

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

Alessandro Eugenio Denardin Pozzobon

**BALANÇOS DE MOMENTOS ESTATÍSTICOS DE SEGUNDA ORDEM
NA CAMADA LIMITE ATMOSFÉRICA DIURNA E NOTURNA EM
FUNÇÃO DO VENTO**

SANTA MARIA, RS
2021

Alessandro Eugenio Denardin Pozzobon

**BALANÇOS DE MOMENTOS ESTATÍSTICOS DE SEGUNDA ORDEM NA
CAMADA LIMITE ATMOSFÉRICA DIURNA E NOTURNA EM FUNÇÃO DO
VENTO**

Dissertação de mestrado apresentado ao Programa de Pós-Graduação em Meteorologia da Universidade Federal de Santa Maria (UFSM, RS), como requisito parcial para a obtenção do título de **Mestre em Meteorologia.**

Orientador: Dr. Otávio Costa Acevedo

SANTA MARIA, RS
2021

Pozzobon, Alessandro Eugenio Denardin
Balanços de Momentos Estatísticos de Segunda Ordem na
Camada Limite Atmosférica Diurna e Noturna em Função do
Vento / Alessandro Eugenio Denardin Pozzobon.- 2021.
65 p.; 30 cm

Orientador: Otávio Costa Acevedo
Dissertação (mestrado) - Universidade Federal de Santa
Maria, Centro de Ciências Naturais e Exatas, Programa de
Pós-Graduação em Meteorologia, RS, 2021

1. Equações Prognósticas 2. Energia Cinética Turbulenta
3. Fluxo de Calor 4. Variância de Temperatura I. Acevedo,
Otávio Costa II. Título.

Alessandro Eugenio Denardin Pozzobon

**BALANÇOS DE MOMENTOS ESTATÍSTICOS DE SEGUNDA ORDEM NA
CAMADA LIMITE ATMOSFÉRICA DIURNA E NOTURNA EM FUNÇÃO DO
VENTO**

Dissertação de mestrado apresentado ao Programa de Pós-Graduação em Meteorologia da Universidade Federal de Santa Maria (UFSM, RS), como requisito parcial para a obtenção do título de **Mestre em Meteorologia**.

Aprovado em 28 de outubro de 2021:



Otávio Costa Acevedo, Dr. (UFSM)
(Presidente/Orientador)



André Becker Nunes, Dr. (UFPEL)



Rafael Maroneze, Dr. (UNIPAMPA)

Santa Maria, RS
2021

à minha mãe (Ceci), esposa (Janaína) e filho (Miguel).

AGRADECIMENTOS

A minha família pelo apoio neste período.

Ao professor Otávio Costa Acevedo, meu orientador, pelas aulas, por tornar o complicado, simples, pela paciência, tempo dedicado e excepcional ajuda na realização deste trabalho.

A minha esposa Janaína Flores Maciel, obrigado por estar sempre presente, acreditar e me incentivar.

Ao meu filho Miguel Maciel Pozzobon, meu amor por você é incondicional, deixo minha contribuição para o futuro.

Ao professor Rafael Maroneze, pelas dicas, conversas e ajuda com software R.

Ao professor Franciano Scremin Puhales pela contribuição da rotina em Fortran.

O homem que decide parar, até que as coisas melhorem, verificará mais tarde, que aquele que nunca parou, e colaborou com o tempo, estará tão distante, que jamais poderá ser alcançado. (Abraham Lincoln)

RESUMO

BALANÇOS DE MOMENTOS ESTATÍSTICOS DE SEGUNDA ORDEM NA CAMADA LIMITE ATMOSFÉRICA DIURNA E NOTURNA EM FUNÇÃO DO VENTO

AUTOR: Alessandro Eugenio Denardin Pozzobon
ORIENTADOR: Otávio Costa Acevedo

Neste estudo é feita uma análise observacional de termos dos balanços de momentos estatísticos de segunda ordem na camada limite planetária como a energia cinética turbulenta (ECT), o fluxo de calor e a variância de temperatura, por serem mais comumente utilizados em esquemas de modelos numéricos de previsão de tempo e clima. A análise é feita a partir de 172 dias e noites de observações em uma torre micrometeorológica de 30 m no sul do Brasil, na cidade de Santa Maria, localizada no Campus da Universidade Federal de Santa Maria. São utilizados quatro níveis de observação com anemômetros sônicos tridimensionais, instalados em alturas de 3, 6, 14 e 30 m da superfície. A análise é dividida em períodos diurno (convectivo) e noturno (estável), e em ambos os casos os termos são relacionados em função do vento médio próximo a superfície, e de um parâmetro de estabilidade. Aqui são apresentados os termos de produção mecânica, produção/destruição térmica e dissipação da equação do balanço de ECT; os termos de produção pelo gradiente térmico e de produção/destruição térmica da equação do fluxo de calor; os termos de produção por gradiente e de dissipação de variância de temperatura e os termos de transporte por turbulência nos três balanços. Não são observados os termos associados ao transporte horizontal ou a perturbações de pressão. No período diurno, no balanço de ECT a produção por cisalhamento e flutuabilidade térmica tem papel dominante, enquanto o termo de dissipação é o principal mecanismo de destruição de turbulência e o resíduo indica que o termo de transporte de pressão é positivo próximo a superfície. No período noturno, a produção por cisalhamento e a dissipação são os termos dominantes, enquanto a flutuabilidade térmica (destruição) é o menor em magnitude. O termo de transporte por flutuações de pressão depende do regime de turbulência para análise. No balanço de fluxo de calor diurno, o termo dominante depende da velocidade média do vento ou estabilidade, e a destruição é relacionada ao termo de covariância de pressão, deduzido pelo resíduo do balanço e à noite o termo de flutuabilidade é um mecanismo de destruição relevante e depende do regime de turbulência na camada limite estável. Independente do período, o balanço de variância de temperatura, mostra um equilíbrio entre o termo de produção do gradiente térmico e a dissipação. O principal objetivo da dissertação é identificar os termos dominantes nos balanços e sua dependência da velocidade do vento médio e estabilidade.

Palavras-chave: Equações prognósticas. Camada limite convectiva. Camada limite estável. Turbulência.

ABSTRACT

BALANCES OF SECOND-ORDER STATISTICAL MOMENTS IN THE DAYTIME AND NIGHTTIME ATMOSPHERIC BOUNDARY LAYER AS A FUNCTION OF WIND

AUTHOR: Alessandro Eugenio Denardin Pozzobon

ADVISOR: Otávio Costa Acevedo

The study presents an observational analysis of the terms in the budgets of three planetary boundary-layer second-order statistical moments: turbulent kinetic energy (TKE), heat flux and temperature variance. These have been chosen because they are commonly employed in weather and climate numerical weather forecast schemes. The analysis is done using 172 days and nights of observations carried out at a 30 m micrometeorological tower in southern Brazil, at the campus of Universidade Federal de Santa Maria. Four levels of observations with three-dimensional sonic anemometers, deployed at heights of 3, 6, 14 and 30 m from the surface, are used. The analysis is split between daytime (convective) and nighttime (stable) periods. In both cases, the budget terms are considered in terms of the mean wind speed near the surface and of the stability parameter from Monin-Obukhov similarity theory. The terms presented are those of shear production, buoyant production/destruction and dissipation in the TKE budget, thermal gradient production and buoyant production/destruction in the heat flux budget, thermal gradient production and dissipation in the temperature variance budget as well as the turbulent transport terms in the three budgets. Horizontal transport terms and those associated with pressure perturbations have not been observed. At daytime, TKE budget is dominated by shear and buoyant production, while dissipation is the dominant destruction mechanism. The tke budget residual indicates that the transport by pressure perturbations is positive near the surface. At night, shear production and dissipation dominate the budget, while buoyant destruction is smaller, albeit physically relevant. The turbulent transport term switches sign according with the turbulence regime. The diurnal heat flux budget, the dominant term may be either the thermal gradient or buoyant production, depending on the wind speed or stability parameter, while at night they have opposite signs and dominate the budget. Regardless of the period, the temperature variance budget displays a near-equilibrium between thermal gradient production and dissipation. The main aim of the dissertation is to identify the dominant terms in the budgets and their dependence on the mean wind speed and stability.

Keywords: Convective boundary layer. Stable boundary layer. Prognostic equations. Turbulence.

LISTA DE FIGURAS

- Figura 1 – Balanço de ECT e do fluxo de calor em função da velocidade do vento no nível inferior da torre. Linhas solidas são o termo de produção de cisalhamento (SP) e produção do gradiente térmico (TGP), as pontilhadas, a dissipação (DIS) e as tracejadas o termo de flutuabilidade térmica (BD).....24
- Figura 2 – Torre micrometeorológica de Santa Maria-RS (SM_140) no Campus da UFSM, faz parte da rede Sulflux (www.sulflux.ufsm.br), com início de operação em 20/11/2013, nas coordenadas -29.7243, -53.7600.....26
- Figura 3 – Dependência diurna de ECT (a), fluxo de calor (c) e variância de temperatura (e) na velocidade média do vento a 3 m, parâmetro de estabilidade zL^{-1} (b,d,f) e RAV (linhas tracejadas em a e b), respectivamente para os diferentes níveis verticais, conforme legenda (d).....29
- Figura 4 – Dependência noturna de ECT (a), fluxo de calor (c) e variância de temperatura (e) na velocidade média do vento a 3 m, parâmetro de estabilidade zL^{-1} (b,d,f) e RAV (linhas tracejadas em a e b), respectivamente para os diferentes níveis verticais, conforme legenda (d).....32
- Figura 5 – Termos do balanço ECT em função do vento a 3 m, e parâmetro de estabilidade no período diurno compreendido entre 10:00 e 16:00 horas, utilizando janela temporal de 01 minuto.....34
- Figura 6 – O mesmo da Figura 5, utilizando janela temporal de 15 minutos.....34
- Figura 7 – Dependência diurna dos termos do balanço ECT (a e c) na velocidade do vento de 3 m e do parâmetro de estabilidade (b e d). Os termos de valores absolutos em uma escala logarítmica nos painéis superiores, enquanto os termos em escala linear nos painéis inferiores (c e d). Letras vermelhas (b e d) são os termos inferidos a partir da figura 8.....36
- Figura 8 – Figura do balanço de ECT do artigo Evaluation of Turbulent Transport and Dissipation Closures in Second-Order Modeling, Moeng et al. (1989), onde T, B, S, P e ϵ representam os termos de transporte de turbulência, flutuabilidade térmica, produção mecânica, transporte por flutuações de pressão e dissipação respectivamente.....37
- Figura 9 – Dependência noturna dos termos do balanço de ECT (a e c) na velocidade do vento de 3 m e do parâmetro de estabilidade zL^{-1} (b e d). Os termos de valores absolutos em uma escala logarítmica nos painéis superiores, enquanto os termos em escala linear nos painéis inferiores. Os resíduos são mostrados nos painéis a e b, e indicados pelo seu sinal no gráfico logarítmico.....39
- Figura 10 – Dependência diurna dos termos do balanço do fluxo de calor (a e c) na velocidade do vento de 3 m e do parâmetro de estabilidade $-zL^{-1}$ (b e d). Os termos de valores absolutos em uma escala logarítmica nos painéis superiores, enquanto os termos em escala linear nos painéis inferiores. Os resíduos são mostrados nos painéis a e b, e indicados pelo seu sinal no gráfico logarítmico. Letras vermelhas (b e d) são os termos inferidos a partir da figura 8.....42
- Figura 11 – Dependência noturna dos termos do balanço do fluxo de calor (a e c) na velocidade do vento de 3 m e do parâmetro de estabilidade $-zL^{-1}$ (b e d). Os termos de valores absolutos em uma escala logarítmica nos painéis superiores, enquanto os termos em escala linear nos painéis inferiores. Os resíduos são mostrados nos painéis a e b, e indicados pelo seu sinal no gráfico logarítmico.....45

Figura 12 – Dependência diurna dos termos do balanço de variância de temperatura (a e c) na velocidade do vento de 3 m e do parâmetro de estabilidade zL^{-1} (b e d). Os termos de valores absolutos em uma escala logarítmica nos painéis superiores, enquanto os termos em escala linear nos painéis inferiores. Os resíduos são mostrados nos painéis a e b, e indicados pelo seu sinal no gráfico logarítmico.....47

Figura 13 – Dependência noturna dos termos do balanço de variância de temperatura (a e c) na velocidade do vento de 3 m e do parâmetro de estabilidade zL^{-1} (b e d). Os termos de valores absolutos em uma escala logarítmica nos painéis superiores, enquanto os termos em escala linear nos painéis inferiores. Os resíduos são mostrados nos painéis a e b, e indicados pelo seu sinal no gráfico logarítmico.....49

LISTA DE ABREVIATURAS E SIGLAS

CLA	Camada Limite Atmosférica
CLC	Camada Limite Convectiva
CLE	Camada Limite Estável
CLN	Camada Limite Noturna
CLP	Camada Limite Planetária
DNS	Direct Numeric Simulation
ECT	Energia Cinética Turbulenta
FLOSS	Fluxes Over Snow Surfaces
LES	Large Eddy Simulation
RANS	Reynolds Averaged Navier-Stokes equations
RAV	Razão de Aspecto de Velocidade
TSMO	Teoria de Similaridade de Monin-Obukhov
UFMS	Universidade Federal de Santa Maria
WRF	Weather Resaerch and Forecast

SUMÁRIO

1	INTRODUÇÃO.....	14
2	EQUAÇÕES PROGNÓSTICAS.....	18
3	REVISÃO BIBLIOGRÁFICA.....	22
4	DADOS E ANÁLISE.....	26
5	CASO CONVECTIVO E ESTÁVEL.....	28
5.1	CASO CONVECTIVO.....	28
5.2	CASO ESTÁVEL.....	30
6	BALANÇO DE ENERGIA CINÉTICA TURBULENTA (ECT).....	34
7	BALANÇO DE FLUXO DE CALOR.....	41
8	BALANÇO DE VARIÂNCIA DE TEMPERATURA.....	46
9	CONCLUSÃO.....	51
	ANEXO A – ECT.....	53
	ANEXO B – FLUXO DE CALOR.....	57
	ANEXO C – VARIÂNCIA DE TEMPERATURA.....	59
	REFERENCIAS BIBLIOGRÁFICAS.....	60

1 INTRODUÇÃO

A camada limite planetária (CLP) se distingue das demais camadas da atmosfera pela existência do fenômeno da turbulência. Este processo, altamente difusivo, faz com que a presença da superfície afete as quantidades atmosféricas por toda a extensão da CLP, que pode chegar a 1 ou 2 km durante o dia e algumas centenas de metros durante a noite. Sendo a camada onde ocorrem as atividades humanas, boa parte das aplicações de previsão de tempo, clima e qualidade do ar estão focadas nessa região. Portanto, os modelos numéricos que desempenham essas atividades de previsão devem necessariamente simular corretamente os processos turbulentos, para que a previsão de valores médios de quantidades como temperatura, vento e concentração de escalares seja feita de maneira adequada.

A turbulência por ser um processo estocástico torna sua descrição difícil, sendo necessário a quantificação dos processos de maneira estatística, onde as partes são separadas em partes médias e partes turbulentas (decomposição de Reynolds, $u = \bar{u} + u'$) que descrevem as quantidades de maneira bem definida. Variância ou covariância são interpretadas fisicamente, como medidas de intensidade de turbulência e como medida de fluxos respectivamente. Stull, 1988, descreve a energia cinética turbulenta (ECT) como uma das quantidades mais importantes no estudo da turbulência na camada limite.

A grande dificuldade associada com a utilização de modelos numéricos para a determinação de quantidades médias em um fluido turbulento está associada ao fato que, neste caso, o sistema de equações que regem as quantidades médias não é fechado, ao contrário do sistema que rege quantidades instantâneas. Isso ocorre pelo surgimento de variáveis adicionais, associadas a momentos estatísticos de segunda ordem, que representam como o campo turbulento afeta e interage com as variáveis médias. Modelos como os rotineiramente utilizados em atividades de previsão de tempo, clima e qualidade do ar utilizam o sistema de equações para as componentes médias, e por isso são chamados de modelos RANS, da sigla em inglês para "modelos de média de Reynolds para as equações de Navier-Stokes". Como apresentam um número maior de incógnitas que o de equações, o sistema não é fechado, e este é normalmente referido como sendo o "problema de fechamento" (Stull, 1988; Garrat, 1994).

Existem duas alternativas para resolver o problema do fechamento. A primeira consiste em simplesmente parametrizar os momentos de segunda ordem que surgem nas equações para as componentes médias em termos das próprias componentes médias e seus

gradientes espaciais. Essa é uma alternativa mais simples e que, justamente pela simplicidade, é frequentemente empregada nos esquemas de camada limite atmosférica em modelos numéricos como o Weather Research and Forecast (WRF, Skamarock et al., 2008). A segunda alternativa consiste em algebricamente determinar as equações prognósticas para as variáveis adicionais que apareceram no sistema, os momentos estatísticos de segunda ordem proposto por Mellor e Yamada (1974), sendo a abordagem mais comumente empregada a de resolver apenas uma equação de balanço de segunda ordem, a da energia cinética turbulenta (ECT), variável esta empregada para determinar comprimentos de mistura que compõem as difusividades de Foucault usadas para formular os fluxos turbulentos em termos de gradientes médios (Weng e Taylor, 2003; Cuxart et al., 2006; Steeneveld et al., 2006; Nakanishi e Niino, 2009; Baas et al., 2018, entre outros).

As equações prognósticas apresentam os balanços entre os termos de produção, destruição e transporte das quantidades físicas representadas por esses momentos de segunda ordem, como fluxos turbulentos e variâncias de escalares. Ao se fazer esse procedimento algébrico, não se resolve completamente o problema, pois incógnitas adicionais sempre surgem, representadas agora por momentos estatísticos de terceira ordem. Estas necessitarão ser parametrizadas em termos de momentos estatísticos de ordem mais baixa. Porém, nos demais termos é possível resolver exatamente parte dos processos associados aos momentos de segunda ordem. Por esse motivo, essa segunda alternativa em geral proporciona uma melhor representação dos processos físicos da camada limite atmosférica, uma vez que a porção parametrizada dos momentos estatísticos de segunda ordem é menor. Os modelos que utilizam essas soluções de ordem mais alta tendem, em geral, a ser mais adequados para a simulação de quantidades médias na CLP.

Modelos completos de segunda ordem onde todos os fluxos e variâncias são resolvidos de forma prognóstica têm sido implementados em alguns estudos (Wilson, 1988; Canuto et al., 1994; Cheng et al., 2002). Maroneze et al. (2019) incluíram uma equação prognóstica para o fluxo de calor $\overline{w'\theta'}$, ECT e $\overline{\theta'^2}$, buscando compreender como é possível resolver numericamente o escoamento na CLP noturna, que apresenta dois regimes distintos. Eles mostraram que a transição entre os regimes é reproduzida mais realisticamente quanto mais momentos de segunda ordem são resolvidos por equações prognósticas, ao invés de parametrizados.

Vários estudos como Deardorff, (1972), LeMone, (1973), Salesky et al., (2017) indicam que em condições convectivas os regimes de turbulência de convecção forçada ou livre são altamente afetado pelo fluxo de calor. Mais comumente utilizadas as equações

prognósticas de ECT e variância de temperatura são resolvidas para o emprego em modelos numéricos na CLP de fechamento de turbulência, enquanto o fluxo de calor tem um papel crucial na determinação do regime de turbulência na CLP, tanto em condições convectivas como estáveis. O balanço da ECT é habitualmente abordado em estudos observacionais. Seus termos não dimensionais têm sido mostrados em função da estabilidade por Wyngaard e Coté (1971), Bradley et al. (1981), Frenzel e Vogel (1992), Li et al. (2008), entre outros. Suas observações sobre tipos específicos de superfície foram feitas em ambientes florestais (Meyers e Baldocchi, 1991), urbanos (Christen et al., 2009; Nelson et al., 2011), marinhos (Edson e Fairall, 1992; Sjoblom e Smedman, 2002) e de terreno complexo (Barman et al., 2019). Observações dos perfis verticais dos termos do balanço de ECT foram avaliadas usando dados coletados de aeronaves e reportados por Lenschow (1974), Pennel e LeMone (1974), Lenschow et al. (1980) e sobre o oceano por Chou et al. (1986), enquanto Zhou et al. (1985) o fizeram usando dados de torres e Deardorff e Willis (1985) usaram observações de laboratório. Todos esses estudos consideram a camada limite diurna convectiva (CLC) e são compostos de um número limitado de perfis.

Os estudos de modelagem também forneceram estimativas dos perfis verticais dos termos do balanço de ECT, primeiro usando modelos RANS (Deardorff, (1974), André et al., (1978), Therry e Lacerrère, (1983)), e mais tarde por simulação de LES, Moeng e Wyngaard, (1989), Moeng e Sullivan, (1994), Mironov et al., (2000). Desses estudos, apenas André et al. (1978) também mostraram os perfis dos termos do balanço de ECT na camada limite noturna, estável (CLE). Mais recentemente, esses perfis foram apresentados em condições estáveis usando LES (Kosovic e Curry, 2000) e simulação numérica direta (DNS), por Shah e Bou-Zeid (2014), Gohari et a. (2016), Lee et al. (2018) e Atoufi et al. (2019). De todos estes estudos, alguns também mostraram os termos dos balanços de $\overline{w'\theta'}$ e $\overline{\theta'^2}$. Esta incluem a sua dependência da estabilidade a partir das observações para o balanço de $\overline{w'\theta'}$ (Wyngaard et al., 1971), para o balanço de $\overline{\theta'^2}$. (Wyngaard e Coté, 1971; Edson e Fairall, 1992), os perfis verticais de ambos os balanços a partir de observações (Chou et al., 1986), da modelagem RANS (André et al., 1978), da LES (Moeng e Wyngaard, 1989; Moeng e Sullivan, 1994; Mironov et al., 2000) e do DNS sob estratificação estável (Shah e Bou-Zeid, 2014). Os perfis verticais dos termos do balanço de $\overline{w'\theta'}$ acima de uma copa vegetada foram mostrados por Cava et al. (2006).

Um dos motivos de modelos que resolvam as equações prognósticas para os modelos de segunda ordem ainda não serem tão utilizados é o relativo desconhecimento dos termos

destas equações e sua dependência em relação a quantidades relevantes na CLP. Em particular, os poucos trabalhos existentes tendem a apresentar os termos de balanço em relação a parâmetros de estabilidade, como zL^{-1} , da teoria de similaridade de Monin-obukhov, onde L é o comprimento de Obukhov. Isto é importante, pois as expressões para as parametrizações dos termos desconhecidos nas equações são estabelecidas, segundo a teoria de similaridade de Monin-Obukhov (TSMO), em termos deste parâmetro. Porém, em anos recentes vem se estabelecendo que outras variáveis, como o vento próximo à superfície também exercem um controle importante nos momentos de segunda ordem na CLP, especialmente no caso noturno (Sun et al., 2012, van de Wiel et al., 2012; Acevedo et al., 2016). Estes momentos de segunda ordem foram escolhidos por serem os mais tipicamente resolvidos por modelos numéricos (Mellor e Yamada, 1974, Nakanishi & Niino, 2004).

O objetivo deste estudo é utilizar dados de uma torre micrometeorológica localizada no Campus da Universidade Federal de Santa Maria (UFSM) para determinar como termos importantes do balanço de energia cinética turbulenta, fluxo de calor e variância de temperatura variam com o vento e com a estabilidade, no período noturno e diurno.

A principal novidade é o longo prazo das observações, o que reduz os efeitos da variabilidade aleatória nas médias. Além disso, estando em um local subtropical, onde as condições pré e pós-frontais se sucedem naturalmente, espera-se que as médias dos termos de transporte horizontal aproximadamente se anulem durante longos períodos, de modo que os resíduos dos balanços sejam presumivelmente dominados por contribuições dos termos não avaliados, como os associados a perturbações de pressão. Os termos são avaliados em termos de velocidade média do vento e estabilidade, tanto para condições convectivas como para condições estáveis. Em contraste com a grande maioria dos estudos anteriores, os termos são mostrados em sua forma dimensional, puramente com o objetivo de mostrar como eles variam em relação a si mesmos em termos das variáveis de controle. Portanto, o objetivo principal deste estudo não é fornecer expressão de escala para os termos, algo que já foi feito extensivamente (Wyngaard et al., 1971; Wyngaard e Coté, 1971; Edson e Fairall, 1992, Li et al., 2008, entre outros), mas, sim, identificar quais termos dominam o balanço e como essa condição depende da velocidade média do vento e da estabilidade.

2 EQUAÇÕES PROGNÓSTICAS

Os processos físicos que geram, destroem e transportam estes e outros momentos de segunda ordem das variáveis atmosféricas estão relacionados nas equações de balanço. Sua compreensão é essencial para a representação adequada dos processos turbulentos em modelos numéricos do CLP, seja através de sua parametrização ou de sua solução através de equações prognósticas. Essas equações de momentos estatísticos de variáveis atmosféricas na CLP são obtidas a partir das equações básicas de conservação (momento, energia e massa), que juntamente com a equação de estado compõem um sistema fechado de equações para as variáveis velocidade, temperatura, pressão e densidade.

No entanto, sendo a CLP um ambiente turbulento, a solução dessas equações de maneira exata não é possível, sequer numericamente (à exceção de condições fracamente turbulentas, com domínios espaciais e temporais bastante restritos, utilizando a técnica de simulação numérica direta, ou DNS, na sigla em inglês). Portanto, a aplicabilidade das equações na CLP demanda que um procedimento de média seja a elas aplicado. Esse procedimento também tem uma motivação do ponto de vista aplicado, no sentido que são as médias das variáveis atmosféricas que normalmente interessam os estudos e produtos micrometeorológicos.

Ao aplicar as médias no sistema de equações, entretanto, estas passam a apresentar momentos de segunda ordem (variâncias e covariâncias). Modelos de segunda ordem resolvem equações prognósticas para essas quantidades, e elas são o foco deste estudo, conforme descrito na introdução. A derivação dessas equações prognósticas é um procedimento algébrico, que consiste em definir as equações para as perturbações e combiná-las para formar as equações para os momentos estatísticos desejados.

Este estudo analisa as equações prognósticas para ECT, para o fluxo de calor e para a variância de temperatura. Esses momentos de segunda ordem são resolvidos prognosticamente em alguns dos níveis de solução dos modelos de Mellor e Yamada (1974), amplamente utilizados pela comunidade micrometeorológica.

O objetivo é entender como os termos das equações de balanço destes três momentos de segunda ordem dependem do vento no período diurno e no período noturno, separadamente.

A equação prognóstica do balanço de ECT (Anexo A) considerando a homogeneidade horizontal, e assumindo que a direção x do escoamento está alinhada com o vento médio, é dada por:

$$\frac{\partial E}{\partial t} = -\overline{u'w'} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} + \frac{g}{\Theta} \overline{w'\theta'} - \frac{\partial \overline{w'E}}{\partial z} - \frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial \overline{w'p'}}{\partial z} - \varepsilon \quad (\text{Eq.1})$$

onde os termos do lado direito são:

- $-\overline{u'w'} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z}$: produção mecânica de turbulência pelo cisalhamento do vento (SP).

Como o fluxo de momento $\overline{u'w'}$ tem sempre sinal oposto ao cisalhamento vertical do vento $\frac{\partial \bar{u}}{\partial z}$, esse termo é sempre positivo, representando portanto sempre uma fonte de turbulência, tanto durante o dia como durante a noite. Em muitas condições, este é o termo dominante na equação de balanço de ECT;

- $+\frac{g}{\Theta} \overline{w'\theta'}$: este é o termo de flutuabilidade (BP/D), que representa processos térmicos.

Como o sinal do fluxo de calor $\overline{w'\theta'}$ é positivo durante o dia e negativo durante a noite, o termo tem os mesmos sinais, representando portanto produção de turbulência durante o dia e destruição de turbulência durante a noite (produção/destruição);

- $-\frac{\partial \overline{w'E}}{\partial z}$: transporte de ECT por turbulência (TT), é um termo de transporte porque,

quando integrado na extensão vertical da camada é zero. Em geral, é negativo junto à superfície e positivo em níveis mais altos, mostrando que a turbulência transporta ECT de baixo para cima, sendo este termo, portanto, responsável em parte pelo fato que a turbulência chega a níveis elevados na CLP;

- $-\frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial \overline{w'p'}}{\partial z}$: como o termo interior, tem integral nula na extensão vertical da CLP,

representando, portanto, transporte, neste caso pelas perturbações de pressão (PT). Simulações numéricas (Puhales et al., 2013) mostram que em geral tem sinal oposto, mas magnitude menor que o termo de transporte pela turbulência que, por esse motivo, é o processo dominante de transporte.

- $-\varepsilon$: é o termo de dissipação de turbulência por processos moleculares (DIS). É sempre negativo, representando destruição de turbulência.

Os termos da equação foram determinados para os conjuntos de dados do sítio de Santa Maria com exceção do termo de transporte por flutuação de pressão, visto que estas não são observadas. Para os termos da equação do balanço de ECT que envolvem derivadas

verticais, estas são calculadas por diferenças centradas usando níveis intermediários de forma que os termos nos níveis mais baixo e mais alto da torre não puderam ser determinados.

O termo dissipativo ε é determinada pela função estrutura de segunda ordem S_u^2 pela relação $S_u^2(r) = C_k \varepsilon^{2/3} r^{2/3}$, onde C_k é a constante de Kolmogorov, utilizando o valor de 2,15, e r sendo o limite de escala espacial. O subintervalo inercial utilizando número de 3 pontos usados no ajuste da reta para intervalo inercial assumindo que 5% é o erro aceito do expoente pela lei de Kolmogorov e que o menor coeficiente de ajuste tenha 80% de relação com a função estrutura (Puhales et al. , 2015). As janelas utilizadas para o período diurno é de 900 segundos e para o período noturno é de 60 segundos, Em todos os casos, a frequência de amostragem dos sensores é de 10 Hz.

A equação prognóstica do balanço de fluxo de calor (Anexo B) é descrito pela equação:

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

Os termos da equação 2 são:

- $-\overline{w'^2} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z}$: produção de fluxo calor pela estratificação térmica (GP). Como o fluxo de calor $\overline{w'\theta'}$ tem normalmente sinal oposto ao do gradiente vertical de temperatura potencial $\partial \bar{\theta} / \partial z$, este termo tem sempre o mesmo sinal do fluxo e representa, por isso, produção de fluxo;

- $+\frac{g}{\Theta} \overline{\theta'^2}$: o termo de flutuabilidade (BP/D), associado ao fato que perturbações de temperatura produzem perturbações de mesmo sinal de velocidade vertical, naturalmente produzindo correlações entre essas duas variáveis (e essas correlações são o fluxo de calor). Esse termo é sempre positivo, sendo portanto fonte de fluxo quando o fluxo é positivo (dia) e destruição de fluxo quando este é negativo (noite);

- $-\frac{\partial \overline{w'^2 \theta'}}{\partial z}$: termo de transporte de fluxo de calor por turbulência (TT), que é zero quando integrado verticalmente na CLP e , em, geral, tem sinal oposto ao fluxo junto à superfície e o mesmo sinal do fluxo em níveis mais altos, mostrando que tende a transportar o fluxo de baixo para cima;

- $+\frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial \overline{\theta' p'}}{\partial z}$: termo de covariância de pressão (PC) de acordo com Wyngaard et al. (1971) e Moeng e Wyngaard (1989), separado nas componentes (Shah and Bou-Zeid, 2014)

$-\frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial \overline{p'\theta'}}{\partial z}$ que é termo de transporte de fluxo por flutuações de pressão e $\frac{+1}{\bar{\rho}} \frac{\overline{p'\partial\theta'}}{\partial z}$ que é o termo de redistribuição do fluxo de calor entre as componentes horizontais e vertical do vetor fluxo (retorno à isotropia) e

- $-\varepsilon_{w\theta}$: termo de dissipação de fluxo de calor por processos moleculares (DIS), que é praticamente nulo. No presente trabalho foram determinados os dois primeiros termos a partir dos dados observados.

A equação prognóstica da variância da temperatura (Anexo C) considerando a turbulência homogeneia na horizontal é:

$$\frac{\partial \overline{\theta'^2}}{\partial t} = -2 \overline{w'\theta'} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} - \frac{\partial \overline{w'\theta'^2}}{\partial z} - \varepsilon_{\theta'^2} \quad (\text{Eq.3})$$

os termos da equação na sequência são:

- $-2 \overline{w'\theta'} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z}$: produção de variância de temperatura pela estratificação térmica (GP).

Este termo é sempre positivo porque o fluxo de calor $\overline{w'\theta'}$ tem normalmente sinal oposto ao do gradiente térmico $\partial \bar{\theta} / \partial z$. Como a variância de temperatura é também, sempre positiva, este termo representa sempre produção de variância;

- $-\frac{\partial \overline{w'\theta'^2}}{\partial z}$: transporte vertical de variância de temperatura pela turbulência (TT). É

zero integrado verticalmente na CLP, e normalmente negativo junto à superfície e positivo em níveis mais altos;

- $-\varepsilon_{\theta'^2}$: dissipação molecular de flutuações de temperatura (DIS), é determinado de maneira semelhante ao da dissipação de ECT, porém com algumas alterações como a constante de Kolmogorov, utilizando o valor de 2,13, o ajuste da reta para intervalo inercial assumindo que 10% é o erro aceito do expoente pela lei de Kolmogorov, tendo como referência o trabalho de Kiely et al. (1996).

3 REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

Segundo Stull (1988), a ECT é uma das variáveis mais importantes em micrometeorologia, pois é a forma mais completa de quantificar a turbulência. Individualmente os termos da equação descrevem os processos físicos que geram, destroem e transportam a turbulência, portanto relacionando os fluxos turbulentos e os processos físicos a eles associados com a manutenção ou decaimento da turbulência.

Historicamente, os trabalhos que analisam balanços de momentos de segunda ordem na CLP, o fazem em termos de parâmetros de estabilidade, como zL^{-1} (onde z é a altura e L é o comprimento de Obukhov) ou o número de Richardson, tanto forma fluxo quanto gradiente. Neste sentido, Wyngaard e Coté (1970) estudaram os balanços de ECT e de variância de temperatura na camada limite superficial, onde espera-se, que os termos sigam a TSMO. Neste caso, a importância relativa dos termos dos balanços (produção por cisalhamento, flutuação térmica, transporte turbulento e dissipação) depende da estabilidade e a taxa de produção de variância de temperatura, também segue muito bem a TSMO na camada superficial.

Shah and Bou-Zeid (2014) fizeram uma análise detalhada dos balanços de vários momentos estatísticos de segunda ordem, utilizando DNS. Eles estudaram os balanços de ECT, fluxos de calor e momento e variâncias das componentes da velocidade e da temperatura para casos estáveis, e os compararam com casos neutros no mesmo número de Reynolds, além de variar o número de Reynolds e a estabilidade. No balanço de ECT, a estabilidade afeta todos os termos, sendo mais significativa a redução no termo de produção por cisalhamento. Os autores também analisaram perfis verticais dos termos dos balanços de fluxo de calor e variância de temperatura para os casos estáveis, em que a turbulência é menos desenvolvida.

Outros trabalhos focaram no balanço de ECT em períodos específicos. Pino e Vila (2008) focaram no período convectivo, enquanto Babic e Rotach (2017) analisaram o período estável. Ambas análises foram em termos do parâmetro de estabilidade da TSMO. Nilson et al. (2016), por sua vez, analisaram o balanço de ECT para o período de transição da tarde, utilizando uma pequena torre para medições próximo a superfície para quantificar as características gerais da camada limite. A configuração de mesoescala no local também é descrita, com base em medições de torres mais altas, radiossondagens e instrumentação de sensoriamento remoto. Há uma comparação dos resultados e eles são normalizados em termos

da velocidade de fricção, altura da medição e comprimento de Obukhov, de acordo com a TSMO. No período observado, observou-se que as variações dos termos do balanço são importantes na modelagem de camadas de superfície convectivas.

Considerando ainda o período convectivo, Moeng e Wingard (1989) mostraram estudos de simulação (LES), avaliando parametrizações para transporte turbulento e dissipação em modelos de fechamento de segunda ordem da camada limite convectiva. Eles mostraram que as escalas de comprimento das taxas de dissipação mecânica e térmica tipicamente usadas em modelos de fechamento de segunda ordem são muito pequenas. Mostraram também que os balanços de fluxo e variância diferem com respeito a quantidades transportadas pela turbulência da superfície para cima e do topo da camada para baixo. No balanço de fluxo de calor, em que os termos foram obtidos diretamente dos dados do LES; o transporte turbulento foi identificado tão importante quanto os termos de fluabilidade e pressão. No balanço de variância de temperatura há um equilíbrio entre o ganho por transporte turbulento de baixo para cima e a perda por dissipação molecular.

Mironov (2000) analisou os termos do balanço de segunda ordem no período convectivo utilizando dados de simulação de LES: no balanço de ECT avaliou os termos de fluabilidade térmica, transporte turbulento, transporte de flutuações de pressão e dissipação, havendo encontrado que todos os termos são importantes para manter o balanço. O transporte turbulento redistribui verticalmente a ECT a partir da metade inferior da camada e tem magnitude maior que o transporte de pressão, em concordância com o que foi encontrado por Moeng e Wyngaard (1989). O balanço de variância de temperatura é mantido pelo transporte turbulento e pela dissipação, também concordando com (Moeng e Wyngaard 1989).

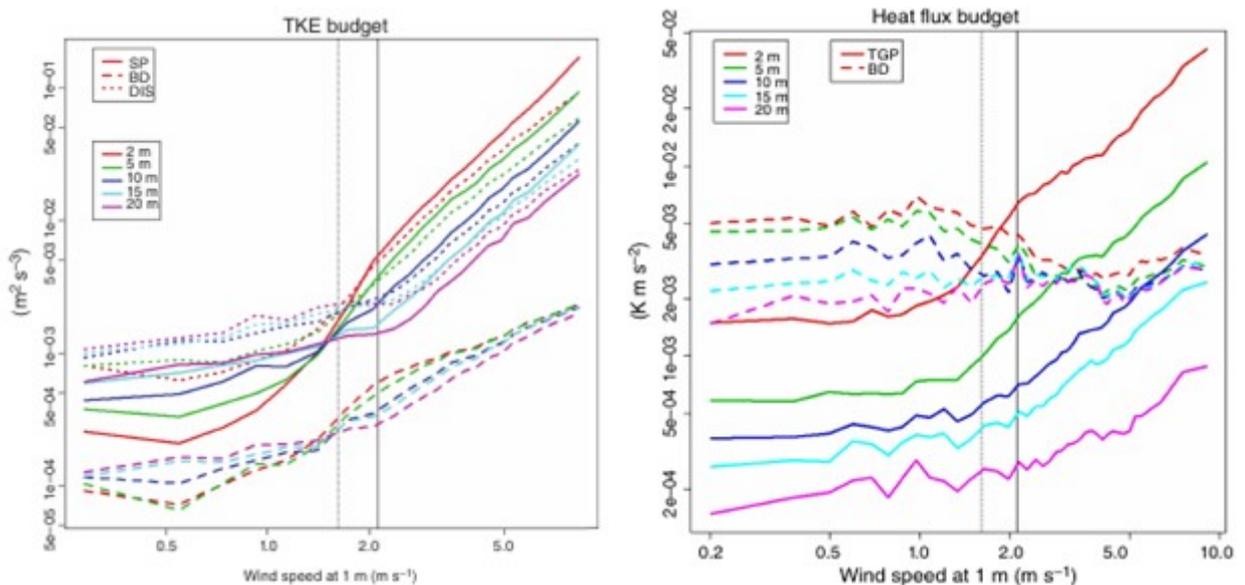
Puhales et al. (2013) utilizaram LES para parametrizar os termos de transporte da energia cinética turbulenta (ECT) em uma camada limite convectiva, onde os perfis de ambos termos de transporte (por turbulência e por flutuações de pressão) têm sinais opostos na camada, sendo a magnitude do transporte turbulento maior do que a do transporte por flutuação de pressão, de forma que o transporte total de ECT (dado pela soma de ambos os processos) é controlado pelo transporte por turbulência.

Acevedo et al. (2016) analisaram os balanços de ECT e fluxo de calor na camada limite estável, utilizando dados do experimento Fluxes over Snow Surfaces (FLOSS-II, Mahrt et al., 2006). Diferentemente dos trabalhos anteriormente citados, neste estudo os termos foram analisados em função da velocidade do vento. Isso foi feito devido a resultados recentes que mostraram que o regime de turbulência da camada limite estável muda abruptamente em

uma velocidade do vento bem definida e dependente da altura (Sun et al., 2012; van de Wiel et al., 2012).

No balanço de ECT, observa-se o comportamento dos termos quando os ventos são fracos e fortes, bem como o que acontece na transição de regime de turbulência noturna, neste caso identificado por uma velocidade do vento bem definida onde o gradiente vertical médio inverte o sinal para toda camada da torre (linha vertical sólida) e pela metodologia proposta por Sun et al. (2012) que relaciona o regime com a taxa de aumento de ECT em relação à velocidade média do vento em cada nível (linha vertical pontilhada).

Figura 1 – Balanço de ECT e do fluxo de calor em função da velocidade do vento no nível inferior da torre. Linhas solidas são o termo de produção de cisalhamento (SP) e produção do gradiente térmico (TGP), as pontilhadas, a dissipação (DIS) e as tracejadas o termo de fluabilidade térmica (BD).



Fonte: adaptado de Acevedo et al. 2016, Contrasting structures between the decoupled and coupled states of the stable boundary layer.

A identificação do regime de turbulência noturna é bastante importante para diferentes aplicações meteorológicas na camada limite estável, pois enquanto o regime de vento forte é previsível e bem descrito por teorias de similaridade como a TSMO, no regime de vento fraco, a turbulência é intermitente e sem relação conhecida com parâmetros médios do escoamento, de forma que parâmetros turbulentos como fluxos são imprevisíveis e pouco compreendidos. A figura 1 mostra que o termo de produção por cisalhamento (SP) é dominante para ventos fortes e que o termo de dissipação (DIS) é maior em magnitude que o

de fluutuabilidade térmica (BD) tanto para ventos fracos quanto fortes, sendo o processo mais importante de supressão de turbulência na camada limite estável. No balanço do fluxo de calor, a produção pelo gradiente térmico (TGP) domina sobre a destruição térmica no regime de vento forte e o oposto ocorre no regime de vento fraco, de forma que pode-se inferir que a relação relativa entre esses dois termos tem uma associação com o regime de turbulência noturna que existe.

Segundo Acevedo et al. (2016), o uso da velocidade do vento como referência é a melhor maneira de identificar a estrutura vertical da CLA e a transição entre essas estruturas. As quantidades mais relevantes na CLA mostram diferenças notáveis e muitas vezes abruptas entre dois estados, que frequentemente são suavizadas ou mascaradas quando a análise é feita em relação a um parâmetro de estabilidade atmosférica. Além disso, em outros trabalhos recentes do grupo, alguns padrões de escala foram identificados nas dependências de quantidades turbulentas em relação ao vento médio. Por exemplo, Acevedo et al. (2019) identificou que o termo térmico do balanço de ECT apresenta uma dependência proporcional ao vento médio no regime de vento forte, que se torna proporcional ao cubo do vento médio no regime de vento fraco. Esta dependência em relação ao vento ao cubo satisfaz a previsão de van de Wiel et al. (2012) e de van Hoijsdonk et al. (2015) para o limite máximo do fluxo de calor. Maroneze et al. (2019) identificaram padrões semelhantes em um modelo de turbulência simples, de segunda ordem, e análises não publicadas do grupo indicam a existência de outros padrões de escala em relação à velocidade do vento, que uma vez estabelecidos podem favorecer a determinação de padrões para as quantidades turbulentas no regime de vento fraco, algo ainda inexistente na literatura e nos modelos de turbulência. Outra diferença do trabalho de Acevedo et al. (2016) em relação a anteriores, como o de Sun et al. (2012), a escolha do nível inferior como nível de referência, favorece a identificação dos perfis verticais dos processos ocorridos durante os períodos de grande estratificação térmica e permite a análise dos processos simultaneamente em toda a extensão vertical da torre.

4 DADOS E ANÁLISE

Os Dados micrometeorológicos analisados no presente estudo foram coletados no sitio experimental de Santa Maria, na região central do Rio Grande do Sul, Brasil (Fig. 2). O experimento é realizado em uma área de pastagem de 24 ha do Campus da Universidade Federal de Santa Maria, Brasil. A área é coberta por vegetação natural, típica do Bioma Pampa.

Figura 2 – Torre micrometeorológica de Santa Maria-RS (SM_140) no Campus da UFSM, faz parte da rede Sulflux (www.sulflux.ufsm.br), com início de operação em 20/11/2013, nas coordenadas -29.7243, -53.7600.



Fonte: Próprio autor.

O terreno é ligeiramente ondulado, característico da região com vegetação alta nas direções oeste e sul do local cuja direção dominante do vento é de sudeste. Uma torre micrometeorológica de 30 m opera no local, (latitude $-29^{\circ}43'27.3''$, longitude $-53^{\circ}45'36.1''$, altitude 85 m) com sônicos virados para leste, sem correção de direção. No período do presente estudo, a torre estava instrumentada com 4 níveis de medições de turbulência, fornecidas por um IRGASON a 3 m acima do solo, dois anemômetros sônicos CSAT3B a 6 m

e 14 m, e um anemômetro sônico CSAT3 a 30 m. Todos estes são instrumentos fabricados pela Campbell Sci., Inc.

Em todos os conjuntos de dados, momentos estatísticos como médias, variâncias e covariâncias foram avaliados ao longo de 172 dias no período de 06 de dezembro de 2019 a 04 de julho de 2020. Sendo uma região subtropical, condições pré e pós-frontais são decorrentes neste período. O tempo observado para cada período de análise é de 06 horas, utilizando janelas de tempo de 15 minutos (96 observações) para o período diurno, no horário padrão local de 1000 (LST: UTC - 3 h) às 1600 (LST: UTC - 3h) da tarde e janelas de tempo de 1 minuto (1440 observações) para o período noturno compreendido entre 2200 (LST: UTC - 3h) às 0400 (LST: UTC - 3h) da manhã seguinte. Os três componentes do vento e a temperatura são amostras à uma taxa de 10 Hz para cada nível de observação. Os termos de balanço são mostrados em função da velocidade do vento no menor nível da torre, no caso a 3 metros da superfície do solo.

Sun et al. (2012) analisa a turbulência em um dado nível com a velocidade do vento nesse nível. A turbulência será analisada em todos os níveis em termos da velocidade do vento em um nível de referência fixo próximo a superfície. O uso da velocidade do vento em um nível de referência se ajusta melhor ao objetivo de identificar a estrutura vertical do CLA, bem como a transição entre diferentes estruturas verticais. Quando classificados pela velocidade do vento em um nível de referência, os perfis verticais das quantidades mais relevantes no CLA mostram diferenças significativas entre dois estados.

Uma relevância é considerada nos processos físicos que ocorrem período noturno (CLN), isto porque a intensidade da turbulência diminui significativamente e se desenvolve em escalas temporais e espaciais muito pequenas. Acevedo et al. (2007) mostra que os processos turbulentos ocorrem em escalas temporais muito pequenas em condições de grande estabilidade. Os processos não turbulentos ocorrem em escalas espaciais e temporais maiores e também são relevantes nos processos de interação entre superfície e atmosfera (Acevedo et al., 2006).

A torre do Campus da UFSM é única no sentido de proporcionar observação contínua com múltiplos níveis de turbulência. A maioria dos estudos do tipo ao redor do mundo é feita na forma de campanhas, que tipicamente duram no máximo de 4 meses. Observações contínuas, por sua vez, são feitas em apenas um ou dois níveis verticais tipicamente, pois têm o objetivo principal de caracterizar ecossistemas com respeito a trocas de escalares entre a superfície e a atmosfera. Neste estudo é importante destacar o longo prazo das observações, que reduzem a variabilidade aleatória.

5 CASO CONVECTIVO E ESTÁVEL

Antes de abordar os balanços dos momentos de segunda ordem, olhamos como seus valores de equilíbrio dependem da velocidade média do vento e do parâmetro de estabilidade nos casos convectivo e estável (Figs. 3 e 4).

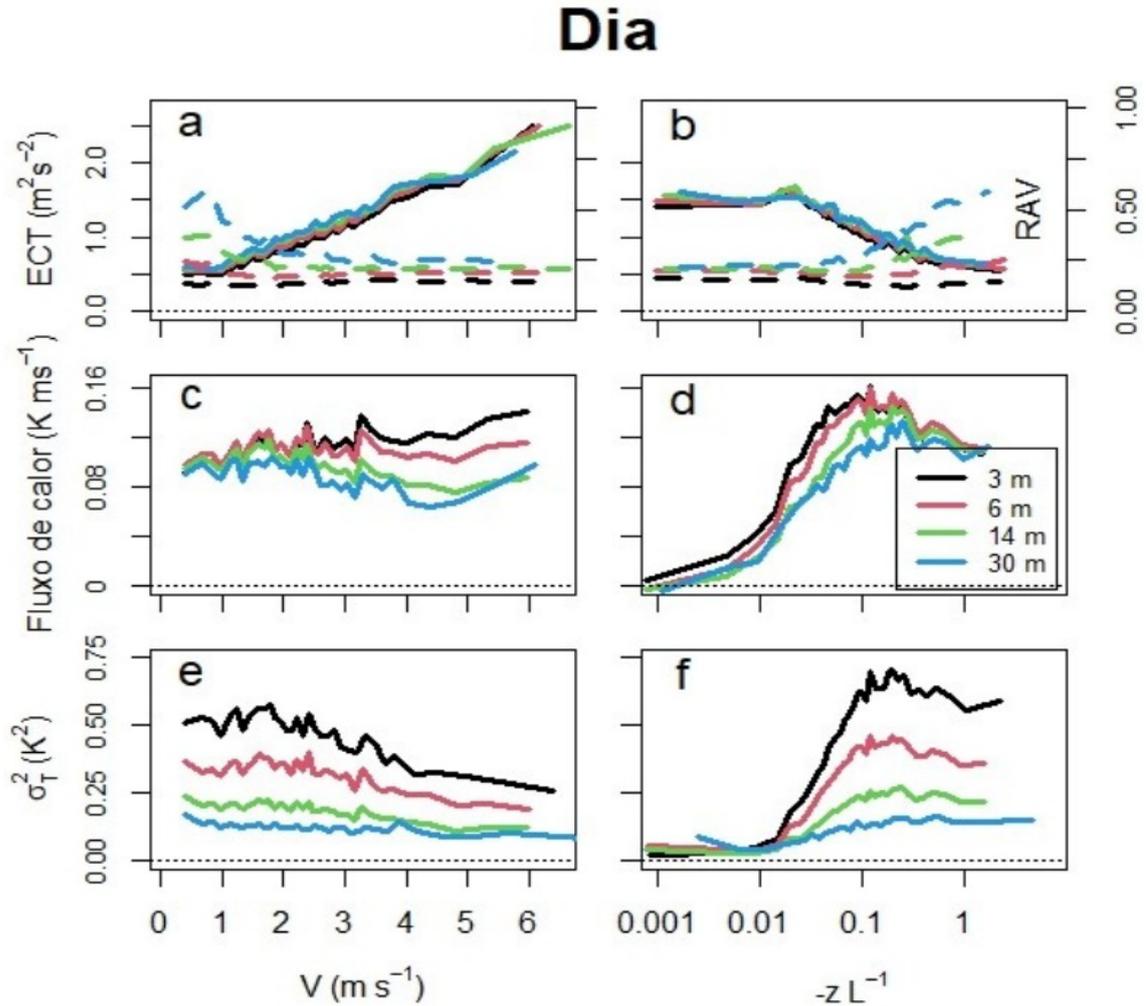
5.1 CASO CONVECTIVO

A convecção se forma pela transferência de calor da superfície aquecida do solo e resfriamento radiativo no topo de nuvem, que dão origem a um fluxo de energia na forma de calor sensível, aquecendo as camadas de ar superficiais, deixando-as menos densas que as mais elevadas, originando camadas de ar convectivas, em processo associado à produção térmica de turbulência.

Começando antes da aurora, gerando uma situação de instabilidade com ar quente da superfície que se elevam por forças de empuxo, atingindo uma altura (profundidade de camada) máxima ao crepúsculo. A turbulência neste período é mais intensa, e calor, umidade e momento, são uniformemente misturados verticalmente. O cisalhamento do vento também gera a turbulência mecânica durante o dia. A camada limite diurna, caracterizada pela produção térmica e mecânica de turbulência é denominada camada limite convectiva (CLC). Durante o dia, em condições convectivas, a ECT aumenta linearmente com o velocidade média do vento próximo à superfície de um valor médio de $0,5 \text{ m}^2\text{s}^{-2}$ para velocidade do vento muito fraca, de 2,5 para $V \cong 6 \text{ ms}^{-1}$ (Fig. 3a). A ECT é dividida entre contribuições das componentes de variâncias horizontais ($\sigma_{u,v}$) e vertical (σ_w), sendo razão de aspecto de velocidade definida como $RAV \equiv 2^{1/2} \sigma_w (\sigma_u^2 + \sigma_v^2)^{-1/2}$, uma unidade puramente isotrópica da turbulência, que pende a zero quando a ECT é influenciada por perturbações horizontais de velocidade. A RAV é próximo de 0,15 a 3 m, independentemente da velocidade média do vento.

Em níveis mais altos da torre, RAV é maior, pois há mais espaço vertical para desenvolver as flutuações de velocidade vertical, e aumenta a dependência da velocidade média do vento. Assim a RAV excede 0,50 a 30 m e com velocidades médias do vento próximas de zero, em condições mais convectivas com maiores perturbações verticais de velocidade, onde os ventos são fracos.

Figura 3 – Dependência diurna de ECT (a), fluxo de calor (c) e variância de temperatura (e) na velocidade média do vento a 3 m, parâmetro de estabilidade zL^{-1} (b,d,f) e RAV (linhas tracejadas em a e b), respectivamente para os diferentes níveis verticais, conforme legenda (d).



Quando a ECT é classificada em termos do parâmetro de estabilidade zL^{-1} , um regime quase neutro se torna evidente para $zL^{-1} < 0,02$, quando ECT e RAV são independentes do parâmetro de estabilidade (Fig. 3b). Quando zL^{-1} excede este limiar, ECT diminui e RAV nos níveis mais altos da torre aumenta constantemente com zL^{-1} . Contrastando com a ECT, o fluxo de calor varia pouco com a velocidade média do vento (Fig. 3c). O fluxo de calor médio aumenta de 0,1 a 0,14 $K ms^{-1}$ conforme a velocidade média do vento em 3 m aumenta de 0 até 6 ms^{-1} . Mais dependente da velocidade média do vento é a variação do fluxo de calor com a altura, pois é quase independente da altura na camada da torre para velocidades do vento muito fraco, e diminui constantemente com a altura para velocidades do vento elevadas.

A grande dependência do fluxo de calor em zL^{-1} (Fig. 3d) é uma consequência da correlação direta entre as duas variáveis (Klipp e Mahrt, 2004; Baas et al., 2006), visto que o

fluxo de calor faz parte da definição do Comprimento de Obukhov (L). Apesar desta correlação, os maiores fluxos de calor ocorrem em estabilidades intermediárias, $zL^{-1} \cong 0.1$.

A variância da temperatura diminui com a altura para todos os valores das velocidades médias do vento (Fig. 3e). Em níveis mais baixos, diminui com a velocidade do vento, de modo que a 3 m, σ_T^2 é duas vezes maior quando a velocidade média do vento se aproxima de zero do que quando $V \cong 6 \text{ ms}^{-1}$. A mistura mais intensa em condições com velocidades de vento maiores implica que a redução de σ_T^2 com o vento não é tão grande nos níveis mais altos da torre. Quando σ_T^2 é classificado por zL^{-1} , uma dependência semelhante ao observado para o fluxo de calor na Fig. 4d é encontrado, apesar de não haver correlação direta entre σ_T^2 e zL^{-1} , (Fig. 4f). Isto é uma consequência do fluxo de calor que compõe o principal termo de produção na equação de balanço de variação de temperatura.

Para $V > 4 \text{ ms}^{-1}$, tanto o fluxo de calor (Fig. 3c) como a variância de temperatura (Fig. 3e) tendem ao regime de estabilidade quase neutra, com σ_T^2 diminuindo linearmente dos níveis inferiores para os superiores e os fluxos ficando menos turbulentos conforme V aumenta.

Essa classificação também identifica uma inversão do gradiente vertical de σ_T^2 em condições neutras, $zL^{-1} < 0,01$, não evidente quando o mesmo termo é classificado pela a velocidade média do vento

5.2 CASO ESTÁVEL

A camada limite estável forma-se no início período de transição da noite (crepúsculo) quando há inversão do fluxo de calor e a superfície da terra passa a se resfriar por perda radiativa, de forma que a camada de ar fica mais densa na parte inferior com regiões mais quentes na parte superior. Este período é caracterizado por turbulência mais fraca e, por vezes, intermitente.

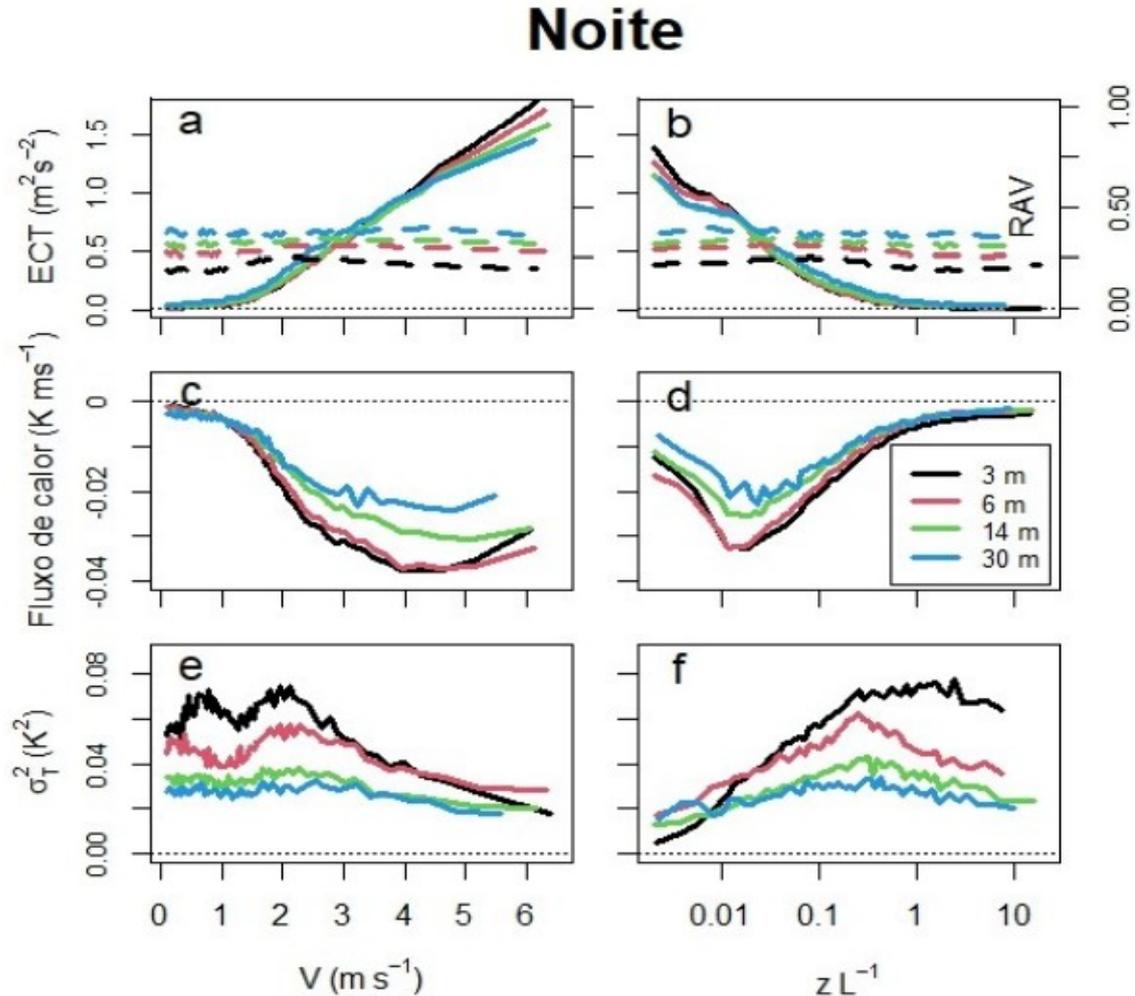
No período noturno, o valor de equilíbrio de ECT aumenta com a velocidade média do vento (Fig. 4a) e diminui com a estabilidade (Fig. 4b), como esperado. Contrastando com o comportamento diurno (Fig. 3a, b), a partição da ECT em componentes verticais e horizontais (RAV, linhas pontilhadas nas Figs. 3a, b) é independente tanto da velocidade média do vento como da estabilidade, variando apenas com a altura. Como mostrado por Sun et al. (2012), a ECT aumenta pouco com V até um valor de transição de regime, a partir do qual ECT passa a aumentar acentuadamente com V . Conforme detalhado por Acevedo et al. (2021) e na Fig. 3a,

tal transição de regime ocorre em $V = 1,1 \text{ ms}^{-1}$ no nível de 3 m em Santa Maria. O sinal do gradiente vertical de ECT muda com V e zL^{-1} , como foi demonstrado por Acevedo et al. (2016) com dados do experiment FLOSS-II (Fluxes over Snow Surfaces, Mahrt e Vickers, 2006)

Com valores maiores de V e pequenos de zL^{-1} , a ECT apresenta o comportamento clássico decrescente com a altura, mas nas situações opostas, a ECT aumenta com a altura, provavelmente devido ao aumento da contribuição de estruturas não turbulentas de baixa frequência, no regime muito estável. No conjunto de dados atual, o gradiente vertical de ECT não muda abruptamente em um valor bem definido de V , como mostrado para FLOSS-II por Acevedo et al. (2016), mas, em vez disso, ocorre em uma faixa de V (de 2,5 a 4,5 ms^{-1}) e zL^{-1} (0,008 a 0,03). Essa diferença é possivelmente causada por grandes dependência da transição do regime de turbulência em relação à direção do vento em Santa Maria, motivado pela diferença de rugosidade nos diferentes quadrantes (Acevedo et al., 2021).

O fluxo de calor noturno é máximo em valores intermediários da velocidade do vento (Fig. 4c) e estabilidade (Fig. 4d). Em termos de V , o fluxo de calor tende a zero no limite inferior (regime muito estável), devido à supressão de turbulência, mas não necessariamente no limite superior de V , uma vez que pode não haver a destruição total do gradiente térmico, mantendo fluxos finitos, embora menores que seu máximo em V intermediário

Figura 4 – Dependência noturna de ECT (a), fluxo de calor (c) e variância de temperatura (e) na velocidade média do vento a 3 m, parâmetro de estabilidade zL^{-1} (b,d,f) e RAV (linhas tracejadas em a e b), respectivamente para os diferentes níveis verticais, conforme legenda (d).



O fluxo de calor noturno é máximo em valores intermediários da velocidade do vento (Fig. 4c) e estabilidade (Fig. 4d). Em termos de V , o fluxo de calor tende a zero no limite inferior (regime muito estável), devido à supressão de turbulência, mas não necessariamente no limite superior de V , uma vez que pode não haver a destruição total do gradiente térmico, mantendo fluxos finitos, embora menores que seu máximo em V intermediário.

O fluxo de calor máximo é mais precisamente definido em termos de zL^{-1} , pois necessariamente vai a zero no limite muito estável por causa da supressão da mistura turbulenta, e também no limite neutro, devido à ausência de gradientes térmicos e pela correlação direta entre o fluxo de calor e o comprimento de Obukhov (L), dado por:

$$L = \frac{-\bar{\theta}_v u_*^3}{kg(\overline{w'\theta'})} \quad (\text{Eq.4})$$

onde: $\bar{\theta}_v$, a temperatura potencial virtual, u_*^3 é a velocidade de fricção (escala de velocidade do vento na superfície), k a constante de von Karman, g a aceleração da gravidade e $(\overline{w'\theta'})$ o fluxo de calor. L é negativo em condições instáveis (fluxo de calor positivo), infinito em condição neutra (fluxo de calor igual a zero) e positivo quando estável (fluxo de calor negativo).

No presente conjunto de dados, o fluxo de calor máximo a 3 m ocorre em $zL^{-1} \cong 0,02$, que é menor do que os valores encontrados anteriormente de 0,06 (Mahrt et al., 1998), 0,08 (Moraes et al., 2004) e 0.2 (Malhi, 1995). Tanto em termos de V e zL^{-1} , o fluxo máximo de calor absoluto ocorre dentro do regime fracamente estável, de acordo com a dependência de ECT em ambas as quantidades (Figs 4a, b), e também como anteriormente encontrado por Acevedo et al. (2016, 2019).

O valor de equilíbrio da variância de temperatura σ^2_T também atinge o pico em valores intermediários tanto de V (Fig. 4e) como de zL^{-1} (Fig. 4f), e isto é provavelmente porque seu principal mecanismo de produção é proporcional ao fluxo de calor, que também é máximo em valores intermediários de ambas as quantidades, conforme descrito anteriormente. No entanto, σ^2_T atinge picos com valores menores de V e maiores de zL^{-1} do que aqueles para o fluxo máximo de calor absoluto. O máximo σ^2_T ocorre perto dos valores de V e zL^{-1} em que ocorre a transição de regime de turbulência, indicando máximo σ^2_T na transição de regime, conforme encontrado por Acevedo et al. (2016,2019). Verticalmente, σ^2_T diminui com a altura em quase todos os valores de V e zL^{-1} , exceto com ventos muito fortes e em condições próximas à neutralidade.

6 BALANÇO DE ENERGIA CINÉTICA TURBULENTA (ECT)

Nas figuras 5 e 6 são comparados os balanços diurnos com diferentes janelas temporais. Apesar de não serem idênticos, mostrando o papel importante exercido por processos turbulentos com períodos entre 1 e 15 minutos, os padrões mais importantes não variam substancialmente de um caso para outro, permitindo que eles sejam analisados conjuntamente.

Figura 5 – Termos do balanço ECT em função do vento a 3 m, e parâmetro de estabilidade no período diurno compreendido entre 10:00 e 16:00 horas, utilizando janela temporal de 01 minuto.

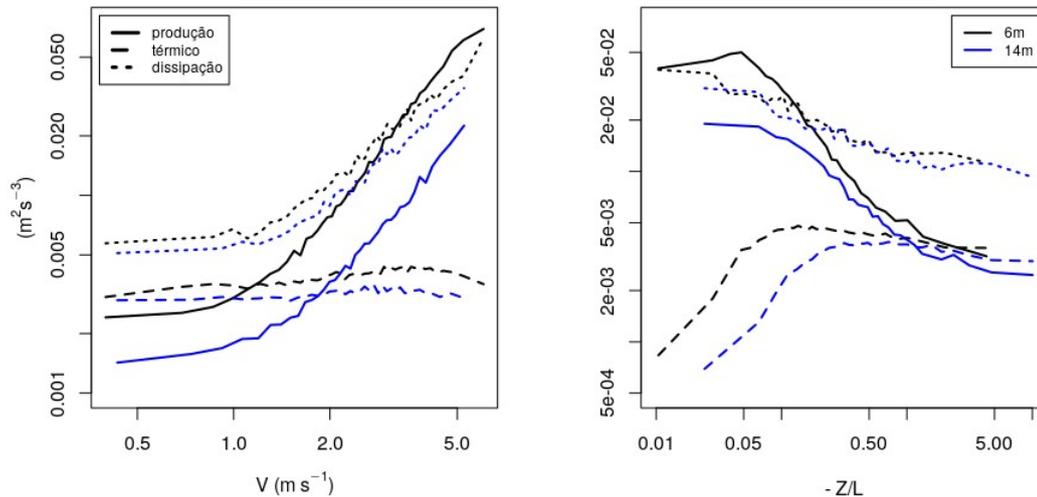
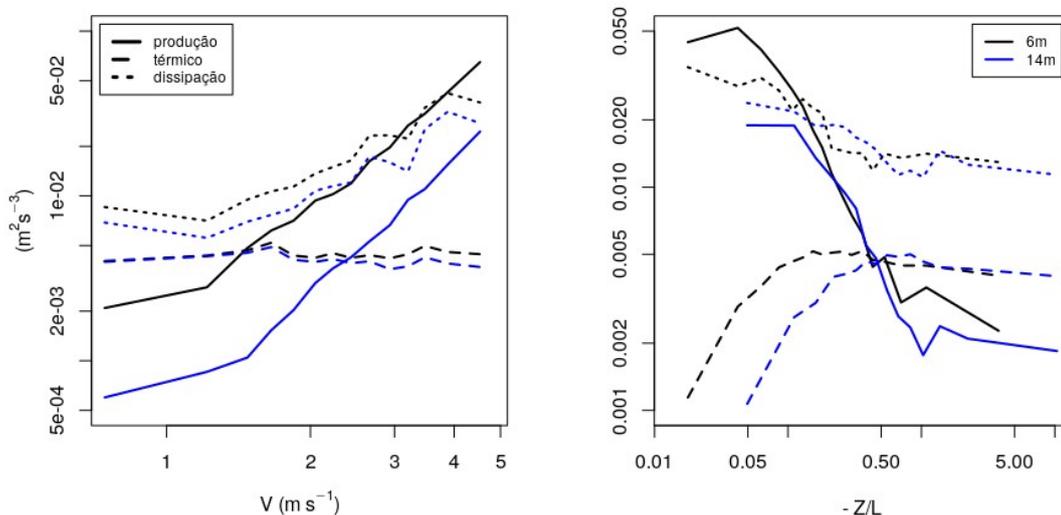


Figura 6 – O mesmo da Figura 5, utilizando janela temporal de 15 minutos.



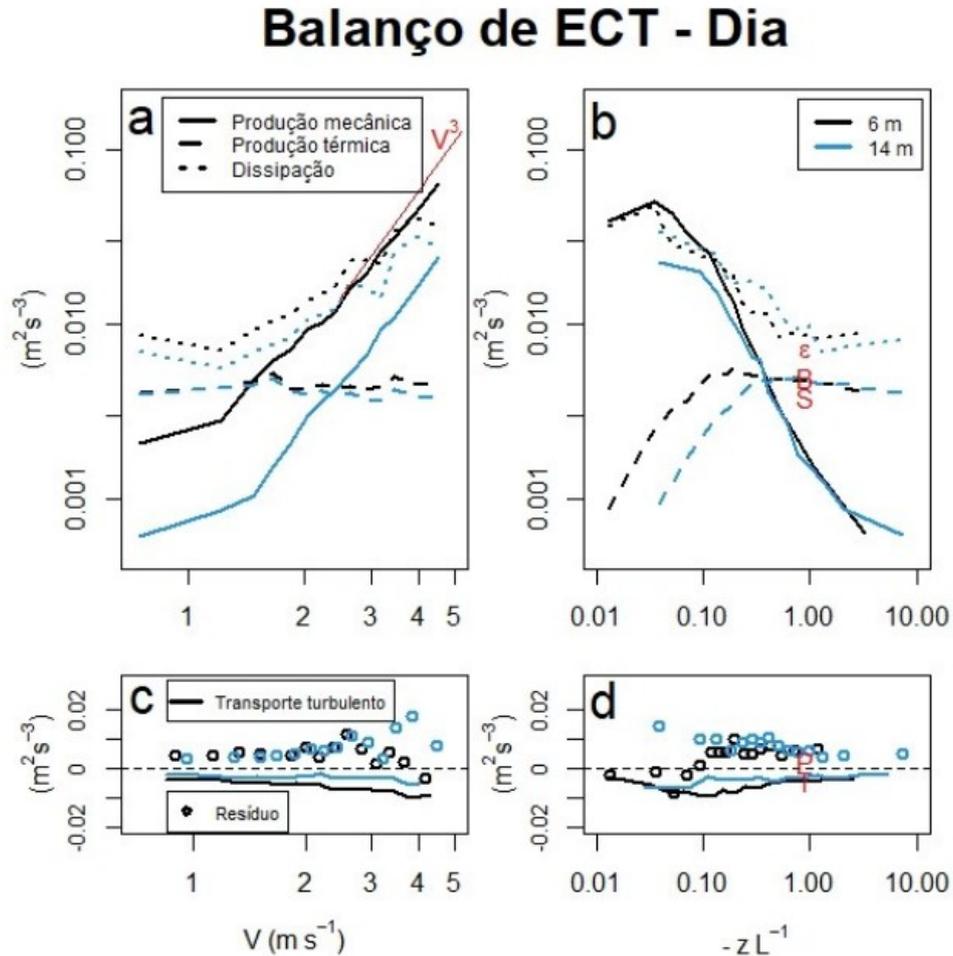
Naturalmente, o termo de produção por cisalhamento (linhas contínuas) aumenta com a velocidade do vento médio com uma proporcionalidade na terceira potência em todas as faixas de V . A 6 m o termo de produção é dominante para $V > 1,5 \text{ ms}^{-1}$, e a 14 m essa condição se restringe a $V > 2,5 \text{ ms}^{-1}$. O termo de dissipação (linhas pontilhadas) responde à turbulência existente, sendo o principal mecanismo de destruição de ECT, excedendo o transporte por turbulência que é negativo em toda extensão da torre. O termo de fluabilidade térmica (linhas tracejadas) mostra-se praticamente independente da magnitude do vento.

O termo de produção térmica apresenta pouca dependência vertical, o que é esperado, uma vez que ele é diretamente proporcional ao fluxo de calor, cujo perfil vertical varia linearmente com a altura até próximo ao topo da camada limite convectiva. Considerando que esta tem centenas ou até milhares de metros em boa parte do período utilizado na análise, a variação linear ao longo da extensão vertical da torre é quase imperceptível, como observado. Sendo o comprimento de Obukhov (L) definido como a altura em que a produção térmica excede a produção mecânica, acredita-se que nestes valores de velocidade do vento, L iguale as respectivas alturas. Também é interessante constatar que na condição de vento bastante fraco durante o dia, a dissipação de turbulência excede em módulo os dois termos de produção individualmente, mas se aproxima de sua soma. O termo de transporte de ECT pela turbulência é negativo para todas as velocidades do vento, e nos dois níveis considerados. Isto significa que ECT é transportado dos níveis próximos à superfície (o que inclui toda a extensão vertical da torre) para níveis mais altos.

A relevância dos termos do balanço de ECT depende da estabilidade. Para condições em que $-zL^{-1}$ pequeno (próximo à neutralidade) o termo de produção é dominante e está em equilíbrio com o termo de dissipação. O termo de produção por cisalhamento é quase independente da estabilidade para $-zL^{-1} < 0,1$, enquanto o termo de fluabilidade térmica independe para $-zL^{-1} > 0,1$, e torna-se dominante para $-zL^{-1} > 0,4$. Há um decréscimo acentuado do termo de produção por cisalhamento em relação aos outros termos quando aumenta $-zL^{-1}$, tornando-se gradualmente menos importante à medida que a instabilidade aumenta.

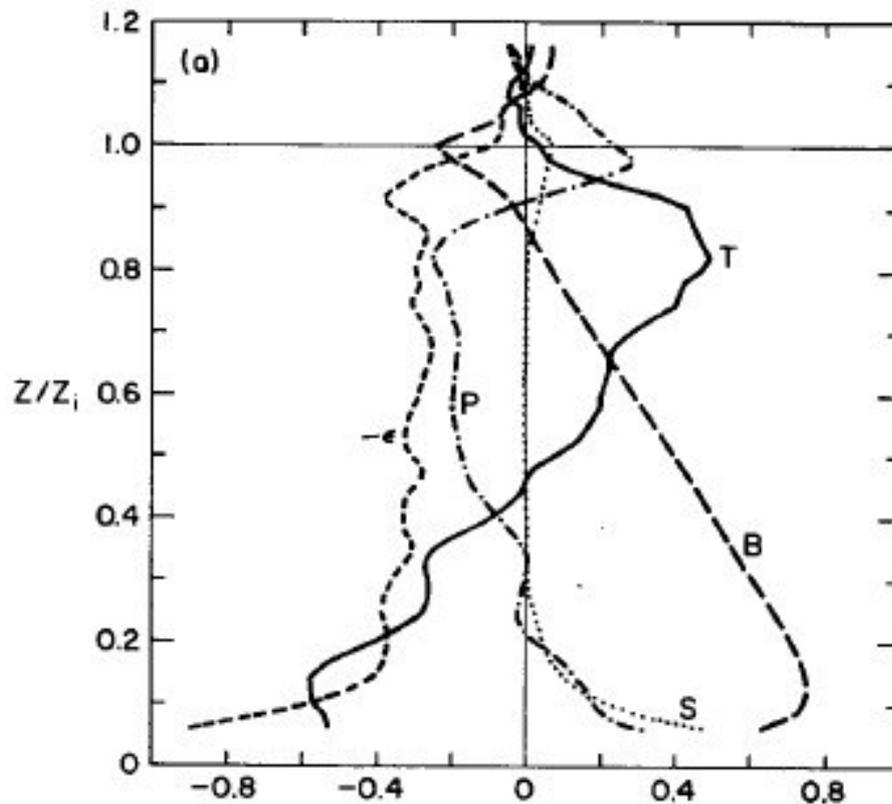
A dissipação se torna dominante com aumento da instabilidade. Aparentemente há uma resposta mais significativa dos termos de produção e dissipação em relação a estabilidade que ao vento.

Figura 7 – Dependência diurna dos termos do balanço ECT (a e c) na velocidade do vento de 3 m e do parâmetro de estabilidade (b e d). Os termos de valores absolutos em uma escala logarítmica nos painéis superiores, enquanto os termos em escala linear nos painéis inferiores (c e d). Letras vermelhas (b e d) são os termos inferidos a partir da figura 8.



O termo de transporte é mostrado separadamente, pois tem magnitude pequena em relação aos outros termos, e pode mudar de sinal, não sendo adequado o uso de uma escala logarítmica. Moeng e Wyngaard (1989) mostraram, em uma simulação convectiva com $-z_i L^{-1} \cong 15$, que perto da superfície o transporte turbulento tem sinal oposto e quase duas vezes maior magnitude do que o transporte de pressão, e uma relação quantitativa semelhante foi encontrada por Puhales et al. (2013) em simulação LES de um ciclo diurno com $-z_i L^{-1}$ variando entre 7 e 15. Aqui, o resíduo tem sinal oposto ao transporte por turbulência, e isso indica que o termo que mais contribui para este resíduo é, de fato, o transporte por flutuação de pressão. Isso só é possível se os transportes horizontais, por advecção e fluxos turbulentos, forem pequenos, e no presente caso isso é favorecido pela grande quantidade de observações em situações distintas que permitem que a média destes termos se aproxime de zero.

Figura 8 – Figura do balanço de ECT do artigo Evaluation of Turbulent Transport and Dissipation Closures in Second-Order Modeling, Moeng et al. (1989), onde T, B, S, P e ϵ representam os termos de transporte de turbulência, flutuabilidade térmica, produção mecânica, transporte por flutuações de pressão e dissipação respectivamente.



Fonte: Moeng e Wyngaard (1989).

Há um contraste evidente dos dois mecanismos de produção em limites neutros e convectivos de estabilidade na análise. Comparar estudos clássicos de LES com a presente análise de $-z_i L^{-1}$ pode ser feito usando os resultados de Moeng e Wyngaard (1989), figura 8, na altura mais baixa dos perfis, em $z z_i^{-1} \cong 0,06$, o que leva a $-z L^{-1} \cong 0.9$. Os termos inferidos (letras vermelhas nas Figs. 7b, d) estão em boa concordância com a média dos valores dimensionais encontrados no presente estudo em uma faixa semelhante de $-z L^{-1} \cong 0.9$.

Especificamente, a flutuabilidade térmica e o transporte turbulento são quase idênticos, enquanto a dissipação é ligeiramente maior à encontrada no LES de Moeng e Wyngaard (1989). O termo de produção por cisalhamento é maior nas observações do que no LES por quase um fator de 2, mas este termo varia muito com $-z L^{-1}$.

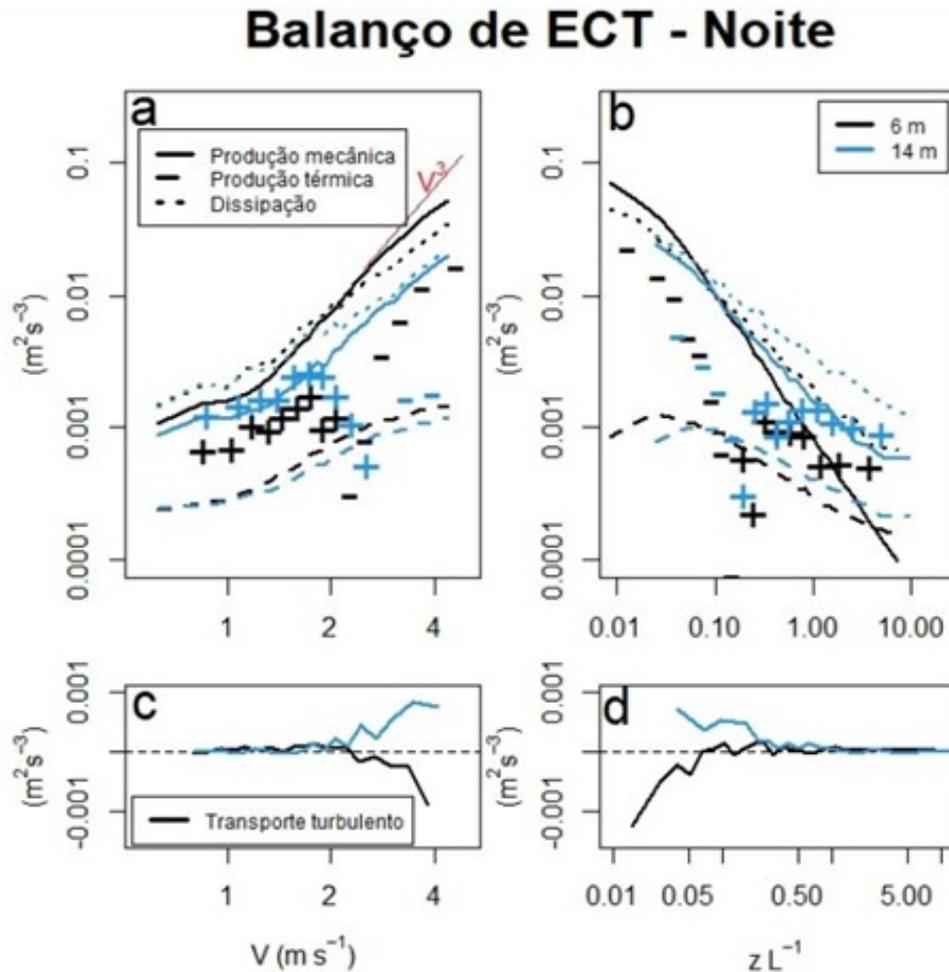
O resíduo do balanço observado tem o mesmo sinal do transporte por flutuações de pressão do LES, mas a magnitude é maior por quase um fator de 3. Apesar dessas diferenças específicas, os dados indicam que a dependência dos termos do balanço de ECT com a

velocidade média do vento (Figs. 7a, c) e a estabilidade (Figs. 7b, d) são bem representadas pelas observações. Também indica que o resíduo no balanço é uma boa aproximação para o termo de transporte de pressão, cujas observações são bastante difíceis. Não há uma aparente tendência de $-zL^{-1}$ em condições de estabilidade no caso diurno.

No período noturno, o balanço de ECT observado na torre do Campus da UFSM (figura 9) se aproxima bastante daquele mostrado por Acevedo et al. (2016) para o experimento FLOSS-II (figura 1). Para ventos fortes ou zL^{-1} pequeno, o termo de produção por cisalhamento (linhas solidas) é o termo gerador de turbulência e a dissipação (linha pontilhada) é o fator de destruição da turbulência, sendo maior em magnitude que a flutuabilidade térmica (linha tracejada), observada no período noturno. A flutuabilidade térmica também contribui para a destruição da turbulência sendo menos eficiente pois tem magnitude menor que a dissipação. A produção por cisalhamento tem maior magnitude na superfície, onde excede a dissipação. Para vento fraco ou zL^{-1} grande, a dissipação tem maior magnitude, atingindo valores que são maiores que produção e que a flutuabilidade térmica.

Esta dissipação em excesso dos demais termos implica que há outros fatores contribuindo para produção local de ECT na torre, que podem ser advecção horizontal pelo vento médio ou pela turbulência ou transporte turbulento na vertical, seja por turbulência ou por flutuações de pressão. O transporte por turbulência, de fato é positivo para ventos muito fracos.

Figura 9 – Dependência noturna dos termos do balanço de ECT (a e c) na velocidade do vento de 3 m e do parâmetro de estabilidade zL^{-1} (b e d). Os termos de valores absolutos em uma escala logarítmica nos painéis superiores, enquanto os termos em escala linear nos painéis inferiores. Os resíduos são mostrados nos painéis a e b, e indicados pelo seu sinal no gráfico logarítmico.



De acordo com Acevedo et al. (2016), tal transporte positivo de ECT com ventos fracos está relacionado com o aumento de ECT com a altura verificado nessa situação. Por sua vez, tal aumento ocorre devido á flutuações não turbulentas, frequentemente referidas como submeso (Mahrt, 2009), que são mais intensas em níveis mais altos. Porém, a magnitude deste transporte positivo é bastante pequena, não sendo suficiente para explicar completamente o excesso da dissipação em relação à produção mecânica no caso de vento fraco.

Por esses motivos, o resíduo necessário para fechamento do balanço é positivo nesta situação de vento fraco (sinais “+” na figura 9), e indica um possível potencial do termo de transporte por flutuações de pressão como fonte de turbulência junto à superfície em noites com vento fraco. Não é claro o quanto o resíduo é evidência suficiente de que o termo de

transporte por flutuações de pressão é positivo em condições muito estáveis e negativa no regime fracamente estável junto à superfície, principalmente porque no período noturno termos de transporte horizontal, não considerados, tem uma possibilidade maior de ser relevantes.

Acevedo et al. (2016) também encontraram esse domínio da dissipação sobre a produção por cisalhamento que implica em um resíduo positivo em condições muito estáveis. O mesmo foi observado por Smeets et al. (1998) para $zL^{-1} > 0.3$, que sugeriram que o transporte por perturbações de pressão deve ser positivas neste intervalo de estabilidades para proporcionar fechamento do balanço. Kosovic e Curry (2000) mostraram os perfis verticais dos termos do balanço de ECT em uma situação fracamente estável, encontrando valores negativos para o termo de transporte por perturbações de pressão junto à superfície. Cuxart et al. (2002) descreveram observações deste termo durante uma noite com turbulência intermitente, encontrando valores em geral negativos próximo à superfície e positivos acima de 30 m.

Portanto, o resíduo do balanço de ECT na análise do presente trabalho indica que o termo de transporte por flutuações de pressão é positivo junto à superfície em condições muito estáveis em concordância com Smeets et al. (1998) e com Acevedo et al. (2016), e negativo em condições fracamente estáveis, de acordo com o LES de Kosovic e Curry (2000).

De qualquer forma, há grandes incertezas associadas aos termos indeterminados do balanço e a erros de qualquer tipo, que implicam que esse resultado deve ser considerado com cuidado. Os termos de produção e dissipação crescem proporcionalmente à velocidade do vento ao cubo (V^3) na condição de regime pouco estável (vento forte).

7 BALANÇO DE FLUXO DE CALOR

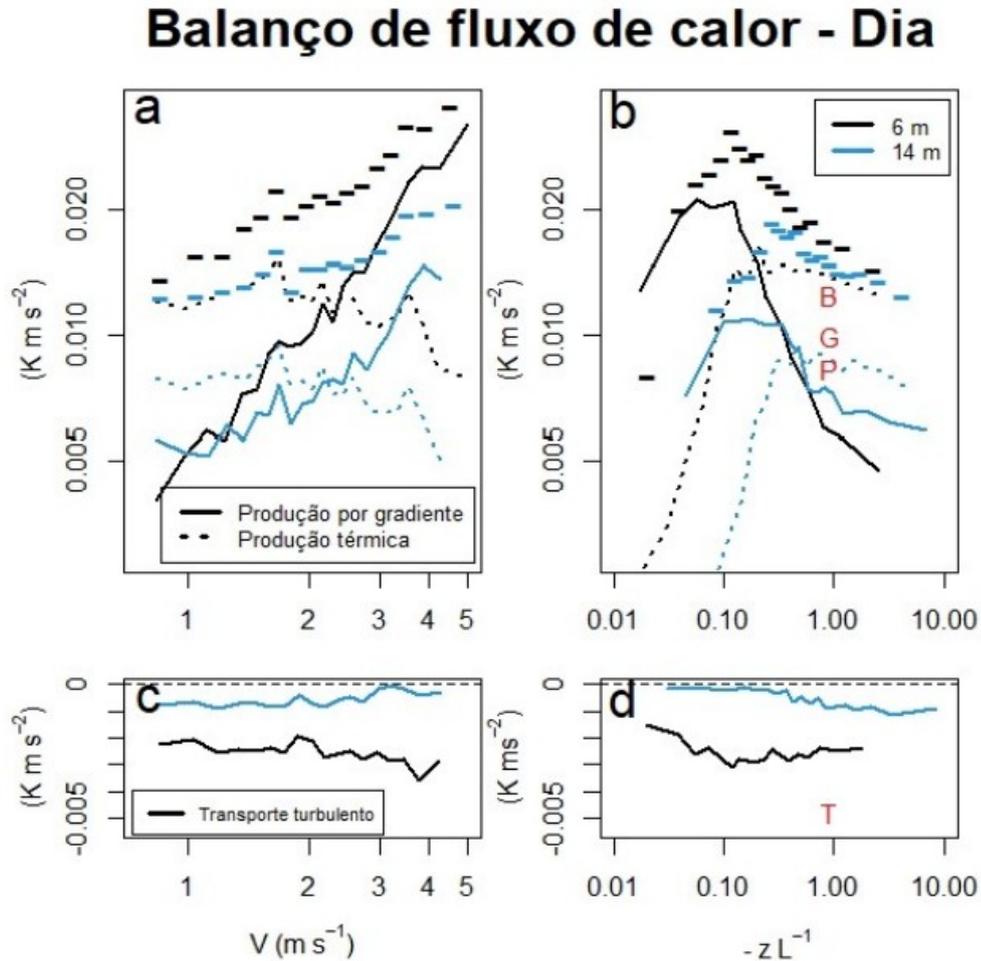
Na análise dos termos do balanço de fluxo de calor (equação 2), aqui comparamos os termos de produção de fluxo de calor pelo gradiente térmico (GP) e de flutuabilidade (BD), associado à variância de temperatura, que produz fluxo durante o dia e o destrói durante a noite, e transporte de turbulência (TT). Os demais termos, que incluem dois envolvendo perturbações de pressão e o termo de dissipação (DIS) não serão analisados devido a impossibilidades de determiná-los com as observações disponíveis na torre.

No período diurno, os dois termos determinados apresentam comportamento semelhante aos termos de produção da equação da ECT (Figura 7). Quando os termos são classificados pela velocidade média do vento V no nível inferior, no caso em 3 m, há uma mudança no mecanismo de produção dominante em cerca de $V = 2,5 \text{ ms}^{-1}$.

O termo térmico de produção pelo gradiente de temperatura cresce bastante com o vento. Isso é interessante, pois o gradiente tende a ser destruído pela maior mistura turbulenta das condições de vento forte. Porém, como o termo também depende da variância da componente vertical da velocidade, que naturalmente aumenta com o vento, o aumento observado do termo com o vento indica um domínio do segundo processo (aumento da variância da velocidade vertical) sobre o primeiro (redução do gradiente vertical de vento). Por outro lado, o termo de produção pela flutuabilidade, diretamente proporcional à variância de temperatura, apresenta uma dependência reduzida em relação ao vento. É interessante destacar uma pequena redução deste termo para condições de vento muito forte, que pode ser originado por diminuições dos gradientes horizontais de temperatura quando o vento é suficientemente forte e consequente redução de variância de temperatura neste caso.

Como na equação da ECT durante o dia, o papel dominante na produção de fluxo de calor depende do vento. Nos ventos mais fracos, a maior produção de fluxo é pelo termo de flutuabilidade, enquanto com vento forte domina o termo de produção pelo gradiente térmico. A velocidade do vento em que ocorre a mudança do termo dominante também é semelhante àquela em que a mesma mudança ocorre no balanço de ECT, discutido na seção anterior.

Figura 10 – Dependência diurna dos termos do balanço do fluxo de calor (a e c) na velocidade do vento de 3 m e do parâmetro de estabilidade $-zL^{-1}$ (b e d). Os termos de valores absolutos em uma escala logarítmica nos painéis superiores, enquanto os termos em escala linear nos painéis inferiores. Os resíduos são mostrados nos painéis a e b, e indicados pelo seu sinal no gráfico logarítmico. Letras vermelhas (b e d) são os termos inferidos a partir da figura 8.



A turbulência transporta o fluxo de calor da superfície para cima, pois o transporte é negativo em ambos os níveis, em toda extensão vertical da torre, e independentemente da velocidade do vento (Fig. 10c), mas a magnitude deste termo é sempre menor do que qualquer um dos mecanismos de produção, de modo que este não é um mecanismo de destruição do fluxo de calor próximo à superfície neste caso.

O resíduo necessário para o fechamento do balanço tem magnitude elevado em relação aos outros termos sendo negativo (Figura 10a, sinais (-)). Esse resíduo é provavelmente dominado por contribuições do termo PC (termo de covariância de pressão, aqui, o termo que produz o fechamento do balanço), embora provavelmente os outros termos ausentes e erros de qualquer tipo também desempenham um papel secundário. O papel do PC como o mecanismo

dominante de destruição do fluxo de calor na CLP foi estabelecida nos estudos LES de Moeng e Wyngaard (1989), Moeng e Sullivan (1994) e Mironov et al. (2000).

Os termos do balanço de fluxo de calor atingem um pico em $0,05 < zL^{-1} < 0,5$, pelo fato do próprio fluxo de calor atingir um valor máximo nesta faixa de estabilidade (fig. 3e). O termo de produção é maior em magnitude que o termo térmico, aumentando de zero na neutralidade para um pico em $-zL^{-1} \cong 0,1$, diminuindo à medida que fica mais instável, devido à redução de ECT nestas condições. O termo de flutuabilidade quando $0,1 < zL^{-1} < 1$ é pequeno, relacionado com a variância de temperatura no mesmo intervalo de estabilidade (fig. 3f). O termo térmico quando $-zL^{-1} \cong 0,5$ sugere a condição de convecção livre pois o termo de flutuabilidade é muito maior que o termo de produção do gradiente térmico. Já para ventos fracos a instabilidade é maior na parte superior da torre onde a produção é mais eficaz.

Os termos de produção no LES de Moeng e Wyngaard (1989) (Figs. 10b, d, letras vermelhas) são comparáveis às observações em $-zL^{-1} = 0,9$. Nessa faixa de estabilidade, o domínio do termo térmico sobre o a produção pelo gradiente é maior nas observações do que no LES, o transporte turbulento é maior por um fator de 2 no LES. Essas contribuições de termos adicionais e erros de qualquer tipo leva a um resíduo de balanço que é maior por um fator de 2 que o termo PC no LES. Comparando os termos do balanço de fluxo de calor, aparentemente a dissipação está mais associada à estabilidade que ao regime de vento no período diurno.

Em condições estáveis, o termo de flutuabilidade térmica (BD) é positivo, opondo-se ao fluxo de calor para baixo, sendo um mecanismo de destruição.

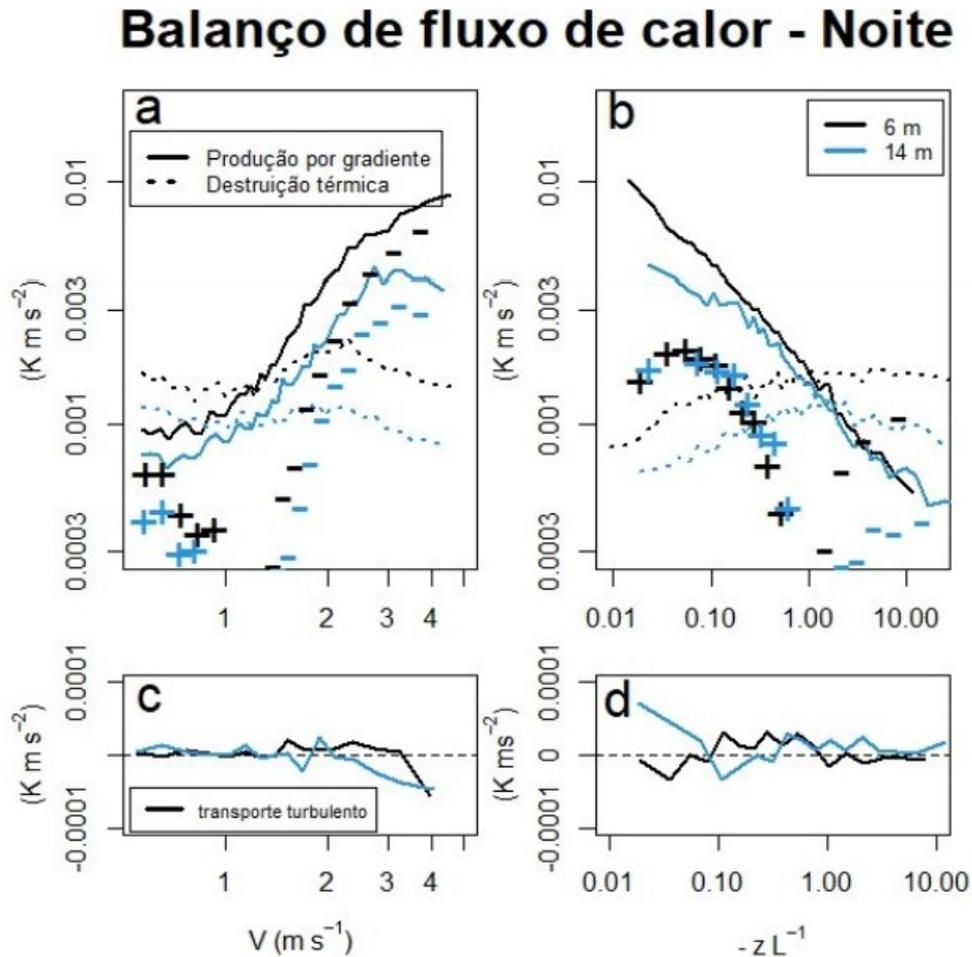
O balanço é dominado por GP e BD, que opõem-se (Fig. 11). Com V grande ou $-zL^{-1}$ pequeno, GP excede BD, enquanto o oposto ocorre em $-zL^{-1}$ grande ou vento fraco. É importante, portanto destacar que Acevedo et al. (2016) encontraram que a dominância entre os dois termos perto da superfície mudou com o regime da CLE: no caso muito estável $|BD| > GP$, enquanto $|BD| < GP$ no regime fracamente estável. O mesmo ocorre no conjunto de dados de Santa Maria, onde ambos os termos são iguais em $V \cong 1,2 \text{ ms}^{-1}$ (Fig. 11a), que é quase o mesmo valor das transições de regime descritas na Fig. 4a. Em termos de estabilidade, tal condição ocorre em $zL^{-1} \cong 1,1$ (Fig. 11b), perto da estabilidade mínima de $zL^{-1} = 1$, proposta para o regime muito estável por Mahrt et al. (1998). Portanto, os presentes resultados indicam que o balanço do fluxo de calor e a condição $|BD| / GP = 1$ pode ser um indicador objetivo da transição de regime CLE, conforme encontrado por Acevedo et al. (2016).

Para o período noturno, o balanço entre os dois termos é próximo ao apresentado por Acevedo et al. (2016), mostrado na Figura 1. O termo de produção de fluxo pelo gradiente de

temperatura cresce rapidamente com a velocidade do vento médio, enquanto que a destruição por flutuabilidade é pouco variável. O papel dominante muda entre o regime de vento fraco e o regime de vento forte para os dois níveis verticais considerados. O resíduo necessário para o fechamento do balanço é positivo com V pequeno ou zL^{-1} grande, quando $|BD| > GP$ e negativo caso contrário, quando $|BD| < GP$. Como no caso de convecção, é provável que tal resíduo seja dominado por PC, de modo que os resultados presentes sugerem o comportamento deste termo em condições estáveis, tanto em termos de V e zL^{-1} . Não foram encontrados estudos de balanço de fluxo de calor em condições estáveis utilizando LES, para um comparativo.

O termo de transporte turbulento tem comportamento semelhante ao da ECT, sendo positivo para ventos fracos. Para ventos acima de 2 m s^{-1} , há uma aparente mudança de sinal em ambos os níveis (negativo), mostrando a ocorrência de transporte dos níveis mais baixos para os mais elevados da torre.

Figura 11 – Dependência noturna dos termos do balanço do fluxo de calor (a e c) na velocidade do vento de 3 m e do parâmetro de estabilidade $-zL^{-1}$ (b e d). Os termos de valores absolutos em uma escala logarítmica nos painéis superiores, enquanto os termos em escala linear nos painéis inferiores. Os resíduos são mostrados nos painéis a e b, e indicados pelo seu sinal no gráfico logarítmico.



Shah e Bou-Zeid (2014) realizaram um estudo de simulação numérica direta (DNS) com análise, para o número de Reynolds variando de 400 a 900. Eles dividiram a contribuição do termo PC para o balanço de fluxo de calor em, transporte e um termo de retorno à isotropia, descobrindo que ambos tinham sinais opostos (negativo para o termo de transporte, e positivo para o retorno a isotropia) e magnitudes semelhantes perto do superfície, de modo que a contribuição para o balanço do fluxo de calor é pequena. Nesse caso, este resultado combinado com aqueles mostrados nas Figs. 11a, b, sugere que quando V é grande ou zL^{-1} pequeno, o resíduo negativo é dominado pela porção de transporte do termo no balanço do fluxo de calor. Por outro lado, quando V é pequeno ou zL^{-1} grande, provavelmente em condições muito estáveis, PC é supostamente dominado pelas contribuições positivas da componente do termo de retorno à isotropia.

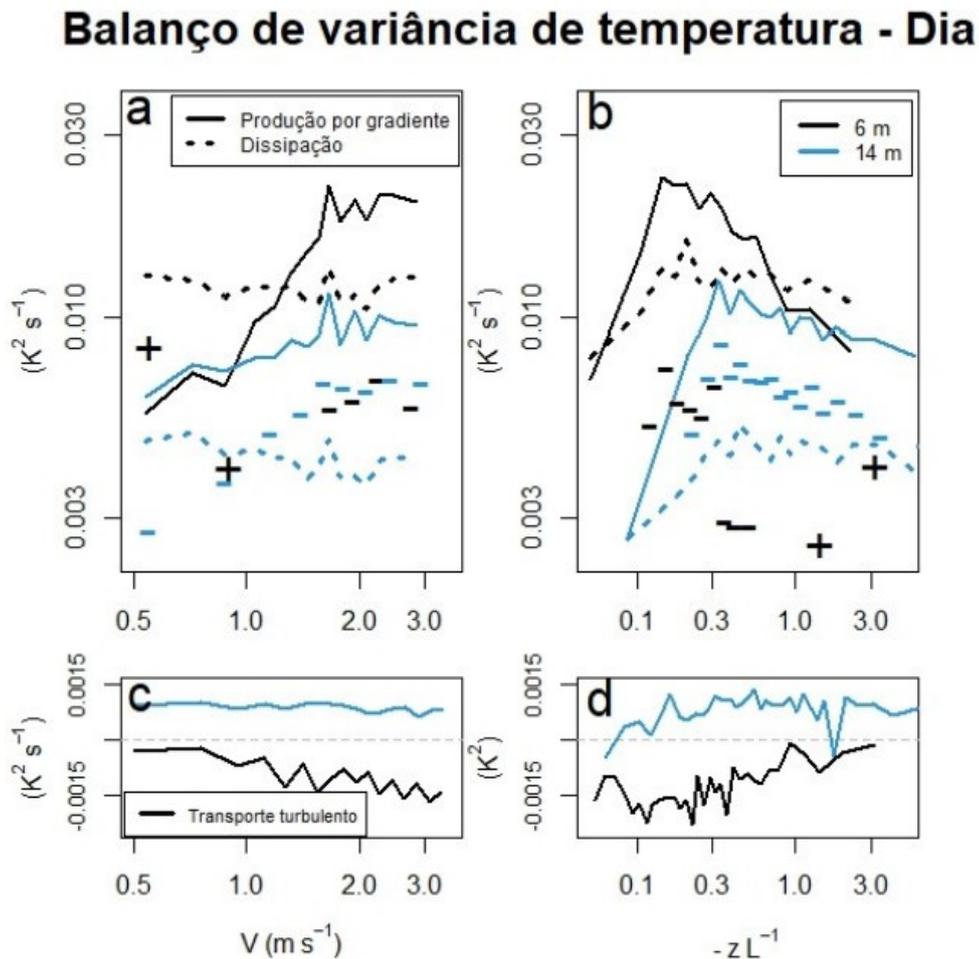
8 BALANÇO DE VARIÂNCIA DE TEMPERATURA

Os termos apresentados no balanço de variância de temperatura, conforme equação prognóstica (eq. 3) são a produção do gradiente térmico (GP), a dissipação (DIS) e o transporte turbulento (TT) respectivamente, que é apresentado separadamente devido a ordem de magnitude ser menor e o sinal do termo variar, impossibilitando sua apresentação em um gráfico logarítmico, junto com os demais termos.

Segundo Kiely et al. (1996), o fluxo de calor sensível faz relação com as flutuações de temperatura na camada superficial através da equação do balanço de variância de temperatura.

No período convectivo o termo de produção de variância de temperatura pela estratificação térmica é positivo e maior na superfície aumentando gradualmente com o vento, e assumindo um papel consideravelmente dominante, que contudo não é impulsionado pelo fluxo de calor, que varia pouco comparado com essa mesma variável (fig.3c). Esse aumento observado da produção por gradiente de $V = 1 \text{ ms}^{-1}$ para $V = 3 \text{ ms}^{-1}$ é, portanto, causado por um aumento do gradiente térmico com a velocidade do vento, que é inesperado, uma vez que o aumento dos ventos tende a aumentar a mistura, destruindo os gradientes verticais. Neste caso, isso ocorre como uma resposta ao ciclo diário. O gradiente térmico diurno próximo a superfície é maior à tarde, quando a superfície está mais quente devido ao intenso aquecimento radiativo, sendo também o momento em que a velocidade do vento é maior, fazendo com que ambas as variáveis sejam positivamente correlacionadas ao longo do período da análise, com está entre 1000 e 1600 hora local. O termo de dissipação permanece em equilíbrio independente da velocidade do vento em qualquer nível, sendo maior que a produção por gradiente para $V < 1,2 \text{ ms}^{-1}$, e menor que GP a 6 m. A 14 m, DIS é sempre maior que a produção por gradiente. O transporte vertical de variância de temperatura é negativo junto à superfície e positivo nos níveis mais altos é menor em uma ordem de grandeza em comparação com os outros termos, de modo que o resíduo é quase a diferença entre a produção por gradiente e a dissipação, sendo negativo para ventos pequenos e positivo para ventos maiores.

Figura 12 – Dependência diurna dos termos do balanço de variância de temperatura (a e c) na velocidade do vento de 3 m e do parâmetro de estabilidade zL^{-1} (b e d). Os termos de valores absolutos em uma escala logarítmica nos painéis superiores, enquanto os termos em escala linear nos painéis inferiores. Os resíduos são mostrados nos painéis a e b, e indicados pelo seu sinal no gráfico logarítmico.



O resíduo é menor do que os dois termos dominantes em 6 m, sendo um provável conjunto de contribuições de termos de transporte horizontal e erros observacionais de qualquer tipo. Os termos aqui apresentados assemelham-se muito àqueles apresentados por Moeng e Wyngaard (1989) e Mironov et al. (2000) para estudos simulações de LES.

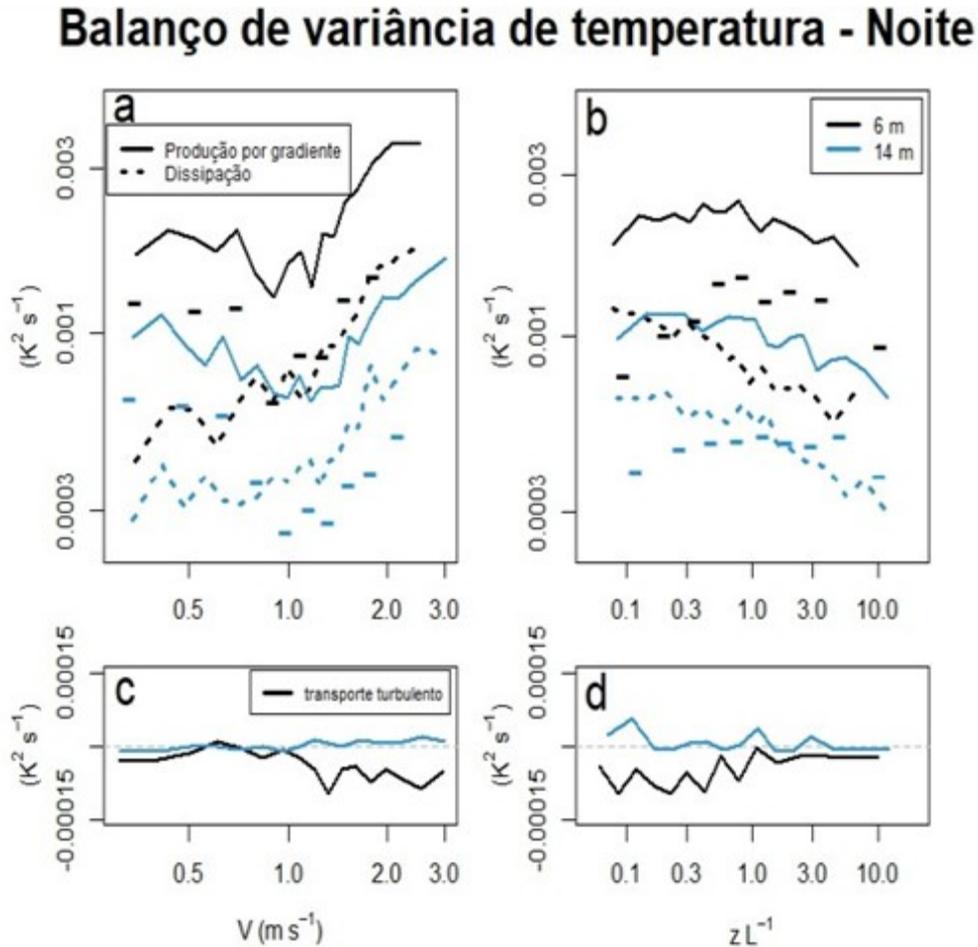
Em termos de parâmetro de estabilidade, o balanço de variância de temperatura atinge o valor máximo em $-zL^{-1} \cong 0,15$ a 6 m e em $-zL^{-1} \cong 0,4$ a 14 m (Fig. 12 b,d). Em condições de neutralidade, a dissipação equilibra essencialmente a produção pelo gradiente térmico, enquanto o transporte turbulento é de importância secundária. Em condições instáveis, a dissipação próxima a superfície excede ligeiramente a produção. Segundo Wyngaard e Coté a energia é perdida a uma taxa substancial devido ao transporte para cima pela turbulência. Monji (1971) sugere que, quando a instabilidade é grande, o transporte se torna uma fonte

local, para manter as flutuações de temperatura em regiões mais altas onde a produção desaparece. Sendo a produção maior que a dissipação na camada superficial, essa variância é transferida para níveis superiores onde a variação de temperatura diminui, e a dissipação ainda está atuante. A magnitude do transporte próximo à superfície muda sutilmente com a condição de vento, sendo menor com vento fraco.

Este termo é negativo na superfície e positivo nos níveis superiores, onde parece mais suscetível a condições de estabilidade que ao vento. Nas observações, por outro lado, o transporte turbulento é sempre uma ordem de magnitude menor que a produção por gradiente e que a dissipação, para todas as estabilidades, exceto na quase neutralidade. Moeng e Wyngaard (1989), mostraram que o transporte turbulento atua em uma camada rasa, transportando a variância de temperatura, abaixo de $0,2z_i$ para níveis acima dele, mas nossas observações indicam que ele atua sobre uma camada ainda mais rasa, com os valores positivos encontrados até 14 m acima da superfície (Fig. 12d).

No período noturno, o termo de produção é maior em uma ordem magnitude que o termo de dissipação para ventos fracos. O termo de transporte por turbulência é muito menor que os demais. A dissipação tende a aumentar com a magnitude do vento, sendo maior próximo a superfície. O balanço de variância de temperatura noturno é dominado pelo GP, independentemente da velocidade do vento, estabilidade e altura (Fig. 13). O mecanismo de destruição mais importante observado é DIS, enquanto TT transfere σ_T^2 para cima da superfície em 6 m .

Figura 13 – Dependência noturna dos termos do balanço de variância de temperatura (a e c) na velocidade do vento de 3 m e do parâmetro de estabilidade zL^{-1} (b e d). Os termos de valores absolutos em uma escala logarítmica nos painéis superiores, enquanto os termos em escala linear nos painéis inferiores. Os resíduos são mostrados nos painéis a e b, e indicados pelo seu sinal no gráfico logarítmico.



No entanto, os dois juntos respondem por menos da metade do produção pelo GP, de modo que um grande resíduo negativo é necessário para fechar o balanço de 6 m. Em 14 m, GP diminuiu relativamente mais do que DIS e, portanto, o resíduo é menor do que DIS, apesar de TT ser quase insignificante. Os maiores valores de GP ocorrem tanto com V muito pequeno quando o gradiente térmico é geralmente grande, ou com V muito grande, quando os fluxos ainda são grandes (Fig. 4c) e o gradiente térmico não foi totalmente destruído.

Os efeitos combinados de gradiente térmico e fluxo de calor fazem que GP não varie muito com V (Fig. 13a) ou zL^{-1} (Fig. 13b). Por outro lado, uma maior dependência de ambas as variáveis é observada em DIS e TT (Fig. 13c, d), que aumentam com V e diminuem com zL^{-1} . Os termos não observados no balanço de σ_T^2 são associado ao transporte horizontal,

tanto pelo vento médio quanto pela turbulência e o grande resíduo encontrado sugere que esses termos são importantes ou que os erros na estimativa são grandes.

Dias e Brutsaert (1998) sugeriram que processos radiativos não são importantes no balanço de σ_T^2 na camada estável superficial. Ao mesmo tempo, o conjunto longo de observações no atual estudo, e o fechamento é melhor obtido nos balanços de ECT e fluxo de calor, apresentados nos capítulos anteriores, indicam que os termos de transporte horizontal não devam ter um papel relevante, tampouco.

De qualquer forma, é provável que algum destes processos tenha um papel não identificado aqui. Em particular, é um tanto surpreendente que DIS seja muito menor do que GP , contrastando com as observações durante o dia, quando esses termos têm magnitudes comparáveis (Fig. 12), e com os resultados do DNS de Shah e Bou-Zeid (2014), que encontrou $|DIS| > GP$ e $TT > 0$ perto da superfície.

9 CONCLUSÃO

A principal contribuição do presente estudo é uma análise de longo prazo, que permitiu observações detalhadas sobre a dependência dos termos do balanço em duas variáveis controladoras, a velocidade do vento médio e a estabilidade, aqui representada pelo parâmetro de estabilidade zL^{-1} . Em muitos casos, o domínio do balanço muda aproximadamente na mesma faixa de estabilidade quando ocorrem mudanças de regime, indicando que as contribuições relativas dos termos envolvidos podem estar controlando o regime de turbulência. Durante o dia, a dominância dos termos do balanço de ECT determina a ocorrência de um regime de convecção livre (quando $BP > SP$) ou forçada (quando $SP > BP$). Por outro lado, à noite, o domínio do balanço do fluxo de calor parece mudar entre os regimes pouco estável ($GP > |BD|$) e muito estável ($|BD| > GP$).

O presente estudo, também apresenta evidências interessante sobre o papel dos termos de pressão dos balanços a partir da análise dos seus resíduos. Essa abordagem não foi feita anteriormente, utilizando um conjunto de dados tão extenso, o que favorece a convergência estatística e reduz a variabilidade aleatória dos termos observados, bem como a possibilidade de que a média dos termos de transporte horizontal (por vento médio e turbulência) aproximadamente se anule ao longo de todo o período. Para o balanço de ECT, os valores encontrados para o resíduo indicam que ele provavelmente é dominado pelos termos de transporte de pressão, pois são semelhantes aos encontrados nos estudos LES (Moeng e Wyngaard, 1989; Moeng e Sullivan, 1994; Puhales et al., 2015).

Com base nisso, é possível inferir que o termo de transporte por flutuações de pressão se opõe ao termo de transporte turbulento em condições convectivas, mas é menor em magnitude. Em condições estáveis, a incerteza é maior, mas os resultados atuais apontam para um papel negativo do termo de transporte por perturbações de pressão no regime fracamente estável, que se torna positivo no regime muito estável. Como os dois termos de transporte são frequentemente parametrizados como um único termo em modelos que resolvem a equação de balanço da ECT (Duynderke, 1988; Nakanishi e Niino, 2009; Han e Bretherton, 2019), esta é uma descoberta importante que pode ajudar a melhorar tais parametrizações.

Muitos esquemas de camada limite atualmente utilizados em modelos de previsão numérica do tempo resolvem equações prognósticas para os três momentos de segunda ordem investigados no presente estudo, ECT, $\overline{w'\theta'}$ e $\overline{\theta'^2}$. Ao mesmo tempo, os modelos atualmente

em desenvolvimento provavelmente farão o mesmo, já que este é um procedimento eficiente e numericamente barato.

Portanto, observações detalhadas de tais balanços e sua dependência de variáveis relevantes, tais como a velocidade média do vento perto da superfície ou a estabilidade, podem ser essenciais como meio de validar tais desenvolvimentos.

ANEXO A – ECT

Energia Cinética

$$E_c = \frac{1}{2} m v^2 \quad (\text{A.4})$$

por unidade de massa

$$\frac{E_c}{m} = \frac{1}{2} m |v|^2 \quad (\text{A.5})$$

v é dado em módulo então:

$$\frac{E_c}{m} = \frac{1}{2} (u^2 + v^2 + w^2) \quad (\text{A.6})$$

separando em parte média e turbulenta

$$\begin{aligned} u &= \bar{u} + u' \\ v &= \bar{v} + v' \\ w &= \bar{w} + w' \end{aligned} \quad (\text{A.7})$$

e substituindo na equação

$$\frac{E_c}{m} = \frac{1}{2} ((\bar{u} + u')^2 + (\bar{v} + v')^2 + (\bar{w} + w')^2) \quad (\text{A.8})$$

$$\frac{E_c}{m} = \frac{1}{2} (\bar{u}^2 + 2\bar{u}u' + u'^2 + \bar{v}^2 + 2\bar{v}v' + v'^2 + \bar{w}^2 + 2\bar{w}w' + w'^2) \quad (\text{A.9})$$

aplicando a média e separando os termos turbulentos

$$\overline{\frac{E_c}{m}} = \frac{1}{2} (\bar{u}^2 + 0 + \overline{u'^2} + \bar{v}^2 + 0 + \overline{v'^2} + \bar{w}^2 + 0 + \overline{w'^2}) \quad (\text{A.10})$$

$$\frac{\overline{E_c}}{m} = \frac{1}{2} (\bar{u}^2 + \overline{u'^2} + \bar{v}^2 + \overline{v'^2} + \bar{w}^2 + \overline{w'^2}) \quad (\text{A.11})$$

$$\frac{\overline{E_c}}{m} = \frac{1}{2} (\bar{u}^2 + \overline{u'^2} + \bar{v}^2 + \overline{v'^2} + \bar{w}^2 + \overline{w'^2}) \quad (\text{A.12})$$

temos a equação da ECT

$$e = \frac{1}{2} (\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2}) \quad (\text{A.13})$$

Derivando a Equação

$$\frac{De}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} \left[\frac{1}{2} (\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2}) \right] \quad (\text{A.14})$$

$$\frac{De}{Dt} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \overline{u'^2}}{\partial t} + \frac{\partial \overline{v'^2}}{\partial t} + \frac{\partial \overline{w'^2}}{\partial t} \right) \quad (\text{A.15})$$

fazendo a derivada dos termos em u , v e w , somando e dividindo por dois, resulta

$$\frac{De}{Dt} = \overline{u' \frac{\partial u'}{\partial t}} + \overline{v' \frac{\partial v'}{\partial t}} + \overline{w' \frac{\partial w'}{\partial t}} \quad (\text{A.16})$$

Equações prognósticas para u'

$$\begin{aligned} u &= \bar{u} + u' \\ u' &= u - \bar{u} \end{aligned} \quad (\text{A.17})$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} = -u \frac{\partial u}{\partial x} - v \frac{\partial u}{\partial y} - w \frac{\partial u}{\partial z} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + f\bar{v} + v \nabla^2 u \quad (\text{A.18})$$

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} = -\bar{u} \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} - \bar{v} \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} - \frac{\partial \overline{u'w'}}{\partial z} - \frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x} + f\bar{v} + v \nabla^2 \bar{u} \quad (\text{A.19})$$

$$\frac{\partial u'}{\partial t} = \frac{\partial u}{\partial t} - \frac{\partial \bar{u}}{\partial t} \quad (\text{A.20})$$

substituindo na equação de perturbação acima a equação original e a parte média temos

$$\begin{aligned} \frac{\partial u'}{\partial t} &= -\bar{u} \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} - \bar{u} \frac{\partial u'}{\partial x} - u' \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} - u' \frac{\partial u'}{\partial x} \\ &\quad - \bar{v} \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} - \bar{v} \frac{\partial u'}{\partial y} - v' \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} - v' \frac{\partial u'}{\partial y} \\ &\quad - \bar{w} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} - \bar{w} \frac{\partial u'}{\partial z} - w' \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} - w' \frac{\partial u'}{\partial z} \\ &\quad - \frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x} - \frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial p'}{\partial x} + f\bar{v} + f\bar{v}' + v \nabla^2 \bar{u} + v \nabla^2 u' \\ &\quad + \bar{u} \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} + \bar{w} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} + \frac{\partial \overline{u'w'}}{\partial z} \\ &\quad + \frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x} - f\bar{v} - v \nabla^2 \bar{u} \end{aligned} \quad (\text{A.21})$$

as médias cancelam alguns termos da equação acima, então a equação para u' fica:

$$\begin{aligned} \frac{\partial u'}{\partial t} &= -\bar{u} \frac{\partial u'}{\partial x} - u' \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} - u' \frac{\partial u'}{\partial x} - \bar{v} \frac{\partial u'}{\partial y} - v' \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} - v' \frac{\partial u'}{\partial y} - \bar{w} \frac{\partial u'}{\partial z} - w' \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \\ &\quad - w' \frac{\partial u'}{\partial z} - \frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial p'}{\partial x} + f\bar{v} + v \nabla^2 u' + \frac{\partial \overline{u'w'}}{\partial z} \end{aligned} \quad (\text{A.22})$$

ajustando a equação

$$\begin{aligned} \frac{\partial u'}{\partial t} &= -\bar{u} \frac{\partial u'}{\partial x} - u' \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} - \bar{v} \frac{\partial u'}{\partial y} - v' \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} - \bar{w} \frac{\partial u'}{\partial z} - w' \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} - u' \frac{\partial u'}{\partial x} - v' \frac{\partial u'}{\partial y} \\ &\quad - w' \frac{\partial u'}{\partial z} + \frac{\partial \overline{u'w'}}{\partial z} - \frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial p'}{\partial x} + f\bar{v}' + v \nabla^2 u' \end{aligned} \quad (\text{A.23})$$

onde os termos $u' \frac{\partial u'}{\partial x}$, $v' \frac{\partial u'}{\partial y}$, $w' \frac{\partial u'}{\partial z}$ são a advecção da turbulência pela turbulência,

$\frac{\partial \overline{u'w'}}{\partial z}$ é a divergência do fluxo turbulento.

Equação prognóstica para v' (análoga a u')

$$\begin{aligned} \frac{\partial v'}{\partial t} = & -\bar{u} \frac{\partial v'}{\partial x} - u' \frac{\partial \bar{v}}{\partial x} - \bar{v} \frac{\partial v'}{\partial y} - v' \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} - \bar{w} \frac{\partial v'}{\partial z} - w' \frac{\partial \bar{v}}{\partial z} \\ & - u' \frac{\partial v'}{\partial x} - v' \frac{\partial v'}{\partial y} - w' \frac{\partial v'}{\partial z} + \frac{\partial \overline{v'w'}}{\partial z} - \frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial p'}{\partial y} - fu' + v \nabla^2 v' \end{aligned} \quad (\text{A.24})$$

Equação prognóstica para w'

$\frac{dw'}{dt} = \frac{-1}{\rho} \frac{\partial p'}{\partial z} + g \frac{\theta'}{\theta} + v \nabla^2 w'$, onde $g \frac{\theta'}{\theta}$ é o termo de empuxo

$$\begin{aligned} \frac{\partial w'}{\partial t} = & -\bar{u} \frac{\partial w'}{\partial x} - u' \frac{\partial w'}{\partial x} - \bar{v} \frac{\partial w'}{\partial y} - v' \frac{\partial w'}{\partial y} - \bar{w} \frac{\partial w'}{\partial z} - w' \frac{\partial w'}{\partial z} \\ & \frac{-1}{\bar{\rho}} \frac{\partial p'}{\partial z} - g \frac{\theta'}{\theta} + v \nabla^2 w' \end{aligned} \quad (\text{A.25})$$

da equação

$$\frac{\partial e}{\partial t} = \overline{u' \frac{\partial u'}{\partial t}} + \overline{v' \frac{\partial v'}{\partial t}} + \overline{w' \frac{\partial w'}{\partial t}} \quad (\text{A.26})$$

temos $\frac{\partial u'}{\partial t}$, $\frac{\partial v'}{\partial t}$ e $\frac{\partial w'}{\partial t}$, multiplicando respectivamente por u' , v' , w' e aplicando a média

$$\begin{aligned} \frac{De}{Dt} = & -\bar{u} \frac{\partial \overline{u' \frac{\partial u'}{\partial t}}}{\partial x} - \overline{u' u' \frac{\partial \bar{u}}{\partial x}} - \overline{u' u' \frac{\partial u'}{\partial x}} - \bar{v} \frac{\partial \overline{u' \frac{\partial u'}{\partial t}}}{\partial y} - \overline{u' v' \frac{\partial \bar{u}}{\partial y}} - \overline{u' v' \frac{\partial u'}{\partial y}} - \bar{w} \frac{\partial \overline{u' \frac{\partial u'}{\partial t}}}{\partial z} \\ & - \overline{u' w' \frac{\partial \bar{u}}{\partial z}} - \overline{u' w' \frac{\partial w'}{\partial z}} - \frac{\overline{u' \partial p'}}{\bar{\rho} \partial x} + \overline{f u' v' + v u' \nabla^2 u'} + \overline{u' \frac{\partial}{\partial z} u' w'} - \bar{u} \frac{\overline{v' \partial v'}}{\partial x} \\ & - \overline{u' v' \frac{\partial \bar{v}}{\partial x}} - \overline{u' v' \frac{\partial v'}{\partial x}} - \bar{v} \frac{\overline{v' \partial v'}}{\partial y} - \overline{v' v' \frac{\partial \bar{v}}{\partial y}} - \overline{v' v' \frac{\partial v'}{\partial y}} - \bar{w} \frac{\overline{v' \partial v'}}{\partial z} - \overline{w' v' \frac{\partial \bar{v}}{\partial z}} \\ & - \overline{v' w' \frac{\partial v'}{\partial z}} - \frac{\overline{v' \partial p'}}{\bar{\rho} \partial y} - \overline{f u' v' + v v' \nabla^2 v'} - \overline{v' \frac{\partial}{\partial z} v' w'} + \overline{u w' \frac{\partial w'}{\partial x}} - \overline{u' w' \frac{\partial w'}{\partial x}} \\ & - \bar{v} \overline{w' \frac{\partial w'}{\partial y}} - \overline{v' w' \frac{\partial w'}{\partial y}} - \bar{w} \overline{w' \frac{\partial w'}{\partial z}} - \overline{w' w' \frac{\partial w'}{\partial z}} - \frac{\overline{w' \partial p'}}{\bar{\rho} \partial z} + g \frac{\overline{w' \theta'}}{\theta} + \overline{v w' \nabla^2 w'} \end{aligned} \quad (\text{A.27})$$

simplificando a equação e sabendo que $\bar{u}'=0$, $\bar{v}'=0$, $\bar{w}'=0$.

$$\begin{aligned} -\bar{u} \frac{\partial \overline{u' \frac{\partial u'}{\partial t}}}{\partial x} - \bar{u} \frac{\partial \overline{v' \frac{\partial v'}{\partial t}}}{\partial x} - \bar{u} \frac{\partial \overline{w' \frac{\partial w'}{\partial t}}}{\partial x} & \rightarrow -\bar{u} \left(\frac{\partial \overline{u' \frac{\partial u'}{\partial t}}}{\partial x} + \frac{\partial \overline{v' \frac{\partial v'}{\partial t}}}{\partial x} + \frac{\partial \overline{w' \frac{\partial w'}{\partial t}}}{\partial x} \right) = -\bar{u} \frac{\partial e}{\partial x} \\ -\bar{v} \frac{\partial \overline{u' \frac{\partial u'}{\partial t}}}{\partial y} - \bar{v} \frac{\partial \overline{v' \frac{\partial v'}{\partial t}}}{\partial y} - \bar{v} \frac{\partial \overline{w' \frac{\partial w'}{\partial t}}}{\partial y} & \rightarrow -\bar{v} \left(\frac{\partial \overline{u' \frac{\partial u'}{\partial t}}}{\partial y} + \frac{\partial \overline{v' \frac{\partial v'}{\partial t}}}{\partial y} + \frac{\partial \overline{w' \frac{\partial w'}{\partial t}}}{\partial y} \right) = -\bar{v} \frac{\partial e}{\partial y} \\ -\bar{w} \frac{\partial \overline{u' \frac{\partial u'}{\partial t}}}{\partial z} - \bar{w} \frac{\partial \overline{v' \frac{\partial v'}{\partial t}}}{\partial z} - \bar{w} \frac{\partial \overline{w' \frac{\partial w'}{\partial t}}}{\partial z} & \rightarrow -\bar{w} \left(\frac{\partial \overline{u' \frac{\partial u'}{\partial t}}}{\partial z} + \frac{\partial \overline{v' \frac{\partial v'}{\partial t}}}{\partial z} + \frac{\partial \overline{w' \frac{\partial w'}{\partial t}}}{\partial z} \right) = -\bar{w} \frac{\partial e}{\partial z} \end{aligned} \quad (\text{A.28})$$

então

$-\bar{u} \frac{\partial e}{\partial x} - \bar{v} \frac{\partial e}{\partial y} - \bar{w} \frac{\partial e}{\partial z}$ são os termos de advecção pelo vento médio.

$$\begin{aligned}
& -\overline{u'u' \frac{\partial u'}{\partial x}} - \overline{u'v' \frac{\partial v'}{\partial x}} - \overline{u'w' \frac{\partial w'}{\partial x}} \rightarrow -\overline{u' \left(u' \frac{\partial u'}{\partial x} + v' \frac{\partial v'}{\partial x} + w' \frac{\partial w'}{\partial x} \right)} = -\overline{u' \frac{\partial e}{\partial x}} \\
& -\overline{u'v' \frac{\partial u'}{\partial y}} - \overline{v'v' \frac{\partial v'}{\partial y}} - \overline{v'w' \frac{\partial w'}{\partial y}} \rightarrow -\overline{v' \left(u' \frac{\partial u'}{\partial y} + v' \frac{\partial v'}{\partial y} + w' \frac{\partial w'}{\partial y} \right)} = -\overline{v' \frac{\partial e}{\partial y}} \\
& -\overline{u'w' \frac{\partial u'}{\partial z}} - \overline{u'w' \frac{\partial v'}{\partial z}} - \overline{w'w' \frac{\partial w'}{\partial z}} \rightarrow -\overline{w' \left(u' \frac{\partial u'}{\partial z} + v' \frac{\partial v'}{\partial z} + w' \frac{\partial w'}{\partial z} \right)} = -\overline{w' \frac{\partial e}{\partial z}}
\end{aligned} \tag{A.29}$$

$-\overline{u' \frac{\partial e}{\partial x}} - \overline{v' \frac{\partial e}{\partial y}} - \overline{w' \frac{\partial e}{\partial z}}$ são os termos da energia cinética turbulenta pela turbulência.

Reescrevendo a equação

$$\begin{aligned}
\frac{De}{Dt} = & -\bar{u} \frac{\partial e}{\partial x} - \bar{v} \frac{\partial e}{\partial y} - \bar{w} \frac{\partial e}{\partial z} - \overline{u' \frac{\partial e}{\partial x}} - \overline{v' \frac{\partial e}{\partial y}} - \overline{w' \frac{\partial e}{\partial z}} - \overline{u'u' \frac{\partial \bar{u}}{\partial x}} - \overline{u'v' \frac{\partial \bar{u}}{\partial y}} \\
& - \overline{u'w' \frac{\partial \bar{u}}{\partial z}} - \overline{u'v' \frac{\partial \bar{v}}{\partial x}} - \overline{v'v' \frac{\partial \bar{v}}{\partial y}} - \overline{v'w' \frac{\partial \bar{v}}{\partial z}} - \frac{u' \partial p'}{\bar{\rho} \partial x} - \frac{v' \partial p'}{\bar{\rho} \partial y} - \frac{w' \partial p'}{\bar{\rho} \partial z} \\
& + g \frac{\overline{w'\theta'}}{\bar{\theta}} + \nu \left(\overline{u' \nabla^2 u'} + \overline{v' \nabla^2 v'} + \overline{w' \nabla^2 w'} \right)
\end{aligned} \tag{A.30}$$

sendo $\nu \left(\overline{u' \nabla^2 u'} + \overline{v' \nabla^2 v'} + \overline{w' \nabla^2 w'} \right) = \varepsilon$, o termo de dissipação molecular turbulento.

$$\begin{aligned}
\frac{De}{Dt} = & -\bar{u} \frac{\partial e}{\partial x} - \bar{v} \frac{\partial e}{\partial y} - \bar{w} \frac{\partial e}{\partial z} - \overline{u' \frac{\partial e}{\partial x}} - \overline{v' \frac{\partial e}{\partial y}} - \overline{w' \frac{\partial e}{\partial z}} - \overline{u'u' \frac{\partial \bar{u}}{\partial x}} - \overline{u'v' \frac{\partial \bar{u}}{\partial y}} \\
& - \overline{u'w' \frac{\partial \bar{u}}{\partial z}} - \overline{u'v' \frac{\partial \bar{v}}{\partial x}} - \overline{v'v' \frac{\partial \bar{v}}{\partial y}} - \overline{v'w' \frac{\partial \bar{v}}{\partial z}} - \frac{u' \partial p'}{\bar{\rho} \partial x} - \frac{v' \partial p'}{\bar{\rho} \partial y} - \frac{w' \partial p'}{\bar{\rho} \partial z} + g \frac{\overline{w'\theta'}}{\bar{\theta}} + \varepsilon
\end{aligned} \tag{A.31}$$

$\bar{w}=0$, simplificando os termos por análise de escala

usando a equação da continuidade, o termo de transporte de ECT pela turbulência:

$$\begin{aligned}
& -\overline{u' \frac{\partial e}{\partial x}} - \overline{v' \frac{\partial e}{\partial y}} - \overline{w' \frac{\partial e}{\partial z}} - e \left(\frac{\partial u'}{\partial x} + \frac{\partial v'}{\partial y} + \frac{\partial w'}{\partial z} \right) = 0 \\
& -\frac{\partial}{\partial x} \overline{u'e} - \frac{\partial}{\partial y} \overline{v'e} - \frac{\partial}{\partial z} \overline{w'e}
\end{aligned} \tag{A.32}$$

considerando a homogeneidade horizontal

$$-\frac{\partial}{\partial z} \overline{w'e} \tag{A.33}$$

o termo

$$\begin{aligned}
& \frac{1}{\bar{\rho}} \left(\overline{u' \frac{\partial p'}{\partial x}} + \overline{v' \frac{\partial p'}{\partial y}} + \overline{w' \frac{\partial p'}{\partial z}} \right) + \frac{1}{\bar{\rho}} p' \left(\frac{\partial x'}{\partial x} + \frac{\partial v'}{\partial y} + \frac{\partial w'}{\partial z} \right) = 0 \\
& -\frac{1}{\bar{\rho}} \left(\frac{\partial}{\partial x} \overline{u'p'} + \frac{\partial}{\partial y} \overline{v'p'} + \frac{\partial}{\partial z} \overline{w'p'} \right)
\end{aligned} \tag{A.34}$$

considerando a homogeneidade horizontal

$$\frac{\partial}{\partial z} \overline{w'p'} \tag{A.35}$$

os termos dominantes em z por análise de escala, a equação de balanço de ECT fica

$$\frac{\partial e}{\partial t} = -\overline{u'w'} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} + g \frac{\overline{w'\theta'}}{\bar{\theta}} - \frac{\partial \overline{w'e}}{\partial z} - \frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial \overline{w'p'}}{\partial z} - \varepsilon \tag{A.36}$$

ANEXO B – FLUXO DE CALOR

Fazendo a derivada parcial de $\overline{w'\theta'}$ em função do tempo

$$\frac{\partial \overline{w'\theta'}}{\partial t} = \frac{\overline{\theta'} \partial w'}{\partial t} + \frac{\overline{w' \partial \theta'}}{\partial t} \quad (\text{B.1})$$

usando a decomposição de Reynolds

$$\frac{\partial \theta'}{\partial t} = \frac{\partial \theta}{\partial t} - \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial t} \quad (\text{B.2})$$

a equação original é dada

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} = -u \frac{\partial \theta}{\partial x} - v \frac{\partial \theta}{\partial y} - w' \frac{\partial \theta}{\partial z} \quad (\text{B.3})$$

lembrando que : $\theta = \bar{\theta} + \theta'$, $u = \bar{u} + u'$, $v = \bar{v} + v'$, $w = \bar{w} + w'$, $\bar{w} = 0$

fazendo a substituição na equação original

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} = -(\bar{u} + u') \frac{\partial (\bar{\theta} + \theta')}{\partial x} - (\bar{v} + v') \frac{\partial (\bar{\theta} + \theta')}{\partial y} - w' \frac{\partial (\bar{\theta} + \theta')}{\partial z} \quad (\text{B.4})$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \theta}{\partial t} = & -\bar{u} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x} - \bar{u} \frac{\partial \theta'}{\partial x} - u' \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x} - u' \frac{\partial \theta'}{\partial x} - \bar{v} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial y} - \bar{v} \frac{\partial \theta'}{\partial y} - v' \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial y} - v' \frac{\partial \theta'}{\partial y} \\ & - w' \frac{\partial \theta'}{\partial z} - w' \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} \end{aligned} \quad (\text{B.5})$$

adicionando $-\theta' \frac{\partial u'}{\partial x} - \theta' \frac{\partial v'}{\partial y} - \theta' \frac{\partial w'}{\partial z} = 0$, sem alterar a equação

$$\begin{aligned} \frac{\partial \theta}{\partial t} = & -\bar{u} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x} - \bar{u} \frac{\partial \theta'}{\partial x} - u' \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x} - u' \frac{\partial \theta'}{\partial x} - \bar{v} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial y} - \bar{v} \frac{\partial \theta'}{\partial y} - v' \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial y} - v' \frac{\partial \theta'}{\partial y} \\ & - w' \frac{\partial \theta'}{\partial z} - w' \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} - \theta' \frac{\partial u'}{\partial x} - \theta' \frac{\partial v'}{\partial y} - \theta' \frac{\partial w'}{\partial z} \end{aligned} \quad (\text{B.6})$$

temos a derivada parcial da temperatura em função do tempo

$$\begin{aligned} \frac{\partial \theta}{\partial t} = & -\bar{u} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x} - \bar{u} \frac{\partial \theta'}{\partial x} - u' \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x} - \bar{v} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial y} - \bar{v} \frac{\partial \theta'}{\partial y} - v' \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial y} - w' \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} \\ & - \frac{\partial u' \theta'}{\partial x} - \frac{\partial v' \theta'}{\partial y} - \frac{\partial w' \theta'}{\partial z} \end{aligned} \quad (\text{B.7})$$

análogo à parte média resulta :

$$\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial t} = -\bar{u} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x} - \bar{v} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial y} - \frac{\partial \overline{u'\theta'}}{\partial x} - \frac{\partial \overline{v'\theta'}}{\partial y} - \frac{\partial \overline{w'\theta'}}{\partial z} \quad (\text{B.8})$$

substituindo os dois resultados anteriores em $\frac{\partial \theta'}{\partial t} = \frac{\partial \theta}{\partial t} - \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial t}$ para a perturbação:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \theta'}{\partial t} = & -\bar{u} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x} - \bar{u} \frac{\partial \theta'}{\partial x} - u' \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x} - \bar{v} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial y} - \bar{v} \frac{\partial \theta'}{\partial y} - v' \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial y} - w' \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} \\ & - \frac{\partial u' \theta'}{\partial x} - \frac{\partial v' \theta'}{\partial y} - \frac{\partial w' \theta'}{\partial z} - \left(-\bar{u} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x} - \bar{v} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial y} - \frac{\partial \overline{u'\theta'}}{\partial x} - \frac{\partial \overline{v'\theta'}}{\partial y} - \frac{\partial \overline{w'\theta'}}{\partial z} \right) \end{aligned} \quad (\text{B.9})$$

$$\frac{\partial \theta'}{\partial t} = -\bar{u} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x} - u' \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x} - \bar{v} \frac{\partial \theta'}{\partial x} - v' \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x} - \bar{w}' \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} - \frac{\partial u' \theta'}{\partial x} - \frac{\partial v' \theta'}{\partial y} - \frac{\partial w' \theta'}{\partial z} + \frac{\partial u' \theta'}{\partial x} + \frac{\partial v' \theta'}{\partial y} + \frac{\partial w' \theta'}{\partial z} \quad (\text{B.10})$$

utilizando a aproximação de Boussinesq

$$\frac{\partial w'}{\partial t} = -\frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial p'}{\partial z} + g \frac{\theta'}{\bar{\theta}} + \nu \nabla^2 w' \quad (\text{B.11})$$

multiplicando por θ' e fazendo a média de Reynolds

$$\overline{\theta' \frac{\partial w'}{\partial t}} = -\frac{\overline{\theta' \partial p'}}{\bar{\rho}} + g \frac{\overline{\theta'^2}}{\bar{\theta}} + \overline{\nu \theta' \nabla^2 w'} \quad (\text{B.12})$$

alterando a posição das variáveis

$$\begin{aligned} w' \frac{\partial \theta'}{\partial t} &= w' \left(-\bar{u} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x} - u' \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x} - \bar{v} \frac{\partial \theta'}{\partial x} - v' \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x} - \bar{w}' \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} \right) \\ &+ w' \left(\frac{-\partial u' \theta'}{\partial x} - \frac{\partial v' \theta'}{\partial y} - \frac{\partial w' \theta'}{\partial z} \right) + w' \left(\frac{\partial u' \theta'}{\partial x} + \frac{\partial v' \theta'}{\partial y} + \frac{\partial w' \theta'}{\partial z} \right) \end{aligned} \quad (\text{B.13})$$

se subtrairmos $w' \theta' \left(\frac{\partial u'}{\partial x} + \frac{\partial v'}{\partial y} + \frac{\partial w'}{\partial z} \right) = 0$ da equação anterior e fazendo a média de

Reynolds

$$\begin{aligned} \overline{w' \frac{\partial \theta'}{\partial t}} &= -\overline{\bar{u} w' \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x}} - \overline{u' w' \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x}} - \overline{\bar{v} w' \frac{\partial \theta'}{\partial x}} - \overline{v' w' \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x}} - \overline{\bar{w}' \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z}} - \overline{w' \frac{\partial u' \theta'}{\partial x}} \\ &- \overline{w' \frac{\partial v' \theta'}{\partial y}} - \overline{w' \frac{\partial w' \theta'}{\partial z}} + \overline{\frac{\partial u' \theta'}{\partial x}} + \overline{\frac{\partial v' \theta'}{\partial y}} + \overline{\frac{\partial w' \theta'}{\partial z}} - \left(\overline{w' \theta' \left(\frac{\partial u'}{\partial x} + \frac{\partial v'}{\partial y} + \frac{\partial w'}{\partial z} \right)} \right) \end{aligned} \quad (\text{B.14})$$

considerando a homogeneidade horizontal

$$\overline{w' \frac{\partial \theta'}{\partial t}} = -\overline{\bar{w}' \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z}} - \overline{w' \theta' \frac{\partial w'}{\partial z}} - \overline{w' \frac{\partial w' \theta'}{\partial z}} \quad (\text{B.15})$$

$$\overline{w' \frac{\partial \theta'}{\partial t}} = -\overline{\bar{w}' \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z}} - \overline{\frac{\partial w' w' \theta'}{\partial z}} \quad (\text{B.16})$$

fazendo as substituições em:

$$\frac{\partial \overline{w' \theta'}}{\partial t} = \overline{\theta' \frac{\partial w'}{\partial t}} + \overline{w' \frac{\partial \theta'}{\partial t}} \quad (\text{B.17})$$

temos:

$$\frac{\partial \overline{w' \theta'}}{\partial t} = -\overline{\bar{w}' \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z}} - \overline{\frac{\partial w' w' \theta'}{\partial z}} - \frac{\overline{\theta' \partial p'}}{\bar{\rho}} + g \frac{\overline{\theta'^2}}{\bar{\theta}} + \overline{\nu \theta' \nabla^2 w'} \quad (\text{B.18})$$

e que $\overline{\nu \theta' \nabla^2 w'} = -\varepsilon_{w\theta}$ é o termo de dissipação (destruição molecular), a equação prognóstica para o fluxo de calor é :

$$\frac{\partial \overline{w' \theta'}}{\partial t} = -\overline{\bar{w}' \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z}} + g \frac{\overline{\theta'^2}}{\bar{\theta}} - \frac{\overline{\theta' \partial p'}}{\bar{\rho}} - \frac{\partial \overline{w'^2 \theta'}}{\partial z} - \varepsilon_{w\theta} \quad (\text{B.19})$$

ANEXO C – VARIÂNCIA DE TEMPERATURA

$$\begin{aligned} \frac{\partial \theta'}{\partial t} = & -\bar{u} \frac{\partial \theta'}{\partial x} - u' \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x} - \bar{v} \frac{\partial \theta'}{\partial x} - v' \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x} - w' \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} - \frac{\partial u' \theta'}{\partial x} - \frac{\partial v' \theta'}{\partial y} - \frac{\partial w' \theta'}{\partial z} \\ & + \frac{\partial \overline{u' \theta'}}{\partial x} + \frac{\partial \overline{v' \theta'}}{\partial y} + \frac{\partial \overline{w' \theta'}}{\partial z} + v_{\theta} \frac{\partial^2 \theta'}{\partial x^2} + v_{\theta} \frac{\partial^2 \theta'}{\partial y^2} + v_{\theta} \frac{\partial^2 \theta'}{\partial z^2} \end{aligned} \quad (C.1)$$

sendo que:

$$\frac{\partial \theta'^2}{\partial t} = 2\theta' \frac{\partial \theta'}{\partial t} \quad (C.2)$$

fazendo as substituições adequadas na equação acima

$$\begin{aligned} \frac{\partial \theta'^2}{\partial t} = & 2\theta' \left(-\bar{u} \frac{\partial \theta'}{\partial x} - u' \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x} - \bar{v} \frac{\partial \theta'}{\partial x} - v' \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x} - w' \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} - \frac{\partial u' \theta'}{\partial x} - \frac{\partial v' \theta'}{\partial y} - \frac{\partial w' \theta'}{\partial z} \right) \\ & + 2\theta' \left(\frac{\partial \overline{u' \theta'}}{\partial x} + \frac{\partial \overline{v' \theta'}}{\partial y} + \frac{\partial \overline{w' \theta'}}{\partial z} + v_{\theta} \frac{\partial^2 \theta'}{\partial x^2} + v_{\theta} \frac{\partial^2 \theta'}{\partial y^2} + v_{\theta} \frac{\partial^2 \theta'}{\partial z^2} \right) \end{aligned} \quad (C.3)$$

somando $\theta'^2 \left(\frac{\partial u'}{\partial x} + \frac{\partial v'}{\partial y} + \frac{\partial w'}{\partial z} \right) = 0$ na equação acima obtemos

$$\begin{aligned} \frac{\partial \theta'^2}{\partial t} = & 2\theta' \left(-\bar{u} \frac{\partial \theta'}{\partial x} - u' \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x} - \bar{v} \frac{\partial \theta'}{\partial x} - v' \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x} - w' \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} - \frac{\partial u' \theta'}{\partial x} - \frac{\partial v' \theta'}{\partial y} - \frac{\partial w' \theta'}{\partial z} \right) \\ & + 2\theta' \left(\frac{\partial \overline{u' \theta'}}{\partial x} + \frac{\partial \overline{v' \theta'}}{\partial y} + \frac{\partial \overline{w' \theta'}}{\partial z} + v_{\theta} \frac{\partial^2 \theta'}{\partial x^2} + v_{\theta} \frac{\partial^2 \theta'}{\partial y^2} + v_{\theta} \frac{\partial^2 \theta'}{\partial z^2} \right) + \theta'^2 \left(\frac{\partial u'}{\partial x} + \frac{\partial v'}{\partial y} + \frac{\partial w'}{\partial z} \right) \end{aligned} \quad (C.4)$$

usando o procedimento de Reynolds e sendo a turbulência horizontalmente homogênea

$$\frac{\partial \overline{\theta'^2}}{\partial t} = -2 \overline{w' \theta'} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} - \frac{\partial \overline{w' \theta'^2}}{\partial z} + 2v_{\theta} \frac{\overline{\theta' \partial^2 \theta'}}{\partial z^2} \quad (C.5)$$

e considerando o termo de dissipação $2v_{\theta} \frac{\overline{\theta' \partial^2 \theta'}}{\partial z^2} = -\varepsilon_{\theta}'^2$

a equação prognóstica da variância de temperatura é apresentada como:

$$\frac{\partial \overline{\theta'^2}}{\partial t} = -2 \overline{w' \theta'} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} - \frac{\partial \overline{w' \theta'^2}}{\partial z} - \varepsilon_{\theta}'^2 \quad (C.6)$$

REFERENCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- ACEVEDO, O.C. et al. External controls on the transition between stable boundary layer turbulence regimes. **Q J R Meteorol Soc** 147(737), 2335-2351, 2021. Disponível em: <https://doi.org/10.1002/qj.4027>
- ACEVEDO, O.C.; MAHRT, L.; PUHALES, F.S.; COSTA, F.D.; MEDEIROS, L.E.; DEGRAZIA, G.A. Contrasting structures between the decoupled and coupled states of the stable boundary layer. **Q J R Meteorol Soc** 142(695): 693– 702, 2016. Disponível em: <https://doi.org/10.1002/qj.2693>
- ACEVEDO, O.C.; MARONEZE, R.; COSTA, F.D.; PUHALES, F.S.; DEGRAZIA, G.A.; NOGUEIRA MARTINS, L.G.; SOARES DE OLIVEIRA, P.E.; MORTARINI, L. The nocturnal boundary layer transition from weakly to very stable. Part I: Observations. **Q J R Meteorol Soc** 145(725): 3577-3592, 2019. Disponível em: <https://doi.org/10.1002/qj.3642>
- ANDRÉ, J.; DE MOOR, G.; LACARRERE, P.; DU VACHAT, R. Modeling the 24-hour evolution of the mean and turbulent structures of the planetary boundary layer. **J Atmos Sci** 35(10): 1861–1883, 1978. Disponível em: [https://doi.org/10.1175/1520-0469\(1978\)035%3C1861:MTHEOT%3E2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0469(1978)035%3C1861:MTHEOT%3E2.0.CO;2)
- ATOUFI, A.; SCOTT, K.A.; WAITE, M.L. Wall turbulence response to surface cooling and formation of strongly stable stratified boundary layers. **Phys Fluids** 31, 085114, 2019. Disponível em: <https://doi.org/10.1063/1.5109797>
- BAAS, P.; STEENEVELD, G-J.; VAN DE WIEL, B.J.H.; HOLTSLAG, A.A.M. Exploring self-correlation in flux–gradient relationships for stably stratified conditions. **J. Atmos. Sci.**, 63, 3045–3054, 2006. Disponível em: <https://doi.org/10.1175/JAS3778.1>
- BAAS, P.; VAN DE WIEL, B.J.H.; VAN DER LINDEN, S.J.A.; BOSVELD, F.C. From near-neutral to strongly stratified: Adequately modelling the clear-sky nocturnal boundary layer at Cabauw. **Boundary-Layer Meteorol**, 166(2), 217-238, 2018. Disponível em: <https://doi.org/10.1007/s10546-017-0304-8>
- BABIĆ, K.; ROTACH, M.W. Influence of tall vegetation canopy on turbulence kinetic energy budget in the stable boundary layer. In: **EGU General Assembly Conference Abstracts**, 2017. p. 10405.
- BARMAN, N.; BORGHAIN, A.; KUNDU, S.S.; ROY, R.; SAHA, B.; SOLANKI, R.; KIRAN KUMAR, M.V.P.; RAJU, P.L.N. Daytime temporal variation of surface-layer parameters and turbulence kinetic energy budget in topographically complex terrain around Umiam, India. **Boundary-Layer Meteorol**, 172(1), 149-166, 2019. Disponível em: <https://doi.org/10.1007/s10546-019-00443-6>
- BOU-ZEID, E.; GAO, X.; ANSORGE, C.; KATUL, G.G. On the role of return to isotropy in wall-bounded turbulent flows with buoyancy. **J Fluid Mech** 856:61–78, 2018. Disponível em: <https://doi.org/10.1017/jfm.2018.693>

BRADLEY, E.F.; ANTONIA, R.A.; CHAMBERS, A.J. Turbulence Reynolds number and the turbulent kinetic energy balance in the atmospheric surface layer. **Boundary-Layer Meteorol**, 21, 183-197, 1981. Disponível em: <https://doi.org/10.1007/BF02033936>

CANUTO, V.M.; MINOTTI, F.; RONCHI, C.; YPMA, R.M.; ZEMAN, O. Second-order closure PBL model with new third-order moments: Comparison with LES data. **J Atmos Sci**, 51(12), 1605-1618, 1994. Disponível em: [https://doi.org/10.1175/1520-0469\(1994\)051%3C1605:SOCPMW%3E2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0469(1994)051%3C1605:SOCPMW%3E2.0.CO;2)

CAVA, D.; KATUL, G.G.; SCRIMIERI, A.; POGGI, D.; CESCATTI, A.; GIOSTRA, U. Buoyancy and the sensible heat flux budget within dense canopies. **Boundary-Layer Meteorol** 118: 217-240. 2006. Disponível em: <https://doi.org/10.1007/s10546-005-4736-1>

CHENG, Y.; CANUTO, V.M.; HOWARD, A.M. An improved model for the turbulent PBL. **J Atmos Sci** 59(9): 1550-1565, 2002. Disponível em: [https://doi.org/10.1175/1520-0469\(2002\)059%3C1550:AIMFTT%3E2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0469(2002)059%3C1550:AIMFTT%3E2.0.CO;2)

CHOU, S.H.; ATLAS, D.; YEH, E.N. Turbulence in a convective marine atmospheric boundary layer. **J Atmos Sci**, 43 (6), 547-564, 1986. Disponível em: [https://doi.org/10.1175/1520-0469\(1986\)043%3C0547:TIACMA%3E2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0469(1986)043%3C0547:TIACMA%3E2.0.CO;2)

CHRISTEN, A.; ROTACH, M.W.; VOGT, R. The budget of turbulent kinetic energy in the urban roughness sublayer. **Boundary-Layer Meteorol**, 131(2), 193-222, 2009. Disponível em: <https://doi.org/10.1007/s10546-009-9359-5>

CUXART, J. et al. Single-column model intercomparison for a stably stratified atmospheric boundary layer. **Boundary-Layer Meteorol** 118(2):273–303, 2006. Disponível em: <https://doi.org/10.1007/s10546-005-3780-1>

CUXART, J.; MORALES, G.; TERRADELLAS, E.; YAGUE, C. Study of Coherent Structures and Estimation of the Pressure Transport Terms for the Nocturnal Stable Boundary Layer. **Boundary-Layer Meteorology** 105, 305–328, 2002. Disponível em: <https://doi.org/10.1023/A:1019974021434>

DEARDORFF, J.W. Numerical Investigation of Neutral and Unstable Planetary Boundary Layers. **J Atmos Sci** 29(1): 91:115, 1972. Disponível em: [https://doi.org/10.1175/1520-0469\(1972\)029%3C0091:NIONAU%3E2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0469(1972)029%3C0091:NIONAU%3E2.0.CO;2)

DEARDORFF, J.W. Three-dimensional numerical study of the height and mean structure of a heated planetary boundary layer. **Boundary-Layer Meteorol**, 7(1), 81-106, 1974. Disponível em: <https://doi.org/10.1007/BF00224974>

DEARDORFF, J.W.; WILLIS, G.E. Further results from a laboratory model of the convective planetary boundary layer. **Boundary-Layer Meteorol** 32: 205-236, 1985. Disponível em: <https://doi.org/10.1007/BF00121880>

DIAS, N.L.; BRUTSAERT, W. Radiative effects on temperature in the stable surface layer. **Boundary-Layer Meteorol** 89: 141-159, 1998. Disponível em: <https://doi.org/10.1023/A:1001574605472>

- DUYNKERKE, P.G. Application of the e- turbulence closure model to the neutral and stable atmospheric boundary layer. **J Atmos Sci** 45(5):865–880, 1988. Disponível em: [https://doi.org/10.1175/1520-0469\(1988\)045%3C0865:AOTTCM%3E2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0469(1988)045%3C0865:AOTTCM%3E2.0.CO;2)
- EDSON, J.B.; FAIRALL, C.W. Similarity relationships in the marine atmospheric surface layer for terms in the TKE and scalar variance budgets. **J Atmos Sci**, 55(13), 2311-2328, 1998. Disponível em: [https://doi.org/10.1175/1520-0469\(1998\)055%3C2311:SRITMA%3E2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0469(1998)055%3C2311:SRITMA%3E2.0.CO;2)
- FRENZEL, P.; VOGEL, C.A. The turbulent kinetic energy budget in the atmospheric surface layer: a review and an experimental reexamination in the field. **Boundary-Layer Meteorol** 60: 49-76, 1992. Disponível em: <https://doi.org/10.1007/BF00122061>
- GARRATT, J. R. Incoming shortwave fluxes at the surface—A comparison of GCM results with observations. **Journal of climate**, v. 7, n. 1, p. 72-80, 1994.
- GOHARI, S.M. IMAN; SARKAR, S. Direct Numerical Simulation of Turbulence Collapse and Rebirth in Stably Stratified Ekman Flow. **Boundary-Layer Meteorol** 162: 401-426, 2017. Disponível em: <https://doi.org/10.1007/s10546-016-0206-1>
- HAN, J.; BRETHERTON, C.S. TKE-based moist Eddy-Diffusivity Mass-Flux (EDMF) parameterization for vertical turbulent mixing. **Weather and Forecasting** 34(4): 869-886, 2019. Disponível em: <https://doi.org/10.1175/WAF-D-18-0146.1>
- KIELY, G. et al. Convective scaling of the average dissipation rate of temperature variance in the atmospheric surface layer. **Boundary-Layer Meteorol** 77(3): 267–284, 1996 Disponível em: <https://doi.org/10.1007/BF00123528>
- KLIPP, C.L.; MAHRT, L. Flux–gradient relationship, self-correlation and intermittency in the stable boundary layer. **Q J R Meteorol Soc** 130(601): 2087-2103, 2004 Disponível em: <https://doi.org/10.1256/qj.03.161>
- KOSOVIC, B.; CURRY, J.A. A Large Eddy Simulation Study of a Quasi-Steady, Stably Stratified Atmospheric Boundary Layer. **J Atmos Sci** 57: 1052-1068, 2000. Disponível em: [https://doi.org/10.1175/1520-0469\(2000\)057%3C1052:ALESSO%3E2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0469(2000)057%3C1052:ALESSO%3E2.0.CO;2)
- KURBATSKII, A.F.; KURBATSKAYA, L.I. The wind-field structure in a stably stratified atmospheric boundary layer over a rough surface. **Izvestiya Atmospheric and Oceanic Physics** 47(3): 281-289, 2011. Disponível em: <https://doi.org/10.1134/S0001433811030091>
- LEE, S.; GOHARI, S.M. IMAN; SARKAR, S. Direct numerical simulation of stratified Ekman layers over a periodic rough surface. **J. Fluid Mech.** 902, A25, 2020. Disponível em: <https://doi.org/10.1017/jfm.2020.590>
- LEMONE, M.A. The structure and dynamics of horizontal roll vortices in the planetary boundary layer. **J Atmos Sci** 30(6): 1077-1091, 1973. Disponível em: [https://doi.org/10.1175/1520-0469\(1973\)030%3C1077:TSADOH%3E2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0469(1973)030%3C1077:TSADOH%3E2.0.CO;2)

LENSCHOW, D.H. Model of the height variation of the turbulence kinetic energy budget in the unstable planetary boundary layer. **J Atmos Sci** 31(2): 465-474, 1974. Disponível em: [https://doi.org/10.1175/1520-0469\(1974\)031%3C0465:MOTHVO%3E2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0469(1974)031%3C0465:MOTHVO%3E2.0.CO;2)

LENSCHOW, D.H.; WYNGAARD, J.C.; PENNELL, W.T. Mean-field and second-moment budgets in a baroclinic, convective boundary layer. **J Atmos Sci**, 37(6), 1313-1326, 1980. Disponível em: [https://doi.org/10.1175/1520-0469\(1980\)037%3C1313:MFASMB%3E2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0469(1980)037%3C1313:MFASMB%3E2.0.CO;2)

LI, X.; ZIMMERMAN, N.; PRINCEVAC, M. Local Imbalance of Turbulent Kinetic Energy in the Surface Layer. **Boundary-Layer Meteorol** 129: 115-136, 2008. Disponível em: <https://doi.org/10.1007/s10546-008-9304-z>

MAHRT L.; VICKERS, D. Extremely weak mixing in stable conditions. **Boundary-layer meteorol** 119(1): 19-39, 2006. Disponível em: <https://doi.org/10.1007/s10546-005-9017-5>

MAHRT, L. Nocturnal boundary-layer regimes. **Boundary-Layer Meteorol** 88(2): 255-278, 1998. Disponível em: <https://doi.org/10.1023/A:1001171313493>

MALHI, Y.S. The significance of the dual solutions for heat fluxes measured by the temperature fluctuation method in stable conditions. **Boundary-Layer Meteorol** 74(4):389–396, 1995. Disponível em: <https://doi.org/10.1007/BF00712379>

MARONEZE, R.; ACEVEDO, O.C.; COSTA, F.D.; SUN, J. Simulating the regime transition of the stable boundary layer using different simplified models. **Boundary-Layer Meteorol** 170(2): 305–321, 2019. Disponível em: <https://doi.org/10.1007/s10546-018-0401-3>

MELLOR, G.L.; YAMADA, T.A. Hierarchy of Turbulence Closure Models for Planetary Boundary Layers, **J Atmos Sci**, 31(7):, 1791-1806, 1974. Disponível em: [https://doi.org/10.1175/1520-0469\(1974\)031%3C1791:AHOTCM%3E2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0469(1974)031%3C1791:AHOTCM%3E2.0.CO;2)

MEYERS, T.P.; BALDOCCHI, D.D. The budgets of turbulent kinetic energy and Reynolds stress within and above a deciduous forest. **Agric For Meteorol**, 53(3), 207-222, 1991. Disponível em: [https://doi.org/10.1016/0168-1923\(91\)90058-X](https://doi.org/10.1016/0168-1923(91)90058-X)

MIRONOV, D.V.; GRYANIK, V.M.; MOENG, C-H.; OLBERS, D.J.; WARNCKE, T.H. Vertical turbulence structure and second-moment budgets in convection with rotation: A large-eddy simulation study. **Q J R Meteorol Soc** 126: 477-515, 2000. Disponível em: <https://doi.org/10.1002/qj.49712656306>

MOENG, C-H.; SULLIVAN, P.P. A Comparison of Shear- and Buoyancy-Driven Planetary Boundary Layer Flows. **J Atmos Sci**, 51(7):, 999-1022, 1994. Disponível em: [https://doi.org/10.1175/1520-0469\(1994\)051%3C0999:ACOSAB%3E2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0469(1994)051%3C0999:ACOSAB%3E2.0.CO;2)

MOENG, C-H.; WYNGAARD, J.C. Evaluation of Turbulent Transport and Dissipation Closures in Second-Order Modeling. **J Atmos Sci**, 46(14):, 2311-2330, 1989. Disponível em: [https://doi.org/10.1175/1520-0469\(1989\)046%3C2311:EOTTAD%3E2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0469(1989)046%3C2311:EOTTAD%3E2.0.CO;2)

- MORAES, O.L.L.; ACEVEDO, O.C.; SILVA, T.; MAGNAGO, R.O.; SIQUEIRA, A.C. Nocturnal surface-layer characteristics at the bottom of a valley. **Bound.-Layer Meteorol.**, 112, 159–177, 2004. Disponível em: <https://doi.org/10.1023/B:BOUN.0000020163.36907.f9>
- NAKANISHI, M.; NIINO, H. Development of an improved turbulence closure model for the atmospheric boundary layer. **J Met Soc Japan** 87(5): 895–912, 2009. Disponível em: <https://doi.org/10.2151/jmsj.87.895>
- NELSON, M.A.; PARDYJAK, E.R.; KLEIN, P. Momentum and turbulent kinetic energy budgets within the park avenue street canyon during the joint urban 2003 field campaign. **Boundary-Layer Meteorol**, 140(1), 143-162, 2011. Disponível em: <https://doi.org/10.1007/s10546-011-9610-8>
- NILSSON, E. et al. Turbulence kinetic energy budget during the afternoon transition—Part 1: Observed surface TKE budget and boundary layer description for 10 intensive observation period days. **Atmospheric Chemistry and Physics**, v. 16, n. 14, p. 8849-8872, 2016. Disponível em: <https://doi.org/10.5194/acp-16-8849-2016>
- PENNELL, W.T.; LEMONE, M.A. An experimental study of turbulence structure in the fair-weather trade wind boundary layer. **J Atmos Sci**, 31(5), 1308-1323, 1974. Disponível em: [https://doi.org/10.1175/1520-0469\(1974\)031%3C1308:AESOTS%3E2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0469(1974)031%3C1308:AESOTS%3E2.0.CO;2)
- PINO, D.; DE ARELLANO, J.V-G. Effects of shear in the convective boundary layer: analysis of the turbulent kinetic energy budget. **Acta Geophysica**, v. 56, n. 1, p. 167-193, 2008. Disponível em: <https://doi.org/10.2478/s11600-007-0037-z>
- PUHALES, F.S. et al. A simple parameterization for the turbulent kinetic energy transport terms in the convective boundary layer derived from large eddy simulation. **Physica A**: 392: 583-595, 2013. Disponível em: <https://doi.org/10.1016/j.physa.2012.09.028>
- PUHALES, F.S. et al. Estimates of turbulent kinetic energy dissipation rate for a stratified flow in a wind tunnel. **Physica A**: 431: 175-187, 2015 Disponível em: <https://doi.org/10.1016/j.physa.2015.03.008>
- RUBERT, G.C. et al. Evapotranspiration of the Brazilian Pampa biome: seasonality and influential factors. **Water**, 10, 1864, 2018. Disponível em: <https://doi.org/10.3390/w10121864>
- SALESKY, S.T.; CHAMECKI, M.; BOU-ZEID, E. On the nature of the transition between roll and cellular organization in the convective boundary layer. **Boundary-Layer Meteorol** 163(1): 41-68, 2017. Disponível em: <https://doi.org/10.1007/s10546-016-0220-3>
- SHAH, S.K.; BOU-ZEID, E. Direct numerical simulations of turbulent Ekman layers with increasing static stability: Modifications to the bulk structure and second-order statistics. **J. Fluid Mech.** 760: 494–539, 2014. Disponível em: <https://doi.org/10.1017/jfm.2014.597>
- SJÖBLOM, A.; SMEDMAN, A.S. The turbulent kinetic energy budget in the marine atmospheric surface layer. **J Geophys Res: Oceans**, 107(C10), 6-1-6-18, 2002. Disponível em: <https://doi.org/10.1029/2001JC001016>

SMEETS, C.J.P.P.; DUYNKERKE, F.G.; VUGTS, H.F. Turbulence characteristics of the stable boundary layer over a mid-latitude glacier. Part I: A combination of katabatic and large-scale forcing. **Boundary-Layer Meteorol** 87: 117-145, 1998. Disponível em: <https://doi.org/10.1023/A:100086040609>

SREENIVASAN, K.R. On the universality of the kolmogorov constant. **Phys. Fluids** 7(11): 2778–2784, 1995. Disponível em: <https://doi.org/10.1063/1.868656>

STEENEVELD, G-J.; VAN DE WIEL, B.J.H.; HOLTSLAG, A.A.M. Modeling the Evolution of the Atmospheric Boundary Layer Coupled to the Land Surface for Three Contrasting Nights in CASES-99. **J Atmos Sci** 63(3), 920-935, 2006. Disponível em: <https://doi.org/10.1175/JAS3654.1>

STULL, R.B. **An Introduction to Boundary Layer Meteorology**. Springer Science & Business Media, 1988.

SUN, J.; MAHRT, L.; BANTA, R.M.; PICHUGINA, Y.L. Turbulence regimes and turbulence intermittency in the stable boundary layer during “CASES-99”. **J Atmos Sci** 69(1): 338–351, 2012. Disponível em: <https://doi.org/10.1175/JAS-D-11-082.1>

THERRY, G.; LACARRERE, P. Improving the Eddy kinetic energy model for planetary boundary layer description. **Boundary-Layer Meteorol** 25(1):63–88, 1983. Disponível em: <https://doi.org/10.1007/BF00122098>

VAN DE WIEL B.J.H. et al. The minimum wind speed for sustainable turbulence in the nocturnal boundary layer. **J Atmos Sci** 69(11): 3116–3127, 2012. Disponível em: <https://doi.org/10.1175/JAS-D-12-0107.1>

VAN HOOIJDONK, Ivo GS et al. Shear capacity as prognostic for nocturnal boundary layer regimes. **Journal of the Atmospheric Sciences**, v. 72, n. 4, p. 1518-1532, 2015. Disponível em: <https://doi.org/10.1175/JAS-D-14-0140.1>

VICKERS, D.; MAHRT, L. A Solution for Flux Contamination by Mesoscale Motions With Very Weak Turbulence. **Boundary-Layer Meteorol** 118, 431–447, 2006. Disponível em: <https://doi.org/10.1007/s10546-005-9003-y>

WENG, W.; TAYLOR, P.A. On Modelling the One-Dimensional Atmospheric Boundary Layer. **Boundary-Layer Meteorol** 107: 371–400, 2003. Disponível em: <https://doi.org/10.1023/A:1022126511654>

WYNGAARD, J.C.; COTÉ, O.R. The Budgets of Turbulent Kinetic Energy and Temperature Variance in the Atmospheric Surface Layer. **J Atmos Sci** 28: 190-201, 1971. Disponível em: [https://doi.org/10.1175/1520-0469\(1971\)028%3C0190:TBOTKE%3E2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0469(1971)028%3C0190:TBOTKE%3E2.0.CO;2)

WYNGAARD, J.C.; COTÉ, O.R.; IZUMI, Y. Local Free Convection, Similarity, and the Budgets of Shear Stress and Heat Flux. **J Atmos Sci** 28: 1171-1182, 1971. Disponível em: [https://doi.org/10.1175/1520-0469\(1971\)028%3C1171:LFCSAT%3E2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0469(1971)028%3C1171:LFCSAT%3E2.0.CO;2)

ZHOU, M.; LENSCHOW, D.H.; STANKOV, B.B.; KAIMAL, J.C.; GAYNOR, J.E. Wave and turbulence structure in a shallow baroclinic convective boundary layer and overlying inversion. **J Atmos Sci**: 42(1), 47-57, 1985. Disponível em: [https://doi.org/10.1175/1520-0469\(1985\)042%3C0047:WATSIA%3E2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0469(1985)042%3C0047:WATSIA%3E2.0.CO;2)