

**EDILSON GUIMARÃES DE SOUZA**

**ANÁLISE EXPERIMENTAL E NUMÉRICA DE  
CONVECÇÃO FORÇADA EM ARRANJO DE  
OBSTÁCULOS DENTRO DE CANAL**

Dissertação de Mestrado em Engenharia Mecânica  
Área de Ciências Térmicas

Unesp – Campus de Ilha Solteira

**Orientador:** Prof. Dr. João Batista Campos Silva  
**Coorientador:** Prof. Dr. Amarildo Tabone Paschoalini  
**Coorientador:** Prof. Dr. Márcio Antonio Bazani

Ilha Solteira – SP  
2010

# **Livros Grátis**

<http://www.livrosgratis.com.br>

Milhares de livros grátis para download.

**PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA MECÂNICA**

**Análise Experimental e Numérica de Convecção Forçada  
em Arranjo de Obstáculos Dentro de Canal**

**Edilson Guimarães de Souza**

**Orientador:** Prof. Dr. João Batista Campos Silva

**Coorientador:** Prof. Dr. Amarildo T. Paschoalini

**Coorientador:** Prof. Dr. Márcio Antonio Bazani

Dissertação apresentada à Faculdade de Engenharia - UNESP – Campus de Ilha Solteira, para obtenção do título de Mestre em Engenharia Mecânica.

Área de Conhecimento: Ciências Térmicas

## FICHA CATALOGRÁFICA

Elaborada pela Seção Técnica de Aquisição e Tratamento da Informação  
Serviço Técnico de Biblioteca e Documentação da UNESP - Ilha Solteira.

S729a Souza, Edilson Guimarães de.  
Análise experimental e numérica de convecção forçada em arranjo de obstáculos dentro de canal / Edilson Guimarães de Souza. -- Ilha Solteira : [s.n.], 2010  
130 f. : il.

Dissertação (mestrado em Engenharia Mecânica) - Universidade Estadual Paulista. Faculdade de Engenharia de Ilha Solteira. Área de Conhecimento: Ciências Térmicas, 2010

Orientador: João Batista Campos Silva  
Co-orientador: Amarildo T. Paschoalini  
Co-orientador: Márcio Antonio Bazani  
Inclui bibliografia

1. Calor – Transmissão. 2. Coeficiente de transferência de calor médio.  
3. Número de Nusselt médio. 4. Convecção forçada. 5. Turbulência. 6. Modelos de turbulência.

CERTIFICADO DE APROVAÇÃO

**TÍTULO:** Análise Experimental e Numérica de Convecção Forçada em Arranjo de Obstáculos dentro de Canal

**AUTOR:** EDILSON GUIMARÃES DE SOUZA

**ORIENTADOR:** Prof. Dr. JOÃO BATISTA CAMPOS SILVA

**CO-ORIENTADOR:** Prof. Dr. MARCIO ANTONIO BAZANI

**CO-ORIENTADOR:** Prof. Dr. AMARILDO TABONE PASCHOALINI

Aprovado como parte das exigências para obtenção do Título de Mestre em Engenharia Mecânica ,  
Área: CIÊNCIAS TÉRMICAS, pela Comissão Examinadora:



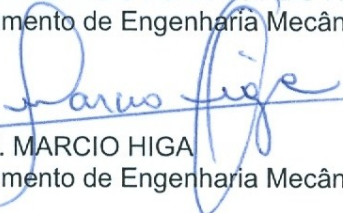
Prof. Dr. AMARILDO TABONE PASCHOALINI

Departamento de Engenharia Mecânica / Faculdade de Engenharia de Ilha Solteira



Prof. Dr. RICARDO ALAN VERDÚ RAMOS

Departamento de Engenharia Mecânica / Faculdade de Engenharia de Ilha Solteira



Prof. Dr. MARCIO HIGA

Departamento de Engenharia Mecânica / Centro de Tecnologia / Universidade Estadual do Maringá

Data da realização: 20 de dezembro de 2010.

## **DEDICATÓRIA**

Dedico este trabalho a toda minha família e em especial a minha mãe Francisca Guimarães e aos meus irmãos.

## **AGRADECIMENTOS**

Agradeço em primeiro lugar a Deus, pois sem Ele nada seria possível. Agradeço aos meus orientadores de pós-graduação os professores João Batista Campos Silva, Amarildo Tabone Paschoalini, e Márcio Antonio Bazani do Departamento de Engenharia Mecânica, sem os quais eu não teria concluído este trabalho. Ao professor Victor Ciro Solano Reynoso do Departamento de Física e Química pelo suporte científico e pelo empréstimo do laboratório. Ao graduando em Engenharia Mecânica Jeferson Camargo Fukushima sem o qual não teria sido possível no breve período de tempo a realização da parte experimental deste trabalho, a ele um agradecimento especial. A todos os funcionários da UNESP que contribuíram direta ou indiretamente de alguma forma com este trabalho, o meu obrigado.

Agradeço à empresa Trópico Sistemas de Telecomunicações S.A. e à Fundação de Ensino, Extensão e Pesquisa de Ilha Solteira (FEPISA) pelo financiamento desta pesquisa.

## RESUMO

O objetivo deste trabalho é a análise numérica e experimental de escoamento viscoso, incompressível, permanente, com transferência de calor, em um canal estreito contendo um arranjo de obstáculos retangulares. A análise experimental envolveu determinação de coeficiente de transferência de calor médio bem como o número de Nusselt médio e medidas de temperatura em esteira térmica para comparação com os resultados obtidos por simulação numérica. Para a análise numérica usamos o programa comercial de mecânica dos fluidos e transferência de calor computacional ICEPAK<sup>®</sup>. Verificamos que quanto mais adentro o obstáculo estiver no arranjo maior é a transferência de calor por convecção forçada. Determinamos coeficientes de transferência de calor médio e número de Nusselt médio (com incerteza entre 6 e 15%) e verificamos que o efeito da posição diminui à medida que a velocidade aumenta. Concluimos também que ambos os modelos de turbulência utilizados, k- $\epsilon$  padrão e k- $\epsilon$  RNG, foram incapazes de prever o efeito da posição apropriadamente. Entretanto, o modelo k- $\epsilon$  RNG apresentou melhor comportamento, pois o seu uso resultou em soluções com valores de temperatura intermediários aos experimentais.

**Palavras-chave:** Coeficiente de transferência de calor médio. Número de Nusselt médio. Convecção forçada. Modelos de turbulência.



## ABSTRACT

The purpose of this work is the study of the numerical and experimental viscous incompressible steady flow with heat transfer into a narrow channel containing a rectangular array of obstacles. The experimental approach involves determining the coefficient of heat transfer and temperature measurements in thermal wake for comparison with the results obtained in numerical simulations. For the numerical analysis we use the commercial program of fluid mechanics and heat transfer computational ICEPAK™. We confirmed that in the last lines of the array the biggest is the heat transfer by forced convection. We determined the average heat transfer coefficients (with uncertainty between 6 and 15%) and found that the effect of the position decreases as flow speed increases. We use in the simulations the k- $\epsilon$  turbulence model and the k- $\epsilon$  RNG turbulence model. We conclude that both turbulence models used were unable to predict the effect of the position properly. However, the k- $\epsilon$  RNG model showed better behavior. The numerical temperatures with this model were consistent to the experimental temperature.

**Key-words:** Average heat transfer coefficient. Average Nusselt number. Forced convection. Turbulence models.

## LISTA DE FIGURAS

Figura 2.1 – Esquema do aparato experimental (o esboço não está em escala).....	29
Figura 2.2 – Foto do aparato experimental.....	30
Figura 2.3 – Vistas superior e lateral da seção de testes.....	31
Figura 2.4 – Esquema do obstáculo ativo.....	31
Figura 2.5 – Balanço global de energia para o obstáculo ativo; e circuito térmico correspondente.....	35
Figura 2.6 – Região do substrato que está sob a área projetada da base do obstáculo ativo....	38
Figura 2.7 – Análise simplificada das taxas de calor para o substrato.....	38
Figura 2.8 – Tubo de Pitot.....	41
Figura 3.1 – Geometria do canal com o arranjo de obstáculos.....	61
Figura 3.2 – Geometria do trecho do canal anterior a seção de testes.....	63
Figura 3.3 – Região do domínio refinada em M1.....	64
Figura 3.4 – Vista superior da malha M1 em um plano que intercepta os obstáculos (escala 1:40).....	65
Figura 3.5 – Detalhe da malha M1 (escala 1:2).....	65
Figura 3.6 – Vista superior da malha M2 em um plano que intercepta os obstáculos (escala 1:40).....	66
Figura 3.7 – Detalhe da malha M2 (escala 1:2).....	66
Figura 3.8 – Em destaque no centro região do domínio refinada em M3. ....	67
Figura 3.9 – Vista superior da malha M3 em um plano que intercepta os obstáculos (escala 1:40).....	67

Figura 4.1 – Pano $x$ - $y$ mediano e plano $x$ - $z$ mediano dentro do trecho de entrada da seção de testes. ....	70
Figura 4.2 – Perfil de velocidade no plano $XY$ no centro do canal para várias posições $X$ ( $Re_{D_h} = 3,0 \times 10^3$ ). ....	71
Figura 4.3– Perfil de velocidade no plano $XZ$ no centro do canal para várias posições $X$ ( $Re_{D_h} = 3,0 \times 10^3$ ). ....	71
Figura 4.4 – Perfil de velocidade no plano $XY$ no centro do canal para várias posições $X$ ( $Re_{D_h} = 4,6 \times 10^3$ ). ....	72
Figura 4.5 – Perfil de velocidade no plano $XZ$ no centro do canal para várias posições $X$ ( $Re_{D_h} = 4,6 \times 10^3$ ). ....	73
Figura 4.6 – Perfil de velocidade no plano $XY$ no centro do canal para várias posições $X$ ( $Re_{D_h} = 6,2 \times 10^3$ ). ....	74
Figura 4.7 – Perfil de velocidade no plano $XZ$ no centro do canal para várias posições $X$ ( $Re_{D_h} = 6,2 \times 10^3$ ). ....	74
Figura 4.8 – O arranjo de obstáculos e o posicionamento. ....	76
Figura 4.9 – Temperatura média do componente ativo em função da posição. ....	77
Figura 4.10 – Temperaturas médias dos componentes ativos em função da posição para a velocidade de 1,97 m/s. ....	78
Figura 4.11 – Temperaturas médias dos componentes ativos em função da posição para a velocidade de 2,99 m/s. ....	79
Figura 4.12 – Temperaturas médias dos componentes ativos em função da posição para a velocidade de 4,04 m/s. ....	80
Figura 4.13 – Incertezas das potências térmicas dissipadas. ....	81
Figura 4.14 – Distribuição de temperatura quando o componente ativo ocupa a primeira linha. ....	82

Figura 4.15 – Distribuição de temperatura quando o componente ativo ocupa a segunda linha. .....	82
Figura 4.16 – Distribuição de temperatura quando o componente ativo ocupa a terceira linha. .....	83
Figura 4.17 – Distribuição de temperatura quando o componente ativo ocupa a quarta linha.	83
Figura 4.18 – Distribuição de temperatura quando o componente ativo ocupa a quinta linha.	84
Figura 4.19 – Distribuição de temperatura quando o componente ativo ocupa a sexta linha. .	84
Figura 4.20 – Distribuição de temperatura quando o componente ativo ocupa a sétima linha.	85
Figura 4.21 – Elevação de temperatura devido a dissipação de 3,68 W no obstáculo dois. ....	86
Figura 4.22 – Coeficiente de convecção médio experimental para os obstáculos ativos. ....	86
Figura 4.23 – Número de Nusselt médio experimental. ....	87
Figura 4.24 – Incerteza do coeficiente de convecção médio experimental. ....	88
Figura 4.25 – Incerteza do número de Nusselt médio experimental. ....	88
Figura 4.26 – Temperatura como função da posição do componente ativo para a velocidade média de 1,97 m/s. ....	89
Figura 4.27 – Temperatura como função da posição do componente ativo para a velocidade média de 2,99 m/s. ....	90
Figura 4.28 – Temperatura como função da posição do componente ativo para a velocidade média de 4,04 m/s. ....	90
Figura 4.29 – Coeficiente de convecção forçada como função da posição do componente ativo para a velocidade média de 1,97 m/s. ....	91
Figura 4.30 – Coeficiente de convecção forçada como função da posição do componente ativo para a velocidade média de 2,99 m/s. ....	92
Figura 4.31 – Coeficiente de convecção forçada como função da posição do componente ativo para a velocidade média de 4,04 m/s. ....	92

Figura 4.32 – Comparação entre coeficientes de transferência de calor médios experimental e numéricos para a velocidade de 1,97 m/s. ....	93
Figura 4.33 – Comparação entre os números de Nusselt médios experimental e numéricos para a velocidade de 1,97 m/s.....	94
Figura 4.34 – Comparação entre os coeficientes de transferência de calor médios experimental e numéricos para a velocidade de 2,99 m/s. ....	94
Figura 4.35 – Comparação entre os números de Nusslet médios experimental e numéricos para a velocidade de 2,99 m/s.....	95
Figura 4.36 – Comparação entre os coeficientes de transferência de calor médios experimental e numéricos para a velocidade de 4,04 m/s. ....	95
Figura 4.37 – Comparação entre os números de Nusselt médios experimental e numéricos para a velocidade de 4,04 m/s.....	96
Figura 4.38 – Campo de velocidade em um plano de simetria do arranjo para velocidade de 1,97 m/s. ....	98
Figura 4.39 – Campo de velocidade em um plano de simetria do arranjo para velocidade de 2,99 m/s. ....	98
Figura 4.40 – Campo de velocidade em um plano de simetria do arranjo para velocidade de 4,04 m/s. ....	99
Figura 4.41 – Campo de velocidade em um plano de simetria do arranjo para velocidade de 1,97 m/s (vista ampliada das três primeiras linhas).....	99
Figura 4.42 – Campo de velocidade em um plano de simetria do arranjo para velocidade de 2,99 m/s (vista ampliada das três primeiras linhas).....	99
Figura 4.43 – Campo de velocidade em um plano de simetria do arranjo para velocidade de 4,04 m/s (vista ampliada das três primeiras linhas).....	100
Figura 4.44 – Distribuição de temperatura ao longo da direção do escoamento para a velocidade de 1,97 m/s. ....	100

Figura 4.45 – Distribuição de temperatura ao longo da direção do escoamento para a velocidade de 2,99 m/s. ....	101
Figura 4.46 – Distribuição de temperatura ao longo da direção do escoamento para a velocidade de 4,04 m/s. ....	101
Figura 4.47 – Distribuição de temperatura em um plano de simetria do arranjo para velocidade de 1,97 m/s (vista ampliada das três primeiras linhas). ....	101
Figura 4.48 – Distribuição de temperatura em um plano de simetria do arranjo para velocidade de 2,99 m/s (vista ampliada das três primeiras linhas). ....	102
Figura 4.49 – Distribuição de temperatura em um plano de simetria do arranjo para velocidade de 4,04 m/s (vista ampliada das três primeiras linhas). ....	102

## **LISTA DE ABREVIATURAS E SIGLAS**

### **ABREVIATURAS**

M1 – malha 1

M2 – malha 2

M3 – malha 3

### **SIGLAS**

DEM – Departamento de Engenharia Mecânica

FEIS – Faculdade de Engenharia de Ilha Solteira

UNESP – Universidade Estadual Paulista “Júlio de Mesquita Filho”

FEPISA – Fundação de Ensino, Extensão e Pesquisa de Ilha Solteira

## LISTA DE SÍMBOLOS

### LETRAS LATINAS

$A, A_{conv}$	áreas de troca de calor	$[m^2]$
$A_{conv}$	áreas de troca de calor por convecção	$[m^2]$
$A_{rad}$	áreas de troca de calor por radiação	$[m^2]$
$A_c$	áreas da seção transversal do cabo da fonte de alimentação	$[m^2]$
$B$	altura dos obstáculos	$[m^2]$
$C$	capacidade térmica	$[J/m^3K]$
$c$	calor específico	$[J/kgK]$
$c_p$	calor específico a pressão constante	$[J/kgK]$
$D$	diâmetro da tubulação	$[m]$
$D_h$	diâmetro hidráulico	$[m]$
$E$	energia total	$[J]$
$F$	frequência de modulação do <i>laser</i>	$[Hz]$
$F_i$	termo fonte da equação de quantidade de movimento	
$g$	magnitude da aceleração da gravidade	$[m/s^2]$
$g_i$	componente da aceleração da gravidade	$[m/s^2]$
$Gr_L$	número de Grashof	
$G_k$	produção de energia cinética turbulenta devido aos gradientes de velocidades	
$G_b$	produção de energia cinética oriunda dos efeitos de empuxo	
$h$	altura da coluna d'água no manômetro	$[m]$



$h$	entalpia específica	[J/kg]
$h, \bar{h}$	coeficiente médio de transferência de calor por convecção	[W/m <sup>2</sup> K]
$h_i$	coeficiente de transferência de calor por convecção natural em placa com superfície inferior aquecida	[W/m <sup>2</sup> K]
$h_{rad}, h_{r,i}, h_r$	coeficiente de transferência de calor por radiação	[W/m <sup>2</sup> K]
$H$	altura interna do canal	[m]
$I$	corrente elétrica	[A]
$k$	condutividade térmica do ar	[W/mK]
$k_A$	condutividade térmica do substrato	[W/mK]
$k_c$	condutividade térmica do cobre	[W/mK]
$k_t$	condutividade térmica turbulenta	[W/mK]
$k$	energia cinética turbulenta	
$L$	comprimento característico do obstáculo, espessura da amostra	[m]
$L_A$	espessura da placa de acrílico	[m]
$L_c$	comprimento característico	[m]
$l_d$	escala dissipativa de Komolgorov	[m]
$\ell_1$	comprimento do lado 1 da amostra	[m]
$\ell_2$	comprimento do lado 2 da amostra	[m]
$Nu, Nu_L$	número de Nusselt médio baseado no comprimento $L$	
$p$	pressão	[N/m <sup>2</sup> ]
$P$	potência	[W]
$p_0$	pressão de estagnação	[N/m <sup>2</sup> ]
$P$	perímetro	[m]

$Pr$	número de Prandtl	
$Pr_t$	número de Prandtl turbulento	
$\dot{q}$	geração de calor	[W/m <sup>3</sup> ]
$q''$	fluxo de calor	[W/m <sup>2</sup> ]
$R$	resistência elétrica	[Ω]
$Ra_L$	número de Rayleigh baseado no comprimento $L$	
$Re_D$	número de Reynolds baseado no diâmetro $D$	
$Re_{Dh}$	número de Reynolds baseado no diâmetro $D_h$	
$R_{t, conv}$	resistência térmica convectiva	[k/W]
$R_{t, rad}$	resistência térmica radiante	[k/W]
$R_{t, c}$	resistência térmica de contato	[k/W]
$R_{t, cond, y}$	resistência térmica condutiva na direção $y$	[k/W]
$R_{t, rad, i}$	resistência térmica radiante na base do canal	[k/W]
$R_{t, conv, i}$	resistência térmica convectiva na base do canal	[k/W]
$S_E$	termo fonte	
$S$	sinal fotoacústico	[V]
$\bar{S}_{ij}$	taxa de deformação média	
$t$	tempo	[s]
$T$	temperatura	[K]
$T_{sa}, T_2$	temperatura média da base do canal sob o obstáculo ativo	[K]
$T_i, T_0$	temperatura inicial	[K]
$T_c$	temperatura do componente (obstáculo)	[K]

$T_s$	temperatura da superfície	[K]
$T_{viz}$	temperatura da vizinhança	[K]
$T_\infty$	temperatura ambiente	[K]
$U$	energia interna	[J]
$U$	velocidade média	[m/s]
$U$	tensão elétrica	[V]
$U_{med}$	velocidade média no duto	[m/s]
$U_{max}$	velocidade máxima no duto	[m/s]
$\bar{U}$	velocidade média no canal	[m/s]
$u$	velocidade na direção $x$	[m/s]
$u'$	flutuação de velocidade na direção $x$	[m/s]
$u_i$	componente de velocidade instantânea na direção $i$	[m/s]
$\bar{u}_i$	componente de velocidade médio	[m/s]
$u'_i$	flutuação de velocidade na direção $i$	[m/s]
$V$	volume da amostra	[m <sup>3</sup> ]
$w$	velocidade na direção $z$	[m/s]
$w'$	flutuação de velocidade na direção $z$	[m/s]
$W$	largura interna do canal	[m]
$x$	deslocamento do menisco da coluna d'água vertical do manômetro	[m]
$x_c$	comprimento de entrada	[m]
$x_i$	direção do sistema de coordenadas em notação tensorial	

## LETRAS GREGAS

$\alpha$	difusividade térmica	$[\text{m}^2/\text{s}]$
$\beta$	coeficiente de expansão volumétrica	$[\text{K}^{-1}]$
$\delta_{ij}$	delta de Kronecker	
$\varepsilon$	taxa de dissipação da energia cinética turbulenta	
$\varepsilon$	emissividade	
$\kappa$	constante de Von Kármán	
$\mu$	viscosidade molecular (ou dinâmica)	$[\text{kg}/\text{ms}]$
$\mu_{ef}$	viscosidade efetiva	$[\text{kg}/\text{ms}]$
$\mu_t$	viscosidade dinâmica turbulenta	$[\text{kg}/\text{ms}]$
$\nu$	viscosidade cinemática molecular	$[\text{m}^2/\text{s}]$
$\rho$	massa específica	$[\text{kg}/\text{m}^3]$
$\sigma_k$	número de Prandtl para a energia cinética turbulenta	
$\sigma_\varepsilon$	número de Prandtl para a taxa de dissipação de energia cinética turbulenta	
$\sigma$	constante de Stefan-Boltzmann	
$\tau$	constante do tempo	$[\text{s}^{-1}]$
$\tau_{ij}$	tensor de tensões	
$\omega$	frequência angular de modulação do <i>laser</i>	$[\text{rad}/\text{s}]$
$\theta$	ângulo de inclinação da coluna manométrica	$[\text{rad}]$
$\vartheta$	velocidade na direção $y$	$[\text{m}/\text{s}]$
$\vartheta'$	flutuação de velocidade na direção $y$	$[\text{m}/\text{s}]$
$\omega$	frequência angular de modulação do <i>laser</i>	$[\text{rad}/\text{s}]$

# SUMÁRIO

1	<b>INTRODUÇÃO</b> .....	21
1.1	RELEVÂNCIA DO TEMA.....	21
1.2	REVISÃO BIBLIOGRÁFICA .....	22
1.3	OBJETIVO DO TRABALHO .....	28
2	<b>PROCEDIMENTO EXPERIMENTAL</b> .....	29
2.1	APARATO EXPERIMENTAL .....	29
2.2	ARRANJO DE OBSTÁCULOS DENTRO DO CANAL .....	30
2.3	FONTE DE CALOR: COMPONENTE ATIVO .....	31
2.4	TERMOPARES .....	40
2.5	TUBO DE PITOT E MANÔMETRO EM “U” .....	41
2.6	PROCEDIMENTO EXPERIMENTAL .....	43
2.7	ANÁLISE DE ERROS .....	44
2.7.1	<i>PROPAGAÇÃO DE ERRO NO CÁLCULO DA VELOCIDADE MÉDIA</i> .....	44
2.7.2	<i>PROPAGAÇÃO DE ERRO NO CÁLCULO DA TEMPERATURA</i> .....	46
2.7.3	<i>PROPAGAÇÃO DE ERRO NO CÁLCULO DA POTÊNCIA DISSIPADA</i> .....	47
2.7.4	<i>PROPAGAÇÃO DE ERRO NO CÁLCULO DO COEFICIENTE DE TRANSFERÊNCIA DE CALOR</i> ..	48
2.7.5	<i>PROPAGAÇÃO DE ERRO NO CÁLCULO DO NÚMERO DE NUSSELT</i> .....	50
3	<b>MODELAGEM DO ESCOAMENTO</b> .....	51
3.1	EQUAÇÕES DE BALANÇO .....	51
3.2	MODELAGEM DA TURBULÊNCIA.....	53
3.3	EQUAÇÃO DE ENERGIA MÉDIA.....	55

3.4	MODELOS DE TURBULÊNCIA .....	56
3.4.1	<i>MODELO DE TURBULÊNCIA A DUAS EQUAÇÕES: K-E</i> .....	56
3.4.2	<i>MODELO K-E RNG</i> .....	58
3.5	PACOTE COMERCIAL .....	59
3.6	ARRANJO DE OBSTÁCULOS DENTRO DO CANAL .....	60
3.7	MALHA .....	64
4	<b>RESULTADOS</b> .....	69
4.1	RESULTADOS NUMÉRICOS DAS CONDIÇÕES DE CONTORNO PARA ENTRADA DA SEÇÃO DE TESTES.....	69
4.2	RESULTADOS EXPERIMENTAIS DO ARRANJO DE OBSTÁCULOS .....	75
4.3	RESULTADOS NUMÉRICOS DO ARRANJO DE OBSTÁCULOS.....	89
4.4	CORRELAÇÕES EXPERIMENTAIS PARA O CÁLCULO DO NÚMERO DE NUSSELT MÉDIO .	96
4.5	DISTRIBUIÇÕES DE TEMPERATURA E VELOCIDADE OBTIDAS NUMERICAMENTE .....	98
5	<b>CONCLUSÕES E SUGESTÕES</b> .....	103
	<b>REFERÊNCIAS</b> .....	105
	<b>APÊNDICE A: PROPRIEDADES TERMOFÍSICAS</b> .....	109
A.1	MÉTODO DE RELAXAÇÃO DA TEMPERATURA PARA O CALOR ESPECÍFICO.....	109
A.2	MÉTODO DA FOTOACÚSTICA PARA DETERMINAÇÃO DA DIFUSIVIDADE TÉRMICA .....	113
A.3	RESULTADOS DAS PROPRIEDADES TERMOFÍSICAS .....	116
A.3.1	<i>CALOR ESPECÍFICO</i> .....	116
A.3.2	<i>DIFUSIVIDADE TÉRMICA</i> .....	120
A.4	DESENVOLVIMENTO DAS EQUAÇÕES.....	124
A.4.1	<i>EQUAÇÃO A.6</i> .....	124

<i>A.4.2 EQUAÇÃO A.13</i> .....	125
<b>APÊNDICE B: RELAÇÃO ENTRE DESLOCAMENTO DE COLUNA D'ÁGUA VERTICAL E ALTURA RELATIVA À REFERÊNCIA</b> .....	127
<b>APÊNDICE C: LINEARIDADE DA DISSIPAÇÃO ELÉTRICA</b> .....	129

# 1 INTRODUÇÃO

## 1.1 RELEVÂNCIA DO TEMA

Com o grande desenvolvimento da eletrônica nas últimas décadas ocorreu um significativo aumento da capacidade de processamento de informação e, também, acentuada diminuição no tamanho dos componentes eletrônicos e processadores. Esse aspecto tecnológico é conhecido como aumento do empacotamento eletrônico. Em contrapartida a esse desenvolvimento houve a diminuição das áreas disponíveis para a dissipação de energia térmica.

Ao se considerar a atual capacidade de solução de problemas, através da mecânica dos fluidos e transferência de calor computacionais, a análise de resfriamento de sistemas eletrônicos não deveria ser tão desafiadora. Contudo, para predizer, por exemplo, se um componente eletrônico funcionará abaixo de sua temperatura máxima de trabalho existe a necessidade de conhecer a potência térmica dissipada pelo mesmo. O conhecimento dessa potência representa um entrave, pois os fabricantes, em geral, conhecem apenas a potência máxima de cada componente e a potência elétrica total das placas.

Análises que consideram as potências máximas dissipadas pelos componentes levam a projetos de sistemas de resfriamentos superdimensionados e até impraticáveis por processos de convecção forçada com ar, sobretudo devido à pequena área de troca térmica (cada vez menor devido ao empacotamento eletrônico crescente) e, também, devido à necessidade de manter escoamentos de ar com velocidades dentro dos limites impostos pela eletrônica a fim de se evitarem tanto problemas eletrostáticos quanto acústicos.

A determinação da potência dissipada por cada componente pode ser feita através da lei de resfriamento de Newton desde que se façam experimentos para medir as temperaturas dos mesmos e do ar que os resfria e, também, que se tenham correlações para determinação dos coeficientes de transferência de calor.



Gabinetes com placas eletrônicas utilizadas por centrais de processamento de dados como empresas de telefonia têm diversas gavetas com dezenas de placas eletrônicas justapostas. Nestes sistemas o principal meio de resfriamento é a convecção forçada por que este processo ainda apresenta o melhor custo benefício. O dimensionamento de um sistema de resfriamento para tais gabinetes passa a depender de simulações numéricas, pois ou a quantidade de placas inviabiliza a análise experimental ou não é possível a realização de testes quando se está na fase de desenvolvimento. No entanto, para realizar as simulações ainda é preciso conhecer as potências dissipadas pelos componentes. Assim sendo, continua necessário realizar medidas experimentais em cada tipo de placa contida nestes sistemas.

A determinação de potências dissipadas através de medidas experimentais de temperaturas e do uso de correlações para o cálculo do coeficiente de transferência de calor tem assim grande importância. Como, em geral, a geração interna é alta para ser dissipada por convecção natural em áreas pequenas, como a superfície de um componente eletrônico moderno, a melhor opção são os processos forçados com ar.

Assim, o estudo do escoamento de ar em canais estreitos é de grande interesse para a indústria de equipamentos eletrônicos de processamento de dados, sobretudo por que a forma de resfriamento mais utilizada ainda é a convecção forçada.

## 1.2 REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

A seguir são apresentados alguns trabalhos relacionados com convecção forçada em canais contendo um obstáculo ou um arranjo de obstáculos.

Wirtz e Dykshoorn (1984) realizaram medidas de transferência de calor por convecção em um arranjo de obstáculos dentro de um canal com escoamento turbulento; o arranjo possuía cinco colunas (na direção do escoamento) e oito linhas (na direção transversal ao escoamento). A vazão de ar e o espaçamento entre as paredes foram variados e, assim, eles obtiveram correlações para o coeficiente adiabático de transferência de calor para o elemento ativo em termos do número de Reynolds, do espaçamento adimensional (altura do canal

divida pela altura do elemento) e da posição do componente (linha do arranjo). Os autores também realizaram medidas de temperatura dos componentes a jusante do componente ativo e puderam determinar a função esteira térmica em termos do número de Reynolds e do espaçamento adimensional. Eles sugeriram um procedimento para calcular o aumento de temperatura de cada elemento devido à existência de um componente ativo a montante no arranjo.

McEntire e Webb (1990) investigaram experimentalmente a transferência de calor por convecção forçada em um arranjo bidimensional de fontes discretas de calor. Duas configurações de arranjo foram usadas: com arranjo plano (fonte de calor na superfície, que não obstrui o escoamento) e com arranjo de obstáculos. Os números de Reynolds estiveram entre 1000 e 10000. Eles obtiveram correlações para os coeficientes de convecção baseadas no número de Reynolds e nos parâmetros geométricos estudados. Concluíram que as fontes discretas protuberantes tiveram significativo ganho no processo de transferência de calor para todos os números de Reynolds analisados.

Anderson e Moffat (1992) investigaram o processo de convecção forçada e a queda de pressão através de um arranjo regular em linha de obstáculos retangulares dentro de um canal de altura regulável e com velocidade de entrada de ar controlável; nesse trabalho os autores utilizaram os conceitos de superposição e de parâmetros locais de transferência de calor para desenvolver um modelo analítico do processo. Os parâmetros locais são o coeficiente adiabático de transferência de calor e a temperatura adiabática. Os autores obtiveram coeficientes adiabáticos de transferência de calor como função do índice de linha do arranjo, as funções de Green como função do índice de linha do arranjo e a queda de pressão ao longo do arranjo como função da velocidade de entrada do escoamento uniforme.

Kang (1994) usou um modelo de fonte de calor pontual para estudar a função esteira térmica para um arranjo em linha de componentes retangulares submetido a um escoamento uniforme. A função esteira térmica é um meio de calcular o aumento de temperatura adiabática; ela descreve a distribuição de temperatura adiabática de um arranjo de componentes inativos situados à jusante de um componente ativo que é resfriado por convecção forçada. Ele desenvolveu uma equação para a função esteira térmica como função do número de Peclet e comparou os seus resultados analíticos com dados experimentais da literatura.

Morris e Garimella (1996) desenvolveram correlações empíricas que predizem o coeficiente de transferência de calor médio para um elemento em um arranjo em linha de obstáculos retangulares que dissipam calor; as correlações foram baseadas em dados experimentais que cobrem escoamentos com números de Reynolds na faixa de 600 a 70000 e números de Prandtl de 0,7 a 25,2. Os dados foram obtidos a partir de experimentos realizados pelos autores e a partir de consultas à literatura. Uma correlação válida para todos os fluidos líquidos estudados (ar, água e o refrigerante FC-77) foi proposta bem como outra válida apenas para o ar.

Moffat (1998) descreveu duas importantes abordagens levantadas nas duas últimas décadas do século passado para os processos não uniforme de transferência de calor para geometrias não uniformes: o uso de coeficientes adiabáticos de transferência de calor e temperatura adiabática para tais processos e o uso das chamadas funções de Green discretizadas para cálculos de convecção através de superposição. Segundo Moffat (1998) a taxa de transferência de calor deve ser relacionada à diferença entre a temperatura real da superfície e a temperatura de parede adiabática. A temperatura adiabática é definida como a temperatura de parede que um componente (de um arranjo de componentes dentro de um canal) teria se sua dissipação térmica fosse nula, ou seja, a temperatura que teria em decorrência apenas da existência de componentes ativos (que dissipam energia térmica por convecção) à sua montante. Moffat (1998) mostrou que a função de Green descreve em cada ponto o fluxo de calor em uma superfície causada por um pulso unitário de temperatura em outro ponto; mostrou também que a função inversa de Green descreve o aumento de temperatura em cada região de uma superfície causado pelo fluxo de calor através de outra região. A determinação experimental da função inversa de Green é mais fácil, porque, como para o atual nível de instrumentação, é muito mais fácil impor um fluxo de calor em um local e medir o aumento de temperatura em outro que impor um aumento de temperatura em um local e medir o fluxo de calor em outro. A determinação experimental das funções de Green permite a determinação do coeficiente adiabático de transferência de calor e também da temperatura adiabática.

Young e Vafai (1998a) realizaram simulações numéricas de escoamento incompressível com convecção forçada em um canal com um arranjo de obstáculos aquecidos. Neste estudo eles analisaram parametricamente o efeito da geometria dos

obstáculos bem como do arranjo, o efeito da condutividade térmica e das taxas de escoamento. Eles determinaram números de Nusselt médio para os obstáculos.

Young e Vafai (1998b) realizaram uma investigação numérica e analítica do processo de convecção forçada sobre um obstáculo cúbico. Eles fizeram um estudo detalhado do número de Nusselt local e médio para as faces deste obstáculo. Mostraram que tamanho, forma e condutividade térmica podem influenciar significativamente os padrões de escoamento e a transferência de calor em torno de um obstáculo aquecido dentro de um canal.

Niceno, Dronker e Hanjalic (2002) investigaram numericamente usando método dos volumes finitos e Simulação de Grandes Escalas o escoamento e a transferência de calor (bem como a distribuição de temperatura) em um canal contendo obstáculos cúbicos dissipando energia térmica. A distribuição de temperatura encontrada mostrou-se bastante não uniforme refletindo a complexidade do escoamento e as estruturas turbulentas em torno dos cubos. A configuração estudada envolvendo solução do escoamento através de Simulações de Grandes Escalas com a solução simultânea de condução em sólido é importante para resfriamento de componentes eletrônicos em placas de circuito impresso e para o resfriamento de pás de turbinas a gás.

Nakamura, Igarashi e Tsutsui (2003) investigaram experimentalmente o escoamento e a transferência de calor local em um cubo com orientação de  $45^\circ$  com relação à direção do escoamento. Eles realizaram a investigação para números de Reynolds entre  $4,2 \times 10^3$  e  $3,3 \times 10^4$  (com o adimensional baseado na altura do cubo). Eles concluíram que o comportamento da transferência de calor difere substancialmente sob o topo do cubo quando comparado ao tradicional cubo orientado perpendicularmente ao escoamento.

Velayati e Yaghoubi (2005) investigaram numericamente a transferência de calor em escoamentos turbulentos sobre blocos. Eles usaram o método dos volumes finitos. Eles variaram a razão de bloqueio (razão entre a altura do canal e altura do bloco) e o número de Reynolds para encontrar os efeitos destes sobre a posição de recolamento do escoamento, sobre o campo de velocidade, sobre a distribuição de pressão e sobre o número de Nusselt das superfícies dos blocos. Eles realizaram ensaios experimentais para validar os resultados numéricos e obtiveram boa concordância. Concluíram que a transferência de calor apresenta maiores valores próximo à região onde ocorre o recolamento. Eles também forneceram correlações para o coeficiente de transferência de calor sobre as superfícies dos blocos.

Nazari, Kayhani e Khazraii (2006) analisaram o escoamento e a transferência de energia térmica sobre um obstáculo dentro de um canal. Variaram a altura do canal e o tamanho do obstáculo para achar a melhor combinação para tornar mais eficiente o processo de transferência de energia térmica. Eles usaram nas simulações o método dos volumes finitos para analisar o modelo bidimensional do escoamento. Eles determinaram o número de Nusselt e obtiveram boa concordância com resultados experimentais para a faixa de Reynolds entre 500 e 1500.

Arquis, Rady e Nada (2007) investigaram numericamente o processo de resfriamento de um arranjo em linha de obstáculos dentro de um canal através de jatos incidentes. Eles realizaram análises paramétricas do processo variando número de Reynolds, altura do canal, altura dos blocos, diâmetro da abertura do jato, espaçamento entre os blocos bem como a condutividade destes. De forma geral, eles observaram que o resfriamento é mais eficiente ao diminuir as alturas do canal e do bloco bem como ao aumentar o número de Reynolds e, também, obtiveram correlações para o número de Nusselt médio.

Desrayaud, Fichera e Lauriant. (2007) investigaram numericamente o processo de resfriamento de um obstáculo aquecido localizado a meia altura de um substrato vertical de espessura finita. O problema estudado foi de convecção natural, laminar e permanente através de simulações bidimensionais. Além da convecção natural eles também consideraram o processo de condução através do substrato. Eles fizeram um estudo paramétrico variando espessura do substrato e condutividade térmica e concluíram que quando se aumenta a condutividade térmica do substrato a distribuição do fluxo de calor se altera significativamente na superfície do obstáculo.

Popovac e Hanjalic (2007) investigaram através de Simulações de Grandes Escalas o processo de resfriamento de um arranjo de obstáculos aquecidos dentro de um canal sujeito aos processos de convecção forçada via escoamento pela abertura da seção transversal do canal e por jato incidente por uma abertura sobre o topo do canal. O número de Reynolds do escoamento do canal foi de 4800 e para o jato incidente foi de 5200. O objetivo do estudo foi analisar o efeito de escoamentos turbulentos cruzados sobre o processo de transferência de calor nas superfícies dos obstáculos. Eles comparam os seus resultados com um experimento de configuração semelhante, mas não idêntica, e obtiveram concordância qualitativa a despeito das diferenças.

Kawamura et al. (2007) analisaram através de Simulação Numérica Direta o processo de transferência de calor em um canal parcialmente obstruído por um cubo aquecido. As simulações foram feitas para Reynolds entre 20 e 80. Eles observaram processos de transferência de calor mais eficientes nas regiões próximas às formações das estruturas de vórtices tridimensionais.

Hemida, Spehr e Krajnovic (2008) investigaram a influência da fixação de geradores de vórtices nas superfícies de um cubo aquecido sujeito a escoamento. O escoamento e a transferência de calor no cubo com os geradores de vórtices foram comparados com os resultados da análise para um cubo liso sujeito a um escoamento igual. As Simulações de Grandes Escalas mostraram que a camada limite em torno do cubo com os geradores é mais turbulenta e instável resultando em considerável aumento da transferência de calor (valores entre 14 e 17%).

Ratnam e Vengadesan (2008) realizaram um estudo numérico para o escoamento (Reynolds igual a 1870) sobre um cubo aquecido. Eles realizaram simulações com diversas variações do modelo de turbulência  $k-\epsilon$  padrão com o intuito de verificar qual o melhor para representar o escoamento com transferência de calor envolvendo estruturas complexas como recirculação, descolamento e recolamento. Os vórtices em torno do cubo causaram grandes variações no coeficiente de transferência de calor local. O máximo coeficiente de transferência de calor ocorreu próximo à região de recolamento e o mínimo nas regiões de recirculação.

Alves e Altemani (2008) investigaram numericamente o coeficiente de transferência de calor para três fontes de calor discretas com fluxo constante. As fontes foram montadas paralelas às paredes do canal e, portanto, não obstruíam o escoamento. O escoamento considerado foi laminar e a condição de contorno da entrada era uniforme. Eles determinaram os coeficientes de convecção com base em três diferentes temperaturas de referência: temperatura de entrada do fluido, temperatura de mistura e temperatura adiabática. O coeficiente adiabático de transferência de calor foi dependente apenas das condições do escoamento na entrada e da geometria.

Popovac e Hanjalic (2009) investigaram via Simulações de Grandes Escalas a morfologia de vórtices e a transferência de calor em escoamentos sobre um cubo sujeito a um escoamento dentro de um canal. O escoamento era composto de duas correntes: um jato

incidente pelo topo do canal e o escoamento na direção do canal. As faces do cubo frontal e de topo tiveram as maiores taxas de resfriamento.

### 1.3 OBJETIVO DO TRABALHO

O objetivo deste trabalho é analisar, numérica e experimentalmente, o processo de convecção forçada em um canal estreito contendo obstáculos que dissipam energia térmica. Em todas as análises o fluido escoante será o ar e as velocidades médias nas seções transversais do canal serão entre 2 e 4 m/s, por que este é o fluido utilizado em gabinetes de centrais telefônicas e estas são as velocidades típicas para o ar nestes sistemas.

Através deste trabalho esperamos contribuir com valores de coeficiente de transferência de calor por convecção forçada que possam servir de referência na determinação de potência dissipada por componentes eletrônicos dentro de gabinetes de sistemas telefônicos.

## 2 PROCEDIMENTO EXPERIMENTAL

### 2.1 APARATO EXPERIMENTAL

Observamos na Figura 2.1 um esquema do aparato experimental utilizado. Um exaustor faz a sucção de ar que pode entrar apenas por duas aberturas: pela entrada do canal antes da seção de testes e pela válvula de controle. A vazão de ar que escoar sobre os obstáculos do arranjo é controlada por essa válvula. A função do *plenum* é permitir que o ar escoar, de uma forma suave, do canal de seção transversal retangular para um duto de seção transversal circular. Dentro do duto circular existe uma sonda Pitot para captar a pressão de estagnação da velocidade de pico do perfil de velocidade. Através da lei da continuidade é possível relacionar a velocidade média no duto de seção circular com a velocidade média no canal de seção retangular, utilizamos esta última velocidade na análise de transferência de energia térmica dentro da seção de testes.

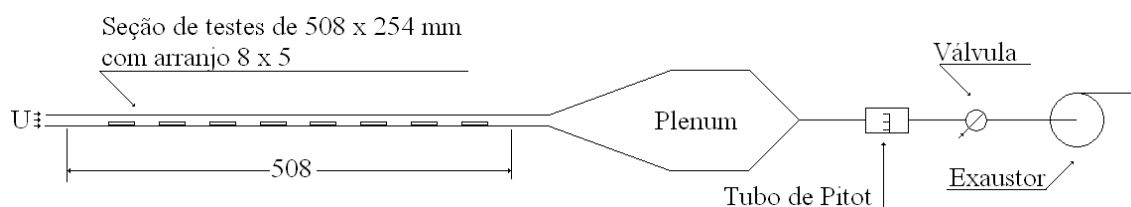


Figura 2.1 – Esquema do aparato experimental (o esboço não está em escala).

A Figura 2.2 exibe uma foto do aparato experimental utilizado neste trabalho. Nela é possível observar a seção de testes, a câmara *plenum* e o duto de sucção por onde foram feitas as medidas de velocidade. A velocidade média na seção de testes é regulada abrindo ou fechando uma válvula localizada entre o exaustor e o tubo de Pitot (Figura 2.1).





Figura 2.2 – Foto do aparato experimental.

## 2.2 ARRANJO DE OBSTÁCULOS DENTRO DO CANAL

O canal é composto por quatro placas de polimetil-metacrilato (PMMA: acrílico) de 7,8 mm de espessura; a largura interna uniforme do canal  $W$  é de 254,0 mm e a altura interna uniforme  $H$  é de 12,7 mm. Podemos ver na Figura 2.3 a vista superior da seção de testes através da qual observamos que o arranjo de obstáculos possui cinco colunas (direção longitudinal) e oito linhas (direção transversal); o arranjo está em contato direto com a placa base. Cada obstáculo do arranjo é um cubo retangular de uma liga de alumínio (propriedades determinadas no Apêndice A) de altura  $B$  de 4,7 mm e lados de comprimento  $L$  de 25,4 mm. A distância de um bloco, tanto na direção longitudinal quanto na transversal, de outro é  $L$  igual a 25,4 mm. Os obstáculos que se encontram nas colunas externas têm distância de 12,7 mm da parede externa. O arranjo experimental que utilizamos é igual ao utilizado por Wirtz e Dykshoorn (1984) o que permitirá a comparação de resultados.

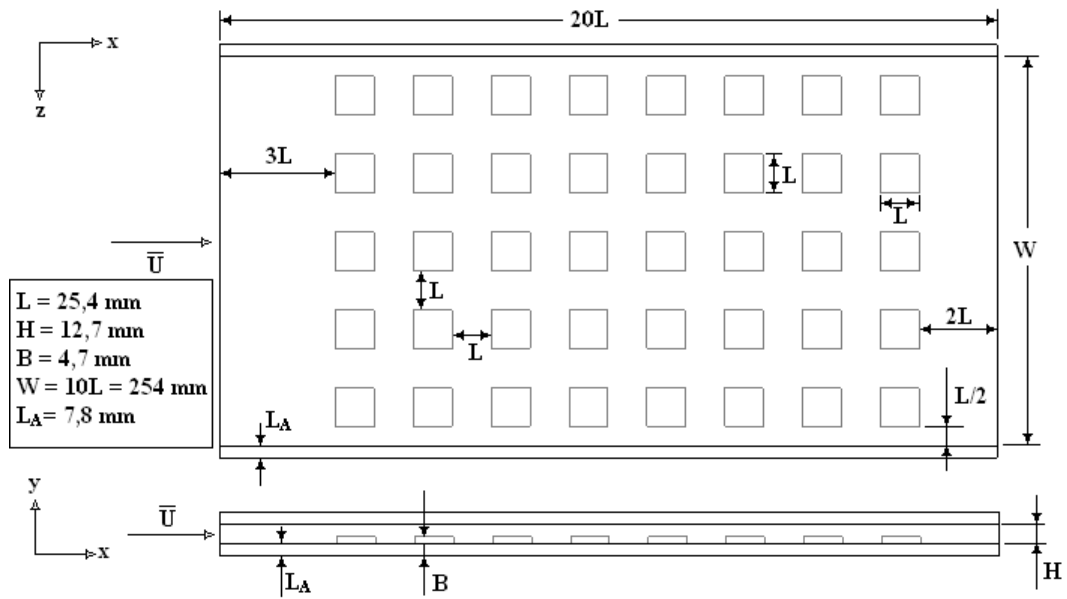


Figura 2.3 – Vistas superior e lateral da seção de testes.

### 2.3 FONTE DE CALOR: COMPONENTE ATIVO

Um filamento metálico (“resistência” elétrica) está inserido na base de um dos obstáculos através de uma trilha fresada na mesma. A Figura 2.4 ilustra um corte ao meio no obstáculo ativo.

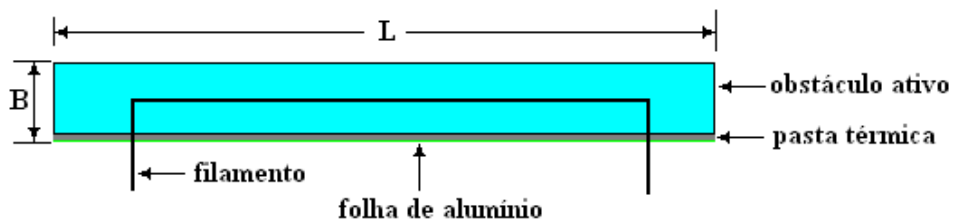


Figura 2.4 – Esquema do obstáculo ativo.

Pasta térmica preenche os espaços vazios entre o filamento e as paredes da trilha e, assim, diminui a resistência térmica de contato. Uma folha de alumínio comercialmente puro veda a base desse obstáculo e, através desta folha, saem as duas extremidades do filamento. Estas duas extremidades do filamento estão conectadas a uma fonte de corrente contínua. Assim, através do efeito Joule, energia elétrica é convertida em térmica e transferida para o obstáculo. A Lei de Joule relaciona a corrente elétrica que flui por um condutor com a energia térmica dissipada devido à resistência elétrica em termos de taxa como segue:

$$P = I^2 R \quad (2.1)$$

na qual  $P$  é a potência total dissipada (W),  $I$  é a corrente elétrica (A) e  $R$  é a resistência elétrica ( $\Omega$ ). A Lei de Ohm relaciona diretamente a tensão entre os terminais de um condutor e a corrente que flui através deste como segue:

$$U = R I \quad (2.2)$$

na qual  $U$  é a tensão (V),  $R$  é a resistência elétrica ( $\Omega$ ) e  $I$  é a corrente (A). Diz-se que um resistor que apresenta este comportamento é ôhmico ou linear. Para o condutor ôhmico a Equação 2.1 pode ser reescrita como segue:

$$P = UI \quad (2.3)$$

A Equação 2.3 fornece a taxa de calor que é dissipada através do filamento. Parte dessa energia térmica é transmitida para o obstáculo de alumínio e o restante é transmitido aos terminais de alimentação da fonte de corrente contínua. A energia transmitida aos terminais é calculada considerando os cabos de alimentação como aletas piniformes infinitas. Fazendo um balanço de energia para um elemento diferencial deste sistema, considerando a seção transversal constante e integrando obtém-se para dois cabos:

$$q_d = 2\sqrt{h_n P k_c A_c} (T_c - T_\infty) \quad (2.4)$$

na qual  $h_n$  é o coeficiente de convecção natural (W/m<sup>2</sup>K);  $P$ ,  $k_c$  e  $A_c$  são o perímetro (m), a condutividade térmica (W/mK) do material (cobre) e a área de seção transversal dos cabos de alimentação, respectivamente;  $T_c$  e  $T_\infty$  são as temperaturas (K) dos pontos onde os cabos conectam-se com o filamento metálico e do ar, respectivamente. Assim, a geração de energia interna do obstáculo ativo em watts é determinada através da diferença entre as Equações 2.3 e 2.4 como segue:

$$q = P - q_d \quad (2.5)$$

A análise global em regime permanente da conservação da energia do obstáculo ativo sujeito aos três processos de transferência de energia térmica (convecção, radiação e condução) leva à seguinte equação:

$$q = q_{cond} + q_{conv} + q_{rad} \quad (2.6)$$

A taxa de transferência de calor por convecção pode ser facilmente determinada rearranjando a equação anterior e utilizando a Lei de Stefan-Boltzmann para descontar a taxa de calor dissipada por radiação:

$$q_{conv} = q - q_{cond} - \varepsilon \sigma A_{rad} (T_s^4 - T_{viz}^4) \quad (2.7)$$

na qual  $\varepsilon$  é a emissividade hemisférica total da superfície de área  $A_{rad}$  (m<sup>2</sup>) na qual ocorre a troca térmica por radiação;  $\sigma$  é a constante de Stefan-Boltzmann (5,67051x10<sup>-8</sup> W/m<sup>2</sup>K<sup>4</sup>);  $T_s$  e  $T_{viz}$  são as temperaturas (K) da superfície e da vizinhança, respectivamente. O valor de

emissividade usado no presente trabalho foi 0,08 por ser o valor médio entre os valores para superfícies de alumínio polida e oxidada (Bejan, 1996).

O coeficiente de transferência de calor médio por convecção é então calculado como segue:

$$h = \frac{q_{conv}}{A_{conv}(T_s - T_\infty)} \quad (2.8)$$

nesta equação  $A_{conv}$  é a área de troca térmica por convecção e  $T_\infty$  é a temperatura (K) do fluido. Utilizando a Equação 2.8 podemos calcular o número de Nusselt com:

$$Nu = \frac{hL}{k} \quad (2.9)$$

na qual  $L$  é o comprimento característico (m) e é utilizado igual ao comprimento do lado do obstáculo e  $k$  é a condutividade térmica do ar (W/mK).

Na Figura 2.5 (a) podemos observar o esquema do obstáculo ativo e as formas de dissipação de energia térmica a partir de suas superfícies. Representamos esse balanço de energia pela Equação 2.6. Na Figura 2.5 (b) representamos o circuito térmico para a análise global de energia e o cálculo efetivo do coeficiente de transferência de calor representado pela Equação 2.8.

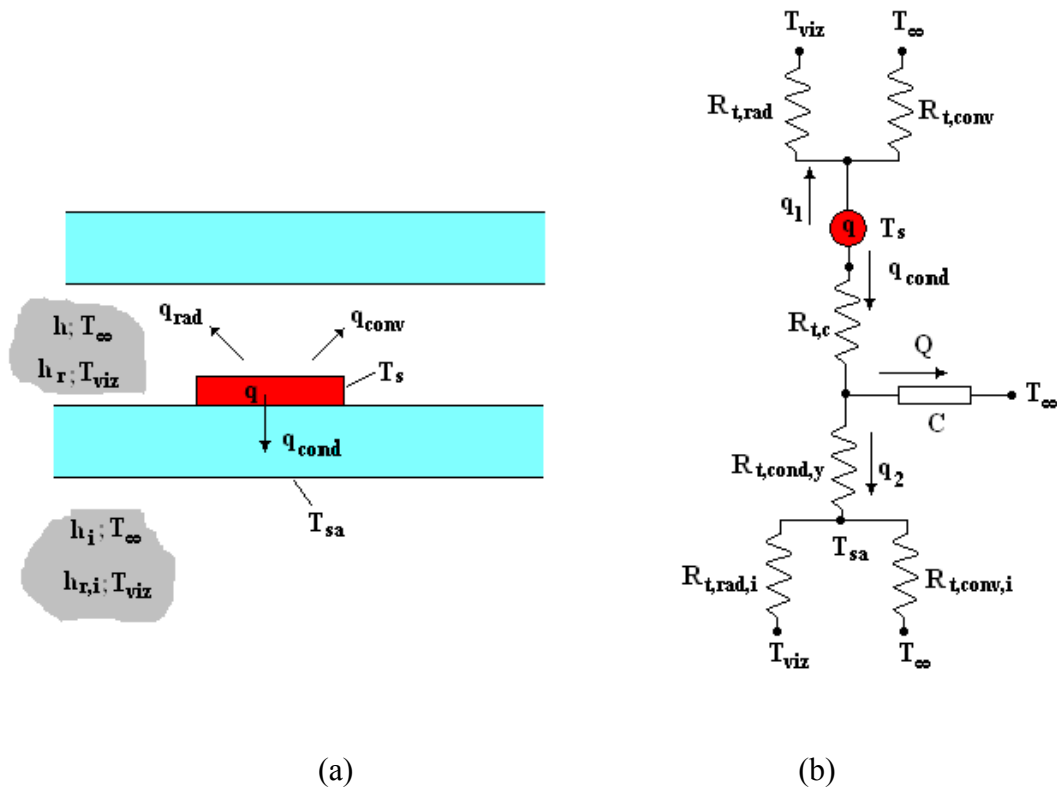


Figura 2.5 – Balanço global de energia para o obstáculo ativo; e circuito térmico correspondente.

A taxa de calor,  $q_1$ , na Figura 2.5 é a soma das taxas de energia que deixa a superfície do obstáculo ativo por convecção e radiação;  $q_{cond}$  é a taxa de energia que deixa o obstáculo por condução através do substrato;  $q_2$  é a parcela de  $q_{cond}$  conduzida na direção  $y$ ;  $Q$  é o restante da taxa de calor  $q_{cond}$  que flui para outras direções do substrato. Na Figura 2.5  $T_s$  é a temperatura média do obstáculo ativo;  $R$  representa as resistências térmicas e  $C$  representa o circuito térmico para as taxas de calor conduzida no substrato que não para a direção  $y$ .  $T_{viz}$  é a temperatura da região circundante e foi considerada igual a temperatura do ar  $T_{\infty}$ .

As seguintes equações podem ser escritas para o balanço de energia:

$$q_1 + q_2 = q - Q \quad (2.10)$$

$$R_{t,c} + R_{t,cond,y} + \left[ (R_{t,rad,i})^{-1} + (R_{t,conv,i})^{-1} \right]^{-1} = \frac{T_s - T_\infty}{q_2} \quad (2.11)$$

nesta equação  $R_{t,c}$  é a resistência térmica de contato e  $R_{t,cond,y}$ ,  $R_{t,rad,i}$  e  $R_{t,conv,i}$  são as resistências térmicas de transferência de calor por condução na direção  $y$ , por radiação e por convecção, respectivamente. Ao utilizarmos os conceitos de resistências térmicas podemos reescrevê-la como segue:

$$\frac{L_A}{k_A A_c} + \frac{l}{(h_i + h_{r,i}) A_c} + R_{t,c} = \frac{T_s - T_\infty}{q_2} \quad (2.12)$$

nesta equação  $A_c$  é a área de condução na direção  $y$  e é igual a área da base do obstáculo portanto:

$$A_c = L^2 \quad (2.13)$$

$$\left[ (R_{t,rad})^{-1} + (R_{t,conv})^{-1} \right]^{-1} = \frac{T_s - T_\infty}{q_1} \quad (2.14)$$

nesta equação  $R_{t,rad}$  e  $R_{t,conv}$  são as resistências térmicas de transferência de calor por radiação e por convecção, respectivamente. A partir dos conceitos de resistências térmicas a reescrevemos como segue:

$$\frac{l}{(h + h_r) A_t} = \frac{T_s - T_\infty}{q_1} \quad (2.15)$$

nesta equação  $A_t$  é a área de troca térmica e é calculada como segue:

$$A_t = L^2 + 4LB \quad (2.16)$$

Reescrevendo a Equação 2.15 como segue:

$$h = \frac{q_1}{A_t(T_s - T_\infty)} - h_r \quad (2.17)$$

Reescrevendo a Equação 2.12 como segue:

$$q_2 = \frac{(T_s - T_\infty)A_c k_A (h_i + h_{r,i})}{(h_i + h_{r,i})L_A + k_A + (h_i + h_{r,i})R_{t,c}k_A A_c} \quad (2.18)$$

Substituindo a Equação 2.18 na Equação 2.10 obtemos:

$$q_1 = q - Q - \frac{(T_s - T_\infty)A_c k_A (h_i + h_{r,i})}{(h_i + h_{r,i})[L_A + R_{t,c}k_A A_c] + k_A} \quad (2.19)$$

Substituindo a Equação 2.19 na Equação 2.17:

$$h = \frac{q - Q}{A_t(T_s - T_\infty)} - \frac{A_c}{A_t} \frac{(h_i + h_{r,i})k_A}{(h_i + h_{r,i})[L_A + R_{t,c}k_A A_c] + k_A} - h_r \quad (2.20)$$

Esta equação determina o valor do coeficiente de convecção para o componente ativo dentro do canal de obstáculos. Esta equação é equivalente a Equação (2.8). A resistência térmica de contato (um valor menor que a unidade) foi desprezada, pois  $L_A \gg R_{t,c}K_A A_c \cong 0$ .

A Figura 2.6 é uma representação da região do substrato que está sob a área projetada da base do obstáculo ativo. Estamos admitindo que o topo desta região esteja à temperatura da



base do obstáculo ativo (ou seja, resistência de contato nula). A taxa de energia  $q_2$  já foi definida anteriormente como a taxa de calor conduzida na direção  $y$  e as taxas  $q_i$  remanescentes nesta figura são as taxas de calor para as demais direções e sentidos.

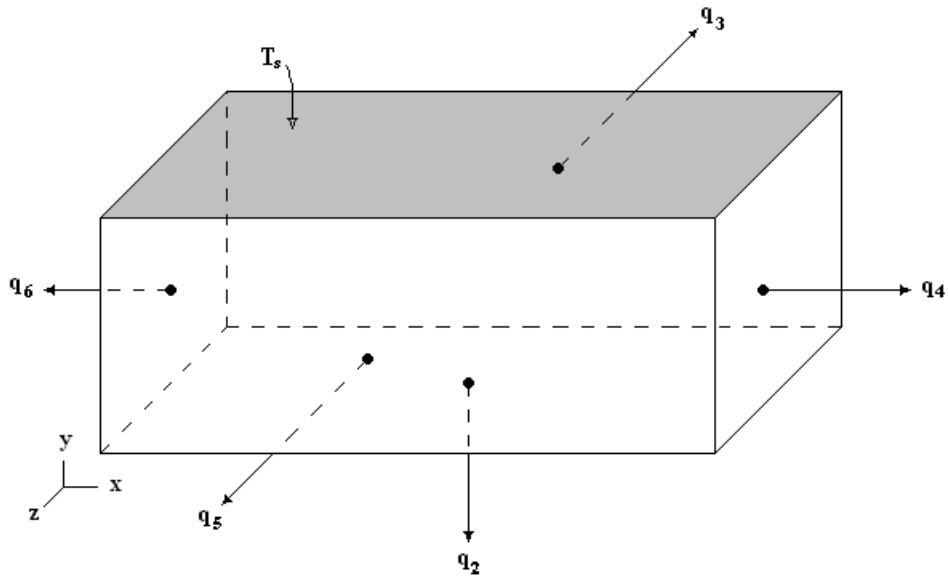


Figura 2.6 – Região do substrato que está sob a área projetada da base do obstáculo ativo

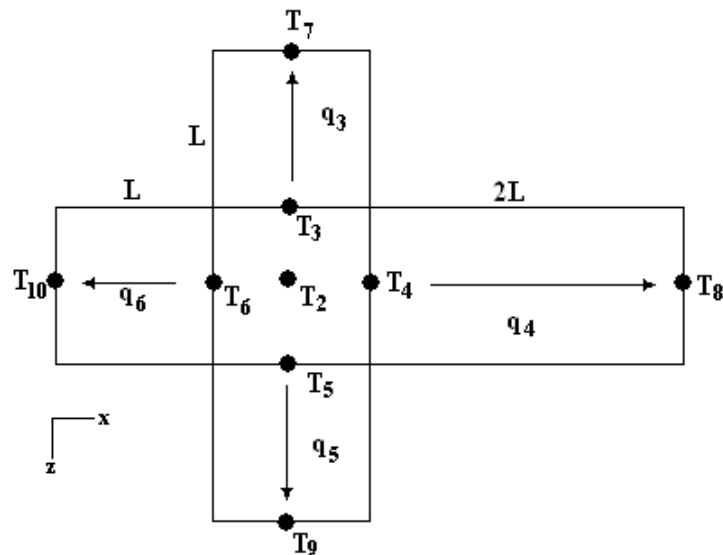


Figura 2.7 – Análise simplificada das taxas de calor para o substrato.

A Figura 2.7 é um esquema cujo quadro central representa o plano médio perpendicular a  $y$  na Figura 2.6. Os pontos assinalados por  $T_i$  representam as temperaturas que de fato foram medidas não no plano médio, mas sim na base da região da Figura 2.6 por comodidade. Assim, através da lei de Fourier na forma unidimensional podemos escrever:

$$q_3 = (LL_A)k_A \frac{(T_3 - T_7)}{L} \quad (2.21)$$

$$q_4 = (LL_A)k_A \frac{(T_4 - T_8)}{2L} \quad (2.22)$$

$$q_5 = (LL_A)k_A \frac{(T_5 - T_9)}{L} \quad (2.23)$$

$$q_6 = (LL_A)k_A \frac{(T_6 - T_{10})}{L} \quad (2.24)$$

nestas equações  $L_A$  é a espessura do substrato. Assim, podemos calcular o valor de  $Q$  que aparece na Equação 2.20 como segue:

$$Q = q_3 + q_4 + q_5 + q_6 \quad (2.25)$$

Como para o comprimento escolhido para medir  $T_7$ ,  $T_8$ ,  $T_9$  e  $T_{10}$  as temperaturas pouco diferiram da temperatura ambiente podemos escrever a seguinte equação a partir das Equações 2.21 a 2.25:

$$Q = \frac{7}{2} L_A k_A (T_2 - T_\infty) \quad (2.26)$$

nesta equação admitimos  $T_2 = T_3 = T_4 = T_5 = T_6$  por simplicidade e dessa forma estimamos analiticamente a taxa de calor  $Q$  para as demais direções que não  $y$  do substrato. Levando em consideração as Equações 2.13, 2.16, 2.20 e 2.26 chegamos ao seguinte resultado:

$$h = \frac{2q - 7lk_A\Delta T}{2(L^2 + 4LB)(T_s - T_\infty)} - \frac{L}{(L + 4B)} \frac{k_A h'}{h'l + k_A} - h_r \quad (2.27)$$

sendo os novos parâmetros definidos como:

$$h' = h_i + h_{r,i} \quad (2.28)$$

$$\Delta T = T_2 - T_\infty \quad (2.29)$$

nesta última equação  $T_2$  é um valor obtido experimentalmente. Os coeficientes de transferência de calor por radiação  $h_r$ ,  $h_{r,i}$  bem como por convecção  $h_i$  foram calculados a partir de expressões que estão definidas posteriormente na seção de análise de erro do coeficiente de convecção do obstáculo ativo.

## 2.4 TERMOPARES

No topo de cada obstáculo de interesse fixamos quatro termopares para medição das temperaturas. Os termopares, bem como a alimentação elétrica, entram pela base da seção

de teste. Os termopares utilizados foram do tipo K (com diâmetro de 0,5 mm) e tiveram suas curvas de calibração levantadas previamente para a faixa de temperatura dos ensaios.

Apenas o componente ativo e os que estavam a sua jusante, na mesma coluna, tiveram suas temperatura monitoradas através de termopares uma vez que os demais não exibiram, em testes preliminares, aumento suficiente de temperatura para serem avaliados com a instrumentação utilizada.

## 2.5 TUBO DE PITOT E MANÔMETRO EM “U”

Observamos na Figura 2.8 um esquema da medição da velocidade de pico do escoamento dentro do duto circular. As tomadas de pressão eram ligadas a um manômetro em “U” inclinado e o fluido manométrico era água destilada. O tubo de Pitot estava localizado no centro do duto a uma distância de entrada do mesmo que era igual a cinquenta diâmetros, assim tentamos garantir, teoricamente, que a sonda estivesse na região de escoamento turbulento completamente desenvolvido.

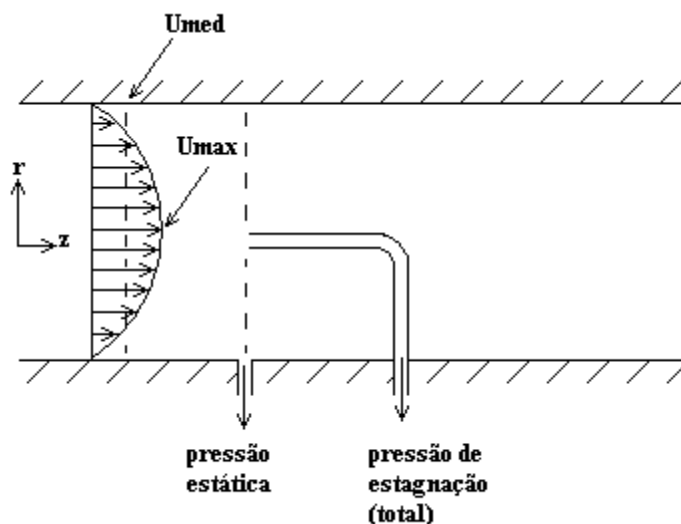


Figura 2.8 – Tubo de Pitot.

É de conhecimento geral em mecânica dos fluidos que para um escoamento invíscido, incompressível e sem variação de elevação no qual o fluido é desacelerado até atingir a velocidade nula a equação de Bernoulli leva a:

$$U_{máx} = \sqrt{\frac{2(p_0 - p)}{\rho_{ar}}} \quad (2.30)$$

na Equação 2.30 a diferença entre a pressão de estagnação ( $p_0$ ) e a pressão estática ( $p$ ) pode ser substituída pela pressão devido à diferença de altura entre as colunas do manômetro em “U” inclinado, assim:

$$U_{máx} = \sqrt{\frac{2\rho_{água}gh}{\rho_{ar}}} = \sqrt{\frac{2\rho_{água}gx(1 + \text{sen } \theta)}{\rho_{ar}}} \quad (2.31)$$

na Equação 2.31  $h$  é a diferença de nível (m) de água entre as colunas do manômetro;  $x$  é o deslocamento (m) do menisco da coluna vertical do manômetro;  $\theta$  é o ângulo de inclinação da outra coluna manométrica ajustado em  $30^\circ$  (veja detalhes desta equação no Apêndice B).

De acordo com Schlichting (1979) as velocidades, média e máxima, do perfil de velocidade turbulento completamente desenvolvido, para dutos circulares lisos, podem ser relacionadas através da seguinte equação:

$$U_{med} = \frac{2n^2}{(n+1)(2n+1)} U_{max} \quad (2.32)$$

na Equação (2.32)  $n$  é uma constante que deve ser escolhida conforme o número de Reynolds; o adimensional se baseia na velocidade média e no diâmetro do duto, assim:

$$Re_D = \frac{U_{med}D}{\nu} \quad (2.33)$$

na Equação (2.33)  $\nu$  é a viscosidade cinemática ( $m^2/s$ ) do fluido.

Para um escoamento incompressível ao longo de um volume de controle, com apenas uma entrada e uma saída, a vazão é a mesma. Assim, a velocidade média ( $\bar{U}$ ) do escoamento na seção de testes é facilmente determinada através da seguinte equação:

$$\bar{U} = \frac{U_{med} \frac{\pi D^2}{4}}{HW} \quad (2.34)$$

na qual  $H$  é a altura do canal na seção de testes e  $W$  é a largura do mesmo.

## 2.6 PROCEDIMENTO EXPERIMENTAL

Posicionamos o componente ativo na coluna central na primeira linha; fizemos a conexão com a alimentação pela base do canal; os termopares também entravam por este mesmo local. Ligamos o exaustor e regulamos a válvula para obter a velocidade  $\bar{U}$  de 1,97 m/s; em seguida ligamos a fonte de corrente contínua e regulamos até obtermos a potência  $P$  de 5 W. O tempo necessário para que as temperaturas estabilizassem girou em torno de 30 a 35 minutos, e por isso, monitoramos por 40 minutos as temperaturas dos obstáculos nesta coluna e em seguida anotamos os seus valores. Este procedimento foi repetido mais duas vezes para esta posição do componente ativo

Todo o procedimento do parágrafo anterior foi repetido mudando a velocidade  $\bar{U}$  para 2,99 m/s e 4,04 m/s. Terminada essa etapa, colocamos o componente ativo na segunda linha e fizemos ensaios para esta posição e, assim, procedemos até que o componente ativo

ocupasse a penúltima linha do arranjo na coluna central. Assim, para cada posição ensaiamos três velocidades e para cada velocidade repetimos os testes três vezes.

Regulávamos a potência através de uma fonte de corrente contínua na qual fixávamos a tensão e ajustávamos a corrente elétrica de acordo com as Equações (2.3) a (2.5). Em testes iniciais havíamos testado a linearidade do componente ativo; procedimento e resultados destes estão no Apêndice C.

## 2.7 ANÁLISE DE ERROS

Para fazermos a análise de propagação de erro para o cálculo de variáveis dependentes a partir de variáveis operacionais adaptamos a metodologia descrita por Moffat (1988). As variáveis dependentes presentes neste trabalho foram a velocidade média de escoamento de ar; as temperaturas deste e dos obstáculos; a potência dissipada pelo obstáculo ativo, o coeficiente de transferência de calor médio e o número de Nusselt médio.

### 2.7.1 PROPAGAÇÃO DE ERRO NO CÁLCULO DA VELOCIDADE MÉDIA

Ao analisarmos as equações que definem a velocidade notamos que as variáveis operacionais são medidas geométricas, como o ângulo de inclinação de coluna manométrica e altura de nível de água com relação à referência. As medidas geométricas da seção do canal também foram consideradas variáveis operacionais. Para o cálculo da velocidade a partir da Equação 2.34 usando as Equações 2.32 (com  $n$  igual a 7) e 2.31 obtemos a seguinte equação:

$$\bar{U} = \frac{98\pi}{480} \sqrt{\frac{2\rho_{\text{água}}}{\rho_{\text{ar}}}} x^{1/2} (1 + \text{sen } \theta)^{1/2} \frac{D^2}{HW} \quad (2.35)$$

Esta equação pode ser reescrita como segue:

$$\bar{U}(x,y,z) = \bar{U} = A(xy)^{1/2}z \quad (2.36)$$

nesta equação a constante  $A$  e as duas novas variáveis são:

$$A = \frac{98\pi}{480} \sqrt{\frac{2\rho_{\text{água}}g}{\rho_{\text{ar}}}} \quad (2.37)$$

$$y = l + \text{sen } \theta \quad (2.38)$$

$$z = \frac{D^2}{HW} \quad (2.39)$$

Aplicamos a metodologia descrita por Moffat (1988) à Equação 2.36 segue que:

$$\delta\bar{U}^* = \left[ \left( \frac{\partial\bar{U}}{\partial x} \delta x \right)^2 + \left( \frac{\partial\bar{U}}{\partial y} \delta y \right)^2 + \left( \frac{\partial\bar{U}}{\partial z} \delta z \right)^2 \right]^{1/2} \quad (2.40)$$

e para esta equação definimos as incertezas como a metade da menor unidade das escalas dos instrumentos de medidas utilizados. Assim  $\delta x = 5,0 \times 10^{-3} m$ ,  $\delta y = (\pi/360) rad$  e como  $z$  é função de  $D$ ,  $H$  e  $W$ , que também tiveram como incerteza  $\delta x$ , segue que:

$$\delta z = \left[ \left( \frac{\partial z}{\partial D} \right)^2 + \left( \frac{\partial z}{\partial H} \right)^2 + \left( \frac{\partial z}{\partial W} \right)^2 \right]^{1/2} |\delta x| \quad (2.41)$$



Assim ao fazermos  $n$  vezes o ensaio calculamos a média da velocidade média e o seu desvio padrão  $DP$  e determinamos a incerteza da velocidade média como segue:

$$\delta\bar{U} = \left[ (\delta\bar{U}^*)^2 + (DP)^2 \right]^{1/2} \quad (2.42)$$

### 2.7.2 PROPAGAÇÃO DE ERRO NO CÁLCULO DA TEMPERATURA

As temperaturas foram medidas utilizando termopares que tiveram retas de calibração da seguinte forma:

$$T^{**} = a(ddp) + b \quad (2.43)$$

nesta equação  $a$  e  $b$  são constantes obtidas da regressão linear;  $T^{**}$  é a temperatura medida com um termômetro padrão (em °C) e  $ddp$  é a tensão medida entre as extremidades dos fios dos termopares com um multímetro.

Utilizamos a seguinte equação para determinar a incerteza das medidas de temperatura:

$$\delta T = \left[ (\delta T^*)^2 + (DP)^2 \right]^{1/2} \quad (2.44)$$

nesta equação  $DP$  é o desvio padrão da média da temperatura obtida para  $n$  ensaios; e outro parâmetro é definido como segue:

$$\delta T^* = \left[ (\delta T^{**})^2 + (\delta T')^2 \right]^{1/2} \quad (2.45)$$

nesta equação  $\delta T' = 0,25 \text{ } ^\circ\text{C}$  é a incerteza do termômetro padrão utilizado para levantar as curvas de calibração dos termopares e o outro parâmetro é definido como segue:

$$\delta T^{**} = \frac{\partial T^{**}}{\partial (ddp)} \delta (ddp) \quad (2.46)$$

nesta equação  $\delta (ddp) = 0,005 \text{ mV}$  é a incerteza do multímetro utilizado para levantar as curvas de calibração dos termopares bem como nos ensaios experimentais.

### 2.7.3 PROPAGAÇÃO DE ERRO NO CÁLCULO DA POTÊNCIA DISSIPADA

Determinamos a potência gerada pela resistência elétrica dentro do obstáculo ativo pela Equação 2.3 e a sua incerteza através da seguinte equação:

$$\delta P = \left[ \left( \frac{\partial P}{\partial U} \delta U \right)^2 + \left( \frac{\partial P}{\partial I} \delta I \right)^2 \right]^{1/2} \quad (2.47)$$

nesta equação  $\delta U = 0,005U + 0,003$ , sendo  $U$  o valor da leitura da tensão em volt e  $\delta I = 0,012I + 0,03$ , sendo  $I$  a leitura da corrente em ampère.

Determinamos a taxa de calor dissipada através dos cabos de alimentação a partir da Equação 2.4 e calculamos a incerteza através da seguinte equação:

$$\delta q_d = \left[ \left( \frac{\partial q_d}{\partial h_n} \delta h_n \right)^2 + \left( \frac{\partial q_d}{\partial D} \delta D \right)^2 + \left( \frac{\partial q_d}{\partial (\Delta T)} \delta (\Delta T) \right)^2 \right]^{1/2} \quad (2.48)$$

nesta equação  $\delta D = 1 \times 10^{-5}$  m,  $\delta(\Delta T) = 0,5$  K e  $\delta h_n = 0,5$  W/m<sup>2</sup>K; sendo  $D$  o diâmetro dos cabos,  $\Delta T$  a diferença de temperatura entre o ponto de conexão do cabo com a base do obstáculo ativo e o ar que tem coeficiente de convecção natural  $h_n$ .

Determinamos então a potência dissipada pelo obstáculo ativo através da Equação 2.5 e sua incerteza através da seguinte equação:

$$\delta q = \left[ \left( \frac{\partial q}{\partial P} \delta P \right)^2 + \left( \frac{\partial q}{\partial q_d} \delta q_d \right)^2 \right]^{1/2} \quad (2.49)$$

#### 2.7.4 PROPAGAÇÃO DE ERRO NO CÁLCULO DO COEFICIENTE DE TRANSFERÊNCIA DE CALOR

A incerteza do coeficiente de transferência de calor calculado é determinada pela seguinte equação,

$$\begin{aligned} \delta h = & \left[ \left( \frac{\partial h}{\partial q} \delta q \right)^2 + \left( \frac{\partial h}{\partial L} \delta L \right)^2 + \left( \frac{\partial h}{\partial B} \delta B \right)^2 + \left( \frac{\partial h}{\partial T_s} \delta T_s \right)^2 + \left( \frac{\partial h}{\partial T_\infty} \delta T_\infty \right)^2 + \left( \frac{\partial h}{\partial h'} \delta h' \right)^2 + \right. \\ & \left. + \left( \frac{\partial h}{\partial h_r} \delta h_r \right)^2 + \left( \frac{\partial h}{\partial L_A} \delta L_A \right)^2 + \left( \frac{\partial h}{\partial \Delta T} \delta \Delta T \right)^2 \right]^{1/2} \end{aligned} \quad (2.50)$$

nesta equação  $\delta q$  é definido pela Equação 2.49;  $\delta L = \delta B = \delta L_A = \delta x$ ;  $\delta T_s = \delta T$  (definido pela Equação 2.44);  $\delta T_\infty = 0,5$ K.  $\delta h'$ ,  $\delta h_r$  e  $\delta \Delta T$  serão definidos a seguir.

O coeficiente de transferência de calor por radiação é definido a partir da linearização da equação de taxa de calor por radiação de superfície cinza obtida através da lei de Stefan-Boltzmann:

$$h_r = \varepsilon\sigma(T_s^2 + T_\infty^2)(T_s + T_\infty) = \varepsilon\sigma(T_s^3 + T_s^2T_\infty + T_sT_\infty^2 + T_\infty^3) \quad (2.51)$$

A partir da Equação 2.51 podemos definir então a expressão para o cálculo da incerteza do coeficiente de transferência de calor por radiação como segue:

$$\delta h_r = \left[ \left( \frac{\partial h_r}{\partial \varepsilon} \delta \varepsilon \right)^2 + \left( \frac{\partial h_r}{\partial T_s} \delta T_s \right)^2 + \left( \frac{\partial h_r}{\partial T_\infty} \delta T_\infty \right)^2 \right]^{1/2} \quad (2.52)$$

nesta equação todas as incertezas já foram definidas acima exceto para a emissividade  $\varepsilon$ . Como a emissividade de uma superfície de alumínio polida e oxidada está entre 0,05 e 0,11 (Bejan, 1996) adotamos o valor mediano e definimos sua incerteza como  $\delta \varepsilon = 0,02$ .

A incerteza  $\delta h'$  é calculada a partir da Equação 2.28 como segue:

$$\delta h' = \left[ \left( \frac{\partial h'}{\partial h_i} \delta h_i \right)^2 + \left( \frac{\partial h'}{\partial h_{r,i}} \delta h_{r,i} \right)^2 \right]^{1/2} = \left[ (\delta h_i)^2 + (\delta h_{r,i})^2 \right]^{1/2} \quad (2.53)$$

nesta equação a incerteza do coeficiente de transferência de calor por radiação  $\delta h_{r,i}$  é determinado por uma expressão igual a Equação 2.52 substituindo nesta  $h_i$  por  $h_{r,i}$  e  $T_s$  por  $T_2$ . Sendo  $\delta \varepsilon = 0,05$  e  $\varepsilon = 0,95$  para o acrílico (Bejan, 1996) e  $\delta T_2 = \delta T_\infty$ . A equação utilizada para calcular o coeficiente de convecção em baixo do canal de obstáculo (Incropera, 2003):

$$h_i = 0,27 \left[ \frac{g2(T_2 - T_\infty)L^3}{(T_2 + T_\infty)\alpha\nu} \right]^{1/4} \frac{k_{ar}}{L} \quad (2.54)$$

nesta equação as propriedades são avaliadas na temperatura de filme. A incerteza é calculada como segue:

$$\delta h_i = \left[ \left( \frac{\partial h_i}{\partial T_2} \delta T_2 \right)^2 + \left( \frac{\partial h_i}{\partial T_\infty} \delta T_\infty \right)^2 + \left( \frac{\partial h_i}{\partial L} \delta L \right)^2 \right]^{1/2} \quad (2.55)$$

nesta equação todas as incertezas já foram definidas anteriormente.

A partir da Equação 2.29 definimos a incerteza  $\delta \Delta T$  como segue:

$$\delta \Delta T = \left[ \left( \frac{\partial \Delta T}{\partial T_2} \delta T_2 \right)^2 + \left( \frac{\partial \Delta T}{\partial T_\infty} \delta T_\infty \right)^2 \right]^{1/2} = [(\delta T_2)^2 + (\delta T_\infty)^2]^{1/2} \quad (2.56)$$

### 2.7.5 PROPAGAÇÃO DE ERRO NO CÁLCULO DO NÚMERO DE NUSSELT

A incerteza do número de Nusselt é calculada como segue se não considerarmos a condutividade térmica como uma fonte incertezas:

$$\delta Nu = \left[ \left( \frac{\partial Nu}{\partial h} \delta h \right)^2 + \left( \frac{\partial Nu}{\partial L} \delta L \right)^2 \right]^{1/2} \quad (2.57)$$

nesta equação  $\delta h$  é calculado a partir da Equação 2.50 e  $\delta L = \delta x$ .

### 3 MODELAGEM DO ESCOAMENTO

#### 3.1 EQUAÇÕES DE BALANÇO

O escoamento de um fluido em um processo de resfriamento é modelado matematicamente através da equação de continuidade, da equação de energia e da equação de quantidade de movimento. A equação da continuidade ou equação de conservação de massa em notação tensorial é:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho u_i) = 0 \quad (3.1)$$

Para um escoamento incompressível a massa específica independe do tempo e do espaço logo a equação da continuidade resume-se a:

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (3.2)$$

Ao considerarmos um sistema de coordenadas inercial a equação da quantidade de movimento pode ser escrita em notação tensorial como:

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho u_i) + \frac{\partial}{\partial x_j} (u_j \rho u_i) = - \frac{\partial p}{\partial x_i} + \nabla \cdot (\tau_{ij}) + \rho g_i + F_i \quad (3.3)$$

na qual  $\tau_{ij}$  é o tensor de tensões,  $\rho g_i$  é a força gravitacional e  $F_i$  é o termo fonte. O tensor de tensões para um fluido newtoniano é da forma:

$$\tau_{ij} = \mu \left[ \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right) + \left( \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \right] \quad (3.4)$$

na qual  $\mu$  é a viscosidade molecular dinâmica e  $\delta_{ij}$  é a função delta de Kronecker.

A equação de conservação de energia para uma porção de fluido que escoar pode ser escrita em termos da entalpia como segue:

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho h) + \frac{\partial}{\partial x_i} (u_i \rho h) = \frac{\partial}{\partial x_i} \left( \frac{\mu}{Pr} \frac{\partial h}{\partial x_i} \right) + \dot{q} + T\beta \left( \frac{\partial p}{\partial t} + u_i \frac{\partial p}{\partial x_i} \right) + \tau_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \quad (3.5)$$

na qual  $\dot{q}$  é o termo fonte que engloba efeitos de geração de calor,  $Pr$  é o número de Prandtl molecular. O último termo da equação envolve trabalho irreversível devido aos efeitos de compressibilidade do fluido ou devido aos efeitos de empuxo;  $\beta = -\rho^{-1} (\partial \rho / \partial T)_p$  é o coeficiente de expansão volumétrica; A entalpia está relacionada à temperatura através da seguinte equação:

$$\Delta h = \int_{T_{ref}}^T c_p dT \quad (3.6)$$

na qual  $c_p$  é o calor específico a pressão constante e  $T_{ref}$  é uma temperatura de referência.

Para um escoamento permanente e incompressível de um fluido newtoniano as equações discretizadas obtidas das Equações (3.2), (3.3) e (3.5) poderiam ser resolvidas simultaneamente através de Simulação Numérica Direta, contudo a malha necessária seria

muito fina, por que para um escoamento turbulento o menor elemento da malha deveria ser maior que a escala dissipativa de Komolgorov ( $l_d$ ):

$$l_d = \frac{L}{Re_L^{3/4}} = \left(\frac{\rho U}{\mu}\right)^{-3/4} L^{1/4} \quad (3.7)$$

na qual  $L$  é o comprimento característico do escoamento e  $U$  é a velocidade média característica.

Dentro de um escoamento turbulento os turbilhões menores que  $l_d$  são dissipados pelos efeitos viscosos. O número de graus de liberdade para um escoamento turbulento pode ser estimado através do número de Reynolds:

$$NGL = \left(\frac{L}{l_d}\right)^3 = Re_L^{9/4} = \left(\frac{\rho UL}{\mu}\right)^{9/4} \quad (3.8)$$

O número de equações do sistema linear resultante dessa malha seria igual ao número de graus de liberdade o que torna a Simulação Numérica Direta impraticável através dos modernos computadores para a maioria dos problemas engenharia. Para contornar o problema as simulações são feitas usando modelos de turbulência e o escoamento determinado é um “escoamento médio”.

### 3.2 MODELAGEM DA TURBULÊNCIA

A modelagem da turbulência é obtida através das equações médias de Reynolds; essas equações são obtidas através da decomposição das incógnitas das equações originais em dois



componentes: um componente médio e outro flutuante. Por exemplo, a velocidade em notação indicial é decomposta como:

$$u_i = \bar{u}_i + u'_i \quad (3.9)$$

na qual  $\bar{u}_i$  é o componente de velocidade médio e  $u'_i$  é o componente flutuante.

A equação da continuidade e a equação da quantidade de movimento na forma média são conhecidas como *Reynold-averaged Navier-Stokes (RANS) equations*, para um escoamento incompressível e newtoniano elas são escritas como:

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (3.10)$$

$$\frac{\partial u'_i}{\partial x_i} = 0 \quad (3.11)$$

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{u}_i \bar{u}_j) = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \nu \left( \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \right] - \overline{u'_i u'_j} \quad (3.12)$$

O termo  $\overline{u'_i u'_j}$  é o tensor de Reynolds e é simétrico:

$$\overline{u'_i u'_j} = \begin{bmatrix} \overline{u'u'} & \overline{u'g'} & \overline{u'w'} \\ \overline{g'u'} & \overline{g'g'} & \overline{g'w'} \\ \overline{w'u'} & \overline{w'g'} & \overline{w'w'} \end{bmatrix} \quad (3.13)$$

Como o tensor de Reynolds é simétrico segue que apenas seis novas incógnitas são introduzidas no sistema de equações que definem o escoamento. O tensor de Reynolds (momento de segunda ordem) deve ser modelado e é possível gerar, pelo mesmo processo, uma equação que transporte essa propriedade, porém surgirá outro momento (agora de terceira ordem) que precisa ser modelado e, assim, surge o conhecido problema de fechamento da turbulência. Os modelos de turbulência são os métodos disponíveis para se fechar o problema da turbulência.

### 3.3 EQUAÇÃO DE ENERGIA MÉDIA

A equação média da energia é definida como segue:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \bar{E}) + \frac{\partial}{\partial x_i} [\bar{u}_i(\rho \bar{E} + \bar{p})] = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ (k + k_t) \frac{\partial \bar{T}}{\partial x_j} + \bar{u}_i (\bar{\tau}_{ij})_{ef} \right] + \bar{S}_E \quad (3.14)$$

na qual  $E$  é a soma de todas as formas de energia. A condutividade térmica turbulenta é definida como:

$$k_t = \frac{c_p \mu_t}{Pr_t} \quad (3.15)$$

O tensor de tensões é definido como:

$$(\bar{\tau}_{ij})_{ef} = \mu_{ef} \left( \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} + \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} \right) - \frac{2}{3} \mu_{ef} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} \delta_{ij} \quad (3.16)$$

na qual  $\mu_{ef}$  e  $\delta_{ij}$  são a viscosidade dinâmica efetiva (molecular somada à turbulenta) e a função delta de Kronecker, respectivamente.

### 3.4 MODELOS DE TURBULÊNCIA

O modelo  $k-\varepsilon$  padrão é um modelo a duas equações. Uma equação para  $k$  que transporta energia cinética turbulenta e outra para  $\varepsilon$  que transporta a taxa de dissipação desta energia. Uma derivação do modelo padrão é o  $k-\varepsilon$  renormalizado (RNG). Esta derivação foi obtida usando uma técnica estatística chamada Teoria de Renormalização de Grupo. O modelo  $k-\varepsilon$  RNG possui um termo adicional na equação da taxa de dissipação que melhora a precisão para escoamentos mais deformados. O modelo RNG fornece uma equação analítica para o cálculo do número de Prandtl turbulento, enquanto o modelo padrão usa um valor constante.

Nos dois tópicos seguintes apresentamos as equações clássicas para estes dois modelos de turbulência. Como utilizamos um programa comercial que não dispõe da possibilidade de escolher valores de constantes dos modelos de turbulência estes não são apresentados.

#### 3.4.1 MODELO DE TURBULÊNCIA A DUAS EQUAÇÕES: K-E

No modelo  $k-\varepsilon$  padrão duas propriedades do escoamento são transportadas: a energia cinética turbulenta ( $k$ ) e a taxa de dissipação da mesma ( $\varepsilon$ ). Essas duas propriedades do escoamento são modeladas pelas seguintes equações:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho k \bar{u}_i) = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[ \left( \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_i} \right] + G_k + G_b - \rho \varepsilon \quad (3.17)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \varepsilon) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho \varepsilon \bar{u}_i) = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[ \left( \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_i} \right] + C_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} (G_k + C_{3\varepsilon} G_b) - C_{2\varepsilon} \rho \frac{\varepsilon^2}{k} \quad (3.18)$$

nas duas equações anteriores  $\sigma_k$  e  $\sigma_\varepsilon$  são os números de Prandtl para a energia cinética turbulenta e para sua taxa de dissipação, respectivamente.  $C_{1\varepsilon}$ ,  $C_{2\varepsilon}$  e  $C_{3\varepsilon}$  são constantes.

A viscosidade turbulenta é calculada através da energia cinética turbulenta e de sua taxa de dissipação como segue:

$$\mu_t = \rho C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (3.19)$$

na qual  $C_\mu$  é uma constante.

$G_k$  é a produção de energia cinética turbulenta devido aos gradientes de velocidades:

$$G_k = -\overline{\rho u_i u_j} \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} = \mu_t \left[ (2\bar{S}_{ij}\bar{S}_{ij})^{1/2} \right]^2 \quad (3.20)$$

$G_b$  é a produção de energia cinética oriunda dos efeitos de empuxo:

$$G_b = \beta g_i \frac{\mu_t}{Pr_t} \frac{\partial \bar{T}}{\partial x_i} \quad (3.21)$$

na qual  $\beta$  é o coeficiente de expansão térmica;  $Pr_t$  é o número de Prandtl turbulento.

### 3.4.2 MODELO $k-\varepsilon$ RNG

O modelo  $k-\varepsilon$  RNG usa uma equação analítica para o cálculo do número de Prandtl turbulento e uma equação diferencial analítica para o cálculo da viscosidade efetiva. A viscosidade turbulenta é determinada através da equação diferencial:

$$d\left(\frac{\rho^2 k}{\sqrt{\varepsilon\mu}}\right) = 1,72 \frac{\hat{\nu}}{\sqrt{\hat{\nu}^3 - 1 + C_\nu}} \quad (3.22)$$

na qual  $C_\nu$  é aproximadamente 100;  $\hat{\nu}$  é a razão entre a viscosidade dinâmica efetiva e a viscosidade dinâmica.

As equações para a energia cinética e sua taxa de dissipação para o modelo  $k-\varepsilon$  RNG:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho k \bar{u}_i) = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[ \alpha_k \mu_{ef} \frac{\partial k}{\partial x_i} \right] + G_k + G_b - \rho \varepsilon \quad (3.23)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \varepsilon) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho \varepsilon \bar{u}_i) = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[ \alpha_\varepsilon \mu_{ef} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_i} \right] + C_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} (G_k + C_{3\varepsilon} G_b) - C_{2\varepsilon} \rho \frac{\varepsilon^2}{k} - R_\varepsilon \quad (3.24)$$

$\alpha_k$  e  $\alpha_\varepsilon$  são os números de Prandtl inversos efetivos para a energia cinética turbulenta e para a sua taxa de dissipação, respectivamente, e podem ser determinados pela teoria de renormalização. A constante  $R_\varepsilon$  é definida como:

$$R_\varepsilon = \frac{C_\mu \rho \eta^3 (1 - \eta/\eta_0) \varepsilon^3}{1 + \beta \eta^3} \frac{1}{k} \quad (3.25)$$

na qual  $\eta_0 = 4,38$ ;  $\beta = 0,012$  e:

$$\eta = \frac{Sk}{\varepsilon} \quad (3.26)$$

O número efetivo inverso de Prandtl é calculado pela fórmula proveniente da teoria de renormalização:

$$\left| \frac{\alpha - 1,3929}{\alpha_0 - 1,3929} \right|^{0,6321} \left| \frac{\alpha - 2,3929}{\alpha_0 - 2,3929} \right|^{0,3679} = \frac{\mu}{\mu_{ef}} \quad (3.27)$$

na qual  $\alpha_0$  é uma constante.

### 3.5 PACOTE COMERCIAL

Neste trabalho empregamos o programa Icepak<sup>®</sup> (versão 4.4.8 licenciada para UNESP-FEIS de 13/03/2009 a 14/03/2010) para fazer as simulações numéricas do processo de escoamento com transferência de calor no canal com arranjo de obstáculos. Os dois modelos de turbulência apresentados anteriormente foram escolhidos por serem os melhores disponíveis no programa.

O Icepak<sup>®</sup> é um programa comercial de mecânica dos fluidos e transferência de calor computacional pertencente à Fluent (agora pertencente à ANSYS<sup>®</sup>) com ferramentas voltadas para a análise de resfriamento de sistemas eletrônicos. Na parte de pré-processamento esse programa é de grande praticidade para modelar, simples ou detalhadamente, sistemas contendo: placas de circuito impresso, circuitos integrados, grelhas, aletas, ventiladores e exaustores. Seu pré-processamento também se destaca pela simplicidade para definir as

condições de contorno ou mesmo importá-las. Existe a possibilidade de usar alguns modelos de turbulência e de usar ou não a radiação na modelagem. O método dos elementos finitos é utilizado com malha não-estruturada ou cartesiana; com a possibilidade de dividir o domínio com o intuito de obter regiões mais refinadas. No processamento não existe possibilidade de escolha de *solver*. Caso os resíduos da solução das equações não atinjam o valor aceitável para o número de iterações impostas existe a possibilidade de retomada do processamento. O pós-processamento do Icepak<sup>®</sup> também é bem prático para obterem imagens e animações de cortes e *isossuperfícies*. O processamento no Icepak<sup>®</sup> pode ser feito em um processador ou mais, uma vez que, esse é um programa paralelizado. Maiores informações sobre o Icepak<sup>®</sup> podem ser obtidas em <http://www.ansys.com/products/icepak/default.asp>.

### 3.6 ARRANJO DE OBSTÁCULOS DENTRO DO CANAL

A Figura (3.1) exhibe o domínio do escoamento simulado. O canal é composto por quatro placas de polimetil-metacrilato (PMMA: acrílico) de 7,8 mm de espessura; a largura interna uniforme,  $W$ , do canal é de 254,0 mm e a altura interna uniforme,  $H$ , é de 12,7 mm. O arranjo de obstáculos possui cinco colunas (direção longitudinal) e oito linhas (direção transversal); o arranjo está em contato direto com a placa base. Esta configuração geométrica é igual a do trabalho experimental de Wirtz e Dykshoorn (1984) e foi utilizada no presente trabalho para comparação de resultados.

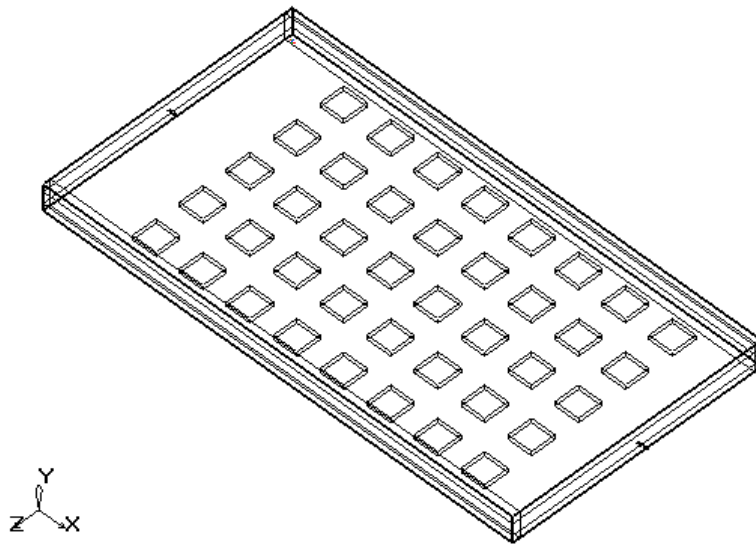


Figura 3.1 – Geometria do canal com o arranjo de obstáculos.

Cada obstáculo do arranjo é um bloco de alumínio (calor específico e difusividade térmica determinadas no Apêndice A) de altura  $B$  de 4,7 mm e lados de comprimento  $L$  de 25,4 mm. A distância de um bloco, tanto na direção longitudinal quanto na transversal, de outro é  $L$  igual a 25,4 mm. Os obstáculos que se encontram nas colunas externas têm distância de 12,7 mm da parede externa.

O escoamento de ar ocorre apenas dentro do canal e, por isso, consideramos a condição de não deslizamento e impermeabilidade (Equação 3.28) para todas as superfícies internas do canal e para todas as superfícies dos obstáculos. Na entrada da seção de testes ( $x$  mínimo) impusemos um perfil de velocidade (Equação 3.29) e temperatura uniforme  $T_\infty$ . Fixamos pressão nula na saída da seção de testes ( $x$  máximo).

$$u_i = 0 \quad (3.28)$$

$$\begin{cases} u_1 = U(0,y,z) \\ u_2 = u_3 = 0 \end{cases} \quad (3.29)$$



Colocamos condições de contorno de terceira espécie nas superfícies externas do canal (do domínio), isto é, convecção livre nas paredes externas; usamos a Equação 3.30 para definir o coeficiente de convecção das placas laterais, a Equação 3.31 para a placa superior do canal e a Equação 3.33 para a placa inferior.

Incropera (2008) fornece para uma placa vertical isotérmica com convecção livre a correlação para cálculo do número de Nusselt médio:

$$\overline{Nu}_L = \frac{\bar{h}L_c}{k} = 0,68 + \frac{0,670Ra_L^{1/4}}{[1+(0,492/Pr)^{9/16}]^{4/9}} \quad (Ra \leq 10^9) \quad (3.30)$$

As seguintes correlações extraídas de Incropera (2008) fornecem o coeficiente de convecção livre para uma placa isotérmica horizontal com a superfície superior aquecida:

$$\overline{Nu}_L = \frac{\bar{h}L_c}{k} = 0,54Ra_L^{1/4} \quad (10^4 \leq Ra_L \leq 10^7) \quad (3.31)$$

$$\overline{Nu}_L = \frac{\bar{h}L_c}{k} = 0,15Ra_L^{1/3} \quad (10^7 \leq Ra_L \leq 10^{11}) \quad (3.32)$$

O coeficiente de convecção livre para uma placa isotérmica horizontal com a superfície inferior aquecida pode ser determinado por esta correlação (Incropera, 2008):

$$\overline{Nu}_L = \frac{\bar{h}L_c}{k} = 0,27Ra_L^{1/4} \quad (10^5 \leq Ra_L \leq 10^{10}) \quad (3.33)$$

nas Equações 3.30 a 3.33  $\overline{Nu}_L$  é o número de Nusselt médio,  $\bar{h}$  é o coeficiente de transferência de calor por convecção livre médio,  $L_c$  é o comprimento característico da placa

(área dividida pelo perímetro),  $k$  é a condutividade térmica do fluido,  $Ra_L$  é o número de Rayleigh que é o produto do número de Prandtl ( $Pr$ ) pelo de Grashof ( $Gr_L$ ):

$$Ra_L = PrGr_L = \frac{\nu g \beta (T_s - T_\infty) L_c^3}{\alpha \nu^2} = \frac{g \beta (T_s - T_\infty) L_c^3}{\nu \alpha} \quad (3.34)$$

na qual  $g$  é a aceleração da gravidade,  $\beta$  é o coeficiente de expansão térmica volumétrico do ar,  $\alpha$  é a difusividade térmica do ar,  $\nu$  é a viscosidade cinemática do ar,  $T_s$  e  $T_\infty$  são as temperaturas da superfície e do ar respectivamente.

Obtivemos perfis de velocidade, representados pela Equação 3.29, através de simulações numéricas de escoamento no trecho do canal anterior a seção de testes. A geometria deste trecho pode ser observada na Figura 3.2 (o trecho de entrada tem geometria igual a da seção de testes). Nestas simulações aplicamos perfil de velocidade uniforme na entrada e pressão nula na saída, a equação de energia não foi utilizada. A altura e largura interna da seção de entrada eram iguais às da seção de testes e o comprimento foi igual a 470 mm.

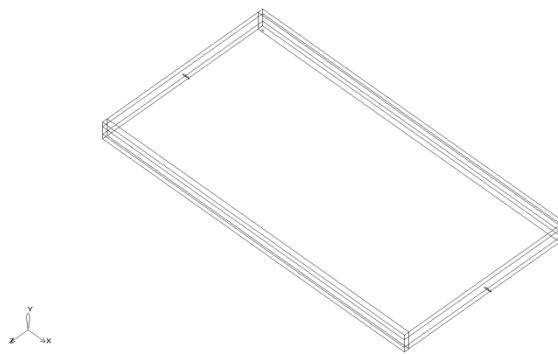


Figura 3.2 – Geometria do trecho do canal anterior a seção de testes.

Não consideramos resistências térmicas de contato entre as bases dos obstáculos dos arranjos e a base do canal, ou seja, analisamos o arranjo de obstáculos e a base do canal como uma estrutura composta. Impusemos no componente ativo do arranjo a geração interna  $\dot{q}$ .

Consideramos as trocas térmicas entre as superfícies por radiação na simulação. Quando ocorre irradiação sobre uma superfície partes dessa radiação são transmitidas, refletidas e absorvidas e, desse modo, ocorre a conservação da energia. O Icepak<sup>®</sup> calcula os fatores de forma e, assim, determina a troca térmica por radiação entre as superfícies.

### 3.7 MALHA

Fizemos diversas simulações preliminares com malhas, desde um nível grosseiro até um mais refinado, para buscar a independência de malha. Utilizamos nas simulações malhas tridimensionais hexaedrais. As três malhas que forneceram resultados fracamente dependentes de processos de refino adicionais foram denominadas de M1, M2 e M3.

Definimos a malha M1 como aquela contendo elementos hexaedrais cujos comprimentos máximos são 1,8352; 0,3396 e 1,8352 mm nas direções x, y e z, respectivamente para a região do domínio refinada (em destaque na Figura 3.3). Fora da região refinada os comprimentos máximos foram de 2,54; 0,47 e 2,54 mm nas direções x, y e z, respectivamente.

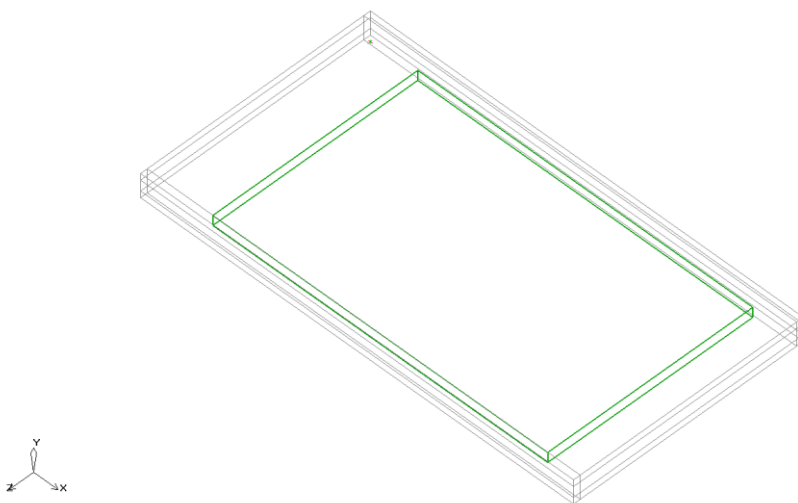


Figura 3.3 – Região do domínio refinada em M1.

A Figura 3.4 exibe uma vista superior da malha M1 (escala 1:40). Apesar de regular a malha M1 não é uniforme. M1 possui 2138096 elementos e 2245761 nós.

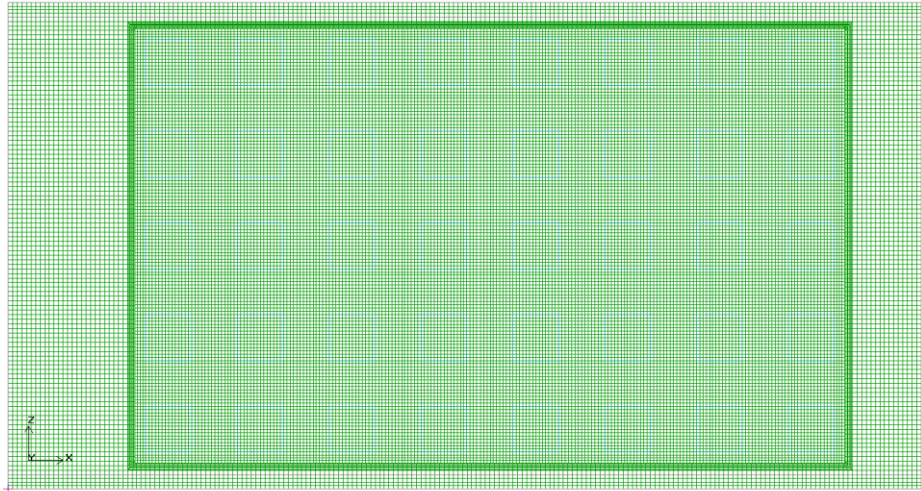


Figura 3.4 – Vista superior da malha M1 em um plano que intercepta os obstáculos (escala 1:40).

A Figura 3.5 exibe uma visão da malha M1 na qual podemos observar o topo dos obstáculos. A linha vermelha corresponde à superfície interna da parede vertical do canal e as linhas azuis correspondem às arestas dos topos dos obstáculos.

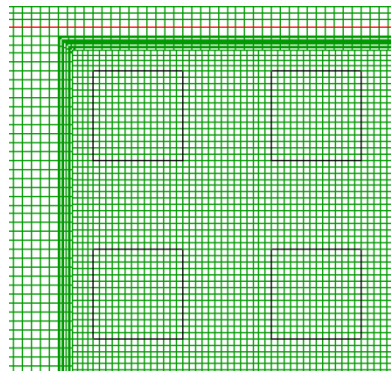


Figura 3.5 – Detalhe da malha M1 (escala 1:2).

Definimos a malha M2 como aquela contendo elementos hexaédricos cujos comprimentos máximos são 2,15; 0,3 e 2,15 mm nas direções x, y e z, respectivamente, para

toda a região do domínio. A Figura 3.6 exibe a vista superior da malha M2. Esta malha possui 2918400 elementos e 2987544 nós.

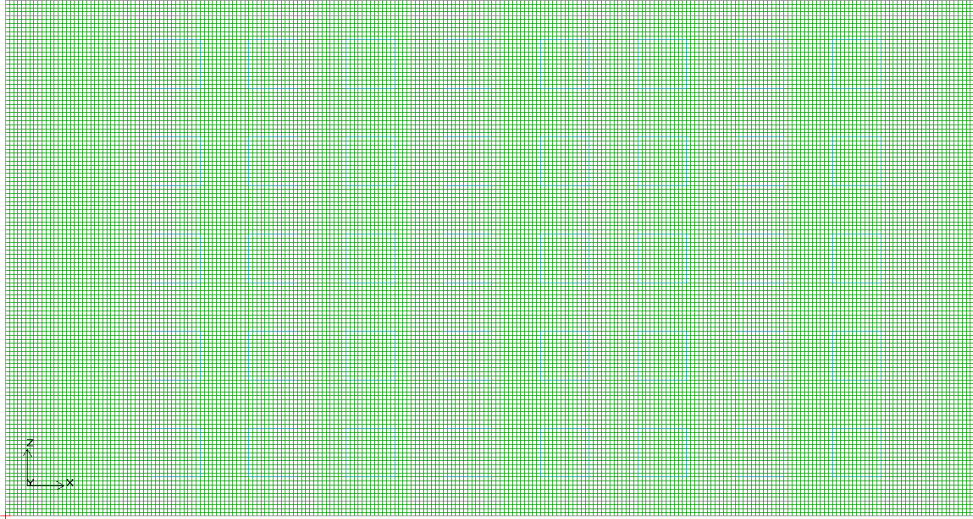


Figura 3.6 – Vista superior da malha M2 em um plano que intercepta os obstáculos (escala 1:40).

A Figura 3.7 exibe parte da malha M2 na qual é possível observar o topo dos obstáculos.

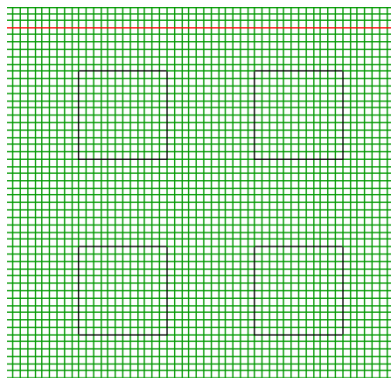


Figura 3.7 – Detalhe da malha M2 (escala 1:2).

Podemos observar que as malhas M1 e M2 são regulares, contudo M1 não é uniforme; a primeira malha está dividida em duas regiões bem distintas. Definimos a malha M3 como

aquela contendo elementos hexaedrais cujos comprimentos máximos são 1,8352; 0,3396 e 1,8352 mm nas direções  $x$ ,  $y$  e  $z$ , respectivamente, para a região do domínio refinada (ver Figura 3.8). Fora da região refinada os comprimentos máximos foram de 5,08; 0,94 e 5,08 mm nas direções  $x$ ,  $y$  e  $z$ , respectivamente.

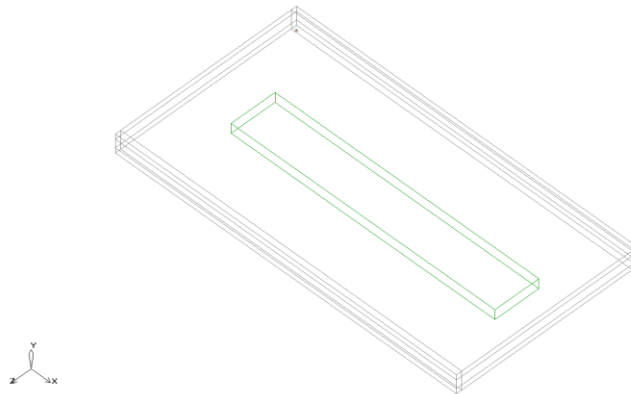


Figura 3.8 – Em destaque no centro região do domínio refinada em M3.

A Figura 3.9 exhibe a vista superior da malha M3. Esta malha possui 579388 elementos e 627516 nós. A malha M3 é uma modificação de M1, sendo que a região mais refinada da primeira possui o mesmo nível de refinamento da última. No entanto, essa região envolve apenas a coluna central do arranjo.

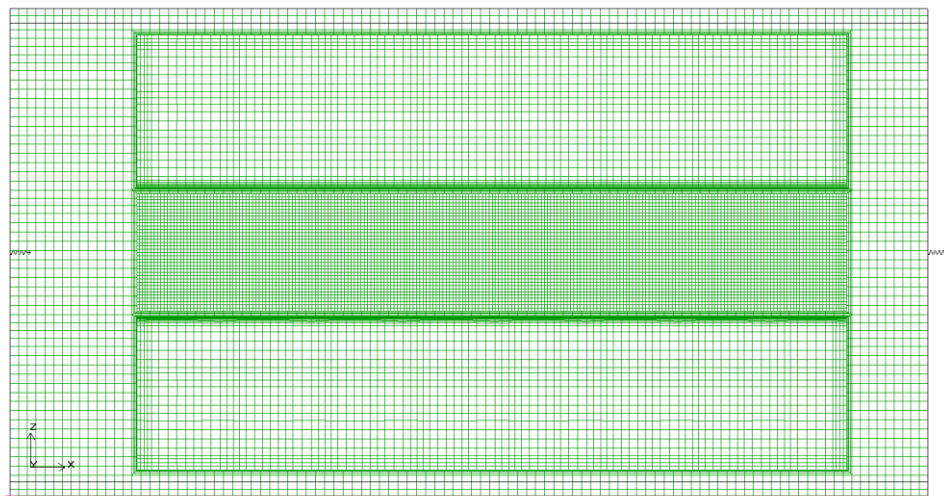


Figura 3.9 – Vista superior da malha M3 em um plano que intercepta os obstáculos (escala 1:40).

Empregamos um modelo de turbulência do tipo  $k-\varepsilon$  nas simulações. O critério de convergência da solução numérica foi o resíduo com ordem de grandeza de  $10^{-5}$  para todas as equações governantes, exceto para a solução da equação de energia, para a qual adotamos o resíduo de  $10^{-10}$ . Fizemos as simulações através do programa Icepak<sup>®</sup>; fizemos as etapas de pré-processamento e pós-processamento, que envolvem desenvolvimento do modelo e definição da malha, em um computador *Intel<sup>®</sup> Core<sup>™</sup> 2DUO* com capacidade de processamento de 2,99 GHz e 3,25 GB de memória RAM; realizamos a etapa de processamento usando dois ou três computadores de configuração igual ao anterior trabalhando em paralelo.

## 4 RESULTADOS

### 4.1 RESULTADOS NUMÉRICOS DAS CONDIÇÕES DE CONTORNO PARA ENTRADA DA SEÇÃO DE TESTES

Nesta seção apresentamos os resultados das simulações numéricas efetuadas para calcular os perfis de velocidades completamente desenvolvidos. Utilizamos estes resultados como condição de contorno de entrada nas simulações numéricas dos escoamentos sobre o arranjo de obstáculos.

O comprimento da entrada do canal até o primeiro obstáculo era 769,2 mm. Segundo White (2001) as seguintes equações podem ser utilizadas para calcular o comprimento de entrada do perfil completamente desenvolvido para duto circular:

$$x_c = 0,06D_h Re_{D_h} \quad (4.1)$$

$$x_c = 4,4D_h (Re_{D_h})^{1/6} \quad (4.2)$$

A primeira equação é para escoamentos laminares ( $Re_{D_h} \leq 2000$ ) e a segunda para escoamentos turbulentos ( $Re_{D_h} > 2000$ ). O número de Reynolds,  $Re_{D_h}$ , está baseado no diâmetro hidráulico  $D_h$  do canal, por que a seção do canal deste trabalho não é circular. O diâmetro hidráulico foi calculado como segue:

$$D_h = \frac{4HW}{2(H+W)} \quad (4.3)$$



Para a velocidade de 1,97 m/s o número de Reynolds foi de  $3,0 \times 10^3$ ; para a velocidade de 2,99 m/s Reynolds foi  $4,6 \times 10^3$ ; e para a velocidade de 4,04 m/s Reynolds valeu  $6,2 \times 10^3$ . Então, utilizando a Equação 4.2 determinamos os três comprimentos de entrada para escoamento completamente desenvolvido. E verificamos, assim, que o comprimento de 769,2 mm deixados entre a entrada do canal e a seção de testes foi mais que o suficiente pra o escoamento se desenvolver completamente.

A Figura 4.1 mostra os dois planos para os quais serão mostrados os resultados obtidos das simulações para o trecho de entrada do canal. Em vermelho o plano  $x$ - $y$  mediano e em azul o plano  $x$ - $z$  mediano.

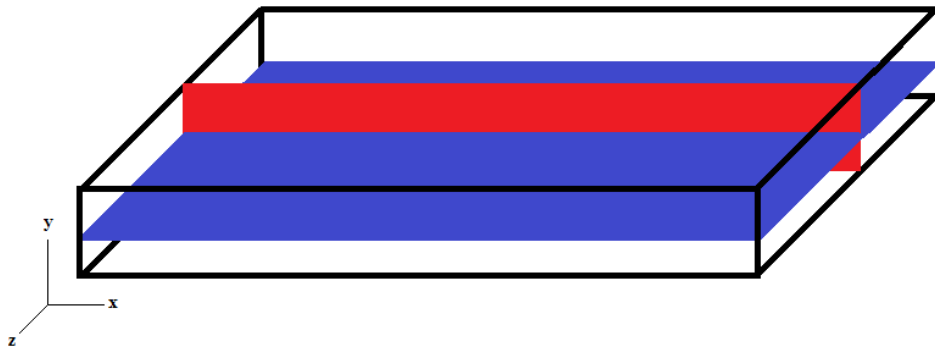


Figura 4.1 – Plano  $x$ - $y$  mediano e plano  $x$ - $z$  mediano dentro do trecho de entrada da seção de testes.

Obtivemos as Figuras 4.2 e 4.3 para velocidade de entrada uniforme do escoamento de ar de 1,97 m/s a temperatura de 26 °C. Podemos observar na Figura 4.2 o perfil de velocidade no plano  $XY$  no centro do canal para várias posições  $X$ . Para este escoamento de ar a Equação 4.2 fornece o comprimento de entrada para escoamento turbulento completamente desenvolvido de 0,40 m. Também podemos observar na Figura 4.3 o perfil de velocidade no plano  $XZ$  no centro do canal.

Podemos observar tanto na Figura 4.2 como na Figura 4.3 que os perfis de velocidades possuem a forma de parábola “achatada” característica dos escoamentos turbulentos. Apesar do valor de comprimento de entrada previsto de 400 mm através da Equação 4.2 os resultados numéricos mostram que para o valor de 300 mm o perfil de velocidade já não variava mais.

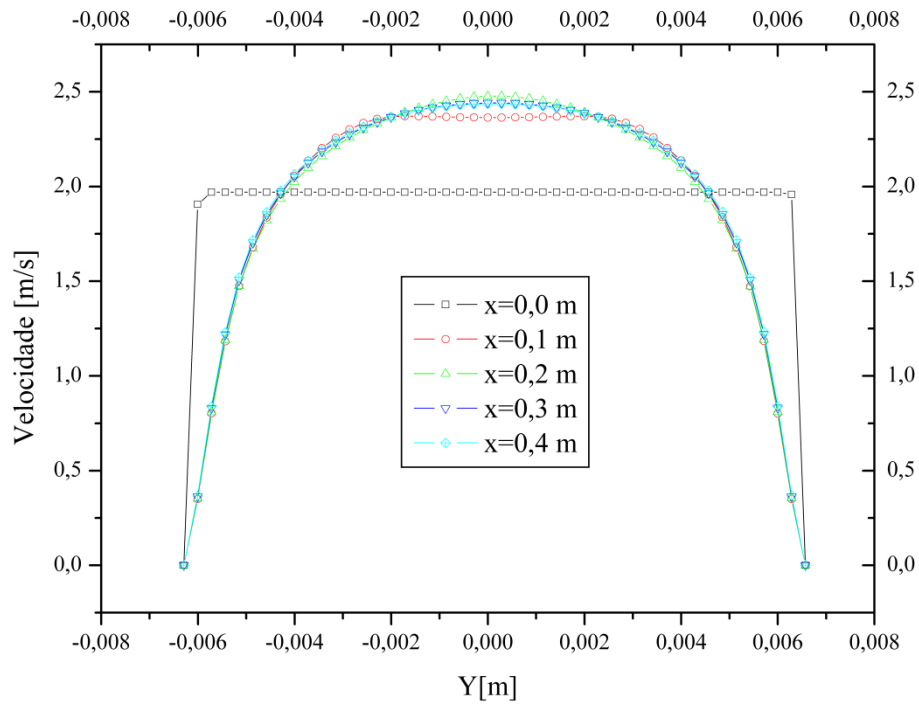


Figura 4.2 – Perfil de velocidade no plano XY no centro do canal para várias posições  $X$  ( $Re_{D_h} = 3,0 \times 10^3$ ).

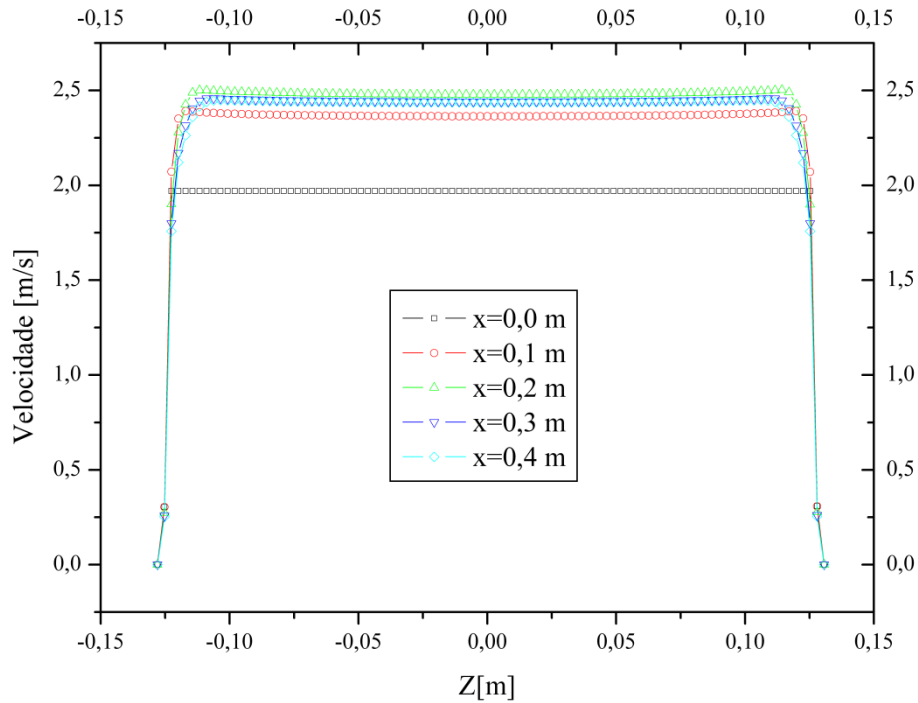


Figura 4.3– Perfil de velocidade no plano XZ no centro do canal para várias posições  $X$  ( $Re_{D_h} = 3,0 \times 10^3$ ).

Obtivemos as Figuras 4.4 e 4.5 para velocidade de entrada uniforme do escoamento de ar de 2,99 m/s a temperatura de 26 °C. Para estas condições a Equação 4.2 forneceu o comprimento de entrada de 0,43 m. Podemos observar na Figura 4.4 o perfil de velocidade no plano  $XY$  mediano para várias posições  $X$ . E podemos observar, também, na Figura 4.5 o perfil de velocidade no plano  $XZ$  no centro do canal. Os resultados numéricos mostram que para a distância de 300 mm a partir da entrada o perfil de velocidade é invariável.

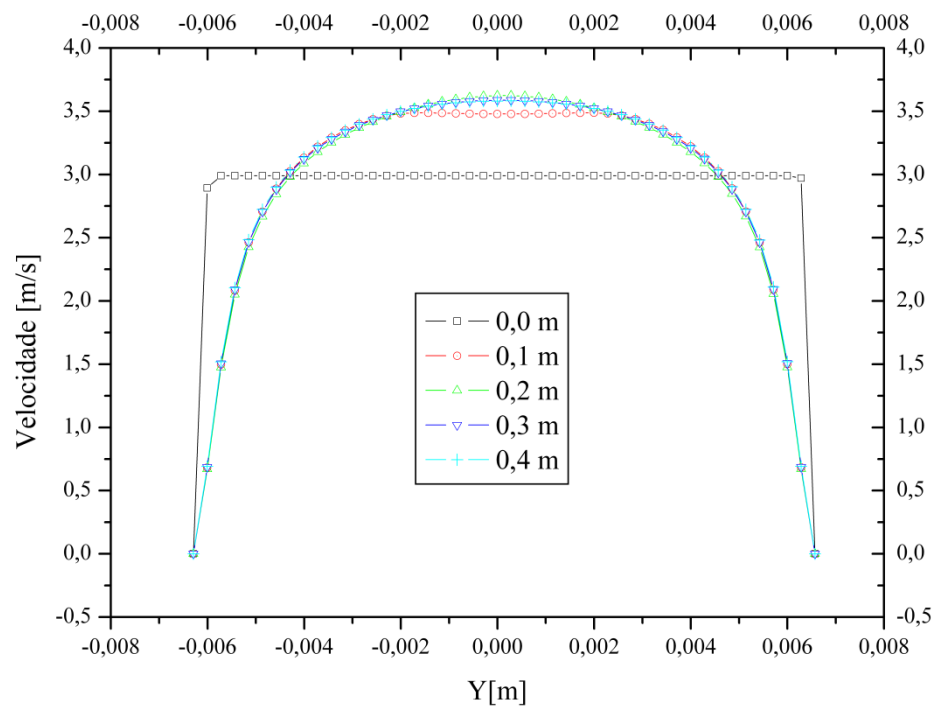


Figura 4.4 – Perfil de velocidade no plano  $XY$  no centro do canal para várias posições  $X$  ( $Re_{D_h} = 4,6 \times 10^3$ ).

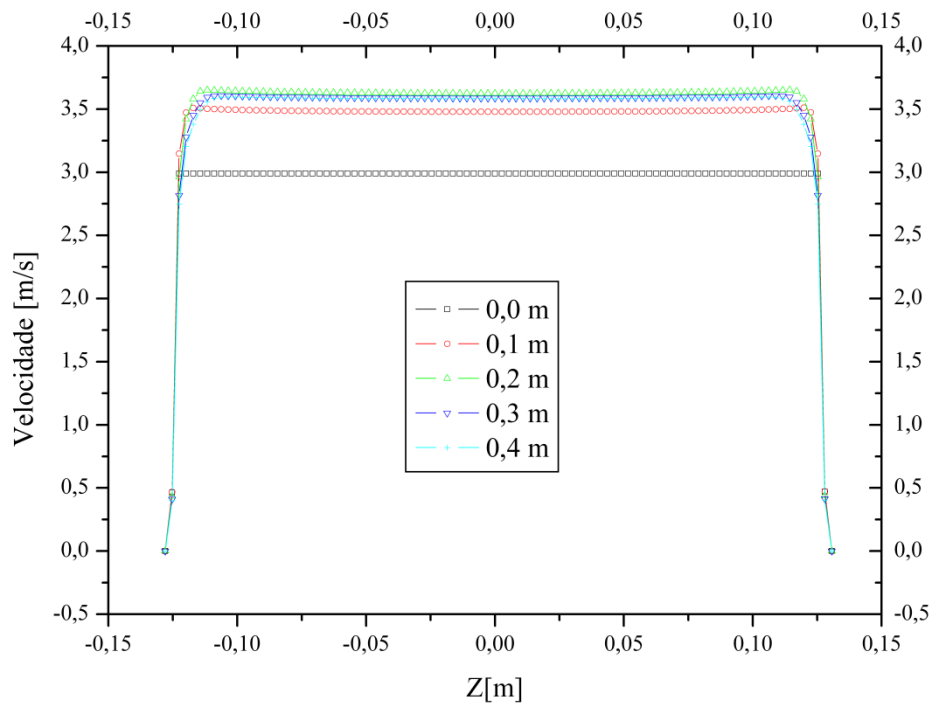


Figura 4.5 – Perfil de velocidade no plano  $XZ$  no centro do canal para várias posições  $X$  ( $Re_{D_h} = 4,6 \times 10^3$ ).

Obtivemos as Figuras 4.6 e 4.7 para velocidade de entrada uniforme do escoamento de ar de 4,04 m/s a temperatura de 26 °C. Podemos observar na Figura 4.6 o perfil de velocidade no plano  $XY$  no centro do canal para várias posições  $X$ . Para este escoamento de ar a Equação 4.2 fornece o comprimento de entrada para escoamento turbulento completamente desenvolvido de 0,46 m. E também podemos observar na Figura 4.7 o perfil de velocidade no plano  $XZ$  no centro do canal.

Novamente, como já esperado, o valor de comprimento de entrada previsto pela Equação 4.2 foi bem maior que o obtido numericamente. Enquanto pela equação chegamos ao valor de 460 mm, os resultados numéricos mostram que para o valor de 400 mm o perfil de velocidade está praticamente estabelecido.

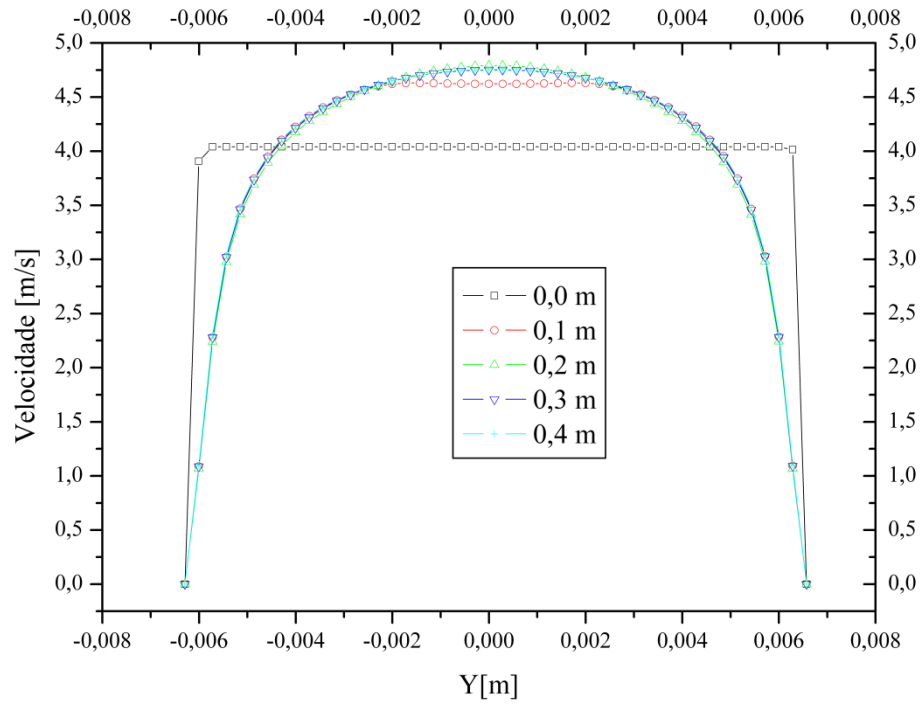


Figura 4.6 – Perfil de velocidade no plano  $XY$  no centro do canal para várias posições  $X$  ( $Re_{D_h} = 6,2 \times 10^3$ ).

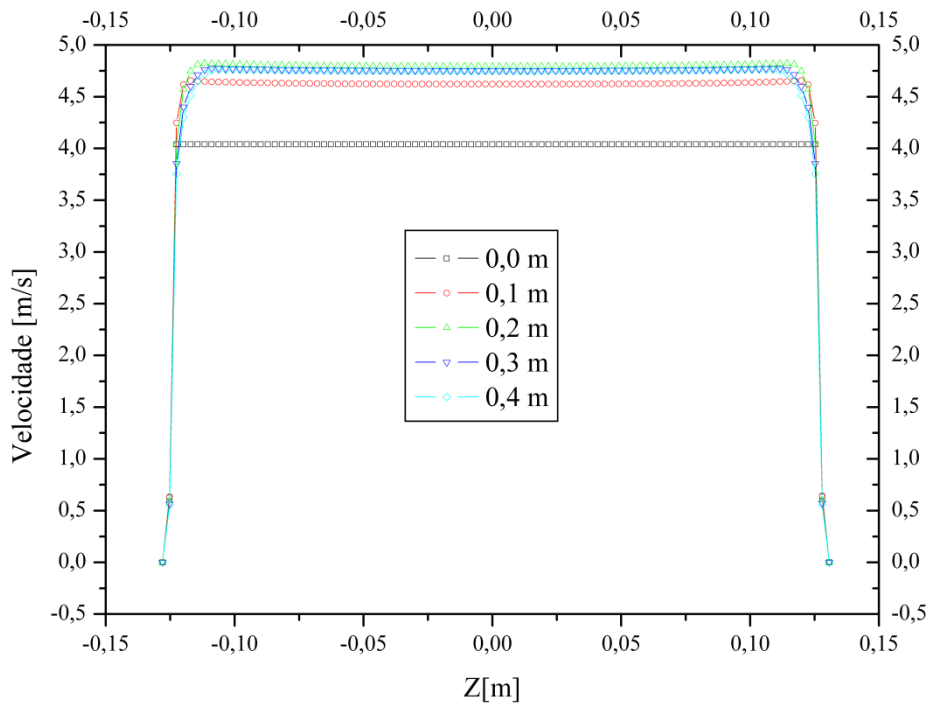


Figura 4.7 – Perfil de velocidade no plano  $XZ$  no centro do canal para várias posições  $X$  ( $Re_{D_h} = 6,2 \times 10^3$ ).

Assim, concluímos que a equação de White (2001) para escoamento turbulento, Equação 4.2, foi conservadora para o cálculo do comprimento de entrada do escoamento completamente desenvolvido para a faixa de número de Reynolds entre 3000 e 6200, pois forneceu resultados maiores que os resultados numéricos. Contudo, Fox et al. (2006) observa que o conceito de diâmetro hidráulico fornece resultados bastante precisos apenas se a razão de aspecto do canal estiver aproximadamente entre 0,25 e 4 o que não é o caso do presente trabalho que teve razão de aspecto de canal de 0,05. Portanto o uso da equação de White (2001) é satisfatório, ainda que conservadora.

Observando as Figuras 4.2 a 4.7 notamos que o perfil de velocidade evolui, da entrada do canal até a posição 0,2 m, da forma uniforme para a forma parabólica e que após a posição 0,2 m o formato do perfil se torna achatado. Concluímos então que o escoamento passa de laminar a turbulento dentro da seção de entrada.

Concluímos também que o comprimento da entrada até a primeira linha do arranjo de 769,2 mm é mais que o suficiente para que o perfil de velocidade se torne completamente desenvolvido mesmo para o maior número de Reynolds considerado.

## 4.2 RESULTADOS EXPERIMENTAIS DO ARRANJO DE OBSTÁCULOS

Nesta seção apresentamos os resultados obtidos experimentalmente para seção de teste. Apresentamos a distribuição de temperatura, os coeficientes de transferência de calor, número de Nusselt, bem como os resultados de análise de incerteza para todas as grandezas analisadas.

A Figura 4.8 mostra o canal com arranjo de obstáculos e os posicionamentos destes. Apenas os componentes da coluna numerada tiveram suas temperaturas monitoradas e durante cada um dos ensaios apenas um deles dissipava energia térmica. O objetivo foi tentar entender qual a influência da posição dentro do arranjo no resfriamento e determinar o aquecimento dos obstáculos que estão na esteira térmica do componente ativo.

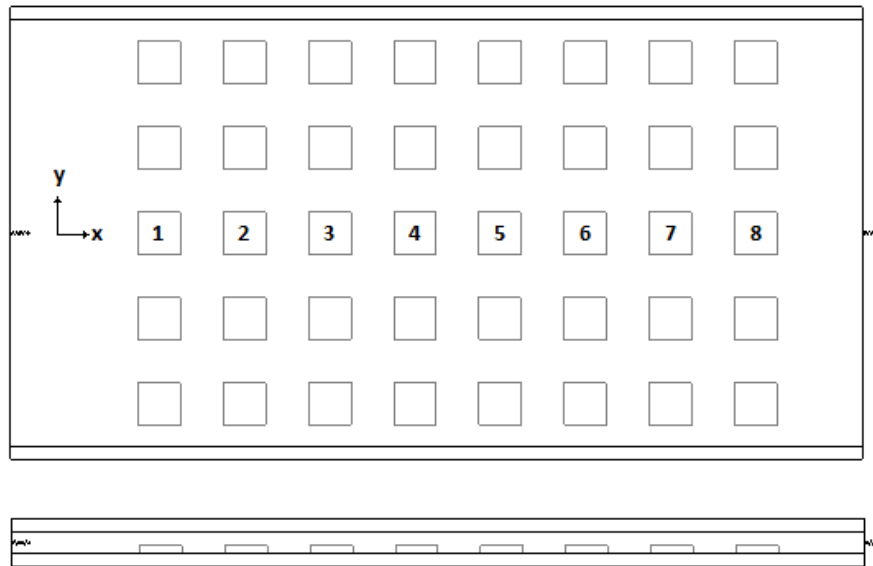


Figura 4.8 – O arranjo de obstáculos e o posicionamento.

Impusemos três velocidades médias na entrada do canal. As três curvas da Figura 4.9 foram obtidas para as três velocidades médias de entrada; para a velocidade de 1,97 m/s do escoamento de ar o número de Reynolds foi de  $3,15 \times 10^3$ ; para a velocidade de 2,99 m/s o adimensional valia  $4,78 \times 10^3$ ; e para 4,04 m/s foi de  $6,46 \times 10^3$ . Estes números de Reynolds foram baseados no comprimento  $L$  de aresta dos obstáculos.

Pela Figura 4.9 nota-se que o componente ativo ocupou sete posições; cada posição na abcissa corresponde à linha  $i$  que o componente ativo ocupava. O obstáculo ativo dissipava a taxa  $q$  de 3,68 W (cálculo a partir da Equação 2.5). Cada ponto de cada curva da Figura 4.9 representa o resultado isolado de um ensaio, pois só havia um componente ativo por ensaio. Assim, observamos na Figura 4.9 a temperatura média do componente ativo em função da sua posição na coluna central do arranjo para cada uma das velocidades ensaiadas.

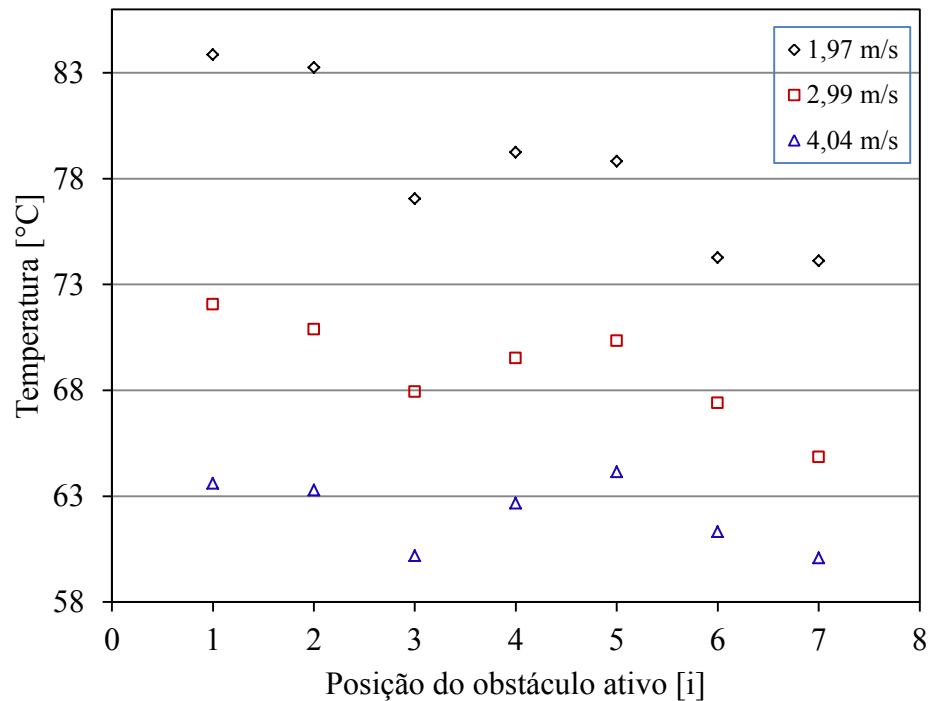


Figura 4.9 – Temperatura média do componente ativo em função da posição.

Já era esperado quando o componente ativo ocupasse uma posição avançada na coluna central que sua temperatura fosse menor em virtude do aumento dos efeitos de turbulência, pois em posições avançadas na direção  $x$ , dentro do arranjo, o perfil de velocidade é mais plano. Ainda que nestas regiões duas das faces de cada obstáculo estavam sujeitas aos efeitos de recirculação quase sessenta por cento da área convectiva total de cada elemento é representada pelo topo. Assim, o comportamento das curvas da Figura 4.9 pode ser explicado. Este efeito é bem pronunciado para velocidades menores.

As incertezas envolvidas na determinação das velocidades médias foram de 0,12 m/s, 0,19 m/s e 0,25 m/s para as velocidades de 1,97 m/s, 2,99 m/s e 4,04 m/s, respectivamente. Ao analisarmos as Equações 2.31 a 2.34 utilizadas para determinar as velocidades esperaríamos, teoricamente, que para menores velocidades as incertezas fossem maiores, pois a sensibilidade da velocidade é maior para menores alturas de coluna de água  $x$  do manômetro (a velocidade é função da raiz quadrada da altura). No entanto ocorreu exatamente o contrário, as velocidades maiores tiveram maiores incertezas e isso se deve a intensificação da



turbulência que provocou oscilações na altura de coluna de água maiores que a precisão da escala graduada do manômetro.

Se não houvesse oscilações da coluna d'água as incertezas seriam 0,12 m/s, 0,08 m/s e 0,06 m/s para as velocidades de 1,97 m/s, 2,99 m/s e 4,04 m/s, respectivamente. Para a menor velocidade a incerteza permaneceu a mesma por que durante os ensaios o menisco da coluna de água se manteve cravado na posição desejada. Calculamos estas incertezas menores considerando somente a precisão da escala graduada da régua do manômetro (graduado em mm).

As Figuras 4.10 a 4.12 mostram individualmente os resultados da Figura 4.9 com as respectivas incertezas das medidas de temperaturas do componente ativo.

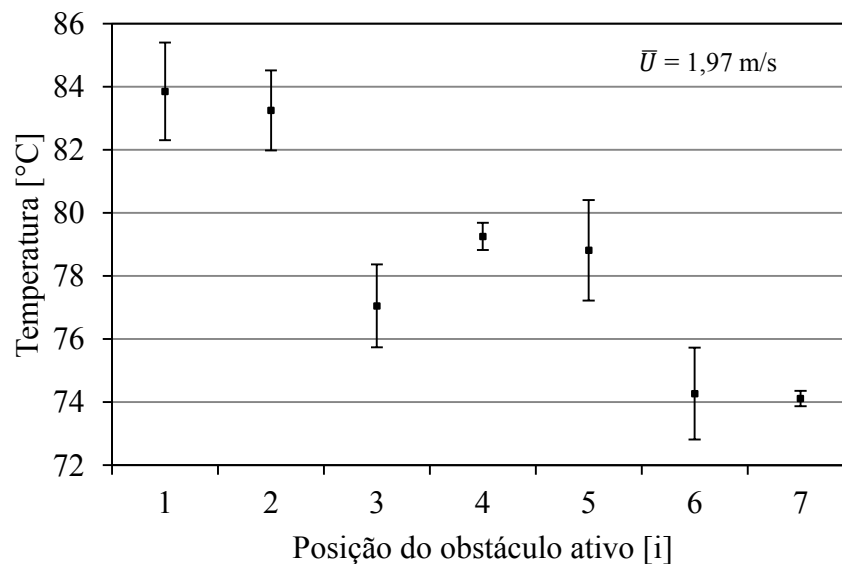


Figura 4.10 – Temperaturas médias dos componentes ativos em função da posição para a velocidade de 1,97 m/s.

O obstáculo ativo quando ocupou a posição dois apresentou as maiores incertezas destacando-se a variação para a velocidade média de escoamento de 4,04 m/s. Para esta posição as incertezas foram maiores com escoamentos mais rápidos, no entanto não houve relação entre as incertezas das medidas de temperatura e a magnitude da velocidade média de escoamento para as demais posições como bem pode ser observado nas Figuras 4.10 a 4.12.

Apesar de com os termopares podermos realizar medidas confortavelmente com precisão de  $0,3\text{ }^{\circ}\text{C}$  todas as incertezas das medidas de temperatura ficaram entre  $0,3$  e  $2,2\text{ }^{\circ}\text{C}$ . Atribuímos a esta abrangência de incerteza de temperatura a incapacidade de fornecer energia de forma estável à alimentação dos obstáculos. Oscilações de valores de corrente e tensão fizeram com que as incertezas da potência dissipada fossem muito elevadas. Para a posição dois da Figura 4.12 a incerteza do valor de potência dissipado chegou a  $0,47\text{ W}$  e para a posição sete da Figura 4.10 a incerteza foi de  $0,04\text{ W}$ . Portanto, as altas incertezas de valores de temperatura são resultados das grandes incertezas dos valores de dissipação.

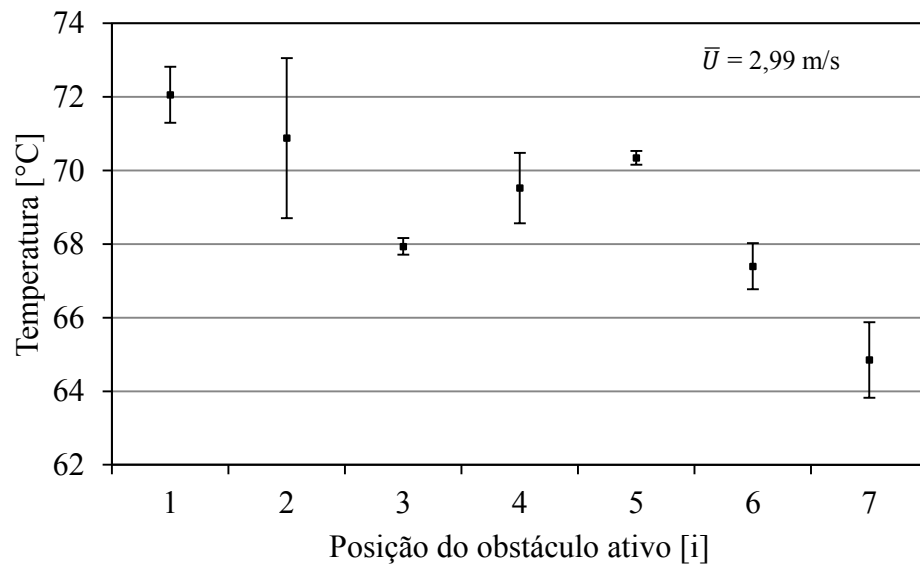


Figura 4.11 – Temperaturas médias dos componentes ativos em função da posição para a velocidade de  $2,99\text{ m/s}$ .

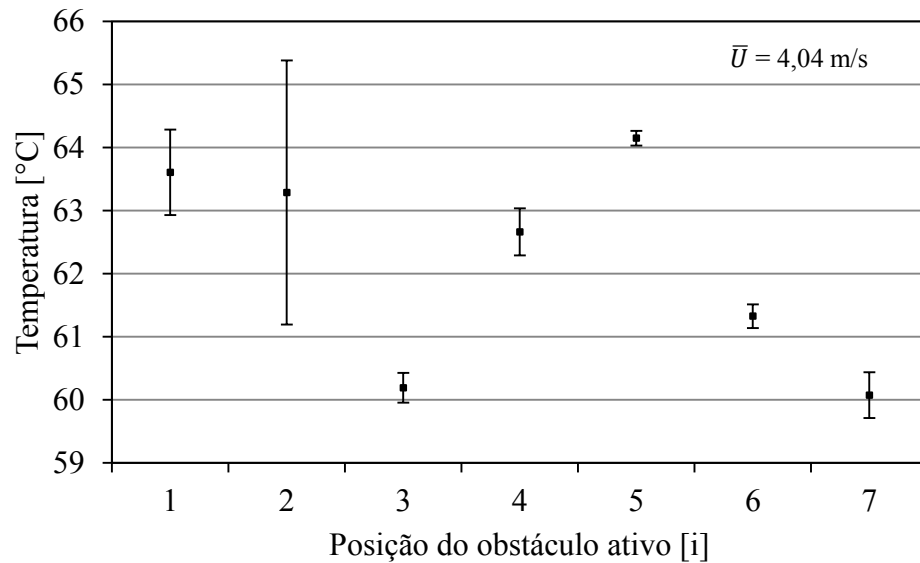


Figura 4.12 – Temperaturas médias dos componentes ativos em função da posição para a velocidade de 4,04 m/s.

Ao analisarmos a Figura 4.9 notamos que o obstáculo na posição três, quando ativo, tem um comportamento aparentemente destoante para as três velocidades ensaiadas: a temperatura deste foi menor que a do obstáculo quatro quando ativo. No entanto, ao analisarmos as Figuras 4.10 e 4.11 notamos que esta diferença é menor que 1°C quando consideramos o limite superior de incerteza da temperatura para a posição três e o limite da incerteza inferior da posição quatro. Esta diferença foi maior no ensaio da velocidade de 4,04 m/s conforme podemos observar pela Figura 4.12. Portanto, para esta velocidade, este efeito destoante foi mais forte.

As incertezas dos obstáculos ativos (Figuras 4.10 a 4.12) tiveram como média 0,9 °C sendo que todas estiveram entre os valores de 0,3 e 2,2 °C. Como dito anteriormente o motivo da alta dispersão da medida de temperatura foi atribuído às altas incertezas da potência térmica dissipada. A Figura 4.13 mostra bem este aspecto, o valor nominal da potência térmica foi de 3,68 W.

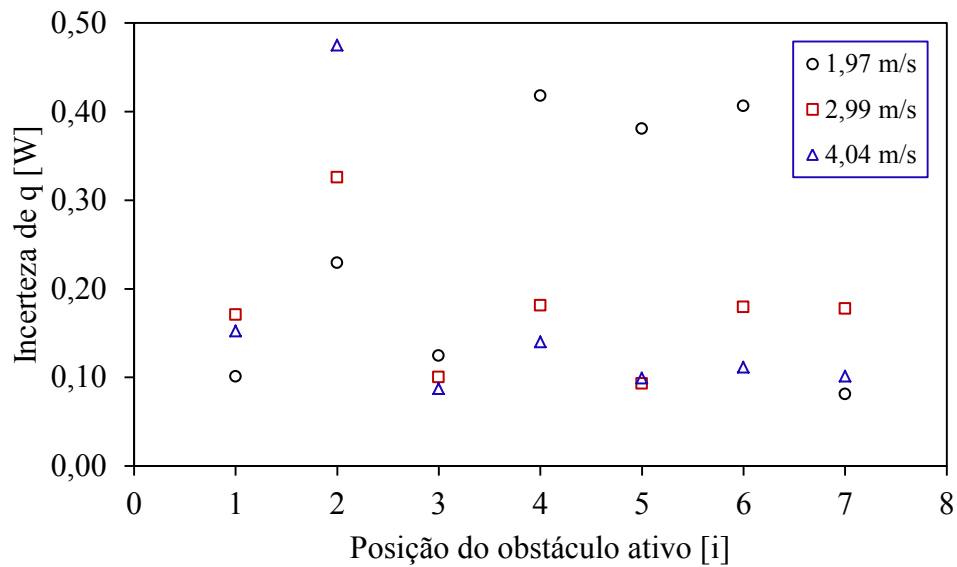


Figura 4.13 – Incertezas das potências térmicas dissipadas.

Ao observarmos a Figura 4.13 entendemos por que as temperaturas do obstáculo tiveram incertezas tão grandes e por que concluímos que o comportamento do obstáculo três ainda que destoante nas curvas da Figura 4.9 não pode ser considerado como um erro de precisão.

Podemos observar nas Figuras 4.14 a 4.20 a distribuição de temperatura em cada ensaio experimental, onde se verifica que parte da energia térmica que deixa o componente ativo aquece os componentes a sua jusante por convecção forçada. As incertezas de todas as temperaturas que estão na esteira térmica dos obstáculos ativos (Figuras 4.14 a 4.20) ficaram entre 0,3 e 0,5 °C.

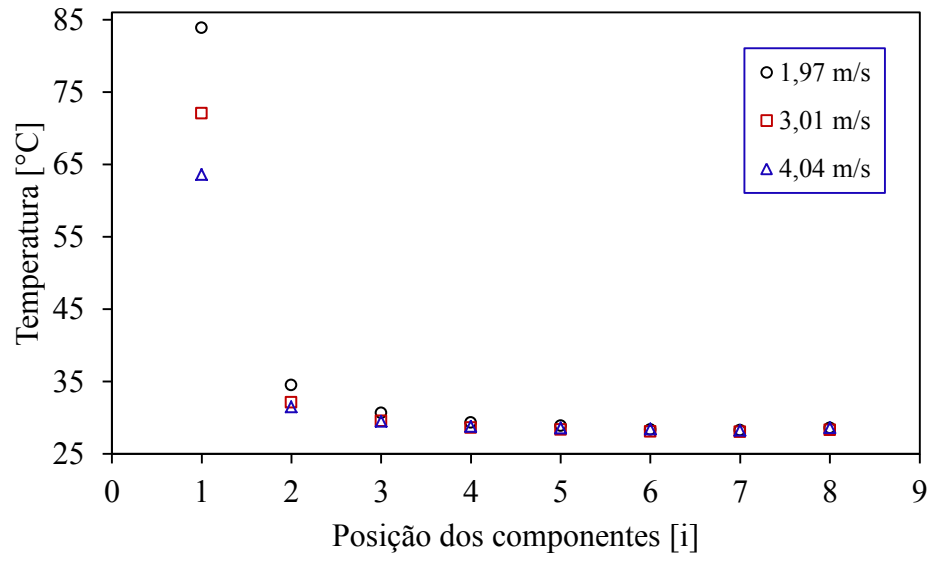


Figura 4.14 – Distribuição de temperatura quando o componente ativo ocupa a primeira linha.

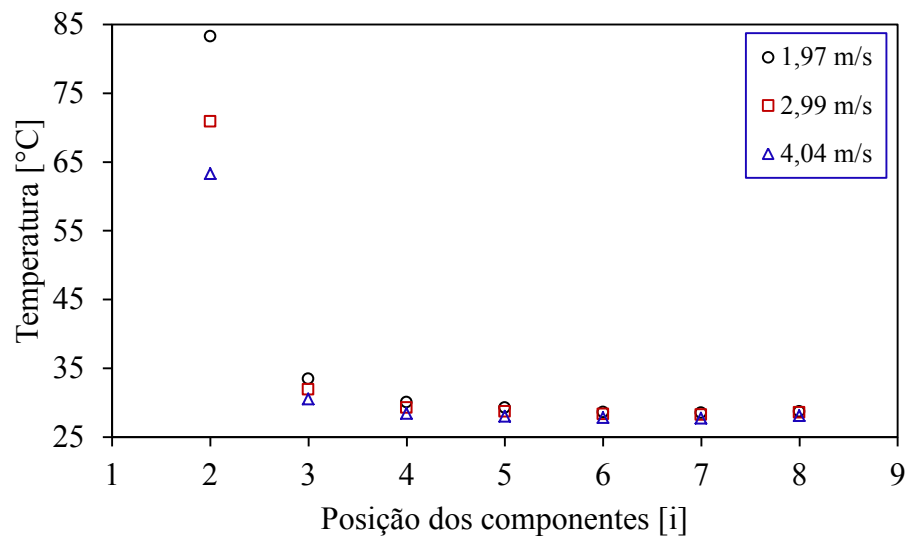


Figura 4.15 – Distribuição de temperatura quando o componente ativo ocupa a segunda linha.

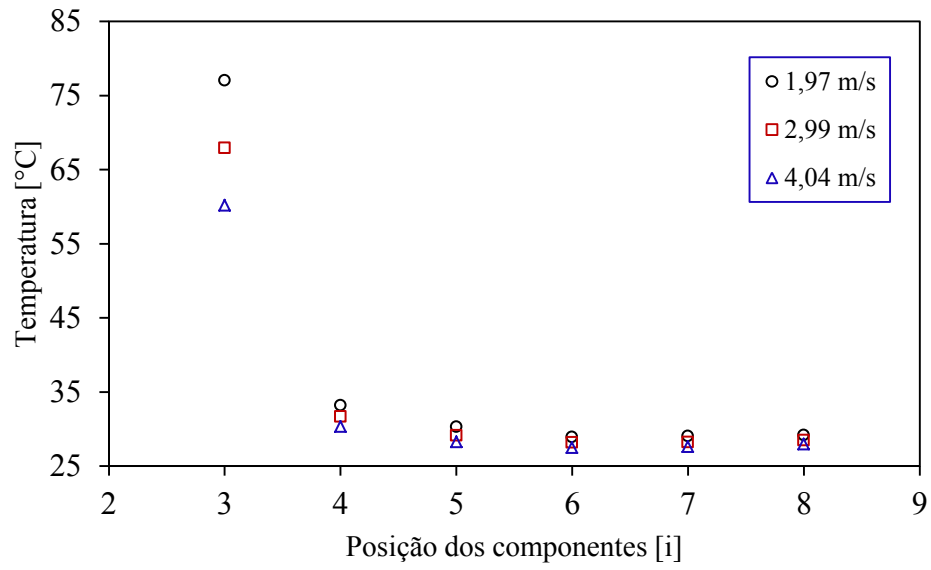


Figura 4.16 – Distribuição de temperatura quando o componente ativo ocupa a terceira linha.

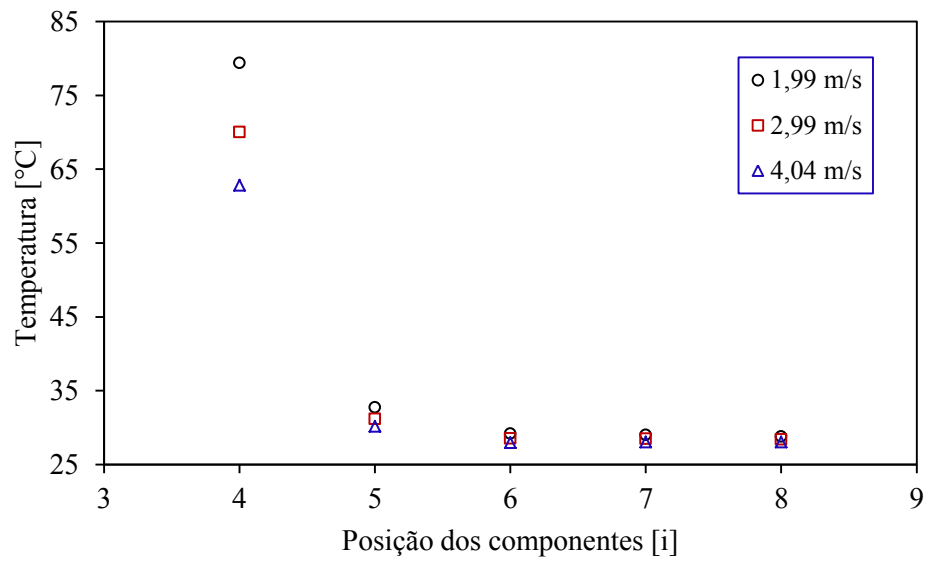


Figura 4.17 – Distribuição de temperatura quando o componente ativo ocupa a quarta linha.

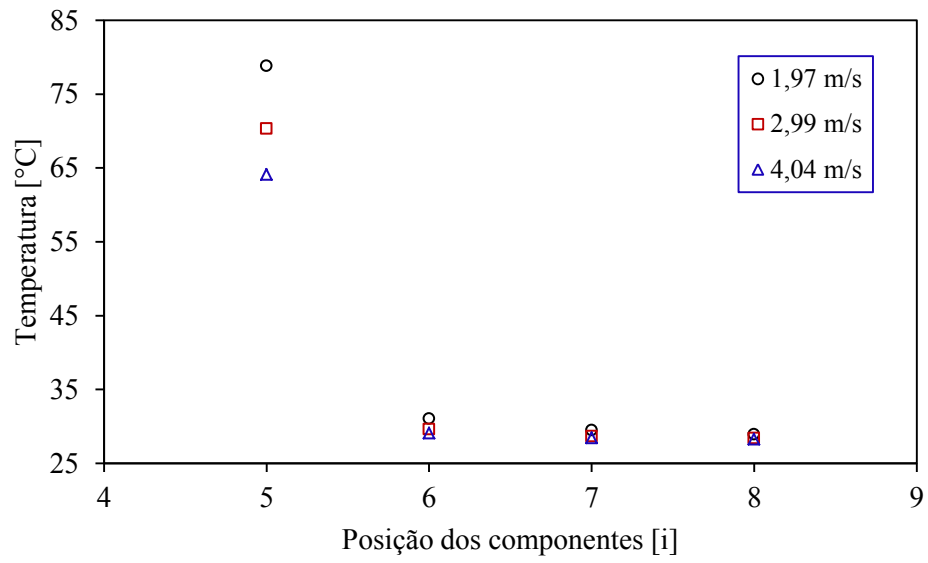


Figura 4.18 – Distribuição de temperatura quando o componente ativo ocupa a quinta linha.

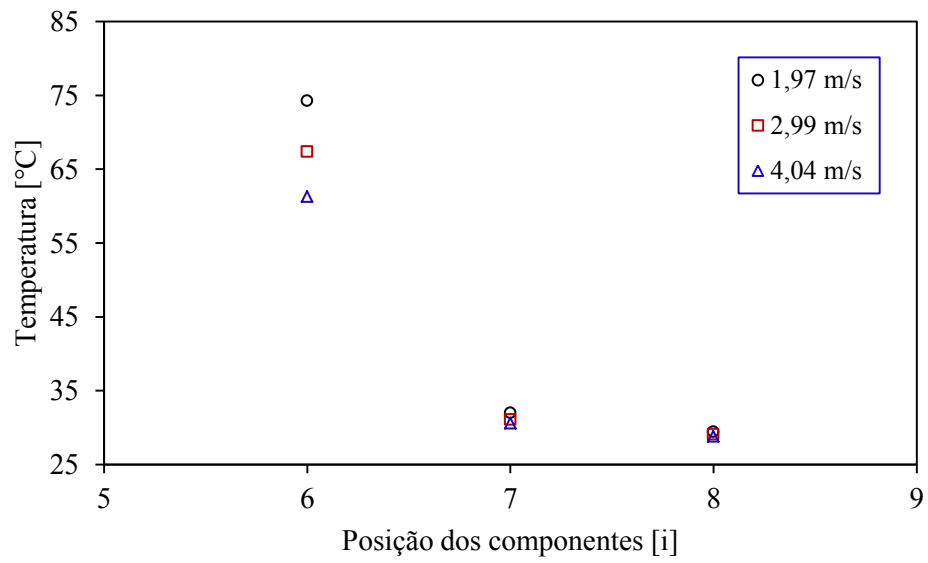


Figura 4.19 – Distribuição de temperatura quando o componente ativo ocupa a sexta linha.

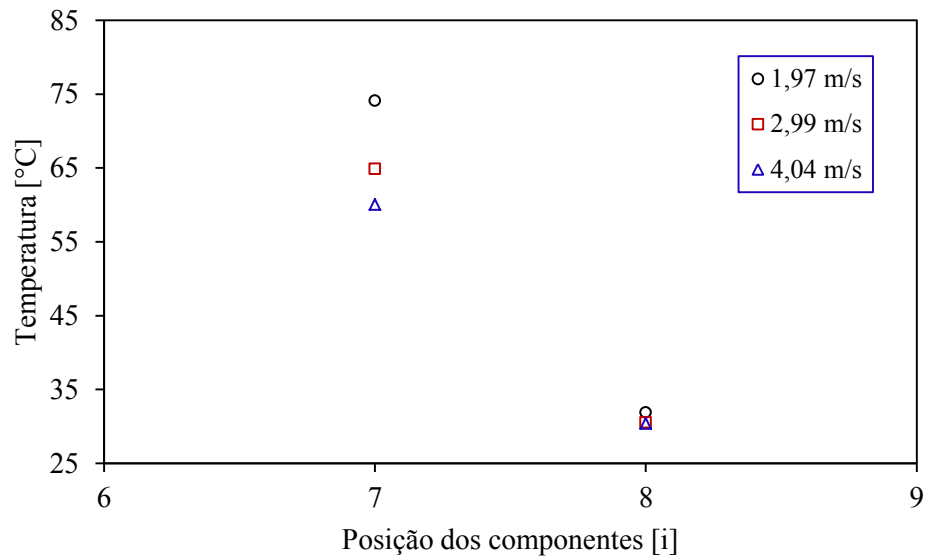


Figura 4.20 – Distribuição de temperatura quando o componente ativo ocupa a sétima linha.

A Figura 4.21 é uma comparação entre o resultado do presente trabalho e o desenvolvido por Wirtz e Dykshoorn (1984) para quando o obstáculo ativo se encontrava na segunda linha; a velocidade do escoamento no presente trabalho foi de 1,97 m/s e para o trabalho supracitado foi de 1,96 m/s; em ambos os trabalhos a potência dissipada foi de 3,68 W. Para o presente trabalho a temperatura ambiente foi de 26 °C e no trabalho de Wirtz e Dykshoorn (1984) não foi informado o valor. No geral, os dois resultados foram bem similares; os obstáculos ativos tiveram elevações de temperatura idênticas; para os obstáculos na esteira térmica as temperaturas do presente trabalho ficaram de 0 a 1,5 °C abaixo do resultado da literatura.



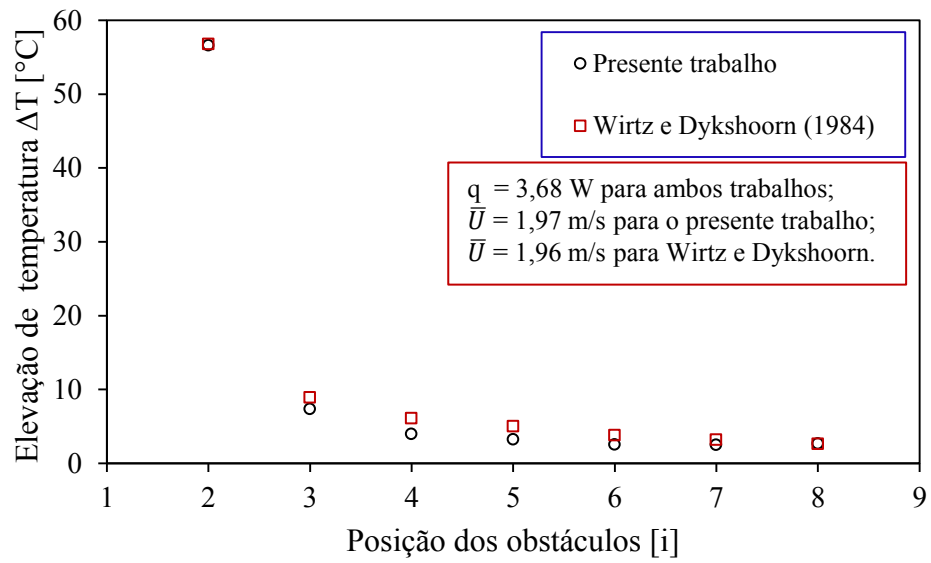


Figura 4.21 – Elevação de temperatura devido a dissipação de 3,68 W no obstáculo dois.

A Figura 4.22 exhibe os coeficientes de convecção médios calculados através das Equações 2.27 a 2.29 a partir dos resultados experimentais.

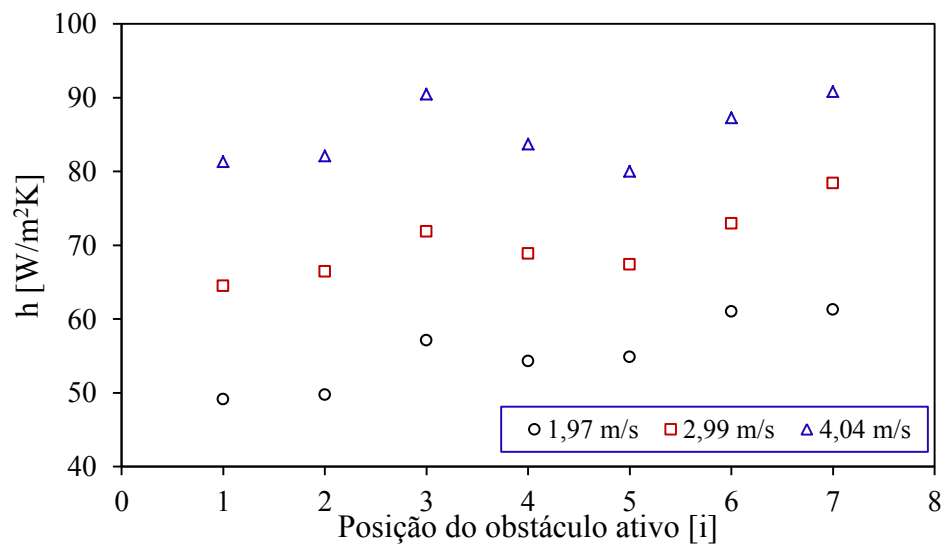


Figura 4.22 – Coeficiente de convecção médio experimental para os obstáculos ativos.

A Figura 4.23 mostra o número de Nusselt médio para os coeficientes de convecção médio da Figura 4.22.

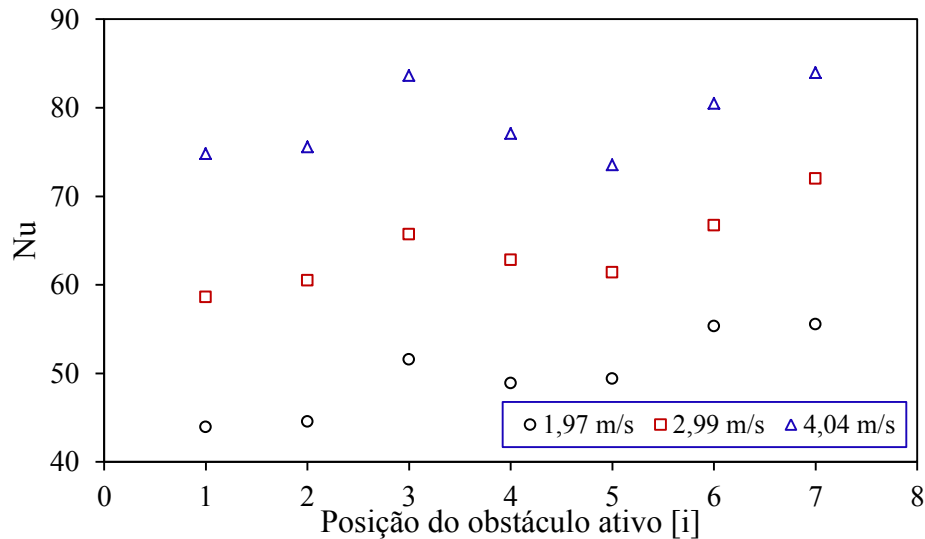


Figura 4.23 – Número de Nusselt médio experimental.

O comprimento característico utilizado para determinar os números de Nusselt médio a partir dos coeficientes de transferência de calor médio foi o comprimento dos lados dos obstáculos ( $L$ ). As Figuras 4.24 e 4.25 mostram, respectivamente, a incerteza do coeficiente de transferência de calor médio e a incerteza do número de Nusselt médio. Observamos nas Figuras 4.24 e 4.25 que as incertezas para as posições 4,5 e 6 estiveram acima da média para a velocidade de 1,97 m/s; para essas posições e velocidade a incerteza relativa foi de 14% tanto para o coeficiente de convecção quanto para o número de Nusselt. Para a posição 2 com a velocidade de 2,99 e 4,04 m/s as incertezas também foram em torno de 11 e 15%, respectivamente, tanto para o coeficiente de transferência de calor quanto para o número de Nusselt. Para as demais posições e velocidades as incertezas ficaram entre 6 e 10%. Portanto, na Figura 4.9 talvez o ponto destoante não seja o três, mais sim os pontos 4,5 e 6.

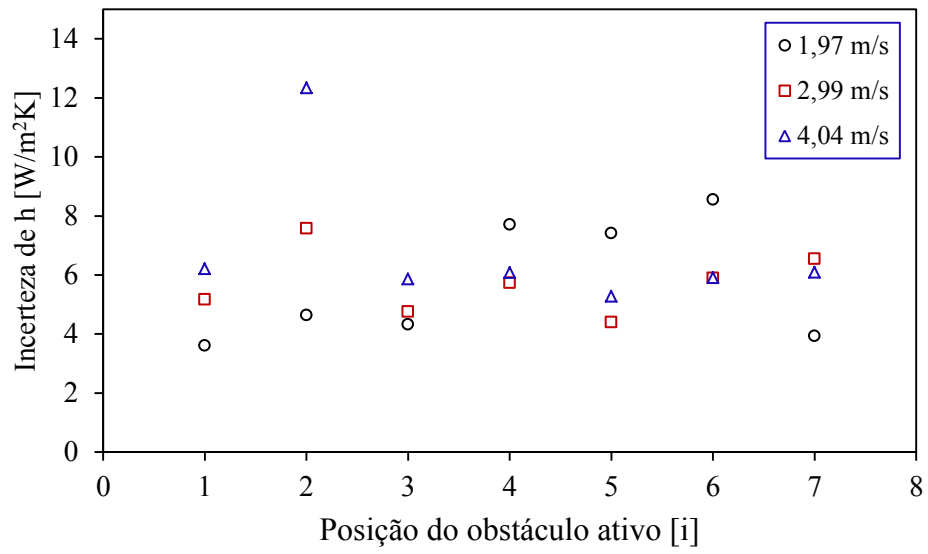


Figura 4.24 – Incerteza do coeficiente de convecção médio experimental.

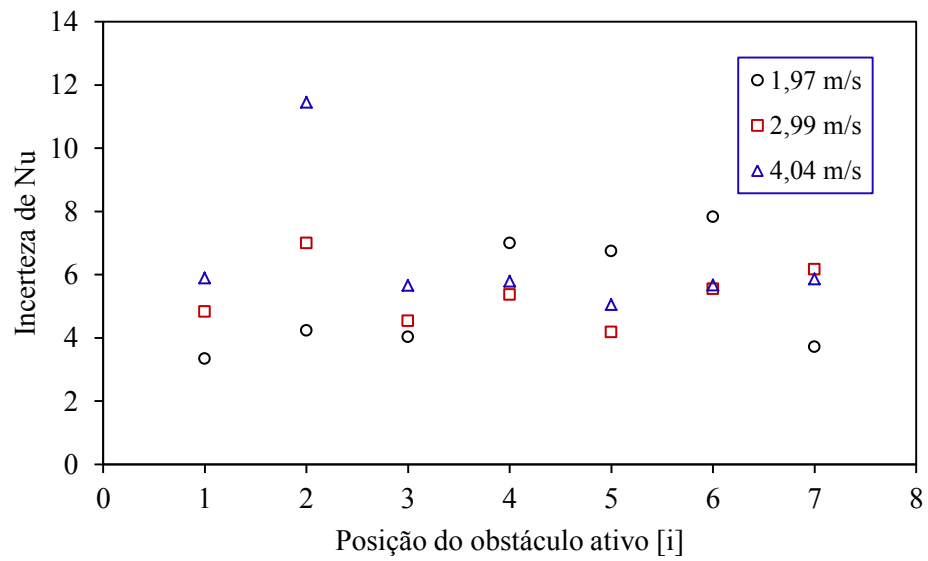


Figura 4.25 – Incerteza do número de Nusselt médio experimental.

### 4.3 RESULTADOS NUMÉRICOS DO ARRANJO DE OBSTÁCULOS

Podemos observar nas Figuras 4.26 a 4.28 as temperaturas para os componentes ativos obtidas numericamente com os modelos de turbulência: modelo k- $\epsilon$  e modelo k- $\epsilon$  RNG. Estes resultados numéricos são comparados com os experimentais. Nestas figuras as temperaturas aparecem como função da posição do componente ativo e ressaltamos aqui que cada ponto destas figuras é resultado de uma simulação numérica ou de um experimento no qual havia apenas um componente ativo.

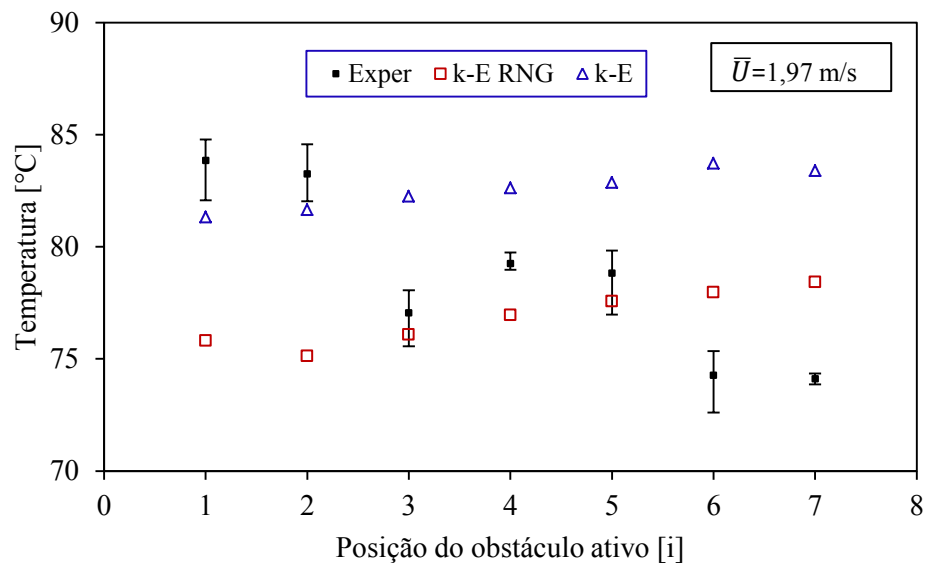


Figura 4.26 – Temperatura como função da posição do componente ativo para a velocidade média de 1,97 m/s.

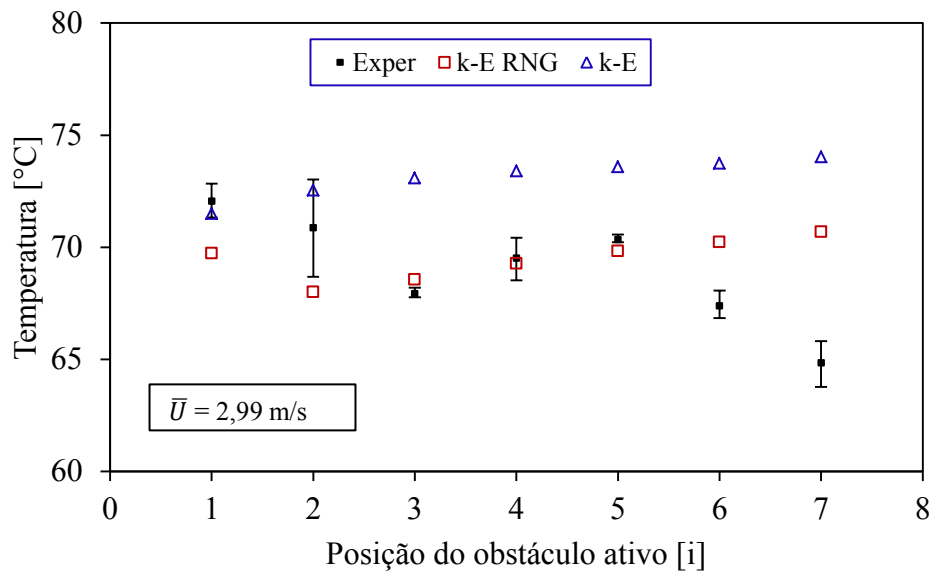


Figura 4.27 – Temperatura como função da posição do componente ativo para a velocidade média de 2,99 m/s.

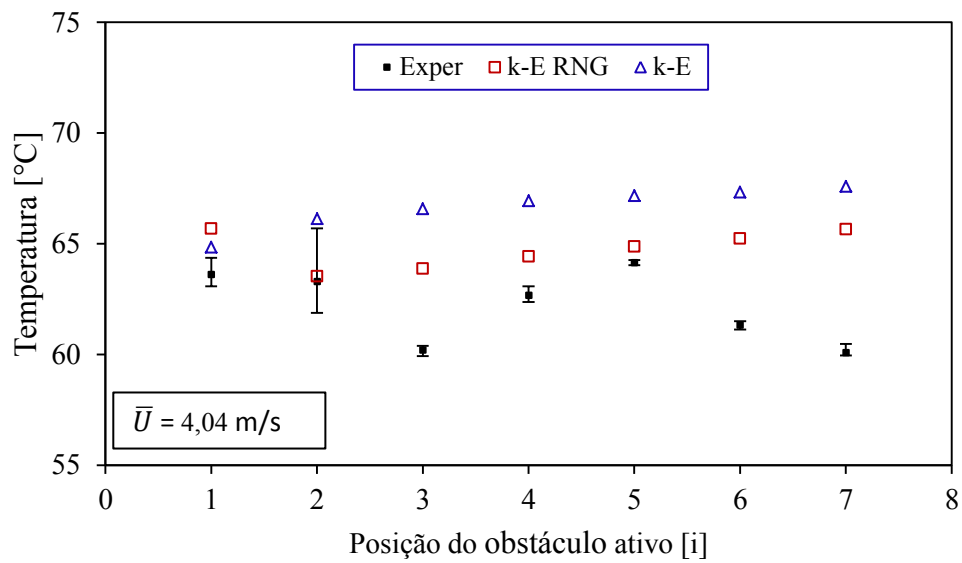


Figura 4.28 – Temperatura como função da posição do componente ativo para a velocidade média de 4,04 m/s.

Podemos observar nas Figuras 4.29 a 4.31 os coeficientes de convecção forçada para os obstáculos como função da posição do componente ativo. Obtivemos a energia dissipada por convecção em cada obstáculo somando a magnitude dos fluxos de energia térmica em

todas as faces do mesmo exceto da face inferior e subtraindo o somatório das magnitudes dos fluxos de energia térmica por radiação das faces do componente. Com este balanço (Equação 2.6) e a Equação 2.8 obtivemos o coeficiente de transferência de calor médio numérico para cada componente quando ativo.

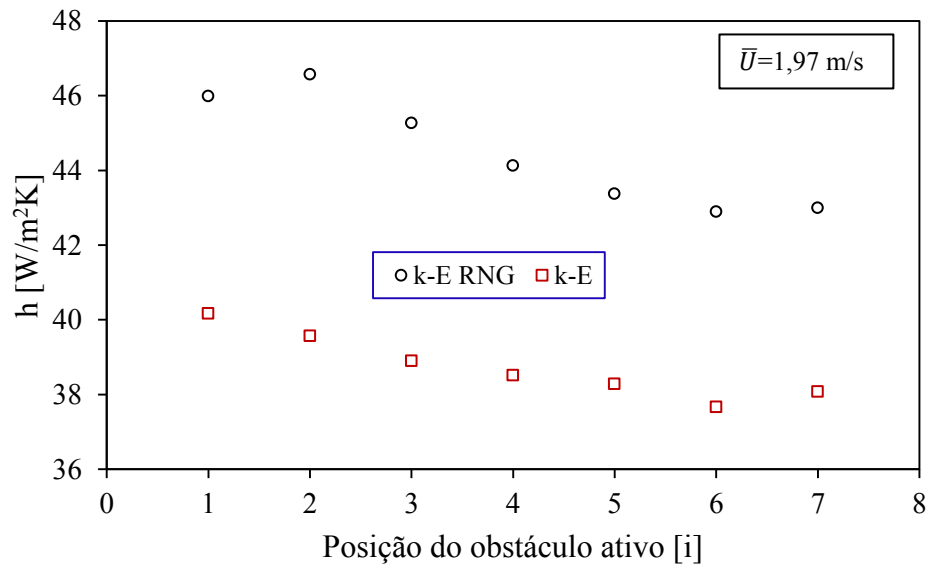


Figura 4.29 – Coeficiente de convecção forçada como função da posição do componente ativo para a velocidade média de 1,97 m/s.

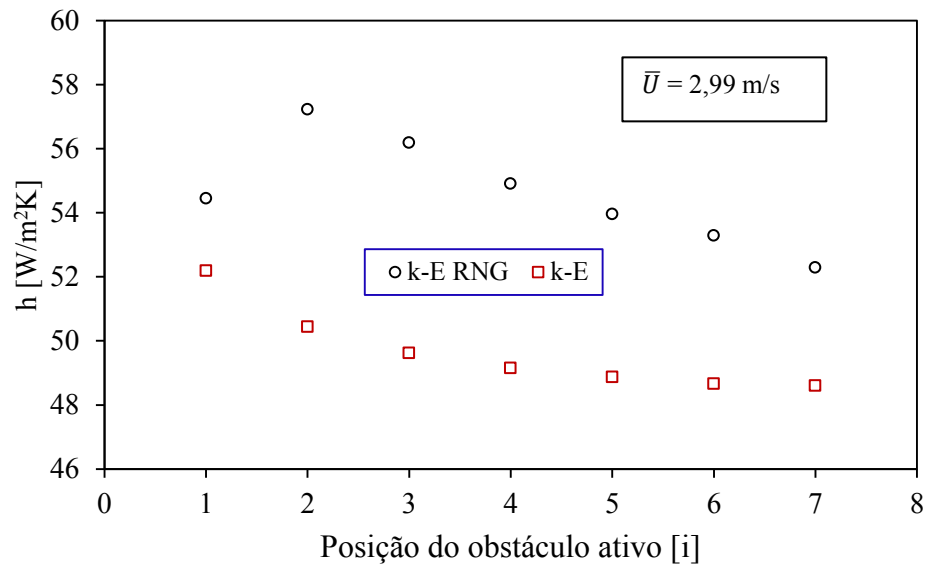


Figura 4.30 – Coeficiente de convecção forçada como função da posição do componente ativo para a velocidade média de 2,99 m/s.

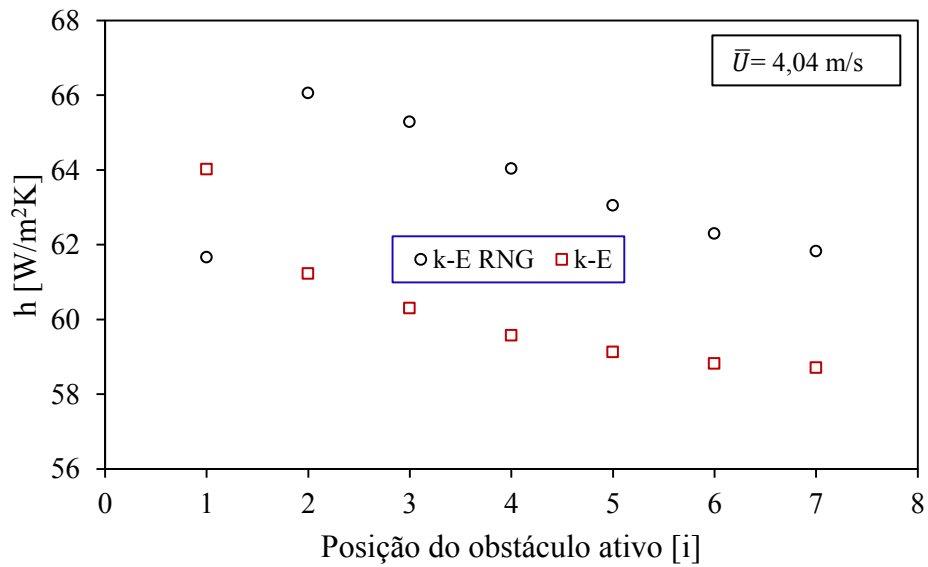


Figura 4.31 – Coeficiente de convecção forçada como função da posição do componente ativo para a velocidade média de 4,04 m/s.

Percebemos a partir das Figuras 4.26 a 4.28 que as simulações com o modelo de turbulência k- $\epsilon$ , de forma geral, superestimaram as temperaturas para todos os casos

analisados e que as simulações com o modelo RNG representaram de forma média melhor a dissipação de energia térmica nos obstáculos. Assim, os coeficientes de convecção forçada obtidos com o modelo de turbulência k- $\epsilon$  estão subestimados (Figuras 4.29 a 4.31). Percebemos pelas Figuras 4.26 a 4.28 que existe uma tendência de as temperaturas diminuírem em posições avançadas dentro do arranjo de obstáculos, ou seja, o coeficiente de convecção aumenta nestas regiões. Contudo nessas mesmas figuras observamos que nas simulações (com equações médias de Reynolds e dois modelos de turbulência utilizados) este efeito não foi capturado. E existe até uma tendência de aumento da temperatura nas simulações em posições avançadas do arranjo. Nas Figuras 4.29 a 4.31 podemos observar a tendência de queda do coeficiente de convecção e isto é o comportamento oposto ao esperado.

Como o aumento da transferência de calor nas linhas avançadas do arranjo é consequência do aumento dos efeitos de turbulência devido aos obstáculos acreditamos que um modelo matemático médio, como é o das equações médias de Reynolds, não poderia descrever adequadamente este fenômeno.

As Figuras 4.32 e 4.33 exibem os comparativos entres os resultados numéricos e experimentais para o coeficiente de convecção e número de Nusselt, respectivamente, para a velocidade de 1,97 m/s.

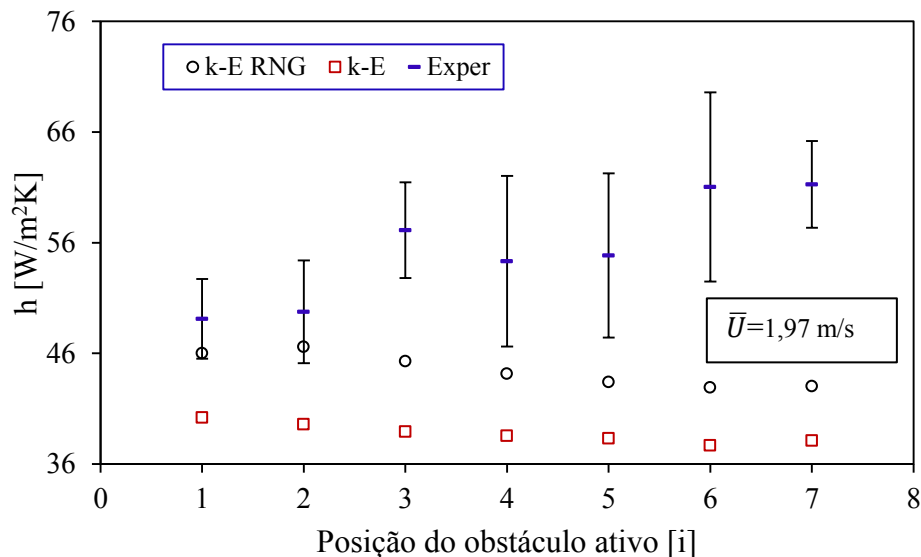


Figura 4.32 – Comparação entre coeficientes de transferência de calor médios experimental e numéricos para a velocidade de 1,97 m/s.



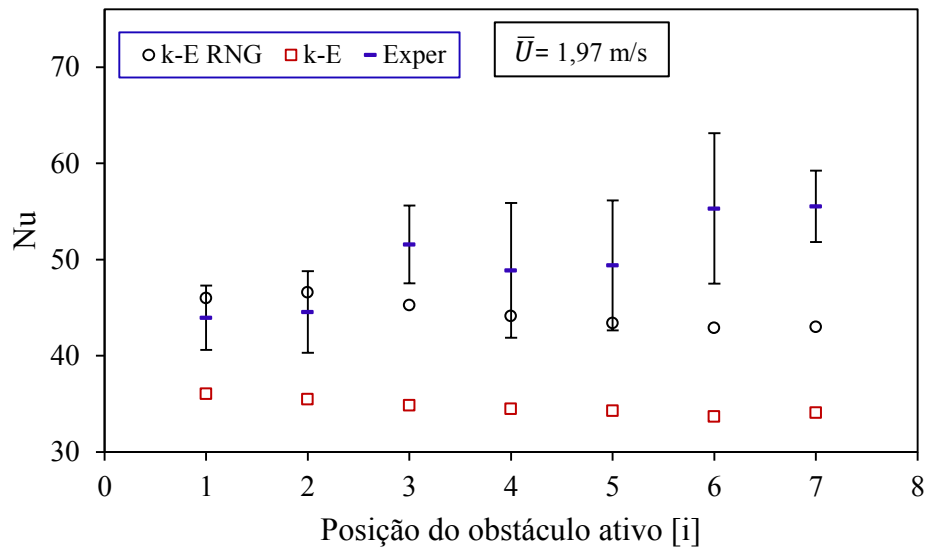


Figura 4.33 – Comparação entre os números de Nusselt médios experimental e numéricos para a velocidade de 1,97 m/s.

As Figuras 4.34 e 4.35 exibem resultados comparativos para o coeficiente de convecção médio e número de Nusselt médio, respectivamente, para a velocidade de 2,99 m/s.

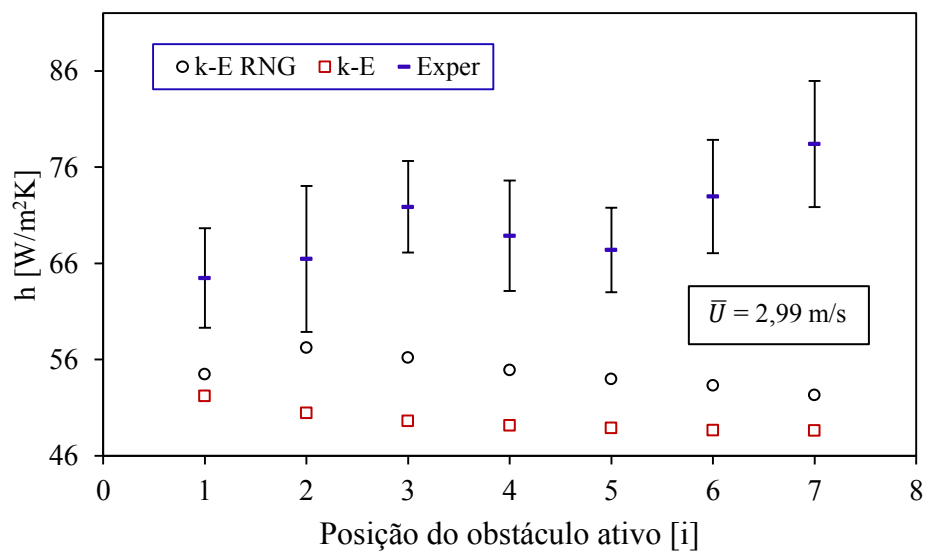


Figura 4.34 – Comparação entre os coeficientes de transferência de calor médios experimental e numéricos para a velocidade de 2,99 m/s.

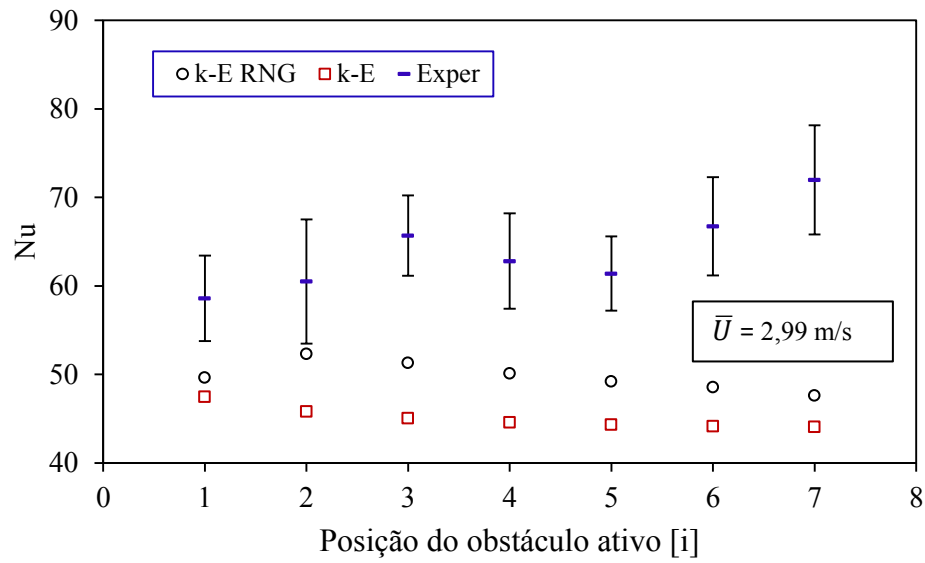


Figura 4.35 – Comparação entre os números de Nusselt médios experimental e numéricos para a velocidade de 2,99 m/s.

As Figuras 4.36 e 4.37 exibem as comparações para o coeficiente de convecção médio e número de Nusselt médio, respectivamente, para a velocidade de 4,04 m/s.

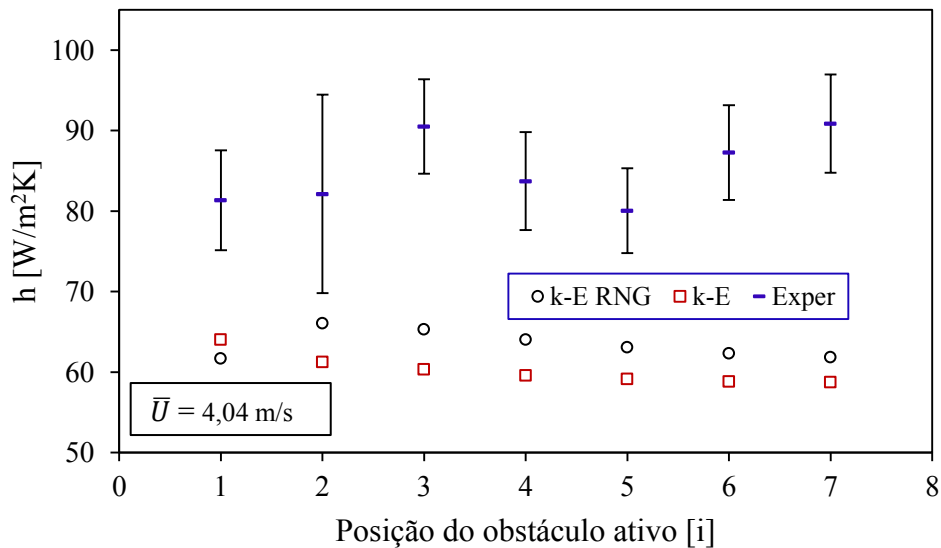


Figura 4.36 – Comparação entre os coeficientes de transferência de calor médios experimental e numéricos para a velocidade de 4,04 m/s.

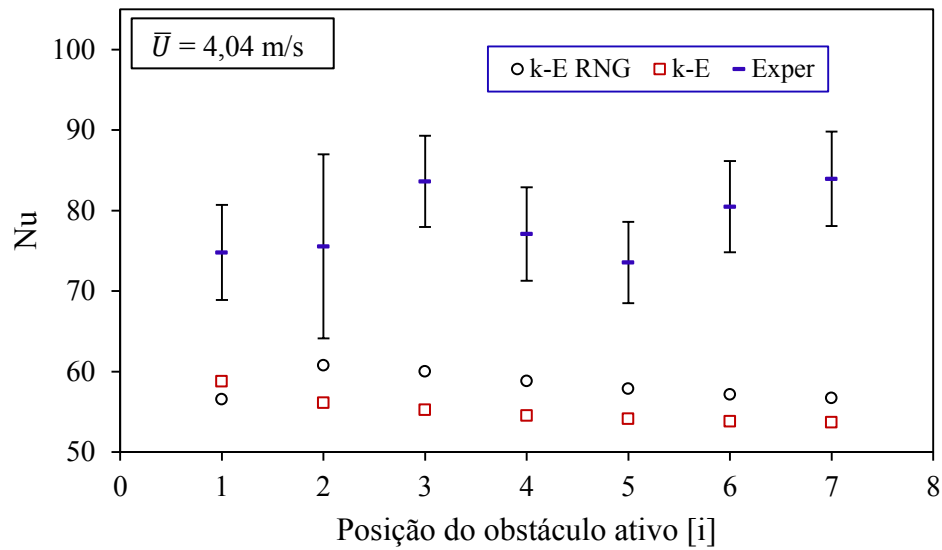


Figura 4.37 – Comparação entre os números de Nusselt médios experimental e numéricos para a velocidade de 4,04 m/s.

De forma geral todos os resultados experimentais das Figuras 4.32 a 4.37 estiveram sempre acima dos resultados numéricos. Nestas figuras podemos observar que as incertezas do coeficiente de convecção e do número de Nusselt foram grandes demais para se afirmar estatisticamente quanto há de aumento do coeficiente de convecção ou do número de Nusselt com o avanço das posições dentro do arranjo.

Todos os resultados numéricos mostraram uma tendência de diminuição do coeficiente de transferência de calor e do número de Nusselt com o avanço dentro do arranjo de obstáculo. O que é totalmente o oposto do que era esperado e do previsto pelos ensaios experimentais.

#### 4.4 CORRELAÇÕES EXPERIMENTAIS PARA O CÁLCULO DO NÚMERO DE NUSSELT MÉDIO

As Equações 4.4 a 4.10 são correlações para o número de Nusselt médio obtidas para os obstáculos ativos nas posições de 1 a 7, respectivamente. As incertezas destas correlações estão entre 6 e 15%. As correlações são aplicáveis para número de Reynolds entre 3000 e 6500. O número de Reynolds é baseado no comprimento característico  $L$ .

$$Nu_L = 14,4 + \frac{9,3Re_L}{1000} \quad (4.4)$$

$$Nu_L = 15,3 + \frac{9,4Re_L}{1000} \quad (4.5)$$

$$Nu_L = 20,5 + \frac{9,7Re_L}{1000} \quad (4.6)$$

$$Nu_L = 22,1 + \frac{8,5Re_L}{1000} \quad (4.7)$$

$$Nu_L = 26,4 + \frac{7,3Re_L}{1000} \quad (4.8)$$

$$Nu_L = 31,0 + \frac{7,6Re_L}{1000} \quad (4.9)$$

$$Nu_L = 29,3 + \frac{8,6Re_L}{1000} \quad (4.10)$$

Para todos os obstáculos ativos as correlações obtidas foram equações lineares. Os números de Reynolds foram baseados nas velocidades médias de entrada do canal.

#### 4.5 DISTRIBUIÇÕES DE TEMPERATURA E VELOCIDADE OBTIDAS NUMERICAMENTE

Observamos nas Figuras 4.38 a 4.40 o campo de velocidades pelo plano  $x$ - $y$  de simetria do arranjo (plano em vermelho na Figura 4.1); as Figuras 4.41 a 4.43 mostram estes campos em vistas ampliadas para as três primeiras linhas dos arranjos.

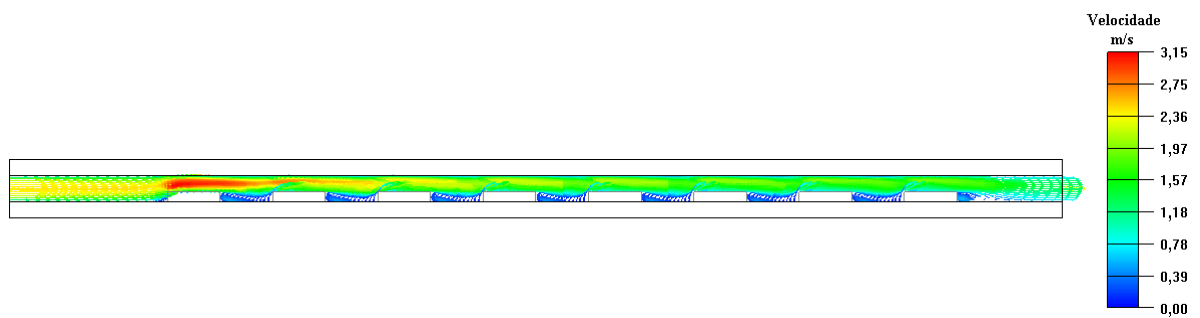


Figura 4.38 – Campo de velocidade em um plano de simetria do arranjo para velocidade de 1,97 m/s.

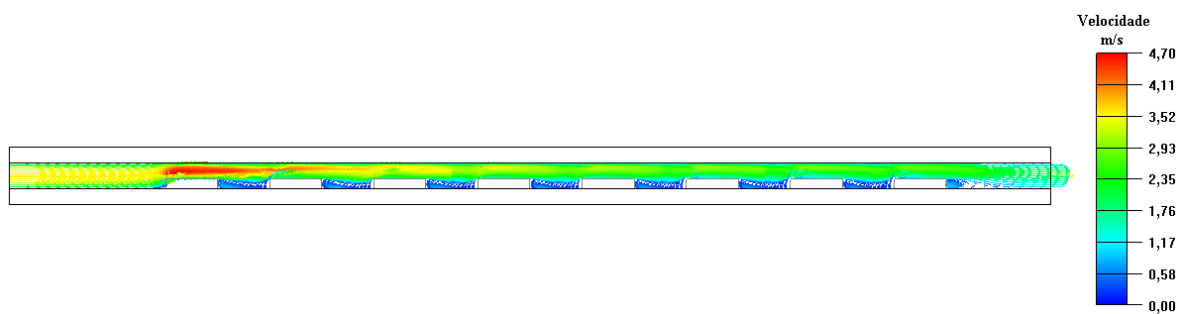


Figura 4.39 – Campo de velocidade em um plano de simetria do arranjo para velocidade de 2,99 m/s.

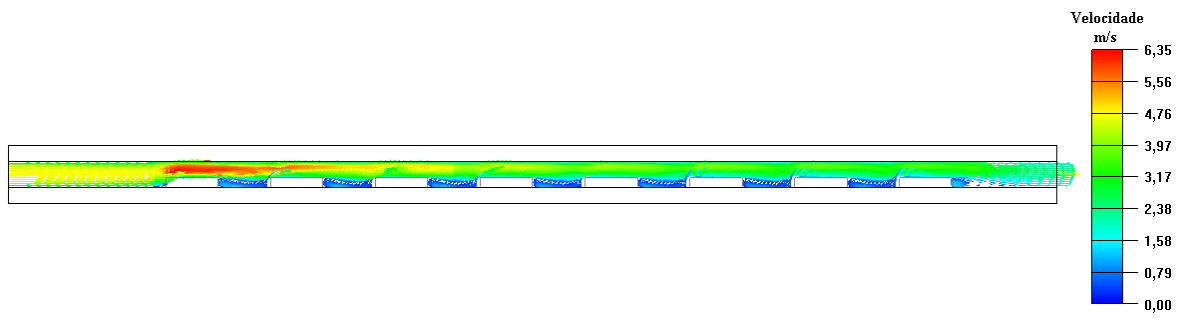


Figura 4.40 – Campo de velocidade em um plano de simetria do arranjo para velocidade de 4,04 m/s.

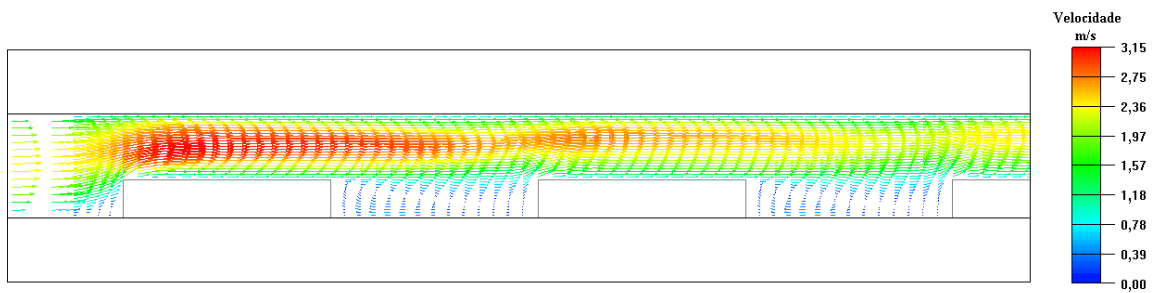


Figura 4.41 – Campo de velocidade em um plano de simetria do arranjo para velocidade de 1,97 m/s (vista ampliada das três primeiras linhas).

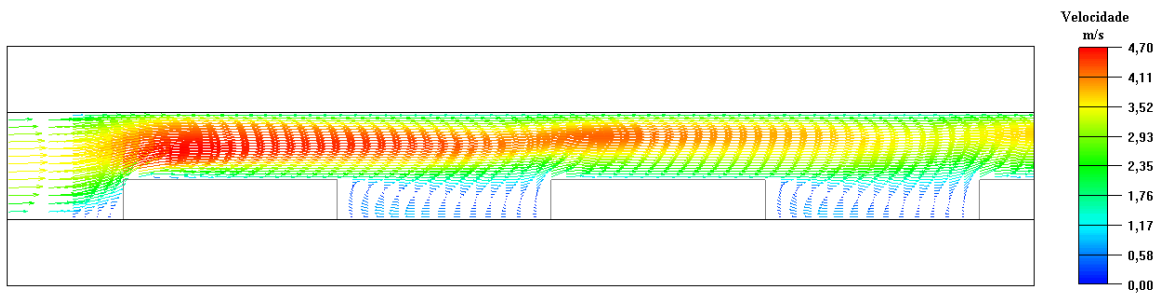


Figura 4.42 – Campo de velocidade em um plano de simetria do arranjo para velocidade de 2,99 m/s (vista ampliada das três primeiras linhas).

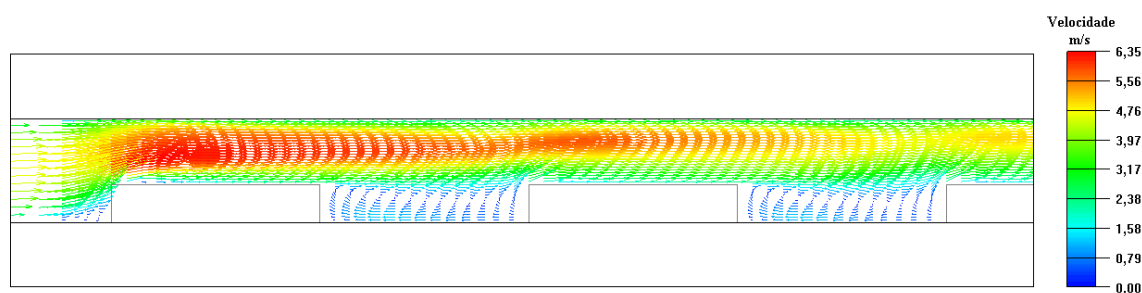


Figura 4.43 – Campo de velocidade em um plano de simetria do arranjo para velocidade de 4,04 m/s (vista ampliada das três primeiras linhas).

Nas Figuras 4.38 a 4.43 podemos observar a formação das regiões de recirculação (em azul: velocidade nula ou próxima à zero) entre os obstáculos. Observamos também nestas figuras que o escoamento se torna completamente desenvolvido a partir da terceira linha do arranjo.

Observamos nas Figuras 4.44 a 4.46 as distribuições de temperatura ao longo da direção do escoamento pelo plano  $x-y$  de simetria do arranjo (plano em vermelho na Figura 4.1). As Figuras 4.47 a 4.49 mostram estas distribuições em vistas aproximadas para as três primeiras linhas dos arranjos. Nestas figuras podemos observar a formação da esteira térmica devido à presença do componente que dissipa energia térmica.

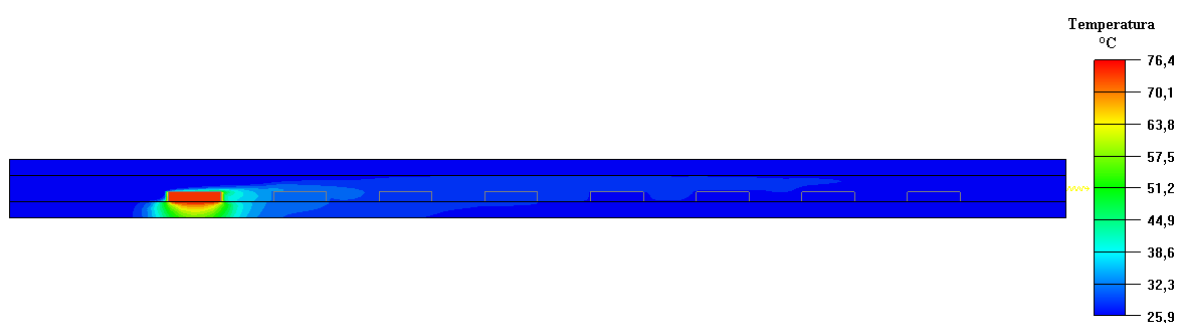


Figura 4.44 – Distribuição de temperatura ao longo da direção do escoamento para a velocidade de 1,97 m/s.

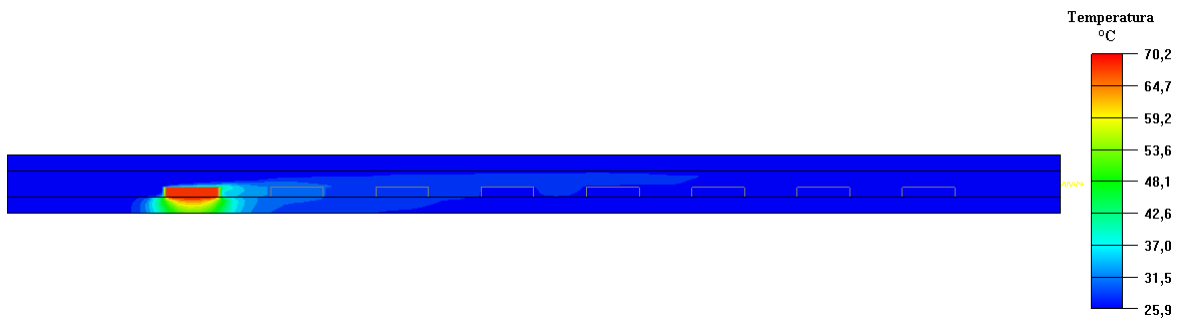


Figura 4.45 – Distribuição de temperatura ao longo da direção do escoamento para a velocidade de 2,99 m/s.

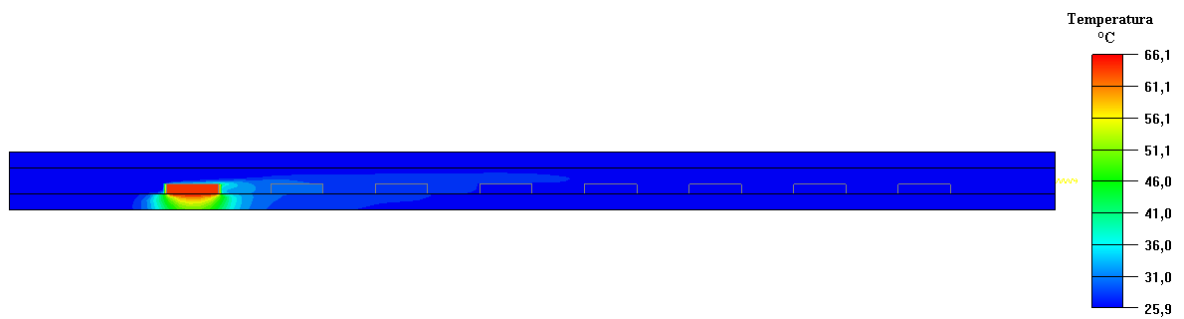


Figura 4.46 – Distribuição de temperatura ao longo da direção do escoamento para a velocidade de 4,04 m/s.

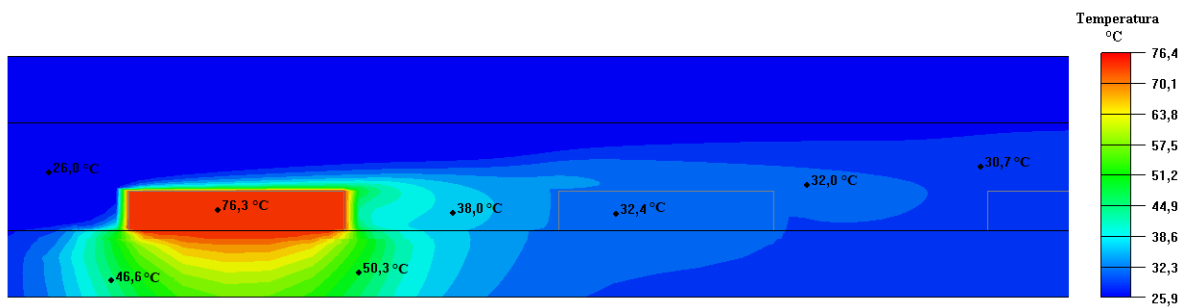


Figura 4.47 – Distribuição de temperatura em um plano de simetria do arranjo para velocidade de 1,97 m/s (vista ampliada das três primeiras linhas).



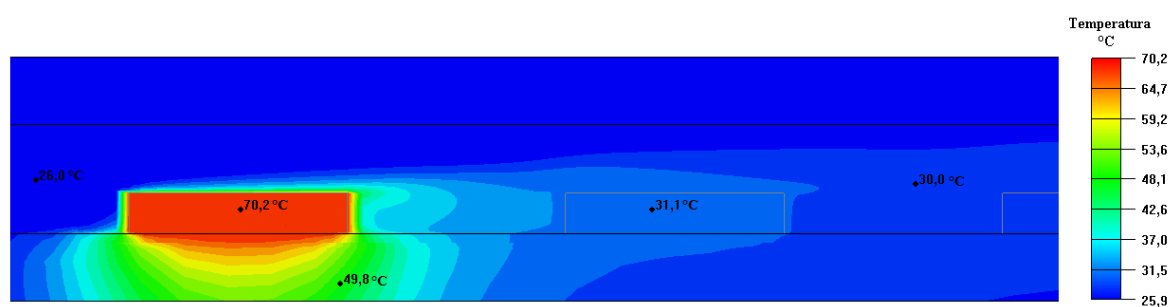


Figura 4.48 – Distribuição de temperatura em um plano de simetria do arranjo para velocidade de 2,99 m/s (vista ampliada das três primeiras linhas).

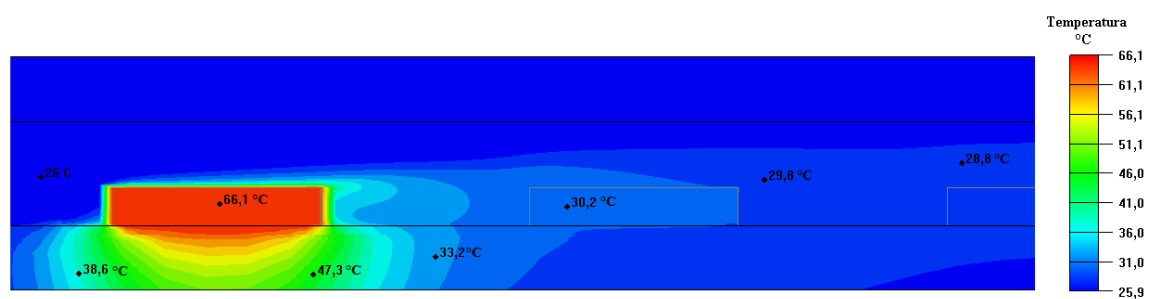


Figura 4.49 – Distribuição de temperatura em um plano de simetria do arranjo para velocidade de 4,04 m/s (vista ampliada das três primeiras linhas).

## 5 CONCLUSÕES E SUGESTÕES

O objetivo deste trabalho foi estudar o efeito da posição na temperatura e na transferência de calor devido à turbulência em um arranjo de obstáculos dentro de um canal estreito sujeito a um escoamento de ar. Para tal, nós realizamos um experimento e o simulamos com as equações médias de Reynolds mais um modelo de turbulência, o modelo  $k-\varepsilon$  ou o modelo  $k-\varepsilon$  RNG.

Para que as simulações pudessem ser feitas era necessário conhecer as propriedades dos materiais empregados na construção dos obstáculos. Para tal determinamos o calor específico e a difusividade térmica do alumínio utilizado (Apêndice A) através das técnicas de relaxação de temperatura e fotoacústica, respectivamente.

Como o aparato era muito grande para ser modelado de uma única vez dividimos o em duas partes: canal de entrada e seção de testes. Concluimos que o canal de entrada era longo o suficiente para o escoamento turbulento se desenvolver. As simulações do canal de entrada forneceram as condições de contorno de entrada para as simulações da seção de testes.

Determinamos experimental e numericamente a distribuição de temperatura dentro do arranjo de obstáculos. Comparamos um dos resultados experimentais de distribuição de temperatura na esteira térmica com um resultado da literatura e houve boa concordância entre resultados.

Comprovamos experimentalmente que existe uma tendência de quanto mais adentro o obstáculo ativo ficar no arranjo, maior ser a transferência de calor por convecção forçada. Apesar dos altos níveis das incertezas para os coeficientes de transferência de calor (entre 6 e 15%) verificamos que o efeito da posição diminui à medida que a velocidade aumenta.

Concluimos também que ambos os modelos de turbulência utilizados foram incapazes de prever o efeito da posição apropriadamente. Entretanto, o modelo  $k-\varepsilon$  RNG apresentou melhor comportamento: o seu uso resulta em soluções com valores de temperatura intermediários aos experimentais.

Determinamos correlações para o cálculo do número de Nusselt médio para a faixa de número de Reynolds (baseado no comprimento característico  $L$ ) entre 3000 e 6500 para as posições dos obstáculos ativos de 1 a 7. Esta correlações tem incertezas entre 6 e 15 %.

Sugerimos para trabalhos futuros que uma modelagem sub-malha do escoamento seja feita para se tentar capturar as escalas de turbulência responsáveis pelo efeito da posição na transferência de calor por convecção forçada.

## REFERÊNCIAS

ALVES, T. A.; ALTEMANI, C. A. C. Convective cooling of the three discrete heat sources in channel flow. **Journal of the Brazilian Society of Mechanical Science and Engineering**, Rio de Janeiro, v.30, n.3, p. 245-252, 2008.

ANDERSON, A. M.; MOFFAT, R. J. The adiabatic heat transfer coefficient and the superposition kernel function: part 1 – data for arrays of flatpacks for different flow conditions. **Journal of Electronic Packaging**, New York, v.114, p. 14-21, 1992.

ARQUIS, E.; RADY, M. A.; NADA, S. A. A numerical investigation and parametric study of cooling an array of multiple protruding heat sources by a laminar slot air jet. **International Journal of Heat and Fluid Flow**, Guildford, v.28, n.4, p.787-805, 2007.

BEJAN, A. **Transferência de Calor**. São Paulo: Edgard Blücher, 2004. p.434.

DESRAYAUD, G.; FICHERA, A.; LAURIANT, G. Natural convection air-cooling of a substrate-mounted protruding heat source in a stack of parallel boards. **International Journal of Heat and Fluid Flow**, Guildford, v.28, n.3, p. 469-482, 2007.

FOX, R. W.; MCDONALD, A. T.; PRITCHARD, P. J. **Introdução à mecânica dos fluidos**. 6. ed. Rio de Janeiro: Livros Técnicos e Científicos - LTC, 2006. p. 359.

HEMIDA, F.; SPEHR, F.; KRAJNOVIC, S. Local heat transfer enhancement around a matrix of wall-mounted cubes using passive flow control: Large-eddy simulations. **International Journal of Heat and Fluid Flow**, Guildford, v.29, n. 5, p. 1258-1267, 2008.

INCROPERA, F. P. et al. **Fundamentos de transferência de calor e massa**. 6. ed. Rio de Janeiro: Livros Técnicos e Científicos - LTC, 2008. p. 309, 361-364.

KANG, S. S. The thermal wake function for rectangular electronic modules. **Journal of Electronic Packaging**, New York, v.116, p. 55-59, 1994.

KAWAMURA, F.; SEKI, Y.; IWAMOTO, K.; KAWAMURA, H. DNS of heat transfer in turbulent and transitional channel flow obstructed by rectangular prisms. **International Journal of Heat and Fluid Flow**, Guildford, v.28, n.6, p. 1291-1301, 2007.

MCDONALD, F. A.; WETSEL, G. C. Jr. Generalized theory of the photoacoustic effect. **Journal of Applied Physics**, New York, v. 49, n. 4, p. 2313-2322, 1978.

MCENTIRE, A.B.; WEBB, B.W. Local forced convective heat transfer from protruding and flush-mounted two-dimensional discrete heat sources. **International Journal of Heat and Mass Transfer**, Oxford, v.33, n.7, p. 1521-1533, 1990.

MERIN, E.; DELGADO-VASALLO, O.; VALIENTE, H. A temperature relaxation method for the measurement of the specific heat of solids at room temperature in student laboratories. **American Journal of Physics**, New York, v. 71, p. 1032-1036, 2003.

MOFFAT, R. J. What's new in convective heat transfer? **International Journal of Heat and Fluid Flow**, Guildford, v.19, p. 90-101, 1998.

MOFFAT, R. J. Describing the uncertainties in experimental results. **Experimental and Thermal Fluid Science**, Oxford, v.1, p. 3-17, 1988.

MORRIS, G. K.; GARIMELLA, S. V. Correlations for single-phase convective heat transfer from an array of three-dimensional obstacles in a channel. In: INTERSOCIETY CONFERENCE ON THERMAL PHENOMENA IN ELECTRONIC SYSTEMS – I THERM 1996, 5., Orlando. **Proceedings...** Piscataway: IEEE, 1996, p. 292-298.

NAZARI, M.; KAYHANI, M.H.; KHAZRAII, Y. Heat transfer enhancement in channel with obstacles. In: CONFERENCE ON APPLIED AND THEORETICAL MECHANICS, 2., 2006, Venice, Italy. **Proceedings...** Venice: WSEAS, 2006, p. 281-285.

NAKAMURA H.; IGARASHI T.; TSUTSUI T. Local heat transfer around a wall-mounted cube at 45° to flow in a turbulent boundary layer. **International Journal of Heat and Fluid Flow**, Guilford, v.24, n. 6, p. 807-815, 2003.

NICENO, B.; DRONKERS, A. D. T.; HANJALIC, K. Turbulent heat transfer from a multi-layered wall-mounted cube matrix: a large eddy simulation. **International Journal of Heat and Fluid Flow**, Guildford, v. 23, n. 2, p. 173-185, 2002.

OLENKA, L. **Utilização de técnicas fototérmicas na determinação de propriedades ópticas e térmicas de polímeros impregnados**. 2003. 164 f. Tese (Doutorado em Física) – Universidade Estadual de Maringá, Maringá, 2003.

POPOVAC M.; HANJALIC, K. Large-eddy simulations of flow over a jet-impinged wall-mounted cube in a cross stream. **International Journal of Heat and Fluid Flow**, Guildford, v. 28, n. 6, p. 1360-1378, 2007.

POPOVAC, M.; HANJALIC, K. Vortices and heat flux around a wall-mounted cube cooled simultaneously by a jet and a crossflow. **International Journal of Heat and Mass Transfer**, v.52, Oxford, n. 17-18, p. 4047-4062, 2009.

RAVI, J. et al. Photoacoustic investigations on thermal diffusivity of  $\text{CuGa}_{1-x}\text{Fe}_x\text{O}_2$ . **Semiconductor Science and Technology**, London, v. 18, p. 693-696, 2003.

RATNAM, G. S.; VENGADESAN, S. Performance of two equation turbulence models for prediction of flow and heat transfer over a wall mounted cube. **International Journal of Heat and Mass Transfer**, Oxford, v. 51, n.11-12, p.2834-2846, 2008.

ROSENCWAIG, A.; GERSHO, A. Theory of the photoacoustic effect with solids. **Journal of Applied Physics**, New York, v. 47, n. 1, p. 64-69, 1976.

ROUSSET, G.; LEPOUTRE, F.; BERTRAND, L. Influence of thermoelastic bending on photoacoustic experiments related to measurements of thermal diffusivity of metals. **Journal of Applied Physics**, New York, v. 54, n. 5, p. 2383-2391, 1983.

SCHLICHTING, H. **Boundary-Layer Theory**. 7. ed. New York: McGraw-Hill, 1979. p. 99-600.

VELAYATI, E.; YAGHOUBI, M. Numerical study of convective heat transfer from an array of parallel bluff plates. **International Journal of Heat and Fluid Flow**, Guildford, v.26, n. 1, p. 80-91, 2005.

WHITE, F. M. **Fluid Mechanics**. 4. ed. New York: McGraw-Hill, 2001. p. 331.

WIRTZ, R. E.; DYKSHOORN, P. Heat transfer from arrays of flat packs in channel flow. In: ANNUAL INTERNATIONAL ELECTRONICS PACKAGING CONFERENCE, 4., 1984, Baltimore. **Proceedings...** Baltimore [s.l.], 1984, p. 318-326.

YOUNG, T.J.; VAFAI, K. Convective flow and heat transfer in a channel containing multiple heated obstacles. **International Journal of Heat and Mass Transfer**, Oxford, v. 41, n. 21, p. 3279-3298, 1998a.

YOUNG, T.J.; VAFAI, K. Convective cooling of a heated obstacle in a channel. **International Journal of Heat and Mass Transfer**, Oxford, v.41, n. 20, p. 3131-3148, 1998b.

## APÊNDICE A: PROPRIEDADES TERMOFÍSICAS

### A.1 MÉTODO DE RELAXAÇÃO DA TEMPERATURA PARA O CALOR ESPECÍFICO

Segundo Merín, Delgado-Vassallo e Valiente (2003) métodos de relaxação de temperatura são baseados em distúrbios em sistemas termodinâmicos inicialmente em estado de equilíbrio. Segundo eles ainda, se o desvio do sistema a partir do estado de equilíbrio for pequeno, isto é, se a variação de temperatura imposta ao sistema for muito menor que a temperatura ambiente, a temperatura de relaxação será de acordo com a equação:

$$T(t) = T_0 \exp\left(\frac{-t}{\tau}\right) \quad (\text{A.1})$$

nesta equação  $T_0$  é a temperatura inicial do sistema e  $\tau$  é o tempo de relaxação ou constante do tempo do sistema. Esta constante está relacionada com o calor específico.

No trabalho de Merín, Delgado-Vassallo e Valiente (2003) são citados vários autores que desenvolveram calorímetros com o objetivo de se determinar o calor específico. Utilizamos um calorímetro similar ao utilizado por Merín, Delgado-Vassallo e Valiente (2003) no presente trabalho.

A Figura (A.1) mostra um esquema do aparato que utilizamos. O calorímetro é uma câmara tubular com formato em “T” com uma saída para bomba de vácuo. Nele existem duas janelas de vidro: uma é utilizada para permitir a incidência de um feixe *laser* sobre uma superfície da amostra e a outra é utilizada para alinhamento do feixe. O procedimento experimental pode ser de aquecimento e resfriamento da amostra.



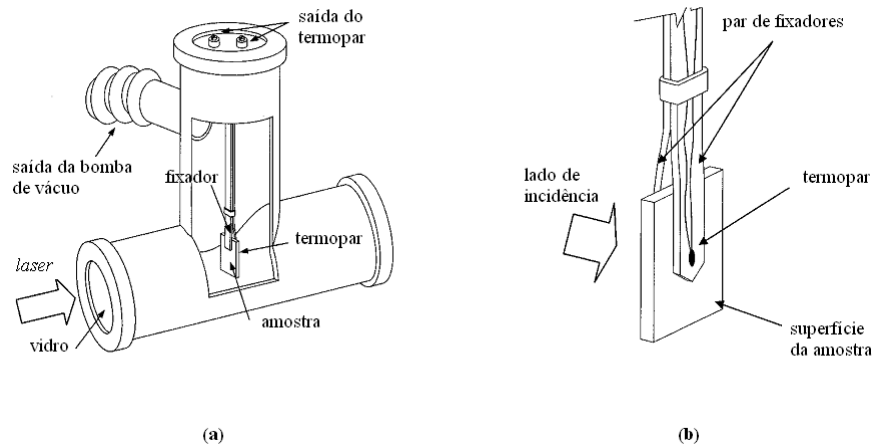


Figura A.1 – Em (a) a vista geral do calorímetro utilizado. Em (b) a vista detalhada da fixação da amostra.  
**Fonte:** modificado de MERIN (2003).

A variação da energia térmica  $U$  da amostra pode ser representada pela seguinte equação:

$$\frac{\partial U}{\partial t} = q_{laser} - q_{conv} - q_{rad} - q_{cond} \quad (A.2)$$

nesta equação  $q_{laser}$  é a taxa de calor devido à incidência do *laser*, os outros termos são taxas de calor por convecção, por radiação e por condução, respectivamente, da esquerda para a direita.

Como na montagem experimental o contato da amostra com os fixadores e o termopar era pontual nós desprezamos as taxas condutivas e, então, a Equação A.2 ficou como segue:

$$\frac{\partial U}{\partial t} = q_{laser} - q_{conv} - q_{rad} \quad (A.3)$$

Definimos a temperatura da amostra como se segue:

$$T = T_{\infty} + \Delta T \quad (A.4)$$

nesta equação  $T_\infty$  é a temperatura ambiente. A energia interna devido à mudança de temperatura na amostra é calculada como segue:

$$U = \rho c V \Delta T = CV \Delta T \quad (\text{A.5})$$

nesta equação  $\rho$ ,  $c$  e  $V$  são a densidade, o calor específico e o volume da amostra, respectivamente. Se a variação de temperatura na amostra ( $\Delta T$ ) for muito menor que a temperatura ambiente então a próxima equação determina a taxa de calor por radiação,

$$q_{rad} \approx 4A\varepsilon\sigma T_\infty^3 \Delta T \quad (\text{A.6})$$

nesta equação  $A$ ,  $\varepsilon$ ,  $\sigma$  e  $T_\infty$  são a área superficial, a emissividade, a constante de Stefan-Boltzmann e a temperatura do ambiente, respectivamente. Os detalhes de como chegar à Equação (A.6) a partir da Lei de Stefan-Boltzmann estão mais a frente neste apêndice.

A Lei de resfriamento de Newton fornece para a convecção:

$$q_{conv} = hA\Delta T \quad (\text{A.7})$$

nesta equação  $h$  e  $A$  são o coeficiente de transferência de energia térmica por convecção e a área em que ocorre esta transferência, respectivamente.

Ao substituírmos as Equações A.5, A.6 e A.7 na Equação A.2 obtemos:

$$\frac{d\Delta T}{dt} + \frac{\gamma}{CV} \Delta T - \frac{q_{laser}}{CV} = 0 \quad (\text{A.8})$$

nesta equação temos que:

$$\gamma = A(4\varepsilon\sigma T_\infty^3 + h) \quad (\text{A.9})$$

$$C = \rho c \quad (\text{A.10})$$

$$V=l_1l_2L \quad (\text{A.11})$$

nesta última equação  $L$  é a espessura da amostra e  $\ell_i$  são os comprimentos dos lados.

Para determinar o calor específico podemos tanto analisar o seu aquecimento quanto, após a amostra atingir a temperatura de saturação, desligar o emissor *laser* e analisar o resfriamento. Adotamos esta última opção por eliminar um parâmetro na Equação A.8, que, portanto, fica assim:

$$\frac{d\Delta T}{dt} + \frac{\gamma}{CV}\Delta T = 0 \quad (\text{A.12})$$

A Equação A.12 é resolvida por integração e tem como solução (desenvolvimento mais frente neste apêndice):

$$\frac{T(t) - T_\infty}{T_i - T_\infty} = e^{-t/\tau} \quad (\text{A.13})$$

nesta equação  $\tau$  é a constante do tempo e é definida pelo produto das Equações A.10 e A.11 dividido pela Equação A.9, resultando:

$$\tau = \frac{\rho c l_1 l_2 L}{A(4\varepsilon\sigma T_\infty + h)} \quad (\text{A.14})$$

A área de troca de calor por convecção e radiação é calculada como segue:

$$A = 2l_1l_2 + 2L(l_1 + l_2) \quad (\text{A.15})$$

Substituindo esta equação na penúltima obtemos:

$$\tau = \frac{\rho c l_1 l_2 L}{[2l_1l_2 + 2L(l_1 + l_2)](4\varepsilon\sigma T_\infty + h)} \quad (\text{A.16})$$

esta equação pode ser reescrita da seguinte forma:

$$\tau = \frac{\rho c L}{\left[1 + L \frac{(l_1 + l_2)}{l_1 l_2}\right] 2(4\epsilon\sigma T_\infty + h)} \quad (\text{A.17})$$

Se a espessura de uma amostra de base quadrada for desprezível a equação anterior pode ser simplificada para:

$$\tau = \frac{\rho c L}{2(4\epsilon\sigma T_\infty + h)} \quad (\text{A.18})$$

A partir destas duas últimas equações determinamos o calor específico de uma amostra de alumínio do material utilizado para confeccionar os obstáculos do arranjo do canal. Inicialmente aquecemos a amostra utilizando um emissor *laser*, após a temperatura atingir a saturação (equilíbrio) desligamos o emissor e começamos a aquisição de dados de tempo e temperatura. Finalizávamos a aquisição quando a temperatura da amostra igualava-se a temperatura ambiente. Os dados de tempo e temperatura foram ajustados por uma função exponencial e, assim, de posse da densidade da amostra e de suas dimensões calculamos o calor específico. Calculamos o coeficiente de transferência de calor por convecção a partir das Equações 3.30 a 3.34 por uma média ponderada pelas áreas superficiais.

## A.2 MÉTODO DA FOTOACÚSTICA PARA DETERMINAÇÃO DA DIFUSIVIDADE TÉRMICA

Em 1880 Alexander Graham Bell observou pela primeira vez o efeito fotoacústico. No entanto, apenas a partir de 1970 que este fenômeno passou a ser aplicado na caracterização de materiais. Neste trabalho utilizamos a técnica de análise fotoacústica para determinar a difusividade térmica do alumínio utilizado para confeccionar os obstáculos do arranjo. Podemos ver na Figura A.2 um esquema da câmera fotoacústica utilizada neste trabalho.

Selamos a amostra sobre a câmara usando uma fina película de graxa de silicone. Entre o pequeno espaço (menor que meio milímetro) entre o microfone e a amostra existe apenas ar. Um feixe *laser* modulado periodicamente (com um *chopper* mecânico) incide sobre a amostra fina que está sobre a câmara. Parte desta radiação periódica é absorvida pela superfície exposta da amostra e se difunde em forma de ondas para o interior da amostra. Assim, a camada de ar em contato com a superfície oposta da amostra sofre um processo de contração e expansão devido às ondas de calor que advêm da interface com a amostra. Este ciclo gera uma onda de pressão que se propaga no ar e chega ao microfone. Este sinal que chega ao microfone recebe o nome de sinal fotoacústico. Este modelo de contração e expansão está muito bem explicado em Rosencwaig e Gersho (1976) e recebe os nomes de modelo Rosencwaig-Gersho e de “pistão acústico”.

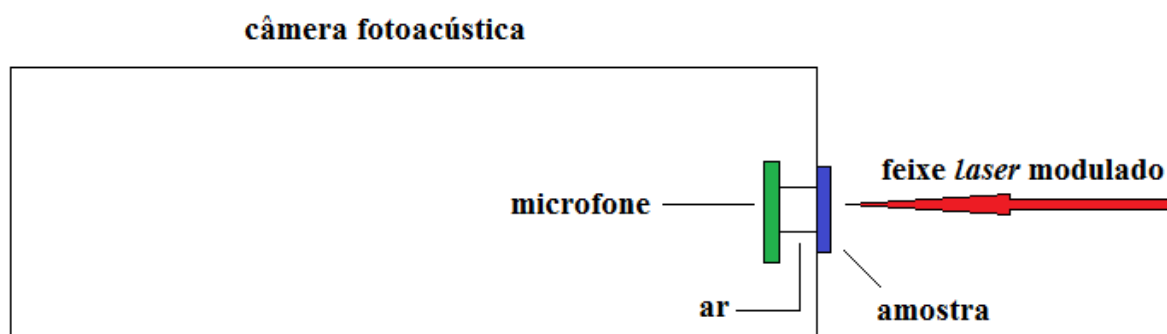


Figura A.2 – Esquema da câmara fotoacústica.

Segundo Rosencwaig e Gersho (1976) as vibrações mecânicas na amostra devido às contrações e expansões térmicas da amostra têm efeito desprezível sobre as ondas de pressão no ar. McDonald e Wetsel (1978) generalizaram o modelo incluindo este efeito termomecânico que pode ter efeito significativo dependendo da frequência com que o feixe *laser* incide na amostra (frequência de modulação), da espessura da amostra e do material da amostra (em materiais porosos esse efeito é importante). Este modelo ficou conhecido como “pistão acústico composto”. Rousset, Lepoutre e Bertrand (1983) propuseram um modelo que considera a flexão termoelástica periódica. Este modelo é importante para amostras

termoelásticas sujeitas a gradiente de temperatura na direção perpendicular à face de maior dimensão e que estejam presas pelas extremidades.

O coeficiente de difusão térmica do meio e o comprimento de difusão térmica do meio são duas definições importantes em fotoacústica e são dados pelas seguintes equações, respectivamente:

$$a = \left(\frac{\omega}{2\alpha}\right)^{1/2} \quad (\text{A.19})$$

$$\mu = \frac{l}{a} \quad (\text{A.20})$$

Na Equação A.19  $\omega$  é a frequência angular da incidência do *laser* na amostra e  $\alpha$  é a difusividade térmica da amostra.

Olenka (2003) mostra que, para uma amostra termicamente grossa (espessura muito maior que comprimento de difusão), a amplitude do sinal fotoacústico decresce exponencialmente com  $f^{1/2}$  (raiz da frequência de incidência do *laser*):

$$S = \frac{A}{f} \exp(-b\sqrt{f}) \quad (\text{A.21})$$

nesta equação temos que:

$$b = \sqrt{\frac{\pi l^2}{\alpha}} \quad (\text{A.22})$$

na Equação A.22  $l$  é a espessura da amostra e  $\alpha$  é a difusividade térmica. Assim a difusividade térmica do material da amostra pode ser obtida pelo ajuste do parâmetro  $b$  na Equação A.21.

Calibramos o microfone corrigindo os sinais obtidos experimentalmente por uma curva  $\chi$  obtida da razão entre um sinal experimental de uma amostra de difusividade térmica

conhecida e o sinal teórico. Para tal utilizamos uma amostra de alumínio de comportamento conhecido. Assim, a função de correção fica:

$$\chi = \frac{S_{ex,conhecido}}{f^{3/2}} \quad (\text{A.23})$$

Na Equação A.23  $S_{ex,conhecido}$  é a amplitude experimental do sinal fotoacústico da amostra de alumínio que conhecíamos o comportamento e a difusividade;  $f^{3/2}$  é o sinal teórico. Assim, para as demais amostras (de difusividade térmica desconhecida) o sinal corrigido é:

$$S_{corrigido} = \frac{S_{experimental}}{\chi} \quad (\text{A.24})$$

Os dados tratados através da Equação A.24 podem então ser ajustados por uma equação do tipo da A.21.

### A.3 RESULTADOS DAS PROPRIEDADES TERMOFÍSICAS

Apresentamos nas duas subseções seguintes os resultados experimentais das propriedades termofísicas.

#### A.3.1 CALOR ESPECÍFICO

Observamos na Figura A.3 o tratamento dado aos dados obtidos do resfriamento da primeira amostra de alumínio dentro do calorímetro. A temperatura foi normalizada de acordo com a Equação A.25 e a Equação A.26 fornece a constante do tempo obtida do ajuste exponencial.

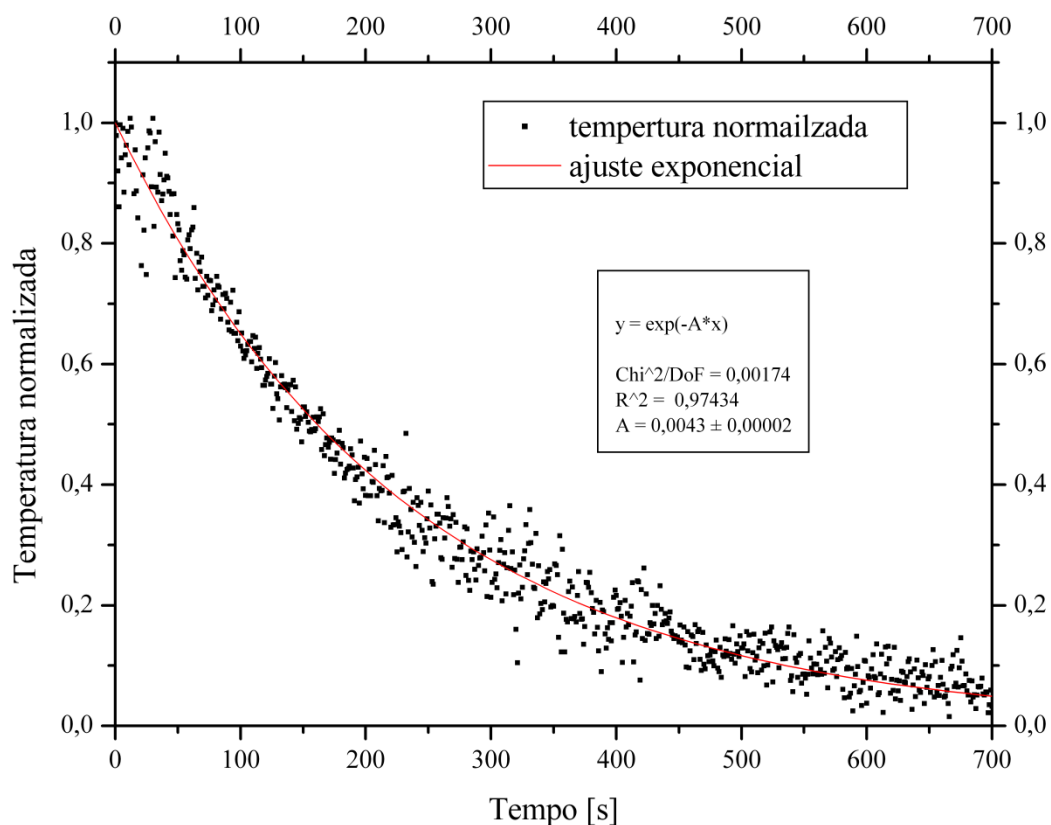


Figura A.3 – Temperatura normalizada em função do tempo para amostra 1.

A temperatura normalizada pode ser calculada através de:

$$T_{Norm} = \frac{T - T_{final}}{T_{inicial} - T_{final}} \quad (\text{A.25})$$

A constante do tempo para a primeira amostra é dada por:



$$\tau = \frac{I}{A} = \frac{I}{0,0043s} = 233s^{-1} \quad (\text{A.26})$$

Observamos na Figura A.2 os resultados obtidos para a segunda amostra. A Equação A.27 fornece a constante do tempo para esta amostra.

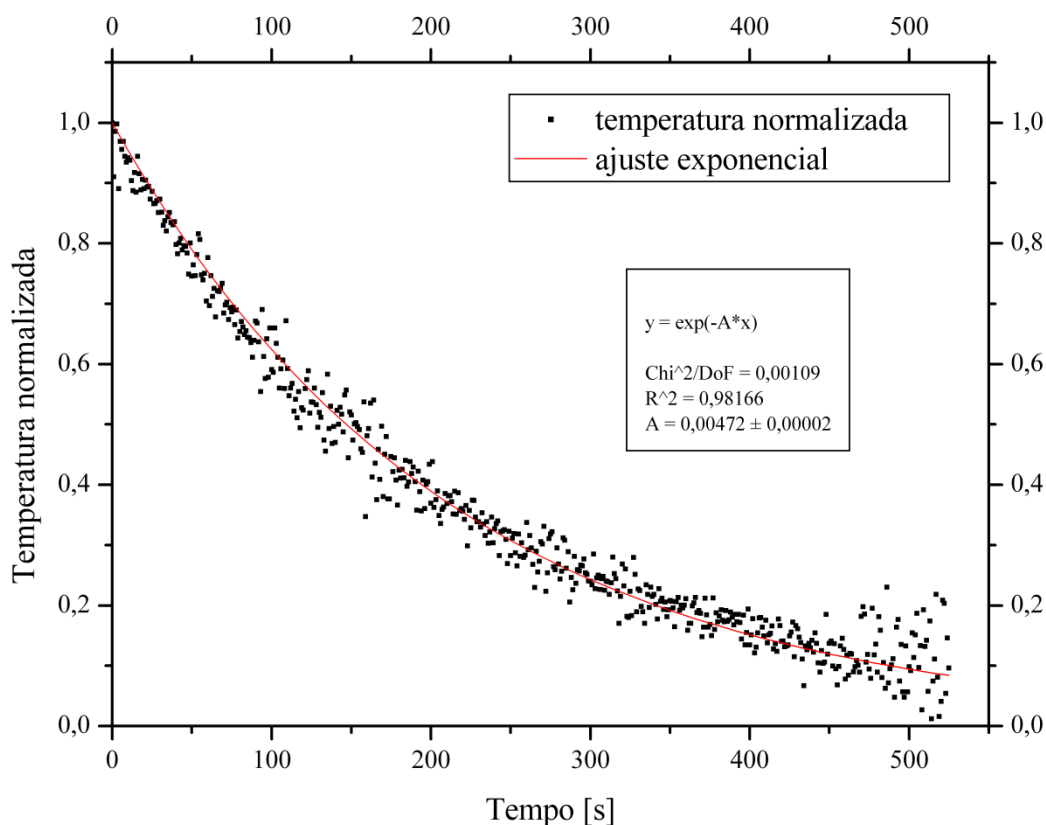


Figura A.4 – Temperatura normalizada em função do tempo para amostra 2.

A constante do tempo para a segunda amostra é dada por:

$$\tau = \frac{I}{A} = \frac{I}{0,00472s} = 212s^{-1} \quad (\text{A.27})$$

Utilizamos a Equação A.17 para calcular um valor de calor específico médio a partir dos resultados das Equações A.26 e A.27. Consideramos emissividade igual à de um corpo negro para ambas as amostras, pois as superfícies das mesmas não foram polidas e se

apresentavam bem oxidadas. Calculamos a densidade média das amostras utilizando um picnômetro e chegamos ao valor médio de  $2650 \text{ kg/m}^3$ . Utilizamos a seguinte equação para determinar a densidade das amostras:

$$\rho_{am} = \left( \frac{M_{am}}{M_{a+p} - M_{a+p+am} + M_{am}} \right) \rho_a \quad (\text{A.28})$$

nesta equação  $\rho_{am}$  e  $\rho_a$  são as densidades da amostra e da água destilada respectivamente;  $M_{a+p}$ ,  $M_{a+p+am}$  e  $M_{am}$  são as massas do picnômetro cheio de água destilada, do picnômetro com água destilada e com a amostra, e a massa da amostra, respectivamente.

As amostras possuíam espessura  $L$ , altura  $\ell_1$  e largura  $\ell_2$ . Calculamos o coeficiente de convecção utilizado na Equação A.7 para estas amostras como segue:

$$h = \frac{2h_1(\ell_2\ell_1 + \ell_1L) + (h_2 + h_3)\ell_2L}{2(\ell_2\ell_1 + \ell_2L + \ell_1L)} \quad (\text{A.29})$$

Esta equação é apenas a média ponderada pela área de cada superfície da amostra dos respectivos coeficientes de convecção. Os coeficientes de convecção  $h_1$ ,  $h_2$ ,  $h_3$  que aparecem nesta equação são calculados a partir das Equações 3.30, 3.31 e 3.33, respectivamente. Consideramos as amostras isotérmicas e utilizamos apenas um valor de temperatura média do processo de resfriamento, mas isto não acarreta em erros uma vez que a variação total da temperatura ao longo do resfriamento não atinge  $10 \text{ }^\circ\text{C}$ . Para ambas as amostras o valor do coeficiente de convecção foi de  $2,7 \text{ W/m}^2\text{K}$ .

Ambas as amostras possuíam espessura  $L$  de  $2,27 \text{ mm}$ ; a primeira possuía altura  $\ell_1$  de  $9,10 \text{ mm}$  e largura  $\ell_2$  de  $6,38 \text{ mm}$ ; a segunda possuía altura  $\ell_1$  de  $10,53 \text{ mm}$  e largura  $\ell_2$  de  $6,77 \text{ mm}$ .

A temperatura ambiente durante os experimentos para determinação do calor específico era de  $30 \text{ }^\circ\text{C}$ . Com essas informações de temperatura ambiente, coeficiente de convecção, emissividade, dimensões das amostras, constante do tempo, densidade da amostra e mais a Equação A.17 obtivemos os valores de calor específico de  $1207 \text{ J/kgK}$  e  $921 \text{ J/kgK}$ .

para as amostras 1 e 2, respectivamente. Como o alumínio puro tem calor específico a 300 K de 903 J/kgK e densidade de 2702 kg/m<sup>3</sup> (valores retirados de Incropera (2008))concluimos, pelos valores obtidos, que os resultados são razoáveis.

### A.3.2 DIFUSIVIDADE TÉRMICA

Podemos observar na Figura A.5 o sinal fotoacústico normalizado de correção do microfone obtido para uma amostra de alumínio de difusividade térmica de  $92 \times 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$ .

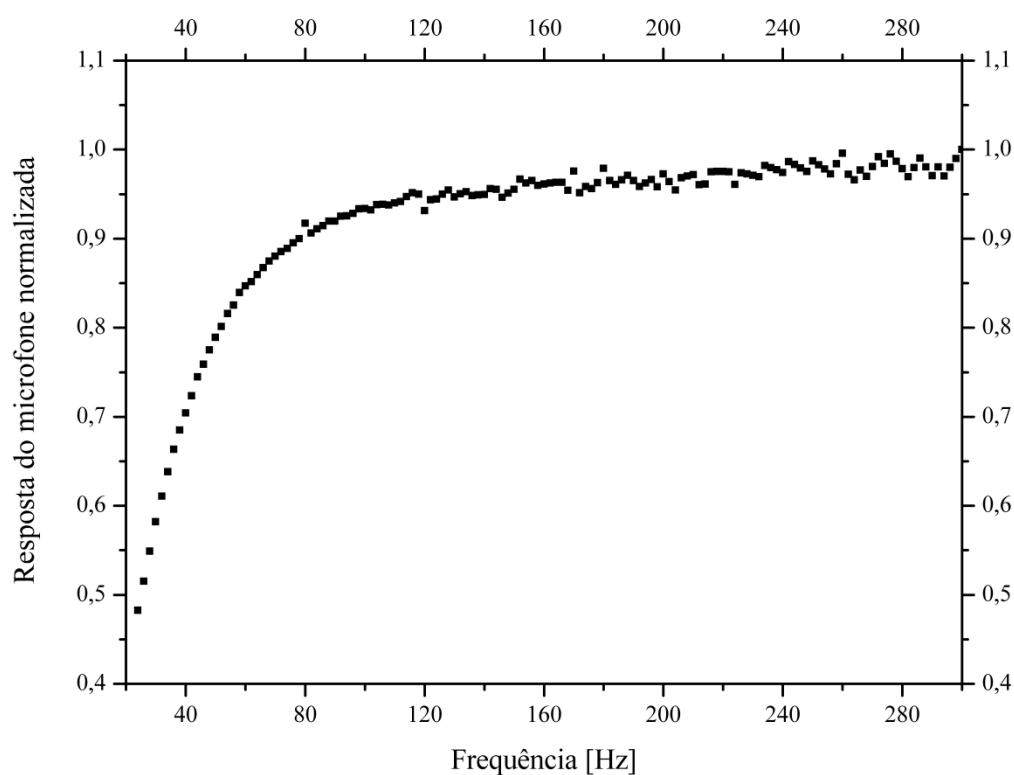


Figura A.5 – Resposta do microfone normalizada em função da frequência.

Fizemos todas as normalizações de sinal fotoacústico dividindo as amplitudes pelo valor máximo obtido no ensaio experimental. Assim, para obtermos as curvas das amostras de

alumínio de difusividade térmica desconhecida dividimos as amplitudes obtidas pelo valor máximo de cada conjunto. Podemos observar nas Figuras A.6 e A.7 os resultados obtidos para estas duas amostras corrigidos pelos resultados da Figura A.5.

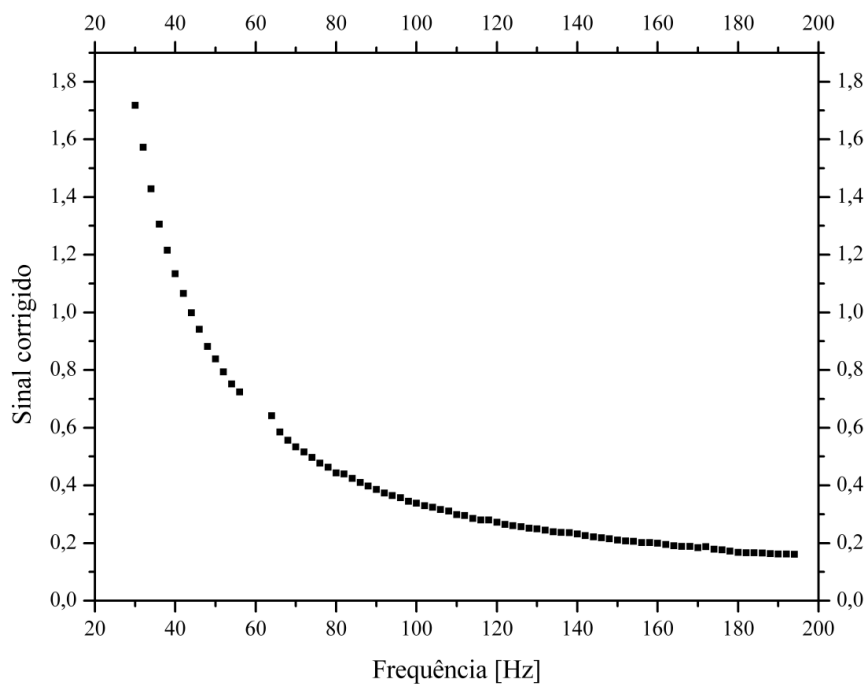


Figura A.6 – Sinal corrigido em função da frequência para a amostra 1.

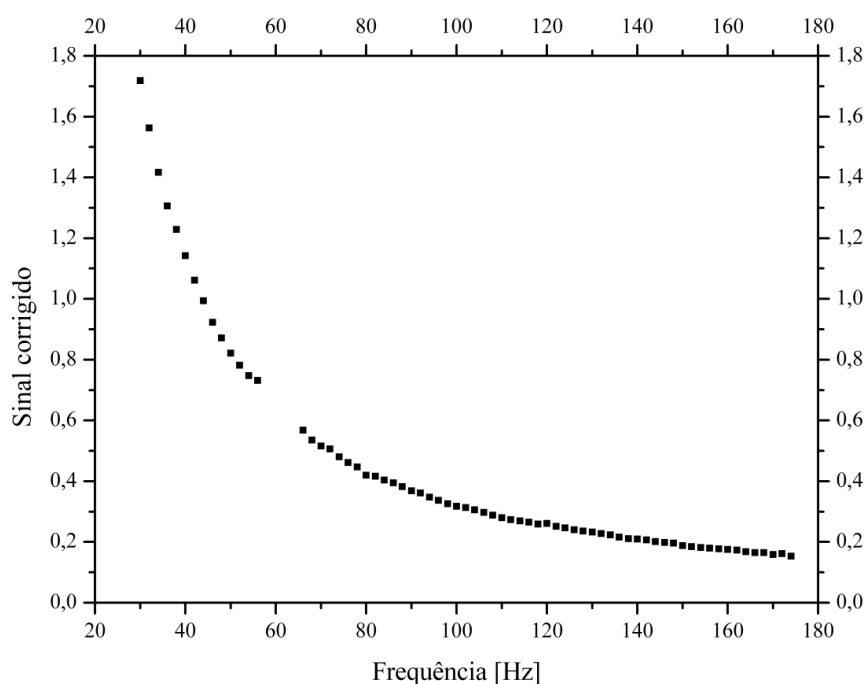


Figura A.7 – Sinal corrigido em função da frequência para a amostra 2.

Descartamos alguns valores de sinal fotoacústico entre as frequências de 50 e 60 Hz por apresentarem um comportamento muito oscilatório devido alguma mudança de regime nesta faixa. Podemos observar nas Figuras A.8 e A.9 o tratamento que foi dado aos sinais corrigidos.

Obtivemos as Figuras A.8 e A.9 a partir do logaritmo natural do produto do sinal corrigido pela frequência. Esta operação lineariza o sinal em função da raiz da frequência em determinadas faixas para amostras termicamente grossas. O ajuste da curva é como na Equação A.21; bastando multiplicá-la pela frequência e aplicar o logaritmo natural. Assim o coeficiente da reta ajustada assume o valor de  $b$  na Equação A.22.

As amostras 1 e 2 possuíam espessuras de 0,475 mm e 0,445 mm, respectivamente. Portanto para a primeira amostra a difusividade térmica é de  $7,0 \times 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$  e para a segunda amostra a difusividade térmica é de  $8,0 \times 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$ . Segundo Incropera (2008) o alumínio puro tem difusividade térmica de  $9,7 \times 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$  e como sabemos que impurezas reduzem a difusividade térmica do alumínio concluímos que as amostras não são de alumínio puro.

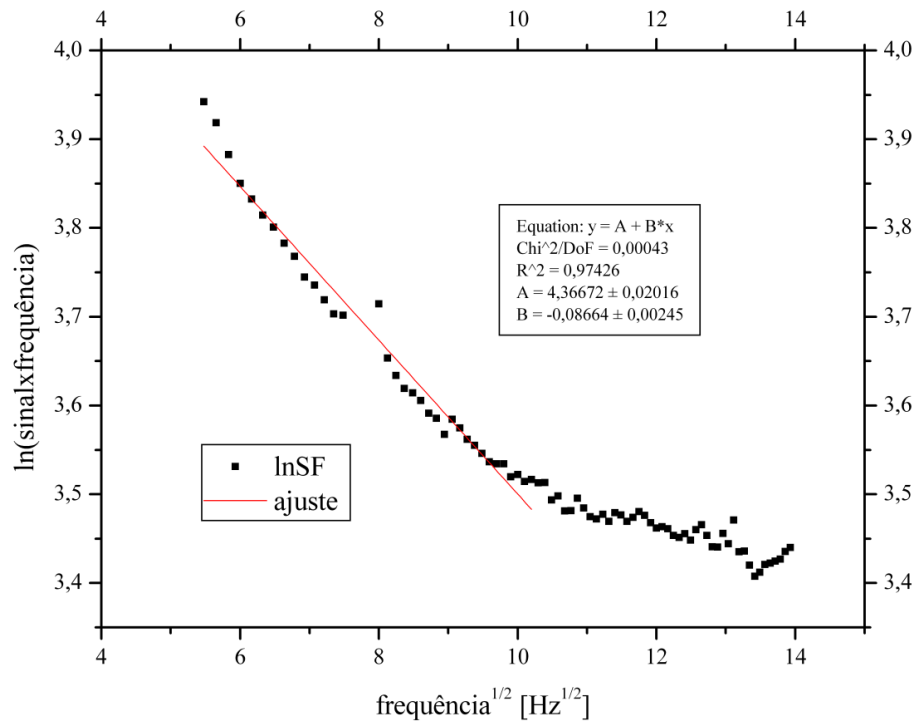


Figura A.8 – Sinal corrigido tratado em função da frequência para a amostra 1.

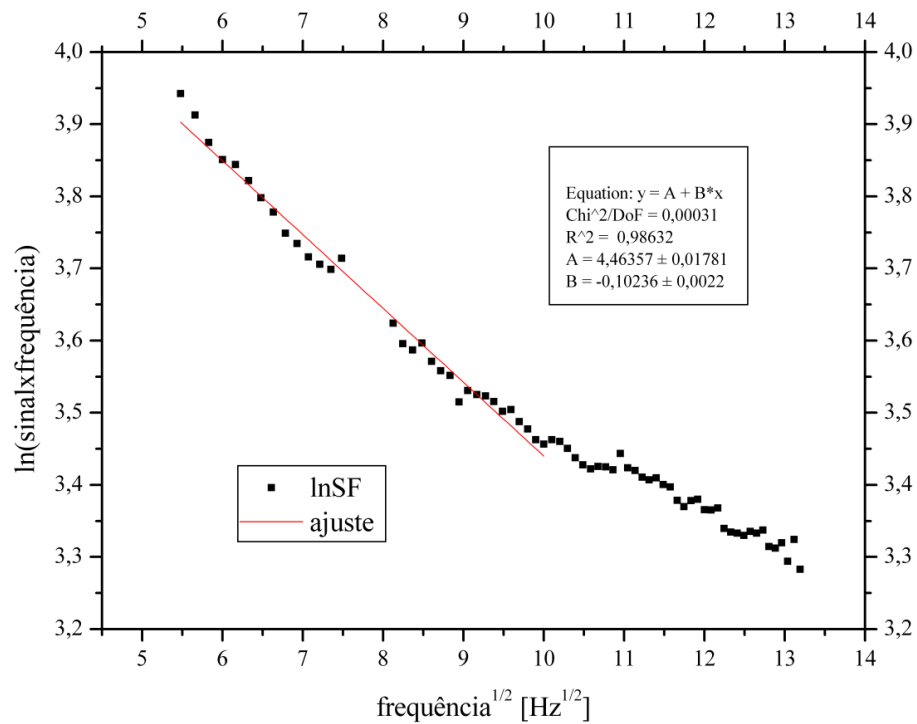


Figura A.9 – Sinal corrigido tratado em função da frequência para a amostra 2.

## A.4 DESENVOLVIMENTO DAS EQUAÇÕES

Apresentamos nas duas subsecções seguintes o desenvolvimento de duas equações utilizadas na modelagem do método de relaxação de temperatura.

### A.4.1 EQUAÇÃO A.6

A equação a seguir é um resultado da Lei de Stefan-Boltzmann aplicada a uma superfície cinza:

$$q_{rad} = A\varepsilon\sigma(T^4 - T_{\infty}^4) \quad (\text{A.30})$$

nesta equação  $A$ ,  $\varepsilon$ ,  $\sigma$ ,  $T$  e  $T_{\infty}$  são a área sujeita a radiação, a emissividade da superfície, a constante de Stefan-Boltzmann, a temperatura superficial e a temperatura da vizinhança, respectivamente. A próxima equação é definição de temperatura da amostra:

$$T = T_{\infty} + \Delta T \quad (\text{A.31})$$

Se elevarmos a quarta potência ambos os lados desta última equação obtemos:

$$T^4 = T_{\infty}^4 + 4T_{\infty}^3\Delta T + 6T_{\infty}^2(\Delta T)^2 + 4T_{\infty}(\Delta T)^3 + (\Delta T)^4 \quad (\text{A.32})$$

Se subtrairmos  $T_{\infty}^4$  de cada lado desta equação obtemos:

$$(T^4 - T_{\infty}^4) = 4T_{\infty}^3\Delta T + 6T_{\infty}^2(\Delta T)^2 + 4T_{\infty}(\Delta T)^3 + (\Delta T)^4 \quad (\text{A.33})$$

Se  $\Delta T$  for muito pequeno podemos simplificar esta última equação como segue:

$$(T^4 - T_\infty^4) \approx 4T_\infty^3 \Delta T \quad (\text{A.34})$$

Substituindo este resultado na Lei de Stefan-Boltzmann obtemos a equação que buscávamos:

$$q_{rad} \approx 4A\varepsilon\sigma T_\infty^3 \Delta T \quad (\text{A.35})$$

#### A.4.2 EQUAÇÃO A.13

Apresentamos nesta seção a integração da Equação A.12 que leva à Equação A.13. A Equação A.12:

$$\frac{d\Delta T}{dt} + \frac{\gamma}{CV} \Delta T = 0 \quad (\text{A.36})$$

esta equação para o resfriamento tem a seguinte condição inicial para o tempo inicial igual a zero:

$$T(0) = T_i \quad (\text{A.37})$$

A partir da definição da temperatura da amostra ( $T = T_\infty + \Delta T$ ) e da condição inicial:

$$\Delta T_i = T_\infty - T_i \quad (\text{A.38})$$

Separando as variáveis na Equação A.36 e a integrando:



$$\int_{\Delta T_i}^{\Delta T} \frac{1}{\Delta T} d(\Delta T) = -\frac{\gamma}{CV} \int_0^t dt \quad (\text{A.39})$$

o resultado é:

$$\ln(\Delta T) - \ln(\Delta T_i) = -\frac{\gamma}{CV} t \quad (\text{A.40})$$

Lembrando que a diferença entre os logaritmos de duas variáveis é igual ao logaritmo da razão entre elas a equação anterior pode ser reescrita como:

$$\ln\left(\frac{\Delta T}{\Delta T_i}\right) = -\frac{\gamma}{CV} t \quad (\text{A.41})$$

Aplicando a função exponencial natural em ambos os lados da equação anterior chegamos aonde queríamos:

$$\frac{T(t) - T_\infty}{T_i - T_\infty} = e^{-t/\tau} \quad (\text{A.42})$$

nesta equação:

$$\tau = \frac{CV}{\gamma} \quad (\text{A.43})$$

## APÊNDICE B: RELAÇÃO ENTRE DESLOCAMENTO DE COLUNA D'ÁGUA VERTICAL E ALTURA RELATIVA À REFERÊNCIA

A Figura B.1 exibe um esquema do manômetro em “U” inclinado. Na coluna vertical colocamos a tomada de pressão dinâmica e na outra coluna a pressão estática. O algarismo  $1$ , na Figura B.1 indica um nível de equilíbrio entre as pressões estática e dinâmica; logicamente este equilíbrio ocorre quando não há escoamento de ar dentro do duto.

O nível de equilíbrio muda para as posições indicadas pelo algarismo  $2$  quando impomos uma vazão de ar constante através do duto. O nível de água desce  $x$  na coluna vertical e sobe  $x$  na inclinada (na direção do tubo) se os tubos do manômetro tiverem diâmetros internos iguais.

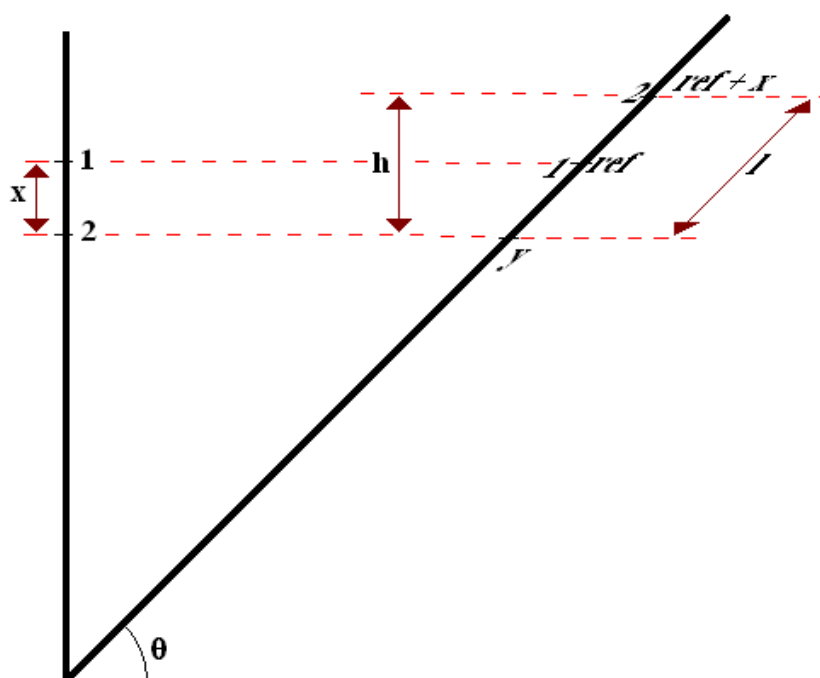


Figura B.1 – Esquema do manômetro em “U” inclinado.

Através da Figura B.1 é fácil ver que:

$$\text{sen}(\theta) = \frac{x}{\text{ref} - y} \quad (\text{B.1})$$

A Equação B.1 pode ser reorganizada:

$$y = \text{ref} - \frac{x}{\text{sen}(\theta)} \quad (\text{B.2})$$

Percebemos a partir da Figura B.1 que:

$$l = (\text{ref} + x) - y \quad (\text{B.3})$$

Substituindo a Equação B.2 na B.3 obtemos:

$$l = x \left( 1 + \frac{1}{\text{sen}(\theta)} \right) \quad (\text{B.4})$$

Na Equação B.4 se  $\theta$  é igual a  $90^\circ$  então  $l$  será igual a  $2x$  (caso do manômetro de colunas verticais) e se  $\theta$  tender ao ângulo nulo  $l$  tenderá a infinito.

A relação entre a altura  $h$  e o comprimento  $l$  a partir da cota 2 (ou  $y$ ) é:

$$h = l \text{sen}(\theta) \quad (\text{B.5})$$

Substituindo a penúltima equação na última e considerando  $\theta > 0$  obtemos:

$$h = x(1 + \text{sen}(\theta)) \quad (\text{B.6})$$

Poderíamos ter chegado nesta equação diretamente a partir da Figura B.1 observando que:

$$\text{sen}(\theta) = \frac{h - x}{x} \quad (\text{B.7})$$

## APÊNDICE C: LINEARIDADE DA DISSIPACÃO ELÉTRICA

Fizemos um experimento para se verificar se o conjunto formado pela resistência inserida no componente ativo exibiria o comportamento ôhmico (linear). O procedimento executado foi variar a corrente elétrica de zero até 5 A e registrar as correspondentes tensões. Esta faixa foi escolhida por conter os valores máximos de corrente utilizados no experimento com o canal de obstáculos. A Figura C.1 exibe os resultados do experimento e a regressão linear que mostram que o conjunto se comportou como um condutor ôhmico.

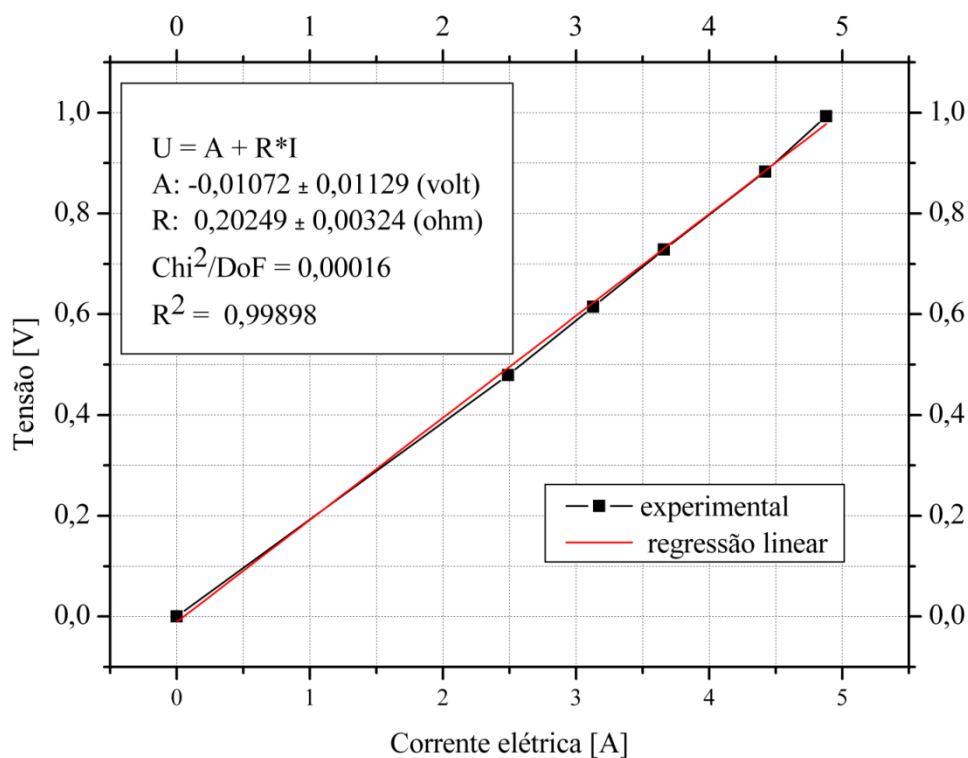


Figura C.1 – Curvas do componente ativo.

# Livros Grátis

( <http://www.livrosgratis.com.br> )

Milhares de Livros para Download:

[Baixar livros de Administração](#)

[Baixar livros de Agronomia](#)

[Baixar livros de Arquitetura](#)

[Baixar livros de Artes](#)

[Baixar livros de Astronomia](#)

[Baixar livros de Biologia Geral](#)

[Baixar livros de Ciência da Computação](#)

[Baixar livros de Ciência da Informação](#)

[Baixar livros de Ciência Política](#)

[Baixar livros de Ciências da Saúde](#)

[Baixar livros de Comunicação](#)

[Baixar livros do Conselho Nacional de Educação - CNE](#)

[Baixar livros de Defesa civil](#)

[Baixar livros de Direito](#)

[Baixar livros de Direitos humanos](#)

[Baixar livros de Economia](#)

[Baixar livros de Economia Doméstica](#)

[Baixar livros de Educação](#)

[Baixar livros de Educação - Trânsito](#)

[Baixar livros de Educação Física](#)

[Baixar livros de Engenharia Aeroespacial](#)

[Baixar livros de Farmácia](#)

[Baixar livros de Filosofia](#)

[Baixar livros de Física](#)

[Baixar livros de Geociências](#)

[Baixar livros de Geografia](#)

[Baixar livros de História](#)

[Baixar livros de Línguas](#)

[Baixar livros de Literatura](#)  
[Baixar livros de Literatura de Cordel](#)  
[Baixar livros de Literatura Infantil](#)  
[Baixar livros de Matemática](#)  
[Baixar livros de Medicina](#)  
[Baixar livros de Medicina Veterinária](#)  
[Baixar livros de Meio Ambiente](#)  
[Baixar livros de Meteorologia](#)  
[Baixar Monografias e TCC](#)  
[Baixar livros Multidisciplinar](#)  
[Baixar livros de Música](#)  
[Baixar livros de Psicologia](#)  
[Baixar livros de Química](#)  
[Baixar livros de Saúde Coletiva](#)  
[Baixar livros de Serviço Social](#)  
[Baixar livros de Sociologia](#)  
[Baixar livros de Teologia](#)  
[Baixar livros de Trabalho](#)  
[Baixar livros de Turismo](#)