

MINISTÉRIO DA EDUCAÇÃO
UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO GRANDE DO SUL
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA MECÂNICA

DETERMINAÇÃO DOS CAMPOS DE VELOCIDADE E TEMPERATURA
EM AMBIENTES VENTILADOS

por

Jarbas André da Rosa

Dissertação para obtenção do Título de
Mestre em Engenharia

Porto Alegre, março de 2001

DETERMINAÇÃO DOS CAMPOS DE VELOCIDADE E TEMPERATURA
EM AMBIENTES VENTILADOS

por

Jarbas André da Rosa
Licenciado em Física

Dissertação submetida ao Corpo Docente do Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica, PROMEC, da Escola de Engenharia da Universidade Federal do Rio Grande do Sul, como parte dos requisitos necessários para a obtenção do Título de

Mestre em Engenharia

Área de Concentração: Fenômenos de Transporte

Orientador: Prof. Dr. Horácio A. Vielmo

Coorientador: Prof. Dr. Paulo O. Beyer

Aprovada por:

Prof. Dr. Armando M. Awruch, PROMEC/UFRGS

Prof. Dr. Jorge V. Alé, PUCRS

Prof. Dr. Sergio V. Möller, PROMEC/UFRGS

Prof. Dr. Alberto Tamagna

Coordenador do PROMEC

Porto Alegre, 27 de março de 2001

AGRADECIMENTOS

A presente dissertação foi realizada sob a orientação do Prof. Dr. Horácio Antonio Vielmo, a quem desejo expressar meus sinceros agradecimentos pelo companheirismo e dedicação durante o desenvolvimento da mesma, principalmente nos momentos de insegurança e dúvida, quando seu incentivo e experiência foram decisivos. Também quero agradecer ao Prof. Dr. Paulo Otto Beyer pelo empenho e atenção dedicados na coorientação deste trabalho.

Registro aqui minha gratidão a todos os professores e colegas do curso de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica pelo conhecimento transmitido, ajuda nos momentos de necessidade, troca de experiências e pelas amizades firmadas.

Aos colegas do Banco do Brasil de Campo Bom, manifesto o meu agradecimento especial pela colaboração e compreensão durante minhas ausências.

Por fim, sinto-me profundamente grato a minha família, especialmente aos meus pais, que proporcionaram a base moral e emocional para o meu desenvolvimento como pessoa, sempre me apoiando de forma incondicional.

RESUMO

No presente trabalho apresenta-se um estudo numérico do escoamento de ar em um ambiente interno tridimensional típico, sujeito a um sistema de ventilação por deslocamento. O estudo numérico consiste na obtenção dos campos de velocidade e temperatura presentes no interior deste ambiente.

A determinação dos campos de velocidade e temperatura é necessária na avaliação precisa das condições de conforto térmico, produzidas por um determinado sistema de climatização. Este tipo de estudo não serve somente para determinar a viabilidade da aplicação de um determinado sistema de distribuição de ar, mas através dele também se pode determinar as condições ótimas de uso deste sistema. De forma crescente observa-se o interesse dos projetistas de ar condicionado em aperfeiçoar as suas técnicas de cálculo, de modo que a simulação numérica poderá tornar-se uma técnica usual em pouco tempo.

Atualmente duas técnicas estão disponíveis para o estudo do escoamento de ar em ambientes internos: investigação experimental e simulação numérica. Em princípio, medidas diretas dão informações mais realísticas relativas ao escoamento do ar interno, contudo, medições experimentais são muito caras e consomem muito tempo, inviabilizando a sua aplicação caso a caso. Devido às limitações da investigação experimental e à disponibilidade de computadores cada vez mais rápidos, o uso da simulação numérica surge como uma opção considerável nos dias de hoje.

O método de solução numérica, utilizado no presente trabalho, baseia-se na resolução das equações de conservação de massa, de quantidade de movimento e de energia, em um domínio de cálculo discretizado com o uso do Método dos Volumes Finitos. Os efeitos da turbulência são levados em conta através da utilização do modelo de turbulência $K-\varepsilon$ e de um modelo de turbulência simplificado. Resultados bem convergidos para o problema abordado somente são obtidos com a utilização do modelo de turbulência simplificado. As simulações numéricas apresentadas no presente trabalho foram realizadas com o uso do código Fluent.

Com base na comparação dos resultados numéricos obtidos no presente trabalho e os resultados experimentais de Yuan et al., 1999a, pode-se concluir que o modelo simplificado é adequado, ao menos provisoriamente, para determinar a distribuição de velocidade e de temperatura no escoamento de ar em ambientes internos.

ABSTRACT

In the present work a numerical study of airflow in a typical three-dimensional indoor space with a displacement ventilation system is presented. The numerical study consists in the determination of temperature and velocity fields present in this indoor environment.

The determination of temperature and velocity fields is necessary for an accurate evaluation of thermal comfort conditions, produced by a determined air-conditioning system. This type of study is useful to determine the applicability of the air distribution system. It serves, as well, to determine the optimal work condition of this system. There is an increasing tendency of air-conditioning designers to apply more sophisticated techniques in the design process; consequently, the numerical simulation may become an usual and popular tool in a short time.

At present two techniques are available for the study of airflow in indoor spaces: experimental investigation and numerical simulation. Theoretically, direct measurements give the most realistic information concerning indoor airflow; however, experimental measurements are very expensive and time-consuming, making it very difficult to be applied in each case. Due to the limitations of the experimental investigation and the existence of increasingly fast computers, the use of numerical simulation appears as an option to be considered nowadays.

The numerical simulation method, used in the present work, is based on the solution of conservation equations of mass, momentum and energy, in a calculation domain discretized by the Finite-Volume Method. The turbulence effects are taken into account using the $K-\epsilon$ turbulence model and a simplified turbulence model. Results with good convergence to the considered problem are obtained only using the simplified turbulence model. The numerical simulations presented in the present work were accomplished with the use of the Fluent software.

Based in a comparison of the numerical results obtained in the present work, and the measured data of Yuan et al., 1999a, it may be concluded that the simplified model is good enough, at least for now, to determine the temperature and velocity distribution in the airflow in indoor spaces.

ÍNDICE DE FIGURAS

	Pág.
2.1. Ventilação por deslocamento	11
2.2. Perfil de temperatura simplificado em uma sala com ventilação por deslocamento	12
3.1. Representação dos volumes de controle	42
4.1. Geometria e condições de contorno da cavidade	47
4.2. Malha utilizada na simulação da cavidade	52
4.3. Comparação dos vetores-velocidade	54
4.4. Comparação das linhas de isovalores do módulo da velocidade, com intervalos de $\Delta \vec{V} /U_c = 0,2$ ($U_c = 0,54$ m/s)	54
4.5. Comparação das linhas de isovalores da intensidade de turbulência, com intervalos de $\Delta I = 0,05$	55
4.6. Comparação das linhas isotérmicas, com intervalos de $\Delta\theta = 0,05$	55
4.7. Vetores-velocidade em uma região ampliada a meia altura, próxima à parede lateral situada em $x = 0$	56
4.8. Vetores-velocidade em uma região ampliada situada no canto superior direito da cavidade	57
5.1. Esquema da sala tridimensional	59
5.2. Condições de contorno sobre o plano xOz , situado em $y = 1,825$ m	60
5.3. Esquema das posições de medição no plano xOy	63
5.4. Visão global da malha adotada na simulação da sala	67
5.5. Detalhe da malha sobre a superfície dos itens presentes na sala	67
5.6. Comparação dos perfis verticais de temperatura obtidos numericamente e os dados experimentais	72
5.7. Comparação dos perfis verticais de magnitude de velocidade obtidos numericamente e os dados experimentais	74
5.8. Distribuição de temperatura no plano xOz , situado em $y = 1,825$ m, obtida no caso 20 x	75
5.9. Distribuição de magnitude de velocidade no plano xOz , situado em $y = 1,825$ m, obtida no caso 20 x	76

5.10. Vetores-velocidade em uma região ampliada próxima à entrada de ar, no plano xOz situado em $y = 1,825$ m, obtidos no caso 20 x	77
5.11. Distribuição de temperatura no plano xOz , situado em $y = 2,625$ m, obtida no caso 20 x	78
5.12. Distribuição de magnitude de velocidade no plano xOz , situado em $y = 2,625$ m, obtida no caso 20 x	79
5.13. Vetores-velocidade em uma região ampliada em torno do ocupante 2, no plano xOz situado em $y = 2,625$ m, obtidos no caso 20 x	80
5.14. Distribuição de temperatura no plano xOz , situado em $y = 3,35$ m, obtida no caso 20 x	81
5.15. Distribuição de magnitude de velocidade no plano xOz , situado em $y = 3,35$ m, obtida no caso 20 x	82
5.16. Vetores-velocidade em uma região ampliada em torno do computador 2, no plano xOz situado em $y = 3,35$ m, obtidos no caso 20 x	83

ÍNDICE DE TABELAS

	Pág.
3.1. Valores das constantes empíricas no modelo $K-\varepsilon$ padrão	35
3.2. Valores de Γ_ϕ e de S_ϕ na equação geral de transporte (3.56) – modelo de turbulência $K-\varepsilon$	41
3.3. Valores de Γ_ϕ e de S_ϕ na equação geral de transporte (3.56) – modelo de turbulência simplificado	41
4.1. Propriedades físicas do fluido (ar) adotadas na simulação da cavidade	51
5.1. Dimensões e localizações dos itens presentes na sala e quantidade de calor liberado por eles	59
5.2. Posições de medição no plano xOy	63
5.3. Alturas de medição no eixo z	63
5.4. Propriedades físicas e taxa volumétrica de geração de calor adotadas nas regiões sólidas	66
5.5. Propriedades físicas do fluido (ar) adotadas na simulação da sala	66

LISTA DE SÍMBOLOS

A	constante de Van Driest	
Ar	número de Arquimedes	
Ar_g	número de Arquimedes global	
a_p	coeficiente de ϕ_p na equação (3.58)	
a_{viz}	coeficientes dos ϕ_{viz} na equação (3.58)	
b	termo independente da equação (3.58)	
C_D	constante para a dissipação viscosa	
$C_{\varepsilon_1}, C_{\varepsilon_2}, C_{\varepsilon_3}$	constantes do modelo de turbulência $K-\varepsilon$	
C_μ	constante do modelo de turbulência $K-\varepsilon$	
C_μ^*	constante da relação de Kolmogorov-Prandtl	
c_p	calor específico a pressão constante	[J/kg K]
d_h, d_v	largura da abertura de entrada dos jatos horizontal e vertical	[m]
d_j	largura da abertura de entrada dos jatos de ar	[m]
d_s	largura da abertura de saída de ar	[m]
$E, W, N, S,$ T, B	volumes de controle vizinhos ao volume P	
E	constante empírica das leis logarítmicas	
e, w, n, s, t, b	faces do volume de controle na discretização	
Fr	número de Froude	
Fr_g	número de Froude global	
Fr_h	número de Froude do jato horizontal	
G_K	taxa de geração/destruição de energia cinética turbulenta por efeitos de empuxo	[m ² /s ³]
Gr	número de Grashof	
g	aceleração da gravidade	[m/s ²]
g_i, g_j	componentes cartesianas da aceleração da gravidade	[m/s ²]
H	altura da cavidade e da sala	[m]

I	intensidade de turbulência	
I_e	intensidade de turbulência na seção de entrada de ar	
K	energia cinética turbulenta	$[m^2/s^2]$
K_e	energia cinética turbulenta na seção de entrada de ar	$[m^2/s^2]$
K_P	energia cinética turbulenta no ponto P	$[m^2/s^2]$
k	condutividade térmica	$[W/m K]$
L	largura da cavidade	$[m]$
L_c	comprimento característico	$[m]$
L_ε	escala de comprimento da dissipação	$[m]$
ℓ_m	comprimento de mistura	$[m]$
ℓ_t	escala de comprimento da turbulência	$[m]$
N	iteração	
n	coordenada local normal à parede	$[m]$
P	volume de controle em estudo	
P	função empírica da lei logarítmica da temperatura	
P_K	taxa de produção de energia cinética turbulenta devido as tensões de cisalhamento	$[m^2/s^3]$
Pr	número de Prandtl	
Pr_t	número de Prandtl turbulento	
p	pressão termodinâmica e pressão modificada	$[Pa]$
p'	flutuação de pressão	$[Pa]$
p_{ef}	pressão efetiva	$[Pa]$
Q	calor liberado	$[W]$
q''	fluxo de calor na parede	$[W/m^2]$
R_c	resíduo "escalarizado" da equação da continuidade	
R_{abs_c}	resíduo absoluto ("não-escalarizado") da equação da continuidade	
R_ϕ	resíduo "escalarizado" de ϕ	
Ra	número de Rayleigh	
Re	número de Reynolds	
Re_h, Re_v	número de Reynolds do jato horizontal e vertical	

Re_t	número de Reynolds de turbulência	
S	termo fonte da equação da conservação de energia	[W/m ³]
S_C	parte constante do termo fonte médio \bar{S}_ϕ	
S_P	coeficiente de ϕ_P no termo fonte médio \bar{S}_ϕ	
S_ϕ	termo fonte da equação geral de transporte (3.56)	
s_{ij}	tensor da taxa de deformação	[1/s]
T	temperatura	[°C]
T^*	temperatura média adimensional	
T'	flutuação de temperatura	[°C]
T_e	temperatura na seção de entrada de ar	[°C]
T_h, T_v	temperatura média do ar no jato horizontal e vertical	[°C]
T_o	temperatura de referência	[°C]
T_P	temperatura no ponto P	[°C]
T_{pi}	temperatura próxima ao piso	[°C]
T_s	temperatura na seção de saída de ar	[°C]
T_w	temperatura na parede	[°C]
t	tempo	[s]
t	tempo	[s]
U_c	velocidade característica do escoamento na cavidade	[m/s]
U_{cf}	velocidade característica do escoamento forçado	[m/s]
U_{cn}	velocidade característica do escoamento de convecção natural	[m/s]
U_e	velocidade na seção de entrada de ar	[m/s]
U_h, U_v	velocidade média do jato horizontal e vertical	[m/s]
U_s	velocidade na seção de saída de ar	[m/s]
U_t	escala das flutuações de velocidade	[m/s]
u, v, w	componentes da velocidade	[m/s]
u', v', w'	componentes da flutuação de velocidade	[m/s]
u^*	velocidade média adimensional	
u_e, v_e, w_e	componentes da velocidade na seção de entrada de ar	[m/s]

u_i, u_j	componentes cartesianas da velocidade instantânea	[m/s]
u'_i, u'_j	componentes cartesianas da flutuação de velocidade	[m/s]
u_P	velocidade do fluido no ponto P	[m/s]
u_τ	velocidade de atrito	[m/s]
x, y, z	coordenadas cartesianas	[m]
x_i, x_j	coordenadas cartesianas	[m]
y^*	distância adimensional à parede	
y^+	distância adimensional à parede	
y_P	distância do ponto P à parede	[m]
y_T^*	espessura adimensional da subcamada térmica condutiva	

LETRAS GREGAS

α	difusividade térmica molecular	[m ² /s]
α_{ef}	difusividade térmica efetiva	[m ² /s]
α_r	fator de sub-relaxação	
α_t	difusividade térmica turbulenta	[m ² /s]
β	coeficiente de expansão térmica	[1/K]
δ_{ij}	delta de Kronecker	
ΔT	escala característica da variação de temperatura	[°C]
ΔV	volume do volume de controle	[m ³]
$\Delta\phi$	variação do valor da variável genérica	
ε	taxa de dissipação da energia cinética turbulenta	[m ² /s ³]
ε_e	taxa de dissipação da energia cinética turbulenta na seção de entrada de ar	[m ² /s ³]
ε_P	taxa de dissipação da energia cinética turbulenta no ponto P	[m ² /s ³]
Φ	função de dissipação	[1/s ²]
ϕ	variável genérica	
ϕ_P	variável genérica no ponto P	

ϕ_{velho}	valor velho da variável genérica	
ϕ_{viz}	variável genérica nos volumes vizinhos a P	
Γ_K	difusividade turbulenta da energia cinética turbulenta	$[\text{m}^2/\text{s}]$
Γ_ϕ	difusividade na equação geral de transporte (3.56)	
κ	constante de von Kármán	
μ	viscosidade molecular	$[\text{kg/s m}]$
ν	viscosidade cinemática molecular	$[\text{m}^2/\text{s}]$
ν_{ef}	viscosidade cinemática efetiva	$[\text{m}^2/\text{s}]$
ν_t	viscosidade cinemática turbulenta	$[\text{m}^2/\text{s}]$
Θ	temperatura adimensional	
ρ	massa específica	$[\text{kg}/\text{m}^3]$
ρ_o	massa específica de referência	$[\text{kg}/\text{m}^3]$
$\sigma_K, \sigma_\epsilon$	constantes do modelo de turbulência K - ϵ	
τ_w	tensão de cisalhamento na parede	$[\text{N}/\text{m}^2]$

SUBÍNDICES

0	inicial
abs_c	grandeza absoluta da equação da continuidade
c	grandezas características
cf	convecção forçada
cn	convecção natural
e	seção de entrada de ar
ef	grandezas efetivas
h	jato horizontal
i, j, k	coordenadas espaciais e componentes da velocidade
j	jato de ar
o	grandezas de referência
P	ponto de estudo
pi	próximo ao piso

s	seção de saída de ar
t	turbulento
v	jato vertical
velho	valores velhos
viz	vizinhos
w	parede

ÍNDICE

	Pág.
1. Introdução	1
1.1. Motivação do Trabalho	2
1.2. Revisão Bibliográfica	3
1.2.1. Ventilação por Deslocamento	3
1.2.2. Simulação Numérica de Escoamentos em Ambientes Internos	5
1.3. Escopo deste Trabalho	8
2. Apresentação do Problema	10
2.1. Ventilação por Deslocamento	10
2.2. Simulação Numérica	12
2.3. Dificuldades na Simulação de Escoamentos em Ambientes Internos	14
2.4. O Código Empregado	18
3. Simulação de Escoamentos em Ambientes Internos	21
3.1. Parâmetros Característicos	21
3.2. Equações Governantes e Hipóteses de Simplificação	23
3.3. Equações Médias de Reynolds	26
3.4. Modelação da Turbulência	28
3.4.1. Modelos de Difusividade Turbulenta	28
3.4.2. Modelo de Turbulência $K-\epsilon$	34
3.4.3. Modelo de Turbulência Simplificado	39
3.5. Método de Solução Numérica	40
4. Validação do Uso do Código	46
4.1. Modelo Físico	47
4.2. Medições Experimentais	49
4.3. Condições de Contorno	49
4.4. Procedimento de Solução	51
4.5. Resultados Obtidos	53
5. Problema Abordado	58
5.1. Modelo Físico	58
5.2. Medições Experimentais	61
5.3. Condições de Contorno e Simplificações	64
5.4. Procedimento de Solução	66

5.5. Resultados Obtidos	70
6. Discussão Complementar	84
7. Conclusões e Sugestões para Futuros Trabalhos	85
Referências Bibliográficas	87

1. INTRODUÇÃO

A demanda energética mundial vem crescendo a cada ano. Contudo, a oferta de energia não acompanha este crescimento. Desta forma, é cada vez mais necessário a utilização racional e otimizada de energia. A quantidade de energia gasta em sistemas de climatização de ambientes está crescendo, devido ao aumento da população e por consequência do número de edificações. Especial atenção deve ser dada a otimização desses sistemas, afim de evitar desperdícios e obter o máximo de eficiência. Com o objetivo de economizar energia, o isolamento das edificações tem sido melhorado e a taxa de ventilação tem sido reduzida. Entretanto, tal redução na quantidade de ar insuflado pode causar um aumento na concentração de poluentes internos. Desta maneira, pessoas que passam grande parte do dia dentro de ambientes não suficientemente ventilados podem ter problemas relacionados à qualidade do ar interno. Problemas de conforto térmico e de qualidade do ar interno são muito comuns e estão diretamente relacionados com a distribuição do escoamento de ar, da temperatura e da concentração de contaminantes em ambientes fechados.

A insatisfação com o ambiente de trabalho pode resultar em uma redução de produtividade e, por consequência, em perdas econômicas. Já que a maior parte do tempo da maioria das pessoas é passada dentro de ambientes fechados, a qualidade do ar interno e o conforto térmico são cada vez mais reconhecidos como fatores essenciais para a prevenção de doenças e a promoção de conforto e bem estar pessoal. Portanto, sistemas de climatização que possam fornecer bons níveis de qualidade do ar interno, conforto térmico e economia de energia são necessários.

Com o objetivo de suprir essas necessidades surge a ventilação por deslocamento. Este tipo de ventilação aproveita a estratificação térmica e de contaminantes promovida pelas forças de empuxo. Comparada com a ventilação por mistura convencional, a ventilação por deslocamento pode fornecer melhor qualidade do ar interno na zona ocupada e ter uma eficiência de ventilação mais alta que a primeira, principalmente quando as fontes de contaminantes estão associadas com as fontes de calor. Isso representa uma economia de energia. Contudo, essa melhor performance depende diretamente da geometria dos ambientes ventilados, da distribuição das fontes de calor e de contaminantes e das cargas térmicas envolvidas.

1.1. MOTIVAÇÃO DO TRABALHO

Para se avaliar as condições de conforto térmico e de qualidade do ar interno produzidas por um sistema de climatização de ambientes, é necessário que sejam determinados os campos de velocidade, temperatura e concentração de contaminantes produzidos por ele. Este tipo de estudo não serve somente para determinar a viabilidade da aplicação de um determinado sistema de distribuição de ar, mas através dele também se pode determinar as condições ótimas de uso deste sistema.

Duas técnicas podem ser empregadas para o estudo do escoamento de ar e transporte de poluentes em ambientes: investigação experimental e simulação numérica. Em princípio, medidas diretas dão informações mais realísticas relativas ao escoamento do ar interno e transporte de poluentes, tais como a distribuição de velocidade, temperatura, umidade relativa e concentração de contaminantes. Contudo, devido à necessidade das medidas serem feitas em várias localizações no interior da sala sob investigação, medidas diretas da distribuição dos campos de interesse são muito caras e consomem muito tempo. Um completo estudo experimental pode levar muitos meses de trabalho. Além disto, para obter resultados conclusivos, o escoamento e a temperatura do ar proveniente do sistema de climatização e a temperatura das paredes da sala estudada devem ser mantidas as mesmas durante o experimento, o que é muito difícil em função das mudanças nas condições externas ao longo do tempo. Devido às limitações da investigação experimental e à disponibilidade de computadores cada vez mais rápidos, o uso da simulação numérica surge como uma opção considerável nos dias de hoje.

A maioria das simulações numéricas utilizadas no projeto de edificações é baseada no modelo global. Neste modelo, a edificação é dividida em um número de regiões finitas. Estas regiões, que representam volumes de ar, elementos construtivos e componentes de equipamentos de climatização, são conectadas por meio de resistências térmicas e/ou escoamentos. Equações da conservação de massa e energia são escritas para cada região finita de forma a descrever os fluxos de calor difusivos, convectivos e de radiação, fluxos de massa e processos de armazenamento. Estabelecendo as variações climáticas como condições de contorno do problema e resolvendo essas equações simultaneamente, o estado do sistema no tempo e no espaço é conhecido. Neste modelo, a magnitude dos volumes finitos empregados é relativamente grande. Dentro de cada volume o ar é assumido como misturado, ou seja, os gradientes das propriedades do ar são desprezados. Entretanto, para ser feita uma análise das condições locais de conforto térmico e da qualidade do ar, esses gradientes devem ser considerados. Desta maneira, o uso de simulação numérica com base no modelo global apresenta certas limitações.

Para a determinação dos gradientes das propriedades do ar em ambientes internos, respostas locais são necessárias, ou seja, é necessário um estudo detalhado destes ambientes. Conceitualmente este modelo detalhado é similar ao modelo global. A principal diferença reside na inclusão da equação de conservação da quantidade de movimento no conjunto das equações governantes. Isto confere ao modelo detalhado a possibilidade de ser aplicado a uma escala reduzida. Devido a uma maior resolução empregada, o fenômeno de escoamento do fluido é melhor descrito. Entretanto, conforme a magnitude e a complexidade do domínio crescem, malhas de estrutura complexas e tempos computacionais altos são necessários. Por este motivo, sua aplicação é geralmente restrita a uma única região (sala) dentro de uma edificação e um conjunto de condições de contorno bem estabelecido é necessário.

Atualmente existem vários códigos comerciais especialmente desenvolvidos para a simulação numérica em Dinâmica dos Fluidos. Estes códigos estão sendo cada vez mais utilizados tanto na indústria como na universidade. Devido à grande variedade de problemas de engenharia na área de Dinâmica dos Fluidos, não se pode afirmar que um determinado código possa produzir bons resultados para todos os casos. Cada código possui características e limitações próprias, sendo seus resultados diretamente relacionados com sua correta utilização, por parte do usuário.

O presente trabalho tem como objetivo analisar os resultados obtidos na simulação numérica do escoamento de ar em ambientes internos, sujeitos a um sistema de ventilação por deslocamento. Com base nestes resultados pode ser avaliada a viabilidade de aplicação da simulação numérica como uma ferramenta de auxílio em projetos de sistemas de ventilação e ar condicionado. O código comercial utilizado em todas as simulações apresentadas no presente trabalho foi o Fluent, na sua versão 5.2.3.

1.2. REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

1.2.1. VENTILAÇÃO POR DESLOCAMENTO

Sistemas de ventilação usando o princípio do deslocamento tiveram seu avanço nos países Nórdicos durante os anos 70 e 80. Este tipo de sistema de ventilação começou a ser mais amplamente aplicado no começo dos anos 70, como um meio de melhorar a ventilação em edificações industriais com problemas de contaminação. Para edificações do tipo escritórios,

dentro do contexto de conforto térmico, o desenvolvimento dos sistemas de ventilação por deslocamento teve início no começo dos anos 80. De lá para cá, esse tipo de sistema de ventilação vem cada vez mais sendo usado em novas edificações, o que torna necessário uma análise cuidadosa de suas vantagens e desvantagens, além da determinação dos tipos de ambientes internos onde esses sistemas podem ser mais eficientes.

Em Svensson, 1989, é comentado sobre a aplicação e o desenvolvimento de sistemas de ventilação por deslocamento nos países Nórdicos. Neste trabalho é apresentada uma comparação entre a ventilação por mistura convencional e a ventilação por deslocamento, indicando suas vantagens e desvantagens. Também é discutido o atual estado dos sistemas de ventilação por deslocamento levando em conta três parâmetros de interesse: eficiência na troca de ar, eficiência na ventilação e conforto térmico.

Sandberg e Blomqvist, 1989, descrevem o princípio físico que comanda os sistemas de ventilação por deslocamento, além apresentarem um resumo dos resultados de um trabalho experimental com base neste tipo de ventilação. As medições experimentais foram realizadas em uma sala de teste, que procurava reproduzir um típico escritório. Os resultados experimentais indicam que a aplicabilidade da ventilação por deslocamento possui certos limites. Este trabalho demonstra que existem requerimentos específicos no desenho dos terminais de insuflamento de ar afim de não se exceder os critérios de conforto, com relação à níveis de velocidade aceitáveis. Além disto, é comentado que os gradientes de temperatura, associados com a ventilação por deslocamento, impõem uma restrição na carga máxima de refrigeração que pode ser tratada. Contudo, para certos casos, é demonstrado que sistemas de ventilação por deslocamento podem ser mais eficientes que sistemas de ventilação por mistura tradicionais.

Melikov e Nielsen, 1989, avaliam as condições de conforto térmico em 18 espaços sujeitos à ventilação por deslocamento. O risco de desconforto local, devido a uma indesejável sensação de resfriamento local e à diferença vertical de temperatura, é estimado por abrangentes medições experimentais de velocidade média, intensidade de turbulência e temperatura do ar. Os resultados indicam que um alto risco de desconforto local pode ocorrer na zona ocupada de alguns dos espaços estudados. É demonstrado, também, que a sensação de resfriamento local e a diferença vertical de temperatura variam substancialmente dentro da zona ocupada, sendo os seus valores mais críticos encontrados no nível do piso e nas proximidades dos difusores.

Em Nielsen, 1994, são descritos experimentos de ventilação por deslocamento realizados com difusores montados sobre paredes. O escoamento estratificado produzido por esse sistema de ventilação é analisado, sendo também comentada a influência desta estratificação e das dimensões da sala no nível de velocidade e na escala de comprimento envolvida. Neste trabalho

é demonstrado que um escoamento estratificado radial é obtido se a sala for ventilada por um único difusor ou se os difusores forem colocados distantes uns dos outros. Também é demonstrado que se obtém um escoamento estratificado bidimensional se a sala for ventilada por um determinado número de difusores colocados próximos uns dos outros em uma mesma parede lateral.

Yuan et al., 1998, examinam vários aspectos da performance da ventilação por deslocamento: distribuição de temperatura, do escoamento, de contaminantes, conforto térmico, consumo de energia e custos de implantação. Neste trabalho é demonstrado que a taxa de ventilação, a carga de resfriamento, o tipo e a posição das fontes de calor e de contaminantes, as características das paredes, a altura do ambiente e o tipo de difusor são os fatores que mais influenciam na performance dos sistemas de ventilação por deslocamento. É também concluído que os custos de instalação desse tipo de sistema de ventilação são similares aos custos de implantação de sistemas de ventilação por mistura.

Hu et al., 1999, comparam o consumo de energia de um sistema de ventilação por deslocamento com o consumo de um sistema de ventilação por mistura, em três diferentes tipos de ambientes: um escritório pequeno, uma sala de aula e um ambiente industrial, situados em cinco regiões com tipos de clima típicos dos Estados Unidos. Este trabalho comprovou que o consumo de energia é menor com o uso do sistema de ventilação por deslocamento.

Em Yuan et al., 1999b e 1999c, é avaliada a performance de sistemas de ventilação por deslocamento e são apresentados modelos para determinar a diferença vertical de temperatura do ar e a eficiência de ventilação, baseados em um conjunto de dados obtidos em 56 casos de ambientes com esse tipo de ventilação. Esse conjunto de dados foi gerado através do uso de um validado código de simulação numérica em Dinâmica dos Fluidos e cobre quatro diferentes tipos de ambientes: escritórios pequenos, escritórios grandes com divisões, salas de aula e salas industriais; sujeitos a diferentes condições de contorno de escoamento e térmicas. Também é demonstrado que comparada com a ventilação por mistura convencional, a ventilação por deslocamento pode fornecer melhor qualidade do ar interno na zona ocupada quando as fontes de contaminantes estão associadas com as fontes de calor, sendo, também, a eficiência de ventilação mais alta.

1.2.2. SIMULAÇÃO NUMÉRICA DE ESCOAMENTOS EM AMBIENTES INTERNOS

No âmbito da ventilação e da climatização de espaços habitados, os estudos por via experimental em modelos a escala reduzida encontram-se geralmente limitados a escoamentos

isotérmicos, devido à dificuldade, ou mesmo à impossibilidade prática, de garantir a semelhança térmica do problema, simultaneamente com as de naturezas geométricas e cinemáticas. Por sua vez, a experimentação em modelos a escala real apresenta, naturalmente, custos elevados. Compreende-se, assim, o grande interesse da modelação numérica desse tipo de escoamento, com inclusão dos efeitos de empuxo e da turbulência.

Em Nielsen et al., 1978 e 1979, e em Gosman et al., 1980, encontra-se resumida grande parte do conteúdo, incluindo as principais conclusões, do trabalho de Restivo, 1979, que constitui uma das obras pioneiras e mais abrangentes no estudo de escoamentos turbulentos originados por jatos parietais, relevantes em problemas de ventilação e climatização. Em termos gerais, o modelo físico analisado corresponde a uma sala dotada de um sistema de ventilação por mistura, em que o aquecimento é obtido através de um fluxo de calor uniforme fornecido ao piso. As medições experimentais foram realizadas em modelos a uma escala de 1/30, aproximadamente, sendo consideradas três geometrias diferentes da seção de entrada do jato, que produziam estruturas globais de escoamento desde essencialmente bidimensionais até notoriamente tridimensionais. Os resultados documentam os padrões de escoamento associados com cada uma daquelas geometrias e qualificam, entre outras coisas, a relação entre a velocidade média de injeção do ar e a velocidade máxima na zona ocupada da sala. Como método de simulação numérica, Restivo, 1979, utilizou um código de cálculo que resolvia, usando o Método dos Volumes Finitos, as equações do escoamento médio, em formulações bi e tridimensionais, e que, em escoamentos não-isotérmicos, incluía os efeitos de empuxo. O transporte turbulento foi modelado através do modelo $K-\epsilon$, numa versão apropriada para elevados números de Reynolds da turbulência, em conjunto com leis de parede. Com base numa boa concordância com as medições e outros dados experimentais disponíveis, foi realizado um estudo paramétrico, que permitiu caracterizar as influências de diversos parâmetros sobre as propriedades do escoamento médio.

Chen et al., 1988, compara resultados experimentais e numéricos do escoamento de ar em uma sala com diferentes sistemas de insuflamento, ganhos de calor a partir de uma janela e taxas de ventilação. As medições experimentais foram realizadas em uma sala climatizada em escala real. Os resultados numéricos foram obtidos com o uso do código Phoenics, sendo que as condições de contorno requeridas por este código foram determinadas com o uso do código Accuracy. É demonstrado que a concordância entre os resultados numéricos e experimentais é boa. É apresentada, também, uma comparação da eficiência dos vários sistemas de ventilação testados.

Em Chen e Jiang, 1992, são discutidas algumas questões usualmente encontradas em

simulação numérica de escoamento de ar em ambientes internos. As considerações abordadas neste trabalho foram baseadas em uma revisão do estado da arte, em alguns resultados computacionais e em dados experimentais.

Nielsen, 1992, relata que as condições de contorno nos dispositivos de insuflamento de ar são as que determinam a distribuição de velocidade e temperatura do ar em uma sala, ressaltando, assim, a necessidade delas serem representadas corretamente em uma simulação numérica. Neste trabalho são discutidos quatro tipos de condições de contorno que podem ser usadas nas aberturas de insuflamento.

Chen, 1995, avalia a performance de cinco modelos de turbulência do tipo $K-\epsilon$ na simulação de convecção forçada, de convecção natural, de convecção mista e de escoamento de jatos, que são os elementos básicos do complexo escoamento de ar em ambientes internos. Dados experimentais de vários autores foram usados para a validação dos resultados computados. Neste trabalho é demonstrado que os modelos $K-\epsilon$ RNG (*Renormalization Group*) [Yakhot et al., 1992] e $K-\epsilon$ padrão [Launder e Spalding, 1974] são os modelos de turbulência que produzem os melhores resultados, sendo o primeiro um pouco melhor que o segundo. Também é comentado que os demais modelos de turbulência testados não apresentaram um comportamento estável em todas as simulações.

Costa, 1996, apresenta um estudo comparativo dos resultados experimentais e numéricos de escoamentos de ar originados por dois jatos parietais não isotérmicos em um domínio fechado, análogo aos tipicamente encontrados em ambientes equipados com uma fonte de calor convectiva, no nível do piso, e um sistema de ventilação por mistura. As medições experimentais foram obtidas em uma instalação concebida e realizada no *Laboratoire d'Études Thermiques* (LET) da Universidade de Poitiers, na França. Os resultados numéricos foram obtidos utilizando uma adaptação do código Teach-T, empregando o Método dos Volumes Finitos em conjunto com nove distintas versões do modelo de turbulência $K-\epsilon$.

Em Chen, 1997, é comentado que, apesar de se ter bons resultados na simulação numérica de escoamentos em ambientes internos, existem ainda algumas incertezas, que aparecem como resultado das aproximações numéricas usadas nos modelos de turbulência, algoritmos numéricos e métodos discretos. Neste trabalho é ressaltada a necessidade de que o usuário de um código de simulação numérica em Dinâmica dos Fluidos tenha um bom conhecimento dos escoamentos turbulentos e das técnicas numéricas, afim de que possa realizar de forma correta uma determinada simulação. É comentado, também, que com a capacidade computacional e a precisão das técnicas de medição experimental disponíveis atualmente, é difícil alcançar uma validação completamente satisfatória das predições numéricas.

Negrão, 1998, apresenta a simulação de uma edificação com o uso conjunto de um modelo global e um modelo detalhado, desenvolvendo uma metodologia para acoplamento destes dois modelos. É comentado que esta técnica de simulação acoplada, apesar de ter um grande potencial em simulações de edificações, necessita de aprimoramentos.

Em Yuan et al., 1999a, são comparados resultados experimentais e numéricos do escoamento de ar em uma sala com ventilação por deslocamento. As medições experimentais foram realizadas em uma instalação em escala real existente no *Massachusetts Institute of Technology* (MIT) em Cambridge, Estados Unidos. Os resultados numéricos foram obtidos com o uso do Método dos Volumes Finitos em conjunto com o modelo de turbulência $K-\epsilon$ RNG [Yakhot et al., 1992]. É demonstrado que a concordância entre os resultados numéricos e experimentais da temperatura e da velocidade do ar é boa.

1.3. ESCOPO DESTE TRABALHO

No capítulo 1 são comentados os motivos que levaram a realização do presente trabalho, bem como é apresentada uma revisão bibliográfica de trabalhos existentes no âmbito da ventilação por deslocamento e da simulação numérica de escoamentos em ambientes internos.

No capítulo 2 é apresentado o problema tratado no presente trabalho. Neste capítulo são descritos os princípios físicos envolvidos na ventilação por deslocamento, são abordados alguns aspectos da simulação numérica e são comentadas as dificuldades envolvidas na simulação de escoamentos em ambientes internos. Também, neste capítulo, é apresentado o código comercial utilizado.

O capítulo 3 aborda alguns aspectos relevantes na simulação de escoamentos em ambientes internos, como os parâmetros característicos, equações governantes, modelos de turbulência e método de solução numérica.

Como não foi possível validar a simulação da forma esperada, tornou-se necessário demonstrar que a metodologia numérica e o código empregado foram corretamente entendidos e aplicados. O capítulo 4 descreve o problema utilizado para determinar a validação do uso do código, apresentando o modelo físico, os procedimentos numéricos adotados e os resultados da simulação.

No capítulo 5 é descrito o modelo físico e especificada a forma como foram obtidos os resultados experimentais do caso apresentado em Yuan et al., 1999a, que configura o problema abordado no presente trabalho. Neste capítulo são comentadas as dificuldades encontradas, bem

como os procedimentos testados, na tentativa de se obter convergência no processo de cálculo. Também, neste capítulo, são comparados os resultados numéricos obtidos com o uso de um modelo de turbulência simplificado e os resultados experimentais obtidos por Yuan et al., 1999a.

O capítulo 6 apresenta uma discussão complementar sobre as instabilidades existentes no problema abordado, o comportamento do código empregado e o tempo de processamento necessário para se obter a solução numérica.

Finalmente, no capítulo 7, são apresentadas as conclusões e propostas algumas sugestões para futuros trabalhos nesta área.

2. APRESENTAÇÃO DO PROBLEMA

Como mencionado no capítulo anterior, existe uma necessidade crescente de se desenvolver sistemas de climatização de ambientes otimizados, afim de reduzir gastos e proporcionar melhores condições de conforto para as pessoas. Dentro deste contexto a ventilação por deslocamento é uma opção que pode trazer resultados muito satisfatórios quando aplicada a determinados tipos de ambientes.

A performance de qualquer sistema de climatização é dependente de vários fatores, o que dificulta a determinação do melhor sistema para um caso específico. A simulação numérica é uma ferramenta que pode ser utilizada como auxílio no estudo da distribuição do ar em ambientes. Contudo, a sua utilização nos dias de hoje é ainda muito restrita, devido às dificuldades relacionadas com esse tipo de problema.

2.1. VENTILAÇÃO POR DESLOCAMENTO

A ventilação por deslocamento tem sido amplamente usada nos países Nórdicos durante os últimos vinte anos com o objetivo de melhorar a qualidade do ar interno [Yuan et al.,1999b]. Em um tradicional sistema de ventilação por deslocamento, como o mostrado na figura 2.1, o ar é insuflado por difusores de parede situados próximo ao piso. A temperatura do ar insuflado é um pouco mais baixa que a temperatura desejada na sala (refrigeração) e a velocidade de insuflamento é baixa (menor que 0,5 m/s). Por ser mais frio que o ar da sala, o ar insuflado inicialmente ocupa regiões mais baixas da sala. Depois, ao mesmo tempo em que ascende, ele é aquecido pelas fontes de calor e dirige-se em direção ao teto. Desta forma, é criada uma estratificação de temperatura vertical no ar da sala. As fontes de calor, como pessoas e aparelhos, criam escoamentos convectivos ascendentes na forma de plumas térmicas, que transportam os contaminantes da zona mais baixa da sala para a zona mais alta. Em uma certa altura acima das fontes de calor, a taxa de escoamento de convecção se iguala a taxa de escoamento do ar insuflado. Para alimentar o escoamento de convecção naquela altura, o ar na parte mais alta da sala deve recircular. Desta maneira o ar no espaço será estratificado em uma zona mais baixa com ar fresco, cuja a altura depende diretamente da quantidade de ar insuflado, e uma zona mais alta com ar contaminado. Saídas de ar localizadas no teto ou próximos dele extraem o ar

aquecido e contaminado da sala. A ventilação por deslocamento pode fornecer melhor qualidade do ar interno na zona mais baixa (zona ocupada) que a convencional ventilação por mistura, resultando numa eficiência de ventilação maior, e por conseqüência, em custos menores.

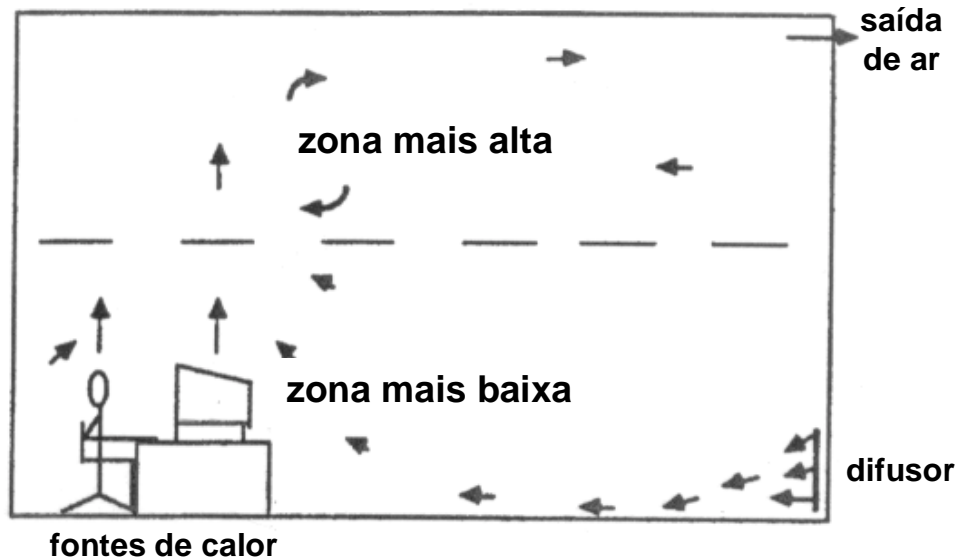


Figura 2.1. Ventilação por deslocamento.

Em uma sala com ventilação por deslocamento, como ilustrado na figura 2.1, o ar na camada entre o nível da cabeça e dos pés de um ocupante tem sua temperatura elevada devido ao calor proveniente dos ocupantes, equipamentos, radiação solar transmitida, luzes do teto e paredes/janelas da sala. Obviamente, o calor a partir dos ocupantes e equipamentos contribui mais significativamente para o aumento da temperatura nessa camada que aquele proveniente das luzes do teto. Isto por que os ocupantes e os equipamentos estão localizados nessa camada.

Em espaços com ventilação por deslocamento, a temperatura do ar é aproximadamente constante em cada plano horizontal, exceto próximo aos difusores de insuflamento e às fontes de calor. O ar insuflado é aquecido pela transferência de calor a partir do piso e misturado com o ar mais quente da sala por convecção. Como resultado, a temperatura do ar próxima ao piso, T_{pi} , é mais alta que a temperatura do ar insuflado, T_e . O gradiente de temperatura vertical do ar em uma sala está diretamente relacionado com a distribuição das fontes de calor. O gradiente na parte mais baixa da sala será maior que aquele da parte mais alta, se a maioria das fontes de calor estiverem situadas na primeira. A figura 2.2 apresenta um simplificado perfil de temperatura em uma sala com ventilação por deslocamento, onde T_s é a temperatura do ar na saída. Este perfil linear desde o piso até o teto é amplamente usado em projetos. Contudo, de acordo com Yuan et

al., 1999b, onde são apresentados dados experimentais obtidos por vários pesquisadores, o perfil vertical da temperatura em uma sala não é linear. Isto reforça a necessidade de um método alternativo para auxiliar no estudo desse tipo de sistema de ventilação.

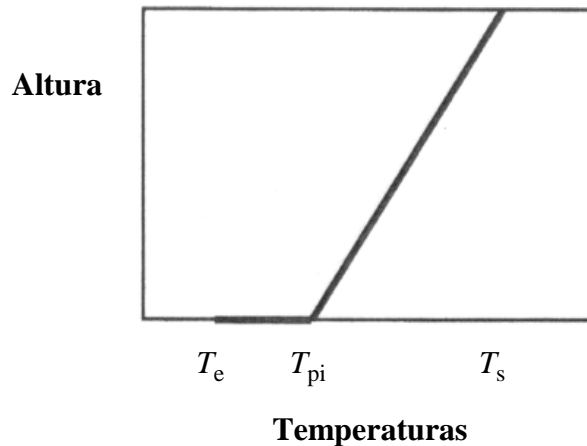


Figura 2.2. Perfil de temperatura simplificado em uma sala com ventilação por deslocamento.

A velocidade do ar em ambientes com ventilação por deslocamento é geralmente baixa (menor que 0,2 m/s), exceto nas plumas térmicas e no escoamento próximo aos difusores, ao piso e às paredes. Muitos pesquisadores tem relatado que a ventilação por deslocamento geralmente fornece um aceitável nível de conforto térmico. Todavia, o risco de uma indesejável sensação de resfriamento local existe nas proximidades do piso e dos difusores, devido à relativamente alta velocidade e à baixa temperatura do ar nestas regiões. Além disso, a diferença de temperatura entre o nível da cabeça e o nível dos pés pode ser grande demais devido à estratificação vertical de temperatura. Desta forma, torna-se necessário um estudo dos campos de velocidade e de temperatura do ar, para determinar o nível de conforto térmico proporcionado pelo sistema de ventilação. Este estudo pode ser feito com o uso da simulação numérica.

2.2. SIMULAÇÃO NUMÉRICA

Nesta técnica, um conjunto de equações diferenciais parciais que descrevem a conservação de massa, quantidade de movimento (equações de Navier-Stokes), energia e concentração de espécies é resolvido numericamente. A solução dessas equações de conservação

fornece o campo de distribuição de velocidade e temperatura do ar, intensidade de turbulência e concentrações de contaminantes.

A turbulência pode ser tratada via Equações Médias de Reynolds (EMR), Simulação de Grandes Estruturas (SGE) e Simulação Numérica Direta (SND), sendo normalmente estas duas últimas somente empregadas em pesquisas específicas sobre turbulência. A SND resolve diretamente as equações de Navier-Stokes, sem nenhum tipo de aproximação. Portanto, a SND requer uma resolução espacial tão fina quanto a microescala de Kolmogorov para pequenos vórtices. Desta maneira, mesmo com o uso de supercomputadores, a capacidade computacional é ainda pequena demais para resolver escoamentos tridimensionais em ambientes. Além disto, o método SND necessita de passos de tempo muito pequenos que fazem com que o cálculo seja extremamente demorado. O seu uso para simulação de ambientes internos não é previsto para um futuro próximo. Entretanto, a SND pode ser usada para desenvolver novos modelos de turbulência.

A SGE foi desenvolvida no começo dos anos 70 para aplicações meteorológicas. Nesta técnica se separa o movimento turbulento dentro de grandes e pequenas estruturas ou vórtices. A separação entre essas duas escalas não tem um efeito significativo na evolução das grandes estruturas. A SGE resolve o movimento das grandes estruturas por um conjunto de equações filtradas que governam o movimento tridimensional dependente do tempo. Aproximações de transporte turbulento são usadas para as pequenas estruturas, que são modeladas independentemente da geometria do escoamento. O sucesso da SGE se origina do fato de que a contribuição principal para o transporte turbulento vem a partir do movimento das grandes estruturas, que são resolvidas. Apesar de ser mais rápida que a SND, pois os passos de tempo e espaço necessários podem ser maiores, a SGE ainda consome muito tempo computacional porque ela calcula, como na SND, o escoamento dependente do tempo.

Nas EMR se resolve a média temporal das equações de Navier-Stokes através do uso de um modelamento da turbulência. O uso das EMR é a forma mais rápida de se obter resultados. Contudo, eles podem ser menos precisos que os obtidos com os outros dois tipos de simulação. As malhas necessárias para as EMR são muito mais grosseiras do que aquelas utilizadas na SND e na SGE. Além disto, com o uso das EMR podem ser resolvidos escoamentos estacionários, ou seja, independentes do tempo. Portanto, os custos computacionais envolvidos no uso das EMR são menores comparados com os outros dois tipos de simulação.

No processo de solução das EMR surgem como incógnitas as tensões de Reynolds e os fluxos turbulentos de calor, que são correlações de ordem superior e que devem ser aproximados por modelos afim de se obter o fechamento do sistema de equações. Dependendo de como as

tensões de Reynolds e os fluxos turbulentos de calor são modelados, os modelos de transporte turbulento são classificados em modelos de viscosidade turbulenta e modelos de tensões de Reynolds. Por não usarem a aproximação de Boussinesq, os modelos de tensões de Reynolds são superiores aos modelos de viscosidade turbulenta. Entretanto, existe uma penalidade em termos de equações mais complicadas, mais tempo computacional necessário e algoritmos numéricos menos estáveis. A utilização de modelos de turbulência, que não são universais, sempre introduz um erro adicional nos cálculos. No entanto, cálculos baseados nas EMR são populares e amplamente usados, pois dão resultados razoavelmente bons com um esforço computacional aceitável.

Independentemente do tipo de simulação adotado, as equações diferenciais devem ser resolvidas. Isto se dá pela substituição das derivadas existentes nas equações, através de uma discretização do domínio do problema, por expressões algébricas que envolvem a função incógnita. A maneira de obter essas equações algébricas é que caracteriza o tipo de método numérico. Dentre estes métodos podem ser citados o Método das Diferenças Finitas, o Método dos Elementos Finitos e o Método dos Volumes Finitos.

A aproximação numérica de uma equação diferencial pelo Método dos Volumes Finitos, o qual trabalha com volumes, é feita através da integração desta equação sobre os volumes de controle da malha utilizada para discretizar o domínio do problema. Desta maneira obtém-se uma equação aproximada para cada volume. O conjunto destas equações forma um sistema de equações linearizadas, o qual deve ser resolvido para solucionar o problema de interesse.

2.3. DIFICULDADES NA SIMULAÇÃO DE ESCOAMENTOS EM AMBIENTES INTERNOS

O escoamento de ar em uma sala é extremamente complicado; ele é freqüentemente a combinação de escoamentos cisalhantes livres e cisalhantes de parede. Como consequência das condições de contorno e das geometrias envolvidas, podem ser encontrados simultaneamente escoamentos laminares, escoamentos em processo de transição, escoamentos completamente turbulentos e regiões de recirculação. Outro aspecto que torna complicado esse tipo de escoamento, é o fato dele ser governado tanto por forças de inércia, como por forças de empuxo, caracterizando-o como convecção mista. Por serem da mesma ordem de grandeza, as forças de inércia e de empuxo estão em constante concorrência. Devido a este fenômeno e a presença de estruturas turbulentas complexas, o escoamento em uma sala pode ser completamente instável,

dificultando a sua simulação.

Para escoamentos laminares, os resultados oriundos da simulação numérica são confiáveis. Entretanto, existe ainda incertezas na solução de escoamentos turbulentos devido à complexidade natural da turbulência. Apesar dos escoamentos em ambientes internos serem na grande maioria turbulentos, o principal interesse na simulação deste tipo de escoamento é obter os valores médios dos campos de velocidade e temperatura, ficando os detalhes da turbulência em segundo plano. A determinação desses campos é mais precisa que a determinação das variáveis turbulentas, tal como a intensidade da turbulência. Com o uso das EMR juntamente com modelos de turbulência é possível obter os valores médios dos campos de interesse, com a capacidade computacional existente nos dias de hoje. Contudo, é questionável a validade desses resultados.

Uma das dificuldades na simulação de escoamento de ar em ambientes internos, devido à complexidade física envolvida, é a determinação do modelo de turbulência mais adequado a ser utilizado. Os escoamentos em ambientes internos são normalmente caracterizados por números de Reynolds baixos. Muitos dos modelos de turbulência existentes atualmente, como o $K-\epsilon$ padrão e o $K-\epsilon$ RNG, foram desenvolvidos a partir de escoamentos turbulentos básicos com altos números de Reynolds. Portanto, eles não são teoricamente aplicáveis para a resolução de escoamentos com números de Reynolds baixos. Outra opção existente são os chamados modelos de turbulência $K-\epsilon$ para baixos Reynolds, que foram criados originalmente para resolverem escoamentos turbulentos simples com números de Reynolds baixos. Contudo, a validade dos resultados obtidos com estes modelos é muito dependente do caso que está sendo simulado. Além disto, os modelos para baixos Reynolds exigem malhas de discretização muito refinadas, para resolverem convenientemente os elevados gradientes através das regiões viscosas das camadas limite, implicando em maiores custos computacionais. Em Chen, 1995, diferentes modelos $K-\epsilon$ foram comparados, levando-se em consideração os tipos de escoamentos presentes em uma sala. Os melhores resultados surpreendentemente foram obtidos pelos modelos $K-\epsilon$ padrão e $K-\epsilon$ RNG, que originalmente não foram desenvolvidos para esse tipo de problema. De uma forma geral foi concluído que um determinado modelo de turbulência pode funcionar bem para um caso e mal para outro. Portanto, para cada caso estudado, uma validação experimental é sempre requerida para assegurar a validade do modelo usado. Isto é realmente frustrante já que a aproximação experimental não pode ser completamente abandonada. Embora exista uma crescente necessidade de um modelo de turbulência universal para o escoamento de ar interno, tal modelo ainda não foi encontrado. Os escoamentos de ar internos são conduzidos pela inércia e pelo empuxo, além de serem anisotrópicos. A escala de turbulência do escoamento em um

difusor (jato), que é conduzido pela inércia e pelas fronteiras cisalhantes, é diferente daquela presente no escoamento próximo a uma superfície aquecida ou resfriada, que é conduzido pelo empuxo. Isto dificulta muito a criação de um modelo de turbulência único. Além disso, qualquer simplificação usada no desenvolvimento desse modelo, reduziria sua aplicabilidade.

O escoamento de ar em ambientes internos está normalmente relacionado à problemas tridimensionais, com grandes dimensões e geometrias complexas, que raramente podem ser reduzidos à problemas bidimensionais. Além disto, quando se utiliza modelos de turbulência a malha deve ser suficientemente refinada junto as paredes. Desta forma, é fácil perceber que, mesmo com o uso das EMR, grandes malhas tridimensionais são necessárias. Isto implica em maior tempo de processamento e necessidade de maior capacidade de armazenamento, ou seja, maiores custos computacionais.

As condições de contorno que devem ser empregadas nas entradas de ar em uma simulação numérica são de difícil determinação. Elas devem ser escolhidas de forma a representar adequadamente os perfis de velocidade e temperatura produzidos pelos dispositivos de insuflamento de ar. Esta escolha é de fundamental importância, pois a performance desses dispositivos é um dos fatores que mais influencia na qualidade do ar e no conforto térmico. Na maioria das vezes as entradas de ar são simuladas computacionalmente como simples fendas abertas. Contudo, este tipo de entrada raramente pode ser encontrada na prática. Em residências, escritórios e prédios industriais, a geometria dos dispositivos de insuflamento de ar é complexa. Uma completa simulação de um sistema de distribuição de ar deveria resolver tanto o escoamento dentro do dispositivo de insuflamento, como o escoamento na sala produzido por este dispositivo. Esta tarefa não é nada fácil em função das complexas geometrias envolvidas. Para realizar tal simulação seriam necessárias malhas não-estruturadas extremamente grandes, que são difíceis de serem implementadas e computacionalmente inviáveis.

Outras condições de contorno de difícil determinação são as relacionadas com o envoltório da sala. A troca de calor entre as parede/janelas da sala e o ambiente interno ocorre por convecção, difusão e radiação. Uma usual simplificação utilizada em simulações é admitir que os contornos da sala (paredes/janelas) tenham uma temperatura prescrita ou um fluxo de calor prescrita. Esta simplificação se deve ao entendimento de que o processo de transporte convectivo interno tem o papel mais importante na troca de calor, em função das pequenas diferenças de temperatura envolvidas.

No caso de escoamentos não-isotérmicos, típicos de ambientes internos, as dificuldades numéricas são acentuadas quando os efeitos de empuxo passam a ser consideráveis, quer para o balanço da quantidade de movimento, quer em termos de produção e de dissipação de energia

cinética turbulenta. Em regimes de convecção mista, em particular, as instabilidades físicas do campo de escoamento, resultantes do conflito entre as forças de inércia e as forças de empuxo, traduzem-se freqüentemente por comportamento oscilatório do processo de cálculo iterativo, com a impossibilidade de se obter soluções convergidas das equações de transporte.

Outra dificuldade é a simulação de escoamentos que apresentam múltiplas soluções. Em Chen e Jiang, 1992, é comentado o experimento realizado em uma sala com a presença de uma janela fria e um radiador quente sob esta. O padrão de escoamento observado experimentalmente foi diferente em diferentes medições, embora as condições de contorno terem sido mantidas as mesmas em todos os experimentos. De fato é difícil controlar as condições de contorno nesse tipo de experimento e na maioria das vezes os diferentes resultados encontrados são devidos à diferenças nestas condições. Entretanto, os diferentes padrões de escoamento de ar observados puderam ser repetidos, portanto este caso realmente apresenta múltiplas soluções. Chen e Jiang, 1992, relatam que uma simulação numérica para determinar o regime estacionário desse caso foi realizada utilizando o modelo $K-\varepsilon$ padrão. Contudo, não foi possível obter uma solução estável. A simulação primeiro parecia convergir para uma solução depois de 350 iterações, mas ela divergia posteriormente e novamente se encaminhava para uma outra possível solução em 1100 iterações. Este processo se repetia durante os cálculos, não ficando claro se mais iterações resultariam em uma solução estável. Escoamentos de ar com múltiplas soluções podem aparecer também em salas com geometria e condições de contorno simétricas. Resultados assimétricos são freqüentemente encontrados tanto em medidas experimentais como em simulações computacionais. Os medidas experimentais assimétricas são normalmente resultantes de suaves assimetrias nas condições de contorno que podem existir em um experimento. Em simulações numéricas, quando uma sala apresenta geometria e condições de contorno simétricas, o escoamento de ar é resolvido somente na metade desta, por motivos de economia. O plano de simetria é geralmente tomado como um contorno de fluxo zero. Entretanto, se a simulação for implementada na sala inteira, resultados assimétricos podem ser obtidos [Chen e Jiang, 1992]. Estes resultados assimétricos são atribuídos principalmente ao procedimento de solução, à malha empregada e aos erros de truncamento. Embora os resultados assimétricos obtidos numericamente possam ser próximos aos dados experimentais, é difícil identificar estes resultados como soluções verdadeiras.

Até mesmo a obtenção de dados experimentais com o propósito de validação apresenta certas dificuldades. Além dos custos e do tempo envolvidos, e das dificuldades em se manter constantes as condições de contorno durante os experimentos, a medição de velocidade é também um problema. A maioria das medidas de velocidade do ar em uma sala são feitas usando

anemômetros de fio-quente ou de esfera-quente. Estes anemômetros não podem medir corretamente baixas velocidades do ar, pois a convecção a partir das sondas pode gerar uma falsa velocidade da mesma ordem de magnitude. Desta forma, a obtenção experimental de um campo de velocidades confiável fica comprometida.

2.4. O CÓDIGO EMPREGADO

Para realizar as simulações apresentadas no presente trabalho, foram utilizados os seguintes aplicativos da Fluent Inc. (licença universitária):

- Gambit 1.1.2, aplicativo usado para modelar geometrias e gerar malhas;
- Fluent 5.2.3, o código de cálculo propriamente dito.

O Gambit é um código específico para a construção de geometrias, geração de malhas e determinação das condições de contorno e características físicas de modelos simulados. Ele permite a criação de geometrias bi e tridimensionais, através da integração de pontos, linhas, planos e volumes ou através de operações booleanas (união, subtração e intersecção) com planos ou com diversos tipos de volume. O Gambit pode gerar malhas estruturadas e não-estruturadas formadas por triângulos, quadriláteros, tetraedros, hexaedros, pirâmides, prismas ou mistas, além de permitir uma análise da qualidade da malha gerada. As condições de contorno, bem como as características físicas das regiões que compõe o modelo que se deseja simular, podem ser determinadas diretamente através deste aplicativo, o que agiliza o processo de simulação.

O Fluent é um código especialmente desenvolvido para modelar escoamento de fluidos, transferência de calor e massa, combustão, etc., em geometrias complexas. Neste aplicativo todas as funções necessárias para computar uma solução e mostrar os resultados são acessíveis através de uma interface interativa.

O Fluent usa o Método dos Volumes Finitos para integrar as equações governantes, obtendo sistemas de equações algébricas, que podem ser resolvidos numericamente. O sistema linear de equações é resolvido, quando adotado o algoritmo de solução segregada, pelo método ponto a ponto de Gauss-Seidel em conjunto com um método multigrid algébrico [Fluent, 1999].

Diferentemente do código de Patankar, que emprega um arranjo de malhas desencontradas com valores de velocidade e de pressão armazenados em posições distintas, o Fluent emprega um arranjo de malhas co-localizadas, onde valores de velocidade e de pressão são armazenados na mesma posição, ou seja, no centro dos volumes de controle. Desta forma,

esquemas de interpolação para computar os valores da pressão nas faces dos volumes são empregados, pois estes valores são necessários no cálculo das equações de conservação da quantidade de movimento.

Embora o Fluent não possa gerar a malha empregada na simulação, uma vez que ela tenha sido lida por ele, todas as demais operações são realizadas dentro dele mesmo. Isto inclui, determinar ou alterar as condições de contorno, definir as propriedades dos materiais, executar o cálculo numérico, alterar o refinamento da malha, ver e pós-processar os resultados. Ele fornece uma certa flexibilidade com relação às malhas empregadas, podendo os problemas de escoamento serem resolvidos com vários tipos de malhas, estruturadas ou não. Os tipos de malhas suportadas incluem malhas bidimensionais formadas por triângulos ou quadriláteros, tridimensionais formadas por tetraedros, hexaedros, pirâmides ou prismas, e mistas (híbridas). O Fluent permite um maior ou menor refinamento (ambos os sentidos) da malha utilizada, baseado na solução do escoamento. Este recurso de adaptação de malha é especialmente útil para a correta determinação de campos de escoamentos em regiões com grandes gradientes, tais como camadas livres cisalhantes, fontes de calor ou massa, etc. Com esta capacidade de alterar a malha com base na solução do escoamento, torna-se mais fácil determinar a malha ideal para o problema em estudo, reduzindo assim o esforço computacional necessário para alcançar um desejável nível de precisão, já que o refinamento é limitado à regiões onde uma maior resolução é necessária.

O Fluent tem a capacidade de simular vários tipos de escoamentos. Especialmente para casos de escoamento turbulento, diversos modelos de turbulência estão disponíveis. Estes modelos possuem uma vasta gama de aplicações, além de incluírem os efeitos de outros fenômenos físicos, tais como empuxo e efeitos de compressibilidade. Em conjunto com os modelos de turbulência, o Fluent dispõe de funções de parede e modelos zonais, que devem ser usados para um cuidadoso tratamento das regiões próximas às paredes.

Em função dos recursos disponíveis no Fluent, ele pode ser empregado na simulação dos seguintes tipos de problema:

- escoamentos em geometrias bi e tridimensionais;
- escoamentos compressíveis e incompressíveis;
- escoamentos em regime permanente ou transiente;
- escoamentos de fluidos newtonianos e não-newtonianos;
- transferência convectiva de calor, incluindo convecção forçada ou natural;
- transferência de calor por radiação;
- modelos com estrutura de referência inercial (estacionária) ou não-inercial (rotacional);

- modelos com múltiplas estruturas de referência móveis;
- mistura e reação de espécies químicas, incluindo sub-modelos de combustão e modelos de reação de deposição em superfícies;
- modelos com fontes volumétricas arbitrárias de calor, massa, quantidade de movimento, turbulência e espécies químicas;
- cálculo da trajetória lagrangiana de partículas/gotas/bolhas discretas, dispersas em um meio contínuo;
- escoamentos através de meios porosos;
- escoamentos com mudança de fase;
- escoamentos com a presença de dois fluidos, incluindo cavitação;
- escoamentos sobre superfícies livres com formas complexas;
- etc.

3. SIMULAÇÃO DE ESCOAMENTOS EM AMBIENTES INTERNOS

O insuflamento de ar em um ambiente interno, normalmente caracterizado por jatos de ar, produz forças de inércia que criam um certo padrão de escoamento neste ambiente. Por outro lado, forças de empuxo, que aparecem devido aos gradientes de temperatura presentes no ambiente, podem atuar de forma diferente de uma região para outra no domínio do escoamento. O balanço entre forças de inércia e de empuxo pode, portanto, variar significativamente de acordo com a intensidade e a direção de cada uma. Em um regime de convecção mista, isto será um fator decisivo para a estrutura do escoamento. A análise desse tipo de escoamento deve então envolver parâmetros que podem ser relevantes para a descrição de tais efeitos, tanto em termos locais, como em termos globais.

3.1. PARÂMETROS CARACTERÍSTICOS

Na convecção forçada os efeitos gravitacionais são irrelevantes para a descrição do campo de escoamento, que fica assim independente da distribuição de temperatura, ou seja, as forças de empuxo são desprezadas. Desta forma, o regime de escoamento é determinado somente pelo balanço entre as forças de inércia e as forças de atrito viscoso, o qual é representado pelo número de Reynolds (Re), definido por:

$$Re = \frac{U_{cf} L_c}{\nu} \quad , \quad (3.1)$$

onde U_{cf} representa uma velocidade característica do escoamento forçado, L_c é um comprimento característico da geometria em estudo e ν é a viscosidade cinemática do fluido.

Em convecção natural, o fluido movimenta-se por si próprio, impulsionado por efeitos gravitacionais associados à diferenças de densidade, ou seja, as forças de inércia não são as mais importantes. Este regime de escoamento é caracterizado pelo número de Grashof, Gr , definido por:

$$Gr = \frac{g\beta\Delta TL_c^3}{\nu^2} = \left(\frac{U_{cn} L_c}{\nu} \right)^2 \quad , \quad (3.2)$$

onde g é a aceleração da gravidade, β é o coeficiente de expansão térmica do fluido e ΔT é uma escala característica da variação de temperatura no fluido. O número de Grashof indica a razão entre as forças de empuxo e as forças de atrito viscoso que atuam no fluido e desempenha, em convecção natural, um papel análogo ao do número de Reynolds em convecção forçada. Poderá notar-se que o número de Grashof fica formalmente idêntico a Re^2 , caso se defina uma velocidade característica do escoamento de convecção natural U_{cn} , dada por

$$U_{cn} = \sqrt{g\beta\Delta TL_c} \quad . \quad (3.3)$$

Outro número que é usado para caracterizar o regime de escoamento de convecção natural é o número de Rayleigh, Ra , definido por:

$$Ra = GrPr \quad , \quad (3.4)$$

onde Pr é o número de Prandtl do fluido.

Em um regime de convecção mista os efeitos de inércia e de empuxo são da mesma ordem de grandeza, não podendo, portanto, nenhum deles ser desprezado. A definição de um regime de convecção mista deverá, então, basear-se em um parâmetro adimensional que quantifique a importância relativa das forças de inércia e das forças de empuxo. De um modo geral, esse tipo de problema pode ser abordado de duas maneiras:

i) os efeitos de empuxo são considerados como uma perturbação do escoamento forçado. Neste caso, a velocidade U_{cf} característica do escoamento forçado é adotada como velocidade de referência. Este tipo de procedimento é o mais usual no estudo de problemas de climatização (ver por exemplo Nielsen et al., 1979) e o parâmetro adimensional resultante é o número de Arquimedes, Ar , dado por

$$Ar = Gr/Re^2 \quad . \quad (3.5)$$

ii) o escoamento forçado é considerado como uma perturbação do escoamento de convecção natural. Neste caso, é tomada como referência a velocidade característica da convecção natural, U_{cn} , evidenciando-se o chamado número de Froude, Fr , dado por

- Conservação de energia:

$$\frac{\partial(\rho c_p T)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho c_p u_j T)}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(k \frac{\partial T}{\partial x_j} \right) + \left(\frac{\partial p}{\partial t} + u_j \frac{\partial p}{\partial x_j} \right) + \frac{\mu \Phi}{\text{VII}} + \frac{S}{\text{VIII}}, \quad (3.9)$$

I
II
III
VI

onde t é o tempo, x_i e x_j são as coordenadas cartesianas, u_i (u_j), ρ , p e T são os valores locais e instantâneos da velocidade, massa específica, pressão e temperatura; μ , c_p e k representam os valores locais da viscosidade, do calor específico a pressão constante e da condutividade térmica do fluido; g_i é a componente cartesiana do vetor aceleração da gravidade, \vec{g} , na direção i ; e S é um termo fonte. A expressão entre colchetes na equação (3.8) representa o tensor das tensões viscosas; s_{ij} é o tensor da taxa de deformação definido por $s_{ij} = (\partial u_i / \partial x_j + \partial u_j / \partial x_i) / 2$ e δ_{ij} é o delta de Kronecker (1 se $i = j$; 0 se $i \neq j$). As equações (3.7), (3.8) e (3.9) referem-se à unidade de volume do fluido e os seus termos têm os seguintes significados:

- I – Taxa de variação local [aceleração local na equação (3.8)]
- II – Transporte advectivo [aceleração convectiva na equação (3.8)]
- III – Transporte difusivo [força de viscosidade na equação (3.8)]
- IV – Força de pressão
- V – Força da gravidade
- VI – Taxa de geração de calor por trabalho de compressão
- VII – Taxa de geração de calor por dissipação viscosa de energia mecânica, sendo a chamada função de dissipação definida por $\Phi = 2(s_{ij}s_{ij} - s_{kk}^2/3)$
- VIII – Termo fonte.

Particularizadas através das condições de fronteiras inerentes a cada situação concreta, essas equações permitem o estudo da generalidade dos problemas dinâmicos e térmicos associados aos escoamentos que se pretende abordar no presente trabalho. As suas expressões podem, contudo, ser convenientemente simplificadas, mediante algumas hipóteses decorrentes da ordem de grandeza relativa dos termos nelas envolvidos:

- Em qualquer dos escoamentos a ser considerado no presente trabalho, as variações de velocidade são pequenas se comparadas com a velocidade local do som; por outro lado, é pequena a gama de variação da temperatura [$\beta(T - T_0) \ll 1$], representando as variações da

massa específica do fluido, devidas a expansão térmica, apenas uma pequena fração do seu valor médio. Os efeitos das variações da massa específica na inércia do fluido e na sua capacidade calorífica podem então ser desprezados. Nestas condições, é possível introduzir um conjunto de simplificações que constituem a chamada aproximação de Boussinesq [Gray e Giorgini, 1976]:

i) o fluido é incompressível, sendo a sua massa específica considerada constante, exceto nos termos de empuxo, onde a variação de ρ com a temperatura pode ser traduzida por $\rho = \rho_0 [1 - \beta(T - T_0)]$. Nesta expressão, ρ_0 é a massa específica avaliada a uma temperatura de referência T_0 (geralmente, um valor mediano na gama da variação da temperatura). Atribuindo, a partir de aqui, ao símbolo de ρ o significado de ρ_0 , o termo de empuxo [V na equação (3.8)] pode ser expresso por $\rho g_i - \rho g_i \beta(T - T_0)$.

ii) Todas as restantes propriedades físicas do fluido (μ , k , c_p , β) são consideradas constantes e uniformes em toda a extensão do escoamento.

iii) É desprezível a produção de calor, quer por compressão, quer por dissipação viscosa [termos VI e VII na equação (3.9)].

- Pode verificar-se que a parcela ρg_i do termo de empuxo, sendo uniforme, é exatamente equilibrada, em termos do balanço da quantidade de movimento, por uma pressão igual a $\rho g_i x_i$. Isto sugere que se poderá ignorá-la se for utilizada a pressão modificada $p - \rho g_i x_i$. Na seqüência do presente trabalho a pressão modificada tomará o lugar da pressão termodinâmica, retendo o seu símbolo p sem risco de ambiguidade.

Aplicando nas equações (3.7), (3.8) e (3.9) as hipóteses acima, obtêm-se as seguintes formas mais simples:

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

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + \frac{\partial (u_j u_i)}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j^2} - g_i \beta (T - T_0) \quad , \quad (3.11)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \frac{\partial (u_j T)}{\partial x_j} = \alpha \frac{\partial^2 T}{\partial x_j^2} + S \quad , \quad (3.12)$$

onde $\nu = \mu/\rho$ e $\alpha = k/\rho c_p$ são, respectivamente, as difusividades de quantidade de movimento (viscosidade cinemática) e de calor.

As equações até aqui apresentadas admitem inúmeras soluções, devendo, portanto, serem particularizadas através de condições adicionais que definam o problema concreto estudado. De um ponto de vista matemático, as equações de transporte de quantidade de movimento e de energia são parabólicas no tempo e elípticas em relação às variáveis espaciais; idêntica estrutura têm as equações de transporte utilizadas para a modelação da turbulência. Por conseguinte, é necessário especificar quer as distribuições iniciais das variáveis, caso o problema seja dependente do tempo, quer as condições de contorno em todas as fronteiras, o que geralmente é feito pela atribuição dos valores particulares das variáveis relevantes (condições de Dirichlet), dos fluxos a elas associados (condições de Neumann), ou dos coeficientes de troca das variáveis em questão (condições de Robin).

3.3. EQUAÇÕES MÉDIAS DE REYNOLDS

A dependência temporal de um escoamento associada à turbulência manifesta-se através de flutuações irregulares e quase aleatórias das propriedades instantâneas do escoamento, em torno de valores médios que se podem considerar constantes no tempo. A descrição de um escoamento turbulento em função do tempo, quer por medições experimentais, quer por simulação numérica, é muito difícil, se não impossível, exceto em escoamentos simples para números de Reynolds relativamente baixos. Por outro lado, em uma grande maioria de escoamentos turbulentos, as componentes flutuantes das variáveis tendem a ser pequenas relativamente aos valores médios respectivos. Por este motivo, é praticável adotar uma aproximação estatística que descreva os efeitos das variações temporais das componentes do escoamento e permita tratá-los como se fossem estacionários.

Na maioria das aplicações em engenharia interessa principalmente conhecer os valores médios das grandezas envolvidas. Neste sentido, em vez de procurar a média de uma solução variável no tempo, a metodologia clássica, também aqui adotada, consiste em resolver equações para as quantidades médias, tirando partido do carácter mais regular de distribuições médias temporais face às distribuições instantâneas das grandezas.

A aproximação estatística mais usada é a decomposição de Reynolds. Nela os valores instantâneos das variáveis dependentes consideram-se separados em uma componente média e uma flutuante. Designando por ϕ o valor instantâneo de uma variável genérica em uma dada

localização fixa do espaço, ele pode ser definido como

$$\phi = \bar{\phi} + \phi' \quad , \quad (3.13)$$

onde $\bar{\phi}$ é interpretado como uma simples média temporal, dada por:

$$\bar{\phi} = \lim_{t \rightarrow \infty} \frac{1}{t} \int_0^t \phi(t) dt \quad (3.14)$$

e ϕ' é o valor instantâneo de flutuação em torno da média. Como se está interessado na solução do escoamento em regime permanente, admite-se que o escoamento médio é estacionário ($\partial \bar{\phi} / \partial t = 0$). Da definição da decomposição de Reynolds resulta diretamente que a média temporal das flutuações é nula, isto é, $\bar{\phi}' \equiv 0$.

Aplicando a decomposição de Reynolds às variáveis instantâneas das equações (3.10), (3.11) e (3.12), e derivando a média temporal das equações resultantes, chega-se às equações de transporte para o escoamento médio. Assim, as equações da continuidade, da conservação de quantidade de movimento e da energia darão origem, respectivamente, às seguintes equações:

$$\frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_j} = 0 \quad , \quad (3.15)$$

$$\frac{\partial (\bar{u}_j \bar{u}_i)}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\nu \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) - \overline{u'_j u'_i} \right] - g_i \beta (\bar{T} - T_o) \quad , \quad (3.16)$$

$$\frac{\partial (\bar{u}_j \bar{T})}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\alpha \frac{\partial \bar{T}}{\partial x_j} - \overline{u'_j T'} \right) + \bar{S} \quad . \quad (3.17)$$

Estas equações, habitualmente designadas por equações médias de Reynolds, são exatas, uma vez que não foi introduzida qualquer hipótese simplificativa na sua dedução. Contudo, deixaram de constituir um sistema de equações completo: o processo de decomposição acima descrito isolou o efeito das flutuações sobre o escoamento médio e, devido à não-linearidade dos termos convectivos $\partial(u_j u_i) / \partial x_j$ e $\partial(u_j T) / \partial x_j$ nas equações (3.11) e (3.12), surgiram incógnitas

adicionais, as correlações de segunda ordem $\overline{u'_j u'_i}$ e $\overline{u'_j T'}$. Fisicamente, estas correlações representam mecanismos (adicionais) de transporte de quantidade de movimento e de calor, respectivamente, devidos às flutuações turbulentas. O produto $-\rho \overline{u'_j u'_i}$ significa o transporte, segundo a direção i , da quantidade de movimento de direção j (ou vice-versa); as suas componentes atuam sobre a unidade de volume de fluido como tensões e, por isso, são designadas por tensões turbulentas ou tensões de Reynolds. Por sua vez, $-\rho c_p \overline{u'_j T'}$ quantifica uma densidade de fluxo de calor na direção j e é chamado fluxo turbulento de calor.

3.4. MODELAÇÃO DA TURBULÊNCIA

As equações (3.15), (3.16) e (3.17) só podem ser resolvidas em relação aos valores médios da velocidade, da pressão e da temperatura quando as correlações da turbulência puderem ser de algum modo determinadas. Podem ser deduzidas equações exatas para as tensões e fluxos turbulentos; contudo, estas equações irão introduzir novas correlações (incógnitas) de terceira ordem. O fecho matemático do sistema de equações não pode, portanto, ser alcançado pelo uso de equações exatas, pois correlações de ordem sucessivamente superior aparecerão. Em vez disto, recorre-se à modelação da turbulência, introduzindo um conjunto de equações e de hipóteses que permitam determinar as correlações desconhecidas. Dentre os modelos de turbulência existentes, são amplamente usados os chamados modelos de difusividade turbulenta.

3.4.1. MODELOS DE DIFUSIVIDADE TURBULENTA

Estes modelos fazem uso generalizado da hipótese, devida à Boussinesq, de uma viscosidade turbulenta (aparente) ν_t , através da qual, em analogia com as tensões viscosas em um escoamento laminar, se admite que as tensões turbulentas são proporcionais aos gradientes da velocidade média:

$$-\overline{u'_j u'_i} = \nu_t \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} K \delta_{ij} \quad . \quad (3.18)$$

O termo que contém a função delta de Kronecker δ_{ij} é necessário para tornar esta expressão válida também para as tensões normais (quando $i = j$), mantendo-a coerente com a definição de K , a energia cinética da turbulência (por unidade de massa):

$$K = \frac{1}{2} \overline{u'_i u'_i} = \frac{1}{2} \left(\overline{u_1'^2} + \overline{u_2'^2} + \overline{u_3'^2} \right) . \quad (3.19)$$

Em analogia direta com a hipótese assumida para o transporte turbulento de quantidade de movimento, representam-se geralmente os fluxos turbulentos de calor através de uma relação da mesma natureza, que é, afinal, equivalente à lei de Fourier da condução usando uma difusividade turbulenta de calor α_t :

$$-\overline{u'_j T'} = \alpha_t \frac{\partial \bar{T}}{\partial x_j} . \quad (3.20)$$

Tal como a viscosidade turbulenta, α_t não é uma propriedade do fluido, mas depende do estado local da turbulência. De fato, a analogia de Reynolds entre os transportes de quantidade de movimento e de uma propriedade escalar sugere que ν_t e α_t deverão estar intimamente relacionados, definindo-se então o chamado número de Prandtl turbulento,

$$Pr_t = \frac{\nu_t}{\alpha_t} , \quad (3.21)$$

que, em muitos escoamentos, tem um valor aproximadamente constante e da ordem da unidade.

As tensões e os fluxos turbulentos são eliminados nas equações (3.16) e (3.17) por substituição das relações (3.18) e (3.20), respectivamente, resultando em

$$\frac{\partial(\bar{u}_j \bar{u}_i)}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}_{ef}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\nu_{ef} \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \right] - g_i \beta (\bar{T} - T_o) \quad (3.22)$$

e

$$\frac{\partial(\bar{u}_j \bar{T})}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\alpha_{ef} \frac{\partial \bar{T}}{\partial x_j} \right) + \bar{S} . \quad (3.23)$$

Pode ser notado que estas equações são idênticas às equações (3.11) e (3.12) para o escoamento instantâneo, se nestas últimas forem substituídos os coeficientes de difusão viscosa e a pressão modificada pelos correspondentes valores efetivos (referindo-se agora as variáveis dependentes ao escoamento médio):

$$v_{ef} = v + v_t \quad , \quad (3.24)$$

$$\alpha_{ef} = \alpha + \alpha_t \quad (3.25)$$

e

$$\bar{p}_{ef} = \bar{p} + \frac{2}{3} \rho K \quad . \quad (3.26)$$

A substituição da pressão modificada por \bar{p}_{ef} na equação da quantidade de movimento é sugerida pelo fato das tensões turbulentas normais atuarem como forças de pressão, isto é, perpendiculares à superfície de um elemento de volume do fluido, e é viável porque K é um escalar, tal como a própria pressão. A última parcela da equação (3.18) é assim absorvida pelo termo do gradiente de pressão, na equação da quantidade de movimento, eliminando a necessidade da determinação explícita do valor de K .

O principal problema nos modelos baseados no conceito de Boussinesq reside na determinação das distribuições das difusividades turbulentas, mais particularmente de v_t . Em analogia, novamente, com o transporte de origem molecular, é geralmente aceito que a viscosidade turbulenta é proporcional a uma escala representativa das flutuações de velocidade, U_t , e a um comprimento característico dos turbilhões de maior escala, ℓ_t :

$$v_t \propto U_t \ell_t \quad . \quad (3.27)$$

Os diferentes modos de calcular essas escalas conduzem a diversos modelos de turbulência, os quais são em regra classificados com relação ao número de equações (diferenciais) usadas para descrever o transporte das grandezas turbulentas.

As aproximações mais simples admitem que v_t é uma propriedade local do escoamento. Desprezando o transporte das grandezas turbulentas (modelos de zero equações), tem-se implícito a hipótese de um estado de equilíbrio local da turbulência, isto é, em que são aproximadamente iguais as taxas de produção e de dissipação da energia cinética da turbulência.

Dentre outras, destaca-se a hipótese de Prandtl do comprimento de mistura que, na sua forma generalizada, pode ser escrita por:

$$v_t = \ell_m^2 \left[\left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} \right]^{1/2}, \quad (3.28)$$

onde ℓ_m é o comprimento de mistura. Este modelo tem sido utilizado em numerosos casos, particularmente em escoamentos turbulentos livres (como jatos), camadas limite parietais e escoamentos em dutos, para os quais é possível estabelecer uma relação simples entre ℓ_m e um comprimento característico do respectivo escoamento [Rodi, 1980].

Uma proposta diferente para calcular v_t é a chamada relação de Kolmogorov-Prandtl,

$$v_t = C_\mu^* \sqrt{K} \ell_t, \quad (3.29)$$

onde \sqrt{K} é escolhida como escala das flutuações de velocidade e C_μ^* é uma constante empírica. A equação (3.29) requer, além de um conhecimento empírico da distribuição de ℓ_t , a resolução de uma equação de transporte para K (modelo de uma equação). Esta última pode ser deduzida de forma exata a partir das equações de Navier-Stokes, escrevendo-se [Rodi, 1980]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\bar{u}_j K)}{\partial x_j} = & \frac{\partial}{\partial x_j} \left[-\overline{u'_j \left(\frac{u'_i u'_i}{2} + \frac{p'}{\rho} \right)} \right] + v \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\frac{\partial K}{\partial x_j} + \frac{\partial(\overline{u'_i u'_j})}{\partial x_i} \right] \\ & \text{I} \qquad \qquad \qquad \text{II} \qquad \qquad \qquad \text{III} \\ & - \overline{u'_i u'_j} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} - v \frac{\partial u'_i}{\partial x_j} \left(\frac{\partial u'_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u'_j}{\partial x_i} \right) - g_j \beta \overline{u'_j T'} . \\ & P_K \qquad \qquad \qquad \varepsilon \qquad \qquad \qquad G_K \end{aligned} \quad (3.30)$$

O termo I representa o transporte convectivo de K , o termo II refere-se à difusão turbulenta de K devida às flutuações de velocidade e de pressão e o termo III quantifica o transporte difusivo devido às forças viscosas moleculares. O termo P_K é a taxa de produção de energia cinética da turbulência por interação das tensões de Reynolds com os gradientes do escoamento médio, isto é, uma transferência de energia do escoamento médio para o movimento turbulento. Por sua vez, G_K representa uma troca entre energia cinética turbulenta e energia potencial por ação de forças

de empuxo. Finalmente, o termo ε é a taxa de dissipação da energia cinética da turbulência, que, por ação das tensões viscosas ao nível dos turbilhões de menores dimensões, é convertida em energia interna do fluido; em condições de turbulência homogênea, pode escrever-se apenas:

$$\varepsilon = \nu \overline{\left(\frac{\partial u'_i}{\partial x_j} \right)^2} , \quad (3.31)$$

pois verifica-se que

$$\frac{\partial u'_i}{\partial x_j} \frac{\partial u'_j}{\partial x_i} = \frac{\partial^2 (\overline{u'_i u'_j})}{\partial x_i \partial x_j} = 0 . \quad (3.32)$$

A segunda igualdade da equação (3.32) permite simplificar também o termo de difusão molecular III para $\nu (\partial^2 K / \partial x_j^2)$, termo este que se torna geralmente desprezível para escoamentos plenamente turbulentos, ou seja, com números de Reynolds de turbulência, $R_t = U_t \ell_t / \nu$, elevados.

A forma exata (3.30) da equação diferencial para K fez aparecer novas correlações incógnitas nos termos de difusão turbulenta II e de dissipação ε ; estes terão, portanto, que serem modelados para se conseguir o fecho matemático do sistema de equações. Assim, admite-se que o termo de difusão turbulenta de K é proporcional ao próprio gradiente de K , isto é:

$$-\overline{u'_j \left(\frac{u'_i u'_i}{2} + \frac{p'}{\rho} \right)} = \Gamma_K \frac{\partial K}{\partial x_j} , \quad (3.33)$$

onde Γ_K é a difusividade turbulenta de K , que se considera ser proporcional à viscosidade turbulenta através de $\Gamma_K = \nu_t / \sigma_K$, sendo σ_K uma constante empírica geralmente próxima da unidade. Por outro lado, resultados experimentais e de análise dimensional sugerem que a taxa de dissipação é regida pela energia dos vórtices de maior dimensão ($\sim K$) e pela escala de tempo de seu movimento ($\sim \ell_t / \sqrt{K}$); por conseguinte, a equação (3.31) é habitualmente substituída por

$$\varepsilon = C_D \frac{K^{3/2}}{\ell_t} \quad , \quad (3.34)$$

onde C_D é mais uma constante empírica (para a dissipação viscosa).

Quando o termo convectivo e os difusivos são desprezíveis na equação de K , as taxas de produção e de dissipação da energia cinética turbulenta vêm iguais: é o que se chama de um estado de equilíbrio local da turbulência. Nesta circunstâncias, e na ausência de forças de empuxo ($P_K = \varepsilon$), a equação (3.30) reduz-se ao modelo do comprimento de mistura [equação (3.28)], ficando ℓ_t e ℓ_m relacionados por [Rodi, 1980]:

$$\ell_m = \ell_t \left(\frac{C_\mu^*}{C_D} \right)^{1/4} \quad (3.35)$$

e podendo a equação (3.34) ser escrita como:

$$\varepsilon = C_\mu^{3/4} \frac{K^{3/2}}{\ell_m} \quad , \quad (3.36)$$

com $C_\mu = C_\mu^* C_D$.

Desta dedução fica implícita a conclusão de que o modelo do comprimento de mistura de Prandtl só se aplica a escoamentos onde seja razoável admitir a hipótese de equilíbrio local da turbulência. De um modo geral, os modelos de uma equação, como o que acaba de ser descrito, apresentam vantagens relativamente ao modelo do comprimento de mistura de Prandtl em escoamentos onde o transporte de K seja importante; contudo, tal como este último, requer a especificação algébrica de uma escala de comprimento que envolve maiores dificuldades no caso de escoamentos complexos.

Nos modelos de duas equações, a escala de comprimento é obtida através da resolução de uma segunda equação de transporte, resultando em uma aplicabilidade maior. O mais conhecido exemplo desses modelos é o modelo K - ε , sendo que a sua versão padrão foi a adotada no presente trabalho.

3.4.2. MODELO DE TURBULÊNCIA $K-\varepsilon$

No modelo $K-\varepsilon$, originalmente proposto por Jones e Lauder, 1972, é resolvida uma segunda equação diferencial para a taxa de dissipação ε ($\propto K^{3/2}/\ell_t$), sendo a viscosidade turbulenta calculada através de

$$v_t = C_\mu \frac{K^2}{\varepsilon} \quad , \quad (3.37)$$

que resulta da combinação de (3.34) com a relação de Kolmogorov-Prandtl (3.29).

Através de um procedimento análogo ao utilizado para deduzir a equação de K (3.30), Tennekes e Lumley, 1972, deduziram uma equação exata para a média dos quadrados das flutuações de vorticidade, grandeza esta que, para elevados números de Reynolds em que prevalece a isotropia local da turbulência, é aproximadamente igual ao fator $\overline{(\partial u'_i / \partial x_j)^2}$ de (3.31). Assim, multiplicando esta equação pela viscosidade cinemática, obtem-se a equação exata para o transporte de ε . Contudo, esta equação contém correlações complexas cujo comportamento não é bem conhecido. Por esta razão, a forma exata da equação de ε não é objetivamente relevante em termos de modelo de turbulência, onde são utilizadas somente formas modeladas desta equação. Cabe, no entanto, comentar que ela tem uma estrutura semelhante à da equação de K , com termos representativos de convecção, de difusão, de geração de ε (por estiramento de vórtices, relacionado com o processo de dissipação em "cascata de energia") e de destruição de ε por efeitos da viscosidade. Em Hanjalic e Launder, 1976, encontram-se ponderadas as hipóteses assumidas na modelação dos diferentes termos da equação de ε , que resultam na forma modelada (3.39) mostrada a seguir.

O modelo de turbulência $K-\varepsilon$ é, portanto, constituído pela equação (3.37) e pelas formas modeladas das equações de K e de ε , respectivamente,

$$\frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{u}_j K) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{v_t}{\sigma_K} \frac{\partial K}{\partial x_j} \right) + P_K + G_K - \varepsilon \quad (3.38)$$

e

$$\frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{u}_j \varepsilon) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{v_t}{\sigma_\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right) + \frac{\varepsilon}{K} (C_{\varepsilon_1} P_K - C_{\varepsilon_2} \varepsilon + C_{\varepsilon_1} C_{\varepsilon_3} G_K) \quad , \quad (3.39)$$

onde

$$P_K = -\overline{u'_j u'_i} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} = \nu_t \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} \quad (3.40)$$

e

$$G_K = -g_j \beta \overline{u'_j T'} = g_j \beta \frac{\nu_t}{Pr_t} \frac{\partial \bar{T}}{\partial x_j} \quad (3.41)$$

As constantes empíricas que figuram nas equações (3.37), (3.38) e (3.39) são ajustadas a partir de medições experimentais e por otimização em computador. O conjunto de valores apresentados na tabela 3.1 para C_μ , σ_K , σ_ϵ , C_{ϵ_1} e C_{ϵ_2} foi proposto por Launder e Spalding, 1974, e, embora com recomendação fundamentada para escoamentos turbulentos livres, tem sido extensivamente usado com bons resultados numa grande diversidade de configurações de escoamento [Rodi, 1980]. Pelo contrário, é comum admitir-se que o número de Prandtl turbulento e a constante C_{ϵ_3} podem variar, de modo mais ou menos significativo: o primeiro devido principalmente à efeitos que contrariem a isotropia local da turbulência (por exemplo, forte empuxo, curvatura do escoamento, proximidade de uma superfície sólida); a segunda dependendo essencialmente da direção do escoamento relativamente à da aceleração da gravidade. Não é ainda, porém, conhecido um consenso razoavelmente universal a respeito de correspondentes valores precisos ou funções apropriadas. No presente trabalho é adotado um valor constante de $Pr_t = 0,85$, já para C_{ϵ_3} é utilizada a uma aproximação, que satisfaz os limites de máximo e mínimo, sugerida em Henkes et al., 1991,

$$C_{\epsilon_3} = \tanh \left| \frac{v}{u} \right| \quad (3.42)$$

onde u e v são as componentes perpendicular e paralela da velocidade do escoamento, respectivamente, em relação ao vetor aceleração da gravidade.

Tabela 3.1. Valores das constantes empíricas no modelo $K-\epsilon$ padrão.

C_μ	σ_K	σ_ϵ	C_{ϵ_1}	C_{ϵ_2}
0,09	1,0	1,3	1,44	1,92

A forma precedente do modelo $K-\varepsilon$ é válida apenas para zonas do escoamento caracterizadas por elevados números de Reynolds de turbulência (escoamento plenamente turbulento), onde seja plausível a hipótese de isotropia local da turbulência e os efeitos viscosos, de origem molecular, sejam desprezíveis face aos do movimento turbulento. Porém, a condição de não deslizamento junto a parede implica que, na vizinhança imediata de uma superfície sólida, os efeitos viscosos sejam predominantes. Embora esta "zona afetada pela viscosidade" tenha uma espessura bastante inferior, freqüentemente em algumas ordens de grandeza, à extensão total do escoamento, ocorrem aí elevados gradientes da velocidade e das grandezas turbulentas, refletindo-se os seus efeitos em grande parte do domínio do escoamento turbulento. Desta maneira, é necessário um método alternativo para a modelação da turbulência na proximidade de uma superfície sólida.

Um dos métodos disponíveis é a aplicação das chamadas leis de parede, que são relações de caráter semi-empírico que estabelecem a ligação entre as condições de contorno na parede e as propriedades do escoamento na zona de validade do modelo $K-\varepsilon$. Constituindo uma "ponte" sobre a região viscosa da camada limite turbulenta, as leis de parede evitam os custos de uma solução detalhada das equações até muito próximo da parede.

Com base nos chamados perfis universais de velocidade e de temperatura, as leis de parede permitem o cálculo dos fluxos difusivos através da face dos volumes de controle que se encontram adjacentes à parede, obtendo-se, assim, as requeridas condições de contorno para a resolução das equações de transporte da quantidade de movimento e da energia. De uma forma geral, admite-se que a camada limite turbulenta consiste essencialmente em três regiões distintas: uma subcamada viscosa, adjacente à parede, onde as trocas de quantidade de movimento e de calor são determinadas pela difusão molecular; uma subcamada inercial, onde, embora ainda influenciado pela proximidade da parede, o escoamento é plenamente turbulento, sendo aí desprezíveis os efeitos viscosos; e uma subcamada de amortecimento, situada entre as duas anteriores, onde a difusão molecular e a difusão turbulenta são igualmente importantes. A dedução dos perfis universais da velocidade e da temperatura inclui as hipóteses de que: *i*) o escoamento médio é paralelo à parede e unidimensional do tipo Couette, isto é, supõem-se localmente desprezíveis as variações longitudinais das propriedades médias \bar{u}_i e \bar{T} ; *ii*) a parede é impermeável; e *iii*) o gradiente longitudinal de pressão é nulo ou muito pequeno [Patankar e Spalding, 1970].

A formulação das leis de parede empregada no presente trabalho é baseada na proposta de Launder e Spalding, 1974, que tem sido amplamente utilizadas em problemas de engenharia. No Fluent estas leis são chamadas de funções de parede padrão. A lei de parede para a

velocidade média é dada por:

$$u^* = \frac{1}{\kappa} \ln(Ey^*) \quad , \quad (3.43)$$

onde

$$u^* = \frac{\bar{u}_P C_\mu^{1/4} K_P^{1/2}}{\tau_w / \rho} \quad (3.44)$$

e

$$y^* = \frac{\rho C_\mu^{1/4} K_P^{1/2} y_P}{\mu} \quad (3.45)$$

são a velocidade média adimensional e a distância adimensional até a parede, respectivamente, κ é a constante de von Kármán, E é uma constante empírica, \bar{u}_P é a velocidade média do fluido no ponto P, K_P é a energia cinética turbulenta no ponto P, τ_w é a tensão de cisalhamento na parede e y_P é a distância do ponto P até a parede. De acordo com Fluent, 1999, no código é adotado $\kappa = 0,42$ e $E = 9,81$. Estes valores são diferentes dos valores classicamente utilizados ($\kappa = 0,4$ e $E = 9,0$). O ponto P é o centro do volume de controle adjacente a parede, conforme nomenclatura adotada em Patankar, 1980. Esta lei logarítmica para a velocidade média, que está relacionada com a subcamada inercial ($\nu \ll \nu_t$), é empregada no Fluent quando $y^* > 11,225$. Quando a malha usada na simulação é tal que $y^* < 11,225$, nos volumes adjacentes à parede, é utilizada a seguinte lei linear:

$$u^* = y^* \quad , \quad (3.46)$$

que é válida para a subcamada viscosa ($\nu \gg \nu_t$).

Deve ser notado que, no Fluent, as leis de parede para a velocidade e temperatura médias são baseadas na distância adimensional y^* , ao invés de y^+ ($= \rho u_\tau y / \mu$, onde $u_\tau = (\tau_w / \rho)^{1/2}$ é a chamada velocidade de atrito), que normalmente é empregada.

De forma análoga à velocidade média, a lei de parede para a temperatura média, empregada no Fluent, provem da proposta de Launder e Spalding, 1974, e é baseada em duas

regiões da camada limite: *i*) uma subcamada térmica condutiva, onde a condução é dominante ($\alpha \gg \alpha_t$); e *ii*) uma região plenamente turbulenta, onde os efeitos da turbulência são dominantes ($\alpha \ll \alpha_t$). A lei de parede para a temperatura média tem a seguinte forma composta:

$$T^* = Pr y^* \quad , \quad (3.47)$$

válido para $y^* < y_T^*$ e

$$T^* = Pr_t \left[\frac{1}{\kappa} \ln(E y^*) + P \right] \quad , \quad (3.48)$$

válido para $y^* > y_T^*$, onde

$$T^* = \frac{(T_w - \bar{T}_P) \rho c_p C_\mu^{1/4} K_P^{1/2}}{q''} \quad (3.49)$$

é a temperatura média adimensional, y_T^* é a espessura adimensional da subcamada térmica condutiva, P é uma função dada por

$$P = \frac{\pi/4}{\sin(\pi/4)} \left(\frac{A}{\kappa} \right)^{1/2} \left(\frac{Pr}{Pr_t} - 1 \right) \left(\frac{Pr_t}{Pr} \right)^{1/4} \quad , \quad (3.50)$$

T_w é a temperatura na parede, \bar{T}_P é a temperatura média do fluido no ponto P, q'' é o fluxo de calor na parede e A é a constante de Van Driest (= 26). Na lei de parede para a temperatura média em sua forma logarítmica [equação (3.48)] é adotado, no código, $E = 9,793$ [Fluent, 1999].

A espessura adimensional da subcamada térmica condutiva é, em geral, diferente da espessura da subcamada viscosa. Ela é calculada como o valor de y^* no qual os perfis linear e logarítmico da temperatura se interseccionam, dado o número de Prandtl molecular do fluido que está sendo modelado.

No modelo K - ϵ , a equação de K é resolvida no domínio completo do problema, incluindo os volumes adjacentes a parede. A condição de contorno para K imposta na parede é $\partial K / \partial n = 0$,

onde n é a coordenada local normal a parede. A produção de energia cinética turbulenta, P_K e sua taxa de dissipação, ε , que são os termos fontes na equação de K , são computados, nos volumes adjacente a parede, com base na hipótese do equilíbrio local. Sobre esta hipótese, a produção de K e sua taxa de dissipação são assumidas como sendo iguais no volume de controle adjacente a parede. Então, a produção de K é computada a partir de

$$P_K \approx \tau_w \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} = \tau_w \frac{\tau_w}{\kappa \rho C_\mu^{1/4} K_P^{1/2} y_P} \quad (3.51)$$

e ε a partir de

$$\varepsilon_P = \frac{C_\mu^{3/4} K_P^{3/2}}{\kappa y_P} \quad (3.52)$$

A equação de ε não é resolvida nos volumes adjacentes a parede, mas ao invés disto é computada usando a equação (3.52).

3.4.3. MODELO DE TURBULÊNCIA SIMPLIFICADO

Devido a problemas de convergência encontrados com a utilização do modelo de turbulência K - ε , alternativamente foi usado um modelo de turbulência simplificado. Neste modelo o escoamento é considerado laminar, ou seja, os efeitos da turbulência não são considerados diretamente nas equação de conservação resolvidas. As equações empregadas neste modelo podem ser obtidas desconsiderando, nas equações (3.16) e (3.17), as correlações de segunda ordem $\overline{u'_j u'_i}$ e $\overline{u'_j T'}$. Desta maneira, juntamente com a equação (3.15), obtem-se,

$$\frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_j} = 0 \quad , \quad (3.53)$$

$$\frac{\partial (\bar{u}_j \bar{u}_i)}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\nu \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \right] - g_i \beta (\bar{T} - T_o) \quad , \quad (3.54)$$

$$\frac{\partial(\bar{u}_j \bar{T})}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\alpha \frac{\partial \bar{T}}{\partial x_j} \right) + \bar{S} \quad , \quad (3.55)$$

que são as equações da continuidade, da conservação da quantidade de movimento e da energia, respectivamente. Note que essas equações formam um sistema de equações completo, não sendo necessárias quaisquer equações adicionais para se obter o fecho matemático deste sistema.

Essencialmente a turbulência se manifesta pela presença de mecanismos (adicionais) de transporte de quantidade de movimento e de calor, resultantes das flutuações turbulentas, ou seja, o transporte de quantidade de movimento e de calor é maior devido aos efeitos da turbulência. Neste modelo, esse aumento do transporte de quantidade de movimento e de calor é considerado através do aumento artificial da viscosidade molecular, μ , e da condutividade térmica k , resultando em um aumento de ν e de α , respectivamente, do fluido cujo escoamento está sendo simulado. No presente trabalho, os valores artificiais de μ e de k utilizados nas simulações foram obtidos elevando-se, de maneira idêntica, os valores de μ e de k reais, ou seja, multiplicando ambos por um mesmo valor.

O principal problema deste modelo é que ele usualmente considera um aumento uniforme, em todo o domínio, do transporte de quantidade de movimento e de calor, não levando em conta efeitos locais. Exceções são os casos onde, a partir do conhecimento mais detalhado do escoamento, via experimental ou prática de Engenharia, podem ser aplicados aumentos não uniformes dessas quantidades ao longo do domínio. Contudo, pode-se afirmar, como vantagem, que o processo de solução utilizando este modelo é mais robusto, produzindo resultados convergidos onde o modelo K - ε padrão, ou outros mais sofisticados falham, por não apresentarem um comportamento estável.

3.5. MÉTODO DE SOLUÇÃO NUMÉRICA

O método numérico utilizado no presente trabalho consiste na resolução das equações (3.15), (3.22), (3.23), (3.38), (3.39) e (3.37), quando for usado o modelo de turbulência K - ε , ou das equações (3.53), (3.54) e (3.55), quando for usado o modelo de turbulência simplificado. Cada um desses conjuntos forma um sistema completo de equações, que podem ser reduzidos à forma geral diferencial:

$$\frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{u}_j \phi) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\Gamma_\phi \frac{\partial \phi}{\partial x_j} \right) + S_\phi \quad , \quad (3.56)$$

onde a difusividade Γ_ϕ e o termo fonte S_ϕ adquirem os diferentes valores apresentados nas tabelas 3.2 e 3.3, para os modelos de turbulência $K-\varepsilon$ e simplificado, respectivamente, com relação a variável dependente representada por ϕ .

Tabela 3.2. Valores de Γ_ϕ e de S_ϕ na equação geral de transporte (3.56) – modelo de turbulência $K-\varepsilon$.

Propriedade transportada	ϕ	Γ_ϕ	S_ϕ
Massa	1	0	0
Quantidade de movimento na direção i	\bar{u}_i	$v_{\text{ef}} = v + v_t$ $= v + C_\mu \frac{K^2}{\varepsilon}$	$-\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}_{\text{ef}}}{\partial x_i} - g_i \beta (\bar{T} - T_o) + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(v_{\text{ef}} \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right)$
Temperatura	\bar{T}	$\alpha_{\text{ef}} = \frac{v}{Pr} + \frac{v_t}{Pr_t}$	\bar{S}
Energia cinética turbulenta	K	$\frac{v_t}{\sigma_K}$	$P_K + G_K - \varepsilon$
Taxa de dissipação da energia cinética turbulenta	ε	$\frac{v_t}{\sigma_\varepsilon}$	$\frac{\varepsilon}{K} (C_{\varepsilon_1} P_K - C_{\varepsilon_2} \varepsilon + C_{\varepsilon_1} C_{\varepsilon_3} G_K)$

Tabela 3.3. Valores de Γ_ϕ e de S_ϕ na equação geral de transporte (3.56) – modelo de turbulência simplificado.

Propriedade transportada	ϕ	Γ_ϕ	S_ϕ
Massa	1	0	0
Quantidade de movimento na direção i	\bar{u}_i	v	$-\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} - g_i \beta (\bar{T} - T_o) + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(v \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right)$
Temperatura	\bar{T}	α	\bar{S}

As equações diferenciais parciais a serem resolvidas são não-lineares e contêm derivadas de primeira e de segunda ordens segundo as coordenadas espaciais. O método de resolução baseia-se na solução numérica de equações algébricas de diferenças finitas, obtidas por integração daquelas, segundo a metodologia dos Volumes Finitos descrita por Patankar, 1980, Versteeg e Malalasekera, 1995, Maliska, 1995, e Ferziger e Peric, 1997.

Para a resolução numérica das equações diferenciais, o domínio de integração é discretizado através de uma malha de volumes de controle. A área sombreada na figura 3.1 representa um volume de controle típico da malha de discretização bidimensional.

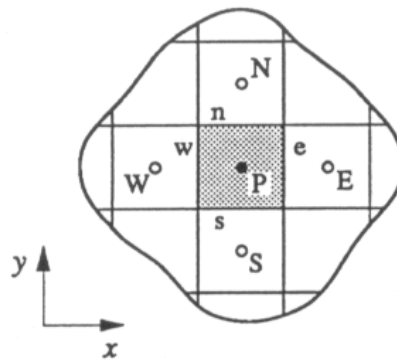


Figura 3.1. Representação dos volumes de controle.

As letras e, w, n, e s que aparecem na figura 3.1 representam, respectivamente, os pontos cardiais leste, oeste, norte e sul e é a nomenclatura usada para identificar as faces do volume de controle na discretização. Já as letras P, E, W, N e S representam pontos que estão no centro dos volumes de controle e é a nomenclatura usada para identificar estes volumes. Para uma malha tridimensional, adicionalmente existirão as fronteiras t e b e os volumes T e B, que representam os volumes vizinhos do volume P na direção z.

Considerando a variável genérica ϕ , é feita a integração da equação (3.56) dentro dos limites do volume de controle P, resultando uma equação algébrica de diferenças finitas em termos dos valores discretos de ϕ no centro dos volumes. O termo fonte S_ϕ , sendo freqüentemente uma função da própria variável dependente ϕ , é considerado uniforme em toda a extensão do volume de controle e é linearizado através de

$$\bar{S}_\phi = S_C + S_P \phi_P \quad , \quad (3.57)$$

onde S_C representa a parte constante de \bar{S}_ϕ e S_P é o coeficiente de ϕ_P . A equação discretizada que se obtém, por exemplo, para o volume de controle P representado na figura 3.1, terá a forma

$$a_P \phi_P = \sum a_{viz} \phi_{viz} + b \quad , \quad (3.58)$$

onde $a_P = \sum a_{viz} - S_P \Delta V$ e $b = S_C \Delta V$, sendo ΔV o volume do volume de controle. Para o cálculo dos coeficientes a_{viz} , os fluxos difusivos e advectivos através da correspondente face do volume de controle são aproximados por funções de interpolação. No presente trabalho a função de interpolação Power-Law foi adotada. Este esquema de discretização interpola o valor de uma variável ϕ na face, usando a solução exata para uma equação de convecção-difusão unidimensional [Patankar, 1980].

Da aplicação da equação (3.58) sobre todos os volumes de controle do domínio de cálculo, resulta um sistema de equações algébricas para cada variável dependente ϕ . A formulação de solução implícita é adotada como a maneira de linearizar as equações governantes discretizadas. Neste tipo de formulação, para uma dada variável, o valor desconhecido em cada volume é computado usando uma relação que inclui valores conhecidos e desconhecidos a partir dos volumes vizinhos. Portanto, cada valor desconhecido aparecerá em mais de uma equação no sistema, sendo que estas equações deverão ser resolvidas simultaneamente para se obter todos os valores desconhecidos envolvidos no cálculo. Estas equações são lineares apenas nominalmente, visto que os seus coeficientes podem depender, eles próprios, dos valores de ϕ e dos valores de outras variáveis dependentes.

Devido a essas não linearidades e interligações, a solução final é geralmente obtida através de algoritmos iterativos, com atualização dos coeficientes no início de cada ciclo. Estes processos podem tender a divergir e manifestam freqüentemente uma convergência lenta, por vezes associada a um evolução oscilatória dos valores de ϕ . Para minorar esses efeitos são usados fatores de sub-relaxação, que reduzem a mudança de ϕ durante cada iteração. Em uma forma simples, o novo valor da variável ϕ , dentro de um volume de controle, depende do valor velho de ϕ , ϕ_{velho} , da variação de ϕ computada, $\Delta\phi$, e do fator de sub-relaxação, α_r , como segue:

$$\phi = \phi_{velho} + \alpha_r \Delta\phi \quad (3.59)$$

Para discretizar o domínio de cálculo é empregado um arranjo de malhas co-localizadas, onde valores de pressão e de velocidade são armazenados no centro dos volumes de controle. Desta forma, esquemas de interpolação para computar os valores da pressão nas faces dos volumes são necessários. No presente trabalho foi utilizado o método PRESTO (*PREssure STaggering Option*) [Fluent, 1999] como o esquema para a interpolação da pressão. Este esquema usa o balanço discreto da continuidade para um volume de controle desencontrado sobre a face, afim de computar a pressão desencontrada, isto é, na face. Este procedimento é similar em essência aos esquemas de arranjos desencontrados usados com malhas estruturadas [Patankar, 1980].

O método SIMPLEC (SIMPLE-Consistent) [Van Doormal e Raithby, 1984] foi empregado como o método de acoplamento da pressão-velocidade. Este método é similar ao SIMPLE [Patankar e Spalding, 1972], somente sendo diferente a expressão usada para a correção da taxa de escoamento nas faces dos volumes de controle.

Para computar a solução das equações discretizadas é utilizado, no Fluent, o algoritmo de solução segregada, no qual o sistema linear de equações é resolvido pelo método ponto a ponto de Gauss-Seidel em conjunto com um método multigrid algébrico [Fluent, 1999]. Este algoritmo resolve as equações da continuidade, da quantidade de movimento, da energia, da energia cinética turbulenta e da sua taxa de dissipação, sequencialmente, isto é, uma de cada vez, de forma separada. Pelo fato das equações governantes serem não lineares, além de acopladas, várias iterações do processo de solução devem ser realizadas antes de se obter uma solução convergida. Cada iteração consiste dos passos descritos abaixo:

1. As propriedades do fluido são atualizadas com base na última solução. Se o cálculo está no início, elas serão atualizadas com base nas condições iniciais.

2. As equações da quantidade de movimento são resolvidas usando os últimos valores disponíveis da pressão e do fluxo de massa através das faces do volume de controle, afim de atualizar o campo de velocidade.

3. Já que as velocidades obtidas no passo 2 podem não satisfazer localmente a equação da continuidade, uma equação "tipo-Poisson" para a correção de pressão é derivada a partir da equação da continuidade e das equações da quantidade de movimento linearizadas. Esta equação de correção de pressão é então resolvida para se obter as necessárias correções para os campos de pressão e velocidade e para os fluxos de massa nas faces, de maneira que a continuidade seja satisfeita.

4. As equações da energia, da energia cinética turbulenta e da sua taxa de dissipação são resolvidas usando os valores das outras variáveis previamente atualizados.

5. É verificado se o conjunto de equações alcançou a convergência, em caso negativo volta-se ao passo 1 e repete-se todo o processo até o critério de convergência ser atingido.

Para julgar a convergência dos cálculos foi considerado o resíduo "escalarizado", que representa um bom indicador da evolução dos resultados. O resíduo "escalarizado", R_ϕ , computado pelo algoritmo de solução segregada do Fluent, é o somatório do desequilíbrio na equação (3.58) em todos os volumes de controle P dividido por um fator de escala representativo da taxa de escoamento de ϕ através do domínio, ou seja,

$$R_\phi = \frac{\sum_{\text{volumes P}} |\sum a_{\text{viz}} \phi_{\text{viz}} + b - a_P \phi_P|}{\sum_{\text{volumes P}} |a_P \phi_P|} , \quad (3.60)$$

que é válido para todas as equações, menos para a equação da continuidade. O resíduo "escalarizado" da equação da continuidade, R_c , tem como base o resíduo absoluto ("não-escalarizado") desta mesma equação, R_{abs_c} . Para a equação da continuidade, o resíduo absoluto computado pelo algoritmo de solução segregada é definido como:

$$R_{\text{abs}_c} = \sum_{\text{volumes P}} |\text{taxa de criação de massa no volume P}| . \quad (3.61)$$

Já o resíduo "escalarizado" do algoritmo de solução segregada para a equação da continuidade é dado por

$$R_c = \frac{R_{\text{abs}_c} \Big|_{\text{iteração } N}}{R_{\text{abs}_c} \Big|_{5 \text{ iterações}}} , \quad (3.62)$$

onde o denominador é o maior valor absoluto do resíduo da continuidade nas primeiras 5 iterações e N é a iteração na qual se está julgando a convergência. As soluções foram consideradas convergidas quando R_ϕ era menor que 10^{-6} em todas as equações, exceto na equação da energia, para a qual o resíduo deveria ser menor que 10^{-8} .

4. VALIDAÇÃO DO USO DO CÓDIGO

A utilização de um código comercial para a simulação numérica, em princípio parece uma tarefa mais fácil do que implementar um código próprio. Contudo, quando se trabalha com esse tipo de código, normalmente não se tem acesso ao algoritmo completo do mesmo, sendo possível somente a alteração ou criação de algumas sub-rotinas. A impossibilidade de conhecer e alterar o algoritmo completo torna mais difícil o entendimento deste e cria certas limitações que em muitos casos dificultam a análise e a obtenção de resultados.

Em simulação numérica, o domínio do código empregado é fundamental. Outro aspecto de grande importância é o conhecimento das características físicas do problema que se está querendo resolver. Quando uma destas necessidades não for atendida, os resultados encontrados podem ser completamente errados. Portanto, a validade dos resultados obtidos por um pesquisador depende muito da sua experiência com o código usado e da sua compreensão dos fenômenos físicos envolvidos no problema de interesse. Estas considerações não se restringem apenas às simulações feitas com o uso de códigos comerciais, mas são válidas para a simulação numérica de uma maneira geral.

O objetivo inicial do trabalho era, utilizando o Fluent, obter resultados na simulação de um ambiente tridimensional sujeito a um sistema de ventilação por deslocamento. Estes resultados seriam validados através da comparação com os dados experimentais e numéricos obtidos por Yuan et al., 1999a. Contudo, devido às dificuldades, que serão comentadas no próximo capítulo, não foi possível validar a simulação da forma esperada.

Como a validação esperada não foi realizada, tornou-se necessário a comprovação do correto uso do código através da simulação de outro problema. Já que o tipo de escoamento estudado neste trabalho é considerado um problema de convecção mista, tentou-se reproduzir os resultados obtidos em um problema deste tipo. Na literatura, poucos trabalhos de convecção mista foram encontrados, sendo que na maioria deles, não havia informações suficientes para se tentar reproduzir os resultados. Dentre os trabalhos encontrados, o de Costa, 1996, foi o escolhido para comparação. Apesar do caso estudado neste trabalho não configurar um sistema de ventilação por deslocamento, ele foi considerado adequado, pois é um típico caso de convecção mista em cavidade, na presença de turbulência.

Os resultados numéricos apresentados em Costa, 1996, foram obtidos utilizando um código de cálculo (uma adaptação do código Teach-T) onde, formuladas em Volumes Finitos,

são resolvidas as equações que regem o escoamento não-isotérmico e, por hipótese, bidimensional, através do acoplamento pressão-velocidade SIMPLEC [Van Doormal and Raithby, 1984], com alguns melhoramentos. O transporte turbulento foi modelado em termos de difusividades turbulentas, tendo sido considerado, para efeitos de validação, nove distintas versões do modelo de turbulência $K-\varepsilon$.

4.1. MODELO FÍSICO

O caso estudado em Costa, 1996, aparece representado esquematicamente na figura 4.1. Ele consiste no escoamento de ar em uma cavidade bidimensional quadrada de largura (L) e altura (H) iguais a 1,04 m, produzido por dois jatos parietais não-isotérmicos. As quatro paredes da cavidade são mantidas todas à mesma temperatura $T_w = 14^\circ\text{C}$. Na parede lateral situada em $x=0$, um jato horizontal de ar frio caracterizado pelos valores de velocidade média $U_h = 0,49\text{ m/s}$ e de temperatura $T_h = 14^\circ\text{C}$, é introduzido no nível do teto através de uma abertura de largura $d_h = 0,02\text{ m}$. No nível do piso, através de uma abertura de largura $d_v = 0,02\text{ m}$, é introduzido um jato vertical quente, com velocidade média $U_v = 0,59\text{ m/s}$ e temperatura $T_v = 35^\circ\text{C}$. A saída do ar na cavidade ocorre através de uma abertura de largura $d_s = 0,024\text{ m}$ existente na parede lateral situada em $x = 1,04\text{ m}$.

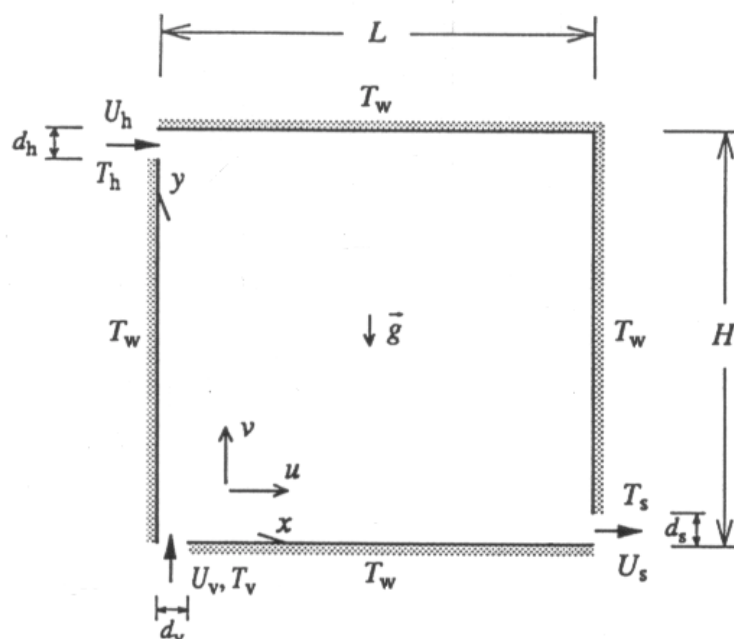


Figura 4.1. Geometria e condições de contorno da cavidade.

A configuração do escoamento de convecção mista aqui estudada pode ser determinada pelos seguintes parâmetros característicos:

- números de Reynolds do jato horizontal e do jato vertical, respectivamente:

$$Re_h = \frac{U_h d_h}{\nu} \quad (4.1)$$

e

$$Re_v = \frac{U_v d_v}{\nu} \quad ; \quad (4.2)$$

- número de Froude do jato horizontal:

$$Fr_h = \frac{U_h}{\sqrt{g\beta\Delta T_v d_h}} \quad , \quad (4.3)$$

onde ΔT_v é a diferença entre a temperatura dos jatos vertical e horizontal, $\Delta T_v = T_v - T_h$;

- número de Froude global:

$$Fr_g = \frac{U_c}{\sqrt{g\beta H(T_s - T_h)}} \quad , \quad (4.4)$$

onde U_c é a velocidade característica do escoamento, $U_c = (U_h + U_v)/2$, e T_s é a temperatura média na saída da cavidade.

Sendo assim, a configuração do escoamento estudada é definida, em função desses parâmetros, por: $Re_h = 623$, $Fr_h = 4,15$, $Re_v/Re_h = 1,215$. Em termos globais, um correspondente valor de $Fr_g = 1,3$ (baseado em $T_s = 19^\circ\text{C}$) claramente indica a presença de um regime de escoamento de convecção mista.

4.2. MEDIÇÕES EXPERIMENTAIS

Os resultados experimentais apresentados em Costa, 1996, foram obtidos em uma instalação concebida e realizada no *Laboratoire d'Études Thermiques* (LET) da Universidade de Poitiers, na França. O dispositivo utilizado para a análise experimental foi especialmente desenhado para produzir escoamentos e campos de temperatura bidimensionais, afim de fornecer medidas experimentais para validação de modelos de turbulência. Os experimentos foram realizados em um modelo de laboratório composto por uma cavidade de 1,04 m x 1,04 m x 0,7 m equipada com duas fendas de 0,02 m cada (entradas) e uma fenda de 0,024 m (saída). Através das fendas de entrada ocorre a descarga de dois jatos de ar, perpendiculares um em relação ao outro, dentro do modelo: o jato vertical de ar quente no nível do piso e o jato horizontal de ar frio junto ao teto. Cuidados foram tomados para assegurar que as variações do escoamento e dos campos térmicos na direção transversal fossem reduzidas ao máximo. Contudo, efeitos tridimensionais, devidos principalmente a interação entre os jatos horizontal e vertical, foram sempre detectados. Então, afim de fornecer dados mais precisos para comparação com o cálculo numérico bidimensional, foram aplicadas suaves "correções bidimensionais" sobre as velocidades medidas. Para a determinação das condições de entrada dos jatos, foram medidos os perfis das componentes u e v da velocidade, da temperatura T e da intensidade de turbulência I , na seção de entrada de cada jato.

As medidas de velocidade foram realizadas com um sistema de anemometria laser de efeito Doppler de duas componentes, que permitiu obter simultaneamente as componentes horizontal e vertical da velocidade média e as médias dos quadrados das respectivas flutuações. A temperatura do ar no interior da cavidade foi medida com uma sonda móvel de termopar de 25 μm de diâmetro, resultando de cada medição os valores locais médios da temperatura e dos quadrados das suas flutuações. A precisão nominal do sistema de medição foi de 5% para ambas as componentes da velocidade e 0,1 $^{\circ}\text{C}$ para a temperatura. O desvio a partir da condição isotérmica das paredes foi abaixo de 0,2 $^{\circ}\text{C}$. Maiores informações sobre os equipamentos e procedimentos experimentais empregados são encontrados em Costa, 1996.

4.3. CONDIÇÕES DE CONTORNO

A malha de discretização do domínio de cálculo é elaborada de forma a fazer coincidir as fronteiras do escoamento com as faces dos volumes de controle da fronteira. Esta concepção

permite não só assegurar a conservação global dos diferentes fluxos, mas também a fácil incorporação das condições de contorno que definem o problema estudado.

Nas entradas dos jatos de ar foram adotadas condições de contorno baseadas nos perfis obtidos experimentalmente. Os perfis das componentes u e v da velocidade (u_e e v_e , respectivamente) e da temperatura (T_e) na seção de entrada de cada jato, adotados na simulação numérica, foram determinados a partir das medidas experimentais. Já a energia cinética turbulenta na entrada dos jatos (K_e) e sua taxa de dissipação (ε_e), foram especificadas através das equações

$$K_e = \frac{3}{2} I_e^2 u_e^2 \quad (4.5)$$

e

$$\varepsilon_e = K_e^{3/2} / L_\varepsilon \quad , \quad (4.6)$$

respectivamente, onde I_e é a intensidade de turbulência local na entrada, determinada com base nos dados experimentais, e L_ε é uma escala de comprimento da dissipação, tomada como $d_j/2$, sendo $d_j = d_h = d_v$. Note-se que a forma como está apresentada a equação (4.5) serve para o cálculo de K_e do jato horizontal, visto que é considerada a componente u_e da velocidade deste jato. Para o cálculo de K_e do jato vertical, deve ser considerada a componente v_e da velocidade deste jato.

Os dados experimentais foram obtidos em localizações que não coincidem com a posição do centro das faces externas dos volumes de controle das fronteiras. Desta maneira, os valores usados como condições de contorno na simulação numérica foram determinados através da interpolação dos dados experimentais por *splines*.

Na seção de saída do escoamento foi estabelecida uma condição de gradiente normal zero para todas as variáveis, exceto para a componente u da velocidade, que foi iterativamente ajustada para assegurar o balanço de massa global, com base na taxa de escoamento de massa nos volumes adjacentes à saída (condição localmente parabólica). No Fluent este tipo de condição de contorno é determinada através do uso da condição de fluxo de saída.

Um valor prescrito de temperatura foi especificado nas paredes isotérmicas, onde a condição de não deslizamento foi adotada para a velocidade. As condições de contorno na parede

para K e ε foram tratadas através da forma apresentada na seção 3.4.2 do capítulo anterior.

Na tabela 4.1 aparecem os valores das propriedades físicas do fluido adotadas na simulação da cavidade.

Tabela 4.1. Propriedades físicas do fluido (ar) adotadas na simulação da cavidade.

ρ [kg/m ³]	c_p [J/kg K]	k [W/m K]	μ [kg/s m]	β [1/K]
1,165	1007	0,026	$1,825 \times 10^{-5}$	$3,359 \times 10^{-3}$

4.4. PROCEDIMENTO DE SOLUÇÃO

No processo de solução considera-se que o escoamento médio é bidimensional e se desenvolve, em regime estacionário, no plano xOy . Deste modo, assumem-se nulos todos os gradientes $\partial\phi/\partial z$, assim como a componente da velocidade média w segundo Oz , mas não as respectivas flutuações. Para estas, admite-se um certo grau de isotropia da turbulência, isto é,

$$\overline{w'^2} = \frac{\overline{u'^2} + \overline{v'^2}}{2}, \quad (4.7)$$

de acordo com a hipótese de Boussinesq da viscosidade turbulenta, equação (3.18), de onde resulta também, nestas condições, que $\overline{u'w'} = \overline{v'w'} = 0$.

Os cálculos foram realizados com base em uma malha bidimensional, co-localizada, estruturada e não uniforme de 70 x 70 volumes, semelhante a malha adotada em Costa, 1996. Esta malha foi gerada com o uso do Gambit. Na figura 4.2 aparece a malha empregada na simulação.

As equações diferenciais parciais, que governam o problema, foram discretizadas usando o Método dos Volumes Finitos. Para resolver o sistema de equações resultante, foi utilizado o Fluent.

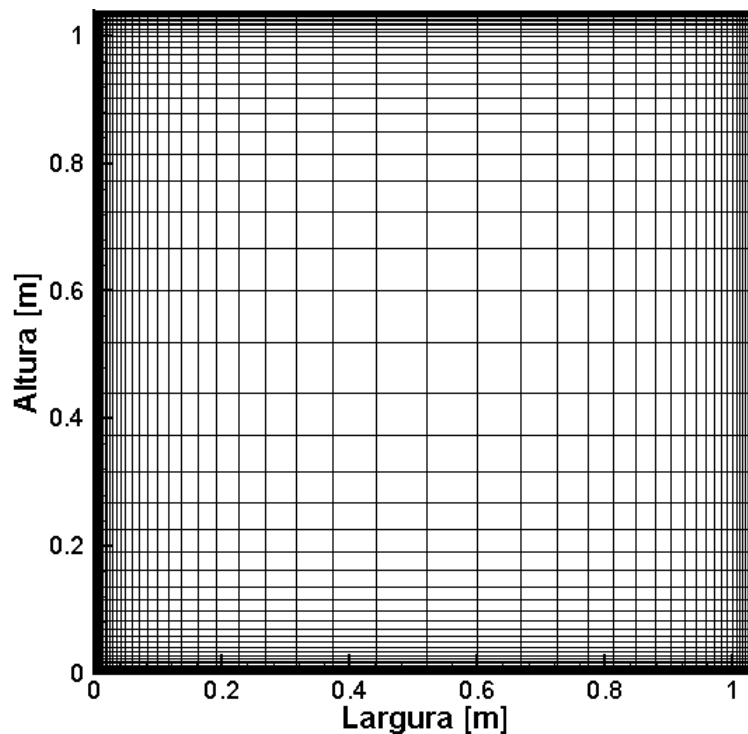


Figura 4.2. Malha utilizada na simulação da cavidade.

O Fluent dispõe de muitos recursos, sendo grande a variedade de opções e parâmetros que podem ser escolhidos em uma determinada simulação. Dentro dos recursos disponíveis no Fluent, as seguintes opções e parâmetros foram adotados na simulação da cavidade:

- Algoritmo de solução segregada para computar a solução das equações discretizadas;
- Formulação de solução implícita para linearizar as equações governantes discretizadas;
- Versão bidimensional do código;
- Formulação das equações em regime permanente;
- Modelo de turbulência $K-\varepsilon$ padrão, juntamente com funções de parede padrão;
- Os efeitos de empuxo foram incluídos na equação de ε ;
- Modelo de Boussinesq para o tratamento da massa específica;
- Pressão de operação igual a 101325 Pa;
- Gravidade igual a $-9,8 \text{ m/s}^2$ (em relação ao eixo y);
- Temperatura de referência (T_0) igual a $24,5 \text{ }^\circ\text{C}$, que representa a média entre as temperaturas dos jatos vertical e horizontal;
- Condições de contorno mencionadas na seção anterior;

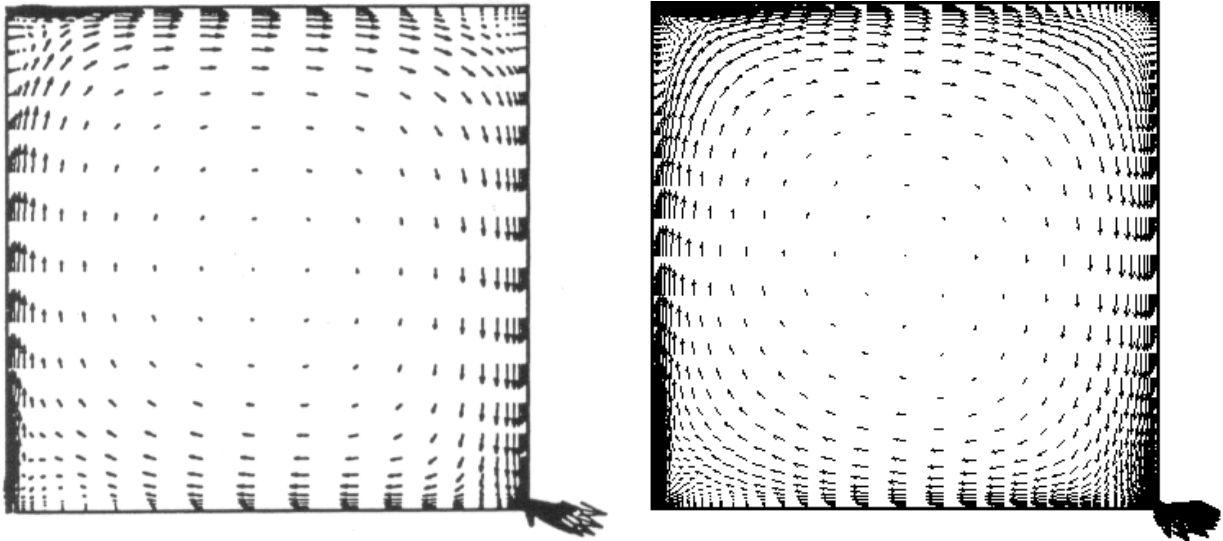
- Resolução das equações do movimento, energia e turbulência de forma acoplada;
- Fatores de sub-relaxação (α_r) iguais a 1 para a pressão, 0,7 para a quantidade de movimento, 1 para a energia, 0,8 para a energia cinética turbulenta, 0,8 para a sua taxa de dissipação, 1 para a viscosidade, 1 para a massa específica e 1 para as forças de corpo;
- Método PRESTO para a interpolação da pressão;
- Método SIMPLEC para o acoplamento da pressão-velocidade;
- Função de interpolação Power-Law para aproximar os fluxos advectivos-difusivos em cada face dos volumes de controle;
- Condições iniciais: pressão de referência igual a 0, u igual a 0, v igual a 0, K igual a $1,58 \times 10^{-3} \text{ m}^2/\text{s}^2$, ε igual a $6,28 \times 10^{-3} \text{ m}^2/\text{s}^3$ e T igual a $24,5 \text{ }^\circ\text{C}$. Os valores atribuídos a K e a ε são os valores médios destas grandezas nas seções de entrada dos jatos;
- Resíduos "escalarizados" como critério de convergência.

4.5. RESULTADOS OBTIDOS

De acordo com Costa, 1996, em termos globais, a melhor aproximação aos dados experimentais é obtida com o modelo de turbulência K - ε de Nagano e Hishida [Nagano e Hishida, 1987] para baixos números de Reynolds, logo seguido pelo modelo K - ε de Chieng e Launder-Launder [Chieng e Launder, 1980 e Launder, 1988]. Este último é conceitualmente apropriado para escoamentos de elevados números de Reynolds, porém, com um sistema consistente de leis de parede para o tratamento da turbulência nas regiões de vizinhança parietal.

Afim de validar a correta utilização do código, foram comparados os resultados obtidos no presente trabalho, com o uso do modelo K - ε padrão, com os resultados obtidos por Costa, 1996, com o uso do modelo K - ε de Chieng e Launder-Launder. Esta comparação parece a mais apropriada, primeiro porque ambos os modelos possuem essencialmente a mesma natureza, ou seja, são modelos de turbulência conceitualmente desenvolvidos para a simulação de escoamentos de elevados números de Reynolds, e segundo porque o modelo K - ε de Chieng e Launder-Launder apresentou resultados satisfatórios de acordo com Costa, 1996.

Nas figuras 4.3, 4.4, 4.5 e 4.6, a seguir, é apresentada uma comparação entre os resultados obtidos por Costa, 1996 e os resultados obtidos no presente trabalho. Na figura 4.3 aparece uma comparação dos vetores-velocidade.

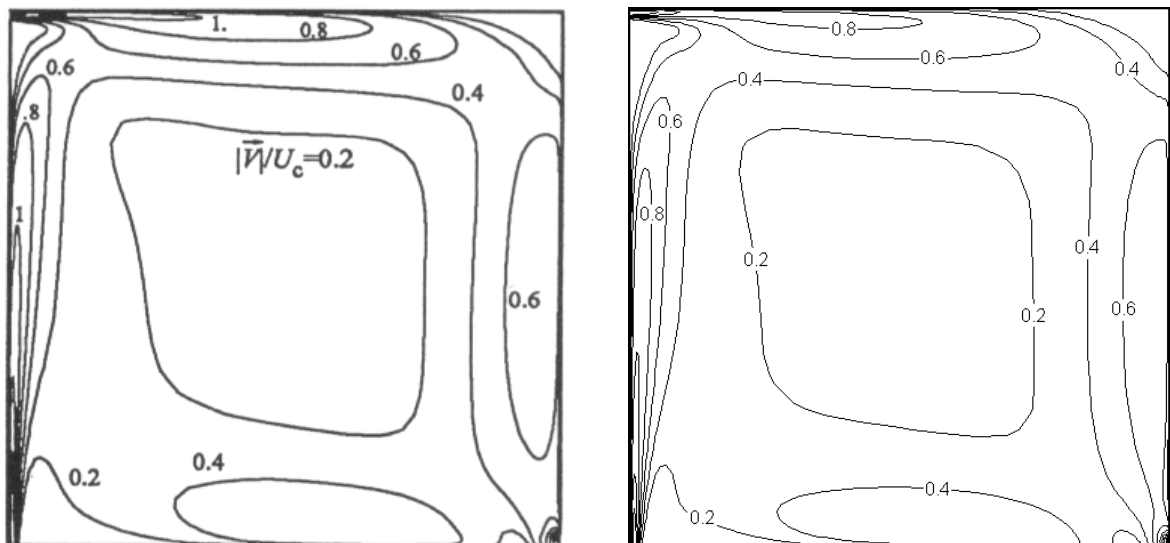


(a) Costa

(b) Presente trabalho

Figura 4.3. Comparação dos vetores-velocidade.

Na figura 4.4 aparece uma comparação das linhas de isovalores do módulo da velocidade.

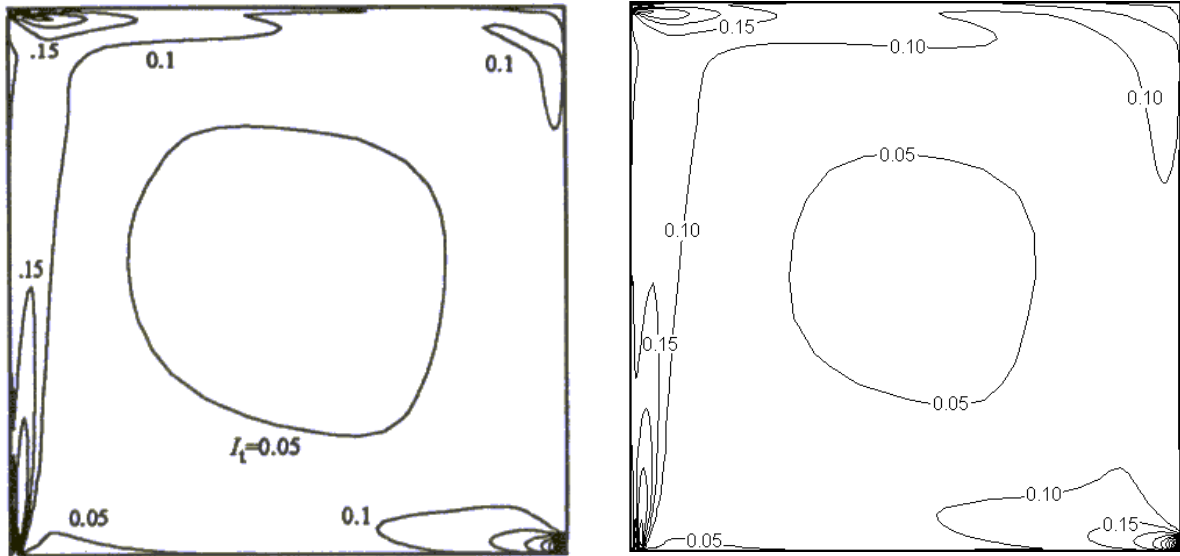


(a) Costa

(b) Presente trabalho

Figura 4.4. Comparação das linhas de isovalores do módulo da velocidade, com intervalos de $\Delta |\vec{V}|/U_c = 0,2$ ($U_c = 0,54$ m/s).

Na figura 4.5 aparece uma comparação das linhas de isovalores da intensidade de turbulência I , dada por $I = (2k/3)^{1/2}/U_c$.

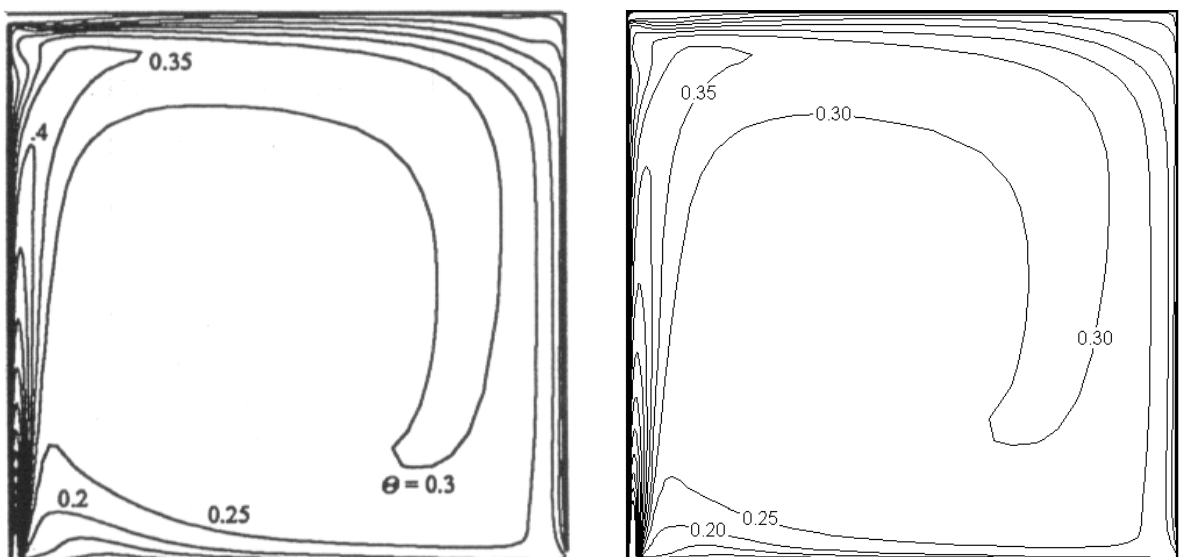


(a) Costa

(b) Presente trabalho

Figura 4.5. Comparação das linhas de isovalores da intensidade de turbulência, com intervalos de $\Delta I = 0,05$.

Na figura 4.6 aparece uma comparação das linhas isotérmicas da temperatura média adimensional Θ , dada por $\Theta = (T - T_h)/(T_v - T_h)$.



(a) Costa

(b) Presente trabalho

Figura 4.6. Comparação das linhas isotérmicas, com intervalos de $\Delta\Theta = 0,05$.

Através das figuras 4.3 e 4.4 pode ser observado que a estrutura do escoamento é caracterizada por um movimento global de rotação bem centralizado no sentido horário, originado pelas quantidades de movimento dos dois jatos parietais e favorecido pelas forças ascendentes de empuxo presentes no jato vertical. Não são visíveis quaisquer perturbações do padrão do escoamento com origem específica nos efeitos de empuxo, apesar de se tratar de um regime de convecção mista. O escoamento desenvolve-se preferencialmente ao longo das paredes confinantes, sendo pouco vigorosos os movimentos do ar na região central da circulação principal. Os valores máximos da velocidade ocorrem na seção de saída do escoamento e nas zonas de desenvolvimento dos jatos. A figura 4.6 mostra que uma extensa porção do domínio do escoamento, na região central da cavidade, permanece praticamente isotérmica, com valores da temperatura adimensional Θ compreendidos entre 0,25 e 0,30, ficando os maiores gradientes de temperatura principalmente concentrados junto às paredes.

De uma maneira geral existe uma boa concordância entre os resultados obtidos no presente trabalho e os obtidos por Costa, 1996. As pequenas diferenças existentes entre esses resultados, são principalmente devidas às diferentes formulações das leis de parede empregadas nos dois modelos, que resultam em diferentes valores de fluxo de quantidade de movimento e de calor calculados junto às paredes. Com base nas semelhanças dos resultados pode-se admitir que o código foi corretamente utilizado, comprovando, assim, o domínio do mesmo por parte do usuário.

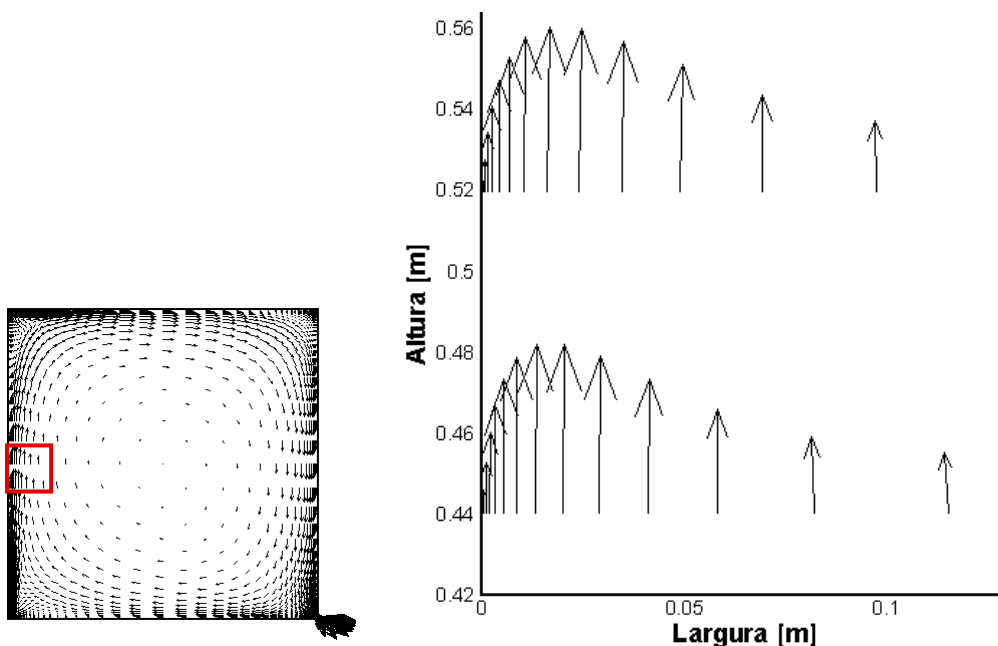


Figura 4.7. Vetores-velocidade em uma região ampliada a meia altura, próxima à parede lateral situada em $x = 0$.

As figuras 4.7 e 4.8 mostram detalhes do escoamento no interior da cavidade, demonstrando a capacidade do Fluent em capturar estas informações. Nestas figuras os vetores-velocidade são plotados apenas de 2 em 2 pontos afim de facilitar a visualização. Na figura 4.7 aparecem os vetores-velocidade em uma região ampliada a meia altura próxima à parede lateral situada em $x=0$. Através desta figura percebe-se nitidamente a camada limite. Na figura 4.8 aparecem os vetores-velocidade em uma região ampliada situada no canto superior direito da cavidade. Nesta figura podem ser observados não só a camada limite, mas também dois vórtices junto ao canto da cavidade. A capacidade desses detalhes serem capturados está diretamente ligada a um suficiente refinamento da malha junto às paredes.

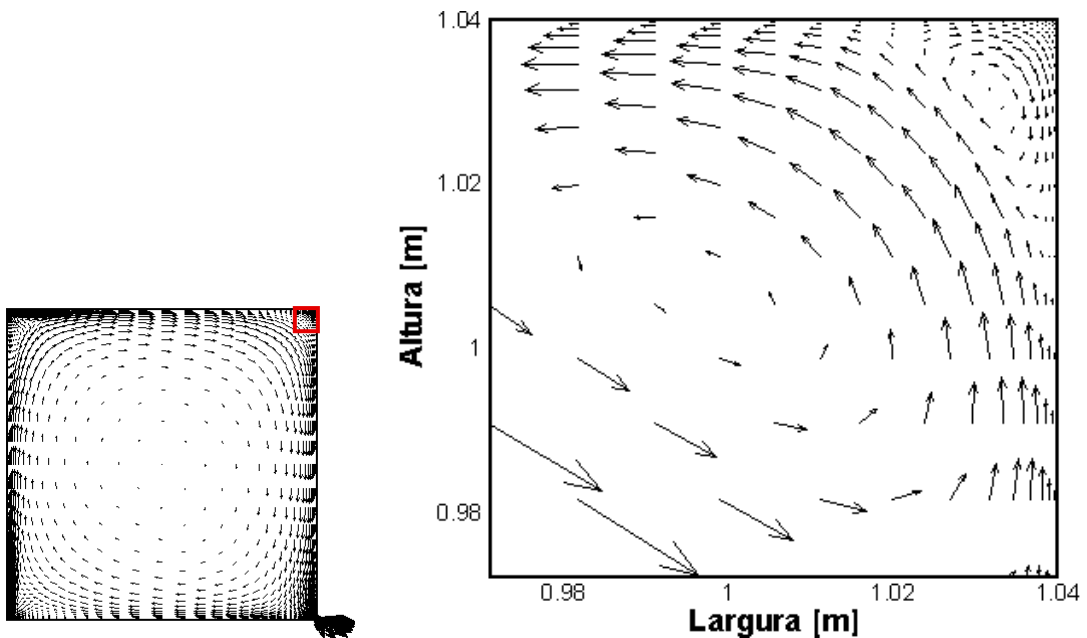


Figura 4.8. Vetores-velocidade em uma região ampliada situada no canto superior direito da cavidade.

5. PROBLEMA ABORDADO

Como já mencionado, o objetivo inicial do presente trabalho era simular numericamente, usando o Fluent, uma sala tridimensional sujeita a um sistema de ventilação por deslocamento. Estes resultados numéricos seriam então comparados com os dados experimentais e numéricos do trabalho de Yuan et al., 1999a, com o objetivo de se obter uma validação. Contudo, como será relatado a seguir, com o uso do modelo de turbulência $K-\varepsilon$ padrão, que segundo a literatura é um dos mais estáveis, a convergência da simulação não foi alcançada. Vários procedimentos de solução foram tentados, porém, nenhum deles resolveu o problema da convergência. Resultados convergidos, na simulação do problema de interesse, só foram obtidos com o uso do modelo de turbulência simplificado, descrito na seção 3.4.3.

O trabalho de Yuan et al., 1999a, faz parte de uma pesquisa patrocinada pela ASHRAE, que teve como objetivo determinar a aplicabilidade de sistemas de ventilação por deslocamento e desenvolver um guia para projetos deste tipo de sistema de ventilação. Os resultados numéricos apresentados em Yuan et al., 1999a, foram obtidos utilizando um código comercial (não especificado) onde, formuladas em Volumes Finitos, são resolvidas as equações que regem o escoamento não-isotérmico. O transporte turbulento foi modelado em termos de difusividades turbulentas, tendo sido empregado o modelo de turbulência $K-\varepsilon$ RNG [Yokhot et al., 1992].

5.1. MODELO FÍSICO

O caso estudado em Yuan et al., 1999a, aparece representado esquematicamente na figura 5.1. Trata-se de uma típica sala de escritório ventilada por um sistema de ventilação por deslocamento. O ar é insuflado nela junto ao nível do piso, através de um difusor localizado na parede situada em $x=0$. A taxa de ventilação adotada é igual a 4 trocas de ar por hora, sendo que a temperatura do ar insuflado é mantida em 17 °C. O calor na sala é gerado por dois ocupantes, dois computadores e seis lâmpadas fluorescentes. Dentro da sala existem também duas mesas e dois armários. A temperatura na superfície da janela, paredes laterais, piso e teto está entre 21,5 °C e 28,1 °C. O ar é extraído da sala por uma seção de saída situada no centro do teto. As dimensões da sala estudada, as dimensões e localizações dos itens que estão dentro dela, bem como a quantidade de calor liberado por estes itens, são apresentados na tabela 5.1.

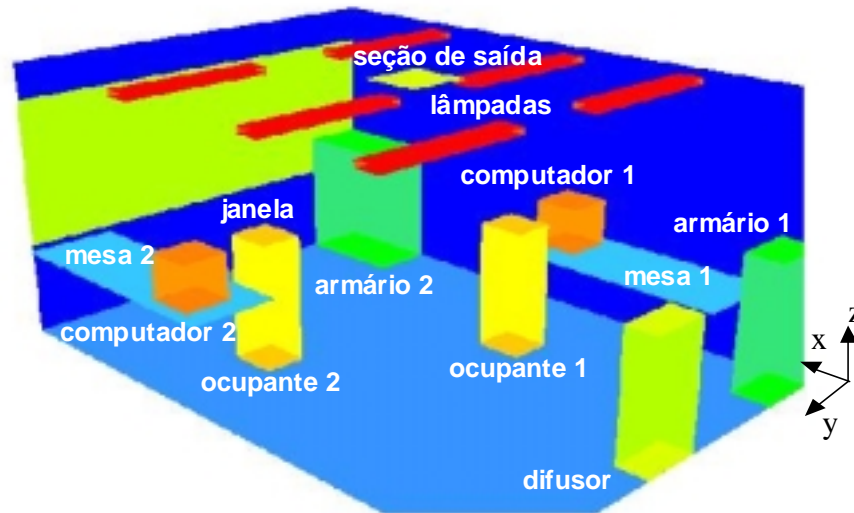


Figura 5.1. Esquema da sala tridimensional.

Tabela 5.1. Dimensões e localizações dos itens presentes na sala e quantidade de calor liberado por eles.

Item	Dimensão			Localização			Calor
	Δx [m]	Δy [m]	Δz [m]	x [m]	y [m]	z [m]	Q [W]
Sala	5,16	3,65	2,43	0,0	0,0	0,0	-
Janela	0,02	3,35	1,16	5,14	0,15	0,94	-
Difusor	0,28	0,53	1,11	0,0	1,51	0,03	0,0
Seção de saída	0,43	0,43	0,0	2,365	1,61	2,43	0,0
Ocupante 1	0,4	0,35	1,1	1,98	0,85	0,0	75
Ocupante 2	0,4	0,35	1,1	3,13	2,45	0,0	75
Computador 1	0,4	0,4	0,4	1,98	0,1	0,75	108,5
Computador 2	0,4	0,4	0,4	3,13	3,15	0,75	173,4
Mesa 1	2,23	0,75	0,01	0,35	0,0	0,74	0,0
Mesa 2	2,23	0,75	0,01	2,93	2,90	0,74	0,0
Armário 1	0,33	0,58	1,32	0,0	0,0	0,0	0,0
Armário 2	0,95	0,58	1,24	4,21	0,0	0,0	0,0
Lâmpada 1	0,2	1,2	0,15	1,03	0,16	2,18	34
Lâmpada 2	0,2	1,2	0,15	2,33	0,16	2,18	34
Lâmpada 3	0,2	1,2	0,15	3,61	0,16	2,18	34
Lâmpada 4	0,2	1,2	0,15	1,03	2,29	2,18	34
Lâmpada 5	0,2	1,2	0,15	2,33	2,29	2,18	34
Lâmpada 6	0,2	1,2	0,15	3,61	2,29	2,18	34

Obs: A localização de um item na tabela indica a posição do canto, deste item, que está mais próximo da origem do sistema de eixos.

Na figura 5.2 são mostradas esquematicamente as condições de contorno do problema abordado sobre um plano xOz , situado em $y = 1,825$ m. O ar é insuflado na sala, através do difusor, com uma velocidade U_e e uma temperatura T_e . As superfícies das paredes laterais, da janela, do piso e do teto estão a uma determinada temperatura T_w , que varia de acordo com a localização. Dentro da sala o ar é aquecido pelas fontes de calor, que não aparecem na figura devido à posição do plano, e ascende em direção ao teto. O ar aquecido sai da sala, através da seção de saída, com uma velocidade média U_s e uma temperatura média T_s .

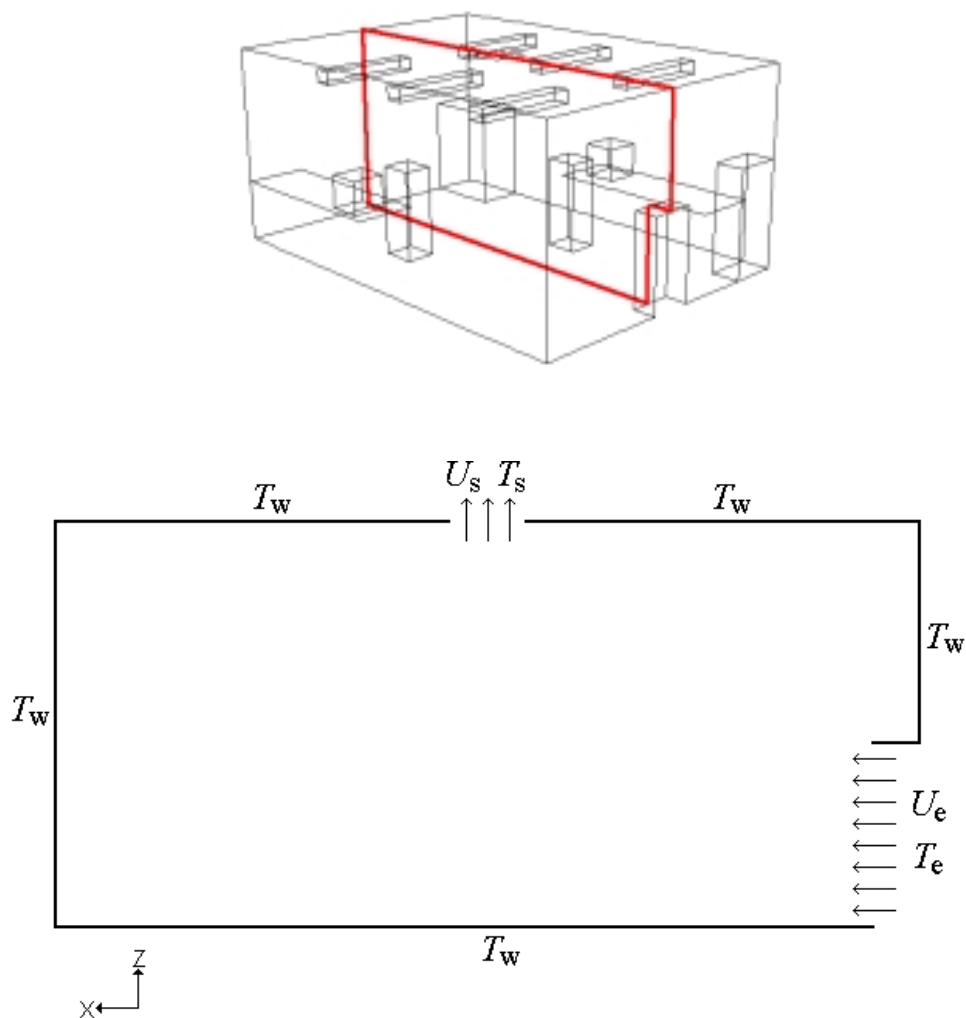


Figura 5.2. Condições de contorno sobre o plano xOz ,
situado em $y = 1,825$ m.

Definindo-se um número de Arquimedes global, Ar_g , dado por

$$Ar_g = \frac{g\beta(T_s - T_e)H}{U_e^2} , \quad (5.1)$$

onde T_s é a temperatura média na seção de saída de ar ($= 26,7^\circ\text{C}$ de acordo com os dados experimentais), T_e e U_e são a temperatura e a velocidade do ar na seção de entrada, respectivamente, e H é a altura da sala. A configuração estudada, com base nesta definição, é representada por $Ar_g = 113,95$. Uma primeira análise deste valor indica que o escoamento no interior da sala é dominado pelas forças de empuxo. Este número de Arquimedes, entretanto, tende a mascarar o real comportamento do escoamento, pois este é muito dependente da posição. Junto às fontes de calor o escoamento realmente é dominado pelas forças de empuxo, contudo, próximo à entrada de ar as forças de inércia são mais importantes. Esta dependência local dificulta a simulação desse tipo de problema, pois modelos de turbulência diferenciados, em função das forças dominantes, deveriam ser empregados em diferentes regiões do escoamento.

5.2. MEDIÇÕES EXPERIMENTAIS

Os resultados experimentais apresentados em Yuan et al., 1999a, foram obtidos em uma instalação de testes existente no *Massachusetts Institute of Technology* (MIT) em Cambridge, Estados Unidos. Inicialmente esta instalação foi construída para ser usada no Projeto de Pesquisa nr. 949 da ASHRAE, contudo, atualmente é utilizada na pesquisa e no ensino de temas como a qualidade do ar interno, conforto térmico, isolamento térmico e sistemas de climatização. O dispositivo de teste consiste em um ambiente em escala real bem isolado do exterior. Uma parede móvel divide este ambiente em duas partes, sendo a maior usada como câmara de testes, e a menor como câmara de climatização, que produz as condições de contorno para a primeira. A parte mais baixa da parede móvel é uma parede isolada e a parte mais alta é uma janela de vidro duplo. Nas duas câmaras existem vários tipos de difusores e exaustores, situados em diversas posições, que podem ser operados simultaneamente ou isoladamente em ambas as câmaras. Cada câmara possui um sistema de aquecimento, ventilação e condicionamento de ar independente. A interface de controle destes dispositivos permite facilmente alterar parâmetros como a taxa de ar externo, taxa de escoamento, temperatura de insuflamento, temperatura de retorno e umidade do ar, além de permitir um completo monitoramento destes parâmetros.

Dentre os equipamentos de medição da instalação experimental, podem ser citados:

- Um sistema de visualização do escoamento para observação do padrão de escoamento de ar;
- Um sistema de anemometria de esfera-quente para as medições de velocidade, flutuação de velocidade e temperatura do ar;
- Um sistema de termopares para as medições de temperatura do ar e das superfícies.

A câmara de teste possui duas longas fendas e várias janelas de observação nas paredes. Quando a luz penetra através de uma das fendas, uma fina lâmina de luz é formada. Desta maneira, pela injeção de fumaça dentro da sala, o padrão de escoamento de ar pode ser observado através das janelas normais à lâmina de luz. As paredes da sala de teste são pintadas de preto para melhorar a visualização.

No experimento foram utilizados anemômetros de esfera-quente para as medições de velocidade, flutuação de velocidade e temperatura do ar na sala, sendo uma placa analógica/digital (ADD) usada para a aquisição dos dados. Para a velocidade, a faixa de medição dos anemômetros é de 0,05 m/s até 5 m/s, sendo a repetibilidade de 0,01 m/s, ou 2% das leituras. Conforme Yuan et al., 1999a, os anemômetros não podem medir de maneira confiável velocidades com magnitude menor do que 0,10 m/s. Os erros de medida para a temperatura do ar são de 0,3 °C, incluindo os erros introduzidos pelo sistema de aquisição de dados. Já que o tamanho das sondas usadas é relativamente grande (entorno de 0,003 m de diâmetro), elas não são sensíveis às flutuações de velocidade de alta frequência, sendo assim difícil estimar os erros para estas medidas

Os termopares foram utilizados para medir a temperatura do ar e da superfície das paredes da sala. Para a aquisição dos dados um registrador foi usado, resultando em um erro nas medidas de temperatura, para o sistema inteiro, da ordem de 0,4 °C.

Hastes móveis foram colocadas na sala de teste, cada uma delas suportando seis anemômetros de esfera-quente, usados para medir a velocidade e a temperatura do ar na sala, e dois termopares, usados para medir a temperatura do ar próximo ao piso e ao teto. Um total de 40 termopares foram usados para medir a temperatura da superfície do piso, teto, janela e paredes laterais.

As medições experimentais foram realizadas sob a condição de regime permanente. Este regime foi obtido estabilizando-se as condições de escoamento e térmicas por mais de 12 horas, antes de se iniciar a coleta de dados. A velocidade e a temperatura do ar foram medidas em nove posições diferentes no plano xOy , sendo que em cada uma delas as medidas de velocidade e de temperatura foram tomadas em 6 e em 10 diferentes alturas (z), respectivamente. Nas tabelas 5.2

e 5.3 aparecem as diferentes posições de medição no plano xOy e as diferentes alturas de medição no eixo z , respectivamente.

Tabela 5.2. Posições de medição no plano xOy .

	Posição								
	1	2	3	4	5	6	7	8	9
x [m]	0,78	1,74	2,70	3,66	4,62	2,70	2,70	2,70	2,70
y [m]	1,83	1,83	1,83	1,83	1,83	0,61	1,22	2,44	3,05

Tabela 5.3. Alturas de medição no eixo z .

	z [m]									
Velocidade	-	-	0,10	0,60	1,10	1,50	1,90	2,30	-	-
Temperatura	0,00	0,05	0,10	0,60	1,10	1,50	1,90	2,30	2,38	2,43

Na figura 5.3. é mostrada esquematicamente as posições de medição no plano xOy .

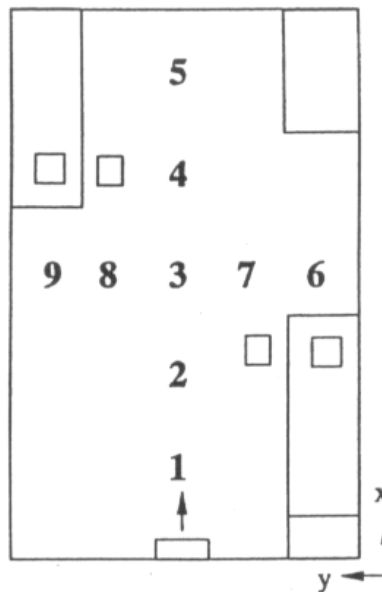


Figura 5.3. Esquema das posições de medição no plano xOy .

No total foram considerados 54 pontos de medida para a velocidade e 72 para a temperatura do ar. Maiores informações sobre a instalação experimental podem ser encontradas em Yuan et al., 1999a.

5.3. CONDIÇÕES DE CONTORNO E SIMPLIFICAÇÕES

A malha de discretização do domínio de cálculo foi elaborada de maneira que os contornos do escoamento coincidem com as faces dos volumes de fronteira, permitindo, assim, assegurar a conservação global dos diferentes fluxos e facilitando a incorporação das condições de contorno que definem o problema estudado. O interior do difusor não foi incorporado ao domínio de cálculo, sendo seu envoltório considerado como fronteira.

Como não se tinha qualquer informação sobre a forma do perfil de velocidade na entrada de ar, um perfil de velocidade constante com $u = 0,0831$ m/s e $v = w = 0$, foi adotado sobre toda a face de entrada de ar no difusor. Este valor de u foi determinado em função da taxa de ventilação. Os valores de K e ε na seção de entrada do ar, quando necessários, foram determinados com base nas equações (4.5) e (4.6), admitindo-se $I_e = 10\%$ e tomando como escala de comprimento da dissipação a metade da largura do difusor, ou seja, adotando-se $L_\varepsilon = 0,265$ m. Os valores resultantes foram $K_e = 1,036 \times 10^{-4}$ m²/s² e $\varepsilon_e = 3,978 \times 10^{-6}$ m²/s³. Para a temperatura do ar na entrada foi adotada $T_e = 17^\circ\text{C}$. Nas paredes do difusor foi adotada $T_w = 17^\circ\text{C}$.

Na seção de saída de ar foi estabelecida uma condição de gradiente normal igual a zero para todas as variáveis, exceto para a componente w da velocidade, que foi iterativamente ajustada para assegurar o balanço de massa global, com base na taxa de escoamento de massa nos volumes adjacentes à saída (condição localmente parabólica). No Fluent este tipo de condição de contorno é determinada através do uso da condição de fluxo de saída.

Para a determinação da condição de contorno de temperatura prescrita no piso, teto, janela e paredes laterais foram utilizados polinômios, obtidos com base nas medições experimentais. Nestas fronteiras a condição de não deslizamento foi adotada para a velocidade e sendo as condições de contorno de K e ε , quando necessárias, tratadas através da forma apresentada na seção 3.4.2 do capítulo 3.

Nas faces dos armários que estão em contato com as paredes laterais e com o piso foi adotada uma condição de contorno de temperatura prescrita determinada pelos mesmos

polinômios empregados nas paredes laterais e no piso, respectivamente. Na face dos ocupantes que está em contato com o piso foi adotada uma condição de contorno de fluxo de calor nulo, sendo esta também adotada nas mesas, que foram simuladas como paredes internas adiabáticas. Em todas as faces dos itens que estão em contato com o fluido a condição de não deslizamento foi adotada para a velocidade e sendo as condições de contorno de K e ε , quando necessárias, tratadas através da forma apresentada na seção 3.4.2 do capítulo 3.

Afim de facilitar o modelamento do problema simulado, algumas simplificações na geometria foram adotadas:

- foi admitido que a janela tem uma espessura igual a 0 ($\Delta x = 0$) e que está localizada, em relação ao eixo x , em $x = 5,16$ m;
- foi admitido que o difusor está encostado no piso, ou seja, localizado em $z = 0$;
- foi admitido que as mesas têm uma altura igual a 0 ($\Delta z = 0$) e que estão localizadas, em relação ao eixo z , em $z = 0,75$ m;
- foi admitido que o armário 1 tem um comprimento de 0,35 m ($\Delta x = 0,35$ m).

No Fluent é possível diferenciar as regiões do domínio do problema, determinando que elas sejam tratadas como fluido ou como sólido. No presente trabalho foram admitidos como regiões sólidas os ocupantes, os computadores, os armários e as lâmpadas, sendo em cada uma delas determinada uma taxa volumétrica de geração de calor (S). Esta taxa de geração de calor multiplicada pelo volume da região resulta em uma quantidade de calor liberada, que está de acordo com as condições do modelo simulado. Não se tem interesse na solução do interior das regiões sólidas, somente interessando o calor liberado por estas regiões. Contudo, para que o processo de cálculo seja realizado, propriedades físicas devem ser atribuídas à essas regiões. Na tabela 5.4 aparecem as propriedades físicas e a taxa volumétrica de geração de calor adotadas em cada região sólida. No Fluent as regiões sólidas, em regime permanente, são resolvidas através da seguinte equação:

$$\frac{\partial}{\partial x_j} \left(\alpha \frac{\partial T}{\partial x_j} \right) + S = 0 \quad . \quad (5.2)$$

Na tabela 5.5 aparecem os valores das propriedades físicas do fluido adotadas na simulação da sala.

Tabela 5.4. Propriedades físicas e taxa volumétrica de geração de calor adotadas nas regiões sólidas.

Região	ρ [kg/m ³]	c_p [J/kg K]	k [W/m K]	S [W/m ³]
Ocupantes 1 e 2	998,2	4182	0,6	487,013
Computador 1	1,205	1006	0,025	1695,312
Computador 2	1,205	1006	0,025	2709,375
Armários 1 e 2	1,205	1006	0,025	0
Lâmpadas 1, 2, 3, 4, 5 e 6	1,205	1006	0,025	944,444

Tabela 5.5. Propriedades físicas do fluido (ar) adotadas na simulação da sala.

ρ [kg/m ³]	c_p [J/kg K]	k [W/m K]	μ [kg/s m]	β [1/K]
1,205	1006	0,025	$1,81 \times 10^{-5}$	$3,406 \times 10^{-3}$

Obs: Os valores de μ e k adotados foram aumentados quando foi utilizado o modelo de turbulência simplificado.

5.4. PROCEDIMENTO DE SOLUÇÃO

No processo de solução considera-se que o escoamento médio é tridimensional em regime estacionário, sendo, desta forma, desprezados apenas os termos temporais das equações de conservação envolvidas.

Os cálculos foram realizados com base em uma malha tridimensional, co-localizada, estruturada e não uniforme de 48 x 44 x 24 volumes, tamanho idêntico ao da malha adotada em Yuan et al., 1999a. Esta malha foi gerada com o uso do Gambit. As figuras 5.4 e 5.5 apresentam a malha empregada na simulação. Na figura 5.4 tem-se uma visão global da malha adotada, projetada sobre as paredes laterais e o teto. Já na figura 5.5, aparece o detalhe da malha sobre a superfície dos itens presentes na sala.

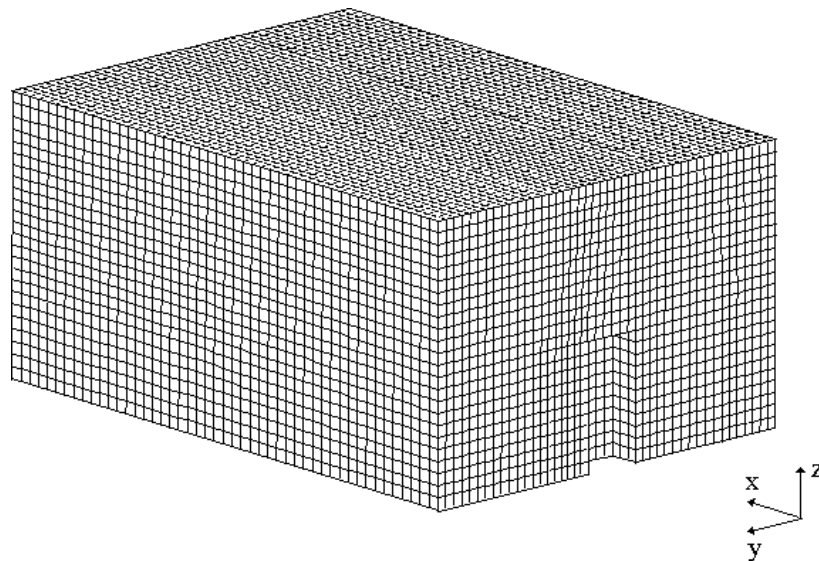


Figura 5.4. Visão global da malha adotada na simulação da sala.

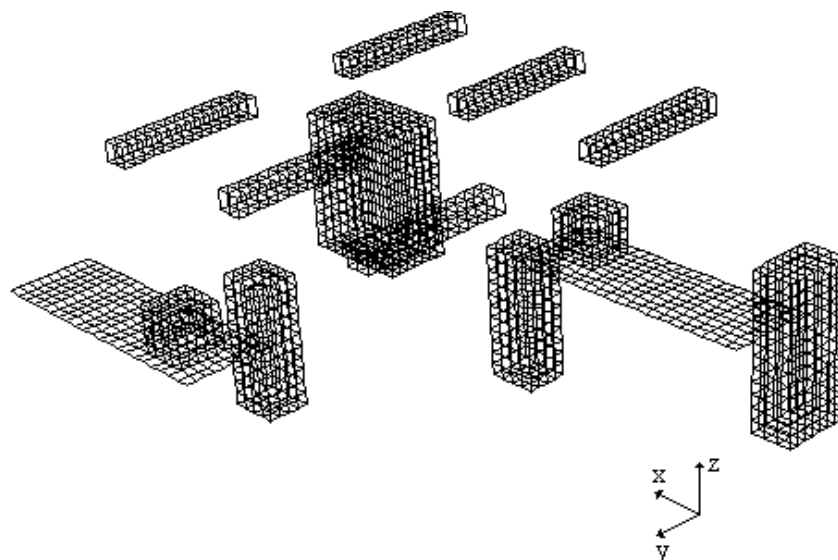


Figura 5.5. Detalhe da malha sobre a superfície dos itens presentes na sala.

As equações diferenciais parciais, que governam o problema, foram discretizadas usando o Método dos Volumes Finitos, no Fluent. Dentro dos recursos disponíveis, as seguintes opções e parâmetros foram adotados na simulação da sala:

- Algoritmo de solução segregada para computar a solução das equações discretizadas;
- Formulação de solução implícita para linearizar as equações governantes discretizadas;
- Formulação das equações em regime permanente;
- Modelo de turbulência $K-\varepsilon$ padrão, juntamente com funções de parede padrão;
- Os efeitos de empuxo foram incluídos na equação de ε ;

- Modelo de Boussinesq para o tratamento da massa específica;
- Pressão de operação igual a 101325 Pa;
- Gravidade igual a $-9,8 \text{ m/s}^2$ (em relação ao eixo z);
- Temperatura de referência (T_0) igual a $21 \text{ }^\circ\text{C}$, que representa a média entre as temperaturas do piso, teto, janela e paredes laterais e a temperatura do ar insuflado;
- Condições de contorno mencionadas na seção anterior;
- Resolução das equações do movimento, energia e turbulência de forma acoplada;
- Fatores de sub-relaxação (α_r) iguais a 0,3 para a pressão, 0,1 para a quantidade de movimento, 0,2 para a energia, 0,2 para a energia cinética turbulenta, 0,2 para a sua taxa de dissipação, 0,4 para a viscosidade, 0,4 para a massa específica e 0,4 para as forças de corpo;
- Método PRESTO para a interpolação da pressão;
- Método SIMPLEC para o acoplamento da pressão-velocidade;
- Função de interpolação Power-Law para aproximar os fluxos advectivos-difusivos em cada face dos volumes de controle;
- Condições iniciais: pressão de referência igual a 0, u igual a 0, v igual a 0, w igual a 0, K igual a $1,036 \times 10^{-4} \text{ m}^2/\text{s}^2$, ε igual a $3,978 \times 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}^3$ e T igual a $21 \text{ }^\circ\text{C}$;
- Resíduos "escalarizados" como critério de convergência.

Com a configuração relatada acima, não foi possível obter a convergência no processo de cálculo. Inicialmente os resíduos diminuía, contudo, a partir de um certo ponto eles começavam a oscilar em torno de uma média que se mantinha constante, com o resíduo da continuidade parando em valores da ordem de 10^{-1} , os resíduos da quantidade de movimento, K e ε em valores da ordem de 10^{-3} e o resíduo da energia em valores da ordem de 10^{-4} . Deve estar claro que os resultados não divergiam, mas sim, paravam de convergir e começavam a oscilar.

Devido a este problema, outros procedimentos foram tentados, afim de se obter a convergência, sendo eles abaixo listados:

- Solução do problema através do transiente real e distorcido, usando vários passos de tempo, de 50 a 0,001 s (neste caso foi usado o algoritmo de solução segregada com formulação de solução implícita de 1ª ordem);
- Utilização de vários métodos para o tratamento da turbulência, usando combinações dos modelos K - ε padrão, K - ε RNG e cinco versões de modelos K - ε para baixos Reynolds, com os três modelos de tratamento da turbulência junto à paredes, disponíveis no Fluent;
- Utilização de técnicas de solução em etapas: *i*) iniciando com o cálculo do escoamento isotérmico e gradualmente aumentando a diferença de temperatura; *ii*) iniciando com um

- valor de massa específica mais alto e gradualmente reduzindo-o; *iii*) iniciando com o cálculo do escoamento laminar e trocando posteriormente para o cálculo do escoamento turbulento; *iv*) iniciando com um valor de aceleração da gravidade baixo e gradualmente elevando-o; *v*) iniciando com um valor de velocidade de entrada mais alto e gradualmente reduzindo-o;
- Utilização de diferentes valores para K e ε , de 1 a 10^{-10} , como condição de contorno na entrada e como condições iniciais;
 - Resolução das equações do movimento, energia e turbulência de maneira desacoplada, com a alternância das equações que eram resolvidas ("ligadas") durante o procedimento de cálculo;
 - Utilização de várias combinações dos fatores de sub-relaxação, em conjunto com os métodos de acoplamento pressão-velocidade SIMPLE e SIMPLEC: *i*) com o método SIMPLE, foram testadas combinações, com os valores de α_r para a pressão, energia, K e ε variando entre 0,9 a 0,001, para a quantidade de movimento entre 0,9 a 0,0001 e para a viscosidade, massa específica e forças de corpo entre 0,9 a 0,01; *ii*) com o método SIMPLEC, foram testadas combinações, com os valores de α_r para a pressão, quantidade de movimento, energia, K e ε variando entre 1 a 0,1 e para a viscosidade, massa específica e forças de corpo entre 1 a 0,5;
 - Utilização dos outros três métodos de interpolação da pressão disponíveis no Fluent;
 - Utilização das funções de interpolação de Segunda Ordem e QUICK, para o tratamento dos fluxos advectivos-difusivos nas faces dos volumes de controle;
 - Apesar de não ter sido totalmente dominado o funcionamento do método multigrid algébrico usado pelo Fluent, devido à falta de referências, algumas tentativas foram feitas utilizando configurações diferentes das padrões: algumas combinações dos Tipos de Ciclo, juntamente com o aumento dos parâmetros de Relaxações Finas Máximas até 50, Relaxações Grosseiras Máximas até 100 e Varreduras até 5 no menu Parâmetros de Ciclo Flexível; o aumento dos parâmetros de Pré-Varreduras até 2, Pós-Varreduras até 3 e Ciclos Máximos até 50 no menu Parâmetros de Ciclo Fixo; e o decréscimo dos valores do Critério de Restrição até 0,1 e do Critério de Término até 0,001.

Alternativamente foram realizados, também, testes com o uso de duas malhas mais grosseiras, de 17 x 15 x 10 volumes e 24 x 22 x 14 volumes, afim de determinar se o problema de convergência era devido à malha. Apesar de todas as tentativas, não foi possível obter a convergência dos cálculos na simulação do problema apresentado em Yuan et al., 1999a, com o uso do modelo de turbulência K - ε . Empregando técnicas de solução em etapas foi possível obter

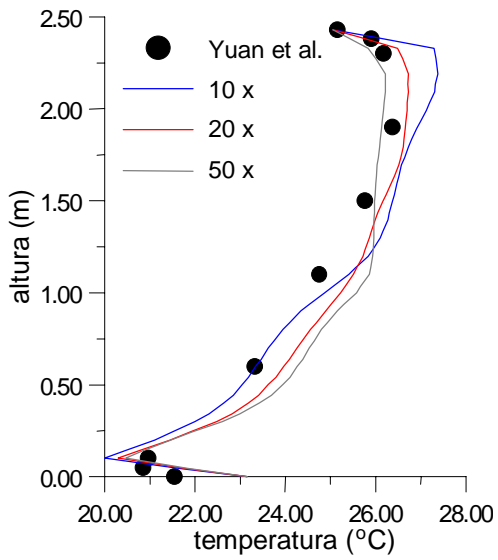
soluções convergidas somente para configurações bem diferentes daquela do problema de interesse. Iniciado os cálculos, por exemplo, com uma velocidade de entrada do ar maior que a adotada neste problema, e posteriormente reduzida-a, foi possível obter convergência somente para configurações onde a velocidade de entrada era, no mínimo, 100 vezes maior que a velocidade real. No caso em que os cálculos foram iniciados com uma aceleração da gravidade menor que a real, sendo esta posteriormente elevada, foi possível obter convergência somente para configurações onde a gravidade era, no mínimo, 100 vezes menor do que a gravidade real.

Com o utilização do modelo de turbulência simplificado, o problema de convergência foi superado. Contudo, mesmo com a utilização deste modelo, a convergência só foi atingida quando os valores da viscosidade e da condutividade térmica usadas na simulação eram, no mínimo, 10 vezes maiores que os valores reais. Com o uso de valores menores também se teve problemas em obter resultados convergidos.

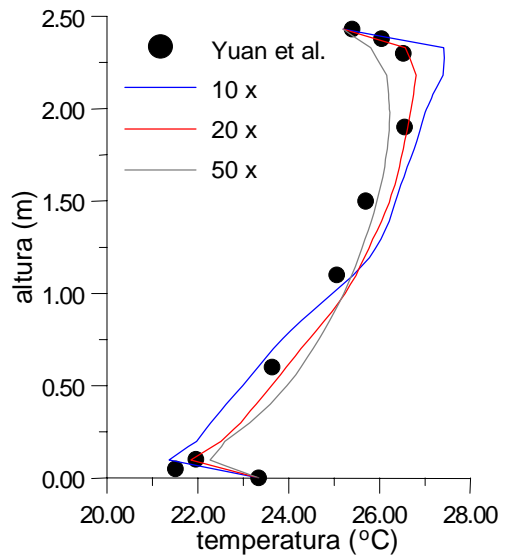
As simulações com o modelo de turbulência simplificado foram implementadas no Fluent através da solução das equações de conservação em suas formulações laminares. Deve-se notar que com o uso das equações na formulação laminar, valores de K e ε não são considerados na simulação. Os resultados apresentados no presente trabalho foram obtidos usando para μ e k valores 10, 20 e 50 vezes maiores que os valores reais. A primeira solução foi encontrada usando valores de μ e k 50 vezes maiores que os reais, sendo adotados os fatores de sub-relaxação e as condições iniciais apresentadas anteriormente. Tendo como condição inicial os resultados da primeira simulação, foi novamente resolvido o problema, usando desta vez valores de μ e k 20 vezes maiores que os reais e sendo mantidos os mesmos fatores de sub-relaxação. Finalmente, iniciando os cálculos a partir do último resultado convergido, o problema foi resolvido mais uma vez, sendo desta vez adotados valores de μ e k 10 vezes maiores que os reais. Para esta última simulação os fatores de sub-relaxação tiveram que ser reduzidos afim de se obter a convergência. Os casos testados foram nomeados como 10 x, 20 x e 50 x, com base no multiplicador usado para determinar o valores de μ e k adotados na simulação.

5.5. RESULTADOS OBTIDOS

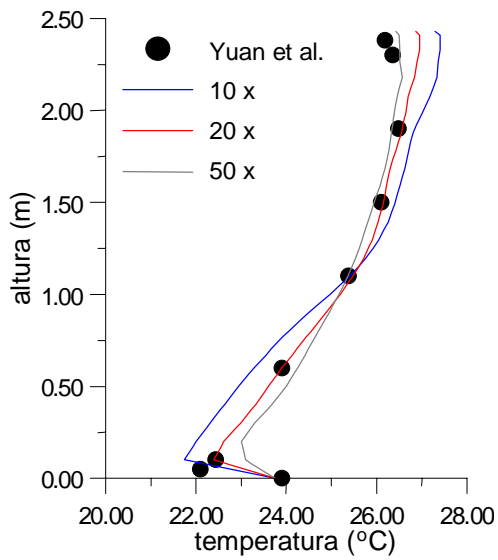
Na figura 5.6 são comparados os perfis verticais de temperatura obtidos numericamente com o uso do modelo de turbulência simplificado e os dados experimentais de Yuan et al.,1999a, nas nove posições esquematicamente representadas na figura 5.3. Pode-se perceber que a concordância entre os resultados numéricos e experimentais é boa.



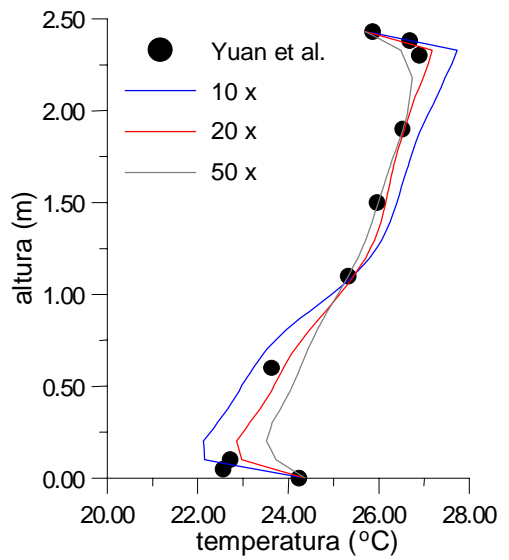
Posição 1



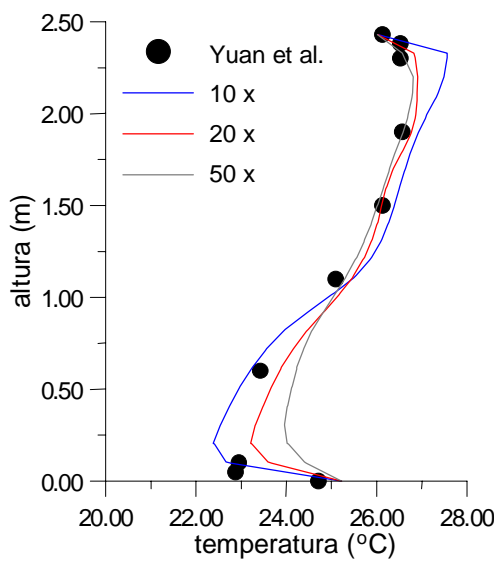
Posição 2



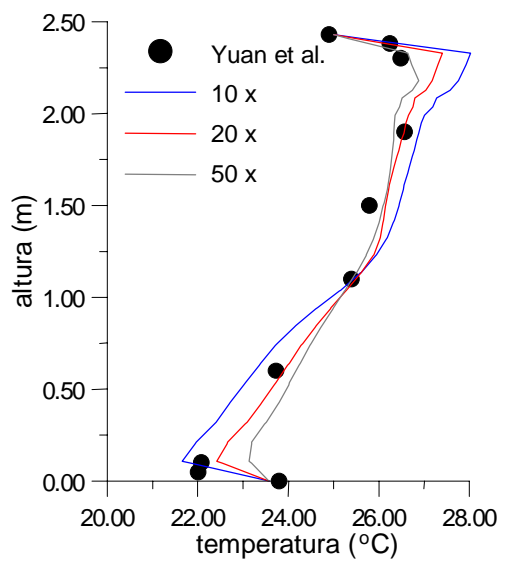
Posição 3



Posição 4



Posição 5



Posição 6

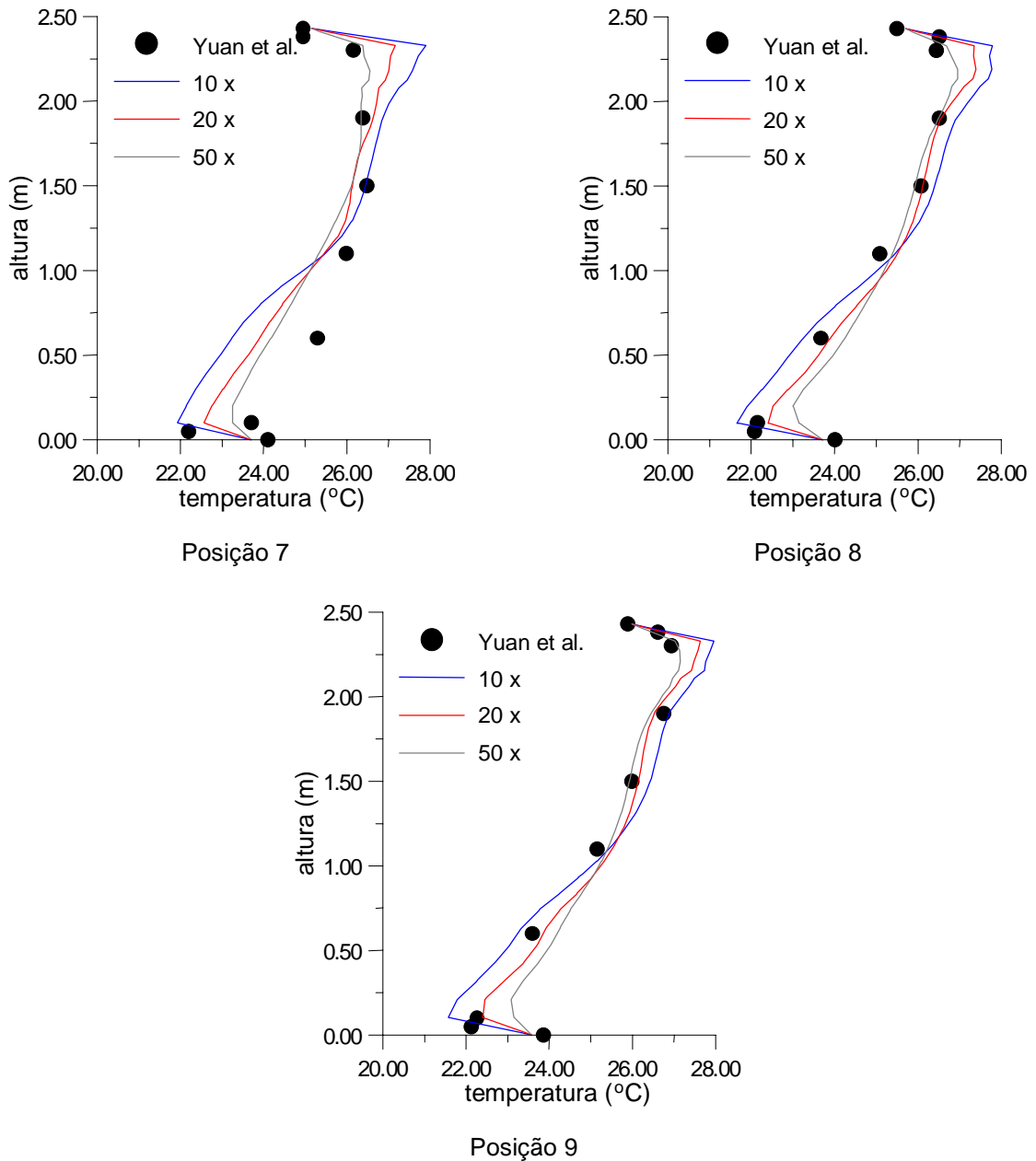
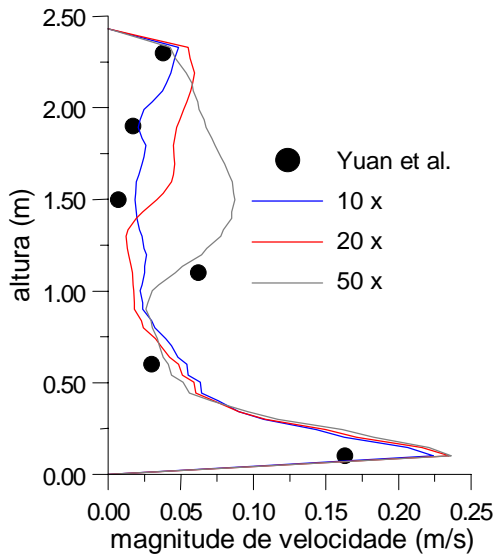


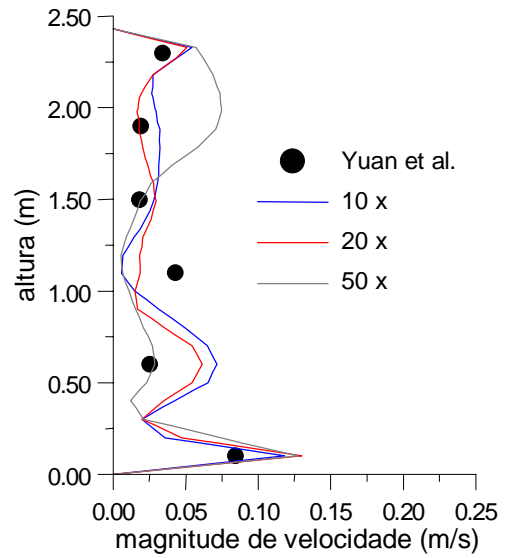
Figura 5.6. Comparação dos perfis verticais de temperatura obtidos numericamente e os dados experimentais.

Os dados experimentais apresentados nas figuras 5.6 e 5.7 foram obtidos através de um contato pessoal com o Prof. Chen, um dos autores do trabalho (Yuan et al.,1999a). Comparando os dados experimentais apresentados em Yuan et al.,1999a, e os dados fornecidos pelo Prof. Chen, percebe-se uma discrepância no perfil vertical de temperatura da posição 7, sendo os primeiros (não mostrados na figura 5.6) mais próximos dos resultados numéricos obtidos no presente trabalho.

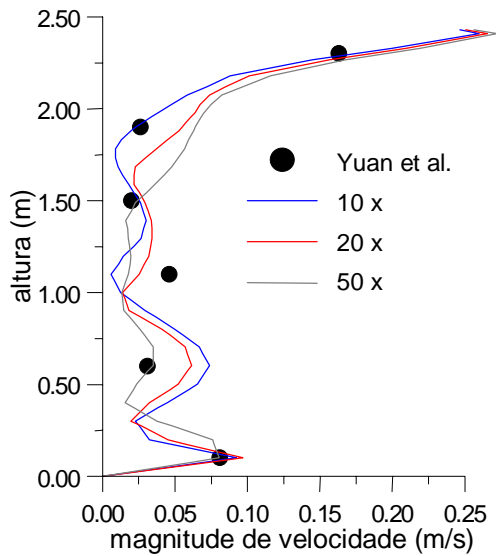
Na figura 5.7 são comparados os perfis verticais de magnitude de velocidade obtidos numericamente e os dados experimentais.



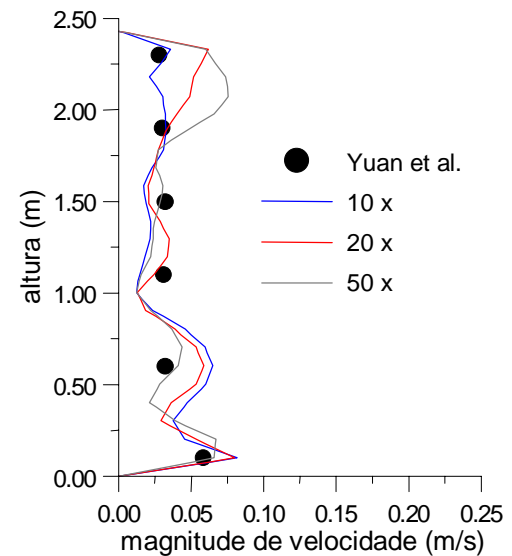
Posição 1



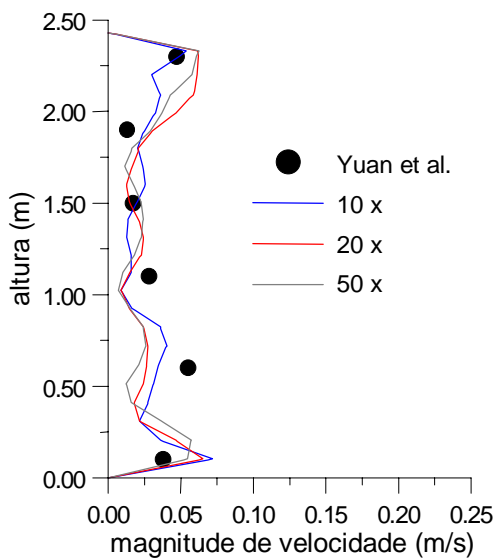
Posição 2



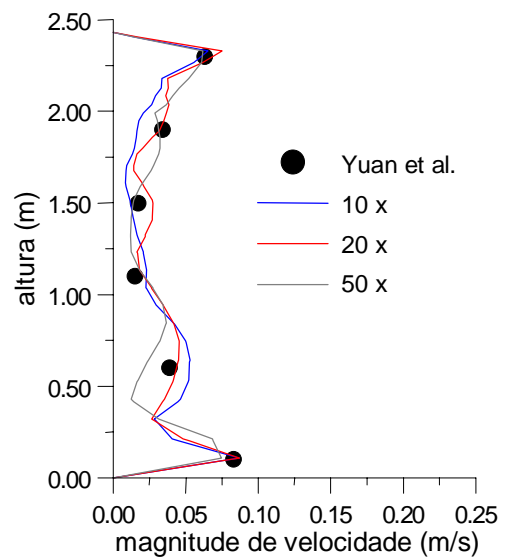
Posição 3



Posição 4



Posição 5



Posição 6

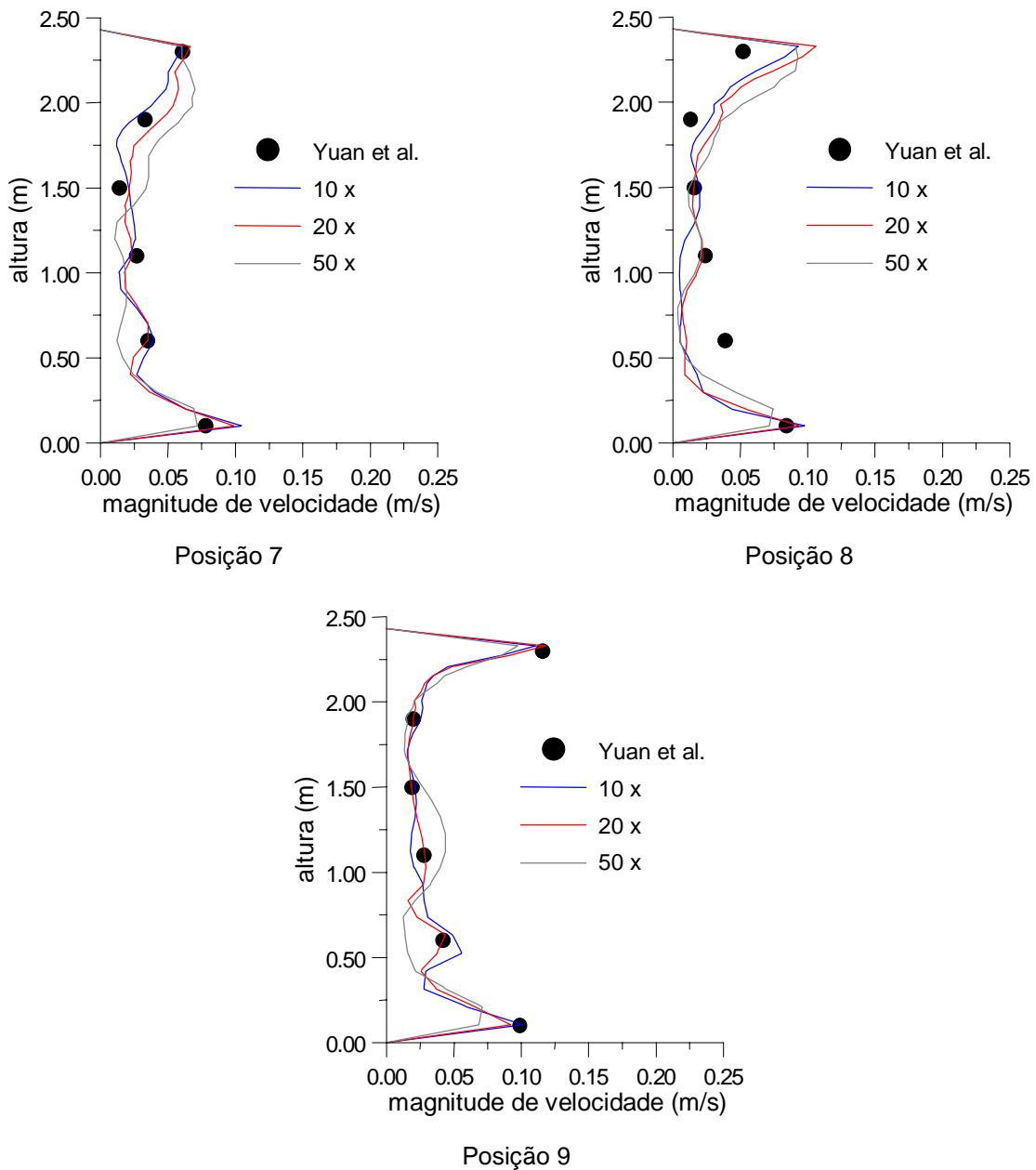


Figura 5.7. Comparação dos perfis verticais de magnitude de velocidade obtidos numericamente e os dados experimentais.

De um modo global os resultados da presente simulação são muito bons. Não é possível afirmar, com certeza, qual dos três casos apresenta os melhores resultados, tendo em vista a incerteza das medições, principalmente em termos de magnitude de velocidade. Todos os resultados mostrados a partir deste ponto foram obtidos no caso 20 x, que foi adotado como referência. Pode-se perceber que existem discrepâncias locais entre os dados numéricos e experimentais. Assumindo que não sejam pontos espúrios das medições experimentais, acredita-se que isto se deve, principalmente, ao fato do modelo de turbulência simplificado considerar um aumento uniforme, em todo o domínio, do transporte de quantidade de movimento e de calor,

não levando em conta efeitos locais da turbulência. Por outro lado, o fato do escoamento possuir regiões dominadas pelos efeitos de inércia, e regiões dominadas pelos efeitos de empuxo, também impõe uma grande dificuldade ao modelo $K-\varepsilon$. Como ficou demonstrado no presente trabalho, esta família de modelos não foi capaz de obter convergência, em qualquer das suas versões disponíveis, mesmo as mais recentes e sofisticadas. Neste sentido o modelo simplificado é uma alternativa muito válida, especialmente se forem introduzidos aumentos não uniformes nos coeficientes de difusão de quantidade de movimento e de calor.

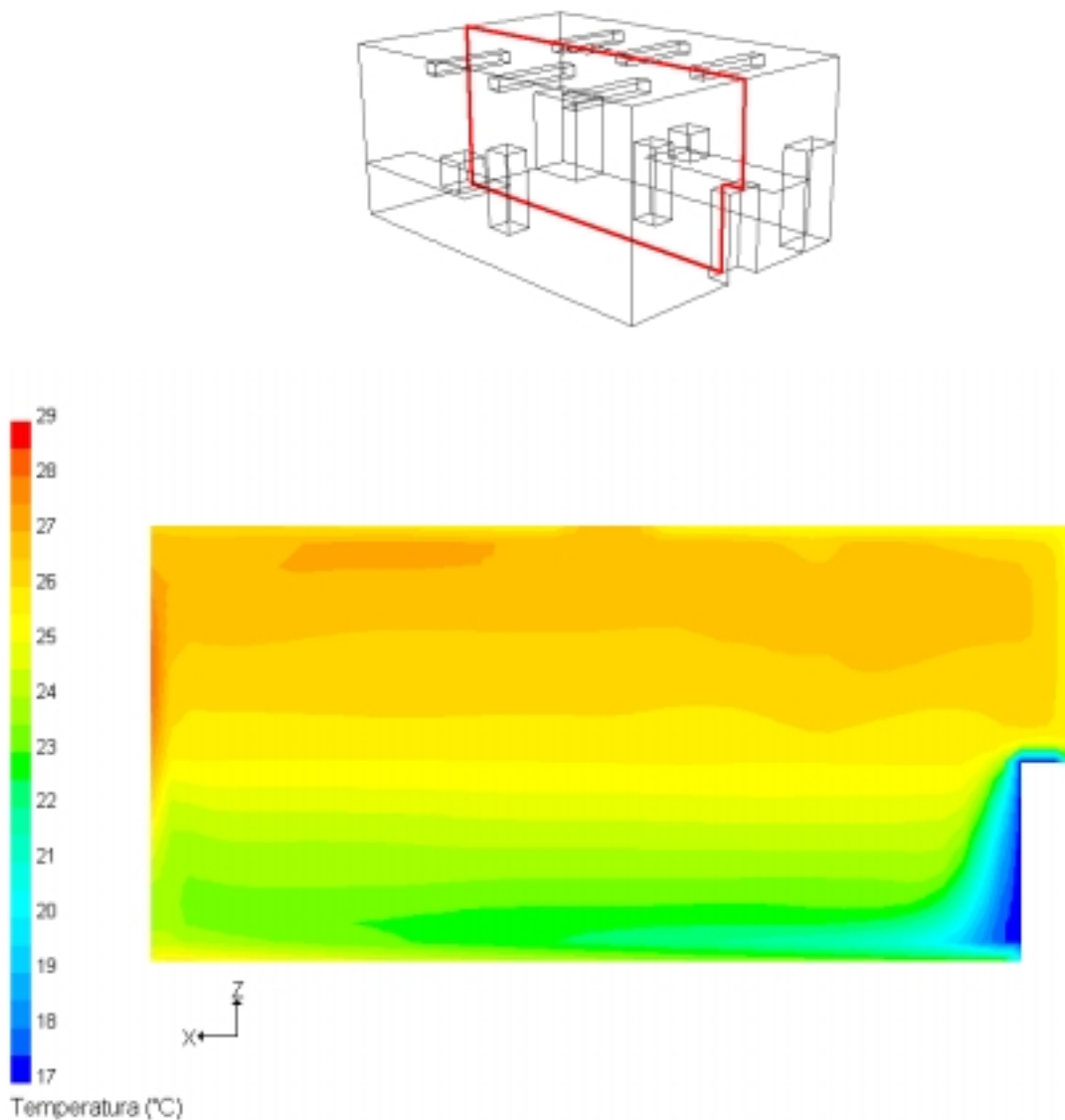


Figura 5.8. Distribuição de temperatura no plano xOz , situado em $y = 1,825$ m, obtida no caso 20 x.

A distribuição de temperatura no plano xOz , situado em $y = 1,825$ m, é mostrada na figura 5.8. Pode ser percebido claramente nesta figura que o sistema de ventilação por deslocamento cria uma estratificação vertical de temperatura em toda a sala, menos na região de insuflamento, que é relativamente pequena. O gradiente de temperatura na parte mais baixa da sala é um pouco maior do que na parte mais alta. Isto ocorre porque a maioria das fontes de calor estão localizadas na primeira. Já que os ocupantes estão na parte mais baixa da sala, o forte gradiente de temperatura nesta região pode comprometer as condições de conforto térmico. Esta questão merece uma análise mais detalhada sob o ponto de vista de conforto térmico, que pode ser realizada com o auxílio da presente solução.

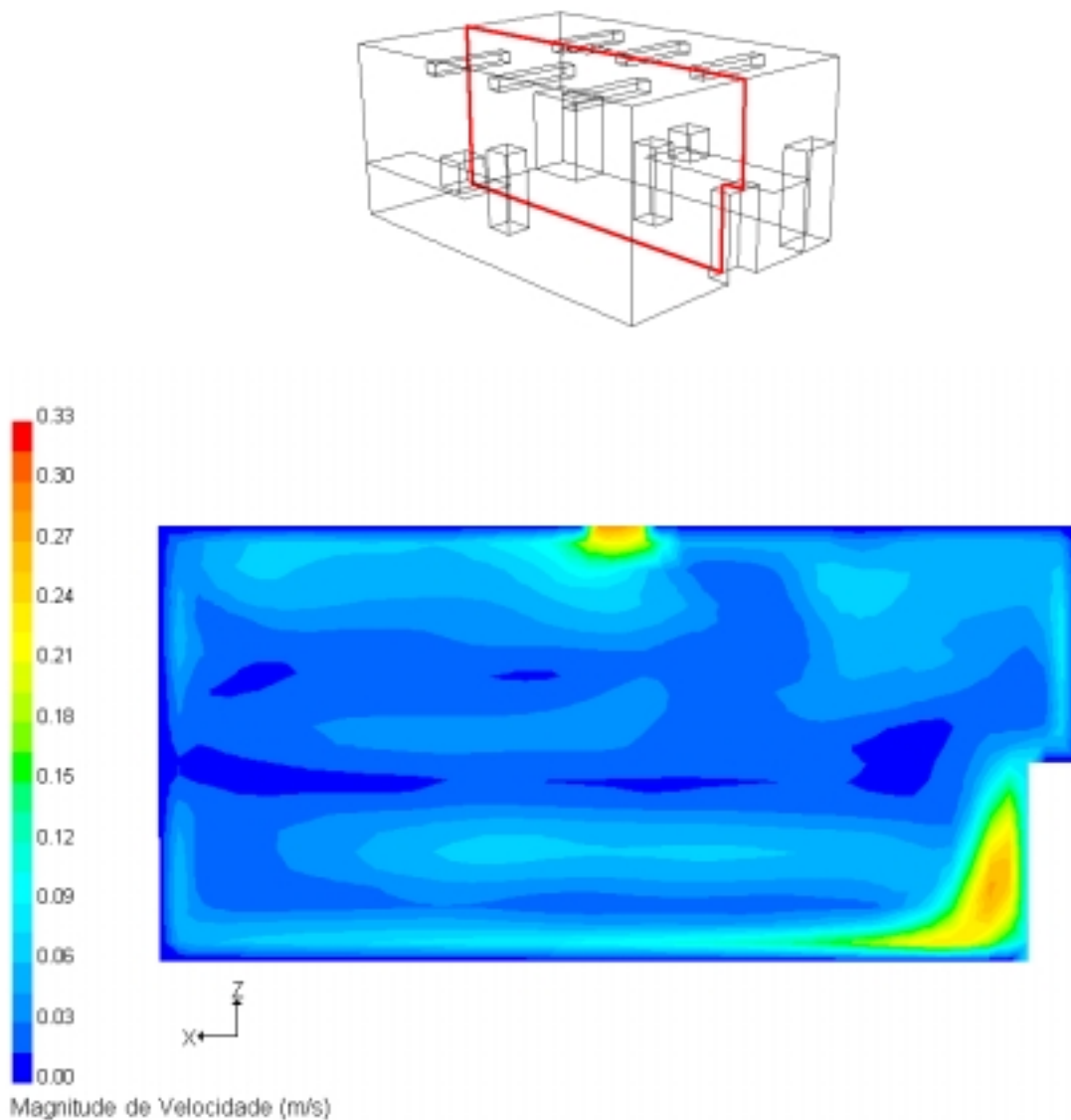


Figura 5.9. Distribuição de magnitude de velocidade no plano xOz , situado em $y = 1,825$ m, obtida no caso 20 x.

Na figura 5.9 é mostrada a distribuição de magnitude de velocidade no mesmo plano xOz da figura 5.8. Analisando esta figura, juntamente com os perfis mostrados na figura 5.7, percebe-se que a magnitude de velocidade na maior parte da sala é menor que 0,05 m/s. Esta magnitude de velocidade está abaixo da faixa de medição dos anemômetros, resultando assim em uma grande incerteza nos resultados experimentais.

Na figura 5.10 aparecem os vetores-velocidade em uma região ampliada próxima à entrada de ar, no mesmo plano xOz das figuras 5.8 e 5.9.

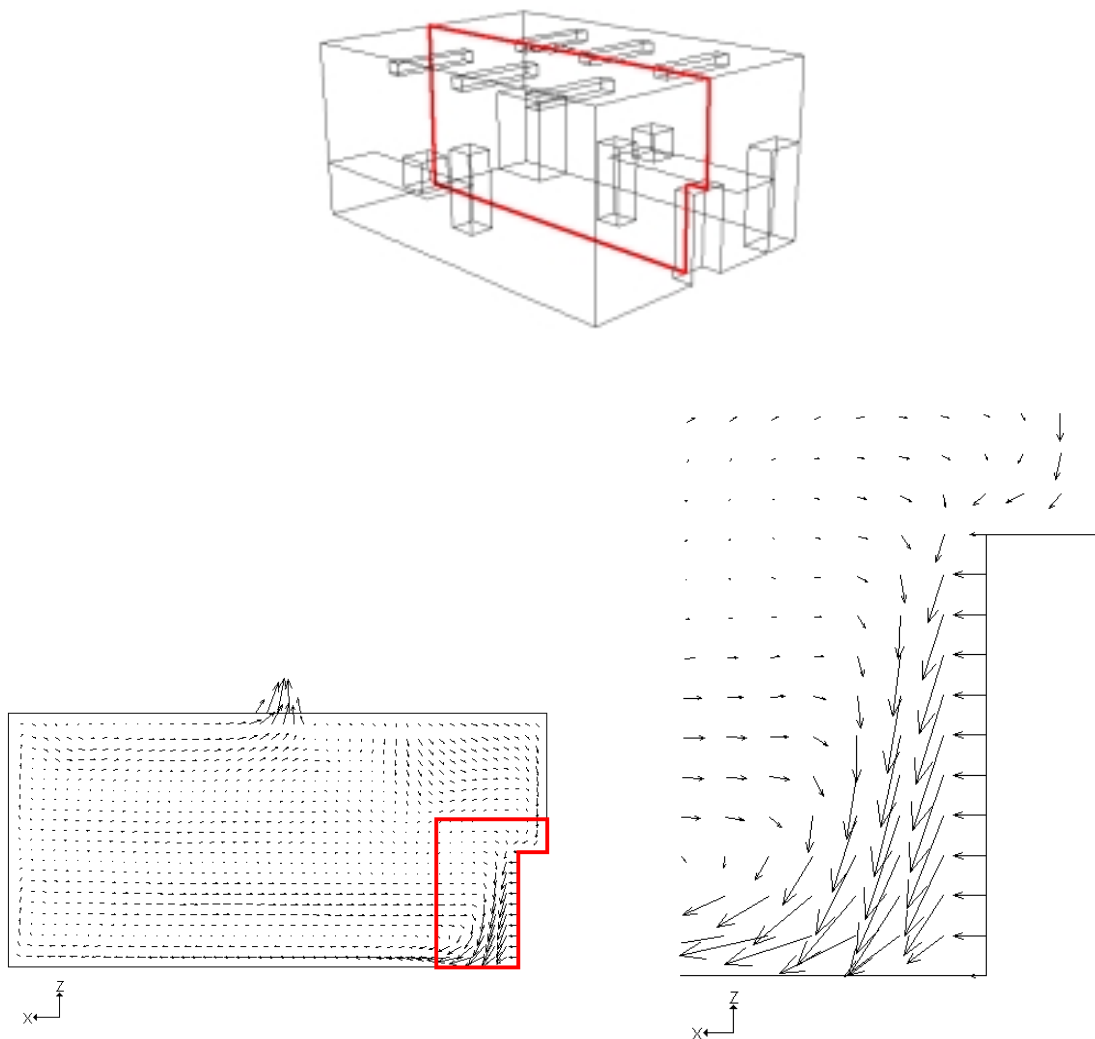


Figura 5.10. Vetores-velocidade em uma região ampliada próxima à entrada de ar, no plano xOz situado em $y = 1,825$ m, obtidos no caso 20 x.

Observando as figura 5.9 e 5.10 percebe-se que o escoamento acelera depois de sair do difusor. O ar que é insuflado na sala está a uma temperatura mais baixa do que o ar dentro dela, sendo portanto mais denso do que este. Desta forma, ao entrar na sala, o ar insuflado é acelerado em direção ao piso pela força da gravidade.

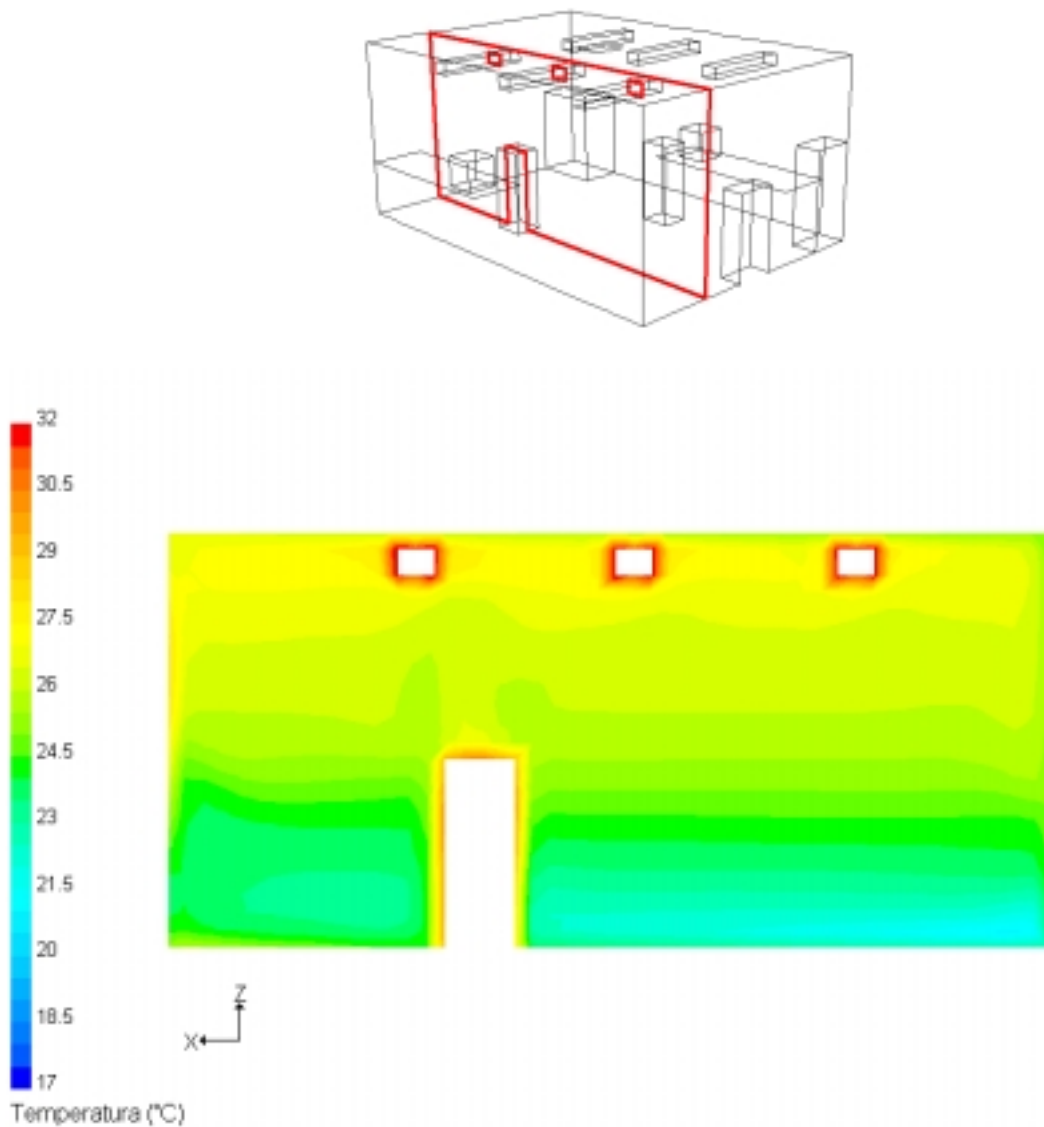


Figura 5.11. Distribuição de temperatura no plano xOz ,
situado em $y = 2,625$ m, obtida no caso 20 x.

As distribuições de temperatura e de magnitude de velocidade no plano xOz , situado em $y = 2,625$ m, são mostradas nas figura 5.11 e 5.12, respectivamente.

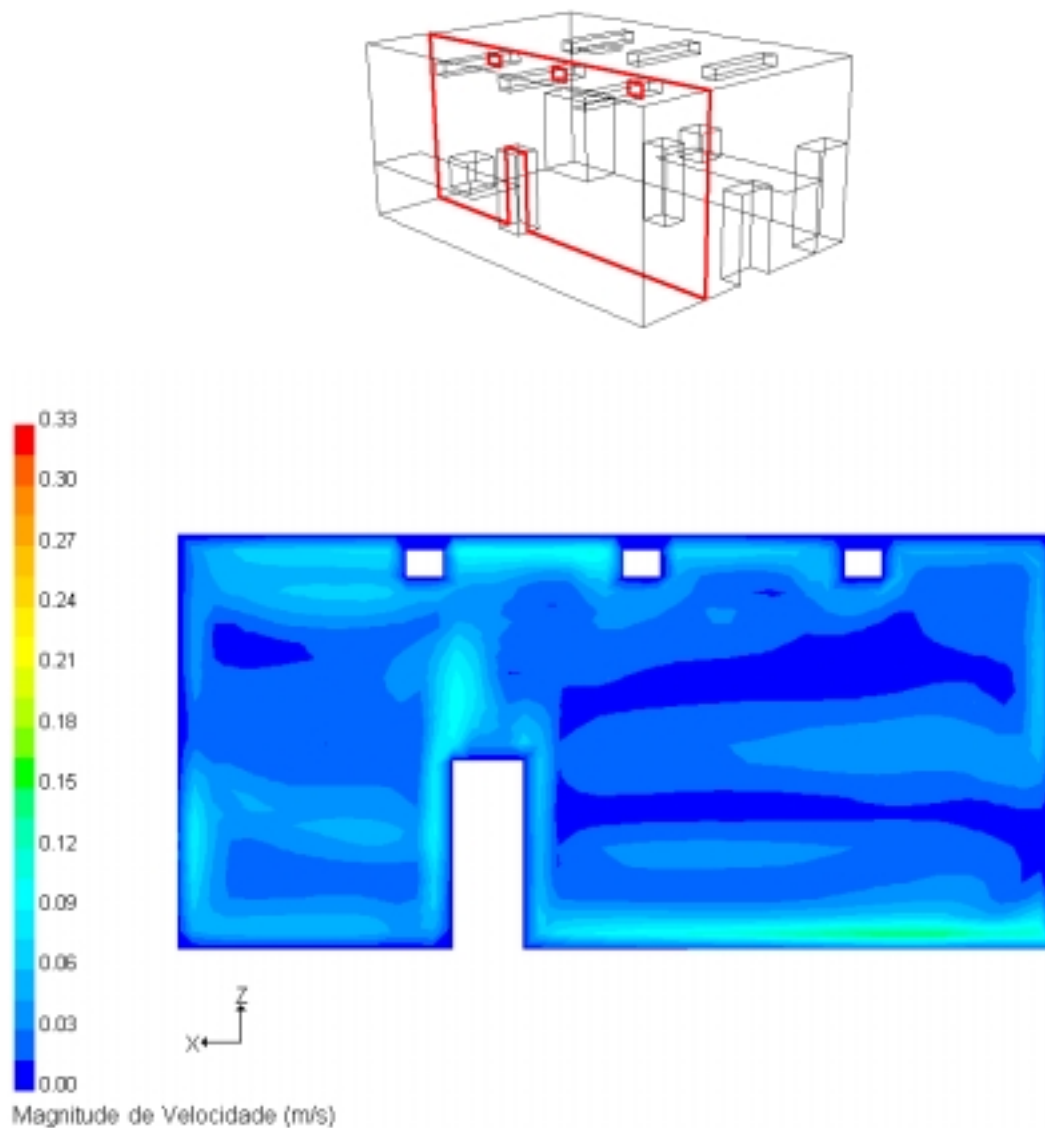


Figura 5.12. Distribuição de magnitude de velocidade no plano xOz , situado em $y = 2,625$ m, obtida no caso 20 x.

Na figura 5.13 aparecem os vetores-velocidade em uma região ampliada em torno do ocupante 2, no mesmo plano xOz das figuras 5.11 e 5.12.

Observando as figuras 5.11, 5.12 e 5.13 pode-se ver a pluma térmica que surge a partir do ocupante 2, que é cortado pelo plano xOz mostrado nestas figuras. Este plano também corta as lâmpadas 4, 5 e 6. Devido à pluma térmica, a magnitude de velocidade acima do ocupante 2 é mais elevada do que a média da sala, como se pode observar na figura 5.12.

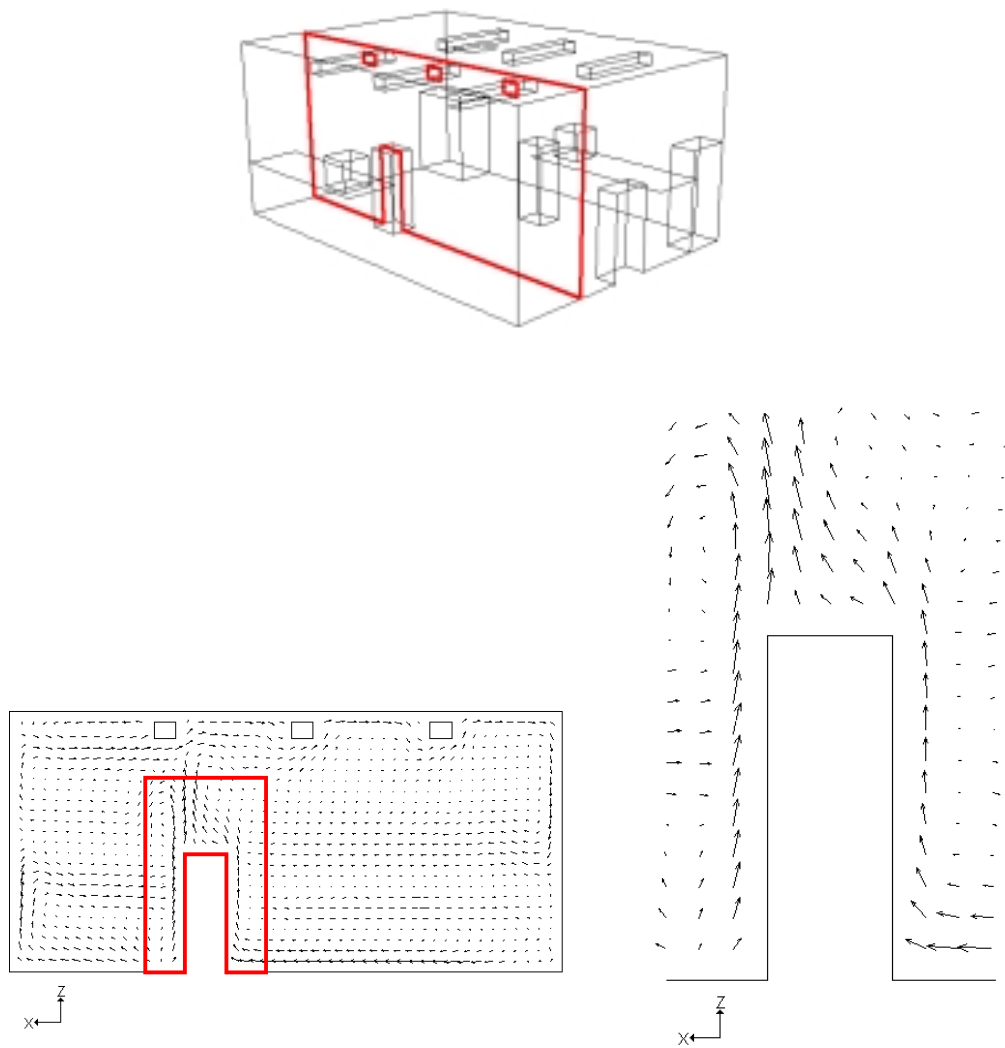


Figura 5.13. Vetores-velocidade em uma região ampliada em torno do ocupante 2, no plano xOz situado em $y = 2,625$ m, obtidos no caso 20 x.

Nas figuras 5.14 e 5.15 são mostradas as distribuições de temperatura e de magnitude de velocidade, respectivamente, em um plano xOz que corta o computador 2 e as lâmpadas 4, 5 e 6. Este plano está situado em $y = 3,35$ m.

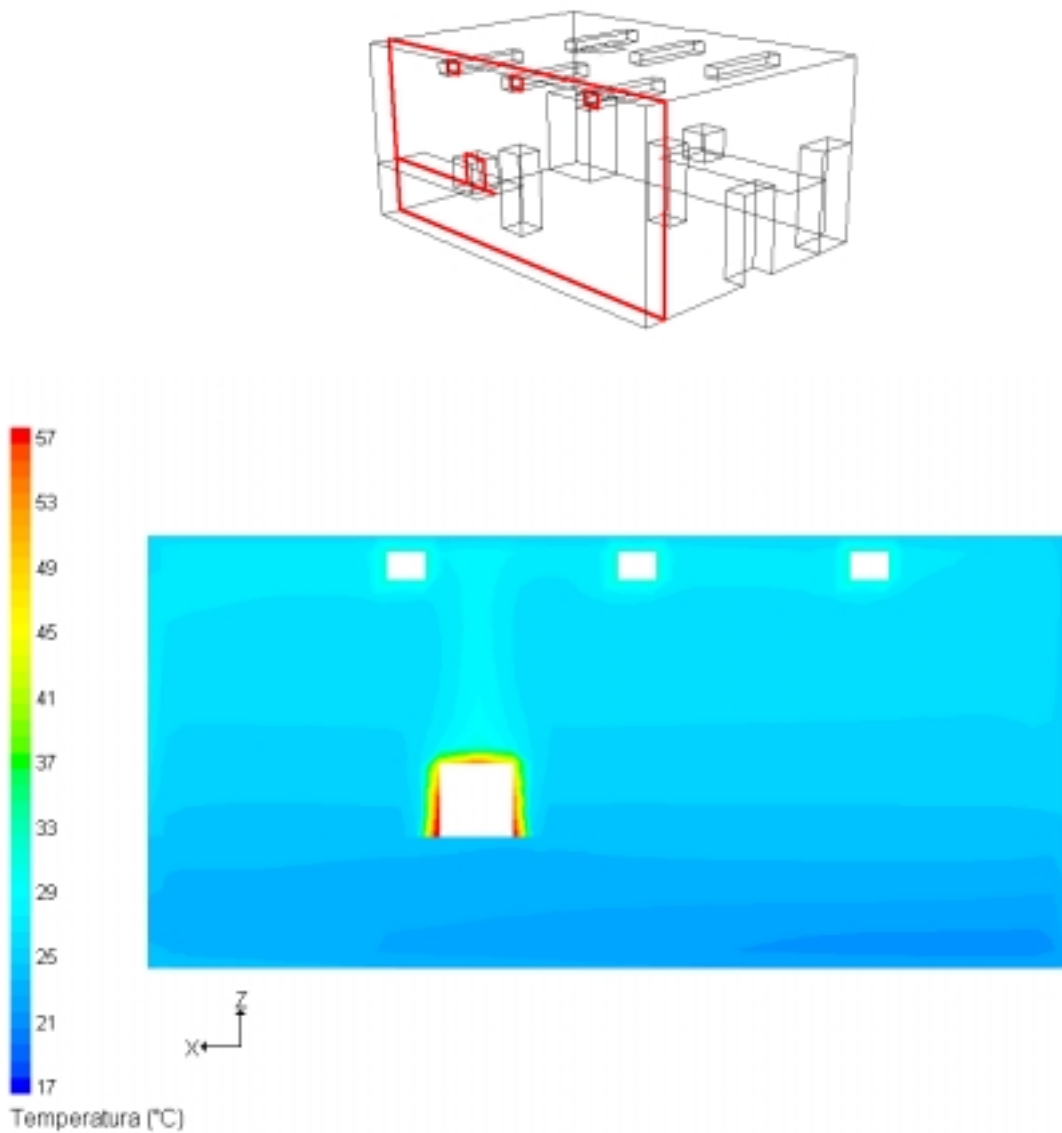


Figura 5.14. Distribuição de temperatura no plano xOz ,
situado em $y = 3,35$ m, obtida no caso 20 x.

Na figura 5.16 aparecem os vetores-velocidade em uma região ampliada em torno do computador 2, no mesmo plano xOz das figuras 5.14 e 5.15.

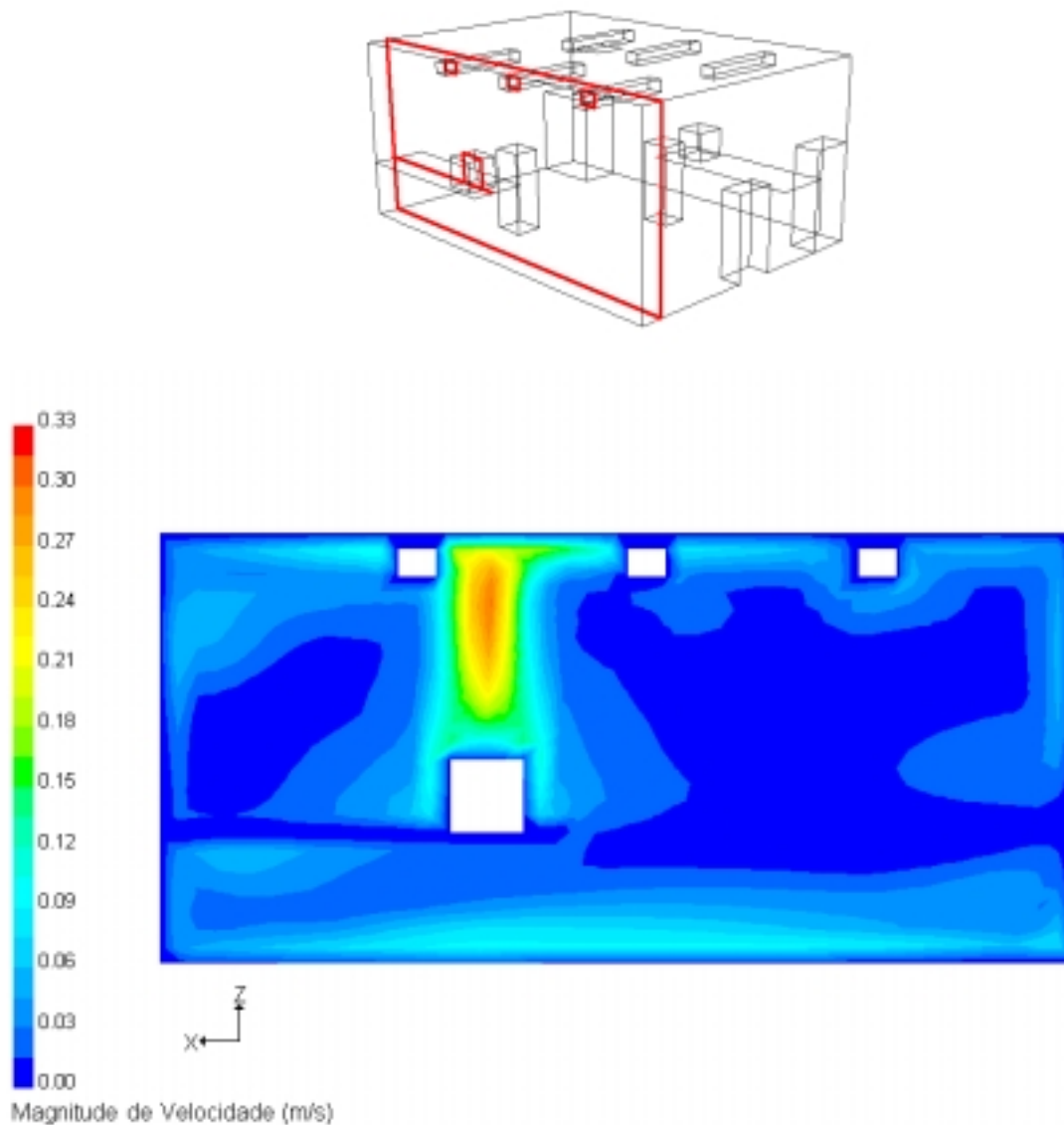


Figura 5.15. Distribuição de magnitude de velocidade no plano xOz , situado em $y = 3,35$ m, obtida no caso 20 x.

Percebe-se, através das figuras 5.15 e 5.16, que a pluma térmica produzida pelo computador 2 é bem mais intensa do que a produzida pelo ocupante 2, resultando, assim, em velocidades mais elevadas sobre o primeiro. Isto ocorre porque o computador 2 está liberando mais calor para o ambiente do que o ocupante 2.

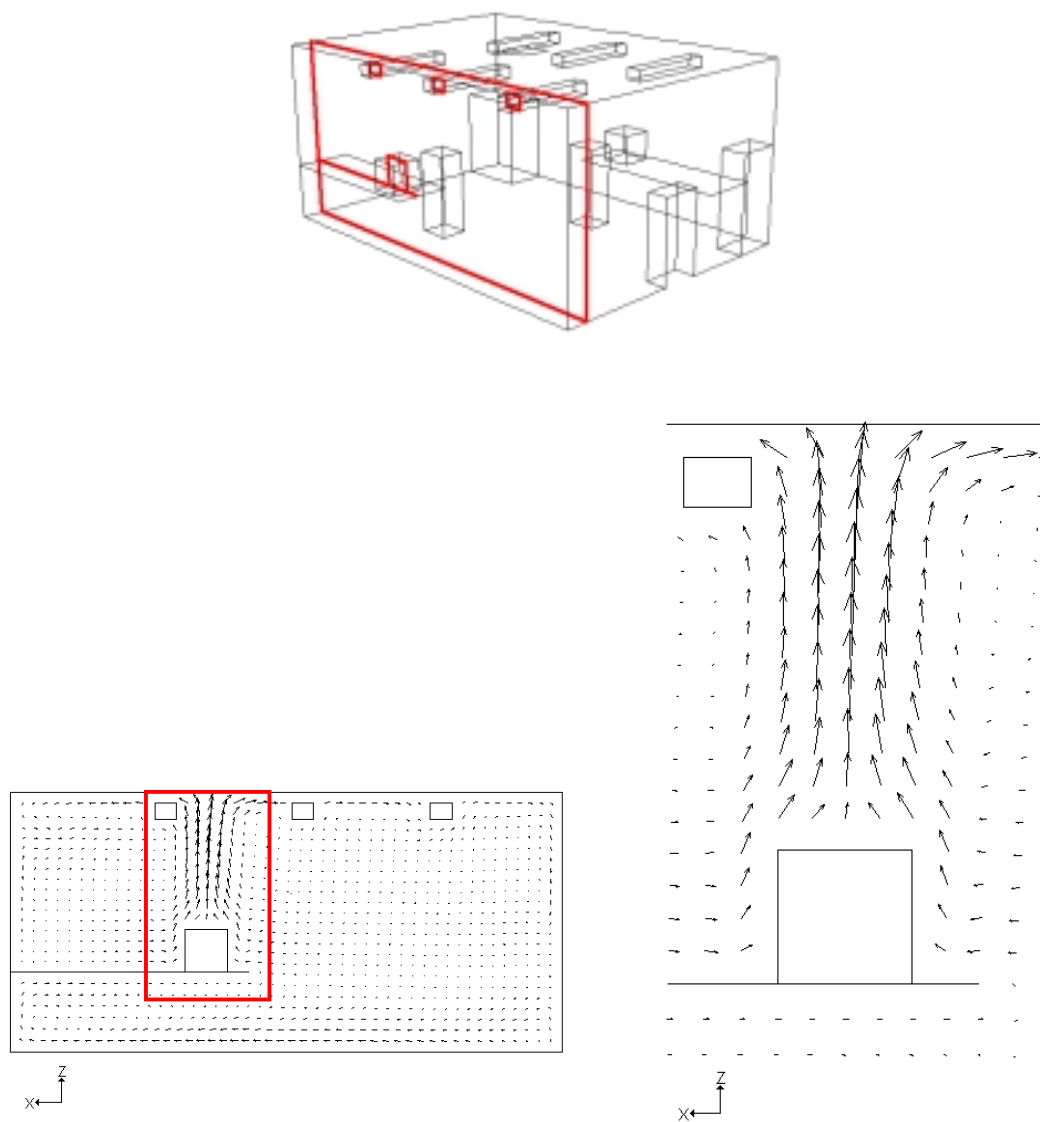


Figura 5.16. Vetores-velocidade em uma região ampliada em torno do computador 2, no plano xOz situado em $y = 3,35$ m, obtidos no caso 20 x.

6. DISCUSSÃO COMPLEMENTAR

Devido à magnitude de velocidade presente no problema tridimensional, o escoamento na maior parte da sala caracteriza-se por estar em processo de transição à turbulência. Por apresentar estruturas turbulentas complexas, este tipo de escoamento é muito difícil de ser tratado, com qualquer metodologia. Em função da concorrência entre as forças de inércia e de empuxo e a presença de estruturas turbulentas complexas, o escoamento no interior da sala apresenta instabilidades físicas, que resultam em instabilidades numéricas. O procedimento de solução empregando o modelo de turbulência $K-\varepsilon$ não foi capaz de produzir resultados convergidos, em função destas instabilidades. No trabalho de Yuan et al.,1999a, os resultados numéricos foram obtidos com o uso do modelo $K-\varepsilon$ RNG, contudo, nenhuma informação sobre a estratégia de solução empregada está disponível. Apesar de serem adotados diversos procedimentos na tentativa de se obter a convergência, o Fluent não se mostrou adequado para alcançar a solução do problema empregando um modelo de turbulência mais complexo do que o modelo simplificado. Esta constatação é reforçada pelo fato da Fluent Inc. possuir um aplicativo específico, chamado Airpak, para simular esse tipo de problema.

Os cálculos foram realizados em um computador Pentium II com 233 MHz de *clock* e 128 Mb de memória RAM. O tempo de computação foi de 16 h para o caso 50 x, de 14 h para o caso 20 x e de 23 h para o caso 10 x. O processamento do caso 10 x apresentou um tempo bem superior aos demais, pois neste caso foram utilizados fatores de sub-relaxação menores que nos outros dois casos. O tempo computacional necessário para resolver este tipo de problema é razoavelmente alto, em função da necessidade de serem usadas grandes malhas tridimensionais e fatores de sub-relaxação pequenos. No modelo $K-\varepsilon$ são resolvidas duas equações a mais, em relação ao modelo simplificado, para K e ε . Isto indica que resultados com o modelo $K-\varepsilon$, se tivessem sido obtidos, tomariam um tempo de processamento maior. Esta afirmação está, em princípio, de acordo com Yuan et al.,1999a, onde é comentado que a solução numérica foi obtida com 45 h de processamento. Contudo, esta comparação fica comprometida pois não se tem conhecimento do equipamento utilizado por Yuan et al.,1999a.

7. CONCLUSÕES E SUGESTÕES PARA FUTUROS TRABALHOS

No presente trabalho foi desenvolvido um estudo numérico das distribuições de temperatura e velocidade presentes em um ambiente interno tridimensional típico, sujeito a um sistema de ventilação por deslocamento. Este estudo envolveu o modelamento dos fenômenos físicos presentes no problema e posterior solução das equações governantes através de um método numérico.

A correta utilização do código empregado foi comprovada através da comparação de resultados obtidos para o escoamento de convecção mista turbulento em uma cavidade bidimensional. Para esta simulação foi utilizado o modelo de turbulência $K-\epsilon$.

A simulação do problema abordado foi realizada com o uso do modelo de turbulência simplificado. Várias tentativas foram realizadas afim de empregar o modelo $K-\epsilon$ nessa simulação, contudo, nenhuma delas produziu uma solução bem convergida.

Com base na comparação dos resultados numéricos obtidos no presente trabalho e os resultados experimentais de Yuan et al.,1999a, pode-se concluir que o modelo simplificado é adequado, ao menos provisoriamente, para determinar a distribuição de velocidade e de temperatura no escoamento de ar em ambientes internos.

O Fluent não se mostrou adequado para tratar com as instabilidades físicas do escoamento existentes no problema abordado.

Para futuros trabalhos tem-se as seguintes sugestões:

- Realizar novas tentativas, empregando outras estratégias, afim de buscar a convergência da solução do problema abordado, utilizando modelos de turbulência mais complexos que o modelo simplificado.
- Incluir, no processo de cálculo, a equação de conservação das espécies químicas. Desta forma a simulação numérica poderá ser utilizada para a análise da qualidade do ar interno produzida por um determinado sistema de climatização de ambientes.
- Iniciar uma investigação específica da ventilação por deslocamento junto à projetistas de ar condicionado. O modelo simplificado aqui aplicado pode ser usado, podendo ainda ser

corrigido através da adoção de aumentos diferenciados dos coeficientes de difusão ao longo do domínio. Esta ação significa tratar diferentemente as regiões dominadas pela inércia e as dominadas pelo empuxo.

- Realizar testes com o objetivo de determinar os limites de aplicabilidade do código Fluent em problemas de escoamento de ar interno e de escoamentos em processo de transição à turbulência.
- Utilizar outros códigos, como o código de Patankar, para simular o problema abordado no presente trabalho e outros problemas de escoamento em ambientes internos. Este estudo teria como objetivo determinar quais os códigos que são mais adequados para tratar com as instabilidades presentes nesse tipo de problema.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- Chen, Q., van der Kooi, J. e Meyers, A., 1988. "Measurements and computations of ventilation efficiency and temperatura efficiency in a ventilated room", **Energy and Buildings**, vol. 12, pp. 85-99.
- Chen, Q. e Jiang, Z., 1992. "Significant questions in predicting room air motion", **ASHRAE Transactions**, vol. 98(1), pp. 929-939.
- Chen, Q., 1995. "Comparison of different $k-\varepsilon$ models for indoor air flow computations", **Numerical Heat Transfer, Part B: Fundamentals**, vol. 28, pp. 353-369.
- Chen, Q., 1997. "Computational fluid dynamics for HVAC: successes and failures", **ASHRAE Transactions**, vol. 103(1), pp. 178-187.
- Chen, Q., 2000. **Comunicação pessoal**.
- Chieng, C. C. e Launder, B. E., 1980. "On the calculation of turbulent heat transport downstream from an abrupt pipe expansion", **Numerical Heat Transfer**, vol. 3, pp.189-207.
- Costa, J. J., 1996. "**Estudo do Escoamento Originado por Dois Jactos Parietais Não-Isotérmicos num Domínio Fechado**", Tese de Doutorado, Faculdade de Ciências e Tecnologia da Universidade de Coimbra, Coimbra.
- Costa, J. J., Oliveira, L. A., Blay, D., 1999. "Test of several versions for the $k-\varepsilon$ type turbulence modelling of internal mixed convection flows", **Int. Journal of Heat and Mass Transfer**, vol. 42, pp. 4391-4409.
- Ferziger, J.H. e Peric, M., 1997. "**Computational Methods for Fluid Dynamics**", Springer.
- Fluent Inc., 1999. "**FLUENT User's Guide**".

- Gosman, A. D., Nielsen, P. V., Restivo, A. e Whitelaw, J. H., 1980. "The flow properties of rooms with small ventilation openings", **Journal of Fluids Engineering**, vol. 102, pp. 316-323.
- Gray, D. D. e Giorgini, A., 1976. "The validity of the Boussinesq approximation for liquids and gases", **Int. Journal of Heat and Mass Transfer**, vol. 19, pp. 545-551.
- Hanjalic, K. e Launder, B. E., 1976. "Contribution towards a Reynolds-stress closure for low-Reynolds-number turbulence", **Journal of Fluid Mechanical**, vol. 74 (4), pp. 593-610.
- Henkes, R. A. W. M., van der Flugt, F. F. e Hoogendoorn, C. J., 1991. "Natural convection flow in a square cavity calculated with low-Reynolds-number turbulence models", **Int. Journal of Heat and Mass Transfer**, vol. 34, pp.1543-1557.
- Hu, S., Chen, Q. e Glicksman, L. R., 1999. "Comparasion of energy consumption between displacement and mixing ventilation systems for different U.S. buildings and climates", **ASHRAE Transactions**, vol. 105(2), pp. 453-464.
- Jones, W. P. e Launder, B. E., 1972. "The prediction of laminarization with a two-equation model of turbulence", **Int. Journal of Heat and Mass Transfer**. vol. 15, pp. 301-314.
- Launder, B. E. e Spalding, D. B., 1974. "The numerical computation of turbulent flows", **Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering**, vol. 3, pp. 269-289.
- Launder, B. E., 1988. "On the computation of convective heat transfer in complex turbulent flows", **Journal of Heat Transfer**, vol. 110, pp. 1112-1128.
- Maliska, C.R., 1995. "**Transferência de Calor e Mecânica dos Fluidos Computacional**", LTC-Livros Técnicos e Científicos Editora S.A., Rio de Janeiro.
- Melikov, A. K. e Nielsen, J. B., 1989. "Local thermal discomfort due to draft and vertical temperature difference in rooms with displacement ventilation". **ASHRAE Transactions**, vol. 95(2), pp. 1050-1057.

- Nagano, Y. e Hishida, M., 1987. "Improved form of the k - ε model for wall turbulent shear flows", **Journal of Fluids Engineering**, Vol. 109, pp 156-160.
- Negrão, C. O. R., 1998. "**Integração de modelos de simulação térmica de edificações com diferentes resoluções**", Universidade Federal de Santa Catarina, Florianópolis.
- Nielsen, P. V., Restivo, A. e Whitelaw, J. H., 1978. "The velocity characteristics of ventilated rooms", **Journal of Fluids Engineering**, vol. 100, pp. 291-298.
- Nielsen, P. V., Restivo, A. e Whitelaw, J. H., 1979. "Buoyancy-affected flows in ventilated rooms", **Numerical Heat Transfer**, vol. 2, pp. 115-127.
- Nielsen, P. V., 1992. "Description of supply openings in numerical models for room air distribution", **ASHRAE Transactions**, vol. 98(1), pp. 963-971.
- Nielsen, P.V., 1994. "Stratified flow in a room with displacement ventilation and wall-mounted air terminal devices", **ASHRAE Transactions**, vol. 100(2), pp. 1163-1169.
- Patankar, S. V. e Spalding, D. B., 1970. "**Heat and Mass Transfer in Boundary Layers**", International Textbook Company, London.
- Patankar, S. V. e Spalding, D. B., 1972. "A calculation procedure for heat, mass and momentum transfer in three-dimensional parabolic flows", **Int. Journal of Heat and Mass Transfer**, vol. 15, pp. 1787.
- Patankar, S. V., 1980. "**Numerical Heat Transfer and Fluid Flow**". McGraw-Hill, New York.
- Restivo, A., 1979. "**Turbulent Flow in Ventilated Rooms**". Tese de Doutorado, Imperial College of Science and Technology, Londres.
- Rodi W., 1980. "**Turbulence models and their applications in hydraulics - A state of the art review**", publicado por International Association for Hydraulic Research, Delft, Holanda.

- Sandberg, M. e Blomqvist, C., 1989. "Displacement ventilation systems in office rooms", **ASHRAE Transactions**, vol. 95(2), pp. 1041-1049.
- Svensson, A. G. L., 1989. "Nordic experiences of displacement ventilation systems", **ASHRAE Transaction**, vol. 95(2), pp. 1013-1017.
- Tennekes, H. e Lumley, J. L., 1972. "**A first course in turbulence**", The MIT Press, Massachusetts.
- Van Doormal, J.P. e Raithby, G.D., 1984. "Enhancements of the SIMPLE method for predicting incompressible fluid flow", **Numerical Heat Transfer**, vol 7, pp. 147-163.
- Versteeg, H. K. e Malalasekera, W., 1995. "**An Introduction to Computational Fluid Dynamics - The Finite Volume Method**", Longman Scientific & Technical, Harlow.
- Yakhot, V., Orszag, S. A., Thangam, S., Gatski, T. B. e Speziale, C. G., 1992. "Development of turbulence models for shear flow by a double expansion technique", **Phys. Fluids A**, vol. 4(7), pp. 1510-1520.
- Yuan, X., Chen, Q. e Glicksman, L. R., 1998. "A critical review of displacement ventilation", **ASHRAE Transactions**, vol. 104(1A), pp. 78-90.
- Yuan, X., Chen, Q. e Glicksman, L. R., 1999a. "Measurements and computations of room airflow with displacement ventilation", **ASHRAE Transactions**, vol. 105(1), pp. 340-352.
- Yuan, X., Chen, Q. e Glicksman, L. R., 1999b. "Models for prediction of temperature difference and ventilation effectiveness with displacement ventilation", **ASHRAE Transactions**, vol. 105(1), pp. 353-367.
- Yuan, X., Chen, Q. e Glicksman, L. R., 1999c. "Performance evaluation and design guidelines for displacement ventilation", **ASHRAE Transactions**, vol. 105(1), pp. 298-309.