

UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS
FACULDADE DE ENGENHARIA MECÂNICA
DEPARTAMENTO DE ENERGIA

Resfriamento de Placas Planas por um Jato Confinado de Ar

Autor: **Márcio Antonio Bazani**
Orientador: **Carlos Alberto C. Altemani**

Curso: Engenharia Mecânica
Área de Concentração: Térmica e Fluidos

Tese de doutorado apresentada à comissão de Pós Graduação da Faculdade de Engenharia Mecânica, como requisito para a obtenção do título de Doutor em Engenharia Mecânica.

Campinas, 2001
S.P. - Brasil

UNIDADE	B E
Nº CHAMADA/T/UNICAMP	B 347r
V	
TÍTULO	48931
PUBLIC.	16.837/02
C	<input type="checkbox"/>
D	<input checked="" type="checkbox"/>
PREÇO	R\$11,00
DATA	10/05/02
Nº CPD	

CM00167218-3

13 ID 239971

FICHA CATALOGRÁFICA ELABORADA PELA
BIBLIOTECA DA ÁREA DE ENGENHARIA - BAE - UNICAMP

B347r Bazani, Márcio Antonio
Resfriamento de placas planas por um jato confinado
de ar / Márcio Antonio Bazani. --Campinas, SP: [s.n.],
2001.

Orientador: Carlos Alberto C. Altemani.
Tese (doutorado) - Universidade Estadual de
Campinas, Faculdade de Engenharia Mecânica.

1. Turbulência. 2. Calor – Transmissão – Métodos de
simulação. 3. Calor – Transmissão – Métodos
experimentais. I. Altemani, Carlos Alberto C. II.
Universidade Estadual de Campinas. Faculdade de
Engenharia Mecânica. III. Título.

UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS
FACULDADE DE ENGENHARIA MECÂNICA

Resfriamento de Placas Planas por um Jato Confinado de Ar

Autor: **Márcio Antonio Bazani**
Orientador: **Carlos Alberto C. Altemani**

07/01

ESTE EXEMPLAR CORRESPONDE A REDAÇÃO FINAL DA
TESE DEFENDIDA POR MÁRCIO ANTONIO
BAZANI E APROVADA PELA
COMISSÃO JULGADORA EM 31 / 07 / 2001.


ORIENTADOR

UNICAMP
BIBLIOTECA CENTRAL
SEÇÃO CIRCULANTE

UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS
FACULDADE DE ENGENHARIA MECÂNICA
DEPARTAMENTO DE ENERGIA

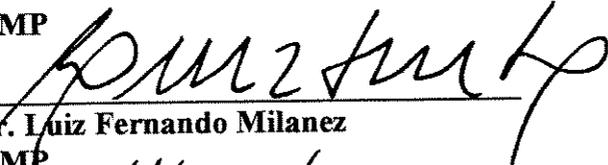
TESE DE DOUTORADO

Resfriamento de Placas Planas por um Jato
Confinado de Ar

Autor: **Márcio Antonio Bazani**
Orientador: **Carlos Alberto C. Altemani**



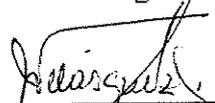
Prof. Dr. **Carlos Alberto C. Altemani**, Orientador
UNICAMP



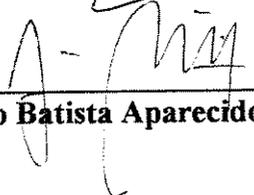
Prof. Dr. **Luiz Fernando Milanez**
UNICAMP



Prof. Dr. **Jorge Isaias Llagostera Beltran**
UNICAMP



Prof. Dr. **Jose Antonio Velasquez Alegre**
PUCP/PR



Prof. Dr. **João Batista Aparecido**
UNESP

Campinas, 31 de julho de 2001

Sumário

1 Apresentação	1
1.1 Introdução	1
1.2 Trabalhos considerados no presente estudo	2
1.3 Conclusão	18
2 Análise Experimental	20
2.1 Introdução	20
2.2 Montagem experimental	21
2.3 Aquecedores metálicos	22
2.4 Descrição do isolamento térmico	23
2.5 Descrição do duto retangular	24
2.6 Conjunto de aquecimento	24
2.7 O local de instalação da montagem experimental	25
2.8 Procedimento de coleta de dados experimentais	25
2.8.1 Circuito hidráulico	25
2.8.2 Circuito de potência elétrica dissipada	26

17022.0015

2.8.3 Circuito de termopares	27
2.9 Procedimento experimental	30
2.10 Redução das medidas experimentais	30
2.10.1 Temperatura dos termopares	30
2.10.2 Taxa de potência elétrica dissipada em cada conjunto aquecedor	31
2.10.3 Número de Reynolds do jato de ar	31
2.10.4 Perdas de calor	33
2.10.5 Perdas de calor por condução	33
2.10.6 Taxa de transferência convectiva de calor	35
2.11 Análise de incertezas das medidas experimentais	36
2.12 Conclusões do capítulo	38
3. Análise Matemática	39
3.1 Introdução	39
3.2 Formulação matemática	40
3.3 Modelos de turbulência a duas equações	42
3.3.1 A influência da proximidade à parede	43
3.3.2 O método de função de parede	43
3.4.1 Coeficiente difusivo da quantidade de movimento na direção y junto à parede	44
3.4.2 Coeficiente difusivo da quantidade de movimento na direção x junto à parede	45

3.5 Grupos adimensionais y^+ e u^+	45
3.6 Condições de contorno	46
3.6.1 Na fronteira do influxo	47
3.6.2 No eixo de simetria	47
3.6.3 Na fronteira do efluxo	47
3.6.4 Nas paredes do domínio	48
3.7 Modelo RNG	49
3.8 Coeficiente adiabático de transferência de calor	51
3.8.1. Método da superposição	51
3.9 Solução numérica	53
3.9.1 Coeficientes difusivos na simulação numérica	55
3.9.2 Termos fontes para a grade não uniforme	57
4 Comparação dos resultados numéricos com a literatura	60
4.1 Introdução	60
4.2 Resultados do campo de escoamento	61
4.2.1 Linhas de corrente	62
4.2.2 Distribuição da pressão estática ao longo da superfície de incidência	65
4.3 Resultados de Tensão de Cisalhamento, Produção e Dissipação de Energia Cinética Turbulenta junto à Parede	66
4.3.1 Tensão de cisalhamento	70
4.3.2 Energia cinética turbulenta	71

4.3.3	Produção de energia cinética turbulenta	72
4.3.4	Taxa de dissipação de energia cinética turbulenta	73
4.4	Resultados de transferência de calor para superfícies isotérmicas	74
4.4.1	- Influência da malha na convergência dos resultados de transferência de calor	75
4.4.2	- Sensibilidade da variação de y^+ nos resultados de transferência de calor	76
4.4.3	- Sensibilidade da I.T. nos resultados de transferência de calor	77
4.4.4	- Sensibilidade da taxa de dissipação nos resultados de transferência de calor	78
4.4.5	- Perfis de Nusselt variando o número de Reynolds e razão de aspecto H/w	80
5.	Resultados numéricos comparados aos experimentais	90
5.1	– Testes experimentais de transferência de calor	90
5.2	– Procedimento de obtenção do coeficiente adiabático médio nas placas	91
5.3	– Comparação de h_{ad} utilizando os modelos $k-\epsilon$ e <u>RNG</u>	93
5.4	– Obtenção da função de superposição	94
5.5	– Simulações dos testes experimentais com uma placa aquecida	94
5.6	– A função de superposição g^*	98
5.7	– Análise no caso de dissipação arbitrária de potência elétrica nas placas	103
6	Conclusões	112
	Referências Bibliográficas	114
	Apêndice A:	
	Calibração da placa de orifício com diâmetro de 19,35 mm	122

Apêndice B:

Redução de Dados	125
B.1 Cálculo do número de Reynolds na entrada do jato	125
B.2 Perdas de calor por condução através do isolante térmico	126
B.3 Perdas de calor através dos termopares	127
B.4 Trocas de calor entre a placa aquecida e o restante da fiação a ela conectada	128

Apêndice C:

C.1 Medidas experimentais dos testes com apenas uma placa aquecida	131
--	-----

Lista de Tabelas

2.1	Incertezas das medidas experimentais	38
3.1	Condições de contorno (superfície de incidência isotérmica)	49
4.1	Modelo de uma camada junto à parede	67
5.1	Valores estimados de perdas de calor – placa 1	91
5.2	Valores estimados de perdas de calor – placa 2	92
5.3	Valores estimados de perdas de calor – placa 3	92
5.4	Comparação entre os modelos k- ϵ e RNG	93
5.5.a	Valores de Nu experimental e de simulação – placa 1	96
5.5.b	Valores de Nu experimental e de simulação – placa 2	96
5.5.c	Valores de Nu experimental e de simulação – placa 3	96
5.6	Comparação de $g^*(1-1)$ experimental e de simulação	99
5.7	Comparação de $g^*(2-2)$ experimental e de simulação	99
5.8	Comparação de $g^*(3-3)$ experimental e de simulação	100
5.9	Comparação de $g^*(i-1)$ experimental e de simulação	102
5.10	Comparação de $g^*(1-2)$ experimental e de simulação	103
5.11	Distribuições de potência em cada placa metálica	107
5.12	Comparação de h experimental e de simulação –placa 1	108
5.13	Comparação de h experimental e de simulação –placa 2	109
5.14	Comparação de h experimental e de simulação –placa 3	109
5.15	Comparação das temperaturas nas placas aquecidas	111
C.1, C.2, C.3	Medidas experimentais com apenas uma placa aquecida	131

Lista de Figuras

2.1	Esquema do aparato experimental	21
2.2	Duto de acrílico	21
2.3	Vista inferior da placa de incidência	22
2.4	Conjunto de isopor estrutural	23
2.5	Conjunto do duto retangular	24
2.6	Circuito hidráulico	26
2.7	Circuito de potência elétrica dissipada	27
2.8	Conexão entre uma das placas e sua fonte de alimentação	27
2.9	Disposição dos termopares na placa de incidência	28
2.10	Termopares no conjunto de aquecimento	29
2.11	Circuito de termopares	29
2.12	Esquema das perdas de calor por condução	34
2.13	Fluxograma do Jitter Program	37
3.1	Domínio computacional do problema	40
3.2	Localização do ponto P próximo à parede	44
3.3	Domínio computacional com condições de contorno	46
3.4.a	Perfil da malha quando a superfície é isotérmica	54
3.4.b	Perfil da malha utilizada no aquecimento discreto	55
3.5	Esquema dos espaçamentos entre os pontos nodais	57
4.1	Velocidade adimensional na linha de simetria do jato	61
4.2	Linhas de corrente $Re = 9900$ e $H/w = 2,5$	63
4.3	Linhas de corrente $Re = 9900$ e $H/w = 5,0$	64
4.4	Linhas de corrente $Re = 9900$ e $H/w = 7,5$	64
4.5	Diferença de pressão normalizada pela distância adimensional	65
4.6.a	Volume de controle e distribuição de τ_w e k : modelos 1 e 2	68
4.6.b	Volume de controle e distribuição de τ_w e K : modelos 3 e 4	68
4.7	Tensão de cisalhamento versus x/w	70
4.8	Energia cinética turbulenta versus x/w	71
4.9	Produção de energia cinética turbulenta versus x/w	72
4.10	Taxa de dissipação de energia cinética turbulenta versus x/w	73
4.11.a	Sensibilidade de Nu variando a grade numérica	76
4.11.b	Sensibilidade de Nu variando y^+	77

4.12	Influência da I.T. em Nusselt local	78
4.13	Influência de ε em Nu local	79
4.14	Nu versus x/w para Re = 30000 e H/w = 2,6	80
4.15	Nu versus x/w para Re = 11000 e H/w = 2,0	82
4.16	Nu versus x/w para Re = 11000 e H/w = 6,0	83
4.17	Nu versus x/w para Re = 20000 e H/w = 8,0	84
4.18	Nu versus x/w para Re = 8000 e H/w = 1,0	86
4.19	Nu versus x/w para Re = 8000 e H/w = 1,5	87
4.20	Nu versus x/w para Re = 11000 e H/w = 6,0 (RNG)	88
4.21	Nu versus x/w para Re = 20000 e H/w = 8,0 (RNG)	89
5.1	Nu médio da placa aquecida 1 em função de Re	97
5.2	Nu médio da placa aquecida 2 em função de Re	97
5.3	Nu médio da placa aquecida 3 em função de Re	98
5.4	A função $g^*(1-1)$ da placa 1	99
5.5	A função $g^*(2-2)$ da placa 2	100
5.6	A função $g^*(3-3)$ da placa 3	101
5.7	A função $g^*(i-1)$ quando a placa 1 é aquecida	102
5.8	A função $g^*(i-2)$ quando a placa 2 é aquecida	103
5.9	Fluxograma para obtenção das temperaturas de cada placa	105
5.10	Comparação das temperaturas das placas previstas por duas simulações	106
5.11	Variação de \underline{h} na placa 1 para várias distribuições de potência	108
5.12	Variação de \underline{h} na placa 2 para várias distribuições de potência	109
5.13	Variação de \underline{h} na placa 3 para várias distribuições de potência	110
A.1	Esquema do conjunto para a calibração da placa de orifício	122

.....

Nomenclatura

Letras Latinas

A_i - área de troca de calor de cada conjunto de aquecimento	[m ²]
A_{do} - área da placa de orifício	[m ²]
c_p - calor específico a pressão constante	[J/(kg.K)]
C_μ, C_1, C_2 - constantes empíricas do modelo de turbulência k- ϵ	
d_o - diâmetro da placa de orifício	[m]
D_h - diâmetro hidráulico da seção de abertura do jato experimental	[m]
E - utilizado na região logarítmica igual a 9,2	
G - termo de produção de energia cinética turbulenta	[J]
h_x - coeficiente convectivo local de transferência de calor	[W/(m ² .K)]
h_{ad} - coeficiente adiabático de transferência de calor, baseado em T_{ad}	[W/(m ² .K)]
h_{in} - coeficiente de transferência de calor baseado em T_{in}	[W/(m ² .K)]
h_m - coeficiente de transferência de calor baseado em T_b	[W/(m ² .K)]
\bar{h}_i - coeficiente convectivo médio de cada conjunto de aquecimento	[W/(m ² .K)]
H - altura da cavidade	[m]
I_i - corrente elétrica d.c. em cada conjunto de aquecimento	[A]
k - energia cinética turbulenta	[J]
$k_{acrílico}$ - condutividade térmica do acrílico	[W/(m.K)]
k_{ar} - condutividade térmica do fluido	[W/(m.K)]
$k_{esferas}$ - condutividade térmica das esferas de isopor	[W/(m.K)]
k_{isopor} - condutividade térmica do isopor	[W/(m.K)]
k_{in} - condutividade térmica do jato de entrada (ar)	[W/(m.K)]
k_m - condutividade térmica do metal do fio	[W/(m.K)]
$k_{silicone}$ - condutividade térmica da borracha de silicone	[W/(m.K)]
k_{tf} - condutividade térmica do revestimento de teflon	[W/(m.K)]
K - constante de calibração da placa de orifício	
L - Largura total da cavidade	[m]
\dot{m} - fluxo de massa total	[kg/s]
\dot{m}_{real} - fluxo de massa total real	[kg/s]
\dot{m}_{teo} - fluxo de massa total teórico	[kg/s]
Nu_x - número de Nusselt local baseado na abertura do jato	
\bar{Nu} - número de Nusselt médio baseado na abertura do jato	
\bar{Nu}_i - número de Nusselt médio em cada conjunto de aquecimento	

P - pressão do fluido	[Pa]
P_{atm} - pressão atmosférica	[Pa]
P_{u-atm} - pressão a montante na placa de orifício	[Pa]
P_{u-d} - diferença de pressão na placa de orifício	[Pa]
P^* - pressão corrigida do fluido	[Pa]
P^+ - resistência adicional à subcamada laminar P	
P_{wo} - perímetro molhado da placa de orifício	[m]
P_{wd} - perímetro molhado da abertura do jato	[m]
Pr - número de Prandtl	
$Q_{cond,i}$ - perdas de calor por condução de cada conjunto de aquecimento	[W]
$Q_{conv,i}$ - troca de calor por convecção de cada conjunto de aquecimento	[W]
$Q_{dissip,i}$ - potência elétrica dissipada em cada conjunto de aquecimento	[W]
$Q_{rad,i}$ - troca de calor por radiação em cada conjunto de aquecimento	[W]
Q_{total} - vazão volumétrica total	[m ³ /s]
q''_w - fluxo de calor na superfície de incidência	[W/m ²]
R - constante dos gases	[J/(kg.K)]
R - taxa de deformação do RNG	
Re_d - número de Reynolds baseado no diâmetro hidráulico da cavidade	
Re_o - número de Reynolds baseado na placa de orifício	
Re_{2w} - número de Reynolds baseado na abertura do jato	
S - termo fonte	
T - temperatura do fluido	[K]
T_{cc} - temperatura na caixa de conectores	[K]
T_p - temperatura no ponto nodal	[K]
T_w - temperatura da placa de incidência	[K]
$\bar{T}_{w,i}$ - temperatura média de cada conjunto de aquecimento	[K]
u - velocidade longitudinal do fluido	[m/s]
u^+ - velocidade adimensional	
v - velocidade transversal do fluido	[m/s]
v_{in} - velocidade do jato na entrada da cavidade	[m/s]
$V_{res,i}$ - diferença de potencial em cada conjunto de aquecimento	[V]
$V_{sh,i}$ - diferença de potencial em cada "Shunt"	[mV]
x - coordenada longitudinal	[m]
XL - comprimento total do domínio de cálculo	[m]
y - coordenada transversal	[m]
y^+ - coordenada transversal adimensional	
w - abertura do jato	[m]

.....

Letras Gregas

ε - taxa de dissipação de energia cinética turbulenta	[J]
ε^* - emissividade térmica	
Δ - diferença infinitesimal	
Δh - variação de altura no manômetro	[m]
ΔP_{man} - diferença de pressão manométrica	[m]

κ - constante de von Karman	
ρ_{in} - densidade do jato na entrada (ar)	[kg/ m ³]
σ - constante de Stefan - Boltzmann	[W/(m ² K ⁴)]
σ_k - Número de Prandtl baseado na energia cinética	
σ_e - Número de Prandtl baseado na taxa de dissipação da energia cinética	
σ_t - Número de Prandtl turbulento	
τ_w - tensão de cisalhamento junto à parede	[N/ m ²]
μ_{in} - viscosidade dinâmica do jato na entrada (ar)	[kg/(m.s)]
μ_t - viscosidade dinâmica turbulenta do fluido	[kg/(m.s)]
μ_{eff} - viscosidade cinemática turbulenta efetiva do fluido	[kg/(m.s)]
ν - viscosidade dinâmica do fluido	[m ² / s]
ν_t - viscosidade dinâmica turbulenta do fluido	[m ² / s]

Superescritos

* - correção de pressão

.....

Subscritos

ad - adiabática
 f - indica fluido
 in - entrada do jato
 m - média de mistura
 man - manométrica
 p - ponto nodal
 t - indica turbulência

.....

Abreviações

A - Constante utilizada na taxa de dissipação turbulenta;
 IT - Intensidade turbulenta;
 NVCE - Número de volumes de controle na entrada;
 NVCP - Número de volumes de controle na parede;
 NVCF - Número de volumes de controle no fluido;
 VC - Volume de controle;

.....

Siglas

DE - Departamento de Energia

.....

Agradecimento

Ao professor Carlos Altemani pela paciência e sabedoria em todos os momentos árdus deste trabalho.

Dedicatória

Dedico este trabalho aos meus pais e à Rita de Cássia.

Resumo

BAZANI, Márcio Antonio, *Resfriamento de Placas Planas por um Jato Confinado de Ar*, Campinas: Faculdade de Engenharia Mecânica, Universidade Estadual de Campinas, 2001, 131 p. Tese (Doutorado).

Este trabalho considerou o resfriamento convectivo de placas planas localizadas na superfície de incidência de um jato confinado de ar. Inicialmente o problema foi simulado numericamente, considerando a superfície de incidência do jato aquecida e isotérmica, utilizando dois modelos de turbulência de alto Reynolds distintos: $k-\epsilon$ e RNG (grupos de renormalização). As simulações foram efetuadas para um escoamento bidimensional incompressível de ar. O método dos volumes de controle foi usado para resolver iterativamente as equações de conservação de massa, quantidade de movimento e energia, bem como as equações de energia cinética turbulenta e taxa de dissipação de energia cinética turbulenta. Os resultados obtidos da simulação de escoamento e da transferência de calor foram comparados com resultados numéricos e experimentais obtidos na literatura numa faixa do número de Reynolds na seção de entrada ($8000 < Re_j < 20000$) e da razão de aspecto ($1,0 < H/w < 8,0$) do jato. Em seguida, uma montagem experimental foi construída, com três placas planas aquecidas montadas na superfície do jato. Os resultados de testes experimentais de laboratório foram comparados com resultados correspondentes de simulação numérica. Sob condições distintas de aquecimento das três placas, o coeficiente adiabático de transferência de calor, descrito por Moffat (1998), foi utilizado e comparado com resultados do coeficiente convectivo baseado na temperatura de entrada do jato. Nos testes experimentais, o número de Reynolds do jato variou na faixa ($9000 < Re < 16000$) e a razão de aspecto foi mantida fixa ($H/w = 6,0$). Foi verificado, pelos resultados experimentais e de simulação, que o coeficiente adiabático (h_{ad}) depende apenas das condições do escoamento, enquanto que o coeficiente baseado na temperatura de entrada do ar (h_{in}) depende tanto do

escoamento quanto da potência dissipada nas placas a montante. Os resultados deste estudo tem aplicações no resfriamento de componentes eletrônicos.

Palavras chave: modelos de turbulência, transferência de calor, resultados numéricos e experimentais, coeficiente adiabático de transferência de calor.

Abstract

BAZANI, Márcio Antonio, *Resfriamento de Placas Planas por um Jato Confinado de Ar*, Campinas: Mechanical Engineer Faculty, University of Campinas, 2001. 131 p. Tese (Doutorado)

The convective cooling of discrete heated plates flush mounted on the incidence surface of a confined slot jet was investigated in this Thesis. Initially numerical simulations were performed considering a heated isothermal impingement plate, using two high-Reynolds turbulence models: $k-\varepsilon$ and RNG (Groups of Renormalization). A control volumes method was used to solve a two-dimensional incompressible airflow. The conservation equations (mass, momentum and energy), and those associated to the turbulence model (the turbulent kinetic energy equation and that of its dissipation rate) were solved iteratively by the control volumes method. The numerical simulation results for the flow and heat transfer were compared with numerical and experimental data obtained from the literature to explore the effects of the jet Reynolds number ($8000 < Re < 20000$), and the aspect ratio ($1 < H/w < 8$). An experimental apparatus was built, with three heated plates flush mounted on the impingement plate. The obtained experimental results were compared with corresponding numerical simulations. Under distinct heating conditions of the three plates, the adiabatic heat transfer coefficient, described by Moffat (1998), was compared with the convective coefficient based on the inlet air temperature. The experimental tests were performed for a range of $9000 < Re_j < 16000$ and for a single aspect ratio, $H/w = 6$. It was verified, by the experimental results and the numerical simulations, that the adiabatic heat transfer coefficient (h_{ad}) depends on the flow conditions, while that based on the inlet air temperature (h_{in}) depends both on the flow conditions and power dissipated in the upstream plates. The results of this investigation are relevant to applications in electronics cooling.

Keys words: turbulence models, turbulent air jets, experimental results, numerical simulation, adiabatic heat transfer coefficient.

Capítulo 1

Apresentação

1.1 Introdução

Jatos incidentes turbulentos em cavidades confinadas utilizando ar como fluido de trabalho são encontrados em muitas aplicações industriais: variando desde resfriamento de componentes eletrônicos, têmpera de vidros, têmpera de metais e resfriamento de pás de turbinas até secagem de papéis e tecidos. Tais escoamentos permitem obter altas taxas locais de transferência de massa e de calor nas superfícies atingidas. Nas três últimas décadas, a investigação do escoamento e da transferência de calor em jatos incidentes tem sido alvo de consideráveis pesquisas. Vários estudos foram registrados em diferentes configurações de jatos, incluindo jatos retangulares ou circulares, confinados e livres, jatos simples ou múltiplos jatos, escoamentos laminares ou turbulentos, superfícies atingidas estacionárias ou móveis, superfícies atingidas permeáveis ou impermeáveis, configuração geométrica simples ou complexa, com ou sem escoamento transversal.

Muitos investigadores realizaram trabalhos experimentais para determinar a taxa de transferência de calor de jatos turbulentos incidentes simples, apresentando correlações empíricas para seus dados. Em termos numéricos, a maioria dos trabalhos usou o modelo de turbulência $k-\epsilon$ na versão a alto número de Reynolds para o modelo de quantidades turbulentas.

O presente estudo considerou o resfriamento convectivo de placas planas situadas na placa de incidência de um jato confinado de ar. Inicialmente foram obtidos resultados de simulação numérica considerando superfícies de incidência isotérmicas, utilizando dois modelos de turbulência distintos: $k-\epsilon$ e RNG (grupos de renormalização) para altos valores de Reynolds e

com funções de parede. As simulações efetuadas consideraram um escoamento bidimensional incompressível de ar. O método dos volumes de controle (algoritmo SIMPLE) foi usado para resolver iterativamente as equações de conservação de massa, quantidade de movimento, energia, energia cinética turbulenta e taxa de dissipação de energia cinética turbulenta. Os resultados hidrodinâmicos e de transferência de calor foram comparados com trabalhos numéricos e experimentais obtidos na literatura numa faixa do número de Reynolds na seção de entrada ($8000 < Re < 20000$) e da razão de aspecto ($1,0 < H/w < 8,0$) do jato. Foi realizada uma montagem experimental onde a placa de incidência do jato continha três placas planas aquecidas. Os resultados experimentais de transferência de calor foram comparados com resultados correspondentes de simulação numérica. O conceito de coeficiente adiabático de transferência de calor desenvolvido por Moffat foi utilizado e comparado com resultados do coeficiente convectivo baseado na temperatura de entrada do jato. Nos testes experimentais, o número de Reynolds na seção de entrada do jato variou na faixa ($9000 < Re < 16000$) e a razão de aspecto foi mantida fixa ($H/w = 6,0$). Foi observado que h_{ad} depende apenas das condições do escoamento, enquanto que h_m depende das condições de escoamento e da distribuição do aquecimento das placas a montante. Este estudo tem aplicações no resfriamento de componentes eletrônicos.

1.2 Trabalhos considerados no presente estudo

Os modelos de turbulência $k-\epsilon$ na versão a alto número de Reynolds e RNG (Renormalization Groups) foram usados na simulação numérica de escoamento e de transferência de calor. Esses dois modelos consideram funções de parede em seus cálculos e alguns artigos da literatura como: Launder e Spalding (1973) e Chieng e Launder (1980), foram importantes na compreensão de definições das seguintes variáveis: velocidade tangencial, tensão de cisalhamento, fluxo de calor e número de Nusselt, todos junto à parede. Se o valor de y^+ (dependente da tensão de cisalhamento na parede) fosse menor que 11,5 (subcamada viscosa) essas variáveis eram calculadas de forma linear. Se o valor de y^+ fosse maior que 11,5 (região completamente turbulenta) então as mesmas eram calculadas de forma logarítmica.

Launder e Spalding (1973) revisaram o problema de predições numéricas em um escoamento turbulento. Eles argumentaram que modelos de turbulência apresentavam uma economia de tempo computacional, uma faixa maior de aplicabilidade e um certo realismo físico.

Entre os modelos de turbulência estudados destacou-se o modelo de duas equações, que incluem duas quantidades turbulentas: a energia cinética turbulenta k e a taxa de dissipação de energia cinética turbulenta ϵ . Estas duas quantidades turbulentas foram equacionadas pela relação de Navier-Stokes e calculadas simultaneamente com as equações de transporte e equação de energia. A gama de aplicabilidade do modelo foi demonstrada por cálculos numéricos em nove espécies diferentes de escoamento turbulento.

Chieng e Launder (1980) estudaram numericamente as características de transferência de calor e de escoamento em uma região separada do escoamento formada pela expansão abrupta em um tubo. Cálculos foram efetuados utilizando uma adaptação do programa computacional SIMPLE, desenvolvido por Patankar e Spalding (1972) acoplado o modelo de turbulência k - ϵ levando em conta funções de parede. O estudo deu sua principal atenção à simulação, tanto do ponto de vista físico como numérico, na vizinhança imediata da parede onde o transporte turbulento forneceu caminho para a condução e a difusão molecular. Como em outros estudos de escoamentos separados, leis de resistência da parede ou funções de parede foram usadas para estender esta região até próximo à parede. Esta separação baseou-se na idéia que, além da subcamada viscosa, o comprimento de escala turbulento é universal, aumentando linearmente com a distância da parede. O surgimento de um modelo detalhado produziu um conjunto de relações satisfatórias que foram utilizadas. Predições de dados experimentais de Zemanick e Dougall (1970) para uma razão de diâmetros 0,54 mostraram boa concordância com a experiência. Em casos com razão de diâmetros 0,43 apareceram discrepâncias entre medições e cálculos devido a não consideração das funções de parede. Para um caso simples testado usando modelo k - ϵ na versão para baixo número de Reynolds com malha fina, cálculos numéricos foram feitos junto à parede conduzindo a uma convergência lenta.

No que diz respeito ao resfriamento de superfícies isotérmicas por jatos de ar turbulentos alguns artigos da literatura foram considerados na compreensão do mecanismo físico que rege este tipo de problema. Estes trabalhos foram separados em duas linhas de pesquisas: uma utilizando o modelo k - ϵ na versão a alto número de Reynolds e outra utilizando o modelo k - ϵ na versão a baixo número de Reynolds. Este estudo baseou-se na primeira linha de pesquisa e trabalhos como o de Patankar et al. (1977), Amano (1983), Polat et al. (1990), Seyedein et al. (1994), Housseinalipour e Mujumdar (1995), Bouainouche et al. (1996) e Shuja et al. (1999)

foram importantes na comparação dos resultados de simulação numérica deste estudo considerando a superfície de incidência isotérmica.

Patankar et al. (1977) previram a distribuição de velocidade de um jato circular turbulento tridimensional incidente em uma cavidade aberta, na qual existia um escoamento transversal, usando uma solução de diferenças finitas. Eles usaram o modelo de duas equações (o modelo $k-\epsilon$ na versão a alto número de Reynolds) para a solução das equações governantes diferenciais de energia cinética de turbulência k e da taxa de dissipação de energia cinética turbulenta ϵ . Seus resultados foram obtidos para razões de velocidade entre o jato e o escoamento transversal de 2 a 10 e concordaram satisfatoriamente com dados experimentais registrados por Keffer e Baines (1963) e Ramsey e Goldstein (1971).

Amano (1983) estudou numericamente as características de jatos incompressíveis axissimétricos turbulentos incidentes em uma placa plana. Seu objetivo foi o de obter um melhor entendimento do comportamento de um jato fluido usado para cortar materiais sólidos. No cálculo numérico o método de diferenças finitas utilizando o modo híbrido foi usado para resolver as equações completas de Navier-Stokes para um jato submerso incompressível. Um modelo de turbulência de duas equações forneceu a equação de energia cinética turbulenta e a equação de dissipação de energia turbulenta (modelo $k-\epsilon$). Para as células próximas às paredes, o perfil da energia cinética foi considerado parabólico na subcamada viscosa e linear na região completamente turbulenta. Os resultados obtidos foram comparados com dados experimentais registrados na literatura. Os cálculos foram feitos para distâncias de bocal a placa variando de 2 a 18 vezes o diâmetro do bocal. Os resultados do modelo de turbulência $k-\epsilon$ de duas equações, tiveram boas predições na distribuição de velocidade, pressão e fator de atrito. Também os modelos utilizando funções de parede forneceram boas predições para a energia cinética turbulenta, tensão de cisalhamento e coeficientes de atrito.

Polat et al. (1990) desenvolveram um modelo de turbulência para analisar a transferência de calor de jatos incidentes turbulentos em uma superfície plana isotérmica dentro de uma cavidade bidimensional confinada. Esse modelo baseou-se na solução das equações de conservação de Navier-Stokes e de energia. O modelo de turbulência $k-\epsilon$ de duas equações na versão de alto número de Reynolds foi usado e a solução numérica foi resolvida pelo esquema de diferenças finitas upwind. O objetivo específico foi o de avaliar a incerteza de esquemas com modelos de

escoamento turbulentos próximo à parede. As propriedades de escoamentos médios, tais como o decréscimo da velocidade de linha de centro e a distribuição da pressão na superfície de incidência, não mostraram dependência do modelo próximo à parede utilizado. Predições de transferência de calor foram sensíveis à escolha do modelo próximo à parede. Boas concordâncias entre as predições e as experiências foram obtidas pelo modelo tipo Chieng-Launder com uma nova modificação, o uso da energia cinética no ponto p ao invés da energia cinética na interface para o cálculo da tensão de cisalhamento junto à parede.

Seyedein et al. (1994) obtiveram resultados da simulação numérica do campo de escoamento bidimensional e da transferência de calor devido a um jato retangular simples incidente em uma superfície plana isotérmica dentro de um canal confinado. Modelos de turbulência $k-\epsilon$ nas versões a baixo número de Reynolds e a alto número de Reynolds foram usados para modelar o escoamento de jato turbulento. Um método de volumes de controle baseado em diferenças finitas foi usado para resolver iterativamente as equações de conservação da massa, quantidade de movimento, energia cinética turbulenta, taxa de dissipação de energia cinética turbulenta e equação de energia. Os parâmetros estudados foram: número de Reynolds do jato ($5000 < Re < 20000$) e a distância entre o bocal e a superfície incidente ($2,5 < H/w < 7,5$). Dos modelos de turbulência $k-\epsilon$ na versão a baixo número de Reynolds estudados, os modelos apresentados por Law-Bremhorst e Launder-Sharma, tiveram uma boa concordância com dados experimentais simulando a distribuição de transferência de calor em jatos incidentes turbulentos simples.

Housseinalipour e Mujumdar (1995) realizaram uma investigação numérica para predizer as características de escoamento e de transferência de calor de um jato retangular simples incidindo em uma superfície plana isotérmica em duas dimensões. Cinco modelos $k-\epsilon$ para baixos números de Reynolds e o modelo padrão na versão a alto número de Reynolds foram usados na simulação. Uma nova proposta de correção Yap também foi testada com modelos de baixo número de Reynolds para investigar seus efeitos sobre as predições de transferência de calor para o caso de jatos incidentes. Em alguns modelos esta correção aumentou as predições de transferência de calor. Housseinalipour e Mujumdar (1995) neste mesmo trabalho, realizaram um estudo paramétrico para analisar as características de transferência de calor e escoamento na configuração de jatos opostos. Resultados das simulações numéricas de escoamento turbulento e

de transferência de calor para as duas configurações foram apresentados e discutidos. Predições numéricas através de diferentes modelos turbulentos foram comparadas com dados experimentais para o caso de jatos incidentes e no caso de jatos opostos devido à dificuldade da montagem experimental, somente os resultados numéricos foram apresentados. Foram utilizados dados experimentais da literatura para validar as predições numéricas para o caso de jatos opostos.

Bouainouche et al. (1997) estudaram a influência da função de parede nos resultados de cálculos da tensão de cisalhamento junto à parede produzida pela incidência normal de um jato turbulento fino sobre uma placa plana. As equações de conservação da massa, quantidade de movimento e energia, juntamente com as equações de energia cinética turbulenta e taxa de dissipação da energia cinética turbulenta (representadas pelo modelo $k-\epsilon$), foram resolvidas iterativamente utilizando o algoritmo SIMPLEST, a versão modificada do SIMPLE proposto por Patankar (1981). Foi dada atenção à otimização do cálculo da incidência do jato em uma superfície plana. Um critério de escolha para o primeiro ponto nodal próximo à parede foi estabelecido para que a tensão de cisalhamento fosse independente do tamanho da grade. Este critério foi definido pelo valor adimensional y^+ variando de 20 até 60. Também, um valor para a distância relativa x/H foi definida como transição entre as leis logarítmicas e a generalizada. O uso da lei híbrida forneceu bons resultados comparados aos dados experimentais.

Shuja et al. (1999) utilizaram o método de jatos incidentes bidimensionais ortogonais para encontrar taxas intensas de aquecimento, resfriamento ou secagem. O estudo examinou a incidência de jatos em uma superfície com um fluxo de calor constante sobre uma área limitada. O fluido de trabalho utilizado foi ar e as coordenadas consideradas foram axialmente simétrica. Quatro modelos de turbulência, incluindo o modelo padrão $k-\epsilon$ na versão a alto número de Reynolds, $k-\epsilon$ na versão a baixo número de Reynolds e dois modelos de tensor de Reynolds, foram introduzidos para o cálculo da turbulência. Um esquema numérico empregando aproximação de volumes de controle foi introduzido na discretização das equações governantes. Shuja et al. (1999) para validar os resultados teóricos, compararam as propriedades de escoamento preditas com as encontradas experimentalmente. Foi encontrado que o modelo padrão $k-\epsilon$ prediz geração de energia cinética turbulenta excessiva na vizinhança da região de estagnação, resultando em um aumento de transferência de calor com redução da temperatura nesta região. Por outro lado, os perfis de temperatura preditos pelo modelo de baixo número de

Reynolds e pelo modelo de turbulência de tensor de Reynolds tiveram melhores concordâncias que os perfis de temperatura obtidos pelo modelo de turbulência $k-\epsilon$ na versão a alto número de Reynolds.

Na segunda linha de pesquisa vários trabalhos de jatos incidentes em superfícies isotérmicas foram consultados. Diferentemente de Morris et al. (1996), que trabalharam com jato líquido submerso, Patel et al (1984), Catalano et al. (1989), Barata et al. (1991), Craft et al. (1993) consideraram ar como fluido de trabalho.

Patel et al. (1984) avaliaram os modelos de turbulência de duas equações na versão para baixo número de Reynolds. Foram discutidos oito modelos diferentes de turbulência com várias hipóteses e funções introduzidas nos efeitos de proximidade da parede. Esses modelos foram usados através de um procedimento simples de solução para calcular uma variedade de camadas limites. Os casos testes incluem camadas limites para baixo número de Reynolds, para alto número de Reynolds e equilíbrio das camadas limites em gradientes de pressão adversos. Esse equilíbrio foi incluído especificamente para verificar se os modelos estendidos têm o mesmo êxito que os modelos que foram planejados para tais escoamentos.

Catalano et al. (1989) consideraram o escoamento de um jato turbulento incidente em um escoamento transversal confinado entre duas placas paralelas, e mediram os componentes de velocidade médios e flutuantes para razões de velocidade entre o jato e o escoamento transversal igual a 2 e 4. Eles calcularam a distribuição de velocidade através da solução das equações do escoamento na forma tridimensional, elíptica, estacionária, acopladas ao modelo de turbulência $k-\epsilon$ padrão. Pela comparação dos dados experimentais com os resultados preditos, foi mostrado que o campo de turbulência é anisotrópico na região inicial, e existe uma tendência de isotropia na direção a jusante da cavidade. O modelo prediz pequena incerteza na região a jusante, mas exibe discordância com os dados experimentais na região inicial onde o escoamento é altamente anisotrópico.

Barata et al. (1991) utilizaram o modelo $k-\epsilon$ para resolver as equações governantes em três dimensões para o campo de escoamento resultante da incidência de jatos simples e duplos contra uma parede através de um escoamento transversal a baixa velocidade. A comparação de resultados preditos e medidos mostrou que o modelo $k-\epsilon$ foi um modelo útil para a predição de

um campo de escoamento médio, mas falha na predição da estrutura turbulenta na zona de incidência por causa dos efeitos da camada viscosa próxima à parede.

Craft et al. (1993) modelaram as características do escoamento e da transferência de calor de um jato circular não confinado incidindo perpendicularmente sobre uma placa plana e examinaram o desempenho de quatro modelos de turbulência. As simulações numéricas foram restritas para $H/D = 2$ e 6 e $Re = 2,3 \times 10^4$ e $Re = 7 \times 10^4$. Eles usaram vários modelos de turbulência destacando-se o modelo $k-\epsilon$ na versão a baixo número de Reynolds. Comparados com os dados experimentais, os resultados numéricos indicaram que o modelo $k-\epsilon$ para baixo Reynolds proposto por Launder e Sharma (1974) e também o modelo de tensão de Reynolds básico predizem um alto nível de turbulência na região de estagnação. Isto também resultou em uma superestimativa do coeficiente de transferência de calor nesta região. Os autores também adotaram dois modelos de tensão de Reynolds modificados em ordem de potência para reproduzir de forma apropriada o efeito próximo à parede das flutuações de pressão. Estes autores concluíram que o efeito do número de Reynolds não foi predito satisfatoriamente por nenhum dos modelos de turbulência estudados.

Morris et al. (1996) investigaram numericamente a distribuição do coeficiente de transferência de calor sobre uma fonte de calor quadrada devido a um jato líquido incidente, com coordenadas axialmente simétricas, confinado e submerso. Predições numéricas foram feitas para diâmetros de bocais com 3,18 e 6,35 mm para vários espaçamentos entre o bocal e a fonte de calor, com o número de Reynolds do jato turbulento variando de 8500 a 13000. O código Fluent foi usado para resolver os campos de escoamento e temperatura usando o modelo de turbulência padrão $k-\epsilon$ na versão a alto número de Reynolds. A solução convergida obtida com esse código foi refinada usando um programa de pós-processamento que incorpora vários modelos para a região próxima à parede. Foram investigadas quatro alternativas de funções de número de Prandtl turbulento sobre coeficientes de transferência de calor. Os coeficientes de transferência de calor preditos foram comparados com medidas experimentais. Os coeficientes de transferência de calor de estagnação e médio concordam com as experiências dentro de um desvio máximo de 16 e 20%, respectivamente.

Diversos trabalhos da literatura indicavam um modelo de renormalização de grupos, também chamado RNG, como um modelo que predizia melhores resultados que os modelos

tradicionais, pois como o jato incidente era turbulento o modelo RNG considerava em seus cálculos a anisotropia na região de estagnação. No presente trabalho, foram realizadas algumas simulações numéricas com o modelo RNG para verificar se havia diferença nos resultados de transferência de calor. Artigos como o de Orszag et al. (1993) e Chen (1995), foram fundamentais tanto no embasamento teórico para a implantação do modelo no programa computacional, como também nas comparações de alguns resultados.

Orszag et al. (1993) desenvolveram modelos de turbulência acrescentando o grupo de renormalização (RNG) vindo de Yakhot e Orszag (1986) com expansão de escala para o tensor de Reynolds e produção de termos de dissipação. O parâmetro de expansão adicional ($\eta \equiv S\bar{K}/\bar{\epsilon}$) é a taxa de turbulência para a escala de tensão média no tempo. Enquanto expansões de ordem baixa aparecem para fornecer uma descrição adequada para o tensor de Reynolds, truncamento infinito da expansão para a produção do termo de dissipação em potência de η suficiente, os termos de todas as ordens devem ser conservados. Foram desenvolvidos para escoamentos cisalhantes turbulentos: um novo modelo de duas equações juntamente com um modelo de tensor de Reynolds. Os modelos foram testados para o escoamento cisalhante homogêneo e escoamento em dutos com ressalto.

Um caso de escoamento turbulento em dutos ressaltados avaliou o desempenho de modelos de turbulência em escoamentos separados. Na configuração de Orszag et al. (1993), a razão de expansão foi 1:3 e o número de Reynolds $Re = 132000$ baseado na velocidade média na linha de centro e na altura de saída do canal. As equações médias de turbulência foram resolvidas numericamente pelo método de volumes finitos sobre uma malha variável de 200×100 . Perfis de entrada para u , k e ϵ foram especificados em uma posição, onde a distância da mesma até o canto do ressalto fosse cinco vezes a altura do ressalto. As condições de saída foram aplicadas na posição, onde a distância da mesma até o canto do ressalto fosse trinta vezes a altura do ressalto. Funções de parede foram aplicadas neste caso. Comparações entre as predições do modelo e dados experimentais foram excelentes.

Yakhot e Smith (1992) reformularam o grupo de renormalização (RNG) e a expansão ϵ para a derivação de modelos de turbulência. O procedimento foi desenvolvido para as equações de Navier-Stokes e as equações de transporte para a energia cinética k e a taxa de dissipação de

energia ε . A derivação foi feita nos trabalhos de Yakhot e Orszag (1986) e Reynolds e Smith (1992) e todos os resultados foram encontrados para baixa ordem na expansão de perturbação em potências de ε . As somas dos termos fontes na equação de ε é conhecida como $O(1)$ devido ao balanço dos termos de primeira ordem $O(R_T^{1/2})$. Smith e Reynolds (1992) mostraram o cancelamento de alguns termos $O(R_T^{1/2})$ gerados pelo procedimento RNG. Yakhot e Smith (1992) mostraram que a inclusão da força aleatória contribuiu para a produção de ε resultando no cancelamento de todos os termos $O(R_T^{1/2})$. Yakhot e Smith (1992) encontraram que dois dos termos de $O(1)$ na equação RNG para a taxa de dissipação média ε têm a mesma forma como aquela largamente usada no modelo da equação de ε . Os valores dos coeficientes dos termos familiares são os mesmos daqueles usados na prática. Um termo de produção extra é adicionado à equação de modelo ε . Acreditou-se que esta derivação colocaria a equação de modelo ε sobre uma base teórica muito sólida.

Orszag et al. (1993), fizeram uma revisão da aplicação do método dos grupos de renormalização para a modelagem do transporte turbulento. Uma variedade de escoamentos complexos com aplicações do modelo de transporte RNG $k-\varepsilon$ modificado para baixo número de Reynolds e utilizando as condições de contorno foram computados com sucesso, incluindo escoamento com separação compacta e forte anisotropia.

Chen (1995) estudou modelos de turbulência de duas equações com cinco versões de $k-\varepsilon$: o modelo padrão $k-\varepsilon$ na versão de alto número de Reynolds, o modelo $k-\varepsilon$ para baixo número de Reynolds, o modelo $k-\varepsilon$ de duas camadas, o modelo $k-\varepsilon$ de duas escalas, e um grupo de renormalização (RNG) do modelo $k-\varepsilon$ usando funções de parede. Foi avaliado o desempenho desses modelos em predições de: convecção natural, convecção forçada, convecção mista em cavidades e escoamento de um jato incidente. Dados experimentais correspondentes da literatura foram usados para a validação dos resultados. A predição da velocidade média teve maior acuracidade do que a velocidade turbulenta ao longo da cavidade. Estes modelos não são capazes de prever corretamente a turbulência anisotrópica, nem tampouco, a recirculação secundária do fluxo de ar da cavidade; entretanto foi bom o desempenho do modelo $k-\varepsilon$ usando funções de parede. O modelo $k-\varepsilon$ RNG foi levemente melhor do que o modelo padrão $k-\varepsilon$ e foi recomendado para simulações de escoamento de ar em cavidades. O desempenho dos outros modelos não foi estável.

Com base nos estudos da literatura as seguintes observações foram feitas: O modelo $k-\epsilon$ na versão a alto número de Reynolds requer o uso de um novo modelo para considerar os efeitos da camada viscosa junto à parede. A incerteza da predição neste modelo depende do tratamento feito junto à parede.

Polat et al. (1990) mostraram que apesar da farta literatura sobre a predição numérica da transferência de calor, o jato simples incidente permanece sendo um desafio para modelos de turbulência.

Modelos de baixo Reynolds não foram testados para a predição do campo de escoamento e transferência de calor sob os jatos incidentes.

Como foi visto, jatos incidentes apresentam características superiores de transporte. Muitas das pesquisas de transferência de calor com jatos incidentes a ar têm o objetivo de melhorar o resfriamento de superfícies aquecidas, com grandes aplicações na indústria eletrônica. Os fundamentos de transferência de calor em situações de aquecimento discreto são melhores entendidos com a miniaturização de componentes eletrônicos resultando na diminuição da queda de pressão e no aumento do coeficiente de transferência de calor. Este estudo tem como objetivo a caracterização da transferência de calor de um arranjo bidimensional de placas aquecidas resfriadas por jatos de ar.

Downs e James (1987), Metzger et al. (1979), Florschuetz et al. (1980), Florschuetz et al. (1981), Florschuetz et al. (1984), Florschuetz e Su. (1987) revisaram o problema de transferência de calor através de jatos de ar incidindo em superfícies lisas variando as configurações geométricas.

Recentemente vários estudos que aparecem na literatura tratam das características de transferência de calor de jatos de ar incidindo em arranjos de protuberâncias aquecidas. Hamadah (1989) examinou as características de transferência de calor de arranjos de jatos de ar circulares incidindo sobre um arranjo de blocos montados sobre uma superfície plana. Foi determinado que coeficientes de transferência de calor incidentes são 60 a 80% maiores que aqueles de escoamento em canais para a mesma razão de escoamento em massa, mas os coeficientes de transferência de calor são idênticos para a mesma potência de bombeamento. Hollworth e Durbin (1989) investigaram arranjos de jatos de ar incidentes circulares sobre um

arranjo uniforme de elementos retangulares. Foram registrados coeficientes de transferência de calor para várias protuberâncias no arranjo com conseqüente queda de pressão no sistema. Foi encontrada uma maior transferência de calor para as protuberâncias nas extremidades do canal, enquanto uma maior queda de pressão ocorria nos orifícios.

O presente trabalho de doutorado investiga o mecanismo de escoamento e transferência de calor neste sistema. Em particular, os efeitos do número de Reynolds do jato, largura do jato, e a distância entre o jato e as placas aquecidas foram estudadas.

Além do trabalho experimental realizado no laboratório do Departamento de Energia da Faculdade de Engenharia Mecânica da UNICAMP, outros resultados experimentais retirados da literatura (Ichimiya e Hosaka (1992), Gardon e Akfirat (1966), Biber (1997) e Whidden et al. (1990)) foram importantes na comparação com os resultados numéricos deste estudo.

Gardon e Akfirat (1966) discutiram em detalhe o fenômeno de escoamento que afetam os coeficientes de transferência no ponto de estagnação. Seus modelos foram baseados em um perfil de velocidade inicialmente retangular e nos resultados dos campos de velocidade para altos números de Reynolds. Na primeira série de experiências, a transferência de calor para o ponto de estagnação foi medida em função do tamanho do bocal, do fluxo de ar, e do espaçamento entre o bocal e a placa de incidência (H/w). Os resultados obtidos mostraram quatro regimes de transferência de calor que puderam ser facilmente reconhecidos, correspondendo, respectivamente, a baixos e altos números de Reynolds e para pequenos e grandes espaçamentos da placa ao bocal. Para três regimes, os resultados de coeficientes de transferência de calor com tamanhos de bocais diferentes foram obtidos em função de três parâmetros adimensionais: O número de Nusselt no ponto de estagnação, $Nu_0 = h_0 w / k$; o número de Reynolds baseado nas condições de saída do bocal, $Re_{in} = u_{in} w \rho / \mu$; e a distância adimensional do bocal a placa de incidência H/w .

Whidden et al. (1990) examinaram as características locais de: escoamento e de transferência de calor de jatos bidimensionais retangulares incidindo em placas dotadas de protuberâncias. O ar foi confinado na abertura da entrada do jato até a extremidade do canal, formando um fluxo transversal. Os efeitos de três parâmetros sobre a transferência de calor foram examinados em um arranjo com cinco fontes de calor protuberantes. Foram eles: largura

da abertura do jato, distância entre a abertura do jato e a protuberância e o número de Reynolds médio do jato. Medições de velocidades feitas por Laser - Doppler foram realizadas para detalhar a estrutura de escoamento médio e turbulento dentro do canal.

Ichimiya e Hosaka (1992) apresentaram resultados experimentais das características de transferência de calor causadas por três jatos incidentes confinados bidimensionais em uma superfície aquecida isotermicamente. O fluido de trabalho utilizado foi ar, considerando suas propriedades físicas constantes. Valores experimentais foram obtidos para distâncias adimensionais H variando de 0,5 a 3. Passos adimensionais P variando de 6 a 16, número de Reynolds Re variando de 500 a 8000. Para escoamento incidente laminar, foi feita a comparação com resultados numéricos. Para escoamentos incidentes turbulentos, dois picos de número de Nusselt local foram obtidos atrás do segundo bocal. A posição do segundo pico aproximou-se do bocal quando a distância entre o bocal e a superfície incidente foi diminuída. O número de Nusselt médio entre os bocais centrais e secundários foi determinado da razão P/H e do número de Reynolds baseado no passo entre os bocais.

Collucci e Viskanta (1996), registraram resultados dos efeitos de geometria de bocal hiperbólico nos coeficientes de transferência de calor local para jatos de ar incidentes confinados. Uma técnica de cristal líquido termocromático foi usada para visualizar e registrar isotermas em superfícies incidentes aquecidas uniformemente. Experiências foram conduzidas para pequenos espaçamentos entre o bocal de saída do jato até a placa aquecida ($0,25 < H/D < 6,0$) e números de Reynolds na faixa de 10000 a 50000 para dois diferentes bocais hiperbólicos confinados. Como referência, os resultados foram obtidos para um orifício confinado e foram comparados com aqueles de bocais hiperbólicos. Os efeitos de número de Reynolds, distância de bocal a placa, e geometria do bocal sobre os coeficientes de transferência de calor local foram registrados e comparados com experiências similares para jatos não confinados.

Biber (1997) mostrou que o desempenho do resfriamento de ar em fontes de calor aletados com escoamentos incidentes difere significativamente daqueles resfriamentos feitos através de escoamentos paralelos. Uma experiência numérica e analítica foi realizada para determinar a queda de pressão e o desempenho térmico de jatos incidentes simples isotérmicos com largura variável. O escoamento entrava normalmente a base da fonte de calor. A queda de pressão e o desempenho térmico do escoamento nesta configuração foram particularmente importantes para

analisar a ventilação axial fornecida ao escoamento para resfriamento dos tanques de calor, uma vez que a razão de escoamento por ventilação varia com a pressão estática. Os resultados das experiências numéricas e analíticas foram combinados dentro de correlações adimensionais para coeficientes de queda de pressão e de número de Nusselt médio no canal. Estas correlações foram então usadas para prever o desempenho térmico de uma fonte de calor.

A análise de problemas de transferência de calor convectivo é o pivô no conhecimento exato do coeficiente de transferência de calor h . O coeficiente de transferência de calor é afetado por muitos parâmetros os quais são definidos diferentemente por vários investigadores. Para casos de convecção natural, a distribuição de temperatura é o parâmetro governante, enquanto que para problemas de convecção forçada, que é o caso em estudo, a velocidade do fluido é o fator dominante. Para ambas condições, a geometria do problema tem um papel significativo na determinação do valor de h .

Situações clássicas, tais como o escoamento em uma placa plana ou através de um duto, têm sido exaustivamente examinadas. Os parâmetros que determinam h são bem conhecidos, categorizados e qualificados. Contudo, quando existe uma alteração dos problemas clássicos em termos de geometria e escoamento, a predição de h torna-se um desafio. Isto é verdadeiro em situações de resfriamento de componentes eletrônicos, onde a geometria diversa e as temperaturas de parede não uniforme são a regra, não a exceção. Trabalhos que determinavam o coeficiente adiabático convectivo de jatos incidentes sobre placas aquecidas montadas em uma placa de incidência não foram encontrados na literatura. Portanto para entender o tratamento matemático para obtenção de h_{ad} , o trabalho de Arvizu e Moffat (1981) teve uma contribuição significativa no presente estudo, pois introduziram a idéia do uso da superposição para calcular a distribuição de temperatura sobre um arranjo de componentes aquecidos arbitrariamente em convecção forçada. Foram medidos os coeficientes de transferência de calor e superposição com funções de Kernel sobre arranjos regulares em linha de cubos (1,27 cm de lado) com espaçamentos $S_x/B = 2$ e $S_y/B = 3$. Além disso, esses autores variaram a razão de aspecto H/B de 1 a 4,6, e a velocidade de entrada do canal de 1,5 a 9,0 m/s, e modelaram a função esteira térmica, θ (aumento da temperatura adiabática normalizada pelo aumento da temperatura do módulo aquecido) como $\theta = \theta_1/N$ (N é o número de fileiras a jusante do módulo aquecido e θ_1 é a função esteira térmica para $N = 1$). Arvizu e Moffat (1981) também correlacionaram

$\theta_1 = C_1 Re_B^{-0,28}$ onde $C_1 = 0,83$ para $S/B = 2$ e $C_1 = 0,59$ para $S/B = 3$. Eles modelaram o coeficiente de transferência de calor como uma função do número de Reynolds baseado sobre um arranjo de velocidade (a velocidade média ao redor dos componentes). Combinando os dois modelos eles demonstraram a técnica de superposição pela predição da temperatura em um arranjo arbitrariamente aquecido dos módulos.

Sparrow et al. (1982) apresentaram resultados de transferência de calor e de queda de pressão para escoamento de ar em arranjos de módulos retangulares gerando calor montados ao longo de um lado de um duto retangular plano. Eles apresentaram resultados para arranjos completamente povoados, arranjos com módulos ausentes, e arranjos com barreiras que aumentavam a transferência de calor. A geometria estudada por esses autores consistia de um arranjo regular em linha de módulos regulares, com $L_x = L_z = 2,67$ cm, $S_x = S_z = 3,33$ cm, $B = 1,0$ cm e $H = 2,67$ cm. Eles correlacionaram o número de Nusselt como $Nu = 0,0935 Re^{0,72}$ onde Nu foi baseado sobre o comprimento do módulo e Re foi baseado sobre a velocidade média do fluido e a altura do canal.

Wirtz e Dykshoorn (1984) mediram as funções de esteira térmica e coeficientes de transferência de calor como uma função da altura do canal ($H/B = 1,5$ a $4,6$) e velocidade de entrada ($V = 1$ a 10 m/s) sobre um arranjo de pacotes planos regulares em linha ($2,54$ cm x $2,54$ cm x $0,635$ cm de altura) com um espaçamento de módulo $S_x/L = S_y/L = 2$. Eles modelaram a função de esteira térmica como $\theta = (1/N)^i \theta_1$ onde $i = -0,28 \log(Re/10^6)$ e $\theta_1 = 1,83(H/B)^{-0,5} Re^{-0,3}$. Esses autores usaram o conceito do arranjo de velocidade de Arvizu e Moffat (1981) para modelar o coeficiente de transferência de calor mas encontraram que o coeficiente de transferência de calor foi melhor modelado como uma função do número de Reynolds baseado sobre a velocidade de entrada.

Lehmann e Wirtz (1985) mediram o coeficiente de transferência de calor de uma superfície montada por tiras repetidas em um escoamento de canal. As tiras foram colocadas no canal inteiro. Os parâmetros geométricos foram: $L_x = 5,0$ cm, $S_x = 5,0$ à 10 cm, $B = 1,25$ cm e $H = 2,5 - 5$ cm. Eles modelaram o coeficiente de transferência de calor como uma função do número de Reynolds para alguma potência com uma correlação diferente para cada geometria.

Biber e Sammakia (1986) demonstraram a técnica de superposição sobre uma larga faixa de número de Reynolds usando três componentes de diferentes tamanhos. Eles não forneceram qualquer função de modelagem para a função de Kernel de superposição ou coeficientes de transferência de calor.

Hollworth e Fuller (1987) mediram os coeficientes de transferência de calor e as funções de esteira térmica de um arranjo em zigue-zague dos módulos. Eles encontraram que o coeficiente de transferência de calor para um arranjo em zigue-zague é tipicamente 50% maior do que para um arranjo em linha com a mesma velocidade de entrada e altura do canal. Esses autores mediram as funções de esteira térmica e concluíram que o aumento da temperatura máxima na primeira fileira a jusante do elemento aquecido é 7% do aumento da temperatura do componente aquecido comparado a 20% para o arranjo em linha. A geometria considerada foi: $L_x = L_z = 5,0$ cm, $S_x = 10$ cm (medidos entre módulos na mesma coluna) $S_z = 5,0$ cm, $B = 0,625$ cm, e $H = 1,25$ e $1,875$ cm.

Copeland (1988) conduziu um extensivo estudo experimental de coeficientes de transferência de calor e esteiras térmicas como uma função da altura do canal, espaçamento planar, e velocidade aproximada. As funções de esteira térmica mostraram-se fortemente dependentes da velocidade e altura do canal mas seguindo o modelo $(1/N)\theta_1$.

Outros investigadores no campo de resfriamento eletrônico incluem Tai e Lucas (1985) (arranjo de pacotes planos para três espaçamentos entre os módulos, e uma altura do canal), Souza-Mendes e Santos (1987) (em arranjos em linha de pacotes planos e os efeitos de módulos altos sobre a transferência de calor), Chang et al. (1987) (módulos simples), Choi e Park (1988) (tiras bidimensionais com paredes opostas rugosas e lisas), Torikoshi et al. (1988) (arranjos em linha com módulos de diferentes alturas), Faghri et al. (1989) (arranjo em linha).

Como pode ser visto existe uma quantidade razoável de dados na literatura, mas cada pesquisador apresenta uma correlação diferente que parece apropriada para a geometria desejada. Nenhuma tentativa foi feita para generalizar diversas geometrias. Os resultados de transferência de calor desses pesquisadores não podem ser comparados por causa das geometrias diferentes. Entretanto, para desenvolver um sentimento geral para a faixa de coeficientes de transferência de calor para resfriamento do ar em sistemas eletrônicos é necessário reunir todos esses dados da

literatura dos coeficientes de transferência de calor em função da velocidade de entrada. Em todos os casos, os pesquisadores registraram coeficientes de transferência de calor adiabáticos porque todas as experiências foram configuradas para um módulo simples de calor por vez, ou usaram a técnica de sublimação do naftaleno. A faixa de velocidade de entrada de 0,3 a 20 m/s é típica no caso de resfriamento de equipamentos eletrônicos. Resultados de coeficientes de transferência de calor variaram de 10 a 200 W/m²°K. Para uma dada velocidade, os valores de h para diferentes geometrias podem diferir aproximadamente 2% ao redor da média.

Anderson e Moffat (1992) descreveram uma investigação da transferência de calor de convecção forçada e as características de queda de pressão de arranjos de empacotamentos planos regulares em linha para várias alturas de canais e velocidades de entrada. O trabalho teve interesse prático e teórico uma vez que ele relatou os problemas técnicos agora encarados pela indústria eletrônica, e ele considera um dos maiores problemas de transferência de calor: a liberação de calor não uniforme em geometria não uniforme. Para prever as temperaturas de operação em situações onde a distribuição de temperatura na parede é não uniforme, deve-se usar a superposição. Tanto o coeficiente de transferência de calor adiabático, h adiabático, e as funções de superposição de Kernel, g^* , são necessários. O problema pode ser resolvido usando diretamente a superposição (h adiabático e g^*) ou indiretamente (usando h adiabático e g^* para calcular o valor correto de h de mistura).

Azar e Moffat (1995) realizaram uma série de experiências com escoamento sobre uma placa plana que foi comparada com os efeitos da distribuição de potência sobre \bar{h} . O conjunto experimental consistiu de uma placa de circuito realista na qual os componentes foram colocados em uma típica placa de circuito impresso. Este circuito é formado por um arranjo de doze componentes colocados em quatro linhas e três colunas. Nesta experiência, a velocidade de entrada do ar era 1,5 m/s e o espaçamento de parede a parede era 2,54 cm. Estes testes foram projetados para investigar \bar{h} na linha 3 (assumindo ser uma região completamente desenvolvida) e h_{ad} foi medido nesta posição para quatro distribuições de potência. O valor médio de \bar{h} foi igual a 22,5 W/m²°K e todos os quatro resultados com diferentes distribuições de potência caíram dentro de $\pm 5\%$ da média. Isto mostra que h_{ad} é uma função apenas da mecânica dos fluidos e é independente da distribuição de temperatura no sistema. Existe uma interpretação interessante para h_{ad} : ele é um valor maior que h_m ou h_{in} nos casos de convecção forçada pura com uma parede aquecida.

Moffat (1997) descreveu sua pesquisa sobre o processo convectivo invariante ao campo de temperatura com condições de contorno térmicas não uniformes, incluindo aquelas induzidas por efeitos conjugados. Moffat discutiu duas aproximações que surgiram nos últimos dez anos: (1) o uso de h adiabático e de T adiabático para descrever o processo convectivo e mais recentemente, (2) o surgimento das funções de Green discretizadas para a convecção. Esse procedimento considera o aumento de temperatura devido a duas parcelas: o aquecimento da placa devido ao escoamento a montante e o próprio aquecimento da placa. Essas duas parcelas fazem desse modo uso de coeficientes adiabáticos convectivos que são invariantes com respeito a mudanças em condições de contorno térmicas.

Medições feitas em laboratório podem ser aplicadas no campo de temperatura, sob condições de contorno térmicas. Tanto a aproximação de h adiabático e T adiabático como a aproximação das funções de Green pode ser usada em campos de escoamento complexos, tais como escoamento sobre superfícies com obstruções.

1.3 Conclusão do capítulo

Na revisão bibliográfica efetuada ficou evidente que nos jatos turbulentos confinados incidentes sobre superfícies isotérmicas aquecidas, a maior dificuldade de predição de seu comportamento térmico ocorre na região de estagnação do jato. A maioria dos modelos de turbulência prediz esse comportamento com boa concordância com resultados experimentais a jusante da região de estagnação, caracterizada por um jato quase paralelo à parede de incidência.

Um fator muito importante identificado nesta revisão foi a influência da posição de y^+ na primeira linha nodal junto a parede aquecida nos trabalhos de predição numérica da troca de calor dos jatos. A definição de y^+ leva em consideração não apenas a posição geométrica do ponto nodal da grade numérica, mas também as condições locais do escoamento. Considerando uma posição fixa dessa primeira linha, a tensão de cisalhamento na superfície de incidência varia na direção do escoamento, causando assim uma variação de y^+ . Pelos artigos revisados, a posição da primeira linha nodal junto à superfície aquecida deve ser escolhida de modo que os valores de y^+ ao longo do escoamento estejam numa faixa que depende do número de Reynolds do jato e da razão de aspecto H/w . No trabalho de Polat et al. (1990), como os valores simulados de H/w e de Re foram relativamente altos, a posição da primeira linha nodal foi escolhida de modo que os valores de y^+ variassem na faixa de 80 a 200. Com essa escolha, as predições numéricas de

transferência de calor ficaram mais próximas dos resultados experimentais análogos. Já no artigo de Housseinalipour e Mujumdar (1995), como os valores simulados de H/w e de Re foram relativamente baixos, a posição da primeira linha nodal foi escolhida de forma que os valores de y^+ caíssem na subcamada viscosa, com o objetivo de tornar os resultados numéricos de transferência de calor próximos aos experimentais. Nesse trabalho foram utilizados cinco modelos de turbulência: um modelo $k-\varepsilon$ na versão a alto número de Reynolds e quatro modelos $k-\varepsilon$ na versão a baixo número de Reynolds.

Os casos estudados numericamente na literatura de jatos incidentes turbulentos, que utilizavam modelos de turbulências tradicionais, deparavam com baixa predição dos valores de Nusselt na região de estagnação, devido a forte anisotropia existente nesta região. Com isso autores como Orszag et al. (1992), investiram na pesquisa de um novo modelo (RNG), que procurava tornar a simulação numérica mais realística nesta região.

O presente trabalho procurou retratar o problema de resfriamento de placas planas por um jato confinado de ar de maneira completa e realista. Para isso adotou-se como condição de contorno na superfície de incidência aquecimento tanto a nível experimental como de simulação numérica. A parte experimental foi montada em uma bancada no laboratório do Departamento de Energia, na qual foram obtidas grandezas de natureza hidrodinâmicas (número de Reynolds) e térmicas (número de Nusselt), que foram comparadas com as simulações numéricas testadas com dados de entrada equivalentes aos dados experimentais.

Neste caso foi feita uma revisão bibliográfica sobre o coeficiente convectivo adiabático, o qual é muito importante na análise dos resultados experimentais. Anderson e Moffat (1992) mostram diversas comparações de h_{ad} com h_{in} e h_m para escoamentos desenvolvidos em dutos ou placas paralelas que resfriam protuberâncias aquecidas. Foi observado que h_{ad} ao contrário de h_{in} e h_m é invariável com a distribuição de potência nas placas metálicas aquecidas. Para se encontrar o valor de h_{ad} é necessário levar em conta as perdas de condução no isolante térmico e fios e as perdas de radiação, pois o cálculo de h_{ad} é baseado apenas na troca de calor por convecção.

Capítulo 2

Análise Experimental

2.1 Introdução

Na revisão bibliográfica efetuada não foi encontrado nenhum trabalho sobre o resfriamento de vários aquecedores discretos montados na placa de incidência de um único jato confinado. Decidiu-se então efetuar uma montagem experimental no laboratório para medir a troca convectiva de calor em três aquecedores montados rentes à superfície de incidência de um jato confinado de ar. Os elementos principais do conjunto da montagem estão indicados na Figura 2.1. Um escoamento forçado de ar, em circuito aberto, era obtido por sucção do ambiente do laboratório por meio de um ventilador situado a jusante de toda a montagem, do lado de fora do prédio. Após passar pela abertura do jato, a vazão de ar incidia sobre a placa contendo os aquecedores e era canalizada de forma simétrica em sentidos opostos num duto de seção retangular. Em seguida, era descarregada numa caixa de acomodação (plenum) antes de ser canalizada numa tubulação onde era medida e controlada através de uma placa de orifício e de uma válvula de agulha. Finalmente, essa vazão de ar passava pelo ventilador e era descarregada na atmosfera.

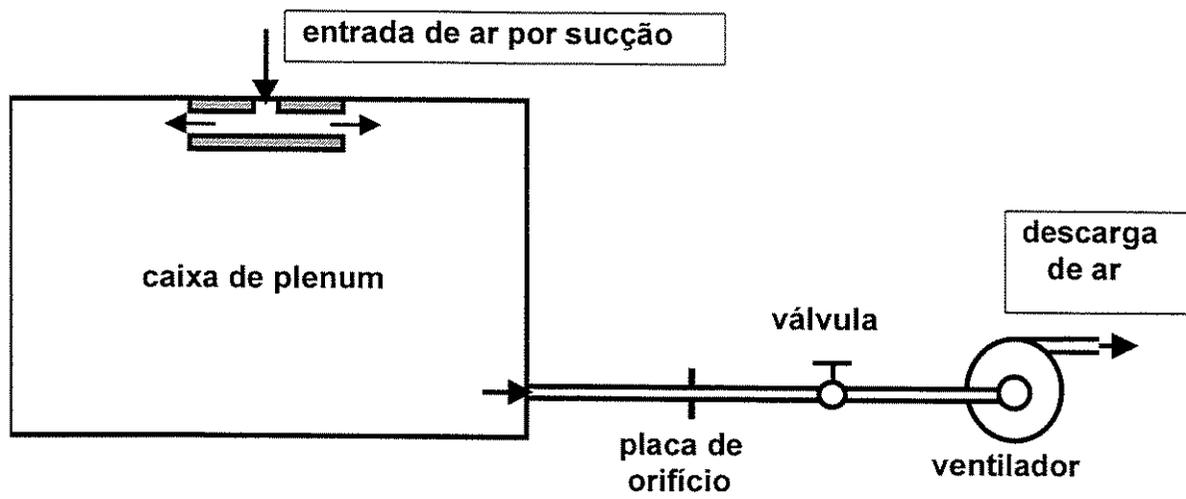


Figura 2.1 – Esquema do aparato experimental

2.2 Montagem experimental

O duto onde o jato de ar era canalizado foi construído de acrílico. Ele possuía uma seção retangular de (59x35) mm, numa extensão de 184 mm (92 mm de cada lado), como indicado na Figura 2.2. A abertura do jato, igual a 5,9 mm, estava centrada na parede superior do duto retangular, como indicado na Figura 2.2. Na seção de entrada do jato, foram feitos dois chanfros de 45° nas duas placas de acrílico de 2,5 mm de espessura, que formam a abertura como indicado na Figura 2.5.

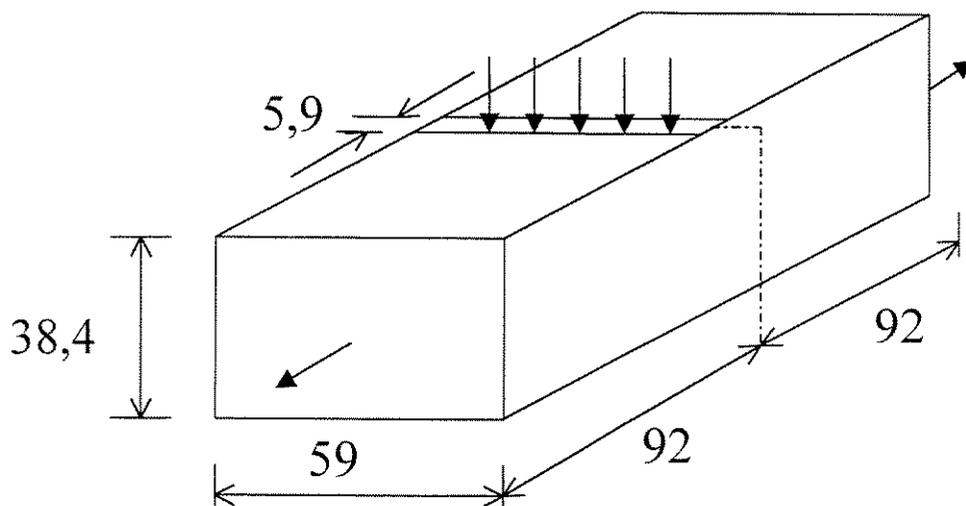


Figura 2.2 – Duto de acrílico

A altura do jato de ar em relação à placa de incidência foi estabelecida no processo de montagem por dois espaçadores cilíndricos de Teflon usinados com 50 mm de diâmetro e 35,6 mm de altura, que garantiram a uniformidade dessa distância. Considerando a espessura das placas de abertura (2,8 mm), a relação entre essa altura e a abertura do jato, denominada a sua razão de aspecto, ficou estabelecida em 6,5.

A placa de incidência do jato, indicada na Figura 2.3, era constituída por uma placa de acrílico com 3 mm de espessura e face plana de (184x59) mm. Ela abrigava três aquecedores metálicos (alumínio) montados rente à sua superfície, cada um com face plana de (39x24,8) mm, em rasgos com 1 mm de folga lateral. Essas folgas foram preenchidas, no processo de montagem dos aquecedores, com borracha silicone. No contorno desses rasgos foram usinados sulcos na placa de acrílico para minimizar as perdas térmicas condutivas na espessura da placa de incidência. Estes sulcos tinham 1,5 mm de profundidade e 3,5 mm de largura, como indicado na mesma Figura.

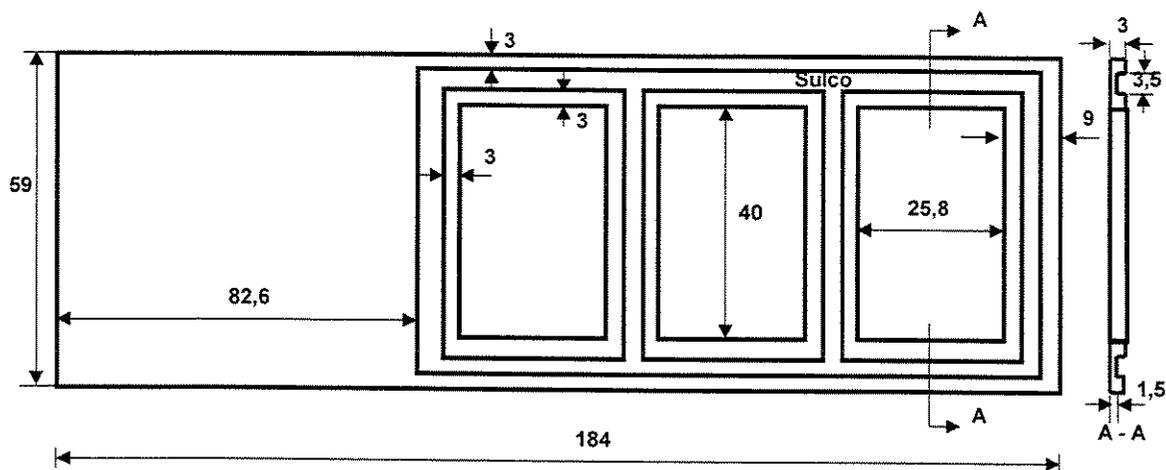


Figura 2.3 Vista inferior da placa de incidência

2.3 Aquecedores metálicos

Os três aquecedores tinham uma espessura de 6 mm e foram distribuídos na placa de incidência de forma que um deles estava centrado na placa (abaixo da abertura do jato) e os outros dois estavam igualmente espaçados num dos lados, como indicado na Figura 2.3. Sob cada aquecedor foi colada outra placa de alumínio de mesma área de face e 3 mm de espessura. Em cada face destas três placas foram usinados 12 sulcos de 0,5 mm de largura e profundidade.

Nestes sulcos foi enrolado um fio de resistência de Cromel com 0,127 mm de diâmetro, encapsado com Teflon. A cola utilizada foi araldite misturada com óxido de zinco, com o objetivo de melhorar o contato térmico entre as duas placas. O aquecimento de cada placa de alumínio foi obtido por dissipação de potência elétrica no fio de resistência. A potência dissipada em cada placa era controlada separadamente, utilizando três fontes de potência D.C. bastante estáveis (HP modelos 6824 A e 6296 A).

2.4 Descrição do isolamento térmico

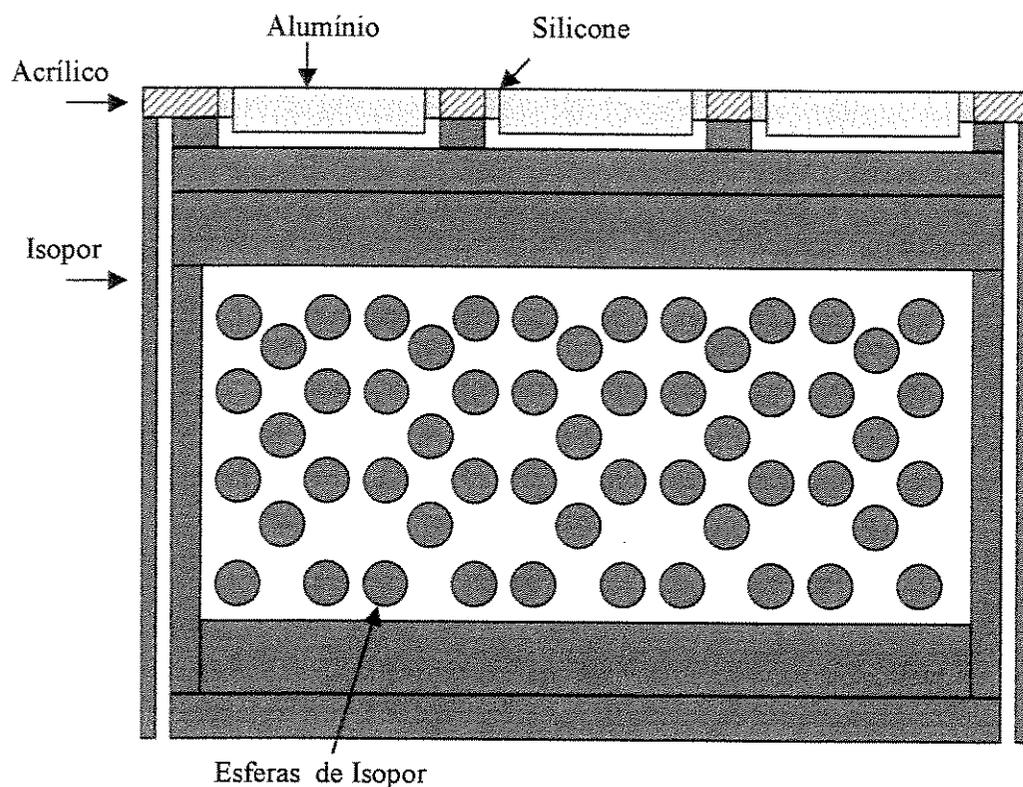


Figura 2.4 – Conjunto de isopor estrutural

Para diminuir as perdas de calor por condução, a região da placa de incidência abaixo dos três conjuntos aquecedores foi revestida por uma camada de isolante térmico. Ela foi construída com isopor estrutural (azul) e esferas de 2 mm de isopor, como indicado na Figura 2.4, com 54 mm de espessura e área plana de (114 x 59) mm. No processo de montagem, foram deixados interstícios de 2 mm envolvendo cada conjunto aquecido e também as duas extremidades laterais. A camada de ar residual nessas cavidades serviu como um isolante térmico adicional. Os interstícios laterais foram conseguidos pela colagem de placas de isopor de (59 x 60 x 6) mm em cada lateral da camada isolante.

2.5 Descrição do duto retangular

O conjunto do duto retangular foi construído de forma que ele podia ser removido e montado facilmente numa caixa de plenum, encaixado sobre um suporte de acrílico para a realização dos testes experimentais, como indicado na Figura 2.5.

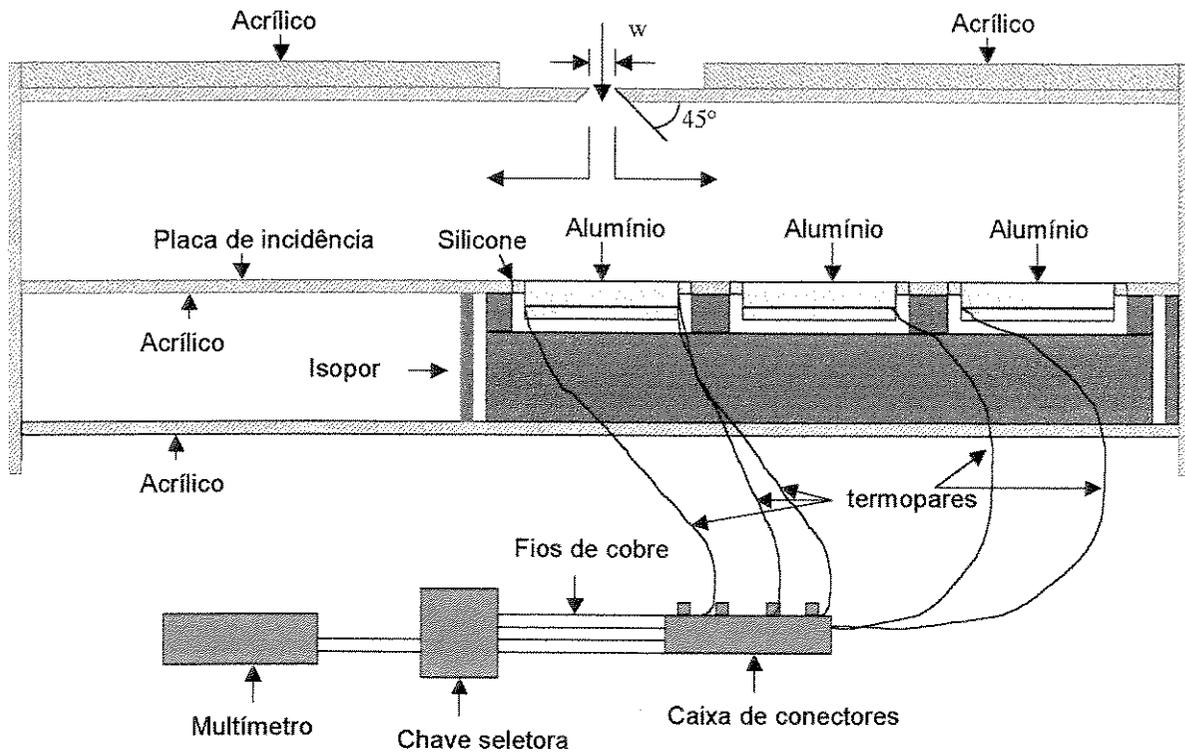


Figura 2.5 Conjunto do duto retangular

A caixa de plenum foi construída de madeira compensada, com dimensões internas de 42,5 cm de largura, 69,5 cm de comprimento e 87 cm de altura. Ela era vedada em todas as superfícies, exceto a seção de entrada do jato de ar e a seção de saída do escoamento, que era canalizado para a placa de orifício, válvula de agulha e ventilador.

2.6 Conjunto de aquecimento

A taxa de dissipação ôhmica na resistência embutida em cada placa metálica foi determinada pelo produto da corrente elétrica pela diferença de potencial D.C., que eram medidas em cada teste experimental. A corrente que passava em cada resistor foi obtida através da diferença de potencial elétrico medida em “Shunts” calibrados colocados em série com os fios condutores que conectavam a fonte de potência à resistência de cada aquecedor. A leitura efetuada era multiplicada pela constante do “Shunt” (0,04074 A/mV) para obter a corrente

elétrica desejada. Todas as medidas de tensão elétrica foram lidas diretamente de um multímetro digital calibrado (HP modelo 3478 A).

2.7 O local de instalação da montagem experimental

O laboratório onde foi feita a montagem experimental possui uma sala e uma ante-sala com uma porta de separação. Ele estava situado num local do prédio com baixa incidência de radiação solar direta, o que colaborou para que a amplitude de variação local de temperatura fosse relativamente baixa durante cada teste. Para assegurar perturbações mínimas ao experimento durante a tomada de medidas, toda a instrumentação e o operador ficavam na ante-sala, enquanto que na sala do laboratório ficavam a montagem experimental e o controle da vazão de ar. Se fosse necessário, um aparelho de ar condicionado podia controlar a temperatura do ar dentro dessa sala.

2.8 Procedimento de Coleta de Dados Experimentais

Um conjunto de medidas experimentais foi efetuado para a configuração geométrica definida, variando a vazão de ar e a potência elétrica dissipada de forma independente em cada aquecedor. Após o sistema atingir uma condição de operação em regime permanente, as medidas foram efetuadas em três circuitos independentes: circuito de termopares, circuito de potência elétrica dissipada e circuito hidráulico.

2.8.1 Circuito hidráulico

O circuito hidráulico, indicado na Figura 2.6, operava através da sucção forçada por um ventilador localizado na extremidade a jusante da montagem experimental, do lado de fora do laboratório. Três manômetros do tipo tubo em U com água foram utilizados para medir a vazão de ar. Dois foram utilizados junto com uma placa de orifício calibrada e um terceiro serviu para medir a pressão manométrica na caixa de plenum durante a operação do sistema. Uma válvula de agulha, instalada a jusante da placa de orifício, permitiu um controle preciso da vazão. O procedimento de calibração dessa placa de orifício é mostrado no apêndice A.

As medidas de vazão mássica de ar foram obtidas através de uma placa de orifício calibrada com um diâmetro D de 19,35 mm, instalada numa tubulação de PVC com 25,4 mm de diâmetro interno. As tomadas da diferença de pressão do escoamento através da placa foram feitas através

de orifícios situados respectivamente a D e $D/2$ a montante e a jusante da placa. Durante a sua operação, as medidas da pressão manométrica obtidas dessa placa foram lidas com um manômetro tipo tubo em U preenchido com água. As leituras da pressão atmosférica foram obtidas de um barômetro digital (Sodmex) situado num laboratório anexo. A incerteza estimada das medidas de vazão mássica, com 95% de confiança, foi na faixa de 3 a 5%.

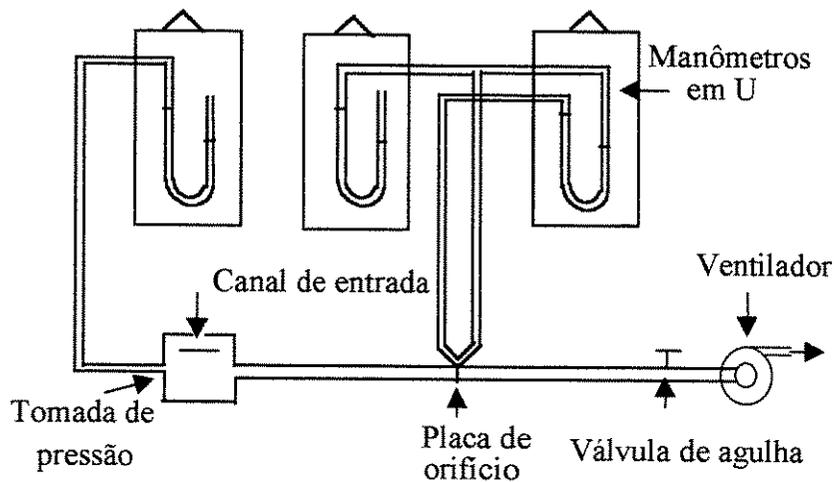


Figura 2.6 - Circuito hidráulico

2.8.2 Circuito de Potência Elétrica Dissipada

Cada um dos três aquecedores estava conectado de forma independente a um circuito de potência elétrica dissipada, como indicado na Figura 2.7. Esse circuito compreendia basicamente uma fonte de potência DC, um multímetro digital e a resistência embutida no conjunto aquecedor, como descrito anteriormente. As leituras de corrente e de diferença de potencial elétrico através da resistência de cada circuito independente eram feitas através de uma chave seletora. Considerando todos os testes efetuados, as tensões nas resistências dos três conjuntos aquecedores variaram de 3,65 a 8,72 V, enquanto que no “Shunt” elas variaram de 7 a 16 mV (correspondendo à faixa de 0,28 a 0,65 A).

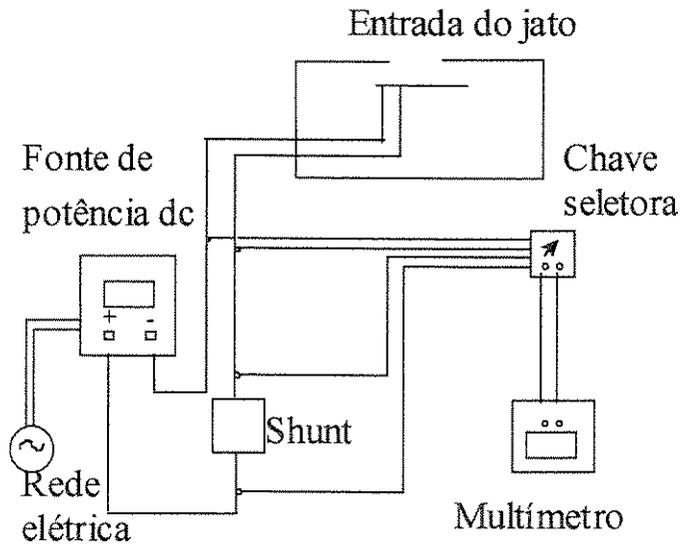


Figura 2.7 - Circuito de potência elétrica dissipada

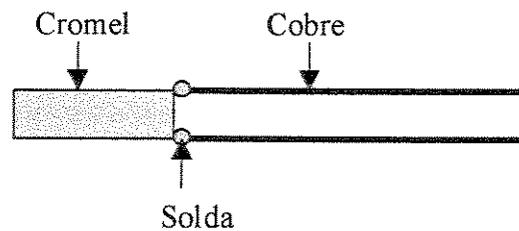


Figura 2.8 - Conexão entre uma das placas e sua fonte de alimentação

A conexão entre o fio de resistência de cada placa e a respectiva fonte de potência foi feita por solda de estanho com fios de cobre de 0,5 mm de diâmetro, como indicado na Figura 2.8. Nestas junções, nenhum comprimento do fio de resistência ficou protuberante à placa metálica onde ele foi montado. Assim, praticamente toda a potência elétrica dissipada ocorreu no interior de cada placa aquecida. As demais conexões elétricas deste circuito também foram efetuadas com fios de cobre do mesmo diâmetro.

2.8.3 Circuito de termopares

As medidas de temperatura foram feitas através de termopares. Os termopares utilizados foram soldados por fusão através de arco voltaico na presença de argônio, a fim de se evitar a oxidação das junções. Quinze termopares de Chromel-Alumel (fios de 0,127 mm de diâmetro, fabricados pela Omega Eng. Co.) foram instalados na montagem experimental e foram distribuídos da seguinte forma: em cada conjunto aquecedor foram instalados três termopares,

como indicado nas Figuras 2.9 e 2.10. A instalação dos termopares nesses conjuntos foi feita no interior de orifícios de 0,5 mm de diâmetro e 12 mm de profundidade efetuados nas paredes de alumínio. Esses nove termopares foram inseridos nesses orifícios com cola araldite para sua fixação.

A temperatura do ar na entrada do jato foi medida com um termopar colocado próximo à abertura de entrada do jato. Foram colocados na montagem outros quatro termopares: o primeiro na base inferior da camada isolante de isopor, e os outros três nos sulcos feitos na placa de incidência para diminuir as perdas condutivas laterais dos conjuntos aquecedores. Destes, o primeiro estava no último sulco transversal a jusante da placa de incidência, e os outros dois em dois sulcos longitudinais também na região a jusante da placa de incidência. A temperatura de referência de todos os termopares foi um termopar instalado num banho de gelo fundente. A leitura das tensões dos termopares foi obtida através de um multímetro digital Hewlett-Packard 3478 A, numa escala com resolução de $1\mu\text{V}$. A incerteza das medidas de temperatura foi estimada, com 95% de confiança, em $0,2\text{ }^\circ\text{C}$.

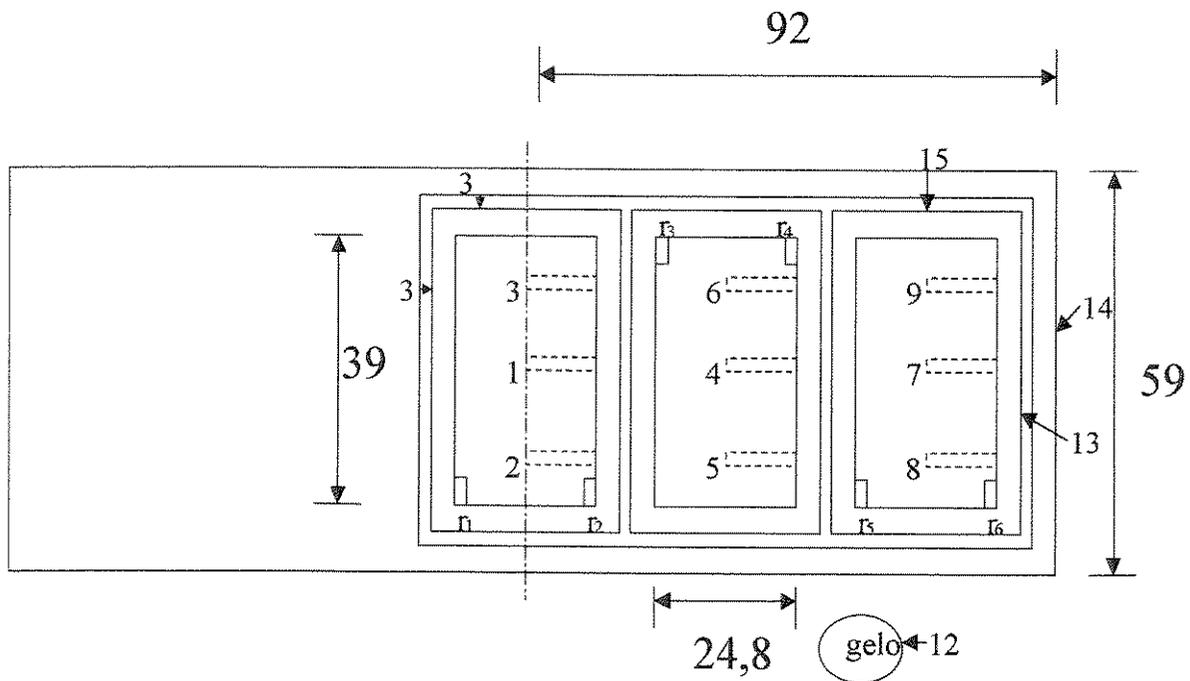


Figura 2.9 - Disposição dos termopares na placa de incidência

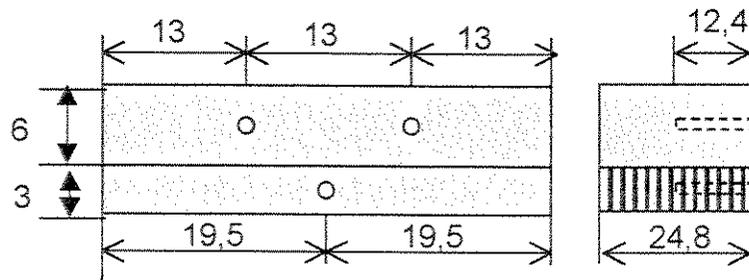


Figura 2.10 – Termopares no conjunto de aquecimento

Cada fio de termopar foi ligado a um fio de extensão de cobre através de conectores situados numa caixa termicamente isolada. Desta caixa os fios de extensão de cobre eram conectados até duas chaves seletoras e daí para o multímetro digital, como indicado nas Figuras 2.5 e 2.11.

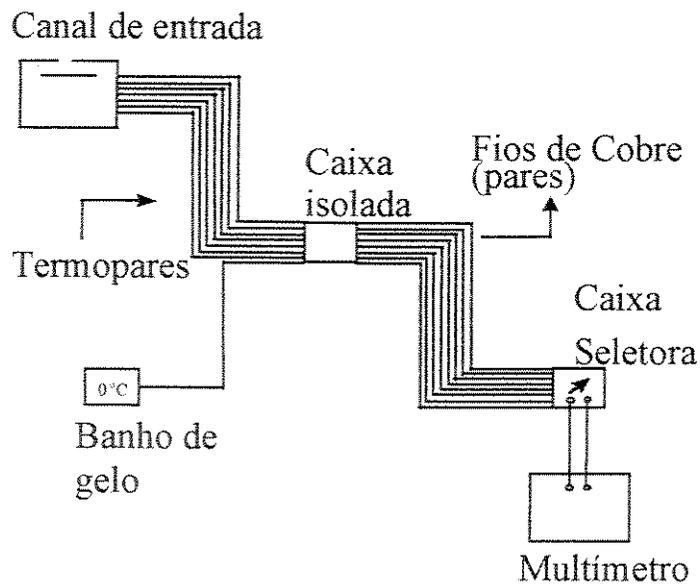


Figura 2.11 - Circuito de termopares

2.9 Procedimento Experimental

O conjunto de medidas experimentais foi efetuado utilizando as duas salas mencionadas anteriormente; sendo que na primeira estava a instrumentação de leitura e na segunda o aparato experimental. Esta sala permaneceu fechada durante os testes e, com o uso eventual de um aparelho de ar-condicionado, a temperatura ambiente foi mantida praticamente constante ao longo de cada teste.

As variáveis controladas nos testes experimentais foram a vazão de ar e a potência elétrica dissipada em cada conjunto aquecedor. O controle da vazão de ar foi feito através da válvula de agulha, com base nas leituras das colunas d'água dos manômetros. A potência elétrica dissipada foi regulada nas fontes de potência, com base nos valores lidos no multímetro de tensão nas resistências e nos "Shunts". Em geral, era necessário um período de cerca de duas horas até que fosse atingida uma condição de regime permanente, indicada principalmente por leituras estáveis das temperaturas indicadas pelos termopares. Todos os dados indicados pela instrumentação foram anotados periodicamente no decorrer de cada teste, para verificar a condição final de regime permanente. Essa condição era considerada satisfeita quando no período de meia hora todas as temperaturas lidas eram praticamente as mesmas, com tolerância máxima de 0,2 °C.

2.10 Redução das Medidas Experimentais

As medidas experimentais efetuadas em regime permanente foram inicialmente reduzidas, isto é, transformadas nas variáveis de interesse do processo de análise, através dos procedimentos descritos a seguir para cada variável. Em seguida, os valores reduzidos foram utilizados para efetuar a análise experimental e também para a comparação com os resultados de simulação numérica.

2.10.1 Temperaturas dos termopares

As leituras das tensões termoelétricas (mV) foram transformadas em valores de temperatura (°C) através de uma correlação obtida por ajuste da tabela fornecida pelo fabricante dos fios. Considerando os valores dessa tabela na faixa de 10°C até 50°C, a seguinte equação foi obtida:

$$T(^{\circ}C) = [\text{tensão(mV)}]^{0,988028} 24,970545 \quad (2.1)$$

A temperatura média de cada conjunto aquecedor foi obtida da média aritmética das temperaturas dos dois termopares embutidos no aquecedor metálico, que sempre indicaram praticamente o mesmo valor, dentro de 0,2°C. Como no presente estudo foram utilizadas três resistências, foram consideradas três temperaturas médias de superfícies aquecidas:

$$T_{w1} = \frac{(T_2 + T_3)}{2}, \quad T_{w2} = \frac{(T_5 + T_6)}{2}, \quad T_{w3} = \frac{(T_8 + T_9)}{2} \quad (2.2)$$

No conjunto dos testes efetuados, a diferença entre a temperatura de cada superfície aquecida e a temperatura do ar na entrada do jato nunca foi superior a 20 °C.

2.10.2 Taxa de potência elétrica dissipada em cada conjunto aquecedor

A corrente elétrica (A) d.c. através da resistência embutida em cada placa aquecedora de alumínio foi obtida a partir da leitura da tensão e da constante de calibração do “Shunt”:

$$I_i = 0,04074(A/mV) \cdot V_{sh,i}(mV) \quad (2.3)$$

Essa corrente foi então utilizada para obter a potência elétrica (W) dissipada em cada conjunto de aquecimento através do produto da tensão (V) e da corrente elétrica em cada resistência:

$$Q_{dissip,i} = V_{res,i}(V) \cdot I_{res,i}(A) \quad (2.4)$$

2.10.3 Número de Reynolds do jato de ar

As diferenças de pressão (Pa) através da placa de orifício e da tomada a montante da placa em relação à atmosférica, foram obtidas das leituras manométricas através das seguintes equações:

$$P_{u-d} = \rho_{H_2O} \left(\frac{kg}{m^3} \right) \cdot 9,8 \left(\frac{m}{s^2} \right) \Delta h(P_{u-d})(m) \quad (2.5)$$

$$P_{u-atm} = \rho_{H_2O} \left(\frac{kg}{m^3} \right) \cdot 9,8 \left(\frac{m}{s^2} \right) \Delta h(P_{u-atm})(m) \quad (2.6)$$

A velocidade média do jato foi determinada a partir da vazão mássica obtida com a placa de orifício: $\bar{V}_{in} = \dot{m}/(\rho_{in} \cdot L \cdot w)$. O processo de obtenção do fluxo de massa a partir das diferenças de pressão descritas pelas equações acima é descrito no apêndice B.

O número de Reynolds característico de cada escoamento foi baseado na velocidade média e no diâmetro hidráulico da seção de entrada do jato:

$$Re_{Dh} = 2\rho_{in} \bar{V}_{in} (L \cdot w) / (\mu_{in} (L + w)) \quad (2.7)$$

onde w indica a abertura do jato e L o seu comprimento.

Para comparar os resultados experimentais (3D) com as simulações numéricas (2D), os valores do número de Reynolds foram baseados no diâmetro hidráulico da seção de entrada do jato. Na simulação numérica, o valor de Dh é igual a $(2w)$, de modo que o número de Reynolds utilizado para as comparações foi

$$Re = \rho_{in} \cdot \bar{V}_{in} \cdot 2 \cdot w / \mu_{in} \quad (2.8)$$

Para o cálculo de Reynolds, as propriedades do ar foram avaliadas na temperatura de entrada do jato, medida por um termopar.

A densidade do ar foi calculada assumindo um comportamento de gás perfeito:

$$\rho_{in} = \frac{P_{atm}}{R_{ar} T_{in}} \quad (2.9)$$

Os valores de viscosidade foram obtidos pela fórmula de Sutherland (Fox e Mc Donald, 1994):

$$\mu_{in} = \frac{1,458 \cdot 10^{-6} \cdot \sqrt{T_{in}}}{1 + \frac{110,4}{T_{in}}} \quad (2.10)$$

onde: T_{in} é expresso em K;

μ_{in} é expresso em $(N \cdot s) / m^2$

2.10.4 Perdas de calor

A taxa de transferência convectiva de calor foi obtida da diferença entre a potência elétrica dissipada em cada conjunto aquecedor e a taxa de perdas térmicas. As perdas ocorreram por radiação através da superfície de cada aquecedor e por condução através da base isolada do conjunto de aquecimento e através da espessura da placa de incidência.

As perdas de calor por radiação na superfície de cada aquecedor foram determinadas usando a hipótese de emissão difusa e cinzenta e que o meio envolvente comportava-se como uma superfície negra à temperatura ambiente. Para minimizar estas perdas, as superfícies de alumínio foram polidas. As estimativas de perdas por radiação foram menores que 1 por cento da potência elétrica dissipada em cada aquecedor em todas as experiências.

O polimento das superfícies superiores do conjunto de aquecimento foi efetuado primeiramente numa sequência de lixas cada vez mais finas: 80, 120, 220, lixas d'água 400 e 600. Em seguida, elas foram polidas com pasta de diamante, para obter uma superfície espelhada, a fim de se diminuir ao máximo a sua emissividade. O valor utilizado para a emissividade hemisférica global da superfície metálica foi obtido com base nos valores fornecidos por Incropera e deWitt (1990), igual a $\epsilon^* = 0,2$.

As perdas por radiação térmica de cada aquecedor foram então estimadas por

$$Q_{rad,i} = \epsilon^* \cdot \sigma \cdot A_i (T_{wi}^4 - T_{in}^4) \quad (2.11)$$

onde ϵ = emissividade da superfície da placa metálica ($\epsilon^* = 0,20$);

A_i = área da superfície de cada aquecedor (39 mm x 24,8 mm).

2.10.5 Perdas de calor por condução

As perdas condutivas de cada aquecedor tanto através da base de isolante térmico quanto através da parede da placa de incidência, foram estimadas através de simulação numérica. Ocorreram também perdas condutivas através da fiação dos termopares e dos fios condutores de cobre. Os resultados obtidos indicaram que as perdas por condução foram sempre inferiores a 10 % da potência elétrica dissipada em cada aquecedor.

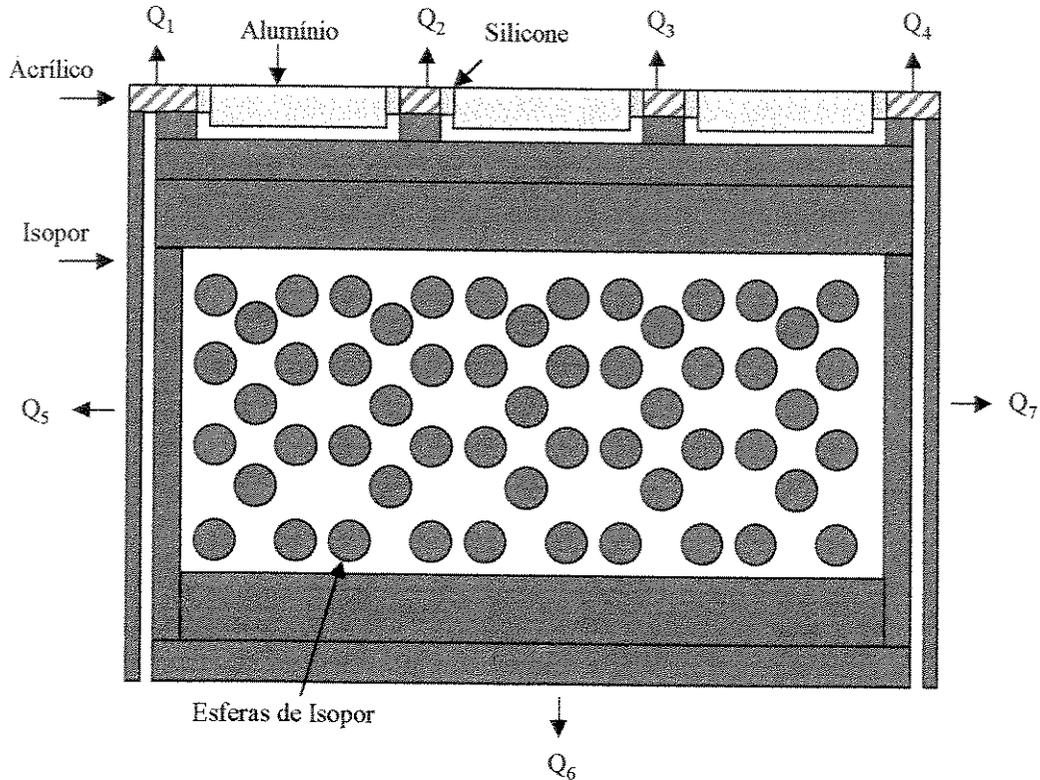


Figura 2.12 - Esquema das perdas de calor por condução

A Figura 2.12 indica como foram estimadas as perdas de calor por condução na placa de incidência e na base de isopor. O domínio total foi dividido em várias regiões e a equação da condução foi discretizada através do método dos volumes de controle (algoritmo SIMPLE). Nesta figura pode-se observar que as perdas de calor na face superior do domínio (Q_1 , Q_2 , Q_3 , Q_4) ocorrem através da placa de acrílico. Essas taxas de transferência de calor foram calculadas através de valores especificados para as temperaturas das placas de alumínio e também para o coeficiente convectivo de transferência de calor, obtido da simulação numérica do escoamento fluido e da troca convectiva de calor, num processo iterativo. Esse processo iterativo consistiu na obtenção da distribuição de temperatura no acrílico através dos coeficientes convectivos desta região calculados pela simulação numérica. Utilizava-se essa distribuição de temperatura como condição de contorno na simulação numérica do escoamento obtendo novos coeficientes convectivos de calor, que por sua vez determinava uma nova distribuição de temperatura. Esse processo era encerrado quando os coeficientes convectivos da atual iteração eram próximos ao da iteração anterior. Geralmente eram necessárias três iterações até atingir a convergência. As perdas condutivas de calor nas demais faces (Q_5 , Q_6 e Q_7) foram calculadas de forma análoga, diferindo apenas na obtenção do coeficiente convectivo de transferência de calor. Neste caso foi

feita uma análise da sensibilidade deste coeficiente convectivo, variando o seu valor até um valor máximo de 25 W/m²K.

As estimativas das perdas associadas à condução foram feitas iterativamente numa análise bidimensional onde os resultados de transferência de calor condutivos eram multiplicados pela profundidade de 59 mm. A placa de incidência e a sua base foram divididas em várias regiões de cálculo que separavam os materiais com propriedades distintas como o alumínio, o acrílico, o isopor, a borracha de silicone e o ar atmosférico. A Figura 2.12 indica todo o domínio considerado nesta análise. Na superfície superior desse domínio foram consideradas como condições de contorno as temperaturas lidas nos termopares para os conjuntos aquecedores e uma condição de contorno convectiva para o restante da superfície. Nas outras três superfícies (lateral direita, lateral esquerda e inferior) a condição de contorno convectiva foi utilizada.

As perdas por condução através dos fios de termopares e dos fios de cobre que foram conectados à resistência elétrica foram estimadas como indicado no Apêndice B. Os resultados obtidos indicaram valores desprezíveis em relação às demais perdas de calor descritas anteriormente.

2.10.6 Taxa de transferência convectiva de calor

A taxa de transferência de calor convectiva ($Q_{conv,i}$) de cada placa metálica foi obtida através da seguinte equação:

$$Q_{conv,i} = Q_{diss,i} - Q_{cond,i} - Q_{rad,i} \quad (2.13)$$

O coeficiente convectivo médio de troca de calor (W/(m² K)) de cada placa metálica, tomando como referência a temperatura de entrada do jato de ar, foi então calculado através de:

$$\bar{h}_i = \frac{Q_{conv,i}}{A_i \cdot (T_{wi} - T_{in})} \quad (2.14)$$

onde: A_i = área superficial de cada placa metálica (24,8 mm x 39 mm).

O número de Nusselt médio para cada placa metálica foi obtido com base na extensão da placa na direção do escoamento:

$$\overline{Nu}_i = \frac{\overline{h}_i}{k_f} \cdot L_i \quad (2.15)$$

onde neste caso $L_i = 24,8$ mm.

O valor da condutividade térmica do ar (W/m.K) foi obtido através da seguinte equação, fornecida por Rohsenow e Hartnett (1973):

$$k_f = \frac{2,646 \cdot 10^{-3} \cdot \sqrt{T_f}}{1 + \frac{245}{T_f} \cdot 10^{\left(\frac{12}{T_f}\right)}} \quad (2.16)$$

onde $T_f = \frac{T_w + T_{in}}{2}$, expresso em K, para cada placa metálica.

2.11 Análise de incerteza das medidas experimentais

Esta análise teve como meta a apresentação adequada dos resultados experimentais, de forma a incluir as suas incertezas com um grau de probabilidade associado.

O método de Kline e McClintock (1953) foi utilizado para quantificar as incertezas dos resultados experimentais de amostragem única na maioria das medidas efetuadas. A incerteza do número de Nusselt foi dominada pela incerteza do fluxo convectivo de calor, devido aos efeitos das perdas conjugadas na placa metálica. As incertezas dos valores do número de Nusselt médio de cada placa variaram na faixa de 8% a 13%, diminuindo com o valor de Reynolds. A incerteza estimada do número de Reynolds foi de 3% a 5 %, decrescendo também com o valor de Re.

Moffat (1985), sugere um modelo de programa para cálculo de incertezas experimentais (“Jitter Program”) baseado no próprio programa de redução de dados. Este programa basicamente aproxima as derivadas parciais necessárias ao cálculo das incertezas de maneira numérica. São adicionados, de forma sequencial, pequenos incrementos aos valores nominais (ou de leitura) das variáveis independentes do problema considerado. Um fluxograma indicativo do

“Jitter Program” está representado na Figura 2.13. Este procedimento de cálculo das incertezas experimentais foi implementado no programa utilizado de redução das medidas experimentais.

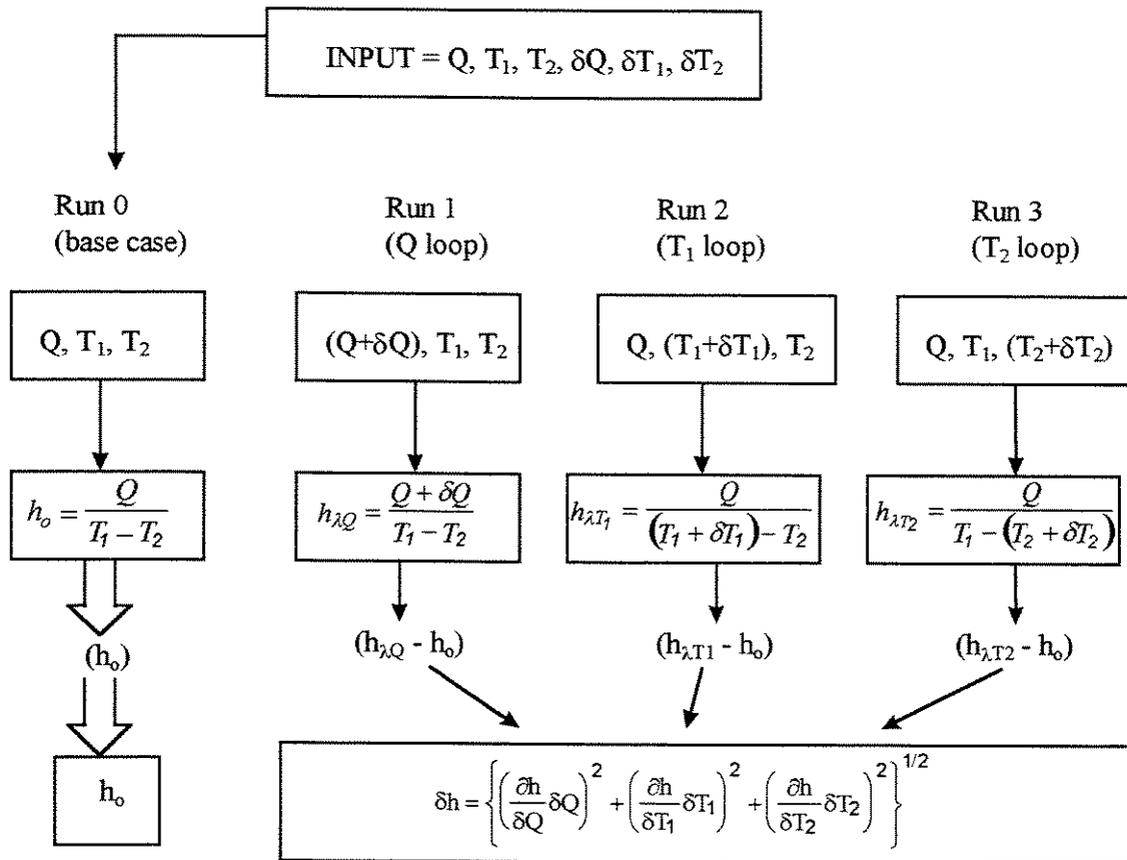


Figura 2.13 Fluxograma do Jitter Program

As incertezas estimadas das variáveis medidas, com 95% de confiança, são indicadas na Tabela a seguir. Estas incertezas foram estimadas com base na instrumentação utilizada e na experiência adquirida no processo de coleta das medidas experimentais.

Tabela 2.1 - Incertezas das Medidas Experimentais

Variável	Incerteza
Potência	0,2 W
Temperatura	0,2 °C
$P_{atm.}$	2 mbar
$\Delta P_{man.}$	5% ΔP
k_{in}	0,20%
μ_{in}	0,40%

A partir destes valores estimados para as variáveis medidas, o programa de redução de dados calculou também as incertezas estimadas dos resultados experimentais. Para o número de Reynolds, a incerteza calculada foi na faixa de 3 a 5 por cento, enquanto que para o número de Nusselt a incerteza obtida foi na faixa de 8 a 13 por cento do valor medido. As incertezas das medidas de Nusselt para todos os casos são indicadas no Capítulo 5, nas figuras comparativas entre resultados experimentais e simulação numérica. A linha central indica em cada caso a correlação do conjunto das medidas e as duas linhas auxiliares indicam os limites estimados das incertezas experimentais. A dissipação ôhmica foi portanto medida para uma incerteza estimada de 0,2 W, e foi a mesma em cada um dos três aquecedores.

2.11 Conclusões do Capítulo

Medidas foram efetuadas numa montagem experimental para determinar a taxa de transferência convectiva de calor de placas planas situadas na placa de incidência de um jato confinado de ar. Um escoamento de ar era forçado, em regime turbulento permanente, entrando por sucção através de uma abertura no topo do canal e canalizado de forma praticamente simétrica em sentidos opostos num duto de seção retangular. Esse canal possuía três placas metálicas aquecidas por dissipação de potência elétrica. As perdas de calor dessas placas por radiação e por condução térmica foram reduzidas respectivamente por polimento da superfície exposta ao ar e por uma camada de isolante térmico cobrindo a superfície oposta. Nos testes experimentais, o número de Reynolds na seção de entrada do jato variou na faixa $9000 < Re < 16000$ e a razão de aspecto foi mantida fixa ($H/w = 6,4$). Foi efetuada uma análise de incerteza das medidas experimentais.

Capítulo 3

Análise Matemática

3.1 - Introdução

A troca convectiva de calor na placa de incidência de um jato bidimensional confinado foi simulada numericamente através do método dos volumes de controle baseado em variáveis primitivas (componentes de velocidade, pressão e temperatura). Como se tratava de um escoamento turbulento, além das equações de conservação de massa, quantidade de movimento linear e energia, utilizou-se também dois modelos de turbulência associados às equações médias temporais de Reynolds. O modelo tradicional mais utilizado e estudado na literatura é o modelo k - ϵ de alto Reynolds com funções de parede, que foi por isso adotado neste trabalho. Para permitir uma comparação com resultados apresentados na literatura, a placa de incidência do jato foi inicialmente considerada isotérmica. Em seguida, os resultados associados ao aquecimento discreto com três aquecedores foram obtidos e comparados com os resultados experimentais deste trabalho. A configuração bidimensional estudada está indicada na Figura 3.1. O jato entrava pelo topo da cavidade, dirigindo-se para a base inferior aquecida e inicialmente considerada isotérmica. A saída do jato ocorria de forma simétrica nas duas extremidades laterais da cavidade. Esta análise foi feita considerando um escoamento turbulento médio temporal em regime permanente, assumindo propriedades constantes para o ar.

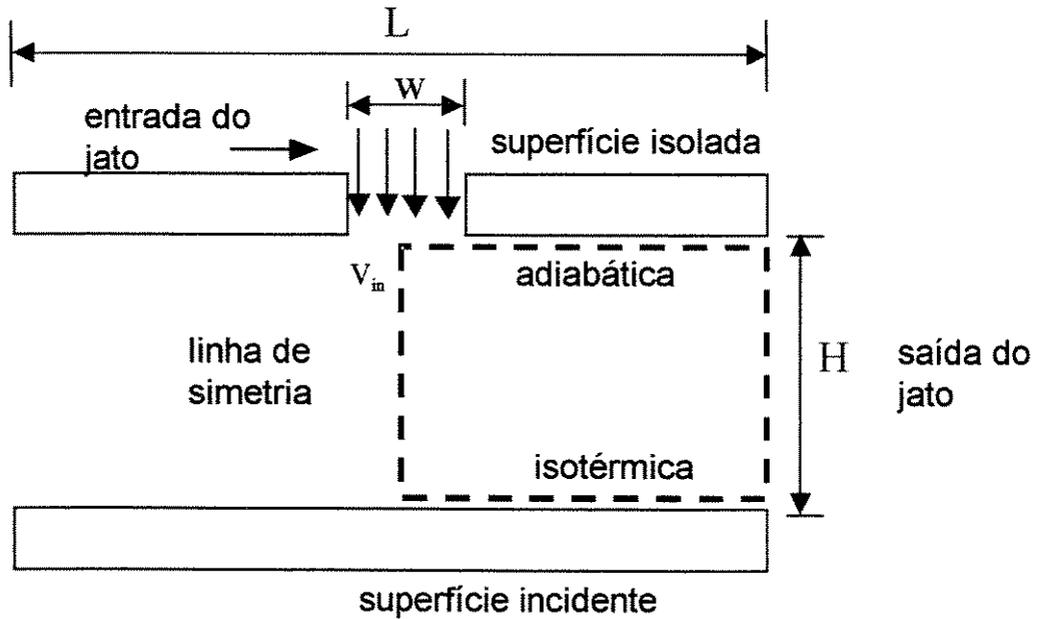


Figura 3.1 - Domínio computacional do problema

O escoamento foi considerado simétrico, de modo que apenas a metade da região entre as placas foi suficiente para simular o escoamento e a troca convectiva de calor na placa de incidência. Na seção de entrada do jato, os perfis de velocidade (V_{in}) e de temperatura (T_{in}) foram considerados uniformes.

3.2 - Formulação matemática

Utilizando as equações médias temporais de Reynolds, os princípios de conservação em regime médio permanente foram expressos da seguinte forma dimensional.

Continuidade:

$$\frac{\partial U_i}{\partial x_i} = 0 \quad (3.1)$$

Equação da quantidade de movimento:

$$\rho U_j \frac{\partial U_i}{\partial x_j} = -\frac{\partial P}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) - \rho \overline{u_i u_j} \right] \quad (3.2)$$

Equação da energia:

$$\rho U_j \frac{\partial T}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\mu}{Pr} \frac{\partial T}{\partial x_j} - \rho \overline{u_j t} \right) \quad (3.3)$$

Os termos $(-\rho \overline{u_i u_j})$ na equação da conservação da quantidade de movimento e $(-\rho \overline{u_j t})$ na equação de energia representam respectivamente o tensor de Reynolds e o fluxo de calor turbulento. Eles dependem das flutuações temporais locais das componentes de velocidade e da temperatura, que constituem variáveis adicionais deste sistema de equações. Para resolver o sistema, estes termos normalmente são relacionados com as velocidades médias e com a temperatura, usando o conceito de viscosidade turbulenta de Boussinesq μ_t e do número de Prandtl turbulento σ_t :

$$-\rho \overline{u_i u_j} = \mu_t \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) \quad (3.4)$$

$$-\rho \overline{u_j t} = \frac{\mu_t}{\sigma_t} \frac{\partial T}{\partial x_j} \quad (3.5)$$

Tanto a viscosidade turbulenta μ_t quanto o número de Prandtl turbulento σ_t não são propriedades do fluido. Eles dependem do próprio escoamento turbulento e são modelados de diversas formas encontradas na literatura, caracterizando distintos modelos de turbulência. O modelo usado neste trabalho foi a versão de alto Reynolds do modelo de turbulência $k-\epsilon$ de duas equações, desenvolvido por Launder e Spalding (1973). Este é um modelo bem estabelecido, utilizado em muitos trabalhos na literatura envolvendo escoamentos confinados recirculantes, onde a convecção e a difusão da energia cinética turbulenta devem ser consideradas.

3.3 - Modelos de Turbulência a duas equações

Entre os modelos de duas equações existentes, o modelo k - ε para versão de alto número de Reynolds, que foi desenvolvido por Launder e Spalding (1973) é o modelo mais usado, em conjunto com funções de parede que estabelecem condições de contorno além da subcamada viscosa do escoamento junto às paredes.

Neste modelo a viscosidade turbulenta é obtida da energia cinética turbulenta k e da taxa de dissipação de energia cinética turbulenta ε através da seguinte relação:

$$\mu_t = C_\mu \rho \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (3.6)$$

onde:

C_μ é uma constante do modelo e os valores locais de k e de ε são obtidos da solução das duas equações adicionais deste modelo, que são dadas por:

$$\frac{\partial}{\partial x_j} (\rho U_j k) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\mu_t}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial x_j} \right) + (G - \rho \varepsilon) \quad (3.7)$$

$$\frac{\partial}{\partial x_j} (\rho U_j \varepsilon) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right) + (C_{1\varepsilon} G - C_{2\varepsilon} \rho \varepsilon) \frac{\varepsilon}{k} \quad (3.8)$$

O termo G que aparece nas equações (3.7) e (3.8) é a taxa de produção da energia cinética turbulenta, modelada por:

$$G \equiv \mu_t \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \quad (3.9)$$

As constantes que aparecem nas equações (3.6) a (3.8) são características do modelo de turbulência e seus valores são (conforme recomendações de Launder e Spalding (1974)): $C_\mu = 0,09$; $C_{1\varepsilon} = 1,44$; $C_{2\varepsilon} = 1,92$; $\sigma_k = 1,0$; $\sigma_\varepsilon = 1,3$. O número de Prandtl turbulento que aparece na equação (3.5) foi assumido constante neste modelo de turbulência, com um valor padrão $\sigma_t = 0,9$.

Em alguns outros modelos de turbulência, este parâmetro aparece como uma função do escoamento local como no trabalho de Kays (1994).

3.3.1 - A influência da proximidade da parede

O modelo $k-\varepsilon$ a alto número de Reynolds é válido somente para escoamentos completamente turbulentos. Na proximidade imediata das paredes sólidas, as flutuações turbulentas do escoamento fluido são atenuadas e os efeitos viscosos predominam sobre os turbulentos. Existem dois métodos que consideram essas regiões em esquemas numéricos para escoamento turbulento computacional: o método de função de parede; e os modelos a baixo número de Reynolds. Neste trabalho foi usado o método de função de parede.

3.3.2 - O método de função de parede

Este método é largamente utilizado na literatura, em virtude de suas vantagens práticas, dentre as quais destacam-se: a economia de memória e tempo computacional.

As funções de parede foram propostas por muitos autores, e usadas nos trabalhos de Spalding (1967), Wofshstein (1969) e Patankar e Spalding (1970), culminando com o trabalho de Launder e Spalding (1973) que foi tomado como referência no presente estudo.

A Figura 3.2 mostra um ponto P dentro de um volume de controle, onde a fronteira a sul é a superfície inferior da cavidade. O escoamento próximo à parede é tratado como viscoso dentro da subcamada viscosa e completamente turbulento além desse ponto. No presente trabalho foi considerado que o primeiro ponto nodal junto à parede da grade do domínio computacional se encontrava acima da subcamada viscosa ($y^+ > 11,5$), valendo portanto o modelo $k-\varepsilon$ na versão a alto número de Reynolds. Para cada caso de simulação numérica foram considerados diversos tamanhos de malhas dependendo do número de Re e da razão de aspecto H/w . Essa consideração deve-se ao fato de que para valores de y^+ no primeiro ponto nodal variando entre 80 e 200, os perfis do número de Nusselt e da tensão de cisalhamento calculada pela simulação numérica foram independentes da malha utilizada. Este caso ocorreu quando nas simulações foram utilizadas razões de aspecto $H/w = 6$ e $H/w = 8$.

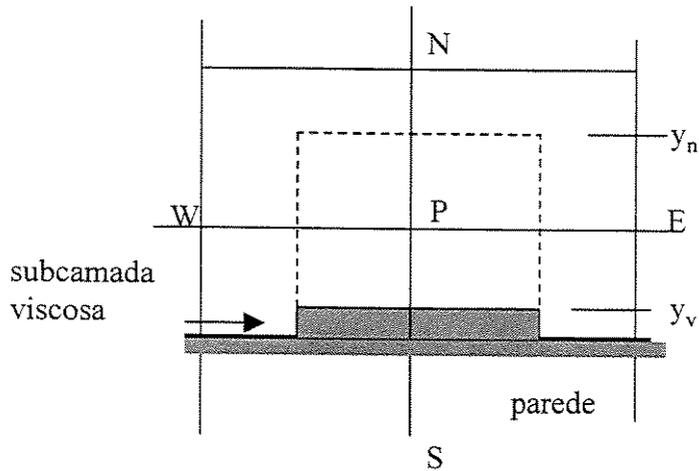


Figura 3.2 Localização do ponto P próximo a parede

3.4.1 - Coeficiente difusivo da equação da quantidade de movimento na direção y junto à parede

Desenvolvendo a equação da conservação da quantidade de movimento na direção y , a partir da equação (3.2) obtém-se:

$$\rho \left(U \frac{\partial V}{\partial x} + V \frac{\partial V}{\partial y} \right) = \frac{\partial}{\partial x} \left(\mu_{ef} \frac{\partial V}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu_{ef} \frac{\partial V}{\partial y} \right) - \frac{\partial P}{\partial y} + \left[\frac{\partial}{\partial x} \left(\mu_{ef} \frac{\partial U}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu_{ef} \frac{\partial V}{\partial y} \right) \right] \quad (3.10)$$

onde:

$$\mu_{ef} = \mu + \mu_t \text{ (soma da viscosidade do escoamento com a viscosidade turbulenta)}$$

Junto à parede, a componente tangencial de velocidade é quase nula ($u \approx 0$). Pela equação da continuidade, $\frac{\partial V}{\partial y} \approx 0$ nessa região e portanto o coeficiente difusivo junto à parede da equação acima foi desprezado.

3.4.2 - Coeficiente difusivo da equação da quantidade de movimento na direção \underline{x} junto à parede

Desenvolvendo a equação da conservação da quantidade de movimento na direção \underline{x} , a partir da equação (3.2) obtêm-se:

$$\rho \left(U \frac{\partial U}{\partial x} + V \frac{\partial U}{\partial y} \right) = \frac{\partial}{\partial x} \left(\mu_{ef} \frac{\partial U}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu_{ef} \frac{\partial U}{\partial y} \right) - \frac{\partial P}{\partial x} + \left[\frac{\partial}{\partial x} \left(\mu_{ef} \frac{\partial U}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu_{ef} \frac{\partial V}{\partial x} \right) \right] \quad (3.11)$$

A obtenção do coeficiente difusivo da equação acima partiu da definição da tensão de cisalhamento junto à parede:

$$\tau_w = \Gamma_B \frac{U_p}{y_p} \quad (3.12)$$

3.5 - Grupos adimensionais y^+ e u^+

Efetuada uma análise dimensional, surgem dois parâmetros importantes no estudo das funções de parede, que são:

$$y^+ = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho \nu}} y \quad (3.13)$$

$$u^+ = \frac{U}{\sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}}} \quad (3.14)$$

As equações (3.13) e (3.14) são as definições de dois importantes grupos adimensionais: \underline{y}^+ e \underline{u}^+ . No denominador da equação (3.14) aparece um termo chamado de velocidade de atrito

$$(u_\tau = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}}).$$

Substituindo as equações (3.13) e (3.14) na equação (3.12), obtêm-se:

$$\Gamma_B = \mu \frac{y^+}{u_I^+} \quad (3.15)$$

Neste modelo, na região próxima à parede os seguintes perfis universais de velocidade são adotados:

$$y^+ \leq 11,5 \quad , \quad u_I^+ = y^+ \quad (3.16)$$

$$y^+ > 11,5 \quad , \quad u_I^+ = 2,5 \ln(9y^+) \quad (3.17)$$

Existe uma região junto à parede onde a produção de energia cinética turbulenta é elevada e praticamente iguala-se à dissipação. Esta região se encontra na condição de equilíbrio local, numa referência ao fato de que os mecanismos de suprimento e remoção de energia da turbulência estão em equilíbrio, de tal forma que:

$$\frac{\tau_w}{\rho} = C_\mu^{1/2} k_p = const. \quad (3.18)$$

Esta condição de equilíbrio generaliza a definição de y^+ na forma:

$$y^+ = \rho k_p^{1/2} c_\mu^{1/4} \frac{y_p}{\mu} \quad (3.19)$$

3.6 - Condições de contorno

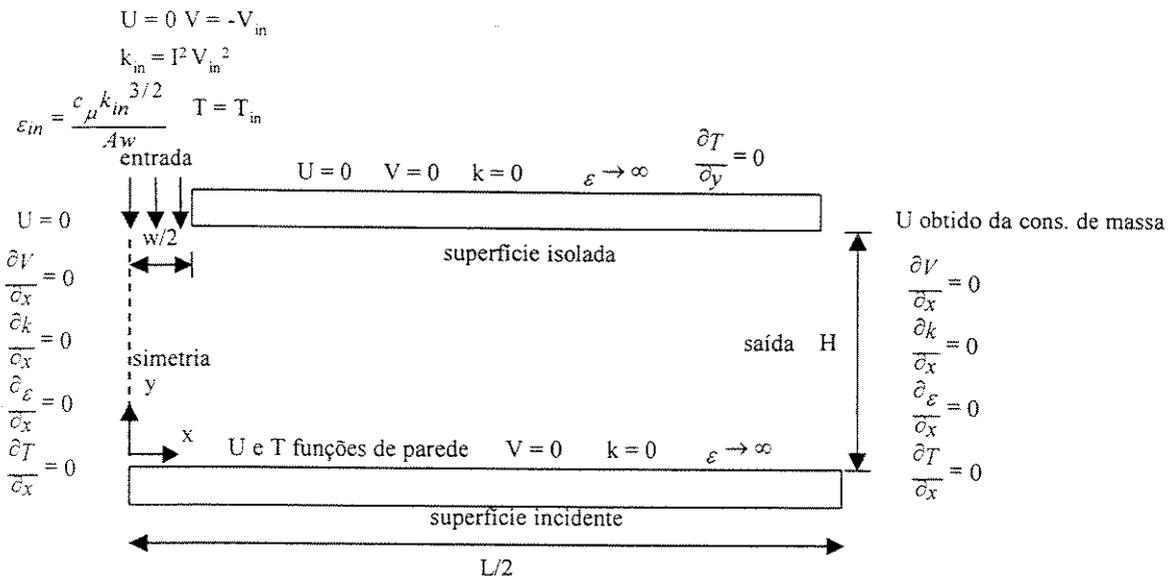


Figura 3.3 Domínio computacional com condições de contorno

As equações do modelo para \underline{k} e $\underline{\varepsilon}$ são elípticas em virtude do gradiente do termo difusivo. Seu comportamento é similar às outras equações de escoamento elípticas, necessitando das seguintes condições de contorno.

3.6.1 - Na fronteira de influxo

A velocidade de entrada e a temperatura do jato de ar foram consideradas uniformes na seção de influxo ($0 < x < W/2, y = H$) do domínio. A componente de velocidade na direção \underline{x} foi considerada nula na entrada do jato. A informação da condição de contorno requerida pelo modelo nem sempre está disponível. Usuários de CFD raramente tem medidas de \underline{k} e $\underline{\varepsilon}$ à sua disposição. Podem ser feitos progressos nos valores de entrada de \underline{k} e $\underline{\varepsilon}$ da literatura e conseqüentemente explorando a sensibilidade dos resultados para essas distribuições de entrada. Se nenhuma informação é disponível, aproximações para as distribuições de entrada para \underline{k} e $\underline{\varepsilon}$ em escoamentos internos podem ser obtidos da intensidade turbulenta (I) e do comprimento característico \underline{w} por meio das seguintes formas:

$$k_{in} = I^2 V_{in}^2 \quad (3.20)$$

$$\varepsilon_{in} = \frac{c_{\mu} k_{in}^{3/2}}{Aw} \quad (3.21)$$

3.6.2 - No eixo de simetria

Na fronteira de simetria ($x = 0, 0 < y < H$), a componente de velocidade \underline{u} é nula e as derivadas parciais na direção principal do escoamento (\underline{x}) de todas as demais variáveis também são nulas.

$$\frac{\partial V}{\partial x} = \frac{\partial k}{\partial x} = \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} = \frac{\partial T}{\partial x} = 0 \quad (3.22)$$

3.6.3 - Na fronteira de efluxo

O tratamento padrão consiste na hipótese que não ocorre nenhum processo difusivo na fronteira de efluxo ($x = L/2, 0 < y < H$) do domínio. Em termos matemáticos, esta condição pode ser representada através de uma derivada nula das variáveis nesta fronteira. A única exceção fica

por conta da componente de velocidade normal a essa fronteira, que é obtida impondo a conservação de massa global para todo o domínio. Assim, nesta fronteira:

$$\frac{\partial V}{\partial x} = \frac{\partial k}{\partial x} = \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} = \frac{\partial T}{\partial x} = 0 \quad (3.23.a)$$

$$\dot{m}_{out} = \dot{m}_{in} \Rightarrow u_{out} \quad (3.23.b)$$

3.6.4 - Nas paredes do domínio

As superfícies da placa de incidência e da placa de confinamento, são impermeáveis ($V = 0$) e além disso a condição de não deslizamento ($U = 0$) aplica-se para a componente de velocidade na direção paralela à parede. A placa de confinamento ($y = H$) é adiabática e a placa de incidência foi considerada aquecida tanto de forma isotérmica como com um aquecimento discreto nas placas metálicas. Energia cinética zero, e gradiente da taxa de dissipação igual a zero foram usados para a superfície de confinamento isolada ($x/w > 0.5, y = H$). Funções de parede para a velocidade tangencial à parede e para a temperatura, gradiente de energia cinética zero, são impostas para a superfície de incidência ($0 < x < L/2, y = 0$).

Quanto à equação de energia foram considerados dois casos distintos para a superfície de incidência:

- 1) Consideração de temperatura uniforme na superfície, ou seja, $T = T_w$.
- 2) Consideração de temperatura especificada nas placas metálicas:
Tw1 é a temperatura especificada na primeira placa de aquecimento
Tw2 é a temperatura especificada na segunda placa de aquecimento
Tw3 é a temperatura especificada na terceira placa de aquecimento

A distribuição de temperatura no restante da placa de incidência foi determinada por um processo iterativo entre a simulação numérica do escoamento e a simulação numérica de condução de calor no isolante térmico.

Tabela 3.1 - Condições de Contorno (superfície de incidência isotérmica)

Entrada (jato)	Eixo de Simetria	Saída (cavidade)	Parede superior	Parede Inferior
$U=0$	$U = 0$	$V = 0$	Funções de parede	Funções de parede
$V = -V_{in}$	$\frac{\partial V}{\partial x} = 0$	Cons. massa	$V = 0$	$V = 0$
$k_{in} = I^2 V_{in}^2$	$\frac{\partial k}{\partial x} = 0$	$\frac{\partial k}{\partial x} = 0$	$\frac{\partial k}{\partial y} = 0$	$\frac{\partial k}{\partial y} = 0$
$\varepsilon_{in} = \frac{C_{\mu} k_{in}^{3/2}}{Aw}$	$\frac{\partial \varepsilon}{\partial x} = 0$	$\frac{\partial \varepsilon}{\partial x} = 0$	$\varepsilon = \frac{c_{\mu}^{3/4} k_p^{3/2}}{ky_p}$	$\varepsilon = \frac{c_{\mu}^{3/4} k_p^{3/2}}{ky_p}$
$T = T_{in}$	$\frac{\partial T}{\partial x} = 0$	$\frac{\partial T}{\partial x} = 0$	$\frac{\partial T}{\partial y} = 0$	$T = T_w$ (Funções de parede)

3.7 - Modelo RNG

Uma modificação do modelo k - ε proposta por Orszag et al. (1993), foi derivada a partir da Teoria de Grupo de Renormalização. O apelo dessa nova versão, denominada RNG k - ε se deve ao fato de que constantes e funções aparecendo no modelo foram obtidas teoricamente, e não empiricamente como no caso do modelo k - ε tradicional. Além disso, o modelo pode ser aplicado à subcamada limite viscosa sem a necessidade de inclusão de correções nas constantes ou funções nas equações de transporte.

Devido a sua base matemática, em oposição ao caráter empírico do modelo k - ε tradicional, Orszag et al. (1993) defenderam que o modelo RNG k - ε fornece previsões mais precisas do que o modelo k - ε , em situações de escoamento incluindo separação, linhas curvas de corrente e regiões de estagnação.

A viscosidade turbulenta μ_t é calculada no modelo RNG k - ε pela seguinte relação:

$$\mu_t = 0,085 \rho \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (3.24)$$

A energia cinética turbulenta \underline{k} e sua taxa de dissipação $\underline{\varepsilon}$ foram obtidas de suas respectivas equações de transporte, também derivadas teoricamente:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho u_i k) = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{\mu_t}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial x_i} \right) + (G - \rho \varepsilon) \quad (3.25)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \varepsilon) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho u_i \varepsilon) = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_i} \right) + (C_1 G - C_2 \rho \varepsilon) \frac{\varepsilon}{k} - R \quad (3.26)$$

com os valores de C_1 e C_2 iguais a 1,42 e 1,68, respectivamente.

O termo de deformação R , foi obtido de:

$$R = \frac{c_\mu \eta^3 \left(1 - \frac{\eta}{\eta_0} \right) \varepsilon^2}{1 + \beta \eta^3} \frac{1}{k} \quad (3.27)$$

com $\eta = \frac{Sk}{\varepsilon}$, $\eta_0 \approx 4,38$, $\beta = 0,012$, $S^2 = 2S_{ij}S_{ij}$ e $S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right)$.

Em regiões de pequenas deformações do escoamento, o termo R tende a aumentar μ_t um pouco, mas mesmo nessas situações o valor de μ_t é ainda menor do que o valor que seria avaliado pelo modelo \underline{k} - $\underline{\varepsilon}$ tradicional. Em regiões de grandes deformações o sinal de R torna-se negativo e μ_t é reduzido consideravelmente. Esta característica do modelo RNG \underline{k} - $\underline{\varepsilon}$ é responsável pelas melhorias verificadas na previsão de escoamentos com regiões de separação.

O valor menor de C_2 obtido na dedução do modelo RNG \underline{k} - $\underline{\varepsilon}$, comparado ao valor de 1,9 usado no modelo \underline{k} - $\underline{\varepsilon}$ tradicional, age no sentido de reduzir a taxa de destruição de $\underline{\varepsilon}$, fornecendo valores menores para μ_t .

3.8 - Coeficiente adiabático de transferência de calor

Os esforços para a modelagem de transferência de calor se encontram dentro de duas categorias: códigos que modelam uma pequena porção do problema e correlações aplicáveis somente a modelos simplificados. A primeira categoria consiste de códigos de diferenças finitas de mecânica dos fluidos ou condução que podem resolver uma parte do problema, mas não podem resolver o problema completo. Existem vários códigos de escoamento que usam modelos de turbulência aceitáveis, mas esses modelos têm problemas com baixo número de Reynolds e escoamentos com separação. Existe uma grande quantidade de correlações de transferência de calor que na maioria das vezes não são genéricas. Essas aproximações aplicam-se bem a casos específicos, existindo a necessidade de uma aproximação geral para o problema através de melhores métodos de predição.

O objetivo deste estudo é utilizar o princípio da superposição através de descritores de transferência de calor para desenvolver um modelo analítico para esse processo. Anderson e Moffat (1992) fornecem maiores detalhes a respeito do método de superposição e do coeficiente adiabático de transferência de calor.

3.8.1 - Método da superposição

Arvizu e Moffat (1981) introduziram o método da superposição para calcular a temperatura de cada módulo de um conjunto de módulos dispostos em fileiras e colunas e discretamente aquecidos num escoamento fluido confinado. O aumento $(T_w - T_{in})_n$ da temperatura de cada módulo n do conjunto pode ser calculado pela soma dos efeitos do aquecimento dos módulos situados a montante dele e do próprio módulo n :

$$(T_w - T_{in})_n = \sum_{i=1}^n \frac{Q_{conv,i}}{\dot{m}c_p} g * (n - i) \quad (3.28)$$

onde:

i = indica os módulos aquecidos a montante do módulo n ;

n = indica o módulo cuja temperatura deve ser determinada;

$Q_{conv,i}$ = a taxa de transferência de calor por convecção de cada módulo i para o fluido;

\dot{m} = vazão mássica do escoamento fluido confinado;

c_p = calor específico a pressão constante do ar;

$g^*(n-i)$ = função de superposição (kernel).

A função de superposição $g^*(n-i)$ indica a razão entre o aumento da temperatura do módulo \underline{n} e o aumento da temperatura média de mistura do escoamento fluido devido à troca de calor por convecção com cada módulo \underline{i} a montante do módulo \underline{n} .

O aumento de temperatura do módulo \underline{n} pode então ser descrito pela soma de duas parcelas: o aumento devido aos módulos aquecidos a montante (aumento adiabático da temperatura) e o aumento devido à dissipação de potência no próprio módulo \underline{n} (aumento local):

$$(T_w - T_{in})_n = (T_{ad} - T_{in})_n + (T_w - T_{ad})_n \quad (3.29)$$

Utilizando a equação (3.28), a equação (3.29) pode ser escrita como:

$$(T_w - T_{in})_n = \sum_{i=1}^{n-1} \frac{Q_{conv,i}}{\dot{m}c_p} g^*(n-i) + \frac{Q_{o,n}}{\dot{m}c_p} g^*(n-n) \quad (3.30)$$

O segundo termo à direita da equação (3.29) (aumento local da temperatura) pode também ser expresso em termos do coeficiente adiabático de transferência de calor:

$$(T_w - T_{ad})_n = \frac{Q_{conv,n}}{h_{ad,n} A_{s,n}} \quad (3.31)$$

Note que quando somente o módulo \underline{n} é aquecido, a sua temperatura T_{ad} é igual à temperatura T_{in} do escoamento fluido. Das equações (3.29), (3.30), e (3.31) surgem duas relações:

$$g^*(n-n) = \frac{\dot{m}c_p}{Q_{o,n}} (T_w - T_{ad})_n \quad (3.32)$$

$$g^*(n-n) = \frac{\dot{m}c_p}{h_{ad} A_s} \quad (3.33)$$

Os coeficientes adiabáticos de transferência de calor são assim relacionados analiticamente com as funções de superposição (kernel). Isto tem implicações importantes para o modelo.

A utilização de h_{ad} se deve a dois motivos principais. Primeiro, h_{ad} é o coeficiente de transferência de calor que geralmente se encontra na literatura (os pesquisadores geralmente efetuam medidas com elementos aquecidos isoladamente ou com a sublimação de naftaleno de elementos isolados). Segundo, o valor de h_{ad} é dependente apenas das condições de escoamento, uma vez que ele é invariante com a distribuição de temperatura a montante.

3.9 - Solução numérica

Os modelos matemáticos descritos acima consistem de um conjunto de equações diferenciais sujeitos a condições de contorno apropriadas. Para fornecer a forma algébrica das equações governantes, um sistema de grade foi adotado para os componentes de velocidade e as variáveis escalares, e essas equações foram discretizadas usando o método de volumes de controle finitos. O esquema híbrido foi usado para discretizar os termos de convecção. O procedimento de solução numérica usada no presente estudo foi baseado no algoritmo SIMPLE de Patankar (1980). Neste algoritmo a componente de velocidade \underline{u} é calculada para as faces leste e oeste dos volumes de controle principais oriundos da solução das equações da conservação da quantidade de movimento para a componente \underline{u} . Similarmente, a componente de velocidade \underline{v} para as faces norte e sul do volume de controle principal é obtida. Então a equação de correção de pressão é resolvida, e os campos de velocidade e pressão são corrigidos. Para completar uma iteração, a energia cinética turbulenta, a taxa de dissipação de energia e a equação de energia são resolvidas sucessivamente.

A forma geral das equações governantes algébricas discretizadas pode ser escrita como:

$$a_p \phi_p = a_e \phi_e + a_w \phi_w + a_n \phi_n + a_s \phi_s + b_\phi \quad (3.34)$$

onde a são coeficientes dos fluxos difusivos e convectivos; E, W, N, e S são padrões para as localizações da grade para o leste, oeste, norte, e sul de P; b é o termo fonte discretizado; e ϕ é variável de transporte geral. Uma expressão geral para a equação de correção de pressão também foi obtida.

O método linha por linha foi usado para resolver o conjunto de equações algébricas iterativamente. Fatores de relaxação foram empregados para promover a convergência das equações discretizadas. Os fatores de relaxação foram 0,6; 0,6; 0,5; 0,4 e 0,4 e para \underline{u} , \underline{v} , p' , \underline{k} , e

ε , respectivamente. A viscosidade turbulenta foi subrelaxada para o valor de 0,8. A solução convergida foi encontrada, e a iteração é finalizada quando os resíduos absolutos forem menores que 1×10^{-8} . Para verificar o algoritmo, testes numéricos foram feitos para assegurar que as soluções sejam independentes da malha. Uma grade 32×32 foi colocada no domínio computacional. O esquema da configuração é mostrado na figura 3.4.a. Na direção coordenada x , o número de volumes de controle foi igual a 10 na região de entrada do jato, com distribuição uniforme, e no restante do domínio (ao longo da placa de confinamento), foi igual a 20, com tamanho não-uniforme, crescente em progressão geométrica. Na direção y , o número de volumes de controle foi igual a 30, não-uniforme, crescendo em progressão geométrica a partir das duas superfícies sólidas até a linha de centro da cavidade.

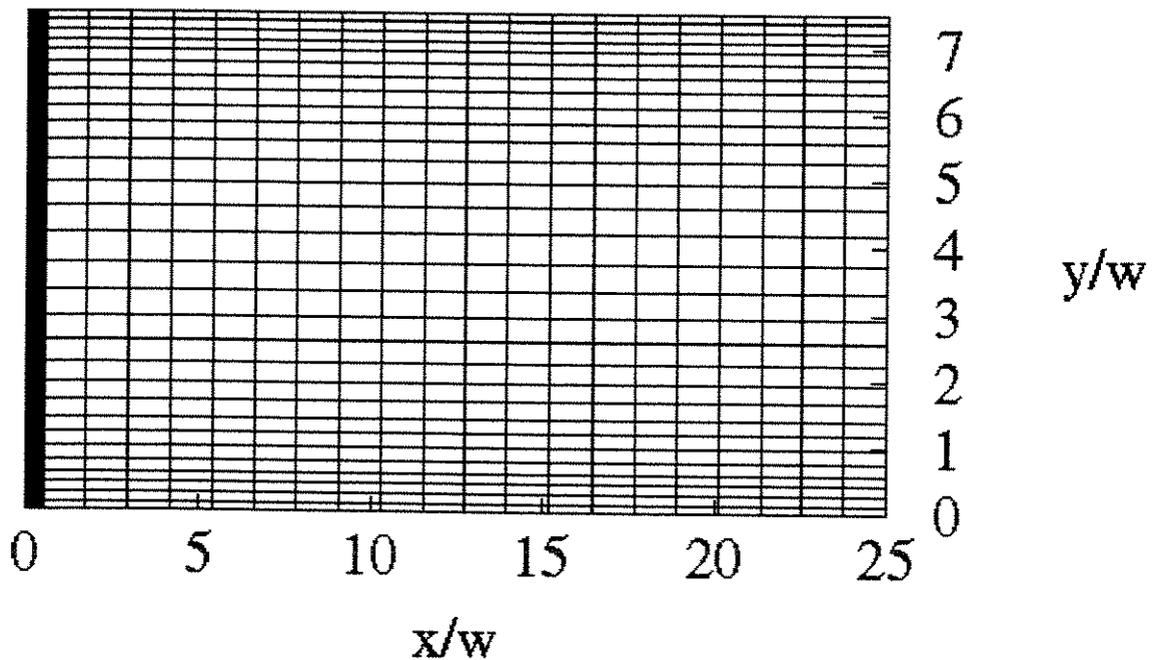


Figura 3.4.a - Perfil da malha quando a superfície é isotérmica

Os resultados numéricos para o aquecimento discreto da placa foram obtidos utilizando uma grade numérica de 92×24 volumes de controle respectivamente nas direções paralela e normal à placa de incidência. Na direção da placa de incidência, a malha foi espaçada de maneira uniforme (com um tamanho igual a 1 mm no domínio considerado). Na direção normal à placa, a malha foi disposta de maneira que o espaçamento aumentava com a distância das superfícies de incidência e de confinamento numa progressão geométrica. A posição da primeira linha nodal

paralela à placa de incidência foi escolhida de modo a garantir que o valor da ordenada adimensional de turbulência y^+ ficasse situado na região completamente turbulenta, de forma a garantir a aplicação do modelo $k-\varepsilon$ padrão.

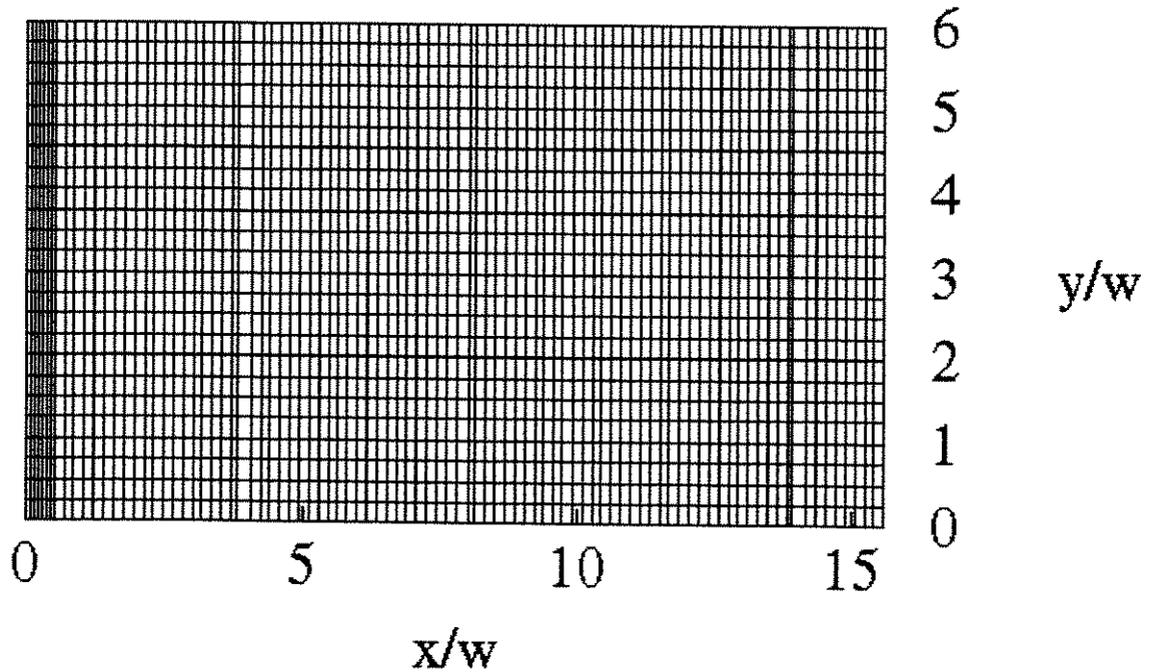


Figura 3.4.b - Perfil da malha utilizada no aquecimento discreto

3.9.1 - Coeficientes difusivos na simulação numérica

Considerando a definição de Γ_B nas equações. 3.15 e 3.16 obtêm-se o seguinte coeficiente difusivo para a equação da quantidade de movimento na direção x :

$$y^+ \leq 11,5 \quad , \quad \Gamma_B = \mu \quad (3.35)$$

$$y^+ > 11,5 \quad , \quad \Gamma_B = \frac{\mu y^+}{2,5 \ln(9y^+)} \quad (3.36)$$

Na equação da energia cinética turbulenta foi utilizado $\Gamma_B = 0$ junto à parede, pois a difusão de energia cinética turbulenta através da parede foi desprezada ($\frac{\partial k}{\partial y} \approx 0$).

O valor de ε tende a infinito junto às paredes ($y = 0$), de modo que seu valor foi modelado por:

$$\varepsilon = \frac{c_\mu^{3/4} k^{3/2}}{0,4y} \quad (3.37)$$

Na equação da energia, na região longe das paredes, o coeficiente difusivo é igual a $\Gamma = \frac{\mu_t}{\sigma_t}$, onde σ_t é o número de Prandtl turbulento.

Na proximidade das paredes também é feita a distinção entre a subcamada viscosa e a região completamente turbulenta, através da seguinte modelagem:

$$y^+ \leq 11,5 \quad , \quad \Gamma_B = \frac{\mu}{\sigma} \quad (3.38)$$

$$y^+ > 11,5 \quad , \quad \Gamma_B = \frac{\mu y^+}{\sigma_t(2,5 \ln(9y^+) + P^+)} \quad (3.39)$$

onde a função P^+ (resistência térmica adicional à subcamada laminar) referenciada por Launder e Spalding (1973), é dada por:

$$P^+ = 9 \left(\frac{\sigma}{\sigma_t} - 1 \right) \left(\frac{\sigma_t}{\sigma} \right)^{1/4} \quad (3.40)$$

A expressão do fluxo de calor junto às paredes na região logarítmica citado por Launder e Spalding (1973) é dada por:

$$q_w''(x) = \frac{\rho c_p C_\mu^{1/4} k_p^{1/2} (T_w - T_p)}{\sigma_t (u^+ + P^+)} \quad (3.41)$$

Nesta equação, k_p indica o valor da energia cinética turbulenta no primeiro ponto interno da grade computacional, sendo calculado e atualizado no processo iterativo de solução numérica. Analogamente, o valor de T_p também é calculado e atualizado durante o processo iterativo de solução numérica.

Para o cálculo da tensão de cisalhamento junto à parede partiu-se da imposição feita pela equação (3.11), que considerou:

$$\tau_w = \Gamma_B \frac{u_I}{y} \quad (3.42)$$

O coeficiente difusivo Γ_B , por estar localizado na região logarítmica, foi considerado o mesmo da equação (3.36):

$$\Gamma_B = \frac{\mu y^+}{2,5 \ln(9y^+)} \quad (3.36)$$

Manipulando as equações (3.42) e (3.36), chegou-se à seguinte expressão para a tensão de cisalhamento junto às paredes:

$$\tau_w = \frac{\kappa^* \rho U_p k_p^{1/2}}{\ln\left(\frac{E^* y_p k_p^{1/2}}{\nu}\right)} \quad (3.43)$$

3.9.2 - Termos fonte para a grade não uniforme

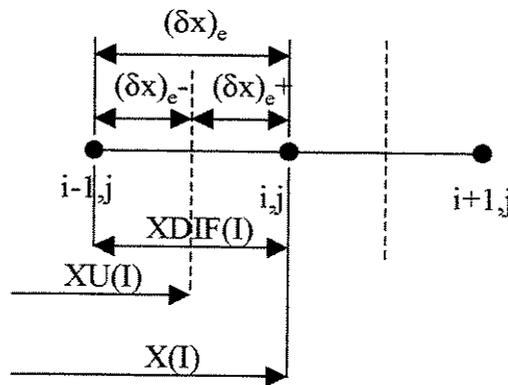


Figura 3.5 Esquema dos espaçamentos entre pontos nodais

O termo fonte para a equação de conservação de quantidade de movimento na direção \underline{x} foi considerado igual à:

$$S = \frac{\partial}{\partial x} \left(\mu_t \frac{\partial U}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu_t \frac{\partial V}{\partial x} \right) \quad (3.44)$$

Como a grade não é uniforme o coeficiente difusivo equivalente ao norte do ponto em estudo, calculado pela média ponderada, passa a ser:

$$\Gamma_{e,n} = \left(\frac{1-f_e}{\Gamma_{i-1,j+1}} + \frac{f_e}{\Gamma_{i,j+1}} \right)^{-1} \quad (3.45)$$

onde:

$\Gamma_{e,n}$ é a média ponderada ao norte do ponto estudado do coeficiente difusivo;

$$f_e = \frac{(\delta x)_{e+}}{(\delta x)_e} = \frac{X(I) - XU(I)}{XDIF(I)} \quad (3.46)$$

Para o cálculo do coeficiente difusivo ao sul do ponto em estudo é feito o mesmo procedimento utilizado no ponto norte.

O coeficiente difusivo ao sul passa a ser:

$$\Gamma_{e,s} = \left(\frac{1-f_e}{\Gamma_{i-1,j}} + \frac{f_e}{\Gamma_{i,j}} \right)^{-1} \quad (3.47)$$

onde:

$\Gamma_{e,s}$ é a média ponderada ao sul do ponto estudado do coeficiente difusivo;

Portanto o coeficiente difusivo no ponto estudado é dado pela média aritmética dos

coeficientes difusivos nos pontos norte e sul: $\Gamma_{eq.} = \frac{\Gamma_{e,s} + \Gamma_{e,n}}{2}$

Para a equação de conservação da quantidade de movimento na direção y , o procedimento é análogo ao que foi feito para equação de conservação da quantidade de movimento na direção x e o termo fonte é:

$$S = \frac{\partial}{\partial x} \left(\mu_t \frac{\partial U}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu_t \frac{\partial V}{\partial x} \right) \quad (3.48)$$

A diferença é que os coeficientes difusivos passam a ser a leste e a oeste do ponto em estudo.

O coeficiente difusivo a leste do ponto estudado passa a ser:

$$\Gamma_{n,e} = \left(\frac{1-f_n}{\Gamma_{i+1,j-1}} + \frac{f_n}{\Gamma_{i+1,j}} \right)^{-1} \quad (3.49)$$

onde:

$\Gamma_{n,e}$ é a média ponderada a leste do ponto estudado do coeficiente difusivo;

$$f_n = \frac{(\delta y)_{n+}}{(\delta y)_n} = \frac{Y(J) - YV(J)}{YDIF(J)} \quad (3.50)$$

O termo fonte para a equação de energia cinética turbulenta é dado por:

$$S_c = \mu_t \left[2 \left[\left(\frac{\partial U}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial V}{\partial y} \right)^2 \right] + \left(\frac{\partial U}{\partial y} + \frac{\partial V}{\partial x} \right)^2 \right] \quad (3.51)$$

$$S_p = -\frac{\rho \varepsilon}{k} \quad (3.52)$$

O termo fonte para a equação da taxa de dissipação de energia cinética turbulenta é dado por:

$$S_c = C_{1\varepsilon} C_\mu \rho k G \quad (3.53)$$

$$S_p = -\frac{C_{2\varepsilon} \rho}{k} \quad (3.54)$$

Capítulo 4

Comparação dos resultados numéricos com a literatura

4.1 – Introdução

Como a taxa de transferência de calor depende do campo de escoamento do jato, serão apresentados inicialmente os perfis de velocidade e de pressão. A versão a alto Reynolds do modelo $k-\epsilon$ utilizado neste trabalho forneceu bons resultados quando comparados com alguns trabalhos numéricos e experimentais da literatura, considerando um aquecimento uniforme da placa de incidência do jato. Neste caso, as faixas de parâmetros estudados foram: Re variando de 8000 a 30000 e H/w variando de 1 a 8. Nas simulações numéricas, as equações governantes foram resolvidas na forma dimensional e os resultados obtidos foram adimensionalizados quando necessário como, por exemplo, para obter o número de Nusselt. Todas as propriedades do ar foram consideradas constantes, como nos artigos revisados da literatura e também devido a uma pequena variação de temperatura do ar nos testes experimentais efetuados. Os resultados numéricos de tensão de cisalhamento, energia cinética turbulenta, geração e dissipação junto à parede foram comparados com os resultados numéricos obtidos por Polat et al. (1990). Os resultados de transferência de calor foram comparados com as simulações numéricas realizadas por Polat et al. (1990) e Seyeden et al. (1994) e também com medidas experimentais encontradas na literatura (Gardon e Akfirat (1966), Cadek (1968) e Ichimiya e Hosaka (1992)). Na fase seguinte do trabalho foi realizada uma comparação dos resultados de simulação numérica com os resultados experimentais obtidos no próprio laboratório do Departamento de Energia para o caso de aquecimento discreto da superfície de incidência. Os testes experimentais foram realizados na faixa de Re entre 9000 e 16000, enquanto que a razão de aspecto H/w foi mantida constante igual a 6,5 ($H = 38,4$ mm e $w = 5,9$ mm).

4.2 - Resultados do campo de escoamento

O escoamento calculado em várias configurações comparativas com a literatura será apresentado através das linhas de corrente, do perfil de velocidade na linha de simetria e da distribuição de pressão ao longo da superfície de incidência do jato. A Figura 4.1 mostra a queda da velocidade adimensional na linha de simetria desde a entrada do jato até a superfície de incidência. Para fins de comparação com dados da literatura, o número de Reynolds usado foi igual a 9900, para três valores da razão de aspecto (H/w): 2,5 – 5,0 e 7,5. O número de volumes de controle na direção \underline{x} na entrada do jato foi igual a 12 com distribuição uniforme, enquanto que no restante do domínio na direção \underline{x} o número foi igual a 20, com espaçamento da grade variando em progressão geométrica crescente. Na direção \underline{y} , o número de volumes de controle foi igual a 32, com variação em progressão geométrica crescente a partir das superfícies de incidência e de confinamento até a linha de centro da cavidade. Utilizando uma estimativa da intensidade de turbulência igual a 5,4% na entrada do jato, foram necessárias cerca de 1000 iterações para se atingir a convergência.

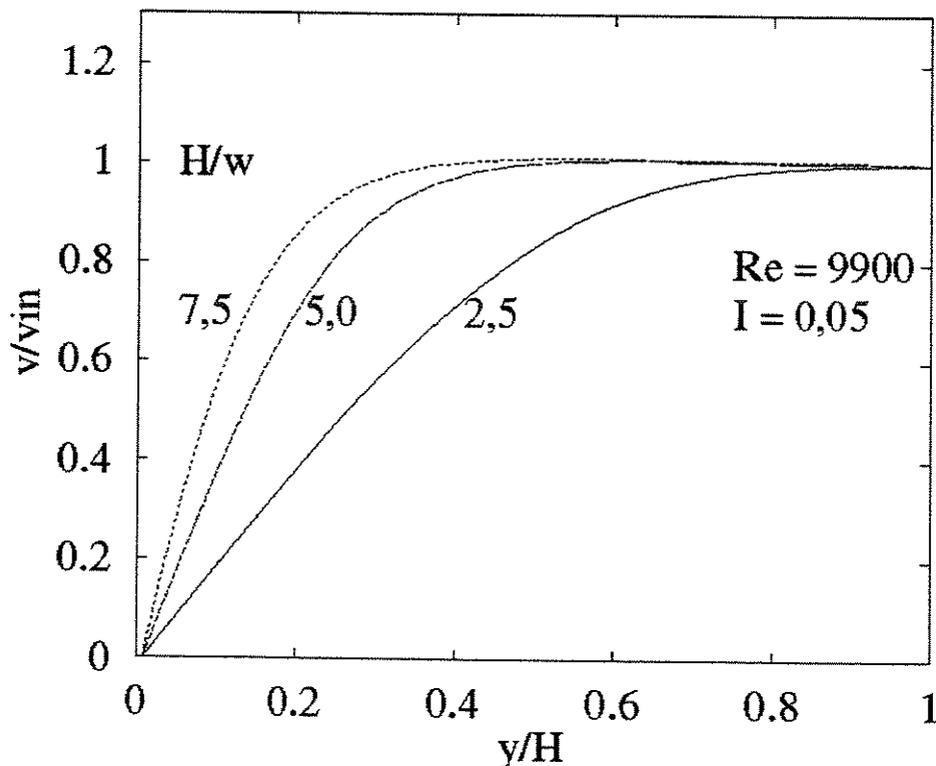


Figura 4.1 Velocidade adimensional na linha de simetria do jato

Nota-se que para as razões de aspecto H/w : 2,5, 5,0 e 7,5, a velocidade do jato manteve-se dentro de 95 por cento do valor de entrada até as posições (y/H) em 0,9, 0,5 e 0,3, respectivamente. Estes valores equivalem a: 2,25, 2,5 e 2,25 aberturas da entrada do jato. Considera-se que a região de escoamento potencial do jato corresponda à distância, a partir da entrada do jato, na qual a sua velocidade na linha de simetria cai a 95 por cento do valor de entrada. No trabalho de Seyedein et al. (1994), os resultados numéricos para o caso de $(H/w) = 7,5$ estão numa faixa entre 5,1 a 5,9 aberturas do jato (w). Albertson et al.(1950) apresentaram um valor experimental igual a 5,2. Subtraindo do valor de H/w (7,5) o valor calculado no presente trabalho para a distância de queda de 5 por cento dessa velocidade ($y/w = 2,25$) obtém-se o valor de 5,25 para a região de escoamento potencial. Assim, os resultados apresentados na Figura 4.1 praticamente coincidem com os valores apresentados por Seyedein et al. (1994).

4.2.1. - Linhas de corrente

Para as mesmas condições do tópico anterior, as linhas de corrente calculadas numericamente são mostradas nas Figuras 4.2, 4.3 e 4.4. Os domínios de cálculo para estes testes ($L/w = 25$ e $H/w = 2,5, 5,0$ e $7,5$) foram exatamente iguais aos valores do trabalho de Seyedein et al. (1994). O número total de pontos nodais da grade numérica também foi o mesmo, igual a 32 pontos em cada direção coordenada, que no presente trabalho foram distribuídos da seguinte forma. Na direção coordenada \underline{x} , o número de volumes de controle foi igual a 10 na região de entrada do jato, com distribuição uniforme, e no restante do domínio (ao longo da placa de confinamento), foi igual a 20, com tamanho não-uniforme, crescente em progressão geométrica. Na direção \underline{y} , o número de volumes de controle foi igual a 30, não-uniforme, crescendo em progressão geométrica a partir das duas superfícies sólidas até a linha de centro da cavidade. As linhas de corrente mostraram um forte vórtice de recirculação na região de entrada do jato devido à sua interação com as superfícies de incidência e de confinamento. Esta zona de recirculação desaparece nos casos de jatos livres, como registrado por Jambunathan et al. (1992). Com o aumento de H/w , o tamanho dos vórtices aumenta e a posição do seu centro desloca-se à jusante.

No caso de $H/w = 2,5$, o valor de y^+ para a primeira linha nodal junto à superfície de incidência situou-se na subcamada viscosa ($y^+ < 11,5$). De acordo com o modelo de turbulência utilizado, isto implicou numa relação linear da tensão de cisalhamento com a distância da parede.

Para os outros dois valores de H/w (5,0 e 7,5), a zona de recirculação calculada estende-se praticamente até a seção de saída do domínio computacional. Nestes casos, poderia ocorrer um influxo de massa através desta seção, na região adjacente à superfície de confinamento. No método de simulação utilizado neste trabalho, é possível prevenir este influxo de massa na seção de saída através de um artifício numérico. Através dele, efetuou-se uma correção do perfil de velocidades obtido na seção imediatamente a montante da seção de saída, de modo que nesta seção a componente de velocidade na direção x não ficasse negativa, satisfazendo ao mesmo tempo a conservação global de massa no domínio de cálculo. No trabalho de Seyedein et al. (1994), concluiu-se que para o tamanho considerado do domínio computacional, a influência do perfil de velocidades na seção de saída tem uma influência insignificante no escoamento nas regiões de estagnação e imediatamente a jusante, que são as regiões de interesse neste trabalho. Nota-se que o objetivo aqui era comparar os resultados do presente trabalho com aqueles apresentados na literatura mencionada, de forma que as mesmas condições daqueles trabalhos foram utilizadas nas simulações.

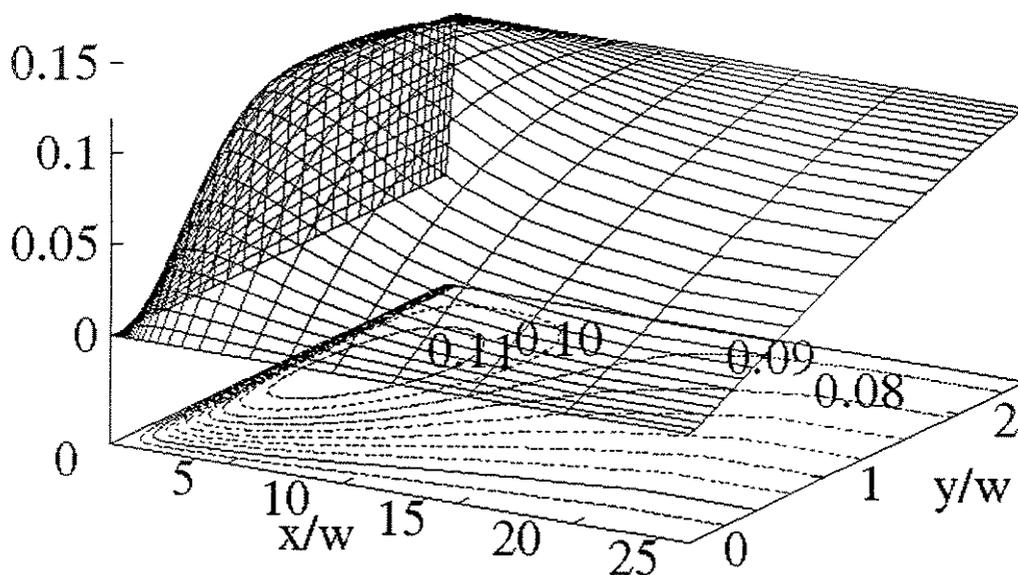


Figura 4.2 - Linhas de corrente para $Re = 9900$ e $H/w = 2,5$ e $L/w = 25$

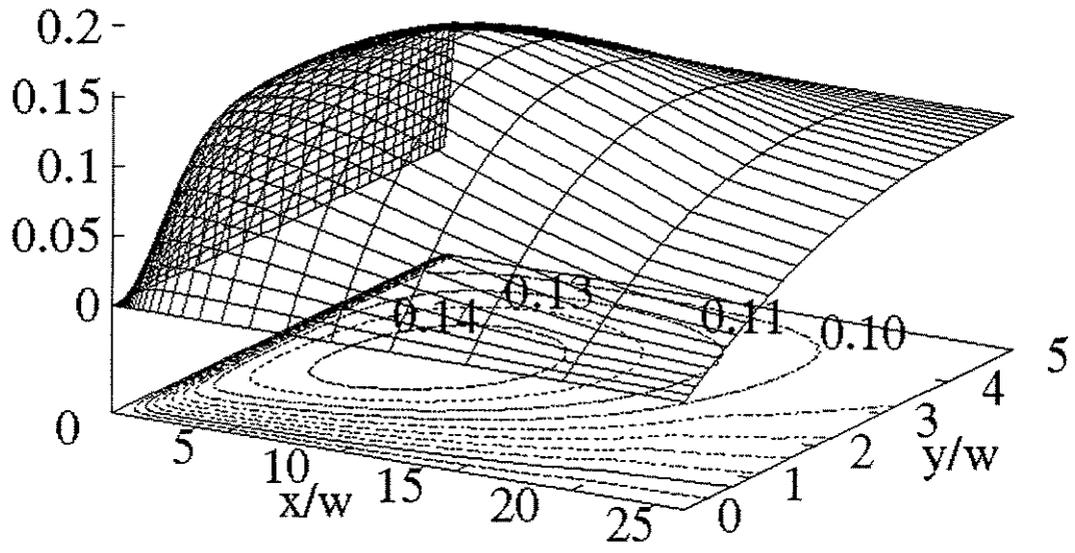


Figura 4.3 - Linhas de corrente para $Re = 9900$ e $H/w = 5,0$ e $L/w = 25$

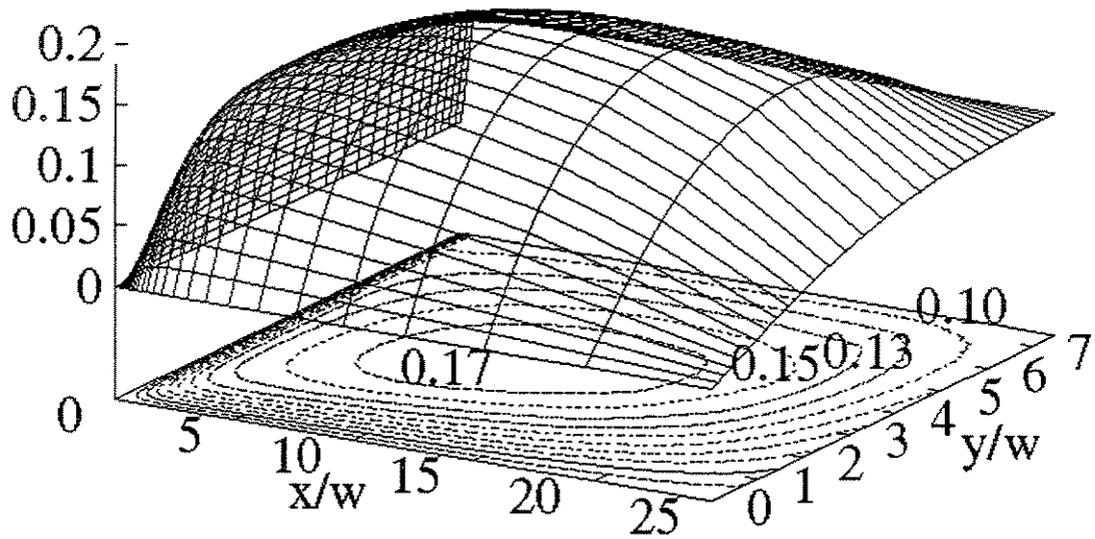


Figura 4.4 - Linhas de corrente para $Re = 9900$ e $H/w = 7,5$ e $L/w = 25$

4.2.2 - Distribuição da pressão estática ao longo da superfície de incidência

A pressão estática $P_w(x)$ na superfície de incidência do jato foi expressa de forma adimensional através da seguinte definição:

$$DP(x) = \frac{P_w(x) - P_w(L)}{P_w(0) - P_w(L)} \quad (4.1)$$

De acordo com Saad (1981) e van Heiningen (1982), esta pressão varia de um máximo (um) na linha de estagnação até zero na extremidade da região de estagnação em um jato retangular incidente não confinado. Para o caso de jato retangular incidente confinado, a pressão apresenta um valor mínimo (negativo) após a estagnação do jato, aumentando suavemente com a distância à jusante até alcançar um valor nulo na saída. Em termos quantitativos, foram obtidos os resultados indicados na Figura 4.5 considerando $H/w = 2,5$ e $Re = 19800$, que concordam com o comportamento descrito na literatura.

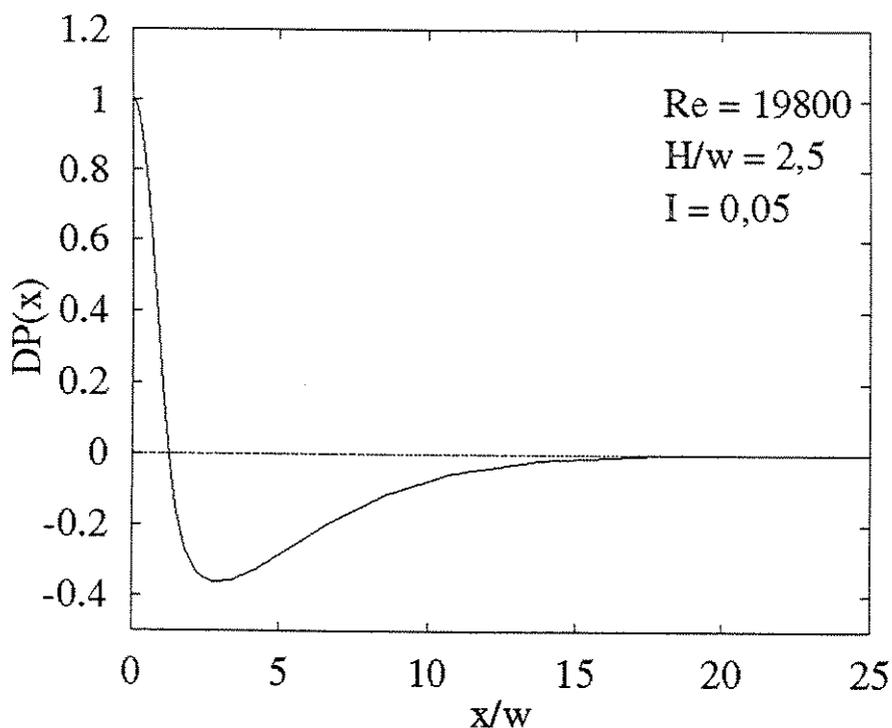


Figura 4.5 - Diferença de pressão normalizada pela distância adimensional

4.3 - Resultados de Tensão de Cisalhamento, Produção e Dissipação de Energia Cinética Turbulenta junto à Parede

Neste trabalho foi utilizado o modelo de uma camada para o cálculo da tensão de cisalhamento, da produção e da dissipação de energia cinética turbulenta junto à parede. No modelo turbulento \underline{k} - $\underline{\epsilon}$ para versão de alto número de Reynolds, a tensão de cisalhamento próxima à parede foi calculada separadamente, dependendo da região em que y^+ se encontrava.

Se $y^+ \leq 11.5$ (subcamada viscosa), a tensão de cisalhamento foi calculada da seguinte forma:

$$\tau_w = -\mu \frac{u_p - u_w}{y_p} \quad (4.2)$$

onde:

μ = viscosidade laminar;

u_p = velocidade tangencial no ponto adjacente à parede;

u_w = velocidade na parede

Caso $y^+ > 11.5$ (região logarítmica), então a tensão de cisalhamento foi calculada da seguinte forma:

$$\tau_w = \frac{-\rho c_\mu^{1/4} k_p^{1/2} (u_p - u_s)}{u^+} \quad (4.3)$$

onde:

$$u^+ = \frac{1}{\kappa} \ln(Ey^+) \quad (4.4)$$

Nesta equação pode se observar que as variáveis: velocidade \underline{u} , energia cinética turbulenta \underline{k} e a distância \underline{y} , foram consideradas no ponto P adjacente a parede e seus valores obtidos da simulação numérica.

Desenvolvendo a equação (3.10) chegou-se à seguinte expressão para o termo de produção de energia cinética turbulenta, para a equação de \underline{k} , que é válida em toda a região turbulenta, inclusive no ponto nodal junto à parede:

$$G = \mu_T \left\{ \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right)^2 + 2 \left[\left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial y} \right)^2 \right] \right\} \quad (4.5)$$

O termo de dissipação de energia cinética turbulenta para a equação de \underline{k} foi expresso por $\rho\varepsilon$. Finalmente a dissipação de energia cinética turbulenta para a equação de $\underline{\varepsilon}$ é a própria equação (3.8). O modelo de uma camada junto à parede utilizado neste trabalho é mostrado na tabela 4.1.

Tabela 4.1 Modelo de uma camada junto à parede

<p>Equação para k:</p> $G = \mu_T \left\{ \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right)^2 + 2 \left[\left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial y} \right)^2 \right] \right\}$ <p>Dissipação = $\rho\varepsilon$</p>	<p>Equação para τ_w:</p> $\tau_w = \frac{\kappa^* \rho U_p k_p^{1/2}}{\ln\left(\frac{E^* y_p k_p^{1/2}}{\nu}\right)}$
<p>Equação para ε</p> $\varepsilon = \frac{c_\mu^{-1/2} k_p^{3/2}}{0,4 y_p}$	<p>Equação para Nu_x:</p> $Nu_x = - \frac{\rho c_p c_\mu^{1/4} k_p^{1/2} (T_p - T_w)}{\sigma_t (u^+ + P^+)} \frac{w}{k(T_w - T_{in})}$

O modelo deste trabalho foi comparado com os modelos desenvolvidos por Polat et al. (1990) que testaram vários modelos próximos à parede, os quais foram categorizados como modelos de uma camada (modelos 1 e 2, Figura 4.6.a) e de duas camadas (modelos 3 e 4, Figura 4.6.b). Nos modelos de uma camada, segundo Polat et al. (1990) admite-se que a tensão de cisalhamento e a energia cinética turbulenta são uniformes próximos à parede. Nos modelos de duas camadas admite-se que a energia cinética turbulenta varia de maneira parabólica dentro da subcamada viscosa, e então aumenta linearmente com a distância no restante da célula. Nos modelos de duas camadas a tensão de cisalhamento turbulenta foi considerada nula dentro da subcamada viscosa, sofrendo um aumento abrupto na interface da subcamada viscosa e variando linearmente no restante da célula.

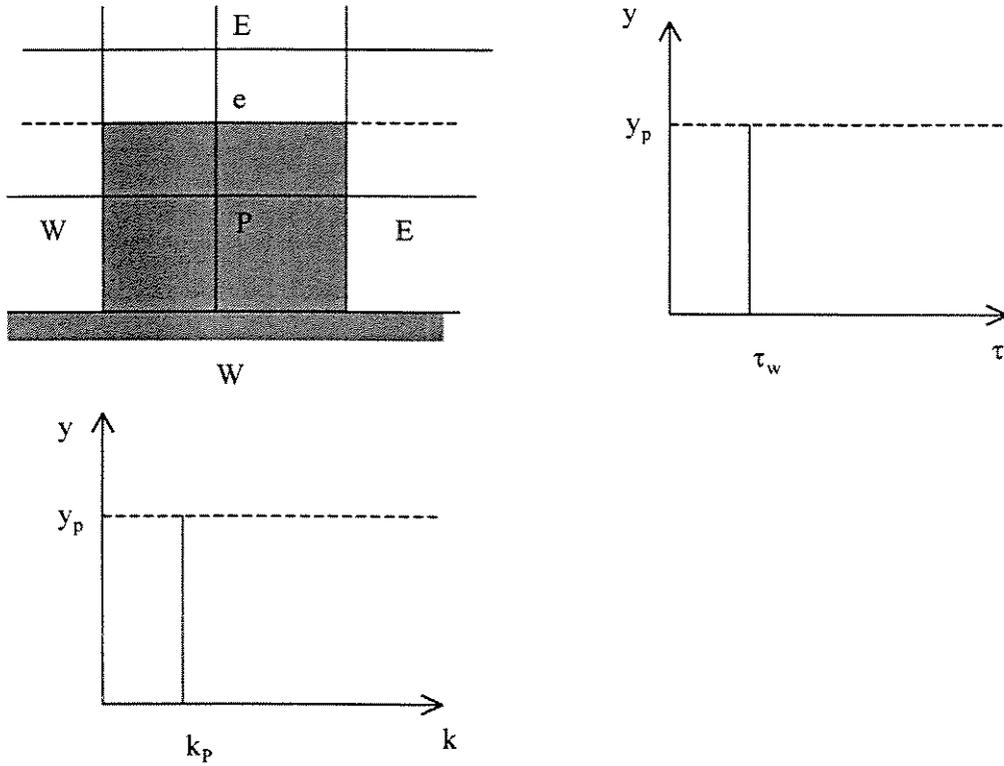


Figura 4.6.a Volume de controle e distribuição de τ_w e k: modelos 1 e 2

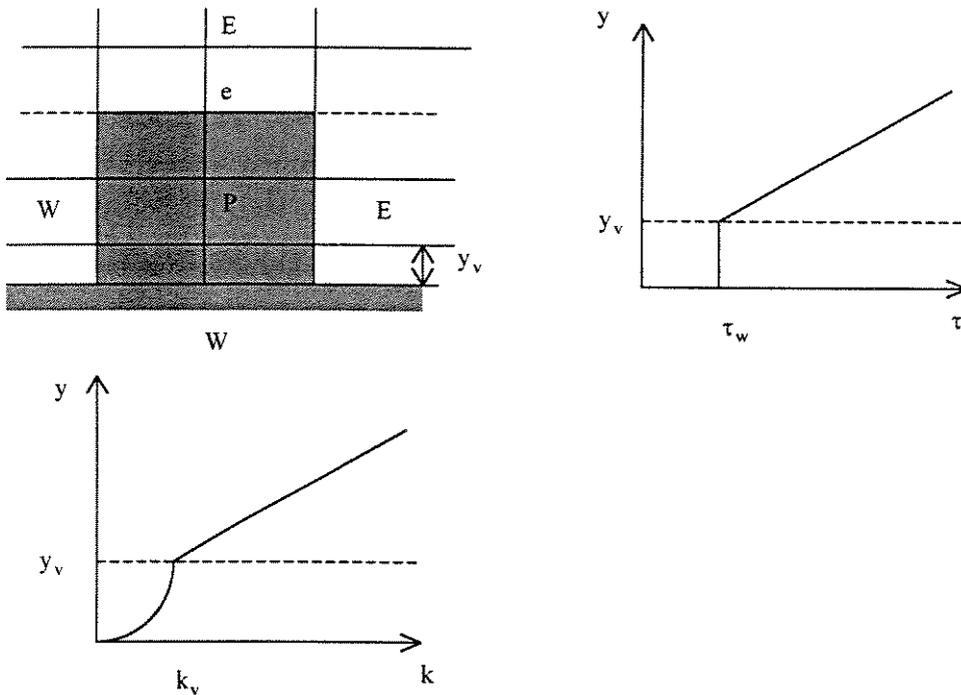


Figura 4.6.b Volume de controle e distribuição de τ_w e k: modelos 3 e 4

Segundo Polat et al. (1990) o efeito da escolha do modelo junto à parede nas propriedades do escoamento médio, tais como distribuição de pressão, velocidade axial média e velocidade lateral máxima ao longo da superfície de incidência foi praticamente desprezível. Para as distribuições de tensão de cisalhamento e de transferência de calor as predições foram mais sensíveis a esta escolha.

Entre os modelos testados por Polat et al. (1990), três modelos fornecidos pela literatura foram rejeitados. O cálculo da produção de energia cinética turbulenta junto à parede utilizando a hipótese de escoamento de Couette foi completamente inválido para a predição de transferência de calor na região de estagnação. Esta hipótese, modelo 1, fornece um valor mínimo para a transferência de calor ao redor do ponto de estagnação, ao contrário da realidade. Modelos que não utilizam esta hipótese fornecem resultados que são independentes do modelo próximo à

parede por causa do efeito dominante do termo não modelado, $2\mu_T \left[\left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial y} \right)^2 \right]$, nesta região. O uso de relações de escoamentos paralelos em placas planas para τ_w nesta região contribui para discordâncias. Surpreendentemente, predições de Nusselt nesta região concordam com resultados experimentais para pequenas razões de aspecto H/w .

O modelo 2 admite que τ_w é proporcional somente a $\frac{\partial u}{\partial y}$ e não a $\left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right)$ no cálculo da produção de energia cinética turbulenta. Esta hipótese foi a razão para o aumento da geração de energia cinética turbulenta e dissipação por este modelo. Por outro lado o modelo 3 (Chieng-Launder), devido ao fato de usar k_v no cálculo de τ_w , conduziu a baixos valores tanto da tensão de cisalhamento junto à parede como dos coeficientes convectivos de transferência de calor.

Os resultados do presente estudo mostraram boa concordância com os resultados do modelo 4 de Polat et al. (1990), que introduziu uma nova modificação do modelo junto à parede. A modificação é do tipo Chieng – Launder que utiliza k_p ao invés de k_v no cálculo da tensão de cisalhamento. Além disso, os resultados de simulação numérica do presente estudo tiveram boa concordância também com os resultados experimentais encontrados na literatura.

4.3.1 - Tensão de cisalhamento

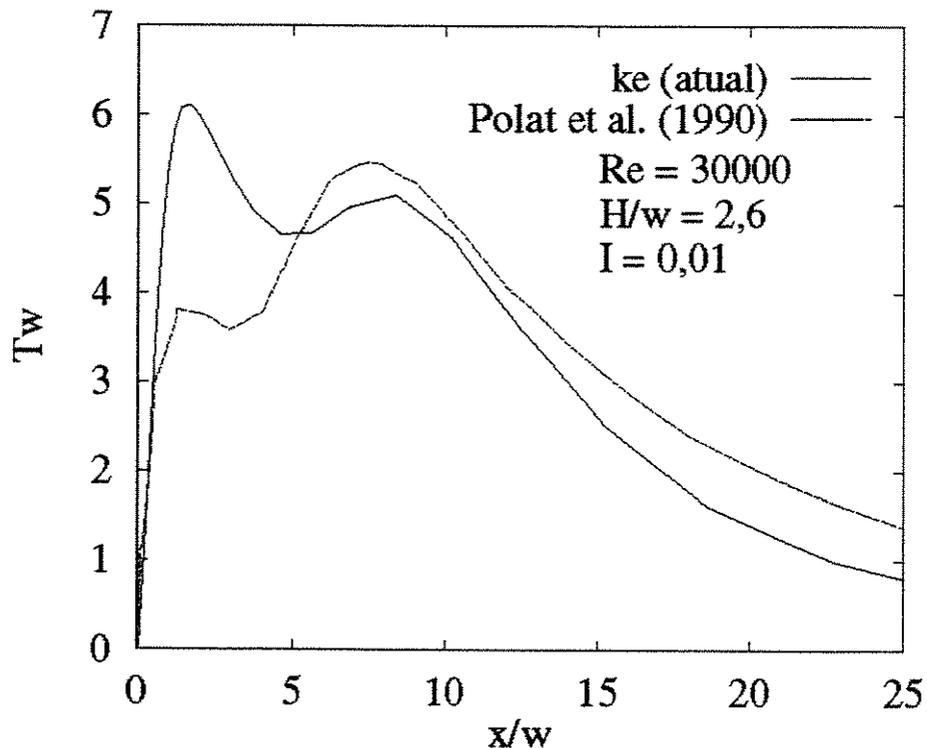


Figura 4.7 - Tensão de cisalhamento versus x/w

Na Figura 4.7 foi mostrada a comparação dos resultados numéricos para a tensão de cisalhamento deste trabalho com os preditos por Polat et al. (1990) com $H/w = 2,6$ e $Re = 30000$. Na direção coordenada \underline{x} , o número de volumes de controle foi igual a 5 na região de entrada do jato, com distribuição uniforme, e no restante do domínio (ao longo da placa de confinamento), foi igual a 20, com tamanho não-uniforme, crescente em progressão geométrica. Na direção \underline{y} , o número de volumes de controle foi igual a 15 com distribuição uniforme. O número de iterações necessárias para atingir a convergência foi cerca de 1000, enquanto que a intensidade turbulenta foi de 1,0 %. Neste gráfico foi observado um comportamento semelhante na região de escoamento desenvolvido com uma certa discordância dos resultados na região de estagnação, isto devido à anisotropia que existe na linha de estagnação sendo difícil a boa predição de modelos de turbulência.

4.3.2 - Energia cinética turbulenta

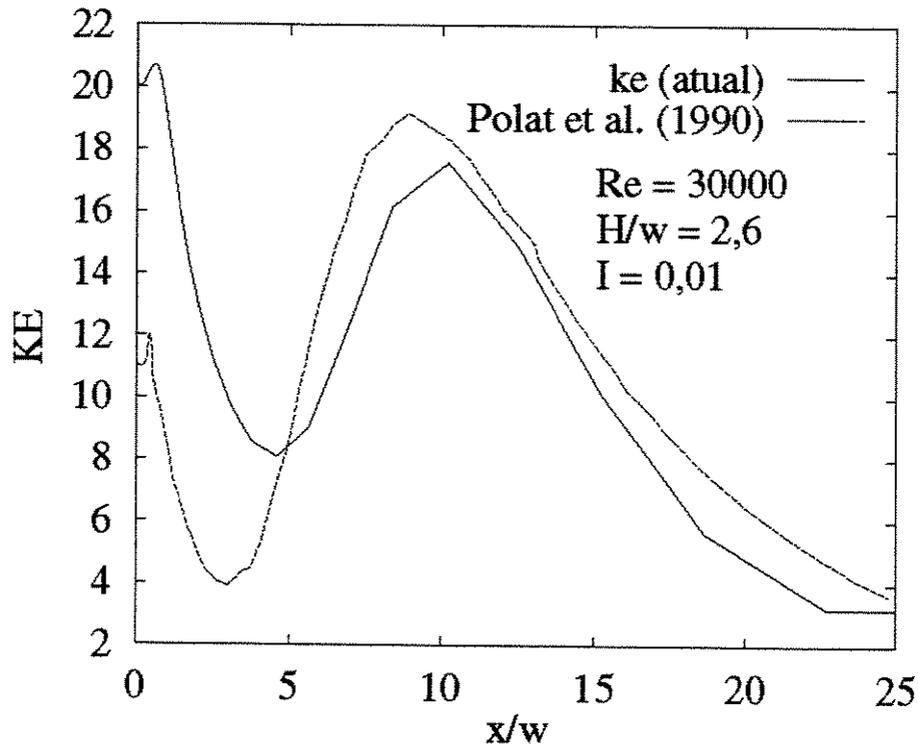


Figura 4.8 - Energia cinética turbulenta versus x/w

Na Figura 4.8 foram comparados os resultados numéricos da energia cinética turbulenta junto à parede com os resultados preditos por Polat et al. (1990) para $H/w = 2,6$ e $Re = 30000$. Na direção coordenada x , o número de volumes de controle foi igual a 5 na região de entrada do jato, com distribuição uniforme, e no restante do domínio (ao longo da placa de confinamento), foi igual a 20, com tamanho não-uniforme, crescente em progressão geométrica. Na direção y , o número de volumes de controle foi igual a 15 com distribuição uniforme. O número de iterações necessárias para atingir a convergência foi cerca de 1000, enquanto que a intensidade turbulenta foi de 1,0 %. Neste gráfico observa-se uma defasagem entre as curvas na região de estagnação do jato, e uma aproximação das curvas quando o escoamento passa a se tornar desenvolvido. Esta defasagem pode ser devida ao modelo de duas camadas feito por Polat et al. (1990) na região junto à parede. Em seu modelo, Polat et al. (1990) consideraram a energia cinética turbulenta com um perfil parabólico dentro da subcamada viscosa e um perfil linear na região turbulenta.

4.3.3. - Produção de energia cinética turbulenta

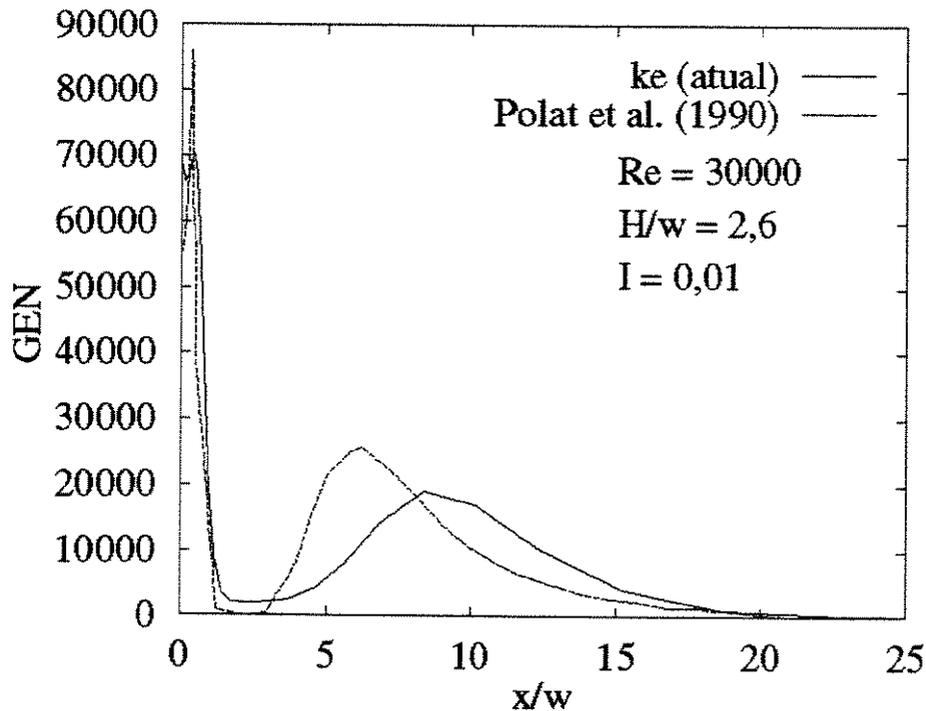


Figura 4.9 - Produção de energia cinética turbulenta versus x/w

Na Figura 4.9 foram comparados os resultados numéricos da produção de energia cinética turbulenta junto à parede com os resultados preditos por Polat et al. (1990) para $H/w = 2,6$ e $Re = 30000$. Na direção coordenada x , o número de volumes de controle foi igual a 5 na região de entrada do jato, com distribuição uniforme, e no restante do domínio (ao longo da placa de confinamento), foi igual a 20, com tamanho não-uniforme, crescente em progressão geométrica. Na direção y , o número de volumes de controle foi igual a 15 com distribuição uniforme. O número de iterações necessárias para atingir a convergência foi igual a 1000, enquanto que a intensidade turbulenta foi de 1,0 %. Neste gráfico observou-se um comportamento semelhante das duas curvas. A principal diferença consiste no modelo de turbulência utilizado. No presente estudo é utilizado o termo completo da geração através do desenvolvimento das expressões dos tensores de Reynolds, enquanto que Polat et al. (1990) no desenvolvimento de seu modelo 4 fazem uma simplificação no termo de produção de energia cinética turbulenta junto às paredes, utilizando a hipótese da camada limite em escoamento de placas paralelas.

4.3.4 - Taxa de dissipação de energia cinética turbulenta

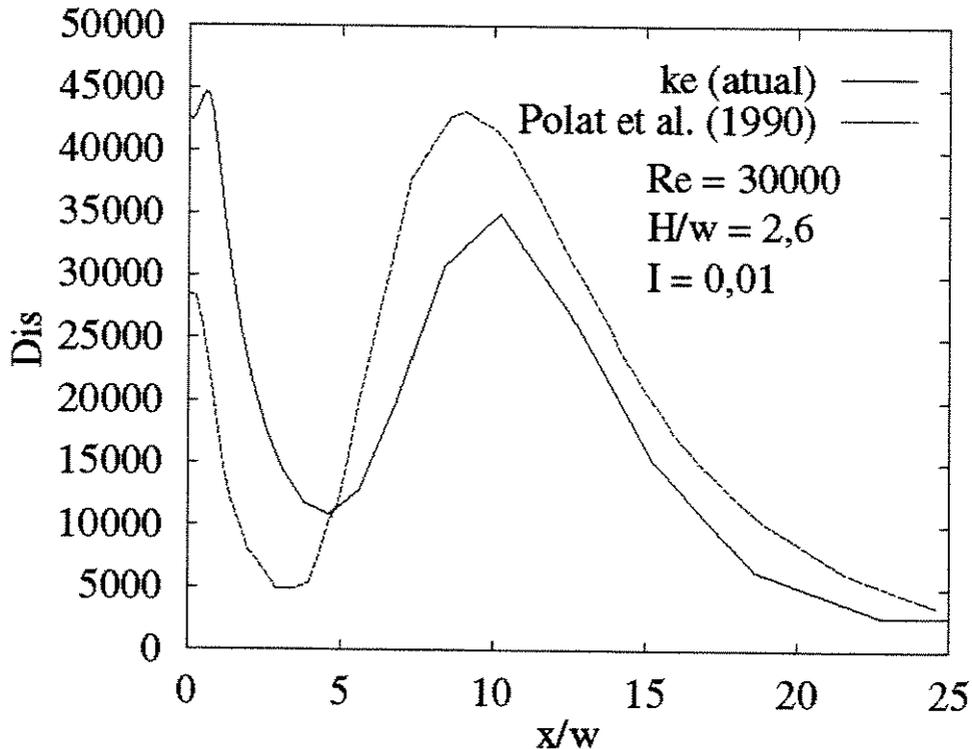


Figura 4.10 - Taxa de dissipação de energia cinética turbulenta versus x/w

Na Figura 4.10 foram comparados os resultados numéricos da dissipação de energia cinética turbulenta junto à parede com os resultados preditos por Polat et al. (1990) para $H/w = 2,6$ e $Re = 30000$. Na direção coordenada x , o número de volumes de controle foi igual a 5 na região de entrada do jato, com distribuição uniforme, e no restante do domínio (ao longo da placa de confinamento), foi igual a 20, com tamanho não-uniforme, crescente em progressão geométrica. Na direção y , o número de volumes de controle foi igual a 15 com distribuição uniforme. O número de iterações necessárias para atingir a convergência foi cerca de 1000, enquanto que a intensidade turbulenta na entrada do jato foi de 1,0 %. Neste gráfico também houve um comportamento semelhante das curvas com uma defasagem constante entre elas. Esta defasagem foi devido à diferença de modelagem entre este trabalho e o de Polat et al. (1990). Polat et al. (1990) em seu modelo de duas camadas considera uma relação complexa para a taxa de dissipação da energia cinética turbulenta, enquanto que neste trabalho utilizou-se para a equação da taxa de dissipação junto à parede a mesma equação que foi utilizada na região completamente turbulenta.

4.4 - Resultados de transferência de calor para superfícies isotérmicas

Para uma superfície de incidência isotérmica o fluxo de calor pode ser adimensionalizado na forma de número de Nusselt:

$$Nu_x = \frac{h_x w}{k} \quad (4.6)$$

ou

$$Nu_x = \frac{q_{w,x} w}{k(T_w - T_{in})} \quad (4.7)$$

Como mencionado anteriormente, no caso de modelo de turbulência $k-\epsilon$ usando a versão de alto número de Reynolds, o fluxo de calor (q_w'') foi calculado de maneira distinta dependendo da região em que y^+ se encontrava. Se y^+ fosse menor que 11,5, então o primeiro ponto nodal adjacente à parede se encontrava na subcamada linear, e o fluxo de calor era calculado da seguinte forma:

$$\dot{q}_w'' = -k \frac{\partial T}{\partial y} \quad (4.8)$$

e

$$Nu_x = -\frac{\partial T}{\partial y} \frac{w}{(T_w - T_{in})} \quad (4.9)$$

Agora, se y^+ fosse maior que 11,5, então o primeiro ponto nodal adjacente a parede se encontrava na região logarítmica, e o fluxo de calor era calculado da seguinte forma:

$$\dot{q}_w'' = -\frac{\rho c_p c_\mu^{1/4} k_p^{1/2} (T_p - T_w)}{\sigma_t (u^+ + P^+)} \quad (4.10)$$

e

$$Nu_x = -\frac{\rho c_p c_\mu^{1/4} k_p^{1/2} (T_p - T_w)}{\sigma_t (u^+ + P^+)} \frac{w}{k(T_w - T_{in})} \quad (4.11)$$

Como resultado, observou-se que quando y^+ estiver entre 80 e 200 os resultados de transferência de calor seriam independentes da grade utilizada. Portanto o primeiro ponto nodal adjacente à parede foi considerado dentro da região logarítmica.

4.4.1 - Influência da malha na convergência dos resultados de transferência de calor

A malha utilizada neste estudo foi muito particular de um caso para outro. Como critério de convergência, foi considerada a estabilização do número de Nusselt na região de estagnação. Foi observado que o refinamento da malha na direção y foi um fator preponderante na estabilização dos resultados. Isto devido ao fato de que a componente y juntamente com a tensão de cisalhamento próxima à parede é responsável pela posição de y^+ .

A Figura 4.11.a mostra o comportamento das curvas de Nu em função de x/w , para quatro malhas distintas, observando pouca variação do comportamento das mesmas conforme se refinava a malha nas direções x e y nos cálculos exploratórios. Na região à jusante da cavidade, onde o escoamento se torna desenvolvido, a influência da variação de malha é insignificante. Verificou-se que variando a malha do domínio computacional de 30×20 à 60×40 as diferenças do valor de Nusselt local era inferior a 3%. Pela necessidade de um tempo computacional menor, foi utilizada uma malha 30×30 , e 1000 iterações foram necessárias para se atingir a convergência. Esse procedimento foi realizado similarmente para os outros casos estudados.

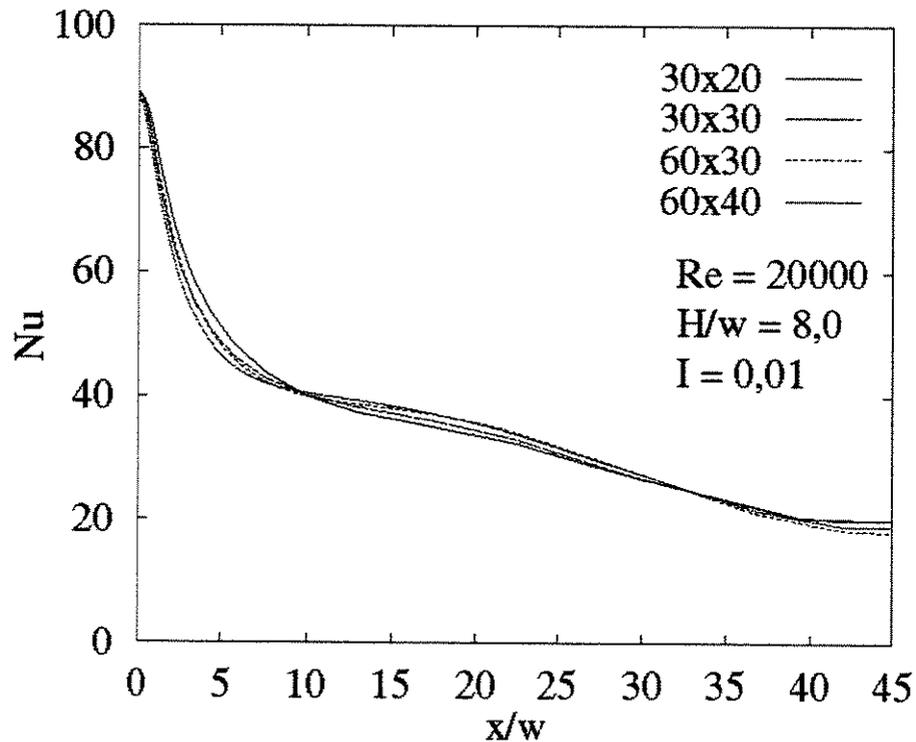


Figura 4.11.a - Sensibilidade de Nu variando a grade numérica

4.4.2 - Sensibilidade da variação de y^+ nos resultados de transferência de calor

A sensibilidade dos resultados para a variação da distância adimensional y^+ na faixa de 180 a 260 foi também explorada através do refinamento de malha na direção y feito junto à parede. Os casos rodados foram para $H/w = 8,0$ e $Re = 20000$. O número total de volumes de controle na direção x foi considerado igual a 25, tendo 5 volumes de controle uniformes na entrada do jato e 20 volumes de controle no restante da direção x , os quais variavam conforme uma progressão geométrica de razão positiva. O número de volumes de controle na direção y foi considerado uniforme e igual a 30. O número de iterações necessárias para atingir a convergência foi igual a 1000, enquanto que a intensidade turbulenta foi de 1,0 %. Quatro métodos de refinamento foram utilizados:

- O primeiro diz respeito a um refinamento uniforme ao longo de toda a direção y ;
- O segundo é um refinamento através de uma progressão geométrica, considerando uma distância $H/2N$ no primeiro nó junto à parede;

- O terceiro é análogo ao segundo, com a diferença de que o terceiro considera a distância do primeiro nó em relação a parede como sendo $H/(2N+2)$;
- O quarto é análogo ao segundo, com a diferença de que o quarto considera essa distância igual a $H/(2N-2)$.

É bom ressaltar que N é o número de volumes de controle na direção y e H é a distância entre a entrada do jato na cavidade e a superfície incidente. Em todos os quatro casos foi considerada na direção x , uma malha uniforme na região de entrada do jato e após a entrada uma malha que variava conforme uma progressão geométrica crescente. Foi encontrada uma variação inferior a 5% nos resultados dos coeficientes de transferência de calor simbolizados por Nu , conforme mostra a Figura 4.11.b, consistente com a recomendação de Guo e Maxwell (1984).

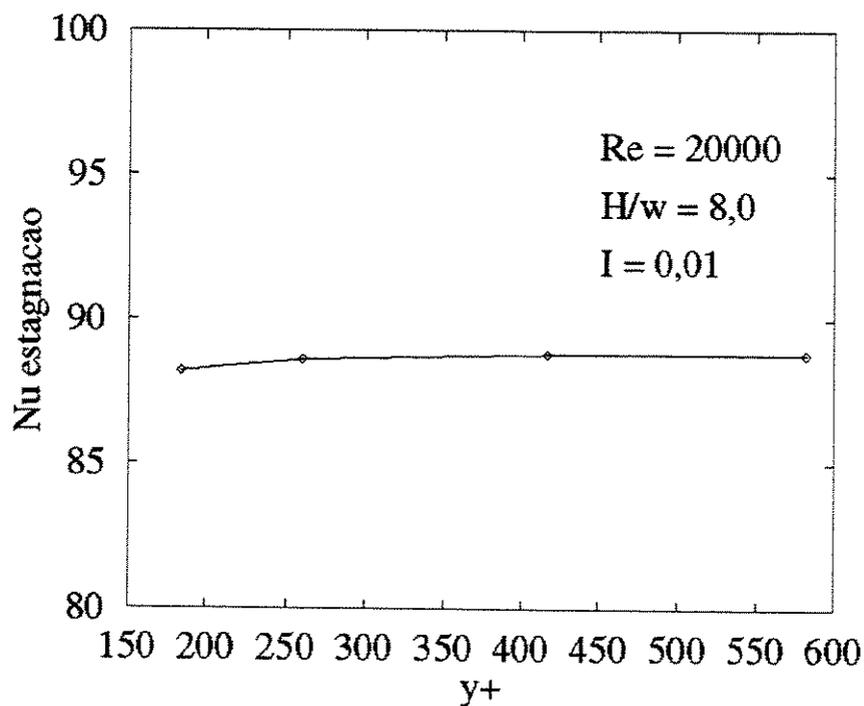


Figura 4.11.b - Sensibilidade de Nu variando y^+

4.4.3 - Sensibilidade da I.T. nos resultados de transferência de calor

A Figura 4.12 apresenta a influência da intensidade de turbulência do jato na sensibilidade dos resultados de transferência de calor local para $H/w = 8,0$ e $Re = 20000$. Na direção coordenada x , o número de volumes de controle foi igual a 20 na região de entrada do jato, com

distribuição uniforme, e no restante do domínio (ao longo da placa de confinamento), foi igual a 40, com tamanho não-uniforme, crescente em progressão geométrica. Na direção y , o número de volumes de controle foi igual a 40, não-uniforme, crescendo em progressão geométrica a partir das duas superfícies sólidas até a linha de centro da cavidade. O número de iterações necessárias para atingir a convergência foi cerca de 1000, enquanto que três valores de intensidade turbulenta foram utilizados na simulação numérica: 1%, 5,4% e 10%. Foi observada uma maior discrepância dos resultados na região de estagnação, conforme era de se esperar, discrepância que foi inferior a 5% do maior valor de Nu em relação ao menor. Na região à jusante do escoamento as curvas de Nusselt praticamente se sobrepuseram, mostrando que a variação da intensidade turbulenta foi significativa na região de estagnação.

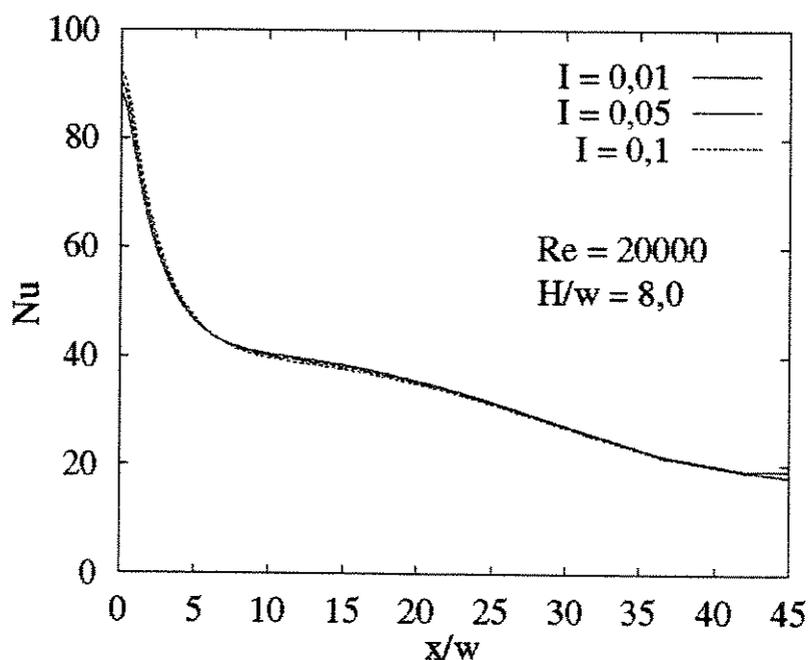


Figura 4.12 - A influência da I.T. em Nussel local

4.4.4 - Sensibilidade da taxa de dissipação nos resultados de transferência de calor

A Figura 4.13 mostra a influência da taxa de dissipação na sensibilidade dos resultados de transferência de calor local para $H/w = 1,0$ e $Re = 8000$. Na direção coordenada x , o número de volumes de controle foi igual a 10 na região de entrada do jato, com distribuição uniforme, e no restante do domínio (ao longo da placa de confinamento), foi igual a 20, com tamanho não-uniforme, crescente em progressão geométrica. Na direção y , o número de volumes de controle

foi igual a 20, não-uniforme, crescendo em progressão geométrica a partir das duas superfícies sólidas até a linha de centro da cavidade. O número de iterações necessárias para atingir a convergência foi cerca de 1000, enquanto que a intensidade turbulenta foi de 5,4 %. Vários trabalhos da literatura foram consultados e observou-se que cada um fornecia uma relação para a taxa de dissipação distinta dos outros. Para Seyedein et al.(1994) a definição da taxa de

dissipação é: $\varepsilon = \frac{c_{\mu} k_{in}^{3/2}}{0,05w}$, enquanto que Polat et al. (1990) considerava a taxa de dissipação

como: $\varepsilon = \frac{c_{\mu} k_{in}^{3/2}}{0,045w}$ e Housseinalipour e Mujumdar (1995) utilizava a seguinte definição:

$\varepsilon = \frac{c_{\mu} k_{in}^{3/2}}{0,03w}$. Essas três definições foram usadas para a construção das curvas da Figura

4.13. Em toda a região do escoamento, foi observada uma boa concordância dos resultados de transferência de calor utilizando as três definições distintas da taxa de dissipação da energia cinética turbulenta. A relação da taxa de dissipação da energia cinética turbulenta definida por Seyedein et al. (1994) foi utilizada nas simulações numéricas do presente trabalho.

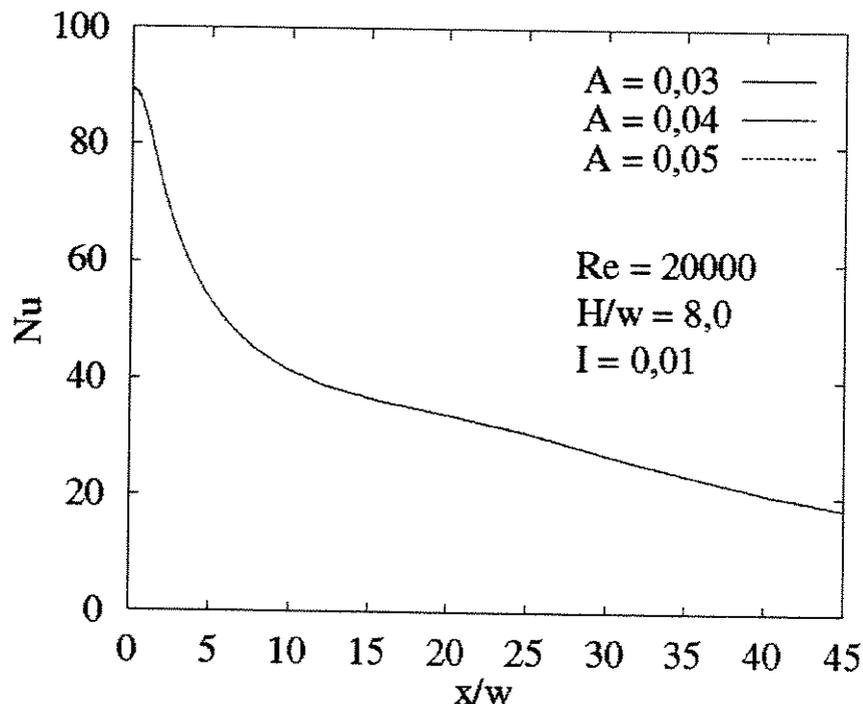


Figura 4.13 - A influência de ε em Nu local

4.4.5 - Perfis de Nusselt variando o número de Reynolds e razão de aspecto H/w

A Figura 4.14 mostra os perfis de Nu preditos para $H/w = 2,6$ e $Re = 30000$. Na direção coordenada x , o número de volumes de controle foi igual a 5 na região de entrada do jato, com distribuição uniforme, e no restante do domínio (ao longo da placa de confinamento), foi igual a 20, com tamanho não-uniforme, crescente em progressão geométrica. O número de volumes de controle na direção y foi considerado uniforme e igual a 15. O número de iterações necessárias para se atingir a convergência foi cerca de 1000, enquanto que a intensidade turbulenta foi de 1,0 %. O presente estudo usando o modelo de turbulência $k-\varepsilon$ com a versão de alto número de Reynolds foi comparado com aqueles obtidos experimentalmente por van Heiningen et al. (1982) e os obtidos numericamente por Polat (1990). Observou-se que para pequenas razões de aspecto, no caso específico $H/w = 2,6$, o valor de Nu_x na linha de estagnação parte de um pico máximo decrescendo até um valor mínimo no final da região de estagnação. A seguir Nu_x cresce novamente até atingir um segundo ponto máximo (menor que o primeiro pico máximo), decrescendo monotonicamente até a saída da cavidade.

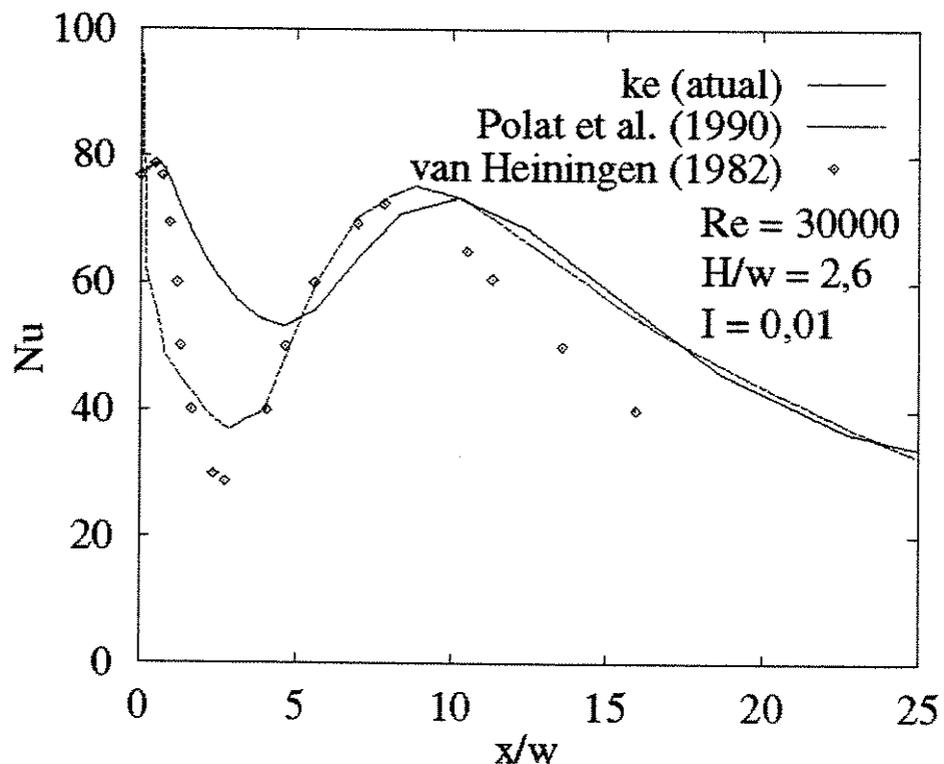


Figura 4.14 - Nu versus x/w para $Re = 30000$ e $H/w = 2,6$

Da Figura 4.14 chegou-se às seguintes conclusões: Na região de estagnação, os maiores valores de Nu_x podem ser atribuídos ao gradiente alto da velocidade \underline{v} na direção axial. Para esta localização, o modelo $\underline{k}-\underline{\epsilon}$ na versão a alto número de Reynolds subestima o número de Nusselt. A subestimativa de Nu_x predito pelo modelo de alto número de Reynolds foi devida à pequena razão de aspecto utilizada, no caso $H/w = 2,6$. Outro fator preponderante na subestimativa do número de Nusselt na região de estagnação é o valor da intensidade turbulenta utilizada como iniciação do problema. Quanto menor a intensidade turbulenta, maior a subestimativa do valor de Nu na linha de estagnação.

Além da linha de estagnação, o número de Nusselt diminui a um valor mínimo depois da linha de estagnação. Polat et al. (1990) mostraram em seu trabalho que esta diminuição do número de Nusselt poderia estar relacionada ao crescimento da camada limite na região laminar, que geralmente começa a se formar a partir do ponto de estagnação.

As discrepâncias entre os valores preditos pelo modelo de turbulência $\underline{k}-\underline{\epsilon}$ na versão de alto número de Reynolds e as medidas experimentais foram atribuídas às incertezas na escolha da função de parede para prever os processos de transferência de calor e quantidade de movimento próximo às paredes.

Além da linha de estagnação, o valor do número de Nusselt diminui até atingir um ponto de mínimo seguido de crescimento até atingir um ponto máximo secundário. Embora Polat et al. (1990) afirmem que este aumento do número de Nusselt seja devido à transição do regime laminar a turbulento, a falta de um modelo de transição no presente trabalho indica que esta não pode ser uma razão válida para o aumento do número de Nusselt predito. Este aumento pode ser atribuído à conversão da quantidade de movimento da direção \underline{y} em quantidade de movimento na direção \underline{x} na região de estagnação, resultando em um aumento da velocidade tangencial \underline{u} . Além disso, a presença da superfície de incidência aumenta o transporte de energia convectivo formando zonas de recirculação nesta região. A redução do número de Nusselt depois de um máximo secundário implica no crescimento da espessura da camada limite.

A capacidade de predição deste estudo testou este modelo para outras condições de número de Re e razões de aspecto H/w . A Figura 4.15 apresenta os perfis de número de Nusselt preditos para $H/w = 2,0$ e $Re = 11000$. Na direção coordenada \underline{x} , o número de volumes de controle foi

igual a 5 na região de entrada do jato, com distribuição uniforme, e no restante do domínio (ao longo da placa de confinamento), foi igual a 20, com tamanho não-uniforme, crescente em progressão geométrica. O número de volumes de controle na direção y foi considerado uniforme e igual a 15. O número de iterações necessárias para atingir a convergência foi cerca de 1000, enquanto que a intensidade turbulenta na entrada do jato foi de 1,0 %. Estas curvas foram comparadas com dados experimentais de Gardon e Akfirat (1966) e Cadek (1968). Os resultados de transferência de calor do presente estudo tiveram maior e menor concordâncias com os resultados de Cadek (1968) e Gardon e Akfirat (1966), respectivamente. Isto é devido ao fato de que Cadek (1968) trabalhou com jatos confinados, enquanto que Gardon e Akfirat (1966) trabalharam com jatos não confinados.

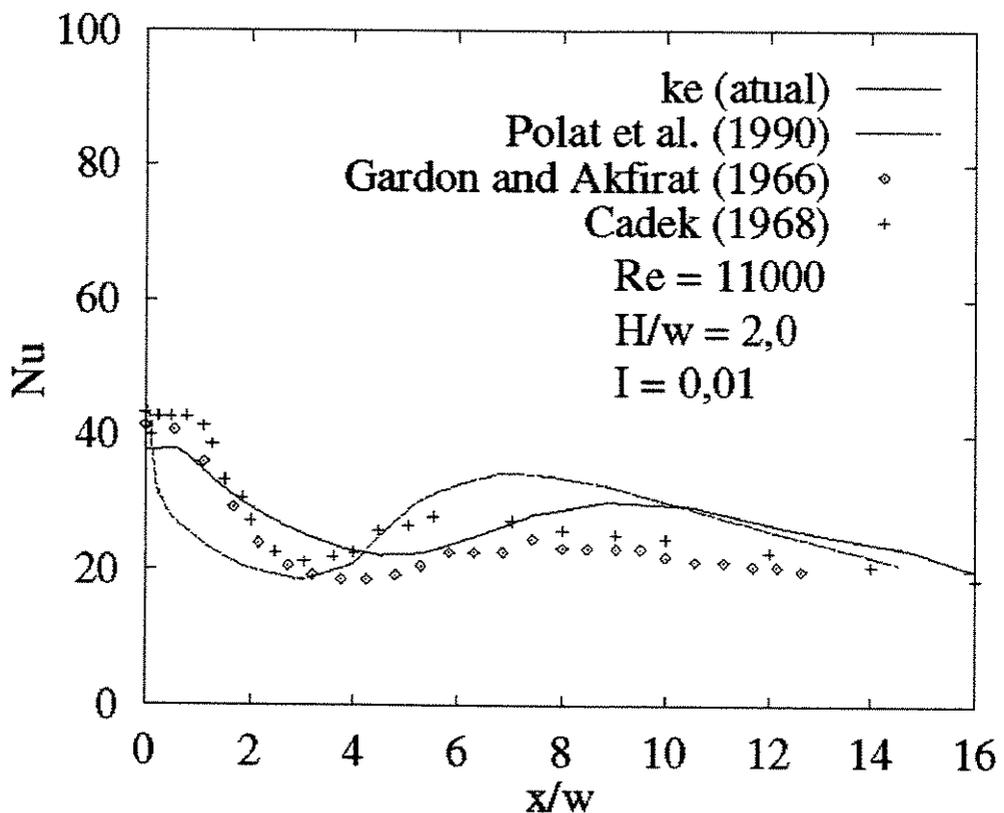


Figura 4.15 - Nu versus x/w para $Re = 11000$ e $H/w = 2,0$

As Figuras 4.16 e 4.17 fornecem comparações para razões de aspecto $H/w = 6$ e $H/w = 8$, respectivamente, entre perfis de números de Nusselt preditos numericamente e experimentais. Na direção coordenada x , o número de volumes de controle foi igual a 5 na região de entrada do jato, com distribuição uniforme, e no restante do domínio (ao longo da placa de confinamento),

foi igual a 20, com tamanho não-uniforme, crescente em progressão geométrica. O número de volumes de controle na direção y foi igual a 15 com distribuição uniforme. O número de iterações necessárias para atingir a convergência foi cerca de 1000, enquanto que a intensidade turbulenta na entrada do jato foi de 1,0 %. A maioria dos modelos de turbulência não consegue uma boa aproximação dos resultados numéricos com os dados experimentais de transferência de calor na região de estagnação, devido ao fato de que os modelos não predizem anisotropia nesta região. A Figura 4.16 apresenta boa concordância dos resultados numéricos de transferência de calor deste estudo com os dados experimentais, mostrando que o modelo tradicional $k-\epsilon$ prediz bem o comportamento das características de transferência de calor quando a razão de aspecto H/w for 6 ou 8. Esta concordância está relacionada com a posição de y^+ que junto à parede tem valores superiores a 80 e inferiores a 200, localizando-se na região completamente turbulenta onde o modelo $k-\epsilon$ fornece bons resultados numéricos.

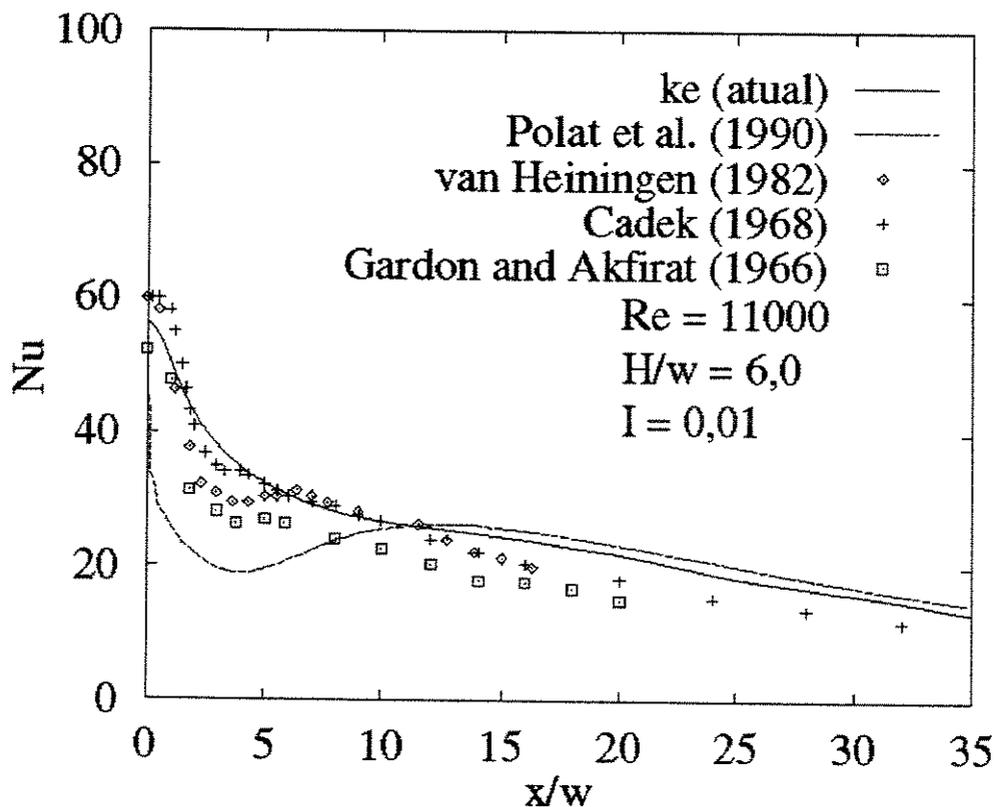


Figura 4.16 - Nu versus x/w para $Re = 11000$ e $H/w = 6,0$

A Figura 4.17 mostrou os resultados preditos de Nu_x usando o modelo $k-\epsilon$ na versão de alto número de Reynolds para $H/w = 8,0$ e $Re = 20000$. Neste gráfico os resultados numéricos são

comparados com os resultados correspondentes de Polat et al. (1994) e com os dados experimentais de Saad (1981) e Cadek (1968). Observou-se pelas Figuras 4.14, 4.15, 4.16 e 4.17, que o perfil do número de Nusselt dependendo da razão de aspecto H/w tem diferentes picos de máximo secundários. Com o aumento de H/w os valores do pico máximo secundário diminuem, praticamente desaparecendo quando a razão de aspecto é igual a 8, conforme a Figura 4.17.

No caso de $H/w = 8,0$, o modelo $k-\epsilon$ na versão de alto número de Reynolds prediz com uma certa incerteza o perfil de Nusselt sobre toda a região do escoamento com relação aos dados experimentais apesar de que os mesmos tiveram uma faixa de erro apreciável ($\pm 8\%$).

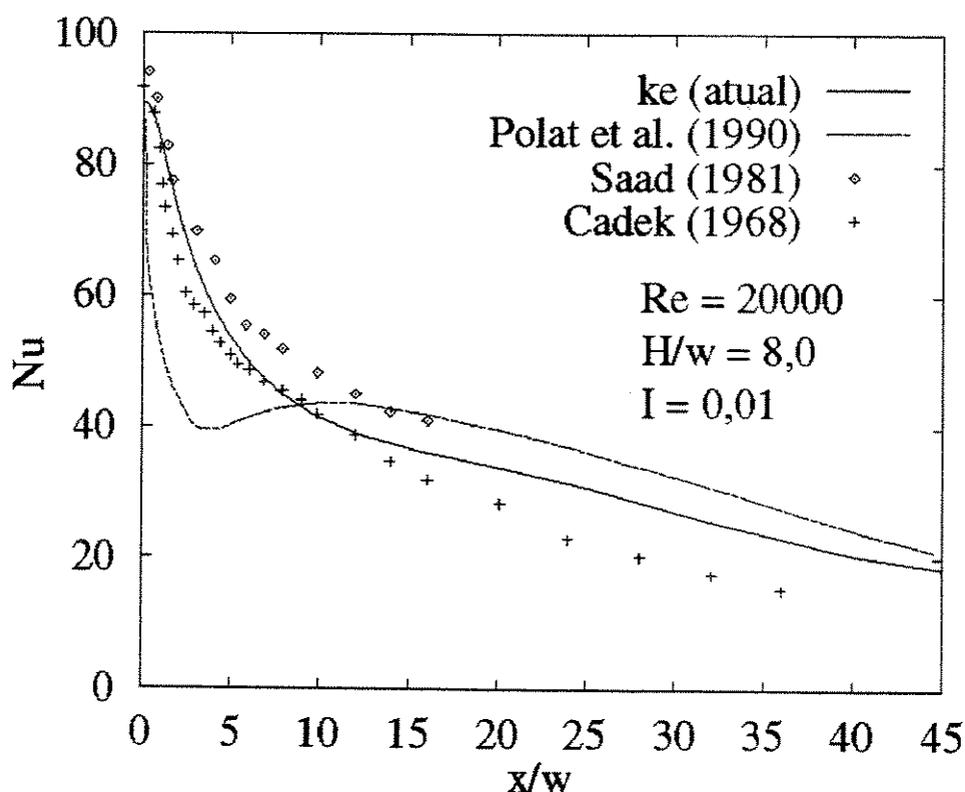


Figura 4.17 - Nu versus x/w para $Re = 20000$ e $H/w = 8,0$

Para razões de aspecto H/w menores que 2 o presente estudo foi comparado com o trabalho experimental de Ichimiya e Hosaka (1992) e com o trabalho numérico de Hosseinalipour e Mujumdar (1995). Ao contrário das simulações numéricas realizadas para razões de aspecto H/w na faixa de 6 a 8, onde o valor de y^+ no primeiro ponto nodal adjacente a parede era maior que 80, no caso de razões de aspecto menores (< 2), o valor de y^+ no primeiro ponto nodal era menor que 11,5, ou seja, o mesmo se encontrava na subcamada viscosa.

As Figuras 4.18 e 4.19 apresentam os resultados do número de Nusselt das simulações numéricas deste estudo (utilizando o modelo $\underline{k-\varepsilon}$ tradicional para a versão de alto número de Reynolds e o modelo RNG), comparando com os resultados numéricos de Hosseinalipour e Mujumdar (1995) e os experimentais de Ichimiya e Hosaka (1992). Nestes gráficos observou-se que para $Re = 8000$ e razões de aspecto baixas, o valor de y^+ se encontra na subcamada viscosa. Em decorrência disso, os coeficientes de transferência de calor, principalmente na região de estagnação, são discrepantes com os resultados experimentais de Ichimiya e Hosaka (1992). Os modelos de turbulência $\underline{k-\varepsilon}$ padrão e RNG subestimaram Nu_x na zona de estagnação, mas tiveram bons resultados na região de saída da cavidade. A subestimativa de Nu_x pelo modelo $\underline{k-\varepsilon}$ na versão a alto número de Reynolds pode ser atribuída à função de parede utilizada.

Na Figura 4.18, é mostrado o comportamento do número de Nusselt, para um valor de Reynolds igual a 8000 e razão de aspecto H/w igual a 1,0. Na direção coordenada \underline{x} , o número de volumes de controle foi igual a 10 na região de entrada do jato, com distribuição uniforme, e no restante do domínio (ao longo da placa de confinamento), foi igual a 20, com tamanho não-uniforme, crescente em progressão geométrica. Na direção \underline{y} , o número de volumes de controle foi igual a 30, não-uniforme, crescendo em progressão geométrica a partir das duas superfícies sólidas até a linha de centro da cavidade. O número de iterações necessárias para a convergência foi 1000, enquanto que a intensidade turbulenta foi de 1,0 %.

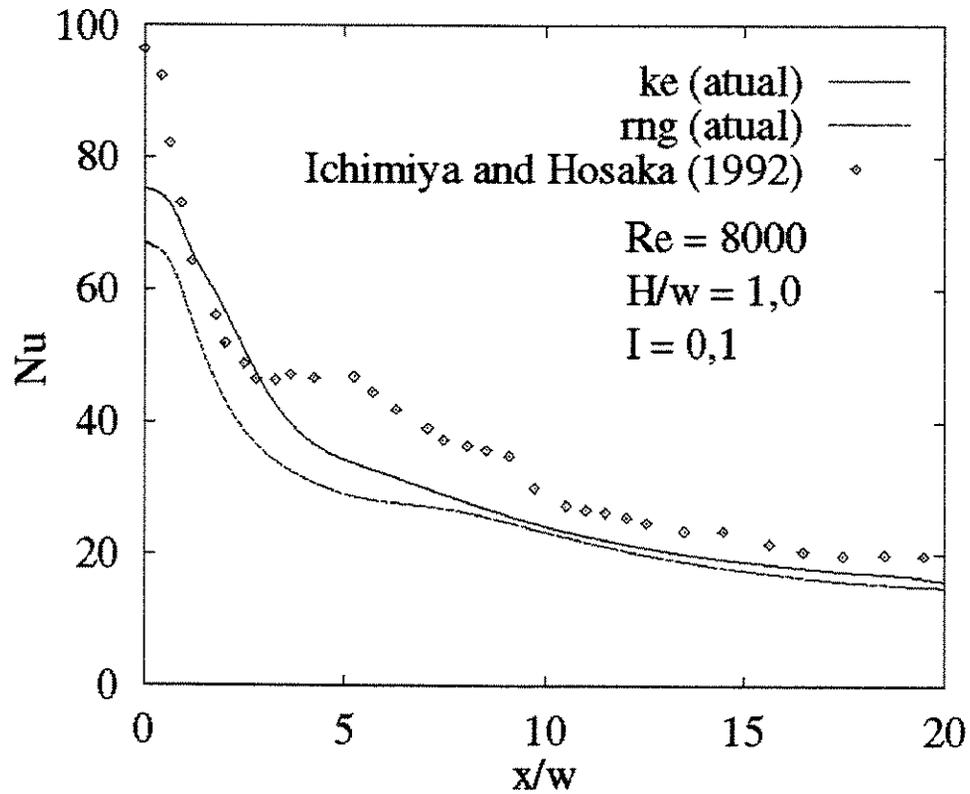


Figura 4.18 - Nu versus x/w para $Re = 8000$ e $H/w = 1,0$

Na Figura 4.19, é mostrado o comportamento do número de Nusselt, para um valor de Reynolds igual a 8000 e razão de aspecto H/w igual a 1,5. Na direção coordenada \underline{x} , o número de volumes de controle foi igual a 10 na região de entrada do jato, com distribuição uniforme, e no restante do domínio (ao longo da placa de confinamento), foi igual a 20, com tamanho não-uniforme, crescente em progressão geométrica. Na direção \underline{y} , o número de volumes de controle foi igual a 30, não-uniforme, crescendo em progressão geométrica a partir das duas superfícies sólidas até a linha de centro da cavidade. O número de iterações necessárias para a convergência foi cerca de 1000, enquanto que a intensidade turbulenta na entrada do jato foi de 1,0 %.

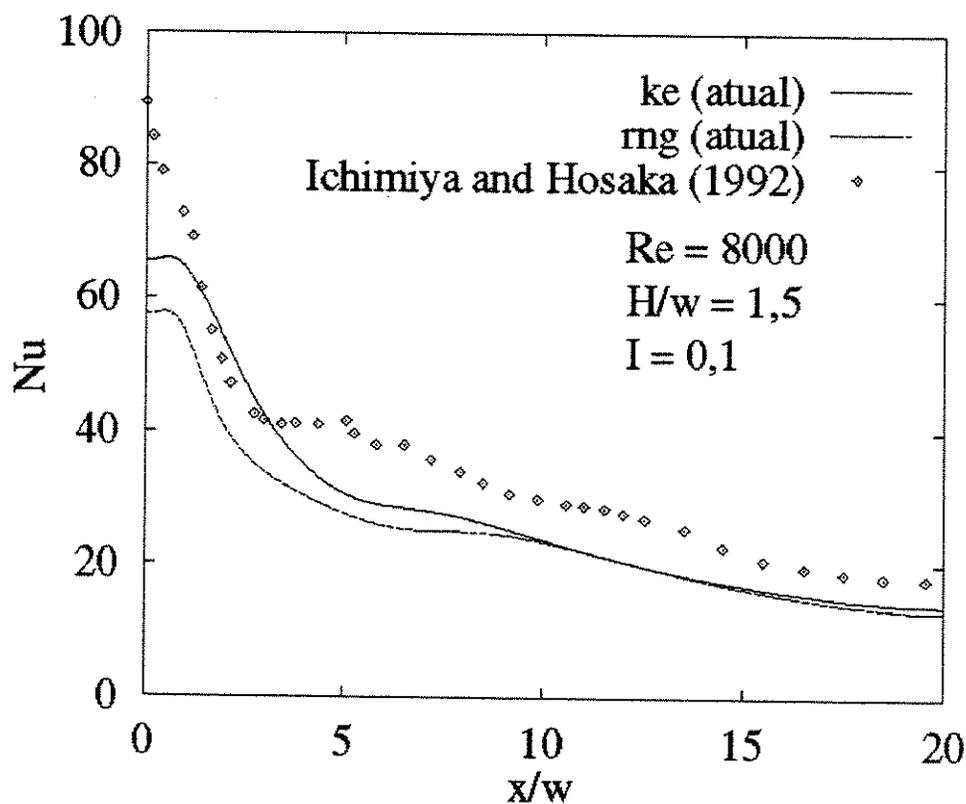


Figura 4.19 - Nu versus x/w para $Re = 8000$ e $H/w = 1,5$

Nas Figuras 4.20 e 4.21 foram reproduzidas as Figuras 4.11 e 4.12 com adição do modelo RNG. Ao contrário das Figuras 4.18 e 4.19 que mostram as características de transferência de calor para baixos Re e H/w , as Figuras 4.20 e 4.21 apresentam os perfis de Nu para $Re = 11000$, $H/w = 6,0$ e $Re = 20000$ e $H/w = 8$, respectivamente. Isto implica num valor de $y^+ > 11,5$, indicando que a linha nodal adjacente a parede se localiza na região turbulenta. Nestes dois casos o modelo RNG prediz um pouco melhor do que o modelo $k-\epsilon$ padrão as características de transferência de calor na região de estagnação.

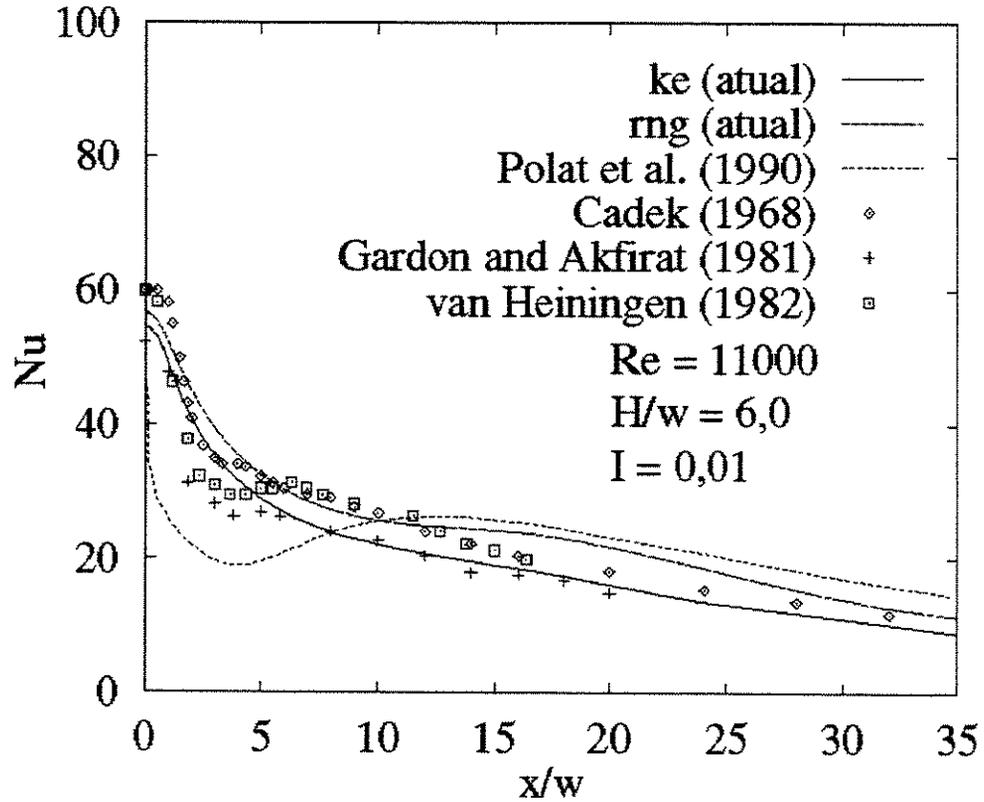


Figura 4.20 - Nu versus x/w para $Re = 11000$ e $H/w = 6,0$ (RNG)

Segundo autores como Orszag e Yakhot (1993), o modelo RNG prediz melhor os resultados de transferência de calor na zona de estagnação, pelo fato de o mesmo levar em conta a anisotropia nesta região. A Figura 4.20 apresenta o caso em que o número de Reynolds foi igual a 11000 e razão de aspecto igual a 6,0. Na direção coordenada \underline{x} , o número de volumes de controle foi igual a 5 na região de entrada do jato, com distribuição uniforme, e no restante do domínio (ao longo da placa de confinamento), foi igual a 20, com tamanho não-uniforme, crescente em progressão geométrica. O número de volumes de controle na direção \underline{y} foi igual a 15 com distribuição uniforme. O número de iterações necessárias para atingir a convergência foi cerca de 1000, enquanto que a intensidade turbulenta foi de 1,0 %. A diferença do número de Nusselt na região de estagnação entre os modelos $\underline{k-\epsilon}$ tradicional e RNG não foi significativa, sendo mais notável na saída da cavidade, onde os valores de Nusselt calculados pelo modelo RNG foram superiores.

A Figura 4.21 mostra os resultados de Nusselt para valores de $Re = 20000$ e $H/w = 8,0$. Na direção coordenada \underline{x} , o número de volumes de controle foi igual a 5 na região de entrada do jato,

com distribuição uniforme, e no restante do domínio (ao longo da placa de confinamento), foi igual a 20, com tamanho não-uniforme, crescente em progressão geométrica. O número de volumes de controle na direção y foi igual a 15 com distribuição uniforme. O número de iterações necessárias para atingir a convergência foi cerca de 1000, enquanto que a intensidade turbulenta na entrada do jato foi de 1,0. Observou-se que o número de Nusselt na zona de estagnação predito pelo modelo RNG aproximou-se bem dos resultados experimentais obtidos por Cadek (1968) e Saad (1981), enquanto que o valor de Nusselt na mesma região predito pelo modelo $k-\epsilon$ tradicional foi subestimado, mantendo-se o mesmo comportamento ao longo da cavidade.

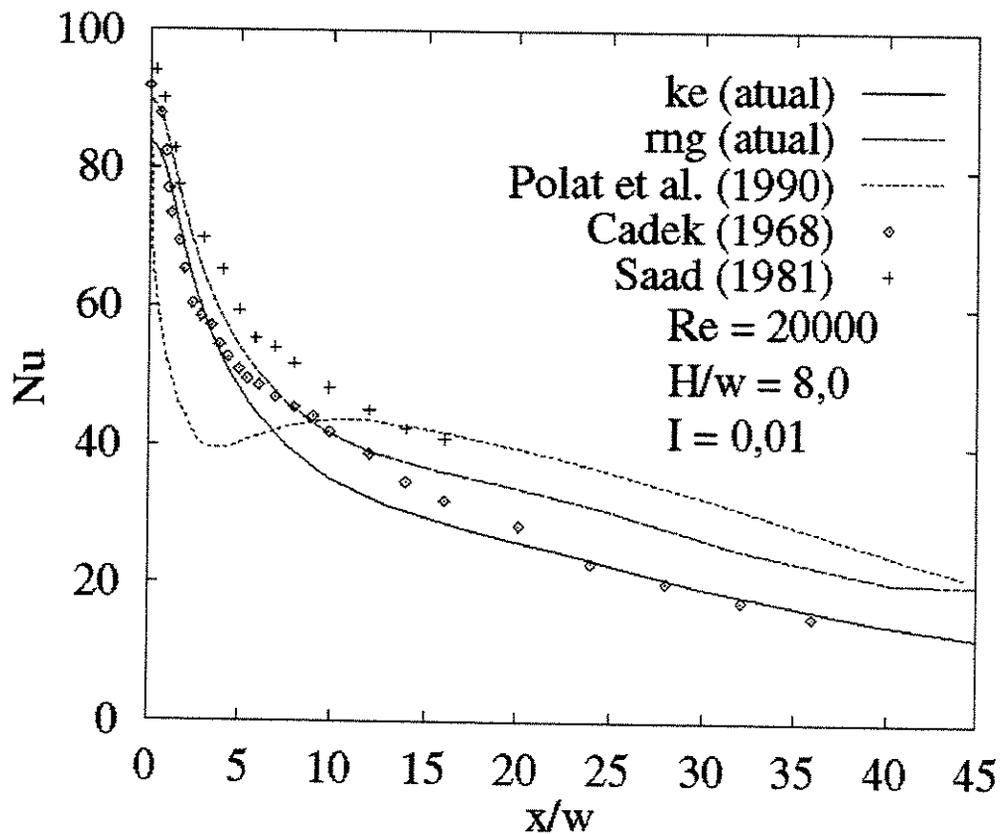


Figura 4.21 Nu versus x/w para $Re = 20000$ e $H/w = 8,0$ (RNG)

Capítulo 5

Resultados numéricos comparados aos experimentais

5.1 – Testes experimentais de transferência de calor

As medidas experimentais foram efetuadas com a montagem descrita no Capítulo 2, com uma razão de aspecto $H/w = 6,5$. Nos testes iniciais, a potência elétrica foi dissipada cada vez numa única placa aquecedora, de modo que a temperatura de cada aquecedor nunca excedesse mais que 20°C a temperatura ambiente. Isto era feito para permitir a consideração de propriedades constantes para o ar e também para evitar eventuais danos térmicos na própria montagem. Para cada placa aquecida, os testes foram efetuados na faixa mencionada do número de Reynolds, ou seja, de 9500 a 16000. Com este procedimento, o coeficiente convectivo médio obtido experimentalmente, baseado na temperatura de entrada do ar, coincidia com o próprio coeficiente adiabático, como mencionado no Capítulo 3. O comprimento característico utilizado no cálculo do número de Nusselt médio de cada placa aquecida foi a largura L_n da placa, igual a 24,8 mm:

$$Nu_n = \frac{h_{i,n}L_n}{k} \quad (5.1)$$

onde

$$h_{i,n} = h_{ad} = \frac{q_{w,n}}{(T_{w,n} - T_{in})} \quad (5.2)$$

Nesta equação, $q_{w,n}$ representa o fluxo convectivo de calor na superfície da placa ativa n .

5.2 - Procedimento de obtenção do coeficiente adiabático médio nas placas

Para calcular h_{ad} de cada placa, a taxa de transferência convectiva de calor tinha que ser obtida, como descrito no Capítulo 2:

$$Q_{conv,n} = P_n - Q_{cond,n} - Q_{rad,n} - Q_{lw,n} \quad (5.3)$$

A taxa de perda de calor de cada placa aquecida por condução (através da base de isopor e da parede de acrílico da placa de incidência) – $Q_{cond,n}$ - foi modelada através de um programa de volumes finitos, como descrito no capítulo 2. Os valores estimados desta perda ficaram entre 5% e 10% da potência elétrica dissipada. As perdas por radiação - $Q_{rad,n}$ - foram estimadas usando um modelo analítico desenvolvido por Ortega e Moffat (1986), resultando em valores de 0,4% a 1% da potência elétrica dissipada. As perdas condutivas pelos fios de termopares e de cobre – $Q_{lw,n}$ - foram estimadas com um modelo de condução unidimensional (aletas de comprimento infinito), variando entre 0,4% a 0,9% da potência dissipada. O procedimento para estimar estas perdas está indicado no Apêndice B.

As taxas de perda de calor estimadas da maneira descrita para cada placa ativa, para todos estes testes experimentais, são apresentadas nas Tabelas 5.1, 5.2 e 5.3 respectivamente para as placas ativas 1, 2 e 3. São apresentados os valores do número de Reynolds do jato no teste, a potência elétrica dissipada na placa ativa e as estimativas de cada uma das perdas térmicas consideradas. Para efeito ilustrativo, a porcentagem dessas perdas em relação à potência dissipada na placa também está indicada nessas Tabelas.

Tabela 5.1 – Valores estimados de perdas de calor – placa 1

Re	P_n (W)	$Q_{cond,n}$ (W)	% cond,n	$Q_{lw,n}$ (W)	% lw,n	$Q_{rad,n}$ (W)	% rad,n
9537	3,62	0,215	5,9	0,0175	0,48	0,0202	0,56
11410	4,86	0,27	5,6	0,02146	0,44	0,0248	0,51
13602	5,36	0,276	5,2	0,0217	0,4	0,0252	0,5
16192	5,76	0,279	4,9	0,0216	0,4	0,0251	0,4

Tabela 5.2 – Valores estimados de perdas de calor - placa 2

Re	P_n (W)	$Q_{cond,n}$ (W)	% cond,n	$Q_{lw,n}$ (W)	% lw,n	$Q_{rad,n}$ (W)	% rad,n
9655	2,69	0,248	9,2	0,0207	0,77	0,0236	0,88
11461	3,02	0,257	8,5	0,0211	0,70	0,0241	0,80
13844	3,30	0,258	7,8	0,0206	0,60	0,0234	0,71
16333	3,40	0,246	7,2	0,0194	0,57	0,022	0,64

Tabela 5.3 - Valores estimados de perdas de calor – placa 3

Re	P_n (W)	$Q_{cond,n}$ (W)	% cond,n	$Q_{lw,n}$ (W)	% lw,n	$Q_{rad,n}$ (W)	% rad,n
9603	1,99	0,190	9,5	0,0186	0,93	0,0208	1,05
11386	2,11	0,182	8,6	0,0174	0,82	0,0198	0,94
13570	2,44	0,193	7,9	0,0180	0,74	0,0206	0,84
15479	2,72	0,202	7,4	0,0186	0,68	0,0210	0,77

Nestes testes, o coeficiente convectivo médio de cada placa ativa foi então obtido por

$$h_{ad,n} = \frac{P_n - Q_{cond,n} - Q_{rad,n} - Q_{lw,n}}{A_{s,n}(T_w - T_{in})_n} \quad (5.4)$$

Desta forma , os valores de h_{ad} para as três placas aquecidas foram obtidos em função do número de Reynolds. Os resultados serão apresentados em conjunto com os resultados da simulação numérica.

Em cada teste experimental, a temperatura de referência desejada, isto é, a temperatura adiabática de cada placa, foi obtida através de um balanço de energia aplicado em cada uma:

$$P_n = h_{ad,n} \cdot A_{s,n} \cdot (T_w - T_{ad})_n + Q_{cond,n} + Q_{rad,n} + Q_{lw,n} \quad (5.5)$$

No lado direito desta equação, o primeiro termo representa a taxa de troca convectiva de calor e os demais representam as perdas térmicas consideradas. Em cada teste experimental, a potência elétrica dissipada na placa ativa era transferida para o ar e para o ambiente por convecção e pelas perdas térmicas. Ao mesmo tempo, para as outras duas placas, mantidas nestes testes sem dissipação de energia, esse balanço aplicava-se apenas para as posições a jusante da placa ativa. Neste caso, a placa inativa recebia calor por convecção do ar aquecido

pela placa ativa a montante e atingia uma temperatura de equilíbrio controlada pelas mesmas perdas térmicas, através da seguinte equação:

$$h_{ad,i} \cdot A_i \cdot (T_{ad} - T_w)_i = Q_{cond,i} + Q_{rad,i} + Q_{lw,i} \quad (5.5a)$$

Os valores resultantes de h_{ad} para cada placa foram assim obtidos em função apenas do escoamento, isto é, do número de Reynolds do jato. Por outro lado, os valores de T_{ad} de cada placa dependeram não só do escoamento, mas também da distribuição da potência dissipada nas três placas. Por exemplo, a temperatura adiabática da placa 3 variava se uma mesma potência fosse dissipada na placa 1, ou na placa 2 ou na própria placa 3.

5.3 - Comparação de h_{ad} utilizando os modelos $k-\varepsilon$ padrão e RNG

Utilizando o modelo de turbulência $k-\varepsilon$ padrão, as maiores diferenças entre os valores simulados e os valores experimentais, por exemplo do número de Nusselt local, ocorreram na região de estagnação do jato. Esta informação foi obtida tanto nos diversos trabalhos da literatura apresentados no Capítulo 4, como também nas comparações com os resultados experimentais para a placa 1 (na região de estagnação) deste trabalho. Buscou-se então na literatura um outro modelo de turbulência que levasse em conta a anisotropia das tensões turbulentas nessa região e que pudesse ser implementado sem grandes dificuldades a partir do programa computacional para o modelo $k-\varepsilon$ padrão. O modelo de turbulência denominado RNG preenche estas características e foi implementado num programa computacional para comparar seus resultados com os valores do modelo $k-\varepsilon$ padrão e os valores experimentais da placa 1 (situada na região de estagnação). Os resultados obtidos para a placa 1, para um número de Reynolds igual a 15600 estão apresentados na Tabela 5.4, nas mesmas condições geométricas da montagem experimental. Observa-se que a variação de Nu calculado pelos dois modelos é pequena. Pelo fato de que o modelo $k-\varepsilon$ na versão para alto número de Reynolds é largamente utilizado na literatura, ele foi utilizado nos cálculos numéricos deste trabalho para comparação com os resultados experimentais.

Tabela 5.4 - Comparação entre os modelos $k-\varepsilon$ e RNG

Re	H/w	Nu_{est} ($k-\varepsilon$)	Nu_{est} (RNG)	Variação (%)
15600	6,4	272,0	280,4	3,0

5.4 - Obtenção da função de superposição

Com os valores obtidos de h_{ad} e de T_{ad} em cada teste experimental, o valor da função de superposição $g^*(i-n)$ em cada placa inativa i a jusante da placa ativa n , foi obtido através de

$$g^*(i-n) = \frac{(T_{ad} - T_{in})_i}{Q_{conv,i}} \left(\frac{\dot{m}}{2}\right) c_p \quad (5.6)$$

Para a placa ativa n (1, 2, ou 3) do teste considerado, a função de superposição $g^*(n-n)$ foi obtida experimentalmente através de

$$g^*(n-n) = \frac{(T_w - T_{ad})_n}{Q_{conv,n}} \left(\frac{\dot{m}}{2}\right) c_p \quad (5.7)$$

Considerando que nestes testes iniciais apenas uma das três placas era aquecida de cada vez, o valor de T_{ad} de cada uma, utilizado nesta equação, era o próprio valor medido de T_{in} .

Nas equações (5.6) e (5.7), a vazão mássica total do jato foi dividida por 2 porque devido à simetria do escoamento, metade da vazão escoava para cada lado do duto retangular. Na avaliação da equação (5.7) para a placa 1, deve ser notado que dentro do domínio de cálculo considerado, apenas a metade da taxa convectiva total dessa placa deve ser utilizada.

5.5 - Simulações dos testes experimentais com uma placa aquecida.

Como descrito no Capítulo 4, as simulações numéricas bidimensionais foram realizadas considerando a simetria do escoamento do jato na montagem experimental. Deste modo, a região do escoamento que foi simulada abrange apenas o domínio confinado pela linha de simetria, pelas placas de incidência e de confinamento e por uma seção de saída, situada a uma distância $L = 92$ mm da linha de simetria. A abertura do jato bidimensional simulado foi a mesma da montagem experimental ($w = 5,9$ mm), bem como a altura do jato em relação à placa de incidência ($H = 38,4$ mm). Os resultados numéricos foram obtidos para valores do número de Reynolds, baseados na abertura do jato, na mesma faixa das medidas experimentais (9500 a 16000). Em todos os casos simulados a intensidade de turbulência na entrada do jato sempre foi considerada igual a 1 %.

O procedimento de obtenção numérica dos valores do coeficiente adiabático de transferência de calor associados aos testes experimentais com apenas uma placa aquecida de cada vez foi o seguinte. Para um dado valor do número de Reynolds do jato e da pressão e temperatura do ar na entrada, obtinha-se a velocidade média V_{in} . Na simulação, a distribuição de temperaturas na placa de incidência foi estabelecida como uma condição de contorno através de dois procedimentos. Primeiro, as temperaturas medidas em cada placa de alumínio nos testes experimentais foram impostas diretamente nas regiões correspondentes na superfície da placa de incidência. Segundo, entre as placas de alumínio, a distribuição de temperatura na superfície de acrílico da placa de incidência foi estimada através do programa de obtenção das perdas condutivas de calor. Com este procedimento, a condição de contorno para a placa de incidência era definida através de uma distribuição conhecida de temperatura. Nas simulações, a placa de confinamento sempre foi tratada termicamente como sendo adiabática.

A Figura 5.1 compara os resultados experimentais e numéricos do número de Nusselt médio da placa 1 em função de Re , obtidos nos testes em que apenas essa placa dissipava potência elétrica. Estes resultados experimentais e numéricos estão apresentados também na Tabela 5.5 a. Dados adicionais de todos os testes com apenas uma placa aquecida estão no Apêndice C. Esta placa está localizada na região de estagnação do jato, onde a dificuldade de modelagem do escoamento turbulento é maior, devido à anisotropia das tensões turbulentas nessa região. Os resultados de simulação para valores de Re inferiores a 10000 indicaram que o escoamento não é completamente turbulento nesta região. No escoamento junto à placa 1, os valores calculados de y^+ da primeira linha da grade numérica ficavam abaixo da faixa recomendada na literatura (entre 80 e 200) para este modelo de turbulência. Para valores de Re abaixo de 10000, vários autores (Housselinapour e Mujumdar (1995), Seyedein et al. (1994)) compararam valores de simulação obtidos com um modelo $k-\epsilon$ a alto Re com resultados experimentais obtidos para placas de incidência isotérmicas e constataram que os valores experimentais de Nu são sempre superiores aos valores simulados na região de estagnação. Fato que também foi observado no presente estudo. Na Figura 5.1, o desvio dos resultados de simulação em relação aos resultados experimentais variou na faixa entre 3 % e 8 %. A potência dissipada na placa 1 para os testes indicados na Figura 5.1 está indicada na Tabela 5.1.

Tabela 5.5.a. Valores de Nu experimental e de simulação – placa 1

Re exp.	Re sim.	Nu exp.	Nu sim.
9537	9537	187	190
11410	11410	221	216
13602	13602	243	242
16192	16192	269	271

Na Figura 5.2 são apresentados os valores de Nu médio experimentais e de simulação para a placa 2. Devido à sua localização a jusante da região de estagnação do jato, o escoamento já começou a se desenvolver no canal retangular e os resultados numéricos obtidos utilizando o modelo $k-\epsilon$ na versão a alto número de Reynolds se aproximam melhor dos valores experimentais do que as previsões numéricas para a placa 1. O desvio máximo dos valores numéricos em relação aos experimentais para a placa 2 foi de 3 %. A potência dissipada na placa 2 nestes testes está indicada na Tabela 5.2. Estes resultados experimentais e numéricos são apresentados na Tabela 5.5.b.

Tabela 5.5.b Valores de Nu experimental e de simulação – placa 2

Re exp.	Re sim.	Nu exp.	Nu sim.
9655	9655	122	117
11461	11461	135	135
13844	13844	154	156
16333	16333	169	170

A Figura 5.3 apresenta os valores correspondentes quando apenas a placa 3 era aquecida. Devido a sua localização ainda mais a jusante que a placa 2, o escoamento está mais desenvolvido no canal retangular e os resultados numéricos utilizando o modelo $k-\epsilon$ de turbulência aproximam-se dos valores experimentais. Estes resultados experimentais e numéricos são apresentados na Tabela 5.3.a. Neste caso, o desvio máximo dos valores simulados em relação aos experimentais foi de 2 %. As taxas de potência dissipada na placa 3 estão indicadas na Tabela 5.3.

Tabela 5.5.c Valores de Nu experimental e de simulação – placa 3

Re exp.	Re sim.	Nu exp.	Nu sim.
9603	9603	100	100
11386	11386	114	115
13570	13570	129	132
15479	16194	141	152

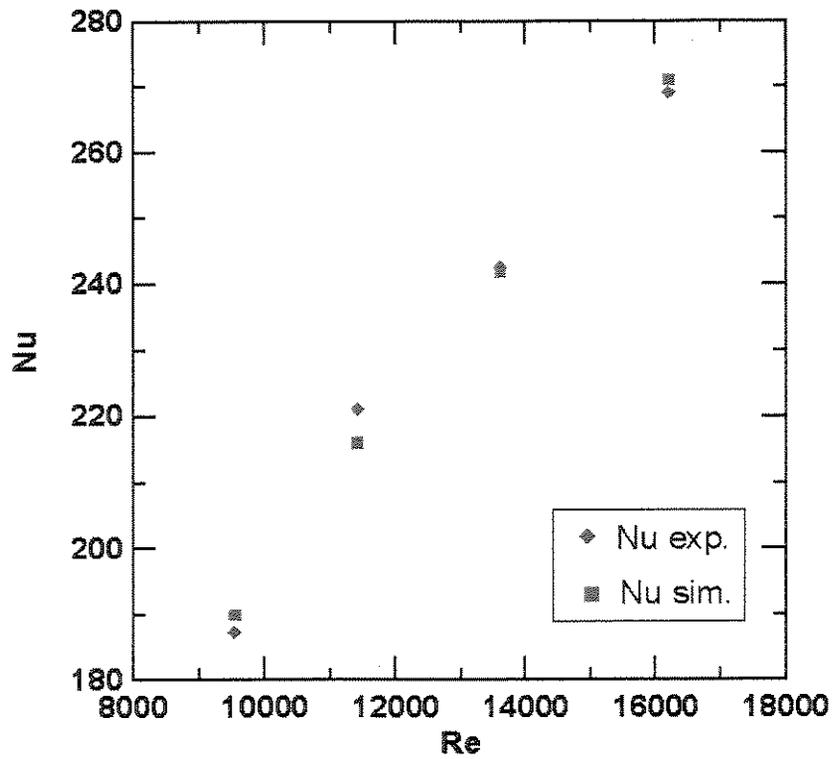


Figura 5.1 - Nu médio da placa aquecida 1 em função de Re

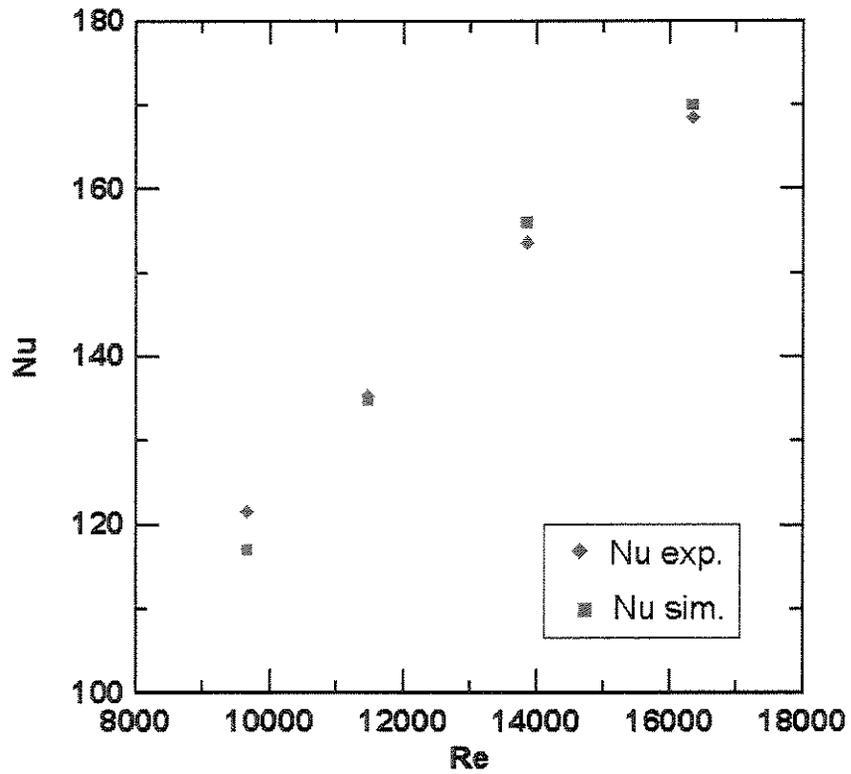


Figura 5.2 - Nu médio da placa aquecida 2 em função de Re

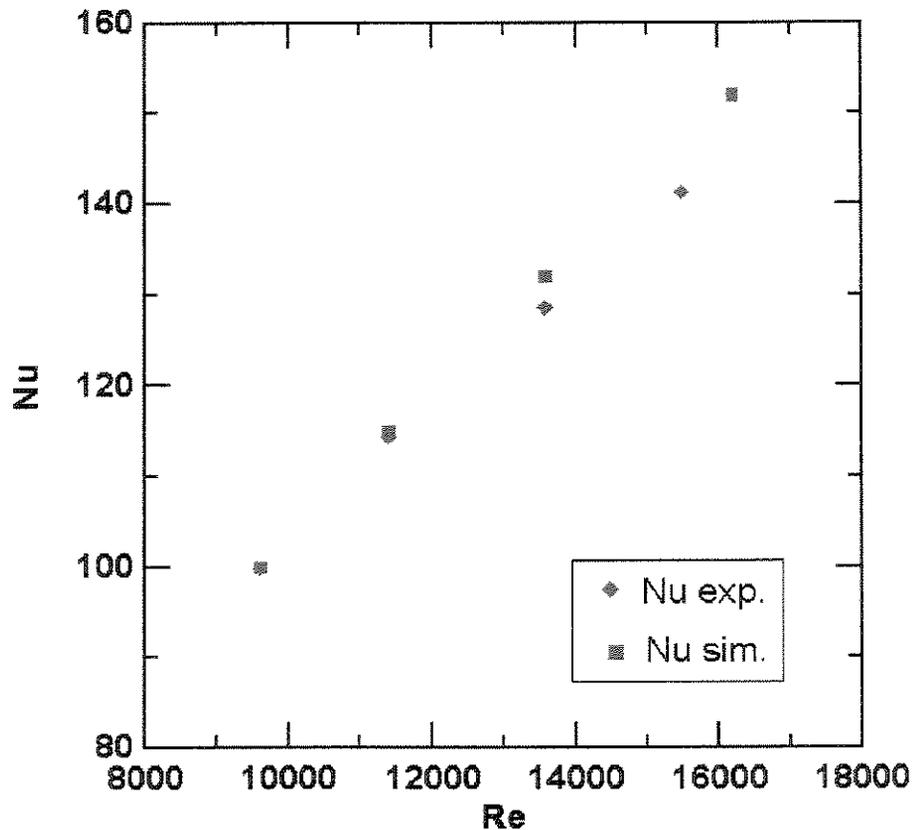


Figura 5.3 - Nu médio da placa aquecida 3 em função de Re

5.6 - A função de superposição g^*

Os valores da função de superposição também foram obtidos tanto a partir das medidas experimentais quanto a partir das simulações numéricas dos testes com dissipação de potência numa placa de cada vez. A Figura 5.4 apresenta os valores obtidos para a função $g^*(1-1)$, definida pela equação (5.7) em função do número de Reynolds do jato. Pela sua definição, a função $g^*(n-n)$ varia linearmente com a vazão mássica do jato e inversamente com o coeficiente convectivo de troca de calor, que em escoamento turbulento varia aproximadamente com um expoente 0,8 da vazão mássica. O resultado apresentado na Figura 5.4 para $g^*(1-1)$ indica portanto um aumento suave desta função com o número de Reynolds do jato (vazão mássica). Os resultados numéricos diferem dos experimentais praticamente da mesma forma e pelas mesmas razões comentadas para os valores do número de Nusselt médio apresentados na Figura 5.1. Os valores numéricos e experimentais referentes à Figura 5.4 são apresentados na Tabela 5.6.

Tabela 5.6 – Comparação de $g^*(1-1)$ experimental e de simulação

Re	$g^*(1-1)$ exp.	$g^*(1-1)$ sim.
9537	27,76	29,81
11410	27,93	31,10
13602	30,37	33,16
16192	32,56	35,00

A Figura 5.5 apresenta $g^*(2-2)$ em função do número de Re, quando apenas a placa 2 é aquecida. Aqui também ocorre um aumento suave desta função com o número de Reynolds do jato e assim como o coeficiente convectivo apresentado na Figura 5.2, os valores simulados aproximam-se das estimativas dos valores experimentais melhor do que no caso da placa 1 porque o escoamento já está mais afastado da região de estagnação do jato. Os valores numéricos e experimentais referentes à Figura 5.5 são apresentados na Tabela 5.7.

Tabela 5.7 – Comparação de $g^*(2-2)$ experimental e de simulação

Re	$g^*(2-2)$ exp.	$g^*(2-2)$ sim.
9655	21,56	24,24
11461	22,97	24,94
13844	24,44	25,77
16333	26,32	27,50

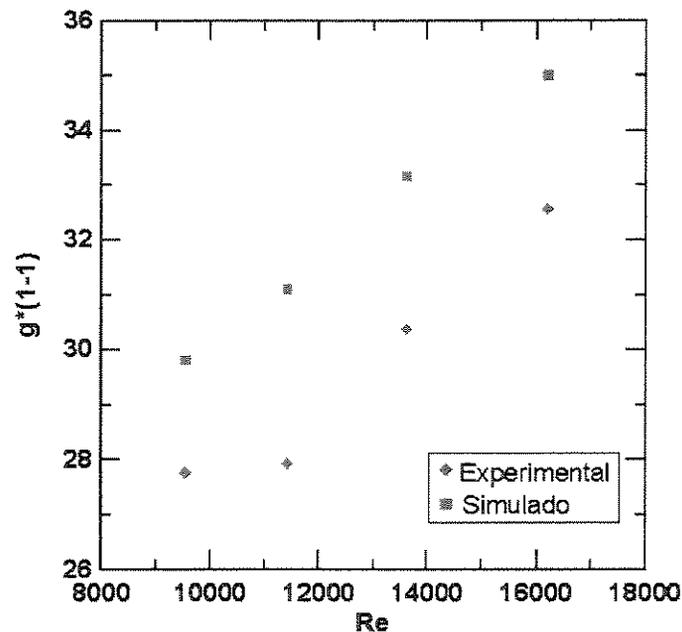


Figura 5.4 – A função $g^*(1-1)$ da placa 1

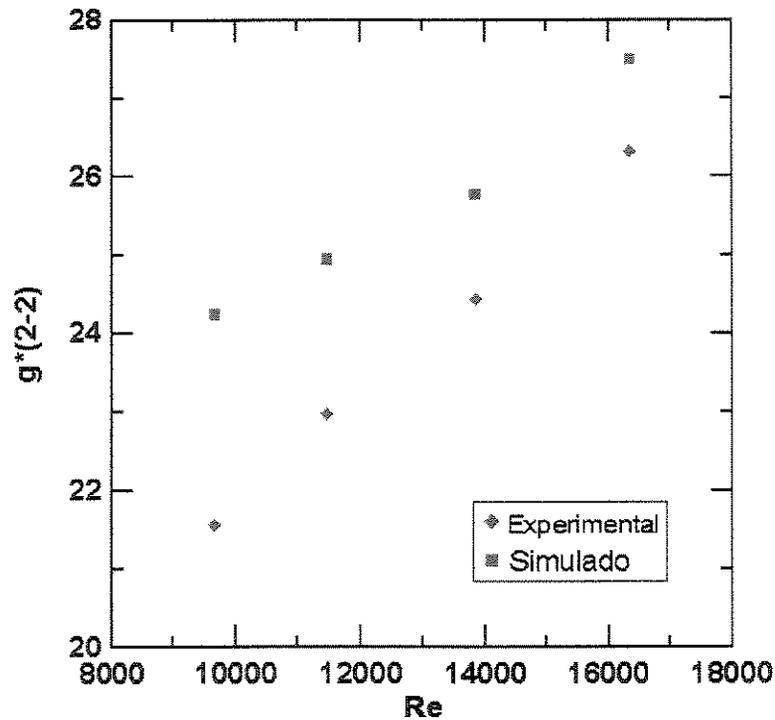


Figura 5.5 – A função $g^*(2-2)$ da placa 2

A Figura 5.6 apresenta as estimativas numéricas e experimentais da função $g^*(3-3)$ em função do número de Re, quando apenas a placa 2 é aquecida. Também neste caso, assim como na Figura 5.3, os valores experimentais e numéricos estão bem mais próximos entre si e aumentam suavemente com o número de Reynolds do jato. Os valores numéricos e experimentais referentes à Figura 5.6 são apresentados na Tabela 5.8.

Tabela 5.8 – Comparação de $g^*(3-3)$ experimental e de simulação

Re	$g^*(3-3)$ exp.	$g^*(3-3)$ sim.
9603	26,26	28,31
11386	27,13	28,94
13570	29,3	30,20
15479	31,30	31,50

A Figura 5.7 apresenta os valores da função $g^*(i-1)$, definida pela equação (5.6), em função da posição relativa das placas a jusante da placa 1 quando esta é aquecida. Na montagem experimental deste trabalho existem apenas duas placas a jusante da placa 1: as placas 2 e 3, de modo que para elas correspondem valores de $(i-1)$ respectivamente iguais a 1 e 2. Dois aspectos importantes podem ser notados nesta figura.

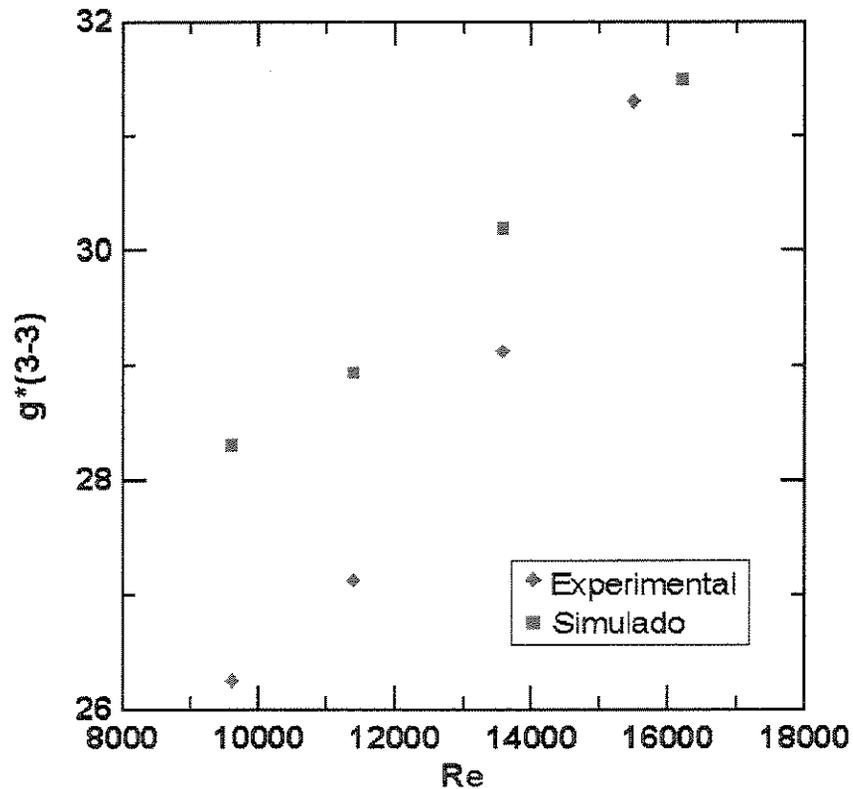


Figura 5.6 – A função $g^*(3-3)$ da placa 3

Primeiro, há um decréscimo de $g^*(i-1)$ quando $(i-1)$ varia de 1 para 2. Isto se deve à menor diferença de temperatura ($T_{ad} - T_{in}$) no numerador da Equação (5.6) ou, em outras palavras, que a influência do aquecimento direto da placa 1 é menor na placa 3 do que na placa 2. Em segundo lugar, os valores de $g^*(i-1)$ são quase independentes do número de Reynolds, ou seja, da vazão mássica do jato. Isto pode ser justificado porque neste caso as placas 2 e 3, a jusante da placa 1, ganham calor por convecção desta placa aquecida a montante. A diferença de temperaturas ($T_{ad} - T_{in}$), deve diminuir suavemente com a vazão mássica do jato devido ao aumento da turbulência, mas ao mesmo tempo, a razão entre a vazão mássica e o coeficiente convectivo implícita na equação (5.6) deve aumentar suavemente com o número de Reynolds do jato. Assim, como efeito resultante destas duas tendências opostas, o valor da função $g^*(i-1)$ praticamente independente do número de Reynolds do jato. Nota-se também que como esta função neste gráfico refere-se às posições das placas 2 e 3, fora da região de estagnação do jato, houve uma boa concordância entre as suas estimativas numéricas e experimentais. Os valores numéricos e experimentais referentes à Figura 5.7 são apresentados na Tabela 5.9.

Tabela 5.9 – Comparação de $g^*(i-1)$ experimental e de simulação

i-1	Re	$g^*(i-1)$ exp.	$g^*(i-1)$ sim.
1	9537	2,89	2,88
	11410	2,79	2,80
	13602	2,86	2,86
	16192	2,91	2,87
2	9537	1,36	1,34
	11410	1,30	1,30
	13602	1,29	1,31
	16192	1,35	1,33

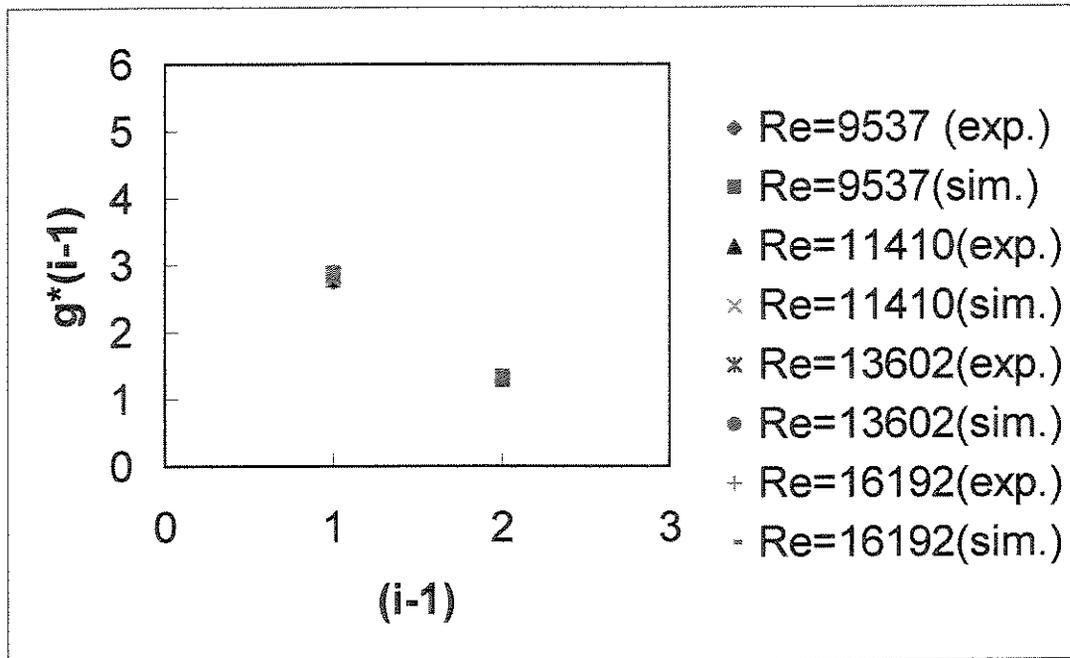


Figura 5.7 – A função $g^*(i-1)$ quando a placa 1 é aquecida

A Figura 5.8 apresenta os valores estimados da função de superposição $g^*(i-2)$, quando apenas a placa 2 é diretamente aquecida. Na montagem experimental, apenas a placa 3 está situada a jusante da placa 2, de modo que na Figura 5.8 apenas o valor $(i-2) = 1$ é apresentado, válido então para a função $g^*(3-2)$. Neste gráfico observa-se também, da mesma forma que na Figura anterior, praticamente uma independência da função em relação ao número de Reynolds e uma boa concordância entre a suas estimativas experimentais e numéricas, pelas mesmas razões apontadas anteriormente. Os valores numéricos e experimentais referentes à Figura 5.8 são apresentados na Tabela 5.10.

Tabela 5.10 – Comparação de $g^*(i-2)$ experimental e de simulação

$i-2$	Re	$g^*(i-1)$ exp.	$g^*(i-1)$ sim.
1	9655	3,52	3,59
	11461	3,50	3,62
	13844	3,40	3,49
	16333	3,47	3,60

Os valores de $g^*(i-j)$, bem como os valores dos coeficientes adiabáticos de troca de calor, h_{ad} , são muito importantes na previsão das temperaturas das placas, quando uma potência elétrica arbitrária for dissipada simultaneamente em cada uma delas.

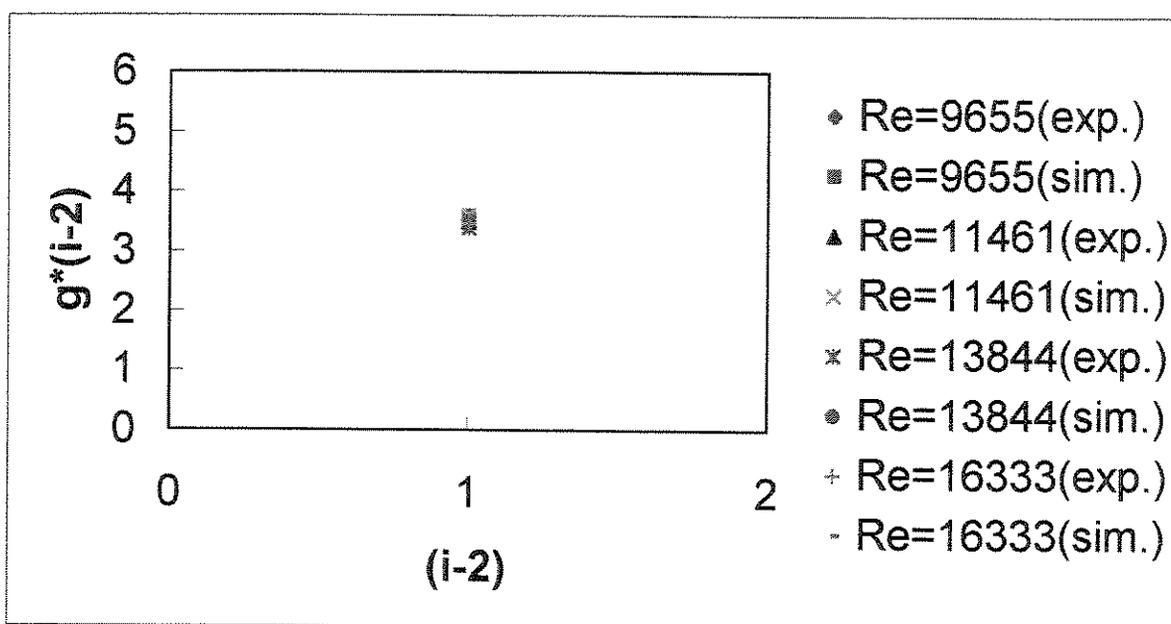


Figura 5.8 – A função $g^*(i-2)$ quando a placa 2 é aquecida

5.7 - Análise no caso de dissipação arbitrária de potência elétrica nas placas

Com as informações obtidas sobre os valores de h_{ad} e das funções de superposição $g^*(i-j)$, agora será considerada a simulação numérica de uma condição arbitrária de dissipação de potência elétrica nas três placas aquecedoras da montagem experimental. O objetivo torna-se então determinar a temperatura de equilíbrio de cada placa aquecedora em relação à temperatura do ar na entrada do jato. Nestes casos, para evitar que a cada distribuição discreta das potências dissipadas corresponda uma distribuição do número de Nusselt médio em cada placa, é conveniente utilizar o coeficiente adiabático na solução geral do problema. Partindo do conhecimento da potência dissipada em cada placa, o processo adotado de simulação numérica será descrito a seguir, com a ajuda do diagrama de fluxo indicado na Figura 5.9.

Inicialmente, estimam-se as taxas convectivas de transferência de calor $Q_{conv,i}$ de cada placa, como sendo uma fração da potência dissipada nelas (por exemplo, 90%, como indicado na Figura 5.9). Com estes valores estimados de $Q_{conv,i}$, os valores das seis funções de superposição $g^*(i-j)$ permitem uma estimativa das temperaturas de cada placa em relação à temperatura de entrada do jato. Com estas estimativas das temperaturas das placas, as taxas de perda de calor de cada placa são então avaliadas. Através de um balanço de energia em cada placa, foram obtidas novas estimativas para as taxas convectivas de troca de calor de cada placa subtraindo-se as taxas avaliadas de perdas de calor da potência dissipada em cada placa. As novas estimativas das taxas convectivas de troca de calor de cada placa são comparadas com as estimativas anteriores para verificar a convergência do processo iterativo de solução. Se não houver concordância dentro de uma proximidade pré-estabelecida, as novas estimativas são utilizadas para determinar novas temperaturas das placas aquecedoras e o processo iterativo continua até ocorrer a convergência desejada. Quando a convergência ocorre, as temperaturas das placas são aquelas estimativas obtidas na última iteração.

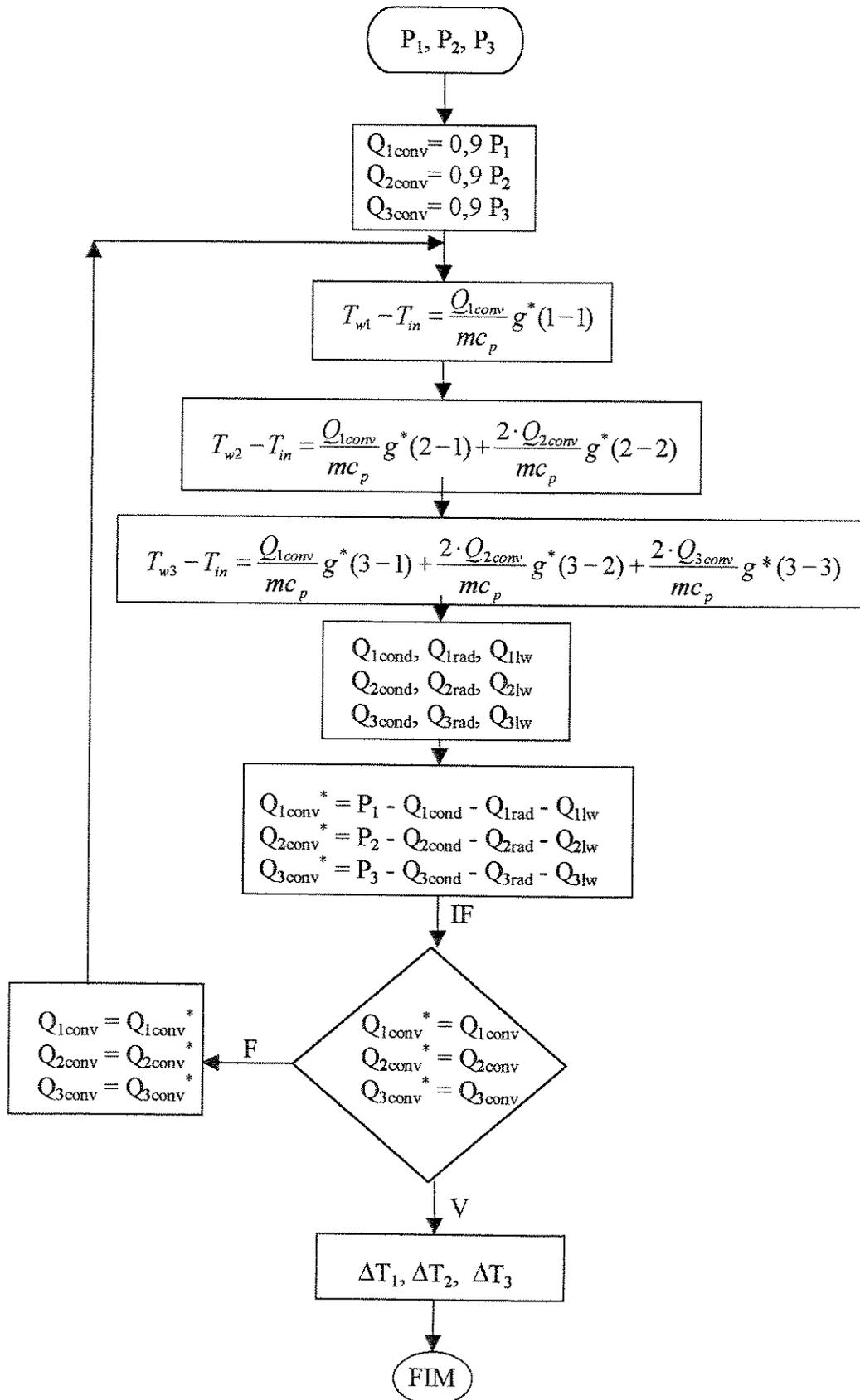


Figura 5.9 - Fluxograma para obtenção das temperaturas de cada placa

Utilizando o procedimento descrito pelo fluxograma apresentado na Figura 5.9, foi considerada uma situação em que as potências dissipadas nas placas 1, 2 e 3 da montagem experimental fossem respectivamente iguais a 3 W, 2 W e 1 W. Foram então efetuadas duas simulações numéricas nestas condições de aquecimento das placas, considerando um mesmo valor do número de Reynolds do jato, igual a 15600. Na primeira delas, as perdas térmicas associadas à montagem experimental foram incluídas na simulação, num processo iterativo de solução, como indicado na Figura 5.9. Na segunda simulação, foi considerado que as perdas térmicas fossem desprezíveis, de modo que toda a potência dissipada em cada placa aquecida fosse transferida integralmente para o escoamento de ar pelo mecanismo de convecção térmica. As temperaturas previstas para as placas aquecidas nestas duas simulações numéricas estão apresentadas na Figura 5.10. Como as perdas térmicas das placas foram estimadas num valor máximo em torno de 10% da potência dissipada, nota-se que as temperaturas previstas nas duas simulações são bastante semelhantes, com um desvio máximo em torno de 1 °C para a placa 2 neste caso.

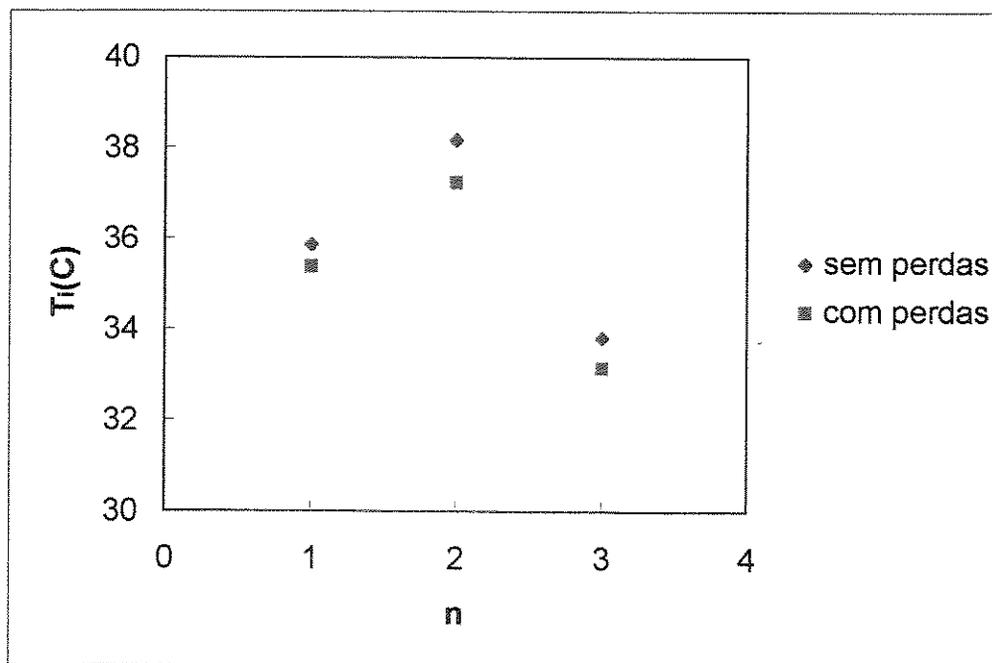


Figura 5.10 – Comparação das temperaturas das placas previstas por duas simulações

O modo da segunda simulação, efetuada considerando desprezíveis as perdas térmicas, naturalmente não precisa de um processo iterativo de solução e seria bastante conveniente se as perdas térmicas fossem pequenas. Caso elas não sejam desprezíveis, é sempre conveniente

considerar o modo da primeira simulação, incluindo as perdas térmicas das placas aquecidas num processo iterativo de solução.

Foram também efetuados três testes experimentais com aquecimento simultâneo das placas na montagem experimental, todos com um número de Reynolds do jato máximo possível na montagem experimental, em torno de 16200. Nos testes realizados, as potências dissipadas em cada placa estão indicadas na Tabela 5.11.

Tabela 5.11 - Distribuições de potência em cada placa metálica

Caso #	Potência elétrica dissipada nas placas metálicas (W)		
	Placa 1	Placa 2	Placa 3
1	3	2	1
2	1	2	3
3	2	2	2

Como resultado destes testes experimentais, obtiveram-se os valores medidos da temperatura de cada placa aquecida e também as estimativas experimentais dos valores dos seus coeficientes adiabáticos de troca convectiva de calor.

Estes três testes também foram simulados numericamente através do método iterativo descrito na Figura 5.10, para fins de comparação com os resultados experimentais. Os resultados numéricos foram obtidos utilizando uma grade numérica de 92 x 24 volumes de controle respectivamente nas direções paralela e normal à placa de incidência. Na direção da placa de incidência, a malha foi espaçada de maneira uniforme (com um tamanho igual a 1 mm no domínio considerado). Na direção normal à placa, a malha foi disposta de maneira que o espaçamento aumentava com a distância das superfícies de incidência e de confinamento numa progressão geométrica. A posição da primeira linha nodal paralela à placa de incidência foi escolhida de modo a garantir que o valor da ordenada adimensional de turbulência y^+ ficasse situado na região completamente turbulenta, de forma a garantir a aplicação do modelo $k-\epsilon$ padrão.

Na Figura 5.11 são comparados os valores médios de h_{ad} e h_{in} - este definido na equação (5.2) - para a placa aquecida 1, tanto aqueles obtidos dos resultados experimentais quanto dos

simulados, para os três casos citados na Tabela 5.11. Observa-se que de acordo com as suas próprias características, os valores de h_{ad} permaneceram praticamente inalterados com a variação da distribuição de potência nas placas metálicas. A maior variação entre os resultados numéricos e experimentais ficou em torno de 3%. O mesmo não ocorre com os valores de h_{in} , que dependem fortemente da distribuição de potência elétrica nas placas metálicas (devido à variação de T_w). Os valores numéricos e experimentais referentes à Figura 5.11 são apresentados na Tabela 5.12.

Tabela 5.12 – Comparação de h experimental e de simulação – placa 1

caso	h_{ad} (sim.)	h_{ad} (exp.)	h_{in} (sim.)	h_{in} (exp.)
1	285,48	283,96	283,45	280,50
2	285,48	283,96	280,00	276,28
3	285,48	283,96	282,00	278,54

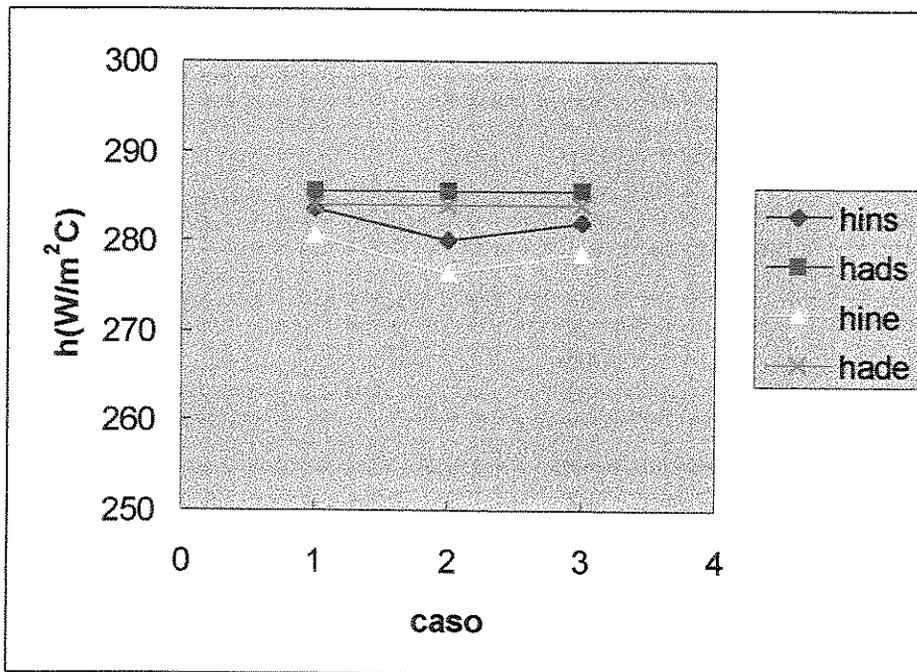


Figura 5.11 - Variação de h na placa 1 para várias distribuições de potência

Os valores numéricos e experimentais referentes à Figura 5.12 são apresentados na Tabela 5.13.

Tabela 5.13 – Comparação de h experimental e de simulação – placa 2

caso	h_{ad} (sim.)	h_{ad} (exp.)	h_{in} (sim.)	h_{in} (exp.)
1	180,64	179,38	172,22	167,34
2	180,64	179,38	179,68	176,57
3	180,64	179,38	175,90	171,86

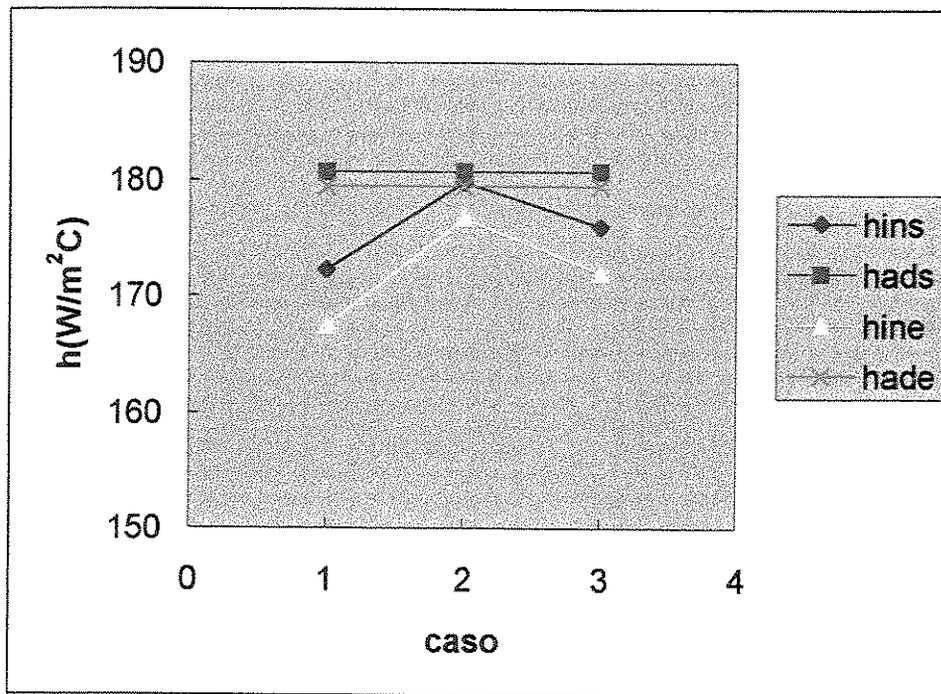


Figura 5.12 - Variação de h na placa 2 para várias distribuições de potência

Os valores numéricos e experimentais referentes à Figura 5.13 são apresentados na Tabela 5.14.

Tabela 5.14 – Comparação de h experimental e de simulação – placa 3

caso	h_{ad} (sim.)	h_{ad} (exp.)	h_{in} (sim.)	h_{in} (exp.)
1	158,95	156,93	130,17	124,01
2	158,95	156,93	150,98	144,25
3	158,95	156,93	144,78	138,15

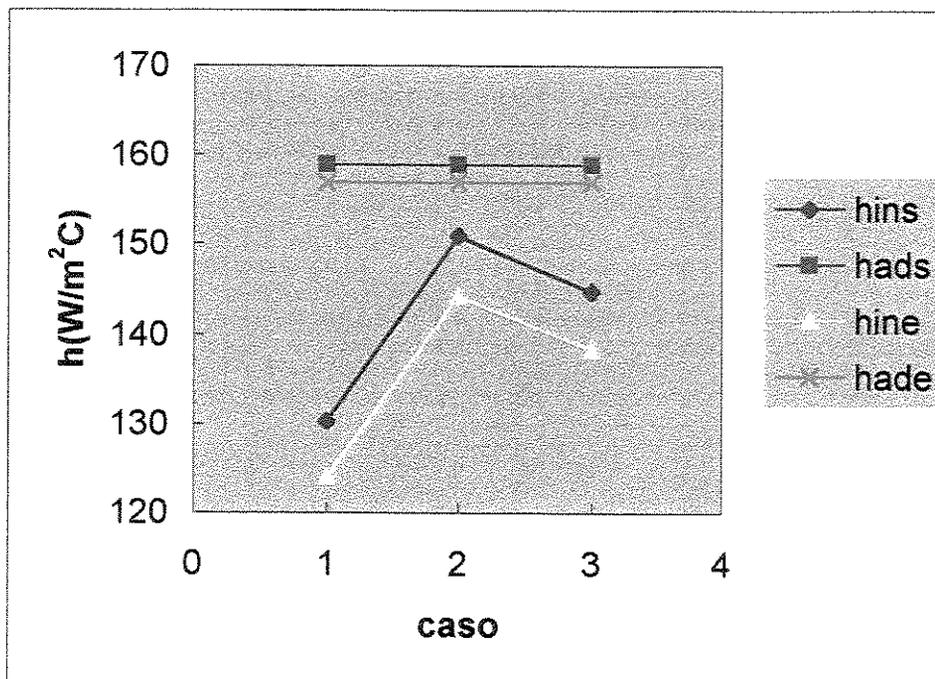


Figura 5.13 - Variação de \underline{h} na placa 3 para várias distribuições de potência

Na Figura 5.12 são comparados os valores médios de h_{ad} e h_{in} da placa aquecida 2 para os três casos especificados na Tabela 5.11. Observa-se o mesmo comportamento qualitativo do gráfico anterior, ou seja, o valor de h_{ad} tanto numérico como experimental praticamente independem da distribuição de potência elétrica, enquanto que os valores de h_{in} tanto numérico como experimental variam consideravelmente com essa distribuição.

A Figura 5.13 apresenta resultados análogos para a placa aquecida 3. Nota-se que esta placa, devido a sua posição à jusante das demais, sofre a maior influência do aquecimento convectivo a montante do escoamento de ar trocando calor com as placas 1 e 2. Isto se reflete na maior variação relativa de h_{in} nos três casos distintos de distribuições de potência. Mesmo assim, a distribuição do coeficiente adiabático manteve-se também neste caso inalterada em relação à variação dessas distribuições também para a placa 3.

As condições especificadas para as placas aquecidas na Tabela 5.11 são as potências dissipadas em cada uma delas simultaneamente em cada caso. Naturalmente, o objetivo principal destes testes era determinar a temperatura resultante em cada placa nas condições de aquecimento simultâneo especificadas. Como os testes experimentais correspondentes foram efetuados em dias distintos, a temperatura ambiente de entrada do jato (T_{in}) variou de teste para teste. Deste

modo, para uma comparação adequada entre os diversos casos, os resultados obtidos serão apresentados em termos da diferença de temperatura ($T_{w,n} - T_m$) para cada placa em cada caso.

A Tabela 5.15 apresenta os valores medidos e os resultados das simulações numéricas correspondentes das diferenças de temperatura mencionadas para os três casos descritos na Tabela 5.11. Estes testes experimentais foram efetuados com vazão máxima fornecida pelo ventilador utilizado, fornecendo um número de Reynolds do jato em torno de 16200 nos três testes.

Tabela 5.15 – Comparação das temperaturas nas placas aquecidas

$(T_w - T_m)$ (°C)	CASO 1		CASO 2		CASO 3	
	EXP	NUM	EXP	NUM	EXP	NUM
Placa 1	10,3	10,3	3,5	3,5	6,9	6,9
Placa 2	11,2	11,4	10,8	11,0	11,0	11,2
Placa 3	7,7	7,3	19,7	19,6	13,8	13,9

Em primeiro lugar, nota-se uma concordância muito boa entre as diferenças de temperatura medidas e as suas predições numéricas. O desvio máximo foi de 0,4 °C em todos os testes e o valor médio desse desvio para todos os testes foi de 0,1 °C. Nota-se também uma influência pronunciada da posição da placa no valor da sua temperatura de equilíbrio térmico para uma mesma potência dissipada. Por exemplo, quando a potência de 3 W foi dissipada na placa 1 (caso 1), o seu aumento de temperatura em relação à temperatura de entrada do jato de ar foi de 10,3 °C. Quando essa mesma potência foi aplicada na placa 3 (caso 2), essa diferença foi maior, igual a 19,7 °C, por duas razões distintas. Em primeiro lugar, o coeficiente adiabático na placa 3 é menor que na placa 1 e portanto, para uma mesma potência dissipada, implicando num aumento maior de temperatura na placa 3 se as perdas térmicas das duas placas forem equivalentes. Além disso, a placa 3 sofre um aquecimento adicional devido às potências dissipadas de forma não uniforme nas duas placas (1 e 2) a montante. Os valores estimados do coeficiente adiabático de troca de calor (156 W/m²°C) e das perdas térmicas (5%) deste teste na placa 3 permitem então avaliar essas duas contribuições distintas. Os resultados estimados foram que a contribuição da potência dissipada na placa 3 foi de 18,8 °C enquanto que por efeito do aquecimento a montante a contribuição foi de 0,9 °C na diferença total medida, igual a 19,7 °C.

Capítulo 6

Conclusões

Um procedimento numérico de cálculo foi desenvolvido para a simulação de resfriamento de placas aquecidas discretamente por jatos de ar turbulentos bidimensionais. Para isto foi desenvolvido um programa de cálculo que leva em consideração o modelo de turbulência de duas equações k - ϵ na versão a alto número de Reynolds.

Além das equações governantes de conservação foram implementadas no programa de cálculo, as equações de energia cinética turbulenta k e da taxa de dissipação de energia cinética turbulenta ϵ . Os resultados numéricos foram comparados com os resultados numéricos de Seyedein et al. (1994) e de Polat et al. (1990).

Uma cavidade foi construída e ensaiada em laboratório, a fim de se realizar um teste adicional deste procedimento de cálculo. Os resultados experimentais para o coeficiente convectivo baseado na temperatura de entrada do jato e para o coeficiente convectivo adiabático foram comparados com os resultados de simulações correspondentes, havendo boa concordância entre eles, com exceção na região de estagnação quando o número de Reynolds era inferior a 10000.

A cavidade experimental foi ensaiada para uma razão de aspecto $H/w = 6,0$. O único parâmetro variado foi o número de Reynolds, que em virtude das limitações do ventilador do laboratório atingia Re máximo baseado no diâmetro hidráulico igual a 16000.

A fim de se cobrir uma faixa de Re mais ampla do que os ensaios experimentais, simulações adicionais foram realizadas. Em todos os casos estudados, verificou-se que apenas o modo de transferência de calor por radiação pode ser desprezado. O objetivo principal deste trabalho foi a determinação do coeficiente adiabático convectivo de cada placa aquecedora, para então obter a temperatura adiabática de cada uma. A principal vantagem de se trabalhar com o coeficiente adiabático convectivo é que o mesmo depende apenas das condições de escoamento e não da distribuição de potência de cada placa metálica aquecedora. O conceito de had consiste na desconsideração dos modos de transferência de calor por radiação por condução considerando apenas o aquecimento do escoamento devido à placa aquecedora à montante. Pelos resultados obtidos tanto experimentalmente como numericamente, observou-se a veracidade do conceito de coeficiente adiabático, pois a variação do coeficiente adiabático com a distribuição de potência dissipada em cada placa foi insignificante. As características de transferência de calor deste trabalho obtidas pela simulação numérica, comparadas com resultados de experimentos realizados no Laboratório de Energia da Unicamp, bem como com alguns resultados experimentais e numéricos obtidos na literatura, mostram que o modelo $k-\epsilon$ na versão de alto número de Reynolds é um modelo aceitável em previsões aproximadas da transferência de calor de jatos incidentes turbulentos, exceto na região de estagnação, principalmente nos casos quando a razão de aspecto H/w é menor que 2. Devido à existência de fortes curvaturas das linhas de corrente e da presença de altos gradientes de velocidade nos escoamentos incidentes, diferentes aproximações próximas à parede foram necessárias para consideração de efeitos de turbulência.

Embora exista a dificuldade para se fazer uma previsão com uma certa acuracidade de Nu_x devido à complexidade inerente de jatos incidentes turbulentos, a avaliação geral do modelo a alto número de Reynolds mostrou uma certa acuracidade com as medidas experimentais de Saad (1981), Cadek (1968), Gardon e Akfirat (1966) e van Heiningen (1982) em uma razão de aspecto H/w igual a 6 e 8 e número de Reynolds igual a 11000 e 20000, respectivamente.

Referências Bibliográficas

- ALBERTSON, M. L., DAI, Y. B., JENSEN, R. A. Diffusion of submerged jets. *ASCE Transactions*, v.115, p.639-697, 1950.
- AMANO, R. S. Turbulence Effect on the Impinging Jet on a Flat Plate. *Bulletin of the JSME*, v.26, n.21, p.1891-1899, nov. 1983.
- ANDERSON, A. M., MOFFAT, R. J. The Adiabatic Heat Transfer Coefficient and Superposition Kernel Function: Part 1 – Data for Arrays of Flatpacks for Different Flow Conditions. *Transactions of the ASME*, v.114, p.22-28, mar. 1992.
- ANDERSON, A. M., MOFFAT, R. J. The Adiabatic Heat Transfer Coefficient and Superposition Kernel Function: Part 2 – Modeling Flatpack Data as a Function of Channel Turbulence. *Transactions of the ASME*, v.114, p.14-21, mar. 1992.
- ARVIZU, D. E., MOFFAT, R. J. Experimental Heat Transfer from an Array of Heated Cubical Elements on an Adiabatic Channel Wall. *Thermosciences Division, Department of Mechanical Engineering, Stanford University, Stanford, CA*. HMT-33, 1981.
- AZAR, K., MOFFAT, R., J. Evaluation of Different Heat Transfer Coefficient Definitions. *Electronics Cooling*, p.1-6, jun. 1995.
- BARATA, G. M. M., DURAO, D. F. G., HEITOR, N. V. Single and Twin Turbulent Jets Through a Crossflow. *Journal AIAA*, V.29, part 4, p.595-602, 1991.
- BIBER, C. R., SAMMAKIA, B. G. Transport from Discrete Heated Components in a Turbulent Channel Flow. *ASME PrePrint 86 –WA/HT-68*, 1986.

- BIBER, C. Pressure Drop and Heat Transfer in an Isothermal Channel with Impinging Flow. *IEEE Transactions on Components, Packaging, and Manufacturing Technology*, v.20, n.4, part A, p.458-462, dec. 1997.
- BOUAINOUCHE, M., BOURABAA, N., DESMET, B. Numerical Study of the Wall Shear Stress Produced by the Impingement of a Plane Turbulent Jet on a Plate. *International Journal of Numerical Methods for Heat and Fluid Flow*, v.7, n.6, p.548-564, 1997.
- CADEK, F. F. *A Fundamental Investigation of Jet Impingement Heat Transfer*. Cincinnati: University of Cincinnati, 1968. Ph.D. Thesis.
- CATALANO, G. D., CHANG, K. S., MATHIS, J. A. Investigation of Turbulent Jet Impingement in a Confined Crossflow. *Journal AIAA*, v.27, part 11, p.1530-1535, 1989.
- CHANG, M. J., SHYU, R. J., FANG, L. J. An Experimental Study of Heat Transfer from Surface Mounted Components to a Channel Airflow. *ASME Preprint 87 – HT-75*, 1987.
- CHEN, Q. Comparison of Different k- ϵ Models for Indoor Air Flow Computations. *Numerical Heat Transfer*, v.28, part B, p.353-369, may 1995.
- CHIENG, C. C. LAUNDER, B. E. On the Calculation of Turbulent Heat Transport Downstream from an Abrupt Pipe Expansion. *Numerical Heat Transfer*, v.3, p.189-207, 1980.
- CHOI, Y. M., PARK, K. A. Forced Convective Heat Transfer in a Channel with Arrays of Simulated Microelectronic Chips. *Proceedings of the first KSME-JSME Thermal and Fluids Engineering*, 2-371, 1988.
- COLUCCI, D. W., VISKANTA, R. Effect of Nozzle Geometry on Local Convective Heat Transfer to a Confined Impinging Air Jet. *Experimental Thermal and Fluid Science*, v.13, p.71-80, 1996.
- COPELAND, D. W. Effects of Channel Height and Planar Spacing on Air Cooling of Electronic Components. *Proceedings of the Eighth Annual International Electronics Packaging Society, Baltimore*, p.43-50, 1988.

- CRAFT, T. J., GRAHAM, L. J. W., LAUNDER, B. E. Impinging Jet Studies for Turbulence Model Assessment II. An examination of the Performance of Four Turbulence Models. *International Journal Heat Mass Transfer*, v.36, part 10, p.2685-2697, 1993.
- FAGHRI, M., et al. A Preliminary Experimental Study of Forced Air Cooling of Rectangular Blocks Encountered in Electronic Equipment. *Collected Papers in Heat Transfer*, ASME HTD-v.123, p.1-6, 1989.
- FLORSCHUETZ, L. W., BERRY, R. A., METZGER, D. E. Periodic Streamwise Variations of Heat Transfer Coefficients for Inline and Staggered Arrays of Circular Jets with Crossflow of Spent Air. *Journal of Heat Transfer*, v.102, p. 132-137, 1980.
- FLORSCHUETZ, L. W., TRUMAN, C. R., METZGER, D. E. Streamwise Flow and Heat Transfer Distributions for Jet Array Impingement with Crossflow. *Journal of Heat Transfer*, v.103, p. 337-342, 1981.
- FLORSCHUETZ, L. W., METZGER, D. E., SU, C. C. Heat Transfer Characteristics for Jet Array Impingement with Initial Crossflow. *Journal of Heat Transfer*, v.106, p. 34-41, 1984.
- FLORSCHUETZ, L. W., SU, C. C. Effects of Crossflow Temperature on Heat Transfer within an Array of Heated Jets. *Journal of Heat Transfer*, v.109, p. 74-82, 1987.
- FOX, W. M., Mc DONALD, A. T. *Introduction to Fluid Mechanics*. New York: John Wiley & Sons, Inc., 1994.
- GARDON, R., AKFIRAT, J. C. Heat Transfer Characteristics of Impinging Two-Dimensions Air Jets. *Journal of Heat Transfer*, p.101-108, feb. 1966.
- GUO, C. Y., MAXWELL, W. H. C. Numerical modeling of normal turbulent plane jet impingement on a solid wall. *Journal Engineering Mechanics*, v.110, n.10, p.1498-1509, 1984.
- HAMADAH, T. T. Impingement Cooling of a Simulated Electronics Package with a Square Array of Round Air Jets. *Heat Transfer in Electronics*, p.107-112, 1989.

- HOLLWORTH, B. R., FULLER, H. A. Heat Transfer and Pressure Drop in a Staggered Array of Air Cooled Components. *Proceedings of the International Symposium on Cooling Technology for Electronic Equipment, Honolulu*, p.732-748, 1987.
- HOLLWORTH, B. R., DURBIN, M. Impingement Cooling of Electronics. *Heat Transfer in Electronics*, p.89-96, 1989.
- HOUSSEINALIPOUR, S. M., MUJUMDAR, A. S. Comparative Evaluation of Different Turbulence Models for Confined Impinging and Opposing Jet Flows. *Numerical Heat Transfer*, v.28, part A, p.647-666, june 1995.
- ICHIMIYA, K., HOSAKA, N. Experimental Study of Heat Transfer Characteristics due to Confined Impinging Two-Dimensional Jets. *Experimental Thermal and Fluid Science*, v.5, p.803-807, 1992.
- INCROPERA, F. P., DE WITT, D. P. *Fundamentals of Heat and Mass Transfer*. New York: John Wiley & Sons, 1990.
- JAMBUNATHAN, K., MOSS, L. M. A., BUTTON, B. L. A Review of Heat Transfer Data for Single Circular Jet Impingement. *International Journal Heat Fluid Flow* 1992, v.13, part 2, p.106-116, 1992.
- KAYS, M., W. Turbulent Prandtl Number – Where are we? *Journal of Heat Transfer*, v.116, p.284-295, may 1994.
- KEFFER, J. F., BAINES, W. D. The Round Turbulent Jet in a Cross Wind. *Journal Fluid Mechanics*, v.15, part 4, p.481-496, 1963.
- KLINE, S. J., McCLINTOCK, F. A. Describing Uncertainties in Single Sample Experiments. *Mechanical Engineering*, v.75, p.3-8, 1953.
- LAUNDER, B. E., SPALDING, D. B. The Numerical Computation of Turbulent Flows. *Computer methods in applied mechanics and engineering*, v.3, p.269-289, aug. 1973.

- LEHMANN, G. L., WIRTZ, R. A. The Effect of Variations in Streamwise Spacing and Length on Convection from Surface Mounted Rectangular Components. *Heat Transfer in Electronic Equipment*, v.48, p.39-48, 1985.
- MARTIN, H. Heat and Mass Transfer Between Impinging Gas Jets and Solid Surfaces. *Advances in Heat Transfer*, v.13, p.1-60, 1977.
- METZGER, D. E., FLORSCHUETZ, L. W., TAKEUCHI, D. I., BEHEE, R. D., BERRY, R. A. Heat Transfer Characteristics for Inline and Staggered Arrays of Circular Jets with Crossflow of Spent Air. *Journal of Heat Transfer*, v.101, p. 526-531, 1979.
- MOFFAT, R. J. What's New in Convective Heat Transfer? *International Journal of Heat and Fluid Flow*, v.19, p.90-101, 1998.
- MOFFAT, R. J. Using Uncertainty Analysis in the Planning of an Experiment. *Journal of Fluids Engineering*, v.107, p.173-178, June 1985.
- MORRIS, G. K., GARIMELLA, S. V., AMANO, R. S. Prediction of Jet Impingement Heat Transfer Using a Hybrid Wall Treatment with Different Turbulent Prandtl Number Functions. *Journal of Heat Transfer*, v.118, p.562-569, 1996.
- ORSZAG, S. A., YAKHOT V., FLANNERY, W. S., BOYSAN, F., CHOUDHURY, D., MARUZEWSKI, J., PATEL, B. Renormalization Group Modeling and Turbulence Simulations. *International Conference Near-Wall Turbulent Flows*, p.1031-1047, 1993.
- ORTEGA, A., MOFFAT, R. J. Experiments on Buoyancy-Induced Convection Heat Transfer from an Array of Cubical Elements on a Vertical Channel Wall. *Thermosciences Division HMT-38*, 1986.
- PATANKAR, S. V., SPALDING, D. B. A Calculation Procedure for Heat, Mass and Momentum Transfer in Three-dimensional Parabolic Flows. *International Journal Heat Mass Transfer*, v.15, p. 1787, 1972.
- PATANKAR, S. V., BASU, D. K., ALPAY, S. A. Prediction on the three Dimensional Velocity Field of a Deflected Turbulent Jet. *Journal Fluids Engineerings*, v.99, p.758-762, 1977.

- PATANKAR, S. V. A Calculation Procedure for Two-Dimensional Elliptic Situations. *Numerical Heat Transfer*, v.4, p.409-425, 1981.
- PATEL, V. C., RODI, W., SCHEUERER, G. Turbulence Models for Near-Wall and Low Reynolds Number Flows: A Review. *AIAA Journal*, v.23, p.1308-1319, oct. 1984.
- POLAT, S., MUJUMDAR, A. S., VAN HEININGEN, A. R. P., DOUGLAS, W. J. M. Effect of Near-Wall Modelling on Prediction of Impingement Heat Transfer. *Drying Technology*, v.8, n.4, p.705-730, 1990.
- RAMSEY, J. W., GOLDSTEIN, R. J. Interaction of a Heated Jet with a Deflecting Stream. *Journal Heat Transfer*, v.93, p.365-372, 1971.
- ROHSENNOW, W. M., HARTNETT, J. P. *Handbook of Heat Transfer*. New York: Mc Graw Hill, 1973.
- SAAD, N. R. *Flow and Heat Transfer for Multiple Turbulent Impinging Slot Jets*. Montreal: Mc Gill University, 1981. Ph.D. Thesis.
- SHUJA, S. Z., YIBAS, B. S., BUDAIR, M. O. Gas Jet Impingement on a Surface having a Limited Constant Heat Flux Area: Various Turbulence Models. *Numerical Heat Transfer*, v.36, part A, p.171-200, 1999.
- SPARROW, E. M., WONG, T. C. Impingement Transfer Coefficients due to Initially Laminar Slot Jets. *International Journal Heat Mass Transfer*, v.18, p.597-605, july 1974.
- SPARROW, E. M., NEITHAMMER, J. E., CHABOKI, A. Heat Transfer and Pressure Drop Characteristics of Arrays of Rectangular Modules Encountered in Electronic Equipment. *International Journal Heat Mass Transfer*, v.25, n.7, p.961-973, 1982.
- SEYEDEIN, S. H., HASAN, M., MUJUMDAR, A. S. Modelling of a Single Confined Turbulent Slot Jet Impingement Using Various k - ϵ Turbulence Models. *Applied Mathematical Modelling*, v.18, p.526-537, oct. 1994.

- SMITH, L. M., REYNOLDS, W. C. On the Yakhot-Orszag Renormalization Group Method for Deriving Turbulence Statistics and Models. *Physics Fluids*, A.2, 364, 1992.
- SOUZA MENDES, P. R., SANTOS, W. F. N. Heat Transfer and Pressure Drop Experiments in Air-Cooled Electronic-Component Arrays. *Journal of Thermophysics*, v.1, n.4, p.373-378, 1987.
- TAI, C. C., LUCAS, V. T. Thermal Characterization of a Card on Board Electronic Package. *Heat Transfer in Electronic Equipment*, v.48, p.49-57, 1985.
- TORIKOSHI, K., KAWAZOE, M., KURIHARA, T. Convective Heat Transfer Characteristics of Arrays of Rectangular Blocks Affixed to One Wall of a Channel. *Natural and Mixed Convection in Electronic Equipment Cooling*, ASME, HTD-v.100, p.59-65, 1988.
- VAN HEININGEN, A. R. P. *Heat Transfer Under an Impinging Slot Jet*. Montreal: Mc Gill University, 1982. Ph.D. Thesis.
- YAKHOT, V., ORSZAG, S. A. Renormalization Group Analysis of Turbulence. I Theory Basic. *Journal Scientific Computing*, v.1, p.3, 1986.
- YAKHOT, V., ORSZAG, S. A., THANGAM, S., GATSKI, T. B., SPEZIALE, C. G. Development of Turbulence Models for Shear Flows by a Double Expansion Technique. *Physics Fluids*, part A, v.4, n.7, jul. 1992.
- YAKHOT, V., SMITH, L. S. The Renormalization Group, the ε -Expansion and Derivation of Turbulence Models. *Journal of Scientific Computing*, v.7, n.1, p.35-61, 1992.
- WHIDDEN, G. L., STEVENS, J., WEBB, B. W. Heat Transfer and Flow Characteristics of Two-Dimensional Jets Impinging on Heated Protrusions with Crossflow of The Spent Air. III ENCIT, p.171-176, dec. 1990.
- WIRTZ, R. A., DYKSHOORN, P. Heat Transfer from Arrays of Flat Packs in a Channel Flow. *Proceedings of the Fourth Annual International Eletronics Packaging Society*, Baltimore, p.318-326, 1984.

ZEMANICK, P. P., DOUGALL, R. S. Local Heat Transfer Downstream of Abrupt Circular Channel Expansion. *ASME Journal Heat Transfer*, v.92, p. 53, 1970.

Apêndice A

A.1 - Calibração da placa de orifício com diâmetro 19,35 mm

O esquema do conjunto experimental montado para a calibração da placa de orifício de diâmetro 19,35 mm está representado na figura A1.

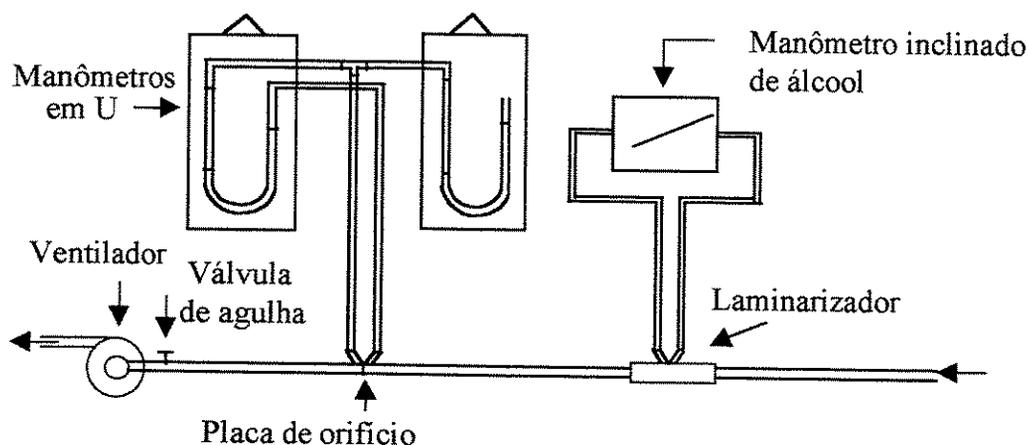


Figura A.1 - Esquema do conjunto para a calibração da placa de orifício

A medida de vazão, na maioria dos medidores de escoamentos internos, baseia-se na aceleração da corrente de fluido através de alguma forma de bocal. Neste experimento foi utilizada uma placa de orifício mostrada na Figura A.1, com tomadas de pressão 1, a jusante e 2, a montante da placa, distando D e $D/2$, respectivamente, da placa de orifício, onde D é o diâmetro do tubo de PVC usado.

Assumiram-se as seguintes hipóteses para o escoamento através da placa de orifício:

- Escoamento permanente;
- Escoamento incompressível;
- Escoamento ao longo de uma linha de corrente;
- Atrito desprezível;
- Velocidade uniforme nas seções transversais do tubo;

O escoamento, após sair da linha de pressão, passa por um trecho retilíneo de duto até chegar à placa de orifício (instalada no mesmo tubo usado na montagem experimental). O fluxo de ar passa por mais outro trecho de duto retilíneo antes de alcançar um laminarizador. O laminarizador é um elemento medidor com uma curva de calibração da vazão (volumétrica ou mássica) em função da queda de pressão e das condições do ar em escoamento em seu interior. Comparando-se esta vazão com as medidas da placa de orifício, calcula-se, para cada vazão, uma constante K , que representa a razão entre a vazão mássica real e a teórica na placa de orifício.

Da literatura, a vazão teórica para este tipo de escoamento pode ser medida pela equação:

$$\dot{m}_{teo} = \rho A_t V_t = \frac{A_t}{\sqrt{1 - \left(\frac{A_t}{A_1}\right)^2}} \sqrt{2(p_1 - p_2)\rho_{ar}} \quad (A.1)$$

onde:

A_1 = área da seção do tubo de PVC utilizado;

A_t = área do orifício da placa;

P_1 e P_2 = pressões medidas a montante e a jusante da placa de orifício, respectivamente;

ρ_{ar} = densidade do ar.

No entanto, para a medida de vazão real, a equação (A.1) precisa ser ajustada para números de Reynolds e para razões de diâmetro por um coeficiente empírico de vazão:

$$C = \frac{\dot{m}_{real}}{\dot{m}_{teo}} \quad (A.2)$$

Além disso, a equação também é ajustada por um fator de expansão do ar (Y) e por um fator de expansão térmica de área do material da placa de orifício (F_a). Definindo os fatores de correção, obtêm-se:

$$\beta = \frac{D_t}{D_1} \left(\frac{A_t}{A_1} \right)^2 = \left(\frac{D_t}{D_1} \right)^4 = \beta^4 \quad (\text{A.3})$$

$$M = \frac{1}{\left(1 - (A_t / A_1)^2 \right)^{1/2}} \quad (\text{A.4})$$

$$K = C \cdot M \quad (\text{A.5})$$

$$\gamma = \frac{C_p}{C_v} \quad (\text{ar como gás ideal}) \quad (\text{A.6})$$

$$Y = 1 - \left(0.41 + 0.35 \cdot \beta^4 \right) \cdot \frac{\Delta P}{\gamma \cdot P_1} \quad (\text{A.7})$$

Como se trabalha com temperaturas próximas a ambiente ($25^\circ C$), pode-se considerar o fator de expansão térmica de área para o alumínio igual a 1 ($F_a = 1$). Então:

$$\dot{m}_{real} = Y \cdot K \cdot A_t \cdot (2 \cdot \rho_{ar} \cdot \Delta P) \quad (\text{A.8})$$

O coeficiente empírico de fluxo K é obtido através da calibração da placa de orifício utilizada em relação a outro instrumento preciso previamente calibrado, como um laminarizador de fluxo, obtendo assim uma relação do tipo $K = C_1 \cdot Re^{C_2}$, onde C_1 e C_2 são constantes características da placa de orifício e K depende do número de Reynolds medido durante a experiência.

De acordo com a calibração da placa feita anteriormente, utilizando os laminarizadores de fluxo da marca Meriam, modelo 50 MW20-2, obteve-se $C_1 = 1,05143$ e $C_2 = -0,0272845$.

Portanto:

$$K = 1,05143 \cdot Re^{-0.0272845} \quad (\text{A.9})$$

Apêndice B

Redução de dados

Neste apêndice são apresentados alguns detalhes relativos à redução de dados dos resultados experimentais que complementam o que foi exposto a respeito no capítulo 3.

B.1 - Cálculo do número de Reynolds na entrada do jato

Da definição do número de Reynolds e da medida da vazão, temos:

$$\dot{m} = \rho \cdot A_t \cdot V_t \quad (\text{B.1})$$

$$\text{Re} = (\rho \cdot V_t \cdot D_t) / \mu \quad (\text{B.2})$$

Substituindo (B.1) em (B.2):

$$\text{Re} = (\dot{m} \cdot D_t) / (A_t \cdot \mu) \quad (\text{B.3})$$

Sendo $A_t = \frac{D_t^2 \cdot \pi}{4}$ e o perímetro molhado da placa de orifício $P_{wo} = \pi \cdot D_t$, têm-se que a equação (B.3) pode ser escrita:

$$\text{Re} = (4 \cdot \dot{m}) / (P_{wo} \cdot \mu) \quad (\text{B.4})$$

Substituindo (A.8) em (B.4), têm-se:

$$\left(\frac{\mu \cdot P_{wo}}{4} \right) \text{Re} = K \cdot Y \cdot A_t \cdot \sqrt{2 \cdot \rho_{ar} \cdot \Delta p} \quad (\text{B.5})$$

Substituindo (A.9) em (B.5), obtêm-se:

$$Re^{(1-C_2)} = \left(C_1 \cdot \frac{4}{\mu \cdot P_{wo}} \cdot Y \cdot A_t \cdot \sqrt{2 \cdot \rho_{ar} \cdot \Delta p} \right) \quad (B.6)$$

O valor de μ é obtido a partir da equação empírica de Sutherland encontrada em Fox e Mc Donald (1994):

$$\mu(T) = \frac{b \cdot T^{1/2}}{1 + \frac{S}{T}} \text{ [kg/(m} \cdot \text{s)]} \quad (B.7)$$

Com T dado em Kelvin, $b = 1,458E - 06(\text{kg}/(\text{msK}^{1/2}))$ e $S = 110,4 \text{ K}$.

A relação entre o número de Reynolds baseado no diâmetro interno da placa de orifício (Re_o) e o número de Reynolds baseado no diâmetro hidráulico do jato (Re_d) é dada a seguir:

$$Re_o = (4 \cdot \dot{m}) / (P_{wo} \cdot \mu) \quad (B.8)$$

$$Re_d = (4 \cdot \dot{m}) / (P_{wd} \cdot \mu) \quad (B.9)$$

onde P_{wd} é o perímetro molhado da abertura do jato.

Fazendo Re_d/Re_o , temos:

$$Re_d = Re_o \cdot (P_{wo} / P_{wd}) \quad (B.10)$$

Assim é possível efetuar o cálculo direto dos números de Reynolds a partir dos dados experimentais.

B.2 - Perdas de calor por condução através do isolante térmico

Utilizando os valores de condutividade térmica do alumínio, do acrílico, da cola de silicone, do ar, do isopor e das esferas de isopor obtidos em Incropera e De Witt (1990), o campo de temperatura em todo domínio de acrílico foi obtido pelo algoritmo Simple que calcula iterativamente a equação de condução de calor. Com a distribuição de temperatura no domínio, as taxas de perda de calor foram então obtidas.

Os dados utilizados para o cálculo foram:

$k_{\text{alumínio}} = \text{condutividade do alumínio} = 237 \text{ W/m.K};$

$k_{\text{ar}} = \text{condutividade do ar} = 0,0263 \text{ W/m.K};$

$k_{\text{isopor}} = \text{condutividade do isopor} = 0,15 \text{ W/m.K};$

$k_{\text{esferas}} = \text{condutividade das bolinhas de isopor} = 0,035 \text{ W/m.K};$

$k_{\text{silicone}} = \text{condutividade da borracha de silicone} = 0,11 \text{ W/m.K};$

$k_{\text{acrílico}} = \text{condutividade do acrílico} = 0,208 \text{ W/m.K}$

B.3 - Perdas de calor através dos termopares

Na primeira placa foram instalados seis termopares cromel-alumel. O comprimento dos segmentos dos fios dos termopares, localizados fora da placa, é de cerca de 70 cm. Na segunda e terceira placa também foram instalados seis termopares chromel-alumel em cada placa. O comprimento dos segmentos dos fios desses doze termopares também é equivalente a 70 cm. Estes segmentos de fios partem das placas metálicas sendo dobrados na direção perpendicular ao escoamento até atingir a parede de acrílico da montagem experimental onde são presos com cola de silicone. Este dobra nos fios de termopar tem o objetivo de minimizar o efeito de aleta. Na sequência, os fios de termopar tangenciam as paredes laterais do conjunto de acrílico, passam por dentro da caixa de plenum e finalmente chegam à caixa de conectores. Esta caixa de conectores é considerada isotérmica por ser hermeticamente fechada e preenchida por algodão.

Assumiu-se que o calor retirado da placa pelos termopares era conduzido axialmente através deles. Assim, o calor retirado da placa, por unidade de tempo, através de cada um dos fios de termopares pode ser obtido por:

$$\dot{Q}_{tp} = \frac{(k_m A_m + k_{tf} A_{tf})(T_{w,i} - T_{cc})}{l_f} \quad (\text{B.11})$$

onde k_m e k_{tf} são as condutividades do metal do fio e do seu isolamento de teflon, respectivamente. A_m e A_{tf} indicam as áreas transversais do fio metálico e de seu isolamento. $T_{w,i}$ indica a temperatura do fio no ponto onde ele sai da placa, tomada como a temperatura da placa. T_{cc} indica a temperatura na extremidade do fio, tomada como a temperatura no interior da caixa de conectores.

Assim, a perda de calor em cada placa, através dos termopares nela instalados, foi obtida por:

$$\dot{Q}_{tp} = 6 \frac{[(k_{al} + k_{cr})A_m + 2k_{tf}A_{tf}](T_{w,i} - T_{cc})}{l_f} \quad (\text{B.12})$$

onde k_{al} e k_{cr} indicam as condutividades térmicas do alumel e do cromel, respectivamente; l_f indica o comprimento do segmento do fio.

Introduzindo em (B.2) os valores numéricos dos parâmetros pertinentes, tem-se para cada placa:

$$\dot{Q}_{tp} = 4,36 \times 10^{-6} (T_{w,i} - T_{cc}) \quad (\text{B.13})$$

Na obtenção de (B.13) adotou-se a temperatura no interior da caixa de conectores igual à temperatura ambiente (T_m). Nos ensaios realizados, verificou-se que a diferença entre a temperatura ambiente e a temperatura no interior da caixa de termopares era inferior a 0,5 °C. A perda de calor por condução pelos fios dos termopares foi equivalente 0,2% da taxa de dissipação ohmica ocorrida na placa, para a configuração com uma placa aquecida.

B.4 - Trocas de calor entre a placa aquecida e o restante da fiação a ela conectada

Foi tomado o cuidado de que a conexão entre a ponta do fio de cromel e a ponta do fio de cobre estivesse encostada na resistência elétrica, para que o calor fosse gerado apenas no conjunto de aquecimento. Portanto, para efeito de cálculo foi considerado que os fios de cobre partissem do aquecedor saindo na direção perpendicular ao escoamento até atingir a lateral de acrílico da montagem experimental. Em seguida eles foram presos a esta parede por meio de cola de silicone, tangenciando-a até a saída para a caixa de plenum. Este comprimento de fio de cobre desde o aquecedor até a caixa de plenum foi estimado em torno de 10 cm. Deste ponto até a caixa de conectores, o fio de cobre envernizado trocava calor por convecção com o ambiente da caixa de plenum.

Foi efetuada uma análise da troca de calor nestas duas regiões citadas anteriormente: do aquecedor até a saída da montagem experimental de acrílico e desta até a saída da caixa de plenum. A temperatura da caixa de plenum foi considerada à temperatura do jato de entrada.

O fluxo de calor através do fio de cobre na primeira região é meramente por condução axial e pode ser expresso por:

$$\dot{Q}_{fc1} = k_c \cdot A_c \frac{T_{w,i} - T_b}{L} \quad (\text{B.14})$$

onde:

$T_{w,i}$ = temperatura do aquecedor metálico;

T_b = temperatura na saída da montagem experimental de acrílico;

L = o comprimento do fio de cobre do aquecedor à saída da montagem de acrílico;

A_c = área transversal desses fios;

k_c = condutividade térmica do cobre.

O fio de cobre na segunda região é considerado como uma aleta infinitamente longa, e o fluxo de calor pode ser expresso por:

$$\dot{Q}_{fc2} = \sqrt{hPk_c A_c} (T_b - T_{in}) \quad (\text{B.15})$$

onde:

h = coeficiente de transferência de calor entre o fio metálico e o ambiente;

P = perímetro da seção transversal do fio de cobre;

k_c = condutividade térmica do cobre.

A_c = área de seção transversal do fio de cobre;

T_b = temperatura na saída da montagem experimental de acrílico;

T_{in} = temperatura da caixa de plenum;

Como a temperatura T_b não é conhecida, foi efetuado um balanço de calor entre estas duas regiões, fazendo a consideração $\dot{Q}_{fc1} = \dot{Q}_{fc2} = \dot{Q}_{fc}$. Esta consideração pode ser feita, pois é assumido que a troca de calor radial é desprezível em relação à troca de calor axial do fio de cobre.

Portanto o fluxo de calor nos dois fios de cobre ligados a cada placa metálica é dado por:

$$\dot{Q}_{fc} = \frac{(T_{w,i} - T_{in})}{\frac{1}{\sqrt{hPk_c A_c}} + \frac{L}{k_c A_c}} \quad (\text{B.16})$$

Neste caso, o comprimento do fio de cobre de cada aquecedor até a saída da montagem experimental de acrílico foi considerado o mesmo. Substituindo os valores numéricos na equação, obtêm-se:

$$\dot{Q}_{fc} = 1,086 \times 10^{-3} (T_{w,i} - T_{in}) \quad (\text{B.17})$$

APÊNDICE C

Medidas experimentais obtidas nos testes com apenas uma placa aquecida de cada vez e os valores da vazão mássica do jato e do coeficiente adiabático de transferência convectiva de calor em cada teste.

Tabela C1 – Placa 1 aquecida

Re	T_w (°C)	T_{in} (°C)	P_{atm} (°C)	ΔP_{caixa} (mbar)	m (kg/s)	h_{ad} (W/m ² C)
9213	41,09	25,07	946	17	0,00539	201,52
11220	42,66	23,40	947	24	0,00642	238,39
13472	43,18	24,00	947	34	0,00766	261,79
16209	43,31	23,51	947	46	0,00912	290,74

Tabela C2 – Placa 2 aquecida

Re	T_w (°C)	T_{in} (°C)	P_{atm} (°C)	ΔP_{caixa} (mbar)	m (kg/s)	h_{ad} (W/m ² C)
9738	41,08	22,06	947	18	0,00542	130,46
11585	41,495	22,16	952	24	0,00644	145,45
13677	40,81	22,00	949	36	0,00777	164,90
16138	39,8	22,00	951	47	0,00916	180,64

Tabela C3 – Placa 3 aquecida

Re	T_w (°C)	T_{in} (°C)	P_{atm} (°C)	ΔP_{caixa} (mbar)	m (kg/s)	h_{ad} (W/m ² C)
9744	38,49	21,44	943	18	0,00540	106,73
11605	39,53	23,61	950	24	0,00642	122,74
13714	39,875	23,32	950	34	0,00775	138,02
16194	38,67	21,70	943	46	0,00911	151,09