

**APLICAÇÃO DA TÉCNICA DE
SIMULAÇÃO DE GRANDES ESCALAS DE
TURBULÊNCIA PARA AVALIAÇÃO DA
EFICIÊNCIA DE DUTOS DE EXAUSTÃO
NATURAL DE FUMAÇA EM EDIFÍCIOS**

WALTER HADDAD

Dissertação apresentada à Escola
Politécnica da Universidade de São
Paulo para obtenção do Título de
Mestre em Engenharia.

São Paulo

2003

!

**CONSULTA
FD-3384
Ed.rev.**

OK

**APLICAÇÃO DA TÉCNICA DE
SIMULAÇÃO DE GRANDES ESCALAS DE
TURBULÊNCIA PARA AVALIAÇÃO DA
EFICIÊNCIA DE DUTOS DE EXAUSTÃO
NATURAL DE FUMAÇA EM EDIFÍCIOS**

WALTER HADDAD

Dissertação apresentada à Escola
Politécnica da Universidade de São
Paulo para obtenção do Título de
Mestre em Engenharia

Área de concentração:
Engenharia Mecânica.

Orientador:
Prof. Dr. GUNTHER C.
KRIEGER FILHO

São Paulo

2003

ii

Walter Haddad

com amor este trabalho.

À minha esposa Ivani, minha filha Vanessa e ao meu neto Henrique,
que sempre me incentivam em todas as minhas tarefas, dedico

AGRADECIMENTOS

Ao Prof. Dr. Guenther C. Krieger Filho que como orientador e amigo sempre esteve pacientemente disponível para esclarecer dúvidas e me incentivar, tornando assim este trabalho uma realidade.

À Mariane, Beatriz e Caroline, pela compreensão pelas horas de ausência do Prof. Guenther.

Ao Prof. Dr. Ernani V. Volpe e Prof. Dr. Arlindo Tribess, pelas valiosas sugestões que muito me auxiliaram na elaboração desta dissertação.

Aos colegas da Unifei e da Escola Politécnica, pelo apoio e incentivo.

Aos meus irmãos Luiz Carlos e João Jorge que me incentivaram e apoiaram durante este trabalho.

CONTÉUDO

Página

LISTA DE FIGURAS	vii
LISTA DE ABREVIATURAS E SÍMBOLOS	ix
Introdução	1

1 Modelo Matemático de Movimentação de Fumaca

1.1 Introdução	6
1.2 Equações de Conservação	9
1.2.1 Conservação de massa	10
1.2.2 Conservação de momento	12
1.2.3 Conservação da energia	19
1.3 Modelos de Turbulência	24
1.4 Modelo de Combustão Turbulenta	29
1.5 Radiação Térmica	39
1.6 Intensidade de Radiação Térmica	43

2 Método Numérico

2.1 O código computacional FDS	46
2.2 Discretização Temporal e Espacial	47
2.3 Condições Iniciais e de Contorno	52

3 Casos Estudados

4 Resultados e Conclusões	63
4.1 Validação do código computacional FDS	63
4.1.1 Análise dos resultados: Comparação Viegas/FDS	64
4.2 Resultados	77

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

LISTA DE FIGURAS

35	1.1 Relação entre fragão de mistura e as fragões mássicas de Combustível e Nitrogênio	37
55	3.1 Edifício básico	55
56	3.2 Caso 1 - Duto único com grelhas de insuflamento e exaustão: Edifício com seis pavimentos	56
57	3.3 Caso 1 - Duto único com grelhas de insuflamento e exaustão: Edifício com doze pavimentos	57
58	3.4 Caso 2 - Dois dutos separados para insuflamento e exaustão: Edifício com seis pavimentos	58
59	3.5 Caso 2 - Dois dutos separados para insuflamento e exaustão: Edifício com doze pavimentos	59
60	3.6 Planta da instalação experimental do cenário de incêndio 'Viegas'	60
66	4.1 Temperaturas, em 60 segundos, da coluna D: Comparação Viegas/FDS	66
68	4.2 Temperaturas, em 60 segundos, da coluna F: Comparação Viegas/FDS	68
70	4.3 Temperaturas, em 60 segundos, da coluna G: Comparação Viegas/FDS	70
71	4.4 Temperaturas, em 60 segundos, da coluna H: Comparação Viegas/FDS	71
72	4.5 Temperaturas, em 60 segundos, da coluna I: Comparação Viegas/FDS	72
74	4.6 Temperaturas, em 60 segundos, da coluna L _A : Comparação Viegas/FDS	74
75	4.7 Temperaturas, em 60 segundos, da coluna G _A : Comparação Viegas/FDS	75
76	4.8 Temperaturas, em 60 segundos, da coluna J _A : Comparação Viegas/FDS	76
77	4.9 Velocidades, em 60 segundos, da coluna A _n : Comparação Viegas/FDS	77
79	4.10 Caso 1 - um duto: temperaturas após 24 segundos	79
80	4.11 Caso 1 - um duto: temperaturas após 48 segundos	80
81	4.12 Caso 1 - um duto: temperaturas após 72 segundos	81
82	4.13 Caso 2 - dois dutos: temperaturas após 24 segundos	82
83	4.14 Caso 2 - dois dutos: temperaturas após 48 segundos	83
84	4.15 Caso 2 - dois dutos: temperaturas após 72 segundos	84
85	4.16 Caso 1 - um duto: partículas mostradas pelas temperaturas após 24 segundos	85
86	4.17 Caso 1 - um duto partículas com temperatura 48 segundos	86

87	4.18	Caso 1 - um duto partículas com temperatura 72 segundos	114
88	4.19	Caso 2 - dois dutos, partículas 24 segundos	113
89	4.20	Caso 2 - dois dutos, partículas 48 segundos	112
90	4.21	Caso 2 - dois dutos, partículas 72 segundos	111
91	4.22	Caso 1 - um duto, temperatura após 24 segundos	110
92	4.23	Caso 1 - um duto, vista traseira, temperatura após 24 segundos	109
93	4.24	Caso 1 - um duto, partículas após 24 segundos	108
94	4.25	Caso 1 - um duto, vista traseira, partículas após 24 segundos	107
95	4.26	Caso 1 - um duto, temperatura após 48 segundos	106
96	4.27	Caso 1 - um duto, vista traseira, temperatura após 48 segundos	105
97	4.28	Caso 1 - um duto, partículas após 48 segundos	104
98	4.29	Caso 1 - um duto, vista traseira, partículas após 48 segundos	103
99	4.30	Caso 1 - um duto, temperatura após 72 segundos	102
100	4.31	Caso 1 - um duto, vista traseira, temperatura após 72 segundos	101
101	4.32	Caso 1 - um duto, partículas após 72 segundos	100
102	4.33	Caso 1 - um duto, vista traseira, partículas após 72 segundos	99
103	4.34	Caso 2 - dois dutos, temperatura após 24 segundos	98
104	4.35	Caso 2 - dois dutos, vista traseira, temperatura após 24 segundos	97
105	4.36	Caso 2 - dois dutos, partículas após 24 segundos	96
106	4.37	Caso 2 - dois dutos, vista traseira, partículas após 24 segundos	95
107	4.38	Caso 2 - dois dutos, temperatura após 48 segundos	94
108	4.39	Caso 2 - dois dutos, vista traseira, temperatura após 48 segundos	93
109	4.40	Caso 2 - dois dutos, partículas após 48 segundos	92
110	4.41	Caso 2 - dois dutos, vista traseira, partículas após 48 segundos	91
111	4.42	Caso 2 - dois dutos, temperatura após 72 segundos	90
112	4.43	Caso 2 - dois dutos, vista traseira, temperatura após 72 segundos	89
113	4.44	Caso 2 - dois dutos, partículas após 72 segundos	88
114	4.45	Caso 2 - dois dutos, vista traseira, partículas após 72 segundos	87

LISTA DE ABREVIATURAS E SÍMBOLOS

ABNT	- Associação Brasileira de Normas Técnicas.
ASHRAE	- American Society of Heating, Refrigerating and Air-Conditioning Engineers.
CFD	- Computational Fluid Dynamics.
CPU	- Central Processing Unit.
def	- tensor deformação.
div	- divergente.
DNS	- Direct Numerical Simulation.
FDS	- Fire Dynamics Simulator.
FVM	- Finite Volume Method.
LES	- Large Eddy Simulation.
NBR	- Norma Brasileira.
NIST	- National Institute of Standards and Technology.
PCF	- Porta corta-fogo.
RAM	- Random Access Memory.
RTE	- Radiative Transport Equation.
SCE	- Simulação de Grandes Escalas.
SGS	- Sub-Grid Scale.
Simple	- Semi-implicit pressure-linked equations.
SIMBOLOGIA	
a	- velocidade do som, m/s .
c_p	- calor específico à pressão constante, J/kgK .
c_θ	- calor específico à volume constante, J/kgK .
C	- constante auxiliar, definida pela expressão (1.70).
C_s	- constante de Smagorinsky.
D	- coeficiente de difusão das espécies na mistura, m^2/s .
e^{cin}	- energia cinética específica, J/kg .
e^{pot}	- energia potencial específica, J/kg .
E	- energia total do sistema, J .
E_b	- potência emissiva do corpo negro, W/m^2 .
f^{corpo}	- forças de corpo, N/m^3 .
f^{sup}	- forças de superfície, N/m^3 .

F	- vetor correspondente à expressão (1.40).
\vec{g}	- aceleração da gravidade, m/s^2 .
G	- irradiação, W/m^2 .
h	- entalpia específica, J/kg .
H	- pseudo-pressão total do escoamento, definida pela expressão (1.32).
i	- energia interna específica, J/kg .
I	- intensidade de radiação, $W/m^2.sr$.
I_b	- intensidade de radiação do corpo negro, $W/m^2.sr$.
\bar{I}	- vetor matriz identidade.
J	- radiosidade, W/m^2 .
k	- condutividade térmica, W/mK .
K_x	- coeficiente de extinção, m^{-1} .
l_s	- comprimento de escala de Smagorinsky.
L	- comprimento, m .
m	- massa, kg .
\dot{m}	- fluxo de massa, kg/s .
M	- peso molecular da mistura de gases, $g/gmol$.
\hat{n}	- vetor unitário normal à superfície.
p	- pressão, N/m^2 .
p_{atm}	- pressão atmosférica, N/m^2 .
p_0	- pressão reinante no ambiente do domínio computacional, N/m^2 .
\bar{p}	- perturbação induzida na pressão do escoamento, N/m^2 .
\underline{p}	- campo de pressão filtrada, N/m^2 .
q_r	- fluxo de calor por radiação, W/m^2 .
q'''	- taxa de liberação de calor, por unidade de volume, na combustão, W/m^3 .
\dot{Q}	- calor total, J .
R	- constante universal do gás ideal, $8315J/Kmol$.
\vec{s}	- vetor unitário da direção da radiação.
S	- superfície, m^2 .
S_ϕ	- termo-fonte específico para cada ϕ .
\underline{S}	- tensor deformação (modelo de Smagorinsky), $N/m^2, kg/s^2.m$.
t	- tempo, s .
T	- temperatura, $K, ^\circ C$.
T_{amb}	- temperatura ambiente, $K, ^\circ C$.
u	- velocidade do escoamento na direção x , m/s .
\vec{u}	- componente de velocidade residual, m/s .
U	- intensidade radiante integrada, $W/m^2.sr$.

SÍMBOLOS GREGOS

Γ	- componente de velocidade filtrada, m/s .
v	- velocidade do escoamento na direção y , m/s ; volume específico, m^3/kg .
V	- vetor velocidade, m/s .
V	- volume, m^3 .
x	- versor da coordenada x .
y	- versor da coordenada y .
Z	- versor da coordenada z .
Z	- fração de mistura.
w	- velocidade do escoamento na direção z , m/s .
W	- trabalho total, J .
α	- absortividade para radiação.
α	- difusividade térmica, $\left(\frac{W}{m \cdot K}\right)$, m^2/s .
γ	- relação de calores específicos, $\left(\frac{c_p}{c_v}\right)$.
δ_{ij}	- delta de Kronecker.
ϵ	- taxa de deformação, s^{-1} .
ϵ	- emissividade para radiação.
Γ	- coeficiente de difusão, m^2/s .
Δ	- largura de filtro, m .
θ	- ângulo polar, rad .
ϑ	- volume, m^3 .
κ	- coeficiente de absorção monocromático.
λ	- comprimento de onda, μm .
μ	- viscosidade dinâmica; viscosidade absoluta, Ns/m^2 , $Pa.s$.
ν	- viscosidade cinemática, m^2/s ; coeficiente estequiométrico da reação global de queima de um combustível.
ν	- viscosidade modelada, m^2/s .
ρ	- massa específica do fluido, kg/m^3 ; densidade, kg/m^3 ; refletividade para radiação.
ρ_∞	- massa específica do fluido no domínio computacional, kg/m^3 distante de seu contorno (paredes).
σ	- constante de Stefan-Boltzmann, $5,670 \times 10^{-8} W/m^2 K^4$.
σ_s	- coeficiente de espalhamento.
T_{ij}	- tensor das tensões, N/m^2 , $kg/m.s^2$.
T_{ij}^*	- tensões viscosas, N/m^2 , $kg/m.s^2$.
ϕ	- variável genérica; ângulo azimutal, rad .
Φ	- função da dissipação viscosa, s^{-2} .
χ_r	- percentual de calor retirado da chama por radiação.
ω	- vorticidade, s^{-1} .
Ω	- domínio; ângulo sólido, sr .
$\dot{\Omega}$	- velocidade angular, rad/s .

NÚMEROS ADIMENSIONAIS

- Ma* - número de Mach, $(\frac{U}{a})$.
- Nu* - número de Nusselt, $(\frac{h_c L}{k})$.
- Pr* - número de Prandtl, $(\frac{\alpha}{\nu})$.
- Sc* - número de Schmidt, $(\frac{D}{\nu})$.

Resumo

O uso da dinâmica dos fluidos computacional (DFC) é uma ferramenta de simulação eficaz para projetistas de segurança contra incêndio. Neste trabalho, o método DFC é utilizado para simular incêndio e movimentação de fumaça em edifícios altos. O principal objetivo deste trabalho diz respeito à avaliação da eficácia de dutos de exaustão natural de fumaça para proteger escadas de emergência. Para este propósito, dois conceitos de dutos foram examinados: um sistema é constituído de um único duto e o outro com dois dutos geminados para a captação de ar/exaustão dos gases. O método de Simulação de Grandes Escalas (SGE) foi utilizado para simular o escoamento de fumaça pelo edifício. Na simulação SGE, as estruturas de turbulência de maiores escalas são calculadas diretamente das equações de transporte e os processos dissipativos são modelados. Os processos de combustão e de radiação térmica são descritos, respectivamente, pelo modelo de tração de mistura e pela equação de transporte para um gás cinzento não-espalhante. Todo o modelo de incêndio foi resolvido utilizando o código computacional FDS desenvolvido pela NIST. O cenário estudado foi de um foco de incêndio no primeiro andar dos edifícios de 18 m e de 36 m. A eficácia dos dutos de exaustão natural de fumaça foi avaliada pela evolução temporal das distribuições de temperaturas nos andares 4º e 10º. Pela análise das distribuições de temperatura, pode-se concluir que o duto único tem uma melhor eficácia de convecção natural, evitando a contaminação de fumaça na escada e nos compartimentos do edifício.

Abstract

The use of computational fluid dynamic (CFD) is a powerful simulation tool for fire safety designers. In this work CFD method is used to simulate fire and smoke movement in high buildings. The main goal of this work is concerned to assess the effectiveness of natural convection ventilated smoke ducts to protect emergency staircases. For this purpose two concepts of smoke exhaust ducts were investigated: one system is constituted by a single duct and the other with double parallel inflow/exhaust gases ducts. To simulate the smoke flow along the building the large eddy simulation (LES) method was used. In the LES simulation the major scales structures of turbulence are calculated directly from the transport equations and the dissipative processes are modeled. The combustion and thermal radiation processes are described by the mixture fraction model and by the radiation transport equation for a gray, no-scattering, gas. The complete fire model was solved using the FDS computational code developed by NIST. The studied scenario was a fire focus in the 1st floor in buildings with 18 m and 36 m. The effectiveness of the natural convection ventilated smoke ducts was evaluated by the time evolution of the temperature distributions in the 4th and 10th floors. Analyzing the temperature distributions it can be concluded that the single duct has a better effectiveness of natural convection avoiding smoke contamination in the staircase and building compartments.

Introdução

Este trabalho trata da aplicação da Dinâmica de Fluidos Computacional - CFD: *Computational Fluid Dynamics* - para análise da movimentação de fumaça em incêndios. Tal aplicação é vasta, abrangendo as mais variadas formas de incêndios, desde aqueles confinados em recintos fechados até os que ocorrem em ambientes atmosféricos abertos.

O conhecimento da propagação do fogo e da movimentação da fumaça, em várias situações, pode salvar vidas humanas, preservar o meio ambiente, poupar patrimônios ou, pelo menos, minimizar as perdas e os danos decorrentes de um incêndio. A obtenção deste conhecimento pode ser proveniente de situações ocorridas, de experimentos em laboratórios, bem como de análises de simulações numéricas por computador. Dados advindos de situações reais de incêndios, bem como dos experimentos em laboratórios são de fundamental importância para a validação de simulações computacionais. Uma vez estabelecidos os resultados para um certo cenário por meio de ensaios, pode-se obter pelo computador, com um custo bem menor, simulações que possibilitam análises de problemas de outros cenários de incêndios mais complexos.

• Motivação do estudo

A norma brasileira que trata das saídas de emergência em edifícios é a NBR 9077/ ABNT (1993), que estabelece critérios para construções que possuem saídas de emergência com duas portas corta-fogo, tendo entre elas uma antecâmara, e compostas por dois dutos geminados, um para entrada de ar externo e outro para a retirada de fumaça. Como no Brasil, quem legisla em segurança contra incêndio é o Corpo de Bombeiros, a NBR 9077, foi incluída em São Paulo no decreto estadual Nº 38069, de 1993, e imposta como exigência para todas as edificações que utilizam ventilação natural. Atualmente, os parâmetros técnicos para a implementação de um sistema de controle de fumaça são fornecidos pelo Corpo de Bombeiros de São Paulo conforme o previsto no decreto estadual Nº 46076, de 2001. Na capital de São Paulo vigora a Lei Municipal Nº 11228, de 1992, que estabelece a caixa da escada com antecâmara contendo um único duto em que a captação de ar externo é feita por uma grelha em sua extremidade inferior e uma grelha

lateral no topo do duto para a saída de ar/gases para a atmosfera.

A eficácia da tiragem natural de fumaça de incêndio em edifícios construídos com saídas de emergência, para cada um dos casos, pode ser estudada por meio de metodologias de simulação numérica da Dinâmica de Fluidos Computacional. Os resultados obtidos de cada cenário de incêndio podem ser comparados para obtenção de respostas a questões relacionadas à preservação da vida, do meio ambiente e do patrimônio. Pela utilização de experimentações numéricas em computador e de ensaios em laboratórios, pode-se melhor conhecer o fenômeno da movimentação da fumaça e gases quentes de um incêndio em edifício.

A existência de um programa computacional já validado para um conjunto consistente de cenários de incêndios motivou a realização deste estudo. O programa computacional utilizado no estudo é o *FDS - Fire Dynamics Simulator (Version 3)* - [6783, 2002] e [6784, 2002] - desenvolvido pelo *NIST - National Institute of Standards and Technology - USA Department of Commerce*. O simulador *FDS* consiste de dois programas de computador. O primeiro, designado por *FDS 3*, é um programa computacional em *Fortran 90* que resolve as equações de transporte, como descritas na referência [6783, 2002]. O segundo, designado por *Smokeview*, é um programa gráfico em *Open GL* que permite a visualização dos resultados da simulação. O simulador *FDS* requer um computador com uma *CPU* relativamente rápida e uma quantidade substancial de memória *RAM*. Este estudo de simulação foi realizado na EPUSP numa estação de trabalho com 512 Mb de memória *RAM*. Foi feita a simulação de 120 segundos de tempo real de incêndio, em cada situação de estudo. Para cada caso analisado, de cada edifício proposto no estudo, foi necessário um tempo computacional de aproximadamente 15 horas de *CPU* da referida estação de trabalho. Também, em algumas simulações, foi utilizado um microcomputador Pentium III com capacidade de 126 Mb de memória *RAM*.

• Âmbito do estudo

Os incêndios em edifícios são do tipo confinados. Quanto ao aspecto construtivo, os edifícios exibem arquiteturas bem diferenciadas, de modo que a entrada de ar novo no local em que ocorre o foco de incêndio depende da geometria, disposição e dimensão das aberturas para o ar atmosférico. O vento pode ter, conforme o seu rumo e incidência no edifício, um efeito considerável na propagação das chamas e na movimentação da fumaça. Dependendo da potência calorífica liberada pelo fogo e da limitação das perdas de calor para o exterior, um compartimento aquecido a temperaturas elevadas pode sofrer inflamação generalizada (*flashover*) de todos os materiais combustíveis existentes e dar origem a um incêndio de muito rápida progressão e de difícil controle. A provisão de sistema de controle do movimento da fumaça é uma medida que deve ser

considerada quando da execução do projeto arquitetônico do edifício. Nesta etapa, além da consideração deste sistema, devem ser levadas em conta outras medidas de proteção contra incêndio relacionadas com a distribuição dos espaços e com a circulação interna no interior do edifício. A compartimentação horizontal, bem como a vertical, visam dividir o edifício em células capazes de suportar a ação da queima dos materiais combustíveis nelas contidos, impedindo o alastramento da fumaça e do incêndio. A contensão do incêndio em seu ambiente de origem tende a facilitar as operações de combate ao fogo. Além disso, as compartimentações restringem a livre movimentação da fumaça no interior do edifício. No caso da existência de sistema de distribuição de ar condicionado, os seus ventiladores devem ser desligados quando for detetado a ocorrência de incêndio no prédio. Mesmo sendo tomada esta providência, a fumaça e os gases quentes podem percorrer os dutos de ar condicionado e adentrar em outros locais e aí disseminar o incêndio. Estes dutos devem apresentar resistência ao fogo compatível com a dos materiais dos pavimentos e possuir, em cada derivação, um registro corta-fogo operado automaticamente por meio de detetores (de temperatura ou de fumaça) ou de fusíveis térmicos, posicionados no setor que transpassa o elemento de compartimentação. Maiores detalhes podem ser obtidos nas referências [Bombeiros, 2001] e [ASHRAE, 1999].

• Objetivos do estudo

O propósito deste estudo é o de analisar, por simulações numéricas *SGE*-Simulação de Grandes Escalas turbulentas, a movimentação natural da fumaça de incêndio pelo interior de duto de exaustão de edifícios altos. Também, este estudo mostra o potencial de utilização da mecânica dos fluidos computacional para a solução de problemas de engenharia de segurança contra incêndios [Krieger, 2002]. O conhecimento ou predição da movimentação da fumaça é de grande importância para a verificação, num compartimento, da interface entre uma camada superior de fumaça e gases quentes e uma camada aquecida, inferior, pouco contaminada pela fumaça. A correta previsão do escoamento junto ao teto é fundamental para a determinação da eventual ignição de materiais combustíveis, bem como para a previsão do início do funcionamento dos detetores de incêndio e acionamento de dispositivos automáticos de extinção ou exaustão de fumaça. A engenharia de segurança contra incêndio enfrenta situações complexas de cenários que envolvem, além dos conhecimentos de causas e efeitos do fogo, as reações e comportamentos das pessoas na salvaguarda de suas vidas. A fumaça proveniente do incêndio, devido às suas características físicas e químicas, oferece um ambiente adverso à permanência de pessoas no edifício sinistrado. Cenários de incêndios que envolvem seres humanos são difíceis de estudar, já que experimentações realísticas tornam-se impossíveis de execução. As pesquisas operacionais con-

tornam estas dificuldades pelo uso de modelos de simulação [Phillips, 1995] . Estes tipos de

modelos não são abordados nesta dissertação.

Para definir o domínio computacional deste trabalho, considera-se uma parte da vista de planta do edifício que contenha o ambiente de fogo de incêndio, a antecâmara e o duto de exaustão, bem como a altura do prédio (fig.3.1). A altura total de um edifício interfere no combate ao incêndio, facilitando ou dificultando a ação dos bombeiros conforme a posição do pavimento afetado pelas chamas. Neste estudo, em face da disponibilidade computacional, optou-se pela simulação de dois prédios: um de 18m e outro de 36m de altura. Também, optou-se pelo 1º andar de cada edifício como local de origem do incêndio, já que o estudo objetiva analisar a movimentação da fumaça para outros andares do prédio. Sabe-se que a fumaça é mais problemática no incêndio que o fogo propriamente dito. A fumaça impede a visão dos ocupantes para as rotas de fuga e saídas de emergência. Além disso, na fumaça também estão contidos gases tóxicos ou asfixiantes como CO e CO₂ [Drysdale, 1997].

Para cada edifício são simulados dois casos:

- **caso 1** - edificações com somente um duto que serve simultaneamente de admissão de ar atmosférico e de exaustão natural de ar/fumaça.

- **caso 2** - edificações com dois dutos geminados, sendo um deles somente para a captação de ar atmosférico e o outro somente para a exaustão natural de ar/fumaça.

Nos edifícios de 18 m de altura, com seis pavimentos - a saber: térreo mais quatro andares e cobertura, ficam abertas as portas corta-fogo (PCF) do 1º andar e do 4º andar. Na figura 3.1 pode-se observar esta situação de estudo. A PCF do 1º andar esta situada entre o ambiente do fogo de incêndio e a antecâmara onde fica o duto, e a PCF do 4º andar esta situada entre o ambiente de ocupação do prédio e a antecâmara com o duto. As portas corta-fogo dos outros andares, inclusive todas as PCF que dão acesso à escada de incêndio, permanecem fechadas durante a realização das simulações. Estuda-se, assim, a movimentação da fumaça a partir do foco de incêndio para a grelha do duto na antecâmara, a sua propagação vertical pelo interior do duto até a saída para a atmosfera, ou a entrada dela pela grelha do duto para a antecâmara do 4º andar, até a contaminação de fumaça atingir, pela passagem através da PCF aberta, o ambiente de ocupação desse andar.

Nos edifícios de 36 m de altura, com doze pavimentos - a saber: térreo mais dez andares e cobertura, ficam abertas as PCF do 1º andar, do 4º andar e do 10º andar. As outras PCF dos outros andares, inclusive todas as PCF que dão acesso à escada de emergência, permanecem fechadas. Assim, realiza-se a análise da movimentação da fumaça como descrito anteriormente, verificando-

se agora a ocorrência de contaminação pela fumaça do ambiente de ocupação do 4º andar e do 10º andar.

Capítulo 1

Modelo Matemático de Movimento de Fumaça

1.1 Introdução

- Aspectos Gerais

As descrições matemáticas do comportamento dos fluidos só tomaram impulso no século XIX, na forma das 'equações de Navier-Stokes', a partir das contribuições oferecidas pelos trabalhos pioneiros dos franceses [Navier, 1822], [Poisson, 1829] e do inglês [Stokes, 1845]. As soluções analíticas para as equações de Navier-Stokes só foram obtidas para alguns poucos casos, alguns deles apresentados em [Lamb, 1945]. A obra de Lamb é um clássico da mecânica dos fluidos, abordando os diversos aspectos teóricos da estática e dinâmica dos fluidos. De outro lado, os ensaios ou experimentações sobre o comportamento dos fluidos, em movimento ou não, já eram praticados desde épocas remotas: os egípcios utilizaram relógios de água; Aristóteles descreveu o princípio que designamos por continuidade do escoamento; Arquimedes estabeleceu as condições de flutuabilidade ou não de um corpo mergulhado em um fluido; Leonardo da Vinci sugeriu formas de corpos que diminuisse as forças de arrasto neles exercidas pelos fluidos; etc. Os líderes no esforço de colocar a experimentação de escoamento de fluido numa base sólida, usando análise dimensional, foram Osborne Reynolds (1842-1912), Lord Rayleigh (1842-1919), e Ludwig Prandtl (1875-1953). Os estudos e pesquisas colocam rotineiramente seus resultados em forma adimensional, fazendo-os aplicáveis a qualquer fluido newtoniano sob as mesmas condições de escoamento. Os experimentos da dinâmica dos fluidos constituem prática comum, principalmente nas instituições de pesquisas, devido aos avanços obtidos na instrumentação de velocidade, de pressão e de temperatura, bem como na visualização do escoamento ([Nakayama, 1988]). A análise dos re-

sultados pertinentes aos escoamentos dos fluidos conduz a uma melhor compreensão da dinâmica dos mesmos, bem como pode dar origem a equações empíricas satisfatórias para uso em aplicações análogas.

• Modelos Matemáticos para Cenários de Incêndios

As equações de Navier-Stokes, embora fundamentalmente rigorosas, são não-lineares e difíceis de resolver. Até hoje, somente umas poucas soluções particulares foram obtidas, não obstante os matemáticos terem interesse nas propriedades gerais dessas equações [Foiás, 1988]. Com o advento do computador digital, a partir dos anos da década de 1950, surgiu a alternativa de obter, por intermédio da solução numérica das equações de Navier-Stokes, o campo de velocidades do escoamento de fluidos. A idéia de que a dinâmica de um incêndio pudesse ser estudada numericamente data dos primórdios do computador, visto que já eram conhecidas as equações fundamentais que descrevem a dinâmica dos fluidos, a transferência de calor e, em parte, até o processo de combustão. Mesmo havendo todos estes recursos, os modelos matemáticos práticos do incêndio são relativamente recentes, devido à inerente complexidade do problema. As dificuldades existem por três razões principais segundo [K. B. McGrattan, 1994]. A primeira, é que há um enorme número de possíveis cenários de incêndios, devido à natureza acidental deles. A segunda, é que para realizar todos os cálculos necessários dos cenários de incêndios, é preciso uma nítida compreensão física deles e uma enorme capacidade de computação. A terceira reside na difícil caracterização dos combustíveis presentes num incêndio. Um cenário de incêndio em estudo nem sempre é passível de reprodução em laboratório, mesmo em escala reduzida. O custo e o tempo da montagem experimental podem ser proibitivos. [Viegas, 1999] apresentou uma metodologia matemática de incêndios e validação experimental, através de ensaio de uma instalação de dois compartimentos, na sua tese de doutoramento pela Universidade Técnica de Lisboa. Esta referência foi utilizada no presente estudo para validação do código computacional utilizado, como será discutido no capítulo 4.

• Técnicas Computacionais

Os problemas reais de engenharia normalmente requerem o tratamento computacional, porém é comum este ser complementado, pelos tratamentos teóricos exatos e/ou experimentais de laboratório. [Fletcher, 1992] afirma que as técnicas computacionais estão muito mais próximas das experimentais do que das teóricas exatas. Os dois volumes da obra de Fletcher trazem uma colêctânea das principais técnicas de *CFD* até o final da década de 1980. No livro de [J.C. Tannehill, 1997] pode ser encontrada uma comparação entre as três técnicas para solucionar problemas de mecânica

dos fluidos. Esta é uma obra clássica na área de procedimentos numéricos, cobrindo desde fundamentos da discretização e métodos numéricos, até geração de malhas e técnicas apropriadas a escoamentos compressíveis e incompressíveis. [Patankar, 1980] desenvolveu o método Simple (*Semi-implicit pressure-linked equations*) e o seu livro foi um marco para a solução numérica de escoamentos incompressíveis e ainda é referência de várias publicações, já que o seu método Simple se popularizou. A notação apresentada por Patankar tornou-se comum nas publicações que tratam de *CFD*, bem como se generalizou o seu procedimento de discretização das equações através de volumes finitos. De forma didática, e com ampla discussão dos conceitos de aplicação de volumes finitos, o livro de [Malalasekera, 1995] apresenta diferentes métodos numéricos para a solução de escoamentos incompressíveis. Na literatura nacional, destacam-se os livros: [Maliska, 1995] que enfoca técnicas avançadas para a simulação numérica de escoamentos e [Fortuna, 2000] que é um texto de caráter introdutório dedicado à análise de fluidos incompressíveis no regime de escoamento laminar e em malhas uniformes.

• Técnicas Computacionais para Cenários de Incêndios

Para a simulação de incêndios existem dois modelos. O modelo de zonas [Novozhilov, 2001] descreve compartimentos de incêndios, sendo cada um deles dividido em dois volumes homogêneos: uma camada superior quente e uma camada inferior fria. Os balanços de massa e energia são estabelecidos em cada camada. Esta metodologia é bastante útil na análise de grandes áreas de incêndio com muitos ambientes. No artigo de [Vitorino, 1998] são analisados os sistemas de escadas de emergência em edifícios altos, por meio de um modelo de zonas, com vista à avaliação da estanqueidade de cada sistema à fumaça de incêndio. O modelo de zona não permite analisar em detalhes a distribuição temporal e espacial da fumaça nos compartimentos, pois as zonas de cada compartimento são homogêneas. Os modelos de campos resolvem as equações de conservação e como resultado fornecem os campos de velocidade, temperatura, pressão e concentrações. Nestes modelos, utilizam-se como modelos de turbulência as técnicas: (i) média de Reynolds, tipo mod-elo $k - \epsilon$ [Lauder, 1972] e modelo de tensões de Reynolds [Harlow, 1970]; (ii) modelos de simulação das estruturas turbulentas. A computação pode tanto ser tratada como uma simulação Numérica Direta (*Direct Numerical Simulation - DNS*), na qual os termos dissipativos são computados diretamente; ou como uma Simulação de Grandes Escalas Turbulentas (*Large Eddy Simulation - LES*), na qual os vórtices de grande escala são computados diretamente e os processos dissipativos de escala de sub-malha são estabelecidos por modelo adicional. Para um estudo abrangente dos modelos matemáticos que tratam de incêndio em recintos fechados podem ser consultados os trabalhos de [Milder, 1991], [E.S. Oran; J.P. Boris, 1995], e [Novozhilov, 2001]. O

artigo de [Yang, 1994] apresenta uma análise dos modelos de campo aplicados a incêndio em recintos fechados. Para a aplicação de LES em movimentação de fumaça em três dimensões podem ser consultados [Baum, 1978], [K. B. McGrattan, 1994] e [H.R. Baum and Rehm, 1994]. As informações técnicas do *FDS (Fire Dynamics Simulator)*, que é o Simulador da Dinâmica de Incêndio utilizado neste trabalho, podem ser encontradas nos manuais NISTIR 6783 e NISTIR 6784 de [K.B. McGrattan, 2002]. Para complementar as informações sobre edifícios podem ser consultadas as referências [ABNT, 1993] e [ASHRAE, 1999].

1.2 Equações de Conservação

As equações de conservação modelam os escoamentos compressíveis e incompressíveis, turbulentos e laminares. Para escoamentos em geometrias elaboradas, a solução destas equações é uma tarefa difícil. Visando reduzir as dificuldades pertinentes à solução numérica dessas equações, dependendo das propriedades do escoamento e do fluido, elas podem ser simplificadas consideravelmente. Para problemas de aplicações gerais, devido à complexidade matemática dessas equações, não são disponíveis soluções analíticas exatas.

As equações de conservação podem ser representadas por uma variável genérica ϕ . Se for definido que essa variável genérica, ϕ , representa uma propriedade do escoamento, por exemplo velocidade; as equações de conservação podem ser escritas para volume de controle, em notação simbólica, como:

$$(1.1) \quad \frac{\partial(\rho\phi)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho\phi\vec{V}) = \nabla \cdot (\Gamma\nabla\phi) + S_\phi,$$

sendo Γ o coeficiente de difusão molecular, S_ϕ um termo-fonte específico para cada ϕ e, \vec{V} o vetor velocidade. No primeiro membro: o primeiro termo, $\frac{\partial(\rho\phi)}{\partial t}$, corresponde à variação temporal do fluxo líquido mássico da variável ϕ , e o segundo termo, $\nabla \cdot (\rho\phi\vec{V})$, corresponde ao fluxo líquido do transporte advectivo através do volume de controle. O primeiro termo do segundo membro, $\nabla \cdot (\Gamma\nabla\phi)$, corresponde ao fluxo líquido do transporte difusivo de ϕ através do volume de controle. O vetor velocidade pode ser expresso em coordenadas cartesianas por,

$$(1.2) \quad \vec{V} = (u\vec{x}, v\vec{y}, w\vec{z}, t),$$

sendo \vec{x}, \vec{y} e \vec{z} os versores das coordenadas.

No âmbito deste trabalho, a dinâmica dos gases nos compartimentos de um edifício é descrita pelas equações de conservação da massa, da quantidade de movimento, do transporte de

espécies e de energia. Os gases do incêndio correspondem a uma mistura, multi-componente, de gases admitidos ideais, em regime transitório de escoamento. A equação (1.1) adaptada para cada formulação específica de conservação de massa, espécie, momento e energia toma o formato conforme o apresentado a seguir.

1.2.1 Conservação de massa

Na ausência de fontes de massa ou de sorvedouros, toda a massa que entra em um volume de controle deve sair, em regime de escoamento permanente, ou nele se acumular, caso o regime seja transitório. Assim, na equação (1.1), pode-se considerar que o termo-fonte seja $S_{\phi}=0$ e a variável genérica seja $\phi=1$. Dessa maneira, a equação da conservação de massa, também designada por equação da continuidade da massa no escoamento de fluidos, é expressa por:

$$(1.3) \quad \frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{V}) = 0.$$

O segundo termo, $\nabla \cdot (\rho \vec{V})$, do primeiro membro da equação (1.3) é designado por divergente do campo de velocidade.

Pode-se, também, dispor da relação [Arts, 1991]:

$$(1.4) \quad \nabla \cdot (\rho \vec{V}) = \rho (\nabla \cdot \vec{V}) + \vec{V} \cdot (\nabla \rho) = div(\rho \vec{V}),$$

que em coordenadas cartesianas pode ser expressa por:

$$(1.5) \quad \nabla \cdot (\rho \vec{V}) = \frac{\partial (\rho u)}{\partial x} + \frac{\partial (\rho v)}{\partial y} + \frac{\partial (\rho w)}{\partial z}.$$

A equação da continuidade, que descreve a conservação de massa, pode ser analisada quando aplicada a um escoamento tri-dimensional de fluido incompressível ou compressível. Considere-se um volume elementar de arestas dx , dy e dz num sistema cartesiano cujos vetores unitários, em cada direção respectiva seja simbolizado por (x, y, z) . A variação da quantidade total de massa dentro do elemento de fluido corresponde a $\frac{\partial}{\partial t}(dx)(dy)(dz)$. Esta variação depende da análise do termo do divergente do campo de velocidades do escoamento. O teorema de Gauss, da análise vetorial, estabelece que a integral de volume do divergente de um campo vetorial aplicada a qualquer volume, \mathcal{V} , é igual à integral de superfície aplicada à superfície fechada (S) no entorno do volume \mathcal{V} , ou seja:

$$(1.6) \quad \iiint_{\mathcal{V}} \nabla \cdot (\rho \vec{V}) \, d\mathcal{V} = \iint_S (\rho \vec{V}) \cdot \vec{n} \, dS.$$

$$(1.9) \quad \vec{V} \cdot \Delta = \frac{\partial}{\partial x} n_x + \frac{\partial}{\partial y} n_y + \frac{\partial}{\partial z} n_z$$

cartesianas, é dado por:

Pode-se dispor do produto escalar do vetor \vec{V} pelo operador nabla Δ que, em coordenadas agnósticas de escoamento compressível.

entrada (divergência do fluido). O máximo valor da função $\Delta \cdot (\rho \vec{V})$ é utilizado como um di-
vergência do fluido), então $+\Delta \cdot (\rho \vec{V})$ representa o excesso do escoamento de saída sobre o de
Como $-\Delta \cdot (\rho \vec{V})$ representa o excesso do escoamento de entrada sobre o de saída (con-

$$(1.8) \quad \frac{\partial}{\partial t} dx dy dz = -m = -\Delta \cdot (\rho \vec{V}) dx dy dz$$

negativo. Para um elemento de fluido, tem-se:

da quantidade total de massa é o negativo de m . O divergente de $(\rho \vec{V})$ recebe, assim, o sinal
massa para fora do volume. Isso faz com que a massa total dentro do volume diminua. A variação
de massa do que entra) de massa do volume de controle. Se $m > 0$, há um fluxo resultante de
de massa varia com o tempo. Isso resulta um acúmulo (entra mais do que sai) ou esvaziamento
Quando ocorre desigualdade entre o que entra e o que sai de massa do volume V , a quantidade
através de suas faces.

m resultante corresponde a uma quantidade invariável no tempo que entra e sai do volume V
normal \hat{n} a ela, o mesmo acontecendo com as superfícies S_4 e S_6 , de modo que o fluxo de massa
Na extensão da superfície S_2 o vetor velocidade \vec{V} do fluido tem sentido oposto ao vetor

(1.7)

$$\iint_S (\rho \vec{V}) \cdot \hat{n} dS = \iint_{S_1} (\rho \vec{V}) \cdot \hat{n} dS + \iint_{S_2} (\rho \vec{V}) \cdot \hat{n} dS + \iint_{S_3} (\rho \vec{V}) \cdot \hat{n} dS + \iint_{S_4} (\rho \vec{V}) \cdot \hat{n} dS + \iint_{S_5} (\rho \vec{V}) \cdot \hat{n} dS + \iint_{S_6} (\rho \vec{V}) \cdot \hat{n} dS$$

normais sejam nulas, o segundo membro da expressão (1.6) corresponde a:

escoamentos uniformes e normais nas suas extensões, e no restante da fronteira S suas velocidades
concentração) no centro de cada uma das faces S e considerando as respectivas velocidades de
 S_6 com w_2 . Definindo-se as propriedades macroscópicas do fluido (como densidade, temperatura,
velocidade u_2 . Entra com v_1 através de S_3 , e deixa S_4 com v_2 . Entra com w_1 através de S_5 , e deixa
 S_5 e S_6 . O fluido entra com velocidade u_1 através da superfície S_1 , e deixa a região por S_2 com
Considere-se uma região delimitada pela fronteira S , que inclui as superfícies S_1, S_2, S_3, S_4, S_5
O vetor unitário \hat{n} é normal à superfície S através da qual tem-se o fluxo $\rho \vec{V} \cdot \hat{n}$.

A relação (1.9) participa da derivada material, $\frac{D\phi}{Dt}$, que é definida por:

$$(1.10) \quad \frac{D\phi}{Dt} = \frac{\partial\phi}{\partial t} + (\vec{V} \cdot \nabla)\phi,$$

sendo ϕ uma variável genérica.

O conceito de derivada material é utilizado na análise da equação de conservação de momento

e de energia.

1.2.2 Conservação de momento

As equações de conservação de momento são obtidas pela aplicação da segunda lei do movimento de Newton: A taxa de variação temporal do momento de uma partícula é igual à resultante das forças que agem sobre essa partícula.

Quando o número de Mach, que representa a razão entre a velocidade máxima do fluido e a velocidade característica do som no fluido, é 'baixo' as equações de conservação podem ser simplificadas. Na dinâmica de incêndio considera-se, neste trabalho, as equações de conservação simplificadas por [Baum, 1978]. O escoamento da fumaça e gases quentes é admitido, assim, como incompressível.

Para as acelerações dos elementos de fluido pode-se utilizar a derivada material de \vec{V} , na expressão (1.10), substituindo-se a variável genérica ϕ pela velocidade \vec{V} . A massa do elemento de fluido, por unidade de volume, é dada por $\rho = \frac{dm}{dV}$. De modo que, para escoamentos incompressíveis ($\rho = \text{constante}$),

$$(1.11) \quad \rho \left(\frac{D\vec{V}}{Dt} \right) = \rho \left[\frac{\partial\vec{V}}{\partial t} + (\vec{V} \cdot \nabla)\vec{V} \right].$$

O segundo termo, $(\vec{V} \cdot \nabla)\vec{V}$, do segundo membro, pode ser expresso pela identidade vetorial [White, 1991]:

$$(1.12) \quad (\vec{V} \cdot \nabla)\vec{V} = \frac{1}{2} \nabla |\vec{V}|^2 - \vec{V} \times \vec{\omega},$$

em que $\vec{\omega}$ é a vorticidade.

Substituindo-se a expressão, (1.12), na equação (1.11) resulta:

$$(1.13) \quad \rho \left(\frac{D\vec{V}}{Dt} \right) = \rho \left[\frac{\partial\vec{V}}{\partial t} + \frac{1}{2} \nabla |\vec{V}|^2 - \vec{V} \times \vec{\omega} \right].$$

A análise da conservação de momento prossegue, a partir desta equação (1.13), considerando-se as forças (expressão 1.29) que agem sobre o fluido. Antes, convém apresentar alguns comentários e resultados da aplicação dessas forças num elemento de fluido.

As forças que agem sobre o fluido podem ser de dois tipos:

- *Forças de corpo* (f_{corpo})

São as forças que atuam sobre cada ponto de um elemento de fluido, ou seja, elas agem sobre a massa de fluido como um todo. No escoamento de fumaça, objeto deste estudo, considera-se como importante o efeito da gravidade na força de campo (f_g) e consequentemente na força de empuxo. As expressões matemáticas dessas forças são, em geral, consideradas no termo fonte f_{corpo} , que é um vetor que representa as forças atuantes no elemento de fluido por unidade de volume, $[N/m^3]$. O efeito da força da gravidade, por unidade de volume de fluido em escoamento, corresponde a:

$$(1.14) \quad \vec{f}_g = \rho \vec{g},$$

sendo \vec{g} o vetor da aceleração gravitacional.

- *Forças de superfície* (f_{sup})

Forças de superfície atuam somente sobre a superfície do elemento de fluido. Estas forças decorrem da pressão exercida por um elemento exterior sobre o fluido, bem como por meio das tensões viscosas, normais e de cisalhamento, sendo estas últimas provenientes do arito decorrente entre elementos de fluido adjacentes à superfície em análise.

As tensões normais podem ser divididas em duas partes, sendo que uma corresponde à contribuição da pressão e a outra à contribuição viscosa. Analisa-se, em seguida a contribuição da pressão e depois a contribuição viscosa. A pressão p aparece como uma das tensões normais. Sendo o vetor unitário normal à superfície \vec{n} dirigido no sentido oposto à força normal devida à atuação da pressão p , pode-se considerar como $(-\nabla p)$ a variação da pressão em cada direção cartesiana. A pressão p é decomposta, no caso de movimentação de fumaça de incêndio, em três componentes, ou seja:

$$(1.15) \quad p = p_0 - \rho^\infty g z + \bar{p},$$

sendo p_0 a parcela denominada pressão de fundo no ambiente, $\rho^\infty g z$ a pressão hidrostática e \bar{p} a perturbação induzida na pressão do escoamento. Para muitas aplicações o valor de p_0 é constante. No entanto, se o invólucro for hermeticamente fechado, p_0 pode aumentar com o tempo quando

a pressão interna elevar-se devido à expansão térmica dos gases. Se houver ventilação forçada no invólucro, p_0 pode diminuir com o tempo. Também, se a altura do domínio computacional for da ordem de quilômetros, p_0 não pode mais ser admitido constante e deve ser considerado como uma função da altitude.

Aplicando-se o operador ∇ à pressão p , da expressão (1.15), resulta:

$$\nabla p = \rho \infty \vec{g} + \nabla p. \quad (1.16)$$

O vetor \vec{g} da aceleração gravitacional atua em f^{corpo} e em f^{sup} causando, esta combinação, o efeito das forças de empuxo, que devem vencer as forças decorrentes das tensões viscosas do fluido.

As tensões que atuam no elemento de fluido são dadas por [White, 1991]:

$$\tau_{ij}' = -p\delta_{ij} + \tau_{ij}. \quad (1.17)$$

O tensor das tensões, τ_{ij}' , indica que quando o termo das tensões viscosas, τ_{ij}' , for zero, a lei de deformação deve reduzir-se à condição de pressão hidrostática, $\tau_{ij} = -p\delta_{ij}$, onde δ_{ij} é a função delta de Kronecker ($\delta_{ij} = 1$, se $i = j$ e $\delta_{ij} = 0$, se $i \neq j$). Nesta nomenclatura os sub-índices (i) e (j) indicam que a tensão age na direção (j) sobre a superfície normal à direção (i). As tensões viscosas são entidades tensoriais.

As tensões de cisalhamento sendo zero, as tensões normais em coordenadas cartesianas são:

$$\tau_{xx} = \tau_{yy} = \tau_{zz} = -p, \quad (1.18)$$

sendo p a pressão que aparece como tensão normal.

A parcela τ_{ij}' correspondente às tensões viscosas do fluido é expressa, pela lei de deformação [Stokes, 1845] de fluido newtoniano, por:

$$\tau_{ij}' = \mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \delta_{ij} \frac{2}{3} \nabla \cdot \vec{V} \right). \quad (1.19)$$

Daqui por diante, emprega-se a notação $u_{i,j}$ para expressar $\frac{\partial u_i}{\partial x_j}$. Cada derivada de velocidade

pode ser expressa por uma taxa de deformação mais uma velocidade angular [White, 1991]. Como a velocidade angular não deforma o elemento de fluido, somente a taxa de deformação causa efeito no escoamento, expressa-se $u_{i,j}$ pela taxa de deformação do elemento de fluido.

Fazendo-se o produto de $u_{i,j}$ pelos termos da equação (1.17), tem-se:

$$(1.20) \quad \tau_{ij}(u_{ij}) = -p(u_{ij})\delta_{ij} + \tau'_{ij}(u_{ij}).$$

No primeiro termo do segundo membro tem-se o produto $(u_{ij})\delta_{ij}$ que implica em:

$$(1.21) \quad (u_{ij})\delta_{ij} = \text{div} \vec{V} = \nabla \cdot \vec{V}.$$

O segundo termo do segundo membro da equação (1.20) corresponde à função de dissipação,

Φ , definida por:

$$(1.22) \quad \Phi \equiv \tau'_{ij}(u_{ij}).$$

Assim, a equação (1.20) pode ser escrita como:

$$(1.23) \quad \tau_{ij}(u_{ij}) = -p \text{div} \vec{V} + \Phi,$$

ou:

$$(1.24) \quad \tau_{ij}(u_{ij}) = -p \text{div} \vec{V} + \tau'_{ij}(u_{ij}).$$

Esta relação será utilizada mais adiante no tratamento da equação de quantidade de movi-

mento, na forma apropriada à análise neste trabalho. O tensor das tensões, τ_{ij} , na forma matricial

em sistema cartesiano, indica as forças atuantes nas faces de um elemento de fluido de arestas dx ,

dy, dz :

$$(1.25) \quad \tau_{ij} = \begin{pmatrix} \tau_{xx} & \tau_{xy} & \tau_{xz} \\ \tau_{yx} & \tau_{yy} & \tau_{yz} \\ \tau_{zx} & \tau_{zy} & \tau_{zz} \end{pmatrix}.$$

A primeira fleira da matriz dá a força líquida, f_x , por unidade de volume, na direção x :

$$(1.26) \quad f_x = \frac{\partial \tau_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{yx}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{zx}}{\partial z}.$$

Por razões de equilíbrio, [White, 1991], τ_{ij} é um tensor simétrico, ou seja, $\tau_{ij} = \tau_{ji}$. Assim,

pode-se escrever a equação (1.26) como:

$$(1.27) \quad f_x = \frac{\partial \tau_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{xz}}{\partial z}.$$

Esta expressão (1.27) é equivalente a realizar o divergente do tensor das tensões. Análoga-

mente, f_y e f_z são as divergências das segunda e terceira fleiras de τ_{ij} . Desta forma, o vetor força

de superfície (f^{sup}) total, é dado por:

$$(1.28) \quad \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} = \Delta \cdot \tau_{ij} = f_{sup}^{dp}$$

Agora, tendo sido analisadas as forças que agem sobre o fluido, pela aplicação da segunda lei do movimento de Newton, pode-se prosseguir o raciocínio realizado até a equação (1.13);

escrevendo-se:

$$(1.29) \quad \frac{D\vec{V}}{Dt} = \vec{f}^{corpo} + \vec{f}^{sup},$$

onde, com as definições de forças de corpo e de superfície, equações (1.14), (1.16) e (1.28),

chega-se a:

$$(1.30) \quad \vec{f}^{corpo} + \vec{f}^{sup} = \vec{f}_g - \Delta \vec{p} + \vec{f}^{sup} = (p - p^\infty) \vec{g} - \Delta \vec{p} + \Delta \cdot \tau_{ij}.$$

Porém, para o lado esquerdo da equação (1.29) vale a expressão (1.13). Assim, fazendo-se a

substituição, obtêm-se:

$$(1.31) \quad p \left[\frac{\partial \vec{V}}{\partial t} + \frac{1}{2} \Delta |\vec{V}|^2 - \vec{V} \times \vec{\omega} \right] = (p - p^\infty) \vec{g} - \Delta \vec{p} + \Delta \cdot \tau_{ij}.$$

Dividindo esta equação pela densidade p e definindo-se o gradiente da pseudo-pressão total,

ΔH , pela aproximação:

$$(1.32) \quad \Delta H \approx \frac{1}{l} \Delta |\vec{V}|^2 + \frac{1}{l} \Delta \vec{p},$$

pode-se re-escrever a equação (1.31) da seguinte forma:

$$(1.33) \quad \frac{\partial \vec{V}}{\partial t} + \Delta H = \vec{V} \times \vec{\omega} + \frac{d}{l} [(p - p^\infty) \vec{g} + \Delta \cdot \tau_{ij}].$$

A aproximação feita na equação (1.32) é justificada considerando que o empuxo ($p - p^\infty$) \vec{g} é

predominante no escoamento dos gases do incêndio, enquanto que a influência da flutuação da

pressão $\Delta \vec{p}$ é pequena [K. B. McGrattan, 1994]. Na expressão (1.32), a soma algébrica do

segundo termo ao primeiro pouco afeta o resultado da pseudo-pressão total ΔH . O termo $(\frac{d}{l} \Delta \vec{p})$

é fonte de vorticidade devida ao não-alinhamento dos gradientes de densidade e de pressão. O

empuxo e a viscosidade também são fontes de vorticidade.

Aplicando-se o teorema da circulação de Kelvin:

$$\frac{D\Gamma}{Dt} = \oint_C \frac{D\vec{V}}{Dt} \cdot d\vec{s} = \oint_C \frac{d}{dt} (-\Delta p) \cdot d\vec{s} = 0, \quad (1.34)$$

apresentam-se as três fontes de vorticidade na expressão:

$$\frac{D\Gamma}{Dt} = \oint_C \frac{d}{dt} \left(-\Delta p + (p - p^\infty) \vec{g} + \nabla \cdot \vec{\tau} \right) \cdot d\vec{x}, \quad (1.35)$$

O primeiro termo do segundo membro da equação (1.35) também está presente na expressão

(1.32).

Algumas observações pertinentes à equação de momento:

a)- em escoamento incompressível, regime permanente, a equação (1.3) reduz-se a:

$$\nabla \cdot (p\vec{V}) = \rho \operatorname{div} \vec{V} = 0, \quad (1.36)$$

admitindo-se que a densidade ρ seja constante, exceto na contribuição do termo de empuxo;

b)- tendo em vista a equação (1.36), então a equação (1.19) reduz-se a:

$$\vec{\tau}_{ij} = \mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial x_j}{\partial u_i} \right); \quad (1.37)$$

admitindo-se que a viscosidade μ seja constante no escoamento;

c)- fazendo-se o divergente da expressão (1.37) e substituindo-se na equação (1.33), resulta:

$$\left[\frac{\partial \vec{V}}{\partial t} + \frac{1}{2} \Delta |\vec{V}|^2 - \nabla \times \vec{\omega} \right] = \frac{d}{dt} (p - p^\infty) \vec{g} - \frac{d}{dt} (\Delta \vec{p}) + \nu \Delta^2 \vec{\omega}; \quad (1.38)$$

Aplicando-se o operador divergente na equação (1.33) e rearranjando-a, tem-se: .

(1.39)

$$\Delta^2 H = - \frac{\partial}{\partial t} \left(\nabla \cdot \vec{V} \right) - \nabla \cdot \vec{F}$$

O vetor \vec{F} corresponde à expressão:

(1.40)

$$\vec{F} = -\vec{V} \times \vec{\omega} - \frac{\rho}{1} [(p - p^\infty) \vec{g} + \nabla \cdot \tau_{ij}]$$

A equação da pressão total H é resolvida aplicando as condições de contorno especificadas a seguir:

• Condições Iniciais e de Contorno

A seguir são apresentadas as condições iniciais e de contorno adotadas para a simulação numérica da movimentação da fumaça de incêndio nos edifícios descritos anteriormente.

* Condições Iniciais

Inicialmente, em $t = 0$, s, foram assumidas as seguintes condições iniciais para a simulação: As velocidades \vec{V} foram assumidas como zero em qualquer lugar do domínio computacional, ou seja, em todos os volumes de controle, bem como no contorno onde existem paredes sólidas e aberturas para o exterior do domínio: $V=0$

A pressão p foi adotada à pressão atmosférica padrão de 101 kPa em todo o domínio computacional: $p=p_{atm}=101$ kPa abs.

A temperatura T foi assumida à temperatura ambiente da atmosfera (admitida, 21°C) em todos os volumes de controle: $T_{amb} = 21C$.

* Condições de Contorno

As condições de contorno válidas para qualquer instante de tempo no processo de solução foram as seguintes:

As condições de contorno em que não há fluxo ou escoamento forçado são especificadas por

(1.41)

$$\frac{\partial H}{\partial n} = -F_n - \frac{\partial u_n}{\partial t}$$

O termo F_n corresponde à componente normal de \vec{F} na parede sólida ou abertura (por exemplo, uma grelha), e $(\frac{\partial u_n}{\partial t})$ corresponde à prescrita taxa de variação da componente normal da velocidade numa abertura de escoamento forçado. Para fronteiras abertas para o exterior do domínio computacional o termo H (pressão total) é prescrito como condição de contorno. Dependendo do sentido do escoamento (saindo ou entrando), apresentam-se as seguintes condições:

$$H = \frac{\rho}{1} |\vec{V}|^2 \text{ escoamento saindo}$$

$$H = 0, \text{ escoamento entrando}$$

A condição de contorno 'saindo' supõe que:

(i) a perturbação de pressão \bar{p} seja zero numa fronteira em que o escoamento sai, e

(ii) que H seja constante ao longo das linhas de corrente.

A condição de contorno 'entrando' supõe que H seja zero infinitamente longe.

1.2.3 Conservação da energia

O princípio da conservação da energia (Primeira Lei da Termodinâmica) aplicado a um elemento de fluido estabelece que a variação temporal da energia no elemento corresponde ao fluxo resultante de calor para o interior do elemento mais o trabalho realizado sobre o elemento pelas forças de campo e de superfície.

Quando o número de Mach é 'baixo' as equações de conservação podem ser simplificadas. Para calcular situações pertinentes à dinâmica de incêndio podem ser utilizadas as equações de conservação simplificadas por [Baum, 1978], como procede-se neste trabalho. Tais equações simplificadas tem sido extensamente adotadas pela comunidade de pesquisa em engenharia de segurança contra incêndios. Também, como recomenda [Baum, 1978] em situação de incêndio, consideram-se a fumaça e gases quentes como uma mistura de gases perfeitos. As relações para mistura de gases perfeitos utilizadas são:

$$M = \sum_i \frac{M_i}{Y_i} \quad (1.42)$$

$$h = T \sum_i c_{p,i} Y_i \quad (1.43)$$

$$p_0 = \rho T \left(\frac{M}{\mathfrak{R}} \right) \left(\frac{\gamma}{\gamma - 1} \right) \rho h, \quad (1.44)$$

sendo ρ a densidade da mistura de gases, T a temperatura da mistura de gases, \mathfrak{R} a constante universal do gás ideal, M o peso molecular da mistura de gases, M_i o peso molecular da i -ésima espécie de gás na mistura e Y_i a tração de massa da i -ésima espécie de gás na mistura, γ a relação de calores específicos $\left(\frac{c_p}{c_v} \right)$, c_p o calor específico à pressão constante, c_v o calor específico à volume constante e h a entalpia da mistura de gases. A pressão p , que aparece na equação de estado do gás ideal e no termo do trabalho realizado da equação da energia, é substituída pela pressão p_0 reinante no ambiente do domínio computacional. Isto é feito com o intuito de eliminar as flutuações de pressão que viajam à velocidade do som para os escoamentos com baixo Mach.

Esta situação é verificada com as velocidades típicas de escoamentos esperadas em aplicações de incêndio.

A equação da energia, para um sistema, pode ser escrita :

$$(1.45) \quad \frac{DE}{Dt} = \frac{DQ}{Dt} + \frac{DW}{Dt},$$

sendo $\frac{DE}{Dt}$ a derivada substantiva da energia no sistema; $\frac{DQ}{Dt}$ o fluxo resultante de calor no

interior do elemento, incluindo os efeitos das fontes de calor externas, como absorção de radiação térmica pelo fluido e de fontes de calor internas, como reações químicas; $\frac{DW}{Dt}$ é a taxa de trabalho realizado sobre o fluido pelas forças externas, ou seja, trabalho devido às tensões viscosas e à

pressão e trabalho devido às forças de campo.

Utilizando a definição de entalpia específica $h = i + pv$, onde i é a energia interna específica do fluido, p é a pressão e v é o volume específico do fluido, e fazendo-se a variável genérica

$$(1.46) \quad \phi = (h - pv) + e_{cm} + e_{pot},$$

obtem-se, para a derivada material da energia (equação 1.10):

$$(1.47) \quad \frac{D(E)}{Dt} = \frac{\partial(\rho h)}{\partial t} + \vec{V} \cdot \nabla(\rho h) - \left[\frac{\partial p}{\partial t} + \vec{V} \cdot \nabla p \right] + \frac{D(e_{cm})}{Dt} + \frac{D(e_{pot})}{Dt},$$

onde e_{cm} é a energia cinética específica do elemento de fluido e e_{pot} é a energia potencial específica do elemento de fluido.

A expressão entre colchetes do segundo membro dessa equação corresponde à derivada mate-

rial da pressão p , ou seja:

$$(1.48) \quad \frac{D(p)}{Dt} = \left[\frac{\partial p}{\partial t} + \vec{V} \cdot \nabla p \right]$$

A expressão da derivada material da energia total E pode ser escrita em função da derivada

material da pressão pela equação:

$$(1.49) \quad \frac{D(E)}{Dt} = \frac{\partial(\rho h)}{\partial t} + \vec{V} \cdot \nabla(\rho h) - \frac{D(p)}{Dt} + \frac{D(e_{cm})}{Dt} + \frac{D(e_{pot})}{Dt}.$$

O termo $\frac{DQ}{Dt}$ da equação da energia (1.45) representa todas as formas de fluxo de calor líquido

no volume de controle considerado. Este termo é composto pela soma de :

$\dot{q}''' =$ taxa de liberação de calor, por unidade de volume, na combustão.

$-\nabla \cdot \vec{q}'' =$ fluxo líquido de calor por radiação térmica.

$\nabla \cdot k \Delta T =$ fluxo de calor através das paredes do volume de controle, devido à presença de gradientes de temperatura, sendo k a condutividade térmica do fluido.
 $\nabla \cdot \sum_i h_i \Delta Y_i =$ transporte das espécies, sendo h_i a entalpia da i -ésima espécie e D o coeficiente de difusão das espécies na mistura.

De modo que, pode-se escrever:

$$\frac{DQ}{Dt} = \dot{q}''' - \nabla \cdot \dot{q}'' + \nabla \cdot k \Delta T + \nabla \cdot \sum_i h_i \Delta Y_i \quad (1.50)$$

O termo $\frac{DQ}{Dt}$ da equação da energia é composto por, W^{visc-p} , que é o trabalho devido às tensões viscosas e à pressão e por W^{campo} , que é o trabalho devido às forças de campo. A seguir, faz-se um desenvolvimento matemático considerando os efeitos das forças de superfície e de campo, que se traduzem em trabalho realizado sobre um volume de controle, para a obtenção de uma expressão conveniente de $\frac{DW}{Dt}$.

Para um elemento de fluido, pode-se calcular a potência fornecida em função da velocidade e da tensão atuante numa face do volume de controle:

$$\frac{DW}{Dt} = \frac{\partial(uTx_x + vTx_y + wTx_z)}{\partial y} + \frac{\partial(uTy_x + vTy_y + wTy_z)}{\partial x} + \frac{\partial(uTz_x + vTz_y + wTz_z)}{\partial z} \quad (1.51)$$

ou em notação tensorial:

$$\frac{DW}{Dt} = \nabla \cdot (\underline{V} \cdot \underline{T}_{ij}) \quad (1.52)$$

O segundo membro pode ser decomposto, por propriedade vetorial, em:

$$\nabla \cdot (\underline{V} \cdot \underline{T}_{ij}) = \underline{V} \cdot (\nabla \cdot \underline{T}_{ij}) + T_{ij} \cdot (\nabla \cdot \underline{V}) \quad (1.53)$$

Utilizando-se a expressão $(u_{ij})_{,ij} = \text{div } \underline{V} = \nabla \cdot \underline{V}$ (1.21), tem-se:

$$\nabla \cdot (\underline{V} \cdot \underline{T}_{ij}) = \underline{V} \cdot (\nabla \cdot \underline{T}_{ij}) + T_{ij} \cdot (u_{ij}) \quad (1.54)$$

Das equações (1.28) e (1.29), obtém-se:

$$\frac{D\underline{V}}{Dt} \cdot \underline{T}_{ij} = p - f^{corpo} \quad (1.55)$$

Introduzindo-se esta expressão no termo $\underline{V} \cdot (\nabla \cdot \underline{T}_{ij})$ da equação (1.54), tem-se:

$$\nabla \cdot (\underline{V} \cdot \underline{T}_{ij}) = p \underline{V} \cdot \frac{D\underline{V}}{Dt} - \underline{V} \cdot f^{corpo} + T_{ij} \cdot (u_{ij}) \quad (1.56)$$

Assim, a equação (1.52) pode ser escrita:

$$(1.57) \quad \frac{DW}{Dt} = \rho \vec{V} \cdot \frac{D\vec{V}}{Dt} - \vec{V} \cdot \vec{f}_{corpo} + T_{ij}(u_{ij}).$$

No segundo membro desta equação, tem-se:

(a) o primeiro termo é a variação temporal da energia cinética do sistema, ou seja:

$$(1.58) \quad \frac{D(\rho e_{cin})}{Dt} = \rho \vec{V} \cdot \frac{D\vec{V}}{Dt}.$$

(b) o segundo termo é a variação temporal da energia potencial do sistema, ou seja:

$$(1.59) \quad \frac{D(\rho e_{pot})}{Dt} = -\vec{V} \cdot \vec{f}_{corpo},$$

sendo f_{corpo} a força conservativa do campo gravitacional.

(c) o terceiro termo é dado pela equação (1.23), que envolve o trabalho da pressão e das tensões

viscosas. Para baixos números de Mach, a taxa de dissipação da energia mecânica devida à ação

das tensões viscosas pode ser desprezada. Assim, o terceiro termo pode ser assim escrito:

$$(1.60) \quad T_{ij}(u_{ij}) = -pdvV = -p \Delta \cdot \vec{V},$$

sendo p a pressão termodinâmica.

Substituindo-se na equação (1.57) as equações (1.58), (1.59) e (1.60), obtêm-se:

$$(1.61) \quad \frac{DW}{Dt} = \frac{D(\rho e_{cin})}{Dt} + \frac{D(\rho e_{pot})}{Dt} - p \Delta \cdot \vec{V}.$$

De modo que, substituindo-se as equações (1.49), (1.50) e (1.61) na equação da energia (1.45),

resulta:

$$(1.62) \quad \frac{\partial(\rho h)}{\partial t} + \vec{V} \cdot \Delta(\rho h) - \frac{D(p)}{Dt} + p \left(\Delta \cdot \vec{V} \right) = \dot{q}''' - \Delta \cdot \vec{q}_r + \Delta \cdot k \Delta T + \Delta \cdot \sum_i h_i \Delta D_i + \Delta \cdot \sum_i h_i \Delta K_i.$$

Utilizando-se ainda a relação funcional:

$$(1.63) \quad d = d(\rho h),$$

da definição de entalpia específica e considerando-se predominante a contribuição da pressão nas tensões normais em escoamentos de baixos números de Mach, tem-se:

$$(1.64) \quad p(\nabla \cdot \vec{V}) \approx \rho h(\nabla \cdot \vec{V}).$$

A expressão (1.62), pela substituição de (1.64), fica:

$$(1.65) \quad \frac{\partial(\rho h)}{\partial t} + \vec{V} \cdot \nabla(\rho h) + \rho h(\nabla \cdot \vec{V}) - \left(\frac{D(p)}{Dt} - \rho \left(\nabla \cdot \vec{V} \right) \right) = \dot{q}''' - \nabla \cdot \vec{q}_T + \nabla \cdot k \nabla T + \nabla \cdot \sum_i h_i (p) \Delta X_i. \quad (1.65)$$

Considerando-se que a soma do 2º termo com o 3º termo da esquerda da equação (1.65)

correspondem a:

$$(1.66) \quad \nabla \cdot (\rho h \vec{V}) = \vec{V} \cdot \nabla(\rho h) + \rho h(\nabla \cdot \vec{V}),$$

obtem-se, finalmente, a equação:

$$(1.67) \quad \frac{\partial(\rho h)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho h \vec{V}) - \frac{D(p)}{Dt} = \dot{q}''' - \nabla \cdot \vec{q}_T + \nabla \cdot k \nabla T + \nabla \cdot \sum_i h_i (p) \Delta X_i. \quad (1.67)$$

A pressão reinante, ou de fundo, no ambiente, é:

$$(1.68) \quad p_0(t) = \left[\frac{\gamma}{\gamma - 1} \right] \rho h,$$

Pode-se calcular o divergente do campo de velocidade, fazendo-se a derivada substantiva da pressão p no ambiente submetido a p_0 , que é expresso pela equação (1.68), e introduzindo-a na equação (1.67). Esse procedimento, pode ser feito considerando que:

$$(1.69) \quad \frac{C}{p_0} = \rho h,$$

em que,

$$(1.70) \quad C = \frac{\gamma}{\gamma - 1}.$$

Assim,

$$(1.71) \quad \frac{dp_0}{dt} + \left[\frac{C}{1 - C} \right] \frac{dp_0}{dt} = \dot{q}''' - \nabla \cdot \vec{q}_T + \nabla \cdot k \nabla T + \nabla \cdot \sum_i h_i (p) \Delta X_i. \quad (1.71)$$

Retornando a atenção para a experiência de Reynolds, nota-se que o escoamento é devido à diferença de pressão entre a entrada e a saída do tubo. Para gerar turbulência no escoamento é conveniente.

método determinístico [Bathelor, 1953]. Em vez disso, a abordagem estatística é empregada mais sociada com infinitos graus de liberdade e portanto muito incômodo para ser tratada por meio de [Hagen, 1839],[Poisueille, 1840]. A turbulência, em sua forma totalmente desenvolvida, está assim num tubo circular já era conhecido como escoamento com um perfil de velocidades parabólico coamentos regular e irregular separados por um valor crítico. O escoamento regular, ou laminar, utilizando escoamento de água numa tubulação de seção circular, que existem regimes de es-

A pesquisa sistemática concernente à turbulência foi iniciada por [Reynolds, 1883] que mostrou,

1.3 Modelos de Turbulência

será descrito no capítulo 2

Esta relação será utilizada no método numérico de solução das equações de transporte, como sendo V o volume do recinto.

$$\frac{dp_0}{dt} = \frac{1}{V} \left(\int_{\partial V} q''' \cdot d\vec{S} - \int_{\partial V} q_t \cdot \Delta \cdot k \Delta T + \int_{\partial V} p \cdot d\vec{S} + \sum_i \int_{\partial V} c_{p,i} T(p) \Delta Y_i \cdot d\vec{S} \right) - \int_{\partial V} \frac{\rho}{\lambda} \cdot d\vec{S} \quad (1.74)$$

Se o recinto, ou invólucro do domínio computacional, for hermêticamente fechado, a pressão reinante do ambiente p_0 não poderá ser admitida constante devido ao aumento ou diminuição de massa e de energia térmica no interior dele. A equação de evolução da pressão é obtida pela integração da equação (1.73) em todo domínio Ω :

$$\Delta \cdot \vec{V} = \frac{1}{V} \left(\int_{\partial V} q''' \cdot d\vec{S} - \int_{\partial V} q_t \cdot \Delta \cdot k \Delta T + \int_{\partial V} p \cdot d\vec{S} + \sum_i \int_{\partial V} c_{p,i} T(p) \Delta Y_i \cdot d\vec{S} \right) - \int_{\partial V} \frac{\rho}{\lambda} \cdot d\vec{S} \quad (1.73)$$

De modo que, resulta:

$$\left[\frac{C}{1-C} \right] = \frac{1}{\lambda - 1} \quad (1.72)$$

sendo:

necessária uma diferença de pressão extra, cujo trabalho fornecido por essa diferença de pressão é consumido na produção da energia cinética da turbulência e na compensação da dissipação de energia da turbulência. No estado estável de turbulência, o trabalho fornecido pela pressão por unidade de tempo deve ser balanceado pela taxa de dissipação de energia da turbulência. A turbulência pode ser identificada como uma agregação de vórtices de diferentes tamanhos, intensidades e direcções [Hinze, 1975]. O processo da transição do regime de escoamento laminar para o turbulento indica que os vórtices iniciais de grande escala, que têm cerca do mesmo tamanho e direcção daqueles provenientes da crescente perturbação do laminar, são deformados em vórtices pequenos e menores sucessivamente, até que os ainda menores vórtices sofrem degeneração pela viscosidade. Energeticamente, o trabalho fornecido é transformado primeiro em energia cinética dos maiores vórtices, e então sucessivamente naqueles pequenos e menores vórtices, até que seja convertido para energia interna nos ainda menores vórtices [Pope, 2000].

[Kolmogorov, 1941] considerou que embora as estruturas de grandes escalas de escoamentos turbulentos podem ser diferentes entre si, nelas pode existir um estado de equilíbrio local para vórtices pequenos que é universal à todos escoamentos turbulentos. Ele propôs uma hipótese de que este estado de equilíbrio local seja estacionário, isotrópico e governado pelos parâmetros externos que representam as energias para e desses pequenos vórtices. A novidade de sua ideia consiste em que ele assumiu um equilíbrio somente nos componentes de pequena escala de turbulência. Os vórtices pequenos são gerados pela energia advinda dos grandes vórtices por intermédio de vários passos de transferência de energia.

A estrutura de grande escala de um escoamento turbulento é estatisticamente expressa pelo escoamento médio. Um método para análise de escoamentos turbulentos é o de redigir as equações diferenciais parciais que incorporam os princípios básicos de conservação de massa, momento, energia e espécie. Em seguida, realizar uma decomposição de Reynolds e estabelecer as médias das equações. O resultado obtido é designado por equações médias de Reynolds [White, 1991].

- elimina os fins detalhes do escoamento, pelo fato de só trabalhar com valores médios.
- faz aparecer novos termos nas equações médias de Reynolds que originalmente não existiam.

A busca de uma maneira de calcular ou aproximar estes novos termos é chamada de problema de fechamento da turbulência. Um modelo de turbulência é um procedimento que produz novas equações, para as correlações que aparecem no procedimento de média, para fechar o sistema de

equações médias do escoamento. As simulações LES são modelos de turbulência onde as equações de escoamento, dependentes do tempo, são resolvidas para o escoamento médio e para os maiores vórtices, enquanto os efeitos dos menores vórtices são modelados [A.R.S. Freire, 2002].

Os artigos de [Westbury, 1996], [Jiménez, 1999], e [Spalart, 2000] oferecem técnicas e conceitos concernentes à física da turbulência junto à parede, bem como estratégias para a modelagem da turbulência.

• Modelo de Turbulência SGE

Na Simulação Numérica de Grandes Escalas (SGE) ou em inglês *Large Eddy Simulation - LES*, os movimentos turbulentos transientes e tridimensionais pertinentes às estruturas turbulentas transportadoras de energia e quantidade de movimento são obtidos diretamente da solução das equações filtradas, enquanto que os efeitos dos movimentos de menores escalas são modelados. Em custo computacional, a metodologia de Simulação de Grandes Escalas (SGE) situa-se entre a Simulação Numérica Direta (em inglês *Direct Numerical Simulation - DNS*) e a simulação por intermédio das equações médias de Reynolds.

Algumas questões em LES são :

- como fechar a equação de momento para as tensões de pequena escala (Sub-Grid Scale, SGS);
- como fechar as equações de LES que envolvem outros fenômenos de pequena escala, tais como reação química e combustão;
- como colocar as condições de contorno.

O fechamento do sistema de equações, segundo [Pope, 2000], é obtido pela modelagem do tensor de tensão residual contido na equação de momento. O vetor velocidade é decomposto na soma de uma componente filtrada, ou resolvida, com uma componente residual (SGS). Segundo [Pope, 2000], em LES, a resolução junto à parede pode ser estabelecida por dois caminhos distintos:

- LES com resolução junto à parede, quando o filtro e a malha são suficientemente finos para resolver 80% da energia em toda parte, inclusive na região viscosa junto à parede;
- LES com modelagem junto à parede.

Existem quatro passos conceituais em SGE [Pope, 2000]:

- 1) Uma operação de filtragem é definida para decompor a velocidade $\underline{V}(\underline{x}, t)$ na soma de uma componente filtrada, ou resolvida, $\underline{U}(\underline{x}, t)$ com uma componente residual, ou escala sub-malha (em inglês *Sub-Grid Scale - SGS*) $\underline{u}'(\underline{x}, t)$. O campo de velocidade filtrada $\underline{U}(\underline{x}, t)$, que é dependente do tempo e tridimensional, representa o movimento das grandes estruturas ou vórtices;

- 2) As equações para a evolução do campo de velocidade filtrada são derivadas das equações de Navier-Stokes;

- 3) O fechamento do sistema de equações é obtido pela modelagem do tensor de tensão residual contido na equação de momento;

- 4) As equações filtradas são resolvidas numericamente para $\underline{U}(\underline{x}, t)$, que fornece uma aproximação para os movimentos de grande escala do escoamento turbulento.

Para escoamentos incompressíveis, as equações governantes filtradas, obtidas das equações de transporte, são:

- Equação da Continuidade Filtrada :

$$(1.75) \quad \frac{\partial \underline{U}_i}{\partial x_i} = 0$$

Dessa equação obtém-se a equação para a velocidade sub-malha :

$$(1.76) \quad \frac{\partial u'_i}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} (V_i - \underline{U}_i) = 0$$

- Equação do Momento Filtrada :

$$(1.77) \quad \frac{\partial \underline{U}_j}{\partial t} + \frac{\partial \underline{U}_i \underline{U}_j}{\partial x_i} = \nu \frac{\partial^2 \underline{U}_j}{\partial x_i \partial x_i} - \frac{\partial \tau'_{ij}}{\partial x_i} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \underline{p}}{\partial x_j},$$

sendo ν a viscosidade cinemática, $\underline{p}(\underline{x}, t)$ o campo de pressão filtrada. τ'_{ij} é o tensor de tensão residual anisotrópico dado por:

$$(1.78) \quad \tau'_{ij} = \mu \left(2defV - \frac{2}{3}(\nabla \cdot \underline{V})I \right),$$

onde I é a matriz identidade e o tensor de deformação:

$$(1.79) \quad defV = \frac{1}{2} [\nabla \underline{V} + (\nabla \underline{V})^T].$$

• Modelo de Smagorinsky

Um modelo para o tensor de tensão residual anisotrópico, τ'_{ij} , é necessário para fechar as equações para a velocidade filtrada. O modelo mais simples é o proposto por [Smagorinsky, 1963], que corresponde a um modelo de viscosidade turbulenta linear. Da equação (1.78), obtém-se:

$$\tau'_{ij} = -2\nu' \mathbf{S}'_{ij}, \tag{1.80}$$

sendo a viscosidade ν' modelada por:

$$\nu' = l_s^2 \mathbf{S} = (C_s \Delta)^2 \mathbf{S}, \tag{1.81}$$

sendo l_s o comprimento de escala de Smagorinsky, C_s , o coeficiente de Smagorinsky, determinado empiricamente, e Δ a largura de filtro.

A viscosidade dinâmica é definida nos centros das células, por:

$$\mu_{ijk} = \rho_{ijk} (C_s \Delta)^2 |S|, \tag{1.82}$$

sendo $\Delta = (\delta x \delta y \delta z)^{\frac{1}{3}}$ e $|S|$ o tensor deformação (modelo Smagorinsky)

$$|S|^2 = 2 \left(\frac{\partial x}{\partial u} \right)^2 + 2 \left(\frac{\partial y}{\partial v} \right)^2 + 2 \left(\frac{\partial z}{\partial w} \right)^2 + \left(\frac{\partial y}{\partial u} + \frac{\partial x}{\partial v} \right)^2 + \left(\frac{\partial z}{\partial u} + \frac{\partial x}{\partial w} \right)^2 + \left(\frac{\partial z}{\partial v} + \frac{\partial y}{\partial w} \right)^2 + \left(\frac{\partial z}{\partial w} + \frac{\partial y}{\partial u} \right)^2 + \left(\frac{\partial x}{\partial v} + \frac{\partial z}{\partial w} \right)^2 + \left(\frac{\partial x}{\partial w} + \frac{\partial y}{\partial u} \right)^2. \tag{1.83}$$

A condutividade térmica e a difusividade do fluido estão relacionadas com a viscosidade, por:

$$\mu_{ijk} = \frac{P_r}{c_p \rho \mu_{ijk}} \tag{1.84}$$

$$(\rho D)_{ijk} = \frac{Sc}{\mu_{ijk}}, \tag{1.85}$$

sendo P_r o número de Prandtl, Sc o número de Schmidt, e o calor específico c_p , é aquele da espécie dominante da mistura. Com base em simulações de plumas de fumaça, utilizou-se neste trabalho os valores das constantes $C_s = 0,14$, $P_r = 0,20$ e $Sc = 0,20$. Não há justificativa rigorosa para estes valores.

Existem vários refinamentos do original modelo de Smagorinsky, tais como os apresentados nos artigos [Deardorff, 1972], [M. Germano, 1991] e [Lilly, 1992], porém é difícil avaliar os melhoramentos oferecidos por estes novos esquemas tendo em vista que:

Um dos maiores problemas da simulação de escoamentos reativos turbulentos é a formulação adequada do termo de fonte nas equações de transporte das espécies [Pope, 1985], [Kuo, 1986]. Modelos de escoamentos turbulentos formulados em equações de transporte médias implicam na especificação de um valor para o termo de fonte médio, isto é, a taxa média de produção ou consumo de uma determinada espécie. Para determinados combustíveis, a cinética química é relativamente bem conhecida e aceita pela comunidade científica. Entretanto, as taxas calculadas a partir do mecanismo de cinética química, ou mecanismo químico, adotado se referem a valores instantâneos de concentração, temperatura e pressão. A grande dificuldade para incorporar as taxas de formação instantâneas em um modelo de turbulência estatístico reside na ponderação dos produtos de valores instantâneos, de forma a se obter uma expressão para a taxa de formação/consumo média. Um modelo de combustão turbulenta largamente utilizado é o modelo da fração de mistura, que foi proposto originalmente por [Bilger, 1980]. Na verdade, o modelo da fração de mistura, reduz o problema de combustão a um problema de mistura, por considerar que as reações de combustão se processam muito rapidamente que o processo de mistura. O modelo da fração de mistura é bastante apropriado à simulação com SGE, visto que, neste caso, as grandes estruturas, que basicamente determinam o processo de mistura, são resolvidas diretamente e não modeladas. Há que se observar, entretanto, que as pequenas escalas de comprimento, onde ocorre o processo de mistura molecular, são modeladas. Isto significa que, mesmo no método SGE existe a influência do modelo de mistura no processo de combustão. Outra vantagem do modelo da fração de mistura é a sua fácil implementação numérica e tempo computacional necessário. Todo o processo de

1.4 Modelo de Combustão Turbulenta

O modelo de Smagorinsky com constante C_s produz resultados satisfatórios para a maioria de aplicações em escala real onde os efeitos de camadas limites não são computados. Apresenta-se, a seguir, o modelo de combustão turbulenta que é utilizado neste trabalho de aplicação da técnica de Simulação de Grandes Escalas de turbulência em incêndios de edifícios.

- a estrutura da pluma de fogo é de tal forma dominada pelos vórtices de grande escala que mesmo uma viscosidade turbilhonar constante dá resultados quase idênticos àqueles obtidos pelo uso do modelo de Smagorinsky;
- a falta de precisão na maioria dos dados de testes de incêndios em escala real torna difícil avaliar a relativa exatidão de cada modelo.

combustão é descrito pela fração de mistura, para a qual é formulada uma equação de transporte como mostrado nos itens seguintes.

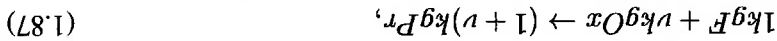
Uma das principais justificativas para a utilização da técnica SGE em simulação de incêndios é que os processos convectivos e radiativos dominantes ocorrem nas grandes escalas, que são resolvidas diretamente. Outro aspecto é o caráter intrinsecamente transiente do incêndio. Métodos de turbulência estatísticos, normalmente são aplicados para situações de regime permanente.

- Fração de Mistura

A fração de mistura Z é definida, para um determinado volume de controle, como a razão entre a massa de material originária da corrente de combustível e a massa de mistura presente no volume de controle. Assim, pode-se calcular a fração de mistura Z em um volume de controle por:

$$Z = \frac{\text{massa de material originária da corrente de combustível}}{\text{massa da mistura}} \quad (1.86)$$

A massa de material originária da corrente de combustível, pode ser entendida para combustíveis tipo hidrocarbonetos como os elementos carbono ou hidrogênio. Qualquer massa destes elementos, independente da espécie em que eles apareçam no volume de controle em análise, terão sido injetadas no domínio de cálculo pela corrente de combustível, já que eles não estão presentes no ar. A fração de mistura nada mais é que uma fração massa definida de forma especial combinando as espécies presentes no processo de combustão: combustível, oxidante e produtos. Considere-se uma reação global de queima, em base massa, de um combustível:



onde F , Ox e Pr representam combustível, oxidante e produtos respectivamente. Pode-se, então, escrever a fração massa Z como:

$$Z = (1)Y_F + \left(\frac{\nu + 1}{1}\right)Y_{Pr} + (0)Y_{Ox}, \quad (1.88)$$

onde Y_F é a fração massa de combustível no volume de controle, Y_{Pr} é a fração massa de produtos da combustão e Y_{Ox} é a fração massa de oxidante. Na equação (1.88), o fator 1 no primeiro termo do lado direito, indica que todo a massa de combustível é originária da corrente de injeção de combustível. O fator $\frac{\nu + 1}{1}$ indica que da massa de produtos, somente uma parte, dada pela razão estequiométrica, vem da corrente do combustível. O fator 0 que multiplica a fração de massa de oxidante Y_{Ox} indica que da massa do oxidante, por não ter sua origem na corrente de

combustível, nada contribui para o cálculo da fração de mistura. Assim, a fração de mistura num volume de controle pode ser calculada a partir das frações mássicas de combustível Y_F e produtos Y_{P_r} :

$$Z = Y_F + \left(\frac{1}{\nu + 1} \right) Y_{P_r} \quad (1.89)$$

- Equação de Conservação da Fração de Mistura

A larga aplicação do conceito da fração de mistura em modelos de combustão turbulenta decorre do fato de que sua equação de conservação não tem termo de fonte, como será mostrado a seguir. Mais detalhes podem ser encontrados em [Turns, 1996].

Considere a equação de transporte da fração mássica de combustível Y_F , para um volume de controle unidimensional:

$$\dot{m}'' \frac{dY_F}{dx} - \frac{d}{dx} \left(\rho D \frac{dY_F}{dx} \right) = \dot{m}_{P_r}''' \quad (1.90)$$

onde \dot{m}'' é o fluxo mássico de mistura no volume de controle, D é o coeficiente de difusão, \dot{m}_{P_r}''' é a taxa de consumo de combustível por unidade de volume, devido às reações de combustão. Para a fração mássica de produtos Y_{P_r} , pode-se obter uma expressão análoga:

$$\dot{m}'' \frac{dY_{P_r}}{dx} - \frac{d}{dx} \left(\rho D \frac{dY_{P_r}}{dx} \right) = \dot{m}_{P_r}''' \quad (1.91)$$

onde \dot{m}_{P_r}''' é a taxa de produção de produtos por unidade de volume. Pode-se substituir a taxa de produção \dot{m}_{P_r}''' pela taxa de consumo de combustível, segundo a reação (1.87):

$$\dot{m}_{P_r}''' = -\nu \dot{m}_F''' \quad (1.92)$$

Dividindo-se a equação (1.91) por $(\nu + 1)$ e somando-a com a equação (1.90), obtêm-se

$$\dot{m}'' \frac{d(Y_F + Y_{P_r}/(\nu + 1))}{dx} - \frac{d}{dx} \left(\rho D \frac{d(Y_F + Y_{P_r}/(\nu + 1))}{dx} \right) = 0. \quad (1.93)$$

Pode-se ver que o argumento das derivadas na expressão acima é exatamente a fração de mistura definida pela equação (1.89). Assim, pode-se re-escrever a equação (1.93) como:

$$\dot{m}'' \frac{dZ}{dx} - \frac{d}{dx} \left(\rho D \frac{dZ}{dx} \right) = 0, \quad (1.94)$$

ou na forma geral em notação simbólica e considerando a variação no tempo:

$$\frac{DZ}{Dt} = \Delta \cdot \rho D \Delta Z. \quad (1.95)$$

Pode-se ver, então, que a equação de transporte da fração de mistura não tem termo de produção/consumo. Isto facilita sobremaneira a formulação de um modelo de combustão turbulenta. Porém, com o modelo de fração de mistura não se pode calcular espécies intermediárias do processo de combustão, como CO e material particulado (fuligem). Pode-se calcular, no entanto, o dióxido de carbono CO_2 resultante do processo de combustão.

As relações entre a fração de mistura, num volume de controle, e as frações mássicas de combustível, oxidante e produtos serão discutidas a seguir. A idéia básica do modelo da fração de mistura está fundamentada na estrutura de uma chama de difusão laminar. Em uma chama de difusão, combustível e oxidante só se misturam dentro do ambiente de combustão, ou seja, são injetados separadamente no ambiente de combustão. A aproximação que se faz [Biliger, 1980] é de que as reações de combustão ocorrem na posição de fração de mistura estequiométrica, numa região de espessura infinitesimal. Na literatura em inglês, este modelo é chamado de *flame sheet model*, denotando a aproximação de que o processo de combustão ocorre numa folha que divide os dois lados: fração de mistura menor e maior que a estequiométrica. Neste modelo, a chama é uma superfície bidimensional do lugar geométrico dos pontos de fração de mistura estequiométrica inserida no espaço tridimensional do ambiente de combustão. Observe-se que no ambiente de combustão, a fração de mistura é uma função do tempo e do espaço $Z(\bar{x}, t)$ e o lugar geométrico da superfície da chama é dado por $Z = Z^{st}(\bar{x}, t)$, onde o sub-escrito *st* indica o valor de fração de mistura estequiométrico. Com este modelo de chama, não se permite a co-existência de combustível e oxidante para valores de Z diferentes de Z^{st} , ou seja, só na folha da chama podem co-existir combustível e oxidante. Na verdade, exatamente na folha da chama se dá a conversão total do combustível e oxidante nos produtos da combustão. Como se pode ver na equação de definição da fração de mistura (1.89), esta varia sempre entre 0 e 1.0 no ambiente de combustão. Quando, por exemplo, o volume de controle analisado for localizado exatamente no ponto de injeção de combustível, tem-se $Y_F = 1.0$, pois só combustível está presente e o valor da fração de mistura também será unitário. Por outro lado, quando o volume de controle estiver numa região onde só ar estiver presente, por exemplo, no ponto de insuflamento de ar, tanto a fração mássica de combustível, quanto de produtos serão nulas e a fração de mistura também será nula. Para quaisquer outros volumes de controle no ambiente de combustão, a fração de mistura assumirá valores entre $0.0 \leq Z(x, t) \leq 1.0$. A partir destas constatações, pode-se formular as equações que relacionam a fração de mistura e as frações mássicas de combustível, oxidante e produtos. Na folha da chama, todo o combustível e oxidante são convertidos em produtos na proporção estequiométrica, ou seja, $Y_F = 0.0, Y_{Ox} = 0.0$ e $Y_{P_r} = 1.0$. Então, a fração de mistura estequiométrica em base mássica é calculada por (1.89):

(1.96)

$$Z_{st} = \frac{1}{\nu + 1}.$$

Para o coeficiente estequiométrico dado em base molar ν , a conversão é feita por:

(1.97)

$$Z_{st} = \frac{M_F}{\nu M_{Ox} + M_F},$$

onde M_F e M_{Ox} são os pesos moleculares do combustível e do oxidante respectivamente.

Para que o modelo de combustão de fração de mistura seja completo, é necessário estabelecer as

relações de estado tipo:

(1.98)

$$Y_F = Y_F(Z),$$

(1.99)

$$Y_{P_r} = Y_{P_r}(Z),$$

(1.100)

$$Y_{O_x} = Y_{O_x}(Z).$$

Estas relações podem ser obtidas com a definição da fração de mistura (1.89), com a equação da fração de mistura estequiométrica (1.96) e lembrando que a soma de todas as frações mássicas

deve ser igual a um:

(1.101)

$$1 = Y_F + Y_{P_r} + Y_{O_x}.$$

Para a região $0.0 \leq Z \leq Z_{st}$, onde a fração mássica de combustível é nula, vale:

(1.102)

$$Y_{P_r} = Z/Z_{st},$$

(1.103)

$$Y_{O_x} = 1 - Y_{P_r} = 1 - Z/Z_{st},$$

(1.104)

$$Y_F = 0.0.$$

Para a região $Z_{st} \leq Z \leq 1.0$, onde a fração mássica de oxidante é nula vale:

(1.105)

$$Y_F = \frac{Z - Z_{st}}{Z/Z_{st}},$$

(1.106)

$$Y_{P_r} = 1 - Y_F = \frac{1 - Z}{1 - Z/Z_{st}},$$

(1.107)

$$Y_{O_x} = 0.0.$$

Para a região $Z = Z_{st}$, a folha da chama, vale:

$$(1.108) \quad Y_F = 0.0,$$

$$(1.109) \quad Y_{F^*} = 1.0,$$

$$(1.110) \quad Y_{O_x} = 0.0.$$

Para a utilização do modelo de fração de mistura e folha de chama é necessário a inclusão também do nitrogênio nas relações de estado. A seguir serão mostradas estas relações, bem como, de forma bastante sucinta, sua formulação. Em primeiro lugar deve ser incluída a diferenciação entre oxidante e oxigênio. A fração mássica de oxidante nas relações acima mostradas, não leva em consideração o nitrogênio presente no ar. Assim, em primeiro lugar, faz-se a determinação da concentração de oxigênio, para $Z = 0.0$ interpretando-se a fração mássica de oxidante Y_{O_x} como a concentração de oxigênio, normalizada com a concentração de oxigênio no ar, para um volume de controle onde só ar esteja presente ($Y_{O_x}^\infty$):

$$(1.111) \quad Y_{O_x} = \frac{Y_{O_x}^\infty}{Y_{O_2}^\infty}.$$

O sobre-escrito ∞ vem do fato de que a uma distância grande do ponto de injeção de combustível, qualquer volume de controle só terá ar presente. Substituindo-se a expressão para Y_{O_2} (1.111) na relação de mistura (1.104) obtém-se, para a região $0.0 \leq Z \leq Z^{st}$,

$$(1.112) \quad Y_{O_2} = Y_{O_2}^\infty (1 - Z/Z^{st}).$$

A determinação da relação entre, a concentração de nitrogênio (Y_{N_2}) e a fração de mistura (Z) é obtida com o seguinte raciocínio. O nitrogênio não participa das reações de combustão. Imaginando-se um processo somente de mistura entre o combustível e o ar, sem reagir, a relação entre a fração mássica de combustível e a fração de mistura dada pela definição da fração de mistura (1.88) seria uma reta como mostrado na figura (1.1):

Para $Z = 0.0$, e levando-se em conta a relação entre as frações molares de Nitrogênio e

Oxigênio no ar ambiente, tem-se:

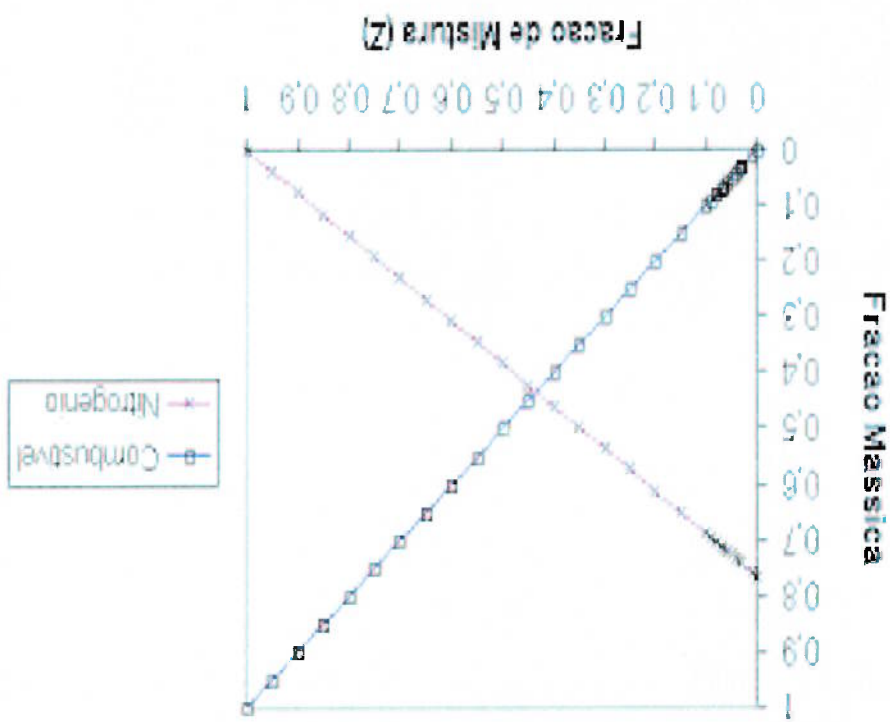
$$(1.113) \quad \frac{Y_{N_2}^\infty}{Y_{O_2}^\infty} = \frac{0.79 \times 28}{0.21 \times 32} = 3.29.$$

Pela definição de fração mássica de uma mistura chega-se a:

$$(1.114) \quad Y_{N_2} = Y_{N_2}^\infty = 0.767,$$

$$(1.115) \quad Y_{O_2} = Y_{O_2}^\infty = 0.233.$$

Figura 1.1: Relação entre fração de mistura e as frações massicas de Combustível e Nitrogênio



Considerando-se então um processo de mistura entre combustível (Y_F) e ar (Y_{N_2} e Y_{O_2}) pode-se escrever

$$(1.116) \quad 1 = Y_F + Y_{N_2} + Y_{O_2}$$

Destá equação, substituindo-se a equação (1.113) para Y_{N_2} e $Y_F = Z$ para o combustível obtém-se:

$$(1.117) \quad 1 = Z + 3.29Y_{O_2} + Y_{O_2} = Z + Y_{O_2}(1 + 3.29).$$

A fração mássica de oxigênio pode então ser calculada por:

$$(1.118) \quad Y_{O_2} = \frac{1 - Z}{1 + 3.29}.$$

Como a razão entre oxigênio e nitrogênio, num processo de mistura, é constante, pode-se calcular a fração mássica de nitrogênio substituindo-se (1.113) na equação (1.118):

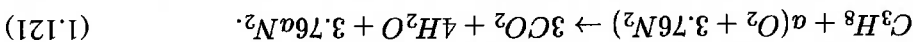
$$(1.119) \quad Y_{N_2} = 0.766(1 - Z).$$

Aplicando-se valores para $Z = 0.0$ e $Z = 1.0$ obtém-se a reta mostrada na figura (1.1).

Quando ocorre o processo de reação entre combustível e oxigênio, o nitrogênio do ar não participa e portanto sua fração mássica é a mesma dada pela expressão (1.119). A concentração dos produtos pode ser obtida pela soma das frações mássicas:

$$(1.120) \quad Y_{P_r} = 1.0 - Y_{N_2} - Y_F - Y_{O_2}.$$

As concentrações de combustível (Y_F) e oxigênio (Y_{O_2}) são obtidas das respectivas expressões (1.103) e (1.105). A especificação dos produtos é feita com auxílio da equação global da reação. Tomando-se como exemplo a reação global de queima de propano, na proporção estequiométrica tem-se:

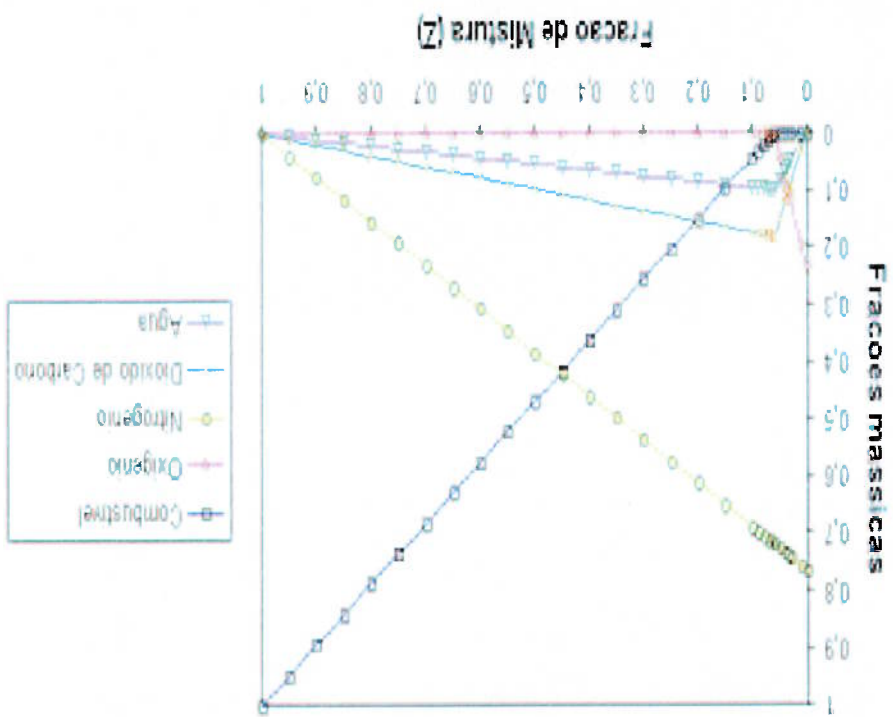


Pode-se mostrar que as frações mássicas dos produtos CO_2 e H_2O e Y_{P_r} são relacionadas por:

$$(1.122) \quad Y_{CO_2} = Y_{P_r}/1.545,$$

$$(1.123) \quad Y_{H_2O} = Y_{P_r} - Y_{CO_2}.$$

Figura 1.2: Frações mássicas e tração de mistura



Com estas relações pode-se construir a figura (1.2).

A incorporação do modelo de fragação de mistura no modelo de movimentação de fumaça utilizado no presente trabalho será discutido a seguir.

O ponto de partida da relação entre o modelo de fragação de mistura e as equações de movimento e de energia se dá pela relação entre o calor liberado, no processo de combustão, e a taxa de consumo de oxigênio:

$$q''' = \Delta H_{O_2} m'''_{O_2} \quad (1.124)$$

onde q''' é a taxa de calor liberado, por unidade de volume, em função da taxa de consumo de oxigênio m'''_{O_2} . ΔH_{O_2} é a quantidade de calor liberada por unidade de massa de oxigênio consumido.

A equação de transporte da massa de oxigênio é dada por:

$$D Y_{O_2} = \Delta \cdot \left(\rho D \Delta Y_{O_2} \right) + m'''_{O_2} \quad (1.125)$$

Esta equação pode ser transformada com a utilização da equação de conservação de fragação de mistura (1.95) e com a relação de estado para $Y_{O_2}(Z)$, equação (1.118), chegando-se a:

$$-m'''_{O_2} = \Delta \cdot \left(\rho D \frac{dY_{O_2}}{dZ} \Delta Z \right) - \rho D \Delta^2 Z = \rho D \frac{d^2 Y_{O_2}}{dZ^2} (\Delta Z)^2. \quad (1.126)$$

A utilização direta desta equação é dificultada pela singularidade intrínseca do modelo da folha de chama. Em Z_{st} , há uma discontinuidade em todas as funções. Entretanto, a equação (1.126) é bastante útil para a determinação da taxa de calor liberada na folha de chama. Esta taxa de energia se relaciona com a equação da energia, pelo termo de fonte q''' . Tomando-se a integral volumétrica da equação (1.126), sendo o volume de integração limitado pela folha de chama, utilizando-se o teorema de Gauss para o termo $\int \Delta \cdot \left(\rho D \frac{dY_{O_2}}{dZ} \Delta Z \right)$ e lembrando que dentro da folha de chama ou dentro da superfície do lugar geométrico de $Z(\bar{x}, t) = Z_{st}$, a concentração de oxigênio, por definição é nula, chega-se a expressão:

$$-m'''_{O_2} = \left(\rho D \frac{dY_{O_2}}{dZ} \right)_{Z=Z_{st}} \rho D \Delta Z \cdot \bar{n}. \quad (1.127)$$

Nesta expressão m'''_{O_2} é a taxa de consumo de oxigênio por unidade de área da folha de chama, \bar{n} é o vetor normal à folha de chama. No algoritmo numérico, é necessária a localização e cálculo da área da folha de chama. Isto é feito com o valor da fragação de mistura $Z(\bar{x}, t)$ de cada volume de controle, obtidos pela solução numérica da equação de conservação da fragação de mistura (1.95). As condições de contorno para esta equação são: $Z = 1.0$ na base do foco de incêndio, ou de uma

injeção de combustível e $Z = 0.0$ no restante do contorno do domínio. Com o cálculo da taxa de consumo de oxigênio, pela expressão (1.127) e com a equação da taxa de liberação de calor (1.124), tem-se o acoplamento entre o processo de combustão e a equação da energia (1.67). Apresenta-se, na seção seguinte, o modelo de radiação térmica utilizado neste trabalho.

1.5 Radiação Térmica

O mecanismo de transferência de calor por radiação não pode ser desprezado em incêndios, já que estão presentes no meio grandes concentrações de material particulado - ou fuligem - e também dióxido de carbono e vapor de água.

Quando a radiação atravessa uma camada de meio participante, sua intensidade é modificada por absorção ou emissão e espalhamento. Esta modificação de intensidade foi verificada, experimentalmente, depender de um coeficiente de proporcionalidade K_λ , designado por coeficiente de extinção. Este coeficiente K_λ é composto de duas partes: um coeficiente de absorção $\kappa(\vec{x}, \lambda)$ e um coeficiente de espalhamento $\sigma_s(\lambda, T, P)$. Se o espalhamento for desprezado, então $K_\lambda = \kappa(\vec{x}, \lambda)$ e $\kappa(\vec{x}, \lambda)$ varia com o comprimento de onda λ , bem como com a temperatura T e a pressão P do meio participante.

A equação geral de transporte da intensidade de radiação monocromática I_λ , para um meio não-espalhante, é simplificada [Howell, 1992] para:

$$\vec{s} \cdot \nabla I_\lambda(\vec{x}, \vec{s}) = \kappa(\vec{x}, \lambda) [I_b(\vec{x}) - I(\vec{x}, \vec{s})], \quad (1.128)$$

onde I_λ é a intensidade de radiação monocromática, no comprimento de onda λ , $I_b(\vec{x})$ é a intensidade de radiação de corpo negro - dada pela distribuição de Planck -, \vec{s} é o vetor unitário da direção e $\kappa(\vec{x}, \lambda)$ é o coeficiente de absorção monocromático na posição \vec{x} .

Em simulações de problemas de incêndio, e também em muitos problemas de combustão, é impraticável resolver a dependência espectral da equação (1.128), presente no coeficiente de absorção e na intensidade de radiação. Para simplificar a análise, divide-se o espectro de radiação em bandas, onde o fenômeno de radiação seja significativo. Para problemas de combustão, estas bandas são geralmente determinadas para as moléculas de dióxido de carbono e água. Resolve-se, então, as equações de transporte de intensidade de radiação para as bandas escolhidas:

$$\vec{s} \cdot \nabla I_n(\vec{x}, \vec{s}) = \kappa_n(\vec{x}) [I_b^n(\vec{x}) - I(\vec{x}, \vec{s})], \quad n = 1 \dots N, \quad (1.129)$$

onde I_n é a intensidade de radiação integrada sobre a banda n e κ_n é o coeficiente de absorção

médio da banda. A intensidade de radiação de corpo negro de uma banda é dada por:

$$I_{b,n} = F_n(\lambda_{min}, \lambda_{max}) \sigma T^4 / \pi, \quad (1.130)$$

onde $F_n(\lambda_{min}, \lambda_{max})$ é o fator que corresponde a fração de emissão de corpo negro na banda considerada [DeWitt, 1996] e σ é a constante de Stefan-Boltzmann.

A intensidade total de radiação é obtida somando-se as intensidades de todas as bandas con-

sideradas:

$$I(\bar{x}, \bar{s}) = \sum_N^n I_n(\bar{x}, \bar{s}). \quad (1.131)$$

Em problemas de combustão onde a concentração de material particulado seja significativa,

como ocorre em incêndios, a principal contribuição para a radiação térmica vem exatamente da

fuligem. Por ser corpo sólido, a intensidade de radiação da fuligem pode ser aproximada por

emissão de corpo cinzento. Neste caso, a dependência espectral desaparece, pela emissão ser

contínua, e a intensidade de radiação do corpo negro é dada por:

$$I_b(\bar{x}) = \epsilon \sigma T(\bar{x})^4 / \pi. \quad (1.132)$$

Esta é a aproximação de gás cinzento. Para chammas opticamente finas, onde a quantidade de

fuligem é pequena em comparação às quantidades de CO_2 e água, a aproximação de gás cinzento

pode superestimar a radiação emitida.

No método numérico e modelo de combustão utilizados no presente trabalho, a temperatura é

constante em todo o volume de controle. Na região perto da folha de chama, a resolução espacial

da temperatura não corresponde aos valores que seriam encontrados numa chama de difusão. A

introdução da aproximação de média espacial, inerente ao método LES, leva a valores de tempe-

raturas mais baixos. Devido à dependência da quarta potência da temperatura (equação 1.132), o

erro no cálculo da intensidade de radiação no volume de controle é significativo, na região próxima

à frente de chama. Por esta razão, é feita uma diferenciação no cálculo da intensidade de radiação

de corpo negro. Na região longe da chama ($Z(\bar{x}, t) > Z_{st}$), onde o campo de temperaturas é mais

confiável, a quantidade de energia emitida por radiação é calculada por:

$$\kappa I_b(\bar{x}) = \kappa \sigma T(\bar{x})^4 / \pi. \quad (1.133)$$

Para a região interna à chama ($Z(\bar{x}, t) > Z_{st}$), faz-se uma estimativa da quantidade de calor

irradiada, aplicando-se:

$$\kappa I_b(\bar{x}) = \chi^4 q''' / 4\pi, \quad (1.134)$$

onde χ_r é o percentual de calor retido da chama por radiação. Com base em resultados experimentais de fluxo de radiação em chamas típicas de incêndios, utiliza-se o intervalo $0.2 \leq \chi_r \leq 0.5$.

As superfícies das paredes são consideradas cinzentas, difusas e com temperaturas uniformes. De modo que, sendo a radiosidade (J) definida pela soma da energia emitida com a energia refletida [Holman, 1997], pode-se escrever:

$$J = \epsilon E_b + \rho G, \quad (1.135)$$

onde ϵ é a emissividade da superfície, ρ é a refletividade da superfície, E_b é a potência emissiva do corpo negro, e G é a irradiação, ou seja, a radiação total incidente na superfície, por unidade de tempo e por unidade de área.

Com a transmissividade igual a zero, a refletividade pode ser expressa por:

$$\rho = 1 - \alpha = 1 - \epsilon, \quad (1.136)$$

sendo α a absorvidade da superfície.

Assim, a expressão (1.135) pode ser escrita:

$$J = \epsilon E_b + (1 - \epsilon)G. \quad (1.137)$$

Analisando os fluxos de radiação que saem e que chegam na parede, tem-se a condição de contorno:

As intensidades de radiação que saem, são dadas à:

$$J = \frac{\pi}{4} I_w(s), \quad (1.138)$$

e emissão na parede $I_{w,e}$:

$$E_b = \epsilon I_{w,e} = \epsilon I_{b,w} = \epsilon \frac{\pi}{4} I_{w,e}. \quad (1.139)$$

As intensidades de radiação refletidas da parede $I_{w,r}$, são dadas à:

$$I_{w,r} = (1 - \epsilon) \frac{\pi}{4} G = \frac{\pi}{4} \int_{s^t \cdot n_w > 0} \frac{\pi}{1 - \epsilon} I_w(s^t) |s^t \cdot n_w| d\Omega. \quad (1.140)$$

O vetor normal à parede, n_w , é positivo no sentido da superfície para o meio participante, ou seja, no sentido ($s^t \cdot n_w > 0$).

De modo que, a condição de contorno da intensidade de radiação que deixa uma parede

cinzenta é dada por:

$$I_w(\vec{s}) = \epsilon I_{bw} + \frac{1 - \epsilon}{\pi} \int_{\vec{s}' \cdot \vec{n}_w > 0} I_w(\vec{s}') |\vec{s}' \cdot \vec{n}_w| d\Omega, \quad (1.141)$$

onde $I_w(\vec{s})$ é a intensidade de radiação total que deixa a parede na direção do vetor \vec{s} ; ϵ é a emissividade da parede; \vec{n}_w é o vetor normal da parede. Na equação (1.141), o primeiro termo do lado direito corresponde à quantidade de energia emitida pela parede cinzenta e o segundo termo corresponde à parcela da energia radiante vinda de outras direções (\vec{s}') e refletidas pela parede na direção \vec{s} . A restrição $\vec{s}' \cdot \vec{n}_w > 0$ significa que só a radiação oriundas de outras direções são refletidas pela parede.

A equação de transporte da intensidade de radiação (1.128) é resolvida numericamente de forma análoga às equações de transporte, utilizando a técnica de volumes finitos. Uma esfera unitária é subdividida em um número finito de ângulos sólidos $\delta\Omega'$. Para cada célula da malha, uma equação discretizada é obtida integrando-se a equação (1.129) sobre a célula ijk e sobre o ângulo sólido discreto $\delta\Omega'$:

$$\int_{\Omega^i} \int_{V_{ijk}} \vec{s} \cdot \nabla I_n(\vec{x}, \vec{s}) dV d\Omega = \int_{\Omega^i} \int_{V_{ijk}} \kappa_n(\vec{x}) [I_{b,n}(\vec{x}) - I_n(\vec{x}, \vec{s})] dV d\Omega. \quad (1.142)$$

A integral de volume no lado esquerdo da equação é transformada em integral de superfície utilizando-se o teorema de Gauss. Assumindo-se que a intensidade de radiação $I_n(\vec{x}, \vec{s})$ seja constante em cada face da célula, pode-se calcular a integral de superfície pela soma das faces. O vetor fluxo de calor de radiação \vec{q}_r é definido como:

$$\vec{q}_r(\vec{x}) = \int \vec{s} I(\vec{x}, \vec{s}) d\Omega. \quad (1.143)$$

Na equação da energia (1.67), o termo de fonte devido à radiação $-\nabla \cdot \vec{q}_r(\vec{x})$ pode, então ser calculado por:

$$-\nabla \cdot \vec{q}_r(\vec{x}) = \kappa(\vec{x}) [U(\vec{x}) - 4\pi I_b(\vec{x})]; \quad (1.144)$$

$$U(\vec{x}) = \int_{4\pi} I(\vec{x}, \vec{s}) d\Omega. \quad (1.145)$$

Em palavras, a energia líquida radiante ganha numa célula é a diferença entre a quantidade absorvida e a emitida.

1.6 Intensidade de Radiação Térmica

No cenário de incêndio, a radiação térmica está incluída no modelo via a solução da equação de transporte de radiação (1.142) para um gás cinzento não-espalhante. A equação é resolvida empregando uma técnica similar aos métodos de volumes finitos para transporte convectivo/difusivo, sendo designado por Método de Volumes Finitos (*Finite-Volume Method, FVM*)[Chui, 1990], [Huh, 1999]. Utilizando aproximadamente 100 ângulos discretos, a rotina de solução de volumes finitos requer cerca de 15% do tempo total de um cálculo da CPU, o que representa um custo modesto para a complexidade da radiação térmica [K.B. McGrattan, 2002].

As dificuldades associadas ao tratamento da transferência de calor por radiação são devidas a aspectos matemáticos e físicos desse processo. Do ponto de vista matemático, devido à natureza da radiação térmica, o princípio da conservação de energia não pode ser aplicado em um volume infinitesimal, mas sim todo o volume em estudo. Isto conduz a uma equação integral. A dificuldade física, reside na especificação precisa das propriedades físicas das condições de contorno relacionadas à radiação térmica.

A quantidade fundamental usada para descrever o transporte de energia radiante é a intensidade espectral I_λ , definida como sendo a energia radiante por unidade de área perpendicular à direção de seu trajeto por unidade de ângulo sólido (Ω), por unidade de intervalo de comprimento de onda (λ) e por unidade de tempo (t). A grande complexidade matemática associada com a transferência de radiação térmica advém das variações direcionais (θ, ϕ) e espectral (λ) da intensidade, sendo θ o ângulo polar e ϕ o ângulo azimutal. Matematicamente, a intensidade espectral pode ser expressa como uma função de (θ, ϕ, λ), por:

$$I_\lambda = I_\lambda(x, y, z, \theta, \phi, \lambda). \quad (1.146)$$

A intensidade total I pode ser determinada pela integração com respeito ao comprimento de onda λ :

$$I(x, y, z, \theta, \phi) = \int_0^\infty I_\lambda(x, y, z, \theta, \phi, \lambda) d\lambda. \quad (1.147)$$

A equação da transferência de calor radiativa (*Radiative Heat Transfer Equation, RTE*) expressa a intensidade de radiação pelo espalhamento de emissão e absorção ao longo do seu trajeto:

$$\mathbf{s} \cdot \nabla I_{\lambda}(\mathbf{x}, \mathbf{s}) = -[\kappa(\mathbf{x}, \lambda) + \sigma(\mathbf{x}, \lambda)] I(\mathbf{x}, \mathbf{s}) + B(\mathbf{x}, \lambda) + \frac{4\pi}{\sigma(\mathbf{x}, \lambda)} \int_{4\pi} \Phi(\mathbf{s}, \mathbf{s}') I_{\lambda}(\mathbf{x}, \mathbf{s}') d\Omega' \quad (1.148)$$

onde $I_{\lambda}(\mathbf{x}, \mathbf{s})$ é a intensidade de radiação no comprimento de onda λ , \mathbf{s} é o vetor de direção da intensidade, $\kappa(\mathbf{x}, \lambda)$ e $\sigma(\mathbf{x}, \lambda)$ são os coeficientes locais de absorção e espalhamento, respectivamente, e $B(\mathbf{x}, \lambda)$ é o termo de fonte de emissão.

Dois principais dificuldades podem ser identificadas na análise da equação (1.148). Primeiro, a equação de transferência de calor radiativa (RTE) é uma equação integro-diferencial e sua solução exata pode ser obtida para casos muito simples, tais como problemas unidimensionais ou quando são assumidas propriedades radiativas do meio uniformes e condições de contorno homogêneas. A maioria dos sistemas de engenharia são multidimensionais, o meio é não-homogêneo e as propriedades radiativas são espectrais em natureza. Para aplicações de engenharia, as soluções exatas da equação (1.148) não são práticas. O segundo problema trata da avaliação de todos os coeficientes (espalhamento e absorção dos produtos de combustão; forma da função de fase) presentes na equação que dependem do comprimento de onda, composição do gás, temperatura, pressão, tipo de partícula, etc. A precisão das previsões da equação de transferência de calor radiativa deve ser compatível com aquela do método usado para estimar as propriedades radiativas. Estes dois principais problemas podem ser parcialmente eliminados pelo uso de modelos capazes, por um lado, de satisfazer a equação integro-diferencial que necessita ser resolvida, e, de outro, prever as propriedades de radiação com uma precisão similar.

Um método de volumes finitos (*Finite-Volume Method, FVM*) proposto para prever uma transferência de calor radiante em recintos fechados, com meios participantes, utiliza a mesma malha estabelecida no simulador numérico do escoamento de fluido [Chui, 1990], [Huh, 1999]. Para muitas situações, como em cenários de incêndios em que ocorrem escoamentos com combustão, deseja-se adicionar uma troca de calor radiante ao código que resolve as equações de momento e de energia. Pelo método de volumes finitos (FVM), um domínio de solução é subdividido por uma malha computacional que define nós para cada variável e um volume de controle que lhe é envolvente. Usando a mesma malha de rotina de solução dos sistemas de equações do escoamento, o método leva em conta a absorção, emissão e espalhamento no meio, considera a dependência das propriedades de radiação de outras propriedades, tais como pressão local, concentração e temperatura, e permite que sejam também incorporadas as propriedades de refletividade da parede. O método é também conservativo no sentido de que o balanço de conservação global para cada componente de intensidade discreta, bem como para o fluxo radiante

tivo, é satisfeito pelas equações discretas.

A equação de transferência de calor radiativa discretizada é derivada da integração da equação (1.128) na célula de malha (ijk) e no ângulo sólido discreto de controle $\delta\Omega'$, conforme estabelecido na equação (1.142).

A integral de volume do primeiro membro é substituída por uma integral de superfície nas faces da célula utilizando o teorema da divergência (Gauss). Assumindo-se que a intensidade de radiação $I(\vec{x}, \vec{s})$ seja constante em cada face da célula, pode-se calcular a integral de superfície pela soma das faces:

$$\sum_{m=1}^6 A_m T_m \int_{\Omega^i} (\vec{s} \cdot \vec{n}_m) d\Omega = \kappa_{ijk} [I_{b,ijk} - I_{ijk}^i] V_{ijk} \delta\Omega', \quad (1.149)$$

onde: I_{ijk}^i é a intensidade de radiação na direção l , I_m^i é a intensidade de radiação na direção l e na face m da célula, $I_{b,ijk}$ é a intensidade de radiação do corpo negro na célula, $\delta\Omega'$ é o ângulo sólido correspondente à direção l , V_{ijk} é o volume da célula ijk , A_m é a área da face m da célula e \vec{n}_m é o vetor unitário normal da face m da célula.

No Capítulo 2- Método Numérico, analisam-se as discretizações das equações de transporte e nessa oportunidade introduz-se a discretização espacial da rotina de solução da equação (1.149) considerando-se a mesma malha do método numérico de solução do escoamento de fluido.

Capítulo 2

Método Numérico

2.1 O código computacional FDS

O código computacional FDS desenvolvido em [K.B. McGrattan, 2002] é a implementação de um modelo de campo transiente e tridimensional, para a simulação de incêndios, que resolve numericamente as equações de conservação de massa, de espécie, de momento, e de energia. A equação de energia nunca é resolvida explicitamente, a não ser seus termos de fonte que são incluídos na expressão do divergente do escoamento. A pressão p , das equações de energia e de estado, é substituída pela pressão reinante p_0 para filtrar ondas de som que vão à velocidades muito mais rápidas do que as típicas velocidades de escoamentos esperadas em aplicações de incêndio. O simulador FDS também executa a simulação da combustão e a simulação das trocas de calor por radiação térmica. Para a combustão, utiliza-se de um modelo expresso por uma equação de transporte cuja variável dependente, fração de mistura Z , corresponde à relação entre o combustível e o combustível existente em cada volume elementar. Esta variável constitui um escalar conservativo, pois a equação de transporte respectiva não tem termo de fonte. As frações mássicas do combustível e do combustível são calculadas admitindo que a reação de combustão é instantânea, ocorrendo sempre que coexistem os reagentes. O cálculo da radiação térmica emprega um modelo de fluxos radiativos em que a discretização da hemisféria em ângulos sólidos elementares, pelo Método de Volume-Finito, pressupõe que o número total de arcos elementares seja suficiente-mente elevado para que a chama corresponda a um ângulo sólido substancialmente maior do que qualquer ângulo sólido elementar de uma superfície elementar distante. Dessa maneira, o número de ângulos sólidos elementares deveria ser elevado para descrever corretamente as trocas de calor por radiação, o que acarretaria um tempo de cálculo consideravelmente prolongado.

2.2 Discretização Temporal e Espacial

A técnica numérica utilizada é a de diferenças finitas. Neste método as equações de conservação são discretizadas e resolvidas para uma malha computacional. A malha computacional utilizada neste trabalho é composta por $30 \times 20 \times 120$ nós, o que corresponde a um total de 72000 células computacionais ou volumes de controle. A discretização utilizada é a de diferenças centrais de segunda ordem para os termos de derivadas espaciais das equações de conservação, e de primeira ordem para a derivada temporal. As variáveis do escoamento são atualizadas, no passo de tempo, utilizando um explícito esquema predição-correção de segunda ordem. Os termos fonte da equação de conservação de energia estão incorporados no divergente e basicamente estão envolvidos na equação de conservação de massa. A temperatura é fornecida pela pressão remanente e pela densidade via equação de estado de gás perfeito. Na técnica de SGB, para as grandes estruturas turbulentas são formuladas equações, para a evolução do campo de velocidade filtrada, que são derivadas das equações de Navier-Stokes. A contribuição das pequenas escalas da turbulência aparece na forma de uma viscosidade turbulenta. O modelo de Smagorinsky para a viscosidade turbulenta das pequenas estruturas é largamente utilizado em simulações LES [Smagorinsky, 1963].

• Discretização Temporal

A seguir são apresentados os procedimentos básicos do método numérico preditor/corretor utilizados neste trabalho. Todos os cálculos principiam com as condições iniciais do ambiente. No começo de cada passo de tempo, as quantidades ρ^n, Y_i^n, V^n, H^n , e p_0^n são conhecidas. Utiliza-se na discretização das equações a notação: $(n+1)^e$ para se referir a uma estimativa do valor da quantidade no passo de tempo $(n+1)$. De modo que,

1. As quantidades termodinâmicas ρ, Y_i e p_0 são estimadas no próximo passo de tempo com um passo explícito de Euler. Por exemplo, a densidade é estimada, pela equação de conservação da massa, por:

$$(2.1) \quad \rho^{(n+1)^e} = \rho^n - \delta t \left(V^n \cdot \nabla \rho^n + \rho^n \nabla \cdot V^n \right).$$

O divergente $\left(\nabla \cdot V \right)^{(n+1)^e}$ é constituído por estas quantidades termodinâmicas estimadas ρ, Y_i e p_0 . As componentes normais das velocidades nas fronteiras que são necessárias para constituir o divergente são assumidas conhecidas.

2. A equação de Poisson para a pressão é resolvida, por:

As derivadas espaciais das equações de conservação são escritas como diferenças finitas de segunda ordem numa malha retangular. O domínio computacional global é uma geometria correspondente a uma caixa retangular que é dividida em células numa malha retangular. Cada célula

- Discretização espacial

$$\bar{V}^{(n+1)e} = \frac{1}{2} \left[\bar{V}^n + \bar{V}^{(n+1)e} - \delta t \left(\bar{F}^{(n+1)e} + \Delta H^{(n+1)e} \right) \right]. \quad (2.7)$$

A velocidade é então corrigida, por:

$$\Delta_2 H^{(n+1)e} = \frac{2 \left(\Delta \cdot \bar{V}^{(n+1)e} \right) - \left(\Delta \cdot \bar{V}^{(n+1)e} \right)_n}{\delta t} - \Delta \cdot \bar{F}^{(n+1)e}. \quad (2.6)$$

4. A pressão é novamente computada utilizando quantidades estimadas, por:

O divergente $\Delta \cdot \bar{V}^{(n+1)e}$ é derivado das quantidades termodinâmicas corrigidas.

$$p^{n+1} = \frac{1}{2} \left[p^n + p^{(n+1)e} - \delta t \left(\bar{V}^{(n+1)e} \cdot \Delta p^{(n+1)e} + p^{(n+1)e} \cdot \Delta \cdot \bar{V}^{(n+1)e} \right) \right] \quad (2.5)$$

exemplo, a densidade é corrigida, por:

3. As quantidades termodinâmicas p, X_i e p_0 são corrigidas no próximo passo de tempo. Por

tempo satisfaz a condição de estabilidade, o procedimento continua.

Friedrichs-Lewy) acima e o procedimento inicia do começo do passo de tempo. Se o passo de

Se o passo de tempo é muito grande, ele é reduzido tal que satisfaça a condição de CFL(Courant-

$$\delta t > \min \left(\frac{\delta x}{\partial x}, \frac{\delta y}{\partial y}, \frac{\delta z}{\partial z} \right). \quad (2.4)$$

ponto para garantir que

que foi derivado das quantidades termodinâmicas estimadas. O passo de tempo é verificado neste

O divergente do campo de velocidade estimado é idêntico ao divergente estimado $\left(\Delta \cdot \bar{V}^{(n+1)e} \right)$

$$\bar{V}^{(n+1)e} = \bar{V}^n - \delta t \left(\bar{F}^n + \Delta H^n \right). \quad (2.3)$$

A velocidade é estimada no próximo passo, por:

O vetor \bar{F}^n contém os termos convectivo, difusivo e de força da equação de momento.

$$\Delta_2 H^n = \frac{2 \left(\Delta \cdot \bar{V}^{(n+1)e} \right) - \left(\Delta \cdot \bar{V}^{(n+1)e} \right)_n}{\delta t} - \Delta \cdot \bar{F}^n. \quad (2.2)$$

é designada por índices i, j e k , que representam a posição da célula nas direções x, y e z respectivamente. As quantidades escalares são designadas no centro de cada célula da malha, assim: ρ_{ijk}^n é a densidade no passo de tempo enésimo no centro da célula, cujos índices são i, j e k . As quantidades vectoriais, como velocidades, são designadas nas faces da célula. Assim, a componente x da velocidade corresponde à letra u e é definida nas faces cujas normais são paralelas ao eixo x ; a componente y da velocidade, representada pela letra v , é definida nas faces cujas normais são paralelas ao eixo y ; e a componente z , que é w , é definida nas faces cujas normais são paralelas ao eixo z . A quantidade u_{ijk}^n é a componente x da velocidade na face que aponta para adiante da célula (ijk) ésima; e $u_{i-1,j,k}^n$ está na face que aponta para trás da célula (ijk) ésima. A densidade no centro da (ijk) ésima célula é atualizada com o esquema predição-correção. No passo predictor, a densidade no nível de tempo $(n+1)$ é estimado baseado na informação do nível n .

$$(2.8) \quad \rho_{ijk}^{n+1,e} - \rho_{ijk}^n + \frac{\delta t}{\Delta x} \left[(V \cdot \nabla) \rho_{ijk}^n \right] = -\rho_{ijk}^n \left[(\nabla \cdot V) \right]_n$$

No passo corretor:

$$(2.9) \quad \rho_{ijk}^{n+1,e} - \rho_{ijk}^n + \rho_{ijk}^n \left[(\nabla \cdot V) \right]_n = -\rho_{ijk}^{n+1,e} \left[(\nabla \cdot V) \right]_n$$

As equações de conservação de espécie tem discretização análoga à da densidade.

No passo predictor:

$$\left[(\rho X_l)_{ijk}^{n+1,e} \right] - \left[(\rho X_l)_{ijk}^n \right] + \frac{\delta t}{\Delta x} \left[(V \cdot \nabla) (\rho X_l)_{ijk}^n \right] = - \left[(\rho X_l)_{ijk}^n \right] \left[(\nabla \cdot V) \right]_n + W_{ijk}^{III}$$

(2.10)

No passo corretor:

O primeiro membro, é:

$$(2.11) \quad \left[(\rho X_l)_{ijk}^{n+1,e} \right] - \left[(\rho X_l)_{ijk}^n \right] + \frac{\frac{\delta t}{\Delta x}}{\left[(\rho X_l)_{ijk}^{n+1,e} \right] + \left[(\rho X_l)_{ijk}^n \right]} \left[(V \cdot \nabla) (\rho X_l)_{ijk}^{n+1,e} \right]$$

e o segundo membro:

$$(2.12) \quad - \left[(\rho X_l)_{ijk}^{n+1,e} \right] \left[(\nabla \cdot V) \right]_n + \left[(\rho X_l)_{ijk}^{n+1,e} \right] \left[(\nabla \cdot V) \right]_n + \left[(\rho X_l)_{ijk}^{n+1,e} \right] \left[(\nabla \cdot V) \right]_n + W_{ijk}^{III}$$

Os termos convectivos são escritos como diferenças tipo 'upwind' no passo preditor e diferenças 'downwind' no passo corretor. É feita também uma ponderação de forma a permitir que o esquema de discretização tenda para diferenças centradas de segunda ordem, onde for possível na malha.

A discretização espacial das equações de momento toma a forma:

$$(2.13) \quad \frac{\partial u}{\partial t} + F_{x,ijk} + \frac{H_{i+1,jk} - H_{ijk}}{\delta x} = 0$$

$$(2.14) \quad \frac{\partial v}{\partial t} + F_{y,ijk} + \frac{H_{i,j+1,k} - H_{ijk}}{\delta y} = 0$$

$$(2.15) \quad \frac{\partial w}{\partial t} + F_{z,ijk} + \frac{H_{i,j,k+1} - H_{ijk}}{\delta z} = 0$$

, onde:

• H_{ijk} é considerado no centro da célula ijk ;

• u_{ijk} e $F_{x,ijk}$ são tomados no lado de face da célula na direção de x ;

• v_{ijk} e $F_{y,ijk}$ são considerados no lado de face da célula na direção de y ;

• w_{ijk} e $F_{z,ijk}$ são tomados no lado de face da célula na direção de z (vertical) .

As três componentes de F na equação de momento, são:

$$(2.16) \quad F_x = w\omega_y - v\omega_z - \frac{d}{1} \left(f_x + \frac{\partial^T x x}{\partial^T x y} + \frac{\partial y}{\partial^T x z} \right)$$

$$(2.17) \quad F_y = w\omega_z - v\omega_x - \frac{d}{1} \left(f_y + \frac{\partial^T y x}{\partial^T y y} + \frac{\partial y}{\partial^T y z} \right)$$

$$(2.18) \quad F_z = w\omega_x - v\omega_y - \frac{d}{1} \left(f_z + \frac{\partial^T z x}{\partial^T z y} + \frac{\partial y}{\partial^T z z} \right)$$

,onde:

• as componentes da vorticidade ω são localizadas nos cantos da célula que apontam nas direções

x, y e z , respectivamente;

• os termos fora de diagonal do tensor de tensões viscosas:

$T_{yz}, T_{zx} = T_{zy}, T_{xz} = T_{yx}, T_{xy} = T_{yz}, T_{zx}$, também são localizados nos cantos da célula;

- as componentes diagonais do tensor tensão T_{xx} , T_{yy} e T_{zz} ; as componentes da força externa (f_x, f_y, f_z) ; e os termos de influência 'upwind' eu_x, ev_x , e ew_x estão localizados nas respectivas faces da célula.
- Equação de Pressão

O divergente da equação de momento produz uma equação de Poisson para a pressão:

$$(2.19) \quad \frac{H_{i,j+1,k} + 2H_{i,j,k} + H_{i,j-1,k}}{\delta x^2} + \frac{H_{i,j+1,k} - 2H_{i,j,k} + H_{i,j-1,k}}{\delta y^2} + \frac{H_{i,j,k+1} - 2H_{i,j,k} + H_{i,j,k-1}}{\delta z^2} = - \frac{F_{y,i,j-1,k}}{F_{z,i,j,k-1}} \frac{\delta y}{\partial t} - \frac{F_{z,i,j,k-1}}{F_{z,i,j,k-1}} \frac{\delta z}{\partial t} \left(\Delta \cdot V \right)_{i,j,k}.$$

Todas quantidades expostas na equação (2.19) estão sendo avaliadas no mesmo nível de tempo.

Esta equação diferencial parcial elíptica é resolvida utilizando rotinas CRAYFISHPAK, referenciada

em [K.B. McGrattan, 2002].

O divergente da velocidade, em ambos os passos preditor e corretor, é discretizado por:

$$(2.20) \quad \left(\Delta \cdot V \right)_{i,j,k} = \frac{\gamma p_0}{\gamma - 1} \left(\frac{q_{i,j,k}}{\gamma p_0} - \Delta \cdot q_{i,j,k} + \Delta \cdot k \Delta T_{i,j,k} + \Delta \cdot \sum_i c_{p,i} T_i(pD)_i \Delta Y_{i,j,k} - \frac{1}{\gamma - 1} \frac{dp_0}{dt} \right).$$

O divergente definido pela equação (2.20) é igual ao divergente definido por:

$$(2.21) \quad \left(\Delta \cdot V \right)_{i,j,k} = \frac{\delta x}{u_{i,j,k} - u_{i-1,j,k}} + \frac{\delta y}{v_{i,j,k} - v_{i,j-1,k}} + \frac{\delta z}{w_{i,j,k} - w_{i,j,k-1}}$$

A equivalência das duas definições do divergente é um resultado da forma das equações discretizadas, do esquema de passo do tempo e da solução direta da equação de Poisson para a

pressão.

O termo de fonte devido à radiação pode ser calculado pela equação (1.144) tendo a intensidade de radiação incidente local discretizada por:

$$(2.22) \quad U_{i,j,k} = \sum_{l=1}^{N_\theta} I_{i,j,k}^l \delta \Omega_l$$

A discretização do ângulo sólido é feita dividindo primeiro o ângulo polar, θ , em N_θ faixas, onde N_θ é um número inteiro par. Cada faixa θ é então dividida em $N_\phi(\theta)$ partes na direção

azimutal (ϕ) . Porém, $N_{\phi}(\theta)$ deve ser divisível por 4. Os números N_{θ} e $N_{\phi}(\theta)$ são escolhidos para dar o número total de ângulos N_{Ω} tão próximo do valor definido pelo usuário, quanto possível. O número total de ângulos N_{Ω} é calculado por:

$$N_{\Omega} = \sum_{\theta=1}^{N_{\theta}} N_{\phi}(\theta_i). \quad (2.23)$$

2.3 Condições Iniciais e de Contorno

*Condições Iniciais

Inicialmente, em $t=(0,0)$ s, foram assumidas as seguintes condições iniciais para a simulação: A temperatura T foi assumida à temperatura ambiente da atmosfera (admitida, $21^{\circ}C$) em todos os volumes de controles : $T_{amb} = 21^{\circ}C$.

Para a pressão p foi adotada a pressão atmosférica padrão de 101 kPa em todo o domínio computacional: $p=p_{atm}=101 \text{ kPa abs}$.

As velocidades foram assumidas como sendo zero em todos os volumes de controles,

*Condições de Contorno

As condições de contorno válidas para qualquer instante de tempo no processo de solução

foram as seguintes:

Os gradientes de temperatura na direção perpendicular às paredes devem ser nulos , ou seja, todas as paredes foram consideradas adiabáticas: $\int_{\partial\Omega} k \nabla T \cdot d\vec{S} = 0$. Esta foi a condição adotada na simulação junto à parede.

As velocidades foram nulas junto a paredes e nas entradas e saídas foi especificado valores da

Pressão total H.

A variável fração de mistura foi ajustada em 1.0 na posição do foco de incêndio e gradientes nulos em todas as outras posições.

Capítulo 3

Casos Estudados

O problema escolhido para estudo de simulação numérica foi o de um incêndio em edifício. O objetivo deste estudo é o de verificar a eficácia da exaustão de fumaça em prédios com um duto (caso 1) e com dois dutos (caso 2). Um esquema básico do edifício, mostrando a região de estudo, é apresentado na figura (3.1). Nesta figura só é apresentado o caso de um duto. Pode-se ver a passagem do ambiente do foco de incêndio para a antecâmara e desta para escada de incêndio.

A região simulada, representada na figura 3.1, compreende: o ambiente de acesso à antecâmara e a própria antecâmara com o duto de ventilação que protegem a escada de emergência. A escada foi mantida fechada no processo de simulação. A porta que liga o ambiente da região simulada a um outro ambiente de convívio do edifício foi considerada, na simulação, fechada em cada andar. Foi adotado o cenário de incêndio no primeiro andar e considerado o seu foco no centro do ambiente de acesso à antecâmara. A potência típica do fogo foi admitida como sendo de 5,0 MW [Drysdale, 1997]. As portas de acesso às antecâmaras (PCF) dos andares 1 e 4 foram mantidas abertas. No térreo e demais andares, estas portas PCF foram mantidas fechadas. O domínio computacional corresponde ao: (i) térreo com fronteiras admitidas hermeticamente fechadas exceto a grelha (abertura no duto de 0,50m x 0,50m) que dá para o ambiente atmosférico, (ii) andares hermeticamente fechados para a atmosfera, e (iii) cobertura: hermeticamente fechada, exceto a grelha (0,50m x 0,50m) que dá para a atmosfera. Esta estanqueidade das fronteiras do domínio computacional foi imposta para facilitar a formulação e implementação da malha computacional. No caso 1 estudado, o edifício possui somente um duto que serve simultaneamente de admissão de ar atmosférico e de exaustão de ar/gases. O duto possui uma seção transversal livre de 0,70m x 1,50m e em cada andar tem uma grelha, no duto, de área frontal de $0,70m^2$. As grelhas estão localizadas junto aos tetos das antecâmaras, e não existem nelas quaisquer restrições à

passagem do ar/gases.

No caso 2 estudado, o edifício possui dois dutos geminados. Um deles, o localizado mais próximo da fronteira externa do prédio, tem uma grelha no térreo voltada para a atmosfera para realizar a captação de ar atmosférico próximo do piso. A outra extremidade desse duto termina na laje do piso da cobertura. Em cada andar, o duto é provido de uma grelha inferior que fica localizada junto ao piso. O outro duto, geminado ao anterior, inicia no piso do primeiro andar e tem a extremidade superior limitada pelo domínio computacional no topo do andar de cobertura. Nessa extremidade do duto existe uma grelha lateral voltada para a atmosfera junto do limite superior do domínio computacional. Em cada andar, esse duto é provido de uma grelha frontal à antecâmara e localizada junto ao teto. A ventilação natural é garantida pelos dois dutos. Enquanto um duto admite ar atmosférico e entrega-o pelas grelhas inferiores, o outro duto recebe ar/gases pelas grelhas superiores dos andares e os descarrega para a atmosfera pela grelha existente na extremidade superior de saída.

O caso 1 corresponde à recomendação estabelecida no Código de Obras e Edificações do Município de São Paulo - Lei Municipal No.11228 de 25.06.1992.

O caso 2 corresponde à recomendação da norma NBR 9077/1993 da ABNT - Associação Brasileira de Normas Técnicas.

A orientação das coordenadas físicas do edifício, para o processo de simulação, corresponde à colocação da origem no canto inferior esquerdo da vista em planta do prédio (figura 3.1). De modo que a coordenada x está orientada na largura da região simulada do edifício (7,0m), no sentido do ambiente para a antecâmara, a coordenada y está na profundidade da região simulada do edifício (2,0m), no sentido da escada de incêndio para o duto e a coordenada z é a altura do edifício no sentido do andar térreo para o topo da cobertura (18,0 m, ou 36,0 m). O resultado deste estudo é analisado em termos da verificação das distribuições de temperatura em cada caso de edifício. A avaliação comparativa permite alcançar resultados sobre a eficácia de cada caso, objetivando a exaustão da fumaça para salvaguardar a vida dos ocupantes do edifício. A conclusão final é obtida confrontando-se os resultados das eficácias de cada caso estudado.

• Cenário de Incêndio 'Viegas'

João Carlos Godinho Viegas realizou a tese de doutorado: 'Segurança contra Incêndios em Edifícios. Modelação Matemática de Incêndios e Validação Experimental', na Universidade Técnica de Lisboa [Viegas, 1999]. Este trabalho apresenta "como objetivo geral o estudo dos escoamentos que ocorrem no interior dos edifícios em situação de incêndio e tem como objetivos específicos

Figura 3.1: Edificio básico

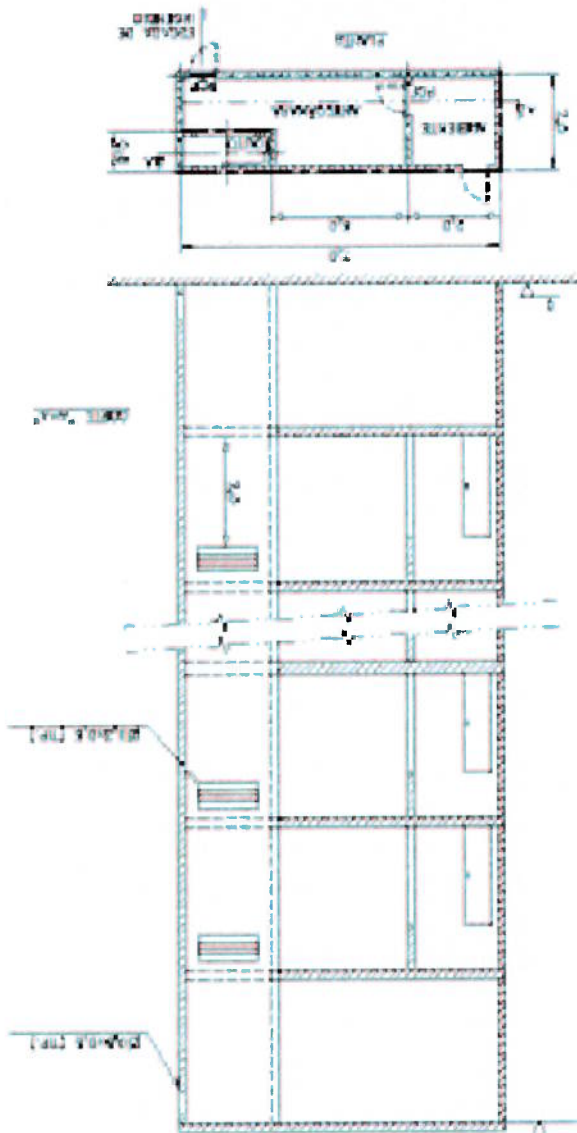
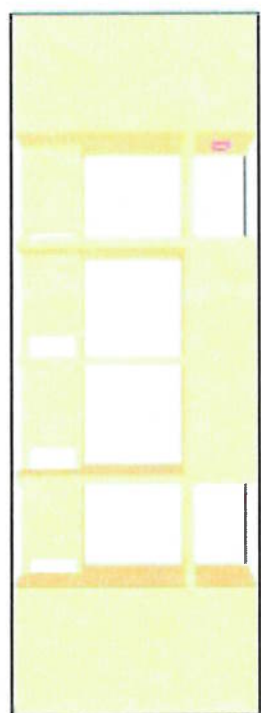


Figura 3.2: Caso 1 - Duto único com grelhas de insuflamento e exaustão e seis pavimentos

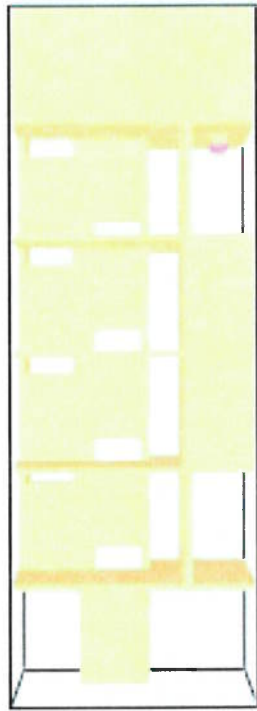


NIST Smokeview 2.0 - December 8, 2001

Figura 3.3: Caso 1 - Duto único com grelhas de insuflamento e exaustão e exaustão com doze pavimentos



Figura 3.4: Caso 2 - Dois dutos separados para insuflamento e exaustão e seis pavimentos



NIST Sketchview 2.0 - December 8, 2001

Figura 3.5: Caso 2 - Dois dutos separados para insuflamento e exaustão com doze pavimentos



a preparação de um programa de computador para a simulação desses escoamentos e o estabelecimento de uma metodologia de validação que permita a avaliação do desempenho de programas computacionais neste domínio. Para esse efeito foi construída uma instalação experimental à escala real na qual os ensaios que suportam a validação do programa foram realizados". A instalação experimental situa-se ao ar livre e é constituída por dois compartimentos cujas dimensões e geometria foram escolhidos de forma a representarem um pequeno quarto de hotel ou um gabinete (compartimento de planta quadrada, de 3,65 m de lado) e um corredor de 1,34 m por 10,95 m. O corredor tem o mesmo pé-direito do compartimento quadrado (2,79 m). O compartimento de planta quadrada, que passará a ser referido como sala, tem uma janela posicionada numa parede exterior e uma porta de comunicação com o corredor. O corredor, no extremo oposto à sala, tem uma porta de igual dimensão (0,81 m por 2,14 m) para o exterior. As dimensões indicadas são internas à instalação. As paredes e a cobertura são rebocadas interior e exteriormente. A espessura total de cada parede é de 0,33 m, sendo constituída por alvenaria de blocos de cimento celular com revestimento de plaquetas de cimento celular para reduzir as perdas de calor por condução e aumentar a resistência da estrutura à ação da temperatura. O pavimento é constituído por betonilha. A figura 3.6 apresenta a configuração do espaço interior dos compartimentos descritos.

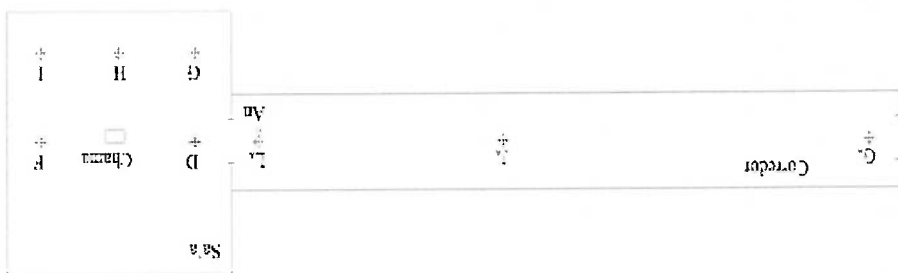


Figura 3.6: Planta da instalação experimental do cenário de incêndio 'Viegas'

A fonte de calor é constituída por um queimador de gás propano, que nos casos de estudos 3 e 3A, é colocada na posição central da sala quadrada. O aparelho de queima utilizado é constituído por uma caixa de aço de planta quadrada (0,31 m de lado) em que o gás é introduzido pela parte inferior e a queima realizada junto da superfície superior. O queimador não tem pré-mistura; assim, a mistura do combustível com o comburentes é realizada apenas no exterior do queimador permitindo a reprodução de um pequeno foco de incêndio com maior realismo, por intermédio de uma chama de difusão. A parte superior do queimador encontra-se a 0,30 m acima da superfície do pavimento da instalação experimental. A potência calorífica foi mantida nominalmente constante em $1810kW/m^2$.

Para a medição de temperaturas foram utilizados termopares do tipo J (ferro-constantan) com os fios condutores com o diâmetro de 0,508 mm e revestidos a fibra de vidro. Após a sua execução, a junção quente dos termopares ficou com a forma aproximadamente esférica e o seu diâmetro médio é de 1,4 mm. Uma vez que o objetivo das medições consistia na determinação do perfil vertical da temperatura em diversos pontos dos compartimentos, os termopares foram agrupados em coluna metálica de suporte com 20 termopares. Tendo em conta o interesse da medição dos gradientes térmicos na zona quente, optou-se por reduzir o espaçamento vertical entre os termopares na parte superior, sendo de 0,05 m na parte superior da coluna e de 0,20 m na parte inferior. Foi preparada especialmente uma coluna para medir a temperatura do escoamento junto das portas ou da janela; nesse caso, o espaçamento vertical dos termopares foi reduzido na zona abaixo do limel das portas também para 0,05 m, sendo na parte restante de 0,20 m.

Os termopares são dispostos numa coluna em várias cotas legíveis nos gráficos com os resultados experimentais que se apresentam no Capítulo 6: Resultados e Conclusões, desta dissertação. Os posicionamentos dos termopares das colunas D, F, G, H e I do caso 3 e colunas G_A, J_A e L_A do caso 3A, na planta da instalação experimental, estão indicados na figura 3.6. Toma-se como origem das coordenadas ($x = 0, y = 0$) o canto Sudeste da sala, ou seja: o canto inferior da direita da sala na figura 3.6. Assim, os valores de x crescem na direção perpendicular ao eixo de simetria e os valores de y crescem na direção paralela ao eixo de simetria da figura e no sentido do corredor. As coordenadas das colunas, são:

- Caso 3: Coordenadas (x,y) [m]
- Coluna D (1,835 ; 3,030)
- Coluna F (1,835 ; 0,560)
- Coluna G (0,600 ; 3,030)

- Coluna H (0,600 ; 1,815)
- Coluna I (0,600 ; 0,560)
- **Caso 3A**
- Coluna G_A(1,835 ; 14,080)
- Coluna J_A(1,835 ; 8,080)
- Coluna L_A(1,835 ; 4,080)

Os casos selecionados, na tese de Viegas, foram os 3/3A (sendo designado por Caso 3 aquele

que envolve informações da sala, e por Caso 3A aquele que se refere ao corredor) por serem os únicos para os quais foram feitas as medições. Devido ao fato do cenário ser simétrico e dos resultados experimentais mostrarem que a hipótese de simetria do escoamento é aceitável, a simulação foi realizada com o domínio de cálculo correspondente à metade de ambos os compartimentos e daí a escolha, para as análises dos resultados no Capítulo 6, das colunas mencionadas anteriormente. No ensaio do Caso 3 a janela da sala ficou fechada, a porta de comunicação entre sala e corredor ficou aberta, bem como ficou aberta a porta no extremo oposto do corredor que dá para o ar livre. No decurso do ensaio verificou-se que a ação térmica é dominante em relação à ação do vento [Viegas, 1999].

A medição das velocidades no decurso dos ensaios é realizada por meio de anemômetros de três tipos diferentes: anemômetros de turbina, termoaemômetros e anemômetros de pressão diferencial. De acordo com a respectiva gama de medição, resistência à temperatura do fluido e características direcionais, os anemômetros de pressão diferencial foram usados exclusivamente na zona quente e os restantes anemômetros foram utilizados exclusivamente na zona fria. Os anemômetros de turbina e os termoaemômetros, pelas suas características construtivas, não têm possibilidade de indicar a direção do escoamento. Para suporte dos anemômetros foi construída uma coluna de suporte semelhante às utilizadas para suporte dos termopares. No ensaio 3 a coluna de anemômetros está posicionada na porta de comunicação entre ambos os compartimentos, com coordenadas próximas daquelas mencionadas anteriormente da coluna L_A.

Capítulo 4

Resultados e Conclusões

O objetivo a ser alcançado é o de comparar os resultados obtidos pela simulação de incêndio em edifícios que são construídos com um ou outro tipo de exaustão natural estabelecidos em legislação de segurança contra incêndio. A eficiência de cada um dos casos é analisada verificando-se o comportamento da movimentação da fumaça que resulta na melhor exaustão em mesmos períodos de tempos. Esta eficácia de exaustão da fumaça e gases quentes é o parâmetro que serve para esta comparação de resultados. O procedimento de avaliação da eficácia considera:

- a)- a distribuição de temperaturas pelos ambientes e dutos;
- b)- a localização temporal de gases de combustão emitidos no foco de incêndio. Para isto, utiliza-se o conceito de partículas Lagrangianas que consiste na consideração do movimento do material proveniente da combustão com o escoamento que é regido pelas equações de Navier-Stokes.

4.1 Validação do código computacional FDS

O processo do escoamento da fumaça de incêndio em ambos os cenários, comparamentos do estudo de Viegas e Casos 1 e 2 dos edifícios analisados com o FDS, é basicamente o mesmo: O foco de incêndio em Viegas está no centro da sala e nos Casos 1 e 2 está no primeiro andar dos edifícios analisados. O escoamento da fumaça no interior da sala e do ambiente contíguo à PCF aberta dos edifícios é promovido pela impulsão dos gases aquecidos, cujo movimento ascensional envolve o ar novo pela periferia da chama. O jato ascendente atinge o teto, por ele escoar e pelo contato com a superfície sólida é retardado e restrito. Ao longo do jato quente continua a ocorrer o envolvimento de ar circundante. Os produtos da combustão vão sendo diluídos, a velocidade e a temperatura do jato vão sendo reduzidas e a sua espessura tende a aumentar. Este

movimento descendente entra em contato com o ar frio situado na parte inferior do compartimento. Na camada superior existe fumaça e gases quentes, e na camada inferior de ar aquecido e pouco fumaça. Em Viegas, existe uma abertura constituída por uma porta que dá do corredor para o ar livre. Nos Casos 1 e 2, existem as grelhas para os dutos.

No intuito de utilizar a experiência realizada por Viegas para análise e validação do código numérico FDS, foi feita uma simulação do seu caso de estudo 3 no simulador FDS. Convém frisar que o simulador FDS possui validações em pluma de fogo em espaço confinado [Ma, 2001].

A validação dos programas, Viegas e FDS, enquanto comparação dos cálculos numéricos computacionais com os resultados de ensaio do caso de estudo 3, é feita em simultâneo com a apresentação da análise experimental. A motivação dos estudos Viegas e Casos 1 e 2 é a simulação computacional da ventilação natural para a exaustão dos espaços com o objetivo de salvaguardar os ocupantes dos efeitos da fumaça e dos gases quentes. Note-se que, embora seja desejável que os resultados da simulação numérica sejam coincidentes com os resultados experimentais, tal situação é na prática ainda impossível devido a todas as simplificações da realidade física introduzidas nos modelos utilizados.

4.1.1 Análise dos resultados: Comparação Viegas/FDS

Tendo em vista que o cenário do caso de estudo 3 é simétrico e que os resultados experimentais mostram que é aceitável a hipótese de simetria, a simulação foi realizada com o domínio de cálculo correspondente a metade de ambos os compartimentos. Viegas utilizou a malha de $37 \times 28 \times 22$ na sala e de $49 \times 28 \times 8$ no corredor. Na porta o domínio de cálculo foi prolongado para o exterior. A subdivisão do domínio de cálculo, sala e corredor, corresponde à simulação simultânea em diferentes computadores ligados em rede. Foram utilizados microcomputadores com processadores Pentium, tendo um a velocidade de processamento de 133 MHz e a memória RAM de 24 Mb e o outro a velocidade de processamento de 150 MHz e a memória RAM com a capacidade de 32 Mb. O computador de menor capacidade foi utilizado para simular o escoamento no compartimento do corredor, tendo a discretização do respectivo sub-domínio de cálculo sido feita de forma mais grossa, de maneira a que os tempos de execução nos dois computadores fossem aproximadamente da mesma grandeza. No FDS, também foi utilizada a simulação computacional considerando a simetria da instalação experimental. O domínio computacional abrangeu a metade de ambos os compartimentos. A malha utilizada foi de $32 \times 128 \times 40$, com adaptação da malha, no eixo x, junto à parede, na chama e no limite do eixo longitudinal de simetria. O processamento computacional

foi realizado num microcomputador Pentium, tendo a velocidade de processamento de 731 MHz e a memória RAM com a capacidade de 126 Mb.

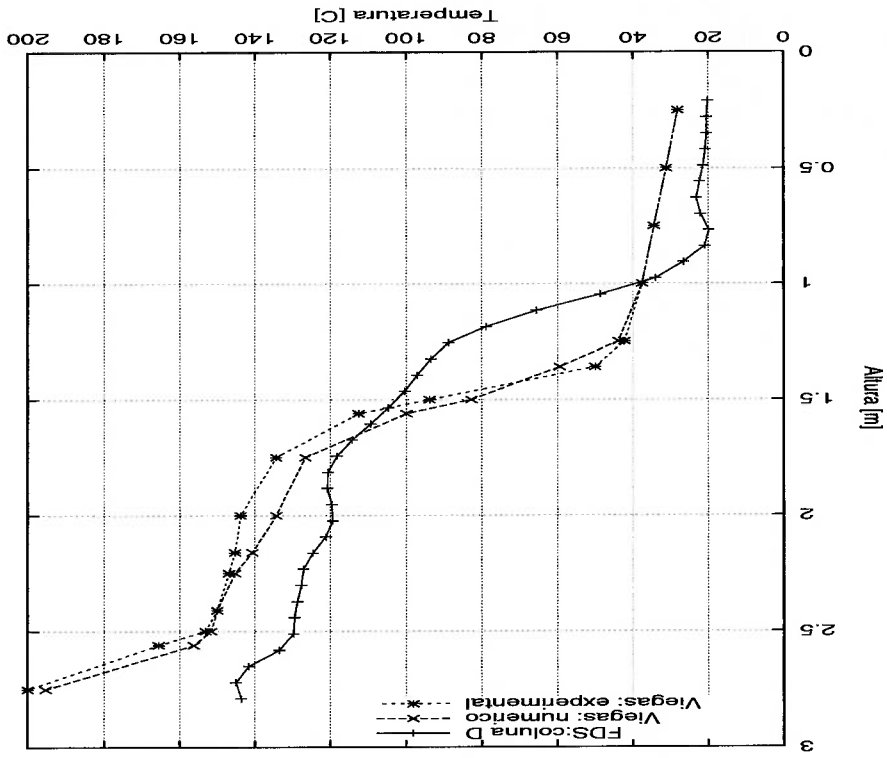
• Análise da coluna D de termopares

A coluna D está localizada no eixo de simetria longitudinal da instalação experimental próximo à porta de comunicação da sala para o corredor. A posição da chama corresponde ao centro da sala, ou seja, no eixo de simetria longitudinal e metade do lado da sala. No desenho (3.6) estão indicadas as posições das colunas, bem como da chama que está demarcada por um pequeno quadrado.

Na figura 4.1 estão representados os gráficos das temperaturas simuladas, Viegas/FDS, bem como as temperaturas medidas ao longo da altura, eixo z, da sala. A comparação Viegas/FDS é realizada no instante de 60s. Observa-se no gráfico uma zona fria na parte inferior da sala. Viegas destaca que estas temperaturas baixas são inicialmente quase constantes, mostrando uma tendência de crescimento ligeiro com a cota quando se aproxima de uma fase estacionária em 30 min. Na parte intermediária ocorre uma variação pronunciada da temperatura decorrente do difusão da fumaça quente com as camadas inferiores de ar frio. Na parte superior é claramente identificada uma zona de temperaturas muito elevadas.

Para o propósito de validação do simulador FDS por meio da experiência de Viegas, convém interpretar quais são os tamanhos das camadas das zonas quente, intermediária e fria. Nos gráficos das temperaturas das colunas de termopares pode-se observar, em geral, um comportamento de crescimento da temperatura do piso ao teto. O queimador tem a base da chama numa altura de 0,30m do piso. O ar novo, frio e mais denso movimenta-se junto ao piso, na direção e sentido da chama. Como a dinâmica de incêndio evolui num processo transitente, na parte inferior existe ar pouco contaminado pela fumaça. Esta camada de ar frio tem um gradiente térmico, cuja evolução de temperatura depende da posição da coluna de termopares em relação à chama, paredes, aberturas, etc. Nota-se que até uma altura ao redor de 1,0 m, valor mais exato deve ser observado em cada gráfico, ocorre uma zona fria. Para avaliar esta camada em relação à altura total e em relação às outras camadas frias de outras colunas, calculou-se um gradiente térmico considerando as cotas a ela pertinente. A parte intermediária corresponde à variação de altura onde ocorre a inflexão da curva no gráfico. Esta variação, nos gráficos, fica por volta de 1,0 m a 1,7 m, onde foi calculado um gradiente térmico pelas mesmas finalidades apresentadas para a camada fria. No restante da altura ocorre uma zona de camada de fumaça e gases quentes, cuja variação serviu para avaliar um gradiente térmico nessa região.

Figura 4.1: Temperaturas, em 60 segundos, da coluna D: Comparação Viegas/FDS



Na parte inferior, zona de temperaturas baixas, as condições de temperaturas obtidas por Viegas numérico e experimental são idênticas num gradiente térmico de aproximadamente $15^{\circ}\text{C}/\text{m}$. No FDS ocorre uma previsão de menor temperatura que no Viegas, praticamente constante em 20°C até $0,80\text{ m}$, seguido de um rápido crescimento de temperaturas. Na zona intermediária, as temperaturas crescem rapidamente em ambos os simuladores, bem como nas medições realizadas. Os gradientes de temperaturas em Viegas são de cerca de $120^{\circ}\text{C}/\text{m}$ no previsto e $130^{\circ}\text{C}/\text{m}$ no experimental. No FDS, na zona intermediária da altura, é previsto um gradiente de $108^{\circ}\text{C}/\text{m}$. Na parte superior, em Viegas tem-se um gradiente de $57^{\circ}\text{C}/\text{m}$ nas temperaturas elevadas, sendo próximas as condições medida e prevista, e no FDS de $22^{\circ}\text{C}/\text{m}$.

Dessas observações, no instante de 60s, verifica-se uma boa concordância das temperaturas nos gráficos de Viegas em toda altura pesquisada. O FDS apresenta gradientes de temperaturas bem menores que os verificados no experimental. Isto significa, que na parte inferior o FDS prevê uma corrente de ar de temperaturas menores se dirigindo para a chama, uma menor difusão da fumaça e gases quentes com o ar frio na zona intermediária e uma menor deflexão do escoamento vertical do jato quente de fumaça quente proveniente do teto da sala. Na análise FDS da coluna de termopares L_A , no corredor, pode-se notar o efeito da deflexão e escoamento da fumaça pelo lintel da porta, que eventualmente explica o comportamento dos gradientes de temperaturas previstos no FDS da coluna D. Os gradientes térmicos na parte superior da sala são melhores interpretados em Viegas devido à proximidade da chama com a coluna D. Apesar das diferenças apontadas entre os resultados obtidos pelos simuladores, que possuem características de domínios, modelagens e processamentos distintos, pode-se considerar que os simuladores Viegas/FDS são consistentes e a sensibilidade dos programas de simulação e análise de resultados experimentais. A análise da sensibilidade de um programa de simulação destina-se a quantificar a influência que alterações introduzidas nos dados do programa têm no seu resultado final. Os parâmetros relativamente aos quais a sensibilidade é analisada podem distinguir-se entre os intrínsecos ao funcionamento do programa e os resultantes das condições em que os ensaios foram realizados. Quanto à sensibilidade, Viegas analisou o número de ciclos de cálculo na resposta (convergência da solução), intervalo temporal considerado e a constante C do modelo da turbulência. As condições de convergência foram ajustadas de forma a não ser excedido o número de 800 ciclos. Utilizou o procedimento de intervalos temporais progressivos e empregou o valor de $C^{\mu} = 0,09$ no modelo da turbulência ($k-\epsilon$). No FDS, foram simulados 123 segundos, com processamento de cálculo da CPU em 17,17 h, num total de 11159 passos. O processamento ocorreu com intervalos de tempo variável (constante CFL) e a constante no modelo da turbulência é a de Smagorinsky, para LES, $C_s = 0,20$. Para os propósitos da validação do programa de simulação, neste cenário de incêndio, a comparação

qualitativa das previsões computacionais com os resultados experimentais permite evidenciar que a descrição geral do escoamento é adequadamente realizada nas simulações.

• **Análise da coluna F de termopares**

A coluna F, figura (3.6), está localizada no eixo de simetria longitudinal da instalação experimental próximo da parede oposta à porta de comunicação da sala para o corredor. A posição da chama corresponde ao centro da sala. A parede próxima da coluna F afeta o escoamento da fumaça e gases quentes, pois o jato de teto radial à chama movimenta-se para a parede e desce aquecendo a mesma e envolve a coluna F. A superfície da parede quente troca radiação térmica com os demais envoltórios da sala.

Na figura 4.2 estão representados os gráficos, no instante de 60s, das temperaturas simuladas, Viegas/FDS, bem como as temperaturas medidas ao longo da altura da sala. Observa-se no gráfico uma zona fria na parte inferior da sala, uma parte intermediária cuja interface com a zona fria é marcada por uma variação pronunciada da temperatura e na parte superior existe uma zona de temperaturas muito elevadas.

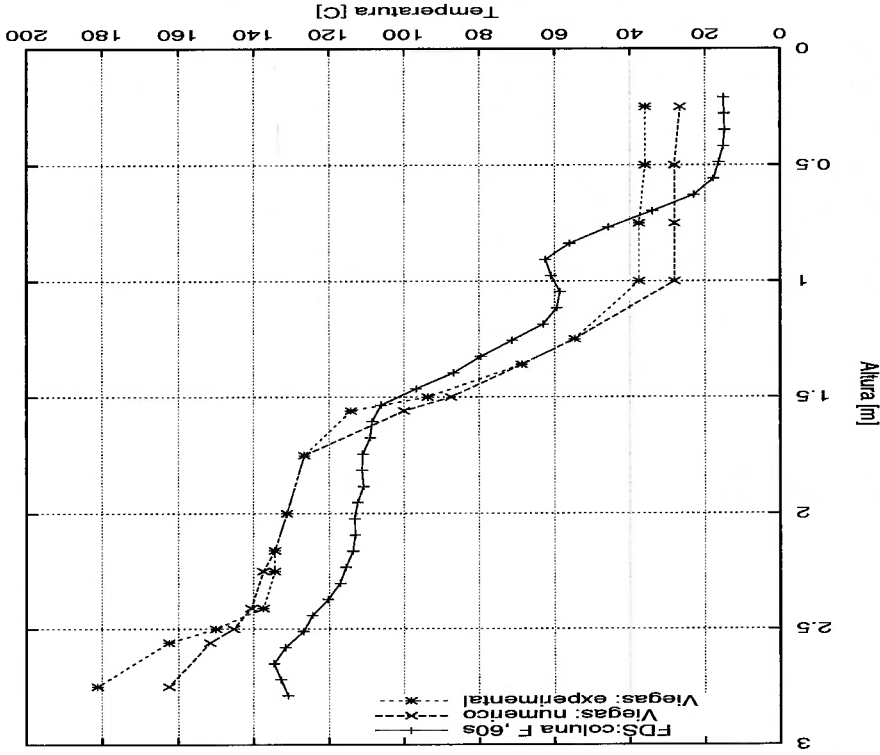


Figura 4.2: Temperaturas, em 60 segundos, da coluna F: Comparação Viegas/FDS

Em Viegas observa-se que não é detetável a redução da temperatura do escoamento de fumaça junto da parede, já que ele considera na modelagem de fronteira a condução de calor através da parede até a superfície externa admitida adiabática. No FDS a superfície interna da parede é considerada adiabática, bem como todo contorno do domínio computacional.

Na parte inferior, zona de temperaturas baixas, as condições de temperaturas obtidas por Viegas numérico e experimental são próximas e constantes em 28°C e 38°C , respectivamente, até $1,00\text{ m}$ e em seguida crescem para a parte intermediária do pé-direito. No FDS há uma variação de temperatura com um gradiente térmico de $57^{\circ}\text{C}/\text{m}$, cujo aumento de temperaturas se estende para a zona intermediária. Na zona intermediária, as temperaturas crescem rapidamente em ambos os simuladores, bem como nas medições realizadas. Os gradientes de temperaturas em Viegas são de cerca de $133^{\circ}\text{C}/\text{m}$ no previsto numericamente, e 120°C no experimental, o que é ligeiramente atenuado na previsão correspondente à coluna D e assim a zona quente apresenta-se um pouco mais espessa. No FDS, corresponde a $73^{\circ}\text{C}/\text{m}$. Na parte superior, em Viegas tem-se um gradiente de $35^{\circ}\text{C}/\text{m}$ previsto, e de 54°C medido. No FDS é de $16^{\circ}\text{C}/\text{m}$.

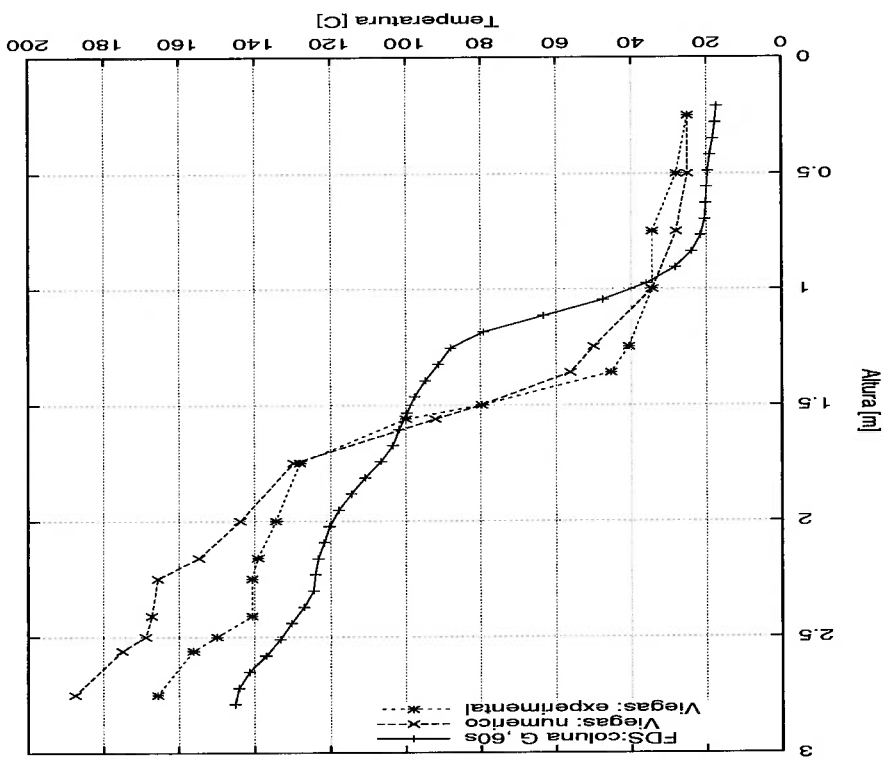
Nesta coluna F, no instante de 60s, também verifica-se uma boa concordância das temperaturas nos gráficos de Viegas em toda altura da sala. O FDS apresenta gradientes de temperaturas menores que os verificados no experimental. Isto significa, que na parte superior o FDS prevê uma camada maior de gases quente, porém com menor gradiente térmico. A camada intermediária é menos aquecida, eventualmente devido à maior camada de corrente de ar frio que se movimenta pela periferia da chama.

• Análise da coluna G de termopares

A coluna G, está localizada próxima do canto Sudeste da sala. A posição da chama corresponde ao centro da sala. As paredes próximas da coluna G aquecem o escoamento dos gases. O jato de teto radial à chama movimenta-se para as paredes e desce aquecendo a mesma e envolve a coluna G. As superfícies das paredes quentes trocam radiação térmica com os demais envoltórios da sala. Os movimentos de escoamento de gases envolvem a coluna G proporcionando, em relação às colunas anteriores, uma zona quente de maior espessura e maior gradiente térmico e uma zona fria também mais espessa, o que promove uma corrente turbulenta intermediária com grandes gradientes térmicos. Na figura 4.3 estão representados os gráficos, no instante de 60s, das temperaturas simuladas, Viegas/FDS, bem como as temperaturas medidas ao longo da altura da sala.

Na zona de temperaturas baixas, as condições de temperaturas obtidas por Viegas numérico e experimental correspondem a um pequeno gradiente térmico, de aproximadamente $15^{\circ}\text{C}/\text{m}$. No FDS ocorre uma previsão de menor temperatura que no Viegas, sendo o gradiente nesta zona de

Figura 4.3: Temperaturas, em 60 segundos, da coluna G: Comparação Viegas/FDS



@ 29°C/m, seguido de um rápido crescimento de temperaturas. Na zona intermediária, as temperaturas crescem rapidamente em ambos os simuladores, bem como nas medições realizadas. Os gradientes de temperaturas em Viegas são de cerca de 125°C/m no previsto e no experimental. No FDS, na zona intermediária da altura, é previsto um gradiente de 93°C/m. Na parte superior, em Viegas tem-se um gradiente previsto de 38°C/m e experimental de 58°C/m nas temperaturas elevadas, e no FDS de 33°C/m.

• **Análise da coluna H de termopares**

A coluna H, está localizada próxima do centro da parede longitudinal da sala. A posição da chama corresponde ao centro da sala. Os movimentos do escoamento de gases envolvem a coluna G de modo que a espessa camada quente difunde com a fria, resultando uma variação de temperaturas importante e um grande gradiente térmico na zona intermediária. Na figura 4.4 estão representados os gráficos, no instante de 60s, das temperaturas simuladas, Viegas/FDS, bem como as temperaturas medidas ao longo da altura da sala.

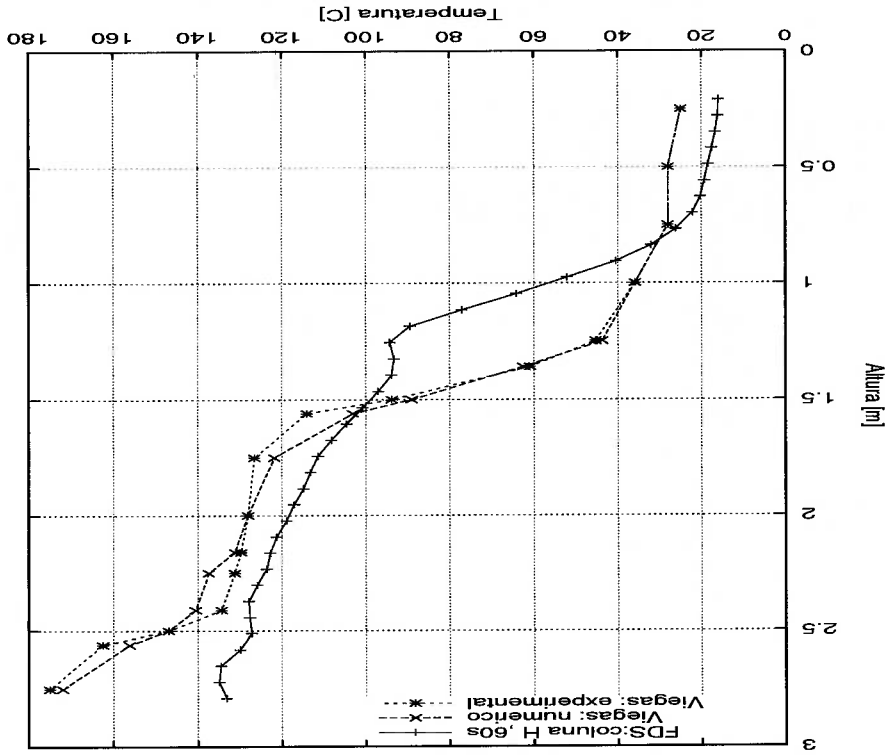


Figura 4.4: Temperaturas, em 60 segundos, da coluna H: Comparação Viegas/FDS

Na zona de temperaturas baixas, as condições de temperaturas obtidas por Viegas numérico e experimental correspondem a um pequeno gradiente térmico, de aproximadamente 20°C/m.

No FDS ocorre uma previsão de menor temperatura que no Viegas, sendo o gradiente nesta zona de $40^{\circ}\text{C}/\text{m}$, seguido de um rápido crescimento de temperaturas. Na zona intermediária, as temperaturas crescem rapidamente em ambos os simuladores, bem como nas medições realizadas. Os gradientes de temperaturas em Viegas são de cerca de $112^{\circ}\text{C}/\text{m}$ no previsto e $120^{\circ}\text{C}/\text{m}$ no experimental. No FDS, na zona intermediária da altura, é previsto um gradiente de $89^{\circ}\text{C}/\text{m}$. Na parte superior, em Viegas tem-se um gradiente previsto de $43^{\circ}\text{C}/\text{m}$ e experimental de $48^{\circ}\text{C}/\text{m}$ nas temperaturas elevadas, e no FDS de $20^{\circ}\text{C}/\text{m}$.

• Análise da coluna I de termopares

A coluna I, está localizada próxima do canto Sudoeste da sala. A posição da chama corresponde ao centro da sala. As paredes próximas da coluna I afetam o escoamento dos gases. Os movimentos do escoamento de gases envolvem a coluna I que, em relação à colunas G, apresenta maiores gradientes térmicos nas partes inferior e intermediária e menor na parte superior. Na figura 4.5 estão representados os gráficos, no instante de 60s, das temperaturas simuladas, Viegas/FDS, bem como as temperaturas medidas ao longo da altura da sala.

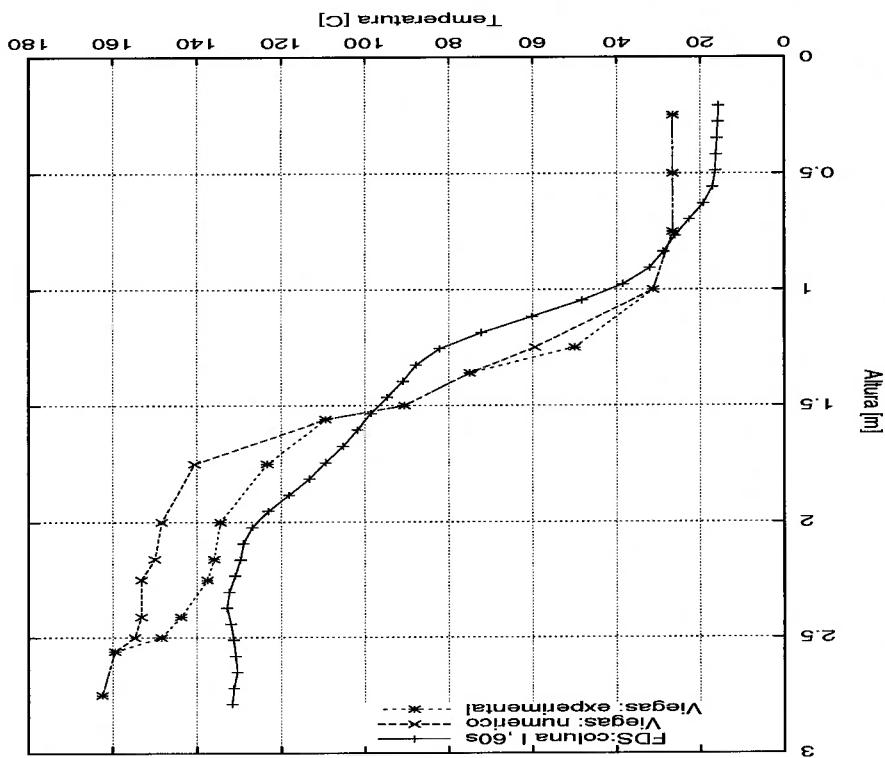


Figura 4.5: Temperaturas, em 60 segundos, da coluna I: Comparação Viegas/FDS

Na zona de temperaturas baixas, as condições de temperaturas obtidas por Viegas numérico e experimental correspondem a um pequeno gradiente térmico, de aproximadamente $30^{\circ}\text{C}/\text{m}$. No FDS ocorre uma previsão de menor temperatura que no Viegas, sendo o gradiente nesta zona de $30^{\circ}\text{C}/\text{m}$, seguido de um rápido crescimento de temperaturas. Na zona intermediária, as temperaturas crescem rapidamente em ambos os simuladores, bem como nas medições realizadas. Os gradientes de temperaturas em Viegas são de cerca de $145^{\circ}\text{C}/\text{m}$ no previsto e $123^{\circ}\text{C}/\text{m}$ no experimental. No FDS, na zona intermediária da altura, é previsto um gradiente de $99^{\circ}\text{C}/\text{m}$. Na parte superior, em Viegas tem-se um gradiente previsto e experimental de $39^{\circ}\text{C}/\text{m}$ nas temperaturas elevadas, e no FDS de $16^{\circ}\text{C}/\text{m}$.

• Análise da coluna L_A de termopares

A coluna L_A está localizada no eixo de simetria longitudinal do corredor próxima da porta de comunicação com a sala. A posição da chama corresponde ao centro da sala. Os movimentos do escoamento de gases que passam pela porta envolvem a coluna L_A . A passagem pelo lintel da porta ocasiona uma importante turbulência e as superfícies das paredes acarretam um importante resfriamento dos gases na parte superior dessa região. Na figura 4.6 estão representados os gráficos, no instante de 60s, das temperaturas simuladas, Viegas/FDS, bem como as temperaturas medidas ao longo da altura da sala.

Esta figura apresenta as grandes variações de temperaturas nas partes superior e intermediária da região. Uma espessa camada fria na parte inferior mantém-se com temperaturas aproximadamente constantes. Estes comportamentos são registados tanto pelo ensaio quanto pelos simuladores Viegas/FDS.

• Análise da coluna G_A de termopares

A coluna G_A está localizada no eixo de simetria longitudinal do corredor próxima à porta de comunicação com o exterior. A posição da chama corresponde ao centro da sala. Os movimentos do escoamento de gases que passam pela porta encontram o ar livre, que se dirige junto ao piso do corredor para a chama localizada na sala. Na figura 4.7 estão representados os gráficos, no instante de 60s, das temperaturas simuladas, Viegas/FDS, bem como as temperatura medidas ao longo da altura da sala.

Esta figura apresenta as pequenas variações de temperaturas nas partes superior e inferior da região. Uma espessa camada fria na parte inferior mantém-se com temperaturas aproximadamente constantes e na camada superior ocorrem pequenos gradientes de temperaturas. Estes comportamentos são registados tanto pelo ensaio quanto pelos simuladores Viegas/FDS.

Figura 4.6: Temperaturas, em 60 segundos, da coluna LA: Comparação Viegas/FDS

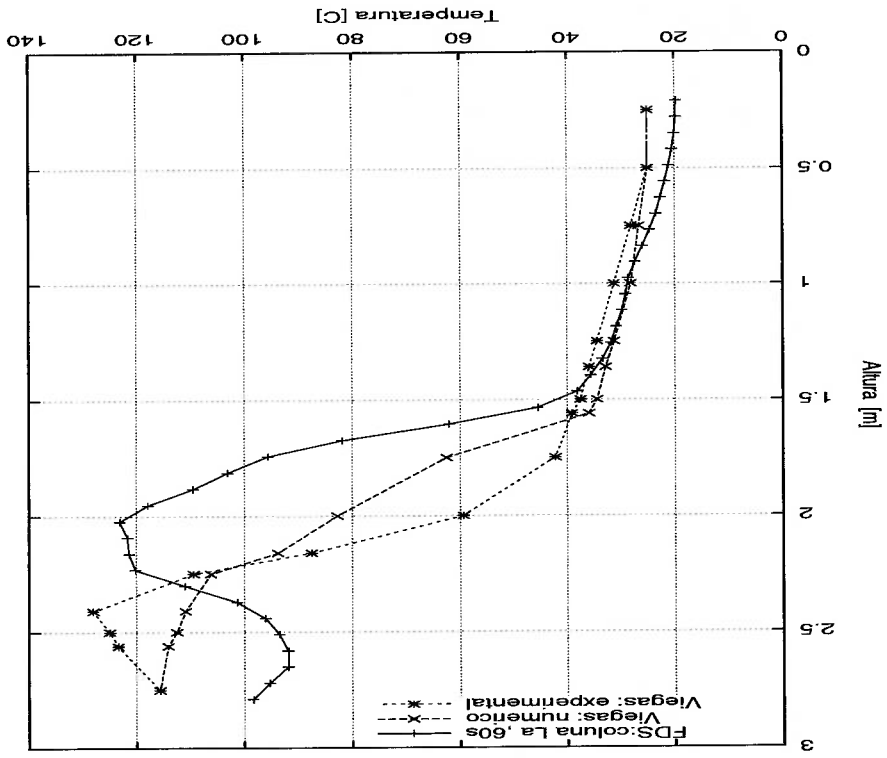
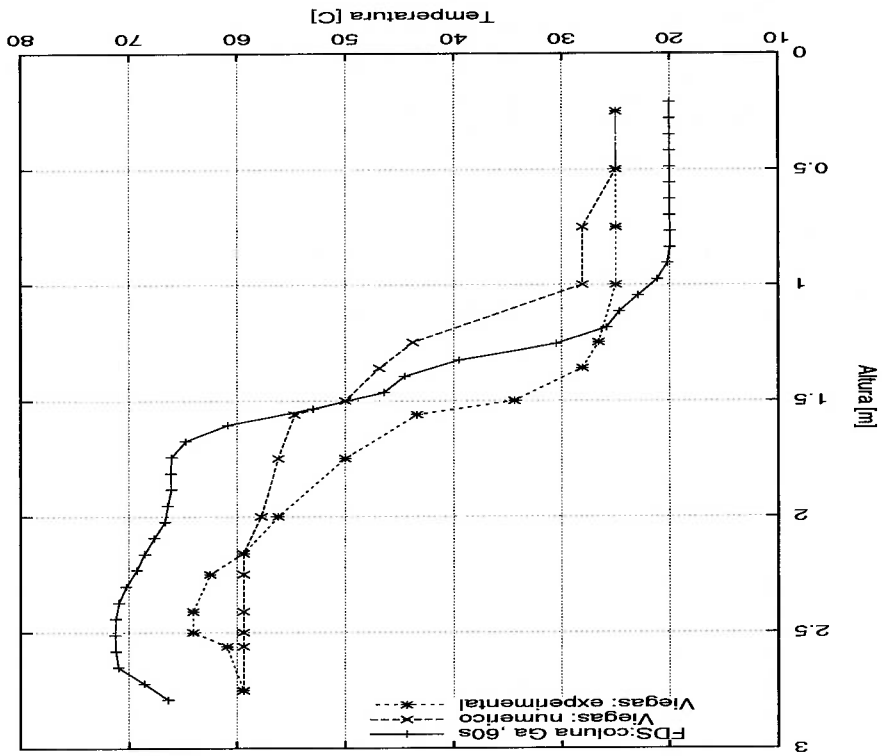


Figura 4.7: Temperaturas, em 60 segundos, da coluna GA: Comparação Viegas/FDS



• Análise da coluna J_A de termopares

A coluna J_A está localizada no eixo de simetria longitudinal e centro do corredor. A posição da chama corresponde ao centro da sala. Os movimentos de escoamento de gases que passam pela porta da sala envolvem a coluna J_A . Os gases da combustão e o ar do corredor misturam-se formando quase uma única grande camada aquecida, correspondente às zonas superior e intermediária. A parte inferior é formada por uma espessa camada de ar frio. Na figura 4.8 estão representados os gráficos, no instante de 60s, das temperaturas simuladas, Viegas/FDS, bem como as temperaturas medidas ao longo da altura da sala.

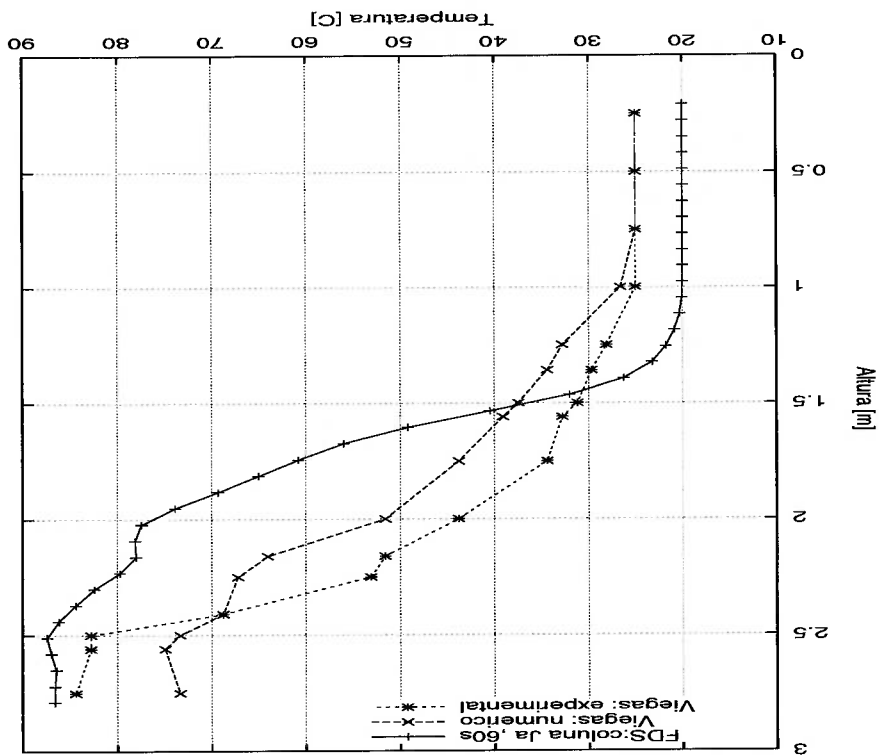


Figura 4.8: Temperaturas, em 60 segundos, da coluna J_A : Comparação Viegas/FDS

• Análise da coluna A_n de anemômetros

A coluna A_n está localizada no eixo de simetria longitudinal do corredor próxima da coluna L_A . A posição da chama corresponde ao centro da sala. Os movimentos de escoamento de gases que passam pela porta envolvem a coluna A_n . A passagem pelo lintel da porta ocasiona uma im-portante turbulência dos gases na parte superior dessa região. As velocidades previstas e medidas, representadas nos gráficos, correspondem às normais à porta entre sala e corredor. Na figura 4.9

estão representados os gráficos, no instante de 60s, das velocidades simuladas, Viegas/FDS, bem como as velocidades medidas ao longo da altura da sala.

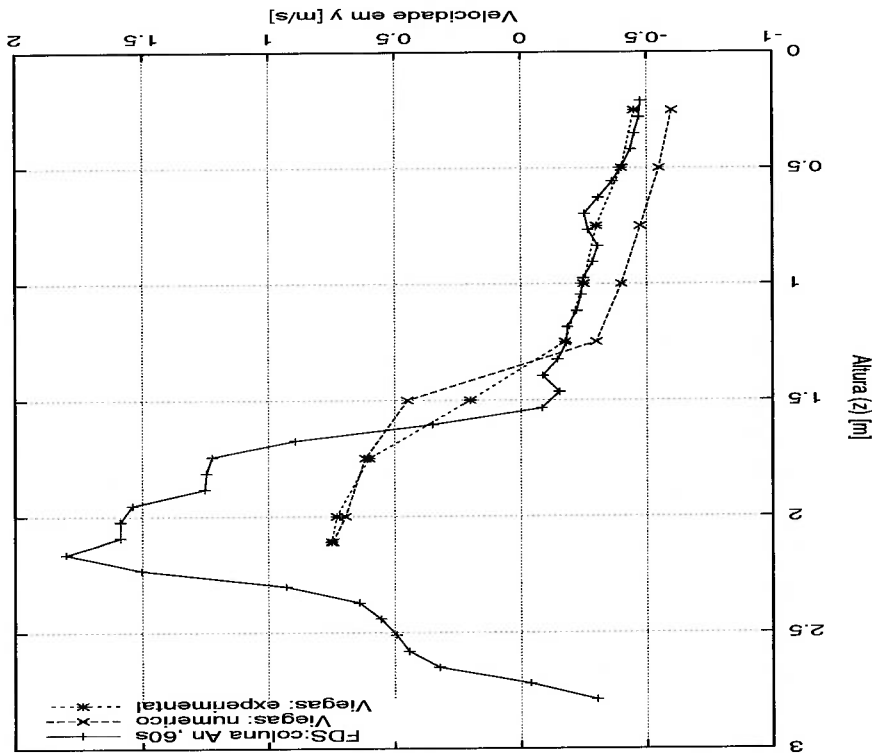


Figura 4.9: Velocidades, em 60 segundos, da coluna A_n : Comparação Viegas/FDS

O simulador FDS capta bem as grandes variações de velocidades de gases na zona superior de gases que passam pelo lintel da porta e se expandem no corredor. Nas partes inferior e intermediária as variações de velocidades são moderadas tanto previstas pelos simuladores Viegas/FDS quanto as verificadas experimentalmente.

De um modo geral, obtém-se da análise realizada nas colunas D, F, G, H, I, L_A, G_A, J_A e A_n , para as velocidades medidas e previstas e para o comportamento de escoamento de gases, resultados comparativamente ajustados aos obtidos pelo programa FDS.

4.2 Resultados

Os resultados da simulação dos dois casos, designados por caso 1 e caso 2, são analisados levando-se em conta a preocupação da salvaguarda dos seus ocupantes. Para isso, deve ser assegurado um conjunto de condições que possibilitem a sobrevivência dos ocupantes enquanto se encontram nos locais mais aquecidos, bem como em pavimentos mais distantes do incêndio. A propagação

do fogo e movimentação da fumaça e gases quentes é um processo que se realiza em regime transitente. Com o passar do tempo, os ocupantes de um edifício devem deixar os locais em que se encontram utilizando as saídas de emergência do prédio.

O simulador FDS oferece várias saídas de dados, de modo que optou-se, na simulação dos dois casos, pela análise de quadros pertinentes à alguns instantes do tempo de simulação. Foi feita a simulação de 120 segundos de tempo real de incêndio. O tempo de evacuação dos ocupantes de um edifício depende de vários fatores, entre eles estão o número de pavimentos, número de ocupantes, tipos de saídas de emergência, etc. Por meio da análise dos quadros podem-se avaliar os parâmetros que inviabilizam a permanência de pessoas nos diversos locais dos edifícios, tais como ar contaminado e quente, muita fumaça que obscurece a visão, pouca entrada de ar novo para a respiração, alta toxicidade dos gases, etc. A análise dos quadros e dos gráficos permite avaliar as espessuras das camadas das zonas quente, intermediária e fria. Numa altura baixa, zona inferior fria, espaço inicialmente pouco contaminado de fumaça, ocorre com o tempo a elevação de temperatura e a concentração de oxigênio torna-se insuficiente para a respiração. O obscurecimento da visão dificulta o trânsito e a procura das saídas de emergência do edifício. A fumaça na parte superior do recinto emite radiação térmica, bem como as paredes e objetos circundantes e a existência de gases tóxicos provocam a morte das pessoas.

A figura 4.10 corresponde ao caso 1 (edifício com um duto de exaustão de fumaça) onde pode ser observada a distribuição de temperaturas no instante de 24 segundos. Nela verifica-se que os andares 2, 3 e 4 estão recebendo, por ventilação natural, ar/gases pouco aquecido acima do ar atmosférico, admitido como de 21°C. Nota-se uma leve influência do efeito chaminé através do duto. As pessoas que estiverem nesses locais não estarão sofrendo as consequências danosas do incêndio. No primeiro andar, onde localiza-se a chama, nota-se no recinto da antecâmara uma zona superior mais aquecida e uma pequena zona inferior mais fria. Nesses locais da antecâmara e proximidades as pessoas devem estar se retirando, pela porta corta-fogo, para a escada de emergência. As portas corta-fogo (PCF) do 1o. andar e do 5o. andar estão abertas e as dos demais andares permanecem fechadas durante a realização das simulações. Na região designada por 'ambiente' do 1o. andar encontra-se o foco de incêndio de onde ocorre a propagação do fogo e a movimentação da fumaça em direção do duto na antecâmara.

A figura 4.11 corresponde ao caso 1 no instante de 48 segundos de distribuição de temperaturas. A intensificação da ventilação natural nos andares 2, 3 e 4 mostra uma maior elevação da temperatura e maior movimentação e difusão da fumaça no ar ambiente. Observa-se que a fumaça alcança os andares 2, 3 e 4 através das respectivas grelhas do duto. A fumaça penetra a grelha do duto localizada no primeiro andar, mistura-se com o ar proveniente da atmosfera, e percorre

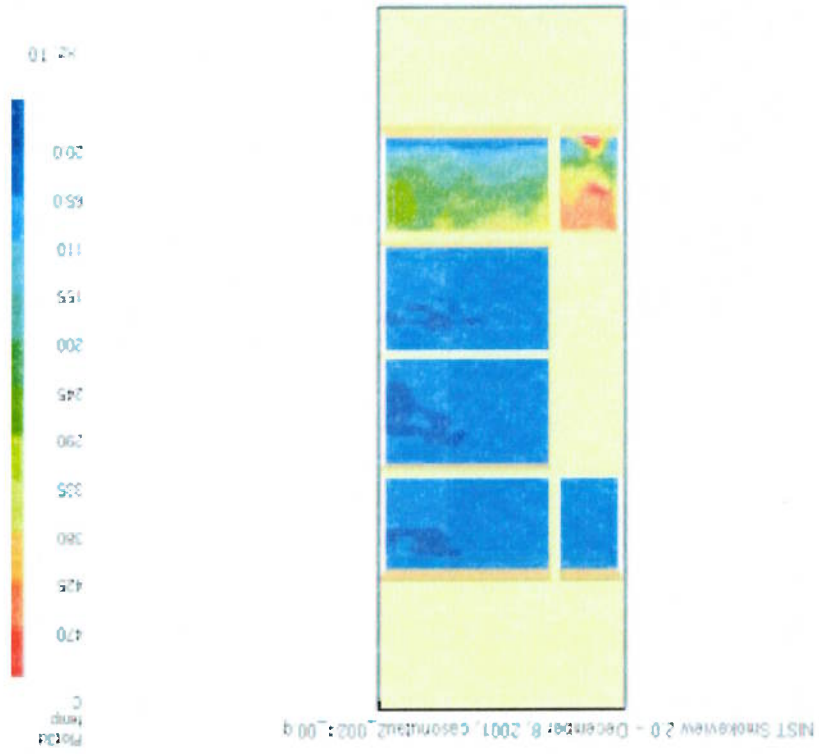


Figura 4.10: Caso 1 - um duto: temperaturas após 24 segundos

ascendentemente o duto, deixando partes da mistura adentrar as grelhas dos outros andares e o restante sai na extremidade superior do duto. No primeiro andar, neste instante, pouco sobra da zona mais fria inferior do recinto. Espera-se que as pessoas já tenham deixado este local.

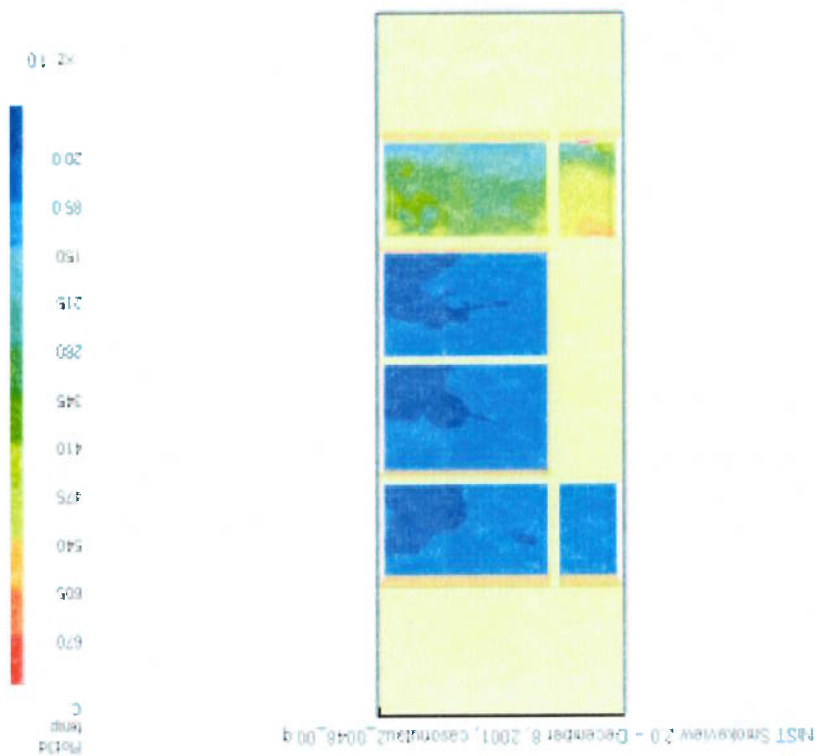


Figura 4.11: Caso 1 - um duto: temperaturas após 48 segundos

A figura 4.12, pertinente ao caso 1 no instante de 72 segundos, apresenta uma maior entrada de fumaça pelas grelhas dos andares 2, 3 e 4. Nota-se em cada um desses andares uma nítida demarcação pela distribuição de temperatura das zonas: uma mais aquecida nas proximidades das grelhas e outra pouco contaminada pela fumaça. Cada grelha está posicionada junto ao teto de cada antecâmara. Em cada uma dessas antecâmaras verifica-se que as camadas mais aquecidas localizam-se nas zonas superiores. O primeiro andar tem todo o ambiente praticamente tomado por gases mais quentes. As figuras 4.10, 4.11 e 4.12, que apresentam as distribuições de temperatura em cada recinto do edifício, evidenciam a movimentação da fumaça pela sequência dos quadros no tempo real de incêndio.

A figura 4.13 corresponde ao caso 2, em que a ventilação natural é garantida por dois dutos, sendo um deles de captação de ar atmosférico respirável e o outro de condução de ar/gases para a extremidade superior acima do último pavimento do edifício. As grelhas em cada andar

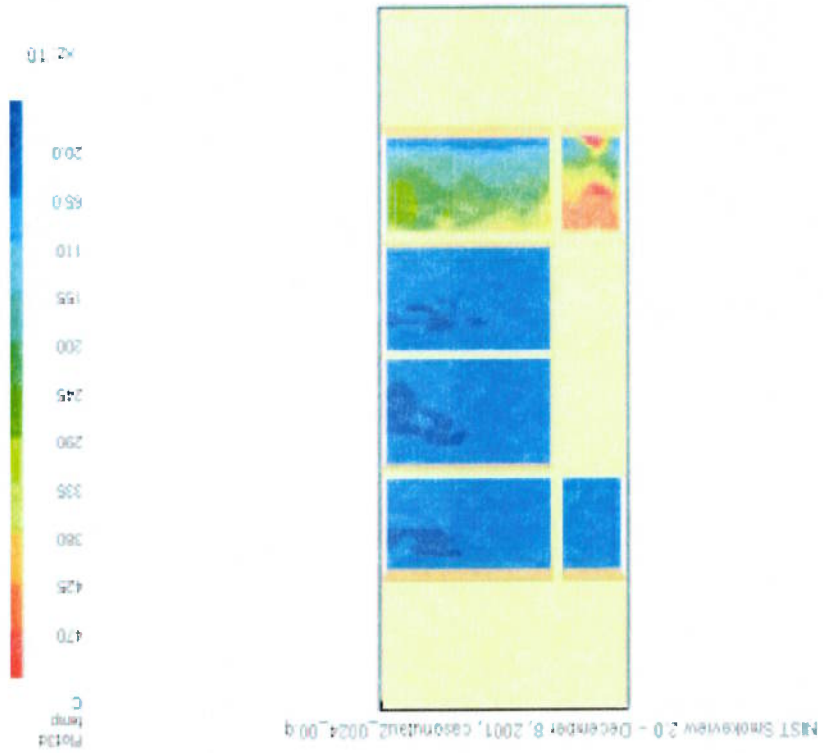


Figura 4.10: Caso 1 - um duto: temperaturas após 24 segundos

ascendentemente o duto, deixando partes da mistura adentrar as grelhas dos outros andares e o restante sai na extremidade superior do duto. No primeiro andar, neste instante, pouco sobra da zona mais fria inferior do recinto. Espera-se que as pessoas já tenham deixado este local.

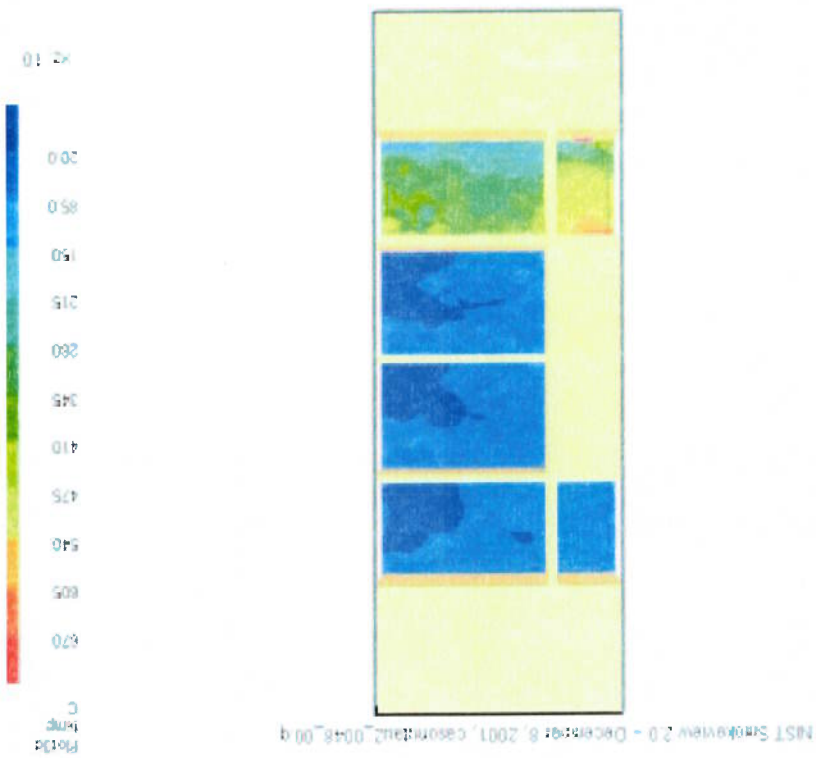


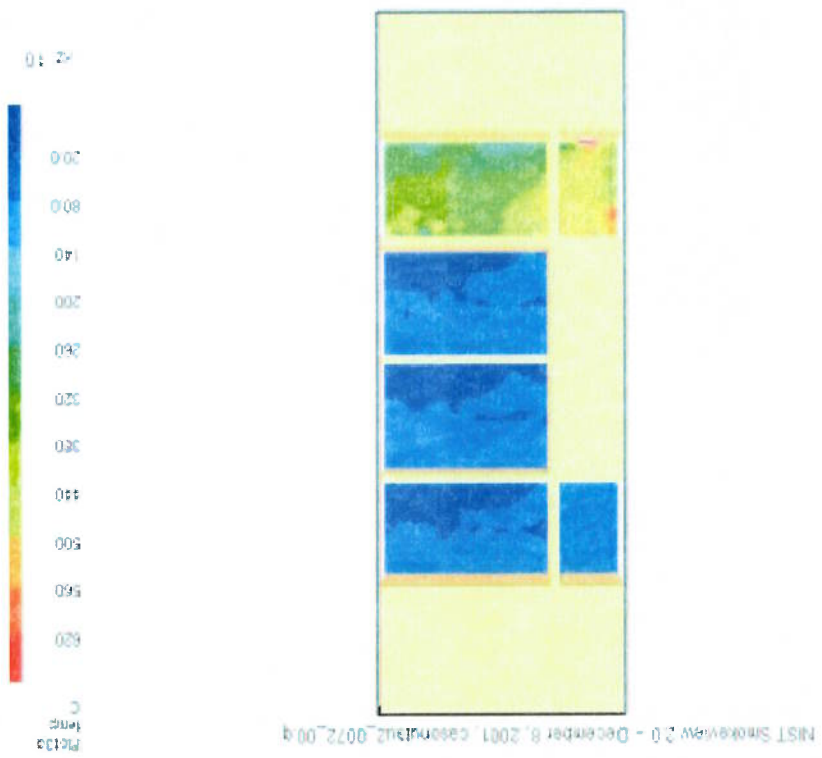
Figura 4.11: Caso 1 - um duto: temperaturas após 48 segundos

A figura 4.12, pertinente ao caso 1 no instante de 72 segundos, apresenta uma maior entrada de fumaça pelas grelhas dos andares 2, 3 e 4. Nota-se em cada um desses andares uma nítida demarcação pela distribuição de temperatura das zonas: uma mais aquecida nas proximidades das grelhas e outra pouco contaminada pela fumaça. Cada grelha está posicionada junto ao teto de cada antecâmara. Em cada uma dessas antecâmaras verifica-se que as camadas mais aquecidas localizam-se nas zonas superiores. O primeiro andar tem todo o ambiente praticamente tomado por gases mais quentes.

As figuras 4.10, 4.11 e 4.12, que apresentam as distribuições de temperatura em cada recinto do edifício, evidenciam a movimentação da fumaça pela sequência dos quadros no tempo real de incêndio.

A figura 4.13 corresponde ao caso 2, em que a ventilação natural é garantida por dois dutos, sendo um deles de captação de ar atmosférico respirável e o outro de condução de ar/gases para a extremidade superior acima do último pavimento do edifício. As grelhas em cada andar

Figura 4.12: Caso 1 - um duto: temperaturas após 72 segundos



são duas: a inferior (próxima do piso) é a de entrada de ar atmosférico respirável, e a superior (próxima do teto) é a de exaustão de ar/gases. As distribuições de temperaturas, no instante de 24 segundos, apresentam uma demarcação das camadas de zonas. Nos andares 2, 3 e 4 as camadas mais aquecidas são devidas à contaminação pela fumaça proveniente da grelha superior, duto de exaustão, do primeiro andar. Pelas grelhas inferiores, duto de captação de ar, em todos os andares estabelecem-se camadas pouco aquecidas.

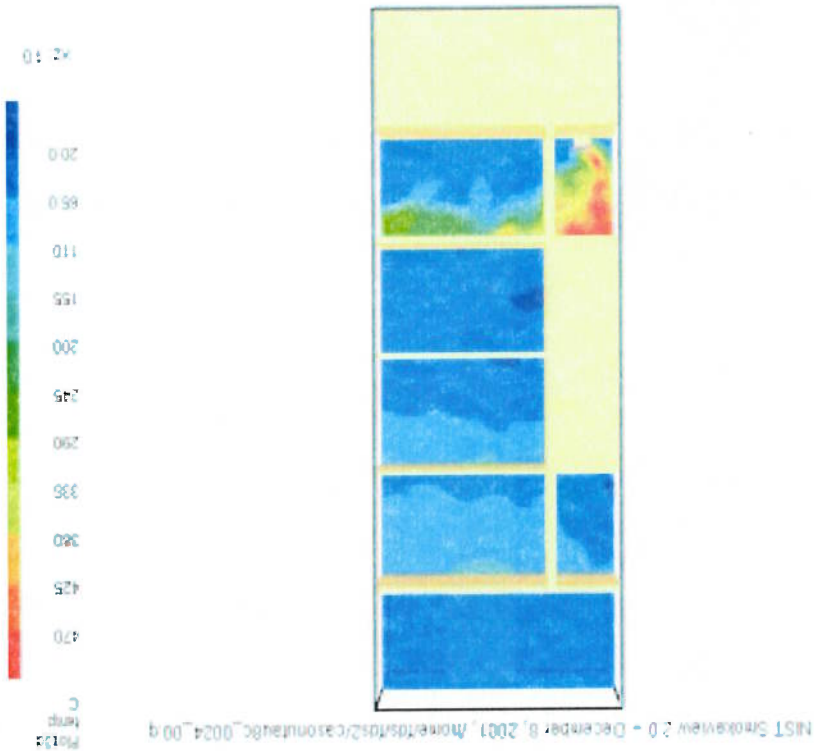


Figura 4.13: Caso 2 - dois dutos: temperaturas após 24 segundos

A figura 4.16 corresponde ao caso 1 e mostra a distribuição de temperaturas no instante de 24 segundos. As grelha de exaustão de fumaça dos andares 2, 3 e 4 mostram uma tendência a jogar 'partículas' provenientes da combustão em cada recinto (antecâmara). Esses elementos acompanham os gases nocivos (CO, CO2,...) que prejudicam a saúde e/ou põem em risco a vida das pessoas. Nesse instante as antecâmaras praticamente não estão contaminadas, porém o primeiro andar já está comprometido com materiais provenientes da combustão. A distribuição desses gases quentes e menos aquecidos ocupa todo o espaço dos recintos (onde localiza-se a chama e a antecâmara), porém mostra uma dispersão em que os de temperaturas mais altas localizam-se na parte alta e na parte baixa ocorre uma maior mistura (espalhamento) com os gases de combustão. A figura 4.17, edifício com um duto de exaustão, mostra a distribuição de 'partículas La-

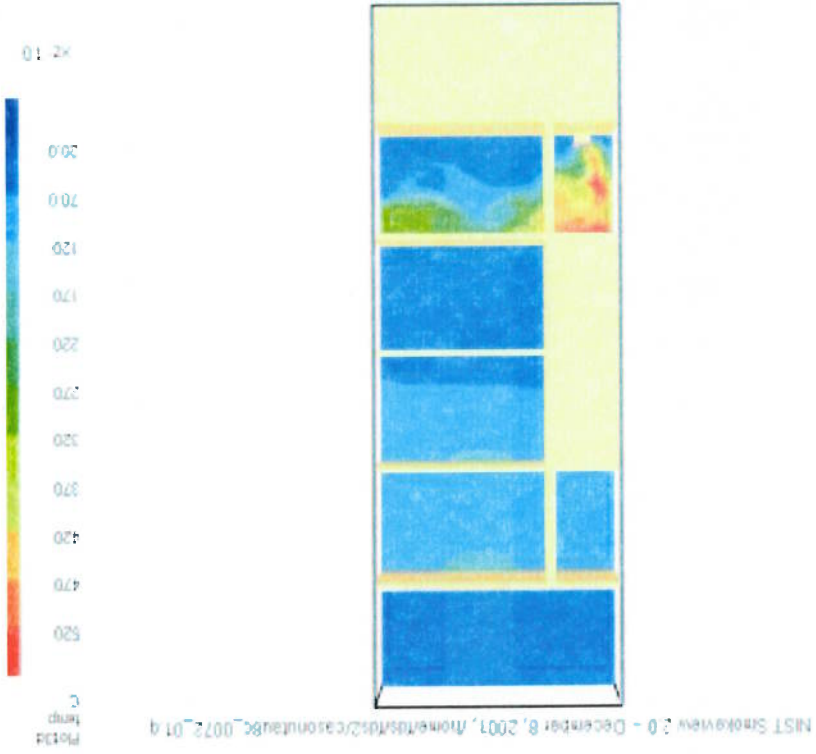


Figura 4.15: Caso 2 - dois dutos: temperaturas após 72 segundos

Figura 4.16: Caso 1 - um duto: partículas mostradas pelas temperaturas após 24 segundos



As figuras 4.20 e 4.21, pertinentes ao caso 2, apresentam a crescente intensificação (indicadas

espalhamento de partículas quentes e generalizado. No primeiro andar o espalhamento de partículas no recinto ainda, praticamente, não afetado. No primeiro andar se localizam no espaço alto de saída da grelha. No segundo andar, percebe-se uma tendência a do ar atmosférico. No terceiro andar também ocorre contaminação de partículas, porém elas são localizadas nas dependências do andar. As temperaturas dessas partículas são ligeiramente superiores às demais dependências do andar. A temperatura onde estão os dutos e o ambiente que serve de suporte para as partículas é generalizado nos dois recintos: antecâmara onde estão os dutos e o ambiente que serve de suporte para as partículas pela grelha de exaustão no instante de 24 segundos. O espalhamento de partículas com relação ao quadro anterior.

A figura 4.18, também do caso 1, mostra uma intensificação da contaminação de gases de

Figura 4.17: Caso 1 - um duto partículas com temperatura 48 segundos



granageanas' no instante de 48 segundos. O conceito de partícula Lagrangeana advém da consideração, no tempo, do material proveniente da combustão que se movimenta com o escoamento regido pelas equações de Navier-Stokes. Neste quadro, pode-se observar que realmente estão entrando partículas Lagrangeanas dos gases quentes e dirigindo-se para o alto do recinto. No primeiro andar o espalhamento dessas partículas é generalizado.



Figura 4.18: Caso 1 - um duto partículas com temperatura 72 segundos

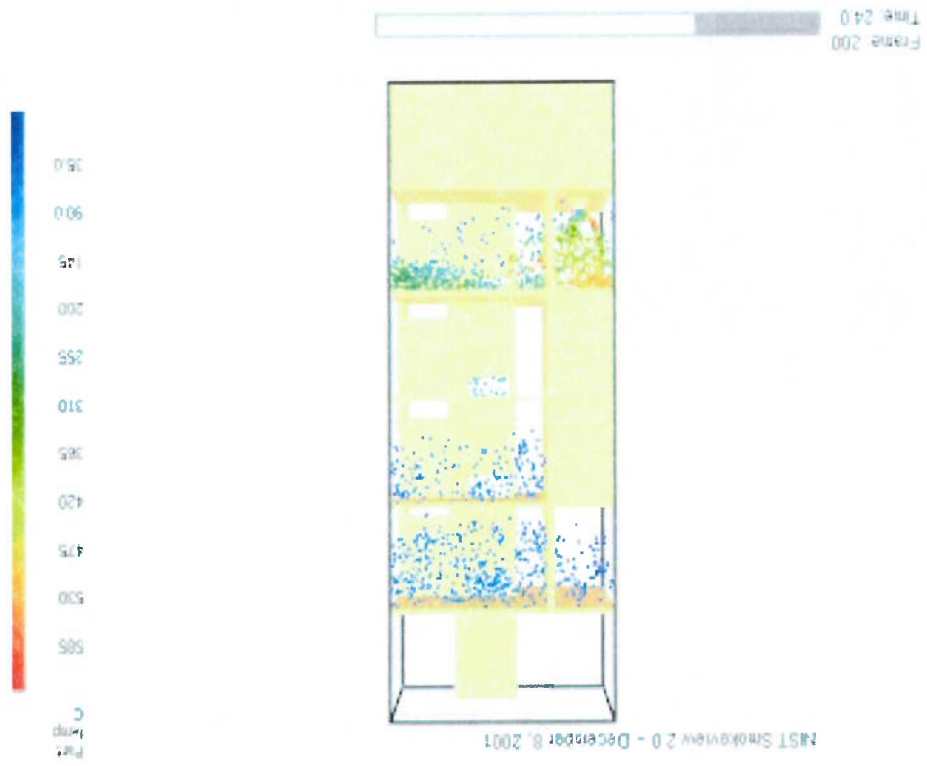


Figura 4.19: Caso 2 - dois dutos, partículas 24 segundos

pela coloração da escala mostrada à direita de cada um dos quadros, respectivamente nos instantes de 48s e 72s) do espalhamento das partículas lagrangeanas. Isto mostra que a eficácia, quanto ao espalhamento de partículas, é menor quando o edifício tem dois dutos do que quando possui somente um duto de exaustão.



Figura 4.20: Caso 2 - dois dutos, partículas 48 segundos

A figura 4.22 corresponde ao caso 1 em que o edifício tem 36 m de altura, com doze pavimentos (terreo mais dez andares e cobertura). Nesta figura pode ser observada a distribuição de temperaturas no instante de 24 segundos. Na simulação da movimentação da fumaça de incêndio foram consideradas abertas as portas corta-fogo (PCF) do 1º, 4º e 10º andares. A PCF do 1º andar esta situada entre o ambiente do foco de incêndio e a antecâmara onde fica o duto. As PCF do 4º e do 10º andares estão situadas entre os ambientes de ocupação do prédio e as antecâmaras onde passa o duto. A movimentação da fumaça ocorre do foco de incêndio para a grelha do duto na antecâmara, daí para o interior do duto onde ascende até a saída para a atmosfera. A análise dessa movimentação inclui a verificação se há ocorrência de entrada da fumaça pelas grelhas do duto para as antecâmaras dos andares 4º e 10º e daí atingir, pela passagem pelas PCF abertas, os ambientes de ocupação do edifício.

No instante de 24 segundos, pela figura 4.22, verifica-se que os andares 2º ao 10º recebem,

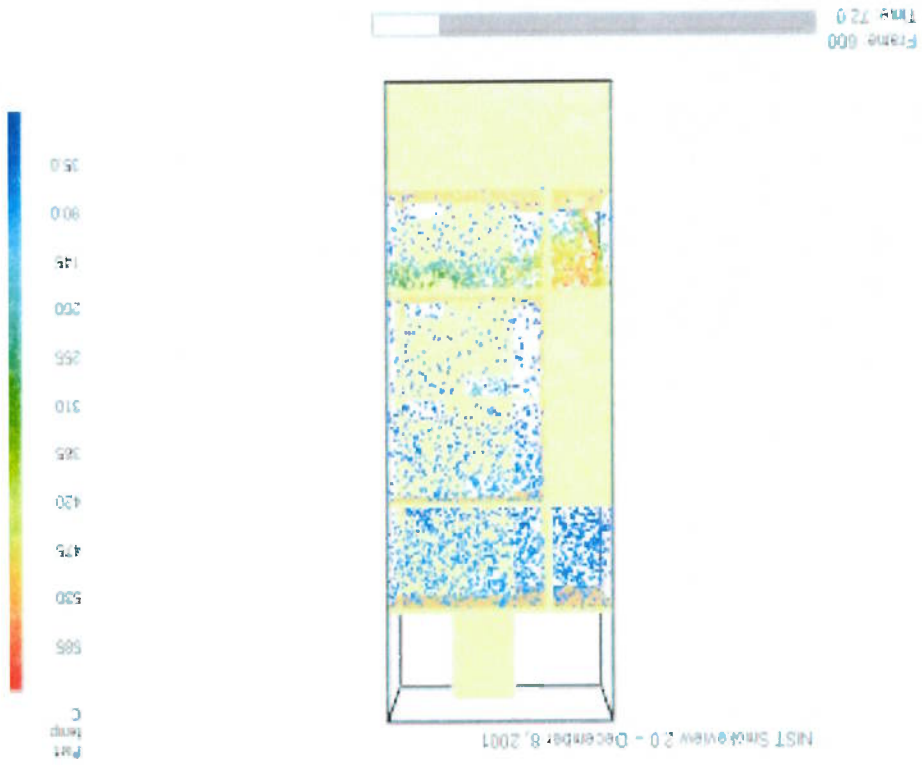


Figura 4.21: Caso 2 - dois dutos, partículas 72 segundos

por ventilação natural, ar atmosférico. Nota-se que nesses locais a temperatura não está sendo influenciada pelo incêndio que ocorre no 1º andar. O recinto do incêndio e a antecâmara apresenta uma zona superior mais aquecida sobre uma pequena zona inferior à temperatura praticamente do ar atmosférico, que foi admitido como sendo de 21°C.

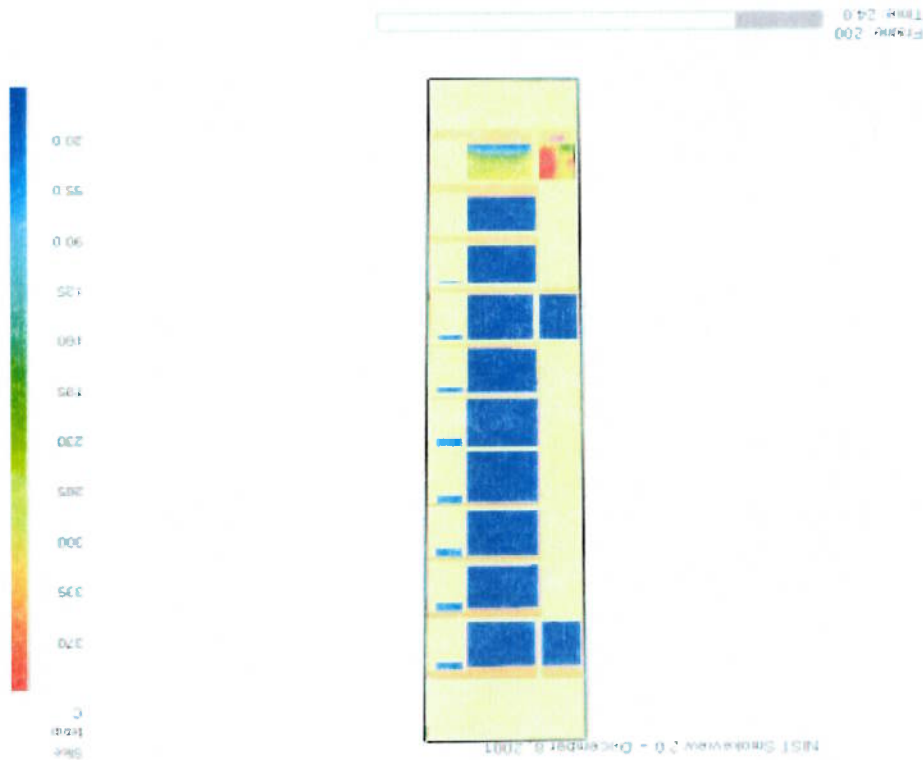


Figura 4.22: Caso 1 - um duto, temperatura após 24 segundos

A figura 4.23 apresenta uma vista da propagação da fumaça pelo duto de exaustão. Nota-se na região da grelha de entrada de fumaça do 1º andar uma temperatura mais elevada do ar/gases que propagam para a extremidade de saída do duto. Nesse instante de 24 segundos, o efeito chaminé de ascensão da fumaça é nitidamente observado nesta figura.

A figura 4.24 corresponde ao caso 1: edifício de doze pavimentos com um duto de exaustão, no instante de 24 segundos de distribuição de material particulado. Os andares mais elevados apresentam uma tendência de entrada de partículas pelas grelhas do duto de exaustão elevada de fumaça. No 1º andar nota-se o total espalhamento de partículas, numa temperatura elevada acima de 250°C, pelo ambiente do foco de incêndio e pela antecâmara onde está localizado o duto de exaustão.

A figura 4.25 apresenta, pelo duto devido ao efeito chaminé, a elevação de gases e fuligem provenientes da combustão. Nota-se, nesse instante de 24 segundos, que a exaustão da fumaça é

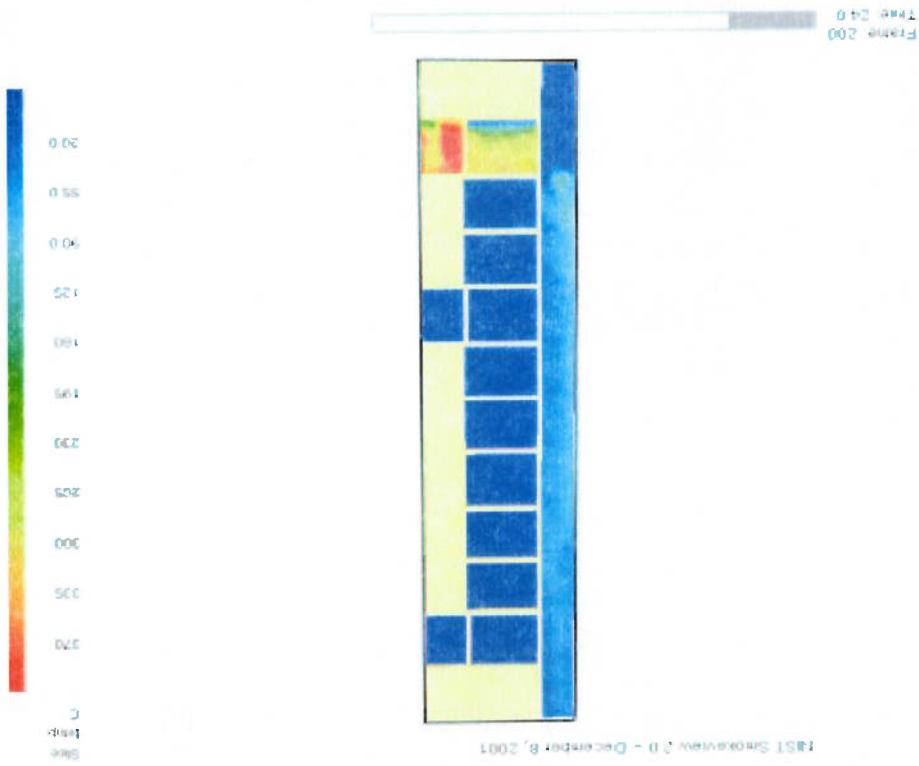


Figura 4.23: Caso 1 - um duto, vista traseira, temperatura após 24 segundos



Figura 4.24: Caso 1 - um duto, partículas após 24 segundos

Na figura 4.29 pode-se observar a eficácia da movimentação de partículas Lagrangeanas pelo duto de exaustão no instante de 48 segundos. O 1º andar está completamente tomado pelos gases da combustão.

A figura 4.28 apresenta a distribuição de gases da combustão no instante de 48 segundos. Neste quadro, nota-se que os gases de combustão (partículas Lagrangeanas) adentram pelas grelhas do duto dos andares superiores ao 1º andar, sendo as maiores quantidades observadas nos andares mais elevados.

A figura 4.27 mostra a eficácia da exaustão de fumaça pelo duto, o que pode justificar a quase ausência de fumaça que ocorre na região de incêndio.

A figura 4.26 apresenta o instante de 48 segundos de distribuição de temperaturas do edifício de doze pavimentos com um duto de exaustão. Neste caso, os andares superiores ao 1º andar praticamente não sofrem a influência da maior elevação de temperatura e maior movimentação de

Figura 4.25: Caso 1 - um duto, vista traseira, partículas após 24 segundos



praticamente total pelo duto.

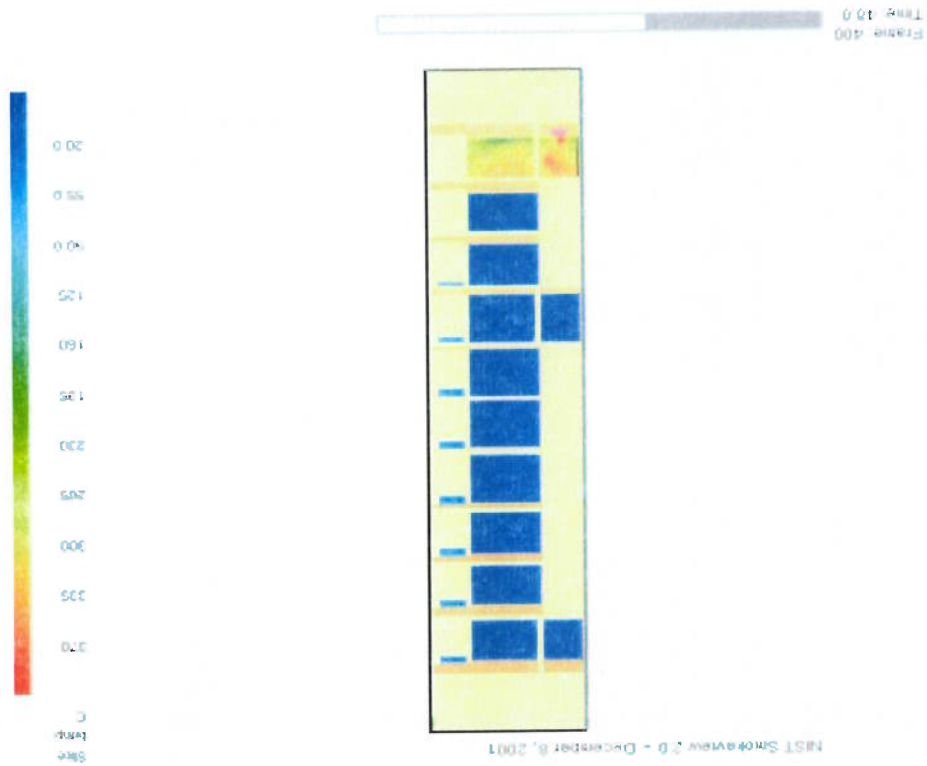


Figura 4.26: Caso 1 - um duto, temperatura após 48 segundos

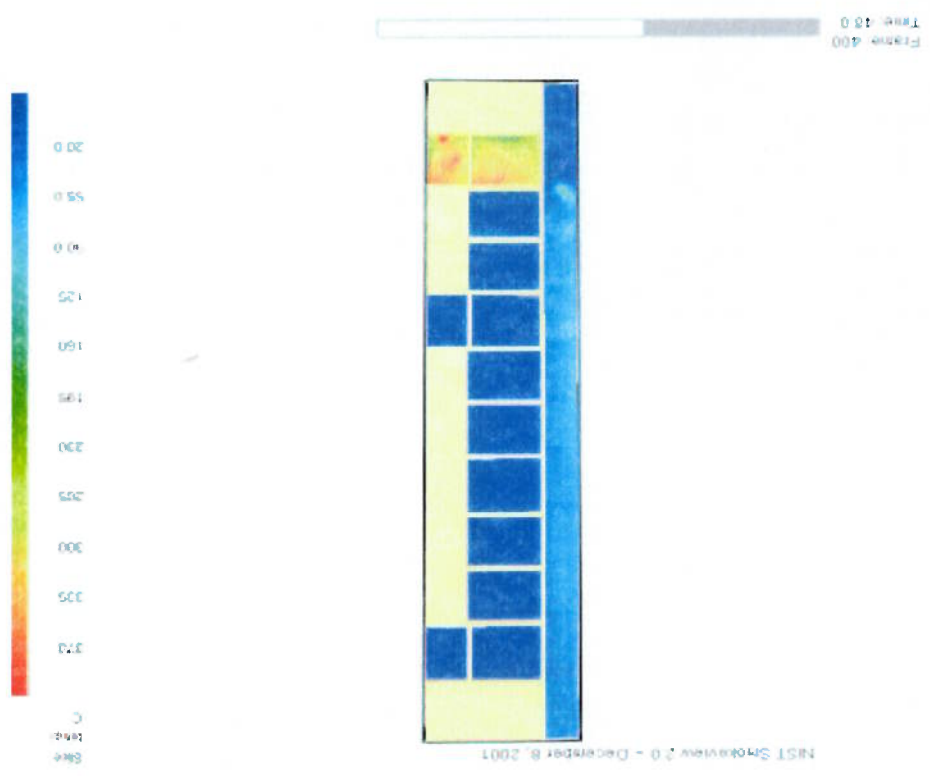


Figura 4.27: Caso 1 - um duto, vista traseira, temperatura após 48 segundos

Figura 4.28: Caso 1 - um duto, partículas após 48 segundos



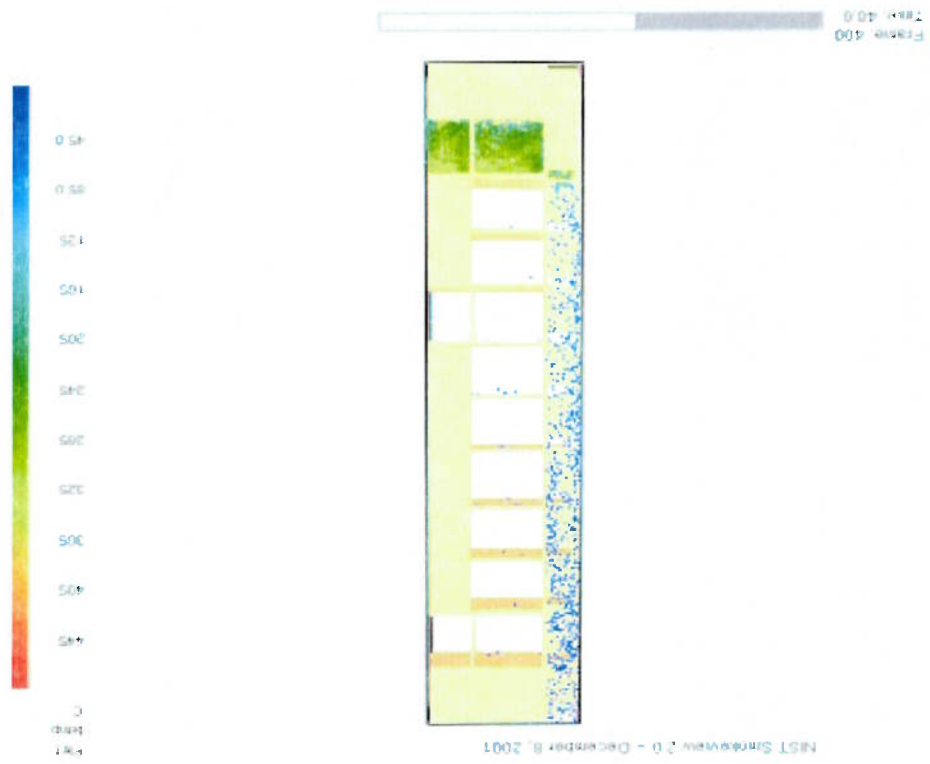


Figura 4.29: Caso 1 - um duto, vista traseira, partículas após 48 segundos

A figura 4.30, apesar da intensa elevação de temperaturas acima de 400°C no 1º andar, no instante de 72 segundos, os andares superiores não sofrem importantes influências de tais temperaturas do incêndio.

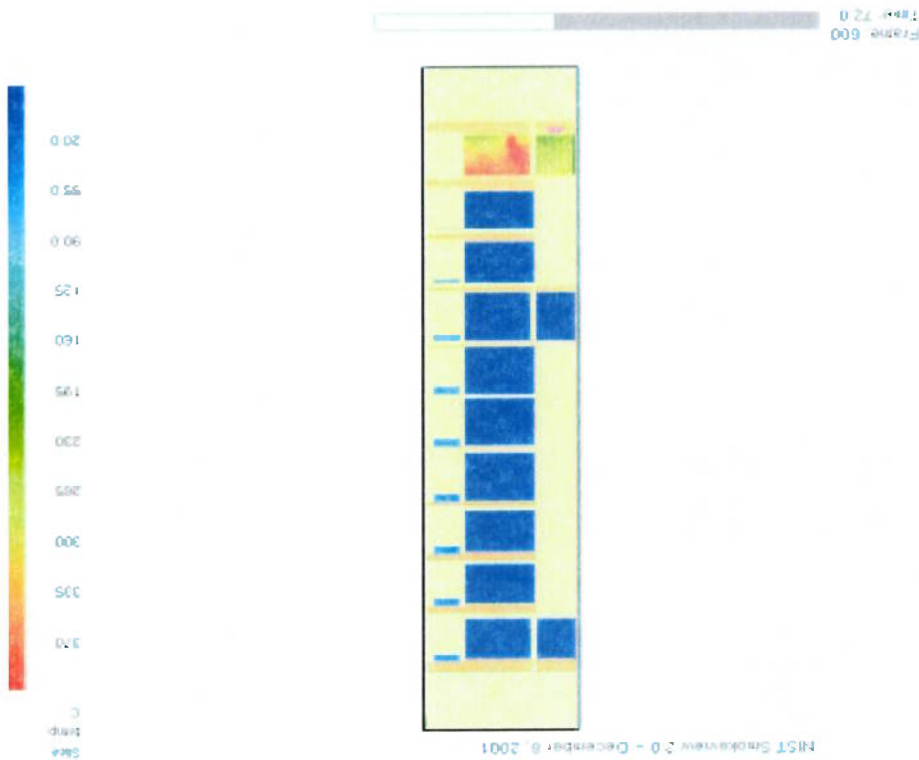


Figura 4.30: Caso 1 - um duto, temperatura após 72 segundos

Na figura 4.31 observa-se, no instante de 72 segundos, a movimentação intensa da fumaça pelo duto de exaustão.

A figura 4.32 apresenta um ligeiro aumento de partículas Lagrangianas nos andares superiores ao 1º, no instante de 72 segundos, sendo que a maior quantidade ocorre nos andares mais elevados. A intensificação de exaustão de partículas pelo duto é observada na figura 4.33, para o instante de 72 segundos.

O caso 2 corresponde à edificações com dois dutos geminados: um duto para a captação de ar atmosférico e outro para a exaustão natural de fumaça de incêndio. A figura 4.34 apresenta a distribuição de temperaturas no instante de 24 segundos. Os andares superiores ao 1º andar não são afetados nas suas distribuições de temperaturas pelo incêndio que ocorre no 1º andar do edifício.

A figura 4.35 mostra à sua esquerda o duto de captação de ar atmosférico. Observa-se que a extremidade superior deste duto termina na laje do piso da cobertura. No lado direito encontra-se

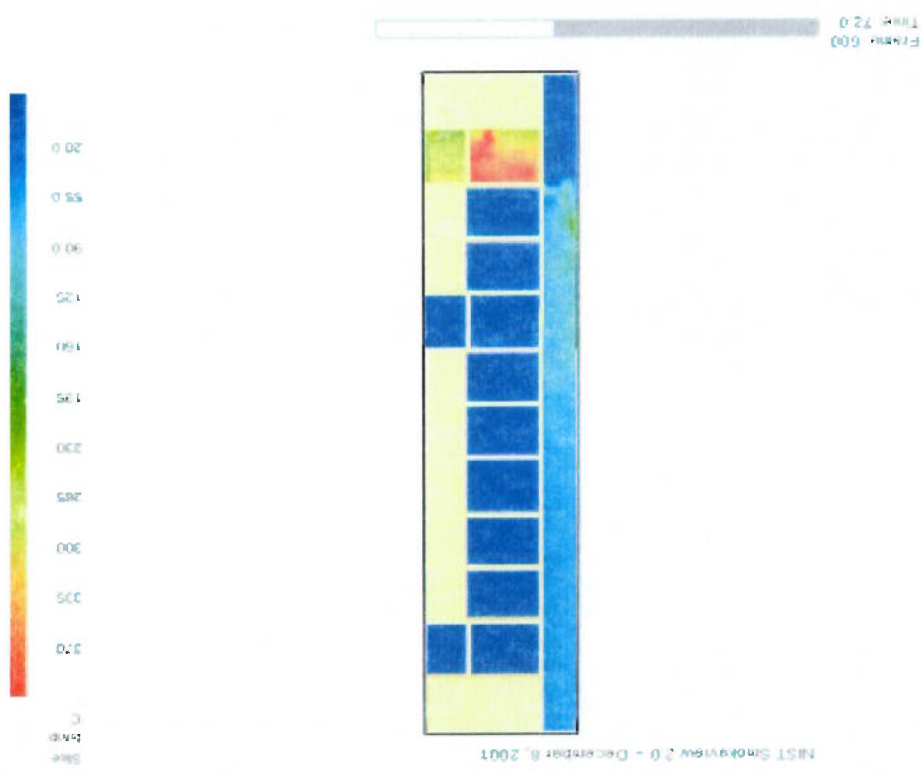
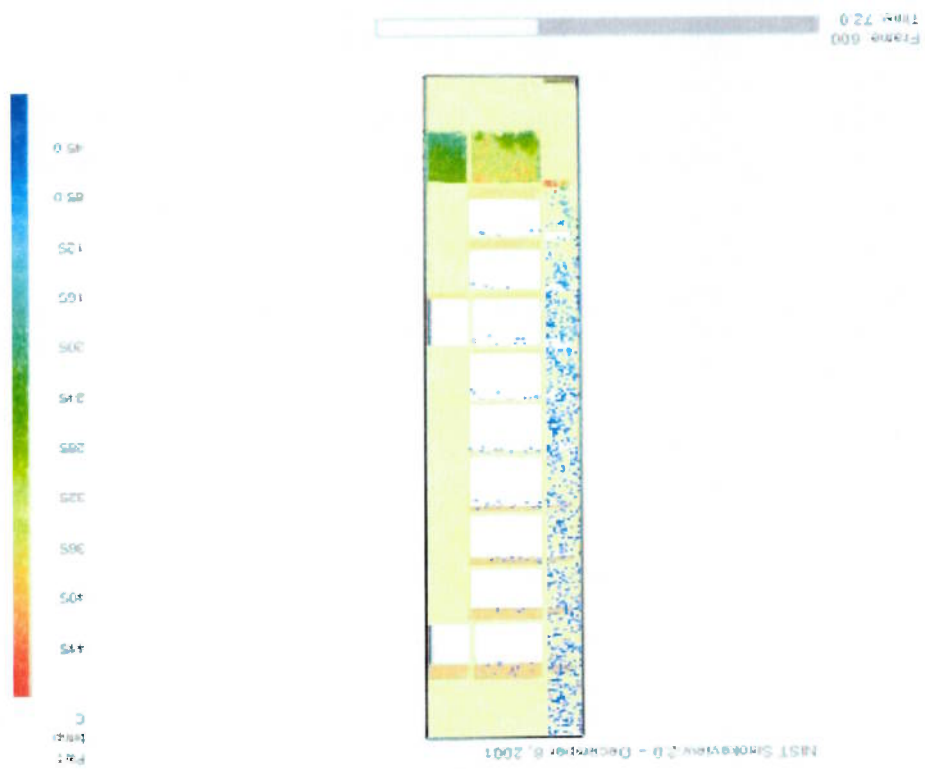


Figura 4.31: Caso 1 - um duto, vista traseira, temperatura após 72 segundos



Figura 4.32: Caso 1 - um duto, partículas após 72 segundos

Figura 4.33: Caso 1 - um duto, vista traseira, partículas após 72 segundos



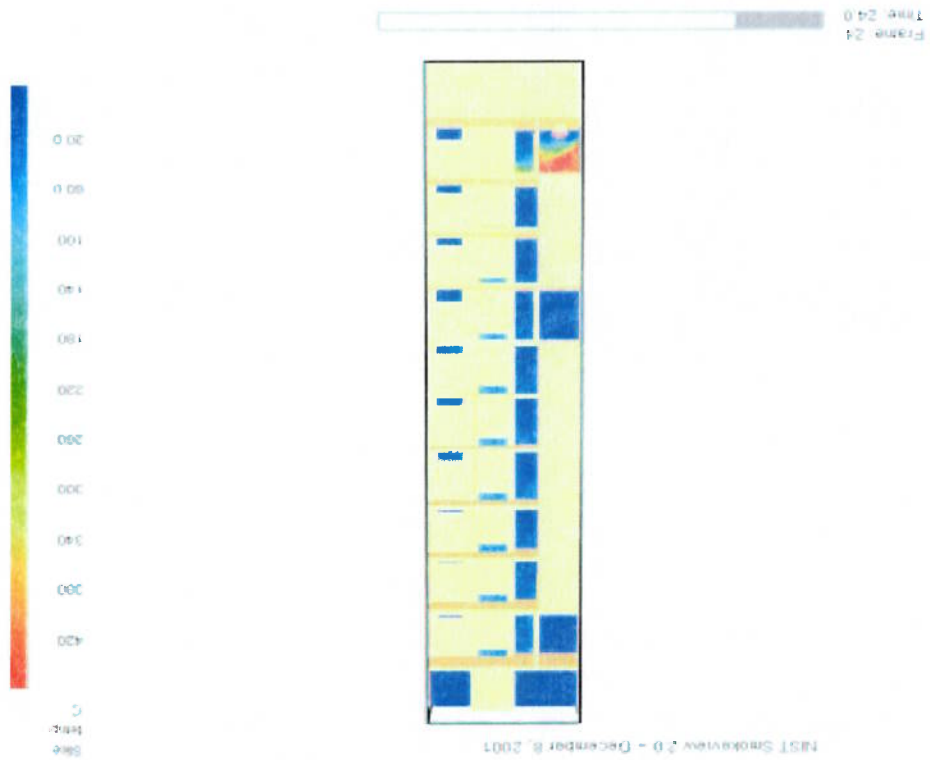


Figura 4.34: Caso 2 - dois dutos, temperatura após 24 segundos

o duto de exaustão que inicia na laje do piso do 1º andar e tem a extremidade superior saindo lateralmente para a atmosfera. Neste duto de exaustão nota-se, no instante de 24 segundos, um importante efeito chaminé na movimentação da fumaça de incêndio para a extremidade de saída para a atmosfera.

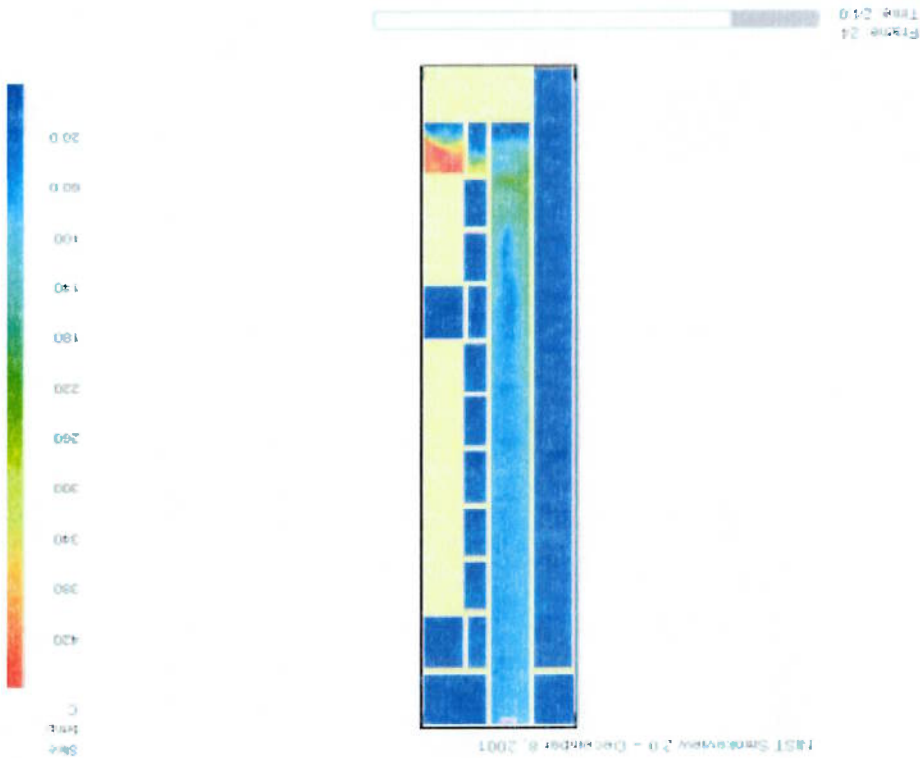


Figura 4.35: Caso 2 - dois dutos, vista traseira, temperatura após 24 segundos

Na figura 4.36 pode-se observar, já no instante de 24 segundos, uma contaminação de partículas Lagrangeanas principalmente nos andares mais elevados do edifício.

A figura 4.37 mostra, no instante de 24 segundos, que existe contaminação de partículas no duto de captação de ar externo. Este ar é proveniente da atmosfera, é admitido num duto do andar térreo e ascende no duto vertical que passa pelas antecâmaras dos andares superiores. Em cada andar, o ar externo é lançado no ambiente da antecâmara por uma grelha situada próxima ao piso. A ocorrência de contaminação de partículas da combustão neste duto pode ser explicada pelo bloqueio do escoamento vertical, devido à existência da laje da cobertura, e sua derivação para a grelha inferior do 10º andar. Observa-se, nesta figura, que as maiores quantidades de contaminação são encontradas nos andares superiores: crescendo do 5º ao 10º andar. No duto de exaustão de fumaça, que lhe é geminado, verifica-se um bom movimento dos gases devido ao efeito chaminé proporcionado pela grande diferença de temperaturas existente entre os gases no

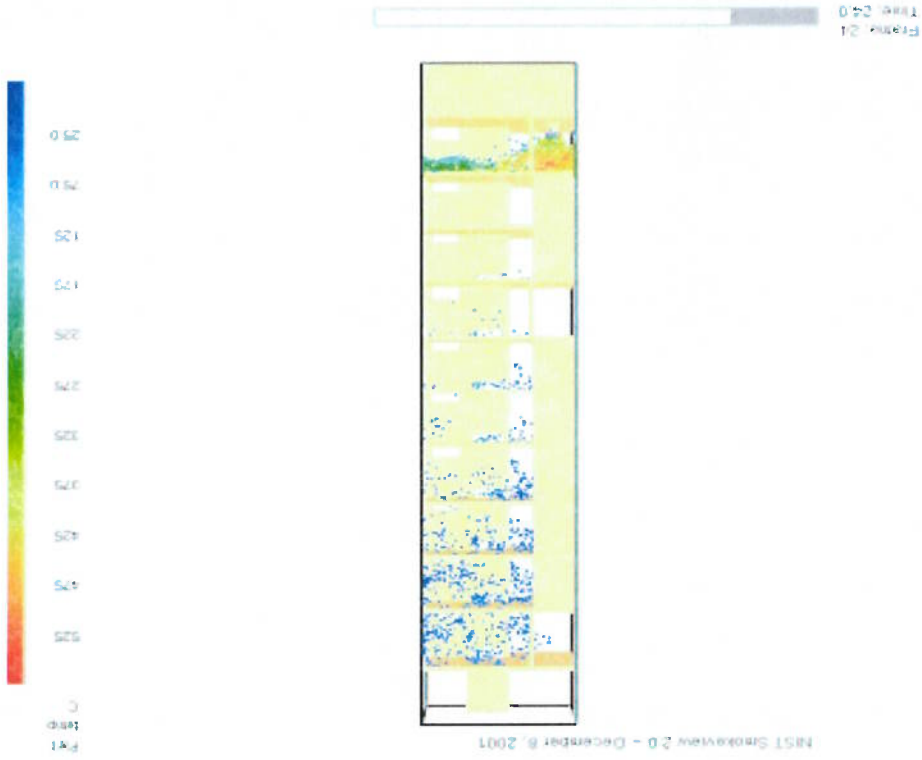


Figura 4.36: Caso 2 - dois dutos, partículas após 24 segundos

1º andar e na saída do duto. Neste duto, os gases adentram as grelhas que ficam próximas dos tetos das antecâmaras. Observa-se, nesta figura, a ocorrência de contaminação nos ambientes das antecâmaras dos andares superiores pelas mesmas razões anteriormente citadas.



Figura 4.37: Caso 2 - dois dutos, vista traseira, particulas após 24 segundos

A figura 4.38 apresenta a distribuição de temperaturas no instante de 48 segundos. Os andares

superiores ao 1º andar são pouco afetados nas suas distribuições de temperaturas pelo incêndio que ocorre no 1º andar do edifício. A influência maior ocorre no 10º andar e decresce até o 2º andar. A explicação deste comportamento advém do bloqueio do duto de captação de ar externo pela laje da cobertura e derivação das contaminações provenientes do duto de exaustão.

Na figura 4.39 nota-se no lado esquerdo o duto de captação de ar externo e a ele germinado o duto de exaustão. Neste duto, verifica-se o aumento da diferença de temperatura do 1º aos andares superiores. Observa-se, no instante de 48 segundos, que a movimentação da fumaça é intensificada para a saída do duto junto ao topo do edifício.

A figura 4.40 apresenta, no instante de 48 segundos, uma contaminação de partículas La-grangianas em todos os andares do edifício: a maior concentração ocorre do 7º ao 10º andares.

Na figura 4.41, correspondente ao instante de 48 segundos, nota-se que o duto de captação, mostrado à esquerda, apresenta material particulado em toda a sua extensão. No duto de exaustão

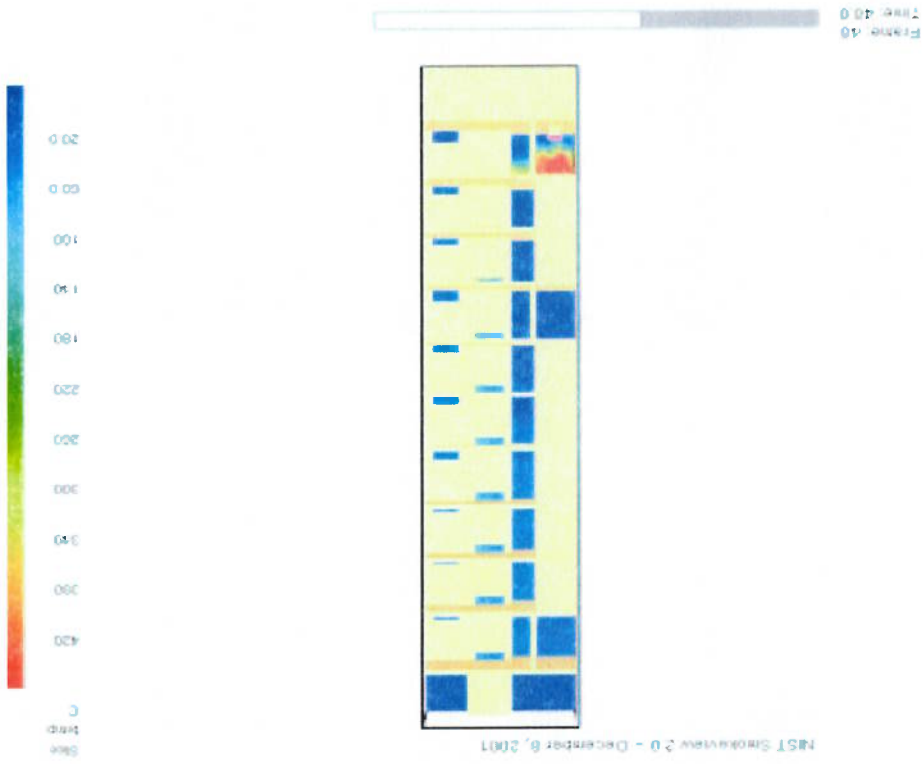
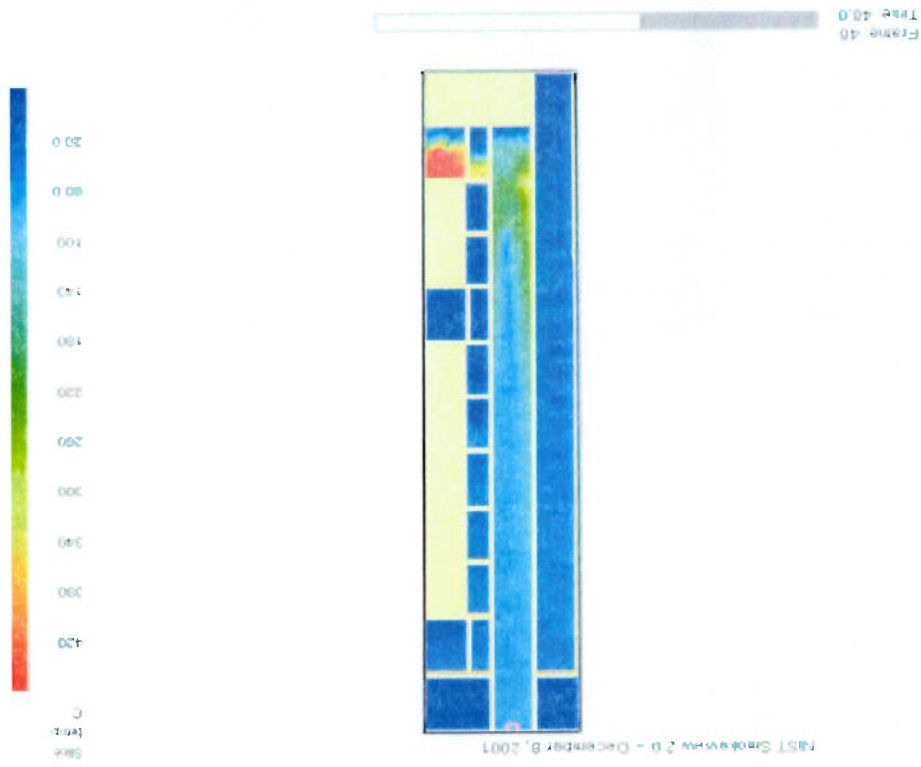


Figura 4.38: Caso 2 - dois dutos, temperatura após 48 segundos

Figura 4.39: Caso 2 - dois dutos, vista traseira, temperatura após 48 segundos



existe uma importante movimentação ascendente da fumaça do incêndio, o que demonstra a influência do efeito chaminé na tiragem dos gases.

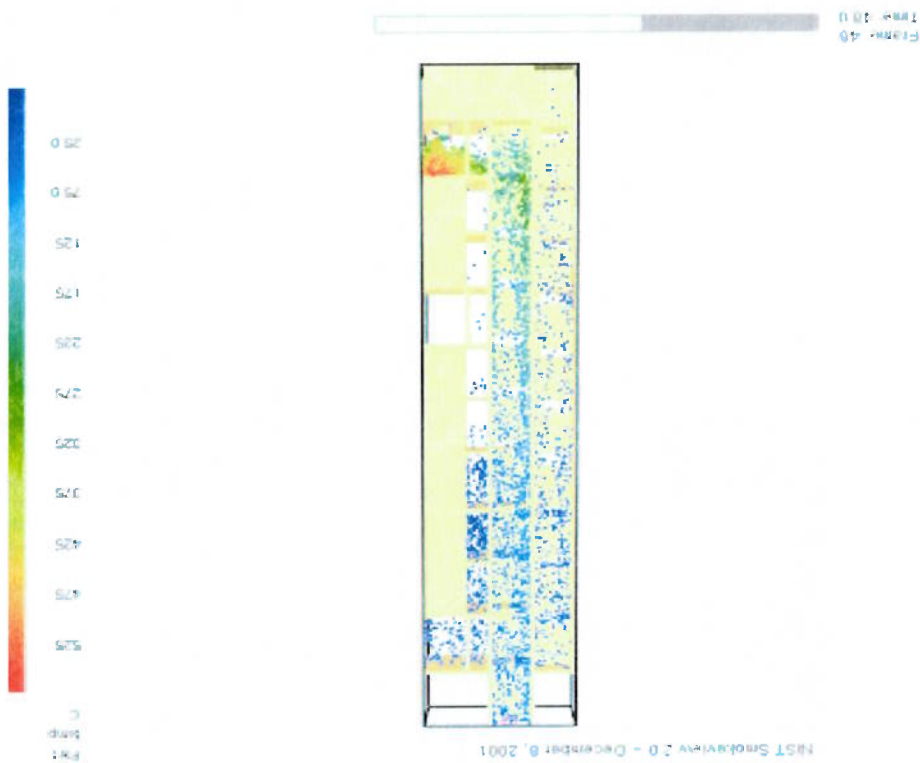


Figura 4.41: Caso 2 - dois dutos, vista traseira, partículas após 48 segundos

A figura 4.42 mostra a distribuição de temperaturas no instante de 72 segundos. Nos andares superiores, o 10º andar apresenta temperaturas mais altas que as do 4º andar: uma variação de cerca de 10°C.

A figura 4.43 apresenta, no instante de 72 segundos, a intensificação da variação de temperatura da fumaça ao longo do duto de exaustão: uma variação de cerca de 70°C. Entre os dutos geminados existe uma transferência de calor, bem como do duto de exaustão para os ambientes das antecâmaras.

Na figura 4.44 pode-se observar uma tomada geral de partículas Lagrangeanas nos ambientes dos andares de 8 a 10, no instante de 72 segundos. Verifica-se no quinto andar a menor quantidade de contaminação.

A figura 4.45 mostra a distribuição de partículas Lagrangeanas coloridas pela temperatura no instante de 72 segundos. No duto de captação de ar externo, mostrado à esquerda da figura, existe uma tomada geral de contaminação dos gases do incêndio. No duto de exaustão, pode-se verificar uma intensa movimentação da fumaça em direção da saída para a atmosfera.

Figura 4.42: Caso 2 - dois dutos, temperatura após 72 segundos



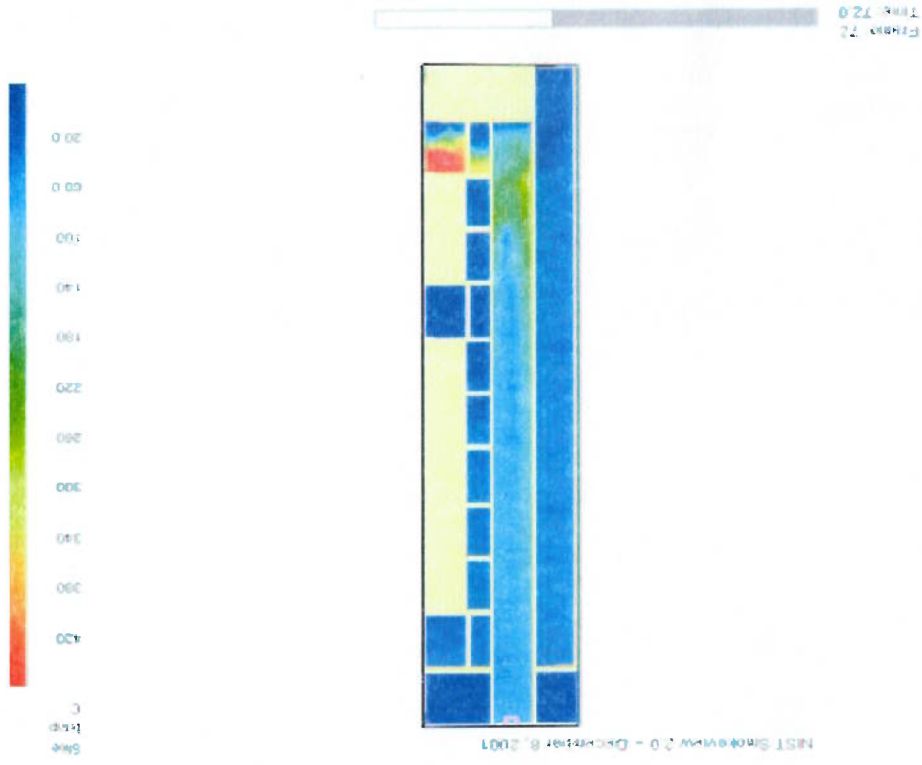


Figura 4.43: Caso 2 - dois dutos, vista traseira, temperatura após 72 segundos

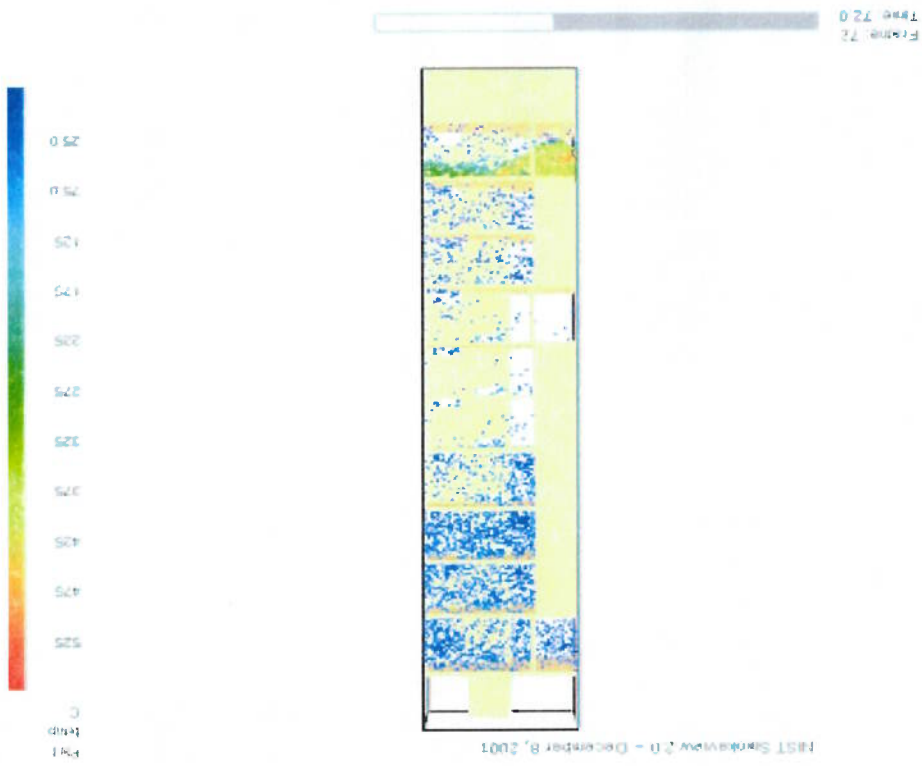


Figura 4.44: Caso 2 - dois dutos, partículas após 72 segundos

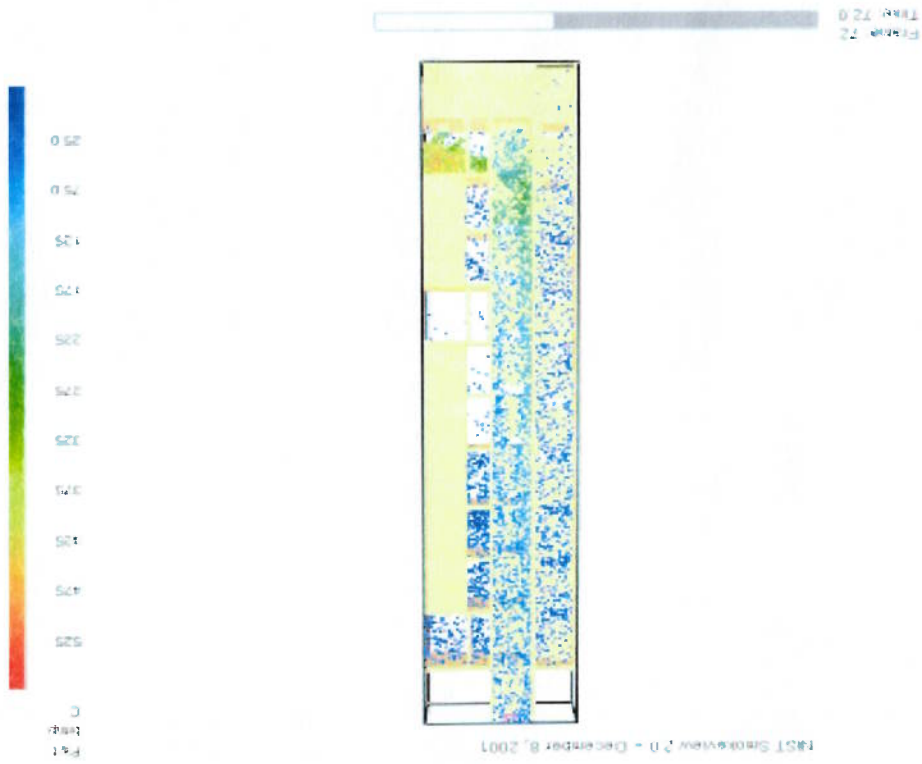


Figura 4.45: Caso 2 - dois dutos, vista traseira, partículas após 72 segundos

• **Conclusão**

Da análise dos quadros provenientes da animação, recurso disponível no FDS-versão 2, que simula a dinâmica do incêndio em cada um dos casos; obtém-se a:

***CONCLUSÃO:**

Os edifícios construídos com dois dutos, tanto os altos quanto os baixos, levam a uma contaminação significativamente maior de gases oriundos do foco de incêndio.

Os edifícios construídos com um único duto apresentaram maior eficácia para a exaustão de fumaça de incêndio.

Bibliografia

- [6783, 2002] 6783, N., 2002, Fire Dynamics Simulator: Technical Reference Guide, Version 3, K.B. McGrattan and al.
- [6784, 2002] 6784, N., 2002, Fire Dynamics Simulator: User's Guide, Version 3, K.B. McGrattan and al.
- [ABNT, 1993] ABNT, 1993, Saídas de emergência em edifícios, NBR 9077.
- [A.P.S. Freire, 2002] A.P.S. Freire, P. M. J. S., 2002, "Turbulência", ABCM, Rio de Janeiro.
- [Arts, 1991] Arts, R., 1991, "Viscous Fluid Flow", Prentice-Hall, Englewood Cliffs, N.J.
- [ASHRAE, 1999] ASHRAE, 1999, Fire and Smoke Management, Chap. 51, Applications Handbook.
- [Bathelot, 1953] Bathelot, G., 1953, "The Theory of Homogeneous Turbulence", Cambridge, Cambridge University Press, UK.
- [Baum, 1978] Baum, R. G. R. H., 1978, The Equations of Motion for Thermally Driven, Buoyant Flows, "Journal of Research of the NBS", Vol. 83, pp. 297-308.
- [Bilger, 1980] Bilger, R. W., 1980, "Turbulent Reacting Flows", Springer-Verlag, Heidelberg.
- [Bombeiros, 2001] Bombeiros, C., 2001, Controle de Fumaga - Instrução Técnica 15/01, Corpo de Bombeiros de São Paulo.
- [Chui, 1990] Chui, G. R. E., 1990, A Finite-Volume Method for Predicting Radiant Heat Transfer in Enclosures with Participating Media, "Journal of Heat Transfer", Vol. 112 (2), pp. 415 - 423.
- [Dearford, 1972] Dearford, J., 1972, Numerical Investigation of Neutral and Unstable Planetary Boundary Layers, "J. Atmospheric Sciences", Vol. 29, pp. 91 - 115.

- [DeWitt, 1996] DeWitt, F. I. D., 1996, "Fundamentos de Transferência de Calor e de Massa", LTC Editora, Rio de Janeiro.
- [Drysdale, 1997] Drysdale, D., 1997, "An Introduction to Fire Dynamics", Wiley, New York.
- [E.S. Oran; J.P. Boris, e., 1995] E.S. Oran; J.P. Boris, e., 1995, "Numerical Approaches to Combustion Modeling", A.I.A.A., Washington, Vol. 135.
- [Fletcher, 1992] Fletcher, C., 1992, "Computational Techniques for Fluid Flows", Springer-Verlag, Heidelberg, Vol. 1 e 2.
- [Foiás, 1988] Foiás, P. C. C., 1988, "Navier - Stokes Equations", Univ. Chicago Press, Chicago.
- [Fortuna, 2000] Fortuna, A., 2000, "Técnicas Computacionais para Dinâmica dos Fluidos", Edusp, São Paulo.
- [Hagen, 1839] Hagen, G., 1839, "Über die Bewegung des Wassers in engen zylindrischen Röhren", "Poggendorff's Ann. Phys. Chem.", Vol. 46, pp. 423 - 442.
- [Harlow, 1970] Harlow, B. J. D. F., 1970, "Transport equation in turbulence", "Physics of Fluids", Vol. 13, pp. 2364.
- [Hinze, 1975] Hinze, J., 1975, "Turbulence", McGraw-Hill, New York.
- [Holman, 1997] Holman, J., 1997, "Heat Transfer", McGraw-Hill, New York.
- [Howell, 1992] Howell, R. S. J. R., 1992, "Thermal Radiation Heat Transfer", Hemisphere Publishing Corp., Philadelphia.
- [H.R. Baum and Rehm, 1994] H.R. Baum, O.A. Ezekoye, K. B. M. and Rehm, R. G., 1994, "Mathematical Modeling and Computer Simulation of Fire Phenomenon", "Theoretical and Computational Fluid Dynamics", Vol. 6, pp. 125-139.
- [Huh, 1999] Huh, S. K. K., 1999, "Assessment of the Finite - Volume Method and the Discrete Ordinate Method for Radiative Heat Transfer in a Three - Dimensional Rectangular Enclosure", "Numerical Heat Transfer - Part B", Vol. 35, pp. 85 - 112.
- [J.C. Tannehill, 1997] J.C. Tannehill, D. R., 1997, "Computational Fluid Mechanics and Heat Transfer", Taylor & Francis, Washington.
- [Jiménez, 1999] Jiménez, J., 1999, "The Physics of Wall Turbulence", "Physica A", Vol. 263, pp. 252-262.

- [K. B. McGrattan, 1994] K. B. McGrattan, R. G. R. H. B., 1994, Fire-Driven Flows in Enclosures, "Journal of Computational Physics", Vol. 110, pp. 285-292.
- [K. B. McGrattan, 2002] K. B. McGrattan, G. P. Forney, J. F. S. H., 2002, FDS: Fire Dynamics Simulator, Version 3, NISTIR 6783: Technical Reference, NISTIR 6784: User's Guide.
- [Kolmogorov, 1941] Kolmogorov, A. N., 1941, The Local Structure of Turbulence in Incompressible Viscous Fluid for Very Large Reynolds Numbers, "Dokl. Akad. Nauk. SSSR", Vol. 30.
- [Krieger, 2002] Krieger, W. H. G., 2002, Uso de Mecânica dos Fluidos Computacional para Análise de Movimento de Fumaça em Incêndio, "In: Anais do NUTAU 2002", Vol. 1.
- [Kuo, 1986] Kuo, K. K., 1986, "Principles of Combustion", Wiley, New York.
- [Lamb, 1945] Lamb, H., 1945, "Hydrodynamics", Dover Publications, New York.
- [Lauder, 1972] Lauder, W. J. B., 1972, The prediction of laminarization with a two-equation model of turbulence, "Int. Journal of Heat Mass Transfer", Vol. 15, pp. 301.
- [Lilly, 1992] Lilly, D., 1992, A Proposed Modification of the Germano Subgrid-Scale Closure Method, "Physics of Fluids A", Vol. 4, pp. 633 - 635.
- [M. Germano, 1991] M. Germano, U. Piomelli, P. M. W. C., 1991, A Dynamic Subgrid-Scale Eddy Viscosity Model, "Physics of Fluids A", Vol. 3, pp. 1760 - 1765.
- [Ma, 2001] Ma, T., 2001, "Numerical Simulation of an Axisymmetric Fire Plume: Accuracy and Limitations. Master's thesis", PhD thesis, University of Maryland, USA.
- [Malasekera, 1995] Malasekera, H. V. W., 1995, "An Introduction to Computational Fluid Dynamics", Longman Scientific & Technical, Harlow.
- [Maliska, 1995] Maliska, C., 1995, "Transferência de Calor e Mecânica dos Fluidos Computacional", LTC Editora, Rio de Janeiro.
- [Mittler, 1991] Mittler, H., 1991, Mathematical Modeling of Enclosure Fires, "Numerical Approaches to Combustion Modeling, E.S. Oran and J.P. Boris", Vol. 135, pp. 711-753, Chapter 23, AIAA, Washington, USA.
- [Nakayama, 1988] Nakayama, Y., 1988, "Visualized Flow", Pergamon Press, Oxford.
- [Navier, 1822] Navier, C., 1822, Mémoires de l'Académie des Sciences, "Journal de l'Ecole Polytechnique, Institut de France, Paris", Vol. 1, VI.

- [Novozhilov, 2001] Novozhilov, V., 2001, Computational Fluid Dynamics Modelling of Comparison Fires, "Prog. Energy Combust. Sci.", Vol. 27, pp. 611 – 666.
- [Patanekar, 1980] Patanekar, S. V., 1980, "Numerical Heat Transfer and Fluid Flow", Hemisphere Publishing Co., New York.
- [Phillips, 1995] Phillips, W., 1995, Computer Simulation For Fire Protection Engineering, "Fire Protection Engineering, 2nd edition", pp. 5.1–5.11, National Fire Protection Association/ Society of Fire Protection Engineers, USA.
- [Poiseuille, 1840] Poiseuille, J., 1840, Recherches Expérimentelles sur le Mouvement des Liquides dans les Tubes de Très Petits Diamètres, "Comptes Rendus", Vol. 11, pp. 961 – 967 ; 1041 – 1048.
- [Poisson, 1829] Poisson, S., 1829, Mémoire sur les Equations Générales de l'Équilibre et du Mouvement des Corps Solides Élastiques et des Fluids, "Journal de l'École Polytechnique", Vol. t.XIII, 1.
- [Pope, 1985] Pope, S. B., 1985, PDF methods for turbulent reactive flows, "Prog. Energy Combust. Sci.", Vol. 11, pp. 119–192.
- [Pope, 2000] Pope, S. B., 2000, "Turbulent Flows", Cambridge University Press, UK.
- [R.B. Bird, 1960] R.B. Bird, W. S. E. L., 1960, "Transport Phenomena", Wiley, New York.
- [Reynolds, 1883] Reynolds, O., 1883, On the Experimental Investigation of the Circumstances which determine whether the Motion of Water shall be Direct or Sinuous, and the Law of Resistance in Parallel Channels, "Philos. Trans. Roy. Soc. London Ser. A", Vol. 174, pp. 935 – 982.
- [Smagorinsky, 1963] Smagorinsky, J., 1963, General Circulation Experiments with the Primitive Equations, "Mon. Weather Rev.", Vol. 91(3), pp. 99–164.
- [Spalart, 2000] Spalart, P., 2000, Strategies for Turbulence Modelling and Simulations, "Int. J. Heat and Fluid Flow", Vol. 21, pp. 252–263.
- [Stokes, 1845] Stokes, G., 1845, On the Theory of the Internal Friction of Fluids in Motion and of the Equilibrium and Motion of Elastic Solids, "Trans. Cambridge Phil. Society, Cambridge", Vol. 8, pp. 287.

- [Turns, 1996] Turns, S., 1996, "An Introduction to Combustion - Concept and Applications", McGraw-Hill, Inc.
- [Viegas, 1999] Viegas, J., 1999, "Segurança contra Incêndios em Edifícios: Modelação Matemática de Incêndios e Validação Experimental", PhD thesis, Universidade Técnica de Lisboa, Portugal.
- [Vitorino, 1998] Vitorino, R. O. F., 1998, "Sistemas de Escadas em Edifícios Altos - Avaliação de sua Estanqueidade à Fumaça em Situação de Incêndio.", "Anais do NUTAU, São Paulo,SP,Brasil", Vol. 1.
- [Westbury, 1996] Westbury, J. M. P., 1996, "Perspectives on Wall Turbulence: The Use of Complementary Techniques", "Experimental Thermal and Fluid Science", Vol. 13, pp. 211 - 222.
- [White, 1991] White, F., 1991, "Viscous Fluid Flow", McGraw-Hill, New York.
- [Yang, 1994] Yang, K., 1994, "Recent Development in Field Modelling of Compartment Fires", "JSMF International Journal, Series B", Vol. 37, No.4, pp. 702-717.