

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

Arlindo Dutra Carvalho Junior

**ESTUDO DA TRANSIÇÃO DE REGIMES DE ESCOAMENTOS NA
CAMADA LIMITE ATMOSFÉRICA NOTURNA EM FUNÇÃO DE
PARÂMETROS EXTERNOS**

Santa Maria, RS
2020

Arlindo Dutra Carvalho Junior

**ESTUDO DA TRANSIÇÃO DE REGIMES DE ESCOAMENTOS NA CAMADA LIMITE
ATMOSFÉRICA NOTURNA EM FUNÇÃO DE PARÂMETROS EXTERNOS**

Tese de Doutorado apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Meteorologia, Área de Concentração em Área de concentração do CNPq, da Universidade Federal de Santa Maria (UFSM, RS), como requisito parcial para obtenção do grau de **Doutor em Meteorologia**. Defesa realizada por videoconferência.

ORIENTADOR: Prof. Felipe Denardin Costa

COORIENTADOR: Prof. Otávio Costa Acevedo

Santa Maria, RS
2020

Junior, Arlindo Dutra Carvalho Junior
ESTUDO DA TRANSIÇÃO DE REGIMES DE ESCOAMENTOS NA
CAMADA LIMITE ATMOSFÉRICA NOTURNA EM FUNÇÃO DE PARÂMETROS
EXTERNOS / Arlindo Dutra Carvalho Junior Junior.- 2020.
86 p.; 30 cm

Orientador: Felipe Denardin Costa Costa
Coorientador: Otávio Costa Acevedo Acevedo
Tese (doutorado) - Universidade Federal de Santa
Maria, Centro de Ciências Naturais e Exatas, Programa de
Pós-Graduação em Meteorologia, RS, 2020

1. Turbulência 2. Camada Limite Estável 3. Modelagem
I. Costa, Felipe Denardin Costa II. Acevedo, Otávio
Costa Acevedo III. Título.

Sistema de geração automática de ficha catalográfica da UFSM. Dados fornecidos pelo autor(a). Sob supervisão da Direção da Divisão de Processos Técnicos da Biblioteca Central. Bibliotecária responsável Paula Schoenfeldt Patta CRB 10/1728.

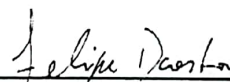
Declaro, ARLINDO DUTRA CARVALHO JUNIOR JUNIOR, para os devidos fins e sob as penas da lei, que a pesquisa constante neste trabalho de conclusão de curso (Tese) foi por mim elaborada e que as informações necessárias objeto de consulta em literatura e outras fontes estão devidamente referenciadas. Declaro, ainda, que este trabalho ou parte dele não foi apresentado anteriormente para obtenção de qualquer outro grau acadêmico, estando ciente de que a inveracidade da presente declaração poderá resultar na anulação da titulação pela Universidade, entre outras consequências legais.

Arlindo Dutra Carvalho Junior

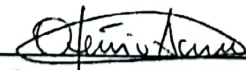
**ESTUDO DA TRANSIÇÃO DE REGIMES DE ESCOAMENTOS NA CAMADA LIMITE
ATMOSFÉRICA NOTURNA EM FUNÇÃO DE PARÂMETROS EXTERNOS**

Tese de Doutorado apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Meteorologia, Área de Concentração em Área de concentração do CNPq, da Universidade Federal de Santa Maria (UFSM, RS), como requisito parcial para obtenção do grau de **Doutor em Meteorologia**.

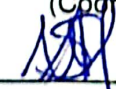
Aprovado em 23 de dezembro de 2020:



Felipe Denardin Costa, Dr. (UNIPAMPA)
(Presidente/Orientador)



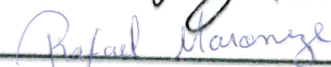
Otávio Costa Acevedo, Dr. (UFSM)
(Coorientador)



Anderson Spohr Nedel, Dr. (UFFS)



Wagner Anabor, Dr. (UFSM)



Rafael Maroneze, Dr. (UNIPAMPA)

Santa Maria, RS
2020

RESUMO

ESTUDO DA TRANSIÇÃO DE REGIMES DE ESCOAMENTOS NA CAMADA LIMITE ATMOSFÉRICA NOTURNA EM FUNÇÃO DE PARÂMETROS EXTERNOS

AUTOR: Arlindo Dutra Carvalho Junior
ORIENTADOR: Felipe Denardin Costa
COORIENTADOR: Otávio Costa Acevedo

Dentre as causas associadas à variabilidade na velocidade média do vento necessária para a transição de regimes na camada limite estável (CLE) nos diferentes locais, estão características locais do sítio experimental, tais como, comprimento de rugosidade superficial, o saldo de radiação em superfície e as propriedades térmicas do solo. A maioria dos trabalhos que estuda a influência desses parâmetros sobre a transição de regimes na camada limite estável ou utiliza modelos ou analisa cada um dos parâmetros externos separadamente. Dessa forma, o presente estudo propõe identificar quais são parâmetros externos que exercem controle sobre a transição de regimes de escoamento na CLE.

Palavras-chave: camada limite estável. transição de regimes. parâmetros externos

ABSTRACT

STUDY OF THE REGIME TRANSITIONS IN THE NOCTURNAL ATMOSPHERIC BOUNDARY LAYER AS A FUNCTION OF EXTERNAL PARAMETERS

AUTHOR: Arlindo Dutra Carvalho Junior
ADVISOR: Felipe Denardin Costa
CO-ADVISOR: Otávio Costa Acevedo

Among the causes associated with the variability in the mean wind velocity required for the transition of regimes in the stable boundary layer (SBL) in different sites, are local characteristics of the experimental site, such as surface roughness length, surface radiation balance and thermal properties of the soil. Most studies analyse the influence of these parameters on the transition of regimes in the stable boundary layer either uses models or analyzes each of the external parameters separately. Thus, the present study proposes to identify which external parameters control the regime transition in SBL.

Keywords: stable boundary layer. regime transitions. external parameters

LISTA DE FIGURAS

Figura 2.1 – Balanço de energia superficial.	24
Figura 2.2 – Transição dos regimes de escoamento pouco e muito estável em função do fluxo de calor sensível.	26
Figura 2.3 – Esquematização dos três regimes de turbulência, representados em números vermelhos e as três categorias de intermitência de turbulência, representadas em letras verdes durante o CASES-99 para cada altura de observação.	28
Figura 3.1 – Torre Micrometeorológica do Sítio de Santa Maria – RS..	37
Figura 3.2 – Torre Micrometeorológica principal do Sítio do Experimento CASES-99. Bem à frente na figura é possível observar uma das estações adjacentes à torre principal.	38
Figura 3.3 – Torre Micrometeorológica principal do Sítio do Experimento FLOSS II. ..	39
Figura 3.4 – Relação entre V_{TKE} e V para diferentes níveis de turbulência do experimento CASES 99, indicados pela legenda. Os valores onde ocorre a transição VSBL-WSBL estão marcados pelos triângulos na parte inferior da figura (SUN et al., 2012).	41
Figura 3.5 – Intensidade da inversão térmica adimensional em função do vento local, para diferentes forçantes de inversão. A linha pontilhada indica o valor do número de Richardson para onde ocorre a transição utilizando a teoria do máximo fluxo para manter a turbulência sustentável (van de Wiel et al., 2012a; van de Wiel et al., 2017).	42
Figura 3.6 – As linhas sólidas mais grossas representam a média de V_{TKE} em cada nível, conforme indicado pela legenda. As linhas sólidas finas representam a razão entre os desvio padrão de V_{TKE} e sua média, em cada nível indicado na legenda. Ambas são apresentadas como do vento médio no nível mais baixo da torre, que possui observação para todo período, em cada sítio.	43
Figura 3.7 – Representação da discretização do modelo de camadas utilizado neste trabalho	48
Figura 4.1 – Relação entre V_{TKE} e V para os níveis de 3 m (linha preta) e 30 m (linha vermelha) no sítio de Santa Maria para todo período observado. A linha azul representa a diferença de temperatura entre $T_{30\text{ m}} - T_{3\text{ m}}$ em função do vento local em 30 m. A média de blocos para ambas as variáveis foi realizada com 500 observações.	50
Figura 4.2 – Histograma do saldo de radiação em superfície (painel da esquerda) e do fluxo de calor no solo (painel da direita). Os dados foram classificados em 6 intervalos de radiação marcados pelas linhas pontilhadas vermelhas verticais: i) $R_n < -70\text{ W m}^2$; ii) $-69.9 < R_n < -52.4\text{ W m}^2$; iii) $-52.4 < R_n < -33.8\text{ W m}^2$; iv) $-33.8 < R_n < -19.2\text{ W m}^2$; v) $-19.2 < R_n < -7.02\text{ W m}^2$; vi) $-7.02 < R_n < -0.002\text{ W m}^2$; e 5 intervalos de fluxo de calor no solo i) $R_n < 0.05\text{ W m}^2$; ii) $0.05 < R_n < 2.57\text{ W m}^2$; iii) $2.57 < R_n < 5.56\text{ W m}^2$; iv) $5.56 < R_n < 10.6\text{ W m}^2$; v) $10.6 < R_n < 31.5\text{ W m}^2$	52
Figura 4.3 – Dependência $\Delta T = T_{30\text{ m}} - T_{3\text{ m}}$ com $V_{30\text{ m}}$, para os intervalos de radiação indicados na legenda, para fluxos de calor no solo com diferentes	

	sinais (positivo - painel superior; negativo - painel inferior)	53
Figura 4.4	– Mesmo que a Fig. 4.3, porém para os intervalos do Fluxo de calor no solo presentes na legenda. Foram utilizados dados classificados pelo intervalo de saldo de radiação $-52 < R_n < -20 \text{ W m}^2$	54
Figura 4.5	– As linhas solidas mais grossas representam a velocidade do vento em cada nível dos sítios indicados no título das figuras. As linhas mais próximas ao eixo de ΔV_{TKE} , representam os níveis mais baixos. O gradiente de V_{TKE} é tomado entre o nível de 30 m e os níveis de 3 m (Santa Maria), 5 m (CASES 99) e 1 m (FLOSS II). Já as linhas sólidas mais finas representam a velocidade do vento quando outros níveis mais altos nível de referência inferior, que não 30 m, são utilizados para calcular ΔV_{TKE} . Os pontos no painel inferior da direita representam os valores de V onde ocorre a intersecção das linhas solidas com as linhas pontilhadas verticais, ou seja V_T (ACEVEDO et al., 2021).	56
Figura 4.6	– Fig. 4.6a) Para Santa Maria, dependência média da diferença de temperatura entre 30 m e 1 m (azul), de V_{TKE} a 14 m (linha vermelha grossa) e a 30 m linha vermelha fina, com V em 30 m. A linha preta é a velocidade média do vento em 30 m em função do gradiente de V_{TKE} entre 30 e 3 m; Fig. 4.6b) mesmo que Fig. 4.6a, mas para o CASES 99, com o gradiente de V_{TKE} calculado entre 30 m e 5 m (linha preta) e V_{TKE} em 20 m (linha vermelha grossa) e 30 m (linha vermelha fina); Fig. 4.6c) mesmo que Fig. 4.6a para o FLOSS II, com ΔV_{TKE} calculado entre 30 m e 1 m e V_{TKE} em 20 m (linha vermelha grossa) e 30 m (linha vermelha fina). Em todos os painéis, a linha preta vertical representa V_r calculado pelo método proposto por Acevedo et al. (2021).	57
Figura 4.7	– Fig. 4.7a) Mapas da dependência média do vento em 30 m com ΔV_{TKE} (calculado entre os níveis de 30 m e 3 m) e com o saldo de radiação. A linha pontilhada vertical marca $\Delta V_{TKE} = 0$. Os outros painéis mostram os contornos suavizados de: $\Delta V_{TKE} =$ (Fig. 4.7b); Gradiente de temperatura entre 30 m e 1 m (Fig. 4.7c); fluxo de calor sensível em 3 m (Fig. 4.7d); número de Richardson em 6 m (Fig. 4.7e); Número de Richardson gradiente calculado entre 30 m e 3 m (Fig. 4.7f). Nas Figs. 4.7b-4.7f, as linhas pretas pontilhadas indicam a velocidade do vento para $\Delta V_{TKE} = 0$ para um dado valor de R_n . Somente dados da direção do vento dominante são utilizados.	59
Figura 4.8	– Dependência média da velocidade do vento a 30 m com ΔV_{TKE} (Calculado entre 30 m e 3 m), para diferentes classes de radiação (indicadas no canto direito superior) nos diferentes experimentos (indicados na legenda no canto esquerdo inferior).	60
Figura 4.9	– Dependência de V_r com o saldo de radiação em superfície para as diferentes direções do vento indicadas pela legenda, nos diferentes sítios indicados pelos títulos dos painéis.	61
Figura 4.10	– Fig. 4.10a) Dependência média de V_r com o saldo de radiação em superfície para a direção do vento dominante, em cada sítio, indicado pela legenda. As linhas pontilhadas, indicam o ajuste linear feito utilizando o método dos mínimos quadrados, com coeficiente linear igual a zero, para cada um dos sítios. Fig. 4.10b) mesmo que a Fig. 4.10a, mas em termos da radiação de onda longa que vem da atmosfera em direção a superfície.	

.....	62
Figura 4.11 – Dependência dos valores de V_r com $C_v R_n \log (z/z_0)$, onde C_v é a capacidade térmica volumétrica do solo, R_n é o saldo de radiação em superfície, $z = 30$ m e z_0 é o comprimento de rugosidade. Somente dados para a direção dominante do vento, em cada sítio, foram utilizados e todos os dados foram classificados de acordo com 10 classes de saldo de radiação, por sítio.	65
Figura 4.12 – Fig 4.12a) Dependência da temperatura da superfície (θ_g) com o vento geostrófico (U_G) para o conjunto de parâmetros externos presentes no títulos dos painéis. A linha vermelha pontilhada vertical representa o valor de V em 5 m para o qual ocorre a transição VSBL-WSBL. Fig. 4.12b) mesmo que Fig 4.12a, só em função do vento médio a 5 m. A linha vermelha pontilhada vertical representa o valor de U_G que marca transição de regimes.	67
Figura 4.13 – Dependência dos valores do forçante mecânico necessário para a transição de regimes na CLE, em função da temperatura do substrato e do saldo de radiação, quando uma função de estabilidade ST é utilizada no modelo apresentado na Seção 3.3. C_g é considerado constante e os valores de z_0 estão apresentados nos títulos de cada painel.	68
Figura 4.14 – Mesmo que a Fig. 4.13, porém utilizando uma função de estabilidade cauda longa. C_g é considerado constante e os valores de z_0 estão apresentados nos títulos de cada painel.	69
Figura 4.15 – Mesmo que a Fig. 4.13. z_0 é considerado constante e os valores de C_g estão apresentados nos títulos de cada painel.	69
Figura 4.16 – Mesmo que a Fig. 4.13, porém utilizando uma função de estabilidade cauda longa. z_0 é considerado constante e os valores de C_g estão apresentados nos títulos de cada painel.	70
Figura 4.17 – Dependência dos valores do forçante mecânico necessário para a transição de regimes na CLE, com o comprimento de rugosidade e com o saldo de radiação, quando uma função de estabilidade ST é utilizada no modelo apresentado na Seção 3.3. θ_m é considerado constante e os valores de C_g estão apresentados nos títulos de cada painel.	71
Figura 4.18 – Mesmo que a Fig. 4.17, porém utilizando uma função de estabilidade cauda longa. θ_m é considerado constante e os valores de C_g estão apresentados nos títulos de cada painel.	72
Figura 4.19 – Mesmo que a Fig. 4.17. C_g é considerado constante e os valores de θ_m estão apresentados nos títulos de cada painel.	73
Figura 4.20 – Mesmo que a Fig. 4.17, porém utilizando uma função de estabilidade cauda longa. C_g é considerado constante e os valores de θ_m estão apresentados nos títulos de cada painel.	74
Figura 4.21 – Dependência dos valores do forçante mecânico necessário para a transição de regimes na CLE, com a capacidade térmica por unidade de área do solo e com o saldo de radiação, quando uma função de estabilidade ST é utilizada no modelo apresentado na Seção 3.3. θ_m é considerado constante e os valores de z_0 estão apresentados nos títulos de cada painel.	75
Figura 4.22 – Mesmo que a Fig. 4.21, porém utilizando uma função de estabilidade cauda longa. θ_m é considerado constante e os valores de z_0 estão apre-	

sentados nos títulos de cada painel.	76
Figura 4.23 – Mesmo que a Fig. 4.21. z_0 é considerado constante e os valores de θ_m estão apresentados nos títulos de cada painel.	77
Figura 4.24 – Mesmo que a Fig. 4.21, porém utilizando uma função de estabilidade cauda longa. z_0 é considerado constante e os valores de θ_m estão apresentados nos títulos de cada painel.	78
Figura 4.25 – Mesmo que a Fig. 4.21, porém utilizando uma função de estabilidade cauda longa. z_0 é considerado constante e os valores de θ_m estão apresentados nos títulos de cada painel.	79

LISTA DE TABELAS

Tabela 2.1 – Taxa de aumento em 30 m de V_r com Rn ($V_r Rn^{-1}$) em comparação com parâmetros externos dependentes do local para a direção do vento dominante em cada caso.	32
Tabela 3.1 – Instrumentação instalada na Torre Micrometeorológica do Sítio de Santa Maria – RS. Os instrumento de medida de turbulência CSAT3 e CSAT3B são fabricados pela empresa Campbell Sci., enquanto que o radiômetro instalado a 3 m é fabricado pela Kipp & Zonen.	36
Tabela 3.2 – Parâmetros externos utilizados nas simulações realizadas para o presente trabalho.	49

LISTA DE ABREVIATURAS E SIGLAS

- CLE* Camada Limite Estável
- CLC* Camada Limite Convectiva
- CLP* Camada Limite Planetária
- WSBL* Camada Limite Fracamente Estável
- VSBL* Camada Limite Fortemente Estável
- TKE* Energia Cinética Turbulenta
- SCM* Modelo de Coluna Simples
- NMWP* Modelos Numéricos de Previsão de Tempo e Clima
- ST* Função de estabilidade cauda curta
- SF* Sem Função de estabilidade
- LT* Função de estabilidade cauda longa
- LES* Simulação de Grandes Turbilhões
- E – l SF* Modelo E-l sem função de estabilidade
- E – l ST* Modelo E-l cauda curta
- E – l LT* Modelo E-l cauda longa
- BouLac* Modelo BouLac sem função de estabilidade
- BouLac ST* Modelo BouLac cauda curta
- BouLac LT* Modelo BouLac cauda longa

LISTA DE SÍMBOLOS

- u_* Escala de velocidade de fricção
- w_* Escala de velocidade convectiva
- e Energia cinética turbulenta por unidade de massa
- f Parâmetro de coriolis
- $f_m(R_i)$ Função de estabilidade dependente do número de Richardson
- f_h Função de estabilidade do calor
- f_m Função de estabilidade de momentum
- g Aceleração da gravidade
- G Fluxo de calor no solo
- h Altura da CLP
- H_0 Fluxo de calor sensível em superfície
- K Coeficiente de difusão turbulenta
- K_e Coeficiente de difusão de energia cinética turbulenta
- K_h Coeficiente de difusão turbulenta de calor
- K_m Coeficiente de difusão turbulenta de momentum
- K_q Coeficiente de difusão turbulenta de umidade
- l Escala de comprimento de mistura turbulenta
- L Comprimento de Obukhov
- l_d Comprimento de mistura turbulento associado a dissipação viscosa
- l_m Comprimento de mistura turbulento de momentum
- l_{nc} Escala de comprimento para a estratificação neutra e instável
- l_s Escala de comprimento característica para a estratificação estável
- L_v Calor latente de evaporação
- P Soma dos termos de produção de ECT
- p Pressão atmosférica
- P_r Número de Prandtl turbulento
- q Umidade específica do ar

Q_{net} Balanço radiativo na superfície vegetada

q_s Umidade do solo

r Coeficiente de correlação

R Constante dos gases para o ar seco

R_0 Radiação de onda longa próxima a superfície

R_h Radiação de onda longa no topo da CLP

Ri Número de Richardson

Ri_c Número de Richardson crítico

R_b Número de Richardson Bulk

t Tempo

T_a Temperatura da atmosfera

T_s Temperatura do solo

T_{SO} Temperatura no primeiro nível do solo

T_{Top} Temperatura no topo da camada limite planetária

T_v Temperatura virtual do ar

U Intensidade do vento

u Componente zonal do vento

u_* Escala de velocidade de fricção

u_g Componente zonal do vento geostrófico

u_G Vento zonal no topo do domínio

v Componente meridional do vento

v_G Componente meridional do vento geostrófico

w Componente vertical do vento

z Altura de medida

z_0 Comprimento de rugosidade

β Constante empírica utilizada no cálculo do comprimento de mistura

ϵ Dissipação viscosa de turbulência

κ Constante de Von Karmam

κ_s Difusividade térmica do solo

- λ Comprimento assintótico
- λ_s Condutividade térmica do solo
- ν Viscosidade cinemática do ar
- ν_q Difusividade molecular de vapor d'água no ar
- ν_θ Difusividade térmica do ar
- ρ Densidade do ar
- σ Desvio padrão
- σ_s Constante de Stefan-Boltzmann
- θ Temperatura potencial do ar
- Θ Temperatura de referência
- θ_ϵ Dissipação viscosa da variância da temperatura
- θ_s Temperatura potencial do ar próxima à superfície
- θ_v Temperatura potencial virtual do ar
- c_ϵ Constante de isotropia em ϵ
- r_{sat} Relação de mistura de saturação de vapor de água da parcela de ar
- rL Relação de mistura água líquido

SUMÁRIO

1	INTRODUÇÃO	16
2	REVISÃO TEÓRICA	19
2.1	ESTABILIDADE ATMOSFÉRICA	19
2.1.1	Número de Richardson	20
2.1.1.1	<i>Número de Richardson fluxo</i>	20
2.1.1.2	<i>Número de Richardson gradiente</i>	21
2.1.1.3	<i>Número de Richardson Bulk</i>	21
2.1.2	Parâmetro de Estabilidade z/L	22
2.1.3	A importância de estudos voltados para a CLE	22
2.2	BALANÇO SUPERFICIAL DE ENERGIA	23
2.3	REGIMES DE ESCOAMENTO TURBULENTOS NA CLE	25
2.4	TRANSIÇÃO DE REGIMES NA CAMADA LIMITE ESTÁVEL	29
2.4.1	A influência de Parâmetros Externos nos Regimes de escoamento da CLE	30
2.4.1.1	<i>Rugosidade Superficial</i>	30
2.4.1.2	<i>Capacidade térmica do solo</i>	31
2.5	A RELAÇÃO ENTRE PARÂMETROS EXTERNOS E A TRANSIÇÃO DOS REGIMES DE ESCOAMENTO NA CLE	32
3	METODOLOGIA	35
3.1	CONJUNTO DE DADOS	35
3.1.1	Sítio experimental de Santa Maria	36
3.1.2	Experimento Cooperative Atmosphere–Surface Exchange Study-1999 ...	37
3.1.3	Experimento Fluxes over Snow-covered Surfaces	39
3.2	MÉTODOS PARA DETERMINAÇÃO DA TRANSIÇÃO DE REGIMES DE ESCOAMENTO	40
3.3	MODELO	44
3.3.1	Funções de estabilidade	46
3.3.2	Modelo de superfície	47
3.3.3	Discretização e condições iniciais	47
3.3.4	Condições iniciais	49
4	RESULTADOS	50
4.1	DEPENDÊNCIA DA TRANSIÇÃO DE REGIMES COM O BALANÇO SUPERFICIAL DE ENERGIA	50
4.1.1	Dependência com o saldo de radiação e com o fluxo de calor no solo	51
4.2	O PAPEL DOS PARÂMETROS EXTERNOS NA TRANSIÇÃO DE REGIMES: OBSERVAÇÕES	55
4.2.1	Detecção dos transição de regimes de escoamento	55
4.2.2	Radiação	57
4.2.3	Rugosidade superficial	62
4.2.4	Capacidade térmica superficial	63
4.3	O PAPEL DOS PARÂMETROS EXTERNOS NA TRANSIÇÃO DE REGIMES: MODELAGEM	65
4.3.1	Temperatura do substrato	67
4.3.2	Rugosidade superficial	70
4.3.3	Propriedades térmicas do solo	74

4.3.4	A transição de regimes próximo à superfície	78
5	CONCLUSÕES.....	80
	REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	81

1 INTRODUÇÃO

Camada limite, em mecânica de fluídos, é a região do escoamento de um fluido próxima à uma superfície delimitadora, onde comportamento do escoamento é fortemente influenciado pelos forçantes mecânicos e térmicos. Esse conceito é de grande importância e tem aplicações na Engenharia, Física e Geociências, pois, nessa região ocorrem as trocas de energia e momentum resultantes da interação fluido-superfície. Próximo à superfície da Terra, também, é formada uma camada limite conhecida como camada limite planetária (CLP). Geralmente, o escoamento na CLP é caracterizado pela presença de turbulência (STULL, 1998). A turbulência é um fenômeno altamente difusivo, caracterizado por mudanças aparentemente caóticas na pressão e na velocidade do fluxo. Na CLP os processos turbulentos são grandes responsáveis pelo transporte e difusão de momentum e quantidades escalares (HOLTSLAG; STEENEVELD, 2011), tais como, temperatura e gases causadores do efeito estufa na baixa atmosfera. Atuando, dessa forma, na homogeneização do escoamento atmosférico.

A geração de turbulência na CLP se dá através de forçantes térmicos e mecânicos (HOLTSLAG; STEENEVELD, 2011). Na baixa atmosfera o escoamento, geralmente, se comporta de maneiras distintas durante o ciclo diurno. Durante o dia, o aquecimento da superfície, causado pela incidência de radiação de onda curta proveniente do Sol, aquece as camadas de ar adjacentes, que se expandem e sobem até níveis mais altos por ação do empuxo, formando correntes de convecção. A convecção térmica, é o forçante térmico que muitas vezes é dominante na geração de turbulência durante o dia. Em tais condições, logo acima da superfície, o perfil de temperatura é instável, ou seja a temperatura potencial diminui com a altura. Nessa região os fluxos turbulentos são aproximadamente constantes e, frequentemente, essa região é chamada de camada superficial (CS). Todavia, a medida que o escoamento se afasta do solo, o perfil de temperatura é aproximadamente neutro (a temperatura potencial é constante com a altura), em virtude da intensa mistura turbulenta. Essa região da CLP é conhecida como camada de mistura (CM). Próximo ao topo da CLP o perfil de temperatura potencial se torna estável (a temperatura potencial aumenta com a altura), devido à transferência de energia na forma de calor da zona de entranhamento (ZE) para a camada limite. Essas camadas verticais fazem parte da CLP, que nessas condições é conhecida como camada limite convectiva (CLC) (STULL, 1998; ARYA, 2001).

Por outro lado, durante a noite, ocorre o processo inverso. Com a ausência da radiação oriunda do Sol, a superfície experimenta um processo de resfriamento devido à emissão de radiação de onda longa. Assim, resfriando também o ar próximo a ela. Com a deposição de ar frio junto à superfície, o perfil de temperatura potencial se torna estável, portanto, o sinal do fluxo turbulento de energia na forma de calor inverte. Ou seja, a energia na forma de calor que durante o dia era fornecida pela superfície à atmosfera, passa a

ser fornecida pela atmosfera à superfície. Assim, devido à ação do empuxo, o forçante térmico passa a destruir a turbulência. O escoamento da CLP sob estas condições é conhecido como camada limite estável (CLE). A CLE é caracterizada por ser mais rasa, que a CLC, e pela ausência de turbulência contínua, ou presença de turbulência intermitente, em situações de forte estabilidade (MAHRT, 1999).

Após Mahrt et al. (1998) a CLE é classificada em dois regimes de escoamento: fracamente estável (WSBL, do inglês "*weakly stable boundary layer*") e fortemente estável (VSBL, do inglês "*very stable boundary layer*"). A transição entre os dois regimes ocorre de forma abrupta e geralmente é descrita em termos da velocidade local do vento médio (SUN et al., 2012; van de Wiel et al., 2012b; ACEVEDO et al., 2016; LAN et al., 2018). Na WSBL a turbulência do escoamento é bem desenvolvida e a teoria de similaridade de Monin-Obukov é válida (MAHRT et al., 1998). Todavia, no regime muito estável a turbulência é descontínua e podem ocorrer eventos de turbulência intermitente. A VSBL geralmente ocorre em condições de céu claro e vento fraco e devido a fraca intensidade turbulenta os modelos atmosféricos apresentam erros maiores nessas condições (STEENEVELD; WIEL; HOLTSLAG, 2006; CUXART et al., 2006; BATTISTI et al., 2017, entre outros). Além disso, ainda que exista turbulência local, na VSBL sob forte estratificação, os níveis mais altos do escoamento deixam de sentir a presença da superfície e a teoria de similaridade não é mais válida. Esse fenômeno é conhecido como estratificação "*z-less*" (NIEUWSTADT, 1984; DIAS; BRUTSAERT; WESELY, 1995; MAHRT, 1999).

A transição entre os regimes de escoamento da camada limite estável pode ocorrer diversas vezes ao longo de uma mesma noite (ACEVEDO; FITZJARRALD, 2003; ACEVEDO et al., 2019), todavia, a transição é geralmente analisada em termos parâmetros de estabilidade (MAHRT et al., 1998; van Hooijdonk et al., 2015; van de Wiel et al., 2017) e em termos da velocidade do vento médio local (SUN et al., 2012; SUN et al., 2015; ACEVEDO et al., 2016; LAN et al., 2018). Após Mahrt et al. (1998), diversos estudos têm mostrado grande variabilidade nos valores dos parâmetros que definem a transição entre os regimes de escoamento da CLE, sejam parâmetros de estabilidade, baseados em teoria de similaridade ou em relações fluxo gradiente (MAHRT et al., 1998; van Hooijdonk et al., 2015; MAHRT, 2017) ou o próprio vento médio local (van de Wiel et al., 2012a; SUN et al., 2012; ACEVEDO et al., 2016; LAN et al., 2018).

Dentre as causas associadas à variabilidade, encontrada pelos diferentes estudos para os valores dos parâmetros que estabelecem a transição VSBL-WSBL, podem estar associadas características locais do sítio experimental, tais como a topografia, conforme destacaram Acevedo et al. (2016). Por outro lado, van de Wiel et al. (2012a) propuseram que o colapso da turbulência, ou seja a transição da WSBL para a VSBL (ou transição VSBL-WSBL), ocorre quando para um determinado valor de vento geostrófico (ou forçante mecânico) o fluxo de calor sensível alcança um valor máximo, absoluto, e a partir desse valor de fluxo ocorre a transição para a VSBL. van de Wiel et al. (2017) propuseram um

modelo simplificado para o balanço de energia em superfície, que assume que o balanço de energia superficial é homogêneo. A partir dos resultados do modelo, os autores mostraram que a transição é fortemente influenciada pelo saldo radiativo, pelo de fluxo de calor oriundo solo profundo e pela rugosidade da superfície. Que, geralmente, estão associadas à particulares de cada sítio, tais como as propriedades térmicas do solo e a topografia.

Neste sentido, o presente trabalho procura caracterizar a transição de VSBL-WSBL na CLE utilizando diferentes métodos para a determinação da transição. Além disso, o este estudo busca elucidar a influência dos termos do balanço de energia em superfície na transição entre os regimes de escoamento da CLE. O trabalho está dividido em duas partes: A primeira parte é utilizado um modelo simplificado similar aos modelos propostos por McNider et al. (1995) e van de Wiel et al. (2017), onde a influência termos do balanço de energia em superfície, sobre a transição VSBL-SBL, é detalhadamente análise. Na segunda parte, a análise da primeira parte é expandida para o caso real, e dados experimentais são utilizados para caracterizar a transição. São comparados diferentes métodos de determinação da transição VSBL-WSBL. Posteriormente, é apresentado como que as características dos sítios influenciam nos valores do vento médio local para o qual ocorre a transição.

É importante destacar que, os estudos anteriores focaram em determinar as causas da transição e mostram que a transição podem variar de sítio para sítio. Todavia, apenas estudos teóricos mostram como a transição é influenciada pelo balanço de energia em superfície (van de Wiel et al., 2017; MARONEZE et al., 2019a; HOLDSWORTH; MONAHAN, 2019). Sendo que esta análise experimental ainda é uma lacuna na descrição da transição de escoamento na CLE. O presente parte da premissa que o comportamento da camada limite é a resposta natural à interação entre os forçantes mecânicos e térmicos junto à superfície. Sendo assim, razoável que exista uma correlação entre esses forçantes e por que a velocidade do vento médio local, necessária para que ocorra a transição VSBL-WSBL, é distinta entre os diferentes sítios.

A presente tese está estruturada da seguinte forma: o Cap. 2, apresenta uma breve revisão da evolução do estudo da transição de escoamentos na CLE; o Cap. 3 apresenta os conjuntos de dados e a descrição dos métodos utilizados para determinação da transição VSBL-WSBL empregados neste estudo e o modelo utilizado neste trabalho; o Cap. 4 está dividido em 2 partes: a comparação entre os métodos para determinação da transição e como os parâmetros externos controlam a transição de regimes. A segunda parte apresenta a análise das simulações e mostra como a transição de regimes depende dos forçantes superficiais e o papel de cada um dos parâmetros externos do modelo. Finalmente o Cap. 5 apresenta as principais conclusões desse estudo.

2 REVISÃO TEÓRICA

Na consolidação deste capítulo serão apresentadas as obras que fornecem o aporte teórico necessário para a investigação do tema gerador desta pesquisa. Para este desenvolvimento, compartilhamos das concepções trazidas por Macedo (1995), para quem a síntese bibliográfica “trata-se do primeiro passo em qualquer tipo de pesquisa científica, com o fim de revisar a literatura existente e não redundar o tema escolhido ou experimentação”. Por esta razão, neste estudo a pesquisa bibliográfica assume um papel de busca pela sustentação conceitual da problematização proposta, por meio de estudos teóricos publicados, discutindo e refletindo as suas contribuições.

2.1 ESTABILIDADE ATMOSFÉRICA

Fluxos instáveis tornam-se ou permanecem turbulentos, enquanto que fluxos estáveis tornam-se ou permanecem laminares. Se o efeito líquido de todos os fatores desestabilizadores for maior que o efeito líquido dos fatores estabilizadores, a turbulência ocorre. Na comparação de um fator desestabilizador com um fator estabilizador são expressos parâmetros em uma razão adimensional para distinguir fluxos laminares e turbulentos, como por exemplo, o número de Reynolds, o número de Richardson, o número de Rossby, dentre outros.

A classificação de estabilidade atmosférica utilizada é o gradiente de temperatura potencial virtual (discussão feita para a CLE na sessão 2.1). A temperatura potencial virtual (θ_v) é a temperatura, na qual o ar úmido deve ter a mesma densidade que o ar seco sob a mesma pressão (STULL, 1998). Em síntese, é a temperatura que o ar teria se fosse trazido adiabaticamente até uma pressão padrão P_0 , ou seja, é o valor da temperatura T descontando o efeito que a pressão exerce sobre ela, para que possam ser comparadas temperaturas em pressões diferentes.

Sendo assim, as variações de θ_v podem ser estudadas no lugar das variações de densidade. Deste modo, a θ_v atua como uma temperatura de correção, onde são removidas as variações de temperatura causadas por mudanças na pressão de uma parcela de ar, tornando-se extremamente necessária já que a turbulência inclui o movimento vertical do ar.

Para o ar saturado (nublado), que apresenta menor flutuação devido a água ser mais densa que o ar seco, a θ_v é dada pela Equação 2.1 (STULL, 1998, p. 07):

$$\theta_v = \theta \cdot (1 + 0,61 \cdot r_{sat} - rL), \quad (2.1)$$

onde θ é a temperatura potencial, r_{sat} é a relação de mistura de saturação de vapor de água da parcela de ar e rL é a relação de mistura água-líquido.

Para o ar insaturado, o vapor de água apresenta menor densidade em relação ao ar seco, fazendo-o mais flutuante. No ar insaturado, considera-se uma razão de mistura r , em que a θ_v é dada pela Equação 2.2 (STULL, 1998, p. 07):

$$\theta_v = \theta \cdot (1 + 0,61 \cdot r) \quad (2.2)$$

Quando a θ_v é usada em caráter local, é atribuída a seguinte classificação: instável, quando a variação da θ_v com a altura é menor que zero (superadiabática); estável, quando a variação da θ_v com a altura é maior que zero (subadiabática); e neutro, quando a variação da θ_v com a altura é igual a zero (adiabática). No entanto, quando o conceito de estabilidade atmosférica está atrelado a um caráter não local são utilizados os perfis de $\overline{\theta_v}$, caso este, que se aplica a CLE devido ao aumento da θ_v com a altura. De maneira geral, quando vislumbrado o conceito de estabilidade atmosférica, faz-se igualmente importante discutir os parâmetros de estabilidade. Nesta revisão teórica, serão explorados os conceitos que remetem o Número de Richardson e o parâmetro de estabilidade z/L .

2.1.1 Número de Richardson

2.1.1.1 Número de Richardson fluxo

Conforme se estabelece a razão entre os termos de produção flutuante e de produção mecânica da equação de energia cinética turbulenta (Eq. ??) o número de Richardson fluxo (Ri_f) é estabelecido. Basicamente, a flutuabilidade tende a suprimir a turbulência, enquanto o cisalhamento do vento tende a gerar turbulência mecanicamente. A equação matemática que expressa esta relação é dada por:

$$Ri_f = \frac{\left(\frac{g}{\theta_v}\right) \overline{w'\theta'_v}}{\overline{u'_i u'_j} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j}} \quad (2.3)$$

Richardson sugeriu a existência de um valor crítico igual a 1, partindo do princípio que neste valor crítico a destruição térmica da turbulência balancearia a produção mecânica de turbulência. Para fluxos estaticamente instáveis foi assumido que R_f é negativo, enquanto que para fluxos estaticamente estáveis R_f é positivo. Já para fluxos neutros R_f é igual a zero.

Para tanto, Richardson propôs que existe um valor de R_f crítico igual a 1, pelo qual a taxa de produção mecânica equilibra o consumo flutuante de ECT. Para valores de

$R_f < 1$ o numerador ainda contribui para a geração de turbulência, pois a estabilidade estática é insuficientemente forte para evitar a geração mecânica de turbulência.

2.1.1.2 Número de Richardson gradiente

Como já discutido, O R_f permite calcular seu valor apenas para o fluxo turbulento. Assim, para que possa ser estimado quando o fluxo laminar se torna turbulento, e não somente se o fluxo turbulento se tornando laminar usa-se o número de Richardson gradiente representado pela Equação 2.4 (STULL, 1998, p. 176):

$$Ri_g = \frac{g}{\bar{\theta}_v} \left(\frac{\partial \bar{\theta}_v}{\partial z} \right) \frac{1}{\frac{\partial \bar{u}}{\partial z}}, \quad (2.4)$$

em que: z é a altura de um nível acima da superfície, g é a aceleração da gravidade, $\bar{\theta}_v$ é a temperatura potencial virtual média, $\frac{\partial \bar{\theta}_v}{\partial z}$ é o gradiente vertical da temperatura potencial virtual média e $\frac{\partial \bar{u}}{\partial z}$ é o gradiente vertical da velocidade média do vento.

Em linhas gerais, o número de Richardson gradiente funciona como um indicador de condições de estabilidade, enquanto um parâmetro adimensional definido pela razão entre as forças de flutuabilidade médias e as forças de cisalhamento do vento médio. O Ri_g contempla gradientes médios que são determinados de forma experimental, necessitando apenas de medidas realizadas com instrumentos convencionais nas torres micrometeorológicas.

2.1.1.3 Número de Richardson Bulk

O número de Richardson Bulk (R_b) é usado para aproximar os gradientes de temperatura e medidas locais do cisalhamento do vento, usando observações feitas em uma série de intervalos discretos de altura. Matematicamente, R_b é dado pela seguinte equação (STULL, 1998, p. 176):

$$R_b = \frac{g \Delta \bar{\theta}_v \Delta z}{\bar{\theta}_v [(\Delta \bar{U})^2 + (\Delta \bar{V})^2]}, \quad (2.5)$$

onde g é a aceleração gravitacional, $\bar{\theta}_v$ é a temperatura virtual, $\Delta \bar{\theta}_v$ é a diferença de temperatura potencial virtual através de uma camada de espessura vertical Δz , e ΔU e ΔV são as variações nos componentes horizontais do vento ao longo dessa mesma camada.

R_b permite que os dados da base e as previsões meteorológicas numéricas forneçam medidas de vento e temperatura em pontos discretos no espaço, sendo possível que

aproximações no R_b possam ser utilizadas para estimar a probabilidade e a intensidade da turbulência. O valor crítico de 0,25 aplica-se apenas para gradientes locais (o que não ocorre para camadas espessas), ou seja, quanto mais fina for a camada, mais próximo estará o número crítico de Richardson.

2.1.2 Parâmetro de Estabilidade z/L

O parâmetro z/L é tudo como um parâmetro de estabilidade, pois o seu valor e sinal estão relacionados com a condição de estabilidade da CLA. Inicialmente, para compreender melhor este parâmetro, se faz importante analisar o comprimento de Monin-Obukhov (L) cuja definição está atrelada a uma escala de altura proporcional a uma altura acima da superfície onde os fatores de empuxo térmico do ar são equivalentes à produção mecânica de turbulência.

Quando multiplicado o termo de flutuabilidade da ECT por $(-Lz/u_*^3)$ tem-se:

$$\frac{-kzg(\overline{w'\theta'_v})}{(\overline{\theta_v})u_*^3}, \quad (2.6)$$

em que u_* é a velocidade de fricção, e k a constante de von Kármán ($k = 0.4$).

em suma, este parâmetro adimensional pode ser representado por z/L , pelo qual

$$L = \frac{-(\overline{\theta_v})u_*^3}{kg(\overline{w'\theta'_v})_s} \quad (2.7)$$

descreve matematicamente o comprimento de Monin-Obukhov.

Essencialmente, quando $z/L < 0$, a camada limite se encontra instável com produção de turbulência predominantemente convectiva. Em contraste, com $z/L > 0$, a camada limite estável é estabelecida com produção mecânica (cisalhamento) de turbulência. Em condições que z/L se aproxima de zero a camada se encontra estaticamente neutra.

2.1.3 A importância de estudos voltados para a CLE

As escalas verticais dos parâmetros que contemplam a CLE, estão diretamente relacionadas aos comportamentos padrões que abrangem dispersão de poluentes que acabam por afetar a intensidade e a duração de fenômenos meteorológicos. Fenômenos estes, que limitam a visibilidade na superfície.

Em síntese, as previsões meteorológicas (orvalho, geada, temperaturas máximas e mínimas, dentre outras) são importantes, pois as pessoas passam a maior parte das suas vidas na camada limite. Além disso, a poluição está presa nesta camada, contribuindo em

larga escala para o estudo de dispersão de poluentes. Algumas atividades como aviação, embarque e outras práticas comerciais ocorrem dentro dela. Na camada limite, polens são distribuídos, turbinas eólicas extraem energia, dentre outros. Portanto, o ponto principal é perceber que a camada limite interfere em nossas vidas direta e indiretamente pela sua influência em diversos processos. E para entender os processos é necessário entender como a CLA interage com a superfície.

2.2 BALANÇO SUPERFICIAL DE ENERGIA

A radiação solar de onda curta, capaz de alcançar a superfície terrestre apresenta magnitude $S \downarrow$, sendo parcialmente refletida de volta ($S \uparrow$). Já em condições noturnas, como já foi mencionado neste estudo, a atmosfera emite radiação de onda longa para a superfície ($L \downarrow$), parte da qual também é refletida ($L \uparrow$). Como maneira de estimar o saldo de energia radiativa disponível na superfície (R_n), é feita a soma de todas estas componentes, originando a seguinte equação:

$$R_n = (S \downarrow - S \uparrow) + (L \downarrow - L \uparrow) \quad (2.8)$$

A partir do saldo de radiação, Stull (1998), coloca em evidência que o balanço de energia na superfície sob as condições de uma superfície ideal, enquanto uma região extensiva e plana, desprovida de vegetação e opaca à radiação, em um volume de controle dá-se pela seguinte equação:

$$R_n - G = H + LE, \quad (2.9)$$

onde R_n é a radiação líquida, H é o fluxo de calor sensível e LE corresponde ao fluxo de calor latente. Já o termo G é o fluxo de calor proveniente da interação entre a atmosfera com o meio subsuperficial.

Em conformidade com Stensrud (2007) H e LE são dados por:

$$H = \frac{\rho c_p \Delta T}{r_H} \quad (2.10)$$

$$LE = \frac{\rho L_v \Delta q}{r_{LE}} \quad (2.11)$$

Em que: ρ é a densidade do ar ($1,25 \text{ kg/m}^3$), c_p é o calor específico do ar a pressão constante (1004 J/Kkg), T é a temperatura; L_v é o calor latente de vaporização ($2,5 \times 10^6 \text{ J/kg}$), q representa a umidade; e r_H e r_{LE} são, respectivamente, as resistências aos fluxos de H e LE .

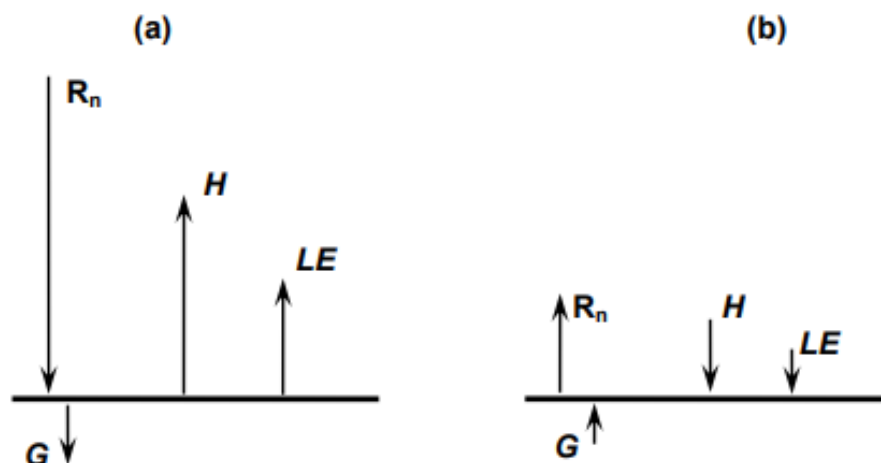
Como maneira de promover uma melhor compreensão, na Figura 2.1, são represen-

tados os esquemas destes termos para condições diurnas (a) e condições noturnas (b). No período noturno, os fluxos H e LE são negativos. Sendo assim, pode-se evidenciar que o sentido do fluxo ocorre da condição em que a atmosfera cede calor para a superfície, enquanto que para situações em que estes fluxos são positivos (período diurno) o inverso ocorre. Já o fluxo G , e R_n , são positivos quando no sentido da atmosfera para a superfície e por conseguinte o contrário também é estabelecido. Ao observar a equação acima, G aquece as camadas inferiores do solo, H aquece a atmosfera e LE é o termo responsável pela evaporação da água presente na superfície.

De maneira geral, podemos dizer que durante a noite, os termos G e H alteram o seu sinal de modo a indicar que o fluxo de calor ocorre no sentido das camadas mais profundas para a superfície (no caso de G), ao passo que, o fluxo de calor sensível se dá da atmosfera para a superfície. Quanto ao fluxo de calor latente, Acevedo (2003) evidencia em seu estudo que nas primeiras horas da noite, o fluxo de calor latente negativo representa deposição de orvalho.

No entanto, considerar superfícies ideais requer a exclusão de condições que deixam de contemplar os efeitos que advém, por exemplo, da rugosidade na superfície terrestre. Comumente podem ser observados elementos que compõem a superfície, enquanto agentes que requerem uma padronização no escoamento. Tais inhomogeneidades horizontais podem incluir desde árvores ou arbustos até declividade ou ondulações superficiais que influenciam no balanço radiativo.

Figura 2.1 – Balanço de energia superficial.



Fonte: Adaptado de Oke (1987).

Em razão disso, Oke (1987) destaca que fontes energéticas ou semiduros devem ser considerados na forma de um termo de armazenamento para a equação do balanço

de energia superficial, resultando na equação abaixo:

$$R_n - G = H + LE + \Delta S \quad (2.12)$$

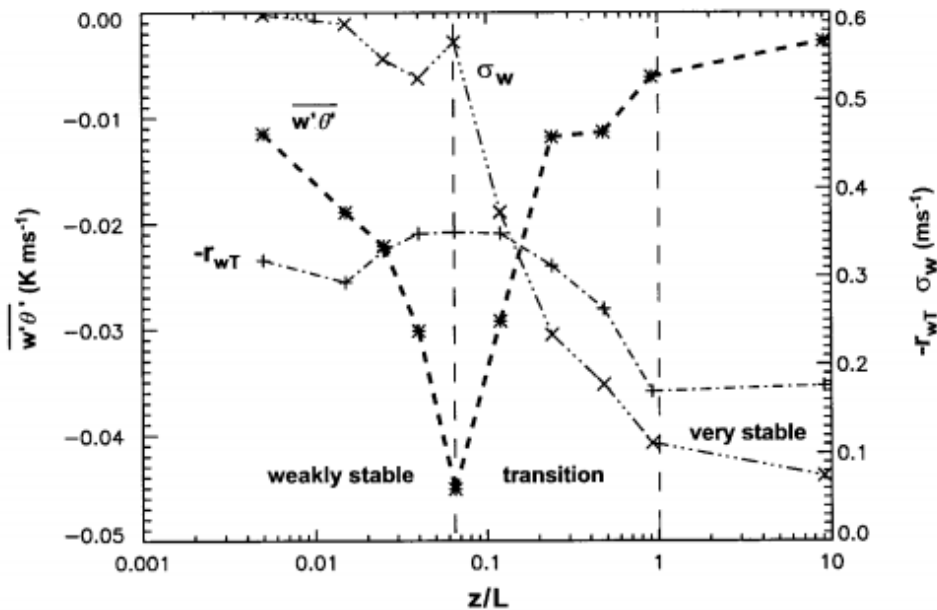
Onde o termo de armazenamento ΔS representa a mudança de energia armazenada no sistema por unidade de tempo e área na direção horizontal. Ainda em conformidade com Oke (1987) pode-se salientar que esta mudança de energia armazenada no sistema pode ser representada em termos correspondentes taxa média de aquecimento ou resfriamento, fazendo existente informações de como a energia é utilizada pelo meio, uma vez que o balanço de energia superficial é estimado.

2.3 REGIMES DE ESCOAMENTO TURBULENTOS NA CLE

Como já mencionado, o escoamento na CLE é caracterizado pela presença de dois regimes de escoamento. Na tentativa de classificá-los, diferentes estudos foram realizados, explorando a divisão dos mesmos quanto aos seus aspectos físicos e as suas formas de desenvolvimento (MAHRT et al., 1998; MAHRT, 1999; SUN et al., 2012; van de Wiel et al., 2002b; COSTA et al., 2011), dentre outros. Mahrt et al. (1998) realizaram uma classificação que evidenciou a existência destes regimes de escoamento na CLE, sendo denominados como pouco estável e muito estável. Para a realização desta classificação, Mahrt et al. (1998) basearam os seus estudos na análise do fluxo vertical turbulento de calor sensível em função do parâmetro de estabilidade z/L (Fig. 2.2), onde L é o comprimento de Obukhov e z é a altura acima da superfície.

Nesta avaliação, em condições de fraca estabilidade, o aumento da estratificação térmica gerou gradientes de temperatura mais elevados, dando origem a maiores fluxos de calor da atmosfera para a superfície, entretanto, a medida que a camada se tornava ainda mais estratificada (regime muito estável) a destruição térmica acabava por suprimir a turbulência, agindo de forma a reduzir o fluxo de calor provindo da atmosfera para a superfície. Assim, foi observado que o fluxo de calor diminui conforme a estabilidade aumenta em decorrência à restrição das flutuações da velocidade vertical causada pelo aumento da estratificação.

Figura 2.2 – Transição dos regimes de escoamento pouco e muito estável em função do fluxo de calor sensível.



Fonte: Adaptado de Mahrt et al. (1998).

Em outra análise classificatória, com base em observações de turbulência próxima à superfície durante o CASES-99 Wiel et al. (2003) dividiu o escoamento na CLE em três regimes turbulentos: 1) um regime turbulento contínuo e bem desenvolvido, cujas condições do seu desenvolvimento se dão através de uma forte mistura turbulenta e baixo resfriamento radiativo da superfície; 2) um regime intermitente que engloba uma alternância de eventos turbulentos e períodos mais “tranquilos” que contemplam baixos níveis de turbulência; e 3) um regime de escoamento que praticamente não apresenta fluxo turbulento de calor, manifestando um resfriamento elevado da superfície que provoca alta estabilidade e redução do transporte energético na atmosfera.

Sun et al. (2012) também realizou uma classificação do escoamento na CLE em três regimes, considerando cada nível atmosférico. Basicamente, este estudo avaliou a dependência da turbulência com velocidade média do vento, V , utilizando uma escala de velocidade turbulenta (V_{TKE}). No primeiro regime, V_{TKE} apresenta baixa intensidade e aumenta gradualmente com V , fazendo estabelecida, nestas condições, uma turbulência de fraca intensidade e a velocidade do vento abaixo de um valor limiar. No segundo regime, V_{TKE} aumenta de forma rápida e significativa com V após essa quantidade exceder o valor limiar, dando origem a uma turbulência de forte intensidade, gerada pelo cisalhamento vertical do vento. Já no terceiro regime a turbulência é considerada branda, oriunda de eventos esporádicos e aperiódicos que alternam momentos de turbulência seguidos por períodos de calmaria.

De maneira geral, Sun et al. (2012) colocam que quando a intensidade do vento é

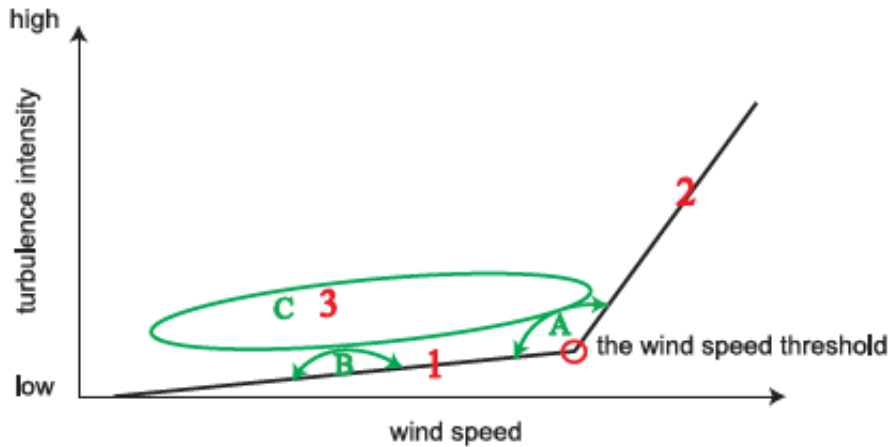
menor que o valor limiar, a turbulência é controlada pelo cisalhamento do vento local, no entanto, é o cisalhamento do vento que compreende toda a CLE que controla a turbulência quando o valor limiar é excedido. Isto implica, portanto, que a CLE está verticalmente acoplada com o topo da camada quando os ventos ultrapassam o valor limiar para a velocidade do vento.

Além disso, Sun et al. (2012) observaram durante o Experimento CASES-99, a existência de três categorias de intermitência turbulenta (Fig. 2.3), dadas por: categoria A, ocorre quando a velocidade média do vento se comporta de maneira oscilatória em torno do seu valor limiar, sendo que a turbulência aumenta quando este limiar é ultrapassado e diminui quando esta velocidade é inferior a este valor crítico. Tais oscilações que compreendem esta categoria dão-se através das variações de turbulência entre o primeiro e o segundo regime; categoria B, ocorre quando a estabilidade local é reduzida devido a perturbações, aumentando levemente a turbulência local. Esta categoria corresponde ao primeiro regime de turbulência classificado por Sun et al. (2012), provocando um aumento da turbulência dentro deste regime; e categoria C, ocorre quando eventos de turbulência “top-down” se estabelecem. Nestas circunstâncias a turbulência se desenvolve no topo da camada limite e se faz transportada para baixo em direção a superfície, originando turbulência no terceiro regime de escoamento.

É importante destacar ainda, que os regimes de escoamento classificados por Sun et al. (2012) podem estar ligados a existência de jatos de baixos níveis, bem como a relação entre a intensidade da turbulência local e o número de Richardson gradiente (Ri_g) (este parâmetro está descrito descrito com maiores detalhes na sessão 2.3.2.1 deste trabalho).

Em um dos seus estudos posteriores à classificação dos três regimes de escoamento, Sun et al. (2016) intensificaram a análise e investigação dos seus estudos mostrados em artigos anteriores, aprofundando as suas explicações físicas diante a existência de declividades distintos para os regimes classificados como 1 e 2 em seu artigo sobre os regimes de turbulência na CLE, utilizando os dados provenientes do CASES-99.

Figura 2.3 – Esquemática dos três regimes de turbulência, representados em números vermelhos e as três categorias de intermitência de turbulência, representadas em letras verdes durante o CASES-99 para cada altura de observação.



Fonte: Adaptado de Sun et al. (2012).

Para tanto, foi proposto o uso do conceito de Energia Turbulenta Total (ETT). Tal conceito se estabeleceu a partir da adição de Energia Cinética Turbulenta (ECT) e Energia Potencial Turbulenta (EPT) para uma dada altura. A ETT pode ser claramente explicitada pela equação abaixo:

$$ETT = ECT + EPT \quad (2.13)$$

onde

$$ECT = \left[\frac{1}{2} (\sigma_u^2 + \sigma_v^2 + \sigma_w^2) \right]^{1/2} \quad (2.14)$$

Já a energia potencial turbulenta pode ser descrita pelo Equação 2.15 apresentada por Zilitinkevich et al. (2007).

$$EPT = \frac{1}{2} \left[\left(\frac{g}{T_0} \right) \left(\frac{1}{N} \right) \right]^2 (\overline{\theta'})^2, \quad (2.15)$$

em que, N é a frequência de Brunt-Väisälä, g é a aceleração gravitacional e T_0 a temperatura do ar.

A partir destas equações, Sun et al. (2016) as combinaram para obter uma explicação para as diferenças encontradas entre os regimes turbulentos 1 e 2, obtendo a seguinte equação:

$$\left(\frac{DETT}{Dt} \right) + \left(\frac{\partial \varphi_T}{\partial z} \right) = -\overline{w'V'} \frac{\partial \overline{V}}{\partial z}, \quad (2.16)$$

onde φ_T é o fluxo vertical de ECT.

Conforme Sun et al. (2016) a Equação 2.16 indica que a ECT e a EPT estão acopladas de forma dinâmica, denotando que a estratificação estável é capaz de realizar a conversão de ECT em EPT. Além disso, foi observado pelos autores que nas condições pelas quais \bar{V} é menor que a velocidade limiar do vento o valor da ECT não aumenta significativamente com o crescimento de \bar{V} , enquanto que nas condições de \bar{V} ser maior que a velocidade limiar do vento o gradiente vertical de temperatura potencial abaixo de z é suprimido pelos vórtices turbulentos e o cisalhamento vertical do vento é capaz de gerar ECT sem que seja consumido para criar EPT, fato este, que segundo Sun et al. (2016) pode explicar as diferenças de declividade que ocorrem entre os regimes 1 e 2.

2.4 TRANSIÇÃO DE REGIMES NA CAMADA LIMITE ESTÁVEL

De maneira geral, a transição de regimes na camada limite estável, ou transição VSBL-WBL, pode ser conceituada primariamente como um mecanismo de “recuperação” da turbulência a partir do cisalhamento vertical do vento originário de instabilidades. Sendo assim, Nappo (1991), Wiel et al. (2002), van de Wiel et al. (2003), Acevedo e Fitzjarrald (2003), dentre outros pesquisadores evidenciam que o início das transições dos regimes de escoamento está relacionado com eventos de turbulência. Neste processo, quando a turbulência assume uma intensidade elevada, esta pode ser suficiente para promover uma ruptura na inversão térmica, fazendo estabelecida a transição para o regime fracamente estável. Para além disso, Abraham e Monahan (2019) mostram que a transição entre os regimes de escoamento na CLE pode estar associada a uma mudança na cobertura de nuvem de baixo nível.

Em uma análise das condições de vento, Mahrt et al. (2013) especifica que sobre superfícies regulares a transição dos regimes de escoamento da CLE ocorre na presença de ventos intensos. No entanto, em condições de vento menos intensos, há a ocorrência do acoplamento superfície-atmosfera, tendo como referência superfícies irregulares (que possuem uma maior propensão a serem mais turbulentas).

No estudo feito por Mahrt et al. (1998), a classificação dos regimes de escoamento da CLE envolve um critério que se sustenta a partir da variação do fluxo de calor com a estabilidade. Este critério coloca em evidência que: no regime pouco estável, o fluxo de calor da atmosfera para a superfície apresentado se faz elevado devido aos maiores gradientes de temperatura que se originam a partir da estratificação térmica; e no regime muito estável, a camada se apresenta ainda mais estratificada, suprimindo a turbulência atuante no regime pouco estável e dando origem a um fluxo de calor reduzido. Neste sentido, para Mahrt et al. (1998) a transição VSBL-WSBL se consolida quando o aumento da estabilidade diminui o fluxo de calor sensível, fazendo com que as flutuações de velocidade

vertical sejam restritas em consequência a estratificação térmica.

No entanto, quando analisada pesquisa proposta por Sun et al. (2012) pode-se observar uma classificação em que se distinguem três regimes de escoamento na CLE. No primeiro, a escala de velocidade turbulenta (V_{TKE}) possui baixa dependência com a velocidade média do vento, ocasionando eventos de turbulência com fraca intensidade. No segundo, V_{TKE} possui alta dependência com a velocidade média do vento, mostrando que o forçante mecânico de geração de turbulência atua para a sua alta intensidade. Já no terceiro regime de escoamento, a turbulência mostra um comportamento que não obedece periodicidade, alternando momentos de forte (explosões turbulentas) e fraca intensidade.

Sobre isso, é necessário salientar ainda, que esta classificação é baseada em cada altura existente na observação. Tal fato, também analisado por Acevedo et al. (2016), remete que a transição VSBL-WSBL é controlada de forma local pela a velocidade média do vento, se apresentando como um limite que não pode ser considerado universal, ou seja, há uma variação destes critérios de acordo com o sítio em que se baseia determinada análise.

2.4.1 A influência de Parâmetros Externos nos Regimes de Escoamento da CLE

Comumente a CLE é avaliada a partir de parâmetros internos, como por exemplo, a velocidade média do vento no solo. No entanto, não são extensivos os estudos que estabelecem como os regimes nesta camada são controlados por grandezas externas. Sendo assim, as grandezas externas que podem afetar os regimes na CLE podem incluir o vento geostrófico, nebulosidade, propriedades de superfície como capacidade térmica, temperatura profunda do solo, umidade do solo e rugosidade da superfície (STEENEVELD, 2014). Neste sentido, são exploradas nesta sessão os parâmetros externos principais deste estudo, dando ênfase primeiramente ao balanço superficial de energia que envolve os termos importantes para esta breve análise.

2.4.1.1 Rugosidade Superficial

Em suas análises Mahrt et al. (2013) concluiu que a velocidade do vento de transição diminui com o aumento do comprimento de rugosidade do local. Neste estudo, σ_w , foi usado como um indicador geral da intensidade da turbulência, uma vez que as flutuações da velocidade horizontal em um fluxo estratificado são mais dominadas por movimentos não turbulentos em comparação com σ_w . Assim, o valor assintótico de σ_w aumenta com o aumento do comprimento da rugosidade, enquanto o valor de transição da velocidade do vento diminui com o aumento desta grandeza.

Sun et al. (2016) em seu estudo baseado nas observações do conjunto de dados CASES-99, salientou que para captura da variação da intensidade da turbulência dominada por grandes redemoinhos, os fatores que afetam o equilíbrio da energia turbulenta total dentro da camada entre a superfície e a altura, incluindo a geração de turbulência por cisalhamento dentro da camada e condições de contorno, precisam ser considerados. Assim, a transição HOckey-Stick (HOST) de qualquer variável relacionada ao TKE pode ser afetado pela rugosidade da superfície e pelo aquecimento/resfriamento efetivo da superfície.

Por outro lado, Guerra et al. (2018) destacaram em seu estudo duas situações: uma em que a transição dos regimes de escoamento da CLE ocorre com velocidades de vento mais altas em colinas quando comparadas a lugares planos; e a transição dos regimes de escoamento da CLE ocorrendo em velocidades de vento mais baixas para locais obstruídos. A redução no limiar da velocidade do vento para a transição de regime em estações obstruídas é colocada pelos autores como um possível resultado da turbulência gerada pela rugosidade nesses locais.

2.4.1.2 Capacidade térmica do solo

Conforme já foi mencionado, a formação da CLE está relacionada com a inversão térmica estabelecida pelo resfriamento da camada por radiação de longo comprimento de onda. No entanto, a intensidades desta inversão térmica é diretamente dependente do quanto a parcela de ar é resfriada, sendo este processo influenciado por condições meteorológicas e propriedades físicas da superfície. Uma destas propriedades é a capacidade térmica.

Sobre esta propriedade, Acevedo et al. (2021) enfatizam que as propriedades térmicas da superfície influenciam na transferência de energia na forma de calor dentro do solo, agindo de mesma forma em relação ao aquecimento e resfriamento da camada de ar mais baixa, causando um impacto significativo na velocidade do vento V_r , na qual há a mudança de regime na CLE. Neste estudo, os autores mostram a variabilidade da capacidade volumétrica de calor do solo C_v em três locais: Santa Maria, FLOSS II e CASES-99 (Tab. 2.1). Maiores detalhes sobre esta variabilidade são discutidas nos resultados desta pesquisa.

Nesta análise foi considerada a relação entre V_r e Rn , pela qual inclinações foram observadas. Esta inclinação se apresentou menor em Santa Maria em comparação com os outros sítios. Nesta mesma comparação (Santa Maria, FLOSS II e CASES-99) o valor de C_v para Santa Maria é aproximadamente reduzido pela metade. A partir disso, portanto, foi possível concluir que C_v pode exercer um controle local sobre os regimes de turbulência da CLE.

Tabela 2.1 – Taxa de aumento em 30 m de V_r com Rn ($V_r Rn^{-1}$) em comparação com parâmetros externos dependentes do local para a direção do vento dominante em cada caso.

Sítio	$V_r Rn^{-1} (m^3 \cdot J^{-1})$	$C_v (MJ \cdot m^{-3} \cdot K^{-1})$
Santa Maria	0.0726	1.95
FLOSS II	0.145	3.58
CASES-99	0.127	3.98

Fonte: Adaptado de Acevedo et al. (2021)

No regime pouco estável, é proposto que o controle exercido por C_v na taxa em que V_r aumenta juntamente com Rn se origina da relação entre a radiação líquida e o fluxo de calor, em que a perda radiativa de energia é transportada novamente para a superfície através do fluxo de calor. Já no regime muito estável, o resfriamento da superfície é favorecido quando C_v apresenta menor valor.

2.5 A RELAÇÃO ENTRE PARÂMETROS EXTERNOS E A TRANSIÇÃO DOS REGIMES DE ESCOAMENTO NA CLE

McNider et al. (1995) mostraram que o escoamento na CLE se comporta como um sistema dinâmico com dois estados de equilíbrio. Derbyshire (1999), utilizando um modelo de coluna simples para uma CLE idealizada, mostrou que em situações de grande estratificação térmica, para Ri maior Ri_c , que o sistema desacopla e não é mais capaz de acoplar novamente, para um mesmo forçante mecânico. Acevedo, Costa e Degrazia (2012) mostraram, utilizando modelos simplificados, como diferentes parametrizações de turbulência representavam os estados de acoplamento atmosférico. Além disso, Acevedo, Costa e Degrazia (2012) associaram cada um dos estados de acoplamento dos modelos, ou seja o equilíbrio quente e frio encontrado por McNider et al. (1995), aos regimes de escoamento da CLE. Para o sistema estar desacoplado (equilíbrio frio) é necessário uma situação forçante mecânico de fraca intensidade e grande perda radiativa em superfície, assim como ocorre na VSBL. Por outro lado, quando o sistema está acoplado (equilíbrio quente), geralmente, o forçante mecânico é intenso e/ou a perda radiativa, em superfície, é muito pequena, similarmente à WSBL. Outro aspecto importante é que o acoplamento, ou seja a transição entre os dois estados ocorre de forma abrupta, da mesma forma que a transição de regimes de escoamento na CLE.

Estudos posteriores exploraram como os modelos simplificados (van de Wiel et al., 2017; MARONEZE et al., 2019b) e como modelos mais fisicamente completos, como os modelos de coluna simples Baas et al. (2018), Holdsworth e Monahan (2019), Costa et al. (2020), ou ainda outros modelos de turbulência, como simulação de grandes turbulhões

(LES, do inglês “*Large Eddy Simulations*” e simulações numéricas diretas (DNS, do inglês “*Direct Numerical Simulations*” (ANSORGE; MELLADO, 2014; DONDA et al., 2015; HO-OIJDONK et al., 2017; LINDEN et al., 2020), representam a transição VSBL-WSBL na CLE. Nos avanços dos últimos estão mostrando que todos os modelos de turbulência, mesmo os mais simples que são os utilizam médias de Reynolds são capazes de reproduzir os dois regimes de escoamento na CLE. Além disso, as diversas parametrizações de turbulência, necessárias para o fechamento de turbulência nos modelos que utilizam médias de Reynolds, também são capazes de reproduzir a transição VSBL-WSBL. Entretanto, a principal dificuldade está na representação adequada da transição entre os regimes, conforme mostrado por (MARONEZE et al., 2019b).

Poucos estudos observacionais relacionam as transições de regimes de escoamento na CLE com parâmetros externos. van der Linden et al. (2017) utilizaram um conjunto de observações, de longo período, coletadas no Mastro de Cabauw, na Holanda, para encontrar características do escoamento próximo à superfície que seriam contrastantes quando analisadas em função de ventos geostróficos com fraca e forte intensidade. Entretanto, a transição entre os dois regimes de escoamento, encontrada por van der Linden et al. (2017), é suave e não ocorre abruptamente, como quando a transição é analisada em termos do vento local (SUN et al., 2012; SUN et al., 2015; ACEVEDO et al., 2016). Desta forma, esse resultado, indica que outros parâmetros externos além do vento geostrófico são importantes. Acevedo e Fitzjarrald (2003) mostraram que o aumento da cobertura de nuvens pode dar início à transição da VSBL para WSBL, em uma região de terreno complexo, enquanto que, Sun, Takle e Acevedo (2020) mostraram que a transição VSBL-WSBL depende consideravelmente do saldo de radiação durante a noite. Mahrt et al. (2013) observaram que a velocidade necessária para a transição VSBL-WSBL (V_T) decresce com o aumento da rugosidade superficial, característica também observada por estudos posteriores (SUN; FRENCH, 2016; GUERRA et al., 2018). Este resultado implica que V_T pode variar em uma mesma localidade, dependendo da direção do vento, como uma simples consequência do aumento da rugosidade turbulenta que irá promover maior geração de turbulência.

Por outro lado, estudos de modelagem do comportamento da transição VSBL-WSBL, geralmente, analisam, a influência dos parâmetros de controle das simulações sobre a transição. Tais estudos, exploram o papel do vento geostrófico sobre o escoamento noturno na CLE, e como este afeta as quantidades de quantidades turbulentas, próximo à superfície (MCNIDER et al., 1995; van de Wiel et al., 2002b; COSTA et al., 2011, entre outros). van de Wiel et al. (2017) estudaram os efeitos da perda radiativa em superfície e as trocas de energia entre o solo e a atmosfera. Eles introduziram o “*lumped parameter*” que quantifica o acoplamento entre o solo e a atmosfera, combinando os efeitos da perda radiativa e a condutividade térmica do solo. (HOLDSWORTH; MONAHAN, 2019) exploraram como a condição do número de Richardson crítico ($Ri_c = 0,25$) depende dos efeitos

combinados de forçante mecânico (representado pelo vento geostrófico), da cobertura de nuvens e das propriedades térmicas do solo. Um estudo similar foi conduzido por Maroneze et al. (2019a), usando um modelo de fechamento de segunda ordem, acoplado com um modelo de balanço de energia superficial. Esses estudos concordam que o aumento da perda radiativa em superfície promove um aumento no forçante mecânico, necessário para que a transição VSBL-WSBL ocorra. Em todos os casos, é necessário que o sistema forneça um fluxo de energia de calor necessário para promover a transição.

Os resultados de estudos teóricos, utilizando modelos, apontam que o papel das propriedades térmicas do solo é mais controverso. A definição do *“lumped parameter”*, impõe o equilíbrio térmico do sistema, dessa forma, a transição de regimes de escoamento na CLE não depende da capacidade térmica do solo, mas da condutividade térmica, que afeta o fluxo de calor molecular no solo. Apesar de Holdsworth e Monahan (2019) e Maroneze et al. (2019a) utilizarem modelos superficiais idênticos, o primeiro estudo mostrou que V_T diminui com o aumento da capacidade calorífica, enquanto que o segundo estudo encontrou o contrário. O fator crucial para explicar essas diferenças é a temperatura do substrato (θ_m), ou do solo profundo. Nas simulações de Holdsworth e Monahan (2019) θ_m é igual a temperatura do ar, enquanto que Maroneze et al. (2019a) assumiram um substrato mais frio, e conseqüentemente um transporte de energia em direção ao solo.

3 METODOLOGIA

Conforme apresentado no Cap. 1, o presente estudo explora como os forçantes externos afetam na transição de regimes de escoamento na CLE. Identificar parâmetros externos ao escoamento na CLE é muito complexo através de observações micrometeorológicas. Todavia, alguns dos termos balanço de energia em superfície podem ser considerados parâmetros externos e desempenham papel central no mecanismo da transição VSBL-WSBL (van de Wiel et al., 2017). Inicialmente, os parâmetros que controlam a velocidade do vento necessária para a transição de regimes (V_r) serão identificados através de observações; em um primeiro momento qualitativamente e depois quantitativamente.

A partir das análises observacionais, os mesmos padrões serão procurados em soluções de um modelo numérico simplificado que simula o comportamento da CLE, próximo à superfície (MCNIDER et al., 1995). A importância dessa análise, está centrada em como as parametrizações utilizadas em modelos de atmosféricos reproduzem a transição e também se elas são capazes de identificar os mesmos papéis dos mecanismos identificados observacionalmente. Assim, este capítulo apresenta inicialmente a apresentação dos conjuntos de dados utilizados no presente estudo; uma revisão e a definição dos métodos de identificação da transição de regimes de escoamentos a partir de observações na CLE; e finalmente o modelo utilizado no estudo teórico. É importante destacar, que algumas variáveis que são comuns à parte observacional e também a parte de modelagem são definidas com símbolos diferentes, *e.g.* a temperatura e a velocidade do vento na transição. Apesar de estarem representando a mesma variável, os enfoques do estudo são diferentes nas partes observacional e na parte prática e por este motivo se optou por usar símbolos diferentes em suas representações.

3.1 CONJUNTO DE DADOS

As análises observacionais, realizadas no presente estudo, estão divididas em duas partes:

- Análise de como que a radiação e o fluxo de calor do solo impactam na transição VSBL-WSBL. Para essas análises foram utilizados dados de 2 diferentes sítios:

Santa Maria; dois níveis de turbulência (período de medidas: 2016 a 2017);

- Análise da dependência da transição de escoamentos VSBL-WSBL, em diferentes alturas, com os parâmetros externos. Nestas análises também foram utilizados 3 diferentes sítios:

Santa Maria; quatro níveis de turbulência (período de medidas: dezembro de 2019 a junho de 2020);

CASES-99; nove níveis de turbulência (período de medidas: outubro de 1999);

FLOSS II; sete níveis de turbulência (período de medidas: novembro de 2002 até março de 2003);

A seguir são descritos todos os sítios utilizados no presente estudo.

3.1.1 Sítio experimental de Santa Maria

O sítio experimental de Santa Maria, está localizado em uma área de 24 ha pertencente ao Bioma Pampa, localizada no Campus da Universidade Federal de Santa Maria, em Santa Maria, RS, Brasil (29,7241°S, 53,759°W). O terreno é levemente ondulado e existe a presença de árvores a oeste e sul do sítio (GUERRA et al., 2018) (Fig. 3.1).

O sítio conta com uma torre micrometeorológica com 30 m de altura, que no período de 2015 a 2019 contava com dois níveis de turbulência (GUERRA et al., 2018; STEFANELLO et al., 2020). Em dezembro de 2019 foi adicionado um novo nível de turbulência, totalizando 4 níveis de turbulência. Os níveis e os equipamentos de medidas estão apresentados na Tab. 3.1.

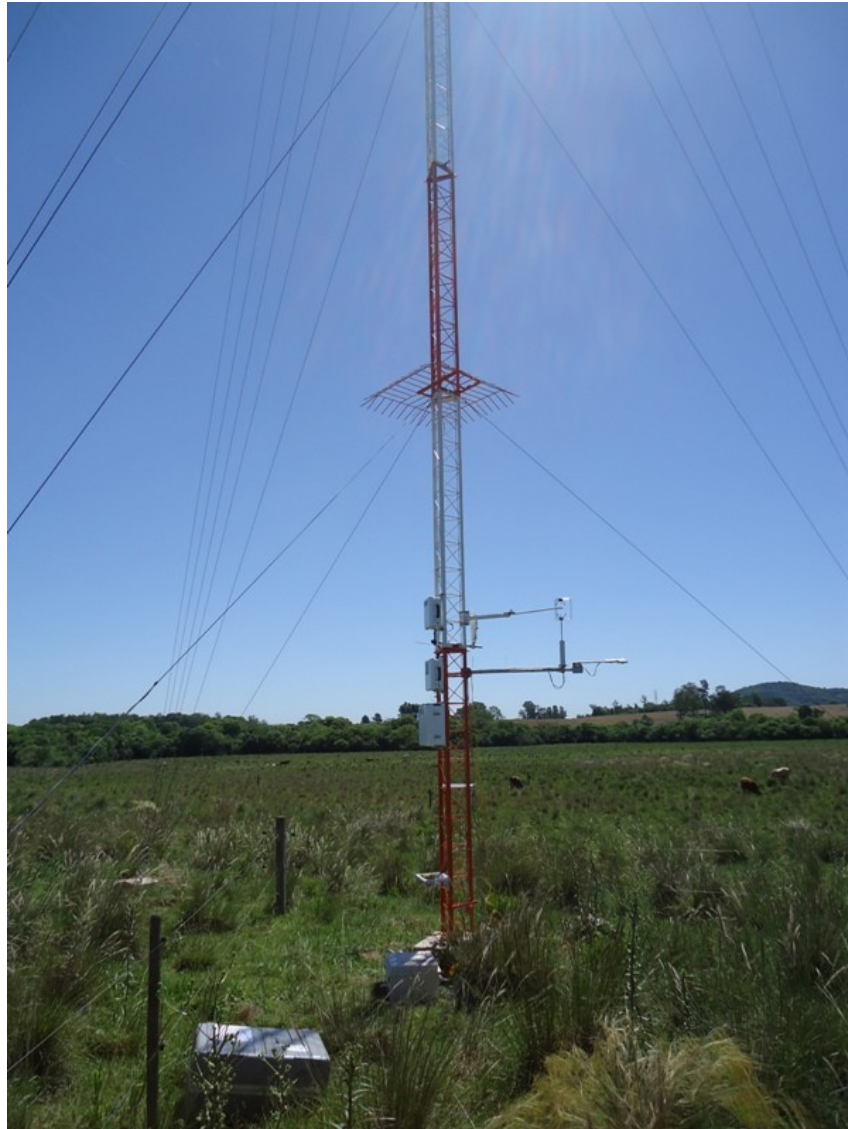
Tabela 3.1 – Instrumentação instalada na Torre Micrometeorológica do Sítio de Santa Maria – RS. Os instrumento de medida de turbulência CSAT3 e CSAT3B são fabricados pela empresa Campbell Sci., enquanto que o radiômetro instalado a 3 m é fabricado pela Kipp & Zonen.

Modelo	Nível acima da superfície (m)	Operação
CSAT3	30,0	2015 - atualmente
CSAT3B	14,0 m	2019 - atualmente
CSAT3B	6,0	2019 - atualmente
IRGASON	3,0 m	2015 - atualmente
Radiômetro CRN4	3,0 m	2015-atualmente

Fonte: O autor.

No presente trabalho, foram utilizados dois conjuntos de dados obtidos no sítio de Santa Maria. O primeiro conjunto compreende o período de 20 de junho de 2016 até 07 de julho de 2017, onde foram analisadas medidas de velocidade do vento nas três direções: zonal, meridional e vertical; temperatura do ar (30 m e 3 m); temperatura do solo (a 5 cm e temperatura de substrato, considerada a 30 cm abaixo da superfície solo); e saldo radiativo em superfície. conjunto que foi utilizado nas análises que serão apresentadas a partir da Seção 4.1.1. Nas demais análises foi utilizado um total de 155 noites entre os dias 6 de dezembro de 2019 e 10 de junho de 2020. Em ambos os conjuntos de dados as medidas

Figura 3.1 – Torre Micrometeorológica do Sítio de Santa Maria – RS..



Fonte: Laboratório de Micrometeorologia UFSM.

foram realizadas a 10 Hz e foram utilizados dados entre as 2100 HL e 0500 HL, para evitar períodos de transição.

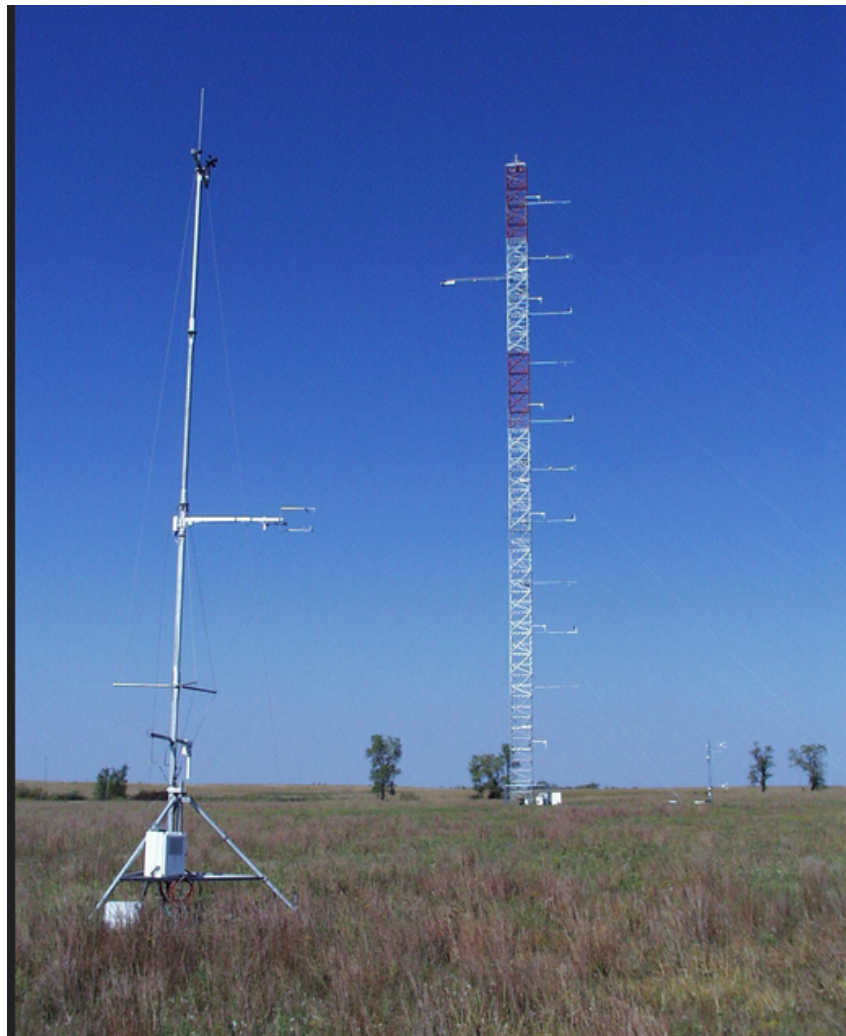
3.1.2 Experimento Cooperative Atmosphere–Surface Exchange Study-1999

O Experimento Cooperative Atmosphere–Surface Exchange Study-1999 (Cases-99) foi realizado em Outubro de 1999, em torre situada a 50 km a leste de Wichita, Kansas, EUA ($37^{\circ} 38.611' N$, $96^{\circ} 44.233' W$). O local é relativamente plano e com cobertura de vegetação com altura entre 0 e 0,25 m. O sítio possui uma torre principal de 55 m de altura e contém estações de fluxo em torno da torre central van de Wiel et al. (2003).

A torre principal está instrumentada com anemômetros sônicos em nove níveis de

(0,5 m, 1,5 m, 5 m, 10 m, 20 m, 30 m, 40 m, 50 m e 55 m) (LEMONE et al., 2000; POULOS et al., 2002) (Fig 3.2). O projeto ocorreu em outubro de 1999, os níveis de 0,5 m (até 20 de outubro) 1,5 m (a partir de 20 de outubro), 5 m, 30 m, 50 m foram instrumentados com anemômetros sônicos Campbell Scientific modelo *CSAT3*, enquanto que, nos demais níveis foram instrumentados com o modelo *ATI – K* fabricado pela empresa Applied Technologies. Todos os anemômetros, instalados na torre principal, realizaram medidas a 20 HZ. Nas torres vizinhas de 10 m foi instalada uma rede de sensores de radiação e medidas de temperatura e propriedades físicas do solo (UCAR/NCAR – Earth Observing Laboratory, 2015a; UCAR/NCAR – Earth Observing Laboratory, 2015b; UCAR/NCAR – Earth Observing Laboratory, 2015c).

Figura 3.2 – Torre Micrometeorológica principal do Sítio do Experimento CASES-99. Bem à frente na figura é possível observar uma das estações adjacentes à torre principal.



Fonte: UCAR/NCAR – Earth Observing Laboratory (2015b)

O conjunto total de dados do Experimento CASES-99, utilizados neste trabalho, consiste em 25 noites de dados com duração entre 2100 HL e 0500 HL.

3.1.3 Experimento Fluxes over Snow-covered Surfaces

O Experimento Fluxes over Snow-covered Surfaces (FLOSS II), foi realizado no noroeste do estado do Colorado, nos EUA, de novembro de 2002 até abril de 2003 (MAHRT; VICKERS, 2006). As medidas de turbulência foram realizadas em uma torre micrometeorológica de 30 m, instalada em uma região plana e aproximadamente 30 km das Montanhas Rochosas (SUN; TAKLE; ACEVEDO, 2020), em 7 diferentes alturas: 1 m, 2 m, 5 m, 10 m, 15 m, 20 m e 30 m acima da superfície, realizando medidas a 60 Hz (Fig. 3.3). Em todos os níveis foram instalados anemômetros sônicos do modelo CSAT3 fabricados pela empresa Campbell Sci. As medidas de radiação foram realizadas na torre principal na altura de 25 m utilizando radiômetros fabricados pela Kipp & Zonen (UCAR/NCAR – Earth Observing Laboratory, 2020).

Figura 3.3 – Torre Micrometeorológica principal do Sítio do Experimento FLOSS II.



Fonte: UCAR/NCAR – Earth Observing Laboratory (2020).

3.2 MÉTODOS PARA DETERMINAÇÃO DA TRANSIÇÃO DE REGIMES DE ESCOAMENTO

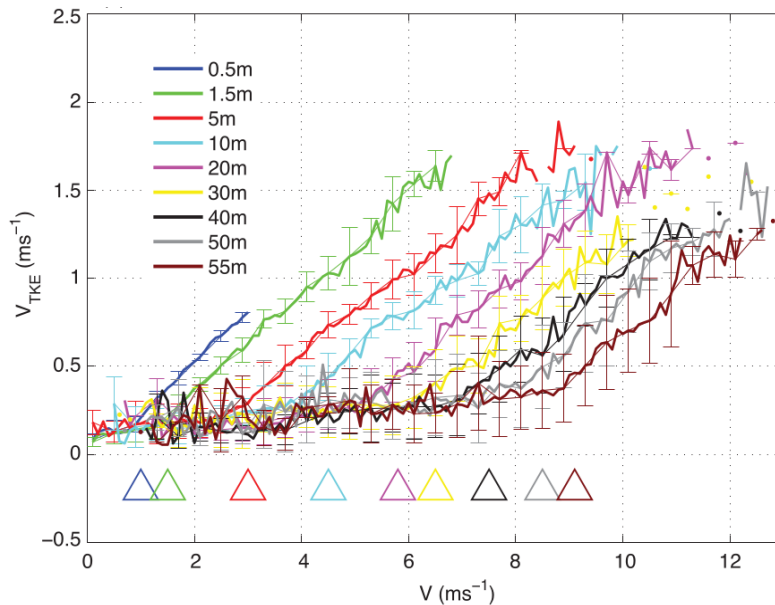
Apesar de estudos de modelagem já caracterizarem o escoamento na CLE como tendo dois regimes dominantes (MCNIDER et al., 1995; DERBYSHIRE, 1999), um regime muito estável e outro regime pouco estável, a caracterização desses regimes só foi estabelecida de forma observacional por Mahrt et al. (1998). É que a ideia que os níveis mais altos da CLE “desacoplam” da superfície já existia, sendo conhecida como estratificação “*z - less*”, e era suportada por observações (NIEUWSTADT, 1984; DIAS; BRUTSAERT; WESELY, 1995, entre outros). O conceito de estratificação *z - less* considera que os níveis mais altos da CLE “deixam de enxergar” a superfície, tendo sua dinâmica controlada por outros forçantes que não os superficiais.

Mahrt et al. (1998) caracterizaram o escoamento na CLE em função do parâmetro de estabilidade z/L . Eles mostraram que após um valor máximo do fluxo de calor sensível, a intensidade do fluxo decrescia rapidamente, até que chegava a valores próximos a zero, em condições de forte estabilidade. Desta forma, os autores caracterizaram os regimes de escoamento com fracamente estável, um regime de transição, onde o fluxo de calor decresce rapidamente, e um regime muito estável.

Tradicionalmente, o regime de escoamento é caracterizado utilizando parâmetros de estabilidade, como o número de Richardson (HOLDSWORTH; MONAHAN, 2019; ACEVEDO et al., 2016). Assume-se que quando Ri alcança seu valor crítico, ocorre a transição de escoamento. Todavia, não há um consenso sobre o valor exato, de Ri para o qual ocorre a transição e também os valores são dependentes da forma do em que o número de Richardson é calculado (ZILITINKEVICH et al., 2013; BAAS et al., 2018; MORTARINI et al., 2019; ACEVEDO et al., 2019).

A partir da análise do comportamento da raiz quadrada da energia cinética turbulenta (TKE, do inglês *turbulence kinetic energy*), definida como $V_{TKE} = \sqrt{\bar{e}}$, em função do vento local (V), Sun et al. (2012) mostraram que existe um valor de V , para o qual a relação entre V_{TKE} e V muda abruptamente (Fig. 3.4). Os resultados de Sun et al. (2012) foram confirmados por diversos estudos observacionais (van de Wiel et al., 2012a; van Hooijdonk et al., 2015; ACEVEDO et al., 2016; LAN et al., 2018; MORTARINI et al., 2019, entre muitos outros) e de modelagem (MARONEZE et al., 2019b; COSTA et al., 2020). Esse método também é conhecido como “*hockey stick*”, devido à dependência entre V_{TKE} e V ter o formato de um taco de Hóquei, onde a transição de regimes ocorre na inflexão do “taco” (Fig. 3.4).

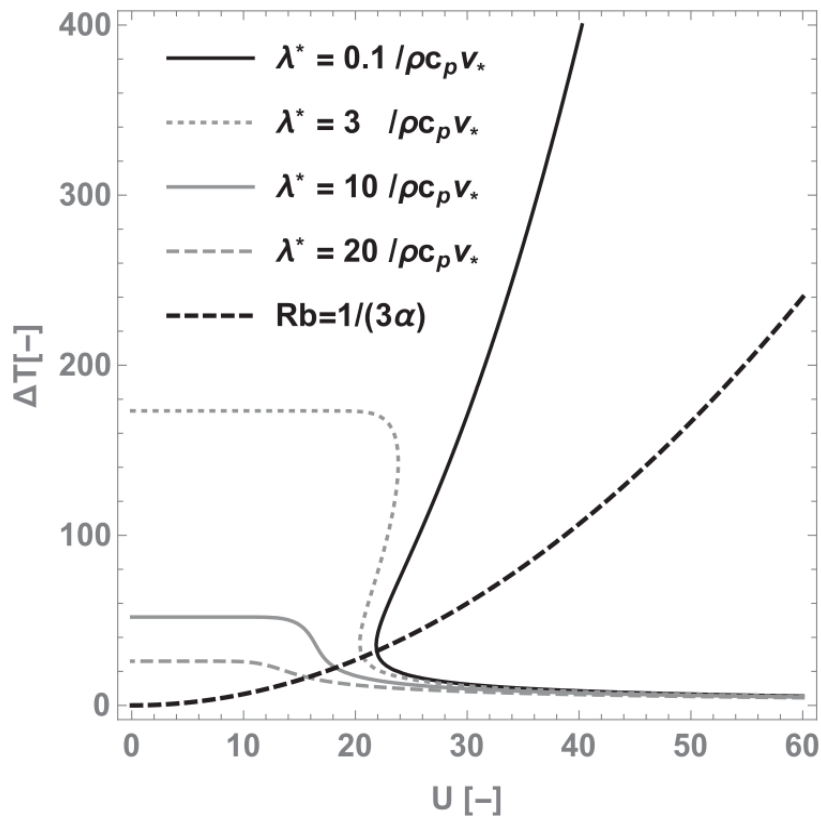
Figura 3.4 – Relação entre V_{TKE} e V para diferentes níveis de turbulência do experimento CASES 99, indicados pela legenda. Os valores onde ocorre a transição VSBL-WSBL estão marcados pelos triângulos na parte inferior da figura (SUN et al., 2012).



Fonte: Adaptado de Sun et al. (2012).

Vignon et al. (2017) observaram que a intensidade da inversão térmica é aumentada em condições de vento fraco, e que a medida que a velocidade do vento aumenta, a função que descreve o gradiente de temperatura em função do vento, assume a forma de um “S”, resultados similares já haviam sido obtidos observacionalmente por Acevedo et al. (2016) e utilizando modelos simplificados (ACEVEDO; COSTA; DEGRAZIA, 2012). van de Wiel et al. (2017) mostraram, utilizando um modelo simplificado, que a magnitude do “S” é dependente da radiação, das propriedades do solo e da rugosidade superficial. Análises realizadas por van de Wiel et al. (2017), são baseadas na hipótese que existe um valor máximo para o fluxo de calor sensível para que a turbulência na CLE seja sustentável, em condições de forte estabilidade (van de Wiel; MOENE; JONKER, 2012; van de Wiel et al., 2012a). Além disso, os autores sugeriram que a transição de escoamentos ocorre no ponto de inflexão da curva que descreve a função $\Delta T(V)$ (Fig. 3.5). Tais resultados foram comprovados observacionalmente (VIGNON et al., 2017; MAHRT, 2017; BAAS et al., 2018; ACEVEDO et al., 2019) e também também por estudos de modelagem (BAAS et al., 2018; MARONEZE et al., 2019a; COSTA et al., 2020). Este método para a determinação da transição VSBL-WSBL é conhecido como método do gradiente de temperatura, ou gradiente térmico.

Figura 3.5 – Intensidade da inversão térmica adimensional em função do vento local, para diferentes forçantes de inversão. A linha pontilhada indica o valor do número de Richardson para onde ocorre a transição utilizando a teoria do máximo fluxo para manter a turbulência sustentável (van de Wiel et al., 2012a; van de Wiel et al., 2017).

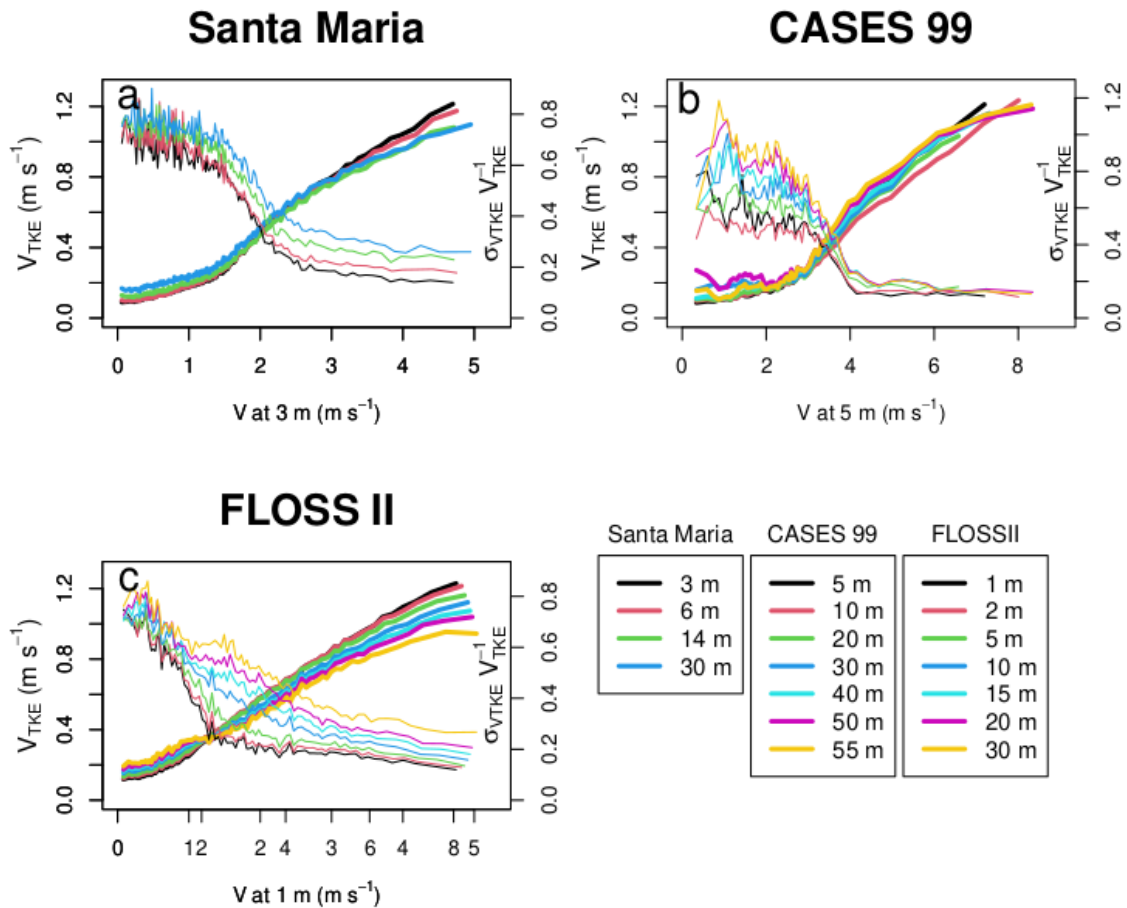


Fonte: Adaptado de Sun et al. (2012).

Acevedo et al. (2016), utilizando dados do experimento FLOSS II, mostraram que V_{TKE} inverte o seu sinal entre os dois regimes. Apesar de levar em conta a contribuição dos processos de baixa frequência, tais como os fenômenos de submeso, a determinação da mudança de regime é muito dependente do sítio. Pois somente em sítios com grande atividade de submeso essa transição ocorrerá de forma sistemática. Isso é observado quando o desvio padrão de V_{TKE} diminui no regime fracamente estável, logo, a ocorrência da grande variabilidade de V_{TKE} no regime muito estável implica que a ocorrência do aumento de V_{TKE} com a altura é muito mais comum em condições de forte estabilidade que no regime fracamente estável, quando V_{TKE} diminui sistematicamente com a altura, seguindo a teoria de similaridade de Monin-Obukhov (Fig. 3.6). Por esse motivo, Acevedo et al. (2021) propõem realizar a média da velocidade do vento V em termos do gradiente vertical de V_{TKE} , entre dois níveis fixo, ΔV_{TKE} . Para valores positivos de ΔV_{TKE} o regime de escoamento é fortemente estável e V é independente do gradiente de V_{TKE} . Por outro lado, quando ΔV_{TKE} é menor que zero, o vento aumenta. Baseado nisso, Acevedo et al. (2021) sugerem que o valor do vento local para o qual ocorre a transição V_T é quando

$\Delta V_{TKE} = 0$. A definição e detalhada da determinação de regimes de escoamentos utilizando o método proposto por Acevedo et al. (2021) será apresentada na Seção 4.2.

Figura 3.6 – As linhas sólidas mais grossas representam a média de V_{TKE} em cada nível, conforme indicado pela legenda. As linhas sólidas finas representam a razão entre o desvio padrão de V_{TKE} e sua média, em cada nível indicado na legenda. Ambas são apresentadas como do vento médio no nível mais baixo da torre, que possui observação para todo período, em cada sítio.



Fonte: Adaptado de Acevedo et al. (2021).

Todos os métodos discutidos nesta seção serão utilizados para determinar a transição, nos diferentes conjuntos de dados, utilizados nesse trabalho. Nas análises da Seção 4.1.1, apenas será discutida a dificuldade em determinar a transição e como os regimes são afetados pelo sado de radiação em superfície e pelo fluxo de calor no solo. Isso se deve ao fato essas foram as análises preliminares que indicaram que havia dependência do valor de V_r em função do balanço de energia na superfície. Todavia, como poderá ser visto, e é discutido no próximo capítulo, a aplicação de alguns dos métodos torna o processo de determinação da transição subjetivo em alguns casos. Assim, as análises posteriores, que buscam elucidar como os forçantes externos influenciam a velocidade do vento necessária para a transição (V_r), são utilizados os outros métodos descritos nesta seção, e a partir

da comparação entre eles, o método proposto por Acevedo et al. (2021), que utiliza as médias de blocos da magnitude do vento local em função de ΔV_{TKE} é utilizado, por ser um método objetivo para identificar a velocidade para a transição de regimes.

Em todos os conjuntos de dados, utilizados nesse trabalho, foram feitas médias de blocos de 1 min para calcular o vento e a temperatura média, bem como todos os fluxos turbulentos.

3.3 MODELO

McNider et al. (1995) utilizando um modelo simplificado, similar ao proposto por Blackadar (1979), exploraram o complexo comportamento da transição de regimes de escoamentos na CLE. Eles observaram que era necessário apenas pequenas perturbações nas condições iniciais para promover a mudança nos regimes de escoamento da CLE. Esse achado é muito importante, pois essa sensibilidade pode levar o sistema a dois equilíbrios completamente distintos: um quente, a WSBL, e um frio a SBL, tendo grandes implicações sobre variáveis como a temperatura a dois metros, por exemplo. Além disso, como pequenas alterações nos forçantes externos podem promover a mudança de regime de escoamento na CLE, a previsão de cenários futuros devido às mudanças climáticas pode ser muito impactado, pois o aumento da radiação de onda longa, causada concentração de gases na atmosfera promover a transição VSBL-WSBL para ventos mais fracos, consecutivamente a camada limite próximo à superfície pode se tornar mais quente (WALTERS et al., 2007; MCNIDER et al., 2012; GONZALES et al., 2017).

Para uma atmosfera seca, plana, sem advecção e desconsiderando efeitos de divergência de fluxo radiativo na atmosfera, as equações que controlam o escoamento na CLE podem ser escritas como Blackadar (1979), McNider et al. (1995):

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

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

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

Onde \bar{u} , \bar{v} e $\bar{\theta}$ são as componentes do vento e a temperatura potencial do ar, enquanto que \bar{u}_G , \bar{v}_G , são as componentes do vento geostrófico ($U_G = \sqrt{\bar{u}_G^2 + \bar{v}_G^2}$). Os fluxos turbulentos $\overline{u'w'}$, $\overline{v'w'}$ e $\overline{w'\theta'}$ são, respectivamente, as componentes do fluxo de momentum e o fluxo de energia na forma de calor sensível.

Na parte do domínio do modelo acima da camada superficial, os fluxos turbulento

são calculados utilizando relações fluxo gradiente.

$$-\overline{u'w'} = K_m \frac{\partial \bar{u}}{\partial z}, \quad (3.4)$$

$$-\overline{v'w'} = K_m \frac{\partial \bar{v}}{\partial z}, \quad (3.5)$$

$$-\overline{w'\theta'} = K_h \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z}. \quad (3.6)$$

sendo K_m e K_h as difusividades turbulentas de momentum e calor, respectivamente, as quais são relacionados pelo número de Prandtl turbulento (Pr), por $K_h = K_m/Pr$. Por simplicidade Pr é considerado unitário nesse trabalho.

Na camada superficial, devido aos intensos gradientes próximo à superfície é utilizada uma função de parede e, desta forma, os fluxos turbulento são determinados como (MCNIDER et al., 1995):

$$-\overline{u'w'} = u_*^2 \cos\psi, \quad (3.7)$$

$$-\overline{v'w'} = u_*^2 \cos\psi, \quad (3.8)$$

$$-\overline{w'\theta'} = u_* \theta_*. \quad (3.9)$$

Nas Eqs. (3.7)-(3.9), u_* é a velocidade de fricção, $\psi = \text{atan}(\bar{v}/\bar{u})$ é a direção do vento e θ_* é uma escala de temperatura. u_* e θ_* são calculadas como (MCNIDER et al., 1995):

$$u_* = \frac{\kappa \sqrt{f_m(Ri)} V}{\ln(z/z_0)}, \quad (3.10)$$

$$\theta_* = \frac{\kappa(\theta - \theta_g) f_h(Ri)}{\sqrt{f_m(Ri)} \ln(z/z_0)}. \quad (3.11)$$

Sendo, $\kappa = 0,4$ a constante de von Kàrmàn, $V = \sqrt{\bar{u}^2 + \bar{v}^2}$ a magnitude do vento médio horizontal, z a altura acima da superfície, z_0 é o comprimento de rugosidade superficial em metros (também referido às vezes somente como rugosidade superficial), $f_h(Ri)$ e $f_m(Ri)$ são funções de estabilidade que dependem do número de Richardson local (Ri):

$$Ri = \frac{g}{\Theta} \frac{(\partial \bar{\theta} / \partial z)}{(\partial \bar{u} / \partial z)^2 + (\partial \bar{v} / \partial z)^2}, \quad (3.12)$$

Na camada superficial (CS), assumindo z_0 como a altura onde a velocidade do vento é nula, devido a condição de não escorregamento, e a temperatura é igual à temperatura da

superfície (θ_g), o número de Richardson é calculado como:

$$Ri = \frac{g}{\Theta} \sqrt{z} z_0 \ln \frac{z}{z_0} \frac{\theta - \theta_g}{V^2}, \quad (3.13)$$

Como $Pr = 1$, podemos assumir que $f_h(Ri) = f_m(Ri)$.

Nos demais níveis da CLE, a difusividade turbulenta de momentum é calculada como:

$$K_m = l_m^2 S f(Ri), \quad (3.14)$$

onde, $l_m = \kappa z$ é o comprimento de mistura turbulento, e $S = \sqrt{(\partial \bar{u} / \partial z)^2 + (\partial \bar{v} / \partial z)^2}$ é o cisalhamento local do vento.

3.3.1 Funções de estabilidade

Existem diferentes formas de determinar a dependência da difusividade turbulenta em função da estabilidade atmosférica, através de funções de estabilidade. Comumente, são utilizadas dois tipos de função de estabilidade conhecidas como função de estabilidade cauda-curta (ST, do inglês “*short tail*” e função de estabilidade cauda longa (LT, do inglês “*long tail*”). A primeira função de estabilidade assume um valor crítico para o número de Richardson ($Ri_c = 0,25$) acima do qual toda a turbulência do escoamento é suprimida (ENGLAND; MCNIDER, 1995; MCNIDER et al., 1995). Enquanto, a segunda permite que exista turbulência mesmo para valores elevados de Ri (LOUIS, 1979; DELAGE, 1997). Nas simulações realizadas para o presente trabalho foram utilizadas duas funções de estabilidade, uma função ST que é obtida matematicamente a partir das relações de similaridade de Monin-Obukhov (ENGLAND; MCNIDER, 1995):

$$f_m(Ri) = \begin{cases} (1 - Ri/Ri_c)^2, & \text{for } Ri < Ri_c. \\ 0, & Ri \geq Ri_c. \end{cases} \quad (3.15)$$

A segunda função de estabilidade utilizada no presente trabalho é uma função LT, e tem muitas vezes o papel de manter um certo nível de turbulência no sistema para que não ocorra o resfriamento exagerado da superfície (LOUIS, 1979):

$$f_m(Ri) = (1 + 12Ri)^{-1}. \quad (3.16)$$

A função de estabilidade apresentada na Eq. 3.16 foi proposta inicialmente por Louis (1979) e foi corrigida posteriormente por Delage (1997) para evitar que seja mantida muita turbulência em condições muito estáveis. A função de estabilidade da Eq. (3.16) é amplamente utilizada em modelos operacionais (CUXART et al., 2006; BÉLAIR et al., 1999),

pois muitos processos, de escalas maiores que os processos existentes na CLP, necessitam da presença de turbulência para serem simulados adequadamente, mesmo que os processos que ocorrem na camada limite sejam melhores representados quando funções ST são utilizadas (SANDU et al., 2013).

3.3.2 Modelo de superfície

O modelo proposto por McNider et al. (1995) utiliza um balanço de energia em superfície proposto por Blackadar (1979), conhecido como método *Force-restore*. Esse método considera que a apenas uma fina camada de solo está sujeita à mudanças de temperatura devido às trocas de energia entre a atmosfera e o solo. Dessa forma, a equação de balanço de energia superficial, pode ser escrita como:

$$C_g \frac{d\theta_g}{dt} = Q_{\downarrow} - Q_{\uparrow} - H_0 - C_g \kappa_m (\theta_g - \theta_m). \quad (3.17)$$

Onde, θ_g é a temperatura da superfície, θ_m é a temperatura do solo profundo, a qual é contante, C_g é a capacidade calorífica do solo por unidade de área, $\kappa_m = 2,78 \times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$ é o coeficiente de transferência de calor no solo, Q_{\downarrow} é o fluxo radiação de onda longa proveniente da atmosfera, Q_{\uparrow} é o fluxo de radiação emitido pela superfície em direção à atmosfera, $H_0 = -\rho c_p u_* \theta_*$ é o fluxo de calor sensível turbulento junto à superfície, ρ é a densidade do ar seco e c_p é o calor específico do ar a pressão constante.

É importante destacar que, Q_{\downarrow} é um parâmetro externo, enquanto, Q_{\uparrow} é, de certa forma, parte da resposta do sistema às trocas de energia em superfície. Por estar sujeita ao balanço de energia, e por consequência depender do fluxo de calor no solo e do fluxo turbulento de calor em superfície, ao invés de assumir o fluxo de radiação incidente como parâmetro externo, é assumido o saldo de radiação em superfície $R_n = Q_{\downarrow} - Q_{\uparrow}$ como parâmetro externo. Portanto, o balanço de temperatura da superfície é dependente de 3 parâmetros externos: O saldo de radiação em superfície (R_n), o fluxo de calor sensível (H_0), que está diretamente relacionado com o forçante mecânico, e a temperatura do solo profundo (θ_m). Além dos parâmetros externos, o balanço de energia em superfície é dependente da capacidade calorífica por unidade de área (C_g), que indica o quanto de energia é necessário para mudar a temperatura da superfície.

3.3.3 Discretização e condições iniciais

O modelo simplificado, proposto por McNider et al. (1995) é composto pelas equações prognósticas para as componentes do vento e para a temperatura do ar (Eqs. (3.1)-(3.3)), que são discretizadas em duas camadas estavelmente estratificadas (Fig. 3.7). No

nível de massa 1 ($z_1 = 5$ m) são calculadas as Eq. (3.1)-(3.3) e no nível de massa 2 é assumido o topo do domínio, à uma altura $z_2 = h = 50$ m, e as componentes do vento são consideradas constantes e iguais as componentes do vento geostrófico ($\bar{u}_2 = \bar{u}_G$ e $\bar{v}_2 = \bar{v}_G = 0$), e a temperatura é considerada constante e igual a temperatura de referência ($\theta_2 = \Theta = 300$ K). Enquanto que, nos níveis de fluxo ($z_{1/2} = z_1/2$), que está dentro da CS e $z_{3/2} = (z_2 + z_1)/2$ são calculados os fluxos de calor sensível e momentum.

Portanto, as equações diferenciais parciais (Eq. (3.1)-(3.3)) são discretizadas no espaço por diferenças finitas, se tornando equações diferenciais ordinárias e juntamente com a Eq. (3.17) são integradas numericamente utilizando o método de Runge-Kutta de quarta ordem, com passo de tempo $\Delta t = 0,01$ s. O conjunto final de equações integradas no modelo é (MCNIDER et al., 1995):

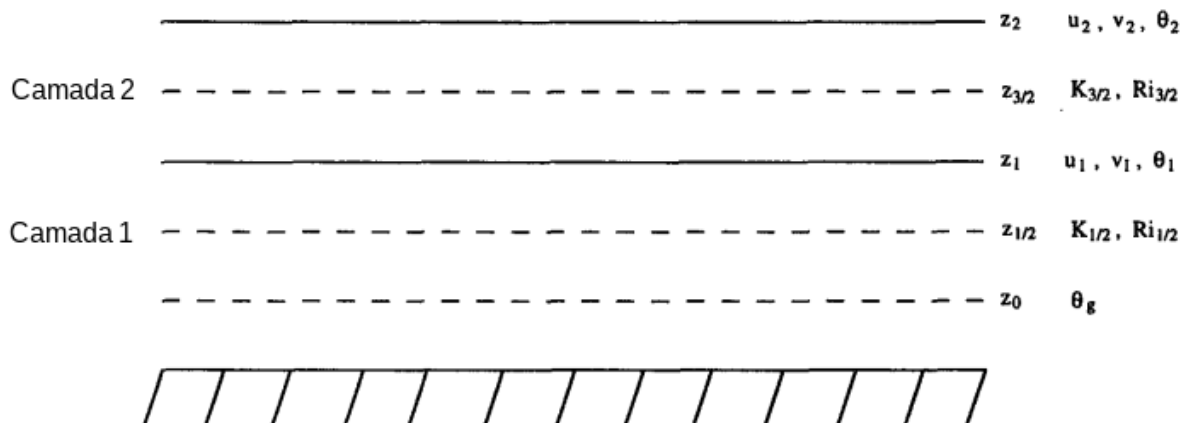
$$\frac{\partial \bar{u}_1}{\partial t} = f(\bar{v}_1 - \bar{v}_G) + \frac{1}{z_{3/2} - z_{1/2}} \left[\frac{k_{m3/2} (\bar{u}_2 - \bar{u}_1)}{z_2 - z_1} - u_*^2 \cos(\psi) \right], \quad (3.18)$$

$$\frac{\partial \bar{v}_1}{\partial t} = f(\bar{u}_G - \bar{u}_1) + \frac{1}{z_{3/2} - z_{1/2}} \left[\frac{k_{m3/2} (\bar{v}_2 - \bar{v}_1)}{z_2 - z_1} - u_*^2 \sin(\psi) \right], \quad (3.19)$$

$$\frac{\partial \bar{\theta}_1}{\partial t} = \frac{1}{z_{3/2} - z_{1/2}} \left[\frac{k_{h3/2} (\bar{\theta}_2 - \bar{\theta}_1)}{z_2 - z_1} - u_* \theta_* \right], \quad (3.20)$$

$$\frac{\partial \theta_g}{\partial t} = \frac{1}{C_g} (R_n - H_0) - \kappa_m (\theta_g - \theta_m). \quad (3.21)$$

Figura 3.7 – Representação da discretização do modelo de camadas utilizado neste trabalho



Fonte: Adaptado de McNider et al. (1995)

3.3.4 Condições iniciais

Para explorar a dependência da do sistema aos parâmetros externos foram realizadas simulações considerando os parâmetros externos apresentados na Tab. 3.2. Dessa forma, é possível analisar o comportamento das soluções no espaço dos parâmetros e identificar padrões característicos da transição de escoamentos, em função dos parâmetros externos. Para cada combinação de valores R_n , z_0 e θ_m foram realizadas 30 simulações, uma para cada valor do forçante mecânico, dado por U_G (de $1,0 \text{ m s}^{-1}$ a 30 m s^{-1} , variando a cada $1,0 \text{ m s}^{-1}$). Portanto, foram realizadas 4500 simulações utilizando cada uma das funções de estabilidade, assim, um total de 9000 simulações foram realizadas para o presente estudo.

Tabela 3.2 – Parâmetros externos utilizados nas simulações realizadas para o presente trabalho.

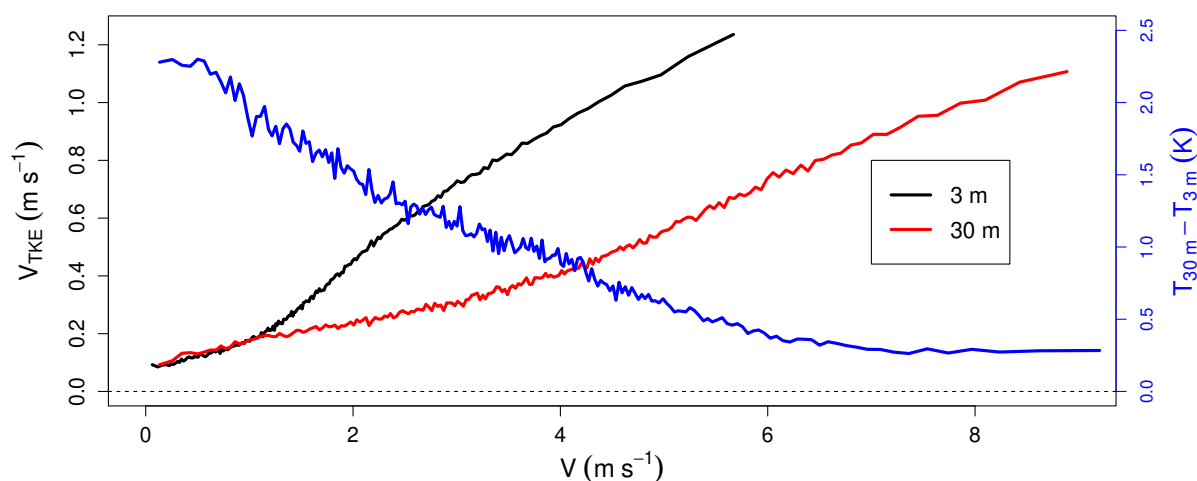
$U_G \text{ (m s}^{-1}\text{)}$	$R_n \text{ (W m}^{-2}\text{)}$	$z_0 \text{ (m)}$	$\theta_m \text{ (K)}$
1,0 a 30,0	-200; -150; -100, -50; 0	0, 1; 0, 2; 0, 4; 0, 6; 0, 8; 1, 0	275; 280; 285; 290; 295

4 RESULTADOS

4.1 DEPENDÊNCIA DA TRANSIÇÃO DE REGIMES COM O BALANÇO SUPERFICIAL DE ENERGIA

Inicialmente, o conjunto de dados, coletado no período entre junho de 2016 e julho de 2017, no sítio de Santa Maria, foi analisado sem levar em consideração os critérios propostos no presente trabalho. A Fig 4.1 mostra a relação entre V_{TKE} , em função do vento local, e da intensidade da inversão entre 30 e 3 m, com o vento médio em 30 m V para as 382 noites analisadas. É possível ver que existem uma mudança na inclinação da dependência de V_{TKE} , com a velocidade do vento, mas em ambos os níveis a identificação do ponto onde ocorre a transição é subjetiva. Quando a diferença de temperatura entre os dois níveis é analisada, é possível ver que a medida que o vento em 30 m aumenta, a intensidade da inversão diminui até ficar aproximadamente contante, nos casos de vento muito muito forte. Entretanto, também é bastante subjetivo determinar onde ocorre o ponto de inflexão da diferença de temperatura. Além disso, outra limitação do método da diferença de temperatura é que a diferença de temperatura é analisada em função do vento no nível mais alto, logo, quando a transição ocorre nesse nível os demais já estão em outro regime de escoamento (SUN et al., 2015; COSTA et al., 2020).

Figura 4.1 – Relação entre V_{TKE} e V para os níveis de 3 m (linha preta) e 30 m (linha vermelha) no sítio de Santa Maria para todo período observado. A linha azul representa a diferença de temperatura entre $T_{30\text{ m}} - T_{3\text{ m}}$ em função do vento local em 30 m. A média de blocos para ambas as variáveis foi realizada com 500 observações.



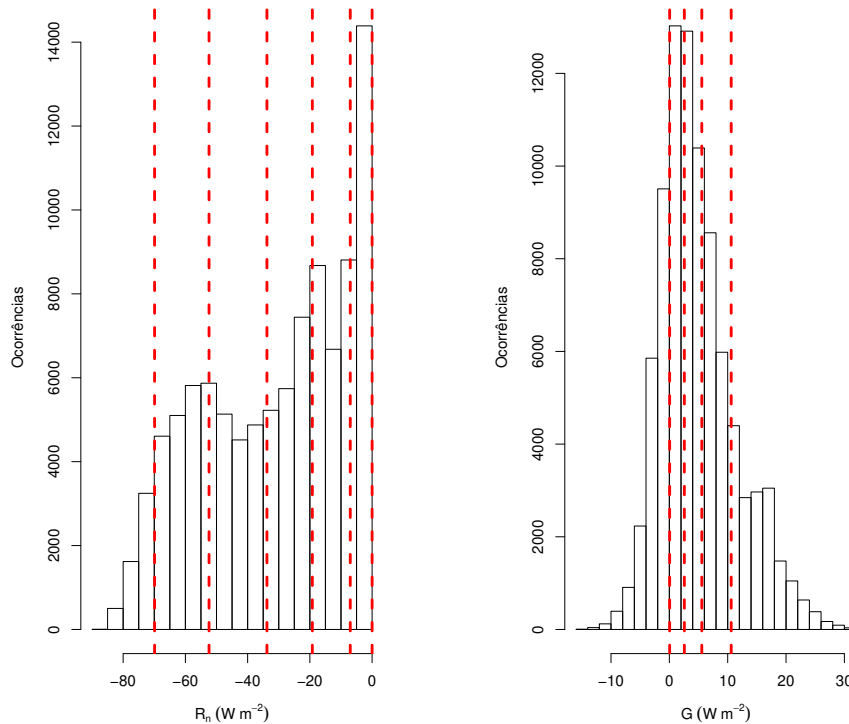
Fonte: O autor.

4.1.1 Dependência com o saldo de radiação e com o fluxo de calor no solo

A análise apresentada na Fig. 4.1 utiliza um período de mais de um ano de observações. É importante destacar que o sítio de Santa Maria, está localizado em uma região com estações bem definidas, com variação de aproximadamente 20 °C entre as máxima temperatura média e a mínima temperatura média anual. A variabilidade temporal causada pelas mudanças das estações pode ter um impacto significativo em variáveis como o saldo de radiação em superfície e a temperatura do solo profundo, que impactam diretamente no balanço de energia em superfície. Além disso, essas variáveis podem ser consideradas parâmetros externos que controlam os regimes de escoamento na CLE. Consequentemente, as análises apresentadas nesta seção focam no impacto dos valores de R_n e do fluxo de calor no solo G , sobre o comportamento das variáveis que são utilizadas para definir a transição de escoamentos.

A Fig. 4.2 apresenta os valores de R_n e de G e número de ocorrências de cada valor, para o período de dados analisado. Os valores de R_n variam de aproximadamente -80 W m^2 até 0, enquanto que os valores de G variam de aproximadamente -10 a 30 W m^2 . Os valores negativos do saldo radiativo indicam que a superfície está perdendo energia na forma de radiação, para a atmosfera. Enquanto que, os valores positivos do fluxo de energia na forma de calor no solo indicam que o solo profundo está mais quente que a superfície e fornece energia para esta. Os dados foram separados em intervalos com número igual de ocorrência tanto de R_n quanto de G . Cada intervalo está indicado pelas linhas pontilhadas verticais na Fig. 4.2. Os dados foram classificados de acordo com 6 intervalos de valores radiação e 5 intervalos de valores de fluxo de calor no solo, os quais estão escritos na legenda da Fig. 4.2.

Figura 4.2 – Histograma do saldo de radiação em superfície (painel da esquerda) e do fluxo de calor no solo (painel da direita). Os dados foram classificados em 6 intervalos de radiação marcados pelas linhas pontilhadas vermelhas verticais: i) $R_n < -70 \text{ W m}^{-2}$; ii) $-69.9 < R_n < -52.4 \text{ W m}^{-2}$; iii) $-52.4 < R_n < -33.8 \text{ W m}^{-2}$; iv) $-33.8 < R_n < -19.2 \text{ W m}^{-2}$; v) $-19.2 < R_n < -7.02 \text{ W m}^{-2}$; vi) $-7.02 < R_n < -0.002 \text{ W m}^{-2}$; e 5 intervalos de fluxo de calor no solo i) $R_n < 0.05 \text{ W m}^{-2}$; ii) $0.05 < R_n < 2.57 \text{ W m}^{-2}$; iii) $2.57 < R_n < 5.56 \text{ W m}^{-2}$; iv) $5.56 < R_n < 10.6 \text{ W m}^{-2}$; v) $10.6 < R_n < 31.5 \text{ W m}^{-2}$.

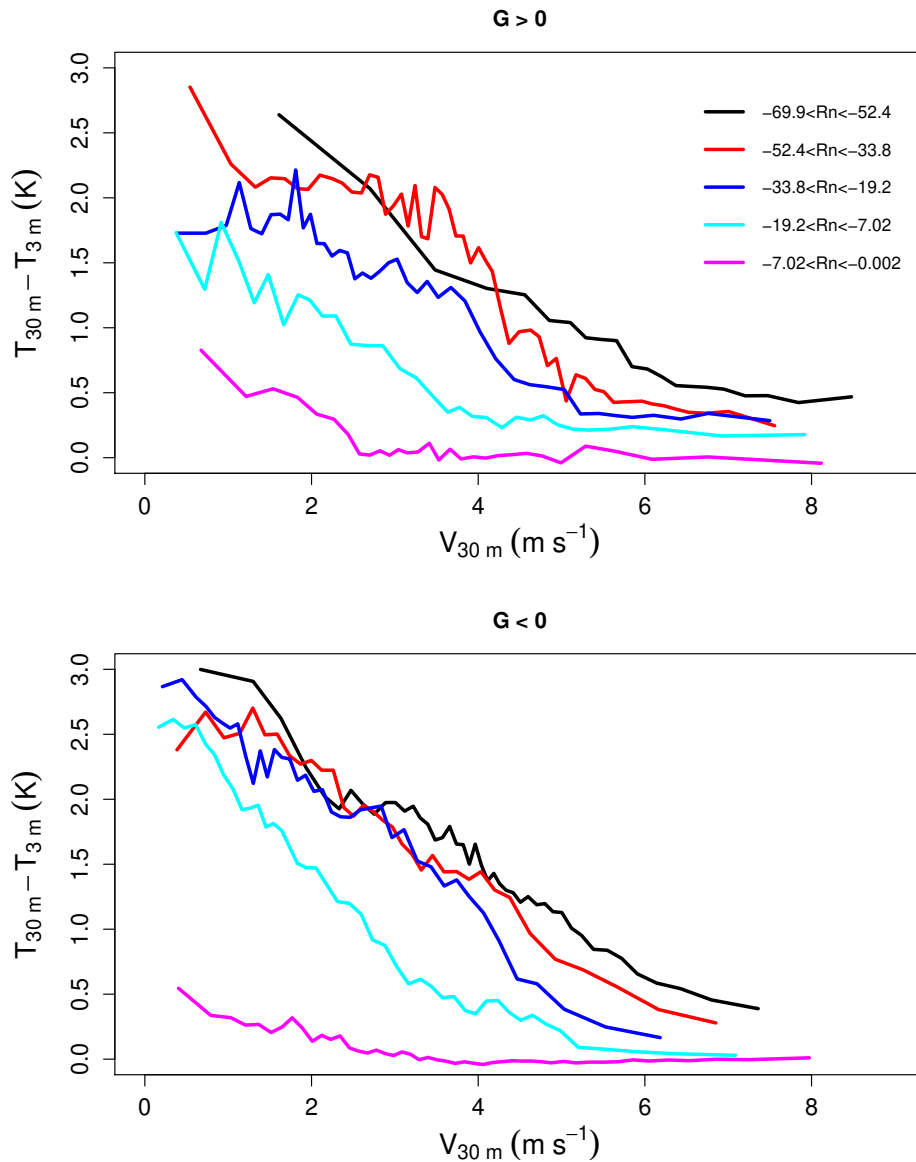


Fonte: O autor.

Quando a dependência $\Delta T = T_{30 \text{ m}} - T_{3 \text{ m}}$ com $V_{30 \text{ m}}$ é analisada para os diferentes intervalos de R_n , é claro como a intensidade da inversão é influenciada pelo saldo de radiação, principalmente quando $G > 0$ (painel superior da Fig. 4.3). Para os casos de vento fraco a diferença entre os valores de ΔT entre os intervalos de R_n (i) e (vi) chega a aproximadamente 2,5 K. Mesmo nas condições de vento forte a diferença entre a temperatura dos dois níveis se mantém maior que 0,5 K. Ademais todos os pontos de inflexão das curvas acontecem para valores diferentes de $V_{30 \text{ m}}$, crescentes a medida que o saldo de radiação diminui. Nos casos onde o fluxo de calor no solo (painel inferior, Fig. 4.3) é negativo, ΔT não é tão dependente da radiação nos casos de vento fraco. Apesar disso, os pontos de inflexão das curvas também ocorrem para valores maiores de $V_{30 \text{ m}}$ a medida que a radiação diminui. Ou seja, apesar de não ter tanto impacto na intensidade da inversão térmica, o saldo de radiação ainda influencia na velocidade do vento médio necessário para a transição, ainda que em menor magnitude. Isso ocorre porque, apesar da superfície estar perdendo energia na forma de radiação, o fluxo de energia na forma de

calor do solo fornece energia para a superfície e isso acaba por minimizar a dependência da intensidade da inversão térmica com o saldo de radiação.

Figura 4.3 – Dependência $\Delta T = T_{30\text{ m}} - T_{3\text{ m}}$ com $V_{30\text{ m}}$, para os intervalos de radiação indicados na legenda, para fluxos de calor no solo com diferentes sinais (positivo - painel superior; negativo - painel inferior)

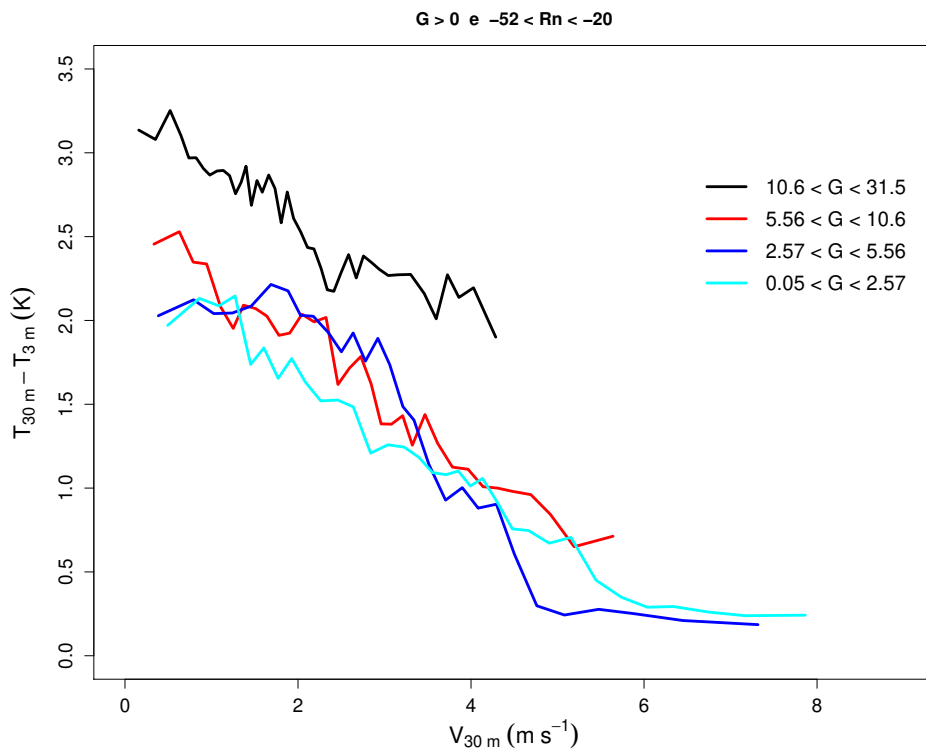


Fonte: O autor.

Para analisar a influência do fluxo de calor no solo sobre a intensidade de ΔT em função de $V_{30\text{ m}}$, diferentes intervalos de G foram utilizados para classificar os dados. Além disso, foi utilizado apenas um intervalo de radiação, intermediário, escolhido arbitrariamente $-52 < R_n < -20 \text{ W m}^2$. Como a maior parte das observações ocorre com $G < 10 \text{ W m}^2$, não ocorrem variações significativas na relação entre ΔT e V . Todavia, a medida que o fluxo de calor no solo aumenta a intensidade da inversão se acentua nos

casos de vento fraco. Isso ocorre, devido ao balanço de energia em superfície. Partindo da hipótese que a energia se conserva a variação da energia por unidade de área pode ser escrita como: $\Delta E/A = R_n - H - G = 0$. Expressões similares podem ser encontradas em van de Wiel et al. (2012a), van Hooijdonk et al. (2015) e van de Wiel et al. (2017)). Logo, os termos do balanço de energia tendem a se equilibrar. Em condições de vento fraco, geralmente, ocorrem em situações de grande perda radiativa pela superfície (MAHRT, 1999; van de Wiel et al., 2002a), assim, o termo que equilibra o balanço nesse caso é o fluxo do solo (HOLDSWORTH; MONAHAN, 2019). Portanto, a intensidade da inversão térmica é mais dependente do saldo radiativo, em condições de vento fraco, porém, o quanto que a radiação impacta na transição de escoamentos é diretamente influenciado por G (conforme mostra a Fig. 4.3) (HOLDSWORTH; MONAHAN, 2019).

Figura 4.4 – Mesmo que a Fig. 4.3, porém para os intervalos do Fluxo de calor no solo presentes na legenda. Foram utilizados dados classificados pelo intervalo de saldo de radiação $-52 < R_n < -20 \text{ W m}^2$.



Fonte: O autor.

4.2 O PAPEL DOS PARÂMETROS EXTERNOS NA TRANSIÇÃO DE REGIMES: OBSERVAÇÕES

Conforme discutido na seção anterior, ambas as relações de V_{TKE} e ΔT com V , apresentam dependência tanto com a radiação quanto com o fluxo de calor no solo. Todavia, para determinar quais parâmetros externos são governantes na transição, inicialmente é necessário determinar com precisão a transição. Para tanto, foram utilizados os métodos discutidos na Seção 3.2 e aplicados aos conjuntos de dados dos sítios de Santa Maria (155 noites entre dezembro de 2019 e junho de 2020), FLOSS II e CASES 99. Nesses conjuntos de dados, os momentos estatísticos, tais como, médias, variâncias e fluxos foram calculados usando janelas temporais de 1 minuto. A escolha de uma janela temporal tão pequena, para as análises, é para evitar a influência de fenômenos não turbulentos, que se tornam importantes em condições muito estáveis, e que podem chegar a escalas de aproximadamente 1 minuto (ACEVEDO et al., 2014).

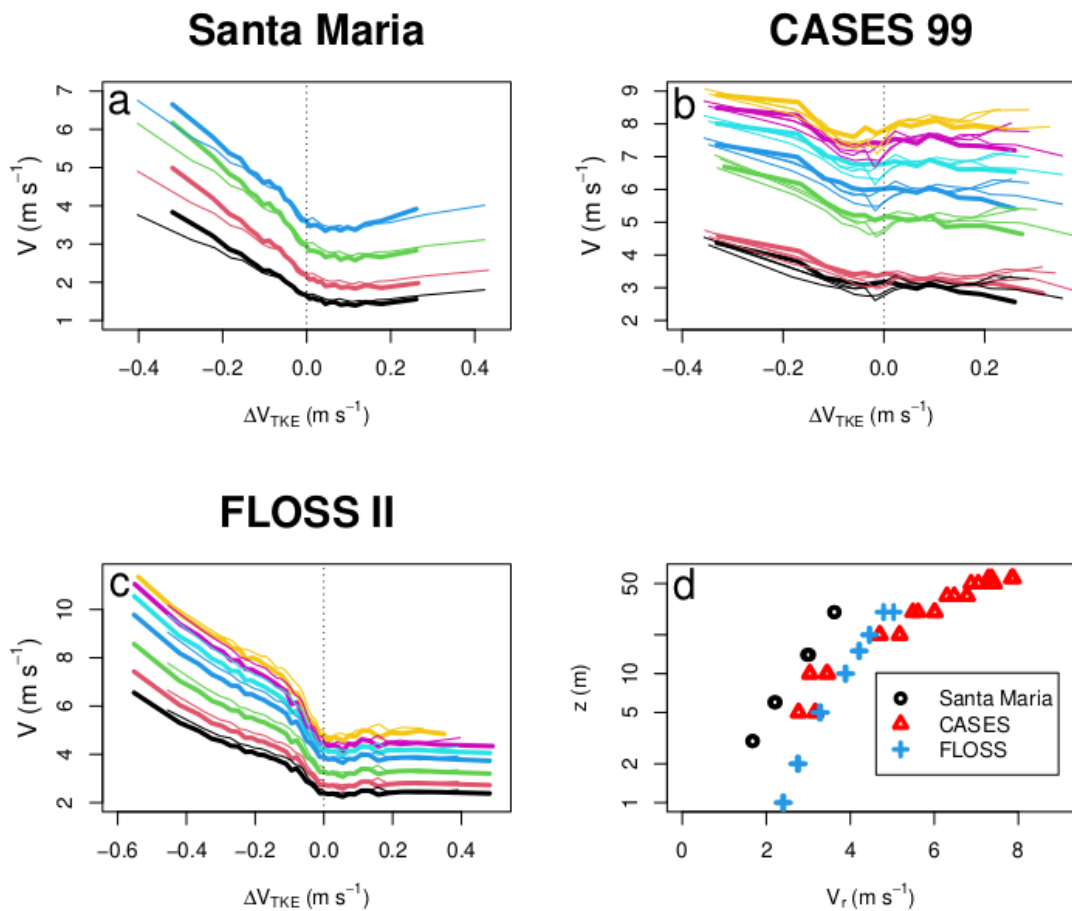
4.2.1 Detecção dos transição de regimes de escoamento

A principal dificuldade de determinar a velocidade do vento onde ocorre a transição de regimes de escoamento, na CLE, nas Fig. 4.1 (utilizando o método proposto por Sun et al. (2012)) e Fig. 4.3 (utilizando o método do gradiente de temperatura) é a subjetividade da escolha. A transição no “*hockey stick*” depende da determinação da mudança na inclinação, que muitas vezes pode ser sutil (e.g. Fig. 4.1). Por sua vez, o método do gradiente térmico depende da determinação do ponto de inflexão na relação entre ΔT e V , que além de também ser por muitas vezes sutil, outras pode nem ocorrer (e.g. Figs. 4.3 e 4.4).

Quando o método proposto por Acevedo et al. (2021), discutido na Seção 3.2, é aplicado um padrão bem definido emerge Fig. 4.5. Para valores positivos de ΔV_{TKE} , não há muita variação em V em nenhum dos sítios, em qualquer nível (como visto anteriormente na Fig. 3.6). Essa é uma contribuição dos movimentos de submeso que dominam as flutuações das componentes do vento nessa situação. Para ΔV_{TKE} negativo, por outro lado, V aumenta com $-\Delta V_{TKE}$. Nessa situação V_{TKE} , e seu gradiente, são compostos, basicamente, por flutuações que aumentam com a velocidade do vento e diminuem com a altura, causando grandes valores de V a medida que $-\Delta V_{TKE}$ aumenta. Baseado nisso, é assumido que $V = V_r$ quando $\Delta V_{TKE} = 0$. Esse é um método objetivo para a determinação de V_r . Em Santa Maria, V_r é praticamente independente do do nível superior utilizado para determinar ΔV_{TKE} (Fig. 4.5a), enquanto que no FLOSS II ele varia um pouco (Fig. 4.5b). Dos três sítios comparados, o CASES 99 é aquele em que V_r é mais dependente do nível superior utilizado para calcular ΔV_{TKE} , mas esta variação aumenta quando o nível mais alto está acima de 40 m (Fig. 4.5c). O perfil vertical de V_r , quando

determinado dessa forma, é logarítmico em Santa Maria e no FLOSS II, e no CASES 99 acima de 10 m (Fig. 4.5d).

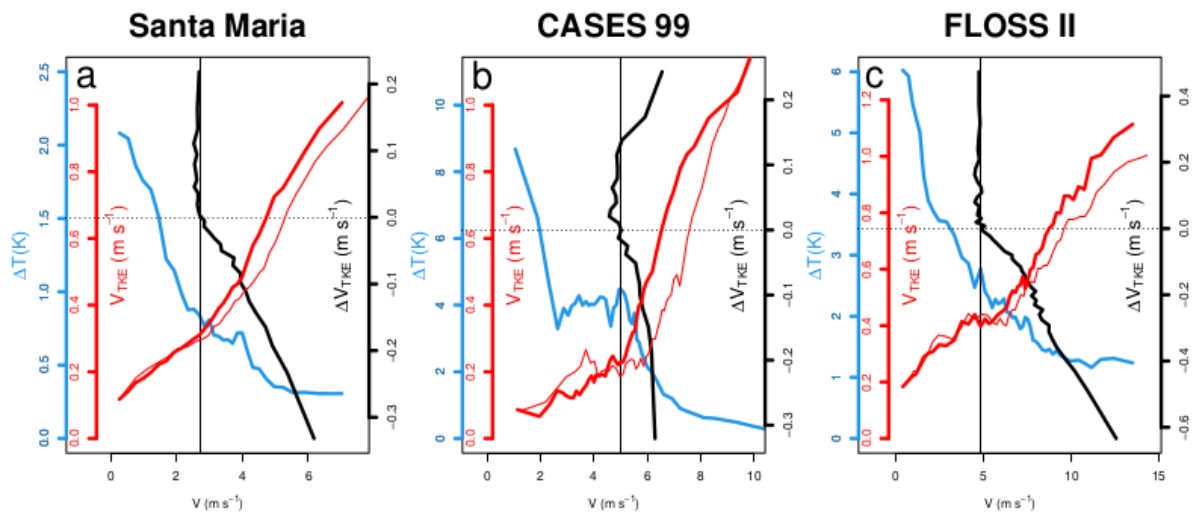
Figura 4.5 – As linhas solidas mais grossas representam a velocidade do vento em cada nível dos sítios indicados no título das figuras. As linhas mais próximas ao eixo de ΔV_{TKE} , representam os níveis mais baixos. O gradiente de V_{TKE} é tomado entre o nível de 30 m e os níveis de 3 m (Santa Maria), 5 m (CASES 99) e 1 m (FLOSS II). Já as linhas sólidas mais finas representam a velocidade do vento quando outros níveis mais altos nível de referência inferior, que não 30 m, são utilizados para calcular ΔV_{TKE} . Os pontos no painel inferior da direita representam os valores de V onde ocorre a intersecção das linhas solidas com as linhas pontilhadas verticais, ou seja V_T (ACEVEDO et al., 2021).



Fonte: Adaptado de Acevedo et al. (2021).

A Fig. 4.6 mostra que nos três sítios analisados, o valor encontrado para V_r está em concordância entre o método proposto por Acevedo et al. (2021) e por Sun et al. (2012). É importante destacar que para evitar a influência da rugosidade superficial nos resultados, as análises mostradas na Fig. 4.6 foram feitas com dados filtrados pela direção predominante do vento em cada sítio, os dados para as outras direções do vento foram desconsiderados. Sendo os valores de V_r , determinados pelos diferentes métodos, concordantes e pelo método que utiliza ΔV_{TKE} ser um método objetivo, as análises seguintes serão feitas utilizando esse método para determinar V_r .

Figura 4.6 – Fig. 4.6a) Para Santa Maria, dependência média da diferença de temperatura entre 30 m e 1 m (azul), de V_{TKE} a 14 m (linha vermelha grossa) e a 30 m linha vermelha fina, com V em 30 m. A linha preta é a velocidade média do vento em 30 m em função do gradiente de V_{TKE} entre 30 e 3 m m; Fig. 4.6b) mesmo que Fig. 4.6a, mas para o CASES 99, com o gradiente de V_{TKE} calculado entre 30 m e 5 m (linha preta) e V_{TKE} em 20 m (linha vermelha grossa) e 30 m (linha vermelha fina); Fig. 4.6c) mesmo que Fig. 4.6a para o FLOSS II, com ΔV_{TKE} calculado entre 30 m e 1 m e V_{TKE} em 20 m (linha vermelha grossa) e 30 m (linha vermelha fina). Em todos os painéis, a linha preta vertical representa V_r calculado pelo método proposto por Acevedo et al. (2021).



Fonte: Adaptado de Acevedo et al. (2021).

4.2.2 Radiação

Por ser um conjunto de dados mais longo, os dados do Sítio de Santa Maria permitem a determinação de mapas de diferentes variáveis em função da velocidade do vento e do saldo de radiação (Fig. 4.7). Esses mapas consistem em uma matriz de valores médios de uma dada quantidade pelas médias de bloco do vento médio em 30 m e do saldo de radiação em superfície. Essas matrizes são suavizadas em ambas as direções, utilizando uma média móvel, cuja a janela tem comprimento igual a metade do comprimento total da matriz naquela direção.

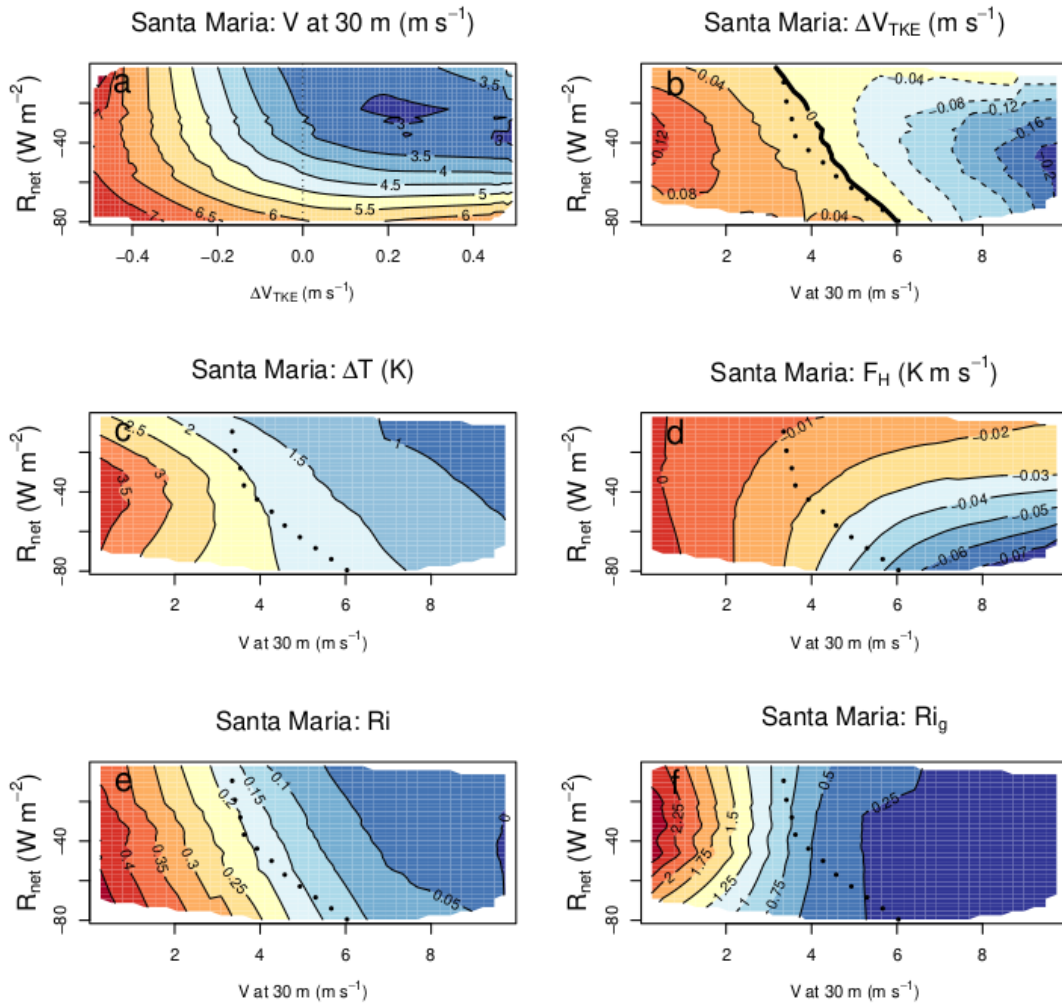
A medida que a perda radiativa em superfície aumenta, os valores de V_r , definidos por $\Delta V_{TKE} = 0$, aumentam progressivamente (Fig. 4.7a), indicando que a velocidade necessária para a transição de regimes aumenta com a perda radiativa em superfície. Esse resultado está em concordância com estudos utilizando modelos, que mostram que velocidade de vento mais elevadas são necessárias para manter o fluxo de calor crítico quando a superfície perde mais energia (van de Wiel et al., 2017; HOLDSWORTH; MONAHAN,

2019; MARONEZE et al., 2019a). Assim, cada valor de V encontrado em $\Delta V_{TKE} = 0$, na Fig. 4.7a, é assumido como sendo V_r para cada intervalo de R_n . Esses valores de V_r são mostrados como as linhas pontilhadas que representam a transição VSBL-WSBL nas Figuras 4.7b-4.7f.

Note que, apesar de V_r ser muito próximo do contorno de $\Delta V_{TKE} = 0$ (Fig. 4.7b) elas não são coincidentes. Isso acontece devido a variabilidade de ΔV_{TKE} na VSBL. Para uma determinada velocidade, a diferença de temperatura entre 30 m e 3 m geralmente aumenta com $|R_n|$, e por essa razão, o valor de ΔT no qual a transição ocorre não é muito dependente de R_n (Fig. 4.7c). O mesmo não ocorre com o fluxo de calor, cujos valores na transição dependem fortemente de $|R_n|$ (Fig. 4.7d). Esse resultado está em concordância com os resultados de Costa et al. (2020), que utilizando análises com modelos de coluna simples, mostraram que a curvatura máxima dos contornos fluxo de calor em superfície em função do vento geostrófico e da taxa de resfriamento superficial, ocorre na transição VSBL-WSBL. Os valores do número de Richardson médio em 6 m para os quais ocorre a transição estão compreendido na faixa de valores entre 0,12 e 0,2, com os menores valores para os maiores saldos radiativos absolutos (Fig. 4.7e). O mesmo é observado quando o número de Richardson gradiente, calculado entre 30 m e 3 m (Fig. 4.7f). Entretanto, neste caso os valores de Ri onde ocorre a transição de regimes está em um intervalo maior (de 0,1, com grande perda radiativa, até aproximadamente 1, com $|R_n| \approx 0$).

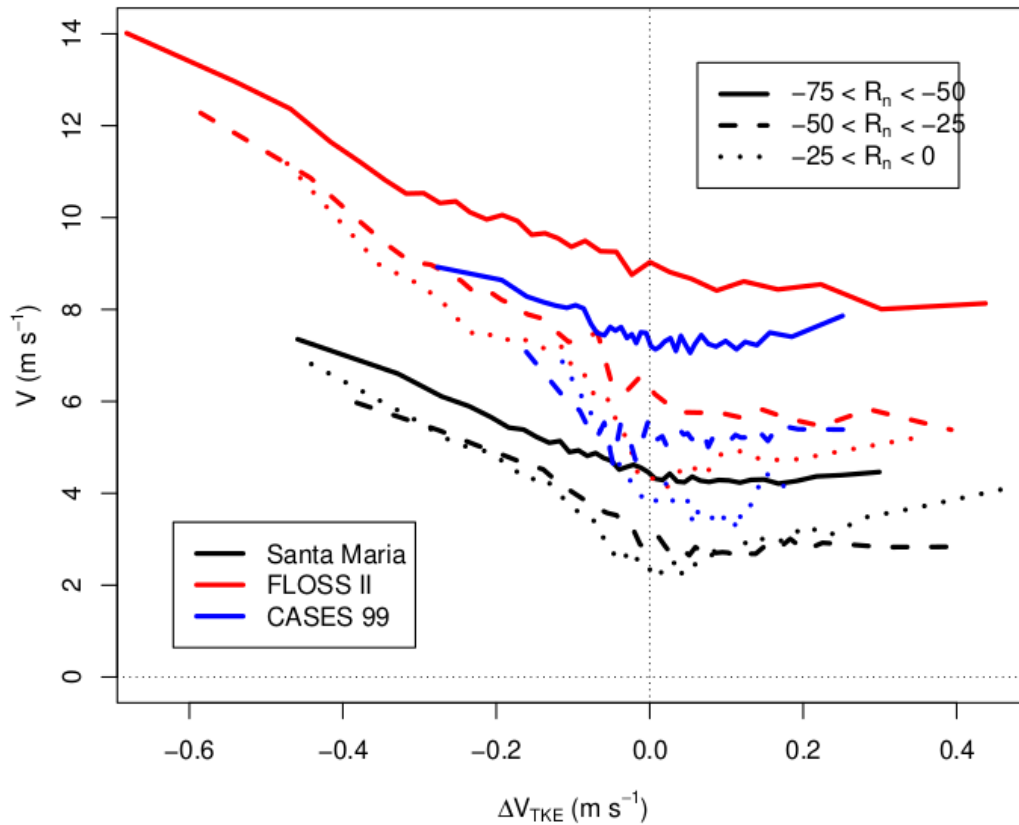
A Fig. 4.8 mostra que os valores de V_r variam consistentemente com outras variáveis internas da CLE. O próximo passo é verificar como o valor do vento médio na transição de regimes depende dos parâmetros externos, na média. O processo para determinar essa dependência será similar ao mostrado na Seção 4.1.1. Os dados serão filtrados por classes de R_n (em torno de 10, conforme a disponibilidade do conjunto de dados), e em cada caso a velocidade do vento para a qual $\Delta V_{TKE} = 0$ será determinada. É importante destacar que a amostragem de dados em cada uma das classes de R_n é a mesma.

Figura 4.7 – Fig. 4.7a) Mapas da dependência média do vento em 30 m com ΔV_{TKE} (calculado entre os níveis de 30 m e 3 m) e com o saldo de radiação. A linha pontilhada vertical marca $\Delta V_{TKE} = 0$. Os outros painéis mostram os contornos suavizados de: ΔV_{TKE} (Fig. 4.7b); Gradiente de temperatura entre 30 m e 1 m (Fig. 4.7c); fluxo de calor sensível em 3 m (Fig. 4.7d); número de Richardson em 6 m (Fig. 4.7e); Número de Richardson gradiente calculado entre 30 m e 3 m (Fig. 4.7f). Nas Figs. 4.7b-4.7f, as linhas pretas pontilhadas indicam a velocidade do vento para $\Delta V_{TKE} = 0$ para um dado valor de R_n . Somente dados da direção do vento dominante são utilizados.



Fonte: Adaptado de Acevedo et al. (2021).

Figura 4.8 – Dependência média da velocidade do vento a 30 m com ΔV_{TKE} (Calculado entre 30 m e 3 m), para diferentes classes de radiação (indicadas no canto direito superior) nos diferentes experimentos (indicados na legenda no canto esquerdo inferior).

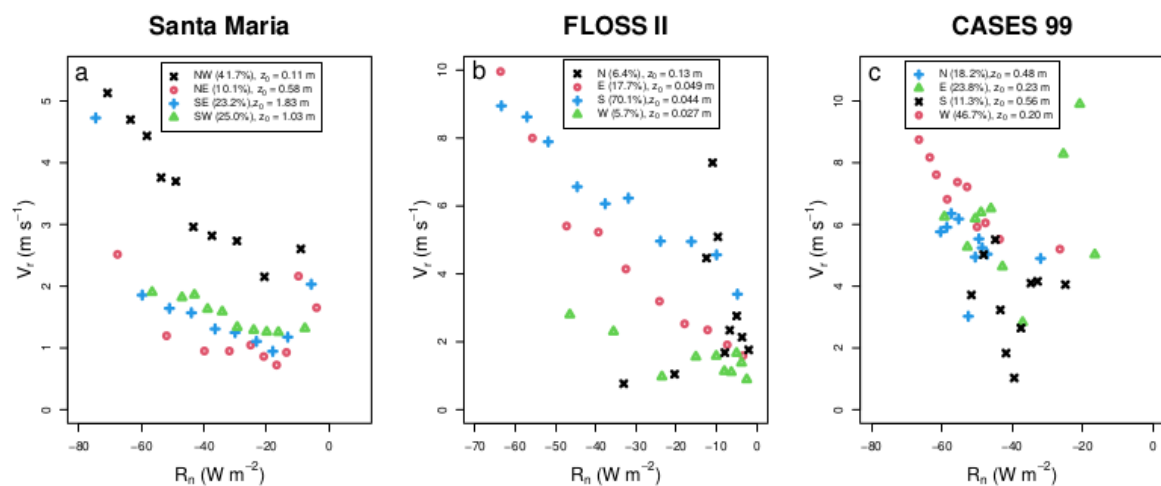


Fonte: Adaptado de Acevedo et al. (2021).

Considerando somente dados da direção predominante, para descartar a influência da rugosidade superficial, V_r possui dependência linear com $|R_n|$ nos três sítios (Fig. 4.9), com exceção de quando o saldo radiativo se aproxima de zero. Nesse caso, a velocidade do vento necessária para a transição se torna praticamente independente do saldo radiativo. Isto mostra que a perda radiativa em superfície exerce um controle dominante na transição de regimes de escoamento na CLE, quando ela é grande. Todavia, outros fatores se tornam mais importantes a medida de R_n se aproxima de zero. A tendência de V_r aumentar com R_n , que já havia sido observada na Fig. 4.7 no sítio de Santa Maria, também ocorre nos sítios FLOSS II e CASES 99, de maneira similar ao mostrado por estudos anteriores utilizando modelos (van de Wiel et al., 2017; HOLDSWORTH; MONAHAN, 2019; MARONEZE et al., 2019a). É interessante notar que a Fig. 4.9 sugere que a inclinação da dependência de V_r com $|R_n|$ é dependente do sítio. Quando a perda radiativa é grande, a transição de regime na CLE ocorre para valores de vento mais altos no FLOSS II, e com valores de V_r um pouco menores no CASES 99 e as menores velocidades nas quais a transição ocorre, em função de R_n é em Santa Maria. A existência de uma relação

entre V_r e R_n , quando $|R_n| > 25 \text{ W m}^{-2}$ que é aproximadamente linear e é dependente do sítio é um resultado muito importante. O fato dessa inclinação ser dependente do sítio pode fornecer uma informação crucial de como toda a configuração do sítio influencia na transição VSBL-WSBL. Essa relação é análoga ao “*coupling strength*” definido por van de Wiel et al. (2017) (o qual depende do “*lumped parameter*”, discutido anteriormente). Dentre os fatores, característicos de cada sítio, que podem influenciar nessa relação estão a rugosidade superficial, as propriedades térmicas do solo, a topografia e a proximidade de obstruções.

Figura 4.9 – Dependência de V_r com o saldo de radiação em superfície para as diferentes direções do vento indicadas pela legenda, nos diferentes sítios indicados pelos títulos dos painéis..

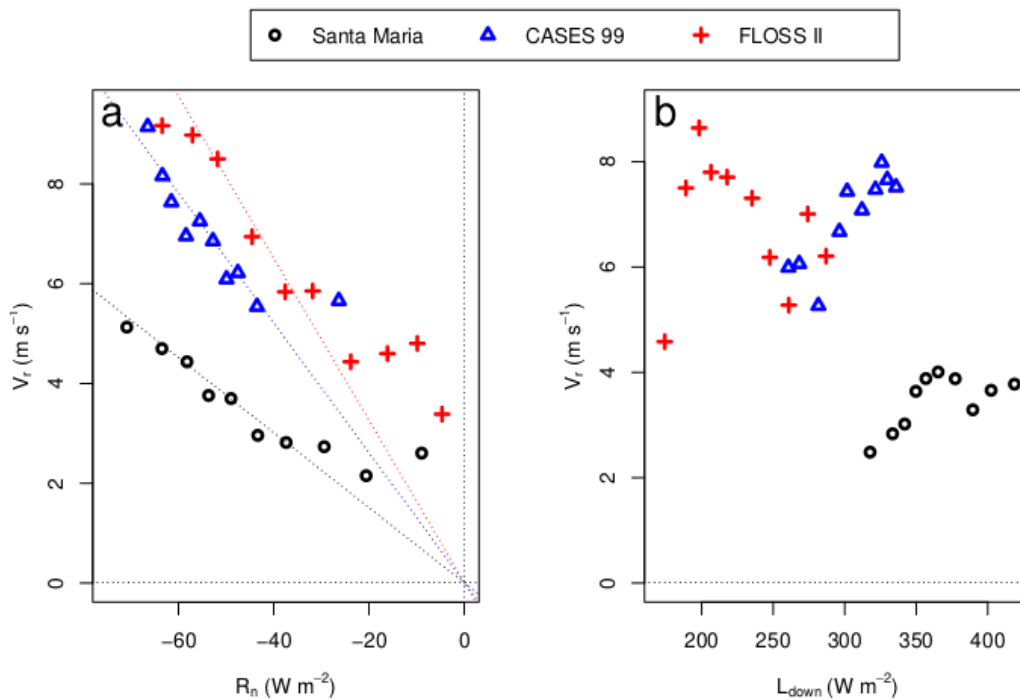


Fonte: Adaptado de Acevedo et al. (2021).

Apesar das Figs. 4.9 e 4.10a indicarem que o saldo de radiação exerce um controle dominante sobre a transição VSBL-WSBL, é importante destacar que R_n não é propriamente um parâmetro externo (van de Wiel et al., 2017). Em particular, quando a perda radiativa é grande, que também é quando esse controle é mais evidente, o valor de R_n se é mais dependente da emissão de radiação de onda longa da superfície, e, consecutivamente, da temperatura da superfície que é uma variável interna da CLE. O caráter externo do saldo de radiação vem, por exemplo, da cobertura de nuvens, através de seu impacto na radiação de onda longa vinda da atmosfera em direção à superfície (L_{down}). Todavia, V_r não apresenta uma dependência clara com L_{down} (Fig. 4.10b), assim como apresenta com R_n (Fig. 4.10a). Tanto em Santa Maria quando no CASES 99 existe uma tendência de aumento de V_r com L_{down} , que inclusive, se opõe a dependência de V_r com R_n , pois valores altos de L_{down} favorecem valores pequenos de $|R_n|$. Por outro lado, no FLOSS II, não há nenhuma relação óbvia entre V_r e L_{down} . Estes resultados indicam que, apesar de não ser uma variável “tão externa” quando L_{down} , R_n é que exerce o verdadeiro controle

sobre a transição de regimes de escoamento na CLE, próximo à superfície. O que não chega a ser surpreendente, pois R_n afeta diretamente a temperatura superficial e L_{down} é apenas uma de suas componentes.

Figura 4.10 – Fig. 4.10a) Dependência média de V_r com o saldo de radiação em superfície para a direção do vento dominante, em cada sítio, indicado pela legenda. As linhas pontilhadas, indicam o ajuste linear feito utilizando o método dos mínimos quadrados, com coeficiente linear igual a zero, para cada um dos sítios. Fig. 4.10b) mesmo que a Fig. 4.10a, mas em termos da radiação de onda longa que vem da atmosfera em direção a superfície.



Fonte: Adaptado de Acevedo et al. (2021).

4.2.3 Rugosidade superficial

Uma avaliação preliminar do efeito da rugosidade superficial (Z_0) sobre a transição VSBL-WSBL pode ser obtida a partir da análise de como V_r varia com a direção do vento. Essa é uma análise limitada porque em alguns sítios z_0 varia pouco com a direção do vento e porque em alguns sítios existem direções que praticamente não possuem ocorrências. Apesar disso, na Fig. 4.9 alguns padrões interessantes são evidentes. Em Santa Maria, a rugosidade superficial varia muito com a direção do vento. O menor valor de z_0 ocorre quando o vento sopra da direção noroeste, a qual também é a mais comum no sítio. Consequentemente, os valores de V_r diminuem consideravelmente nos outros quadrantes

(Fig. 4.9a). Isso ocorre porque, a maior rugosidade superficial contribui para a geração de turbulência promovendo a transição de regimes para menores velocidade do vento. No FLOSS II, devido à grande perda radiativa superficial, existem apenas duas direções predominantes (sudeste e leste), e ambas possuem comprimentos de rugosidade superficial semelhantes, então, identificar o papel de z_0 na determinação de V_r neste sítio é difícil (Fig. 4.9b). No CASES 99 essa análise não é direta, todavia, os maiores valores de V_r ocorre quando o vento sopra da direção sul, direção com menor z_0 , enquanto que os menores valores de V_r ocorrem para a direção leste (maior comprimento de rugosidade) (Fig. 4.9c). Apesar de suas particularidades, todos os sítios mostram que sobre superfícies menos rugosas é necessário maiores valores da velocidade do vento para que a transição VSBL-WSBL ocorra. Esse resultado é uma consequência que sobre superfícies rugosas, para as mesmas condições, existe mais turbulência, e consecutivamente o fluxo de calor será maior, promovendo a transição. Esse resultado está de acordo com estudos anteriores que observaram que a transição de regimes na CLE ocorre com maiores velocidades médias do vento, sobre superfícies com menor rugosidade (MAHRT et al., 2013; SUN et al., 2016; GUERRA et al., 2018).

4.2.4 Capacidade térmica superficial

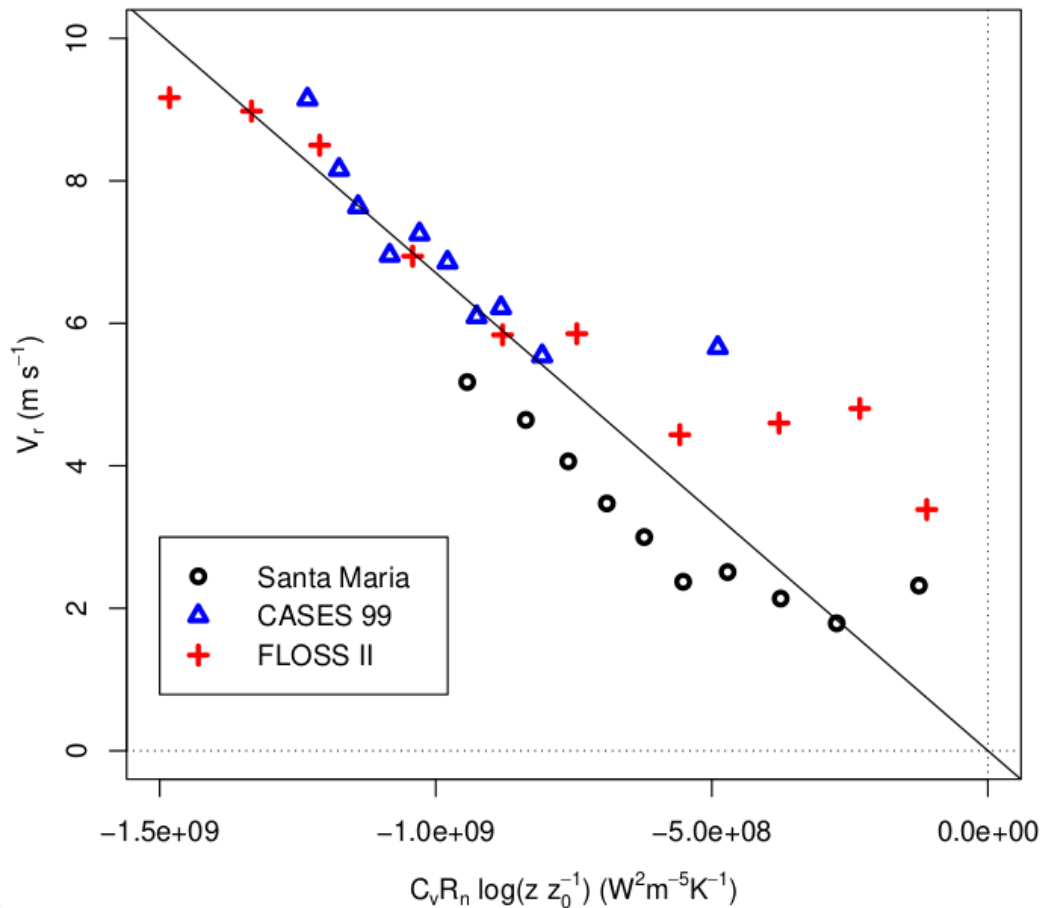
A relação, aparentemente linear, entre V_r e $|R_n|$ com o coeficiente angular dependente do sítio (Fig. 4.10a) faz surgir a questão sobre o que influencia esse coeficiente? van de Wiel et al. (2017) e Maroneze et al. (2019a) sugerem que V_r aumenta com a capacidade térmica do solo (aqui nesta seção a capacidade térmica volumétrica C_v medida em $\text{J m}^{-3} \text{K}^{-1}$). Além disso, os modelos simplificados apresentam dependência similar (COSTA et al., 2011; MARONEZE et al., 2019b). Dessa forma, tendo cada sítio um valor característico de C_v , dependente da constituição de seu solo, nesta seção é analisada a hipótese que C_v possa exercer algum tipo de controle sobre a taxa de variação de V_r com R_n .

Zimmer et al. (2020) realizaram uma determinação detalhada de C_v para o sítio de Santa Maria, mostrando que a capacidade térmica volumétrica do solo desse sítio varia de 1,82 a 2,07 $\text{MJ m}^{-3} \text{K}^{-1}$, dependendo da estação do ano e do método de determinação. Devido a pequena variabilidade, $C_v = 1,95 \text{ MJ m}^{-3} \text{K}^{-1}$ é assumido para Santa Maria. Para o CASES 99, Steeneveld, Wiel e Holtslag (2006) reportaram os valores da densidade do solo (ρ_s) e do calor específico do solo c_s , que possibilitam determinar a capacidade térmica volumétrica do solo de $C_v = 3,98 \text{ MJ m}^{-3} \text{K}^{-1}$ (sendo, $C_v = \rho_s c_s$). Essas diferenças de C_v entre Santa Maria e o CASES 99 são consistentes com a hipótese que V_r aumenta com C_v , já que o sítio com maior capacidade calorífica (C_v no CASES 99 é aproximadamente duas vezes maior que em Santa Maria) também apresenta os maiores valores da velocidade média do vento necessária para a transição de regimes na CLE, considerando

a mesma perda radiativa em superfície (Fig. 4.10). O valor de C_v no FLOSS II é mais incerto, apesar de haverem sensores para medir as propriedades térmicas do solo do sítio. O solo estava congelado durante a implantação dos sensores, posteriormente houve neve e o degelo o que fez com que os dados do solo fosse considerado como não totalmente confiável pela equipe que realizou o experimento (comunicação pessoal de Larry Mahrt a Otávio Acevedo). Tendo em mente essa limitação, o valor médio de C_v obtido durante o maior período de estabilidade de observações (sem degelo, por exemplo) foi $C_v = 3,58 \text{ MJ m}^{-3} \text{ K}^{-1}$. Esse valor não é muito longe do valor do CASES 99, e está em concordância com o resultado que V_r não é muito diferente nos dois experimentos.

A partir da combinação da transição VSBL-WSBL com o saldo radiativo e superfície, a rugosidade da superfície e as propriedades do solo, a Fig. 4.11, mostra que para os três sítios, a curva da relação entre V_r e R_n é proporcional a $C_v \log(z/z_0)$. Esse resultado é muito importante porque indica que uma relação geral de controle é exercida, pelos parâmetros externos, a velocidade média do vento necessária para a transição de regimes na CLE em um determinado sítio. É bem verdade, que este é um resultado, que apesar de ser impressionante, necessita de análise para mais sítios, especialmente aqueles que possuem as propriedades térmicas do solo determinadas com precisão. Ainda, é importante ressaltar que, a relação mostrada na Fig. 4.11 mostra como 3 diferentes parâmetros externos afetam a transição de regimes de escoamento na CLE, e sabemos que existem outros parâmetros, alguns mais difíceis de determinar observacionalmente que outros. Mas com certeza, eles devem exercer algum tipo de controle sobre a transição de regimes.

Figura 4.11 – Dependência dos valores de V_r com $C_v R_n \log(z/z_0)$, onde C_v é a capacidade térmica volumétrica do solo, R_n é o saldo de radiação em superfície, $z = 30$ m e z_0 é o comprimento de rugosidade. Somente dados para a direção dominante do vento, em cada sítio, foram utilizados e todos os dados foram classificados de acordo com 10 classes de saldo de radiação, por sítio.



Fonte: Adaptado de Acevedo et al. (2021).

Portanto, a seguir os resultados do modelo apresentado na Seção 3.3 serão apresentados buscando, além de comprovar as análises apresentadas nesta seção, explorar como outros parâmetros externos influenciam na transição.

4.3 O PAPEL DOS PARÂMETROS EXTERNOS NA TRANSIÇÃO DE REGIMES: MODELAGEM

As simulações realizadas com o modelo apresentado na Seção 3.3, que é baseado no proposto por McNider et al. (1995), consistiram em representações do comportamento de uma camada limite estável com condições de contorno fixas (parâmetros externos) du-

rante as suas 10 h de duração. Portanto, cada uma das 9000 simulações realizadas (4500 com cada função de estabilidade) representada um estado único do sistema formado pelo acoplamento da superfície e a CLE, permitindo que sejam identificados padrões no comportamento da transição de regimes, bem como, a identificação das principais variáveis que exercem controle sobre a transição.

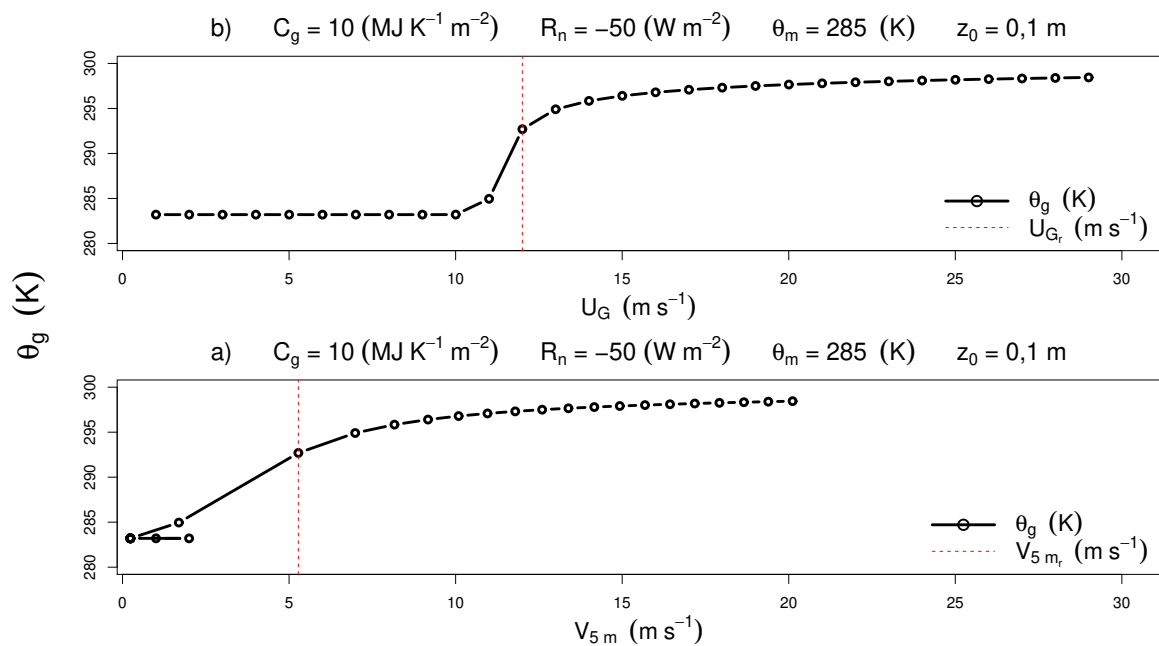
Para determinar a transição de regimes a partir dos resultados do modelo são considerados fixos os seguintes parâmetros externos: capacidade calorífica por unidade de área (C_g), saldo de radiação (R_n), temperatura do solo profundo (θ_m) e o comprimento de rugosidade z_0 . Cada uma das simulações será correspondente a um valor da velocidade do vento é geostrófico ($U_G = \sqrt{\bar{u}_G^2 + \bar{v}_G^2}$) no topo do domínio, para cada conjunto dos outros 4 parâmetros externos. Portanto para cada C_g , R_n , θ_m e z_0 são realizadas 30 simulações variando U_G de 1 até 30 m s⁻¹.

A Fig. 4.12 mostra a dependência da temperatura na superfície θ_g com U_G (Fig. 4.12a) e com o vento a 5 m (Fig. 4.12b), quando utilizada a função de estabilidade da Eq. (3.15) e o conjunto de parâmetros externos presentes no títulos dos painéis. Para os casos de vento fraco θ_g se mantém próximo ao valor de θ_m e a medida que U_G ela se mantém aproximadamente constante até que a transição ocorre de forma abrupta (Fig. 4.12a). A transição em todas as simulações foi definida como o valor de U_G para o qual a diferença da temperatura da superfície é maior, quando comparada ao seu valor para o vento geostrófico anterior (linha vermelha pontilhada na Fig. 4.12a). A transição abrupta também é observada quando a temperatura da superfície é analisada em termos da velocidade média vento local em 5 m (Fig. 4.12a). O valor $V_{5\ m}$ onde ocorre a transição é identificado através de U_G e coincide com a maior diferença entre dois valores de $\theta_{s,g}$ (linha vermelha vertical Fig. 4.12b). Um aspecto interessante é que o mesmo valor médio de temperatura em superfície pode ter valores diferentes de vento em 5 m. Isso ocorre porque, com U_G muito fraco, inicialmente a velocidade do escoamento diminui, devido ao atrito causado pela turbulência que está surgindo próximo à superfície, com o aumento de U_G a turbulência atingirá níveis mais altos, transportando momentum para baixo fazendo com que a velocidade em 5 m aumente. Um resultado semelhante foi observado por Costa et al. (2020), que ressaltaram que essa característica não representa uma bifurcação do sistema, pois uma variável interna do sistema está sendo analisada em termos de outra variável interna.

O método, descrito acima, utilizado para identificar a transição, foi aplicado para determinar o valor do vento geostrófico em que ocorre a transição U_{G_r} , quanto de V_r em 5 m em que ocorre a transição para cada conjunto de parâmetros externos do sistema. É importante destacar que, com o modelo há a possibilidade de saber o forçante mecânico externo necessário para que ocorra a transição VSBL-WSBL. Dessa forma, as próximas análises apresentarão a dependência do forçante mecânico externo com o saldo de radiação e cada um dos outros parâmetros externos dos sistema. Além de como, U_{G_r} é

dependente da função de estabilidade utilizada.

Figura 4.12 – Fig. 4.12a) Dependência da temperatura da superfície (θ_g) com o vento geostrófico (U_G) para o conjunto de parâmetros externos presentes no títulos dos painéis. A linha vermelha pontilhada vertical representa o valor de V em 5 m para o qual ocorre a transição VSBL-WSBL. Fig. 4.12b) mesmo que Fig. 4.12a, só em função do vento médio a 5 m. A linha vermelha pontilhada vertical representa o valor de U_G que marca transição de regimes.



Fonte: O autor.

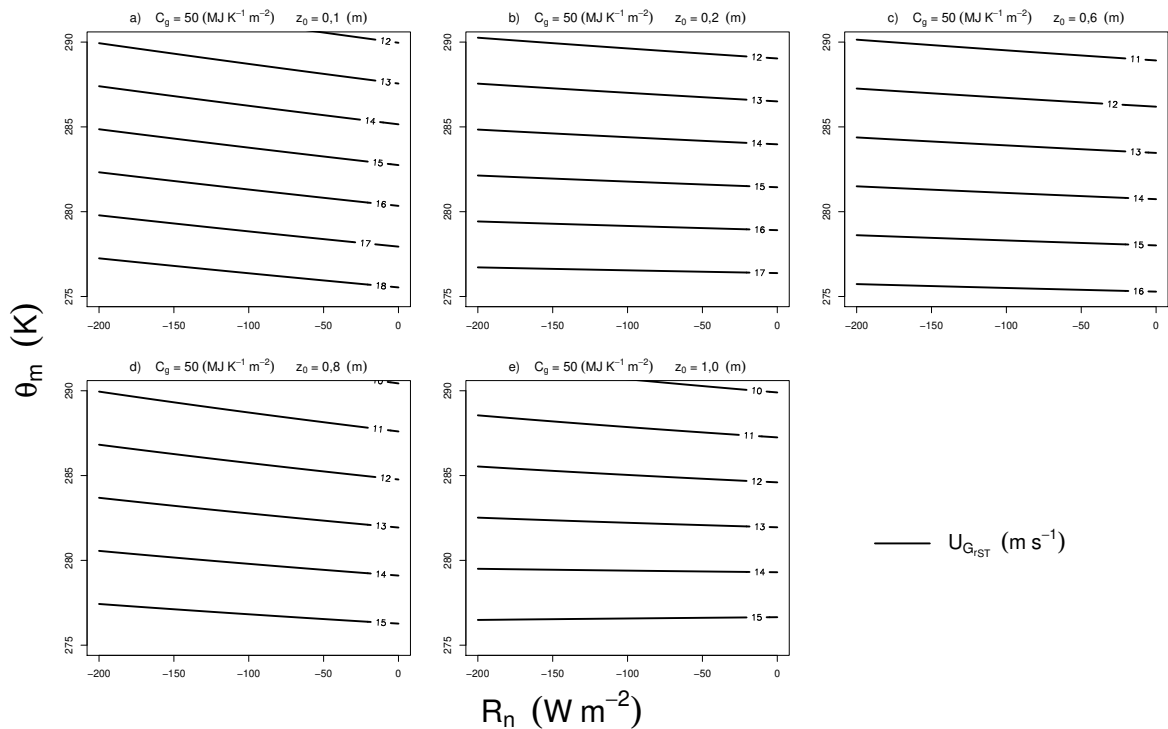
4.3.1 Temperatura do substrato

A partir da determinação dos valores de U_{G_r} , foram construídos contornos para descrever o comportamento do vento geostrófico necessário para a transição em função da temperatura do solo profundo (substrato) e do saldo radiativo (Figs. 4.13 - 4.16).

A Fig. 4.13 apresenta os contornos de U_{G_r} em função de R_n e θ_m , quando a função de estabilidade cauda curta (ST, Eq. (3.15)) é utilizada no modelo, considerando $C_g = 50 \text{ MJ m}^{-2} \text{ K}^{-1}$ constante e variando z_0 . A medida que $|R_n|$ os valores de U_G necessários para a transição aumentam discretamente. Entretanto a medida que a temperatura do substrato aumenta, o forçante mecânico necessário para a transição VSBL-WSBL ocorrer é reduzido em quase 6 m s^{-1} (Fig. 4.13a).

Quando uma função de estabilidade cauda longa (LT) (Fig. 4.14) é utilizado no

Figura 4.13 – Dependência dos valores do forçante mecânico necessário para a transição de regimes na CLE, em função da temperatura do substrato e do saldo de radiação, quando uma função de estabilidade ST é utilizada no modelo apresentado na Seção 3.3. C_g é considerado constante e os valores de z_0 estão apresentados nos títulos de cada painel.

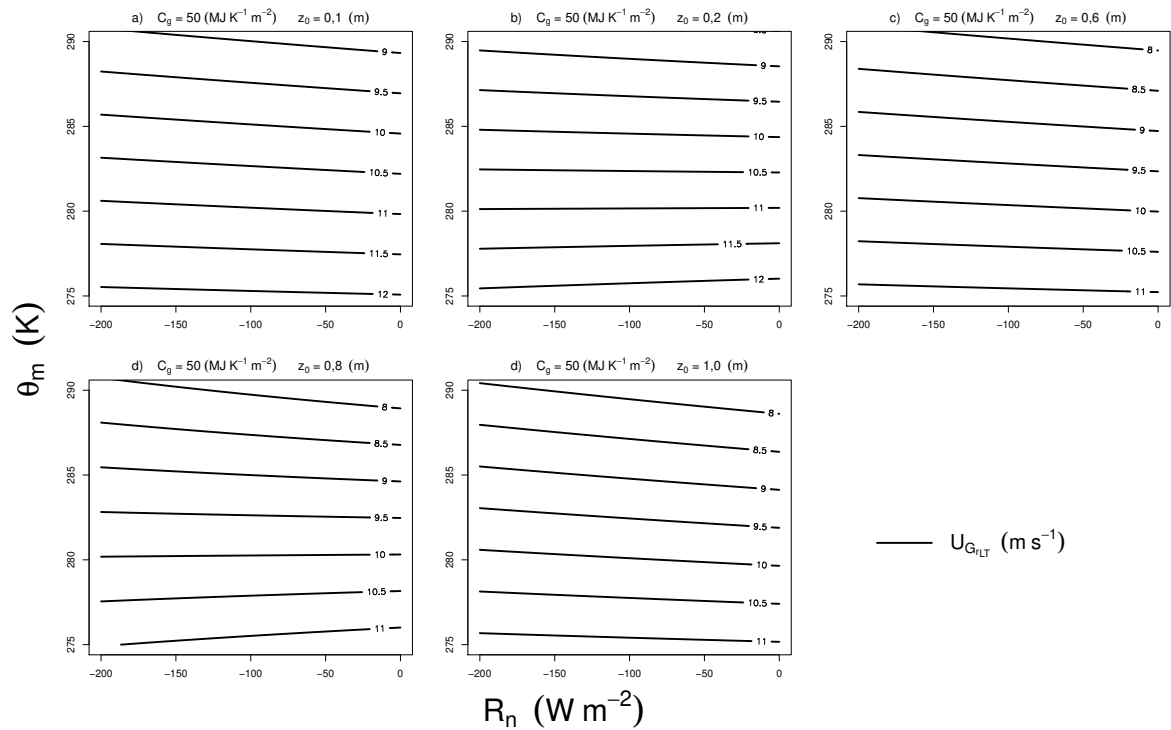


Fonte: O autor.

modelo a dependência de U_{G_r} com a temperatura do substrato e com o saldo de radiação é semelhante a quando uma função ST é utilizada. Entretanto, os valores de U_G necessários para a transição de regimes é reduzida substancialmente (na ordem de 6 m s⁻¹, Figs. 4.13a e 4.14a).

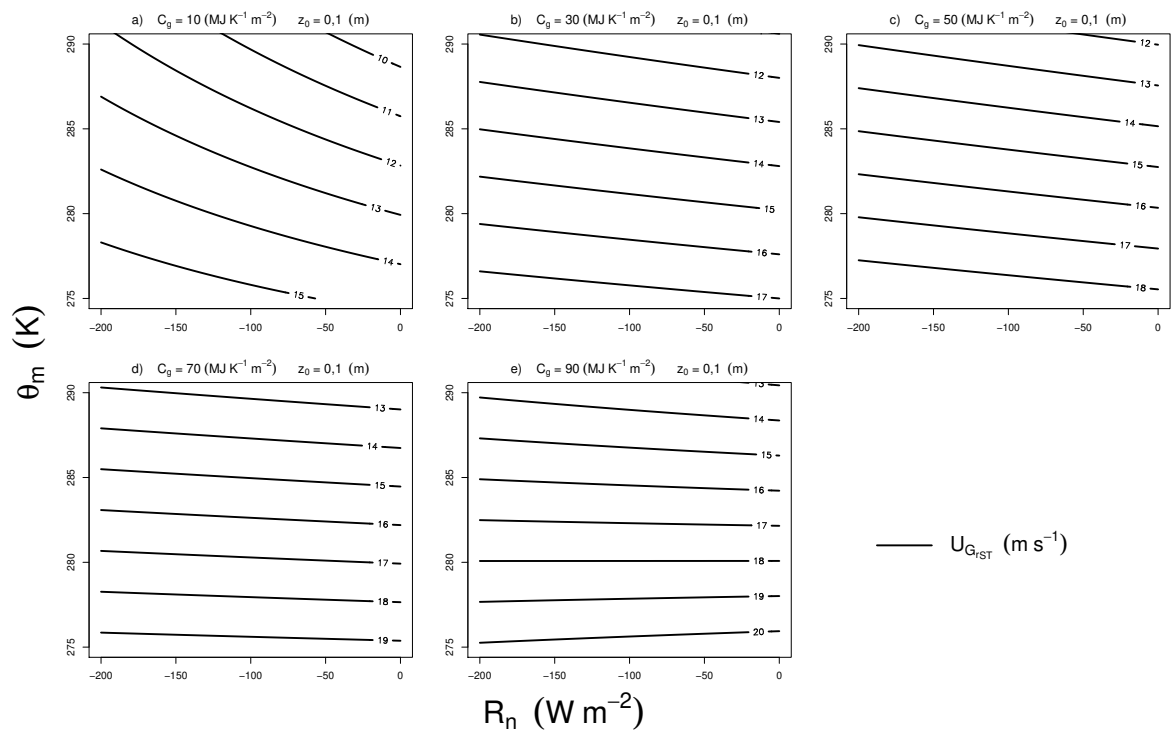
A Fig. 4.15 apresenta os contornos de U_{G_r} em função de θ_m e R_n variando C_g e considerando $z_0 = 0,1$ m constante. Observa-se que para o menor valor de C_g , considerado, a dependência de U_{G_r} com o saldo de radiação se torna mais evidente (Figs 4.15a). Todavia, a medida que C_g aumenta U_{G_r} se torna independente de R_n . Outro aspecto importante, é que os valores do forçante mecânico necessários para a transição de regimes varia até aproximadamente 5 m s⁻¹, com uma variação em C_g de 10 (Fig. 4.15a) para 90 MJ m⁻² K⁻¹ (Fig. 4.15e).

Figura 4.14 – Mesmo que a Fig. 4.13, porém utilizando uma função de estabilidade cauda longa. C_g é considerado constante e os valores de z_0 estão apresentados nos títulos de cada painel.



Fonte: O autor.

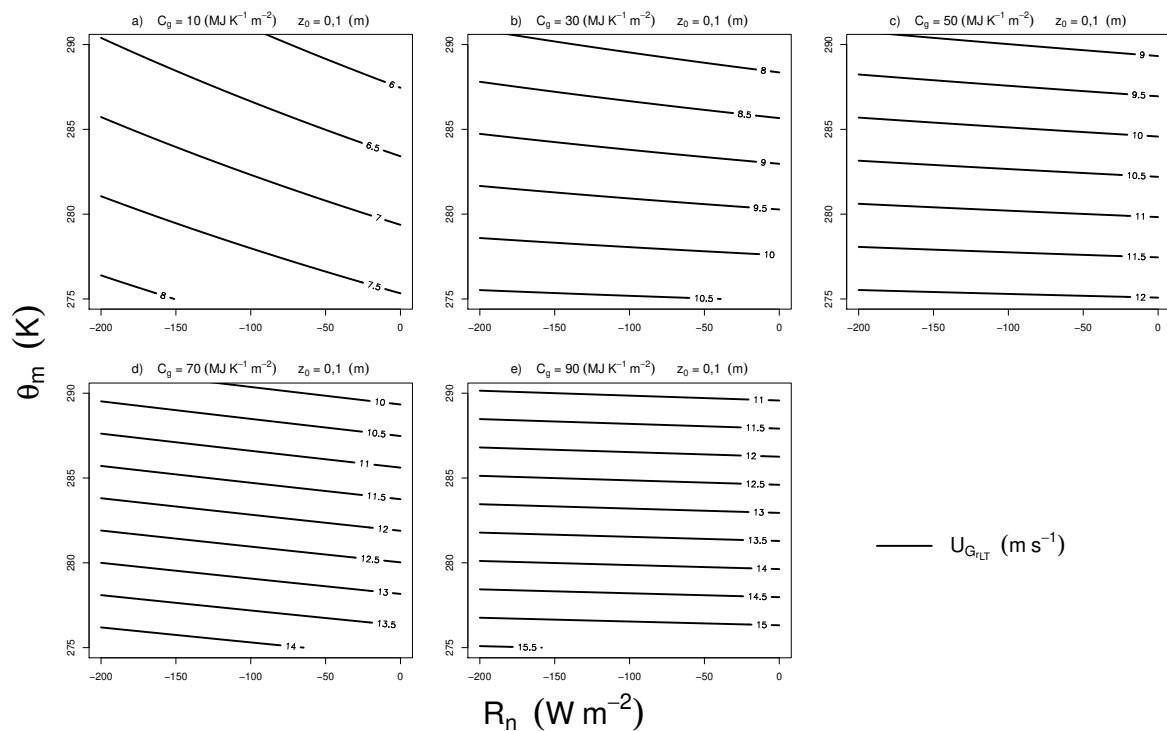
Figura 4.15 – Mesmo que a Fig. 4.13. z_0 é considerado constante e os valores de C_g estão apresentados nos títulos de cada painel.



Fonte: O autor.

Os padrões dos contorno de U_{Gr} com θ_m e R_n , quando uma função LT é utilizada (Fig. 4.16), com C_g variável e z_0 constante, são similares ao caso em que uma função cauda curta é utilizada (Fig. 4.15). Entretanto, é interessante notar que, ainda que os valores do forçante mecânico necessários para a transição sejam menores, a dependência com o saldo de radiação é acentuada com C_g pequena. Ademais, a diferença entre os valores de U_{Gr} para os valores extremos de C_g simulados, para o mesmo z_0 , é quase 3 m s^{-1} maior que para os casos em que uma função ST é utilizada (a diferença entre os valores de U_{Gr} nas Fig. 4.16a e 4.16e chega a mais de 7 m s^{-1}).

Figura 4.16 – Mesmo que a Fig. 4.13, porém utilizando uma função de estabilidade cauda longa. z_0 é considerado constante e os valores de C_g estão apresentados nos títulos de cada painel.



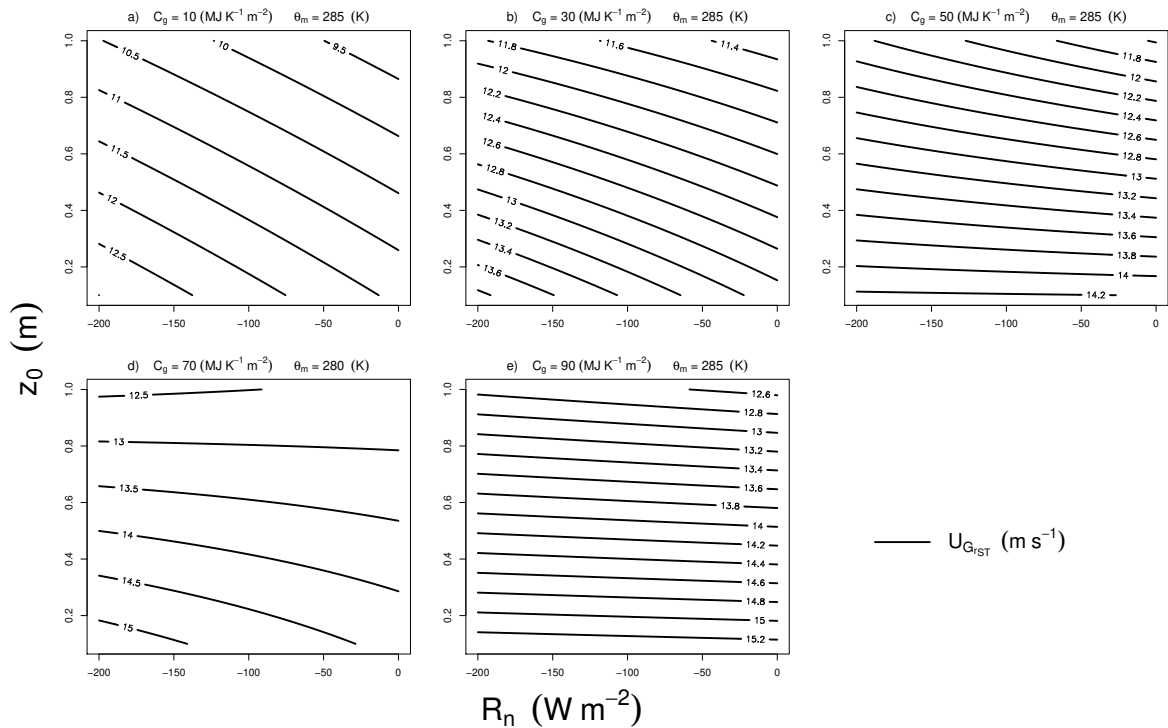
Fonte: O autor.

4.3.2 Rugosidade superficial

Quando os valores do forçante mecânico necessário para a transição de regimes são analisados em termos da rugosidade superficial e do saldo radiativo, considerando $\theta_m = 285 \text{ K}$ constante e variando C_g , com uma função ST no modelo, é interessante notar que quando C_g é baixa a transição de regimes é dependente de ambos z_0 e R_n (Fig. 4.17a). Todavia, a medida que C_g aumenta os valores de transição se tornam dependentes de R_n

apenas em condições nas quais a perda radiativa superficial é muito alta (Figs. 4.17c e 4.17d). Outro padrão, observado é que a medida que z_0 aumenta os valores de U_{Gr} diminuem. Porém, U_{Gr} aumenta com C_g , para a mesma temperatura do substrato.

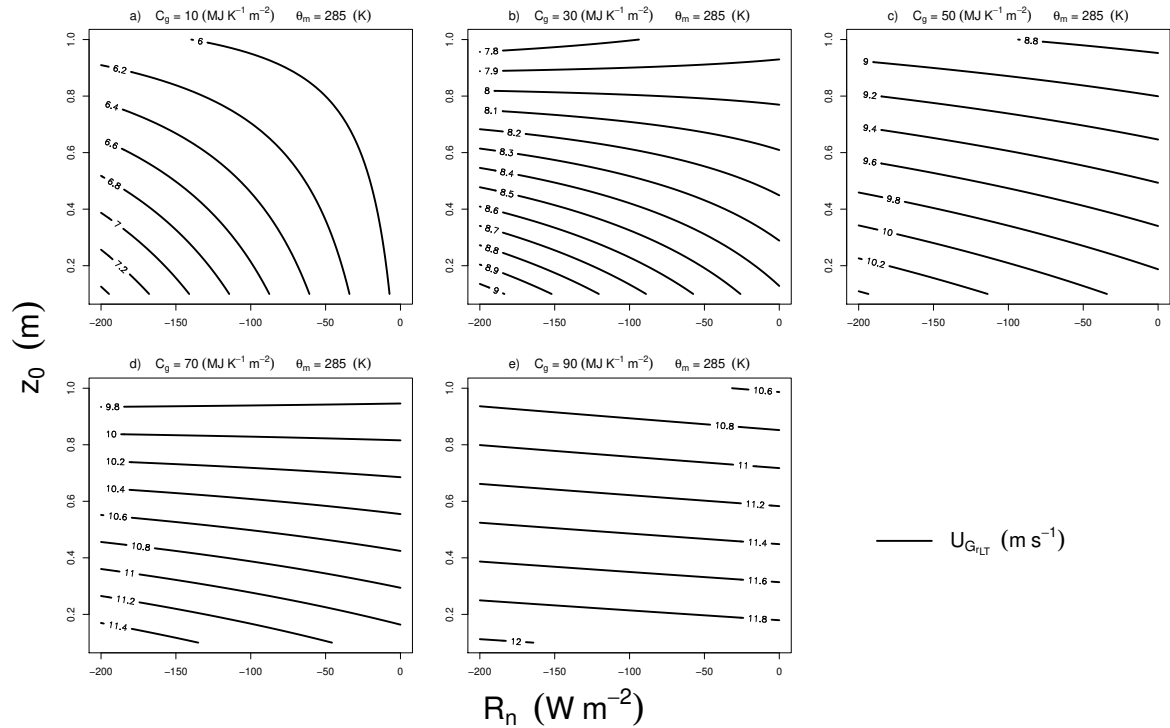
Figura 4.17 – Dependência dos valores do forçante mecânico necessário para a transição de regimes na CLE, com o comprimento de rugosidade e com o saldo de radiação, quando uma função de estabilidade ST é utilizada no modelo apresentado na Seção 3.3. θ_m é considerado constante e os valores de C_g estão apresentados nos títulos de cada painel.



Fonte: O autor.

Quando uma função de cauda longa é utilizada no modelo (Fig. 4.18), é interessante notar que quando C_g é baixo o forçante externo necessário para a transição é dependente somente de R_n , em condições de pouca perda radiativa em superfície. Isso ocorre porque, a utilização de uma função LT faz com que o escoamento seja mais turbulento, mesmo na VSBL, fazendo com que o fluxo de calor também seja maior nessas condições (COSTA et al., 2020). Dessa forma, o fluxo máximo para manter a o escoamento sustentável vai dependente do saldo de radiação. Porém, em condições em $|R_n|$ ou C_g aumentam é necessário um forçante mecânico maior para chegar a um fluxo de calor para que a turbulência no escoamento seja sustentável, portanto, esse padrão desaparece, e U_{Gr} depende apenas de z_0 .

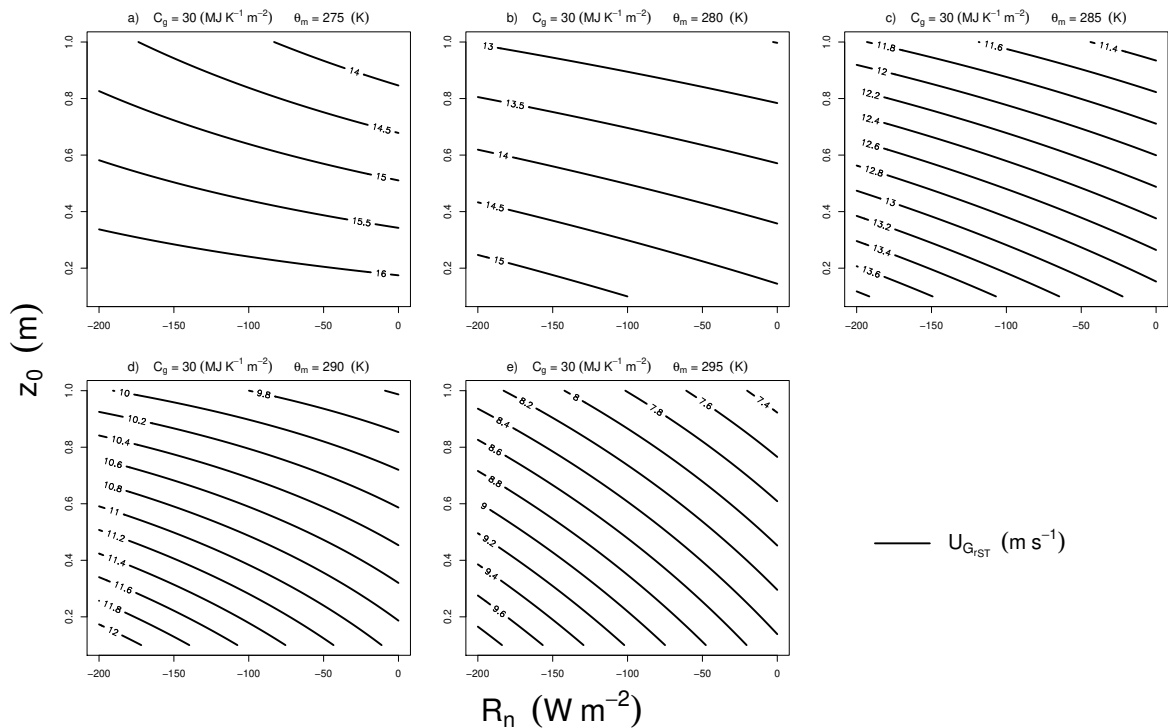
Figura 4.18 – Mesmo que a Fig. 4.17, porém utilizando uma função de estabilidade cauda longa. θ_m é considerado constante e os valores de C_g estão apresentados nos títulos de cada painel.



Fonte: O autor.

Considerando $C_g = 30 \text{ MJ m}^{-2} \text{ K}^{-1}$, valor próximo ao do solo arenoso, e variando θ_m a dependência do forçante mecânico necessário para a transição com o saldo de radiação aumenta, ainda que o padrão da dependência de U_{G_r} com z_0 se mantenha, mesmo quando uma função de cauda curta é utilizada (Fig. 4.19). Ademais, a medida que θ_m aumenta, U_{G_r} passa a ser mais dependente de R_n do que de z_0

Figura 4.19 – Mesmo que a Fig. 4.17. C_g é considerado constante e os valores de θ_m estão apresentados nos títulos de cada painel.

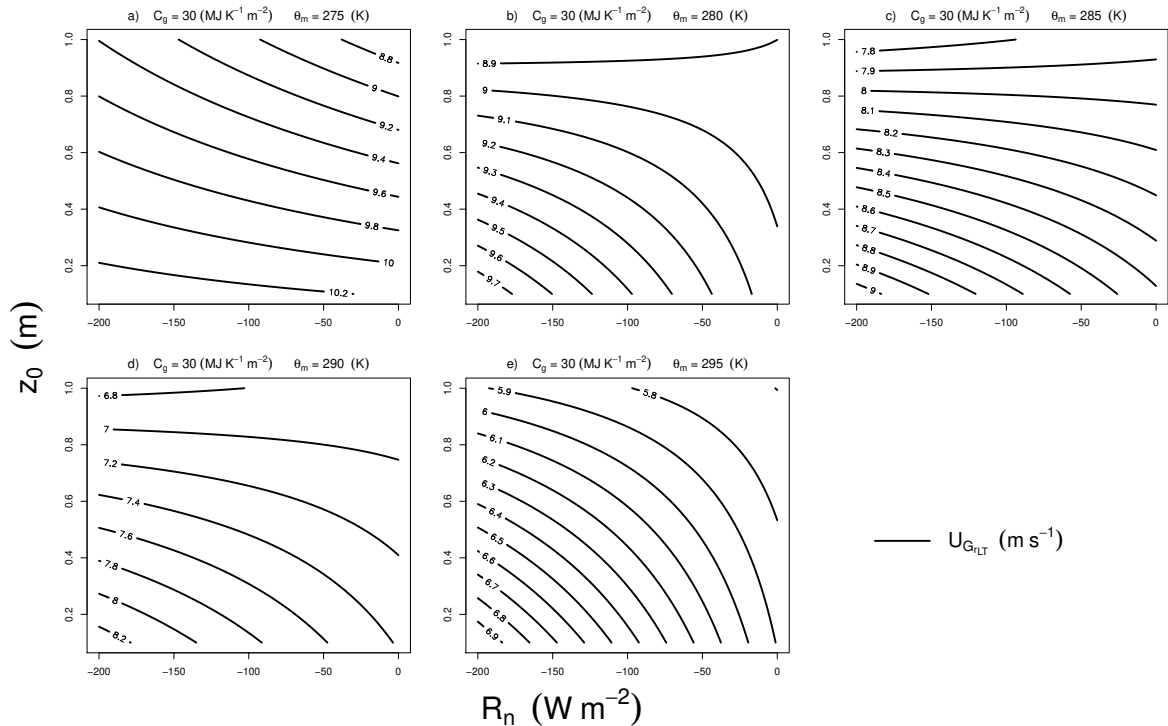


Fonte: O autor.

Esse padrão é acentuado quando uma função cauda longa é utilizada no modelo (Fig. 4.20). Quanto maior for θ_m , para o mesmo C_g , maior será a dependência com R_n nos casos mais turbulentos (U_{G_r} menor). Esse é um resultado muito importante explica o paradoxo do papel de C_g (discutido brevemente na Seção 4.2), na transição de regimes da CLE. Cabe ressaltar, que ambos papéis de θ_m e z_0 na transição de regimes são bem definidos e que a medida que ambos aumentam a velocidade do escoamento necessária para a transição VSBL-WSBL diminui. No primeiro caso isso se deve, ao sistema já estar próximo do equilíbrio térmico (em todos os casos a temperatura no topo do domínio foi assumida como $\Theta = 300 \text{ K}$), logo, o fluxo de calor necessário necessário para manter o escoamento acoplado é pequeno. No segundo caso, como já foi discutido, superfícies mais rugosas geram mais atrito, causando mais turbulência no escoamento para os mesmos valores de R_n e U_G .

Nesse sentido, a seguir será apresentada a dependência de U_{G_r} com C_g e com o saldo de radiação e o papel de C_g será discutido em detalhes.

Figura 4.20 – Mesmo que a Fig. 4.17, porém utilizando uma função de estabilidade cauda longa. C_g é considerado constante e os valores de θ_m estão apresentados nos títulos de cada painel.



Fonte: O autor.

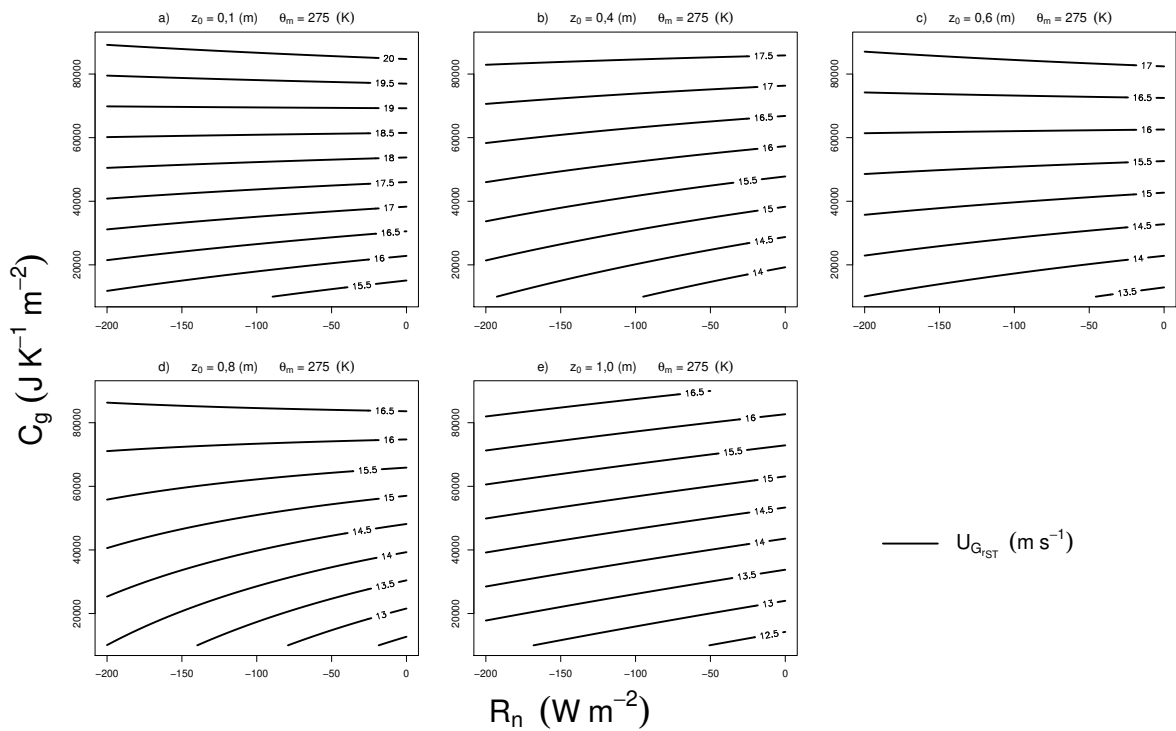
4.3.3 Propriedades térmicas do solo

No modelo utilizado no presente trabalho o fluxo de calor no solo é definido como $G = -C_g k_m (\theta_s - \theta_m)$. Portanto, o fluxo de calor no solo é um termo do balanço de energia em superfície que depende de dois dos parâmetros externos que estão sendo estudados neste trabalho. Conforme discutido anteriormente, enquanto θ_m tem um papel bem definido, o papel de C_g é mais controverso. Alguns estudos apontam que quanto maior o valor de C_g , maior deverá ser o forçante mecânico necessário para que a transição de regimes ocorra (COSTA et al., 2011; MARONEZE et al., 2019a). Por outro lado, outros trabalhos mostram que na verdade a medida que C_g aumenta a velocidade do escoamento necessária para a transição VSBL-WSBL diminui (HOLDSWORTH; MONAHAN, 2019). Mas porque existe esta discrepância (chamada de paradoxo na seção anterior)?

A Fig. 4.21 mostra a dependência de U_{Gr} com C_g e R_n quando uma função de causa curta é utilizada no modelo. Em cada um dos painéis $\theta_m = 275$ K é considerado constante e os valores de z_0 aumentam. Em todos os casos os valores de U_{Gr} aumentam conforme C_g aumenta, entretanto para altos valores de z_0 uma discreta dependência com o

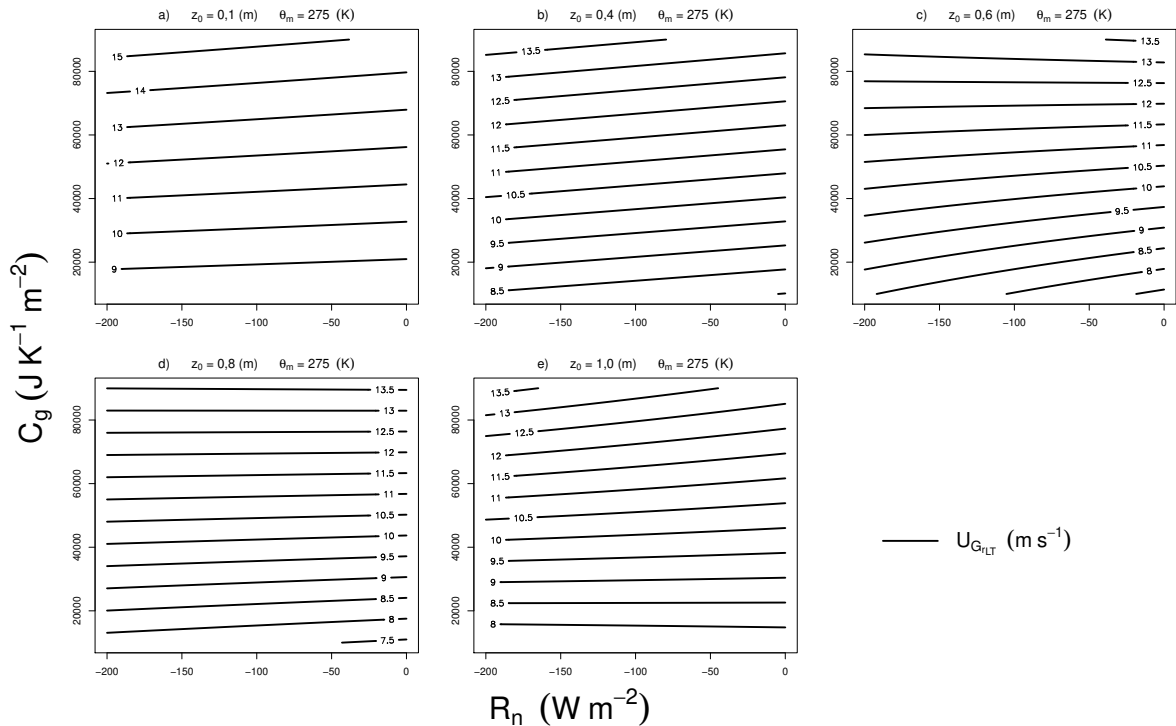
saldo de radiação também é percebida, principalmente nos casos onde $|R_n|$ é baixo (Figs. 4.21d e 4.21e). O mesmo padrão é observado quando uma função cauda longa utilizada no modelo. Os valores de U_{G_r} praticamente não variam com R_n somente com C_g (Fig. 4.22).

Figura 4.21 – Dependência dos valores do forçante mecânico necessário para a transição de regimes na CLE, com a capacidade térmica por unidade de área do solo e com o saldo de radiação, quando uma função de estabilidade ST é utilizada no modelo apresentado na Seção 3.3. θ_m é considerado constante e os valores de z_0 estão apresentados nos títulos de cada painel.



Fonte: O autor.

Figura 4.22 – Mesmo que a Fig. 4.21, porém utilizando uma função de estabilidade cauda longa. θ_m é considerado constante e os valores de z_0 estão apresentados nos títulos de cada painel.

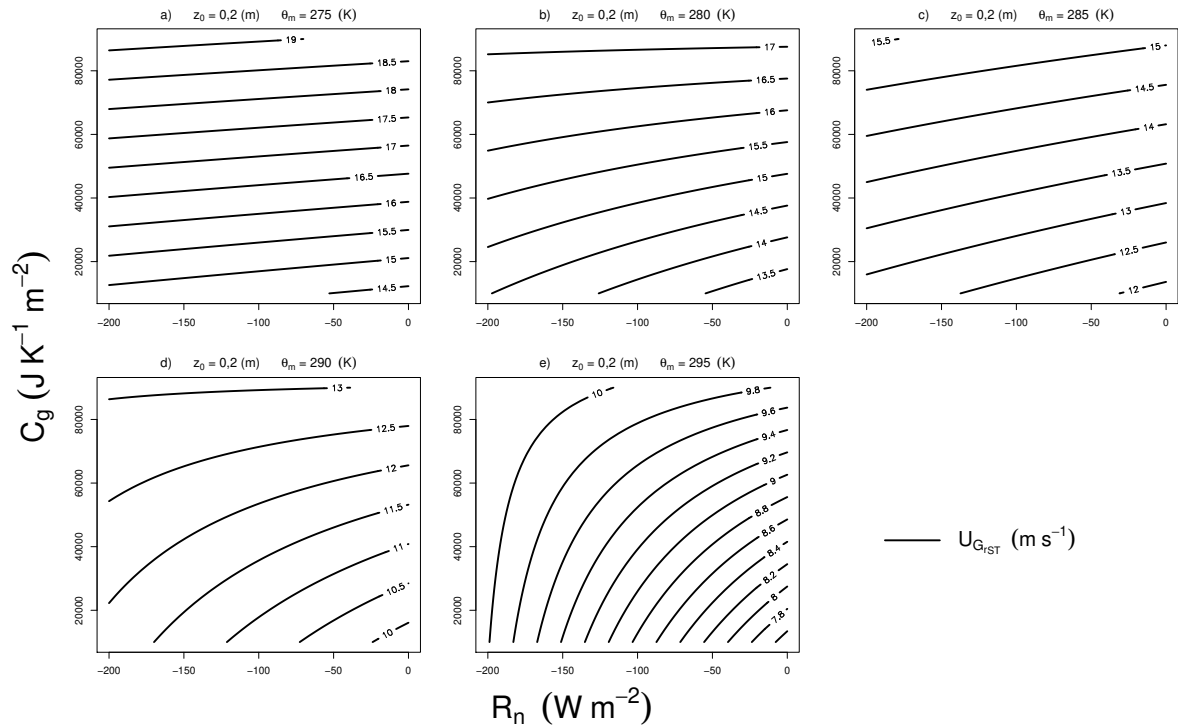


Fonte: O autor.

Todavia, quando $z_0 = 0, 2$ m é mantido constante, e θ_m , fica claro o papel de C_g na transição de regimes na CLE. A medida que a temperatura do substrato aumenta o forçante mecânico necessário para a transição de regimes passa a depender somente de R_n (Fig. 4.23). A definição de C_g está ligada com a energia necessária para que a temperatura de uma substância mude, quanto maior for C_g maior é a energia necessária para que a mudança de temperatura ocorra. É intuitivo pensar, quanto maior for C_g maior deverá ser o valor da velocidade média do escoamento para que a transição ocorra. Os resultados aqui apresentado contribuem com essa ideia e também concordam com estudo anteriores que mostravam padrões similares (COSTA et al., 2011; MARONEZE et al., 2019a). Todavia, da mesma forma que C_g faz com que seja necessário mais energia para mudar a temperatura ela pode ter o papel inverso. E isso acontece quando θ_m é próximo, ou até mesmo maior ou igual, do valor da temperatura de equilíbrio. Nos casos em que a θ_m é baixo tanto o saldo de radiação, quanto o fluxo de calor no solo estão tirando energia da superfície. A única fonte de energia nesse caso é o forçante mecânico (diretamente relacionado com H_0 por u_*), portanto, os valores de U_{Gr} serão mais elevados quanto mais baixo for θ_m e quanto mais alto for C_g . Por outro, lado quando θ_m é alto, o saldo de radiação é o sumidouro principal do balanço superficial (o fluxo de calor no solo é próximo de zero devido ao equilíbrio inicial) e o aumento de C_g vai fazer com que a temperatura superficial não diminua tanto, logo,

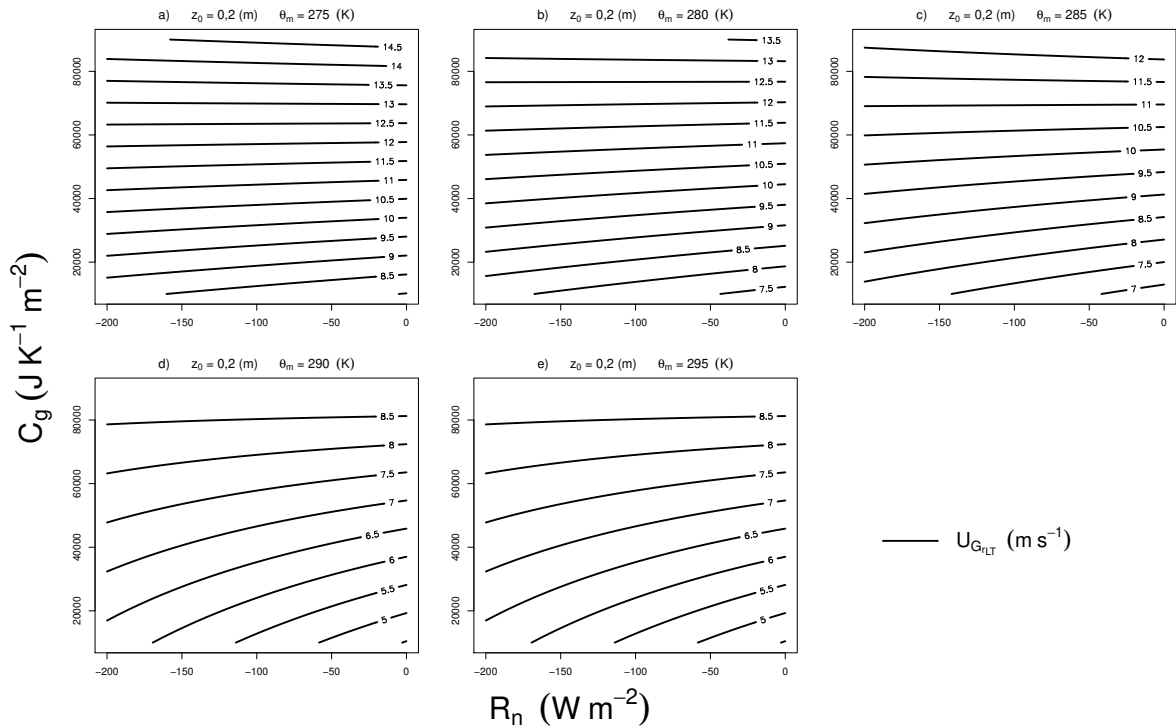
os valores de U_{Gr} necessários para a transição serão menores a medida que C_g aumenta, assim como mostraram Holdsworth e Monahan (2019). Apesar de todas as simulações realizadas no presente trabalho considerarem, sempre, θ_m menor que a temperatura de referência, esse padrão surge ainda que discretamente nas Figs. 4.23 e 4.24.

Figura 4.23 – Mesmo que a Fig. 4.21. z_0 é considerado constante e os valores de θ_m estão apresentados nos títulos de cada painel.



Fonte: O autor.

Figura 4.24 – Mesmo que a Fig. 4.21, porém utilizando uma função de estabilidade cauda longa. z_0 é considerado constante e os valores de θ_m estão apresentados nos títulos de cada painel.

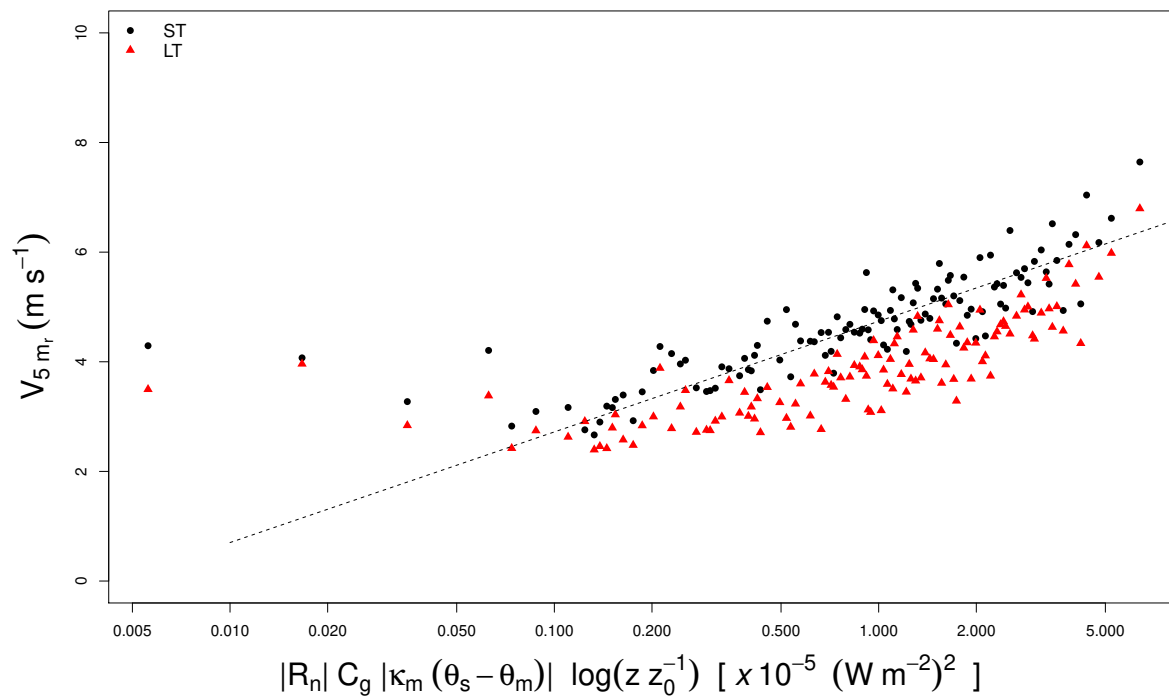


Fonte: O autor.

4.3.4 A transição de regimes próximo à superfície

Todas as análises mostradas até a partir dos resultados do modelo apresentaram somente como os forçantes externos influência na transição VSBL-WSBL, tendo como variável de observação a temperatura superficial. A Fig. 4.25 mostra a dependência do velocidade do vento em 5 m necessária para a transição de regimes de escoamento ($V_{5 m_r}$) em função dos parâmetros externos superficiais, para todas as simulações realizadas no presente estudo. De maneira similar ao apresentado na análise observacional existe uma dependência clara de $V_{5 m_r}$ com os parâmetros externos. Este resultado é muito importante, pois mesmo que os valores de $V_{5 m_r}$ sejam ligeiramente menores quando uma função LT é utilizada, ambas parametrizações apresentam comportamento similar, mudando apenas a inclinação. Assim, é fácil associar essa diferença de inclinação à turbulência do escoamento. Apesar da Fig. 4.25 não dar origem a uma relação matemática direta entre V_r e os forçantes superficiais, indica que essa relação existe, reforçando os resultados apresentados na Seção 4.2.

Figura 4.25 – Mesmo que a Fig. 4.21, porém utilizando uma função de estabilidade cauda longa. z_0 é considerado constante e os valores de θ_m estão apresentados nos títulos de cada painel.



Fonte: O autor.

5 CONCLUSÕES

O presente trabalho apresenta duas análises distintas, uma observacional e uma de modelagem sobre como os parâmetros externos afetam a transição de regimes de escoamento na camada limite estável (CLE). As principais contribuições do trabalho são a introdução de um método objetivo para a determinação da velocidade média associada a transição de regimes na CLE (V_r). A partir da determinação de V_r foram apresentadas evidências observacionais que V_r aumenta com a perda radiativa em superfície, com a capacidade térmica superficial e decresce com o comprimento de rugosidade.

Apesar de existirem algumas evidências observacionais da dependência de V_r com o vento geostrófico (van der Linden et al., 2017), com o balanço de radiação (ACEVEDO; FITZJARRALD, 2003; SUN; TAKLE; ACEVEDO, 2020) e com a rugosidade superficial (MAHRT et al., 2013; GUERRA et al., 2018), a combinação de todos esses parâmetros externos não havia sido feita explicitamente antes. Além disso, o papel controverso da capacidade térmica superficial na transição, analisada anteriormente somente com modelos (van de Wiel et al., 2017; HOLDSWORTH; MONAHAN, 2019; MARONEZE et al., 2019a), foi discutido experimentalmente aqui. Além disso, utilizando um modelo simplificado, similar ao proposto por McNider et al. (1995), o papel da capacidade térmica do solo, em conjunto com a temperatura do solo profundo, foi detalhadamente explorado explicando a aparente contradição entre os resultados encontrados por alguns estudos (HOLDSWORTH; MONAHAN, 2019; MARONEZE et al., 2019a).

A dependência linear de V_r com o saldo de radiação em superfície é outro importante resultado obtido no presente estudo, especialmente porque ela indica que a inclinação está relacionada com outras quantidades externas, tais como, a capacidade térmica e o comprimento de rugosidade. Resultado similar foi também obtido nas análises realizadas com o modelo, indicando que o modelo pode ser uma ferramenta que pode abrir caminhos na identificação dos papel dos parâmetros externos nos controles da transição de regimes na CLE. Esses resultados, apesar de importantes, necessitam verificação a partir de observações e de estudos com modelos, principalmente, considerando outras coberturas superficiais, situações e modelos mais fisicamente completos que os usados aqui.

Finalmente, resultados do presente trabalho abrem um leque de possibilidades que, a partir da sua confirmação, permitirá usar a teoria que relaciona os regimes de escoamento na CLE com a dependência vertical da velocidade média do vento (SUN et al., 2012) para estabelecer uma nova teoria de similaridade para a camada limite estável. Essa teoria será particularmente útil em modelos, onde é desejável que a CLE seja controlada apenas por quantidades que são externas à ela.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- ABRAHAM, C.; MONAHAN, A. H. Climatological features of the weakly and very stably stratified nocturnal boundary layers. part ii: Regime occupation and transition statistics and the influence of external drivers. **Journal of Atmospheric Sciences**, American Meteorological Society, v. 76, n. 11, p. 3485–3504, 2019.
- ACEVEDO, O. C. Interação superfície-atmosfera. **Revista Ciência e Natura**, n. 1, p. 89–106, 2003.
- ACEVEDO, O. C.; COSTA, F. D.; DEGRAZIA, G. A. The coupling state of an idealized stable boundary layer. **Boundary-Layer Meteorol.**, Springer, v. 145, n. 1, p. 211–228, 2012.
- ACEVEDO, O. C. et al. The nocturnal boundary layer transition from weakly to very stable. part 1: Observations. **submetido ao Q. J. Roy. Meteor. Soc.**, Wiley Online Library, 2021.
- _____. The influence of submeso processes on stable boundary layer similarity relationships. **J. Atmos. Sci.**, v. 71, n. 1, p. 207–225, 2014.
- ACEVEDO, O. C.; FITZJARRALD, D. R. In the core of the night-effects of intermittent mixing on a horizontally heterogeneous surface. **Boundary-layer meteorology**, Springer, v. 106, n. 1, p. 1–33, 2003.
- ACEVEDO, O. C. et al. Contrasting structures between the decoupled and coupled states of the stable boundary layer. **Quart. J. Roy. Meteor. Soc.**, Wiley Online Library, v. 142, n. 695, p. 693–702, 2016.
- _____. The nocturnal boundary layer transition from weakly to very stable. part 1: Observations. **Q. J. Roy. Meteor. Soc.**, Wiley Online Library, 2019.
- ANSORGE, C.; MELLADO, J. P. Global intermittency and collapsing turbulence in the stratified planetary boundary layer. **Boundary-Layer Meteorol.**, Springer, v. 153, n. 1, p. 89–116, 2014.
- ARYA, P. S. **Introduction to micrometeorology**. [S.l.]: Elsevier, 2001.
- BAAS, P. et al. From near-neutral to strongly stratified: Adequately modelling the clear-sky nocturnal boundary layer at cabauw. **Boundary-Layer Meteorol.**, Springer, v. 166, n. 2, p. 217–238, 2018.
- BATTISTI, A. et al. Evaluation of nocturnal temperature forecasts provided by the weather research and forecast model for different stability regimes and terrain characteristics. **Boundary-Layer Meteorol.**, Springer, v. 162, n. 3, p. 523–546, 2017.
- BÉLAIR, S. et al. An examination of local versus nonlocal aspects of a tke-based boundary layer scheme in clear convective conditions. **J. Appl. Meteor.**, v. 38, n. 10, p. 1499–1518, 1999.
- BLACKADAR, A. High resolution models of the planetary boundary layer. **Advances in environmental science and engineering**, Gordon and Breach., p. 50–85, 1979.
- COSTA, F. D. et al. Stable boundary layer regimes in single-column models. **Journal of the Atmospheric Sciences**, v. 77, n. 6, p. 2039–2054, 2020.

_____. A simplified model for intermittent turbulence in the nocturnal boundary layer. **J. Atmos. Sci.**, v. 68, n. 8, p. 1714–1729, 2011.

CUXART, J. et al. Single-column model intercomparison for a stably stratified atmospheric boundary layer. **Boundary-Layer Meteorol.**, Springer, v. 118, n. 2, p. 273–303, 2006.

DELAGE, Y. Parameterising sub-grid scale vertical transport in atmospheric models under statically stable conditions. **Boundary-Layer Meteorol.**, Springer, v. 82, n. 1, p. 23–48, 1997.

DERBYSHIRE, S. Boundary-layer decoupling over cold surfaces as a physical boundary-instability. **Boundary-Layer Meteorol.**, Springer, v. 90, n. 2, p. 297–325, 1999.

DIAS, N. L.; BRUTSAERT, W.; WESELY, M. L. Z-less stratification under stable conditions. **Boundary-layer meteorology**, Springer, v. 75, n. 1-2, p. 175–187, 1995.

DONDA, J. et al. Collapse of turbulence in stably stratified channel flow: a transient phenomenon. **Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society**, Wiley Online Library, v. 141, n. 691, p. 2137–2147, 2015.

ENGLAND, D. E.; MCNIDER, R. T. Stability functions based upon shear functions. **Boundary-Layer Meteorol.**, Springer, v. 74, n. 1-2, p. 113–130, 1995.

GONZALES, L. L. et al. The influence of the intermittent behavior of the nocturnal atmospheric flow on the prediction of the diurnal temperature range: A simplified model analysis. **Advances in Meteorology**, Hindawi, v. 2017, 2017.

GUERRA, V. S. et al. Small-scale horizontal variability of mean and turbulent quantities in the nocturnal boundary layer. **Boundary-Layer Meteorology**, Springer, v. 169, n. 3, p. 395–411, 2018.

HOLDSWORTH, A. M.; MONAHAN, A. H. Turbulent collapse and recovery in the stable boundary layer using an idealized model of pressure-driven flow with a surface energy budget. **J. Atmos. Sci.**, v. 76, n. 5, p. 1307–1327, 2019.

HOLTSLAG, A. A.; STEENEVELD, G.-J. Single column modeling of atmospheric boundary layers and the complex interactions with the land surface. In: **Extreme Environmental Events**. [S.l.]: Springer, 2011. p. 844–857.

HOOIJDONK, I. G. van et al. Early warning signals for regime transition in the stable boundary layer: A model study. **Boundary-Layer Meteorology**, Springer, v. 162, n. 2, p. 283–306, 2017.

LAN, C. et al. Distinct turbulence structures in stably stratified boundary layers with weak and strong surface shear. **J. Geophys. Res. Atmos.**, Wiley Online Library, 2018.

LEMONE, M. A. et al. Land–atmosphere interaction research, early results, and opportunities in the walnut river watershed in southeast Kansas: Cases and able. **Bulletin of the American Meteorological Society**, American Meteorological Society, v. 81, n. 4, p. 757–780, 2000.

LINDEN, S. J. V. D. et al. A businger mechanism for intermittent bursting in the stable boundary layer. **Journal of Atmospheric Sciences**, American Meteorological Society, v. 77, n. 10, p. 3343–3360, 2020.

LOUIS, J.-F. A parametric model of vertical eddy fluxes in the atmosphere. **Boundary-Layer Meteorol.**, Springer, v. 17, n. 2, p. 187–202, 1979.

MACEDO, N. D. de. **Iniciação à pesquisa bibliográfica**. [S.l.]: Edições Loyola, 1995.

MAHRT, L. Stratified atmospheric boundary layers. **Boundary-Layer Meteorology**, Springer, v. 90, n. 3, p. 375–396, 1999.

_____. Heat flux in the strong-wind nocturnal boundary layer. **Boundary-Layer Meteorol.**, Springer, v. 163, n. 2, p. 161–177, 2017.

MAHRT, L. et al. Nocturnal boundary-layer regimes. **Boundary-Layer Meteorol.**, Springer, v. 88, n. 2, p. 255–278, 1998.

_____. Non-stationary generation of weak turbulence for very stable and weak-wind conditions. **Boundary-layer meteorology**, Springer, v. 147, n. 2, p. 179–199, 2013.

MAHRT, L.; VICKERS, D. Extremely weak mixing in stable conditions. **Boundary-Layer Meteorol.**, Springer, v. 119, n. 1, p. 19–39, 2006.

MARONEZE, R. et al. The nocturnal boundary layer transition from weakly to very stable. part ii: Numerical simulation with a second-order model. **Q. J. Roy. Meteor. Soc.**, Wiley Online Library, 2019.

_____. Simulating the regime transition of the stable boundary layer using different simplified models. **Boundary-Layer Meteorol.**, Springer, v. 170, n. 2, p. 305–321, 2019.

MCNIDER, R. T. et al. Predictability of the stable atmospheric boundary layer. **J. Atmos. Sci.**, v. 52, n. 10, p. 1602–1614, 1995.

_____. Response and sensitivity of the nocturnal boundary layer over land to added longwave radiative forcing. **J. Geophys. Res.-Atmos.**, Wiley Online Library, v. 117, n. D14, 2012.

MORTARINI, L. et al. Horizontal meandering as a distinctive feature of the stable boundary layer. **Journal of the Atmospheric Sciences**, v. 76, n. 10, p. 3029–3046, 2019.

NAPPO, C. J. Sporadic breakdowns of stability in the pbl over simple and complex terrain. **Boundary-Layer Meteorology**, Springer, v. 54, n. 1, p. 69–87, 1991.

NIEUWSTADT, F. T. The turbulent structure of the stable, nocturnal boundary layer. **J. Atmos. Sci.**, v. 41, n. 14, p. 2202–2216, 1984.

OKE, T. *Boundary layer climates*, methuen & co. **Ltd, London**,, 1987.

POULOS, G. S. et al. Cases-99: A comprehensive investigation of the stable nocturnal boundary layer. **Bulletin of the American Meteorological Society**, American Meteorological Society, v. 83, n. 4, p. 555–582, 2002.

SANDU, I. et al. Why is it so difficult to represent stably stratified conditions in numerical weather prediction (nwp) models? **Adv. Model. Earth Syst.**, Wiley Online Library, v. 5, n. 2, p. 117–133, 2013.

STEENEVELD, G.; WIEL, B. Van de; HOLTSLAG, A. Modeling the evolution of the atmospheric boundary layer coupled to the land surface for three contrasting nights in cases-99. **J. Atmos. Sci.**, v. 63, n. 3, p. 920–935, 2006.

STEENEVELD, G.-J. Current challenges in understanding and forecasting stable boundary layers over land and ice. **Frontiers in Environmental Science**, Frontiers, v. 2, p. 41, 2014.

STEFANELLO, M. et al. Influence of submeso motions on scalar oscillations and surface energy balance. **Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society**, Wiley Online Library, v. 146, n. 727, p. 889–903, 2020.

STENSRUD, D. J. **Parameterization schemes: keys to understanding numerical weather prediction models**. [S.l.]: Cambridge University Press, 2007.

STULL, R. B. **An introduction to boundary layer meteorology**. [S.l.]: Springer Science & Business Media, 1998. v. 13.

SUN, J.; FRENCH, J. R. Air–sea interactions in light of new understanding of air–land interactions. **Journal of the Atmospheric Sciences**, v. 73, n. 10, p. 3931–3949, 2016.

SUN, J. et al. The role of large-coherent-eddy transport in the atmospheric surface layer based on cases-99 observations. **Boundary-layer meteorology**, Springer, v. 160, n. 1, p. 83–111, 2016.

_____. Turbulence regimes and turbulence intermittency in the stable boundary layer during cases-99. **J. Atmos. Sci.**, v. 69, n. 1, p. 338–351, 2012.

_____. Wind and temperature oscillations generated by wave–turbulence interactions in the stably stratified boundary layer. **J. Atmos. Sci.**, v. 72, n. 4, p. 1484–1503, 2015.

SUN, J.; TAKLE, E. S.; ACEVEDO, O. C. Understanding physical processes represented by the monin–obukhov bulk formula for momentum transfer. **Boundary-Layer Meteorology**, Springer, v. 177, n. 1, p. 69–95, 2020.

UCAR/NCAR – Earth Observing Laboratory. **10m Towers at Sites 1-6, High Sample-Rate Data. Version 1.0**. [S.l.], 2015. Acessado em 15 de maio de 2020. Disponível em: <<https://doi.org/10.5065/D6QV3JTK>>.

_____. **Main Tower High-Rate Data**. [S.l.], 2015. Acessado em 15 de maio de 2020. Disponível em: <<https://doi.org/10.5065/D6H993GM>>.

_____. **Main Tower Low Sample-Rate Data**. [S.l.], 2015. Acessado em 15 maio de 2020. Disponível em: <<https://doi.org/10.5065/D67W69HS>>.

_____. **Fluxes Over Snow Surfaces, Phase II (FLOSSII) - Report**. [S.l.], 2020. Acessado em 15 de maio de 2020. Disponível em: <https://www.eol.ucar.edu/field_projects/floss-ii>.

van de Wiel, B.; MOENE, A.; JONKER, H. The cessation of continuous turbulence as precursor of the very stable nocturnal boundary layer. **J. Atmos. Sci.**, v. 69, n. 11, p. 3097–3115, 2012.

van de Wiel, B. et al. The minimum wind speed for sustainable turbulence in the nocturnal boundary layer. **J. Atmos. Sci.**, v. 69, n. 11, p. 3116–3127, 2012.

_____. The minimum wind speed for sustainable turbulence in the nocturnal boundary layer. **J. Atmos. Sci.**, v. 69, n. 11, p. 3116–3127, 2012.

_____. Intermittent turbulence and oscillations in the stable boundary layer over land. part ii: A system dynamics approach. **J. Atmos. Sci.**, v. 59, n. 17, p. 2567–2581, 2002.

_____. Intermittent turbulence and oscillations in the stable boundary layer over land. part i: A bulk model. **J. Atmos. Sci.**, v. 59, n. 5, p. 942–958, 2002.

van de Wiel, B. J. et al. Intermittent turbulence in the stable boundary layer over land. part iii: A classification for observations during cases-99. **Journal of the atmospheric sciences**, v. 60, n. 20, p. 2509–2522, 2003.

_____. Regime transitions in near-surface temperature inversions: a conceptual model. **J. Atmos. Sci.**, v. 74, n. 4, p. 1057–1073, 2017.

van der Linden, S. J. et al. Local characteristics of the nocturnal boundary layer in response to external pressure forcing. **J. Appl. Meteorol. Clim.**, v. 56, n. 11, p. 3035–3047, 2017.

van Hooijdonk, I. G. et al. Shear capacity as prognostic for nocturnal boundary layer regimes. **J. Atmos. Sci.**, v. 72, n. 4, p. 1518–1532, 2015.

VIGNON, E. et al. Stable boundary-layer regimes at dome c, antarctica: observation and analysis. **Q. J. Roy. Meteo. Soc.**, Wiley Online Library, v. 143, n. 704, p. 1241–1253, 2017.

WALTERS, J. T. et al. Positive surface temperature feedback in the stable nocturnal boundary layer. **Geophysical Research Letters**, Wiley Online Library, v. 34, n. 12, 2007.

WIEL, B. Van de et al. Intermittent turbulence in the stable boundary layer over land. part iii: A classification for observations during cases-99. **Journal of the atmospheric sciences**, v. 60, n. 20, p. 2509–2522, 2003.

_____. Intermittent turbulence and oscillations in the stable boundary layer over land. part i: A bulk model. **Journal of the atmospheric sciences**, v. 59, n. 5, p. 942–958, 2002.

ZILITINKEVICH, S. et al. A hierarchy of energy-and flux-budget (efb) turbulence closure models for stably-stratified geophysical flows. **Boundary-Layer Meteorol.**, Springer, v. 146, n. 3, p. 341–373, 2013.

ZILITINKEVICH, S. S. et al. Energy-and flux-budget (efb) turbulence closure model for stably stratified flows. part i: Steady-state, homogeneous regimes. In: **Atmospheric boundary layers**. [S.l.]: Springer, 2007. p. 11–35.

ZIMMER, T. et al. Influence of clearness index and soil moisture in the soil thermal dynamic in natural pasture in the brazilian pampa biome. **Geoderma**, Elsevier, v. 378, p. 114582, 2020.