



PROJETO DE GRADUAÇÃO

**PROTOTIPAGEM DA EXAUSTÃO DE FUMAÇA
POR MEIO DE CONVECÇÃO NATURAL EM
DUTOS DE ESCADAS DE EMERGÊNCIA**

Por
Paulo Roberto Ribeiro do Amaral Júnior

Brasília, 03 de julho de 2019

UNIVERSIDADE DE BRASÍLIA

FACULDADE DE TECNOLOGIA
DEPARTAMENTO DE ENGENHARIA MECÂNICA

UNIVERSIDADE DE BRASÍLIA
Faculdade de Tecnologia
Departamento de Engenharia Mecânica

PROJETO DE GRADUAÇÃO

PROTOTIPAGEM DA EXAUSTÃO DE FUMAÇA POR MEIO DE CONVECÇÃO NATURAL EM DUTOS DE ESCADAS DE EMERGÊNCIA

POR

Paulo Roberto Ribeiro do Amaral Júnior

Relatório submetido como requisito parcial para obtenção
do grau de Engenheiro Mecânico.

Banca Examinadora

Prof. Dr. Mário Benjamin Baptista de Siqueira,
UnB/ ENM Orientador

Prof. Dra. Alessandra Beatriz Carneiro G. Alves,
UFTM/ ENC

MsC. Rafael Castilho Faria Mendes,
UnB/ ENM

Brasília, 03 de julho de 2019

Agradecimentos

Agradeço primeiramente a Deus por ter me dado dom, sabedoria e discernimento na realização deste trabalho, assim como, durante todos os anos da minha graduação. Agradeço também aos meus pais, Paulo e Cláudia, por todos os anos dedicados na minha formação pessoal e profissional. Às minhas irmãs, Thalyssa e Rhayssa, por sempre me ajudarem a tomar boas decisões. E no âmbito acadêmico, primeiramente, agradeço à Universidade de Brasília por ter me dado ótimas oportunidades de estudo e pesquisa, além das excelentes amizades feitas durante o curso de Engenharia Mecânica, a qual, em especial, agradeço ao meu amigo e parceiro do projeto de graduação, Vítor Caixeta, que sempre trouxe uma motivação extra, além de inúmeras conversas e debates teóricos que entraram noites sem dormir. Agradeço também a todos os meus orientadores do projeto de graduação que sempre de alguma forma agregaram valor na entrega desse relatório. Em especial, agradeço ao André Telles que sempre esteve muito disposto e presente a me ajudar junto com o Vítor Caixeta em diversas conversas teóricas e resoluções de equações. Também agradeço ao Corpo de Bombeiro Militar do Distrito Federal (CBMDF) por toda a estrutura cedida e pela oportunidade de estudo nessa área do saber capaz de salvar vidas. Por fim, mas não menos importante, agradeço à Fundação de Apoio à Pesquisa do Distrito Federal (FAP-DF) por financiar esse projeto de pesquisa.

Paulo Roberto Ribeiro do Amaral Júnior

RESUMO

O presente trabalho teve como objetivo avaliar a efetividade do sistema de ventilação natural em dutos de escadas de emergência no que se refere à capacidade de exaustão de fumaça. É comum encontrar em edificações diversas rotas de fuga como medida de segurança contra incêndio para garantir uma trajetória sustentável à vida humana. Uma rota comum existente são as escadas de emergência à prova de fumaça com antecâmaras ventiladas naturalmente, previsto na norma brasileira NBR 9077 da ABNT. O mecanismo do escoamento da fumaça neste caso é por convecção natural devida à presença combinada de um gradiente de massa específica e de uma força de campo gravitacional. Daí a importância de se obter conhecimento sólido nos mecanismos da convecção natural para compreender a movimentação de fumaça em dutos. Neste projeto de graduação foi realizado o projeto de um modelo reduzido construído com similaridade do problema real do escoamento de fumaça nos dutos de um prédio comercial. Nos experimentos da bancada experimental foram medidos os dados de temperatura e de velocidade do fluido por meio de termopares e sondas bidirecionais. Os parâmetros físicos obtidos foram usados para adquirir números adimensionais, como número de Rayleigh, Grashof e Reynolds, e comparados com a teoria desenvolvida. Além disso, a análise experimental do fenômeno foi comparada com resultados numéricos para validar e guiar os estudos teórico-numéricos na área.

ABSTRACT

The present work had as objective to evaluate the effectiveness of the natural ventilation system in emergency stairs ducts in regard to the exhaust smoke capacity. It is common to find in several buildings routes of escape as a measure of fire safety to ensure a sustainable trajectory to human life. An existing common route is the smokeproof emergency stairs with naturally ventilated vestibule, provided for in Brazilian standard NBR 9077 of ABNT. The mechanism of the smoke flows in this case is by natural convection due to the combined presence of a specific mass gradient and a gravitation field force. Hence the importance of obtaining solid knowledge in the mechanism of natural convection to understand the movement of smoke in structural elements, as in ducts. In this graduation project was carried out the design of a reduced model constructed with similarity of the real problem of the flow of smoke in the ducts of a commercial building. In the experiment the temperature and fluid velocity data were measured by thermocouples and bidirectional probe. The obtained physical parameters were used to acquire dimensionless numbers, like number of Rayleigh, Grashof and Reynolds, and then compared with the developed theory. In addition, the experimental analysis of the phenomenon was compared with numerical results to validate and guide theoretical and numerical studies in the area.

SUMÁRIO

1	INTRODUÇÃO	1
1.1	CONTEXTUALIZAÇÃO	1
1.2	OBJETIVOS	4
1.3	ESTRUTURA DO TEXTO	4
2	PRINCÍPIOS FUNDAMENTAIS DA CONVECÇÃO	5
2.1	INTRODUÇÃO À CONVECÇÃO	5
2.2	A CAMADA LIMITE	6
2.3	PRINCÍPIOS DE CONSERVAÇÃO	8
2.3.1	Conservação da massa	8
2.3.2	Variação da quantidade de movimento linear	9
2.3.3	Balço de energia	10
2.4	EQUACIONAMENTO DO PROBLEMA DA CONVECÇÃO	11
3	CONVECÇÃO NATURAL	13
3.1	INTRODUÇÃO À CONVECÇÃO NATURAL	13
3.2	APROXIMAÇÃO DE BOUSSINESQ	14
3.3	ANÁLISE DE ESCALA	16
3.3.1	Elevado número de Prandtl	18
3.3.2	Baixo número de Prandtl	19
3.3.3	Significado dos grupos adimensionais	20
3.4	SOLUÇÃO INTEGRAL	21
3.5	CONSIDERAÇÃO ACERCA DAS CONDIÇÕES DE CONTORNO	23
3.6	CONVECÇÃO NATURAL EM CANAIS VERTICAIS	25
3.7	SOLUÇÕES ALTERNATIVAS	28
4	DIMENSIONAMENTO DO DUTO DE ESCADA DE EMERGÊNCIA E VALIDAÇÃO COM A TEORIA DE CONVECÇÃO NATURAL	31
4.1	DIMENSIONAMENTO DO DUTO EM ESCALA REAL	31
4.2	VALIDAÇÃO DAS EQUAÇÕES DE ESCOAMENTO PLENAMENTE DESENVOLVIDO	32
4.3	DIMENSIONAMENTO DO DUTO EM MODELO REDUZIDO	34
5	BANCADA EXPERIMENTAL	35
5.1	COMPONENTES E INSTRUMENTAÇÃO DA BANCADA EXPERIMENTAL	35
5.1.1	Componentes estruturais	36
5.1.2	Instrumentação e aquisição de dados	37
5.1.3	Energia do combustível queimado	40
5.2	CASOS EXPERIMENTAIS	41
5.3	BANCADAS CONSTRUIDAS	42
5.4	PROCEDIMENTO EXPERIMENTAL	47
6	RESULTADOS E ANÁLISE	48
6.1	FONTE DE CALOR ELEVADA – CASO 1	48
6.1.1	Resultados experimento 1 – Caso 1	49
6.1.2	Resultados experimento 2 – Caso 1	53
6.1.3	Resultados experimento 3 – Caso 1	56
6.1.4	Discussões e análises do caso 1	60
6.2	FONTE DE CALOR REDUZIDA – CASO 2	67
6.2.1	Resultados experimento 1 – Caso 2	68
6.2.2	Resultados experimento 2 – Caso 2	71
6.2.3	Discussões e análises do caso 2	74
6.2.4	Comparação com resultado numérico	79
7	CONSIDERAÇÕES FINAIS	82
7.1	CONCLUSÕES	82
7.2	ESTUDOS FUTUROS	83
	REFERÊNCIAS BIBLIOGRAFICAS	84
	ANEXOS	86

LISTA DE FIGURAS

Figura 1.1. Principais fatores para a evacuação de um edifício.	2
Figura 1.2. Tipos de escadas de emergência.	3
Figura 2.1. Desenvolvimento da camada limite hidrodinâmica.	6
Figura 2.2. Desenvolvimento da camada limite térmica.	7
Figura 3.1. Camada limite hidrodinâmica devido ao escoamento por convecção natural em uma placa plana vertical de altura H	13
Figura 3.2. Ordem de magnitude relativa do comprimento das camadas limites em convecção natural. Fonte: referência [17].	20
Figura 3.3. Convecção natural em canal vertical entre duas paredes aquecidas. No caso (a) não houve desenvolvimento da camada limite, já no caso (b) há uma região de desenvolvimento e outra região completamente desenvolvida. Fonte: adaptado da referência [17].	25
Figura 4.1. Escada de emergência enclausurada à prova de fumaça com antecâmara.	31
Figura 5.1. Modelo experimental do duto em escala reduzida com a estrutura de suporte.	36
Figura 5.2. Diagrama esquemático das conexões para aquisição de dados.	37
Figura 5.3. Rolo com cabo de termopar com revestimento de fibra de vidro.	37
Figura 5.4. Desenho esquemático do funcionamento de um termopar.	38
Figura 5.5. Sistema de aquisição dos dados de temperatura com o chassi CompactDAQ com entrada USB para computador e os módulos de entrada de temperatura NI 9213 conectados aos conectores fêmeas para entrada dos conectores machos dos termopares.	38
Figura 5.6. Ilustração das dimensões típicas de um medidor de diferencial de pressão em (a) e um medidor construído com essas dimensões em (b). Fonte: referência [24].	39
Figura 5.7. Transdutor de diferencial de pressão modelo 264 da Setra.	40
Figura 5.8. Desenvolvimento de um incêndio ideal.	41
Figura 5.9. Em (a) o primeiro caso experimental com um recipiente de seção de $0,3 \times 0,08 \text{ m}$ e potência de $33,6 \text{ kW}$, e em (b) o segundo caso experimental com diâmetro de $0,07 \text{ m}$ e potência de $5,4 \text{ kW}$	42
Figura 5.10. Em (a) um esquema da instrumentação com as cotas para cada termopar e sonda bidirecional. Em (b) e (c) fotos do duto construído com a lateral de vidro na frente, mas ainda não instrumentado.	43
Figura 5.11. Instrumentação completa com os termopares e sondas bidirecionais. Em (a) foto da seção com drywall, em (b) posicionamento dos transdutores conectados por meio de mangueiras de $3/16''$ de diâmetro interno, e em (c) a seção com o vidro juntamente com o posicionamento das duas sondas bidirecionais inferiores.	44
Figura 5.12. Em (a) um esquema da instrumentação com as cotas para cada um dos termopares e a sonda bidirecional para a segunda bancada. Em (b) posicionamento das sondas bidirecionais posicionadas e em (c) a lateral com a placa de drywall até metade do duto.	45
Figura 5.13. Bancada montada com a instrumentação pronta. Em (a) uma vista com a lateral de vidro pós instrumentação e em (b) a parte do duto com os transdutores ligados na sonda bidirecional e na fonte de energia posto no próprio duto.	45
Figura 5.14. Instrumentação dos termopares centrais junto com os termopares na parede interna e a sonda bidirecional no centro.	46
Figura 5.15. Instrumentação com vista superior durante a queima. Em (a) o foco está nos termopares na última altura do duto e em (b) o foco está na parte mais inferior do duto com as 3 sondas bidirecionais inferiores.	46

Figura 6.1. Fonte e fumaça de saída do duto com a fonte de calor elevada.....	48
Figura 6.2. À esquerda o vidro na seção inferior quebrado após o primeiro experimento do caso 1, e já à direita o vidro superior quebrado após o terceiro experimento do caso 1.	49
Figura 6.3. Gráficos gerados pela leitura dos termopares em diferentes alturas do duto e ao longo da seção.	50
Figura 6.4. Dados de velocidade ao longo do tempo em diferentes alturas.	51
Figura 6.5. Imagem da chama durante a realização da aquisição dos dados experimentais. ...	52
Figura 6.6. Gráficos gerados pela leitura dos termopares em diferentes alturas do duto e ao longo da seção.	53
Figura 6.7. Dados de velocidade ao longo do tempo em diferentes alturas.	55
Figura 6.8. Gráficos gerados pela leitura dos termopares em diferentes alturas do duto e ao longo da seção.	57
Figura 6.9. Mangueira da sonda bidirecional derretida na cota de 600 mm.	58
Figura 6.10. Dados de velocidade ao longo do tempo em diferentes alturas.	59
Figura 6.11. Gráficos do perfil de temperatura ao longo do duto do experimento 1. A regressão de segunda ordem refere-se ao ajuste feito nos dados experimentais e os perfis de camada limite são os propostos por Campos e Ahmadi et al. As barras em vermelho indicam as flutuações experimentais obtidas pelo desvio padrão.	63
Figura 6.12. Gráficos do perfil de temperatura ao longo do duto do experimento 2. A regressão de segunda ordem refere-se ao ajuste feito nos dados experimentais e os perfis de camada limite são os propostos por Campos e Ahmadi et al. As barras em vermelho indicam as flutuações experimentais obtidas pelo desvio padrão.	64
Figura 6.13. À esquerda o comportamento da fumaça de saída no início do experimento e na direita após o regime permanente já ser atingido.	68
Figura 6.14. Gráficos gerados pela leitura dos termopares em diferentes alturas do duto e ao longo da seção.	69
Figura 6.15. Dados de velocidade ao longo do tempo em diferentes alturas.	70
Figura 6.16. Gráficos gerados pela leitura dos termopares em diferentes alturas do duto e ao longo da seção.	72
Figura 6.17. Dados de velocidade ao longo do tempo em diferentes alturas.	73
Figura 6.18. Gráficos do perfil de temperatura ao longo do duto do experimento 1. As barras em vermelho indicam as flutuações experimentais obtidas pelo desvio padrão.	76
Figura 6.19. Gráficos do perfil de temperatura ao longo do duto do experimento 2. As barras em vermelho indicam as flutuações experimentais obtidas pelo desvio padrão.	77
Figura 6.20. Geometria do duto em modelo reduzido.....	79

LISTA DE TABELAS

Tabela 4.1. Parâmetros importantes do problema.	33
Tabela 4.2. Comparação entre dimensões do duto em escala real e reduzida.....	34
Tabela 6.1. Temperaturas médias no regime permanente.	50
Tabela 6.2. Média de velocidade ao longo do duto.....	51
Tabela 6.3. Propriedades da bancada considerando a temperatura média da fumaça no centro (T_{∞}).	52
Tabela 6.4. Números adimensionais para o experimento 1 – caso 1. (Como a velocidade não foi medida em todos os pontos não foi calculado o número de Re em todas alturas).	52
Tabela 6.5. Nomenclatura para os gráficos de temperatura ao longo do tempo.	53
Tabela 6.1. Temperaturas médias no regime permanente.	54
Tabela 6.6. Média de velocidade ao longo do duto.....	55
Tabela 6.7. Propriedades da bancada considerando a temperatura média da fumaça no centro (T_{∞}).	56
Tabela 6.8. Números adimensionais para o experimento 2 – caso 1.....	56
Tabela 6.1. Temperaturas médias no regime permanente.	57
Tabela 6.8. Média de velocidade ao longo do duto.....	59
Tabela 6.9. Propriedades da bancada considerando a temperatura média da fumaça no centro (T_{∞}).	59
Tabela 6.10. Números adimensionais para o experimento 3 – caso 1.....	60
Tabela 6.11. Hipótese de escoamento completamente desenvolvido ao longo do duto para cada experimento.....	60
Tabela 6.12. Extrapolação das alturas requeridas para se obter escoamento completamente desenvolvido.....	61
Tabela 6.13. Espessura da camada limite para os três experimentos com fonte elevada.....	61
Tabela 6.14. Relações para análise de escoamento por convecção natural ou forçada.....	65
Tabela 6.15. Relações do número de <i>Biot</i> para os três experimentos.	66
Tabela 6.16. Cálculo da vazão mássica de combustível.....	66
Tabela 6.17. Energia liberada na queima do caso experimental 1.	67
Tabela 6.4. Nomenclatura para os gráficos de temperatura ao longo do tempo.	68
Tabela 6.1. Temperaturas médias no regime permanente.	69
Tabela 6.18. Média de velocidade ao longo do duto.....	70
Tabela 6.19. Propriedades da bancada considerando a temperatura média da fumaça no centro (T_{∞}).	71
Tabela 6.20. Números adimensionais para o experimento 1 – caso 2.....	71
Tabela 6.1. Temperaturas médias no regime permanente.	72
Tabela 6.21. Média de velocidade ao longo do duto.....	73
Tabela 6.22. Propriedades da bancada considerando a temperatura média da fumaça no centro (T_{∞}).	74
Tabela 6.23. Números adimensionais para o experimento 2 – caso 2.....	74
Tabela 6.24. Hipótese de escoamento completamente desenvolvido ao longo do duto para cada experimento.....	74
Tabela 6.25. Extrapolação das alturas requeridas para se obter escoamento completamente desenvolvido.....	75
Tabela 6.26. Espessura da camada limite para os dois experimentos com fonte reduzida.	75
Tabela 6.27. Relações para análise de escoamento por convecção natural ou forçada.....	77
Tabela 6.28. Relações do número de <i>Biot</i> para os dois experimentos do caso 2.	78

Tabela 6.29. Cálculo da vazão mássica de combustível.....	78
Tabela 6.30. Energia liberada na queima no caso experimental 1.	79
Tabela 6.31. Valores de temperatura e velocidade no modelo numérico.....	80
Tabela 6.32. Números adimensionais da simulação do duto em escala reduzida.	80
Tabela 6.33: Avaliação de escoamento completamente desenvolvido de duto reduzido	80
Tabela 6.34: Avaliação dos mecanismos que regem o escoamento do modelo reduzido.....	81

LISTA DE SÍMBOLOS

Símbolos Latinos

A	Área	$[m^2]$
D	Distância entre as paredes do duto	$[m]$
E	Energia	$[J]$
F	Força	$[N]$
H	Altura do duto	$[m]$
L	Comprimento	$[m]$
N	Propriedade extensiva qualquer	
P	Pressão	$[Pa]$
Q	Calor	$[J]$
R	Constante específica dos gases	$[J/kg.K]$
T	Temperatura	$[K]$
U	Velocidade em x fora da camada limite	$[m/s]$
V	Volume	$[m^3]$
Y_T	Comprimento de desenvolvimento da camada limite	$[m]$
c_p	Calor específico a pressão constante	$[kJ/kg.K]$
g	Aceleração da gravidade	$[m/s^2]$
h	Coefficiente de transferência de calor por convecção	$[W/m^2.K]$
H	Calor específico liberado por algum combustível	$[J/kg]$
k	Condutividade térmica	$[W/m.K]$
m	Massa	$[kg]$
n	Propriedade intensiva relacionada a propriedade extensiva N	
q	Calor transferido	$[J]$
t	Tempo	$[s]$
u	Velocidade na direção x	$[m/s]$
v	Velocidade na direção y	$[m/s]$
w	Velocidade na direção z	$[m/s]$

Símbolos Gregos

Δ	Varição entre duas grandezas similares	
α	Difusividade térmica	$[m^2/s]$
β	Coefficiente de expansão térmica	$[1/K]$
δ	Espessura da camada limite	$[m]$
μ	Viscosidade dinâmica	$[kg/m.s]$
ν	Viscosidade cinemática	$[m^2/s]$
ρ	Massa específica	$[kg/m^3]$
τ	Tensão de Cisalhamento	$[N/m^2]$
χ	Eficiência da queima de combustível	

Subscritos

∞	Longe de uma superfície; escoamento livre
*	Propriedade com base no fluxo de calor
D	baseado no comprimento característico da distância entre as paredes do duto
H	baseado na altura característica da parede

<i>T</i>	Térmico
<i>X</i>	local significativamente longe da parede
<i>Y_T</i>	Avaliado na camada limite térmica
<i>a</i>	Alarme
<i>c</i>	Queima completa
<i>f</i>	Fluido
<i>s</i>	Quantidade avaliada na superfície
<i>u</i>	Universal
<i>v</i>	Região muito próxima à parede
<i>det</i>	Detecção
<i>eff</i>	Efetivo
<i>esc</i>	Escape
<i>mín</i>	Mínimo
<i>pre</i>	Pré-movimento
<i>ref</i>	Referência

Sobrescritos

·	Quantidade por unidade de tempo
'	Quantidade por unidade de comprimento
''	Quantidade por unidade de área
'''	Geração interna
-	Valor médio

Grupos Adimensionais

<i>Bi</i>	Número de Biot
<i>Bo</i>	Número de Boussinesq
<i>Gr</i>	Número de Grashof
<i>Nu</i>	Número de Nusselt
<i>Pr</i>	Número de Prandtl
<i>Ra</i>	Número de Rayleigh
<i>Re</i>	Número de Reynolds

ABREVIATURAS

CBMDF	Corpo de Bombeiros do Distrito Federal
Fap-DF	Fundação de Apoio à Pesquisa do Distrito Federal
SC	Superfície de controle
SCI	Segurança Contra Incêndio
TTR	Teorema de transporte de Reynolds
VC	Volume de controle
PFA	Perfluoroalcoxi

1 INTRODUÇÃO

Este capítulo apresenta a motivação e a contextualização para a realização deste projeto. Além disso, mostra os objetivos, metodologia e por fim, a estrutura do texto do trabalho.

1.1 CONTEXTUALIZAÇÃO.

A Segurança Contra Incêndio (SCI) tem ganhado cada vez mais forças através da engenharia de SCI melhorando regulamentações e normas. Apesar de parte do aprendizado ter vindo de acidentes com incêndios, essas melhorias têm exigido dos projetistas maiores cuidados nas condicionantes de SCI das edificações. No Brasil, os engenheiros possuem uma base nos conceitos de condução, radiação e convecção, entretanto dificilmente esses conceitos são ligados à SCI [1].

Uma das preocupações envolvidas no combate ao incêndio é justamente a fumaça, pois ela é altamente tóxica para o ser humano. De acordo com a referência [2], análises toxicológicas em óbitos por incêndios e resultados da exposição de animais à fumaça de uma variedade de materiais de queima indicam que o monóxido de carbono é o principal agente tóxico nos incêndios modernos. Além disso, nos últimos 50 anos, polímeros sintéticos foram introduzidos em edifícios em grandes quantidades. Muitos contêm nitrogênio ou halogênios, resultando na liberação de cianeto de hidrogênio e ácidos inorgânicos na fumaça do fogo como ameaças tóxicas adicionais [2].

A composição química da fumaça é extremamente complexa e pode variar de acordo com o material que entrou em combustão, mas em sua maior parte é composta por mistura de gases, vapores e partículas sólidas finamente divididas. Como consequência de suas características, a fumaça afeta a segurança das pessoas em um incêndio por tirar a visibilidade nas rotas de fuga, provoca lacrimejamento, tosses e sufocações e pode provocar pânico na população por ocupar grande parte do ambiente [3]. Pesquisas mostram que dependendo de como as pessoas reagem a uma situação de emergência, como um incêndio, suas vidas podem ser salvas [4], porém as reações humanas são fortemente influenciadas pela estrutura das construções que podem garantir uma evacuação segura e sem pânico [5].

Com esses efeitos da fumaça é essencial que os ocupantes de um edifício tenham tempo suficiente para evacuar até uma área segura com sua integridade física completa. Segundo a referência [6] o tempo médio de evacuação depende mais da estrutura e preparo do edifício do que as particularidades de cada pessoa, como sexo, idade e se portador de necessidades especiais.

Uma evacuação completa compreende o período de pré-evacuação e um período de movimento. A pré-evacuação consiste na hora em que um ocupante começa a percorrer uma rota de evacuação para fora do edifício, enquanto o período de movimentação consiste no tempo gasto para percorrer uma rota

de evacuação para fora do prédio onde a segurança é alcançada [7]. A Figura 1.1 ilustra os tempos típicos para a evacuação completa de um edifício.

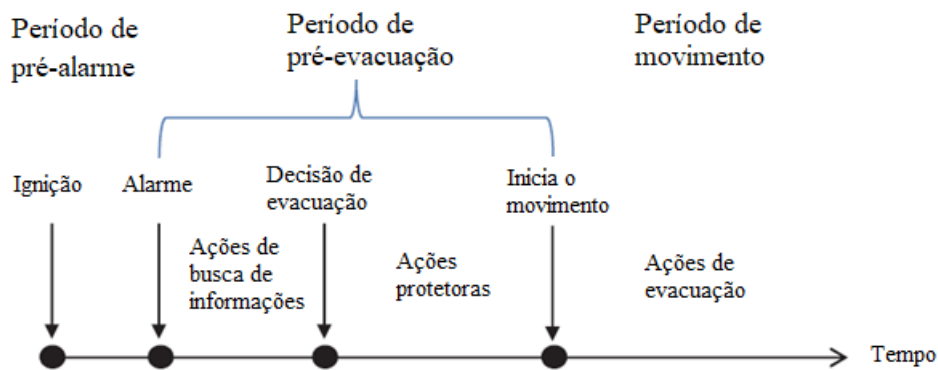


Figura 1.1. Principais fatores para a evacuação de um edifício.
Fonte: adaptado da referência [7].

Assim, o tempo total de escape de toda a população de usuário de uma edificação, Δt_{esc} , pode ser dado pela soma de parcelas [7] e [8]. Supondo o instante inicial de referência no início de ignição, a sua detecção somente ocorrerá após Δt_{det} segundos, dependendo de diversos fatores, entre os quais das características físicas do sistema de detecção e da sua localização em relação à fonte de calor ou de fumaça. Do mesmo modo, decorrem Δt_a segundos até que o alarme seja acionado. A reação ao alarme, isto é, o intervalo de tempo decorrido entre o acionamento do alarme e o primeiro movimento em direção de uma saída de emergência, se dá com um atraso que se denomina tempo de pré-movimento, Δt_{pre} . O tempo que a população da edificação gasta até a passagem através da saída é Δt_e . Portanto, o tempo de escape, será de:

$$\Delta t_{esc} = \Delta t_{det} + \Delta t_a + \Delta t_{pre} + \Delta t_e. \quad (1.1)$$

Para garantir essa evacuação completa da população as saídas de emergência devem ser projetadas para prover um ambiente seguro e sustentável à vida humana durante todo o tempo de escape. A norma brasileira que trata do tema é a NBR 9077 [9], a qual fixa condições exigíveis a fim de que a população possa abandonar um edifício, em caso de incêndio, completamente protegidas em sua integridade física.

As escadas que compõem uma saída de emergência podem ser classificadas em dois tipos: enclausuradas e não enclausuradas [9], [10] e [11]. As escadas enclausuradas apresentam maior proteção para os edifícios e podem ser subclassificadas em protegida e à prova de fumaça. De acordo com a altura e o tipo de edifício, a NBR 9077 especifica um tipo de escada que deve ser mais protegida quanto maior a edificação. No caso de escada à prova de fumaça ela pode ser de dois tipos: por ventilação natural, utilizando antecâmara e dutos, e por ventilação mecânica, a qual pressuriza a escada. Nas escadas com ventilação natural a fumaça proveniente do ambiente incendiado que porventura entre na antecâmara da escada deve ser direcionada para fora da caixa de escada pelo duto de saída de fumaça (DS) devido ao

efeito de convecção natural. Esse é justamente o foco do projeto, estudar os mecanismos de convecção natural relacionados aos escoamentos em dutos de escada de emergência.

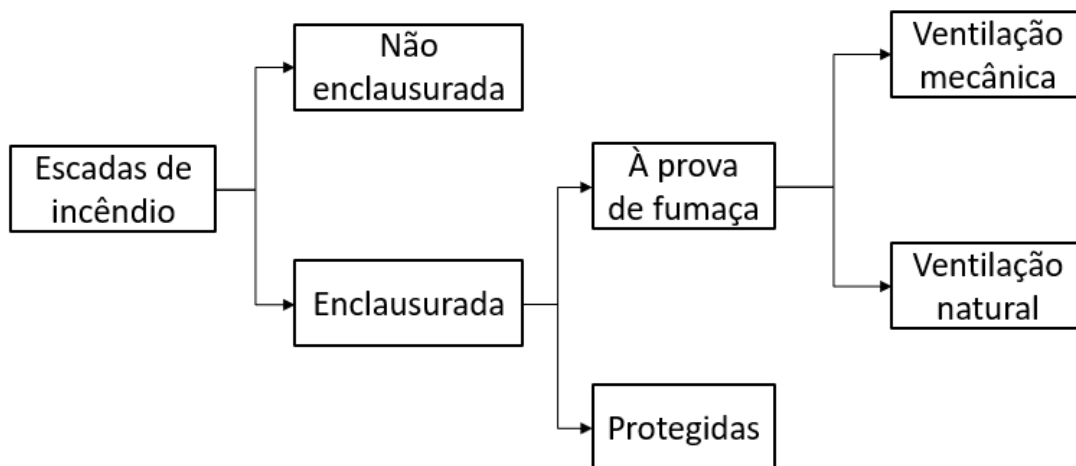


Figura 1.2. Tipos de escadas de emergência.

A convecção natural difere da convecção forçada por não necessitar de um agente externo, como um ventilador ou bomba, ela surge a partir de uma força de empuxo no interior do fluido. No caso de pressurização de escadas seria um caso de convecção forçada, entretanto para o estudo de dutos de saída de emergência o fenômeno que ocorre é de convecção natural. Neste tipo de escoamento a movimentação do fluido é dada pela combinação de um gradiente de massa específica e de uma força de campo [12]. Em incêndios, o fluido é a própria fumaça que escoar devido à variação de massa específica gerada por um gradiente de temperatura e a força de campo é a gravitação. Por conta desse mecanismo ser o responsável do escoamento das massas de gases quentes e particulados tóxicos em incêndios, daí a importância de se estudar a movimentação de fumaça nas estruturas prediais e adquirir uma fundamentação teórica sólida no tema com vista à otimização no controle de fumaça.

A partir da questão inicial da convecção natural em dutos de escada de emergência existe a dúvida de quão eficiente é este método, pois estudos computacionais já realizados nesta área apontam a necessidade de maior aprofundamento no sentido de revisar os critérios atualmente admitidos para as saídas de emergência e adotar fatores de desempenho [13]. Além disso, de acordo com [14] o nível de concentração de fumaça na antecâmara de escadas de emergência com sistema de ventilação natural por dutos. Outro ponto questionado é que a NBR 9077 não impõe limite de altura para a adoção de escadas à prova de fumaça ventilada naturalmente, entretanto o efeito de estratificação poderia diminuir a eficiência de tais escadas.

1.2 OBJETIVOS

Com estas motivações, este projeto visou avaliar a efetividade do sistema de ventilação natural de escadas de emergência no que se refere à exaustão de fumaça proveniente de incêndios estruturais.

Para atingir o objetivo geral do projeto foram definidos os seguintes objetivos específicos:

- Apresentação da fundamentação teórica da convecção natural, de modo a deduzir as equações governantes do problema e as condições de contorno considerando as hipóteses simplificadoras.
- Realização do dimensionamento de um duto de saída de ar de escadas de emergência. Com isso, correlacionou-se a teoria de convecção natural em dutos e o modelo real dimensionado.
- A partir do modelo real, construiu-se um modelo reduzido guardando similaridade geométrica, onde foram realizados ensaios de monitoramento dos campos de velocidade e de temperatura.
- Com as indicações dos parâmetros físicos relevantes para a descrição do fenômeno advindas da análise teórica (como grandezas adimensionais e os perfis de velocidade e temperatura), os dados experimentais obtidos foram confrontados com resultados numéricos.

1.3 ESTRUTURA DO TEXTO

A estrutura do texto está dividida em dois capítulos para a fundamentação teórica, outros dois capítulos para o dimensionamento do duto e medição dos dados do modelo reduzido e por fim os resultados e análises. No capítulo 2 é introduzida a teoria necessária para o entendimento de camada limite e as equações de conservação. Em seguida, no capítulo 3, a convecção natural é abordada realizando-se análises de escala e solução integral; no final do capítulo é explicitada a convecção natural em canais verticais. No capítulo 4 é realizado o dimensionamento do duto em escala real seguindo a NBR 9077 e em escala reduzida. Ainda neste capítulo é realizada a validação das equações obtidas no capítulo anterior. No capítulo seguinte, 5, são listados os componentes e instrumentações necessários para realizar a bancada experimental, assim como, os diferentes cenários experimentais realizados. Por fim, no capítulo 6 estão todos os resultados e análises dos experimentos realizados.

2 PRINCÍPIOS FUNDAMENTAIS DA CONVECÇÃO

Conceitos elementares para o entendimento da convecção e as equações governantes de conservação.

2.1 INTRODUÇÃO À CONVECÇÃO

Antes de iniciar o estudo sobre a convecção é necessário o entendimento claro do que é o calor. O calor pode ser definido como uma forma de energia que é transferida de um sistema para outro em consequência da diferença de temperatura entre eles. A ciência que estuda as taxas de transferência de calor entre ambos os corpos é chamada de transferência de calor [15].

Existem três mecanismos básicos de transferência de calor: condução, convecção e radiação. A condução e convecção são semelhantes por requererem um meio material, porém são diferentes no quesito que a convecção necessita da presença do movimento de um fluido [15]. Por esta razão a transferência de calor por convecção depende fortemente das propriedades do fluido, como viscosidade dinâmica μ , condutividade térmica k , massa específica ρ , calor específico c_p e a velocidade do fluido v .

A convecção pode ser classificada como forçada ou natural. A primeira ocorre quando há um componente externo causando o escoamento, como uma bomba, ventilador ou o próprio vento. E a segunda ocorre apenas por gradiente de massa específica devido a diferença de temperatura. A convecção inclui transferência de energia pelo movimento global do fluido (advecção) e pelo movimento aleatório das moléculas do fluido (difusão) [12]. Portanto no estudo da convecção deve ser levado em consideração duas grandes áreas: a mecânica dos fluidos e a transferência de calor. A primeira irá se preocupar com a estática e dinâmica dos fluidos, a qual se relaciona com a transferência de calor pela necessidade de se conhecer a força que o escoamento impõe sob uma superfície, dada pela Eq. (2.1).

$$F = \int_A \tau \, dA, \quad (2.1)$$

em que τ é a tensão cisalhante para fluido Newtoniano em uma superfície, dada por:

$$\tau = \mu \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)_{y=0}, \quad (2.2)$$

em que μ é a viscosidade dinâmica e u é a velocidade na direção do escoamento.

Já o problema da transferência de calor consiste em determinar o fluxo de calor \dot{q}'' local que será dado pela lei do resfriamento de Newton, dada pela equação (2.3). Para se determinar esta grandeza é necessário conhecer o coeficiente de convecção local h , o qual é visto como o *problema da convecção*.

$$\dot{q}'' = h(T_s - T_\infty), \quad (2.3)$$

em que T_s é a temperatura na superfície e T_∞ é a temperatura do fluido na região de corrente livre. Caso seja necessário calcular a taxa de transferência total \dot{q} deve ser utilizado o coeficiente de convecção médio \bar{h} , o qual está relacionado com h pela equação (2.5).

$$\dot{q} = \bar{h}A(T_s - T_\infty), \quad (2.4)$$

onde,

$$\bar{h} = \frac{1}{A} \int_A h \, dA \quad (2.5)$$

e A é a área de superfície de contato.

2.2 A CAMADA LIMITE

Para o entendimento da transferência de calor e massa por convecção é essencial o entendimento dos conceitos de camada limite hidrodinâmica δ e térmica δ_T . Considere a Figura 2.1 para o entendimento da camada limite de velocidade. Quando as partículas do fluido passam a ter contato com a superfície, elas passam a ter velocidade igual a zero. Essas partículas passam, então, a atuar no retardamento das partículas do fluido numa camada adjacente e assim sucessivamente até que a uma distância $y = \delta$ da superfície, o efeito se torna desprezível. Esse retardamento do fluido está associado às tensões de cisalhamento τ que atuam em planos que são paralelos à velocidade do fluido. A espessura da camada limite δ é definida como o valor de y para o qual $u = 0,99u_\infty = 0,99U$ e a maneira de como u varia com y através da camada limite é definido como o perfil de velocidade na camada limite [12].

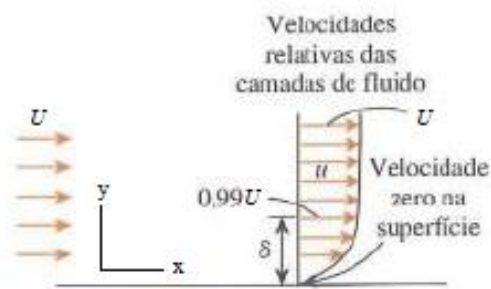


Figura 2.1. Desenvolvimento da camada limite hidrodinâmica.

Fonte: Adaptado da referência [15].

Da mesma forma que uma camada limite de velocidade se forma quando há o escoamento de um fluido sobre uma superfície, a camada limite térmica se desenvolve se houver diferença de temperatura do fluido na corrente livre e da superfície (Figura 2.2).

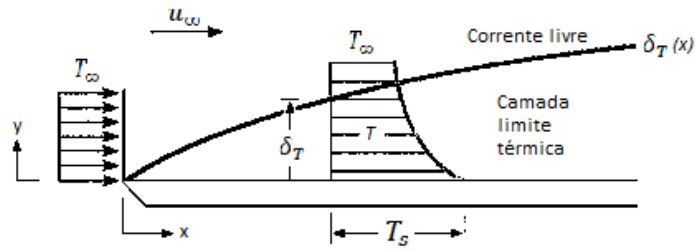


Figura 2.2. Desenvolvimento da camada limite térmica.
 Fonte: Adaptado da referência [12].

A espessura da camada limite térmica δ_T em qualquer local ao longo da superfície é definida pela Eq. (2.6). A taxa de transferência de calor por convecção em qualquer lugar ao longo da superfície está diretamente relacionada com o gradiente de temperatura nesse local. Logo, a forma do perfil de temperatura na camada limite define a transferência de calor por convecção entre uma superfície sólida e o fluido que escoou sobre ela [15].

$$\frac{T - T_s}{T_\infty - T_s} = 0,99. \quad (2.6)$$

A relação entre as condições nessa camada limite e o coeficiente de calor por convecção pode ser facilmente demonstrada. Utilizando o fluxo térmico na superfície local obtido pela lei de Fourier em $y = 0$, isto é:

$$\dot{q}'' = -k_f \left. \frac{\partial T}{\partial y} \right|_{y=0}, \quad (2.7)$$

onde k_f se refere à condutividade térmica do fluido. E juntando a Eq. (2.7) com a lei de resfriamento de Newton (2.3), obtém-se o coeficiente de convecção:

$$h = \frac{-k_f \left(\frac{\partial T}{\partial y} \right)_{y=0}}{T_s - T_\infty}. \quad (2.8)$$

Por fim, é importante o conhecimento do regime de escoamento do fluido, ou seja, se ele se encontra em regime laminar, isto é, escoamento altamente ordenado, caracterizado por camadas lisas de fluido; ou se o escoamento é turbulento, típico de movimento altamente desordenado do fluido que normalmente ocorre em velocidades elevadas. Uma grandeza que avalia esta característica de escoamento é o número de Reynolds:

$$Re_x = \frac{\text{Forças de inércia}}{\text{Forças viscosas}} = \frac{U_\infty x}{\nu} = \frac{\rho U_\infty x}{\mu}, \quad (2.9)$$

onde, ν é a viscosidade cinemática dada pela razão entre a viscosidade dinâmica μ e a massa específica ρ .

Quando o escoamento se torna turbulento, o número de Reynolds é chamado de número de Reynolds crítico, o qual depende da geometria e condições do escoamento. Para o escoamento sobre placas planas, o valor geralmente aceito para o Reynolds crítico é de 5×10^5 , onde o valor de x é a distância a partir do bordo de ataque da placa até onde ocorre a transição do escoamento laminar para turbulento [15].

2.3 PRINCÍPIOS DE CONSERVAÇÃO

Para descrever o problema da convecção é necessário recorrer às equações de conservação da massa, balanço de quantidade de movimento e equação de conservação da energia. Uma das formas de demonstrar estas equações é aplicando o teorema de transporte de Reynolds (TTR), o qual tem o propósito de fornecer uma ligação entre os conceitos ligados aos volumes de controle com aqueles ligados aos sistemas [16]. O TTR para volumes de controle fixos e não deformáveis é dado por:

$$\left. \frac{DN}{Dt} \right|_{\text{sistema}} = \frac{\partial}{\partial t} \int_{VC} n \rho dV + \int_{SC} n \rho \vec{u} \cdot d\vec{A}, \quad (2.10)$$

em que N é uma propriedade extensiva do sistema (como a massa do sistema, quantidade de movimento e a energia), cuja sua variação está relacionada com uma propriedade intensiva $n = N/m$ no volume de controle e \vec{u} é o vetor velocidade. O operador $\frac{D(*)}{Dt}$ é a derivada material determinada por:

$$\frac{D(*)}{Dt} = \frac{\partial(*)}{\partial t} + \vec{u} \cdot \nabla(*). \quad (2.11)$$

O lado esquerdo da Eq. (2.10) representa a variação temporal da propriedade extensiva do sistema; o primeiro termo do lado direito representa a taxa de variação de N no volume de controle e, por fim, o último termo representa a vazão líquida do parâmetro N através de toda a superfícies de controle [16].

O TTR é utilizado para deduzir a equação de conservação da massa usando a massa total M do sistema como a propriedade extensiva N , já no caso do balanço da quantidade de movimento a propriedade extensiva será $M\vec{u}$ que representa a variação de quantidade de movimento linear e, por fim, para a equação da energia o N será a energia total do sistema E .

As equações não serão demonstradas, para mais detalhes pode-se consultar as referências [16] e [17]. Nas próximas subseções elas serão tratadas individualmente com foco na explicação física dos termos de cada uma delas.

2.3.1 Conservação da massa

A conservação da massa (também conhecida como equação da continuidade) é a equação que traduz o princípio que a massa não pode ser criada nem destruída durante um processo e toda a massa deve ser contabilizada durante uma análise. Sua equação geral é dada por [17]:

$$\frac{D\rho}{Dt} + \rho \nabla \cdot \vec{u} = 0. \quad (2.12)$$

Uma situação recorrente no estudo da convecção é considerar o regime permanente ($\partial\rho/\partial t = 0$) e a variação espacial da massa específica desprezível (escoamento incompressível, ρ constante). Dessa forma a Eq. (2.12) é reduzida para:

$$\nabla \cdot \vec{u} = 0, \quad (2.13)$$

e no caso de escoamento bidimensional ($w = 0$), comum nos problemas de engenharia, tem-se a Eq. (2.14).

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0. \quad (2.14)$$

2.3.2 Variação da quantidade de movimento linear

A equação da variação da quantidade de movimento linear é obtida através da aplicação da 2ª lei do movimento de Newton. É uma expressão do balanço de quantidade de movimento, segundo a qual a força líquida que age sobre um volume de controle é igual à massa multiplicada pela aceleração do elemento fluido dentro do volume de controle, que também é igual à taxa líquida de quantidade de movimento que sai do volume de controle [15].

Antes de apresentar a equação, é importante ter o entendimento das forças atuantes sobre o volume de controle. A primeira força, é a força de corpo ou de campo que atua sobre todo o corpo do volume de controle (gravidade, forças elétricas e magnéticas) e a segunda força se refere a forças de superfície que atuam apenas na superfície do volume de controle (forças de pressão e tensões de cisalhamento em virtude dos efeitos viscosos). A Eq. (2.15) apresenta as forças de corpo representado por \vec{F} e as forças de superfície que levam em consideração as forças normais e cisalhantes [17]. Nesta equação já é considerado escoamento incompressível e com viscosidade constante.

$$\rho \frac{D\vec{u}}{Dt} = -\nabla P + \mu \nabla^2 \vec{u} + \vec{F}. \quad (2.15)$$

No caso bidimensional, permanente e com campo gravitacional \vec{g} apenas em y , ela é escrita como:

$$\rho \left(u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} \right) = -\frac{\partial P}{\partial x} + \mu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right), \quad (2.16)$$

e

$$\rho \left(u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} \right) = -\frac{\partial P}{\partial y} + \mu \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right) - \rho g, \quad (2.17)$$

onde u é a velocidade na direção x , v é a velocidade na direção y , P é a pressão do escoamento, μ é a viscosidade dinâmica, ρ é a massa específica e g é a aceleração gravitacional.

Esta é a formulação da equação de Navier-Stokes mais amplamente utilizada para os problemas gerais de engenharia. Ela será abordada mais detalhadamente neste trabalho.

2.3.3 Balanço de energia

Os dois princípios anteriores – conservação da massa e balanço de forças – são na maioria dos casos suficientes para resolver a parte do escoamento nos problemas de convecção. Importante notar que essas equações nas formas gerais possuem quatro incógnitas (três de velocidade e uma de pressão) e quatro equações (uma de conservação da massa e três do balanço de forças). A exceção desse problema é a convecção natural, cujo o escoamento é gerado pelo gradiente de temperatura, logo terá uma incógnita a mais, mas este problema será tratado no Capítulo 3. Porém, em todos os casos, a parte da transferência de calor por convecção requer uma equação a mais para o campo de temperatura do escoamento. Esta equação adicional é obtida por meio da primeira lei da termodinâmica, também conhecida por equação da energia, que na sua forma geral é [17]:

$$\rho c_p \frac{DT}{Dt} = \nabla \cdot (k \nabla T) + q''' + \beta T \frac{DP}{Dt} + \mu \Phi, \quad (2.18)$$

onde, c_p é o calor específico à pressão constante, k é a condutividade térmica, q''' é a geração interna de calor, β é o coeficiente de expansão térmica e Φ é uma função de dissipação viscosa.

Para a maioria dos casos de convecção, o fluido pode ser modelado de uma forma mais simples. Será considerado que os efeitos compressíveis são desprezíveis ($\beta T DP/Dt$ nulo), a condutividade do fluido k será constante, a geração de energia interna q''' inexistente e a dissipação viscosa Φ desprezível. Dessa forma a Eq. (2.18), será reduzida para:

$$\rho c_p \frac{DT}{Dt} = k \nabla^2 T, \quad (2.19)$$

$$\frac{DT}{Dt} = \alpha \nabla^2 T, \quad (2.20)$$

onde, $\alpha = k/\rho c_p$ é a difusividade térmica.

2.4 EQUACIONAMENTO DO PROBLEMA DA CONVECÇÃO

Com as equações de conservação da massa, balanço de forças e energia, o problema está matematicamente formulado dependendo apenas de definir o campo de velocidade e o campo de temperatura. Este equacionamento é necessário para se definir o fluxo de calor \dot{q}'' , o qual dependerá do coeficiente de convecção h que, por sua vez, depende dos campos de temperatura e de velocidade do fluido. As equações na forma geral são repetidas a seguir para se aplicar as possíveis condições de contorno.

$$\nabla \cdot \vec{u} = 0,$$

$$\rho \frac{D\vec{u}}{Dt} = -\nabla P + \mu \nabla^2 \vec{u} + \vec{F},$$

$$\frac{DT}{Dt} = \alpha \nabla^2 T.$$

Onde as condições de contorno possíveis de se aplicar para as cinco variáveis (u, v, w, P, T) no caso da placa plana horizontal, são:

$$u(x, y = 0) = 0, \tag{2.21}$$

$$v(x, y = 0) = 0, \tag{2.22}$$

$$u(x, y = \infty) = U_\infty, \tag{2.23}$$

$$T(x, y = \infty) = T_\infty, \tag{2.24}$$

$$T(x, y = 0) = T_s, \tag{2.25}$$

$$-k \left. \frac{\partial T}{\partial y} \right|_{x,y=0} = \pm \dot{q}'' . \tag{2.26}$$

As condições (2.21) e **Erro! Fonte de referência não encontrada.** se referem à condição de não deslizamento da camada de fluido adjacente à superfície. Já as equações (2.23) e (2.24) são para a condição fora da camada limite, onde a velocidade e a temperatura já não sofrem influência da placa e valem o mesmo valor que o de corrente livre. Por fim, as duas últimas equações tratam das condições térmicas da superfície, na equação (2.25) é no caso de superfícies isotérmica e na seguinte é de fluxo de calor especificado na superfície \dot{q}''_s .

Existem três métodos para resolver estas equações, são eles: análise de escala, solução integral e método da similaridade. A análise de escala serve para fornecer de qual maneira os parâmetros

geométricos e de escoamento afetam o valor de h . A solução integral já determina alguns coeficientes de escala dos parâmetros relevantes, entretanto possui a limitação de resolver o problema apenas com os gradientes ao longo da direção perpendicular à superfície sem considerar a solução completa para os perfis de velocidade e temperatura. Por fim, a similaridade define que os perfis de velocidade e de temperatura são auto similares. Neste trabalho, foi realizado apenas a análise de escala e a solução por método integral, pois são soluções mais baratas e que já geram ótimos resultados em comparação com a solução por similaridade que é mais exata.

3 CONVECÇÃO NATURAL

Este capítulo introduz a teoria necessária para o entendimento do fenômeno de convecção natural por meio das definições da aproximação de Boussinesq, análise de escala, solução integral e o caso particular de convecção natural em canais verticais.

3.1 INTRODUÇÃO À CONVECÇÃO NATURAL

A convecção natural ocorre quando existem correntes de convecção no interior do fluido, mas sem que haja uma velocidade externa forçada. Essa situação aparece quando uma força de corpo atua sobre um fluido no qual existem gradientes de massa específica. O efeito líquido é uma força de empuxo, que induz correntes de convecção natural. Para análise de engenharia, o gradiente de massa específica é devido a um gradiente de temperatura e a força de corpo é devida ao campo gravitacional [12].

Ainda de acordo com [12], os escoamentos de convecção natural podem ser classificados por estarem ou não limitados por uma superfície. Na ausência de uma superfície o escoamento se dá na forma de uma pluma, associada à ascensão do fluido originada por um objeto aquecido. No presente trabalho, o foco será em escoamento de convecção natural limitado por uma superfície, visto que é o que mais se aproxima do caso real de dutos em escadas de emergência. Neste caso as forças de empuxo induzem uma camada limite de convecção natural na qual o fluido aquecido ascende verticalmente, arrastando fluido de uma região inicialmente estável. Primeiramente será tratado o problema com apenas uma parede isotérmica (Figura 3.1) e depois para se aproximar mais do caso real será realizado a mesma análise com a interferência entre duas paredes.

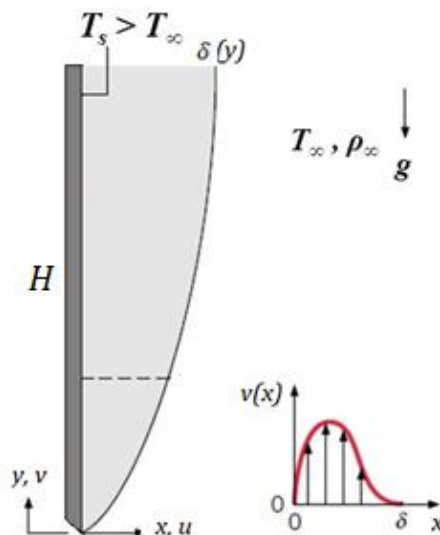


Figura 3.1. Camada limite hidrodinâmica devido ao escoamento por convecção natural em uma placa plana vertical de altura H .

3.2 APROXIMAÇÃO DE BOUSSINESQ

As equações governantes da convecção natural são as mesmas originadas no Cap. 2 a partir dos princípios de conservação. Para realizar as simplificações no presente caso, considere a Figura 3.1) que é uma parede vertical bidimensional. Além disso, considere um regime permanente, bidimensional e com propriedades constantes. De fato, as variações de temperatura modificam as propriedades de massa específica e viscosidade, porém uma análise com todas essas considerações seria extremamente complexa. Por fim, o fluido será considerado, com uma exceção, incompressível. A exceção envolve levar em conta o efeito da massa específica variável na força de empuxo, visto que é devido a essa variação que existe o movimento do fluido [12]. Esta consideração de que a variação da massa específica só é considerada quando esta origina forças de empuxo é definida como a aproximação de Boussinesq.

Diante destas considerações, a forma bidimensional da equação da continuidade Eq. (2.14) ainda é válida:

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0. \quad (3.1)$$

De maneira equivalente, as formas bidimensionais da equação de Navier-Stokes com campo gravitacional em \vec{y} no sentido negativo de y , conforme a Figura 3.1), são reescritas:

$$\rho \left(u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} \right) = -\frac{\partial P}{\partial x} + \mu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right), \quad (3.2)$$

$$\rho \left(u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} \right) = -\frac{\partial P}{\partial y} + \mu \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right) - \rho g. \quad (3.3)$$

Usando estas últimas duas equações para realizar uma análise de escala, é possível reduzi-las dando um foco na camada limite. Na camada limite é considerado que:

$$x \sim \delta, y \sim H, e \delta \ll H. \quad (3.4)$$

O que implica pela equação da continuidade que $u \sim V_0 \frac{\delta}{H}$, onde V_0 é apenas uma velocidade de referência indeterminada, visto que a velocidade de corrente livre é nula. Com isso, é possível dizer que os termos viscosos de segunda ordem em y , $\frac{\partial^2}{\partial y^2}$, são desprezíveis em relação aos em x , $\frac{\partial^2}{\partial x^2}$.

Agora, comparando os termos de escala de pressão com os termos viscosos, têm-se:

$$\frac{\partial p}{\partial x} \sim \mu \frac{u}{\delta^2} \sim \mu \frac{V_0}{\delta H}, \quad (3.5)$$

$$\frac{\partial p}{\partial y} \sim \mu \frac{v}{\delta^2}. \quad (3.6)$$

Usando o diferencial de pressão $dP = \frac{\partial P}{\partial x} dx + \frac{\partial P}{\partial y} dy$ é possível observar que a variação de pressão na direção x é desprezível quando comparado ao longo do escoamento [17]:

$$\frac{(\partial P/\partial x)(dx/dy)}{\partial P/\partial y} \sim \left(\frac{\delta}{H}\right)^2 \ll 1 \quad (3.7)$$

$$\frac{dP}{dy} \approx \frac{\partial P}{\partial y} \quad (3.8)$$

Isso significa dizer que a pressão dentro da camada limite é aproximadamente igual à pressão em corrente livre P_∞ , onde o fluido está em repouso. Assim:

$$\frac{\partial P}{\partial y} = \frac{dP_\infty}{dy} = -\rho_\infty g. \quad (3.9)$$

Com estas considerações, as equações de momento (3.2) e (3.3), podem ser reescritas por meio de uma única equação:

$$\rho \left(u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} \right) = \mu \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + (\rho_\infty - \rho)g. \quad (3.10)$$

Como é possível notar, a variação de massa específica está explícita na Eq. (3.10), mas caso essa variação seja dada apenas por variação de temperatura é interessante relacionar a variação da massa específica com a variação de temperatura que lhe dá origem. Para isso, deve ser utilizada uma propriedade do fluido chamada de coeficiente de expansão térmica β :

$$\beta = \frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial \rho}{\partial T} \right)_P. \quad (3.11)$$

Essa propriedade termodinâmica fornece uma medida da variação da massa específica em resposta a uma mudança na temperatura, a pressão constante [12]. Agora, fazendo uma expansão em série de Taylor de $\rho = \rho(P, T)$ em torno de T_∞ mantendo os termos mais expressivos de primeira ordem e usando a expressão para β , é obtido:

$$\rho = \rho_\infty + \left(\frac{\partial \rho}{\partial T}\right)_p (T - T_\infty) \quad (3.12)$$

$$= \rho_\infty [1 - \beta(T - T_\infty)]. \quad (3.13)$$

Desta forma é possível escrever a Eq. (3.13) como $\rho_\infty - \rho \approx \rho_\infty \beta (T - T_\infty)$, o qual está presente no terceiro termo da Eq. (3.10), e é conhecida como a aproximação de Boussinesq que considera a variação da massa específica devido a variação de temperatura apenas para efeitos de empuxo que sustenta o escoamento. Assim, a equação do momento resultante fica:

$$u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} = \nu_\infty \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + g\beta\Delta T, \quad (3.14)$$

em que $\nu_\infty = \mu/\rho_\infty$, $\Delta T = T - T_\infty$, g e β são constantes. Nesta última equação está claro o acoplamento do problema térmico, ligado à temperatura T , com problema hidrodinâmico, ligado ao campo de velocidade. Logo, para resolver o problema da convecção natural de maneira completa é necessário resolver simultaneamente as equações de conservação da massa (3.1), equação do momento (3.14) e a equação da energia (3.15), esta obtida com as mesmas considerações acima e dada por:

$$u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} = \alpha_\infty \frac{\partial^2 T}{\partial x^2}, \quad (3.15)$$

onde a difusividade térmica $\alpha_\infty = k/(\rho_\infty c_p)$ é constante. Note que a dissipação viscosa na equação da energia foi desprezada, o que é razoável para as baixas velocidades associadas à convecção natural [12]. As condições de contorno para este problema são as de parede impermeável ($u = v = 0$), parede isotérmica ($T = T_0$ em $x = 0$), fluido estagnado fora da camada limite ($\nu_\infty = 0$) e temperatura na corrente livre isotérmica ($T = T_\infty$ em $x = \infty$).

Por fim, é necessária uma equação de estado para se calcular o coeficiente de expansão térmica. A forma de como β é obtido depende do fluido. Para um gás ideal $\rho = P/RT$, logo:

$$\beta = -\frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial \rho}{\partial T}\right)_p = \frac{1}{\rho} \frac{P}{RT^2} = \frac{1}{T} \quad (3.16)$$

em que T é a temperatura absoluta. Para líquidos e gases não ideais, β deve ser obtido em tabelas de propriedades apropriadas [12].

3.3 ANÁLISE DE ESCALA

A análise de escala é um método para estimar a ordem de magnitude das quantidades envolvidas. Ela é usada como um primeiro método para se obter as informações mais relevantes do problema. Nela

ainda não serão determinados os coeficientes, mas será avaliado como certa grandeza varia em relação à outras [17].

Para iniciar a análise é observado que $x \sim \delta_T$ e $y \sim H$. Com isso, já é possível iniciar a análise com a equação de energia (3.15), comparando os efeitos entre a convecção (lado esquerdo da equação) e a condução (ou difusão):

$$u \frac{\Delta T_s}{\delta_T}, v \frac{\Delta T_s}{H} \sim \alpha_\infty \frac{\Delta T_s}{\delta_T^2}, \quad (3.17)$$

onde $\Delta T_s = T_s - T_\infty$ é a escala de $\Delta T = T - T_\infty$. Da conservação da massa na camada limite pode-se dizer que $\frac{u}{\delta_T} \sim \frac{v}{H}$, e que, portanto, os dois termos convectivos da Eq. (3.17) são da ordem de $v\Delta T/H$.

Logo, a análise de escala para o balanço de energia fica:

$$v \frac{\Delta T}{H} \sim \alpha_\infty \frac{\Delta T_s}{\delta_T^2}, \quad (3.18)$$

isolando v , têm-se:

$$v \sim \frac{\alpha_\infty H}{\delta_T^2}. \quad (3.19)$$

Agora, dando atenção para a equação do momento (3.14) com foco apenas na região $\delta_T \times H$, é visto o equilíbrio entre três forças (o primeiro termo é de inércia, o segundo é o termo viscosos, ou de fricção, e o último é o termo de empuxo). Como o escoamento é de convecção natural, o termo de empuxo é o que fornece movimento ao fluido, logo deve ser escalado ou com o termo de inércia ou com o termo de fricção, conforme equação (3.20):

$$u \frac{v}{\delta_T}, v \frac{v}{H} \quad \text{ou} \quad \frac{vv}{\delta_T^2} \sim g\beta\Delta T_s, \quad (3.20)$$

pela análise de escala da equação de conservação da massa é possível perceber que os termos de inércia da Eq. (3.20) são ambos da ordem de v^2/H . Para saber em quais casos a camada limite δ_t é regida pelo balanço dos termos de inércia \sim empuxo ou dos termos de fricção \sim empuxo, pode-se dividir a Eq. (3.20) por $g\beta\Delta T_s$ e usar a relação da Eq. (3.19) para eliminar a velocidade vertical v , de modo a obter:

$$\left(\frac{H}{\delta_T}\right)^4 Ra_H^{-1} Pr^{-1} \quad \text{ou} \quad \left(\frac{H}{\delta_T}\right)^4 Ra_H^{-1} \sim 1, \quad (3.21)$$

onde Ra_H é o número de Rayleigh para um comprimento vertical H , definido como $Ra_H = \frac{g\beta\Delta TH^3}{\alpha\nu}$ e Pr é o número de Prandtl que é uma propriedade do fluido definida como $Pr = \nu/\alpha$. Como pode ser visto da relação da Eq. (3.21) a competição entre os termos de inércia e fricção é decidido pelo número

de Pr , onde elevados números de Pr tem como consequência uma camada limite guiada pelo balanço entre fricção \sim empuxo, e no caso contrário, o termo de inércia que vai balancear com o empuxo ($Pr \ll 1$). A seguir será realizada uma análise detalhada para cada um dos casos.

3.3.1 Elevado número de Prandtl

Como dito anteriormente, quando $Pr \gg 1$, existe um balanço entre fricção \sim empuxo, tal que a Eq. (3.21) pode ser reescrita como:

$$\delta_T \sim HRa_H^{-1/4} \quad (3.22)$$

e, usando a Eq. (3.19), têm-se:

$$v \sim \frac{\alpha_\infty}{H} Ra_H^{1/2}. \quad (3.23)$$

Agora, relembando da equação do coeficiente de convecção da Eq. (2.8) é fácil de se demonstrar que $h \sim k/\delta_T$. Assim, a Eq. (3.18) pode ser escrita em termos do número de Nusselt (Nu):

$$Nu = \frac{hH}{k} \sim Ra_H^{1/4}. \quad (3.24)$$

Até aqui a análise de escala se concentrou dentro da camada limite térmica, mas para números de $Pr \gg 1$, a camada limite hidrodinâmica se estende mesmo depois do término da térmica, logo faz sentido realizar uma análise entre os termos de inércia e de fricção para avaliar o comprimento da camada limite hidrodinâmica. Fazendo isso:

$$v \frac{v}{H} \sim v \frac{v}{\delta^2}. \quad (3.25)$$

Onde a escala de v é imposta pela camada limite térmica, logo fazendo a substituição da Eq. (3.23) em (3.25):

$$\delta \sim HRa_H^{-1/4} Pr^{1/2}. \quad (3.26)$$

Por fim, é possível chegar numa relação entre as duas camadas limites, térmica e hidrodinâmica:

$$\frac{\delta}{\delta_T} \sim Pr^{1/2} > 1. \quad (3.27)$$

O que mostra que para elevados números de Pr a camada limite hidrodinâmica é maior do que a térmica. No próximo tópico será analisado o caso contrário.

3.3.2 Baixo número de Prandtl

Voltando na Eq. (3.21), agora com $Pr \ll 1$, faz mais sentido realizar o balanço entre o termo de inércia e o de empuxo na camada limite δ_T . Realizando as mesmas substituições do caso de Pr elevado e com a escala de velocidade da Eq. (3.19), são facilmente encontradas as seguintes relações dentro da camada limite térmica:

$$\delta_T \sim H(Ra_H Pr)^{-1/4}, \quad (3.28)$$

$$v \sim \frac{\alpha}{H} (Ra_H Pr)^{1/2}, \quad (3.29)$$

$$Nu = \frac{hH}{k} \sim (Ra_H Pr)^{1/4}. \quad (3.30)$$

Neste segundo caso de Pr , a camada limite hidrodinâmica é menor do que a camada limite térmica, ou seja, fora de δ_T não existe escoamento como havia no caso anterior, logo o perfil de velocidade é tão longo quanto o perfil de temperatura [17]. Entretanto, com a condição de não escorregamento na parede é aceitável realizar um balanço de forças entre fricção e empuxo em uma região muito próxima à parede de espessura δ_v , desse modo, pode-se escrever:

$$v \frac{v}{\delta_v^2} \sim g\beta\Delta T_s, \quad (3.31)$$

onde v é a escala dada pela Eq. (3.29). Realizando esta substituição:

$$\delta_v \sim HGr_H^{-1/4} \quad (3.32)$$

onde Gr_H é o número de Grashof para um comprimento de placa H , definido como $Gr_H = \frac{g\beta\Delta T_s H^3}{\nu^2} = \frac{Ra_H}{Pr}$. Dividindo as equações (3.32) por (3.28):

$$\frac{\delta_v}{\delta_T} \sim Pr^{1/2} < 1. \quad (3.33)$$

Esta relação não deve ser confundida com a da Eq. (3.27), pois o δ_v é apenas uma camada muito próxima à parede onde os efeitos de fricção são consideráveis para o empuxo, ao passo que δ expressa a camada limite hidrodinâmica e no presente caso seu perfil é tão longo quanto ao perfil de velocidade.

Bejan [17] ilustra o comportamento das camadas limites térmicas e hidrodinâmicas para cada um dos casos ao variar o número de Prandtl na Figura 3.2.

3.3.3 Significado dos grupos adimensionais

É importante definir o significado das grandezas adimensionais apontadas nas análises de escala, pois elas podem expressar algumas propriedades ou comportamento do sistema.

Para iniciar, o número de Prandtl vem de sua definição como a razão entre a difusividade do momento ν e a difusividade térmica α , logo é uma propriedade do fluido. Assim, para número de Prandtl baixo, como em metais líquidos, a taxa de difusão de energia é superior à taxa de difusão de momento. Já o caso contrário, $Pr \gg 1$, é o mais comum entre óleos. Para gases o número de Pr é próximo à unidade, o que indica que as transferências de momento e energia, por difusão, são comparáveis [12]. Uma relação que é consequência da definição do número de Prandtl é a comparação do crescimento da camada limite térmica δ_T e da camada limite hidrodinâmica δ , conforme pode ser visto nas Eqs. (3.27) e (3.33) e na Figura 3.2.

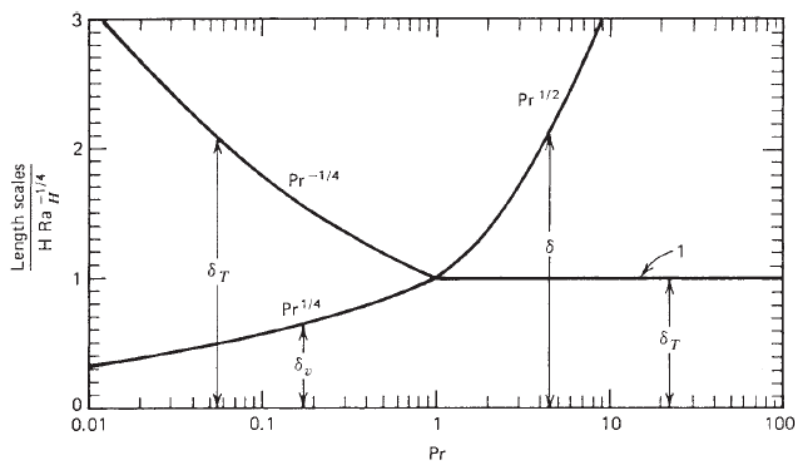


Figura 3.2. Ordem de magnitude relativa do comprimento das camadas limites em convecção natural. Fonte: referência [17].

Outra grandeza importante no ponto de vista prático é o número de Nusselt, que expressa uma razão entre transferência de calor por convecção e por condução dentro do próprio fluido [12]. Com ela é possível encontrar o coeficiente de convecção h , conseqüentemente o fluxo de calor. O Nu depende da geometria e para convecção natural ela é $Nu = Nu(Gr, Pr)$. Onde $Gr = g\beta\Delta T_s H^3 / \nu^2 = Ra / Pr$ é o número de Grashof. Nas análises de escala para $Pr \gg 1$ o número adimensional que aparece diretamente é o número de Rayleigh, enquanto que para $Pr \ll 1$ é tanto o número de Grashof quanto o de Boussinesq, $Bo = g\beta\Delta T_s H^3 / \alpha^2 = Ra Pr$.

O número de Grashof não pode ser interpretado como a razão entre forças de empuxo e viscosas, pois no caso de convecção natural existem outros mecanismos como difusão e advecção que devem ser levados em consideração. De acordo com [17], um significado que pode ser dado aos números de Ra_H , Bo_H e Gr_H é quando eles estão elevados à 1/4 de potência, onde de acordo com as Eqs. (3.22), (3.28) e (3.32) eles apresentam um significado geométrico dando uma relação entre o comprimento da parede H e a espessura das camadas (δ , δ_T , δ_v) geradas pelo empuxo.

3.4 SOLUÇÃO INTEGRAL

A solução integral é um método para resolver as equações da camada limite desenvolvida por Pohlhausen e von Karman. Ela é baseada no princípio que não é necessário resolver um escoamento complexo completamente, apenas é preciso resolver na região mais relevante do problema para se obter as respostas que mais importam. Neste sentido, não é calculado o campo de velocidade $u(x, y)$ e de temperatura $T(x, y)$, mas apenas os gradientes $\partial(u, T)/\partial x$ avaliados em $x = 0$ [17].

Desprezando as variações de u, T para $x > 0$, simplifica-se as equações de quantidade de movimento (3.14) e de energia (3.15) eliminando a variável x , para isto, basta integrar ambas equações da parede ($x = 0$) até uma região distante o bastante ($x = X$) onde o fluido está sem movimento e é isotérmico. Para escrever a equação do momento na forma integral é necessário multiplicar a equação da continuidade (3.1) por v , e então, somar na Eq. (3.14), obtendo-se:

$$\frac{\partial(uv)}{\partial x} + \frac{\partial(v^2)}{\partial y} = v \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + g\beta\Delta T. \quad (3.34)$$

O próximo passo é integrar a Eq. (3.34) de 0 até X , mas respeitando as condições de contorno de impenetrabilidade e fluido em repouso afastado da parede:

$$u(x = 0, y) = 0, \quad (3.35)$$

$$v(x = X, y) = 0, \quad (3.36)$$

$$\left(\frac{\partial v}{\partial x}\right)_{x=X} = 0. \quad (3.37)$$

Realizando a integração da Eq. (3.34) com as condições de contorno, têm-se:

$$\frac{d}{dy} \int_0^X v^2 dx = -v \left(\frac{\partial v}{\partial x}\right)_{x=0} + g\beta \int_0^X (T - T_\infty) dx. \quad (3.38)$$

Esta é a equação do momento na camada limite na forma integral. Para obter a equação da energia na forma integral é feito um procedimento análogo. Multiplica-se a equação da continuidade Eq. (3.1) por $T_\infty - T$ e então soma na Eq. (3.15):

$$\frac{\partial(uT)}{\partial x} + \frac{\partial(vT)}{\partial y} - T_\infty \frac{\partial(u)}{\partial x} - T_\infty \frac{\partial(v)}{\partial y} = \alpha \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} \quad (3.39)$$

Para realizar a integração de $x = 0$ até $x = X$, deve-se respeitar as condições de contorno já apresentadas, além da condição de que fora da camada limite a temperatura não varia:

$$\left(\frac{\partial T}{\partial x}\right)_{x=X} = 0. \quad (3.40)$$

Por fim, realizando a integral da Eq. (3.39), é obtida a forma integral para a equação da energia:

$$\frac{d}{dy} \int_0^X v(T_\infty - T) dx = \alpha \left(\frac{\partial T}{\partial x}\right)_{x=0}. \quad (3.41)$$

Para integrar as equações (3.38) e (3.41) é necessário adotar algum perfil de temperatura e de velocidade. Neste trabalho será adotado um perfil de velocidade e temperatura polinomiais, conforme adotou a referência [18], porém pode ser adotados outros perfis como o exponencial, cujo a referência [17] utilizou. Além disso, será considerado que a camada limite térmica, possui o tamanho aproximado da camada limite hidrodinâmica, ou seja, será uma ótima aproximação para gases onde $Pr \approx 1$.

Os perfis de temperatura e velocidade, respectivamente, são:

$$T - T_\infty = \Delta T_s \left(1 - \frac{x}{\delta_T}\right)^2, \quad (3.42)$$

$$v = V \frac{x}{\delta} \left(1 - \frac{x}{\delta}\right)^2. \quad (3.43)$$

Substituindo ambos os perfis nas equações (3.38) e (3.41), e realizando as integrais de 0 até $X = \delta$, obtém-se, em sequência, para a equação do momento e da energia:

$$\frac{1}{105} \frac{d}{dy} (V^2 \delta) = -v \frac{V}{\delta} + g\beta\Delta T_s \frac{\delta}{3}, \quad (3.44)$$

$$\frac{d}{dy} (V\delta) = 60 \frac{\alpha}{\delta}. \quad (3.45)$$

Para resolver estas equações é preciso recorrer à análise de escala, onde $\delta \sim yRa_y^{-1/4} \sim y^{1/4}$ e $V \sim \frac{\alpha}{y} Ra_y^{1/2} \sim y^{1/2}$. Desta forma é possível propor soluções do tipo:

$$V = C_1 y^{1/2}, \quad (3.46)$$

$$\delta = C_2 y^{1/4}. \quad (3.47)$$

Em que, C_1 e C_2 são constantes de proporcionalidade obtidos pela substituição das equações (3.46) e (3.47) nas equações (3.44) e (3.45). Os valores de C_1 e C_2 são:

$$C_1 = 5,17\alpha \left(1 + \frac{20}{21Pr}\right)^{-1/2} \left(\frac{g\beta\Delta T_s}{\alpha\nu}\right)^{1/2}, \quad (3.48)$$

$$C_2 = 3,93 \left(1 + \frac{20}{21Pr}\right)^{1/4} \left(\frac{g\beta\Delta T_s}{\alpha\nu}\right)^{-1/4}. \quad (3.49)$$

Com a relação para C_2 , calcula-se a espessura da camada limite, dada por:

$$\frac{\delta}{y} = 3,93 \left(1 + \frac{20}{21Pr}\right)^{1/4} Ra_y^{-1/4}. \quad (3.50)$$

Recordando do problema da transferência de calor e do perfil de temperatura adotado (3.42), têm-se:

$$h = -\frac{k \left(\frac{\partial T}{\partial y}\right)_{y=0}}{\Delta T_s} = \frac{2k}{\delta}. \quad (3.51)$$

Por fim, substituindo a espessura da camada limite (3.50) em (3.51) é possível determinar o coeficiente de convecção local e o número de Nusselt, dados por:

$$h = \frac{2k}{y} \frac{y}{\delta} = \frac{k}{y} \frac{2}{3,93} \left(1 + \frac{20}{21Pr}\right)^{-1/4} Ra_y^{1/4}. \quad (3.52)$$

$$Nu = \frac{hy}{k} = 0,508 \left(1 + \frac{20}{21Pr}\right)^{-1/4} Ra_y^{1/4}. \quad (3.53)$$

Apesar dessa análise adotar $\delta = \delta_T$ e ser realmente válido para fluidos com $Pr \approx 1$, os resultados são razoáveis para outros números de Prandtl. A margem de erro varia de 1% para $Pr \rightarrow \infty$ até 14% para $Pr \rightarrow 0$ [18]. Dessa forma, essa solução por método integral é uma boa aproximação dos casos práticos de convecção natural.

3.5 CONSIDERAÇÃO ACERCA DAS CONDIÇÕES DE CONTORNO

Até agora, na análise apresentada foi considerada a parede vertical como isotérmica. Essa é uma boa aproximação nos casos onde a parede é massiva e possui uma alta condutividade térmica na direção do escoamento. Porém essa decisão depende do material da parede, no caso dos dutos de saída de escada de emergência as paredes devem ser de tijolo maciço, rebocada, de 15 *cm* de espessura quando atenderem até 15 antecâmaras, no caso de número superior de antecâmaras a espessura deve ser de 23 *cm* [9]. Neste caso pode ser que a consideração seja aceitável, pois por mais que a condutividade do tijolo não seja alta ($K = 0,72 \text{ W/m} \cdot \text{K}$ [12]), o coeficiente de convecção é baixo por se tratar de

convecção natural. Neste trabalho será discutido a validade dessa consideração de acordo com o material escolhido para a bancada experimental.

Outra condição usual nos problemas de engenharia é assumir o fluxo de calor constante $\dot{q}'' = \text{constante}$. Neste caso, a diferença de temperatura ($T_s - T_\infty$) irá variar com y . Um procedimento aproximado para determinar essa variação se baseia em resultados que mostram que as correlações entre Nu em placas isotérmicas ainda podem ser usadas, com excelente aproximação, se Nu e Ra_H forem definidos em termos da diferença de temperaturas no ponto intermediário da placa, $\Delta T_{L/2} = T_s(L/2) - T_\infty$. Assim, com $h = \dot{q}''/\Delta T_{L/2}$, uma correlação de Nu como a Eq. (3.53) pode ser utilizada para determinar $\Delta T_{L/2}$ (por meio de iteração) e, portanto, calcular a temperatura da superfície no ponto intermediário da placa $T_s(L/2)$ [12].

Uma outra abordagem para a condição de fluxo constante é resolver a solução integral como realizado anteriormente considerando que ($T_s - T_\infty$) irá variar com y . Para isso, deve-se utilizar o número de Rayleigh modificado Ra_{*H} baseado no fluxo de calor \dot{q}'' :

$$Ra_{*H} = \frac{g\beta H^4 \dot{q}''}{\alpha \nu k}. \quad (3.54)$$

A referência [17] traz uma correlação de Nu realizando a solução integral para este caso de fluxo constante para uma placa vertical, dado por:

$$Nu = \frac{2}{360^{1/5}} \left(\frac{Pr}{\frac{4}{5} + Pr} \right)^{1/5} Ra_{*y}^{1/5}. \quad (3.55)$$

Importante notar que agora o $Nu \sim Ra_{*y}^{1/5}$.

Neste trabalho foi discutido a possibilidade de aplicar a condição de contorno isotérmica na bancada experimental, e foi atendida, caso não tivesse sido seria necessário realizar as considerações matemáticas necessárias para usar a condição de fluxo de calor constante.

Outra consideração importante a se fazer sobre as condições de contorno é o cálculo da temperatura interna da parede (T_s). Ela é importante para calcular o perfil de temperatura e os números adimensionais. Esse cálculo pode ser feito igualando a condução de calor da camada de fluido infinitamente próxima à parede com a condução de calor na própria parede de drywall, conforme segue:

$$k_s \frac{T_s - T_a}{e} = k_f \left. \frac{\partial T}{\partial y} \right|_{x^+}, \quad (3.56)$$

em que T_a é a temperatura ambiente, e é a espessura da parede e k_s e k_f são a condutividade térmica da parede e do fluido, respectivamente. A temperatura T_s pode ser inferida por algum método iterativo, como o de Newton-Raphson, junto com a substituição de T por algum perfil de temperatura conveniente.

3.6 CONVECÇÃO NATURAL EM CANAIS VERTICAIS

Considere agora o escoamento de convecção natural entre duas paredes paralelas formando um canal vertical (Figura 3.3). Este é um modelo físico bem próximo dos dutos de escada de emergência estudado neste trabalho.

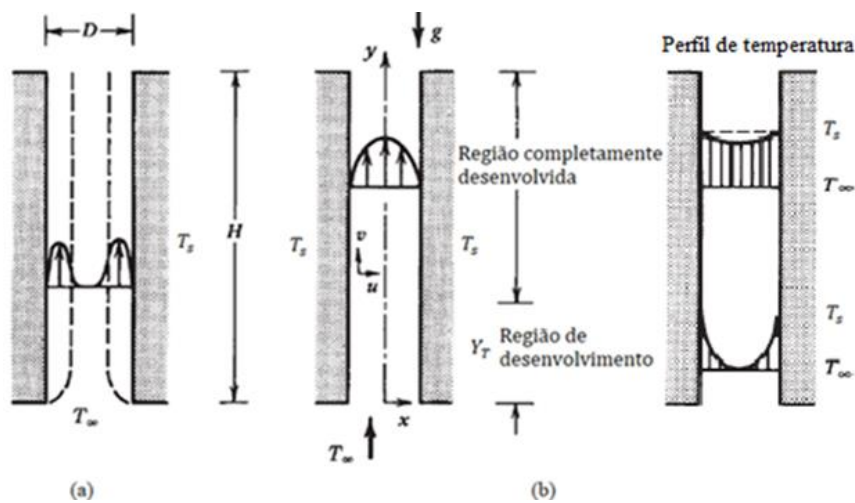


Figura 3.3. Convecção natural em canal vertical entre duas paredes aquecidas. No caso (a) não houve desenvolvimento da camada limite, já no caso (b) há uma região de desenvolvimento e outra região completamente desenvolvida. Fonte: adaptado da referência [17].

No estudo de dutos deve ser considerado o espaçamento D entre as paredes, pois se a ordem de grandeza da camada limite for muito menor que o espaçamento D , a influência de uma parede sob a outra pode ser desconsiderada, sendo assim, um estudo de placa vertical única. Por outro lado, se a camada limite crescer até um ponto que a espessura começa a escalar com D , então os dois escoamentos criam uma única corrente de empuxo que acarreta em um fluxo de convecção através de todo o espaçamento do duto [17].

A parte do escoamento, deve ser resolvido considerando a equação do momento na direção y :

$$\rho \left(u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} \right) = -\frac{\partial P}{\partial y} + \mu \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right) - \rho g. \quad (3.57)$$

A equação da continuidade, em conjunto com a ideia de que o canal é longo o bastante para que u fique suficientemente pequeno, traz o conceito de escoamento completamente desenvolvido, onde:

$$u = 0 \quad e \quad \frac{\partial v}{\partial y} = 0. \quad (3.58)$$

Além disso, como já mostrado para o caso de uma única placa, a pressão é função apenas de y . Como as duas extremidades estão abertas para o ambiente de densidade ρ_∞ , pode-se escrever:

$$\frac{\partial P}{\partial y} = \frac{dP}{dy} = -\rho_\infty g. \quad (3.59)$$

Desta forma, juntando as informações das Eqs. (3.58), (3.59) e da aproximação de Boussinesq, onde $\rho_\infty - \rho \approx \rho_\infty \beta (T - T_\infty)$, a Eq. (3.57) pode ser reescrita de uma maneira bem mais simples:

$$\frac{d^2 v}{dx^2} = -\frac{g\beta}{\nu} (T - T_\infty), \quad (3.60)$$

que é conhecida como a equação de Hagen-Poiseuille para a convecção natural [17]. Para resolvê-la é necessário encontrar o perfil de temperatura ($T - T_\infty$), porém para encontrar este perfil é necessário resolver a equação da energia, que por sua vez depende do campo de velocidade. Portanto, as duas equações devem ser resolvidas simultaneamente, visto que estão acopladas. Uma solução mais simples consiste em observar que na região completamente desenvolvida entre as duas paredes isotérmicas, a diferença de temperatura pode ser aproximada por $(T_s - T_\infty)$, o que significa dizer:

$$(T_s - T) \ll (T_s - T_\infty). \quad (3.61)$$

Baseado nessa aproximação, o lado direito da Eq. (3.60) fica constante, então é fácil de se obter o perfil de velocidade v por meio de integração direta e respeitando a condição de contorno de não deslizamento, onde $v = 0$ para $x = \pm D/2$. Essa operação resulta no seguinte perfil de velocidade:

$$v = \frac{g\beta\Delta T_s D^2}{8\nu} \left[1 - \left(\frac{x}{D/2} \right)^2 \right]. \quad (3.62)$$

Dessa forma, é possível calcular a vazão mássica e o fluxo de calor por unidade de comprimento do duto:

$$\dot{m}' = \int_{-D/2}^{D/2} \rho v dx = \frac{\rho g \beta \Delta T_s D^3}{12\nu}, \quad (3.63)$$

$$\dot{q}' = \dot{m}' c_p \Delta T_s. \quad (3.64)$$

Essas deduções, como dito anteriormente, só são válidas na região completamente desenvolvida, ou seja, quando o comprimento de entrada da região da camada limite (Y_T) é muito menor que a altura do canal (H):

$$Y_T \ll H. \quad (3.65)$$

Relembrando da ordem de grandeza da camada limite térmica, $\delta_T \sim H \cdot Ra_H^{-1/4}$ ($Pr > 1$) e $\delta_T \sim H \cdot (Ra_H Pr)^{-1/4}$ ($Pr < 1$), e sabendo que o comprimento da região de desenvolvimento Y_T decorre de quando δ_T é da ordem de $D/2$, pode-se escrever:

$$Y_T Ra_{Y_T}^{-1/4} \sim \frac{D}{2}, \quad (Pr > 1). \quad (3.66)$$

$$Y_T (Ra_{Y_T} Pr)^{-1/4} \sim \frac{D}{2}, \quad (Pr < 1). \quad (3.67)$$

E como $Y_T \ll H$:

$$Ra_{Y_T}^{1/4} \ll \frac{2H}{D}, \quad (Pr > 1). \quad (3.68)$$

$$(Ra_{Y_T} Pr)^{1/4} \ll \frac{2H}{D}, \quad (Pr < 1). \quad (3.69)$$

Estas duas últimas equações podem ser reescritas em termos de $Ra_D = \frac{g \beta \Delta T_s D^3}{\alpha \nu}$, bastando multiplicar em ambos os lados das Eqs. (3.68) e (3.69):

$$Ra_D^{1/4} \ll 2 \left(\frac{H}{D} \right)^{1/4}, \quad (Pr > 1). \quad (3.70)$$

$$(Ra_D Pr)^{1/4} \ll 2 \left(\frac{H}{D} \right)^{1/4}, \quad (Pr < 1). \quad (3.71)$$

Em conclusão, a consideração de escoamento completamente desenvolvido para se obter as Eqs. (3.62), (3.63) e (3.64) só serão válidas se o número de Rayleigh em base no espaçamento entre as placas (Ra_D) respeitar a magnitude dada pela razão de aspecto do canal (H/D).

Caso estas relações não sejam obedecidas na bancada experimental, elas funcionarão como soluções assintóticas para o problema.

3.7 SOLUÇÕES ALTERNATIVAS

Como visto, o método da convecção natural em canais verticais desenvolvido só é válido se as relações das Eqs. (3.70) e (3.71) forem atendidas. Porém existem outras soluções para canais verticais utilizando o método integral.

Uma primeira solução é feita pelo Ahmadi et al. [19] que traz uma solução exponencial para o perfis de temperatura e velocidade obtidos através do método integral (ela não será deduzida aqui, mas é facilmente encontrada no artigo [19]). A solução encontrada é:

$$T(x, y) = \frac{4\Delta T_s}{D^2} \left(e^{-\frac{120\alpha v y}{g\beta\Delta T D^4(1-\beta\Delta T_s)}} - 1 \right) \left(\frac{D^2}{4} - x^2 \right) + T_s, \quad (3.72)$$

$$v(x, y) = \frac{g\beta\Delta T_s}{4\nu} \left(\beta\Delta T_s e^{-\frac{40\nu^2(3\beta\Delta T^2-4\Delta T)x}{g\beta^2\Delta T^3 D^4(1-\beta\Delta T_s)}} - 1 \right) \left(\frac{D^2}{4} - x^2 \right). \quad (3.73)$$

As condições de contorno consideradas para chegar nessa solução, são:

$$Em y = 0: \quad v(x, 0) = u_0(x) \quad e \quad T(x, 0) = T_\infty, \quad (3.74)$$

$$Em y \rightarrow \infty: \quad v(x, y \rightarrow \infty) = v_{FD}(x) \quad e \quad T(x, y \rightarrow \infty) = T_s. \quad (3.75)$$

onde, v_{FD} corresponde a velocidade completamente desenvolvida e u_0 é a velocidade de entrada no duto.

Para a dedução desses perfis foi considerado que na saída o regime é completamente desenvolvido com uma temperatura da fumaça igual a temperatura da parede, mas ao longo do duto e na entrada não foi feita essa consideração de forma que se pode utilizar essa equação mesmo em um duto que não tenha se desenvolvido completamente. Assim, caso a hipótese de escoamento plenamente desenvolvido não seja atendida, essa pode ser a equação utilizada para comparar com os dados experimentais.

Outra saída para o problema quando a hipótese de regime completamente desenvolvido não é obedecida é resolvê-lo como duas placas isoladas como feito nas demonstrações da seção (3.4). Esse método foi desenvolvido por Campos [20] e ao contrário de anteriormente onde as equações foram resolvidas considerando que a placa estava aquecida e o ar estava com a temperatura ambiente e sem movimento, condição de contorno da Eq. (3.36), a nova condição deve ser alterada para uma velocidade V_0 externa à camada limite, onde:

$$v(x = X, y) = V_0. \quad (3.76)$$

Com isso as equações integrais do momento (3.38) e da energia (3.41) se alteram para:

$$\frac{d}{dy} \int_0^\delta v(v - V_0) dx = -v \left(\frac{\partial v}{\partial x} \right)_{x=0} + g\beta \int_0^X (T - T_\infty) dx, \quad (3.77)$$

$$\frac{d}{dx} \int_0^X v(T - T_\infty) dx = -\alpha \left(\frac{\partial T}{\partial x} \right)_{x=0}. \quad (3.78)$$

Assim como anteriormente deve-se propor um perfil de velocidade e temperatura, os quais atendam a condição de contorno da parede fria com reservatório aquecido, conforme segue:

$$\frac{T - T_s}{T_\infty - T_s} = \frac{x}{\delta} \left(2 - \frac{x}{\delta} \right), \quad (3.79)$$

$$\frac{v}{V_0} = \frac{x}{4\delta} \left(3 - \frac{x}{\delta} \right)^2. \quad (3.80)$$

Esses perfis consideram o caso $\delta = \delta_T$ e resulta em $V_0 = \frac{g\beta(T_\infty - T_s)}{3\nu} \delta^2$.

Realizando o procedimento de solução integral, substitui-se os perfis propostos nas equações integrais de energia e momento, obtendo-se:

$$\frac{d}{dy} (V_0 \delta) = \frac{240}{17} \frac{\alpha}{\delta}, \quad (3.81)$$

$$\frac{857}{560} \frac{d}{dy} (V_0 \delta^2) = -\frac{9\nu V_0}{\delta} + g\beta \Delta T_s \frac{\delta}{3} \quad (3.82)$$

Substituindo (3.46) e (3.47) nas duas equações acima, os valores de C_1 e C_2 são determinados:

$$C_1 = 0,415\alpha \left(\frac{1}{Pr} + \frac{21}{85} \right)^{-1/2} \left(\frac{g\beta \Delta T_s}{\alpha \nu} \right)^{1/2}, \quad (3.83)$$

$$C_2 = 6,735 \left(\frac{1}{Pr} + \frac{21}{85} \right)^{1/4} \left(\frac{g\beta \Delta T_s}{\alpha \nu} \right)^{-1/4}. \quad (3.84)$$

Com isso as expressões para o perfil de velocidade, espessura da camada limite e vazão mássica são obtidas:

$$v(x, y) = 0,415\alpha Ra_y^{1/2} \left(\frac{1}{Pr} + \frac{21}{85} \right)^{-1/2} \frac{1}{4} \frac{x}{\delta} \left(3 - \frac{x}{\delta} \right)^2, \quad (3.85)$$

$$\frac{\delta}{y} = 6,735 Ra_y^{-1/4} \left(\frac{1}{Pr} + \frac{21}{85} \right)^{1/4}. \quad (3.86)$$

$$\dot{m}' = \frac{11}{16} \rho V_0 \delta. \quad (3.87)$$

Para obter o perfil de temperatura basta substituir a Eq. (3.86) em (3.79), mas por praticidade na análise dos experimentos será primeiro calculado o valor de δ e depois substituir no perfil de temperatura proposto, obtendo-se o perfil desejado ao longo da distância D para uma altura fixa.

Com as equações deduzidas nesse tópico o embasamento teórico necessário para realizar a análise dos dados está finalizada. Em síntese, foram obtidas equações para o caso de um regime completamente desenvolvido, Seção (3.6), equação para um regime que sai do duto no regime desenvolvido, mas que pode entrar no duto em condição não desenvolvida, Seção (3.7), e por fim, uma solução para o caso de paredes independentes com a consideração de que a parede está sendo aquecida pelo fluido externo e a velocidade fora da camada limite não é nula.

4 DIMENSIONAMENTO DO DUTO DE ESCADA DE EMERGÊNCIA E VALIDAÇÃO COM A TEORIA DE CONVECÇÃO NATURAL

Este capítulo apresenta o dimensionamento do duto em escada real e a validação deste modelo de acordo com a teoria de convecção natural em dutos. Por fim, é apresentado o dimensionamento em escada reduzida.

4.1 DIMENSIONAMENTO DO DUTO EM ESCALA REAL

Para o dimensionamento do duto de convecção natural de escadas de emergência é necessário recorrer a norma de “Saídas de emergências em edifícios – NBR 9077” [9]. Esta norma fixa as diretrizes para que, em caso de incêndio, a população possa abandonar o edifício com plena integridade física e para que o resgate externo para o combate ao fogo e retirada da população tenha fácil acesso. Estas diretrizes são atendidas por meio dos diferentes tipos de saída de emergência, as quais, a própria norma fixa o tipo de saída de acordo com o tipo de edifício.

Existem dois tipos de escadas: enclausuradas e não enclausuradas. As escadas enclausuradas ainda podem ser classificadas em enclausuradas protegidas (EP) e enclausuradas à prova de fumaça (PF). Neste último caso, PF, a proteção pode ser realizada por convecção natural, por meio de antecâmaras e dutos, ou por ventilação mecânica (pressurização). As antecâmaras servem para impedir que a fumaça entre no interior da caixa da escada, para isso, possuem dutos de ventilação natural por meio dos quais há a tomada de ar natural externo (DE) e o duto de saída de ar (DS) que escoam a fumaça por convecção natural. A Figura 4.1 ilustra o modelo de escada enclausurada à prova de fumaça com proteção por antecâmara com dutos.

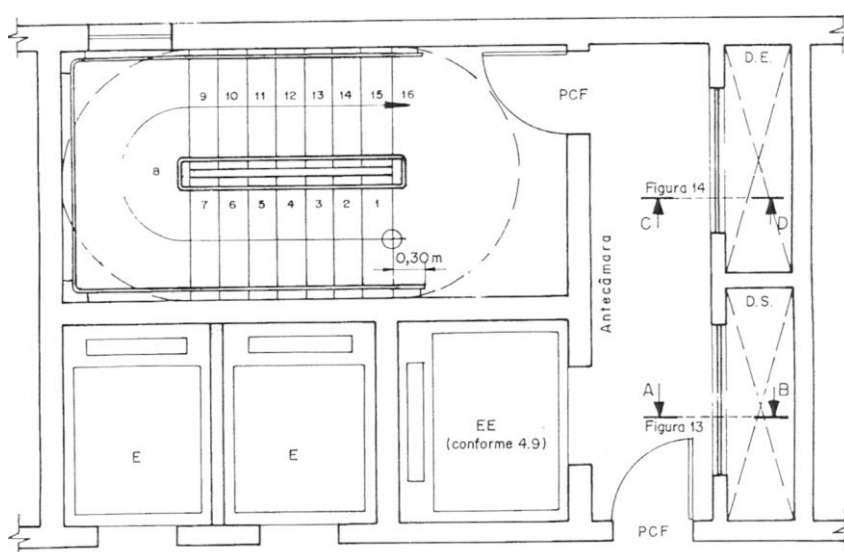


Figura 4.1. Escada de emergência enclausurada à prova de fumaça com antecâmara.
Fonte: referência [9].

A norma NBR 9077 designa que os dutos de saída de ar devem ter um isolamento térmico mínimo, conforme dito na Seção (3.5), equivalente a uma parede de tijolos maciços, rebocado, de 15 *cm* de espessura, quando atender até 15 antecâmaras, e quando atender maior número de antecâmaras deve ser equivalente a 23 *cm* de tijolos maciços e rebocados. Além disso, devem possuir uma seção mínima, calculada por:

$$A_{\min} = 0,105 n. \quad (4.1)$$

Onde n é o número de antecâmaras ventiladas pelo duto. Em qualquer caso, a área da seção não deve ser menor que 0,84 m^2 , e sendo de seção retangular deve obedecer a proporção máxima de 1:4 entre suas dimensões. Por fim, o comprimento do duto deve ser elevado a 3 *m* acima do eixo da abertura da antecâmara do último pavimento.

Para fins de análise, a presente pesquisa aproxima o duto de saída para um canal vertical, conforme estudado no capítulo anterior. O edifício simulado é classificado conforme os anexos da norma NBR 9077 [9]. Ele é pertencente ao grupo D da norma, sendo caracterizado por ser de escritórios administrativos. Possui área do maior pavimento menor que 750 m^2 e altura de 15 *m* (5 andares de 3 *m*) recebendo um código com letra *N* típico de edificações mediantemente altas. Com estes dados é possível inferir na norma a necessidade de uma escada à prova de fumaça, o desejado neste estudo.

As dimensões do duto de saída de ar devem ter uma altura $H = 18$ *m*, pois é a altura do edifício mais os 3 *m* que a norma requer e como o edifício possui 5 antecâmaras (3 *m* por pavimento), os dutos devem ter uma área mínima de 0,525 m^2 , logo deve ser utilizada a seção mínima que a norma exige de 0,84 m^2 . Com essa área de seção foi avaliado que seria inviável instrumentar o modelo reduzido, portanto foi optado por aumentar as dimensões do duto. A dimensão final para a menor distância entre as paredes do DS ficou de $D = 0,5$ *m*, comprimento $L = 4D = 2$ *m* e altura mantida. De forma que a área de seção será, aproximadamente, de 1 m^2 , o que já é suficiente para atender a norma. Apesar do superdimensionamento do ponto de vista de engenharia, este valor foi adotado para ser possível realizar a instrumentação do modelo reduzido que foi dimensionado neste trabalho.

4.2 VALIDAÇÃO DAS EQUAÇÕES DE ESCOAMENTO PLENAMENTE DESENVOLVIDO

Para avaliar se as equações de velocidade, vazão mássica e fluxo de calor, obtidas na Seção (3.6), são válidas para o escoamento em dutos de escada de emergência é analisado se a Eq. (3.70) ou a Eq. (3.71) são respeitadas. Para isso, serão considerados os seguintes parâmetros do problema:

Tabela 4.1. Parâmetros importantes do problema.

Parâmetro	Valor	Unidade
g	9,78	m/s^2
T_s	298	K
T_∞	308	K
β	0,0033	K^{-1}
k	0,0263	$W/m \cdot K$
ρ	1,145	kg/m^3
c_p	1007	$K/kg \cdot K$
α	$2,28 \times 10^{-5}$	m^2/s
ν	$1,66 \times 10^{-5}$	m^2/s
D	0,5	m
H	15	m
Pr	0,72	–
Ra_D	$1,05 \times 10^8$	–
Ra_H	$2,83 \times 10^{12}$	–
Gr	$3,89 \times 10^{12}$	–

A temperatura da fumaça, T_∞ , dentro do duto de 35°C foi escolhida com base em um estudo numérico realizado pelo grupo BRE [21], onde foi simulado a temperatura da fumaça dentro de uma caixa de escada, a qual será considerada a mesma para a entrada no duto. As propriedades foram avaliadas de acordo com as propriedades do ar nesta temperatura da BRE. Apesar da presença de outros componentes em uma fumaça de incêndio, como monóxido e dióxido de carbono, considerar as propriedades do ar é uma boa aproximação para se conhecer a magnitude dos números adimensionais. Outra consideração realizada foi que a altura do duto é de 15 m, pois os três primeiros metros podem ser desconsiderados pelo ponto de vista dinâmico, pois a fumaça entra no duto de saída após já ter subido o pé direito do primeiro andar.

Com estas propriedades verifica-se que a hipótese de escoamento plenamente desenvolvido para este duto de escada de emergência não é satisfeita:

$$\left(Ra_D Pr \frac{D}{H}\right)^{1/4} = 39,8 \gg 2. \quad (4.2)$$

Portanto as equações deduzidas de velocidades, vazão mássica e fluxo de calor não serão úteis, de maneira que o problema acoplado entre as equações da continuidade, quantidade de movimento com a aproximação de Boussinesq e a equação da energia devem ser resolvidas simultaneamente para v e T , de acordo com as condições de contorno do problema. Dessa maneira, vem a motivação deste trabalho para realizar uma bancada experimental para a determinação das grandezas de interesse, avaliando o comportamento da velocidade e temperatura ao longo do duto, sem ser necessário resolver tais equações.

4.3 DIMENSIONAMENTO DO DUTO EM MODELO REDUZIDO

Para o dimensionamento do duto em modelo reduzido seria necessário considerar o número de Ra_D constante, pois assim as características do escoamento em convecção natural manter-se-iam constantes de acordo com o caso real, entretanto, foi observado que ao realizar esta análise seria inviável, pois o espaçamento mínimo entre os dutos (D) reduziria para um valor ínfimo, impossível de se realizar qualquer tipo de instrumentação, além disso, a temperatura elevar-se-ia bruscamente, visto que ela compensa a diminuição de D^3 do número de Rayleigh.

Assim, optou-se por realizar um modelo reduzido seguindo apenas os padrões geométricos do duto da escada real já dimensionado. Algumas considerações foram realizadas para o dimensionamento:

- O duto não recebe a fumaça por meio dos canais da antecâmara, pois isto traria uma nova componente de velocidade para a fumaça e deixaria o problema ainda mais complexo do que a teoria de canais verticais.
- A fumaça entra diretamente no canal, pela seção inferior que está aberta.
- O primeiro pavimento do modelo real foi desconsiderado, pois a tomada de ar no duto é realizada pela parte superior da parede.

Deste modo, para aplicar ao modelo reduzido, o modelo real que antes possuía altura de duto $H = 18\text{ m}$, passa a ter $H = 15\text{ m}$. Realizando uma redução de escala de 1:5 as dimensões do modelo reduzido são:

Tabela 4.2. Comparação entre dimensões do duto em escala real e reduzida.

Dimensões do duto	Modelo real	Modelo reduzido
Altura (H) [m]	15	3
Espaçamento entre placas (D) [m]	0,5	0,1
Comprimento (L) [m]	2	0,4

Para a construção do modelo reduzido foram utilizadas paredes de drywall resistente a fogo (RF), de altura de $2,4\text{ m}$, em conjunto com uma lateral de vidro para possibilitar a visualização do escoamento.

Para realizar a instrumentação do modelo reduzido foi utilizado sensores de temperatura e velocidade. Esses sensores foram posicionados de acordo com cada caso experimental definidos no capítulo seguinte.

5 BANCADA EXPERIMENTAL

Este capítulo visa debater sobre a bancada experimental, de forma a listar os componentes necessários para sua devida montagem e instrumentação. Também é realizado um orçamento para o experimento.

5.1 COMPONENTES E INSTRUMENTAÇÃO DA BANCADA EXPERIMENTAL

De acordo com as dimensões do modelo reduzido a bancada experimental foi dimensionada e projetada para simular um duto de forma que seja possível realizar as medições de temperatura e velocidade do escoamento dentro dele.

Os componentes e equipamentos necessários para a realização do experimento estão listados a seguir:

- Material do duto: chapa de drywall resistente ao fogo e vidro transparente 8 mm temperado;
- Suporte do duto: montante M48, guia R48, parafusos ponta agulha 3,5 × 25 mm, parafusos com bucha S6 para fixação no chão e parafuso chapéu chinês com rosca interna para fixar o vidro na estrutura;
- Materiais diversos para construção: estilete, tesoura bellota curta para corte dos perfis, parafusadeira e luva cut para segurança.
- Instrumentação/sensores: termopar tipo K AWG 36 com isolamento duplo em PFA e revestimento em fibra de vidro e medidor de pressão diferencial (sonda bidirecional).
- Acessórios para termopar e sonda bidirecional: máquina de micro ponto de descarga capacitiva de baixa tensão EW900, cabo de extensão para termopar tipo K, conector macho e fêmea tipo K e mangueira comum de filtro com diâmetro interno de 3/16" para conexão da sonda bidirecional com o transdutor.
- Hardwares para aquisição de dados: Chassi CompactDAQ NI cDAQ-9174, módulo de entrada de temperatura NI-9213, módulo de entrada de tensão e transdutor de diferencial de pressão modelo 264 da Setra.
- Software de leitura dos dados: LabVIEW.
- Aquecimento: Combustível diesel e álcool para iniciar a queima no diesel.

Todos os recursos financeiros para compra desses materiais foram financiados pela Fundação de Apoio à Pesquisa do Distrito Federal (FAP-DF) por meio do projeto de pesquisa intitulado de “Otimização da exaustão de fumaça por meio de convecção natural em dutos de escadas de emergência”.

Já os componentes de aquisição de dados foram cedidos pelo Corpo de Bombeiros Militar do Distrito Federal (CBMDF).

Nas subseções a seguir, serão discutidos dois aspectos importantes do projeto: a estrutura e a instrumentação da bancada para a aquisição dos dados.

5.1.1 Componentes estruturais

A estrutura principal do duto foi realizada com duas placas paralelas de drywall ($12,5 \times 400 \times 2400 \text{ mm}$) espaçadas por 100 mm . Uma das laterais foi fechada com vidro, enquanto a lateral oposta foi fechada por outra placa de drywall.

No suporte dessa estrutura foram utilizados 4 montantes e 4 guias (específicos para drywall), os quais foram parafusados diretamente na estrutura com parafusos ponta agulha ($3,5 \times 25 \text{ mm}$), próprios para este tipo de material. A Figura 5.1 ilustra a montagem dessa estrutura.

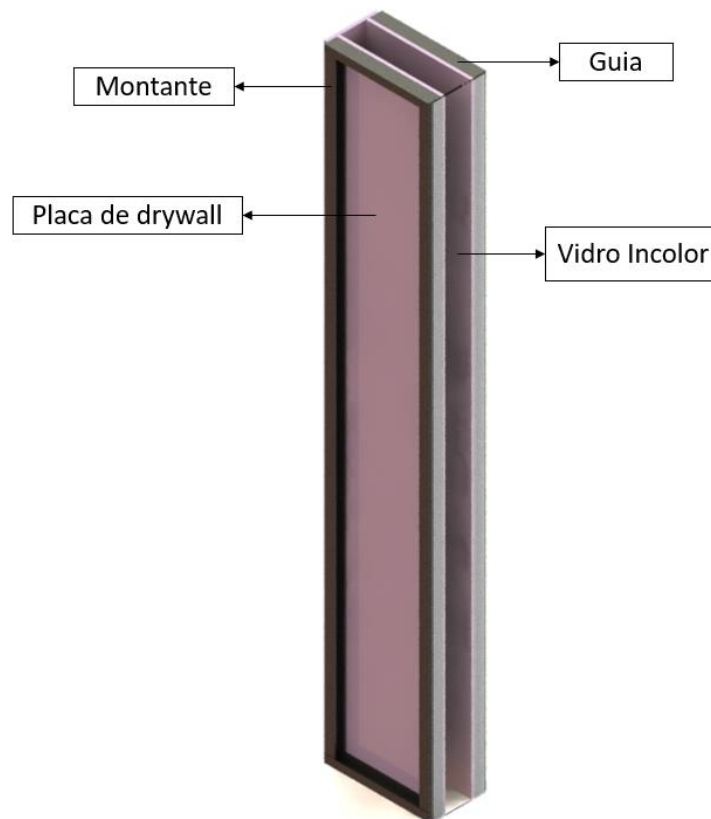


Figura 5.1. Modelo experimental do duto em escala reduzida com a estrutura de suporte.

Para montar essa estrutura alguns equipamentos específicos foram utilizados, tais como: serrote e estilete para realizar cortes na chapa de drywall; fita cantoneira com reforço metálico para vedação dos cantos; tesoura bellota curta utilizada para cortar as guias e os montantes; parafusadeira para a fixação dos parafusos; e por fim, uma luva para proteção.

Para checar maiores detalhes dos aspectos construtivos de cada componente juntamente com o desenho de conjunto pode-se consultar os anexos deste presente trabalho para os desenhos técnicos.

5.1.2 Instrumentação e aquisição de dados

Antes de explicar detalhadamente cada componente para a aquisição dos dados é ilustrado na Figura 5.2 um diagrama para facilitar a visualização de como os componentes devem ser conectados.

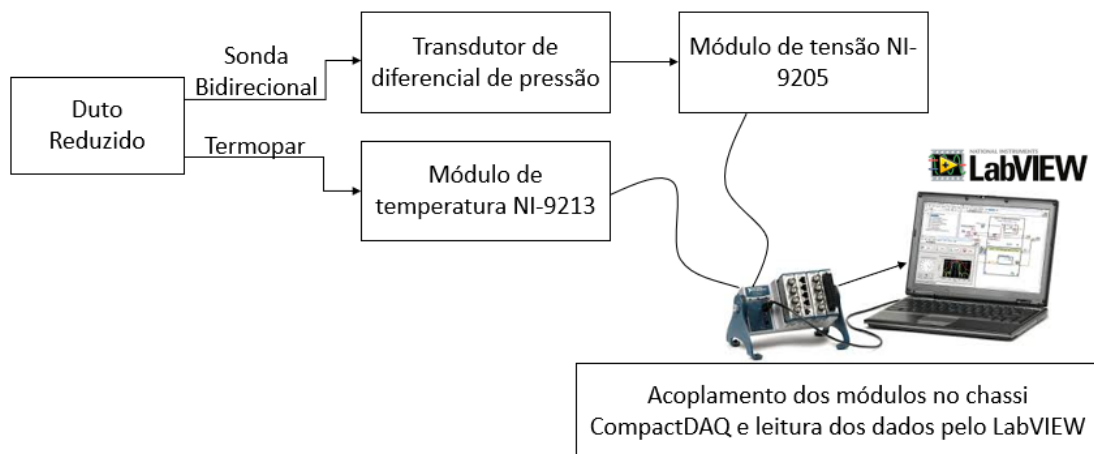


Figura 5.2. Diagrama esquemático das conexões para aquisição de dados.

Para a leitura de temperatura foi utilizado um conjunto de termopares tipo K, AWG 36, com isolamento duplo em PFA e revestimento em fibra de vidro (Figura 5.3).



Figura 5.3. Rolo com cabo de termopar com revestimento de fibra de vidro.

O princípio de funcionamento dos termopares consiste no chamado efeito Seebeck ou efeito termoelétrico. Este fenômeno mostra que um gradiente de temperatura em um condutor pode gerar um aumento no campo elétrico. O coeficiente de Seebeck calibra a magnitude desse efeito por meio do valor de tensão obtido para o aumento da unidade de temperatura. Porém, para obter esse coeficiente é necessário utilizar dois materiais diferentes, pois assim é possível estabelecer uma diferença de tensão entre os condutores [22].

Desse modo, os termopares são construídos por dois fios de materiais diferentes, um positivo e outro negativo, unidos em uma extremidade, chamada de extremidade de junção ou de medição. A extremidade de junção é imersa no ambiente que se deseja medir a temperatura. A outra extremidade é chamada de extremidade final ou de referência que deve ser mantida na temperatura ambiente. Assim, uma diferença de tensão pode ser medida entre os dois termoelementos, ou seja, o termopar é um transdutor de tensão de temperatura.

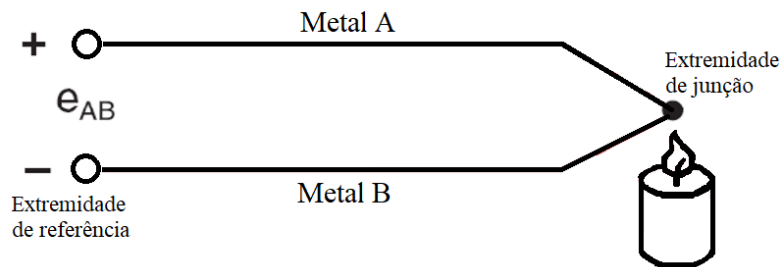


Figura 5.4. Desenho esquemático do funcionamento de um termopar.

No caso de um termopar tipo K o elemento positivo, que seria o Metal A da Figura 5.4, é uma liga de chromel, a qual geralmente vem envolta de uma capa amarela, enquanto o elemento negativo é a liga alumel revestida por uma capa de cor vermelha.

Para realizar a solda na extremidade de junção foi utilizada uma máquina de micro ponto de descarga capacitiva de baixa tensão, pois este tipo de solda não deposita material na soldagem.

Em conjunto com o termopar são usados mais dois equipamentos para realizar a aquisição dos dados no computador, o módulo de entrada de temperatura NI-9213 e o Chassi CompactDAQ NI cDAQ-9174 (Figura 5.5).



Figura 5.5. Sistema de aquisição dos dados de temperatura com o chassi CompactDAQ com entrada USB para computador e os módulos de entrada de temperatura NI 9213 conectados aos conectores fêmeas para entrada dos conectores machos dos termopares.

O módulo de entrada de temperatura tem a função específica de realizar a leitura da diferença de tensão do termopar que será transformada em medição de temperatura, já o CompactDAQ é um equipamento para realizar a aquisição dos dados dos módulos acoplados a ele e integrar a um computador. Utilizando o CompactDAQ com o software LabView é possível visualizar, analisar e controlar os dados medidos.

A leitura de velocidade do escoamento foi por meio de um componente chamado de medidor de diferencial de pressão, muito utilizado em aplicações com baixas velocidades de escoamento produzidos por convecção natural comuns à pequenos e médios incêndios. Apesar de existirem outros equipamentos capazes de medir escoamentos causados por empuxo, como o anemômetro de efeito Doppler e o anemômetro por deflexão, estes aparelhos são muito delicados e requerem uma alta atenção no alinhamento e calibração, além de equipamentos eletrônicos robustos para o processamento do sinal em ambientes hostis como em incêndio. Outro equipamento que poderia ser utilizado é o anemômetro de fio quente, que é muito sensível para baixas velocidades, porém é extremamente frágil em atmosferas com fumaça [23].

A sonda do medidor de diferencial de pressão consiste em um pequeno tubo de aço inoxidável ($L/D = 2$) com um diafragma no centro e dois tubos maiores de cada lado do diafragma (Figura 5.6). O eixo do tubo é alinhado com o escoamento. O primeiro tubo pequeno detecta a pressão de estagnação, enquanto o segundo detecta uma pressão ligeiramente inferior à estática [23].

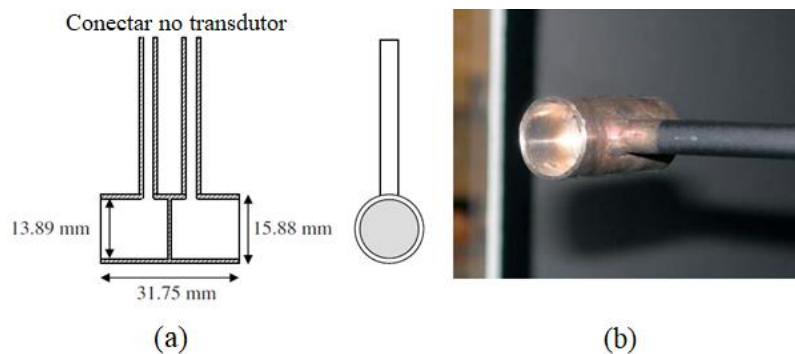


Figura 5.6. Ilustração das dimensões típicas de um medidor de diferencial de pressão em (a) e um medidor construído com essas dimensões em (b). Fonte: referência [24].

O medidor de diferencial de pressão, também chamado de sonda bidirecional, é similar a uma sonda estática de Pitot. Sua função é de obstruir o escoamento por meio do diafragma, e então, criar um diferencial de pressão, ΔP , entre os dois lados do diafragma [24]. A partir dessa diferença de pressão é possível obter a velocidade do escoamento. A diferença de pressão será medida por meio do transdutor de diferencial de pressão modelo 264 da Setra (Figura 5.7) que é capaz de medir diferenças de pressão de até 10 *psi* ou 68,9 *kPa*.



Figura 5.7. Transdutor de diferencial de pressão modelo 264 da Setra.

Usando uma relação para sondas estática de Pitot, a velocidade do escoamento, V , pode ser inferida a partir da medição local do diferencial de pressão, ΔP , e da temperatura, T , do gás naquele ponto [24]. A massa molecular do gás, M_{gas} , pode ser considerada igual à do ar, enquanto a pressão de referência, P_{ref} , é a pressão atmosférica padrão e R_u é a constante universal dos gases:

$$V = \frac{1}{C} \sqrt{\frac{2R_u}{P_{ref}M_{gas}} \Delta PT}. \quad (5.1)$$

Para uma sonda estática de Pitot, o valor de C é igual à unidade. Porém, para o caso de um medidor de diferencial de pressão a constante da sonda é de $C = 1,08$ para Reynolds maior que 1000. Essa constante é estimada com um erro de $\pm 0,1$, assumindo que a direção do escoamento está alinhada até 50° com o eixo da sonda [24]. Essa é justamente uma das vantagens desse equipamento, pois permite obter velocidades mais acuradas em escoamentos que é difícil prever exatamente a direção da corrente de fluido [23]. A desvantagem deste equipamento é que em velocidades de escoamento elevadas, a velocidade é superestimada do valor real conforme mostra a referência [24] em suas pesquisas.

Por fim, para realizar a aquisição dos dados do diferencial de pressão no computador, foi utilizado o transdutor da Figura 5.7, em conjunto com o módulo de entrada de tensão que deverá ser conectado ao Chassi CompactDAQ (Figura 5.5), cujo integrará as medições ao computador por meio do software LabVIEW produzido pela National Instruments.

5.1.3 Energia do combustível queimado

No experimento deve existir um aquecimento do ar para se avaliar a convecção natural. Conforme mostrado na Seção (4.3) não é possível realizar com exatidão mantendo o número de Ra constante entre o modelo real e o reduzido, pois para isso seria necessário atingir valores de temperatura grotescos. Então, será dada uma explicação acerca das propriedades da queima de combustíveis.

Existem algumas unidades importantes para se definir o poder de queima de algum combustível, uma delas é o HRR, “heat release rate”, que mede a taxa na qual o calor é gerado pelo fogo. Sua unidade de medida é em Watts. A Figura 5.8 ilustra como se dá a liberação do calor ao longo do tempo.

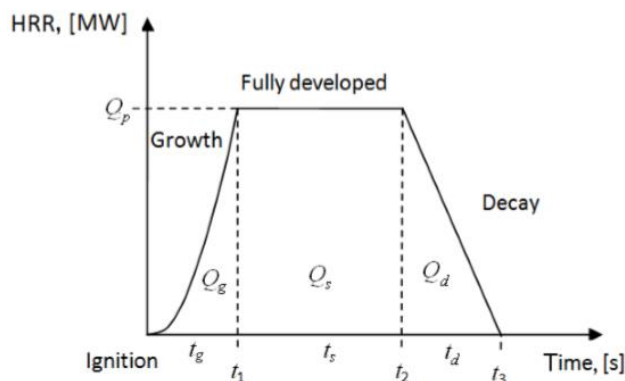


Figura 5.8. Desenvolvimento de um incêndio ideal.
Fonte: referência [25].

Para se medir a energia total armazenada em um combustível, Q_t , pode ser utilizada a equação:

$$Q_t = m\chi\Delta H_c, \quad (5.2)$$

onde, m é a massa do combustível, χ é a eficiência da queima do combustível, ΔH_c é o calor gerado pela queima completa do combustível e o produto $\chi\Delta H_c$ é o calor efetivo de combustão, ΔH_{eff} [25].

No caso de fogo controlados por combustível, como será o presente trabalho, a medição do calor gerado é dada por:

$$Q_{p,f} = HRRPUA \cdot A_f, \quad (5.3)$$

onde $Q_{p,f}$ é o calor gerado em [W], A_f é a área horizontal do combustível queimado e $HRRPUA$ é a taxa de liberação de calor por unidade de área [25].

5.2 CASOS EXPERIMENTAIS

Como dito na Seção (4.3) as condições dinâmicas do modelo reduzido não consegue atingir as condições do modelo real, então para poder ter mais dados na bancada em diferentes condições foram avaliados dois casos de potência de calor gerado, o primeiro caso com uma fonte mais alta de calor e a segunda com uma fonte menor.

Como mostrado na Eq. (5.3) o parâmetro que podemos variar para alterar a potência de queima é a área horizontal do recipiente do combustível. Assim, no primeiro experimento será realizada a queima em um recipiente com seção de $(0,3 \times 0,08)m$ totalizando uma área de $0,024 m^2$. Considerando que o $HRRPUA$ do combustível diesel é de $1400 kW/m^2$ [26], a potência de queima nesse primeiro experimento foi de:

$$Q_{p,f} = HRRPUA \cdot A_f = 1400 \cdot 0,024 = 33,6kW. \quad (5.4)$$

No segundo caso o recipiente foi reduzido para uma seção circular com diâmetro de $0,07\text{ m}$, cuja área é de $3,85 \times 10^{-3}\text{ m}^2$, logo, a potência de queima foi de:

$$Q_{p,f} = HRRPUA \cdot A_f = 1400 \cdot 3,85 \times 10^{-3} = 5,4\text{ kW}. \quad (5.5)$$

Essa diferença de potência pode ser percebida visualmente de acordo com as imagens a seguir.

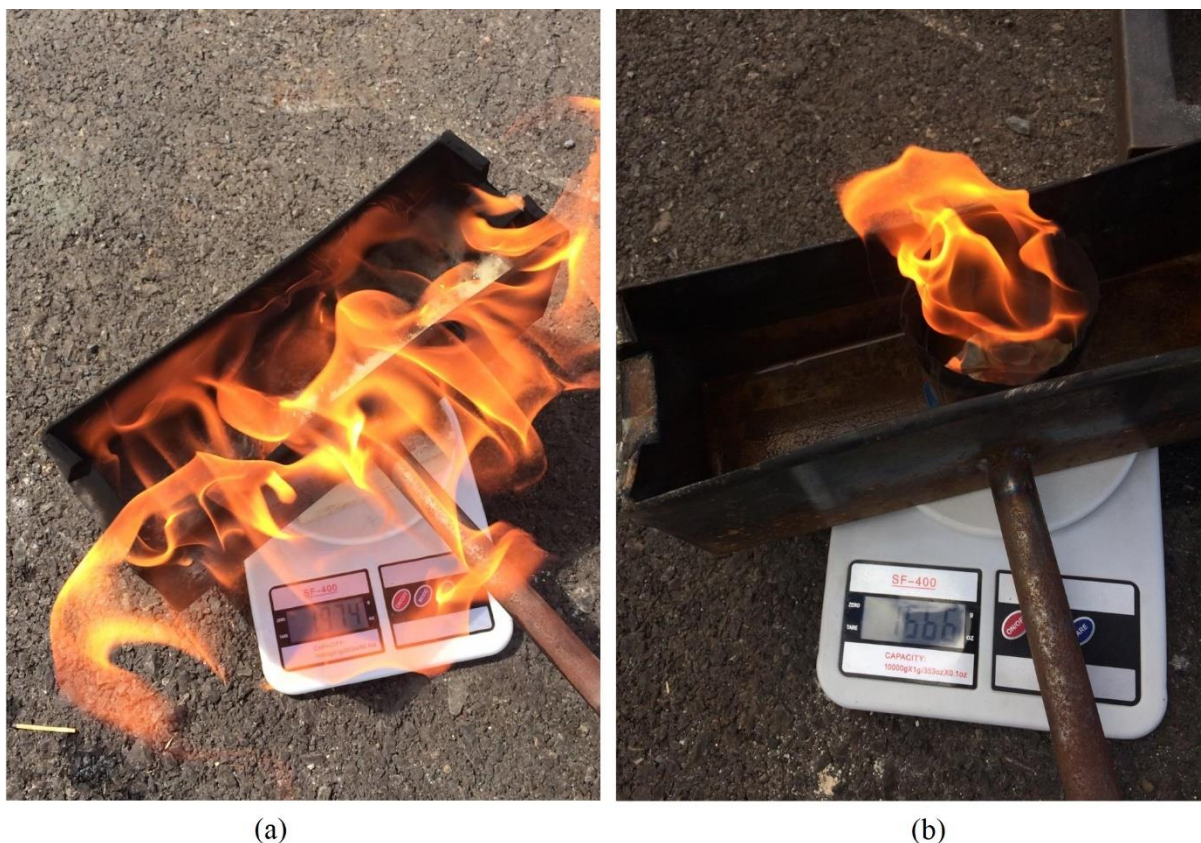


Figura 5.9. Em (a) o primeiro caso experimental com um recipiente de seção de $(0,3 \times 0,08)\text{ m}$ e potência de $33,6\text{ kW}$, e em (b) o segundo caso experimental com diâmetro de $0,07\text{ m}$ e potência de $5,4\text{ kW}$.

5.3 BANCADAS CONSTRUÍDAS

Inicialmente foi construída apenas uma bancada experimental, entretanto devido alguns imprevistos, foi realizada uma segunda bancada com uma alteração construtiva para realizar outros ensaios.

A primeira bancada foi construída de acordo com os componentes estruturais da subseção (5.1.1) e com os desenhos técnicos dos Anexo I ao Anexo III.

Foram utilizados, ao todo, 18 fios de termopares localizados a cada 400 mm de altura até o topo do duto de drywall na cota de 2400 mm , sendo que em cada cota foram posicionados 3 sensores, um em

cada parede interna e outro no centro. Para a medição da velocidade foram utilizadas 3 sondas bidirecionais posicionadas no centro do duto nas cotas de 800 mm, 1600 mm e 2400 mm.

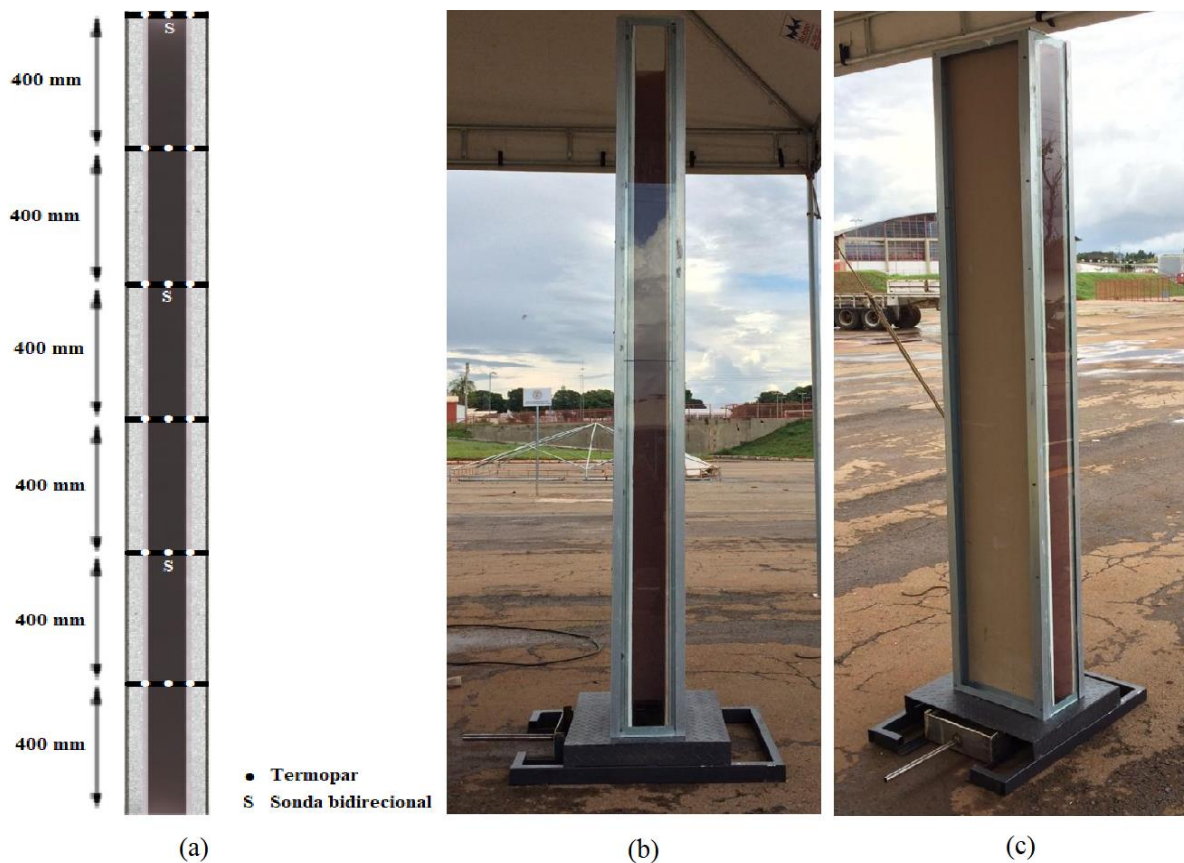


Figura 5.10. Em (a) um esquema da instrumentação com as cotas para cada termopar e sonda bidirecional. Em (b) e (c) fotos do duto construído com a lateral de vidro na frente, mas ainda não instrumentado.



Figura 5.11. Instrumentação completa com os termopares e sondas bidirecionais. Em (a) foto da seção com drywall, em (b) posicionamento dos transdutores conectados por meio de mangueiras de 3/16" de diâmetro interno, e em (c) a seção com o vidro juntamente com o posicionamento das duas sondas bidirecionais inferiores.

Já a segunda bancada foi construída devido a quebra da seção inferior do vidro ao realizar o primeiro caso experimental com elevada potência (apesar dessa quebra foram obtidos dados consistentes e obtido o regime permanente antes da quebra). Então, optou-se em colocar uma placa de drywall até a metade do duto, 1,2 m, e colocar um vidro superior de 12 mm ao invés de 8 mm como descrito no desenho técnico (Anexo III). Os demais parâmetros dimensionais do projeto foram mantidos constantes.

Uma segunda alteração foi em relação à instrumentação da segunda parte. Para realizar um campo de temperatura com mais pontos foram colocados mais sensores em cada altura do duto e diminuído a quantidade de alturas. Assim, foram utilizados, ao todo, 28 fios de termopares localizados a cada 600 mm de altura até o topo do duto de drywall na cota de 2400 mm, sendo que em cada cota foram posicionados 7 sensores, 5 internos (1 no meio 2 na metade da metade do duto e 2 em cada parede interna) e 2 no lado externo da parede. Dessa forma é possível determinar o quanto de energia está saindo pelas paredes do duto. Para a medição da velocidade foram utilizadas 3 sondas bidirecionais posicionadas no centro do duto nas cotas de 600 mm, 1200 mm e 1800 mm.

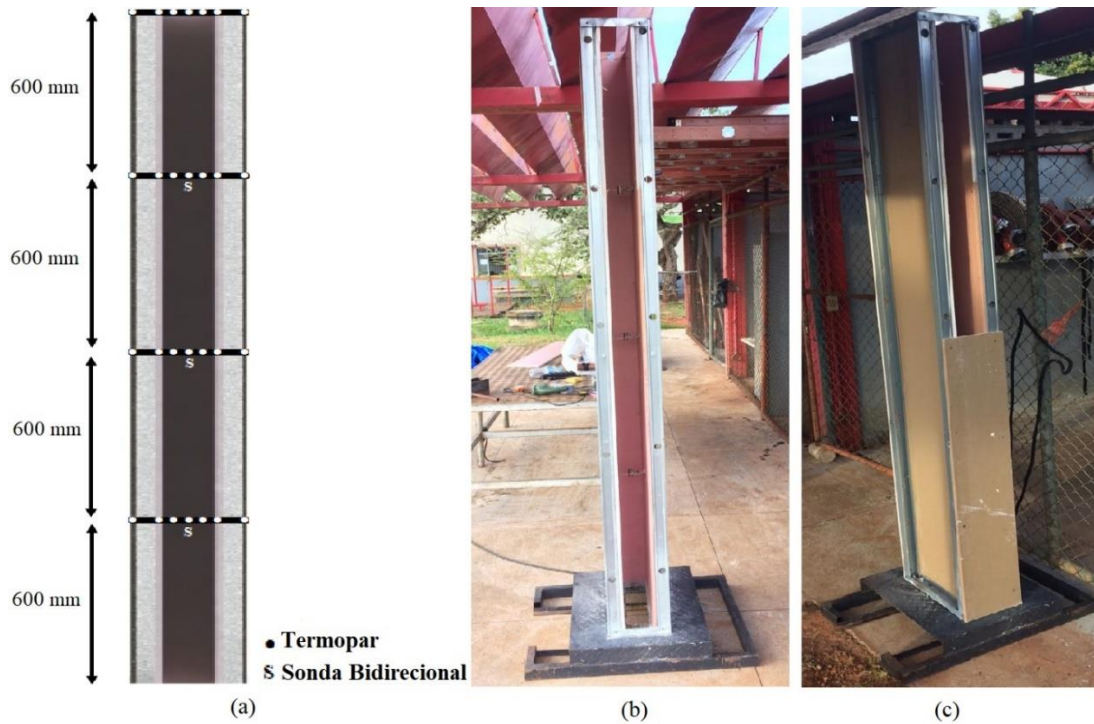


Figura 5.12. Em (a) um esquema da instrumentação com as cotas para cada um dos termopares e a sonda bidirecional para a segunda bancada. Em (b) posicionamento das sondas bidirecionais posicionadas e em (c) a lateral com a placa de drywall até metade do duto.



Figura 5.13. Bancada montada com a instrumentação pronta. Em (a) uma vista com a lateral de vidro pós instrumentação e em (b) a parte do duto com os transdutores ligados na sonda bidirecional e na fonte de energia posto no próprio duto.

Nas imagens a seguir estão mostradas de forma mais detalhada como se deu a instrumentação dos termopares e da sonda direcional dentro do duto. Conforme pode ser visto foi passado um arame ao longo da seção para enrolar os termopares e fixá-los nas posições requeridas. Já para medir a temperatura da parede foi colocado duas camadas de fita silver tape sobre os termopares. No lado externo também foram colocadas as duas camadas de fita sobre os termopares.



Figura 5.14. Instrumentação dos termopares centrais junto com os termopares na parede interna e a sonda bidirecional no centro.



Figura 5.15. Instrumentação com vista superior durante a queima. Em (a) o foco está nos termopares na última altura do duto e em (b) o foco está na parte mais inferior do duto com as 3 sondas bidirecionais inferiores.

5.4 PROCEDIMENTO EXPERIMENTAL

Por fim, nesta seção sobre a bancada experimental cabe falar sobre os procedimentos realizados nos experimentos. Os procedimentos, tanto para o primeiro caso de fonte elevada quanto para o segundo caso de fonte reduzida, são os mesmos e estão listados a seguir:

1. Com a bancada pronta e instrumentada, conforme a seção anterior, deve-se preparar o recipiente de combustível. É necessário pesar a amostra de combustível com o recipiente antes e depois do experimento para saber a quantidade de combustível que foi queimada.
2. Com a amostra de combustível pronta o próximo passo é iniciar a combustão do mesmo. Esse procedimento foi realizado ao queimar alguns papéis e colocar dentro do recipiente de combustível para gerar calor suficiente e iniciar a combustão do álcool (a ignição do diesel só começa depois que a combustão do álcool libera energia suficiente para queimá-lo, esse momento é perceptível por a fumaça ficar bem mais escura e a queimar mais intensamente).
3. Com o programa de aquisição de dados no LabView Express já pode começar a aquisição dos dados, e então, inserir o combustível no suporte do duto.
4. Após a queima completa do combustível ou até um tempo suficiente para a aquisição dos dados pode-se parar a aquisição de dados no programa LabView e então esperar um tempo para retirar o recipiente de combustível.
5. Após o experimento é importante limpar os recipientes e, por fim, retirar toda a instrumentação montada.

6 RESULTADOS E ANÁLISE

Este capítulo visa mostrar os principais resultados obtidos experimentalmente por meio de gráficos e tabelas para cada situação experimental e depois discuti-los de acordo com a teoria apresentada.

6.1 FONTE DE CALOR ELEVADA – CASO 1

O primeiro caso de queima foi realizado com a potência de $33,6\text{ kW}$ utilizando o recipiente retangular. Nesse caso foram realizados ao todo três experimentos. O início do procedimento experimental foi parecido para todos os três casos, o que diferenciou foi apenas o término de cada um deles.

No primeiro experimento foi utilizado a primeira bancada montada, Figura 5.11, sendo o experimento interrompido depois da quebra do vidro inferior. No segundo experimento a interrupção se deu depois da combustão completa do combustível. Por fim, o último experimento realizado na mesma bancada do segundo, Figura 5.13, foi interrompido até a quebra do vidro superior. Apesar desses imprevistos, os dados gerados foram bem consistentes e o regime permanente foi atingido em todos os três casos.



Figura 6.1. Fonte e fumaça de saída do duto com a fonte de calor elevada.

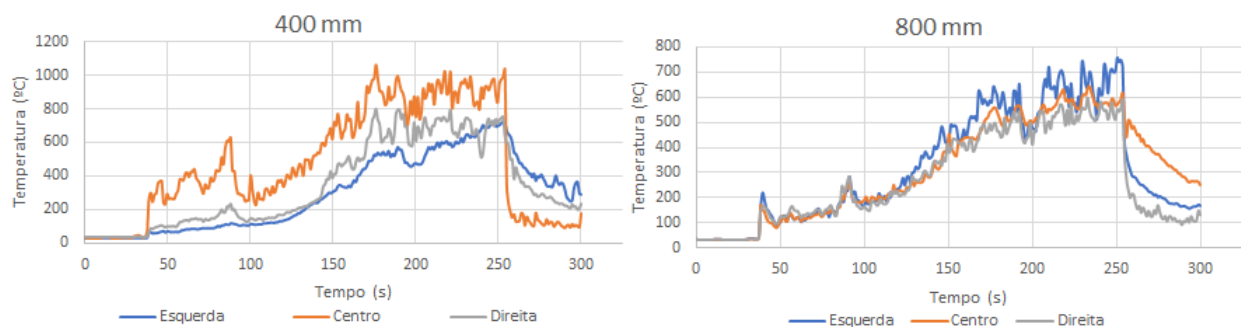


Figura 6.2. À esquerda o vidro na seção inferior quebrado após o primeiro experimento do caso 1, e já à direita o vidro superior quebrado após o terceiro experimento do caso 1.

Nas subseções a seguir estão os principais resultados para medição de temperatura e velocidade considerando o primeiro caso experimental com potência de calor elevada.

6.1.1 Resultados experimento 1 – Caso 1

Com os termopares foram gerados 6 gráficos de temperatura ao longo do tempo, sendo um gráfico para cada altura e com medições em ambas as paredes e no centro do duto. Diferentemente dos casos seguintes, não foi colocado uma fita sobre os termopares próximos à parede. Foi adotado que o lado direito é onde está posicionado o transdutor de diferencial de pressão da Figura 6.2. Os títulos dos gráficos indicam a altura da aquisição do dado. Os resultados estão a seguir:



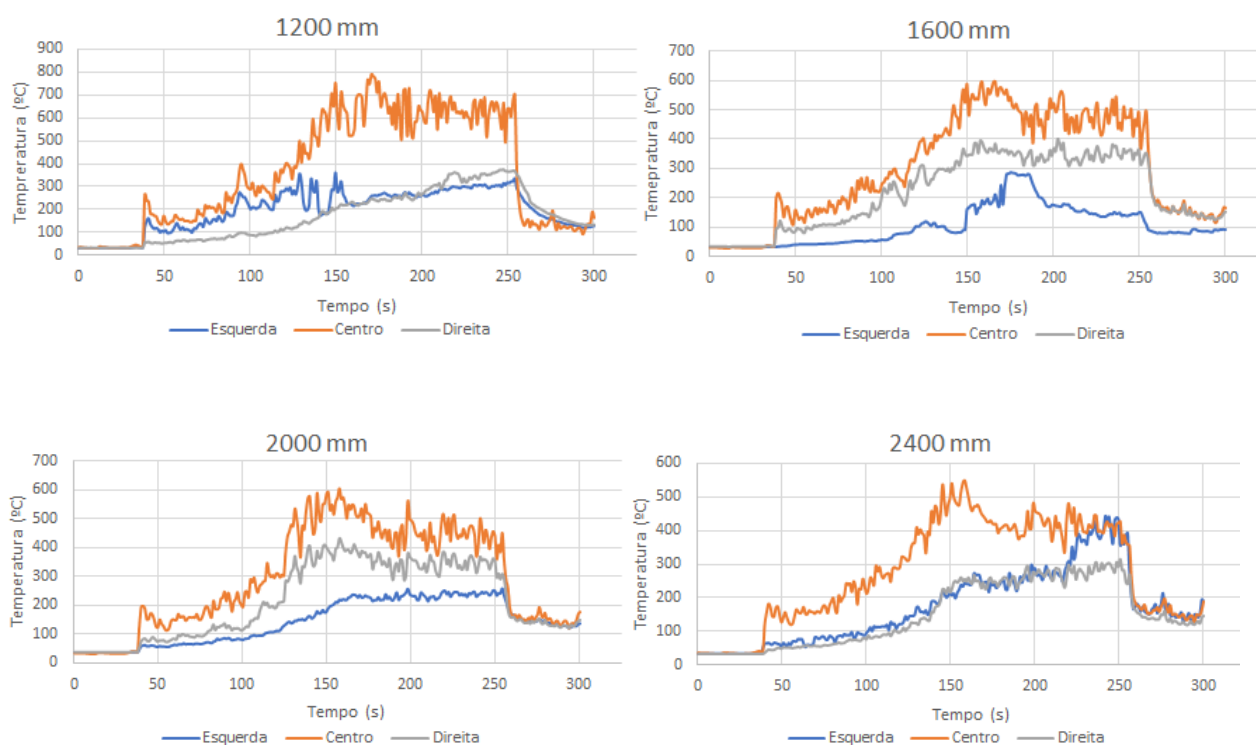


Figura 6.3. Gráficos gerados pela leitura dos termopares em diferentes alturas do duto e ao longo da seção.

Na tabela a seguir estão os dados médios de temperatura para cada sensor termopar.

Tabela 6.1. Temperaturas médias no regime permanente.

Altura (mm)	Posição (mm)	Média °C	Desv. Padrão	% Desvio Padrão	
400	Esquerda	0,015	584	74	12,64%
	Centro	0,05	900	73	8,15%
	Direita	0,085	686	63	9,19%
800	Esquerda	0,015	652	60	9,27%
	Centro	0,05	582	25	4,24%
	Direita	0,085	532	31	5,91%
1200	Esquerda	0,015	276	27	9,66%
	Centro	0,05	639	68	10,66%
	Direita	0,085	289	54	18,63%
1600	Esquerda	0,015	156	18	11,25%
	Centro	0,05	473	41	8,72%
	Direita	0,085	345	21	6,01%
2000	Esquerda	0,015	233	11	4,56%
	Centro	0,05	449	39	8,79%
	Direita	0,085	344	24	6,84%
2400	Esquerda	0,015	311	68	21,94%
	Centro	0,05	415	27	6,38%
	Direita	0,085	270	20	7,58%

Conforme esperado a maior temperatura do duto é no centro já que o aquecimento se deve pela energia da fumaça liberada pela combustão do diesel posicionado no centro da base do duto. A única exceção está na cota de 800 mm. Uma possível explicação para esse efeito decorre de a altura da chama ter alcançado os sensores nessa cota, além da possibilidade de recirculação da fumaça nessa altura. É possível observar que o regime permanente foi atingido entre 175 e 250 segundos. É perceptível uma queda de temperatura abrupta um pouco depois de 250 segundos que é justamente o momento de ruptura do vidro devido ao elevado gradiente de temperatura da seção interna com a externa.

Outro aspecto interessante a notar é que nem sempre as temperaturas das paredes estiveram simétricas. Isso também pode ser explicado por uma recirculação interna da fumaça, fazendo com que haja regiões com maiores e menores temperaturas.

Já para a aquisição dos dados de velocidade foi gerado um único gráfico ao longo do tempo com as velocidades registradas. Para realizá-lo foi feita uma filtragem nos dados para desconsiderar dados com velocidades negativas devido a recirculação.

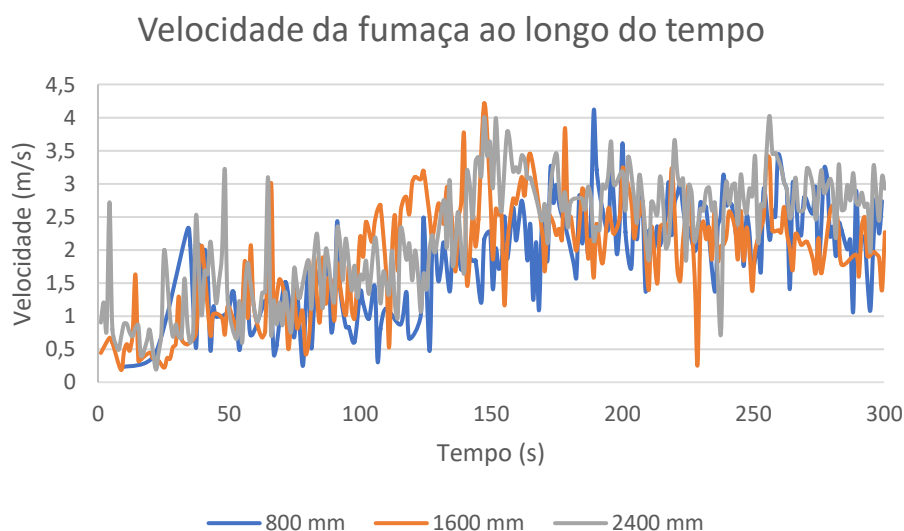


Figura 6.4. Dados de velocidade ao longo do tempo em diferentes alturas.

Como pode ser visto as flutuações de velocidade são muito elevadas. Esse comportamento se deve a fatores de turbulência, além de interferência de sinal devido a fonte de energia. De qualquer maneira é perceptível uma elevação de velocidade ao longo do tempo conforme o esperado. Na tabela a seguir estão os dados médios considerando o regime permanente entre 175 e 250 segundos.

Tabela 6.2. Média de velocidade ao longo do duto.

Altura(m)	Média (m/s)	Desvio padrão	% Desvio
0,8	1,975	0,76	38,50%
1,6	1,902	0,83	43,44%
2,4	2,203	0,89	40,67%

Com esses valores de temperatura os resultados das grandezas adimensionais são imediatos. Para isso, calculou-se a média de temperatura no regime permanente para cada um dos sensores, e então, as propriedades foram avaliadas de acordo com a temperatura média atingida no centro do duto. As tabelas seguintes resumem estes resultados.

Tabela 6.3. Propriedades da bancada considerando a temperatura média da fumaça no centro (T_{∞}).

Altura bancada (m)	T_s [K]	T_{∞} [K]	β [1/K]	α [m^2/s]	ν	Pr	D (m)
0,4	427,00	996,44	1,00E-03				
0,8	368,00	861,72	1,16E-03				
1,2	369,00	674,15	1,48E-03				
1,6	346,00	597,91	1,67E-03	1,12E-04	7,97E-05	0,70	0,1
2	341,00	614,78	1,63E-03				
2,4	336,00	604,87	1,65E-03				

Tabela 6.4. Números adimensionais para o experimento 1 – caso 1. (Como a velocidade não foi medida em todos os pontos não foi calculado o número de Re em todas alturas).

Altura bancada (m)	Ra_H	Ra_D	Gr	Re
0,4	4,02E+07	6,28E+05	5,63E+07	-
0,8	3,22E+08	6,30E+05	4,52E+08	1,99E+04
1,2	8,60E+08	4,97E+05	1,20E+09	-
1,6	1,90E+09	4,63E+05	2,66E+09	3,81E+04
2	3,92E+09	4,89E+05	5,49E+09	-
2,4	6,75E+09	4,88E+05	9,46E+09	6,62E+04



Figura 6.5. Imagem da chama durante a realização da aquisição dos dados experimentais.

6.1.2 Resultados experimento 2 – Caso 1

Para o segundo experimento foram gerados 4 gráficos de temperatura ao longo do tempo, foram avaliados em menos alturas que no experimento 1, porém com mais pontos dentro da seção interna. Diferentemente do caso anterior, foi colocada uma fita sobre os termopares próximos à parede para medir exatamente a temperatura, T_s , interna da parede, além de ter acrescido termopares do lado de fora da parede. Foi adotado que o lado esquerdo é onde está posicionado o transdutor de diferencial de pressão, Figura 6.2. A nomenclatura de cada curva corresponde à seguinte relação:

Tabela 6.5. Nomenclatura para os gráficos de temperatura ao longo do tempo.

Nomenclatura	Posição
EF	Parte esquerda do duto do lado externo.
E	Parte esquerda do duto do lado interno.
EC	Entre o lado esquerdo interno e o centro.
C	Centro do duto.
DC	Entre o lado direito interno e o centro.
D	Parte esquerda do duto do lado interno.
DF	Parte esquerda do duto do lado externo.

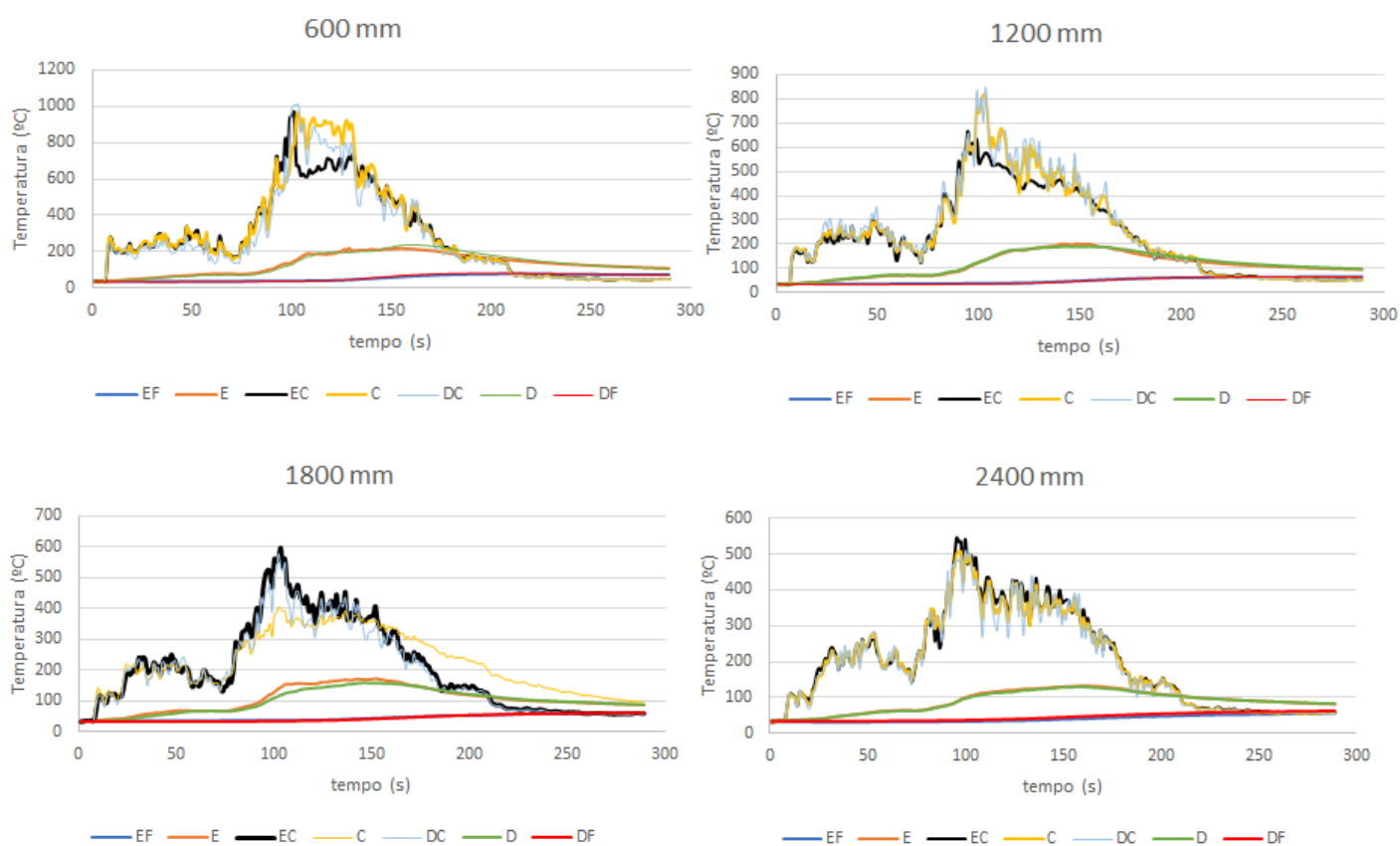


Figura 6.6. Gráficos gerados pela leitura dos termopares em diferentes alturas do duto e ao longo da seção.

Na tabela a seguir estão os dados médios de temperatura para cada sensor termopar.

Tabela 6.6. Temperaturas médias no regime permanente.

Altura(mm)	Posição (m)	Média °C	Desv. Padrão	% Desv. Padrão	
600	EF	-	45	6	13,77%
	E	0	196	19	9,46%
	EC	0,025	645	94	14,56%
	C	0,05	766	159	20,78%
	DC	0,075	700	175	24,99%
	D	0,1	191	22	11,54%
	DF	-	46	9	19,29%
1200	EF	-	41	3	8,26%
	E	0	176	22	12,40%
	EC	0,025	474	47	9,91%
	C	0,05	546	109	19,89%
	DC	0,075	562	100	17,73%
	D	0,1	174	19	10,85%
	DF	-	39	4	9,34%
1800	EF	-	39	2	5,73%
	E	0	160	10	6,04%
	EC	0,025	427	62	14,62%
	C	0,05	365	17	4,58%
	DC	0,075	399	67	16,71%
	D	0,1	142	13	9,42%
	DF	-	37	2	5,98%
2400	EF	-	36	2	5,03%
	E	0	120	8	6,63%
	EC	0,025	398	47	11,77%
	C	0,05	378	48	12,69%
	DC	0,075	369	57	15,50%
	D	0,1	116	8	7,25%
	DF	-	41	2	6,13%

Este segundo experimento mostrou que a temperatura nas posições centrais do duto (sensores EC, C e DC) estiveram praticamente no mesmo nível, mostrando que há uma temperatura uniforme no centro. Ao colocar a fita adesiva foi possível medir a temperatura interna da parede, e como pôde ser visto, o lado esquerdo e direito variaram de forma bem simétrica e sua temperatura estiveram bem distantes da temperatura da fumaça, o que foi o contrário do que ocorreu no primeiro experimento. É possível observar que o regime permanente foi atingido entre 100 e 150 segundos.

Em relação a temperatura externa ela se manteve praticamente constante ao comparar com as outras temperaturas, ou seja, a transferência de calor dentro do duto para fora é muito pequeno o que reforça a ideia de que a parede é isotérmica ao longo da altura do duto (essa informação será comprovada mais adiante com a análise do número de Biot).

É interessante observar que nesta vez o experimento foi interrompido devido ao término de combustível, então a curva de desenvolvimento de um incêndio ideal mostrado na Figura 5.8 pode ser observado nos gráficos da Figura 6.6, onde há uma elevação de energia liberada rápida até atingir um regime permanente e depois decresce mais lentamente que a subida.

Já para a aquisição dos dados de velocidade foi gerado um único gráfico ao longo do tempo com as velocidades registradas assim como feito no experimento 1. Mais uma vez os dados tiveram que ser filtrados para eliminar velocidades negativas que ocorreram devido recirculação interna da fumaça.

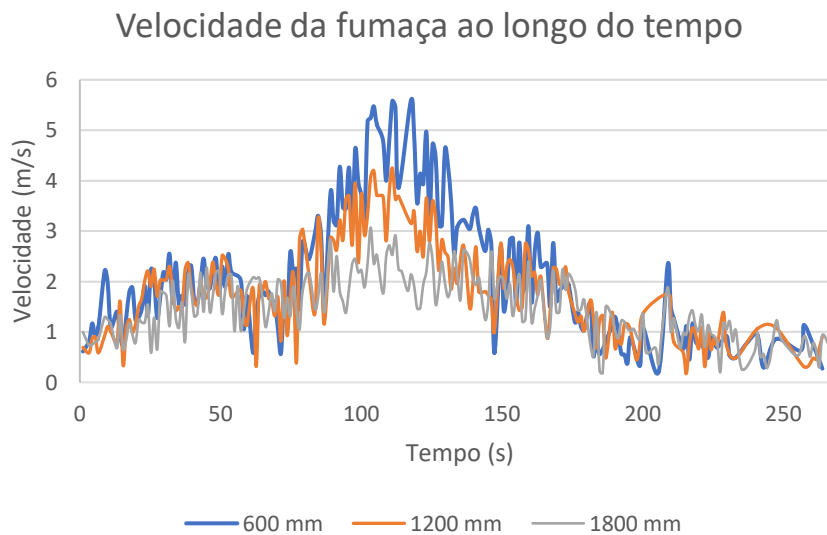


Figura 6.7. Dados de velocidade ao longo do tempo em diferentes alturas.

Mais uma vez foi obtido um gráfico com muita variação, porém agora ficou mais perceptível a diferença de velocidade de acordo com cada altura. Pode ser visto, que ao passo que a fumaça se afasta da fonte de calor, menor é a velocidade medida, pois maior será a massa específica, logo menor será a força de empuxo para elevar a fumaça. Na tabela a seguir estão os dados médios considerando o regime permanente entre 100 e 150 segundos.

Tabela 6.7. Média de velocidade ao longo do duto.

Altura(m)	Média (m/s)	Desvio padrão	% Desvio
0,6	2,15	1,3	60,51%
1,2	1,83	0,9	50,89%
1,8	1,49	0,6	42,07%

Com esses valores as grandezas adimensionais foram calculadas. A temperatura no T_{∞} foi considerada a média de temperatura dos três sensores centrais, e para as propriedades foi feita uma média entre todas as temperaturas T_{∞} .

Tabela 6.8. Propriedades da bancada considerando a temperatura média da fumaça no centro (T_{∞}).

Altura bancada (m)	T_s [K]	T_{∞} [K]	β [1/K]	α [m^2/s]	ν	Pr	D (m)
0,6	466,48	976,75	1,02E-03				
1,2	447,70	800,39	1,25E-03	1,12E-04	7,81E-05	0,70	0,1
1,8	424,12	669,75	1,49E-03				
2,4	391,12	654,43	1,53E-03				

Tabela 6.9. Números adimensionais para o experimento 2 – caso 1.

Altura bancada (m)	Ra_H	Ra_D	Gr	Re
0,6	1,27E+08	5,86E+05	1,81E+08	1,65E+04
1,2	8,54E+08	4,94E+05	1,22E+09	2,81E+04
1,8	2,40E+09	4,11E+05	3,43E+09	3,42E+04
2,4	6,24E+09	4,51E+05	8,93E+09	-

6.1.3 Resultados experimento 3 – Caso 1

No terceiro experimento as condições instrumentais e de nomenclatura foram mantidas as mesmas do segundo experimento. Os gráficos de temperatura estão a seguir.

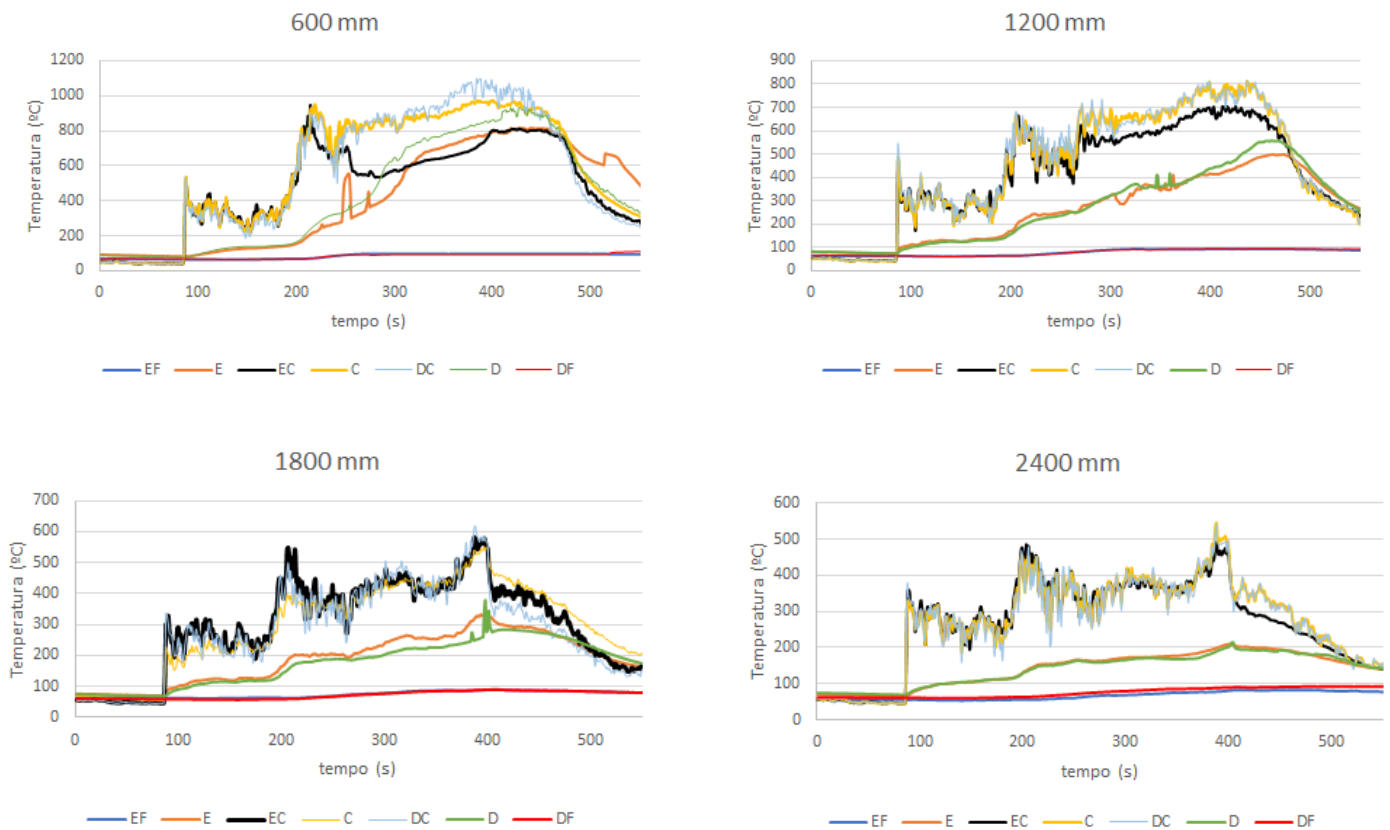


Figura 6.8. Gráficos gerados pela leitura dos termopares em diferentes alturas do duto e ao longo da seção.

Na tabela a seguir estão os dados médios de temperatura para cada sensor termopar.

Tabela 6.10. Temperaturas médias no regime permanente.

Altura(mm)	Posição (m)	Média °C	Desv. Padrão	% Desv. Padrão	
600	EF	-	96	1	0,99%
	E	0	591	160	27,15%
	EC	0,025	627	66	10,58%
	C	0,05	884	50	5,69%
	DC	0,075	926	91	9,83%
	D	0,1	670	164	24,46%
	DF	-	93	2	1,75%
1200	EF	-	89	5	5,81%
	E	0	333	50	15,10%
	EC	0,025	586	65	11,16%
	C	0,05	661	76	11,46%
	DC	0,075	665	71	10,71%
	D	0,1	340	55	16,07%
	DF	-	89	5	6,12%
1800	EF	-	82	6	7,03%
	E	0	252	36	14,43%
	EC	0,025	436	60	13,83%
	C	0,05	431	51	11,93%
	DC	0,075	442	75	16,87%
	D	0,1	219	28	12,91%
	DF	-	80	6	7,93%
2400	EF	-	71	5	6,90%
	E	0	177	12	6,78%
	EC	0,025	376	43	11,48%
	C	0,05	381	56	14,71%
	DC	0,075	378	57	15,05%
	D	0,1	170	10	5,94%
	DF	-	82	5	6,04%

Assim como no segundo experimento a temperatura nas posições centrais do duto (sensores EC, C e DC) estiveram praticamente no mesmo nível, com exceção na cota de 600 mm, possivelmente por conta da elevação da chama com uma direção preferencial para o lado direito, pois nessa cota os sensores D e DC estiveram com temperaturas mais elevadas que o sensor equivalente do lado esquerdo. Essa orientação preferencial ainda é notável na cota de 1200 mm, porém com menos intensidade. Diferentemente do segundo experimento, as temperaturas das paredes internas variaram de forma mais

intensa, o que não era tão esperado, porém como nesse caso foi deixado por mais tempo e a chama subiu até a cota de 1200 *mm*, isso explica a variação de temperatura.

Neste experimento houve novamente a quebra do vidro, porém como o vidro estava posicionado apenas na metade superior, apenas as cotas de 1800 *mm* e 2400 *mm* sentiram essa variação instantaneamente como visto aos 400 segundos de experimento. Nas cotas mais abaixo demorou um pouco mais para os sensores diminuírem a temperatura se aproximando ao modelo da curva de um incêndio ideal, Figura 5.8, quando o combustível já está diminuindo a taxa de energia liberada. Considerando a quebra do vidro, é possível observar que o regime permanente se manteve entre 250 e 400 segundos.

Em relação à temperatura externa ela se manteve praticamente constante como no experimento anterior, reforçando mais uma vez que há baixa transferência de calor na seção da parede.

Já para a aquisição dos dados de velocidade os resultados ficaram mais prejudicados que anteriormente, pois além da recirculação que teve em todos os casos, a temperatura ficou tão elevada que o calor foi transmitido para as sondas bidirecionais que acabaram enfraquecendo a solda dos tubos de ligação aos transdutores, além disso, as mangueiras nas cotas de 600 *mm* e 1200 *mm* derreteram, como pode ser visto na Figura 6.9. De qualquer maneira os gráficos foram gerados e avaliados apenas no regime permanente de 250 até 400 segundos.



Figura 6.9. Mangueira da sonda bidirecional derretida na cota de 600 *mm*.

Velocidade da fumaça ao longo do tempo

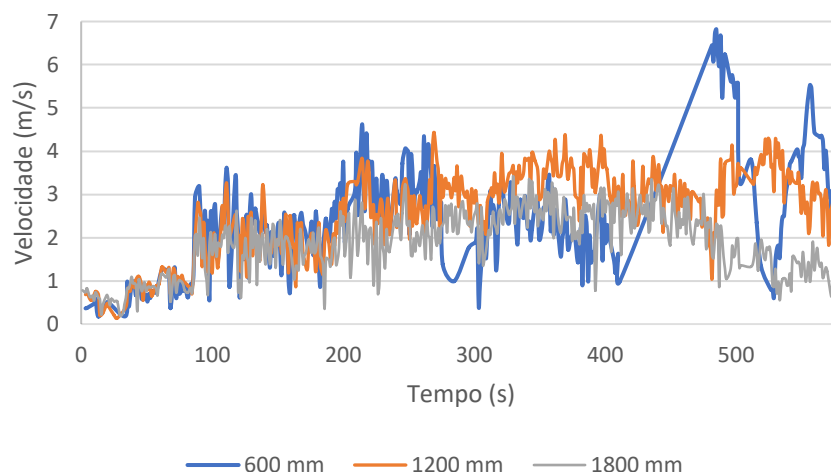


Figura 6.10. Dados de velocidade ao longo do tempo em diferentes alturas.

A zona de interesse para análise desse gráfico está apenas entre 250 e 400 segundos, mas é interessante observar como a flutuação de velocidade se intensificou na cota de 600 mm com a quebra do vidro na parte superior do duto devido a entrada de ar no tempo de 400 segundos. E no tempo próximo a 300 segundos, o equipamento não fez leitura coerentes, dando velocidades nulas, as quais foram desprezadas para realizar a média de velocidade. Apesar dessa observação não é possível fazer uma análise mais profunda das causas dessas variações, pois o instrumento após a quebra do vidro estava danificado com a mangueira derretida no lado externo. Assim a tabela a seguir trás os resultados no regime permanente onde os dados de velocidade estavam relativamente constantes.

Tabela 6.11. Média de velocidade ao longo do duto.

Altura(m)	Média (m/s)	Desvio padrão	% Desvio
0,6	2,524	1,34	52,95%
1,2	2,625	0,95	36,21%
1,8	1,874	0,73	39,09%

Os procedimentos para o cálculo das grandezas adimensionais foram repetidos de acordo com o caso anterior e as propriedades das bancadas junto com os números estão aqui listadas:

Tabela 6.12. Propriedades da bancada considerando a temperatura média da fumaça no centro (T_{∞}).

Altura bancada (m)	T_s [K]	T_{∞} [K]	β [1/K]	α [m^2/s]	ν	Pr	D (m)
0,6	903,46	1085,26	9,21E-04	1,27E-04	8,93E-05	0,70	0,1
1,2	609,36	910,53	1,10E-03				
1,8	508,81	709,50	1,41E-03				
2,4	446,49	651,27	1,54E-03				

Tabela 6.13. Números adimensionais para o experimento 3 – caso 1.

Altura bancada (m)	Ra_H	Ra_D	Gr	Re
0,6	3,11E+07	1,44E+05	4,44E+07	1,70E+04
1,2	4,92E+08	2,85E+05	7,01E+08	3,53E+04
1,8	1,42E+09	2,43E+05	2,02E+09	3,78E+04
2,4	3,74E+09	2,71E+05	5,33E+09	-

6.1.4 Discussões e análises do caso 1

Com todos os resultados do caso 1 e com os números adimensionais calculados é possível realizar uma análise mais profunda comparando a teoria estudada na introdução teórica com os resultados experimentais.

A primeira análise a ser realizada é ver se a condição de escoamento completamente desenvolvida é atendida de acordo com a Eq. (3.71) ($Pr < 1$). Com os valores de Ra_D , altura H do duto e espaçamento D , foi avaliada essa condição para cada caso experimental e em cada altura:

Tabela 6.14. Hipótese de escoamento completamente desenvolvido ao longo do duto para cada experimento.

Altura bancada (m)	$(Ra_D Pr)^{1/4} \left(\frac{H}{D}\right)^{1/4} < 2$		
	Experimento 1	Experimento 2	Experimento 3
0,4	18,20	-	-
0,6	-	16,16	11,40
0,8	15,31	-	-
1,2	13,83	13,59	9,58
1,6	12,87	-	-
1,8	-	12,28	8,66
2	12,17	-	-
2,4	11,63	11,43	8,06

Como pôde ser visto, apesar da diminuição da relação para escoamento completamente desenvolvido ela ainda ficou distante do valor mínimo de 2. Essa relação já era esperada, inclusive, fazendo essa mesma análise para o duto real, como foi feito na Seção (4.2), a relação encontrada lá foi de 39,8 o que é ainda mais distante de um caso de escoamento completamente desenvolvido. Essa discrepância encontrada na Eq. (4.2) com os valores da Tabela 6.13 se deve por o número de Rayleigh estar em 3 ordens de grandeza de diferença entre a bancada e o caso real hipotético, logo não ser possível representar exatamente as condições dinâmicas do caso real na bancada, como demonstrado na Seção (4.3).

Com o intuito de saber a partir de qual altura será obtido um escoamento completamente desenvolvido, os resultados de Ra_D foram extrapolados para os três experimentos diminuindo a diferença de temperatura entre o escoamento e a parede, ΔT_s , até chegar em uma relação de hipótese de completamente desenvolvido menor que dois.

Tabela 6.15. Extrapolação das alturas requeridas para se obter escoamento completamente desenvolvido.

	Altura bancada (m)	Altura equivalente do edifício (m)
Experimento 1	12,8	64
Experimento 2	15	75
Experimento 3	15,6	78

As alturas necessárias para realizar um experimento em bancada com as mesmas condições utilizadas nesse trabalho seriam inviáveis como previsto anteriormente. Com a altura equivalente para um edifício real já seria plausível um edifício com essas alturas e a hipótese de escoamento completamente desenvolvido seria correspondido caso as mesmas condições fossem mantidas.

Sabendo que essas relações acima não foram obedecidas, as equações desenvolvidas na Seção (3.6) não se aplicam para esse caso, portanto serão considerados duas abordagens para modelar esse problema. A primeira é que apesar de o escoamento não ter desenvolvido completamente, ele ainda irá desenvolver em um ponto elevado, logo podemos utilizar a primeira solução alternativa da Seção (3.7) para o perfil de temperatura desenvolvida pelo Ahmadi et al. [19]. A outra abordagem é que o problema é de transferência de calor sobre placa vertical independente da presença de outra placa (parede). Deve ser feita a consideração de que é a fumaça quem está aquecendo a parede e que a velocidade no reservatório quiescente não é nula, dessa forma, as equações utilizadas para modelar esse problema devem ser a segunda solução alternativa desenvolvida na Seção (3.7). Será avaliado apenas os perfis de temperatura ao longo do duto, pois por limitação espacial foi medido apenas uma velocidade em cada altura.

Antes de plotar os perfis de temperatura devem ser calculadas as espessuras das camadas limites. Elas foram calculadas utilizando a Eq. (3.86) para cada altura de seção do duto, segue na tabela a seguir.

Tabela 6.16. Espessura da camada limite para os três experimentos com fonte elevada.

Altura bancada (m)	Espessura da camada limite δ (mm)		
	Experimento 1	Experimento 2	Experimento 3
0,4	38,51	-	-
0,6	-	43,36	61,51
0,8	45,76	-	-
1,2	53,72	53,81	61,70
1,6	58,77	-	-
1,8	-	62,35	71,01
2	61,28	-	-
2,4	64,17	65,46	74,31

Analisando esses valores, é observável que as espessuras das camadas limites entre o experimento 1 e 2 estiveram bem próximos, porém o terceiro experimento teve uma diferença de temperaturas da parede com a fumaça, ΔT_s , menor comparado aos outros dois. A explicação para esse ocorrido é que o experimento 3 foi realizado logo em seguida do experimento 2, portanto não teve tempo para a parede interna do duto resfriar até a temperatura da parede externa, fazendo com que a diferença de temperatura entre a parede interna e a fumaça da fonte de calor fosse menor, logo com um ΔT_s menor a espessura da camada limite δ é maior. Além disso, os resultados das camadas limites propostas por [20] mostram que elas atingem a metade do duto de 50 mm, porém de acordo com a hipótese de escoamento completamente desenvolvido esse resultado não seria possível. Isso pode ser explicado por a hipótese de paredes completamente independentes não obedecer por completo o caso experimental real, sendo necessário algum modelo mais completo que pode ser discutido em estudos futuros.

De qualquer maneira, para avaliar os perfis de temperatura foram plotados os dados adquiridos junto com o perfil de temperatura do Ahmadi et al. [19] da Eq. (3.72) e com o perfil do Campos [20] da Eq. (3.86). Com o intuito de simplificar a análise serão comparados os experimento 1 e 2, pois os resultados do experimento 3 foram visivelmente afetados.

Com os pontos experimentais foram calculados os erros aleatórios de acordo com o experimento. O erro instrumental dado pelo fabricante dos termopares é de um desvio de 30 °C a partir da temperatura de 200 °C, o que é relativamente pequeno com os erros aleatórios calculados. Além disso, foi atingido temperaturas bem superiores que 200 °C, logo esse erro instrumental fornecido não representa satisfatoriamente o erro total que acabou sendo considerado apenas o erro aleatório.

No primeiro experimento a temperatura da parede não foi medida corretamente, então para descobrir essa temperatura foi resolvido um problema simples de transferência de calor utilizando a Eq. (3.56) para o cálculo de T_s considerando o perfil de temperatura da Eq. (3.79). Junto com os perfis foi plotado uma regressão de 2º grau feita com os três pontos de medição de temperatura do primeiro experimento.

No segundo experimento a temperatura T_s foi medida corretamente, então não foi necessário o procedimento do experimento 1. Além disso, os perfis foram plotados apenas até metade do duto, pois a segunda metade é um perfil simétrico, então para indicar a temperatura da parede e a temperatura entre o centro e a parede foi realizada uma média simples com o sensor simétrico oposto e os erros aleatórios foram propagados para indicar na barra de erros. A seguir seguem os gráficos.

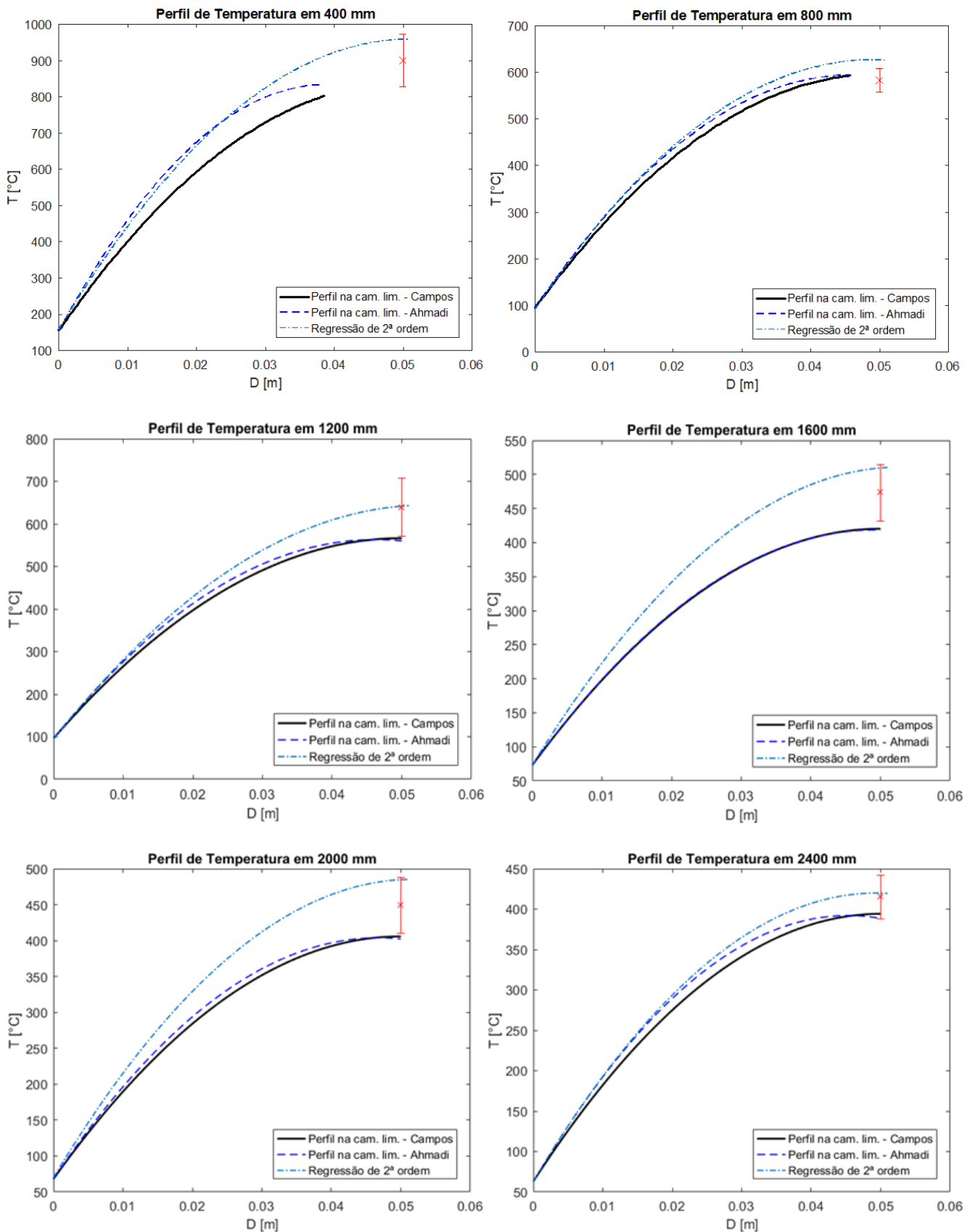


Figura 6.11. Gráficos do perfil de temperatura ao longo do duto do experimento 1. A regressão de segunda ordem refere-se ao ajuste feito nos dados experimentais e os perfis de camada limite são os propostos por Campos e Ahmadi et al. As barras em vermelho indicam as flutuações experimentais obtidas pelo desvio padrão.

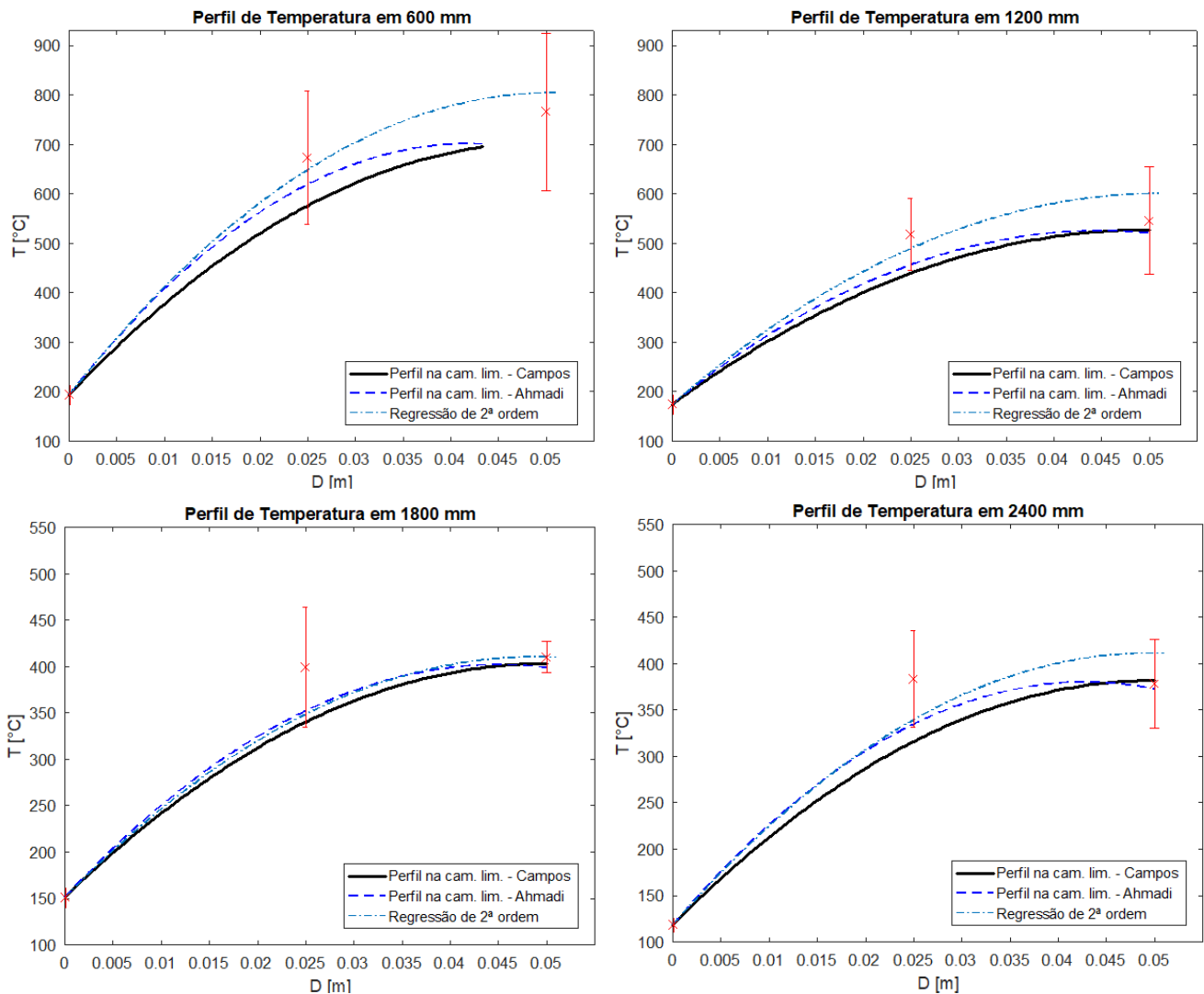


Figura 6.12. Gráficos do perfil de temperatura ao longo do duto do experimento 2. A regressão de segunda ordem refere-se ao ajuste feito nos dados experimentais e os perfis de camada limite são os propostos por Campos e Ahmadi et al. As barras em vermelho indicam as flutuações experimentais obtidas pelo desvio padrão.

É observável que os perfis interceptam quase todas as barras de erro. As curvas saem da temperatura medida na parede e atingem a temperatura no centro passando bem próximo do ponto central. Na cota de 600 mm do segundo experimento é visto que a camada limite proposta por Campos ainda não chegou na metade do duto, nos demais casos ela chegou. Ainda que a camada limite tenha chegado na metade do duto não é possível dizer que o escoamento é completamente desenvolvido, pois o perfil proposto por Campos [20] considera que é apenas uma parede. Apesar disso, esse perfil se comportou de maneira bem semelhante ao perfil do Ahmadi (2014) [19] que considera que na saída do duto o perfil será completamente desenvolvido apesar de não prever a partir de qual momento será e não há considerações acerca da razão de aspecto para atender a condição de escoamento plenamente desenvolvido. Mesmo com essas considerações os dois perfis propostos modelaram de forma bem próximas o fenômeno estudado.

Um outro critério a ser avaliado é se a convecção é predominantemente natural ou forçada. Quando a razão

$$\frac{Gr}{Re^2} > 10 \quad (6.1)$$

a convecção natural é de importância principal em relação a convecção forçada [27]. Valores pouco menores de 10 são considerados de convecção mista e quando são muito menores de 10, então a convecção forçada é de principal importância. Quando a convecção é dita mista tanto as equações de convecção natural quanto as de convecção forçada modelam com uma boa aproximação o modelo podendo ser utilizada os dois tipos de modelagem.

Avaliando esse critério para os três experimentos do caso 1, têm-se:

Tabela 6.17. Relações para análise de escoamento por convecção natural ou forçada.

Altura bancada (m)	$Gr/Re^2 > 10$		
	Experimento 1	Experimento 2	Experimento 3
0,6	-	0,67	0,15
0,8	1,56	-	-
1,2	-	1,55	0,56
1,6	3,76	-	-
1,8	-	2,93	1,42
2,4	4,41	-	-

Como pode ser visto nos experimentos 1 e 2, não há um regime predominante de convecção natural, este é um caso de convecção mista. De qualquer maneira as equações de convecção natural utilizadas para o perfil de temperatura descrevem uma boa aproximação do modelo estudado.

Outro fenômeno a ser analisado é se o escoamento é predominantemente laminar ou turbulento. De acordo com o Bejan [17] números de Grashof da ordem de 10^9 em dutos representam uma transição do escoamento laminar para o turbulento, números maiores que essa ordem de grandeza representa um escoamento turbulento. Olhando as Tabela 6.4, Tabela 6.9 e Tabela 6.13 é possível observar que em todos os três experimentos a maior parte do regime é de transição entre o regime laminar e turbulento. Apesar disso, as equações utilizadas ainda são válidas, pois uma vantagem do método da solução integral é justamente não fazer nenhuma consideração para o tipo específico de regime, ela avalia a camada limite independente do escoamento ser laminar ou turbulento.

Um dos critérios que ainda falta avaliar é se a consideração de parede isotérmica é obedecida ao longo do duto do experimento. Essa análise pode ser feita a partir do número de Biot que avalia a razão da resistência da transferência de calor dentro do corpo e na sua superfície devido à um escoamento externo. Caso o Biot seja menor que a unidade significa que a condutividade interna do material é suficiente para manter uma temperatura uniforme do corpo, portanto um corpo isotérmico. Sabendo que a relação de Biot é dada por:

$$Bi = \frac{hL_c}{k_s} = \frac{h e}{k_s}, \quad (6.2)$$

onde L_c é o comprimento característico dado pela razão *volume/área*, e é a espessura da parede e k_s é a condutividade térmica da parede ($k_{s \text{ drywall}} = 0,21 \text{ W/mK}$). Para o cálculo do Biot deve-se recordar da Eq. (3.51) para calcular o coeficiente de transferência por convecção, h . Relembrando do valor da condutividade do ar de $0,0479 \text{ W/mK}$ e dos valores de camada limite calculados, chega-se aos seguintes valores de h e Bi :

Tabela 6.18. Relações do número de *Biot* para os três experimentos.

Altura bancada (m)	Experimento 1		Experimento 2		Experimento 3	
	h ($\text{W/m}^2\text{K}$)	Bi	h ($\text{W/m}^2\text{K}$)	Bi	h ($\text{W/m}^2\text{K}$)	Bi
0,4	2,49	0,15	-	-	-	-
0,6	-	-	2,21	0,13	1,56	0,09
0,8	2,09	0,12	-	-	-	-
1,2	1,78	0,11	1,78	0,11	1,55	0,09
1,6	1,63	0,10	-	-	-	-
1,8	-	-	1,54	0,09	1,35	0,08
2,0	1,56	0,09	-	-	-	-
2,4	1,49	0,09	1,46	0,09	1,29	0,08

Observa-se que o número de *Biot* esteve bem abaixo da unidade nos três experimentos, portanto a hipótese de parede isotérmica foi completamente obedecida. Cabe ressaltar que como o comprimento característico utilizado foi a espessura, então o significado da parede ser isotérmica é apenas no interior da parede de drywall em determinada altura e não ao longo do comprimento de toda a placa.

Dessa forma, em síntese a análise do primeiro caso mostra que a condição de completamente desenvolvido não é atendida sendo necessário um edifício de cerca de 70 m para atender essa condição e o duto simulado se encontra em convecção mista, com um regime em transição de laminar para turbulento e a parede pode ser considerada isotérmica conforme esperado.

Para avaliar a vazão mássica experimental de combustível a massa do recipiente foi pesada antes e depois do experimento e foi medido o tempo total de experimento. Não foi realizado esse procedimento para o primeiro experimento, apenas para os outros dois:

Tabela 6.19. Cálculo da vazão mássica de combustível.

	Unid.	Experimento 2	Experimento 3
Massa inicial recipiente	kg	1,580	1,974
Massa final recipiente	kg	1,298	1,282
Massa de combustível queimada	kg	0,298	0,692
Tempo do experimento	s	290	700
Vazão Mássica, \dot{m}	kg/s	3,34E-03	9,89E-04

Sabendo que o poder calorífico do combustível diesel é de 41360 kJ/kg [28] é possível calcular a energia liberada experimentalmente e comparar com a energia prevista a partir do HRRPUA da Eq. (5.3). Assim:

Tabela 6.20. Energia liberada na queima do caso experimental 1.

	Unid.	Experimento 2	Experimento 3
Taxa de geração de calor, \dot{q}	kW	42,5	40,9
Calor gerado ideal, $Q_{p,f}$	kW	33,6	33,6
Erro percentual		26,5 %	21,7%

Apesar de um pequeno desvio do valor ideal pode ser visto que os valores encontrados estiveram na mesma ordem de grandeza do calor gerado ideal. Esse desvio pode ser devido impurezas no combustível ou até mesmo o tempo decorrido desde quando a queima foi iniciada até o tempo de inserir o combustível.

6.2 FONTE DE CALOR REDUZIDA – CASO 2

O segundo caso de queima foi realizado com a potência de $5,4 \text{ kW}$ utilizando o recipiente cilíndrico com raio de 7 cm . Nesse caso foram realizados ao todo dois experimentos. O procedimento experimental foi o mesmo para os dois casos e a interrupção de ambos testes se deu após os dados permanecerem constantes durante um amplo espaço de tempo.



Figura 6.13. À esquerda o comportamento da fumaça de saída no início do experimento e na direita após o regime permanente já ser atingido.

Comparando a figura acima com a Figura 6.1 é nítida a diferença da intensidade de fumaça por conta da diferença de potência das fontes.

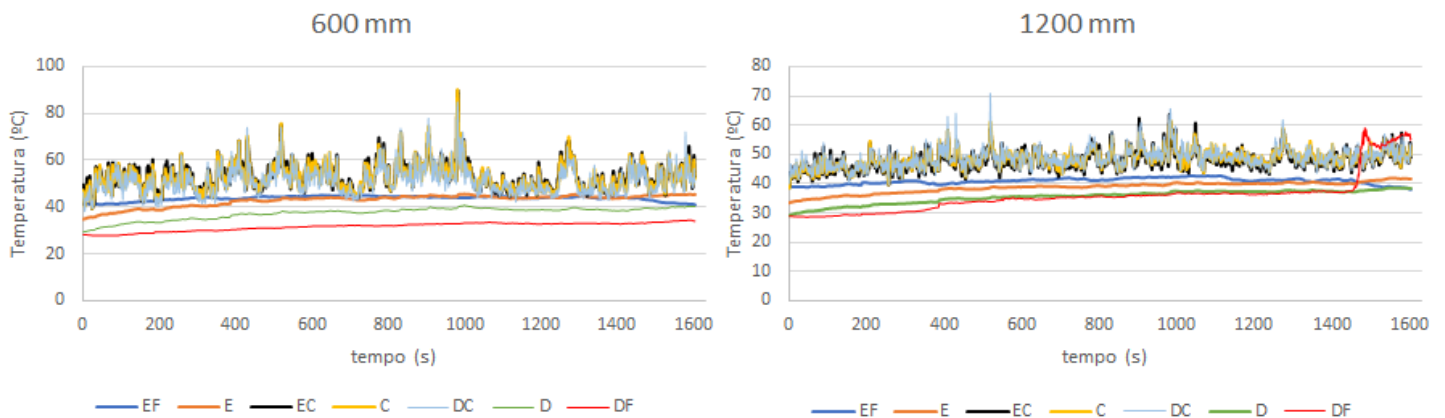
Nas subseções a seguir estão os principais resultados para medição de temperatura e velocidade.

6.2.1 Resultados experimento 1 – Caso 2

Para os experimentos do caso 2 foram gerados 4 gráficos de temperatura ao longo do tempo, com 5 sensores internos e 2 externos. Nos sensores de medição da parede foi colocada uma fita sobre os termopares para medir exatamente a temperatura, T_s . As nomenclaturas e gráficos estão a seguir

Tabela 6.21. Nomenclatura para os gráficos de temperatura ao longo do tempo.

Nomenclatura	Posição
EF	Parte esquerda do duto do lado externo.
E	Parte esquerda do duto do lado interno.
EC	Entre o lado esquerdo interno e o centro.
C	Centro do duto.
DC	Entre o lado direito interno e o centro.
D	Parte esquerda do duto do lado interno.
DF	Parte esquerda do duto do lado externo.



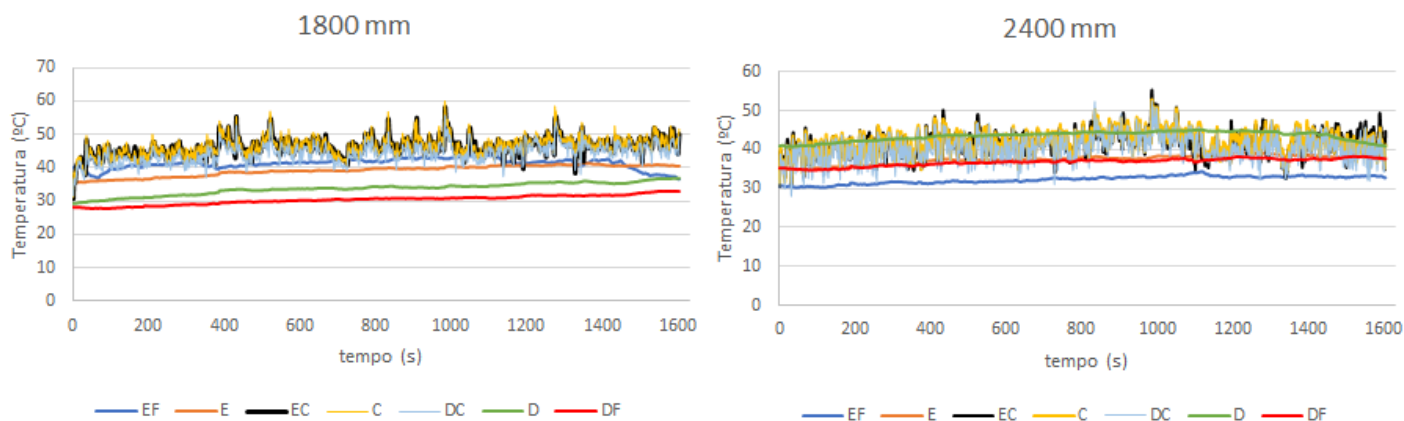


Figura 6.14. Gráficos gerados pela leitura dos termopares em diferentes alturas do duto e ao longo da seção.

Na tabela a seguir estão os dados médios de temperatura para cada sensor termopar.

Tabela 6.22. Temperaturas médias no regime permanente.

Altura(mm)	Posição (m)	Média °C	Desv. Padrão	% Desv. Padrão	
600	EF	-	44	0,4	0,82%
	E	0	44	0,7	1,50%
	EC	0,025	53	6	11,26%
	C	0,05	53	6	11,15%
	DC	0,075	52	6	11,54%
	D	0,1	39	0,8	2,11%
	DF	-	32	0,7	2,19%
1200	EF	-	42	0,6	1,47%
	E	0	40	0,7	1,65%
	EC	0,025	49	3	6,15%
	C	0,05	49	3	5,41%
	DC	0,075	49	3	6,20%
	D	0,1	37	0,9	2,44%
	DF	-	36	1,2	3,42%
1800	EF	-	42	0,9	2,03%
	E	0	40	0,8	1,96%
	EC	0,025	47	2	5,00%
	C	0,05	47	3	5,66%
	DC	0,075	45	2	5,43%
	D	0,1	35	0,8	2,29%
	DF	-	31	0,6	2,04%
2400	EF	-	33	0,6	1,92%
	E	0	38	0,6	1,51%
	EC	0,025	42	3	6,94%
	C	0,05	42	3	6,70%
	DC	0,075	41	3	7,58%
	D	0,1	44	0,5	1,08%
	DF	-	37	0,4	1,14%

É observável que diferentemente do primeiro caso, as temperaturas estiveram bem mais reduzidas, além disso, as temperaturas das paredes tanto internas quanto externas estiveram mais próximas da temperatura da fumaça. É interessante notar que nas cotas superiores as temperaturas da parede se aproximaram ainda mais com a temperatura do escoamento. Os termopares centrais do duto tiveram praticamente a mesma variação ao longo de todo o experimento. Em geral, o lado esquerdo das paredes do duto esteve mais aquecido comparado ao lado direito, o que é explicado pela incidência solar desse lado do drywall durante a realização do experimento.

O regime permanente foi determinado a partir do ponto onde a parede não varia mais sua temperatura até quando ela volta a variar, com isso os dados foram avaliados entre 400 e 1400 segundos.

Para a aquisição dos dados de velocidade foi gerado um único gráfico ao longo do tempo com as velocidades registradas assim como feito no caso 1. Os dados foram filtrados para eliminar velocidades negativas que ocorreram devido recirculação interna da fumaça.

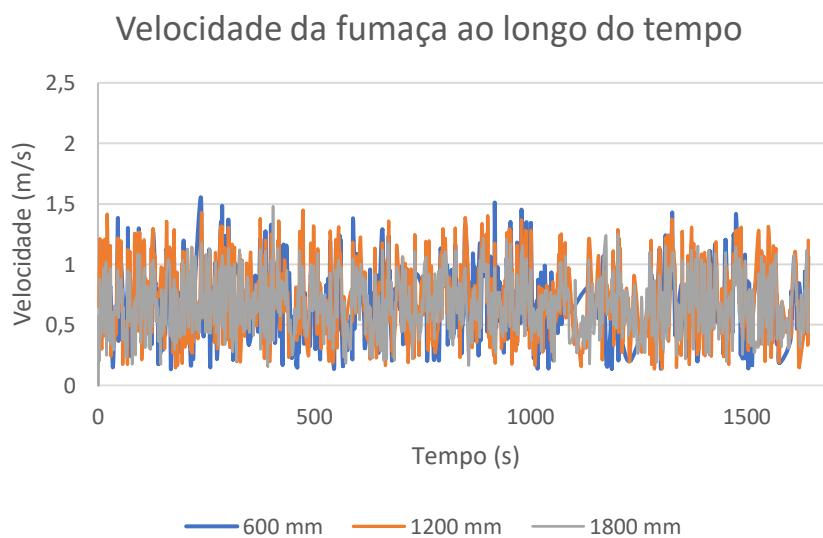


Figura 6.15. Dados de velocidade ao longo do tempo em diferentes alturas.

As flutuações de velocidade foram bem elevadas, mas é perceptível que nas três alturas as velocidades estiveram praticamente da mesma ordem. Na tabela a seguir estão os dados médios considerando o regime permanente entre 400 e 1400 segundos.

Tabela 6.23. Média de velocidade ao longo do duto.

Altura(m)	Média (m/s)	Desvio padrão	% Desvio
0,6	0,700	0,30	42,67%
1,2	0,714	0,31	42,82%
1,8	0,661	0,22	32,96%

Com esses valores as grandezas adimensionais foram calculadas. A temperatura no T_{∞} foi considerada a média de temperatura dos três sensores centrais, e para a escolha das propriedades foi feita uma média entre todas as temperaturas T_{∞} .

Tabela 6.24. Propriedades da bancada considerando a temperatura média da fumaça no centro (T_{∞}).

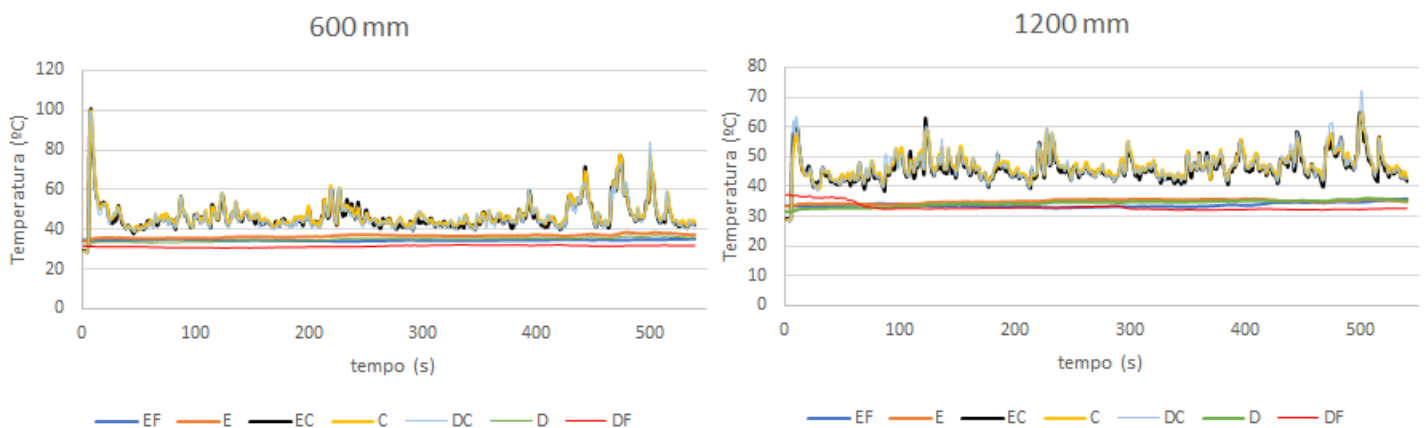
Altura bancada (m)	T_s [K]	T_{∞} [K]	β [1/K]	α [m^2/s]	ν	Pr	D (m)
0,6	314,36	325,89	3,07E-03				
1,2	311,09	322,10	3,10E-03				
1,8	310,25	319,24	3,13E-03	2,45E-05	1,77E-05	0,72	0,1
2,4	314,00	314,93	3,18E-03				

Tabela 6.25. Números adimensionais para o experimento 1 – caso 2.

Altura bancada (m)	Ra_H	Ra_D	Gr	Re
0,6	1,72E+08	7,96E+05	2,37E+08	2,37E+04
1,2	1,33E+09	7,69E+05	1,84E+09	4,83E+04
1,8	3,69E+09	6,33E+05	5,11E+09	6,71E+04
2,4	9,20E+08	6,66E+04	1,27E+09	-

6.2.2 Resultados experimento 2 – Caso 2

No segundo experimento as condições instrumentais e de nomenclatura foram mantidas as mesmas do primeiro experimento. Os gráficos de temperatura estão a seguir.



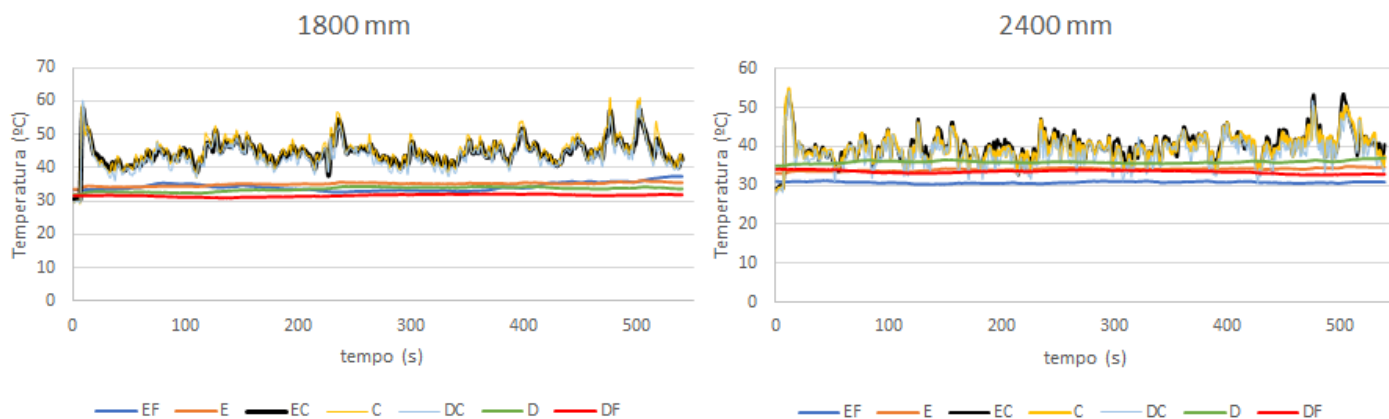


Figura 6.16. Gráficos gerados pela leitura dos termopares em diferentes alturas do duto e ao longo da seção.

Na tabela a seguir estão os dados médios de temperatura para cada sensor termopar.

Tabela 6.26. Temperaturas médias no regime permanente.

Altura(mm)	Posição (m)	Média °C	Desv. Padrão	% Desv. Padrão	
600	EF	-	34	0,2	0,58%
	E	0	37	0,4	0,98%
	EC	0,025	45	4	8,41%
	C	0,05	46	4	7,72%
	DC	0,075	45	4	8,70%
	D	0,1	35	0,4	1,27%
	DF	-	32	0,5	1,57%
1200	EF	-	33	0,4	1,10%
	E	0	35,3	0,5	1,40%
	EC	0,025	46	3	7,50%
	C	0,05	47	3	7,19%
	DC	0,075	46	4	7,80%
	D	0,1	34	0,5	1,44%
	DF	-	33	0,4	1,14%
1800	EF	-	34	0,7	2,04%
	E	0	35	0,3	0,75%
	EC	0,025	44	3	6,10%
	C	0,05	45	3	7,55%
	DC	0,075	43	3	7,00%
	D	0,1	34	0,6	1,70%
	DF	-	32	0,4	1,18%
2400	EF	-	31	0,2	0,79%
	E	0	34	0,2	0,45%
	EC	0,025	40	3	6,38%
	C	0,05	39	3	6,96%
	DC	0,075	38	3	8,25%
	D	0,1	36	0,2	0,58%
	DF	-	34	0,2	0,67%

Assim como no primeiro experimento do caso 2, as temperaturas estiveram reduzidas. E mais uma vez nas cotas superiores as temperaturas da parede se aproximaram da temperatura do escoamento. Os termopares centrais do duto tiveram praticamente a mesma variação ao longo de todo o experimento. As temperaturas internas e externas da parede estiveram mais próximas entre si que no primeiro experimento, sendo a temperatura interna sempre maior que a externa. Isso pode ser explicado por esse experimento ter sido realizado após o primeiro, e então, houve transferência de calor da parede interna para a externa, aproximando, assim, as duas temperaturas.

O regime permanente foi avaliado entre 100 e 400 segundos, antes de alguns picos centrais de temperatura.

O gráfico de velocidade está a seguir após a filtragem de velocidades negativas devido a recirculação.

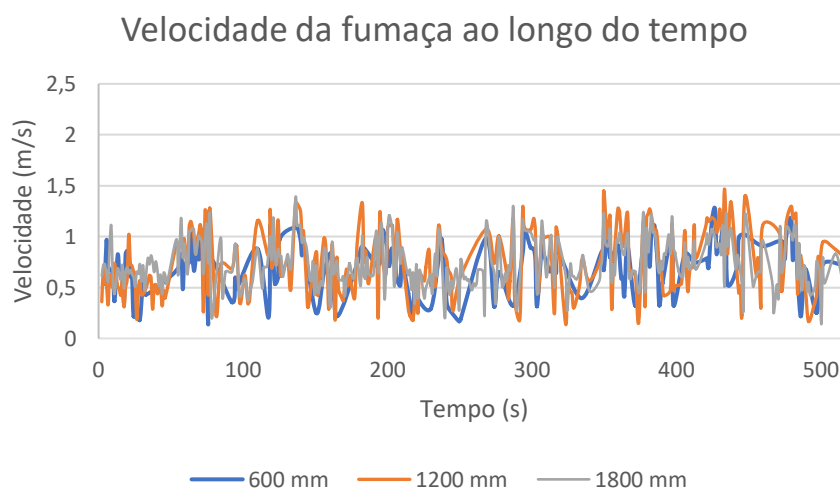


Figura 6.17. Dados de velocidade ao longo do tempo em diferentes alturas.

As flutuações de velocidade foram elevadas e mais uma vez na velocidade estiveram na mesma ordem nas três alturas. Na tabela a seguir estão os dados médios considerando o regime permanente entre 100 e 400 segundos.

Tabela 6.27. Média de velocidade ao longo do duto.

Altura(m)	Média (m/s)	Desvio padrão	% Desvio
0,6	0,724	0,259	35,84%
1,2	0,758	0,316	41,75%
1,8	0,737	0,226	30,66%

É possível observar que as velocidades da Tabela 6.23 estão na mesma ordem de grandeza da tabela acima, mostrando que apesar das flutuações no experimento as velocidades médias estão correspondendo bem.

Com esses valores as grandezas adimensionais foram calculadas. A temperatura no T_{∞} foi considerada como a média de temperatura dos três sensores centrais, e para a escolha das propriedades foi feita uma média entre todas as temperaturas T_{∞} . A temperatura na parede, T_s , foi considerada como a média das temperaturas internas da parede.

Tabela 6.28. Propriedades da bancada considerando a temperatura média da fumaça no centro (T_{∞}).

Altura bancada (m)	T_s [K]	T_{∞} [K]	β [1/K]	α [m^2/s]	ν	Pr	D (m)
0,6	308,67	318,33	3,14E-03				
1,2	307,88	319,46	3,13E-03				
1,8	307,45	317,29	3,15E-03	2,40E-05	1,74E-05	0,72	0,1
2,4	308,03	311,98	3,21E-03				

Tabela 6.29. Números adimensionais para o experimento 2 – caso 2.

Altura bancada (m)	Ra_H	Ra_D	Gr	Re
0,6	1,54E+08	7,12E+05	2,12E+08	2,50E+04
1,2	1,47E+09	8,51E+05	2,03E+09	5,23E+04
1,8	4,24E+09	7,27E+05	5,86E+09	7,63E+04
2,4	4,11E+09	2,97E+05	5,67E+09	-

6.2.3 Discussões e análises do caso 2

Com os resultados do caso 2 e com os números adimensionais calculados será realizada a mesma análise que foi feita para o caso 1. Os resultados aqui serão mostrados de forma mais direta, pois as explicações mais detalhadas foram mostradas na análise do caso 1.

Primeiramente é avaliada a hipótese de escoamento completamente desenvolvida a partir da razão de aspecto e o número de Ra_D :

Tabela 6.30. Hipótese de escoamento completamente desenvolvido ao longo do duto para cada experimento.

Altura bancada (m)	$(Ra_D Pr)^{1/4} \left(\frac{H}{D}\right)^{1/4} < 2$	
	Experimento 1	Experimento 2
0,6	17,60	17,12
1,2	14,80	15,05
1,8	13,37	13,08
2,4	12,44	9,73

O mesmo resultado encontrado anteriormente no caso 1 foi obtida com a fonte baixa e com o modelo hipotético de duto real com diferença apenas na ordem de grandeza entre eles, mas devido a diferentes ordens do número de Rayleigh.

A extrapolação para avaliar a altura mínima para atingir o regime completamente desenvolvido foi realizado novamente e foram obtidos resultados próximos ao do caso 1:

Tabela 6.31. Extrapolação das alturas requeridas para se obter escoamento completamente desenvolvido.

	Altura bancada (m)	Altura equivalente do edifício (m)
Experimento 1	19,2	96
Experimento 2	18,6	93

As alturas necessárias para realizar um experimento em bancada com as mesmas condições utilizadas nesse trabalho seriam inviáveis como previsto anteriormente. Já com a altura equivalente para um edifício real já seria plausível um edifício com essas alturas e a hipótese de escoamento completamente desenvolvido seria correspondido caso as mesmas condições fossem mantidas. No caso 1 a altura do edifício seria de 70, enquanto no presente caso foi elevado para 90 metros.

Será utilizado mais uma vez as abordagens do Ahmadi et al. [19] e do Campos [20] para modelar o problema, visto que ele não é um problema de camada limite completamente desenvolvido. Será avaliado apenas os perfis de temperatura ao longo do duto, pois novamente não foi medido dados de velocidade ao longo de uma única seção.

Antes de plotar os perfis de temperatura devem ser calculadas as espessuras das camadas limites. Elas foram calculadas utilizando a Eq. (3.86) para cada altura de seção do duto.

Tabela 6.32. Espessura da camada limite para os dois experimentos com fonte reduzida.

Altura bancada (m)	Espessura da camada limite δ (mm)	
	Experimento 1	Experimento 2
0,6	39,88	40,99
1,2	47,82	46,62
1,8	55,56	53,65
2,4	104,85	72,12

Analisando esses valores, é observável que a camada limite rapidamente atinge a metade do duto, pelo mesmo motivo explicado na seção (6.1.4).

Para avaliar os perfis de temperatura foram plotados os dados adquiridos junto com o perfil de temperatura do Ahmadi et al. [19] da Eq. (3.72) e com o perfil do Campos [20] da Eq. (3.86).

Os perfis foram plotados apenas até metade do duto, pois a segunda metade é um perfil simétrico, então para indicar a temperatura da parede e a temperatura entre o centro e a parede foi realizada uma média simples com o sensor simétrico oposto e os erros aleatórios foram propagados para indicar na barra de erros. Nos casos onde a camada limite não chegou até metade do duto os perfis propostos na teoria foram até o valor de δ .

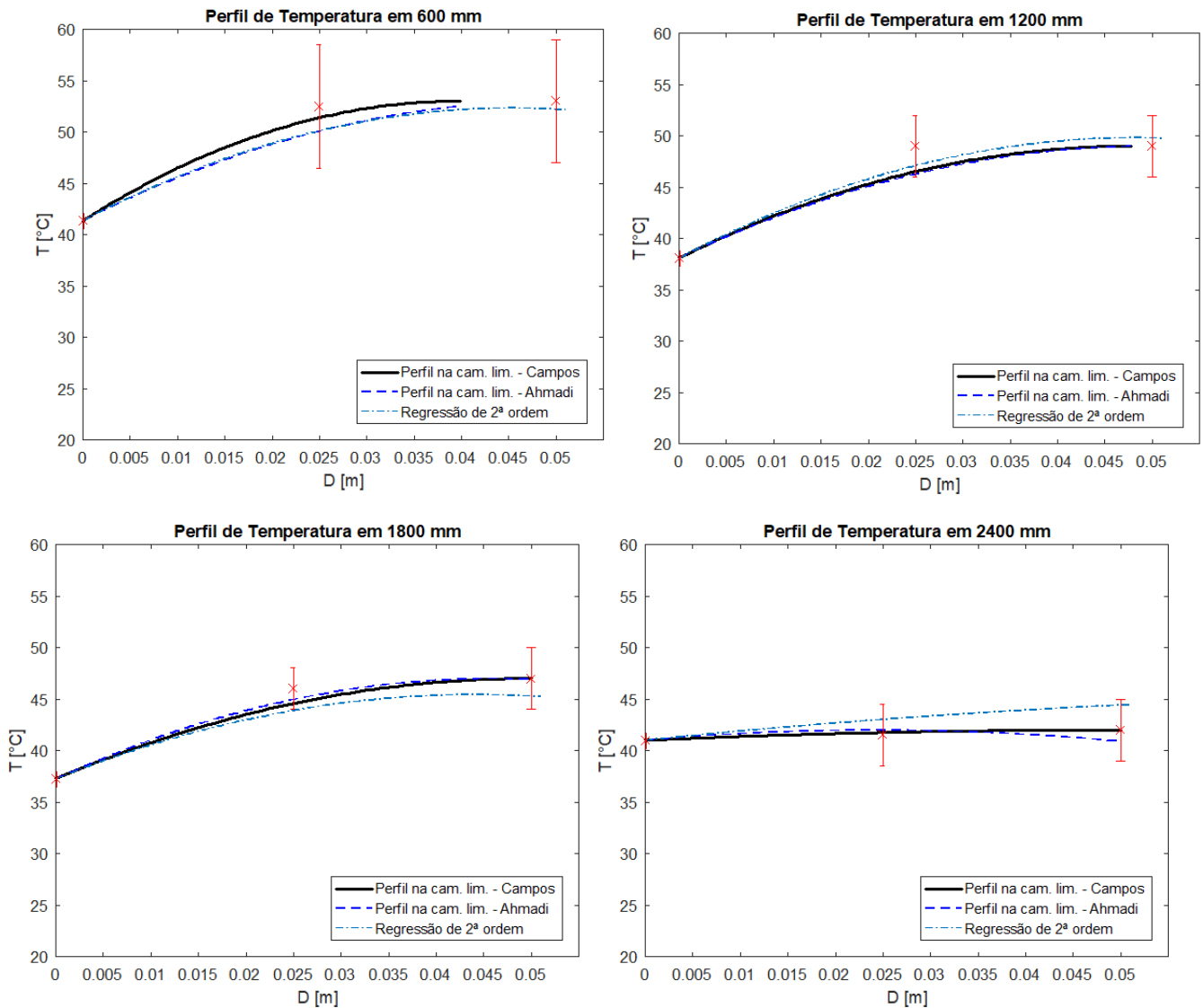


Figura 6.18. Gráficos do perfil de temperatura ao longo do duto do experimento 1. As barras em vermelho indicam as flutuações experimentais obtidas pelo desvio padrão.

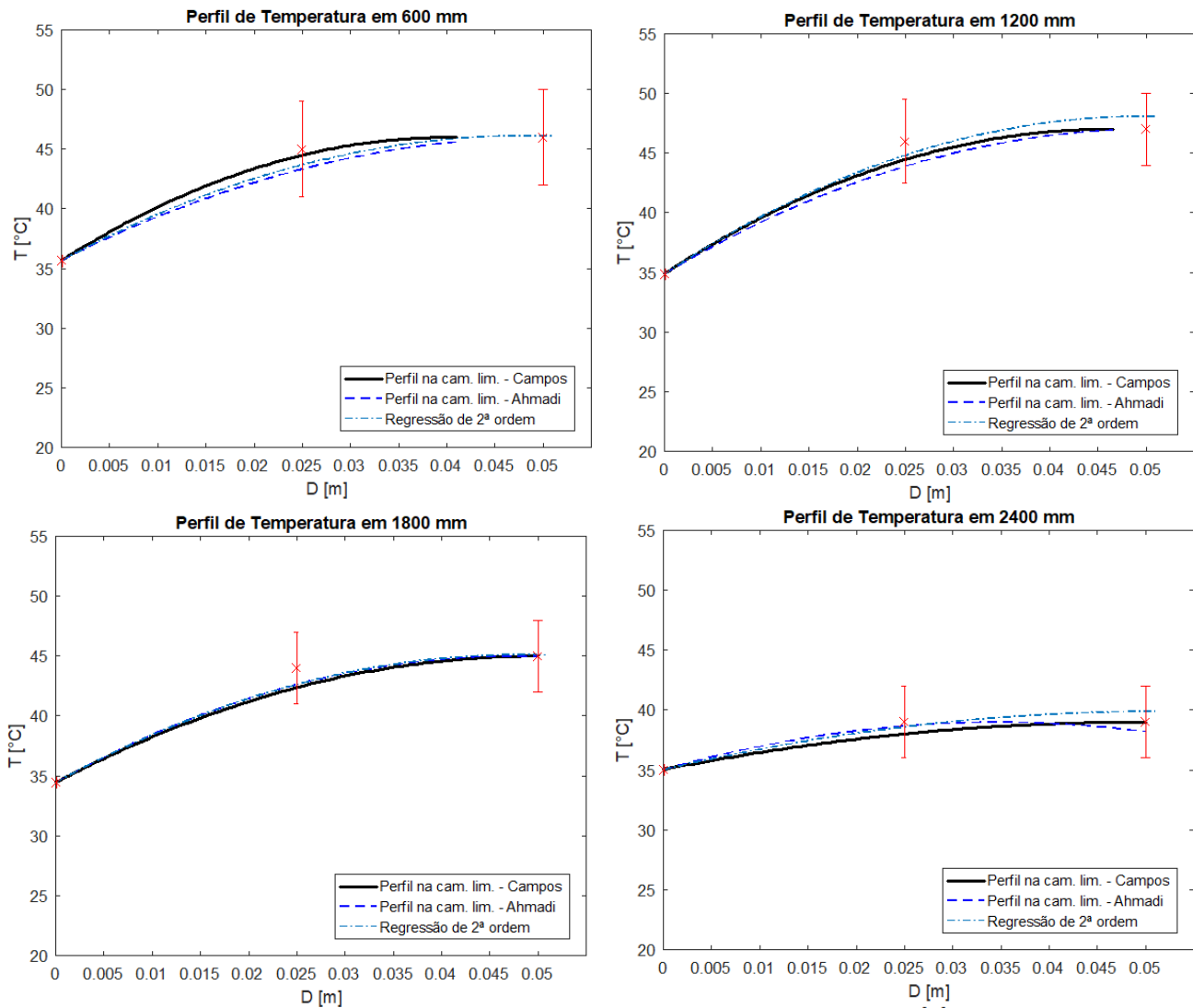


Figura 6.19. Gráficos do perfil de temperatura ao longo do duto do experimento 2. As barras em vermelho indicam as flutuações experimentais obtidas pelo desvio padrão.

Dessa vez pode ser observado um comportamento bem semelhante entres os dois experimentos, onde os perfis sempre passam pelos pontos experimentais, além dos perfis teóricos estarem bem próximos entre si. É interessante notar que de acordo com a altura do experimento o perfil foi ficando mais achatado, ou seja, a temperatura do fluido começou a se aproximar da temperatura da parede o que é explicado pela perda de energia do fluido para a parede.

O próximo critério a ser avaliado é se a convecção é predominantemente natural ou forçada. Relembrando da Eq. (6.1), os resultados estão listados a seguir:

Tabela 6.33. Relações para análise de escoamento por convecção natural ou forçada.

Altura bancada (m)	Gr/Re^2	
	Experimento 1	Experimento 2
0,6	0,42	0,34
1,2	0,79	0,74
1,8	1,13	1,01

Como pode ser visto novamente é um caso de convecção mista, onde pode-se utilizar equações de convecção forçada ou natural para estudar este modelo.

O outro fenômeno a ser analisado é se o escoamento é predominantemente laminar ou turbulento. Olhando as Tabela 6.25 e Tabela 6.29 é possível observar que nos dois experimentos a maior parte do regime é de transição entre o regime laminar e turbulento. Apesar disso, as equações utilizadas ainda são válidas, pois como dito anteriormente o método de solução integral não distingue se é escoamento laminar ou turbulento.

Para avaliar se a parede se comporta de forma isotérmica foi feita a mesma tabela do caso 1 com o coeficiente de convecção e número de Biot calculados.

Tabela 6.34. Relações do número de *Biot* para os dois experimentos do caso 2.

Altura bancada (m)	Experimento 1		Experimento 2	
	<i>h</i> (W/m ² K)	<i>Bi</i>	<i>h</i> (W/m ² K)	<i>Bi</i>
0,6	2,40	0,14	2,34	0,14
1,2	2,00	0,12	2,05	0,12
1,8	1,72	0,10	1,79	0,11
2,4	0,91	0,05	1,33	0,08

Observa-se que o número de *Biot* esteve bem abaixo da unidade nos dois experimentos, portanto a hipótese de parede isotérmica em relação a espessura em determinada altura é obedecida.

Dessa forma, a conclusão da análise do segundo caso é idêntica ao primeiro onde a condição de completamente desenvolvido não é atendida sendo, dessa vez, necessário um edifício de cerca de 90 m para atender essa condição, além disso, o duto simulado se encontra em convecção mista, com um regime em transição de laminar para turbulento e a parede pode ser considerada isotérmica conforme esperado.

Para avaliar a vazão mássica experimental de combustível a massa do recipiente foi pesada antes e depois do experimento e foi medido o tempo total de experimento. O primeiro experimento foi visivelmente afetado, os resultados estão a seguir, mas ele não deve ser levado em consideração por motivos explicados após a tabela.

Tabela 6.35. Cálculo da vazão mássica de combustível.

	Unid.	Experimento 1	Experimento 2
Massa inicial recipiente	kg	1,51	1,666
Massa final recipiente	kg	1,482	1,604
Massa de combustível queimada	kg	0,028	0,062
Tempo do experimento	s	1543	536
Vazão Mássica, \dot{m}	kg/s	1,81E-05	1,16E-04

Como pode ser visto apesar do tempo de experimento três vezes maior do primeiro com o segundo a massa de combustível queimada foi menor. Houveram dois eventos experimentais que explicam esse

efeito, o primeiro é que foi colocado muito álcool junto com a mistura para dar a ignição ao diesel e durante o experimento não foi observado nenhuma mudança na chama indicando que o diesel ainda não havia começado a queimar, além disso, nesse primeiro experimento foi colocada água em volta do reservatório o que dificultou o aquecimento da mistura para o diesel queimar.

Usando o poder calorífico do combustível diesel de 41360 kJ/kg [28] é possível calcular a energia liberada experimentalmente e comparar com a energia prevista a partir do HRRPUA da Eq. (5.3). Os valores do experimento 1 foram calculados, mas eles não devem ser comparados com o segundo experimento por não representar as mesmas condições:

Tabela 6.36. Energia liberada na queima no caso experimental 1.

	Unid.	Experimento 1	Experimento 2
Taxa de geração de calor, \dot{q}	kW	0,75	4,8
Calor gerado ideal, $Q_{p,f}$	kW	5,39	5,39
Erro percentual		-	10,9%

Apesar do experimento 1 ter sido afetado, o resultado encontrado no segundo foi bem próximo do esperado, assim como nos casos experimentais 1 visto na Tabela 6.20.

6.2.4 Comparação com resultado numérico

Com as mesmas condições geométricas e de queima do caso experimental 2 foi realizada uma simulação no programa Fire Dynamics Simulator (FDS) para efeito de comparação e validação do modelo numérico com o modelo experimental.

A seguir está uma representação do modelo simulado:

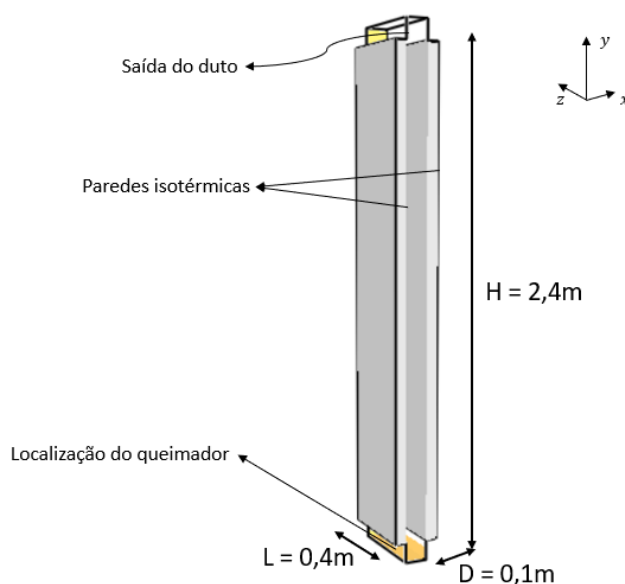


Figura 6.20. Geometria do duto em modelo reduzido.

A temperatura da parede isotérmica imposta foi de 37°C , pois foi a média das temperaturas medidas durante o experimento. Com isso foram realizadas algumas simulações prévias para averiguar qual a potência do queimador que deveria ser colocada para se obter temperaturas próximas ao experimento e foi obtido um valor ótimo de queimador com uma potências de 3 kW , o que é da mesma ordem de grandeza da potência medida experimentalmente de $4,8\text{ kW}$. Com essa fonte foram obtidos os seguintes valores de temperatura média, \bar{T} , e temperatura no centro do duto, T_{∞} :

Tabela 6.37. Valores de temperatura e velocidade no modelo numérico.

H (m)	\bar{T} (K)	T_{∞} (K)	\bar{v} (m/s)
0,6	322,29	328,63	1,16
1,2	318,81	323,38	1,19
1,8	317,8	321,95	1,21
2,4	317,29	321,17	1,18

Considerando uma temperatura média para o centro do duto as propriedades físicas do fluido foram determinadas, e então, as grandezas adimensionais de cada altura foram calculadas:

Tabela 6.38. Números adimensionais da simulação do duto em escala reduzida.

H (m)	Ra_H	Ra_D	Gr	Re
0,60	2,68E+08	1,24E+06	3,71E+08	3,87E+04
1,20	1,56E+09	9,05E+05	2,16E+09	7,93E+04
1,80	4,74E+09	8,12E+05	6,55E+09	1,21E+05
2,40	1,05E+10	7,61E+05	1,45E+10	1,57E+05

Ao se comparar a tabela acima com a Tabela 6.25 e Tabela 6.29 é observável que em quase todas as alturas a ordem de grandeza entre o experimento e resultado numérico são as mesmas, indicando que a simulação possui uma boa similaridade dinâmica com o escoamento. Para investigar ainda mais as condições de escoamento, as mesmas análises de condição de escoamento completamente desenvolvido, convecção natural ou forçada e regime laminar ou turbulento será realizado para o modelo numérico.

A primeira condição, para a hipótese de escoamento completamente desenvolvido foi feito achando-se os seguintes resultados:

Tabela 6.39: Avaliação de escoamento completamente desenvolvido de duto reduzido

H [m]	$Ra_D^{1/4}(D/H)^{1/4}$
0,60	19,66
1,20	16,53
1,80	14,94
2,40	13,90

Assim como, nos casos experimentais a razão de aspecto com o número de Ra_D deu um valor superior a 2, indicando que não se trata de um escoamento completamente desenvolvido. Foi realizada

a mesma extrapolação para ver a partir de qual altura se conseguiria uma camada limite na metade do duto, e foi encontrado uma altura de duto de 22,2 m, o que equivale a um duto real de 111 m, valor próximo aos 90 m esperado no caso do modelo experimental.

Avaliando-se qual o regime que rege o escoamento, se é convecção natural ou forçada, a Eq. (6.1) foi avaliada e foi encontrado os seguintes resultados:

Tabela 6.40: Avaliação dos mecanismos que regem o escoamento do modelo reduzido

H (m)	$\frac{Gr}{Re^2}$
0,60	0,25
1,20	0,34
1,80	0,45
2,40	0,59

Dessa forma, conclui-se mais uma vez que o escoamento se encontra em convecção mista por está em um valo próximo da unidade.

Por fim, avaliando o número de Grashof, conclui-se que o escoamento começa laminar com Gr na ordem de 10^8 , passa para um regime de transição no meio do duto com Gr de 10^9 e sai do duto com Gr na ordem de 10^{10} , já indicando que é regime turbulento. Quase o mesmo comportamento é encontrado no experimento com a única diferença é que na saída do duto ainda é considerado um regime de transição.

Concluindo-se, é observado que as mesmas condições do escoamento no caso experimental com fonte baixa (considerações de escoamento não desenvolvido, convecção mista e escoamento em transição de laminar para turbulento) são todas atendidas na simulação numérica, o que indica uma validação numérico-experimental do programa FDS. Dessa forma, vários outros estudos são abertos para abordagens de simulação com o intuito de otimizar esse sistema de escada com exaustão natural em dutos por meio de convecção natural.

7 CONSIDERAÇÕES FINAIS

Para finalizar este trabalho serão apresentadas as conclusões retiradas nesse estudo, assim como, os estudos futuros a serem realizados nesse tema.

7.1 CONCLUSÕES

Esse trabalho teve como o objetivo principal avaliar a efetividade dos dutos de convecção natural da fumaça, a qual é a principal causa de mortes em incêndios. Com isso esse estudo buscou uma fundamentação teórica sólida no tema para entender os principais mecanismos que regem o escoamento da fumaça por meio de dutos como visto nos capítulos 2 e 3.

A metodologia desenvolvida no trabalho envolveu a construção de uma bancada experimental com similaridade geométrica de um duto real de um edifício de 5 andares. Nesse protótipo foi realizada a instrumentação com termopares e sensores de velocidade para a aquisição de dados e comparação com a teoria desenvolvida. Como o número de Rayleigh para o caso do duto real considerado foi da ordem de 10^{12} e nos experimentos da bancada de modelo reduzido foram de 10^9 , as similaridades dinâmicas não foram mantidas, o que era esperado, pois para manter essa similaridade o duto deveria ter uma seção ínfima (essa mesma análise poderia ser feita para o número de Rayleigh considerando o espaçamento entre as placas - Ra_D - e é observável a mesma diferença na ordem de 10^3). Para contornar esse problema, foram testados dois cenários diferentes, o primeiro caso com uma fonte de calor elevada e o segundo caso com uma fonte de calor reduzida. Foi observado que em ambos os casos o número de Rayleigh variou da ordem de 10^8 e 10^9 mostrando que não houve muita mudança dinâmica do escoamento.

Analisando as grandezas adimensionais foi concluído que, em ambos os casos, a condição de escoamento completamente desenvolvido não foi atendida, e no primeiro caso seria necessário um edifício real correspondente com 70 m para atender esse quesito, enquanto que no segundo caso seria necessário um edifício com 90 m. Além disso, ao contrário do que se esperava do resultado de convecção natural, em ambos os casos o duto se encontra em convecção mista, sendo uma parcela significativa de convecção forçada, esse resultado foi inferido através da análise de relação de Gr/Re^2 que deu na ordem de uma unidade, enquanto que para ser convecção natural teria de ser maior que 10. Outro resultado encontrado é que o escoamento se encontra em regime de transição do laminar para o turbulento. Por fim, foi analisado através do número de *Biot* que a parede pode ser considerada isotérmica, assim como no caso hipotético real.

Um problema que continua em aberto é a modelagem matemática da camada limite, pois os modelos existentes apesar de descreverem bem os dados experimentais obtidos eles possuem uma camada limite

muito grande que chega na metade do duto, porém isso não seria esperado, pois o escoamento não chegou a ser completamente desenvolvido.

Por fim, uma das análises mais interessantes realizadas foi a comparação com o estudo numérico com as mesmas condições experimentais do caso 2 (fonte reduzida). Como pôde ser visto todas as grandezas adimensionais estiveram na mesma ordem e as condições escoamento de convecção mista, transição de laminar para turbulento, parede isotérmica e condição de escoamento completamente desenvolvida não atendida, foram obtidas todas com os mesmos resultados. Estes resultados validam os resultados numéricos para o estudo de convecção em dutos de escada de emergência, sendo possível realizar extrapolações para um duto real com simulações numéricas sem grandes erros comparado a um fenômeno real.

7.2 ESTUDOS FUTUROS

Como pode ser visto esse estudo não visa fechar o problema de convecção natural em dutos de escada de emergência, inclusive, ele mostra que ainda há várias possibilidades de estudos nesse ramo.

O primeiro problema enfrentado e que abre portas de estudos foi a modelagem matemática, principalmente, em relação ao comportamento da camada limite considerando que o escoamento externo é quem está aquecendo a parede e a velocidade é não nula, sendo que esta diminui com o aumento de altura devido efeitos de estratificação, os quais não foram abordados nesse projeto e pode ser mais uma questão de estudo futuro buscando entender como se dá esse fenômeno dentro de dutos.

Outro fator que pode ser estudado é a validade da razão de aspecto do duto que a NBR 9077 estipula. Será que essa razão é ótima? Além disso, também poderia ser estudada a possibilidade de diminuir a seção do duto a partir de determinada altura para avaliar se o fluxo de fumaça continua constante ao longo da altura do edifício evitando a estratificação.

Por fim, um estudo mais complexo experimental que pode ser realizado é o teste em escala real em edifícios a serem demolidos realizando um incêndio controlado.

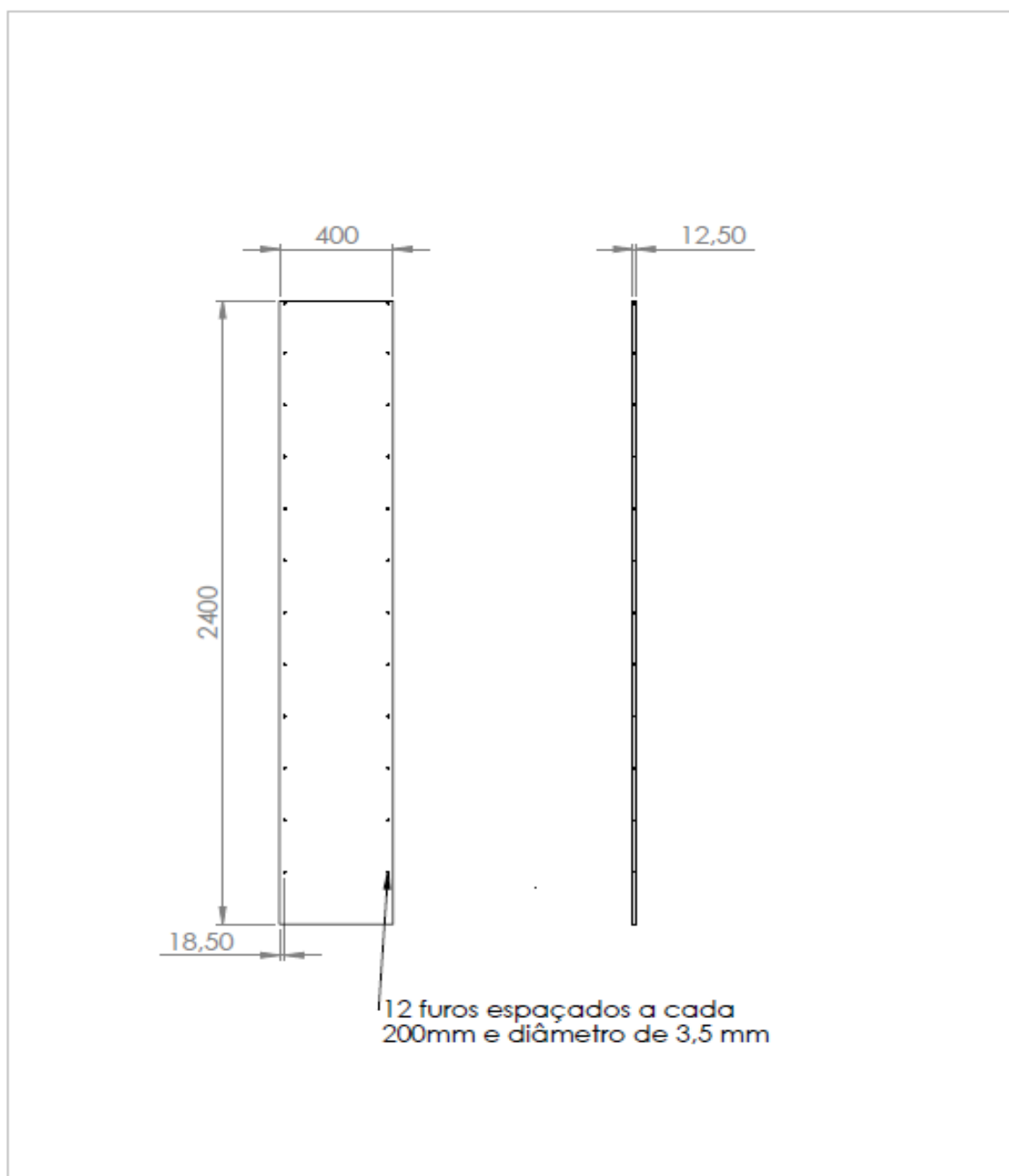
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- [1] Carlo, U. D., “**A segurança contra incêndio no Brasil,**” em *A segurança contra incêndio no Brasil*, São Paulo, Projeto Editora, 2008, pp. 9-17.
- [2] Alarie, Y., “**Toxicity of Fire Smoke,**” *Critical Reviews in Toxicology*, vol. 32, pp. 259-289, 2008.
- [3] Seito, A. I., “**Fundamentos de Fogo e Incêndio,**” em *A segurança contra incêndio no Brasil*, São Paulo, Projeto Editora, 2008, pp. 35-54.
- [4] Sandberg, A., “**Unannounced Evacuation of Large Retail-Stores - An evaluation of human behaviour and the computer model Simulex,**” Lund University Publications, Lund, 1997.
- [5] Huo, F. Z.; Song, W. G.; Liu, X. D.; Jiang, Z. G.; e Liew, K. M., “**Investigation of Human Behavior in Emergent Evacuation from an Underground Retail Stores,**” em *Procedia Engineering*, Elsevier LTDA, 2014, pp. 350-356.
- [6] Proulx, G.; e McQueen, C., **Evacuating Timing in Apartment Buildings**, Ottawa: NRC-CNRC, 1994.
- [7] Kuligowski, E. D.; Peacock, R. D.; Reneke, P. A.; Wiess, E.; Hagwood, C. R.; Overholt, K. J.; Elkin, R. P.; Averill, J. D.; Ronchi, E.; Hoskins, B. L.; e Spearpoint, M.; **Movement on Stairs During Building Evacuations - NIST Technical Note 1839**, Maryland: National Institute of Standards and Technology, 2015.
- [8] Gouveia, A. M. C.; e Etrusco, P., “**Tempo de escape em edificações: os desafios do modelamento de incêndio no Brasil,**” *REM*, pp. 257-261, 2002.
- [9] *NBR 9077 - Saídas de emergência em edifícios*, Rio de Janeiro: ABNT - Associação Brasileira de Normas Técnicas, 2001.
- [10] Faillace, R. R., **Escadas e Saídas de Emergência**, Porto Alegre: Agra, 1991.
- [11] Abolins, H. A.; Bianchini, F. J.; e Nomellini, L. H., “**Saídas de Emergência em Edificações,**” em *A segurança contra incêndio no Brasil*, São Paulo, Projeto Editora, 2018, pp. 101-121.
- [12] Incropera, F. P.; e Dewitt, D. P., **Fundamentos de Transferência de Calor e Massa**, Rio de Janeiro: LTC, 2008.
- [13] Campos, A. T.; e Braga, G. C. B., *Aplicação do FDS+Evav para avaliação de requisitos normativos de saídas de emergência e comparação com parâmetros de desempenho*, vol. 1, Natal: ALBRASCI, 2011.
- [14] ALVES, A. B. C. G.; CAMPOS, A. T.; e BRAGA G. C. B., *Simulação computacional de incêndio aplicada ao projeto de arquitetura*, São Paulo: USP, 2008.
- [15] Çengel, Y. A.; e Ghajar, A. J., *Transferência de Calor e Massa: uma abordagem prática*, 4ª ed., Porto Alegre: AMGH, 2012.
- [16] Munson, B. R.; Young, D. F.; e Okiish, T. H., *Fundamentos da Mecânica dos Fluidos*, São Paulo: Blucher, 2004.
- [17] Bejan, A., **Convection Heat Transfer**, New Jersey: Wiley, 2013.
- [18] Jij, L. M. i, **Heat Convection**, New York: Springer, 2006.
- [19] Ahmadi, M., “**Natural Convection from Vertical Parallel,**” *Journal of Thermophysics and Heat Transfer*, p. 11, Novembro 2014.
- [20] Campos, A. T., *Convecção Natural no Controle do Escoamento de Fumaça em Incêndios*, Universidade de Brasília: Trabalho de graduação, 2015.

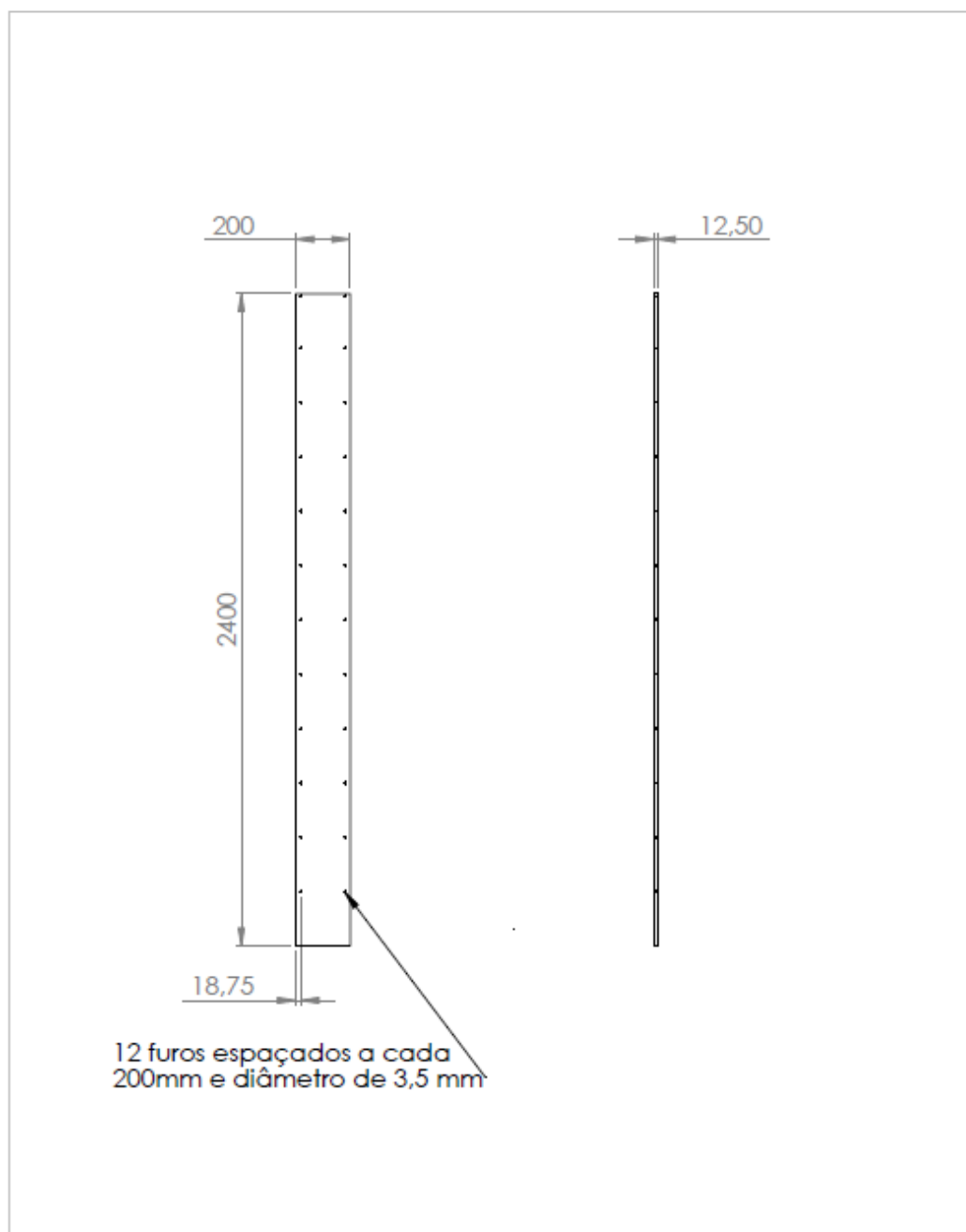
- [21] B. Group, “**Smoke Ventilation of Common Access - Appendix B,**” Building Research Establishment Ltd , 2005.
- [22] Kasap , S. O., **Thermoelectric Effects in Metals: Thermocouples**, Canada: Special Custom Published e-Booklet, 1997-2001.
- [23] McCaffrey, B. J.; e Heskestad, G., “**A Robust Bidirectional Low-Velocity Probe for Flame and Fire Application,**” em *Combustion and Flame*”, American Elsevier Publishing Company, 1976, pp. 125-127.
- [24] Bryant, R. A., “**A comparison of gas velocity measurements in a full-scale enclosure fire,**” *Fire Safety Journal*, pp. 793-800, 2009.
- [25] Grigoras, Z.-C.; e Diaconu-Sotropa, D. **Establishing the design fire parameters for buildings**, Iasi, 2013.
- [26] Li, Y. Z.; Ingason, H.; e Lönnemark, A., “*Tunnel Fire Dynamics*”, New York: Springer, 2015.
- [27] Holman , J. P.; e Lloyd, J., **Heat Transfer**, New York: McGraw-Hill, 2010.
- [28] Andrade, R. D. A., “**Calor de Combustão de Blendas do tipo Diesel/Biodiesel e Diesel/Bio/Óleo,**” Dissertação para obtenção do título de mestre em química, Brasília, 2009.

ANEXOS

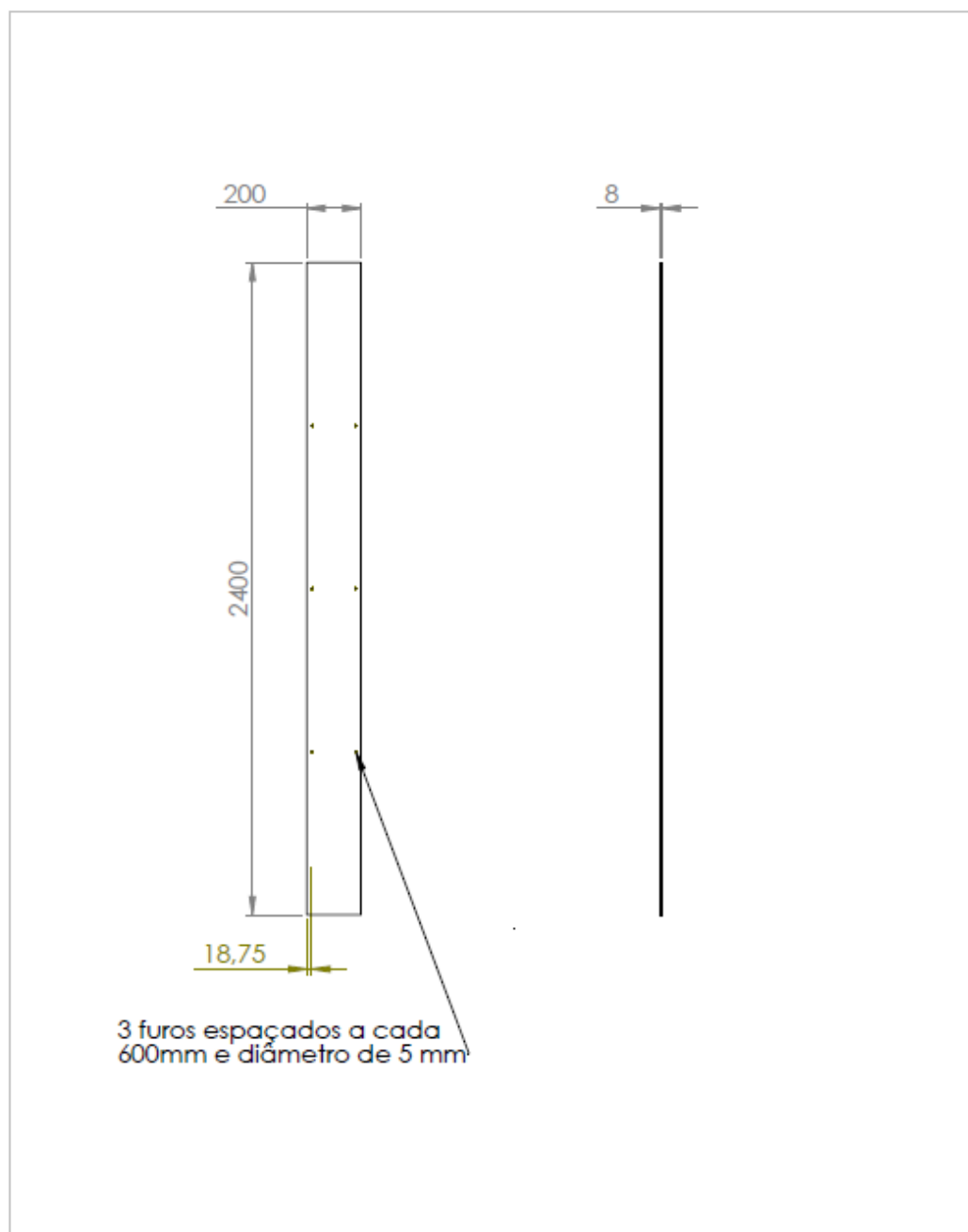
Anexo I	Desenho Técnico da chapa de Drywall do duto.
Anexo II	Desenho Técnico da chapa de Drywall de fechamento lateral.
Anexo III	Desenho Técnico da placa de vidro de fechamento lateral.
Anexo IV	Desenho de Montagem do duto.
Anexo V	Projeto da Sonda Bidirecional.



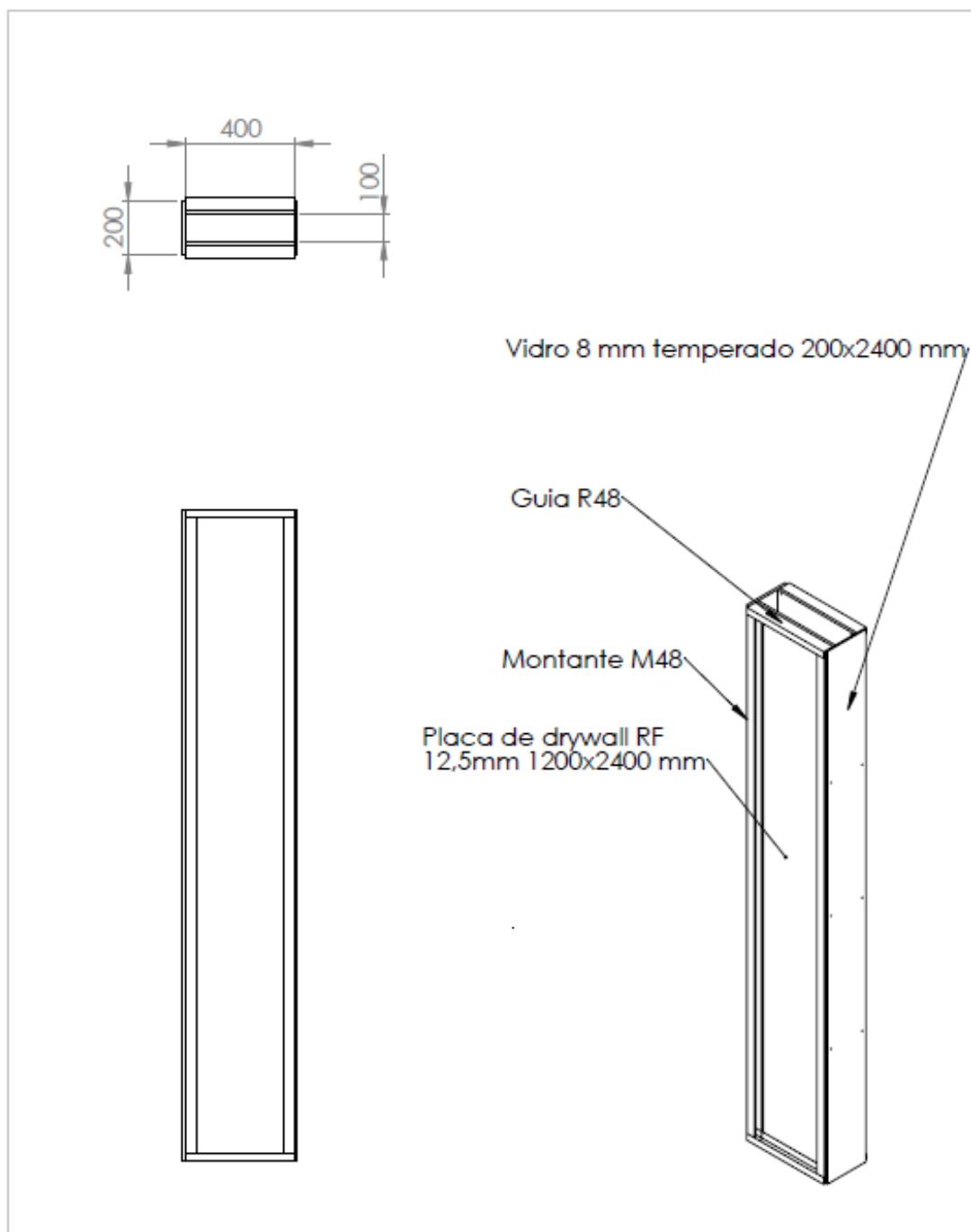
UNB	Faculdade de Tecnologia	
	Projeto de Sistemas Mecânicos	
Aluno	Paulo Roberto Ribeiro do Amaral Júnior	Escala: 1:20
Unidade: mm Diedro: 1°	Título do desenho Parede de drywall para o duto.	Material Drywall
	Data: 10/12/18	



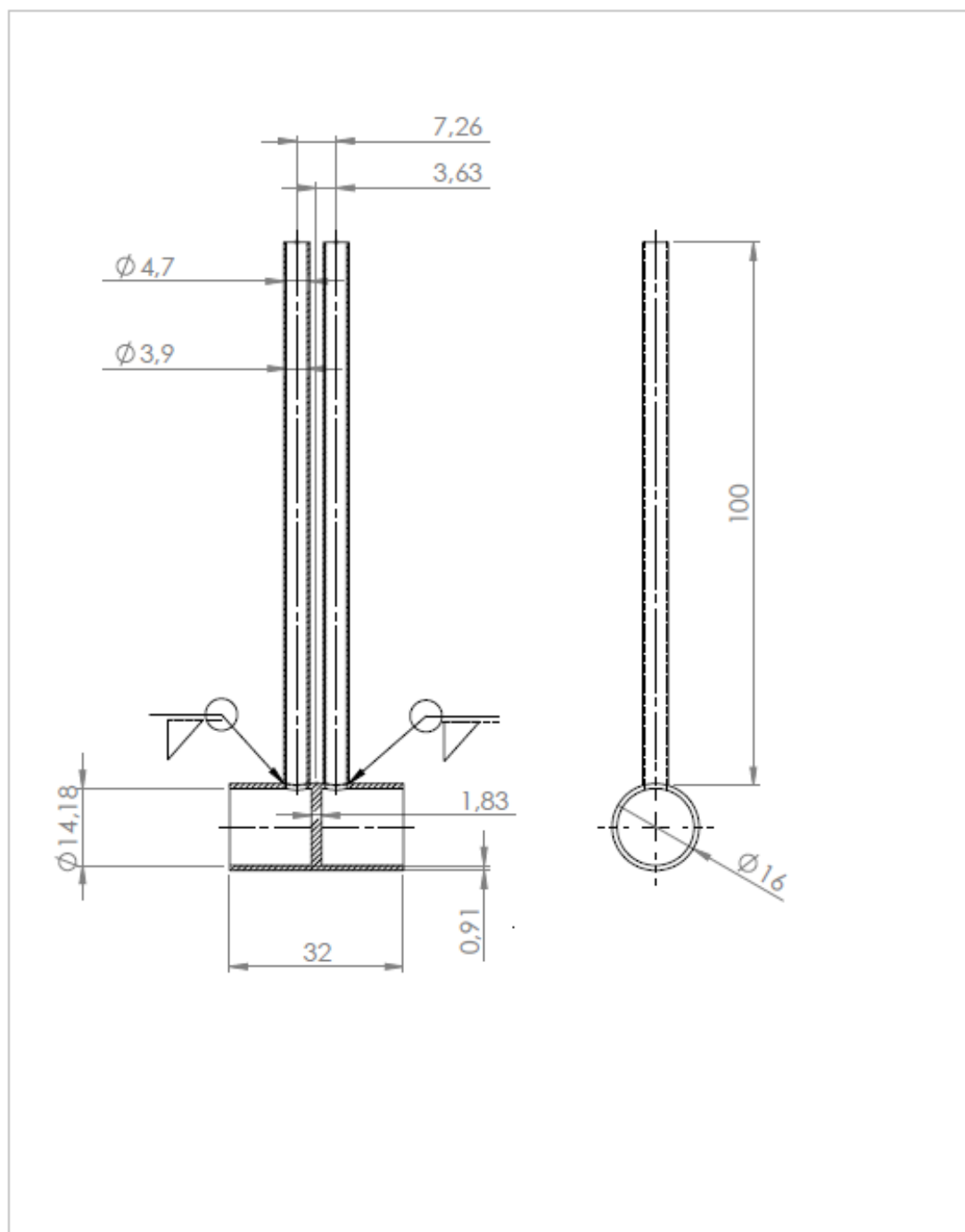
UNB	Faculdade de Tecnologia	
	Projeto de Sistemas Mecânicos	
Aluno	Paulo Roberto Ribeiro do Amaral Júnior	Escala: 1:20
Unidade: mm	Título do desenho Parede lateral do duto	Material Drywall
Diedro: 1°		Data: 10/12/18



UNB	Faculdade de Tecnologia	
	Projeto de Sistemas Mecânicos	
Aluno	Paulo Roberto Ribeiro do Amaral Júnior	Escala: 1:20
Unidade: mm Diedro: 1°	Título do desenho Parede lateral transparente do duto.	Material Vidro temperado.
		Data: 10/12/18



UNB	Faculdade de Tecnologia	
	Projeto de Sistemas Mecânicos	
Aluno	Paulo Roberto Ribeiro do Amaral Júnior	Escala: 1:20
Unidade: mm Diedro: 1°	Título do desenho Croqui da montagem com o espaçamento entre as placas.	Material Montagem. Paredes de drywall resistente à fogo, uma seção de vidro e suportes de drywall.
		Data: 22/01/19



UNB	Faculdade de Tecnologia	
	Projeto de Graduação 1	
Aluno	Paulo Roberto Ribeiro do Amaral Júnior	Escala: 1:1
Unidade: mm	Título do desenho Sonda Bidirecional.	Material Latão.
Diedro: 1°		Quantidade: 3.
		Data: 22/01/19