

Bibliografia

- [1] AYRA, S.P. **Introduction to Micrometeorology**. Academic-Press, San Diego, USA, 1988.
- [2] BATCHELOR, G.K. **An Introduction to Fluid Dynamics**. Cambridge University, Cambridge, Inglaterra, Cambridge, Inglaterra, 1967.
- [3] BELJAARS, A.C.M. & HOLTSLAG, A.A.M. **Flux parameterization over land surfaces for atmospheric models**. Journal of Applied Meteorology, 30:327–341, 1991.
- [4] BLESSMANN, J. **O Vento na Engenharia Estrutural**. 1995.
- [5] BRUNET, Y. & IRVINE, R. **The control of coherent eddies in vegetation canopies: streamwise structures spacing, canopy shear scale and atmospheric stability**. Boundary-Layer Meteorology, 94:139–163, 2000.
- [6] CHEN, J.M.; BLACK, T.A.; NOVAK M.D. & ADAMS R.S. **A wind tunnel study of turbulent air flow in forest clearcuts**. In Coutts, M.P. and Grace J.(Eds.), Wind and Trees. Cambridge University Press, p. 71–87, 1995.
- [7] CIONCO, R.M. **A Mathematical Model for Air Flow in Vegetative Canopy**. Journal of Applied Meteorology, 4:517–522, 1965.
- [8] COUNIHAN, J. **An Improved method of Simulating an Atmospheric Boundary Layer in a Wind Tunnel**. Atmospheric Environment, 3:197–214, 1969.
- [9] COWAN, I.R. **Mass, heat, and momentum exchange between stands of plants and their atmospheric environment**. Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society, 94:523–544, 1968.
- [10] DWYER, M.J.; PATTON, E.G. & SHAW R.H. **Turbulent Kinetic Energy Budget from a Large-Eddy Simulation of Airflow**

- Above and Within a Forest Canopy.** *Boundary-Layer Meteorology*, 84:23–43, 1997.
- [11] FAO2001. **Global Forest Resources Assessment 2000. Main report.** FAO Forestry Paper 140, p. 1–511, 2001.
- [12] FINNIGAN, J.J. **Turbulence in Plant Canopies.** *Review of Fluid Mechanics*, 35:519–571, 2000.
- [13] GARRAT, J.R. **The Atmospheric Boundary Layer.** Cambridge Atmospheric and Space Sciences Series, Cambridge University Press, Cambridge University, England, 1992.
- [14] GOLDBERGER, D. **Relations Among Stability Parameters in the Surface Layer.** *Boundary-Layer Meteorology*, 3:47–58, 1972.
- [15] GREEN, S.R.; GRACE, J. & HUTCHINGS N.J. **Observations of turbulent air flow in three stands of widely spaced Sitka spruce.** *Agricultural Forest Meteorology*, 74:205–225, 1995.
- [16] HANNA, S.R.; BRIGGS, G.A.; HOSKER R.P. **Handbook on Atmospheric Diffusion.** Technical Information Center - U.S. Department of Energy, Washington, DC, USA, 1982.
- [17] HOLMES, P.; LUMLEY, J.L. & BERKOOZ G. **Turbulence, Coherent Structures, Dynamical Systems and Symmetry.** Cambridge Monographs on Mechanics, Cambridge University, England, 1996.
- [18] IRVINE, M.R.; GARDINER, B.A. & HILL M.K. **The evolution of turbulence across a forest edge.** *Boundary-Layer Meteorology*, 84:467–496, 1997.
- [19] JACOBS, A.F.G.; VAN BOXEL, J.H. & EL-KILANI R.M.M. **Night-time Free Convection Characteristics Within a Plant Canopy.** *Boundary-Layer Meteorology*, 71:375–391, 1994.
- [20] JONES, W.P. & LAUNDER, B.E. **The prediction of laminarization with a two-equation model for turbulence.** *International Journal Heat Mass Transfer*, 15:301–314, 1972.
- [21] KANDA, M. & HINO, M. **Organized Structures in Developing Turbulent Flow within and above a Plant Canopy, Using Large Eddy Simulation.** *Boundary-Layer Meteorology*, 68:237–257, 1994.

- [22] KATUL, G.G. & ALBERTSON, J.D. **An investigation of Higher-order Closure Models for a Forest Canopy.** *Boundary-Layer Meteorology*, 89:47–74, 1998.
- [23] KATUL, G.G.; GERON, C.D.; HSIEH C.; VIDA KOVIC-B. & GUENTHER A.B. **Active Turbulence and Scalar Transport near the Forest-Atmosphere Interface.** *Journal of Applied Meteorology*, 37:1533–1546, 1998.
- [24] KATUL, G.G.; MAHRT, L.; POGGI D. & SANZ C. **One-and Two-Equation Models for Canopy Turbulence.** *Boundary-Layer Meteorology*, 113:81–109, 2004.
- [25] KRUIJT, B.; MALHI, Y.; LLOYD J.; NOBRE A.D.; MIRANDA A.C.; PEREIRA M.G.P.; CULF A. & GRACE J. **Turbulence Statistics Above and Within Two Amazon Rain Forest Canopies.** *Boundary-Layer Meteorology*, 94:297–331, 2000.
- [26] KRZIKALLA, F. **Numerical Investigation of the Interaction between Wind and Forest under Heterogeneous Conditions.** Doctorate Thesis, Instituto de Hidromecânica, Universidade de Karlsruhe, Alemanha, 2005.
- [27] LAUNDER, B.E. & SPALDING, D.B. **Mathematical Models of Turbulence.** Academic Press, London, England, 1972.
- [28] LAUNDER, B.E. & SPALDING, D.B. **The Numerical Computation of Turbulent Flows.** *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, 3:269–289, 1974.
- [29] LEMES, M.A.M. & MOURA, A.D. **Fundamentos de Dinâmica Aplicados à Meteorologia e Oceanografia.** Holos Editora, São Paulo, Brasil, 2002.
- [30] LEMOS, M.J.S. & SILVA, R.A. **Turbulent flow over a layer of highly permeable medium simulated with a diffusion-jump model for the interface.** *International Journal of Heat and Mass Transfer*, p. 1–11, 2005.
- [31] LI, Z.J.; MILLER, D.R. & LIN J.D. **A First-Order Closure Scheme to Describe Counter-Gradient Momentum Transport in Plant Canopies.** *Boundary-Layer Meteorology*, 33:77–83, 1984.

- [32] LI, Z.; LIN, J.D.; & MILLER D.R. **Air Flow Over and Through a Forest Edge: A Steady-State Numerical Simulation.** *Boundary-Layer Meteorology*, 51:179–197, 1990.
- [33] LIU, J.; CHEN, J.M.; BLACK T.A. & NOVAK M.D. **E - ϵ Modelling of Turbulent Air Flow Downwind of a Model Forest Edge.** *Boundary-Layer Meteorology*, 77:21–44, 1995.
- [34] LIU, S.; LIU, H.; XU M.; LECLERC M.Y. ZHU T. JIN C.; HONG Z.; LI J. & LIU H. **Turbulence Spectra and Dissipation Rates Above and Within a Forest Canopy.** *Boundary-Layer Meteorology*, 98:83–102, 2001.
- [35] MAHRT, L.; LEE, X.L.; BLACK A. & STAEBLER R. **Nocturnal Mixing in a Forest Subcanopy.** *Agricultural Forest Meteorology*, 101:67–78, 2000.
- [36] MARSHALL, B.J.; WOOD, C.J.; GARDINER B.A. & BELCHER R.E. **Conditional sampling of forest canopy gusts.** *Boundary-Layer Meteorology*, 102:225–251, 2002.
- [37] MEYERS, T.P. & PAW U, K.T. **Testing of a Higher-Order Closure-Model for Modelling Air-Flow Within and Above Plant Canopies.** *Boundary-Layer Meteorology*, 37:297–311, 1986.
- [38] MEYERS, T.P. & BALDOCCHI, D.D. **The budgets of turbulent kinetic energy and Reynolds stress within and above a deciduous forest.** *Agricultural and Forest Meteorology*, 53:207–222, 1991.
- [39] MINVIELLE, F.; MARTICORENA, B.; GILLETTE D.A.; LAWSON R.E.; THOMPSON R. & BERGAMETTI G. **Relationship between the Aerodynamic Roughness Length and the Roughness Density in Cases of Low Roughness Density.** *Environmental Fluid Mechanics*, 3:249–267, 2003.
- [40] MOHAN, M. & SIDDIQUI, T.A. **Analysis of various schemes for the estimation of atmospheric stability classification.** *Atmospheric Environment*, 32:3775–3781, 1998.
- [41] MONIN, A.S. & YAGLOM, A.M. **Statistical Fluid Mechanics: Mechanics of Turbulence.** The MIT Press, Massachusetts, USA, 1971.

- [42] MONCRIEFF, J.B.; MASSHEDER, J.M.; BRUIN H.; ELBERS J.; FRIBORG T.; HEUSINKVELD B.; KABAT P.; SCOTT S.; SOEGARD H. & VERHOEF A. **A System to Measure surface fluxes of momentum, sensible heat, water vapour and carbon dioxide.** *Journal of Hydrology*, 88:589–611, 1997.
- [43] MORSE, A.P., GARDINER B.A. & MARSHALL B.J. **Mechanisms controlling turbulence development across a forest edge.** *Boundary-Layer Meteorology*, 103:277–251, 2002.
- [44] NIELD, D.A. **Some Pitfalls in the Modelling of Convective Flows in Porous Media.** *Transport in Porous Media*, 43:597–601, 2001.
- [45] NOVAK, M.D., WARLAND J.S. ORCAHNSKY A.L.; KETLER R. & GREEN S. **Wind Tunnel and Field Measurements of Turbulent Flow in Forests. Part I: Uniformly Thinned Stands.** *Boundary-Layer Meteorology*, 95:457–495, 2000.
- [46] NOVAK, M.D.; ORCHANSKY, A.L. WARLAND J.S. & KETLER R. **Wind Tunnel Modelling of Partial Cuts And Cutblock Edges For Windthrow.** *Proceeding of the Windthrow Researchers Workshop, Richmond, British Columbia*, p. 176–192, 2001.
- [47] OLDHAM, C.E. & STURMAN, J.J. **The effect of emergent vegetation on convective flushing in shallow wetlands: Scaling and experiments.** *Limnology Oceanography*, 46:1486–1493, 2001.
- [48] PATANKAR, S.V. **Numerical Heat Transfer and Fluid Flows.** Hemisphere Publishing Corporation, New York, USA, 1980.
- [49] PAW U, K.T; BRUNET, Y.; COLLINEAU S.; SHAW R.H.; MAITANI T.; QIU J. & HIPPS L. **On coherent structures in turbulence above and within agricultural plant canopies.** *Agricultural and Forest Meteorology*, 61:55–68, 1992.
- [50] PEREIRA, A.R. & SHAW, R.H. **A numerical experiment on the mean wind structure inside canopies of vegetation.** *Agricultural Meteorology*, 22:303–318, 1980.
- [51] PHANEUF, T.J.; JACKSON, P.L.; WANG Y. & NOVAK M.D. **Two and Three Dimensional Numerical Airflow Modelling Along Forest Edges.** *26th Conference on Agricultural and Forest Meteorology, Vancouver, British Columbia*, 2004.

- [52] RAUPACH, M.R. & THOM, S. **Turbulence in and above plant canopies.** Annual Review of Fluid Mechanics, 13:97–129, 1981.
- [53] RAUPACH, M.R. & SHAW, R.H. **Averaging Procedures for Flow Within Vegetation Canopies.** Boundary-Layer Meteorology, 22:79–90, 1982.
- [54] RAUPACH, M.R.; COPPIN, P.A. & LEGG B.J. **Experiments on scalar distribution within a model plant canopy. Part. I: The turbulence structure.** Boundary-Layer Meteorology, 35:21–52, 1986.
- [55] RAUPACH, M.R.; FINNIGAN, J.J. & BRUNET Y. **Coherent eddies in Vegetation Canopies.** Proceedings Fourth Australian Conference on Heat and Mass Transfer, Christchurch, New Zealand, p. 9–12, 1989.
- [56] RAUPACH, M.R.; ANTONIA, R.A. & RAJAGOPALAN S. **Rough-Wall Turbulent Boundary Layers.** Applied Mechanics Review, 44:1–25, 1991.
- [57] RAUPACH, M.R.; FINNIGAN, J.J.; BRUNET Y. **Coherent eddies and turbulence in vegetation canopies: the mixing layer analogy.** Boundary-Layer Meteorology, 78:351–382, 1996.
- [58] RICHARDS, P.J. & HOXEY, R.P. **Appropriate boundary conditions for computational wind engineering models using the $k-\varepsilon$ model.** Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics, 46 & 47:145–153, 1993.
- [59] ROSS, A.N. & VOSPER, S.B. **Neutral turbulent flow over forested hill.** Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society, 131:1841–1862, 2005.
- [60] SANZ, C. **A note $k-\varepsilon$ modelling of vegetation canopy air-flows.** Boundary Layer Meteorology, 108:191–197, 2003.
- [61] SEINFELD, J.H. & PANDIS, S.N. **Atmospheric Chemistry and Physics: From Air Pollution to Climate Change.** John Wiley & Sons, New York, USA, 1998.
- [62] SHAW, R.H. & SCHUMANN, U. **Large-eddy simulation of turbulent flow above and within a forest.** Boundary-Layer Meteorology, 61:47–64, 1992.

- [63] STACEY, G.R., BELCHER E. WOOD C.J. & GARDINER B.A. **Wind flows and forces in a model spruce forest.** *Boundary-Layer Meteorology*, 69:311-334, 1994.
- [64] STULL, R.B. **An Introduction Boundary Layer Meteorology.** New York, USA, 1988.
- [65] STULL, R.B. **Meteorology for Scientists and Engineers.** Brooks/Cole Publishing Company, New York, USA, 2000.
- [66] SVENSSON, U. & HÄGGKVIST, K.A. **A Two-equation Turbulence Model for Canopy Flows.** *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 35:201-211, 1990.
- [67] TENNEKES, H. & LUMLEY, J.L. **A First Course in Turbulence.** The MIT Press, Massachusetts, USA, 1974.
- [68] WILSON, J.D. **A Second-Order Closure Model for Flow through Vegetation.** *Boundary-Layer Meteorology*, 42:371-392, 1988.
- [69] WILSON, J.D. & SHAW, R.H. **A higher order closure model for canopy flow.** *Journal of Applied Meteorology*, 16:1198-1205, 1997.
- [70] WU, Y, FALCONER, R.A. & STRUVE J. **Mathematical modeling of tidal currents in mangrove forests.** *Environmental Modelling & Software*, 16:19-29, 2001.

A

Apêndice A

Neste Apêndice é apresentado uma análise do refinamento das malhas, que foram utilizadas em cada etapa deste trabalho. Os resultados de uma simulação numérica podem apresentar uma forte dependência do tamanho da malha que é utilizada para discretizar o domínio computacional. Portanto, torna-se necessário realizar um estudo do refinamento da malha, a fim de avaliar se os resultados obtidos são independentes do seu tamanho.

A.1

Estudo do Refinamento da Malha Numérica

O tempo de processamento e a precisão dos resultados da solução numérica exercem uma forte influencia na escolha de uma determinada malha. O tempo computacional depende do número de elementos a serem processados, ou seja, quanto maior for a área coberta com cada elemento da malha, menos elementos são necessários, conseqüentemente, mais rápida será a simulação. A precisão nos resultados da simulação está relacionada tanto com o formato quanto com o tamanho dos elementos.

Diferente do tempo computacional, quanto menor forem os elementos, mais precisos serão os resultados. Portanto, uma malha deveria ser fina o suficiente, evitando assim, introduzir grandes erros nas aproximações associadas com a discretização das equações diferenciais. Além disso, poderia capturar importantes fenômenos físicos, tais como regiões de recirculação e camadas cisalhantes. Entretanto, esta condição deve ser balanceada pela custo e tempo computacional disponível para realizar a simulação numérica.

O formato dos elementos também influencia a precisão, em geral, elementos mais próximos dos equiláteros são preferidos. Neste trabalho, a fim de determinar o espaçamento entre nós consecutivos, considerou-se o método das razões sucessivas, na qual os pontos nodais foram distribuídos

de acordo com a equação:

$$\frac{l_{i+1}}{l_i} = R \quad (\text{A-1})$$

onde R é um valor fixo e l_i e l_{i+1} representam respectivamente, os comprimentos dos intervalos i e $i + 1$, conforme mostra a figura (A.1).

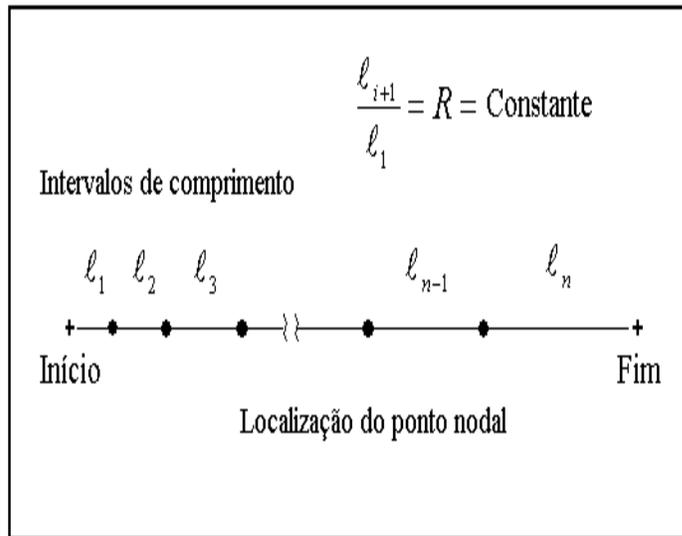


Figura A.1: Espaçamento entre os pontos nodais.

A fim de avaliar se os resultados numéricos foram independentes do tamanho da malha, foram selecionadas três malhas para cada metodologia utilizada no presente trabalho, denominadas de malhas grosseira, regular e fina. O Programa Comercial GAMBIT foi utilizado para gerar as malhas. As simulações numéricas 2-D foram realizadas através do Programa Comercial FLUENT 6.2.16, utilizando-se uma estação de trabalho PENTIUM IV, 3,20 GHz e 2,0 GB de memória RAM.

As predições numéricas dos perfis verticais da velocidade do vento e da intensidade da turbulência foram adotados como critérios para verificar se os resultados são independentes do tamanho da malha. Além disso, não foi considerada uma relação entre malhas de níveis hierárquicos diferentes, ou seja, não foi utilizada uma estrutura de subdivisão.

A.2 Modelagem por Termos Fontes

Esta seção apresenta os resultados do estudo de refinamento da malha, quando se considera a metodologia de termos fontes. Considerando-se o

plano central do túnel de vento ($y = 0$) e que $L_f \gg h_f$, foram construídas três malhas 2-D, com comprimento igual a 1,2 m e altura 1,5 m, formadas por elementos quadriláteros. Nestas as barreiras, os grandes e os pequenos elementos de rugosidade, foram representados com as mesmas dimensões (2-D equivalente) e espaçamento destes no túnel de vento.

A Figura (A.2) mostra parte da superfície da malha grosseira, de $x = -0,3$ m, a montante da região de floresta, até $x = 0,7$ m. É importante destacar que a parte verde na figura (A.2), representa a região de floresta, ou seja, a região de fluido na qual os termos fontes são introduzidos nas equações de transporte. Uma análise de sensibilidade mostrou a necessidade de um refinamento da malha no topo do dossel, devido aos intensos gradientes de velocidade que ocorrem nesta região. As malhas também foram geradas de forma que o volume de controle próximo da região de parede fosse pequeno.

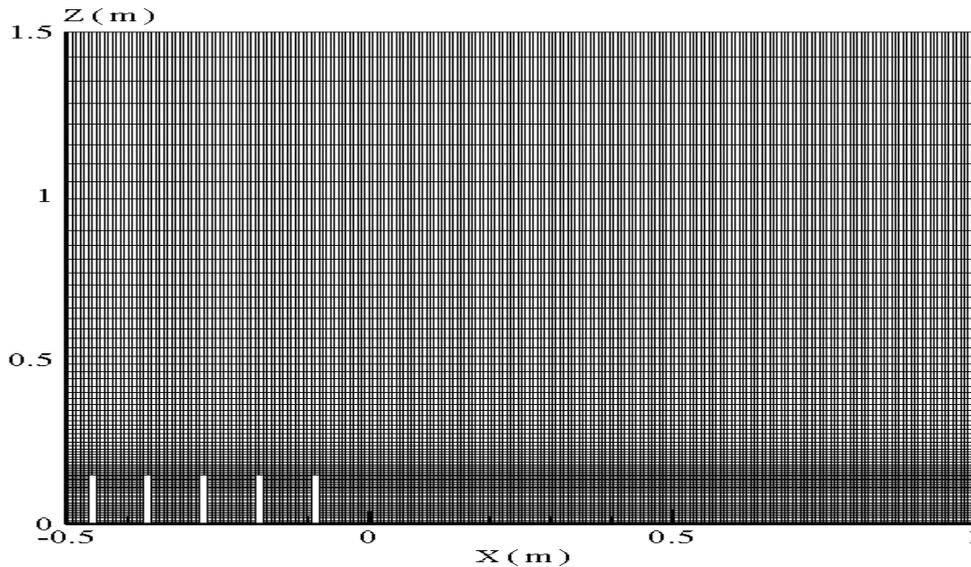


Figura A.2: Um exemplo de parte de uma malha irregular, bidimensional e cartesiana usada nas simulações numéricas.

As Tabelas (A.1) e (A.2) apresentam as características das malhas geradas para as simulações numéricas e o tempo de processamento do escoamento para cada malha investigada.

As predições numéricas dos perfis verticais de velocidades, obtidos a partir do estudo de refinamento, respectivamente, em $x = 4,3$ m e $x = 5,9$ m para FD encontram-se nas figuras (A.3) e (A.4), para FI nas figuras (A.5) e (A.6) e para a FE nas figuras (A.7) e (A.8). Nas simulações do escoamento sobre FI e FE, não existem diferenças entre os perfis verticais da velocidade obtidos com as malhas grosseira, regular e fina. Para FD, não existem

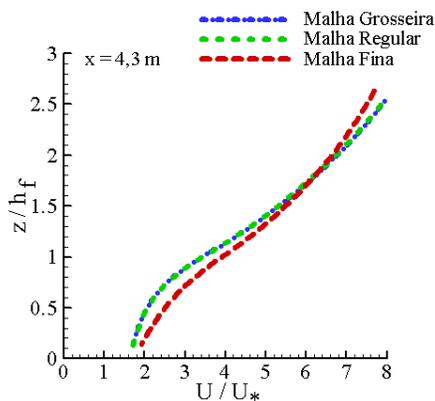
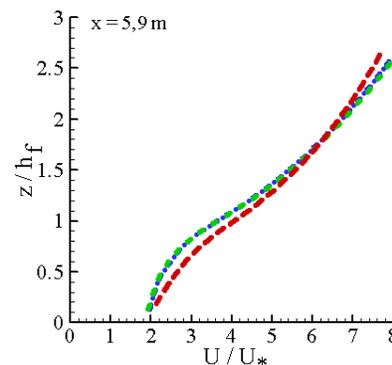
Tabela A.1: Discretização das malhas utilizadas na metodologia de termos fontes.

| Malha | Tamanho Menor Elemento | | NX | NZ | Total de Nós |
|-----------|------------------------|-------------|------|-----|--------------|
| | Direção X | Direção Z | | | |
| Grosseira | 0,041 h_f | 0,027 h_f | 2245 | 76 | 170620 |
| Regular | 0,027 h_f | 0,022 h_f | 2697 | 101 | 272397 |
| Fina | 0,022 h_f | 0,010 h_f | 3996 | 145 | 579420 |

Tabela A.2: Termos fontes: Tempo de processamento.

| Malha | Tempo de processamento | | |
|-----------|------------------------|-------------|-------------|
| | FD | FI | FE |
| Grosseira | 3 h 50 min | 3 h 21 min | 3 h 56 min |
| Regular | 6 h 32 min | 8 h 23 min | 8 h 49 min |
| Fina | 28 h 01 min | 27 h 52 min | 28 h 05 min |

diferenças entre os resultados obtidos com as malhas grosseira e regular. Os resultados dos perfis preditos com a malha fina foram semelhantes aos obtidos com as outras malhas, conforme mostram as figuras (A.3) e (A.4), respectivamente para $x = 4,3$ m e $x = 5,9$ m.

Figura A.3: Floresta Densa: Perfis verticais de velocidade em $x = 4,3$ m.Figura A.4: Floresta Densa: Perfis verticais de velocidade em $x = 5,9$ m.

Os resultados das predições numéricas dos perfis verticais da intensidade da turbulência em $x = 4,3$ m e $x = 5,9$ m para a floresta densa encontram-se respectivamente, nas figuras (A.9) e (A.10), para a floresta intermediária nas figuras (A.11) e (A.12) e para a floresta esparsa nas figuras (A.13) e (A.14). No caso das simulações do escoamento sobre a floresta densa, como pode ser observado na figura (A.9), em $x = 4,3$ m não existem diferenças entre as predições da intensidade da turbulência das malhas grosseira e regular.

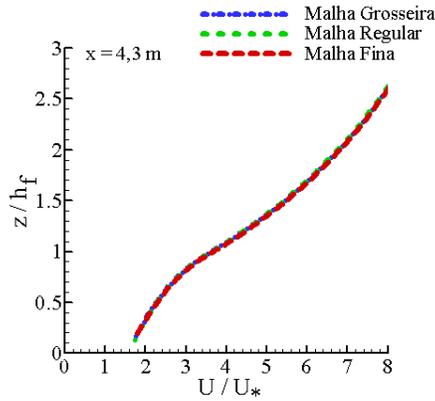


Figura A.5: Floresta Intermediária: Perfis verticais de velocidade em $x = 4,3$ m.

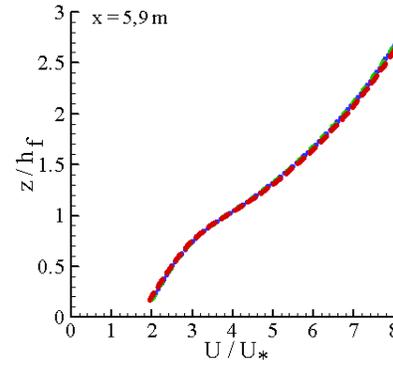


Figura A.6: Floresta Intermediária: Perfis verticais de velocidade em $x = 5,9$ m.

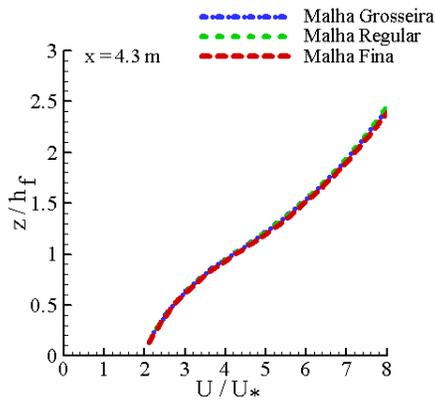


Figura A.7: Floresta Esparsa: Perfis verticais de velocidade em $x = 4,3$ m.

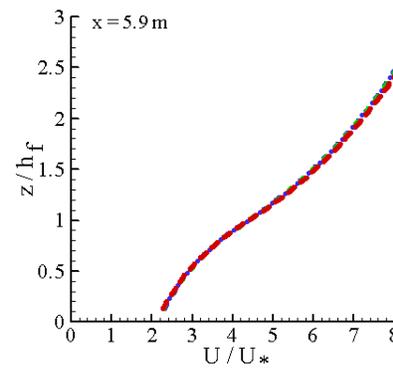


Figura A.8: Floresta Esparsa: Perfis verticais de velocidade em $x = 5,9$ m.

Entretanto, os valores preditos com a malha fina apresentam significativas diferenças em relação as outras malhas no interior do dossel e regiões acima da interface vegetação-atmosfera ($\approx z / h_f < 2$). Em $x = 5,9$ m, observa-se um comportamento semelhante nas predições dos perfis verticais da intensidade da turbulência, conforme mostra a figura (A.10).

Nas simulações do escoamento sobre a floresta intermediária, os resultados demonstram que não existem diferenças significativas nas predições da intensidade da turbulência em $x = 4,3$ m e $x = 5,9$ m para todas as malhas investigadas, como pode ser observado nas figuras (A.11) e (A.12).

Para a floresta esparsa, observa-se que em $x = 4,3$ m, os perfis obtidos com as malhas regular e fina podem ser considerados idênticos. Porém, para ($\approx z / h_f < 1,1$) existem diferenças dos resultados obtidos com a malha grosseira em relação as outras malhas, como mostra a figura (A.13). Como

pode ser notado na figura (A.14), em $x = 5,9$ m, obteve-se um resultado semelhante ao observado na figura (A.13).

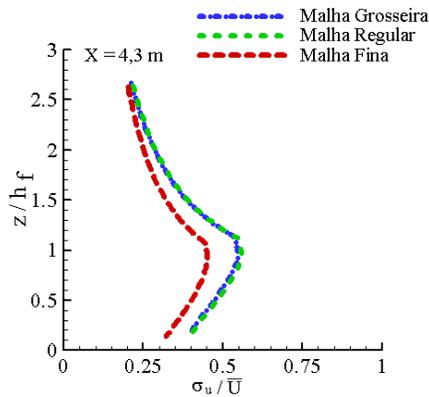


Figura A.9: Floresta Densa: Perfis verticais da intensidade da turbulência em $x = 4,3$ m.

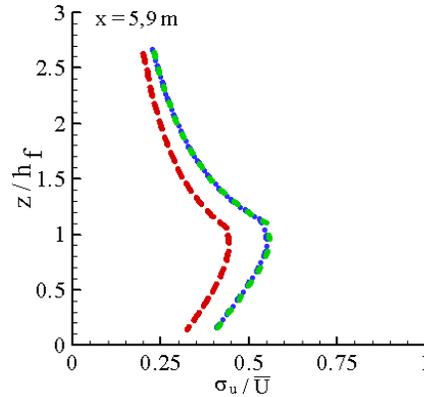


Figura A.10: Floresta Densa: Perfis verticais da intensidade da turbulência em $x = 5,9$ m.

Na análise dos resultados obtidos dos perfis verticais da velocidade não se constatou diferenças significativas entre as malhas construídas. Em relação aos perfis da intensidade da turbulência, somente nas simulações do escoamento sobre as florestas densa e esparsa foram observadas diferenças nos resultados, nas regiões próximas e acima da interface vegetação-atmosfera. Portanto, a partir destas observações pode-se considerar que os resultados são praticamente independentes do tamanho da malha. Além disso, considerando-se o tempo de processamento não é necessário um outro refinamento da malha.

A.3 Modelagem por Meio Poroso

Nesta seção são apresentados os resultados do teste de malhas do escoamento sobre a floresta considerada como um meio poroso homogêneo. Considerando-se o plano central do túnel de vento ($y = 0$) e que $L_f \gg h_f$, foram construídas três malhas 2-D, com comprimento igual a 1,2 m e altura 1,5 m, formadas por elementos quadriláteros e triangulares. Nestes domínios computacionais, as barreiras, os grandes e pequenos elementos de rugosidade apresentam as mesmas dimensões (2-D equivalente) e espaçamento da geometria destes no túnel de vento.

A Tabela (A.3) apresenta as características das três malhas utilizadas nas simulações do escoamento quando se considera a vegetação como um

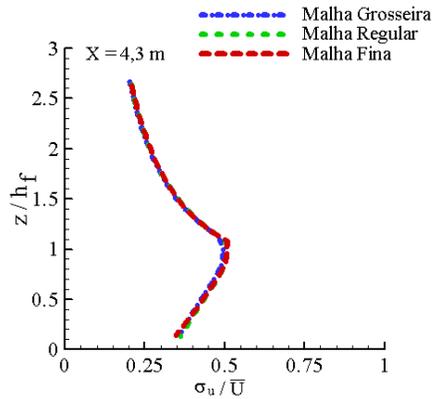


Figura A.11: Floresta Intermediária: Perfis verticais da intensidade da turbulência em $x = 4,3$ m.

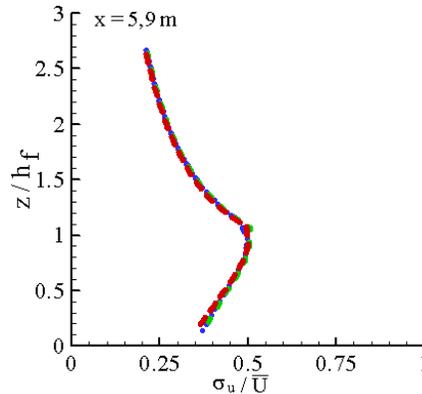


Figura A.12: Floresta Intermediária: Perfis verticais da intensidade da turbulência em $x = 5,9$ m.

meio poroso homogêneo. É importante destacar que foi utilizada a mesma malha para as florestas densa, intermediária e esparsa. Portanto, o que mudava de uma simulação numérica para outra, eram as características de cada região vegetada (porosidade, permeabilidade, coeficiente de Forchheimer, diâmetro hidráulico, etc.) e os perfis verticais de velocidade na entrada do domínio computacional.

Tabela A.3: Discretização das malhas utilizadas na metodologia de meios porosos.

| Malha | Tamanho do Menor Elemento | | |
|-----------|---------------------------|------------|--------------|
| | Direção X | Direção Z | Total de Nós |
| Grosseira | $0,026h_f$ | $0,018h_f$ | 266937 |
| Regular | $0,022h_f$ | $0,015h_f$ | 368841 |
| Fina | $0,016h_f$ | $0,009h_f$ | 614410 |

A Figura (A.15) mostra parte da superfície da malha grosseira, de a $x = -0,2$ m, a montante da região de floresta até $x = 0,2$ m a jusante da região de floresta.

A Figura (A.16) mostra em detalhes o refino dos elementos dos modelos de árvores das três malhas construídas.

A Tabela (A.4) apresenta o tempo de processamento para a solução do escoamento sobre as florestas densa, intermediária e esparsa, respectivamente, para cada malha utilizada.

Os resultados da análise das predições numéricas dos perfis verticais de velocidade para as malhas grosseira, regular e fina em $x = 4,3$ m e $x = 5,9$ m para a floresta densa encontram-se respectivamente, nas figuras

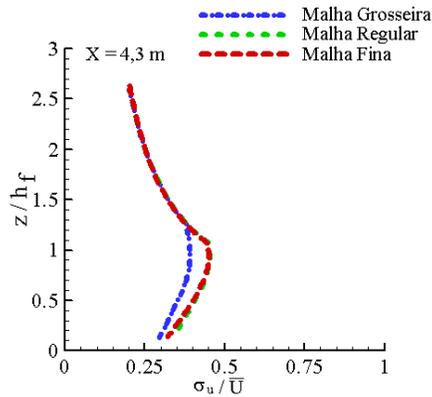


Figura A.13: Floresta Esparsa: Perfis verticais da intensidade da turbulência em $x = 4,3$ m.

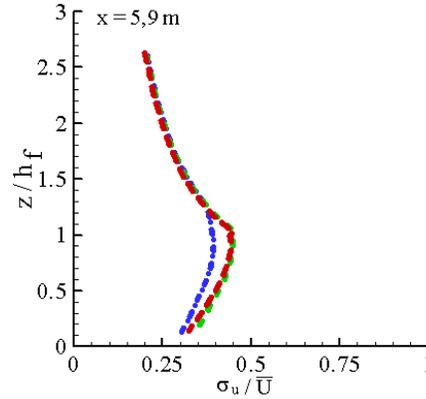


Figura A.14: Floresta Esparsa: Perfis verticais da intensidade da turbulência em $x = 5,9$ m.

Tabela A.4: Meio poroso: tempo de processamento.

| Malha | Tempo de processamento | | |
|-----------|------------------------|-------------|-------------|
| | FD | FI | FE |
| Grosseira | 9 h 47 min | 7 h 19 min | 7 h 34 min |
| Regular | 13 h 57 min | 16 h 02 min | 16 h 34 min |
| Fina | 40 h 41 min | 35 h 09 min | 36 h 24 min |

(A.17) e (A.18), para a floresta intermediária nas Figuras (A.19) e (A.20) e para a floresta esparsa nas Figuras (A.21) e (A.22). Em todas as simulações numéricas do campo de velocidade do escoamento sobre as três florestas investigadas, observa que praticamente não existem diferenças entre os resultados obtidos com as malhas grosseiras, regular e fina.

Os resultados das previsões numéricas dos perfis verticais da intensidade da turbulência em $x = 4,3$ m e $x = 5,9$ m para a floresta densa encontram-se respectivamente, nas Figuras (A.23) e (A.24), para a floresta intermediária nas Figuras (A.25) e (A.26) e para a floresta esparsa nas Figuras (A.27) e (A.28).

Estes resultados mostram que os perfis verticais da intensidade da turbulência obtidos em todas as simulações numéricas com as malhas regular e fina podem ser considerados idênticos. Entretanto, para a floresta densa os perfis obtidos com a malha grosseira, no interior do dossel, apresentam diferenças em relação aos perfis obtidos com as outras malhas, conforme mostram as Figuras (A.23) e (A.24).

Pode-se concluir, a partir da análise dos perfis verticais de velocidade e intensidade da turbulência, que os resultados obtidos são independentes do tamanho da malha. Portanto, não foi necessário realizar mais um

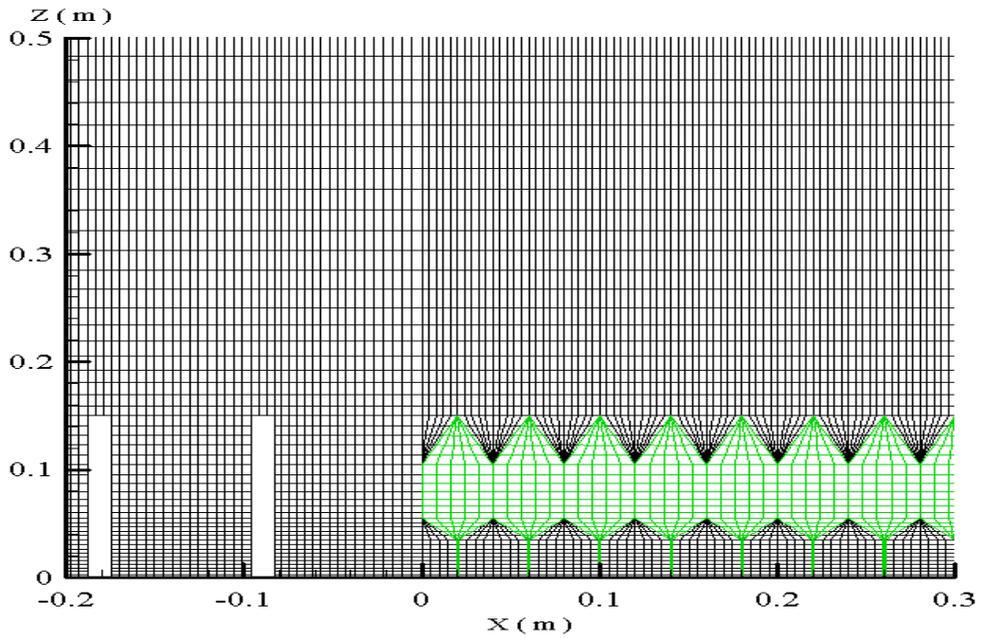


Figura A.15: Um exemplo de parte uma malha irregular, bidimensional e cartesiana usada nas simulações numéricas.

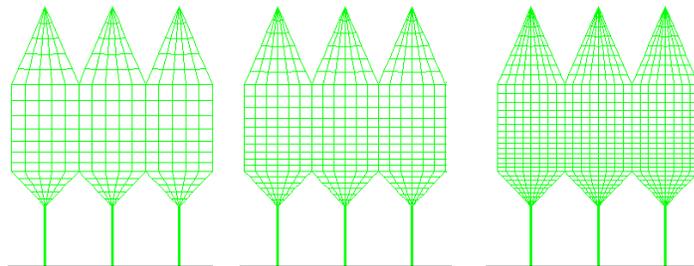


Figura A.16: Representação do refinamento dos modelos de árvores construídas na metodologia de meio poroso. O primeiro conjunto pertence a malha grosseira, o segundo a malha regular e o último a malha fina.

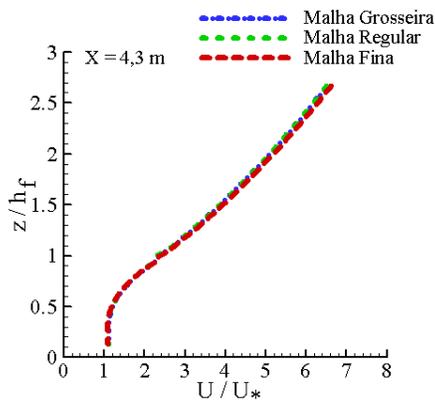


Figura A.17: Floresta Densa: Perfis verticais de velocidade em $x = 4,3$ m.

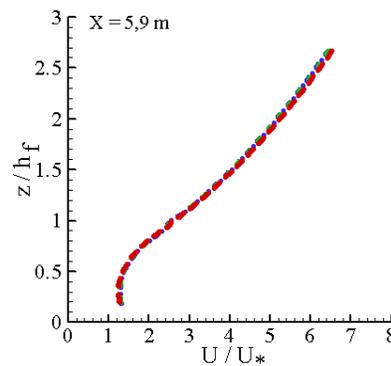


Figura A.18: Floresta Densa: Perfis verticais de velocidade em $x = 5,9$ m.

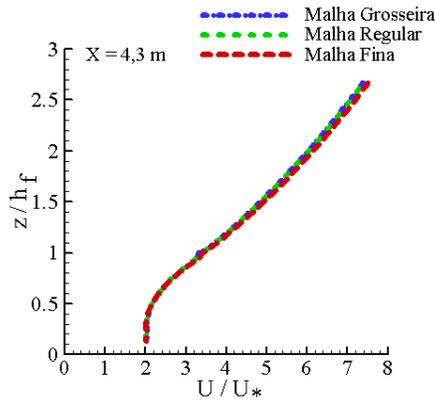


Figura A.19: Floresta Intermediária: Perfis verticais de velocidade em $x = 4,3$ m.

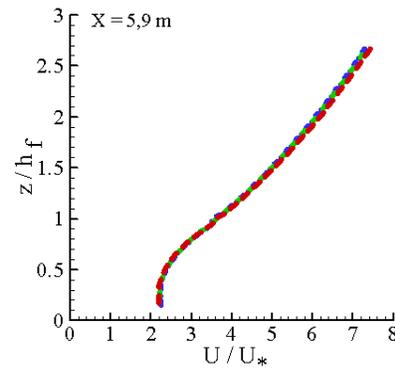


Figura A.20: Floresta Intermediária: Perfis verticais de velocidade em $x = 5,9$ m.

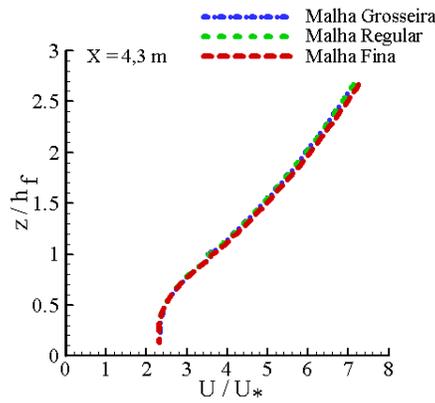


Figura A.21: Floresta Esparsa: Perfis verticais de velocidade em $x = 4,3$ m.

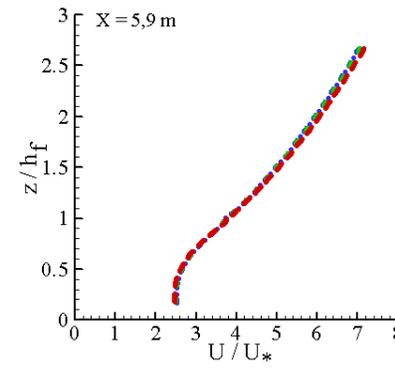


Figura A.22: Floresta Esparsa: Perfis verticais de velocidade em $x = 5,9$ m.

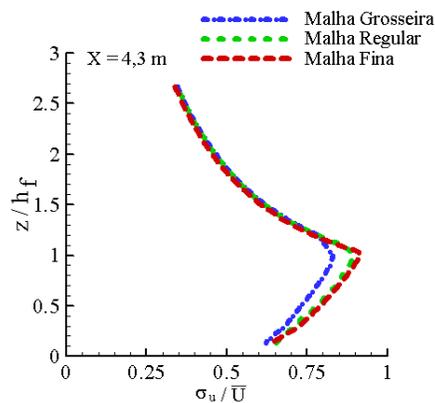


Figura A.23: Floresta Densa: Perfis verticais da intensidade da turbulência em $x = 4,3$ m.

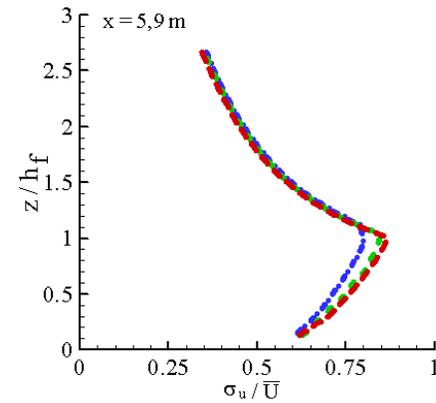


Figura A.24: Floresta Densa: Perfis verticais da intensidade da turbulência em $x = 5,9$ m.

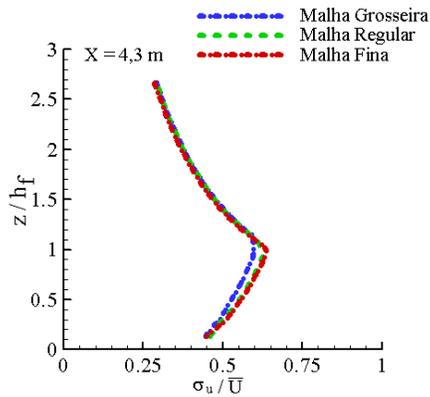


Figura A.25: Floresta Intermediária: Perfis verticais da intensidade da turbulência em $x = 4,3$ m.

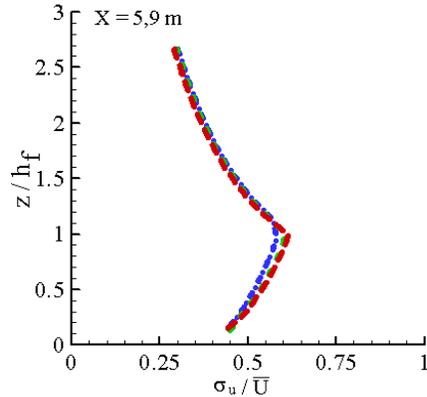


Figura A.26: Floresta Intermediária: Perfis verticais da intensidade da turbulência em $x = 5,9$ m.

refinamento do domínio computacional.

A.4 Modelagem por Elementos Rugosos

Nesta seção são apresentados os resultados do refinamento das malhas quando se considerou os modelos de árvores como obstáculos individuais. Foram construídas três malhas não-estruturadas para simular o escoamento sobre a floresta intermediária e três malhas para a floresta esparsa, denominadas de malhas grosseira, regular e esparsa, respectivamente, cujos elementos são hexaedros, tetraedros e prismas.

Todas as malhas tem 12 m de comprimento na direção do escoamento principal. Para economizar o custo computacional na direção y perpendicular ao escoamento foi considerado um plano de simetria, com largura total de 1,2 m e uma altura de 1,0 m. Além disso, não foram representados as barreiras e os grandes e pequenos elementos de rugosidade utilizados nos experimentos de túnel de vento.

As simulações 3-D foram processadas num cluster de quatro máquinas, sendo cada uma delas dotadas de um processador Pentium IV 3,20 GHz, com 2,0 GB de memória RAM.

Floresta Intermediária

Nas simulações do escoamento sobre a floresta intermediária, cuja densidade é de 135 árvores m^2 , foram construídas 355 modelos de árvores com

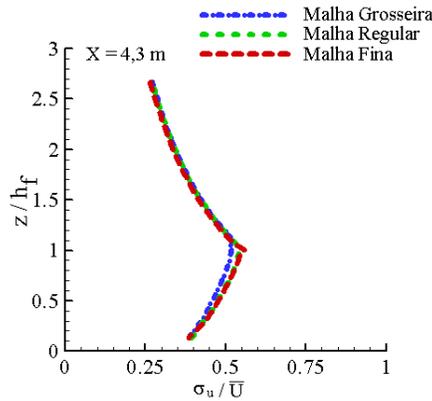


Figura A.27: Floresta Esparsa: Perfis verticais da intensidade da turbulência em $x = 4,3$ m.

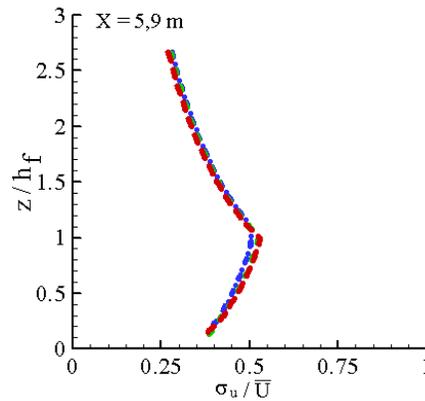


Figura A.28: Floresta Esparsa: Perfis verticais da intensidade da turbulência em $x = 5,9$ m.

0,15 m de altura, consideradas como obstáculos individuais, representando assim, uma floresta imersa na sub-camada rugosa.

A tabela (A.5) mostra o tempo computacional das simulações numéricas do escoamento sobre a floresta intermediária.

Tabela A.5: Elementos rugosos: Tempo de processamento para FI.

| Malha | Tempo de processamento | Total de nós |
|-----------|------------------------|--------------|
| Grosseira | 12 h 17 min | 1294060 |
| Regular | 13 h 36 min | 1834240 |
| Fina | 19 h 08 min | 2407057 |

Os resultados das predições numéricas dos perfis verticais de velocidade do escoamento sobre a floresta intermediária para as malhas grosseira, regular e esparsa, respectivamente, em $x = 4,3$ m e $x = 5,9$ m encontram-se nas figuras e(A.29) e (A.30). Estes resultados mostram que o campo de velocidade do vento obtidos em todas simulações numéricas com as três malhas investigadas podem ser considerados idênticos.

As Figuras A.31) e (A.32) mostram as predições dos perfis verticais da intensidade da turbulência em $x = 4,3$ m e $x = 5,9$ m, respectivamente, para a floresta intermediária. Em $x = 4,3$ m, observa-se uma pequena diferença entre os perfis da intensidade da turbulência para todas as malhas investigadas e que os perfis da malha regular encontram-se mais próximos dos perfis obtidos com a malha fina. Em $x = 5,9$ m os perfis obtidos com a malha fina mostraram uma considerável diferença em relação aos perfis obtidos com as outras malhas.

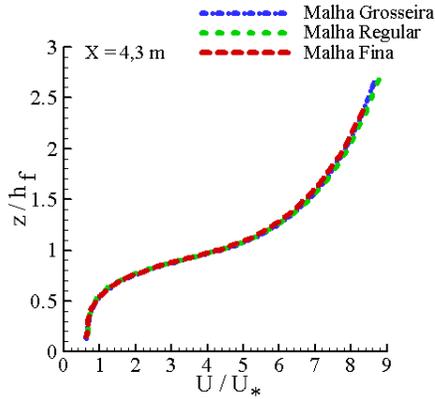


Figura A.29: Floresta Intermediária: Perfis verticais de velocidade em $x = 4,3$ m.

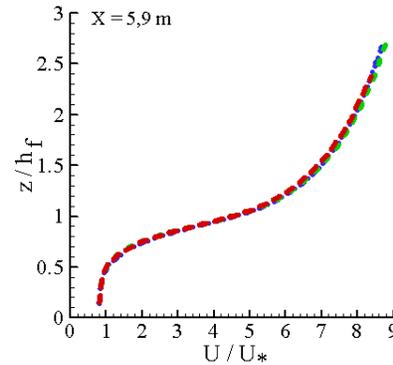


Figura A.30: Floresta Intermediária: Perfis verticais de velocidade em $x = 5,9$ m.

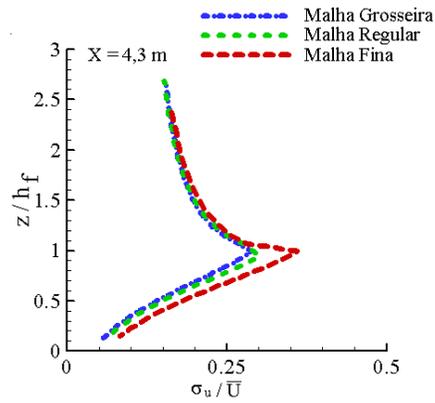


Figura A.31: Floresta Intermediária: Perfis verticais da intensidade da turbulência em $x = 4,3$ m.

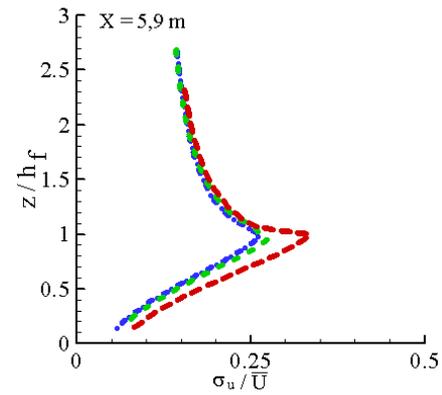


Figura A.32: Floresta Intermediária: Perfis verticais da intensidade da turbulência em $x = 5,9$ m.

Floresta Esparsa

Nas simulações do escoamento sobre a floresta esparsa, cuja densidade é de 55 árvores m^2 . Neste domínio computacional foram construídas 156 modelos de árvores com 0,15 m de altura, consideradas como obstáculos individuais, representando assim, uma floresta imersa na sub-camada rugosa. A tabela (A.6) mostra o tempo computacional das simulações numéricas do escoamento sobre a floresta intermediária.

As figuras (A.33) e (A.34) mostram os resultados das predições numéricas dos perfis verticais de velocidade do escoamento sobre a floresta esparsa para as três malhas construídas, em $x = 4,3$ m e $x = 5,9$ m, respectivamente. Como pode ser observado, estes resultados mostram que o

Tabela A.6: Elementos rugosos: Tempo de processamento para FE.

| Malha | Tempo de processamento | Total de nós |
|-----------|------------------------|--------------|
| Grosseira | 10 h 20 min | 1269766 |
| Regular | 12 h 30 min | 1638250 |
| Fina | 17 h 15 min | 2034508 |

campo de velocidade do vento obtidos com as malhas grosseira, regular e esparsa podem ser considerados idênticos.

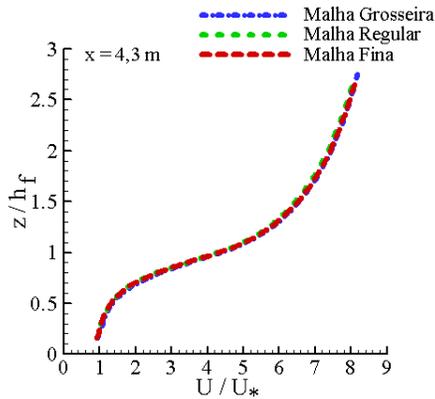


Figura A.33: Floresta Esparsa: Perfis verticais de velocidade em $x = 4,3$ m.

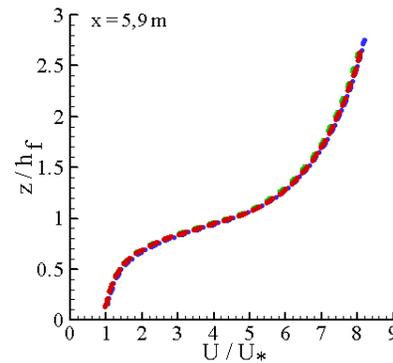


Figura A.34: Floresta Esparsa: Perfis verticais de velocidade em $x = 5,9$ m.

As (A.35) e (A.36) mostram os resultados das previsões numéricas dos perfis verticais da intensidade da turbulência do escoamento sobre a floresta esparsa para as três malhas construídas, em $x = 4,3$ m $x = 5,9$ m, respectivamente.

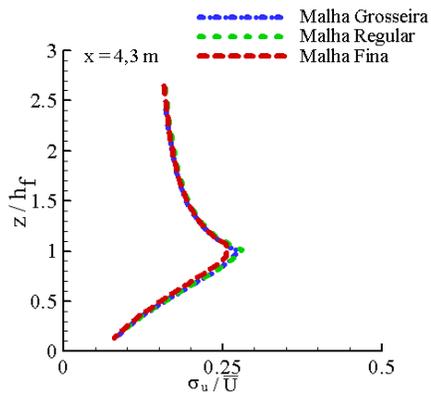


Figura A.35: Floresta Esparsa: Perfis verticais da intensidade da turbulência em $x = 4,3 \text{ m}$.

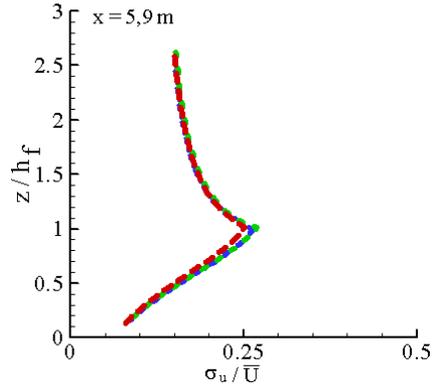


Figura A.36: Floresta Esparsa: Perfis verticais da intensidade da turbulência em $x = 5,9 \text{ m}$.

B

Apêndice B

B.1

A Turbulência na Camada Limite Planetária

O conhecimento da estrutura da turbulência na camada limite planetária (CLP) é de fundamental importância para o entendimento dos processos físicos de transferência de massa, quantidade de movimento e energia entre a floresta e a atmosfera. Inicialmente neste capítulo serão apresentados os conceitos básicos da dinâmica da camada limite planetária, as suas diferentes sub-camadas e a sua evolução temporal. A seguir são apresentadas as equações de transporte que governam o escoamento na CLP.

B.2

Camada Limite Planetária

A região da atmosfera mais próxima da superfície terrestre, a troposfera, pode ser dividida em duas partes: a camada limite planetária (CLP) ou camada limite atmosférica (CLA), e a atmosfera livre (AL).

Segundo (Stull, 1988) a CLP foi definida como a parte da troposfera que é diretamente influenciada pela presença da superfície terrestre, na qual os forçantes de superfície (fricção, aquecimento e resfriamento) ocorrem em escalas de tempo que variam de aproximadamente uma hora a centésimos de segundos.

A altura da CLP acima da superfície terrestre, ≈ 1 a 2 km (isto é, aproximadamente 10 % a 20 % da espessura da Troposfera) depende da intensidade do vento, da taxa de aquecimento ou resfriamento da superfície, das características topográficas e da rugosidade da superfície, da advecção horizontal de umidade e calor, etc. (Stull, 1988). Nesta camada significativos fluxos de quantidade de movimento, calor e matéria são transportados por movimentos turbulentos cuja escala é da ordem de grandeza da altura da camada limite ou menor (Garrat, 1992).

A principal característica da CLP é a turbulência, na qual os transportes de quantidade de movimento (para a superfície), de energia (calor latente e calor sensível) e umidade são realizados em sua quase totalidade pelos fluxos turbulentos.

A turbulência na CLP pode ser gerada por processos mecânicos, térmicos e inerciais. A turbulência mecânica é devido à presença de grandes cisalhamentos necessários para satisfazer a condição de não-deslizamento. Este cisalhamento pode ser causado pelo arrasto de fricção (que gera as baixas velocidades do vento próximo ao solo) e pelas esteiras turbulentas de obstáculos (árvores, prédios e ilhas).

A turbulência térmica (ou convecção livre) é devido o aquecimento / resfriamento diferencial em seus contornos inferior e superior (resfriamento por perda radiativa no topo da camada de nuvens, por exemplo). A turbulência mecânica é mais pronunciada à superfície e depende principalmente da topografia do terreno, da forma, dimensões e distribuições dos obstáculos naturais e artificiais (denominada rugosidade superficial) e do vento. A turbulência térmica é resultante da transferência de calor para atmosfera pelos transportes convectivos, que provocam efeitos desestabilizantes na atmosfera.

A turbulência inercial é um caso especial do cisalhamento turbulento (Stull, 1988). Parte da energia inercial dos grandes turbilhões é perdida para os pequenos turbilhões, num processo denominado de “cascata” de energia.

A atmosfera livre, logo acima da CLP, não é influenciada diretamente pelos efeitos de superfície. Na AL dominam os processos associados a sistemas de grandes escalas e a turbulência tem uma importância secundária.

B.3 **Estrutura da CLP**

A CLP apresenta uma estrutura bem definida, cujos principais componentes são a camada limite convectiva (CLC), a camada limite estável (CLE) e a camada residual (CR). Pode-se considerar ainda, a sub-camada laminar (SCL) e a camada limite superficial (CLS), (Stull, 1988).

B.3.1 **Camada Limite Convectiva**

A camada limite convectiva (CLC), desenvolve-se após o amanhecer devido o aquecimento do ar adjacente ao solo, cresce rapidamente durante

o dia em latitudes médias sobre a Terra e estende-se até aproximadamente 1 a 2 Km de altura. A CLC é caracterizada por uma forte mistura vertical gerada pelo fluxo de calor turbulento positivo e pela presença de perfis verticais de temperatura e umidade relativa aproximadamente constantes com a altura e, em alguns casos o perfil de vento.

Segundo Stull (1988) as principais fontes convectivas responsáveis pela mistura na CLC são as correntes de ar quente (turbilhões ou térmicas) que se deslocam a partir da superfície terrestre e as correntes de ar frio que descem dos topos das nuvens convectivas.

B.3.2

Camada Limite Estável

A camada limite estável (CLE), também denominada de camada limite noturna (CLN) é formada devido à ausência do fluxo de calor gerado pelo aquecimento solar, ocorrendo um resfriamento radiativo da superfície terrestre. A turbulência na CLE é gerada pelo cisalhamento do vento, e suprimida por um fluxo de calor negativo e pela dissipação viscosa. A CLE é caracterizada pela presença de uma inversão térmica próxima à superfície e sua altura é de aproximadamente um décimo da altura da CLC.

Ao contrário da CLC, cujo topo é bem definido, existe uma certa dificuldade em se quantificar o topo da CLE. Enquanto o topo da camada de mistura é definido como a base da camada estável, o da CLE pode ser definido como sendo a região onde a intensidade da turbulência é uma pequena fração do valor correspondente à superfície (Stull, 1988).

B.3.3

Camada Residual

A camada residual (CR) é uma camada elevada, que possui estratificação aproximadamente neutra, sendo pouco influenciada pelo transporte turbulento de espécies escalares e vetoriais originadas na superfície. Durante um tempo inicial a CR apresenta as mesmas variáveis médias de estado e variáveis de concentração da CLC que se desenvolve durante o período diurno. Porém, a CR é menos turbulenta, sendo que este fenômeno nesta camada apresenta intensidade aproximadamente igual em todas as direções, com taxas de dispersão iguais tanto na vertical como na horizontal (Stull, 1988).

B.3.4

Sub-Camada Laminar

A sub-camada laminar (SCL) está localizada logo acima da superfície terrestre, com uma altura de poucos centímetros. Sob condições de ventos fracos sua espessura pode ser até menor ou ser suprimida quando a rugosidade dos elementos de superfície apresentarem valores altos. A SCL apresenta as seguintes características: os processos de transferência são dominados pela difusão molecular, os movimentos turbulentos verticais praticamente não existem e a tensão de cisalhamento somente ocorre devido à viscosidade molecular.

B.3.5

Camada Limite Superficial

A camada limite superficial (CLS) encontra-se nos primeiros metros da atmosfera, a partir da SCL, e sua altura é de aproximadamente um décimo da CLA. Na CLS o efeito de rotação da Terra (ou efeito da força de Coriolis) pode ser desprezado (Ayra, 1988). Nesta camada, as propriedades médias do escoamento do ar (velocidade do vento, umidade e temperatura) apresentam gradientes intensos. Na CLS os fluxos verticais turbulentos de quantidade de movimento, de calor e de umidade são independentes da altura (Stull, 1988)

Sobre superfícies rugosas (florestas, áreas urbanas, etc.) a CLS pode ser dividida na sub-camada inercial (SCI), sub-camada rugosa (SCR) e camada do dossel (CD).

A SCR é definida como a região onde os elementos rugosos individuais têm um efeito direto nas características do escoamento do ar (Raupach et al., 1991). A esteira turbulenta na SCR gerada pelos elementos rugosos e os efeitos térmicos aumentam a turbulência na SCR em relação a SCI. Na SCI ocorre uma diminuição da influência dos elementos de superfície sobre as propriedades do escoamento do ar, onde os fluxos de densidade vertical são considerados constantes com a altura (Garrat, 1992). A figura (B.1) adaptada de Moncrieff et al. (1997) mostra uma representação da estrutura diurna da troposfera sobre uma floresta.

Em relação a camada do dossel formada pela vegetação, as influências dos elementos das árvores podem influenciar o microclima através de efeitos dinâmicos e térmicos. Os efeitos térmicos incluem as influências dos obstáculos no transporte de radiação, calor sensível e latente. Os efeitos dinâmicos são dominados principalmente pelas forças de arrasto dos

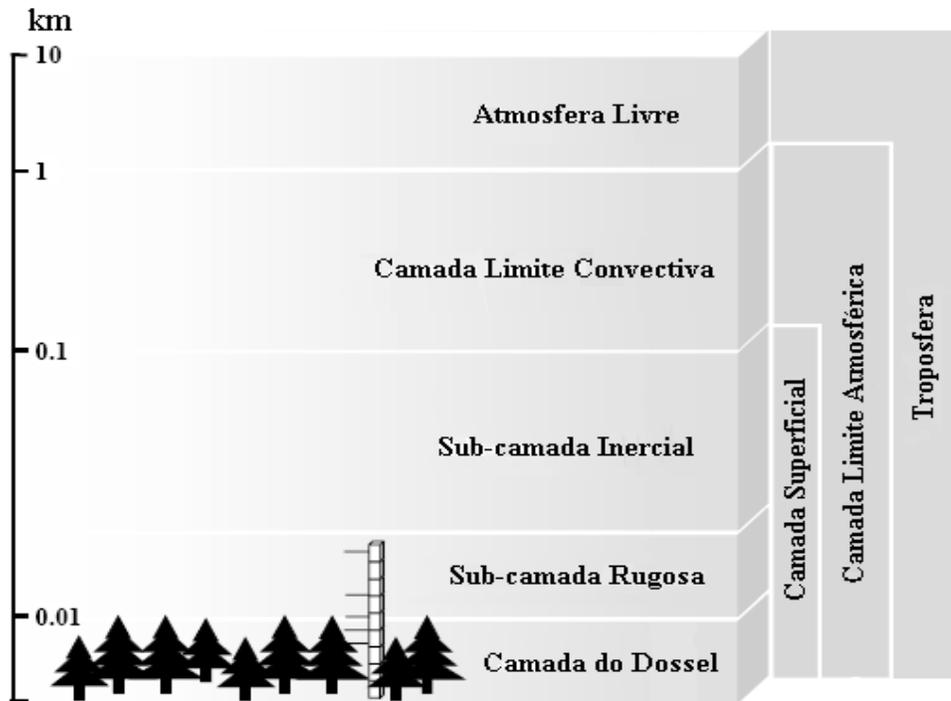


Figura B.1: Estrutura diurna da troposfera sobre uma floresta com uma torre meteorológica. Fonte: Adaptada de Moncrieff et al. (1997).

elementos da vegetação. A altura desta camada é aproximadamente igual à altura média da vegetação.

É importante destacar que no presente trabalho, na simulação numérica do campo de escoamento dentro e acima de um modelo de floresta em escala de túnel de vento, somente será considerada a influência do arrasto aerodinâmico. Os efeitos térmicos devido à interação solo-planta-atmosfera não foram considerados.

B.4 Evolução Temporal da CLP

A evolução temporal da estrutura vertical da CLP em regiões de alta pressão é fortemente influenciada pelo ciclo diário de aquecimento e resfriamento da superfície terrestre e pela presença de nuvens. A energia que está disponível na superfície é distribuída nas seguintes formas: fluxo de calor sensível (transferência de calor turbulenta), fluxo de calor latente (transferência turbulenta de umidade) e fluxo de calor para o solo (fluxo difusivo de calor para o solo). A Figura (B.2) apresenta a evolução típica

ao longo de um dia da CLP, acima do continente em latitudes médias ¹.

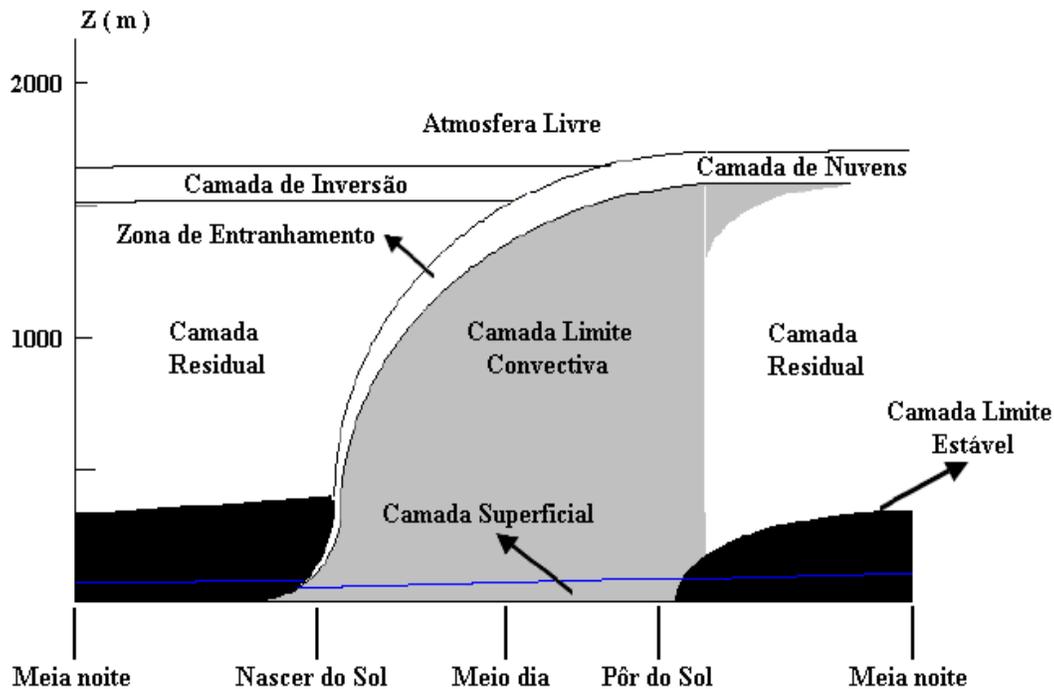


Figura B.2: Evolução temporal da CLP continental em latitudes médias, durante o verão e sem cobertura de nuvens. Fonte: Adaptada de Stull (1988).

Considerando uma situação de um dia, sem a presença da cobertura de nuvens, o desenvolvimento da Camada Limite Convectiva (CLC) é causado pelo aquecimento da superfície terrestre proveniente da radiação solar incidente. A camada de ar acima do solo recebe um fluxo de calor de forma heterogênea proveniente da superfície. Este processo gera uma mistura turbulenta das propriedades do ar e movimentos verticais ascendentes.

Assim, aproximadamente meia hora após o nascer do sol, inicia-se o crescimento da CLC, onde o transporte vertical é governado pela turbulência convectiva, causado pela diferença de densidade entre parcelas de ar vizinhas. Ao mesmo tempo, a mistura turbulenta diminui a estabilidade térmica observada no período noturno. Ao longo do dia, aumenta a intensidade da radiação solar incidente, originando um maior fluxo de energia (devido ao aumento da energia disponível) e, portanto, um maior crescimento da CLC.

Os turbilhões, também denominados de térmicas, que contém mais energia podem ter uma dimensão vertical da mesma ordem de grandeza que a própria altura da CLC. Estes turbilhões podem alcançar uma altura de 2 km acima da superfície terrestre e assim, penetrarem na atmosfera livre.

¹Latitudes médias: Cinturão localizado aproximadamente entre 35 a 65 graus de latitude Norte e Sul. A região também é chamada de Zona Temperada.

Neste caso, as térmicas transportam ar da AL para a CLC, contribuindo assim, para o seu crescimento vertical, onde este fenômeno é denominado processo de mistura-de-topo (“top-entrainment”).

A região onde ocorre esta mistura é uma zona de inversão da camada limite ou uma região de mistura-de-topo, denominada camada de inversão ou camada de transição. A camada de inversão no topo da CLC é altamente estável e age como um tampão para a subida das térmicas impedindo o domínio da turbulência. Ela também é caracterizada por intensos gradientes verticais de temperatura e umidade específica, pois é uma região de transição entre a CLC e a AL.

É importante ressaltar, que mesmo quando a convecção é o processo dominante, o cisalhamento do vento contribui para a geração da turbulência mecânica na CLC (Stull, 1988). A Figura (B.3) apresenta os perfis médios característicos da temperatura absoluta, temperatura potencial, umidade específica e velocidade do vento para uma CLC em latitudes médias.

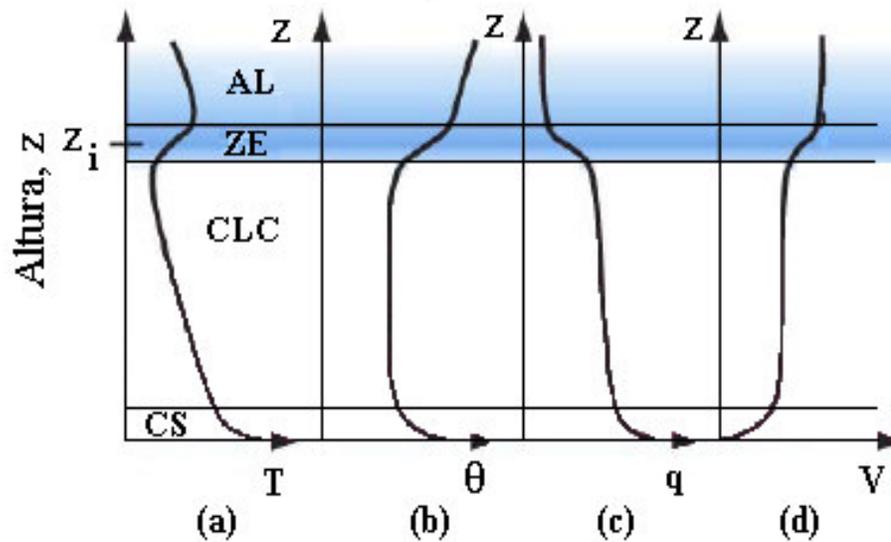


Figura B.3: Perfis verticais médios típicos da CLC seca em latitudes médias: (a) temperatura absoluta (b) temperatura potencial, (c) umidade específica e (d) velocidade do vento. Fonte: Adaptada de Stull (1988).

No período da tarde, aproximadamente meia hora antes do pôr-do-sol, o saldo de energia diminui devido ao decréscimo da radiação solar incidente sobre a superfície e a CLC pára de crescer. Este processo se prolonga até quando a superfície não possuir mais energia disponível.

Quando o saldo de radiação torna-se negativo, a superfície começa a se resfriar mais rapidamente que o ar adjacente, tornando o fluxo de

calor sensível negativo. Neste caso, surge uma inversão térmica na camada próxima à superfície, que dá origem a CLE.

O desenvolvimento vertical da CLE é menor que a altura de escala da camada de mistura, Figura 2.1. Além disso, durante o período de transição tarde-noite, o resfriamento da superfície inibe a turbulência. A figura (B.4) mostra os perfis típicos médios da temperatura absoluta, temperatura potencial, umidade específica e velocidade do vento para uma CLE em latitudes médias.

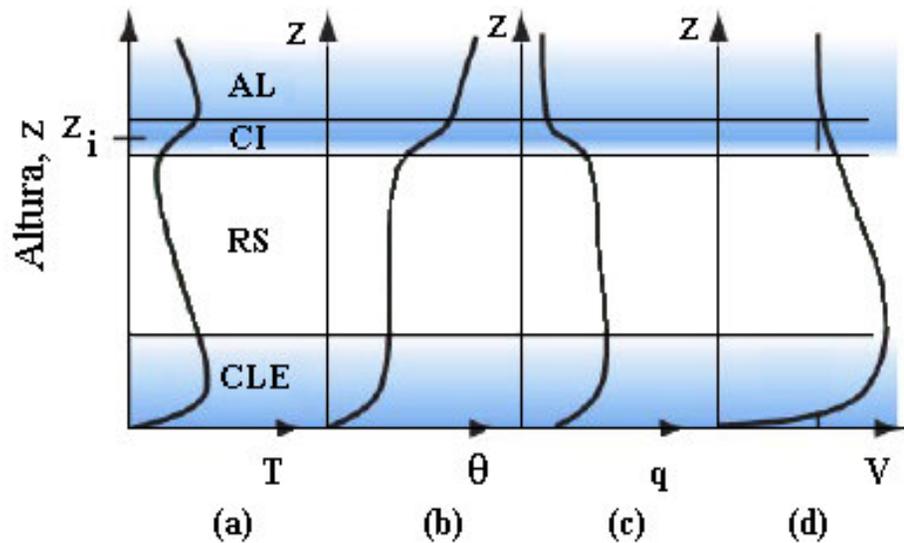


Figura B.4: Perfis verticais médios típicos da CLE em latitudes médias: (a) temperatura absoluta, (b) temperatura potencial (c) umidade específica e (d) velocidade do vento. Fonte: Adaptada de Stull (1988).

Aproximadamente meia hora antes do pôr-do-sol, as correntes ascendentes que são responsáveis pelo processo de mistura que ocorre na CLC, deixam de atuar. Acima da CLE, ainda persiste uma remanescente da camada de mistura, a camada residual. A turbulência na CR persiste por um tempo de aproximadamente uma hora (Stull, 1988).

B.5

Equações Governantes do Escoamento Turbulento Atmosférico

Os processos físicos que ocorrem na atmosfera devem ser estudados com o conjunto acoplado das equações da mecânica dos fluidos e da termodinâmica, pois, a temperatura, variando com as coordenadas espaciais e com o tempo, influencia e é influenciada pelo próprio movimento do fluido.

Nesta seção serão apresentadas as equações que governam os movimentos atmosféricos na camada limite planetária (CLP).

B.5.1 Equações de Estado

O ar pode ser considerado uma mistura de gases em combinação com as três fases da água: vapor, líquido e gelo. Admitindo-se para aplicações na CLA, a ausência de gelo, a densidade de ar (ρ) pode ser dada por:

$$\rho = \rho_s + \rho_v + \rho_l \quad (\text{B-1})$$

onde ρ_s , ρ_v e ρ_l são respectivamente, as massas específicas do ar seco, do vapor d' água e da água líquida.

Os principais componentes da mistura de gases atmosféricos são: nitrogênio, oxigênio, argônio e dióxido de carbono. Estes gases obedecem à equação dos gases ideais, para o ar seco e o vapor d' água, assim:

$$p_s = \rho_s R_s T \quad (\text{B-2})$$

$$p_v = \rho_v R_v T \quad (\text{B-3})$$

onde p_s e p_v são respectivamente, as pressões parciais do ar seco e do vapor d' água, T é a temperatura absoluta e $R_s = 287 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$ e $R_v = 461,5 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$ são as constantes dos gases, para o ar seco e o vapor d' água, respectivamente. Assumindo-se a condição de que a água líquida não influencia a pressão, considerando-se a razão entre as constantes dos gases ideais para o ar seco e o vapor d' água ($\epsilon_R = R_s/R_v$) e combinando a equação (B-2) com a equação (B-3), a pressão de uma mistura de gases (p_g) pode ser escrita na seguinte forma:

$$\begin{aligned} p_g &= \rho R_s T \left[1 + \left(\epsilon_R^{-1} - 1 \right) \frac{\rho_v}{\rho} - \frac{\rho_l}{\rho} \right] \\ &= \rho R_s T_v \end{aligned} \quad (\text{B-4})$$

onde ρ é a massa específica do ar, ρ_l é a massa específica da água líquida e T_v é a temperatura virtual. Quando se considera a presença de vapor d' água na camada limite, a temperatura virtual pode ser dada por (Garrat, 1992):

$$T_v = T(1 + 0,61q_v) \quad (\text{B-5})$$

onde q_v é a unidade específica do vapor d'água (razão entre a massa de vapor d'água por unidade massa de ar úmido). Na equação (B-5) utilizou-se a aproximação: $\varepsilon_R^{-1} - 1 \approx 0,61$.

Torna-se importante a partir deste ponto introduzir o conceito da temperatura potencial (θ), e da temperatura potencial virtual (θ_v). Fisicamente θ é a temperatura que uma parcela de ar seco a uma temperatura T e uma pressão p (a uma dada altura z) teria se fosse deslocada adiabaticamente da pressão p à pressão atmosférica ao nível do mar, p_o . A temperatura potencial e da temperatura potencial virtual respectivamente, podem ser dadas por:

$$\theta = T \left(\frac{p}{p_{ref}} \right)^{\frac{R_s}{c_{ps}}} \quad (\text{B-6})$$

$$\theta_v = T_v \left(\frac{p}{p_{ref}} \right)^{\frac{R_s}{c_{ps}}} \quad (\text{B-7})$$

onde p_{ref} é uma pressão de referência (10^5 Pa), $c_{ps} = 1004 \text{ J K}^{-1} \text{ kmol}^{-1}$ é o calor específico do ar seco a pressão constante. A temperatura potencial relaciona-se com a entropia do ar seco (h_d), de acordo com: $h_s = c_{ps} \ln \theta$.

Aplicando-se a diferenciação nas equações (B-6) e (B-7) e a equação $p = \rho RT$, obtêm-se os gradientes verticais de θ e θ_v na CLP, assim:

$$\frac{T}{\theta} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} = \frac{\partial \bar{T}}{\partial z} + \frac{g}{c_p} \quad (\text{B-8})$$

$$\frac{T_v}{\theta_v} \frac{\partial \bar{\theta}_v}{\partial z} = \frac{\partial \bar{T}_v}{\partial z} + \frac{g}{c_p} \quad (\text{B-9})$$

onde g é a aceleração da gravidade, c_p é o calor específico a pressão constante, \bar{T} é a temperatura média, $\bar{\theta}$ é a temperatura potencial média e $\bar{\theta}_v$ é a temperatura potencial virtual média.

Os gradientes verticais de θ e θ_v desempenham importantes papéis na determinação do critério de estabilidade térmica da CLP para o caso de uma atmosfera seca. Para uma CLP onde a umidade específica média do vapor d'água é nula ou constante com a altura, têm-se as seguintes condições de estabilidade:

- (I) Atmosfera neutra se $\partial \bar{\theta} / \partial z = 0$ com $\bar{\theta}$ constante com a altura da superfície até o topo da CLP;
- (II) Atmosfera instável se $\partial \bar{\theta} / \partial z < 0$;
- (III) Atmosfera estável se $\partial \bar{\theta} / \partial z > 0$;

B.5.2**Equação da Continuidade**

Para um fluido compressível a equação da continuidade é dada por:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_j)}{\partial x_j} = 0 \quad (\text{B-10})$$

onde t é o tempo e u_j representa as três componentes da velocidade do escoamento nas direções x_j .

Na CLP a escala vertical do escoamento é sempre muito menor que a escala vertical da variação da massa específica, $H_p = ((-1/\rho_{ref})\partial\rho_{ref}/\partial z^{-1})$, portanto, pode-se considerar a condição de um fluido incompressível, ou seja:

$$\frac{\partial u_j}{\partial x_j} = 0 \quad (\text{B-11})$$

isto é, o divergente da velocidade instantânea é nulo na CLP.

B.5.3**Equação da Conservação da Quantidade de Movimento**

Na CLP, para um fluido incompressível com viscosidade constante e incluindo-se os efeitos de rotação da Terra, a equação que representa o balanço da quantidade de movimento de um fluido geofísico, na forma de Navier-Stokes pode ser dada por:

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} - \delta_{i3} g - 2\varepsilon_{ijk} \Omega_j \eta_j u_k + \nu \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j^2} \quad (\text{B-12})$$

A equação (B-12) relaciona a aceleração do ar em termos da soma de várias forças. O primeiro termo do lado direito representa a força do gradiente de pressão, o segundo representa o efeito da força de gravidade e o terceiro representa o efeito de rotação da Terra na forma da força de Coriolis. Na equação (B-12), ε_{ijk} é o tensor de Levy-Civita, Ω_j é o vetor velocidade angular da Terra ($\Omega_j = 2\pi \text{ rad} / 24 \text{ h} = 7,2710^{-5} \text{ rad s}^{-1}$), η_j é a j th componente de um vetor unitário paralelo ao eixo de rotação, isto é, $\eta = (0, \cos \phi_L, \sin \phi_L)$, onde ϕ_L é a latitude. Somente os termos relacionados a η_3 são significativos, portanto, $2\Omega\eta_3 = 2\Omega \sin \phi_L$ (i.e., $f_c \equiv 2\Omega \sin \phi_L$), onde f_c é o parâmetro de Coriolis. O quarto termo do lado direito da equação (B-12) descreve a influência da tensão viscosa, onde ν é a viscosidade molecular cinemática.

Nos fenômenos físicos de microescala atmosférica, como por exemplo, o escoamento do ar na CLS, não é influenciado pela rotação da Terra, assim, o efeito da força de Coriolis, terceiro termo da equação (B-12), pode ser desprezado (Stull, 1988).

B.5.4

Equação da Conservação da Energia

A equação da termodinâmica que descreve a conservação da entalpia e que inclui as contribuições do transporte de calor sensível e latente pode ser escrita na seguinte forma ([13]):

$$\frac{\partial(c_p\theta)}{\partial t} + u_i \frac{\partial(c_p\theta)}{\partial x_j} = K_T \frac{\partial^2(c_p\theta)}{\partial x_j^2} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial R_j}{\partial x_j} \quad (\text{B-13})$$

onde R_j é o componente do fluxo de calor radiativo, K_T é a difusividade térmica molecular, ou seja, $K_T = k_T/\rho c_p$, onde k_T é a condutividade térmica molecular do ar seco. Na equação (B-13) não foram considerados os efeitos das mudanças de fase que ocorrem na CLP. Na ausência de transferência radiativa e de qualquer mudança de fase, o produto c_p ou simplesmente θ (desde que c_p seja constante) pode ser considerado uma propriedade conservativa do ar (Garrat, 1992). No presente trabalho, será considerada uma atmosfera em condições de estabilidade neutra, portanto, não é necessário resolver a equação da energia.

B.6

O Conceito de Média para Escoamentos Turbulentos

As equações (B-11), (B-12) e (B-13), contêm todas as escalas de movimentos características de um escoamento turbulento, sendo impossível resolvê-las analiticamente. A turbulência em um escoamento manifesta-se através de flutuações quase aleatórias da velocidade do vento, temperatura e grandezas escalares, possuindo grande eficiência no transporte e difusão destas grandezas, até várias ordens de grandeza superiores à difusão molecular (Stull, 1988). A natureza dessas flutuações inviabiliza uma descrição determinística do escoamento turbulento. Conseqüentemente o estudo do escoamento turbulento pode ser descrito em termos de suas características estatísticas, usualmente em termos de momentos ou espectros (Monin & Yaglom).

O. Reynolds propôs que as variáveis dinâmicas do escoamento, $f(x, t)$, fossem escritas como uma superposição de um valor médio e de uma flutuação em torno da média (componente turbulenta) dada por:

$$f = \bar{f} + f' \quad (\text{B-14})$$

Para eliminar a necessidade de resolver todos os aspectos do escoamento turbulento utiliza-se uma integração ao longo de um intervalo de tempo de tal forma que as flutuações instantâneas do escoamento possam ser desprezadas. Quando as variações temporais do escoamento, não associadas à turbulência, ocorrem ao longo de escalas de tempo muito maiores do que as escalas dos vórtices, aplica-se uma média temporal nas variáveis de interesse, logo:

$$\bar{f}(t) = \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{+T/2} f(t) dt \quad (\text{B-15})$$

com as seguintes propriedades, denominadas relações de Reynolds:

$$\overline{f + F} = \bar{f} + \bar{F} \quad (\text{B-16})$$

$$\overline{cf} = c\bar{f} \quad (\text{B-17})$$

$$\bar{f}' = 0 \quad (\text{B-18})$$

$$\overline{\bar{f}} = \bar{f} \quad (\text{B-19})$$

$$\overline{(\bar{f}F)} = \bar{f}\bar{F} \quad (\text{B-20})$$

$$\frac{\partial \bar{f}}{\partial t} = \frac{\partial \bar{f}}{\partial t} \quad (\text{B-21})$$

onde F representa uma grandeza física e c uma constante.

Com a aplicação do operador de média, toda informação sobre as flutuações turbulentas é perdida. Para recuperar essa informação utiliza-se a intensidade das flutuações turbulentas dada por:

$$\sigma = \sqrt{u'^2} \quad (\text{B-22})$$

A intensidade relativa da turbulência (I_T), pode ser calculada através

da razão entre a magnitude do Erro Quadrático Médio (EQM) das flutuações turbulentas e uma velocidade de referência (v_{ref}):

$$I_T = \frac{\sqrt{\frac{2}{3}k}}{v_{ref}} \quad (\text{B-23})$$

onde k representa a energia cinética turbulenta. A velocidade média no topo do dossel foi adotada como a velocidade de referência.

B.6.1 Aproximação de Boussinesq

No estudo dos escoamentos que ocorrem na CLP, o conjunto de equações para as grandezas médias e turbulentas aplicadas ao planeta Terra em rotação pode ser simplificado de acordo com a aproximação de Boussinesq (Garrat, 1992):

- (I) A viscosidade dinâmica e a condutividade térmica molecular (k_T) são consideradas constantes, desprezando-se assim, a dependência às variações de temperatura e pressão;
- (II) O calor gerado pelo cisalhamento viscoso pode ser desprezado na equação da energia, equação (B-13), pois esta fonte de calor na CLP é insignificante;
- (III) Na CLP o escoamento pode ser considerado incompressível, exceto na condição descrita abaixo;
- (IV) As flutuações das propriedades dos fluidos são muito menores do que as suas propriedades médias, isto é, p'/p_o , T'/T_o , ρ'/ρ_o e θ'/θ_o são todos $\ll 1$.
- (V) p'/p_o pode ser desprezado em relação a T'/T_o e ρ'/ρ_o . Portanto, as variações da densidade resultantes das variações de pressão são desprezíveis. Desprezar as flutuações de pressão é normalmente válido, exceto em condições de ventos fortes.
- (VI) As flutuações de densidade não podem ser desprezadas quando elas ocorrem em associação com forças de volumes, no caso, a gravidade, originando a força de flutuação. Logo, as variações de densidade resultantes das variações de temperatura são importantes somente quando elas são diretamente afetadas pelos efeitos do empuxo térmico.

B.7**Equações Governantes para as Grandezas Médias e Turbulentas**

Nesta seção serão apresentadas as equações governantes para as grandezas médias e flutuações do escoamento turbulento que são de importância fundamental nos estudos da camada limite.

B.7.1**Equações de Estado**

Substituindo as componentes médias e turbulenta da pressão, densidade e temperatura na equação dos gases ideais e aplicando o operador de média, obtém-se a seguinte expressão:

$$\bar{p} = \bar{\rho}R\bar{T} \quad (\text{B-24})$$

Na equation (B-24) o termo $\overline{\rho'T'}$ não aparece, por ser em magnitude muito menor que os outros termos da equação (Stull, 1988). As equações para a temperatura virtual, temperatura potencial e potencial virtual, respectivamente, (B-5), (B-6) e (B-7) podem ser escritas de formas idênticas, onde as variáveis instantâneas são substituídas por seus respectivos valores médios. Assim, expressando as variáveis em termos das flutuações, tem-se:

$$T'_v/\bar{T}_v \approx \theta'_v/\bar{\theta}_v \approx -\rho'/\bar{\rho} \quad (\text{B-25})$$

$$p'/\bar{p} \approx 0 \quad (\text{B-26})$$

$$T'_v \approx T' + 0,61\bar{T}q'_v \quad (\text{B-27})$$

$$\theta'_v \approx \theta' + 0,61\bar{\theta}q'_v \quad (\text{B-28})$$

Na CLP, as flutuações da pressão dinâmica e estática são geralmente próximas de 0,1 hPa, onde $p'/\bar{p} < 10^{-4}$, em comparação com $T'/\bar{T} \approx 3 \times 10^{-3}$ e $\rho'/\bar{\rho} \approx 3,33 \times 10^{-3}$, ([13]).

B.7.2 Equação da Continuidade

Substituindo as componentes média e turbulenta da velocidade instantânea na equação (B-10), obtém-se:

$$\frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_j} + \frac{\partial u'_j}{\partial x_j} = 0 \quad (\text{B-29})$$

onde \bar{u}_j é a velocidade média e u'_j é a flutuação de velocidade.

Aplicando o operador de média na equação (B-29), onde $\overline{u'} = 0$, obtém-se a equação da continuidade em termos médios, dada por:

$$\frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_j} = 0 \quad (\text{B-30})$$

Combinando-se as equações (B-29) e (B-30), obtém-se:

$$\frac{\partial u'_j}{\partial x_j} = 0 \quad (\text{B-31})$$

Portanto, os divergentes da velocidade média e da flutuação da velocidade são nulos para os escoamentos que ocorrem na CLP.

B.7.3 Equação da Conservação da Quantidade de Movimento

Partindo da equação completa da conservação da quantidade de movimento, equação (B-12), expandindo as variáveis em termos médios e turbulentos, aplicando o operador de média e a equação (B-12) e (B-18), obtém-se a equação de Navier-Stokes para os campos médios:

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} - \delta_{i3} g - 2\varepsilon_{ijk} \Omega_j \eta_j \bar{u}_k + \nu \frac{\partial^2 \bar{u}_i}{\partial x_j^2} - \frac{\partial (\overline{u'_i u'_j})}{\partial x_j} \quad (\text{B-32})$$

Subtraindo-se a equação (B-32) da equação (B-12) e aplicando a aproximação de Boussinesq, obtém-se a equação prognóstica das flutuações turbulentas de velocidade:

$$\begin{aligned} \frac{\partial u'_i}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial u'_i}{\partial x_j} + u'_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + u'_j \frac{\partial u'_i}{\partial x_j} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p'}{\partial x_i} + \frac{\rho'}{\rho^2} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} - 2\Omega_j \varepsilon_{ijk} u'_k + \\ &+ \nu \frac{\partial^2 u'_i}{\partial x_j^2} + \frac{\partial (\overline{u'_i u'_j})}{\partial x_j} \end{aligned} \quad (\text{B-33})$$

onde o termo (ρ'/ρ^2) também pode ser escrito como: $(T'_v/\overline{T_v})$ (Garrat, 1992; Stull, 1988).

B.7.4 Equação da Conservação da Energia

Partindo da equação completa da energia, equação (B-13), expandindo as variáveis em termos médios e turbulentos, aplicando o operador de média e a equação (B-18), obtém-se a equação da energia para os campos médios:

$$\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial t} + \overline{u_i} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x_j} = K_T \frac{\partial^2 \bar{\theta}}{\partial x_j^2} + \frac{1}{\rho c_p} \frac{\partial \overline{R_j}}{\partial x_j} - \frac{\partial (\overline{u'_i \theta'})}{\partial x_j} \quad (\text{B-34})$$

Subtraindo a equação (B-34) da equação (B-13), obtém-se a equação prognóstica para as flutuações turbulentas de temperatura, dada por:

$$\frac{\partial \theta'}{\partial t} + \overline{u_j} \frac{\partial \theta'}{\partial x_j} + u'_j \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x_j} + u'_j \frac{\partial \theta'}{\partial x_j} = K_T \frac{\partial^2 \theta'}{\partial x_j^2} + \frac{1}{\rho c_p} \frac{\partial R'_j}{\partial x_j} + \frac{\partial (\overline{u'_i \theta'})}{\partial x_j} \quad (\text{B-35})$$

B.8 O Problema do Fechamento

As equações de transporte dos campos médios e turbulentos a contêm momentos de segunda ordem desconhecidos, $\overline{u'_i u'_j}$, $\overline{u'_j \theta'}$ e $\overline{u'_j C'}$, que caracterizam os fluxos turbulentos. Estes termos resultam diretamente da não linearidade dos termos advectivos das equações de prognóstico e constituem novos termos fontes para as variáveis médias.

Para resolver este sistema de equações é necessário gerar novas equações prognósticas para esses momentos, porém, novas variáveis desconhecidas, na forma de momentos de terceira ordem (correlações triplas) surgirão. A esse tipo de problema dá-se o nome de problema de fechamento, onde uma equação para o momento de ordem n contém termos de ordem $n + 1$ (Garrat, 1992). Para obter um conjunto fechado de equações é necessário parametrizar os termos de ordem mais alta em função de grandezas conhecidas.

Um fechamento de primeira ordem ocorre quando o problema envolve equações com momentos de primeira ordem e os momentos de segunda ordem são parametrizados, e assim, sucessivamente. Na simulação numérica da turbulência na CLP os fechamentos de primeira e segunda ordem são

considerados adequados para os problemas de modelagem numérica (Garrat, 1992).

Uma forma de resolver o problema do fechamento baseia-se na chamada modelagem da turbulência para as equações médias de Reynolds. Neste trabalho, um modelo de turbulência a duas equações, o modelo $k - \varepsilon$ padrão Launder & Spalding (1972)) foi utilizado na simulação numérica das equações de transporte de massa, quantidade de movimento, energia e concentração.

B.8.1

Teoria da Similaridade de Monin-Obukhov

A teoria de similaridade de Monin-Obukhov (Monin & Yaglom, 1971) procura obter funções universais para as diversas grandezas micrometeorológicas médias no interior da CLS e para os vários momentos estatísticos relacionados às flutuações turbulentas. O escoamento médio e suas características turbulentas sobre uma superfície horizontal, homogênea e em regime estacionário pode ser descrito por quatro grandezas independentes: a velocidade de fricção (u_*), a altura sobre a superfície (z), o fluxo de calor sensível (H), e o empuxo g/T_o . A teoria da similaridade de Monin-Obukhov é válida se:

- (I) O escoamento for horizontalmente homogêneo e estacionário;
- (II) Os fluxos verticais de quantidade de movimento e de calor sensível são independentes da altura;
- (III) O efeito de rotação da Terra possa ser desprezado na CLS;
- (IV) As trocas turbulentas forem mais intensas do que as moleculares;
- (V) A aproximação de Boussinesq for válida.

B.8.2

Perfis de Velocidade e Temperatura na Camada Limite Superficial

Os perfis de velocidade e temperatura na CLS podem ser descritos de acordo com a teoria de similaridade de Monin-Obukhov. Neste caso, o perfil adimensional do cisalhamento do vento (ϕ_m) na CLS acima de superfícies planas assume a seguinte forma:

$$\phi_m \left(\frac{z}{L} \right) = \frac{k_v z}{u_*} \frac{\partial \bar{z}}{\partial z} \quad (\text{B-36})$$

onde $k_v = 0,4$ é a constante de von Kármán.

Acima de superfícies com vegetação, (ϕ_m) é dado por :

$$\phi_m \left(\frac{z - z_d}{L} \right) = \frac{k_v(z - z_d)}{u_*} \frac{\partial \bar{z}}{\partial z} \quad (\text{B-37})$$

onde z_d é o deslocamento do plano-zero. Integrando a equação (B-36) da superfície ($z = 0$ e $u = 0$) até uma altura arbitrária z , obtém-se o perfil vertical da velocidade na camada superficial dado por:

$$u(z) = \frac{u_*}{k_v} \left[\ln \frac{z}{z_o} - \Psi_m \left(\frac{z}{L} \right) \right] \quad (\text{B-38})$$

Acima do dossel de plantas altas o perfil logarítmico da velocidade do vento pode ser calculado de acordo com a seguinte equação (Stull, 1988):

$$u(z) = \frac{u_*}{k_v} \left[\ln \frac{z - z_d}{z_o} - \Psi_m \left(\frac{z - z_d}{L} \right) \right] \quad (\text{B-39})$$

onde Ψ_m é um termo de correção da estabilidade na CLS para a quantidade de movimento. No caso de uma atmosfera em condições neutras tem-se que $\Psi_m = 0$. Para as condições de estabilidade instável e estável utilizam-se as fórmulas universais para Ψ_m (Beljaars & Holtslag, 1991).

Condições Instáveis ($z/L < 0$):

$$\Psi_m = 2 \ln \left(\frac{1 + X}{2} \right) + \ln \left(\frac{1 + X^2}{2} \right) - 2 \arctan(X) + \frac{\pi}{2} \quad (\text{B-40})$$

$$X = \left(1 - 16 \frac{z}{L} \right)^{1/2} \quad (\text{B-41})$$

Condições Estáveis ($z/L > 0$):

$$\Psi_m = - \left[a \frac{z}{L} + b \left(\frac{z}{L} - \frac{c}{d} \right) \exp \left(- d \frac{z}{L} \right) + \frac{bc}{d} \right] \quad (\text{B-42})$$

onde os coeficientes são $a = 1$, $b = 0,667$, $c = 5$ e $d = 0,35$.

Através de um procedimento análogo pode ser obtido o perfil vertical da temperatura. Neste caso, o perfil adimensional de temperatura na CLS acima de superfícies planas é definido na seguinte forma:

$$\phi_h \left(\frac{z}{L} \right) = \frac{k_v z}{T_*} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} \quad (\text{B-43})$$

Acima de superfícies com vegetação, ϕ_h é dado por :

$$\phi_h \left(\frac{z - z_d}{L} \right) = \frac{k_v(z - z_d)}{T_*} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} \quad (\text{B-44})$$

onde T_* é a temperatura de escala, dada por:

$$T_* = -\frac{H}{\rho c_p u_*} \quad (\text{B-45})$$

onde H é o fluxo de calor sensível.

Integrando a equação (B-43), do solo com $z = 0$ até uma altura arbitrária z , obtém-se o perfil vertical da temperatura potencial na camada superficial dado por:

$$\frac{\theta - \theta_o}{T_*} = \frac{1}{k_v} \left[\ln \frac{z}{z_o} - \Psi_h \left(\frac{z}{L} \right) \right] \quad (\text{B-46})$$

onde Ψ_h é o termo de correção da estabilidade na camada limite superficial para energia térmica (calor). Para as condições de estabilidade instável e estável utilizam-se as fórmulas universais para Ψ_h (Beljaars & Holtslag, 1991):

Condições Instáveis:

$$\Psi_h = 2 \ln \left(\frac{1 + X^2}{2} \right) \quad (\text{B-47})$$

onde X é dado pela equação (B-41).

Condições Estáveis

$$\Psi_h = - \left[\left(1 + \frac{2a}{3} \frac{z}{L} \right)^{2/3} + b \left(\frac{z}{L} - \frac{c}{d} \right) \exp \left(-d \frac{z}{L} \right) + \frac{bc}{d} - 1 \right] \quad (\text{B-48})$$

onde os coeficientes são a , b , c e d são os mesmos da equação (B-47).

B.8.3

Velocidade de Fricção

No estudo do perfil vertical de velocidade do vento dentro da CLS um parâmetro básico, que depende tanto da rugosidade superficial e da velocidade média do vento é a velocidade de fricção. Este parâmetro é definido pela expressão:

$$\tau = -\rho \overline{u'_i w'_i} = \rho u_*^2 \quad (\text{B-49})$$

onde $\overline{u'_i w'_i} < 0$ e τ é a tensão de cisalhamento. Dentro da camada superficial, a velocidade de fricção é constante (Lemes & Moura, 2002) e pode ser dada por:

$$u_* = \sqrt{\frac{\tau_s}{\rho}} \quad (\text{B-50})$$

onde o índice s refere-se à superfície ($z = 0$).

B.8.4 Comprimento de Rugosidade

O comprimento de rugosidade aerodinâmico é uma medida da rugosidade superficial e representa a influência das características do solo nas relações de fluxo-gradiente na CLS. O parâmetro z_o é o fator dominante na definição dos perfis de velocidade média em condições de ventos fortes com estabilidade neutra, dentro da CLS (Blessmann, 1995). Este parâmetro também está diretamente ligado à altura dos obstáculos que forma a rugosidade da superfície, sendo uma pequena fração desta altura.

B.8.5 Deslocamento do Plano Zero

Em superfícies muito rugosas o nível do terreno (origem da cota z) não coincidirá com a origem do perfil logarítmico teórico. Assim, é necessário efetuar um deslocamento do plano de referência (plano zero). Em superfícies vegetadas o parâmetro z_d representa a altura média de um sumidouro de quantidade de movimento pela copa. Compilações de valores para z_o e z_d para vegetação podem ser encontrados em Stull (1988) e Blessmann (1995).

B.9 Energia Cinética Turbulenta

Nos estudos da micrometeorologia a energia cinética turbulenta (ECT) desempenha um importante papel, sendo uma medida da intensidade da turbulência (Stull, 1988). A energia cinética turbulenta por unidade de massa é dada por:

$$\bar{e} = \frac{1}{2} \overline{u'^2} = \frac{1}{2} \overline{(u'^2 + v'^2 + w'^2)} \quad (\text{B-51})$$

A partir da equação de prognóstico das variâncias de momento de sub-escala:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \overline{u_i'^2}}{\partial t} + \overline{u_j} \frac{\partial \overline{u_i'^2}}{\partial x_j} = & -\overline{u_i' u_j'} \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} + 2\delta_{i3} \frac{g}{\theta_v} \overline{u_i' \theta_v'} - \\ & - \frac{\partial (\overline{u_j u_i'^2})}{\partial x_j} - \frac{2}{\rho} \frac{\partial \overline{u_i' p'}}{\partial x_i} - 2\nu \left(\frac{\partial \overline{u_i'}}{\partial x_j} \right) \end{aligned} \quad (\text{B-52})$$

pode-se obter a equação de balanço da energia cinética turbulenta, dada por:

$$\frac{\partial \overline{e}}{\partial t} + \overline{u_j} \frac{\partial \overline{e}}{\partial x_j} = -\overline{u_i' u_j'} \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} + \delta_{i3} \frac{g}{\theta_v} \overline{u_i' \theta_v'} - \frac{\partial (\overline{u_j' e})}{\partial x_j} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial (\overline{u_i' p'})}{\partial x_i} - \nu \left(\frac{\partial \overline{u_i'}}{\partial x_j} \right) \quad (\text{B-53})$$

A interpretação física dos termos da equação (B-53) é a seguinte:

- (I) Os dois primeiros termos do lado esquerdo são, respectivamente, a tendência (armazenamento local) de ECT e a taxa advectiva de ECT pelo escoamento médio, formando a taxa de variação total de ECT;
- (II) O primeiro termo do lado direito é a produção mecânica da ECT devido à ação de cisalhamentos. Os ventos na CLP aumentam com a altura e, portanto, há sempre um fluxo negativo (para baixo) de quantidade de movimento, responsável por um arrasto na superfície;
- (III) O segundo termo do lado direito representa a geração da ECT pelo empuxo. Sob condições instáveis ele reforça os movimentos verticais, contribuindo para aumentar a ECT, em condições estáveis ele tende a inibir os movimentos verticais. Portanto, este termo pode agir como fonte ou sumidouro de ECT, dependendo das condições de estabilidade da atmosfera;
- (IV) O terceiro termo representa um transporte turbulento de ECT pelos turbilhões, sendo responsável somente por uma redistribuição de ECT;
- (V) O quarto termo descreve como a ECT é redistribuída pelas flutuações de pressão associadas, por exemplo, as ondas de gravidade interna;
- (VI) O último termo (sempre positivo), representa a dissipação devido à viscosidade molecular, ou seja, conversão irreversível de ECT para calor.

B.10 Estabilidade Atmosférica

A estratificação térmica é uma importante característica da atmosfera que se caracteriza por três estados básicos: neutra, instável e estável. Ela é geralmente utilizada nos estudos de dispersão como único parâmetro para definir o estado turbulento da atmosfera ou para descrever a capacidade de dispersão de poluentes por mistura vertical (Mohan & Siddiqui, 1998).

Em geral, o movimento vertical de uma massa de ar é suficientemente rápido, assim, pode ser desprezada a troca de calor entre ela e a atmosfera circundante, isto é, o processo pode ser considerado adiabático. Uma massa de ar que sofre uma deformação durante seu movimento vertical é denominada parcela de ar (Seinfeld & Pandis, 1998).

Se uma determinada parcela de ar é deslocada para cima em condições que podem ser consideradas adiabáticas, ela sofre uma expansão e conseqüentemente sua temperatura diminui. Haverá equilíbrio térmico se o decréscimo da temperatura da parcela de ar que sobe adiabaticamente for igual o decréscimo da temperatura com a altura do ar circundante. Nestas condições, a atmosfera encontra-se em equilíbrio neutro (ou estabilidade neutra) e a temperatura tem um gradiente térmico vertical adiabático. Porém, devido à troca de calor entre o sistema superfície-atmosfera e as influências das condições meteorológicas locais, raramente a atmosfera apresenta um perfil adiabático de temperatura (“dry adiabatic lapse rate”).

Se a temperatura do ar circundante diminui mais rapidamente que o gradiente térmico vertical adiabático, uma parcela de ar que sobe adiabaticamente ficará mais quente e menos densa que o ar circundante e continuará a subir. Neste caso, tem-se a formação de correntes de convecção, com troca de massas de ar em diferentes alturas. A atmosfera está em equilíbrio instável e sua temperatura apresenta um gradiente térmico vertical superadiabático.

Se a temperatura do ar circundante diminui mais lentamente que o gradiente térmico vertical adiabático, ou mesmo aumenta com a altitude (inversão), uma parcela de ar que sobe adiabaticamente ficará mais fria e mais densa que o ar circundante e tenderá a voltar a sua posição inicial. Neste caso, a atmosfera encontra-se em equilíbrio estável.

Uma das principais forças que governam a estabilidade atmosférica é relação da temperatura com a altura. A taxa na qual a temperatura varia com a altura é denominado perfil adiabático de temperatura (“dry adiabatic lapse rate”) e é tomado como um perfil de referência do qual o perfil de

temperatura real se afasta. O gradiente térmico vertical do ar seco que sobe adiabaticamente é dado por:

$$\frac{\partial \theta}{\partial z} = -\frac{g}{c_p} \approx -1 \text{ } ^\circ\text{C}/100 \text{ m} \quad (\text{B-54})$$

onde θ é a temperatura potencial.

A figura (B.5) mostra como a estabilidade atmosférica varia com o perfil adiabático de temperatura em função da altura.

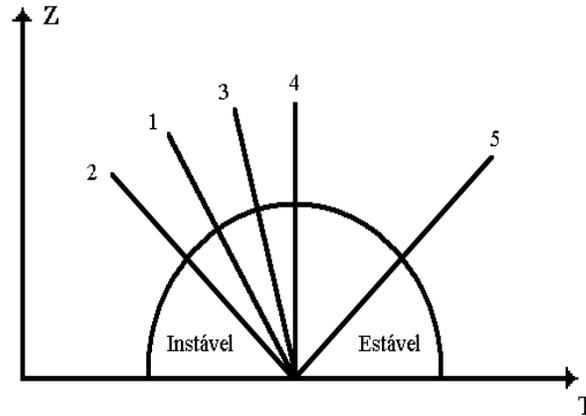


Figura B.5: Perfis de temperatura na atmosfera: (1) Perfil adiabático; (2) Perfil superadiabático (instável); (3) Sub-adiabático (estável); (4) Isotérmico (estável); (5) Inversão (extremamente estável).

No caso de superfícies vegetadas, a estratificação térmica abaixo da copa das árvores é frequentemente oposta a que é observada acima da copa (Stull, 2000). Por exemplo, durante o período diurno a temperatura acima do dossel geralmente decresce com a altura. Porém, dentro do dossel a temperatura aumenta com a altura formando uma camada estável, devido o aquecimento do ar pela copa. Este contraste na estabilidade não influencia fortemente o regime do escoamento (Jacobs et al., 1994).

Durante noites claras com ventos fracos, ocorre uma significativa diferença. Existe um desacoplamento do escoamento do ar devido a forte estabilidade do ar acima do dossel, que suprime o transporte vertical. Conseqüentemente, tem-se um significativo decréscimo da velocidade no topo do dossel. Além disso, ocorre um decréscimo do cisalhamento do vento no topo do dossel, causando um desaparecimento das estruturas coerentes induzidas por efeitos mecânicos (Jacobs et al., 1994). A figura (B.6) ilustra o comportamento da estabilidade atmosférica dentro e acima do dossel da vegetação.

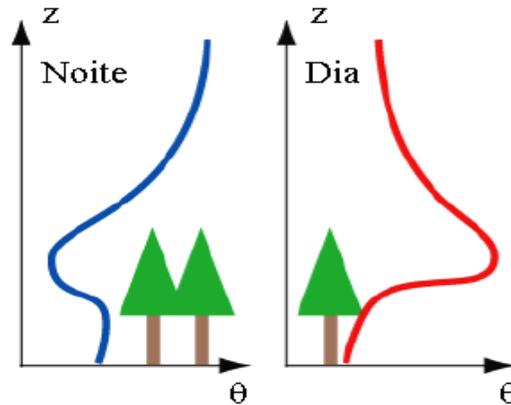


Figura B.6: Perfil da temperatura potencial dentro e acima de uma floresta: (a) noite clara com ventos fracos e (b) período diurno sem cobertura de nuvens e ventos fracos. Fonte: Adaptada de Stull (2000)

B.10.1 Classificação da Estabilidade Atmosférica

As seis principais classes de estabilidades da atmosfera são designadas por: A (muito instável ou convectiva), B (moderadamente instável), C (instável), D (neutra), E (estável) e F (muito estável). Historicamente, esta classificação foi proposta por Pasquill e Gifford e melhoradas por Turner, que acrescentou índices de estabilidade de 1 a 6, sendo então denominadas como classes de estabilidade de Pasquill-Gifford-Turner (PGT), (Hanna et al., 1982).

Vários parâmetros tais como o método do gradiente de temperatura, o número de Richardson do tipo fluxo (R_f) e gradiente (R_i), o comprimento de Monin-Obukhov (L), etc., são utilizados na micrometeorologia para determinar o grau de estabilidade ou instabilidade da atmosfera.

B.10.2 Número de Richardson do tipo Fluxo

O número de Richardson do tipo fluxo (R_f), expressa a razão entre a produção térmica e a produção mecânica da energia cinética turbulenta, sendo utilizado para determinar a existência (não a intensidade) de um regime turbulento na atmosfera (Lemes & Moura). R_f é dado por:

$$R_f = \frac{(g/\bar{\theta}_v)\overline{w'\theta'}}{(\overline{u'_i u'_j}) \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j}} \quad (\text{B-55})$$

O número de Richardson do tipo fluxo é uma função da altura em relação à superfície do solo. Neste caso, os fluxos verticais de calor e quantidade de movimento tornam-se fundamentais, pois a estratificação do meio cria uma anisotropia favorecendo a direção vertical.

Quando os processos convectivos dominam (condições instáveis), ocorre um fluxo de calor positivo para cima ($\overline{w'\theta'} > 0$), R_f é negativo, pois $\overline{u'w'} < 0$, figura (B.7). Ainda nesta situação, para pequenos cisalhamentos do vento, $R_f \ll 0$, a turbulência é mantida somente pelo termo de produção térmica. Neste caso, a camada limite encontra-se num estado de convecção livre.

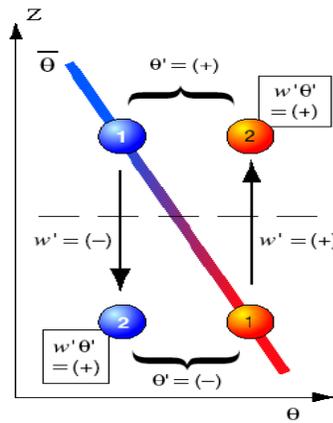


Figura B.7: Ilustração do processo de mistura turbulenta em condições instáveis com $\overline{w'\theta'} > 0$ e $\partial\bar{\theta}/\partial z < 0$. Fonte: Adaptada de Stull (2000).

Para condições de estabilidade neutra, tem-se que $R_f = 0$, a turbulência (se existir) só pode ser originada por efeitos mecânicos. Quando processos mecânicos dominam, a camada limite encontra-se num estado de convecção forçada ([64]). Em condições de estabilidade estável tem-se um fluxo de calor para baixo ($\overline{w'\theta'} < 0$) e $R_f > 0$, ocorrendo uma competição, em sentidos opostos, dos mecanismos geradores de instabilidade (térmica e mecânica), figura (B.8).

B.10.3 Número de Richardson tipo Gradiente

O número de Richardson tipo gradiente (R_i), pode ser obtido através de medições da temperatura e velocidade do vento em duas alturas. R_i é dado pela seguinte equação:

$$R_i = \frac{g(\Delta\theta/\Delta Z)}{T(\Delta u \setminus \Delta Z)^2} \tag{B-56}$$

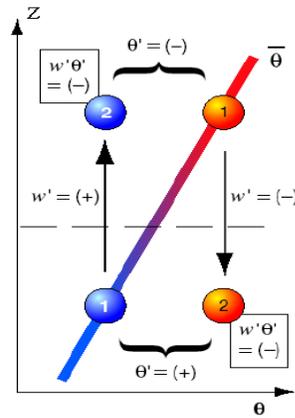


Figura B.8: Ilustração do processo de mistura turbulenta em condições estáveis com $\overline{w'\theta'} < 0$ e $\partial\bar{\theta}/\partial z > 0$. Fonte: Adaptada de Stull (2000).

Se o fluxo turbulento observado numa determinada altura é diferente do fluxo turbulento superficial, os números de Richardson tipo fluxo e tipo gradiente relacionam-se com a estratificação térmica através das seguintes relações:

$$R_f = \frac{Z/L}{\phi_m} \tag{B-57}$$

$$R_i = \frac{Z/\phi_h}{\phi_m^2} \tag{B-58}$$

onde ϕ_m e ϕ_h são respectivamente, os perfis adimensionais do vento e da temperatura adimensionais. ϕ_m e ϕ_h são dados por (Businger, apud Stull (1988):

Condições Instáveis com $Z/L < 0$:

$$\phi_m = \left(1 - 15\frac{Z}{L}\right)^{\frac{1}{2}} \tag{B-59}$$

$$\phi_h = 0,74\left(1 - 9\frac{Z}{L}\right)^{\frac{1}{2}} \tag{B-60}$$

Condições Neutras com $Z/L = 0$

$$\phi_m = 1 \tag{B-61}$$

$$\phi_h = 0,74 \tag{B-62}$$

Condições Estáveis com $Z/L > 0$

$$\phi_m = 1 + 4,7 \frac{Z}{L} \quad (\text{B-63})$$

$$\phi_h = 0,74 + 4,7 \frac{Z}{L} \quad (\text{B-64})$$

B.10.4 Comprimento de Monin-Obukhov

O comprimento de Monin-Obukhov (L), pode ser fisicamente interpretado como uma altura em relação ao solo na qual a energia cinética turbulenta produzida pelas forças do empuxo térmico supera a energia cinética turbulenta produzida por efeitos mecânicos. Geralmente L é definido como:

$$L = - \frac{\rho c_p T u_*^3}{k_v g H} \quad (\text{B-65})$$

onde ρ é a densidade do ar a uma temperatura T , c_p é o calor específico a pressão constante, u_* é a velocidade de fricção, k_v é a constante de Von Kármán e H é o fluxo de calor sensível.

As classes de estabilidade de Pasquill podem ser estimadas a partir de L , da rugosidade do terreno (z_o) e pelas curvas de Golder. Estas curvas foram aproximadas por Golder (1972) através da seguinte expressão:

$$\frac{1}{L} = a z_o^b \quad (\text{B-66})$$

A figura (B.9) apresenta a relação entre as classes de estabilidade de Pasquill, o comprimento de Monin-Obukhov e a rugosidade do terreno z_o . A tabela (B.1) apresenta uma relação entre as classes de estabilidade de Pasquill, os valores dos coeficientes a e b da equação (B-66) e L .

Tabela B.1: Relação entre as classes de estabilidade de Pasquill, coeficientes a e b e L .

| Classes | Estratificação | a | b | $L(\text{m})$ |
|---------|------------------------|----------|---------|---|
| A | Muito Instável | -0,0875 | -0,1029 | $L > -6,25$ |
| B | Moderadamente Instável | -0,03849 | -0,1714 | $-6,25 > L > -9,90$ |
| C | Instável | -0,00807 | -0,3049 | $-9,90 > L > -23,80$ |
| D | Neutra | 0,0 | 0,0 | $-23,8 > L (L \rightarrow -\infty)$ ou $22,7 > L (L \rightarrow +\infty)$ |
| E | Estável | 0,00807 | -0,3049 | $8,70 < L < 22,7$ |
| F | Muito Estável | 0,03849 | -0,1714 | $L < 8,70$ |

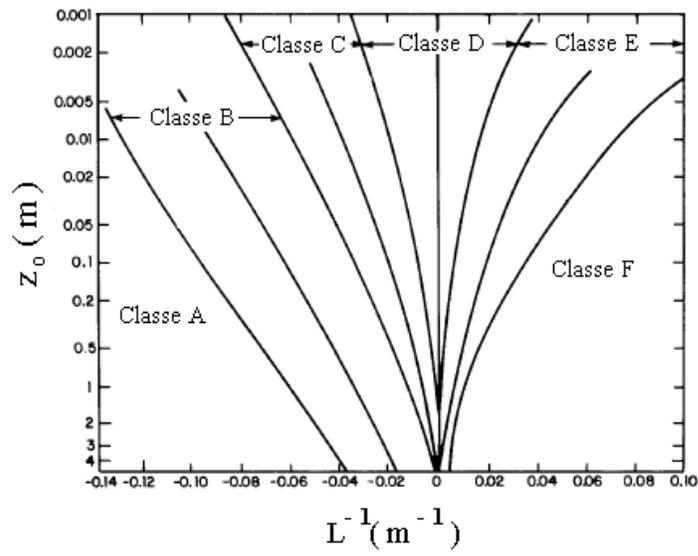


Figura B.9: Relação entre as classes de estabilidade de Pasquill, L e z_0 .

C Apêndice C

C.1 Resultados Adicionais

Neste apêndice são apresentados os resultados do campo de velocidade para as florestas intermediária e esparsa.

C.2 Modelagem por Termos Fontes: Campo de escoamento

As figuras (C.1) e (C.2) apresentam os vetores campo de velocidade no interior e acima da superfície vegetação-atmosfera entre $x/h_f > 6,6$ e $x/h_f < 40$, resultantes da simulação numérica sobre as florestas intermediária e esparsa, respectivamente. Pode ser observado que nesta região o escoamento médio tende a uma condição de equilíbrio homogêneo. Estes resultados das predições numéricas sugerem que a inclusão de termos fontes nas equações de transporte consegue capturar este comportamento físico do campo de escoamento.

As figuras (C.3) e (C.4) mostram os vetores campo de velocidade do vento na direção principal do escoamento para as florestas intermediária e esparsa, respectivamente, quando ocorre a transição da região do dossel para a superfície lisa. Pode ser observado que na esteira próxima da floresta ocorre a zona de calmaria, caracterizada por baixas velocidades do vento, ($x \approx 2,67 h_f$). Além disso, observa-se nas figuras (C.3) e (C.4), que ocorre um transporte de quantidade de movimento das altas para baixas camadas, pois a velocidade do vento próxima do solo aumenta progressivamente com o aumento da distância à extremidade da floresta.

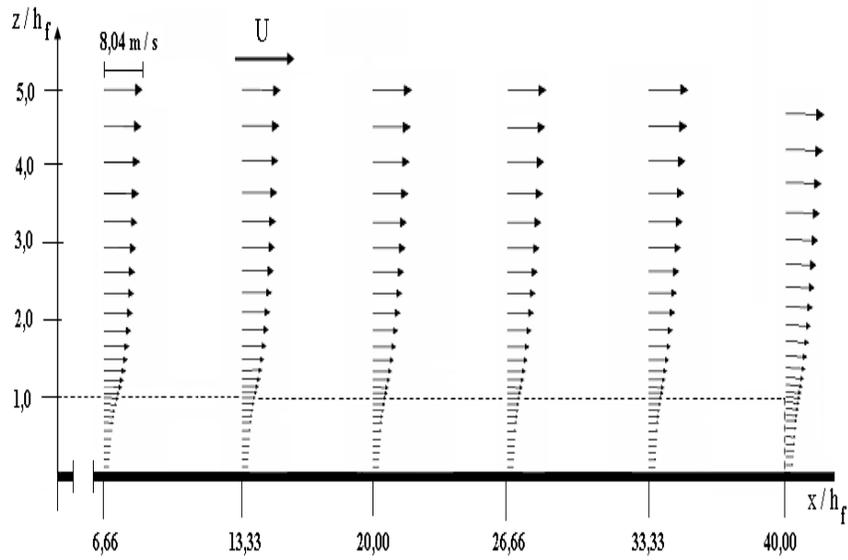


Figura C.1: Floresta Intermediária: Vetores campo de velocidade na região do equilíbrio interno ($x/h_f \geq 6,6$) lisa.

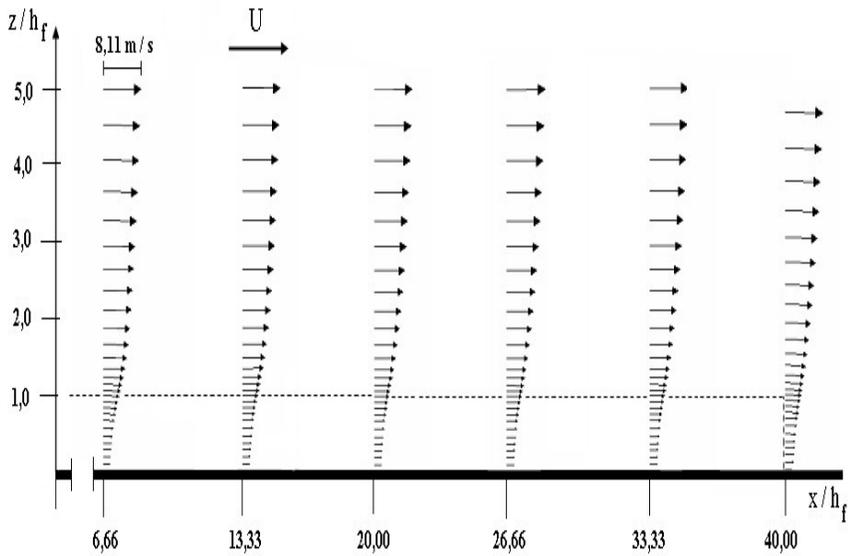


Figura C.2: Floresta Esparsa: Vetores campo de velocidade na região do equilíbrio interno ($x/h_f \geq 6,6$) lisa.

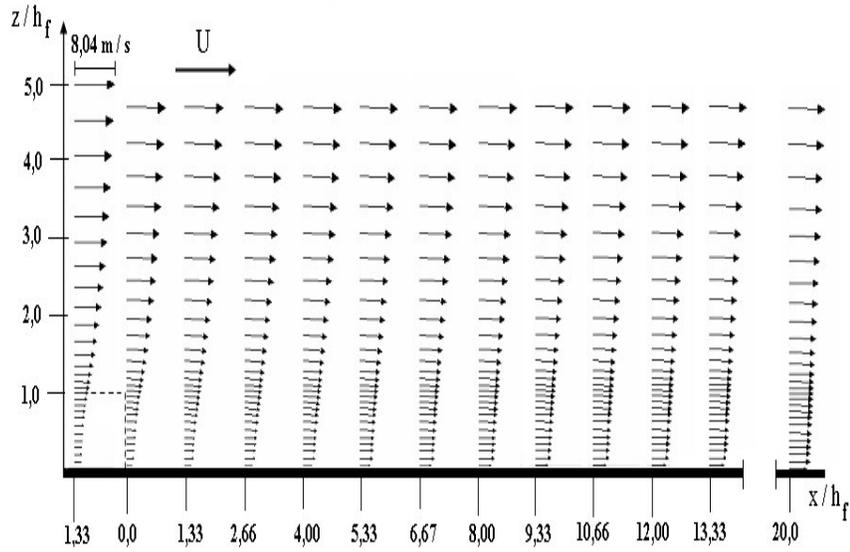


Figura C.3: Floresta Intermediária: Vetores campo de velocidade para a transição da região do dossel para a superfície lisa.

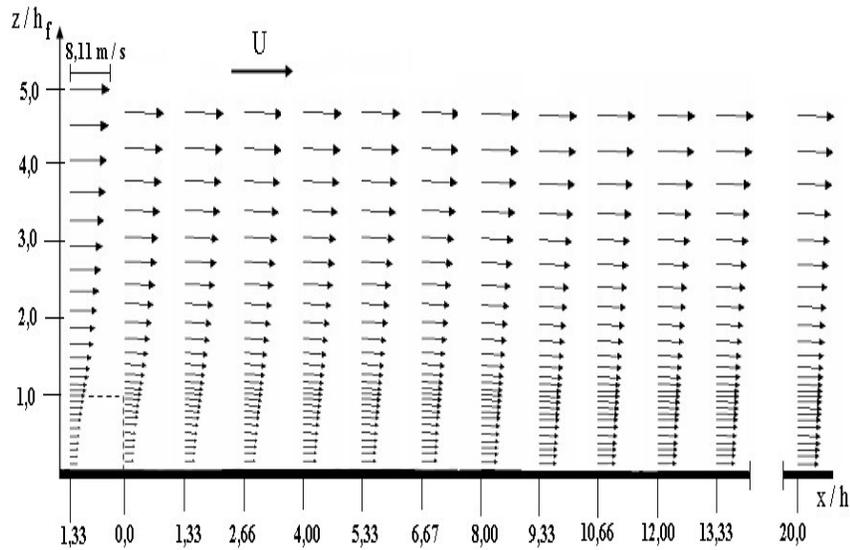


Figura C.4: Floresta Esparsa: Vetores campo de velocidade para a transição da região do dossel para a superfície lisa.

C.3 Modelagem por Meios Porosos: Campo de Escoamento

As figuras (C.5) e (C.6) apresentam os vetores campo de velocidade no interior e acima da superfície vegetação-atmosfera, $x/h_f > 6,6$ e $x/h_f < 40$, resultantes da simulação numérica sobre as florestas intermediária e esparsa, respectivamente. Os resultados destas simulações também indicam que o escoamento médio tende a uma condição de equilíbrio homogêneo nesta região.

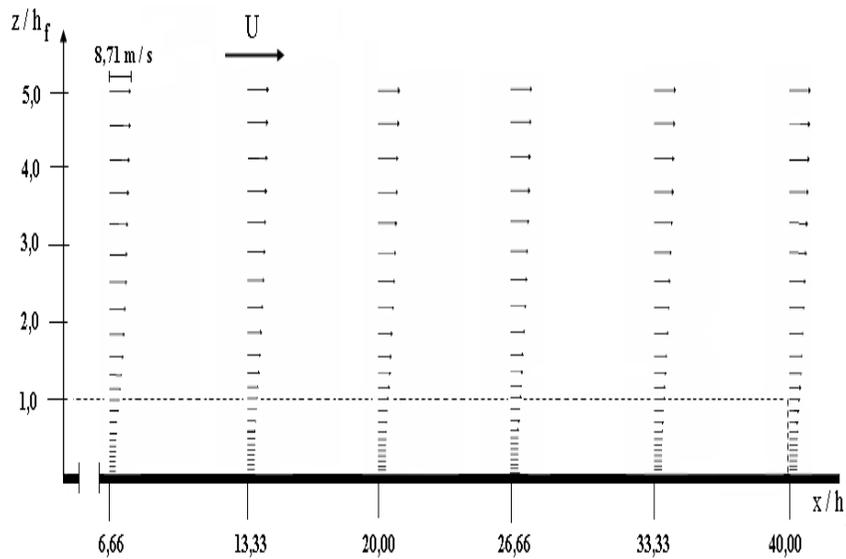


Figura C.5: Floresta Intermediária: Vetores campo de velocidade na região do equilíbrio interno ($x/h_f \geq 6,6$) lisa.

As figuras (C.7) e (C.8) mostram os vetores campo de velocidade do vento na direção principal do escoamento para as florestas intermediária e esparsa, respectivamente, quando ocorre a transição da região do dossel para a superfície lisa. Pode ser observado que na esteira próxima da floresta também uma zona de calmaria e que ocorre um transporte de quantidade de movimento das altas para baixas camadas, conforme mostram as figuras (C.7) e (C.8).

C.4 Modelagem por Elementos Rugosos: Campo de Escoamento 3-D

Nesta seção apresenta-se os resultados das simulações numéricas 3-D do escoamento no interior da camada limite do dossel para a floresta esparsa. As figuras (C.9), (C.10), mostram os resultados da simulação numérica do

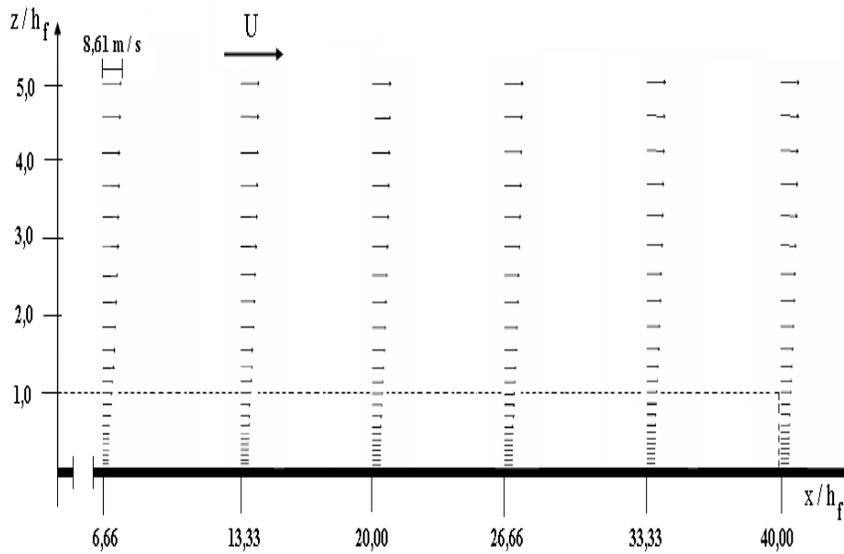


Figura C.6: Floresta Esparsa: Vetores campo de velocidade na região do equilíbrio interno ($x/h_f \geq 6,6$) lisa.

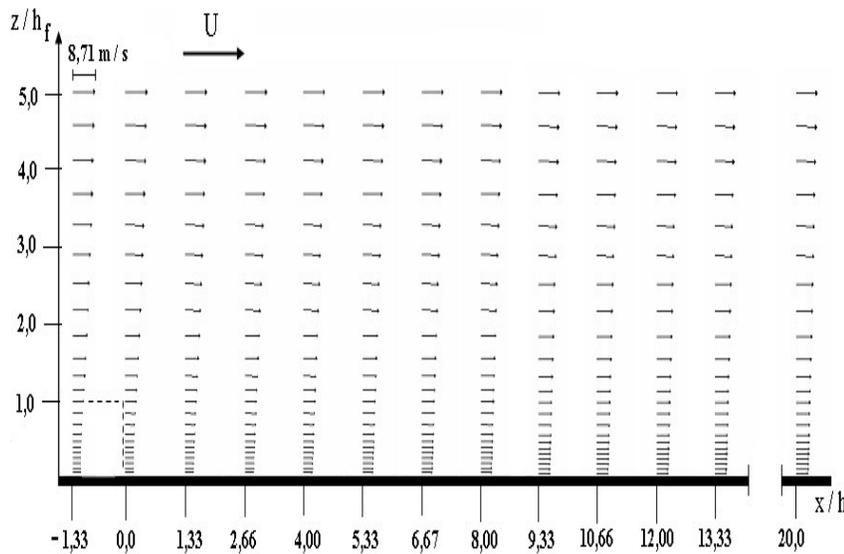


Figura C.7: Floresta Intermediária: Vetores campo de velocidade para a transição da região do dossel para a superfície lisa.

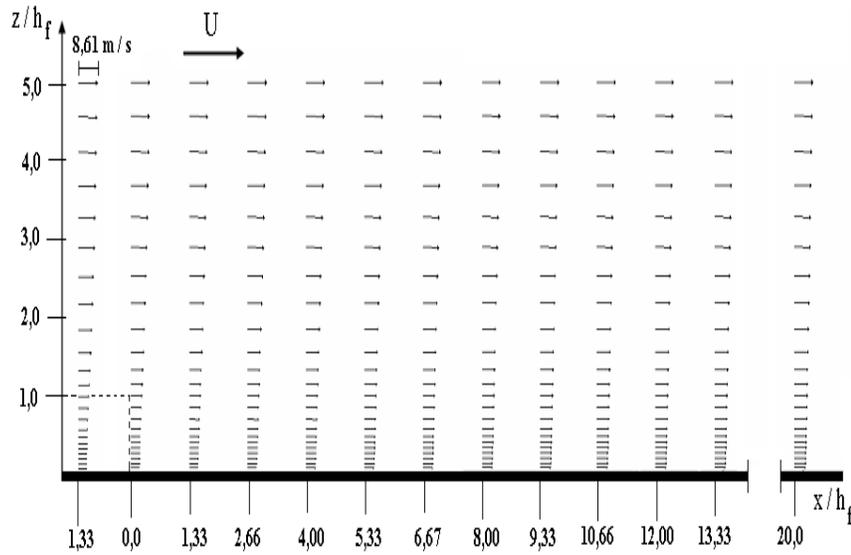


Figura C.8: Floresta Esparsa: Vetor campo de velocidade para a transição da região do dossel para a superfície lisa.

vetor campo de velocidade próximo de um conjunto de árvores, no plano horizontal $x - y$ com $z = h_f / 2$, respectivamente, para $\theta_i = 0^\circ$ e $\theta_i = 45^\circ$.

Uma visão com maiores detalhes da complexa estrutura do campo de velocidade nas proximidades de uma árvore no plano horizontal, $x - y$ para $z = h_f / 2$, para $\theta_i = 0^\circ$ e $\theta_i = 45^\circ$, pode ser observado nas figuras (C.11) e (C.12), respectivamente.

Qualitativamente, pode ser observado nas figuras (C.11) e (C.12), que escoamento de fluido ao incidir na face frontal de uma árvore é desacelerado e parte da quantidade de movimento na direção principal é transformada em quantidade de movimento lateral. O escoamento reverso que se forma na região de esteira próxima de uma árvore pode ser claramente notado no campo de velocidade. Esta região é caracterizada por baixas velocidades e movimentos circulares intensos. Consequentemente, para os dois ângulos de ataque, nota-se a formação de um par de vórtices simétricos, conforme mostram as figuras (C.11) e (C.12).

Os vetores campo de velocidade ao redor do plano central de uma árvore no plano vertical $x - z$ para a floresta esparsa é mostrado nas figuras (C.13) e (C.14), respectivamente para $\theta_i = 0^\circ$ e $\theta_i = 45^\circ$. Estes resultados sugerem que parte do escoamento de fluido que incide na região frontal da árvore é orientado baixo. A outra parte do campo de escoamento, que se dirige para cima, gera uma separação da camada limite no topo da árvore. Estes resultados sugerem que um ponto de estagnação pode ocorrer a aproximadamente $z = 0,105$ m na face frontal da árvore.

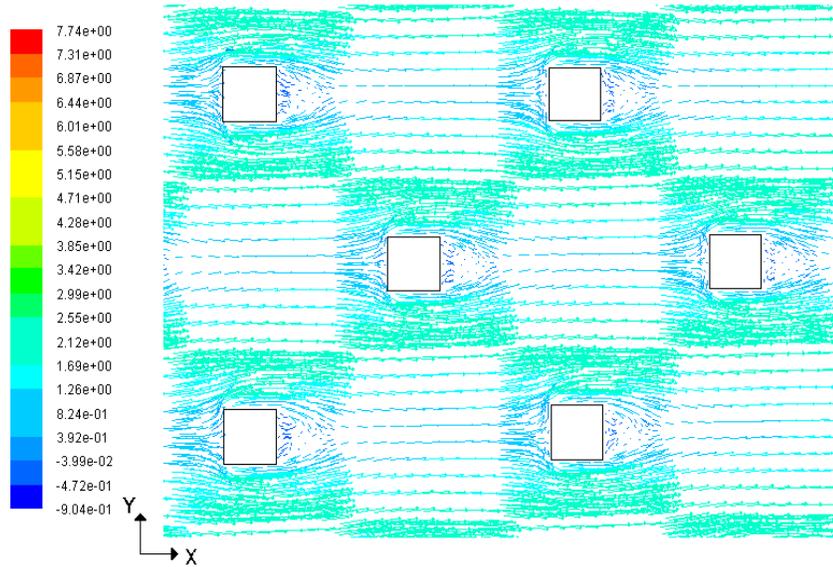


Figura C.9: Floresta esparsa ($\theta = 0^\circ$): Vetores campo de velocidade nas proximidades de um conjunto de árvores (plano $x - y$ com $z = h_f / 2$).

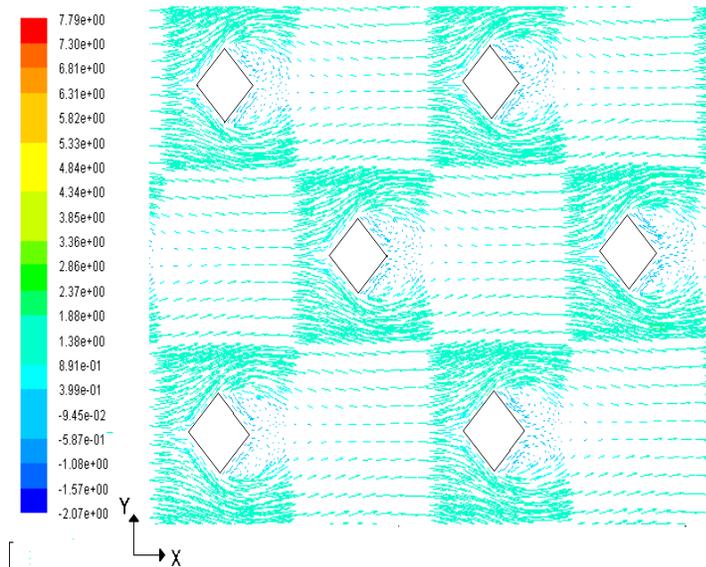


Figura C.10: Floresta esparsa ($\theta = 45^\circ$): Vetores campo de velocidade nas proximidades de de um conjunto de árvores (plano $x - y$ com $z = h_f / 2$).

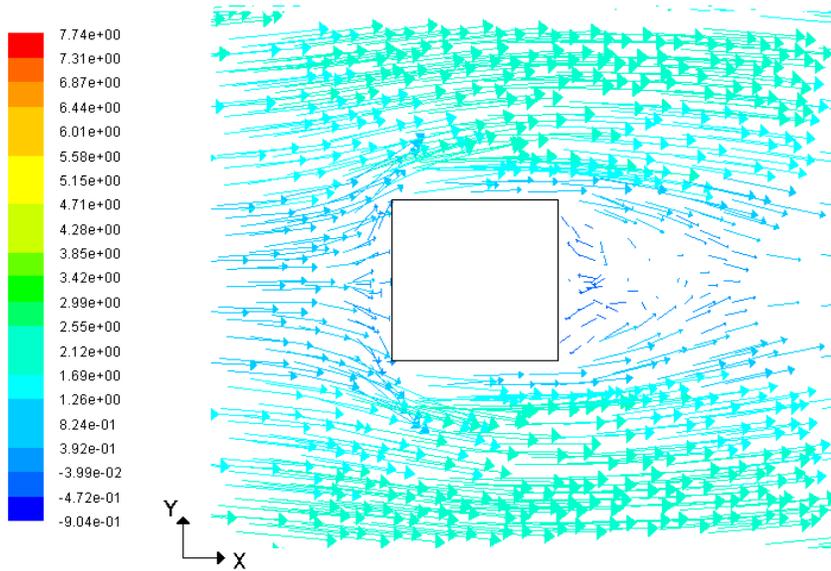


Figura C.11: Floresta esparsa ($\theta = 0^\circ$): Vetores campo de velocidade nas proximidades de uma árvore (plano $x - y$ com $z = h_f / 2$).

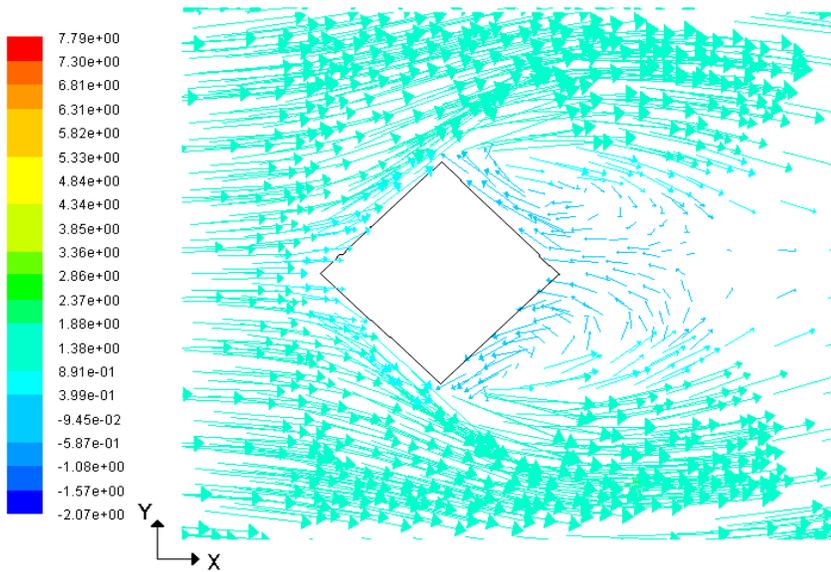


Figura C.12: Floresta esparsa ($\theta = 45^\circ$): Vetores campo de velocidade nas proximidades de uma árvore (plano $x - y$ com $z = h_f / 2$).

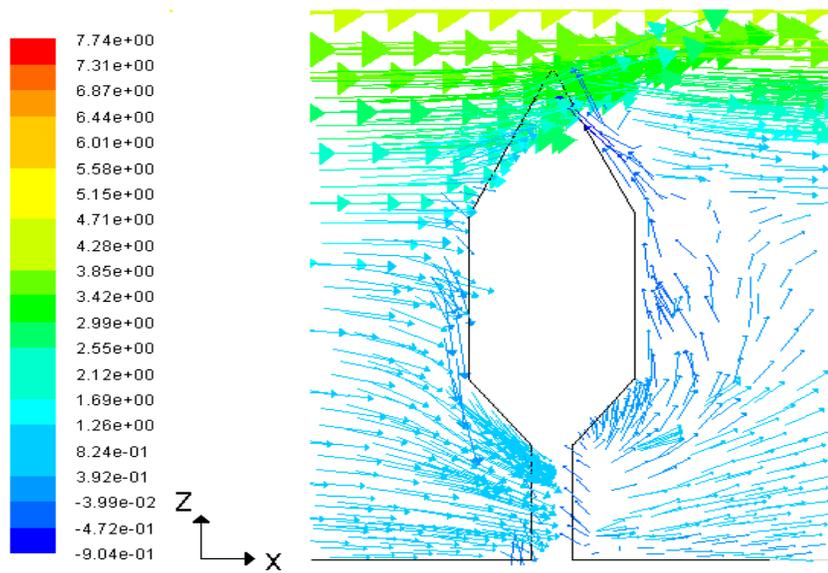


Figura C.13: Floresta esparsa ($\theta = 0^\circ$): Vetores campo de velocidade nas proximidades de uma árvore (plano $x - z$).

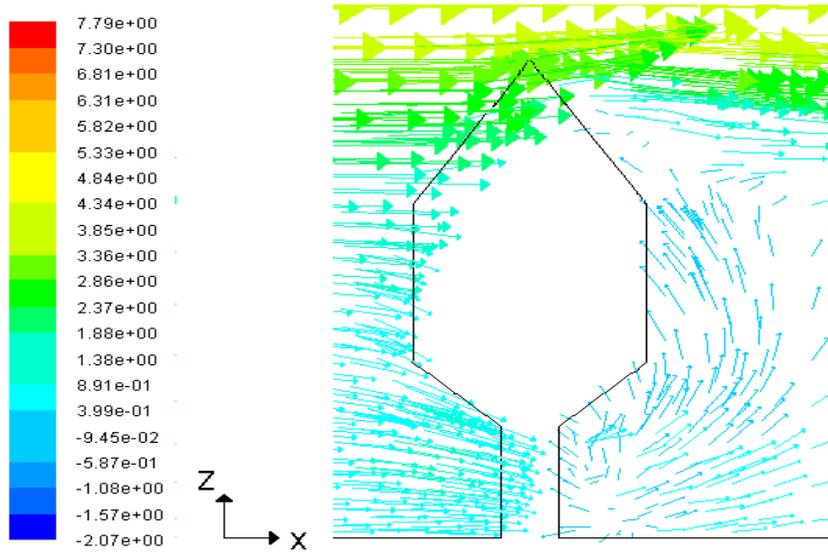


Figura C.14: Floresta esparsa ($\theta = 45^\circ$): Vetores campo de velocidade nas proximidades de uma árvore (plano $x - z$).

As figuras (C.15) e (C.16), mostram o contorno do campo de velocidade nas proximidades de um conjunto de árvores no plano $x - y$ com $z/h_f = 0,5$, para FI com ângulos de ataque do escoamento de $(\theta = 0^\circ)$ e $(\theta = 45^\circ)$, respectivamente. Nas figuras (C.17) e (C.18), tem-se o mesmo resultado para FE.

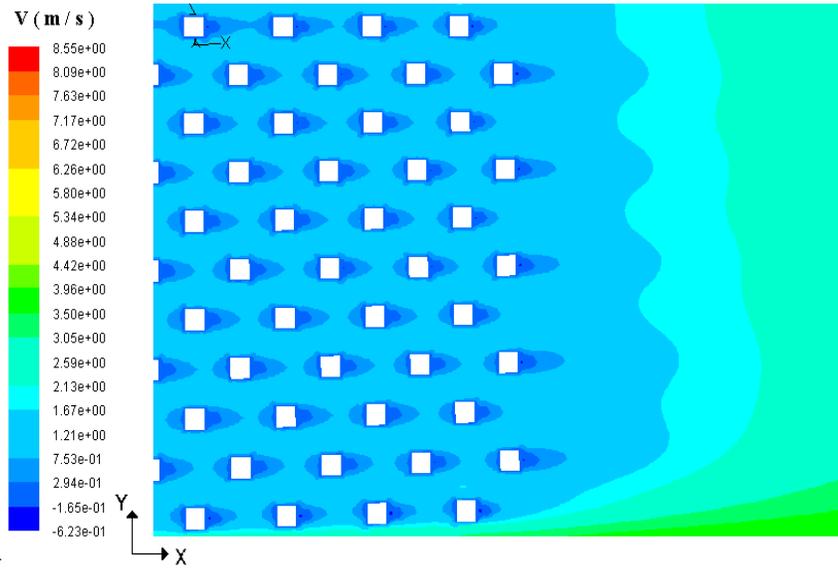


Figura C.15: Floresta intermediária ($\theta = 0^\circ$): Contorno de velocidade nas proximidades de um conjunto de árvores (plano $x - y$) com $z/h_f = 0,5$.

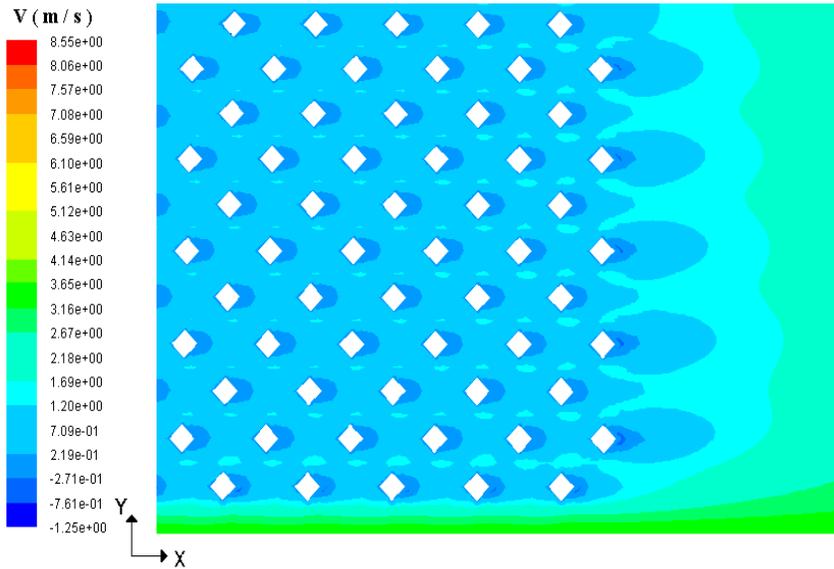


Figura C.16: Floresta intermediária ($\theta = 45^\circ$): Contorno de velocidade nas proximidades de um conjunto de árvores (plano $x - y$) com $z/h_f = 0,5$.

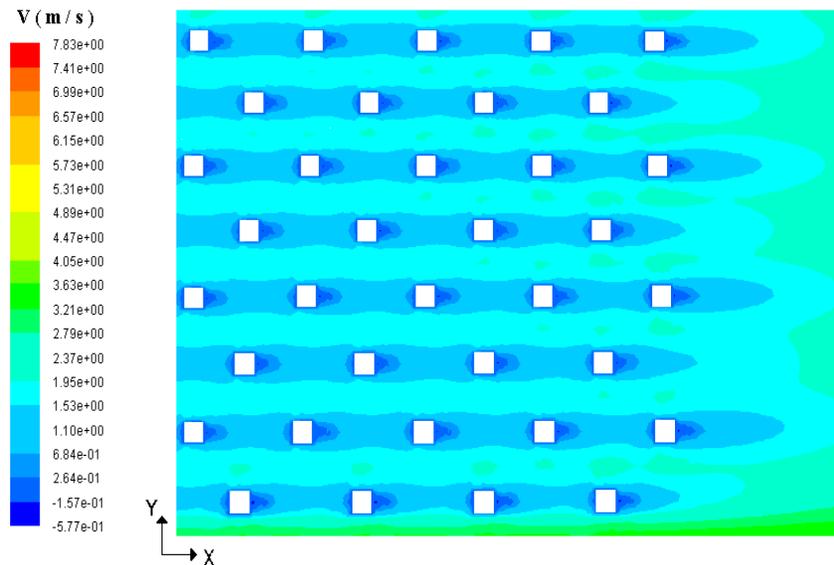


Figura C.17: Floresta esparsa ($\theta = 0^\circ$): Contorno de velocidade nas proximidades de um conjunto de árvores (plano $x - y$) com $z/h_f = 0,5$.

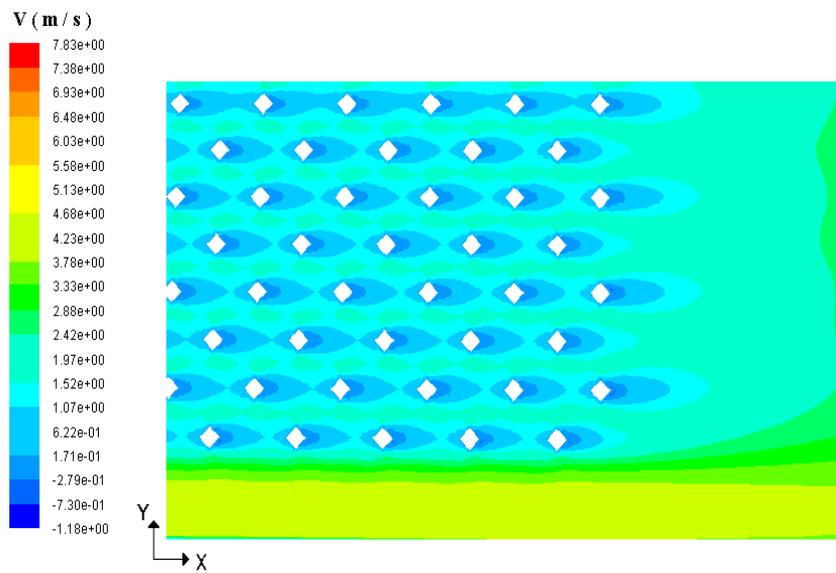


Figura C.18: Floresta esparsa ($\theta = 45^\circ$): Contorno de velocidade nas proximidades de um conjunto de árvores (plano $x - y$) com $z/h_f = 0,5$.