



UNIVERSIDADE FEDERAL DE MINAS GERAIS  
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM  
ENGENHARIA MECÂNICA

**MODELAGEM NUMÉRICA DA CAMADA LIMITE  
ATMOSFÉRICA COM VALIDAÇÃO EXPERIMENTAL**

GILBERTO AUGUSTO AMADO MOREIRA

Belo Horizonte, junho de 2007

Gilberto Augusto Amado Moreira

**MODELAGEM NUMÉRICA DA CAMADA LIMITE  
ATMOSFÉRICA COM VALIDAÇÃO EXPERIMENTAL**

Dissertação apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica da Universidade Federal de Minas Gerais, como requisito parcial à obtenção do título de Mestre em Engenharia Mecânica.

Área de concentração: Calor e Fluidos

Orientador: Prof. Dr. Ramón Molina Valle  
Universidade Federal de Minas Gerais

Belo Horizonte  
Escola de Engenharia da UFMG  
2007

A meus pais, Gilberto Moreira e Neuza de Jesus Amado Moreira, que mesmo nos momentos mais difíceis sempre estiveram do meu lado.

## AGRADECIMENTOS

Ao amigo Ramon Molina Valle, pela confiança depositada em mim. Mais do que coordenador do projeto de pesquisa e orientador deste trabalho, você é um grande amigo, a quem também devo todo o sucesso deste trabalho.

Ao companheiro e amigo Márcio Aredes Martins, que iniciou, junto com os outros membros do projeto, o estudo de camada limite atmosférica onde tive a honra de conhecer e tomar como referência os estudos em CFD.

Um Abraço especial ao amigo Josué Alceude Abreu, que me recebeu no grupo ficando incumbido de me ajudar no estudo de CLA, contribuindo com as geometrias e os dados experimentais para a região de Askervein e Acuruí.

Giuliano G. Venson, além de um grande amigo, praticamente um irmão e que tive o prazer de conhecer.

Aos amigos José Pedro e Alberto Dutary companheiros que sempre compartilharam os meus pensamentos.

Aos Professores e funcionários do DEMEC, principalmente à Dora e Sandra que sempre foram prestativas e dedicadas na minha jornada.

Aos meus Irmãos, Claudia Márcia Moreira e Gustavo César A. Moreira pela sua paciência e apoio.

Aos fundadores do Google, Sergey Brin e Larry Page, que com sua idéia me ajudaram a encontrar grande parte do meu material didático, além de uma grande pessoa que está do meu lado e sempre esteve no meu coração, Adriana L. Viana eu te amo.

A CEMIG e aos seus funcionários que acreditaram no projeto e o financiaram, além de ter fornecido dados experimentais para a realização de trabalho.

"Todo meu patrimônio são meus amigos" Emily Dickinson.

## SUMÁRIO

<b>LISTA DE FIGURAS.....</b>	<b>VII</b>
<b>LISTA DE TABELAS.....</b>	<b>IX</b>
<b>NOMENCLATURA .....</b>	<b>X</b>
<b>RESUMO.....</b>	<b>XIV</b>
<b>ABSTRACT .....</b>	<b>XV</b>
<b>1. INTRODUÇÃO .....</b>	<b>16</b>
1.1. Aspectos Gerais.....	16
1.2. Definição da Camada Limite Atmosférica (CLA) .....	17
1.3. Escoamento na Atmosfera.....	18
1.4. Transporte Turbulento .....	20
1.4.1. Efeitos da Turbulência .....	22
1.5. Estrutura da Camada Limite Atmosférica (CLA) .....	23
1.6. Escoamento sobre Colinas e a Interferência na CLA.....	26
1.7. Modelos de Camada Limite Atmosférica (CLA).....	27
<b>2. OBJETIVOS E RELEVÂNCIA .....</b>	<b>30</b>
<b>3. REVISÃO BIBLIOGRÁFICA.....</b>	<b>31</b>
3.1. Aspectos Gerais da Camada Limite Atmosférica.....	31
3.1.1. Condições de Estabilidade e Estratificação da CLA.....	31
3.1.1.1. Numero de Froude .....	32
3.1.1.2. Numero de Richardson .....	33
3.1.2. Influência da Topografia e da Rugosidade do Terreno.....	35
3.2. As Equações Representativas do Escoamento .....	36
3.2.1. Força de Coriolis.....	38
3.2.2. Equações de Navier-Stokes com Médias de Reynolds e o Problema de Fechamento .....	39
3.2.3. Conceito de Viscosidade Turbulenta .....	42
3.2.3.1. Modelos de Zero Equações ou Algébricos.....	43

3.2.3.2.	Modelos de uma Equação.....	44
3.2.3.3.	Modelos de duas Equações.....	46
3.2.3.4.	Modelos k- $\epsilon$ para Altos Números de Reynolds.....	47
3.2.4.	Modelos de Transporte de Tensão.....	49
3.2.5.	Lei da Parede.....	51
3.2.5.1.	Perfil de Velocidade Logarítmico.....	54
3.2.5.2.	Perfil de Velocidade pela Lei da Potência.....	55
3.2.5.3.	Perfis Alternativos.....	55
3.2.5.4.	Resumo dos Perfis.....	56
3.3.	Estudos Realizados em Escoamento sobre Colinas.....	56
3.3.1.	Estudos Teóricos Realizados.....	57
3.3.2.	Estudos Experimentais Realizados.....	73
3.4.	Considerações Finais.....	75
<b>4.</b>	<b>METODOLOGIA.....</b>	<b>77</b>
4.1.	Modelo Matemático Utilizado.....	77
4.1.1.	Modelo de Turbulência Utilizado.....	78
4.1.2.	Condições de Contorno Utilizadas.....	79
4.1.3.	Obtenção do Termo Fonte em Função do Número de Froude para o Modelo Utilizado.....	82
4.2.	Método Numérico Utilizado.....	83
4.2.1.	A Discretização do CFX.....	83
4.2.2.	Armazenamento das Variáveis e Esquema de Interpolação Utilizado.....	87
4.2.3.	Tratamento do Termo Advectivo Utilizado.....	87
4.3.	Domínio Computacional Utilizado.....	87
4.3.1.	Domínio computacional para a região de Askervein.....	87
4.3.2.	Domínio Computacional para a Região de Acuruí.....	91
4.3.3.	Geometria, malha e condições de contorno implementadas.....	94
4.3.3.1.	Região de Askervein.....	94
4.3.3.2.	Região de Acuruí - MG.....	97
4.4.	Estudo de malha.....	98
<b>5.</b>	<b>RESULTADOS E DISCUSSÕES.....</b>	<b>100</b>
5.1.	Resultados para a Colina de Askervein.....	100

5.1.1.	Validação do Modelo .....	100
5.1.1.1.	Considerações Gerais da Validação .....	104
5.1.2.	Parâmetros Importantes do escoamento na Colina de Askervein .....	104
5.1.2.1.	Análise da Rugosidade do Terreno.....	104
5.1.2.2.	Análise da Velocidade Média Horizontal ( $U$ ).....	106
5.1.2.3.	Efeitos Aerodinâmicos da Colina no Escoamento .....	107
5.2.	Resultados para a Região de Acuruí.....	111
5.3.	Considerações Finais.....	116
<b>6.</b>	<b>CONCLUSÕES .....</b>	<b>117</b>
<b>7.</b>	<b>SUGESTÕES PARA TRABALHOS FUTUROS.....</b>	<b>119</b>
	<b>REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS .....</b>	<b>120</b>

## LISTA DE FIGURAS

FIGURA 1.1 - Troposfera Dividida em duas Partes .....	16
FIGURA 1.2 - Presença de Vórtices do tipo Kelvin-Helmholtz na Formação das Nuvens.....	19
FIGURA 1.3 - Esteira de Von-Karman .....	20
FIGURA 1.4 - Furacão Fran no dia 5 de setembro de 1996, próximo à costa dos EUA. ....	21
FIGURA 1.5 - Esquemática da Circulação na CLC .....	24
FIGURA 1.6 - Esquemática do Escoamento na CLN.....	25
FIGURA 1.7 - Estrutura da Camada Limite Atmosférica segundo Brutsaert (1982). ....	26
FIGURA 1.8 - Desenvolvimento do Perfil de Velocidade Sobre Colinas .....	27
FIGURA 1.9 - Domínio Computacional de um Escoamento Geofísico. ....	28
FIGURA 4.1 - Superfície do Volume Finito.....	84
FIGURA 4.2 - Elemento de Malha Isolado .....	85
FIGURA 4.3 - Localização de Askervein .....	88
FIGURA 4.4 – Vista em Perspectiva da Topografia de Askervein.....	88
FIGURA 4.5 - Localização das Torres na colina de Askervein .....	89
FIGURA 4.6 – Foto de Askervein, caracterizando a rugosidade não muito uniforme .....	90
FIGURA 4.7 - Foto de Askervein, caracterizando a rugosidade não muito uniforme .....	90
FIGURA 4.8 – Foto da torre experimental situada no topo da colina de Askervein.....	91
FIGURA 4.9 - Detalhe do Mapa Rodoviário de Minas Gerais .....	92
FIGURA 4.10 - Detalhe do Mapa Rodoviário de Minas Gerais .....	92
FIGURA 4.11 – Domínio Computacional de Acuruí.....	93
FIGURA 4.12 - Detalhe da Malha Digitalizada de Askervein em Vista Isométrica.....	94
FIGURA 4.13 - Detalhe da Malha digitalizada de Askervein.....	95
FIGURA 4.14 - Detalhe da Malha Digitalizada de Askervein.....	95
FIGURA 4.15 - Domínio Digitalizado de Askervein.....	96
FIGURA 4.16 - Detalhe da Região de Entrada (vermelha) e Saída (azul) do Escoamento .....	97
FIGURA 5.1 - Colina de Askervein com as Linhas e Pontos de Medição.....	101
FIGURA 5.2 - Perfil do Fator de Acréscimo de Velocidade Vertical.....	102
FIGURA 5.3 - Acréscimo de Velocidade ao Longo da Linha A-A .....	103
FIGURA 5.4 - Acréscimo de velocidade ao longo da linha AA-AA.....	104
FIGURA 5.5 - Comparação do Acréscimo de Velocidade com a Rugosidade.....	105

FIGURA 5.6 - Campos de Velocidade Média Horizontal sobre a Linha A-A.....	106
FIGURA 5.7 - Campos de Velocidade Média Horizontal sobre a Linha AA-AA.....	107
FIGURA 5.8 - Linhas de Corrente sobre a Colina Askervein e as Colinas Vizinha.....	108
FIGURA 5.9 - Perfis Verticais de Velocidade .....	109
FIGURA 5.10 - Campos de Energia Cinética Turbulenta (k) sobre a Região de Askervein .	110
FIGURA 5.11 - Região de Askervein Apresentando os Vetores de Velocidade .....	110
FIGURA 5.12 - Região de Askervein Apresentando os Vetores de Velocidade .....	111
FIGURA 5.13 - Campos de Altitude da Topografia Digitalizada de Acuruí.....	112
FIGURA 5.14 - Linhas de Corrente sobre a Topografia Digitalizada de Acuruí.....	113
FIGURA 5.15 - Vetores Velocidade para o Domínio de Acuruí (Vista em Perspectiva).....	114
FIGURA 5.16 - Vetores de Velocidade para o Domínio de Acuruí.....	114
FIGURA 5.17 - Perfis de Velocidade no Domínio de Acuruí.....	115

**LISTA DE TABELAS**

TABELA 3.1 - Comprimento de Recirculação a Jusante de um Triângulo .....	49
TABELA 4.1 - Parâmetros do Modelo RNG k- $\epsilon$ .....	79
TABELA 4.2 - Valores gerais de rugosidade.....	81
TABELA 4.3 - Condições de contorno no CFX 10.0 .....	81
TABELA 4.4 - Correlação entre o termo fonte $S_w$ e Estado da Atmosfera.....	83
TABELA 4.5 - Coordenadas Geográficas das Torres Experimentais na Região de Acuruí....	98

## NOMENCLATURA

$C_1, C_2$	coeficiente empírico
$C_D$	coeficiente empírico.
$C_k$	termo de variação de $k$
$c_p$	calor específico a pressão constante
$C_{RNG}$	constante empírica RNG
$C_\varepsilon$	termo de variação de $\varepsilon$
$C_\mu$	coeficiente empírico
$d$	dimensão espacial
$dn_j$	componentes diferenciais cartesianas do vetor de superfície normal externo
$D_\varepsilon$	difusão turbulenta de $\varepsilon$
$D_k$	difusão turbulenta de $k$
$D_\mu$	difusão viscosa de $k$
$F$	força de Coriolis
$F_{ij}$	termo Transporte Difusivo
$Fr$	numero de Froude
$g$	aceleração da gravidade
$g_i$	componente $i$ da aceleração da gravidade
$G_{ij}$	termo de Produção ou geração de tensões de Reynolds
$ip$	pontos de integração
$k$	energia cinética turbulenta
$L$	comprimento característico
$L$	altura da colina
$l$	comprimento de mistura
$L_{ij}$	tensor de Leonard
$m, n$	expoentes dos modelos de turbulência de duas equações
$n$	distância normal a parede
$n, s$	direções coordenadas
$p$	pressão
$p'$	flutuação da pressão

$\bar{p}$	pressão média
$P_k$	produção de k
$Pr$	número de Prandtl
$P_\varepsilon$	produção de $\varepsilon$
$Q_{ij}$	tensor Reynolds
$Q_{ij}$	termo de Redistribuição (pressão-tensão )
$R$	termo da eq. RGN de $\varepsilon$
$Re$	número de Reynolds
$Re_{ed}=(\varepsilon \nu)l/4y/\nu.$	número de Reynolds turbulento
$Re_L$	número de Reynolds laminar
$Re_t=\kappa^2/(\nu \varepsilon)$	número de Reynolds turbulento
$Re_y=y \kappa / \nu$	número de Reynolds turbulento
$Ri$	número de Richardson
$Ri_c$	número de Richardson critico
$S_{ij}$	taxa de deformação do campo resolvido de velocidade.
$T$	temperatura
$t$	tempo
$U$	escala de velocidade
$u$	velocidade
$u^*$	velocidade de fricção
$u^*$	velocidade de atrito
$u, v, w$	componentes da velocidade média ou filtrada nas direções x, y, z
$u, v, w$	componentes da velocidade nas direções x, y, z
$u', v', w'$	componentes da flutuação da velocidade nas direções x, y, z
$u' v'$	tensão turbulenta cisalhante
$u_i$	componente i da velocidade média ou filtrada
$u_i$	flutuação do componente i da velocidade.
$u_i$	componente i da velocidade
$u_j$	componente j da velocidade
$u_m$	velocidade média
$u'_j$	parcela que representa as variações turbulentas
$\bar{u}_j$	parcela de velocidade média
$u_{ref}$	velocidade de referência obtida a uma altura de 10m

$(u' u')^{1/2}$	intensidade de turbulência
V	velocidade
$V_L$	flutuação de velocidade
$V_m$	velocidade média
x, y, z	eixos coordenados
$x_i$	eixo coordenado i
n	distância à parede
$n^+$	distância adimensional à parede
Z	altura
$z_{ref}$	altura de referência (10 m)
$z_0$	comprimento aerodinâmico da rugosidade
$\Delta n_j$	vetor de superfície discreto externo
$\Delta t$	intervalo de tempo

### Símbolos Gregos

$\rho$	massa específica
$\mu$	viscosidade dinâmica, cP
$\varepsilon$	taxa de dissipação de energia turbulenta
$\nu_t$	viscosidade cinemática turbulenta,
$\mu$	viscosidade dinâmica
$\mu_t$	viscosidade turbulenta
$\tau_{ij}$	tensor de tensão cisalhante
$\delta_{ij}$	tensor identidade
$\nu$	viscosidade cinemática do fluido
$\mu_{eff}$	viscosidade submalha efetiva
$\tau$	tensão cisalhante na parede
$\varphi$	quantidade transportada
$\tau_{ij}$	tensor de tensão cisalhante
$\sigma_k, \sigma_\varepsilon, \sigma$	constantes empíricas, número de Prandtl de $k$ e $\varepsilon$
$\kappa_V$	constante de Von Kármán
$\psi$	efeitos de estabilidade no perfil logarítmico
$\Omega$	velocidade angular

$\phi$	escalar passivo
$\phi$	latitude
$\mu$	viscosidade absoluta
$(\overline{\rho u'_i u'_j})$	tensor de Reynolds

### Abreviaturas

AL	ATMOSFERA LIVRE
CEMIG	COMPANHIA ENERGÉTICA DE MINAS GERAIS
CLA	CAMADA LIMITE ATMOSFÉRICA
CLC	CAMADA LIMITE CONVECTIVA
CLP	CAMADA LIMITE PLANETÁRIA
CLN	CAMADA LIMITE ATMOSFÉRICA NOTURNA
CLS	CAMADA LIMITE SUPERFICIAL
CM	CAMADA DE MISTURA
DEMEC	DEPARTAMENTO DE ENGENHARIA MECÂNICA
DNS	DIRECT NUMERICAL SIMULATION
LES	LARGE EDDY SIMULATION
LTS	LINHAS AÉREAS DE TRANSMISSÕES
MCG	MODELOS DE CIRCULAÇÃO GLOBAL
MM	MODELOS DE MESOESCALAS
MPC	MODELOS DE PREDIÇÃO DE CLIMAS
SCL/SCV	SUBCAMADA LAMINAR OU VISCOSA
UFMG	UNIVERSIDADE FEDERAL DE MINAS GERAIS

## RESUMO

Este trabalho apresenta a modelagem da camada limite atmosférica visando à obtenção dos campos de velocidade e direção do vento sobre terrenos complexos. O estudo da camada limite atmosférica é de grande importância para projeto de linhas aéreas de transmissão de energia elétrica, determinação do balanço das cadeias de isolamento de cabos condutores, determinação da capacidade de transmissão das linhas aéreas, determinação da difusão de poluentes na atmosfera, entre outros. A modelagem numérica foi realizada através do software comercial, Ansys CFX 10.0. Os resultados obtidos do modelo numérico são validados com dados experimentais encontrados na literatura, para topografia de Askervein localizada em South Uist na Escócia, e com resultados experimentais para a topografia de Acuruí no estado de Minas Gerais, Brasil. As equações usadas para descrever os escoamentos geofísicos são as equações de conservação de massa, da conservação da quantidade de movimento e a equação de estado, sem considerar os efeitos térmicos e de rotação da terra, além do modelo de turbulência RNG k- $\epsilon$ . A validação da modelagem numérica da camada limite atmosférica usando técnicas de computação permite obter a velocidade e direção do vento sobre um terreno sem a necessidade de um aparato experimental. Em ambos os casos estudados, os resultados foram obtidos para uma camada limite atmosférica neutra e hidrodinamicamente estável.

**Palavras-Chave:** camada limite atmosférica, modelo numérico, terrenos complexos.

## ABSTRACT

This work presents the modeling of the atmospheric boundary layer to get the wind speed and wind direction profile over a complex terrain. The study of the atmospheric boundary layer is very important for the power lines project, determination of power cables insulating chain oscillation, power line limit load project and study of atmosphere pollutant dispersion as well. The results obtained from the numerical modeling are validated with experimental data found in the literature, for Askervein terrain located in Scotland, and with experimental data for Acuruí terrain, located in the state of Minas Gerais, Brazil. The equations used to describe the geophysical flows are the mass conservation, conservation of linear momentum and the equation of state, without considering the atmosphere thermal effects and of earth rotation. The validation of the modeling for the atmospheric boundary layer using computational techniques allows obtain the wind speed and direction profiles over a terrain without the need of an experimental apparatus. In both studied cases, the results were obtained for a steady atmosphere and an atmosphere boundary layer hydrodynamically stable.

**Keywords:** atmospheric boundary layer, numerical model, complex terrain.

# 1. INTRODUÇÃO

## 1.1. Aspectos Gerais

A superfície da terra está no limite inferior do domínio atmosférico. Processos de transporte que ocorrem entre 100 a 3000m de altitude da atmosfera modificam este limite, criando o que é chamado de camada limite atmosférica (CLA). O restante da troposfera é chamado de atmosfera livre (AL). A FIGURA 1.1 mostra esquematicamente a estrutura da troposfera, onde no limite inferior, parte cinza, encontra-se a CLA e o restante é a AL. No limite superior encontra-se a tropopausa, que é o nome dado à camada intermediária entre a troposfera e a estratosfera.

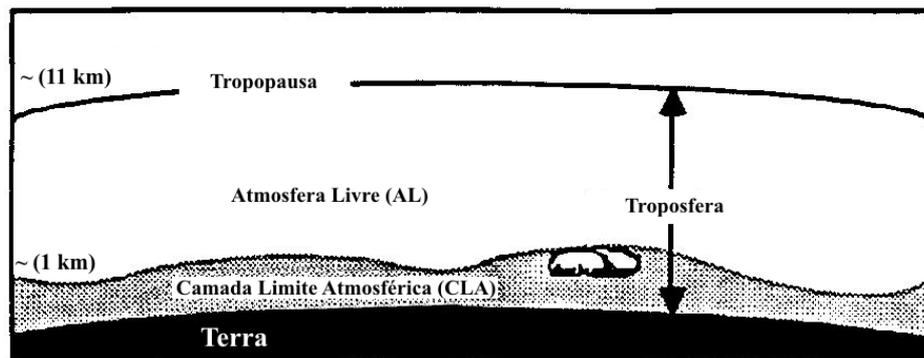


FIGURA 1.1 - Troposfera Dividida em duas Partes

camada limite (parte cinza, acima da superfície) e atmosfera livre (acima da camada limite).

Fonte: - Stull (1998).

O estudo do escoamento sobre uma topologia real dentro da CLA sempre interessou aos meteorologistas, engenheiros, ambientalistas, militares, esportistas, dentre outros, por diversos motivos e aplicações, como por exemplo, dispersão de poluentes, posicionamento de turbinas eólicas e efeitos destrutivos em estruturas devido à ação do vento. A investigação da poluição tem sido destaque na mídia em geral e no cotidiano humano nas últimas décadas, principalmente quanto ao aquecimento global da terra. Além da poluição, a previsão do comportamento do vento ajuda a projetar percursos mais eficientes de linhas aéreas de transmissões (LTs), pois o balanço de cadeias de isoladores, resfriamento dos cabos e outros

fatores, podem interromper ou prejudicar o fornecimento de energia e a capacidade de transmissão dos cabos.

Um dos fenômenos que pode ocorrer e ser intensificado com a ação do vento é o “efeito corona”, que ocorre quando o condutor se aproxima da estrutura da torre, propagando energia no ar e formando um arco voltaico, podendo levar a uma interrupção de energia e até o rompimento do cabo condutor. A temperatura elevada dos cabos, devido a velocidades baixas de vento, contribui também ao mau funcionamento das linhas de transmissão e na sua dissipação de calor, interferindo assim em sua eficiência.

Com base nestes problemas ou benefícios é que surge o interesse de simular o comportamento da CLA e validar os resultados com dados experimentais, de forma a conseguir maior confiabilidade dos dados obtidos da simulação.

## **1.2. Definição da Camada Limite Atmosférica (CLA)**

A parte da troposfera que sofre influências diretamente da superfície do planeta é denominada CLA, sendo diretamente influenciada pela presença da superfície terrestre e respondendo a forças provocadas por ela, tais como:

- Força de atrito;
- Evaporação e conservação;
- Movimentos verticais;
- Emissão de poluentes

A CLA pode ser definida como uma fina camada adjacente à superfície da terra em que o escoamento apresenta um elevado número de Reynolds, onde a turbulência gera transporte de energia, massa e quantidade de movimento entre a superfície e a atmosfera. A CLA é também conhecida como Camada Limite Planetária (CLP).

As alterações na superfície do terreno, tais como rugosidade e temperatura afetam diretamente o comportamento da CLA. Esta influência gera fluxos de calor (Latente e Sensível) que interagem com a parte baixa da troposfera, gerando assim processos turbulentos que exercem diversas alterações sobre a dinâmica da CLA. A integração entre os fenômenos térmicos e

dinâmicos é responsável pelo movimento e transferências de energia na direção vertical. A espessura da CLA varia bastante em função do tempo e do espaço, podendo chegar de alguns metros a quilômetros. A variação em sua espessura está relacionada à variação de temperatura durante o dia. A variação de temperatura apresentada pela CLA é pouco influenciada pela radiação direta do Sol, pois pouco desta energia é absorvida pelo ar. No entanto, a radiação do solo é a maior responsável pelo aquecimento do ar na CLA. Em geral dias mais quentes geram atividades mais intensas de turbulência, devido aos seus efeitos convectivos, uma vez que as massas de ar quente tendem a subir, tomando o lugar de massas mais frias. A variação da emissividade do solo é a principal responsável pelos fenômenos de transporte na CLA, sendo a turbulência um dos mais importantes processos de transporte usados para definir a CLA. Outros fatores proporcionados pelo deslocamento de massa são a velocidade e direção do vento sobre os diversos tipos de terrenos, sendo freqüente a direção de o vento divergir da direção do vento na tropopausa em  $180^\circ$  (Stangroom, 2004).

### **1.3. Escoamento na Atmosfera**

O escoamento na atmosfera apresenta três categorias de vento:

- Ventos médios;
- Ventos turbulentos;
- Ventos oscilantes (ondulatórios).

Cada um pode existir com ou sem a presença do outro, sendo o transporte de quantidade de movimento, assim como umidade, calor e poluente realizado por ventos médios horizontais (advecção), enquanto o transporte na vertical é realizado pela turbulência.

Ventos horizontais na ordem de 2 a 10m/s são comuns na CLA, sendo afetados pelo atrito com diminuição de sua velocidade próximo a superfície. Ventos verticais médios são muito fracos, freqüentemente na ordem de milímetros para centímetros por segundos.

Ventos oscilatórios são freqüentemente observados na CLA noturna (CLN), transportando menos calor, umidade e outros escalares tais como poluentes. No entanto, são efetivos no transporte de quantidade de movimento e energia, podendo se propagar a grandes distancias da fonte, tais como uma trovoadas ou explosões. Esse tipo de vento pode ser gerado localmente

pelo cisalhamento do vento médio ou pela ação do escoamento médio sobre obstáculos.

A alta frequência de turbulência próxima à superfície da Terra é uma das características que faz a CLA diferente do resto da atmosfera. Fora da CLA a turbulência não é tão frequente, mas pode ser encontrada em fenômenos esporádicos como, por exemplo, um escoamento próximo a uma corrente de jato onde o forte cisalhamento do vento pode criar turbulência sendo observado em um dia de céu claro. Além deste fenômeno existem outros que podem levar o escoamento de laminar a turbulento. A FIGURA 1.2 mostra um fenômeno de transição da turbulência, caracterizado por vórtices do tipo Kelvin-Helmholtz formados nas nuvens, onde deslocamento de massas de ar com magnitude diferente causa uma inflexão no perfil de velocidade, gerando assim este fenômeno.



FIGURA 1.2 - Presença de Vórtices do tipo Kelvin-Helmholtz na Formação das Nuvens

Fonte: - <http://www.efluids.com>

Às vezes, ondas atmosféricas podem mudar o cisalhamento do vento em regiões localizadas, causando uma forma de turbulência. Assim, o fenômeno de ondas pode ser associado também com o transporte turbulento de calor e de poluentes. No entanto, ondas sem turbulência não seriam tão efetivas.

Uma aproximação comum para estudar turbulência ou ondas é considerar separadamente o escoamento médio e a perturbação, onde a média representa o efeito da temperatura média ou a velocidade de vento médio, enquanto que a perturbação pode representar o efeito da onda ou de turbulência, a qual está se sobrepondo ao vento médio.

#### 1.4. Transporte Turbulento

A turbulência atua nos ventos médios como rajadas em um estado caótico e imprevisível. Suas estruturas turbilhonares (vórtices) possuem diferentes tamanhos, onde a sua potência pode ser acompanhada por um espectro de energia. Muito da turbulência na CLA é gerada por forças que surgem com a presença da superfície. Por exemplo, o aquecimento solar da superfície durante dias ensolarados causa correntes de ar quente que sobem (termais). Essas termais são justamente grandes vórtices. A força de atrito que atua no escoamento de ar sobre a superfície causa o desenvolvimento de cisalhamento, que freqüentemente torna-se turbulento. Obstáculos como árvores, edifícios e picos desviam o escoamento, causando ondas de turbulência na adjacência do mesmo e no escoamento de vento descendente.

A FIGURA 1.3 mostra um fenômeno meteorológico raro pego pelo satélite LANDSAT 7 no dia 15 de setembro de 1999. No sudoeste da foto está a Ilha de Alejandro Selkirk, uma ilha ao sul do pacífico que possui um pico com uma altitude aproximadamente de 1600 m. O escoamento atmosférico ali presente, ao se deparar com esta topografia, gerou o fenômeno conhecido como esteira de Von-Karman, onde as nuvens desempenharam um papel importante no contraste, que possibilitaram visualizar este fenômeno.

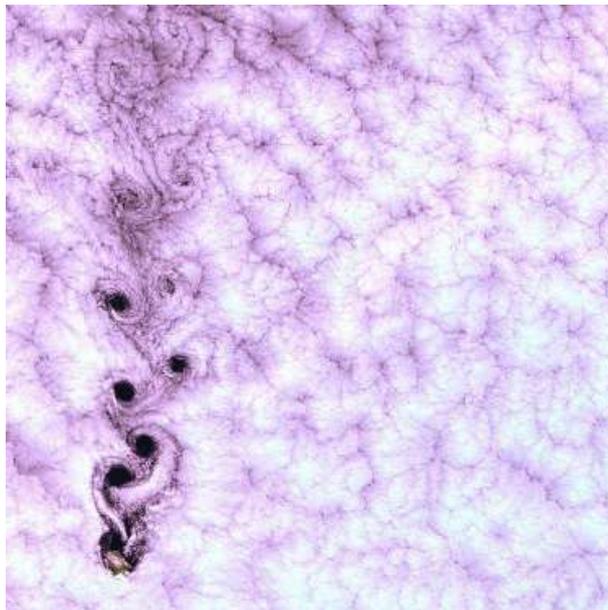


FIGURA 1.3 - Esteira de Von-Karman  
forma a montante de uma ilha. Fonte: - <http://www.efluids.com>

A maior escala de vórtices possui dimensão aproximadamente igual à espessura da CLA, variando de 100m a 3000m de diâmetro. Esses são vórtices mais intensos, porque eles são produzidos diretamente pelas forças discutidas anteriormente. Fenômenos como furacões fornecem evidências desses grandes vórtices. A FIGURA 1.4 mostra uma foto tirada em 5 de setembro de 1996, destacando um furacão se aproximando da região da Flórida nos EUA.

Os furacões se formam no verão e outono, quando intensos sistemas de baixas pressões se formam sobre o oceano. À medida que o ar se movimenta em direção à zona de baixa pressão, a força de Coriolis, causada pela rotação da terra, origina o movimento de redemoinho do ar. Este movimento do ar sobre o mar calmo aumenta em umidade e conteúdo de energia, conseqüentemente uma tempestade é formada com o passar do tempo. A medida que o furacão se move para o interior do continente, ele perde sua fonte de poder e dissipa a sua energia, mas não antes de causar bastantes danos.

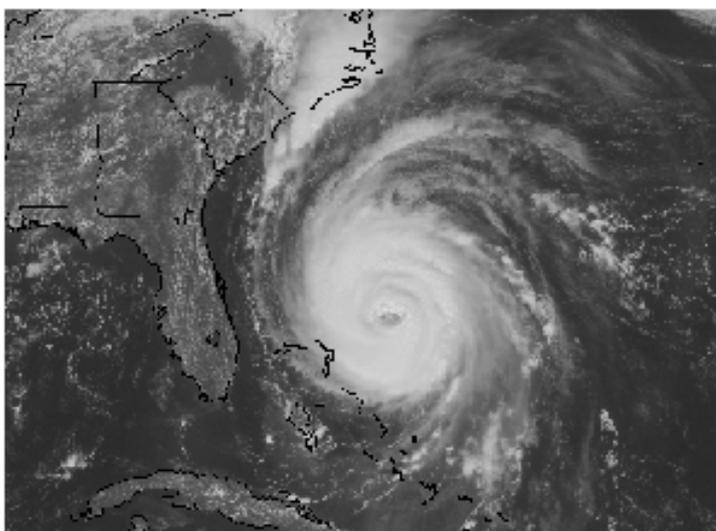


FIGURA 1.4 - Furacão Fran no dia 5 de setembro de 1996, próximo à costa dos EUA.

Fonte: - <http://www.efluids.com>.

Os vórtices menores são aparentes no redemoinho de folhas e em movimentos ondulatórios sobre a grama. Esses vórtices menores alimentam os de tamanho maior. Os vórtices menores, na ordem de poucos milímetros, são muito fracos por causa do efeito dissipativo da viscosidade molecular enquanto que os maiores é que são responsáveis pelo transporte de energia.

A natureza turbulenta na CLA é uma das características mais importantes. Essa turbulência difere do simulado dentro de um túnel de vento devido à coexistência de efeitos térmicos e cisalhantes no vento que interagem com os escoamentos médios, podendo ser afetada pela rotação da Terra. Porém, sua estrutura apresenta muita semelhança com a criada em um túnel de vento. Ambas têm duas regiões distintas, uma interna e outra externa. A camada interna depende principalmente das características da superfície e não da rotação como é o caso para a camada exterior. A transição entre as camadas não é rápida, e é caracterizada por uma sobreposição da região.

Townsend (1961) fez uma hipótese interessante a respeito da turbulência na CLA que faz parte de sua compreensão básica. O movimento turbulento da camada interna consiste em uma parte ativa que produz tensões cisalhantes, que tem propriedades estatísticas em função da altura e da tensão e uma parte inativa e efetivamente irrotacional determinada pela turbulência na camada externa. A hipótese da turbulência inativa não interagindo com a ativa, contribui de qualquer forma com as forças de tensão e de cisalhamento.

A definição proposta por Townsend (1961) de que as grandes escalas da turbulência não têm nenhum efeito no escoamento próximo ao solo foi desafiada por vários autores inclusive McNaughton e Brunet (2002) que mostram a evidência de uma interação entre os dois tipos.

#### **1.4.1. Efeitos da Turbulência**

A turbulência em escoamentos é bastante afetada pela presença de colinas em topografias adversas. Além da presença de fluxo de calor no solo, um descolamento da camada limite do solo é fortemente proporcionado por ela. As zonas de recirculação formadas a jusante das colinas são bastante imprevisíveis, transportando muita energia e afetando o deslocamento de massas de ar. O equilíbrio somente se dá nesses escoamentos quando os efeitos dissipativos superam os de produção da turbulência.

O tempo que levaria para a turbulência atingir o equilíbrio, admitindo que as taxas de tensão são constantes, é calculado comparando a energia cinética turbulenta ( $k$ ) com a sua taxa de dissipação ( $\varepsilon$  ou  $\omega$ ) e é com certeza a base dos modelos de turbulência usados em simulações numéricas. Athanassiadou e Castro (2001) executaram no laboratório um experimento para medir as implicações das distorções rápidas em escoamentos sobre colinas rugosas e

encontraram regiões de separação do escoamento altas, proporcionado pela a inclinação das colinas.

Efeitos cisalhantes devido a características de terrenos complexos interagindo com a turbulência foram investigados por Tampieri et al. (2003) concluindo que a atual teoria da turbulência não cobre todos os efeitos que uma mudança no relevo proporciona no escoamento. Isto realça a complexidade da turbulência e os limites da nossa compreensão. Efeitos atmosféricos provocados pela chuva e mudanças na direção do vento só servem para aumentar esse problema. Para maiores detalhes sobre escoamento turbulento sobre colinas e na CLA é sugerida a leitura de Belcher e Hunt (1998), Nieuwstadt e Duynkerke (1996) e Wyngaard (1992).

### **1.5. Estrutura da Camada Limite Atmosférica (CLA)**

Devido à turbulência ser essencialmente tridimensional e formada por diferentes escalas existentes na CLA, torna-se relevante dividir a camada em subcamadas definidas com características e fenômenos distintos. O comportamento dessa estrutura varia durante a noite e em dias ensolarados devido à presença ou não de forças convectivas e deve ser estudado de forma individualizada. Em função da forte ligação entre o desenvolvimento da CLA diurna e a convecção, ela é comumente chamada de camada limite convectiva, CLC, e é composta por 3 subcamadas:

- a) Subcamada laminar ou viscosa, SCL/SCV: consiste em uma camada de apenas alguns micrometros, onde a troca de calor latente, sensível e de poluentes ocorre via movimento molecular.
- b) Camada limite superficial, CLS: consiste em uma camada de cerca de 10 % do tamanho da CLA e as suas características são relacionadas com a estrutura do vento, que é alterada pela natureza da superfície da terra e pelo gradiente horizontal de temperatura.
- c) Camada de mistura, CM: consiste em uma camada de aproximadamente 3 km (podendo variar em função da hora e local) onde as tensões cisalhantes são variáveis e a estrutura de vento é forçada pela fricção, gradientes de pressão e rotação da terra.

Fora da CLA, completando o restante da região da troposfera, encontra-se uma região onde o movimento do ar se comporta praticamente como a dos fluidos não-viscosos. Esta camada é

chamada de Atmosfera Livre, AL.

Um esquema do funcionamento da CLC é mostrado na FIGURA 1.5, onde a convecção começa com pequenas termas que se juntam às grandes termas transportando calor e energia para a base da camada de inversão. O processo de recirculação também é mostrado, onde o ar da camada de inversão penetra no interior da CLC através de um processo do tipo sumidouro. Na maioria dos casos eles só causam distorção no topo da CLC, fazendo com ele pareça muito convulso. Vórtices tipo rolo horizontal e tempestades de areia podem aparecer quando as condições lhe são favoráveis, aumentando as formas disponíveis para a mistura convectiva na CLC. Vale ressaltar que isto acontece na CLA diurna, diferenciando da CLA noturna.

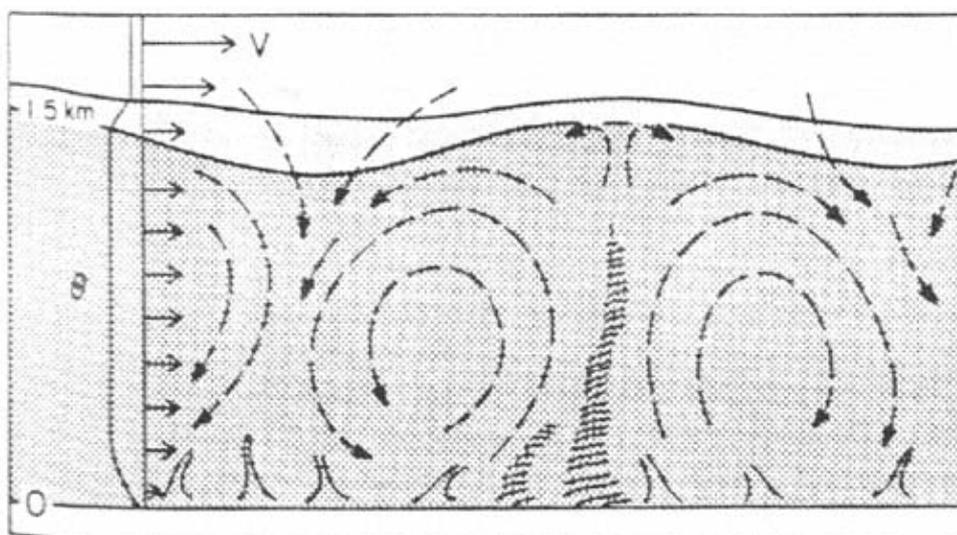


FIGURA 1.5 - Esquemática da Circulação na CLC e a Recirculação de Ar pela Camada de Inversão Fonte: – Wyngaard (1992).

Ao anoitecer ou próximo do por do sol, a camada de inversão enfraquece e se torna desigual com uma ou mais camadas de inversão a partir da base. Neste momento, há um colapso rápido dos movimentos turbulentos na CLA como as plumas flutuantes que conservam sua fraca fonte de energia perto da superfície, onde o solo é esfriando rapidamente através da perda de energia radiativa para o espaço.

O ar imediatamente acima da superfície resfria-se e mistura-se progressivamente de baixo para cima pela ação da turbulência gerada pelo cisalhamento do vento. A inversão que começa a se formar na superfície cresce sem parar até uma altura de 100 a 200m próximo da

meia noite (em latitudes médias). A FIGURA 1.6 mostra o escoamento na CLA durante a noite, que é caracterizada por um forte cisalhamento do vento, pequenos turbilhões e ocasional atividade de ondas. Ela é muito diferente da CLC porque se tratar de uma camada com forte estabilidade. Por isso a CLN é chamada de camada limite estável, CLE. É comum também ser chamada de camada limite noturna, CLN. Nela também existe CLS que também representa cerca de 10% da sua espessura, mas não pode ser visualizada analiticamente uma vez que, ao contrario da diurna, ela é uma camada estável.

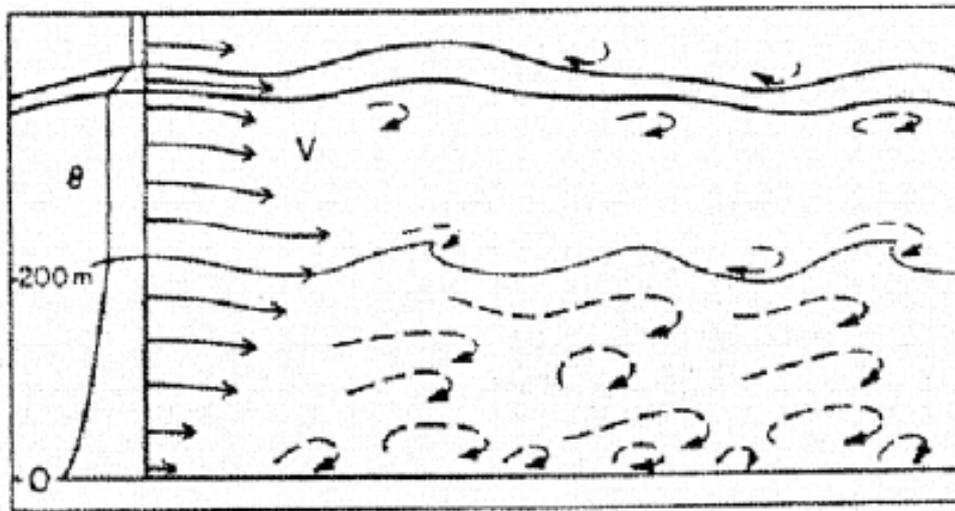


FIGURA 1.6 - Esquemática do Escoamento na CLN

Mostrando a Estrutura dos Vórtices, Ondas e a Zona de Inversão Elevada.

Fonte: - Wyngaard (1992).

Uma outra denominação das estruturas contidas na CLA, mas com os mesmos fenômenos envolvidos, é a estrutura definida por Brutsaert, (1982), mostrada na FIGURA 1.7. Aqui, a região interna da CLS (Região Interna) é a que recebe a influência direta da superfície da terra, sendo bastante intensificada na Camada Superficial. Uma outra similaridade é com a CM onde o autor a denomina como Camada Ekman, possuindo as mesmas características da CM, descrita anteriormente.

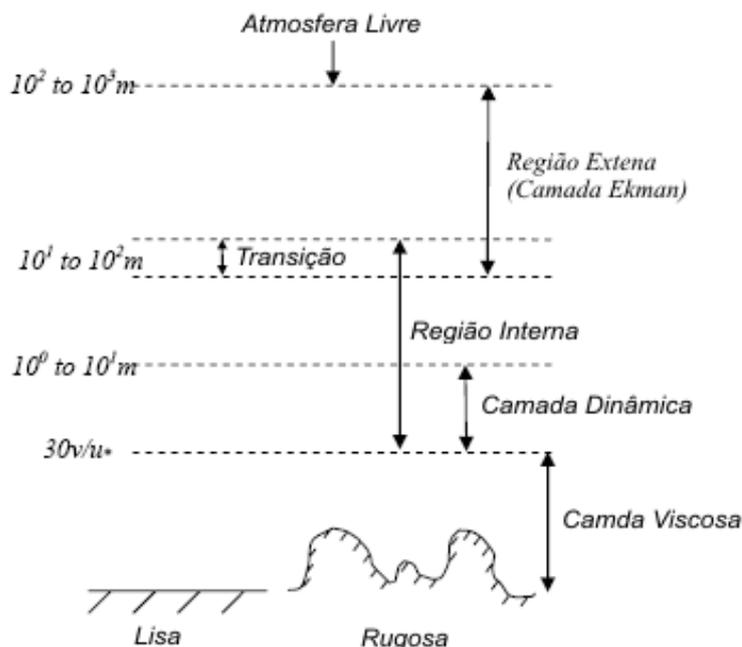


FIGURA 1.7 - Estrutura da Camada Limite Atmosfera segundo Brutsaert (1982).

Uma outra definição de espessura da CLA é apresentada por Boçon (1998), que limita a CLA a uma altura  $Z_i$  da base da camada de inversão.

### 1.6. escoamento sobre Colinas e a Interferência na CLA

Os fenômenos de escoamento atmosféricos relacionados com turbinas eólicas, linhas de transmissão aéreas e dispersão de poluentes são mais eficientes em regiões de terreno plano, onde o perfil de vento é completamente desenvolvido e bem compreendido. Como essas regiões são menos encontradas na prática, os projetistas têm que considerar regiões mais complexas onde colinas estão presentes. A influência de colinas pode ser benéfica ou maléfica na disponibilidade da energia, com o aumento de velocidade do escoamento no topo da colina.

A FIGURA 1.8 mostra um diagrama esquemático do desenvolvimento do perfil de velocidade sobre a colina. Se a colina é grande o bastante,  $h=500$ m, para perturbar toda a CLA, então as forças de empuxo afetam a qualquer hora do dia. Para colinas muito menores que a CLA,  $h = 100$ m, as forças de empuxo somente são importantes quando a CLA possui estratificação estável. Colinas com uma escala de comprimento da ordem de quilômetros estão livres de

efeitos de empuxo durante a maior parte dos dias, quando os ventos são fortes (Stangroom, 2004). Como os comprimentos de escalas de colinas estão abaixo de 10km, a força de Coriolis também pode ser ignorada (Kaimal e Finnigan, 1994).

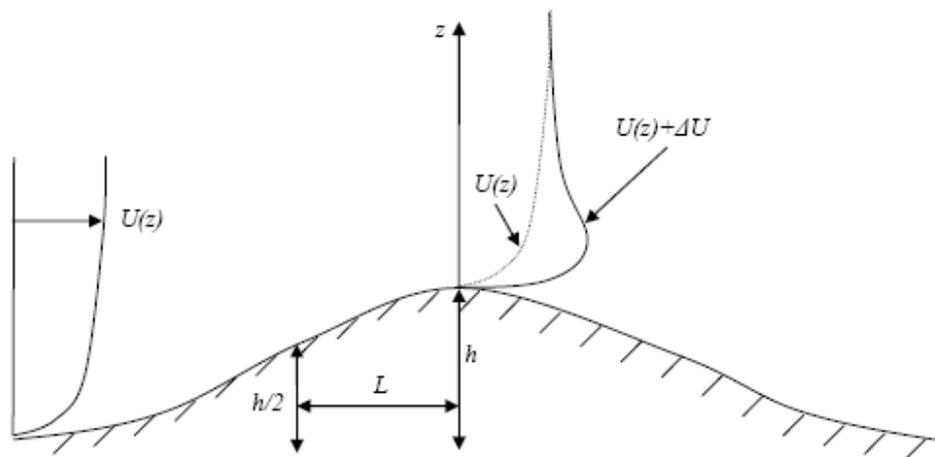


FIGURA 1.8 - Desenvolvimento do Perfil de Velocidade Sobre Colinas

Fonte: - Stangroom (2004).

A FIGURA 1.8 mostra as mudanças no perfil de velocidade espacial em uma colina, onde o vento sofre acréscimo de velocidade  $\Delta U$ . Outro detalhe mostrado nesta figura é o comprimento característico,  $L$ , proposto por Jensen et al. (1984). Segundo Stangroom 2004, diversos autores estudaram zonas de recirculação na região a montante e a jusante da colina, mostrando que ocorre uma desaceleração leve no início da colina, causando uma pequena zona de separação se a colina for bastante íngreme. O escoamento acelera até o topo da colina onde são encontradas velocidades máximas. O escoamento logo desacelera no declive a jusante do topo da colina. Se a colina for bastante íngreme, uma grande zona de separação é formada na região de sotavento da colina, podendo gerar um escoamento oposto ao preferencial, causando assim uma desaceleração ainda maior no escoamento. A altura e comprimento desta zona de recirculação dependem da forma da colina.

### 1.7. Modelos de Camada Limite Atmosférica (CLA)

Os escoamentos geofísicos são bastante complexos e ainda de difícil compreensão. Para facilitar a modelagem numérica estes escoamentos são geralmente divididos em diferentes escalas. Cada escala é descrita em termos de um domínio computacional onde são aplicados

para modelos matemáticos distintos (Camilla et al., 1999):

- a) Modelos de Circulação Global, MCG - domínios entre 200 e 500 km.
- b) Modelos de Predição de Climas, MPC - domínios entre 50 e 100 km, utilizados para resolver estruturas de frentes climáticas.
- c) Modelos de Mesoescalas, MM - domínios típicos com 2 km de altura, onde se enquadra a CLA.

Estes modelos utilizam as mesmas equações constitutivas gerais. As diferenças fundamentais entre os modelos consistem nas simplificações das equações. Por exemplo, os Modelos de Mesoescalas usualmente desprezam os efeitos da rotação da terra no escoamento. As equações constitutivas utilizadas para modelar os escoamentos geofísicos são apresentadas nos próximos capítulos deste trabalho.

A implementação numérica dos MM é usualmente efetuada utilizando o método de volumes finitos. A discretização das equações constitutivas que compõem o modelo é efetuada em sistemas cartesianos e ortogonais, utilizando malhas retangulares (De Bortoli et al., 2002) e orientada aos contornos (Uchida e Ohya, 1999). A FIGURA 1.9 mostra um domínio computacional típico, onde a topografia é composta de regiões montanhosas junto com um oceano. Na FIGURA 1.9 é mostrada também a direção preferencial do vento na entrada do domínio.

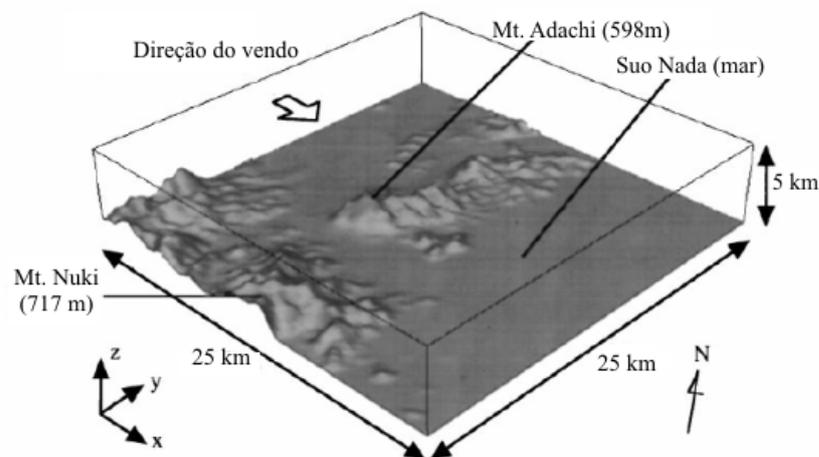


FIGURA 1.9 - Domínio Computacional de um Escoamento Geofísico.

Fonte: - Uchida e Ohya (1999).

Os estudos realizados experimentalmente restringem-se a atmosferas estaticamente neutras ou quase neutras, devido à difícil reprodução de outras características. Apesar de ser uma aproximação, é bastante aceitável, pois pode reproduzir condições extremas o que é importante neste tipo de metodologia. A colina de Askervein, situada na Escócia, foi totalmente instrumentada para obter medidas em campo das condições atmosféricas e suas variáveis. Esse trabalho é ainda hoje considerado como o mais completo e influente estudo experimental em escala real já realizado para atmosferas estaticamente neutras ou quase neutras.

## 2. OBJETIVOS E RELEVÂNCIA

O objetivo geral deste trabalho é a modelagem numérica com validação experimental da CLA neutra e hidrodinamicamente estável, que permita obter os campos de velocidade e direção do vento sobre topografias complexas e em escala real. O modelo a ser resolvido envolve as equações de conservação de massa e quantidade de movimento, além das equações do modelo de turbulência escolhido de acordo com as características desejadas. Para atingir os objetivos propostos, duas regiões distintas são modeladas, sendo uma delas a Colina de Askervein, localizada na Escócia, e a outra, uma região de Minas Gerais, região de Acuruí, ambas escolhidas por apresentarem características bem diferentes e dados experimentais para a validação do modelo.

Os objetivos específicos do presente trabalho são:

- Seleção e implementação, no CFX, de um modelo para camada limite atmosférica hidrodinamicamente estável;
- Verificação da influência da rugosidade do terreno no comportamento do modelo de CLA;
- Validação do modelo com dados experimentais.

A relevância desse trabalho está na validação de um modelo de CLA que permite, através de poucos resultados experimentais, determinar o mapa tridimensional de vento de toda a região de interesse, caracterizada por uma topografia conhecida. Desta forma, os dados numéricos obtidos do modelo podem ser utilizados para várias finalidades, tais como projetos de linhas aéreas de transmissão, projetos de turbinas eólicas, projetos de predição de propagação de poluentes, entre outros.

## **3. REVISÃO BIBLIOGRÁFICA**

### **3.1. Aspectos Gerais da Camada Limite Atmosférica**

O conceito de camada limite em escoamentos hidrodinâmicos tem sido estudado desde o século 19 por cientistas como Froude e Prandtl, que reconheceram a transição de escoamentos em situações de não deslizamento na parede, ou seja, próximo da superfície. Do ponto de vista dos geofísicos, a CLA é a camada de ar próximo da terra que sofre diretamente os efeitos do solo, rugosidade, térmicos, transferência de massa, etc, com escalas de tempo baixas e movimentos turbulentos. Os conhecimentos sobre o clima, sofrendo interferências do terreno nas variações da CLA se desenvolveram consideravelmente durante as últimas décadas. As topografias de interesse para os diversos estudos da CLA ficam geralmente situadas em regiões rurais onde colinas e vales são comuns. A grama, água, árvores, rochas e edificações são condições de rugosidade padrão na superfície, onde exercem efeitos consideráveis no escoamento, dando idéia da complexidade deste fenômeno. Antes de qualquer simulação numérica deste tipo de escoamento, deve-se, buscar uma compreensão do comportamento da CLA.

Este capítulo faz uma revisão sobre os aspectos teóricos da CLA, as suas estruturas, as equações governantes do escoamento e o tratamento do escoamento próximo da superfície, complementando a revisão introduzida no Capítulo 1. Também faz uma revisão sobre os principais trabalhos teóricos e experimentais realizados durante as últimas décadas.

#### **3.1.1. Condições de Estabilidade e Estratificação da CLA**

A estrutura da CLA é influenciada diariamente pelo aquecimento e resfriamento da Terra e pela presença de nuvens. Devido ao aquecimento, o ar apresenta variações de massa específica e devido à força da gravidade, o ar mais denso localiza-se nas regiões mais próximas da superfície da Terra, constituindo assim uma configuração estratificada. Desta forma, camadas de fluidos mais pesadas debaixo das mais leves constitui uma condição de estabilidade. No entanto, se estas camadas ficarem em posições opostas, decorrente, por exemplo, a um aquecimento das camadas inferiores, o sistema tende a desestratificar, levando

a uma situação de instabilidade. Desta forma, havendo pequena ou nenhuma variação de temperatura com a altitude, a massa específica permanecerá constante constituindo um sistema neutro e sem estratificação vertical. Condições absolutamente neutras são muito raras em CLA, acontecendo tipicamente em curtos períodos de tempo, como por exemplo, quando o sistema apresenta uma configuração de céu nublado e velocidades altas ou moderadas de vento (Petersen et al., 1988). O escoamento neutro pode ser reproduzido dentro de um túnel de vento, representando uma condição de céu nublado à noite, onde a superfície da Terra é resfriada e a camada convectiva é pequena.

Um estudo dos efeitos turbulentos da CLA para várias condições é apresentado por Nieuwstandt & Duynkerke (1996) e por Wyngaard (1992), os quais salientam que a plena compreensão destes fenômenos somente será possível a partir da plena compreensão do comportamento da CLA em um dia claro e seco.

As mudanças em massa específica que afetam o escoamento atmosférico acontecem devido a:

- Mudanças de pressão
- Mudanças de energia interna.

No primeiro caso, pressão ( $P$ ), temperatura ( $T$ ) e massa específica ( $\rho$ ) variam como um todo. Camadas mais pesadas de fluido localizadas abaixo dos mais leves comprimem as camadas abaixo deles, causando um aumento em  $P$ ,  $\rho$  e  $T$  como um todo. Deste modo, as camadas mais baixas ficam mais pesadas e nenhuma mudança dinâmica local acontece. Já no segundo caso, as mudanças acontecem devido ao fluxo de calor, variação de umidade e de outras condições atmosféricas. Assim, variações permanecem além da compressão encontrada no primeiro caso, por causa das diferenças na massa específica, levando a formar movimentos verticais, Lesieur (1997).

### **3.1.1.1. Numero de Froude**

O número de Froude,  $Fr$ , é um importante parâmetro para medir a estratificação na CLA, aplicável a escoamentos laminares e turbulentos com superfície livre, onde a gravidade é variável importante no estabelecimento do escoamento. Ele expressa a relação entre forças de inércia e força de gravidade. Uma força,  $F$ , com base na segunda lei de Newton onde ela é

igual ao produto da massa pela a aceleração e a força peso,  $P$ , que é o produto da massa pela aceleração da gravidade. Correlacionando os dois produtos por análise adimensional têm-se:

$$F = m \cdot a \Rightarrow F = \frac{\rho L^4}{t^2} \quad (3.1)$$

Onde  $\rho$  representa a massa específica,  $L$  um parâmetro dimensional de comprimento e  $t$  um parâmetro dimensional de tempo, assim a força  $P$  é representada por:

$$P = m \cdot g \Rightarrow P = \rho g L^3 \quad (3.2)$$

Fazendo a relação das forças obtêm-se:

$$\frac{F}{P} = \frac{L}{gt^2} \quad (3.3)$$

Com base nesta equação define-se o número de Froude por:

$$Fr^2 = \frac{U^2}{gL} \quad (3.4)$$

Ou:

$$Fr = \frac{U}{\sqrt{gL}} \quad (3.5)$$

onde  $U$  é a velocidade e  $L$  é o comprimento característico, a altura da maior elevação.

### 3.1.1.2. Numero de Richardson

A estabilidade térmica no escoamento também pode ser medida pelo número de Richardson que também pode ser usado como parâmetro de referência para a turbulência. Do ponto de vista térmico, a estabilidade do escoamento indica o nível de transferência de calor dentro do

mesmo. O número de Richardson é efetivamente uma variação do número de Froude, porém relaciona a estabilidade do escoamento com a temperatura em lugar da massa específica, pelo fato de ser mais simples medir as mudanças de temperatura dentro de um escoamento. O número de Richardson definido por Stangroom (2004), é representado por:

$$Ri = \frac{\frac{g}{T} \left( \frac{\partial T}{\partial z} \right)}{\left( \frac{\partial U}{\partial z} \right)^2} = \frac{1}{Fr^2} \quad (3.7)$$

Onde  $T$  é a temperatura,  $g$  a aceleração da gravidade e  $Fr$  representa o numero de Froude.

Segundo Stangroom (2004) em condições neutras,  $Ri = 0$ , os efeitos térmicos são desprezados e os efeitos de empuxo podem ser ignorados. Em condições estáveis, o empuxo age contra a energia cinética turbulenta ( $Ri$  é positivo), enquanto que em condições instáveis, cisalhantes e as condições de empuxo agem para produzir energia cinética turbulenta. Um valor crítico ( $Ri_c$ ) igual a 0,25 onde o escoamento muda de turbulento para laminar (Derbyshire e Wood, 1994). Entre 0,25 e zero, a turbulência é gerada através do cisalhamento do vento por efeitos mecânicos. Abaixo de zero, a turbulência é uma mistura de ambos os efeitos, mecânico e convectivo, investigados por Gallego et al. (2001).

O número de Richardson nem sempre é um parâmetro útil para caracterizar a estabilidade da camada superficial, pelo fato de que a altura é desconhecida (Stangroom, 2004). Funções equivalentes relativas à grandeza do escoamento são estimadas por Kaimal e Finnigan (1994), sendo o parâmetro mais reconhecido para a camada superficial do escoamento a relação entre a altura,  $z$ , e um comprimento de escala,  $L$ , o comprimento de Obukhov. Esta relação é dada por:

$$\frac{z}{L} = - \frac{\frac{g}{T} \left( \overline{w'T'} \right)_0}{\left( \frac{u_*^3}{kz} \right)} \quad (3.8)$$

onde  $\left( \overline{w'T'} \right)_0$  representa o fluxo de calor na superfície,  $u_*$  a velocidade de atrito e  $k$  a energia

cinética turbulenta. O sinal negativo da relação o mesmo sinal de  $Ri$ , e esta relação é mais usada, à medida que o parâmetro  $L$  pode ser admitido como constante.

### 3.1.2. Influência da Topografia e da Rugosidade do Terreno

A área rugosa é determinada pelo tamanho e pela distribuição de seus elementos rugosos. A variação na altura do terreno, devido à presença de colinas, vales ou edifícios proporcionam efeitos adversos ao escoamento, criando características tais como separação, recirculação e gradientes de pressão variáveis, entre outros [Piquet (1999), Antonia e Krogstad (2001) e Rodrigues et al. (2006)].

A rugosidade de um terreno é um efeito coletivo da superfície de terreno e seus elementos rugosos, conduzindo a um retardamento global do vento próximo ao solo (Petersen et al., 1998). Modelar a rugosidade como uma única camada é um ponto interessante, mas nunca deve ser aplicado para análise de elementos rugosos individuais.

O comprimento da rugosidade  $z_0$  caracteriza a rugosidade de um terreno e é definido como sendo a altura acima do solo onde a velocidade é teoricamente zero. A existência de elementos rugosos inibe o escoamento sobre a superfície, surgindo movimentos turbulentos. A velocidade do escoamento é diferente de zero a partir da altura  $z_0$  sobre o solo (Monin e Yaglom, 1975).

Uma simplificação encontrada para a maioria dos escoamentos, é considerar a rugosidade,  $z_0$ , como sendo constante, a menos que variações significativas da rugosidade estejam presentes. A medida de  $z_0$  foi por muitos anos um assunto de pesquisa e vários métodos para encontrar valores precisos foram propostos por Barthelmie et al. (1993) e Wieringa (1993), que fizeram uma revisão bibliográfica bastante interessante sobre este assunto, sendo encontrados valores satisfatórios para diversas rugosidades. Chamberlain (1965) realizou uma avaliação muito mais específica de  $z_0$  para uma estrutura de grama, apresentando valores de  $z_0$  e  $u^*$  para diversas configurações de grama, obtendo valores menores que os reportados por Wieringa (1993), entretanto um valor verdadeiro de  $z_0$  é bastante subjetivo. Kustas e Brutsaert (1986) mostraram valores superiores a 5m de  $z_0$ , para terrenos muito complexos, representando distribuições irregulares onde se encontram elementos muito grandes como em um centro de cidade ou uma floresta muito alta e alternadas com clareiras.

As mudanças na rugosidade superficial espacial têm um efeito significativo no escoamento. Há vários modelos que introduzem mudança de rugosidade espacial e foram desenvolvidos para tentar prever o comprimento do período de adaptação onde o escoamento se reajusta a nova situação de rugosidade. Deaves (1980) desenvolveu um modelo numérico que considera variações da camada limite devido a mudanças da rugosidade e desenvolveu uma fórmula empírica para interpolar as velocidades e tensões dentro do escoamento. Mais tarde, Cheng e Castro (2002) introduziram algumas aproximações interessantes dos efeitos da rugosidade nos escoamentos próximos ao solo.

Segundo Stangroom (2004) existem três métodos principais para determinar efeitos de mudança de rugosidade. O de Karman-Pohlhausen que considera o escoamento bidimensional e sem nenhuma região de transição. O segundo método, baseado na teoria de semelhança, requer o uso de um modelo de comprimento de mistura e é amplamente utilizado. E Finalmente, os métodos de perturbação lineares, que assumem o escoamento como sendo dividido em duas regiões distintas: a camada interna, onde todos os efeitos de perturbação acontecem e a camada externa, que é independente da rugosidade.

Assim, modelos que adotam rugosidades variadas para prever as suas variáveis fazem parte de uma área de pesquisa importante e obscura, que necessita ser mais trabalhada. Desta forma, as condições de superfície tais como a rugosidade e forma do terreno influenciam os escoamentos atmosféricos. Quando o terreno é íngreme origina-se uma aceleração na velocidade do escoamento, devido à compressão das camadas de estratificação, levando a velocidades mais elevadas. Em casos mais extremos, quando as camadas de estratificação são muito comprimidas, o fluido se desloca para o lado dos obstáculos, em lugar de ir para cima do topo. No lado a jusante dos obstáculos, o escoamento se expande em camadas de estratificação, causando uma desaceleração do escoamento, que reduz a sua velocidade. Em terrenos montanhosos suaves é suficientemente seguro afirmar que o escoamento, como um todo, é desacelerado. Dimensões horizontais típicas de colinas nestes terrenos são de alguns quilômetros ou menos.

### **3.2. As Equações Representativas do Escoamento**

A análise dos escoamentos atmosféricos precisa satisfazer as equações gerais governantes da

mecânica dos fluidos em sua forma conservativa. Considerando-se a hipótese do contínuo e que os fluidos sejam newtonianos, têm-se as equações associadas aos princípios de conservação para uma pequena parcela de fluido. Definindo um volume de controle, as equações de conservação de massa, quantidade de movimento e energia, podem ser obtidas para um sistema cartesiano White (1991).

a) Conservação da massa:

$$\underbrace{\frac{\partial \rho}{\partial t}}_I + \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_j)}_{II} = 0 \quad (3.9)$$

onde o termo I é a taxa de variação da massa no volume considerado e o termo II é a taxa líquida do escoamento de massa sobre o volume considerado.

No entanto, para escoamentos incompressíveis a parcela de variação de massa específica é desconsiderada, obtendo-se:

$$\frac{\partial u_j}{\partial x_j} = 0 \quad (3.10)$$

b) Conservação da quantidade de movimento linear:

$$\begin{aligned} \underbrace{\frac{\partial \rho u_i}{\partial t}}_I + \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_i u_j)}_{II} &= \underbrace{-\frac{\partial p}{\partial x_i}}_{III} \\ + \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \mu \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_i} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \right]}_{IV} + \underbrace{S_i}_V & \end{aligned} \quad (3.11)$$

onde o termo I é a taxa de variação de quantidade de movimento, o termo II é fluxo convectivo da quantidade de movimento, o termo III é a força resultante devida ao gradiente de pressão e o termo IV é o fluxo líquido difusivo da quantidade de movimento ou dissipação de energia cinética, dependendo das escalas em questão e por fim, o termo V é o termo fonte.

O termo relativo ao fluxo líquido convectivo de quantidade de movimento também expressa as interações não lineares entre as diversas escalas que compõem o espectro de energia típico do escoamento.

c) Conservação da energia:

$$\underbrace{\frac{\partial}{\partial t}(\rho T)}_I + \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_j T)}_{II} = \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_j} \left( \frac{k}{\rho c_p} \left( \frac{\partial T}{\partial x_j} \right) \right)}_{III} + \underbrace{\phi}_{IV} \quad (3.12)$$

onde o termo I é a taxa de acúmulo de energia interna no volume considerado, o termo II fluxo líquido convectivo de energia interna, o termo III fluxo líquido difusivo de energia interna e o termo IV é o termo fonte de energia interna devido à dissipação de energia interna.

### 3.2.1. Força de Coriolis

A rotação da Terra exerce influência nos escoamentos atmosféricos. A resultante destas forças é conhecida como força de Coriolis,  $f$ , que adiciona um termo extra na equação da conservação de quantidade de movimento. Os parâmetros de Coriolis relacionam a velocidade angular ( $\Omega$ ) com a latitude ( $\phi$ ), sendo positiva para o hemisfério norte e negativa para o sul definido por Lesieur (1997).

$$f = 2\Omega \sin \phi \quad (3.13)$$

A equação da conservação de quantidade de movimento pode ser representada agora com o novo termo, f, onde  $u_i$  é a componente da velocidade. Desta forma, tem-se:

$$\rho \frac{\partial U_i}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_i u_j}{\partial x_j} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + f u_i + \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \mu \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \right) \quad (3.14)$$

Nos estudos de CLA, a força de Coriolis normalmente não é considerada e seu efeito está restrito às camadas superiores. A força de Coriolis influencia de forma complexa e variada a

CLA tornando difícil a predição de seus efeitos sobre as variáveis atmosféricas. No topo da CLA, a força de Coriolis equilibra o gradiente de pressão para inibir o crescimento dela, fenômeno este estudado no trabalho de Stubley e Riopelle (1988). Os modelos numéricos que trabalham com toda a região da CLA, tais como os modelos de predição de climas (MPC) e modelos de circulação global (MCG), devem considerar os efeitos da força de Coriolis no escoamento e correlacionar corretamente às condições de contorno no topo do domínio. Uma vez que este trabalho tem como objetivo estudar a CLA próxima do solo, ele será baseado na metodologia de Mesoescalas, onde a força de Coriolis é desprezada, sendo uma aproximação bastante aceitável e utilizada em diversos trabalhos (Stangroom, 2004).

### **3.2.2. Equações de Navier-Stokes com Médias de Reynolds e o Problema de Fechamento**

Até poucas décadas atrás, a única forma de prever as propriedades dos escoamentos turbulentos era experimental. Deste modo, os engenheiros procuraram correlações ou métodos integrais que lhes permitissem obter informações globais dos escoamentos de interesse. O contínuo progresso da capacidade computacional permitiu melhorar o método de predição dos escoamentos, resolvendo-se as equações de Navier-Stokes com média de Reynolds (RANS por Reynolds Averaged Navier-Stokes) ou, mais recentemente, as equações de Navier-Stokes propriamente ditas. Esta abordagem, conhecida na literatura como simulação numérica direta (DNS, de Direct Numerical Simulation), seria então a grande ferramenta para a exploração e completa elucidação do fenômeno da turbulência, desde que não há solução analítica disponível das equações de Navier-Stokes, mesmo para o escoamento turbulento mais simples. Contudo, a restrição provocada pelas exigências de resolução espacial e temporal, torna a aplicação prática da simulação direta limitada aos escoamentos com número de Reynolds modestos, inferiores a 100 (Abrunhosa, 2003).

Segundo Silveira Neto (2004) estima-se que o número mínimo de pontos de discretização necessários para uma perfeita resolução espacial do escoamento seria proporcional a  $Re_L^{9/4}$ , onde  $Re_L$  é o número de Reynolds laminar. Considerando a evolução da computação e a mais otimista previsão para a sua expansão, aplicações de DNS estarão restritas a escoamentos turbulentos em regime de baixo número de Reynolds e geometria simples, ainda por muitos anos.

Em contraste, a restrição de solução, imposta pela enorme multiplicidade de escalas temporais

e espaciais, que caracteriza a turbulência e cresce rapidamente com o número de Reynolds, há um grande interesse prático em prever, ao menos em termos médios, os escoamentos turbulentos de quantidade de movimento e propriedades escalares. Em consequência, quando o intervalo de escalas excederem aquele permitido pela capacidade computacional, algumas escalas devem ser descartadas, a fim de se obter informações referentes ao movimento das grandes estruturas. A maioria das técnicas, que tratam este tipo de problema em escoamentos turbulentos, faz a decomposição das equações governantes em um campo filtrado ou médio e um campo de flutuações. Procura-se a evolução estatística do escoamento, ao invés de resolver o campo de escoamento instantâneo (Silveira Neto, 2004).

Reynolds sugeriu uma aproximação estatística onde o valor da velocidade,  $u_j$ , possa ser dividido em componentes de valores médios e flutuantes, onde  $\bar{u}_j$  é a parcela de velocidade média e  $u'_j$  é a parcela associada as variações turbulentas. Desta forma pode-se escrever para a velocidade  $u_j$ :

$$u_j = \bar{u}_j + u'_j \quad (3.15)$$

O campo de velocidade instantâneo de um escoamento turbulento é descrito pelas equações de Navier-Stokes, desde que o número de Mach seja menor que quinze. Aplicando a decomposição de Reynolds as quantidades do escoamento, presentes nas equações de governo, e realizando o procedimento de média, obtêm-se, para um fluido incompressível, com viscosidade absoluta  $\mu$  constante, sem forças de campo e de empuxo, as seguintes equações do movimento médio (Abrunhosa, 2003):

$$\frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} = 0 \quad (3.16)$$

$$\rho \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} \rho (\overline{u_i u_j}) = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \mu \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_j} - \overline{\rho u'_i u'_j} \right) + \rho g_i \quad (3.17)$$

Esta equação é conhecida como a equação de Navier-Stokes com médias de Reynolds (RANS). Aqui, um novo termo surge, o tensor de Reynolds ( $\overline{\rho u'_i u'_j}$ ), representando a média do produto das flutuações de velocidade. Este termo representa a transferência de quantidade

de movimento adicional, causada pela turbulência. Embora o termo  $\rho \overline{u_i u_j}$  tenha origem na não linearidade dos termos de inércia da equação de Navier-Stokes, geralmente agrupa-se a este termo à tensão viscosa. Por este motivo, e também pelo seu papel de aumentar a difusividade da quantidade de movimento, os componentes do tensor de Reynolds são algumas vezes chamados de tensões turbulentas e através deles são incorporados todos os fenômenos da turbulência contidos no escoamento.

Em outras palavras, ao se realizar qualquer processo de filtragem ou média sobre as equações de Navier-Stokes, aparecem produtos envolvendo flutuações. Deste modo, surgem mais incógnitas que equações, dificultando a resolução das equações, sendo denominado como o problema de fechamento da turbulência. Há então a necessidade de se fazer hipóteses de fechamento ou, o que é a mesma coisa, introduzir um modelo de turbulência.

Neste caso, a principal tarefa dos modelos de turbulência é prover expressões ou modelos aproximados que permitam o cálculo das tensões de Reynolds em termos das quantidades médias do escoamento. Assim, se a aproximação da decomposição de Reynolds é utilizada, o problema da modelagem da turbulência é reduzido ao cálculo das tensões de Reynolds em escoamentos turbulentos. A busca por melhores modelos de turbulência e sua parametrização é o que impulsiona a maior parte das pesquisas de turbulência. A simulação direta e a pesquisa experimental são ferramentas utilizadas neste esforço.

As duas abordagens para predição de escoamentos turbulentos que se defrontam com o problema do fechamento da turbulência são a modelagem estatística ou método de média de Reynolds e a simulação de grandes escalas (LES, Large Eddy Simulation). Na modelagem estatística perdem-se todas as informações espectrais. As quantidades estatísticas são médias sobre todas as escalas de turbulência. Já a metodologia da simulação das grandes escalas é intermediária entre a simulação direta e a modelagem com média de Reynolds, resolvendo diretamente as grandes escalas e deixando as pequenas escalas para serem resolvidas por modelos matemáticos, geralmente de primeira ordem. Desta forma, existem duas formas principais de se resolver problemas de modelagem de turbulência baseadas na utilização da média de Reynolds: modelos de difusividade ou de fechamento de primeira ordem e o modelo de tensões de Reynolds ou de fechamento de segunda ordem (Abrunhosa, 2003).

### 3.2.3. Conceito de Viscosidade Turbulenta

Os modelos de viscosidade turbulenta ou efetiva invocam a idéia de Boussinesq (1877). Esta idéia propõe a proporcionalidade entre as tensões turbulentas e os gradientes de velocidade, Hinze (1975). Deste modo, para o caso de fluido incompressível, a formulação toma a forma:

$$\tau_{ij} = -\rho \overline{u'_i u'_j} = \mu_t \left( \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \mu_t \left( \frac{\partial \bar{u}_k}{\partial x_k} \right) \delta_{ij} - \frac{2}{3} \rho k \delta_{ij} \quad (3.18)$$

onde  $\mu_t$  representa a viscosidade turbulenta,  $\tau_{ij}$  tensor de tensão cisalhante,  $k$  a energia cinética turbulenta,  $\delta_{ij}$  tensor identidade e  $\rho$  massa específica

O segundo termo da Eq. 3.18 é nulo no caso de escoamentos incompressíveis (Abrunhosa, 2003). Esta equação introduz o conceito de energia cinética turbulenta média no tempo, ( $k$ ), definida como:

$$k = \frac{1}{2} \overline{u'_i u'_i} \quad (3.19)$$

Fazendo uso da Eq. 3.18 para as tensões de Reynolds, a equação da quantidade de movimento médio é escrita como:

$$\rho \left( \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} \right) = -\frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \bar{p} + \frac{2}{3} (\mu + \mu_t) \left( \frac{\partial \bar{u}_k}{\partial x_k} \right) + \frac{2}{3} \rho k \right] + \rho g_i + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ (\mu + \mu_t) \left( \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \right] \quad (3.20)$$

onde  $\mu$  representa a viscosidade molecular,  $\bar{p}$  a pressão média,  $k$  a energia cinética turbulenta e  $g_i$  a componente  $i$  da aceleração da gravidade.

É importante destacar que a Eq. 3.18 não constitui, por si só, um modelo de turbulência, mas uma formulação geral que fornece uma base para construção de modelos de turbulência, cujo ponto de partida é a avaliação da viscosidade turbulenta em termos das quantidades do escoamento médio.

A grande virtude do conceito de viscosidade turbulenta é não alterar a estrutura da equação, mantendo-a na forma original das equações da Navier-Stokes. Como a tensão turbulenta é considerada análoga a tensão viscosa, a grande maioria dos modelos de viscosidade turbulenta utiliza a analogia com a viscosidade molecular, para definir a viscosidade turbulenta,  $\mu_t$ . Diante deste argumento, considera-se a viscosidade turbulenta como sendo proporcional à massa específica,  $\rho$ , à flutuação de velocidade,  $V_L$ , e ao comprimento de escala característico da turbulência,  $L$  (Abrunhosa, 2003):

$$\mu_t \sim \rho V_L L \quad (3.21)$$

Diferentes aproximações podem ser usadas para avaliar as grandezas características do escoamento turbulento, dando origem a muitas teorias e formulações, geralmente classificadas com base no número de equações diferenciais de transporte utilizado para descrever estas grandezas. Assim, os modelos freqüentemente são classificados como modelos de zero equações ou algébricos, e de uma ou de duas equações (Launder e Spalding, 1972).

### 3.2.3.1. Modelos de Zero Equações ou Algébricos

São modelos nos quais a viscosidade turbulenta é avaliada através de expressões algébricas, não envolvendo equações diferenciais de transporte. O modelo de turbulência mais simples é aquele que considera a viscosidade turbulenta constante, estimando-a a partir do conhecimento de que a sua ordem de grandeza é superior a da viscosidade molecular. Esta hipótese tem aplicação limitada. Um dos primeiros modelos de turbulência propostos é o modelo de comprimento de mistura de Prandtl (1925). O campo da viscosidade turbulenta é obtido considerando o comprimento de escala característico como sendo o comprimento de mistura,  $l$ , e a velocidade característica como sendo proporcional ao gradiente de velocidade média. Deste modo, a viscosidade turbulenta é dada por (Kays e Crawford, 1993):

$$\mu_t = \rho l^2 \left| \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} \right| \quad (3.22)$$

A distribuição do comprimento de mistura é prescrita a partir de dados experimentais,

variando com o tipo de escoamento. A falta de generalidade dos dados levantados é uma das principais limitações do modelo. Há uma significativa base de dados experimentais para escoamentos simples, tais como camada limite e escoamentos cisalhantes. Contudo, especificar o comprimento de mistura em escoamentos complexos é particularmente difícil, pois não há dados experimentais para estimá-lo apropriadamente.

Outra limitação do modelo do comprimento de mistura é a que invoca o princípio do equilíbrio local. Por este princípio, a energia turbulenta é dissipada na mesma proporção em que é produzida. Assim, o modelo prevê que a viscosidade turbulenta será nula, quando o gradiente de velocidade média o for, levando os resultados irreais em muitos casos.

### 3.2.3.2. Modelos de uma Equação

Nesta classe de modelos de viscosidade turbulenta, uma equação diferencial de transporte é resolvida, para uma quantidade turbulenta. Esta quantidade pode ser usada para determinar o comprimento de escala ou a velocidade de escala, usados na avaliação da viscosidade turbulenta Eq. 3.21. O modelo de uma equação mais usado no passado considera a velocidade característica proporcional à raiz quadrada da energia cinética turbulenta ( $k^{1/2}$ ), dando origem à fórmula de Kolmogorov-Prandtl (Abrunhosa, 2003):

$$\mu_t = C'_\mu \rho \sqrt{k} L \quad (3.23)$$

sendo,  $C'_\mu$  é um coeficiente empírico.

O campo de energia cinética turbulenta é determinado ao se resolver a correspondente equação diferencial de transporte. Esta é obtida a partir das equações de Navier-Stokes. Faz-se o produto escalar da equação da quantidade de movimento com o vetor velocidade  $u_i$ , tomando-se a média temporal do resultado. Ao se subtrair desta equação a equação da energia mecânica instantânea, obtém-se então a equação desejada da energia cinética turbulenta ( $k$ ), conforme mostrado por Hinze (1975) é:

$$\begin{aligned} \frac{\partial k}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{u}_j k) = \nu \frac{\partial^2 k}{\partial x_j^2} - \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \overline{u'_j \left( \frac{p'}{\rho} + k' \right)} \right] + \\ \left( \overline{-u'_i u'_j} \right) \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} - \nu \left( \frac{\partial u'_i}{\partial x_j} \right) \left( \frac{\partial u'_i}{\partial x_j} \right) \end{aligned} \quad (3.24)$$

onde  $\nu = \mu/\rho$  é a viscosidade cinemática do fluido e  $p'$  a flutuação da pressão. O primeiro e segundo termos do lado direito da equação estão associados com a difusão da energia cinética turbulenta, enquanto o terceiro termo representa a produção da energia cinética turbulenta. Já o último termo é a parte homogênea da taxa de dissipação da energia cinética turbulenta (Hinze, 1975), a qual é representada por  $\varepsilon$ .

A Eq. 3.24 ainda não pode ser utilizada, pois há termos de natureza complexa (quantidades flutuantes) que necessitam ser determinados em função de quantidades conhecidas ou que possam ser calculadas. Após terem sido introduzidas hipóteses adicionais, a forma da equação da energia cinética turbulenta Eq. 3.24 passa a ser (Hinze, 1975):

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{u}_j k) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \nu + \frac{\nu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + P_k - \varepsilon \quad (3.25)$$

Onde  $P_k$  representa a produção de energia cinética turbulenta e  $\varepsilon$  a taxa de dissipação de energia turbulenta definidas por:

$$P_k = \overline{-u'_i u'_j} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} \quad (3.26)$$

e

$$\varepsilon = C_D \frac{k^{3/2}}{L} \quad (3.27)$$

Sendo  $C_D$  é um coeficiente empírico.

Embora o modelo de uma equação melhore significativamente a qualidade do cálculo das grandezas turbulentas, em relação aos modelos de comprimento de mistura, a exigência de especificar empiricamente o comprimento de escala, para calcular a dissipação e a viscosidade

turbulenta, tem dificultado o seu uso. Esta dificuldade levou à tendência geral de levantar o comprimento de escala através da equação de transporte de uma quantidade turbulenta, e a partir do seu valor, determinar a viscosidade turbulenta e a taxa de dissipação ( $\varepsilon$ ). Desta forma tiveram origem os modelos de duas equações (Abrunhosa, 2003).

### 3.2.3.3. Modelos de duas Equações

Os modelos de duas equações geralmente estão vinculados à determinação da energia cinética de turbulência,  $k$ , e de um comprimento de escala,  $L$ , através de equações diferenciais de transporte. A energia cinética turbulenta é determinada da equação de transporte, deduzida na Eq. 3.25. O comprimento de escala  $L$  geralmente não é tomado propriamente como uma variável dependente, mas como uma combinação de  $k$  e  $L$  da forma:

$$Z \propto k^m L^n \quad (3.28)$$

com  $m$  e  $n$  constantes, como variáveis dependentes (Launder e Spalding, 1972). Para obter a equação de  $Z$ , procede-se em princípio do mesmo modo da derivação da equação de  $k$ , isto é, faz-se a manipulação das equações de Navier-Stokes. Então, as várias correlações das flutuações devem ser representadas em termos das propriedades calculáveis do escoamento, tais como  $k$ ,  $Z$  e gradientes da velocidade média. Eliminando-se então o comprimento de escala na formulação da viscosidade turbulenta e da dissipação, tem-se o modelo dado pelas duas equações de transporte de  $k$  e  $Z$ .

A primeira tentativa bem sucedida de escrever uma equação de transporte para  $Z$  foi realizada em 1942 por Kolmogorov (Launder & Spalding, 1972), que propôs a relação:

$$Z = k^{1/2} L \quad (3.29)$$

Esta relação pode ser interpretada como uma frequência de turbulência. Da formulação para a taxa de dissipação de energia turbulenta ( $\varepsilon$ ), Eq. 3.27 pode-se retirar a forma mais utilizada para  $Z$ :

$$\varepsilon = C_D k^{3/2} L^{-1} \quad (3.30)$$

logo:  $Z = \varepsilon$  ;  $m = 3/2$  e  $n = -1$ . Esta forma é conhecida como modelo  $k-\varepsilon$ . Existem outros modelos de duas equações, por exemplo,  $k-\omega$  e  $k-kL$ , onde  $Z=\omega=kL^{-2}$  e  $Z=kL$  respectivamente. Entretanto o modelo  $k-\varepsilon$  é correntemente o mais popular dos modelos de duas equações (Abrunhosa, 2003).

#### 3.2.3.4. Modelos $k-\varepsilon$ para Altos Números de Reynolds

O modelo de duas equações mais utilizado é o modelo  $k-\varepsilon$ , energia cinética turbulenta - taxa de dissipação de energia cinética turbulenta. Neste modelo, o comprimento de escala característico  $L$  é eliminado, ao se combinar a Eq. 3.23, para a viscosidade turbulenta, com a Eq. 3.27, para a taxa de dissipação turbulenta, resultando:

$$\mu_t = \frac{\rho C_\mu k^2}{\varepsilon} \quad (3.31)$$

onde  $C_\mu$  é uma constante empírica. Seguindo a formulação geral para modelos de duas equações, apresentada no item anterior, a taxa de dissipação assumiria a função da variável dependente  $Z$  (Eq. 3.28) (Launder e Spalding, 1972):

$$Z = \varepsilon = C_D \kappa^{3/2} L^{-1} \quad (3.32)$$

Torna-se então necessário desenvolver, a partir da manipulação das equações de Navier-Stokes, uma equação diferencial de transporte para  $\varepsilon$  foi deduzida e apresentada por Abrunhosa (2003) resultando na seguinte equação:

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \bar{u}_\kappa \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_\kappa} = \frac{\partial}{\partial x_\kappa} \left[ \left( \nu + \frac{\nu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_\kappa} \right] + [C_1 + P_\kappa - C_2 \varepsilon] \frac{\varepsilon}{k} \quad (3.33)$$

onde,  $P_\kappa$  representa a parcela de produção de energia cinética turbulenta definida por:

$$P_{\kappa} = -\overline{u_i u_j} \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} = \nu_t \left( \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{u_j}}{\partial x_i} \right) \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} \quad (3.34)$$

É importante destacar que a equação da taxa de dissipação, assim como a equação da energia cinética turbulenta, representa um balanço entre o transporte convectivo e o difusivo e a produção e transferência de energia, sendo empregadas no seu fechamento hipóteses empíricas. Obtém-se finalmente o fechamento do problema da turbulência, com a formulação do seguinte sistema de equações (Abrunhosa, 2003):

a) Taxa de energia cinética turbulenta dada por:

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\overline{u_j k}) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \nu + \frac{\nu_t}{\sigma_{\varepsilon}} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + P_{\kappa} - \rho \varepsilon \quad (3.35)$$

b) Taxa de dissipação da energia cinética turbulenta dada por:

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \overline{u_{\kappa}} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_{\kappa}} = \frac{\partial}{\partial x_{\kappa}} \left[ \left( \nu + \frac{\nu_t}{\sigma_{\varepsilon}} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_{\kappa}} \right] + [C_1 P_{\kappa} - C_2 \varepsilon] \frac{\varepsilon}{\kappa} \quad (3.36)$$

c) Produção da energia cinética turbulenta dada por:

$$P_{\kappa} = -\overline{u_i u_j} \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} = \nu_t \left( \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{u_j}}{\partial x_i} \right) \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} \quad (3.37)$$

e) A viscosidade turbulenta dada por:

$$\mu_t = \frac{\rho C_{\mu} k^2}{\varepsilon} \quad (3.38)$$

O modelo k-ε é sem dúvida o mais utilizado e um enorme esforço tem sido despendido, para melhorar o seu desempenho. Porém, em algumas situações comuns de escoamento, o modelo apresenta significativas deficiências.

Algumas propostas de modificações do modelo k-ε têm sido apresentadas na literatura,

visando resolver as deficiências do modelo original. Os modelos  $k-\varepsilon$  não lineares, o  $k-\varepsilon$  RNG e o  $k-\varepsilon$  para baixo número de Reynolds são frutos desse esforço. Martins et al. (2003) em seu trabalho, avaliaram o comportamento e testaram os modelos  $k-\varepsilon$  padrão e o  $k-\varepsilon$  RNG na capacidade de reproduzir recirculações a jusante de obstáculos em atmosfera neutra. A TABELA 3.1 mostra uma comparação dos resultados obtidos por Martins et. al. (2003) com outros trabalhos, comprovando a capacidade do modelo RNG  $k-\varepsilon$  em reproduzir melhores resultados de recirculação a jusante de obstáculos, quando comparados com dados experimentais. Os valores experimentais para o comprimento de recirculações obtidos por Arya e Shipman (1981) são apresentados na primeira linha da tabela. Os demais valores representam os resultados teóricos obtidos dos modelos de Mouzakis e Bergeles, 1991 e Martins et al. (2003), respectivamente.

TABELA 3.1 - Comprimento de Recirculação a Jusante de um Triângulo

Fonte: Martins et al (2003)

Modelo / Medida experimental	Comprimento da Recirculação
Experimento (Arya e Shipman, 1981)	13,0 H
$k-\varepsilon$ modificado (Mouzakis e Bergeles, 1991)	10,0 H
$k-\varepsilon$ Martins et. al., 2003)	9,3 H
RNG $k-\varepsilon$ Martins et. al., 2003)	15,6 H

Além destes resultados de recirculação, Martins et al. (2003) apresentaram perfis verticais de velocidade e compararam com dados experimentais, reforçando assim a sua conclusão, que para escoamentos em atmosfera neutra o modelo de turbulência RNG  $k-\varepsilon$  é o mais apropriado do que o modelo  $k-\varepsilon$  padrão.

#### 3.2.4. Modelos de Transporte de Tensão

Nesta classe de modelos, o conceito de viscosidade turbulenta é abolido. As equações de transporte para as tensões individuais de Reynolds são resolvidas. Estas equações de transporte são obtidas das equações de Navier-Stokes. A forma final das equações de transporte, para as tensões turbulentas segundo Abrunhosa (2003), é:

$$\frac{\partial}{\partial t} \left( \overline{u'_i u'_j} \right) + \bar{u}_k \frac{\partial}{\partial x_k} = G_{ij} + Q_{ij} + F_{ij} + \varepsilon_{ij} + \nu \frac{\partial^2 \left( \overline{u'_i u'_j} \right)}{\partial x_k \partial x_k} \quad (3.39)$$

onde  $G_{ij}$  representa o termo de Produção ou geração de tensões de Reynolds,  $Q_{ij}$  o termo de redistribuição pressão-tensão,  $F_{ij}$  o termo Transporte Difusivo e  $\varepsilon_{ij}$  o termo de Dissipação, dados, respectivamente, por:

$$G_{ij} = \left( \overline{u'_i u'_k} \frac{\partial u_j}{\partial x_k} + \overline{u'_i u'_k} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_k} \right) \quad (3.40)$$

$$Q_{ij} = \frac{p}{\rho} \left( \frac{\partial u'_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u'_j}{\partial x_i} \right) \quad (3.41)$$

$$F_{ij} = \frac{\partial}{\partial x_k} \left[ \overline{u'_i u'_j u'_k} - \frac{P'}{\rho} \left( \delta_{ik} u'_j + \delta_{jk} u'_i \right) \right] \quad (3.42)$$

$$\varepsilon_{ij} = -2\nu \frac{\partial u'_i \partial u'_j}{\partial x_k \partial x_k} \quad (3.43)$$

Há, no lado direito das equações de transporte, termos com tríplice correlação de velocidade, correlações velocidade-pressão e correlações pressão-tensão que não são conhecidas. Naturalmente, equações de transporte adicionais podem ser obtidas para estas quantidades, mas verifica-se que estas novas equações de transporte geram mais incógnitas. Em resumo, não tem sido possível fechar o sistema de equações, usando esta abordagem. Consequentemente, hipóteses de fechamento são feitas, a fim de permitir a modelagem destas correlações adicionais, em termos das quantidades conhecidas (Abrunhosa, 2003).

Duas estratégias distintas têm sido adotadas na modelagem dos termos das equações de transporte das tensões de Reynolds. A primeira consiste em simplificá-las, tornando-as equações algébricas. A segunda é estabelecer modelos para os termos mais complexos e resolver por completo o sistema de equações de transporte diferenciais para os componentes do tensor de Reynolds. Ambas as abordagens são mostrada por Rodi e Mansour (1993).

### 3.2.5. Lei da Parede

As funções de parede baseiam-se na hipótese de que existe um equilíbrio na camada limite turbulenta. Consequentemente todas as propriedades relevantes do escoamento podem ser obtidas da lei trivial que descreve tais camadas. A lei da parede é utilizada por duas grandes razões: primeiro, a função de parede dá uma grande economia computacional; a segunda razão é que tanto os modelos  $k-\varepsilon$  padrão como os de transporte de tensão são definidos para altos números de Reynolds, não sendo válidos na região próxima a parede. A forma padrão de duas camadas da lei de parede utiliza, para a região próximo ao contorno sólido, o perfil universal de velocidades da seguinte forma (Kays e Crawford, 1993):

$$u^+ = n^+ \text{ se } n^+ < 11,6 \quad (3.44)$$

$$u^+ = \frac{1}{\kappa} \ln(n^+) + 5 \text{ se } n^+ \geq 11,6 \quad (3.45)$$

Sendo:

$$u^+ = \frac{\bar{u}}{u_*} \quad (3.46)$$

$$n^+ = \frac{\rho n u_*}{\mu} \quad (3.47)$$

$$\mu_* = \sqrt{\frac{\tau}{\rho}} \quad (3.48)$$

onde  $u_*$  representa a velocidade de frotamento,  $\tau$  a tensão de cisalhamento na parede,  $n$  é a distância à parede e  $\kappa$  é a constante de Von Kármán ( $\kappa = 0,41$ ).

Da hipótese de equilíbrio entre a produção de energia cinética turbulenta,  $P_k$ , a dissipação de energia cinética turbulenta,  $\varepsilon$ , com massa específica e tensão cisalhante aproximadamente constantes tem-se (Kays e Crawford, 1993):

$$P_k = \rho \varepsilon \quad (3.49)$$

Mas:

$$P_k = \mu_t \left( \frac{\partial \bar{u}}{\partial n} \right)^2 \text{ e } \tau = \mu_t \left( \frac{\partial \bar{u}}{\partial n} \right) \quad (3.50)$$

Logo:

$$P_k = \tau \left( \frac{\partial \bar{u}}{\partial n} \right) = \frac{\tau^2}{\mu_t} \quad (3.51)$$

Então:

$$\frac{\tau^2}{\mu_t} = \rho \varepsilon \quad (3.52)$$

Para o modelo k-ε:

$$\mu_t = \frac{\rho C_\mu k^2}{\varepsilon} \quad (3.53)$$

onde  $C_\mu$  representa uma constante empírica. Assim:

$$\frac{\tau^2}{\rho} = \mu_t \varepsilon = \frac{\rho C_\mu k^2}{\varepsilon} \varepsilon \quad (3.54)$$

Portanto:

$$\tau = \rho C_\mu k \quad (3.55)$$

Como  $\tau$  é constante na região em estudo:

$$\frac{\partial \tau}{\partial n} = 0 \Rightarrow \frac{\partial k}{\partial n} = 0 \quad (3.56)$$

Então, a difusão de  $k$  nas regiões próximas a parede é nula (Kays e Crawford, 1993).

A taxa de dissipação de energia cinética turbulenta ( $\varepsilon$ ) na região próxima a parede é obtida da manipulação das equações anteriores e é dada por:

$$P_k = \rho \varepsilon \quad \text{onde} \quad P_k = \tau \left( \frac{\partial \bar{u}}{\partial n} \right) \quad (3.57)$$

Onde  $P_k$  representa a produção de energia cinética turbulenta e  $\varepsilon$  a dissipação da energia cinética turbulenta.

Logo:

$$\tau \left( \frac{\partial \bar{u}}{\partial n} \right) = \rho \varepsilon \quad (3.58)$$

Mas:

$$\tau = \rho C_\mu^{1/2} k \quad (3.59)$$

Assim:

$$\varepsilon = C_\mu^{1/2} k \frac{\partial \bar{u}}{\partial n} \quad (3.60)$$

Da definição de  $n^+$  e  $u^+$ , tem-se que:

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial n} = \frac{\tau}{\mu} \frac{\partial u^+}{\partial n^+} \quad (3.61)$$

Do perfil logarítmico tem-se:

$$\frac{\partial u^+}{\partial n^+} = \frac{1}{\kappa n^+} \quad (3.62)$$

Das Eq. 2.63, 2.64 e 2.65 obtêm-se:

$$\varepsilon = C_\mu^{1/2} k \frac{\tau}{\mu} \frac{1}{\kappa n^+} \quad (3.63)$$

Mas:

$$n^+ = \frac{\rho n \sqrt{\tau/\rho}}{\mu} \quad (3.64)$$

Logo:

$$\varepsilon = C_\mu^{1/2} k \frac{\sqrt{\tau/\rho}}{\kappa n^+} \quad (3.65)$$

Da Eq. (3.55), então, tem-se a forma final de  $\varepsilon$  (Kays e Crawford, 1993):

$$\varepsilon = \frac{C_\mu^{3/4} \kappa^{3/2}}{\kappa n^+} \quad (3.66)$$

### 3.2.5.1. Perfil de Velocidade Logarítmico

A lei de perfil de velocidade logarítmico desenvolvida no começo do século 20, introduzida ao conceito meteorológico por Prandtl em 1932, afirma que o perfil vertical médio de velocidade varia logaritmicamente na subcamada dinâmica (Stangroom, 2004). Além disto, existem várias derivações, por análise dimensional (Monin e Yaglom, 1975) e por teoria de comprimento de mistura para este perfil. A equação padrão do perfil logarítmico de velocidade, usada para descrever o escoamento sobre superfícies rugosas, demonstrada com detalhes em Stangroom (2004) é dada por:

$$u(z) = \frac{u_*}{\kappa} \ln\left(\frac{z}{z_0}\right) \quad (3.67)$$

Sendo a velocidade de fricção  $u_*$  dada por:

$$u_* = \sqrt{\frac{\tau_0}{\rho}} \quad (3.68)$$

Petersen et al., (1998) introduziram os efeitos de instabilidade no perfil logarítmico através da parcela  $\psi$  para caracterizar os fenômenos de instabilidade na CLA, sendo  $\psi$  positivo e para condições instáveis e  $\psi$  negativo para condições estáveis, com:

$$u(z) = \frac{u_*}{\kappa} \ln\left[\frac{z}{z_0} - \psi\right] \quad (3.69)$$

### 3.2.5.2. Perfil de Velocidade pela Lei da Potência

Algumas situações de escoamento são bastante difíceis de ser resolvidos pelo perfil de velocidade logarítmico, assim uma maneira mais fácil de descrever este perfil médio é através da função de potência da altura, definido por Stangroom (2004) como:

$$u(z) = az^m \quad (3.70)$$

onde  $m$  e  $a = (U_1/z_1^m)$  são constantes para a rugosidade da superfície e para a turbulência, muitos estudos apontam para  $m = 1/7$ . A teoria para justificar a lei da potência é encontrada em (Brutsaert, 1982), mas exige o conhecimento para ajustar o perfil médio do vento onde são definidos parâmetros para este ajuste.

### 3.2.5.3. Perfis Alternativos

Uma série de outros perfis são encontrados na literatura. O mais comum é o modelo D&H de Deaves e Harris (1978), que foi desenvolvido para ventos fortes. Sua vantagem, sobre os dois

perfis apresentados anteriormente é que pode ser aplicado em toda região da camada limite, inclusive até através do topo da camada. É na realidade o único dos três que “reconhece” o topo da CLA (Cook, 1997). A equação do perfil é dada por:

$$u(z) = \frac{u_*}{\kappa} \left[ \ln \frac{z}{z_0} + 5,75 \left( \frac{z}{h} \right) - 1,88 \left( \frac{z}{h} \right)^2 - 1,33 \left( \frac{z}{h} \right)^3 - 0,25 \left( \frac{z}{h} \right)^4 \right] \quad (3.71)$$

onde,  $h$  a altura da CLA e  $z_0$  o comprimento aerodinâmico da velocidade. Exigindo uma complexidade adicional na forma do perfil, que é o parâmetro,  $h$ , da altura da CLA.

O modelo D&H apresentado mostra um desempenho melhor para análise de escoamentos de vento com velocidades altas e seu uso para predição da energia do vento é bastante satisfatório (Stangroom, 2004).

#### **3.2.5.4. Resumo dos Perfis**

Os perfis de velocidade representam o escoamento na CLA, entretanto alguma dúvida aparece sobre qual é o melhor a ser usado. Nenhuma das leis (logarítmico e potência) é válida para toda região da camada limite. O perfil logarítmico é mais adequado para regiões mais baixas, enquanto a lei de potência é melhor para camadas onde o anterior começa a falhar. Buschmann e Gad-el-Hak (2003) compararam ambos os perfis com numerosas configurações, não chegando a nenhuma conclusão estatística significativa de qual lei é a melhor. Por exemplo, no estudo da camada limite proposto por Ishihara et al. (1999), é utilizada a lei logarítmica na camada superficial e a lei da potência para o resto da região da camada. Para este trabalho, a camada superficial é a mais importante, sendo o perfil de velocidade logarítmico padrão o mais apropriado, devido a sua maior aceitação e a facilidade de ajustar os seus parâmetros.

### **3.3. Estudos Realizados em Escoamento sobre Colinas**

Os primeiros estudos relacionados com o escoamento do ar sobre colinas, provavelmente, resultou das experiências realizadas por planadores. Nos anos de 1920, quando os planadores obtiveram ampla popularidade na Europa, pilotos descobriram correntes de ar verticais

pronunciadas na região a jusante do escoamento, denominadas térmicas, próximas ao topo das colinas e, portanto, foram capazes de explorar essas correntes a fim de alcançar grandes altitudes. À medida que os experimentos observacionais foram sendo realizados para registrar a ocorrência desses escoamentos ascendentes, estudos teóricos começaram a ser desenvolvidos.

O estudo de escoamento sobre superfícies complexas e outros campos de aplicação, podem ser baseados em técnicas experimentais, através de modelos físicos ou estudos de campo e teóricas, utilizando-se modelos matemáticos. A revisão apresentada ao longo deste capítulo descreve trabalhos relacionados à modelagem teórica e experimental de escoamentos, visando compreender melhor os fenômenos atmosféricos.

### **3.3.1. Estudos Teóricos Realizados**

Os primeiros estudos da dispersão de substâncias na atmosfera datam das primeiras décadas do século passado, como os trabalhos de Richardson (1925, 1926), Taylor (1921, 1960), Rossby (1932), Bosanquet e Pearson (1936), Hewson (1945) e Baron et al. (1949). Sutton (1932) publicou um trabalho apresentando uma teoria para a difusão turbulenta na atmosfera. Os modelos matemáticos usados para compreender o comportamento da atmosfera, assim como outros fenômenos naturais, baseam-se em soluções de equações analíticas e numéricas do comportamento do escoamento.

Nos modelos analíticos estudados e propostos por Queney (1947) e Bolin (1950) analisou-se a deflexão do ar ao deparar com montanhas, gerando uma melhor visão dos mecanismos físicos deste fenômeno. Queney (1948) discute a influência do relevo em algumas das variáveis físicas do escoamento atmosférico.

Os modelos numéricos começaram a ser desenvolvidos com Kasahara e Washington (1971) e Manabe e Terpstra (1974), que tiveram bastante êxito na descrição de efeitos de topografias montanhosas na circulação geral da atmosfera. O estudo de Trevisan (1976) é um outro exemplo que incluiu montanhas em experimentos numéricos. Tais estudos são suplementos importantes a trabalho de campo e investigações analíticas.

Para suplantar as limitações impostas pelas hipóteses simplificativas requeridas pelos modelos analíticos, a saída é procurar modelos mais genéricos baseados na solução da equação da

concentração em sua forma bi ou tridimensional completa, em que as difusividades turbulentas e as componentes da velocidade sejam funções do espaço e, possivelmente, do tempo. O campo de velocidades, presente nos termos convectivos da equação de concentração, neste caso também deve ser resolvido de forma completa (solução das equações de Navier-Stokes).

Duas abordagens podem ser empregadas para a descrição do transporte de uma propriedade escalar: a Euleriana e a Lagrangeana. O abordagem Euleriana é baseada no balanço de conservação da propriedade (massa no caso de dispersão de uma espécie química) sobre um volume infinitesimal fixo no espaço. A abordagem Lagrangeana baseia-se em acompanhar o deslocamento de uma partícula de fluido e a variação em suas propriedades. Por partícula de fluido entende-se um volume que é grande quando comparado com dimensões moleculares, mas pequeno o suficiente para se comportar como um ponto que segue o escoamento, ou seja, de dimensões muito menores que as dimensões características deste. Ambas as abordagens apresentam dificuldades matemáticas que não permitem uma solução exata para a concentração média (de material particulado ou gases) no escoamento turbulento (Seinfeld, 1986).

A formulação Euleriana é muito utilizada porque propriedades Eulerianas (velocidade, temperatura ou concentração, por exemplo) são prontamente mensuráveis por aparelhos instalados em pontos fixos do escoamento, e também porque as expressões matemáticas são diretamente aplicáveis a situações com reações químicas presentes. Infelizmente a abordagem Euleriana leva a um sério obstáculo matemático, no caso de escoamentos turbulentos, que é o problema do fechamento turbulento para o qual nenhuma solução genérica válida foi ainda encontrada.

Do outro lado, a técnica Lagrangeana tenta descrever a concentração de poluentes em termos das propriedades estatísticas dos deslocamentos de grupos de partículas no escoamento turbulento. O tratamento matemático é mais fácil, não há o problema do fechamento, mas a aplicabilidade das equações resultantes é limitada devido à dificuldade de encontrar expressões que descrevam com alguma precisão as propriedades estatísticas das partículas. Também as equações não são diretamente aplicáveis a problemas envolvendo reações químicas não lineares. No entanto, uma desvantagem séria surge, visto que erros adicionais são introduzidos devido à separação dos operadores (Hauguel, 1985). A separação de

operadores desacopla os fenômenos envolvidos, convecção, difusão e reações, uma vez que trata cada um deles como atuando em separado, em seqüência. Portanto a solução da equação completa, com todos os termos tratados em conjunto em cada intervalo de tempo da solução, embora exija melhores técnicas numéricas e muito mais capacidade computacional, deve fornecer resultados melhores.

Pode-se constatar na revisão da literatura que nos últimos 30 anos o escoamento atmosférico e a dispersão de poluentes na atmosfera têm sido estudadas em nível de modelagem matemática envolvendo simulação numérica, segundo algumas linhas principais de pesquisa, quais sejam as que tratam casos específicos como poluição urbana, poluição costeira (brisa mar-terra-mar), dispersão em montanhas e vales, poluição ao longo de rodovias e descargas radiativas acidentais; e as que tratam problemas genéricos da dispersão em micro e mesoescala na camada limite atmosférica. Na seqüência, será feito um apanhado de alguns dos trabalhos encontrados.

Shir (1970) investigou numericamente a influência de parâmetros meteorológicos sobre a distribuição de poluentes emitidos por uma fonte em linha e concluiu que a velocidade do vento, a estabilidade atmosférica e a intensidade da fonte, quanto ao calor emitido, eram significativos na distribuição.

Lantz (1972) simulou numericamente o escoamento em região de topografia variável, com ventos transientes e concentração de poluentes de múltiplas fontes com a finalidade de determinar a localização, projeto e operação de plantas industriais. Runca (1975) apresentou um método misto Euler-Lagrange para tratar taxas de emissão, velocidade do vento e coeficiente de difusão variáveis para fontes lineares. A abordagem Lagrangeana foi utilizada para o transporte advectivo na direção horizontal e a Euleriana para o difusivo na direção vertical, este último sendo computado com um esquema de diferenças finitas implícito e que permitia malha não igualmente espaçada.

Lamb (1978) desenvolveu um modelo numérico que utiliza a equação de difusão Lagrangeana para simular a dispersão de partículas não flutuantes, sem efeitos de empuxo, emitidas de fontes pontuais elevadas utilizando dados quantitativos fornecidos pelo modelo numérico de J. W. Deardoff sobre a turbulência na camada limite convectiva da atmosfera.

Lee (1978) utilizou a técnica de elementos finitos para a previsão do escoamento turbulento e dispersão em terrenos não planos. Carmichael (1980) utilizou a técnica numérica LOD (Locally One Dimensional) para aproximar a solução da equação da concentração. A técnica consiste basicamente em dividir o problema bi ou tridimensional em uma série de problemas unidimensionais, com a finalidade de diminuir o esforço e capacidade computacional necessários para a solução numérica. Métodos baseados na separação dos operadores ("operator splitting methods"), introduzidos por Yanenko e Marchuk (1966), têm sido bastante empregados na solução de problemas de dispersão convectiva-difusiva. Baseiam-se na separação de cada intervalo de tempo em três passos: um passo que só considera os termos advectivos, outro só os termos difusivos e um terceiro só os termos fontes (processos de remoção úmida ou reações químicas).

Uns dos primeiros estudos detalhados referentes ao escoamento do ar sobre colinas se deve a Jackson e Hunt (1975), que desenvolveram uma teoria linear, baseada em técnicas de expansão assintótica, que descreve o comportamento do escoamento em duas regiões, a externa e a interna, sob influência de uma colina isolada e suave em atmosfera estaticamente neutra.

Beljaars (1987), McNider e Pielke (1984), Snyder et al (1991) e Yamada (1992), simularam numericamente o escoamento e a dispersão de poluentes sobre grandes montanhas e vales, abordando os fenômenos típicos que ocorrem nessas configurações de terreno. A poluição ao longo de grandes rodovias foi estudada por Hickmann e Colwill (1982), Waterfield e Hickmann (1982) e Jakeman et al (1984). O trabalho de Apsimon e Wilson (1987) é um exemplo de estudo de descargas acidentais onde foi modelada a dispersão na atmosfera da descarga radiativa de Chernobyl através da Europa.

Essas linhas de pesquisa concentram-se no desenvolvimento de modelos especializados para tratar casos característicos de dispersão, onde os fenômenos físicos envolvidos são estudados com profundidade e os modelos são verificados através, principalmente, de medições de campo para situações reais existentes ou experimentos de campo, através da emissão de gases traçadores inertes (SF<sub>6</sub> por exemplo) e instalação de postos de monitoramento das variáveis meteorológicas e das concentrações. A concordância dos resultados na grande maioria dos casos é muito boa no aspecto qualitativo. Já quantitativamente os resultados e conclusões dos autores deixam clara a dificuldade de se obter divergências em relação a valores

experimentais inferiores a 50%, em média. Muitas vezes, os resultados são muito bons, diferenças inferiores a 20%, em alguns locais, da região estudada e razoáveis ou mesmo ruins, diferenças superiores a 100%, em outros locais.

Uma outra grande linha de pesquisa que se utiliza da modelagem matemática e simulação numérica da dispersão na atmosfera é a que trata dos problemas de poluição na mesoescala atmosférica, também chamada de escala regional, que é da ordem de centenas de quilômetros na direção horizontal e alguns quilômetros na vertical. Casos típicos nesta escala envolvem o estudo do transporte, deposição e reações químicas de inúmeros poluentes emitidos de diversas fontes existentes numa região, da ordem de 10 mil a 1 milhão de km<sup>2</sup>. Nesta escala, são importantes os fenômenos químicos das fases gás, líquida e sólida, a conversão de poluentes primários em secundários, lavagem por precipitação e a interação com aerossóis. A topografia do terreno, no entanto, nesta escala não é de importância fundamental, como ocorre nos problemas de microescala. Na mesoescala os modelos de dispersão atmosférica devem incorporar aspectos de previsão meteorológica, já que as escalas de tempo envolvidas são da ordem de dias.

Os modelos para dispersão em mesoescala estão bastante difundidos na literatura e podem ser divididos em três categorias (Andrén, 1990): modelos tipo "puff", modelos de partícula Lagrangeana e modelos Eulerianos turbulentos com fechamento de primeira ordem (conceito de difusividade turbulenta) ou de segunda ordem (modelo para as tensões de Reynolds). Cabe aqui ressaltar que os termos primeira e segunda ordem não se referem à precisão dos modelos, sendo simplesmente a designação usual encontrados nos trabalhos da área.

Os modelos do tipo "puff" descrevem a dispersão da pluma por uma formulação semiempírica para a dependência do tamanho da pluma com a estabilidade atmosférica e o cisalhamento do vento. Entre os trabalhos que utilizam esse tipo de modelo estão o de Mikkelsen et al. (1984), o de Fisher e Smith (1987) e Verver e De Leeuw (1992). Tais modelos são limitados no sentido de que não se adequam a casos com não homogeneidade horizontal ou vertical do escoamento turbulento. Para os modelos de partícula Lagrangeana e modelos de turbulência de primeira e segunda ordem, o necessário fornecimento de dados meteorológicos é geralmente obtido de uma simulação fluidodinâmica cobrindo a área de interesse com uma malha tridimensional. No modelo de partícula Lagrangeana a dispersão do poluente é prevista por uma descrição estatística do comportamento de elementos de fluido isolados, o que

envolve algum empirismo na descrição das estatísticas Lagrangeanas. O modelo de Lange (1978) e Garret e Smith (1984) é um exemplo. Os modelos turbulentos com fechamento de primeira ordem utilizam o conceito de difusividade turbulenta, introduzido por Boussinesq (1877), como exemplos têm-se o modelo Van Dop et al. (1982), que descreve o modelo KNMI, e o de Blondin (1984), onde são discutidos os principais aspectos atmosféricos que contribuem para o transporte de poluentes na mesoescala.

Há também modelos de dispersão que utilizam fechamento de segunda ordem, de tensões de Reynolds, como o de Andrén (1990), que se utiliza de dados meteorológicos obtidos de um modelo hidrodinâmico, também desenvolvido por Andrén (1989); e o de Pai (1991). Nesses modelos, o número de equações diferenciais a resolver é bem maior que nos fechamentos de primeira ordem e o esforço e capacidade computacional requeridos são, atualmente, demasiado elevados. Nos modelos de primeira ordem há uma equação de transporte para cada espécie química enquanto que nos de segunda ordem apresentam até cinco equações para cada espécie, como no trabalho de Andrén (1990).

Modelos numéricos para o cálculo da dispersão atmosférica em pequena escala, da ordem de alguns km, foram desenvolvidos para suprir as deficiências dos modelos analíticos que não se aplicam a terrenos com topografia complexa. Como em nível de pequena escala atmosférica a forma do terreno desempenha papel importante nos campos de velocidade, temperatura e propriedades turbulentas, a previsão hidrodinâmica do escoamento deve ser sofisticada o suficiente para que os resultados por ela fornecidos, uma vez alimentando um modelo de dispersão, permitam que este produza resultados satisfatoriamente bons para os campos de concentração dos poluentes a serem estudados. Vale ressaltar que, como este trabalho não busca investigar problemas de dispersão de poluentes na atmosfera, o estudo do escoamento atmosférico envolve também este fenômeno tão evidenciado pela imprensa e não deve ser descartado. O que esses trabalhos se diferem dos demais que investigam somente o escoamento atmosférico e o surgimento de um novo termo para estudar este novo parâmetro, que é a poluição. Tais estudos somente aumenta a dificuldade de simulação do problema.

No trabalho de Rathby et al. (1987) foi avaliado o desempenho de um modelo numérico tridimensional na simulação de escoamentos sobre terrenos irregulares. A topografia simulada corresponde a uma colina isolada de 116m de altura. Medições de campo do escoamento sobre a colina forneceram dados para comparação. O modelo empregou a técnica de volumes

finitos e foi baseado na solução das equações tridimensionais do movimento. Foi assumido que o escoamento estudado apresentava estabilidade neutra, de forma que não foram considerados termos de empuxo nas equações de conservação. Para a representação dos efeitos de turbulência foi utilizado o modelo  $k-\varepsilon$ . O valor da constante  $C_\mu$  foi alterado para levar em consideração os efeitos relativos a Camada Superficial da atmosfera. Os resultados apresentados por eles mostraram que as variáveis médias do escoamento simulado obtiveram boa concordância com os dados medidos. Segundo os autores, a energia cinética turbulenta calculada foi mais alta do que a medida devido à escolha da constante usada no modelo de turbulência. Como a escolha do valor da constante foi baseada em dados experimentais extensamente investigados as discrepâncias podem ser, portanto, atribuídas a diferenças significativas entre o escoamento investigado e outros escoamentos de camada limite atmosférica, ou ainda a erros nas medições. Algumas grandes discrepâncias na distribuição vertical de tensões sugeriram devido a que o modelo de turbulência era inadequado para a correta simulação. Apesar disso, os autores concluíram que o desenvolvimento da modelagem numérica permitiu a simulação do escoamento sobre colinas isoladas com razoável precisão.

Sykes e Henn (1992) aplicaram um modelo do tipo LES (Large Eddy Simulation) para simulação de plumas inertes, cujos resultados reproduziram a maioria dos aspectos dos experimentos de laboratório feitos por Fackrell e Robins (1982) em túnel de vento. Sykes et al. (1992) aplicaram o método LES para uma pluma reativa, considerando a reação de monóxido de nitrogênio com ozônio atmosférico, formando dióxido de nitrogênio. O objetivo do trabalho foi o de avaliar o efeito das flutuações turbulentas sobre reações químicas não lineares.

Os trabalhos que utilizam um modelo de turbulência de primeira ordem (conceito de difusividade turbulenta) a duas equações, são muito utilizados pela sua relativa simplicidade (quando comparados com modelos de tensões de Reynolds ou LES - Large Eddy Simulation) e por produzirem resultados promissores. Modificações em cima do bem conhecido modelo  $k-\varepsilon$  foram encontradas na literatura para modelar escoamentos atmosféricos, como nos trabalhos que utilizam o modelo RNG  $k-\varepsilon$ .

Koo (1993) propôs um  $k-\varepsilon$  modificado não isotrópico para levar em conta as diferentes difusividades turbulentas, nas direções horizontal e vertical que ocorrem na atmosfera. Seu

modelo é derivado do modelo algébrico de tensões (algebraic stress model) e foi aplicado em problemas unidimensionais para calcular perfis verticais de velocidade, temperatura potencial e variáveis turbulentas para escoamento horizontal numa camada limite atmosférica homogênea (sem gradientes na direção lateral, transversal ao escoamento). O modelo também foi aplicado em problemas bidimensionais para simular a circulação da brisa marítima e a manipulação da camada limite atmosférica noturna (condição estável, pouca turbulência e pouca dispersão) por uma “barreira térmica” (thermal fence) que consiste, basicamente, no aquecimento de uma porção do solo, criando uma região neutra ou instavelmente estratificada a jusante da fonte para aumentar a dispersão de poluentes. Esse modelo de Koo é similar ao modelo nível 2.5 de Mellor e Yamada (1982).

Dawson et al. (1991) desenvolveram um código numérico para modelar o transporte atmosférico e a difusão de poluentes sobre edificações e sobre uma colina tridimensional. O modelo clássico de duas equações, utilizado no fechamento de primeira ordem para a turbulência foi modificado de forma a considerar os efeitos da camada superficial e a reduzida produção de dissipação na região acima da camada superficial encontrada na camada limite atmosférica. Segundo os autores, a preocupação com a poluição atmosférica levou a um grande número de estudos no escoamento e na dispersão sobre colinas isoladas de pequenas dimensões. Na modelagem utilizada pela EPA (Agência de Proteção Ambiental Norte-americana), o modelo de pluma Gaussiana para escoamento sobre terreno homogêneo é modificado através de um fator de correção de terreno obtido empiricamente, que leva em consideração os efeitos de colinas sobre a pluma. Os efeitos de esteiras e separação do escoamento são ignorados e é enfatizado o contato da pluma a montante da colina.

Nos trabalhos de Santos et al. (1992, 1993) e Santos (1992) foi utilizado um modelo Euleriano tridimensional para o transporte e dispersão de espécies inertes (gases ou aerossóis) em atmosfera neutra a partir de uma fonte pontual sobre terreno plano, utilizando modelo  $k-\epsilon$  de turbulência e malha cartesiana. Foi assumida a hipótese simplificativa de que a difusão na direção do vento é desprezível em relação ao transporte convectivo, segundo os autores isto reduz muito o esforço computacional, pois as equações de transporte tornam-se parabólicas nessa direção, permitindo que o problema seja resolvido em marcha. Entendemos que essa simplificação prejudica a qualidade dos resultados, especialmente para casos de baixa velocidade do vento. Também, no caso de topografia complexa com possíveis recirculações do escoamento, a aproximação parabólica não pode ser utilizada. A aplicabilidade desse

modelo para estudo de casos reais é limitada, pois o mesmo não permite topografias irregulares, não considera o perfil de velocidade na CLA (a velocidade do vento na entrada do domínio é constante com a altura) e também não considera a variação vertical da temperatura potencial, o que não permite tratar de atmosferas estável ou instavelmente estratificadas Santos (1992).

Kobayashi et al. (1994) investigaram em seu trabalho, através de seu modelo numérico, o escoamento turbulento sobre colinas bi-dimensionais, observando a influência de florestas no perfil de velocidade. Os termos convectivos foram eliminados e as equações governantes foram discretizadas por um esquema de alta resolução (TVD). O modelo de turbulência adotado em seu modelo (TVD) foi o  $k-\varepsilon$  padrão e seus resultados foram comparados com dados experimentais. Seus resultados estavam de acordo com os observados experimentalmente, apresentando separação do escoamento com a presença de árvores.

Na tese de doutorado de Boçon (1998) estudou a dispersão de poluentes na atmosfera através de um modelo matemático tridimensional baseado nas equações da mecânica dos fluidos juntamente com uma variante não isotrópica do modelo de turbulência  $k-\varepsilon$  são utilizados para melhorar o cálculo do escoamento e da dispersão de substâncias na microescala atmosférica, distâncias da ordem de alguns km. O modelo é implementado em um código computacional tridimensional utilizando o método numérico dos volumes finitos em coordenadas curvilíneas generalizadas. Seu modelo era limitado a condições de estratificação neutra e estável, sobre três topografias tridimensionais idealizadas. Segundo os autores, através de comparações com resultados experimentais demonstram que o modelo anisotrópico de turbulência tem melhor habilidade de prever a dispersão da pluma do que o  $k-\varepsilon$  clássico, especialmente no caso de escoamento estavelmente estratificado, em que o caráter não isotrópico da turbulência é relevante. Um tratamento especial para as difusividades turbulentas próximo da fonte foi proposto, já que em seu estágio inicial o tamanho da pluma era menor que o comprimento de escala da turbulência do escoamento desenvolvido.

Também foi simulado numericamente um experimento de dispersão em escala real realizado em Cinder Cone Butte (EUA), sob atmosfera estável (classe E). Os resultados numéricos mostram que o trajeto da pluma é adequadamente previsto pelo modelo numérico, enquanto que as concentrações são superestimadas devido às grandes variações na direção do vento

durante a hora do experimento, o que provocou uma maior dispersão da pluma real Boçon (1998).

Castro e Apsley (1997) propuseram uma modificação no clássico  $k-\epsilon$  (dissipation modification, como designado pelos autores) para simular atmosfera neutra e estável. Foram simulados numericamente experimentos realizados em atmosfera neutra em túnel de vento com montanhas bidimensionais de várias razões de aspecto. Para montanhas com inclinação grande o suficiente para produzir uma recirculação permanente atrás das mesmas, esta foi capturada e seu impacto sobre a concentração foi satisfatoriamente previsto. No entanto, para inclinações menores, com recirculação intermitente, os resultados foram menos satisfatórios.

Também Apsley e Castro (1997) aplicaram seu  $k-\epsilon$  modificado para simular o escoamento e a dispersão em torno de Cinder Cone Butte, uma colina de aproximadamente 100m de altura em Idaho (EUA), na qual a Agência de Proteção Ambiental americana (Environmental Protection Agency - EPA) realizou em 1986 uma série de experimentos de dispersão. Um dos experimentos foi simulado numericamente, sob condições de atmosfera estável (Pasquill classe E). O campo de velocidades calculado foi consistente com o observado, no qual o escoamento altamente estratificado próximo do solo é forçado a contornar a montanha, movendo-se em planos horizontais em torno de sua base. Os resultados também mostraram a tendência do modelo de superestimar as concentrações. Isto foi explicado pelo fato do modelo de turbulência ser isotrópico, que prevê satisfatoriamente a difusividade turbulenta na direção vertical, subestimando assim a difusividade na direção horizontal, especialmente no caso de atmosfera estável.

No trabalho de Grünhage e Haenel (1997) foi feito o modelo PLATIN que foi utilizado para estimar a dose de absorção de poluentes do ar sob condições ambientes. Ele é baseado no balanço de energia da vegetação chamado aproximação das grandes folhas combinado com um submodelo de transporte de gases. Neste modelo não há a representação em forma de equações diferenciais, mais sim por meio de funções de resistência, assim como a resistência elétrica, para representar os processos de troca de energia. O modelo era baseado em três resistências: uma resistência atmosférica turbulenta que quantifica o transporte no perfil atmosférico de altura  $z$ ; uma resistência para escoamento quase-laminar que quantifica a diferença entre o transporte de momento e de calor; e uma resistência da superfície ou da vegetação que descreve a influência do ecossistema sobre o transporte.

Montavon (1998) em seu trabalho estudou um modelo não hidrostático para simular escoamentos de ventos em condições de atmosfera estratificada e neutra. O modelo adotado (CFDS-Flow3D) resolvia as equações médias de Navier-Stokes para simular tal escoamento. A temperatura potencial foi introduzida na equação de conservação da energia para analisar os efeitos térmicos da CLA. Seus resultados foram comparados com dados experimentais e estava hábil a analisar o trabalho proposto por eles.

No Trabalho de Maurizi et al. (1998) o modelo adotado seguiu a resolução também das equações médias de Reynolds juntamente com o modelo  $k-\varepsilon$  padrão para analisar a turbulência produzida neste tipo de escoamento. Sobre um domínio digitalizado e real de uma região situada no norte de Portugal. O seu modelo era capaz de analisar o escoamento nas três dimensões. Para simplificar o seu modelo, foram desconsiderados os fenômenos de instabilidade da atmosfera e adotaram a rugosidade constante no terreno. Os perfis logarítmicos e lei de potência foram analisados, apresentando algumas divergências. Diversas malhas foram estudadas, apresentando erros na ordem de 10% , mas o seu trabalho estava de acordo com o que eles tinham proposto.

Montavon (1998) estudou, no seu trabalho um modelo não hidrostático para simular escoamentos em condições de atmosfera neutra e estratificada. Para analisar a estratificação foi adotada como referência a temperatura potencial. O modelo adotado foi o “CFDS-FLOW 3D” modificado, onde resolvia as equações médias de Navier-Stokes para analisar tais escoamentos. A temperatura potencial foi introduzida na equação de conservação da energia para analisar os efeitos térmicos neste escoamento. Seus resultados foram comparados com dados.

Em outro trabalho, Montavon et al. (1999) utilizaram o solver do CFX versão 4.0 para resolver problemas de escoamento atmosféricos na capacidade de predição de variáveis atmosféricas e poder do vento em terrenos reais. Em seu trabalho foram analisados o poder de vento em mover turbinas eólicas comparando com dados experimentais com seus resultados numéricos, concluindo que o CFX tem boa performance e atende aos seus objetivos propostos.

Kim e Patel (2000) em seu trabalho compararam os modelos de turbulência  $k-\varepsilon$  padrão,

modificado e RNG, entre outras variações, na capacidade de reproduzir recirculações e magnitudes do vento em condições reais. Os seus resultados foram comparados com várias medidas de campo inclusive os de Taylor et al. (1983 e 1985) em Askervein, seu trabalho considerou a CLA neutra estável sem fenômenos térmicos. O seu modelo numérico utiliza volumes finitos para discretizar as equações governantes e o algoritmo Simplec para resolver o acoplamento pressão-velocidade. No princípio eles analisaram a recirculação em uma colina 2D e depois em superfícies reais 3D. Eles concluíram, através de dados experimentais de campo e em túnel de vento, que o modelo  $k-\varepsilon$  RNG era o melhor na capacidade de prever descolamento e recirculações em escoamentos atmosféricos em terrenos complexos.

No trabalho desenvolvido por Boçon e Maliska (2000), um modelo de turbulência não isotrópico foi estendido e aplicado a escoamentos tridimensionais estavelmente estratificados e cálculos de dispersão. As medições e cálculos foram feitos considerando que poluição não causa distúrbio no escoamento atmosférico, fato que se tem conhecimento por testes em túnel de vento. O trabalho de Koo (1993) também foi aplicado a problemas bidimensionais, como por exemplo, a simulação da circulação da brisa do mar. Sob o ponto de vista dos autores na época do desenvolvimento do trabalho (Boçon e Maliska, 2000), devido a limitações de recursos computacionais, os modelos de turbulência mais complexos como o tensões de Reynolds e a Simulação de Grandes Escalas não eram apropriados para a maior parte dos problemas de engenharia, devido ao grande tempo de CPU e memória necessários.

Em sua tese de doutorado, Santos (2000) investigou o escoamento e a dispersão de poluentes nas vizinhanças de edificações utilizando a técnica CFD. Foram apresentados resultados de simulações numéricas em condições atmosféricas neutras, estáveis e instáveis utilizando um obstáculo cúbico e outro de formato complexo.

Foi realizada uma investigação da capacidade de modelos CFD utilizando o modelo  $k-\varepsilon$  de turbulência para simular o escoamento atmosférico ao redor de uma edificação de formato cúbico. O estudo consiste na comparação das simulações numéricas utilizando diferentes modelos de turbulência, com dados obtidos em túnel de vento. As simulações numéricas utilizando diferentes modelos de turbulência envolvem simulações de grandes escalas, modelo de tensões de Reynolds, modelo algébrico de tensões e modelo  $k-\varepsilon$  clássico. O modelo  $k-\varepsilon$  empregado inclui a correlação de Kato e Launder (1993) no cálculo da produção de energia cinética turbulenta e uma função de parede modificada. Os resultados obtidos constituíram-se em uma considerável evolução em relação àqueles apresentados pelo modelo  $k-\varepsilon$  clássico,

que superestimou enormemente os valores da energia cinética turbulenta na quina superior do obstáculo Santos (2000). O campo de velocidade foi acuradamente previsto pelo modelo  $k - \epsilon$  empregado. Embora os níveis de energia cinética turbulenta obtidos tenham sido comparáveis àqueles obtidos por outros modelos, existiram algumas divergências em relação aos valores obtidos em túnel de vento Santos (2000).

Athanassiadou e Castro (2001) investigaram escoamentos sobre colinas rugosas, onde apresentaram uma separação no fluxo acontecendo a um declive de 20. Com ou sem a zona de separação, uma grande região de esteira estende-se atrás da colina, apresentando um déficit significativo na velocidade, que se se estende por colinas a jusante. Para uma colina perfeitamente assimétrica, a zona de separação que apresenta um acréscimo na velocidade é substituída por uma região de divergência de fluxo lateral, passando ao redor da colina. Para colinas com declives baixos a espessura desta região de separação é comparável com as densidades encontradas na região interna da CLA, da mesma forma como presenciado na colina de Askervein por (Taylor e Teunissen, 1987). O nível de aceleração, para declives pequenos, até o topo da colina, é bastante significativo e o cisalhamento no fluxo de vento se aproximando da aceleração.

No trabalho de Reis Júnior et al. (2002), foi implementado um algoritmo para a determinação do campo de ventos sobre uma região de topografia moderadamente complexa, baseado no princípio da conservação de massa, incluindo informações sobre a topografia e reconstruindo o campo de ventos tridimensional. Conforme foi descrito em seu trabalho, os modelos utilizados para a determinação do campo de ventos em regiões de topografia complexa podem ser divididos em dois grupos principais: os modelos de prognóstico e os modelos de diagnóstico. Os primeiros baseiam-se na solução das equações de quantidade de movimento e energia que governam o escoamento de fluidos. Além do considerável esforço computacional associado à solução das equações tridimensionais e transientes, alguns autores apontam que a complexidade dos dados de entrada requeridos por tais modelos, muitas vezes, restringe a sua aplicabilidade Reis Júnior et al. (2002). Os modelos de diagnóstico baseiam-se na utilização de dados medidos para determinar o campo de ventos sobre a região. A hipótese principal deste tipo de modelo é que existam dados meteorológicos suficientes para a caracterização do escoamento na região. Segundo os autores, a principal influência sobre o escoamento corresponde às mudanças de direção impostas pela conservação de massa através das variações de relevo, negligenciando os efeitos de inércia e viscosos. A simplicidade de tais

modelos os torna extremamente atraentes para situações práticas. No referido trabalho, um modelo de diagnóstico foi testado em um problema de escala real, em uma região onde o campo de ventos e sua variação durante o ciclo diário são analisados.

Em Uchida e Ohya (2003), foi desenvolvido um código CFD (RIAMCOMPACT) com o objetivo de simular escoamentos atmosféricos transientes tridimensionais sobre terreno complexo com escalas de comprimento característico da ordem de quilômetros. O código é baseado na simulação de grandes escalas utilizando o método de diferenças finitas. Os autores consideram que a abordagem através da simulação de grandes escalas é conceitualmente mais apropriada para a previsão do campo de ventos local sobre terreno complexo porque o movimento turbulento de grande escala, que é diretamente afetado pelas condições de contorno é calculado explicitamente, de modo que somente os efeitos do movimento de pequena escala, que tende a ser mais isotrópico e dissipativo, tem que ser modelado. Apesar de observarem que a simulação de grandes escalas atualmente exige um alto custo computacional, os autores consideram que esta abordagem bastante promissora. O código RIAM-COMPACT é aplicado no cálculo do escoamento atmosférico turbulento sobre um terreno complexo real em uma região horizontal de  $9,5 \text{ km} \times 5 \text{ km}$  com uma resolução espacial relativamente fina (de 50m). O escoamento é calculado utilizando-se uma malha computacional co-localizada em coordenadas curvilíneas generalizadas. Os resultados numéricos obtidos demonstraram que as variações induzidas no campo de ventos pelos efeitos topográficos, como por exemplo a aceleração local do vento e a separação do escoamento, foram simuladas com sucesso.

Lun et al. (2003) ressaltam a importância da predição da distribuição de energia eólica sobre terrenos para a apropriada seleção de locais para a instalação de centrais eólicas. Assim, o trabalho citado apresenta simulações numéricas bi-dimensionais do escoamento atmosférico sobre dois tipos de características topográficas: os penhascos e as colinas. Foram investigados três tipos de modelos de turbulência nas simulações, o modelo  $k-\varepsilon$  clássico, uma forma modificada do  $k-\varepsilon$  e uma forma revisada não linear do modelo  $k-\varepsilon$ . Também foi investigada a acurácia nas predições considerando, através de funções de parede, os efeitos de rugosidade superficial no campo de escoamento sobre o terreno. Segundo os autores seus resultados mostraram que a variação da rugosidade superficial teve uma grande influência no ponto de separação do escoamento e na recirculação. A posição do ponto de separação ocorreu mais cedo para uma maior rugosidade superficial levando à produção de uma maior área de

recirculação atrás da montanha. Segundo os autores foi verificada a sobre estimativa da energia cinética turbulenta em regiões de impacto (“impinging”) do escoamento com o obstáculo quando foi utilizado o modelo  $k-\varepsilon$  clássico. Esta falha foi corrigida pelos modelos  $k-\varepsilon$  revisados investigados. Na região atrás da colina o modelo  $k-\varepsilon$  não linear apresentou resultados mais próximos aos dados experimentais do que os outros modelos.

Os modelos de transferência solo-vegetação-atmosfera (SVAT) são utilizados para calcular os fluxos superficiais, temperaturas e umidades do solo e vegetação essenciais para a compreensão das interações superfície atmosfera, parte fundamental da dinâmica da camada limite atmosférica em modelos numéricos de previsão do tempo. Atualmente existe um grande número de SVAT's, cada qual com suas características específicas, para determinadas aplicações Junior (2003). Neste trabalho, foi implementado o SVAT do modelo de mesoescala ARPS, desacoplado do modelo atmosférico. Junior (2003) em sua dissertação de mestrado modifica a SVAT e o ARPS para serem usadas em regiões tropicais. O SVAT do ARPS consiste em cinco equações diferenciais ordinárias para temperatura média à superfície, temperatura média para o solo (zona de raízes), umidade da camada superficial do solo, umidade média do solo (zona de raízes) e água retida na vegetação e usa como forçantes a temperatura do ar, radiação solar incidente, umidade relativa do ar, velocidade do vento e precipitação. O modelo calcula simultaneamente os fluxos de calor e umidade no solo, a evapotranspiração e a radiação líquida à superfície. O método numérico empregado, no trabalho de Junior (2003), para iterar as equações utilizadas neste trabalho foi o Runge-Kutta de quarta ordem. Os seus dados de previsão do SVAT foram validados com dados medidos em uma estação de monitoramento de fluxos e umidade do solo, implantada na fazenda de São Lourenço (SLOU), em Santa Terezinha do Itaipu, oeste Paranaense.

Paiva et al. (2004) utilizaram o modelo numérico de mesoescala RAMS (Regional Atmospheric Modeling System) para simular o escoamento na CLA sobre uma colina suave, isolada e coberta com vegetação baixa de comprimento de rugosidade  $z_0$  não uniforme. O escoamento utilizado em seu trabalho foi bidimensional, numa atmosfera seca e estaticamente neutra. A simulação de grandes escalas (LES) empregada no modelo adota o modelo de Smagorinsky. Para validar o seu modelo, Paiva et al. (2004) adota os valores experimentais de Taylor et al. (1983 e 1985) de Askervein e mostram que seu modelo reproduz com boas previsões os dados experimentais.

Isnard (2004) investigou computacionalmente o escoamento e a dispersão de poluentes atmosféricos sobre topografias complexas tridimensionais em escala de laboratório. A sua simulação limitava em escoamentos neutros e estavelmente estratificados sobre colinas e também sobre terreno plano em seu trabalho. A modelagem matemática, empregada em seu trabalho baseava na solução das equações gerais de conservação e incluiu o modelo de tensões de Reynolds para a turbulência e um modelo de duas camadas para o tratamento do escoamento na região próxima à parede. O código comercial Fluent (Versão 6.0.12), que emprega o método de volumes finitos, foi utilizado nas simulações computacionais. Os seus resultados numéricos foram comparados a dados obtidos em experimentos em túnel de vento disponíveis na literatura. Também foram realizadas comparações com resultados obtidos com a utilização do modelo  $k-\varepsilon$  padrão.

Stangroom (2004) em sua tese de doutorado propôs estudar o escoamento da CLA sobre superfícies complexas. Em seu trabalho, a solução das equações media de Navier-Stokes foram realizada juntamente com o modelo RNG  $k-\varepsilon$  em um software comercial, Ansys CFX em regime permanente. O modelo numérico foi testado em duas regiões distintas, uma numericamente idealizada e outra em uma região real, que no caso foi Askervein. Ele considerou a rugosidade constante e a CLA neutra estável e estuda os fenômenos de estratificação pelo, Numero de Richardson, afirmando que isto é uma aproximação aceitável e comprovada por diversos trabalhos. Os seus resultados se mostraram bastante próximo aos obtidos experimentalmente e acrescenta que talvez fossem melhorados se a malha empregada fosse mais refina. Assim com Stangroo (2004), Valle, R. M. et al. (2005) estudaram também a CLA utilizando mesmo software para obter os campos de velocidade e pressão sobre duas topografias reais, Askervein e Acuruí. O modelo de turbulência RNG  $k-\varepsilon$  também foi acionado, conseguindo resultados bem próximos aos resultados de Taylor et al (1983 e 1985). Iizuka e Kondo (2005) analisaram o desempenho do modelo de viscosidade proposto por Inagaki et al. (2005), utilizando a simulação de grandes escalas (LES) com o auxílio de três modelos de viscosidade modificadas. Diferentemente do modelo de Smagorinsky, os três modelos de viscosidade estática modificados não requerem uma função não explícita de amortecimento. Esta característica foi uma vantagem sobre o modelo de Smagorinsky na análise de um fluxo complexo retratado no estudo. O desempenho relativo dos três modelos fora comparados com os resultados em túnel de vento conduzidos por Ishihara e Hibi (1998), Ishihara (2001) e o modelo de Smagorinsky.

### 3.3.2. Estudos Experimentais Realizados

O estudo proporcionado por Jackson e Hunt (1975) não só estabeleceu uma excelente base para o desenvolvimento teórico futuro, mas enfatizou a necessidade de experimentalistas, lhes proporcionando dados para validar modelos matemáticos. Desde então, um grande numero de estudos experimentais tem sido feitos, ambos em campo ou em laboratórios.

Talvez o primeiro estudo experimental completo especificamente projetado para testar as predições da teoria de Jackson-Hunt foi feito por Mason e Sykes (1979a) em Brent Knoll, Somerset. No mesmo trabalho os autores apresentaram uma extensão natural da teoria bi-dimensional original, para três dimensões, introduzindo o modelo a aplicações práticas em topografias reais. Devido à medição de vento estar restrita a uma altura de 2 m de altura do solo, a validação de seus resultados para predição global estava comprometida, restringindo apenas a um acréscimo de velocidade ao topo da colina. O Escritório Meteorológico Britânico colaborou em diversos outros programas experimentais, para detalhar melhor outros escoamento de topografias adversas contendo colinas suaves: a ilha de Ailsa Craig (Jenkins et al., 1981), Blashaval (Mason e King, 1985) e Nyland Hill (Mason, 1986). Dentre outras medidas de campos pode-se citar como as mais significativas, os estudos de: Black Mountain (Bradley, 1980), Sirhowy Valley (Mason e King 1984), Askervein (Taylor et al., 1983 e 1985) e Kettles Hill (Salmon et al., 1988)

Todos os estudos restringem-se a atmosferas estaticamente neutras ou quase neutras. Em muitos dos experimentos, medidas de turbulência também foram realizadas. Alguns resultados para atmosfera não-neutra estavam disponíveis na época, a partir de estudos de dispersão de poluentes em áreas montanhosas, como por exemplo, Cinder Cone Butt e Hogback Ridge (Lavery et al., 1983). Um pouco mais tarde, um experimento foi realizado sobre Cooper's Ridge (Coppin et al., 1994), na Austrália, para diversas classes de estabilidade atmosférica. Segundo os autores algumas grandes discrepâncias na distribuição vertical de tensões sugeriram que o modelo de turbulência era inadequado para a correta simulação. Apesar disso, os autores concluíram que o desenvolvimento da modelagem numérica permitiu a simulação do escoamento sobre colinas isoladas com razoável precisão.

A camada limite convectiva foi estudada por Kossmann et al, (1998) em seu trabalho de campo, utilizando um avião e estações meteorológicas no solo. O seu estudo foi realizado em

escoamentos sobre uma colina situada no sudoeste da Alemanha. Com seus resultados foi possível analisar o desenvolvimento da CLA durante todo o dia e foi constatado a influência de fluxos de calor neste tipo de escoamento.

Oliveira (1999) efetuou em sua dissertação de mestrado um trabalho experimental para analisar a estrutura e evolução dinâmica da CLA, através do estudo do comportamento do vento e da turbulência. O estudo foi realizado usando medidas de superfície e da CLA, em áreas de florestas e de pastagem na região de Ji-Paraná, estado de Rondônia, durante as estações secas de 1994 e chuvosas de 1999. As suas análises de superfície foram feitas baseadas no Comprimento de Obukhov ( $L$ ), obtido através do instrumento de Correlação de Vórtices Turbulentos (HYDRA), e a sua estrutura vertical do vento e da turbulência, a qual é representada pelo Número de Richardson ( $R_i$ ), foram obtidas através de Radiossonda e de Balão Cativo.

Através de sua revisão bibliográfica, Oliveira (1999) relata vários estudos experimentais e alguns numéricos que estudaram o desenvolvimento da CLA durante o dia e a noite. Os seus resultados ele afirma estar de acordo com outros estudos, como o de Fisch (1996) e o de Tóta (1998) e apresenta escalas de comprimento de quando a turbulência irá surgir em regiões de floresta e pastagem, concluindo que em dias chuvosos, onde esta distância aumenta de tamanho. Um dos resultados importantes destes esforços tem sido a geração de dados a respeito do estado da superfície e de sua parametrização para a geração de condições de contorno utilizáveis pelos modelos computacionais da atmosfera Oliveira (1999).

Segundo Oliveira (1999), um dos exemplos mais bem sucedidos deste tipo de estudo, é o projeto ABRACOS (Anglo-Brazilian Amazonian Climate Observation Study), que foi realizado na Amazônia entre 1991 e 1994 e sucedeu os esforços pioneiros do ARME (Amazon Region Micrometeorological Experiment), de 1983 a 1985 (Gash e Nobre, 1997). Segundo Culf et al. (1996), um dos maiores objetivos do ABRACOS era comparar as medições realizadas sobre a parte devastada da floresta amazônica com medições similares realizadas sobre a parte não devastada, ou seja, quando se analisa o impacto de diferentes usos da superfície sobre o clima, é preciso monitorar fisicamente a resposta da atmosfera a estes usos.

Bartholy e Radics (2005) fizeram um estudo experimental para analisar a eficácia da

utilização da energia obtida por ventos em regiões onde os mesmos são de moderada intensidade. Foram coletados dados de velocidade de vento em diferentes altitudes no período entre 1995 e 2002 por uma torre localizada na estação Hegyhátsál, no noroeste da Hungria. A estrutura do perfil vertical de vento e a estabilidade atmosférica foram analisadas em quatro níveis de altitude (10m, 48m, 82m e 115m). Depois foi estimando numericamente através do programa Wind Atlas Analysis and Application (WAsP). Esse estudo tinha como objetivo observar o comportamento de perfis verticais de vento em turbinas eólicas e obter a dependência destes perfis com a velocidade de vento para varias alturas e topografias.

De todos os estudos citados, o realizado sobre a colina de Askervein é considerado ainda hoje o mais completo e influente já realizado. Taylor e Teunissen (1987) descrevem o experimento em linhas gerais, inclusive detalhes da instrumentação e um resumo dos resultados. Os conjuntos completos de dados são descritos em Taylor et al. (1983 e 1985), onde contaram com a colaboração da International Energy Agency Programme of R&D on Wind Energy Conversion System. O experimento foi conduzido durante os meses de Setembro/Outubro de 1983 ao redor de Askervein, uma colina com 116 metros de altura situado a oeste da Ilhas de South Uist (Escócia).

Durante o experimento, aproximadamente, 50 torres de instrumentação para mensurar o vento, foram instaladas. A maioria das torres possuíam 10 m contendo anemômetros de copos, mas duas torres de 50 metros, uma de 30 metros, uma de 16 m e trinta com 10 metros eram instrumentadas para captar a turbulência nas três direções de vento. Repetindo assim, por esta colina possuir uma forma elíptica, situada em terreno plano e pela qualidade dos dados apresentados pelos autores tem com base referenciada por inúmeros trabalhos, inclusive este.

### **3.4. Considerações Finais**

Com base na revisão bibliográfica exposta neste capítulo, a modelagem da CLA proposta para este trabalho seguirá a mesma metodologia de Stangroom (2004) e de Valle et al. (2005), onde foram simulados e validados a CLA, em situações reais, para a região de Askervein. Assim como Stangroom (2004), Valle et al. consideraram o escoamento incompressível, isotérmico e turbulento para uma atmosfera seca e estaticamente neutra, com uma colina relativamente suave e com vegetação baixa e uniforme. Como em Stangroom (2004) e Valle et al. (2005) o presente trabalho irá adotar como condição padrão de entrada (escoamento) o

perfil parabólico, para uma CLA neutra. Várias simplificações serão impostas ao modelo para facilitar a sua resolução como a rugosidade do terreno constante e igual a 0,03 metros, grama baixa, e sem considerar a força de Coriolis, efeitos térmicos e outros parâmetros. A parcela da turbulência será calculada por um modelo de turbulência de duas equações de transporte, RNG k- $\epsilon$ , que segundo Martins et. al. (2003), é o mais apropriado para este tipo de escoamento.

Para validar os resultados numéricos serão adotados os dados obtidos por Taylor et al. (1983 e 1985) para a região de Askervein, e os resultados fornecidos pela CEMIG obtidos através de anemômetros mecânicos postados em torres localizadas na região de Acuruí.

## 4. METODOLOGIA

Neste capítulo são apresentados os procedimentos da modelagem matemática e o método numérico para a obtenção dos campos de velocidade e pressão sobre terrenos complexos. Com esta finalidade são apresentados o modelo matemático e o domínio físico a ser resolvido com suas respectivas condições de contorno. Para a solução das equações de conservação, que considera o modelo matemático, é apresentado o método numérico a ser utilizado e o software comercial a ser implementado.

Em suma, neste capítulo são apresentadas todas as etapas e procedimentos necessários para atingir os objetivos propostos. A metodologia apresentada neste trabalho é a mesma implementada no trabalho de Valle et al. (2005).

### 4.1. Modelo Matemático Utilizado

O domínio de solução aplicado neste trabalho utiliza a mesma metodologia dos trabalhos de Mesoescalas, onde as forças de Coriolis são desprezadas. As Eqs. (4.1 e 4.2) representam respectivamente, a conservação da massa, quantidade de movimento, respectivamente, sob a decomposição de Reynolds e a aproximação de Boussinesq, onde,  $u_i$  são as componentes de velocidade,  $\rho_0$  é massa específica de referência,  $p$  é a pressão,  $k$  é a energia cinética,  $g$  é a aceleração da gravidade,  $t$  é o tempo,  $\nu_t$  é a viscosidade efetiva. O termo I, definido na Eq. 4.2, representa o termo de flutuação (Valle, 2005).

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (4.1)$$

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = -\frac{\partial}{\partial x_i} \left( \frac{p}{\rho_0} + \frac{2}{3} k \right) + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \nu_t \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \right] - \underbrace{S_w}_I \quad (4.2)$$

A definição do termo de flutuação caracteriza diversos modelos disponíveis na literatura. Usualmente, os modelos apresentados por Uchida, and Ohya (1999), Huser et al. (1997), Montavon (1998) e Valle et al. (2005) utilizam a aproximação de Boussinesq e os modelos de

turbulência derivados do modelo  $k-\varepsilon$ . Algumas considerações deve ser observadas quanto a este modelo:

- a) a viscosidade dinâmica ( $\mu$ ) é considerada constante em todo o domínio fluido;
- b) as velocidades do escoamento apresentam magnitude na qual o fluido pode ser considerado incompressível;
- c) as flutuações de turbulência são muito inferiores quando comparada com as respectivas grandezas médias;
- d) o efeito térmico associado à viscosidade do fluido pode ser desconsiderado;
- e) as flutuações de massa específica são significativas apenas quando multiplicadas pelo vetor da gravidade ( $g$ ).

#### 4.1.1. Modelo de Turbulência Utilizado

O modelo de turbulência bastante robusto e capaz de prever os escoamentos geofísicos, conforme salientado no capítulo anterior e reforçado por Kim et al. (2000) e por Martins et. al. (2003), é o modelo RNG  $k-\varepsilon$ , que utiliza a viscosidade turbulenta ( $\mu_t$ ), em conjunto com duas equações de transporte, a da energia cinética turbulenta,  $k$ , e da dissipação desta energia,  $\varepsilon$ ; onde estes termos são definidos pelo CFX (2004) como:

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho U_k) = \nabla \cdot \left[ \left( \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_{kRNG}} \right) \nabla k \right] + P_k - \rho \varepsilon \quad (4.5)$$

$$\frac{\partial(\rho \varepsilon)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho U_\varepsilon) = \nabla \cdot \left[ \left( \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_{\varepsilon RNG}} \right) \nabla \varepsilon \right] + \frac{\varepsilon}{k} (C_{\varepsilon 1 RNG} P_k - C_{\varepsilon 2 RNG} \rho \varepsilon) \quad (4.6)$$

$$\mu_t = C_{\mu RNG} \rho \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (4.7)$$

Onde:

$$C_{\varepsilon 1 RNG} = 1,42 - f_\eta \quad (4.8)$$

$$f_\eta = \frac{\eta \left(1 - \frac{\eta}{4,38}\right)}{\left(1 + \beta_{RNG} \eta^3\right)} \quad (4.9)$$

$$\eta = \sqrt{\frac{P_k}{\rho C_{\mu RNG} \varepsilon}} \quad (4.10)$$

onde  $C_{\mu RNG}$ ,  $C_{\varepsilon 1 RNG}$ ,  $C_{\varepsilon 2 RNG}$ ,  $\sigma_{k RNG}$  e  $\sigma_{\varepsilon RNG}$  são parâmetros adimensionais do modelo RNG  $k-\varepsilon$  definidos por:

TABELA 4.1 - Parâmetros do Modelo RNG  $k-\varepsilon$

$C_{\mu RNG}$	$C_{\varepsilon 1 RNG}$	$C_{\varepsilon 2 RNG}$	$\sigma_{k RNG}$	$\sigma_{\varepsilon RNG}$
0,085	$1,42 - f_\eta$	1,68	0,7179	0,7179

#### 4.1.2. Condições de Contorno Utilizadas

As condições de contorno tendem a limitar o comportamento do fluido no domínio, onde são apresentadas condições de entrada, saída, do solo (parede), do céu (simetria) e uma forma de se captar um dos fenômenos de instabilidade através da variação da massa específica pelo numero de Froude. As condições de contorno utilizadas neste trabalho são as mesmas implementadas por Valle et al. (2005). Neste trabalho o modelo de turbulência utilizado é RNG  $k-\varepsilon$ , onde o perfil de velocidade na entrada (inlet), associado à energia cinética turbulenta,  $k$ , e sua taxa de dissipação,  $\varepsilon$ , são expressos pelas seguintes equações:

$$u(z) = \frac{u_*}{\kappa} \ln\left(\frac{z}{z_0}\right) \quad (4.11)$$

onde  $u(z)$  é a função da velocidade dada pela lei de perfil de velocidade logarítmica apresentada pela no capítulo anterior,  $u_*$  é a velocidade de fricção e  $\kappa$  é a constante de von Karman ( $\kappa = 0,41$ ):

$$k = \frac{u_*^2}{\sqrt{C_\mu}} \quad (4.12)$$

$$\varepsilon = \frac{u_*^3}{\kappa z} \quad (4.13)$$

onde  $C_{u^*}$  é uma constante empírica.

A velocidade de fricção é difícil de determinar e não tem um significado físico de fácil compreensão (Valle et al., 2005), pode-se obter uma expressão semelhante em função de uma velocidade de referência, medida diretamente em campo a uma altura de referência de 10 metros. Esta altura é utilizada como referência em todos os trabalhos da literatura. Desta forma, considerando a velocidade de fricção, dada a partir da Eq. 4.11, tem-se:

$$\kappa u(z) = u_* \ln\left(\frac{z}{z_0}\right) \quad (4.14)$$

onde:

$$u_* = \frac{\kappa u(z)}{\ln\left(\frac{z}{z_0}\right)} \quad (4.15)$$

Considerando uma altura de referência  $z_{ref}$ , para uma velocidade de referencia medida nesta altura,  $u_{ref}$ , tem-se

$$u_* = \frac{\kappa u_{ref}}{\ln\left(\frac{z_{ref}}{z_0}\right)} \quad (4.16)$$

Substituindo esta expressão na Eq. 4.15 tem-se, finalmente:

$$\frac{\kappa u(z)}{\ln\left(\frac{z}{z_0}\right)} = \frac{\kappa u_{ref}}{\ln\left(\frac{z_{ref}}{z_0}\right)} \quad (4.17)$$

$$u(z)_{in} = u_{ref} \cdot \frac{\ln\left(\frac{z}{z_0}\right)}{\ln\left(\frac{z_{ref}}{z_0}\right)} [m/s] \quad (4.18)$$

onde  $u(z)_{in}$  é velocidade dada pelo perfil logarítmico modificado,  $u_{ref}$  é a velocidade de referência obtida a uma altura de 10m, onde para região de Askervein  $u_{ref} = 8,5 m/s$  (Taylor et al., 1983 e 1985) e  $u_{ref} = 5,0 m/s$  (torre 5) para região de Acuruí-MG,  $z_{ref}$  é a altura de referência (10 m) e  $z_0$  é o comprimento aerodinâmico da rugosidade apresentados na TABELA 4.2.

TABELA 4.2 - Valores gerais de rugosidade.  
Fonte : Valle et al. (2005)

$Z_0$ (m)	Parâmetros
1	Cidade
0,3	Floresta
0,03	Grama baixa
0,0001	Água

Resumindo as condições de contorno da CLA impostas no CFX para uma CLA neutra adotada como isotérmica e em regime permanente, são:

TABELA 4.3 - Condições de contorno no CFX 10.0

Contorno	$u_1$	$u_2$	$u_3$	$k$	$\varepsilon$
Entrada (inlet)	$u(z) = \frac{u_*}{\kappa} \ln\left(\frac{z}{z_0}\right)$	$u_2 = 0$	$u_3 = 0$	$k = \frac{u_*^2}{\sqrt{C_\mu}}$	$\varepsilon = \frac{k^{3/2}}{l_p}$
Saída (outlet)	$\frac{\partial u_1}{\partial x_1} = 0$	$\frac{\partial u_2}{\partial x_1} = 0$	$\frac{\partial u_3}{\partial x_1} = 0$	$\frac{\partial k}{\partial x_1} = 0$	$\frac{\partial \varepsilon}{\partial x_1} = 0$
Céu (Symmetry)	$u_1 = u_\infty$	$\frac{\partial u_2}{\partial x_2} = 0$	$\frac{\partial u_3}{\partial x_3} = 0$	$\frac{\partial k}{\partial x_2} = 0$	$\frac{\partial \varepsilon}{\partial x_2} = 0$
Solo (wall)	Parede sem deslizamento acoplada com funções de parede			$\frac{\partial k}{\partial x_3} = 0$	$\varepsilon = \frac{k^{3/2}}{l_p}$

### 4.1.3. Obtenção do Termo Fonte em Função do Número de Froude para o Modelo Utilizado

Após o estudo das condições de contorno, é necessário verificar a influência do termo fonte, o CFX implementa o termo fonte, para valores de forças de empuxo na equação da conservação de quantidade de movimento como:

$$S = g \cdot \Delta\rho = g \cdot (\rho - \rho_0) \quad (4.20)$$

onde  $S$  é termo fonte,  $g$  é a aceleração da gravidade,  $\rho$  é a massa específica do meio e  $\rho_0$  é a massa específica de referência. Segundo Trifonopoulos e Bergeles (1992) e Valle et al. (2005), ao considerar o gradiente de densidade constante durante a simulação, o número de Froude pode ser relacionado da seguinte forma:

$$Fr = \frac{U_\infty}{(g \cdot L \cdot \Delta\rho / \rho_0)^{1/2}} \quad (4.21)$$

onde  $U_\infty$  representa a velocidade desenvolvida acima de 500 metros,  $\Delta\rho$  a variação entre a base da colina e o seu topo,  $L$  a altura da colina e  $g$  a aceleração da gravidade. Desta forma, o termo fonte em relação à direção  $z$  (altura), introduzido na equação da conservação de quantidade de movimento, pode ser escrito da seguinte forma (Valle et al., 2005):

$$S_w = \frac{U_\infty^2 \cdot \rho_0}{L \cdot Fr^2} \quad (4.22)$$

onde  $U_\infty$  é a velocidade a uma altura de 500m,  $\rho_0$  é a massa específica de referência ( $\rho_0 = 1,185 \text{ kg/m}^3$ ) e  $L$  é o comprimento característico, usualmente é a altura da maior elevação ( $L = 116 \text{ m}$ ).

Desta forma, para poder validar o modelo com mapas topográficos da literatura torna-se necessário definir a faixa de número de Froude na qual a literatura apresenta dados experimentais. A TABELA 4.4 mostra a relação entre o estado da atmosfera ao termo fonte  $S_w$ :

TABELA 4.4 - Correlação entre o termo fonte  $S_w$  e Estado da Atmosfera.

Fonte : Valle et al. (2005)

Valor de Froude	Estado da Atmosfera
Acima de 1000	CLA Neutra
10 - 1000	Estratificação Estáveis
-100 - 10	Estratificação Instável

#### 4.2. Método Numérico Utilizado

A modelagem e a simulação do escoamento são efetuadas por meio do emprego do pacote comercial CFX-10.0. Este software possui, resumidamente, as seguintes características:

- discretização das equações de conservação pelo método de volumes finitos centrado no vértice;
- resolve problemas laminares e turbulentos tridimensionais;
- utiliza malhas não-estruturadas e híbridas;
- resolve problemas conjugados de calor e escoamento de fluidos, entre outras.

A utilização de malhas não-estruturadas permite que refinamentos de malha sejam aplicados próximos às superfícies, onde grandes variações de velocidade e temperatura estão presentes.

##### 4.2.1. A Discretização do CFX

A discretização das equações de conservação pelo método de volumes finitos, consiste em integrar as equações, tal que as principais (massa, quantidade de movimento, energia, etc.) sejam conservadas discretamente em cada volume de controle. A FIGURA 4.1 ilustra uma malha típica com profundidade unitária, em que se apresenta o volume finito, que é representado pela área sombreada.

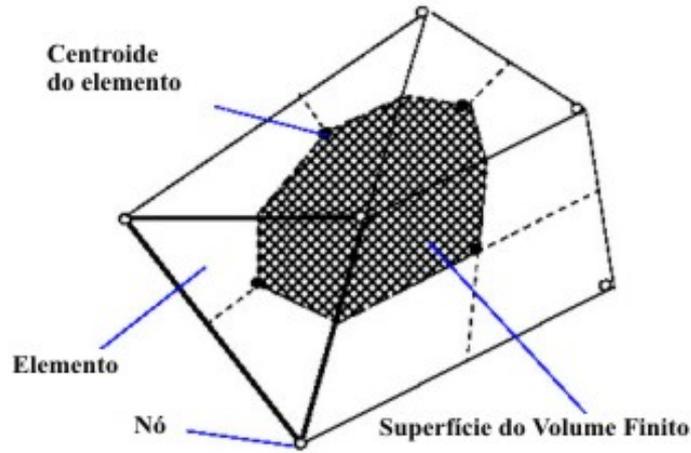


FIGURA 4.1 - Superfície do Volume Finito.

Observa-se que cada nodo é rodeado por um conjunto de superfícies que compõem o volume finito. As variáveis são armazenadas de todas de solução e as propriedades do fluido nos nós dos elementos. Considerando a forma principal das equações de conservação para massa, quantidade de movimento e para um escalar passivo,  $\phi$ , expressas em coordenadas cartesianas, tem-se:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho U_j) = 0 \quad (4.23)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho U_i) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho U_j U_i) = -\frac{\partial P}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \mu_{eff} \left( \frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) \right) + S_u \quad (4.24)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho \phi) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho U_j \phi) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \Gamma_{eff} \left( \frac{\partial \phi}{\partial x_j} \right) \right) + S_\phi \quad (4.25)$$

Estas equações são integradas no volume de controle e o teorema de divergência de Gauss é aplicado para converter algumas integrais de volume em integrais de superfícies. Para volumes de controle que não deformam no tempo, as derivadas no tempo podem ser movidas para fora das integrais no volume e as equações se tornam:

$$\frac{d}{dt} \int_V \rho dV + \int_s \rho U_j dn_j = 0 \quad (4.26)$$

$$\frac{d}{dt} \int_V \rho U_i dV + \int_s \rho U_j U_i dn_j = \int_s p dn_j + \int_s \mu_{eff} \left( \frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) dn_j + \int_V S_{U_i} dV \quad (4.27)$$

$$\frac{d}{dt} \int_V \rho \phi dV + \int_s \rho U_j \phi dn_j = \int_s \Gamma_{eff} \left( \frac{\partial \phi}{\partial x_j} \right) dn_j + \int_V S_\phi dV \quad (4.28)$$

onde os sufixos V e S representam a integração de volume e de superfície na região dada, respectivamente, e  $dn_j$  são as componentes diferenciais cartesianas do vetor de superfície normal externo. As integrais de superfície são as integrações dos fluxos, considerando que os integrais de volume representam fonte ou termos de acumulação.

O primeiro passo para resolver estas equações contínuas numericamente é aproximá-las usando funções discretas. Agora considere um elemento de malha isolado como mostrado na FIGURA 4.2.

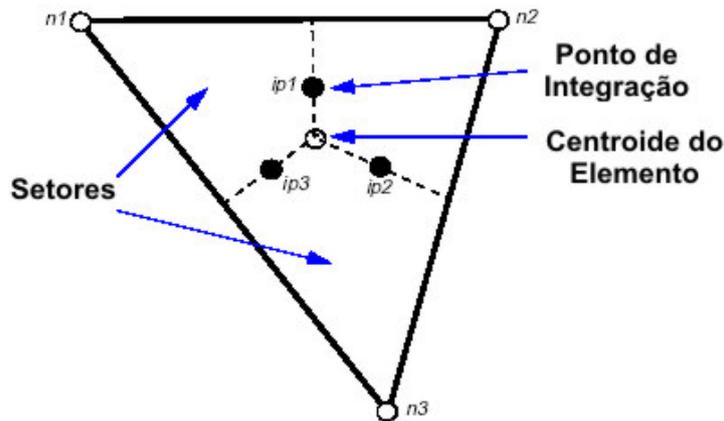


FIGURA 4.2 - Elemento de Malha Isolado

Os fluxos de superfície devem ser representados de maneira discreta nos pontos de integração para completar a conversão da equação contínua na forma discreta. Os pontos de integração,  $ip_n$ , ficam situados no centro de cada segmento de superfície do elemento 3D, que contorna o volume finito. A forma discreta das equações integrantes é escrita como:

$$\rho V \left( \frac{\rho - \rho^0}{\Delta t} \right) + \sum_{ip} (\rho U_j \Delta n_j)_{ip} = 0 \quad (4.29)$$

$$V \left( \frac{\rho - \rho^0}{\Delta t} \right) + \sum_{ip} (\rho U_j \Delta n_j)_{ip} = 0 \quad (4.30)$$

$$\begin{aligned} \rho V \left( \frac{U_i - U_i^0}{\Delta t} \right) + \sum_{ip} \dot{m}_{ip} (U_i)_{ip} &= \sum_{ip} (p \Delta n_i)_{ip} \\ + \sum_{ip} \left( \mu_{eff} \left( \frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) \Delta n_j \right)_{ip} &+ \bar{S}_{U_i} V \end{aligned} \quad (4.31)$$

$$\rho V \left( \frac{\phi - \phi^0}{\Delta t} \right) + \sum_{ip} \dot{m}_{ip} \phi_{ip} = \sum_{ip} \left( \Gamma_{eff} \frac{\partial \phi}{\partial x_j} \Delta n_j \right)_{ip} + \bar{S}_\phi V \quad (4.32)$$

$$\begin{aligned} V \left( \frac{\rho U_i - \rho^0 \phi^0}{\Delta t} \right) + \sum_{ip} \dot{m}_{ip} (U_i)_{ip} &= \sum_{ip} (p \Delta n_i)_{ip} \\ + \sum_{ip} \left( \mu_{eff} \left( \frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) \Delta n_j \right)_{ip} &+ \bar{S}_{U_i} V \end{aligned} \quad (4.33)$$

$$V \left( \frac{\rho \phi - \rho^0 \phi^0}{\Delta t} \right) + \sum_{ip} \dot{m}_{ip} \phi_{ip} = \sum_{ip} \left( \Gamma_{eff} \frac{\partial \phi}{\partial x_j} \Delta n_j \right)_{ip} + \bar{S}_\phi V \quad (4.34)$$

onde  $V$  é o volume de controle, o subscrito  $ip$  denota um ponto de integração,  $\Delta n_j$  é o vetor de superfície discreto externo,  $\Delta t$  é o intervalo de tempo. Nota-se que o esquema de Euler de Primeira Ordem foi considerado nas equações, embora um esquema de segunda ordem também possa ser utilizado. O sobrescrito “0” refere-se ao tempo passado. O fluxo discreto de massa por uma superfície do volume finito é denotado por:

$$\dot{m}_{ip} = (\rho U_j \Delta n_j)_{ip}^0 \quad (4.35)$$

#### 4.2.2. Armazenamento das Variáveis e Esquema de Interpolação Utilizado

O CFX utiliza um esquema co-localizado, no qual os valores de pressão e velocidade são ambos armazenados no centro das células. Um esquema de interpolação é utilizado para calcular os valores de pressão nas faces a partir dos valores no centro das células. O esquema utilizado interpola os valores de pressão e também as velocidades nas faces utilizando os coeficientes da equação de quantidade de movimento, em um procedimento similar ao apresentado por Rhie e Chow (1983).

#### 4.2.3. Tratamento do Termo Advectivo Utilizado

Para completar a discretização do termo advectivo, a variável  $\phi_{ip}$  deve ser relacionada aos valores nodais de  $\phi$ . Os esquemas de advecção implementados no CFX-10 podem ser apresentados na seguinte forma:

$$\phi_{ip} = \phi_{up} + \beta \nabla \phi \cdot \Delta \hat{\lambda} \quad (4.36)$$

Onde  $\phi_{up}$  é o valor upwind no nó,  $\nabla \phi$  é o gradiente de  $\phi$  e  $\hat{\lambda}$  é o vetor upwind no nó ip. Para o presente trabalho foi utilizado o esquema de “Alta-Resolução” implementado no CFX-10. O esquema de “Alta-Resolução (High-Resolution)” computa  $\beta$  localmente para ser tão perto de 1 quanto possível sem violar princípios do contorno. O cálculo para  $\beta$  é baseado no que foi proposto por Barth e Jespersen (1989).

### 4.3. Domínio Computacional Utilizado

#### 4.3.1. Domínio computacional para a região de Askervein

O estudo envolve digitalização da colina de Askervein, que é uma colina com 116 m de altura, localizada na costa oeste da ilha do South Uist na Outer Hebrides na Escócia. A FIGURA 4.3 mostra a localização exata da colina de Askervein, situada próxima da cidade de Askernish. Esta região é relativamente isolada e suave, onde na sua região leste encontra-se uma topografia costeira e plana e na sua região oeste pequenas colinas. Na FIGURA 4.4 esta realidade é constatada através de uma foto de satélite em perspectiva da região de Askervein,

mostrando assim as regiões à montante e à jusante do escoamento estudado e aplicado nesta topografia.

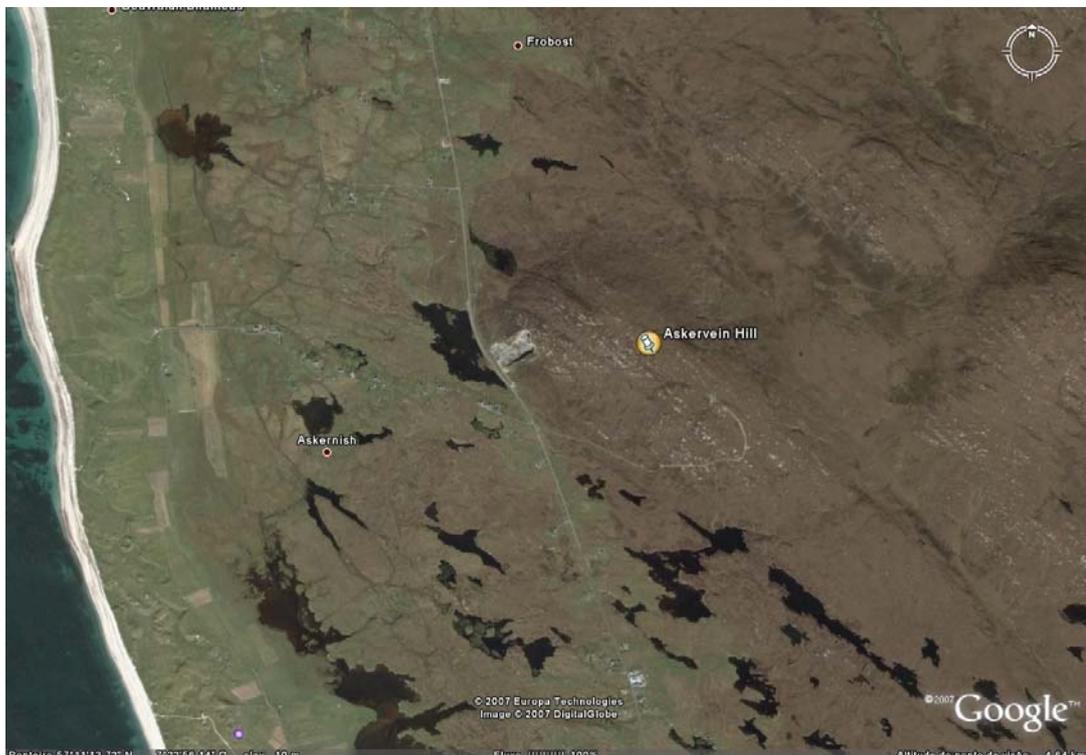


FIGURA 4.3 - Localização de Askervein



FIGURA 4.4 – Vista em Perspectiva da Topografia d Askervein

O conjunto completo de dados coletados em Askervein encontram-se disponíveis na TAYLOR et al. (1983 e 1985). As medidas de campo foram coletadas por meio de instrumentos dispostos ao longo das linhas, a uma altura de 10m acima da superfície da colina. A FIGURA 4.5 mostra a localização das torres de experimentação posicionadas de forma alinhada, onde duas linhas paralelas cortando a colina de sudoeste a nordeste são, de cima para baixo, as linhas A-A e AA-AA (orientado na direção  $43^{\circ}$ - $223^{\circ}$ , com aproximadamente 1 km de comprimento) respectivamente e a linha perpendicular a ela a Linha B-B (orientado na direção  $133^{\circ}$ - $313^{\circ}$ , com aproximadamente 2 km de comprimento). Além destas linhas a FIGURA 4.5 mostra também a direção de entrada do vento, com o valor de  $210^{\circ}$ , que no caso foi adotado devido a sua maior incidência sobre a topografia, relatado nos relatórios experimentais de Taylor et al. (1983 e 1985).

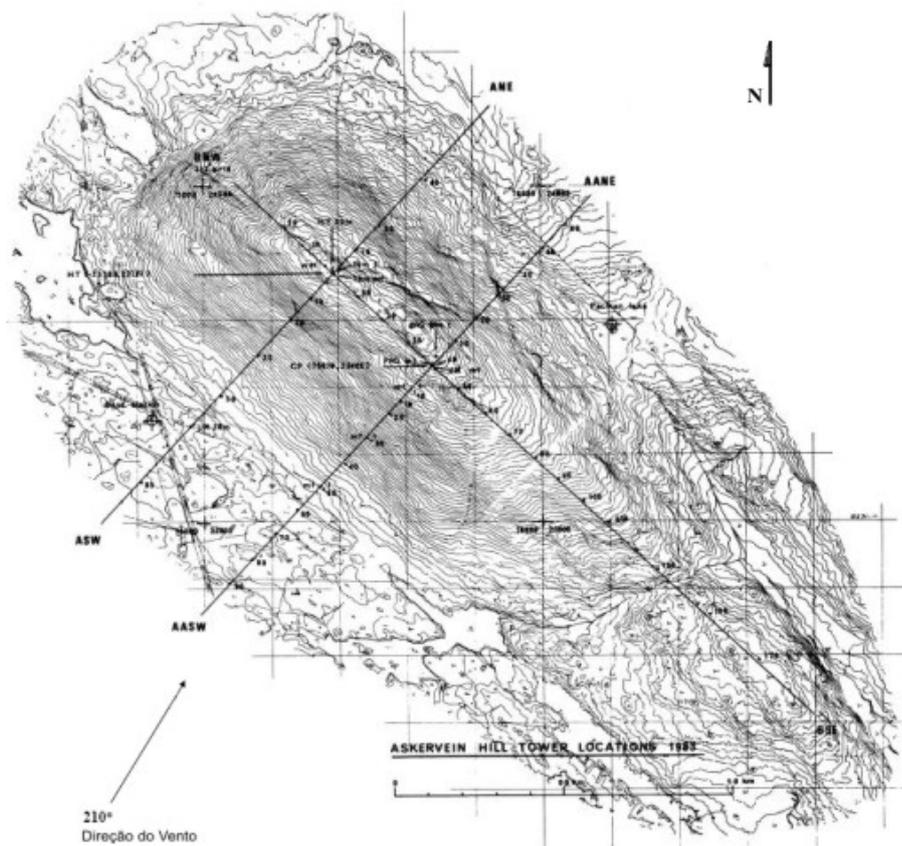


FIGURA 4.5 - Localização das Torres na colina de Askervein e a Direção do Vento Estudado Fonte: TAYLOR et al., 1983.

As FIGURAS 4.6 e 4.7 mostram como é a rugosidade do terreno próxima da colina, evidenciando a planície coberta com grama baixa e praticamente uniforme, intercalada com pequenos lagos e colinas situadas após a colina, ou seja, na sua porção oeste da região. Já a FIGURA 4.8 mostra uma torre experimental localizada no topo da colina, que tem como fundamento captar a evolução do perfil de velocidade do vento.



FIGURA 4.6 – Foto de Askervein, caracterizando a rugosidade não muito uniforme desta região.



FIGURA 4.7 - Foto de Askervein, caracterizando a rugosidade não muito uniforme desta região.



FIGURA 4.8 – Foto da torre experimental situada no topo da colina de Askervein

#### **4.3.2. Domínio Computacional para a Região de Acuruí**

Outro domínio computacional estudado foi o da região de Acuruí-MG, situado a 50 minutos a sudeste da cidade de Belo Horizonte, entre as cidades de Rio Acima e Ouro Preto. O vilarejo de Acuruí, que em tupi-guarani significa "rio de pedras", foi fundado em 1702 pelos bandeirantes e está dentro do traçado da Estrada Real. A FIGURA 4.9 mostra a localização da região de interesse delimitada pelas torres experimentais de 1 a 8 e em detalhe na FIGURA 4.10. Contrária ao caso de Askervein, a região de Acuruí-MG foi escolhida por apresentar uma topografia totalmente complexa, com terrenos bastante acidentados e rugosidade variada, sendo assim um boa oportunidade de verificar se o modelo é capaz de reagir em situações adversas de relevo.

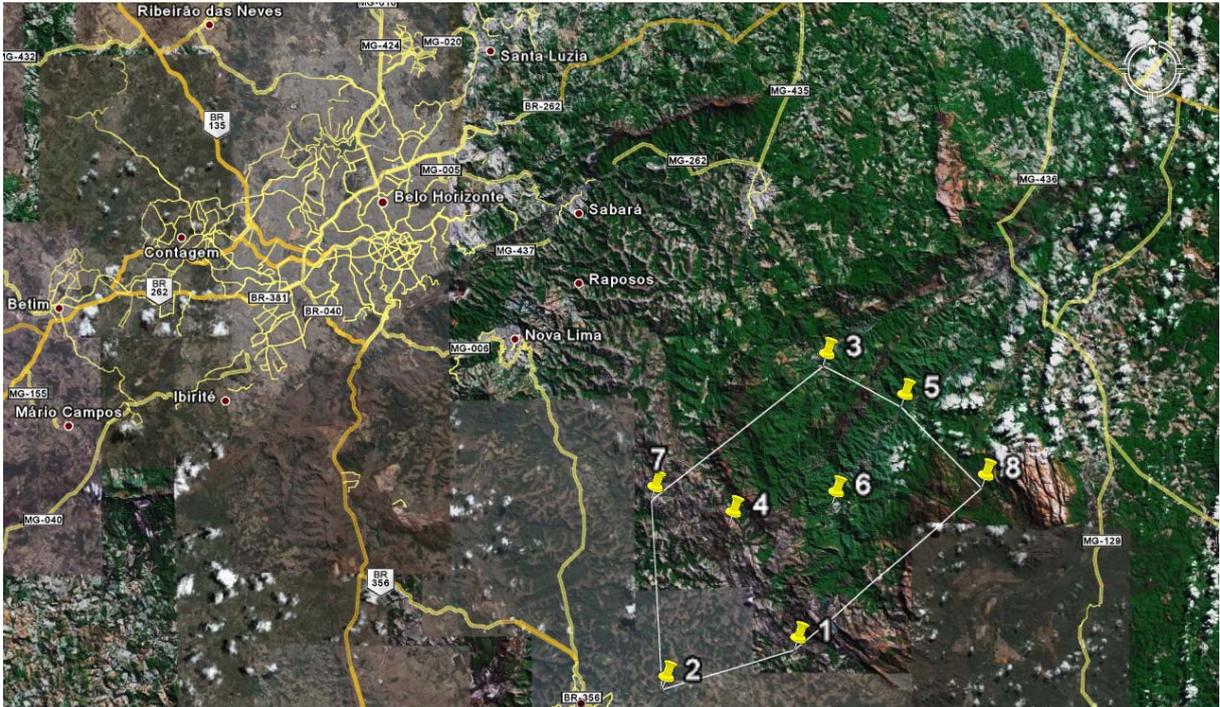


FIGURA 4.9 - Detalhe do Mapa Rodoviário de Minas Gerais com Destaque na Região da Cidade de Acuruí.

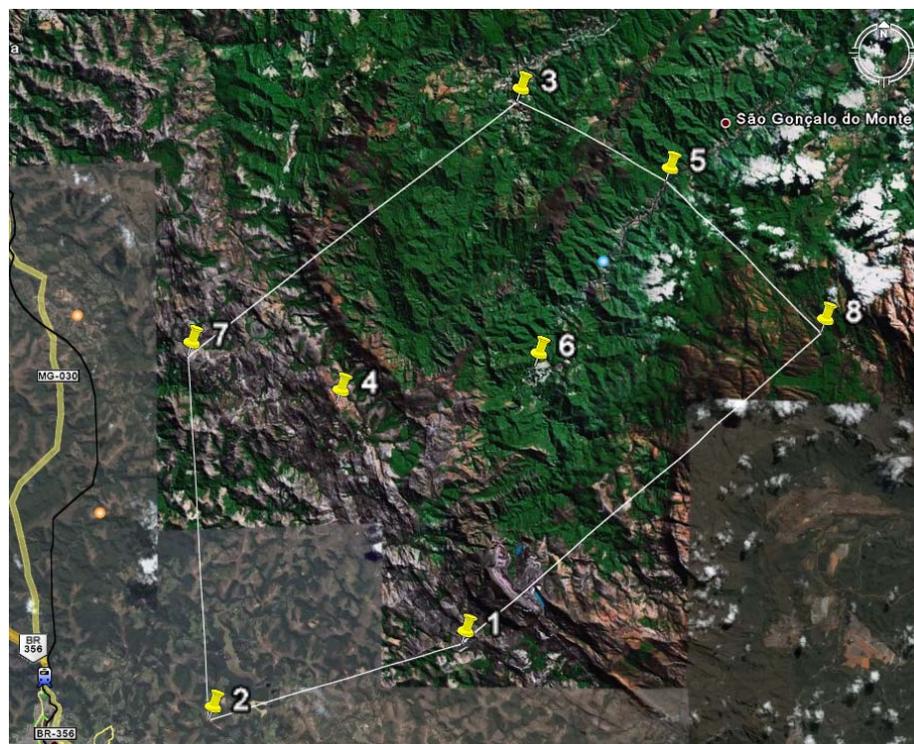


FIGURA 4.10 - Detalhe do Mapa Rodoviário de Minas Gerais com Destaque na Região da Cidade de Acuruí.

Alem disto, a Companhia Energética de Minas Gerais (CEMIG) tem o interesse de estudar esta região piloto para captar o comportamento atmosférico local. Para isto foram instaladas 8 torres de monitoramento, onde são captados valores de velocidade de vento, direção e temperaturas médias em intervalos de uma hora. A FIGURA 4.11 mostra a localização das oito torres experimentais que captam as variáveis atmosféricas em uma topografia típica digitalizada no CFX. As cores na topografia mostram a altura do terreno, onde para cores azuis são encontradas regiões mais baixas e as vermelhas regiões mais altas no relevo, enquanto que as fotos das oitos torres experimentais, mostram os diversos tipos de terreno onde elas se encontram.

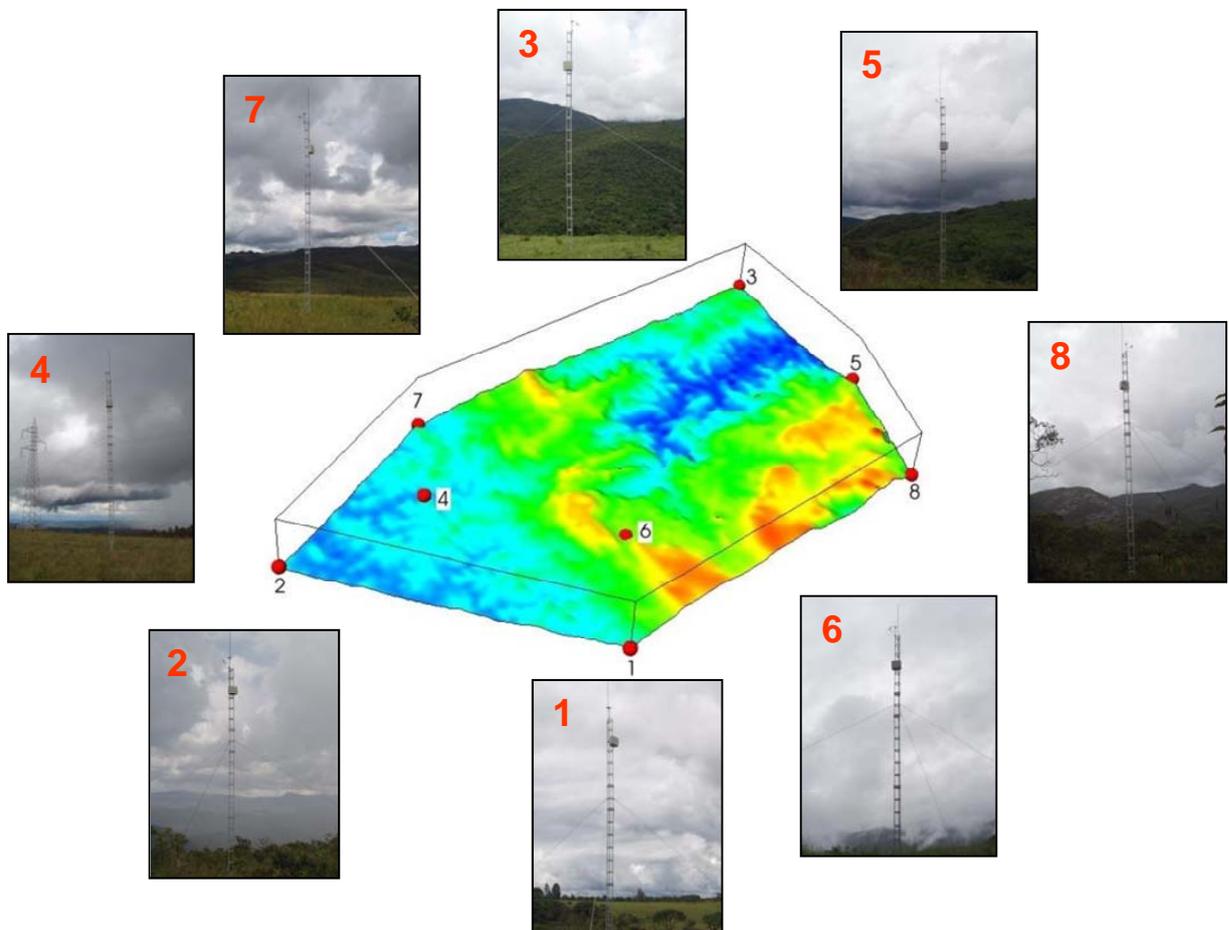


FIGURA 4.11 – Domínio Computacional de Acuruí, juntamente com as Torres Experimentais.

### 4.3.3. Geometria, malha e condições de contorno implementadas

#### 4.3.3.1. Região de Askervein

No presente trabalho foi adotada a metodologia de vento na direção de  $210^\circ$  de entrada conforme apresentado na FIGURA 4.5. O domínio simulado (Askervein) tem  $16000 \times 16000 \times 3000$  metros, a região foi discretizada utilizando-se uma malha híbrida, com uma região próxima ao solo com volumes prismáticos e o restante da malha composta de elementos tetraédricos. A FIGURA 4.12 mostra a geometria e malha utilizados na simulação respectivamente. Para poder simular um domínio tão extenso foi necessário uma malha com mais de dois milhões e quinhentos mil elementos, sendo que um milhão e meio destes elementos são tetraédricos e o restante, um milhão de elementos, são prismáticos. A dimensão dos elementos varia desde espaçamentos menores de 1 metro, próximo ao solo, até elementos outros com mais de 300 metros no topo da geometria.

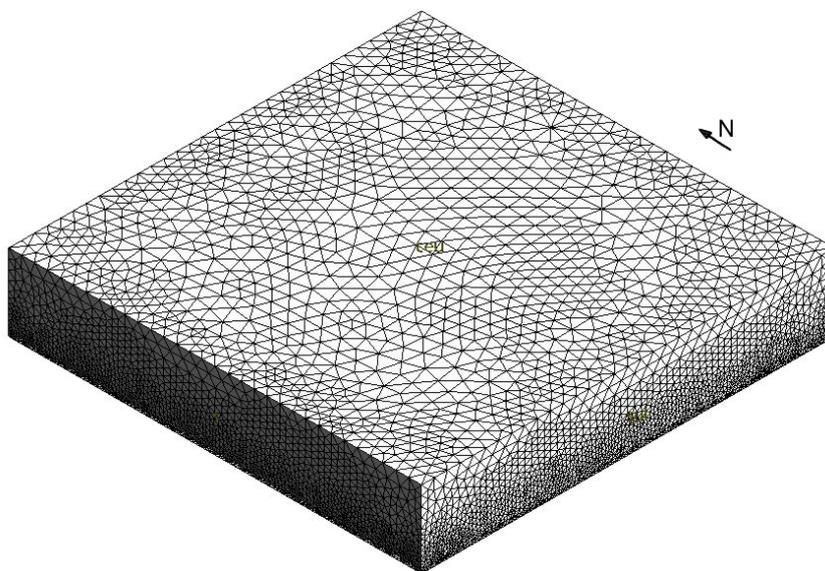


FIGURA 4.12 - Detalhe da Malha Digitalizada de Askervein em Vista Isométrica.

As FIGURAS 4.13 e 4.14 apresentam um plano de corte para ilustrar melhor o refinamento próximo da superfície. A malha próxima ao solo é bastante refinada enquanto que o restante é gradativamente maior. Esta estratégia permitiu que a simulação conseguisse convergir para diversas malhas testadas, mas devido às limitações impostas pela estrutura computacional não foi possível explorar malhas mais refinadas a partir de um determinado número de nós.

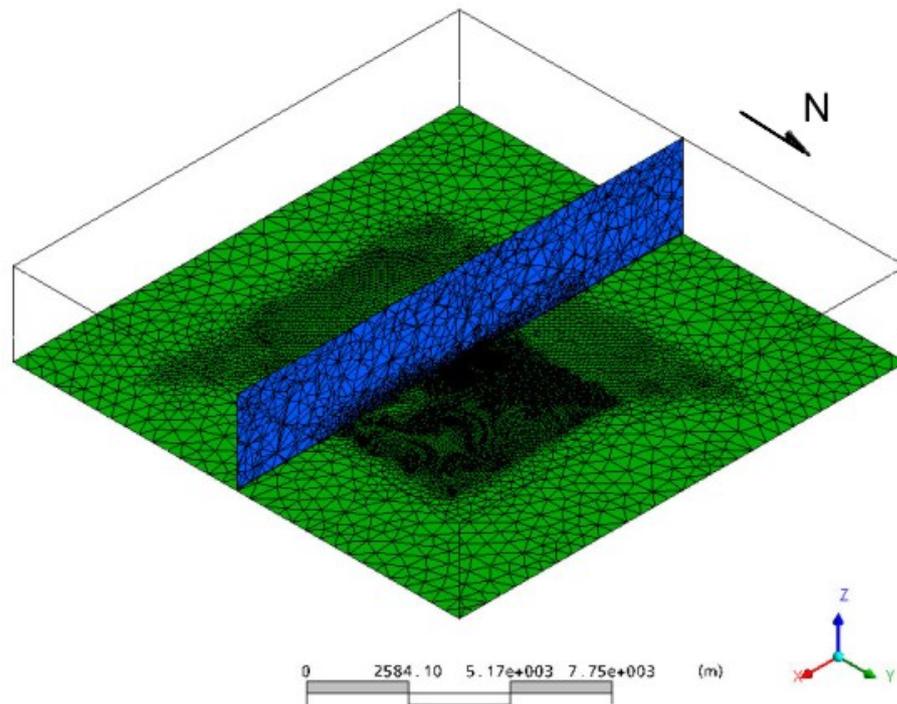


FIGURA 4.13 - Detalhe da Malha digitalizada de Askervein Apresentando um Plano para Indicar o Refinamento Local

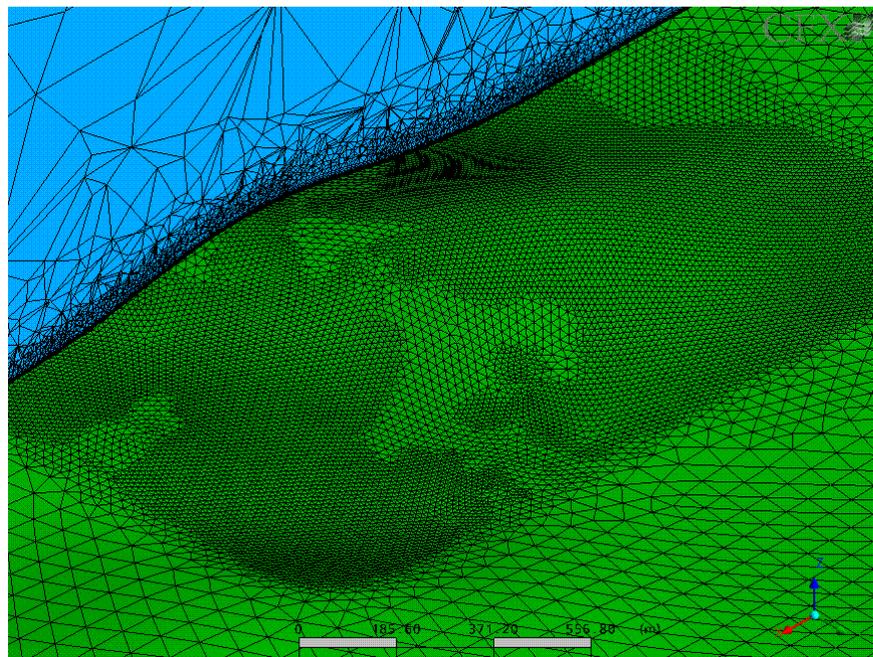


FIGURA 4.14 - Detalhe da Malha Digitalizada de Askervein Próximo a Colina Apresentando Refinamento mais Localizado

Como condição de contorno, na entrada foi utilizada a velocidade prescrita em um perfil logarítmico com velocidade de referência de 8.5m/s, a uma altura de referência de 10m, incidindo com um ângulo de 210° no sentido horário em relação ao Norte, estes dados foram os mesmos propostos por Taylor et. al. (1985) em seu trabalho. Na saída à condição de contorno adotada foi à pressão estática constante. No solo utilizou uma parede adiabática com rugosidade de 0,03m, o que representa uma vegetação baixa. E na parede superior, que seria análogo ao céu, utilizou a condição de simetria. As variáveis para cada coordenada é apresentada na TABELA 4.3. A FIGURA 4.15 mostra a região de entrada e saída do fluxo no domínio, onde a entrada é situada nas regiões oeste e sul enquanto que as regiões norte e leste são à saída do escoamento.

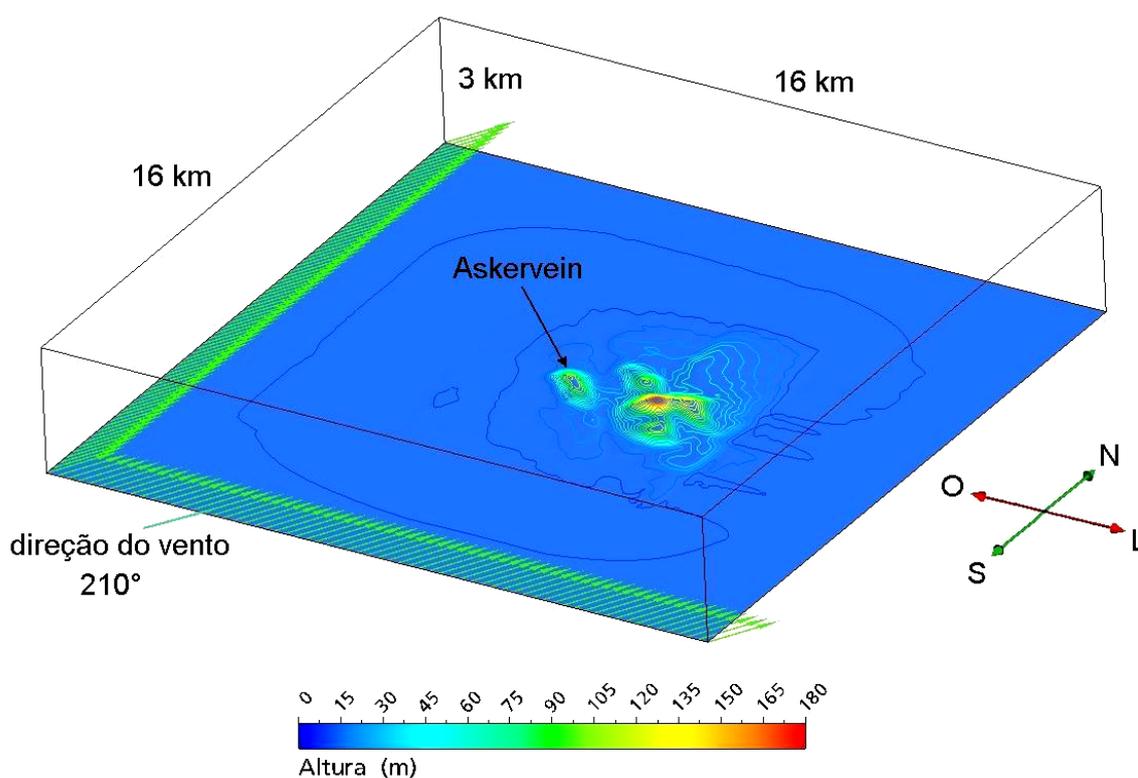


FIGURA 4.15 - Domínio Digitalizado de Askervein  
Apresentando a Região de Entrada e Saída do Escoamento

O modelo de turbulência que proporcionou o melhor resultado foi o RNG k- $\epsilon$ , comparado com k- $\epsilon$  padrão e melhor aplicado a este tipo de escoamento, com intensidade de 5%. Não se utilizou modelo de transferência de calor. Para ajustar o modelo utilizou-se um termo fonte acoplado à equação da quantidade de movimento, onde se incluiu o valor do número de Froude para associar aos estados da atmosfera.

Os resultados do modelo numérico foram confrontados com os dados experimentais de Taylor et. al. (1983 e 1985). O parâmetro para comparação dos dados foi a razão de aceleração (Fractional Speed-Up Ratio), ou acréscimo de velocidade, que é a razão entre a velocidade local e a velocidade de referência, ambas à 10 metros de altura em relação ao solo, ao longo das duas linhas de medição que passam paralela ao eixo menor de Askervein.

#### 4.3.3.2. Região de Acuruí - MG

Os dados de entrada da simulação correspondem aos dados experimentais captados pelas torres situadas nos pontos 1, 2, 3, 5, 7 e 8, através de médias horárias fornecidas por elas. Como os anemômetros instalados nestas torres são mecânicos e fornece dados em médias horárias e diárias de direção e velocidade do vento, a simulação em regime permanente devido a limitação dos dados. No presente trabalho foi adotada a condição de vento na direção 36° (nordeste) do domínio a 5 m/s de velocidade de referência, como mostrado na FIGURA 4.16, uma vez que este valor apresenta a maior média de incidência de vento durante os anos de 2003, 2004 e 2005. O domínio simulado é limitado pela localização dos pontos 1, 2, 3, 5, 7 e 8, a sua malha é composta de um malha híbrida, ou seja, há uma região próxima ao solo com volumes prismáticos e o restante da malha é composta de elementos tetraédricos.

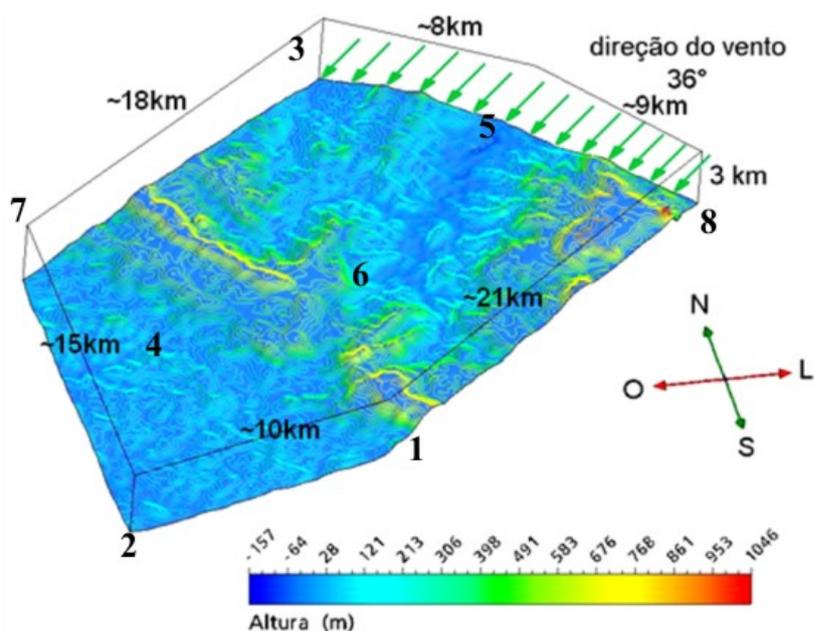


FIGURA 4.16 - Detalhe da Região de Entrada (vermelha) e Saída (azul) do Escoamento no Domínio Digitalizado de Acuruí

As localizações dos pontos na região de Acuruí são apresentadas na TABELA 4.5.

TABELA 4.5 - Coordenadas Geográficas das Torres Experimentais na Região de Acuruí

<b>Torre experimental</b>	<b>Latitude</b>	<b>Logitude</b>
Estação 1	20°12'41.90"S	43°38'17.10"W
Estação 2	20°14'23.20"S	43°44'14.60"W
Estação 3	20°00'33.50"S	43°36'58.10"W
Estação 4	20°07'18.90"S	43°41'13.80"W
Estação 5	20°02'18.50"S	43°33'24.50"W
Estação 6	20°06'28.60"S	43°36'31.80"W
Estação 7	20°06'14.60"S	43°44'44.30"W
Estação 8	20°05'44.30"S	43°29'52.50"W

A malha utilizada neste trabalho contém um total de 819.935 nós onde os seus elementos na superfície são espalhados uniformemente e refinada próxima a ela na direção Z. A FIGURA 4.16 mostra a localização da entrada do escoamento contida entre as torres 7, 3, 5 e 8 (região vermelha), enquanto a de saída é localizada entre as torres 7, 2, 1 e 8 (região azul).

#### 4.4. Estudo de malha

A influência da malha nos resultados foi estudada tanto para a região de Askervein quanto a de Acuruí. Para atingir a convergência e a boa qualidade dos resultados obtidos é necessário o refino da malha. No entanto, volumes menores requerem maior alocação de memória e maior tempo computacional para resolver o problema, gerando assim um limite de hardware em praticar a simulação numérica. O objetivo de testar malhas é encontrar este limite e verificar até onde a malha interfere nos resultados.

O parâmetro de referência adotado para os testes nas malhas foi o acréscimo de velocidade na linha A-A em Askervein obtidos no trabalho de Taylor et al. (1983 e 1985) e as velocidades médias experimentais nas torres 4 e 6 em Acuruí, concedidos pela CEMIG. Com base destes parâmetros diversas malhas foram testadas aplicando um refinamento geral e próximo da superfície, logo o limite de hardware foi atingido e os resultados estavam bastante distantes,

cerca de 30 a 36 % de diferença em média. Uma alternativa interessante foi refinar a malha próxima da região de interesse e quanto mais foi refinando melhores foram os resultados, limitando o estudo pelo hardware e pelo sistema operacional (32 bits), assim foram adotadas as malhas mais refinadas e que o sistema permitiu, tanto para a região de Askervein quanto para Acuruí. A modelagem da CLA foi realizada em um computador IBM xSeries 235 portando dois processadores Intel® Xeon® 3.02GHz/800MHz (2MB L2 Cache) e 2 GB de memória RAM.

## 5. RESULTADOS E DISCUSSÕES

Os resultados são divididos em duas partes. Na primeira parte é analisada a região de Askervein. Para esta colina é realizada a validação do modelo com dados experimentais produzidos por Taylor et al. (1983 e 1985) e analisados parâmetros importantes da CLA. Na segunda parte é estudada a região de Acuruí – Minas Gerais (Brasil), apresentado os resultados do modelo numérico. Para todos os resultados foi considerada a atmosfera sendo neutra e seca, além de considerar que a superfície possui uma rugosidade constante retratando um aspecto de grama baixa.

### 5.1. Resultados para a Colina de Askervein

#### 5.1.1. Validação do Modelo

Para validar o modelo foi adotado o mesmo critério adimensional de acréscimo de velocidade proposto no trabalho experimental de Taylor et al. (1983 e 1985), onde são gerados gráficos de acréscimo de velocidade para uma velocidade de referência ( $V$ ), situada em um determinado local da topografia. São coletados dados numéricos em linhas a 10 metros de altura que cruzam a colina, Linha A-A e Linha AA-AA. O fator de acréscimo de velocidade ( $\alpha_v$ ), o qual depende da velocidade local ( $V$ ) e de uma velocidade de referência ( $V_r$ ), obtida no ponto PR, mostrado na FIGURA 5.1, é dado por:  $\alpha_v = V/V_r - 1$ .

A FIGURA 5.1 mostra a topografia simulada de Askervein com as linhas e pontos para análise dos dados experimentais, obtidos no trabalho de Taylor et al. (1983 e 1985). A linha A-A e AA-AA foram usadas para análise dos resultados obtidos neste trabalho.

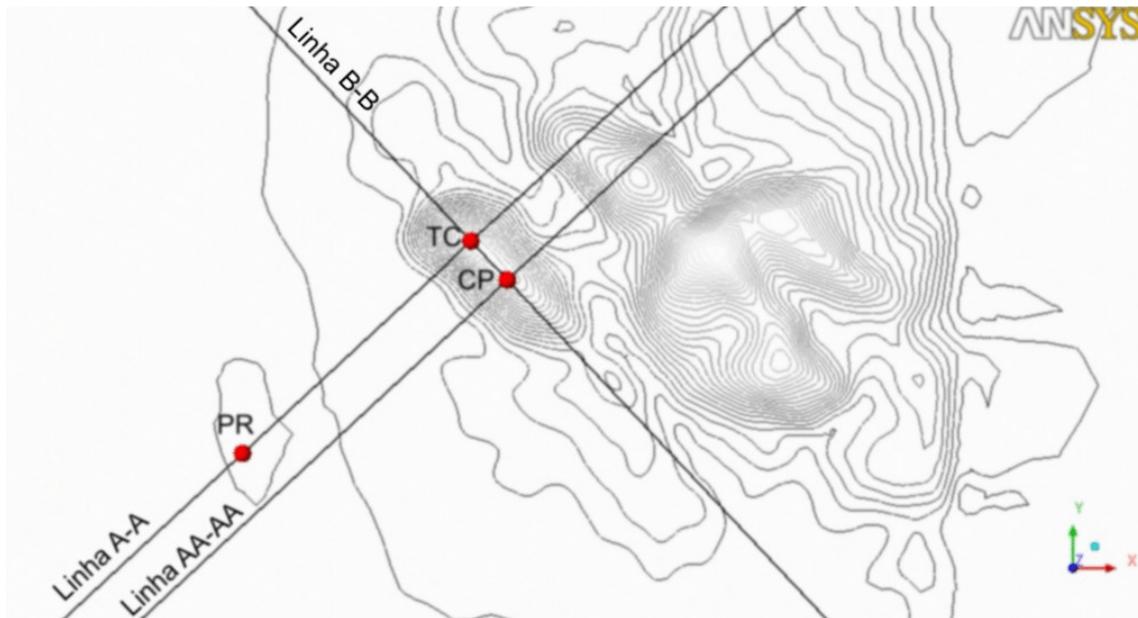


FIGURA 5.1 - Colina de Askervein com as Linhas e Pontos de Medição

A FIGURA 5.2 apresenta valores de acréscimo de velocidade no topo da colina (Ponto TC), onde a linha contínua representa os dados obtidos através da simulação numérica, enquanto que os pontos são os dados experimentais de Taylor et. al. (1983 e 1985) com suas faixas de incerteza. Pode ser observado que o perfil de velocidade nas camadas inferiores a 10 metros apresenta uma pequena distorção com os resultados experimentais, mas podem ser considerados válidos uma vez que estão na faixa de incerteza dos dados experimentais. Já o restante do perfil acompanha praticamente os dados experimentais obtidos por Taylor et al. (1983 e 1985), mostrando que o modelo numérico é capaz de captar todo o perfil de velocidade no topo da colina, onde sofre o efeito de compressão das camadas superiores, influenciando na aceleração do perfil de velocidade.

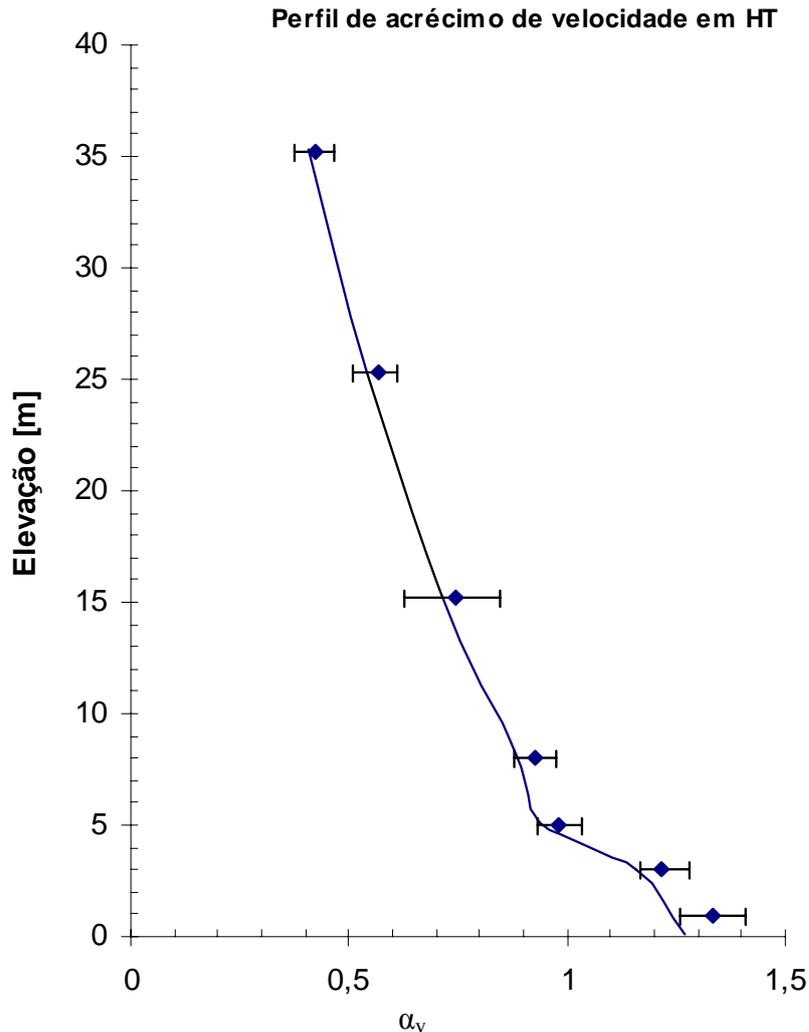


FIGURA 5.2 - Perfil do Fator de Acréscimo de Velocidade Vertical  
no Topo da Colina (Ponto HT)

A FIGURA 5.3 mostra a distribuição de acréscimo de velocidade ao longo da Linha A-A a uma altura de 10 metros da superfície. A semelhança com os dados experimentais é bem evidenciada nesta figura. O modelo consegue captar um pequeno decréscimo de velocidade próximo ao pé da colina, na região a montante. Embora o modelo consiga captar as acelerações de velocidade no topo da colina, os valores experimentais apresentam um valor bem maior no topo e uma discrepância maior na região a jusante da colina. Isto pode ser devido à necessidade de uma maior refino da malha nestas regiões.

Outros autores como Paiva et. al. (2001), Kim e Patel (200), Raithby et. al. (1987), Stangroom (2004), entre outros, apresentaram resultados com boa concordância com os dados de campo, mas eles tiveram os mesmos problemas de discrepância de seus resultados com os de campo na

região a jusante da colina. Neste trabalho esta diferença com os dados experimentais é apresentada com valores de desaceleração menores do que os de campo. Segundo Paiva et. al. (2001), esta conjuntura de dados é típica de fenômenos de separação em escoamentos tridimensionais. Segundo Teunissen et. al. (1987) acreditam que esta desaceleração pode ser devido ao efeito de bloqueio de colinas vizinhas, que neste trabalho é considerado.

A desaceleração menor que os dados experimentais obtidas em modelo numérico é investigada por Raithby et al. (1987), que atribuem este fato a simulações em regime permanente. Já Paiva et. al. (2001) completa que seus resultados superaram os de campo justamente porque seu modelo é transiente.

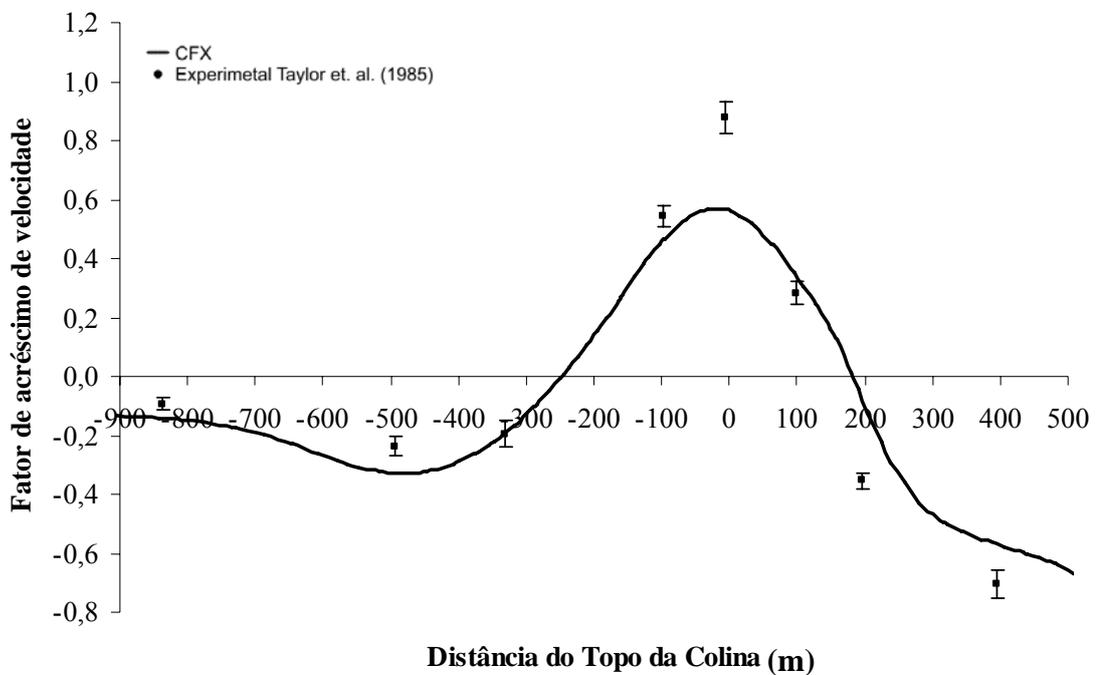


FIGURA 5.3 - Acréscimo de Velocidade ao Longo da Linha A-A

A FIGURA 5.4 apresenta a distribuição de acréscimo de velocidade ao longo da Linha AA-AA a uma altura de 10 metros da superfície. Nesta linha, o modelo foi capaz de reproduzir melhor os dados de campo do que no caso anterior. Isto pode ser atribuído a maior presença de colinas na região a jusante da topografia e ao fato que nesta região a colina é um pouco menos íngreme que na localizada na Linha A-A, mostrada anteriormente. Apesar dos dados estarem melhores que os anteriores, os mesmos problemas a jusante da colina são apresentados aqui também.

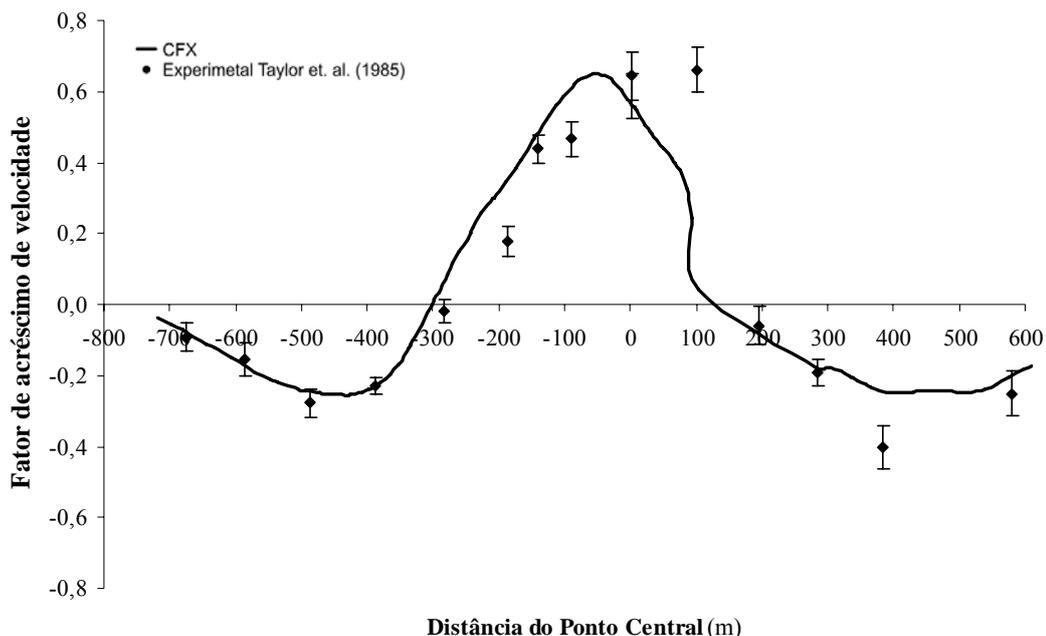


FIGURA 5.4 - Acréscimo de velocidade ao longo da linha AA-AA.

#### 5.1.1.1. Considerações Gerais da Validação

Em termos gerais o modelo representa qualitativamente o escoamento, mostrando o mesmo comportamento experimental da velocidade. Vale ressaltar que o ensaio foi feito em uma condição de atmosfera clara, seca e estável, onde os fenômenos de instabilidade foram desprezados para uma condição de rugosidade constante de grama baixa em regime permanente. Mesmo com estas considerações o modelo mostra ser bastante capaz de reproduzir escoamentos em diversas topografias.

#### 5.1.2. Parâmetros Importantes do Escoamento na Colina de Askervein

Os resultados apresentados neste item são de natureza exploratória, com a finalidade de mostrar a capacidade do modelo numérico em reagir fisicamente a parâmetros como influências da rugosidade do terreno, instabilidade térmica, turbulência gerada pela presença de colina no escoamento, entre outros.

##### 5.1.2.1. Análise da Rugosidade do Terreno

A FIGURA 5.5 mostra como o modelo reage à variação do parâmetro de rugosidade do

terreno, para diversos valores de rugosidade, sendo comparado com os dados experimentais de Taylor et al. (1983 e 1985). Os dados experimentais de Taylor et al. (1983 e 1985) consideram a CLA neutra, para uma condição de rugosidade constante de grama baixa para toda a colina, ou seja,  $z_0 = 0,03$  m.

Os resultados mostrados neste tópico visam mostrar a influência da variação do comprimento aerodinâmico da rugosidade no modelo numérico, para condições de CLA neutra, variando assim a rugosidade do terreno em 1 m, 0,3 m, 0,03 m 0,003 m e 0,0001 m (esta situação equivale a uma condição de cidade, floresta e grama baixa, gelo e água respectivamente). A FIGURA 5.5 mostra que na região a montante da colina (valores de x negativos) as rugosidades menores se aproximam mais dos valores experimentais de Taylor et al. (1983 e 1985). No entanto já na região à jusante (valores de x positivos) os valores maiores de rugosidade se mostraram mais próximos dos resultados de Taylor et al. (1983 e 1985). O fato de não poder refinar mais a malha torna-se difícil afirmar se estes resultados estão ou não sendo afetados pela malha adotada nesta situação, mas mostra que a rugosidade é um parâmetro importante que deve ser investigado com mais profundidade.

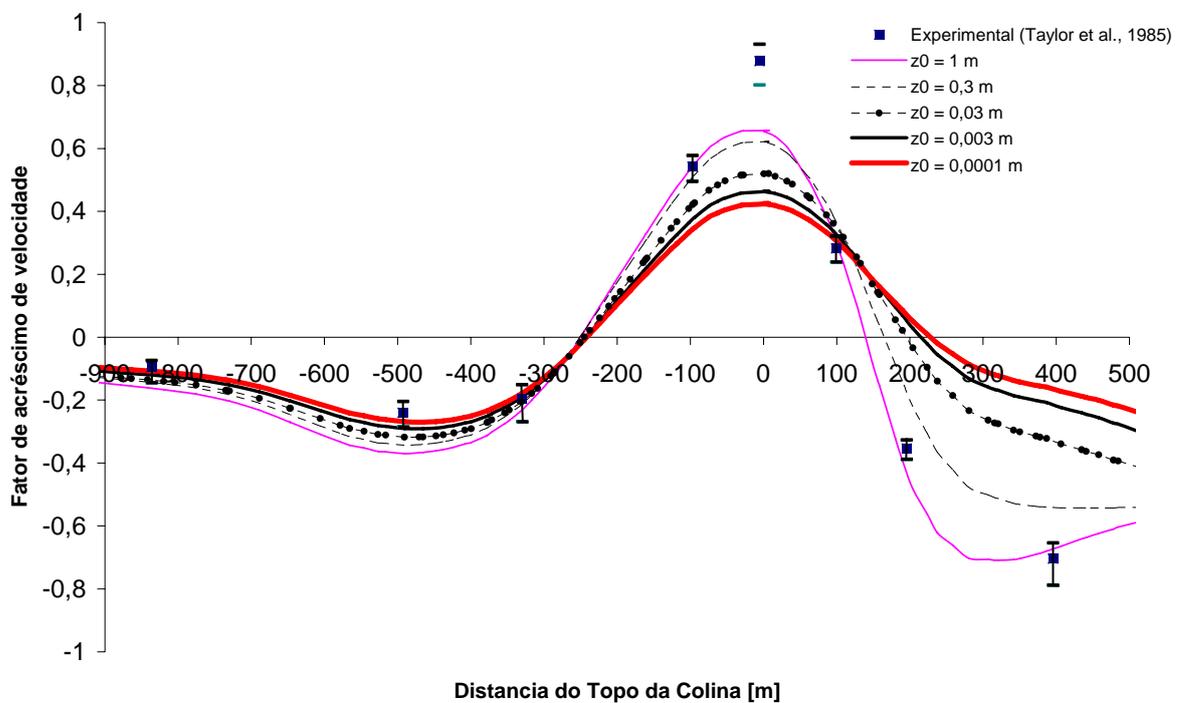


FIGURA 5.5 - Comparação do Acréscimo de Velocidade com a Rugosidade do Terreno ao Longo da Linha A-A

### 5.1.2.2. Análise da Velocidade Média Horizontal ( $U$ )

Esta análise é importante porque mostra as recirculações a montante e a jusante da Colina e os efeitos das Camadas Superiores na aceleração da velocidade para as regiões mais altas (topo das Colinas).

AS FIGURA 5.6 e 5.8 mostram campos de velocidade média ( $U$ ) em planos horizontais sobre as Linhas A-A e AA-AA de Askervein, respectivamente. O solo é caracterizado pelas curvas de nível e os campos de velocidade média ( $U$ ) pelo plano colorido sobre as colinas. Nestas figuras observa-se um campo de velocidade maior no topo das colinas (caracterizado pela cor vermelha), mostrando a influência da compressão das camadas superiores na aceleração do escoamento. Zonas de recirculação (velocidades negativas e caracterizadas pela cor azul) podem ser percebidas a montante e a jusante da colina de Askervein, nas duas figuras.

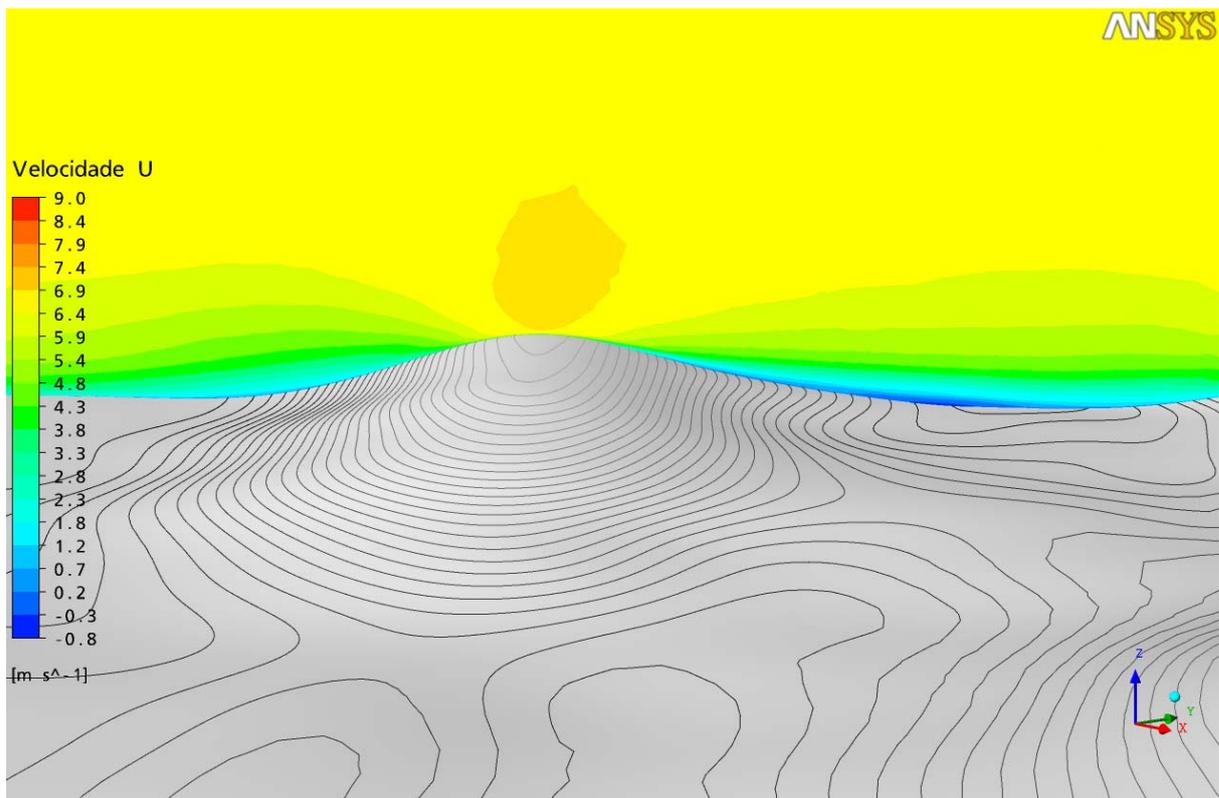


FIGURA 5.6 - Campos de Velocidade Média Horizontal sobre a Linha A-A sobre a Colina Askervein

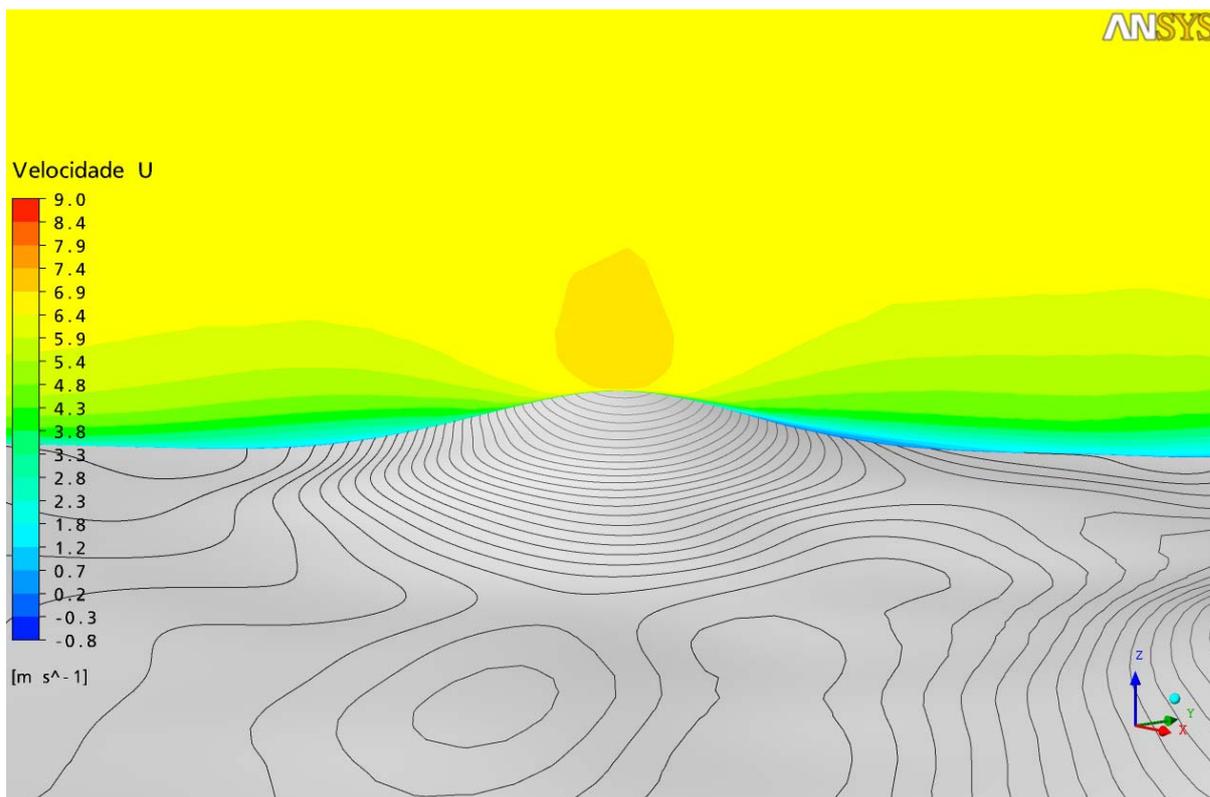


FIGURA 5.7 - Campos de Velocidade Média Horizontal sobre a Linha AA-AA sobre Colina Askervein

Nota-se que o modelo, mesmo com as simplificações impostas é capaz de reproduzir estas recirculações, que segundo Paiva et al. (2001) são difíceis de serem reproduzidas por modelos em regime permanente.

### 5.1.2.3. Efeitos Aerodinâmicos da Colina no Escolamento

A FIGURA 5.8 mostra linhas de corrente obtidas pelo modelo a 10m de altura sobre curvas de níveis da topografia de Askervein. O desvio sofrido pelo escoamento devido a presença da Colina mostra a necessidade do estudo tridimensional do fenômeno. Nota-se a jusante da Colina uma desaceleração do escoamento. Kim e Patel (2000) atribuem este fenômeno (tridimensionalidade) como possível causador da desaceleração abrupta sofrida pelo escoamento que se desloca sobre a colina na região a jusante dela, uma vez que surgem efeitos de bloqueios (recirculações e a presença da colina) neste escoamento específico.

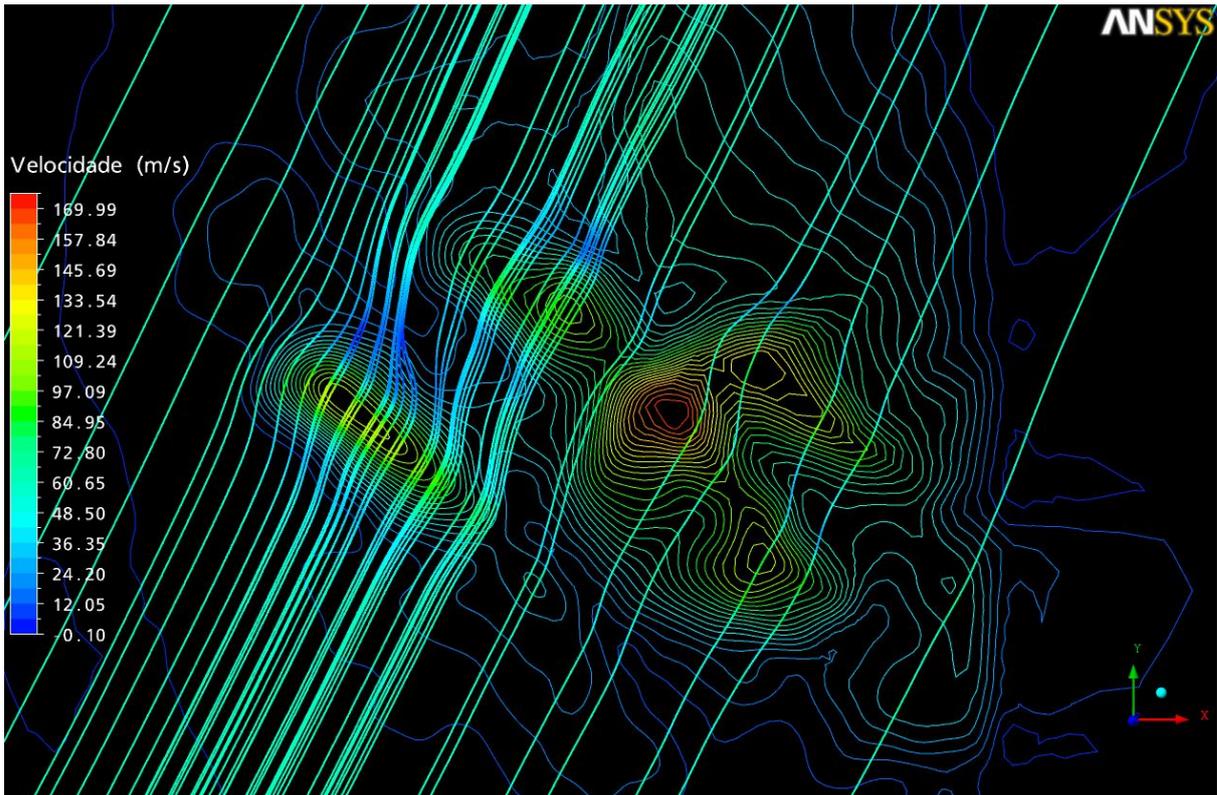


FIGURA 5.8 - Linhas de Corrente sobre a Colina Askervein e as Colinas Vizinha

A FIGURA 5.9 mostra perfis verticais de velocidade nos pontos TC, CP e PR, indicados na FIGURA 5.1. O ponto PR está localizado antes da colina, numa região bem mais baixa e plana. Os pontos TC e CP estão localizados no picos da colina colina de Askervein, mas com altitudes diferentes, sendo o ponto TC é o ponto de maior altitude. Nota-se que para o ponto na região plana e de menor altitude (ponto PR), o perfil é parabólico, não apresentado acelerações perto da superfície. Para os pontos CP e TC, localizados no pico da colina de Askervein nota-se um aumento brusco de velocidade na região próxima do solo, caracterizando a aceleração do escoamento devido a compressão das camadas superiores com o pico da colina.

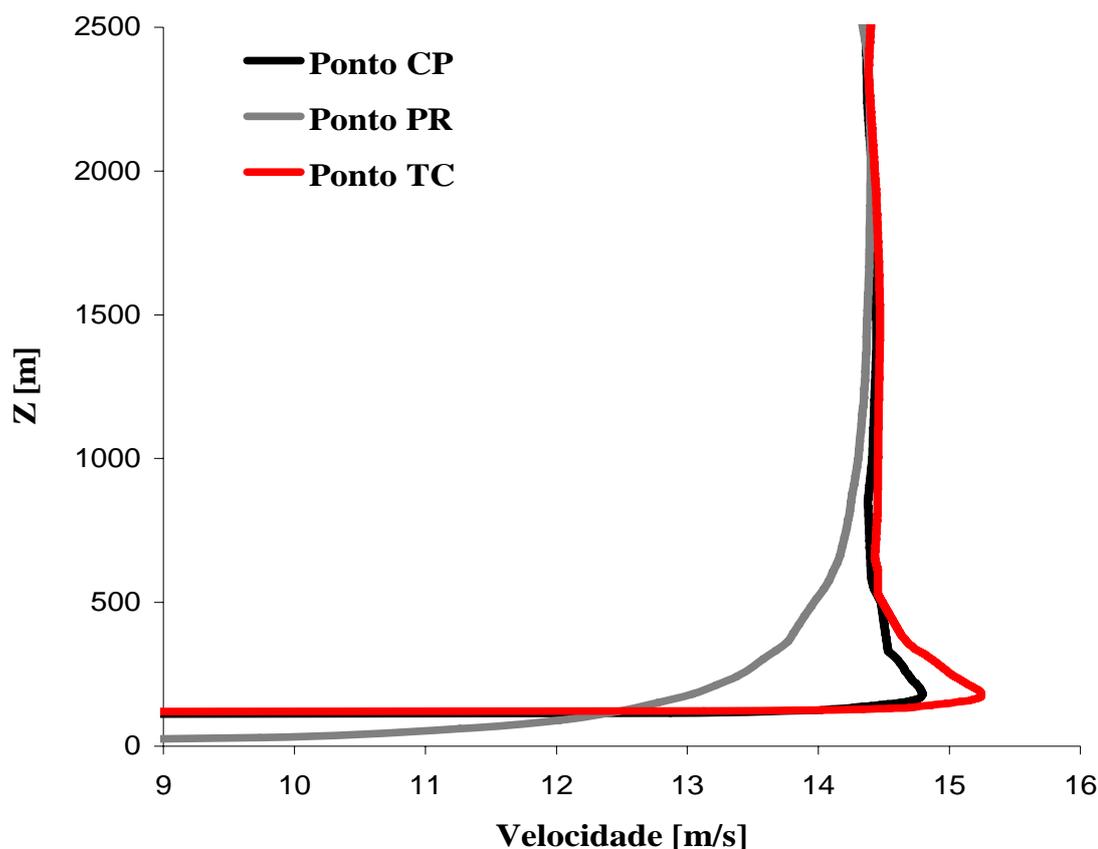


FIGURA 5.9 - Perfis Verticais de Velocidade nos Pontos TC (topo da colina mais alta), CP (topo da colina menor) e PR (ponto de referência)

A FIGURA 5.10 e apresenta a produção da energia cinética turbulenta a 10 m de altura do solo, a coloração representa campos médios de energia cinética turbulenta ( $k$ ) sobre a topografia, exibindo um comportamento esperado com relação ao efeito aerodinâmico da colina. Notam-se núcleos turbulentos mais intensos nas regiões a jusante das colinas. Estes estão diretamente associados aos escoamentos reversos que ocorrem na região de esteira turbulenta situada a jusante da colina.

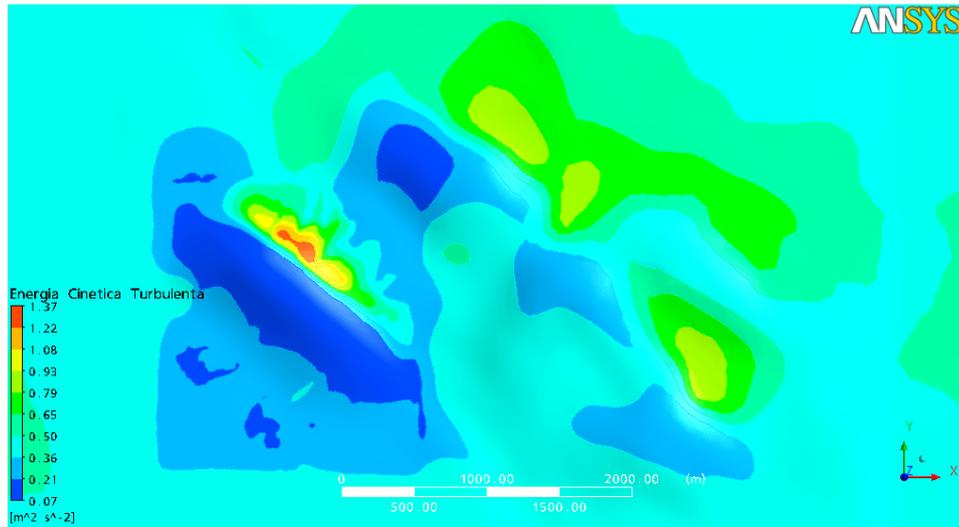


FIGURA 5.10 - Campos de Energia Cinética Turbulenta (k) sobre a Região de Askervein a 10 m de altura, Vista Superior

Nas FIGURA 5.11 e 5.12 são mostrados vetores de velocidade que acompanham a colina de Askervein. Ambas as figuras apresentam vetores de velocidade a 10 m de altura.

A FIGURA 5.11 apresenta uma vista superior e a FIGURA 5.12 uma vista em perspectiva. Em ambas as figuras fica bastante evidenciado o efeito aerodinâmico que a colina exerce sobre o escoamento. Velocidades mais intensas são encontradas, principalmente nas regiões laterais próximas ao topo e no topo da Colina, mostrando assim mais uma vez a capacidade da simulação em reproduzir fenômenos de compressão de camadas de ar sobre a colina.

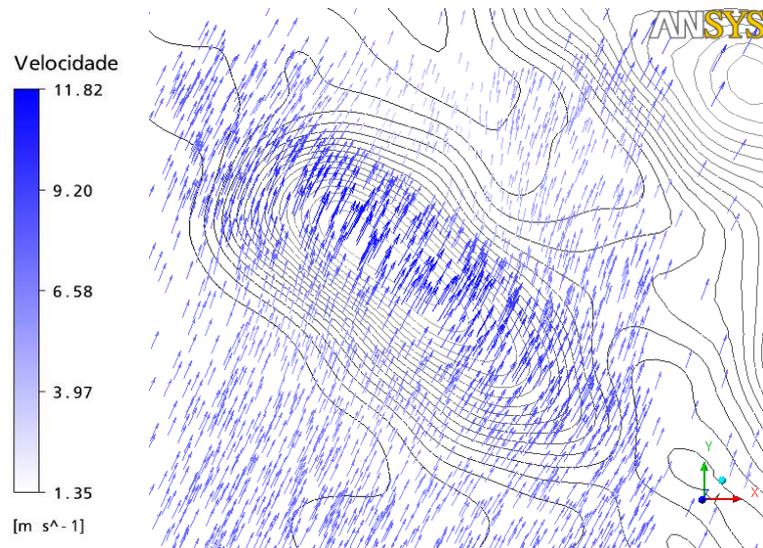


FIGURA 5.11 - Região de Askervein Apresentando os Vetores de Velocidade a 10 metros de Altura (Vista Superior).

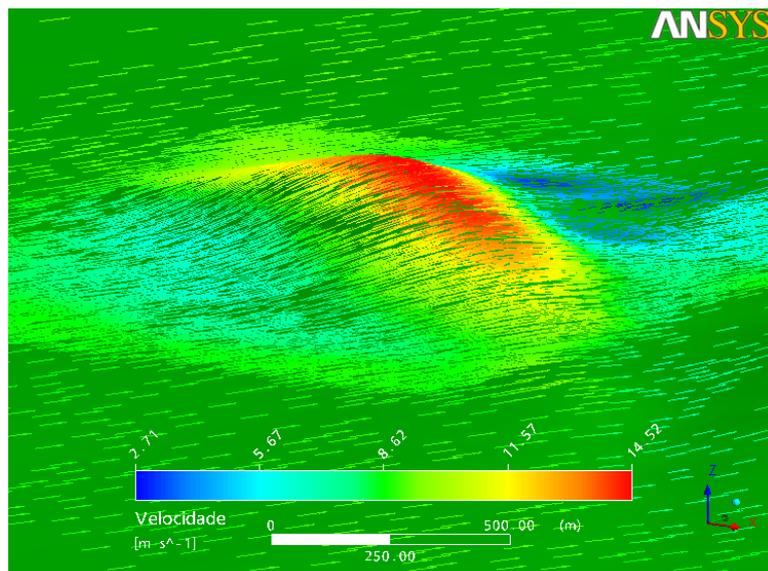


FIGURA 5.12 - Região de Askervein Apresentando os Vetores de Velocidade a 10 metros de Altura (Vista em Perspetiva).

## 5.2. Resultados para a Região de Acuruí

A FIGURA 5.13 mostra a topografia de Acuruí digitalizada, sendo apresentados os pontos de localização das torres de coleta de dados implementadas pela CEMIG. O ponto V foi introduzido no modelo numa região de vale, captando assim as velocidade presentes e mostrando como o perfil de velocidade parabólico reage em situações de altitude baixa. A escala de cores apresentada nesta figura representa a altitude do terreno, facilitando assim a analise dos resultados.

Os dados fornecidos pelas torres 1, 2, 3, 6, 7, e 8, situadas a 10 metros de altura, foram usados como condição de contorno na simulação realizada na região de Acuruí-MG. No mês de dezembro de 2003 houve uma maior incidência de vento na direção nordeste com o valor de 5 m/s. Esta direção e velocidade do vento foram adotadas como referências, sendo impostas no perfil de entrada parabólico de velocidade da simulação a 10 metros de altura. Esta metodologia gera erros em predizer valores exatos de direção e velocidade de vento, por se tratar de médias, mas serve como parâmetro para analisar se o modelo esta ou não reagindo bem às condições impostas pelas suas condições de contorno.

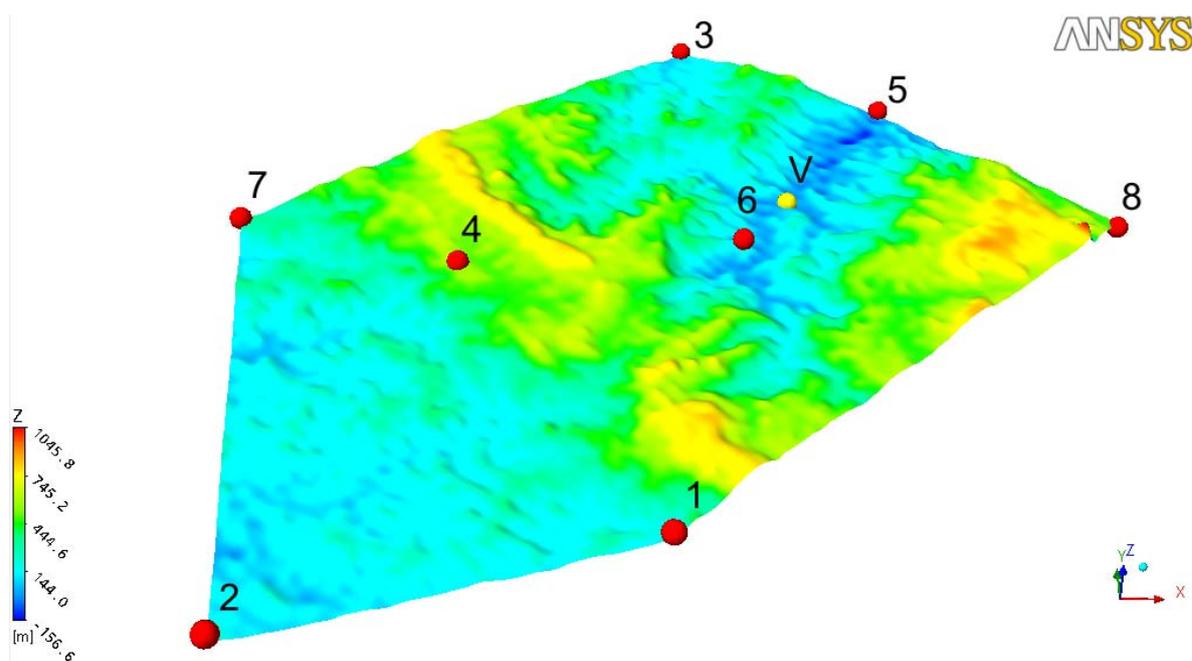


FIGURA 5.13 - Campos de Altitude da Topografia Digitalizada de Acuruí e Localização das Torres Experimentais (Vista em Perspectiva).

A FIGURA 5.14 mostra o deslocamento do escoamento sobre a topografia digitalizada de Acuruí, caracterizando, através dos desvios, a tridimensionalidade do escoamento. Esta tridimensionalidade é imposta principalmente pela presença da superfície acidentada de Acuruí, mostrando a influencia da forma do terreno no escoamento. Estas linhas indicam possíveis regiões de perigo para a construção de LTs neste terreno e favoráveis para a dispersão de poluentes.

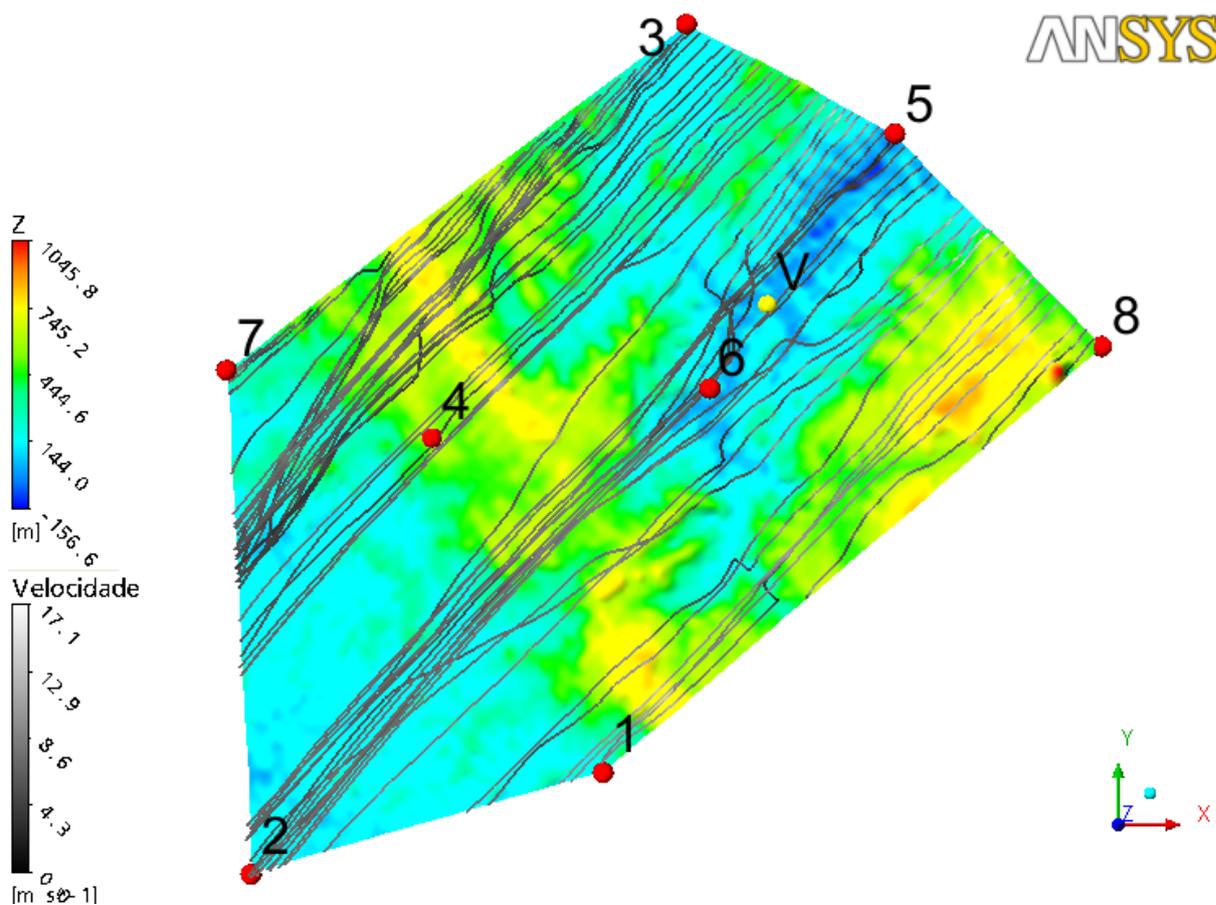


FIGURA 5.14 - Linhas de Corrente sobre a Topografia Digitalizada de Acuruí a 10 m de Altura. Vista Superior

As FIGURA 5.15 e 5.16 mostram vetores de velocidade a 10 metros de altura do solo, acompanhando a superfície do terreno. As regiões azuis na topografia mostram depressões no terreno. Uma característica marcante nestas figuras é a tendência do escoamento em formar uma corrente que acompanha as regiões mais baixas (vales), mostrando mais uma vez regiões importantes de escoamento preferencial nesta topografia.

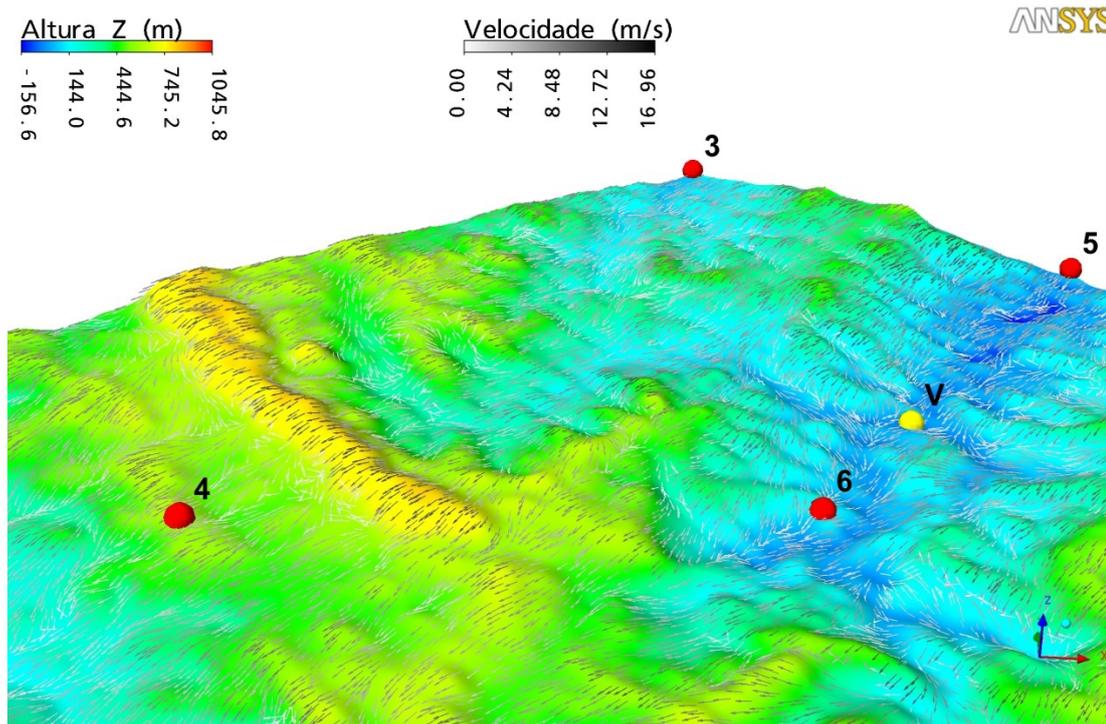


FIGURA 5.15 - Vetores Velocidade para o Domínio de Acuruí (Vista em Perspectiva).

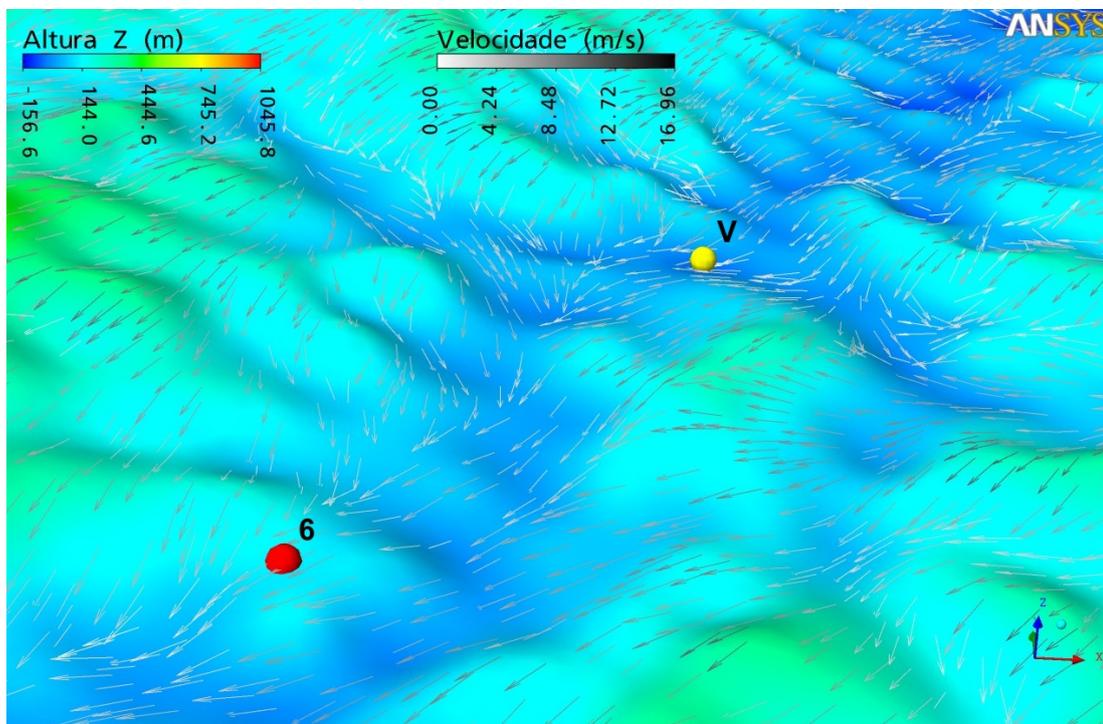


FIGURA 5.16 - Vetores de Velocidade para o Domínio de Acuruí detalhando um Canal onde se encontram os Pontos 6 e Vale (Vista em Perspectiva).

A FIGURA 5.17 mostra os perfis verticais de velocidade nos pontos 4, 6 e V, indicados na FIGURA 5.13. O ponto 4 está localizado numa região mais alta do que os pontos 6 e V, sendo que o ponto V está numa região de vale e de altitude menor do que os pontos 4 e 6. A FIGURA mostra o comportamento do perfil vertical de velocidade em função da altura do relevo. Nota-se que para o ponto na região plana, o perfil é parabólico, não apresentado acelerações perto da superfície. Para os pontos 4 e 6, localizados em regiões mais altas e de topo, é bem caracterizada a aceleração que estes perfis sofrem na região próxima do solo, caracterizando a compressão das camadas superiores da CLA.

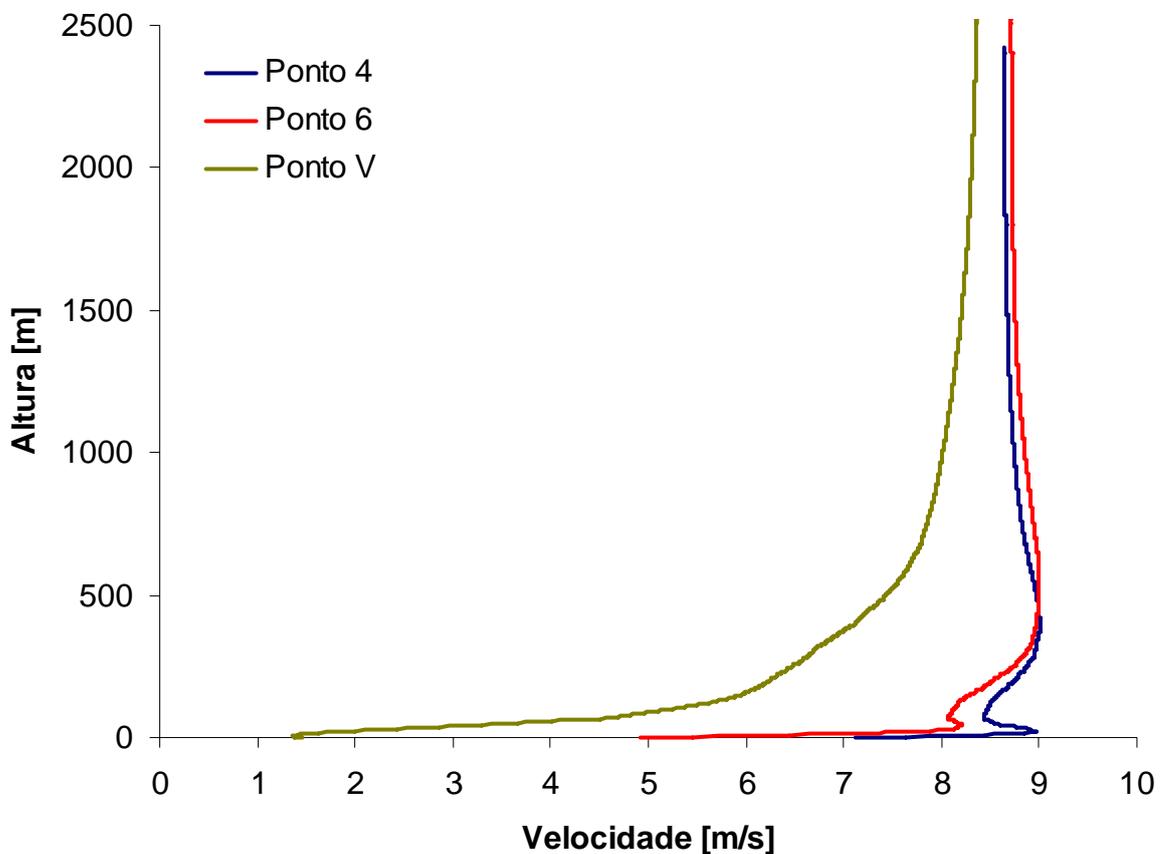


FIGURA 5.17 - Perfis de Velocidade no Domínio de Acuruí

Uma comparação com os dados experimentais para os pontos 4 e 6, pontos internos do domínio computacional, mostram diferenças máximas de 17 % para o ponto 4 e 23,4 % para o ponto 6. Como não foram consideradas as incertezas que os anemômetros apresentam, isto indica que, apesar de todas as limitações impostas no modelo de Acuruí, a simulação mostra-se eficiente em reproduzir o comportamento do escoamento.

### 5.3. Considerações Finais

Os resultados apresentados neste capítulo mostraram que o modelo numérico foi capaz de reproduzir o escoamento sobre colinas e terrenos complexos. Apesar das simplificações impostas na simulação (sem considerar a força de Coriolis desprezada, rugosidade constante, regime permanente, situação neutra de CLA, sem considerar efeitos térmicos, entre outros) os resultados aproximaram bastante dos dados experimentais de Taylor et al. (1983 e 1985). Para a região de Acuruí-MG, devido as deficiências dos dados experimentais fornecidos pelos anemômetros mecânicos, que apresentam altas incertezas em sua medição, os resultados, apesar de mostrarem diferenças na ordem de 23,4 %, com os dados experimentais, reproduziram a física do problema.

O modelo de turbulência adotado (RNG  $k-\varepsilon$ ) mostrou ser robusto e capaz de reagir bem a presença da colina e superfícies acidentadas do terreno, interferindo assim nos resultados, tanto a jusante quanto a montante dos obstáculos.

De uma maneira geral, apesar das restrições do modelo e limitações de hardware, o modelo desenvolvido mostra ser uma ferramenta importante na análise da CLA.

## 6. CONCLUSÕES

Foi desenvolvido um modelo para a CLA com o objetivo de simular os campos de velocidade e direção do vento. Este modelo apresenta algumas restrições que limitam a sua utilização para uma CLA bem comportada. As principais restrições são impostas pelas limitações computacionais, que impedem a utilização de malhas mais refinadas para a análise dos efeitos térmicos e transientes do escoamento.

Mesmo com estas restrições, o modelo se mostrou eficiente para prever a velocidade e direção do vento em condições de regime permanente, rugosidade do solo constante e temperatura constante (CLA neutra).

A validação com os dados experimentais de Askervein mostra que o modelo é capaz de reproduzir os dados medidos em praticamente todos os pontos da linha, com exceção do ponto localizado no topo da colina, onde se atinge a diferença máxima de 25%. Mesmo com esta diferença, o comportamento da curva obtida com o modelo acompanha qualitativamente a curva experimental. Isto indica que as diferenças podem ser reduzidas utilizando-se modelos complexos, que considerem todos os fenômenos envolvidos.

A validação com os dados medidos na região de Acuruí/MG consolida a eficiência do modelo em reproduzir os campos de velocidade e direção de vento em terrenos complexos, apresentando boa aproximação com os dados experimentais. Neste caso, mesmo se tratando de uma topografia muito mais irregular que a topografia de Askervein, o modelo apresentou diferenças máximas de 23,4% no ponto 6.

Em ambos os casos, o modelo foi eficiente em captar a compressão das camadas superiores, reproduzindo perfis verticais de velocidade mais parabólicos nas regiões planas e baixas. Para as regiões influenciadas pela presença de colinas e vales, os perfis de velocidade são deformados devido às acelerações e desacelerações do escoamento.

De uma forma geral pode-se dizer também que o modelo de turbulência utilizado foi capaz de reagir bem à presença de colinas, captando, mesmo com pequena intensidade, as recirculações

a montante e a jusante de colinas.

O modelo se mostrou também sensível à influência da rugosidade, mas é necessária uma análise mais detalhada para caracterizar a verdadeira contribuição deste parâmetro na CLA.

Para uma análise numérica mais profunda da CLA, torna-se necessário a inclusão dos efeitos térmicos e transientes que permita analisar o comportamento do mapa de ventos durante um período determinado ou de interesse. Para isto torna-se necessário a disponibilidade de recursos computacionais de maior capacidade de processamento e a busca de modelos mais eficientes.

## **7. SUGESTÕES PARA TRABALHOS FUTUROS**

Como sugestões para trabalhos futuros se recomendam:

- Modelo numérico considerando diferentes tipos de rugosidade;
- Modelo numérico considerando efeitos térmicos;
- Modelo numérico considerando efeitos transientes.

## REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- Abrunhosa, José Diniz Mesquita (2003). "Simulação de escoamento turbulento complexo com modelagem clássica e de grandes escalas." Tese (doutorado) – Pontifícia Universidade Católica do Rio de Janeiro, Departamento de Engenharia Mecânica.
- Andrén, A. (1989). "Application of the MIUU Meso-g -Scale Model to the Öresund Meteorological Databank". Report no. 87. Department of Meteorology, Uppsala University.
- Andrén, A. (1990). "A Meso-Scale Plume Dispersion Model. Preliminary Evaluation in a Heterogeneous Area". *Atmospheric Environment*, v. 24A, n. 4, p. 883-896.
- Antonia, R. A., Krogstad, P.-A. (2001). "Turbulence structure in boundary layers over different types of surface roughness." *Fluid Dynamics Research*. Vol. 28, pp. 139-157.
- Apsimon, H. M., Wilson, J. J. N. (1987). "Modelling Atmospheric Dispersal of the Chernobyl Release Across Europe." *Boundary-Layer Meteorology*, v. 41, p. 123-133.
- Apsley, D. D., Castro, I. P. (1997). "Numerical Modelling of Flow and Dispersion Around Cinder Cone Butte." *Atmospheric Environment*, v. 31, p. 1059-1071.
- Arya, S. P. S. and Shipman, M. S. (1981). "An experimental investigation of flow and diffusion in the disturbed boundary layer over a ridge - I. Mean flow and turbulence structure." *Atmos. Environ.* 15, pp. 1173–1184.
- Athanassiadou, M., Castro, I.P. (2001). "Neutral flow over a series of rough hills: A laboratory experiment." *Boundary Layer Meteorology*. Vol. 101, pp. 1-30.
- Baron, T., Gerhard, E. R., Johnstone, H. F. (1949). "Dissemination of Aerosol Particles Dispersed from Stacks." *Ind. & Eng. Chem.*, v. 41, p. 2403.
- Barth, T.J., and Jespersion, D.C. (1989). "The Design and Application of Upwind Schemes on Unstructured Meshes." AIAA Paper 89-0366.
- Barthelmie, R. J., Palutikof, J.P., Davies, T.D. (1993). "Estimation of sector roughness lengths and the effect on prediction of the vertical wind speed profile." *Boundary Layer Meteorology*. Vol. 66, pp. 19-48.

- Bartholy, J. e Radics, K. (2005). "Wind profile analyses and atmospheric stability over a complex terrain in southwestern part of Hungary" *Physics and Chemistry of the Earth* 30, pp. 195–200.
- Belcher, S. E., Hunt, J.C.R. (1998). "Turbulent flow over hills and waves." *Annual Review of Fluid Mechanics*. Vol. 30, pp. 507-538.
- Beljaars, A. C. M., Walmsley, J. L., Taylor, P. A. (1987). "Modelling of Turbulence over Low Hills and Varying Surface Roughness." *Boundary-Layer Meteorology*, v. 41, p. 203-215.
- Blondin, C. (1984). "Meteorology of Medium Range Transport of Pollutants." *Atmospheric Environment*, v. 18, n. 3, p. 537-544.
- Boçon, F. T. (1998). "Modelagem matemática do escoamento e da dispersão de poluentes na microescala atmosférica." Tese de Doutorado da Universidade Federal de Santa Catarina, 308 p.
- Boçon, F.T. and Maliska, C.R., (2000) "Application of a Non Isotropic Model to Stable Atmospheric Flows and Dispersion over 3D Topography", *J. of the Braz. Soc. Mechanical Sciences*, Vol XXII, No. 1, pp. 105-118.
- Bolin, B. (1950); "On the influence of the Earth's orography on the general character of the westerlins." *Tellus*, 2, pp. 184-195.
- Bosanquet, C. H., Pearson, J. L. (1936). "The Spread of Smoke and Gases from Chimneys. *Trans. Faraday Society*, v. 32, pp.1249.
- Boussinesq, J. (1877). "Théorie de l'écoulement tourbillant." *Mem. Pre. par. div. Sav.* v. 23, Paris.
- Bradley, E. F. (1980). "An experimental study of the profiles of wind speed, shearing stress and turbulence at the crest of a large hill." *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*. Vol. 106, pp. 101-124.
- Brutsaert, W. (1982). "Evaporation into the Atmosphere: Theory, History and Applications." D. Reidel. pp. 299.

- Buschmann, M. H., Gad-el-Hak, M. (2003). "Debate concerning the mean velocity profile of a turbulent boundary layer." AIAA. Vol. 41(4), p. 565-572.
- Camilla, G., Griff, J., Michel, O., and Vincent, D., 1999, "Transport and Mixing in the Atmospheric Boundary Layer", Lecture Notes, Aosta Summer School.
- Carmichael, G. R. (1980). "Numerical Technique for the Investigation of the Transport and Dry Deposition of Chemically Reactive Plumes." Atmospheric Environment, v. 14, n. 12, p.1433-1438.
- Castro, I. P. e Apsley, D. D. (1997). "Flow and Dispersion Over Topography: A Comparison Between Numerical and Laboratory Data For Two-Dimensional Flows." Atmospheric Environment, v. 31, p. 839-850.
- CFX (2004). "CFX-10 Solver and Solver Manager Guide", AEA Technology Engineering Software Ltd, UK.
- Chamberlain, A. C. (1965). ""Transport of Gases To and From Grass and Grass-Like Surfaces"". Atomic Energy Research Establishment, Harwell."
- Cheng, H., Castro, I.P. (2002). "Near wall flow development after a step change in surface roughness." Boundary Layer Meteorology. Vol. 105, pp. 411-432.
- Cook, N. J. (1997). "The Deaves and Harris ABL model applied to heterogeneous terrain." Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics. Vol. 66, pp. 197-214.
- Coppin, P. A., Bradley, E.F., Finnigan, J.J. (1994). "Measurements of flow over and elongated ridge and its thermal stability dependence: the mean field" Boundary Layer Meteorology. Vol. 69, pp. 173-199.
- Culf, A.D., et al (1996) "Radiation, temperature and humidity over forest and pasture in Amazônia, in Amazonian Deforestation and Climate" edited by J. H. C. Gash, C. A. Nobre, J. M. Roberts, and R.L. Victoria, pp. 175 – 192.
- Dawson, P., Stock, D. E. and Lamb, B. (1991). "The numerical simulation of airflow and dispersion in three-dimensional atmospheric recirculation zones". Journal of Applied Meteorology, 30, 1005-1024.

De Bortoli, M. E., Natalini, B., Paluch, M. J. and Natalini, M. B. (2002). "Part-Depth Wind Tunnel Simulations of the Atmospheric Boundary Layer". *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, vol. 90, p. 281-291.

Deaves, D. (1980). "Computations of wind flow over two-dimensional hills and embankments." *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*. Vol. 6, pp. 89-111.

Deaves, D. M. e Harris, R.I. (1978). "A mathematical model of the structure of strong winds, Construction Industry Research and Information Association." Research Report 76, CIRIA 6 Storey Gate, London SW1P 3AU, England.

Derbyshire, S. H., Wood, N. (1994). "The sensitivity of stable boundary layers to small slopes and other influences. Institute of mathematics and its applications conference series." Vol. 52, pp. 105-118.

Fackrell, J.E. e Robins, A.G. (1982). "Concentration fluctuations and fluxes in plumes from point sources in a turbulent boundary layer". *Journal of Fluid Mechanics* 117.

Fisch, G. (1996). "Camada limite amazônica: aspectos observacionais e de modelagem". Tese (Doutorado em Meteorologia) -Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais. São José dos Campos: 171p. (INPE-6123-TPT/584).

Fisher, B. E. A., Smith, R. (1987). "Expanding Box Models for the Long-Range Transport of Chemically Reacting Airborne Material." *Atmospheric Environment*, v. 21, n. 1, p. 195-199.

Gallego, M. C., Garcia, J.A., Cancillo, M.L. (2001). "Characterisation of atmospheric turbulence by dynamical systems techniques." *Boundary Layer Meteorology*. Vol. 100, pp. 375-392.

Gash, J. H. C. e Nobre, C. A. (1997). "Climatic effects of Amazonian deforestation: some results from ABRACOS", *Bulletin of the American Meteorological Society*, 78(5), 823 – 830.

Grünhage, L. & Haenel, H.-D. (1997). "PLATIN (PLant-ATmosphere INteraction) I: a model of plant-atmosphere interaction for estimating absorbed doses of gaseous air

pollutants". *Environmental Pollution* 98, 37-50.

Hauguel, A. (1985). "Numerical Modelling of Complex Industrial and Environment Flows." 2nd Int. Symposium on Refined Modelling of Flows , Iowa City, Iowa, USA.

Hewson, E. W. (1945) "The Meteorological Control of Atmospheric Pollution by Heavy Industry." *Quart. J. Royal Meteorological Society*, v. 71, p. 266.

Hickmann, A. J., Colwill, D. M. (1982). "Estimation of Air Pollution Concentration." TRRL Laboratory Report 1052.

Hinze, J. O. (1975) "Turbulence". 2nd ed. New York: McGraw-Hill.

Huser, A., Nilsen, P.J., and Skatun, H., (1997). "Application of k- $\epsilon$  model to the stable ABL: pollution in complex terrain", *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, Vol. 67-68, pp. 425-436

Iizuka, S. e Kondo, H. (2005). "Large-eddy simulations of turbulent flow over complex terrain using modified static eddy viscosity models", National Institute of Advanced Industrial Science and Technology, 16-1 Onogawa, Tsukuba, Ibaraki 305-8569, Japan.

Inagaki, M.; Kondoh, T. e Nagano, Y. (2005). "A mixed-time-scale SGS model with fixed model-parameters for practical LES". *Transactions of the American Society of Mechanical Engineers: Journal of Fluids Engineering* 127, 1–13.

Ishihara, T., Hibi, K., Oikawa, S. (1999). "A wind tunnel study of turbulent flow over a three-dimensional steep hill." *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*. Vol. 83, pp. 95-107.

Isnard, A. A. (2004); "Investigação Computacional do Escoamento e da Dispersão de Poluentes Atmosféricos sobre Topografias Complexas"; Tese de Doutorado, Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica da PUC-Rio, Rio de Janeiro.

Jackson, P. S., Hunt, J.C.R. (1975). "Turbulent wind flow over a low hill." *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*. Vol. 101, pp. 929- 955.

Jakeman, A. J., Simpson, R. W., Taylor, J. A. (1984). "Simulation Approach to Asses Air Pollution from Road Transport." *J. A. IEEE Transactions of Systems, Man and*

Cybernetics V. SMC-14, n. 5, p.726-736.

Jenkins G. J., Mason, P. J., Moores, W. H., Sykes, R. I. (1981). "Measurements of Flow Structure Around Ailsa Craig, a Steep, Three-Dimensional, Isolated hill", Quart. J. Royal Meteorol. Soc., v. 107, pp. 833-851.

Jensen, N. O., Petersen, E.L., Troen, I. (1984). "Extrapolation of mean wind statistics with special regard to wind energy applications." Report WCP-86, World Meteorological Organisation, Geneva.

Junior, D. V. (2003); "Modelagem numérica para interações superfície-atmosfera no estado do Paraná"; Dissertação de mestrado, Pós-Graduação em Métodos Numéricos em Engenharia, Setores de Tecnologia e Ciências Exatas, Universidade Federal do Paraná.

Kaimal, J. C. and Finnigan, J. J. (1994). "Atmospheric Boundary Layer: their Structure and Measurement". Oxford university Press, 304 pages.

Kasahara, A., and Washington, W. M. (1971); "General circulation experiments with a six layer NCAR model, including orography, cloudiness and surface temperature calculations." J. Atmos. Sci., 28, 657-701.

Kato, M. and Launder, B.E. (1993) "The modelling of turbulent flow around stationary and vibrating square cylinders. In: Proc." 9th Symposium on Turbulent Shear Flows, pp. 10-14.

Kays, W. M., and Crawford, M. E. (1993). "Convective Heat and Mass Transfer". McGraw-Hill;

Kim, H.G. e Patel, V.C. (2000). "Test of Turbulence Models for Wind Flow Over Terrain With Separation and Recirculation". Boundary-Layer Meteorology, Volume 94.

Kobayashi, M. H., Pereira, J. C. F., Siqueira, M. B. B. (1993). "Estudo Numérico de Escoamentos Turbulentos Sobre e Através de um Modelo de Florestas em Montanhas." XII Congresso Brasileiro de Engenharia Mecânica, Brasília, p. 1085-1088.

Koo, Y. S. (1993). "Pollutant Transport in Buoyancy Driven Atmospheric Flows." Ph. D. Thesis. The Louisiana State University and Agricultural and Mechanical Col.

Kossmann M.; Vogtlin R.; Corsmeier U.; Vogel B.; Fiedler F.; Binder H.-J.; Kalthoff N.; Beyrich F. (1998). "Aspects of the convective boundary layer structure over complex terrain"; *Atmospheric Environment* vol. 32, Nº 7, pp. 1323-1348.

Kustas, W. P., Brutsaert, W. (1986). "Wind profile constants in a neutral atmospheric boundary layer over complex terrain." *Boundary Layer Meteorology*. Vol. 34, pp. 35-54.

Lamb, R. G. (1978). "Numerical Simulation of Dispersion from an Elevated Point Source in the Convective Planetary Boundary Layer." *Atmospheric Environment*, v. 12, n. 6-7, p. 1297-1304.

Lange, R. (1978). "ADPIC - A Three-Dimensional Particle-in-Cell Model for the Dispersal of Atmospheric Pollutants and its Comparison to Regional Tracer Studies." *J. of Applied Meteorology*, v. 17, p. 320-329.

Lantz, R. B. (1972). "Use of 3D Numerical Air Pollution Models in Planning Plant Location, Design and Operation." *Canadian Petroleum Technology*, v. 11, n. 3.

Launder, B., E., e Spalding, D. B. (1972). "Mathematical models of turbulence". Academic Press, London and New York.

Lavery, T. F., B. R. Greene, B. A. Egan, and F. A. Schiermeier, (1983). "The EPA Complex Terrain Model Development program." *Extended Abstracts, Sixth Symposium on Turbulence and Diffusion*, American Meteorological Society, Boston, Mass., 126-130.

Lee, H. N. (1978). "Finite Element Numerical Study of Atmospheric Turbulent Motion and Diffusion in the Planetary Boundary Layer." *Proc. of the Int. Conf. in Numerical Methods in Laminar and Turbulent Flow*, John Wiley and Sons (Halsted Press), New York, p. 781-791.

Lesieur, M. (1997) "Turbulence in fluids." 3rd edition, Kluwer Academic Publishers.

Lun, Y. F., Mochida, A., Murakami, S., Yoshino, H., Shirasawa, T. (2003) "Numerical simulation of flow over topographic features by revised  $k-\epsilon$  models", *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 91, 231-245.

Manabe, S., e Terpstra, T. (1974); "The effects of mountains on the general circulation of the atmosphere as identified by numerical experiments." *J. Atmos. Sci.*, 31, 3-42.

Martins, M. A.; França, G. A. C.; Valle, R. M. (2003). "Test of turbulence models for wind Flow on the downwind slope of a 2D ridge model in neutral atmosphere." In: 17th International Congress of Mechanical Engineering, 2003, São Paulo. 17th International Congress of Mechanical Engineering Proceedings.

Mason, P.J., King, J.C. (1984). "Atmospheric flow over a succession of nearly two-dimensional ridges and valleys." *Quarterly Journal of the Meteorological Society*, 110: 821-845.

Mason, P. J., King, J.C. (1985). "Measurements and prediction of flow and turbulence over and isolated hill of moderate slope." *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*. Vol. 111, pp. 917-640.

Mason, P. J., Sykes, R.I. (1979a). "Flow over an isolated hill of moderate slope." *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*. Vol. 105, pp. 383-395.

Mason, P. J. (1986); "Flow over the summit of an isolated hill", *Boundary-Layer Meteorol.* 37 (1986) 385-405.

Maurizi, A.; Palma, J.M.L.M.; Castro, F.A. (1998); "Numerical simulation of the atmospheric flow in a mountainous region of the North of Portugal"; *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* vol. 74-76; pp. 219-228

McNaughton, K.G. e Brunet, Y. (2002). "Townsend's hypothesis, coherent structures and Monin-Obukhov similarity" *Boundary-Layer Meteorol.* 102, pp. 161-175.

McNider, R. T., Pielke, R. A. (1984). "Numerical Simulation of Slope and Mountain Flows." *J. of Climate and Applied Meteorology*, v. 23, n. 10, p. 1441-1453.

Mellor, G.L., Yamada, T. (1982). "Development of a Turbulence Closure Model for Geophysical Fluid Problems." *Reviews of Geophysics and Space Physics*, vol. 20, no 4, p. 851-875.

Salmon, J.R., Teunissen, H.W., Mickle, R.E. and Taylor, P.A. (1988). "The Kettle Hills Project. Field observations, wind tunnel simulations and numerical model predictions for flow over a low hill." *Boundary-Layer Meteorology* 43, 309-43.

- Mikkelsen, T., Larsen, S. E., Thykier-Nielsen, S. (1984) "Description of the Risø Puff Diffusion Model." *Nuclear Technology*, v. 67, p. 56-65.
- Monin, A. S., Yaglom, A.M. (1975). "Statistical Hydrodynamics: Vol 1 and 2." Cambridge, MA, MIT Press.
- Montavon, C. (1998). "Validation of a non-hydrostatic numerical model to simulate stratified wind fields over complex topography.", *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, Vol. 74-76, pp. 273-282.
- Montavon, C. Hertig, J.-A. Sarlos, G. (1999); "Wind power potential assessment over complex terrain using a modified version of the turbulent flow solver CFX4"; EWEC – CONFERENCE; pages 1232-1235.
- Muzakis, F. N., and G. Bergeles (1991). "Pollutant dispersion over a triangular ridge: A numerical study." *Atmos. Environ.*, 25A, 1374 - 1388.
- Nieuwstadt, F.T.M. & Duynkerke, P.G. (1996). "Turbulence in the atmospheric boundary layer." *Atmospheric Research*, vol. 40, pp. 111-142.
- Oliveira, P. J. de (1999). "Estudo do vento e da turbulência na camada limite atmosférica em áreas de floresta e pastagem na Amazônia"; São José dos Campos: INPE, 108p. – (INPE-8350-TDI/769).
- Pai, P. P. (1991). "Parallel Computation of Air Pollution Using a Second-Order Closure Model." Ph. D. Thesis. University of Kentucky.
- Paiva, L., M., S.; Bodstein, G. C. R.; Menezes, W.,F.; (2004). "Simulação do escoamento atmosférico sobre uma colina isolada utilizando o modelo RAMS"; *Revista Brasileira de Meteorologia*, v.19, n. 2, 163-176.
- Petersen, E. L., Mortensen, N.G., Landberg, L., Hojstrup, J., Frank, H.P. (1998). "Wind power meteorology. Part 1: Climate and Turbulence." *Wind Energy*. Vol. 1, pp. 2-22.
- Piquet, J. (1999). "Turbulent Flows: Models and Physics." Berlin, Springer-Verlag.
- Prandtl, L. (1925). "Über die ausgebildete Turbulenz." *ZAMM*. Vol. 5. pp. 136-139.
- Queney, P. (1947). "Theory of perturbations in stratified currents with application to

airflow over mountain barriers. Misc. Repts. N° 23, University of Chicago Press, 81 pp.

Queney, P. (1948). "The Problem of Air Flow Over Mountains. A Summary of Theoretical Studies", Bull. Am. Meteorol. Soc., v. 29, pp. 16-26.

Raithby, G. D., Stubley, G. D., Taylor, P. A. (1987). "The Askervein Hill Project: A Finite Control Volume Prediction of Three-Dimensional Flows over the Hill." Boundary-Layer Meteorology, v. 39, p. 247-267.

Reis Júnior, N. C., Santos, J. M., Siveira, A. B., Chacaltana, J. T. A., (2002) "Reconstrução do Campo de Ventos Tridimensional sobre Regiões de Topografia Complexa." Encontro Nacional de Ciências Térmicas – ENCIT 2002, CD-ROM, Caxambu, Brasil.

Richardson, L. F., Proctor, D. (1925). "Diffusion Over Distances Ranging from 3 km to 86 km." Memoirs of the Royal Meteorological Society, v. 1, n. 1.

Richardson, L. F. (1926). "Atmospheric Diffusion Shown on a Distance-Neighbor Graph." Proc. Of Royal Society, A, v. 110, p.709.

Rhie, C.M., and Chow, W.L. (1983) "Numerical study of turbulence flow past an airfoil with trailing edge separation." AIAA Journal, Vol. 21, pp. 1527-1532.

Rodi, W., and Mansour, N. N. (1993). "Low Reynolds number  $\kappa$ - $\epsilon$  modeling with the aid of direct simulation data." J. Fluid Mech, vol. 250, pp. 509-529;

Rodrigues, D. A.; Alho, A. P.; Freire, A. P. S. (2006). "Numerical computation of the flow around roughness elements." In: 11th Brazilian Congress of Thermal Engineering and Sciences, 2006, Curitiba. Anais do ENCIT2006. Rio de Janeiro : ABCM.

Rossby, C. G. (1932). "A Generalization of the Theory of the Mixing Length With Applications to Atmospheric and Oceanic Turbulence." Massachusetts Institute of Technology Meteorological Papers, v. 1, n. 4.

Runca, E. (1975). " Numerical Treatment of Time Dependent Advection and Diffusion of Air Pollutants." Atmospheric Environment, v. 9, n. 1, p. 69-80.

Santos, J. M. (1992) "Simulação Numérica Tridimensional da Dispersão de Poluentes na Atmosfera." Dissertação de Mestrado. Departamento de Engenharia Mecânica, Pontifícia Universidade Católica do Rio de Janeiro.

Santos, J. M. (2000) "Wind Flow and Dispersion around Single Obstacles", Ph. D. Thesis, University of Manchester, UMIST, Grã-Bretanha.

Santos, J. M., Nieckele, A. O., Azevedo, L. F. A. (1992) "Dispersão de Contaminantes na Atmosfera: Modelagem Através da Solução Numérica das Equações Fundamentais de Transporte." IV Encontro Nacional de Ciências Térmicas, ABCM, Rio de Janeiro, p. 419-422.

Santos, J. M., Nieckele, A. O., Azevedo, L. F. A. (1993). "Efeitos da Velocidade Terminal na Dispersão de Partículas na Atmosfera. XII Congresso Brasileiro de Engenharia Mecânica, Brasília, p. 1069-1071.

Seinfeld, J. H. (1986). "Atmospheric Chemistry and Physics of Air Pollution." John Wiley & Sons. New York, USA.

Shir, C. C. (1970). "Pilot Study in Numerical Techniques for Predicting Air Pollutant Distribution Downwind from a Line Stack." *Atmospheric Environment*, v. 4, n. 4, p. 387-407.

Silveira Neto, A. (2004). "Turbulência nos Fluidos." Apostila para pós graduação.

Garret, A. J., Smith, F. G. (1984). "Two-Dimensional Simulations of Drainage Winds and Diffusion Compared to Observations." *J. of Climate and Applied Meteorology*, v. 23, p. 597- 610.

Fisher, B. E. A., Smith, R. (1987). "Expanding Box Models for the Long-Range Transport of Chemically Reacting Airborne Material." *Atmospheric Environment*, v. 21, n. 1, p. 195-199.

Snyder, W. H., Khurshudyan, L. H., Nekrasov, I. V., Lawson, R. E., Thompson, R. S. (1991). "Flow and Dispersion of Pollutants Within Two Dimensional Valleys." *Atmospheric Environment*, v. 25A, n. 7, p. 1347-1375.

Stangroom, P. (2004); "CFD Modelling of Wind Flow Over Terrain"; Thesis submitted to

The University of Nottingham for the degree of Doctor of Philosophy.

Stubley, G. D., Riopelle, G. (1988). "The influence of the Earth's rotation on planetary boundary layer turbulence." *Boundary Layer Meteorology*. Vol. 45, pp. 307-324.

Stull, R. B. (1988). "An Introduction to Boundary Layer Meteorology". Atmospheric Sciences Library, D. Reidel Pub Co.

Sutton, O. G. (1932). "A Theory of Eddy Diffusion in The Atmosphere." *Proc. Roy. Soc. London*, A135, pp. 143-165.

Sykes, R. I., Henn, D. S. (1992). "Large-Eddy Simulation of Concentration Fluctuations in a Dispersing Plume." *Atmospheric Environment*, v. 26A, n. 17, p. 3127-3144.

Sykes, R. I., Henn, D. S., Parker, S. F, Lewellen, W. S. (1992). "Large-Eddy Simulation of a Turbulent Reactive Plume." *Atmospheric Environment*, v. 26A, n. 14, p. 2565-2574.

Tampieri, F., Mammarella, I., Maurizi, A. (2003). "Turbulence in complex terrain." *Boundary Layer Meteorology*. Vol. 109, pp. 85-97.

Taylor, G. I. (1921). "Diffusion by Continuous Movements." *Proc. London Math. Soc.*, v. 20, n. 196.

Taylor, G. I. (1960). Reprinted in the Scientific Papers of Sir Geoffrey Ingram Taylor, G. K. Batchelor, Ed., London: Cambridge Univ. Press

Taylor, P.A., and Teunissen, H.W. (1987). "The Askervein Hill Project: Overview and background data." *Boundary-Layer Meteorology* 39, 15-39.

Taylor, P. A., and Teunissen, H. W., (1983) "Askervein 82: an initial report on the September/October 1982 experiment to study boundary-layer flow over Askervein" South Uist, Scotland, Internal report MSRB-83-8, Atmos. Environ. Serv., Downsview, Ontario, Canada.

Taylor, P. A., and Teunissen, H. W., (1985). "The Askervein hill project: report on the September/October 1983 main field experiment, in Internal report MSRB-84-6, Atmos. Environ. Serv., Downsview, Ontario, Canada.

Teunissen, H. W., Shokr, M. E., Bowen, A. J., Wood, C. J., Green, D. W. R. (1987).

"Askervein hill project: wind-tunnel simulattions wave-number dependent scaling." *Boundary Layer Meterol*, V. 26, pp. 169-189.

Tóta, J. (1998). "Estimativa regional de fluxos de calor sensível e latente em áreas de floresta e pastagem na amazônia." Dissertação (Mestrado em Meteorologia) - Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais. São José dos Campos: 113p. (INPE-6822-TDI/643).

Townsend, A. A. (1961). "Equilibrium Layers and Wall Turbulence." *J. Fluid Mech.* 11, 97-120.

Trevisan, R. T. (1976); "Numerical experiments on the influence or orography on cyclone formation with an isentropic primitive equation model." *J. Atmos. Sci.*, 33, 768-780.

Trifonopoulos, D. A. e Bergeles, G. C. (1992) "Stable stratification effects on the flow past surface obstructions: A numerical study." *Int. J. Heat and Fluid Flow*, Vol. 13, Nº 2. pp.151 - 159.

Uchida T. and Y. Ohya (1999). "Numerical simulation of atmospheric flow over complex terrain." *J. Wind Eng. Ind. Aerodyn.* 81, pp. 283-293.

Uchida T. and Y. Ohya (2003). "Large-eddy simulation of turbulent airflow over complex terrain." *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* Volume 91, Issues 1-2, Pages 219-229

Valle, R. M. ; Nascimento, C. A. M. ; Martins, M. A. ; Abreu, J. A. ; Moreira, G. A. A. (2005). "Numerical Model Validation of a Atmospheric Boundary Layer Over Complex Terrain." In: 18th International Congress of Mechanical Engineering, 2005, Ouro Preto, MG. *Proceedings of the 18th International Congress of Mechanical Engineering*. v. 1.

Van Dop, H., De Haan, B. J., Engeldal, C. (1982). "The KNMI Mesoscale Air Pollution Model." *Scientific Reports, KNMI*, WR 82-6.

Waterfield, V. H., Hickmann, A. J. (1982). "Estimating Air Pollution from Road Traffic - A Graphical Screening Method." *TRRL Laboratory Suppl. Report* 752.

White, F.M. (1991). "Viscous Fluid Flow", 2nd ed. McGraw-Hill.

Wieringa, J. (1993). "Representative roughness parameters for homogeneous terrain."

Boundary Layer Meteorology. Vol. 63, pp. 323-364.

Wyngaard, J.C. (1992). "Atmospheric turbulence." *Annu. Rev. Fluid Mech.*, 24: 205-233.

Yamada, T. (1992). "Numerical Simulation of Airflows and SO<sub>2</sub> Concentration Distributions in an Arid South-Western Valley." *Atmospheric Environment*, v. 26A, n. 9.

Yanenko, N. N., Marchuk, G. I. (1966). "The Application of Splitting-up Method (Fractional Steps) to Problems of Mathematical Physics, excerpt from Some Problems of Numerical and Applied Mathematics." Novossibirsk, Nanka.