

## MODELAGEM TEÓRICA DA INFLUÊNCIA DA RUGOSIDADE DA SUPERFÍCIE NA TAXA DE DISSIPAÇÃO DE ECT NA CAMADA LIMITE CONVECTIVA

JOÃO MARCELO HOFFMANN DE SOUZA<sup>1</sup>; ANDRÉ BECKER NUNES<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Universidade Federal de Pelotas – [jm.hoffmann@yahoo.com.br](mailto:jm.hoffmann@yahoo.com.br)

<sup>2</sup>Universidade Federal de Pelotas – [andre.nunes@ufpel.edu.br](mailto:andre.nunes@ufpel.edu.br)

### 1. INTRODUÇÃO

A Camada Limite Planetária (CLP) é uma região localizada na troposfera inferior se estendendo da superfície da Terra até a altura em que a atmosfera sofre influência da superfície com fenômenos de escala de tempo de uma hora ou menos (STULL, 1988). Uma variável importante no estudo da CLP é a energia cinética turbulenta (ECT), grandeza que indica a intensidade da turbulência presente em uma camada. Após ser produzida por forçantes de origem térmica e mecânica, a ECT é transferida dos maiores para os menores vórtices até alcançar a escala de tamanho pequena o suficiente (escala de Kolmogorov) para que seja dissipada pela viscosidade. Assim, os pequenos vórtices têm como função principal dissipar ECT.

A rugosidade superficial ( $z_0$ ) influencia no papel da superfície em gerar turbulência mecânica. WIERINGA (1992) define  $z_0$  como um parâmetro que descreve o quanto uma superfície é eficiente em transformar a energia do vento médio sobre ela em movimento turbulento.

Uma vez que a taxa de dissipação da ECT ( $\varepsilon$ ) depende da ECT contida nos pequenos vórtices ( $e$ ), que por sua vez pode ser relacionada com o tipo de superfície em que se encontra, a dissipação de energia na CLP depende do parâmetro  $z_0$ . Este trabalho tem por objetivo realizar um estudo através de modelagem analítica de  $\varepsilon$  para toda a extensão vertical da CLP e aplicado a diferentes condições de  $z_0$ .

### 2. METODOLOGIA

Este trabalho foi desenvolvido utilizando a equação (1) (DEARDORFF, 1980) com comprimento de mistura para os pequenos vórtices,  $l = 50m$ , calculado por DEGRAZIA et al. (2007) e a constante  $C_s = 0,93$  para o caso convectivo de MOENG; WYNGAARD (1988).

$$\varepsilon = C_s(e^{3/2}/l) \quad (1)$$

A energia cinética turbulenta dos pequenos vórtices ( $e$ ) foi calculada utilizando a equação (2) de NUNES et al. (2010)

$$e = \left[ 0,65 - 0,33 \left( 0,004 + \frac{z}{z_i} \right)^{\frac{1}{2}} \right] [c_1 u_*^2 + c_2 w_*^2] \quad (2)$$

sendo  $z$  a altura da camada acima da superfície,  $z_i$  a altura da CLP e os parâmetros  $c_1$  e  $c_2$  são definidos por

$$\begin{bmatrix} c_1 \\ c_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \left[ -2,4 \left( \frac{z}{z_i} \right)^2 + 3,7 \left( \frac{z}{z_i} \right) + 0,65 \right]^{-1} \\ 0,075c_1 \end{bmatrix}$$

A velocidade de fricção  $u_*$ , equação (3), e a velocidade convectiva  $w_*$ , equação (4), seguem as definições de STULL (1988) e DEARDORFF (1970) respectivamente.

$$u_* = \frac{\bar{M}k}{\ln(z/z_0)} \quad (3)$$

$$w_* = \left[ \frac{g}{T} z_i H_s \right]^{\frac{1}{3}} \quad (4)$$

em que  $\bar{M} = 10 \text{ms}^{-1}$  é a velocidade média do vento na CLP,  $k = 0.4$  a constante de von Karman,  $g = 9.8 \text{ms}^{-2}$  a aceleração da gravidade e  $T = 285 \text{K}$  a temperatura média na camada. Os resultados foram comparados entre dois instantes de tempo representados pelos fluxos de calor na superfície  $H_{s,i} = 0.04 \text{kms}^{-1}$  para o início da atividade convectiva aproximadamente às 7h e  $H_{s,f} = 0.24 \text{kms}^{-1}$  indicando o estabelecimento da convecção em aproximadamente 12h (NUNES et al., 2010). As condições superficiais utilizadas neste trabalho foram empregadas no termo  $z_0$  da equação (3) e seguem da classificação Davenport (WIERINGA, 1992).

### 3. RESULTADOS E DISCUSSÃO

O perfil vertical de  $\varepsilon$  é mostrado na Figura 1 para quatro comprimentos de rugosidade,  $z_0 = 0.005, 0.1, 1, 2 \text{m}$ , e duas situações podem ser destacadas. A primeira corresponde ao decaimento acentuado de  $\varepsilon$  ao longo da camada limite superficial ( $z \leq 100 \text{m}$ ). Como mostrado na Figura 1, as regiões localizadas sobre superfícies de maior  $z_0$  dissipam mais energia do que as localizadas sobre regiões de menores  $z_0$ , porém tem decaimento de  $\varepsilon$  com a altura mais elevado. A segunda situação corresponde ao perfil de  $\varepsilon$  na metade superior da CLP ( $z \geq 500 \text{m}$ ). Observa-se que os perfis estão praticamente sobrepostos indicando indiferença de  $\varepsilon$  entre todos os valores de  $z_0$  com dissipação praticamente nula e constante com a altura. Ainda pode ser observado que independente de  $z_0$  as maiores taxas de dissipação ocorrem próximo a superfície.

Como discutido anteriormente, a maior parte da energia dissipada ocorre na CLS. A Figura 2 mostra o comportamento de  $\varepsilon$  ao longo de cinco níveis verticais inseridos na CLS,  $z = 10, 25, 50, 75, 100 \text{m}$ . Aqui fica evidente a função desempenhada por  $z_0$  na dissipação de ECT em cada nível. Enquanto é observado um aumento exponencial de  $\varepsilon$  com aumento de  $z_0$  à 10m acima da superfície, essa relação tende à linearidade em níveis mais altos.

Para entender como  $z_0$  influencia na variação temporal de  $\varepsilon$  foi calculado um índice taxa de dissipação de ECT através da razão entre  $\varepsilon$  às 7h e às 12h mostrados na Figura 3 para os níveis verticais  $z = 10, 50, 100 \text{m}$ . O primeiro ponto a ser observado é que nos níveis mais altos da CLS  $\varepsilon$  é mais sensível à variação temporal. O segundo ponto observado é que as regiões acima dos menores  $z_0$  apresentaram as maiores variações temporais de  $\varepsilon$  com taxa de dissipação às 7h representando 72% do valor encontrado para às 12h em  $z = 100 \text{m}$  e 79% em  $z = 10 \text{m}$ . Para os maiores  $z_0$  esse valor chega a 96% em  $z = 100 \text{m}$  e 99% em  $z = 10 \text{m}$ .

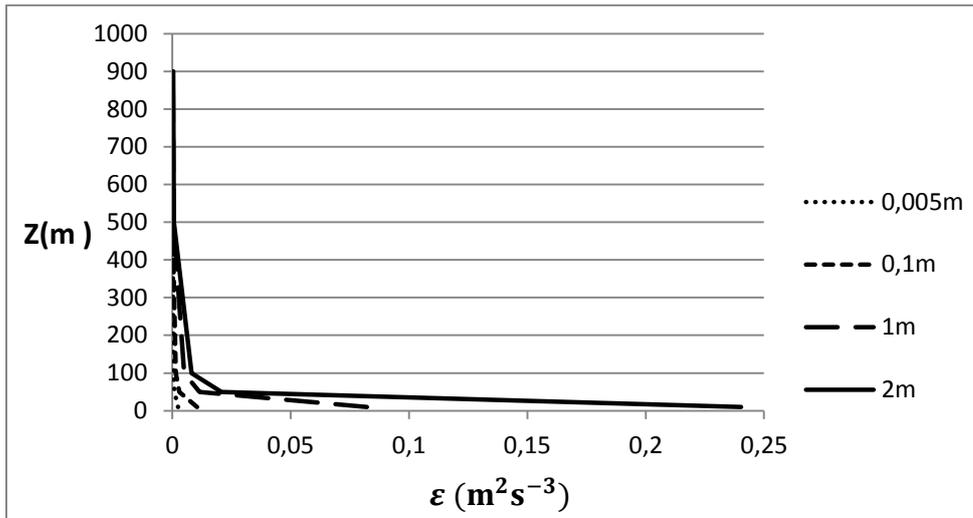


Figura 1 – Perfil vertical de  $\epsilon$  para  $z_0 = 0.005, 0.1, 1$  e  $2m$ .

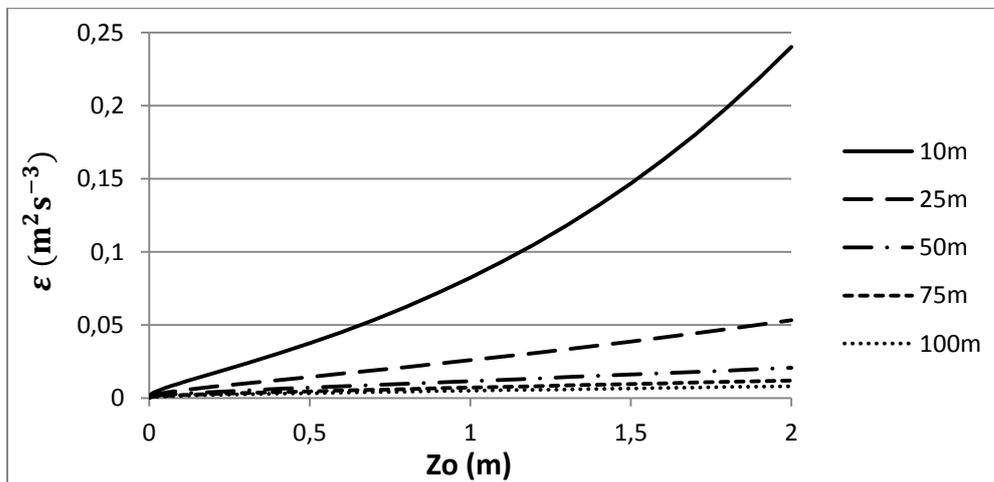


Figura 2 –  $\epsilon$  em função de  $z_0$  para  $z = 10, 25, 50, 75$  e  $100m$ .

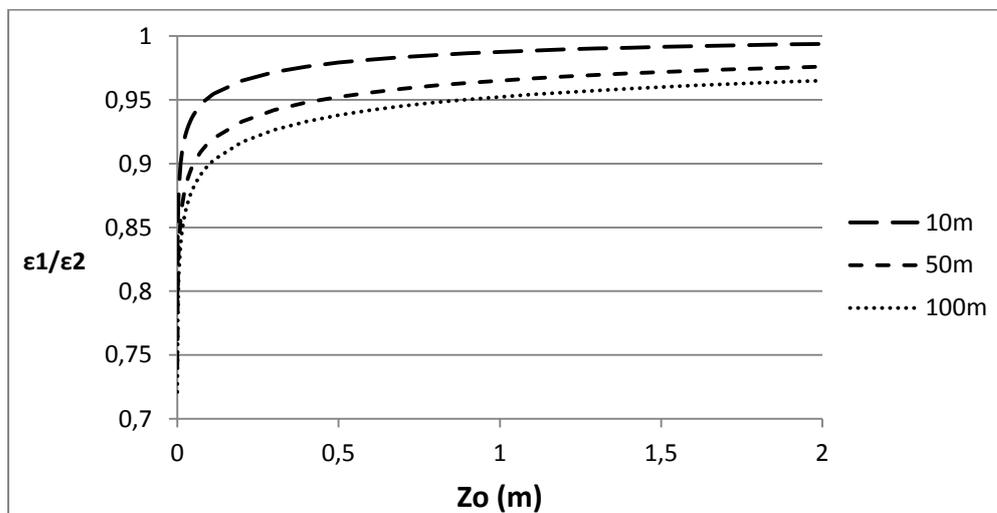


Figura 3 – Índice de dissipação de ECT como função de  $z_0$  entre 7h e 12h para  $z = 10, 25, 50, 75$  e  $100m$ .

#### 4. CONCLUSÕES

Este estudo ajudou a compreender o papel da superfície terrestre na dissipação de ECT na CLP ao longo da fase de transição matutina. Verificamos que independente das características superficiais a dissipação de ECT ocorre na metade inferior da CLP intensificando-se com a proximidade da superfície. Verificamos também que a variação matutina de  $\varepsilon$  claramente visível na presença dos pequenos  $z_0$  torna-se praticamente inexistente para os maiores valores deste parâmetro.

#### 5. REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

DEARDORFF, J. Convective velocity and temperature scales for the unstable planetary boundary layer and Rayleigh convection. **Journal of the Atmospheric Sciences**, v. 27, p. 1211-1213, 1970.

DEARDORFF, J. Stratocumulus-capped mixed layers derived from three-dimensional model. **Boundary-Layer Meteorology**, v. 18, p. 495-527, 1980.

DEGRAZIA, G. A.; NUNES, A. B.; SATYAMURTY, P.; ACEVEDOA, O. C.; VELHO, H. F. D. C.; RIZZA, U.; CARVALHO, J. C. Employing Heisenberg's turbulent spectral transfer theory to parameterize sub-filter scales in LES models. **Atmospheric Environment**, v. 41, p. 7059-7068, 2007.

MOENG, C-H; WYNGAARD, J. Spectral analysis of large-eddy simulations of the convective boundary layer. **Journal of the Atmospheric Sciences**, v. 45, p. 3573-3587, 1988.

NUNES, B.; CAMPOS VELHO, H. F.; SATYAMURTY, P.; DEGRAZIA, G.; GOULART, A.; RIZZA, U. Morning Boundary-Layer Turbulent Kinetic Energy by Theoretical Models. **Boundary-Layer Meteorology**, v. 134, p. 23-39, 2010.

STULL, R. B. **An introduction to boundary layer meteorology**. Dordrecht: Kluwer Academic Publishers, 1988.

WIERINGA, J. Updating the Davenport roughness classification. **Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics**, v. 41, p. 357-368, 1992.