AUTARQUIA ASSOCIADA À UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO

Análise Numérica da Dinâmica do Escoamento em Circuitos de Circulação Natural

Gabriel Angelo

**Tese apresentada como parte dos
requisitos para obtenção do Grau de
Doutor em Ciências na Área de Tecnologia
Nuclear - Reatores**

**Orientador:
Prof. Dr. Delvonei Alves de Andrade**

**São Paulo
2013**

INSTITUTO DE PESQUISAS ENERGÉTICAS E NUCLEARES
Autarquia associada à Universidade de São Paulo

**Análise Numérica da Dinâmica do Escoamento em Circuitos de Circulação
Natural**

Gabriel Angelo

**Tese apresentada como parte dos
requisitos para obtenção do Grau de
Doutor em Ciências na Área de Tecnologia
Nuclear - Reatores**

Orientador:
Prof. Dr. Delvonei Alves de Andrade

Versão Corrigida
Versão Original se encontra disponível no IPEN

São Paulo
2013

*Dedicado aos meus pais Luiz e Geni. Por seu amor, dedicação e doação,
a minha amada esposa Karina. Por sua compreensão e carinho, e a meus queridos filhos
Luiz e Miguel.*

Agradecimentos

Gostaria de agradecer àquele cuja Majestade, Glória, Soberania, Fidelidade, Benevolência, Graça e Misericórdia são infinitas, Àquele sem o qual nada seria possível, Deus.

Ao Prof. Delvonei Alves de Andrade, orientador desta tese, exemplo de pesquisador e professor, com o qual passei muitos momentos aprendendo, discutindo e crescendo profissionalmente.

Aos meus pais, a quem amo muito, cujo incentivo e apoio foram decisivos para a realização deste trabalho.

Agradeço ao meu irmão, um exemplo de vida, um companheiro e um conselheiro nos momentos de dificuldade.

À minha querida esposa Karina, sempre paciente e compreensiva.

Ao Prof. Miguel Mattar Neto, um valioso colaborador, alguém de grande capacidade e visão. Sem os recursos fornecidos por ele a realização deste trabalho não seria possível.

Ao pesquisador Pedro Ernesto Umbehaun, uma fonte de boas ideias e sugestões.

Aos meus amigos Douglas Borges Domingos, Luís Felipe Liambos Mura, Rafael Oliveira Rondon Muniz, Pedro Carlos Russo Rossi e Thiago Carluccio, sempre dispostos a ajudar, a estes devo os incontáveis auxílios no LINUX e LATEX.

Agradeço ao Prof. Walmir Maximo Torres pelas informações fornecidas do seu trabalho experimental que contribuíram para desenvolvimento do presente estudo.

“Mas a sabedoria que do alto vem é, primeiramente pura, depois pacífica, moderada, tratável, cheia de misericórdia e de bons frutos, sem parcialidade, e sem hipocrisia. Ora, o fruto da justiça semeia-se na paz, para os que exercitam a paz.”

Tiago 3:17-18

“Então Deus disse a Salomão: Porquanto houve isto no teu coração, e não pediste riquezas, bens, ou honra, nem a morte dos que te odeiam, nem tampouco pediste muitos dias de vida, mas pediste para ti sabedoria e conhecimento, para poderes julgar a meu povo, sobre o qual te constituí rei,”

2º Crônicas 1:11

Resumo

Circuitos de convecção natural ou sistemas de circulação natural são empregados em diversas áreas da engenharia. Reatores nucleares refrigerados a água utilizam circuitos de circulação natural como método passivo de segurança. Em situações críticas, sem qualquer controle externo, o sistema permanece em segurança por suas próprias características de funcionamento (intrinsecamente seguro). O trabalho proposto consiste em estudar numericamente o circuito de circulação natural de água, localizado no Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares / Comissão Nacional de Energia Nuclear em São Paulo, por meio do uso de modelos matemáticos, objetivando determinar o padrão do escoamento em condições sem mudança de fase líquido-vapor. A comparação dos resultados de temperatura obtidos por cada um dos modelos de turbulência aos pontos instrumentados no circuito experimental, na condição transitória, revelou desvios significativos nas respostas do modelo de zero equação. Desvios intermediários foram observados nos modelos de transporte da viscosidade turbulenta (EVTE), $k - \omega$, SST e SSG e resultados melhores foram verificados nos modelos $k - \varepsilon$ e DES (com significativa superioridade do primeiro modelo).

Abstract

Natural circulation loops apply to many engineering applications such as: water heating solar energy system (thermo-siphons), thermal management of electrical components (voltage converter), geothermal energy, nuclear reactors, etc. In pressurized water nuclear reactors, known as PWR's, the natural circulation loops are employed to ensure passive safety. In critical situations, the heat transfer will occur only by natural convection, without any external control or mechanical devices. This feature is desired and has been considered in modern nuclear reactor projects. This work consists of a numerical study of the natural circulation loop, located at the Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares / Comissão Nacional de Energia Nuclear in São Paulo, Brazil, in order to establish the flow pattern in single phase conditions. The comparison of numerical results to experiments in transient condition revealed significant deviations for the Zero Equation turbulence model. Intermediate deviations for the Eddy Viscosity Turbulence Equation (EVTE), $k - \omega$, SST e SSG models. And the best results are obtained by the $k - \varepsilon$ e DES models (with better results for the $k - \varepsilon$ model).

Lista de Figuras

1.1	Representação esquemática de placa plana aquecida em convecção natural, com indicação ilustrativa dos perfis de velocidade e temperatura	21
1.2	Representação esquemática de um circuito fechado de circulação natural	22
1.3	a) Desenho esquemático de um termo-sifão, b) Ilustração de um projeto de geração de energia geotérmica (Revkin, 2007) e c) (Modificado pelo autor) Esboço de um reator nuclear do tipo Lead-Cooled Fast Reactor (Ingersoll, 2009)	23
1.4	(Modificado pelo autor) Padrões de escoamento bifásicos para uma coluna de líquido submetido a um fluxo de calor constante (Brennen, 2005)	24
1.5	(Modificado pelo autor) Dados experimentais realizado no circuito de circulação natural DANTON, localizado na Dresden University of Technology a uma potência de 10kW (Schuster et al., 2000)	25
1.6	Desenho esquemático do circuito de circulação natural e indicação dos principais elementos.	27
1.7	(Modificado pelo autor) Circuito de circulação natural toroidal (Lavine et al., 1986)	32
1.8	(Modificado pelo autor) Desenho esquemático do circuito de circulação natural de Huang e Zelaya (1988), todas as dimensões em milímetros	33
1.9	a) (Modificado pelo autor) Desenho esquemático do circuito (Bernier e Baliga, 1992), todas as dimensões em milímetros e b) (Modificado pelo autor) Variação axial de temperatura na região de aquecimento: comparação entre resultados numéricos e experimentais (Bernier e Baliga, 1992)	35

1.10	(Modificado pelo autor) Regime permanente para diversos circuitos de circulação natural que possuem diâmetro de tubulação constante ou variável (Vijayan, 2002)	37
1.11	a)(Modificado pelo autor) Sistema de coordenadas e geometria (Desrayaud et al., 2006) e b) (Modificado pelo autor) Resultado obtido para condição em regime permanente para $Ra = 12000$, $r_e/r_i = 2,0$, $Pr = 5$: (i) função de corrente ; (ii) linhas isotérmicas ; (iii) distribuição de velocidade axial (Desrayaud et al., 2006)	40
1.12	a) (Modificado pelo autor) Desenho esquemático do circuito (dimensões em milímetros) (Misale et al., 2007) e b) (modificado pelo autor) fotografia da bancada de testes experimentais (Misale et al., 2007)	40
1.13	(Modificado pelo autor) Análise dos resultados para regime permanente (Misale et al., 2007)	41
2.1	Diagrama esquemático indicando dimensões principais do circuito e posições dos termopares [desenho sem escala]	45
2.2	a) Dimensões e nomenclaturas para a região do aquecedor e b) Dimensões principais para a região do trocador de calor (todas as dimensões em milímetros)	46
2.3	Detalhe esquemático da posição dos termopares centrais	48
2.4	Válvula borboleta NIBCO LC2000 1 ^{1/2"}	49
2.5	Ilustração esquemática do desvio horizontal	49
2.6	Medidas experimentais de temperatura para o termopar T12	50
2.7	Medidas experimentais de temperatura para o termopar T14	51
2.8	Medidas experimentais de temperatura para o termopar T16	51
2.9	Medidas experimentais de temperatura para o termopar T18	52
2.10	Distribuição inicial de temperaturas no circuito	54
2.11	Distribuição espacial dos termopares, todas as dimensões em milímetros . .	55
2.12	Média das temperaturas iniciais do circuito e desvio padrão	56
2.13	Média da temperatura em função do tempo para o termopar T12 e desvio padrão	57
3.1	Variação da densidade da água em função da temperatura para pressão hidrostática média constante	59

3.2	Detalhe de simplificação geométrica	76
3.3	Pontos selecionados para verificação da dependência da malha em função dos sucessivos refinamentos (coordenadas indicadas em milímetros)	77
3.4	Verificação da dependência dos resultados em função da discretização espacial para região que possui elementos do tipo tetraédricos	79
3.5	Verificação da dependência dos resultados em função da discretização espacial para região que possui elementos do tipo hexaédricos	80
3.6	Funções de parede para escoamento totalmente desenvolvido e turbulento (White, 1991)	81
3.7	Desenho esquemático da discretização nas proximidades da parede	82
3.8	Número de Prandtl em função do número de Grashof para modelo bidimensional de placa plana vertical sujeita à convecção natural	83
3.9	Primeira verificação para determinação de passo temporal, para pontos A_t e B_t monitorados. Número de Courant igual a dez (potência nominal do aquecedor 1000W)	85
3.10	Velocidade média temporal no ponto A_t (-25mm; -450 mm; -736mm) para diversos valores de número de Courant (potência nominal do aquecedor 1000W)	86
3.11	Velocidade média temporal no ponto B_t (-10,3mm; -450 mm; -750mm) para diversos valores de número de Courant (potência nominal do aquecedor 1000W)	86
3.12	Representação esquemática das condições de contorno impostas nas simulações numéricas do circuito de circulação natural	89
4.1	Diagrama esquemático indicativo das dimensões principais do circuito e posições dos termopares [desenho sem escala]	92
4.2	Variação da temperatura com o tempo para a posição (0; 85; 1300). (a) experimento, modelo ZE, modelo EVTE, (b) experimento, modelo $k-\varepsilon$, $k-\omega$, SST e (c) experimento, modelo SSG, modelo DES	93

4.3	Variação da temperatura com o tempo para a posição (0; -450; -400).	
	(a) experimento, modelo ZE, modelo EVTE, (b) experimento, modelo $k - \varepsilon$, $k - \omega$, SST e	
	(c) experimento, modelo SSG, modelo DES	94
4.4	Variação da temperatura com o tempo para a posição (0; -450; 1000).	
	(a) experimento, modelo ZE, modelo EVTE, (b) experimento, modelo $k - \varepsilon$, $k - \omega$, SST e	
	(c) experimento, modelo SSG, modelo DES	95
4.5	Variação da temperatura com o tempo para a posição (0; -265; 1300).	
	(a) experimento, modelo ZE, modelo EVTE, (b) experimento, modelo $k - \varepsilon$, $k - \omega$, SST e	
	(c) experimento, modelo SSG, modelo DES	96
4.6	Variação da temperatura com o tempo para a posição (0; 265; 1300).	
	(a) experimento, modelo ZE, modelo EVTE, (b) experimento, modelo $k - \varepsilon$, $k - \omega$, SST e	
	(c) experimento, modelo SSG, modelo DES	97
4.7	Variação da temperatura com o tempo para a posição (0; 425; 1140).	
	(a) experimento, modelo ZE, modelo EVTE, (b) experimento, modelo $k - \varepsilon$, $k - \omega$, SST e	
	(c) experimento, modelo SSG, modelo DES	98
4.8	Variação da temperatura com o tempo para a posição (0; 425; 506).	
	(a) experimento, modelo ZE, modelo EVTE, (b) experimento, modelo $k - \varepsilon$, $k - \omega$, SST e	
	(c) experimento, modelo SSG, modelo DES	99
4.9	Variação da temperatura com o tempo para a posição (0; 425; -1140).	
	(a) experimento, modelo ZE, modelo EVTE, (b) experimento, modelo $k - \varepsilon$, $k - \omega$, SST e	
	(c) experimento, modelo SSG, modelo DES	100
4.10	Desvio das temperaturas em função do tempo entre os resultados numéricos e os valores experimentais para a posição (0; -450; -400) - termopar 12 - e os modelos: ZE, EVTE, $k - \varepsilon$, $k - \omega$, SST, SSG e DES	101

4.11	Maior desvio máximo médio, desvio padrão médio e desvio médio para os modelos de turbulência: ZE, EVTE, $k - \varepsilon$, $k - \omega$, SST, SSG e DES	102
4.12	Valores médios (média espacial na linha indicada) do termo de produção da turbulência em razão das forças viscosas para os modelos de turbulência: EVTE, $k - \varepsilon$, $k - \omega$, SST, SSG e DES	104
4.13	Valores médios (média espacial na linha indicada) para o comportamento temporal da contribuição do empuxo na energia cinética turbulenta nos modelos de turbulência: EVTE, $k - \varepsilon$, $k - \omega$, SST, SSG e DES	105
4.14	Valores médios (média espacial na linha indicada) para o comportamento temporal do produto $\overline{u'_3 u'_3}$ nos modelos: EVTE, $k - \varepsilon$, $k - \omega$, SST, SSG e DES	106
4.15	Tempo necessário demandado pelos modelos de turbulência testados para atingir 3000 segundos de simulação transiente para o circuito de circulação natural	108
4.16	Comparação dos resultados dos modelos numéricos (EVTE, $k - \varepsilon$, $k - \omega$, SST, SSG e DES) e os experimentos em regime permanente	109
4.17	Comparação dos resultados dos modelos numéricos EVTE, $k - \varepsilon$, $k - \omega$, SST, SSG e DES em regime permanente sobre uma linha na região do aquecedor para a grandeza u^+	112
4.18	Comparação dos resultados dos modelos numéricos EVTE, $k - \varepsilon$, $k - \omega$, SST, SSG e DES em regime permanente sobre uma linha na região do aquecedor para a grandeza T^+	112
4.19	[Modificado pelo autor] Comparação dos resultados do modelo desenvolvido por Barhaghi et al. (2006) com dados experimentais de Tsuji e Nagano (1988a,b) e Persson e Karlsson (1996). Simulação de um cilindro aquecido para um escoamento em regime permanente com convecção natural	114
4.20	Comparação dos resultados dos modelos numéricos EVTE, $k - \varepsilon$, $k - \omega$, SST, SSG e DES, em regime permanente, sobre uma linha na região do aquecedor para a grandeza temperatura	115
4.21	Comparação dos resultados dos modelos numéricos EVTE, $k - \varepsilon$, $k - \omega$, SST, SSG e DES, em regime permanente, sobre uma linha na região do aquecedor para a grandeza velocidade média temporal.	116

4.22	Comparação dos resultados dos modelos numéricos EVTE, $k - \varepsilon$, $k - \omega$, SST, SSG e DES, em regime permanente, sobre uma linha na região do aquecedor para a grandeza velocidade média temporal na direção z	117
4.23	(a) Nomenclatura das regiões do aquecedor e (b) Nomenclatura e ilustração da formação de estruturas de recirculação (vórtices)	119
4.24	Linhas de corrente com mapa de cores indicativo da escala de velocidades para $0s \leq t \leq 132s$	121
4.25	Linhas de corrente com mapa de cores indicativo da escala de velocidades para $136s \leq t \leq 355s$	122
4.26	Ilustração do aquecedor com indicação de recirculação e direção do escoamento ascendente	123
4.27	Linhas de corrente com mapa de cores indicativo da escala de velocidades para $405s \leq t \leq 610s$	124
4.28	Linhas de corrente com mapa de cores indicativo da escala de velocidades para $660s \leq t \leq 1050s$	125
4.29	Linhas de corrente com mapa de cores indicativo da escala de velocidades para $1050s \leq t \leq 3000s$	126
4.30	Escoamento na região do aquecedor - resultado em regime permanente para o modelo DES. Os mapas de cores são demonstrativos da intensidade da velocidade média temporal. (a) linhas de corrente para o plano xz , (b) Detalhe com indicação do invariante, (c) Detalhe esquemático dos vórtices na porção superior do aquecedor e (d) linhas de corrente para o plano yz .	129
4.31	Escoamento na região do trocador de calor - resultado em regime permanente para o modelo DES. (a) Mapa de cores para indicar a distribuição de temperaturas em um plano yz , (b) Linhas de corrente na saída do trocador de calor, (c) Linhas corrente em plano xy e (d) Mapa de cores para indicar a velocidade no plano yz . As linhas de correntes são coloridas com as cores correspondentes à velocidade média temporal	130
4.32	Velocidade média temporal na linha central dos tubos logo após o aquecedor em função de uma coordenada axial z' posicionada no fundo do trocador de calor. Resultado do modelo DES para regime permanente	132

4.33	Razão entre a Velocidade média temporal na direção z e a velocidade no centro do tubo de menor diâmetro na linha central dos tubos logo após o aquecedor em função de uma coordenada radial adimensional - as curvas são indicadas para várias alturas (no eixo z), conforme adimensional ζ . Resultado do modelo DES para regime permanente	132
4.34	Mapa de cores para a temperatura em plano de simetria yz	133
4.35	Mapa de cores para a velocidade média temporal em plano de simetria yz .	134
A.1	Média das temperaturas para o termopar T11	154
A.2	Média das temperaturas para o termopar T12	154
A.3	Média das temperaturas para o termopar T13	154
A.4	Média das temperaturas para o termopar T14	155
A.5	Média das temperaturas para o termopar T15	155
A.6	Média das temperaturas para o termopar T16	155
A.7	Média das temperaturas para o termopar T17	156
A.8	Média das temperaturas para o termopar T18	156
A.9	Média das temperaturas para o termopar T22	156
A.10	Média das temperaturas para o termopar TW1	157
A.11	Média das temperaturas para o termopar TW2	157
A.12	Média das temperaturas para o termopar TW3	157
B.1	Desenho esquemático de uma cavidade retangular	159
B.2	Modelo bidimensional de placa plana vertical	160
B.3	Variação do comprimento do elemento em função da coordenada y	161
B.4	Indicação dos adimensionais u^+ em função de y^+ para $z = 0,85 \cdot h$	162
B.5	Indicação dos adimensionais T^+ em função de y^+ para $z = 0,85 \cdot h$	163
B.6	Número de Prandtl em função do número de Grashof para modelo bidimensional de placa plana vertical sujeita a convecção natural	164
B.7	Comparação de alguns adimensionais para água e ar seco	165
C.1	Representação esquemática do trocador de calor	167
C.2	Distribuição superficial de elementos para a região (i), região helicóide interior	170
C.3	Distribuição superficial de elementos para a região (ii), helicóide exterior .	171

C.4	Detalhe do acoplamento das malhas para o secundário	171
C.5	Corte indicando detalhe da malha para o primário	172
C.6	Indicação da malha completa para o trocador de calor em corte	173
C.7	(a) Coeficiente de transferência local de calor na superfície externa do tubo helicoidal. (b) Algumas linhas de corrente no primário e no secundário. (c) Mapa de cores para a temperatura em um plano central do trocador de calor	177
D.1	Desenho esquemático da válvula borboleta NIBCO LC2000 1 ^{1/2} "	179
D.2	Domínio computacional e resumo das condições de contorno	181
D.3	Discretização do domínio computacional	181

Lista de Tabelas

3.1	Constantes para o modelo SST	68
3.2	Constantes para o modelo SSG	70
4.1	Resultados numéricos em regime permanente para os modelos $k - \varepsilon$, DES e KW	110
4.2	Resultados numéricos em regime permanente para os modelos SST, SSG e EVTE	110
A.1	Medida dos termopares T_{amb} , T19, T20 e T21	153
B.1	Número de divisões horizontais e verticais do domínio computacional . . .	161
C.1	Indicação das temperaturas de saída na região do primário e secundário e desvio percentual para os diversos modelos de turbulência	175
D.1	Valores dos coeficientes de perda de carga localizado para cada um dos modelos de turbulência em função da temperatura	182

Sumário

1. <i>Introdução</i>	21
1.1 Histórico	25
1.2 Objetivos	27
1.3 Motivação e Justificativa	28
1.4 Revisão Bibliográfica	31
1.4.1 Circuitos Monofásicos	31
2. <i>Circuito Experimental</i>	44
2.1 Incertezas quanto ao dimensional do circuito de circulação natural	48
2.2 Dados experimentais para validação do modelo matemático	50
3. <i>Materiais e Métodos</i>	58
3.1 Equações de Conservação	58
3.2 Modelos de Turbulência	60
3.2.1 Modelos Baseados na Teoria de Viscosidade Turbulenta	62
3.2.1.1 Modelo de Zero Equação	63
3.2.1.2 Modelo de uma Equação: Transporte da Viscosidade Turbulenta	64
3.2.1.3 Modelo de duas Equações: $k - \varepsilon$ padrão	65
3.2.1.4 Modelo de duas Equações: $k - \omega$	66
3.2.1.5 Modelo de duas Equações: <i>Shear Stress Transport</i> - SST	67
3.2.2 Modelo Baseado nas tensões de Reynolds (SSG Reynolds <i>Stress</i>)	69
3.2.3 <i>Detached Eddy Simulation</i> (DES)	71
3.3 Verificação e validação do Modelo Matemático	73

3.4	Discretização	74
3.5	Discretização nas regiões próximas às paredes	81
3.6	Discretização Temporal	83
3.7	Condições de Contorno	87
3.7.1	Condições iniciais	88
3.8	Critérios de convergência	88
4.	<i>Resultados</i>	90
4.1	Análise dos resultados dos modelos de turbulência	90
4.1.1	Análise dos resultados durante o transiente térmico	90
4.1.2	Análise dos resultados para regime permanente	109
4.1.3	Observações preliminares	117
4.2	Análise da dinâmica do escoamento	118
5.	<i>Conclusões e sugestões para pesquisas futuras</i>	135
5.1	Conclusões	135
5.2	Sugestões para pesquisas futuras	138
	<i>Referências</i>	142
	<i>Apêndice</i>	151
A.	<i>Dados Experimentais</i>	153
B.	<i>Modelo bidimensional de canal aquecido</i>	158
B.1	Condições de contorno	159
B.2	Discretização	160
B.3	Resultados e Conclusões	162
C.	<i>Submodelo do trocador de calor</i>	166
C.1	Modelo matemático, condições de contorno e discretização	168
C.2	Resultados e conclusões	175
D.	<i>Submodelo da válvula borboleta</i>	178
D.1	Modelo matemático, condições de contorno e discretização	180

D.2 Resultados	182
--------------------------	-----

Introdução

O fenômeno da convecção natural ou livre ocorre quando, sem a ação de dispositivos mecânicos, forças de campo atuam sobre um fluido no qual existem gradientes de densidade, promovendo empuxo e assim induzindo correntes de convecção natural (Incropera e DeWitt, 2003). Na figura 1.1 tem-se um esquema clássico de uma placa plana inclinada (θ) sujeita a uma taxa de transferência de calor (q_c) constante e submetida a um campo gravitacional (g). Nesta figura são indicados esquematicamente os perfis de velocidade e temperatura para um fluido viscoso.

Figura 1.1: Representação esquemática de placa plana aquecida em convecção natural, com indicação ilustrativa dos perfis de velocidade e temperatura

Dá-se o nome de circuitos de circulação natural aos sistemas que operam em razão do fenômeno da convecção natural. Um esquema de circuito de circulação natural é indicado na figura 1.2. A fonte e o sorvedouro de energia do sistema são denominados, respectivamente, fonte quente (Q_E) e fonte fria (Q_S) e causam gradiente de temperatura e, em consequência, de densidade no circuito. O fluido com maior densidade (temperatura menor) se movimenta de modo descendente e o de menor densidade (maior temperatura), de modo ascendente. A diferença de temperatura entre a fonte quente e a fonte fria mantém a circulação contínua.

Figura 1.2: Representação esquemática de um circuito fechado de circulação natural

Circuitos de convecção natural ou sistemas de circulação natural são empregados em diversas áreas da engenharia, como por exemplo:

- No aquecimento de água por meio de energia solar. Estes dispositivos também são denominados de termo-sifões. Uma ilustração deste dispositivo é indicada na figura 1.3a;
- No controle térmico de componentes eletrônicos (Teertstra et al., 2006);
- Para captação de energia geotérmica (Revkin, 2007). Um exemplo de tal aplicação é indicado na figura 1.3b;
- Em reatores nucleares, os circuitos de circulação natural podem ser empregados como método passivo de segurança (Technical-Documnet, 2005) ou mecanismo principal de transferência de calor (Ingersoll, 2009). Na figura 1.3c tem-se uma vista em corte do núcleo de um reator nuclear do tipo Lead-Cooled Fast Reactor (esquemáticamente).

Figura 1.3: a) Desenho esquemático de um termo-sifão, b) Ilustração de um projeto de geração de energia geotérmica (Revkin, 2007) e c) (Modificado pelo autor) Esboço de um reator nuclear do tipo Lead-Cooled Fast Reactor (Ingersoll, 2009)

Especificamente no uso em reatores nucleares, os circuitos de circulação natural são utilizados como método passivo de segurança (Technical-Documents, 2005; Carelli et al., 2004), que em situações críticas, sem qualquer controle externo, é mantida pelo sistema por suas próprias características de funcionamento. Os mecanismos de operação, independente da ação humana, têm segurança superior àqueles em que essa intervenção é necessária. Isto em decorrência do histórico de acidentes em que se verificou sucessão de erros, em atitudes desfavoráveis e procedimentos questionáveis, sob circunstâncias de funcionamento críticas, como em Three Mile Island (U.S.N.R.C., b) e Chernobyl (U.S.N.R.C., a).

Alguns reatores nucleares como, por exemplo, o *Multi-Application Small Light Water Reactor* (MASLWR) (Technical-Documents, 2005) e o *Lead-Cooled Fast Reactor* (LCFR) (Ingersoll, 2009), são dimensionados para trabalhar apenas em regime de circulação natural.

Para circuitos que operam utilizando fluidos no estado líquido, como por exemplo, água, é possível atingir mudança de fase líquido-vapor em decorrência da intensidade da taxa de transferência de calor, em determinadas condições. O mecanismo de transferência de calor convectiva com mudança de fase ocorre quando a temperatura das superfícies em contato com o fluido é superior à temperatura de saturação do fluido. Nesta condição, distintos padrões de escoamentos bifásicos podem ocorrer como, por exemplo, formação de bolhas (*bubbly flow*), escoamento anular (*annular flow*), escoamento pistonado (*slug flow*) e névoa (*disperse flow*), entre outros. Na figura 1.4 tem-se alguns padrões de escoamento bifásico para uma coluna vertical submetida a um fluxo de calor constante (Brennen, 2005).

Figura 1.4: (Modificado pelo autor) Padrões de escoamento bifásicos para uma coluna de líquido submetido a um fluxo de calor constante (Brennen, 2005)

Nos casos de circuitos com circulação natural em que há escoamento bifásico, podem existir instabilidades (Schuster et al., 2000), conferindo complexa dinâmica (Belchior Jr. et al., 2000), conforme comportamento indicado no gráfico da figura 1.5. Da análise da figura 1.5 conclui-se que, para uma região indicada como bifásico instável, a vazão em massa varia com o tempo, de modo aparentemente caótico ou sem tendência clara.

Figura 1.5: (Modificado pelo autor) Dados experimentais realizado no circuito de circulação natural DANTON, localizado na Dresden University of Technology a uma potência de 10kW (Schuster et al., 2000)

1.1 Histórico

Ao final dos anos 80, um circuito de circulação natural foi projetado, construído e instrumentado pelo Departamento de Engenharia Química da Escola Politécnica da Universidade de São Paulo (POLI-USP). O objetivo principal da bancada de testes era compreender o fenômeno da circulação natural, com experimentos conduzidos em regimes de escoamento monofásicos e bifásicos em situações transitórias e permanentes.

Por volta dos anos 90, foi constatado que o sistema de aquisição de dados experimentais estava obsoleto, fato que ocasionou a desativação do circuito.

No início de 2004, decidiu-se pela manutenção completa do circuito de circulação natural. As principais ações corretivas implementadas foram: a remontagem completa do circuito, a incorporação de novos medidores de temperatura (visando obtenção de maior acuidade nas leituras) e o desenvolvimento de um software de aquisição de dados experimentais baseado no LabView® (Manual, 2001).

Em função da larga aplicação de sistemas semelhantes ao sistema de circulação natural na proteção de reatores nucleares, e considerando a capacidade de manutenção, operação e estudo que poderia ser oferecido pelo Centro de Engenharia Nuclear do IPEN-CNEN/SP, a instalação foi completamente transferida para a unidade e atualmente encontra-se em plenas condições de operação e atualização tecnológica.

As modificações possibilitaram estudos que geraram trabalhos publicados pela literatura técnica especializada (Andrade et al., 2005; Sabundjian et al., 2006, 2007, 2008, 2009) e é neste contexto que este trabalho está inserido.

Um desenho esquemático contendo as principais dimensões é exibido na figura 1.6, na qual tem-se uma visão geral do circuito de circulação natural. Os principais elementos são indicados na fotografia à direita da figura 1.6 (aquecedor elétrico, tanque de expansão, trocador de calor e dutos confeccionados em vidro). Também é possível observar, na fotografia da figura 1.6, a estrutura de suporte confeccionada por tubos de aço e a localização de alguns medidores, bem como ter a noção das proporções do circuito em estudo.

Figura 1.6: Desenho esquemático do circuito de circulação natural e indicação dos principais elementos.

1.2 Objetivos

O objetivo desta tese é o estudo numérico do circuito de circulação natural de água, localizado no Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares / Comissão Nacional de Energia Nuclear em São Paulo.

O estudo consistiu no desenvolvimento de modelos matemáticos tridimensionais, objetivando a determinação do padrão de escoamento em situação estável e monofásica. A concepção de um modelo tridimensional tem função de prover, entre outros, os campos de temperatura, pressão e velocidade, detalhando a complexa dinâmica de escoamento que se desenvolve, ampliando o conhecimento do fenômeno, na maioria das vezes modelado de

modo unidimensional ou bidimensional.

Os modelos propostos foram analisados em regime transitório e desenvolvidos no código computacional comercial ANSYS CFX[®], que resolve as equações diferenciais parciais pelo Método dos Volumes Finitos (MVF). Também é objetivo o estabelecimento de indicações sobre regiões de recirculação e escoamentos secundários no circuito de circulação natural com a indicação da influência e do impacto dessas estruturas no fenômeno que se desenvolve.

Também figuraram entre os objetivos a imposição de condições de contorno mais realistas na região da fonte quente e da fonte fria, bem como a utilização de condições mais elaboradas se comparadas às condições já reportadas na literatura, como por exemplo, a inclusão de trocas térmicas (convecção natural) na superfície externa dos tubos que compõem o circuito.

Foram empregados diversos modelos de turbulência, a saber: zero equação, modelo de transporte da viscosidade turbulenta (Menter, 1997), $k - \omega$ (Wilcox, 1993), $k - \varepsilon$ (Launder e Spalding, 1974), Shear Stress Transport (SST) (Menter, 1993, 1994; Menter et al., 2003), SSG Reynolds Stress (Speziale et al., 1991), Detached Eddy Simulation (DES) (Mockett, 2009). Os resultados dos modelos foram comparados entre si e confrontados aos resultados experimentais especialmente levantados para a comparação proposta.

1.3 *Motivação e Justificativa*

Modelos matemáticos tridimensionais são largamente encontrados na literatura, para diversas aplicações como, por exemplo, estudos aerodinâmicos (Gosman, 1999; Moon et al., 2005; Viola, 2009), análise do escoamento de máquinas hidráulicas (Spence e Amaral-Teixeira, 2009; Derakhshan e Nourbakhsh, 2008; LI e Wang, 2007) e análise de dispositivos de expansão (válvulas) (Amirante et al., 2006, 2007; Silva et al., 2009), entre outros. Estes modelos são capazes de indicar características específicas dos fenômenos, detalhando aspectos de grande importância na dinâmica destes escoamentos.

Segundo Desrayaud et al. (2006), a grande maioria dos estudos envolvendo circuitos de circulação natural (Andrade et al., 2005; Sesini, 1998; Zvirin, 1982) faz uso da abordagem unidimensional pela média das equações de conservação na seção transversal dos tubos. Estes modelos requerem, a priori, que sejam conhecidos o fator de atrito, os coeficientes

de perda de carga dos dispositivos e a taxa de transferência de calor, como condições de contorno.

Pesquisadores como Zvirin (1982) atribuem os grandes erros das determinações teóricas dos modelos unidimensionais à imposição de correlações a escoamentos forçados (para cálculo das tensões de cisalhamento). Como o modelo unidimensional admite velocidade média nas seções do circuito, é impossível com tal simplificação capturar padrões complexos dos escoamentos, claramente observados em experimentos, tais como recirculações no início do processo de aquecimento, oscilações na vazão mássica, ou efeito como curvaturas nas tubulações e a condução axial de calor.

Entretanto, não há, para um circuito de circulação natural geometricamente complexo, um modelo matemático tridimensional que apresente o emprego de vários modelos de turbulência, comparando os resultados obtidos, mesmo para escoamentos permanentes monofásicos.

Alguns pesquisadores como, por exemplo, Bernier e Baliga (1992) propõem uma abordagem unidimensional acoplada nas regiões de interesse por metodologia bidimensional, ou inteiramente bidimensional Desrayaud et al. (2006). No entanto, como se sabe, a turbulência é essencialmente tridimensional e modelos bidimensionais são incapazes de prever o estiramento das estruturas vorticiais.

Os trabalhos de Lavine et al. (1986, 1987), mesmo para uma geometria tridimensional, se restringem a uma geometria simples e escoamento laminar permanente. Pilkhwal et al. (2007); Yadav et al. (2012) usaram somente um modelo de turbulência para o domínio computacional tridimensional e não exploraram a condição de transiente no circuito. Deste modo, se justifica a proposição de um modelo tridimensional, nesta tese.

O estudo do emprego de diferentes modelos de turbulência e a comparação dos resultados aos experimentos é motivado pelo fato de que, muito embora existam diversos modelos de turbulência reportados na literatura, sabe-se que o emprego destes está intrinsecamente ligado à sua aplicação.

Conforme indicado por Walsh e Leong (2004), não há garantia de que mesmo optando pela utilização de um modelo matemático supostamente mais rigoroso (complexo), como um modelo de múltiplas equações, este produzirá resultados mais precisos do que um modelo clássico de duas equações para um problema de convecção natural. Estes pesquisadores concluíram ainda que o único meio disponível para previsão dos efeitos da turbulência pode ser obtido apenas por meio da comparação dos resultados aos dados experimentais, motivando assim o estudo executado.

Embora não seja objetivo primário deste trabalho, este pode contribuir significativamente para aplicação da metodologia indicada aos reatores nucleares. Nos reatores nucleares se faz necessária durante o projeto, a realização de extensas análises de segurança. Entre as várias análises se verifica o fenômeno de convecção natural. Portanto, as conclusões indicadas podem contribuir na determinação do coeficiente de transferência de calor por convecção, especialmente porque é comum a estimativa deste pelo uso de correlações empíricas ou semi empíricas que aumentam muito a incerteza nas estimativas.

1.4 Revisão Bibliográfica

A revisão bibliográfica para os circuitos de circulação natural é apresentada para os casos em que se desenvolve escoamento monofásico.

1.4.1 Circuitos Monofásicos

Os precursores no estudo de circuitos de circulação natural são Keller (1966), Welander (1967) e Malkus (1972). Zvirin (1982) e Greif (1988) apresentaram revisões teóricas e experimentais de circuitos de circulação natural em regime de escoamento monofásico. Nestes trabalhos foram discutidos métodos analíticos e numéricos para diversos circuitos (geometrias simples, sistemas em escala reduzida, reatores nucleares e aquecedores solares). A abordagem teórica e numérica baseou-se em aproximação unidimensional e na hipótese de Boussinesq, situação em que a densidade da massa de fluido é considerada constante, exceto para o termo fonte referente ao empuxo na equação da conservação da quantidade de movimento.

Zvirin (1982) concluiu que os circuitos de circulação natural podem ser sistemas eficazes de transferência de calor. Foi constatado que a utilização de modelos unidimensionais e correlações para determinação do fator de atrito promovem erros da ordem de 30% em relação aos dados experimentais. Ainda sugeriu a utilização de modelos tridimensionais a fim de contabilizar efeitos tridimensionais claramente observados em experimentos e a realização de experimentos mais sofisticados a fim de se obter perfis transversais de velocidade e temperatura.

Lavine et al. (1986, 1987) realizaram o modelamento numérico tridimensional para um circuito de circulação natural de geometria toroidal conforme indicado na figura 1.7. As simplificações realizadas nestas análises são: (i) regime permanente; (ii) simetria geométrica axial do sistema; (iii) escoamento laminar; (iv) fluido incompressível; (v) propriedades termodinâmicas e termodinâmicas constantes. As equações de conservação foram discretizadas pelo método das diferenças finitas. Entre as conclusões apresentadas é possível citar que: o escoamento possui características essencialmente tridimensionais, o fator de atrito e o número de Nusselt variam ao longo do circuito em proporções maiores do que as apresentadas por um escoamento laminar completamente desenvolvido em um duto reto, regiões de recirculação causam redução no coeficiente de atrito e diminuem a capacidade de empuxo

(redução dos efeitos gravitacionais) e ainda, que o empuxo e a velocidade média no canal são superestimados nos modelos unidimensionais e bidimensionais.

Figura 1.7: (Modificado pelo autor) Circuito de circulação natural toroidal (Lavine et al., 1986)

Huang e Zelaya (1988) avaliaram a eficiência térmica de um circuito de circulação natural de formato retangular para escoamento monofásico. Neste trabalho são apresentados resultados experimentais e numéricos. Foram analisadas condições em regime permanente e regime transitório. Na figura 1.8 tem-se a representação esquemática deste circuito, que é constituído por tubulações e aço inoxidável com diâmetro interno de aproximadamente 28 mm. O aquecimento é obtido por uma resistência em espiral parcialmente instalada na parte inferior do circuito. A remoção do calor é realizada por um trocador do tipo contra corrente anular. Indica-se, no trabalho, que a simplificação unidimensional do modelo numérico prediz com certa precisão, o comportamento do escoamento no circuito para as condições apresentadas no artigo. Uma série de correlações empíricas foram utilizadas para determinar o fator de atrito e o coeficiente global de transferência de calor na região do trocador de calor. Os pesquisadores sugeriram a correlação indicada na equação 1.1 para escoamento laminar e a correlação 1.2 para escoamento turbulento, em ambos os casos nas condições de regime permanente.

Figura 1.8: (Modificado pelo autor) Desenho esquemático do circuito de circulação natural de Huang e Zelaya (1988), todas as dimensões em milímetros

$$(Gr \cdot Nu/Pr) \cdot Y = 0,03955 \cdot Re^{11/4} \quad (1.1)$$

$$(Gr \cdot Nu/Pr) \cdot Y = 8Re^2 \quad (1.2)$$

Em que Gr é o número de Grashof, Nu é o número de Nusselt, Pr é o número de Prandtl, Re é o número de Reynolds e Y é um adimensional indicativo de posição espacial. As definições para os adimensionais estão indicadas nas equações de 1.3 até 1.7.

$$Gr = \frac{D_h^3 \rho^2 g \beta \Delta T}{\mu^2} \quad (1.3)$$

$$Nu = \frac{\bar{h} D_h}{K} \quad (1.4)$$

$$Pr = \frac{\mu \cdot c_p}{K} \quad (1.5)$$

$$Re = \frac{\rho \bar{V} D_h}{\mu} \quad (1.6)$$

$$Y = (\Delta z \cdot L_{AQ}) / (D_h \cdot L_{TC}) \quad (1.7)$$

Em que c_p é o calor específico à pressão constante, D_h é o diâmetro hidráulico, g é a aceleração da gravidade local, $\bar{h}$ é o coeficiente médio de transferência de calor por convecção (na região do aquecedor), K é a condutividade térmica do fluido, L_{AQ} é o comprimento do aquecedor, L_{TC} é o comprimento do trocador de calor, $\bar{V}$ a velocidade média do fluido da seção transversal (escoamento unidimensional), β é o coeficiente de expansividade térmica do fluido, ΔT é a diferença de temperatura entre a temperatura média da parede do aquecedor e a temperatura, Δz é a altura relativa média entre fonte quente e fonte fria (média do fluido) e μ , a viscosidade dinâmica ou absoluta do fluido.

Bernier e Baliga (1992) analisaram um circuito de circulação natural de geometria indicada esquematicamente na figura 1.9a, oferecendo uma análise comparativa entre resultados numéricos e experimentais.

No modelo proposto por Bernier e Baliga (1992), acopla-se a abordagem unidimensional convencional a um modelo bidimensional para determinadas regiões de interesse. A região em que a malha é bidimensional corresponde à região do aquecedor e do trocador de calor. O modelo matemático proposto assumiu as seguintes hipóteses: (i) fluido newtoniano e incompressível; (ii) escoamento laminar em regime permanente; (iii) nas regiões bidimensionais o escoamento é considerado axissimétrico; (iv) as propriedades termodinâmicas são tomadas em função da temperatura média do circuito e à pressão constante; (vi) aproximação de Boussinesq para o termo fonte na equação da conservação da quantidade de

Figura 1.9: a) (Modificado pelo autor) Desenho esquemático do circuito (Bernier e Baliga, 1992), todas as dimensões em milímetros e b) (Modificado pelo autor) Variação axial de temperatura na região de aquecimento: comparação entre resultados numéricos e experimentais (Bernier e Baliga, 1992)

movimento, (vii) entrada do aquecedor e do trocador de calor com perfil de velocidades parabólico (completamente desenvolvido). A distribuição axial de temperatura na superfície da parede do tubo na região de aquecimento ($0 < z/D < 33,5$) e a comparação dos resultados numéricos aos experimentais estão indicados na figura 1.9b. Os pesquisadores justificam as diferenças entre os resultados experimentais e numéricos na região próxima à entrada do aquecedor (região que compreende $0 < z/D < 2,5$) com argumentos de caráter construtivo dos equipamentos de medida. Como conclusão adicional, foram apontadas falhas nos modelos unidimensionais nas regiões de aquecimento e resfriamento, fato justificado por efeitos de mistura e recirculações. Destacaram, ainda, que foi possível a previsão, com acuidade, da velocidade média do circuito e da taxa de transferência de calor, pelo emprego do modelo acoplado 1D/2D. Entretanto, foram verificadas discrepâncias significativas com o aumento do número de Grashof, situação correspondente ao aumento na intensidade dos escoamentos secundários e recirculações (segundo Lavine et al. (1986, 1987)).

Vijayan (2002) analisou circuitos de circulação natural com diâmetro da seção transversal constante e também variável, propondo uma equação genérica para escoamento monofásico em condição de regime permanente. A equação 1.8 é válida para circuitos que apresentam regime de escoamento laminar ou turbulento em toda sua extensão.

$$\text{Re} = C_1 \cdot \left(\frac{Gr_m}{N_G} \right)^{C_2} \quad (1.8)$$

Em que C_1 e C_2 são constantes e dependem do tipo de escoamento (laminar ou turbulento) e estão relacionadas ao fator de atrito, Gr_m é o número de Grashof modificado, cuja determinação se faz através do emprego da equação 1.3 com o diferencial de temperaturas definido na equação 1.9 e N_G é um parâmetro adimensional definido pela equação 1.10.

$$\Delta T_r = \frac{Q_{AQ} \cdot H}{A_r \cdot \mu \cdot c_p} \quad (1.9)$$

$$N_G = \frac{s}{D_h} \cdot \sum_{i=1}^N \left(\frac{(L_{eff})_{i/s}}{\left((D_h)_{i/D_h} \right)^{(1+b)} \cdot (A_i/A_r)^{(2-b)}} \right) \quad (1.10)$$

Em que A_i é a área local de escoamento, A_r é a área de escoamento para região de referência (determinada em relação ao diâmetro hidráulico de referência), b é uma constante (cujo valor é unitário para escoamento laminar e 0,25 para escoamento turbulento),

$(D_h)_i$ é o diâmetro hidráulico local, H é a altura do circuito, $(L_{eff})_i$ é o comprimento equivalente efetivo do trecho, correspondente à soma do comprimento real do trecho mais o comprimento equivalente das singularidades presentes neste, Q_{AQ} é a taxa de transferência de calor no aquecedor, s é o comprimento total do circuito. A metodologia proposta tem vantagem em apresentar no modelo a possibilidade de emprego em circuitos com mudança no diâmetro hidráulico. Todavia, sabe-se que grandes variações no diâmetro podem levar à mudança local de regime de escoamento de laminar para turbulento ou vice-versa.

Vijayan (2002) apresentou os resultados por meio de representação gráfica em função do grupo adimensional (Gr_m/N_G) versus o número de Reynolds para diversos experimentos publicados na literatura técnico-científica, conforme indicado na figura 1.10. O autor ressaltou que a correlação apresentada é válida para escoamentos totalmente desenvolvidos em que as perdas de pressão locais (perdas de carga) e os escoamentos secundários (correntes locais de convecção) sejam desprezíveis. Conclui que circuitos de circulação natural monofásicos em regime permanente podem ser descritos pela equação 1.8, cujas constantes C_1 e C_2 são, respectivamente, 0,1768 e 0,5 em condição de escoamento laminar e 1,96 e 0,363 em condições de escoamento turbulento.

Figura 1.10: (Modificado pelo autor) Regime permanente para diversos circuitos de circulação natural que possuem diâmetro de tubulação constante ou variável (Vijayan, 2002)

Swapnalee e Vijayan (2011) ampliaram as análises de Vijayan (2002) generalizando a teoria para condições em que a equação 1.8 apresenta desvios significativos. As condições em que o emprego da equação 1.8 obtém os maiores erros (segundo Swapnalee e Vijayan (2011)) são as condições relacionadas ao escoamento de transição laminar-turbulento e também condições em que, para o mesmo circuito, em regime permanente, há localidades operando em escoamento laminar e outras em regime turbulento e/ou de transição. Swapnalee e Vijayan (2011) mantiveram exatamente a mesma análise de Vijayan (2002) através do emprego da mesma equação 1.8, entretanto, com uma metodologia de correção das constantes e também, da formulação destas para a região de transição laminar-turbulenta. No modelo proposto ainda foi considerada a possibilidade de determinação e emprego do fator de atrito distinto para distintas regiões de escoamento no circuito, fato não previsto no modelo original de Vijayan (2002).

Para um circuito retangular fechado, Başaran e Küçüka (2003) propuseram um modelo bidimensional para uma análise em regime permanente e escoamento laminar. Os pesquisadores compararam os resultados do modelo proposto a cinco condições experimentais, obtendo resultados coerentes, apresentando, contudo, discrepâncias nas condições em que há aumento do número de Grashof, obtendo assim, conclusões semelhantes às oferecidas por Bernier e Baliga (1992). Modelo muito semelhante ao apresentado por Başaran e Küçüka (2003) foi anteriormente proposto por Su e Chen (1995). Estes últimos, porém, compararam os resultados obtidos aos experimentos Bernier e Baliga (1992), com conclusões similares.

Alguns estudos tiveram como objetivo a verificação das condições de estabilidade de operação de circuitos de circulação natural monofásicos. Um estudo em particular (Ambrosini et al., 2004) apresentou análise unidimensional e tridimensional (preliminar) para condição de regime permanente e região de transição laminar turbulenta. Os modelos unidimensionais empregados, conforme amplamente difundido na literatura da área, utilizaram diferentes correlações para determinação do fator de atrito. Entre as conclusões oferecidas está a necessidade de aplicação de modelos numéricos mais elaborados para substituir ou complementar os modelos unicamente unidimensionais, como por exemplo, modelos com geometria tridimensional e técnicas mais modernas de mecânica dos fluidos computacional.

A sugestão é indicada para substituir as correlações baseadas nos escoamentos plenamente desenvolvidos em condutos forçados. Em um trabalho posterior, Pilkhwal et al. (2007) incorporaram as sugestões de Ambrosini et al. (2004), e ampliaram as análises por meio do emprego de modelos unidimensionais como o RELAP5/Mod3.3 (NRC, 2001), códigos próprios desenvolvidos pelos pesquisadores e o código computacional comercial FLUENT®. Nas simulações tridimensionais realizadas, o modelo de turbulência escolhido foi o *Re-Normalisation Group* (RNG) $k - \varepsilon$. Não foram testados outros modelos de turbulência e a malha espacial empregada, segundo os próprios autores, não tinha refinamento longitudinal.

Desrayaud et al. (2006) realizaram uma análise numérica bidimensional para circuitos anulares. As análises foram conduzidas em regime permanente e transiente, para diversas relações entre diâmetro interno e externo da forma toroidal ($1,2 \leq (r_e/r_i) \leq 2,0$ - dimensões indicadas na figura 1.11a). O modelo matemático assume: (i) escoamento laminar; (ii) fluido incompressível, Newtoniano com aproximação de Boussinesq; (iii) condição de temperatura constante na região de aquecimento; (iv) fluxo de calor constante na região de aquecimento. As condições e as relações geométricas complementares são indicadas na figura 1.11a. A resposta do modelo proposto por Desrayaud et al. (2006) para a condição de $Ra = 12000$ (número de Rayleigh), $r_e/r_i = 2,0$ e $Pr = 5$ é mostrada na figura 1.11b. Os autores concluíram que para circuitos anulares as correlações utilizadas para escoamentos forçados são aplicáveis. E também, que o fator de atrito praticamente não é influenciado pela curvatura da forma toroidal e tampouco é afetado pelas regiões de recirculação que se formam. Esta última conclusão contradiz os resultados obtidos pelo trabalho de Lavine et al. (1986, 1987) acerca da influência das regiões de recirculação sobre o valor do fator de atrito. Entretanto, como as geometrias dos circuitos dos trabalhos são relativamente diferentes, a comparação direta fica prejudicada. O trabalho de Desrayaud et al. (2006) ainda é claro sobre a necessidade de comprovação experimental dos resultados apresentados.

Misale et al. (2007) investigaram experimentalmente um circuito monofásico de pequenas dimensões (denominado por mini-loop). O desenho esquemático com dimensões e a fotografia da instalação podem ser observados nas figuras 1.12a e 1.12b, respectivamente. Misale et al. (2007) verificaram o desempenho do sistema quando o mesmo é submetido a diferentes inclinações (1.12b). Em função da inclinação do circuito, o número de Grashof também foi modificado conforme a equação 1.11.

Figura 1.11: a) (Modificado pelo autor) Sistema de coordenadas e geometria (Desrayaud et al., 2006) e b) (Modificado pelo autor) Resultado obtido para condição em regime permanente para $Ra = 12000$, $r_e/r_i = 2,0$, $Pr = 5$: (i) função de corrente ; (ii) linhas isotérmicas ; (iii) distribuição de velocidade axial (Desrayaud et al., 2006)

Figura 1.12: a) (Modificado pelo autor) Desenho esquemático do circuito (dimensões em milímetros) (Misale et al., 2007) e b) (modificado pelo autor) fotografia da bancada de testes experimentais (Misale et al., 2007)

$$Gr_{mis} = \frac{D_h^3 \cdot \rho_0^2 \cdot Q_{AQ} \cdot H}{A \cdot \mu^3 \cdot c_p} \cdot \beta \cdot g \cdot \cos(\alpha) \quad (1.11)$$

As condições experimentais tiveram como objetivo a obtenção de regime permanente e a condição de escoamento laminar para qualquer potência de operação. Na figura 1.13 tem-se um resumo de todas as condições experimentais reportadas. Misale et al. (2007) concluíram que a influência no diferencial de temperatura ocorre apenas para angulações superiores a 75° . Nesta condição, os valores de vazão mássica foram subestimados pela equação 1.8. Os autores especularam que as diferenças entre os resultados teóricos e os experimentos foram ocasionadas por efeitos tridimensionais que se tornaram dominantes e, desta forma, contribuíram para que os resultados dos modelos unidimensionais falhassem sistematicamente.

Figura 1.13: (Modificado pelo autor) Análise dos resultados para regime permanente (Misale et al., 2007)

O desempenho de circuitos de circulação natural, no que se refere à capacidade de transferência de calor para diversos fluidos, foi estudado por Yadav et al. (2012). O estudo foi realizado através do desenvolvimento de um modelo matemático tridimensional para um circuito de circulação natural de formato retangular, confeccionado apenas por dutos de seção transversal circular com diâmetro constante. No modelo não foram colocados elementos como válvulas ou outros obstáculos ao escoamento. A operação do circuito foi simulada com água líquida, dióxido de carbono líquido e dióxido de carbono em estado supercrítico. O modelo desenvolvido e calculado no software comercial FLUENT® com malhas construídas no software GAMBIT® serviu ao estudo da variação de temperatura no intervalo de 287 K a 341 K para a fonte fria e para a fonte quente do circuito, em

condições de operação em regime permanente. As condições de contorno do modelo foram: superfícies externas dos tubos adiabáticas e fonte quente e fonte fria com temperaturas fixas, além do princípio da aderência na parede interna dos tubos. O modelo de turbulência adotado foi o RNG $k - \varepsilon$. Segundo os autores, o dióxido de carbono líquido apresenta elevada taxa de transferência de calor - muito maior do que a da água. Os pesquisadores concluíram que o uso do dióxido de carbono permite que os circuitos de circulação natural possam ter dimensões mais reduzidas para a mesma taxa de transferência de calor, quando comparados aos que utilizam fluidos convencionais (como a água líquida em pressão atmosférica). Todavia, o circuito deve ser pressurizado quando há uso do dióxido de carbono (nas condições de temperatura estudadas pelos pesquisadores). O estudo numérico também apresentou correlações empíricas para o fator de atrito, testadas pelos mesmos pesquisadores para o ar e também a amônia, respectivamente em pressões de 100 bar e 80 bar.

Devia e Misale (2012) apresentaram um estudo para um circuito de circulação natural monofásico em escoamento transitório, a fim de verificar condições de estabilidade e determinar vazão em massa e a transferência de calor. Geometricamente, o circuito estudado por Devia e Misale (2012) é semelhante ao utilizado por Misale et al. (2007) (figura 1.12), sendo retangular, aquecido em sua porção inferior e resfriado na superior, funcionando com água. O trabalho apresenta abordagem experimental completada por uma análise numérica. O modelo matemático utilizado foi elaborado no software Ansys-Fluent®. Não há menção ao uso de um modelo de turbulência, o que é indicativo, juntamente com as condições de vazão em massa, de que o regime de escoamento dos testes seja laminar. No modelo, não são contabilizadas as trocas térmicas do circuito com o ambiente, ainda que os autores tenham indicado que estas possam ser relevantes. Devia e Misale (2012) ressaltaram que o estudo experimental e o estudo numérico são complementares, especialmente no caso do circuito de circulação natural, situação que até a instalação de um medidor de vazão no experimento poderia alterar a complexa dinâmica do escoamento. Assim, a determinação da vazão em massa nos estudos impetrados por eles não foi feita de modo direto por medições e sim, através do uso do modelo matemático, calibrado através da comparação das leituras dos medidores de temperatura no experimento aos resultados da simulação computacional. A lógica apresentada fundamentou-se no pressuposto de que, estando os valores de temperatura do modelo matemático em diversos pontos do circuito

relativamente próximos às leituras experimentais, e sabendo que a dinâmica do escoamento é diretamente dependente dos gradientes de temperatura no mesmo, conclui-se que a vazão em massa obtida no modelo esteja correta.

As comparações diretas entre o experimento e o modelo foram capazes de revelar, segundo os autores, que o modelo é suficientemente preciso para prever a frequência e a amplitude das oscilações no campo das temperaturas.

Circuito Experimental

O circuito experimental é do tipo retangular, aberto, totalmente preenchido com água desmineralizada. É constituído por tubos de vidro de seção transversal circular. Conta ainda com tubos de diâmetros diferentes. Como fonte de calor é possível utilizar uma resistência com potência variável, que pode ser associada ou não a outra resistência de potência fixa. Um trocador de calor helicoidal do tipo casco e tubo é usado como sorvedouro de calor.

As dimensões principais do circuito de circulação natural e a posição dos termopares são apresentadas na figura 2.1.

Os tubos que conectam o aquecedor ao trocador são de seção circular constante de diâmetro interno igual a 38,1 mm e espessura de 4,4 mm. O aquecedor se acopla a tubulação por meio de uma contração de diâmetro de 76,2 mm para o diâmetro de 38,1 mm.

Na região de aquecimento, a potência aplicada a uma das resistências pode variar de 0 a 4200 W, sendo que a outra possui potência fixa de 4200 W. Desta forma, o circuito pode proporcionar um total de até 8400 W na seção de aquecimento. Na resistência 1, (vide figura 2.2a), o ajuste de potência pode ser obtido por um sistema de ajuste de tensão denominado de *Variac*. As dimensões principais da região de aquecimento são indicadas na figura 2.2a.

O trocador de calor é do tipo casco tubo e contra corrente, construído em vidro Pyrex. A geometria da região dos tubos é composta por dois pares de dutos de seção circular constante em um arranjo helicoidal concêntrico. A 2.3b mostra esquematicamente as dimensões principais do trocador.

Figura 2.1: Diagrama esquemático indicando dimensões principais do circuito e posições dos termopares [desenho sem escala]

Figura 2.2: a) Dimensões e nomenclaturas para a região do aquecedor e b) Dimensões principais para a região do trocador de calor (todas as dimensões em milímetros)

O circuito também possui um tanque de expansão com capacidade aproximada de 7 litros, localizado imediatamente acima da tubulação horizontal superior e que possui diâmetro interno de 107,95 mm e espessura de parede de 6,35 mm. O tanque se conecta ao circuito pela tubulação inferior por meio de mangueiras de 12,7 mm de diâmetro interno.

O circuito secundário de refrigeração possui dois rotâmetros para ajuste de vazão, um reservatório de capacidade de 2 metros cúbicos, uma bomba e utiliza água como fluido refrigerante. Para todos os testes realizados, a vazão em massa do circuito secundário é ajustada para 0,02772 kg/s.

A instalação possui duas juntas de expansão e uma válvula borboleta, que em todos os experimentos é mantida totalmente aberta.

O circuito possui quinze termopares instalados em sua extensão como indicado na figura 2.1. As medidas de temperatura podem ser classificadas como: (i) medidas de temperatura na parede do circuito (termopares TW1, TW2 e TW3); (ii) medidas de temperatura no centro das tubulações do circuito realizada pelos termopares de T11 a T18, instalados por meio de um dispositivo flangeado (figura 2.3); (iii) medidas de temperaturas em dispositivos, circuito secundário do trocador de calor (T21 e T22) e medida de temperatura na linha de conexão do circuito com o tanque de expansão (T19 e T20). Os valores experimentais são armazenadas por um sistema de aquisição de dados. Os termopares instalados são do tipo K de diâmetro de 1 mm e possuem incertezas da ordem de $\pm 1^\circ\text{C}$.

O sistema de aquisição de dados é do fabricante National Instruments Corporation. Este consiste em um condicionador de sinais, uma placa de aquisição de dados do tipo Personal Computer Memory Card International Association (PCMCI) e um software desenvolvido em LabView® para obtenção de uma interface gráfica do sistema de aquisição de dados.

O circuito possui capacidade para realização de experimentos em regime de escoamento monofásico e bifásico.

Figura 2.3: Detalhe esquemático da posição dos termopares centrais

2.1 Incertezas quanto ao dimensional do circuito de circulação natural

Foram adotados procedimentos rigorosos para obtenção do dimensional do circuito. Entretanto, alguns equipamentos, em função das características construtivas, ofereceram dificuldades adicionais para obtenção de suas medidas. O trocador de calor é um exemplo de equipamento do circuito que ofereceu dificuldades. Este dispositivo foi construído por dois processos, sendo o primeiro, a extrusão dos dutos centrais helicoidais (região dos tubos) e o segundo, a posterior fundição do invólucro externo (região do casco), já com os tubos em seu interior. Após a fundição do invólucro externo, o acesso à geometria interna ficou prejudicado, impedindo a obtenção de medições diretas. Desta forma, o dimensional do trocador de calor foi estimado conforme apresentado por Sesini (1998).

A válvula borboleta existente no circuito não possui indicação do fabricante. Desta forma admitiu-se que seja semelhante a uma válvula globo de dimensões equivalentes a do fabricante *NIBCO*, denominação LC2000 1^{1/2}" (38,1 mm). Na figura 2.4, vê-se esquematicamente a válvula borboleta NIBCO LC2000 1^{1/2}".

Figura 2.4: Válvula borboleta NIBCO LC2000 1^{1/2}"

O circuito é ancorado a uma estrutura metálica. Por causa da sua altura (2,6 m), pequenas inclinações podem representar desvios horizontais relativamente importantes entre a base e o topo. Um grau de angulação na vertical pode resultar 45 mm de diferença no alinhamento horizontal entre a base e o topo do circuito (indicado esquematicamente na figura 2.5).

As resistências elétricas sofrem dilatação térmica significativa (da ordem de milímetros) durante o processo de aquecimento. Nos modelos matemáticos propostos, essa dilatação térmica não foi incorporada.

Figura 2.5: Ilustração esquemática do desvio horizontal

2.2 Dados experimentais para validação do modelo matemático

No total, oito condições experimentais foram realizadas para uma mesma potência a fim de validar o modelo matemático e verificar a reprodutibilidade dos experimentos. Nesta condição, a potência nominal escolhida foi de 1000 W para o aquecedor 1. Sabe-se que nesta circunstância, para a vazão em massa de fluido refrigerante no trocador igual a 0,02772 kg/s, o circuito opera em regime de escoamento monofásico.

O procedimento para obtenção dos dados experimentais iniciou-se por: (i) verificação da homogeneidade das temperaturas e medições dos termopares; (ii) inicialização do circuito secundário de refrigeração e (iii) ajuste do aquecedor 1 para a potência nominal de 1000W.

Nas figuras 2.6 até 2.9 tem-se, respectivamente, a evolução temporal das temperaturas medidas durante o experimento para os termopares T12, T14, T16 e T18. As curvas para os demais termopares não são indicadas porque apresentam formas semelhantes.

Figura 2.6: Medidas experimentais de temperatura para o termopar T12

Figura 2.7: Medidas experimentais de temperatura para o termopar T14

Figura 2.8: Medidas experimentais de temperatura para o termopar T16

Figura 2.9: Medidas experimentais de temperatura para o termopar T18

Embora houvesse ligeira divergência das medidas de temperatura para uma mesma posição e potência do aquecedor, as leituras permaneceram relativamente semelhantes. Também pode ser observado nas figuras 2.6-2.9 que as medidas máximas e mínimas de temperatura ocorrem sempre no mesmo intervalo de tempo indicando uma característica de fidelidade das medidas com o fenômeno físico.

Especula-se que a divergência entre as medições num mesmo ponto, ou seja, a aparente falta de reprodutibilidade dos experimentos, justifica-se pela impossibilidade de controle do ambiente externo ao circuito. Essa influência é facilmente explicada pelo fato de que os experimentos não foram realizados no mesmo dia, e a temperatura inicial era ligeiramente diferente em cada um deles.

Conforme literatura técnico-científica (Vuolo, 1992), a média de um conjunto de n medidas experimentais é obtida pela equação 2.1 (média aritmética). O desvio padrão desta distribuição de medidas é obtido pela equação 2.2.

$$\bar{T} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n T_i \quad (2.1)$$

$$\sigma_m = \sqrt{\frac{1}{n-1} \sum_{i=1}^n (T_i - \bar{T})^2} \quad (2.2)$$

Entretanto, o desvio padrão (σ_m), determinado pela equação 2.2, não prevê a incerteza associada à medição do termopar, que é de $\pm 1^\circ\text{C}$. A incerteza total combinada desta distribuição pode ser estimada pela equação 2.3.

$$\sigma_p = \sqrt{\sigma_r^2 + \sigma_m^2} \quad (2.3)$$

Em que, σ_r é a razão entre a incerteza do medidor ($\pm 1^\circ\text{C}$) e o número 2, nestas condições, assume o valor de 0,5.

Para a potência de operação, desprezou-se o termo de incerteza do medidor, obtendo $P = 1025,4 \pm 19,9\text{W}$.

Uma das dificuldades para inicialização do circuito se relacionou à já indicada impossibilidade de imposição e manutenção da temperatura ambiente durante todo o experimento, muito embora a variação da temperatura ambiental não fosse significativa (durante o mesmo experimento). A fim de diminuir a influência indicada, os experimentos foram realizados aproximadamente no mesmo horário do dia e selecionados dentre aqueles que guardassem variação de temperatura ambiente média de $\pm 5^\circ\text{C}$.

Com o intuito de conseguir uniformidade nas temperaturas iniciais de todos os pontos do circuito, ou seja, início dos testes em temperatura homogênea, o circuito permanecia sem utilização durante um intervalo mínimo de tempo de 24 horas, não havendo, entretanto, como controlar a estratificação térmica desenvolvida pela mudança de temperatura ao longo do dia. Na figura 2.10 tem-se as medidas de temperatura iniciais para cada experimento. A distribuição geométrica espacial dos termopares é ilustrada na figura 2.11, definindo s como comprimento linear total do circuito ($s = 6,9\text{ m}$) e ζ como a razão entre $\zeta = \frac{s^*}{s}$, sendo s^* uma coordenada longitudinal qualquer que assume origem coincidente com o termopar T12 ($s^* = 0 \equiv \text{T12}$).

Figura 2.10: Distribuição inicial de temperaturas no circuito

Figura 2.11: Distribuição espacial dos termopares, todas as dimensões em milímetros

Na figura 2.12 indica-se a temperatura média inicial para cada um dos termopares e seus respectivos desvios padrão (σ_p). Na figura 2.12, vê-se claramente o diferencial inicial de temperaturas no circuito.

Figura 2.12: Média das temperaturas iniciais do circuito e desvio padrão

O modelo computacional não contabiliza tal distribuição inicial. Sendo assim, a temperatura inicial para todos os pontos na simulação numérica foi considerada homogênea e coincidente com a média de temperaturas de todos os pontos para um mesmo experimento, cujo valor é de $T_{(i)} = 20,66 \pm 1,52^\circ\text{C}$.

Fazendo uso das equações 2.1, 2.2 e 2.3 obtém-se que a temperatura ambiente média durante todos os experimentos que era igual $T_{amb} = 21,05 \pm 1,06^\circ\text{C}$.

A evolução temporal média para o termopar T12 pode ser observada na figura 2.13, assim como o desvio padrão desta amostra. Os resultados completos desta análise para todos os termopares do circuito estão no apêndice A.

Os termopares T19, T20 e T21 não apresentaram variações significativas no decorrer do transiente. Os termopares T19 e T20 estão instalados na conexão entre o tanque de expansão e o circuito (deste ponto em diante denominado de linha de surto), a conexão forma uma geometria como a de um sifão, impedindo que o escoamento do fluido de elevada temperatura seja direcionado para o tanque de expansão.

Figura 2.13: Média da temperatura em função do tempo para o termopar T12 e desvio padrão

O nível do tanque de expansão, na condição de escoamento monofásico, se manteve constante e não se verificou mistura entre o fluido do tanque de expansão e o fluido do circuito. Desta forma os valores para as medidas destes termopares são constantes e valem: $T19 = 20,35 \pm 1,05^{\circ}\text{C}$, $T20 = 19,91 \pm 0,85^{\circ}\text{C}$.

A temperatura média de entrada do fluido no secundário do trocador de calor é indicada pelo termopar T21 e possui valor igual a $24,74 \pm 0,95^{\circ}\text{C}$.

Materiais e Métodos

O modelo matemático empregado é um modelo tridimensional para escoamento em regime transitório. Nos próximos tópicos são apresentadas as equações de conservação e os modelos de turbulência empregados.

3.1 *Equações de Conservação*

O circuito de circulação natural é do tipo aberto, ou seja, na porção superior do mesmo há um tanque de expansão com superfície livre (aberto à atmosfera). O tanque mantém o circuito completamente cheio durante a operação. Dadas as condições de funcionamento, é permitida a aproximação da distribuição de pressão em seu interior pela distribuição hidrostática.

A resolução do modelo requer que sejam conhecidas as propriedades termodinâmicas. Sabe-se que qualquer propriedade termodinâmica para uma substância pura pode ser determinada através do conhecimento de duas outras propriedades termodinâmicas independentes (Van Wylen et al., 1976). O fluido no circuito de circulação natural é a água e, nas condições de obtenção dos dados experimentais, esta encontra-se no estado líquido. Sendo assim, a variação das propriedades com o aumento ou diminuição da pressão só é relevante em casos extremos, em condições tais que a pressão possua grandes variações, situação que não se verifica no circuito.

Em função das condições de operação, as propriedades mostraram-se sensíveis apenas às variações de temperatura. As propriedades para a água foram obtidas da formulação internacional para propriedades da água e vapor (Wagner et al., 2000). Apenas como exemplo, na figura 3.1 é indicada a variação da densidade do fluido em função da temperatura, para a pressão hidrostática média constante de 131722,5 Pa. A análise do gráfico indica variação máxima da densidade de aproximadamente 4% para toda a fase líquida da água. Nos experimentos e simulações, a amplitude de variação das temperaturas no circuito nunca ultrapassa o valor de 70°C, nas condições em estudo.

Figura 3.1: Variação da densidade da água em função da temperatura para pressão hidrostática média constante

Admitindo válidas as seguintes hipóteses simplificadoras: (i) escoamento incompressível, (ii) fluido Newtoniano, (iii) validade da hipótese de Stokes (White, 1991) e (iv) pequena influência dos termos de dissipação viscosos na equação de conservação da energia, as equações de conservação podem ser escritas conforme indicado nas equações 3.1, 3.2 e 3.3 (respectivamente, equação da conservação da massa, equação da conservação da quantidade de movimento e equação da conservação da energia). As equações são apresentadas para um sistema de coordenadas cartesiano (x_i).

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

$$\frac{\partial U_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (U_i U_j) = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + 2 \frac{\partial}{\partial x_j} (\nu S_{ij}) + S_M \quad (3.2)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (U_i T) = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\alpha \frac{\partial T}{\partial x_i} \right) \quad (3.3)$$

Em que U é a velocidade, S_M é um termo fonte, T é a temperatura, α é a difusividade térmica (razão entre a condutividade térmica K e o produto da densidade pelo calor específico à pressão constante ρc_p) e S_{ij} é um tensor simétrico denominado de tensor taxa de deformação (indicado na equação 3.4).

$$S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) \quad (3.4)$$

A força em razão da diferença de densidade que atua no fluido, ocasionada pelo gradiente de temperaturas, denomina-se empuxo e é incluída na equação 3.2 como um termo fonte, conforme indicado na equação 3.5. No entanto, como a densidade foi considerada constante, fazendo uso de uma relação termodinâmica (equação 3.6) para o coeficiente de expansividade térmica é obtida a equação 3.7, conhecida como modelo de Boussinesq.

$$S_M = (\rho - \rho_{ref}) g_i \quad (3.5)$$

$$\beta = \frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial T} \bigg|_p \quad (3.6)$$

$$S_M = \rho_{ref} \beta (T - T_{ref}) g_i \quad (3.7)$$

Sendo ρ_{ref} a densidade de referência, g é a gravidade e T_{ref} é uma temperatura de referência.

3.2 Modelos de Turbulência

É possível prever com exatidão as flutuações de pressão e velocidade em razão da turbulência pela resolução direta das equações de conservação, desde que a discretização espacial e temporal seja da ordem das microescalas de Kolmogorov. No entanto, como se sabe, a aplicação de tal metodologia (denominada de Direct Numerical Simulation) até a presente data não é viável para problemas de engenharia (George, 2006). Desta forma faz-se necessária a utilização de modelos de turbulência.

A seleção dos modelos de turbulência seguiu o critério de teste inicial para modelos com (suposto) menor rigor físico/matemático e testes para modelos com elevada complexidade de formulação. Assim, o estudo contemplou a seleção de modelos de zero equação, uma equação, duas equações, sete equações e modelos com abordagem estatística baseado na metodologia das maiores e menores escalas da turbulência, iniciando com a abordagem menos complexa disponível, por meio da utilização de médias temporais nas equações de conservação.

Para um escoamento turbulento, com o intuito de representar suas características médias, observam-se as escalas de tempo de modo que estas sejam muito maiores do que as escalas de tempo da grandeza flutuante.

Supondo uma grandeza qualquer instantânea φ , esta pode ser decomposta entre seu componente médio ($\bar{\varphi}$) e sua flutuação temporal em relação à própria média (φ') equação 3.8.

$$\varphi = \bar{\varphi} + \varphi' \quad (3.8)$$

Considerando uma escala de tempo Δt relativamente maior que as escalas de flutuação desta grandeza, porém menor que as escalas com a qual as equações são resolvidas, sua média grandeza pode ser obtida pela equação 3.9.

$$\bar{\varphi} = \frac{1}{\Delta t} \int_t^{t+\Delta t} \varphi dt \quad (3.9)$$

Substituindo as grandezas vetoriais e escalares por suas respectivas médias e flutuação nas equações de conservação 3.1, 3.2 e 3.3, são obtidas as equações das médias de Reynolds, indicadas respectivamente nas equações 3.10, 3.11 e 3.12 (Schlichting et al., 2000; Davidson, 2003).

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

$$\rho \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial t} + \rho \frac{\partial}{\partial x_i} (\bar{U}_i \bar{U}_j) = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\mu \left(\frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{U}_j}{\partial x_i} \right) - \overline{\rho u'_i u'_j} \right) + S_M \quad (3.11)$$

$$\frac{\partial \bar{T}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\bar{U}_i \bar{T}) = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\alpha \frac{\partial \bar{T}}{\partial x_i} - \overline{u'_i T'} \right) \quad (3.12)$$

Por meio da análise do conjunto de equações disponíveis, constata-se que há um maior número de incógnitas do que equações. Para cada nova média realizada, verifica-se o surgimento de um tensor de ordem superior ($\overline{u'_i u'_j}$, tensor de Reynolds e $\overline{u'_i T'}$ - se o tensor for multiplicado por ρc_p , é obtida a taxa de transferência de calor turbulento $\rho c_p \overline{u'_i T'}$). Estes tensores necessitam de relações com quantidades conhecidas a fim de resolver o problema de fechamento das equações de conservação (Schlichting et al., 2000).

3.2.1 Modelos Baseados na Teoria de Viscosidade Turbulenta

A viscosidade turbulenta introduz um conceito cuja função é determinar as tensões de Reynolds (para um tensor simétrico) substituindo as seis tensões turbulentas por uma grandeza relacionada ao gradiente das velocidades médias. A proposta é a comparação do comportamento da transferência da quantidade de movimento por meio da turbulência pela analogia à ação da viscosidade dinâmica ou absoluta (propriedade do fluido) nos fluidos newtonianos (Freire et al., 2006). Desta forma, a turbulência consiste, no modelo, de pequenos vórtices que estão sendo formados e dissipados continuamente. A hipótese mencionada, conhecida como hipótese de Boussinesq, é indicada na equação 3.13 para escoamento incompressível e define um modelo de viscosidade turbulenta (μ_t) que é uma propriedade do escoamento e não uma propriedade do fluido.

$$-\rho \overline{u'_i u'_j} = \mu_t \left(\frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{U}_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \delta_{ij} \rho k \quad (3.13)$$

De modo análogo, para a equação da conservação da energia, o tensor relacionado à taxa de transferência de calor turbulenta ($\overline{u'_i T'}$) é obtido como indicado na equação 3.14.

$$-\overline{u'_j T'} = \alpha_t \frac{\partial \bar{T}}{\partial x_j} \quad (3.14)$$

Em que $\alpha_t = \mu_t / \rho \text{Pr}_t$, definida como difusividade turbulenta e Pr_t o número de Prandtl turbulento, para o qual o valor de 0,9 é usualmente aceito para escoamentos internos (Malhotra e Kang, 1984; Wilcox, 1993).

Combinando as hipóteses e reescrevendo as equações de conservação, obtemos as equações 3.15 e 3.16.

$$\rho \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial t} + \rho \frac{\partial}{\partial x_i} (\bar{U}_i \bar{U}_j) = -\frac{\partial p^*}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\mu_{eff} \left(\frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{U}_j}{\partial x_i} \right) \right) + S_M \quad (3.15)$$

$$\frac{\partial \bar{T}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\bar{U}_i \bar{T}) = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\alpha_{eff} \frac{\partial \bar{T}}{\partial x_i} \right) \quad (3.16)$$

Em que p^* é o valor modificado para a pressão (escoamento de fluido incompressível), sendo indicado na equação 3.17, $\mu_{eff} = \mu + \mu_t$ denominada de viscosidade efetiva e $\alpha_{eff} = \alpha + \alpha_t$ denominada de difusividade efetiva.

$$p^* = p + \frac{2}{3} \rho k \quad (3.17)$$

Sendo k a energia cinética turbulenta e igual a $\frac{1}{2} \overline{u'_i u'_i}$.

3.2.1.1 Modelo de Zero Equação

O modelo de zero equação é um dos vários modelos de turbulência baseado nas hipóteses da teoria de viscosidade turbulenta. Existem alguns modelos que podem ser classificados como modelos de zero equação e têm essa classificação porque não incluem nenhuma equação de transporte para determinação das grandezas turbulentas. O emprego de um modelo de zero equação teve como objetivo principal a obtenção de resultados preliminares para as simulações e também a observação de características globais do fenômeno.

Utilizando uma relação algébrica para o cálculo da viscosidade turbulenta na equação 3.18 e admitindo a escala de comprimento l_t conforme proposto por Prandtl e Komolgorov (equação 3.19), o modelo está definido.

$$\mu_t = \rho f_\mu U_t l_t \quad (3.18)$$

Em que f_μ é uma constante de proporcionalidade, U_t é a escala da velocidade turbulenta e é adotada como sendo a máxima velocidade do domínio computacional.

$$l_t = \frac{\sqrt[3]{V}}{7} \quad (3.19)$$

Em que V é o volume total do domínio computacional.

A utilização do comprimento característico como proposto pela equação 3.19 pode superestimar ou subestimar o valor da viscosidade turbulenta, visto que há relação de proporcionalidade ao volume computacional. Sendo assim, esta relação não é necessariamente verdadeira, prejudicando a acuidade do modelo.

3.2.1.2 Modelo de uma Equação: Transporte da Viscosidade Turbulenta

O modelo de transporte da viscosidade turbulenta proposto por Menter (1993, 1997) é derivado do modelo de duas equações $k - \varepsilon$ (que será posteriormente descrito) e baseado nas hipóteses: (i) suposição de igualdade entre energia cinética turbulenta (k) e taxa de dissipação da energia cinética turbulenta por unidade de massa (ε) - denominada, por questões práticas, a partir deste ponto de taxa de dissipação e (ii) hipótese de Bradshaw's (Pope, 1975), que diz que o tensor taxa de deformação é proporcional à energia cinética turbulenta.

A equação de transporte para a viscosidade cinemática turbulenta (ν_t) é apresentada na equação 3.20.

$$\rho \frac{\partial \nu_t}{\partial t} + \rho \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{U}_j \nu_t) = c_1 D_1 \rho \nu_t \overline{S_{ij}} - c_2 \rho E_{1e} + \left[\left(\mu + \frac{\rho \nu_t}{\hbar} \right) \frac{\partial \nu_t}{\partial x_j} \right] \quad (3.20)$$

Em que c_1 , c_2 e $\hbar$ são constantes de valor respectivamente igual a 0,144, 1,86 e 1,00, D_1 é uma relação sugerida para as viscosidades cinemáticas (equação 3.21) e E_{1e} é indicada na equação 3.22, derivada do modelo $k - \varepsilon$.

$$D_1 = \frac{\tilde{\nu}_t + \nu}{\nu_t + \nu} \quad (3.21)$$

Em que $\tilde{\nu}_t$ é a viscosidade artificial turbulenta contabilizada pela expressão $\tilde{\nu}_t = \nu_t / D_2$, $D_2 = 1 - e^{-\left(\frac{\tilde{\nu}_t}{A^+ \kappa}\right)}$ sendo que A^+ e κ são constantes de valores iguais a 13 e 0,41, respectivamente.

$$E_{1e} = c_3 E_{BB} \tanh \left(\frac{E_{k-\varepsilon}}{c_3 E_{BB}} \right) \quad (3.22)$$

Em que c_3 é uma constante de valor igual a 7, $E_{k-\varepsilon}$ e E_{BB} são indicados nas equações 3.23 e 3.24 e possuem a finalidade de corrigir a escala de comprimento de von Karman quando a mesma tende a zero.

$$E_{k-\varepsilon} = \nu_t^2 \left(\frac{1}{L_{vK}} \right)^2 \quad (3.23)$$

$$E_{BB} = \frac{\partial \nu_t}{\partial x_j} \frac{\partial \nu_t}{\partial x_j} \quad (3.24)$$

onde, L_{vK} é a escala de comprimento de von Karman definido pela equação 3.25.

$$(L_{vK})^2 = \left| \frac{2\bar{S}_{ij}\bar{S}_{ij}}{\frac{\partial\bar{S}_{ij}}{\partial x_j}\frac{\partial\bar{S}_{ij}}{\partial x_j}} \right| \quad (3.25)$$

A contribuição desta viscosidade cinemática turbulenta é inferida nas equações das médias pela relação indicada na equação 3.26.

$$\mu_t = \rho\nu_t \quad (3.26)$$

Este modelo possui pouca validação na literatura técnico-científica, normalmente utilizado para o cálculo de escoamentos externos. Entretanto, seu criador afirma que o comportamento na interface de transição (turbulento/laminar) é capturado. Destaca também que este modelo promove resultados muito similares aos modelos de duas equações.

3.2.1.3 Modelo de duas Equações: $k - \varepsilon$ padrão

O modelo de duas equações mais difundido e de emprego frequente nas simulações industriais (Freire et al., 2006) é o modelo denominado $k - \varepsilon$. O modelo padrão idealizado por Launder e Spalding (1972, 1974) oferece vantagens na utilização porque contém duas equações de transporte, uma para a energia cinética turbulenta e outra para a taxa de dissipação da energia.

A difusão de sua utilização deve-se ao fato de que é numericamente estável e robusto e sua capacidade de predição da turbulência está bem estabelecida, assim como as situações em que costuma apresentar desvios significativos. Mantém certo equilíbrio entre as exigências computacionais e os resultados apresentados (Nallasamy, 1987).

No modelo matemático assume-se que há uma relação entre a razão do quadrado da energia cinética turbulenta e a taxa de dissipação, conforme indicado na equação 3.27.

$$\mu_t = C_\mu \rho \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (3.27)$$

Sendo C_μ uma constante de valor igual a 0,09.

Duas equações de transporte são escritas para os termos k e ε , respectivamente, as equações 3.28 e 3.29.

$$\rho \frac{\partial k}{\partial t} + \rho \frac{\partial}{\partial x_i} (\bar{U}_i k) = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_i} \right) + P_k + P_{kb} - \rho \varepsilon \quad (3.28)$$

$$\rho \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \rho \frac{\partial}{\partial x_i} (\bar{U}_i \varepsilon) = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_i} \right) + \frac{\varepsilon}{k} (C_{\varepsilon 1} (P_k + P_{\varepsilon b}) - C_{\varepsilon 2} \rho \varepsilon) \quad (3.29)$$

Em que P_k é o termo de produção da turbulência em razão das forças viscosas (equação 3.30), P_{kb} e $P_{\varepsilon b}$ representam a contribuição do empuxo na energia cinética turbulenta e na taxa de dissipação. Os últimos termos são apresentados nas equações 3.31 e 3.32.

$$P_k = \mu_t \left(\frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{U}_j}{\partial x_i} \right) \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} \quad (3.30)$$

$$P_{kb} = -g_i \beta \frac{\mu_t}{\sigma_\theta} \frac{\partial \bar{T}}{\partial x_i} \quad (3.31)$$

$$P_{\varepsilon b} = g_i \frac{\mu_t}{\sigma_\theta} \frac{\partial \bar{T}}{\partial x_i} \quad (3.32)$$

O valor das constantes para este modelo σ_k , σ_ε , σ_θ , $C_{\varepsilon 1}$, $C_{\varepsilon 2}$ são respectivamente 1, 1,3, 0,9, 1,44, 1,92. A este modelo também é acoplada uma função de parede.

3.2.1.4 Modelo de duas Equações: $k - \omega$

O modelo $k - \omega$ foi previamente postulado por Kolmogorov (1942), e introduziu um parâmetro fundamental representativo da taxa de transferência de energia cinética turbulenta das grandes escalas para as pequenas escalas, que foi denominado ω (Freire et al., 2006). Nesta tese foi utilizado o modelo de duas equações proposto por Wilcox (1993) em uma versão amplamente testada e que utiliza definição distinta daquela apresentada por Kolmogorov. Wilcox (1993) se baseia na hipótese de que a escala de tempo em que ocorrem as dissipações turbulentas em razão das flutuações é proporcional à razão entre a taxa de dissipação turbulenta e a energia cinética turbulenta $\omega \propto \varepsilon/k$. Esta escala é denominada taxa de dissipação de energia por unidade de volume e tempo (ω).

As equações de transporte para as grandezas k e ω são respectivamente apresentadas nas equações 3.33 e 3.34.

$$\rho \frac{\partial k}{\partial t} + \rho \frac{\partial}{\partial x_i} (\bar{U}_i k) = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_i} \right) + P_k + P_{kb} - \beta' \rho k \omega \quad (3.33)$$

$$\rho \frac{\partial \omega}{\partial t} + \rho \frac{\partial}{\partial x_i} (\bar{U}_i \omega) = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_{\omega 1}} \right) \frac{\partial \omega}{\partial x_i} \right) + \frac{\omega}{k} ((\alpha'_1 P_k + P_{\omega b}) - \beta'_1 \rho k \omega) \quad (3.34)$$

Em que β' , α'_1 , β'_1 , σ_k e $\sigma_{\omega 1}$ são constantes de valor respectivamente igual a 0,09, 5/9, 0,075, 2 e 2, μ_t é obtida pela equação 3.35, P_k definido na equação 3.30, P_{kb} definido na equação 3.31 e $P_{\omega b}$ é definido na equação 3.36.

$$\mu_t = \rho \frac{k}{\omega} \quad (3.35)$$

$$P_{\omega b} = P_{\varepsilon b} = g_i \frac{\mu_t}{\sigma_\theta} \frac{\partial \bar{T}}{\partial x_i} \quad (3.36)$$

3.2.1.5 Modelo de duas Equações: *Shear Stress Transport - SST*

O modelo denominado SST foi proposto por Menter (1993, 1994), acoplando a formulação do modelo $k - \omega$ ao $k - \varepsilon$ padrão, por funções de combinação (*blending functions*). O modelo híbrido proposto tem como objetivo a incorporação das qualidades e a minimização das deficiências de cada um dos modelos originais.

O modelo $k - \omega$ apresenta grande sensibilidade às variações nas condições de corrente livre conforme reportado na literatura (Freire et al., 2006), ou seja, nas regiões não perturbadas do escoamento. Tal sensibilidade não é encontrada no modelo $k - \varepsilon$. Contudo, nas regiões próximas à parede, o modelo $k - \varepsilon$ pode apresentar problemas numéricos (Freire et al., 2006), pois o termo de destruição ($C_{\varepsilon 2} \rho \varepsilon^2 / k$) tem, no denominador da fração, o termo de energia cinética turbulenta. A energia cinética turbulenta nas proximidades da parede tende a zero, aumentando o valor do termo de destruição nestas regiões até valores muito altos. Porém, ao observar o termo de destruição do modelo $k - \omega$ ($\beta'_1 \rho k \omega$), não se verifica tal característica, pois se a energia cinética turbulenta é nula, necessariamente o termo de destruição será nulo.

No modelo denominado SST, a equação de transporte para a energia cinética turbulenta (k) mantém-se como indicado na equação 3.33 e uma nova equação é proposta para determinação da taxa de dissipação de energia por unidade de volume e tempo ω como indicado na equação 3.37.

$$\begin{aligned} \rho \frac{\partial \omega}{\partial t} + \rho \frac{\partial}{\partial x_i} (\bar{U}_i \omega) = & \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_{\omega 3}} \right) \frac{\partial \omega}{\partial x_i} \right) + 2\rho(1 - F_1) \frac{1}{\sigma_{\omega 2} \omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} + \\ & + \frac{\omega}{k} ((\alpha'_3 P_k + P_{\omega b}) - \beta'_3 \rho k \omega) \end{aligned} \quad (3.37)$$

Os coeficientes para fechamento da equação de transporte e relações auxiliares são apresentados nas equações de 3.38 a 3.42.

$$F_1 = \tanh \left\{ \min \left[\max \left(\frac{\sqrt{k}}{\beta' \omega y}, \frac{500 \nu}{y^2 \omega} \right), \frac{4 \rho k}{CD_{k\omega} \sigma_{\omega 2} y^2} \right]^4 \right\} \quad (3.38)$$

$$F_2 = \tanh \left\{ \left[\max \left(\frac{2\sqrt{k}}{\beta' \omega y}, \frac{500 \nu}{y^2 \omega} \right) \right]^2 \right\} \quad (3.39)$$

$$CD_{k\omega} = \max \left(2\rho \frac{1}{\sigma_{\omega 2} \omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j}, 1.0 \times 10^{-10} \right) \quad (3.40)$$

$$P_k = \min (2\mu_t \bar{S}_{ij} \bar{S}_{ij}, 10\rho \beta' k \omega) \quad (3.41)$$

$$\mu_t = \frac{\rho \alpha'_1 k}{\max (\alpha'_1 \omega, F_2 \sqrt{2\bar{S}_{ij} \bar{S}_{ij}})} \quad (3.42)$$

Em que y é a distância entre a parede e o nó adjacente.

Os valores das novas constantes para este modelo são obtidos pela combinação linear, como indicado pela equação 3.43, para uma constante ϕ qualquer.

$$\phi_3 = F_1 \phi_1 + \phi_2 (1 - F_1) \quad (3.43)$$

As constantes para este modelo com índices 1 e 2 são apresentadas na tabela 3.1.

Tabela 3.1 - Constantes para o modelo SST

	Constante ₁	Constante ₂
$\alpha'_{(i)}$	5/9	0,44
$\beta'_{(i)}$	3/40	0,0828
$\sigma_{\omega(i)}$	2	1/0,856

3.2.2 Modelo Baseado nas tensões de Reynolds (SSG Reynolds Stress)

Os modelos baseados nas tensões de Reynolds mantêm concepção distinta dos modelos baseados na teoria da viscosidade turbulenta, isto porque não utilizam a hipótese de Boussinesq. Assim, os termos de flutuação, que são essenciais para a dinâmica do escoamento turbulento, carregando toda a dinâmica do mesmo, são determinados por equações de transporte escritas para cada um dos tensores de Reynolds $(\overline{u'_i u'_j})$.

Segundo a literatura (Menter, 2009), a utilização deste tipo de modelo é recomendável em escoamentos em que há formação de vórtices que resultam em mudanças bruscas na tensão de cisalhamento média, em escoamentos em que se verifica um complexo campo de tensões, ou ainda em escoamentos em que há variação significativa de efeitos de curvatura nas linhas de corrente, escoamentos secundários e escoamentos cuja força motriz é devida unicamente ao empuxo.

Comparado aos modelos de viscosidade turbulenta, obtém-se representações físicas e matemáticas mais robustas do fenômeno, todavia, a inclusão de seis novas equações de transporte (uma para cada tensor de Reynolds) resulta em maior demanda computacional e também ocasionalmente pode apresentar instabilidades numéricas.

A equação média de Reynolds se mantém como apresentada na equação 3.11 para a velocidade média e a equação de transporte dos tensores de Reynolds, como apresentado por Speziale et al. (1991) é indicada na equação 3.44.

$$\begin{aligned} \rho \frac{\partial \overline{u'_i u'_j}}{\partial t} + \rho \frac{\partial}{\partial x_k} (\bar{U}_k \overline{u'_i u'_j}) - \frac{\partial}{\partial x_k} \left(\left(\mu + \frac{2}{3} \rho C_s \frac{k^2}{\varepsilon} \right) \frac{\partial \overline{u'_i u'_j}}{\partial x_k} \right) = \\ = P_{ij} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \rho \varepsilon + \Phi_{ij} + P_{ij,b} \end{aligned} \quad (3.44)$$

Em que P_{ij} representa a taxa de produção da tensão turbulenta (equação 3.45), $P_{ij,b}$ representa a taxa de produção da tensão turbulenta devido ao empuxo (equação 3.46), Φ_{ij} representa o termo de correlação entre as flutuações de pressão e a velocidade (equação 3.47) e C_s é uma constante de valor igual a 0,22.

$$P_{ij} = -\overline{\rho u'_i u'_k} \frac{\partial \bar{U}_j}{\partial x_k} - \overline{\rho u'_j u'_k} \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_k} \quad (3.45)$$

$$P_{ij,b} = \frac{\mu_t \beta}{\sigma_p} \left(\left(g_i \frac{\partial T}{\partial x_j} + g_j \frac{\partial T}{\partial x_i} \right) (1 - C_{buo}) + \frac{2}{3} C_{buo} \left(g_k \frac{\partial T}{\partial x_k} \right) \delta_{ij} \right) \quad (3.46)$$

$$\begin{aligned}
\Phi_{ij} = -\rho\varepsilon \left[C_{S1}a_{ij} + C_{S2} \left(a_{ik}a_{kj} - \frac{1}{3}a_{mn}a_{mn}\delta_{ij} \right) \right] - C_{r1}a_{ij}\sqrt{2P_{ij}P_{ij}} + C_{r2}\rho k\bar{S}_{ij} + \\
-C_{r3}\rho k\bar{S}_{ij}\sqrt{a_{mn}a_{mn}} + C_{r4}\rho k \left(a_{ik}\bar{S}_{jk} + a_{jk}\bar{S}_{ik} - \frac{2}{3}a_{kl}\bar{S}_{kl}\delta_{ij} \right) + \\
+C_{r5}\rho k (a_{ik}\bar{\Omega}_{jk} + a_{jk}\bar{\Omega}_{ik})
\end{aligned} \quad (3.47)$$

Em que a_{ij} é o tensor de anisotropia (equação 3.48) e $\bar{\Omega}_{ij}$ é o tensor de rotação (equação 3.49).

$$a_{ij} = \frac{\overline{u'_i u'_j}}{k} - \frac{2}{3}\delta_{ij} \quad (3.48)$$

$$\bar{\Omega}_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} - \frac{\partial \bar{U}_j}{\partial x_i} \right) \quad (3.49)$$

A formulação proposta pelo modelo SSG, como pode ser observado na equação 3.44, é baseada no conceito de taxa de dissipação (ε), de modo que para obter fechamento das equações ainda se faz necessária a adoção de uma equação de transporte adicional para a grandeza citada, como indicado na equação 3.50.

$$\rho \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \rho \frac{\partial}{\partial x_k} (\bar{U}_k \varepsilon) = \frac{\varepsilon}{k} (c_{\varepsilon 1} \sqrt{2P_{ij}P_{ij}} - c_{\varepsilon 2} \rho \varepsilon) + \frac{\partial}{\partial x_k} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_{\varepsilon RS}} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_k} \right] \quad (3.50)$$

As constantes para o modelo SSG são indicadas na tabela 3.2.

Tabela 3.2 - Constantes para o modelo SSG

$\sigma_{\varepsilon RS}$	C_S	$c_{\varepsilon 1}$	$c_{\varepsilon 2}$	C_{S1}	C_{S2}	C_{r1}	C_{r2}	C_{r3}	C_{r4}	C_{r5}	σ_p
1,36	0,22	1,45	1,83	1,7	-1,05	0,9	0,8	0,65	0,625	0,2	0,9

3.2.3 Detached Eddy Simulation (DES)

Antes de descrever o modelo de DES é necessária uma breve introdução ao modelo de *Large Eddy Simulation* (LES), uma vez que o modelo DES é híbrido e combina a simulação das maiores escalas (LES) com o modelo das médias temporais de Reynolds (SSG).

A teoria proposta pela simulação das maiores escalas (LES) consiste em utilizar filtros espaciais e temporais nas equações de conservação. Supondo uma variável φ , a operação de filtragem desta pode ser obtida como indicado na equação 3.51.

$$\widehat{\varphi}(\vec{x}) = \int_D G(\vec{x}; \vec{x}') \varphi(\vec{x}', t) d\vec{x}' \quad (3.51)$$

Em que D é o domínio em que ocorre a flutuação e G é a função de filtro (equação 3.52) que determina as escalas nas quais são resolvidas as maiores flutuações.

$$G(\vec{x}; \vec{x}') = \begin{cases} 1/\forall_C & \text{se } \vec{x}' \in \forall_C \\ 0 & \text{se } \vec{x}' \notin \forall_C \end{cases} \quad (3.52)$$

Em que $\forall_C$ é o volume de controle.

Para o método dos volumes finitos, a discretização espacial promove implicitamente a operação de filtragem. Na equação 3.53, indica-se o filtro para o gradiente da grandeza φ qualquer.

$$\widehat{\frac{\partial \varphi}{\partial x_i}} = \frac{1}{\forall_C} \int_{\forall_C} \frac{\partial \varphi}{\partial x_i} d\forall_C = \frac{1}{\forall_C} \left(\frac{\partial}{\partial x_i} \int_{\forall_C} \varphi d\forall_C \right) + \mathcal{O}(\forall_C^2) = \frac{\partial \widehat{\varphi}}{\partial x_i} + \mathcal{O}(\forall_C^2) \quad (3.53)$$

A movimentação da derivada parcial para fora da integral acarreta um erro da ordem de $\forall_C^2$, todavia, o erro é de segunda ordem e pode ser desconsiderado. A utilização do método dos volumes finitos já impõe erros de segunda ordem, ou seja, da ordem de grandeza do erro da filtragem (Davidson, 2011).

Aplicando o filtro para as equações de conservação, a saber, as equações 3.1, 3.2 e 3.3, obtém-se o formato filtrado das equações governantes, como apresentado nas equações 3.54, 3.55 e 3.56.

$$\frac{\partial \widehat{U}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (3.54)$$

$$\frac{\partial \widehat{U}_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\widehat{U}_i \widehat{U}_j) = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \widehat{p}}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 \widehat{U}_i}{\partial x_j \partial x_j} - \frac{\partial \widehat{\tau}_{ij}}{\partial x_j} \quad (3.55)$$

$$\frac{\partial \widehat{T}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\widehat{U}_i \widehat{T}) = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\alpha \frac{\partial \widehat{T}}{\partial x_i} + \widehat{U_i T} - \widehat{U}_i \widehat{T} \right) \quad (3.56)$$

Em que $\widehat{\tau}_{ij}$ é denominado tensor das tensões de submalha, definido pela equação 3.57.

$$\widehat{\tau}_{ij} = \widehat{U_i U_j} - \widehat{U}_i \widehat{U}_j \quad (3.57)$$

Todavia, este processo de filtragem produz quantidades desconhecidas adicionais. A fim de obter o fechamento das equações, faz-se uma analogia com a viscosidade turbulenta de submalha (ν_{sgs}), presente no modelo para representar tão somente as menores escalas. A viscosidade turbulenta de submalha difere daquela utilizada pelos modelos de médias temporais de Reynolds, situação em que a viscosidade turbulenta ν_t representa todas as escalas de turbulência.

A relação entre o tensor de submalha e o tensor taxa de deformação das maiores escalas $\widehat{S}_{ij}$ é indicada na equação 3.58 e de modo análogo para equação filtrada da energia térmica (equação 3.59).

$$-\widehat{\tau}_{ij} - \frac{1}{3} \delta_{ij} \widehat{\tau}_{kk} = 2\nu_{sgs} (\widehat{S}_{ij}) = \nu_{sgs} \left(\frac{\partial \widehat{U}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \widehat{U}_j}{\partial x_i} \right) \quad (3.58)$$

$$-\alpha_{sgs} \frac{\partial \widehat{T}}{\partial x_i} = \widehat{U_i T} - \widehat{U}_i \widehat{T} \quad (3.59)$$

O modelo de DES utilizado nas simulações a serem apresentadas (capítulo 4) é aquele proposto por Strelets (2001), que sugere uma formulação híbrida, composta por uma combinação do modelo SST (de duas equações) nas regiões próximas às paredes e a aplicação do modelo de LES nas regiões em que há formação das maiores estruturas vorticiais.

A condição para que ocorra a mudança de um modelo para outro ocorre pela análise da escala de comprimento da turbulência ($L_t \rightarrow SSG$) e ($\Delta \rightarrow LES$). Caso $L_t > \Delta$ então as maiores escalas são calculadas por LES, de outro modo, pelo SSG. Na equação da energia cinética turbulenta para o modelo SSG, o termo de destruição é substituído para que se torne função da escala de comprimento do modelo de LES ($\rho\beta'\omega \rightarrow \rho\beta'\omega F_{DES}$). As quantidades L_t , Δ , F_{DES} são indicadas nas equações 3.60, 3.61 e 3.62.

$$L_t = \frac{k^{1/2}}{\beta'\omega} \quad (3.60)$$

$$\Delta = \max(\Delta x_1, \Delta x_2, \Delta x_3) \quad (3.61)$$

$$F_{DES} = \max\left(\frac{L_t}{C_{DES}\Delta}, 1\right) \quad (3.62)$$

Em que Δx_i é a máxima dimensão do elemento em uma determinada direção e C_{DES} é uma constante de valor igual a 0,61.

3.3 Verificação e validação do Modelo Matemático

Diversos grupos e pesquisadores têm trabalhado no desenvolvimento de metodologias para análise e a avaliação crítica das soluções numéricas (Oberkampf e Trucano, 2008).

A verificação é uma etapa puramente matemática e trata da avaliação da precisão da solução do conjunto de equações diferenciais parciais e outras equações componentes do modelo. Desta forma, a verificação é um modo de garantir que os resultados numéricos coincidam com a solução matemática correta ao conjunto de equações, dentro de uma precisão numérica pré-estabelecida. A verificação não é comprovação direta da correta captura do comportamento físico do escoamento ou dos mecanismos de transferência de calor presentes no modelo, mas trata da comparação dos resultados às soluções analíticas conhecidas ou a soluções numéricas reconhecidamente precisas daquele conjunto de equações específicas. Está intimamente relacionada à dificuldade em aplicar técnicas de discretização aos problemas contínuos através do emprego de complexos códigos computacionais.

A validação é um processo que avalia a adequada representação do mundo real pelo conjunto de equações componentes do modelo. A validação de um modelo é obtida através da comparação dos resultados com dados experimentais. Em dinâmica dos fluidos computacional, as cinco maiores fontes de erro são: densidade inadequada da malha, discretização temporal inadequada, procedimentos iterativos que não atingiram convergência adequada frente à precisão pré-estabelecida, truncamentos numéricos e erros de programação.

A discussão do aprofundada das metodologias de “Verificação e Validação” foge ao escopo deste trabalho, entretanto, as indicações da literatura científica sobre as boas práticas (Oberkampf e Trucano, 2008; Stern et al., 2001; Wilson et al., 2001) foram seguidas. No

que se refere à verificação, foi realizado um estudo para determinação da densidade de malha capaz garantir a correta convergência espacial (item 3.4), assim como a discretização temporal (item 3.6). Os erros de truncamento foram minimizados através da utilização de dupla precisão numérica. A convergência dos processos iterativos são indicados pelo código comercial e foram monitorados em todas as soluções, permanecendo dentro de parâmetros pré-estabelecidos. O código ANSYS CFX[®] não é aberto à verificações de programação e acredita-se nas indicações das comparações indicadas pelo fabricante dos resultados aos casos clássicos reportados na documentação do software.

A validação dos modelos entretanto é um dos dos objetivos deste trabalho, e contou com a comparação dos resultados com experimentos.

3.4 Discretização

A utilização de métodos numéricos para solução das equações diferenciais parciais, como o método dos volumes finitos, implica na divisão ou discretização da região de escoamento. A solução numérica é a resolução de um fenômeno contínuo através de uma abordagem discreta, o que evidentemente introduz erros. A discretização produz a malha no domínio computacional. E os erros originados desse procedimento devem ser minimizados através de uma abordagem de construção de malha cuidadosa, traduzida em procedimentos de verificação para controle dos erros.

A metodologia utilizada para verificação da malha espacial e temporal nesta tese foi realizada como proposto por Stern et al. (2001) e Wilson et al. (2001). Nestes trabalhos os autores propõem que o erro em razão da discretização espacial e temporal pode ser minimizado por um processo sucessivo de soluções e refinamentos a razões predeterminadas (r_k), como definido na equação 3.63.

$$r_k = \frac{\Delta_k}{\Delta_{k+1}} = \frac{\Delta_{k+1}}{\Delta_{k+2}} \quad (3.63)$$

Em que Δ_k é interpretado como a quantidade de elementos da malha ou o intervalo de passos no tempo $\Delta_k < \Delta_{k+1}$.

A sugestão dos pesquisadores mencionados é a utilização do valor da constante r_k como dois, todavia, para diversos modelos com dimensões razoavelmente grandes é indicado na mesma referência, especialmente nos modelos tridimensionais, o uso da razão de refinamento como $r_k \cong \sqrt{2}$.

A solução numérica pode ser considerada independente da malha quando os resultados, mantidas as mesmas condições de contorno, não apresentam variação significativa com o aumento do número de elementos presentes na mesma. A verificação da malha espacial foi obtida para todos os modelos de turbulência com o circuito operando em regime permanente a uma potência nominal de 1000W ($P = 1025,4 \pm 19,9$ W).

A geometria do trocador de calor instalado no circuito é razoavelmente complexa. A correta discretização espacial (de acordo com as diretrizes expostas) demanda uma quantidade significativa de elementos (quatro vezes mais que a quantidade total requerida pelo restante do circuito). A fim de reduzir a demanda computacional requerida para a região do trocador de calor, a geometria foi modificada. Como apresentado na seção 2, figura 2.2, o trocador de calor é composto por duas estruturas tubulares em forma de helicóide por onde escoam o fluido de refrigeração (circuito secundário) e a região do casco. Para a geometria proposta, os helicóides foram substituídos por elementos toroidais (figura 3.2) que possuem mesmas dimensões (diâmetro), passo e equivalente área de transferência de calor. Esta simplificação possibilitou também a adoção de simetria transversal do circuito.

Apesar da simplificação proposta para a região do trocador de calor, a construção da malha é consideravelmente complexa e os métodos automáticos de geração utilizados pelo software CFX MESH[®] são relativamente ineficientes. A ineficiência está na geração de muitos elementos irregulares. Sendo assim, o domínio computacional foi separado (apenas no procedimento de construção) em duas regiões distintas, uma região que possui elementos preferencialmente hexaédricos (região do trocador de calor) e as demais regiões do circuito que possuem elementos do tipo tetraédricos e prismáticos. A construção da malha de elementos hexaédricos foi realizada em um software chamado ICEM[®].

Algumas grandezas foram arbitrariamente escolhidas para verificação da dependência da discretização espacial em função das respostas do modelo numérico. As grandezas foram analisadas em regiões nas quais apresentam acentuada variação. Na figura 3.3 indica-se esquematicamente a posição dos pontos em que foram obtidos os valores destas grandezas.

Figura 3.2: Detalhe de simplificação geométrica

Figura 3.3: Pontos selecionados para verificação da dependência da malha em função dos sucessivos refinamentos (coordenadas indicadas em milímetros)

Para a região do aquecedor foram selecionadas as seguintes variáveis: velocidade na direção z ($\bar{U}_3$), temperatura, termo fonte da equação da conservação da quantidade de movimento devido ao empuxo (S_M) e tensor taxa de deformação ($\bar{S}_{ij}$). Na figura 3.4 é possível notar que as grandezas selecionadas tendem a se tornar constantes com o incremento da quantidade de elementos. Embora seja visualizada divergência entre os últimos três procedimentos de refinamento para as variáveis selecionadas. Ainda assim, não se verifica variação superior a 0,2% para nenhuma propriedade ou grandeza entre as malhas indicadas como M_{A2} e M_{A3} . Deste modo, a discretização M_{A2} foi escolhida para a região que possui elementos do tipo tetraédrico. Nesta figura também há indicação em corte da seção transversal do aquecedor de maneira a representar um detalhe da discretização utilizada.

Análogo ao realizado para a região que possui elementos tetraédricos, na figura 3.5 apresenta-se a influência dos resultados em função dos sucessivos refinamentos para a região do trocador de calor (que possui elementos do tipo hexaédricos). O mesmo comportamento e característica já observada e reportada foram verificados, ou seja, as funções tendem a se tornar constantes com o incremento da quantidade de elementos. A máxima diferença entre as grandezas escolhidas para os procedimentos de refinamento denominados de M_{B6} e M_{B7} é inferior a 0,1%, sendo assim, a discretização M_{B6} foi utilizada.

Como foram empregados dois diferentes tipos de discretização, foi necessário o uso de um método para conectar os elementos que não coincidem nas interfaces. Para tanto foi utilizada uma técnica denominada na literatura inglesa de *General Grid Integration* (GGI) (ANSYS-CFX, 2010). A técnica consiste em criar superfícies de controle nas regiões de conexão, realizando nestas um balanço dos fluxos. As informações sejam, escalares ou vectoriais, são transcritas de uma região para a outra mantendo implicitamente a conservação de massa, momento e energia.

Figura 3.4: Verificação da dependência dos resultados em função da discretização espacial para região que possui elementos do tipo tetraédricos

Figura 3.5: Verificação da dependência dos resultados em função da discretização espacial para região que possui elementos do tipo hexaédricos

3.5 Discretização nas regiões próximas às paredes

Em decorrência da necessidade de obediência ao princípio da aderência (White, 1991), e a consequente elevação do gradiente das grandezas nas proximidades da parede, nesta região a malha precisava conter densidade mais elevada de elementos. Tal exigência é justificada para que seja possível a captura dos efeitos da camada limite.

Geralmente os perfis de velocidade para escoamentos nas proximidades de paredes são apresentados por duas variáveis adimensionais: u^+ (equação 3.64) e y^+ (equação 3.65).

$$u^+ = \frac{U_t}{u_\tau} \quad (3.64)$$

$$y^+ = \frac{\rho u_\tau y}{\mu} \quad (3.65)$$

Em que U_t é a velocidade paralela à parede, u_τ é a velocidade de atrito viscoso (equação 3.66) e y é a distância entre a parede e um ponto qualquer normal à está parede.

$$u_\tau = \sqrt{\frac{\tau_p}{\rho}} \quad (3.66)$$

Em que τ_p é a tensão de cisalhamento na parede.

Os perfis para escoamentos turbulentos completamente desenvolvidos têm aparência apresentada na figura 3.6, com destaque para três regiões: a subcamada viscosa ($u^+ = y^+$), a camada de transição e a camada turbulenta (conforme equação 3.67).

Figura 3.6: Funções de parede para escoamento totalmente desenvolvido e turbulento (White, 1991)

$$u^+ = \frac{1}{\kappa} \ln y^+ + B \quad (3.67)$$

Em que κ é a constante de von Karman (0,41) e B é uma constante de valor igual a 5,5.

Os perfis de velocidade e a dinâmica da transferência de calor só podem ser capturados nas simulações numéricas se a camada limite for discretizada adequadamente, ou seja, se houver um número de pontos em seu interior capaz de capturar a grande variação das grandezas.

Para a grande maioria dos códigos comerciais de dinâmica dos fluidos computacional a variável y^+ é modificada (y_m^+ - equação 3.68) pela substituição de y por δ_y (distância entre o nó situado sobre a parede e o mais próximo nó adjacente que não pertence à ela - conforme figura 3.7).

$$y_m^+ = \frac{\rho u_\tau \delta_y}{\mu} \quad (3.68)$$

Figura 3.7: Desenho esquemático da discretização nas proximidades da parede

Para verificar a influência da distância dos nós adjacentes à parede nos resultados, foi elaborado um modelo bidimensional de placa plana vertical que é apresentado na íntegra no apêndice B.

Para a placa bidimensional são indicadas as curvas do número de Prandtl em função do número de Grashof, na região que compreende $0 \leq y \leq b$ e $z = h/2$ (veja figura 3.8). A análise da figura 3.8 evidencia que a diminuição de y_m^+ (pelo refinamento da malha) conduz à tendência de convergência do comportamento, ou seja, estabilização do resultado. É verificado que as curvas tornam-se sobrepostas para $y^+ < 1$.

Figura 3.8: Número de Prandtl em função do número de Grashof para modelo bidimensional de placa plana vertical sujeita à convecção natural

O modelo do circuito para a discretização empregada (M_{A2} e M_{B6}), não possui valores de y^+ superiores a 0,87 em nenhuma das condições simuladas.

3.6 Discretização Temporal

O método utilizado para a progressão temporal é do tipo adaptativo e é função do maior valor para o adimensional número de Courant (equação 3.69) em todo o domínio computacional em certo instante.

$$Co_{\max} = \bar{U}_i \frac{\Delta t}{\Delta x_i} \quad (3.69)$$

O método é adaptativo porque, após um passo no tempo, o número de Courant é determinado para todo o domínio computacional. Caso o maior valor dentre todos os calculados seja maior do que um número pré-estabelecido, há uma diminuição no passo temporal e o procedimento se repete até que se atinja essa condição. Só a partir de então se avança de modo temporal.

Uma vez que a discretização espacial foi definida conforme os critérios já estabelecidos, o número de Courant se relaciona diretamente ao passo temporal e à ordem de grandeza do campo da velocidade. O procedimento para determinação do passo temporal na solução transitória foi realizado através de metodologia análoga à descrita para malha espacial, todavia, adaptada para diminuição em sucessivas simulações do número de Courant máximo por razão de dois, ao invés do incremento no número de elementos por razão de dois como no caso da pesquisa da malha espacial ideal. Assim, em uma dada simulação, o valor do número de Courant nunca ultrapassa o valor máximo pré-definido, em nenhuma localidade do domínio computacional. E diversas simulações foram realizadas com números de Courant máximo decrescentes até se atingir condição em que o passo temporal não mais tivesse influência sobre os resultados.

Há vantagens significativas na utilização da escala de tempo adaptativa em função do número de Courant máximo, e pode-se citar como principal o fato de que, na ocorrência de alguma perturbação significativa no escoamento, verifica-se imediata redução no passo temporal a fim de capturar tal fenômeno.

O estudo para determinação do passo temporal (ou número de Courant máximo) foi realizado para o modelo DES e utilizado para os demais modelos, pois sabe-se que este é o mais exigente quanto à necessidade de utilização de passos temporais pequenos (Sagaut, 2001). O primeiro passo computacional, no início das simulações, em função do número de Courant máximo inicial ser nulo, foi estipulado em 1×10^{-6} segundos. A partir do segundo passo computacional o critério de Courant máximo foi iniciado para todas as simulações. As verificações iniciaram-se com Courant máximo igual a dez, e as simulações seguintes foram realizadas com valores iguais a cinco, dois, um e meio.

Na figura 3.9 tem-se a evolução da velocidade média temporal em função do tempo ($0 < t < 20s$) para uma potência nominal igual a 1000W no aquecedor, nos pontos A_t e B_t (coordenadas indicadas na figura 3.9), em uma simulação com número de Courant máximo igual a uma dezena (primeira simulação). Na figura 3.9 é possível verificar que a variação da velocidade média nos pontos monitorados não tem comportamento contínuo suave, indicativo de passo temporal inadequado (número de Courant máximo elevado).

Nas figuras 3.10 e 3.11 tem-se a variação da velocidade em função do tempo para os pontos A_t e B_t , em simulações com números de Courant distintos. É possível identificar que, com a redução do número de Courant, os valores de velocidade tendem a se estabilizar.

Figura 3.9: Primeira verificação para determinação de passo temporal, para pontos A_t e B_t monitorados. Número de Courant igual a dez (potência nominal do aquecedor 1000W)

Reduções no número de Courant a valores inferiores a meio não produzem histórico de velocidades médias distinto, indicando que se obteve a convergência. Foi adotado como padrão para todas as simulações Courant máximo igual ao valor unitário, isto porque o desvio máximo nos pontos monitorados entre as velocidades médias, nas situações em que $Co_{\max} = 1$ confrontados aos valores quando $Co_{\max} = 0,5$, não superaram 1,5%.

Na escolha dos pontos A_t e B_t considerou-se que estes encontravam-se na saída do aquecedor, região em que há a mais complexa dinâmica no escoamento. Testes em outras localidades também foram realizados e são omitidos do texto por não oferecerem conclusões diferentes das apresentadas. Não foi utilizado o número de Courant máximo de meio porque neste caso, as simulações demandavam tempo computacional total proibitivo, oferecendo o valor unitário um resultado relativamente preciso frente ao tempo computacional despendido.

Figura 3.10: Velocidade média temporal no ponto A_t (-25mm; -450 mm; -736mm) para diversos valores de número de Courant (potência nominal do aquecedor 1000W)

Figura 3.11: Velocidade média temporal no ponto B_t (-10,3mm; -450 mm; -750mm) para diversos valores de número de Courant (potência nominal do aquecedor 1000W)

3.7 Condições de Contorno

As condições de contorno utilizadas são indicadas esquematicamente na figura 3.12:

- (i) Temperatura média do fluido no interior dos tubos do trocador de calor de $24,7^{\circ}C$, valor obtido experimentalmente;
- (ii) Coeficiente de transferência de calor médio na parede interna dos tubos do trocador de calor de $835,4 \text{ W/m}^2K$, valor determinado através de simulação adicional pelo emprego de um submodelo detalhado do trocador de calor, cuja descrição completa é indicada no apêndice C;
- (iii) A taxa de transferência de calor nas resistências de aquecimento de $Q_A = 1000 \text{ W}$, equivalente a um fluxo de calor de 25250 W/m^2 , valor obtido experimentalmente;
- (iv) Condição de não escorregamento em todas as paredes, que são consideradas com rugosidade média próxima de zero, ou seja, paredes lisas para os tubos de vidro - a exceção é a superfície da resistência térmica cuja rugosidade foi estimada em $0,0015 \text{ mm}$ (valor para o aço inoxidável com acabamento superficial usinado);
- (v) Coeficiente de transferência de calor médio na superfície externa dos tubos de vidro componentes do circuito igual a $\bar{h}_{amb} = 8 \text{ W/m}^2K$ - valor estimado por meio do emprego de balanço de energia no circuito completo, em condição de regime permanente, conforme indicado na equação 3.70.

$$\frac{Q_A - Q_{TC}}{A_{ST}(T_{ST} - T_{amb})} = \bar{h}_{amb} \quad (3.70)$$

Em que Q_{TC} é a taxa de transferência de calor no trocador de calor estimada em $871,1 \text{ W}$, $A_{ST} = 0,9506 \text{ m}^2$ é a área da superfície externa dos tubos de vidro que compõem o circuito de circulação natural, T_{ST} é a temperatura da superfície externa dos tubos de vidro estimada em $37^{\circ}C$ e T_{amb} é a temperatura do ar ambiente em que está o circuito de circulação natural.

- (vi) Temperatura média do ar ambiente do local em que se encontra o circuito de $T_{amb} = 21,05^{\circ}C$;
- (vii) Simetria transversal - plano indicado na figura 3.12;

(viii) Junta porosa com perda de carga equivalente de valor igual a $k_{eq} = 1,12$.

Hipóteses simplificadoras adotadas:

- (a) Resistência térmica à condução nos tubos de vidro do trocador de calor desprezível em função da pequena espessura (0,4mm);
- (b) Trocas térmicas por radiação desprezíveis.

3.7.1 Condições iniciais

A simulação numérica se iniciou-se com todo o fluido no interior do circuito de circulação natural a uma temperatura igual a temperatura de $20,05^{\circ}C$, com velocidade em todo o circuito $\bar{U}_i = 0$ e todas as outras condições de contorno conforme já mencionadas. O regime permanente foi obtido através da evolução temporal até condição em que não se verificaram variações das grandezas no circuito.

3.8 Critérios de convergência

O modelo matemático utilizou como critério de convergência os resíduos médios quadráticos inferiores a 1×10^{-5} para vazão em massa, quantidade de movimento e energia.

O conjunto de equações diferenciais parciais resolvidos pelo método dos volumes finitos, foram expandidos em série de Taylor e como resultado disto é considerado até os termos de segunda ordem para as grandezas convectivas, transientes e turbulentas.

Como critério adicional para determinação da condição de regime permanente, foi realizada verificação em todo o domínio computacional para todas as grandezas até que não houvesse diferença superior a 0,1%.

Figura 3.12: Representação esquemática das condições de contorno impostas nas simulações numéricas do circuito de circulação natural

Resultados

Os resultados foram analisados por meio da comparação das respostas dos modelos de turbulência com as grandezas de temperatura obtidas experimentalmente. Na figura 4.1 apresenta-se a distribuição espacial dos medidores de temperatura e nomenclatura utilizada. No item 4.1, a comparação é realizada em regime transitório e regime permanente e são detalhados os melhores modelos para o estudo proposto para as duas condições. Há também a indicação do motivo pelo qual os modelos apresentam melhor ou pior desempenho frente às características da dinâmica da produção e dissipação da turbulência.

No item 4.2 tem-se a análise detalhada da dinâmica do escoamento, indicando o desenvolvimento desde o início da contagem dos tempos até o estabelecimento do regime permanente.

4.1 Análise dos resultados dos modelos de turbulência

4.1.1 Análise dos resultados durante o transiente térmico

Para as condições mencionadas no item 2, após iniciado o fenômeno, o regime permanente se estabeleceu por volta de 3000 segundos conforme indicado na figura 2.6. Contudo, as maiores variações ocorreram até o milésimo segundo, especialmente as grandes flutuações nos valores de temperatura. Por esse motivo, nas figuras de 4.2 a 4.9 tem-se os resultados da variação temporal de temperatura para cada uma das posições em que há termopares instalados, obtidos em cada um dos sete modelos de turbulência testados, mais as leituras experimentais, até o tempo de 1000 segundos.

Em cada uma das figuras citadas (de 4.2 a 4.9) há um pequeno desenho em detalhe sem escala, indicativo do ponto de instalação do termopar e as coordenadas do mesmo em função de um sistema de coordenadas cartesiano global, podendo ser visualizado na figura 4.1. Todos os pontos se localizam exatamente no centro dos tubos de vidro, correspondente à posição real do termopar do circuito.

Foram usadas as seguintes abreviações para indicação:

- Experimental: valores obtidos através de medições;
- ZE: modelo de zero equação (item 3.2.1.1);
- EVTE: modelo de uma equação (item 3.2.1.2);
- $k - \varepsilon$: modelo de duas equações (item 3.2.1.3);
- $k - \omega$: modelo de duas equações (item 3.2.1.4);
- SST: modelo de duas equações (item 3.2.1.5);
- SSG: modelo de sete equações (item 3.2.2) e,
- DES: (item 3.2.3).

Figura 4.1: Diagrama esquemático indicativo das dimensões principais do circuito e posições dos termopares [desenho sem escala]

Figura 4.2: Variação da temperatura com o tempo para a posição (0; 85; 1300).

(a) experimento, modelo ZE, modelo EVTE, (b) experimento, modelo $k-\varepsilon$, $k-\omega$, SST e (c) experimento, modelo SSG, modelo DES

Figura 4.3: Variação da temperatura com o tempo para a posição (0; -450; -400).

(a) experimento, modelo ZE, modelo EVTE, (b) experimento, modelo $k-\varepsilon$, $k-\omega$, SST e
(c) experimento, modelo SSG, modelo DES

Figura 4.4: Variação da temperatura com o tempo para a posição (0; -450; 1000).

(a) experimento, modelo ZE, modelo EVTE, (b) experimento, modelo $k-\varepsilon$, $k-\omega$, SST e (c) experimento, modelo SSG, modelo DES

Figura 4.5: Variação da temperatura com o tempo para a posição (0; -265; 1300).

(a) experimento, modelo ZE, modelo EVTE, (b) experimento, modelo $k-\varepsilon$, $k-\omega$, SST e (c) experimento, modelo SSG, modelo DES

Figura 4.6: Variação da temperatura com o tempo para a posição (0; 265; 1300).

- (a) experimento, modelo ZE, modelo EVTE, (b) experimento, modelo $k-\varepsilon$, $k-\omega$, SST e (c) experimento, modelo SSG, modelo DES

Figura 4.7: Variação da temperatura com o tempo para a posição (0; 425; 1140).

(a) experimento, modelo ZE, modelo EVTE, (b) experimento, modelo $k-\varepsilon$, $k-\omega$, SST e
(c) experimento, modelo SSG, modelo DES

Figura 4.8: Variação da temperatura com o tempo para a posição (0; 425; 506).

- (a) experimento, modelo ZE, modelo EVTE, (b) experimento, modelo $k-\varepsilon$, $k-\omega$, SST e
(c) experimento, modelo SSG, modelo DES

Figura 4.9: Variação da temperatura com o tempo para a posição (0; 425; -1140).

(a) experimento, modelo ZE, modelo EVTE, (b) experimento, modelo $k-\varepsilon$, $k-\omega$, SST e (c) experimento, modelo SSG, modelo DES

Uma análise detalhada dos gráficos indica que, de um modo geral, o comportamento macroscópico médio global do escoamento foi obtido em todas as simulações à exceção do modelo de zero equação. Todavia, alguns modelos também apresentaram em alguns pontos do circuito desvios relevantes se comparados aos experimentos. Os desvios podem ser analisados na figura 4.10, construída para o termopar de número 12 (saída do aquecedor) escolhido como exemplo. Foi escolhida a posição do termopar 12 porque, dentre as posições monitoradas, esta tem a maior amplitude térmica entre o início do experimento e a condição de regime permanente, além de representar qualitativamente as demais posições monitoradas.

Figura 4.10: Desvio das temperaturas em função do tempo entre os resultados numéricos e os valores experimentais para a posição (0; -450; -400) - termopar 12 - e os modelos: ZE, EVTE, $k - \varepsilon$, $k - \omega$, SST, SSG e DES

Na figura 4.11 indica-se entre as posições monitoradas, o maior desvio máximo médio (determinado pela média simples entre os máximos erros de cada um dos oito termopares) e seu valor, além do desvio médio, sempre tendo como base as leituras dos oito termopares disponíveis para comparação (até o valor de tempo de 1000 segundos), e mais o desvio padrão da média.

Figura 4.11: Maior desvio máximo médio, desvio padrão médio e desvio médio para os modelos de turbulência: ZE, EVTE, $k-\varepsilon$, $k-\omega$, SST, SSG e DES

Utilizando apenas o critério simultâneo de menor desvio máximo médio, e menor desvio médio destaca-se o bom desempenho do modelo $k-\varepsilon$ (erro médio de 5,55%) e também do modelo DES (erro médio de 6,65%) entre os modelos testados. No modelo de zero equação (ZE) observaram-se os piores resultados e, com base neste critério, teve seu uso descartado para a aplicação em questão. As respostas dos outros modelos de turbulência (EVTE, $k-\omega$, SST e SSG) nas mesmas bases comparativas destacadas possuem tendências muito semelhantes.

Ainda que o modelo DES tenha erro médio superior ao modelo $k - \varepsilon$, não é possível ignorar que o comportamento médio das variações de temperatura ao longo do tempo, se analisado o formato qualitativo das curvas (figuras de 4.2 a 4.9), seja relativamente bem capturado, a menos de um nítido adiantamento do valor da temperatura pelo modelo matemático se comparado ao fenômeno físico. Além disso, a quantidade de termopares instalados no circuito para comparação é relativamente pequena frente às dimensões do mesmo, prejudicando a comparação dos resultados dos modelos aos experimentos.

Nenhum modelo foi capaz de capturar com precisão mudanças bruscas de temperatura como as apresentadas aos 280 segundos pelo termopar T11 (figura 4.2), aos 90 segundos pelo termopar T17 (figura 4.8) e aos 220 segundos pelo termopar T18 (figura 4.9).

Segundo Barhaghi et al. (2006) regiões nos escoamentos que são calculadas através de modelos baseados em LES (como o modelo DES) podem provocar o aparecimento de flutuações que não são físicas, ou seja, são apenas numéricas, em um comportamento também verificado em outros modelos.

O escoamento transitório no circuito de circulação natural parte da condição estática, sendo assim, não se verificando, inicialmente, turbulência, que cresce à medida que as correntes convectivas são intensificadas no decorrer do tempo. Nos primeiros instantes, em alguns modelos (EVTE, $k - \omega$, SST, DES, SSG), verificaram-se flutuações inexistentes das grandezas, que foram rapidamente amplificadas. Sabendo que o desenvolvimento da solução temporal foi impactado de modo contundente pelos instantes iniciais, estabeleceu-se um descompasso nas flutuações que se amplificaram numericamente (ao menos nos instantes iniciais) gerando intensificação na transferência de calor por correntes convectivas. Para corroborar a afirmação foram escolhidas duas grandezas representativas na verificação da variação das quantidades turbulentas: P_k e P_{kb} , respectivamente, o termo de produção da turbulência devido às forças viscosas e o termo de contribuição do empuxo na energia cinética turbulenta. As duas grandezas são indicadas nas figuras 4.12 e 4.13 em função do tempo para valores médios obtidos sobre uma linha nos modelos EVTE, $k - \varepsilon$, $k - \omega$, SST, DES, SSG. A linha foi posicionada logo após a região do aquecedor que, assim como a região do trocador de calor, compreendem as regiões responsáveis na geração das correntes convectivas.

Figura 4.12: Valores médios (média espacial na linha indicada) do termo de produção da turbulência em razão das forças viscosas para os modelos de turbulência: EVTE, $k-\epsilon$, $k-\omega$, SST, SSG e DES

Figura 4.13: Valores médios (média espacial na linha indicada) para o comportamento temporal da contribuição do empuxo na energia cinética turbulenta nos modelos de turbulência: EVTE, $k-\epsilon$, $k-\omega$, SST, SSG e DES

A análise do gráfico da figura 4.12 indica que o termo P_k tem seu menor valor nos instantes iniciais no modelo $k-\varepsilon$. Todos os outros modelos apresentam uma ou duas ordens de grandeza acima dos valores apresentados pelo mesmo que mantém baixa produção de turbulência até pelo menos os 40 segundos iniciais. Na figura 4.3, para a posição 0; -450; -400, tem-se a indicação de que os modelos (EVTE, $k-\omega$, SST, DES, SSG) superestimam os valores de temperatura do escoamento logo após o trocador de calor exatamente por esse motivo, influenciando todo o circuito. Assim, os modelos EVTE, $k-\omega$, SST, DES, SSG adiantam os efeitos da convecção natural.

Na figura 4.13, o comportamento descrito para o P_k se repete para o P_{kb} , à exceção do modelo SSG, que apresenta inicialmente valores muito baixos de P_{kb} . Contudo, ainda nos primeiros segundos há, para o modelo indicado, um aumento significativo da quantidade em questão.

Na figura 4.14, é apresentado o valor médio do produto $\overline{u'_3 u'_3}$ para os modelos EVTE, $k-\varepsilon$, $k-\omega$, SST, SSG e DES que mostra a intensidade média do produto das flutuações de velocidade na direção vertical no escoamento (direção z) com o tempo para os instantes iniciais da simulação (até 100 segundos). A afirmação anterior de que as quantidades turbulentas são sempre maiores nos instantes iniciais para os modelos se comparados ao modelo $k-\varepsilon$ é corroborada por estes dados.

Figura 4.14: Valores médios (média espacial na linha indicada) para o comportamento temporal do produto $\overline{u'_3 u'_3}$ nos modelos: EVTE, $k-\varepsilon$, $k-\omega$, SST, SSG e DES

Os argumentos já apresentados são reforçados pelo trabalho de Walsh e Leong (2004) que compararam três modelos de turbulência ($k-\varepsilon$, RNG $k-\varepsilon$ e SSG) para convecção natural permanente em cavidades cúbicas contendo ar em condições de pouca turbulência.

O modelo $k - \varepsilon$ também foi o mais eficiente dos modelos comparados. Evidentemente, guardadas as diferenças entre os escoamentos, o escoamento inicial no circuito de circulação natural, conforme já explicado, tem pouca turbulência e também teve o comportamento nestas condições capturado mais adequadamente através do emprego do modelo $k - \varepsilon$.

O adiantamento das variações (nos modelos EVTE, $k - \omega$, SST, DES, SSG) para todo o circuito foi verificado em todos os pontos de monitoramento experimental, porém, de modo desigual, indicando que não se trata de evento matemático de comportamento linear e que é insuficiente um ajuste temporal das temperaturas (nos modelos citados) para todos os pontos do circuito por meio de um simples deslocamento das curvas no tempo, por um valor fixo. Entretanto, no modelo $k - \varepsilon$, a produção das flutuações numéricas é menor, fato que pode ser observado pelo menor erro médio durante todo o tempo compreendido entre zero e mil segundos (veja figura 4.10).

É possível destacar o comportamento próximo dos modelos $k - \omega$ e SST, fato explicado pelas características do modelo SST, o qual, conforme descrito no item 3.2.1.5, é uma combinação dos modelos $k - \varepsilon$ e $k - \omega$, que aproveita vantagens de cada um dos modelos originais (especialmente a utilização do tratamento matemático empregado pelo modelo $k - \omega$ nas regiões próximas às paredes). Como o escoamento é interno e não há corrente livre, o peso numérico da formulação do $k - \omega$ no SST para o circuito de circulação natural foi relativamente grande, aproximando quase completamente as duas soluções.

Mesmo apresentando erros menores, o modelo $k - \varepsilon$ parece menos sensível na captura dos decréscimos de temperatura, conforme pode ser visto nas regiões indicadas por setas nas figuras 4.3, 4.4, 4.5, 4.6 e 4.7. Além de produzir quantidade menor de turbulência se comparado aos demais modelos, o modelo $k - \varepsilon$ também dissipa quantidades menores de energia pela presença da turbulência, gerando desta forma atraso no início do decréscimo de temperatura.

Na figura 4.15 é apresentado o tempo de processamento para todos os modelos até 3000 segundos e também um tempo adimensional obtido pela razão entre o tempo de processamento e um tempo computacional de referência. O tempo computacional de referência foi escolhido como o menor tempo computacional entre as simulações em questão (com o valor de 2,73 dias obtido na simulação com o modelo de ZE). O computador utilizado foi um servidor com dois processadores INTEL XEON® 2,27GHz com um total de oito núcleos. O modelo ZE foi o que conseguiu atingir o tempo de 1000 s mais rapidamente,

obtendo, todavia, os piores resultados. Com tempos computacionais semelhantes, nos modelos EVTE, $k-\varepsilon$, $k-\omega$ e SST observou-se média de 5 dias para simulação computacional. Nos modelos DES e SSG, os tempos computacionais foram de 20,52 dias e 28,64 dias, respectivamente. Comparando resultado versus tempo computacional, o modelo $k-\varepsilon$ é mais vantajoso porque dele extraíram-se os melhores resultados em 4,72 dias (aproximadamente 16,5% do tempo computacional do modelo SSG).

Figura 4.15: Tempo necessário demandado pelos modelos de turbulência testados para atingir 3000 segundos de simulação transiente para o circuito de circulação natural

A geometria complicada do trocador de calor e da resistência térmica, as dimensões relativamente grandes do circuito (além da pequena razão entre o diâmetro e o comprimento dos tubos), mais a necessidade de utilização de elevada densidade de malha e passo computacional temporal pequeno, combinados à complexidade de alguns modelos de turbulência são responsáveis pelos elevados tempos computacionais demandados. Há necessidade de destacar que o pós-processamento dos dados, em função da densidade das malhas e também da quantidade de passos temporais armazenados, pode também figurar como uma das dificuldades em comparar os modelos.

4.1.2 Análise dos resultados para regime permanente

A comparação dos resultados em regime permanente dos modelos numéricos (EVTE, $k - \varepsilon$, $k - \omega$, SST, SSG e DES) e os experimentos é indicada na figura 4.16, por meio de um gráfico que apresenta, para cada posição monitorada, o valor indicado pelo termopar (no eixo das abscissas) e o resultado do modelo (no eixo das ordenadas).

Figura 4.16: Comparação dos resultados dos modelos numéricos (EVTE, $k - \varepsilon$, $k - \omega$, SST, SSG e DES) e os experimentos em regime permanente

Os resultados do modelo ZE foram omitidos da figura 4.16 por extrapolarem muito os erros aceitáveis de engenharia, sendo por isso descartado o seu emprego. No gráfico da figura 4.16, uma linha que forma o ângulo de quarenta e cinco graus com a direção do eixo das abscissas é apontada para estabelecer a condição ideal de coincidência entre os resultados experimentais e numéricos, assim como duas linhas paralelas a esta última, indicando a região de tolerância de mais ou menos o valor do desvio padrão médio experimental (os valores também são indicados nas tabelas 4.1 e 4.2 - com indicação do desvio máximo).

Tabela 4.1 - Resultados numéricos em regime permanente para os modelos $k - \varepsilon$, DES e KW

	EXP.	$k - \varepsilon$	Desvio(%)	DES	Desvio(%)	$k - \omega$	Desvio(%)
T11	$35,06 \pm 0.83$	35,64	1,6	34,68	1,1	35,45	1,1
T12	$43,54 \pm 0.60$	43,74	0,5	43,08	1,0	44,05	1,2
T13	$43,04 \pm 0.64$	43,54	1,2	42,88	0,4	43,85	1,9
T14	$42,52 \pm 0.89$	43,44	2,2	42,68	0,4	43,55	2,4
T15	$42,16 \pm 0.88$	43,34	2,8	42,68	1,2	43,65	3,5
T16	$42,51 \pm 0.71$	43,24	1,7	42,48	0,1	43,45	2,2
T17	$35,50 \pm 0.79$	36,24	2,1	34,98	1,5	36,75	3,5
T18	$35,45 \pm 0.74$	35,74	0,8	34,88	1,6	35,65	0,6
$\bar{\sigma}_{NUM}(\%)$			1,6		0,9		2,1

* $\bar{\sigma}_{NUM}(\%)$ é o desvio médio numérico experimental.

Tabela 4.2 - Resultados numéricos em regime permanente para os modelos SST, SSG e EVTE

	EXP.	SST	Desvio(%)	SSG	Desvio(%)	EVTE	Desvio(%)
T11	$35,06 \pm 0.83$	35,55	1,4	35,15	0,3	35,85	2,2
T12	$43,54 \pm 0.60$	43,95	0,9	43,75	0,5	44,45	2,1
T13	$43,04 \pm 0.64$	43,75	1,6	43,55	1,2	44,15	2,6
T14	$42,52 \pm 0.89$	43,45	2,2	43,35	2,0	43,95	3,4
T15	$42,16 \pm 0.88$	43,55	3,3	43,35	2,8	43,85	4,0
T16	$42,51 \pm 0.71$	43,35	2,0	43,15	1,5	43,65	2,7
T17	$35,50 \pm 0.79$	36,65	3,2	35,85	1,0	36,35	2,4
T18	$35,45 \pm 0.74$	35,65	0,6	35,35	0,3	36,05	1,7
$\bar{\sigma}_{NUM}(\%)$			1,9		1,2		2,6

* $\bar{\sigma}_{NUM}(\%)$ é o desvio médio numérico experimental.

A análise em regime permanente demonstrou que o modelo de DES é o mais preciso por apresentar menor desvio máximo (1,6%) e menor desvio médio (0,9%). A vantagem nas condições de regime transitório apresentada pelo modelo $k - \varepsilon$ sobre os demais modelos testados não é mais verificada em regime permanente. Esta aparente contradição é explicada pelo fato de que nas proximidades das paredes, o modelo $k - \varepsilon$ não oferece bons resultados, especialmente em condições em que há grande nível de turbulência.

Nas figuras 4.17 e 4.18, algumas grandezas são comparadas em regime permanente (definidas nas equações 4.1, 4.2, 4.3 e 4.4) nas proximidades da parede da resistência elétrica cilíndrica (região do aquecedor), para os modelos EVTE, $k - \varepsilon$, $k - \omega$, SST, SSG e DES.

$$u_\tau = \sqrt{\frac{\tau_P}{\rho}} \quad (4.1)$$

$$y^+ = \frac{u_\tau y'}{\nu} \quad (4.2)$$

$$u^+ = \frac{\bar{U}_3}{u_\tau} \quad (4.3)$$

$$T^+ = \frac{T_P - T}{\left[\frac{q''_P}{\rho c_p u_\tau} \right]} \quad (4.4)$$

onde, u_τ é a velocidade de atrito viscoso, τ_P é a tensão de cisalhamento na parede, y^+ é uma coordenada adimensional perpendicular à parede, u^+ é a velocidade adimensional, T_P é a temperatura na parede, q''_P é a taxa de transferência de calor na parede e T^+ é a temperatura adimensional.

Nas figuras 4.17 e 4.18 tem-se que os modelos EVTE, $k - \varepsilon$, $k - \omega$, SST, SSG e DES, apresentam em regime permanente e para a linha escolhida, as maiores variações das grandezas indicadas, se comparado ao modelo $k - \varepsilon$. Espera-se, portanto, que em função dos menores erros em regime permanente, o modelo DES tenha um perfil das grandezas que se aproxime mais do perfil real.

Figura 4.17: Comparação dos resultados dos modelos numéricos EVTE, $k-\varepsilon$, $k-\omega$, SST, SSG e DES em regime permanente sobre uma linha na região do aquecedor para a grandeza u^+

Figura 4.18: Comparação dos resultados dos modelos numéricos EVTE, $k-\varepsilon$, $k-\omega$, SST, SSG e DES em regime permanente sobre uma linha na região do aquecedor para a grandeza T^+

Contudo, em função da pequena quantidade de sensores de temperatura no circuito não houve possibilidade de uma comparação mais aprofundada dos resultados oferecidos pela simulação com o experimento, muito menos da verificação das variações das grandezas pela comparação experimental ao longo de uma linha, por exemplo. Entretanto, na literatura técnica há alguns estudos experimentais capazes de, dentro de circunstâncias bem restritivas (em função das diferenças geométricas entre os estudos reportados e o estudo aqui proposto), fornecer características qualitativas do fenômeno e indicar qual é o perfil entre os modelos que mais se assemelha ao perfil real.

A figura 4.19 é uma reprodução da apresentada por Barhaghi et al. (2006) para uma simulação numérica de um cilindro vertical aquecido no qual se desenvolve circulação natural em regime permanente com o ar. O modelo empregado usou LES e foi comparado a dois estudos experimentais, Tsuji e Nagano (1988a,b) e Persson e Karlsson (1996). Apesar de, nos gráficos apresentados por Barhaghi et al. (2006), observarem-se grandezas adimensionais, a comparação direta dos resultados para o circuito de circulação natural aos gráficos das figuras 4.17 e 4.18 não é possível porque o número de Grashof para os escoamentos com ar apresentados pelos pesquisadores é completamente diferente do número de Grashof do circuito de circulação natural. Segundo Lavine et al. (1987), a intensidade dos escoamentos secundários e das recirculações depende fortemente do número de Grashof. Além disso, a geometria do aquecedor não é exatamente a de um cilindro único dentro de outro cilindro concêntrico com um escoamento anular em convecção natural, como os estudos de Barhaghi et al. (2006), Tsuji e Nagano (1988a,b) e Persson e Karlsson (1996).

Todavia, o formato das curvas, se comparados os gráficos da figura 4.17 com a figura 4.19a (lembrando que $u^+ = v_z^+$) e a figura 4.18 com a figura 4.19b, indica que o modelo DES é capaz de capturar a tendência de variação verificada em um escoamento semelhante.

Figura 4.19: [Modificado pelo autor] Comparação dos resultados do modelo desenvolvido por Barhaghi et al. (2006) com dados experimentais de Tsuji e Nagano (1988a,b) e Persson e Karlsson (1996). Simulação de um cilindro aquecido para um escoamento em regime permanente com convecção natural

Nas figuras 4.20 e 4.21 apresentam-se, respectivamente, os perfis de temperatura e velocidade para uma linha escolhida na região do aquecedor na condição de regime permanente, comparando os perfis dos modelos EVTE, $k - \varepsilon$, $k - \omega$, SST, SSG e DES. O modelo $k - \varepsilon$ tem as menores variações ao longo da linha escolhida e nele são indicados valores na parede muito diferentes dos outros modelos. O modelo $k - \varepsilon$ parece obter valores médios na linha escolhida, ou seja, valores menores para as grandezas temperatura e velocidade nas proximidades da parede e valores maiores em posições mais afastadas. O comportamento do modelo $k - \varepsilon$ sugere uma suavização das variações das grandezas e aponta para uma tendência de que é capaz de representar as maiores escalas em detrimento das menores escalas de turbulência.

Os perfis de velocidade média temporal indicados na figura 4.21 são consistentes com os perfis de velocidade reportados na literatura (Incropera e DeWitt, 2003).

Figura 4.20: Comparação dos resultados dos modelos numéricos EVTE, $k - \varepsilon$, $k - \omega$, SST, SSG e DES, em regime permanente, sobre uma linha na região do aquecedor para a grandeza temperatura

Figura 4.21: Comparação dos resultados dos modelos numéricos EVTE, $k - \varepsilon$, $k - \omega$, SST, SSG e DES, em regime permanente, sobre uma linha na região do aquecedor para a grandeza velocidade média temporal.

A diferença entre os perfis de velocidade sugere que a vazão em massa no circuito calculada por cada um dos modelos seja sensivelmente diferente. Contudo, não há valores muito discrepantes. Com valores para vazão em massa ordenados em ordem crescente, tem-se: EVTE $\rightarrow$ 0.02630 kg/s, SST $\rightarrow$ 0.02694 kg/s, $k - \varepsilon \rightarrow$ 0.02699 kg/s, DES $\rightarrow$ 0.02707 kg/s, SSG $\rightarrow$ 0.02746 kg/s, $k - \omega \rightarrow$ 0.02779 kg/s, ou seja, uma diferença percentual entre a menor a maior de apenas 5,7 %. Como o circuito não possui medidor de vazão, não há como comparar os resultados numéricos aos experimentos. Todavia, é possível inferir que a vazão em massa no circuito é indicada de modo mais preciso pelo modelo DES, o qual apresentou melhores resultados térmicos. Ainda assim, em determinadas regiões, os perfis apresentados por cada um dos modelos podem divergir sensivelmente, conforme pode ser visto na figura 4.22.

Figura 4.22: Comparação dos resultados dos modelos numéricos EVTE, $k - \varepsilon$, $k - \omega$, SST, SSG e DES, em regime permanente, sobre uma linha na região do aquecedor para a grandeza velocidade média temporal na direção z

4.1.3 Observações preliminares

Nos estudos de Murakami (1993), apesar da utilização de um escoamento completamente diferente do escoamento que ocorre no circuito de circulação natural, que é o escoamento externo em torno de um corpo rombudo, algumas conclusões podem ser aproveitadas para comparação com as simulações realizadas. No estudo mencionado empregando-se os modelos $k - \varepsilon$ e LES (além de outros modelos que não foram testados nos estudos aqui apresentados). Primeiramente, segundo o pesquisador, é possível inferir que a escolha do modelo de turbulência deve levar em conta os propósitos da análise, ou seja, se há demanda por valores médios em um tempo relativamente pequeno, pode-se utilizar o modelo $k - \varepsilon$. Caso haja necessidade de estimar com mais precisão as quantidades turbulentas envolvidas, modelos mais complexos devem ser empregados.

Para Murakami (1993), dentre os modelos que testou em regime permanente, o modelo de LES é o mais efetivo em condições de elevados níveis de turbulência em escoamentos altamente anisotrópicos e elevados gradientes de pressão. Contudo, até o comportamento observado para o escoamento do circuito de circulação natural, que contém níveis muito baixos das grandezas turbulentas no início do processo transitório, o modelo de DES superestima as temperaturas, e o modelo $k - \varepsilon$ tem evolução mais gradativa das grandezas turbulentas. Assim, não se invalida o uso do DES para regime transitório, apenas para regimes transitórios que partem ou atingem condições de pequena turbulência. Todavia, para regime permanente o modelo DES ofereceu os melhores resultados.

Os desvios entre os resultados numéricos e as determinações experimentais encontrados, dependendo da base de comparação utilizada podem até ser considerados relativamente grandes especialmente na condição transiente. Todavia, a complexidade do fenômeno da convecção natural e as incertezas sobre as grandezas turbulentas nas proximidades das paredes, até em condições experimentais mais simples como a convecção natural em torno de um cilindro vertical, permitem inferir que os resultados dos modelos apresentados sejam enquadrados na tolerância aceitável dos erros de engenharia. Segundo alguns pesquisadores (Tsuji e Nagano (1988a,b) além de Barhaghi et al. (2006)) a camada limite que se desenvolve nos problemas envolvendo convecção natural tem características próprias nas estruturas do escoamento turbulento das mesmas, que raramente são vistas em outras camadas limite turbulentas.

4.2 *Análise da dinâmica do escoamento*

O escoamento que se estabeleceu em situações envolvendo circulação natural, mesmo para geometrias relativamente simples como placas planas ou cilindros, envolveu dinâmica significativamente complexa, potencializada especialmente pela geometria do aquecedor.

As características mais relevantes durante o processo transitório no circuito de circulação natural foram observadas na região do aquecedor, onde houve formação das correntes convectivas. Verifica-se escoamento menos complexo na região do trocador de calor e demais regiões nas condições de regime transitório. Por esse motivo, há indicações detalhadas sobre o escoamento na região do aquecedor.

Para a descrição do fenômeno que se estabelece no aquecedor e proximidades é útil a indicação de regiões no dispositivo como apresentado na figura 4.23a. Também observa-se estruturas de recirculação, em regiões relativamente determinadas e são denominadas e indicadas conforme apresentado pela figura 4.23b.

Figura 4.23: (a) Nomenclatura das regiões do aquecedor e (b) Nomenclatura e ilustração da formação de estruturas de recirculação (vórtices)

Nas figuras 4.24, 4.25, 4.27, 4.28 e 4.29 estão indicadas a evolução temporal da vazão em massa e a dinâmica do escoamento no circuito de circulação natural, conforme resultados do modelo $k-\varepsilon$, no qual tem-se menores desvios na simulação em regime transitório. Também são definidas as linhas de corrente no plano de corte no desenho da região do aquecedor. As linhas de corrente tridimensionais não são indicadas porque a complexidade do escoamento atrapalha uma visualização eficiente em virtude da formação de emaranhados. A seguir o histórico do escoamento que se desenvolve:

Intervalo (1) $0s \leq t \leq 80s \rightarrow$ (indicado na figura 4.24) resistência ligada e início das primeiras correntes convectivas. Formação e crescimento de dois vórtices no aquecedor (os vórtices são indicados na figura 4.23 pelas letras A e B). Região I e III com escoamento descendente e região II com escoamento ascendente.

Intervalo (2) $80s < t \leq 101s \rightarrow$ (indicado na figura 4.24) processo de diminuição do vórtice B. Região I e III com escoamento descendente (no final do intervalo quase não há escoamento na região III) e região II com escoamento ascendente.

Intervalo (3) $101s < t \leq 160s \rightarrow$ (indicado nas figuras 4.24 e 4.25) surgimento e crescimento de recirculação (designada por vórtice C) na região indicada como região IV. Diminuição gradativa do vórtice A até seu completo desaparecimento ($t = 132s$) que foi causado pelo aumento do vórtice C. Região I com diminuição gradual da corrente descendente por causa da diminuição do vórtice A. Região II com escoamento ascendente e região III com escoamento descendente alimentado pelo vórtice C. A corrente ascendente vinda da região II alimenta a região V - esse escoamento não pode ser visualizado no corte indicado (figura 4.25), contudo, um detalhe (esquemático) tridimensional da região é apresentado para esclarecimento (figura 4.26).

Intervalo (4) $160s < t \leq 255s \rightarrow$ (indicado na figura 4.25) região I com valores muito baixos para as velocidades, região II mantém alimentação da região V e há diminuição gradativa da intensidade do escoamento descendente na região III.

Intervalo (5) $255s < t \leq 305s \rightarrow$ (indicado na figura 4.25) região I e III com velocidades quase nulas, região II mantém alimentação da região V e há diminuição gradativa do vórtice C. É atingida a condição de vazão máxima local.

Intervalo (6) $305s < t \leq 350s \rightarrow$ (indicado na figura 4.25) colapso gradativo do vórtice C e alinhamento na direção z das linhas de corrente. O escoamento nas regiões I e III é de pequena intensidade e as velocidades são maiores na região II (com sentido ascendente).

Intervalo (7) $350s < t \leq 415s \rightarrow$ (indicado nas figuras 4.25 e 4.27) formação de dois vórtices D e E semelhantes aos vórtices A e B, contudo os vórtices D e E possuem menor intensidade. O escoamento nas regiões I e III é de pequena magnitude e com correntes descendentes. Há escoamento ascendente na região II.

Figura 4.24: Linhas de corrente com mapa de cores indicativo da escala de velocidades para $0s \leq t \leq 132s$

Figura 4.25: Linhas de corrente com mapa de cores indicativo da escala de velocidades para $136s \leq t \leq 355s$

Figura 4.26: Ilustração do aquecedor com indicação de recirculação e direção do escoamento ascendente

Intervalo (8) $415s < t \leq 465s \rightarrow$ (indicado na figura 4.27) diminuição do vórtice E e surgimento simultâneo de vórtice F na região IV (em $t = 450s$) em processo semelhante ao que gerou o vórtice C.

Intervalo (9) $465s < t \leq 490s \rightarrow$ (indicado na figura 4.27) crescimento do vórtice F até que o mesmo provoque o desaparecimento do vórtice E e também, na sequência, o desaparecimento do vórtice D. Durante o processo há geração gradativa de correntes descendentes na região III (inicialmente) seguida da mesma geração na região I. Há manutenção de corrente ascendente na região II, em escoamento que atinge a região V.

Figura 4.27: Linhas de corrente com mapa de cores indicativo da escala de velocidades para $405s \leq t \leq 610s$

Figura 4.28: Linhas de corrente com mapa de cores indicativo da escala de velocidades para $660s \leq t \leq 1050s$

Figura 4.29: Linhas de corrente com mapa de cores indicativo da escala de velocidades para $1050s \leq t \leq 3000s$

Intervalo (10) $490s < t \leq 650s \rightarrow$ (indicado na figura 4.27) diminuição gradual do vórtice F. Escoamento nas regiões I e III com correntes praticamente nulas e manutenção da corrente ascendente na região II.

Intervalo (11) $650s < t \leq 950s \rightarrow$ (indicado na figura 4.28) formação dos vórtices G e H e aumento da velocidade na região V, com fluido proveniente da região II. Estabelecimento quase simétrico dos vórtices G e H e redução da intensidade de recirculação (vórtice F).

Intervalo (12) $t > 950s \rightarrow$ (indicado nas figuras 4.28 e 4.29) crescimento seguido por diminuição e extinção do vórtice F (em $t = 1200s$). A partir da extinção do vórtice F não se verificam mais instabilidades nas grandes escalas do escoamento, o que permanece até se atingir a condição de regime permanente em 3000 s.

As indicações oferecidas sobre a dinâmica foram feitas para as maiores escalas do escoamento. Evidentemente algumas características, entre elas pequenas regiões de recirculação ou peculiaridades muito específicas, foram omitidos da análise. Privilegiou-se a descrição dos movimentos verticais globais, na apresentação da dinâmica. Contudo, pode-se prever, através dos modelos, o desenvolvimento de escoamentos transversais. Todavia, há também escoamentos transversais que se desenvolvem e que os modelos são capazes de prever. A análise de alguns resultados apresentados pelo modelo DES (na condição de regime permanente) é indicativa desse fato.

Os efeitos tridimensionais encontrados na simulação só poderiam ser obtidos por modelos como os modelos geométricos tridimensionais desenvolvidos porque abordagens bidimensionais ou ainda unidimensionais não seriam capazes de indicar detalhes das variações das grandezas como as observadas nas simulações tridimensionais apresentadas. A característica altamente tridimensional do escoamento pode ser vista nas figuras 4.30b e 4.31b.

Na figura 4.30 é apresentado o escoamento na região do aquecedor obtido a partir da solução do modelo DES na condição de regime permanente. Na figura 4.30a, a indicação sobre o plano xz as linhas de corrente e detalhes de regiões de recirculação.

A identificação de estruturas como vórtices ainda é objeto de pesquisa e há várias abordagens especialmente desenvolvidas para esse fim. De um modo geral, pode-se, segundo Sahner et al. (2005), identificar o vórtice baseando-se em quantidades escalares que são usadas para definir uma região espacial em que a quantidade exibe uma faixa de valores determinados ou através da identificação do centro do mesmo (por vários métodos, inclusive através da análise das linhas de corrente). O chamado critério Q (ver Kolár (2007)) estabelece que vórtices de um escoamento incompressível são identificados por regiões conectadas que apresentam valor positivo do segundo invariante do vetor gradiente de velocidade, calculado segundo a equação 4.5.

$$Q' \equiv \left[\left(\frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} \right)^2 - \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} \frac{\partial \bar{U}_j}{\partial x_i} \right] = \bar{\Omega}_{ij}^2 - \bar{S}_{ij}^2 \quad (4.5)$$

Na figura 4.30 é apresentada uma isosuperfície para a quantidade $Q' = 0,01 \text{ s}^{-2}$ (os centros dos vórtices estão no interior das regiões que essa superfície delimita) e revelou entre outros detalhes, as localidades de intensa turbulência na entrada do trocador de calor gerada por sua geometria de entrada. Ainda na figura 4.30b é possível distinguir três regiões: a porção mais inferior com a formação de grandes vórtices, a região intermediária com o aparecimento de pequenos vórtices e a região superior do aquecedor com recirculações de maior tamanho.

Da análise da figura 4.30c e 4.30d, depreende-se a captura, pelo modelo DES, de um comportamento semelhante para as linhas de corrente obtidas pelo modelo $k - \varepsilon$ (figura 4.29 - 3000s), situação na qual se verifica escoamento ascendente pela região central (região II da figura 4.26), descendente nas laterais (regiões I e III da figura 4.26) e a formação de duas grandes estruturas de recirculação imediatamente após o aquecedor (vórtices G e H da figura 4.28), ligeiramente estiradas se comparadas às obtidas pelo modelo $k - \varepsilon$.

Nas figuras 4.31b e 4.31c observam-se estruturas vorticais formadas pela existência de um corpo rombudo (entrada e saída do trocador de calor - secundário). Na figura 4.31c tem-se um mapa de cores demonstrativo da distribuição de velocidades no plano de simetria (yz) sobre as linhas de corrente do plano.

Figura 4.30: Escoamento na região do aquecedor - resultado em regime permanente para o modelo DES. Os mapas de cores são demonstrativos da intensidade da velocidade média temporal. (a) linhas de corrente para o plano xz , (b) Detalhe com indicação do invariante, (c) Detalhe esquemático dos vórtices na porção superior do aquecedor e (d) linhas de corrente para o plano yz

Figura 4.31: Escoamento na região do trocador de calor - resultado em regime permanente para o modelo DES. (a) Mapa de cores para indicar a distribuição de temperaturas em um plano yz , (b) Linhas de corrente na saída do trocador de calor, (c) Linhas corrente em plano xy e (d) Mapa de cores para indicar a velocidade no plano yz . As linhas de correntes são coloridas com as cores correspondentes à velocidade média temporal

A complexidade da geometria nas regiões da resistência elétrica e do trocador de calor pode induzir a conclusão de que é a única responsável pelo elaborado padrão de escoamento que se desenvolve nestas localidades. Todavia, o escoamento altamente tridimensional nestas regiões também foi observado em modelos muito menos complexos como os de Yadav et al. (2012), nos quais foram utilizados apenas tubos com diâmetro constante na região da fonte quente e da fonte fria, onde, ainda assim, verificaram-se padrões de escoamento bastante elaborados e com elevados gradientes de temperatura.

Na figura 4.32, tem-se a velocidade média temporal no centro do duto (direção z) como uma função da coordenada z . De acordo com os resultados, o perfil de velocidades se torna completamente desenvolvido a aproximadamente dez diâmetros de distância da seção de saída do aquecedor (seção de entrada do duto após a redução de diâmetro para conexão). O fato de o escoamento tornar-se completamente desenvolvido permite a utilização de modelos unidimensionais para o tratamento do escoamento após o aquecedor até o trocador de calor, conclusão que pode também ser estendida para a ligação entre o trocador de calor e o aquecedor. Tal simplificação foi sugerida por Bernier e Baliga (1992) que propõem a possibilidade de utilização de modelos híbridos 1D/2D ou 1D/3D como uma alternativa para redução das demandas computacionais de modelos completamente tridimensionais. Ainda assim, pelo que foi descrito aqui, a adoção de modelos 1D/2D não é uma boa opção diante dos inúmeros escoamentos secundários que se desenvolvem no aquecedor.

Na figura 4.33, são apresentados, para o modelo DES em regime permanente, os perfis de velocidade adimensionais obtidos pela razão entre a velocidade média temporal na direção z e a velocidade no centro do tubo de menor diâmetro (para o tubo imediatamente após o aquecedor) versus uma coordenada radial adimensional - as curvas são indicadas para várias alturas (no eixo z), conforme adimensional ζ (definido como $z'/z_{\max}$). É possível notar uma modificação gradativa dos perfis ($0,208 \leq \zeta \leq 0,5$), conferindo uma característica semelhante a perfis de velocidade obtidos em escoamentos forçados e totalmente desenvolvidos ($\zeta = 0,583$).

Nas figuras 4.34 e 4.35 tem-se um mapa de cores para o plano yz , com indicação da distribuição de temperaturas e velocidade média temporal, respectivamente.

Figura 4.32: Velocidade média temporal na linha central dos tubos logo após o aquecedor em função de uma coordenada axial z' posicionada no fundo do trocador de calor. Resultado do modelo DES para regime permanente

Figura 4.33: Razão entre a Velocidade média temporal na direção z e a velocidade no centro do tubo de menor diâmetro na linha central dos tubos logo após o aquecedor em função de uma coordenada radial adimensional - as curvas são indicadas para várias alturas (no eixo z), conforme adimensional ζ . Resultado do modelo DES para regime permanente

Figura 4.34: Mapa de cores para a temperatura em plano de simetria yz

Figura 4.35: Mapa de cores para a velocidade média temporal em plano de simetria yz

Conclusões e sugestões para pesquisas futuras

5.1 Conclusões

Foi realizado um estudo numérico do circuito de circulação natural de água do Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares. Um modelo matemático tridimensional foi desenvolvido para estudo de escoamento em condição estável sem mudança de fase líquido-vapor. O modelo apresentou, entre outras inovações (frente aos trabalhos já reportados na literatura), condições de contornos mais realistas na região do aquecedor e do trocador de calor, um elevado nível de detalhamento geométrico, além da inclusão de trocas térmicas convectivas da superfície externa dos tubos de vidro que compõem o circuito de circulação natural e o ambiente externo (convecção externa).

O modelo matemático foi analisado em regime permanente e transitório por meio do uso do software comercial ANSYS CFX[®] e seus diversos módulos, incluindo o gerador de malhas ICEM[®]. A densidade de malha foi adequadamente analisada por técnicas recomendadas pela literatura, bem como o estudo do passo temporal para a solução em regime transitório.

Foram empregados sete modelos de turbulência: zero equação, de transporte da viscosidade turbulenta (EVTE), $k - \omega$, $k - \varepsilon$, SST, SSG e DES. Os resultados dos modelos foram comparados entre si e confrontados aos resultados experimentais obtidos especialmente para esse fim. Em decorrência das características do experimento, as comparações se concentraram sobretudo na distribuição espacial e evolução temporal da temperatura em vários pontos do circuito de circulação natural.

O estudo indicou que o escoamento transitório para a potência nominal do aquecedor de 1000 W durava aproximadamente 3000 s, sendo que as maiores flutuações nas grandezas ocorriam até o milésimo segundo. Por esse motivo, foi escolhido o intervalo entre o início da operação do circuito de circulação natural (com gradiente de temperaturas igual a zero) e o instante de 1000 s para análise comparativa dos resultados transientes dos modelos de turbulência selecionados.

A comparação dos resultados de temperatura obtidos por cada um dos modelos de turbulência aos pontos instrumentados no circuito experimental, na condição transitória, revelou desvios bastante elevados nas respostas do modelo de zero equação. Desvios intermediário foram observados nos modelos de transporte da viscosidade turbulenta (EVTE), $k - \omega$, SST e SSG e resultados melhores foram verificados nos modelos $k - \varepsilon$ e DES (com significativa superioridade do primeiro modelo).

A análise dos termos de produção de turbulência inicial, revelou que a vantagem do modelo $k - \varepsilon$ sobre os modelos mais complexos foi a menor produção nos instantes iniciais das quantidades turbulentas, que surgiram erroneamente em grandes quantidades nos outros modelos. As temperaturas em todos os modelos (exceto no modelo $k - \varepsilon$), foram superestimadas por esta produção inicial mais elevada. O desempenho dos modelos de transporte da viscosidade turbulenta (EVTE), $k - \omega$, SST e SSG e, em menor grau, o modelo de DES, foi prejudicado pelo histórico da influência inicial das quantidades turbulentas.

A falha dos modelos em regiões com pouca turbulência ou escoamento laminar de modelos baseados no LES já fora indicada pela literatura (Barhaghi et al., 2006), contudo, nenhum estudo foi encontrado pelo autor desta tese que quantificasse, conforme realizado, para convecção natural, o comportamento citado em uma condição transitória.

A mesma comparação dos resultados de temperatura dos modelos com o experimento foi executada para condição de regime permanente. O regime permanente foi atingido após o avanço da solução numérica transitória de todos os modelos até o instante em que as variações médias das grandezas não apresentassem variações significativas. Pelos resultados verificou-se que, em condições de regime permanente, o melhor desempenho foi obtido pelo modelo DES, dentre os modelos testados. A comparação entre os modelos indicou que o modelo DES é capaz de estimar as quantidades turbulentas mais precisamente, e acredita-se que o faça mais adequadamente nas proximidades das paredes. Ainda assim, à exceção do modelo de zero equação, as respostas dos outros modelos testados, em regime

permanente, comparadas às quantidades medidas no experimento, mantiveram razoável nível de acuidade, compatível com desvios aceitáveis de engenharia.

É possível destacar ainda que, para todos os modelos testados, os desvios médios em regime permanente (para os pontos em que foram monitoradas experimentalmente as temperaturas) foram menores para um mesmo modelo do que os desvios apresentados durante o regime transitório.

Tempos computacionais relativamente grandes em função da demanda por avanço temporal diminuto, foram apresentadas por todas as simulações numéricas, além da necessidade por malhas extremamente refinadas. Destaca-se, neste quesito, o desempenho favorável do modelo $k - \varepsilon$ diante dos demais porque apresentou os melhores resultados em regime transitório (até o milésimo segundo) e razoável desempenho em regime permanente, atingindo essa condição em um tempo inferior aos demais (excluindo o modelo em que os erros encontrados foram muito significativos como o modelo de zero equação).

No modelo $k - \varepsilon$, quando analisado para as condições de operação em regime permanente do circuito de circulação natural, encontraram-se as maiores estruturas de turbulência, suavizada, contudo, a variação das grandezas nas proximidades das paredes da região de aquecimento no aquecedor.

Foram analisadas detalhadamente as características da dinâmica do escoamento, ressaltando regiões de circulação e escoamentos secundários (indicando aparecimento e colapso dessas estruturas) assim como o impacto dessas estruturas no mecanismo global da mecânica dos fluidos e da transferência de calor no circuito de circulação natural. A dinâmica complexa do escoamento e várias regiões de recirculação foi revelada por esta análise. A complexidade maior do escoamento foi encontrada no aquecedor e em menor grau no trocador de calor. Nas demais localidades do circuito, observou-se bastante consistência entre o escoamento em regime permanente e o escoamento completamente desenvolvido em dutos.

No circuito de circulação natural verifica-se um escoamento complexo que demanda grande esforço computacional para simulações numéricas. Os resultados obtidos pelos modelos de turbulência testados situam-se nos limites dos erros aceitáveis de engenharia, todavia, o escoamento transitório ainda é um desafio à sua aplicação. Conclui-se das simulações realizadas que o uso do ferramental matemático exposto é adequado para o projeto de sistemas como o apresentado.

5.2 Sugestões para pesquisas futuras

Em função das dificuldades encontradas, sugere-se como continuidade para a pesquisa sobre a convecção natural em circuitos de circulação natural na análise teórico-numérica do fenômeno:

- (i) Ampliação dos estudos para diversas potências no aquecedor, bem como a verificação da influência da variação dessa quantidade sobre os desvios produzidos;
- (ii) Modificação das posições do aquecedor e do trocador de calor em posições distintas às apresentadas, obedecendo à condição de estabilidade do escoamento, para análise do impacto dessas mudanças na dinâmica do escoamento;
- (iii) Estudos geométricos especialmente na região do aquecedor com o objetivo de melhorar a troca térmica, diminuindo assim o tempo em que o circuito opera em regime transitório;
- (iv) Desenvolvimento de modelos matemáticos para turbulência que corrijam a produção exagerada de turbulência no início de operação do circuito, que foi apontada como a causadora de diversos desvios produzidos em regime transitório nos resultados de diversos modelos, ou ainda a modificação de constantes no modelo DES (ou inclusão de funções peso) para que este se adapte de maneira mais favorável às quantidades turbulentas iniciais e possa ser utilizado desde os primeiros instantes até que se atinja o regime permanente de modo mais eficiente;
- (v) Verificação da eficiência de modelos híbridos 1D/3D vislumbrando diminuir o tempo computacional;
- (vi) Estudo de modelos para condições críticas não exploradas neste trabalho como aquelas que se estabelecem em casos de transitórios muito intensos no aquecedor (flutuações de potência), ou ainda, de condições que possam levar a mudança de fase líquido-vapor e,
- (vii) Desenvolvimento de metodologias de projeto com equações empíricas ou que possam ser utilizadas em determinações e estimativas para aplicações de engenharia.

Para o circuito de circulação experimental, a fim de melhorar a comparação dos resultados dos estudos numérico-computacionais aos experimentos sugere-se a inclusão de um maior número de sensores na região do aquecedor e do trocador de calor, além de instrumentação para medição da vazão em massa que se estabelece no circuito, instrumentação capaz de estimar as flutuações de velocidade nestas regiões e diminuição das tubulações horizontais objetivando diminuir a necessidade de discretização excessiva nestas tubulações.

O estudo numérico do circuito de circulação natural quando em operação com bifásico, com modelos tridimensionais permanece como desafio. Pesquisas futuras deverão ser capazes de resolver diversos problemas encontrados em simulações deste tipo. Simulações computacionais realizadas pelo autor desta tese, adicionalmente ao trabalho aqui exposto, mas não apresentadas neste texto, revelaram importantes obstáculos a serem superados nas determinações numéricas para os escoamentos transitórios com mudança de fase. Analisando brevemente tais dificuldades é possível concluir que:

- (i) Assim como reportado na literatura (Nayak e Vijayan, 2008; Sabundjian et al., 2011) há presença de instabilidades operacionais nos circuitos de circulação natural bifásicos. Há indicação (Nayak e Vijayan, 2008) de que os circuitos de circulação natural são, por natureza, mais instáveis do que os circuitos forçados. É necessário capturar em simulação numérica tal comportamento, prevendo a amplitude das instabilidades físicas. Modelos unidimensionais simplificados (Sabundjian et al., 2011) não são capazes de fazê-lo adequadamente.
- (ii) É indispensável o correto tratamento matemático da mudança de fase que pode ocorrer na região aquecedor. Segundo Shoji (2004) a mudança de fase na superfície do elemento de aquecimento é um problema complexo, envolvendo processos e subprocessos. Há interações da superfície aquecida e o escoamento adjacente que se relacionam a interação térmica: da superfície e as bolhas de vapor diretamente, entre os locais de nucleação na superfície, entre as bolhas de vapor e o fluido no estado líquido e a interação hidrodinâmica entre as bolhas. Também é necessário correlacionar a nucleação das bolhas de vapor com a rugosidade da superfície aquecida. Modelos mais complexos certamente devem incluir discretização interna da parede do aquecedor e a transferência de calor no sólido para considerar as mudanças locais de temperatura internamente e na superfície do elemento aquecido.

- (iii) Há necessidade de construção ou da adequação de modelos de turbulência existentes para melhor captura das características dos escoamentos com mudança de fase em situação de troca de massa entre as mesmas. Koncar e Matkovic (2012) simularam escoamento de um fluido refrigerante (HFE-301) em um canal retangular vertical com uma parede aquecida em condições de mudança de fase para convecção forçada. Os resultados da simulação deste último trabalho, ainda que para convecção forçada, são relevantes no estudo da simulação do circuito de circulação natural, pela concepção do modelo bifásico e o uso pelos pesquisadores do mesmo código computacional comercial (ANSYS-CFX[®]) empregado no estudo apresentado nesta tese.

No modelo de Koncar e Matkovic (2012) as equações de conservação de massa, energia e quantidade de movimento foram escritas separadamente para cada uma das fases. As equações de conservação são obtidas por um conjunto médio de balanços locais instantâneos escritos para as duas fases, admitindo a mesma pressão para líquido e vapor. Contudo, a informação relacionada à microescala fenomenológica (troca de massa entre as fases, por exemplo) foi negligenciada através do uso de equações adicionais para fechamento do modelo (chamadas de equações constitutivas). Além disso, o modelo de tratamento de turbulência utilizado (SST) foi empregado apenas para a fase líquida. E o aumento da turbulência no líquido pela movimentação das bolhas de vapor foi contabilizado pela adição ao termo de viscosidade (na equação da conservação de quantidade de movimento), de uma quantidade dependente diretamente do título, do diâmetro local da bolha e da velocidade relativa das fases, além de uma constante. Na parede, como condição de contorno, a fase vapor não obedecia à condição de aderência, imposta apenas para a fase líquida. Adicionalmente empregaram simplificações como tamanho de bolha constante e ausência de força de arrasto nas bolhas, assim como lei logarítmica para distribuição de velocidade nas proximidades da parede.

Os resultados numéricos obtidos, quando comparados às medições, não foram adequados nas proximidades da parede aquecida, especialmente para taxas de transferência de calor mais elevadas. Indicando que, as simplificações e as condições de contorno impostas prejudicaram a captura da dinâmica do escoamento e, provavelmente, são inadequadas para tratar do modelo bifásico de escoamento no circuito de

circulação natural. Sendo o código computacional comercial ANSYS-CFX® muito limitado quanto à possibilidade de modificações no código fonte, há uma significativa indicação de que o mesmo não seja ferramental adequado para a simulação bifásica do circuito de circulação natural, como indicado nos testes realizados pelo autor e os resultados do modelo de Koncar e Matkovic (2012). Indicando assim, a necessidade de uso de outros códigos (Mimouni et al., 2011) ou o desenvolvimento de um código próprio.

- (iv) No aquecedor do circuito de circulação natural, em condições de escoamento bifásico, o líquido entra na parte inferior do aquecedor, recebe calor e começa o processo de ascensão. Caso não haja superaquecimento no líquido (metaestabilidade) quando o mesmo atinge a temperatura de saturação (correspondente à sua pressão local), se estabelece o início da mudança de fase (formação e desprendimento das bolhas de vapor na superfície do aquecedor).

Eventos como coalescência das bolhas e o padrão de escoamento tridimensional dificultam a construção ou estudo de partes do circuito de circulação natural separadamente (submodelamento). Obrigando desta forma, a construção do circuito completo para captura do complexo padrão de escoamento que se desenvolve. Além do mais, a existência de regiões em que não há formação de bolhas de vapor no aquecedor e de regiões em que há formação, alternadamente (Siddiqui et al., 2010), são provas circunstanciais que a dinâmica do escoamento de entrada no aquecedor possa ser indispensável no estudo das correntes convectivas que se desenvolvem ao longo do mesmo.

A conjuntura evidenciada é conclusiva sobre a grande demanda computacional a ser empregada em uma simulação para escoamento tridimensional bifásico no circuito de circulação natural, indicada por um conjunto complexo de equações, sendo algumas delas ainda desconhecidas, e uma malha de grande número de elementos.

Referências Bibliográficas

- Ambrosini W., Forgione N., Ferreri J., Bucci M., The effect of wall friction in single-phase natural circulation stability at the transition between laminar and turbulent flow, *Annals of Nuclear Energy*, 2004, vol. 31, p. 1833
- Amirante R., Del Vescovo G., Lippolis A., Evaluation of the flow forces on an open centre directional control valve by means of a computational fluid dynamic analysis, *Energy conversion and management*, 2006, vol. 47, p. 1748
- Amirante R., Moscatelli P., Catalano L., Evaluation of the flow forces on a direct (single stage) proportional valve by means of a computational fluid dynamic analysis, *Energy conversion and management*, 2007, vol. 48, p. 942
- Andrade D., Sabundjian G., Umbehaun P., Torres W., Belchior Jr. A., Rocha R., Fernandes T.D.J.; Carvalho A., Simulação e Análise do Fenômeno de Circulação Natural Monofásica e Bifásica no Circuito Experimental Instalado na Engenharia Química POLI-USP, com o Código RELAP5. In *International Nuclear Atlantic Conference (INAC)* , 2005
- ANSYS-CFX 12.0 Users Manual, ANSYS, 2010
- Başaran T., Küçüka S., Flow through a rectangular thermosyphon at specified wall temperatures, *International Communications in Heat and Mass Transfer*, 2003, vol. 30, p. 1027
- Barhaghi D., Davidson L., Karlsson R., Large-eddy simulation of natural convection boundary layer on a vertical cylinder, *International journal of heat and fluid flow*, 2006, vol. 27, p. 811

- Belchior Jr. A., Bastos J. L. F., Sabundjian G., Andrade D. A., Two Phase Flow Instabilities in a Natural Circulation Rectangular Loop. In 8th International Conference on Nuclear Engineering , 2000
- Bernier M., Baliga B., A 1-D/2-D model and experimental results for a closed-loop thermosyphon with vertical heat transfer sections, International journal of heat and mass transfer, 1992, vol. 35, p. 2969
- Brennen C., Fundamentals of multiphase flow. Cambridge Univ Pr, 2005
- Carelli M. D., Conway L. E., Oriani L., Petrovic B., Lombardi C. V., Ricotti M. E., Barroso A. C. O., Collado J. M., Cinotti L., Todreas N. E., Grgic D., Moraes M. M., Boroughs R. D., Ninokata H., Ingersoll D. T., Oriolo F., The design and safety features of the IRIS reactor, Nuclear Engineering and Design, 2004, vol. 230, p. 151
- Cheesewright R., King K., Ziai S., Experimental data for the validation of computer codes for the prediction of two-dimensional buoyant cavity flows, Significant Questions in Buoyancy Affected Enclosure or Cavity Flows, 1986, vol. 60, p. 75
- Chen S., Liu H., Zheng C., Numerical study of turbulent double-diffusive natural convection in a square cavity by LES-based lattice Boltzmann model, International Journal of Heat and Mass Transfer, 2012
- Davidson L., An introduction to turbulence models, 2003
- Davidson L., Fluid Mechanics, Turbulent Flow and Turbulence Modeling, Chalmers University of Technology, 2011
- Derakhshan S., Nourbakhsh A., Theoretical, numerical and experimental investigation of centrifugal pumps in reverse operation, Experimental thermal and fluid science, 2008, vol. 32, p. 1620
- Desrayaud G., Fichera A., Marcoux M., Numerical investigation of natural circulation in a 2D-annular closed-loop thermosyphon, International journal of heat and fluid flow, 2006, vol. 27, p. 154

- Devia F., Misale M., Analysis of the effects of heat sink temperature on single-phase natural circulation loops behaviour, *International Journal of Thermal Sciences*, 2012, vol. 59, p. 195
- Freire A. P. S., Ilha A., Colaço M. J., *Coleção Cadernos de Turbulência*. Instituto Militar de Engenharia, 2006
- George W., *Lectures in Turbulence for the 21st Century*, Chalmers University of Technology, 2006
- Gosman A., Developments in CFD for industrial and environmental applications in wind engineering, *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 1999, vol. 81, p. 21
- Greif R., Natural circulation loops, *Journal of Heat Transfer*, 1988, vol. 110, p. 1243
- Huang B., Zelaya R., Heat transfer behavior of a rectangular thermosyphon loop, *Journal of heat transfer*, 1988, vol. 110, p. 487
- Incropera F., DeWitt D., *Fundamentos de Transferência de Calor e de Massa*, 4ª Edição, LTC, Rio de Janeiro, 2003
- Ingersoll D., Deliberately small reactors and the second nuclear era, *Progress in Nuclear Energy*, 2009, vol. 51, p. 589
- Keller J., Periodic oscillations in a model of thermal convection, *J. Fluid Mech*, 1966, vol. 26, p. 599
- Kolár V., Vortex identification: New requirements and limitations, *International journal of heat and fluid flow*, 2007, vol. 28, p. 638
- Kolmogorov A., Equations of turbulent motion of an incompressible fluid, *Izv. Akad. Nauk SSSR, Ser. Fiz*, 1942, vol. 6, p. 56
- Koncar B., Matkovic M., Simulation of turbulent boiling flow in a vertical rectangular channel with one heated wall, *Nuclear Engineering and Design*, 2012, vol. 245, p. 131
- Launder B., Spalding D., *Lectures in mathematical models of turbulence*, 1972

- Launder B., Spalding D., The numerical computation of turbulent flows, Computer methods in applied mechanics and engineering, 1974, vol. 3, p. 269
- Lavine A., Greif R., Humphrey J., Three-dimensional analysis of natural convection in a toroidal loop: effect of tilt angle, Journal of heat transfer, 1986, vol. 108, p. 796
- Lavine A., Greif R., Humphrey J., A three-dimensional analysis of natural convection in a toroidal loop—the effect of Grashof number, International journal of heat and mass transfer, 1987, vol. 30, p. 251
- LI Y., Wang F., Numerical Investigation of Performance of an Axial-Flow Pump With Inducer*, Journal of Hydrodynamics, Ser. B, 2007, vol. 19, p. 705
- Malhotra A., Kang S., Turbulent Prandtl number in circular pipes, International journal of heat and mass transfer, 1984, vol. 27, p. 2158
- Malkus W., Non-periodic convection at high and low Prandtl number, Mem. Soc. R. Sci. Liege, 1972, vol. 4, p. 125
- Manual L., National Instruments Corporation, Austin, TX, 2001
- Menter F., Zonal Two Equation $k - \omega$ Turbulence Models for Aerodynamic Flows, AIAA Journal, 1993, pp 93–110
- Menter F., Two-equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications, AIAA journal, 1994, vol. 32, p. 1598
- Menter F., Eddy viscosity transport equations and their relation to the $k - \epsilon$ model, Journal of fluids engineering, 1997, vol. 119, p. 876
- Menter F., Kuntz M., Langtry R., Ten years of industrial experience with the SST turbulence model, Turbulence, heat and mass transfer, 2003, vol. 4, p. 625
- Menter F. R., Review of the shear-stress transport turbulence model experience from an industrial perspective, International Journal of Computational Fluid Dynamics, 2009, vol. 23, p. 305
- Mimouni S., Foissac A., Lavieville J., {CFD} modelling of wall steam condensation by a two-phase flow approach, Nuclear Engineering and Design, 2011, vol. 241, p. 4445

- Misale M., Garibaldi P., Passos J., de Bitencourt G., Experiments in a single-phase natural circulation mini-loop, *Experimental thermal and fluid science*, 2007, vol. 31, p. 1111
- Mockett C., A comprehensive study of detached-eddy simulation. Univerlagtuberlin, 2009
- Moon Y., Oh H., Seo J., Aerodynamic investigation of three-dimensional wings in ground effect for aero-levitation electric vehicle, *Aerospace science and technology*, 2005, vol. 9, p. 485
- Murakami S., Comparison of various turbulence models applied to a bluff body, *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 1993, vol. 46, p. 21
- Nallasamy M., Turbulence models and their applications to the prediction of internal flows: a review, *Computers & fluids*, 1987, vol. 15, p. 151
- Nayak A., Vijayan P., Flow instabilities in boiling two-phase natural circulation systems: a review, *Science and Technology of Nuclear Installations*, 2008, vol. 2008
- NRC U., RELAP5/MOD3. 3 code manuals, Idaho National Engineering Laboratory, NUREG/CR-5535, 2001
- Oberkampf W. L., Trucano T. G., Verification and validation benchmarks, *Nuclear Engineering and Design*, 2008, vol. 238, p. 716
- Persson N., Karlsson R., Turbulent natural convection around a heated vertical slender cylinder, *Int. Symp. on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics*, 1996
- Pilkhwal D., Ambrosini W., Forgione N., Vijayan P., Saha D., Ferreri J., Analysis of the unstable behaviour of a single-phase natural circulation loop with one-dimensional and computational fluid-dynamic models, *Annals of Nuclear Energy*, 2007, vol. 34, p. 339
- Pope S. B., A more general effective-viscosity hypothesis, *Journal of Fluid Mechanics*, 1975, vol. 72, p. 331
- Redlich O., Kwong J., On the Thermodynamics of Solutions. V. An Equation of State. Fugacities of Gaseous Solutions., *Chemical Reviews*, 1949, vol. 44, p. 233

- Revkin A. C., Study Says Tapping of Granite Could Unleash Energy Source. New York Times, 2007, Disponível em: <http://www.nytimes.com/2007/01/23/business/23thermal.html>, Acesso em: 23 Agosto 2010
- Rhie C., Chow W., A Numerical Study of the Turbulent Flow Past an Isolated Airfoil with Trailing Edge Separation, The American Institute of Aeronautics and Astronautics Journal, 1982, vol. 21
- Sabundjian G., Andrade D., Umbehaun P., Castro A., Torres W., Belchior Jr. A., Rocha R., Damy O., Torres W., Análise Experimental do Fenômeno de Circulação Natural. In Encontro Nacional de Ciências Térmicas , 2006
- Sabundjian G., Andrade D., Umbehaun P., Castro A., Torres W., Braz Filho F., Borges E., Belchior Jr. A., Rocha R., Damy O., Torres W., One and Two-Phase RELAP5 Simulation of the Natural Circulation Phenomenon in the Experimental Circuit of POLI/USP. In International Nuclear Atlantic Conference , 2007
- Sabundjian G., Andrade D., Umbehaun P., Castro A., Torres W., Braz Filho F., Borges E., Conti T., Masotti P., Mesquita R., Paladino A., Belchior Jr. A., Rocha R.T.V. e Damy O., Análise Teórico e Experimental do Fenômeno de Circulação Natural. In Encontro Brasileiro sobre Ebulicção, Condensação e Escoamento Multifásico Líquido-Gás , 2008
- Sabundjian G., Andrade D. A., Umbehaun P., Torres W., Macedo L., Conti T., Mesquita R., Massotti P. H., Penha R., Filho M., Melo G., Filho F., Borges E., Comparison Between Experimental Data And Numerical Modeling Fof The Natural Circulation Phenomenon. In International Nuclear Atlantic Conference , 2009
- Sabundjian G., Andrade D. A. d., Umbehaun P. E., Torres W. M., Macedo L. A., Conti T. N., Mesquita R. N. d., Angelo G., Comparison between experimental data and numerical modeling for the natural circulation phenomenon, Journal of the Brazilian Society of Mechanical Sciences and Engineering, 2011, vol. 33, p. 227
- Sagaut P., Large eddy simulation for incompressible flows. vol. 20, Springer Berlin, 2001
- Sahner J., Weinkauff T., Hege H., Galilean invariant extraction and iconic representation of vortex core lines. In Proc. EuroVis , vol. 2005, 2005

- Salinas-Vázquez M., Vicente W., Martínez E., Barrios E., Large eddy simulation of a confined square cavity with natural convection based on compressible flow equations, *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 2011
- Schlichting H., Gersten K., Gersten K., *Boundary-layer theory*. Springer Verlag, 2000
- Schuster C., Ellinger A., Knorr J., Analysis of flow instabilities at the natural circulation loop DANTON with regard to non-linear effects, *Heat and Mass Transfer*, 2000, vol. 36, p. 557
- Sesini P., Análise das instabilidades termo-hidráulicas em um circuito operando em regime de circulação natural bi-fásico, UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO, 1998, Dissertação de Mestrado
- Shoji M., Studies of boiling chaos: a review, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2004, vol. 47, p. 1105
- Siddiqui M. A., Kamil M., Asif M., Jairajpuri A., Experimental study of boiling incipience in a closed loop vertical annular thermosiphon, *Applied Thermal Engineering*, 2010, vol. 30, p. 1333
- Silva G., Leal N., Semiao V., Critical pressure for capillary valves in a Lab-on-a-Disk: CFD and flow visualization, *Computers & Structures*, 2009
- Spence R., Amaral-Teixeira J., A CFD parametric study of geometrical variations on the pressure pulsations and performance characteristics of a centrifugal pump, *Computers & Fluids*, 2009, vol. 38, p. 1243
- Speziale C., Sarkar S., GATSKI T., et al., Modelling the pressure-strain correlation of turbulence- An invariant dynamical systems approach, *Journal of Fluid Mechanics*, 1991, vol. 227, p. 245
- Stern F., Wilson R., Coleman H., Paterson E., Comprehensive approach to verification and validation of CFD simulations-Part 1: Methodology and procedures, *TRANSACTIONS-AMERICAN SOCIETY OF MECHANICAL ENGINEERS JOURNAL OF FLUIDS ENGINEERING*, 2001, vol. 123, p. 793

- Strelets M., Detached Eddy Simulation of Massively Separated Flows, AIAA Journal, 39th Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, 2001
- Su Y., Chen Z., 2-D numerical study on a rectangular thermosyphon with vertical or horizontal heat transfer sections, International journal of heat and mass transfer, 1995, vol. 38, p. 3313
- Swapnalee B., Vijayan P., A generalized flow equation for single phase natural circulation loops obeying multiple friction laws, International Journal of Heat and Mass Transfer, 2011, vol. 54, p. 2618
- Technical-Document, 2005 Technical report Natural circulation water cooled nuclear power plants: phenomena, models, and methodology for system reliability assessments
- Teertstra P., Yovanovich M., Culham J., Modeling of natural convection in electronic enclosures, Journal of electronic packaging, 2006, vol. 128, p. 157
- Tsuji T., Nagano Y., Characteristics of a turbulent natural convection boundary layer along a vertical flat plate, International journal of heat and mass transfer, 1988a, vol. 31, p. 1723
- Tsuji T., Nagano Y., Turbulence measurements in a natural convection boundary layer along a vertical flat plate, International journal of heat and mass transfer, 1988b, vol. 31, p. 2101
- U.S.N.R.C. Backgrounder on Chernobyl Nuclear Power Plant Accident. United States Nuclear Regulatory Commission, 2009, Disponível em: <http://www.nrc.gov/reading-rm/doc-collections/fact-sheets/3mile-isle.html>, Acesso em: 27 Abril 2009
- U.S.N.R.C. Fact Sheet on the Three Mile Island Accident. United States Nuclear Regulatory Commission, 2009, Disponível em: <http://www.nrc.gov/reading-rm/doc-collections/fact-sheets/3mile-isle.html>, Acesso em: 27 Abril 2009
- Van Wylen G., Sonntag R., Borgnakke C., Fundamentals of classical thermodynamics. Wiley New York etc, 1976

- Vijayan P., Experimental observations on the general trends of the steady state and stability behaviour of single-phase natural circulation loops, *Nuclear engineering and design*, 2002, vol. 215, p. 139
- Viola I., Downwind sail aerodynamics: A CFD investigation with high grid resolution, *Ocean Engineering*, 2009, vol. 36, p. 974
- Vuolo J., Fundamentos da teoria de erros, Ed Edgard Blúcher, São Paulo, 1992
- Wagner W., Cooper J., Dittmann A., Kijima J., Kretzschmar H., Kruse A., Mareš R., Oguchi K., Sato H., Stöcker I., et al., The IAPWS industrial formulation 1997 for the thermodynamic properties of water and steam, *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, 2000, vol. 122, p. 150
- Walsh P., Leong W., Effectiveness of several turbulence models in natural convection, *International Journal of Numerical Methods for Heat & Fluid Flow*, 2004, vol. 14, p. 633
- Welander P., On the oscillatory instability of a differentially heated fluid loop, *J. Fluid Mech*, 1967, vol. 29, p. 17
- White F., Fluid mechanics, International Edition, McGraw-Hill, 1986
- White F., Viscous flow, McGraw-Hill Inc, 1991
- Wilcox D., Turbulence modeling for CFD, La Canada, CA: DCW Industries, Inc, 1993., 1993
- Wilson R., Stern F., Coleman H., Paterson E., Comprehensive approach to verification and validation of CFD simulations. 2: Application for RANS simulation of a cargo/container ship, *Journal of fluids engineering*, 2001, vol. 123, p. 803
- Yadav A., Ram Gopal M., Bhattacharyya S., CO_2 based natural circulation loops: New correlations for friction and heat transfer, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2012
- Zvirin Y., A review of natural circulation loops in pressurized water reactors and other systems, *Nuclear Engineering and Design*, 1982, vol. 67, p. 203

Apêndice

Dados Experimentais

Neste capítulo são apresentados os valores médios obtidos por todos os termopares nos experimentos indicados no capítulo 2, que foram tratados estatisticamente. A potência para estes testes foi de $P = 1025,4 \pm 19,9\text{W}$.

Os termopares que indicaram pouca variação de temperatura para os diversos experimentos são: T19, T20 e T21, fato justificado no capítulo 2.

Na tabela A.1 apresentam-se os valores para as medidas consideradas praticamente constantes durante os experimentos.

Tabela A.1 - Medida dos termopares T_{amb} , T19, T20 e T21

Termopar	Valor médio (°C)	Desvio Padrão (°C)
T_{amb}	21,05	1,05
T19	24,74	0,95
T20	19,91	0,85
T21	21,05	1,06

A evolução temporal das medidas dos demais termopares são apresentadas em forma gráfica nas figuras de A.1 até A.12.

Figura A.1: Média das temperaturas para o termopar T11

Figura A.2: Média das temperaturas para o termopar T12

Figura A.3: Média das temperaturas para o termopar T13

Figura A.4: Média das temperaturas para o termopar T14

Figura A.5: Média das temperaturas para o termopar T15

Figura A.6: Média das temperaturas para o termopar T16

Figura A.7: Média das temperaturas para o termopar T17

Figura A.8: Média das temperaturas para o termopar T18

Figura A.9: Média das temperaturas para o termopar T22

Figura A.10: Média das temperaturas para o termopar TW1

Figura A.11: Média das temperaturas para o termopar TW2

Figura A.12: Média das temperaturas para o termopar TW3

Modelo bidimensional de canal aquecido

Neste apêndice é apresentado o modelo bidimensional composto por duas paredes verticais aquecidas e um fluido com temperatura inferior à temperatura das paredes ocupando o espaço entre elas. Em função da taxa de transferência de calor entre a parede e o fluido, e do consequente gradiente de temperatura neste, desenvolve-se escoamento ascendente (convecção natural).

O estudo aqui apresentado foi elaborado com o objetivo de determinar uma metodologia baseada no valor da grandeza y^+ para avaliação da adequada densidade da malha nas regiões em que há troca de calor do circuito de circulação natural. As regiões de troca de calor no circuito de circulação natural têm geometria bastante complexa. Assim, o modelo proposto foi utilizado como forma de entender, em uma geometria mais simples, quais os valores de y^+ nas proximidades das paredes devem ser atingidos, para que se garanta, nos modelos completos, que a dinâmica da transferência de calor por convecção seja adequadamente capturada.

Diversos artigos (Cheesewright et al., 1986; Chen et al., 2012; Salinas-Vázquez et al., 2011) são encontrados na literatura que objetivam determinar a característica e o comportamento da região da camada limite quando se verifica o fenômeno da convecção natural. Os trabalhos baseiam-se em geometrias relativamente simples, como por exemplo, cavidades retangulares (veja exemplo na figura B.1). O fluido normalmente utilizado no interior da cavidade é o ar para condição de pressão atmosférica.

Figura B.1: Desenho esquemático de uma cavidade retangular

B.1 Condições de contorno

No modelo proposto foram utilizadas as seguintes condições de contorno: (i) Temperatura constante na superfície da parede vertical à esquerda do modelo (T_S), além de condição de não escorregamento (velocidade do fluido nula sobre a mesma superfície); (ii) região superior e inferior da cavidade com escoamento livre em pressão atmosférica, contudo, em função da dinâmica do escoamento, sabe-se que em ambas as regiões o escoamento é ascendente; (iii) no perímetro inferior o fluido possui temperatura igual a 20°C e, (iv) condição de simetria na vertical oposta à superfície aquecida. A figura B.2 representa esquematicamente o modelo bidimensional do canal retangular e as condições de contorno.

A simulação computacional foi realizada para regime permanente em condições de pressão atmosférica normal (101325 Pa_{abs}) e o modelo de turbulência escolhido foi o SSG.

Diversas simulações foram realizadas, com valores distintos de temperatura para a parede esquerda vertical. Os valores de temperatura utilizados foram 30°C , 40°C , 50°C , 60°C , 70°C e 80°C .

O fluido utilizado para a análise foi a água e todas as propriedades termodinâmicas foram determinadas segundo recomendação da IAPWS (Wagner et al., 2000). A densidade não é mantida constante. Desta forma o termo fonte da equação da conservação da quantidade de movimento fica como indicado na equação 3.5, seção 3.

Figura B.2: Modelo bidimensional de placa plana vertical

A fim de verificar se as grandezas adimensionais utilizadas são independentes do tipo do fluido em análise, foi elaborada uma simulação adicional utilizando ar seco nos internos da cavidade e as propriedades para o ar foram determinadas através de equação de estado de RedlichKwong (Redlich e Kwong, 1949).

O modelo matemático utilizou como critério de convergência os resíduos médios quadráticos inferiores a 1×10^{-5} para vazão em massa, quantidade de movimento e energia. O conjunto de equações diferenciais ordinárias foi resolvido pelo método dos volumes finitos, e as expansões em série de Taylor foram consideradas até segunda ordem para os termos convectivos e nas equações do modelo de turbulência.

B.2 Discretização

A malha utilizada foi composta por elementos do tipo retangulares e é estruturada. Foi denominado de $n\delta_b$ o número de divisões no domínio computacional na dimensão b (coordenada y) e $n\delta_h$ como sendo número de divisões no domínio computacional na dimensão h (coordenada z). O número de divisões horizontais e verticais para cada discretização a ser analisada é indicada na tabela B.1.

Tabela B.1 - Número de divisões horizontais e verticais do domínio computacional

Discretização	$n\delta_b$	$n\delta_h$
A	100	50
B	141	70
C	200	100
D	282	141
E	400	200
F	400	282
G	400	400
H	400	565
I	400	800

Com a finalidade de reduzir a demanda computacional, foi utilizada uma distribuição não linear das divisões verticais (δb), de tal forma que os menores elementos do domínio computacional estão alocados nas proximidades da parede. Na figura B.3 apresenta-se a distribuição da dimensão δb para as discretizações indicadas na tabela pelas letras A e I em função da coordenada y .

Figura B.3: Variação do comprimento do elemento em função da coordenada y

A verificação proposta por Stern e Wilson (Stern et al., 2001; Wilson et al., 2001) foi efetuada para a região nas proximidades da parede, para um incremento da quantidade de elementos em progressão geométrica com razão de raiz de dois em simulações sucessivas.

B.3 Resultados e Conclusões

Na figura B.4 tem-se um gráfico da grandeza u^+ em função de y^+ para uma linha localizada em $z = 0,85 \cdot h$. É possível notar clara tendência de estabilização do comportamento com o incremento do número de elementos. Para valores de $y^+ < 10$ (região distante da parede) a grandeza u^+ é menos sensível ao incremento do número de elementos, em razão da menor influência dos efeitos viscosos nas regiões distantes da parede.

Figura B.4: Indicação dos adimensionais u^+ em função de y^+ para $z = 0,85 \cdot h$

A figura B.5 indica a distribuição das grandezas adimensionais T^+ em função de y^+ para uma linha localizada em $z = 0,85 \cdot h$. Assim como verificado na figura B.4, os perfis possuem uma tendência de estabilização em função do aumento no número de divisões do domínio computacional. O comportamento nas regiões distantes da parede ($y^+ < 10$) para este difere do apresentado na figura B.4, pois há significativa variação dos campos de temperatura nas regiões distantes da parede. Isso ocorre pela dinâmica

da transferência de calor que se desenvolve entre a primeira camada de fluido e a parede, por condução e pela movimentação das camadas adjacentes por convecção. Elementos relativamente grandes na região próxima a parede subestimam a taxa de transferência de calor, gerando temperaturas menores do fluido em posições mais distantes da parede.

Figura B.5: Indicação dos adimensionais T^+ em função de y^+ para $z = 0,85 \cdot h$

Para a placa bidimensional são indicadas as curvas do número de Prandtl em função do número de Grashof, na região que compreende $0 < y < b$ e $z = h/2$ (veja figura B.6). Da análise da figura B.6 depreende-se que a diminuição do y^+ (pelo refinamento da malha) conduz à tendência de convergência do comportamento, ou seja, estabilização do resultado. É verificado que as curvas tornam-se sobrepostas para $y^+ < 1$. Pode-se inferir então que a dinâmica da transferência de calor é adequadamente determinada quando a malha empregada obedece tal restrição.

Para verificar se os perfis adimensionais de temperatura e velocidade dependem do tipo de substância em escoamento (fixado um valor para o número de Rayleigh e a mesma geometria), foi simulado para ar e água o canal retangular em condição na qual o número de Rayleigh em ambos os casos tenha valor igual a $1,32 \times 10^7$. Na figura B.7, tem-se os perfis adimensionais das grandezas u^+ e T^+ em função do y^+ para $z = 0,85 \cdot h$. Da análise dos resultados apresentados na figura B.7 conclui-se que substâncias diferentes produzem perfis distintos ainda que guardem formatos globais relativamente semelhantes, indicando que a semelhança é afetada pela escala entre as viscosidades. Esse fato evidencia que comparações entre experimentos, sejam práticos ou numéricos, devem ser realizadas com muita cautela para evitar conclusões equivocadas.

Figura B.6: Número de Prandtl em função do número de Grashof para modelo bidimensional de placa plana vertical sujeita a convecção natural

Figura B.7: Comparação de alguns adimensionais para água e ar seco

Submodelo do trocador de calor

Neste apêndice é apresentado o modelo completo para o trocador de calor. O trocador de calor é do tipo casco tubo e contra corrente, e é construído completamente em vidro Pyrex[®]. Um desenho esquemático pode ser visto na figura C.1.

Neste apêndice, denomina-se o escoamento que pertence ao circuito de circulação natural como primário (região do casco) e como secundário, o escoamento de fluido que ocorre no interior do tubo em formato de helicóide (região dos tubos).

O objetivo do estudo apresentado foi determinar numericamente o coeficiente de transferência de calor por convecção na região do secundário, necessário à simulação do circuito de circulação natural.

A geometria exata do trocador, conforme desenvolvido no modelo aqui apresentado, caso fosse incluída no circuito de circulação natural, aumentaria demasiadamente a demanda computacional, de tal forma que provavelmente não seria possível a análise de todo o circuito nas máquinas a disposição para as simulações.

Assim, como mencionado no item 2.1, há incertezas quanto ao dimensional exato da geometria do trocador de calor por conta de ser um elemento já existente. A construção do mesmo impossibilita desmontagens e medidas diretas na sua porção interna. Desta forma, algumas dimensões foram estimadas.

Figura C.1: Representação esquemática do trocador de calor

C.1 Modelo matemático, condições de contorno e discretização

Para a determinação do coeficiente de transferência de calor por convecção no secundário, foi conduzida uma sequência de simulações em regime permanente, para diversos modelos de turbulência. Os modelos de turbulência utilizados foram: (i) Zero Equação; (ii) Modelo de transporte da viscosidade turbulenta (EVTE); (iii) $k - \varepsilon$; (iv) $k - \omega$; (v) Shear Stress Transport e (vi) SSG Reynolds Stress.

Não foi testado o modelo DES. A ausência nos testes explica-se por questões que envolvem as elevadas exigências computacionais nesta simulação. As análises em regime permanente para o modelo de turbulência DES requerem que seja realizada ao menos uma simulação em regime transitório mantendo as condições de contorno constantes. Para tal condição o refinamento temporal exige que o número de Courant seja da ordem da unidade, resultando em um passo temporal da ordem de 1×10^{-8} segundos. Adicionalmente, também é requerido um histórico temporal suficiente para que as grandezas flutuantes tornem-se cíclicas, demandando tempo computacional relativamente grande. Várias semanas de testes indicaram que, com os equipamentos disponíveis, a realização destes passos consumiria tempo muito superior aos obtidos pelo circuito. A causadora da demanda computacional elevada é a complexa geometria dos helicóides que, para obtenção de resultados independentes da discretização, impõe a necessidade de utilização de uma quantidade de elementos quatro vezes maior que a total utilizada em todo circuito de circulação natural (contendo um trocador simplificado).

O modelo matemático proposto compara a resposta de saída de temperatura média do circuito primário e secundário para os diversos modelos de turbulência, a fim de determinar qual dos modelos representa melhor a dinâmica do escoamento nesta região. Supõe-se que o menor desvio entre o numérico e o experimental indique uma simulação mais próxima da realidade, simulação capaz de representar mais adequadamente a dinâmica dos fenômenos hidrodinâmicos e térmicos.

O método utilizado para a resolução das equações de conservação é o método dos volumes finitos, aplicado a uma malha tridimensional. As equações de conservação resolvidas são: equação da conservação de massa, equação da conservação da quantidade de movimento e equação da conservação da energia. O fluido do primário e do secundário é a água. As propriedades termodinâmicas foram determinadas segundo IAPWS (Wag-

ner et al., 2000), à exceção da densidade que é mantida constante, razões justificadas no capítulo 3.

A discretização do modelo apresenta um elevado grau de complexidade. Geradores de malha tetraédrica automatizados proporcionam uma quantidade relativamente grande de elementos na região do secundário. Isto ocorre graças à relação entre diâmetro e comprimento. Por esse motivo a malha foi gerada com auxílio de outros geradores não automáticos e construída tendo como objetivo a utilização do maior número de elementos hexaédricos na complexa geometria do trocador.

Como a transferência de calor no dispositivo foi alvo de estudo, é requerido que o y^+ nas regiões próximas à parede possua valor inferior à unidade como apresentado no item 3.5. Para tanto o modelo numérico foi dividido em quatro subdomínios distintos: (i) helicóide interior, (ii) helicóide exterior, (iii) primário e (iv) bocais de conexão do secundário entre o helicóide interior e exterior nas regiões de entrada e saída. Para as regiões (i) e (ii) foi elaborada uma discretização do tipo hexaédrica no software Ansys-ICEM[®], e para a região (iii) e (iv) confeccionou-se de malha prismática nas regiões próximas às paredes e na região central malha tetraédrica.

Na figura C.2 é apresentada esquematicamente a distribuição superficial de elementos para a região (i), região helicóide interior, em situação na qual os resultados são independentes da discretização (densidade de malha obtida pelo método de Stern e Wilson, (Stern et al., 2001; Wilson et al., 2001)). Como a geometria deste helicóide se repete 36 vezes ao longo de todo o secundário, o trecho de malha foi sucessivamente refletido. Como as faces entre uma entrada e saída deste subdomínio possuem a mesma discretização, foi utilizado um acoplamento entre as faces e os nós diretamente, sem necessidade de utilização de um modelo de acoplamento entre as mesmas. O número resultante de elementos, para cada subdomínio helicoidal interno é igual a 111168 elementos totalizando aproximadamente 4 milhões de elementos discretizados para esta região.

Figura C.2: Distribuição superficial de elementos para a região (i), região helicóide interior

Na figura C.2 mostra-se esquematicamente a distribuição superficial de elementos para a região (ii), helicóide exterior em situação onde os resultados são independentes da discretização. O mesmo processo utilizado para a região interior foi efetuado para o helicóide exterior, repetindo-se esta geometria por 35 vezes. O número de elementos para um único subdomínio helicoidal exterior é igual a 114080 elementos, totalizando aproximadamente 4 milhões de elementos.

É apresentada na figura C.4 a discretização superficial do subdomínio de acoplamento entre os helicóides interior e exterior. Como não há compatibilidade dos elementos de uma região com a outra, há necessidade de impor como condição de contorno pela metodologia GGI, descrita no capítulo 3.4 para conexão de diferentes tipos de discretização. Há presença de dois conectores semelhantes ao indicado na figura, um para a região de entrada do secundário e outro semelhante para a região de saída. Os dois subdomínios somados resultaram em um total de 402572 elementos.

A discretização para a região do primário pode ser observada na figura C.5. A adequada discretização desta região demanda um total de 4,5 milhões de elementos.

Figura C.3: Distribuição superficial de elementos para a região (ii), helicóide exterior

Figura C.4: Detalhe do acoplamento das malhas para o secundário

Na figura C.6 tem-se esquematicamente a montagem de todos os subdomínios em um único domínio. O modelo completo possui aproximadamente 12,9 milhões de elementos.

Figura C.5: Corte indicando detalhe da malha para o primário

Figura C.6: Indicação da malha completa para o trocador de calor em corte

As condições de contorno utilizadas no problema foram:

- (i) Temperatura de entrada no primário (T_{EP}) de valor igual a 42,3°C, valor experimental indicado pelo termopar T21;
- (ii) Temperatura de entrada no secundário (T_{ES}) de valor igual a 24,7°C, valor experimental indicado pelo termopar T21;
- (iii) Vazão em massa na região do primário igual a 0,02953 kg/s obtida pelo balanço de energia global no trocador de calor em regime permanente (equação C.1);

$$\dot{m}_P = \frac{\dot{m}_S \cdot (T_{SS} - T_{ES})}{(T_{EP} - T_{SP})} \quad (\text{C.1})$$

Sendo que, $\dot{m}_S$ é a vazão em massa no circuito secundário indicada por um rotâmetro, de valor igual a 0,02772 kg/s; T_{SS} é a temperatura de saída do trocador de calor indicada pelo termopar T21 em condição de regime permanente (32,08°C) e T_{SP} é a temperatura de saída do circuito primário indicada pelo termopar T17 em condição de regime permanente (35,4°C). Admite-se que o calor específico médio para a água do secundário e do primário seja semelhante.

- (iv) Vazão em massa na região do secundário sendo igual a 0,02772 kg/s, obtida experimentalmente e indicada pelo rotâmetro.
- (v) O modelo matemático despreza a existência do vidro Pyrex[®] em sua forma discreta, mas a influência da presença do mesmo foi incluída na análise por meio de uma condição de contorno de contato, com espessura equivalente a indicada na figura C.1 (cujo valor é de 0,4 mm);
- (vi) Em todas as paredes do trocador de calor, no modelo matemático, foi considerado o princípio da aderência e parede lisa.
- (vii) Para contabilizar a transferência de calor entre o fluido do primário e secundário utilizou-se a metodologia GGI, pois os elementos superficiais entre o circuito primário e secundários não são geometricamente os mesmos. Nesta região não é permitida a transferência de massa, ou seja, o fluido do primário não atravessa a fronteira para o secundário e vice versa, e entre as faces é calculada a transferência de calor entre os meios.

Como simplificação, foi desprezada a troca térmica por convecção e radiação para o ar ambiente e vizinhanças na região externa do trocador de calor, uma vez que sua dimensão é relativamente pequena se comparada ao circuito de circulação natural.

O modelo considera aproximações até segunda ordem para os termos convectivos nas equações de conservação de massa, quantidade de movimento e energia. Utilizou-se acoplamento entre pressão e velocidade por meio de polinômio de quarta ordem (Rhie e Chow, 1982) e também a condição de que nenhuma grandeza possua resíduo médio quadrático superior a 1×10^{-5} .

C.2 Resultados e conclusões

Na tabela C.1 são apresentados os valores de temperatura de saída do primário, secundário e os desvios percentuais para cada modelo em relação aos experimentais. É possível notar que, dentre todos os modelos utilizados, o modelo $k - \varepsilon$ apresenta o menor desvio tanto para a região do secundário quanto para a região do primário (2,4% e 2,0%, respectivamente). Também é possível notar que todos os modelos de turbulência com exceção do modelo de Zero Equação, apresentam um desvio médio da ordem de 4,5%.

Tabela C.1 - Indicação das temperaturas de saída na região do primário e secundário e desvio percentual para os diversos modelos de turbulência

Modelo	T_{SP} , °C	Desvio	T_{SS} , °C	Desvio
ZE	38,85	9,7%	28,43	11,4%
EVTE	34,05	3,8%	33,65	4,9%
$k - \varepsilon$	36,25	2,4%	31,45	2,0%
$k - \omega$	33,85	4,4%	33,65	4,9%
SST	33,847	4,4%	33,67	5,0%
SSG	36,748	3,8%	33,46	4,3%
T17 = T_{SP-EXP}	35,4	-	-	-
T21 = T_{SS-EXP}	32,08	-	-	-

Como o modelo $k - \varepsilon$ foi o que obteve menor desvio na obtenção dos dados se comparados aos experimentais, tem-se um forte indicativo de que as quantidades. Como a taxa de transferência de calor, o coeficiente de transferência de calor por convecção, os campos de velocidade e a temperatura sejam os mais próximos do experimento. Sendo assim, este foi

utilizado para a determinação do coeficiente médio de transferência de calor por convecção, utilizado no modelo do circuito de circulação natural.

O coeficiente médio de transferência de calor por convecção foi obtido como sendo a média na superfície da grandeza conforme indicado na equação C.2. O valor resulta em 835,4 W/m²K, usado em todas as simulações do circuito.

$$\bar{h} = \frac{1}{A} \int_A h \, dA. \quad (\text{C.2})$$

É possível notar também que existe significativa variação do coeficiente de transferência de calor por convecção com a altura da serpentina, como pode ser observado na figura C.7a.

Na figura C.7b tem-se as linhas de corrente para a região do primário e secundário. Na região do circuito primário é possível notar uma discreta tendência à rotação em torno do eixo vertical do trocador de calor. Tal característica não foi verificada nas simulações do circuito de circulação natural por causa da substituição dos helicóides por elementos circulares em formato de anel (com seção transversal circular). Este comportamento também foi observado visualmente nos experimentos.

Na figura C.7c, a indicação de um corte transversal em todo o domínio computacional e apresentação de um mapa de cores indicativo a distribuição de temperatura na região do primário e secundário do trocador de calor para a simulação com o modelo $k - \varepsilon$.

Figura C.7: (a) Coeficiente de transferência local de calor na superfície externa do tubo helicoidal. (b) Algumas linhas de corrente no primário e no secundário. (c) Mapa de cores para a temperatura em um plano central do trocador de calor

Apêndice D

Submodelo da válvula borboleta

Neste apêndice é apresentado o modelo utilizado para determinação do coeficiente de perda de carga localizado da válvula borboleta presente no circuito de circulação natural. A geometria exata da válvula borboleta, caso fosse modelada no circuito de circulação natural, aumentaria sensivelmente a demanda computacional especialmente pela quantidade adicional de elementos. Assim, os efeitos da válvula borboleta, no que se refere à perda de carga, foram contabilizados no circuito por um elemento equivalente denominado junta porosa.

Não há documentação disponível sobre a válvula utilizada no circuito, também não há em seu corpo externo indicações do fabricante. Assim, foi assumido que a válvula borboleta do circuito tem características geométricas semelhantes a uma equivalente comercial de um fabricante conhecido no mercado nacional. O fabricante NIBCO foi utilizado, pois dentre os demais é o único que fornece o desenho tridimensional do dispositivo.

Na figura D.1 tem-se apresentação esquemática da válvula borboleta NIBCO LC2000 1^{1/2"} (38,1 mm).

Como verificação adicional das simulações, também foi investigada a mudança no valor do coeficiente de perda de carga para diversos modelos e turbulência, além do comportamento do mesmo parâmetro para alterações na temperatura da água em escoamento.

Figura D.1: Desenho esquemático da válvula borboleta NIBCO LC2000 1^{1/2}"

D.1 Modelo matemático, condições de contorno e discretização

O método utilizado para a resolução das equações de conservação é o método dos volumes finitos aplicado a uma malha tridimensional não estruturada de elementos tetraédricos. As equações de conservação resolvidas são: a equação da conservação de massa e a equação da conservação da quantidade de movimento (aplicada a um modelo cartesiano tridimensional). O fluido utilizado é água em escoamento isotérmico (são desprezadas as trocas térmicas na região da válvula borboleta).

Os modelos de turbulência utilizados: (i) Zero Equação; (ii) Modelo de transporte da viscosidade turbulenta (EVTE); (iii) $k - \varepsilon$; (iv) $k - \omega$; (v) Shear Stress Transport (SST); (vi) SSG Reynolds Stress; (vii) DES.

As simulações foram realizadas em regime permanente para diferentes temperaturas de operação, a saber: 20°C, 30°C, 40°C, 50°C, 60°C, 70°C e 80°C para cada modelo de turbulência. O escoamento em desenvolvimento é de um fluido incompressível.

Foi utilizado arbitrariamente como condição de contorno a velocidade média na entrada da válvula de 0,2 m/s e pressão de saída atmosférica (101325 Pa_{abs}).

A rugosidade média do dispositivo foi adotada com valor de 0,0015 mm, equivalente ao acabamento superficial de aço inoxidável usinado.

A simplificação de simetria axial do dispositivo também foi imposta. Em todas as simulações a válvula borboleta está completamente aberta, correspondente à condição de todos os experimentos conduzidos.

O domínio computacional e o resumo das condições de contorno podem ser observados na figura D.2.

A malha possui elementos hexaédricos nas localidades mais centrais do domínio computacional e elementos prismáticos nas proximidades das paredes da válvula e dos tubos. Os mesmos critérios utilizados na determinação da malha espacial apresentados no capítulo 3.5 para o circuito foram empregados no modelo da válvula borboleta. A conclusão do estudo do número de elementos na malha revelou a necessidade de utilização de aproximadamente 1,02 milhão de elementos. Na figura D.3 tem-se a indicação da discretização na condição onde não se verifica dependência dos resultados em função de sucessivos refinamentos.

Figura D.2: Domínio computacional e resumo das condições de contorno

Figura D.3: Discretização do domínio computacional

O modelo considera termos para a equação da conservação de massa e quantidade de movimento até segunda ordem para termos convectivos, acoplamento entre pressão e

velocidade por meio de polinômio de quarta ordem (Rhie e Chow, 1982) e também a condição de que nenhuma grandeza possua resíduo médio quadrático superior a 1×10^{-5} .

D.2 Resultados

Dentre todos os modelos de turbulência analisados o modelo de Zero Equação apresentou resultados discrepantes se comparado aos demais e, por esse motivo foi descartado. O coeficiente de perda de carga localizado para este modelo é equivalente ao de uma válvula globo de mesma dimensão completamente aberta (White, 1986). O resultado reforça a incapacidade do referido modelo em prever os efeitos da turbulência.

Na tabela D.1, tem-se os valores dos coeficientes de perda de carga localizado para cada um dos modelos de turbulência em função da temperatura.

Tabela D.1 - Valores dos coeficientes de perda de carga localizado para cada um dos modelos de turbulência em função da temperatura

Temperatura °C	ZE	EVTE	$k - \varepsilon$	$k - \omega$	SST	SSG	DES
20	4,31	1,50	1,21	1,35	1,35	1,37	1,35
30	4,04	1,46	1,21	1,30	1,32	1,34	1,33
40	3,80	1,43	1,21	1,27	1,29	1,32	1,31
50	3,57	1,41	1,21	1,24	1,27	1,32	1,29
60	3,35	1,41	1,20	1,23	1,25	1,31	1,28
70	3,15	1,35	1,19	1,22	1,25	1,30	1,26
80	2,97	1,33	1,17	1,21	1,24	1,30	1,25

É possível observar que para um mesmo modelo de turbulência não se verifica variação superior a 11% (obtida pelo modelo EVTE) para uma variação de temperatura entre 20°C a 80°C.

Como o circuito não está instrumentado para medições de pressão antes e após a válvula não há dados experimentais suficientes para garantir qual simulação obteve resultado mais próximo do real. Foi assumido um valor médio para o coeficiente de perda de carga. Os valores para a média foram obtidos através da escolha da operação do circuito com potência nominal de 1000 W, situação na qual a temperatura da água varia entre 20°C a 40°C. Para esta faixa de operação o coeficiente de perda de carga localizado para esta válvula resulta em um valor médio igual a $1,33 \pm 0,07$.