

TESE DEFENDIDA POR Marcelo Batista Saito
E APROVADA PEI
COMISSÃO JULGADORA EM 13/09/2002
Eugênio Spanó Rosa
ORIENTADOR

UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS
FACULDADE DE ENGENHARIA MECÂNICA

Análise Paramétrica de um Trocador de Calor
Através da Simulação Numérica

Autor : **Marcelo Batista Saito**
Orientador: **Eugênio Spanó Rosa**
Co-Orientador: **Marcelo Moreira Ganzarolli**

09/02

200326436

UNICAMP
BIBLIOTECA CENTRAL
SEÇÃO CIRCULANTE

UNICAMP
BIBLIOTECA CENTRAL

ESTE EXEMPLAR CORRESPONDE A REDAÇÃO FINAL DA
TESE DEFENDIDA POR Marcelo Batista Saito
E APROVADA PELA
COMISSÃO JULGADORA EM 13/02/2002
Eugênio Spanó Rosa
ORIENTADOR

UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS
FACULDADE DE ENGENHARIA MECÂNICA
DEPARTAMENTO DE ENERGIA

Análise Paramétrica de um Trocador de Calor

Através da Simulação Numérica

Autor : **Marcelo Batista Saito**

Orientador: **Eugênio Spanó Rosa**

Co-Orientador: **Marcelo Moreira Ganzarolli**

Curso: Engenharia Mecânica.

Área de concentração: Térmicas e Fluidos

Dissertação de mestrado apresentada à comissão de Pós Graduação da Faculdade de Engenharia Mecânica, como requisito para obtenção do título de Mestre em Engenharia Mecânica.

Campinas, 2002
S.P. - Brasil

UNIDADE	80
Nº CHAMADA	Unicamp
	Sa28a
V	EX
TOMBO SCI	54910
PROC.	16-124/03
C	☐
D	☒
PREÇO	R\$ 11,00
DATA	02/08/03
Nº CPD	

CM00186898-3

BIBID 297108

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

Sa28a

Saito, Marcelo Batista

Análise paramétrica de um trocador de calor através da simulação numérica / Marcelo Batista Saito.-- Campinas, SP: [s.n.], 2002.

Orientadores: Eugênio Spanó Rosa e Marcelo Moreira Ganzarolli.

Dissertação (mestrado) - Universidade Estadual de Campinas, Faculdade de Engenharia Mecânica.

1. Calor - Transmissão. 2. Energia - Transferência. 3. Turbulência. 4. Método dos volumes finitos. I. Rosa, Eugênio Spanó. II. Ganzarolli, Marcelo Moreira. III. Universidade Estadual de Campinas. Faculdade de Engenharia Mecânica. IV. Título.

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

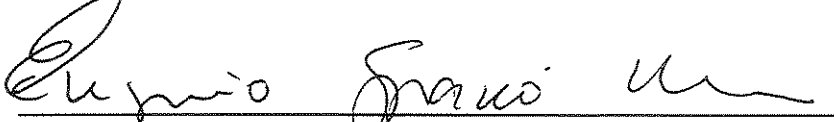
DISSERTAÇÃO DE MESTRADO

**Análise Paramétrica de um Trocador de Calor
Através da Simulação Numérica**

Autor : Marcelo Batista Saito

Orientador: Eugênio Spanó Rosa

Co-Orientador: Marcelo Moreira Ganzarolli



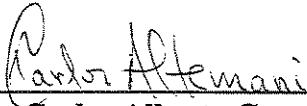
Prof. Dr. Eugênio Spanó Rosa, Presidente

Universidade Estadual de Campinas Faculdade de Engenharia Mecânica



Prof. Dr. Marcelo José Santos de Lemos

Instituto Tecnológico de Aeronáutica



Prof. Dr. Carlos Alberto Carrasco Altemani

Universidade Estadual de Campinas Faculdade de Engenharia Mecânica

Campinas, 13 Setembro de 2002

Dedicatória

À Viviane Esse pela compreensão durante a realização deste trabalho e pelo incentivo a persistir no meu sonho.

Aos meus pais, Marilene e Roberto, pela confiança e esforços na minha formação pessoal e acadêmica.

Às minhas irmãs, Sandra e Josilene, pelo carinho e afago.

Agradecimentos

Ao orientador e amigo Prof. Dr. Eugênio Spanó Rosa pela oportunidade, ensinamentos e estímulo durante a realização deste trabalho.

Ao co-orientador Prof. Dr. Marcelo Moreira Ganzarolli pelas diretrizes seguras sobre trocadores de calor.

Aos amigos do curso de pós-graduação pela excelente convivência dentro e fora do ambiente acadêmico, principalmente ao Arlindo pelas informações a respeito do software PHOENICS.

À todas as outras pessoas que direta ou indiretamente contribuíram para a realização deste estudo.

Sumário

Lista de Figuras	x
Lista de Tabelas	xiii
Nomenclatura	xvi
Resumo	xvii
Abstract	xviii
Capítulo 1	19
Introdução	19
1.1 Configuração Geométrica do Trocador de Calor	20
1.2 Metodologia e Objetivos	24
1.3 Organização do Trabalho	26
Capítulo 2	28
Teoria de Trocadores de Calor	28
2.1 Trocadores de Calor	28
2.2 Análise Térmica	33
2.3 Fundamentos em Escoamento de Dutos	44
Capítulo 3	50
Formulação Matemática	50
3.1 Equações de Transporte	50

3.2	Modelos de Turbulência.....	52
3.2.1	Lei de Parede Hidrodinâmica	52
3.2.2	Lei de Parede Térmica.....	57
3.2.3	Modelo Lvel.....	59
3.2.4	Modelo de duas Equações κ - ϵ	60
3.2.5	Condições de Contorno para o Modelo κ - ϵ	61
3.3	Propriedades	63
Capítulo 4		65
Método Numérico		65
4.1	Solução Numérica.....	65
4.2	Dimensões	67
4.3	Condições de Contorno.....	69
4.4	Testes de Malha e Validação.....	72
4.4.1	Teste de Malha.....	73
4.4.2	Validação dos Modelos	77
4.4.2.1	Validação do Modelo para Canal Bidimensional.....	77
4.4.2.2	Validação do Modelo para Canal Tridimensional	80
4.4.3	Comentários gerais.....	86
4.5	Malha	87
Capítulo 5		90
Resultados do Trocador de Calor		90
5.1	Parâmetros Geométricos das Configurações Simuladas	90
5.2	Resultados dos Campos Locais de Velocidade e Temperatura.....	94
5.3	Resultados de Queda de Pressão.....	97
5.4	Resultados de Calor Transferido.	102
5.5	Otimização da Troca Térmica	108
Capítulo 6		115
Comentários Finais e Conclusões.		115

Referências Bibliográficas.....	117
Anexo A	119
Cálculo do Coeficiente Global de Transferência de Calor.....	119
Anexo B.....	123
Análise de Magnitude para um Espaçamento Ótimo entre Placas Paralelas	123
Anexo C	129
Listagem dos Programas	129
C.1 Arquivo q1.....	129
C.2 Arquivo ground.f.....	132

Lista de Figuras

Capítulo 1	19
Figura 1.1 - Detalhe do trocador de calor.....	21
Figura 1.2 - Perfil do trocador de calor pelo escoamento de ar frio no canal.....	22
Figura 1.3 - Perfil do trocador de calor pelo escoamento de ar quente no canal.....	22
Figura 1.4 - Ilustração da maquete de trocador de calor..	23
Figura 1.5 - Ilustração da maquete de trocador de calor pela entrada e saída dos fluidos.	24
Figura 1.6 - Ilustração física do problema.....	25
 Capítulo 2	 28
Figura 2.1 - Trocador de calor através do contato direto.	30
Figura 2.2 - Trocador de calor de armazenamento.	30
Figura 2.3 - Trocador de calor casco e tubos.....	31
Figura 2.4 - Trocador de calor tubo duplo.....	32
Figura 2.5 - Trocador de calor tipo placas.....	32
Figura 2.6 - Representação esquemática da distribuição de temperatura em uma parede plana em contato com dois fluidos.	34
Figura 2.7 - Distribuição de temperatura num condensador.....	35
Figura 2.8 - Distribuição de temperatura num evaporador.....	36

Figura 2.9 - Distribuição de temperatura num trocador de calor de correntes paralelas.....	36
Figura 2.10 - Distribuição de temperatura num trocador de calor de correntes opostas.....	36
Capítulo 3	50
Figura 3.1 - Perfil de velocidade da camada limite turbulenta em termos da variável w^+ e y^+	51
Figura 3.2 - Perfil de velocidade na subcamada laminar e na região log expressa por Spalding..	57
Figura 3.3 - Densidade	64
Figura 3.4 - Viscosidade.....	64
Capítulo 4	65
Figura 4.1 - Ilustração física do problema.....	69
Figura 4.2 - Condições de contorno para $\frac{1}{2}$ módulo térmico no plano XZ.....	70
Figura 4.3 - Condições de contorno para $\frac{1}{2}$ módulo térmico no plano XY.....	71
Figura 4.4 - Domínio simulado numericamente para escoamento bidimensional.....	73
Figura 4.5 - Malha computacional utilizada para a simulação do escoamento bidimensional.....	74
Figura 4.6 - Sensibilidade do fator de atrito em função do y^+	76
Figura 4.7 - Sensibilidade do número de Nusselt em função de y^+	76
Figura 4.8 – Distribuição de pressão.....	78
Figura 4.9 - Fator de atrito de Fanning.....	79
Figura 4.10 - Número de Nusselt.....	79
Figura 4.11 - Domínio da simulação tridimensional.....	81
Figura 4.12 - Malha computacional do plano YX.....	82
Figura 4.13 - Malha computacional do plano YZ.....	83
Figura 4.14 - Fator de atrito.....	84
Figura 4.15 - Número de Nusselt.....	84
Figura 4.16 - Fator de atrito em função de Reynolds.....	85
Figura 4.17 - Número de Nusselt em função de Reynolds.....	86
Figura 4.18 - Malha computacional do trocador de calor no plano YX representando o módulo térmico.....	88
Figura 4.19 - Malha computacional do trocador de calor no plano YZ.....	88

Capítulo 5	90
Figura 5.1 - Distribuição de velocidade para $\alpha^* = 1$ e $w_{med} = 10\text{m/s}$	95
Figura 5.2 - Distribuição de velocidade para $\alpha^* = 1/10$ e $w_{med} = 10\text{m/s}$	96
Figura 5.3 - Distribuição de temperatura para $\alpha^* = 1$ e $w_{med} = 10\text{m/s}$	96
Figura 5.4 - Distribuição de temperatura para $\alpha^* = 1/10$ e $w_{med} = 10\text{m/s}$	97
Figura 5.5 - Queda de pressão para diversas razões de aspecto em função da vazão.	98
Figura 5.6 - Fator de atrito e a curva de ajuste em função de βRe_{Dh}	100
Figura 5.7 - Fator de atrito e a curva de ajuste em função de $\beta_j Re_{Dh}$	100
Figura 5.8 - Calor trocado por metro de largura do trocador de calor em função da vazão mássica por metro linear de trocador Φ_t' e da razão de aspecto α^*	105
Figura 5.9 - $\overline{St Pr}^{2/3}$ e a curva de ajuste em função de γf	106
Figura 5.10 - Comparação entre η numérico, η da equação (2.26) e η ajustada.	108
Figura 5.11 - Faixa do espaçamento ótimo e do calor transferido para um ΔP fixo.	110
Figura 5.12 - Calor transferido em função da vazão mássica e da queda de pressão.	111
Figura 5.13 - Curva adimensionalizada do calor transferido em função do espaçamento entre as paredes.	113
Figura 5.14 - Comparação entre os resultados da curva de otimização e os resultados numéricos.	114
 Anexo A	 119
Figura A.1 - Ilustração do módulo térmico e os sentidos dos fluxos de calor.	120
Figura A.2 - Esquema do circuito térmico.	120
 Anexo B.....	 123
Figura B.1 - Placas paralelas com escoamento em contra-corrente.	124
Figura B.2 - Espaçamento ótimo e calor transferido para um ΔP fixo.	125

Lista de Tabelas

Capítulo 4	65
Tabela 4.1 – Valores de resíduos de referência.	67
Tabela 4.2 – Condições de contorno.	72
Tabela 4.3 – Condições de contorno para o teste de malha.	75
Tabela 4.4 – Condições de contorno para a validação de um canal tridimensional.	82
 Capítulo 5	 90
Tabela 5.1 – Tabela de razão de aspecto, α^*	91
Tabela 5.2 – Tabela de velocidades, w_{med}	91
Tabela 5.3 – Tabela de Reynolds, Re_{Dh}	92
Tabela 5.4 – Tabela de vazão, Φ	93
Tabela 5.5 – Tabela de número de diâmetros hidráulicos no duto L/D_h , e comprimento de desenvolvimento do escoamento turbulento Z/D_h	94
Tabela 5.6 – Tabela de diâmetro hidráulico D_h , e perda de carga ΔP	98
Tabela 5.7 – Tabela dos resultados de fator de atrito obtidos numericamente, obtidos com ajuste (equação (5.1)), e os seus desvios.	101
Tabela 5.8 – Tabela da diferença de temperatura média de mistura na entrada e na saída.	102
Tabela 5.9 – Tabela dos resultados de $\overline{St} Pr^{2/3}$ obtidos numericamente, obtidos com ajuste (equação (5.9)), e os seus desvios.	107
Tabela 5.10 – Tabela dos parâmetros utilizados para a obtenção dos resultados numéricos	113

Nomenclatura

Letras Latinas

A	- área	$[m^2]$
A_t'	- área total por metro de largura do trocador	$[m^2/m]$
C	- capacidade calorífica	$[J/sK]$
C_μ	- constante (0,55)	
$C_{1\varepsilon}$	- constante (1,44)	
$C_{2\varepsilon}$	- constante (1,92)	
c_p	- calor específico	$[J/kgK]$
D_h	- Diâmetro hidráulico	$[m]$
e	- espessura	$[m]$
f	- fator de atrito	
Gz	- número de Graetz	
H	- largura do trocador de calor	$[m]$
h	- coeficiente de transferência de calor convectivo	$[W/m^2k]$
$\bar{h}$	- coeficiente médio de transferência de calor convectivo	$[W/m^2k]$
k	- constante de Von Kármán	
L	- comprimento do trocador de calor	$[m]$

Nu	- número de Nusselt	
p	- perímetro	[m]
P	- pressão	[Pa]
Pe	- número de Peclet	
P_k	- razão produção de energia cinética turbulenta pela viscosidade turbulenta	[m/s ²]
Pr	- número de Prandtl	
q	- potência térmica	[W]
q'	- taxa de calor	[W/m]
q''	- fluxo de calor	[W/m ²]
Re _{Dh}	- Reynolds baseado no diâmetro hidráulico	
Re _L	- Reynolds local	
St	- número de Stanton	
T	- temperatura	[K]
T _m	- temperatura média de mistura	[K]
U	- coeficiente global de transferência e calor	[W/m ² k]
$\bar{U}$	- coeficiente global médio de transferência e calor	[W/m ² k]
w	- velocidade	[m/s]
w _{med}	- velocidade média	[m/s]
y	- distância entre o centro do primeiro volume de controle no fluido e a parede	[m]
X	- coordenada na direção normal do trocador de calor	
Y	- coordenada na direção transversal do trocador de calor	
Z	- coordenada na direção principal do trocador de calor	
Z _d	- comprimento de desenvolvimento hidrodinâmico turbulento	[m]
Z _{d,t}	- comprimento de desenvolvimento térmico turbulento	[m]

Letras Gregas

α	- difusividade térmica	[m ² /s]
α^*	- razão de aspecto	
β	- parâmetro geométrico	

ε	- dissipação de energia cinética turbulenta	[J/kg]
Δ	- diferencial discreto	
η	- efetividade	
μ	- viscosidade absoluta	[Pa.s]
ν	- viscosidade cinemática	[m ² /s]
ρ	- densidade	[kg/m ³]
λ	- condutividade térmica	[W/mK]
Φ	- vazão mássica	[kg/s]
Φ_t'	- vazão total de uma corrente por metro de largura do trocador	[kg s ⁻¹ /m]
τ	- tensão	[Pa]
σ_k	- constante (1,0)	
σ_ε	- constante (1,3)	
γ	- parâmetro geométrico	

Superescritos

- + - referente as variáveis internas
- ' - referente a flutuações turbulentas

Subescritos

- c - referente a dutos circulares
- e - referente à entrada do escoamento
- f - referente ao fluido frio
- q - referente ao fluido quente
- pc - referente a propriedades constantes
- s - referente à saída do escoamento
- t - turbulento
- w - relativo à parede
- i,j,k - direções coordenadas

Resumo

SAITO, Marcelo Batista, *Análise Paramétrica de um Trocador de Calor Através da Simulação Numérica*, Campinas, Faculdade de Engenharia Mecânica, Universidade Estadual de Campinas, 2002, 134p. Dissertação (Mestrado).

O presente trabalho tem por objetivo determinar numericamente a queda de pressão e o fluxo de calor de um trocador de calor ar-ar utilizado para resfriamento de um ambiente selado que não pode ser contaminado pelo ar externo. Esta análise tem por finalidade otimizar a geometria que maximiza o calor transferido para uma determinada queda de pressão. O trocador é formado por dutos paralelos de seções retangulares com escoamento em contra-corrente no regime turbulento. As duas correntes são separadas por paredes sólidas e lisas. A análise paramétrica é efetuada resolvendo-se equações de conservação da massa, quantidade de movimento e energia, utilizando o modelo de turbulência κ - ϵ padrão e considerando propriedades variáveis. A condução de calor nas paredes sólidas também foi incluída nas simulações. A solução numérica tridimensional é obtida através da discretização das equações de conservação em volumes finitos, sendo empregado um pacote numérico comercial (PHOENICS 3.3). As simulações são realizadas para número de Reynolds entre 8000 e 160000. Os resultados obtidos permitem avaliar o desempenho do trocador de calor para valores especificados da queda de pressão e determinar a geometria que maximiza o calor transferido.

Abstract

SAITO, Marcelo Batista, *Parametric Analysis of a Heat Exchanger Using Numerical Simulation*, Campinas, Faculdade de Engenharia Mecânica, Universidade Estadual de Campinas, 2002, 134p. Dissertação (Mestrado).

The pressure drop and heat transfer flux on an air-air heat exchanger employed as a cooling device for a closed cavity with heat dissipation are determined numerically. The analysis is further extended to optimize the cross section dimensions to render the maximum heat transfer rate at a given pressure drop. The heat exchanger is of rectangular cross section ducts placed side by side in counter flow turbulent regime. The duct walls are of smooth and flat aluminum. The conservation equations of mass, momentum and energy are solved with the κ - ϵ turbulence model using the finite volume code embodied on the PHOENICS 3.3. The heat conduction along the solid walls is considered employing conjugate heat transfer treatment. The simulations are performed for Reynolds number between 8000 and 160000. The pressure drop and heat transfer rate are determined and expressed in terms of dimensionless parameters. The analysis is further advanced determining cross section aspect ratio which gives the maximum heat transfer rate for a given pressure drop.

Capítulo 1

Introdução

Os problemas de aquecimento de componentes eletrônicos têm merecido cada vez mais a atenção da indústria eletrônica. O controle térmico destes dispositivos pode ser feito por meio das propriedades físicas de materiais e do fluxo de calor. Laboratórios e universidades têm modelado e testado equipamentos para a dissipação do calor no interior de painéis ou gabinetes eletrônicos onde soluções envolvendo transferência de calor conjugado, turbulência e otimização de parâmetros para novas geometrias permanecem em constante desenvolvimento e pesquisa.

O calor dissipado no interior dos painéis eletroeletrônicos pelos componentes provoca o aumento da temperatura interna em relação à temperatura ambiente. Esta temperatura elevada é prejudicial ao funcionamento e a durabilidade (vida útil) dos componentes que compõe os equipamentos de telecomunicações e os controladores de processos. Por sua vez, o uso de painéis vedados dificulta a transferência de calor do interior do painel para o meio ambiente, o que aumenta ainda mais a temperatura interna do painel. Este fato é ainda agravado pela miniaturização dos componentes eletrônicos que permitem montagens mais compactas provocando um aumento ainda maior da temperatura interna dos gabinetes. Assim, se por um lado, com os avanços da eletrônica, diminuem o tamanho dos painéis elétricos de máquinas ou processos, por outro lado, aumentam os problemas e defeitos decorrentes do aumento do grau de compactação que causa uma elevada temperatura interna.

Os equipamentos disponíveis para a dissipação térmica em painéis elétricos são basicamente: ventiladores, condicionadores de ar e trocadores de calor. Nos conjuntos de ventilação a troca de calor é promovida com a renovação do ar interno quente por ar frio externo. A utilização de filtros minimiza a entrada das partículas contidas no ambiente para o interior do gabinete. Esta é a solução tecnicamente mais econômica, porém necessita de manutenção periódica dos filtros. Os condicionadores de ar promovem a troca térmica por ciclo de refrigeração com redução da umidade e, por consequência, garantem a estabilidade térmica do painel. Apesar desta alternativa preservar o grau de proteção mecânica do conjunto painel/equipamento, ela possui custos operacionais e de manutenção elevados. Nos trocadores de calor ar-ar, objeto de estudo neste trabalho, a troca térmica é realizada por meio de duas correntes de ar em contra-fluxo transferindo o calor interno para a corrente de ar externa através de uma superfície metálica (comumente alumínio) que separa fisicamente os fluxos. Esta solução preserva o grau de proteção do equipamento, garante um ambiente isento de contaminantes sem a utilização de filtros, não requer manutenção periódica e tem um custo operacional satisfatório. Assim, torna-se de fundamental importância o desenvolvimento e técnicas que intensifiquem a transferência de calor do trocador possibilitando a redução nas dimensões e nos custos de manufatura e operação dos mesmos.

1.1 Configuração Geométrica do Trocador de Calor

O presente trabalho focaliza um trocador de calor ar-ar como opção de dissipador térmico para painéis eletroeletrônicos. O escoamento dos fluxos de ar quente e frio se dá em contracorrente e em regime turbulento. Este arranjo é empregado como lateral ou mesmo porta de gabinetes de equipamentos eletroeletrônicos operando em um ambiente interno selado para garantir a não contaminação com o ar externo, mas promovendo a troca térmica entre as correntes.

Na Figura 1.1 é apresentado o arranjo esquemático do trocador de calor. Neste caso são mostrados dois ambientes, um selado (local onde permanecem os equipamentos) e outro externo (ambiente atmosférico). A corrente de ar quente se refere ao primeiro ambiente e o segundo se

refere a corrente de ar frio. A Figura 1.2 e a Figura 1.3 mostram os perfis de cada corrente dentro do trocador. O ar é movimentado para os canais por meio de ventiladores como mostra a Figura 1.1.

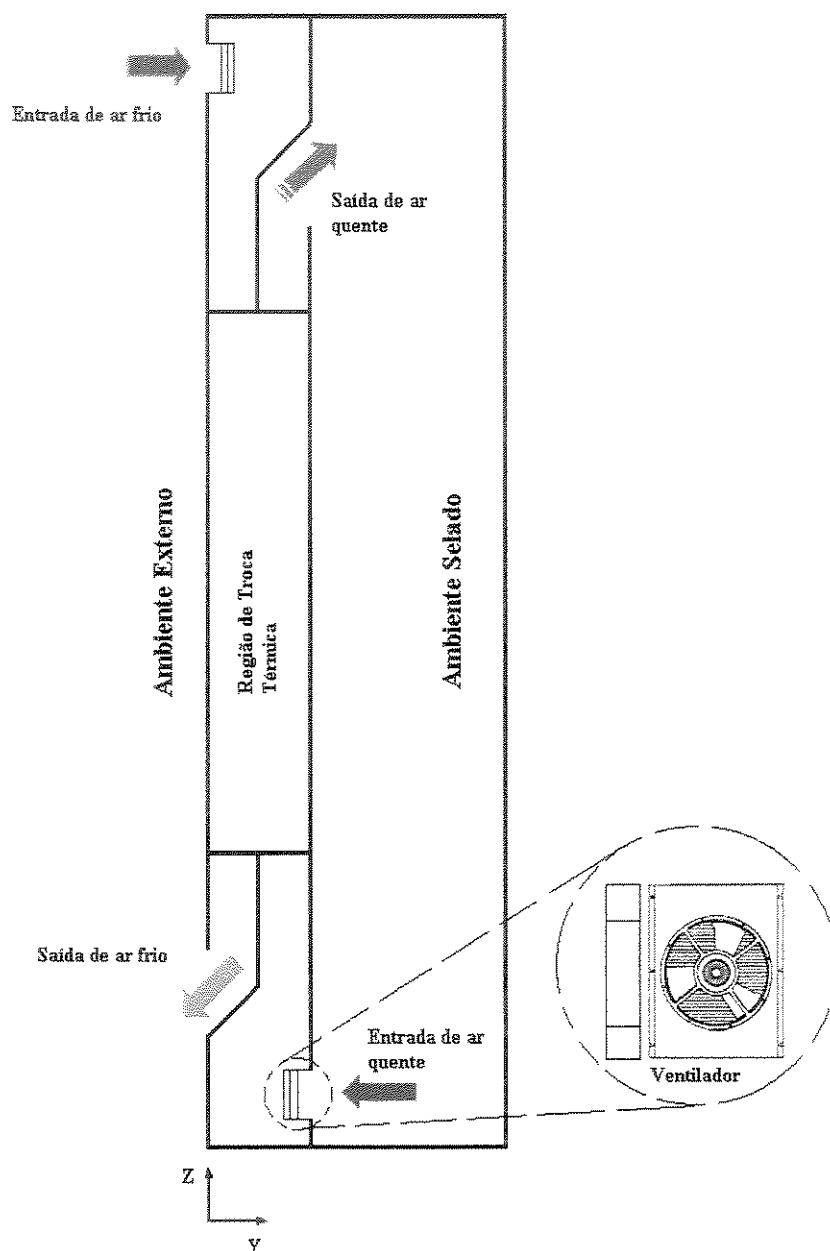


Figura 1.1 - Detalhe do trocador de calor.

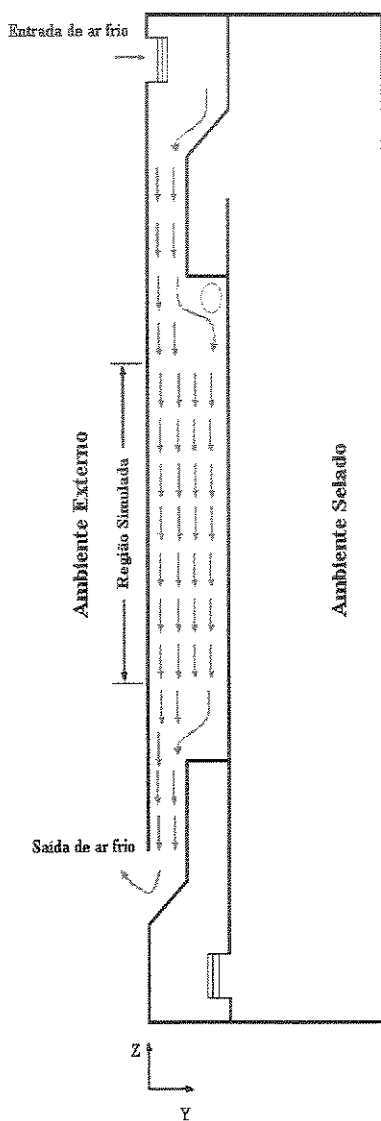


Figura 1.2 - Perfil do trocador de calor pelo escoamento de ar frio no canal.

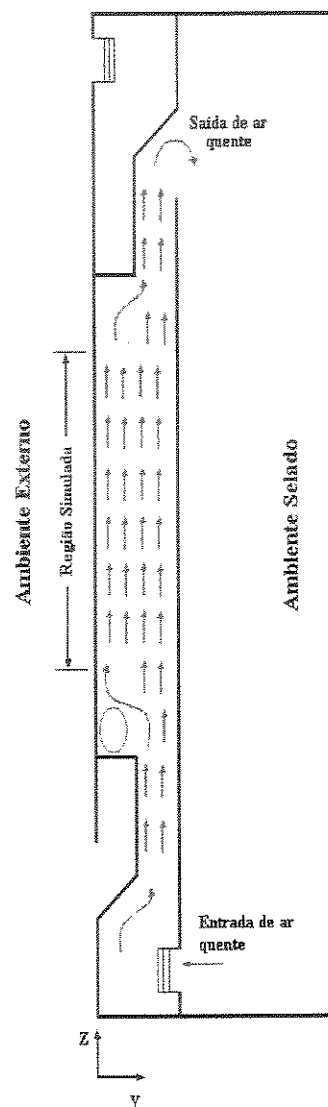


Figura 1.3 - Perfil do trocador de calor pelo escoamento de ar quente no canal.

Montou-se uma maquete de trocador de calor ar-ar como mostra a Figura 1.4 e a Figura 1.5, para exemplificar e ilustrar com maiores detalhes do seu funcionamento.

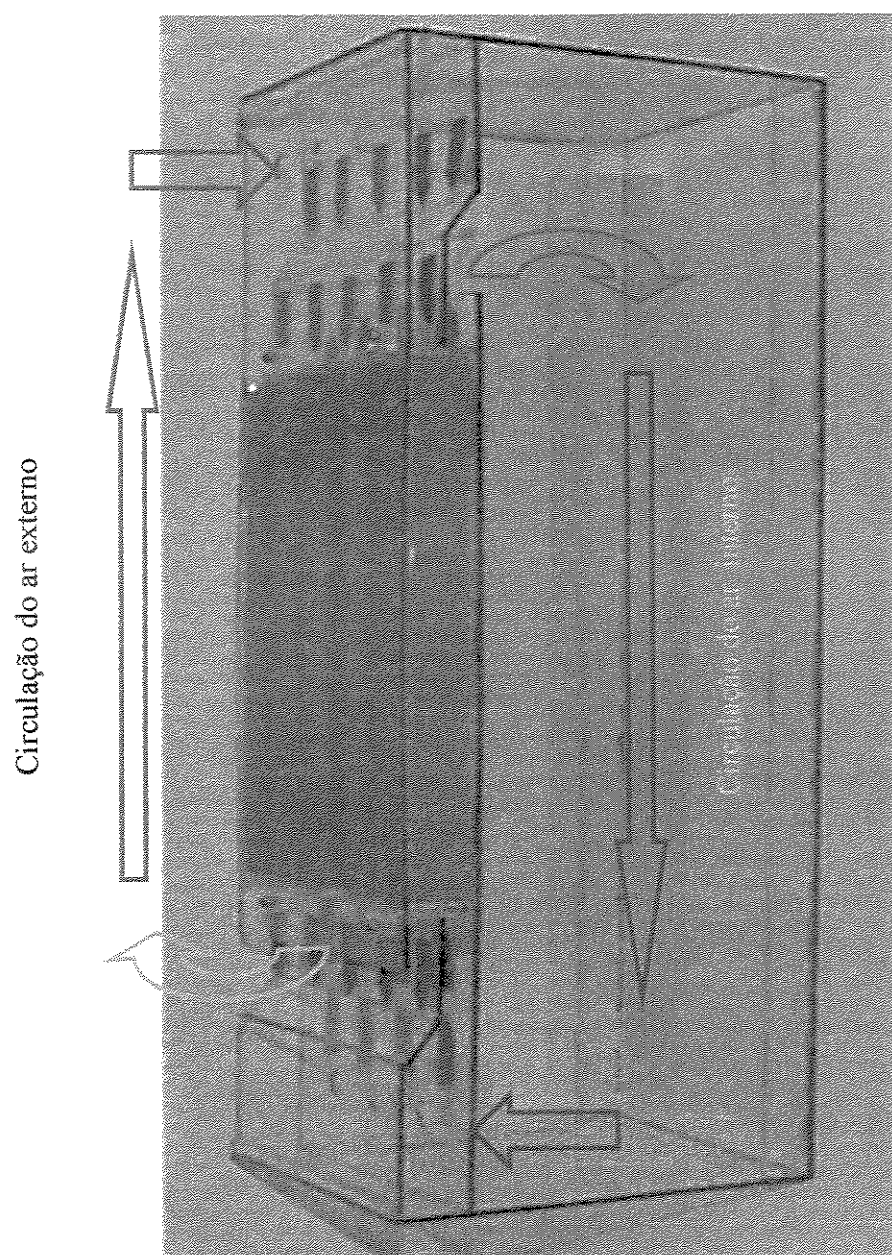


Figura 1.4 - Ilustração da maquete de trocador de calor.

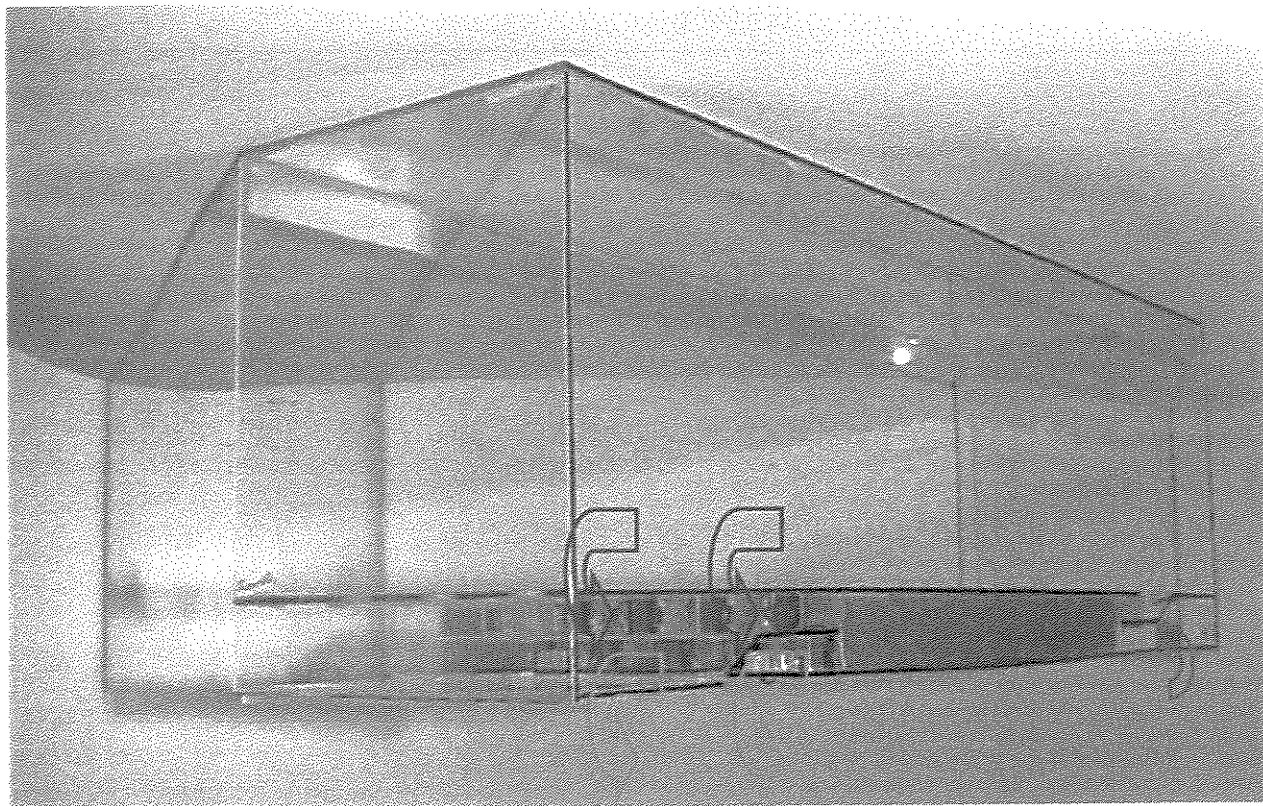


Figura 1.5 - Ilustração da maquete de trocador de calor pela entrada e saída dos fluidos.

1.2 Metodologia e Objetivos

O estudo é baseado em um trocador de calor ar-ar constituído por dutos paralelos de seção retangular colocados lado a lado como mostra a Figura 1.6. A troca térmica é realizada por meio de duas correntes de ar em contra-corrente transferindo o calor interno para a corrente de ar externa através de uma superfície metálica que separa fisicamente os fluxos. Admite-se que no arranjo proposto as correntes de ar quente e frio apresentam um perfil uniforme de velocidades na entrada de cada canal e se desenvolvem a partir destas seções. Efeitos de curvatura causados por defletores de ar ou bloqueios parciais da seção, que freqüentemente ocorrem em aplicações deste tipo, não estão sendo aqui considerados.

Pela influência da vazão e dos parâmetros geométricos do trocador de calor, pretende-se determinar a configuração geométrica que maximiza a quantidade de calor transferido por metro de largura do trocador para uma queda de pressão fixa.

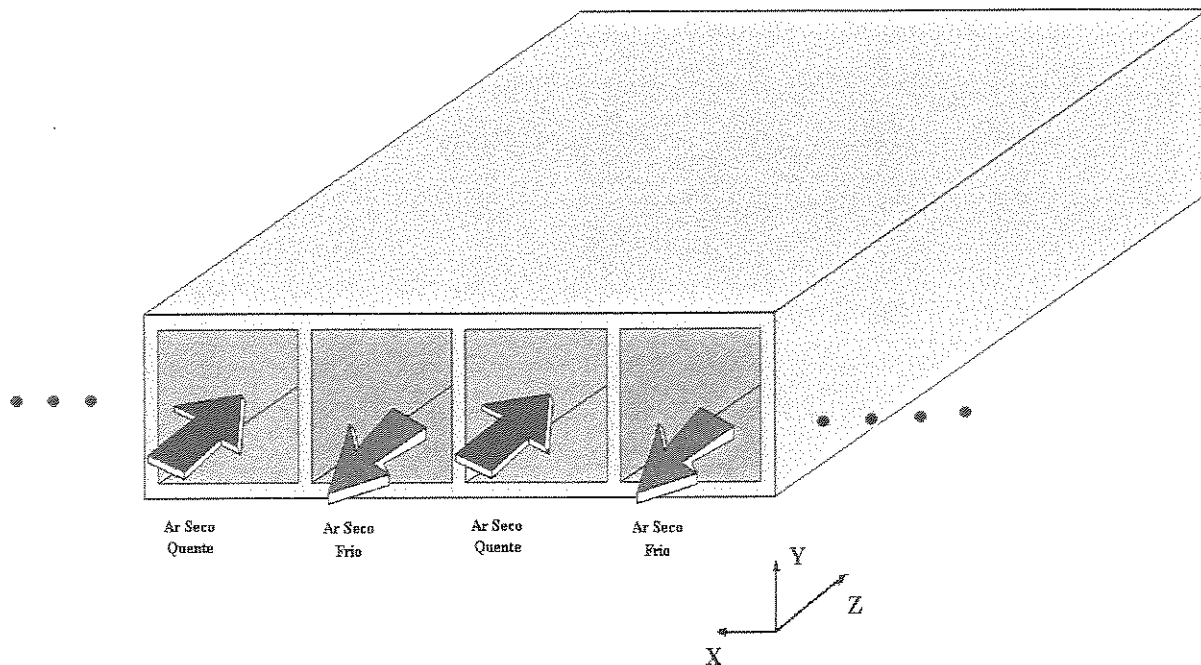


Figura 1.6 - Ilustração física do problema.

Foi adotada uma abordagem numérica para o estudo do problema, fato que possibilitou algumas vantagens do ponto de vista de análise do mesmo, na medida em que investigações locais do escoamento e da transferência de calor ficassem facilitadas.

As simulações numéricas foram realizadas com a utilização do código computacional PHOENICS (versão 3.3), o qual é baseado no método dos volumes finitos. Os modelos numéricos foram simulados para Reynolds baseado no diâmetro hidráulico entre 8000 e 160000 condição de operação que caracteriza a aplicação de trocadores de calor em sistemas de troca térmica no interior dos painéis eletroeletrônicos. A seguir, é apresentada uma breve descrição do conteúdo de cada um dos capítulos, procurando dar ao leitor uma visão geral da organização do trabalho.

1.3 Organização do Trabalho

No capítulo 2 é apresentada uma teoria sucinta sobre trocadores de calor e fundamentos térmicos e hidrodinâmicos de escoamentos em dutos. Inicialmente é feita a classificação dos tipos de trocadores de calor, disposição do escoamento e processo de transferência. Em seguida são mostradas a metodologia aplicada para a análise de transferência de calor e as considerações térmicas e hidrodinâmicas sobre os conceitos envolvendo a troca de calor entre uma superfície e fluido de escoamento interno em canais.

O equacionamento matemático, a formulação das variáveis características na transferência de calor, revisão dos modelos de turbulência utilizados para o problema proposto são descritos no capítulo 3.

No capítulo 4 são apresentados o modelo computacional e a solução numérica, incluindo as dimensões do modelo e suas condições de contorno. A fim de avaliar a qualidade do modelo numérico, foram realizadas comparações entre os resultados numéricos obtidos e resultados apresentados na literatura. Esta validação foi realizada para geometrias mais simples daquela utilizada no modelo de trocador. Foram realizados testes de malha para averiguar a independência da malha nos resultados e em seguida realizou-se a validação do modelo computacional para escoamentos 2D e 3D. Os resultados são validados com resultados referentes ao escoamento térmico e hidrodinâmico desenvolvido.

No capítulo 5 são apresentados os resultados numéricos para um conjunto de simulações com Reynolds entre 8000 a 160000. Perfis de velocidades e de temperaturas são apresentados para uma configuração específica com finalidade de revelar propriedades locais do escoamento. Em seguida, são apresentadas as determinações da queda de pressão e fluxo de calor e suas formas adimensionais em função da razão de aspecto dos canais para os modelos simulados. Finalmente a otimização da razão de aspecto que proporcione a maior troca térmica para uma queda de pressão fixa.

O capítulo 6 apresenta as conclusões. Além disso, são apresentados propostas para a realização de futuras pesquisas nesta área e comentários à respeito do desenvolvimento desta investigação, onde são citados os principais problemas encontrados.

Capítulo 2

Teoria de Trocadores de Calor

Neste capítulo é apresentado um resumo da teoria sobre trocadores de calor incluindo fundamentos térmicos e hidrodinâmicos de escoamentos em dutos. Inicialmente é feita a classificação dos trocadores de calor de acordo com o grau de compactação, disposição do escoamento, processo de transferência e tipo de construção. Em seguida são mostradas a metodologia aplicada para a análise de transferência de calor e as considerações térmicas e hidrodinâmicas sobre os conceitos envolvendo a troca de calor entre uma superfície e fluido de escoamento interno em canais.

2.1 Trocadores de Calor

O processo da transferência de energia térmica entre dois ou mais fluidos em diferentes temperaturas, e separados por uma fronteira sólida, é muito comum em aplicações da engenharia. O dispositivo usado para corporificar esta troca térmica é o trocador de calor, que tem aplicações específicas no aquecimento e no resfriamento de ambientes, no condicionamento de ar, na produção de energia, na recuperação de calor e no processamento químico.

Os trocadores de calor podem ser classificados de acordo com o processo de transferência, grau de compactação da superfície, tipo de construção e da disposição das correntes dos fluidos, Incropera (1998). De acordo com o processo de transferência a troca térmica pode ocorrer por meio do contato direto ou indireto entre os fluidos. No contato direto o calor é transferido

diretamente entre os fluidos imiscíveis quente (T_{qe} T_{qs} indica a temperatura do fluido quente na entrada e na saída) e frios (T_{fe} e T_{fs} indica a temperatura do fluido frio na entrada e na saída), como mostra a Figura 2.1, geralmente um dos fluidos é gás e o outro é vapor ou líquido sob baixa pressão. No contato indireto o calor é primeiro transferido do fluido quente para uma superfície sólida e em seguida para o fluido frio, além disso, ambos os fluidos devem estar fluindo simultaneamente.

Em um trocador de armazenamento, ambos os fluidos percorrem alternativamente as mesmas passagens de troca de calor, como mostra a Figura 2.2. A superfície de transferência de calor geralmente é de uma estrutura chamada matriz. Em caso de aquecimento, o fluido quente atravessa a superfície de transferência de calor e a energia térmica é armazenada na matriz. Posteriormente, quando o fluido frio passa pelas mesmas passagens, a matriz “libera” a energia térmica (em refrigeração o caso é inverso). Este trocador é também chamado de regenerador.

Os trocadores são freqüentemente caracterizados pelo tipo de construção como tubular, em placas, superfícies estendidas, casco e tubos, etc, Shah (1981).

O trocador de calor casco e tubo é construído com tubos envolvidos por uma carcaça. Um dos fluidos passa por dentro dos tubos, e o outro pelo espaço entre a carcaça e os tubos, como mostra a Figura 2.3. Existe uma variedade de construções diferentes destes trocadores dependendo da taxa de transferência de calor desejada, do desempenho, da queda de pressão e dos métodos usados para reduzir tensões térmicas, prevenir vazamentos, facilidade de limpeza, para conter pressões operacionais, temperaturas altas e controlar a corrosão. Trocadores de carcaça e tubo são os mais usados para quaisquer capacidades e condições operacionais, tais como pressões e temperaturas altas, atmosferas altamente corrosivas, fluidos muito viscosos, misturas de multicomponentes, etc. Estes são trocadores muito versáteis, feitos de uma variedade de materiais e tamanhos e são extensivamente usados em processos industriais.

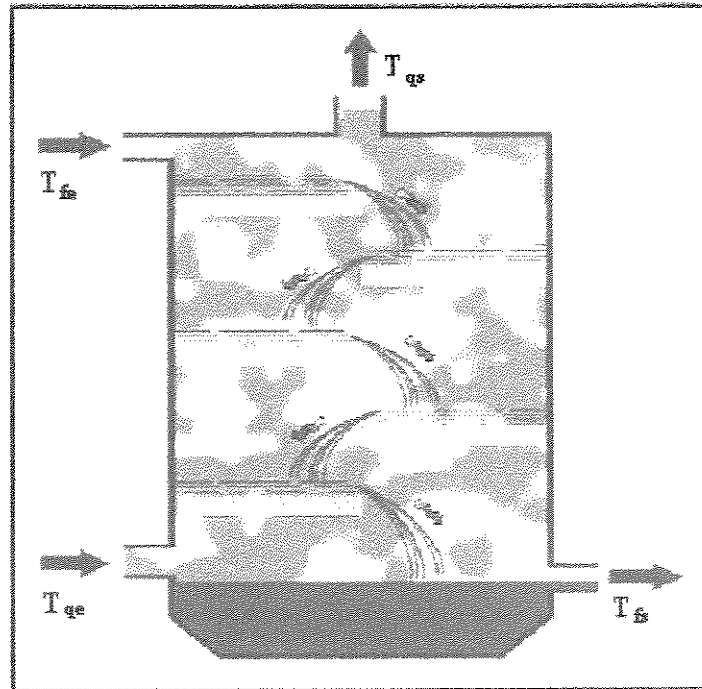


Figura 2.1 - Trocador de calor através do contato direto.

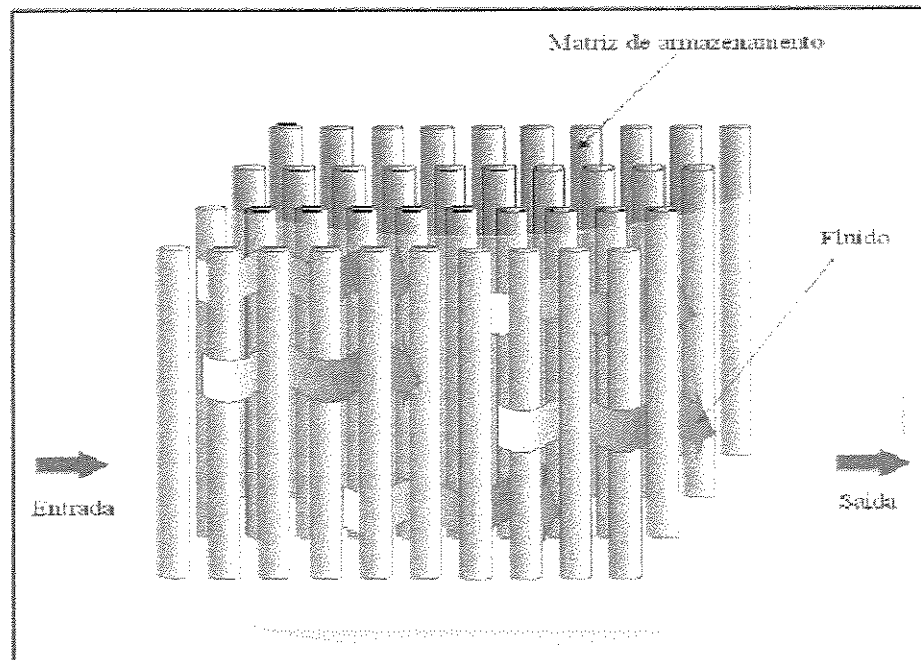


Figura 2.2 - Trocador de calor de armazenamento.

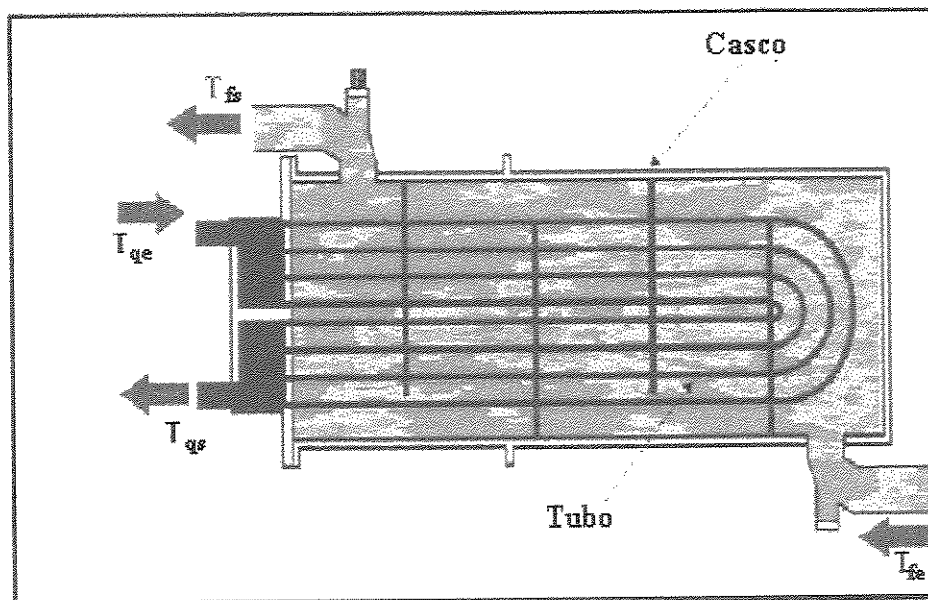


Figura 2.3 - Trocador de calor casco e tubos.

De acordo com a disposição das correntes elas podem ser classificadas como paralelas, em contra-corrente e cruzadas. Um dos tipos mais simples de trocador de calor é aquele constituído por dois tubos concêntricos no qual os fluidos quente e frio se movem numa mesma direção, ou em direções opostas, como mostra a Figura 2.4. Na configuração com as correntes paralelas os fluidos quente e frio entram pela mesma extremidade, correm na mesma direção e saem pela outra extremidade. Na configuração em contra-corrente os fluidos entram por extremidades opostas, fluem em direções opostas e saem por extremidades opostas.

Trocadores de calor compactos são usados para se ter uma área superficial de transferência de calor, por unidade de volume, muito grande (maior ou igual a $700 \text{ m}^2 / \text{m}^3$). A motivação para se usar uma superfície de troca compacta é conseguir um dado de desempenho de transferência de calor obedecendo a limitações de massa ou volume, como no caso de sistemas de transporte, refrigeração e ar condicionado.

Trocadores de calor tipo placa normalmente é construído com placas planas lisas ou com alguma forma de ondulações, como mostra a Figura 2.5. Geralmente, este trocador não pode suportar pressões muito altas, comparadas ao trocador tubular equivalente.

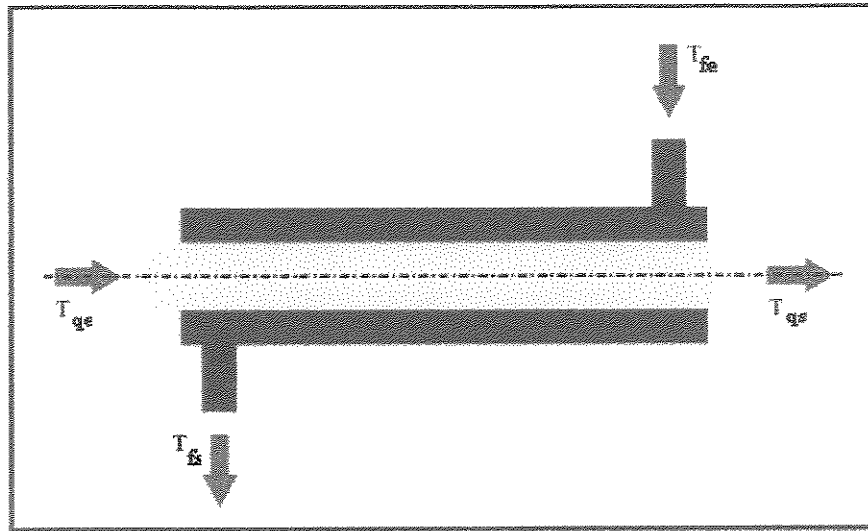


Figura 2.4 - Trocador de calor tubo duplo.

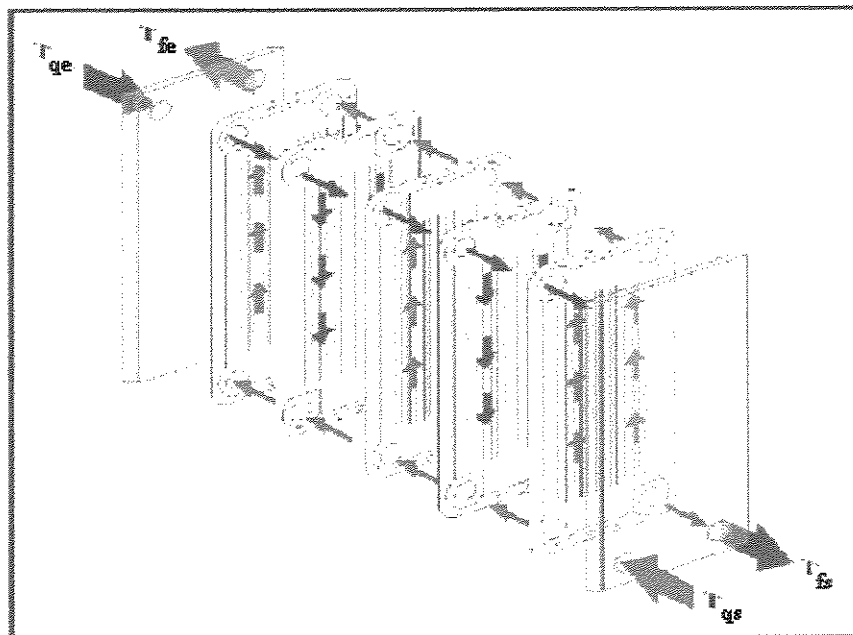


Figura 2.5 - Trocador de calor tipo placas.

O projeto completo de um trocador de calor pode ser subdividido em três fases principais que seriam: a análise térmica, o projeto mecânico preliminar e o projeto de fabricação.

O projeto mecânico envolve considerações sobre as pressões e temperaturas de operação, as características corrosivas de um ou de ambos os fluidos, as expansões térmicas relativas considerando suas conseqüentes tensões, e a relação do trocador de calor com os demais equipamentos.

O projeto de fabricação requer a transcrição das características e dimensões físicas em uma unidade que possa ser construída a um baixo custo. A seleção dos materiais, vedações, invólucros, arranjo mecânico ótimo e os processos de fabricação devem ser especificados. O peso e as dimensões são fatores importantes no custo final do equipamento e, portanto, devem ser considerados como variáveis econômicas.

Para cada aplicação particular existem regras a serem seguidas para a obtenção do melhor projeto, compatibilizando as considerações econômicas com o peso, dimensões, etc. Uma análise de fatores mecânicos e de fabricação que envolve o projeto está além dos objetivos da presente discussão. Será abordada somente a análise térmica. Serão apresentados os métodos de avaliação do desempenho de um trocador de calor, juntamente com uma discussão dos métodos que podem ser usados na estimativa do tipo e das dimensões deste equipamento para o desempenho de uma determinada função. Neste sentido, foi considerado somente o trocador de calor para os quais a transferência de calor se dá predominantemente por condução e convecção.

2.2 Análise Térmica

A análise de um trocador de calor inicia-se pela determinação do coeficiente global de transferência de calor U , que define em termos da resistência térmica total à transferência de calor entre dois ou mais fluidos, ou seja, é a maneira de sistematizar as diferentes resistências térmicas equivalentes existentes num processo de troca de calor entre duas ou mais correntes de fluido, o coeficiente se determina pelas resistências à condução e à convecção entre fluidos separados por fronteiras planas e cilíndricas, sendo suas superfícies limpas e sem aletas.

A Figura 2.6 mostra a troca de calor através de uma parede plana entre fluidos com a hipótese de regime permanente, superfícies sem rugosidade, sem aletas e ausência de fontes de

calor. Na Figura 2.6 T_{m1} e T_{m2} representam a temperatura média de mistura de cada um dos fluidos T_{w1} e T_{w2} representam a temperatura da parede e $\bar{h}_1$ $\bar{h}_2$ representam o coeficiente médio de transferência convectiva de calor em cada um dos fluidos.

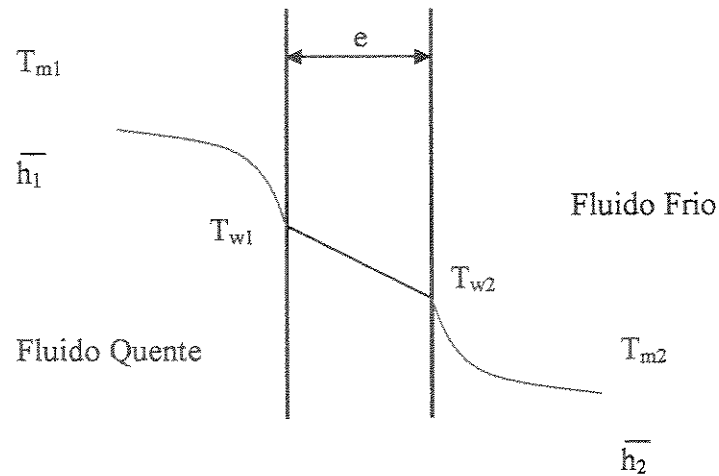
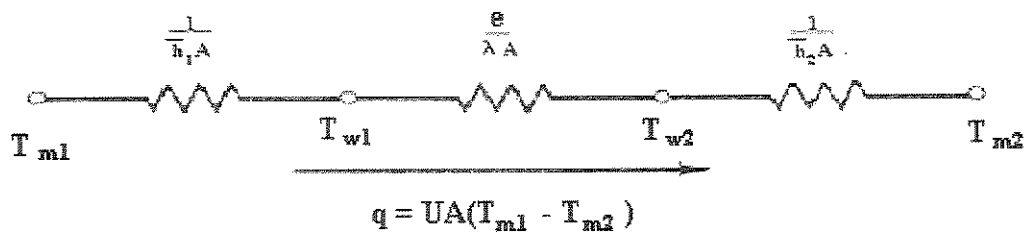


Figura 2.6 - Representação esquemática da distribuição de temperatura em uma parede plana em contato com dois fluidos.

O processo de transferência de calor da Figura 2.6 pode ser representado pelo seguinte circuito térmico equivalente, Incropera (1992):



O coeficiente global de transferência de calor é expresso por:

$$\frac{1}{UA} = \frac{1}{(\bar{h}_1 A)} + \frac{e}{(\lambda A)} + \frac{1}{(\bar{h}_2 A)},$$

(2.1)

onde, “e” é a espessura, λ é a condutividade térmica, o calor trocado é definido como:

$$q = UA(T_{m1} - T_{m2}), \quad (2.2)$$

onde, A é a área superficial total.

O projeto de trocadores de calor usualmente inicia-se com a determinação da área de troca de calor necessária para acomodar uma determinada taxa de transferência de calor, de uma ou das duas correntes que entram no trocador com uma determinada temperatura e vazão, e que precisam sair em uma determinada temperatura.

As temperaturas dos fluidos, num trocador de calor, não são em geral constantes, mas variam de ponto para ponto à medida que o calor é transferido do fluido mais quente para o mais frio. Mesmo para uma resistência térmica constante, a taxa de calor transferida varia ao longo do escoamento, pois seu valor depende da diferença de temperatura entre os fluidos quente e frio em cada seção. As figuras. 2.7, 2.8, 2.9 e 2.10 ilustram as variações de temperatura que podem ocorrer em um ou em ambos os fluidos, num trocador simples.

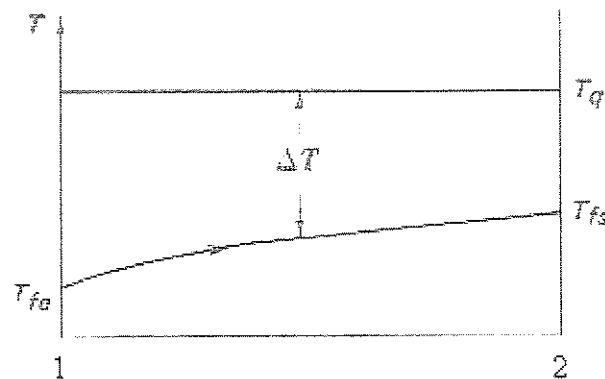


Figura 2.7 - Distribuição de temperatura num condensador

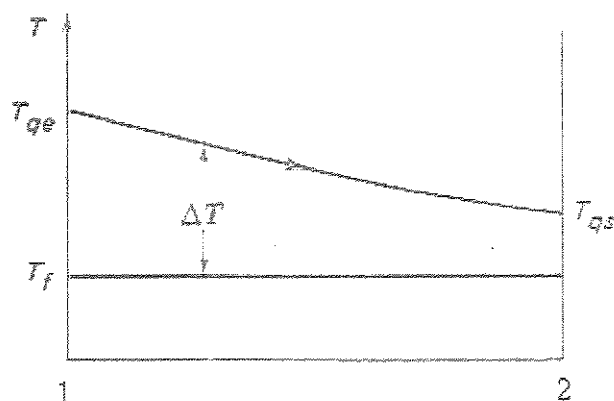


Figura 2.8 - Distribuição de temperatura num evaporador

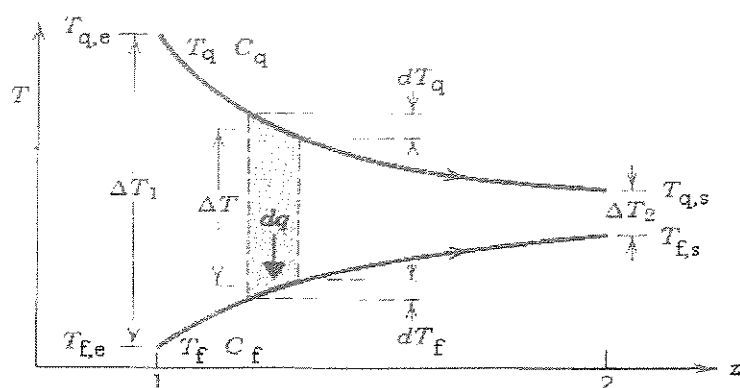


Figura 2.9 - Distribuição de temperatura num trocador de calor de correntes paralelas.

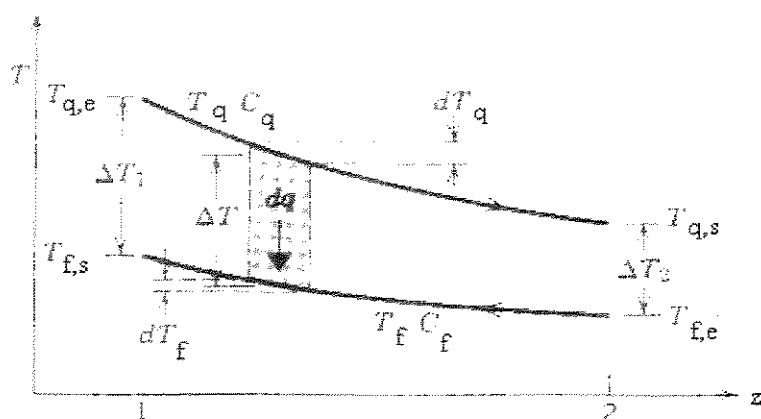


Figura 2.10 - Distribuição de temperatura num trocador de calor de correntes opostas.

A Figura 2.7 ilustra o caso em que um vapor está se condensando a uma temperatura constante enquanto o outro fluido está sendo aquecido. A Figura 2.8 representa um caso onde um

líquido se evapora à temperatura constante enquanto recebe calor de um fluido mais quente, cuja temperatura diminui à medida que ele atravessa o trocador de calor. A Figura 2.9 representa as condições num trocador de correntes paralelas, e a Figura 2.10 se aplica a um trocador de correntes opostas, não há mudança de fase nos dois últimos casos. Uma inspeção no trocador de correntes paralelas, Figura 2.9, mostra que independente do comprimento do trocador, a temperatura final do fluido mais frio nunca pode alcançar a temperatura de saída do fluido mais quente, de acordo com a 2ª lei da termodinâmica. Por outro lado, no caso de correntes opostas, a temperatura de saída do fluido mais frio pode exceder a temperatura de saída do fluido mais quente, já que existe um gradiente de temperatura favorável, ao longo de todo o trocador de calor. Uma vantagem adicional desse arranjo é que, para uma dada quantidade de calor trocada por unidade de tempo, é requerida uma área superficial menor que na corrente paralela.

Para se determinar a taxa de calor transmitida por elemento de área do trocador de calor utiliza-se a expressão (2.3),

$$dq = U dA \Delta T, \quad (2.3)$$

o fluxo de calor total transferido é obtido a partir da integral sobre a área de transmissão de calor A ao longo do comprimento do trocador. Se o coeficiente global de transmissão de calor U , for constante, as variações de energia cinética forem desprezadas e o casco do trocador for isolado, a equação (2.3) poderá ser facilmente integrada para os casos de correntes paralelas e opostas. Um balanço de energia numa área diferencial dA obtém-se:

$$dq = \Phi_c c_{pq} dT_q = \pm \Phi_f c_{pf} dT_f = U dA (T_q - T_f), \quad (2.4)$$

onde Φ é a vazão em massa, em kg/s, c_p é o calor específico à pressão constante, em J/kgK, e T é a temperatura média, em Kelvin. Os índices q e f referem-se, respectivamente, aos fluidos quente e frio; o sinal $+$ no terceiro termo aplica-se à corrente paralela, e o sinal $-$, à corrente oposta. Se os calores específicos dos fluidos não variarem com a temperatura, poderemos escrever um balanço térmico da entrada até uma seção reta arbitrária do trocador ou,

$$-C_q(T_q - T_{qe}) = C_f(T_f - T_{fe}), \quad (2.5)$$

onde,

$C_q = \Phi_q c_{pq}$, a capacidade térmica do fluido quente, em kcal/h K;

$C_f = \Phi_f c_{pf}$, a capacidade térmica do fluido frio, em kcal/h K.

Resolvendo a equação (2.5) para T_q , obtém-se:

$$T_q = T_{qe} - \frac{C_f}{C_q}(T_f - T_{fe}), \quad (2.6)$$

da qual pode-se ter:

$$T_q - T_f = -\left(1 + \frac{C_f}{C_q}\right)T_f + \frac{C_f}{C_q}T_{fe} + T_{qe}. \quad (2.7)$$

Substituindo-se na equação (2.4) o valor de $T_q - T_f$ dado pela equação (2.7), chega-se, após um rearranjo, a:

$$\frac{UdA}{C_f} = \frac{dT_f}{-\left[1 + \left(\frac{C_f}{C_q}\right)\right]T_f + \left(\frac{C_f}{C_q}\right)T_{fe} + T_{qe}}. \quad (2.8)$$

Integrando a equação (2.8) ao longo de todo o comprimento do trocador, obtém-se:

$$\ln \left\{ \frac{-[1 + (C_f / C_q)]T_{fs} + (C_f / C_q)T_{fe} + T_{qe}}{-[1 + (C_f / C_q)]T_{fe} + (C_f / C_q)T_{fe} + T_{qe}} \right\} = -\left(\frac{1}{C_f} + \frac{1}{C_q}\right)\overline{UA}, \quad (2.9)$$

onde, $\bar{U} = \frac{1}{A} \int U dA$.

A equação (2.9) pode ser simplificada para:

$$\ln \left\{ \frac{(1 + C_f / C_q)(T_{fe} - T_{fs}) + T_{qe} - T_{fe}}{T_{qe} - T_{fe}} \right\} = - \left(\frac{1}{C_f} + \frac{1}{C_q} \right) \bar{U} A \quad (2.10)$$

Da equação (2.5), obtém-se, para o comprimento total do trocador,

$$\frac{C_f}{C_q} = - \frac{T_{qs} - T_{qe}}{T_{fs} - T_{fe}}, \quad (2.11)$$

que pode ser usada para eliminar as capacidades térmicas horárias na equação (2.10). Após um rearranjo, obtém-se:

$$\ln \left(\frac{T_{qs} - T_{fs}}{T_{qe} - T_{fe}} \right) = [(T_{qs} - T_{fs}) - (T_{qe} - T_{fe})] \frac{\bar{U} A}{q}, \quad (2.12)$$

pois,

$$q = C_f (T_{fs} - T_{fe}) = C_q (T_{qe} - T_{qs}).$$

Fazendo $T_q - T_f = \Delta T$, a equação (2.12) pode ser escrita como:

$$q = \bar{U} A \frac{\Delta T_1 - \Delta T_2}{\ln(\Delta T_1 / \Delta T_2)}, \quad (2.13)$$

onde os índices 1 e 2 se referem às respectivas extremidades do trocador, conforme nomenclatura da Figura 2.9 e da Figura 2.10. Na prática, é conveniente usar uma diferença de temperatura efetiva média ΔT_{ml} para todo o trocador, definida por:

$$q = \bar{U} A \Delta T_{ml} \quad (2.14)$$

Comparando as equações (2.13) e (2.14), verifica-se que, para correntes paralelas ou opostas;

$$\Delta T_{ml} = \frac{\Delta T_1 - \Delta T_2}{\ln(\Delta T_1 / \Delta T_2)}, \quad (2.15)$$

a qual é chamada de diferença de temperatura média logarítmica (DTML). A DTML também se aplica quando a temperatura de um dos fluidos é constante. Quando $\Phi_q c_{pq} = \Phi_f c_{pf}$, a diferença de temperatura é constante em correntes opostas e $\Delta T_{ml} = \Delta T_1 = \Delta T_2$. Se a diferença de temperatura ΔT_1 não for 50% maior que ΔT_2 , a diferença de temperatura média aritmética diferirá em menos de 1% da DTML, e poderá ser usada para simplificar os cálculos.

O uso da temperatura média logarítmica é apenas uma aproximação, na prática, porque U geralmente não é constante. No trabalho de um projeto, entretanto, o coeficiente global é usualmente calculado numa seção média, normalmente à meia distância entre os extremos, e tratado como constante. Se U varia consideravelmente, pode ser necessária uma iteração numérica, a qual poderá ser encontrada em Incropera (1992).

Para obter uma equação para a quantidade de calor transmitida que não envolva qualquer temperatura de saída, introduzimos a efetividade do trocador de calor, η . Esta é definida como a razão entre a quantidade real de calor transferida por unidade de tempo, num dado trocador de calor, e a máxima quantidade possível. Assim,

$$\eta = \frac{q}{q_{\max}} \quad (2.16)$$

A taxa máxima possível de transferência de calor $q_{\max}$, poderia ser conseguida, em princípio, considerando um trocador em contra-corrente de comprimento infinito. Nesse tipo de unidade, se não houver perdas externas de calor, a temperatura de saída do fluido mais frio será igual à temperatura de entrada do fluido mais quente, quando $\Phi_f C_{pf} < \Phi_q C_{pq}$; quando $\Phi_q C_{pq} < \Phi_f C_{pf}$, a temperatura de saída do fluido mais quente é igual à temperatura de entrada do mais frio. Em outras palavras, a efetividade compara a quantidade real de calor transferida por unidade de tempo com a quantidade máxima, cujo único limite é a segunda lei da termodinâmica. Dependendo de qual capacidade térmica seja menor, a efetividade é:

$$\eta = \frac{C_q (T_{qe} - T_{qs})}{C_{\min} (T_{qe} - T_{fe})}, \quad (2.17)$$

ou

$$\eta = \frac{C_{fq} (T_{fs} - T_{fe})}{C_{\min} (T_{qe} - T_{fe})}, \quad (2.18)$$

onde $C_{\min}$ é o menor de $\Phi_q C_{pq}$ e $\Phi_f C_{pf}$.

Uma vez conhecida a efetividade de um trocador de calor, a quantidade de calor transmitida por unidade de tempo pode ser determinada diretamente pela equação:

$$q = \eta C_{\min} (T_{qe} - T_{fe}), \quad (2.19)$$

já que

$$\eta C_{\min} (T_{qe} - T_{fe}) = C_q (T_{qe} - T_{qs}) = C_f (T_{fs} - T_{fe}).$$

A equação (2.19) é a relação básica dessa análise porque ela expressa a quantidade de calor transferida em termos da efetividade, da menor capacidade térmica e da diferença entre as temperaturas de entrada. Ela substitui a equação (2.14) na análise por DTML, mas não envolve as temperaturas de saída.

A efetividade, para uma dada configuração de escoamento, pode ser expressa em termos de dois parâmetros adimensionais, a razão de capacidades térmicas, $C_{\min}/C_{\max}$, e a razão entre o coeficiente global de transferência de calor e a menor capacidade térmica, $\bar{U}A/C_{\min}$. O último dos dois parâmetros é chamado de número de unidades de transferência de calor, ou, abreviadamente, NUT, que é uma medida do tamanho da transferência de calor do trocador. Quanto maior o valor de NUT, mais próximo o trocador de calor estará de seu limite termodinâmico. A efetividade do trocador é determinada em função de NUT e $C_{\min}/C_{\max}$.

As expressões para a efetividade de trocadores de calor operando em diferentes configurações de correntes pode ser encontrada em Kays e London (1984). A efetividade para as disposições de correntes paralelas e opostas, de trocadores de calor tubo – tubo, são expressas pelas equações (2.20) e (2.21), respectivamente:

$$\eta = \frac{1 - e^{-[1 + (C_{\min}/C_{\max})]UA/C_{\min}}}{1 + (C_{\min}/C_{\max})}, \quad (2.20)$$

$$\eta = \frac{1 - e^{-[1 - (C_{\min}/C_{\max})]UA/C_{\min}}}{1 - (C_{\min}/C_{\max})e^{-[1 - (C_{\min}/C_{\max})]UA/C_{\min}}}. \quad (2.21)$$

Se definir C^* como sendo a razão entre a mínima e a máxima capacidade térmica, ou seja:

$$C^* = \frac{C_{\min}}{C_{\max}},$$

$$(2.22)$$

e sabendo que, com as hipóteses de regime permanente, calores específicos independentes da temperatura e escoamento totalmente desenvolvido para que o coeficiente global de troca de calor não seja função da posição, pode-se considerar o termo $\bar{U} A/C_{\min}$ como constante. Assim,

$$NUT = \frac{\bar{U} A}{C_{\min}} \quad (2.23)$$

Substituindo os valores de NUT e C^* nas equações (2.20) e (2.21) tem-se:

$$\eta = \frac{1 - e^{[-NUT(1+C^*)]}}{1 + C^*} \quad (2.24)$$

$$\eta = \frac{1 - e^{[-NUT(1-C^*)]}}{1 - C^* e^{[-NUT(1-C^*)]}} \quad (2.25)$$

Deve ser observado que para a disposição de correntes opostas em que o valor de $C^* = 1$ faz com que a efetividade fique indeterminada. Pela aplicação da regra de L'Hopital, esta indeterminação é levantada e obtém-se:

$$\eta = \frac{NUT}{1 + NUT} \quad (2.26)$$

Os métodos η -NUT e DTML não consideram o efeito da condução longitudinal. A condução longitudinal tanto nas paredes sólidas como nos fluidos. A condução longitudinal nos fluidos pode ser desprezada para $Pe > 10$ e $Gz^{-1} \geq 0,005$.

$$Pe = Re_{Dh} Pr, \quad (2.27)$$

$$Gz^{-1} = \frac{Z}{D_h Pe}, \quad (2.28)$$

onde, Gz é o número de Graetz, Pe é o número de Peclet, Re_{Dh} é o número de Reynolds baseado no diâmetro hidráulico, Pr é o número de Prandtl, Z é o comprimento do canal e D_h é o diâmetro hidráulico. Estes valores são aplicados para diversos tipos de trocadores de calor com exceção de trocadores para metal líquido.

2.3 Fundamentos em Escoamento de Dutos

No escoamento interno o fluido está confinado por uma superfície. A configuração de um escoamento interno constitui montagem conveniente para o aquecimento e o resfriamento de fluidos usados em processos de troca térmica. Uma vez conhecidos o coeficiente local de transferência de calor h , a taxa de calor transmitido por unidade de área q'' , é determinada pela diferença de temperatura e pode ser calculado pela seguinte equação:

$$q'' = h(T_w - T_m), \quad (2.29)$$

onde, T_w é a temperatura de superfície do duto e T_m é a temperatura de mistura do fluido, dada pela equação:

$$T_m = \frac{\int_{A_s} \rho w c_p T dA_s}{\int_{A_s} \rho w c_p dA_s}, \quad (2.30)$$

onde, ρ é a densidade do fluido, w é a velocidade, c_p é o calor específico a pressão constante, em J/kgK , T é a temperatura local e A_s é a área da seção transversal do duto.

No escoamento em tubos não existe uma condição de corrente livre facilmente identificável, como ocorre no escoamento externo, por exemplo, sobre uma placa plana. Mesmo a temperatura da linha de centro não é facilmente expressa em termos das condições de entrada do escoamento e da transferência de calor. Em muitos problemas de transferência de calor, em tubos ou canais, o tópico de interesse é o calor total transferido ao fluido num elemento do comprimento do tubo ou em todo o seu comprimento. Em uma posição axial qualquer, a entalpia do fluido nesta seção é avaliada pelo produto do seu calor específico com a temperatura média de mistura. A temperatura de mistura é, portanto, representativa da entalpia do fluido numa localização axial particular.

O coeficiente de transferência de calor pode ser expresso de forma adimensional pelo número de Nusselt que expressa uma razão entre a troca térmica por convecção e condução:

$$Nu = \frac{hD_h}{\lambda}, \quad (2.31)$$

onde, λ é a condutividade térmica e D_h é o diâmetro hidráulico, dado pela seguinte equação:

$$D_h = \frac{4A_s}{p}, \quad (2.32)$$

sendo p o perímetro molhado.

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

$$Re_{Dh} = \frac{w_m D_h}{\nu_e}, \quad (2.33)$$

onde, ν_e é a viscosidade cinemática do fluido de entrada e w_m é a velocidade média de entrada do escoamento.

Perto das paredes, algumas das características do escoamento interno existem: a condição de não-deslizamento e a geração de tensões viscosas no fluido, opondo-se ao movimento. Assim, a camada limite se desenvolve a partir da entrada, em grande analogia ao que acontece no escoamento externo. Entretanto, a situação aqui começa a diferir pelo próprio confinamento do fluido e eventualmente a espessura de camada limite cresce até o centro do escoamento. Antes deste ponto o escoamento é dividido em duas partes: uma região "externa" onde a viscosidade é desprezível, e uma região de camada limite, onde os efeitos viscosos são importantes. O perfil de velocidade vai sendo alterado a medida que o fluido se afasta da entrada, pois a região viscosa está aumentando de tamanho. Se o comprimento do duto for longo, é razoável supor a existência da condição de escoamento totalmente desenvolvido no qual o perfil de velocidade não mais se altera na direção do escoamento. Z_d é o comprimento necessário para que isto ocorra. Ao longo da região definida por Z_d , o escoamento pode se tornar turbulento, dependendo da rugosidade das paredes e do número de Reynolds.

Para um escoamento turbulento completamente desenvolvido é necessário que o comprimento do canal esteja entre 10 e 100 diâmetros, Hinze (1975). A seguinte equação mostra a relação do comprimento de desenvolvimento e o diâmetro hidráulico:

$$\frac{Z_d}{D_h} = 0,693(\text{Re}_{D_h})^{0,25} . \quad (2.34)$$

O desenvolvimento térmico para escoamento turbulento em dutos é normalmente apresentado nos primeiros 10 diâmetros ao longo do canal, entretanto pode ser calculado pela seguinte expressão:

$$\frac{Z_{d,t}}{D_h} = C \text{RePr} , \quad (2.35)$$

onde, C é uma constante de proporcionalidade encontrada na tabela de Notter e Sleicher, Kays e Crawford (1993).

O fator de atrito de Fanning¹ para escoamento turbulento em dutos circulares é dado pela correlação clássica de Prandtl, Kármán e Nikuradse chamada de PKN, Kakaç et al. (1987), que possui um desvio de 2% dos resultados experimentais normalmente utilizada para Reynolds entre $4,0 \times 10^3$ a 10^7 , dada pela equação:

$$\frac{1}{\sqrt{f_c}} = 1,7372 \ln(\text{Re}_{Dh} \sqrt{f_c}) - 0,3946 \quad , \quad (2.36)$$

onde, f_c é o fator de atrito para dutos circulares.

Para dutos de seção retangular o fator de atrito é encontrado pela seguinte correlação:

$$f = (1,0875 - 0,1125\alpha^*)f_c, \quad (2.37)$$

onde, α^* é a razão de aspecto do tubo expresso pela razão entre a largura e a altura do canal:

$$\alpha^* = \frac{2b}{2a} \quad (2.38)$$

A queda de pressão num trecho de comprimento ΔZ para escoamento hidrodinamicamente desenvolvido é determinada por meio do balanço de forças e com o auxílio do fator de atrito:

$$\Delta P = \frac{2f\rho w_{med}^2}{D_h} \Delta Z \quad (2.39)$$

¹ Fator de atrito de Fanning $f = \frac{\tau_w}{\frac{1}{2}\rho w^2}$

Para o número de Nusselt a correlação do duto de seção circular é a mesma para duto de seção retangular, substituindo apenas os valores para o fator de atrito e o diâmetro hidráulico. Esta é a correlação de Gnielinski para Reynolds entre 2300 e $5,0 \times 10^6$, Shah e Kakaç (1987), é dada por:

$$Nu = \frac{(f/2)(Re_{Dh} - 1000)Pr}{1 + 12,7(f/2)^{1/2}(Pr^{2/3} - 1)} \quad (2.40)$$

Os valores do coeficiente de atrito e Nusselt são dependentes das propriedades de transporte do fluido que por sua vez, para gases especificamente, dependem da temperatura e pressão. A variação da viscosidade, calor específico, condutividade térmica e densidade com a temperatura e pressão introduzem uma dificuldade extra na determinação dos valores de f e Nu mencionados.

Algumas correlações empíricas são utilizadas para corrigir os valores de Nusselt e fator de atrito apresentados com variação de propriedades em um escoamento interno em dutos. Em geral, as equações de correlação estão relacionadas com a temperatura média de mistura, a temperatura da superfície da parede do duto e as propriedades constantes.

Os valores do número de Nusselt e do fator de atrito são correlacionados pelas seguintes expressões:

$$\frac{Nu}{Nu_{pc}} = \left(\frac{T_w}{T_m} \right)^n, \quad (2.41)$$

$$\frac{f}{f_{pc}} = \left(\frac{T_w}{T_m} \right)^m, \quad (2.42)$$

onde, T_m é a temperatura média de mistura, T_w é a temperatura de parede e o subscrito pc refere-se a solução apropriada para propriedades constantes e os expoentes m e n são funções da geometria e do tipo de escoamento, Kays e Crawford (1993).

Para escoamento turbulento em dutos é recomendada uma simples correlação:

$$\text{para } \frac{T_w}{T_m} > 1, \quad m = -0,1; \quad n = -0,5 \quad (\text{aquecimento}),$$

$$\text{para } \frac{T_w}{T_m} < 1, \quad m = -0,1; \quad n = 0 \quad (\text{resfriamento}).$$

Estas correlações foram obtidas experimentalmente e analiticamente, Kays e Crawford (1993). E validadas somente para escoamentos turbulentos com gases.

Capítulo 3

Formulação Matemática

Neste capítulo são apresentadas as equações de transporte e uma revisão dos modelos de turbulência utilizados para o problema proposto.

3.1 Equações de Transporte

As equações de conservação de massa, quantidade de movimento e energia são escritas em termos de suas grandezas médias e das médias de produtos de suas grandezas flutuantes utilizando o processo de decomposição e média de Reynolds.

Utilizando quantidades médias nas equações de Navier-Stokes e de energia as equações governantes tornam-se, White (1991):

Conservação da massa:

$$\frac{\partial(\rho w_i)}{\partial x_i} = 0 \quad . \quad (3.1)$$

Equação da quantidade de movimento:

$$\rho w_j \frac{\partial w_i}{\partial x_j} = -\frac{\partial P}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu \left(\frac{\partial w_i}{\partial x_j} + \frac{\partial w_j}{\partial x_i} \right) - \rho \overline{w'_i w'_j} \right] \quad (3.2)$$

Equação da energia:

$$\rho c_p w_j \frac{\partial T}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial x_j} - \rho \overline{w'_j T'} \right) \quad (3.3)$$

onde, w é a velocidade média, w' é a velocidade turbulenta flutuante, T é a temperatura, T' é a temperatura turbulenta flutuante, P é a pressão, ρ é a densidade, λ é a condutividade térmica e μ é a viscosidade.

Os termos $-\overline{\rho w'_i w'_j}$ na equação da conservação da quantidade de movimento e $-\overline{\rho w'_j T'}$ na equação de energia representam, respectivamente, o tensor de Reynolds e o fluxo de calor turbulento. Estes termos constituem novas variáveis de escoamento e são modelados a partir do campo médio de velocidade e de temperatura usando a hipótese de viscosidade turbulenta de Boussinesq μ_t e o número de Prandtl turbulento, Pr_t :

$$-\overline{\rho w'_i w'_j} = \mu_t \left[\left(\frac{\partial w_i}{\partial x_j} + \frac{\partial w_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial w_k}{\partial x_k} \right], \quad (3.4)$$

$$-\overline{\rho w'_j T'} = \frac{\mu_t}{Pr_t} \frac{\partial T}{\partial x_j} \quad (3.5)$$

Tanto a viscosidade turbulenta μ_t , quanto o número de Prandtl turbulento Pr_t , não são propriedades do fluido. Eles dependem do próprio escoamento turbulento e são modelados de diversas formas encontradas na literatura, caracterizando distintos modelos de turbulência.

3.2 Modelos de Turbulência

Um modelo de turbulência fornece equações constitutivas e equações extras que definem relações de transporte de quantidades turbulentas para fechar o sistema de equações (3.2) e (3.3).

Os modelos mais simples de turbulência são isotrópicos e constituídos por equações algébricas ou por equações de transporte sendo uma delas a energia cinética e outras variáveis turbulentas como dissipação, vorticidade, tempo, etc.

Lvel e κ - ϵ , White (1991), são os modelos utilizados para a solução do problema proposto. Muito semelhante ao modelo de comprimento de mistura de Prandtl o modelo Lvel descreve as tensões médias por uma equação algébrica simples para a viscosidade turbulenta como uma função da distância da parede. No modelo de duas equações κ - ϵ , a viscosidade turbulenta é constituída em termos das escalas de comprimento e tempo que por sua vez são constituídas a partir da energia cinética e dissipação dos turbilhões. A principal característica do modelo é a utilização de duas equações de transporte para determinação das escalas de comprimento e tempo dos movimentos turbulentos.

3.2.1 Lei de Parede Hidrodinâmica

As equações para κ - ϵ são válidas somente para escoamentos completamente turbulentos. Próximos às paredes sólidas existem regiões onde o número de Reynolds turbulento local é tão pequeno que os efeitos viscosos predominam sobre os turbulentos, chamada de região subcamada laminar ou “Viscous Sublayer” como mostra a Figura 3.1, portanto as equações para κ e ϵ não são válidas, é preciso fazer uma “ponte” entre a região da parede e campo turbulento. Existem

dois métodos que realizam esta “ponte”: o método de função de parede; e os modelos a baixo número de Reynolds.

O método de função de parede será empregado neste trabalho. Seus méritos são dois: economia de tempo computacional e armazenagem; e permite a introdução de informações empíricas adicionais em casos especiais, como por exemplo, quando a parede é rugosa.

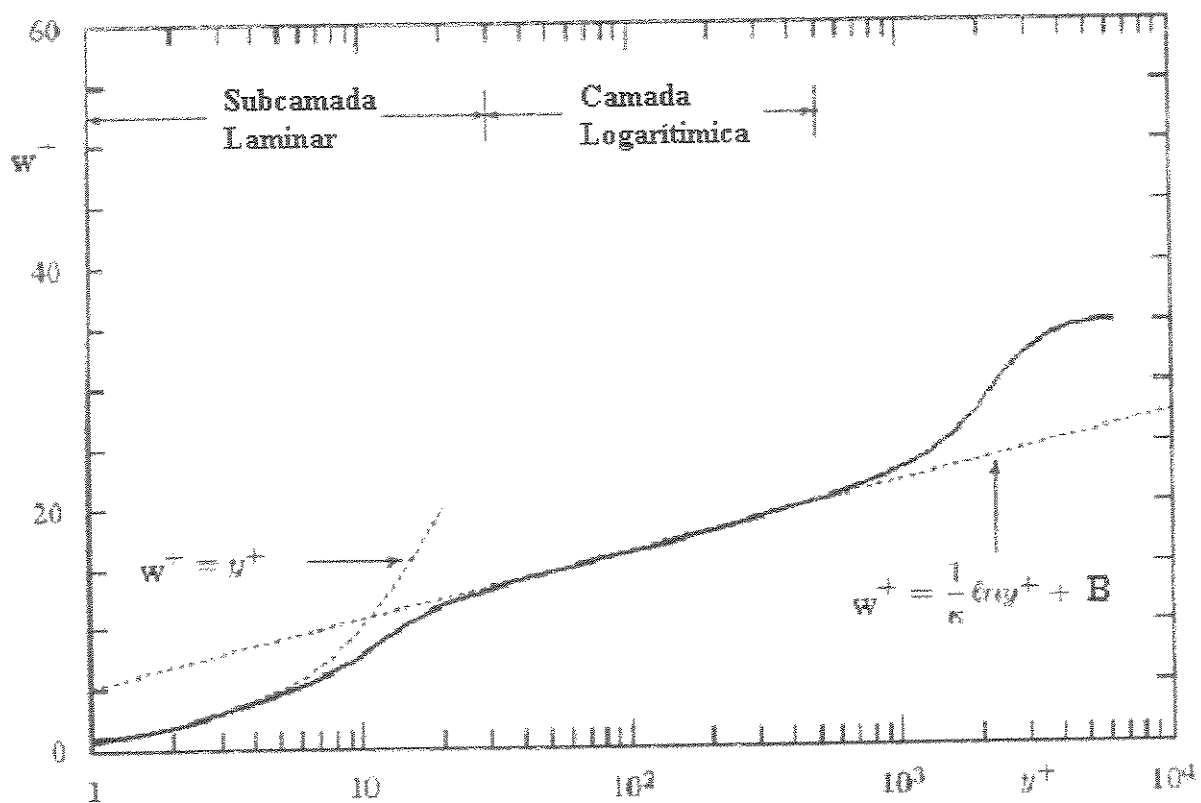


Figura 3.1 - Perfil de velocidade da camada limite turbulenta em termos da variável w^+ e y^+ .

As funções de parede são aplicadas suficientemente próxima da superfície tal que os termos inerciais podem ser desprezados e ainda distante o suficiente para que a tensão viscosa possa ser muito menor que a tensão turbulenta. Esta região também é conhecida por região logarítmica, como mostra a Figura 3.1. Ela é caracterizada em termos das variáveis internas y^+ e w^+ definidas por:

$$y^+ = \frac{w_\tau y}{\nu}, \quad (3.6)$$

$$w^+ = \frac{w}{w_\tau}, \quad (3.7)$$

e

$$w_\tau = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}}, \quad (3.8)$$

onde, w_τ é a velocidade de atrito, τ_w é a tensão na parede, y é a distância da parede até o ponto central do primeiro volume de controle e ν é a viscosidade cinemática.

Assim para $30 < y^+ < 200$ o perfil de velocidades é dado por:

$$w^+ = \frac{1}{k} \ln(y^+) + B = \frac{1}{k} \ln(Ey^+), \quad (3.9)$$

onde, $E = e^{kB}$,

onde, k é a constante de Von Kármán $k = 0,41$; E é uma constante de integração que depende da rugosidade da parede ($E = 8,6$ para parede lisa).

Pode-se mostrar também, Wilcox (1998), que na região $\log(30 < y^+ < 200)$, a tensão $\tau = \tau_w$ é constante.

A energia cinética turbulenta e a dissipação da energia cinética turbulenta adjacentes à parede são dadas pelas seguintes equações:

$$\kappa_w = \frac{w_\tau^2}{C_\mu^{1/2}}, \quad (3.10)$$

$$\varepsilon_w = \frac{w_\tau^3}{ky}, \quad (3.11)$$

Para se introduzir a condição de não deslizamento na equação de conservação de momento, calcula-se a força na parede e adiciona-se na equação discretizada, nos volumes de controle juntos à parede, um termo fonte para esta força. A tensão é calculada, para cada direção onde atua, como:

$$\tau_w = \rho f_t w_L^2, \quad (3.12)$$

onde, w_L é a velocidade local no volume adjacente à parede e f_t é o fator de atrito deduzido a partir da equação (3.9):

$$f_t = \left(\frac{k}{\ln(E Re_L \sqrt{f_t})} \right)^2, \quad (3.13)$$

onde, Re_L é o número de Reynolds local, sendo calculado como:

$$\text{Re}_L = \frac{w_L y}{\nu}, \quad (3.14)$$

Muito próximo da parede onde a turbulência é amortecida e o escoamento é dominado pelas forças viscosas, região chamada de sub camada laminar, esta região ocorre em distâncias muito próximas da parede, $y^+ \leq 5$, onde a tensão varia linearmente com a distância da parede,

$$\tau_w = \frac{\mu w}{y} \rightarrow w^+ = y^+ \quad (3.15)$$

Entre $5 \leq y^+ \leq 30$, é a região chamada “buffer layer” onde o perfil de velocidade não é linear nem turbulento. Spalding (1961) propôs a seguinte expressão válida da parede, $y^+ \approx 0$, até $y^+ \approx 100$,

$$y^+ = w^+ + e^{-kB} \left[e^{kB} - 1 - kw^+ - \frac{(kw^+)^2}{2} - \frac{(kw^+)^3}{6} \right] \quad (3.16)$$

Esta expressão pode ser observada na Figura 3.2, onde é mostrado o perfil de velocidade da subcamada laminar e a região logarítmica.

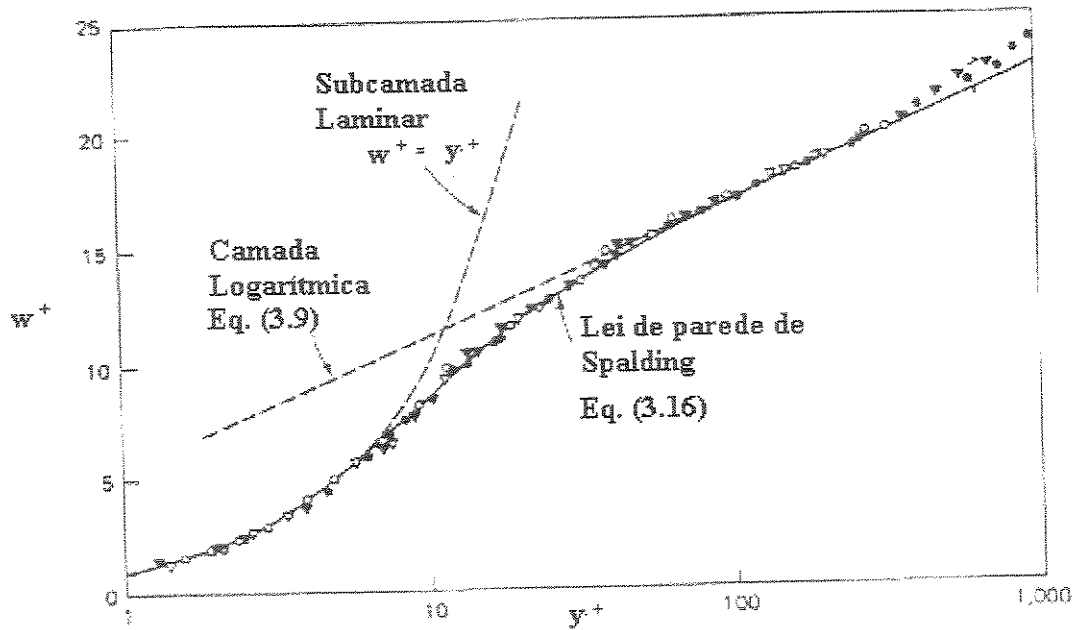


Figura 3.2 - Perfil de velocidade na subcamada laminar e na região log expressa por Spalding.

3.2.2 Lei de Parede Térmica

Lei de parede térmica na região turbulenta próxima a parede é formulada pela seguinte expressão:

$$T^+ = \frac{T_w - T}{T^*} = \int_0^{y^+} \frac{dy^+}{1/Pr + \mu_t / \mu Pr_t}, \quad (3.17)$$

onde,

$$T^* = \frac{q''_w}{\rho c_p w_\tau}. \quad (3.18)$$

Assumindo Pr e Pr_t constantes, $Pr = 0,7$ e $Pr_t = 0,9$, e integrando a equação (3.17) resulta em $T^+ = Pr y^+$ na região da subcamada laminar, White (1991). Na região da camada logarítmica segue a seguinte expressão:

$$T^+ \approx \text{Pr}_t \left(\frac{1}{k} \ln y^+ + P_m \right). \quad (3.19)$$

onde a função de P_m é definida por:

$$P_m = 9 \left(\frac{\text{Pr}}{\text{Pr}_t} - 1 \right) \left(\frac{\text{Pr}_t}{\text{Pr}} \right)^{\frac{1}{4}}. \quad (3.20)$$

O fluxo de calor é determinado com a analogia de Reynolds para o número de Stanton local,

$$\text{St} = \frac{h}{\rho c_p w_L}, \quad (3.21)$$

onde, St é o número de Stanton e h é o coeficiente local de transferência de calor. Sendo $q''_w = h(T_w - T_L)$ e substituindo a equação (3.21) nas equações (3.17) e (3.18) tem-se:

$$T^+ = \frac{1}{\text{St} w^+}, \quad (3.22)$$

onde, T_w é a temperatura de parede e T_L é a temperatura no ponto central do volume de controle próximo à parede.

Na região da subcamada laminar, $y^+ < 5$, o número de Stanton é obtido pela seguinte expressão, White (1991):

$$\text{St} = \frac{1}{\text{Pr} \text{Re}_L}, \quad (3.23)$$

Substituindo o coeficiente de transferência de calor pelo fluxo de calor na equação (3.21) tem-se:

$$St = \frac{q''_w}{\rho c_p w_L (T_w - T_L)}, \quad (3.24)$$

Assim o fluxo de calor é determinado por:

$$q''_w = St \rho c_p w_L (T_w - T_p). \quad (3.25)$$

Substituindo a equação (3.22) em (3.25) tem-se o fluxo de calor turbulento.

$$q''_w = \frac{\rho c_p w_L (T_w - T_L)}{T^+ w^+}, \quad (3.26)$$

Substituindo as variáveis internas, w_τ e w^+ por $\kappa^{1/2}$ e $C_\mu^{1/4}$, relação válida somente para a região logarítmica tem-se:

$$q''_w = \frac{\rho c_p C_\mu^{1/4} \kappa^{1/2} (T_w - T_L)}{T^+}, \quad (3.27)$$

3.2.3 Modelo Lvel

O modelo Lvel é um modelo algébrico aplicado na presença de paredes. O cálculo da viscosidade turbulenta é através da lei de Spalding (1961), derivada da equação (3.16),

$$\mu_t = \mu k e^{-kB} \left[e^{X^+} - 1 - X^+ - \frac{X^{+2}}{2} \right], \quad (3.28)$$

ou,

$$\mu_t = \mu \frac{k}{E} \left[e^{X^+} - 1 - X^+ - \frac{X^{+2}}{2} \right], \quad (3.29)$$

onde, $X^+ = kw^+$.

3.2.4 Modelo de duas Equações κ - ε

O modelo k - ε para alto número de Reynolds, o qual foi desenvolvido originalmente por Launder e Spalding (1974), é o mais usado em conjunção com funções de parede para se estender sobre as camadas viscosas.

Neste modelo a viscosidade turbulenta é determinada a partir da energia cinética turbulenta κ e da dissipação de energia cinética turbulenta ε , na forma:

$$\mu_t = C_\mu \rho \frac{\kappa^2}{\varepsilon}, \quad (3.30)$$

onde,

$$\kappa = \frac{1}{2}(\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2}), \quad (3.31)$$

e C_μ é uma constante do modelo.

Os valores locais de κ e ε são obtidos da solução de duas equações de transporte adicionais:

$$\frac{\partial}{\partial x_j} \left(\rho w_i \kappa - \frac{\mu_t}{\sigma_\kappa} \frac{\partial \kappa}{\partial x_j} \right) = (P_\kappa - \rho \epsilon) \quad (3.32)$$

e

$$\frac{\partial}{\partial x_j} \left(\rho w_i \epsilon - \frac{\mu_t}{\sigma_\epsilon} \frac{\partial \epsilon}{\partial x_j} \right) = \frac{\epsilon}{\kappa} (C_{1\epsilon} P_\kappa - C_{2\epsilon} \rho \epsilon) \quad (3.33)$$

O termo P_κ que aparece nas equações (3.32) e (3.33) é a produção da energia cinética turbulenta, modelada por:

$$P_\kappa = \mu_t \left(\frac{\partial w_i}{\partial x_j} + \frac{\partial w_j}{\partial x_i} \right) \frac{\partial w_i}{\partial x_j} \quad (3.34)$$

As constantes que aparecem nas equações (3.32) e (3.33) são características do modelo de turbulência e seus valores adotados neste trabalho são: $C_\mu = 0,09$; $C_{1\epsilon} = 1,44$; $C_{2\epsilon} = 1,92$; $\sigma_\kappa = 1,0$ e $\sigma_\epsilon = 1,3$.

3.2.5 Condições de Contorno para o Modelo κ - ϵ

As condições de contorno para a energia cinética turbulenta e a dissipação de energia cinética turbulenta foram calculadas pelo modelo de turbulência para alto número de Reynolds.

Na entrada do domínio os valores de κ e ϵ são estimados por:

$$\kappa_e = (Iw_{med})^2, \quad (3.35)$$

$$\varepsilon_e = \frac{0,165(\kappa_e)^{3/2}}{LM}, \quad (3.36)$$

onde, I é a intensidade turbulenta estimada em 5% e LM é uma estimativa da escala dos turbilhões na entrada do escoamento.

$$LM = \frac{0,1D_h}{4}, \quad (3.37)$$

Quanto às condições de contorno para a saída do escoamento as quantidades turbulentas para a superfície de saída do domínio computacional foram consideradas completamente desenvolvidas. Portanto, as propriedades de transporte são consideradas invariantes na direção do escoamento na saída do canal, assim também para a linha de simetria,

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial n} = \frac{\partial \kappa}{\partial n} = 0,$$

onde, n representa o vetor normal com a fronteira.

As condições de contorno nas paredes para os valores para a energia cinética e a dissipação de energia cinética são obtidas através da lei de parede, equações (3.10) e (3.11).

3.3 Propriedades

As equações de transporte são aplicadas em simulações que utilizam ar seco como fluido de trabalho. Nesta seção são apresentadas as propriedades do ar seco. Elas são calculadas em função da temperatura e pressão.

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

$$\rho_L = \frac{P_L}{R_{ar} T_L}, \quad (3.38)$$

onde, ρ_L é a densidade local, P_L é a pressão atmosférica, $P_L = 1 \times 10^5 \text{ Pa}$, $R_{ar} = 287 \text{ J/kgK}$ é a constante do ar e T_L é a temperatura absoluta local do escoamento.

Os valores de viscosidade dinâmica foram obtidos pela fórmula de Sutherland, Fox e McDonald (1994),

$$\mu_L = \frac{1,458 \cdot 10^{-6} \cdot \sqrt{T_L}}{1 + \frac{110,4}{T_L}}, \quad (3.39)$$

onde: T_L é expresso em Kelvin e μ_L é expresso em $(\text{N.s})/\text{m}^2$.

Dividindo a viscosidade dinâmica (ou absoluta) pela densidade,

$$\nu = \frac{\mu}{\rho}. \quad (3.40)$$

De forma análoga, obtém-se a difusividade térmica α , dividindo a condutividade térmica pelo produto da densidade pelo calor específico,

$$\alpha = \frac{\lambda}{\rho c_p} \quad (3.41)$$

A Figura 3.3 e a Figura 3.4 fornecem as variações das propriedades do ar seco em função da temperatura variando entre 250K à 350K.

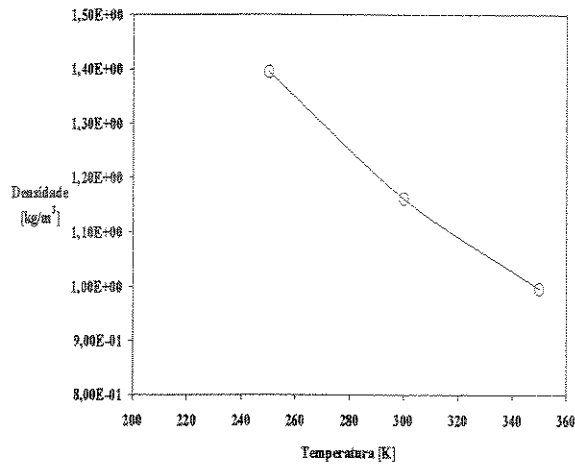


Figura 3.3 - Densidade

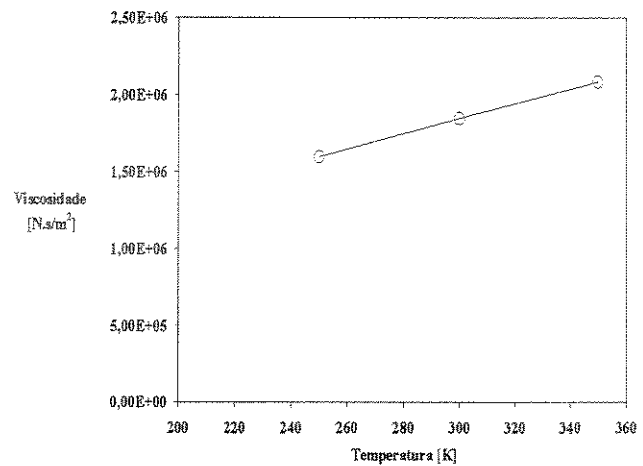


Figura 3.4 - Viscosidade

Conforme se pode observar nas figuras, a densidade e a viscosidade variam com a temperatura. Por esta razão foi considerado o fluido ar seco como gás perfeito e a utilização da equação de Sutherland para encontrar a viscosidade dinâmica. Para as demais propriedades foram consideradas constantes para uma temperatura média de 300K. Para referência, os valores de c_p e λ adotados foram: $c_p = 1007 \text{ J/kgK}$ e $\lambda = 2,63 \times 10^{-2} \text{ W/mK}$.

A influência destas propriedades na variação do fator de atrito e do número de Nusselt são relativamente pequenas, 1% a 5%, porém importantes na validação do modelo que são apresentados no próximo capítulo.

Capítulo 4

Método Numérico

Neste capítulo são apresentados o modelo computacional e a solução numérica, incluindo as dimensões do modelo e suas condições de contorno. A fim de avaliar a qualidade do modelo numérico, foram realizadas comparações entre os resultados numéricos obtidos e resultados apresentados na literatura. Esta validação foi realizada para geometrias mais simples daquela utilizada no modelo de trocador. Foram realizados testes de malha para averiguar a independência da malha nos resultados e em seguida realizou-se a validação do modelo computacional para escoamentos 2D e 3D. Os resultados numéricos são validados com resultados referentes ao escoamento térmico e hidrodinâmico desenvolvido.

4.1 Solução Numérica

Os modelos matemáticos descritos no capítulo anterior consistem de um conjunto de equações diferenciais sujeitas às condições de contorno apropriadas. Para fornecer a forma algébrica das equações governantes, um sistema de malha foi adotado para os componentes de velocidade e as variáveis escalares, e essas equações foram discretizadas usando o método de volumes de controle finitos, Patankar (1980). As simulações numéricas foram realizadas por meio do software PHOENICS 3.3. O acoplamento do campo de velocidade e de pressão são realizados através de uma variante do método SIMPLE denominado SIMPLEST.

O esquema híbrido de interpolação foi utilizado na discretização dos termos difusivos e convectivos. Os dados de entrada do programa incluíram a geometria e dados físicos do fluido simulado. Na simulação do trocador é considerada transferência de calor conjugado, ou seja, no domínio onde possui a região sólida o calor é transferido pela condução ($u = v = w = 0$) e no fluido o calor é transferido pela convecção e condução.

As equações de discretização são obtidas da seguinte forma, a equação diferencial é integrada no volume de controle considerado e em seguida são atribuídos perfis para a variação da variável entre os pontos de cada volume de controle para obter as equações algébricas lineares. Mais detalhes de discretização podem ser encontrados em Patankar (1980) e Maliska (1992).

Considera-se convergido a solução de uma variável quando a razão entre a somatória dos resíduos desta variável e um resíduo de referência for menor que um.

O critério de convergência é definido como:

$$\frac{\sum_{NX, NY, NZ} |\text{Resíduo}(\phi)|}{10^{-4} \text{FLUXO}(\phi)} < 1, \quad (4.1)$$

sendo NX, NY e NZ o número de volumes na direção X, Y e Z da malha.

A Tabela 4.1 mostra os valores utilizados de resíduos de referência para as equações de conservação da massa, quantidade de movimento, energia térmica, energia cinética turbulenta e dissipação da energia cinética.

Tabela 4.1 – Valores de resíduos de referência.

	Equações	Unidades	Fluxo
Massa	Eq. (3.1)	[kg/s]	7,2E-2
Momento em x	Eq. (3.2)	[kg/s][m/s]	1,4E 0
Momento em y	Eq. (3.2)	[kg/s][m/s]	1,4E 0
Momento em z	Eq. (3.2)	[kg/s][m/s]	1,4E 0
Energia	Eq. (3.3)	[J/s]	1,8E+2
κ	Eq. (3.32)	[kg/s][m ² /s ²]	7,2E-2
ε	Eq. (3.33)	[kg/s][m ² /s ³]	1,0E+2

Para a implementação da metodologia proposta no software (PHOENICS 3.3), é necessário escrever dois arquivos distintos. O primeiro arquivo, chamado de q1 é um arquivo de dados de entrada do programa. Ele é utilizado para definir o sistema de coordenadas, a geometria, o tipo e o tamanho da malha, as propriedades do fluido, o tipo de escoamento, o modelo de turbulência, as condições de contorno, critérios de convergência e relaxação, entre outros parâmetros. O segundo arquivo refere-se as modificações implementadas na sub-rotina GROUND.F para calcular a queda de pressão e a temperatura média de mistura, além de fornecer a saída dos arquivos de dados para posterior análise e elaboração dos gráficos. No Anexo C encontra-se a listagem destes arquivos para referência.

4.2 Dimensões

É conveniente introduzir as direções coordenadas adotadas neste trabalho a priori da apresentação da geometria do trocador. Tomando-se o eixo de coordenadas XYZ, conforme é apresentado na Figura 4.1, considera-se os sentidos crescentes dos eixos XYZ representados por Leste, Norte e Alto, respectivamente. De modo similar, representa-se o sentido decrescente dos eixos XYZ por Oeste, Sul e Baixo.

A configuração tridimensional estudada está indicada na Figura 4.1. O trocador de calor é composto por uma sucessão de canais retangulares de comprimento L e largura H colocados lado

a lado e paralelos com o eixo Z onde os fluxos de ar quente e frio se alternam em contra-corrente conforme sugere a Figura 4.1. A seção transversal possui uma altura e largura representadas por $2a$ e $2b$, respectivamente. Para realizar a análise paramétrica a altura foi mantida fixa ($2a = 0,1$ m) enquanto que a largura variou ($0,005\text{m} < 2b < 0,1\text{m}$). A razão de aspecto da seção transversal α^* , é definida como $\alpha^* = 2b/2a$, sendo que para as geometrias analisadas, esta razão está na faixa de $0,05 < \alpha^* < 1$. Separando os canais existe uma parede sólida de alumínio de espessura “e” tomada como constante igual a $0,002$ m. Considera-se que não há fluxo de calor de ou para o ambiente externo cruzando as faces Norte e Sul do alumínio. Cada canal possui um plano adiabático, paralelo ao plano YZ, que divide a seção transversal ao meio, como mostra a Figura 4.1. Esta simetria na troca de calor existe por considerar-se que o número de canais é grande o suficiente para que a eventual troca térmica dos canais das extremidades não influencie a troca térmica dos canais centrais e também que as superfícies Norte e Sul estejam termicamente isoladas. Pode-se então definir o “módulo térmico” como sendo uma unidade compreendida entre dois planos adiabáticos, como sugere a Figura 4.1. O fluido quente que está contido entre o plano adiabático e a parede, transferindo calor somente para a porção do fluido frio vizinho contido entre a parede e o plano adiabático. Desta forma pode-se redefinir o trocador de calor como uma sucessão de “módulos térmicos” separados por planos adiabáticos. Esta definição é conveniente na implementação do modelo numérico. Considerando que haja diversos módulos em paralelo pode-se desprezar os efeitos das extremidades e realizar as simulações somente para um módulo térmico pois será válida para os demais.

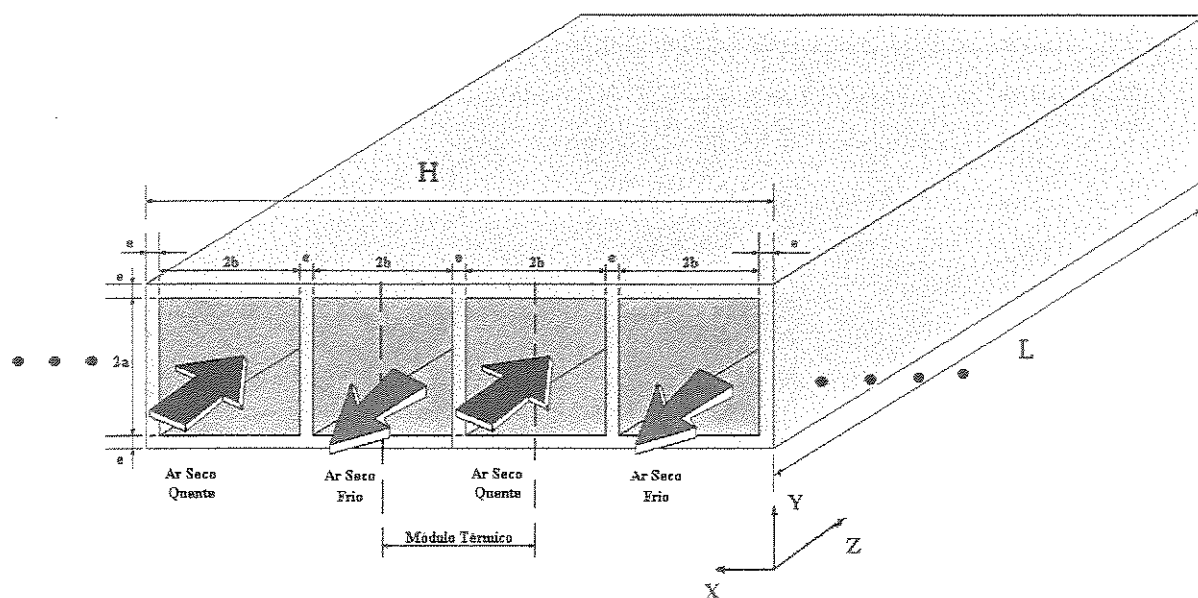


Figura 4.1 - Ilustração física do problema.

4.3 Condições de Contorno

A seguir são apresentadas as condições de contorno do trocador de calor para as simulações numéricas. Nas Figuras 4.2 e 4.3 são mostradas as condições de contorno para os planos XY e XZ referentes a meio módulo térmico devido a simetria na fronteira Norte.

A Figura 4.2 e a Figura 4.3 apresentam escoamento em contra-corrente no regime turbulento. Em cada entrada dos canais o fluido é ar seco com a velocidade na direção principal w_{med} , uniforme, assim como as correntes de ar quente e frio tem temperaturas, T_{qe} e T_{fe} . As componentes de velocidade nas direções X e Y são consideradas nulas na entrada do escoamento. Os valores atribuídos na distribuição de entrada para a energia cinética κ e para a dissipação da energia cinética ϵ são apresentados na Tabela 4.2.

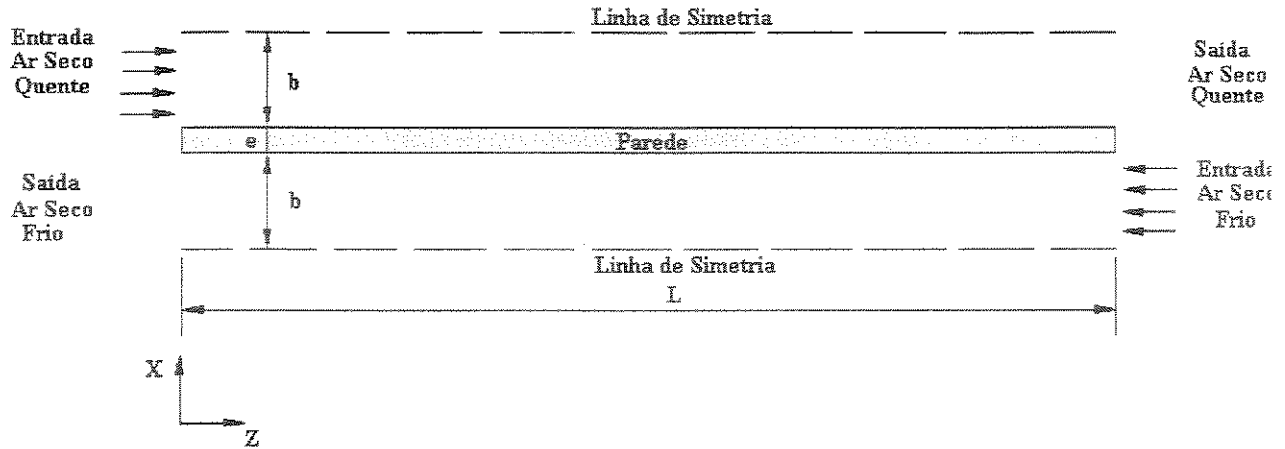


Figura 4.2 - Condições de contorno para ½ módulo térmico no plano XZ.

A Figura 4.2 e a Figura 4.3 apresentam linhas de simetria onde as derivadas parciais nas direções X e Y, normais ao escoamento, de todas as variáveis também são nulas:

$$\frac{\partial u}{\partial x} = \frac{\partial u}{\partial y} = \frac{\partial v}{\partial x} = \frac{\partial v}{\partial y} = \frac{\partial w}{\partial y} = \frac{\partial w}{\partial x} = \frac{\partial \kappa}{\partial y} = \frac{\partial \kappa}{\partial x} = \frac{\partial \varepsilon}{\partial y} = \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} = \frac{\partial T}{\partial y} = \frac{\partial T}{\partial x} = 0. \quad (4.2)$$

A saída do escoamento baseia-se na hipótese que não ocorre nenhum processo difusivo na fronteira de efluxo. Em termos matemáticos, ela pode ser representado através de uma derivada nula das variáveis nesta fronteira, isto é:

$$\frac{\partial w}{\partial z} = \frac{\partial \kappa}{\partial z} = \frac{\partial \varepsilon}{\partial z} = \frac{\partial T}{\partial z} = 0, \quad (4.3)$$

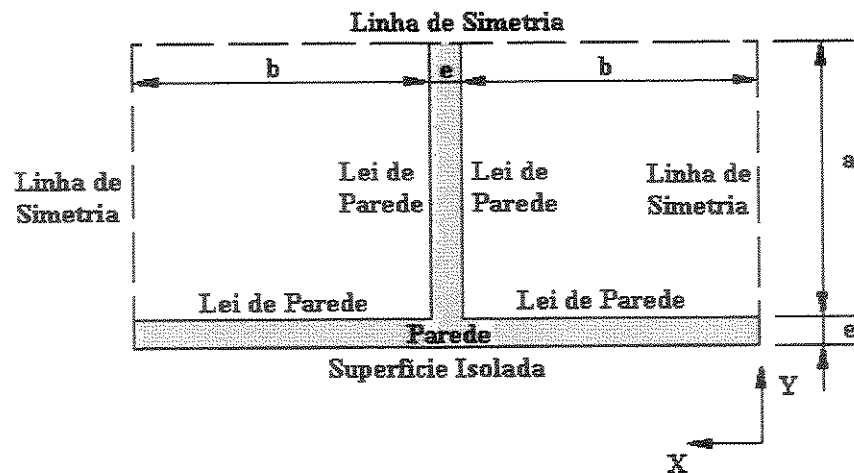


Figura 4.3 - Condições de contorno para $\frac{1}{2}$ módulo térmico no plano XY.

Nas paredes do domínio as superfícies são impermeáveis ($v = u = 0$) e além disso a condição de não deslizamento aplica-se para $w = 0$ considerando a Figura 4.2 e a Figura 4.3. A face Sul, abaixo da parede de alumínio, ou seja, a superfície externa do trocador de calor é considerada adiabática, esta hipótese é feita somente para a simplificação do problema. A face Norte, acima da parede de alumínio, ou seja a superfície interna do trocador é aplicada Lei de parede. Também é aplicada Lei de parede para as superfícies da parede entre os fluidos de ar quente e ar frio.

A Tabela 4.2 apresenta de forma sumária as condições de contorno aplicadas no módulo térmico. Destaca-se que pelo fato de se empregar o método de volumes finitos, na parede não são especificados a velocidade nem a temperatura, mas a tensão e o fluxo de calor que atuam na superfície de controle do volume de fronteira.

Tabela 4.2 – Condições de contorno.

Entrada	Saída	Linha de Simetria	Parede
$u = v = 0$	$u = v = 0$	$u = v = 0$	
$w = w_{med}$	$\frac{\partial w}{\partial z} = 0$	$\frac{\partial w}{\partial x} = 0; \frac{\partial w}{\partial y} = 0$	τ_w (lei de parede)
$T_{qe} = 323 \text{ K}$ $T_{fe} = 298 \text{ K}$	$\frac{\partial T}{\partial z} = 0$	$\frac{\partial T}{\partial x} = 0; \frac{\partial T}{\partial y} = 0$	q_w (lei de parede)
$\kappa_e = (0,05w_{med})^2$	$\frac{\partial \kappa}{\partial z} = 0$	$\frac{\partial \kappa}{\partial x} = 0; \frac{\partial \kappa}{\partial y} = 0$	$\kappa_w = \frac{w_\tau^2}{C_\mu^{1/2}}$
$\varepsilon_e = \frac{6,6(\kappa_e)^{3/2}}{D_h}$	$\frac{\partial \varepsilon}{\partial z} = 0$	$\frac{\partial \varepsilon}{\partial x} = 0; \frac{\partial \varepsilon}{\partial y} = 0$	$\varepsilon_w = \frac{w_\tau^3}{ky}$

Relembrando que na simulação é considerada transferência de calor conjugado, ou seja, no domínio onde possui a região sólida o calor é transferido pela condução ($u = v = w = 0$) e no fluido o calor é transferido pela convecção e condução.

4.4 Testes de Malha e Validação.

Inicialmente, são realizadas algumas considerações a respeito dos procedimentos adotados para permitir avaliar a exatidão do modelo numérico utilizado, tais como a influência da malha computacional e a comparação com resultados disponíveis na literatura.

Os primeiros modelos foram validados para escoamentos bidimensionais em placas planas paralelas. Depois realizou-se testes de validação para escoamentos tridimensionais em um duto de seção quadrada, em todos os canais as simulações foram realizadas para o número de Reynolds, baseado no diâmetro hidráulico, $Re_{Dh} = 38860$.

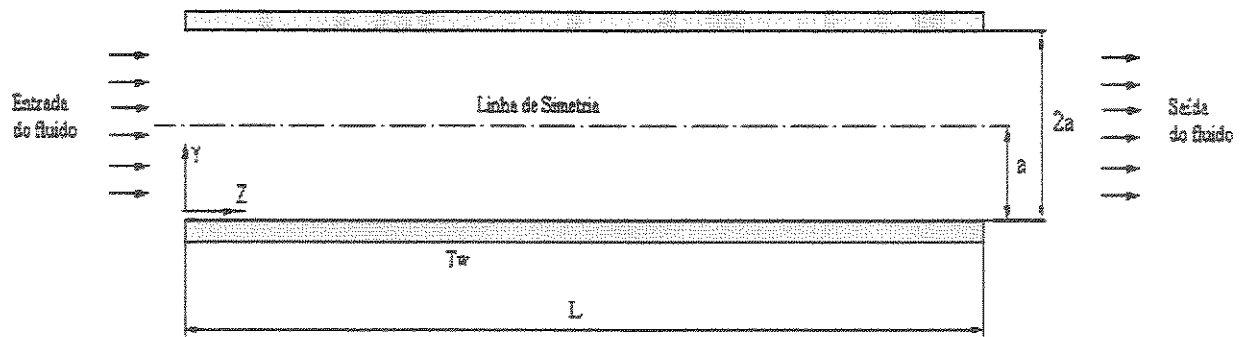


Figura 4.4 - Domínio simulado numericamente para escoamento bidimensional.

A Figura 4.1 apresenta a região do domínio para escoamento bidimensional. O escoamento forçado de ar flui ao longo do comprimento do canal, $L = 40D_h$, o valor do diâmetro hidráulico é $D_h = 0,2\text{m}$ e a altura do canal é $2a = 0,1\text{m}$.

Todo o equacionamento do problema foi efetuado no sistema de coordenadas cartesianas nas direções Y e Z e as velocidades correspondentes u, v e w, envolvendo as equações de conservação da massa, conservação da quantidade de movimento, conservação de energia, energia cinética, dissipação da energia cinética e suas condições de contorno na região de escoamento do fluido.

Foram realizados vários testes de malha para assegurar que as soluções fossem independentes da malha com o menor tempo computacional.

Para o escoamento forçado em regime turbulento foram feitas comparações entre dois modelos de turbulência, primeiro o modelo padrão κ - ϵ e o segundo o modelo algébrico Lvel. Em seguida comparou-se os resultados de fator de atrito e Nusselt dos modelos com os resultados da literatura.

4.4.1 Teste de Malha

As condições do ar na entrada do escoamento para o teste de malha são consideradas à temperatura de 298K, e a temperatura constante da parede ao longo do canal $T_w = 313\text{K}$ como

mostra a Tabela 4.3. As propriedades do ar são consideradas constantes devido à pequena diferença de temperatura entre o fluido e a parede.

No escoamento, em regime turbulento, as condições de contorno para as equações de transporte foram definidas na metade do domínio computacional, Figura 4.1.

A condição de contorno para a superfície da parede consiste na velocidade v nula e a velocidade w é dada pela lei de parede se for κ - ϵ ou não deslizamento se L_{vel} . Quanto à equação da energia, a condição de parede isotérmica é aplicada. Na entrada do escoamento foi considerado um perfil de velocidade uniforme, ou seja, $v = 0$ e $w = 3$ m/s e temperatura $T_e = 398$ K. Na saída foi considerada a hipótese que o escoamento seja localmente parabólico. Na linha de simetria a componente de velocidade na direção normal à superfície é nula e a temperatura possui gradientes nulos na direção normal a superfície.

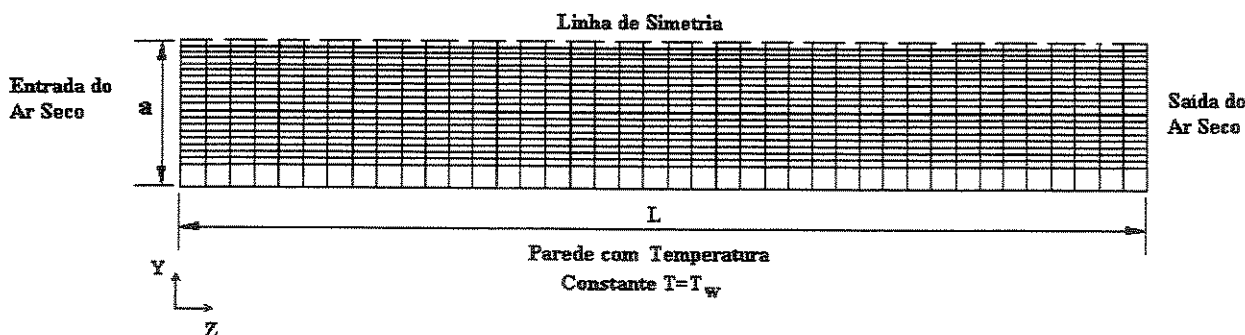


Figura 4.5 - Malha computacional utilizada para a simulação do escoamento bidimensional.

A Figura 4.5 apresenta o domínio computacional básico adotado para a resolução numérica das equações de conservação, uma estimativa inicial para 40 volumes de controle na direção Z e 20 volumes na direção Y . A malha é apresentada uniforme com exceção do primeiro volume próximo à parede, as suas fronteiras são compostas pela entrada e saída do canal, a superfície da parede e a linha de centro do canal (linha de simetria).

Após verificação dos resultados preliminares a malha adotada que não apresentou dependência na solução possui 30 volumes de controle na direção Z e 10 volumes na direção Y .

Posto que na direção Y é subdividida em duas regiões, a primeira com um volume de controle próximo a parede e nove volumes na região do escoamento.

Tabela 4.3 – Condições de contorno para o teste de malha.

Entrada	Saída	Linha de Simetria	Parede
$u = v = 0$	$u = v = 0$	$u = v = 0$	
$w = w_{med} = 3 \text{ m/s}$	$\frac{\partial w}{\partial z} = 0$	$\frac{\partial w}{\partial y} = 0$	τ_w (lei de parede)
$T_e = 298 \text{ K}$	$\frac{\partial T}{\partial z} = 0$	$\frac{\partial T}{\partial y} = 0$	$T_w = 313 \text{ K}$
$\kappa_e = (0,05 w_{med})^2$	$\frac{\partial \kappa}{\partial z} = 0$	$\frac{\partial \kappa}{\partial y} = 0$	$\kappa = \frac{w_\tau^2}{C_\mu^{1/2}}$
$\varepsilon_e = \frac{6,6(\kappa_e)^{3/2}}{D_h}$	$\frac{\partial \varepsilon}{\partial z} = 0$	$\frac{\partial \varepsilon}{\partial y} = 0$	$\varepsilon = \frac{w_\tau^3}{k_y}$

Verificou-se a sensibilidade dos modelos de turbulência κ - ε e Lvel junto à parede para a variação da distância adimensional do volume próximo à parede y_p^+ na faixa de 30 a 150, sendo $y_p^+ = \delta w^* / \nu$. O teste de sensibilidade de y^+ foi baseado no primeiro volume de controle junto à parede e diferenciado no seu tamanho em relação aos demais. O teste foi para quatro diferentes valores de y_p^+ , $y^+ = 38$, $y^+ = 58$, $y^+ = 104$, e $y^+ = 150$.

Em todos os quatro casos foram encontrados uma variação inferior a 3% e 5% nos resultados dos coeficientes de transferência de calor e o fator de atrito para os modelos Lvel e κ - ε , respectivamente, conforme são mostrados na Figura 4.6 e na Figura 4.7.

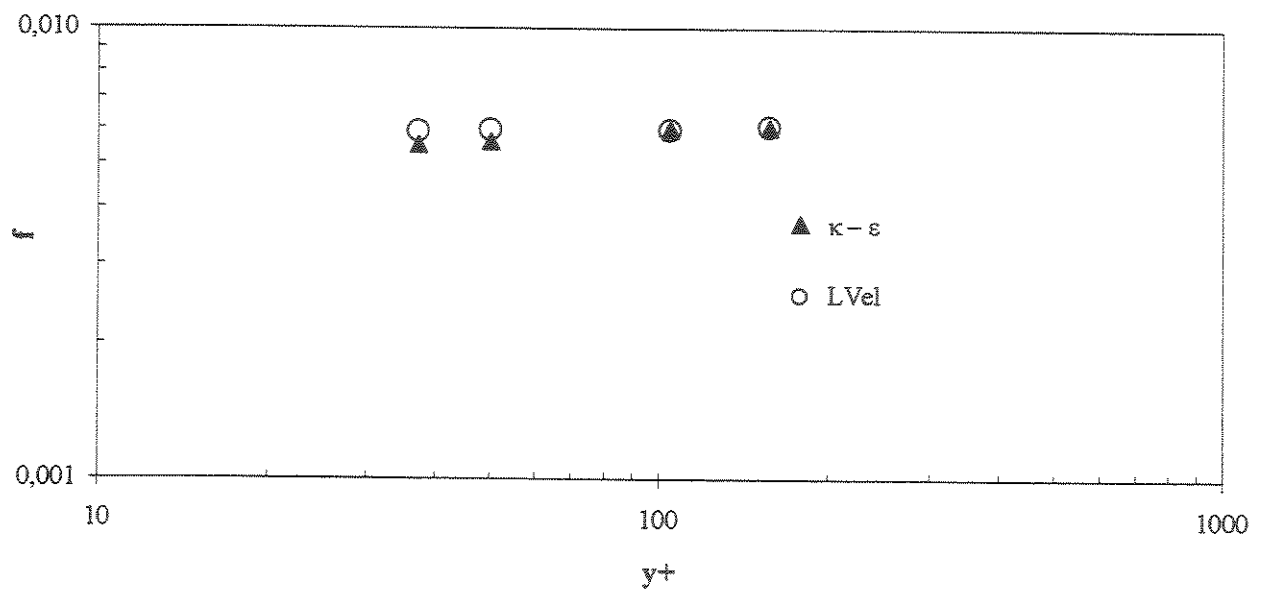


Figura 4.6 - Sensibilidade do fator de atrito em função do y^+ .

Pelos resultados da Figura 4.6 e na Figura 4.7 pode-se concluir que para ambos os modelos de turbulência não houve influência no tamanho do primeiro volume de controle próximo à parede.

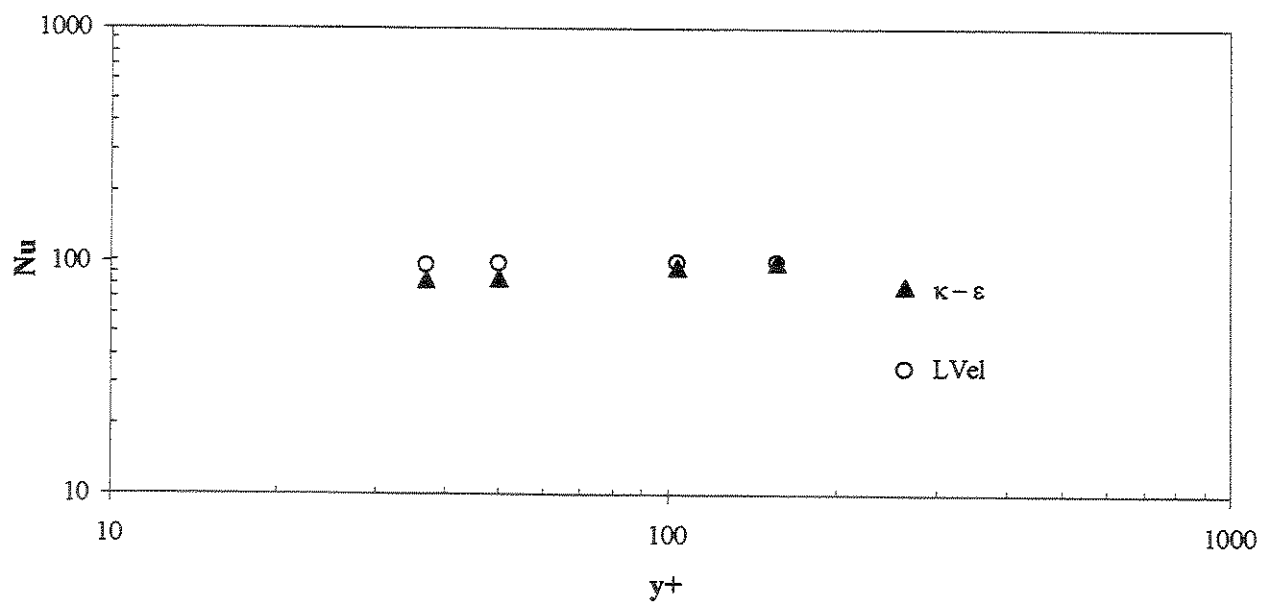


Figura 4.7 - Sensibilidade do número de Nusselt em função de y^+ .

4.4.2 Validação dos Modelos

O modelo foi validado contra a solução térmica e hidrodinamicamente desenvolvida em um canal bidimensional. Esta geometria mais se aproxima do trocador de calor a exceção da inclusão do mecanismo de transferência de calor conjugado.

Primeiramente considerou-se um canal bidimensional com escoamento de ar seco entre placas planas paralelas com temperatura constante na parede, esta permitiu avaliar o melhor modelo de turbulência. Em seguida, utilizando um duto de seção quadrada, foi realizada uma simulação tridimensional de um escoamento de ar seco com temperatura constante nas paredes, nesta foi possível avaliar e correlacionar os resultados de forma coerente com os dados teóricos para vários números de Reynolds. Esta validação trouxe uma segurança para a simulação tridimensional do trocador de calor com escoamento em contracorrente.

4.4.2.1 Validação do Modelo para Canal Bidimensional

A validação para um canal bidimensional apresenta um escoamento entre placas planas paralelas em regime turbulento de ar com temperaturas constantes nas paredes, como mostra a Figura 4.4. As propriedades foram consideradas constantes.

A malha proposta para a validação dos modelos com base nos resultados do teste de malha é a malha uniforme com 10 volumes de controle na direção Y e 30 volumes na direção Z. Os volumes que fazem fronteiras com as paredes possuem um valor de $y^+ = 38$.

As condições de contorno para esta validação foram as mesmas utilizadas para o teste de malha, incluindo o mesmo número de Reynolds, $Re_{Dh} = 38860$.

A Figura 4.8 mostra o perfil da queda de pressão ao longo do canal para os dois modelos de turbulência: κ - ϵ e Lvel. Neste gráfico observou-se um comportamento linear da pressão com a distribuição na origem para a região turbulenta completamente desenvolvida, $Z/D_h > 12$.

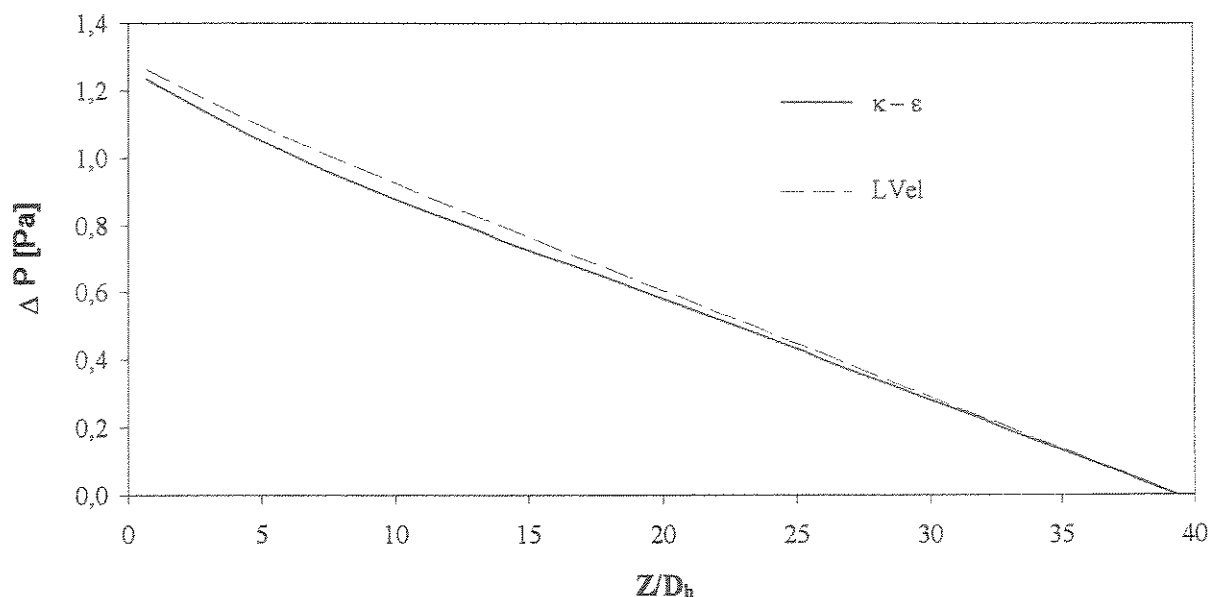


Figura 4.8 – Distribuição de pressão.

Na Figura 4.9 foram comparados os resultados numéricos do fator de atrito dos modelos de turbulência com a correlação de PKN, visto no capítulo 2. Esta comparação é feita somente na região desenvolvida, ou seja, para este caso Z/D_h é superior a 12. Pelos resultados apresentados nota-se que o modelo que mais se aproxima de PKN é o modelo $\kappa-\epsilon$ com desvio de 2% enquanto que o modelo Lvel possui 6%.

A Figura 4.10 faz uma comparação do número de Nusselt dos modelos aplicados com a correlação de Gnielinski, também vista no capítulo 2, a qual é uma versão modificada de Petukhov. A comparação é feita para a região desenvolvida onde Z/D_h é superior a 12. Esta se aproxima da correlação de Petukhov entre 2% e 7%. Pode-se notar que pelos resultados apresentados o modelo $\kappa-\epsilon$ possui um desvio de 2% em relação a Gnielinski enquanto que o modelo Lvel possui 11%.

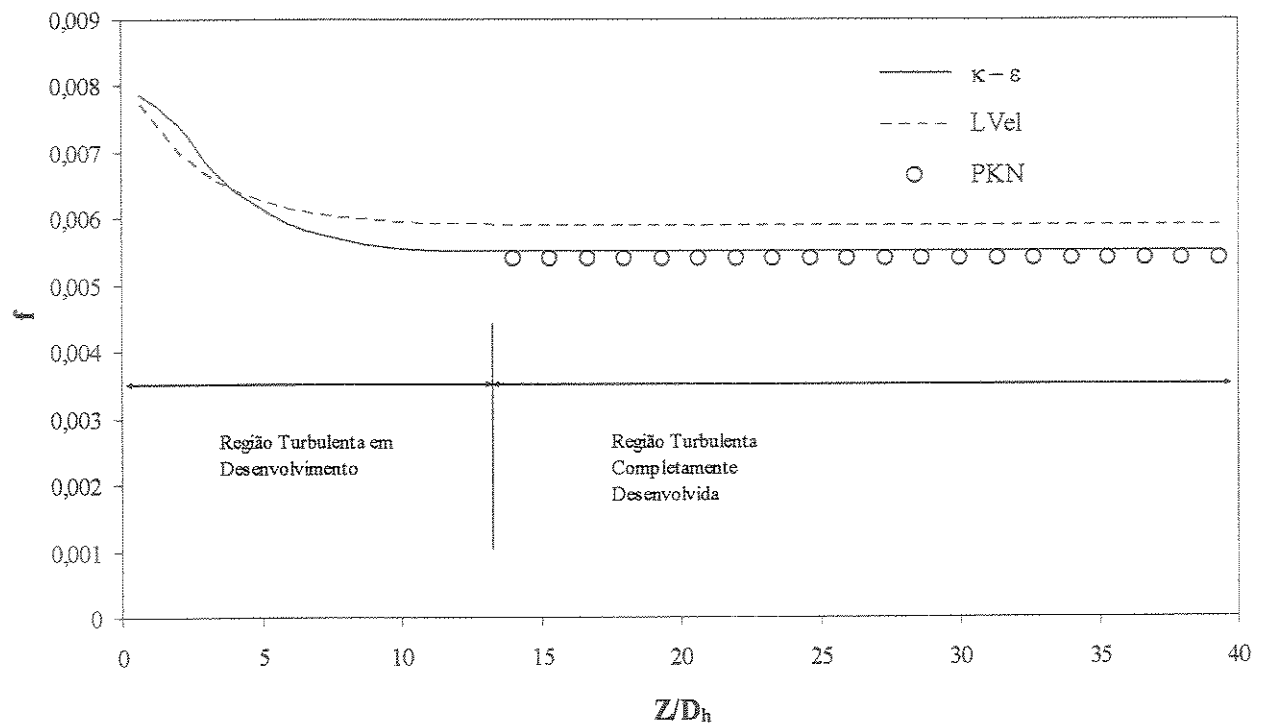


Figura 4.9 - Fator de atrito de Fanning.

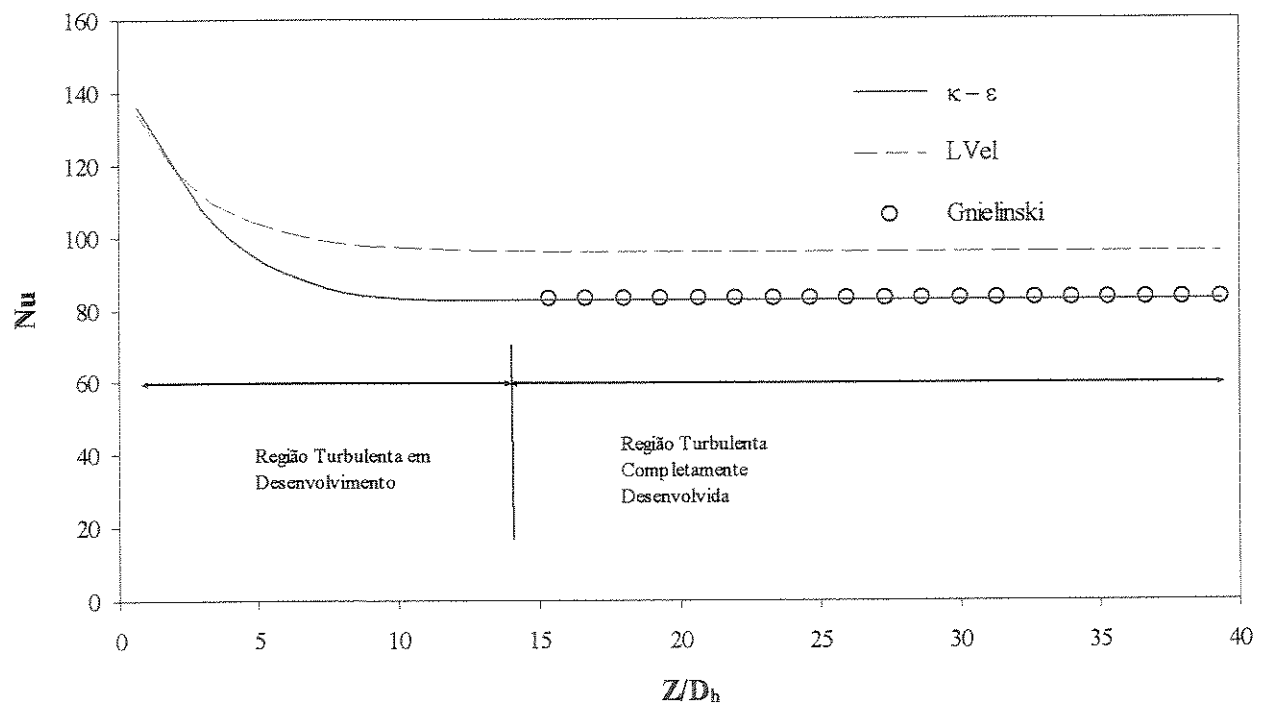


Figura 4.10 - Número de Nusselt.

O modelo Lvel possui um tempo computacional 20% menor em relação ao κ - ϵ , porém os resultados apresentados pelo modelo κ - ϵ melhor se aproximam dos resultados para escoamentos desenvolvidos. Favorecendo a precisão dos cálculos decidiu-se adotar o modelo κ - ϵ para as próximas simulações que tratam da validação tridimensional.

4.4.2.2 Validação do Modelo para Canal Tridimensional

Para a validação de um duto tridimensional foi realizada a simulação numérica de um escoamento turbulento num canal de seção quadrada com as paredes possuindo temperatura constante. A Figura 4.11 ilustra o modelo tridimensional onde $2a$ é a altura e $2b$ é a largura do canal, $2a = 2b = 0,1\text{m}$.

O modelo de turbulência adotado foi o modelo de turbulência κ - ϵ . As propriedades do ar variam ao longo do escoamento dependente da temperatura seguindo as correlações feitas no capítulo 3. As condições do ar na entrada do escoamento para a validação tridimensional são consideradas à temperatura de 298K, e a temperatura constante da parede ao longo do canal $T_w = 353\text{K}$ como mostra a Tabela 4.4.

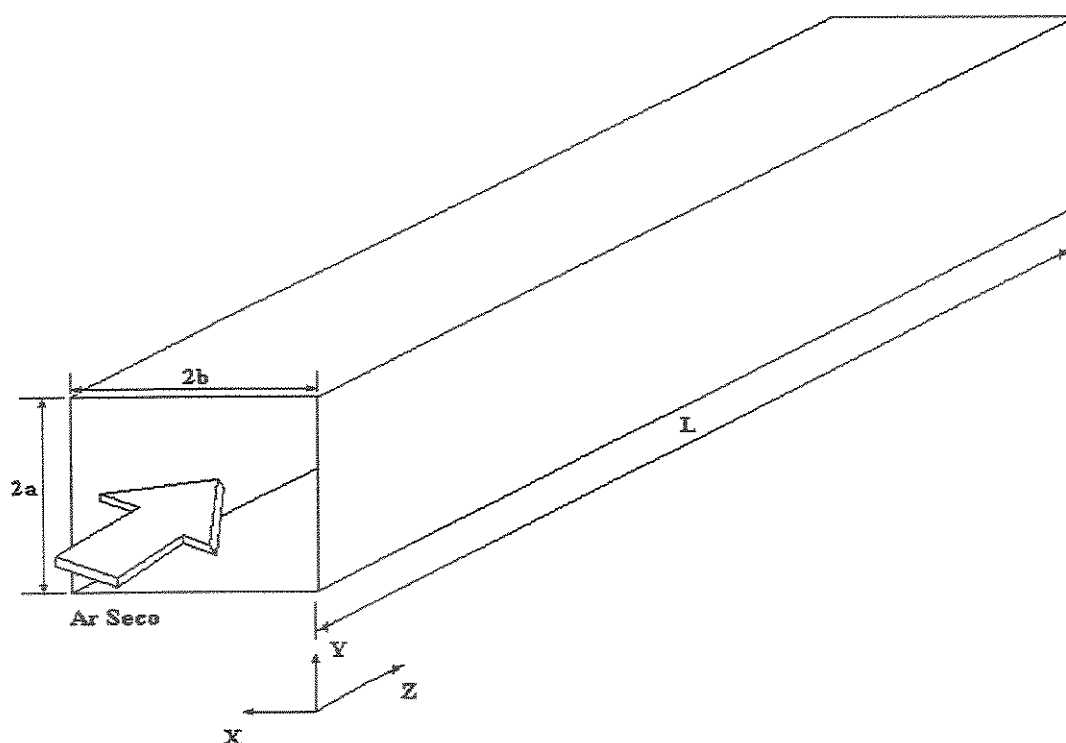


Figura 4.11 - Domínio da simulação tridimensional.

A condição de contorno para a superfície da parede consiste nas velocidades u e v nulas e a velocidade w é dada pela função de parede. Quanto a equação da energia, a condição de parede isotérmica é aplicada. Na entrada do escoamento é considerado um perfil de velocidade uniforme, ou seja, $u = v = 0$ e $w = 6$ m/s e temperatura $T_e = 298$ K. Na saída foi considerada a hipótese que o escoamento seja localmente parabólico. Assim como na validação bidimensional as condições de contorno turbulentas são as mesmas apresentadas no capítulo 3.

A Figura 4.12 e na Figura 4.13 mostram a malha na seção transversal YX e longitudinal YZ do duto. Os volumes próximos as fronteiras da parede foram colocados no tamanho adequado para que o valor de y^+ estivesse na faixa de $30 < y^+ < 150$.

Tabela 4.4 – Condições de contorno para a validação de um canal tridimensional.

Entrada	Saída	Parede
$u = v = 0$	$u = v = 0$	
$w = w_{med} = 6 \text{ m/s}$	$\frac{\partial w}{\partial z} = 0$	τ_w (lei de parede)
$T_e = 298 \text{ K}$	$\frac{\partial T}{\partial z} = 0$	$T_w = 353 \text{ K}$
$\kappa_e = (0,05 w_{med})^2$	$\frac{\partial \kappa}{\partial z} = 0$	$\kappa = \frac{w_\tau^2}{C_\mu^{1/2}}$
$\varepsilon_e = \frac{6,6(\kappa_e)^{3/2}}{D_h}$	$\frac{\partial \varepsilon}{\partial z} = 0$	$\varepsilon = \frac{w_\tau^3}{ky}$

O número total de volumes de controle nas direções X e Y foi igual a 10 volumes de controle uniformes. O número de volumes de controle na direção Z foi uniforme e igual a 30.

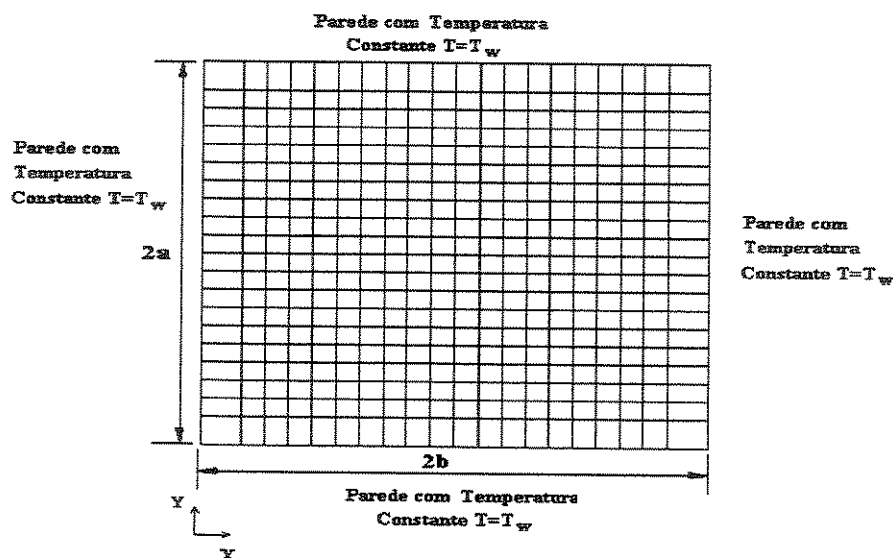


Figura 4.12 - Malha computacional do plano YX.

A validação para duto tridimensional também apresenta a comparação dos resultados obtidos numericamente com os resultados da literatura. Da mesma forma que a validação anterior os valores a serem comparados são o fator de atrito e o número de Nusselt.

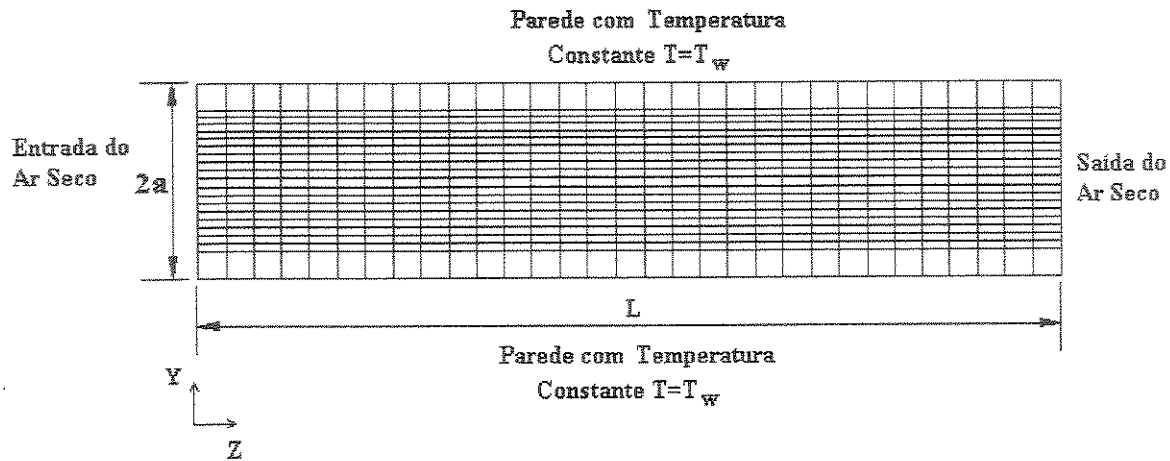


Figura 4.13 - Malha computacional do plano YZ.

No escoamento turbulento os valores médios na seção transversal de f e Nu ao longo do canal são encontrados por meio da média ponderada da variável local pelo perímetro molhado do duto,

$$\overline{Nu} = \frac{\sum Nu \cdot \Delta S}{\bar{p}}, \quad (4.4)$$

$$\bar{f} = \frac{\sum f \cdot \Delta S}{\bar{p}}, \quad (4.5)$$

onde, $\bar{p}$ é o perímetro molhado, ΔS é um elemento do comprimento do perímetro de forma que:

$$\bar{p} = \sum dS \quad (4.6)$$

A Figura 4.14 e na Figura 4.15 mostram os perfis de fator de atrito e o número de Nusselt do modelo para canal tridimensional. A comparação é feita com a correlação de PKN e Gnielinski para fator de atrito e Nusselt, respectivamente, a partir do escoamento turbulento completamente desenvolvido.

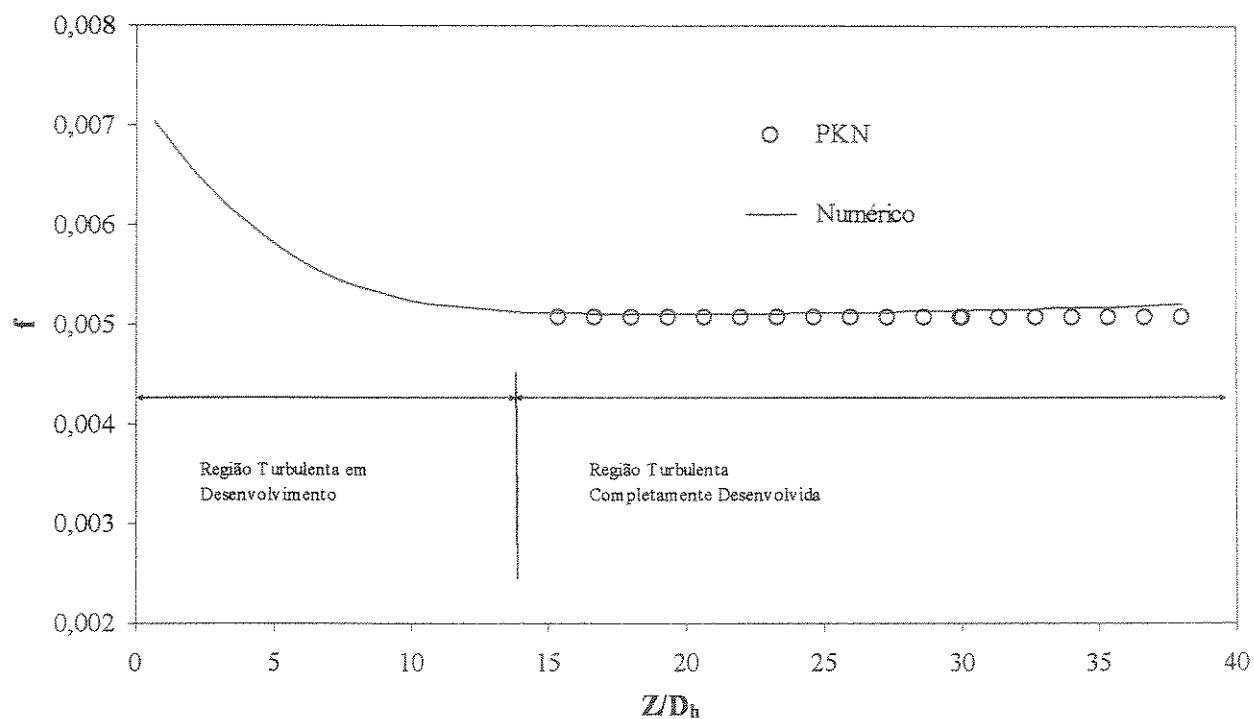


Figura 4.14 - Fator de atrito.

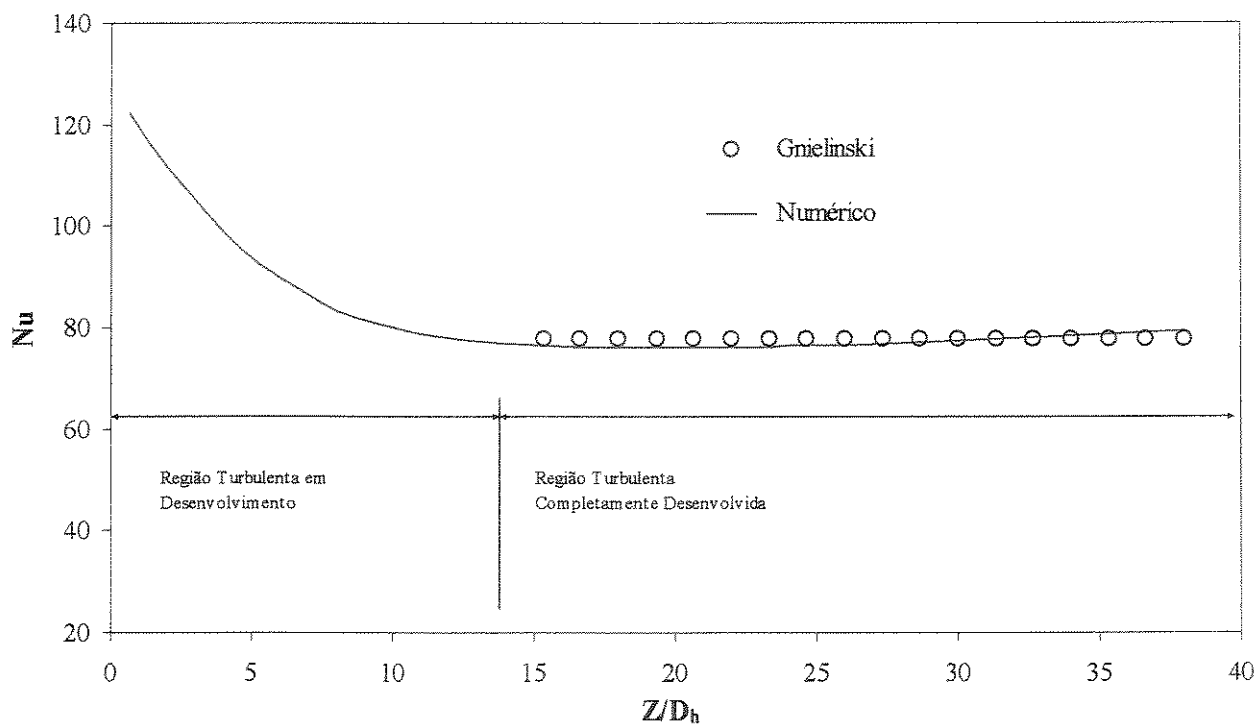


Figura 4.15 - Número de Nusselt.

A Figura 4.16 e na Figura 4.17 mostram o comportamento do fator de atrito e do número de Nusselt, para vários valores de Reynolds considerando escoamento hidrodinamicamente e termicamente desenvolvidos. Pelos diferentes Reynolds adotados tomou-se o cuidado para que os valores de y^+ no volume de controle próximo à parede estivesse entre 30 e 150. O número total de volumes de controle na direção X e Y foi considerado igual a 10 volumes de controle uniformes. O número de volumes de controle na direção Z foi considerado uniforme e igual a 30. Em todos os casos foi considerada a intensidade turbulenta de 5,0 %. Observa-se uma boa concordância entre os dados da literatura e os valores obtidos através do modelo numérico, na medida em que os mesmos apresentam diferenças entre 0,2% e 0,4% na faixa de parâmetros investigada.

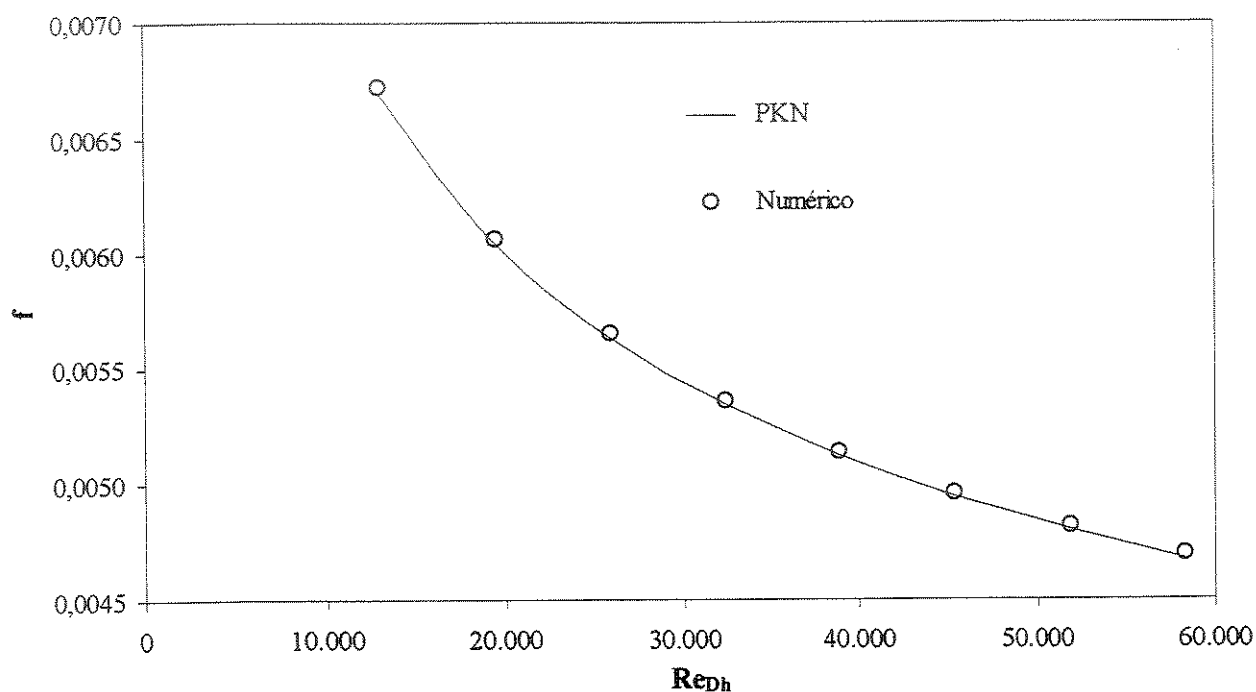


Figura 4.16 - Fator de atrito em função de Reynolds.

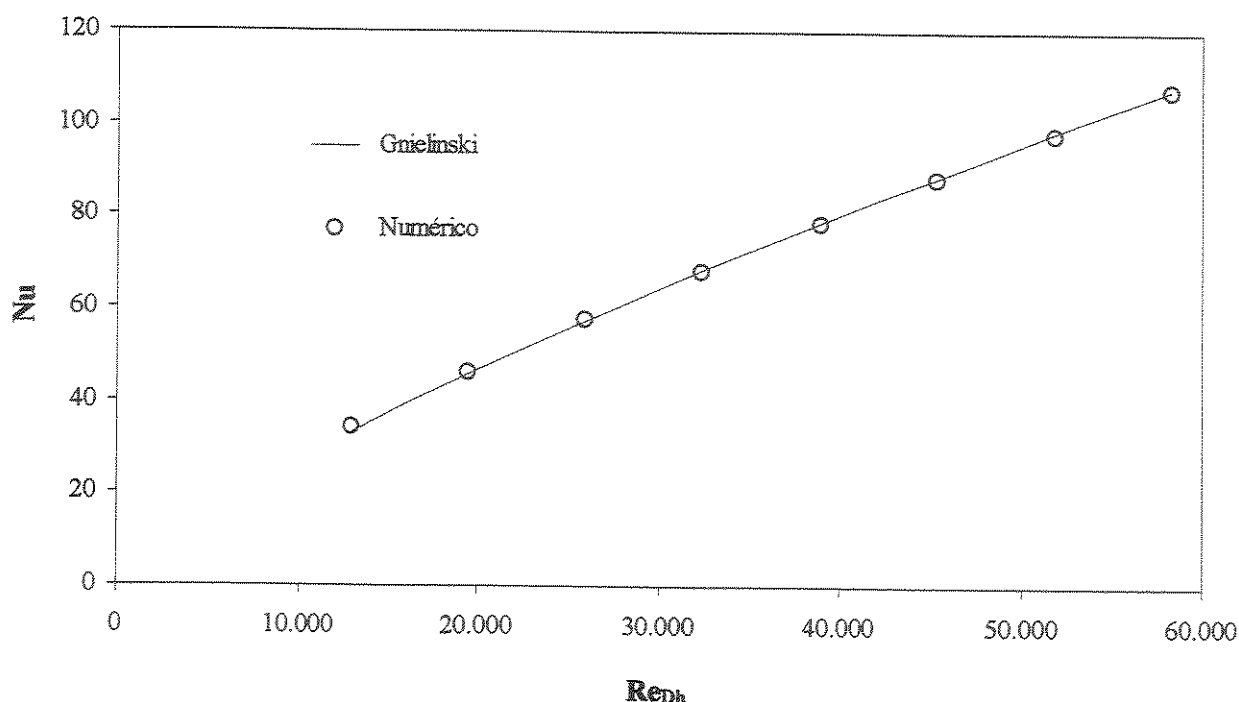


Figura 4.17 - Número de Nusselt em função de Reynolds.

4.4.3 Comentários gerais

O teste de malha mostrou que quando a distância do volume de controle adjacente à parede ficou confinada entre $30 < y^+ < 150$ a sensibilidade do fator de atrito e do número de Nusselt apresentou uma variação foi inferior a 5% .

Os modelos de turbulência averiguados foram κ - ϵ e Lvel. Ambos os modelos tiveram bons resultados. A vantagem do Lvel foi o tempo computacional que convergia entre 15% a 25% mais rápido que o κ - ϵ , porém favorecendo a precisão dos resultados numéricos foi escolhido o modelo κ - ϵ para modelar o tensor de Reynolds. O computador utilizado para as simulações foi uma estação Sum Spark 20 com 512 Mbytes de memória RAM.

Através das investigações realizadas concluiu-se que dos modelos numéricos propostos para escoamentos bidimensional e tridimensional satisfazem plenamente as expectativas, na medida em que permitem a obtenção de resultados de transferência de calor e fator de atrito bastante próximos dos obtidos na literatura. O fato dos modelos numéricos serem validados

apenas na região turbulenta completamente desenvolvida não deve ser encarado como uma limitação uma vez que o trocador de calor trabalha com regiões turbulentas ainda em desenvolvimento.

4.5 Malha

Baseado nos resultados dos testes de malha e nas validações realizadas definiu-se, na Figura 4.18, a malha mais adequada para a simulação do trocador de calor tridimensional.

No plano YX, ela é composta por 22 volumes de controle na direção X, $NX = 22$, 13 volumes de controle na direção Y, $NY = 13$. A direção Y é dividida em 3 regiões, a primeira região composta com 4 volumes de controle é formada pela parede de alumínio, a segunda com 1 volume de controle é representada pelo fluido próximo à parede onde é respeitado o valor de $y^+ > 30$ para o modelo $k-\epsilon$, e a terceira região composta por 8 volumes de controle é formada pelo fluido. A direção X é dividida em 5 regiões, a primeira é composta por 8 volumes de controle e é formada pelo fluido frio, a segunda região composta com 1 volume de controle é representada pelo fluido próximo a parede, a terceira região formada pela parede entre os fluidos é composta por 4 volumes de controle, a quarta região composta por 1 volume de controle é formada pelo fluido próximo a parede e a quinta região composta com 8 volumes de controle é formado pelo fluido quente. Em $X = 0$, $X = 2b+e$, e $Y = a+e$ são consideradas fronteiras simétricas, enquanto que para $Y = 0$ é considerada uma fronteira isolada.

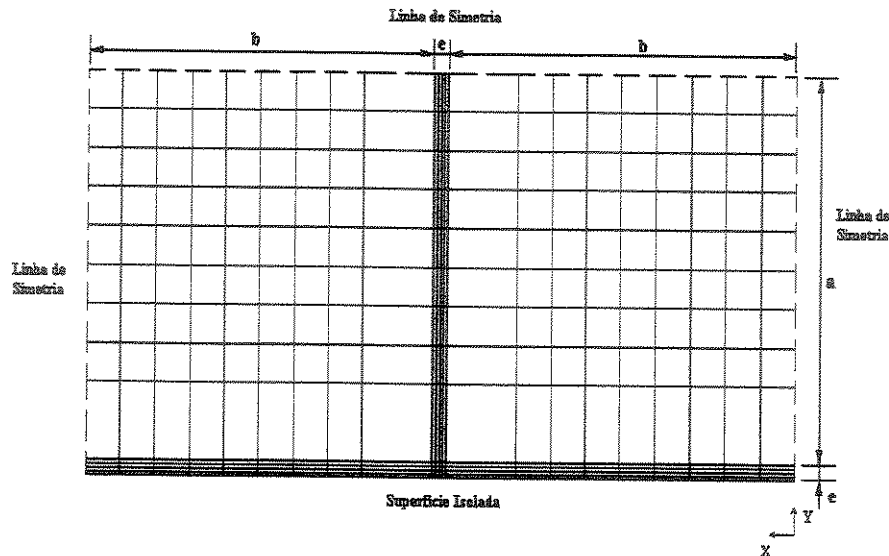


Figura 4.18 - Malha computacional do trocador de calor no plano YX representando o módulo térmico.

Na Figura 4.19 é mostrada a malha computacional do trocador de calor no plano YZ, ela é composta por 30 volumes de controle na direção Z, $NZ = 30$, e 13 volumes de controle na direção Y, $NY = 13$. A direção Y, como foi colocado anteriormente, possui 3 regiões. A direção Z refere-se ao longo do canal, os 30 volumes de controle são distribuídos conforme uma progressão geométrica de 1,3, Spalding (1994). A progressão inicia-se próximo às entradas, ou seja $Z = 0$ e $Z = L$, para melhor obter os gradientes de velocidade e temperatura no cálculo da temperatura média de mistura e da queda de pressão.

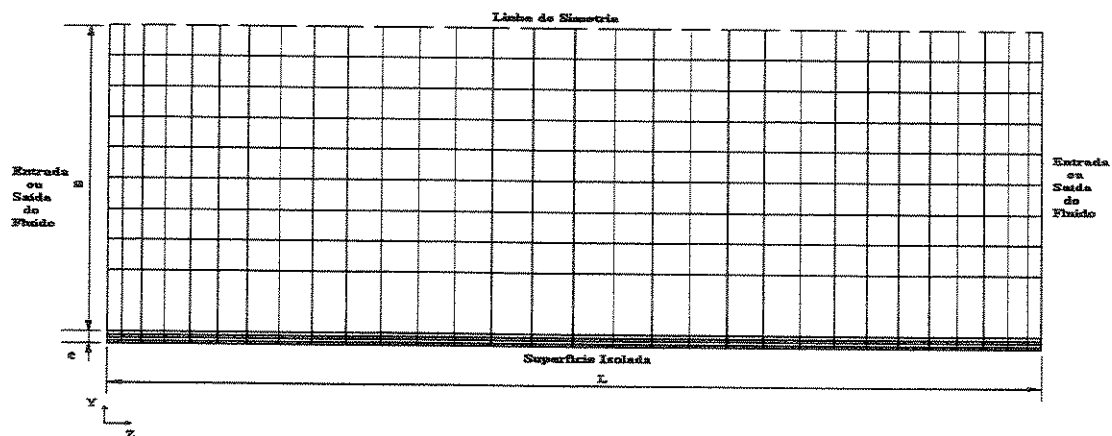


Figura 4.19 - Malha computacional do trocador de calor no plano YZ.

A malha final para a simulação numérica possui 22 volumes na direção X, $NX = 22$, 13 volumes na direção Y, $NY = 13$ e 30 volumes na direção Z, $NZ = 30$.

A distância dos volumes adjacentes à parede de alumínio apresenta uma variação de caso a caso dependendo do número de Reynolds, onde é mantido $30 < y^+ < 150$.

Capítulo 5

Resultados do Trocador de Calor

Neste capítulo são apresentados os resultados numéricos do trocador de calor em contracorrente no regime turbulento. Este conjunto de simulações foi realizado para Reynolds entre 8000 e 160000. Perfis de velocidades e de temperaturas são apresentados para uma configuração específica com finalidade de revelar propriedades locais do escoamento. Em seguida, são apresentadas as determinações da queda de pressão e fluxo de calor e suas formas adimensionais em função da razão de aspecto dos canais por metro de largura do trocador. Finalmente a otimização do espaçamento que proporcione a maior troca térmica para uma queda de pressão fixa.

5.1 Parâmetros Geométricos das Configurações Simuladas.

As dimensões dos canais são: comprimento na direção Z fixado em 1 m, a espessura das paredes de alumínio igual a 0,002m, a altura do canal $2a$ igual a 0,1 m, e a largura do canal $2b$, variável conforme indicado na Tabela 5.1. Por conveniência ela também mostra a razão de aspecto α^* da seção transversal do canal.

Tabela 5.1 – Tabela de razão de aspecto, α^* .

α^*	$2b$ [m]
2	0,1000
1	0,1000
1/2	0,0500
1/4	0,0250
1/8	0,0125
1/10	0,0100
1/15	0,0075
1/20	0,0050

A partir da definição das configurações propostas, das condições de contorno e da malha apresentada no capítulo anterior, foram realizadas as simulações. A Tabela 5.2 apresenta as velocidades médias w_{med} , utilizadas em cada caso simulado.

Tabela 5.2 – Tabela de velocidades w_{med} , na entrada do canal.

α^*	w_{med} [m/s]	w_{med} [m/s]	w_{med} [m/s]	w_{med} [m/s]	w_{med} [m/s]	w_{med} [m/s]
2	2	5	10	15	20	25
1	2	5	10	15	20	25
1/2	2	5	10	15	20	25
1/4	-	5	10	15	20	25
1/8	-	-	10	15	20	25
1/10	-	-	10	15	20	25
1/15	-	-	-	15	20	25
1/20	-	-	-	15	20	25

A Tabela 5.3 mostra, em função de α^* e de valores correspondentes de w_{med} os valores de Reynolds baseado no diâmetro hidráulico do canal.

O número de Reynolds para $\alpha^* = 1/4, 1/8, 1/10, 1/15$ e $1/20$ não são mostrados na Tabela 5.3 por apresentarem Reynolds abaixo de 8000, ou seja, estariam num regime de baixo Reynolds e os resultados poderiam apresentar discrepâncias devido ao modelo turbulento κ - ϵ padrão utilizado nas simulações. A Tabela 5.3 apresenta o menor número de Reynolds (8230) para $\alpha^* = 2$ e $\alpha^* = 1/2$ com velocidade média $w_{med} = 2\text{m/s}$, enquanto que o maior número de Reynolds (154321) para $\alpha^* = 1$ é obtido com velocidade média $w_{med} = 25\text{m/s}$.

Tabela 5.3 – Tabela de Reynolds, Re_{Dh} .

α^*	$w_{med} \text{ [m/s]}$					
	2	5	10	15	20	25
	Re_{Dh}	Re_{Dh}	Re_{Dh}	Re_{Dh}	Re_{Dh}	Re_{Dh}
2	8230	20576	41152	61728	82305	102881
1	12346	30864	61728	92593	123457	154321
1/2	8230	20576	41152	61728	82305	102881
1/4	-	12346	24691	37037	49383	61728
1/8	-	-	13717	20576	27435	34294
1/10	-	-	11223	16835	22447	28058
1/15	-	-	-	11574	15432	19290
1/20	-	-	-	8818	11758	14697

A Tabela 5.4 apresenta as vazões para cada caso simulado onde os valores de vazão mássica Φ referem-se ao fluxo que escoar pela seção transversal (2a x 2b). As correntes de ar quente e frio possuem as mesmas vazões.

Tabela 5.4 – Tabela de vazão mássica do ar, Φ .

α^*	$w_{med} [m/s]$					
	2	5	10	15	20	25
	$\Phi [kg/s]$	$\Phi [kg/s]$	$\Phi [kg/s]$	$\Phi [kg/s]$	$\Phi [kg/s]$	$\Phi [kg/s]$
2	0,01180	0,02950	0,05900	0,08850	0,11800	0,14750
1	0,02360	0,05900	0,11800	0,17700	0,23600	0,29500
1/2	0,01180	0,02950	0,05900	0,08850	0,11800	0,14750
1/4	-	0,01475	0,02950	0,04425	0,05900	0,07375
1/8	-	-	0,01475	0,02213	0,02950	0,03688
1/10	-	-	0,01180	0,01770	0,02360	0,02950
1/15	-	-	-	0,01180	0,01573	0,01967
1/20	-	-	-	0,00885	0,01180	0,01475

A Tabela 5.5 mostra o comprimento do canal em termos do seu número de diâmetros hidráulicos equivalentes (L/D_h) e também o comprimento necessário para atingir o desenvolvimento hidráulico (Z/D_h) de acordo com a equação (2.34). Tomando como exemplo, na primeira coluna de velocidades ($w_{med} = 2m/s$) o comprimento do canal é equivalente a $15 D_h$ para razão de aspecto $\alpha^* = 1/2$ e o comprimento de desenvolvimento estimado é $Z/D_h = 6,6$. Baseado neste resultado observa-se que apenas 66% do canal está desenvolvido. Para a razão de aspecto $\alpha^* = 1$ o comprimento equivalente do canal é $L/D_h = 10$ e o comprimento de desenvolvimento estimado $Z/D_h = 7,3$ significando que 27% do canal apresenta escoamento desenvolvido. Em todos os casos simulados o escoamento turbulento se desenvolve antes do comprimento do canal, a exceção da razão de aspecto $\alpha^* = 1$ para as velocidades $w_{med} = 2m/s$ e $w_{med} = 5m/s$. A partir da razão de aspecto $\alpha^* = 1/4$ até $\alpha^* = 1/20$ o escoamento se desenvolve antes de atingir 50% do comprimento do canal para qualquer velocidade média.

Tabela 5.5 – Tabela de número de diâmetros hidráulicos no duto L/D_h , e comprimento de desenvolvimento do escoamento turbulento Z/D_h .

α^*	$w_{med} [m/s]$											
	2		5		10		15		20		25	
	L/D_h	Z/D_h	L/D_h	Z/D_h	L/D_h	Z/D_h	L/D_h	Z/D_h	L/D_h	Z/D_h	L/D_h	Z/D_h
2	15	6,6	15	8,3	15	9,9	15	10,9	15	11,7	15	12,4
1	10	7,3	10	9,2	10	10,9	10	12,1	10	13,0	10	13,7
1/2	15	6,6	15	8,3	15	9,9	15	10,9	15	11,7	15	12,4
1/4	-	-	25	7,3	25	8,7	25	9,6	25	10,3	25	10,9
1/8	-	-	-	-	45	7,5	45	8,3	45	8,9	45	9,4
1/10	-	-	-	-	55	7,1	55	7,9	55	8,5	55	9,0
1/15	-	-	-	-	-	-	80	7,2	80	7,7	80	8,2
1/20	-	-	-	-	-	-	105	6,7	105	7,2	105	7,6

5.2 Resultados dos Campos Locais de Velocidade e Temperatura.

As distribuições de velocidade para $\alpha^* = 1$ e para $\alpha^* = 1/10$ com $w_{med} = 10m/s$ são apresentadas na Figura 5.1 e na Figura 5.2 respectivamente, ao longo do canal estas distribuições são mostradas em três diferentes posições, próximo à entrada do canal $IZ = 2$ (0,0364m), na metade do canal $IZ = 15$ (0,5m) e próximo à saída do escoamento $IZ = 28$ (0,9636m). A região onde a velocidade é nula, ou seja, possui material, não é mostrada nas figuras. Pode-se notar que para $\alpha^* = 1$ na Figura 5.1 a distribuição de velocidade é alterada em cada posição do canal mostrando que o escoamento não se desenvolve, coerentemente com os dados apresentados anteriormente na Tabela 5.5. Entretanto para $\alpha^* = 1/10$ na Figura 5.2 a distribuição de velocidade apresenta-se inalterada na metade e no final do canal, logo o escoamento se desenvolve antes de $IZ = 15$.

Na Figura 5.3 e na Figura 5.4 são apresentadas as distribuições de temperatura em três diferentes posições, próximo à entrada do canal $IZ = 2$, na metade do canal $IZ = 15$ e próximo à

saída do escoamento $IZ = 28$ para $\alpha^* = 1$ e para $\alpha^* = 1/10$ com velocidade média de entrada $w_{med} = 10\text{m/s}$. Pode-se notar que para $\alpha^* = 1$ ocorre pouca variação na distribuição de temperatura enquanto que para $\alpha^* = 1/10$ a variação de temperatura aumenta consideravelmente. Deve ser considerado nestes casos que o escoamento é completamente desenvolvido termicamente para $Z/D_h > 10$. Para a razão de aspecto $\alpha^* = 1$ o escoamento não se desenvolve termicamente no entanto para $\alpha^* = 1/10$ o escoamento se desenvolve termicamente com 10% do comprimento total do canal. O gradiente de temperatura é apresentado inclusive na parte sólida (alumínio), onde ocorre a condução na parede que separa os fluidos quente e frio, e nas paredes inferiores e superiores de cada fluido ocorre o efeito aleta, isto é, calor é transferido por convecção do fluido quente para as paredes superior e inferior, e por condução transmitido à parede que separa os dois fluidos. Efeito similar também ocorre no lado do fluido frio. Dependendo da razão de aspecto este efeito pode influenciar na transferência de calor, isto é, quanto maior for o espaçamento $2b$ (base onde é considerada a aleta) em relação a altura $2a$ maior é o efeito da aleta.

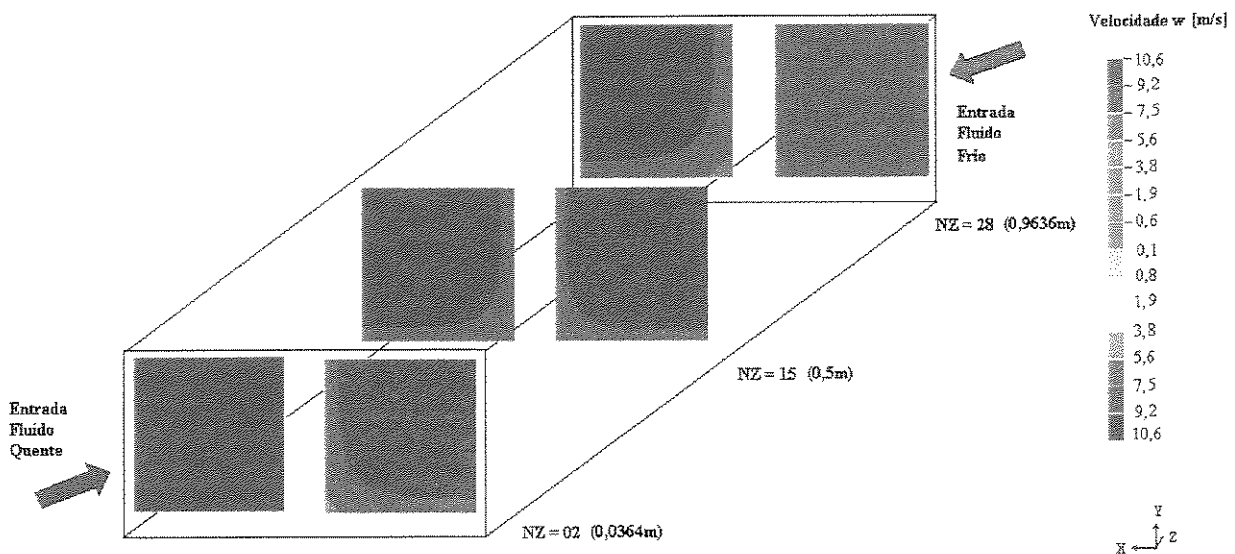


Figura 5.1 - Distribuição de velocidade para $\alpha^* = 1$ e $w_{med} = 10\text{m/s}$.

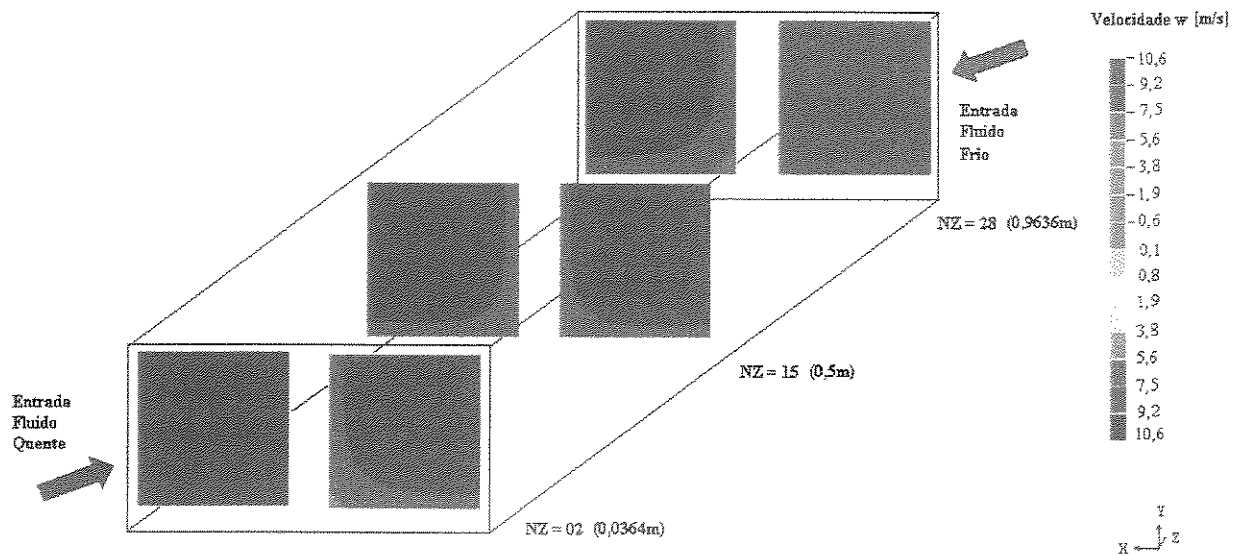


Figura 5.2 - Distribuição de velocidade para $\alpha^* = 1/10$ e $w_{med} = 10\text{m/s}$.

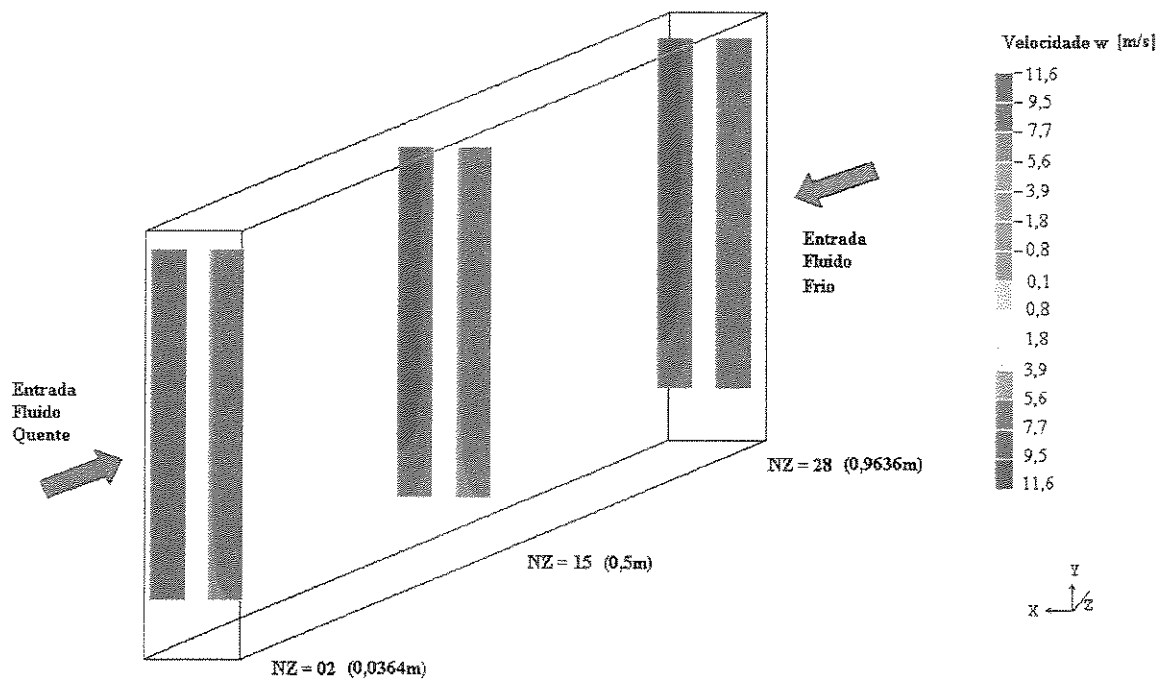


Figura 5.3 - Distribuição de temperatura para $\alpha^* = 1$ e $w_{med} = 10\text{m/s}$.

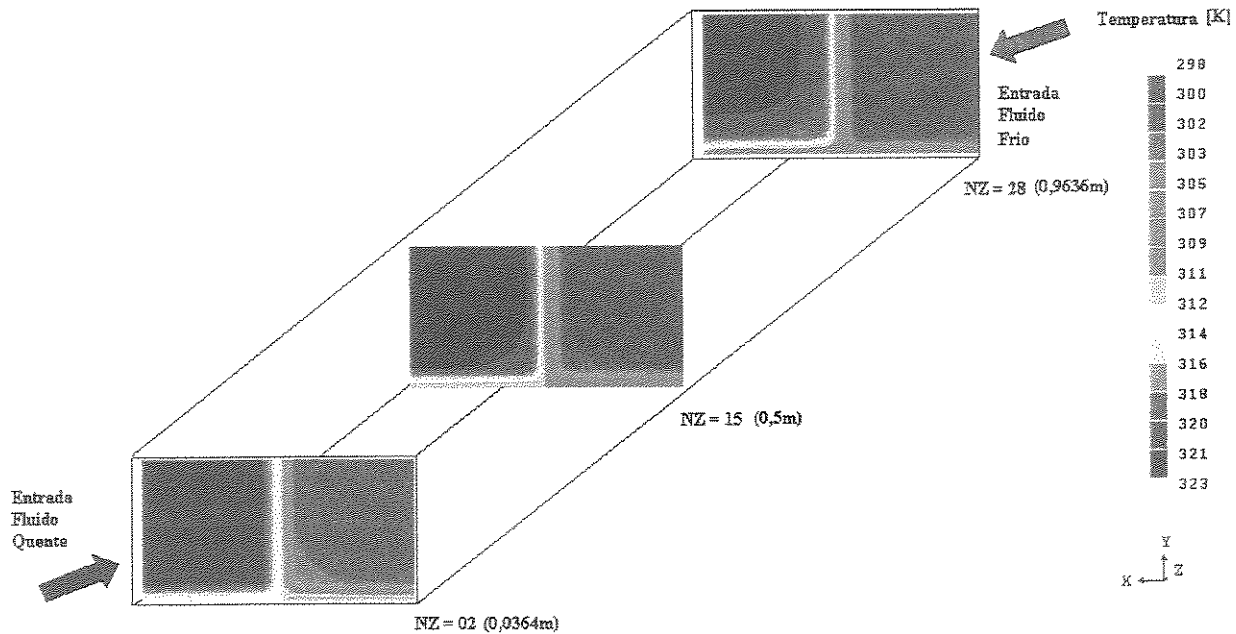


Figura 5.4 - Distribuição de temperatura para $\alpha^* = 1/10$ e $w_{med} = 10\text{m/s}$.

5.3 Resultados de Queda de Pressão.

Nesta seção são apresentados resultados numéricos da queda de pressão em função da vazão mássica e da razão de aspecto α^* . Os parâmetros velocidade, diâmetro hidráulico e queda de pressão são apresentados na Tabela 5.6. Pode-se notar que fixando a velocidade média de entrada e diminuindo α^* a queda de pressão aumenta, nota-se também que se fixar α^* e aumentar a velocidade média de entrada a queda de pressão aumenta.

A queda de pressão ΔP , em Pascals, ao longo do comprimento ($L = 1\text{m}$) do canal é mostrada na Figura 5.5 em função da vazão mássica Φ em kg/s de ar, para configurações com razão de aspecto α^* variando entre 2 a $1/20$, conforme indicado na legenda da figura. Os resultados de $\Delta P \times \Phi$ na escala log-log revelam famílias de retas paralelas entre si indicando que a ΔP é proporcional a mesma potência de Φ para quaisquer razões de aspecto. Elas também sugerem que estas retas podem ser reduzidas a uma única reta por meio de uma representação adimensional dos parâmetros cinemáticos e dinâmicos do problema.

Tabela 5.6 – Tabela de diâmetro hidráulico D_h , e perda de carga ΔP .

α^*	$w_{med} [m/s]$											
	2		5		10		15		20		25	
	D_h [m]	ΔP [Pa]	D_h [m]	ΔP [Pa]	D_h [m]	ΔP [Pa]	D_h [m]	ΔP [Pa]	D_h [m]	ΔP [Pa]	D_h [m]	ΔP [Pa]
2	0,067	1,4	0,067	7,4	0,067	24,4	0,067	49,7	0,067	83,7	0,067	125,8
1	0,100	0,9	0,100	4,8	0,100	15,9	0,100	29,2	0,100	50,5	0,100	91,8
1/2	0,067	1,4	0,067	7,4	0,067	25,5	0,067	49,8	0,067	83,7	0,067	129,2
1/4	-	-	0,040	12,5	0,040	43,3	0,040	84,4	0,040	141,4	0,040	221,0
1/8	-	-	-	-	0,022	93,7	0,022	167,1	0,022	276,5	0,022	445,4
1/10	-	-	-	-	0,018	112,7	0,018	212,5	0,018	351,5	0,018	541,8
1/15	-	-	-	-	-	-	0,013	336,7	0,013	555,6	0,013	884,2
1/20	-	-	-	-	-	-	0,010	474,2	0,010	778,8	0,010	1195

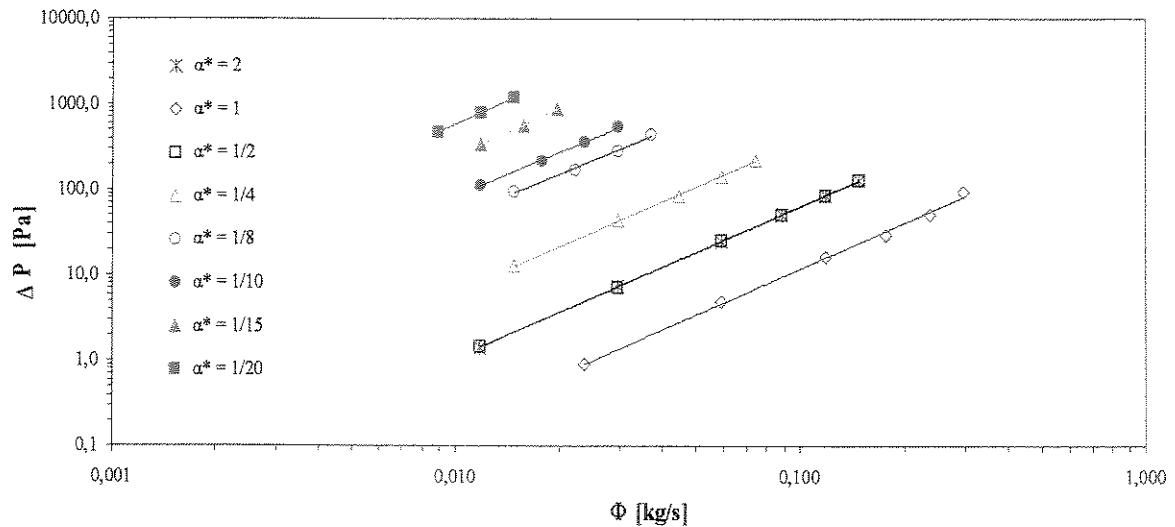


Figura 5.5 - Queda de pressão para diversas razões de aspecto em função da vazão.

Propõe-se expressar a queda de pressão por meio do fator de atrito f , que é uma função do número de Reynolds do escoamento e da razão de aspecto. O fator de atrito f é definido pela equação (2.39) onde ΔZ passa a ser $L = 1m$ e ΔP representa a queda de pressão entre a entrada e a saída.

Um ajuste clássico entre o fator de atrito e Reynolds do tipo $f = f(Re_{Dh})$ não representa adequadamente os efeitos na variação da razão de aspecto nos dados numéricos. De fato isto já foi observado por Jones (1976) ao propor uma correção baseada em α^* , para modificar o número de Reynolds e melhor ajustar os dados experimentais de queda de pressão em canais retangulares em regime turbulento. Busca-se então um ajuste do tipo $f = f(\beta Re_{Dh})$ onde β é um parâmetro geométrico que traz informação sobre a dependência com a razão de aspecto do canal, $\beta = a_0 + a_1 \alpha^{*n}$ e a_0 , a_1 e n são parâmetros a serem determinados pelo ajuste. Uma técnica de mínimos quadrados foi empregada para determinar a curva de melhor ajuste. O fator de atrito em função do produto (βRe_{Dh}) é mostrado na Figura 5.6. Observa-se que os dados obtidos das diferentes razões de aspecto e Reynolds ficam bem representados por uma única curva dada por:

$$f = 0,03(\beta Re_{Dh})^{-1/5} \quad \text{e} \quad \beta = 0,05 - 0,013\alpha^{*n}; \text{ para qualquer } \alpha^* \geq 0, \quad (5.1)$$

sendo $n = 1/2$ para $0 \leq \alpha^* \leq 1$ e $n = -1/2$ para $\alpha^* > 1$.

O grau de linearidade do ajuste, aferido pelo parâmetro R^2 , foi de 0,90. Entretanto esta relação é somente válida para $Re_{Dh} > 8000$. O ajuste proposto por Jones (1976) também aplica-se, porém encontrou-se um valor do parâmetro R^2 de 0,72 indicando que o grau de linearidade é inferior àquele obtido pela correlação da equação (5.1). O fator de atrito e o parâmetro geométrico β_J que traz informação sobre a dependência com a razão de aspecto utilizada por Jones são expressas pelas seguintes equações:

$$f = 0,0333(\beta_J Re_{Dh})^{-0,1522} \quad \text{e} \quad \beta_J = \frac{2}{3} + \frac{11}{24}\alpha^*(2 - \alpha^*) \quad (5.2)$$

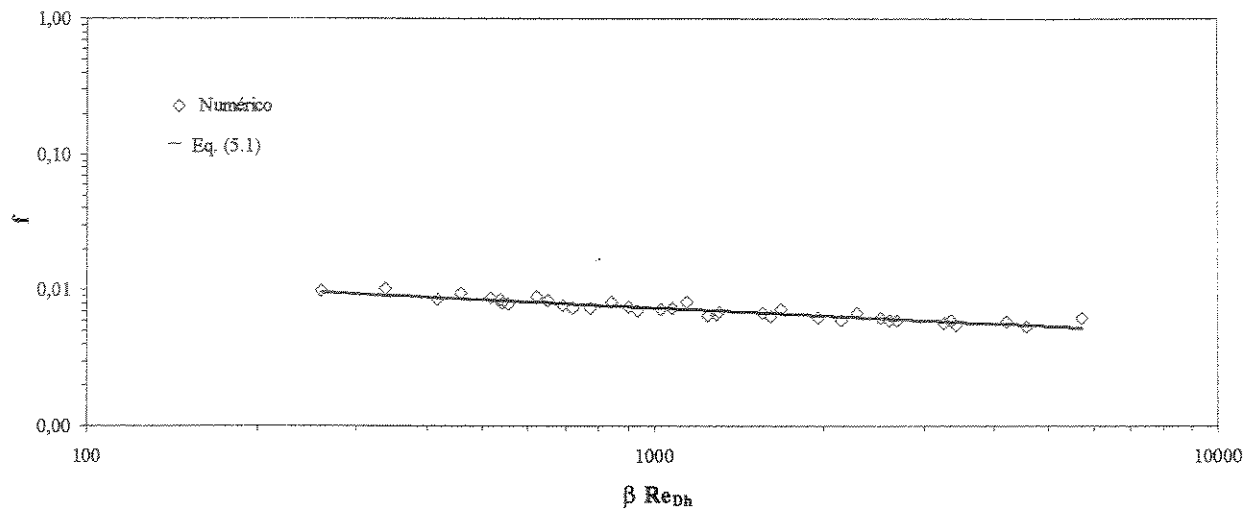


Figura 5.6 - Fator de atrito e a curva de ajuste em função de βRe_{Dh} .

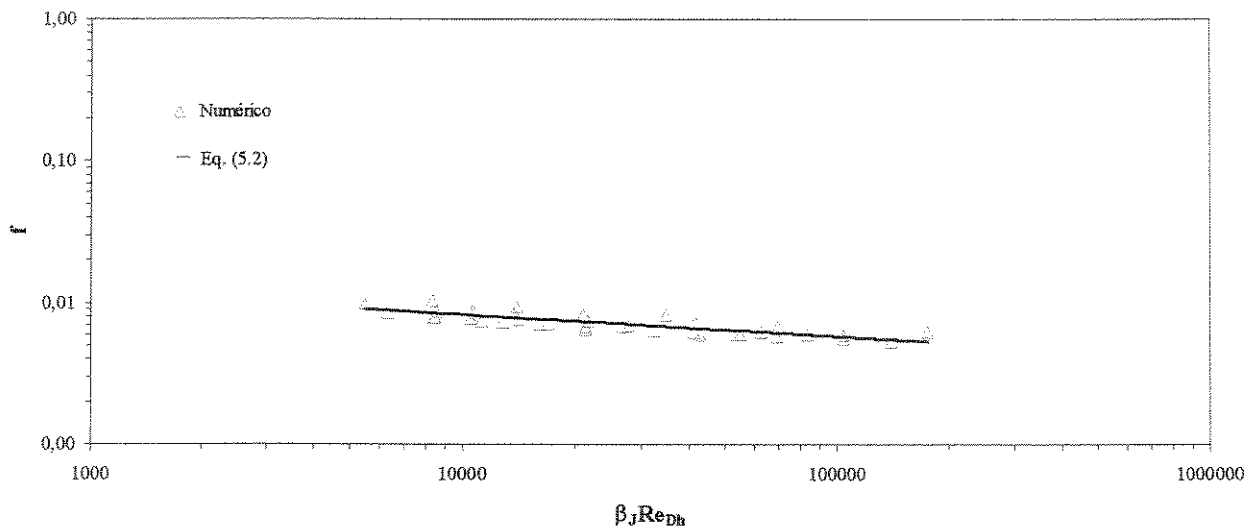


Figura 5.7 - Fator de atrito e a curva de ajuste em função de $\beta_J Re_{Dh}$.

A Tabela 5.7 apresenta os resultados de fator de atrito de todos os casos simulados numericamente juntamente com os valores de ajuste encontrados na equação (5.1) e seus desvios.

Tabela 5.7 – Tabela dos resultados de fator de atrito obtidos numericamente, obtidos com ajuste (equação (5.1)), e os seus desvios.

α^*	Re_{Dh}	f (Ajuste)	f (Numérico)	f (Desvio%)
2	8230	0,0097	0,0098	1,6%
1	12346	0,0086	0,0094	8,6%
1/2	8230	0,0092	0,0100	8,5%
2	20576	0,0080	0,0083	3,9%
1	30864	0,0071	0,0076	6,5%
1/2	20576	0,0076	0,0081	6,2%
1/4	12346	0,0083	0,0085	2,0%
2	41152	0,0070	0,0069	-1,0%
1	61728	0,0062	0,0068	8,1%
1/2	41152	0,0066	0,0072	8,2%
1/4	24691	0,0072	0,0073	1,4%
1/8	13717	0,0081	0,0088	8,4%
1/10	11223	0,0084	0,0087	3,2%
2	61728	0,0064	0,0062	-2,6%
1	92593	0,0057	0,0055	-4,0%
1/2	61728	0,0061	0,0062	2,6%
1/4	37037	0,0067	0,0064	-4,8%
1/8	20576	0,0074	0,0070	-6,5%
1/10	16835	0,0077	0,0073	-6,4%
1/15	11574	0,0083	0,0079	-5,1%
1/20	8818	0,0088	0,0085	-3,3%
2	82305	0,0060	0,0059	-2,3%
1	123457	0,0054	0,0053	-0,8%
1/2	82305	0,0057	0,0059	2,9%
1/4	49383	0,0063	0,0060	-4,9%
1/8	27435	0,0070	0,0065	-7,9%
1/10	22447	0,0073	0,0071	-2,3%
1/15	15432	0,0079	0,0074	-6,8%
1/20	11758	0,0083	0,0079	-5,5%
2	102881	0,0058	0,0057	-1,6%
1	154321	0,0052	0,0055	6,5%
1/2	102881	0,0055	0,0058	6,1%
1/4	61728	0,0060	0,0060	-0,2%
1/8	34294	0,0067	0,0067	0,0%
1/10	28058	0,0070	0,0067	-4,5%
1/15	19290	0,0075	0,0075	-0,2%
1/20	14697	0,0079	0,0077	-2,6%

5.4 Resultados de Calor Transferido.

Nesta seção são apresentados resultados numéricos da taxa de calor transferido por metro de largura do trocador em função da vazão mássica e da razão de aspecto α^* . Os resultados aplicam-se à temperaturas de entrada para correntes de ar quente e ar frio, T_{qe} e T_{fe} fixadas em 323K (50°C) e 298K (25°C), respectivamente.

Na Tabela 5.8 é apresentado a diferença de temperatura média de mistura entre a entrada e saída do fluido quente ou frio ΔT_{e-s} ($\Delta T_{e-s} = T_{qe} - T_{qs} = T_{fs} - T_{fe}$). Nos casos para $\alpha^* = 2$ e $\alpha^* = 1/2$ a diferença de temperatura média mostra uma pequena variação em relação a mesma velocidade média. Apesar de possuírem a mesma área da seção transversal (2a x 2b) a disposição de cada um é distinta, isto reflete na variação da temperatura, ou seja, área de contato para $\alpha^* = 1/2$ é maior do que para $\alpha^* = 2$ aumentando a transferência de calor. Para as demais razões de aspecto pode-se observar a influência do espaço transversal dos canais: a medida que vai diminuindo α^* a diferença de temperatura aumenta e conseqüentemente o calor transferido também aumenta.

Tabela 5.8 – Tabela da diferença de temperatura média de mistura na entrada e na saída.

α^*	$w_{med} [m/s]$					
	2	5	10	15	20	25
	$\Delta T_{e-s} [K]$	$\Delta T_{e-s} [K]$	$\Delta T_{e-s} [K]$	$\Delta T_{e-s} [K]$	$\Delta T_{e-s} [K]$	$\Delta T_{e-s} [K]$
2	3,3	2,5	2,2	2,1	1,9	1,7
1	2,2	1,7	1,5	1,4	1,2	1,2
1/2	3,3	2,7	2,3	2,2	2,0	1,9
1/4	-	4,7	4,0	3,6	3,4	3,2
1/8	-	-	7,6	6,4	6,1	6,1
1/10	-	-	8,6	7,7	7,3	7,1
1/15	-	-	-	10,4	9,9	9,9
1/20	-	-	-	12,4	12,0	11,7

Considerando uma largura H do trocador de calor, veja Figura 4.1, a área total de troca térmica por metro de largura do trocador A_t' , e a vazão total do fluido quente (ou frio) por metro de largura do trocador Φ_t' , são obtidas pelas seguintes equações:

$$A_t' = \frac{2(a+b)LN_m}{H}, \quad \Phi_t' = \frac{\Phi}{H} \frac{N_m}{2} = \frac{\Phi}{(2b+e)}. \quad (5.3)$$

onde, N_m é o número de módulos para um trocador de calor de largura H , $N_m = H/(2b+e)$.

O taxa de calor transferido por unidade de largura do trocador de calor q' , é determinada pelo produto da diferença de temperatura média de mistura entre a entrada e a saída de uma das correntes ΔT_{e-s} , do calor específico do ar e da vazão Φ_t' ,

$$q' = c_p \Phi_t' \Delta T_{e-s}, \quad (5.4)$$

O fluxo de calor q' em Watts/m, é mostrado na Figura 5.8 em função da vazão por metro de largura Φ_t' em kgs^{-1}/m de ar, para configurações com α^* variando entre 2 a $1/20$, conforme indicado na legenda da figura. Os resultados de $q' \times \Phi_t'$ na escala log-log revelam famílias de retas paralelas entre si indicando que q' é proporcional à mesma potência de Φ_t' para quaisquer razões de aspecto. Eles também sugerem que estas retas podem ser reduzidas a uma única reta por meio de uma representação adimensional dos parâmetros cinemáticos e dinâmicos do problema.

Propõe-se expressar o fluxo de calor q' por meio do número de Stanton, que apresenta uma dependência com o fator de atrito, com o número de Prandtl e com a razão de aspecto conforme sugere a relação de Colburn, Kays (1984). O número de Stanton médio é definido por:

$$\overline{St} = \frac{\overline{h}}{\rho w_{med} c_p}, \quad (5.5)$$

onde $\overline{h}$ é o coeficiente médio de transferência de calor determinado pela seguinte expressão:

$$\overline{h} = \left\{ L(bE_f + a) \left[\frac{N_m}{UA_t'} - \frac{e}{2\lambda L(a+e)} \right] \right\}^{-1}, \quad (5.6)$$

onde, λ é a condutividade térmica do alumínio, E_f refere-se à eficiência da aleta definida pela parede superior e inferior do canal. Esta consideração do efeito aleta e o desenvolvimento desta equação são apresentados no Anexo A. Por sua vez, U é o coeficiente global de transferência de calor determinado por meio da equação (5.7) com o auxílio dos resultados numéricos,

$$q' = UA_t' \Delta T_{ml}, \quad (5.7)$$

onde, ΔT_{ml} representa a diferença de temperatura média logarítmica considerando mesma capacidade térmica para as correntes ($\Delta T_{ml} = T_{qe} - T_{fs} = T_{qs} - T_{fe}$) podendo ser encontrado com os valores obtidos da ΔT_{e-s} na Tabela 5.8.

Como $E_f = f(\overline{h})$, a equação (5.6) é transcendental e portanto para determinar o valor de $\overline{h}$, é necessário um processo iterativo. Como primeira estimativa para encontrar $\overline{h}$ foi desprezado o efeito aleta. Assim sendo, a resistência térmica torna-se semelhante à equação (2.1), onde $\overline{h} = \overline{h}_1 = \overline{h}_2$, ou seja:

$$\overline{h} = 2 \left(\frac{1}{U} - \frac{e}{\lambda} \right)^{-1}, \quad (5.8)$$

em seguida, com o primeiro valor de $\overline{h}$ obtido, inicia-se o processo iterativo utilizando-se da equação (5.6) e um critério de tolerância do erro menor que 0,001.

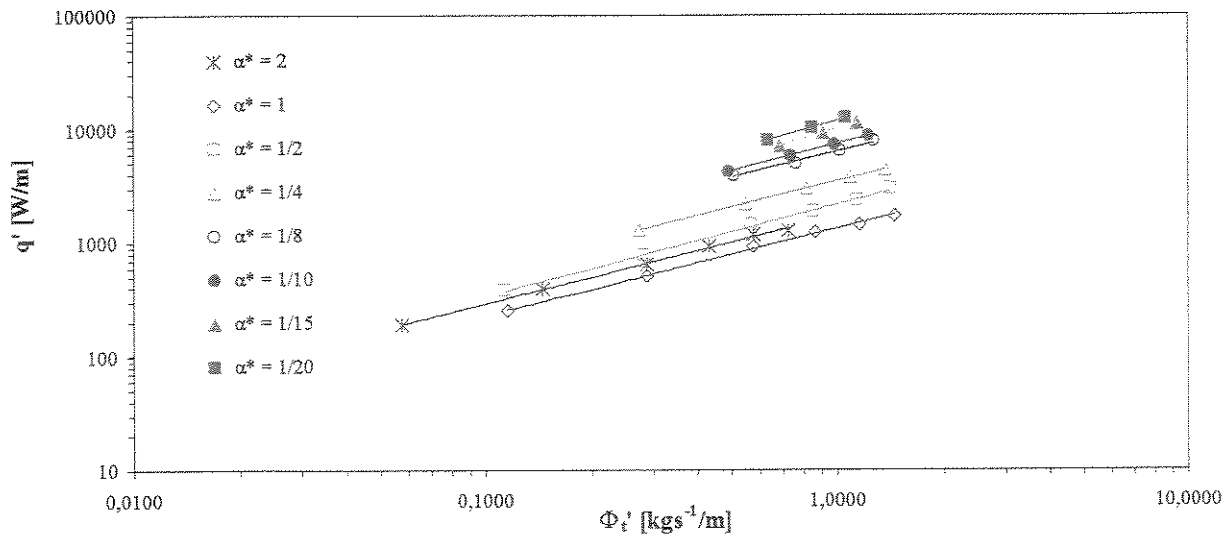


Figura 5.8 - Calor trocado por metro de largura do trocador de calor em função da vazão mássica por metro linear de trocador Φ_t' e da razão de aspecto α^* .

A dependência de $\overline{St} Pr^{2/3}$ com f é melhor expressa se for introduzida a correção da variação da razão de aspecto de maneira similar àquela empregada na equação (5.5). Busca-se então um ajuste do tipo $\overline{St} Pr^{2/3} = g(\gamma f)$ onde γ é um parâmetro geométrico que traz informação sobre a dependência de α^* , $\gamma = b_0 + b_1 \alpha^{*m}$ e b_0 , b_1 e m são parâmetros a serem determinados pelo ajuste. Uma técnica de mínimos quadrados foi empregada para determinar a curva de melhor ajuste. O parâmetro $\overline{St} Pr^{2/3}$ em função do produto (γRe_{Dh}) é mostrado na Figura 5.9. Observa-se que os dados obtidos das diferentes razões de aspecto e vazões mássicas ficam bem representados por uma única curva:

$$\overline{St} Pr^{2/3} = 0,53(\gamma f)^{1,05} \quad \text{e} \quad \gamma = 1,0 + 0,01 \alpha^{*0,01}. \quad (5.9)$$

sendo que o grau de linearidade do ajuste, aferido pelo parâmetro R^2 foi de 0,94. Entretanto esta relação é somente válida para $Re_{Dh} > 8000$ e $0 \leq \alpha^* \leq 1$.

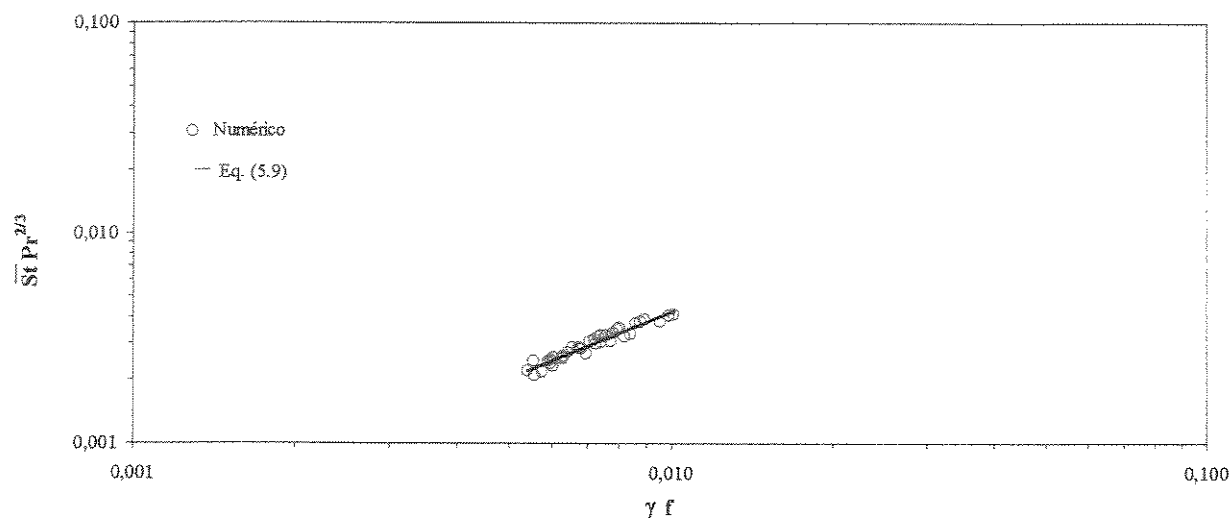


Figura 5.9 - $\overline{St} Pr^{2/3}$ e a curva de ajuste em função de γf .

A Tabela 5.9 apresenta os resultados de $\overline{St} Pr^{2/3}$ de todos os casos simulados numericamente juntamente com os valores de ajuste encontrados na equação (5.9) e seus desvios.

Verificando uma vez mais a consistência dos resultados numéricos e da qualidade do ajuste proposto, é mostrada na Figura 5.10 a efetividade η do trocador de calor em função do NUT (Número de Unidades de Transferência) obtido diretamente pelo modelo numérico, por meio da correlação de f e $\overline{St}$ e pela relação analítica (2.26). Os resultados apresentam uma boa concordância entre si.

Tabela 5.9 – Tabela dos resultados de $\text{StPr}^{2/3}$ obtidos numericamente, obtidos com ajuste (equação (5.9)), e os seus desvios.

α^*	Re_{Dh}	$\overline{\text{StPr}}^{2/3}$ (ajuste)	$\overline{\text{StPr}}^{2/3}$ (Numérico)	$\overline{\text{StPr}}^{2/3}$ (Desvio%)
2	8230	0,0042	0,0040	-3,9%
1	12346	0,0040	0,0038	-5,7%
1/2	8230	0,0043	0,0041	-4,6%
2	20576	0,0035	0,0033	-6,9%
1	30864	0,0032	0,0030	-5,5%
1/2	20576	0,0034	0,0032	-6,4%
1/4	12346	0,0036	0,0037	3,3%
2	41152	0,0029	0,0027	-8,0%
1	61728	0,0028	0,0028	-0,4%
1/2	41152	0,0030	0,0030	-1,9%
1/4	24691	0,0031	0,0030	-2,0%
1/8	13717	0,0037	0,0039	3,6%
1/10	11223	0,0037	0,0038	2,3%
2	61728	0,0026	0,0026	-0,6%
1	92593	0,0023	0,0025	7,8%
1/2	61728	0,0026	0,0025	-3,0%
1/4	37037	0,0026	0,0027	1,7%
1/8	20576	0,0029	0,0031	4,7%
1/10	16835	0,0031	0,0032	5,1%
1/15	11574	0,0033	0,0035	5,6%
1/20	8818	0,0036	0,0037	4,1%
2	82305	0,0025	0,0025	1,6%
1	123457	0,0022	0,0022	-0,2%
1/2	82305	0,0025	0,0024	-2,6%
1/4	49383	0,0025	0,0025	2,4%
1/8	27435	0,0027	0,0029	5,4%
1/10	22447	0,0030	0,0031	4,8%
1/15	15432	0,0031	0,0033	5,2%
1/20	11758	0,0033	0,0035	4,7%
2	102881	0,0024	0,0022	-8,6%
1	154321	0,0023	0,0021	-9,0%
1/2	102881	0,0024	0,0025	1,6%
1/4	61728	0,0025	0,0023	-6,5%
1/8	34294	0,0028	0,0028	1,0%
1/10	28058	0,0028	0,0029	2,7%
1/15	19290	0,0031	0,0033	3,4%
1/20	14697	0,0032	0,0033	2,5%

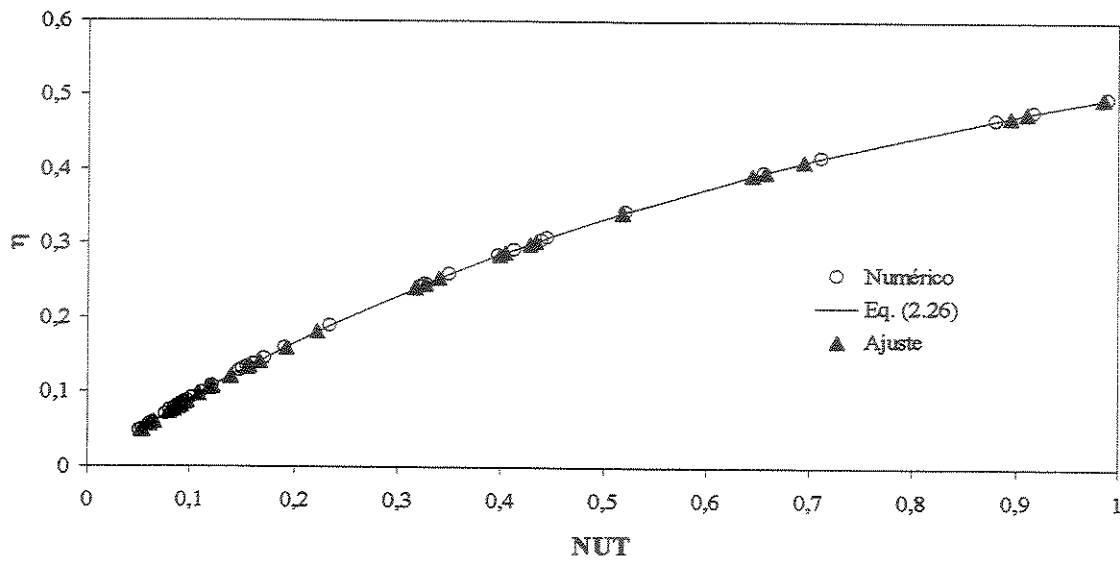


Figura 5.10 - Comparação entre η numérico, η da equação (2.26) e η ajustada.

5.5 Otimização da Troca Térmica

Através das expressões (5.1) e (5.9) pode-se calcular o calor transferido por metro de largura do trocador apenas com valores de queda de pressão e da razão de aspecto. Com o valor do número de Stanton médio determina-se o valor do coeficiente global de transferência de calor utilizando a equação (5.5) e a equação (5.6).

Em seguida, aplicando o método da efetividade-NUT, encontra-se o calor transferido por metro de largura através das equações (2.16), ou seja:

$$q' = \eta q'_{\text{máx}}, \quad (5.10)$$

onde $q'_{\text{máx}} = \Phi'_t c_p (T_{\text{qe}} - T_{\text{fe}})$. A efetividade η de um trocador de calor que possui correntes contrárias e com mesma capacidade térmica para ambas correntes é obtida pela equação (2.26), ou seja:

$$\eta = \frac{NUT}{NUT + 1}, \quad (5.11)$$

sendo o número de unidades de transferências NUT, igual a:

$$NUT = \frac{UA_t'}{\Phi_t' c_p}. \quad (5.12)$$

Combinando as equações (5.10), (5.11) e (5.12) tem-se:

$$q' = \frac{UA_t'}{UA_t' + \Phi_t' c_p} \Phi_t' c_p (T_{qe} - T_{fe}) = \frac{(T_{qe} - T_{fe})}{\frac{1}{UA_t'} + \frac{1}{\Phi_t' c_p}} \quad (5.13)$$

Pela equação (5.13) pode-se notar que para o calor transferido possuir um máximo, considerando fixa a diferença de temperatura $(T_{qe} - T_{fe})$, o denominador deve possuir um mínimo. Na Figura 5.11 são mostrados os denominadores da equação (5.13) em função do espaçamento entre as paredes. A primeira curva considera apenas o primeiro termo do denominador, pode-se observar que: aumentando o espaçamento entre as paredes aumenta o valor de $(UA_t')^{-1}$. Na segunda curva que mostra o segundo termo, observa-se que: aumentando o espaçamento diminui o valor de $(\Phi_t' c_p)^{-1}$. Somando-se as duas curvas pode-se observar que a faixa ótima do espaçamento e o calor máximo transferido está em uma região onde os dois termos do denominador da equação (5.13) possuem a mesma ordem de grandeza, tal que: $UA_t' \approx \Phi_t' c_p$.

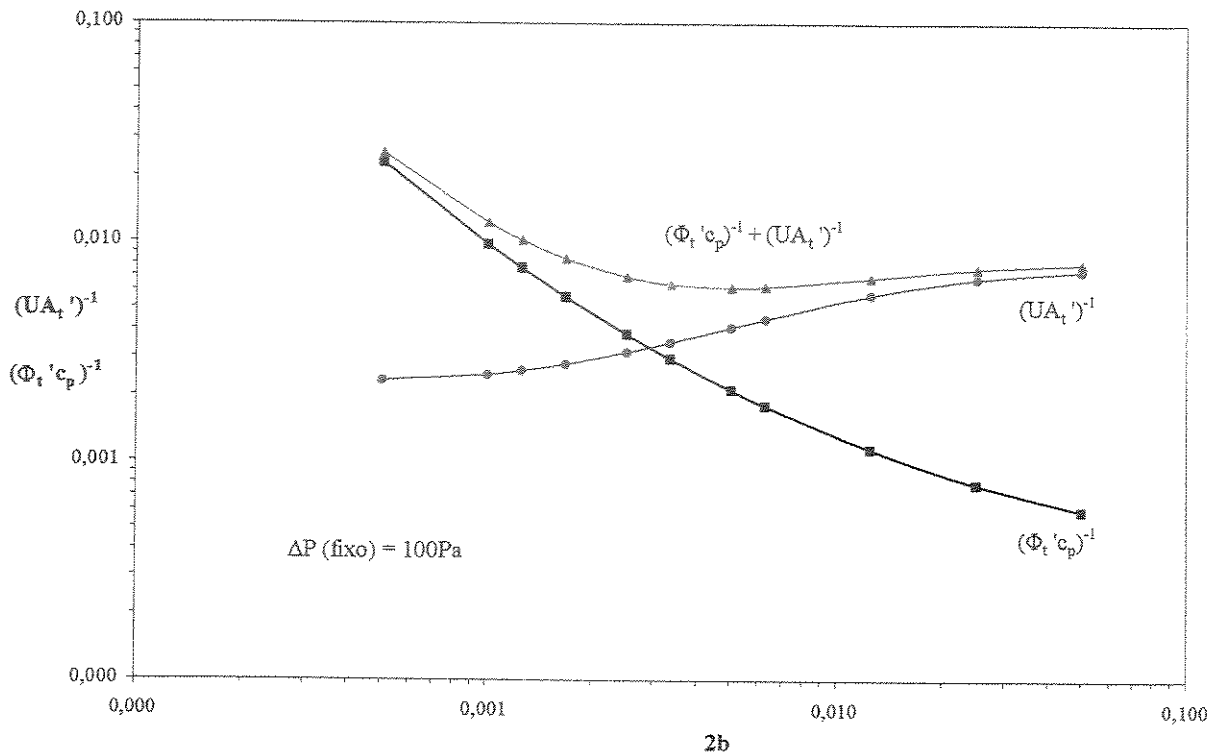


Figura 5.11 – Faixa do espaçamento ótimo e do calor transferido para um ΔP fixo.

A Figura 5.12 ilustra o calor transferido em função da vazão, para diversos valores de queda de pressão, onde cada curva de ΔP constante possui valores discretos de razões de aspecto. Os pontos discretos de α^* crescem ao longo de cada curva de ΔP , da esquerda para a direita na figura. Na medida em que a razão de aspecto diminui de $\alpha^* = 1$ até $1/20$ a área de troca de calor aumenta e, conseqüentemente, o primeiro termo do denominador da equação (5.13) diminui. Seguindo uma tendência contrária, visto que a vazão diminui, o segundo termo deste denominador aumenta. Este comportamento sugere a existência de um valor intermediário da razão de aspecto que minimiza a soma destes termos, maximizando o calor transferido. O ponto de máximo encontrado em cada curva de queda de pressão constante mostra a melhor razão de aspecto a ser utilizada para maximizar o calor transferido. Como pode ser observado na Figura 5.12, o valor ótimo da razão de aspecto foi tal que $1/15 \leq \alpha^* \leq 1/8$ para toda faixa de valores da queda de pressão.

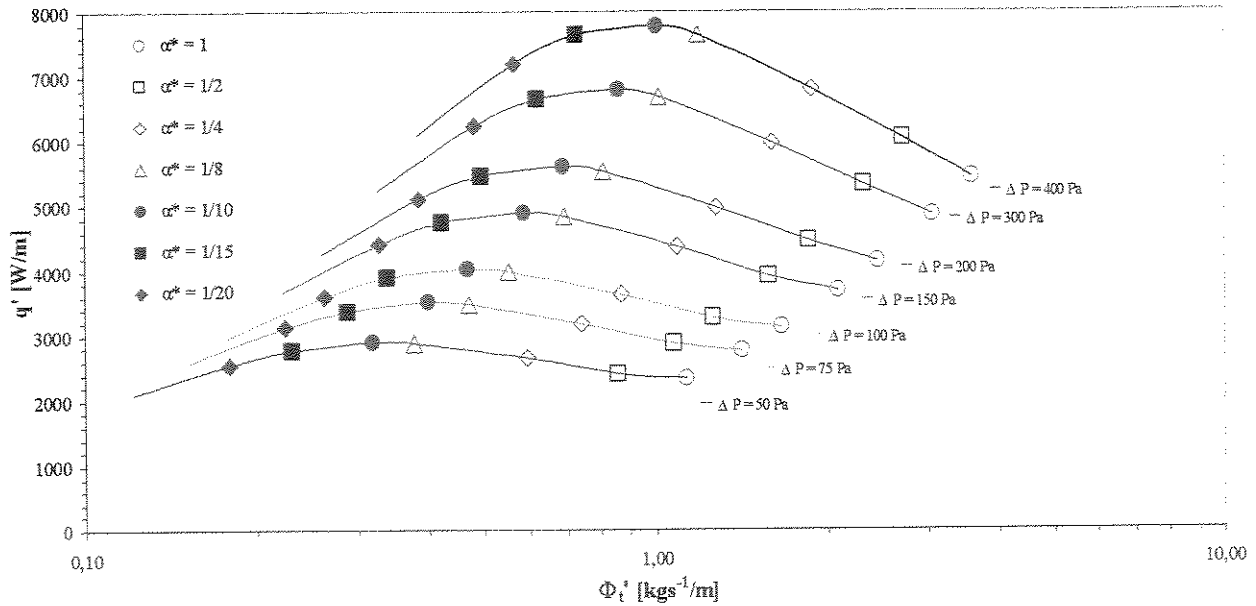


Figura 5.12 - Calor transferido em função da vazão mássica e da queda de pressão.

Propõe-se uma adimensionalização dos termos envolvidos na análise paramétrica para a obtenção de uma proporcionalidade entre a razão de aspecto, a queda de pressão e o calor transferido.

Bejan (1992), desenvolveu uma análise de magnitude para um espaçamento ótimo entre placas paralelas resfriadas por convecção forçada no regime laminar, este desenvolvimento aplicado ao presente trabalho encontra-se no Anexo B para referência. Esta análise apresenta uma proporcionalidade do espaçamento ótimo entre as paredes e a queda de pressão através da seguinte expressão:

$$\left(\frac{2b}{L}\right)_{\text{ótimo}} \propto \left(\frac{\Delta P L^2}{\mu \alpha}\right)^{-1/4}, \quad (5.14)$$

e, em relação ao máximo calor transferido:

$$\left(\frac{q'L}{2a\lambda(T_{qe} - T_{fe})} \right)_{\text{máximo}} \propto \left(\frac{\Delta PL^2}{\mu\alpha} \right)^{1/2}. \quad (5.15)$$

As formas adimensionais do espaçamento e calor transferido estão representadas pelas variáveis B^* e Q^* nas equações (5.16) e (5.17).

$$\frac{2b}{L} \left(\frac{\Delta PL^2}{\mu\alpha} \right)^{1/4} = B^*, \quad (5.16)$$

$$\frac{q'L}{\left(\frac{\Delta PL^2}{\mu\alpha} \right)^{1/2} 2a\lambda(T_{qe} - T_{fe})} = Q^*. \quad (5.17)$$

A família de curvas da Figura 5.12 pode ser representada de forma adimensional pelos parâmetros B^* e Q^* conforme é apresentada na Figura 5.13. O ponto de máximo na Figura 5.13 indica o valor do espaçamento ótimo e o máximo calor transferido.

Na Figura 5.13 o espaçamento ótimo e o calor máximo transferido ficam contidos dentro do intervalo: $5,5 \leq B^* \leq 7,5$ e $0,12 \leq Q^* \leq 0,13$. Ressalta-se que os resultados apresentados partiram-se de uma faixa de queda de pressão entre 50Pa e 400Pa.

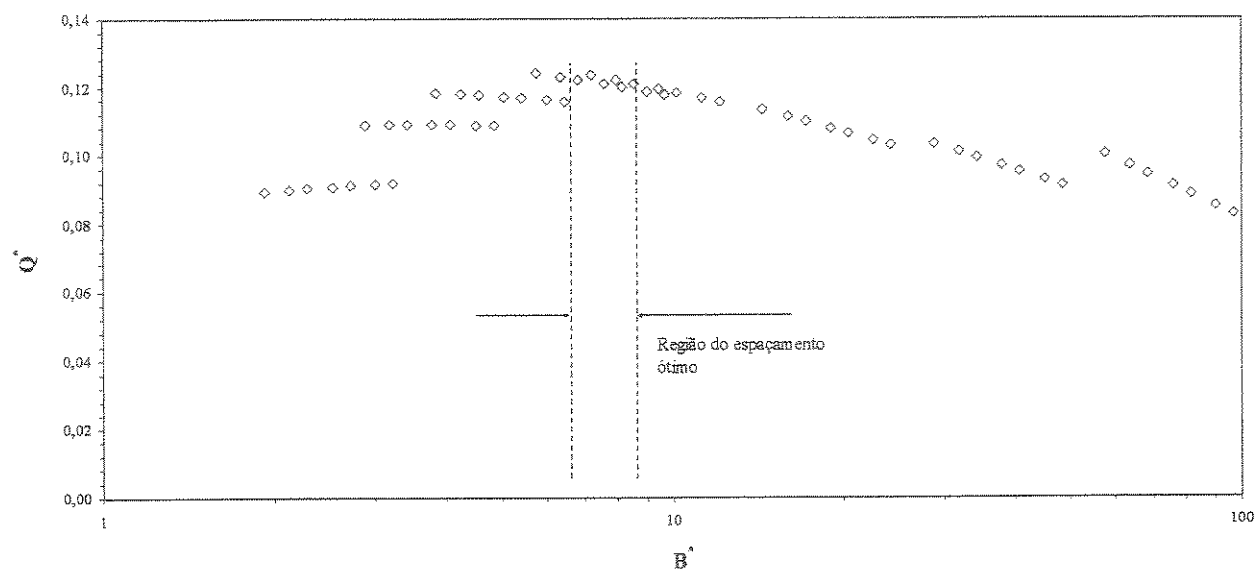


Figura 5.13 – Curva adimensionalizada do calor transferido em função do espaçamento entre as paredes.

Para verificar o grau de generalidade com os resultados da Figura 5.13 efetuou-se quatro simulações adicionais variando o comprimento do canal, o diâmetro hidráulico e a queda de pressão como mostra a Tabela 5.10.

Tabela 5.10 – Tabela dos parâmetros utilizados para a obtenção dos resultados numéricos.

$2b$ [m]	L [m]	D_h [m]	ΔP [Pa]	α^*
0,015	1,0	0,027	222,37	1/10
0,010	1,2	0,018	433,15	1/10
0,005	1,7	0,009	1411,79	1/10
0,010	5,0	0,018	1706,54	1/10

Os resultados numéricos obtidos são apresentados na Figura 5.14 juntamente com os resultados da curva de adimensionalização.

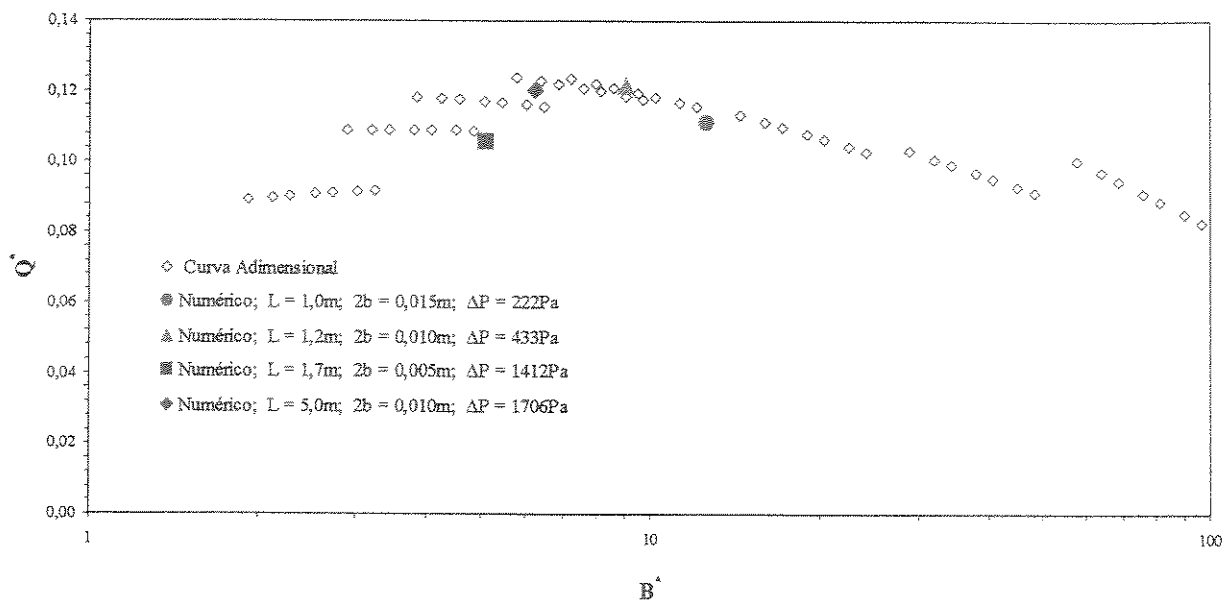


Figura 5.14 – Comparação entre os resultados da curva de otimização e os resultados numéricos.

Utilizando-se de parâmetros diferentes tais como: comprimento do canal e queda de pressão pode-se observar na Figura 5.14 que os resultados numéricos estiveram dentro da faixa de valores obtida anteriormente Figura 5.13. Portanto, a adimensionalização se mostra adequada aos parâmetros utilizados, ou seja, a adimensionalização adotada para os termos de calor transferido e para o espaçamento entre as paredes do trocador de calor mostrou-se adequada para qualquer comprimento do canal e queda pressão.

Capítulo 6

Comentários Finais e Conclusões.

O presente trabalho apresenta uma investigação numérica a respeito da queda de pressão, troca de calor e da otimização de um trocador de calor ar-ar utilizado para resfriamento de um ambiente selado que não pode ser contaminado pelo ar externo.

O modelo numérico proposto procura aproximar as condições reais observadas, inclusive a condução de calor nas paredes sólidas. As simulações foram realizadas para Reynolds entre 8000 e 160000 utilizando o software PHOENICS (versão 3.3), o qual é baseado no método dos volumes finitos.

Na validação dos modelos numéricos considerou-se primeiramente um canal bidimensional com escoamento de ar seco entre placas planas paralelas com temperatura constante na parede, esta permitiu avaliar o melhor modelo de turbulência apropriado para as simulações seguintes. Em seguida, utilizando um duto de seção quadrada, foi realizada uma simulação tridimensional de um escoamento de ar seco com temperatura constante nas paredes, nesta foi possível avaliar e correlacionar os resultados de forma coerente com os dados teóricos para vários números de Reynolds. Esta validação trouxe uma segurança para a simulação de um trocador de calor com escoamento em contracorrente.

Através das investigações realizadas na validação do modelo concluiu-se que o modelo numérico proposto para escoamento bidimensional e tridimensional satisfaz plenamente as expectativas, na medida em que permite a obtenção de resultados de transferência de calor e fator de atrito bastante próximos dos obtidos na literatura. O fato dos modelos numéricos serem validados apenas na região turbulenta completamente desenvolvida não deve ser encarado como um problema apesar do trocador de calor trabalhar com regiões turbulentas ainda em desenvolvimento. Com relação ao tipo de arranjo de tubos utilizado no trocador de calor, não deve haver diferenças significativas em termos de exatidão no modelo numérico utilizado.

Os resultados numéricos obtidos da queda de pressão e do calor transferido para razões de aspecto na faixa de $0,05 < \alpha^* < 2$ permitiram expressar funções de ajustes do fator de atrito em função do número de Reynolds e de α^* , como também do número de Staton em função de Reynolds e de α^* . Entretanto, nesta análise o valor da razão de aspecto deve permanecer no intervalo de $0 < \alpha^* < 1$.

Pelos resultados paramétricos e a implementação do método da efetividade-NUT obteve-se o espaçamento ótimo para maximizar o calor transferido. O valor ótimo de α^* está no intervalo $1/15 \leq \alpha^* \leq 1/8$ para valores de queda de pressão na faixa de 50Pa à 400Pa. Utilizando-se de uma análise de magnitude para um espaçamento ótimo entre placas paralelas, Bejan (1992) e aplicando para o caso do trocador de calor desenvolveu-se uma adimensionalização entre os termos de espaçamento ótimo e calor transferido possibilitando determinar o melhor dimensionamento de um canal para a troca térmica para uma determinada queda de pressão.

Neste trabalho o estudo e a aplicação da ferramenta numérica serviu para aplicação de um tipo de trocador de calor sendo feita restrições de espessura da parede, comprimento do canal e Reynolds. Todavia, estes parâmetros podem ser considerados a partir de novos estudos.

Efeitos de curvatura causados por defletores de ar ou bloqueios parciais como expansão e contração abrupta, que freqüentemente ocorrem em aplicações deste tipo de trocador de calor, podem servir de interesse para pesquisas futuras.

Referências Bibliográficas

Bejan, A. and Morega, Al. M., 1994, "The optimal spacing of stack plates cooled by turbulent forced convection", *International Journal Heat Mass Transfer*, Vol 37, pp. 1045-1048.

Bejan, A. and Sciubba, E., 1992, "The optimal spacing of parallel plates cooled by forced convection", *International Journal Heat Mass Transfer*, Vol 35, pp. 3259-3264.

Fox, R.W. and McDonald, A.T., 1994, "Introdução à Mecânica dos Fluidos", Wiley, New York.

Hinze, J. O., 1975, *Turbulence*, New York, McGraw-Hill.

Incropera, F. P., De Witt, D. P., 1992, "Fundamentos de Transferência de Calor e de Massa", Rio de Janeiro, LTC, Livros Técnicos e Científicos Editora S.A.

Jones, O.C., 1976, "An Improvement in the Calculation of Turbulent Friction in Rectangular Ducts", *Journal of Fluids Engineering*, Vol 98, pp. 173-181.

KaKac, S., Shah, R.K. and Aung, W., 1987, "Handbook of Single-Phase Convective Heat Transfer", Wiley, New York.

Kays, S., London A. L., 1984, "Compact Heat Exchangers", 3rd ed., McGraw-Hill, New York.

Kays, S., Crawford M. E., 1993, "Compact Heat Exchangers", 3rd ed., McGraw-Hill, New York.

Launder, B.E. and Spalding, D.B., 1974, "The Numerical Computation of Turbulent Flows", *Comp. Meth. Appl. Mech. Engineering*, Vol 3, pp. 269-289.

Maliska, C. R., 1995, "Transferência de Calor e Mecânica dos Fluidos Computacional", São Paulo, LTC Editora.

Patankar, S.V., 1980, "Numerical Heat Transfer and Fluid Flow", Hemisphere, Washington.

Spalding, D.B., 1961, "A Single Formula for the Law of the Wall.", *J. Appl. Mech.*, v.28.

Spalding, D.B., 1994, "The PHOENICS Encyclopedia", CHAM Ltda.", London, U.K.

White, F., 1991, "Viscous Flow", 2nd ed., McGraw Hill, New York.

Wilcox, D. C., 1998, "Turbulence modeling for CFD", DCW industries.

Anexo A

Cálculo do coeficiente global de transferência de calor.

Na Figura A.1 é mostrado o módulo térmico, as temperaturas correspondentes das paredes e as temperaturas médias de mistura de cada fluido. A troca térmica do fluido quente à temperatura T_{mq} para o fluido frio à temperatura T_{mf} está representada na Figura A.1 e o circuito térmico utilizado para o cálculo da resistência térmica de um módulo está apresentado na Figura A.2.

O cálculo do coeficiente global de transferência de calor considera a parede superior e inferior do módulo como aletas unidimensionais com seção reta constante. A base da aleta está a uma temperatura T_w e sua superfície imersa num fluido à temperatura T_{mq} ou T_{mf} .

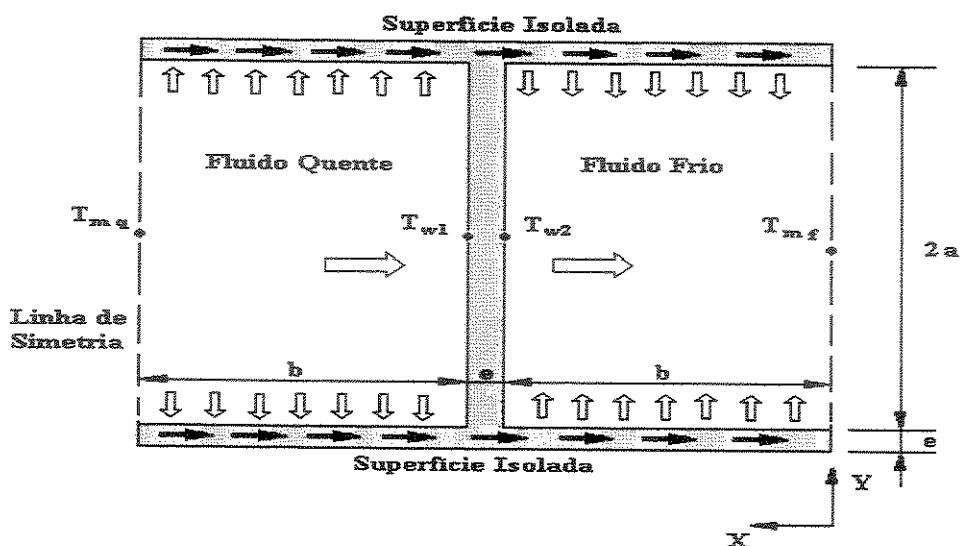


Figura A.1 - Ilustração do módulo térmico e os sentidos dos fluxos de calor.

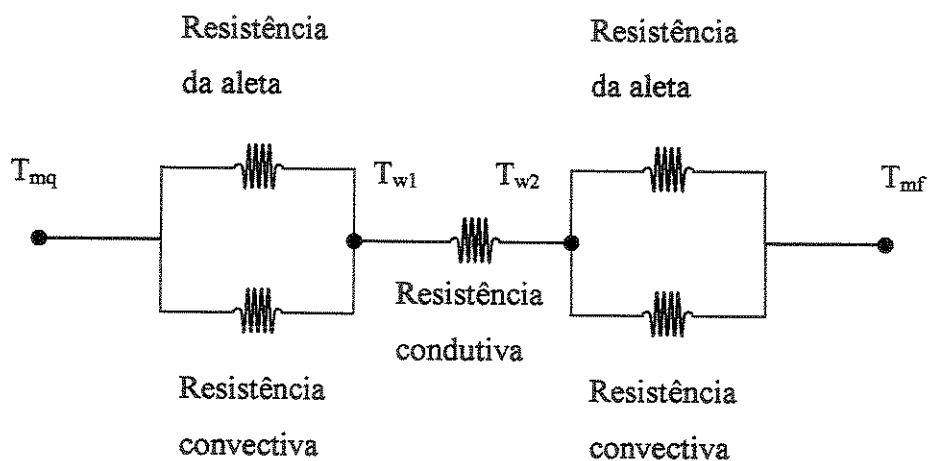


Figura A.2 - Esquema do circuito térmico.

A resistência térmica $R_{equivalente}$, de um módulo térmico é obtida pela soma da resistência condutiva e das resistências em paralelo (aleta e convectiva),

$$R_{equivalente} = 2R_{paralelo} + R_{condutiva}$$

(A.1)

onde, $R_{condutiva}$ é a resistência da parede que separa os fluidos e $R_{paralelo}$ é a resistência em paralelo da aleta e da convecção, obtida pela seguinte expressão:

$$R_{paralelo} = \left[\frac{1}{R_{aleta}} + \frac{1}{R_{convectiva}} \right]^{-1}, \quad (A.2)$$

onde, $R_{convectiva}$ e $R_{condutiva}$ são obtidas pelas seguintes equações:

$$R_{convectiva} = \frac{1}{\bar{h}2aL}, \quad R_{condutiva} = \frac{e}{2(a+e)\lambda L}. \quad (A.3)$$

A resistência de uma aleta plana de seção reta constante pode ser obtida em Incropera (1992) e é expressa por:

$$R_{aleta} = \frac{1}{\bar{h}E_f 2bL}, \quad (A.4)$$

sendo, E_f é a eficiência da aleta definida por:

$$E_f = \frac{\tanh(mb)}{mb}, \quad (A.5)$$

$$e \ m^2 = \frac{2\bar{h}L}{2\lambda 2L}.$$

Substituindo as equações (A.2), (A.3) e (A.4) em (A.1):

$$R_{módulo} = 2 \left[\frac{1}{\left(\frac{1}{E_f \bar{h} 2bL} \right)} + \frac{1}{\left(\frac{1}{\bar{h} 2aL} \right)} \right]^{-1} + \frac{e}{2(a+e)\lambda L},$$

(A.6)

logo,

$$R_{\text{equivalente}} = \frac{1}{\bar{h}L(bE_f + a)} + \frac{e}{2(a + e)\lambda L} \quad (\text{A.7})$$

O coeficiente global de transferência de calor no trocador é calculado pela seguinte expressão:

$$(UA_t')^{-1} = \frac{R_{\text{equivalente}}}{N_m}, \quad (\text{A.8})$$

onde, N_m é o número de módulos térmicos.

Substituindo a equação (A.7) em (A.8) tem-se a expressão para o coeficiente global de transferência de calor:

$$(UA_t')^{-1} = \frac{1}{N_m} \left[\frac{1}{\bar{h}L(bE_f + a)} + \frac{e}{2(a + e)\lambda L} \right], \quad (\text{A.9})$$

Anexo B

Análise de magnitude para um espaçamento ótimo entre placas paralelas.

A determinação de um espaçamento ótimo entre placas paralelas resfriadas por convecção forçada no regime laminar, Bejan (1992), é o ponto de partida para uma análise de magnitude do espaçamento ótimo e do calor transferido no presente trabalho. Bejan (1994) também aplicou a análise de um espaçamento ótimo e o calor máximo transferido entre placas paralelas resfriadas por convecção forçada para o regime turbulento.

Na Figura B.1 é mostrado um conjunto de placas paralelas com escoamento em contracorrente formando as mesmas condições do trocador de calor. Entretanto, são desconsideradas as paredes superiores e inferiores nos canais. Nesta análise é considerado escoamento laminar, temperatura do ar quente na entrada do canal T_{qe} e temperatura do ar frio na entrada do canal T_{fe} .

Como já foi comentado anteriormente no capítulo 5, para o calor transferido possuir um máximo, considerando fixa a diferença de temperatura ($T_{qe} - T_{fe}$), o denominador da equação (B.1) deve possuir um mínimo.

O calor total transferido é obtido pela seguinte expressão:

$$q' = \frac{UA_t'}{UA_t' + \Phi_t' c_p} \Phi_t' c_p (T_{qe} - T_{fe}) = \frac{(T_{qe} - T_{fe})}{\frac{1}{UA_t'} + \frac{1}{\Phi_t' c_p}} \quad (B.1)$$

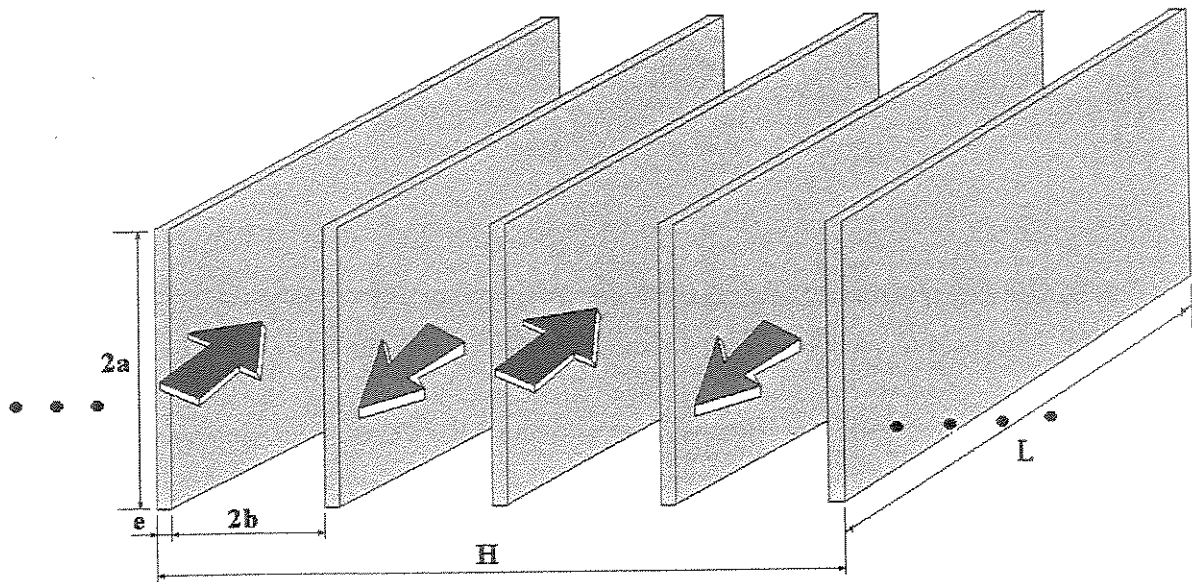


Figura B.1 - Placas paralelas com escoamento em contra-corrente.

Na Figura B.2 ilustra qualitativamente a variação dos termos que compõe o denominador da equação (B.1) em função do espaçamento entre as paredes. Pode-se observar que a soma dos termos mostra que existe uma faixa ótima do espaçamento que proporciona o calor máximo transferido, ou seja, ambos os termos devem possuir a mesma ordem de grandeza, $UA_t' \approx \Phi_t' c_p$ para que o calor transferido seja máximo.

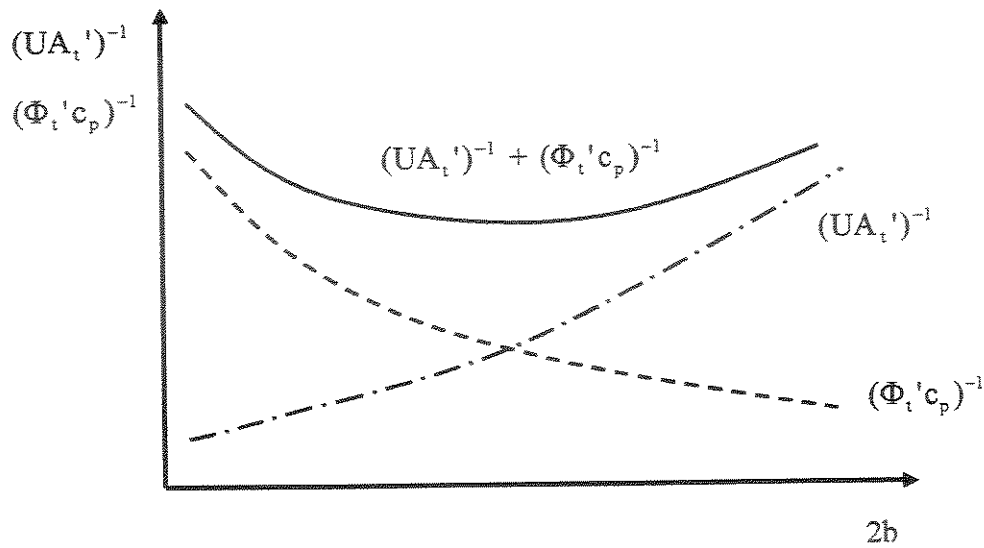


Figura B.2 – Espaçamento ótimo e calor transferido para um ΔP fixo.

Pelas análises feitas anteriormente sobre os termos denominadores da equação (B.1) pode-se considerar primeiramente o limite $(2b) \rightarrow 0$, onde o escoamento em cada canal é considerado desenvolvido ao longo de L . A velocidade média em cada canal considerando escoamento laminar inteiramente desenvolvido entre placas planas, White (1991), é obtida pela seguinte expressão:

$$w \propto \frac{(2b)^2}{\mu} \frac{\Delta P}{L}, \quad (B.2)$$

e a vazão total de uma corrente é encontra pela seguinte expressão:

$$\Phi_t' = \frac{\Phi}{H} \frac{N_m}{2} = \frac{\rho w (2a2b)}{H} \frac{N_m}{H} = \frac{\rho w (2a2b)}{H} \frac{H}{2(2b + e)}, \quad (B.3)$$

utilizando a equação (B.2) e considerando $e \rightarrow 0$ tem-se:

$$\Phi_t' = \rho w a \Rightarrow \Phi_t' \propto \rho a \frac{(2b)^2}{\mu} \frac{\Delta P}{L}, \quad (B.4)$$

Pelo limite $(2b) \rightarrow 0$ o primeiro denominador da equação (B.1) torna-se muito pequeno em relação ao segundo denominador. Assim, a equação para o calor transferido torna-se:

$$q' = \Phi_t' c_p (T_{qe} - T_{fe}). \quad (B.5)$$

Substituindo a equação (B.4) em (B.5) tem-se:

$$q_1' = \rho a \frac{(2b)^2}{\mu} \frac{\Delta P}{L} c_p (T_{qe} - T_{fe}), \quad (B.6)$$

logo, para o limite $2b \rightarrow 0$ o calor transferido é proporcional a $(2b)^2$.

No limite $2b \rightarrow \infty$, onde o cálculo da queda de pressão é feito considerando o escoamento sobre uma placa plana a análise é feita numa camada limite sobre as placas que firmam o canal. A queda de pressão é fixa e a velocidade na camada limite w_∞ é obtida pela seguinte expressão:

$$\Delta P(2a) = N_m 2\bar{\tau}_w L, \quad (B.7)$$

onde, $\bar{\tau}_w$ é a tensão média na parede, White (1991), definida por:

$$\bar{\tau}_w = 1,328 Re_L^{-0,5} 0,5 \rho w_\infty^2. \quad (B.8)$$

Combinando as equações (B.7) e (B.8) tem-se:

$$w_{\infty} \propto \left(\frac{\Delta P (2a)}{N_m L^{0.5} \rho v^{0.5}} \right)^{2/3}. \quad (B.9)$$

Pelo limite $(2b) \rightarrow \infty$ o segundo denominador torna-se muito pequeno em relação ao primeiro denominador. Assim, a equação para o calor transferido torna-se:

$$q' = UA_t' (T_{qe} - T_{fe}) = N_m \left[\frac{1}{\bar{h}L(bE_f + a)} + \frac{e}{2(a+e)\lambda L} \right]^{-1} (T_{qe} - T_{fe}). \quad (B.10)$$

Considerando $e \rightarrow 0$ e o calor transferido sendo calculado pelo número de Nusselt, Incropera (1992) onde,

$$\frac{\bar{h}L}{\lambda} = 0,664 \text{Pr}^{1/3} \left(\frac{w_{\infty} L}{\nu} \right)^{1/2}, \quad (B.11)$$

assim, o calor transferido pode ser calculado pela seguinte expressão:

$$q'_2 = N_m \bar{h}La(T_{qe} - T_{fe}). \quad (B.12)$$

Substituindo a equação (B.11) em (B.12) tem-se:

$$q'_2 = N_m \lambda (T_{qe} - T_{fe}) a \text{Pr}^{1/3} \left(\frac{w_{\infty} L}{\nu} \right)^{1/2}, \quad (B.13)$$

Substituindo a equação (B.9) em (B.13) tem-se:

$$q'_2 \propto \lambda (T_{qe} - T_{fe}) a \frac{\text{Pr}^{1/3} L^{1/3} \Delta P^{1/3}}{\rho^{1/3} \nu^{2/3} (2b)^{2/3}}, \quad (B.14)$$

logo, para o limite $(2b) \rightarrow \infty$ o calor transferido é proporcional a $(2b)^{-2/3}$.

Igualando as equações (B.6) e (B.14) tem-se o espaçamento ótimo:

$$\frac{(2b)_{\text{ótimo}}}{L} \propto \left(\frac{\mu\alpha}{\Delta P L^2} \right)^{1/4}. \quad (\text{B.15})$$

Substituindo a equação (B.15) em (B.6) tem-se o calor máximo transferido:

$$q_{\text{máximo}} \propto \left(\frac{\rho \Delta P}{Pr} \right)^{1/2} (2a) c_p (T_{qe} - T_{fe}). \quad (\text{B.16})$$

Anexo C

Listagem dos Programas

C.1 – Arquivo q1

```
TALK=T;RUN( 1, 1)
** LOAD( 14) from the PHOENICS Input Library
  Special-14: Always-valid character declarations and settings
NODEF=T
  Declarations
CHAR(ASK,ANS,CLS,PAUSE,UNIGRID)
CHAR(SPELL,EXPRT,EQUALVEL,SOLIDMAT,FLUIDMAT,USE_PROPS,IMMERSOL,MFM)
CHAR(GENTRA,SOLVEL,SOLTEM,GRAVITY,SOLSTR,ASLP0,FLUID,CPVNAM,SPPNAM)
char(solvetem)
char(northwall,southwall,eastwall,westwall,highwall,lowwall)
  Settings
ASK=Y;  ANS=N;  solvetem=n;  EQUALVEL=  $W100;
PAUSE=$13
UNIGRID=$50
SPELL=$20;  CLS=$21;  EXPRT=$30;  SOLIDMAT=$70;
FLUIDMAT=$71
USE_PROPS=$72;                      SOLVEL=$73;
IMMERSOL=$R001;MFM = $L099
GENTRA=$G001;          GRAVITY=$74; SOLSTR=$S001;
SOLTEM=$51;
ASLP0=$P030
FLUID=FIINIT(PRPS)
```

```
NODEF=F
LIBREF= 14
```

```
*****
Group 1. Run Title and Number
```

```
*****
*****
```

```
TEXT( Trocador de Calor )
```

```
*****
*****
```

```
IRUNN = 1;LIBREF = 14
```

```
*****
```

```
Group 2. Transience
```

```
STEADY = T
```

Groups 3, 4, 5 Grid Information
CARTES = T

REAL(NP,NF,NL,FP,FF,FL,FS,FPY,FFY,DIST,PAREDE,CAMA
DALOG)
REAL(PDY,CY,RAZV,RAZH)

NP=1
NF=8
NL=15

***** RAZAO DE ASPECTO *****

RAZV=1/1
RAZH=1/1

DIST=0.05

***** PAREDE HORIZONTAL *****

PAREDE = 0.2
CAMADALOG = 0.8

FP=PAREDE*DIST*RAZH
FF=CAMADALOG*DIST*RAZH
FL=0.5
FS=0.002

NREGX=5
IREGX=1;GRDPWR(X,NF,FF,1)
IREGX=2;GRDPWR(X,NP,FP,1)
IREGX=3;GRDPWR(X,NF/2,FS,1)
IREGX=4;GRDPWR(X,NP,FP,1)
IREGX=5;GRDPWR(X,NF,FF,1)

***** PAREDE VERTICAL *****

PDY = 0.2
CY = 0.8

FPY=PDY*DIST*RAZV
FFY=CY*DIST*RAZV

NREGY=3
IREGY=1;GRDPWR(Y,NF/2,FS,1)
IREGY=2;GRDPWR(Y,NP,FPY,1)
IREGY=3;GRDPWR(Y,NF,FFY,1)

***** MALHA LONGITUDINAL *****

NREGZ=2
IREGZ=1;GRDPWR(Z,NL,FL,1.3)
IREGZ=2;GRDPWR(Z,NL,FL,-1.3)

Group 6. Body-Fitted Coordinates

Group 7. Variables: STOREd,SOLVEd,NAMED
ONEPHS = T
NAME(1)=P1 ;NAME(3)=U1

NAME(5)=V1 ;NAME(7)=W1
NAME(12)=KE ;NAME(13)=EP
NAME(141)=PRPS ;NAME(142)=STRS
NAME(143)=FAT ;NAME(144)=ENUL
NAME(145)=WWAL ;NAME(146)=DEN1
NAME(147)=NU ;NAME(148)=TEM1
NAME(149)=TMI1 ;NAME(150)=EPKE
NAME(140)=ATRI

* Y in SOLUTN argument list denotes:
* 1-stored 2-solved 3-whole-field
* 4-point-by-point 5-explicit 6-harmonic averaging

SOLUTN(P1 ,Y,Y,Y,N,N,Y)
SOLUTN(U1 ,Y,Y,Y,N,N,Y)
SOLUTN(V1 ,Y,Y,Y,N,N,Y)
SOLUTN(W1 ,Y,Y,Y,N,N,Y)
SOLUTN(KE ,Y,Y,N,N,N,N)
SOLUTN(EP ,Y,Y,N,N,N,N)
SOLUTN(FAT ,Y,N,N,N,N,Y)
SOLUTN(NU ,Y,N,N,N,N,Y)
SOLUTN(TEM1,Y,Y,Y,N,N,Y)
SOLUTN(TMI1,Y,N,N,N,N,Y)
SOLUTN(EPKE,Y,N,N,N,N,Y)
SOLUTN(ATRI,Y,N,N,N,N,Y)

STORE(DEN1)
STORE(WWAL)
STORE(FAT)
STORE(NU)
STORE(TMI1)
STORE(ENUL)
STORE(STRS)
STORE(PRPS)
STORE(ATRI)
STORE(KER)
STORE(FLUX)
STORE(DTH)
STORE(DTV1)
STORE(DTV2)
STORE(CALO)

TURMOD(KEMODL)

Group 8. Terms & Devices

* Y in TERMS argument list denotes:
* 1-built-in source 2-convection 3-diffusion 4-transient
* 5-first phase variable 6-interphase transport

TERMS (P1 ,Y,Y,Y,N,Y,N)
TERMS (U1 ,Y,Y,Y,N,Y,N)
TERMS (V1 ,Y,Y,Y,N,Y,N)
TERMS (W1 ,Y,Y,Y,N,Y,N)
TERMS (KE ,N,Y,Y,N,Y,N)
TERMS (EP ,N,Y,Y,N,Y,N)
TERMS (TEM1,N,Y,Y,N,Y,N)
DIFCUT = 5.000000E-01 ;ZDIFAC = 1.000000E+00
GALA = F ;ADDDIF = F
NEWRH1 = T
NEWENL = T
NEWENT = T
ISOLX = 0 ;ISOLY = -1 ;ISOLZ = -1

Group 9. Properties

***** GAS PERFEITO *****

```
RHO1 = GRND5
RHO1A = 0.000000E+00
RHO1B = 3.496500E-03
RHO1C = 0.71429
```

```
TEMPO = 2.730000E+02
PRESS0 = 1.000000E+05
DVO1DT = 3.410000E-03
```

```
*****
***** VISCOSIDADE SUTHERLAND *****
*****
```

```
ENUL = GRND6 ;
ENULA = 1.46e-6 ;
ENULB = 110
```

```
ENUT = GRND5
```

```
PRNDTL(U1 ) = 1.000000E+00 ;PRNDTL(V1 ) =
1.000000E+00
PRNDTL(W1 ) = 1.000000E+00 ;PRNDTL(KE ) =
1.000000E+00
PRNDTL(EP ) = 1.000000E+00 ;
PRNDTL(TEM1) = -2.63E-2
PRT (U1 ) = 1.000000E+00 ;PRT (V1 ) = 1.000000E+00
PRT (W1 ) = 1.000000E+00 ;PRT (KE ) = 1.000000E+00
PRT (EP ) = 1.314000E+00 ;
PRT (TEM1) = 9.000000E-01
CP1 = 1.005000E+03 ;CP2 = 4.181800E+03
```

```
*****
Group 10. Inter-Phase Transfer Processes
```

```
*****
Group 11. Initialise Var/Porosity Fields
```

```
REAL(TKEIN,EPIN,IT,DH,RHIDR,LM,CMUCD,AREA,FLUXO
,FLUXOT,DEN)
REAL(WMED,TIN1,TIN2,TW,VAZAO)
```

```
*****
***** WMED=VELOCIDADE MEDIA *****
*****
WMED=20
```

```
DEN=1.189
```

```
*****
***** TIN1=TEMPERATURA FRIA *****
***** TIN2=TEMPERATURA QUENTE *****
*****
```

```
TIN1=25
TIN2=50
```

```
*****
***** IT=INTENSIDADE TURBULENTA *****
*****
```

```
IT=0.05
```

```
*****
***** RHIDR=RAIO HIDRAULICO *****
***** DH=DIAMETRO HIDRAULICO *****
*****
```

```
DH=4*((FP+FF)*(FPY+FFY))/(2*(FP+FF+FPY+FFY))
RHIDR=DH/4
LM=0.1*RHIDR
```

```
*****
**** TKEIN=ENERGIA CINETICA INICIAL ***
**** EPIN=DISSIPACAO DE *****
**** ENERGIA CINETICA INICIAL *****
*****
```

```
TKEIN = (IT*WMED)**2
CMUCD=0.09
EPIN = ((CMUCD**0.75)*(TKEIN**1.5))/(LM)
```

```
*****
***** MATERIAIS *****
*****
***** ALUMINIO PURO PROPS = 100 *****
*****
```

```
PATCH(PARINT,INIVAL,NF+2*NP,NF+5*NP,NF/2+1,NY,1,NZ
,1,1)
INIT(PARINT,PRPS,0,100)
```

```
PATCH(PARINF,INIVAL,1,NX,1,NF/2,1,NZ,1,1)
INIT(PARINF,PRPS,0,100)
```

```
INIADD = F
FSWEEP = 1
NAMFI =CHAM
```

```
*****
Group 12. Patchwise adjustment of terms
```

```
*****
Group 13. Boundary & Special Sources
```

```
PATCH(ENTRADA1,HIGH,1,NF+NP,NF/2+1,NY,NZ,NZ,1,1)
COVAL(ENTRADA1,P1, FIXFLU ,DEN*WMED)
COVAL(ENTRADA1,U1 , 0, 0.000000E+00)
COVAL(ENTRADA1,V1 , 0, 0.000000E+00)
COVAL(ENTRADA1,W1 , 0, -WMED)
COVAL(ENTRADA1,KE , 0.000000E+00,TKEIN)
COVAL(ENTRADA1,EP , 0.000000E+00,EPIN)
COVAL(ENTRADA1,TEM1, 0.000000E+00, TIN1)
```

```
PATCH(SAIDA1,LOW,1,NF+NP,NF/2+1,NY,1,1,1,1)
COVAL(SAIDA1,P1 , 1.000000E+12, 0.000000E+00)
COVAL(SAIDA1,U1 , 0.000000E+00, 0.000000E+00)
COVAL(SAIDA1,V1 , 0.000000E+00, 0.000000E+00)
COVAL(SAIDA1,W1 , 0.000000E+00, 0.000000E+00)
COVAL(SAIDA1,KE , 0.000000E+00, SAME )
COVAL(SAIDA1,EP , 0.000000E+00, SAME )
COVAL(SAIDA1,TEM1, 0.000000E+00, SAME )
```

```
PATCH(ENTRADA2,LOW,2*NF-2*NP,NX,NF/2+1,NY,1,1,1,1)
COVAL(ENTRADA2,P1 ,FIXFLU ,DEN*WMED)
COVAL(ENTRADA2,U1 , 0.000000E+00, 0.000000E+00)
COVAL(ENTRADA2,V1 , 0.000000E+00, 0.000000E+00)
COVAL(ENTRADA2,W1 , 0.000000E+00, WMED)
COVAL(ENTRADA2,KE , 0.000000E+00, TKEIN)
COVAL(ENTRADA2,EP , 0.000000E+00, EPIN)
COVAL(ENTRADA2,TEM1, 0.000000E+00, TIN2)
```

```
PATCH(SAIDA2,HIGH,2*NF-2*NP,NX,NF/2+1,NY,NZ,NZ,1,1)
COVAL(SAIDA2,P1 , 1.000000E+12, 0.000000E+00)
COVAL(SAIDA2,U1 , 0.000000E+00, 0.000000E+00)
COVAL(SAIDA2,V1 , 0.000000E+00, 0.000000E+00)
COVAL(SAIDA2,W1 , 0.000000E+00, 0.000000E+00)
```

```
COVAL(SAIDA2,KE , 0.000000E+00, SAME  )
COVAL(SAIDA2,EP , 0.000000E+00, SAME  )
COVAL(SAIDA2,TEM1, 0.000000E+00, SAME  )
```

```
KCYCLE = F
EGWF = T
WALLCO = GRND2
```

```
*****
Group 14. Downstream Pressure For PARAB
```

```
*****
Group 15. Terminate Sweeps
LSWEEP = 5000 ;ISWC1 = 1
LITHYD = 1 ;LITFLX = 1 ;LITC = 1 ;ITHC1 = 1
SELREF = F
RESFAC = 1.000000E-02
```

```
AREA = (FP+FF)*(FPY+FFY)
VAZAO = DEN*WMED*AREA
FLUXO = DEN*WMED*AREA*NZ*1.0E-04
FLUXOT = DEN*WMED*CP1*TIN1*AREA*NZ*1.0E-04
```

```
RESREF(P1) = FLUXO
RESREF(U1) = FLUXO*WMED
RESREF(V1) = FLUXO*WMED
RESREF(W1) = FLUXO*WMED
RESREF(KE) = FLUXO*TKEIN
RESREF(EP) = FLUXO*EPIN
RESREF(TEM1) = FLUXOT
```

```
*****
Group 16. Terminate Iterations
```

```
*****
Group 17. Relaxation
```

```
RELAX(P1 ,LINRLX, 0.800000E+00)
RELAX(U1 ,FALSDT, 2.000000E-03)
RELAX(V1 ,FALSDT, 2.000000E-03)
RELAX(W1 ,FALSDT, 3.000000E-03)
RELAX(KE ,FALSDT, 3.000000E-03)
RELAX(EP ,FALSDT, 3.000000E-03)
RELAX(TEM1,FALSDT, 1.000000E+09)
```

```
OVRRLX = 0.000000E+00
EXPERT = F ;NNORSL = F
```

```
*****
Group 18. Limits
```

```
*****
Group 19. EARTH Calls To GROUND Station
GENK = T
YPLS = T
```

```
*****
***** NP=1 *****
***** NF=8 *****
***** NL=15 *****
*****
```

```
RG(1)=NF+NP
RG(2)=2*NF-2*NP
RG(3)=YVLAST*(YFRAC(5)-YFRAC(4))
```

```
RG(4)=YVLAST*(YFRAC(6)-YFRAC(5))
RG(5)=FP
RG(6)=XULAST*XFRAC(1)
RG(7)=YVLAST*(YFRAC(13)-YFRAC(4))
RG(8)=XULAST*XFRAC(9)
RG(9)=NF/2+1
RG(10)=WMED
```

```
*****
Group 20. Preliminary Printout
ECHO = T
```

```
*****
Group 21. Print-out of Variables
INIFLD = F ;SUBWGR = F
* Y in OUTPUT argument list denotes:
* 1-field 2-correction-eq. monitor 3-selective dumping
* 4-whole-field residual 5-spot-value table 6-residual table
```

```
OUTPUT(P1 ,Y,Y,Y,N,Y,Y)
OUTPUT(U1 ,Y,Y,Y,N,Y,Y)
OUTPUT(V1 ,Y,Y,Y,N,Y,Y)
OUTPUT(W1 ,Y,Y,Y,Y,Y,Y)
OUTPUT(KE ,Y,N,Y,Y,Y,Y)
OUTPUT(EP ,Y,N,Y,Y,Y,Y)
OUTPUT(FAT ,N,N,Y,N,N,N)
OUTPUT(NU ,N,N,Y,N,N,N)
OUTPUT(TEM1,Y,N,Y,Y,Y,Y)
OUTPUT(TMI1,N,N,Y,N,N,N)
OUTPUT(EPKE,N,N,Y,N,N,N)
WALPRN = F
```

```
*****
Group 22. Monitor Print-Out
IXMON = 24 ;IYMON = 10 ;IZMON = 2
NPRMON = 10000 ;NPRMNT = 1 ;TSTSWP = 10001
UWATCH = F ;USTEER = F
HIGHLO = F
```

```
*****
Group 23. Field Print-Out & Plot Control
NPRINT = 5000 ;NUMCLS = 9
NXPRIN = 1 ;IXPRF = 1 ;IXPRL = NX
NYPRIN = 1 ;IYPRF = 1 ;IYPRL = NY
NZPRIN = 1 ;IZPRF = 1 ;IZPRL = 10000
XZPR = F ;YZPR = T
IPLTF = 1 ;IPLTL = 5000 ;NPLT = 250
ISWPRF = 1 ;ISWPRL = 10000
ITABL = 1 ;IPROF = 1
ABSIZ = 5.000000E-01 ;ORSIZ = 4.000000E-01
NTZPRF = 1 ;NCOLPF = 50
ICHR = 2 ;NCOLCO = 45 ;NROWCO = 20
No PATCHes yet used for this Group
```

```
*****
Group 24. Dumps For Restarts
SAVE = T ;AUTOPS = F ;NOWIPE = T
NSAVE =CHAM
STOP
```

C.2 – Arquivo ground.f

Modificações realizadas somente no grupo 19 para o cálculo da queda de pressão e para a temperatura média de mistura de acordo com a equação (2.30). Cálculo realizado na saída do escoamento do fluido quente e frio.

```

C* Make changes to data for GROUPS 15, 16, 17, 18 GROUP 19.
C*****
C*****
C
C--- GROUP 19. Special calls to GROUND from EARTH
C
C      19          GO          TO
(191,192,193,194,195,196,197,198,199,1910,1911),ISC
191 CONTINUE
C * ----- SECTION 1 ---- Start of time step.
RETURN
192 CONTINUE
C * ----- SECTION 2 ---- Start of sweep.
RETURN
193 CONTINUE
C * ----- SECTION 3 ---- Start of iz slab.
RETURN
194 CONTINUE
C * ----- SECTION 4 ---- Start of iterations over slab.
RETURN
1911 CONTINUE
C * ----- SECTION 11---- After calculation of
convection
C          fluxes for scalars, and of volume
C          fractions, but before calculation of
C          scalars or velocities
RETURN
199 CONTINUE
C * ----- SECTION 9 ---- Start of solution sequence
for
C          a variable
RETURN
1910 CONTINUE
C * ----- SECTION 10---- Finish of solution sequence
for
C          a variable
RETURN
195 CONTINUE
C * ----- SECTION 5 ---- Finish of iterations over
slab.
RETURN
196 CONTINUE
C * ----- SECTION 6 ---- Finish of iz slab.
C
C
C*****
C ***** CALCULO DA TEMPERATURA MÉDIA DE
MISTURA E DA PRESSÃO *****
C
C
CALL FN29 (LBNAME('WWAL'),1,2,1,1,1)
LWWAL=L0F(ANYZ(LBNAME('WWAL'),IZ))

```

```

OPEN(UNIT=50,FILE='caso.dat',STATUS='UNKNOWN')

```

```

LDEN1=L0F(ANYZ(DEN1,IZ))
LTEM1=L0F(ANYZ(LBNAME('TEM1'),IZ))
LW1=L0F(ANYZ(W1,IZ))
LVISL=L0F(ANYZ(LBNAME('ENUL'),IZ))
LP1=L0F(ANYZ(LBNAME('P1'),IZ))

PTOT1=0
PTOT2=0
TOT1=0
TOT2=0
TOT3=0
TOT4=0
DO I=1,RG(1)
DO J=RG(9),NY
IF(J.EQ.RG(9)) THEN
IF(I.EQ.RG(1)) THEN
TOTMIX1=F(LDEN1+J+NY*(I-1))*F(LTEM1+J+NY*(I-1))*F(LWWAL+J+NY*(I-1))*RG(3)*RG(5))
TOTMIX2=F(LDEN1+J+NY*(I-1))*F(LWWAL+J+NY*(I-1))*RG(3)*RG(5))
PRES1=F(LP1+J+NY*(I-1))*RG(3)*RG(5)
ELSE
TOTMIX1=F(LDEN1+J+NY*(I-1))*F(LTEM1+J+NY*(I-1))*F(LWWAL+J+NY*(I-1))*RG(3)*RG(6)
TOTMIX2=F(LDEN1+J+NY*(I-1))*F(LWWAL+J+NY*(I-1))*RG(3)*RG(6)
PRES1=F(LP1+J+NY*(I-1))*RG(3)*RG(6)
ENDIF
ELSE
IF(I.EQ.RG(1)) THEN
TOTMIX1=F(LDEN1+J+NY*(I-1))*F(LTEM1+J+NY*(I-1))*F(LWWAL+J+NY*(I-1))*RG(4)*RG(5)
TOTMIX2=F(LDEN1+J+NY*(I-1))*F(LWWAL+J+NY*(I-1))*RG(4)*RG(5)
PRES1=F(LP1+J+NY*(I-1))*RG(4)*RG(5)
ELSE
TOTMIX1=F(LDEN1+J+NY*(I-1))*F(LTEM1+J+NY*(I-1))*F(LWWAL+J+NY*(I-1))*RG(4)*RG(6)
TOTMIX2=F(LDEN1+J+NY*(I-1))*F(LWWAL+J+NY*(I-1))*RG(4)*RG(6)
PRES1=F(LP1+J+NY*(I-1))*RG(4)*RG(6)

```

```

        ENDIF
    ENDIF
    TOT1=TOT1+TOTMIX1
    TOT2=TOT2+TOTMIX2
    PTOT1=PTOT1+PRES1

    ENDDO
ENDDO
TEMPMIX1=TOT1/TOT2
PT1=PTOT1/(RG(7)*RG(8))

DO I=RG(2),NX
    DO J=RG(9),NY
        IF(J.EQ.RG(9)) THEN
            IF(I.EQ.RG(2)) THEN
                TOTMIX3=F(LDEN1+J+NY*(I-1))*F(LTEM1+J+NY*(I-1))*F(LWWAL+J+NY*(I-1))*(RG(3)*RG(5))
                TOTMIX4=F(LDEN1+J+NY*(I-1))*F(LWWAL+J+NY*(I-1))*(RG(3)*RG(5))
                PRES2=F(LP1+J+NY*(I-1))*RG(3)*RG(5)

            ELSE
                TOTMIX3=F(LDEN1+J+NY*(I-1))*F(LTEM1+J+NY*(I-1))*F(LWWAL+J+NY*(I-1))*RG(3)*RG(6)
                TOTMIX4=F(LDEN1+J+NY*(I-1))*F(LWWAL+J+NY*(I-1))*RG(3)*RG(6)
                PRES2=F(LP1+J+NY*(I-1))*RG(3)*RG(6)

            ENDIF
        ELSE
            IF(I.EQ.RG(2)) THEN
                TOTMIX3=F(LDEN1+J+NY*(I-1))*F(LTEM1+J+NY*(I-1))*F(LWWAL+J+NY*(I-1))*RG(4)*RG(5)
                TOTMIX4=F(LDEN1+J+NY*(I-1))*F(LWWAL+J+NY*(I-1))*RG(4)*RG(5)
                PRES2=F(LP1+J+NY*(I-1))*RG(4)*RG(5)

            ELSE
                TOTMIX3=F(LDEN1+J+NY*(I-1))*F(LTEM1+J+NY*(I-1))*F(LWWAL+J+NY*(I-1))*RG(4)*RG(6)
                TOTMIX4=F(LDEN1+J+NY*(I-1))*F(LWWAL+J+NY*(I-1))*RG(4)*RG(6)
                PRES2=F(LP1+J+NY*(I-1))*RG(4)*RG(6)

            ENDIF
        ENDIF
    ENDIF
    TOT3=TOT3+TOTMIX3
    TOT4=TOT4+TOTMIX4
    PTOT2=PRES2+PTOT2

    ENDDO
ENDDO
TEMPMIX2=TOT3/TOT4
PT2=PTOT2/(RG(7)*RG(8))

C -----SECTION 7 -----Finish of sweep.
WRITE(50,*)IZ,TEMPMIX1,TEMPMIX2,PT1,PT2

RETURN
198 CONTINUE
*****

```