

AVALIAÇÃO DA DEPENDÊNCIA DOS PARÂMETROS DE AJUSTE DE UM MODELO $E - L$ COM A ESTRATIFICAÇÃO TÉRMICA ESTÁVEL

EVALUATION OF DEPENDENCY OF ADJUSTMENT PARAMETERS OF AN $E - L$ MODEL WITH STRATIFICATION THERMAL STABLE

[1,2]Arlindo D. Carvalho Junior, [2]Pablo E. S. de Oliveira, [1,3]Daniel M. dos Santos, [1,3]Felipe D. Costa

[1]Universidade Federal do Pampa - Campus Alegrete, UNIPAMPA,
arlindocarvalho@unipampa.edu.br

[2]Programa de Pós-Graduação em Meteorologia, UFSM,
pablo.deoliveira@gmail.com

[3]Programa de Pós-Graduação em Engenharia, UNIPAMPA
danielmichelon@gmail.com, felipecosta@unipampa.edu.br

Resumo

Um dos principais desafios dos modelos atmosféricos é determinação adequada das difusividades turbulentas. Nesse sentido, diversas parametrizações de camada limite têm desenvolvidas ao longo dos anos. Para uma mesma ordem de fechamento, muitas vezes, as maiores diferenças entre as parametrizações, estão concentradas nos parâmetros de ajustes. A partir descrição adequada do significado físico, encontrar o valor real de cada constante é o grande desafio encontrado pelos modelos. Assim, o presente trabalho compara três diferentes parametrizações para a relação adimensional u_^2/E , utilizada como constante de proporcionalidade no coeficiente de difusão de momentum dos modelos de ordem de fechamento $E - l$. Na comparação com o experimento GABLS I, os resultados mostram que a constante não possui grande influência sobre as componentes do vento e sobre a temperatura. Por outro lado, a constante possui papel fundamental no comportamento da energia cinética turbulenta. Isso deve-se ao fato dela também estar presente no termo de dissipação viscosa de turbulência. É importante ressaltar que esse é um trabalho que encontra em fase inicial e visa a formulação de uma parametrização de camada limite para uso em modelos de previsão de tempo e clima. **Palavras-chave:** camada limite estável; turbulência; modelagem atmosférica*

Abstract

One of the main challenges of the atmospheric model is the proper determination of the turbulent diffusivity. In this sense, various boundary layer parametrization have been developed along of the years. For the same closure order, many times, the bigger differences between them, are concentrated in the adjustment parameters. From the adequate physical description, to find the real value of each constant is the great challenge of the models. Them, the present work compare three different parametrization for the non-dimensional relation u_^2/E , that is used as a constant in the momentum diffusion coefficient in the $E - l$ models. In the comparison with the GABLS experiment, the results show that the constant does not have a great influence over the wind components and over the temperature. On the other hand, the constant have a fundamental role in the behavior of the turbulence kinetic energy. This is due the fact of the constant is also present in the turbulence viscous dissipation term. Finally, it is important to stress that this is a work that is in its beginning and it aims the construction of a boundary layer parameterization for climate and weather forecasting models. **Keywords:** stable boundary layer; turbulence; atmospheric modeling*

1 Introdução

A determinação adequada das difusividades turbulentas, ou coeficiente de difusão turbulenta, é um dos principais problemas dos modelos numéricos de previsão de tempo e clima (MNPTC). Um exemplo desse fato, é o grande, e crescente, número de parametrizações de camada limite disponíveis no *Weather Research and Forecasting* (WRF). Por estar diretamente relacionado com a estimativa dos fluxos turbulentos na camada limite atmosférica (CLA) o cálculo dos coeficientes de difusão terá implicação direta na estrutura vertical da turbulência na mesma, e afetando na estimativa da altura da CLA, seu regime de estabilidade, e também na previsão de outras variáveis fundamentais, tais como: temperatura mínima, importante para agricultura; velocidade do vento, importante para geração de energia; humidade, com aplicações na agricultura e transportes; entre outras.

cuxart2006 fizeram uma comparação do desempenho de diversas formulações de turbulências, utilizadas em alguns dos principais centros de meteorologia do mundo, com o caso de referência, o experimento GABLS I (Kosović e Curry 2000). Os resultados encontrados encontrados por cuxart2006, mostraram que independente da ordem de fechamento, dos modelos utilizados, apesar das semelhanças qualitativas entre as formulações, as principais, e cruciais, diferenças estavam presentes nos parâmetros de ajuste. Dessa forma, o presente trabalho realiza a comparação de três diferentes abordagens para o cálculo da constante de proporcionalidade utilizada nos coeficientes de difusão nos modelos $E - l$.

2 Modelo

2.1 Equações prognósticas

Considerando uma superfície plana, desprezando a subsidência, os efeitos de advecção, o fluxo radiativo e considerando uma atmosfera seca, as equações do momentum por unidade de massa e da energia por unidade de massa podem ser escritas como:

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} = f(\bar{v} - \bar{v}_G) - \frac{\partial \overline{u'w'}}{\partial z}, \quad (1)$$

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

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

Onde v_G e u_G são as componentes meridional e zonal do vento geostrófico, respectivamente. $\overline{u'w'}$, $\overline{v'w'}$ e $\overline{w'\theta'}$ são as componentes do fluxo turbulento de momentum por unidade de massa e o fluxo turbulento de energia cinemático na forma de calor sensível, respectivamente.

2.2 Fechamento de turbulência

O Fechamento de primeira ordem consiste em parametrizar os fluxos turbulentos através de uma relação fluxo gradiente de suas variáveis médias, resolvendo as equações prognósticas para as variáveis médias (equações (1)-(3)). Nesse fechamento, os coeficientes de difusão podem ser calculados de forma não-local, utilizando os valores superficiais de grandezas como a velocidade de fricção (u_*), e terem seus valores extrapolados para os demais níveis da CLA utilizando funções adimensionais oriundas da teoria de similaridade de Monin-Obukhov, *e.g.* troen1986. Ou alternativamente, pode ser usado o fechamento local, onde os fluxos turbulentos, bem como os coeficientes de difusão são calculados em cada ponto de grade do modelo utilizando os valores locais das variáveis locais, *e.g.* louis1979, delage1997, entre outros. No fechamento local, geralmente, os coeficientes de difusão são determinados através do cisalhamento local do vento e o regime de estabilidade é prescrito através de uma função de estabilidade presente no comprimento de mistura turbulento. Enquanto os fluxos turbulentos de momentum e energia na forma de calor sensível são parametrizado por teoria-K:

$$- \overline{u'w'} = K_m \frac{\partial \bar{u}}{\partial z}, \quad (4)$$

$$- \overline{v'w'} = K_m \frac{\partial \bar{v}}{\partial z}, \quad (5)$$

e

$$- \overline{w'\theta'} = K_h \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z}, \quad (6)$$

sendo K_m e $K_h = K_m / Pr_T$ os coeficientes de difusão turbulentos de momentum e energia na forma de calor, respectivamente. O número de Prandtl turbulento é assumido por simplicidade como sendo $Pr_T = 0,85$ (Cuxart et al. 2006; Weng e Taylor 2006).

Nos modelos $E - l$, os fluxos turbulentos são calculados de acordo com as Eqs. (4)-(6), já o coeficiente de difusão turbulenta de momentum é calculado através da seguinte relação:

$$K_m = \alpha E^{1/2} l_m f_m(Ri), \quad (7)$$

onde $\alpha = (u_*^2/E)^2$ é uma contante, e l_m é o comprimento de mistura turbulento e $f_m(Ri)$ é uma função de estabilidade que depende do número de Richardson.

Assim como discutido anteriormente, apesar da similaridade entre as diferentes parametrizações existentes as principais diferenças estão presentes nos parâmetros de ajuste. A constante α desempenha um papel importante, pois além de estar presente nos coeficientes de difusão, também está presente na parametrização da taxa de dissipação viscosa de turbulência, conforme será visto a seguir. Aqui três diferentes abordagens serão utilizadas para α :

- $\alpha = 0,3$ (Weng e Taylor 2006; Zilitinkevich et al. 2010);
- $\alpha(z/\Lambda) = \begin{cases} \left(\frac{1}{0,22} + b_E z/\Lambda\right)^{-1}, & z/\Lambda < 10 \\ \left(\frac{1}{0,22} + b_E 10\right)^{-1}, & z/\Lambda \geq 10 \end{cases}$ (Rodrigo e Anderson 2013);
- $\alpha(z/\Lambda) = (4(1 + 2,5z/\Lambda)^{1/3})^{-1}$ (1);

Nas expressões acima, z é o nível acima da superfície, Λ é o comprimento local de Obukhov, $b_E = 0,5$. O valor de $\alpha = 0,3$ é assumido como sendo o valor da constante no limite neutro, (Zilitinkevich et al. 2010) e usado em muitos modelos em todas as condições de estabilidade (Weng e Taylor 2006). rodrigo2013 (daqui para frente RD13) propuseram uma correção para a constante, baseado em dados experimentais, onde essa depende do regime de estabilidade do escoamento atmosférico noturno. A principal diferença proposta por acevedo2014 (daqui para frente AC14), com relação a anterior, diz respeito à contribuição dos processos turbulentos no escoamento, já que as escalas maiores que as do escoamento, onde há a presença de fenômenos de submeso são desconsideradas. É importante ressaltar que mesmo que a janela de média utilizada por rodrigo2013, no cálculo dos fluxos turbulentos, seja pequena, 1 min, em condições muito estáveis, os processos de submeso se sobrepõem aos processos turbulentos reduzindo a escala do do escoamento turbulento a ordem de alguns segundos.

O comprimento de mistura é determinado seguindo Blackadar1962:

$$l_m = \frac{\kappa z}{1 + \kappa z/\lambda_0}, \quad (8)$$

onde z é a altura acima da superfície e λ_0 é determinado pela relação $\lambda_0 = 0,0004(\bar{u}_G^2 + \bar{v}_G^2)^{1/2} f^{-1}$, sendo f o fator de Coriolis (Delage 1974).

A função de estabilidade utilizada para prescrever o regime de estabilidade do escoamento na Eq. 7 depende do número de Richardson. Nesse trabalho serão utilizadas duas funções de estabilidades: Uma função de estabilidade cauda curta (CC), com cut-off, ou seja, para valores acima de um valor considerado crítico, a atividade turbulenta do escoamento é completamente suprimida pelo efeitos de empuxo (Webb 1970):

$$f_m(Ri) = (1 - 5Ri). \quad (9)$$

Por outro lado, uma vez que o equilíbrio da solução numérica de um modelo seja alcançada, sem turbulência, é impossível que a turbulência se reestabeleça novamente, assim como acontece no mundo real. Tal situação leva a soluções não realisticamente frias, conhecidas como *runway cooling* (Louis 1979). Nesse sentido, louis1979, propôs que as funções de estabilidade deveriam permitir que existisse turbulência residual, mesmo para valores superiores acima de $Ri_c = 0,2$. Sendo essas funções de estabilidade conhecidas como funções de estabilidade cauda longa (CL) Assim, seguindo delage1997:

$$f_m(Ri) = (1 + 12Ri)^{-1}. \quad (10)$$

Assumindo as mesmas simplificações, utilizadas nas Eqs. (1)-(3), e utilizando teoria-K parametrizar os termos de transporte turbulento de ECT e por flutuação de pressão, a equação de balanço local para energia cinética turbulenta, pode ser escrita como:

$$\frac{\partial \bar{E}}{\partial t} = -\overline{u'w'} \frac{\partial u}{\partial z} - \overline{v'w'} \frac{\partial v}{\partial z} + \frac{g}{\Theta} \overline{w'\theta'} + K_E \frac{\partial \bar{E}}{\partial z} - \varepsilon. \quad (11)$$

Na equação acima: o termo do lado esquerdo é o balaço local de ECT, os dois primeiros termos do lado direito da equação são os termos de produção de turbulência por cisalhamento, dot erceitor termo é o termo de produção/destruição de turbulência por empuxo, quarto termo do lado direito da igualdade é o termo de transporte turbulento de ECT e o último termo é o termo de

dissipação viscosa de turbulência. $K_E = K_m/\sigma_E$ é o coeficiente de difusão turbulenta de ECT, sendo $\sigma_E = 1$ uma constante, g a aceleração da gravidade, Θ a temperatura de referência. A taxa de dissipação viscosa de \overline{E} é parametrizada como:

$$\varepsilon = \frac{(\alpha \overline{E})^{3/2}}{l_d}, \quad (12)$$

sendo l_d o comprimento de mistura para a dissipação. Por simplicidade, $l_d = l_m$.

3 Resultados

As simulações realizadas com as diferentes configurações do modelo, utilizando as duas funções de estabilidade e os três valores da constante α são apresentadas na figura 1. De forma as maiores diferenças estão presentes no desempenho das duas funções de estabilidade, sendo que a função de estabilidade CC apresentou os melhores resultados, principalmente na reprodução do perfil das componentes do vento (figuras 1a e 1b), do coeficiente de difusão de momentum (figura 1d), fluxo de momentum e série temporal de u_* (figuras 1e e 1g, respectivamente) e altura da CLA (figura 1i). Por outro lado, a função de estabilidade CL apresentou melhor desempenho na reprodução do perfil de temperatura (figura 1c), apesar de de estimar uma CLA mais profunda, e na série temporal e perfil vertical do fluxo de energia na forma de calor sensível (figuras 1f e 1h, respectivamente).

Os diferentes valores utilizados para a contante α não acarretou grandes diferença na reprodução do comportamento das variáveis médias, como pode ser observado na figura 1. Entretanto, a figura 1i mostra as maiores diferenças entre os valores de α , onde h é supertimada por todas as configurações do modelo. Isso se deve ao fato de h , depender do valor superficial de \overline{E} ($h = z(5\% \overline{E}_0)$), e α possui grande influência sobre a ECT (figura 2).

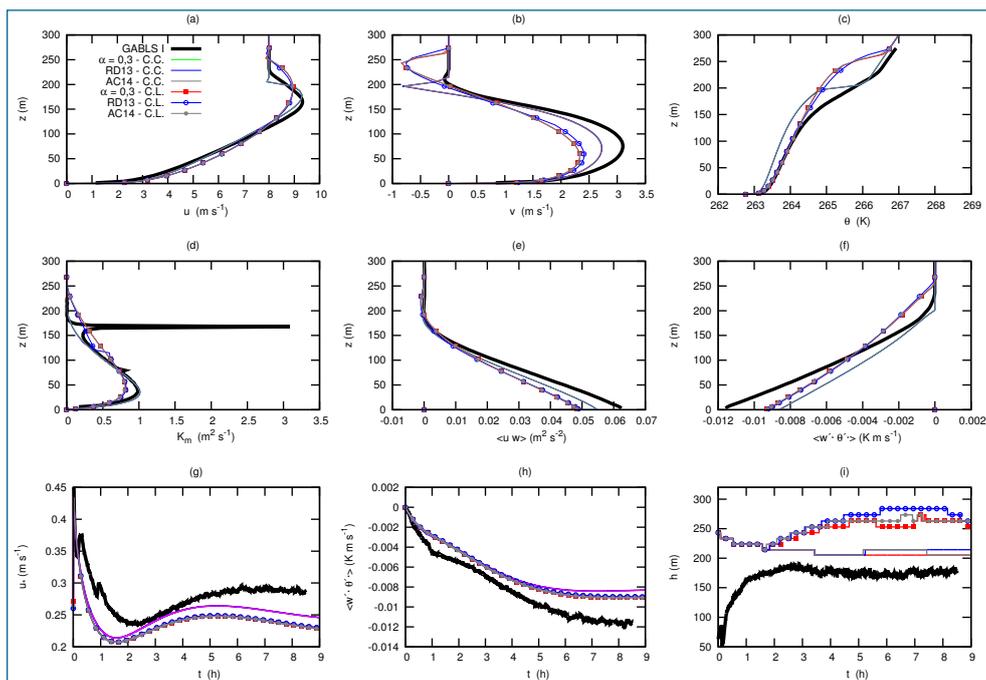


Figura 1: Comparação da performance do modelo em suas diferentes configurações indicadas pela legenda com o Experimento GABLS I. A figura 1a apresenta o perfil vertical de \overline{u} , a figura 1b apresenta o perfil vertical de \overline{v} , a figura 1c apresenta o perfil vertical de $\overline{\theta}$, a figura 1d apresenta o perfil vertical de K_m , a figura 1e apresenta o perfil vertical de $\overline{u'w'}$, a figura 1f apresenta o perfil vertical de $\overline{w'\theta'}$, a figura 1g apresenta a série temporal de u_* , a figura 1h a série temporal de $\overline{w'\theta'}$ e a figura 1i apresenta a evolução temporal da altura da CLA.

Quando o desempenho do modelo é analisado em diferentes condições de estabilidade (figura 2). Em condições de vento muito fraco e com forte sem gradiente de temperatura as parametrizações RD13 e AC14 foram mais turbulentas em superfície sendo a primeira, a que apresentou valores mais elevados (figura 2a). A medida que a estratificação estável aumentou os efeitos de empuxo suprimiram a turbulência e todas as parametrizações apresentaram resultados semelhantes (figuras 2b e 2c). Para um forçante mecânico intermediário o comportamento das duas parametrizações é completamente distinto (figuras 2d - 2f). Comportamento similar é observado quando o forçante mecânico no topo do domínio é $u_G = 15,0 \text{ m s}^{-1}$ (figuras 2g - 2i). É importante destacar ainda que em todos os casos as parametrizações RD13 e AC14 levaram a uma CLA mais profunda que quando o valor de α no limite neutro foi utilizado.

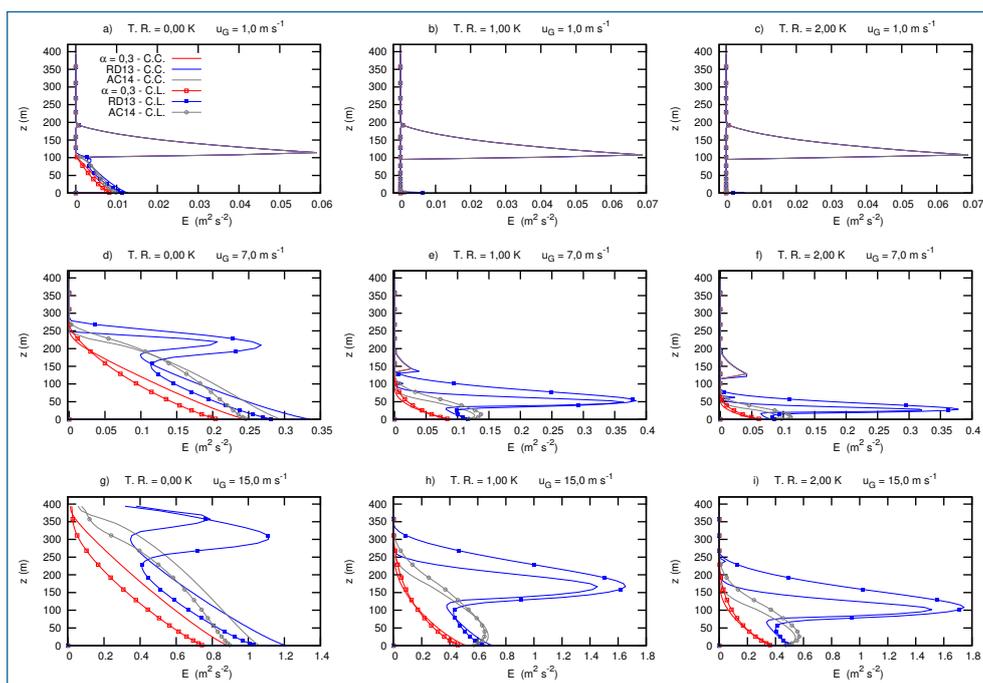


Figura 2: Perfis verticais de ECT com diferentes configurações do modelo, indicadas na legenda, para diferentes taxas de resfriamento superficial (T.R.) e forçantes mecânicas no topo do domínio vertical (u_G), indicados no topo de cada painel.

4 Conclusão

Os parâmetros de ajustes são partes fundamentais dos modelos numéricos de previsão de tempo e clima. Muitas parametrizações diferenciam-se somente pelos parâmetros de ajuste. Os resultados mostram que de forma geral independente dos valores de α o modelo é capaz de reproduzir os resultados do experimento GABLS I de forma satisfatória, principalmente, quando uma função de estabilidade cauda curta é utilizada. Entretanto, as maiores discrepâncias são observadas na reprodução da altura da camada limite atmosférica (CLA), principalmente devido a grande influência de α sobre \bar{E} .

Apesar de não influenciar de maneira significativa sobre as componentes do vento e a temperatura, da mesma forma que as funções de estabilidade, a constante α possui grande influência sobre a energia cinética turbulenta (ECT). Isso, se deve ao fato dela estar presente na taxa de dissipação viscosa, que é um dos principais termos da equação de balanço da ECT.

Finalmente cabe ressaltar que o presente trabalho está em fase inicial e visa avaliar o papel dos parâmetros do modelo, com o objetivo de construir uma parametrização de camada limite, de tal forma que seja possível incorporar os processos físicos, da mesma forma em que é feito aqui para constante α , nos demais parâmetros do modelo, com o objetivo de não usar uma função de estabilidade prescrita para a relação entre turbulência e estabilidade térmica na camada limite atmosférica noturna.

Agradecimentos

Os autores agradecem às agências CAPES (Coordenação de Pessoal de Nível Superior) e CNPq (Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico) pelo suporte financeiro. O cluster computacional, utilizado nas simulações, foi adquirido com recursos dos editais Edital 02/2014 - PqG (Edital Pesquisador Gaúcho) da Fundação de Amparo a Pesquisa do Estado do Rio Grande do Sul (FAPERGS) (Processo 2312-2551/14-0) e Chamada CNPq Universal 01/2016 - Faixa A (processo 426409/2016-7).

Referências

- [1] ACEVEDO, O. C.; COSTA, F. D.; OLIVEIRA, P. E.; PUHALES, F. S.; DEGRAZIA, G. A.; ROBERTI, D. R. The influence of submeso processes on stable boundary layer similarity relationships. **Journal of the Atmospheric Sciences**, v. 71, n. 1, p. 207–225, 2014.
- [2] BLACKADAR, A. K. The vertical distribution of wind and turbulent exchange in a neutral atmosphere. **Journal of Geophysical Research**, v. 67, n. 8, p. 3095–3102, 1962.

- [3]CUXART, J.; HOLTSLAG, A. A.; BEARE, R. J.; BAZILE, E.; BELJAARS, A.; CHENG, A.; CONANGLA, L.; EK, M.; FREEDMAN, F.; HAMDI, R. et al. Single-column model intercomparison for a stably stratified atmospheric boundary layer. **Boundary-Layer Meteorology**, Springer, v. 118, n. 2, p. 273–303, 2006.
- [4]DELAGE, Y. A numerical study of the nocturnal atmospheric boundary layer. **Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society**, Wiley Online Library, v. 100, n. 425, p. 351–364, 1974.
- [5]DELAGE, Y. Parameterising sub-grid scale vertical transport in atmospheric models under statically stable conditions. **Boundary-Layer Meteorology**, Springer, v. 82, n. 1, p. 23–48, 1997.
- [6]KOSOVIC, B.; CURRY, J. A. A large eddy simulation study of a quasi-steady, stably stratified atmospheric boundary layer. **Journal of the atmospheric sciences**, v. 57, n. 8, p. 1052–1068, 2000.
- [7]LOUIS, J.-F. A parametric model of vertical eddy fluxes in the atmosphere. **Boundary-Layer Meteorology**, Springer, v. 17, n. 2, p. 187–202, 1979.
- [8]RODRIGO, J. S.; ANDERSON, P. S. Investigation of the stable atmospheric boundary layer at halley antarctica. **Boundary-layer meteorology**, v. 148, n. 3, p. 517–539, 2013.
- [9]TROEN, I.; MAHRT, L. A simple model of the atmospheric boundary layer; sensitivity to surface evaporation. **Boundary-Layer Meteorology**, Springer, v. 37, n. 1-2, p. 129–148, 1986.
- [10]WEBB, E. K. Profile relationships: The log-linear range, and extension to strong stability. **Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society**, v. 96, n. 407, p. 67–90, 1970.
- [11]WENG, W.; TAYLOR, P. A. Modelling the one-dimensional stable boundary layer with an E–I turbulence closure scheme. **Boundary-layer meteorology**, v. 118, n. 2, p. 305–323, 2006.
- [12]ZILITINKEVICH, S.; ESAU, I.; KLEEORIN, N.; ROGACHEVSKII, I.; KOUZNETSOV, R. On the velocity gradient in stably stratified sheared flows. part 1: asymptotic analysis and applications. **Boundary-layer meteorology**, v. 135, n. 3, p. 505–511, 2010.

Arlindo Dutra Carvalho Junior

Universidade Federal do Pampa - Campus Alegrete
Professor em Unipampa Alegrete.
E-mail: arlindocarvalhojr@gmail.com

Pablo E.S. de Oliveira

Universidade Federal de Santa Maria, RS
Programa de Pós-Graduação em Meteorologia, UFSM.
E-mail: pablo.deoliveira@gmail.com

Daniel Michelon dos Santos

Universidade Federal do Pampa
Programa de Pós-Graduação em Engenharia, UNIPAMPA
E-mail: danielmichelon@gmail.com

Felipe Denardin Costa

Universidade Federal do Pampa
Programa de Pós-Graduação em Engenharia, UNIPAMPA
E-mail: felipecosta@unipampa.edu.br