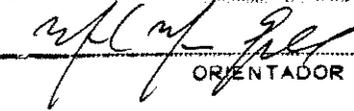


ESTE EXEMPLAR CORRESPONDE A REDAÇÃO FINAL DA
TESE DEFENDIDA POR Ana Cristina
Avelar E APROVADA PELA
COMISSÃO JULGADORA EM 10/09/2001.


ORIENTADOR

UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS
FACULDADE DE ENGENHARIA MECÂNICA

**Convecção Natural em Canais Verticais Contendo
Elementos Protuberantes: Aquecimento Uniforme
e Não Uniforme das Placas**

Autor : Ana Cristina Avelar
Orientador: Marcelo Moreira Ganzarolli

**UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS
FACULDADE DE ENGENHARIA MECÂNICA
DEPARTAMENTO DE ENERGIA**

**Convecção Natural em Canais Verticais Contendo
Elementos Protuberantes: Aquecimento Uniforme
e Não Uniforme das Placas**

Autor : Ana Cristina Avelar

Orientador: Marcelo Moreira Ganzarolli

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 obtenção do título de Doutor em Engenharia Mecânica.

Campinas, 2001
S.P. - Brasil

UNIDADE	BE
Nº CHAMADA	UNICAMP
	Av 32c
V	
	48935
	16-837102
PREÇO	R\$ 11,00
DATA	10/05/02
Nº CPD	

CM00167285-1

BIB ID 239659

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

Av32c Avelar, Ana Cristina.
Convecção natural em canais verticais contendo elementos protuberantes: aquecimento uniforme e não uniforme das placas / Ana Cristina Avelar. --Campinas, SP: [s.n.], 2001.

Orientador: Marcelo Moreira Ganzarolli.
Tese (doutorado) - Universidade Estadual de Campinas, Faculdade de Engenharia Mecânica.

1. Calor - Transmissão. 2. Calor – Convecção natural.
3. Sistemas eletrônicos – Resfriamento. 4. Análise numérica. I. Ganzarolli, Marcelo Moreira. II. Universidade Estadual de Campinas. Faculdade de Engenharia Mecânica. III. Título.

UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS
FACULDADE DE ENGENHARIA MECÂNICA
DEPARTAMENTO DE ENERGIA

TESE DE DOUTORADO

Convecção Natural em Canais Verticais Contendo
Elementos Protuberantes: Aquecimento Uniforme e
Não Uniforme das Placas

Autor: Ana Cristina Avelar

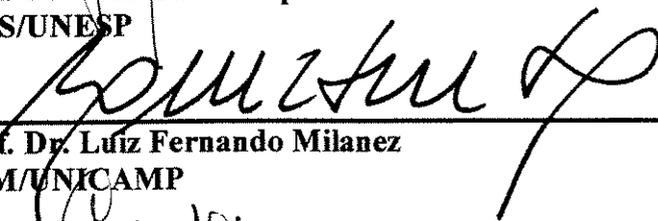
Orientador: Marcelo Moreira Ganzarolli



Prof. Dr. Marcelo Moreira Ganzarolli, Presidente
FEM/UNICAMP



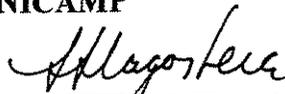
Prof. Dr. João Batista Aparecido
FEIS/UNESP



Prof. Dr. Luiz Fernando Milanez
FEM/UNICAMP



Prof. Dr. Carlos Alberto C. Altemani
FEM/UNICAMP



Prof. Dr. Jorge Isaias Llagostera Beltran
FEM/UNICAMP

Campinas, 10 de Setembro de 2001

UNICAMP
BIBLIOTECA CENTRAL
SEÇÃO CIRCULANTE

92000025

Agradecimentos

Ao Prof. Dr. Marcelo Ganzarolli pela excelente orientação deste trabalho, que foi conduzida com seriedade, dedicação, bom humor e compreensão.

Ao meu marido Antonio, pela ajuda em vários aspectos da tese, apoio, incentivo e compreensão durante todo o andamento deste trabalho.

Aos meus pais e à Alice pelo incentivo e compreensão.

Ao Prof. Dr. Carlos Alberto Altemani por ter tirado várias dúvidas em relação ao pacote computacional.

Aos queridos amigos Fernanda, César, Flávia e Paulo, pelo apóio e excelente hospedagem em Campinas nos últimos meses.

Ao amigo Marco André, que tem me ajudado e incentivado profissionalmente há muito tempo.

Aos amigos do DETF e DE: Edna, Graça, Rigoberto, Keyla, Marcelo, entre outros.

Ao Eduardo Bauster por várias dicas nas partes experimental e numérica deste trabalho.

Aos técnicos e funcionários do DE: Alcimar, Marcos, Neuza, Rodrigues e Sônia.

À FAPESP pelo apoio financeiro essencial para a realização deste trabalho.

Ao Cenapad-SP pelo suporte computacional.

Dedicatória

Dedico este trabalho aos meus pais, ao Antonio e ao Rafael.

Resumo

AVELAR, Ana Cristina, *Convecção Natural em Canais Verticais Contendo Elementos Protuberantes: Aquecimento Uniforme e Não-Uniforme das Placas*, Tese de Doutorado, Universidade Estadual de Campinas, Faculdade de Engenharia Mecânica, 2001, 155 p.

Neste trabalho a transferência de calor por convecção natural em uma série de placas planas, paralelamente dispostas, formando canais verticais abertos e contendo elementos protuberantes aquecidos e distribuídos sobre uma das paredes das placas é analisada numérica e experimentalmente. Situações de aquecimento uniforme e não-uniforme das placas são consideradas. Utiliza-se um modelo matemático bidimensional baseado nas equações de conservação da massa, conservação da quantidade de movimento e da energia, em regime permanente. A condução de calor através da placa de fixação dos elementos é considerada. As equações de Navier-Stokes são resolvidas na forma elíptica. As equações governantes são discretizadas utilizando-se o método de volumes finitos e resolvidas pelo algoritmo SIMPLEC. Condições de contorno de pressão especificada são adotadas na entrada e na saída do canal. Os testes experimentais utilizam um aparato com placas de fibra de vidro contendo elementos protuberantes de alumínio e seção quadrada. As placas são posicionadas em uma estrutura utilizada em equipamentos de telecomunicações. São realizados testes numéricos e experimentais variando-se a distância entre as placas, a potência de alimentação das mesmas e o posicionamento na placa dos elementos com diferentes taxas de dissipação de calor. Boa concordância entre os resultados numéricos e experimentais é observada, particularmente para os menores valores de potência e distância entre placas. Diversas situações de aquecimento não-uniforme das placas são analisadas, sendo determinado um espaçamento ótimo entre placas, que maximiza a taxa de remoção de calor por unidade volume.

Palavras Chave: Convecção Natural, Canais Verticais, Aquecimento Não-Uniforme, Espaçamento Ótimo, elementos protuberantes

Abstract

AVELAR, Ana Cristina, *Convecção Natural em Canais Verticais Contendo Elementos Protuberantes: Aquecimento Uniforme e Não-Uniforme das Placas*, Tese de Doutorado, Universidade Estadual de Campinas, Faculdade de Engenharia Mecânica, 2001, 155 p.

In this work, natural convection heat transfer from a series of vertical, parallel plates, forming open channels containing heated protruding elements attached to one of the walls, is analyzed both numerically and experimentally. Uniform and non-uniform heating conditions of the plates are considered. A two-dimensional mathematical model based on the conservation equations of mass, momentum and energy is used. Heat conduction to the walls is also considered and the Navier-Stokes equations are solved in elliptic form. The finite volume method is used for discretization and the SIMPLEC algorithm for solving the pressure-velocity coupling. Specified pressure values are adopted at the channel entrance and exit. Experimental tests are performed in a facility containing fiberglass plates with protruding, square section, aluminum elements. The protruding elements have a resistance wire inside and are electrically heated by direct current sources. Plates are positioned in a structure used in telecom equipment. Numerical and experimental tests are performed varying the distance between plates, the power supplied to the system and, in the non-uniform heating conditions, the position of the elements that are differentially heated. Good agreement is observed between numerical and experimental results, particularly for the smaller distances and power levels. Several non-uniform heating conditions are analyzed and an optimum spacing between plates is determined, which maximizes heat dissipation per unit volume.

Keywords: Natural Convection, Vertical Channels, Non-Uniform Heating, Optimum Spacing, protruding elements.

Índice

Lista de Figuras	i
Lista de Tabelas	xii
Nomenclatura	xiii
1. Introdução	1
2. Revisão da Literatura	4
2.1 Introdução	4
2.2 Convecção natural em canais verticais formados por placas lisas	4
2.3 Espaçamento ótimo entre placas	8
2.4 Canais contendo fontes de calor protuberantes	11
2.5 Canais verticais sujeitos à situação de aquecimento não uniforme	17
2.6 Conclusão	18
3. Análise Teórica	20
3.1 Introdução	20
3.2 Formulação matemática	20
3.2.1 Definição do problema	20
3.2.2 Equações governantes	21
3.2.3 Adimensionalização das equações governantes	26
3.2.4 As Condições de contorno	28
3.2.5 Cálculo do coeficiente de transferência de calor	32
3.2.6 A estimativa da função corrente	34
3.3 Solução numérica	34

3.3.1 O método numérico	35
3.3.2 A malha de discretização	36
3.3.3 Validação numérica	39
3.3.4 Comparação entre os métodos de pressão especificada e integração	43
3.3.5 Comparação entre os resultados obtidos considerando-se geração de calor concentrada e uniforme no interior das protuberâncias.	48
4. Análise experimental	51
4.1 Introdução	51
4.2 Montagem experimental	52
4.3 Aferição e colagem dos termopares	53
4.4 Posicionamento dos termopares	53
4.5 Testes experimentais	56
4.6 Fotos da montagem experimental	58
5. Resultados e discussões	61
5.1 Introdução	61
5.2 Resultados experimentais para a situação de aquecimento uniforme das placas	61
5.3 Resultados experimentais para a situação de aquecimento não uniforme das placas	65
5.3.1 Caso 1	66
5.3.2 Caso 2	69
5.3.3 Caso 3	74
5.4 Resultados numéricos para a situação de aquecimento uniforme	80
5.5 Resultados numéricos para a situação de aquecimento não uniforme	95
5.5.1 Caso 1	95
5.5.2 Caso 2	103
5.5.3 Caso 3	111
5.6 Espaçamento ótimo entre placas	120
6. Conclusões e sugestões para próximos trabalhos	130
6.1 Sugestões para próximos trabalhos	132
Referências bibliográficas	133

Apêndice A - Análise de incertezas	141
Apêndice B - Algoritmo CTDMA	148
Apêndice C - Algoritmos SIMPLE e SIMPLEC	150
Apêndice D - Valor da pressão na entrada do canal	153

Lista de Figuras

3.1	Modelo bidimensional simulado numericamente	21
3.2	Distribuição de potência por protuberância nos casos de aquecimento uniforme e não uniforme	25
3.3	Representação do fio de resistência no interior de ma protuberância	25
3.4	Domínio de cálculo e condições de contorno	32
3.5	Volumes de controle nas interfaces	33
3.6	Malha computacional	37
3.7	Teste de malhas	38
3.8	Modelo bidimensional simulado numericamente	39
3.9	Perfis de temperatura e velocidade no centro e na saída – $L = 30$ – Caso 1	41
3.10	Perfis de temperatura e velocidade no centro e na saída – $L = 20$ – Caso 2	41
3.11	Perfis de temperatura e velocidade no centro e na saída – $L = 15$ – Caso 3	42
3.12	Perfis de temperatura e velocidade no centro e na saída – $L = 8$ – Caso 4	42
3.13	Volumes de controle de p' na entrada do canal	43
3.14	Volumes de controle de p' na saída do canal	43
3.15	Isotermas - Condição de contorno de pressão especificada – $d=2,5\text{cm}$ – $U_m = 0,571$	44
3.16	Isotermas - Integração da equação, da quantidade de movimento $d=2,5\text{cm}$ - $U_m = 0,557$	44
3.17	Temperatura adimensional nas protuberâncias – $d = 2,5$ cm – $Q = 30\text{W}$	45

3.18	Isotermas - Condição de contorno de pressão especificada – $d = 3 \text{ cm}$ – $U_m = 0,56$	45
3.19	Isotermas – Integração da Eq. da quantidade de movimento – $d = 3 \text{ cm}$ – $U_m = 0,59$	46
3.20	Temperatura adimensional nas protuberâncias – $d = 3 \text{ cm}$ – $Q = 30\text{W}$	46
3.21	Vetores de velocidade na região próxima à entrada do canal – Método de integração	47
3.22	Vetores de velocidade na região próxima à entrada do canal – Pressão especificada	47
3.23	Vetores de velocidade na região próxima à saída do canal – Método de integração	48
3.24	Vetores de velocidade na região próxima à saída do canal – Pressão especificada	48
3.25	Isotermas – Geração de calor concentrada no interior dos elementos protuberantes $d = 2,5 \text{ cm}$ – $Q = 30 \text{ W}$ - $U_m = 0,59$	49
3.26	Isotermas – Geração de calor uniforme no interior dos elementos protuberantes $d = 2,5 \text{ cm}$ – $Q = 30 \text{ W}$ - $U_m = 0,59$	49
4.1	Representação esquemática da montagem experimental	51
4.2	Ligações entre os fios de resistência alojados no interior das protuberâncias	52
4.3	Curva de aferição de um termopar	53
4.4	Posicionamento dos termopares na placa central	54
4.5	Fonte térmica construída a partir de duas placas de alumínio	54
4.6	Representação esquemática da série de placas com protuberâncias	55
4.7	Variação de temperatura entre as placas	56
4.8	Representação de situações de aquecimento não uniforme – Caso 1	57
4.9	Representação de situações de aquecimento não uniforme – Caso 2	58
4.10	Representação de situações de aquecimento não-uniforme – Caso 3	58
4.11	Placa de teste	59
4.12	Placa de teste – detalhe: conectores	59
4.13	Montagem experimental - $d = 2\text{cm}$	60
4.14	Montagem experimental - $d = 3,5\text{cm}$	60

5.1 - Placa de Teste.	62
5.2 - Perfis de sobretemperatura - $d = 2\text{cm}$	62
5.3 - Perfis de sobretemperatura - $d = 2,5\text{ cm}$	63
5.4 - Perfis de sobretemperatura - $d = 3,5\text{ cm}$	63
5.5 - Perfis de sobretemperatura - $d = 4\text{ cm}$	64
5.6 - Valores Experimentais de sobretemperatura para $d = 4\text{cm}$	65
5.7 - Perfis de sobretemperatura - aquecimento não uniforme – $d = 2\text{cm}$ - Caso 1.1	66
5.8 - Perfis de sobretemperatura - aquecimento não uniforme – $d = 3\text{cm}$ - Caso 1.1	66
5.9 - Perfis de sobretemperatura - aquecimento não uniforme – $d = 2,5\text{cm}$ - Caso 1.2	67
5.10 - Perfis de sobretemperatura - aquecimento não uniforme – $d = 3,5\text{cm}$ - Caso 1.2	67
5.11 - Perfis de sobretemperatura - aquecimento não uniforme – $d = 2\text{ cm}$ – $Q = 25\text{W}$	68
5.12 - Perfis de sobretemperatura - aquecimento não uniforme – $d = 3,5\text{cm}$ – $Q = 40\text{W}$	68
5.13 - Perfis de sobretemperatura - aquecimento não uniforme – $d = 2\text{cm}$ - Caso 2.1	69
5.14 - Perfis de sobretemperatura - aquecimento não uniforme – $d = 3,5\text{cm}$ - Caso 2.1	70
5.15 - Perfis de sobretemperatura - aquecimento não uniforme – $d = 2\text{cm}$ - Caso 2.2	70
5.16 - Perfis de sobretemperatura - aquecimento não uniforme – $d = 3,5\text{cm}$ - Caso 2.2	71
5.17 - Perfis de sobretemperatura - aquecimento não uniforme – $d = 2\text{ cm}$ - Caso 2.3	71
5.18 - Perfis de sobretemperatura - aquecimento não uniforme – $d = 3\text{ cm}$ - Caso 2.3	72
5.19 - Perfis de sobretemperatura - $d = 2\text{ cm}$ - $Q = 25\text{W}$	72
5.20 - Perfis de sobretemperatura - $d = 3\text{ cm}$ - $Q = 40\text{W}$	73
5.21 - Perfis de sobretemperatura - $Q = 30\text{W}$ - $d = 2,5\text{cm}$	75
5.22 - Perfis de sobretemperatura - $Q = 30\text{W}$ - $d = 4,5\text{cm}$	75
5.23 - Perfis de sobretemperatura - $Q = 30\text{W}$ - $d = 2,5\text{cm}$	76
5.24 - Perfis de sobretemperatura - $Q = 30\text{W}$ - $d = 4,5\text{cm}$	76

5.25 - Perfis de sobretemperatura - $Q = 30W$ - $d = 2,5cm$	77
5.26 - Perfis de sobretemperatura - $Q = 30W$ - $d = 4,5cm$	77
5.27 - Perfis de sobretemperatura - $Q = 10W$ - $d = 2,5cm$	78
5.28 - Perfis de sobretemperatura - $Q = 20W$ - $d = 2,5cm$	78
5.29 - Perfis de sobretemperatura - $Q = 30W$ - $d = 2,5cm$	78
5.30 - Perfis de sobretemperatura - $Q = 10 W$ - $d = 2,5cm$.	79
5.31 - Perfis de sobretemperatura - $Q = 20 W$ - $d = 2,5cm$	79
5.32 - Perfis de sobretemperatura - $Q = 20 W$ - $d = 2,5cm$	79
5.33 - Isotermas - $d = 2cm$ - $Q = 25W$ - $Ra_d = 5 \times 10^4$	80
5.34 - Posições referenciadas nas Figuras 5.36 e 5.37	81
5.35 - Número de Nusselt local nas faces das três primeiras protuberâncias	81
5.36 - Número de Nusselt local nas faces das três últimas protuberâncias	82
5.37 - Vetores de velocidade próximo a entrada do canal - $d = 2cm$ - $Q = 25W$	83
5.38 - Vetores de velocidade entre a quarta e a sexta protuberância $d = 2 cm$ - $Q = 25W$	83
5.39 - Vetores de velocidade próximo a saída do canal - $d = 2cm$ - $Q = 25W$	83
5.40 - Linhas de corrente – região entre a entrada do canal e a quarta protuberância	84
5.41 - Linhas de corrente – região entre a quarta protuberância e a sétima protuberância	84
5.42 - Perfis de temperatura na direção X	85
5.43 - Valores numéricos e experimentais de número de sobretemperatura na superfície superior das protuberâncias.	86
5.44 - Valores numéricos e experimentais de número de Nusselt médio nas protuberâncias.	87
5.45 - Isotermas - $d = 2,5cm$ - $Q = 20W$ - $Ra_d = 1 \times 10^5$	88
5.46 - Vetores de velocidade próximo a entrada do canal - $d = 2,5cm$ - $Q = 25W$	89
5.47 - Vetores de velocidade entre a quarta e a sexta protuberância $d = 2,5 cm$ - $Q = 25W$	89

5.48 - Vetores de velocidade próximo a saída do canal - $d = 2,5\text{cm}$ - $Q = 25\text{W}$	89
5.49 - Linhas de corrente - região entre a entrada do canal e a quarta protuberância $Q = 25\text{W}$ - $d = 2,5\text{cm}$	90
5.50 - Linhas de corrente – região entre a quarta protuberância e a saída do canal $Q = 25\text{W}$ - $d = 2,5\text{cm}$	90
5.51 - Valores numéricos e experimentais de temperatura adimensional na superfície protuberâncias	91
5.52 - Isotermas - $d = 3,5\text{cm}$ - $Q = 25\text{W}$ - $Ra_d = 1 \times 10^5$	91
5.53 - Valores numéricos e experimentais de temperatura adimensional na superfície protuberâncias - $d = 3,5\text{cm}$ - $Q = 25\text{W}$	92
5.54 - Isotermas - $d = 2,5\text{cm}$ - $Q = 10\text{W}$	93
5.55 - Isotermas - $d = 2,5\text{cm}$ - $Q = 45\text{W}$	93
5.56 - Valores numéricos e experimentais de temperatura adimensional na superfície protuberâncias- $d = 2,5\text{cm}$ - $Q = 10\text{W}$	94
5.57 - Valores numéricos e experimentais de temperatura adimensional na superfície protuberâncias- $d = 2,5\text{cm}$ - $Q = 45\text{W}$	94
5.58 - Isotermas - Caso 1.1 - $Q = 25\text{W}$ - $d = 2\text{cm}$	95
5.59 - Linhas de corrente - região entre a entrada do canal e a quarta protuberância Aquecimento não uniforme – caso 1.1 - $Q = 25\text{W}$ - $d = 2\text{cm}$	96
5.60 - Linhas de corrente – região entre a quarta protuberância e a saída do canal Aquecimento não uniforme – caso 1.1 - $Q = 25\text{W}$ - $d = 2\text{cm}$	96
5.61 - Isotermas - Caso 1.2 - $Q = 25\text{W}$ - $d = 2,5\text{cm}$	99
5.62 - Linhas de corrente - região entre a entrada do canal e a quarta protuberância Aquecimento não uniforme - caso 1.2 - $Q = 25\text{W}$ - $d = 2\text{cm}$	97
5.63 - Linhas de corrente - região entre a quarta protuberância e a saída do canal Aquecimento não uniforme - caso 1.2 - $Q = 25\text{W}$ - $d = 2\text{cm}$	97
5.64 - Valores numéricos e experimentais de temperatura adimensional na superfície das protuberâncias - Caso 1.1 - $d = 2\text{cm}$ - $Q = 25\text{W}$	98
5.65 - Valores numéricos e experimentais de temperatura adimensional na superfície das protuberâncias - Caso 1.2 - $d = 2\text{cm}$ - $Q = 25\text{W}$	98

5.66 - Valores numéricos e experimentais de temperatura adimensional no canal para os para os casos 1.1, 1.2 e aquecimento uniforme - $d = 2 \text{ cm}$ - $Q = 25\text{W}$.	99
5.67 - Isotermas - Caso 1.1 - $Q = 25\text{W}$ - $d = 2,5\text{cm}$	99
5.68 - Isotermas - Caso 1.2 - $Q = 25\text{W}$ - $d = 2,5\text{cm}$	100
5.69 - Valores numéricos e experimentais de temperatura adimensional na superfície da protuberâncias - Caso 1.1 - $d = 2,5\text{cm}$ - $Q = 25\text{W}$	100
5.70 - Valores numéricos e experimentais de temperatura adimensional na superfície das protuberâncias - Caso 1.2 - $d = 2,5\text{cm}$ - $Q = 25\text{W}$	101
5.71 - Valores numéricos de temperatura adimensional na superfície no canal para os casos 1.1, 1.2 e aquecimento uniforme - $d = 2,5\text{cm}$ - $Q = 25\text{W}$	102
5.72 - Isotermas - Caso 2.1 - $Q = 25\text{W}$ - $d = 2\text{cm}$ - caso 2.1 - $u_o = 0,116\text{m/s}$	103
5.73 - Número de Nusselt médio nas protuberâncias	104
5.74 - Linhas de corrente - região entre a entrada do canal e a quarta protuberância Aquecimento não uniforme – caso 2.1 - $Q = 25\text{W}$ - $d = 2\text{cm}$	104
5.75 - Linhas de corrente - região entre a quarta protuberância e a saída do canal Aquecimento não uniforme – caso 2.1 - $Q = 25\text{W}$ - $d = 2\text{cm}$	104
5.76 - Valores numéricos e experimentais de temperatura adimensional na superfície das protuberâncias - Caso 2.1	105
5.77 - Isotermas - $Q = 25\text{W}$ - $d = 2\text{cm}$ - Caso 2.2 - $u_o = 0,10\text{m/s}$	105
5.78 - Número de Nusselt médio nas protuberâncias - Caso 2.2 - $Q = 25\text{W}$ - $d = 2\text{cm}$	106
5.79 - Linhas de corrente - região entre a entrada do canal e a quarta protuberância Aquecimento não uniforme - caso 2.2 - $Q = 25\text{W}$ - $d = 2\text{cm}$	106
5.80 - Linhas de corrente - região entre a quarta protuberância e a saída do canal Aquecimento não uniforme - caso 2.2 - $Q = 25\text{W}$ - $d = 2\text{cm}$	107
5.81 - Valores numéricos e experimentais de temperatura adimensional na superfície das protuberâncias - Caso 2.2	107
5.82 - Isotermas - $Q = 25\text{W}$ - $d = 2,5\text{cm}$ - Caso 2.3	108
5.83 - Número de Nusselt médio nas protuberâncias - Caso 2.3 - $Q = 25\text{W}$ - $d = 2\text{cm}$	109
5.84 - Valores numéricos e experimentais de temperatura adimensional na superfície das protuberâncias - Caso 2.3	109

5.85 - Comparação entre perfis de temperatura para o caso 2 - resultados numéricos	110
5.86 Comparação entre perfis de temperatura para o caso 2 - resultados experimentais	110
5.87 - Isotermas - Caso 3.1 - $\dot{Q} = 20\text{W}$ - $d = 2,5\text{cm}$ - $u_o = 0,17\text{m/s}$	111
5.88 - Isotermas - Caso 3.1 - $\dot{Q} = 20\text{W}$ - $d = 2,5\text{cm}$ - $u_o = 0,086\text{m/s}$	111
5.89 - Linhas de corrente - região entre a entrada do canal e a quarta protuberância Aquecimento não uniforme - caso 3.1 - $\dot{Q} = 20\text{W}$ - $d = 2,5\text{cm}$	112
5.90 - Linhas de corrente - região entre a quarta protuberância e a saída do canal Aquecimento não uniforme - caso 3.1 - $\dot{Q} = 20\text{W}$ - $d = 2,5\text{cm}$	115
5.91 - Linhas de corrente - região entre a entrada do canal e a quarta protuberância Aquecimento não uniforme - caso 3.2 - $\dot{Q} = 20\text{W}$ - $d = 2,5\text{cm}$	113
5.92 - Linhas de corrente - região entre a quarta protuberância e a saída do canal Aquecimento não uniforme - caso 3.2 - $\dot{Q} = 20\text{W}$ - $d = 2,5\text{cm}$	113
5.93 - Comparação entre resultados numéricos e experimentais Caso 3.1 - $\dot{Q} = 20\text{W}$ - $d = 2,5\text{ cm}$	114
5.94 - Comparação entre resultados numéricos e experimentais Caso 3.2 - $\dot{Q} = 20\text{W}$ - $d = 2,5\text{ cm}$	114
5.95 - Isotermas - Caso 3.3 - $\dot{Q} = 20\text{W}$ - $d = 2,5\text{cm}$ - $u_o = 0,156\text{m/s}$	115
5.96 - Isotermas - Caso 3.3 - $\dot{Q} = 20\text{W}$ - $d = 2,5\text{cm}$ - $u_o = 0,116\text{m/s}$	115
5.97 - Linhas de corrente - região entre a entrada do canal e a quarta protuberância Aquecimento não uniforme - caso 3.3 - $\dot{Q} = 20\text{W}$ - $d = 2,5\text{cm}$	115
5.98 - Linhas de corrente - região entre a quarta protuberância e a saída do canal Aquecimento não uniforme - caso 3.3 - $\dot{Q} = 20\text{W}$ - $d = 2,5\text{cm}$	116
5.99 - Linhas de corrente - região entre a entrada do canal e a quarta protuberância Aquecimento não uniforme - caso 3.4 - $\dot{Q} = 20\text{W}$ - $d = 2,5\text{cm}$	116
5.100 - Linhas de corrente - região entre a quarta protuberância e a saída do canal Aquecimento não uniforme - caso 3.4 - $\dot{Q} = 20\text{W}$ - $d = 2,5\text{cm}$	116
5.101 - Comparação entre resultados numéricos e experimentais Caso 3.3 - $\dot{Q} = 20\text{W}$ - $d = 2,5\text{cm}$	117
5.102 - Comparação entre resultados numéricos e experimentais Caso 3.4 - $\dot{Q} = 20\text{W}$ - $d = 2,5\text{cm}$	117

5.103 - Isotermas - Caso 3.5 - $Q = 20W$ - $d = 2,5cm$ - $u_o = 0,15m/s$	118
5.104 - Isotermas - Caso 3.6 - $Q = 20W$ - $d = 2,5cm$ - $u_o = 0,13m/s$	118
5.105 - Comparação entre resultados numéricos e experimentais Caso 3.5 - $Q = 20W$ - $d = 2,5$ cm	119
5.106 - Comparação entre resultados numéricos e experimentais Caso 3.6 - $Q = 20W$ - $d = 2,5$ cm	119
5.107 - Limites assintóticos para convecção natural em canais verticais formados por duas placas aquecidas	121
5.108 - Série de placas verticais resfriadas por convecção natural por duas placas aquecidas	124
5.109 - Temperatura máxima na placa para o caso de aquecimento uniforme	125
5.110 - Espaçamento ótimo entre placas - $\Delta T = 50K$	126
5.111 - Espaçamento ótimo entre placas - $\Delta T = 60K$	127
5.112 - Espaçamento ótimo entre placas - $\Delta T = 65K$	127
5.113 - Espaçamento ótimo entre placas - $\Delta T = 50K, 60K$ e $65K$	128

Lista de Tabelas

Tabela 3.1 - Parâmetro numéricos	41
Tabela 5.1 - Velocidade do ar	103
Tabela A.1 - Amostra de sobretemperatura	143
Tabela A.2 - Incertezas presentes na temperatura adimensional	145
Tabela A.3 - Incertezas presentes em Ra_l	146

Nomenclatura

Letras Latinas

A - área de cada placa ; área de faces de volumes de controle [m^2]

b - espessura das placas [m]

B - espessura adimensional das placas

c_p - calor específico à pressão constante [J/Kg K]

d - distância entre placas [m]

D - distância entre placa adimensional

g - aceleração da gravidade local [m/s^2]

Gr_d - Número de Grashof baseado na distância entre placas

h - coeficiente de transferência de calor [$W/m^2 K$]

I - índice de malha computacional

J - índice de malha computacional

k - condutividade térmica [$W/m K$]

l - comprimento do canal [m]

L - comprimento adimensional do canal

\dot{m} - vazão mássica [kg/s]

n - fator multiplicativo para potência aplicada em casos de aquecimento não-uniforme ; direção normal.

np - número de protuberâncias aquecidas

npt - número de protuberâncias

nvpx - número de volumes de controle na protuberância – direção x

nvpy - número de volumes de controle na protuberância – direção y

nvc_x - número de volumes de controle na região do fio de resistência – direção x

nvc_y - número de volumes de controle na região do fio de resistência – direção y

NI - número de pontos da malha na direção x

Nu - número de Nusselt

$\overline{\text{Nu}}$ - número de Nusselt médio

Nu_{mexp} - número de Nusselt médio experimental

l_x - comprimento da região do fio de resistência - direção x [m]

l_y - comprimento da região do fio de resistência - direção y [m]

p - pressão [N/m²]

p' - correção de pressão [N/m²]

p_h - pressão hidrostática [N/m²]

P - pressão adimensional

Pr - número de Prandtl

Q - potência total dissipada por placa [W]

Q_c - fluxo de calor transferido por convecção [W]

q' - fluxo de calor transferido em um canal [W/m]

Q_p - potência dissipada por protuberância [W]

q'' - fluxo de calor de referência = $Q/2 \cdot A$ [W/m²]

q''' - fluxo de calor por unidade de volume [W/m³]

q* - fluxo de calor adimensional

R - resistência elétrica [Ω]

Ra_d - Número de Rayleigh baseado na distância entre placas

S - termo fonte na equação da energia [W/m^3]; Comprimento adimensional no domínio computacional

S* - termo fonte na equação da energia adimensional

u - velocidade na direção x [m/s]

U - velocidade na direção x adimensional

\overline{U} - velocidade adimensional média

v - velocidade na direção y [m/s]

V - velocidade na direção y adimensional

x - coordenada ao longo do canal [m]

X - coordenada x adimensional

YPT - espessura adimensional da protuberância

xep - distância da entrada à primeira protuberância [m]

xfp - distância entre protuberâncias [m]

xpt - altura da protuberância [m]

XPT - altura adimensional da protuberância

xsp - distância da saída à última protuberância [m]

ypt - espessura da protuberância [m]

y - coordenada transversal ao canal [m]

Y - coordenada y adimensional

w - largura das placas [m]

T - Temperatura dimensional [$^{\circ}C$]

Letras Gregas

α - Difusividade térmica [m^2/s]

β - Coeficiente de expansão térmica [$1/K$]

θ - Temperatura adimensional

δ - distância no domínio computacional [m]; razão de expansão da malha computacional não-uniforme

Δ - distância adimensional no domínio computacional; distância entre o primeiro ponto interior da malha e o contorno

ρ - massa específica [Kg/m^3]

ψ - função corrente

μ - Viscosidade dinâmica [$N.s/m^2$]

ν - Viscosidade cinemática [m^2/s]

Γ - variável calculada no processo iterativo

Superescritos

n - iteração

i - posição na malha computacional

Subscritos

m - valor médio na entrada

máx - valor máximo

0 - valor na entrada do canal ou valor de referência

f - relativo ao material fluido (ar)

p - relativo ao material das protuberâncias

s - relativo ao material das placas; posição sul na malha de volumes de controle

L - relativo à saída do canal

i - interface entre fluido e sólido ; índice na malha computacional

j - índice na malha computacional

N - relativo a todo o domínio computacional

n - posição norte na malha de volumes de controle

e - posição leste na malha de volumes de controle

w - relativo às paredes do domínio de cálculo; posição oeste na malha de volumes de controle

1, 2 - índices de referência

Siglas

SIMPLE - Semi-Implicit Method for Pressure Linked Equations

SIMPLEC - SIMPLE Consistent

TDMA - Tridiagonal Matrix Algorithm

CTDMA - Circular Tridiagonal Matrix Algorithm

Cenapad-SP - Centro Nacional de Processamento de Alto Desempenho no Estado de São Paulo



Capítulo 1

Introdução

Projeto e controle térmicos de equipamentos eletrônicos têm sido áreas de grande aplicação de tecnologias de transferência de calor. De fato, muitos melhoramentos na confiabilidade, densidade de potência e miniaturização de sistemas eletrônicos podem ser parcialmente atribuídos a avanços tecnológicos em sistemas de projeto térmico. O que por sua vez tornou-se possível devido a avanços em tecnologias de transferência de calor e em métodos computacionais (Computational Fluid Dynamics - CFD).

A temperatura pode afetar significativamente a confiabilidade de componentes eletrônicos de muitas maneiras, por exemplo, através de choques térmicos e fadiga em condições cíclicas de operação. Na faixa de operação de componentes eletrônicos, é um fato estabelecido que a confiabilidade dos mesmos é uma função inversa (uma tendência quase exponencial) da temperatura de operação dos componentes. A confiabilidade de um chip de silicone apresenta uma redução de aproximadamente 10% para cada aumento de 2°C na temperatura (Bar-Cohen et al. 1983). Portanto, o projeto térmico de equipamentos deve garantir que a temperatura dos componentes será mantida abaixo de um limite funcional seguro, já que vários mecanismos de falha são termicamente ativados, e o número de falhas aumenta rapidamente com o aumento da temperatura de operação (Doshy, 1984). Além disso, o controle da variação de temperatura em equipamentos eletrônicos é importante para reduzir o nível de fadiga térmica, de modo a garantir que a integridade dos circuitos miniaturizados e das conexões eletrônicas possam ser mantidas. A complexidade das técnicas de resfriamento aplicadas a um sistema depende de fatores como custo, ambiente de operação e espaço disponível. Entretanto, os parâmetros-chaves são o nível de integração da tecnologia de empacotamento e a taxa de dissipação de calor.

Os sistemas utilizados para remoção de calor fazem uso dos três mecanismos de transferência: condução, convecção e radiação. Nas aplicações práticas, porém, a convecção, natural ou forçada, utilizando o ar como fluido de resfriamento, é o principal meio.

O resfriamento por convecção natural é um método intrinsecamente confiável, silencioso, que não necessita de manutenção e largamente aplicado em sistemas eletrônicos que operam com baixas taxas de geração de calor. Uma configuração que tem sido intensamente investigada é a de canais verticais paralelos com fontes térmicas fixadas nas paredes. Existe na literatura um número muito grande de trabalhos sobre este assunto, sendo que o primeiro estudo de que se tem conhecimento é de 1942.

A principal vantagem da transferência de calor por convecção natural é a simplicidade e confiabilidade, uma vez que o movimento do ar é provocado pelos gradientes de densidade na presença do campo gravitacional. Em canais verticais, o empuxo atua exclusivamente no sentido de induzir o movimento ascendente do fluido no interior do canal. A partir da entrada desenvolvem-se camadas limites sobre cada uma das superfícies. Em canais cujas placas estão bastante afastadas, camadas limites independentes desenvolvem-se sobre cada superfície e as características do escoamento aproximam-se daquelas de uma placa num meio infinito. Quando as placas estão bastante próximas, as camadas limites em desenvolvimento sobre cada superfície encontram-se, podendo dar origem a um escoamento completamente desenvolvido quando o canal é suficientemente longo. Nos trabalhos encontrados na literatura os canais podem ter placas lisas ou contendo elementos protuberantes e o aquecimento simétrico ou assimétrico, uniforme ou não-uniforme por placa. Enfim, uma série de possibilidades que vêm sendo estudadas experimental e numericamente, com modelos de variados graus de complexidade. Um tópico muito importante e presente em muitos estudos é a determinação de um espaçamento ótimo entre as placas, que maximize a dissipação por unidade de volume para uma temperatura de operação desejada.

Assim, dentro dos muitos aspectos que podem ser explorados em convecção natural em canais verticais, os objetivos do presente trabalho são:

1. Caracterizar numérica e experimentalmente o comportamento térmico em canais verticais, contendo fontes de calor protuberantes bidimensionais fixadas em uma das paredes, e resfriados por convecção natural;
2. Analisar os efeitos da potência total dissipada, do posicionamento dos elementos com geração mais elevada e da distância entre as placas na distribuição de temperaturas e no escoamento;
3. Determinar um espaçamento ótimo entre as placas para as situações estudadas.

O capítulo 2 apresenta uma revisão de estudos sobre convecção natural em canais, o capítulo 3 descreve a modelagem matemática proposta, as equações governantes do problema, o procedimento numérico de solução e algumas validações dos métodos utilizados. No capítulo 4 são descritos o aparato experimental, os procedimentos e condições de testes e a análise de erros. Os resultados numéricos e experimentais obtidos são apresentados e comparados no capítulo 5. Finalmente, o capítulo 6 mostra as conclusões do trabalho.

Capítulo 2

Revisão da Literatura

2.1 Introdução

Neste capítulo será apresentada uma revisão bibliográfica sobre a transferência de calor por convecção natural em canais verticais. Serão mencionados trabalhos realizados no período de 1942 a 2001. Existe na literatura um número muito grande de trabalhos sobre este assunto, muitos dos quais são mencionados nas revisões realizadas por Incropera (1988) e por Peterson e Ortega (1990). A subdivisão do capítulo foi escolhida visando mostrar o aumento da complexidade nos trabalhos desenvolvidos desde a década de 40 até os dias atuais, e visando enfatizar os aspectos analisados no presente estudo.

2.2 Convecção natural em canais verticais formados por placas lisas

O primeiro trabalho sobre convecção natural em um canal vertical foi o estudo experimental de Elenbaas (1942) sobre um canal bidimensional formado por placas planas isotérmicas paralelas. Ajustando-se constantes aos dados experimentais foram propostas correlações para os números de Nusselt e Rayleigh, que são frequentemente utilizadas para validação de resultados numéricos e experimentais. Bodoia e Osterle (1962) simularam numericamente o mesmo problema utilizando o método de diferenças finitas e um modelo parabólico para as equações de conservação. Verificou-se boa concordância entre os resultados obtidos e os resultados experimentais de Elenbaas (1942). O escoamento em desenvolvimento em canais verticais foi inicialmente estudado de forma analítica por Ostrach (1952). Aung et al.

(1972) realizaram estudos numéricos e experimentais para escoamento em desenvolvimento em canais simétrica e assimetricamente aquecidos, sujeitos às condições térmicas de temperatura e fluxo de calor uniforme nas paredes. Na entrada do canal admitiu-se um perfil uniforme de velocidades e pressão estática igual à pressão atmosférica. As equações governantes foram resolvidas na forma parabólica. Verificou-se boa proximidade entre os números de Nusselt obtidos para aquecimento simétrico e assimétrico, quando o número de Nusselt era definido em termos da temperatura média das paredes do canal. Concluiu-se que, em uma pequena faixa do número de Rayleigh, as correlações obtidas para aquecimento simétrico poderiam ser usadas para prever as temperaturas máximas nas paredes de um canal assimetricamente aquecido. Os resultados apresentados por Aung (1972), que investigou o escoamento completamente desenvolvido entre placas assimetricamente aquecidas, indicaram que o comprimento de desenvolvimento térmico era independente do número de Prandtl. Entretanto, Ramanathan e Kumar (1991) mostraram que os resultados de Aung (1972) eram válidos apenas na faixa de razões de aspecto onde a difusão axial, não considerada no modelo, não é significativa. Wirtz e Stutzman (1982) apresentaram resultados experimentais para o número de Nusselt local em canais verticais formados por placas planas uniformemente aquecidas, sujeitas a condição de fluxo de calor uniforme. Os dados foram obtidos através de medidas diretas de temperatura utilizando-se termopares e da análise de interferogramas do escoamento. Foi desenvolvida uma correlação para o número de Nusselt na saída do canal que permite determinar a máxima variação de temperatura das placas em função das dimensões das mesmas e do fluxo de calor. Os resultados experimentais foram comparados com aqueles obtidos por Aung et al. (1972), verificando-se boa concordância.

Sparrow e Azevedo (1985) estudaram numérica e experimentalmente o efeito do espaçamento entre placas na transferência de calor por convecção natural em um canal vertical formado por uma placa isotérmica e outra não aquecida, ou seja, uma placa que não foi alimentada eletricamente através de uma fonte térmica. Utilizou-se água como fluido de resfriamento. Foram testados 50 diferentes distâncias entre placas, englobando os limites completamente desenvolvido e o de uma placa num meio infinito. Testes utilizando-se uma única placa também foram realizados para verificar a distância entre placas correspondente ao limite de uma placa num meio infinito. As soluções numéricas para as condições de operação testadas experimentalmente foram obtidas utilizando-se o método de diferenças finitas, considerando-se a

convecção natural no canal e a condução de calor na placa não aquecida. Os resultados experimentais demonstraram que uma única placa vertical não é caso onde a transferência de calor é máxima. Verificou-se também que, quando o canal é estreito, a transferência de calor é particularmente sensível a variações na distância entre placas, e a pequenas diferenças de temperatura entre a parede e o ambiente. Com base nos dados experimentais foi desenvolvida uma correlação capaz de prever com boa precisão o número de Nusselt no canal para toda a faixa de escoamentos testada. Verificou-se excelente concordância entre os resultados numéricos e experimentais.

Com base no estudo de Elenbaas (1942) tem-se aceitado que existe um regime completamente desenvolvido, para baixos números de Rayleigh, no qual o número de Nusselt torna-se diretamente proporcional ao número de Rayleigh. Martin et al. (1991) fizeram uma análise detalhada deste escoamento em um canal vertical formado por duas placas planas isotérmicas. Considerou-se escoamento laminar, bidimensional em regime permanente e os resultados numéricos foram obtidos utilizando-se o método de volumes finitos. Admitiu-se escoamento completamente desenvolvido, mas as limitações desta hipótese foram discutidas. Concluiu-se que estudos numéricos anteriores, que pareciam confirmar esta hipótese, usaram condições de contorno inadequadas, e que o escoamento completamente desenvolvido considerado por Elenbaas (1942) ocorre apenas em condições muito especiais. Para o problema analisado foram apresentadas novas correlações assintóticas. Verificou-se que a transferência de calor para baixos números de Rayleigh depende da geometria e das condições de contorno na entrada e na saída.

Guo e Wu (1993) investigaram o efeito da variação das propriedades do ar, densidade e viscosidade sobre a transferência de calor por convecção natural num canal vertical simetricamente aquecido. Foram analisadas as situações de fluxo de calor e temperatura uniforme nas paredes. Admitiu-se escoamento laminar, bidimensional e em regime permanente. As equações da conservação da energia, conservação da massa e da quantidade de movimento foram resolvidas numericamente utilizando-se o algoritmo SIMPLE. Verificou-se que os valores obtidos para a vazão mássica adimensional e para o número de Nusselt são inferiores àqueles obtidos considerando-se as aproximações do Boussinesq. Em relação a vazão mássica induzida no canal verificou-se também que, considerando-se propriedades constantes a mesma tende a aumentar infinitamente com o aumento do número de Rayleigh, enquanto que considerando-se a

variação das propriedades com a temperatura, para as mesmas condições, a vazão aumenta até um certo ponto e em seguida cai rapidamente.

Um método integral foi desenvolvido por Langerman (1993) para analisar a convecção natural em canais verticais, com razões de aspecto elevadas, formados por placas planas simétrica e uniformemente aquecidas. Admitiu-se escoamento laminar, completamente desenvolvido e o sistema foi modelado utilizando-se as aproximações de camada limite. O problema foi resolvido para razões de temperatura elevadas e propriedades do fluido variáveis. As aproximações de Boussinesq não foram utilizadas. A confiabilidade do modelo proposto foi verificada numericamente comparando-se os resultado com aqueles obtidos por Aung et al. (1972) e com os dados experimentais de Wirtz e Stuzman (1982), para condições nas quais as propriedades do fluido poderiam ser consideradas constantes.

Fujii et al. (1994) investigaram numérica e experimentalmente a transferência de calor em canais verticais formados por uma série de cinco placas planas paralelas possuindo uma superfície uniformemente aquecida. As equações governantes foram resolvidas na forma elíptica utilizando-se o método de diferenças finitas e considerando a condução de calor na placas. Admitiu-se escoamento em regime permanente, bidimensional e a validade das aproximações de Boussinesq. Utilizou-se como domínio computacional o canal formado pelas duas placas centrais, o que foi possível impondo-se uma condição de contorno periódica em relação à temperatura na superfície das placas. Foi proposta uma correlação para o número de Nusselt baseada na distância entre as placas. A correlação obtida foi testada também para o caso de canais formados por placas com fontes de calor protuberantes, blocos retangulares, densamente distribuídos sobre uma das paredes. Obteve-se bons resultados usando como comprimento característico o valor obtido subtraindo-se a altura dos blocos da distância entre as placas.

Zamora e Hernández (1997) investigaram numericamente a influência da variação das propriedades sobre o escoamento laminar do ar num canal vertical tendo uma parede isotérmica e outra adiabática. Foi utilizado um modelo elíptico, que considera as variações da viscosidade e da condutividade térmica com a temperatura e que determina a massa específica a partir de uma equação de estado. As equações da continuidade, conservação de energia e da quantidade de movimento foram discretizadas utilizando-se o método de volumes finitos. Foi utilizada uma versão do algoritmo SIMPLE para resolver o acoplamento entre as equações da continuidade e

quantidade de movimento através da pressão. Os resultados numéricos foram comparados com aqueles obtidos considerando-se todas as propriedades do ar constantes e utilizando-se as aproximações de Boussinesq. Verificou-se que a variação das propriedades tem efeito significativo, não considerado em trabalhos anteriores, sobre os modelos de recirculação, e que pode produzir, em situações onde o escoamento reverso aparece, um aumento no fluxo de massa induzido no canal. O mesmo comportamento em relação a vazão mássica verificado por Guo e Wu (1993) ao considerar a variação das propriedades também foi verificado neste estudo. O efeito sobre o número de Nusselt, para faixas de parâmetros nas quais o escoamento reverso ocorre, é relativamente baixo.

Hall et al. (1999) determinaram numérica e experimentalmente a distribuição de temperaturas sobre as superfícies de uma série de placas planas paralelas formando canais verticais simétrica e uniformemente aquecidos. Foram considerados os três processos de transferência de calor envolvidos no problema analisado: condução de calor nas placas, radiação e convecção natural para o ar. Foram analisados os efeitos da distância entre placas, espessura e emissividade das mesmas sobre o perfil de temperatura nas paredes. O problema foi tratado numericamente utilizando-se um modelo bidimensional e em regime permanente. Foi utilizado o pacote computacional PHOENICS, baseado no método de volumes finitos. O problema foi resolvido para o número de Grashof, baseado na distância entre placas, entre 10 e 10^5 . Foram propostas correlações para espaçamento ótimo entre placas e máxima elevação da temperatura nas paredes. Medidas de temperatura foram feitas utilizando-se termopares e termografia. Verificou-se que a transferência de calor por radiação é mais significativa na saída do canal, onde ocorrem os valores máximos de temperatura e onde a condução de calor é baixa. Para os casos analisados a transferência de calor por radiação pode variar entre 0,2% e 1,2% da quantidade calor total transferida no canal, sendo que as menores percentagens são verificadas em canais formados por placas tendo os mesmos valores de emissividade e condutividade térmica elevada. As diferenças entre os resultados numéricos e experimentais variaram entre 14 e 23%.

2.3 Espaçamento ótimo entre placas

O espaçamento ótimo entre placas pode ser definido em função das condições de contorno e das restrições impostas ao sistema. No caso de placas com fluxo de calor constante, o

espaçamento ótimo é definido como a distância entre placas que possibilita a máxima dissipação de calor por unidade de volume para um aumento máximo de temperatura permitido. Esta distância vem a ser importante em situações onde deseja-se a máxima dissipação de calor em uma série de placas, mas existe restrição de temperatura máxima na placa e espaço disponível.

Bar-Cohen e Rohsenow (1984) formularam correlações para o número de Nusselt em canais simetricamente aquecidos com paredes isotérmicas e com fluxo de calor constante, e também para canais assimetricamente aquecidos possuindo uma parede isolada e outra isotérmica ou com fluxo de calor constante. Combinando-se relações para número de Nusselt para as situações limites de escoamento completamente desenvolvido e o de uma placa num meio infinito foram obtidas correlações aplicáveis a uma ampla faixa de razões de aspecto. Um espaçamento ótimo, para as condições térmicas analisadas, foi deduzido a partir das correlações obtidas.

Anand et al. (1992) determinaram numericamente o espaçamento ótimo entre duas placas planas verticais paralelamente dispostas para as condições de fluxo de calor uniforme e de paredes isotérmicas. O escoamento e a distribuição de temperatura foram calculados com base no método de diferenças finitas e utilizando-se as aproximações de camada limite. Utilizou-se um domínio computacional coincidente com o domínio físico. Os coeficientes de transferência de calor foram determinados numericamente como parte da solução do problema.

Bejan (1995), com base em análise de ordem de grandeza, inferiu o espaçamento ótimo, que maximiza a transferência de calor, em uma série de placas planas isotérmicas. Foram obtidas expressões assintóticas para o fluxo de calor dissipado no canal para os limites completamente desenvolvido, distância entre placas tendendo a zero, e para o escoamento de camada limite, distância entre placas tendendo a infinito. As duas expressões foram apresentadas em um gráfico de calor transferido por placa em função da distância entre placas, e o espaçamento ótimo foi estimado como o espaçamento entre placas correspondente à posição onde as assíntotas interceptaram-se. O método utilizado, interseção de assíntotas, foi abordado inicialmente por Bejan (1984).

Morrone et al. (1997) analisaram numericamente a transferência de calor em um canal vertical formado por duas placas planas aquecidas simetricamente, com fluxo de calor uniforme, e resfriadas por convecção natural. Foi utilizado um domínio computacional compreendendo dois

subdomínios: o domínio físico real entre as placas e dois reservatórios retangulares localizados nas extremidades do canal. As equações de Navier-Stokes e da energia na forma elíptica foram resolvidas numericamente no domínio composto utilizando-se o método de diferenças finitas. O espaçamento ótimo foi apresentado em função do número de Grashof. Comparando-se os valores dos espaçamento ótimos com os valores obtidos por Anand et al. (1992) verificou-se diferenças da ordem de 6 a 12%, que foram atribuídas à utilização das equações de conservação na forma parabólica por Anand et al. (1992).

Avelar e Ganzarolli (2000) determinaram experimentalmente um espaçamento ótimo em uma série de placas verticais paralelas, de fibra de vidro, contendo sete fontes de calor protuberantes, de alumínio, distribuídas sobre uma das paredes. Foram analisadas as situações de aquecimento uniforme e não uniforme das placas. O principal objetivo de se considerar o aquecimento não uniforme é verificar se, para uma mesma potência total dissipada por placa, esta distribuição poderia implicar em um valor menor da temperatura do elemento mais quente (hot spot) quando comparada com o caso de distribuição uniforme. Para o caso de aquecimento não uniforme foram analisadas duas configurações. Na primeira, para um valor especificado de potência total dissipada por placa, a um elemento foi fornecida uma potência duas vezes maior que a potência fornecida aos demais elementos. Na segunda, foram estabelecidos dois níveis de transferência de calor ao longo da placa. O espaçamento ótimo foi determinado para todas as configurações analisadas. As taxas de dissipação de calor mais elevadas foram verificadas quando o elemento com maior geração de calor foi posicionado próximo a entrada do canal.

Zamora e Hernández (2001) investigaram o efeito da condução de calor a montante no espaçamento ótimo em uma série de placas verticais, igualmente espaçadas e resfriadas por convecção natural. Foram determinadas faixas de parâmetros relevantes para as quais este efeito torna-se relevante. O espaçamento ótimo foi obtido utilizando-se correlações para o número de Nusselt encontradas na literatura, derivado analiticamente e calculado numericamente. As equações de conservação foram resolvidas numericamente utilizando-se um modelo elíptico, bidimensional e as aproximações de Boussinesq. Foi utilizado o código computacional Phoenix e o método de volumes finitos com o esquema híbrido para os termos convectivos. O algoritmo SIMPLEST, uma versão modificada do algoritmo SIMPLE proposto por Patankar e Spalding (1972) foi utilizado para resolver o acoplamento entre as equações da continuidade e do momento através da pressão. Foi utilizado um domínio estendido na entrada do canal. Os resultados

demonstraram que, no caso de placas não muito altas e que operam a baixas taxas de geração de calor, existem certas faixas de parâmetros em que a condução de calor a montante pode ser relevante, principalmente para baixos valores de número de Prandtl. O efeito da condução de calor a montante tende a reduzir o espaçamento ótimo entre placas.

2.4 Canais contendo fontes de calor protuberantes

Ortega e Moffat (1985, 1986) e Moffat e Ortega (1986) investigaram teórica e experimentalmente a transferência de calor em uma série de elementos cúbicos aquecidos dispostos sobre uma placa plana isolada, formando um canal vertical com outra placa isolada paralela. A transferência de calor no caso de uma placa contendo os elementos cúbicos num meio infinito também foi investigada. Eles concluíram que, para um escoamento completamente desenvolvido, se a temperatura do ar é uniforme em cada seção transversal, a transferência de calor em qualquer elemento da série é governada pela convecção forçada resultante do empuxo global no canal (“efeito chaminé”), e não pelos efeitos locais do empuxo. O coeficiente de película dos elementos foi baseado na temperatura adiabática, que é temperatura atingida quando não é fornecida potência ao componente e é descontado o calor proveniente de outras fontes por condução e radiação. Quando a temperatura do ar é aproximadamente uniforme numa seção transversal do canal, a temperatura adiabática pode ser representada pela temperatura média de mistura do ar. Neste mesmo trabalho foi apresentado um método pelo qual o número de Reynolds no canal pode ser previsto conhecendo-se a potência dissipada na série e o coeficiente de arrasto no canal. Mostrou-se também que, em condições de “convecção forçada induzida pelo empuxo”, conhecendo-se o valor do coeficiente de transferência de calor adiabático, baseado na temperatura adiabática, é possível utilizar um método de superposição linear para prever a temperatura dos elementos na série.

Hung e Shiau (1988) investigaram características médias e locais da transferência de calor por convecção natural, em regime permanente, em um canal formado por placas paralelas, uniforme e assimetricamente aquecidas, contendo uma protuberância retangular em uma das paredes. Embora na faixa de número de Rayleigh local considerada o escoamento seja laminar para uma placa plana uniformemente aquecida, observou-se, qualitativamente, através da visualização do escoamento, que a existência da protuberância provocou mudanças nas

características do escoamento, originando zonas de recirculação e de turbulência na região a jusante da obstrução. Foram apresentadas duas correlações para o número de Nusselt, para representar características locais a jusante da obstrução e para avaliar a eficiência da transferência de calor.

Said e Krane (1990) realizaram um estudo numérico e experimental sobre resfriamento por convecção natural de canais verticais, com e sem a presença de uma obstrução semicircular em uma das paredes. Considerou-se número de Prandtl igual a 0,72 e número de Rayleigh entre 10^2 e 10^4 . Foram analisadas as condições térmicas de fluxo de calor e temperatura uniformes nas paredes. Apenas a segunda condição foi investigada experimentalmente. Na simulação numérica utilizou-se o código computacional NACHOS, de elementos finitos. Comparando-se os resultados numéricos e experimentais verificou-se boa concordância. Verificou-se também que a presença de uma obstrução e a sua localização tem efeitos significativos na transferência de calor no canal. Os resultados para paredes uniformemente aquecidas indicaram que a presença da protuberância reduz o número de Nusselt em até 5%, para número de Rayleigh em torno de 10^4 , e em até 40% quando o número de Rayleigh próximo de 10. Observou-se também que movendo-se a protuberância ao longo da parede do canal, em direção à saída, a transferência de calor média é reduzida.

Said e Muhanna (1990) investigaram numericamente a transferência de calor por convecção natural em um canal vertical formado por placas isotérmicas contendo uma única obstrução retangular em uma parede. Considerou-se escoamento bidimensional e em regime permanente do ar. O transporte de calor por radiação e a dissipação viscosa não foram considerados. O escoamento foi modelado utilizando-se as aproximações de Boussinesq e analisado numericamente utilizando-se o método de elementos finitos. Investigou-se a influência dos seguintes parâmetros sobre o número de Nusselt médio: razão de aspecto, número de Rayleigh, dimensões e formato da obstrução e distância entre a entrada do canal e a protuberância. Foram apresentados resultados para Rayleigh acima de 10^4 , número de Prandtl igual a 0,72, e razão de aspecto entre 0,27 e 0,36. Os resultados foram comparados com aqueles obtidos para um canal vertical contendo uma única obstrução semicircular, (Said e Krane, 1990) com a mesma área superficial da obstrução retangular analisada e para um canal vertical formado por paredes planas. Observou-se que o efeito do formato da obstrução não é significativo, desde que as protuberâncias tenham a mesma área superficial. A presença da obstrução provocou uma

redução no valor do número de Nusselt médio para $Ra' > 10$, onde Ra' é o produto entre o número de Rayleigh e razão de aspecto, e um aumento no número de Nusselt para $Ra' < 10$. A influência da razão de aspecto sobre o número de Nusselt varia entre 10% para Rayleigh elevados e 33% para valores baixos. O número de Nusselt médio diminui com o aumento da altura da obstrução.

Kelkar e Choudhury (1993) investigaram numericamente o escoamento bidimensional periódico e completamente desenvolvido, em regime de convecção natural, em canais verticais formados por placas adiabáticas contendo elementos protuberantes de seção retangular constante, com geração de calor uniforme, sobre uma das paredes. Este tipo de escoamento ocorre em canais onde a distância entre as placas é pequena, o canal é suficientemente longo e é verificada uma periodicidade geométrica. O escoamento periódico e completamente desenvolvido é atingido quando as características do escoamento em módulos sucessivos tornam-se idênticas. Investigou-se a variação da altura das placas e o tamanho dos elementos protuberantes. A condução de calor na placa foi considerada por Wang e Sauliner (1993) em geometria semelhante para escoamento em regime de convecção forçada. Foi realizada uma análise dos mecanismos conjugados de transferência de calor por condução e convecção para verificar os efeitos da condutividade térmica dos materiais das placas e dos elementos na transferência de calor.

Visando investigar o efeito da condutividade térmica da placa nas características de transferência de calor, Choi et al. (1994) resolveram numericamente o problema conjugado condução convecção forçada em um canal horizontal contendo fontes de calor protuberantes. Foram investigados também os efeitos da distância entre os módulos na placa e do número de Reynolds. O problema analisado consiste de um escoamento laminar, bidimensional, sobre cinco fontes de calor montados sobre uma placa de circuito impresso. Considerou-se escoamento em regime permanente e incompressível, e com propriedades termofísicas constantes. Admitiu-se que o ar entra no canal a temperatura ambiente e com um perfil de velocidades uniforme. As equações governantes foram resolvidas em todo o domínio utilizando-se o método de volumes finitos (Patankar, 1980). A formulação da média harmônica sugerida por Patankar (1980) foi utilizada para tratar as variações abruptas nas propriedades termofísicas nas interfaces sólido-fluido. Foram realizadas simulações para a razão entre a condutividade térmica da placa e do módulo iguais 0,1, 1, 10 e 100. De modo geral, os resultados mostraram que a temperatura máxima no interior das fontes de calor pode ser reduzida consideravelmente aumentando-se a

condutividade térmica da placa de circuito impresso. Entretanto, a eficiência na utilização de uma placa com alta condutividade térmica depende da resistência térmica entre os módulos e a placa e da distância entre os módulos sobre a placa, esta eficiência é menor no caso de placas densamente povoadas de componentes eletrônicos.

Viswatemala e Amin (1995) analisaram numericamente a convecção natural em canais verticais formados por placas isotérmicas contendo duas obstruções retangulares sobre as paredes opostas. Foram analisadas quatro geometrias diferentes, contendo protuberâncias localizadas simétrica e assimetricamente nas paredes do canal, para dois valores de razão de aspecto. Foram analisados os efeitos dos seguintes parâmetros sobre o número de Nusselt médio: número de Rayleigh, razão de aspecto e posição das protuberâncias nas paredes. Admitiu-se escoamento laminar, bidimensional e em regime permanente. As equações de conservação foram resolvidas utilizando-se o método de elementos finitos, código NACHOS II. As equações diferenciais parciais foram discretizadas utilizando-se o método de Galerkin. Verificou-se que o número de Nusselt aumenta com o número de Rayleigh. Comparando-se os valores do número de Nusselt obtidos para canais contendo protuberâncias com aqueles obtidos para canais lisos verificou-se que os últimos são maiores. Portanto, a presença de obstruções reduz a transferência de calor. Observou-se também que o efeito da razão de aspecto é mais significativa para números de Rayleigh elevados.

Fujii et al. (1996) analisaram numérica e experimentalmente a transferência de calor por convecção natural em uma série de canais verticais formados por placas paralelas contendo fontes de calor protuberantes discretas e densamente distribuídas sobre uma das paredes. Foram utilizadas cinco placas de resina de vidro com 285mm de comprimento, 237mm de largura e 1,6mm de espessura. Pequenos blocos de cerâmica foram densamente distribuídos sobre uma face de cada placa. As equações de Navier-Stokes e da energia, na forma bidimensional foram resolvidas para número de Grashof modificado variando entre $2,3 \times 10^3$ e $8,8 \times 10^5$ e razão entre a altura e a distância entre placas variando entre 8 e 30. A solução foi obtida através do método de diferenças finitas utilizando-se um esquema de substituições sucessivas. Foi admitido um perfil uniforme de velocidades na entrada do canal e o problema foi resolvido através de um processo iterativo até que a diferença de pressão entre a entrada e a saída do canal fosse aproximadamente zero. A condução de calor na placa e nas protuberâncias foi considerada admitindo-se a mesma condutividade em toda a região sólida. Foi imposta uma condição de

periodicidade em relação à temperatura e ao fluxo de calor na superfície da placa. Um método para estimar a temperatura máxima no interior das fontes térmicas foi proposto e o espaçamento ótimo entre placas foi discutido. Verificou-se boa concordância entre os resultados numéricos e experimentais.

Tanda (1996) investigou experimentalmente a transferência de calor por convecção natural em canais verticais formados por uma placa isotérmica contendo elementos protuberantes com seção transversal retangular composta por duas folhas de alumínio justapostas, contendo três resistências elétricas entre elas, posicionada entre duas placas planas adiabáticas. Para garantir a ausência de resistência de contato as protuberâncias foram construídas com o mesmo material da placa a partir da base da mesma. Para efeito de comparação, foram realizados testes adicionais em canais verticais isentos de protuberâncias com condições térmicas e geométricas semelhantes. Investigou-se os efeitos da variação da distância entre as placas e do número de Rayleigh. Verificou-se que, em termos de capacidade de transferência de calor, os canais onde não existem protuberâncias são mais eficientes.

Geisler e Bar-Cohen (1997) rederivaram relações para modelamento analítico da transferência de calor em séries de placas de circuito impresso. Foram analisados canais formados por placas isotérmicas e uniformemente aquecidas. Foram utilizadas correlações apropriadas para a queda de pressão no canal, que levam em conta o efeito do escoamento entre as protuberâncias e a rugosidade dos elementos. O uso destas correlações resulta em relações modificadas para o número de Nusselt. No limite, quando a dimensão das protuberâncias tende a zero, as correlações para o número de Nusselt se reduzem às relações para placas lisas. Os modelos tradicionais, que utilizam relações para canais formados por paredes lisas, subestimam a transferência de calor quando as placas estão muito próximas e superestimam o espaçamento ótimo quando utilizados para canais formados por placas contendo protuberâncias. Foram propostas correlações para canais formados por uma placa isolada e outra isotérmica ou com fluxo de calor uniforme, considerando-se escoamento laminar e completamente desenvolvido no canal.

Behnia e Nakayama (1998) realizaram simulações numéricas, caso bidimensional, sobre uma série de placas verticais, com condutividade finita, contendo elementos protuberantes distribuídos em uma das superfícies. O código computacional FLUENT CFD foi utilizado para as

simulações. O procedimento de solução foi validado utilizando-se os resultados experimentais de Fujii et al. (1996), e para isto foi adotada a mesma geometria utilizada por eles. Foram considerados tanto gás (ar) como fluido de resfriamento e resfriamento por imersão utilizando-se líquido (PF5060). Considerou-se que as placas e as fontes térmicas possuem os mesmos valores de condutividade térmica. Foram realizadas simulações variando-se a condutividade térmica dos sólidos, a distância entre as mesmas e a potência de alimentação das placas. A razão entre as condutividades térmicas do sólido e do fluido foi variada entre 1 e 10^4 . Os resultados obtidos indicaram que as características gerais do escoamento não são significativamente influenciadas pela condutividade térmica dos sólidos (placa e elementos protuberantes). Entretanto, o escoamento induzido é fortemente influenciado pelas propriedades do fluido. Verificou-se também que a temperatura dos elementos protuberantes e da placa é fortemente dependente da condutividade térmica dos mesmos.

Ramos (1998) investigou numericamente o efeito da convecção natural sobre o escoamento e a transferência de calor em superfícies adiabáticas contendo fontes de calor protuberantes. Analisou-se uma placa, um canal e uma cavidade. O escoamento foi admitido laminar, bidimensional e em regime permanente. As propriedades físicas foram consideradas constantes e as aproximações de Boussinesq foram utilizadas. As equações foram discretizadas utilizando-se o método de volumes finitos e as soluções numéricas obtidas através do algoritmo SIMPLE. Para as configurações analisadas obteve-se os campos de velocidade e temperatura, o número de Nusselt médio nas faces das fontes e a distribuição de temperatura ao longo da superfície onde foram montadas as fontes. Foram tomadas medidas de temperatura na superfície e nos campos de escoamento de ar em uma cavidade horizontal com fontes de calor na base e nas superfícies laterais resfriadas, assim como na superfície de uma cavidade hidrodinâmica onde foram montadas fontes de calor numa das superfícies verticais, sendo a outra resfriada. Para esta configuração fez-se a visualização do escoamento, utilizando-se a técnica de traçados sólidos. Comparando-se os resultados numéricos e experimentais verificou-se boa concordância.

Bessaih e Kadja (2000) simularam numericamente o resfriamento por convecção natural pelo o ar de três módulos retangulares de cerâmica, montados sobre uma das parede adiabáticas de um canal vertical. Foi utilizado um modelo bidimensional, o modelo de turbulência $k-\varepsilon$, e considerada a transferência de calor conjugada. O algoritmo SIMPLER foi utilizado para a solução das equações governantes em todo o domínio (sólido e fluido). A validação numérica foi

feita através de dados experimentais existentes na literatura. Foram investigados os efeitos da variação da distância entre os elementos aquecidos e do fato de não se aquecer um dos elementos. Verificou-se que a distribuição mais eficiente ocorre quando o elemento não aquecido é posicionado entre os outros dois elementos aquecidos.

Desrayaud et al. (2000) estudaram numericamente o resfriamento por convecção natural de uma única fonte de calor bidimensional, retangular, sobre uma parede de um canal vertical isolado. O algoritmo SIMPLER foi utilizado para resolver o acoplamento entre as equações da continuidade e movimento através da pressão. O problema foi resolvido na forma transiente. Considerou-se que o ar entra no canal à temperatura ambiente e com perfil de velocidade uniforme. Foram utilizadas condições de contorno de pressão especificada na entrada e na saída do canal. A pressão na entrada foi calculada utilizando-se a equação de Bernoulli. Simulações numéricas foram realizadas visando determinar a transferência de calor e a vazão para várias dimensões da fonte de calor localizada na parte central da parede esquerda do canal. Verificou-se que para uma determinada dimensão do módulo, um aumento na largura do mesmo reduz substancialmente a transferência de calor, particularmente nas superfícies horizontais, enquanto que somente pequenas variações foram verificadas na superfície vertical do módulo. Correlações compostas para o número de Nusselt desenvolvidas em função de variáveis paramétricas mostraram boa concordância com resultados obtidos numericamente.

2.5 Canais verticais sujeitos à situação de aquecimento não uniforme

Ravine e Richards (1988) estudaram experimentalmente a transferência de calor por convecção natural de uma fonte térmica, discreta e não protuberante, localizada sobre uma parede de um canal a uma distância especificada da entrada. A fonte térmica consistia de uma resistência térmica de aço inoxidável fixada sobre um substrato de fenolite. As regiões a montante e a jusante, na parede do canal na qual foi fixada a fonte térmica, foram construídas de madeira e fixadas ao fenolite, assim como a outra parede. A montagem utilizada não possibilitou condições de contorno bem controladas devido à condução de calor da fonte térmica para a madeira. O escoamento foi visualizado utilizando-se o interferômetro de Mach-Zehnder. Verificou-se que próximo ao bordo de ataque da fonte térmica o número de Nusselt local apresentou uma

dependência sobre o número Rayleigh local. Entretanto, a jusante da fonte térmica o número de Nusselt passou a ser fortemente dependente da distância axial.

Lee (1994) analisou numericamente a convecção natural em canais verticais, simetricamente aquecidos, possuindo uma região termicamente isolada na entrada ou na saída. Foram consideradas as situações de fluxo de calor uniforme e de temperatura uniforme das paredes do canal. Foram apresentados resultados para o número de Nusselt médio no canal e vazão volumétrica adimensional para toda a faixa de escoamentos que engloba os limites de escoamento completamente desenvolvido e uma placa num meio infinito. Foram desenvolvidas equações analíticas para vazão volumétrica adimensional e número de Nusselt médio para o caso de escoamento completamente desenvolvido. O problema foi resolvido numericamente utilizando-se as aproximações de camada limite, as aproximações de Boussinesq e considerando-se regime permanente, bidimensional, laminar e simétrico. Devido ao “efeito chaminé”, a vazão volumétrica é maior no sistema com saída não aquecida, ou seja, uma maior quantidade de fluido escoou para o interior do canal, o que resulta em coeficientes de transferência de calor mais elevados. Verificou-se que a presença de uma região não aquecida, tanto na entrada como na saída, afeta significativamente a convecção natural no canal, principalmente para números de Rayleigh elevados.

Campo et al. (1999) reformularam o problema analisado por Lee (1994) utilizando-se um modelo elíptico para as equações de conservação. Foi utilizado um domínio computacional composto por dois sub-domínios: o domínio físico real entre as placas e dois reservatórios retangulares localizados nas extremidades do canal. Foram realizadas simulações numéricas variando-se a razão entre o comprimento da extensão isolada e altura do canal entre 0 e 19, para os dois casos analisados: a região isolada posicionada a montante (caso 1) e a jusante da região aquecida (caso 2). A solução numérica foi obtida com base no método dos volumes finitos. Verificou-se que, no caso 1, a temperatura máxima é reduzida aumentando-se o comprimento da superfície isolada, enquanto que no caso 2 a temperatura máxima eleva-se com o aumento do comprimento da superfície isolada. Do ponto de vista físico, a vazão de ar que ocorre no caso 1 é suficientemente elevada para superar a perda de carga no canal, dando origem ao denominado “efeito chaminé”. O que está de acordo com os resultados apresentados por Lee (1994). Comparando-se os resultados obtidos com os de Lee (1994) verificou-se que as maiores discordâncias são verificadas para os valores de número de Rayleigh mais elevados. Verificou-se

também que, quando a região isolada está localizada à jusante da região aquecida, ocorre uma redução na temperatura máxima nas paredes.

2.6 Conclusão

Existe na literatura um número muito grande de trabalhos sobre convecção natural em canais verticais. Entretanto, a maior parte está relacionada à situações de condições de contorno uniformes nas paredes e de placas lisas ou contendo apenas um ou poucos elementos. São relativamente poucos os trabalhos que combinam análises numérica e experimental no caso de canais com elementos protuberantes. Além disso não foram encontrados trabalhos onde o espaçamento ótimo é estimado em canais contendo elementos protuberantes ou em canais sujeitos à condição de aquecimento não uniforme. O trabalho proposto envolve análise numérica e experimental, utilizando-se placas contendo elementos protuberantes não densamente distribuídos e incluindo situações de geração de calor não uniforme, e o espaçamento ótimo é determinado para as situações de aquecimento uniforme e não uniforme das placas, constituindo uma contribuição importante na análise da transferência de calor por convecção natural em canais.

Capítulo 3

Análise Teórica

3.1 Introdução

Neste capítulo é apresentada a análise teórica do resfriamento conjugado condução-conveccão natural de uma série de canais verticais contendo elementos protuberantes montados sobre uma parede. Inicialmente, é definido o problema simulado numericamente. A seguir são apresentadas as equações governantes e suas condições de contorno. Finalmente é descrito o procedimento numérico utilizado na resolução das equações, e apresentada a validação numérica do programa desenvolvido.

3.2 Formulação Matemática

3.2.1 Definição do problema

Um número infinito de placas de dimensões iguais, onde as placas são separadas pela mesma distância d , é disposto verticalmente. Sobre uma das superfícies de cada placa são fixados sete elementos protuberantes, de seção transversal quadrada, com altura x_{pt} , espessura y_{pt} , separados pela distância x_{fp} e dissipando a potência Q_p ($= Q/7$), no caso de aquecimento uniforme da placa, onde Q é a potência total dissipada por placa. Considerou-se geração de calor uniforme no interior de cada elemento protuberante. Foram simuladas as situações de aquecimento uniforme e não uniforme das placas. O domínio de cálculo está indicado na Figura

3.1, onde está representado o modelo bidimensional simulado numericamente. Por conveniência as placas foram numeradas de 1 a 5.

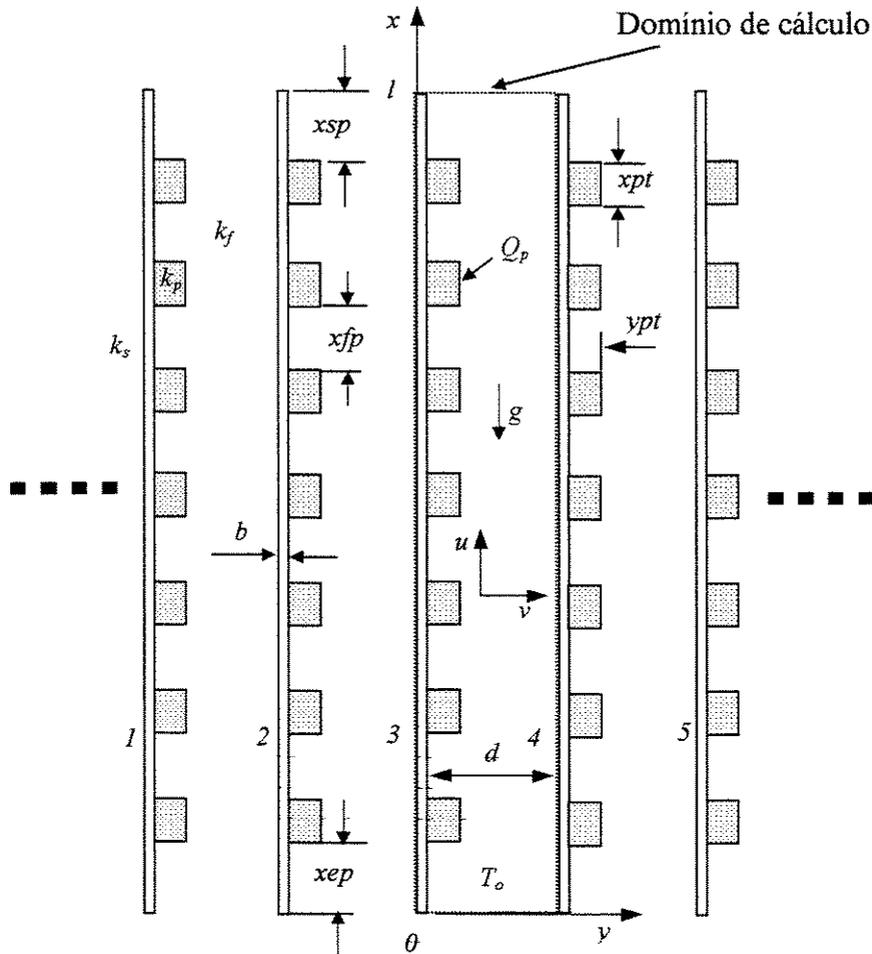


Figura 3.1 - Modelo bidimensional simulado numericamente.

Foram realizadas simulações numéricas variando-se a distância entre placas e a potência total dissipada por placa. A potência foi variada entre 10 e 60W e a distância entre 2 e 3,5 cm, correspondendo a razões de aspecto, l/d , variando entre 18,25 a 10,43 e números de Rayleigh entre 2×10^4 e 8×10^5 .

3.2.2 Equações governantes

O escoamento do fluido e os processos de transferência de calor no canal são governados pelas equações de conservação da massa, da quantidade de movimento e da energia. O problema foi modelado admitindo-se as seguintes hipóteses:

- Escoamento laminar;
- Fenômeno bidimensional;
- Regime permanente;
- Validade da aproximação de Boussinesq;
- Transferência de calor apenas por condução e convecção.

Utilizando-se as aproximações acima, as equações governantes ficam:

- Equação da continuidade

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

- Equação da conservação da quantidade de movimento na direção y

$$\rho_o \left[u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} \right] = - \frac{\partial (p - p_h)}{\partial y} + \mu \left[\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right] \quad (3.2)$$

- Equação da conservação quantidade de movimento na direção x

$$\rho_o \left[u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} \right] = - \frac{\partial (p - p_h)}{\partial x} + \rho_o \beta g (T - T_o) + \mu \left[\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right] \quad (3.3)$$

onde nas Equações 3.2 e 3.3 ρ_o é a densidade do fluido num estado de referência, p é a pressão estática em uma dada posição e, p_h é a pressão que se teria no local caso o fluido estivesse em repouso e sua densidade fosse igual a ρ_o ; β é o coeficiente de expansão térmica do ar e T_o é a temperatura no estado de referência, adotada igual à temperatura do ar na entrada do canal; μ é a viscosidade dinâmica.

Uma única forma das equações governantes foi utilizada em todo o domínio, o que foi possível adotando-se um valor muito alto para a viscosidade dinâmica, μ , nas regiões sólidas, de forma a anular as velocidades nestas regiões.

- Equação da conservação da energia

$$\rho_o c_p \left[u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} \right] = k \left[\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \right] + f \times S \quad (3.4)$$

onde,

- As propriedades ρ , k e cp são referentes a região na qual a Equação 3.4 é aplicada;
- Nas regiões sólidas, como consequência de se atribuir um valor muito elevado para a viscosidade, o termo convectivo torna-se igual a zero;
- $f=1$ para os volumes de controle nas protuberâncias, onde há dissipação de calor, e $f=0$ para os demais volumes de controle;
- Para a situação de geração de calor uniforme nas protuberâncias, quando as placas são uniformemente aquecidas, S é dado por

$$S(x, y) = \frac{\underline{Q}}{7w(xpt)(ypt)} \quad (3.5)$$

onde w é a largura da placa.

Nas situações de aquecimento não uniforme, S varia de uma protuberância para outra dependendo da distribuição da potência dissipada por placa. Para as situações analisadas neste trabalho S é dado pelas seguintes expressões (para a mesma potência total dissipada por placa):

Caso 1 - As três últimas protuberâncias (parte superior da placa) dissipando uma potência n vezes a potência dissipada pelas três primeiras (caso 1.1) e vice-versa (caso 1.2). A quarta protuberância dissipando uma potência igual a um valor médio entre a maior e a menor potência dissipada. Para esta configuração, nas protuberâncias com menor dissipação, S é dado por

$$S_1 = \frac{2\underline{Q}}{(7n+7)(xpt)(ypt)w} \quad (3.6)$$

Nas protuberâncias com maior dissipação, por

$$S_2 = \frac{2n\underline{Q}}{(7n+7)(xpt)(ypt)w} \quad (3.7)$$

e na quarta protuberância por

$$S_3 = \frac{\underline{Q}}{7(xpt)(ypt)w} \quad (3.8)$$

Caso 2 - A geração de calor em uma das protuberâncias é n vezes maior que a geração de calor nas demais. Foram analisadas as configurações com a protuberância com maior dissipação

localizada na entrada (caso 2.1), no centro (caso 2.2) e na saída do canal (caso 2.3). Na protuberância com dissipação de calor mais elevada,

$$S_1 = \frac{nQ}{(6+n)(x_{pt})(y_{pt})w} \quad (3.9)$$

e nas demais protuberâncias,

$$S_2 = \frac{Q}{(6+n)(x_{pt})(y_{pt})w} \quad (3.10)$$

Caso 3 - Somente algumas protuberâncias foram aquecidas, np , e as demais permaneceram desligadas. Foram testadas as configurações com $np = 2, 4$ e 6 , e em cada configuração as protuberâncias aquecidas foram as np primeiras ou as np últimas. Neste caso, nas protuberâncias aquecidas, S é dado por

$$S = \frac{Q}{np(x_{pt})(y_{pt})w} \quad (3.11)$$

A distribuição de potência na placa nos casos de aquecimento não uniforme foi organizada de modo que as diferenças entre as potências dos elementos com maior dissipação e dos elementos com menor dissipação fossem aumentando do caso 1 até o caso 3. A Figura 3.2 ilustra, para uma potência total dissipada por placa igual a Q , as parcelas da potência dissipada em cada protuberância nas situações de aquecimento uniforme e casos 1.1, 2.1 e 3.1 de aquecimento não uniforme.

O principal objetivo desta análise é verificar se, para uma mesma potência total Q dissipada por placa, a distribuição não uniforme poderia implicar em um valor menor da temperatura do elemento mais quente (hot spot) quando comparada com o caso de distribuição uniforme. Muito embora não seja de se esperar que posicionar os elementos com maior dissipação na saída do canal venha a resultar em valores menores para a sobretemperatura máxima, testes com esta configuração foram realizados com objetivo de efetuar comparações entre os casos e de verificar a capacidade de simulação do modelo teórico empregado.

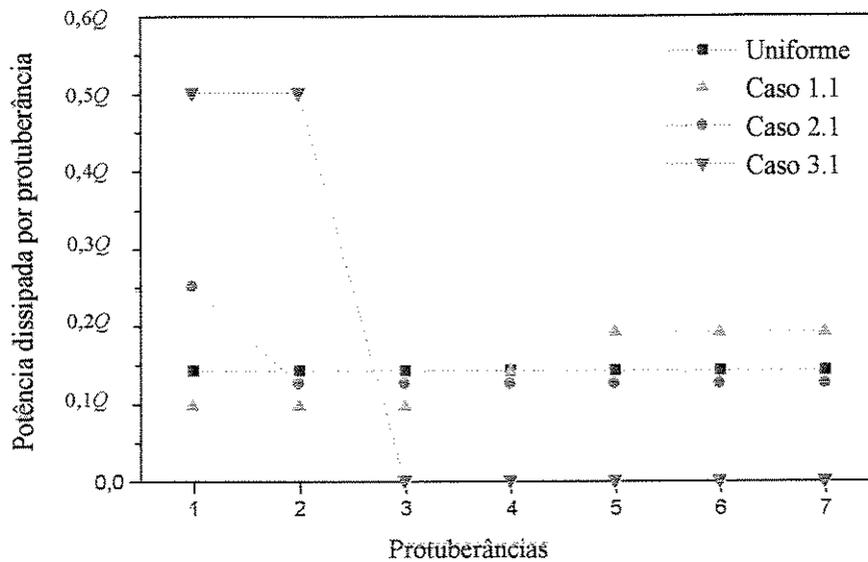


Figura 3.2 - Distribuição de potência por protuberância nos casos de aquecimento uniforme e não uniforme.

Embora o problema tenha sido resolvido considerando-se geração de calor uniforme no interior das protuberâncias, para verificar o efeito deste tipo de condição nos resultados, foi simulada também a situação de geração de calor concentrada no interior das protuberâncias. Neste caso, a geração de calor foi concentrada no centro das protuberâncias em um número de volumes de controle que corresponde, aproximadamente, ao diâmetro do encapsulamento que envolve o fio de resistência que foi inserido no interior das protuberâncias, o que será descrito em detalhes no capítulo de análise experimental.

Na Figura 3.3 está representado, em escala ampliada o fio de resistência no interior da protuberância.

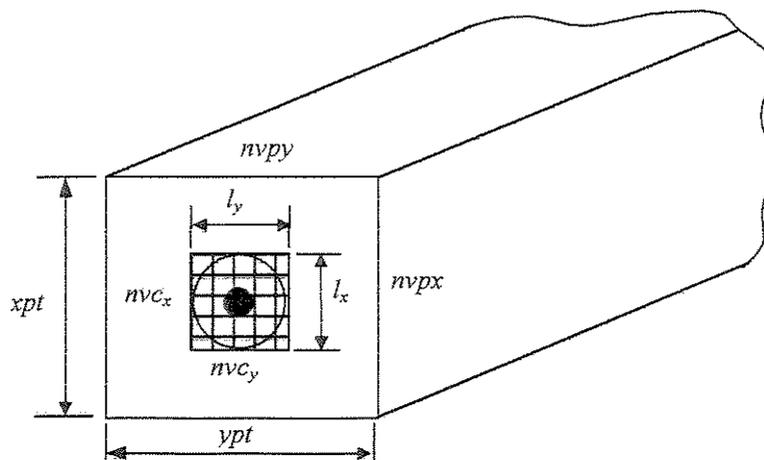


Figura 3.3 - Representação do fio de resistência no interior de uma protuberância.

Nas expressões para o termo fonte, S , Equações (3.5) a (3.11), a largura e a altura da protuberância, x_{pt} e y_{pt} , são substituídas pelas dimensões l_x e l_y indicadas na Figura 3.3.

Para minimizar a transferência de calor por radiação, os elementos protuberantes montados sobre a placa foram polidos. Como a emissividade do alumínio, material do qual foram construídos os elementos protuberantes é baixa, entre 0,04 e 0,06 (Siegel & Howell, 1992) e as distâncias entre placas são pequenas, a transferência de calor por radiação não foi considerada no presente estudo. Para a última protuberância, foi feita uma estimativa da perda de calor por radiação para o ambiente, considerando-se a emissividade do alumínio igual a 0,1 e uma sobretemperatura de 70 °C ($Q = 60\text{W}$ e $d = 4\text{cm}$) e considerando as duas faces do elemento que enxergam o ambiente externo. Desta estimativa superestimada obteve-se o valor de 6%.

3.2.3 Adimensionalização das equações governantes

As coordenadas x e y foram adimensionalizadas utilizando-se como escala a largura do canal, d . Optou-se por esta escala por ser a mais utilizada em trabalhos encontrados na literatura, facilitando assim a comparação com outros trabalhos. Para a adimensionalização das diferenças de temperatura não existe nenhuma escala previamente conhecida, pois a temperatura das placas não é especificada (Martins, 1997). Assim, foi escolhida como escala a quantidade dq''/k_f . Para a adimensionalização das componentes de velocidade foi tomada como escala a velocidade de referência:

$$u_o = \left[\frac{d^2 g \beta q''}{k_f} \right]^{1/2} \quad (3.12)$$

As variáveis adimensionais utilizadas são as seguintes:

$$\begin{aligned} X &= \frac{x}{d}, \quad L = \frac{l}{d}, \quad Y = \frac{y}{d}, \quad B = \frac{b}{d}, \quad D = \frac{d}{d} \\ XPT &= \frac{x_{pt}}{d}, \quad YPT = \frac{y_{pt}}{d}, \quad L_x = \frac{l_x}{d}, \quad L_y = \frac{l_y}{d} \\ U &= \frac{u}{u_o}, \quad V = \frac{v}{u_o}, \quad \theta = \frac{T - T_o}{dq''/k_f}, \quad P = \frac{p - p_h}{\rho u_o^2} \\ Ra_d &= \frac{q'' g d^4 \beta}{k_f \nu_f \alpha_f}, \quad Gr_d = \frac{q'' g d^4 \beta}{k_f \nu_f^2}, \quad Pr = \frac{Ra_d}{Gr_d} \end{aligned} \quad (3.13)$$

onde,

$$q'' = \frac{Q}{2A} = \frac{Q}{2lw}, \quad (3.14)$$

As propriedades do ar foram retiradas da tabela de propriedades apresentada por Bejan (1995) na temperatura média entre a temperatura do ar na entrada do canal e a temperatura máxima na placa. Esta temperatura média foi calculada a partir de medidas experimentais.

As equações governantes adimensionalizadas ficam:

- Equação da conservação da quantidade de movimento na direção x

$$U \frac{\partial U}{\partial X} + V \frac{\partial U}{\partial Y} = - \frac{\partial P}{\partial X} + \sqrt{\frac{Pr}{Ra_d}} \left[\frac{\partial^2 U}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial Y^2} \right] + \theta \quad (3.15)$$

- Equação da conservação quantidade de movimento na direção y

$$U \frac{\partial V}{\partial X} + V \frac{\partial V}{\partial Y} = - \frac{\partial P}{\partial Y} + \sqrt{\frac{Pr}{Ra_d}} \left[\frac{\partial^2 V}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial Y^2} \right] \quad (3.16)$$

- Equação da conservação da energia

$$U \frac{\partial \theta}{\partial X} + V \frac{\partial \theta}{\partial Y} = r \frac{1}{\sqrt{Pr Ra_d}} \left[\frac{\partial^2 \theta}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial Y^2} \right] + f \times S^* \quad (3.17)$$

onde r é razão entre a condutividade térmica da região considerada e a condutividade térmica do ar no interior do canal. O termo fonte S^* , dependendo da configuração analisada é definido pelas seguintes expressões :

Aquecimento Uniforme

$$S^* = \frac{2L}{npt \times XPT \times YPT \times \sqrt{Pr Ra_d}} \quad (3.18)$$

Aquecimento não uniforme:

$$\text{Caso 1: } S_1^* = \frac{2L}{(npt \times n + npt) \times XPT \times YPT \times \sqrt{Pr Ra_d}} \quad (3.19)$$

$$S_2^* = \frac{2L}{(npt) \times XPT \times YPT \times \sqrt{Pr Ra_d}} \quad (3.20)$$

$$S_3^* = \frac{2nL}{(npt \times n + npt) \times XPT \times YPT \times \sqrt{Pr Ra_d}} \quad (3.21)$$

Caso 2:
$$S_i^* = \frac{2nL}{(npt - l + n) \times XPT \times YPT \times \sqrt{Pr Ra_d}} \quad (3.22)$$

$$S_2^* = \frac{2L}{(npt - l + n) \times XPT \times YPT \times \sqrt{Pr Ra_d}} \quad (3.23)$$

Caso 3:
$$S^* = \frac{2L}{npt \times na \times XPT \times YPT \times \sqrt{Pr Ra_d}} \quad (3.24)$$

Para as situações de geração de calor concentrada no interior das protuberâncias, a largura e a altura adimensional das protuberâncias, XPT e YPT , são substituídas pelas distâncias adimensionais L_x e L_y .

3.2.4 As condições de contorno

As condições de contorno no domínio computacional, que estão ilustradas na Figura 3.4 no final deste item, são dadas por:

Entrada do canal ($X = 0$)

$$0 < Y < B \text{ (placa)}$$

$$U = V = 0, \quad \theta = 0 \quad (3.25)$$

$$B < Y < B + l \text{ (Ar)}$$

$$\theta = 0 \quad (3.26)$$

A definição da condição de contorno para as equações de movimento na entrada é um ponto importante no estudo de convecção natural em canais. Isto ocorre porque tanto a

velocidade como a pressão não são conhecidas inicialmente, mas são consequência das condições geométricas e de aquecimento do canal. A literatura apresenta três possibilidades:

1. Utilização de domínios de cálculo estendidos (Campo et al., 1999);
2. Imposição de velocidade U na entrada, a qual é corrigida em função da diferença de pressão obtida entre a saída e entrada do canal (Fujii et al., 1996);
3. Pressão especificada na entrada e saída do canal (Marcondes e Maliska, 1999).

A utilização de domínios estendidos consiste em adotar um domínio de cálculo cujas fronteiras estejam suficientemente afastadas da entrada e saída do canal. Assim, podem ser impostas condições ambiente nas fronteiras e os valores na entrada e saída são obtidos como parte da solução. A principal desvantagem deste método é a necessidade de uma malha computacional bem maior que nos casos de fronteiras coincidentes com o canal. Buscando um compromisso entre precisão e tempo de cálculo optou-se neste trabalho por não utilizar domínios estendidos.

As condições de velocidade e pressão especificadas contém alguma aproximação, mas possibilitam o uso de um domínio de cálculo restrito à região do canal. Ambas foram testadas neste trabalho.

No caso de velocidade especificada, impõe-se um perfil uniforme na entrada, $U=U_0$, e o problema é resolvido como se fosse de convecção mista. Após a convergência da solução, verifica-se a diferença de pressão entre a entrada e a saída do canal. Esta verificação é feita através da integração numérica da equação 3.15 para um valor de Y constante.

$$\int_0^L \frac{\partial P}{\partial X} dX = \int_0^L \left(-U \frac{\partial U}{\partial X} - V \frac{\partial U}{\partial Y} + \sqrt{\frac{Pr}{Ra}} \left[\frac{\partial^2 U}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial Y^2} \right] + \theta \right) dX \quad (3.15a)$$

Admite-se que a diferença de pressão seja igual à coluna hidrostática, de forma que

$$\int_0^L \frac{\partial P}{\partial X} dX = 0 \Rightarrow \Delta P = P_L - P_0 \approx 0 \quad (3.27)$$

onde P_0 e P_L são as pressões adimensionalizadas na entrada e na saída do canal. Numericamente, a igualdade acima foi substituída pela desigualdade $\Delta P \leq 5 \times 10^{-2}$. Este procedimento é justificado

considerando-se que a variação de pressão ΔP é desprezível em relação à condição estática do fluido, devido às baixas velocidades de convecção natural.

Um valor inicial para a velocidade na entrada do canal é estimado e, se, a desigualdade acima não for verificada, um novo valor de velocidade é calculado, utilizando-se o algoritmo de Newton-Raphson, e todo o processo de solução é executado novamente. Este procedimento é repetido até que o valor correto de velocidade seja encontrado.

Este procedimento é vantajoso no sentido de que não é necessário especificar valores de pressão como condições de contorno na entrada e na saída do canal, e conseqüentemente não é preciso modificar o programa computacional utilizado neste trabalho, que na sua versão original não utiliza condições de contorno de pressão especificada. Outra vantagem é a possibilidade de avaliar a ordem de grandeza dos termos da equação da quantidade de movimento durante a execução do programa, facilitando a identificação de eventuais erros caso haja alguma incoerência. A desvantagem é a necessidade de uma solução iterativa para a determinação da velocidade na entrada.

A especificação de valores de pressão na entrada e saída do canal foi feita da seguinte forma

$$\begin{aligned} X = 0: \quad P &= -0,5\bar{U}^2 \\ X = L: \quad P &= 0 \end{aligned} \tag{3.28}$$

O valor da pressão na entrada do canal foi obtido utilizando-se a equação de Bernoulli, considerando-se que o escoamento do ar próximo à entrada do canal é irrotacional. A dedução é apresentada no Apêndice D. Esta não é uma condição de contorno exata, uma vez que o escoamento não é irrotacional nesta região, porém é melhor que utilizar $P=0$. Marcondes & Maliska (1999) mostraram que, considerar pressão igual a zero na entrada do canal pode impedir que sejam detectadas regiões de recirculação na saída do canal. Entretanto, como verificado pelos autores mencionados acima, o número Nusselt não é significativamente sensível a estas diferenças nos valores da pressão na entrada canal. A pressão na saída é considerada ambiente, ou seja, $P_L=0$.

As soluções obtidas utilizando-se os dois métodos são praticamente as mesmas para o problema considerado, porém o método de pressão especificada apresenta solução mais rápida. Alguns resultados são mostrados ao final do capítulo.

Em relação à componente de velocidade V , na literatura são encontradas duas condições de contorno

$$V = 0 \quad e \quad \frac{dV}{dX} = 0 \quad (3.29)$$

Neste trabalho, como se trata de uma série de canais, optou-se por utilizar a condição $V=0$. Mas foram realizadas simulações com as duas condições de contorno e não foram verificadas diferenças significativas nos resultados.

Saída do canal ($X=L$)

$$0 < Y < B$$

$$U = V = 0, \quad \frac{\partial \theta}{\partial X} = 0 \quad (3.30)$$

$$B < Y < B + 1$$

$$\frac{\partial U}{\partial X} = \frac{\partial V}{\partial X} = \frac{\partial \theta}{\partial X} = 0 \quad (3.31)$$

Paredes do canal ($Y=0$ e $Y=B+1$)

$$U = V = 0 \quad (3.32)$$

A temperatura nas paredes não é conhecida *a priori*. Este problema foi contornado impondo-se uma condição de contorno periódica em relação a temperatura da superfície da placa, o que implica em dizer que as condições térmicas da superfície da placa em $Y=0$ e em $Y=(B+1)$ são iguais. Esta condição foi imposta utilizando-se o algoritmo de matriz tridiagonal cíclica, (CTDMA), desenvolvido por Patankar et al. (1977), na solução da equação da energia discretizada. O apêndice B descreve o algoritmo CTDMA. Foi verificado experimentalmente que a variação de temperatura na direção y entre as placas é muito pequena. A máxima variação verificada foi de 5,5%, entre as placas mais externas, 1 e 5, e de 1,1% entre as placas 2,3 e 4. Portanto a aplicação da hipótese de condição de contorno periódica é considerada válida.

As condições de contorno estão indicadas de forma mais direta na Figura 3.4, onde está representado o domínio de cálculo.

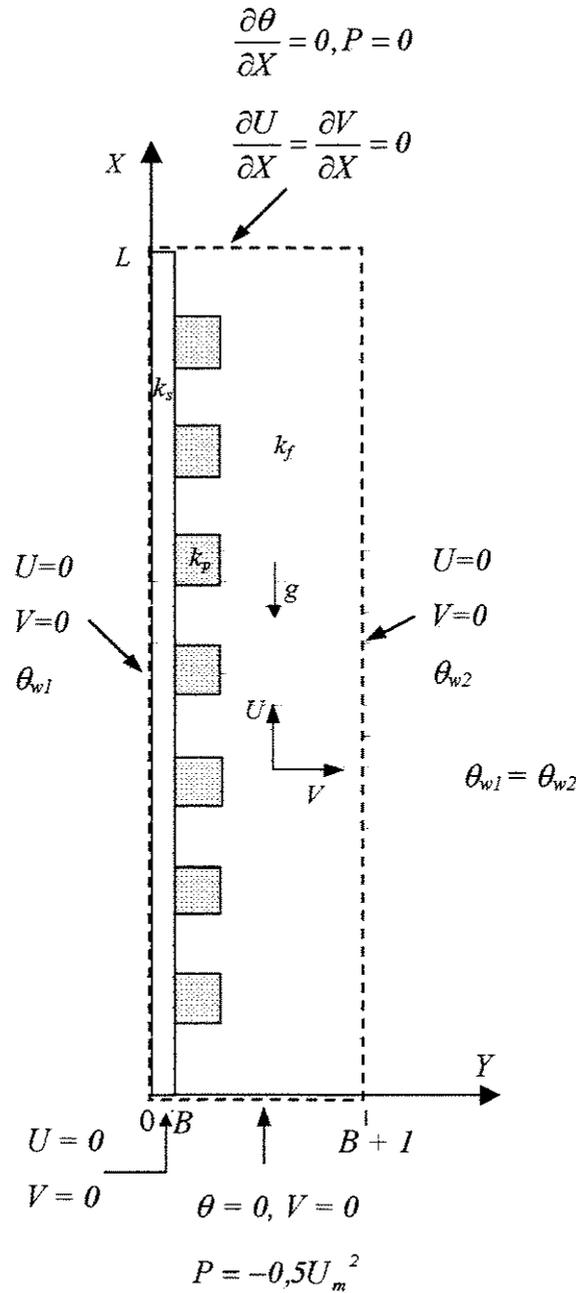


Figura 3.4 - Domínio de cálculo e condições de contorno.

3.2.5 Cálculo do coeficiente de transferência de calor

Em uma interface sólido-fluido, o coeficiente de transferência de calor local, h , pode ser definido por

$$q_i'' = h_i(T_i - T_o) = -k_f \frac{\partial T_f}{\partial n} \quad (3.33)$$

Onde n representa a direção normal a interface sólida, q_i'' é o fluxo de calor por unidade de área transferido por convecção de umas faces do módulo e T_o é a temperatura do ar na entrada do canal e T_s é temperatura local da protuberância aquecida. No presente estudo, é utilizada uma malha onde as faces dos volumes de controle são coincidentes com as interfaces sólido-fluido, e as temperaturas são calculadas em pontos nodais localizados no centro dos volumes de controle. Portanto, a temperatura na interface não é conhecida. Por este motivo o fluxo de calor local nas interfaces, por unidade de área, foi calculado utilizando-se o conceito de resistência térmica para condução. Assim, o fluxo de calor q_i'' representado na Figura 3.5, é dado por

$$q_i'' = \frac{T_E - T_i}{\frac{\delta_1}{k_p}} = \frac{T_i - T_F}{\frac{\delta_2}{k_f}} = \frac{T_E - T_F}{\frac{\delta_1}{k_p} + \frac{\delta_2}{k_f}} \quad (3.34)$$

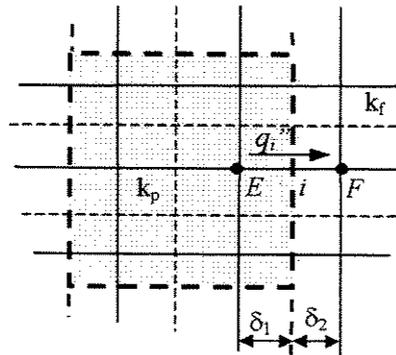


Figura 3.5 - Volumes de controle nas interfaces.

Das Equações (3.33) e (3.34) tem-se

$$h_i = \frac{T_E - T_F}{T_i - T_o} \frac{1}{\left(\frac{\delta_1}{k_p} + \frac{\delta_2}{k_f} \right)} \quad (3.35)$$

onde da Equação 3.34, obtemos a seguinte expressão para T_i ,

$$T_i = T_F + \frac{T_E - T_F}{\left[\frac{k_f \delta_1}{k_p \delta_2} + 1 \right]} \quad (3.36)$$

Definindo o número de Nusselt local nas interfaces por

$$Nu_i = \frac{h_i d}{k_f} \quad (3.37)$$

substituindo as Equações 3.35 e 3.36 na equação acima, e adimensionalizando a temperatura e as distâncias δ_1 e δ_2 , obtemos a seguinte relação para o número de Nusselt local

$$Nu_i = \frac{\theta_s - \theta_F}{\theta_i} \frac{l}{\left(\frac{k_f}{k_p} \Delta_1 + \Delta_2 \right)} \quad (3.38)$$

onde Δ_1 e Δ_2 correspondem as distâncias δ_1 e δ_2 na forma adimensional.

O número de Nusselt médio nas interfaces das protuberâncias é definido da seguinte forma

$$\overline{Nu_i} = \frac{l}{S} \int Nu_i ds \quad (3.39)$$

Onde S é o comprimento da superfície considerada.

A condutividade térmica do ar, k_f , para o cálculo do número de Nusselt foi tomada na temperatura média entre a temperatura do ar na entrada do canal e a temperatura máxima na placa. A condutividade térmica da placa, k_s , foi considerada igual a $10k_f$, como utilizado por (Fujii, 1996) para placas de fibra de vidro, material utilizado neste estudo.

3.2.6 A estimativa da função corrente

A função corrente, na forma adimensional, é definida por

$$\psi = \int_{Y_0}^Y U dY + \psi_0 \quad (3.40)$$

onde o valor de ψ_0 é igual a zero no contorno da placa onde estão fixadas as protuberância.

3.3 Solução numérica

3.3.1 O Método Numérico

As equações de conservação foram resolvidas numericamente utilizando-se o método de volumes finitos descrito por Patankar (1980). O esquema da lei de potência (power-law) foi utilizado na discretização dos termos difusivo-convectivos. O algoritmo SIMPLE (Semi-Implicit Method for Pressure-Linked Equations) foi utilizado na solução iterativa das equações discretizadas. Este método é utilizado para a solução de problemas elípticos bidimensionais envolvendo escoamento fluido e transferência de calor e massa. O método numérico e o procedimento iterativo foram descritos detalhadamente por Patankar (1980). Resumidamente, o domínio computacional é dividido em volumes de controles retangulares com os pontos nodais localizados no centro. A temperatura e a pressão são posicionadas nos centros dos volumes de controle e as componentes de velocidade são resolvidas nas faces dos volumes, a chamada malha deslocada. As equações discretizadas são obtidas integrando-se as equações adimensionalizadas sobre os volumes de controle admitindo-se que o fluxo total (convectivo mais difusivo) que cruza a superfície do volume de controle é constante sobre cada uma das suas quatro faces de cada protuberância.

As equações da conservação da quantidade de movimento discretizadas são inicialmente resolvidas assumindo a pressão conhecida. Em seguida, a equação da continuidade é discretizada e escrita em função da chamada correção de pressão, p' . Esta deve ser aplicada aos campos de velocidade calculados para se obter novos campos que satisfaçam a conservação da massa. A pressão também é corrigida através de p' . Como se trata de um problema de convecção natural, as equações da conservação da quantidade de movimento, continuidade e conservação da energia são acopladas, assim, os valores de velocidade corrigidos são utilizados na solução da equação da conservação energia. Em seguida, as equações da conservação da quantidade de movimento são novamente resolvidas, partindo-se dos campos de velocidade que satisfazem a continuidade. A convergência do método, verificada a cada iteração, pode ser bastante lenta e em geral depende da utilização de fatores de sub-relaxação.

Os sistemas lineares resultantes são resolvidos utilizando-se o método TDMA e a técnica de varredura linha a linha. No presente estudo, devido a utilização de condição de contorno periódica em relação a temperatura na superfície da placa, o algoritmo CTDMA (Patankar et al., 1977) foi utilizado para solução da equação da energia.

Para fins de comparação e visando reduzir o tempo de convergência foi utilizado também o SIMPLEC (SIMPLE-Consistent), algoritmo de Van Doormal e Raythby (1984). O SIMPLEC segue as mesmas seqüências de operações do SIMPLE, com a diferença de que as equações da quantidade de movimento são manipuladas de modo que no SIMPLEC as equações de correção de velocidade omitem termos que, considerando-se suas ordens de grandeza, são menos relevantes do que aqueles omitidos no SIMPLE. A solução convergida é a mesma para os dois algoritmos. Porém, o SIMPLEC é menos sensível aos coeficientes de subrelaxação, enquanto que no SIMPLE dificilmente é possível utilizar coeficientes de subrelaxação maiores que 0,5 para as componentes de velocidade, no SIMPLEC estes valores podem ser de até 0,75, e não é necessário subrelaxar a pressão. As diferenças entre os algoritmos SIMPLE e SIMPLEC são descritas no apêndice C.

Uma única forma das equações de conservação foi resolvida sobre todo o domínio de cálculo. Isto foi possível utilizando-se os seguintes artifícios (Patankar, 1980):

1 - atribuiu-se um valor muito alto para o coeficiente do termo difusivo das equações do movimento na região sólida e atribuiu-se valor nulo para as componentes de velocidade nas faces externas das paredes do canal. Deste modo as velocidades calculadas nos pontos da malha situados na região sólida foram praticamente nulas;

2 - para a solução da equação da conservação da energia, o termo difusivo foi especificado empregando-se os valores das condutividades do sólido e do fluido em suas respectivas regiões. O problema foi resolvido como um mecanismo conjugado condução-convecção em todo o domínio computacional;

3 - para o cálculo dos fluxos difusivos de calor nas interfaces sólido-fluido foi utilizada a prática da média harmônica descrita por Patankar (1978).

3.3.2 A malha de discretização

Na solução numérica das equações de conservação, através do método de volumes finitos, foi utilizada uma malha não uniforme, refinada junto às interfaces sólido-fluido. Este refinamento foi feito tanto no lado sólido como no lado fluido, como representado na Figura 3.6.



Figura 3.6 - Malha computacional.

Para a geração de malhas foi utilizada uma função baseada na lei das potências que permite obter malhas com diferentes graus de não uniformidade (Lage & Bejan, 1991)

$$S_{j+1} = \Delta \sum_{i=0}^j \delta^i \quad (3.41)$$

onde δ que representa a razão de expansão da malha e Δ a distância entre o primeiro ponto no interior da malha e o contorno.

Para distribuir uniformemente os pontos da malha através de todo o domínio basta fazer $\delta=1$ e $\Delta=1/(N-1)$, onde N é o número de linhas da malha. Os parâmetros δ , Δ e N podem ser relacionados com o comprimento total do domínio (S_N), através da equação

$$S_N = \frac{\Delta(1 - \delta^N)}{(1 - \delta)} \quad (3.42)$$

A convergência do programa foi verificada utilizando-se o seguinte critério:

$$\frac{\left| \Gamma_{i,j}^n - \Gamma_{i,j}^{n-1} \right|_{\max}}{\left| \Gamma_{i,j}^n \right|_{\max}} \leq 5 \times 10^{-6} \quad (3.43)$$

onde Γ representa as variáveis θ , U , V e o resíduo da equação da continuidade. Para os números de Rayleigh mais elevados, quando a convergência da solução é mais lenta, foi utilizado um critério de convergência mais rigoroso, 1×10^{-6} .

A malha utilizada variou entre 622×46 a 622×76 , nas direções X e Y respectivamente. A escolha da malha foi feita após um cuidadoso teste de malhas. Foram feitos refinamentos sucessivos até que a independência da solução numérica em relação à malha fosse verificada, considerando-se as variações da temperatura máxima adimensional na placa e da velocidade do ar na entrada do canal. Foi levado em consideração também o número de pontos de grade encontrados na literatura para a solução deste tipo de problema, em torno de 80.000 pontos, e o tempo computacional necessário para a execução do problema. Os resultados numéricos foram obtidos utilizando-se máquinas do Cenapad-SP. O tempo de execução variou entre 18 e 70h, dependendo de parâmetros como a malha utilizada e o número de Rayleigh.

Na Figura 3.7 são apresentados resultados do teste de malha realizado para a situação de aquecimento uniforme das placas e número de Rayleigh igual a $4,5 \times 10^4$, $Q = 10W$ e distância entre placas igual a 2,5cm. São apresentadas as variações com o refinamento da malha da temperatura adimensional máxima na placa e da velocidade do ar na entrada do canal.

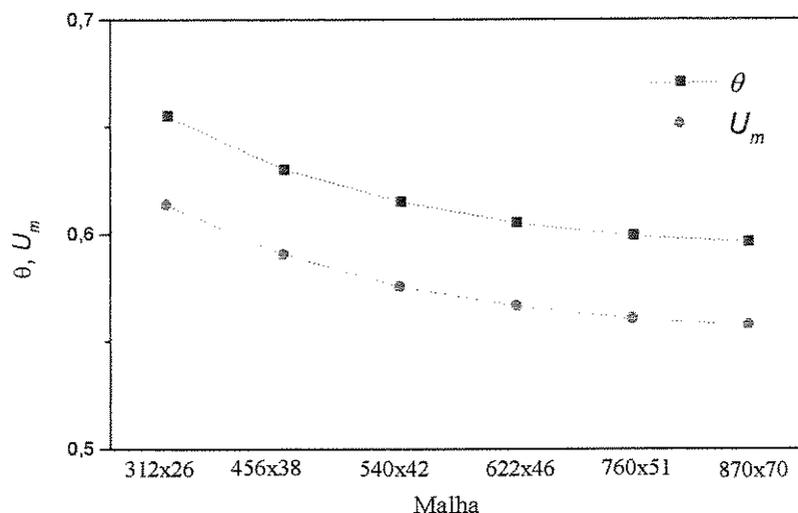


Figura 3.7 - Teste de malhas.

Como pode ser observado na Figura 3.7 a temperatura adimensional obtida numericamente tende a aproximar-se do valor experimental com o refinamento da malha. Comparando-se os resultados obtidos utilizando-se a malha 622x46 com aqueles obtidos com a malha de 870x70, foi verificada uma variação de 1,7% na velocidade do ar na entrada do canal e de 1,6% na temperatura máxima. Porém, como o tempo computacional utilizando-se a malha de 870x70 é aproximadamente quatro vezes maior, optou-se por utilizar a malha 622x46.

3.3.3 Validação numérica

Para a validação do programa desenvolvido foi utilizado o problema de resfriamento por convecção natural de uma série de canais verticais formados por placas planas com geração de calor uniforme na superfície das placas, analisado por Fujii et al. (1994). Na análise numérica Fujii et al. (1994) utilizaram o método função corrente e vorticidade, e foi admitido um perfil de velocidades uniforme na entrada do canal. Considerou-se escoamento em regime permanente, bidimensional e a validade das aproximações de Boussinesq. Este problema foi escolhido por considerar os mecanismos conjugado condução convecção natural, por utilizar a condição de contorno de periodicidade em relação a temperatura na superfície da placa, por desprezar a transferência de calor por radiação, e por realizar análises teórica e experimental para várias razões de aspecto. O modelo bidimensional simulado numericamente e o domínio de cálculo estão representados na Figura 3.8.

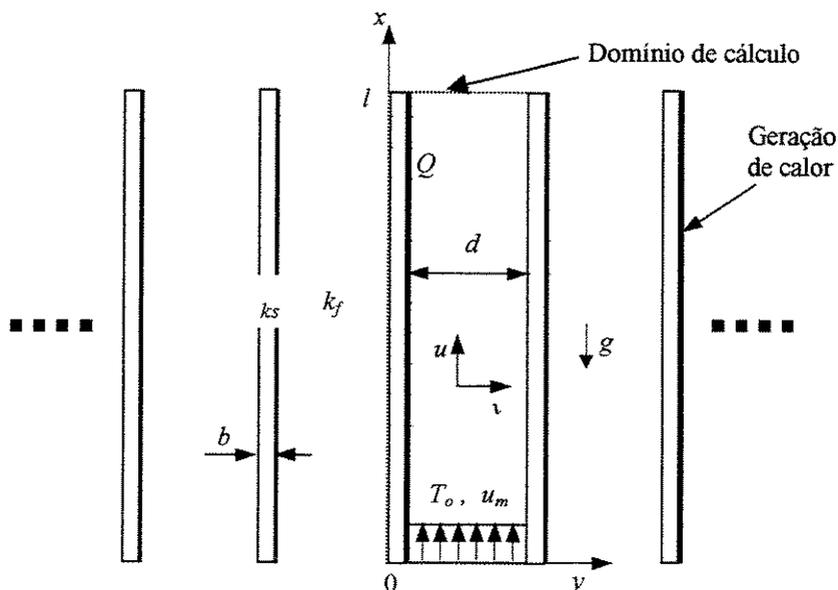


Figura 3.8 - Modelo bidimensional simulado numericamente.

Um número infinito de placas, onde as placas são separadas pela mesma distância d , é disposto verticalmente. Todas as placas possuem as mesmas dimensões, altura l , espessura b e largura w . Como representado na Figura 3.8.

A convergência do programa foi verificada utilizando-se o mesmo critério utilizado por Fujii (1994):

$$\frac{\left| \Gamma_{i,j}^n - \Gamma_{i,j}^{n-1} \right|_{\max}}{\left| \Gamma_{i,j}^n \right|_{\max}} \leq 5 \times 10^{-5} \quad (3.44)$$

onde Γ representa as variáveis θ , U , V e o resíduo da equação da continuidade.

Foi utilizada uma malha não uniforme, refinada junto às interfaces sólido-fluido, de 120x150. O programa foi executado utilizando-se os mesmos parâmetros analisados por Fujii et al. (1994), listados na tabela 3.1.

Tabela 3.1 - Parâmetros numéricos.

Casos	1	2	3	4
<i>L</i> [-]	30	20	15	8
<i>B</i> [-]	0,23	0,15	0,11	0,06
<i>Gr*</i> [-]	$2,3 \times 10^3$	$2,1 \times 10^4$	$8,2 \times 10^4$	$8,8 \times 10^5$
<i>d</i> [mm]	9,7	14,7	19,7	34,7
<i>q''</i> [W/m ²]	41,5	71,1	85,9	96,2

Nas Figuras 3.9 a 3.12 são comparados resultados numéricos de perfis de temperatura e velocidade, no centro e na saída do canal, obtidos neste estudo e os valores obtidos por Fujii et al. (1994), utilizando-se os parâmetros citados acima. A velocidade adimensional \bar{U} é definida por

$$\bar{U} = \frac{u}{u_m} \quad (3.45)$$

onde u_m é a velocidade do ar na entrada do canal.

Nesta comparação foi utilizado o procedimento 1 em relação a região de entrada, ou seja, foi imposto um perfil uniforme de velocidades na entrada do canal, a qual é corrigida em função

da diferença de pressão entre a saída e a entrada do canal. Este procedimento foi escolhido por ser o método utilizado por Fujii (1994).

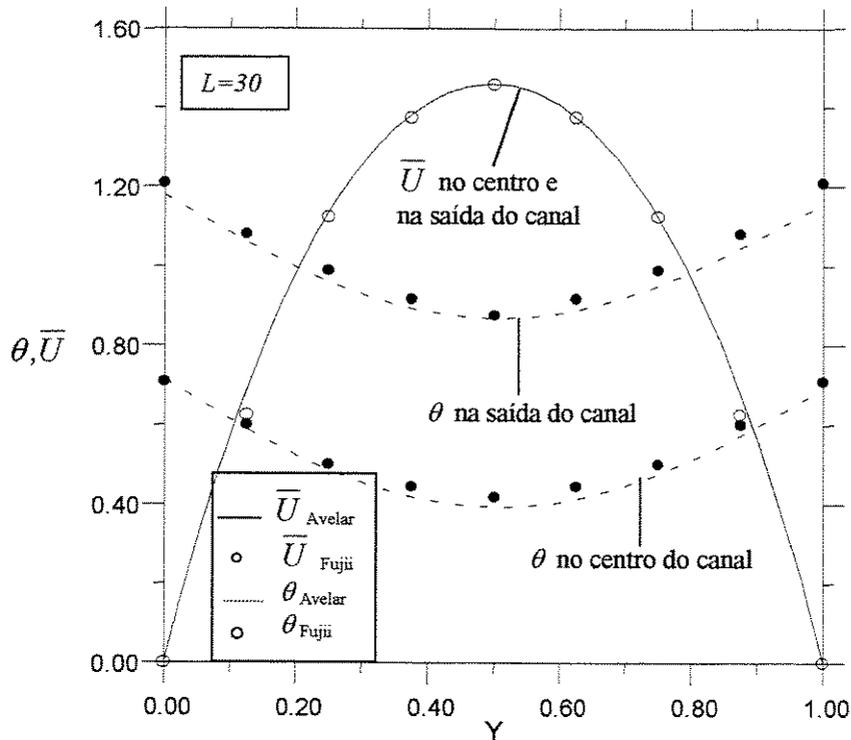


Figura 3.9 - Perfis de temperatura e velocidade no centro e na saída - $L = 30$ - Caso 1.

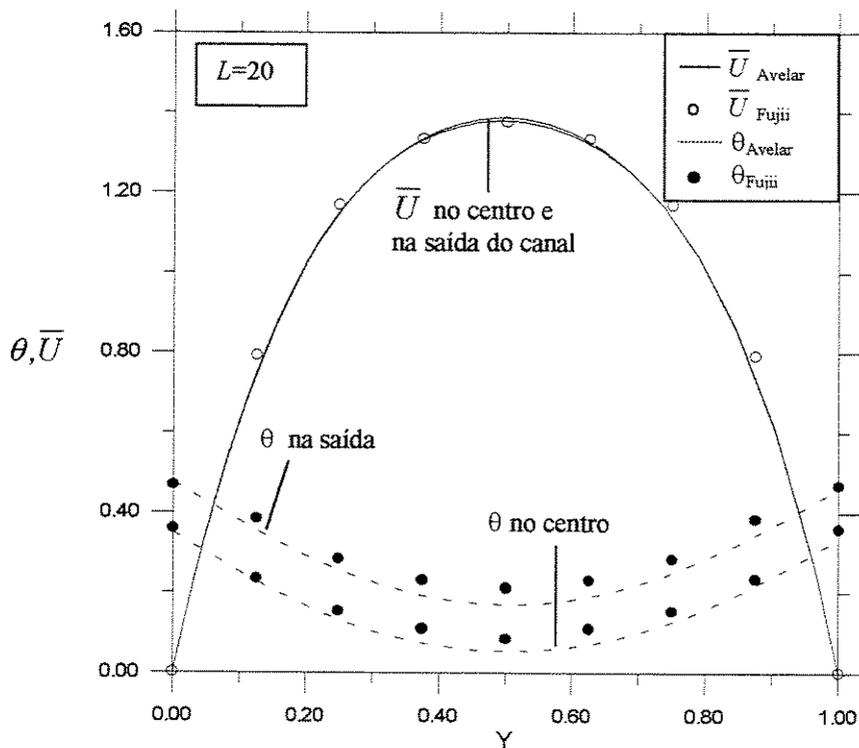


Figura 3.10 - Perfis de temperatura e velocidade no centro e na saída - $L = 20$ - Caso 2.

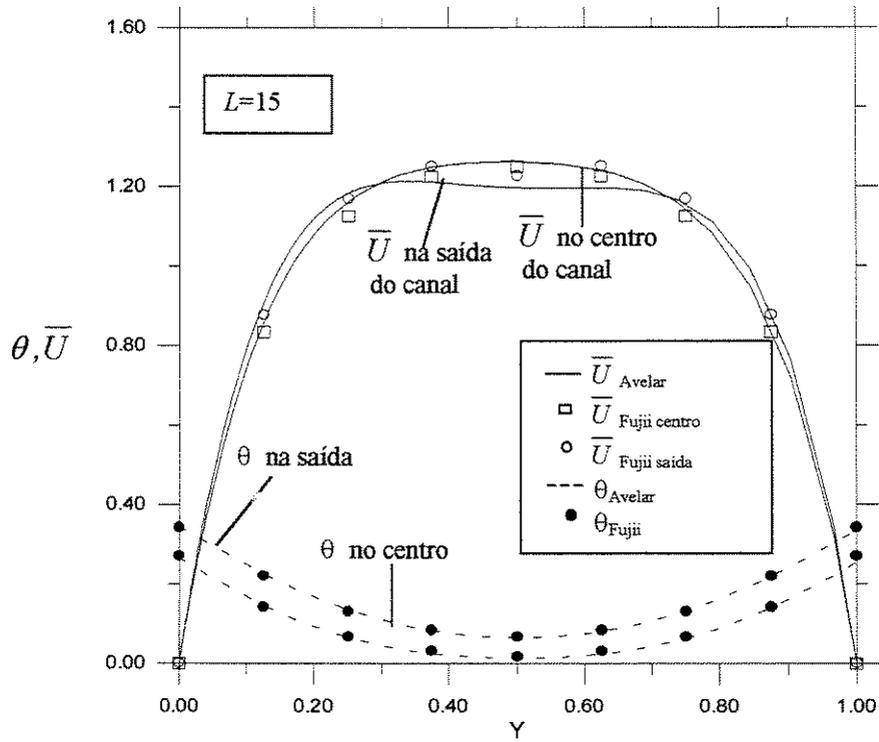


Figura 3.11 - Perfis de temperatura e velocidade no centro e na saída - $L = 15$ - Caso 3.

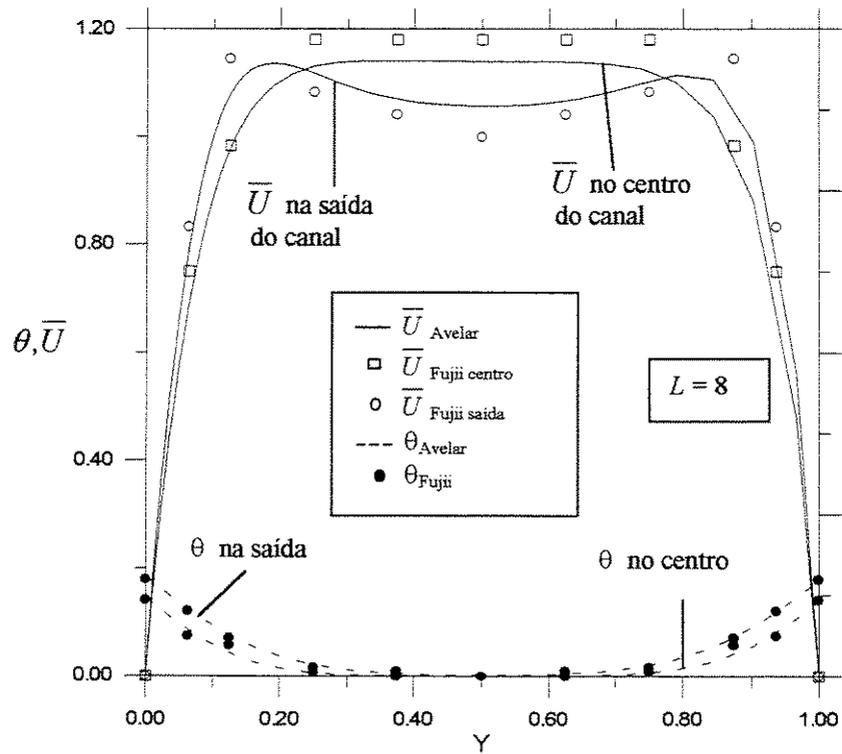


Figura 3.12 - Perfis de temperatura e velocidade no centro e na saída - $L = 8$ - caso 4.

Como pode ser observado nas Figuras 3.9 a 3.12, verificou-se boa concordância entre os valores obtidos neste estudo e os resultados da literatura para todas as razões de aspecto. A velocidade na entrada do canal também foi prevista com precisão, comparando-se os valores obtidos com os resultados de Fujii et al. (1994), as maiores discordâncias foram verificadas no caso 4, em torno de 5%.

3.3.4 Comparação entre os métodos de pressão especificada e integração

Neste item são comparados os resultados obtidos utilizando-se os dois métodos citados no item 3.2.4 para tratamento das condições de contorno na entrada do canal: integração da equação da quantidade de movimento ao longo de uma linha de corrente, na direção X , e imposição de condições de contorno de pressão na entrada e na saída do canal.

Os resultados apresentados neste capítulo foram obtidos utilizando-se malhas menos refinadas que as utilizadas na obtenção dos resultados finais, para que os mesmos fossem obtidos mais rapidamente. Foram utilizadas malhas de 436×36 e 436×40 , para as distâncias entre placas $d=2,5$ e 3 cm respectivamente.

A especificação de condições de contorno de pressão na entrada e na saída do canal foi implementada conforme sugerido por Versteeg & Malalasekera (1995):

- Foram fixados valores de pressão nos primeiros nós no interior do domínio, como indicado nas Figuras 3.13 e 3.14;

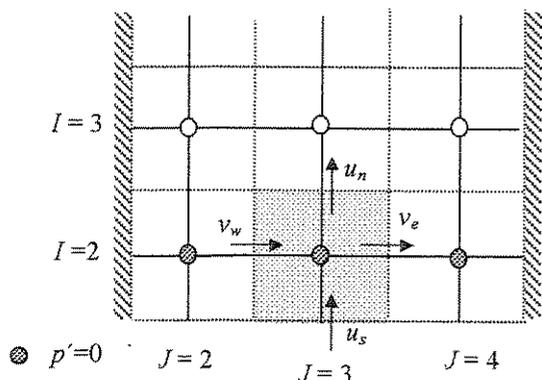


Figura 3.13 - Volumes de controle de p' na entrada do canal.

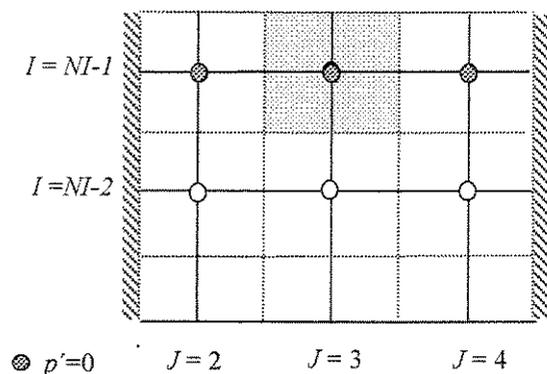


Figura 3.14 - Volumes de controle de p' na saída do canal.

- A correção de pressão, p' , nestes pontos, é considerada igual a zero;
- A componente de velocidade u_s é gerada como parte do processo de solução assegurando-se que a equação da continuidade é satisfeita em cada volume de controle. Os valores das velocidade u_e , v_s e v_n na Figura 3.12, surgem da solução das equações da conservação da quantidade de movimento discretizadas dentro do domínio. Tendo estes valores é possível calcular u_s assegurando a conservação de massa nos volumes de controle de p' , ou seja,

$$u_s = \frac{(\rho u A)_n + (\rho v A)_e - (\rho v A)_w}{(\rho A)_s} \quad (3.46)$$

Portanto, a velocidade do ar na entrada do canal é calculada como parte da solução numérica.

Nas Figuras 3.15 e 3.16 são apresentadas isotermas obtidas para a potência dissipada por placa igual a 30W e para as distância entre placas igual 2,5 cm. As isotermas apresentadas na Figura 3.14 foram obtidas especificando-se condições de contorno de pressão na entrada e na saída do canal e na Figura 3.16 utilizando-se o método da integração.

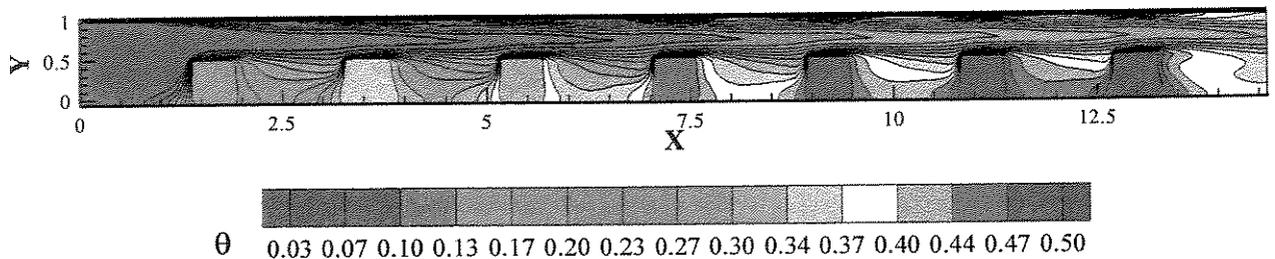


Figura 3.15 - Isotermas - Condição de contorno de pressão especificada - $d=2,5\text{cm}$ - $U_m = 0,571$.

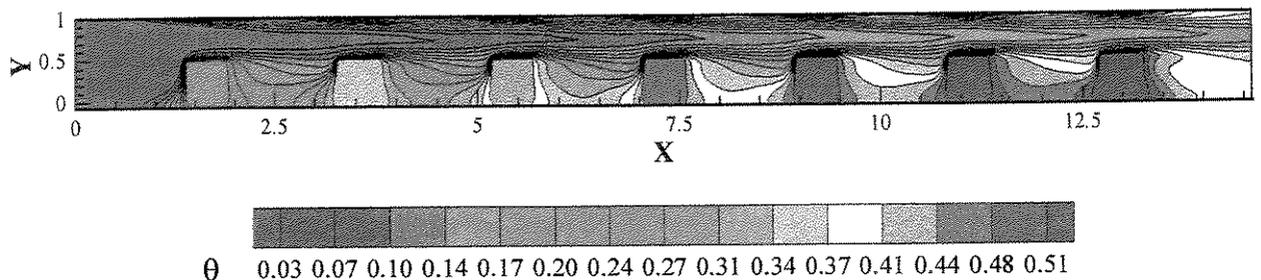


Figura 3.16 - Isotermas - Integração da equação da conservação da quantidade de movimento $d=2,5\text{cm}$ - $U_m = 0,557$.

Os valores de U_m apresentados nas legendas correspondem a velocidade média adimensional do ar na entrada do canal.

Comparando-se as Figuras 3.13 e 3.14 verifica-se que as isothermas são bastante similares.

Na Figura 3.17 são comparados os valores da temperatura adimensional, θ , nas protuberâncias obtidos utilizando-se os dois métodos citados acima para $d = 2,5$ e $Q = 30W$.

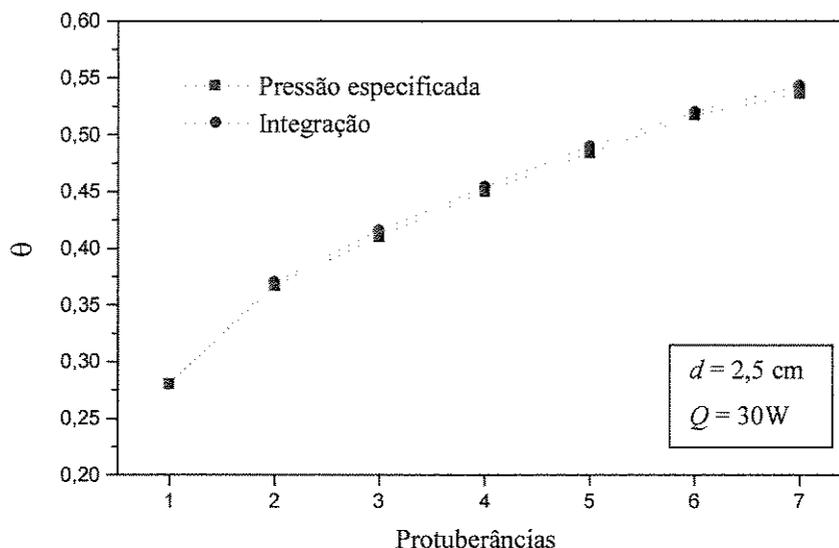


Figura 3.17 - Temperatura adimensional nas protuberância - $d = 2,5$ cm - $Q = 30W$.

A máxima diferença na temperatura das protuberâncias atingida nos dois métodos foi de 1,3%. Foi verificada uma diferença de 2,4% na velocidade média na entrada do canal.

Nas Figuras 3.18 e 3.19 são apresentadas isothermas para potência dissipada por placa igual a 30W e para a distância entre placas igual 3 cm, utilizando-se os dois métodos citados acima.

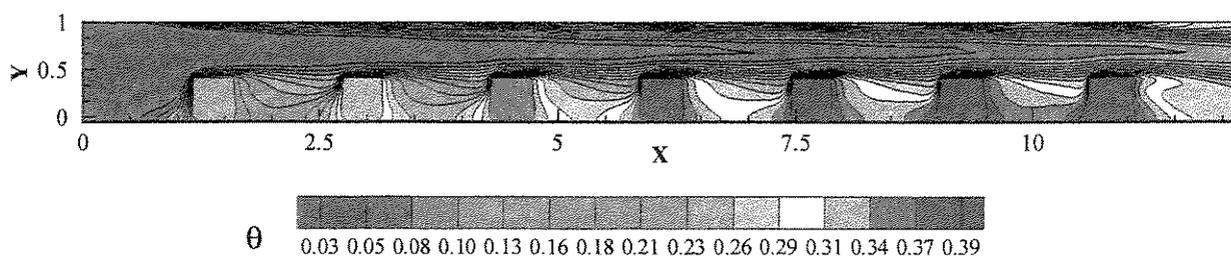


Figura 3.18 - Isothermas - Condição de contorno de pressão especificada - $d = 3$ cm - $U_m = 0,56$.

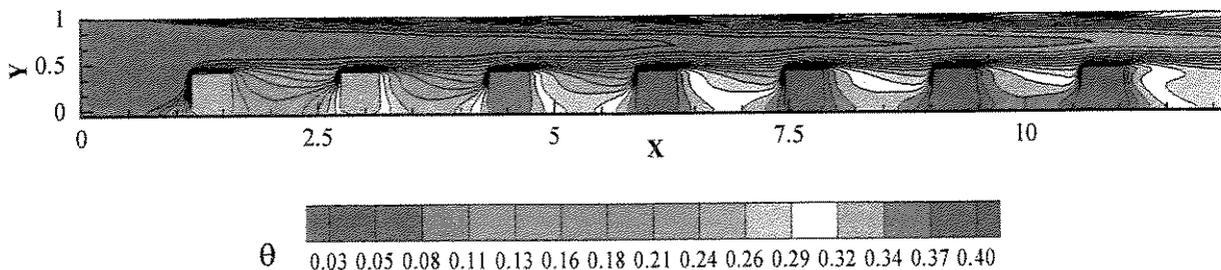


Figura 3.19 - Isotermas - Integração da equação da conservação da quantidade de movimento $d = 3 \text{ cm}$ - $U_m = 0,59$.

Na Figura 3.20 são comparados os valores da temperatura adimensional, θ , nas protuberâncias obtidos utilizando-se os dois métodos citados acima para $d = 2,5$ e $Q = 30\text{W}$.

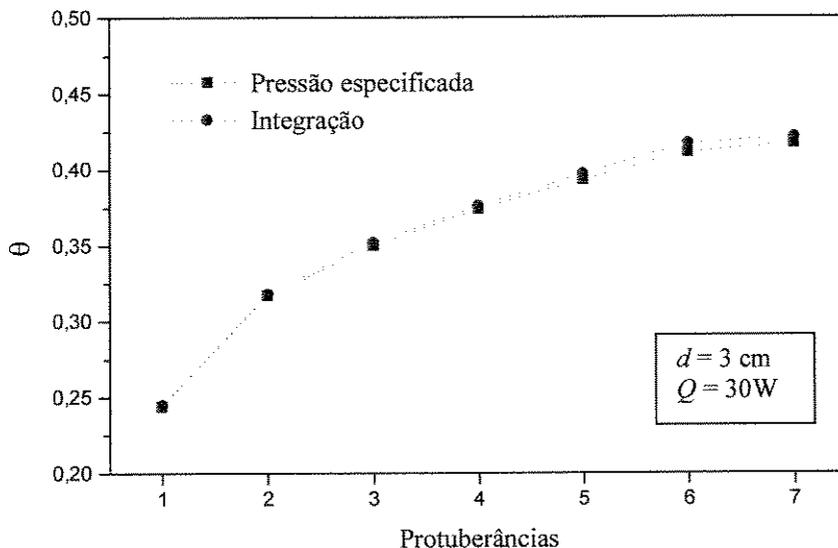


Figura 3.20 - Temperatura adimensional nas protuberância - $d = 3 \text{ cm}$ - $Q = 30\text{W}$.

Para a distância entre placas igual a 3 cm, a máxima diferença na temperatura das protuberâncias atingida nos dois métodos foi de 1%, e na vazão do ar na entrada do canal de 4,6%, mostrando que os campos de temperatura obtidos através dos dois métodos são praticamente iguais.

Nas Figuras 3.21 e 3.22 são comparados os vetores de velocidade resultante na região próxima à entrada do canal, obtidos utilizando-se os dois métodos, para $d = 2,5\text{cm}$ e $Q = 30\text{W}$.

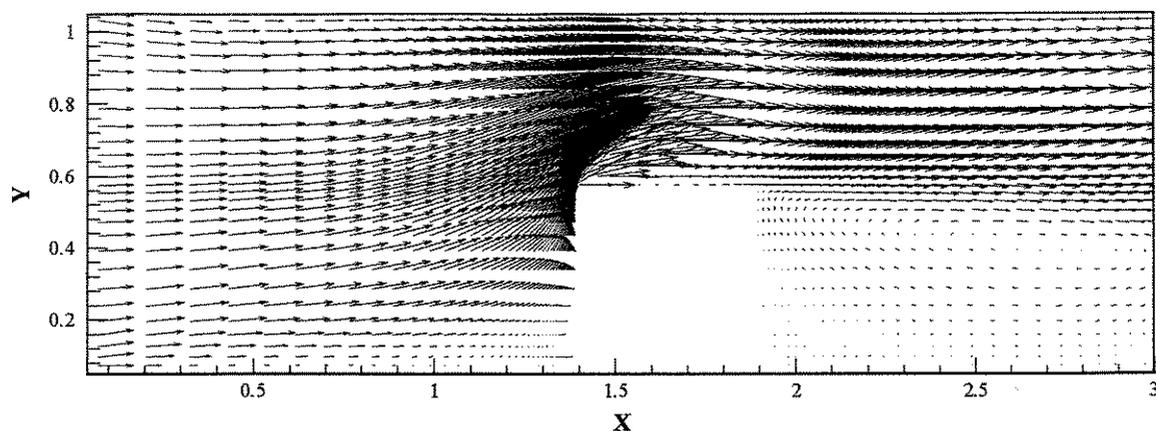


Figura 3.21 - Vetores de velocidade na região próxima à entrada do canal.
Método da integração.

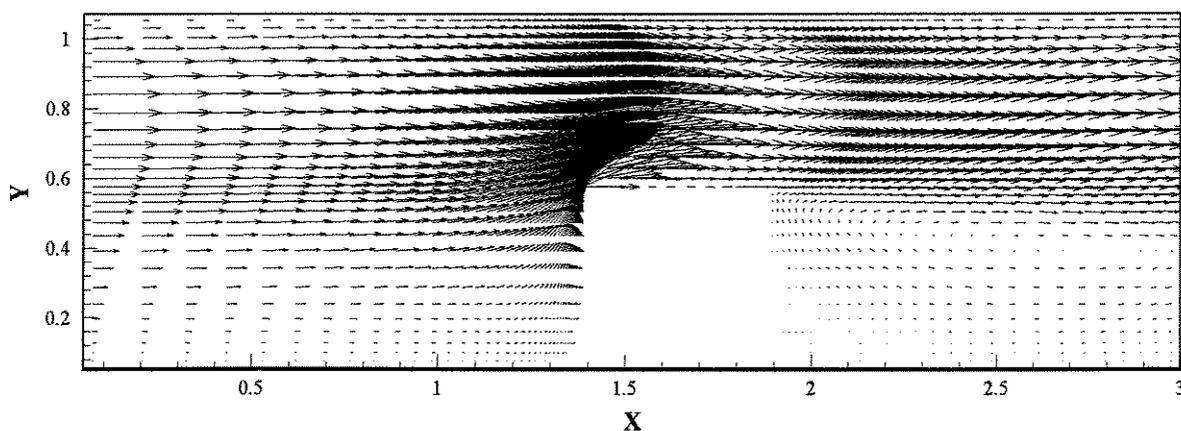


Figura 3.22 - Vetores de velocidade na região próxima à entrada do canal.
Pressão especificada.

Comparando-se as Figuras 3.21 e 3.22 verifica-se que até a distância $X=1,5$, aproximadamente, os vetores de velocidade apresentam comportamento bastante diferenciado, como esperado, pois no primeiro método, da integração, um perfil uniforme de velocidades é imposto na entrada do canal, enquanto que no segundo método, a velocidade do ar na entrada do canal é calculada como parte da solução. Entretanto, após a primeira protuberância já não é possível notar diferenças significativas no comportamento dos vetores nas duas figuras.

Nas Figuras 3.23 e 3.24 são comparados os vetores de velocidade resultante na região próxima à saída do canal, obtidos utilizando-se os dois métodos, para $d=2,5\text{cm}$ e $Q=30\text{W}$.

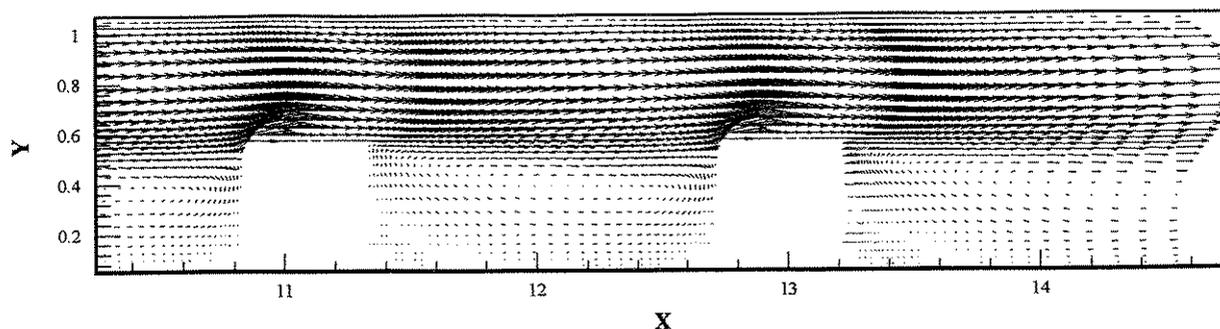


Figura 3.23 - Vetores de velocidade na região próxima a saída do canal.
Integração.

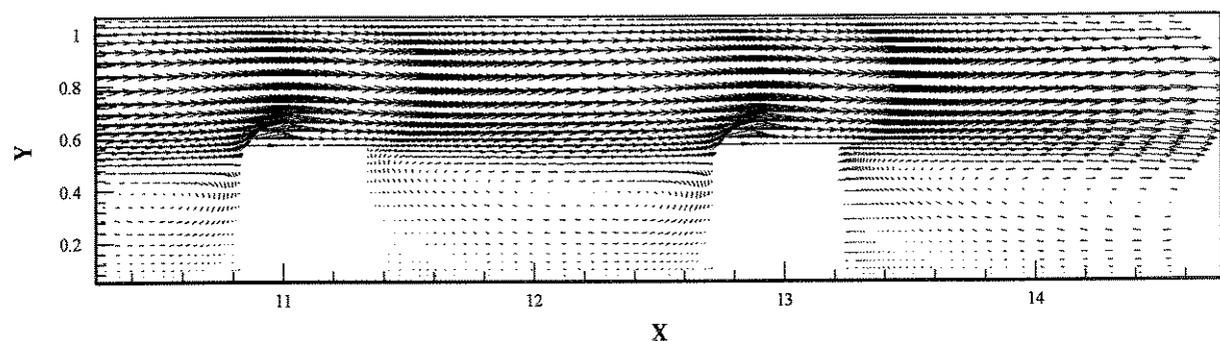


Figura 3.24 - Vetores de velocidade na região próxima a saída do canal.
Pressão especificada.

Comparando-se as Figuras 3.23 e 3.24 verifica-se que o comportamento dos vetores de velocidade resultante na região considerada, obtidos através dos dois métodos é praticamente o mesmo. Não é possível identificar diferenças significativas.

O mesmo comportamento foi verificado também para a distância $d = 3\text{cm}$, por este motivo não serão apresentados os vetores de velocidade esta distância.

3.3.5 Comparação entre os resultados obtidos considerando-se geração de calor concentrada e uniforme da protuberâncias

Nas Figuras 3.25 e 3.26 são comparadas isoterms obtidas considerando-se geração de calor concentrada no interior das protuberâncias, Figura 3.25 e considerando-se geração de calor

uniforme em todas os elementos protuberantes, para a potência total dissipada por placa igual 30W e distância entre placas 2,5cm.

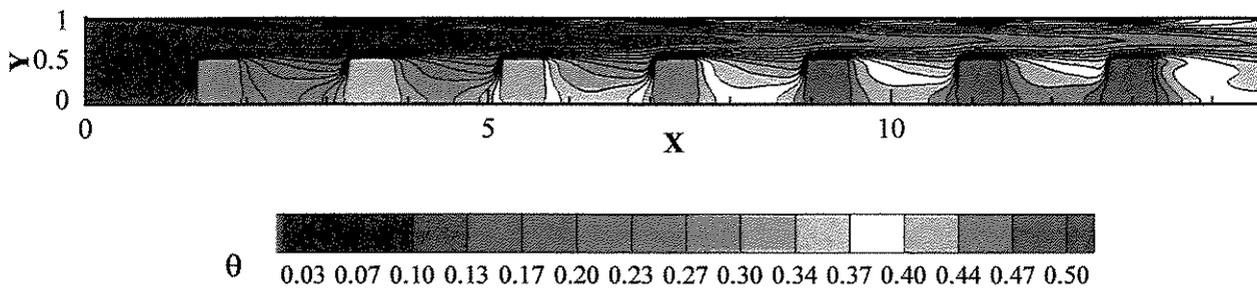


Figura 3.25 - Isotermas - Geração de calor concentrada no interior dos elementos protuberantes - $d = 2,5$ cm - $Q = 30$ W - $U_m = 0,571$.

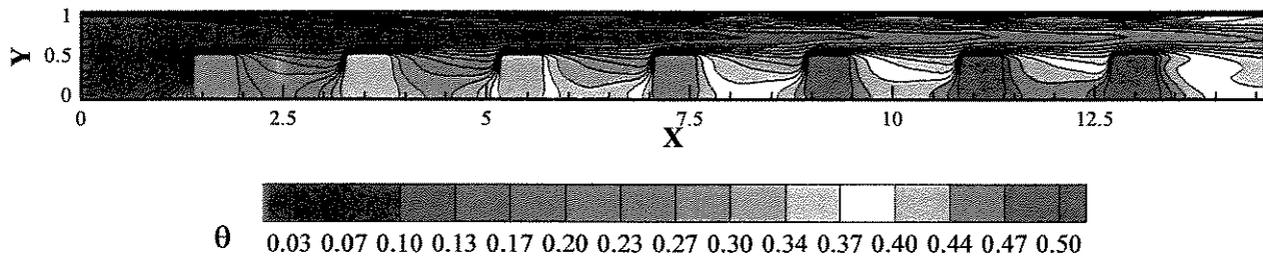


Figura 3.26 - Isotermas - Geração de calor uniforme no interior dos elementos protuberantes $Q = 30$ W - $d = 2,5$ cm - $U_m = 0,571$.

Comparando-se as Figuras 3.25 e 3.26 não é possível identificar nenhuma diferença significativa. A máxima diferença de temperatura verificada considerando-se geração de calor concentrada no interior das protuberâncias ou geração de calor uniforme foi de 0,5%. O que ocorre por que a condutividade térmica do alumínio, 200 W/mK, é muito alta em relação a condutividade térmica do ar.

Capítulo 4

Análise experimental

4.1 Introdução

Neste capítulo serão descritos o aparato e os testes experimentais realizados neste trabalho. Inicialmente serão descritos os procedimentos de construção dos elementos protuberantes, colagem dos mesmos nas placas, procedimentos de calibração dos termopares e as posições onde foram tomadas medidas de temperatura nas placas. A seguir serão descritos os casos de aquecimentos não uniforme analisados e apresentadas fotos das placas e da montagem experimental.

4.2 Montagem experimental

Uma série de cinco placas de fibra de vidro contendo sete dissipadores de calor, protuberantes e bidimensionais montados sobre umas das paredes, foi disposta verticalmente em uma estrutura metálica, utilizada em equipamentos de telecomunicação, que permite a variação da distância entre as placas. As placas possuem área superficial de 365x340mm e 1,6mm de espessura.

A montagem experimental está representada esquematicamente na Figura 4.1.

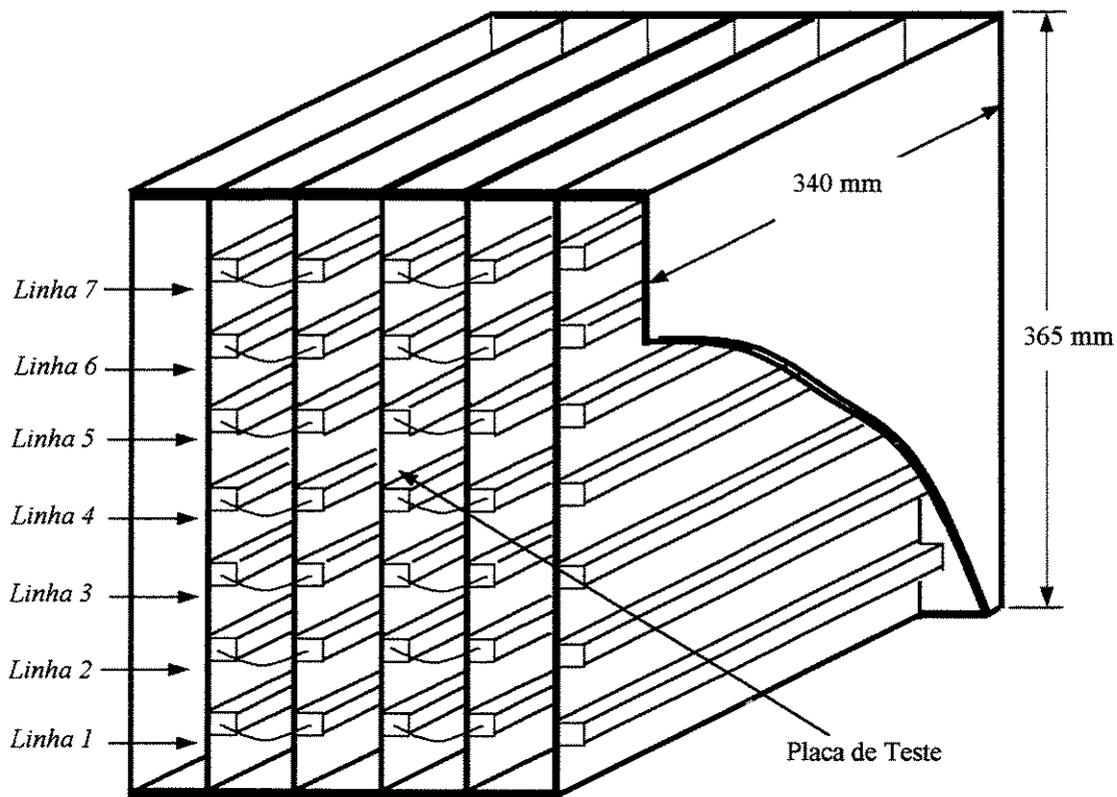


Figura 4.1 - Representação esquemática da montagem experimental.

Os elementos protuberantes foram construídos utilizando-se duas barras de alumínio com 12,5 x 6,125mm de seção transversal e 340mm de comprimento, como representado na Figura 4.5. O alumínio foi escolhido por se tratar de um material de alta condutividade térmica, leve e de fácil usinagem. No centro de cada barra e ao longo do seu comprimento foi feita uma ranhura, onde foi alojado um fio de resistência de 10 Ω e 0,3mm de diâmetro, de liga níquel cromo e capaz de resistir até 1000°C, envolvido por um encapsulamento de fibra de vidro, capaz de suportar até 200°C, com 2,5mm de diâmetro externo. A seguir as barras foram juntadas face a face e coladas com uma mistura de cola araldite e óxido de zinco. Este óxido foi adicionado à cola com o objetivo de aumentar sua condutividade térmica. Finalmente, os elementos protuberantes foram parafusados às placas de fibra de vidro com o objetivo de minimizar a resistência de contato entre a placa e os elementos de alumínio. Antes de serem parafusados à placa, a superfície inferior de cada elemento recebeu uma fina camada de pasta térmica misturada com óxido de zinco, visando minimizar ainda mais a resistência de contato.

Com o objetivo de reduzir a emissividade térmica dos elementos de alumínio, somente na placa de teste, as protuberâncias foram polidas utilizando lixas d'água e pasta de diamante.

Foram tomadas medidas de temperatura antes e depois do polimento e não foram verificadas diferenças significativas nas medidas de temperatura. Como a emissividade do alumínio não polido também é pequena, da ordem de 0,2 a 0,33, e como as distâncias entre placas são muito pequenas, é esperado que a transferência de calor por radiação não seja significativa.

Visando possibilitar a realização de testes com aquecimento não uniforme das placas, as barras de alumínio, ou seja os fios de resistência localizados no interior dos elementos, foram conectados de modo que mantendo a mesma potência por placa fosse possível fornecer potências diferentes aos elementos protuberantes. Os cinco elementos de cada uma das linhas indicadas na Figura 4.1 foram conectados em série, formando assim sete linhas de 50Ω , cada uma ligada a uma fonte de alimentação elétrica. Na Figura 4.2 estão representadas as ligações entre as resistências.

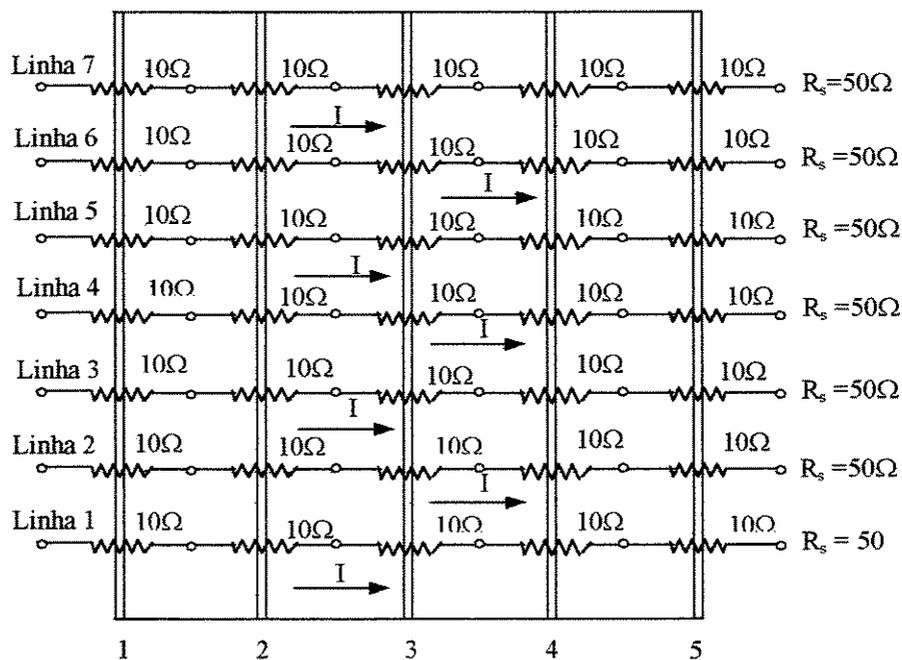


Figura 4.2 - Ligações entre os fios de resistência alojados no interior das protuberâncias.

As bordas laterais dos canais foram fechadas para impedir a circulação de ar nesta região. Para evitar que o calor liberado pelas fontes de alimentação elétrica das placas interferisse nos experimentos, a montagem experimental foi deixada em uma sala e as fontes em outra, em frente a primeira. A montagem experimental foi mantida a uma distância de aproximadamente 1m do chão. Para evitar a incidência de radiação solar no interior do laboratório, as janelas foram protegidas com papel alumínio.

4.3 Aferição e colagem dos termopares

As medidas de temperatura foram realizadas utilizando-se termopares AWG 36 (0,127 mm de diâmetro) tipo T, cobre-constantan. A soldagem dos fios de cobre e constantan foi realizada por meio de um arco voltaico em atmosfera de argônio, que visa evitar a oxidação das junções. Após terem suas extremidades soldadas os termopares foram aferidos junto a um termômetro de bulbo de mercúrio de precisão. O bulbo do termômetro e as junções dos termopares foram imersos em um banho, num vaso isolado com água quente, e a aferição foi feita para uma larga faixa de temperaturas, incluindo todos os valores de temperatura verificados nos testes. Na Figura 4.6 é representada a curva de aferição de um dos termopares.

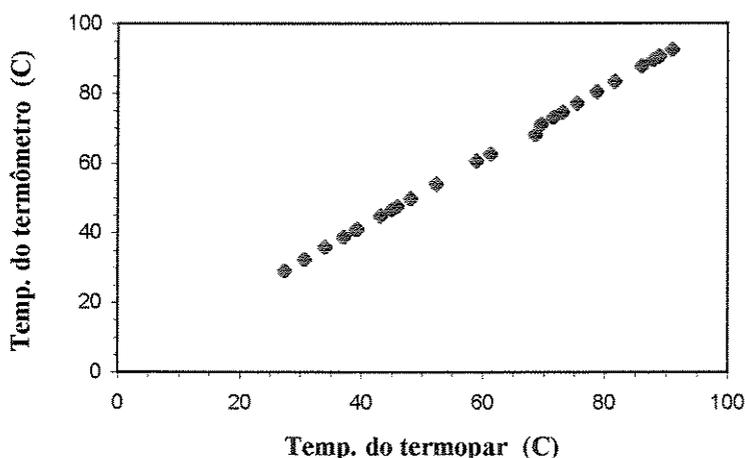


Figura 4.3 - Curva de aferição de um termopar.

Para maior confiabilidade das medidas, cuidados especiais foram tomados no procedimento de fixação dos termopares. Utilizando-se uma micro-retífica fez-se um pequeno furo na superfície das barras de alumínio, que receberam uma fina camada de pasta térmica, e em seguida o termopar foi colado com cola araldite de secagem rápida.

As medidas de temperatura foram tomadas após o regime permanente ser atingido, o que demorou cerca de 1h e 30min, utilizando-se uma chave seletora e um termômetro digital.

4.4 Posicionamento dos termopares

As medidas de temperatura utilizadas para comparação com os resultados numéricos foram tomadas na placa central. Na Figura 4.4 estão indicadas por pontos as posições onde foram

fixados termopares, nas superfícies da placa e das protuberâncias. Mediu-se também as temperaturas de entrada e saída do ar deixando-se alguns termopares nestas regiões. Em cada protuberância foram colados três termopares.

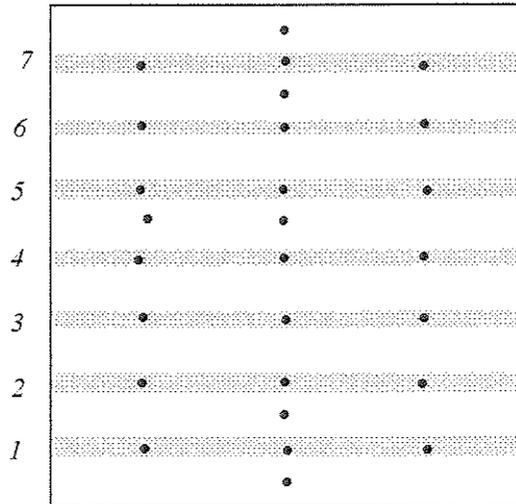


Figura 4.4 - Posicionamento dos termopares na placa central.

Para verificar a uniformidade da temperatura ao longo do comprimento dos elementos protuberantes e a resistência de contato, o elemento localizado na placa central, e na protuberância 4, foi instrumentado nas posições indicadas na Figura 4.5.

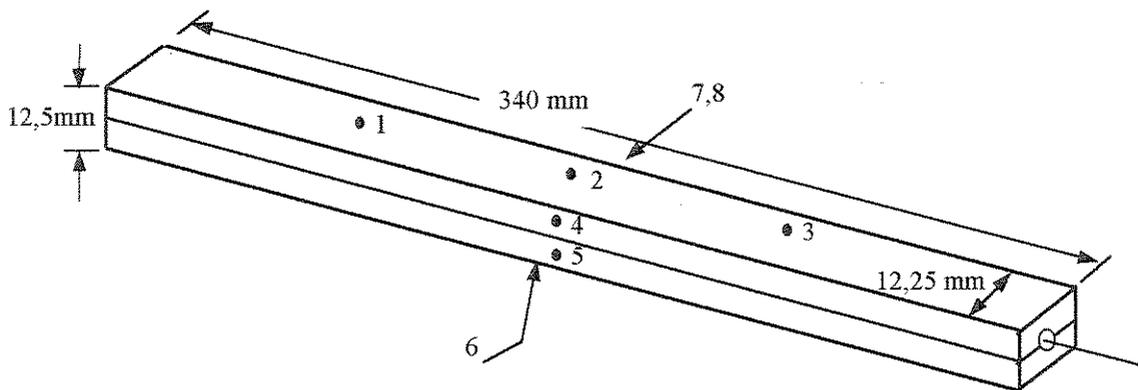


Figura 4.5 - Fonte térmica construída a partir de duas placas de alumínio.

A posição 6, indicada na Figura 4.5, refere-se a um termopar localizado no interior da placa de fibra de vidro, sob o módulo de alumínio, e as posições 7 e 8 são equivalentes às posições 4 e 5, no outro lado da barra. A máxima variação de temperatura verificada entre as posições 1, 2, 3,

4, 5, 7 e 8 foi de 1%, em relação ao maior valor de temperatura na placa, o que demonstra que a temperatura é bastante uniforme ao longo de todo o comprimento do elemento. A máxima variação de temperatura entre as posições 2 e 6 foi de 1,3%. Portanto, a resistência de contato entre a placa e o elemento protuberante é muito pequena.

Para verificar a distribuição de temperatura na direção horizontal, perpendicular ao escoamento de ar, em cada placa, foi fixado um termopar na superfície da protuberância localizada no centro da placa, como indicado, por setas, na Figura 4.6.

Numerando-se as placas de 1 a 5, de acordo com a posição em que foram colocadas na estrutura, como representado na Figura 4.6, para a potência de 60W por placa e distância entre placas igual a 3 cm, a variação de temperatura em relação ao maior valor medido, em percentagem, verificada entre as placas 1 e 2 foi de 7,2%, entre as placas 2 e 3 de 2,1%, entre 3 e 4 de 2,1% e entre 5 e 5 de 7,5%.

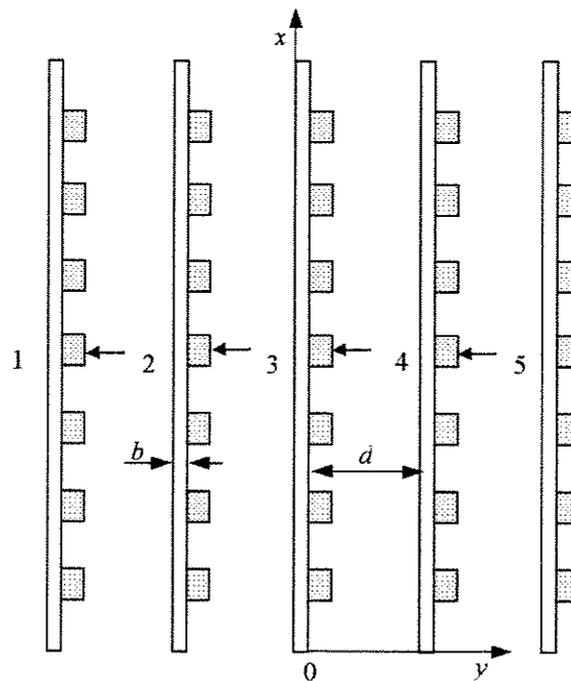


Figura 4.6 - Representação esquemática da série de placas com protuberâncias.

Visando reduzir as diferenças de temperatura citadas acima, foram coladas duas placas lisas, separadas pela mesma distância d , ao lado das placas 1 e 5, e para evitar a circulação de ar entre as placas lisas e as paredes da estrutura metálica, foram colocadas folhas isopor nesta região, o que reduziu as variações de temperatura mencionadas acima para 5,5%, 1,1%, 1,1%, e

5,4%, em relação ao maior valor de sobretemperatura. Na Figura 4.7, para a potência de 60W e distância entre placas de 3cm, são comparados os valores de sobretemperatura, definida como a diferença entre a temperatura da protuberância e a temperatura do ar na entrada do canal, medidos na linha 4, nas placas 1 a 5, antes e depois de terem sido colocadas as placas planas e as folhas de isopor.

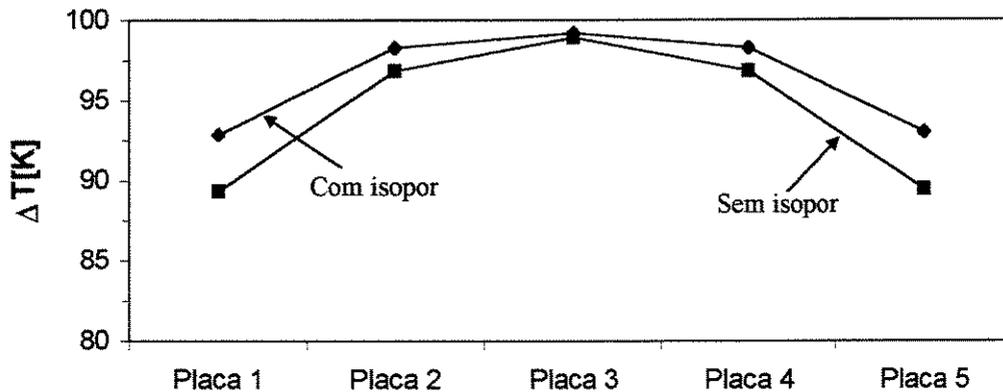


Figura 4.7 - Variação de temperatura entre as placas.

Observando-se a Figura 4.7 pode-se verificar que, embora a diferença de temperatura entre as placas de contorno tenha sido reduzida, a temperatura na placa central foi praticamente insensível à presença das folhas de isopor.

4.5 Testes Experimentais

Foram tomadas medidas de temperatura para as situações de aquecimento uniforme e não uniforme das placas, variando-se potência total dissipada por placa e distância entre placas. A potência total dissipada por placa foi variada de 20 a 60W, de 5 em 5W, e a distância entre placas de 20 a 45mm, de 5 em 5mm.

Todos os experimentos foram realizados fornecendo-se a mesma potência a cada uma das placas. Para o caso de aquecimento não uniforme foram analisadas três situações:

Caso 1 - Mantendo-se constante a potência total dissipada por placa, Q , às três primeiras protuberâncias (parte inferior da placa) foi fornecida uma potência Q_2 , e às três últimas

(parte superior) um valor n vezes maior, nQ_2 , (caso 2.1) e vice-versa (caso 2.2). A quarta protuberância foi alimentada com uma potência igual a média entre Q_2 e nQ_2 . Neste caso a potência total, Q , é definida por:

$$Q = Q_2 \left(3n + 3 + \frac{n+1}{2} \right) = Q_2 \left(\frac{7n+7}{2} \right) \quad (4.1)$$

Na Figura 4.8 está representada a distribuição de calor nas placas para este caso de aquecimento não uniforme.

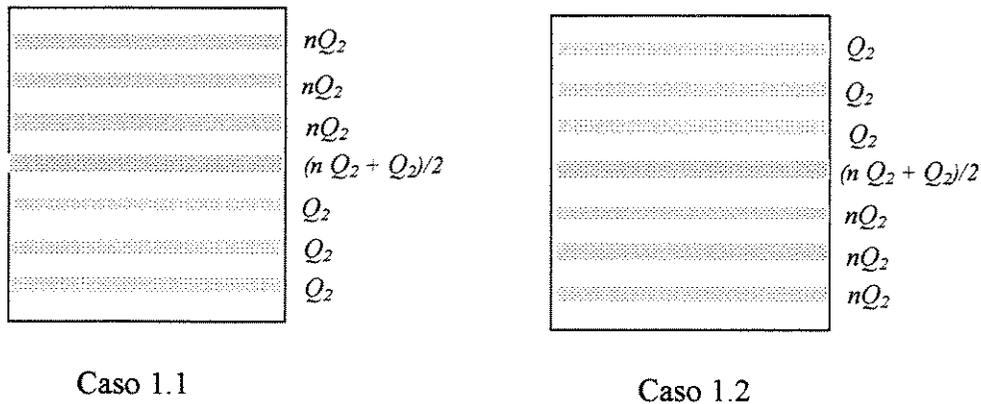


Figura 4.8 - Representação de situações de aquecimento não uniforme - Caso 1.

Caso 2 - Mantendo-se constante a potência total dissipada por placa, Q , a uma protuberância foi fornecida uma potência, Q_1 , n vezes maior que a potência fornecida às demais protuberâncias. Assim, Q é dada por:

$$Q = Q_1(n+6) \quad (4.2)$$

Será investigada a influência da localização da protuberância com maior dissipação de calor na distribuição de temperaturas na placa e no espaçamento ótimo. Com este objetivo serão realizados testes com a protuberância com maior dissipação localizada nas linhas 1, 4 e 7, indicadas na Figura 4.9, ou seja na entrada (Caso 2.1), no centro (Caso 2.2) e na saída do canal (Caso 2.3).

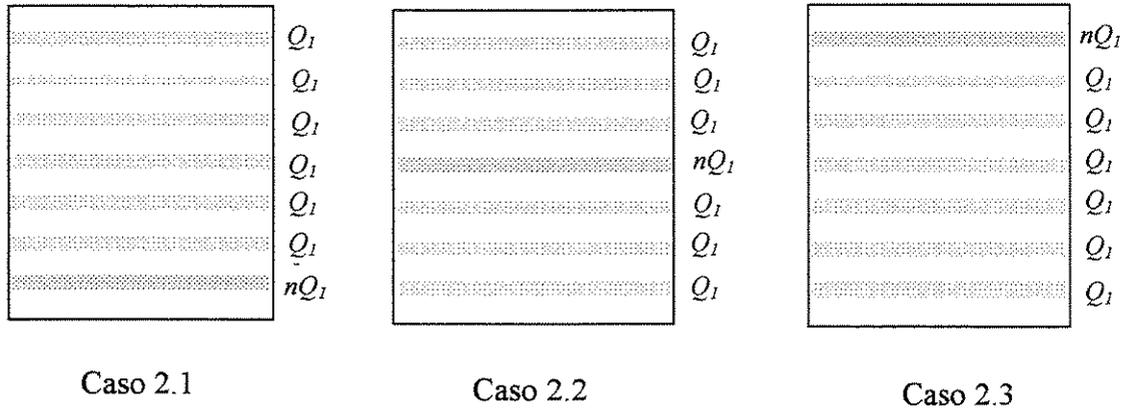


Figura 4.9 - Representação de situações de aquecimento não uniforme - Caso 2.

Caso 3 - Apenas algumas protuberâncias foram aquecidas, enquanto as demais permaneceram desligadas. Foram realizados testes aquecendo-se 2, 4 e 6 protuberâncias. Foram comparados os resultados obtidos com as protuberâncias aquecidas localizadas próximo a entrada e a saída do canal, com representado na Figura 4.10

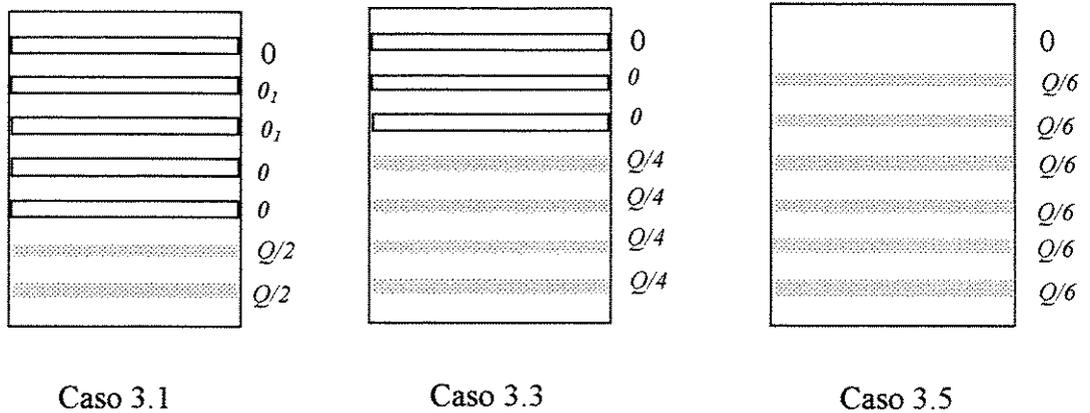


Figura 4.10 - protuberâncias aquecidas próximo a entrada do canal - caso 3.

4.6 Fotos da montagem experimental

Nas Figuras 4.11 a 4.14 são apresentadas fotos da placa de teste e da montagem experimental.

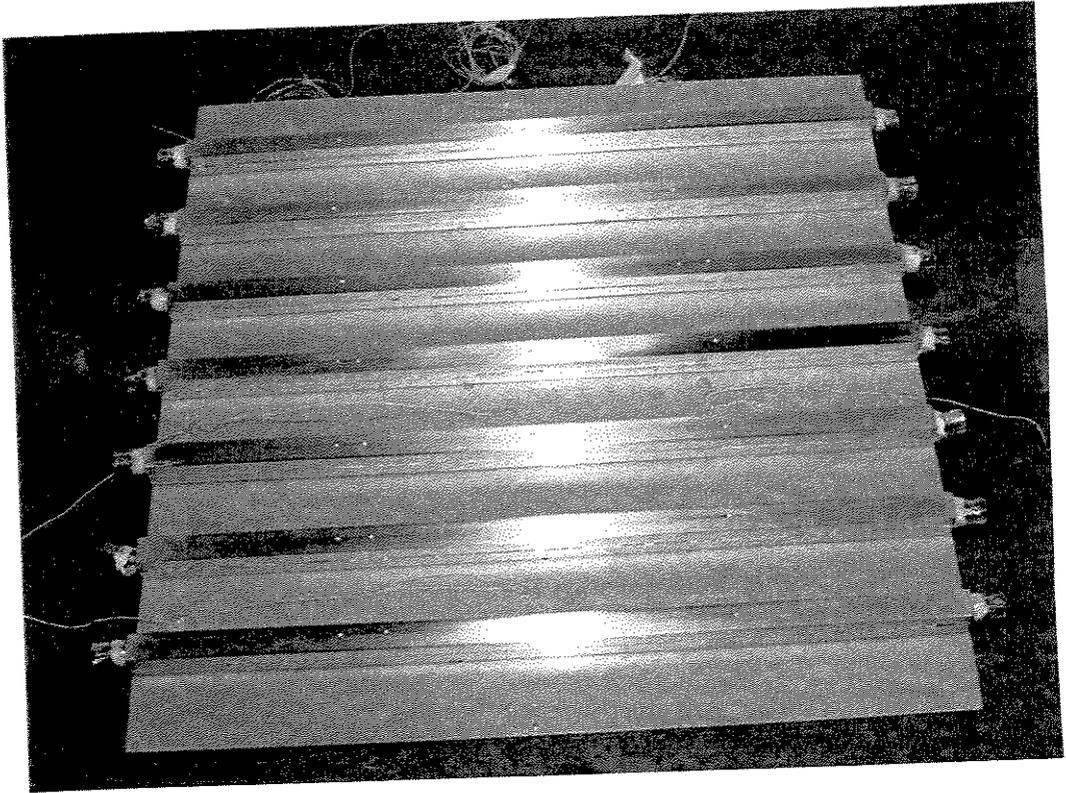


Figura 4.11- Placa de Teste.

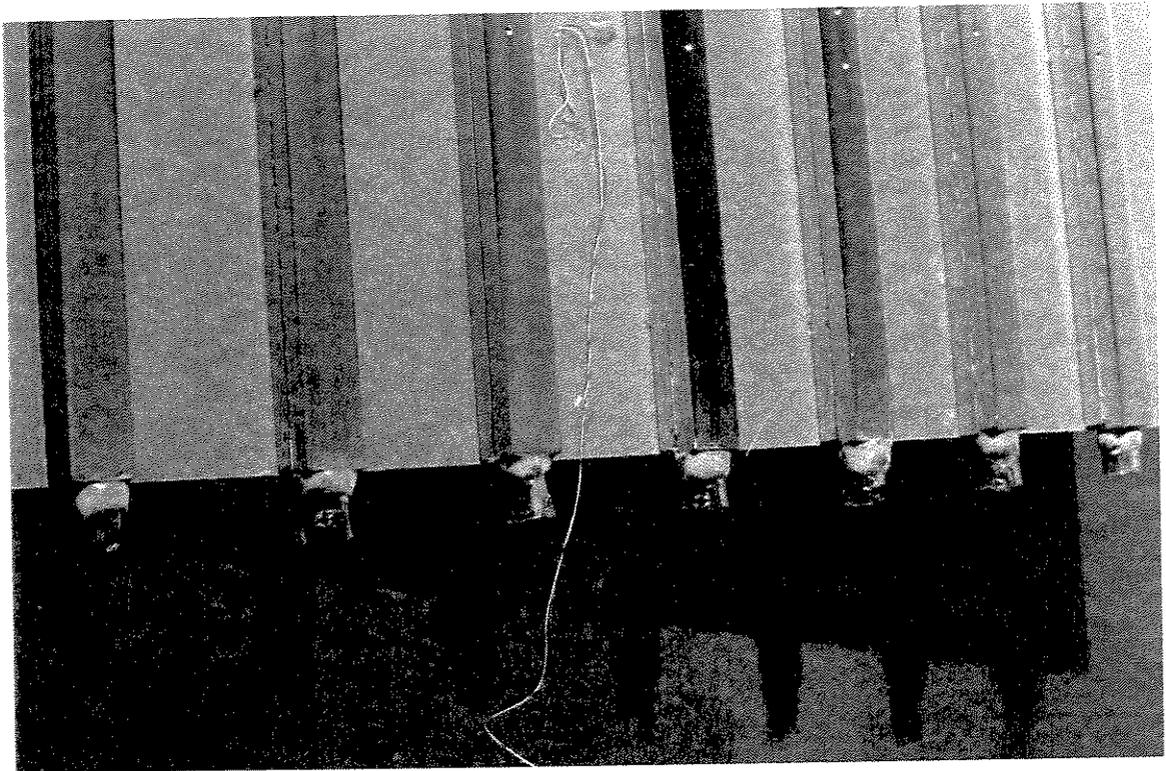


Figura 4.12 - Placa de Teste - detalhe: conectores.

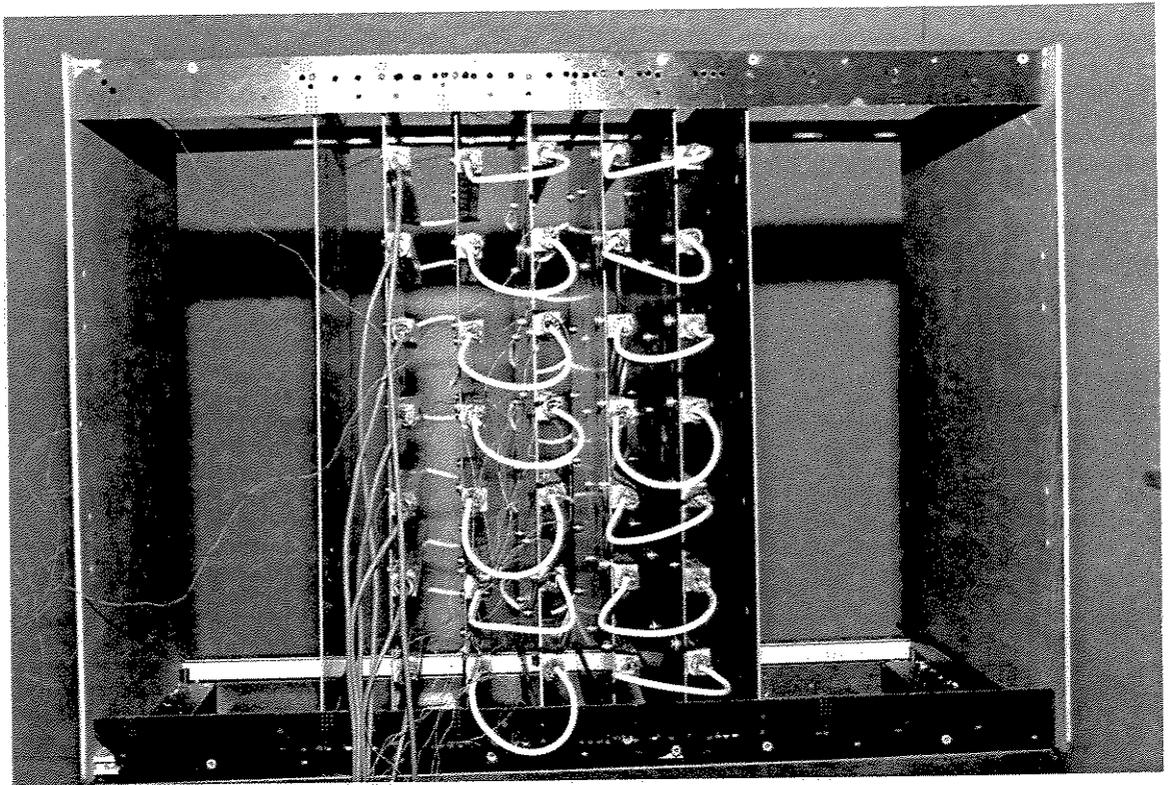


Figura 4.13 - Montagem experimental - $d = 3,5\text{cm}$.

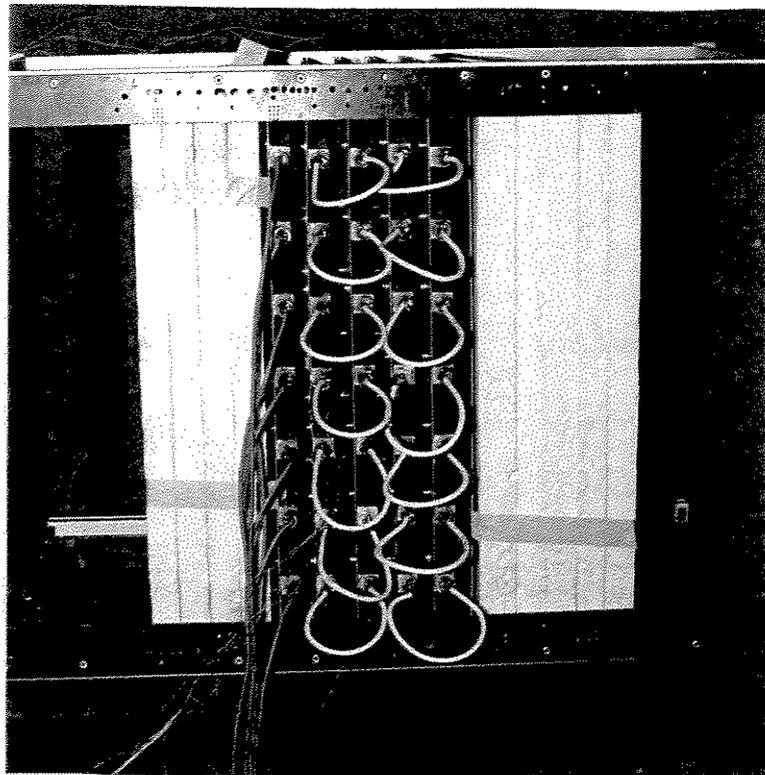


Figura 4.14 - Montagem experimental - $d = 2\text{cm}$.

Capítulo 5

Resultados e discussões

5.1 Introdução

Neste capítulo são apresentados os resultados experimentais e de simulações numéricas obtidos para o problema analisado. Inicialmente serão apresentados resultados experimentais para as situações de aquecimento uniforme e não uniforme das placas. A seguir serão apresentados os resultados numéricos para as mesmas situações e as comparações entre resultados numéricos e experimentais. Finalmente é apresentada uma estimativa do espaçamento ótimo entre placas realizada com base nos dados experimentais.

5.2 Resultados experimentais para a situação de aquecimento uniforme das placas

Neste item são apresentados resultados experimentais de sobretemperatura na faixa de valores de potência e distância considerados neste trabalho: potência dissipada por placa, Q , variando entre 20 e 60W, de 5 em 5W, e distância d entre placas variando entre 2 e 4,5 cm, de 0,5 em 0,5cm. Em termos de número de Rayleigh, Ra , e razão de aspecto, l/d , correspondendo às faixas $Ra = 6 \times 10^4 - 2 \times 10^6$ e $l/d = 9,1 - 18,3$.

Em cada teste realizado, foram tomadas três medidas de temperatura na superfície superior de cada protuberância, nas posições indicadas por pontos na Figura 5.1. Nas Figuras 5.2 a 5.5 são

apresentados perfis de sobretemperatura, temperatura da protuberância subtraída da temperatura do ar na entrada do canal, ao longo da placa central para valores de potência dissipada por placa e de distâncias entre placas considerados neste trabalho. Os valores de sobretemperatura apresentados nestas figuras, em cada linha, são iguais à média das três medidas efetuadas.

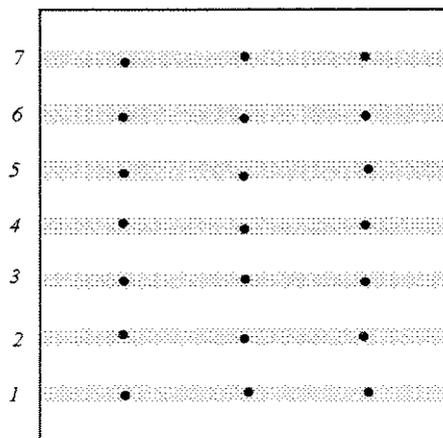


Figura 5.1 - Placa de Teste.

Na Figura 5.2 são apresentados perfis de sobretemperatura para a distância de 2cm.

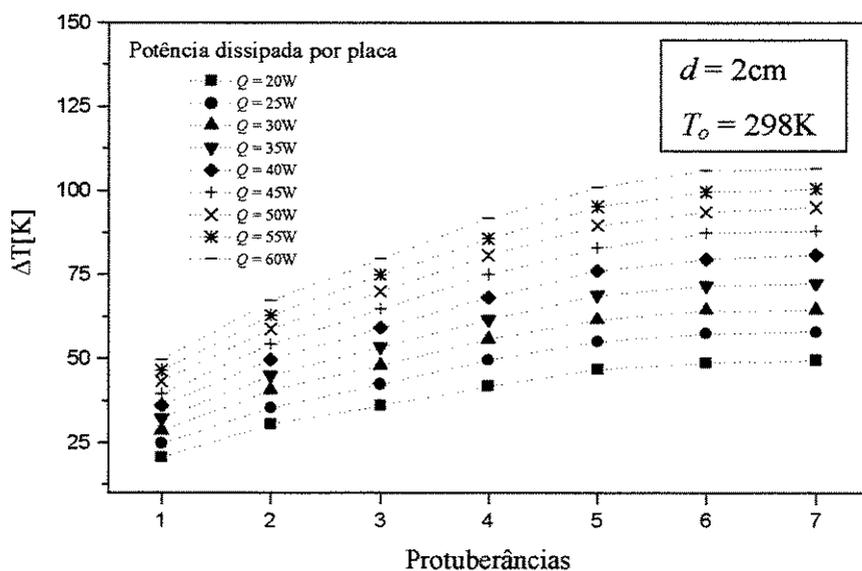


Figura 5.2 - Perfis de sobretemperatura - $d = 2\text{cm}$.

Na Figura 5.3 são apresentados perfis de sobretemperatura para a distância de 2,5 cm.

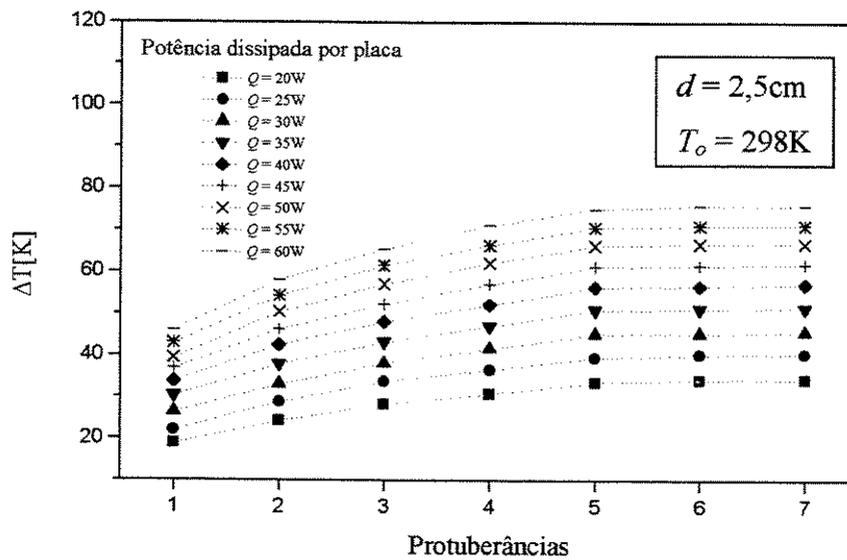


Figura 5.3 - Perfis de sobretemperatura - $d = 2,5$ cm.

Na Figura 5.4 são apresentados perfis de sobretemperatura para a distância de 3,5 cm.

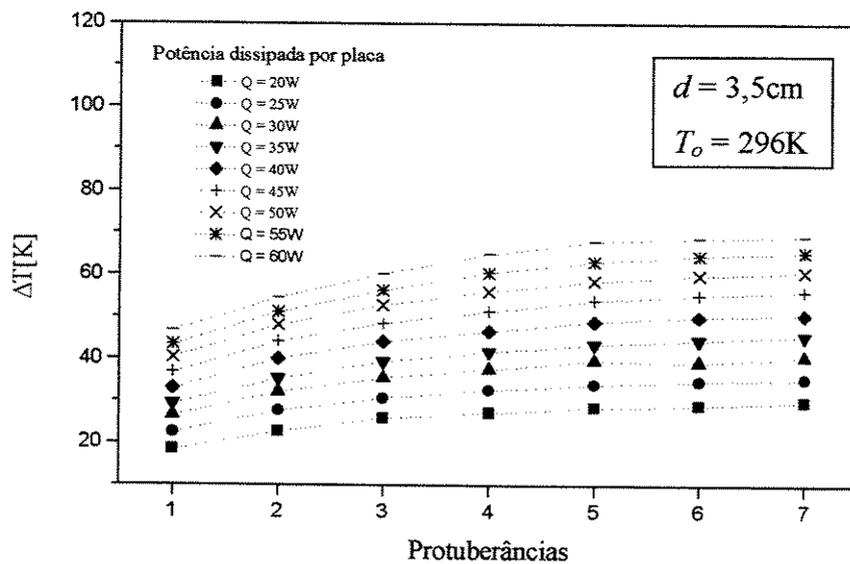


Figura 5.4 - Perfis de sobretemperatura - $d = 3,5$ cm.

Na Figura 5.5 são apresentados perfis de sobretemperatura para a distância de 4 cm.

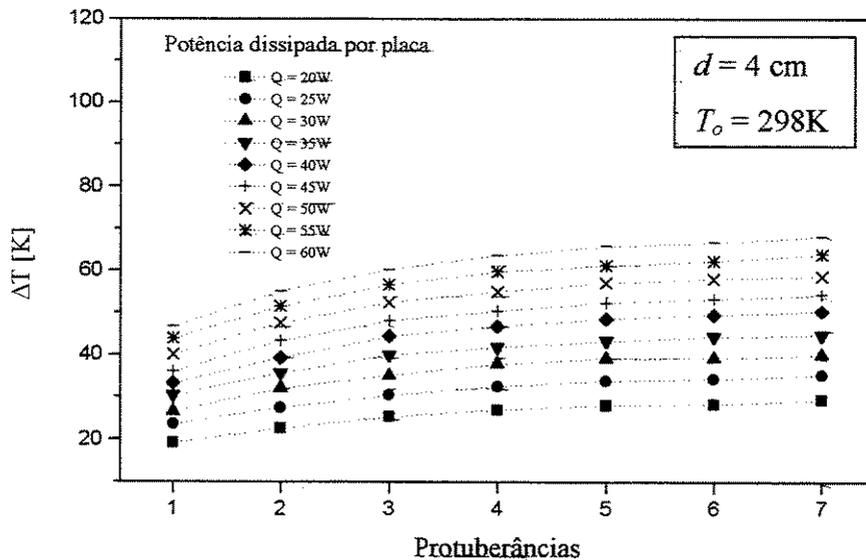


Figura 5.5 - Perfis de sobretemperatura - $d = 4 \text{ cm}$.

Comparando-se as Figuras 5.2, 5.3, 5.4 e 5.5, qualitativamente, pode-se verificar que, para uma determinada distância entre placas, a forma dos perfis de temperatura ao longo da placa é praticamente a mesma para todas as potências testadas. Pode-se verificar também que com o aumento da distância entre placas o gradiente de temperatura ao longo da placa tende a ser menos acentuado, isto é, a diferença de temperatura entre a primeira e a última protuberância tende a diminuir com o aumento da distância entre placas. Na Figura 5.2, correspondente à menor distância entre as placas, o perfil de temperaturas é praticamente linear da segunda até a quinta protuberância para todas as potências ensaiadas. Este comportamento foi descrito por Kelkar e Choudhury (1993), que investigaram a convecção natural em regime periódico plenamente desenvolvido num canal vertical contendo protuberâncias idênticas, igualmente espaçadas e formando módulos sucessivos. Quando este regime se estabelece, o padrão de escoamento é o mesmo em cada módulo e a diferença de temperatura entre pontos correspondentes em módulos adjacentes é constante. No caso em estudo os elementos são igualmente espaçados, dissipam a mesma potência e, se o regime for periódico, as temperaturas devem aumentar linearmente, o que é verificado na Figura 5.2 para as protuberâncias 2, 3, 4 e 5. Como o padrão de escoamento é diferente nas regiões de entrada e saída do canal, o que será visto posteriormente, a temperatura dos elementos nestas posições não acompanha a linha reta definida pelas temperaturas dos elementos nas posições centrais do canal.

No limite quando $l/d \rightarrow 0$, o escoamento em cada uma das placas que formam o canal aproxima-se daquele de uma placa isolada num meio infinito. A semelhança entre as Figuras 5.4 e 5.5, correspondentes à valores mais elevados da distância d , ilustra este comportamento. Utilizando uma correlação para o número de Nusselt numa placa vertical num meio estacionário sujeita à condição de contorno de fluxo de calor constante (Bejan, 1995)

$$\frac{q''}{(T_{w,x} - T_o) k} \frac{x}{k} = 0,6 \left(\frac{g\beta q'' x^4}{\alpha \nu k} \right)^{1/5} \quad (5.1)$$

pode-se verificar que

$$(T_{w,x} - T_o) = \Delta T \propto x^{1/5} \quad (5.2)$$

A verificação da validade desta lei de potência pode ser feita observando-se a Figura 5.6, onde são apresentados em escala logarítmica valores experimentais de sobretemperatura para os valores de potência dissipada por placa de 20W, 40W e 60W e distância entre placas de 4cm.

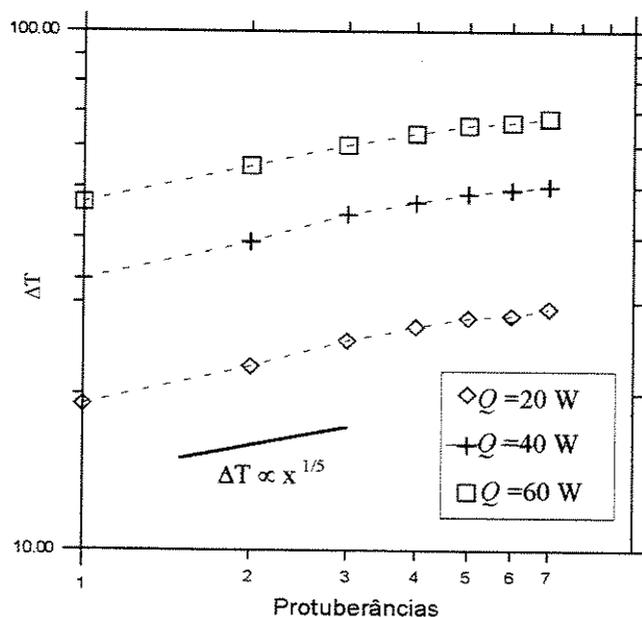


Figura 5.6 - Valores experimentais de sobretemperatura para $d = 4,0$ cm.

5.3 Resultados experimentais para os casos de aquecimento não uniforme

Neste item são apresentados resultados de sobretemperatura para os casos de aquecimento não uniforme descritos nos capítulos 3 e 4, casos 1, 2 e 3.

5.3.1 Caso 1

Nas Figuras 5.7 e 5.8 são apresentados perfis de sobretemperatura para o caso 1.1, onde as três últimas protuberância dissipam uma potência igual a duas vezes a potência dissipada pelas três primeiras, para vários valores de potência total dissipada por placa e distâncias entre placas iguais a 2cm e 3cm.

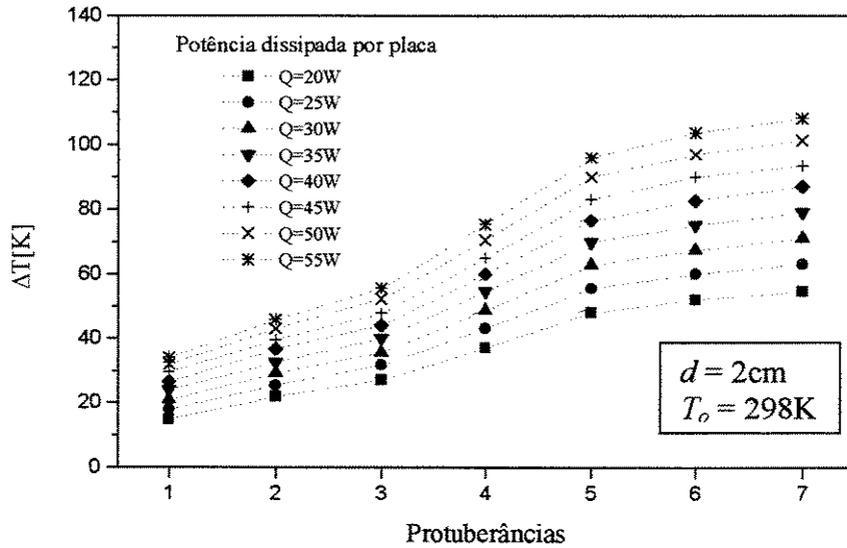


Figura 5.7 - Perfis de sobretemperatura - aquecimento não uniforme – $d = 2\text{cm}$ - Caso 1.1.

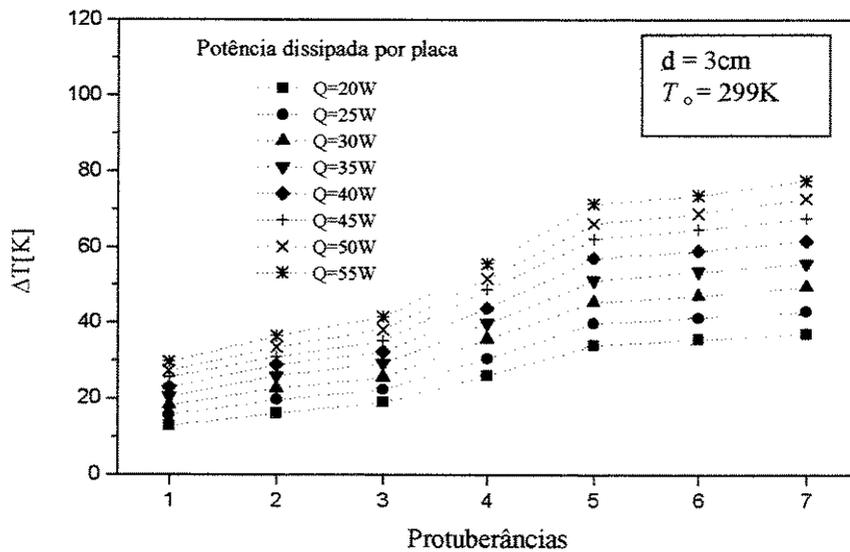


Figura 5.8 - Perfis de sobretemperatura - aquecimento não uniforme – $d = 3\text{cm}$ - Caso 1.1.

Nas Figuras 5.9 e 5.10 são apresentados perfis de sobretemperatura para o caso 1.2, onde as três primeiras protuberâncias dissipam uma potência igual a duas vezes a potência dissipada pelas três últimas, para vários valores de potência total dissipada por placa e distâncias entre placas iguais a 2,5 cm e 3,5 cm.

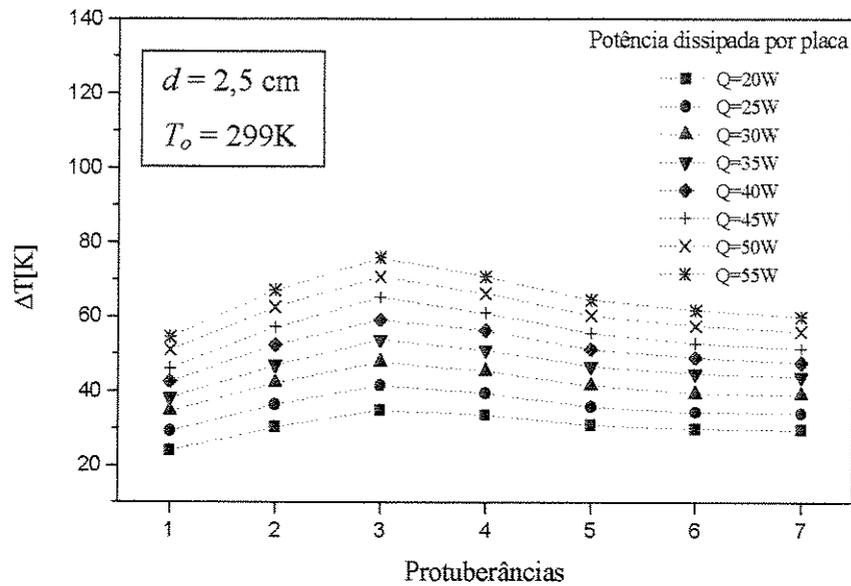


Figura 5.9 - Perfis de sobretemperatura - aquecimento não uniforme - $d = 2,5 \text{ cm}$ - Caso 1.2.

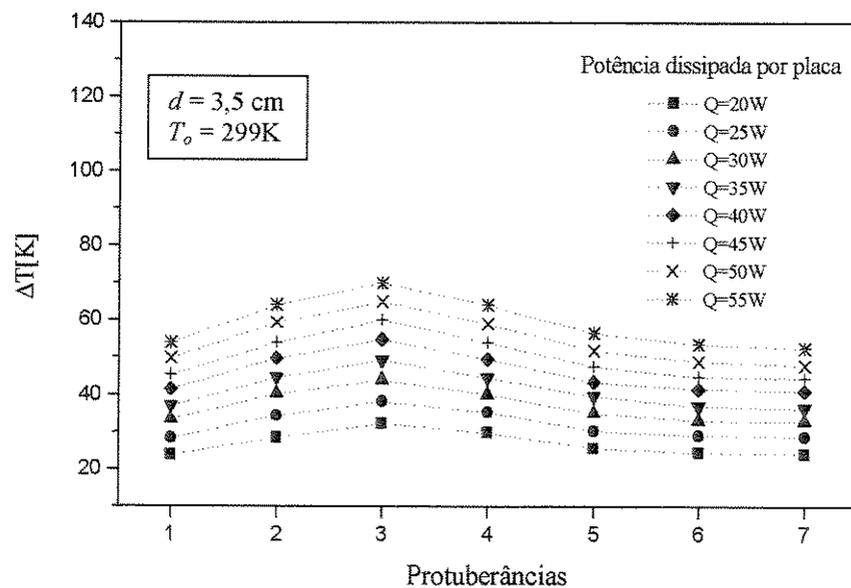


Figura 5.10 - Perfis de sobretemperatura - aquecimento não uniforme - $d = 3,5 \text{ cm}$ - Caso 1.2.

Como nos casos de aquecimento uniforme, em cada caso investigado a forma dos perfis de temperatura é muito semelhante para todas as potências.

Nas Figuras 5.11 e 5.12 são comparados alguns perfis de sobretemperatura para as situações de aquecimento não uniforme, caso 1.1, 1.2, e aquecimento uniforme. Na Figura 5.11 são apresentadas comparações para $d = 2 \text{ cm}$ e $Q = 25 \text{ W}$, e na Figura 5.13 para $d = 3,5 \text{ cm}$ e $Q = 40 \text{ W}$.

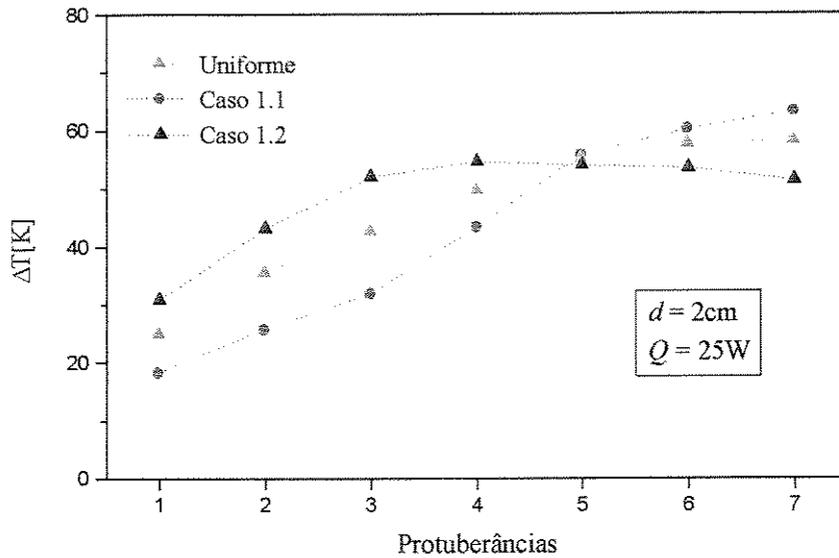


Figura 5.11 - Perfis de sobretemperatura - aquecimento não uniforme - $d = 2 \text{ cm}$ - $Q = 25 \text{ W}$.

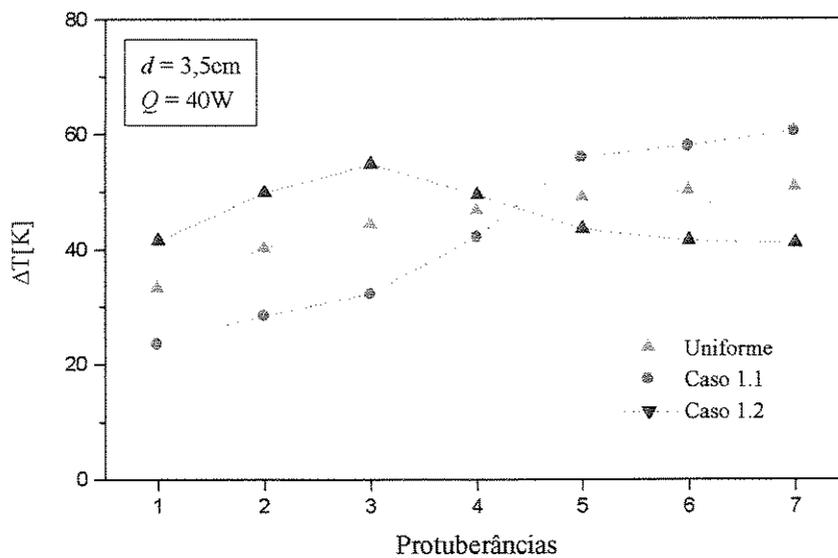


Figura 5.12 - Perfis de sobretemperatura - aquecimento não uniforme - $d = 3,5 \text{ cm}$ - $Q = 40 \text{ W}$.

Comparando-se as curvas de perfis de sobretemperatura apresentadas nas Figuras 5.11 e 5.12, casos 1.1, 1.2 e aquecimento uniforme, nota-se que o valor mais elevado de sobretemperatura na placa ocorre no caso 1.1. Isto acontece porque neste caso as três últimas protuberâncias estão dissipando uma potência duas vezes mais elevada que as demais e além disso estão sob a influência da esteira térmica dos elementos à montante. Quando a maior dissipação de calor ocorre na três primeiras protuberâncias, caso 1.2, pode-se notar que para a distância de 2 cm, a temperatura máxima na placa no caso 1.2 é menor do que no caso de aquecimento uniforme. Este comportamento foi verificado para todas as potências testadas só para este valor de distância entre placas.

5.3.2 Caso 2

No segundo caso de aquecimento não uniforme, mantendo-se a mesma potência dissipada por placa, a um elemento foi fornecida uma potência duas vezes maior que aos demais elementos. No caso 2.1 o elemento com maior dissipação foi posicionado na linha 1, no caso 2.2 na linha 4 e no caso 2.3 na linha 7.

Na Figura 5.13 são apresentados perfis de sobretemperatura para o caso 2.1 para vários valores de potência total dissipada por placa e distância entre placas igual a 2 cm.

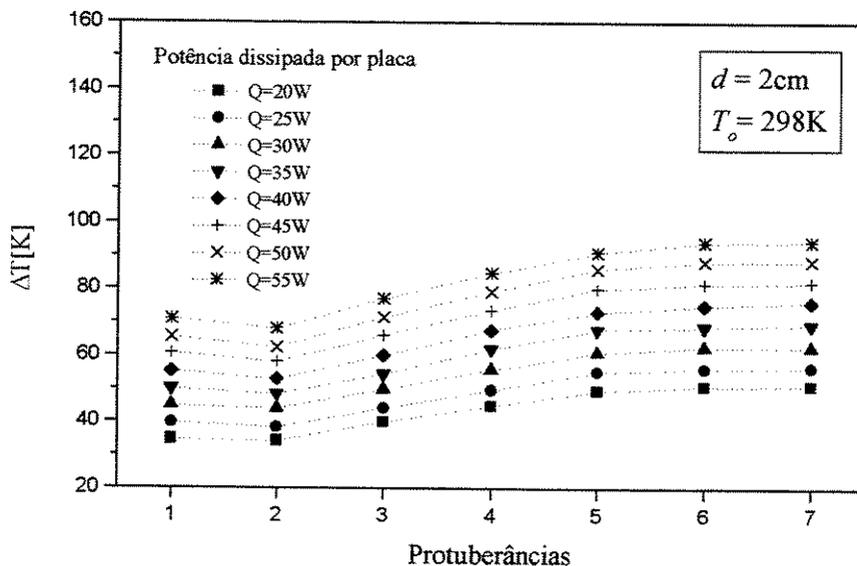


Figura 5.13 - Perfis de sobretemperatura - aquecimento não uniforme - $d = 2\text{cm}$ - Caso 2.1.

Na Figura 5.14 são apresentados perfis de sobretemperatura para o caso 2.1 para vários valores de potência total dissipada por placa e distância entre placas igual a 3,5 cm.

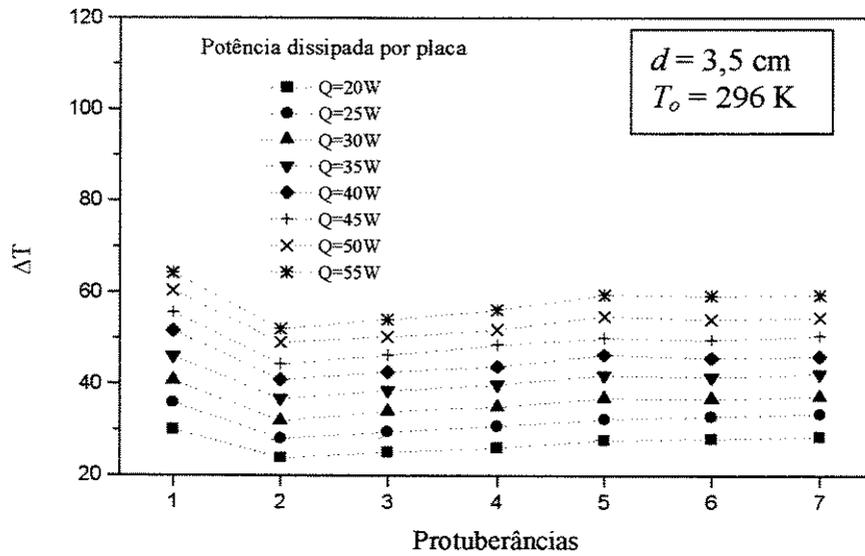


Figura 5.14 - Perfis de sobretemperatura - aquecimento não uniforme – $d = 3,5\text{cm}$ - Caso 2.1.

Nas Figuras 5.15 e 5.16 são apresentados perfis de sobretemperatura para o caso 2.2 para vários valores de potência total dissipada por placa e distâncias entre placas iguais a 2cm e 3,5cm.

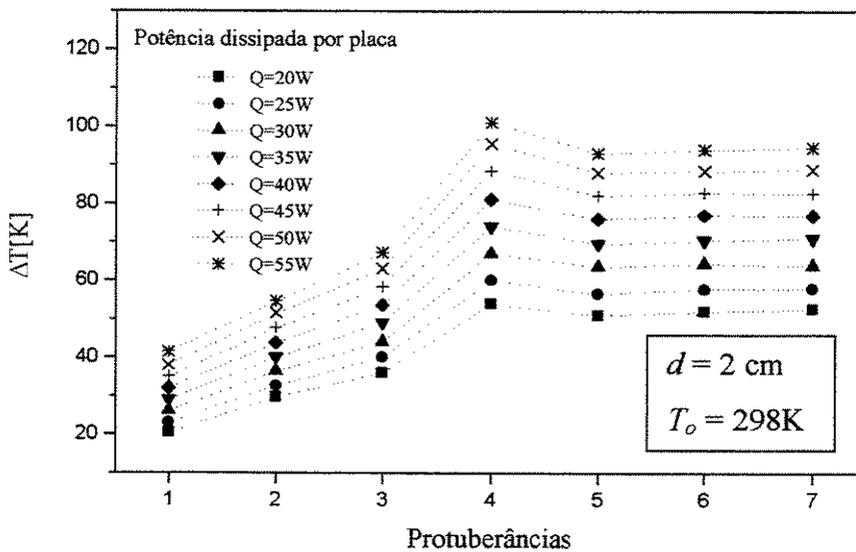


Figura 5.15 - Perfis de sobretemperatura - aquecimento não uniforme – $d = 2\text{cm}$ - Caso 2.2.

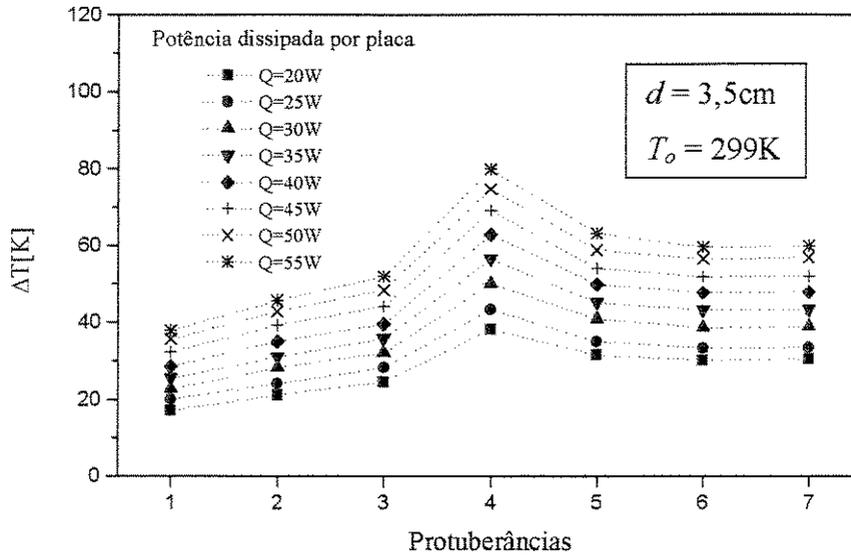


Figura 5.16 - Perfis de sobretemperatura - aquecimento não uniforme - $d = 3,5\text{cm}$ - Caso 2.2.

Nas Figuras 5.17 e 5.18 são apresentados perfis de sobretemperatura para o caso 2.3 para vários valores de potência total dissipada por placa e distâncias entre placas iguais a 2cm e 3cm.

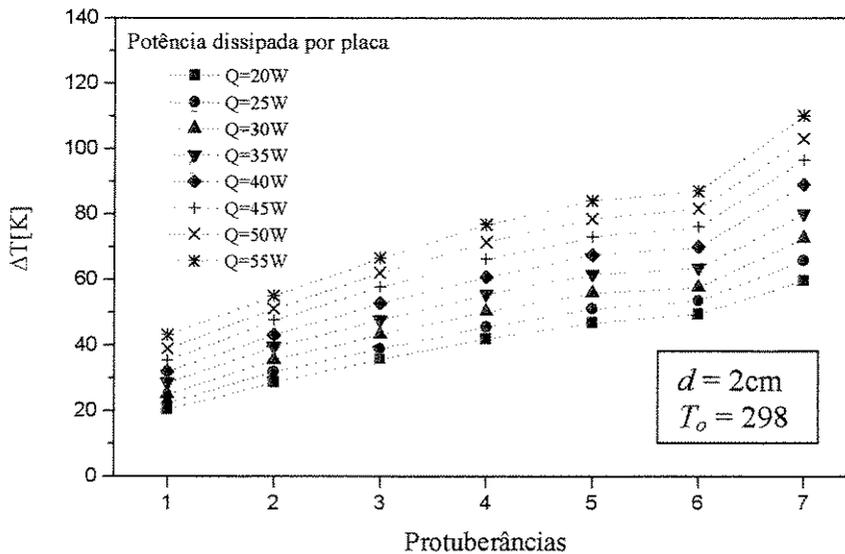


Figura 5.17 - Perfis de sobretemperatura - aquecimento não uniforme - $d = 2\text{ cm}$ - Caso 2.3.

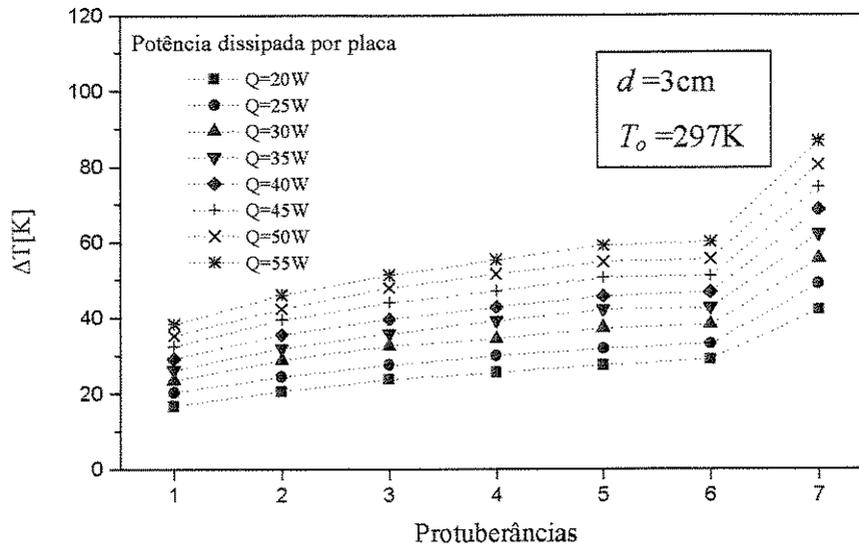


Figura 5.18 - Perfis de sobretemperatura - aquecimento não uniforme - $d = 3\text{cm}$ - Caso 2.3.

Para cada configuração de aquecimento não uniforme do caso 2, nas Figuras 5.13 a 5.18 foram apresentados perfis de sobretemperatura para duas distâncias entre placas, uma menor e outra maior. Como nos outros casos, para uma determinada distância a forma dos perfis de sobretemperatura é praticamente a mesma para todas as potências.

Nas Figuras 5.19 e 5.20 são comparados perfis de sobretemperatura para os casos de aquecimento não uniforme 2.1, 2.2, 2.3, e para aquecimento uniforme. Na Figura 5.19 são apresentadas comparações para $d = 2\text{cm}$ e $Q = 25\text{W}$, e na Figura 5.21 para $d = 3\text{cm}$ e $Q = 40\text{W}$.

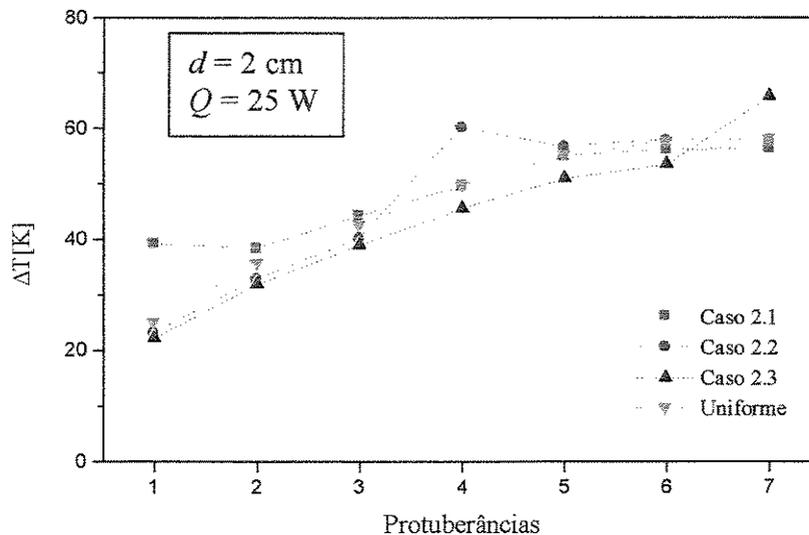


Figura 5.19 - Perfis de sobretemperatura - $d = 2\text{cm}$ - $Q = 25\text{W}$.

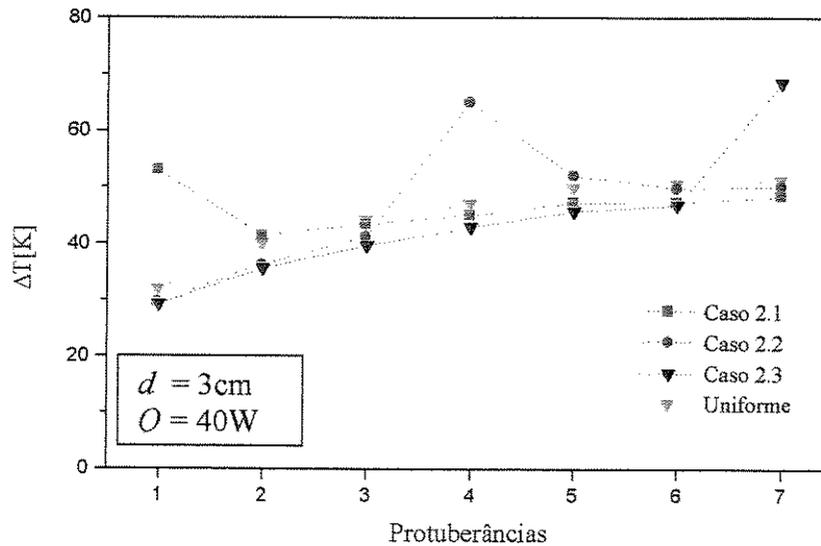


Figura 5.20 - Perfis de sobretemperatura - $d = 3\text{ cm}$ - $Q = 40\text{ W}$.

Nas Figuras 5.19 e 5.20, comparando-se as curvas para os casos 2.2 e 2.3, maior dissipação de calor nas linhas 4 e 7, pode-se verificar que nas três primeiras linhas estas duas curvas são praticamente coincidentes. Entretanto, comparando-se o caso 2.1 com o caso 2.2, verifica-se que a temperatura das protuberâncias localizadas nas linhas 2 e 3 é mais alta no caso 2.1 do que no caso 2.2, e, comparando-se o caso 2.1 com o caso 2.3, verifica-se que a temperatura das protuberâncias localizadas nas linhas 2 a 6 é mais elevada também no caso 2.1. Este comportamento foi verificado para todas as potências e distâncias entre placas analisadas. Destas comparações pode-se concluir que a temperatura dos elementos a montante daquele mais aquecido é pouco afetada pelo seu deslocamento para posições posteriores no sentido do escoamento. Porém, a esteira térmica proveniente dos elementos à montante faz com que a temperatura dos elementos à jusante seja elevada. Comparando-se os valores de sobretemperatura máxima na placa nos casos 2.1, 2.2, 2.3 e no caso de aquecimento uniforme, verifica-se que o valor mais elevado ocorre no caso 2.3, e o segundo valor mais elevado no caso 2.2. Isto foi verificado em todas as distâncias analisadas. Apenas para a distância entre placas igual a 2 cm o valor da sobretemperatura máxima no caso de aquecimento uniforme foi um pouco maior do que no caso 2.1. Para as demais distâncias, os valores mais baixos da sobretemperatura máxima na placa foram verificados para o caso de aquecimento uniforme. Portanto, em situações onde há um limite de temperatura a ser respeitado, posicionar um elemento com maior dissipação

próximo à entrada do canal pode significar uma maior potência dissipada por placa do que uma distribuição uniforme.

5.3.3 Caso 3

Neste item são apresentados os resultados obtidos para o caso 3 de aquecimento não uniforme, onde apenas algumas protuberâncias são alimentadas eletricamente, para a potências variando de 10W a 30W e distâncias de 2,5cm e 4,5cm. Este caso também pode ser chamado de aquecimento parcial do canal. O caso 3 foi dividido, segundo o número de protuberâncias aquecidas e a posição das mesmas na placa, do seguinte forma:

Caso 3.1 - As duas primeiras protuberâncias aquecidas;

Caso 3.2 - As duas últimas protuberâncias aquecidas;

Caso 3.3 - As quatro primeiras protuberâncias aquecidas;

Caso 3.4 - As quatro últimas protuberâncias aquecidas;

Caso 3.5 - As seis primeiras protuberâncias aquecidas;

Caso 3.6 - As seis últimas protuberâncias aquecidas.

Para esta situação de aquecimento não uniforme, ou de aquecimento parcial do canal, foram realizados testes apenas para as potências de 10, 20 e 30W.

O aquecimento parcial de um canal foi investigado numericamente por Lee (1994), que estudou o efeito de uma entrada ou saída não aquecida para canais verticais lisos em situações de fluxo de calor e temperatura uniforme especificados.

Neste caso de aquecimento não uniforme, o principal objetivo do estudo é verificar a influência do posicionamento da região aquecida no campo de temperaturas e na vazão mássica.

Nas Figuras 5.21 e 5.22 são comparados perfis de sobretemperatura para os casos 3.1, 3.2 e aquecimento uniforme da placas, para potência dissipada por placa igual a 30W e distância entre placas igual a 2,5cm e 4,5cm.

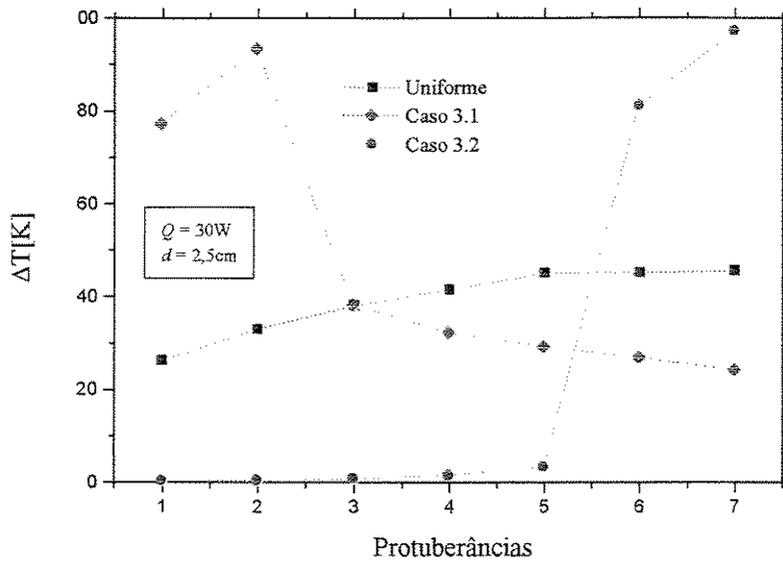


Figura 5.21 - Perfis de sobretemperatura - $Q = 30\text{W}$ - $d = 2,5\text{cm}$.

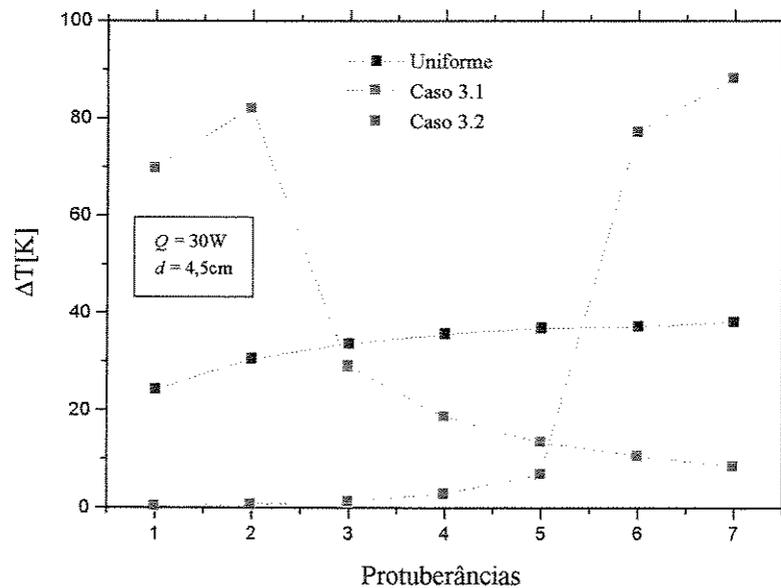


Figura 5.22 - Perfis de sobretemperatura - $Q = 30\text{W}$ - $d = 4,5\text{cm}$.

Nas Figuras 5.23 e 5.24 são comparados perfis de sobretemperatura para os casos 3.3, 3.4 e aquecimento uniforme da placas, para potência dissipada por placa igual a 30W e distância entre placas igual a 2,5cm e 4,5cm.

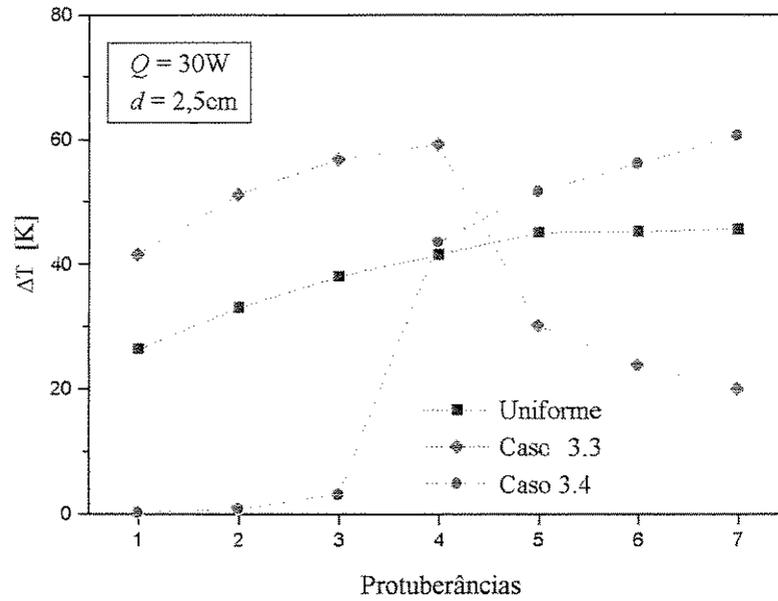


Figura 5.23 - Perfis de sobretemperatura - $Q = 30W$ - $d = 2,5cm$.

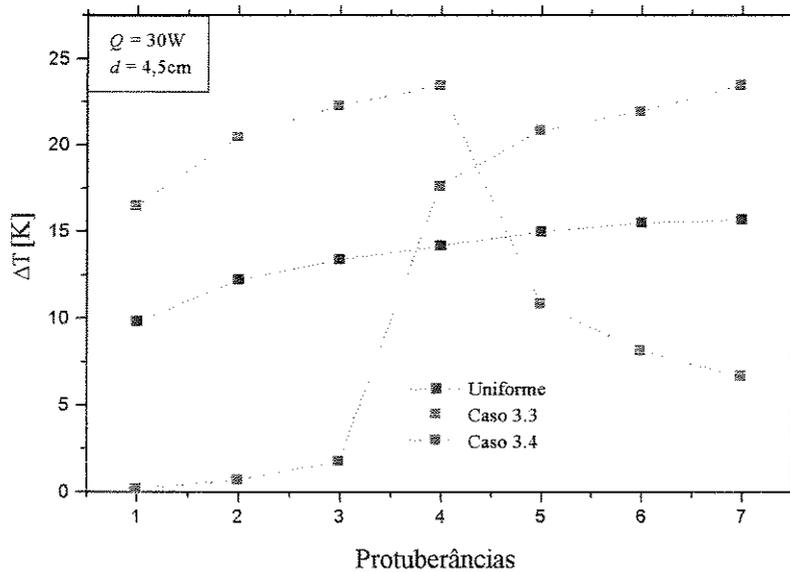


Figura 5.24 - Perfis de sobretemperatura - $Q = 30W$ - $d = 4,5cm$.

Nas Figuras 5.25 e 5.26 são comparados perfis de sobretemperatura para os casos 3.5, 3.6 e aquecimento uniforme da placas, para potência dissipada por placa igual a 30W e distância entre placas igual a 2,5cm e 4,5cm.

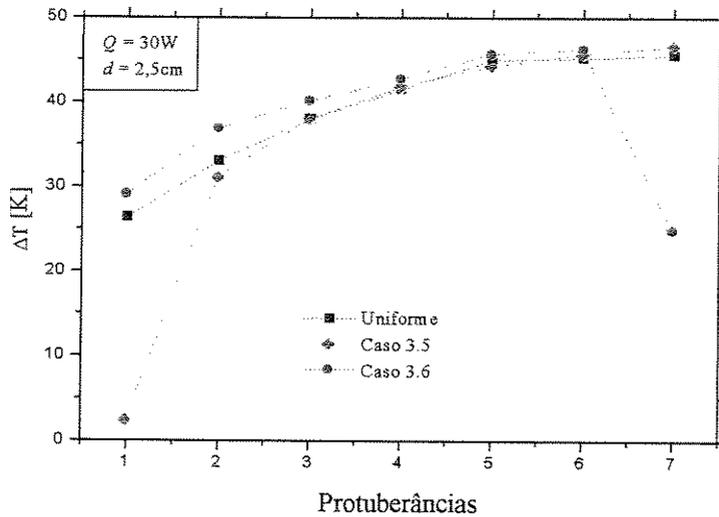


Figura 5.25 - Perfis de sobretemperatura - $Q = 30W$ - $d = 2,5cm$.

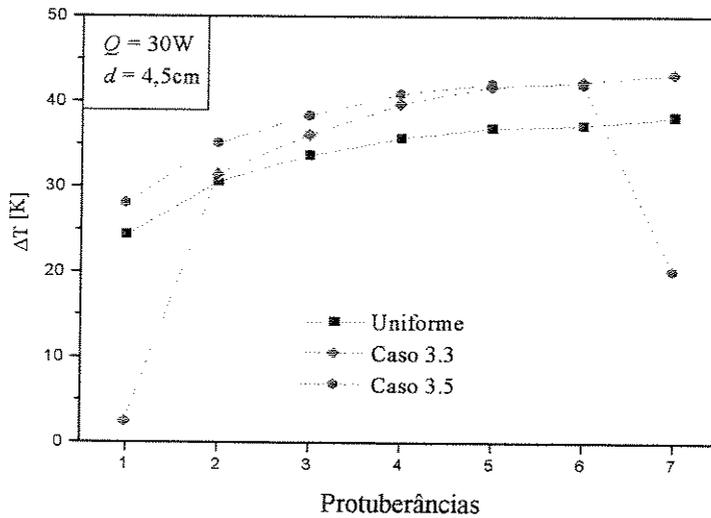


Figura 5.26 - Perfis de sobretemperatura - $Q = 30W$ - $d = 4,5cm$.

As Figuras 5.21 a 5.26 indicam que tanto para a distância entre placas igual a 2,5cm como para a distância igual 4,5cm, os valores da sobretemperatura quando as protuberâncias aquecidas estão posicionadas a partir da entrada do canal nunca são superiores aos das protuberâncias correspondentes quando estas estão posicionadas próximo à saída do canal, ou seja, no caso de entrada não aquecida. Por exemplo, na Figura 5.25, comparando-se a primeira protuberância aquecida no caso 3.3 com a primeira no caso 3.4 e assim sucessivamente. Pode-se ainda verificar a influência da esteira térmica dos elementos a montante sobre os elementos posicionados à jusante, como verificado nos casos 1 e 2 de aquecimento não uniforme.

Nas Figuras 5.27 a 5.32 são comparados perfis de sobretemperatura para os casos 3.1 e 3.2, e para os casos 3.3 e 3.4, para as potências 10W, 20W e 30W.

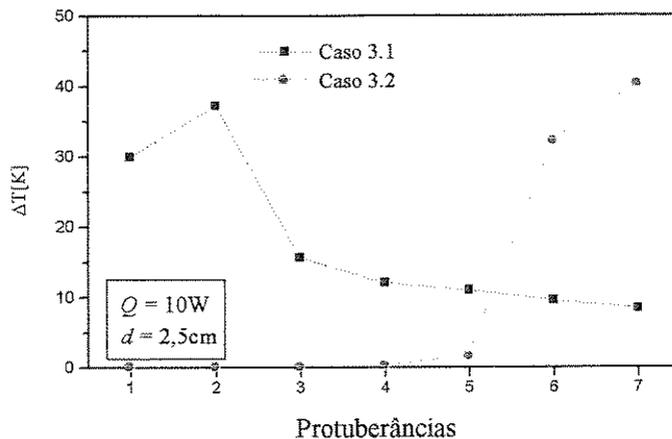


Figura 5.27 - Perfis de sobretemperatura - $Q = 10 \text{ W}$ - $d = 2,5 \text{ cm}$.

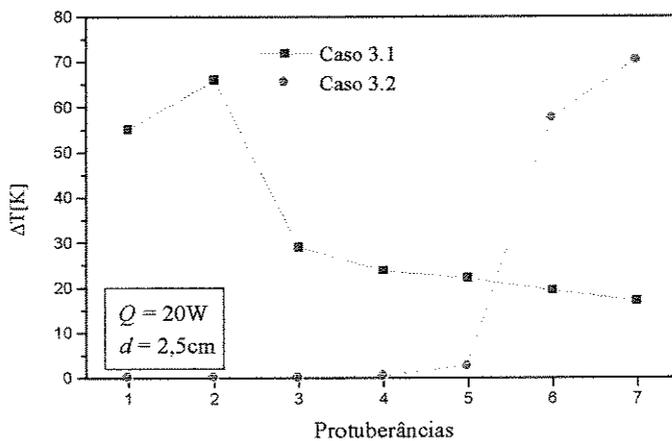


Figura 5.28 - Perfis de sobretemperatura - $Q = 20 \text{ W}$ - $d = 2,5 \text{ cm}$.

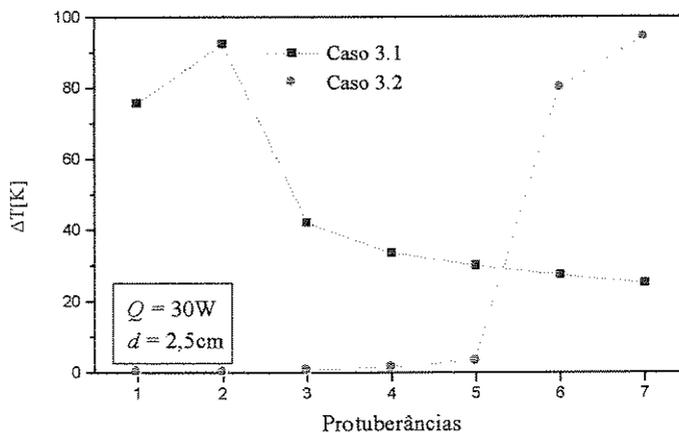


Figura 5.29 - Perfis de sobretemperatura - $Q = 30 \text{ W}$ - $d = 2,5 \text{ cm}$.

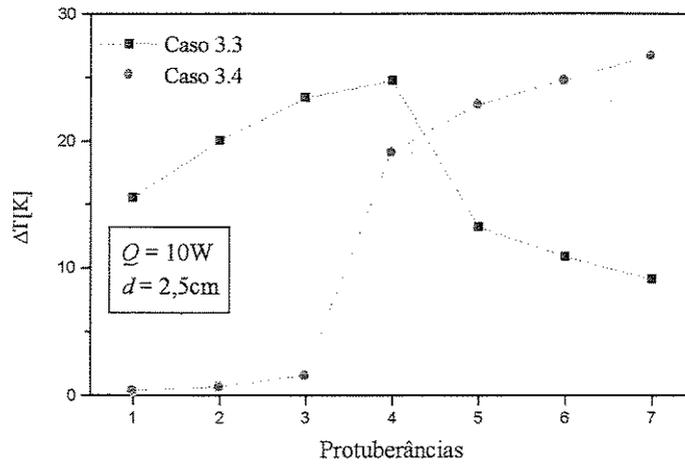


Figura 5.30 - Perfis de sobretemperatura - $Q = 10W$ - $d = 2,5cm$.

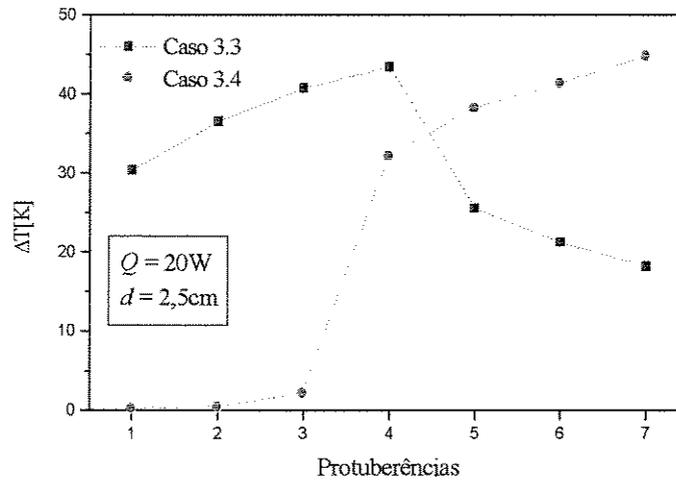


Figura 5.31 - Perfis de sobretemperatura - $Q = 20W$ - $d = 2,5cm$.

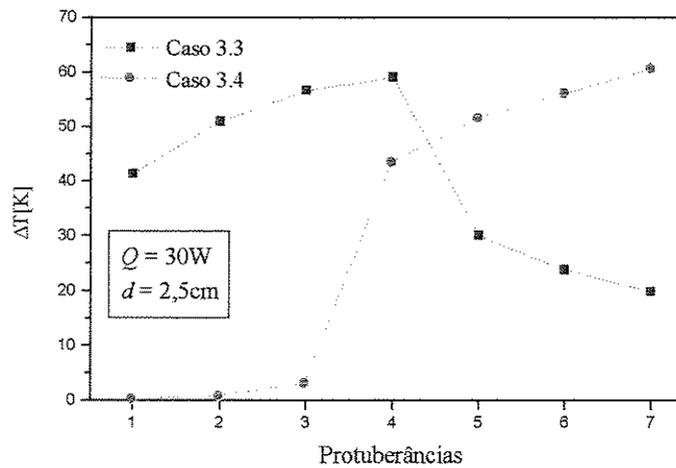


Figura 5.32 - Perfis de sobretemperatura - $Q = 30W$ - $d = 2,5cm$.

Comparando-se as figuras anteriores, para cada caso, nota-se que as diferenças de temperatura entre elementos correspondentes diminuem com o aumento da potência. Lee (1994) também verificou para a situação de fluxo de calor constante que, entre os casos de uma região de entrada não aquecida e de saída não aquecida, as diferenças mais significativas no número de Nusselt, e conseqüentemente na temperatura, ocorrem para valores menores de número de Rayleigh. Apesar das incertezas envolvidas, os resultados experimentais apresentados neste trabalho confirmam esta tendência no caso de aquecimento parcial das protuberâncias.

5.4 Resultados numéricos para o caso de aquecimento uniforme

Neste item serão apresentadas isotermas, linhas de corrente, vetores de velocidade, e comparações entre resultados numéricos e experimentais de sobretemperatura e número de Nusselt para diferentes valores de distância entre placas e potência total dissipada por placa. Para facilitar a observação o canal é apresentado na horizontal, e o sentido do escoamento é da esquerda para a direita.

Na Figura 5.33 estão representadas isotermas para a distância entre placas igual a 2 cm e potência total dissipada por placa igual 25 W.

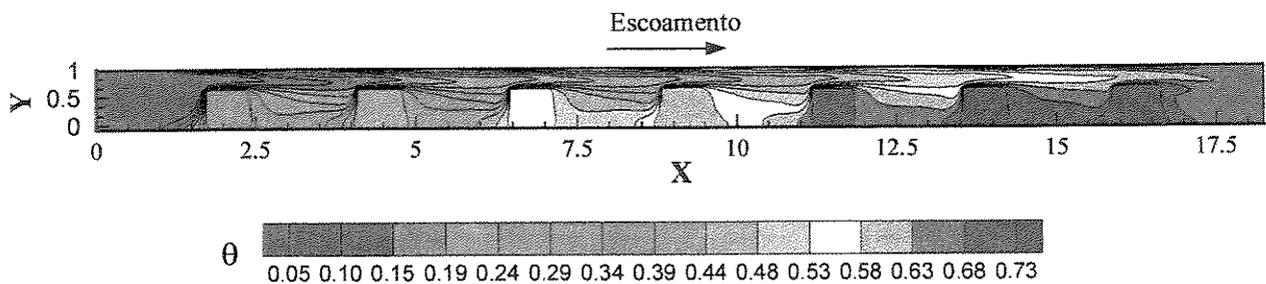


Figura 5.33 - Isotermas - $d = 2\text{cm}$ - $Q = 25\text{W}$ - $Ra_d = 5 \times 10^4$ - $u_o = 0,11\text{m/s}$.

Da Figura 5.33 observa-se que as isotermas são densamente distribuídas nas superfícies das protuberâncias que são paralelas à direção principal do escoamento, na segunda metade das superfícies inferiores das protuberâncias e nos cantos superiores, o que significa que as taxas de transferência de calor são mais intensas nestas regiões. Esta intensificação da transferência de calor nos cantos faz com que os coeficientes locais de transferência de calor sejam mais elevados nestas regiões, o que pode ser observados nas Figuras 5.35 e 5.36, onde são apresentadas curvas

de números de Nusselt locais nas protuberâncias para a distância entre placas igual a 2cm e potência dissipada igual a 25W. Estes números de Nusselt foram calculados conforme explicado no capítulo 3. A Figura 5.34 mostra as posições referenciadas nas Figuras 5.35 e 5.36.

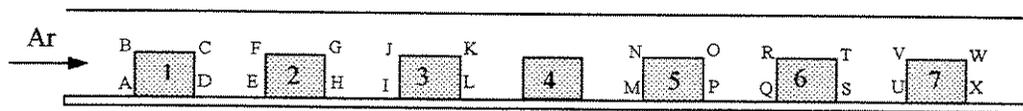


Figura 5.34 - Posições referenciadas nas Figuras 5.35 e 5.36

Na Figura 5.35 são apresentadas curvas de número de Nusselt local nas protuberâncias 1, 2 e 3.

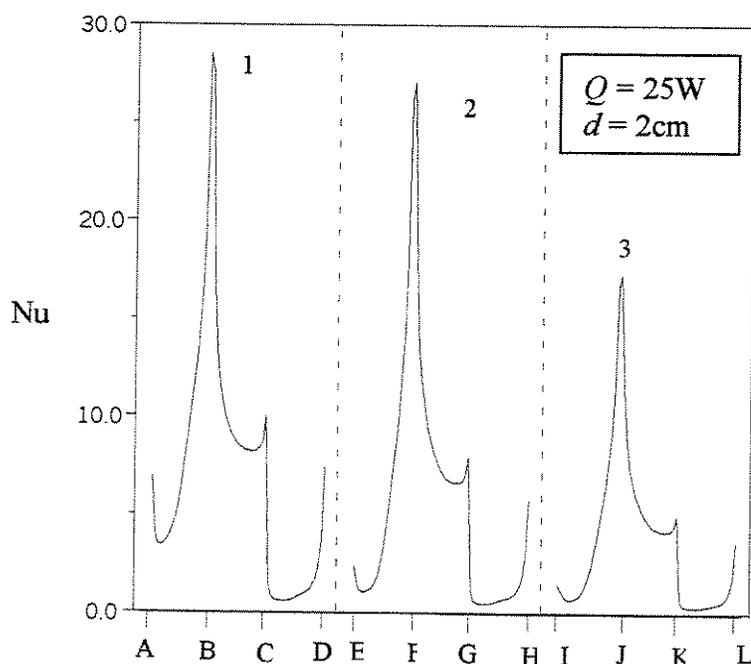


Figura 5.35 - Número de Nusselt local nas faces das três primeiras protuberâncias.

Na Figura 5.36 são apresentadas curvas de número de Nusselt local nas protuberâncias 5, 6 e 7.

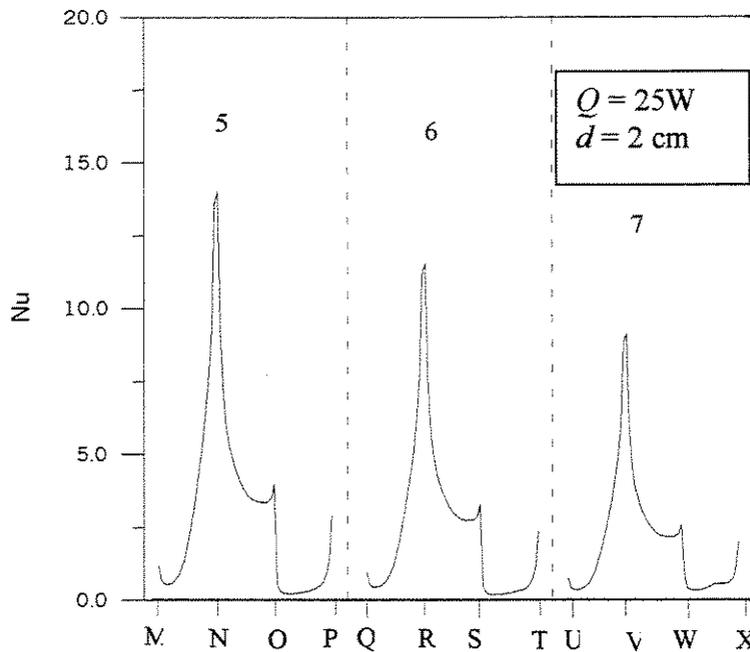


Figura 5.36 - Número de Nusselt local nas faces das três últimas protuberâncias.

Das Figuras 5.35 e 5.36 pode-se verificar que os valores mais elevados de número de Nusselt local ocorrem nas superfícies dos módulos que são paralelos à direção principal do escoamento e partir da metade das superfícies inferiores das protuberâncias, com picos nos cantos superiores, regiões onde a transferência de calor é mais intensa, como já foi observado através das isoterma apresentadas na Figura 5.33. Verifica-se também uma elevação no número de Nusselt nos cantos próximos à placa. Isto ocorre porque a temperatura do ar adjacente à placa é menor do que na área mais próxima ao meio da protuberância, fazendo com que o gradiente de temperatura entre o ar e a protuberância seja decrescente e depois crescente, à medida em que se afasta da placa. Pode-se verificar ainda que os números de Nusselt locais são menores nas superfícies das protuberância que são perpendiculares à direção principal do escoamento, o que pode ser explicado devido a presença de pequenas recirculações de ar entre as protuberâncias, que fazem com que estas superfícies sejam termicamente pouco ativas. Estas recirculações podem ser verificadas nas Figuras 5.37 a 5.41, onde são apresentados vetores de velocidade e linhas de corrente para os mesmos valores de distância e potência dissipada por placa.

Nas Figuras 5.37 a 5.41 são apresentados vetores de velocidade para a distância entre placas igual 2cm e potência dissipada igual a 25W, para as regiões próximas à entrada do canal,

entre a quarta e sexta protuberância e próximo à saída do canal. Os vetores de velocidade serão apresentados por região porque, para cada caso analisado, as maiores variações no padrão do escoamento são verificadas nas regiões de entrada e saída do canal. Nas demais regiões, entre a segunda e a sexta protuberância, não são notadas variações significativas.

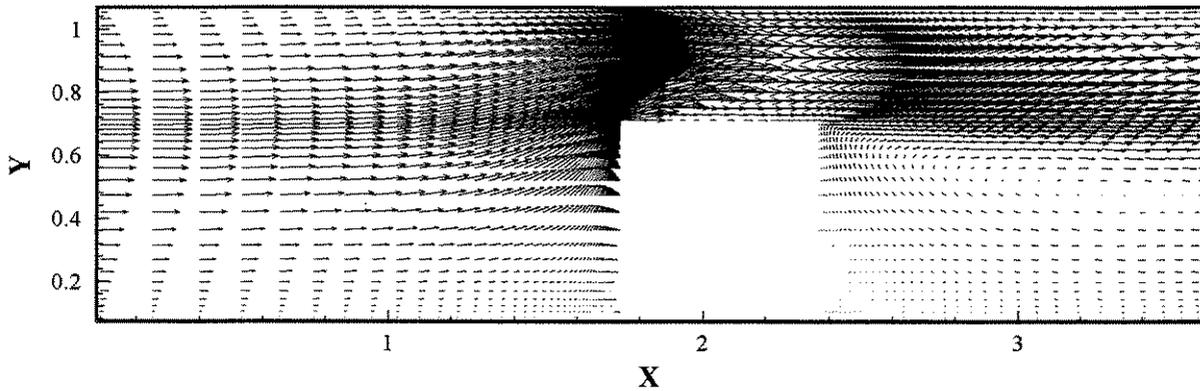


Figura 5.37 - Vetores de velocidade próximo à entrada do canal - $d = 2\text{cm}$ - $Q = 25\text{W}$.

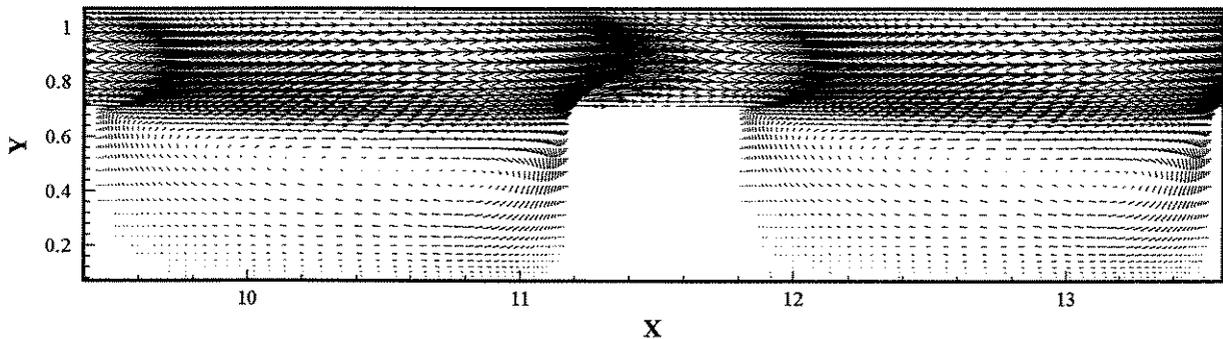


Figura 5.38 - Vetores de velocidade na região entre a quarta e a sexta protuberância.
 $d = 2\text{cm}$ - $Q = 25\text{W}$.

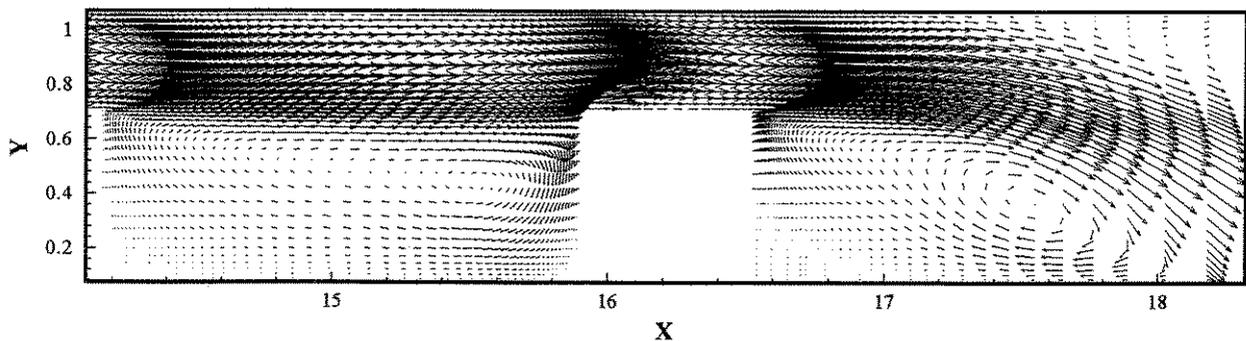


Figura 5.39 - Vetores de velocidade na região próxima à saída do canal.
 $d = 2\text{cm}$ - $Q = 25\text{W}$.

Observando-se as Figuras 5.37 a 5.39, qualitativamente, nota-se a existência de pequenas recirculações entre as protuberâncias, e uma recirculação mais acentuada próximo a saída do canal. Estas recirculações e a periodicidade do escoamento podem ser confirmadas observando-se as Figuras 5.40 e 5.41, onde são apresentadas linhas de corrente.

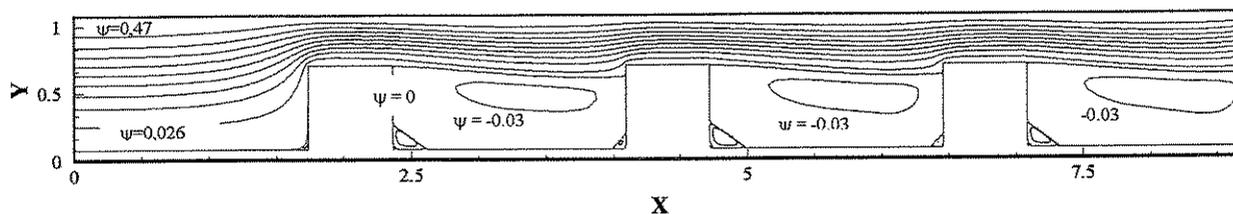


Figura 5.40 - Linhas de corrente - região entre a entrada do canal e a quarta protuberância
 $Q = 25W$ - $d = 2cm$.

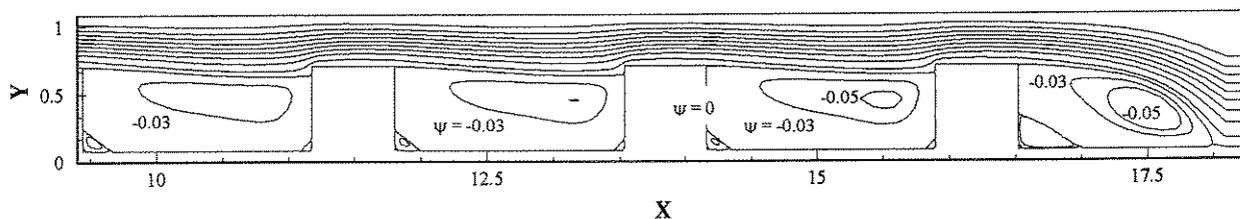


Figura 5.41 - Linhas de corrente - região entre a quarta protuberância e sétima protuberância.
 $Q = 25W$ - $d = 2cm$.

Esta periodicidade no campo de escoamento foi observada também por Fujii et al. (1996), que também analisaram a transferência de calor por convecção natural em canais contendo elementos protuberantes. A periodicidade no padrão de escoamento entre o segundo e o quinto elemento foi verificada também no campo de temperaturas, o que foi observado experimentalmente para a distância entre placas de 2cm. Para ilustrar este comportamento, na Figura 5.42, para dois valores fixos da posição Y , foram são apresentados perfis de temperatura adimensional ao longo do canal, direção X . Foram escolhidos dois valores de Y , 0,29, que corresponde, aproximadamente, a uma posição na metade da protuberância, e 0,82, que corresponde a uma posição entre o topo da protuberância e a placa oposta. Como pode ser observado na Figura 5.42, nas duas posições de Y , a temperatura, entre pontos correspondentes, varia de forma quase linear na direção X , com exceção das posições próximas à entrada e à saída do canal, pois nestas regiões o padrão de escoamento é diferente das demais. Uma possível explicação para o fato da temperatura do último elemento não continuar seguindo uma variação

quase linear pode ser a ocorrência de uma recirculação mais intensa entre o último elemento e a saída do canal.

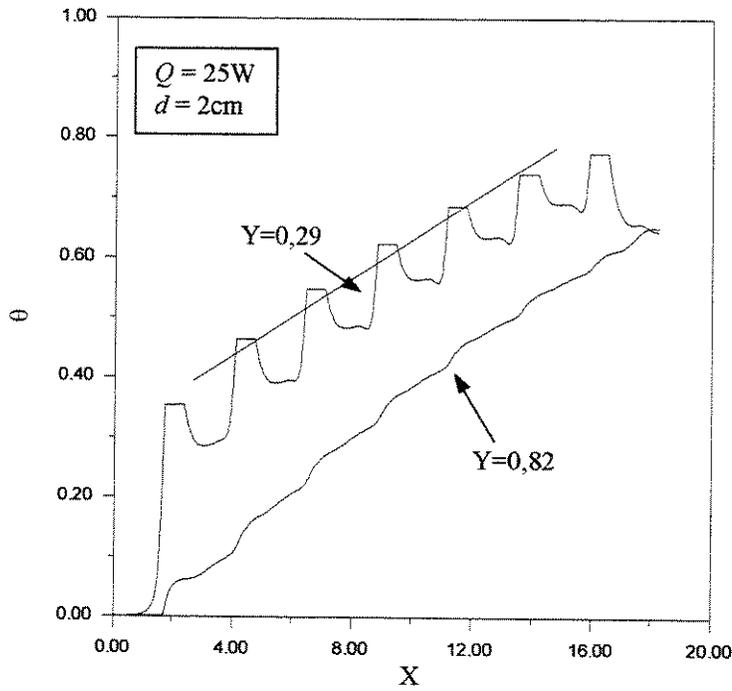


Figura 5.42 - Perfis de temperatura na direção X.

Como já comentado anteriormente, este comportamento foi descrito por Kelkar e Choudhury (1993), que analisaram a convecção natural em regime periódico plenamente desenvolvido em um canal vertical contendo elementos protuberantes idênticos e igualmente espaçados, que vem a ser uma generalização da teoria de convecção natural em regime completamente desenvolvido entre placas paralelas sujeitas à condição de fluxo de calor uniforme. Kelkar e Choudhury (1993) observaram que este comportamento é atingido rapidamente e, quando ocorre, as características térmicas e hidrodinâmicas entre pontos correspondentes em módulos adjacentes são praticamente iguais. Isto foi observado tanto numérica como experimentalmente no problema em estudo, a partir da posição correspondente à segunda protuberância e com exceção da última, para a distância entre placas igual a 2cm. Portanto, pode-se dizer que para esta distância foi verificado o regime periódico plenamente desenvolvido.

Nas Figuras 5.43 são comparados valores numéricos e experimentais de sobretemperatura na forma adimensional nas protuberâncias. Nos gráficos onde são comparados valores numéricos e experimentais, tanto de temperatura adimensional como de número de Nusselt médio, os valores experimentais são indicados por barras cujas dimensões representam, aproximadamente, a faixa de incerteza dos resultados experimentais.

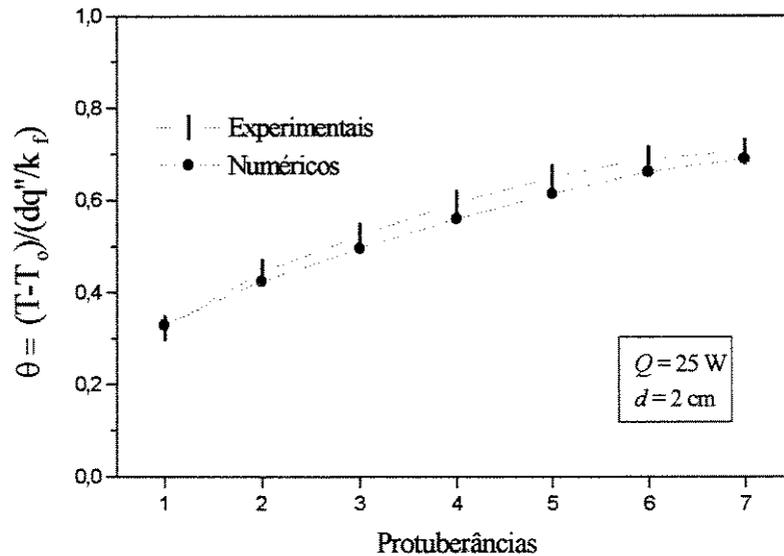


Figura 5.43 - Valores numéricos e experimentais de sobretemperatura na superfície superior das protuberâncias.

Como representado na Figura 5.43 para a potência de 25W, verificou-se boa concordância entre os resultados numéricos e experimentais para a distância entre placas igual a 2cm. A máxima diferença entre os resultados numéricos e experimentais está em torno de 6%.

Para o cálculo do número de Nusselt experimental, determinou-se numericamente o calor transferido por condução para a placa em cada protuberância, e este valor foi subtraído do calor total fornecido a cada elemento, obtendo-se assim o calor transferido por convecção em cada protuberância, Q_c , e o número de Nusselt foi calculado através da expressão:

$$Nu_{exp} = \frac{Q_c d}{(T_p - T_o)_{exp} A_c k_f} \quad (5.3)$$

onde T_p é a temperatura medida na superfície da protuberância e A_c a área superficial da protuberância.

A percentagem do calor total fornecido às protuberâncias que foi transferido por condução para a placa variou entre 20%, na entrada do canal, e 8% na saída.

Na Figura 5.45 são comparados valores numéricos e experimentais de número de Nusselt médio, Nu_m , nas protuberâncias.

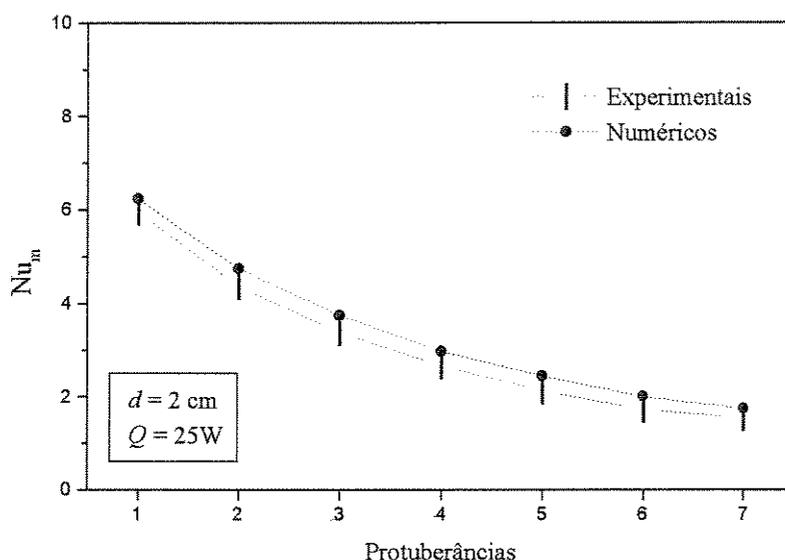


Figura 5.44 - Valores numéricos e experimentais de número de Nusselt médio nas protuberâncias.

Verificou-se boa concordância também entre os resultados numéricos e experimentais de número de Nusselt médio nas protuberâncias. A máxima discordância entre os resultados numéricos e experimentais está em torno de 8%.

Visando verificar numericamente os efeitos da variação da distância entre placas na temperatura adimensional no canal e no padrão de escoamento, para o mesmo valor de potência dissipada por placas, 25W, foram realizadas simulações também para as distâncias entre placas igual 2,5 e 3,5cm.

Na Figura 5.45 estão representadas as isothermas para a distância entre placas igual a 2,5cm e potência total dissipada por placa igual 25W.

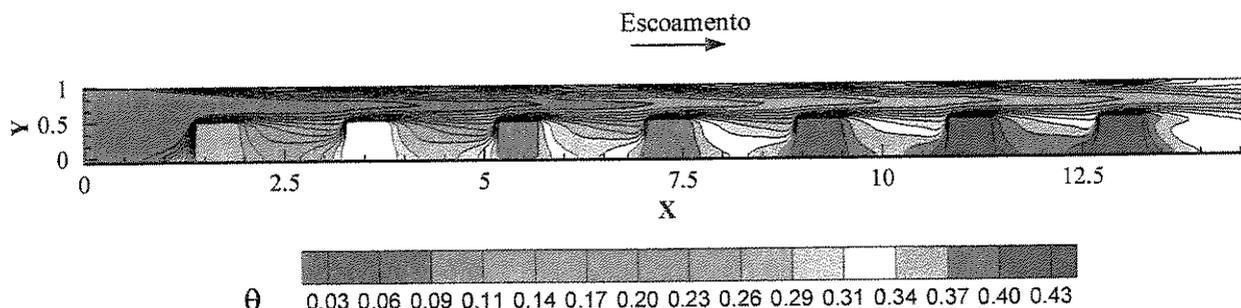


Figura 5.45 - Isothermas - $d = 2,5\text{cm}$ - $Q = 25\text{W}$ - $Ra_d = 1 \times 10^5$ - $u_o = 0,143 \text{ m/s}$.

Comparando-se as isothermas apresentadas na Figura acima com aquelas apresentadas na Figura 5.33 para a distância entre placas igual 2cm, é possível perceber que o comprimento de penetração do fluido ainda não aquecido no interior do canal é maior para a distância de 2,5cm. Como no caso da distância entre placas de 2cm, as regiões de transferência de calor mais intensa são os cantos superiores das protuberâncias e as superfícies das protuberâncias que são paralelas à direção principal do escoamento.

Os gráficos de número de Nusselt local nas protuberâncias são muito similares àqueles apresentados nas Figuras 5.35 e 5.36 para todos os valores de potência e distância entre placas analisados neste estudo, por este motivo não serão apresentados outras curvas de número de Nusselt local.

Nas Figuras 5.46 a 5.48 são apresentados vetores de velocidade resultante para a distância entre placas igual 2,5cm e potência dissipada igual a 25W, para as regiões próxima à entrada do canal, entre a quarta e sexta protuberância e próximo à saída do canal.

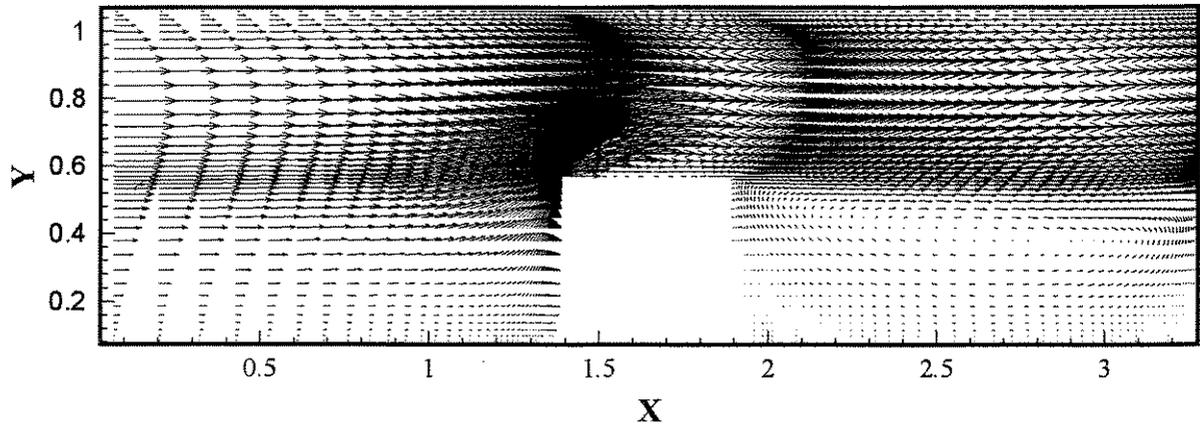


Figura 5.46 - Vetores de velocidade próximo a entrada do canal - $d = 2,5\text{cm}$ - $Q = 25\text{W}$.

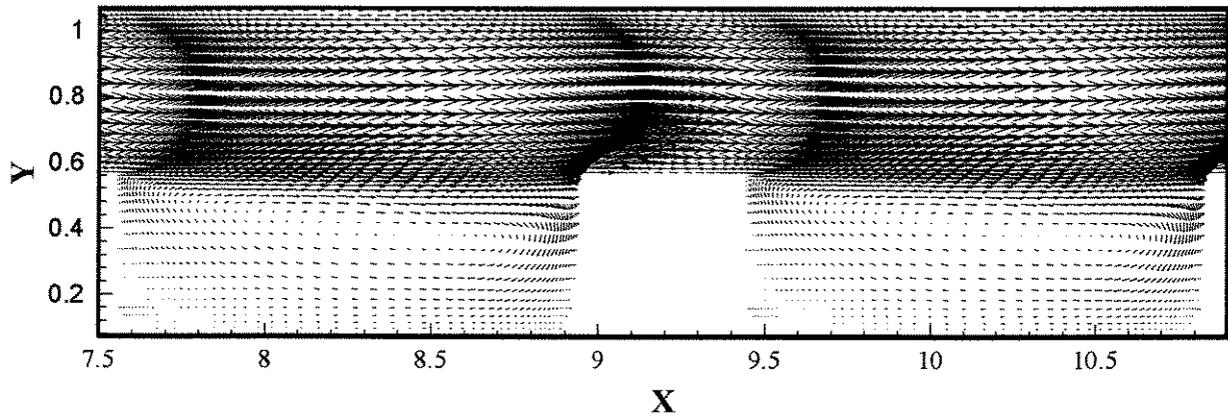


Figura 5.47 - Vetores de velocidade entre a quarta e a sexta protuberância
 $d = 2,5\text{cm}$ - $Q = 25\text{W}$.

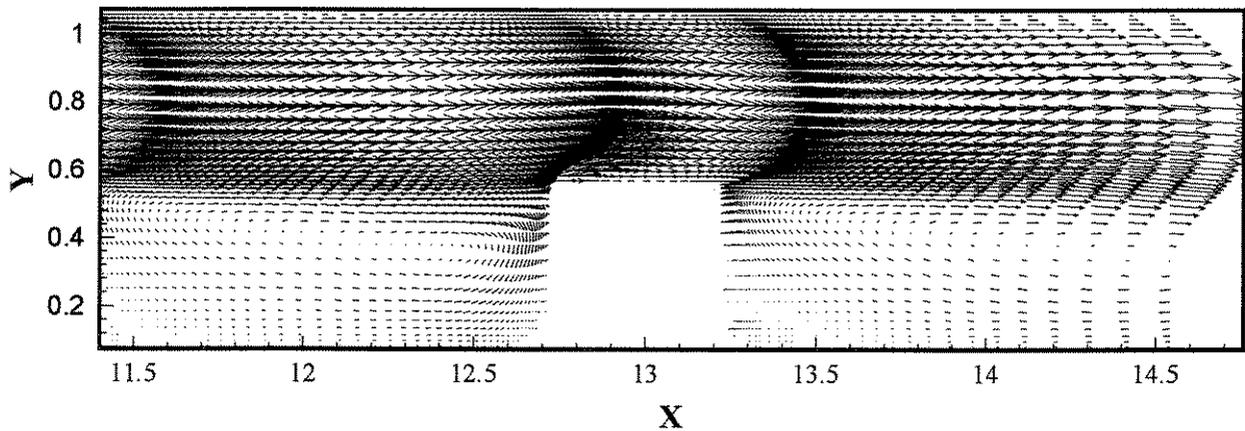


Figura 5.48 - Vetores de velocidade próximo a saída do canal - $d = 2,5\text{cm}$ - $Q = 25\text{W}$.

Comparando-se os vetores de velocidade para as distâncias entre placas iguais a 2cm e 2,5cm, verifica-se diferenças significativas nos padrões de escoamento na região de saída do canal. Como observado para a distância de 2cm, o padrão de escoamento entre a segunda e a sexta protuberâncias para a distância de 2,5cm são muito parecidos. Nos dois casos são verificadas pequenas recirculações nas regiões entre as protuberâncias, como pode ser verificado também através das linhas de corrente apresentadas nas Figuras 5.49 e 5.50.

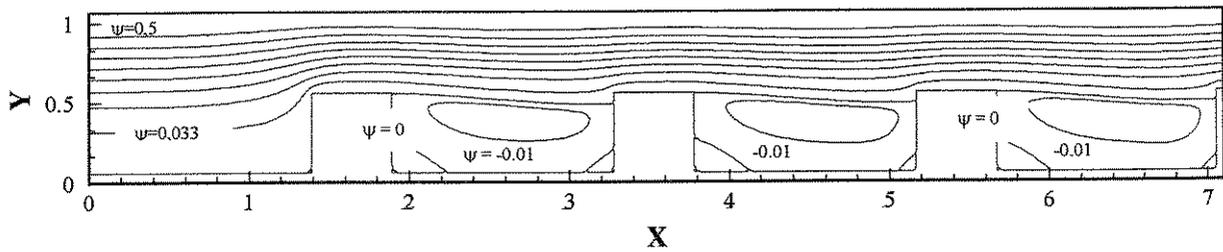


Figura 5.49 - Linhas de corrente - região entre a entrada do canal e a quarta protuberância
 $Q = 25W - d = 2,5cm$.

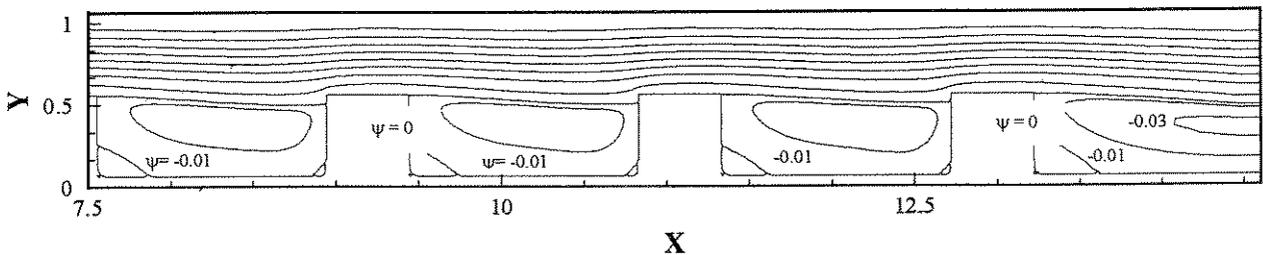


Figura 5.50 - Linhas de corrente - região entre a quarta protuberância e a saída do canal
 $Q = 25W - d = 2,5cm$.

As linhas de corrente apresentadas nas figuras acima mostram de maneira clara as diferenças no padrão de escoamento na saída do canal em comparação com a distância de 2cm.

Na Figura 5.51 são comparados valores numéricos e experimentais de sobretemperatura na forma adimensional nas protuberâncias para potência dissipada por placas igual a 25W e distância entre placas igual 2,5cm.

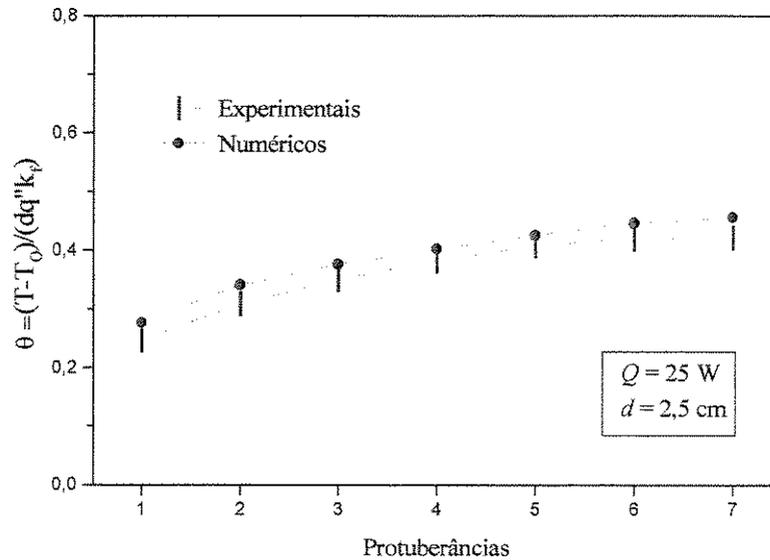


Figura 5.51 - Valores numéricos e experimentais temperatura adimensional nas protuberâncias.

Como pode ser verificado na Figura 5.51 os valores numéricos e experimentais de temperatura adimensional nas protuberâncias, para a distância entre as placas igual a 2,5cm, também estão próximos, e a máxima discordância está em torno de 8%. Observando-se a Figura 5.36, onde são comparados valores numéricos e experimentais de sobretemperatura para a distância igual 2cm, e a Figura 5.51, nota-se que tanto numérica como experimentalmente, a diferença de temperatura entre a primeira e a última protuberância é mais acentuada para a distância entre placas igual a 2 cm.

Na Figuras 5.52 estão representadas as isotermas para a distância entre placas igual a 3,5cm e potência total dissipada por placa igual 25W.

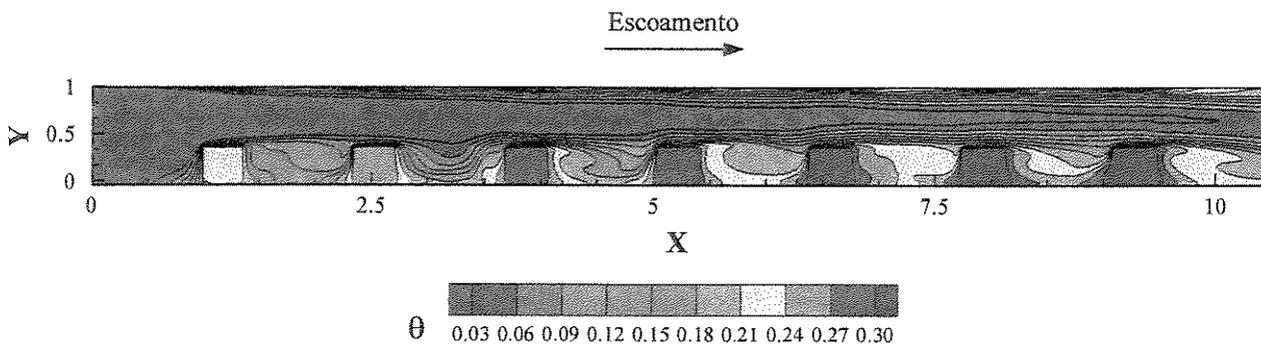


Figura 5.52 - Isotermas - $d = 3,5\text{cm}$ - $Q = 25\text{W}$ - $Ra_d = 4 \times 10^5$ - $u_o = 0,184 \text{ m/s}$.

Comparando-se a figura acima com as isotermas apresentadas para as outras distâncias entre placas, nota-se que no caso da distância de 3,5cm, o comprimento de penetração do fluido não aquecido no interior do canal é ainda maior que para a distância de 2,5cm, ou seja com o aumento da distância entre placas o escoamento cada vez mais se aproxima daquele de uma placa num meio infinito. Como nos outros casos, os maiores gradientes de temperatura ocorrem na superfície das protuberâncias paralela à direção principal do escoamento e nos cantos superiores. Por este motivo a forma dos perfis de número de Nusselt local é muito parecida para todos os valores de potência e distância entre placas analisadas.

Na Figura 5.53 são comparados valores numéricos e experimentais de sobretemperatura na forma adimensional nas protuberâncias para a distância entre placas igual a 3,5cm e potência dissipada por placa igual a 25W.

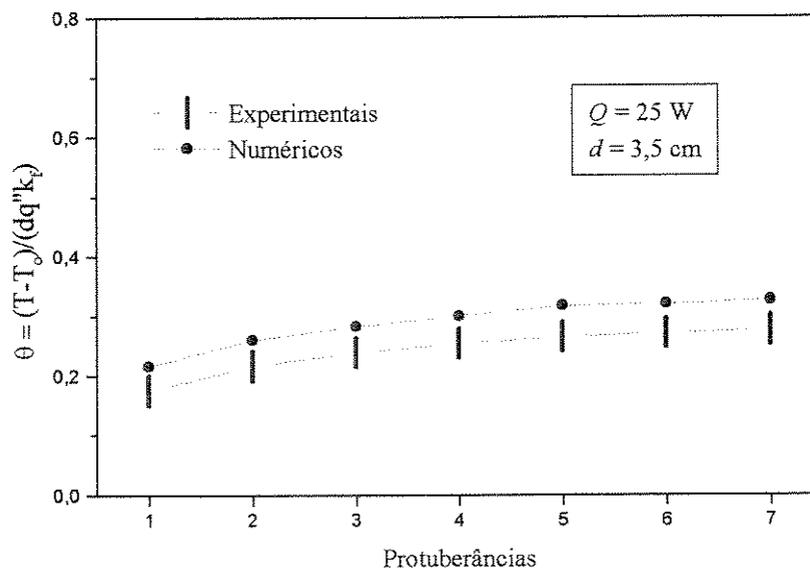


Figura 5.53 - Valores numéricos e experimentais de número de sobretemperatura nas protuberâncias - $d = 3,5\text{cm}$ - $Q = 25\text{W}$.

Da Figura 5.53 verifica-se que forma do perfil de sobretemperatura foi bem reproduzida numericamente. Tanto numérica como experimentalmente verificou-se que o gradiente de sobretemperatura ao longo da placa é reduzido com o aumento da distância entre placas. As discordâncias entre os resultados numéricos e experimentais apresentados na figura acima estão em torno de 14%.

Visando mostrar numericamente o efeito da variação da potência nos perfis de temperatura foram realizadas simulações variando-se a potência dissipada por placa para um mesmo valor de distância entre placas. Com este objetivo, foram realizadas simulações para as potências de 10W e 45W e distância de 2,5cm.

Na Figura 5.54 estão representadas as isothermas para as outras distância entre placas igual a 2,5cm e potência total dissipada por placa igual 10W.

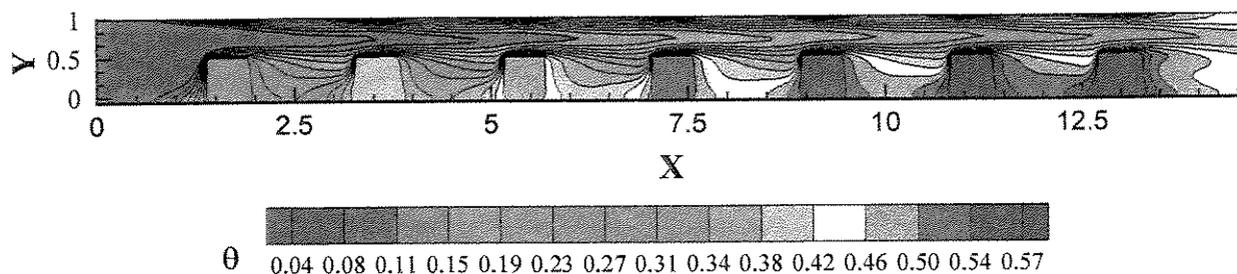


Figura 5.54 - Isothermas - $d = 2,5\text{cm}$ - $Q = 10\text{W}$ - $u_o = 0,091\text{m/s}$.

Na Figura 5.55 estão representadas as isothermas para a distância entre placas igual a 2,5cm e potência total dissipada por placa igual 45W.

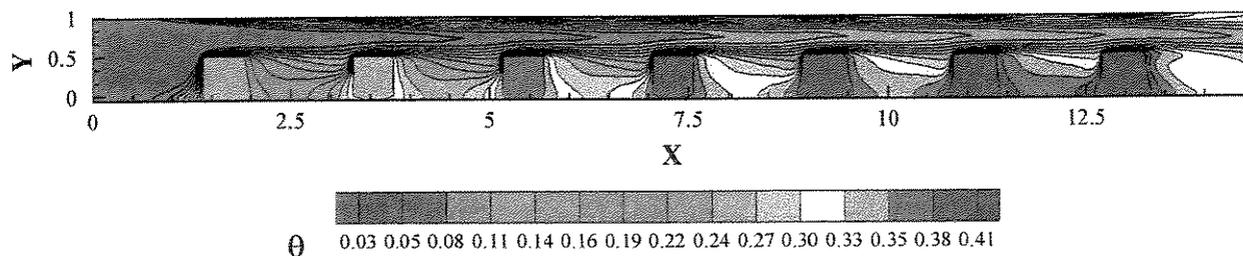


Figura 5.55 - Isothermas - $d = 2,5\text{cm}$ - $Q = 45\text{W}$ - $u_o = 0,18\text{m/s}$.

Comparando-se as Figuras 5.54 e 5.55 verifica-se que as isothermas são muito semelhantes. Como verificado experimentalmente, as variações mais significativas nos perfis de sobretemperatura na placa ocorrem com a variação da distância entre placas, o que pode ser melhor visualizado comparando-se as Figuras 5.56 e 5.57, onde são comparados os valores numéricos e experimentais de temperatura adimensional nas protuberâncias para os valores de potências dissipada por placas de 10W e 45W e distância entre placas igual a 2,5cm.

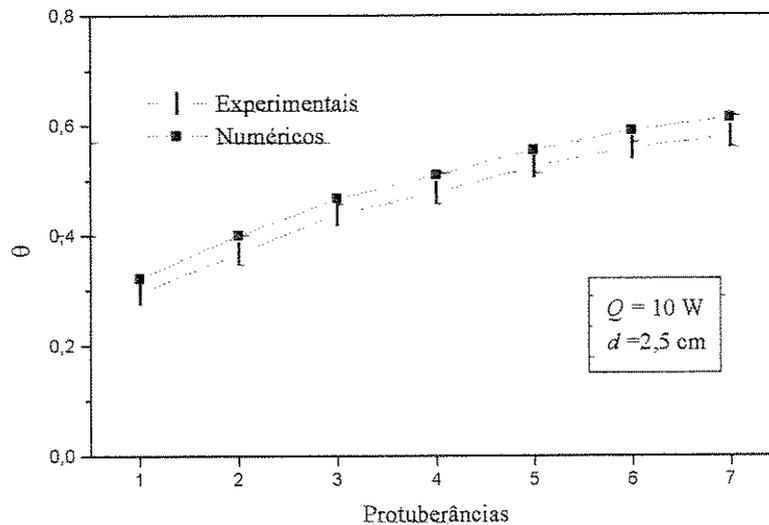


Figura 5.56 - Valores numéricos e experimentais de número de sobretemperatura nas protuberâncias - $d = 2,5\text{ cm}$ - $Q = 10\text{ W}$.

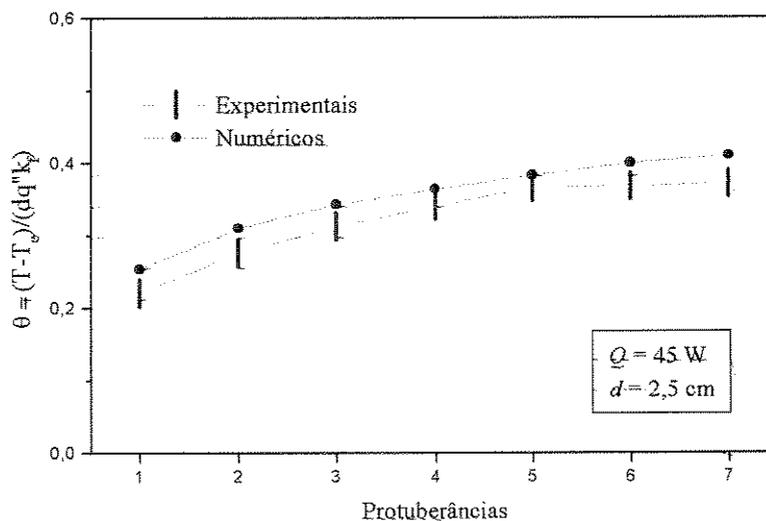


Figura 5.57 - Valores numéricos e experimentais de número de sobretemperatura nas protuberâncias - $d = 2,5\text{ cm}$ - $Q = 45\text{ W}$.

Observando-se as Figuras 5.56 e 5.57 verifica-se que a forma dos perfis de temperatura são bastante similares para as potências de 10W e 45W. Nos dois casos verificou-se boa concordância entre os resultados numéricos e experimentais, as maiores discordâncias estão em torno de 10%. No caso da potência de 45W, a maior diferença entre os resultados numéricos e experimentais é verificada na saída do canal. Isto pode estar ocorrendo devido a transferência de calor por radiação, que é esperado que seja mais intensa na última protuberância.

Devido ao tempo computacional ser muito grande não foi possível simular numericamente boa parte dos casos analisados experimentalmente, mas com base nos casos simulados, verificou-se que as menores diferenças entre resultados numéricos e experimentais foram verificadas para o menor valor de distância entre placas, 2cm, em torno de 6%. Estas diferenças aumentaram com o aumento da potência e da distância entre placas, chegando a 15%.

5.5 Resultados numéricos aquecimento não uniforme

Neste item serão apresentados resultados de simulação numérica para os casos de aquecimento não uniforme analisados, os quais já foram explicados em capítulos anteriores.

5.5.1 Caso 1

Na Figura 5.58 são apresentadas isoterms para o caso 1.1 de aquecimento não uniforme, maior dissipação de calor nas três últimas linhas, para a distância entre placas igual 2cm e potência dissipada igual a 25W.

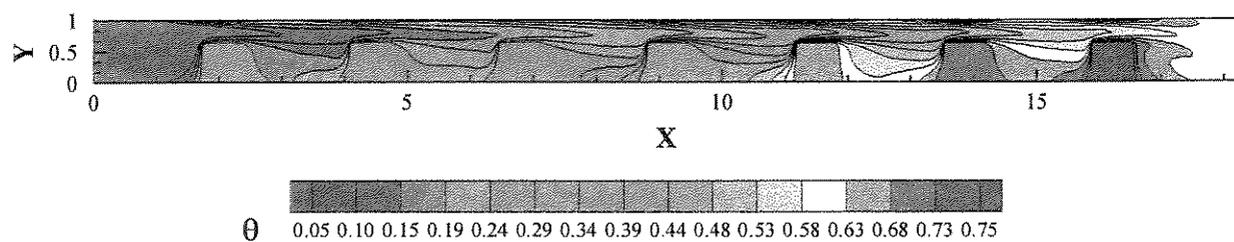


Figura 5.58 - Isothermas - Caso 1.1 - $Q = 25W$ - $d = 2cm$ - $u_o = 0,093m/s$.

Da figura acima observa-se mais uma vez que as regiões onde as taxas de transferência de calor são mais intensas são as superfícies das protuberâncias paralelas à direção principal do escoamento e nos cantos superiores.

Nas Figuras 5.59 e 5.60 são apresentadas linhas de corrente para o mesmo caso referenciado na Figura 5.58.

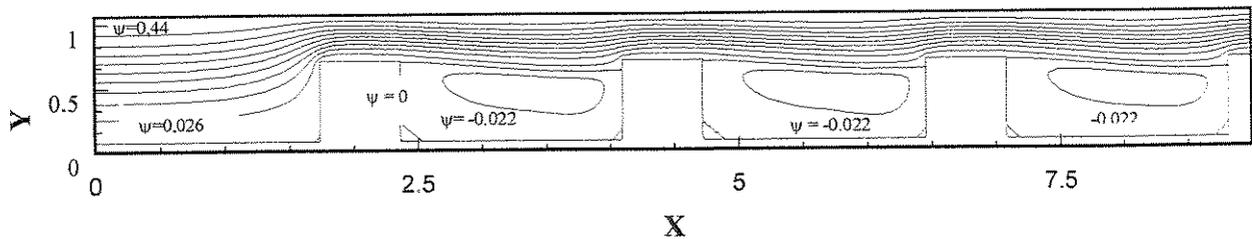


Figura 5.59 - Linhas de corrente - região entre a entrada do canal e a quarta protuberância. Aquecimento não uniforme - caso 1.1 - $Q = 25W$ - $d = 2cm$.

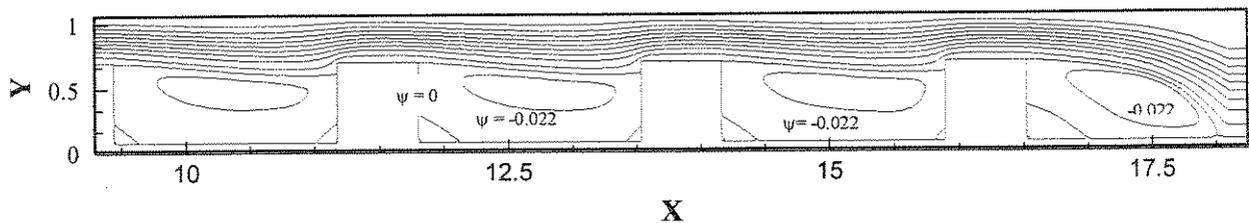


Figura 5.60 - Linhas de corrente - região entre a quarta protuberância e a saída do canal. Aquecimento não uniforme - caso 1.1 - $Q = 25W$ - $d = 2cm$.

Observando-se as Figuras 5.59 e 5.60 verifica-se que no caso 1.1 a distribuição de calor não uniforme não resultou em modificações significativas no padrão de escoamento em comparação com a caso de aquecimento uniforme para os mesmos valores de potência e distância entre placas (Figuras 5.40 e 5.41).

Na Figura 5.61 são apresentadas isotermas para o caso 1.2 de aquecimento não uniforme, maior dissipação de calor nas três primeiras linhas, para a distância entre placas igual 2cm e potência dissipada igual a 25W.

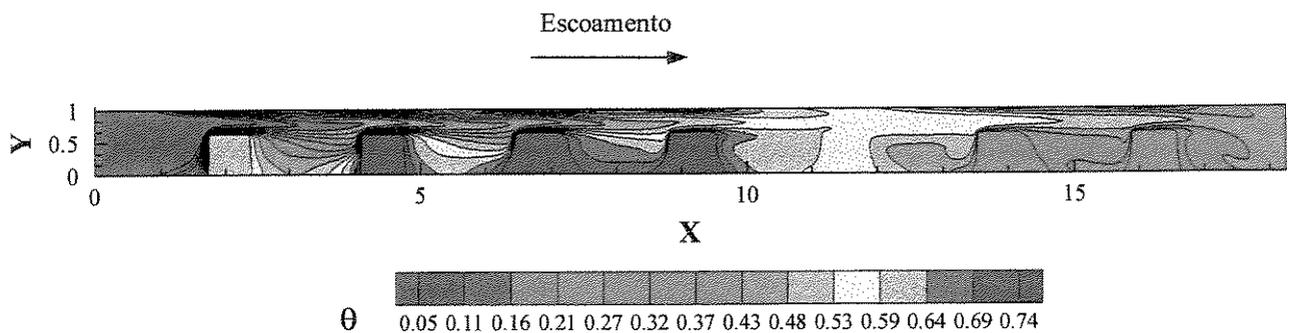


Figura 5.61 - Isotermas - Caso 1.2 - $Q = 25W$ - $d = 2cm$ - $u_o = 0,115m/s$.

Comparando-se os valores de velocidade do ar no canal nos casos 1.1 e 1.2, apresentados nas Figuras 5.60 e 5.61, pode-se notar um aumento considerável do caso 1.1 para o caso 1.2.

Nas Figuras 5.62 e 5.63 são apresentadas linhas de corrente para o caso 1.2, distância entre placas igual 2cm e potência dissipada igual a 25W.

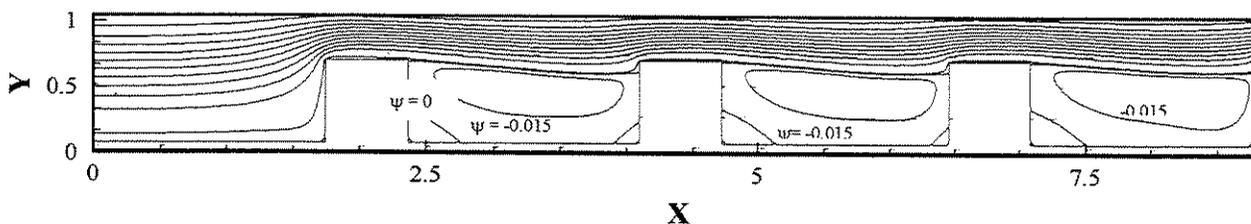


Figura 5.62 - Linhas de corrente - região entre a entrada do canal e a quarta protuberância. Aquecimento não uniforme - caso 1.2 - $Q = 25W$ - $d = 2cm$.

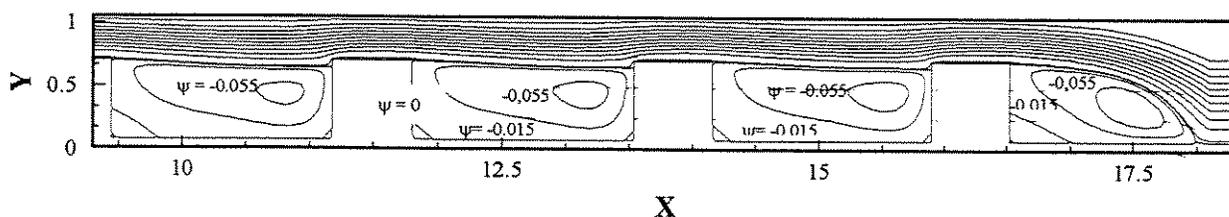


Figura 5.63 - Linhas de corrente - região entre a quarta protuberância e a saída do canal. Aquecimento não uniforme - caso 1.2 - $Q = 25W$ - $d = 2cm$.

Comparando-se as linhas de corrente apresentadas nas figuras acima com aquelas apresentadas para a caso 1.1, pode-se observar que no caso 1.2, a partir da quarta protuberância, recirculações um pouco mais intensas do que no caso 1.1. Isto pode ser consequência do aumento da vazão no caso 1.2.

Na Figuras 5.64 e 5.65 são apresentadas comparações entre resultados numéricos e experimentais de temperatura adimensional nas protuberâncias para os casos 1.1 e 1.2, para a distância entre placas igual a 2 cm e potência dissipada por placa igual a 25W.

Das Figuras 5.64 e 5.65 observa-se que nos dois casos, 1.1 e 1.2, o perfil de temperaturas foi bem reproduzido numericamente. As maiores discordância entre os resultados numéricos e experimentais estão em torno de 8%.

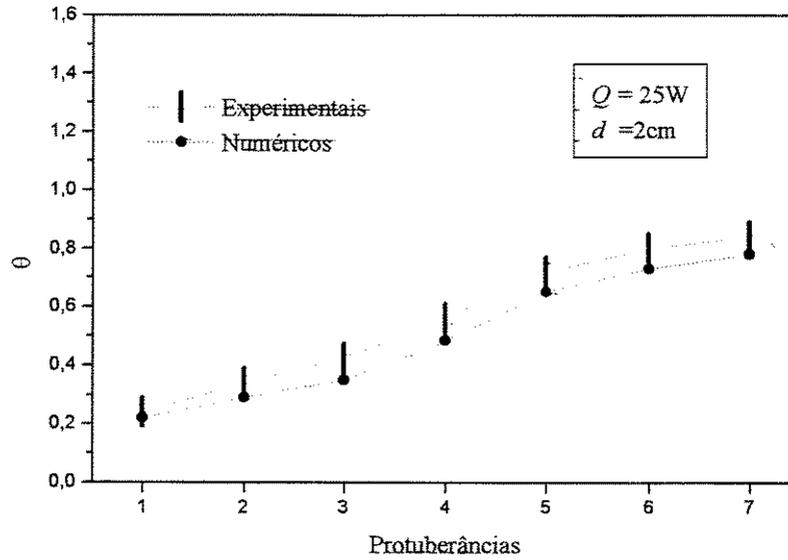


Figura 5.64 - Valores numéricos e experimentais de sobretemperatura na superfície superior da protuberâncias - caso 1.1 - $d = 2$ cm - $Q = 25$ W.

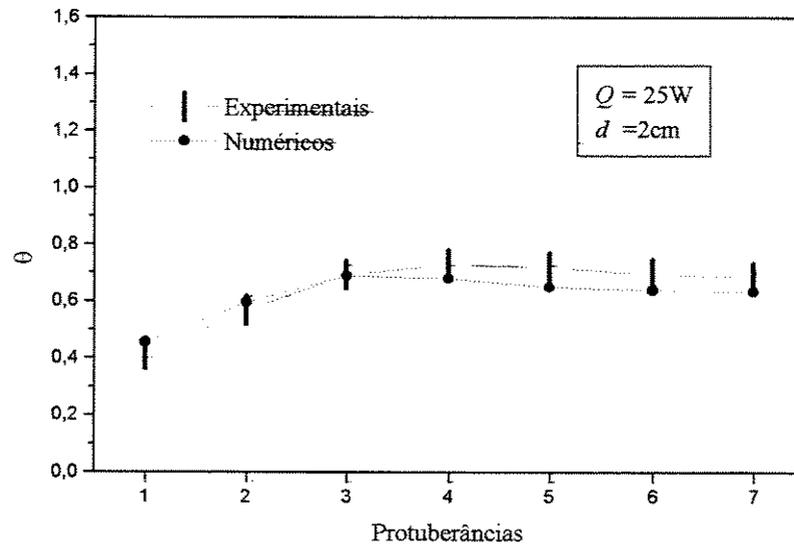


Figura 5.65 - Valores numéricos e experimentais de sobretemperatura na superfície superior da protuberâncias – caso 1.2 - $d = 2$ cm - $Q = 25$ W.

Na Figura 5.66 são apresentadas comparações entre os resultados numéricos para os casos 1.1, 1.2 e aquecimento uniforme para a distância entre placas de 2cm e potência dissipada de 25W.

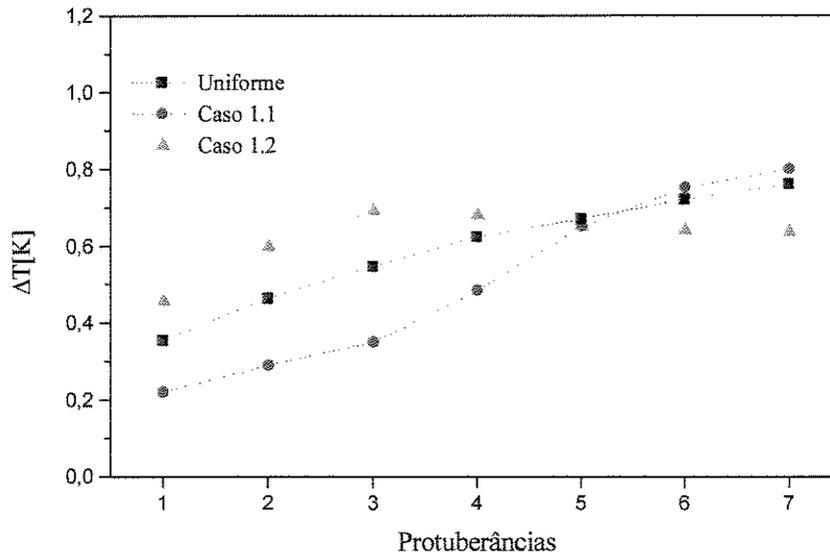


Figura 5.66 - Valores numéricos de temperatura adimensional no canal para os casos 1.1, 1.2 e aquecimento uniforme - $d = 2\text{cm}$ - $Q = 25\text{W}$.

Da Figura 5.66 observa-se que o valor de temperatura máxima na placa para o caso 1.2 é menor do que o valor de temperatura máxima na placa atingido no caso de aquecimento uniforme. Isto foi verificado também experimentalmente para a distância entre placas de 2cm para todos os valores de potência dissipada por placa.

Visando verificar o efeito da variação da distância na velocidade do ar na entrada do canal, foram realizadas simulações para os casos 1.1 e 1.2 também para a distância entre placas igual a 2,5cm.

Nas Figuras 5.67 e 5.68 são apresentadas isotermas para os casos 1.1 e 1.2 de aquecimento não uniforme para a distância entre placas igual 2,5cm e potência dissipada igual a 25W.

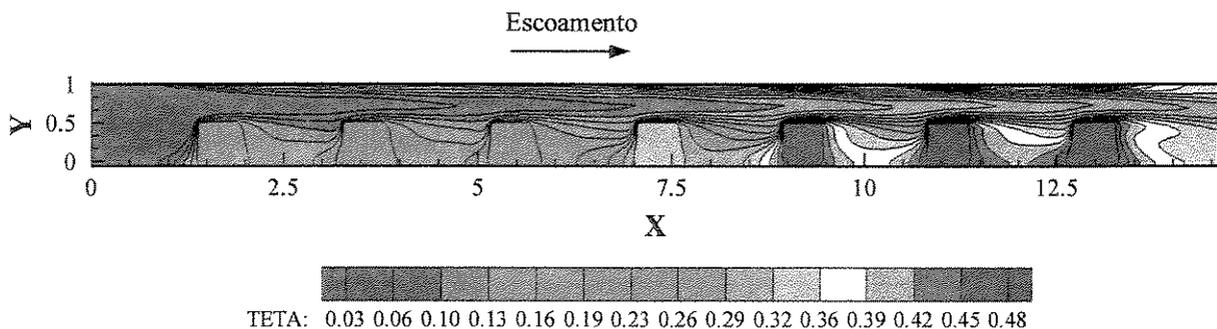


Figura 5.67 - Isotermas - Caso 1.1 - $Q = 25\text{W}$ - $d = 2,5\text{cm}$ - $u_o = 0,128\text{m/s}$.

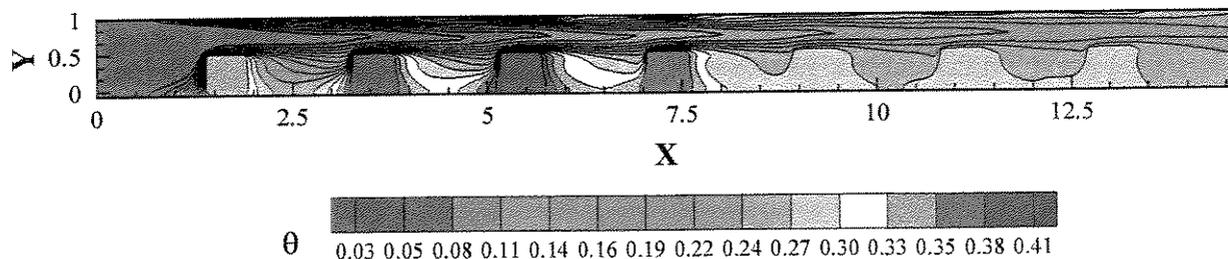


Figura 5.68 - Isotermas - Caso 1.2 - $Q = 25W$ - $d = 2,5cm$ - $u_o = 0,15m/s$.

Comparando-se as isotermas apresentadas para os casos 1.1 e 1.2 para as distâncias de 2cm e 2,5cm verifica-se que, como no caso de aquecimento uniforme, o comprimento de penetração do fluido não aquecido no interior do canal é maior para a distância de 2,5cm.

Nas Figuras 5.69 e 5.70 são apresentadas comparações entre resultados numéricos e experimentais de temperatura adimensional nas protuberâncias para os casos 1.1 e 1.2 para a distância entre placas igual a 2,5 cm e para potência dissipada por placa igual a 25W.

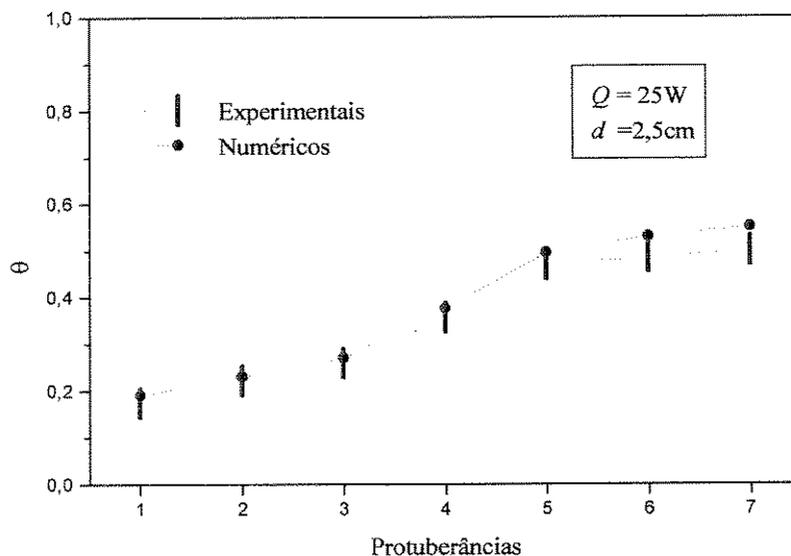


Figura 5.69 - Valores numéricos e experimentais de sobretemperatura na superfície superior da protuberâncias - caso 1.1 - $d = 2,5 cm$ - $Q = 25W$.

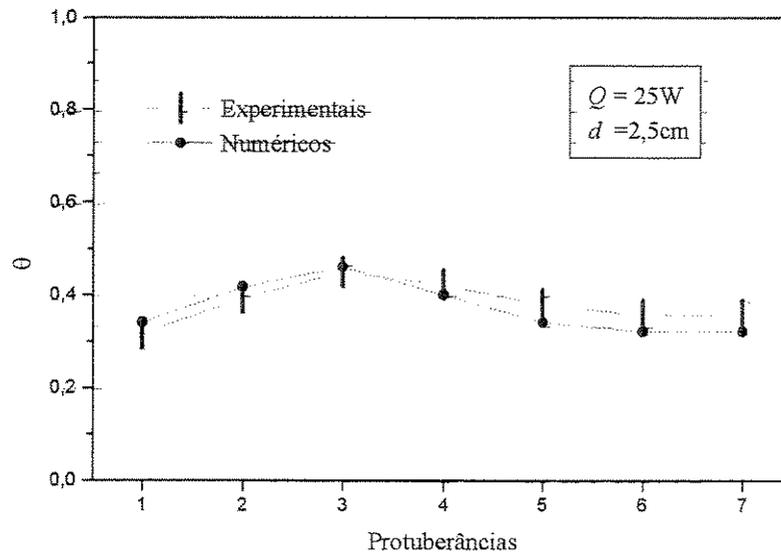


Figura 5.70 - Valores numéricos e experimentais de sobretemperatura na superfície superior da protuberâncias - caso 1.2 - $d = 2,5$ cm - $Q = 25$ W.

Observando-se as Figuras 5.69 e 5.70 onde foram apresentadas comparações entre resultados numéricos e experimentais, nota-se que para a distância de 2,5cm a forma dos perfis de sobretemperatura também foi bem reproduzida numericamente. A máxima discordância entre os resultados numéricos e experimentais está em torno de 15%.

Na Figura 5.71 são apresentadas comparações entre os resultados numéricos para os casos 1.1, 1.2 e aquecimento uniforme para a distância entre placas de 2,5cm e potência dissipada de 25W.

Comparando-se a Figura 5.71 com a Figura 5.66, onde foram feitas as mesmas comparações para a distância de 2cm, nota-se que no caso da distância de 2,5cm, a temperatura máxima na placa para o caso 1.2 não é menor do que no caso de aquecimento uniforme, como verificado para a distância de 2cm. Para a distância de 2,5cm o menor valor de temperatura máxima na placa ocorre para a situação de aquecimento uniforme, o que está de acordo com as observações experimentais. Experimentalmente verificou-se que este comportamento ocorre para todas os valores de distância entre placas maior que 2cm. Entretanto, devido ao tempo computacional ser muito elevado não foi possível fazer simulações para várias distâncias.

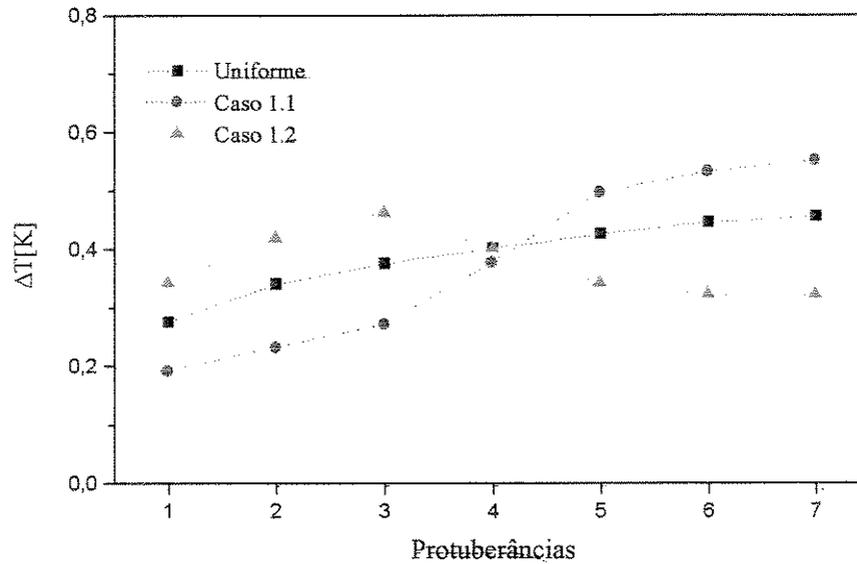


Figura 5.71 - Valores numéricos de temperatura adimensional no canal para os casos 1.1, 1.2 e aquecimento uniforme - $d = 2,5\text{cm}$ - $Q = 25\text{W}$.

Dos resultados apresentados neste item verifica-se que, tanto para a distância entre placas de 2cm como para a distância de 2,5cm, os valores mais elevados de temperatura adimensional são verificados no caso 1.1, onde as protuberâncias com maior dissipação de calor estão localizadas nas quatro últimas linhas.

Na Tabela 5.1 estão apresentados os valores de velocidade média do ar no canal para os casos abordados neste item.

Tabela 5.1 - Velocidade do ar no canal.

Caso	d [cm]	u_o [m/s]
1.1	2	0,093
	2,5	0,128
1.2	2	0,115
	2,5	0,15

Comparando-se os valores apresentados na Tabela 5.1, observa-se que a velocidade do ar na entrada do canal aumenta com o aumento da distância entre placas e, para as duas distâncias abordadas acima, a velocidade é maior no caso 1.2 que no caso 1.1.

5.5.2 Caso 2

Na Figura 5.72 são apresentadas isotermas para o caso 2.1 de aquecimento não uniforme, quando a primeira protuberância foi alimentada com uma potência duas vezes maior que as demais, para a distância entre placas igual 2cm e potência dissipada igual a 25W.

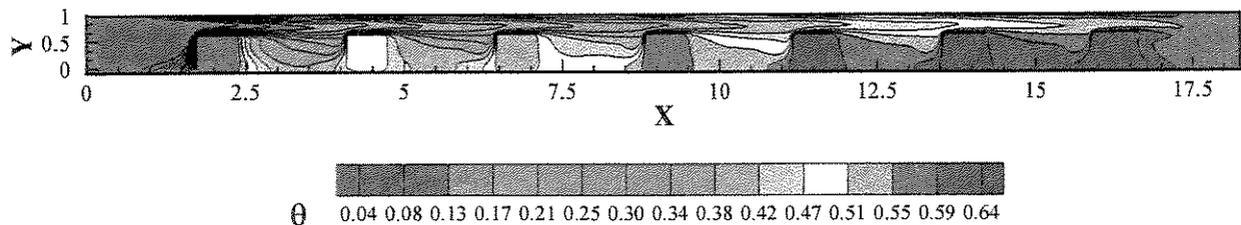


Figura 5.72 - Isotermas - $Q = 25W$ - $d = 2cm$ - caso 2.1 - $u_o = 0,116m/s$.

Observando-se a figura acima verifica-se que as regiões onde as taxas de transferência de calor são mais elevadas são as mesmas verificadas nos casos anteriores. Pode-se notar também que na primeira protuberância, que está dissipando uma quantidade de calor maior que as outras, as isotermas estão ainda mais concentradas, o que significa uma intensificação da taxa de dissipação de calor neste elemento. Esta intensificação local da taxa de transferência de calor nesta protuberância pode ser confirmada observando-se os valores de número de Nusselt médio nas protuberâncias para o caso 2.1, distância entre placas igual a 2 cm e potência dissipada igual a 25W.

Comparando-se os valores apresentados na Figura 5.73 com aqueles apresentados para o caso de aquecimento uniforme da placas para os mesmos valores de distância e potência dissipada por placa (Figura 5.44), verifica-se que na Figura 5.73 a diferença entres os valores de número de Nusselt médio nas protuberâncias 1 e 2 é significativamente mais acentuada do que no caso de aquecimento uniforme. O que confirma a intensificação local da transferência de calor na primeira protuberância. Esta intensificação ocorre por que embora a dissipação de calor na primeira protuberância seja o dobro das demais, o aumento da temperatura desta protuberância não é proporcional ao aumento da potência.

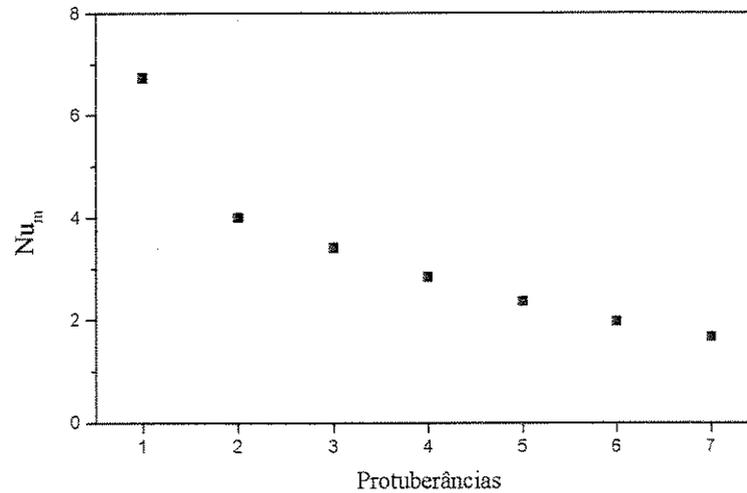


Figura 5.73 - Número de Nusselt médio nas protuberâncias.

Nas Figuras 5.74 e 5.75 são apresentadas linhas de corrente para o caso 2.1 de aquecimento não uniforme, distância entre placas de 2cm e potência dissipada de 25W.

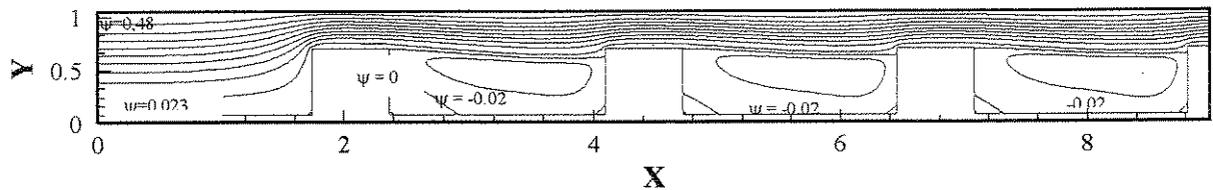


Figura 5.74 - Linhas de corrente - região entre a entrada do canal e a quarta protuberância
Caso 2.1 - $Q = 25W$ - $d = 2cm$.

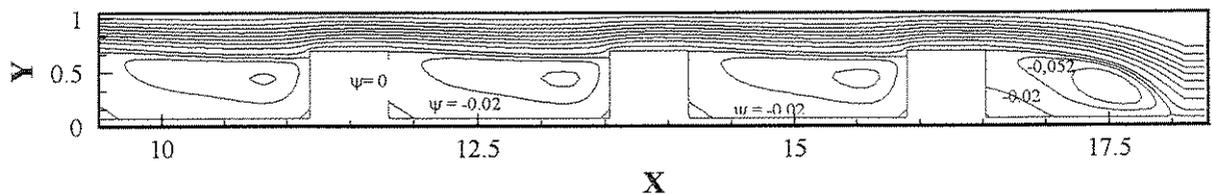


Figura 5.75 - Linhas de corrente - região entre a quarta protuberância e a saída do canal
Caso 2.1 - $Q = 25W$ - $d = 2cm$.

Observando-se as figuras acima não é possível notar modificações significativas na padrão de escoamento em relação aos casos anteriores, aquecimento uniforme e caso 1 de aquecimento não uniforme.

Na Figura 5.76 são comparados valores numéricos experimentais de temperatura adimensional nas protuberâncias para o caso 2.1, potência dissipada por placa igual 25W e distância entre placas igual a 2cm.

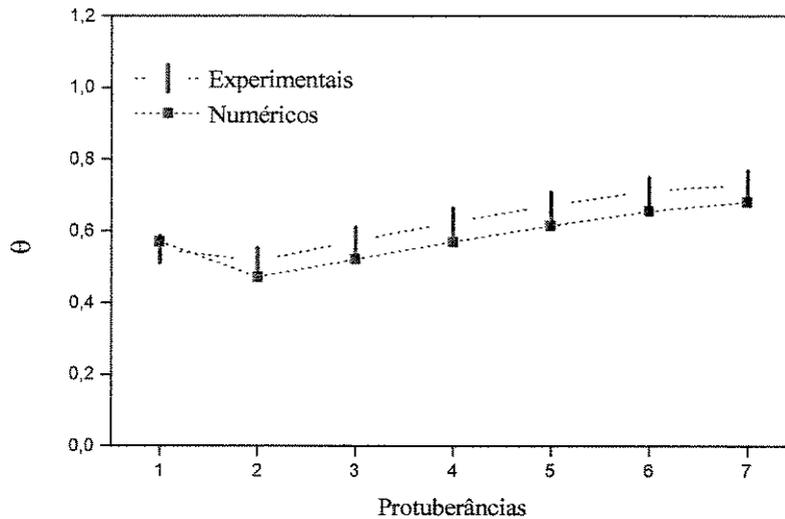


Figura 5.76 - Valores numéricos e experimentais de sobretemperatura na superfície superior das protuberâncias - caso 2.1.

Comparando-se os perfis numérico e experimental de temperatura adimensional apresentados na Figura 5.76 verifica-se boa concordância entre os resultados numéricos e experimentais. A máxima diferença entre os resultados numéricos e experimentais está em torno de 10%.

Na Figura 5.77 são apresentadas isotermas para o caso 2.2 de aquecimento não uniforme, maior dissipação de calor na linha 4, para a distância entre placas igual 2cm e potência dissipada igual a 25W.

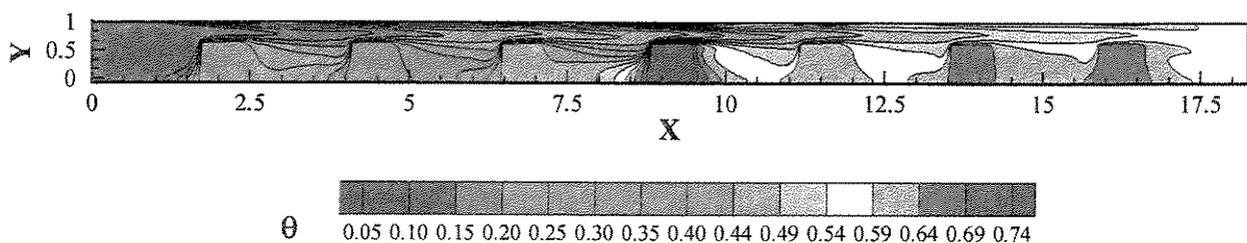


Figura 5.77 - Isotermas - $Q = 25W$ - $d = 2cm$ - caso 2.2 - $u_o = 0,10$ m/s.

Da figura acima pode-se observar, como no caso 2.1, uma intensificação local da transferência de calor na protuberância com nível de dissipação de calor mais elevado. Neste caso, esta intensificação pode ser verificada de forma ainda mais nítida do que no caso anterior observando-se o perfil de número de Nusselt médio nas protuberâncias, apresentado na Figura 5.79.

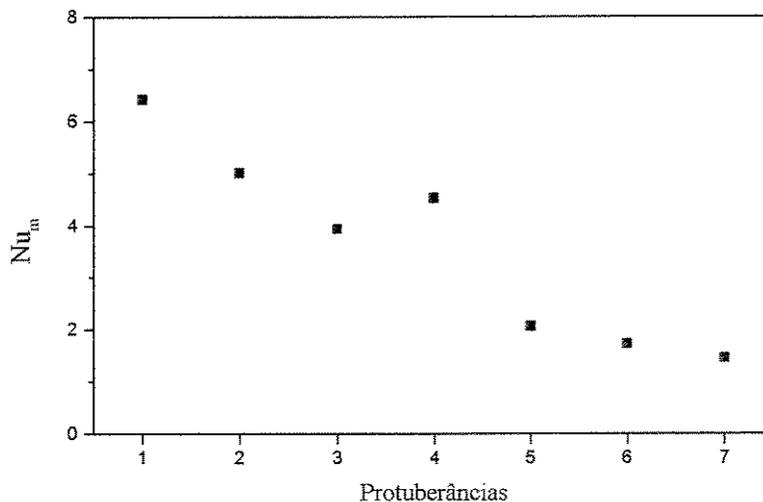


Figura 5.78 - Nusselt médio nas protuberâncias - caso 2.2 - $Q = 25W$ - $d = 2cm$.

Da Figura 5.78 observa-se uma queda relativamente rápida entre os valores de número de Nusselt médio, entre a primeira e a terceira protuberância. Na linha 4, onde está localizada a protuberância com maior dissipação de calor, há uma elevação no valor do mesmo, e a partir do elemento 5 o número de Nusselt volta cair, porém de maneira menos acentuada que entre as três primeiras protuberância. Este comportamento ocorre devido a intensificação da transferência de calor local na protuberância com dissipação de calor mais elevada, como explicado anteriormente.

Nas Figuras 5.79 e 5.80 são apresentadas linhas de corrente para o caso 2.2 de aquecimento não uniforme, distância entre placas de 2cm e potência dissipada de 25W.

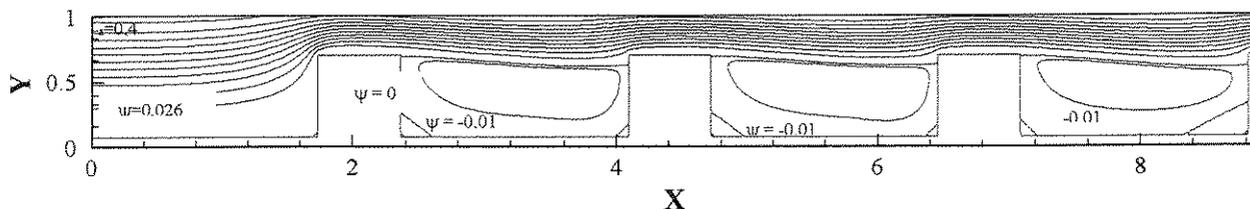


Figura 5.79 - Linhas de corrente - região entre a entrada do canal e a quarta protuberância
Caso 2.2 - $Q = 25W$ - $d = 2cm$.

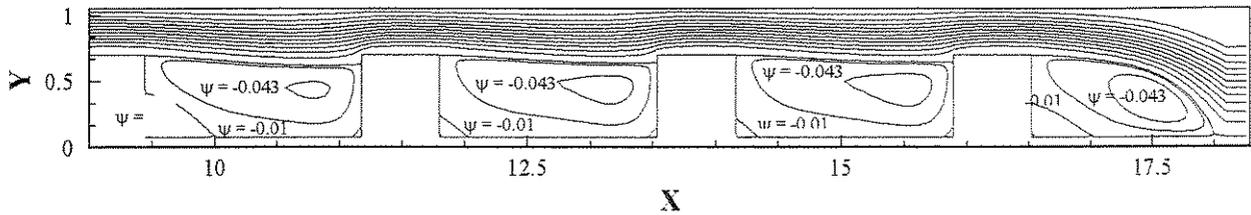


Figura 5.80 - Linhas de corrente - região entre a quarta protuberância e a saída do canal
 Caso 2.2 - $Q = 25W$ - $d = 2cm$.

Comparando-se as figuras acima com as figuras 5.74 e 5.75, onde são apresentadas linhas de corrente para o caso 2.1, não são observadas alterações significativas no padrão de escoamento entre os casos 2.1 e 2.2.

Na Figura 5.81 são comparados valores numéricos e experimentais de temperatura adimensional nas protuberâncias para o caso 2.2, potência dissipada por placa igual 25W e distância entre placas igual a 2cm.

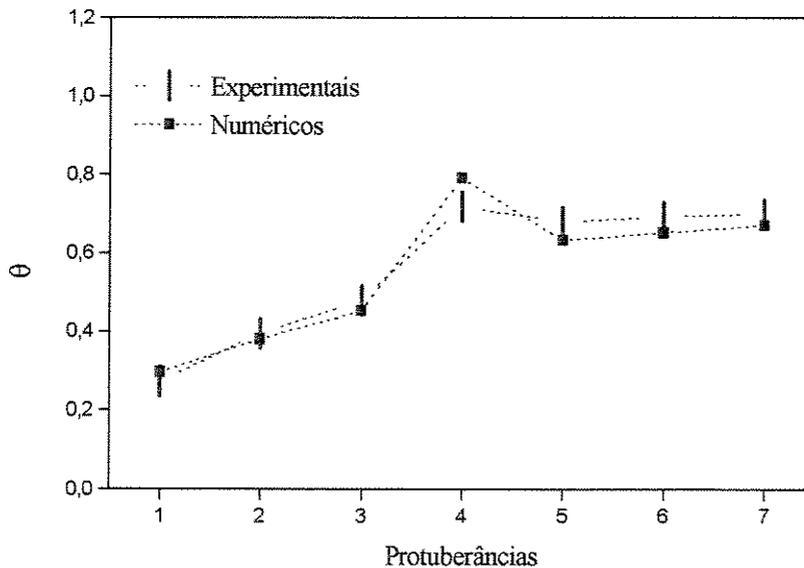


Figura 5.81 - Valores numéricos e experimentais de sobretemperatura na superfície superior das protuberâncias - Caso 2.2

Da Figura 5.81, como no caso anterior nota-se que os valores numéricos e experimentais de temperatura adimensional estão bastante próximos e que o perfil de temperatura adimensional

ao longo da placa foi bem reproduzido numericamente. A máxima diferença entre os resultados numéricos e experimentais ocorre na linha 4 e está em torno de 10%.

Na Figura 5.82 são apresentadas isoterms para o caso 2.3 de aquecimento não uniforme, maior dissipação de calor na linha 4, para a distância entre placas igual 2cm e potência dissipada igual a 25W.

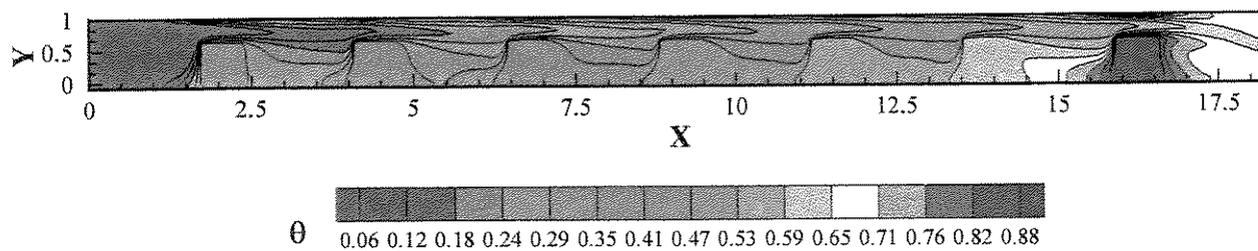


Figura 5.82 - Isothermas - $Q = 25W$ - $d = 2,5cm$ - caso 2.3 - $u_o = 0,096m/s$.

No caso 2.3, como pode ser observado na figura acima, ocorre uma intensificação local da transferência de calor na linha 7, o que mais uma vez é confirmado através do perfil de número de Nusselt médio nas protuberâncias ao longo da placa.

Comparando-se os valores de velocidade do ar nos casos 2.1, 2.2 e 2.3 verifica-se uma redução da vazão com deslocamento da protuberância com maior nível de dissipação de calor em direção à saída do canal.

Na Figura 5.83 são apresentados valores numéricos de número de Nusselt médio nas protuberâncias para o caso 1.3, distância entre placas igual a 2 cm e potência dissipada igual a 25W

Observando-se a figura acima nota-se uma redução do número de Nusselt da primeira até a sexta protuberância, e na linha 7, onde está localizada a protuberância com maior dissipação, o número de Nusselt aumenta como consequência da intensificação da transferência de calor na última protuberância.

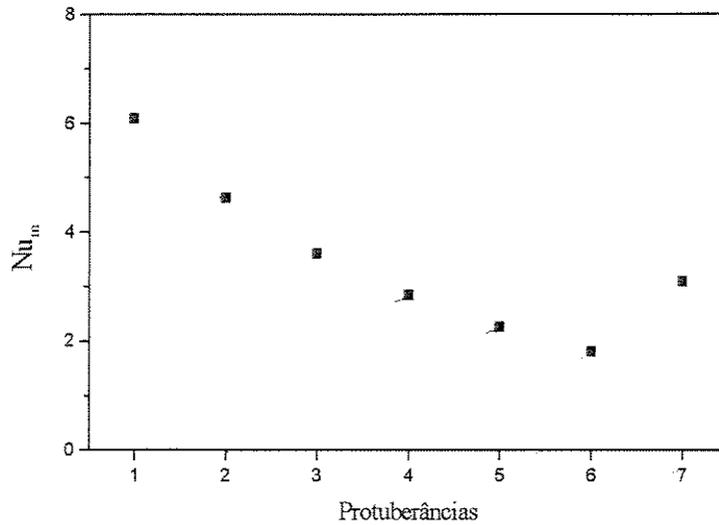


Figura 5.83 - Nusselt médio nas protuberâncias - caso 2.3 - $Q = 25W$ - $d = 2cm$.

Na Figura 5.84 são comparados valores numéricos experimentais de temperatura adimensional nas protuberâncias para o caso 2.3, potência dissipada por placa igual 25W e distância entre placas igual a 2cm.

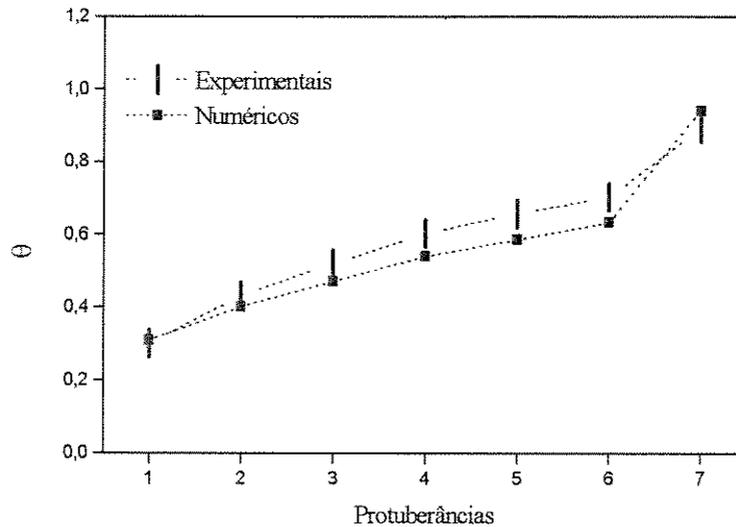


Figura 5.84 - Valores numéricos e experimentais de sobretemperatura na superfície superior das protuberâncias - Caso 2.3

Observando-se a Figura 5.84, verifica-se boa concordância entre os resultados numéricos e experimentais de temperatura adimensional. A máxima diferença entre os resultados numéricos e experimentais em torno de 8%.

Na Figura 5.85 são comparados os valores numéricos da temperatura adimensional nas protuberâncias para os casos 2.1, 2.2, 2.3 e para a situação de aquecimento uniforme, e na Figura 5.86 é apresentada a mesma comparação para os valores experimentais de temperatura adimensional. Em ambas as Figuras a comparação é feita para potência dissipada por igual a 25W e distância entre placas igual a 2 cm.

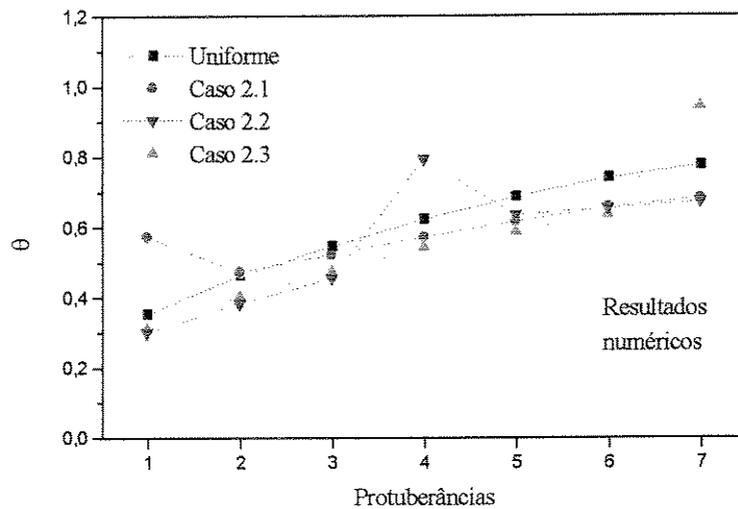


Figura 5.85 - Comparação entre perfis de temperatura para o caso 2 - resultados numéricos.

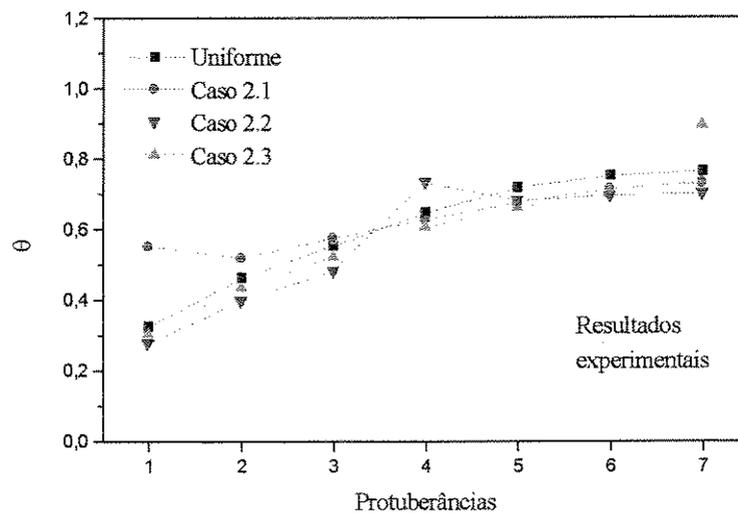


Figura 5.86 - Comparação entre perfis de temperatura para o caso 2 - resultados experimentais.

Comparando-se as Figuras 5.86 e 5.87 verifica-se que, tanto numérica como experimentalmente, o valor mais elevado de temperatura máxima na placa ocorre no caso 2.3, e o segundo valor mais elevado é verificado no caso 2.2. No caso 1 também verificou-se, tanto numérica com experimentalmente, que para a distância de 2cm, o valor da temperatura máxima na placa no caso de aquecimento uniforme é mais elevado do que no caso 1.2, onde as três primeiras protuberâncias dissipam uma potência duas vezes maior do que as demais. Uma possível explicação para este fato é que, para uma dada potência dissipada por placa, quando a distância entre placas aumenta, o gradiente de temperatura das protuberâncias ao longo do canal é mais suave e a diferença de temperatura entre o primeiro e o sétimo elemento é menor. Quando a distância entre placas diminui este gradiente é mais acentuado e a variação de temperatura entre a primeira e a última protuberância é maior. Assim, a chance da temperatura máxima no canal para o caso de aquecimento não uniforme ser menor do que para o caso uniforme é maior para pequenas distâncias, já que o degrau de temperatura causado pelos elementos com maior dissipação pode ser insuficiente, dependendo da sua posição, para superar a temperatura da última protuberância do caso uniforme.

5.5.3 Caso 3

A terceira situação de aquecimento não uniforme, onde há aquecimento parcial do canal, é analisada a seguir. As Figuras 5.87 e 5.88 mostram as isotermas para o caso 3.1, apenas as duas primeiras protuberâncias são aquecidas, e 3.2, as duas últimas protuberâncias aquecidas.

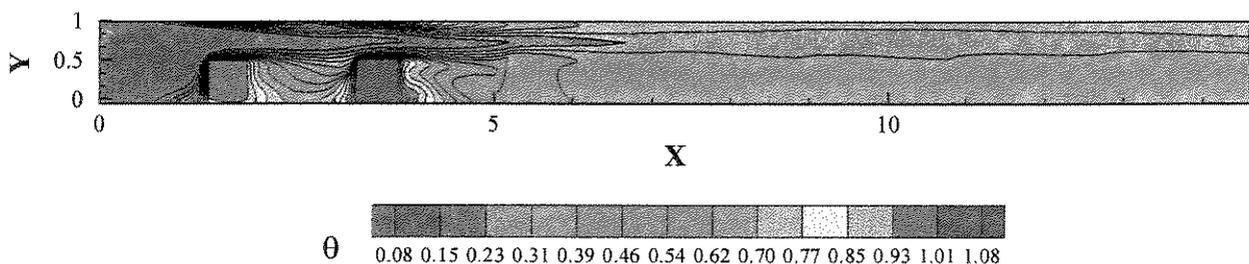


Figura 5.87 - Isotermas - Caso 3.1 - $Q = 20W$ - $d = 2,5cm$ - $u_o = 0,17m/s$.

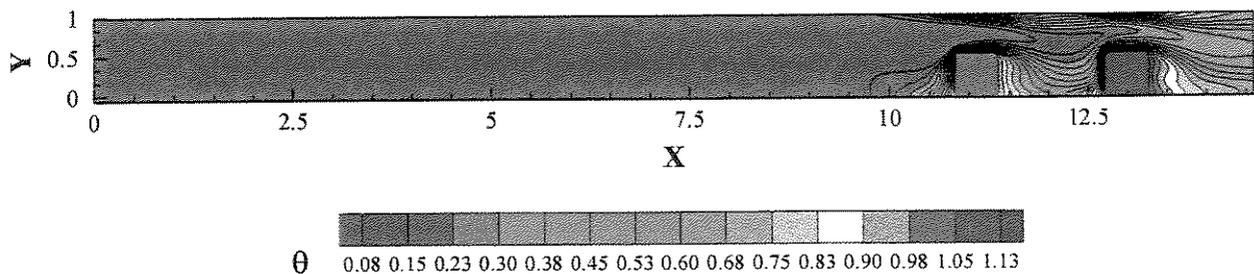


Figura 5.88 - Isotermas - Caso 3.2 - $Q = 20W$ - $d = 2,5cm$ - $u_o = 0,086m/s$.

Comparando-se as Figuras 5.84 e 5.85 e os valores da velocidade média do ar no canal nos dois casos, verifica-se que os casos 3.1 e 3.2 apresentam diferentes valores de vazão induzida para a mesma dissipação de calor. O escoamento induzido no canal no caso 3.1 é significativamente maior que no caso 3.2. No caso 3.1, a elevação da temperatura dos elementos ao longo do canal, provocada pela esteira térmica proveniente das protuberâncias iniciais aquecidas, aumenta o empuxo global no canal, intensificando o chamado “efeito chaminé” e, conseqüentemente, elevando a velocidade média do escoamento induzido.

Nas Figuras 5.89 e 5.90 são apresentados linhas de corrente para o caso 3.1, potência dissipada de 20W e distância de 2,5cm.

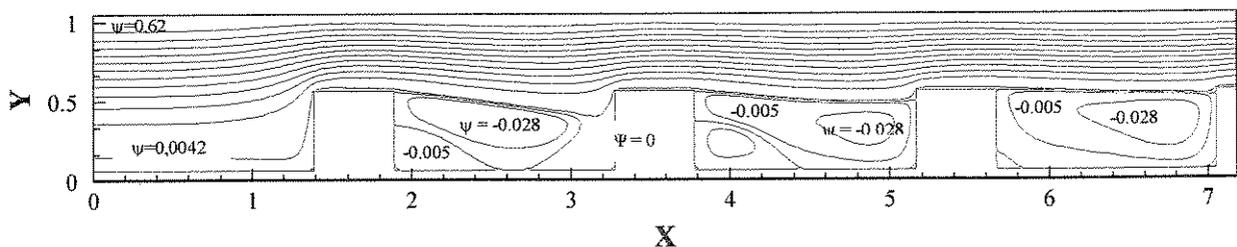


Figura 5.89 - Linhas de corrente - região entre a entrada do canal e a quarta protuberância
Caso 3.1 - $Q = 20W$ - $d = 2,5cm$.

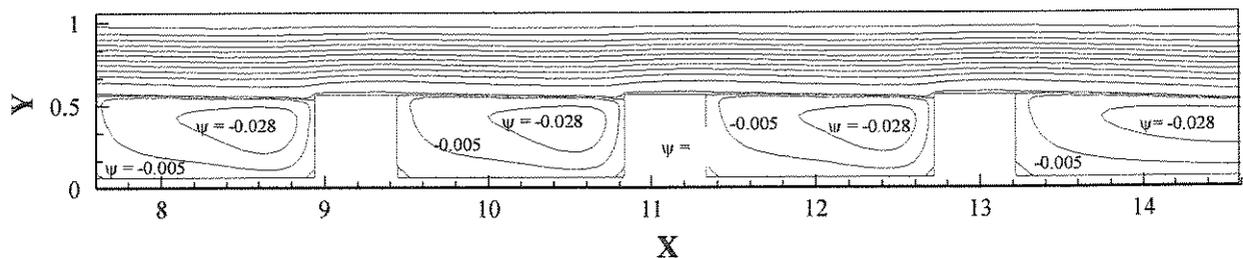


Figura 5.90 - Linhas de corrente - região entre a quarta protuberância e a saída do canal
Caso 3.1 - $Q = 20W$ - $d = 2,5cm$.

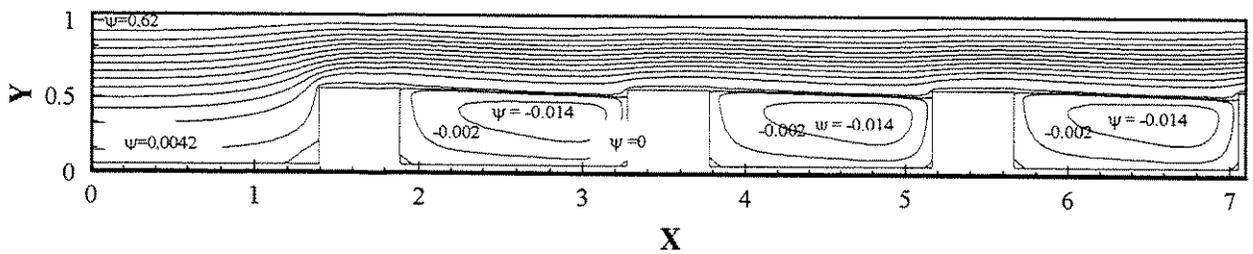


Figura 5.91 - Linhas de corrente - região entre a entrada do canal e a quarta protuberância
Caso 3.2 - $Q = 20W$ - $d = 2,5cm$.

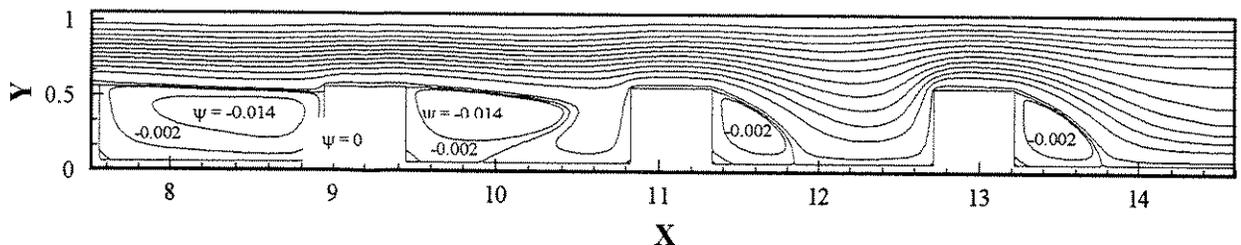


Figura 5.92 - Linhas de corrente - região entre a quarta protuberância e a saída do canal
Caso 3.2 - $Q = 20W$ - $d = 2,5cm$.

Comparando-se as linhas de corrente nos casos 3.1 e 3.2 nota-se diferenças significativas no padrão de escoamento nos dois casos, o que pode ser explicado com base no aumento da velocidade do ar no canal do caso 3.1 para o caso 3.2. No caso 3.1, onde a velocidade é maior, as recirculações são mais intensas. No caso 3.2 as recirculações são mais fracas, principalmente na saída do canal.

Nas Figuras 5.93 e 5.94 são comparados os valores numéricos e experimentais de temperatura adimensional para os casos 3.1 e 3.2.

Destas figuras pode-se verificar que nos dois casos os resultados numéricos e experimentais estão próximos. A máxima diferença entre os resultados numéricos e experimentais está em torno de 12%. Observando-se a Figura 5.93 é possível notar de forma bastante clara o efeito da esteira térmica dos dois elementos aquecidos sobre os elementos à jusante, enquanto que os resultados apresentados na Figura 5.94 mostram que, tanto numérica como experimentalmente, o aquecimento dos dois últimos elementos praticamente não exercem nenhum efeito sobre a temperatura dos elementos a montante.

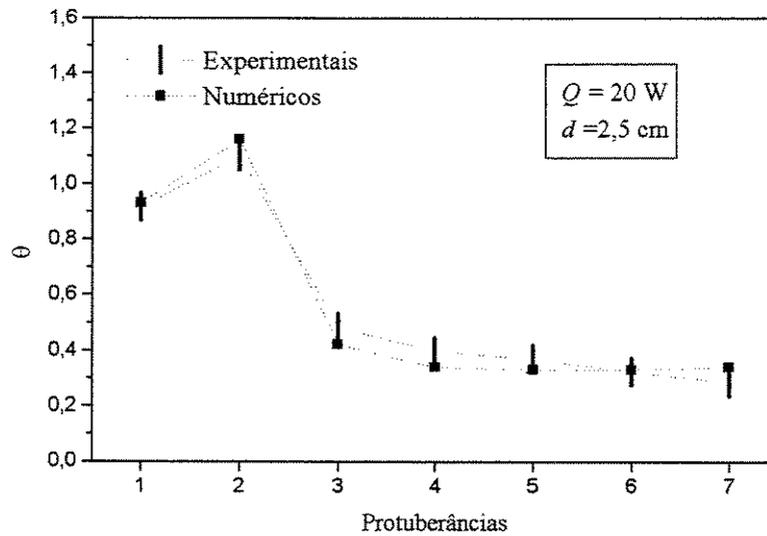


Figura 5.93 - Comparação entre resultados numéricos e experimentais
Caso 3.1 - $Q = 20W$ - $d = 2,5cm$.

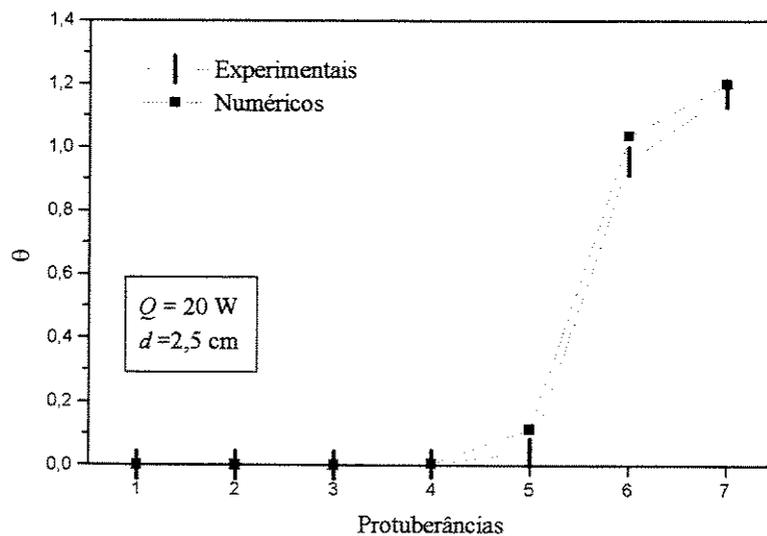


Figura 5.94 - Comparação entre resultados numéricos e experimentais
Caso 3.2 - $Q = 20W$ - $d = 2,5cm$.

As Figuras 5.95 e 5.96 mostram as isotermas para o caso 3.3, apenas as quatro primeiras protuberâncias são aquecidas, e 3.4, as quatro últimas protuberâncias aquecidas.

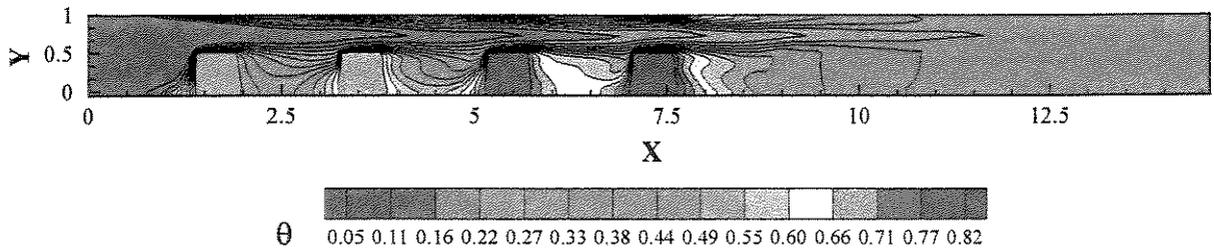


Figura 5.95 - Isotermas - Caso 3.3 - $Q = 20W$ - $d = 2,5cm$ - $u_o = 0,156m/s$.

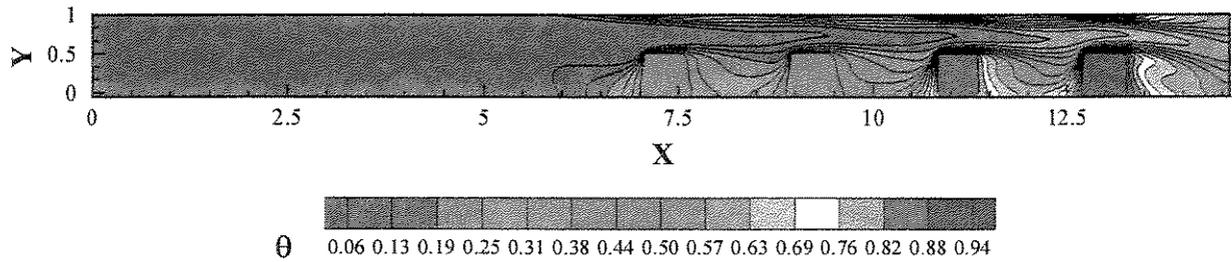


Figura 5.96 - Isotermas - Caso 3.4 - $Q = 20W$ - $d = 2,5cm$ - $u_o = 0,11m/s$.

Comparando-se os valores de velocidade média no canal nos casos 3.3 e 3.4, nota-se que, como já observado nos demais casos de aquecimento não uniforme, a velocidade do ar na entrada do canal é maior no caso onde as protuberâncias com maior dissipação estão localizadas próximo a entrada do canal. Porém, comparando-se a diferença entre os valores de velocidade média no canal nos casos 3.1 e 3.2, com a diferença entre os casos 3.3 e 3.4, nota-se a primeira é significativamente maior que a segunda. Ou seja, no caso 3.1 é verificada uma intensificação do “efeito chaminé” mais significativa que no caso 3.3.

Nas Figuras 5.97 e 5.98 são apresentados linhas de corrente para o caso 3.3, potência dissipada de 20W e distância de 2,5cm.

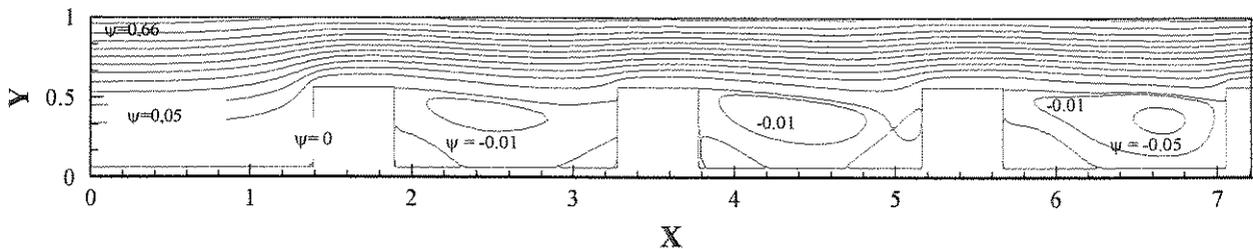


Figura 5.97 - Linhas de corrente - região entre a entrada do canal e a quarta protuberância
Caso 3.3 - $Q = 20W$ - $d = 2,5cm$.

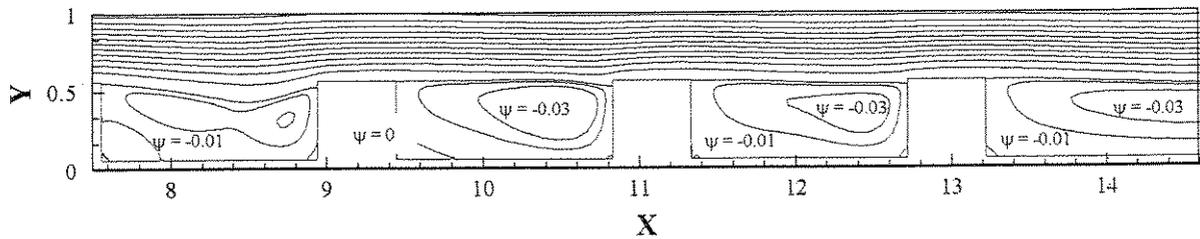


Figura 5.98 - Linhas de corrente - região entre a quarta protuberância e a saída do canal
 Caso 3.3 - $Q = 20W$ - $d = 2,5cm$.

Nas Figuras 5.99 e 5.100 são apresentados linhas de corrente para o caso 3.1, potência dissipada de 20W e distância de 2,5cm.

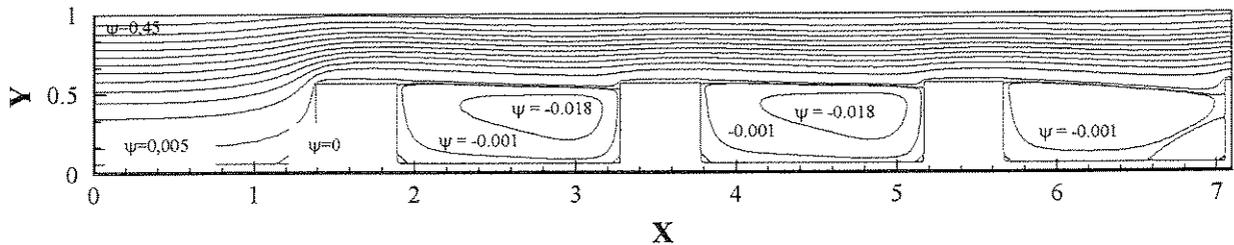


Figura 5.99 - Linhas de corrente - região entre a entrada do canal e a quarta protuberância
 Caso 3.4 - $Q = 20W$ - $d = 2,5cm$.

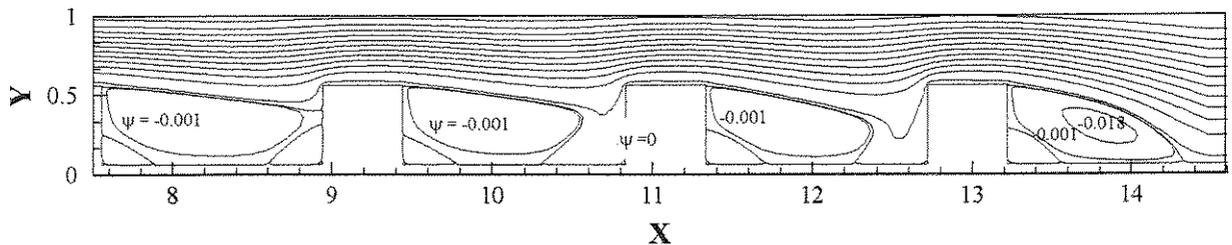


Figura 5.100 - Linhas de corrente - região entre a quarta protuberância e a saída do canal
 Caso 3.4 - $Q = 20W$ - $d = 2,5cm$.

Comparando-se as linhas de corrente apresentadas para os casos 3.3 e 3.4 são verificadas diferenças no padrão de escoamento dos dois casos, o que novamente pode ser explicado com base na diferença de velocidade nestes casos. Entretanto, estas diferenças não são tão acentuadas como entre os casos 3.1 e 3.2, onde as diferenças nos valores de vazão são mais significativas.

Nas Figuras 5.101 e 5.102, são comparados os valores numéricos e experimentais de temperatura adimensional nos casos 3.3 e 3.4.

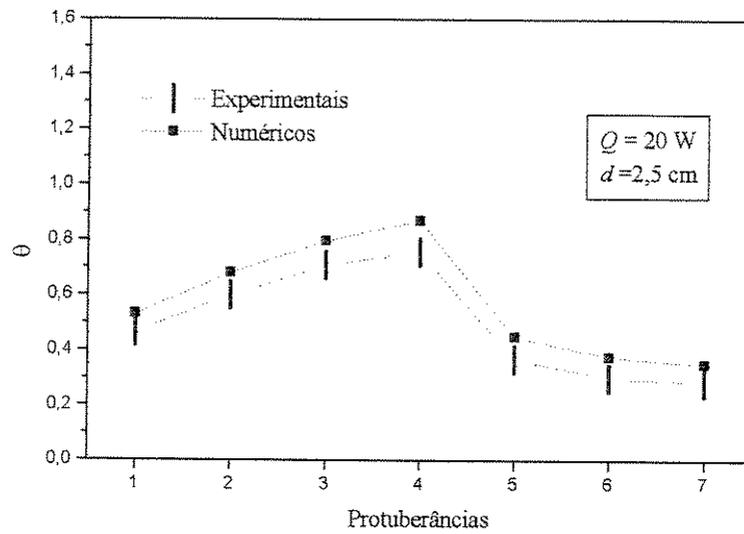


Figura 5.101 - Comparação entre resultados numéricos e experimentais
Caso 3.3 - $Q = 20\text{W}$ - $d = 2,5\text{cm}$.

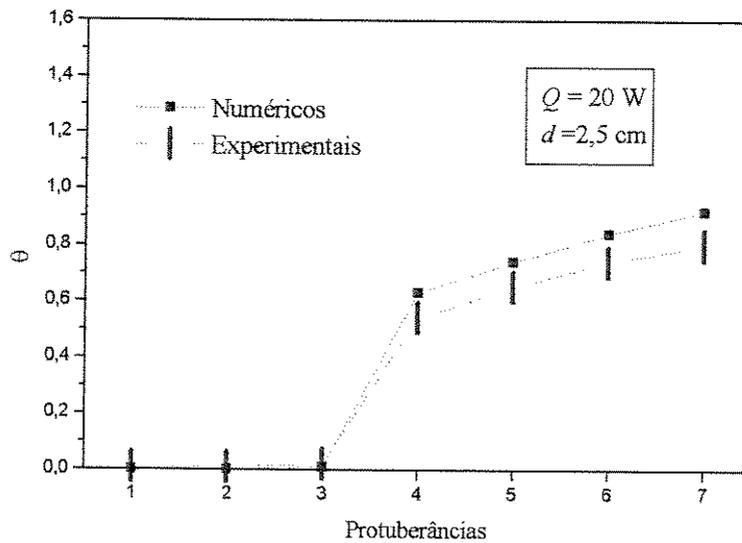


Figura 5.102 - Comparação entre resultados numéricos e experimentais
Caso 3.4 - $Q = 20\text{W}$ - $d = 2,5\text{cm}$.

Comparando-se as Figuras 5.101 e 5.102 pode-se verificar novamente os efeitos da esteira térmica, no caso 3.3, dos elementos aquecidos sobre os elementos à jusante. Pode-se verificar

também que a forma dos perfis de temperatura foi bem reproduzidos numericamente. A máxima discordância entre os resultados numéricos e experimentais está em torno de 12,5%.

As Figuras 5.103 e 5.104 mostram as isotermas para o caso 3.5, apenas as seis primeiras protuberâncias são aquecidas, e 3.6, as seis últimas protuberâncias aquecidas.

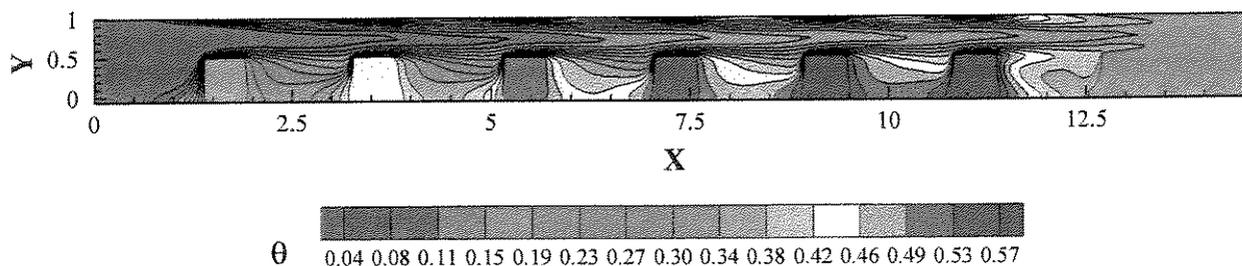


Figura 5.103 - Isotermas - Caso 3.5 - $Q = 20W$ - $d = 2,5cm$ - $u_o = 0,15m/s$.

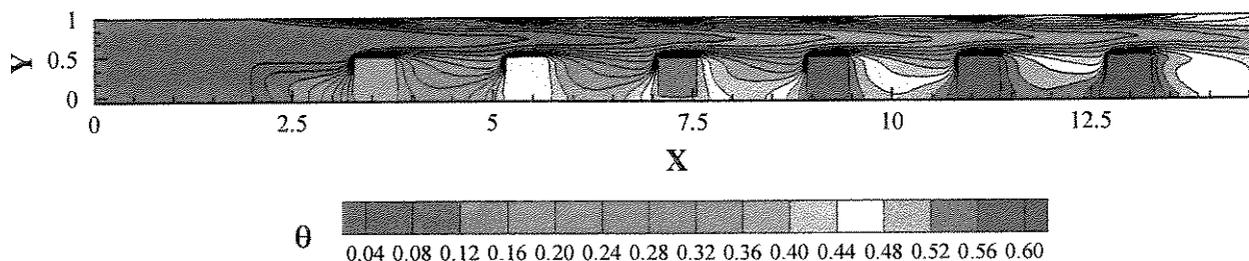


Figura 5.104 - Isotermas - Caso 3.6 - $Q = 20W$ - $d = 2,5cm$ - $u_o = 0,13m/s$.

Observando-se os valores de velocidade do ar nos casos 3.5 e 3.6 nota-se que, entre estes dois casos, as diferenças nos efeitos do empuxo não são tão acentuadas como nos casos anteriores, vistos neste item.

As Figuras 5.105 e 5.106 mostram comparações entre valores numéricos e experimentais de sobretemperatura nas protuberâncias para os casos 3.5 e 3.6.

Observando-se as figuras acima verifica-se que a forma dos perfis experimentais de temperatura adimensional foi bem reproduzido numericamente nos dois casos, embora a concordância entre os resultados numéricos e experimentais tenha sido melhor no caso 3.6. As maiores discordâncias foram verificadas no caso 3.5 e estão em torno de 15%. Pode-se verificar

também que as diferenças entre os valores de temperatura máxima na placa entre os casos 3.5 e 3.6 são menos acentuadas que nos casos anteriores.

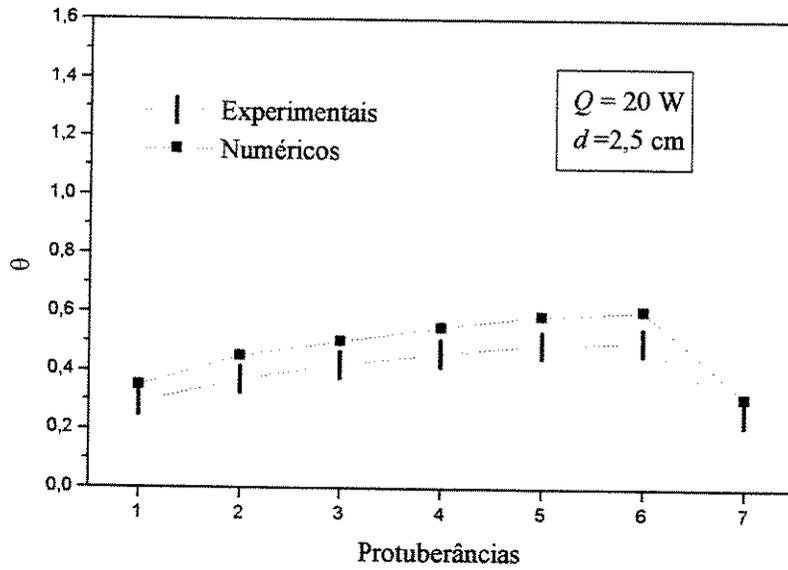


Figura 5.105 - Comparação entre resultados numéricos e experimentais
Caso 3.5 - $Q = 20W$ - $d = 2,5cm$.

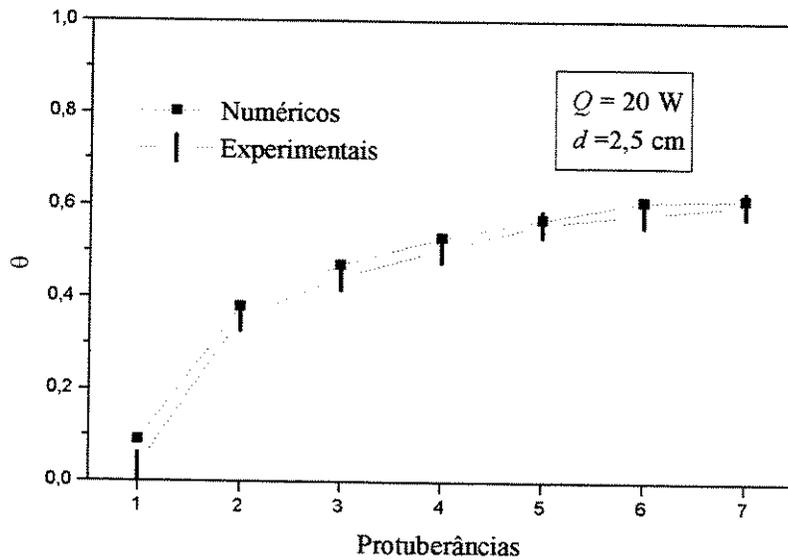


Figura 5.106 - Comparação entre resultados numéricos e experimentais
Caso 3.6 - $Q = 20W$ - $d = 2,5cm$.

A partir dos resultados apresentados neste item, verificou-se que, como já havia sido constatado experimentalmente, os valores da temperatura quando as protuberâncias são posicionadas a partir da entrada do canal nunca são superiores aos das protuberâncias correspondentes quando estas estão posicionadas a partir da saída do canal. Isto ocorre por que, no caso do aquecimento parcial do canal, o empuxo induzido é sempre maior quando a região aquecida é posicionada próximo à entrada do canal, o que também foi verificado por Lee (1994). Este aumento do empuxo induzido pode ser confirmado comparando-se os valores de velocidade do ar no canal para os casos analisados neste item, onde os maiores valores de velocidade são sempre verificados quando as protuberâncias mais aquecidas são posicionadas próximo a entrada do canal.

5.6 Espaçamento ótimo entre placas

Numa série de canais verticais, para um aumento máximo de temperatura permitido, a quantidade de calor dissipada em um canal diminui com o a redução do espaçamento entre placas, entretanto, o número total de placas aumenta para um volume fixo aumenta (Peterson e Ortega, 1990). Portanto, existe um espaçamento ótimo entre placas que maximiza o calor dissipado total por unidade de volume.

A existência deste espaçamento ótimo pode ser melhor compreendida do através de uma análise de escala semelhante àquela desenvolvida por Bejan (1995) para o caso de placas isotérmicas. Considere-se os dois limites assintóticos para a convecção natural em canais verticais abertos representados na Figura 5.107:

(a) escoamento completamente desenvolvido

(b) placa num meio infinito,

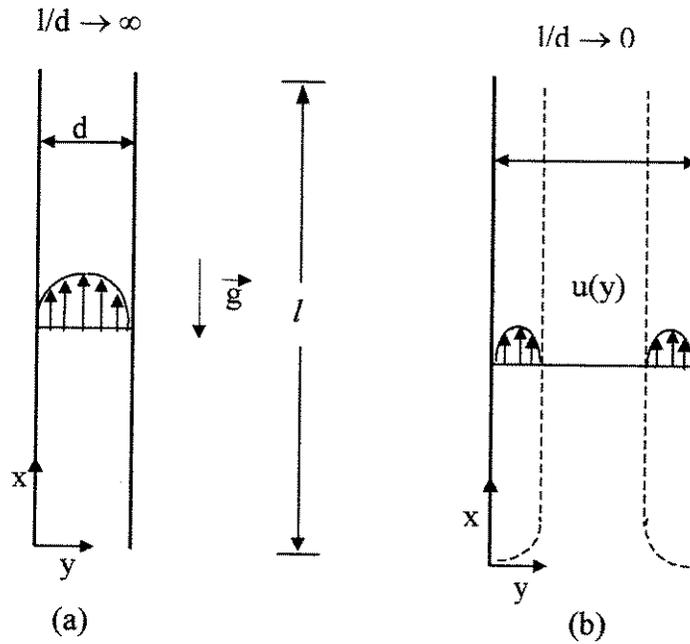


Figura 5.107 - Limites assintóticos para convecção natural em canais verticais formados por duas placas aquecidas.

Limite (a): $l/d \rightarrow \infty$

Considerando-se que o canal é muito longo, $l/d \rightarrow \infty$, podem ser admitidas as hipóteses de escoamento completamente desenvolvido:

$$v = 0 \quad e \quad u = u(y) \tag{5.4}$$

Da equação da quantidade de movimento na direção y , é possível mostrar que a pressão na região completamente desenvolvida é uma função somente de x e que a equação da quantidade de movimento nesta direção fica

$$\mu \frac{d^2 u}{dy^2} = \frac{dp}{dx} + \rho g \tag{5.5}$$

Como as duas extremidades do canal são abertas para um ambiente estacionário com densidade ρ_0 , o gradiente de pressão pode ser aproximado como aquele correspondente ao campo hidrostático externo

$$\frac{dP}{dx} = -\rho_o g \quad (5.6)$$

Utilizando-se a aproximação de Boussinesq para a diferença de densidades ($\rho - \rho_o$) resulta

$$\mu \frac{d^2 u}{dy^2} = \rho g \beta (T_o - T) \quad (5.7)$$

Admitindo-se que a ordem de grandeza do termo do empuxo pode ser determinada pela substituição da temperatura T do fluido pela temperatura média de mistura T_f

$$\mu \frac{d^2 u}{dy^2} = -\rho_o g \beta (T_f - T_o) \quad (5.8)$$

A resolução desta equação fornece um perfil parabólico de velocidades, semelhante ao caso do escoamento de Hagen-Poiseuille, que integrado permite determinar a vazão mássica por unidade de profundidade no canal

$$\dot{m} = \frac{\rho g \beta d^3 (T_f - T_o)}{12\nu} \quad (5.9)$$

Em um canal vertical sujeito à condição de fluxo de calor uniforme, o balanço integral de energia para o volume de controle envolvendo o fluido que escoar no canal, desde a entrada até uma posição x , fornece

$$\dot{m} c_p (T_{f,x} - T_o) = 2xq'' \quad (5.10)$$

Dessa forma, o termo $(T_f - T_o)$ da Equação 5.9 pode ser substituído pelo seu valor médio ao longo do canal (Bar-Cohen e Rohsenow, 1984), que corresponde ao valor no centro do canal, $x = l/2$, ou seja

$$\overline{(T_f - T_o)} = \frac{lq''}{\dot{m} c_p} = \frac{T_{f,l} - T_o}{2} \quad (5.11)$$

Levando-se esta equação na Equação 5.9, resulta que no caso de canais sujeitos à condição de fluxo de calor uniforme, a vazão mássica no canal é dada por:

$$\dot{m} = \frac{\rho g \beta d^3 (T_{f,l} - T_o)}{24\nu} \quad (5.12)$$

O calor total dissipado em um canal, q' , é determinado fazendo $x=l$ na Equação 5.10

$$q' = 2lq'' = \dot{m} C_p (T_{f,l} - T_o) \quad (5.13)$$

No limite $l/d \rightarrow \infty$, a diferença entre a temperatura média do fluido e a temperatura da parede é pequena, em termos de ordem de grandeza, quando comparada com a diferença entre estas temperaturas e a temperatura do ar na entrada do canal. Assim, pode-se escrever

$$(T_{f,l} - T_o) \approx (T_{w,l} - T_o) = \Delta T \quad (5.14)$$

onde $T_{w,l}$ é a temperatura da parede na posição l . Levando-se (5.14) e (5.12) em (5.13) obtém-se

$$q''_a = \frac{\rho g \beta d^3 C_p \Delta T^2}{48\nu l} \quad (5.15)$$

Limite (b): $l/d \rightarrow 0$

Da Equação 5.1, para uma placa parede vertical num meio infinito sujeita à condição de fluxo de calor especificado

$$q''_b = 0,6 \frac{\Delta T k}{l} Ra_l^{1/4} \quad (5.16)$$

onde

$$Ra_l = \frac{g \beta l^3 \Delta T}{\nu \alpha} \quad (5.17)$$

Seja agora um conjunto de placas paralelas com profundidade w , como indicado na Figura 5.109.

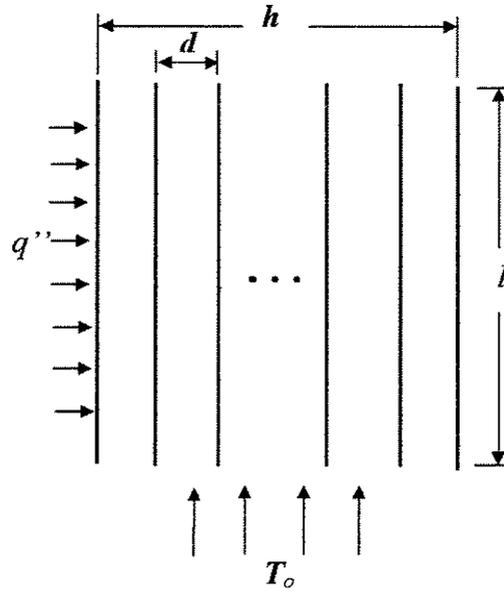


Figura 5.108 - Série de placas verticais resfriadas por convecção natural.

O calor total dissipado no arranjo contendo (h/d) placas, para o limite (a), fica

$$q_a = q_a'' 2lw \left(\frac{h}{d} \right) = \frac{\rho g \beta c_p d^3 \Delta T^2}{24\nu} w \left(\frac{h}{d} \right) \Rightarrow q_a \propto d^2 \quad (5.18)$$

e, para o limite (b),

$$q_b = q_b'' 2lw \left(\frac{h}{d} \right) = 1,2 k \Delta T \left(\frac{h}{d} \right) w Ra_1^{1/4} \Rightarrow q_b \propto d^{-1} \quad (5.19)$$

A lei de potência que governa a variação de q_a e q_b com a distância d indica que um valor máximo do calor total dissipado no conjunto de placas ocorrerá quando a distância entre placas for tal que

$$q_a \cong q_b \quad (5.20)$$

Resolvendo encontraremos a distância d_{opt} igual a

$$d_{opt} \cong 3,06 l Ra_1^{-1/4} \quad (5.21)$$

Que substituída em (5.18) ou (5.19) fornece

$$q_{\max} \cong 0,39 k \Delta T \left(\frac{hw}{l} \right) Ra_l^{1/2} \quad (5.22)$$

Assim, o calor máximo dissipado por unidade de volume e diferença de temperatura fica

$$\frac{q_{\max}}{lwh \Delta T} \cong \frac{q'''}{\Delta T} \cong 0,39 \left(\frac{k}{l^2} \right) Ra_l^{1/2} \quad (5.23)$$

Este resultado fornece uma escala que permite adimensionalizar o calor dissipado por volume e diferença de temperatura como

$$q^* = \frac{q''' l^2}{k \Delta T Ra_l^{1/2}} \quad (5.24)$$

O espaçamento ótimo foi estimado a partir de valores experimentais de temperatura máxima na placa para cada potência e distância entre placas testadas, como os dados representados na Figura 5.109 para a situação de aquecimento uniforme das placas.

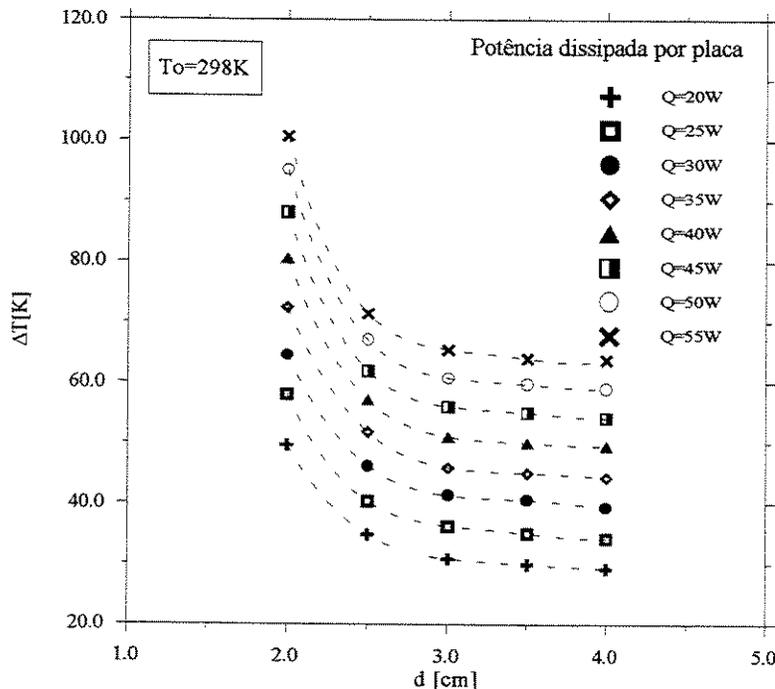


Figura 5.109 - Temperatura máxima na placa para o caso de aquecimento uniforme.

Para cada situação de aquecimento não uniforme analisada foi obtido também um gráfico de sobretemperatura máxima na placa similar ao da Figura 5.109. Porém, estes gráficos não serão apresentados por que são muito semelhantes ao da figura já apresentada.

Para valores especificados de temperatura máxima na placa, no caso 50K, 60K e 65K, interpolou-se graficamente os dados apresentados na Figura 5.109 e obteve-se o valor da distância entre placas correspondente à sobretemperatura especificada. A partir deste valor foi obtido o calor dissipado num canal por unidade de volume, definido por:

$$q''' = \frac{Q}{ldw} \quad (5.25)$$

que foi adimensionalizado utilizando-se a Equação 5.24.

Nas Figuras 5.110 a 5.112 são apresentados valores de fluxo de calor adimensional, q^* , para os valores especificados de sobretemperatura máxima na placa de 50K, 60K e 65K, em função da distância entre placas adimensional, D , para a situação de aquecimento uniforme e casos 1 e 2 de aquecimento não uniforme. Para cada caso, e para cada valor de sobretemperatura especificada, o espaçamento ótimo entre placas corresponde à distância para a qual é verificada o maior valor de q^* .

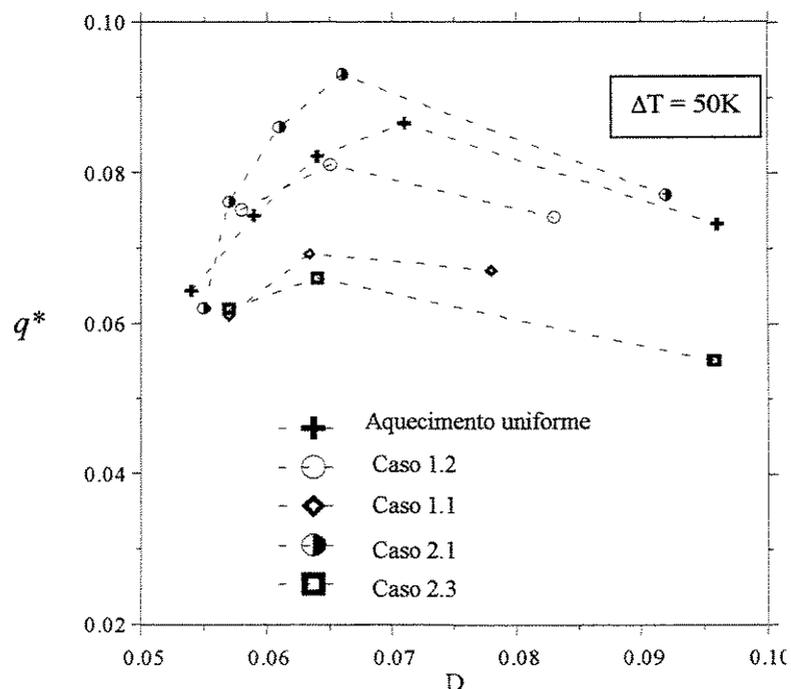


Figura 5.110 - Espaçamento ótimo entre placas - $\Delta T = 50K$.

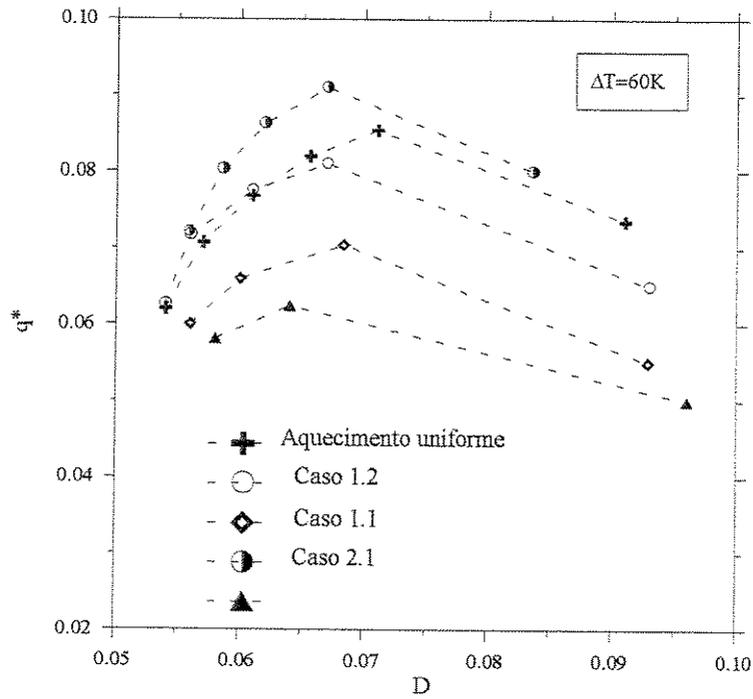


Figura 5.111 Espaçamento ótimo entre placas - $\Delta T = 60K$.

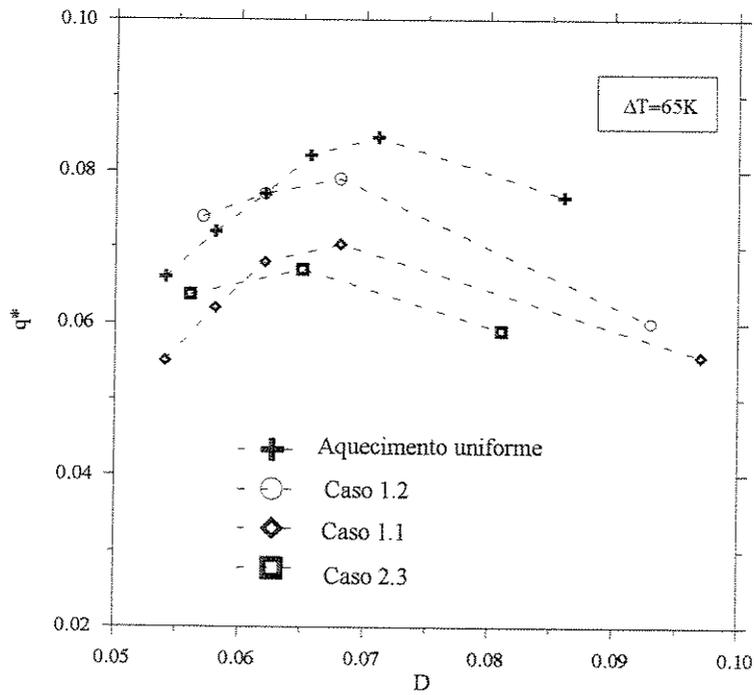


Figura 5.112 - Espaçamento ótimo entre placas - $\Delta T = 65K$.

As Figuras 5.110 a 5.112 mostram que para todos os casos os valores de espaçamento ótimo variaram entre 0,058 e 0,071, o que corresponde a distância entre placas de 2,1cm a 2,6 cm. Este intervalo de variação do espaçamento ótimo pode ser melhor visualizado através da Figura 5.113, onde foram agrupados os valores de q^* obtidos para todos os valores de máxima variação de temperatura analisados.

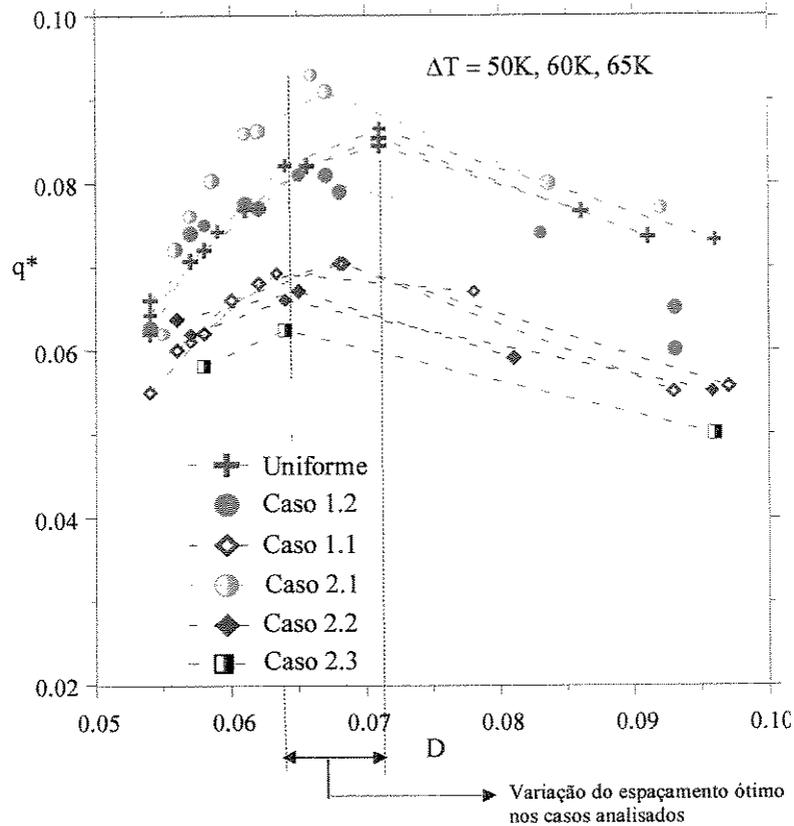


Figura 5.113 - Espaçamento ótimo entre placas para $\Delta T = 50K, 60K$ e $65K$.

Observando-se as Figuras 5.110 a 5.113 pode-se verificar que a máxima dissipação de calor ocorre no caso 2.1, quando o elemento com a geração de calor mais elevada é posicionado na linha 1. Este fato ocorre por que, como foi verificado numérica e experimentalmente para o menor valor de distância entre placas analisado, 2cm, a temperatura máxima no caso 2.1 é menor do que no caso de aquecimento uniforme das placas, o que significa uma maior dissipação de calor para a mesma temperatura máxima especificada. O segundo maior valor de dissipação de calor foi verificado na situação de aquecimento uniforme das placas. As menores taxas de

dissipação foram verificadas nos casos 2.3 e 1.1, quando os elementos com maior dissipação são posicionados nas proximidades da saída do canal.

Da Figura 5.114 pode-se verificar que o valor de q^* para o caso de aquecimento uniforme está em torno de 0,085, enquanto que a Equação 5.23 estima este valor como sendo igual a 0,39. Esta diferença ocorre por que a análise de escala que originou a Equação 5.23 foi feita para a situação de placas lisas uniformemente aquecidas, enquanto que no problema em estudo o aquecimento é discreto e com elementos protuberantes. Entretanto, nota-se que a adimensionalização resultante da análise apresentada mostrou-se adequada para identificar uma escala correta para o calor máximo dissipado por unidade de volume e diferença de temperatura.

Capítulo 6

Conclusões e sugestões para próximos trabalhos

6.1 Conclusões

A transferência de calor e o escoamento por convecção natural em canais verticais, formados por placas contendo elementos protuberantes aquecidos, foi estudada de forma experimental e através de simulações numéricas. Foram consideradas situações de aquecimento uniforme e não-uniforme das protuberâncias nas placas, e verificadas em cada situação, os efeitos de variações na potência total fornecida por placa e na distância entre placas.

Os resultados experimentais mostraram que, tanto para aquecimento uniforme como não-uniforme, a forma dos perfis de sobretemperatura nas protuberâncias praticamente não varia com o aumento da potência fornecida por placa, enquanto os gradientes de sobretemperatura entre as protuberâncias se tornam mais suaves com o aumento da distância entre placas. O aumento da distância também faz cair rapidamente o valor de sobretemperatura máxima no canal, até o limite correspondente a uma placa isolada em meio infinito.

No caso de aquecimento uniforme das placas, para a maior distância analisada, 2cm, verificou-se que o escoamento é periódico plenamente desenvolvido entre a segunda e a quinta protuberância, ou seja, o padrão de escoamento é praticamente o mesmo em cada módulo e a variação de temperatura entre pontos correspondentes em módulos adjacentes é constante.

Nos casos 1 e 2 de aquecimento não uniforme, onde todas as protuberâncias foram aquecidas, mas com níveis de potência diferentes, verificou-se valores de temperatura mais

elevados nos casos em que os elementos com maior dissipação de calor foram localizados próximos à saída do canal. Isto ocorre por que estes elementos, além de dissipar uma potência mais elevada, estão sujeitos à esteira térmica dos componentes à montante. Verificou-se também que, de modo geral, o aquecimento uniforme das placas fornece menores valores de temperatura máxima na placa, exceto apenas para a distância entre placas de 2cm, onde foi verificado que nos casos 2.2 e 1.2, onde os elementos com dissipação de calor mais elevada foram posicionados a partir da entrada do canal, os valores de temperatura são menores do que no caso de aquecimento uniforme. Este fato foi verificado para todas as potências analisadas.

No caso de aquecimento parcial do canal, o escoamento induzido quando os elementos aquecidos são posicionados a partir da entrada do canal é significativamente maior do que quando os mesmos são posicionados a partir da saída. Isto ocorre por que quando os elementos aquecidos são posicionados próximo à entrada do canal a velocidade média do escoamento induzido é maior. As menores diferenças de temperatura e velocidade média no canal foram verificadas entre os casos 3.1 e 3.2, quando a dissipação de calor é concentrada apenas nos dois primeiros ou nos dois últimos elementos. Ainda no caso de aquecimento parcial, com base nos resultados experimentais, verificou-se também que as diferenças de temperatura entre elementos correspondentes diminuem com o aumento da potência.

Um espaçamento ótimo entre placas foi determinado experimentalmente, para a situação de aquecimento uniforme e nos casos 1 e 2 de aquecimento não uniforme, para os valores de sobretemperatura especificados 50K, 60K e 65K. Para todos os casos o espaçamento ótimo variou entre 2,1 e 2,6cm. A máxima dissipação de calor foi verificada no caso 2.1, quando o elemento com dissipação de calor mais elevada foi posicionado na linha 1. Isto é uma consequência do fato de, para a distância de 2cm, os valores da temperatura máxima serem menores do que no caso de aquecimento uniforme. O segundo maior valor de dissipação de calor foi verificado no caso de aquecimento uniforme. Estes resultados mostraram que, para uma mesma potência Q dissipada por placa, uma distribuição não uniforme desta potência, onde os elementos com maior dissipação são posicionados na entrada do canal, pode resultar em maiores taxas volumétricas de dissipação quando um limite máximo de sobretemperatura é especificado.

De modo geral, a forma dos perfis de temperatura ao longo do canal foi bem reproduzida numericamente. As diferenças entre os resultados numéricos e experimentais variaram entre 6 e 15%, sendo que as maiores discordâncias foram verificadas para os maiores valores de potência e distância entre placas. Estas diferenças são aceitáveis levando-se em consideração que a incerteza nos valores experimentais, que fica explícita quando são comparados valores de temperatura adimensional, está em torno de 10%.

6.2 Sugestões para próximos trabalhos

Estudo do efeito da inclinação dos canais que constituem o arranjo;

Análise da transferência de calor por radiação em canais contendo elementos protuberantes na estrutura analisada;

Inclusão dos efeitos da variação das propriedades termofísicas do ar com a temperatura na análise teórica.

Referências Bibliográficas

- ANAND, N. K., KIM, S. H., FLETCHER, L. S. The effect of plate spacing on free convection between heated parallel plates. **Journal of Heat Transfer**, v.118, n.1, p.515-518, Feb. 1992.
- AUNG, W. Fully developed laminar free convection between vertical plates heated asymmetrically. **International Journal of Heat and Mass Transfer**. v.15, n. 8, p.1577-1580, 1972.
- AUNG, W., FLETCHER, L. S., SERNAS, V. Developing laminar free convection between vertical flat plates with asymmetrically heating. **International Journal of Heat and Mass Transfer**. v. 15, n. 15, p. 2293-2308, Feb. 1972.
- AVELAR, A. C. **Análise teórica e experimental da transferência de calor em placas de circuito impresso formando canais verticais abertos**. Campinas: FEM, Unicamp, 1997. Dissertação (Mestrado) - Faculdade de Engenharia Mecânica, Universidade Estadual de Campinas, 1997. 94p.
- AVELAR , A. C., GANZAROLLI, M. M. Optimum spacing in an array of vertical plates with two-dimensional protruding sources cooled by natural convection: inclusion of non-uniform heating effects. **Proceedings of the 3rd European Thermal Sciences Conference**, Heidelberg, Germany, September, 2000.
- BAR-COHEN, A., ROHSENOW, W. M. Thermally optimum spacing of vertical, natural convection cooled, parallel plates. **Journal of Heat Transfer**, v.106, n.1, p.116-123, Feb. 1984.

- BAR-COHEN, A, KRAUS, A D., DAVIDSON, S. F., Thermal frontiers in the design and packaging of microelectronics equipment, **Mechanical Engineering**. Jun, 1983.
- BEJAN, A. **Convection heat transfer**. New York: John Wiley & Sons, Inc, 1995. Cap. 4: External natural convection. P. 202-204.
- BESSAÏH, R., KADJA, M. Turbulent natural convection cooling of electronic components mounted on a vertical channel. **Applied Thermal Engineering**, v.20, n.1, p.141-154, 2000.
- BHAVNANI, H. S., BERGLES, A. E. Effect of surface geometry and orientation on laminar natural convection heat transfer from a vertical flat plate with transverse roughness elements. **International Journal of Heat and Mass Transfer**. v. 33, n. 5, p. 965-981, May 1990.
- BODOIA, J.R., OSTERLE, J. F. The development of free convection between heated vertical plates. **Journal of Heat Transfer**, v. 84, p. 40-44, 1962.
- BURAK, V. S., VOLKOV, S. V., MARTYNENKO, O. G., KHRAMTSOV, P. P., SHIKH, I. A. Experimental study of free-convective flow on a vertical plate with a constant heat flux in the presence of one or more steps. **International Journal of Heat and Mass Transfer**, v.38, n.1, p.147-154, Jan. 1995.
- CAMPO, A., MANCA, O., MORRONE, B. Numerical Analysis of partially heated vertical parallel plates in natural convective cooling. **Numerical Heat Transfer, Part A**, v. 36, p.129-151, 1999.
- CHANG, T. S., LIN, T. F. Transient buoyancy-induced flow through a heated, vertical channel of finite height. **Numerical Heat Transfer, parte A**, v.16, n.1, p. 15-35, 1989.
- CHOI, C. Y., KIM, S. J., ORTEGA, A. Effects of substrate conductivity on convective cooling of electronic components. **Journal of Electronic Packaging**. V. 116, p.198-205, Sep.1994.
- CHUNG, H. C. Conjugate natural convection of a power law fluid in a vertical finite thick channel with heat sources. **International Journal of Numerical Methods for Heat & Fluid Flow**. v. 7, n. 2/3, p. 200-214, 1997.

- DESRAYAUD, G., FICHERA, A., MEA, D. Natural convective cooling of a protruding heat-flux module in a vertical channel. **Proceedings of the 3rd European Thermal Sciences Conference**, Heidelberg, Germany, September, 2000.
- ELENBAAS, W. Heat dissipation of parallel plates by free convection. **Physical**. v. 9, p. 1-28, 1942.
- FUJII, M. S., TOMIMURA, T., ZHANG, Z., GIMA, S. Natural convection from an array of vertical parallel plates. In: TENTH INTERNATIONAL HEAT TRANSFER CONFERENCE, 7, 1994, Brighton, UK. **Proceeding of Tenth International Heat Transfer Conference**, Brighton. 1994. p.49-54.
- FUJII, M., GIMA, S., TOMIMURA, T., ZHANG, Z. Natural convection to air from an array of vertical parallel plates with discrete and protruding heat sources. **International Journal of Heat and Fluid Flow**. v. 17, p. 483-490, Mar. 1996.
- GEISLER, J. K. BAR-COHEN, A. Package-corrected composite relations for natural convection between asymmetrically-heated PCBs. EEP-v.19-2, **Advances in Electronic Packaging**, ASME, 1997.
- GUO, Z. Y., WU, X. B. Thermal drag and critical heat flux for natural convection of air in vertical parallel plates. **Journal of Heat Transfer**, v. 115, n. 124, p. 124-129, Feb. 1993.
- GÜNES, H., LIAKOPOULOS, A. Three-dimensional convective cooling in a vertical channel with protruding heat sources. EEP-v.4-2, **Advances in Electronic Packaging**, ASME, 1993.
- HALL, D. A., VLIET, G. C., BERGMAN, T. L. Natural convection cooling of vertical rectangular channels in air considering radiation and wall conduction. **Journal of Electronic Packaging**, v.121, p. 75-81, Jun. 1999.
- HAMED, A. M. D., KHAN, A.Y. Temperature distribution and heat flux removal from a rectangular plate by combined convection and radiation heat transfer. HTD-19/EEP-v.15, **Cooling and Thermal Design of Electronic Systems**. ASME 1995.

- HUNG, Y. H., SHIAU, W. M. Local steady-state natural convection heat transfer in vertical parallel plates with a two-dimensional rectangular rib. **International Journal of Heat and Mass Transfer**, v. 31, n. 6, p. 1279-1288, Jun. 1988.
- INCROPERA, F. P. Convection heat transfer in electronic equipment cooling. **Journal of Heat Transfer**. v.110, n.43, p.1097-1111, Nov. 1988.
- KELKAR, K. M., CHOUDHURY, D. Numerical prediction of periodically fully developed natural convection in a vertical channel with surface mounted heat generating blocks. **International Journal of Heat and Mass Transfer**, v.36, n.5, p.1133-1145, Mar. 1993.
- KEYHANI, M., CHEN, L., PITTS, D. R. The aspect ratio effect on natural convection in an enclosure with protruding heat sources. **Journal of Heat Transfer**. v. 113, n. 4, p. 883-891, Nov. 1991.
- KIM, S. H., ANAND, N. K., AUNG, W. Effect of wall conduction on free convection between asymmetrically heated vertical plates: uniform wall heat flux. **International Journal of Heat and Mass Transfer**. v. 33, n. 5, p. 1013-1023, 1990.
- KIM, S.H., ANAND, N. K., FLETCHER, L. S. Free convection between series of vertical parallel plates with embedded line heat sources. **Journal of Heat Transfer**, v.113, p.108-115, Feb. 1991.
- KLINE, S. J., Mc. CLINTOCK, F. A. Describing Uncertainties in Single-Sample Experiments., **Mechanical Engineering**, v. 75, p.3-8, 1953.
- KWAK, C. E., SONG, T. H. Experimental and numerical study on natural convection from vertical plates with horizontal rectangular grooves. **International Journal of Heat and Mass Transfer**. v. 41, n. 16, p. 2517-2528, Aug. 1998.
- KRAUS, A.D., BAR-COHEN, A. **Thermal analysis and control of electronic equipment**. New York: Mc Graw-Hill, 1983. 620p.
- LANGERMAN, M. A. A non-Boussinesq integral method for laminar free convection between vertical flat plates subject to a uniform wall heat flux. **International Journal of Heat and Mass Transfer**, v. 36, n. 14, p. 3429-3435, Sep. 1993.

- LEE, K. Natural convection in vertical parallel plates with an unheated entry or unheated exit. **Numerical Heat Transfer**, Part A. v.25, p.477-493, 1994.
- MARCONDES, F., MALISKA, C. R., Treatment of the inlet boundary conditions in natural-convection flows in open-ended channels. **Numerical Heat Transfer**, Part B. v.35, p.317-345, 1999.
- MARTIN, L., RAITHBY, G. D., YOVANOVICH, M. M. On the low Rayleigh number asymptote for natural convection through an isothermal, parallel-plate channel. **Journal of heat transfer**. v. 113, n. 2, p. 899-905, Nov. 1991.
- MARTINS, E. B. **Estudo experimental do resfriamento conjugado de cavidades complexas**. Tese de doutorado - Campinas: FEM, Unicamp, 1997. 147p.
- MOFFAT, R. J., ORTEGA, A. Buoyancy induced forced. **Heat Transfer in Electronic Equipment - ASME HTD**, v.57, p.135-144, Nov. 1986.
- MORRONE, B., CAMPO, A. Optimum plate separation in vertical parallel-plate channels for natural convective flows: incorporation of large spaces at channel extremes. **International Journal of Heat and Mass Transfer**. v. 40, n. 5, p. 993-1000, 1997.
- NAKAMURA, H., ASOKO, Y., NAITOU, T. Heat transfer by free convection between two parallel flat plates. **Numerical Heat Transfer**. v.5, n.1, p.95-106, May, 1982.
- NAYLOR, D. FLORYAN, J. M. TARASUK, J. D. A numerical study of developing free convection between isothermal vertical plates. **Journal of Heat Transfer**, v. 113, n. 3, p. 620-626, Aug. 1991.
- ORTEGA, A., MOFFAT, R. J. Buoyancy induced convection in a non-uniformly heated array of cubical elements on a vertical channel wall. **Heat Transfer in Electronic Equipment - ASME HTD**, v.56, p.123-135, Nov. 1986.
- ORTEGA, A., MOFFAT, R. J. Heat transfer in an array of simulated electronic components: experimental results for free convection with and without a shrouding wall. **Heat Transfer in Electronic Equipment - ASME HTD**, v.48, p.5-15, Feb. 1985.

- OSTRACH, S. Combined natural convection flow and heat transfer of fluids with and without heat sources in channels with linearly varying wall temperatures. NACA Tech. Note, n. 3141, 1954.
- PATANKAR, S. V., SPALDING, D. B. A calculation procedure for heat, mass and momentum transfer in three-dimensional parabolic flows. **International Journal of Heat and Mass Transfer**, v.15, n.10, 1972.
- PATANKAR, S. V., LIU, C. H., SPARROW, E. M. Fully developed flow and heat transfer in ducts having streamwise-periodic variations of cross-sectional area. **Journal of Heat Transfer**, v.99, May 1977.
- PATANKAR, S. V., **Numerical heat transfer and fluid flow**. New York Publishing Co, 1980.
- PETERSON, G. P., ORTEGA, A. Thermal control of electronic equipment and devices. **Advances in Heat Transfer**, v.20, p.181-314, Nov. 1990.
- PRASAD, V., M. RUHUL, A. Effects of multiple obstructions on natural convection heat transfer in vertical channels. **International Journal of Heat and Mass Transfer**, v.38, n.11, p.2039-2046, Jul. 1995.
- RAMANATHAN, S., KUMAR, R. Correlations for natural convection between vertical plates heated asymmetrically. **Journal of Heat Transfer**. v. 113, n. 1, p. 97-107, 1991.
- RAMOS. R. A. V. Análise da convecção natural em superfícies com fontes de calor protuberantes, FEM, Unicamp, 1998. Tese (Doutorado) - Faculdade de Engenharia Mecânica, Universidade Estadual de Campinas, 1998. 137p.
- RAITHBY, G. D., SCHNEIDER, G. E. Numerical solution of problems in incompressible fluid flow: treatment of the velocity-pressure coupling. **Numerical Heat Transfer**. v.2, n.1, p.417-440, OCT-DEC, 1979.
- RAVINE, T. L., RICHARDS, D. R. Natural convection heat transfer from a discrete thermal source on a channel wall. **Journal of Heat Transfer**, v. 110, n.104, p.1004-1006, Nov. 1988.

- SAID, S. A. M., MUHANNA, A. Investigation of natural convection in a vertical parallel-walled channel with a single square obstruction. In: **HTD Simulation and Numerical Methods in Heat Transfer Winter Annual Meeting of the American Society of Mechanical Engineers**, 11, 1990, Dallas, USA. v.157, p.73-80, Nov. 1990.
- SAID, S. A. M., KRANE, R. J. An analytical and experimental investigation of natural convection heat transfer in vertical channels with a single obstruction. **International Journal of Heat and Mass Transfer**, v.33, n.6, p.1121-1134, 1990.
- SHAKERIN, S., BOHN, M., LOEHRKE, R. I. Natural convection in an enclosure with discrete roughness elements on a vertical, heated wall. **Proceeding of Eighth International Heat Transfer Conference**, San Francisco, U.S.A. p. 1519-1525, 1986.
- SPARROW, E. M., AZEVEDO, L. F. A. Vertical-channel natural convection spanning between the fully-developed limit and the single-plate boundary-layer limit. **International Journal of Heat and Mass Transfer**, v.28, n.10, p.1847-1857, Oct. 1985.
- SPARROW, E. M., TAO, W. Q. Buoyancy-driven fluid flow and heat transfer in pair of interacting vertical parallel channels. **Numerical Heat Transfer**. v.5, n.1, p. 39-58, OCT-DEC, 1982.
- TANDA G. Natural convection heat transfer in vertical channels with and without transverse square ribs. **International Journal of Heat and Mass Transfer**, v.40, n.9, p.2173-2185, Jun. 1996.
- TEERSTRA, J.R., CULHAM, J. R., YOVANOVICH, M. M., LEE, S. Analytical model for simulating the thermal behavior of microeletronic systems. EEP-v. 10-2, **Advances in Electronic Packaging**, ASME, 1995.
- VERSTEEG, H.K., MALALASEKERA, W. **An Introduction to Computational Fluid Dynamics**, Longman, Malaysia, TCP, 1999.
- VAN DOORMAAL, J. P., RAITHBY, G. D. Enhancements of the simple method for predicting incompressible fluid flows. **Numerical Heat Tranfer**, v.7, p.147-163, 1984.

- ZAMORA, B., HERNÁNDEZ, J. Influence of variable property effects on natural convection flows in asymmetrically-heated vertical channels. **International communications in heat and mass transfer**. v.24, n.8, p. 1153-1162, Dec. 1997.
- ZAMORA, B., HERNÁNDEZ, J. Influence of upstream conduction on the thermally optimum spacing of isothermal natural convection-cooled vertical plate arrays. **International communications in heat and mass transfer**. v.28, n.2, p. 201-210, 2001.
- WANG, H. Y., SAULNIER, J. B. A sensitivity study of material properties for coupled convective-conductive heat transfer generated in an electronic equipment. **International Journal of Heat and Mass Transfer**, v.36, n.15, p.3831-3839, Oct. 1993.
- WANG, H. Y., PENOT, F., SAULNIER, J. B. Numerical study of a buoyancy-induced flow along a vertical plate with discretely heated integrated circuit packages. **International Journal of Heat and Mass Transfer**, v.40, n.7, p.1509-1520, May 1997.
- WIRTZ, R. A., STUTZMAN, R. J. Experiments on free convection between vertical plates with symmetric heating. **Journal of Heat Transfer**, v.104, p. 501-507, Aug. 1982.
- TEERSTRA, J.R., CULHAM, J. R., YOVANOVICH, M. M., LEE, S. Analytical model for simulating the thermal behavior of microelectronic systems. EEP-v. 10-2, **Advances in Electronic Packaging**, ASME, 1995.

Apêndice A

Análise de incertezas

Todas as grandezas físicas medidas experimentalmente são afetadas por uma incerteza, convencionalmente chamada de erro.

Estes erros podem ser classificados como:

- **grosseiros:** ocorrem devido à imperícia do operador e são facilmente identificados;
- **sistemáticos:** acontecem devido à má calibração dos instrumentos, não linearidade de escala, etc. Ocorrem sistematicamente, sempre num mesmo sentido.
- **aleatórios:** são erros que variam de uma medida para a seguinte, realizada em condições idênticas, e se distribuem em torno do valor médio da grandeza. Geralmente seguem uma distribuição estatística.

Neste trabalho os erros grosseiros foram evitados pela realização cuidadosa dos testes experimentais e os erros sistemáticos pela utilização de instrumentos calibrados.

A.1 - Erros Aleatórios

Uma medida nunca é exatamente reprodutível pois o ambiente e os instrumentos sempre estão sujeitos a algum tipo de alteração, mesmo sutis.

Quando se realiza uma série de medidas em condições tão idênticas quanto possível, obtém-se uma série de valores que, em geral, se distribuem mais ou menos simetricamente em torno do valor médio. Uma maneira satisfatória de representar o resultado de uma amostra única,

é especificar a média das leituras realizadas e um intervalo de incerteza baseado em certa porcentagem de confiabilidade (Kline & McClintock, 1953).

Representando a média aritmética de uma amostra de n leituras por x_m e o intervalo de incerteza por w , tem-se:

$$x_m \pm w \tag{A.1}$$

O valor médio de uma variável x em uma série de n leituras ou observações é

$$x_m = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n x_i \tag{A.2}$$

onde x_i é o valor da i -ésima leitura.

O intervalo de incerteza w é a faixa de valores ao redor de x_m dentro do qual se espera, com certa margem de segurança, que o valor x_m esteja contido.

As amostras únicas com um número muito reduzido de repetições não permitem a obtenção de informações confiáveis a respeito do intervalo de incerteza. Entretanto, para efeitos práticos, uma forma conveniente de avaliação do erro é através da expressão

$$x'_m = x_m \pm t_{n-1,p} s \tag{A.3}$$

onde s é o desvio padrão da amostra, definido por

$$s = \left[\frac{\sum_{i=1}^n (x_i - x_m)^2}{n-1} \right]^{1/2} \tag{A.4}$$

e a distribuição $t_{n-1,p}$ de Student foi desenvolvida por W. S. Gosset (sob o pseudônimo de Student) para calcular o intervalo de incerteza de amostras com pequeno n baseado em seu desvio padrão, e foi tabelada em função do grau de liberdade da amostra e da porcentagem de confiabilidade requerida.

O grau de liberdade da amostra é definido como o número de observações menos o número de resultados que são calculados a partir dos dados obtidos. No caso do cálculo da média aritmética, o grau de liberdade é $(n-1)$, pois somente um resultado, x_m , é calculado a partir dos valores experimentais.

Para exemplificar a estimativa de erros dispensada às medidas de temperatura neste trabalho, escolheu-se arbitrariamente uma amostra de valores de sobretemperatura, oito medidas, provenientes de um termopar fixado na superfície de uma protuberância quando uma potência de 10W foi fornecida à mesma. A Tabela A.1 apresenta a amostra selecionada.

Tabela A.1 - Amostra de sobretemperatura.

Leitura	Tc-Tamb [k]
1	62
2	62
3	61,8
4	61,8
5	61,8
6	61,6
7	61,7
8	61,6
\bar{X}_m	61,8
S	0,16

Admitindo-se que 95% seja uma porcentagem de confiabilidade satisfatória para este estudo obtem-se da Tabela A.1, para 7 graus de liberdade ($n-1 = 7$),

$$t_{n-1,p} = 2,365 \tag{A.5}$$

sendo $s = 0,16$, da Equação (A.1) obtém-se

$$x'_m = x_m \pm 0,4 \text{ } ^\circ\text{C} \tag{A.6}$$

ou seja, 95 % das medidas serão tais que $|x - x_m| < 0,4 \text{ } ^\circ\text{C}$ para protuberância submetida à uma potência de 10W.

A.2 - Incerteza das Medidas Indiretas

A incerteza em uma grandeza medida indiretamente pode ser obtida utilizando-se a expressão (Kline & McClintock, 1953)

$$w_r = \left[\left(\frac{\partial X}{\partial x_1} w_1 \right)^2 + \left(\frac{\partial X}{\partial x_2} w_2 \right)^2 + \dots + \left(\frac{\partial X}{\partial x_n} w_n \right)^2 \right]^{1/2} \quad (\text{A.7})$$

onde X representa um resultado experimental como função das n grandezas x_i medidas, w_r , a sua incerteza, e w_i as incertezas avaliadas para cada medida x_i . A Eq. (A.7) será utilizada para avaliar as incertezas no cálculo da potência dissipada por placa, na adimensionalização das temperaturas medidas, e no número de Nusselt médio nas protuberâncias.

A2.1 Incerteza no cálculo da potência

A potência dissipada nas placas de circuito impresso é dada por

$$Q = \frac{U^2}{R} \quad (\text{A.8})$$

onde U é tensão fornecida às placa e R a resistência elétrica equivalente na mesma. A Equação (A.8) escrita em termos da Equação (A.7) e reduzida à forma adimensional é

$$\frac{W_Q}{Q} = \left[4 \left(\frac{W_U}{U} \right)^2 + \left(\frac{W_R}{R} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (\text{A.9})$$

A incerteza nos valores de tensão, U , é $\pm 0,2 \%$ dos valores de U , e da resistência equivalente de cada uma das cinco protuberâncias ligadas em série, $\pm 4\Omega$, 8% da resistência equivalente, 50 Ω . Este valor relativamente alto para a incerteza da resistência equivalente ocorre devido ao tipo de montagem experimental. A ligação em série dos fios de resistência existentes

em cada uma das protuberâncias, como representado na Figura 4.2, impossibilita a determinação precisa da resistência térmica de cada elemento.

A aplicação da Equação (A.9) indica que as incertezas dos valores de Q estão em torno de 8%.

A2.2 Incerteza no cálculo da sobretemperatura adimensional

A sobretemperatura adimensional, θ , é definida por

$$\theta = \frac{T - T_o}{dq'' / k_f} = \frac{\Delta T_o}{dQ / 2hwk_f} \quad (\text{A10})$$

Utilizando a Equação (A.8) obtemos a seguinte expressão para a incerteza no valor de θ

$$\left(\frac{W_\theta}{\theta}\right)^2 = \left(\frac{W_{\Delta T}}{\Delta T}\right)^2 + \left(\frac{W_k}{k}\right)^2 + \left(\frac{W_Q}{Q}\right)^2 + \left(\frac{W_L}{L}\right)^2 + \left(\frac{W_w}{w}\right)^2 + \left(\frac{W_d}{d}\right)^2 \quad (\text{A.11})$$

onde as incertezas avaliadas para os valores das grandezas físicas presentes no lado direito da Equação (A.10) estão apresentadas na Tabela A.2.

Tabela A.2 - Incertezas presentes na temperatura adimensional θ .

Grandeza física	ΔT	d	Q	L	W	k_f
Incerteza	1%	2,5%	8%	0,14%	0,14%	2%

Substituindo as incertezas listadas na Tabela A.2 na Equação A.11, obtemos que a incerteza nos valores de 9%.

A2.3 Incerteza no cálculo do número de Nusselt

O número de Nusselt experimental é definido por

$$Nu_{exp} = \frac{Q_c d}{(T_p - T_o)_{exp} A_c k_f} \quad (\text{5.3})$$

Utilizando a Equação (A.8) obtemos a mesma expressão obtida para a incerteza no valor de θ

$$\left(\frac{W_{Nu}}{Nu}\right)^2 = \left(\frac{W_{\Delta T}}{\Delta T}\right)^2 + \left(\frac{W_k}{k}\right)^2 + \left(\frac{W_Q}{Q}\right)^2 + \left(\frac{W_l}{l}\right)^2 + \left(\frac{W_w}{w}\right)^2 + \left(\frac{W_d}{d}\right)^2 \quad (\text{A.12})$$

portanto, a incerteza nos valores número de Nusselt experimentais é igual a incerteza nos valores da temperatura, em torno de 9%.

A2.4 Incerteza no cálculo do espaçamento ótimo

O espaçamento ótimo corresponde a posição de máxima dissipação de calor por unidade de volume. Portanto, a incerteza no espaçamento ótimo será determinada calculando-se a incerteza do fluxo de calor adimensional. O fluxo de calor adimensional é definido por:

$$q^* = \frac{q'' l^2}{k \Delta T Ra_l^{1/2}} \quad (5.24)$$

onde o número de Rayleigh, Ra_l , é definido por

$$Ra_l = \frac{g \beta l^3 \Delta T}{\nu \alpha} \quad (5.17)$$

Da Equação A.8, a incerteza em Ra_l é dada por

$$\left(\frac{W_{Ra}}{Ra}\right)^2 = \left(\frac{W_{\Delta T}}{\Delta T}\right)^2 + \left(\frac{W_\beta}{\beta}\right)^2 + \left(\frac{W_\nu}{\nu}\right)^2 + \left(\frac{W_l}{l}\right)^2 + \left(\frac{W_\alpha}{\alpha}\right)^2 + \left(\frac{W_d}{d}\right)^2 \quad (\text{A.13})$$

As incertezas nos valores das grandezas físicas presentes no lado direito da Equação A.13 são dadas por

Tabela A.3 - Incertezas presentes em Ra_l .

Grandeza física	β	g	l	α	ΔT	ν
Incerteza	1%	0,05%	0,14%	0,002%	1%	0,003%

Aplicando as incertezas da Tabela A.3 na Equação A.13 obtem-se que a incerteza no valor de Ra está em torno de 1,5%.

A incerteza no valor de q^* é dada por

$$\left(\frac{W_{q^*}}{q^*}\right)^2 = \left(\frac{W_Q}{Q}\right)^2 + \left(\frac{W_l}{l}\right)^2 + \left(\frac{W_k}{k}\right)^2 + \left(\frac{W_{\Delta T}}{\Delta T}\right)^2 + \left(\frac{W_\alpha}{\alpha}\right)^2 + \frac{1}{4}\left(\frac{W_{Ra}}{Ra}\right)^2 \quad (\text{A } 13)$$

Substituindo os valores das incertezas das grandezas físicas presentes na Equação A14 obtém-se que incerteza em q^* está em torno de 8,5%.

Apêndice B

Algoritmo CTDMA

O algoritmo seguinte é um caso especial de eliminação gaussiana.

Seja a equação:

$$A_i \phi_i = B_i \phi_{i+1} + C_i \phi_{i-1} + D_i \quad (\text{B.1})$$

Para $i = 1, 2, \dots, N-1$. Sendo que:

$$\text{Para } i = 1: \quad \phi_{i-1} = \phi_{N-1}$$

$$\text{Para } i = N-1: \quad \phi_{i+1} = \phi_1$$

É feita a seguinte transformação:

$$\phi_i = E_i \phi_{i+1} + F_i \phi_{N-1} + G_i \quad (\text{B.2})$$

onde $E_i = B_i/A_i$, $F_i = C_i/A_i$, $G_i = D_i/A_i$, e para $i = 1, 2, \dots, N-2$, temos:

$$E_i = \frac{B_i}{A_i - C_i E_{i-1}}, \quad F_i = \frac{C_i F_{i-1}}{A_i - C_i E_{i-1}}, \quad G_i = \frac{D_i + C_i G_{i-1}}{A_i - C_i E_{i-1}}$$

próximo passo é encontrar o valor de ϕ_{N-1} . O que é feito escrevendo-se a Equação B1 para $i=N-1$ e substituindo ϕ_1 em termos de ϕ_2 e ϕ_{N-1} (da Equação B2), ϕ_2 em termos de ϕ_3 e ϕ_{N-1} , e assim por diante, até que ϕ_{N-1} seja a única variável desconhecida no lado esquerdo da equação. Esta seqüência de cálculos pode ser expressa como:

$$p_1 = A_{N-1}, \quad q_1 = B_{N-1}, \quad r_1 = D_{N-1}$$

e, para $i = 2, 3, \dots, N-2$,

$$p_i = p_{i-1} - q_{i-1}F_{i-1}, \quad q_i = q_{i-1}E_{i-1}, \quad r_i = r_{i-1} + q_{i-1}G_{i-1}$$

$$\phi_{N-1} = \frac{(q_{N-2} + C_{N-1})G_{N-2} + r_{N-2}}{p_{N-2} - (q_{N-2} + C_{N-1})(E_{N-2} + F_{N-2})}$$

Finalmente, a Equação B2 é utilizada para calcular o valor de ϕ_i para $i = N-2, N-3, \dots, 3, 2, 1$.

Apêndice C

Algoritmos SIMPLE e SIMPLEC

Os algoritmos SIMPLE (Semi-Implicit Method for Pressure Linked Equations) e SIMPLEC (SIMPLE – Consistent) são dos mais tradicionais métodos numéricos do tipo segregado para solução das equações de Navier-Stokes. O volume de controle mostrado a seguir serve como base para a construção das equações da quantidade de movimento discretizadas. A malha é deslocada com a pressão resolvida no centro dos volumes de controle e as velocidades nas faces.

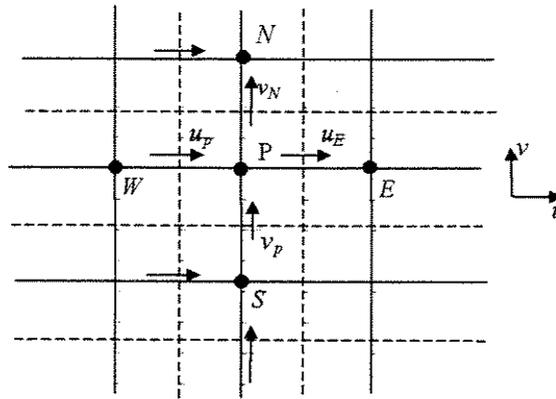


Figura C 1 - Volumes de controle.

As equações de Navier-Stokes discretizadas podem ser escritas para um desses volumes de controle da seguinte forma

$$\begin{aligned} a_p u_P^* &= a_W u_W^* + a_E u_E^* + a_N u_N^* + a_S u_S^* + (P_W - P_P) A_{WP} + S \\ a_p v_P^* &= a_W v_W^* + a_E v_E^* + a_N v_N^* + a_S v_S^* + (P_S - P_P) A_{SP} + S \end{aligned} \quad (C.1)$$

onde os coeficientes obtidos do esquema de discretização adotado baseiam-se na iteração anterior. ‘ P ’ é a pressão, ‘ A ’ a área correspondente ao diferencial de pressão e S o termo fonte. As velocidades obtidas são aproximadas (u^* e v^*), baseadas nos coeficientes que são obtidos e no campo de pressão estimado. Define-se correções para a velocidade e pressão da seguinte forma

$$\begin{aligned} u &= u^* + u' \\ v &= v^* + v' \\ P &= P^* + P' \end{aligned} \tag{C.2}$$

A substituição das velocidades corrigidas nas equações de Navier-Stokes discretizadas e depois a subtração das equações das velocidades aproximadas (u^* e v^*) permitem obter uma equação para a correção de velocidade e pressão

$$\begin{aligned} a_p u'_p &= a_w u'_w + a_e u'_e + a_n u'_n + a_s u'_s + (P'_w - P'_p) A_{WP} \\ a_p v'_p &= a_w v'_w + a_e v'_e + a_n v'_n + a_s v'_s + (P'_s - P'_p) A_{SP} \end{aligned} \tag{C.3}$$

A principal aproximação do algoritmo SIMPLE consiste em rescrever as equações de correção de velocidade da seguinte forma

$$\begin{aligned} u'_p &= (P'_w - P'_p) \frac{A_{WP}}{a_p} \\ v'_p &= (P'_s - P'_p) \frac{A_{SP}}{a_p} \end{aligned} \tag{C.4}$$

No algoritmo SIMPLEC esta aproximação procura omitir termos menos relevantes e é escrita como a seguir

$$\begin{aligned} u'_p &= (P'_w - P'_p) \frac{A_{WP}}{a_p - (a_e + a_w + a_n + a_s)} \\ v'_p &= (P'_s - P'_p) \frac{A_{SP}}{a_p - (a_e + a_w + a_n + a_s)} \end{aligned}$$

Como visto, a mudança entre SIMPLE e SIMPLEC do ponto de vista de implementação implica em alterações mínimas. O algoritmo SIMPLEC é, entretanto, mais estável que o SIMPLE, aceitando valores maiores de sub-relaxação.

Ambos os algoritmos partem das equações de velocidade corrigida e as substituem na equação de continuidade, sendo obtida, após discretização, uma equação para a correção de pressão. Uma vez obtida a correção de pressão, esta é utilizada para alterar os campos de pressão e velocidade. Os campos resultantes de velocidade satisfazem a equação de continuidade e são utilizados como valor inicial na solução da equação do momento, até que haja convergência.

Apêndice D

Valor da pressão na entrada do canal

Considerando que o ar em escoamento no canal representado na Figura D1 seja em regime permanente, incompressível e sem atrito, e aplicando-se a equação de Bernoulli entre os pontos 0 e 3, obtém-se

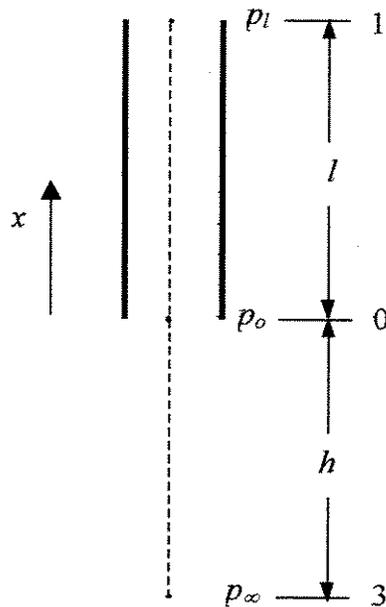


Figura D1 - Escoamento do ar em um canal.

$$p_{\infty} - p_0 = \rho_{\infty} \frac{u_0^2}{2} + \rho_{\infty} g l \quad (\text{D1})$$

Aplicando-se a equação de Bernoulli entre os pontos 1 e 3 resulta

Aplicando-se a equação de Bernouli entre os pontos 1 e 3 resulta

$$p_1 - p_\infty = -\rho_\infty g(l+h) \quad (D2)$$

manipulando-se a Equação D2 resulta

$$(p_1 - p_o) + (p_o - p_\infty) = -\rho g(l+h) \quad (D3)$$

substituindo a Equação D1 na Equação D3 resulta

$$p_1 - p_o = \rho_\infty \frac{u_o^2}{2} - \rho_\infty g l \quad (D4)$$

A pressão no canal pode ser decomposta em duas parcelas, a pressão hidrostática e a pressão resultante do movimento do ar,

$$p = p_h + p_m \quad (D5)$$

Derivando a equação acima em relação a x obtém-se

$$-\frac{\partial p_m}{\partial x} = \frac{\partial p_h}{\partial x} - \frac{\partial p}{\partial x} \quad (D6)$$

Ou,

$$-\frac{\partial p_m}{\partial x} = \rho_\infty g - \frac{\partial p}{\partial x} \quad (D7)$$

Integrando a equação acima de entre 0 e 1 resulta

$$\int_0^l -\frac{\partial p_m}{\partial x} = -\rho_\infty g l - (p_1 - p_o) \quad (D8)$$

Levando a Equação D4 na Equação D8

$$\int_0^l -\frac{\partial p_m}{\partial x} = -\rho_\infty \frac{u_o^2}{2} \quad (D9)$$

Ou,

$$p_{m_o} - p_{m_l} = -\rho_\infty \frac{u_o^2}{2} \quad (D10)$$

Considerando que a pressão de movimento é igual a zero na saída do canal resulta que na entrada do canal

$$p_{m_o} = p_o = -\rho_o \frac{u_m^2}{2} \quad (D11)$$

O que justifica a condição de contorno de pressão imposta na entrada do canal.