

UNIVERSIDADE FEDERAL DO PAMPA

LORENA APARECIDA NUNES VIANA

**INFLUÊNCIA DA SUPERFÍCIE NA ESTRUTURA DA CAMADA LIMITE ATMOSFÉRICA
NOTURNA**

Alegrete

2022

LORENA APARECIDA NUNES VIANA

**INFLUÊNCIA DA SUPERFÍCIE NA ESTRUTURA DA CAMADA LIMITE ATMOSFÉRICA
NOTURNA**

Dissertação de Mestrado apresentada ao Programa de Pós Graduação Stricto sensu em Engenharia da Universidade Federal do Pampa (UNIPAMPA, RS), como requisito parcial para obtenção do grau de Mestre em Engenharia.

Orientador: Prof. Felipe Denardin Costa

Alegrete

2022

Ficha catalográfica elaborada automaticamente com os dados fornecidos
pelo(a) autor(a) através do Módulo de Biblioteca do
Sistema GURI (Gestão Unificada de Recursos Institucionais) .

V614i Viana, Lorena Aparecida Nunes
INFLUÊNCIA DA SUPERFÍCIE NA ESTRUTURA DA CAMADA LIMITE
ATMOSFÉRICA NOTURNA Alegrete 2022 / Lorena Aparecida Nunes
Viana.

53 p.

Dissertação(Mestrado)-- Universidade Federal do Pampa,
MESTRADO EM ENGENHARIA, 2022.

"Orientação: Felipe Denardin Costa".

1. Camada limite atmosférica. 2. Identificação dos regimes.
3. Parâmetros externos. 4. Influência da superfície. 5. Modelo
de coluna única. I. Título.

LORENA APARECIDA NUNES VIANA

**INFLUÊNCIA DA SUPERFÍCIE NA ESTRUTURA DA CAMADA LIMITE ATMOSFÉRICA
NOTURNA**

Dissertação de Mestrado apresentada ao Programa de Pós Graduação Stricto sensu em Engenharia da Universidade Federal do Pampa (UNIPAMPA, RS), como requisito parcial para obtenção do grau de Mestre em Engenharia.

Área de concentração: Tecnologia dos Materiais e Meio Ambiente

Dissertação de Mestrado defendida e aprovada em: 31 de maio de 2022.

Banca examinadora:



Prof. Dr. Felipe Denardin Costa
Orientador
(UNIPAMPA)



Prof. Dr. Franciano Scremin Puhales
(UFSM)



Prof. Dr. Rafael Maroneze
(UNIPAMPA)

Agradeço a Deus e a minha família.

AGRADECIMENTOS

Inicialmente devo agradecer a Deus e Nossa Senhora por me tornar forte e conseguir concluir mais uma etapa da minha vida. Então, devo um agradecimento aos meus pais, por serem os primeiros a acreditarem em mim e me proporcionarem o processo de aprendizagem, as minhas irmãs Virgínia e Aline e ao meu marido Eliezer por estarem comigo durante esta fase.

Ao meu Orientador Prof. Felipe, sempre atencioso, prestativo, paciente e que nunca mediu esforços para eu poder concluir meu trabalho da melhor maneira possível.

Agradeço aos meus colegas e amigos feitos no LFCTA, durante minha passagem por aqui, que de alguma maneira participaram e me ajudaram ao longo deste caminho. Foram incontáveis cafés, mates e conversas, que me ajudaram a superar todos os desafios encontrados no caminho.

A todos os meus familiares pelo apoio incondicional recebido hoje e sempre em meus projetos pessoais e profissionais.

A todos aqueles que não foram aqui citados mas foram responsáveis direta ou indiretamente pela minha formação.

Agradeço também à Unipampa por fazer parte da minha história desde a graduação até a conclusão deste mestrado.

É claro que a motivação não é permanente.
Tomar banho também não é; mas é algo que
você deve fazer regularmente.

RESUMO

A camada limite noturna apresenta dois regimes contrastantemente diferentes, a qual é classificada pela intensidade da turbulência. O regime de escoamento muito estável é caracterizado por ventos fracos e céu claro, correspondendo a um forte resfriamento radiativo na superfície, causando uma turbulência fraca e possivelmente intermitente. Por outro lado, o regime fracamente estável ocorre na presença de ventos fortes e/ou cobertura de nuvens. Existem diferentes maneiras de determinar os regimes, tanto do ponto de vista dos parâmetros internos, tais como o número de Richardson, quanto parâmetros externos, como o vento geostrófico, cobertura de nuvens entre outros. Neste trabalho, a estratégia utilizada implica que a qualquer circunstância existe um VSBL ou WSBL, porém em camadas diferentes. Assim, analisando o perfil de velocidade em ambas formulações (CC e CL - Areia, Argila e Turfa) é possível verificar a formação de um jato-noturno, com seu pico máximo localizado em 95,45 m. O perfil de temperatura mostra que formulações CC são mais frias que CL próximas às superfícies, isso ocorre pois, formulações CL são mais turbulentas. Analisando a dependência média de V_{TKE} em função da velocidade do vento local, é possível verificar a transição em ambos os níveis e em ambas formulações. Para o efeito de cobertura de nuvens, percebe-se que mesmo o efeito seja relativamente pequeno, em céu-claro, maiores velocidades de vento geostróficos são necessárias para a mudança de regime. A respeito da estrutura vertical da camada limite, percebe-se que superfícies com baixas condutividades térmicas apresentam uma CLE mais rasas. Ao analisarmos as funções de estabilidades, formulações CL reproduzem uma CLE mais profunda. O aumento de cobertura de nuvens contribui para uma CLE mais espessa em ambas formulações e condições de superfície.

Palavras-chave: Camada limite estável. Diferentes regimes. Modelo atmosférico. Parâmetros da superfície

ABSTRACT

The night boundary layer presents two contrastingly different regimes, which is classified by the intensity of the turbulence. The very stable flow regime is characterized by weak winds and clear skies, corresponding to strong radiative cooling at the surface, causing weak and possibly intermittent turbulence. On the other hand, the weakly stable regime occurs in the presence of strong winds and/or cloud cover. There are different ways to determine the regimes, both from the point of view of internal parameters, such as Richardson number, and external parameters, such as geostrophic wind, cloud cover among others. In this work, the strategy used implies that at any given circumstance a VSBL or WSBL exists, but in different layers. Thus, analyzing the velocity profile in both formulations (CC and CL - Sand, Clay and Peat) it is possible to verify the formation of a jet stream, with its maximum peak located at 95.45 m. The temperature profile shows that CC formulations are colder than CL near the surfaces, this occurs because CL formulations are more turbulent. Analyzing the average dependence of V_{TKE} as a function of local wind speed, it is possible to verify the transition at both levels and in both formulations. For the cloud cover effect, it can be seen that even though the effect is relatively small, in clear sky, higher geostrophic wind speeds are required for the regime change. About the vertical structure of the boundary layer, one realizes that surfaces with low thermal conductivities have a shallower CLE. When analyzing the stability functions, CL formulations reproduce a deeper CLE. Increased cloud cover contributes to a thicker CLE in both formulations and surface conditions.

Keywords: Stable boundary layer. Different regimes. Atmospheric model. Surface parameters

LISTA DE FIGURAS

Figura 1 – Balanço de energia superficial durante o dia (Fig. 1a) e durante a noite (Fig. 1b). As componentes do balanço superficial são representadas por R_n é o saldo de radiação líquida, H é o fluxo de calor sensível, L_E é o fluxo de calor latente, enquanto G é o fluxo de calor molecular no solo.	20
Figura 2 – Fluxo de energia na forma de calor sensível em função da estabilidade atmosférica. A linha tracejada vertical marca o início da transição de regimes na CLE.	23
Figura 3 – Inversão de temperatura entre 40 e 0,1 m, em função da velocidade do vento a 40 m.	24
Figura 4 – Esquemática da Inversão de temperatura.	25
Figura 5 – Dependência de V_{TKE} com a magnitude do vento local, para diferentes alturas indicadas na legenda (Fig. 5b). Os triângulos da Fig. 5a representam a magnitude do vento para a qual ocorre a transição da WSBL para VSBL. A Fig. 5b) mostra a representação esquemática dos regimes de escoamento na CLE propostos por Sun et al. (2012).	26
Figura 6 – Comparação entre o perfil vertical de V_r e perfil logarítmico da Velocidade do vento.	27
Figura 7 – Determinação de V_r pelo gradiente de temperatura (linhas azuis), pela dependência de V_{TKE} com a magnitude do vento e pelo gradiente de ΔV_{TKE} , em três diferentes sítios descritos na figura.	28
Figura 8 – Distinção entre a representação de um processo complexo que a circulação de grande escala e a representação de um processo simplificado como a representação das variáveis médias, velocidade do vento e temperatura, do escoamento próximo à superfície.	31
Figura 9 – Esquema representando a porção inferior do domínio de um modelo e cada subdivisão horizontal da grade dentro de um quadrado de lado igual a 1 grau. A coluna vertical sobre uma das subdivisões da grade representam o domínio de um SCM.	31
Figura 10 – Discretização vertical do modelo estudado.	37
Figura 11 – Perfis verticais da velocidade do vento e perfis de temperatura. A transição é analisada em uma camada de 95,45 m, sendo mostrada através de uma linha tracejada nos diferentes tipos de solo.	39
Figura 12 – Perfis verticais de vento, temperatura e fluxo de calor para as diferentes formulações de turbulência e diferentes superfícies.	41
Figura 13 – Diferenças de temperatura entre a altura de 95,45 metros e a superfície para as diferentes formulações de turbulência e diferentes superfícies. ..	42
Figura 14 – Dependência média de V_{TKE} e da velocidade do vento local U para os	

níveis indicados na legenda.	43
Figura 15 – Dependência média de V_{TKE} e da velocidade do vento local U para o nível de 18,59 m, $z_0 = 0,1$ m e cobertura de nuvens de 0%	44
Figura 16 – Dependência média de V_{TKE} e da velocidade do vento local U para o nível de 95,45 m, rugosidade superficial igual a 0,1 m e sem cobertura de nuvens.	45
Figura 17 – Relação do gradiente vertical do fluxo de calor, calculado entre o primeiro nível acima da superfície e 90 m, com o vento geostrófico e com a cobertura de nuvens.	46
Figura 18 – Evolução do fluxo de calor com vento geostrófico. A linha tracejada representa a altura da camada limite sem cobertura de nuvens.	47
Figura 19 – Evolução do fluxo de calor com vento geostrófico. A linha tracejada representa a altura da camada limite, com uma cobertura de nuvens 0,9.	48

LISTA DE TABELAS

Tabela 1 – Caracterização das ordens de fechamento.....	29
Tabela 2 – Realização de técnicas de fechamento.	30
Tabela 3 – Constantes do modelo.....	34
Tabela 4 – Descrição dos parâmetros utilizados	34
Tabela 5 – Propriedades térmicas de materiais naturais	38
Tabela 6 – Velocidades do vento geostrófico para a transição dos regimes WSBL-VSBL no nível localizado em 95,45 m.	40
Tabela 7 – Comparação dos valores de V_r para cada função de estabilidade em dife- rentes níveis.....	43

LISTA DE SIGLAS

<i>CLA</i>	Camada limite Atmosférica
<i>CLE</i>	Camada limite Estável
<i>CLN</i>	Camada Limite Noturna
<i>CLP</i>	Camada Limite Planetária
<i>WSBL</i>	<i>Weakly Stable Boundary Layer</i>
<i>VSBL</i>	<i>Very Stable Boundary Layer</i>
<i>SCM</i>	<i>Single Column Model</i>
<i>TKE</i>	<i>Turbulent Kinetic Energy</i>
<i>CC</i>	Função de estabilidade cauda curta
<i>CL</i>	Função de estabilidade cauda longa
<i>ST</i>	<i>Short-Tail</i>
<i>LT</i>	<i>Long-Tail</i>
<i>UNIPAMPA</i>	Universidade Federal do Pampa

LISTA DE SÍMBOLOS

Ri	Número de Richardson
Ri_f	Número de Richardson fluxo
Ri_g	Número de Richardson gradiente
c_p	Calor específico,
\vec{g}	Aceleração da gravidade,
ρ	Densidade do mássica,
λ	Condutividade térmica,
C_v	Capacidade Calorífica,
c	Calor específico,
p	Pressão,
Pr	Número de Prandtl
Pr_t	Número de Prandtl turbulento
t	Tempo,
T	Temperatura,
T_{ref}	Temperatura de referência,
T_a	Temperatura do ar
T_{top}	Temperatura do topo da camada
T_s	Temperatura do solo
u	Velocidade do vento na direção x,
v	Velocidade do vento na direção y,
w	Velocidade do vento na direção z,
\bar{u}	Velocidade média do vento na direção x,
\bar{v}	Velocidade média do vento na direção y,
\bar{w}	Velocidade do vento na direção z,
θ	Temperatura potencial virtual

v_g	Velocidade do vento geostrófico y,
u_g	Velocidade do vento geostrófico x,
z	Direção z no plano cartesiano,
C_g	Capacidade Calorífica,
I_{lw}	Radiação de onda Longa,
H_0	Fluxo de calor sensível superficial
σ	Constante de Stefan - Boltzmann,
Q_c	Fração de Nuvens,
Q_a	Umidade específica,
α	Difusividade térmica,
k_m	Coeficiente de difusão momento
k_h	Coeficiente de difusão calor
\bar{e}	Energia Cinética Turbulenta
α	Razão entre a tensão de cisalhamento e a energia cinética turbulenta próximo à superfície.
Θ	Temperatura de referência
Λ	comprimento local de Obukhov
σ_e	Número de Prandtl turbulento
κ	Constante de Von Kármán,
μ	Viscosidade dinâmica,
ν	Viscosidade cinemática,
∂	Derivada parcial
f	Parâmetro de Coriolis
\bar{u}_G	Componente zonal do vento geostrófico
\bar{v}_G	Componente meridional do vento geostrófico
U_G	Magnitude do vento geostrófico

ϵ	Dissipação turbulenta
$\overline{w'\theta'_v}$	fluxo de temperatura potencial virtual
$\overline{u'w'}$	Componente zonal do fluxo de momentum
$\overline{v'w'}$	Componente meridional do fluxo de momentum
$\overline{w'e'}$	Fluxo turbulento
V_{TKE}	Escala de velocidade Turbulenta
F_*	Radiação Líquida entre a superfície e a atmosfera
F_{Hs}	Fluxo de calor Sensível
F_{Es}	Fluxo de calor Latente
F_{Gs}	Condução de Calor
ω	Frequência angular terrestre
c_s	Calor específico do solo
ρ_s	Densidade do solo

SUMÁRIO

1	INTRODUÇÃO	16
2	REVISÃO TEÓRICA	19
2.1	Camada limite estável	19
2.1.1	Regimes de escoamento na camada limite estável	21
2.1.2	Identificação dos regimes	22
2.2	Representação da CLE e Fechamento da Turbulência	28
2.2.1	Modelos de coluna simples	30
3	METODOLOGIA	33
3.1	Fechamento da turbulência	34
3.2	Funções de Estabilidade	36
3.2.1	Função de estabilidade Cauda-curta	36
3.2.2	Função de estabilidade Cauda-longa	36
3.3	Discretização, condições de contorno e condições iniciais	37
3.4	Tipos de Solo	38
4	RESULTADOS	39
4.1	Dependência da transição com o tipo de solo	39
4.2	Efeito da Cobertura de Nuvens	45
4.3	Análise da influência dos parâmetros superficiais na altura da CLE	46
5	CONCLUSÃO	49
	REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	50

1 INTRODUÇÃO

A presença de turbulência é a principal característica do escoamento na camada limite atmosférica (CLA). A turbulência é responsável pela difusão e pelo transporte de quantidades vetoriais e escalares, atuando como elo entre a superfície e a alta atmosfera. A intensidade da turbulência na CLA é controlada a partir de forçantes que atuam tanto na produção quanto na destruição de turbulência. Os forçantes são processos térmicos e mecânicos que, juntamente com a interação com a superfície do planeta, controlam as propriedades do escoamento na CLA.

Durante o dia ocorrem variações na temperatura do ar, na baixa atmosfera, que podem ser associadas à variação do saldo de radiação em superfície. A variação diária do saldo de radiação é um dos principais responsáveis pela distinção das características da CLA durante seu ciclo diurno. O ciclo diurno da CLA é a resposta aos forçantes térmicos e mecânicos que dão origem à formação da CLA. Enquanto durante o dia, geralmente, ambos forçantes térmicos e mecânicos atuam na produção de turbulência na CLA, durante a noite ocorre a competição entre as forças de inércia e as forças de empuxo.

Durante o período noturno a produção de turbulência ocorre exclusivamente em virtude do cisalhamento do vento (STULL, 1988). No período noturno, são observados dois regimes contrastantes na Camada Limite Estável (CLE), sendo estes classificados conforme a intensidade da turbulência (MAHRT, 1998, 1999). Mahrt (1998) introduziu os termos, Camada Limite Muito Estável (VSBL, do inglês: *Very Stable Boundary Layer*) e Camada Limite Fracamente Estável (WSBL, do inglês: *Weakly Stable Boundary Layer*), desde então, essas expressões são utilizadas para se referir tais regimes. A VSBL é caracterizada por uma turbulência não sustentada a qual favorece o desenvolvimento de um forte gradiente de temperatura, que tende a suprimir a turbulência. Enquanto a WSBL apresenta forte intensidade turbulenta, que tende a reduzir a estabilidade térmica, o que favorece ainda mais o aumento da turbulência (ACEVEDO et al., 2021).

Inicialmente, a identificação dos regimes foi feita através da dependência do fluxo de energia na forma de calor sensível com parâmetros de estabilidade, como por exemplo o comprimento de Obukhov (L , mais especificamente z/L) e o número de Richardson (Ri), que são utilizados para indicar a estratificação do escoamento (MAHRT, 1999). Mahrt (1998), identificaram que a magnitude do fluxo de calor aumenta até um valor máximo, com a estabilidade, e depois decresce com o aumento da estabilidade, dessa forma, sugeriram que o primeiro regime antes do máximo deve ser o regime a WSBL e o segundo a VSBL. Entretanto, Acevedo et al. (2019) mostraram que o máximo fluxo de calor, em módulo, ocorre na WSBL, portanto, a transição não ocorre quando o fluxo tem o seu valor máximo, em termos da estratificação. Hooijdonk et al. (2015) analisaram a transição de regimes em termos de diferentes parâmetros, e observaram que a WSBL tende a ocorrer para baixos valores de Ri , enquanto, que a VSBL ocorre para valores altos valores do número

de Richardson, além disso, ainda que o valor para a transição seja próximo do número de Richardson crítico ($Ri \approx 0,2$) a incerteza é grande. Por outro lado, Hooijdonk et al. (2015) mostraram que parâmetros externos à camada limite, tais como velocidade do vento e o saldo de radiação combinados para criar parâmetros adimensional chamado “*Shear Capacity*”, são mais eficientes para identificar a transição de regimes na CLE.

Parâmetros internos, tais como Ri e z/L , são largamente utilizados na análise de dados observacionais, devido à facilidade de sua obtenção a partir das observações. Por outro lado, a utilização de parâmetros externos pode não ser trivial devido à dificuldade em se obter grandezas como o saldo de radiação e o vento geostrófico (LINDEN et al., 2017) (ainda que em muitos casos o vento em um nível mais elevado seja utilizado como parâmetro externo (WIEL et al., 2017)). Linden et al. (2017) analisam a dependência dos regimes da CLE com o vento geostrófico, observando que a transição de regimes ocorre de forma gradual em função do vento geostrófico, e não de forma abrupta como comumente observado (SUN et al., 2012; VIGNON et al., 2017; ACEVEDO et al., 2016, entre outros).

Sun et al. (2012) mostram que a relação entre uma escala relacionada com o grau de turbulência do escoamento, ($V_{TKE} = \sqrt{\bar{e}}$), e a velocidade local do vento, varia de acordo com o regime de escoamento e que a transição entre os regimes ocorre de forma abrupta. Além disso, ocorre para magnitudes de vento diferentes em alturas distintas. Isso implica que a qualquer momento poderá existir uma WSBL ou uma VSBL simultâneas, mas em camadas de níveis diferentes. Esse método, determina um limite de velocidade média do vento do qual abaixo existe o VSBL e acima WSBL, no entanto, tal parâmetro não é universal, podendo variar de um local para outro (ACEVEDO et al., 2021). Tais diferenças podem estar associadas a diferentes características da superfície, como propriedades do solo e a radiação total da rede superficial (WIEL et al., 2017; ACEVEDO et al., 2021). Sabe-se que a ocorrência de um ou outro regime está extremamente associado a intensidade do vento, ao balanço de energia da superfície do solo e a outros parâmetros externos como cobertura de nuvens, rugosidade superficial, características físicas do solo, etc (LINDEN et al., 2017; HOLDSWORTH; MONAHAN, 2019; COSTA et al., 2020; ACEVEDO et al., 2021, entre outros). Todavia, ainda não se sabe bem como essas variáveis controlam os regimes e também ainda não foi definido nenhum parâmetro universal que possa prever a transição de forma precisa.

Devido a grande dificuldade em identificar, a partir das observações, quais são os principais parâmetros que influenciam no colapso e ressurgimento da turbulência na CLE, diversos estudos utilizando modelos atmosféricos simplificados (MCNIDER et al., 1995; WIEL et al., 2002; COSTA et al., 2011; MARONEZE et al., 2019c), ou modelos mais fisicamente completos Derbyshire (1999), Holdsworth e Monahan (2019), Costa et al. (2020), Maroneze et al. (2021) buscaram reproduzir e compreender como a transição de regimes é reproduzida pelos modelos numéricos e como essa descrição é semelhante com o observado na natureza. McNider et al. (1995) mostraram por meio de análises de bifurcação que

próximo à região onde ocorre a transição, devido à complexidade do sistema, pequenas perturbações podem levar à mudança do regime. Apesar das grandes limitações o modelo de McNider et al. (1995) foi um grande avanço na representação das interações entre a superfície e atmosfera, além de identificar a forte dependência da CLE e as condições iniciais e de contorno. E mostra, também, que o estudo da camada limite estável, bem como entender como ocorre a transição dos regimes, é extremamente importante para a descrição numérica do escoamento noturno, com grande impacto na previsão do tempo e clima.

Modelos similares foram utilizados por Wiel et al. (2002) e Costa et al. (2011) para descrever quais condições são favoráveis para a ocorrência de intermitência na CLE. Por outro lado, Maroneze et al. (2019c) mostraram, através da comparação entre diferentes modelos simplificados, que resolver o fluxo de calor é muito importante para que a VSBL seja bem reproduzida. Estudos usando modelos de coluna, geralmente, analisam o papel de parâmetros externos na transição (BAAS et al., 2018; HOLDSWORTH; MONAHAN, 2019) ou como diferentes parametrizações descrevem a transição de regimes (COSTA et al., 2020; MARONEZE et al., 2021). Todavia, análises da transição e da estrutura da camada estável ainda são pobres, mesmo em estudos utilizando modelos numéricos.

Dessa forma, o principal objetivo desse trabalho é compreender como os parâmetros superficiais estão relacionados com a transição dos regimes na CLE, e como que a superfície afeta a estrutura vertical da camada limite noturna. Para a realização do estudo será utilizado um modelo de coluna única (SCM, do inglês "*Single Column Model*"), acoplado a um modelo de superfície simplificado que estima o balanço de energia em uma fina placa de solo (BLACKADAR, 1979). Além do balanço de energia superficial são levadas em conta diferentes parâmetros externos como as térmicas do solo, cobertura de nuvens, rugosidade superficial, além de diferentes parametrizações de turbulência, utilizadas para a estimativa das difusividades turbulentas. Esse trabalho está dividido da seguinte forma, uma revisão teórica, capítulo 2, a qual explora os conceitos iniciais de camada limite, bem como a identificação dos regimes. No Capítulo 3 é apresentada a metodologia, tal capítulo fica encarregado em dar mais detalhes do modelo utilizado para a realização do trabalho. Os resultados serão apresentados no Capítulo 4. Finalmente, o Capítulo 5 apresenta as considerações finais.

2 REVISÃO TEÓRICA

Para discutir sobre camada limite estável (CLE), deve-se entender a definição de camada limite, pois é a partir dela que os demais conceitos surgem. Por definição, camada limite é a camada de fluido das imediações de uma superfície delimitadora, onde se sente a presença da superfície, ou seja, ocorre um gradiente de velocidade (ÇENGEL; GHAJAR, 2009). Na troposfera, próximo à superfície da Terra, além dos efeitos do cisalhamento do vento, os efeitos térmicos gerados pelo aquecimento/resfriamento da superfície influenciam o escoamento na baixa atmosfera. Sendo assim, a camada limite atmosférica (CLA) é a porção da troposfera a qual está em contato direto com a superfície terrestre, e os fenômenos gerados pela interação com a superfície (tais como: evaporação, transpiração, fluxo de calor, emissão de poluentes, chuvas, nuvens, etc.) podem alterar os processos que ocorrem nessa região da atmosfera (STULL, 1988).

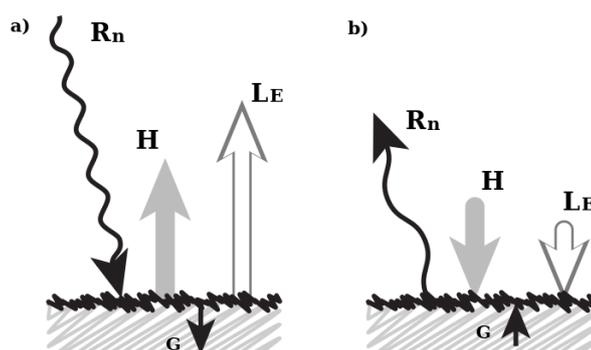
A variação diurna da temperatura perto do solo é uma das principais características da CLA, tendo em vista que o solo aquece e arrefece em resposta à radiação e por sua vez, obriga a camada limite a fazer mudanças através dos processos de transportes. Essa variação diária da temperatura é a responsável por dividir em ciclos a CLA, sendo durante o dia, o ciclo diurno, com a característica de um maior aquecimento da superfície, devido à incidência de radiação de onda curta proveniente do sol. Durante o dia, o fluxo de calor é positivo (Fig. 1a), pois a região de maior temperatura é a superfície inferior e o fluxo ocorre de baixo para cima atuando na produção de turbulência. Devido a esse fato, a camada limite diurna também é denominada como camada limite convectiva (STULL, 1988).

2.1 Camada limite estável

Após o pôr do sol, quando a incidência de radiação de onda-curta sobre a superfície cessa, a energia na forma de calor absorvida durante o dia é emitida para a atmosfera na forma de radiação de onda longa, ocorre a formação de um novo ciclo, o ciclo noturno (STENSRUD, 2009). Nesse ciclo, a temperatura da superfície diminui rapidamente nas primeiras horas, e a camada de ar que está diretamente em contato com o solo também é resfriada. Nessa condição, em que a superfície está mais fria que o ar, o fluxo de calor sensível será negativo, ou seja, da atmosfera para a superfície (Fig. 1b), e a camada limite se torna estavelmente estratificada. Essa camada é comumente chamada, Camada Limite Estável (CLE) e ocorre geralmente a noite, por esse motivo ela também é conhecida como Camada Limite Noturna (CLN). A CLE também pode ser formada através da advecção de ar quente sobre uma superfície muito mais fria, evento esse que ocorre geralmente em regiões polares. A turbulência na CLE apresenta baixa intensidade e está sujeita ao desaparecimento progressivo, devido à estratificação térmica. A estratificação é um fenômeno conhecido como a condição de mover as parcelas de fluidos (ar ou água), sob a ação da força gravitacional, caracterizado pela variação de densidade do escoamento, ou

seja, no caso da CLE o ar mais denso é encontrado abaixo do ar potencialmente mais leve. Dessa forma, a medida que a superfície se resfria durante a noite, uma camada de ar mais profunda e fria vai se depositando sobre ela aumentando o gradiente de temperatura nos primeiros metros da atmosfera. O empuxo que causa a deposição de ar frio, e mais denso sobre a superfície, faz com que as parcelas de ar encontrem posições de equilíbrio, causando a destruição da turbulência. É importante destacar, que durante o dia a superfície aquece, devido à radiação solar, logo o ar próximo à superfície aquece e se torna menos denso, dando origem ao processo de convecção livre. Nesse caso, as parcelas de ar se encontram em equilíbrio estável e seu movimento atua na produção de turbulência. Assim, o forçante térmico durante o dia atua na geração de turbulência, enquanto que à noite o mesmo forçante forçantes causa a destruição de turbulência (COSTA, 2009).

Figura 1 – Balanço de energia superficial durante o dia (Fig. 1a) e durante a noite (Fig. 1b). As componentes do balanço superficial são representadas por R_n é o saldo de radiação líquida, H é o fluxo de calor sensível, L_E é o fluxo de calor latente, enquanto G é o fluxo de calor molecular no solo.



Fonte: Adaptado de Stull (2015).

De maneira geral, a dinâmica da CLE é controlada pela competição entre as forças de inércia do escoamento sob as forças de empuxo. O cisalhamento fornece energia cinética ao escoamento, enquanto os efeitos do empuxo atuam reduzindo a taxa de crescimento das perturbações e retardando a transição à turbulência. Assim, no período noturno, a produção de turbulência ocorre exclusivamente em virtude do cisalhamento do vento, sendo, portanto, puramente mecânica (STULL, 1988).

A equação da energia cinética turbulenta (TKE, do inglês “*turbulent kinetic energy*”) apresenta em seus termos todas as fontes e sumidouros de turbulência (STULL, 1988). Nesse contexto, no início do século passado Lewis Fry Richardson propôs um parâmetro adimensional que expressa a competição entre os forçantes térmicos e mecânicos na produção de turbulência (ARYA, 2001). O número de Richardson (Ri) é definido com a razão entre o termo de produção/destruição térmica por empuxo e a produção mecânica de turbulência, por cisalhamento do vento (RICHARDSON, 1920):

$$Ri = \frac{g}{\Theta} \frac{\overline{w'\theta'}}{[-\overline{u'w'} (\partial\bar{u}/\partial z) - \overline{v'w'} (\partial\bar{v}/\partial z)]}. \quad (1)$$

Onde g representa a aceleração gravitacional, Θ é a temperatura de referência, $\overline{w'\theta'}$ é o fluxo de calor, \bar{u} e \bar{v} são as componentes zonal e meridional da velocidade do vento e $\overline{u'w'}$ e $\overline{v'w'}$ as componentes do fluxo de momentum.

Os valores para o número de Richardson, menores que zero (negativos) ocorrem quando o escoamento é dinamicamente instável (turbulentos) e maiores que zero (positivos) quando o escoamento é estaticamente estável. A Eq. (1) representa o número de Richardson fluxo (também conhecido como Ri_f), que apresenta um valor crítico acima do qual o escoamento deve se tornar laminar devido à supressão da turbulência pela estratificação. Esse valor é conhecido como número de Richardson crítico e muitos estudos mostram que seu valor é $Ri_f \approx 0,25$ (MARONEZE et al., 2019a).

2.1.1 Regimes de escoamento na camada limite estável

A CLE apresenta dois regimes ou estados contrastantemente, que caracterizados pela intensidade da turbulência. Durante as primeiras observações, acreditavam-se que havia a sucessão de períodos altamente turbulentos e quase calmos durante a noite (RICHARDSON, 1920). Posteriormente, Mahrt (1998) classificou a camada limite noturna, conforme o regime de escoamento, em camada limite muito estável e camada limite fracamente estável. Desde então, tal característica foi firmemente estabelecida e aceita nos últimos anos a partir de estudos observacionais e de modelagem (MAHRT, 1998; DERBYSHIRE, 1999; SUN et al., 2012; WIEL; MOENE; JONKER, 2012, entre outros).

O regime de escoamento muito estável ocorre, geralmente, em condições de vento fraco e em noites sem nuvens (céu claro) e apresenta um forte gradiente vertical de temperatura que tende a suprimir a turbulência. Nessas condições é comum a observação de eventos esporádicos de turbulência, ou seja, a turbulência antes suprimida, pode se reestabelecer, em todas suas escalas, de forma imprevisível e aparentemente aleatória, num fenômeno conhecido como intermitência global (MAHRT, 1999), ou simplesmente intermitência. Nesse contexto, variáveis do escoamento na CLE, como a temperatura do ar, velocidade do vento e os dos fluxos turbulentos próximos à superfície, podem apresentar grande variabilidade temporal e espacial caracterizando um comportamento aparentemente caótico (REVELLE, 1993; WIEL et al., 2003; COSTA et al., 2011). A ocorrência de intermitência, em noites muito estáveis, faz com que esses eventos sejam os principais responsáveis pelo transporte turbulento durante a noite, pois a mesma consegue transportar pequenas parcelas de fluxos da superfície para níveis superiores (ACEVEDO et al., 2006, 2019). Tal regime não segue o conceito tradicional de camada limite, pois os fluxos turbulentos são pequenos, assim sua descrição permanece um desafio (SORBJAN; GRACHEV, 2010).

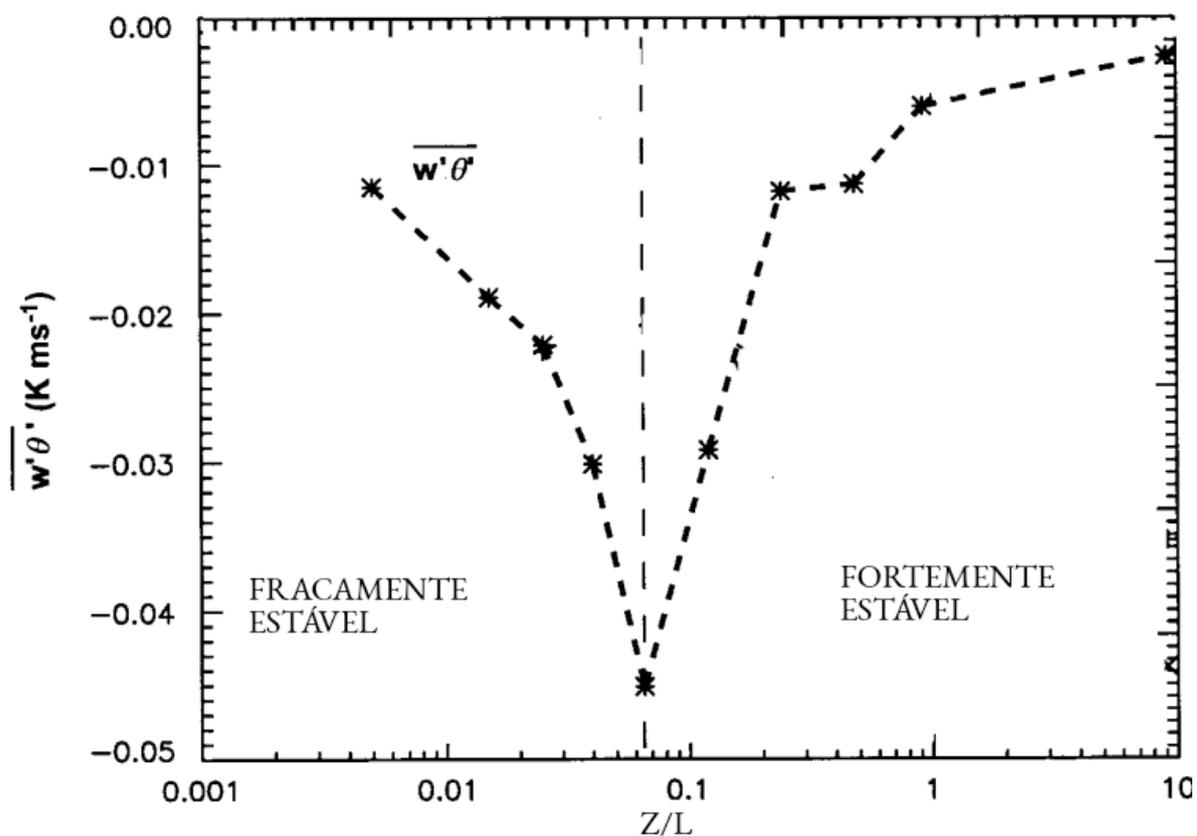
Em contrapartida, o regime de escoamento pouco estável ocorre quando há normalmente uma cobertura significativa nuvens, ou a ocorrência de ventos moderados a fortes, de tal forma que o resfriamento da superfície é relativamente fraco. Tornando o escoamento continuamente turbulento (MAHRT, 1998; CUXART et al., 2006). A situação descrita favorece a formação de uma camada limite bem definida e seguem o modelo da teoria da similaridade de Monin-Obukhov (MAHRT, 2017).

2.1.2 Identificação dos regimes

A existência de dois regimes contrastantes na CLE é evidenciada por estudos observacionais (MAHRT, 1998; SUN et al., 2012; WIEL et al., 2012; HOOIJDONK et al., 2015; ACEVEDO et al., 2016; VIGNON et al., 2017; ACEVEDO et al., 2021, entre muitos outros) e estudos utilizando modelos atmosféricos (MCNIDER et al., 1995; DERBYSHIRE, 1999; WIEL et al., 2002; MARONEZE et al., 2019c; COSTA et al., 2020, entre outros), no entanto, a forma de definir a transição e identificar com exatidão onde ela ocorre diferem entre os vários estudos. Um dos métodos de identificação dos regimes da CLE é através da relação entre o fluxo de calor e a estabilidade térmica proposta por Mahrt (1998).

Na WSBL, o aumento da estabilidade atmosférica, devido à intensificação do gradiente de temperatura, faz com que a magnitude do fluxo de calor sensível cresça, em módulo, até que atinja um valor máximo (Fig. 2). Todavia, a medida que a estratificação se torna mais intensa, a turbulência do escoamento é suprimida, dessa forma o fluxo de calor passa a diminuir rapidamente com a estabilidade, ainda que o gradiente de temperatura siga crescendo (Fig. 2). Mahrt (1998) sugeriu que o valor máximo do fluxo de calor, em função de estabilidade, marca o início da transição da WSBL para a VSBL. Após a rápida redução, o fluxo de calor passa diminuir mais lentamente a medida que a estabilidade aumenta, ainda que não chegue a zero mesmo para valores altos de z/L . Isso ocorre porque a turbulência se mantém em condições de intensa estratificação, ainda que grande parte de suas escalas seja reduzida (MAHRT; VICKERS, 2006). Esse comportamento das variáveis que controlam o escoamento na CLE caracteriza a VSBL.

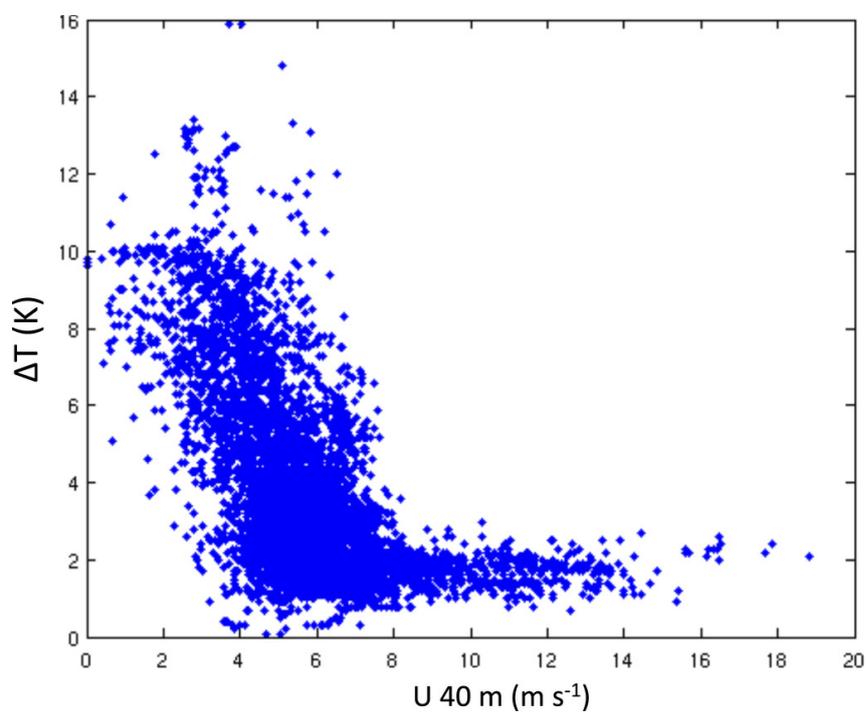
Figura 2 – Fluxo de energia na forma de calor sensível em função da estabilidade atmosférica. A linha tracejada vertical marca o início da transição de regimes na CLE.



Fonte: Adaptado de Mahrt (1998).

Vignon et al. (2017) utilizaram um modelo conceitual em combinação com a análise observacional para entender as transições através de inversões de temperatura próxima à superfície. Eles observaram que a inversão térmica em função da velocidade do vento tem a tendência em formar 's', como é mostrada na Fig. 3 e esquematizada na Fig. 4.

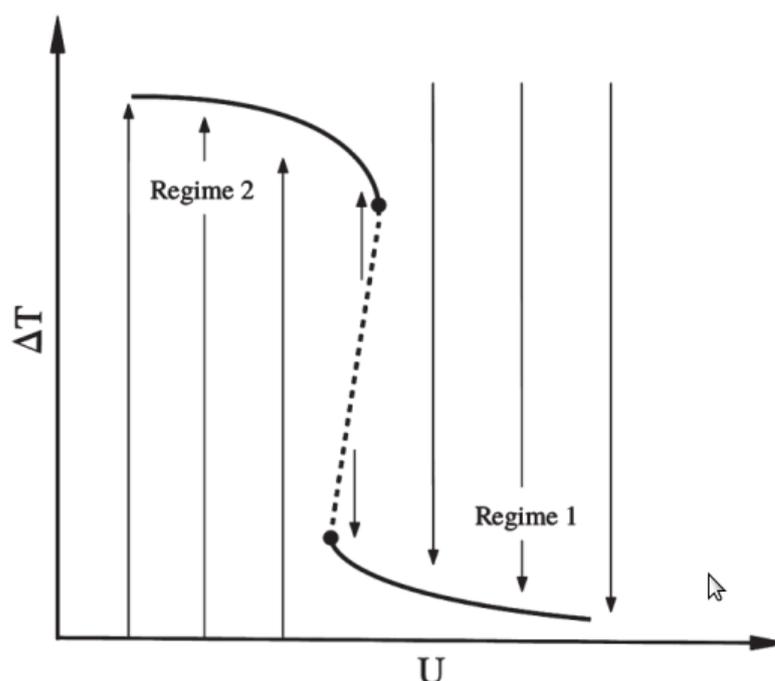
Figura 3 – Inversão de temperatura entre 40 e 0,1 m, em função da velocidade do vento a 40 m.



Fonte: Adaptado de Vignon et al. (2017)

Os autores sugerem que a CLE podem evoluir como um sistema dinâmico de dois regimes com uma transição crítica e associada a uma histerese (VIGNON et al., 2017). No esquema indicado na Figura 4 o regime 2 indica VSBL com $U < U_{min}$, já o regime 1 o WSBL com $U > U_{min}$.

Figura 4 – Esquematização da Inversão de temperatura.



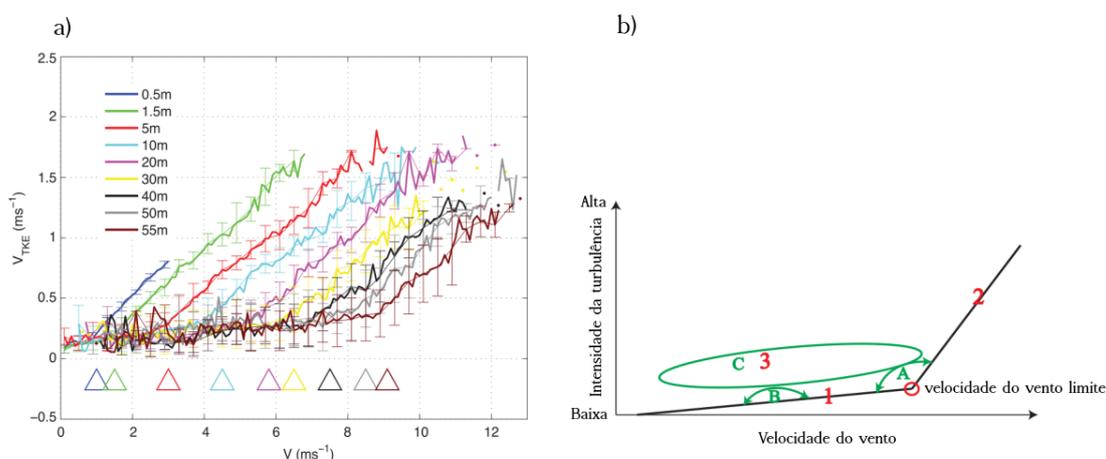
Fonte: Adaptado de Vignon et al. (2017)

Wiel et al. (2007) consideram que regimes podem ser compreendidos através da teoria do fluxo de calor mínimo para que a turbulência seja sustentável. (WIEL et al., 2012) mostram que em uma determinada altura acima da superfície, a que a quantidade de calor transportada para baixo pelo fluxo turbulento é limitada a um mínimo, em módulo, e que abaixo desse valor a turbulência na CLE não é mais sustentável e ocorre a mudança de regime para a VSBL. Wiel et al. (2012), utilizando a proposta do fluxo mínimo e teoria de similaridade de Monin-Obukov, introduziram o conceito de um limiar de velocidade do vento (U_{min}) dependente da altura que determina a transição de regimes na CLE, ou seja, separando a WSBL ($U > U_{min}$) do VSBL $U < U_{min}$.

Observações comprovam que existe um valor limite de velocidade do vento, no qual a transição de regimes ocorre na CLE (SUN et al., 2012; ACEVEDO et al., 2016, 2021). Sun et al. (2012), mostraram que esse limite é caracterizado pela mudança na inclinação da reta que expressa a dependência de V_{TKE} com a velocidade do vento médio local V , o exato ponto de “intersecção” entre as duas retas, aponta a magnitude do vento onde ocorre a transição, ou seja, o valor de vento limite (V_T) que marca a transição da VSBL para a WSBL (Fig. 5). Sun et al. (2012) propuseram a existência de 3 regimes diferentes na CLE (Fig. 5): Regime 1 - a turbulência é fraca e a magnitude do vento está abaixo do valor limite, assim, V_{TKE} é muito pequeno e aumenta apenas ligeiramente a medida que V cresce (VSBL); Regime 2 - a mistura turbulenta é intensa e a magnitude

da velocidade do vento é maior que valor limite, nesse regime V_{TKE} cresce rapidamente a medida que a velocidade do vento aumenta (WSBL); Regime 3 - é caracterizado pela presença de turbulência oriunda de níveis mais elevados (transporte *Top-down*) originada principalmente por eventos externos à camada limite, tais como jatos de baixos níveis, por exemplo (SUN et al., 2012).

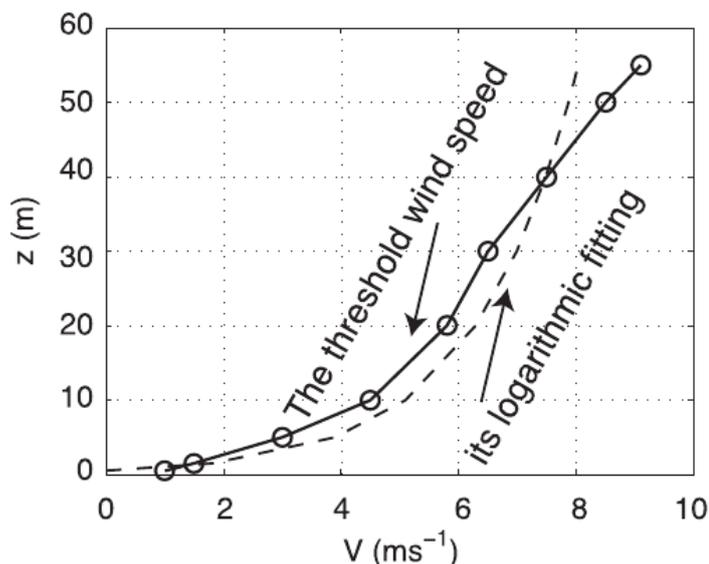
Figura 5 – Dependência de V_{TKE} com a magnitude do vento local, para diferentes alturas indicadas na legenda (Fig. 5b). Os triângulos da Fig. 5a representam a magnitude do vento para a qual ocorre a transição da WSBL para VSBL. A Fig. 5b) mostra a representação esquemática dos regimes de escoamento na CLE propostos por Sun et al. (2012).



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

Sun et al. (2012) propuseram que o WSBL e a VSBL podem ocorrer simultaneamente, mas em camadas diferentes (Fig. 6). Isso pode ser observado a partir do perfil vertical de V_r (Fig. 6), pois, se caso o perfil logarítmico do vento (característico de escoamento com intensa mistura turbulenta e estabilidade próxima ao regime neutro) for assumido, considerando magnitude do vento igual a V_r em uma determinada altura, os V_r s dos níveis abaixo serão menores que a magnitude do perfil logarítmico na referida altura. Por outro lado, os V_r s acima terão magnitude maior que as do perfil logarítmico do vento no respectivo nível (Fig. 6). Isso implica que os níveis abaixo já estarão conectados com a superfície, enquanto que os níveis acima ainda não. Essa estratégia de classificação é consistente, pois a WSBL pode estar presente abaixo de qualquer nível observacional dado, após a transição. Isso é, de fato, apoiado por observações que mostram que muito perto do solo a CLE apresenta quase sempre vento forte, WSBL.

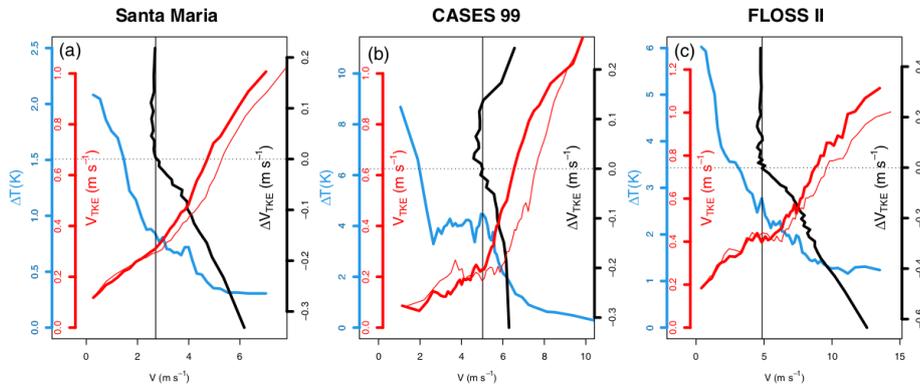
Figura 6 – Comparação entre o perfil vertical de V_r e perfil logarítmico da Velocidade do vento.



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

Wiel et al. (2007) sugerem que um possível motivo para a transição dos regimes (WSBL para VSBL) se dá devido ao forte resfriamento radiativo líquido na superfície, fazendo que aumente a estratificação térmica (colapso da turbulência). Enquanto a transição entre VSBL-WSBL, ou seja, na recuperação da turbulência é mais mal compreendida, pois vários mecanismos estão associados a esses eventos. Mahrt (2017) mostra que em condições de grande estabilidade TKE cresce com a altura, ao contrário do que deveria acontecer em uma camada limite usual, onde a intensidade da turbulência deveria diminuir a medida que se afasta da superfície. Nesse sentido, Acevedo et al. (2021) propuseram um novo método para determinar a transição de regimes na CLE utilizando o gradiente vertical de V_{TKE} (ΔV_{TKE}) (Fig. 7). A utilização de ΔV_{TKE} é eficiente e precisa na determinação da transição de regimes, dessa forma, a partir da determinação da transição VSBL-WSBL para diferentes condições Acevedo et al. (2021) exploraram como parâmetros externos influenciam os valores de V_r , encontrando uma relação linear entre V_r e o saldo de radiação. Ademais, os autores sugeriram que essa relação pode levar a valores universais de V_r obtidos a partir de correções dependentes de parâmetros externos característicos de cada sítio.

Figura 7 – Determinação de V_r pelo gradiente de temperatura (linhas azuis), pela dependência de V_{TKE} com a magnitude do vento e pelo gradiente de ΔV_{TKE} , em três diferentes sítios descritos na figura.



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

2.2 Representação da CLE e Fechamento da Turbulência

Os fenômenos físicos que ocorrem na atmosfera podem ser descritos através das equações da mecânica dos fluidos. Essencialmente, são cinco equações principais:

- Equação de Estado (Lei dos Gases Ideais);
- Conservação de Massa (Equação da Continuidade);
- Conservação de *Momentum* (Segunda Lei de Newton);
- Conservação de Umidade;
- Conservação de Calor (Primeira lei da Termodinâmica).

Tais equações para serem usadas, devem ser reescritas utilizando a técnica denominada decomposição de Reynolds, mais detalhes sobre essa técnica pode ser encontrada em (STULL, 1988). O conjunto completo de equações aplicadas à camada limite é tão complexo que uma série de simplificações são feitas para resolvê-las, como por exemplo, assumi-se o fluido como incompressível do fluido, vale-se da aproximação de boussinesq. Conforme Stull (1988), considera-se uma atmosfera seca e não subsidente (Equação da conservação da umidade é 0), horizontalmente homogênea (termos envolvendo derivadas horizontais são iguais a zero), desconsiderando-se os termos de difusão/condução molecular e a divergência do fluxo radiativo. Após todas essas simplificações, temos:

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} = f(\bar{v} - \bar{v}_g) - \frac{\partial \overline{u'w'}}{\partial z}, \quad (2)$$

$$\frac{\partial \bar{v}}{\partial t} = f(\bar{u}_g - \bar{u}) - \frac{\partial \overline{v'w'}}{\partial z}, \quad (3)$$

$$\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial t} = -\frac{\partial \overline{w'\theta'}}{\partial z}. \quad (4)$$

Entretanto, o sistema formado pelas Equações 2, 3, 4, apresenta um número maior de incógnitas do que equações. Esse problema pode ser resolvido através da inclusão de novas equações, mudando para variáveis conhecidas. Todavia, ainda que novas equações sejam acrescentadas, novos termos desconhecidos surgiriam (como correlações triplas e quádruplas), como é mostrado na 2. Essa cascata de incógnitas é chamada de problema de fechamento de turbulência (STULL, 1988; STENSRUD, 2009). Outras alternativas para a solução deste problema é exigido na Tabela 1 na Tabela 1

Tabela 1 – Caracterização das ordens de fechamento.

Ordem de Fechamento	Eq. Prognóstica para	Equação ser aproximada em	N° de Equações	N° de Parâmetros
1° Ordem	$\overline{u'_i}$	$\overline{u'_i u'_j}$	3	6
2° Ordem	$\overline{u'_i u'_j}$	$\overline{u'_i u'_j u'_k}$	6	10
3° Ordem	$\overline{u'_i u'_j u'_k}$	$\overline{u'_i u'_j u'_k u'_l}$	10	15

Fonte: Adaptado de Stull (1988).

Uma outra abordagem que pode ser utilizada consiste em usar um número finito de equações e aproximar os momentos estatísticos de ordem superior. Os pesquisadores que escolherem esse modelo, utiliza como classificação de acordo com a ordem que os momentos estatísticos e são resolvidos como mostrada na Tabela 1.

Tabela 2 – Realização de técnicas de fechamento.

Ordem de Fechamento	Realização
0 Ordem	Nenhuma equação prognóstica (abordagens gerais e de similaridade)
$\frac{1}{2}$ Ordem	Previsão com abordagens simples (método BULK)
1° Ordem	Teoria K (local) / Fechamento transiliente (não local)
$1\frac{1}{2}$ Ordem	Equação para TKE e variância de temperatura
2° Ordem	Equação prognóstica para fluxos
3° Ordem	Equação prognóstica para correlações triplas

Fonte: Adaptado de Foken e Napo (2008).

2.2.1 Modelos de coluna simples

Os modelos numéricos de previsão de tempo e clima consistem em um conjunto de equações que descrevem o comportamento da atmosfera, ou seja, eles devem reproduzir a transferência de propriedades tais como: calor, *momentum* e escalares entre a superfície e a atmosfera. Existem inúmeros esquemas numéricos eficientes, assim como o modelo de circulação global (do inglês - *Comprehensive General Circulation Models (GCMs)*), e o modelo do sistema terrestre (do inglês - *Earth System Models (ESM)*), os quais são ferramentas usadas para compreensão e simulação do sistema climático. Porém, o desenvolvimento e a compreensão desses modelos podem ser processos muito complexos. Há, no entanto, uma forma de simplificar esses modelos utilizando uma ferramenta que é capaz de simular alguns fenômenos específicos, assim como testar algumas parametrizações físicas sem a complexidade de um modelo de grande escala (Fig. 8) (GETTELMAN et al., 2019).

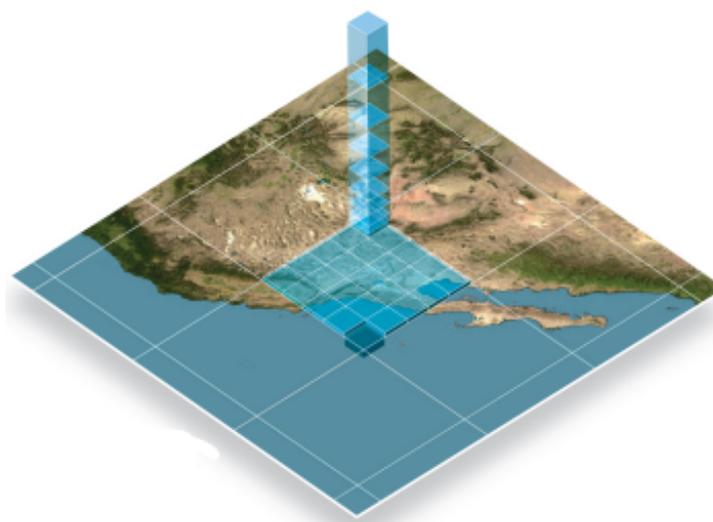
Figura 8 – Distinção entre a representação de um processo complexo que a circulação de grande escala e a representação de um processo simplificado como a representação das variáveis médias, velocidade do vento e temperatura, do escoamento próximo à superfície.



Fonte: Adaptado de RAL (2021).

Tal ferramenta, é o modelo de coluna simples, (SCM, do inglês *“Single Column Model”*). Um SCM é um modelo computacional unidimensional (vertical) de uma região colunar específica da atmosfera (Fig. 9). Um SCM pode ser imaginado como sendo uma coluna vertical de previsão do tempo ou de um modelo climático global (Fig. 9), onde principalmente os esquemas de camada limite e microfísica são resolvidos.

Figura 9 – Esquema representando a porção inferior do domínio de um modelo e cada subdivisão horizontal da grade dentro de um quadrado de lado igual a 1 grau. A coluna vertical sobre uma das subdivisões da grade representam o domínio de um SCM.



Fonte: Adaptado de RAL (2021).

Em um modelo climático global há interação em cada nível vertical e a cada passo com colunas vizinhas, proporcionando fluxos horizontais de calor, água e *momentum* de e para esses vizinhos. Em contrapartida, um SCM requer que esses fluxos sejam es-

pecificados, a partir de dados do modelo, sendo estes por observação ou não (ZHANG; SOMERVILLE; XIE, 2016). Uma vantagem do SCMs é ter apenas uma dimensão espacial (vertical), o que permitem que eles consigam isolar muito bem os processos de troca vertical, relevantes para as parametrizações. Além disso, levam pouco tempo para serem executados e não requerem grande esforço computacional, podendo até ser rodados em computadores comuns.

3 METODOLOGIA

Para o desenvolvimento de um modelo que possa descrever a camada limite estável sobre uma superfície plana, idealiza-se um sistema semelhante ao de Costa et al. (2020), ao qual foi acoplado um modelo simplificado de superfície que considera o balanço de energia em uma fina placa de solo, método conhecido como *Force-restore* (BLACKADAR, 1979). É importante destacar que um modelo semelhante foi proposto por Holdsworth e Monahan (2019) para avaliar como o balanço de energia e o gradiente de pressão influenciam na transição de regimes na CLE.

Algumas considerações serão necessárias para chegar ao conjunto de equações que será discretizado e integrado numericamente. Primeiramente, considera-se uma atmosfera seca, negligenciando advecção e a divergência do fluxo radiativo. Despreza-se também as possíveis mudanças de estado da água.

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} = f(\bar{v} - \bar{v}_g) - \frac{\partial \overline{u'w'}}{\partial z}, \quad (5)$$

$$\frac{\partial \bar{v}}{\partial t} = f(\bar{u}_g - \bar{u}) - \frac{\partial \overline{v'w'}}{\partial z}, \quad (6)$$

$$\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial t} = -\frac{\partial \overline{w'\theta'}}{\partial z}, \quad (7)$$

$$\frac{\partial \theta_s}{\partial t} = C_1(L_{Down} - \sigma T_s^4 - H_0) - C_2(T_s - T_d). \quad (8)$$

No conjunto de equações prognósticas acima, temos \bar{u} , \bar{v} como as componentes zonal e meridional da velocidade média do vento, respectivamente, $\bar{\theta}$ é a temperatura do ar, \bar{v}_g e \bar{u}_g são as componentes do vento geostrófico (U_G). Assim como f é o parâmetro de Coriolis. Na Equação 8, onde θ_s é a temperatura da superfície, $C_1 = C_g$ é a capacidade calorífica por unidade de área ($J K^{-1} m^{-2}$), L_{Down} é a radiação de onda longa, H_0 é o fluxo de calor sensível da superfície. Ainda temos, $C_2 = 1,18 (2\pi/T_d)$, T_s é a temperatura na superfície e T_d é a temperatura média do solo profundo, que permanece constante durante toda simulação. Outras variáveis utilizadas no modelo são descritas abaixo:

Tabela 3 – Constantes do modelo.

Parâmetro	Descrição
C_g	$0,95\left(\frac{\lambda c_s \rho_s}{2\omega}\right)^{0,5}$
c_s	Calor Específico do Solo
ρ_s	Densidade do Solo
λ	Condutividade Térmica
ω	$7,27 \times 10^{-5}$
H_0	$-\rho C_p \overline{w'T'}$

Fonte: Adaptado de Blackadar (1979).

A radiação de onda longa oriunda da atmosfera é determinada por (STALEY; JURICA, 1972):

$$L_{Down} = \sigma [Q_c + 0,67(1 - Q_c)(1670Q_a)^{0,08}] T_a^4. \quad (9)$$

Os demais parâmetros externos utilizados no modelo estão presentes na Tab. 4.

Tabela 4 – Descrição dos parâmetros utilizados

Parâmetro	Descrição	valor/ unidade
σ	Constante de Stefan-Boltzmann	$5,669 \times 10^{-8} K g s^{-3} K^{-4}$
Q_c	Fração de nuvens	Parâmetro de controle
Q_a	umidade específica	$0,003 \text{ kg kg}^{-1}$
T_a	Temperatura atmosférica no nível Z_a	

Fonte: Autora.

3.1 Fechamento da turbulência

Os escoamentos turbulentos descritos pelas Eq. (5), (6) e (7), são parametrizados usando a teoria K, uma abordagem que faz uma analogia entre as transferências moleculares e turbulentas. As variáveis de fluxo são relacionadas aos gradientes apropriados das variáveis médias (velocidade, temperatura, etc.). Dessa forma, as componentes do fluxo de *momentum* e o fluxo de calor são estimados por:

$$-\overline{(u'w')} = K_m \frac{\partial \bar{u}}{\partial z}, \quad (10)$$

$$-\overline{(v'w')} = K_m \frac{\partial \bar{v}}{\partial z}, \quad (11)$$

$$-(\overline{w'\theta'}) = K_h \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z}. \quad (12)$$

Nas equações acima K_m e K_H são as difusividades turbulentas, ou coeficientes de difusão, de *momentum* e energia na forma de calor. A determinação adequada desses coeficientes é o grande desafio da modelagem de turbulência na camada limite.

Existem inúmeras alternativas para a solução deste problema, neste trabalho, opta-se por utilizar um modelo de ordem 1,5. Nesse caso, o modelo, determina a difusividade a partir de uma escala de velocidade ($\propto \sqrt{\bar{e}}$) e uma escala de comprimento, que pode ser o comprimento de mistura. Assim, uma equação do balanço de energia cinética turbulenta e uma expressão para o comprimento de mistura (Eq. 15) são necessárias. Esse tipo de modelo é denominado $E - l$, e as difusividades turbulentas são determinadas como (WENG; TAYLOR, 2003):

$$K_m = \sqrt{\alpha^{-1} \bar{e}} l_m f_m(Ri). \quad (13)$$

$$K_h = K_m / Pr_t. \quad (14)$$

Segundo Delage (1974), o comprimento de mistura é dado por:

$$\frac{1}{l_m} = \frac{1}{\kappa z} + \frac{1}{\lambda_0}, \quad (15)$$

sendo κ constante de von Kàrmàn e λ_0 é o comprimento de mistura para escoamentos neutros.

Ambas as difusividades estão relacionadas entre si através do número de Prandtl turbulento (Pr_t), e por simplificação será usado como (Pr_t) = 0,85. O termo α é a razão entre a tensão de cisalhamento e a energia cinética turbulenta perto da superfície (WENG; TAYLOR, 2003, 2006), \bar{e} é a energia cinética turbulenta, obtida pela Equação (16). Assume-se que $\alpha = 4(1+2,5z\Lambda^{-1})^{1/3}$, onde Λ é o comprimento local de Obukhov, α é independente da altura e também altamente dependente da estabilidade do escoamento. (ACEVEDO et al., 2014).

Como as difusividades turbulentas são dependentes de TKE, uma equação prognóstica para a energia cinética turbulenta é necessária:

$$\frac{\partial \bar{e}}{\partial t} = -\overline{u'w'} \frac{\partial u}{\partial z} - \overline{v'w'} \frac{\partial v}{\partial z} + \frac{g}{\Theta} \overline{w'\theta'} - \frac{\partial \overline{w'e'}}{\partial z} - \epsilon. \quad (16)$$

Onde, g é a aceleração da gravidade, Θ é a temperatura de referência, $\overline{w'e'}$ é o fluxo turbulento do TKE, ϵ é a dissipação viscosa da TKE; dada pela Equação (18). Seguindo Duynkerke (1988), o termo de transporte turbulento é dado pela Eq. (17):

$$-\frac{\overline{\partial w' e'}}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z} \left(K_e \frac{\partial \bar{e}}{\partial z} \right), \quad (17)$$

sendo $K_e = K_m / \sigma_e$, com σ_e sendo uma constante equivalente ao número de Prandtl turbulento para TKE. A intensidade do transporte é regulada por esse número, um menor valor para σ_e permite um maior transporte vertical de turbulência. Por simplicidade é assumido $\sigma_e = 1$. A taxa de dissipação de TKE é parametrizada usando a lei de Kolmogorov (CUXART et al., 2006):

$$\epsilon = C_\epsilon \frac{\bar{e}^{3/2}}{l_d}, \quad (18)$$

C_ϵ é uma constante que leva em consideração a anisotropia do escoamento turbulento da CLE (CUXART et al., 2006). Seguindo Weng e Taylor (2006), $C_\epsilon = \alpha^{-3/2}$ é assumido.

3.2 Funções de Estabilidade

3.2.1 Função de estabilidade Cauda-curta

Os modelos atmosféricos de previsão do tempo e clima utilizam em suas formulações funções de estabilidade ditas, cauda curta (CC) e cauda longa (CL) ou (do inglês “*short-tail*” e “*long-tail*”, com abreviação no inglês ST e LT, respectivamente). Na formulação de estabilidade de CC é imposta uma relação arbitrária onde a intensidade da turbulência depende da estabilidade atmosférica. Nela assume-se um valor crítico para o Ri, além do qual a turbulência no escoamento é completamente suprimida. Segundo McNider et al. (1995), uma forma quadrática para a função de estabilidade CC pode ser obtida a partir das funções de similaridade de Monin-Obukhov e escrita como:

$$f_m(Ri) = \begin{cases} (1 - Ri/Ri_c)^2 & \text{se } Ri < Ri_c, \\ 0 & \text{se } Ri \geq Ri_c. \end{cases} \quad (19)$$

Sendo o número de Richardson crítico (Ri_c) igual a 0,25. Observe que $f_m(Ri)$ desaparece quando Ri é maior que $Ri_c = 0,25$ e nenhuma mistura e difusão ocorre para $Ri > Ri_c$.

3.2.2 Função de estabilidade Cauda-longa

Em funções de estabilidade cauda-longa, não existe um limite para a existência de turbulência. Isso ocorre devido à existência de alguma turbulência mesmo em condições muito estáveis $Ri > Ri_c$ (LOUIS, 1979). Esse tipo de parametrização evita o problema de resfriamento descontrolado, quando a temperatura do ar próximo à superfície contínua diminuindo para acompanhar o resfriamento do solo (LOUIS, 1979; DELAGE, 1997; BÉLAIR et al., 1999). No presente estudo, a função de estabilidade utilizada foi (DELAGE, 1997):

$$f_m(Ri) = (1 + 12Ri)^{-1}. \quad (20)$$

3.3 Discretização, condições de contorno e condições iniciais

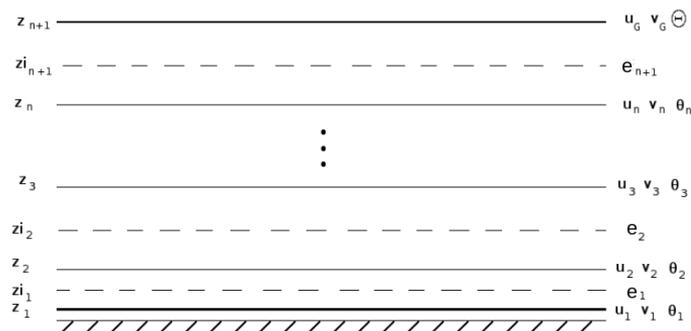
O modelo utilizado neste trabalho foi implementado utilizando o método das linhas. Nesse método, as variáveis são discretizadas no espaço, por exemplo, usando diferenças finitas, e o posterior conjunto de equações diferenciais ordinárias, resultante são integradas no tempo utilizando o método de Runge-Kutta.

A discretização das Eqs. (5), (6), (7) e (8), para o modelo E-I, foi realizada utilizando diferenças finitas centradas no espaço, em uma malha com espaçamento vertical linearmente variável:

$$\Delta z = z \left(\frac{A + B}{AB} \right). \quad (21)$$

onde, A e B são constantes arbitrárias que dependem da altura do domínio e resolução vertical desejada. Aqui, considerando um domínio de 3000 m de altura, dividido em 120 níveis da superfície ao topo do domínio. Os valores usados são $A = 760$ e $B = 65,73265$, respectivamente. Na Figura 10 é mostrada uma representação da grade do domínio. Assim os parâmetros \bar{u} , \bar{v} e $\bar{\theta}$ são calculados nas linhas em negrito, enquanto as variáveis dos escoamentos nos níveis intermediários, linhas tracejadas.

Figura 10 – Discretização vertical do modelo estudado.



Fonte: Autora.

Para integração do sistema de equações foi utilizado o método de Runge-Kutta de quarta ordem com passo de tempo de 0,1 s.

Na superfície inferior foi assumida a condição de não escorregamento ($\bar{u} = \bar{v} = 0$), e temperatura da superfície inferior é a temperatura do solo. No topo da camada limite as condições de contorno são: $\bar{u} = \bar{u}_G$ e $\bar{v} = \bar{v}_G$ e $\theta = \Theta$. O valor da temperatura no topo do domínio depende do valor da temperatura de referência devido às condições iniciais.

O perfil de temperatura inicial é dado por $\theta = 300$ K até 100 m e acima de 100

m é considerada uma *lapse rate* de $0,01 \text{ K m}^{-1}$. O perfil inicial do vento é logarítmico (HOLDSWORTH; MONAHAN, 2019), dado por:

$$\bar{u}(z, t = 0) = \frac{u_{ext}}{\kappa} \ln(z/z_0), \quad (22)$$

e

$$\bar{v}(z, t = 0) = \frac{v_{ext}}{\kappa} \ln(z/z_0). \quad (23)$$

Nas equações acima: $u_{ext} = \bar{u}_g \kappa / \ln(h/z_0)$ e $v_{ext} = \bar{v}_g \kappa / \ln(h/z_0)$.

Finalmente, foram os utilizados os seguintes parâmetros nas simulações: fração de nuvens de 0, 0,3, 0,6 e 0,9; rugosidade superficial de 0,1 m. Para cada conjunto de parâmetros foram realizadas simulações variando \bar{u}_g de 0,4 a 30 m s^{-1} , a cada $0,2 \text{ m s}^{-1}$. Cada uma das simulações durou 10 h e as análises apresentadas aqui são para a décima hora de simulação.

3.4 Tipos de Solo

Neste trabalho, utiliza-se três tipos de solo, sendo eles: solo arenoso, solo argiloso e a turfa. É possível verificar algumas propriedades térmicas na Tabela 5, e com ela tiramos algumas conclusões.

O solo arenoso apresenta menor calor específicos em comparação com o solo argiloso e o de turfa, isso significa que ele irá aquecer mais rápido que os demais, ou seja, é mais fácil o solo arenoso sofrer uma alteração na temperatura do que os demais. Agora, se dermos atenção a condutividade térmicas desses três materiais, percebemos que a argila apresenta a maior delas, isso significa que ela irá conduzir calor para as camadas internas do solo, mais facilmente que os demais materiais estudados.

Tabela 5 – Propriedades térmicas de materiais naturais

Material	Condição	Densidade Mássica, ρ ($\text{kg m}^{-3} \times 10^3$)	Calor específico, c ($\text{J kg}^{-1} \text{K}^{-1} \times 10^3$)	Capacidade calorífica, C_v ($\text{J m}^{-3} \text{K}^{-1} \times 10^6$)	Condutividade Térmica, λ ($\text{Wm}^{-1} \text{K}^{-1}$)
Areia	Fresco	1,60	0,8	1,28	0,30
Argila (40% espaço de poros)	Saturado	2,0	1,55	3,10	1,58
Turfa	seco	0,3	1,92	0,58	0,06

Fonte: Adaptado de Arya (2001)

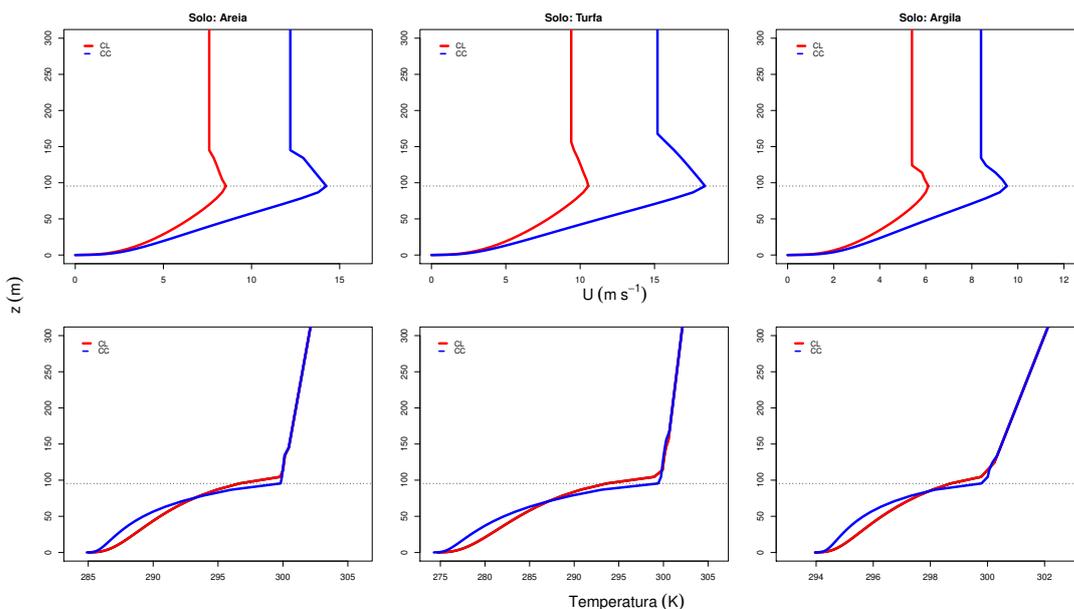
4 RESULTADOS

No capítulo a seguir serão discutidos os resultados obtidos para o modelo utilizando as duas funções de estabilidade para cada tipo de solo.

4.1 Dependência da transição com o tipo de solo

A estratégia de classificação utilizada nesse trabalho implica que em qualquer circunstância existe um VSBL e um WSBL, entretanto em camadas diferentes. Pensando nisso, inicialmente foi plotada a Figura (11), a qual mostra o perfil de velocidade e de temperatura para os diferentes tipos de solo: areia, turfa e argila. Diante da figura exposta é possível observar que houve formação de um jato-noturno em ambas formulações. Jatos-noturnos exibem um máximo no local onde é possível verificar um “nariz” no perfil vertical do vento, esse local é identificado pela linha tracejada em 95,45 metros. Aqui assumi-se que a transição ocorre no nariz do jato, abaixo está o regime WSBL enquanto acima está VSBL. O regime de escoamento VSBL apresenta como característica ventos menores que a velocidade limite, indicado pela linha tracejada horizontal na Fig. 11. Acima da camada VSBL encontra-se um escoamento laminar onde a velocidade do vento é a mesma do vento geostrófico.

Figura 11 – Perfis verticais da velocidade do vento e perfis de temperatura. A transição é analisada em uma camada de 95,45 m, sendo mostrada através de uma linha tracejada nos diferentes tipos de solo.



Fonte: Autora.

A Tabela 6 expõem a velocidade do vento geostrófico onde ocorreu a transição do regime WSBL-VSBL.

Tabela 6 – Velocidades do vento geostrófico para a transição dos regimes WSBL-VSBL no nível localizado em 95,45 m.

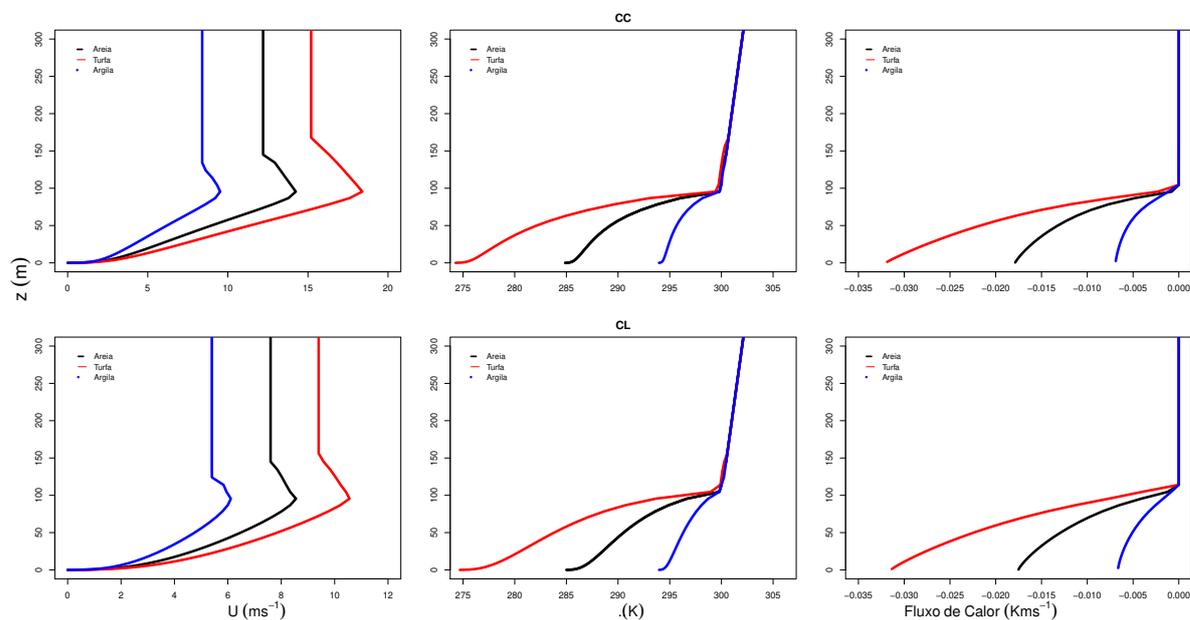
	Formulação CL	Formulação CC
	$\bar{u}_g \text{ (m s}^{-1}\text{)}$	$\bar{u}_g \text{ (m s}^{-1}\text{)}$
Areia	7,6	12,2
Turfa	9,4	15,2
Argila	5,4	8,4

Fonte: Autora

Analisando o vento geostrófico, Monahan et al. (2015) relacionaram as baixas velocidades do mesmo para o regime VSBL com a ocorrência de fraca turbulência, enquanto para o outro regime considerou grandes velocidades do vento geostrófico. Linden et al. (2017) complementam afirmando que o vento geostrófico não é o único forçante externo do sistema e essas outras influências não estão representadas pelo mesmo. No entanto, esses outros parâmetros são implicitamente observados na velocidade do vento próximo à superfície. Aqui nesse estudo, percebe-se que a velocidade de transição depende da formulação a ser utilizada, sendo que em cauda-curta, ocorre em maiores valores de velocidade em ambos tipos de solo.

O perfil de temperatura está de acordo com o apresentado por Costa et al. (2020), que mostram que as formulações CC são mais frias que as CL próximas à superfície. Pois, as formulações CL são mais turbulentas que as CC. Dessa forma, o transporte de ar quente do topo da CLE para a superfície ocorre mais facilmente. O que resulta em uma maior temperatura próxima à superfície

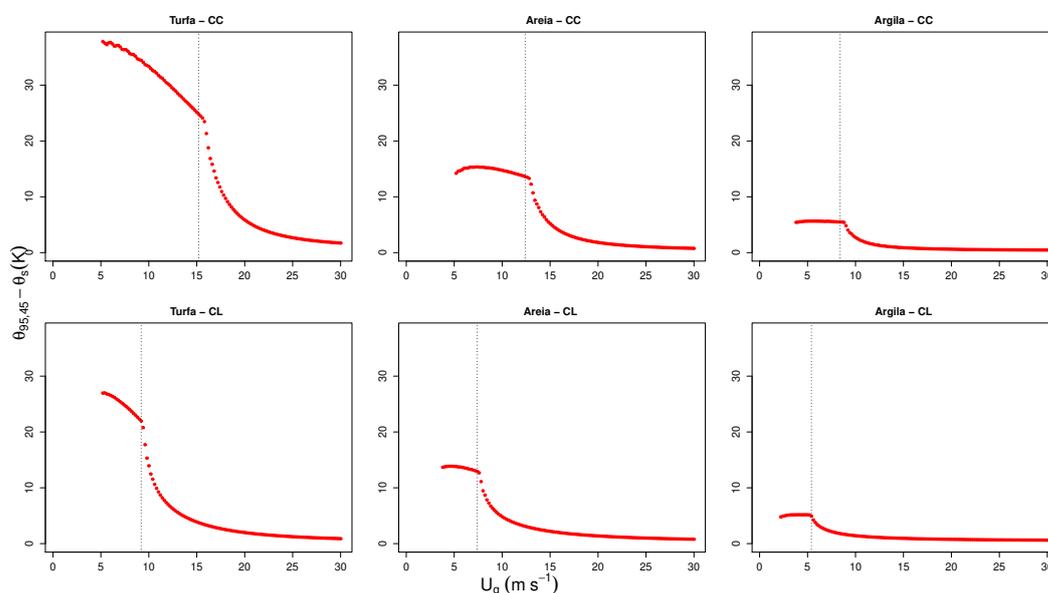
Figura 12 – Perfis verticais de vento, temperatura e fluxo de calor para as diferentes formulações de turbulência e diferentes superfícies.



Fonte: Autora

A Fig. 13, apresenta a diferença de temperatura entre 95,45 m e a superfície, percebe-se que conforme U_G aumenta, a diferença de temperatura diminui acentuadamente, mostrando uma maior dependência entre $\Delta\theta$ de U_G . A linha tracejada horizontalmente, indica o U_G que ocorreu transição VSBL - WSBL. Linden et al. (2017) observaram um ligeiro aumento semelhante de $\Delta\theta$ com U_G e uma dependência em forma de S. Observa-se também que a superfície que possui baixas condutividades (turfa), necessitam uma maior quantidade de calor para realizar a transição. Nota-se também que independentemente do esquema utilizado e da formulação da turbulência o esquema reproduz a transição.

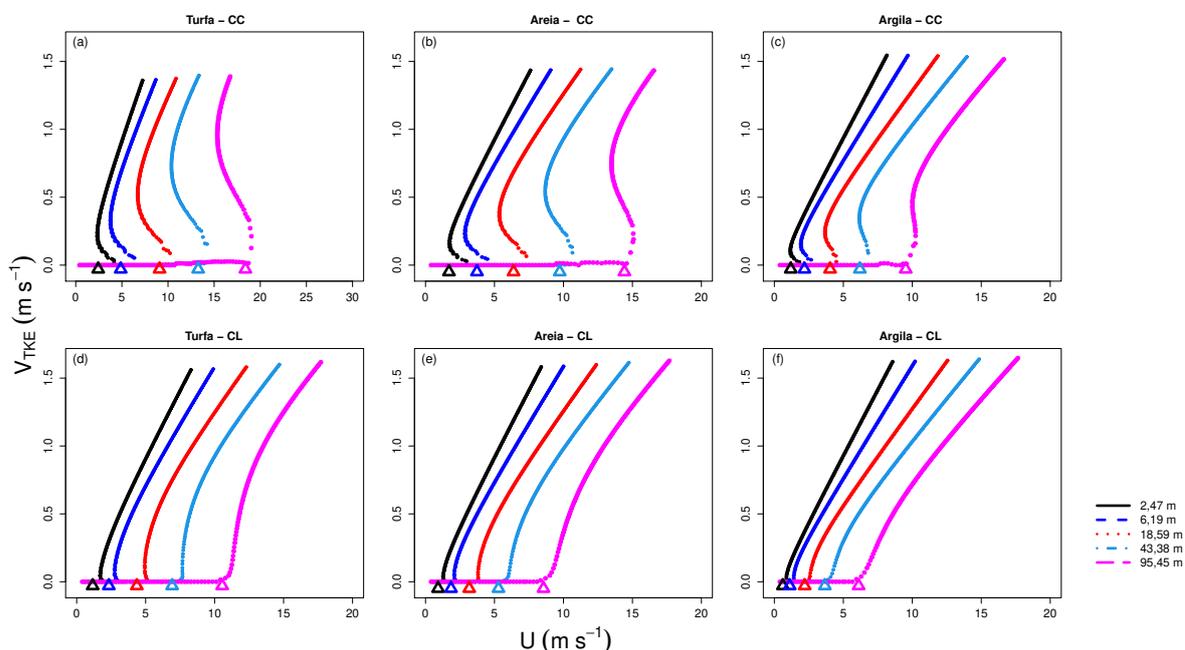
Figura 13 – Diferenças de temperatura entre a altura de 95,45 metros e a superfície para as diferentes formulações de turbulência e diferentes superfícies.



Fonte: Autora

Wiel et al. (2017) e Maroneze et al. (2019c) mostram que as características da transição do regime dependem do esquema a ser utilizado. A Fig. 14, apresenta a dependência média de V_{TKE} em relação velocidade média do vento local para diferentes níveis ao longo dos 3000 metros. O triângulo abaixo do painel indica o valor de V_r ($m s^{-1}$) no qual ocorre a turbulência. Note que o nível máximo ao qual foi plotado é abaixo dos 100 m, acima disso é necessária uma maior velocidade de vento para ocorrer a transição, ou seja, conforme se eleva o nível de análise, espera-se encontrar um maior valor de V_r para a transição.

Figura 14 – Dependência média de V_{TKE} e da velocidade do vento local U para os níveis indicados na legenda.



Fonte: Autora.

Tabela 7 – Comparação dos valores de V_r para cada função de estabilidade em diferentes níveis.

Altura dos níveis (m)	CC			CL		
	Areia	Turfa	Argila	Areia	Turfa	Argila
2,47	1,70	2,43	1,19	0,91	1,16	0,62
6,19	3,73	4,87	2,18	1,85	2,33	1,11
18,59	6,38	9,08	4,04	3,17	4,36	2,20
43,38	9,73	13,27	6,20	5,29	6,92	3,66
95,45	14,42	18,39	9,52	8,55	10,55	6,11

Fonte: Autora.

Analisando a transição dos regimes VSBL - WSBL nos primeiros 18,45 metros, observa-se que na formulação CL, a transição do regime ocorre em valores mais baixos de vento, se comparada com a formulação CC, isso ocorre pois em formulações CL fornecem mais turbulência para o mesmo U_G , o mesmo resultado foi obtido por Costa et al. (2020).

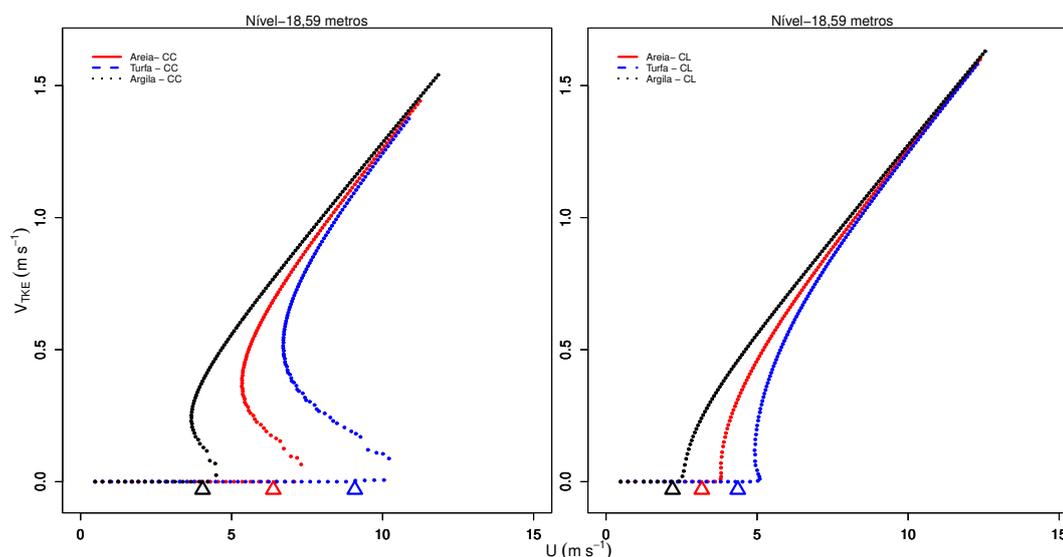
As propriedades térmicas do solo afetam a transferência de calor dentro do mesmo, influenciando, portanto, o aquecimento e o resfriamento da camada de ar mais baixa, impactando a velocidade do vento, e conseqüentemente mudando a transição de regime da

CLE (ACEVEDO et al., 2021).

A condutividade térmica do solo quantifica como o fluxo de calor do solo se relaciona com o gradiente térmico, ou seja, para a mesma variação de temperatura, o fluxo de calor será menor em solos com maior condutividade térmica.

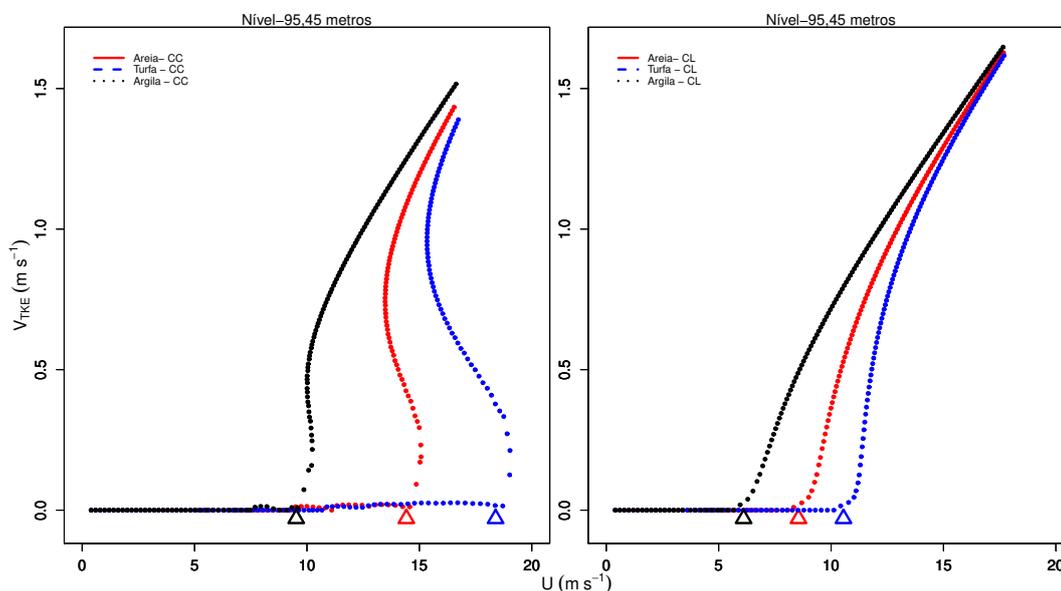
Outro fator a ser analisado é a capacidade térmica de cada elemento, ou seja, este parâmetro é a relação de calor fornecido e a variação de temperatura nele observada. Ao analisar a transição, percebe-se que os solos com baixa capacidade calorífica (turfa) demoram mais para fazer a transição de regime, ou seja, esta ocorre em maiores velocidades de vento para ambas formulações, aproximadamente $3,6 \text{ m s}^{-1}$ e $7,0 \text{ m s}^{-1}$ nas formulações CL e CC respectivamente.

Figura 15 – Dependência média de V_{TKE} e da velocidade do vento local U para o nível de $18,59 \text{ m}$, $z_0 = 0,1 \text{ m}$ e cobertura de nuvens de 0%



Fonte: Autora

Figura 16 – Dependência média de V_{TKE} e da velocidade do vento local U para o nível de 95,45 m, rugosidade superficial igual a 0,1 m e sem cobertura de nuvens.



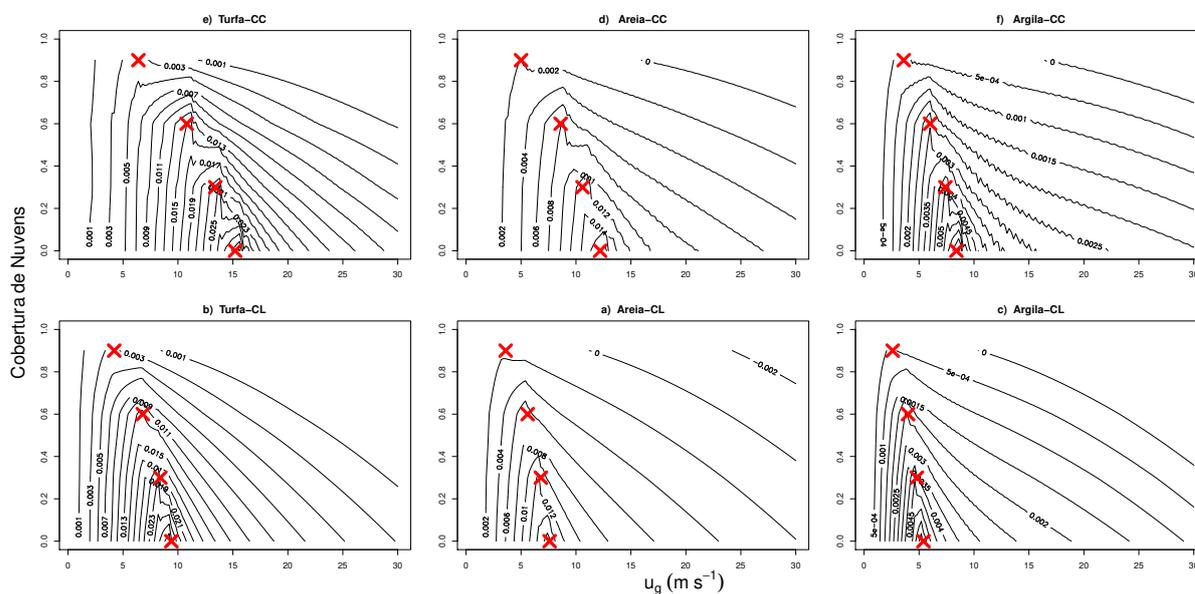
Fonte: Autora

Acevedo et al. (2021) atribui que o efeito da capacidade calorífica exerce um controle local sobre a transição, e não a condutividade térmica.

4.2 Efeito da Cobertura de Nuvens

Para examinar a influência da cobertura de nuvens sobre a CLE é analisado como o gradiente do fluxo de calor se comporta variando a cobertura de nuvens de zero até a cobertura parcial de 90% (Fig. 17). A cruz, em vermelho, indica em qual velocidade de vento geostrófico ocorreu a transição. Eles acontecem quando as linhas de contorno dos fluxos de calor, tem curvatura máxima. Percebe-se que em ventos fortes já se encontra em estado conectado (WSBL) e constante. Embora o efeito seja relativamente pequeno, para céu claro (cobertura de nuvens = 0), maiores velocidades do vento geostrófico são necessárias para a mudança de regime, o que corresponde com Holdsworth e Monahan (2019).

Figura 17 – Relação do gradiente vertical do fluxo de calor, calculado entre o primeiro nível acima da superfície e 90 m, com o vento geostrófico e com a cobertura de nuvens.



Fonte: Autora

Em contrapartida, o aumento da cobertura de nuvens mantém a superfície mais quente, menos estável e mais turbulenta. O que leva a transição a ocorrer antes em comparação com o mesmo vento geostrófico para o caso sem nuvens (MARONEZE et al., 2019b). Holdsworth e Monahan (2019) encontraram resultados semelhantes aos encontrados neste trabalho, onde mostram que cobertura de nuvens influencia na transição dos regimes da CLE.

4.3 Análise da influência dos parâmetros superficiais na altura da CLE

Inicialmente, para obter a altura da camada limite no modelo, definimos como sendo a altura em que o fluxo de calor sensível diminui para 5% do seu valor de superfície. As Figs. 18 e 19 mostram a evolução do perfil do fluxo de calor a medida que vai aumentando o vento geostrófico, a linha tracejada indica a altura da camada limite. A Fig. 18, mostra uma situação sem cobertura de nuvens (céu claro), enquanto a Fig. 19, cobertura de nuvens 0,9. Na Fig. 18, é possível observar que superfícies com baixas capacidades caloríficas apresentam uma CLE mais rasas, por apresentar uma maior estratificação térmica (turfa, areia e argila respectivamente) (ACEVEDO et al., 2021).

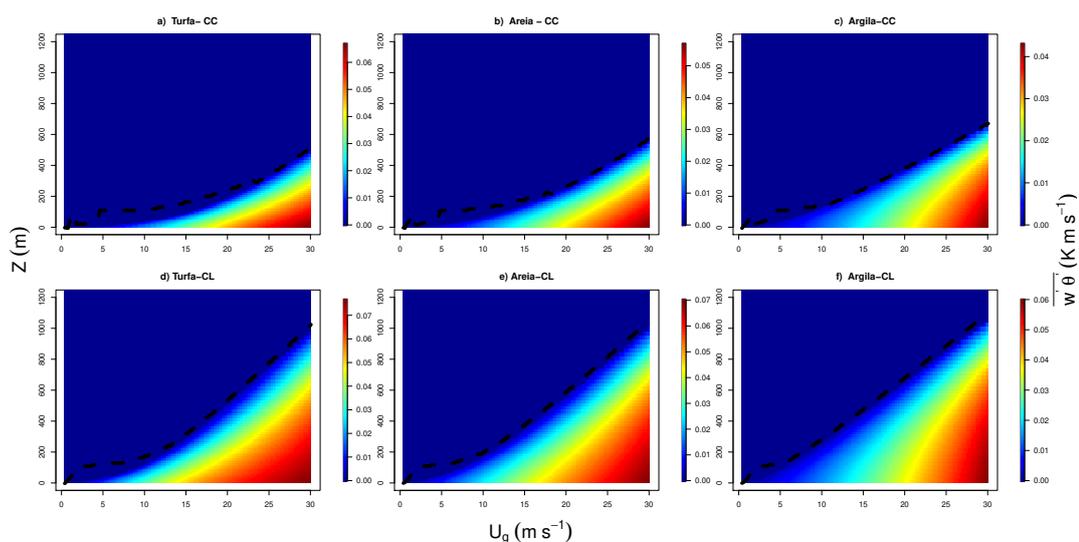
Nota-se também que superfícies tais como a turfa (baixo C_v), tendem a ter maiores fluxos de calor (em módulo), isso se deve ao fato de serem inicialmente mais frias, como é evidenciado na Fig. 11, neste caso, será necessário mais energia para atingir ao um valor

semelhante ao de equilíbrio. É válido lembrar, que superfícies mais frias irão gerar menos turbulência, ocorrendo então uma camada limite mais rasa.

Enquanto, ao analisarmos as formulações (CC e CL), formulações CL apresentam CLE mais espessa que a CC. Costa et al. (2020) comentam que modelos CL reproduzem um CLE mais profundo devido apresentar maior turbulência.

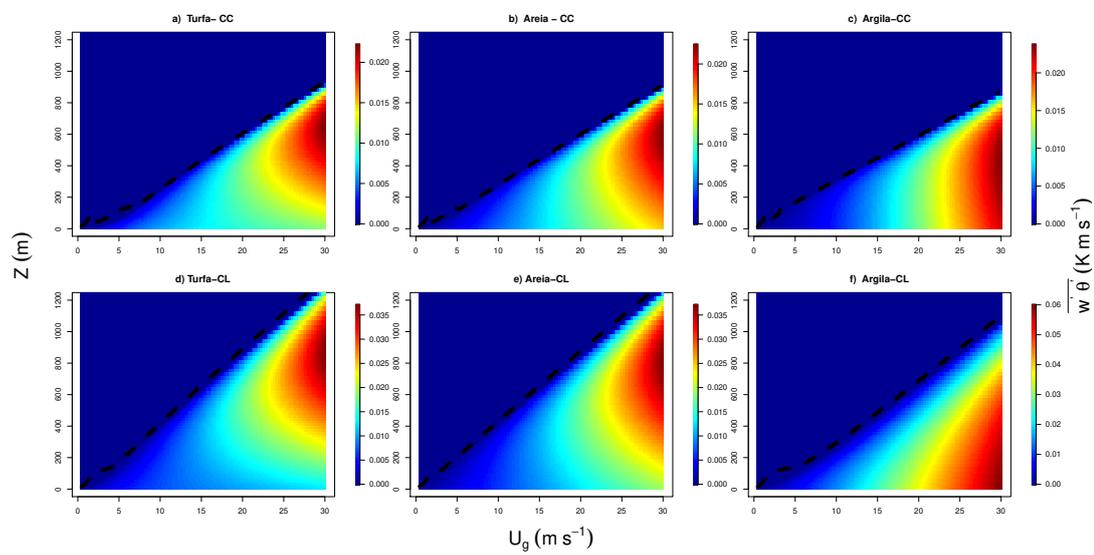
Maroneze et al. (2019b) comentam que o aumento da cobertura de nuvens irá favorecer a quantidade de radiação de onda longa na superfície, ou seja, limita o resfriamento radiativo noturno, assim, ambos os regimes (CC e CL) irão formar uma CLE mais espessa em relação à condição sem nuvens como é mostrada na Fig. 19. Note-se que a condição vento forte e alta cobertura de nuvens, é mais propenso a aumentar a turbulência, assim, aumenta a transferência de calor para os níveis superiores, aumentando assim a profundidade da camada limite.

Figura 18 – Evolução do fluxo de calor com vento geostrófico. A linha tracejada representa a altura da camada limite sem cobertura de nuvens.



Fonte: Autora

Figura 19 – Evolução do fluxo de calor com vento geostrófico. A linha tracejada representa a altura da camada limite, com uma cobertura de nuvens 0,9.



Fonte: Autora

5 CONCLUSÃO

Ao longo deste trabalho, se apresentou uma base teórica e discutiu aspectos de modo a compreender a transição dos regimes da CLE por parâmetros externos. Foi utilizado um modelo de coluna simples com diferentes representações da estabilidade do escoamento. Em concordância com estudos anteriores as funções de estabilidade impactam na mistura turbulenta, impactando a na velocidade do vento em que ocorre a transição de regimes (WIEL et al., 2017; MARONEZE et al., 2019c; COSTA et al., 2020, entre outros).

A transição de regimes na camada limite Estável (CLE) foi determinada utilizando o critério proposto por (COSTA et al., 2020), que considera a existência de 3 camadas simultâneas, em regimes diferentes. A transição de regimes da VSBL para a WSBL acontece sempre que a turbulência fica contínua da superfície até a um determinado nível. As análises realizadas aqui mostraram que as propriedades do solo influenciam fortemente nos valores da transição de regimes na CLE. Solos de baixa capacidade calorífica, como por exemplo a turfa, perdem muita energia devido ao resfriamento radiativo, levando a um intenso resfriamento e conseqüente desacoplamento entre a superfície e os níveis da acima dela. Por outro lado, o desacoplamento não é tão intenso quando a transição é analisada sobre solos com alta capacidade calorífica. É importante destacar que os resultados obtidos estão em concordância com estudos anteriores (HOLDSWORTH; MONAHAN, 2019).

Quando a transição é analisada em termos da cobertura de nuvens, as velocidades necessárias para a transição de regimes em um determinado nível diminui, independente do tipo de superfície utilizada. Isso ocorre, porque a cobertura de nível reduz o saldo de radiação, fazendo com que o vento necessário para a transição seja menor (ACEVEDO et al., 2021).

A análise da estrutura vertical da camada limite mostra que superfícies com baixas condutividades térmicas apresentam uma CLE mais rasas. Ao analisarmos as funções de estabilidades, formulações CL reproduzem uma CLE mais profunda, assim como sugerido por Costa et al. (2020). Além disso, o aumento de cobertura de nuvens contribui para uma CLE mais espessa em ambas formulações e condições de superfície.

Finalmente, o presente estudo apresenta como o balanço superficial impacta a transição de regimes em um modelo que utiliza diferentes parametrizações que relacionam a turbulência com a estabilidade atmosférica e abre a possibilidade de novos estudos que podem aprofundar as análises aqui apresentadas, tais como, estudar a validade de relações que descrevem a variação da altura com parâmetros superficiais, aprofundar as análises da relação entre a velocidade de transição com o saldo de radiação e testar parametrizações para a transição em termos de parâmetros externos. Entretanto, esses são desafios para trabalhos futuros.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

ACEVEDO, O. C. et al. External controls on the transition between stable boundary-layer turbulence regimes. **Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society**, Wiley Online Library, 2021.

_____. The influence of submeso processes on stable boundary layer similarity relationships. **Journal of the Atmospheric Sciences**, v. 71, n. 1, p. 207–225, 2014.

_____. Contrasting structures between the decoupled and coupled states of the stable boundary layer. **Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society**, Wiley Online Library, v. 142, n. 695, p. 693–702, 2016.

_____. The nocturnal boundary layer transition from weakly to very stable. part i: Observations. **Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society**, Wiley Online Library, v. 145, n. 725, p. 3577–3592, 2019.

_____. Intermittency and the exchange of scalars in the nocturnal surface layer. **Boundary-layer meteorology**, Springer, v. 119, n. 1, p. 41–55, 2006.

ARYA, P. S. **Introduction to micrometeorology**. [S.I.]: Elsevier, 2001.

BAAS, P. et al. From near-neutral to strongly stratified: Adequately modelling the clear-sky nocturnal boundary layer at cabauw. **Boundary-Layer Meteorology**, Springer, v. 166, n. 2, p. 217–238, 2018.

BÉLAIR, S. et al. An examination of local versus nonlocal aspects of a tke-based boundary layer scheme in clear convective conditions. **Journal of Applied Meteorology**, v. 38, n. 10, p. 1499–1518, 1999.

BLACKADAR, A. **High resolution models of the planetary boundary layer. Advances in Environmental Science and Engineering, Vol. 1, No. 1, J. Pfafflin and E. Ziegler, Eds.** [S.I.]: Gordon and Breach, 1979.

ÇENGEL, Y. A.; GHAJAR, A. J. **Transferência de Calor e Massa**. [S.I.]: AMGH Editora, 2009.

COSTA, F. D. **Caos na camada limite atmosférica noturna**. Universidade Federal de Santa Maria, 2009.

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. **Journal of the Atmospheric Sciences**, 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 Meteorology**, Springer, v. 118, n. 2, p. 273–303, 2006.

DELAGE, Y. A numerical study of the nocturnal atmospheric boundary layer. **Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society**, Wiley Online Library, v. 100, n. 425, p. 351–364, 1974.

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

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

DUYNKERKE, P. Application of the $e-\varepsilon$ turbulence closure model to the neutral and stable atmospheric boundary layer. **Journal of Atmospheric Sciences**, v. 45, n. 5, p. 865–880, 1988.

FOKEN, T.; NAPO, C. J. **Micrometeorology**. [S.l.]: Springer, 2008. v. 2.

GETTELMAN, A. et al. The single column atmosphere model version 6 (scam6): Not a scam but a tool for model evaluation and development. **Journal of Advances in Modeling Earth Systems**, Wiley Online Library, v. 11, n. 5, p. 1381–1401, 2019.

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. **Journal of the Atmospheric Sciences**, v. 76, n. 5, p. 1307–1327, 2019.

HOOIJDONK, I. G. S. van et al. Shear capacity as prognostic for nocturnal boundary layer regimes. **Journal of the Atmospheric Sciences**, American Meteorological Society, Boston MA, USA, v. 72, n. 4, p. 1518 – 1532, 2015. Disponível em: <<https://journals.ametsoc.org/view/journals/atsc/72/4/jas-d-14-0140.1.xml>>.

LINDEN, S. J. Van der et al. Local characteristics of the nocturnal boundary layer in response to external pressure forcing. **Journal of Applied Meteorology and Climatology**, v. 56, n. 11, p. 3035–3047, 2017.

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

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

_____. 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 Meteorology**, Springer, v. 163, n. 2, p. 161–177, 2017.

MAHRT, L.; VICKERS, D. Extremely weak mixing in stable conditions. **Boundary-layer meteorology**, 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. **Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society**, Wiley Online Library, v. 145, n. 725, p. 3593–3608, 2019.

_____. The nocturnal boundary layer transition from weakly to very stable. part ii: Numerical simulation with a second-order model. **Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society**, Wiley Online Library, v. 145, n. 725, p. 3593–3608, 2019.

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

_____. How is the two-regime stable boundary layer reproduced by the different turbulence parametrizations in the weather research and forecasting model? **Boundary-Layer Meteorology**, Springer, v. 178, n. 3, p. 383–413, 2021.

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

MONAHAN, A. H. et al. Multiple regimes of wind, stratification, and turbulence in the stable boundary layer. **J. Atmos. Sci.**, v. 72, p. 3178–3198, 2015.

RAL, C. S. C. M. O. **NCAR Research Applications Laboratory (RAL)**. 2021. <https://dtcenter.org/sites/default/files/scm_scm-ccpp_tutorial_20200112.pdf>. (Accessed on 11/29/2021).

REVELLE, D. O. Chaos and “bursting” in the planetary boundary layer. **Journal of Applied Meteorology**, v. 32, n. 7, p. 1169–1180, 1993.

RICHARDSON, L. F. The supply of energy from and to atmospheric eddies. **Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical and Physical Character**, The Royal Society London, v. 97, n. 686, p. 354–373, 1920.

SORBJAN, Z.; GRACHEV, A. A. An evaluation of the flux–gradient relationship in the stable boundary layer. **Boundary-layer meteorology**, Springer, v. 135, n. 3, p. 385–405, 2010.

STALEY, D.; JURICA, G. Effective atmospheric emissivity under clear skies. **Journal of Applied Meteorology and Climatology**, v. 11, n. 2, p. 349–356, 1972.

STENSRUD, D. J. **Parameterization schemes: keys to understanding numerical weather prediction models**. [S.I.]: Cambridge University Press, 2009.

STULL, R. **Practical meteorology : an algebra-based survey of atmospheric science**. 3. ed. Place of publication not identified: publisher not identified, 2015. ISBN 978-0-88865-178-5.

STULL, R. B. **An introduction to boundary layer meteorology**. [S.I.]: Springer, 1988. v. 13.

SUN, J. et al. Turbulence regimes and turbulence intermittency in the stable boundary layer during cases-99. **Journal of the Atmospheric Sciences**, v. 69, n. 1, p. 338–351, 2012.

VIGNON, E. et al. Stable boundary-layer regimes at dome c, antarctica: observation and analysis. **Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society**, Wiley Online Library, v. 143, n. 704, p. 1241–1253, 2017.

WENG, W.; TAYLOR, P. A. On modelling the one-dimensional atmospheric boundary layer. **Boundary-layer meteorology**, Springer, v. 107, n. 2, p. 371–400, 2003.

_____. Modelling the one-dimensional stable boundary layer with an e- turbulence closure scheme. **Boundary-layer meteorology**, Springer, v. 118, n. 2, p. 305–323, 2006.

WIEL, B. J. Van de et al. Regime transitions in near-surface temperature inversions: A conceptual model. **Journal of the Atmospheric Sciences**, v. 74, n. 4, p. 1057–1073, 2017.

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.

WIEL, B. Van de; MOENE, A.; JONKER, H. The cessation of continuous turbulence as precursor of the very stable nocturnal boundary layer. **Journal of the Atmospheric Sciences**, v. 69, n. 11, p. 3097–3115, 2012.

WIEL, B. Van de et al. The minimum wind speed for sustainable turbulence in the nocturnal boundary layer. **Journal of the Atmospheric Sciences**, v. 69, n. 11, p. 3116–3127, 2012.

_____. Predicting the collapse of turbulence in stably stratified boundary layers. **Flow, Turbulence and Combustion**, Springer, v. 79, n. 3, p. 251–274, 2007.

_____. 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.

ZHANG, M.; SOMERVILLE, R. C. J.; XIE, S. The scm concept and creation of arm forcing datasets. **Meteorological Monographs**, American Meteorological Society, Boston MA, USA, v. 57, p. 24.1 – 24.12, 2016. Disponível em: <<https://journals.ametsoc.org/view/journals/amsm/57/1/amsmmonographs-d-15-0040.1.xml>>.