ m}$ e $m = 4$, mostra que os picos de u_* são verticalmente fora de fase. Os focos de turbulência no nível inferior são, geralmente, precedidos por picos de menor magnitude nos níveis acima (fig. 6.6), e tais picos são amplificados com a propagação da instabilidade para níveis inferiores. Em geral, picos mais intensos de

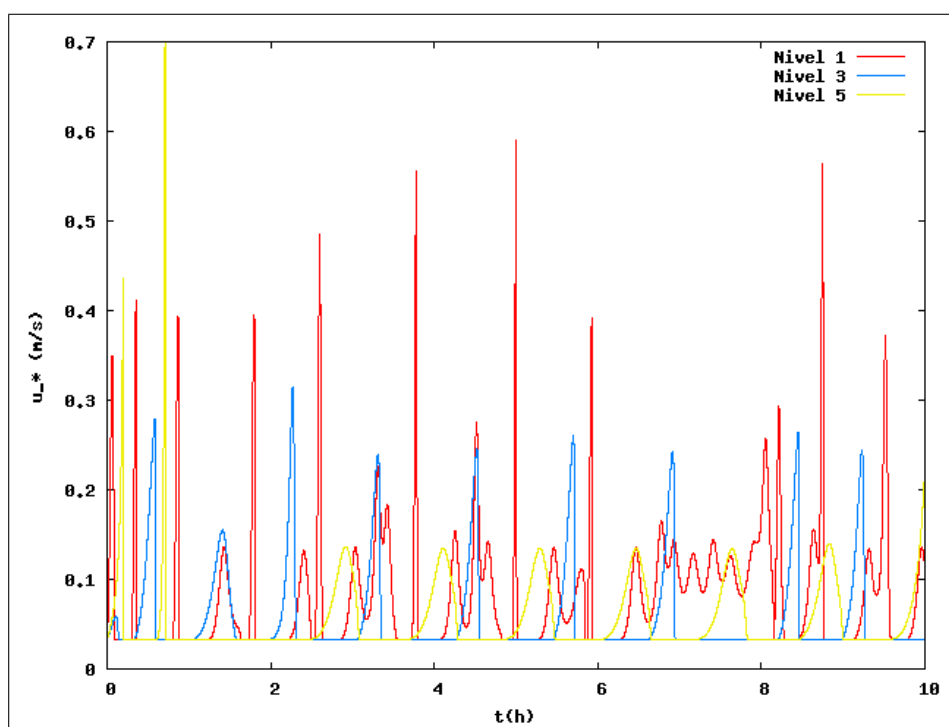


Figura 6.6: Propagação vertical dos picos de u_* . Para valores de $h = 80 \text{ m}$, $U = 6 \text{ m/s}$ e $m = 4$.

u_* ocorrem nos níveis mais próximos da superfície. Este comportamento também pode ser observado na evolução temporal de Ri (fig 6.7). No primeiro nível, durante a emergência dos picos de turbulência, Ri cai até valores muito próximos de zero. A intensidade da turbulência causa a supressão do vento e conseqüentemente a redução do cisalhamento próximo a superfície. Quando a magnitude do cisalhamento diminui, o número de Richardson aumenta rapidamente, o que ocasiona a existência de valores muito altos deste, logo após o evento intermitente, fato que pode ser constatado também em observações (fig. 2.4). Esta característica pode ser observada melhor no nível inferior, onde tanto os valores mínimos como os máximos de

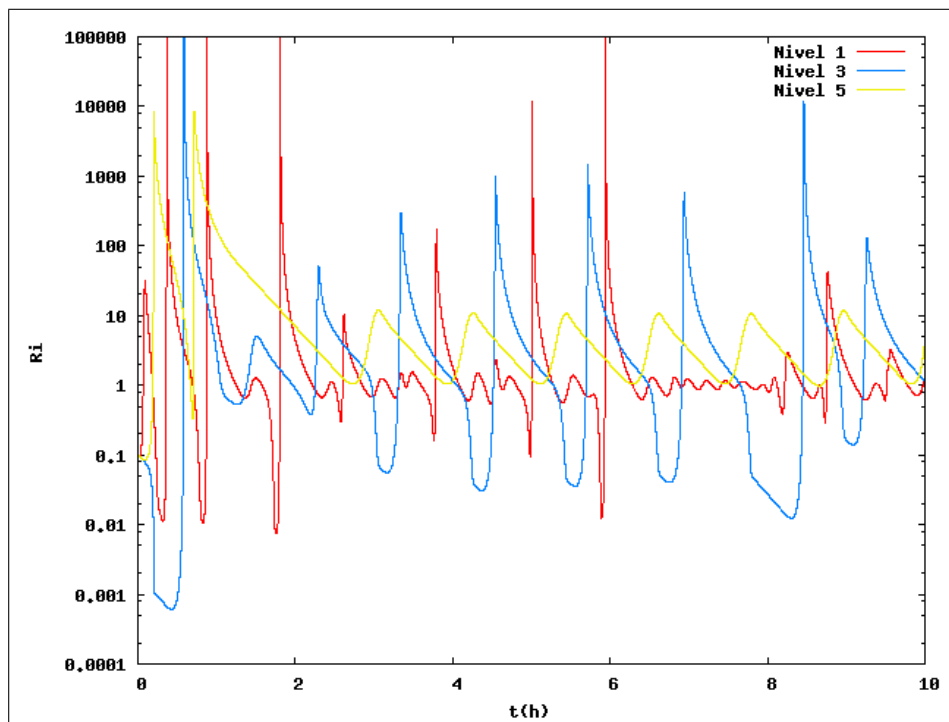


Figura 6.7: Propagação vertical dos picos de Ri . Para valores de $h = 80 \text{ m}$, $U = 6 \text{ m/s}$ e $m = 4$.

Ri são mais extremos. A figura 6.7, também mostra que, neste modelo, o número de Richardson crítico (Ri_c) é igual a 1. Este valor é um limite natural do sistema, não sendo em momento algum imposto ao modelo. Nos eventos turbulentos mais intensos, o número de Richardson cresce muito rapidamente, decaindo em direção a Ri_c , lentamente após seu máximo. Uma vez que ele cai para valores inferiores a Ri_c , torna a crescer novamente. Pequenos ciclos do número de Richardson também ocorrem, com pequenas variações em torno de Ri_c , em concordância com a discussão da seção 2.1.1, quando mencionou-se que em casos onde o sistema fica oscilando entre turbulento e estável, Ri em geral oscila em torno de Ri_c (Nieuwstadt, 1984; Kim and Mahrt, 1992). Nestes casos, os picos de u_* são pequenos, causando somente um leve decréscimo do cisalhamento do vento médio.

Existe uma semelhança, qualitativa, entre estes resultados e os resultados apresentados por Revelle (1993). Todavia, a estrutura geral dos eventos presentes naquele trabalho são bem mais simples a dos que são apresentados. De fato, eventos periódicos com curta duração apresentados por Revelle (1993), lembram os picos mais intensos de u_* (fig. 6.6), que são acompanhados por um ciclo simples do número de Richardson. Os picos menos intensos de u_* , ocorrem quando há pequenas

oscilações de Ri em torno de Ri_c , como aparece nas figuras 6.6 e 6.7, o que não acontece no modelo proposto por Revelle (1993).

A relação entre as variáveis do modelo pode ser vista em detalhes na figura 6.8. Os picos de u_* de menor intensidade acontecem enquanto o número de Richard-

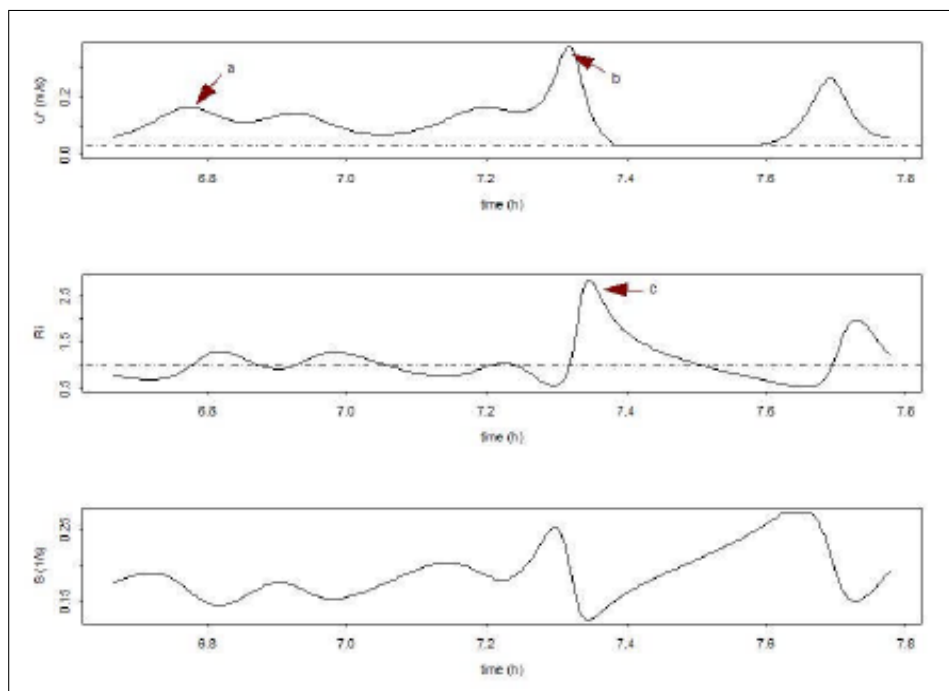


Figura 6.8: Relação entre as variáveis do sistema.

son oscila em torno de Ri_c (evento "a" em 6.8). Os picos de u_* com maior magnitude (evento "b") são seguidos por valores grandes de Ri (evento "c"). Períodos quando a velocidade de fricção é mínima não necessariamente ocorrem quando $Ri \gg Ri_c$, mas quando este está decaindo após um máximo. Além disso, existem períodos de $Ri > 1$ quando a velocidade de fricção não é nula. O cisalhamento do vento é um importante mecanismo afetando o comportamento de Ri , por dois motivos. O primeiro é S estar presente no denominador do primeiro termo do lado direito da equação (5.9), e o segundo é a presença deste no segundo termo dentro do colchetes da mesma equação. Isto torna as duas variáveis fortemente anti-correlacionadas (fig. 6.8).

6.2 Características caóticas do sistema

Os resultados apresentados nas seções anteriores indicam que o modelo possui um comportamento complexo. Nesta seção, algumas evidências de que tal comportamento é caótico serão discutidas.

Lorenz (1963) mostrou que mudanças muito pequenas nas condições iniciais podem levar a resultados completamente diferentes depois de um determinado tempo de integração de seu modelo. Este resultado é uma consequência da propagação de pequenas perturbações em um sistema caótico, e isto tem sido reproduzido em um diferente número de sistemas físicos e biológicos (como foi discutido no capítulo 3), com a importante consequência de que sistemas que mostram tais características podem não ser previsíveis. De fato, McNider et al. (1995) mostraram que a camada limite noturna é altamente sensível às condições iniciais, no sentido que pequenas perturbações nos parâmetros externos, tais como o vento geostrófico, podem levar a soluções completamente diferentes para as variáveis médias da camada superficial, tais como ventos e temperatura. Todavia, em seu trabalho, a alta sensibilidade é relacionada somente com a conexão entre a superfície e o nível superior. Quando eles estão conectados, fortes ventos e temperaturas mais altas ocorrem na superfície, enquanto que o oposto acontece se o vento geostrófico não é grande o suficiente para manter a superfície conectada com o topo da CLE. Um diferente tipo de sensibilidade às condições iniciais ocorre no modelo aqui apresentado. Para alguns valores dos parâmetros externos, perturbações muito pequenas levam a diferentes evoluções temporais, depois de um determinado tempo de integração (fig. 6.9). Isto é similar à sensibilidade mostrada por Lorenz (1963), e também tem implicações na previsibilidade do sistema. Para $U = 1 \text{ m/s}$, a evolução temporal de u_* é afetada por uma perturbação de $0,001 \text{ m/s}$ depois de 8 horas de integração (fig. 6.9, painel superior). Por outro lado, se $U = 4,5 \text{ m/s}$, tal perturbação não afeta significativamente a solução, que permanece periódica após 2 horas de integração (fig. 6.9, painel central). Finalmente, para $U = 9 \text{ m/s}$, a sensibilidade às condições iniciais é suficientemente grande, de forma que para tal perturbação a solução é afetada após 4 horas de integração (fig. 6.9, painel inferior).

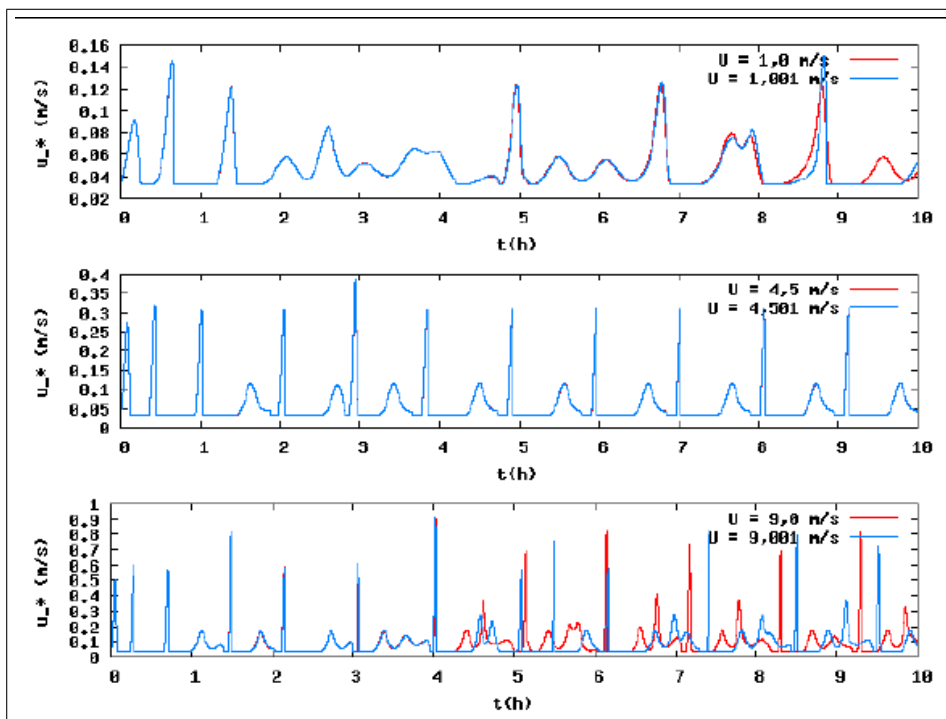


Figura 6.9: Sensibilidade do modelo às condições iniciais. Em cada painel a linha vermelha representa a evolução temporal de u_* para um determinado valor de U , e a linha azul indica evolução temporal de u_* para uma perturbação de $0,001 \text{ m/s}$ em cada valor de U , mostrado em seu respectivo painel

Os diferentes tipos de comportamento mostrados da figura 6.9 para diferentes valores de U sugerem um comportamento caótico, mas é importante identificarmos as condições que levam o modelo a ser periódico ou não. Isto pode ser visto olhando os valores dos máximos locais de u_* em função de parâmetros externos, tais como U (fig. 6.12) ou h (fig. 6.13).

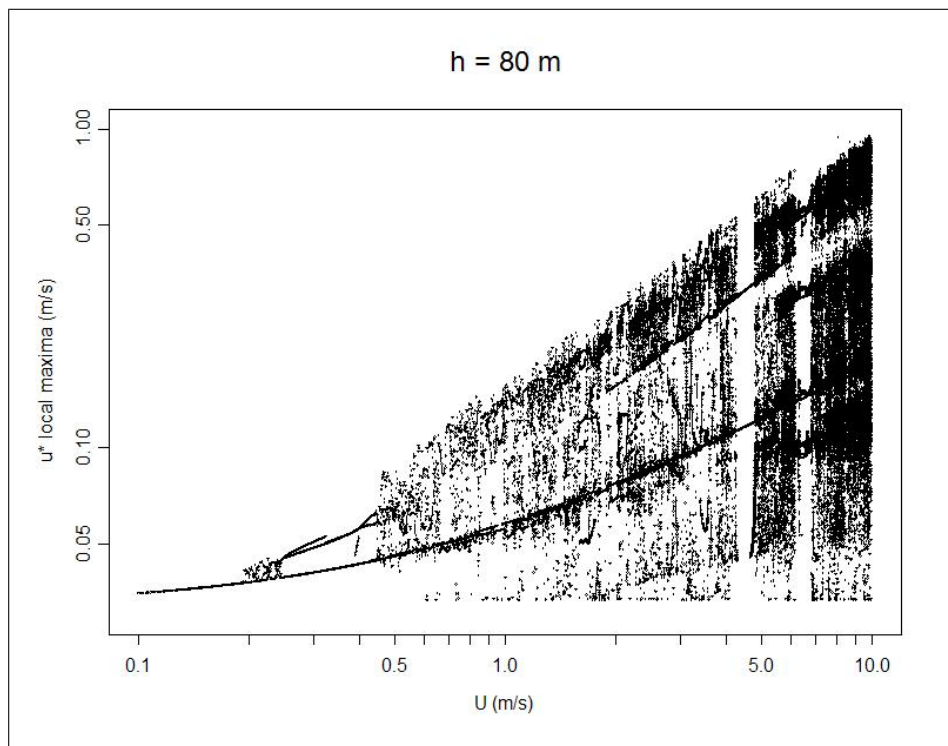


Figura 6.10: Diagrama de bifurcação para u_* em função de U . Mantendo fixa a altura da CLE em $h = 80 \text{ m}$

A figura 6.12, qualitativamente semelhante à figura 3.3, do modelo de Lorenz, identifica a existência de regiões com uma evolução temporal organizada, e outras onde um comportamento muito complexo ocorre. Mantendo fixa a altura da CLE em 80 m e aumentando o valor do vento, no seu topo, de $0,1 \text{ m/s}$ para 10 m/s , a solução assume diferentes características: periódica com único pico ($U < 0,2 \text{ m/s}$), periódica com mais que um pico ($0,25 \text{ m/s} < U < 0,45 \text{ m/s}$), e não periódica ($U > 0,45 \text{ m/s}$), caracterizando um típico diagrama de bifurcação. As condições não periódicas são, geralmente, caóticas com alta sensibilidade à pequenas perturbações. Interessantemente, todavia, e em concordância com outros sistemas caóticos, existem porções do diagrama que mostram determinadas condições para as quais o sistema se reorganiza. Isto acontece, por exemplo, para $4,3 \text{ m/s} < U < 4,8 \text{ m/s}$ (fig. 6.11). Sob tal condição uma solução periódica com dois picos ocorre, como mostra a figura 6.9 (painel central). Outro estado organizado do sistema ocorre quando $6,2 \text{ m/s} < U < 6,9 \text{ m/s}$. Mais regiões organizadas podem ser observadas no diagrama (fig. 6.10), mas todas com intervalos de U bem menores que as citadas anteriormente. O diagrama de bifurcação da figura 6.10, também mostra outra importante característica do sistema. A velocidade de fricção

aumenta linearmente com o aumento do vento no topo da CLE. Além disso, apesar da grande variedade de máximos locais, que caracterizam um comportamento caótico, existem dois picos, que aparecem bem definidos para $U = 4 \text{ m/s}$ (fig. 6.9, painel central), que representam modos oscilatórios típicos do sistema.

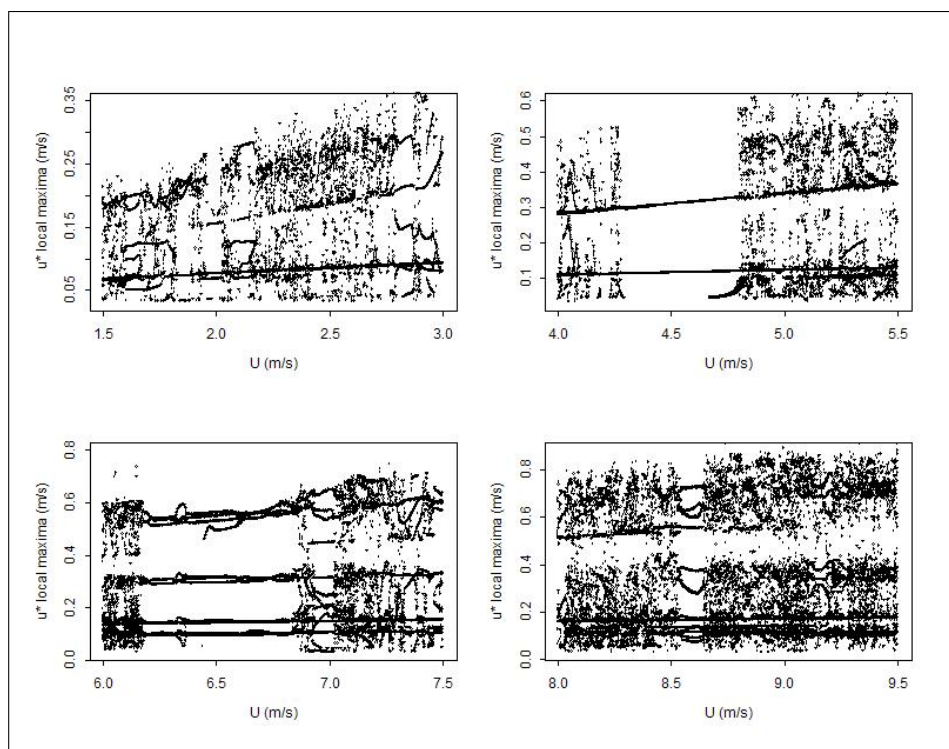


Figura 6.11: Ampliação das regiões de estabilidade mostradas na figura 6.10

Mantendo fixa a altura da CLE em 40 m, pode-se observar que, qualitativamente, as características do diagrama de bifurcação são as mesmas obtidas com $h = 80 m$. Porém, é possível notar que neste caso há menos regiões de estabilidade no diagrama de bifurcação (fig. 6.12).

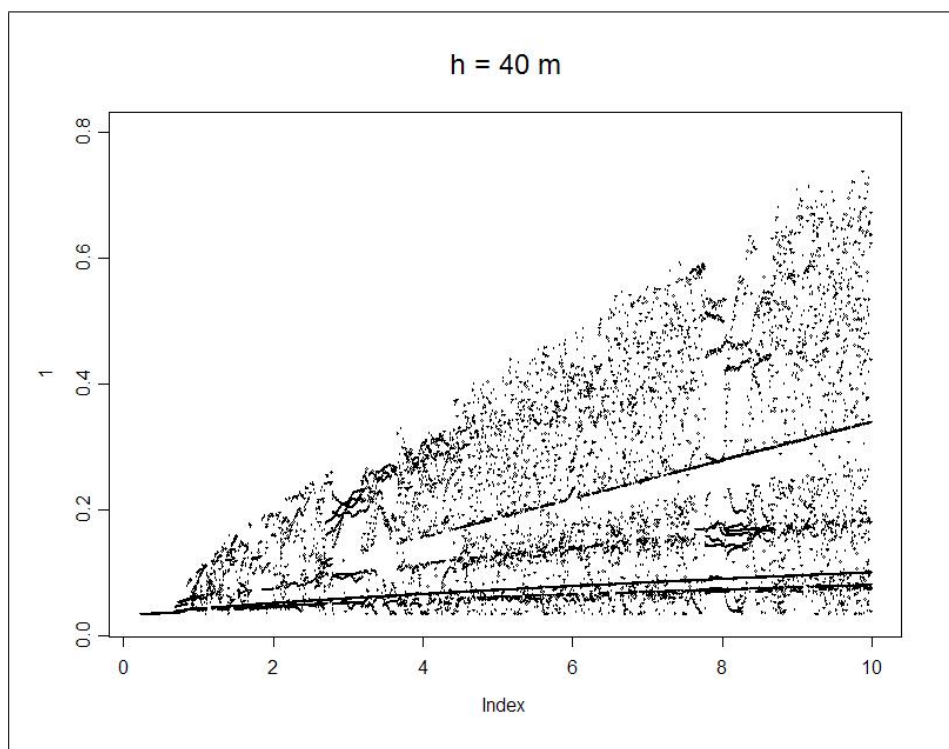


Figura 6.12: Diagrama de bifurcação para u_* em função de U . Mantendo fixa a altura da CLE em $h = 40 m$

Um diagrama de bifurcação similar aparece quando o vento no topo da CLE é mantido constante e a altura h da CLE varia (fig. 6.13). Desta forma, o modelo também é sensível a valores de h . Da mesma maneira, similarmente ao que acontece quando U varia, o sistema mostra um comportamento organizado para intervalos finitos de h , como por exemplo, com $91 m < h < 93 m$.

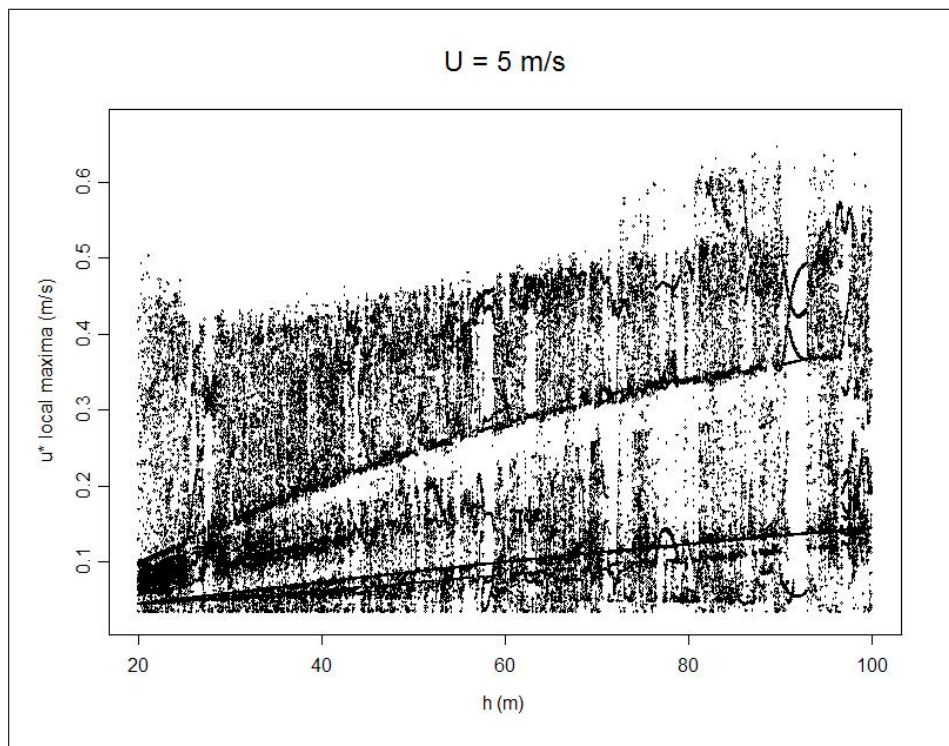


Figura 6.13: Diagrama de bifurcação para u_* em função de h . Mantendo fixo o vento no topo da CLE em $U = 5 \text{ m/s}$

Para uma simples simulação, a relação entre as variáveis do modelo \bar{e} , Ri e S é complexa (fig. 6.14). As trajetórias da solução no espaço de fase caracterizam um atrator estranho (Ruelle e Takens, 1971). As posições do sistema mudam aleatoriamente entre diferentes órbitas, de maneira imprevisível. Uma órbita é caracterizada por grande valores de Ri , a segunda por altos valores de \bar{e} e a terceira é quando a solução do sistema oscila em torno de $Ri = 1$. Este valor pode ser, desta forma, considerado como o número de Richardson crítico do sistema, uma vez que as órbitas oscilam ao seu redor (fig. 6.15)

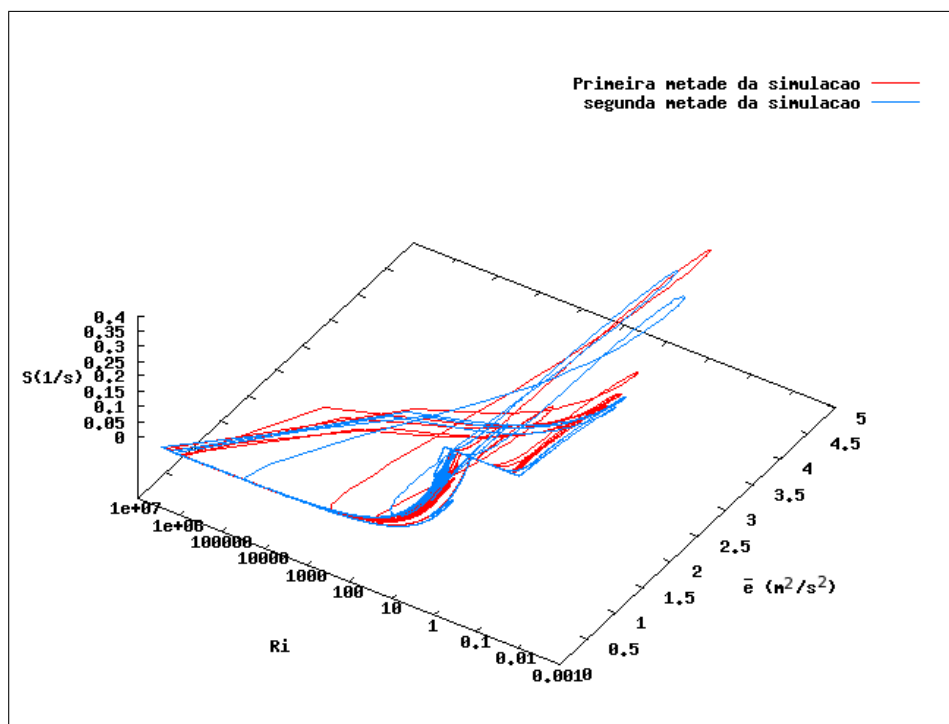


Figura 6.14: Dinâmica do sistema no espaço de fase. Para valores de $h = 80 \text{ m}$, $U = 8 \text{ m/s}$ e $m = 4$.

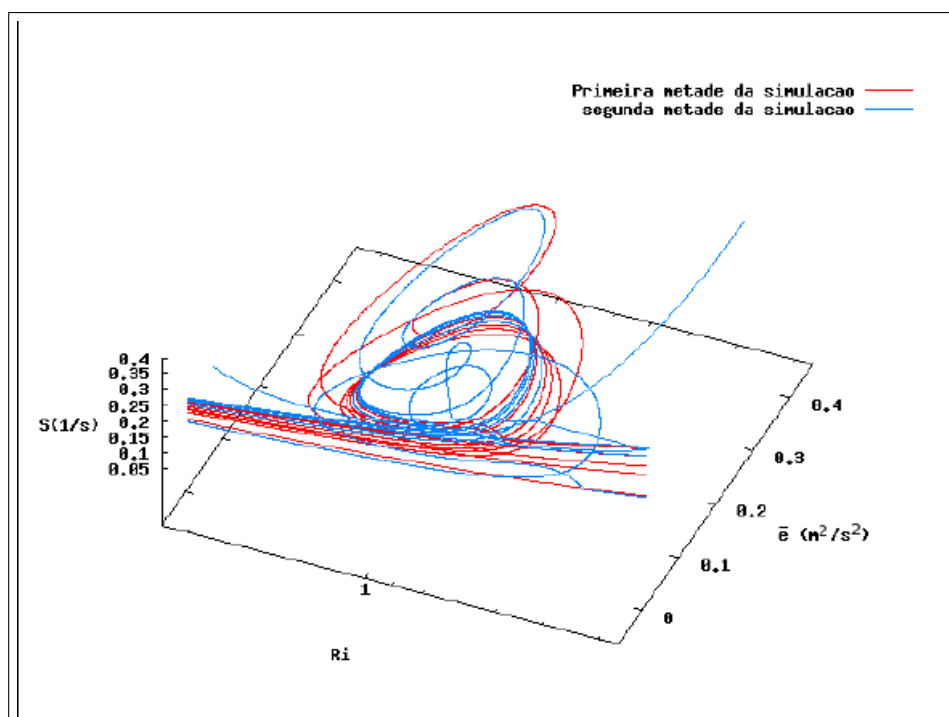


Figura 6.15: Similar a figura 6.14, mostra a dinâmica do sistema no espaço de fase, próximo a Ri_c .

Capítulo 7

Discussão

O modelo descrito pelas equações (5.9), (5.10) e (5.11) leva a intermitência na CLE, e indica a ocorrência de comportamento caótico da turbulência na camada limite noturna. Porém, para que este modelo seja considerado como uma representação adequada da realidade é fundamental analisar se os eventos intermitentes, são compatíveis com o comportamento da turbulência no mundo real:

Primeiramente, é importante salientar que, neste modelo, nenhuma formulação de turbulência, tais como as descritas na seção 2.2, que determinam como a intensidade de uma variável turbulenta, como u_* , varia em função de um parâmetro de estabilidade (Ri , por exemplo) é imposta. Ao invés disso, usando equações prognósticas para todas as variáveis, uma relação entre elas surge naturalmente. Isto é diferente do que pode ser visto em modelos anteriores, propostos pra modelar a intermitência na CLE. Reville (1993) e Van de Wiel (2002) usam a idéia proposta por Blackadar (1979), em seu esquema para a camada superficial, incluindo formulações de turbulência que impõem que u_* é zero a partir do momento em que o número de Richardson excede um determinado valor crítico, que é arbitrário. Tais formulações obedecem à teoria clássica da turbulência, no sentido que quando o mecanismo de destruição excede o mecanismo de produção de turbulência, a energia cinética turbulenta, e dessa forma também a velocidade de fricção, tornam-se nulas. De outra forma, as observações reportadas por Poulos e Burns (2003) e Banta et al. (2007) mostram que há alguma atividade turbulenta mesmo em condições muito estáveis, em que Ri é supercrítico. Esta observação está em acordo com os resultados apresentados por Mahrt e Vickers (2006), mostrados na figura 2.2, que

dão conta da permanência de alguma atividade turbulenta mesmo nas condições mais estáveis. Esta discrepância nas formulações turbulentas em condições muito estáveis é frequentemente atribuída à ocorrência de eventos intermitentes isolados. Em virtude disso, as formulações mais comumente empregadas em modelos meteorológicos de mesoescala, tais como as de Louis et al. (1979), Beljaars e Holtslag (1991) ou Delage (1997) permitem a existência de alguma turbulência mesmo para valores elevados de Ri , e este fato é importante para uma melhor performance dos MNPT em condições muito estáveis. Neste caso, uma explicação comum para a escolha destas formulações é que estas consideram a existência de eventos turbulentos localizados em pequena região dentro de uma célula de grade do modelo, mesmo que o número de Richardson médio dentro da célula seja supercrítico.

No modelo aqui apresentado, para uma dada simulação, com parâmetros externos especificados, a relação entre $\bar{\epsilon}$ (ou u_*) e Ri exibe um comportamento muito complexo, cuja dinâmica no espaço de fase sugere um atrator estranho, similar ao mostrado nas figuras 6.14 e 6.15. Na média para um número de simulações, com diferentes magnitudes de U , por outro lado, a relação tem o mesmo caráter comumente observado em estudos anteriores, com u_* descrevendo uma curva que decresce até o seu valor neutro, com o aumento da estabilidade, porém, nunca chegando totalmente a ser nula (fig. 7.1). A dependência varia com a altura da CLE, mas em geral o comportamento é o mesmo. Como comparação, na figura 7.1, nós mostramos valores observados, no sítio observacional descrito no capítulo 4, caracterizado por condições muito estáveis (Sakai et al., 2004; Acevedo et al., 2007), e no qual a altura típica da CLE varia entre 50 m e 100 m, valor determinado pela acumulação de escalares emitidos na superfície (Acevedo et al., 2008). Os resultados das simulações seguem os pontos resultantes das observações (fig. 7.1), com uma leve superestimação no limite muito estável. Na figura 7.1, uma média de bloco é aplicada, assim a linha representa a média sobre um número de pontos de u_* com mesmo número de Richardson. Não é feita média temporal sobre a saída do modelo. Todos os passos de tempo, desta forma, estão representados. Van de Wiel et al. (2002) sugere que uma razão para o comportamento “alongado” da relação $u_* \times Ri$, nas formulações de turbulência, se deve à aplicação de médias temporais antes da determinação da relação. Isso viria a mascarar o comportamento

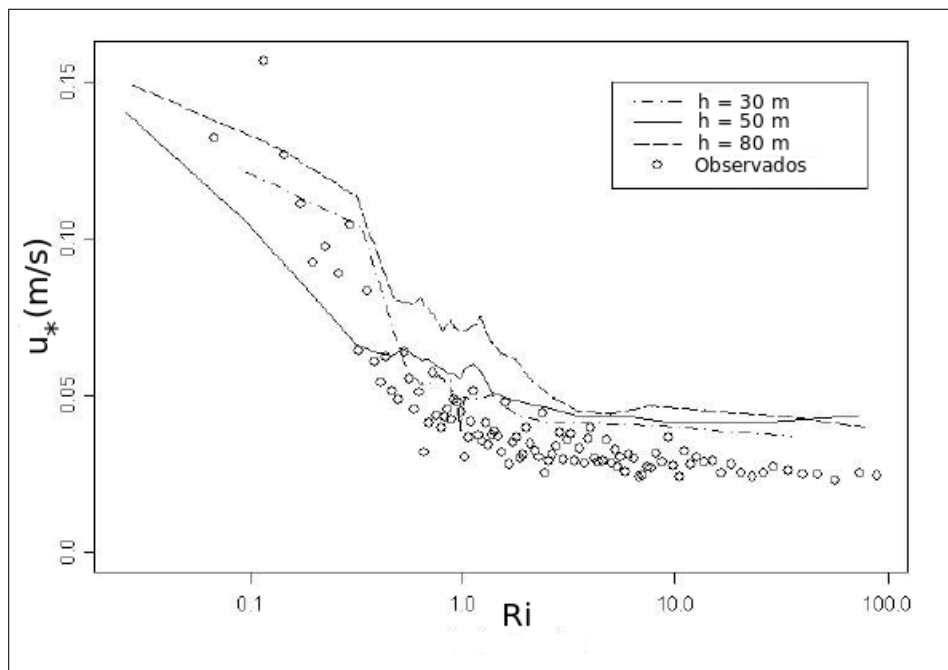


Figura 7.1: Relação $u_* \times Ri$. Comparação entre dados do modelo e dados experimentais.

real, pois períodos turbulentos e não-turbulentos poderiam estar representados em um mesmo ponto da série temporal. De fato, o modelo utilizado por Van de Wiel et al. (2002) apenas consegue reproduzir o comportamento alongado da relação $u_* \times Ri$, se o procedimento de médias temporais é aplicado em sua saída. Já no presente modelo, o comportamento alongado da relação entre a velocidade de fricção e número de Richardson, é um comportamento natural do sistema. Ainda que Ri exceda Ri_c , o sistema pode ser turbulento, e por outro lado, u_* pode alcançar seu valor mínimo ainda que o número de Richardson seja subcrítico. Exemplos destes eventos foram discutidos na seção 5.1.5.

Assim, o presente modelo mostra, pela primeira vez a partir de equações básicas, que a formulação “alongada” na qual a turbulência persiste em condições muito estáveis, é um processo físico genuíno. Até o presente momento, essas formulações eram empregadas por levarem a resultados satisfatórios, mas eram consideradas incoerentes do ponto de vista físico. Com isso, explicações como as de Van de Wiel et al. (2002), que associavam à média realizada nos dados, ou as de Delage (1997), que mencionava eventos localizados, não são mais necessárias.

Um outro teste de consistência da solução do modelo pode ser feito aplicando as formulações de turbulência existentes aos valores simulados de velocidade do

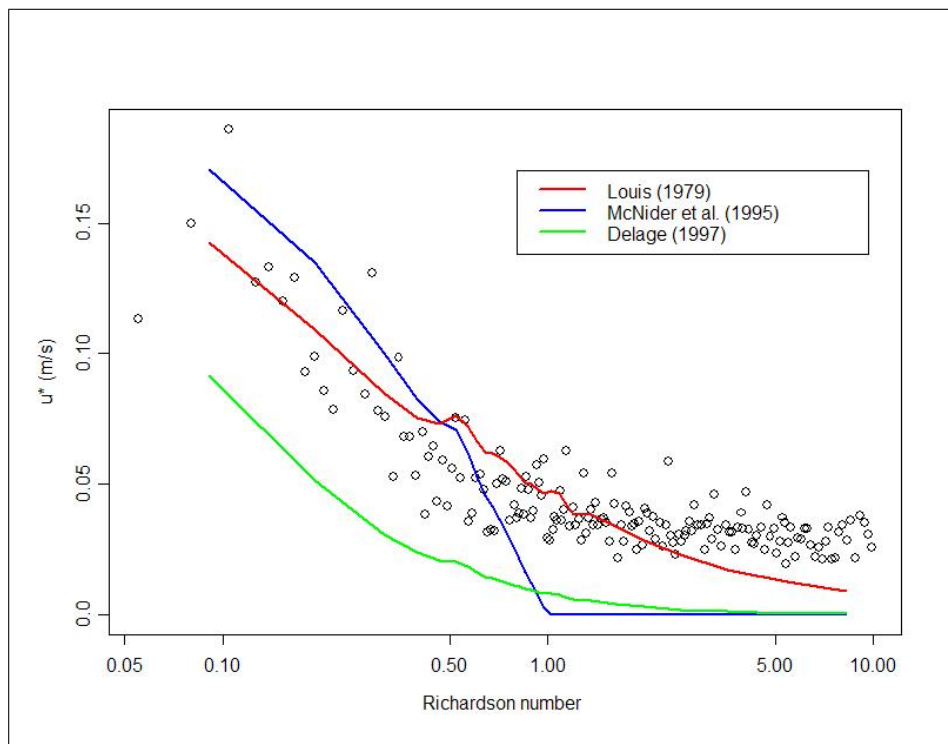


Figura 7.2: Relação $u_* \times Ri$. Comparação entre as formulações de Louis et al. (1979), McNider et al. (1995) e Delage (1997) com dados provenientes do modelo.

vento e de Ri . O objetivo é verificar se o uso das formulações reproduz as intensidades turbulentas simuladas no modelo. A comparação é feita na figura 7.2, que mostra que a formulação que é mais consistente com a saída do modelo, no sentido de melhor aproximar os dados observados é a de Louis et al. (1979). Esta é justamente a mais empregada em MNPT, por proporcionar um melhor desempenho. Esse resultado permite-nos especular que tal melhor desempenho pode ser uma consequência dessa formulação se aproximar melhor da física descrita pelo modelo aqui apresentado, que simula os eventos intermitentes de maneira mais aproximada à realidade, do que as propostas anteriores. A figura 7.2 mostra ainda que a formulação de McNider et al. (1995) não se afasta muito dos resultados do modelo quando Ri é subcrítico. Para condições muito estáveis, entretanto, essa formulação se afasta muito da realidade observada e do modelo proposto, por desconsiderar qualquer atividade turbulenta.

Na figura 7.3, é possível observar, através da comparação entre dados experimentais e dados da saída do modelo, que para diferentes valores de m o comportamento do modelo é muito similar, conforme foi discutido no capítulo anterior. Isso

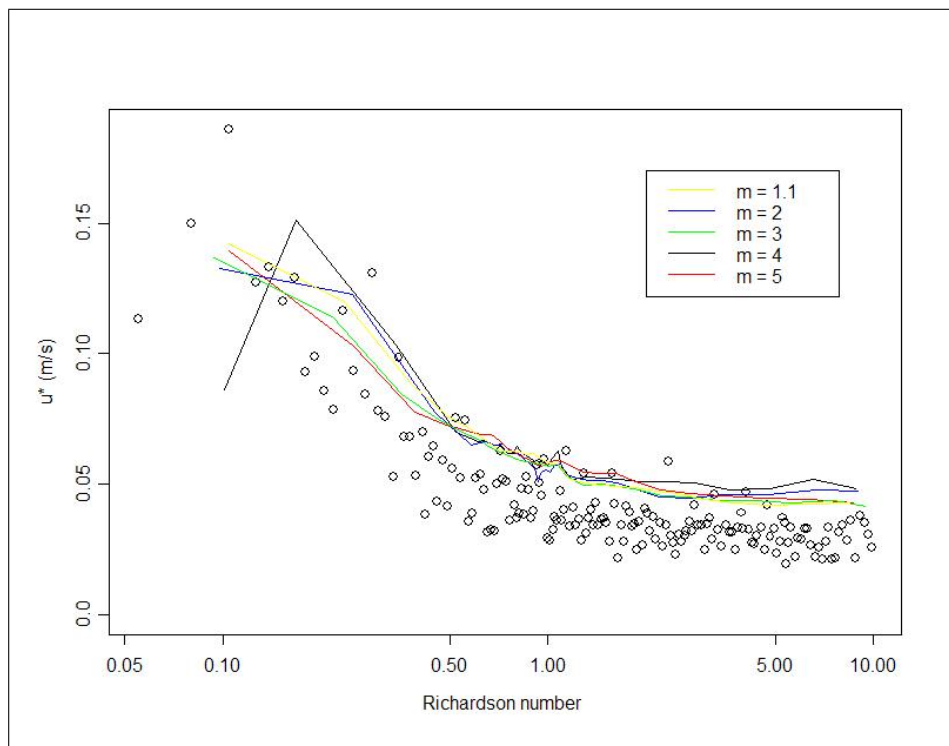


Figura 7.3: Relação $u_* \times Ri$. Comparação entre dados do modelo e dados experimentais, para diferentes valores de m .

mais uma vez atesta que a influência da curvatura do perfil vertical do fluxo de calor sensível não exerce grande influência nos resultados do modelo., diferentemente dos parâmetros U e h .

Como o modelo apresenta diversos níveis, a estrutura vertical da turbulência e sua dependência em relação à estabilidade, podem ser determinadas. A figura 7.4 mostra os perfis verticais do vento médio normalizado por u_* para diferentes condições de estabilidade. Os perfis são resultado de rodadas do modelo para diferentes valores de U , selecionando os casos muito instáveis ($Ri \leq 0,1$), instáveis ($0,1 < Ri \leq 1$), estáveis ($1 < Ri \leq 10$) e muito estáveis ($Ri > 10$). Para condições muito estáveis o perfil é próximo ao linear (fig. 7.4), se aproximando do limite para o caso laminar. A medida que a instabilidade aumenta, o perfil vai se torna progressivamente mais logarítmico, condição característica de uma GLE fracamente estável (Nieuwstadt, 1984).

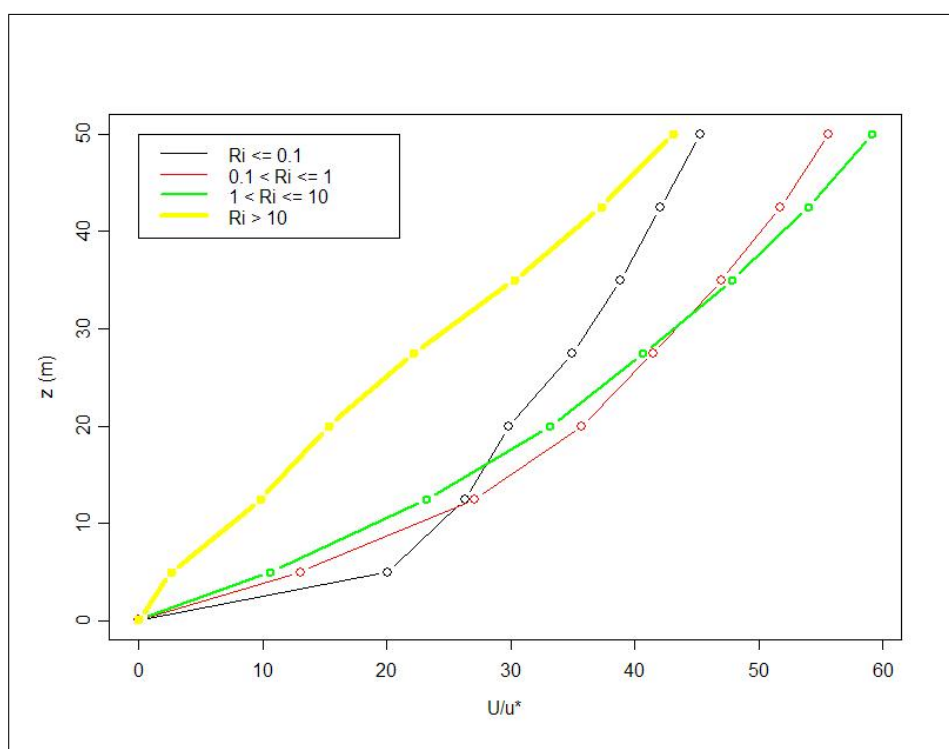


Figura 7.4: Perfil vertical do vento médio normalizado por u_* , para diferentes condições de estabilidade.

Os perfis verticais de u_* (fig. 7.5) mostram que a intensidade da turbulência diminui com a altura, para todas as condições de estabilidade. Isso mostra que a produção de turbulência se dá exclusivamente pela atuação do cisalhamento do vento, que é maior nos níveis mais baixos. Nos casos fracamente estáveis, a variação vertical de u_* é mais intensa, e em níveis superiores a velocidade de fricção é aproximadamente independente da estabilidade

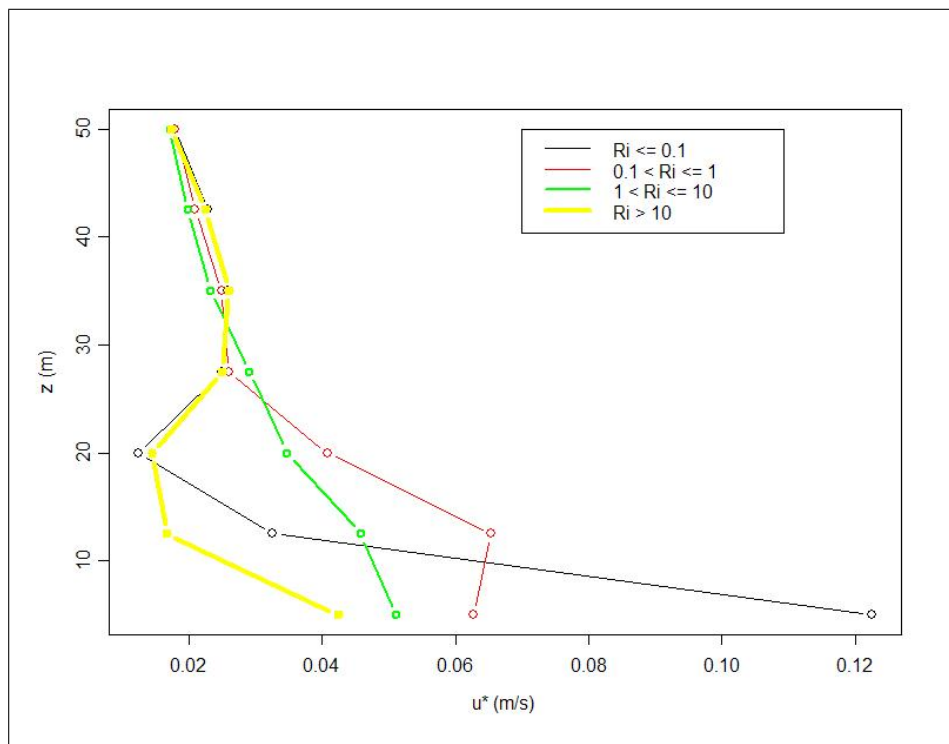


Figura 7.5: Perfil vertical de u_* , para diferentes condições de estabilidade.

Quais são os mecanismos responsáveis pela intermitência no presente modelo? Para responder esta questão, é importante primeiro, notar que no trabalho de Van de Wiel et al. (2002), os eventos intermitentes periódicos são consequência da forte interação entre a superfície e a baixa atmosfera, de tal forma que os autores caracterizam o processo como “intermitência de superfície-atmosfera” e os resultados dependem muito dos valores dos parâmetros de superfície, como a capacidade calorífica, por exemplo. O caso aqui tratado não é o mesmo, já que não existe interação do nível inferior com a superfície. Outro mecanismo frequentemente associado com a ocorrência de intermitência é a aceleração do vento acima do topo da CLE, que resulta em jatos de baixos níveis e na propagação da turbulência em direção à superfície (Businger, 1973). Todavia, não acreditamos que os eventos representados no modelo proposto tenham tal caráter, pois, como descrito no capítulo 4, a magnitude do vento no topo da CLE (U) é mantida constante. A energia para os eventos intermitentes, presentes no modelo, é fornecida pelo termo P , que é o mesmo em todos os níveis. A natureza caótica dos eventos surge devido à transferência vertical de ECT, que ocorre através do terceiro termo da equação (5.7). Isto é identificado na figura 6.1, onde é mostrado que se uma única camada é

considerada, ocorrem eventos intermitentes, porém, periódicos. Desta forma, os resultados levam a conclusão que o comportamento caótico da turbulência se origina da interação entre os modos oscilatórios naturais do sistema, sendo transferidos verticalmente (fig. 6.6).

Capítulo 8

Considerações Finais

Neste trabalho, um modelo para a turbulência na camada limite estável (CLE) foi proposto. Diferentemente de trabalhos anteriores, que consistem em equações prognósticas para as variáveis médias, tais como temperatura e velocidade do vento, este modelo é composto por equações prognósticas que descrevem diretamente o campo turbulento: número de Richardson (Ri), energia cinética turbulenta (ECT), e cisalhamento do vento (S). A principal consequência desta aproximação, é a ocorrência de eventos intermitentes não-periódicos. A análise detalhada apresentada no capítulo 5 sugere que estes eventos podem ter natureza caótica, sendo altamente sensíveis às condições iniciais e com a existência de estruturas organizadas para dados valores dos parâmetros externos. Tal caráter caótico da CLE não foi modelado previamente, e nem a ocorrência da intermitência fora associada a esta teoria. Desta forma, podemos identificar que as duas maiores contribuições desse estudo foram:

- Caos na CLE:

Existe forte evidência que as variáveis consideradas neste estudo tem um comportamento caótico, durante a ocorrência de intermitência na CLE. Todavia, para confirmar esta afirmação, é necessária uma análise mais precisa do ponto de vista dinâmico do sistema. Isto não foi feito neste trabalho, pois a principal meta era modelar e identificar suas características gerais. Além disso, um modelo constituído por 7 níveis com 3 equações prognósticas compõe um sistema de 21 dimensões, cuja análise detalhada não é trivial. Por outro lado, a mera ideia que tal correspon-

dência entre intermitência global e caos existe é um importante resultado. Outra linha de pesquisa possível sobre este assunto, seria identificar as condições externas nas quais o sistema é caótico ou não.

- Eventos intermitentes não-periódicos:

Sem relacionar com a natureza caótica, o fato que o modelo proposto aqui é capaz de simular a ocorrência de intermitência não periódica é outro importante resultado. Isto é porque estudos anteriores não foram capazes de reproduzir o ressurgimento da turbulência após períodos não turbulentos (McNider et al., 1995) ou conseguiram simular somente eventos turbulentos periódicos, diferentemente do que é observado na maioria dos casos (Revelle, 1993; Van de Wiel et al., 2002). Além disso, a relação modelada entre intensidade de turbulência e estabilidade se mostrou muito próxima ao que acontece no mundo real. Assim, se abre a possibilidade de acoplar o modelo a formulações similares usadas em modelos meteorológicos de grande escala, levando a uma potencial melhora de sua performance em condições muito estáveis. Esta não é uma proposta trivial, mas é potencialmente promissora, em termos de aplicação.

Outro avanço teórico alcançado pelo uso do modelo sugerido diz respeito às formulações de turbulência que relacionam intensidade turbulenta com parâmetro de estabilidade. O uso de formulações "alongadas", nas quais a transferência turbulenta não era totalmente suprimida em condições muito estáveis já estava firmemente estabelecido do ponto de vista aplicado, mas ainda não tinha sido justificado do ponto de vista teórico. A derivação aqui apresentada mostra que este tipo de formulação pode ser interpretada como solução natural de um sistema no qual eventos turbulentos não periódicos são comuns.

Finalmente, é necessário mencionar que o modelo é, de muitas formas, simplificado, e que existem muitas outras características que necessitam ser incluídas. Entre elas, nós podemos mencionar o resfriamento radiativo, que pode entrar como um termo extra na equação 5.9 ou a interação com a superfície, incluindo equações prognósticas para escalares em baixos níveis. Uma descrição mais detalhada

para a equação do momentum, incluindo o termo de Coriolis e as duas dimensões do vento horizontal, também pode ser incluída. Estas contribuições adicionais podem contribuir ainda mais para o conhecimento a respeito da intermitência e de sua característica caótica indicada pelo modelo.

Referências Bibliográficas

- ABARBANEL, H. D. I.; HOLM, D. D.; MARSDEN, J. E.; RATIU, T. Richardson number criterion for the nonlinear stability of three-dimensional stratified flow. **Physical Review Letters**, v. 52, p. 2352–2355, 1984.
- ACEVEDO, O. C.; FITZJARRALD, D. R. The early evening surface-layer transition: Temporal and spatial variability. **Journal of the Atmospheric Sciences**, v. 58, p. 2650–2667, 2001.
- ACEVEDO, O. C.; MORAES, O. L. L.; FITZJARRALD, D.; SAKAI, R. K.; MAHRT, L. Turbulent carbon exchange in very stable conditions. **Boundary-Layer Meteorology**, v. 125, p. 49–61, 2007.
- ACEVEDO, O. C.; SILVA, R. da; FITZJARRALD, D. R.; MORAES, O. L. L.; SAKAI, R. K.; CZIKOWSKY, M. J. Nocturnal vertical co₂ accumulation in two amazonian ecosystems. **Journal of Geophysical Research-Biogeosciences**, v. 113, 2008.
- AUBINET, M. Eddy covariance co₂ flux measurements in nocturnal conditions: An analysis of the problem. **Ecological Applications**, v. 18, p. 1368–1378, 2008.
- 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. **Journal of the Atmospheric Sciences**, 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. **Boundary-Layer Meteorology**, v. 105, p. 221–252, 2002.
- BELJAARS, A.; HOLTSLAG, A. Flux parameterization over land surfaces for atmospheric models. **Journal of Applied Meteorology**, p. 327–341, 1991.

- BLACKADAR, A. K. High resolution models of the planetary boundary layer. **Advances in Environmental and Scientific Engineering**, Vol I, 1979.
- BUSINGER, J. A. Turbulent transfer in the atmospheric surface layer. **Workshop on Micrometeorology**, p. 67–100, 1973.
- 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. **Philosophical Transactions of the Royal Society A**, v. 366, p. 579–589, 2008.
- CAUGHEY, S.; WYNGAARD, J.; KAIMAL, J. Turbulence in the evolving stable boundary layer. **Journal of the Atmospheric Sciences**, v. 36, p. 1041–1052, 1979.
- CHUA, L. O.; WU, C. W.; HUANG, A.; ZHONG, G. Q. A universal circuit for studying and generating chaos - part i. routes to chaos. **IEEE Transactions on Circuits and Systems - I: Fundamental Theory and Applications**, v. 40, p. 732–744, 1993.
- COSTA, F. D.; ACEVEDO, O. C.; PUHALES, F. S.; MARTINS, L. G. N. Estudo observacional da relação dos fluxos superficiais com o número de richardson em condições muito estáveis. **XV Congresso Brasileiro de Meteorologia**, 2008. Anais do XV Congresso Brasileiro de Meteorologia.
- DELAGE, Y. Parameterising sub-grid scale vertical transport in atmospheric models under statically stable conditions. **Boundary-Layer Meteorology**, v. 82, p. 23–48, 1997.
- FELIKS, Y. Nonlinear dynamics and chaos in the sea and land breeze. **Journal of the Atmospheric Sciences**, v. 61, p. 2169–2187, 2002.
- GALLEGO, M. C.; GARCIA, J. A.; CANCELLO, M. L. Characterization of atmospheric turbulence by dynamical systems techniques. **Boundary-Layer Meteorology**, v. 100, p. 375–392, 2001.
- KIM, J.; MAHRT, L. Simple formulation of turbulent mixing in the stable free atmosphere and nocturnal boundary layer. **Tellus A**, v. 44, p. 381–394, 1992.

- LORENZ, E. N. Deterministic nonperiodic flow. **Journal of the Atmospheric Sciences**, v. 20, p. 130–141, 1963.
- LORENZ, E. N. 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. **Boundary-Layer Meteorology**, v. 17, p. 165–179, 1979.
- LUNKEIT, F. Synchronization experiments with an atmospheric global circulation model. **Chaos: An Interdisciplinary Journal of Nonlinear Science**, v. 11, p. 47–51, 2001.
- MAHRT, L. Stratified atmospheric boundary layers. **Boundary-Layer Meteorology**, v. 90, p. 375–396, 1999.
- MAHRT, L.; SUN, J.; BLUMEN, W.; DELANY, T.; ONCLEY, S. Nocturnal boundary-layer regimes. **Boundary-Layer Meteorology**, p. 255–278, 1998.
- MAHRT, L.; VICKERS, D. Extremely weak mixing in stable conditions. **Boundary-Layer Meteorology**, v. 119, p. 19–39, 2006.
- MCNIDER, R. T.; ENGLAND, D. E.; FRIEDMAN, M. J.; SHI, X. Predictability of the stable atmospheric boundary layer. **Journal of the Atmospheric Sciences**, v. 52, p. 1602–1614, 1995.
- MILES, J. Richardson number criterion for stability of stratified shear flow. **Physics of Fluids**, v. 29, p. 3470–3471, 1984.
- NIEUWSTADT, F. T. M. The turbulent structure of the stable, nocturnal boundary layer. **Journal of the Atmospheric Sciences**, v. 41, p. 2202–2213, 1984.
- 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. **Journal of the Atmospheric Sciences**, v. 60, p. 2523–2537, 2003.
- REVELLE, D. O. Chaos and "bursting" in the planetary boundary layer. **Journal of Applied Meteorology**, v. 342, p. 1169–1180, 1993.

- RIAL, J. A. Abrupt climate change: Chaos and order at orbital and millennial scales. **Global and Planetary Change**, v. 41, p. 95–109, 2004.
- RUELLE, D.; TAKENS, F. On the nature of turbulence. **Communications in Mathematical Physics**, 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. **Global Change Biology**, v. 10, p. 895–907, 2004.
- SALTZMAN, B. Finite amplitude free convection as an initial value problem—i. **Journal of the Atmospheric Sciences**, v. 19, p. 329–341, 1962.
- STULL, R. **An Introduction to Boundary Layer Meteorology**. Dordrecht: Kluwer Academic Publishers, 1988. 666 p.
- SUN, J.; BURNS, S. P.; LENSCHOW, D. H.; BANTA, R.; NEWSOM, R.; COULTER, R.; FRASIER, S.; INCE, T.; NAPPO, C.; CUXART, J.; BLUMEN, X. L. W.; HU, X.-Z. Intermittent turbulence associated with a density current passage in the stable boundary layer. **Boundary-Layer Meteorology**, v. 105, p. 199–219, 2002.
- WIEL, B. J. H. V. de; 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. **Journal of the Atmospheric Sciences**, v. 59, p. 942–958, 2002.
- XIN, L.; FEI, H.; GANG, L. Characteristics of chaotic attractors in atmospheric boundary-layer turbulence. **Boundary-Layer Meteorology**, v. 99, p. 335–345, 2001.