



UNIVERSIDADE TECNOLÓGICA FEDERAL DO PARANÁ

CAMPUS CURITIBA

DEPARTAMENTO DE MECÂNICA

ENGENHARIA INDUSTRIAL MECÂNICA

PROJETO FINAL DE CURSO II

GABRIEL TUNODA SALVADOR

**ANÁLISE NUMÉRICA DO ESCOAMENTO TURBULENTO
EM TUBOS CORRUGADOS**

CURITIBA

2013

GABRIEL TUNODA SALVADOR

ANÁLISE NUMÉRICA DO ESCOAMENTO TURBULENTO EM TUBOS CORRUGADOS

Proposta de Trabalho de Conclusão de Curso de Graduação, apresentado à disciplina de Projeto de Final de Curso II, do curso de Engenharia Mecânica do Departamento Acadêmico de Mecânica (DAMEC) da Universidade Tecnológica Federal do Paraná (UTFPR), como requisito parcial para aprovação.

Orientador: Prof. Rigoberto E. M. Morales, Dr.

Co-Orientador: Henrique S. de Azevedo, M. Sc.

CURITIBA

2013

TERMO DE APROVAÇÃO

Por meio deste termo, aprovamos a monografia do Projeto de Pesquisa "Análise numérica do escoamento turbulento em tubos corrugados", realizado pelo aluno Gabriel Tunoda Salvador, como requisito para aprovação na disciplina de Trabalho de Conclusão de Curso 2, do curso de Engenharia Mecânica da Universidade Tecnológica Federal do Paraná.

Prof. D. Sc. Rigoberto Eleazar Melgarejo Morales

Departamento Acadêmico de Mecânica, DAMEC, UTFPR

Orientador

Prof. D. Sc. Luciano Fernando dos Santos Rossi

Departamento Acadêmico de Mecânica, DAMEC, UTFPR

Avaliador

Prof. M. Sc. Eduardo Germer

Departamento Acadêmico de Mecânica, DAMEC, UTFPR

Avaliador

Curitiba, 18 de Setembro de 2013.

RESUMO

Tubos corrugados estão presentes em diversas aplicações da engenharia. Dentre suas principais propriedades, eles se destacam por melhorarem consideravelmente a troca de calor e também por proporcionar a flexibilidade de tubulações. São caracterizados por cavidades distribuídas na superfície, que provocam mudanças no padrão do escoamento na tubulação. Neste cenário, no presente trabalho é estudado numericamente o escoamento monofásico, newtoniano e turbulento em tubos corrugados. É dada ênfase na análise da influência do tipo de rugosidade no comportamento do escoamento. O escoamento é modelado utilizando as equações de conservação da massa e balanço da quantidade de movimento. A turbulência gerada pelo escoamento será modelada utilizando o modelo de turbulência de duas equações SST (*Shear Stress Transport*). O sistema de equações resultantes será discretizado utilizando o método dos volumes finitos baseados em elementos (MVFBE) e resolvido utilizando o programa comercial ANSYS CFX 13.0. O estudo é realizado para escoamentos em tubos com corrugados de diferentes geometrias e dimensões e números de Reynolds variando de 5000 a 100000. A partir dos resultados obtidos é analisada a influência do tipo de corrugado no padrão do escoamento próximo à parede do tubo, do fator de atrito, tensão de cisalhamento, energia cinética turbulenta e pressão. A metodologia utilizada foi comparada contra dados existentes na literatura, apresentando uma boa concordância.

Palavras-chave: Tubo corrugado, análise numérica, escoamento turbulento

LISTA DE FIGURAS

Figura 1.1 – (a) Solução de Carretel utilizada para o transporte dos tubos flexíveis; (b) Estrutura Interna. (Fontes: Technip [2012], p. 6 e Martins [2008], p. 7, respectivamente).	1
Figura 1.2 – Esquema de extração <i>offshore</i> (Fonte: Offshore [2012]).	2
Figura 2.1 – Comparações das variáveis adimensionalizadas para diferentes valores de Reynolds (a) Coeficiente de Pressão e (b) Tensor Cisalhante. (Fonte: Azevedo [2010], p. 106 e 118, respectivamente).	9
Figura 2.2 – Rugosidade discreta do tipo “d” (a) e tipo “k” (b), escoamento externo da esquerda para direita. (Fonte: Jiménez [2004], p. 181).	10
Figura 2.3 – Fenômeno de ejeção de fluido de uma cavidade tipo “d” para o escoamento externo (da esquerda para a direita) através de iluminação a laser em um filamento de corante induzido: (a) vista de perfil e (b) vista da direção normal a superfície (Fonte: Elavarasan <i>et al.</i> [1995], p. 486 e 487, respectivamente).	11
Figura 2.4 – Diferentes distribuições das cavidades: (a) Anelar e (b) Helicoidal. (Fonte: Azevedo [2010], p. 4).	12
Figura 2.5 – Configuração das cavidades de perfil “V” com diferentes larguras (w), diferentes profundidades (e) e diferentes números de Reynolds (Re). (Fonte: Tantirige <i>et al.</i> [1994], p. 2263).	15
Figura 2.6 – (a) Esquema geral da superfície utilizada para o experimento e (b) detalhamento das cavidades utilizadas. (Fonte: Sutardi e Ching. [2003], p. 326).	16
Figura 3.1 – Representação do módulo de periodicidade para o tubo corrugado anelar. (Fonte: Azevedo [2010], p. 34).	26
Figura 3.2 – Esquema de um módulo de periodicidade para com as condições de contorno aplicadas.	29
Figura 4.1 - Configuração do volume de controle para o Método dos Volumes Finitos baseado em Elementos Finitos. (Fonte: Sansoni [2010], p. 34).	32

Figura 4.2 - – Exemplo de funções de forma para elementos hexaédricos. (Fonte: Ansys [2006], p. 284).	34
Figura 4.3 – Fluxograma simplificado da metodologia adotada pelo ANSYS CFX Release 13.0 para resolver o sistema de equações. (Fonte: Segala [2010], p. 47).	37
Figura 4.4 - Representação do módulo de periodicidade com as principais dimensões (Fonte: Azevedo [2010], p. 35).....	37
Figura 4.5 -Comparação do perfil de velocidade próximo a cavidade para domínios numéricos de uma, duas e três cavidades.....	39
Figura 4.6 - Comparação do perfil de velocidade próximo a cavidade de um tubo corrugado de tipo d utilizando o modelo de turbulência SST do presente trabalho em comparação com a Simulação de Grandes Escalas (SGE) de Vijapurapu e Cui (2007), para $Re_D = 100000$	40
Figura 4.7 - Comparação do fator de atrito para diferentes configurações geométricas de um tubo corrugado de tipo d utilizando o modelo de turbulência SST do presente trabalho em comparação com valores obtidos experimentalmente por Azevedo (2010), para $100000 \leq Re_D \leq 50000$	41
Figura 4.8 – Perfil adimensional de velocidade para escoamento turbulento próximo a parede. (Fonte: Azevedo [2010], p. 62).	42
Figura 4.9 - Exemplo ilustrativo da malha numérica utilizada.....	43
Figura 4.10 - Comparação do perfil de velocidade entre a malha de referência e a malha utilizada da aresta “Interface” da geometria trapezoidal com $RA = 0,50$	45
Figura 5.1 - Comparação entre os valores de fator de atrito adimensionalizados para cada geometria: (a) quadrada, (b) elipsoidal, (c) trapezoidal e (d) triangular.....	48
Figura 5.2 - Linhas de correntes obtidas das simulações numéricas para as quatro geometrias (quadrada, elipsoidal, trapezoidal e triangular) com RA igual a 1,00 e dois números de Reynolds (10000, 50000 e 100000).....	50
Figura 5.3 - Distribuição das linhas de corrente para a cavidade elipsoidal de $RA = 1,00$ e número de Reynolds de (a) 50000 e (b) 100000.	51

Figura 5.4 - Distribuição das linhas de corrente para a cavidade trapezoidal de $RA = 1,00$ e número de Reynolds de (a) 20000 e (b) 30000.	51
Figura 5.5 - Linhas de correntes obtidas das simulações numéricas para as quatro geometrias (quadrada, elipsoidal, trapezoidal e triangular) com RA variando de 2,00 a 4,00 para $Re_D = 100000$	52
Figura 5.6 - Distribuição das linhas de corrente próxima as cavidades quadradas de RA igual a (a) 1,00 e (b) 2,00 para $Re_D = 100000$	53
Figura 5.7 - Distribuição das linhas de corrente próxima as cavidades trapezoidais de RA igual a (a) 1,00, (b) 2,00 e (c) 3,00 para $Re_D = 100000$	53
Figura 5.8 - Distribuição das linhas de corrente próxima as cavidades triangulares de RA igual a (a) 1,00, (b) 2,00 e (c) 3,00 para $Re_D = 100000$	53
Figura 5.9 - Campo de velocidade na forma de vetores para a geometria quadrada de $RA = 1,00$ para $Re_D = 100000$	54
Figura 5.10 - Distribuição de pressão obtida das simulações numéricas para as quatro geometrias (quadrada, elipsoidal, trapezoidal e triangular) com $RA = 1,00$ e número de Reynolds de 10000, 50000 e 100000.	55
Figura 5.11 - Distribuição de pressão obtida das simulações numéricas para as quatro geometrias (quadrada, elipsoidal, trapezoidal e triangular) com RA variando de 1,00 a 3,00 para $Re_D = 100000$	56
Figura 5.12 – Distribuição de energia cinética turbulenta obtida das simulações numéricas para as quatro geometrias (quadrada, elipsoidal, trapezoidal e triangular) com $RA = 1,00$ e número de Reynolds de 10000, 50000 e 100000.	58
Figura 5.13 - Distribuição de energia cinética turbulenta obtida das simulações numéricas para as quatro geometrias (quadrada, elipsoidal, trapezoidal e triangular) com RA variando de 1,00 a 3,00 para $Re_D = 100000$	59
Figura 5.14 - Distribuição do tensor de Reynolds específico obtido das simulações numéricas para as quatro geometrias (quadrada, elipsoidal, trapezoidal e triangular) com RA igual a 1,00 e número de Reynolds de 10000, 50000 e 100000.	61

- Figura 5.15 - Distribuição do tensor de Reynolds específico obtido das simulações numéricas com RA variando de 2,00 a 4,00 para as geometrias quadrada, elipsoidal, trapezoidal e de 1,00 a 3,00 para a triangular ($Re_D = 100000$). 62
- Figura 5.16 - Comparação do tensor de Reynolds específico em uma linha vertical central para as geometrias quadradas e número de Reynolds fixo em 100000..... 63
- Figura 5.17 - Comparação entre os valores do tensor de Reynolds específico adimensionalizados para cada geometria com número de Reynolds fixo em 100000: (a) quadrada, (b) elipsoidal, (c) trapezoidal e (d) triangular. 64
- Figura 5.18 - Comparação entre as contribuições viscosas (esquerda) e turbulentas (direita) na tensão sobre a parede do corrugado para cada geometria: (a) quadrada, (b) elipsoidal, (c) trapezoidal e (d) triangular ($Re_D = 100000$). 66

LISTA DE TABELAS

Tabela 4.1 - Geometrias propostas com diferentes razões de aspecto.....	38
Tabela 4.2 - Configurações geométricas de G1, G2, G3 e G4 (Fonte: Azevedo [2010], p. 87).	40
Tabela 4.3 - Teste de malha em relação ao fator de atrito.	44
Tabela 4.4 - Distribuição dos volumes de controle	46

LISTA DE SÍMBOLOS

	Descrição	Unidade
α	Variável relacionada à função de mistura dos modelos $k-\omega$ e $k-\varepsilon$	[-]
α_1, α_2	Constantes do modelo SST	[-]
β	Variável relacionada à função de mistura modelos $k-\omega$ e $k-\varepsilon$	[-]
β_1, β_2	Constantes do modelo SST	[-]
ε	Componente isotrópica da taxa de dissipação de energia turbulenta	[m ² .s ⁻³]
$\bar{\phi}$	Média temporal de uma propriedade genérica	[-]
μ	Viscosidade dinâmica	[kg.m ⁻¹ .s ⁻¹]
μ_{eff}	Viscosidade efetiva	[kg.m ⁻¹ .s ⁻¹]
μ_t	Viscosidade turbulenta	[kg.m ⁻¹ .s ⁻¹]
ν	Viscosidade cinemática	[m ² .s ⁻¹]
ν_t	Viscosidade cinemática turbulenta	[m ² .s ⁻¹]
θ	Direção tangencial	[-]
ρ	Massa específica	[kg.m ⁻³]
σ_ω	Número de Prandtl turbulento para a frequência turbulenta	[-]
$\sigma_{\omega 1}, \sigma_{\omega 2}$	Constante do modelo SST	[-]
σ_k	Número de Prandtl turbulento para a energia cinética turbulenta	[-]
σ_{k1}, σ_{k2}	Constante do modelo SST	[-]
τ	Tensão de cisalhamento	[kg.m ⁻¹ .s ⁻²]

τ_{ap}	Tensão de cisalhamento aparente	$[\text{kg.m}^{-1}.\text{s}^{-2}]$
τ_v	Tensão de cisalhamento viscosa	$[\text{kg.m}^{-1}.\text{s}^{-2}]$
τ_s	Tensor Cisalhante de Reynolds específico	$[\text{m}^2.\text{s}^{-1}]$
τ_t	Tensor Cisalhante de Reynolds	$[\text{kg.m}^{-1}.\text{s}^{-2}]$
τ_w	Tensão de cisalhamento sobre a parede	$[\text{kg.m}^{-1}.\text{s}^{-2}]$
$\tau_{w(lisa)}$	Tensão de cisalhamento sobre a parede de um tubo liso	$[\text{kg.m}^{-1}.\text{s}^{-2}]$
ω	Freqüência turbulenta	$[\text{s}^{-1}]$
Γ_ω	Difusividade efetiva da freqüência turbulenta	$[\text{kg.m}^{-1}.\text{s}^{-1}]$
Γ_k	Difusividade efetiva da energia cinética turbulenta	$[\text{kg.m}^{-1}.\text{s}^{-1}]$
a_i^{viz}	Matriz de coeficientes da discretização das equações de conservação	$[-]$
arg_1	Variável da função de mistura F_1	$[-]$
arg_2	Variável da função de mistura F_2	$[-]$
b	Comprimento da interface da cavidade	$[\text{m}]$
b_i	Vetor associado aos termos fontes e às condições de contorno	$[-]$
C_P	Coeficiente de Pressão	$[-]$
$CD_{k\omega}$	Variável da função de mistura F_1	$[-]$
d	Profundidade da cavidade	$[\text{m}]$
D	Diâmetro interno dos tubos corrugados	$[\text{m}]$
D_ω	Difusão cruzada	$[\text{kg.m}^{-3}.\text{s}^{-2}]$
e	Profundidade da cavidade de perfil V	$[\text{m}]$

F_1, F_2	Funções de mistura	[-]
\tilde{G}_k	Geração de energia cinética turbulenta	[kg.m ⁻³ .s ⁻³]
G_ω	Geração de freqüência turbulenta	[kg.m ⁻³ .s ⁻²]
h	Altura da cavidade	[m]
k	Energia cinética turbulenta	[m ⁻² .s ⁻²]
\dot{m}_{p_i}	Vazão mássica discretizada que atravessa uma dada superfície de controle	[kg.s ⁻¹]
n	Vetor normal à área em que aponta no sentido para fora da superfície de controle	[-]
N	Função de forma	[-]
\bar{p}	Pressão com aplicação das médias de Reynolds	[kg.m ⁻¹ .s ⁻²]
P_i	Ponto médio entre o segmento que liga a fronteira dos elementos até o Elemento de Face-Centrada	[-]
r	Direção ou posição radial	[m]
RA	Razão de aspecto	[-]
Re	Número de Reynolds para escoamento aberto	[-]
Re_D	Número de Reynolds baseado no diâmetro interno do tubo, D	[-]
res	Resíduo do método dos volumes finitos baseado em elementos finitos	[-]
s	Passo do corrugado ou comprimento total do módulo periódico	[m]
s, r, t	Variáveis de parametrização da função de forma	[-]
S_ω	Termo fonte de freqüência turbulenta	[kg.m ⁻³ .s ⁻²]
S_k	Termo fonte de energia cinética turbulenta	[kg.m ⁻³ .s ⁻³]
u'	Flutuação da componente tangencial da velocidade	[m.s ⁻¹]

\bar{u}	Componente tangencial da velocidade média de Reynolds	[m.s ⁻¹]
U_0	Velocidade inicial do escoamento principal	[m.s ⁻¹]
U_{Parede}	Velocidade na parede	[m.s ⁻¹]
U_{CL}	Magnitude de velocidade sobre a linha de centro do tubo	[m.s ⁻¹]
v'	Flutuação da componente radial da velocidade	[m.s ⁻¹]
\bar{v}	Componente radial da velocidade média de Reynolds	[m.s ⁻¹]
V^*	Velocidade de Atrito	[m.s ⁻¹]
w	Largura da cavidade de perfil V	[m]
w^+	Velocidade média adimensional paralela à parede	[-]
x	Direção ou posição axial	[m]
x	Direção paralela ao escoamento ou distância em relação ao final da cavidade	[m]
y	Direção transversal ao escoamento ou distância em relação à parede	[m]
y^+	Distância adimensional do primeiro ponto de cálculo	[-]
Y_ω	Dissipação de freqüência turbulenta	[kg.m ⁻³ .s ⁻²]
Y_k	Dissipação de energia cinética turbulenta	[kg.m ⁻³ .s ⁻³]
z	Direção paralela ao escoamento ou distância em relação ao final da cavidade	[m]

Operadores

∂	Operador diferencial parcial
∇	Operador Nabla

Siglas

AISI	<i>American Iron and Steel Institute</i> - Instituto Americano de Ferro e Aço
AMG	<i>Algebraic Multigrid</i> – Multigrade algébrica
CFD	Computational Fluid Dynamics - Dinâmica dos Fluidos Computacional
GB	Gibabyte
GHz	Gigahertz
LACIT	Laboratório de Ciências Térmicas
MG	<i>Multigrid</i> - Multigrade
MVF	Método dos volumes finitos
MVFBF	Método dos volumes finitos baseado em elementos finitos
RAM	<i>Random Access Memory</i> – Memória de acesso rápido
SST	<i>Shear Stress Transport</i> - Transporte de Tensão Cisalhante
SVC	Subvolume de controle
SC	Superfície de controle
VC	Volume de controle

SUMÁRIO

RESUMO	iv
LISTA DE FIGURAS	v
LISTA DE TABELAS	ix
LISTA DE SÍMBOLOS	x
1 INTRODUÇÃO	1
1.1 Objetivos	3
1.1.1. Objetivo específico	4
1.2 Justificativa	4
2 REVISÃO BIBLIOGRÁFICA	6
2.1 Estudos sobre o escoamento turbulento em dutos com superfícies rugosas	6
2.2 Estudos sobre o escoamento turbulento em superfícies com rugosidade discreta	8
2.3 Estudos sobre o escoamento turbulento em superfícies com rugosidade discretas e perfis modificados	14
3 MODELAGEM MATEMÁTICA	18
3.1 Equacionamento do problema	18
3.2 Modelagem de turbulência	19
3.3 Modelo de turbulência SST (<i>Shear Stress Transport</i>)	20
3.4 Condições de contorno	25
4 MODELAGEM NUMÉRICA	30
4.1 Método dos Volumes Finitos baseado em Elementos Finitos	30
4.2 Geometrias propostas	37
4.3 Validação do modelo	38
4.4 Teste de y^+	41
4.5 Teste de malha	43
5 RESULTADOS E DISCUSSÕES	47
5.1 Análise do comportamento do fator de atrito em tubos corrugados	47
5.2 Padrão de escoamento	49
5.2.1 Linhas de corrente e campo de velocidade	49
5.2.2 Distribuição de pressão	54
5.2.3 Energia cinética turbulenta	57
5.2.4 Tensor cisalhante de Reynolds específico	60
6 CONCLUSÕES E SUGESTÕES PARA FUTUROS TRABALHOS	69
7 REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	72

1 INTRODUÇÃO

Tubos corrugados estão presentes em várias áreas da Engenharia com diferentes aplicações. Uma das mais importantes do ponto de vista econômico no cenário atual é a sua utilização nos tubos flexíveis empregados nas linhas de produção de petróleo em águas profundas. No Brasil, cerca de 90% das reservas de petróleo identificadas estão em bacias no fundo do mar, ou seja, *offshore* (Ministério do Meio Ambiente, 2012). Existe um grande investimento na criação de novas tecnologias neste setor, motivo que justifica o Brasil ser um dos líderes neste tipo de extração.

A flexibilidade das tubulações é uma propriedade fundamental para os casos de produções *offshore*, principalmente para a viabilização do transporte destes tubos na forma de carretéis (Figura 1.1a) até o local de produção (Azevedo, 2010), além de garantir a resistência mecânica solicitada devido à movimentação marítima. Quando extraído do reservatório, o petróleo ainda está misturado com água, gás natural e outros sedimentos. Antes de passar pelos processos de tratamento, a mistura deverá sair da cabeça do poço no fundo do mar, ser conduzida por uma tubulação chamada *flowline* e enfim elevada até a plataforma por outro tipo de tubulação denominado raiser (Figura 1.2).



(a)



(b)

Figura 1.1 – (a) Solução de Carretel utilizada para o transporte dos tubos flexíveis; (b) Estrutura Interna. (Fontes: Technip [2012], p. 6 e Martins [2008], p. 7, respectivamente).

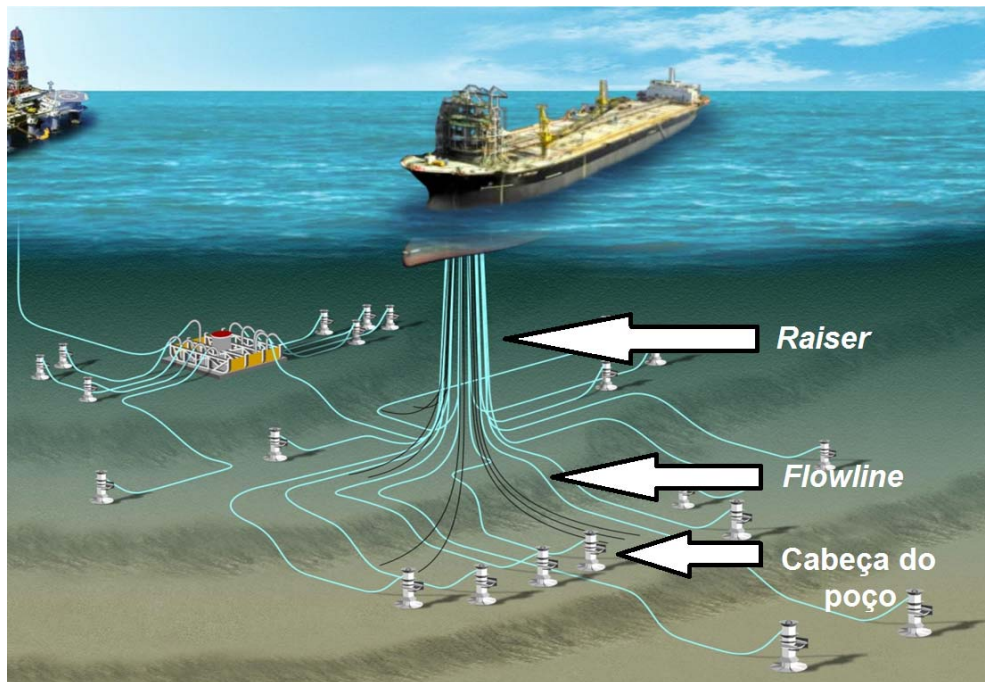


Figura 1.2 – Esquema de extração offshore (Fonte: Offshore [2012]).

As tubulações responsáveis pela condução e elevação do petróleo devem garantir tanto a confiabilidade em relação às condições sujeitas no fundo do mar como as de desgaste interno devido ao escoamento contínuo da produção. Por isso, são formadas por várias camadas que proporcionam todas as propriedades necessárias como pode ser observado na Figura 1.1b. A camada mais interna (de contato direto com o petróleo, também conhecida como carcaça), será o foco principal do presente trabalho. De acordo com Martins (2008), ela é constituída por um tubo corrugado no qual a parede normalmente é composta por aços inoxidáveis do tipo AISI 316L ou 304L (limite de escoamento (σ_e) \cong 290 MPa). Existem também a camada de estanqueidade (impede a permeabilidade de gases para as camadas posteriores), armadura de pressão (suporta as tensões de topo causadas pela pressão interna no tubo), armadura de tração (resiste aos esforços axiais) e a camada externa (garante resistência à corrosão e abrasão à armadura de tração) (Martins, 2008).

Os tubos corrugados são formados por dutos com sulcos periodicamente distribuídos e podem ser encontrados em diferentes tipos de materiais de acordo com sua funcionalidade. Dentre suas diversas aplicações, destaca-se também sua utilização

em trocadores de calor e em tubulações flexíveis de distribuição de água ou produtos na indústria.

As cavidades dos tubos corrugados podem ser encontradas com diferentes perfis comerciais, sendo o mais comum o perfil retangular. A principal finalidade dos corrugados, na maioria dos casos, é proporcionar flexibilidade aos tubos, o que garante uma maior facilidade em suas instalações. Em muitos casos, a possibilidade de movimentação do tubo é essencial para garantir a resistência mecânica nos ambientes sujeitos a grandes amplitudes de oscilações, como é o caso das aplicações em ambientes marinhos.

Além das alterações estruturais que as cavidades proporcionam na tubulação, sua presença também pode causar grandes influências no padrão do escoamento. De acordo com Eiamsa-ard e Promvong (2008), as ranhuras periódicas em escoamentos turbulentos geram um aumento no coeficiente de transferência de calor em relação a canais lisos, ou seja, a transferência de calor é melhorada. Devido a esta particularidade, os tubos corrugados possuem grande aplicação em trocadores de calor, os quais podem ser utilizados com dimensões reduzidas (Bilen *et al.*, 2009). Outra variável cuja influência proporcionada pelos corrugados é muito importante é o fator de atrito. Assim como ocorre com o coeficiente de transferência de calor, o fator de atrito é maior quando comparado com tubos lisos (Dong *et al.*, 2001). Pelo fato dessa propriedade estar relacionada diretamente ao rendimento de vários equipamentos que utilizam tubos corrugados, torna-se interessante o estudo de seu comportamento.

Além disso, uma contribuição interessante no segmento dos tubos corrugados é a otimização destes através do estudo da influência que os diferentes tipos de perfis de cavidades geram no escoamento principal. Esse estudo pode trazer uma base de informações para o desenvolvimento de novos equipamentos que poderão ser favorecidos pelas influências causadas pelo corrugado no campo de escoamento a fim de melhorar algumas de suas propriedades como, por exemplo, o fator de atrito.

1.1 Objetivos

O presente trabalho tem por objetivo estudar numericamente o escoamento turbulento em tubos com diferentes tipos de corrugados. O estudo é concentrado na

avaliação detalhada do comportamento do padrão do escoamento nos corrugados e sua influência no fator de atrito.

1.1.1. Objetivo específico

São realizadas simulações numéricas utilizando o programa comercial ANSYS CFX 13.0 com o modelo de turbulência de duas equações *Shear Stress Transport* (SST).

As geometrias estudadas foram definidas visando facilitar a análise dos efeitos causados pela cavidade no escoamento. As principais variáveis analisadas são o fator de atrito, a mudança no comportamento dos campos de escoamento, a distribuição de pressão e os tensores de Reynolds.

1.2 Justificativa

Para todos os ramos da Engenharia, os estudos de possíveis modificações que visam melhorar o desempenho de algum processo sem prejudicar suas funcionalidades são fundamentais para o seu desenvolvimento tecnológico.

Grande parte dos estudos já existentes sobre tubos corrugados são voltados principalmente para os fenômenos de turbulência, transferência de calor e vibrações causados pelo perfil padrão de cavidade. Porém, existem poucos estudos que visam analisar diretamente os efeitos causados por modificações no perfil da cavidade de modo que tendam a garantir melhores resultados em suas aplicações. Por isso, o presente trabalho pode ser visto como uma grande oportunidade de pesquisa em relação ao aperfeiçoamento dos tubos corrugados visando sua otimização, o que futuramente poderá se tornar uma importante ferramenta no desenvolvimento de novas tecnologias.

Os tubos corrugados estão presentes não só nas tubulações flexíveis de produção *offshore* de petróleo como também em vários equipamentos industriais e domésticos. Uma melhora em seu desempenho poderia representar uma economia significativa para todos esses segmentos, principalmente quando uma de suas principais aplicações está diretamente relacionada ao rendimento de produção no setor petrolífero.

O projeto abrange estudos dos campos de escoamento que requerem conhecimentos em áreas de alto grau de complexidade da engenharia mecânica. Dentre

eles, destacam-se principalmente disciplinas voltadas para o estudo dos fenômenos de turbulência aplicados em dinâmica dos fluidos computacional (DFC), o que torna este trabalho um grande desafio do ponto de vista acadêmico e que pode ser utilizado como referência no desenvolvimento de futuros trabalhos na área.

2 REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

Neste capítulo são apresentados os principais trabalhos encontrados na literatura sobre estudos do escoamento em regime turbulento em dutos com superfícies rugosas. O capítulo está dividido em três (3) partes: Estudos sobre o escoamento em dutos com superfícies rugosas, estudo sobre o escoamento turbulento sobre superfícies com rugosidade discreta e estudos sobre o escoamento turbulento em superfícies com rugosidade discretas com perfis modificados.

2.1 Estudos sobre o escoamento turbulento em dutos com superfícies rugosas

A rigor, toda superfície é caracterizada por uma dada rugosidade. Sua formação é definida principalmente pelo processo de fabricação ao qual é submetida e também o material da superfície, podendo ser mais fina ou mais rugosa dependendo de sua finalidade.

Em muitos casos, as superfícies rugosas estão expostas ao escoamento, o que gera uma grande influência no comportamento do fluido. Um dos primeiros estudos a analisar esses efeitos foi realizado por Nikuradse (1933), no qual o autor observou que a principal causa dessa influência era oriunda da destruição da subcamada laminar da parte interna da camada limite turbulenta. Como consequência, a tensão de cisalhamento na parede era alterada significativamente (White, 2002). Para a realização das análises, Nikuradse (1933) definiu escalas de comprimentos diferentes, sendo a mais próxima da parede chamada de “rugosidade de grão de areia”. Essa camada representa uma região que não é submetida à viscosidade cinemática como as outras escalas. Também pode ser entendida como uma rugosidade equivalente capaz de reproduzir os mesmos efeitos que grãos de areia de uma determinada amplitude causam em uma superfície.

Outra importante descoberta do autor foi a existência de regimes de escoamento relacionados ao efeito da rugosidade no escoamento (além dos regimes laminar, turbulento e o de transição). O primeiro regime foi chamado de “hidraulicamente liso”, no

qual o escoamento não é afetado de modo significativo pela rugosidade. Ele é encontrado para casos em que o número de Reynolds é baixo. Já para os casos em que o número de Reynolds é elevado, o número de Reynolds deixa de ser um parâmetro representativo, e o atrito passa a ser somente função da escala de rugosidade. Este segundo regime também é conhecido como “completamente rugoso”. E por fim, para números de Reynolds intermediários, o escoamento se comporta como sendo a transição entre os dois regimes, ou seja, é influenciado tanto pelo número de Reynolds como pela rugosidade.

Mesmo para os dois regimes que são influenciados diretamente pelas superfícies rugosas, Townsend (1976) demonstrou que na região exterior as subcamadas laminar e intermediária, ou seja, região distante da parede, o perfil de velocidades não é afetado pela rugosidade. Essa suposição garante que as mesmas teorias formuladas para as paredes lisas tenham validade para as superfícies rugosas. A hipótese ficou conhecida como Hipótese de Similaridade da Camada Externa ou Hipótese de Townsend (Townsend 1976). Vários estudos recentes, tais como, Volino *et al.* (2007), Kunkel *et al.* (2007), Shockling *et al.* (2006) e Shultz e Flack (2006) mostram que, não só a forma do perfil de velocidades, como também, a forma das estruturas turbulentas são pouco influenciadas pela rugosidade, consolidando ainda mais a hipótese.

Outros estudos importantes foram desenvolvidos para estudar a aplicabilidade da rugosidade na engenharia. Jaurker *et al.* (2005) demonstrou que para os casos dos tubos com ranhuras artificiais distribuídas uniformemente, ou seja, tubos corrugados, o fator de atrito e o coeficiente de calor são mais elevados quando comparado aos tubos lisos. Entre outros, também podemos citar os trabalhos de Dong *et al.* (2001) e Chang *et al.* (2005) que foram fundamentais para a análise da eficiência destas ranhuras em melhorar a transferência de calor em tubos.

A rugosidade gerada por ranhuras artificiais é também chamada de rugosidade discreta. Esse tipo de superfície é diferente comparado a superfície com rugosidade natural (superfície causada pelo processo de fabricação e o tipo de material). A rugosidade torna-se artificial e normalmente possui distribuição uniforme. O campo de escoamento e o comportamento de diversas propriedades são mais complexos para estas superfícies. A próxima seção aborda os estudos presentes na literatura em relação à rugosidade discreta e ao comportamento do escoamento nessas superfícies.

2.2 Estudos sobre o escoamento turbulento em superfícies com rugosidade discreta

A rugosidade discreta é amplamente utilizada na Engenharia, com diferentes funcionalidades, nos mais diversos tipos de superfícies (dutos circulares e retangulares, placas planas e etc.). Suas aplicações vão desde a melhoria na transferência de calor até o aumento na resistência mecânica das estruturas. Porém, essa rugosidade artificial também implica em vários efeitos no padrão de escoamento quando exposta ao fluido. Esses efeitos, se não forem controlados, podem ser prejudiciais ao rendimento do sistema e possivelmente até torná-lo inviável. A presente seção apresenta conclusões importantes da literatura para os diversos tipos de superfícies, partindo do princípio da equivalência entre elas quando a análise é essencialmente baseada na interação entre a cavidade e o escoamento externo.

No cenário industrial, como já discutido anteriormente, a maioria das aplicações que possuem escoamento em tubulações está sujeita as condições mais críticas, ou seja, escoamentos turbulentos. A transição do regime laminar para o regime turbulento em tubos lisos ocorre para números de Reynolds (Re_D) próximos de 2300 (FOX, 1998). Porém, para tubos corrugados, Russ e Beer (1997) demonstraram numericamente que essa transição laminar-turbulenta ocorre para valores menores, o que torna a faixa turbulenta ainda maior. Logo, as próximas análises são direcionadas principalmente para escoamentos turbulentos devido a sua complexidade e importância na Engenharia.

Os escoamentos em regime turbulento possuem diferentes tipos de mecanismos de perturbações. Para o caso em que o escoamento está em contato com uma superfície de rugosidade discreta, esses mecanismos possuem um comportamento bem mais complexo comparado aqueles descritos na seção anterior. Ao contrário da rugosidade natural que possuía uma zona de influência contínua sobre a superfície, a rugosidade discreta possui ranhuras que geram o aparecimento de interfaces entre a cavidade e o escoamento principal. Ou seja, a superfície envolvente ao escoamento principal torna-se uma região com alternância de paredes do tubo e interfaces líquido-líquido. As camadas logo acima das paredes possuem um comportamento parecido ao que visualizamos na rugosidade natural, porém, as camadas acima da interface possuem uma dinâmica mais complexa. Chang *et al.* (2006) e Stel *et al.* (2010) demonstraram, com base em estudos numéricos, a existência de uma forte corrente de

vorticidade na região de interface além da presença de um alto valor de pressão de estagnação à jusante da cavidade, como pode ser observado nas Figura 2.1(a) e Figura 2.1(b). São também encontradas na interface várias flutuações turbulentas e grandes quantidades de trocas de quantidade de movimento com o escoamento externo. Todos esses fenômenos podem ser entendidos como mecanismos de perturbações do escoamento, nos quais, sua principal consequência é o aumento do atrito global (Stel *et al.*, 2010).

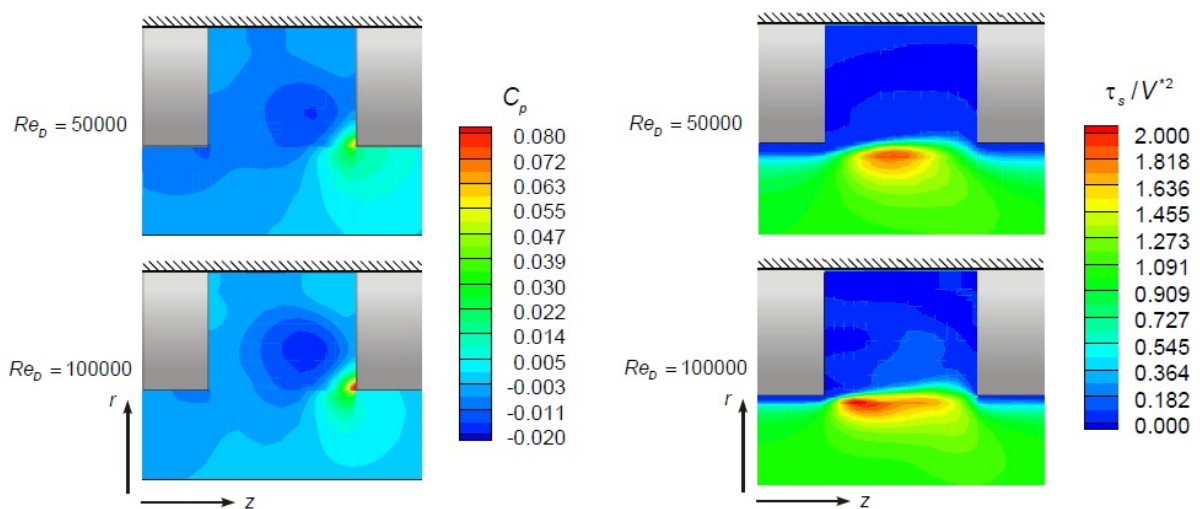


Figura 2.1 – Comparações das variáveis adimensionalizadas para diferentes valores de Reynolds (a) Coeficiente de Pressão e (b) Tensor Cisalhante. (Fonte: Azevedo [2010], p. 106 e 118, respectivamente).

O trabalho de Perry *et al.* (1969) foi um dos pioneiros no seguimento da rugosidade discreta. Eles observaram que a influência causada pelas ranhuras da superfície no escoamento estava diretamente relacionada com a largura da cavidade. Para tal análise, os pesquisadores realizaram experimentos com diferentes cavidades e tubos de diferentes diâmetros. Perry *et al.* (1969) também descobriram que existem dois tipos de cavidades com diferentes comportamentos, as cavidades do tipo “d” e do tipo “k” (Figura 2.2). No primeiro grupo, os perfis das cavidades são aproximadamente quadrados. Os vórtices ficam confinados dentro dessas cavidades de modo que as preencham de forma estável e isolada. Isso faz com que as escalas representativas do escoamento possam ser baseadas no diâmetro interno, daí o nome “tipo d”. Já as cavidades do tipo “k” possuem um perfil no qual a largura é várias vezes maior que a altura. Devido a esta

configuração, os vórtices não preenchem toda a cavidade e o escoamento externo tende a alcançar o fundo da cavidade, ou seja, o fluxo principal deixa de ser isolado dos elementos rugosos.

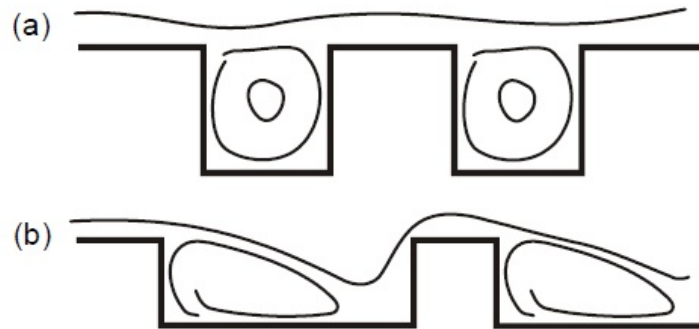


Figura 2.2 – Rugosidade discreta do tipo “d” (a) e tipo “k” (b), escoamento externo da esquerda para a direita. (Fonte: Jiménez [2004], p. 181).

Através de trabalhos numéricos, Vijiapurapu e Cui (2007), Eiamsa-ard e Promvonge (2008) e Promvonge e Thianpong (2008) demonstraram que para escoamentos turbulentos em tubos corrugados nestes dois tipos de cavidade, o fator de atrito era consideravelmente maior quando comparado com tubos lisos, tanto para números de Reynolds altos, quanto para números de Reynolds baixos, mesmo que com menor intensidade para estes últimos casos (Sutardi e Ching, 1999). Também observaram que o aumento do fator de atrito era maior para cavidades do tipo “k” ainda que bem significativo para o tipo “d”.

Como visto anteriormente, as classificações tipo “d” e tipo “k” tornaram-se bem consolidadas na literatura, sendo utilizadas como referência para vários outros trabalhos. Porém, ainda que bem aceitas, outros estudos mostraram que algumas das características definidas sobre cada tipo de cavidade eram muito generalistas. Jiménez (2004) mostrou que a hipótese proposta por Perry et. al. (1969) para as cavidades do tipo “d” em relação ao isolamento completo do escoamento principal era superficial, pois a afirmação considerava apenas a espessura da camada limite, desconsiderando vários outros fatores influentes tais como o passo e a largura das cavidades.

Outros importantes trabalhos na literatura que estudaram a complexa relação entre a cavidade tipo “d” e o escoamento principal foram Djenidi *et al.* (1994) e Elavarasan *et*

al. (1995). Através da Anemometria Laser-Doppler e técnicas fluorescentes aplicadas a um escoamento sobre placas planas com rugosidade tipo “d”, Djenidi *et al.* (1994) e Elavarasan *et al.* (1995) verificaram a existência de fortes ejeções de fluido de dentro da cavidade para o escoamento externo. As Figura 2.3(a) e Figura 2.3(b) mostram a evolução do fenômeno em instantes seguidos (do superior até o inferior) para curtos intervalos de tempo.

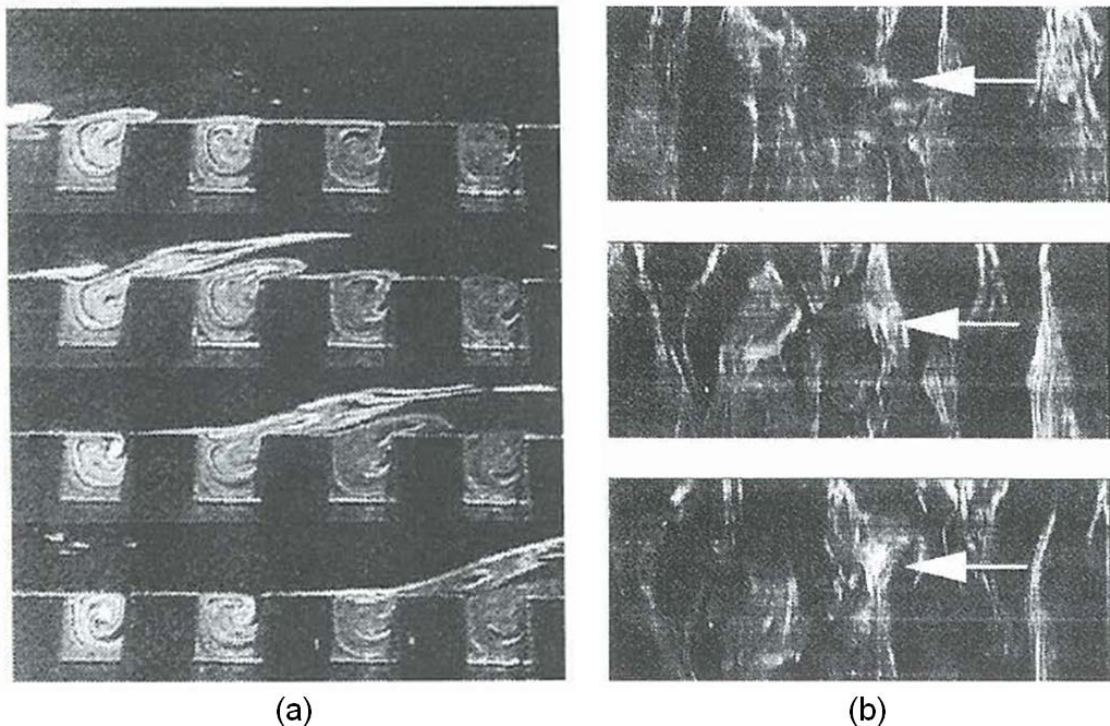


Figura 2.3 – Fenômeno de ejeção de fluido de uma cavidade tipo “d” para o escoamento externo (da esquerda para a direita) através de iluminação a laser em um filamento de corante induzido: (a) vista de perfil e (b) vista da direção normal a superfície (Fonte: Elavarasan *et al.* [1995], p. 486 e 487, respectivamente).

Esse fenômeno é capaz de causar variações consideráveis em várias propriedades do escoamento, tais como, turbulência, campo de pressão e tensões turbulentas como observado na Figura 2.1, além de também influenciar no comportamento do escoamento nas cavidades seguintes (Figura 2.3a e Figura 2.3b). Isso suporta a afirmação de Jiménez (2004) em relação à superficialidade da hipótese de isolamento da cavidade e do escoamento externo, pois esse efeito além de mostrar que o regime de escoamento turbulento conta com fenômenos de natureza transiente, também demonstra a presença de trocas de quantidades de movimento entre a cavidade e a região fora dela. O trabalho de Sutardi e Ching (2003) também comprovou a existência do aumento das

intensidades turbulentas sobre a superfície dos tubos corrugados com cavidades do tipo “d”, o que gera maior troca de quantidade de movimento.

Além dos diferentes tamanhos que as cavidades podem assumir, também verificamos a existência de diferentes tipos de distribuições sobre a superfície base. Para o caso dos dutos cilíndricos, as ranhuras podem estar retas em forma de anéis, ou seja, perpendiculares a direção do escoamento (caso também conhecido como anelar), ou podem estar levemente inclinadas de modo que se tornem helicoidais, como pode ser observado na Figura 2.4. As duas distribuições possuem o mesmo princípio de funcionalidade estrutural e são amplamente utilizadas no mercado, porém com alguns comportamentos diferentes no escoamento interno.

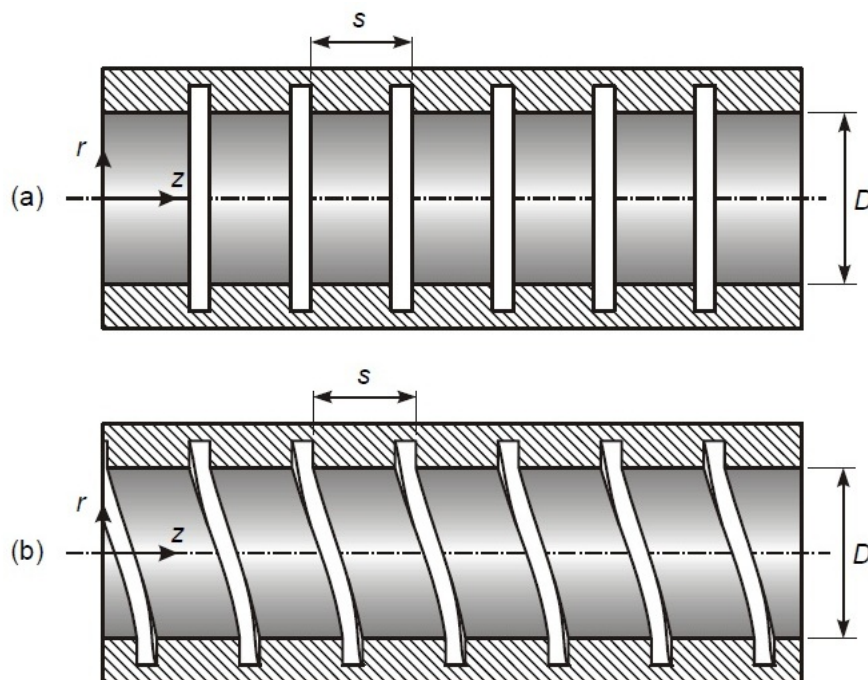


Figura 2.4 – Diferentes distribuições das cavidades: (a) Anelar e (b) Helicoidal. (Fonte: Azevedo [2010], p. 4).

Silberman (1970) apresentou importantes conclusões sobre tubos com corrugado helicoidal. Seus estudos experimentais demonstraram a influência direta que a inclinação da cavidade pode causar no fator de atrito do escoamento. O autor descobriu que à medida que a inclinação dos helicóides (ângulo formado entre o eixo central na direção do escoamento e a inclinação das cavidades), também chamado de ângulo de hélice, fosse menor, o fator de atrito também era menor.

Stel *et al.* (2010), através de estudos experimentais e numéricos, compararam o comportamento dos fatores de atrito entre tubos com corrugados anelar e helicoidal. Seus resultados demonstraram que a tendência geral para estes casos é que o fator de atrito para corrugado helicoidal seja ligeiramente menor que para corrugado anelar. Esse comportamento é observado para valores de Reynolds até 20000 aproximadamente. A partir disso, a tendência se inverte tornando os valores dos helicoidais um pouco maiores. O autor também observou que para corrugado helicoidal em escoamentos de baixos números de Reynolds, o fator de atrito pode chegar a ser menor do que para tubos lisos de mesmas dimensões, apesar dessa redução ser pequena o suficiente para que se possa afirmar que seja significativa.

Outra linha de pesquisas muito explorada para superfícies com rugosidade discreta é em relação ao aumento da troca de calor. Liou *et al.* (1993) demonstraram numericamente que a cavidade redistribui melhor a temperatura local das paredes causando uma redução na temperatura média sobre elas. Tal efeito é dado principalmente pela aceleração do escoamento e também pelo aumento das intensidades turbulentas. Liou *et al.* (1993) e Lorenz *et al.* (1995) também demonstram a existência de pontos quentes, ou também chamados de pontos de estagnação, que podem ser prejudiciais a estrutura do material. Esses locais de calor concentrado ocorrem devido à estagnação do fluido nessas regiões, as mesmas onde se encontra a pressão de estagnação apresentadas na Figura 2.1. Eiamsa-ard e Promvonge (2008) afirmam existir uma forte relação entre esses dois fenômenos citados, pontos de calor e pressão de estagnação, e explicam que as principais conseqüências para as elevadas trocas de calor são as maiores perdas de pressão. Porém, quando bem dimensionados, superfícies com rugosidade discreta podem ser de grande utilidade para trocadores de calor, pois além de sua fácil instalação, podem ter suas dimensões consideravelmente reduzidas comparado as superfícies lisas (Zimparov, 2000).

Existem também vários estudos mais voltados para os efeitos oscilatórios e sonoros gerados pelas cavidades. Escoamentos em tubos corrugados que possuem a presença de gás, como é o caso da extração de petróleo nos *raisers*, podem apresentar ruídos causados por oscilações ressonantes auto-induzidas (Nakamura, 1991). Ziada e Buhlmann (1992) descobriram que os efeitos de vibrações nas paredes e ruídos causados pelas cavidades estão diretamente relacionados aos casos dos tubos longos.

O fenômeno do som sibilante é gerado por uma camada instável de cisalhamento devido à separação da camada limite em cada cavidade (Belfroid 2007). Esse escoamento instável produz forças na parede que tendem a limitar o fluxo. Sendo assim, a força de reação das paredes para essa força hidrodinâmica é a fonte geradora do som (Gutim, 1948; Curle, 1945). Vários instrumentos musicais possuem sua funcionalidade baseados nesses princípios aumentando ainda mais sua variedade de funções.

2.3 Estudos sobre o escoamento turbulento em superfícies com rugosidade discretas e perfis modificados

Como já observado nas seções anteriores, a súbita mudança nos contornos da parede geram perturbações no escoamento principal que, como consequência, aumentam as intensidades turbulentas. Porém, essas súbitas mudanças podem ocorrer de várias formas, sendo elas mais ou menos suaves. Os trabalhos apresentados até agora tratavam, especificamente, das mudanças de perfis retangulares. Contudo, também se pode encontrar comercialmente tubos corrugados com perfis diferentes, tais como triangulares, circulares, trapezoidais e etc. Esses perfis, ainda que usados com menor frequência, possuem aplicabilidade estrutural muito semelhante entre eles. Já os efeitos produzidos no escoamento principal que cada um pode causar podem ser bem diferentes, principalmente por causa dessa maior ou menor suavidade do perfil da cavidade. Na presente seção, são abordados os principais trabalhos da literatura que estudam essas possíveis modificações no formato da ranhura.

A grande maioria dos trabalhos nessa área é voltada para efeitos relacionados à troca de calor e oscilações acústicas. Belfroid *et al.* (2007) demonstraram a importante relação que o perfil da cavidade e, principalmente, sua quina na terminação, podem ter sobre os efeitos oscilatórios. Quando mal dimensionado, o efeito de pulsação gerado pode levar a amplitudes de pressões elevadas causando comprometimento da estrutura. Por isso, normalmente são produzidas cavidades com quinas de saída mais suaves em aplicações deste gênero a fim de se garantir maior segurança.

Promvong e Thianpong (2008) e Bilen *et al.* (2009) apresentaram interessantes resultados relacionados a melhoria na transferência de calor para cavidades de diferentes formas geométricas. Bilen *et al.* (2009) afirmam que a taxa de transferência de

calor aumenta para todos os tipos de ranhura quando o número de Reynolds é aumentado. Os autores também demonstram que a variação do coeficiente de atrito é próxima para todas as cavidades de dimensões semelhantes para um dado número de Reynolds.

Tantirige *et al.* (1994) apresentaram importantes conclusões para cavidades isoladas de perfil “V”, ou seja, formato triangular como pode ser observado na Figura 2.5. Os autores observaram para esse caso que o perfil da velocidade média gerado é paralelo ao perfil de velocidade externo, diferentemente do que é observado nos tubos corrugados retangulares tradicionais que possuíam o perfil de velocidade média deslocado para cima.

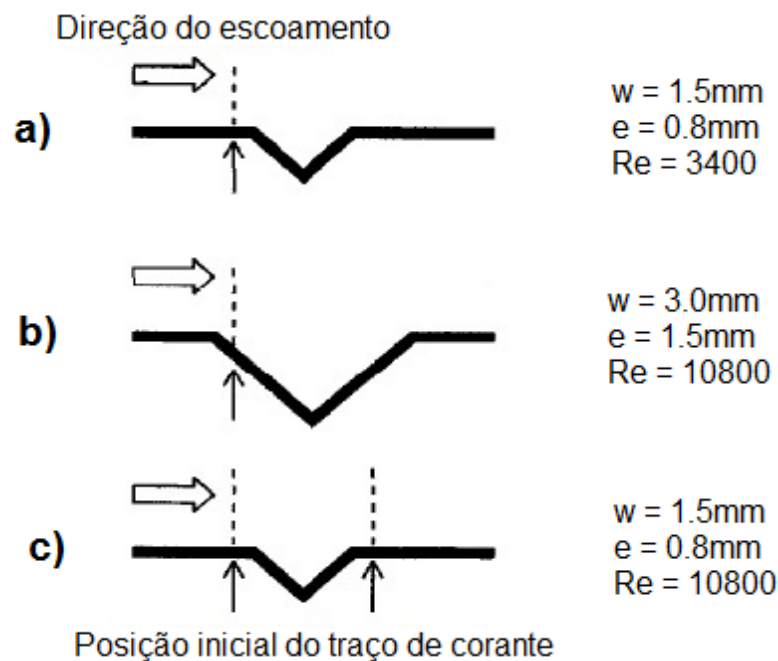


Figura 2.5 – Configuração das cavidades de perfil “V” com diferentes larguras (w), diferentes profundidades (e) e diferentes números de Reynolds (Re). (Fonte: Tantirige *et al.* [1994], p. 2263).

Tantirige *et al.* (1994) também observaram que a frequência de desprendimento dos vórtices era maior do que a gerada por uma superfície lisa. As maiores intensidades turbulentas foram observadas para o caso “b” da Figura 2.5, ou seja, de maior tamanho de ranhura e de maior número de Reynolds.

Outros importantes estudos para mais três geometrias foram apresentadas por Sutardi e Ching (2003). Com base em valores fixos de altura e largura das cavidades, os autores estudaram os efeitos causados por perfis quadrados, triangulares e semicirculares, como pode ser observado na Figura 2.6.

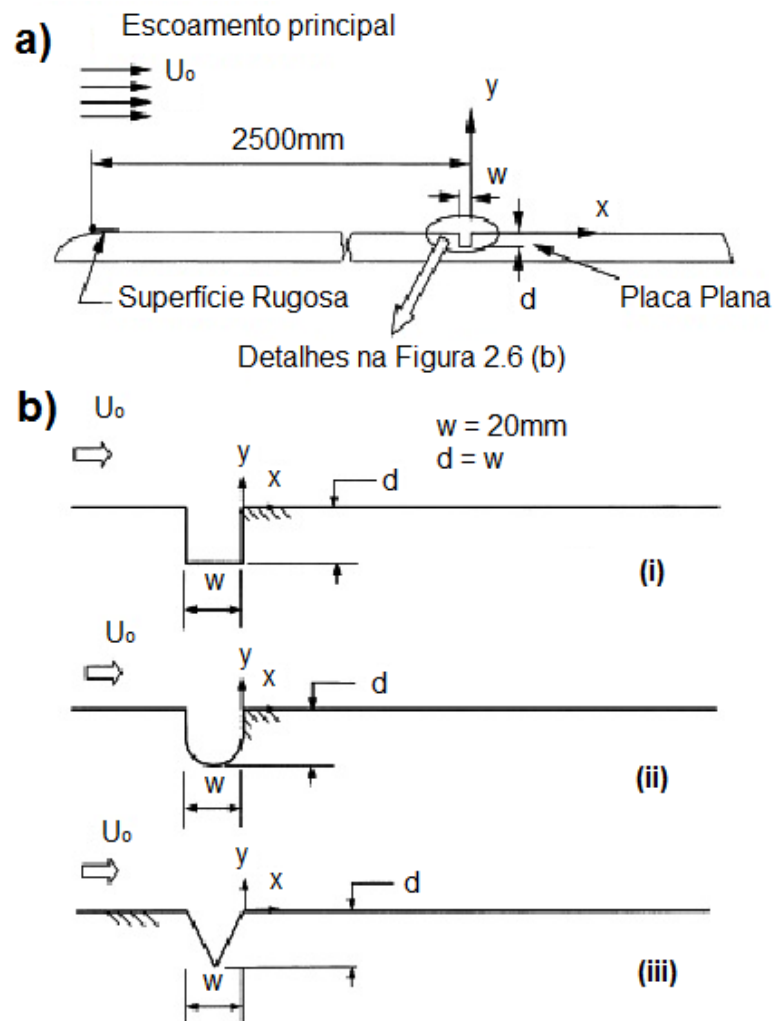


Figura 2.6 – (a) Esquema geral da superfície utilizada para o experimento e (b) detalhamento das cavidades utilizadas. (Fonte: Sutardi e Ching. [2003], p. 326).

A cavidade quadrada apresentou o maior valor para o coeficiente de atrito além de produzir aproximadamente o dobro de flutuações na direção normal a superfície (Eixo y da Figura 2.6). Os dois outros perfis apresentaram intensidades significativamente menores na direção normal. Essas descobertas, ainda que de grande importância, são limitadas a casos muito específicos, pois tratam apenas de dois valores baixos de

número de Reynolds (1000 e 3000) e apenas uma única configuração de dimensão para cada perfil de cavidade. Logo, é evidente a necessidade de maiores estudos sobre essas cavidades, pois cada perfil pode ter seu valor “ótimo” para alguma específica propriedade em diferentes valores de número de Reynolds ou diferentes dimensões.

Além dessas limitações, vale ressaltar que as conclusões dos dois últimos trabalhos apresentados foram avaliadas para casos de cavidades individuais. Logo, os efeitos que cada cavidade pode causar em sua cavidade adjacente, como observado nas Figura 2.3(a) e Figura 2.3(b), não foram analisados. Por isso a importância da realização de novas pesquisas abrangendo mais variedades de geometrias e que também incluam esses efeitos de periodicidade gerados pelas cavidades adjacentes.

3 MODELAGEM MATEMÁTICA

Neste capítulo é descrita a modelagem matemática utilizada para o desenvolvimento do presente trabalho. São apresentadas as principais equações governantes do problema, seguidas de uma breve descrição do modelo de turbulência escolhido como base para as simulações dos escoamentos. Também são discutidas as condições de contorno utilizadas para definir o domínio do problema.

3.1 Equacionamento do problema

Para os casos de escoamentos turbulentos, as variáveis flutuam de forma aleatória no tempo devido ao seu comportamento transiente. Trabalhar com valores instantâneos tornaria o problema muito custoso computacionalmente. Reynolds (1895) apresentou o conceito de média temporal no qual visava representar o problema na forma de escoamento médio. Tal conceito foi fundamental para possibilitar novos estudos e modelagens de turbulência, pois problemas que antes eram vistos como totalmente caóticos puderam ser representados na forma de equacionamentos mais simplificados.

Algumas considerações são fundamentais para a representação e simplificação de um problema. Para este presente trabalho, são assumidas as seguintes hipóteses:

- Fluido Newtoniano;
- Monofásico;
- Escoamento Turbulento
- Escoamento Incompressível;
- Escoamento Isotérmico;
- Regime Permanente;
- Escoamento 2D
- Hipótese de Boussinesq válida (Boussinesq, 1877);

Assumidas essas considerações e tomando como base as coordenadas cartesianas, onde “x” e “y” são as direções paralelo ao escoamento e transversal ao escoamento, respectivamente, as equações para os campos médios são:

Equação de Conservação da Massa:

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

Equações de Balanço da Quantidade de Movimento:

Balanço da quantidade de movimento na direção x:

$$\rho \left(\bar{u} \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} \right) = - \frac{\partial \bar{p}}{\partial x} + \rho (\nu + \nu_t) \left(\frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial y^2} \right) \quad (3.2)$$

Balanço da quantidade de movimento na direção y:

$$\rho \left(\bar{u} \frac{\partial \bar{v}}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} \right) = - \frac{\partial \bar{p}}{\partial y} + \rho (\nu + \nu_t) \left(\frac{\partial^2 \bar{v}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \bar{v}}{\partial y^2} \right) \quad (3.3)$$

onde \bar{u} e \bar{v} são as média temporais da velocidade decorrentes da aplicação das médias de Reynolds, \bar{p} é a pressão média no tempo, ν e ν_t são, respectivamente, a viscosidade cinemática e viscosidade cinemática turbulenta. As outras equações diferenciais que regem o sistema são definidas de acordo com o modelo de turbulência escolhido.

3.2 Modelagem de turbulência

Como já discutido no capítulo anterior, o entendimento da turbulência é um grande desafio da engenharia que vem se estendendo a mais de dois séculos. Além do entendimento do fenômeno, outra grande dificuldade é sua modelagem de forma que represente fielmente a realidade. A turbulência está relacionada a várias propriedades do fluido e do escoamento, onde muitas delas variam de forma não linear ou até mesmo randomicamente.

Com a evolução da computação, vários modelos, que antes eram limitados a capacidade computacional da época, estão sendo aprimorados, a fim de se tornarem

confiáveis e executáveis para uma dada classe de escoamentos a que se propõe. Em geral, os modelos são baseados em dois conceitos:

- Modelos dependentes da modelagem da viscosidade turbulenta que são originados da Hipótese de Boussinesq. Os modelos deste segmento se dividem em: “Modelos a Zero Equação” que são baseados na hipótese de comprimento de mistura (Prandtl, 1925), “Modelos a Uma Equação” que são baseados em uma equação diferencial de transporte (Prandtl, 1945) e “Modelos a Duas Equações” que são baseados em duas equações diferenciais de transporte (Kolmogorov, 1942).

- Modelos independentes da viscosidade turbulenta. Esses modelos são principalmente direcionados em como modelar o transporte dos tensores. Eles se dividem em modelagens nas quais as tensões turbulentas se relacionam de forma algébrica com as componentes médias da velocidade ou que são modeladas através das equações de transporte (Chou, 1945 e Rotta, 1951).

Na próxima subseção é apresentado o modelo de turbulência escolhido para o desenvolvimento deste presente trabalho, que é baseado no conceito de viscosidade turbulenta.

3.3 Modelo de turbulência SST (*Shear Stress Transport*)

O modelo de turbulência SST desenvolvido por Menter e Kuntz (2003) é baseado na combinação de dois modelos a duas equações bem consolidados na literatura e amplamente utilizados na indústria: $k-\varepsilon$ e $k-\omega$.

O modelo $k-\varepsilon$ foi um dos primeiros modelos de turbulência baseado em duas equações. Jones e Launder (1972) propuseram a utilização da taxa de dissipação de energia “ ε ” para modelagem da viscosidade turbulenta além do termo de energia cinética turbulenta “ k ”. Os dois termos são dados por:

$$k = \frac{1}{2}(\overline{u'^2} + \overline{v'^2}) \quad (3.4)$$

$$\varepsilon = \nu \left[\overline{\left(\frac{\partial u'}{\partial x}\right)^2} + \overline{\left(\frac{\partial v'}{\partial y}\right)^2} \right] \quad (3.5)$$

onde u' e v' são flutuações instantâneas de velocidade nas direções paralela e transversal ao escoamento.

Com o passar dos anos, o modelo sofreu varias modificações que o tornaram cada vez mais confiável e preciso. Porém, assim como todas as representações numéricas, este modelo também possui limitações. O modelo $k-\varepsilon$ utilizado no modelo SST é reconhecido pela sua ótima representação para os casos onde possui condições de cisalhamento livre nas regiões de esteira, tais como, esteiras turbulentas e jatos. Devido a esta característica, sua formulação é ativada somente para as regiões distantes da parede, onde possui uma ótima estabilidade e precisão.

Já o modelo $k-\omega$ (Wilcox, 1988) apresenta um melhor comportamento para descrever o interior da camada limite, logo sua formulação é usada para regiões perto da parede. Neste segundo modelo, os dois termos utilizados para fechamento da modelagem são energia cinética “ k ” e a frequência turbulenta “ ω ”, sendo esse segundo termo a razão entre a dissipação de energia e a energia cinética turbulenta:

$$\omega = \frac{\varepsilon}{k} \quad (3.6)$$

A relação dos termos com a viscosidade dinâmica turbulenta é dada por:

$$\mu_T = \rho \frac{k}{\omega} \quad (3.7)$$

Diferentemente dos outros modelos de duas equações, o $k-\omega$ não utiliza funções de amortecimento ou leis de parede, característica essa que permite que o modelo esteja de acordo com as condições de contorno de Dirichlet (Noletto, 2006). Porém, à medida que a modelagem se distância da parede, o modelo começa a perder sua precisão e estabilidade, sendo realizada nesse caso a transição para o modelo $k-\varepsilon$. Essa troca de modelos é feita de forma gradual através de uma função de mistura. O valor unitário imposto dentro da camada limite que multiplica a função de mistura gradativamente torna-se nulo à medida que se afasta da parede fazendo a inversão do $k-\omega$ para o $k-\varepsilon$ nessa respectiva ordem (Noletto, 2006).

As duas equações de transporte do modelo SST são dadas por:

$$\frac{\partial}{\partial x_i}(\rho k U_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\Gamma_k \frac{\partial k}{\partial x_j} \right) + \tilde{G}_k - Y_k + S_k \quad (3.8)$$

$$\frac{\partial}{\partial x_i}(\rho \omega U_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\Gamma_\omega \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right) + G_\omega - Y_\omega + D_\omega + S_\omega \quad (3.9)$$

onde \tilde{G}_k e G_ω representam respectivamente a geração de k e ω , Γ_k e Γ_ω representam respectivamente a difusividade efetiva de k e ω , Y_k e Y_ω representa a dissipação de k e ω , D_ω representa o termo de difusão cruzada, S_k e S_ω são o termos fontes. As variáveis x_i e x_j representam diferentes direções do escoamento na notação indicial e u_i a velocidade na respectiva direção i . Segue abaixo a formulação dos termos citados:

As difusividades efetivas Γ_k e Γ_ω representam a magnitude em que k e ω , respectivamente, se difundem no escoamento. Os dois termos são modelados por:

$$\Gamma_k = \rho \left(\nu + \frac{\nu_T}{\sigma_k} \right) \quad (3.10)$$

$$\Gamma_\omega = \rho \left(\nu + \frac{\nu_T}{\sigma_\omega} \right) \quad (3.11)$$

onde σ_k e σ_ω representam os números de Prandtl turbulentos para k e ω , respectivamente. Estes são formulados pelas seguintes equações:

$$\sigma_k = \frac{1}{\frac{F_1}{\sigma_{k,1}} + \frac{(1-F_1)}{\sigma_{k,2}}} \quad (3.12)$$

$$\sigma_\omega = \frac{1}{\frac{F_1}{\sigma_{\omega,1}} + \frac{(1-F_1)}{\sigma_{\omega,2}}} \quad (3.13)$$

Para o modelo SST, a viscosidade cinemática turbulenta ν_T é formulada por:

$$\nu_T = \frac{\alpha_1 k}{\max \left(\alpha_1 \omega, (S_{ij} S_{ij})^{\frac{1}{2}} F_2 \right)} \quad (3.14)$$

onde o termo S representa o tensor taxa de deformação e $(S_{ij}S_{ij})^{\frac{1}{2}}$ sua medida invariante. Os termos F_1 e F_2 representam as funções responsáveis pela delimitação das regiões onde cada um dos dois modelos é ativado, ou seja, são as funções de mistura. Como já citado anteriormente, dependendo do valor que as funções assumem, a formulação das equações de transporte ou da viscosidade turbulenta é modificada. A primeira função de mistura F_1 é dada por:

$$F_1 = \tanh(\arg_1^4) \quad (3.15)$$

$$\arg_1 = \min \left[\max \left(\frac{\sqrt{k}}{0.09\omega y}, \frac{500\nu}{y^2\omega} \right), \frac{4\rho\sigma_{\omega 2}k}{CD_{k\omega}y^2} \right] \quad (3.16)$$

$$CD_{k\omega} = \max \left(2\rho\sigma_{\omega 2} \frac{1}{\omega} \nabla k \nabla \omega, 1, 0.10^{-10} \right) \quad (3.17)$$

onde, y é a distância até a parede. A função F_1 , além de determinar os valores das constantes do modelo, é encarregada pela troca deles na segunda equação de dissipação do modelo SST. Como podemos observar, ela assume valor igual a 1 na região próxima a parede ($k-\omega$) e gradativamente muda para um valor nulo para as regiões afastadas da parede ($k-\varepsilon$).

Já a segunda função de mistura F_2 é denotada por:

$$F_2 = \tanh(\arg_2^2) \quad (3.18)$$

$$\arg_2 = \max \left(\frac{2\sqrt{k}}{0.09\omega y}, \frac{500\nu}{y^2\omega} \right) \quad (3.19)$$

Essa segunda função de mistura é encarregada pela troca dos modelos $k-\varepsilon$ e $k-\omega$ dentro da Equação (3.14), ou seja, na formulação da viscosidade turbulenta.

Os termos \tilde{G}_k e G_ω são responsáveis pelas respectivas produções de k e ω . Eles também servem como limitadores para evitar o crescimento descontrolado de turbulência em regiões de estagnação. Suas modelagens são feitas da seguinte forma:

$$\widetilde{G}_k = \min\left(-\rho \overline{U_i U_j} \frac{\partial U_j}{\partial x_i}, 10\rho\beta^* k\omega\right) \quad (3.20)$$

$$G_\omega = \frac{\alpha}{\nu_T} \widetilde{G}_k \quad (3.21)$$

As dissipações de k e ω no volume de controle são representadas por Y_k e Y_ω . Suas modelagens são descritas pelas seguintes formulações:

$$Y_k = \rho\beta^* k\omega \quad (3.22)$$

$$Y_\omega = \rho\beta\omega^2 \quad (3.23)$$

A formulação de β^* para fluidos incompressíveis é dada por:

$$\beta^* = 0.09 \left[\frac{4/15 + \left(\frac{\rho k}{8\mu\omega}\right)^4}{1 + \left(\frac{\rho k}{8\mu\omega}\right)^4} \right] \quad (3.24)$$

O termo β representa a variável originada da relação das constantes β_1 e β_2 dos modelos $k-\omega$ e $k-\varepsilon$, respectivamente. A mesma relação é válida para a variável α e suas constantes α_1 e α_2 . Seus valores variam de acordo com a função de mistura. As formulações de β e α são dadas por:

$$\beta = \beta_1 F_1 + \beta_2 (1 - F_1) \quad (3.25)$$

$$\alpha = \alpha_1 F_1 + \alpha_2 (1 - F_1) \quad (3.26)$$

O termo D_ω é parcela responsável por introduzir o termo ε na forma de equações de ω dentro da Equação de Transporte (3.9). A troca dos modelos é realizada através deste termo em conjunto com as funções de mistura, por isso é conhecido como difusão cruzada. Sua formulação é representada pela seguinte equação:

$$D_\omega = 2(1 - F_1) \rho \sigma_{\omega 2} \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \quad (3.27)$$

E, por fim, S_k e S_ω são os termos fontes que o próprio usuário pode especificar a fim de definir o problema de acordo com seu interesse.

As constantes do modelo SST citadas acima são $\alpha_1 = 5/9$, $\beta_1 = 3/40$, $\sigma_{k1} = 0.5$, $\sigma_{\omega1} = 0.5$, $\alpha_2 = 0.44$, $\beta_2 = 0.0828$, $\sigma_{k2} = 1$, $\sigma_{\omega2} = 0.856$.

Substituindo todos os termos nas Equações de Transporte (3.8) e (3.9), partindo da hipótese de que o fluido é incompressível e desconsiderando os termos de geração, chegamos a:

$$\rho U_i \frac{\partial k}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_T}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + \tilde{G}_k - \rho \beta^* k \omega \quad (3.28)$$

$$\rho U_i \frac{\partial \omega}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_T}{\sigma_\omega} \right) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] + \frac{\alpha}{\nu_T} \tilde{G}_k - \rho \beta \omega^2 + 2(1 - F_1) \rho \sigma_{\omega2} \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \quad (3.29)$$

As informações do equacionamento do modelo SST aqui apresentadas podem ser encontradas em Menter *et al.* (2003).

3.4 Condições de contorno

Na engenharia, o acompanhamento da evolução das variáveis que regem um problema é fundamental para se obter o resultado desejado. Para que este desenvolvimento seja bem controlado, as condições iniciais de contorno precisam ser bem definidas. No caso da modelagem numérica, essa configuração é basicamente dada pelas condições de contorno que além de especificarem dados de entrada e saída, são responsáveis por definir todas as configurações das superfícies de controle do sistema.

Para este trabalho, além da condição de parede, são utilizadas duas condições de contorno especiais que visam tornar o problema mais econômico no ponto de vista computacional e mais fiel as aplicações encontradas na indústria. As duas condições particulares de contorno são: simetria e periodicidade.

Periodicidade: Os tubos corrugados possuem várias cavidades distribuídas uniformemente que se interagem e influenciam de forma conjunta o escoamento. A grande maioria dos trabalhos presentes na literatura analisa uma cavidade isolada desconsiderando essa relação entre elas. No caso dessas cavidades isoladas, os efeitos causados nas cavidades adjacentes tais como os efeitos de jatos (Figura 2.3(a) e Figura

2.3(b)) são desconsiderados tornando a análise limitada quando o interesse é a aplicação na indústria. Porém, simular um caso real que tenha uma quantidade suficiente de cavidades para o perfil tornar-se totalmente desenvolvido na média, teria um custo computacional muito elevado. Logo, para resolver esta limitação sem tornar o problema inviável, podemos utilizar a condição de periodicidade. Dado volume de controle VC, as superfícies de entrada e saída tornam-se correlacionadas de modo que uma informação na superfície de saída, seja reproduzida na superfície de entrada, de forma periódica. Além de ser uma simplificação confiável, a redução no esforço computacional é altamente vantajosa. Entretanto, para garantir que a condição de periodicidade represente fielmente o problema, é necessário escolher bem as regiões de interface. Para isso, primeiramente é importante analisar como funciona a distribuição da geometria. No caso do tubo corrugado anelar, podemos tomar a cavidade como referência e analisar a frequência em que ela aparece no tubo, ou seja, o módulo de ocorrência (Azevedo 2010).

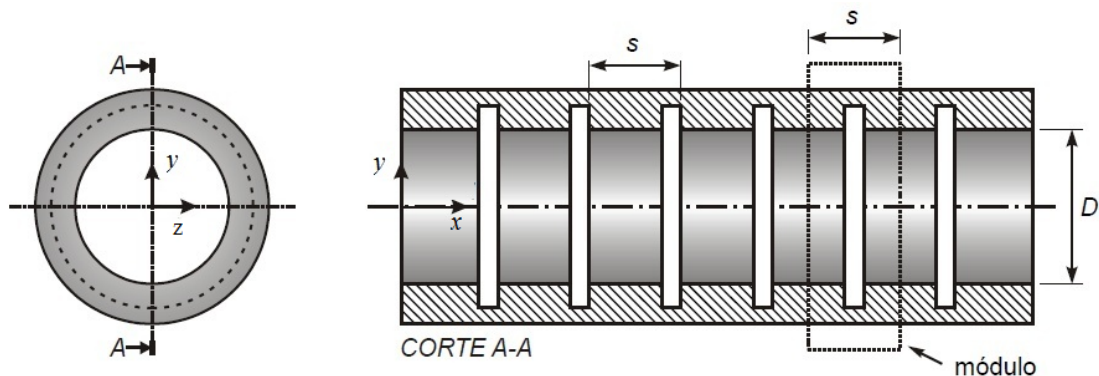


Figura 3.1 – Representação do módulo de periodicidade para o tubo corrugado anelar. (Fonte: Azevedo [2010], p. 34).

Uma vez definido o módulo de periodicidade como apresentado na Figura 3.1 e assumindo que o escoamento ocorre no sentido axial (direção “x”), as condições de contorno para as superfícies periódicas são dadas por:

$$\bar{\phi}(0, y) = \bar{\phi}(s, y) \quad (3.30)$$

onde $\bar{\phi}$ representa a média temporal de uma propriedade genérica, $\bar{\phi} = \bar{u}, \bar{v}, k, \varepsilon, \omega$. No caso da pressão média \bar{p} , a condição da equação (3.30) não é válida, pois é necessário

um tratamento especial. Para as regiões longe da parede, observa-se que o gradiente de pressão é constante para diferentes módulos periódicos (Azevedo, 2010).

$$\frac{\bar{p}(r, \theta, 0) - \bar{p}(r, \theta, s)}{s} = cte \quad (3.31)$$

Patankar *et al.* (1977) definiu esse gradiente de pressão constante como sendo a constante β_p :

$$\beta_p = \frac{\bar{p}(r, \theta, 0) - \bar{p}(r, \theta, s)}{s} \quad (3.32)$$

Logo, chega-se que a pressão média \bar{p} pode ser dividida em dois termos, onde β_p representa a perda de pressão constante relacionada ao módulo “s” e \bar{P} representa a média do campo de pressão periódico.

$$\bar{p}(r, \theta, z) = -\beta_p z + \bar{P}(r, \theta, z) \quad (3.33)$$

onde $\bar{P}(r, \theta, z)$, representa a média temporal de uma função local que define o campo de pressão periódico no qual esta sujeito as mesmas condições de periodicidade apresentadas para a equação 3.30 de uma propriedade genérica:

$$\bar{P}(r, \theta, 0) = \bar{P}(r, \theta, s) \quad (3.34)$$

Com base nessa reformulação para a pressão média \bar{p} proposta por Patankar *et al.* (1977), pode-se reescrever as equações considerando a constante β_p e o campo de pressão periódico \bar{P} .

Simetria: Condição de contorno aplicada para os casos que possuem simetria em relação a alguma direção “n”. Para muitos casos, o volume de controle do problema pode ser reduzido significativamente de modo que torne a simulação muito mais rápida. Esta condição implica em que algumas propriedades e seus gradientes tenham valor nulo na direção “n”.

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial n} = 0 \quad (3.315)$$

$$\frac{\partial \bar{v}}{\partial n} = 0 \quad (3.326)$$

Para o caso dos tubos corrugados anelares, podemos encontrar essa condição de simetria na direção θ , pois na média, os valores das propriedades devem ser os mesmos na direção tangencial. Logo, em vez de modelar os 360° do tubo, podemos simular apenas uma fatia dele tornando o volume de controle muito menor.

Parede: É uma fronteira sólida e impermeável que visa tanto guiar como limitar o escoamento. A principal característica que rege essa condição de contorno é que a velocidade seja nula sobre este tipo de superfície, ou seja:

$$U_{\text{Parede}} = 0 \quad (3.337)$$

Como conseqüência desta característica, outras propriedades que possuem relação com a velocidade também assumem valor nulo nessas superfícies, como é o caso da energia cinética turbulenta “k”. Dada a Equação (3.4) apresentada na subseção anterior, observamos que a variável “k” é dependente dos valores das flutuações instantâneas de velocidade u' e v' . Quando analisamos estes termos sobre a parede, dada a condição de que a velocidade seja nula sobre ela, chegamos que as flutuações instantâneas também serão nulas, e, conseqüentemente, a energia cinética turbulenta também.

Para o presente trabalho, as fronteiras de parede são definidas como sendo superfícies lisas (sem rugosidade natural), estáticas e com condição de não-deslizamento válida. No caso do tubo corrugado, essas condições de contorno são aplicadas tanto nas paredes do cilindro base como nas paredes da cavidade.

Segue abaixo, na Figura 3.2, a representação de todas as condições de contorno descritas acima aplicadas em um módulo genérico de periodicidade.

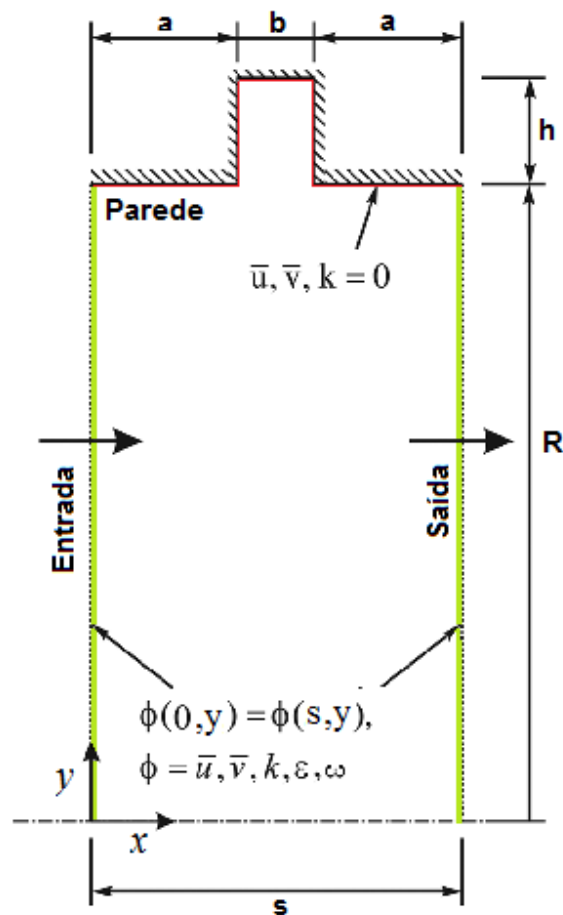


Figura 3.2 – Esquema de um módulo de periodicidade para com as condições de contorno aplicadas.

4 MODELAGEM NUMÉRICA

Neste capítulo é abordado o método numérico utilizado para a resolução das equações descritas no capítulo anterior e as comparações realizadas para validar o modelo. São descritas as geometrias de interesse, os princípios de construção de cada uma e seus respectivos testes de malha.

4.1 Método dos Volumes Finitos baseado em Elementos Finitos

Como já apresentado no capítulo anterior a conservação de massa, o balanço da quantidade de movimento, o transporte de energia turbulenta k , a dissipação de energia cinética ε e frequência turbulenta ω , são escritas na forma de equações diferenciais parciais não lineares e acopladas. Devido a isso, torna-se necessária a utilização de métodos numéricos para a solução deste sistema de equações. O princípio básico destes métodos é linearizar (discretizar) as equações transformando-as em um conjunto de equações algébricas aproximadas (Morales, 2000).

No presente trabalho a discretização, do sistema de equações que modela o escoamento turbulento em tubos corrugados, será realizado utilizando o Método dos Volumes Finitos baseado em Elementos “MVFB” (Maliska, 2004). O sistema de equações algébricas resultantes será resolvido utilizando o programa comercial ANSYS CFX 13.0.

O Método dos Volumes Finitos baseado em Elementos é amplamente utilizado em vários programas comerciais de DFC (Dinâmica dos Fluidos Computacional). De acordo com Maliska (2004), nesse método o domínio deve ser dividido em um número finito de elementos, onde cada uma das equações é acoplada para cada volume “discretizado”.

Os volumes de controle podem ser distribuídos por malhas estruturadas e malhas não-estruturadas. Nas malhas estruturadas os seus elementos são orientados por um sistema de coordenadas (cartesiano, cilíndrico, adaptado a geometria da malha) e possuem a mesma quantidade de volumes de vizinhos. Normalmente são utilizadas para geometrias mais simples e de fácil construção devido à baixa complexidade para criá-la.

Já as malhas não-estruturadas possuem seu domínio preenchido por elementos com orientações variadas e sem uma quantidade fixa de volumes vizinhos. Esse tipo de mapeamento é construído por geradores automáticos de malha capazes de preencher os mais diferentes tipos de geometria, o que torna este o grupo mais indicado para a geração das malhas em geometrias complexas e de difícil construção.

Essa diferença na organização dos elementos faz com que, na maioria das vezes, a resolução seja mais ordenada e rápida para os casos de malha estruturada do que para os casos de malha não-estruturada. Para o presente trabalho, são utilizadas malhas estruturadas por permitirem um maior controle no refino da malha próximos das superfícies sólidas (parede ou corrugado do duto).

Uma vez definido o domínio de cálculo, de acordo com Maliska (2004), todas as variáveis e propriedades do fluido são armazenadas nos vértices (nós) de cada elemento. Na Figura 4.1 é mostrado um esquema do volume de controle utilizado no MVFBE, onde SVC3 representa o subvolume de controle do elemento 1234 que constitui uma das 5 parcelas que formam o volume de controle centrado no vértice 3, SC3 representa a superfície de controle

Observa-se, na Figura 4.1, que no centróide de cada face dos elementos é discriminado um ponto denominado de Elemento de Face-Centrada que é formada pelo ligamento dos elementos 235 com 1234. Através do ligamento destes pontos, são construídos os volumes de controle, onde seus centros são os próprios vértices dos elementos de malha nos quais são armazenados as variáveis primárias do sistema de equações a ser resolvido.

Ou seja, ao contrário do Método dos Volumes Finitos Tradicional “MVF” (Patankar, 1980) em que os volumes de controle eram definidos como sendo o próprio elemento de malha, para o MVFBE, os volumes de controle são definidos nos nós de modo que sejam formados por subvolumes dos vários elementos ao redor do vértice. Essa modificação faz com que existam dois pontos de integração “ P_{i_n} ” (ponto médio entre o segmento que liga a fronteira dos elementos até o Elemento de Face-Centrada) em cada face e, conseqüentemente, obtenha-se maior precisão numérica na avaliação de gradientes, pois o escoamento que atravessa a face é resolvido usando-se uma melhor discretização da superfície de integração (Sansoni, 2005).

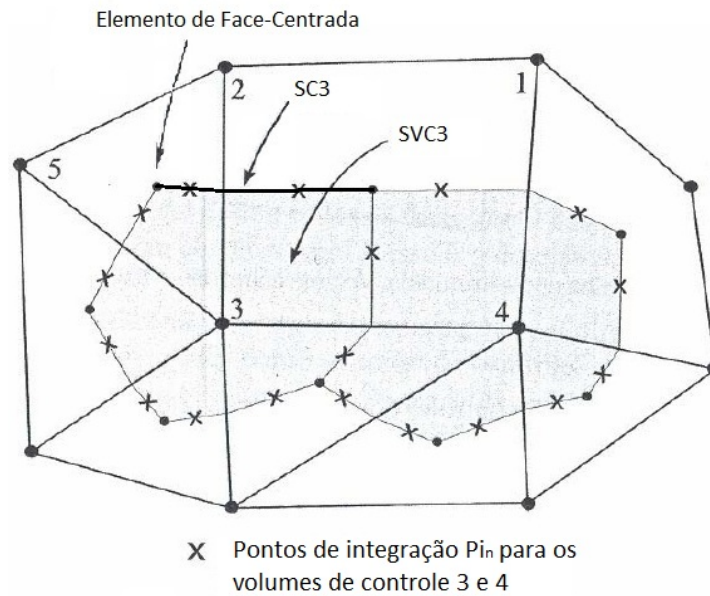


Figura 4.1 - Configuração do volume de controle para o Método dos Volumes Finitos baseado em Elementos Finitos. (Fonte: Sansoni [2010], p. 34).

As equações a serem utilizadas para modelar o escoamento, e que foram apresentadas no capítulo anterior, são integradas sobre os volumes de controle. Para transformar as integrais de volume em integrais de superfície, é aplicado o teorema de divergência de Gauss (Segala 2010). As equações resultantes são:

$$\int_{SC} (V_j dn_j) = 0 \quad (4.1)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_{\forall C} \rho V_j d\forall + \int_{SC} \rho V_j V_i \cdot dn_j = \int_{SC} P dn_j + \int_{SC} \mu_{eff} \left(\frac{\partial V_i}{\partial x_j} + \frac{\partial V_j}{\partial x_i} \right) dn_j + \int_{\forall C} S d\forall \quad (4.2)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_{\forall C} \rho \phi d\forall + \int_{SC} \rho V_j \phi \cdot dn_j = \int_{SC} P dn_j + \int_{SC} \Gamma_{eff} \left(\frac{\partial \phi}{\partial x_j} \right) dn_j + \int_{\forall C} S_\phi d\forall \quad (4.3)$$

onde $\forall C$ representa o volume de controle, SC representa a superfície de controle, dn_j são os diferenciais do vetor normal à área em que aponta no sentido para fora da superfície de controle.

Para resolver as Equações (4.1), (4.2) e (4.3), é necessário discretiza-las na forma algébrica (discreta). No caso das Equações (4.2) e (4.3), quando aplicadas em um ponto de integração P_i , são contabilizadas as contribuições de cada subvolume dos pontos vizinhos. De acordo com Segala (2010), os termos de fluxo são convertidos na sua forma discreta, onde estes são aproximados através dos pontos de integração e contabilizados em cada nó no qual estão circunscritos. As Equações (4.1), (4.2) e (4.3) na forma discreta são dadas por:

$$\sum_{P_i} (V_j \Delta n_j)_{P_i} = 0 \quad (4.4)$$

$$\rho V \frac{(V_i - V_i^0)}{\Delta t} + \sum_{P_i} \dot{m}_{P_i} (V_i)_{P_i} = \sum_{P_i} (P \Delta n_i)_{P_i} + \sum_{P_i} \left(\mu_{eff} \left(\frac{\partial V_i}{\partial x_j} + \frac{\partial V_j}{\partial x_i} \right) \Delta n_j \right)_{P_i} + S_{V_i} V \quad (4.5)$$

$$\rho V \frac{(\phi_i - \phi_i^0)}{\Delta t} + \sum_{P_i} \dot{m}_{P_i} (\phi_i)_{P_i} = \sum_{P_i} \left(\Gamma_{eff} \frac{\partial \phi_i}{\partial x_j} \Delta n_j \right)_{P_i} + S_{\phi} V \quad (4.6)$$

onde Δt representa o passo de tempo, Δn_j representa o componente discretizado do vetor de área da superfície de controle, P_i representa o ponto de integração. O termo temporal pode ser discretizado com interpolação de primeira ordem na qual se baseia no valor assumido pela variável no passo anterior (sobrescrito 0). O termo \dot{m}_{P_i} representa a vazão mássica discretizada que atravessa uma dada superfície de controle e sua formulação é dada por:

$$\dot{m}_{P_i} = (\rho V_j \Delta n_j)_{P_i} \quad (4.7)$$

Assim como no Método dos Volumes Finitos (Patankar 1980), para obter os valores de uma propriedade genérica " ϕ " ao longo dos elementos de malha no MVFBE, são utilizadas funções de forma de acordo com:

$$\phi = \sum_{i=1}^{N_{nós}} N_i \phi_i \quad (4.8)$$

onde ϕ_i representa o valor da variável genérica ϕ no nó "i" e N_i representa uma função de forma para o nó "i". A formulação de N_i também pode ser descrita como:

$$N = \sum_{i=1}^{N_{\text{nós}}} N_i = 1 \quad (4.9)$$

As funções de forma N_i têm como principal objetivo garantir que o valor obtido para ϕ em um determinado ponto “i” seja especificamente o valor de ϕ_i daquele vértice. Para isso, as funções de forma são parametrizadas através das variáveis “s”, “t” e “u” de acordo com o tipo de elemento em questão (tetraédrico, hexaédrico, prismático ou triangular) de modo que assumirão valores reais dentro do intervalo de [0;1]. Ex.: Para os casos de hexaedros, as funções de forma são dadas por:

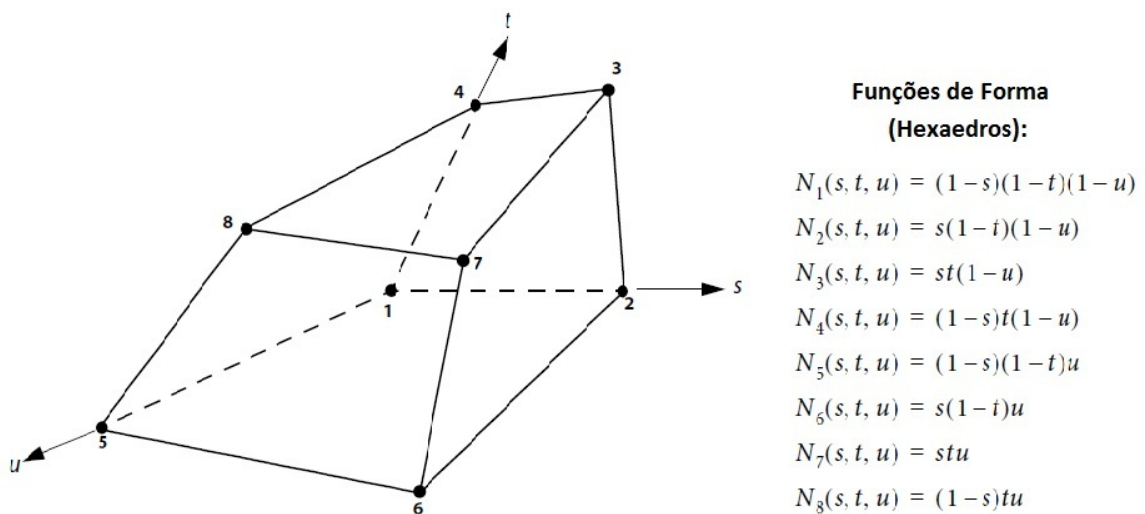


Figura 4.2 - Exemplo de funções de forma para elementos hexaédricos. (Fonte: Ansys [2006], p. 284).

Como já discutido anteriormente, através das funções de forma pode-se obter o valor de uma determinada variável ou até mesmo o próprio gradiente desta para qualquer posição da malha. Logo, os termos de gradiente de pressão e os gradientes difusivos das equações (4.5) e (4.6) tornam-se conhecidos (Segala 2010).

No caso dos termos advectivos, é necessária uma atenção maior na sua discretização devido à forte relação que as variáveis exercem entre si. Uma das maiores dificuldades na discretização destas parcelas das equações é determinar como será relacionado e resolvido o problema de acoplamento pressão-velocidade. Rhie e Chow (1983) propõem a modificação da equação de conservação de massa com o intuito de gerar a equação da pressão. Esta é inserida na equação da quantidade de movimento e resolvida de maneira implícita. Ou seja, o objetivo deste acoplamento para os casos de

escoamentos incompressíveis é gerar um campo de pressões, que, quando inserido nas equações do balanço da quantidade de movimento, dê origem a um campo de velocidade, e que, conseqüentemente, satisfaça a equação da continuidade (Sansoni, 2005). De acordo com Maliska (2004), cada nó possui um sistema de equações que pode ser descrito da seguinte forma:

$$\sum_{viz} a_i^{viz} \phi_i^{viz} = b_i \quad (4.10)$$

onde,

$$a_i^{viz} = \begin{bmatrix} a_{uu} & a_{uv} & a_{uw} & a_{up} \\ a_{vu} & a_{vv} & a_{vw} & a_{vp} \\ a_{wu} & a_{wv} & a_{ww} & a_{wp} \\ a_{pu} & a_{pv} & a_{pw} & a_{pp} \end{bmatrix}_i^{viz} \quad (4.11)$$

$$\phi_i^{viz} = \begin{bmatrix} u \\ v \\ w \\ p \end{bmatrix}_i^{viz} \quad (4.12)$$

$$b_i = \begin{bmatrix} b_u \\ b_v \\ b_w \\ b_p \end{bmatrix}_i \quad (4.13)$$

Os termos da matriz a_i^{viz} representam os coeficientes obtidos pela discretização das equações de conservação, os termos do vetor ϕ_i^{viz} representam as variáveis incógnitas, os termos do vetor b_i representam as parcelas associadas aos termos fontes e às condições de contorno, o índice “i” representa o número do nó analisado, o índice “viz” representa a contribuição do próprio nó e sua vizinhança. Substituindo as Equações (4.11), (4.12) e (4.13) em (4.10), chega-se ao sistema abaixo:

Segue, na Figura 4.3, o fluxograma esquemático que resume a metodologia de resolução das equações no programa ANSYS CFX Release 13.0.



Figura 4.3 – Fluxograma simplificado da metodologia adotada pelo ANSYS CFX Release 13.0 para resolver o sistema de equações. (Fonte: Segala [2010], p. 47).

Maiores detalhes sobre os métodos numéricos descritos acima podem ser obtidos no manual do ANSYS CFX Release 13.0 (Ansys [2006]).

4.2 Geometrias propostas

Para o desenvolvimento das novas geometrias propostas neste trabalho, foram fixados alguns parâmetros do perfil da cavidade. Tomando a Figura 4.4 como base, foram definidas as seguintes dimensões:

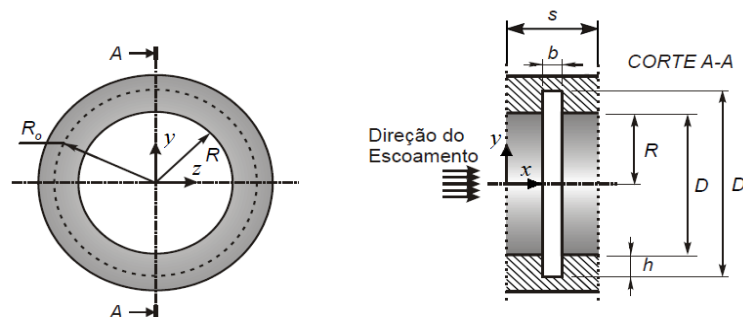


Figura 4.4 - Representação do módulo de periodicidade com as principais dimensões.

Com:

- s (comprimento do módulo de periodicidade) = 15mm
- b (comprimento da interface da cavidade) = 4mm
- D_0 (diâmetro base do tubo) = 100mm

Feitas essas considerações, foram selecionadas as geometrias presentes nos estudos anteriores da literatura: quadrada, trapezoidal, elipsoidal e triangular. A fim de estudar o efeito que cada uma causava no escoamento e também poder compará-las entre si, foi definido um parâmetro variável que relaciona a largura da interface (b) e a altura da cavidade (h). A variável criada foi definida como sendo a razão entre os dois parâmetros geométricos e foi nomeado de Razão de Aspecto, RA , tal que:

$$RA = \frac{b}{h} \quad (4.18)$$

A faixa de valores de RA foi escolhida de modo que pudesse abranger cavidades do tipo d até sua transição ao tipo k. Segue abaixo, na Tabela 4.1, as geometrias propostas:

Tabela 4.1 - Geometrias propostas com diferentes razões de aspecto.

RA/GEO	QUADRADA	ELIPSOIDAL	TRAPEZOIDAL	TRIÂNGULAR
5,00				
4,00				
3,00				
2,00				
1,00				
0,75				
0,50				

Uma vez definidas as geometrias a serem estudadas e criadas suas respectivas malhas, é preciso garantir que o modelo numérico seja confiável. Nas próximas subseções são apresentados a validação do modelo, o teste de y^+ e o teste de malha.

4.3 Validação do modelo

A validação do modelo numérico proposto neste presente trabalho pode ser dividida em três etapas: teste de periodicidade, comparação com valores experimentais e comparação com perfis de velocidade presentes na literatura.

O teste de periodicidade tem como finalidade garantir que o modelo numérico represente corretamente o escoamento através de um único módulo periódico. Na Figura 4.5 são apresentados os resultados numéricos obtidos para o escoamento em um duto corrugado de configuração geométrica quadrada com $RA = 1,00$ definida na Tabela 4.1. Os resultados foram obtidos para domínios numéricos compostos de uma, duas e três cavidades e $Re_D = 100000$. U_{ABS} representa a magnitude da velocidade, a qual é normalizada pela magnitude de velocidade sobre a linha de centro U_{LC} .

Observa-se na Figura 4.5, que os perfis de velocidade possuem uma ótima concordância para os domínios numéricos obtidos para as simulações considerando uma, duas e três cavidades, ou seja, a periodicidade do escoamento é garantida e bem representada pelo modelo utilizado. Comparando os fatores de atrito obtidos para o escoamento considerando duas e três cavidades com relação ao de uma cavidade foi encontrada uma diferença de 0,05% e 0,04%, respectivamente.

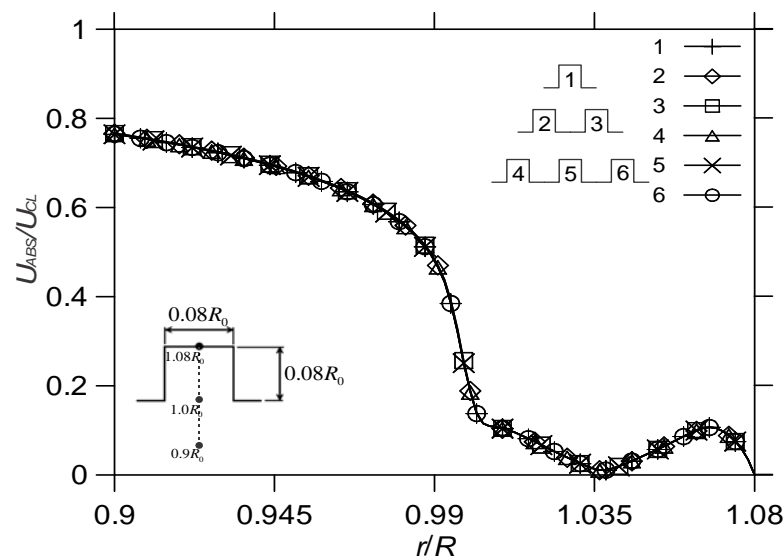


Figura 4.5 - Comparação do perfil de velocidade próximo a cavidade para domínios numéricos de uma, duas e três cavidades.

Uma vez verificada a não influência da quantidade de módulos de periodicidade, foi feita a verificação do perfil de velocidade através da comparação com os perfis apresentados nos trabalhos de Vijapurapu e Cui (2007) e Stel *et al.* (2010). Foi reproduzida a mesma geometria do tipo d apresentada no trabalho de Vijapurapu e Cui (2007) e simulada com o modelo proposto no presente trabalho.

Na Figura 4.6, é mostrado o perfil de velocidade próximo à cavidade obtido pelo modelo SST. Observa-se uma boa concordância com os resultados numéricos apresentados por Vijapurapu e Cui (2007) e Azevedo (2010). Assim, podemos concluir que o modelo utilizado reproduz o campo de velocidade corretamente.

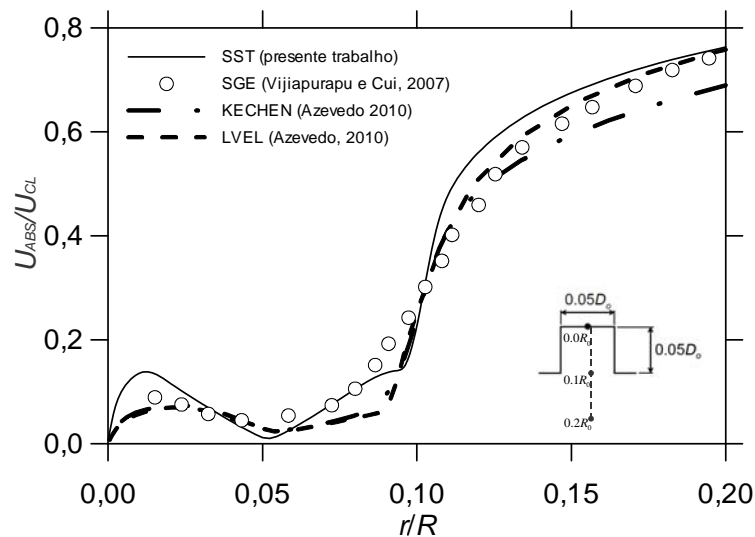


Figura 4.6 - Comparação do perfil de velocidade próximo a cavidade de um tubo corrugado de tipo d utilizando o modelo de turbulência SST do presente trabalho em comparação com a Simulação de Grandes Escalas (SGE) de Vijapurapu e Cui (2007), para $Re_D = 100000$.

Para finalizar a validação do modelo, foram realizadas simulações numéricas para as mesmas condições de escoamento estudadas por Stel *et. al.* (2010). No presente trabalho foi utilizado o modelo de turbulência SST. As configurações das geometrias, de acordo com a nomenclatura definida na Figura 4.4, estão apresentadas na Tabela 4.2. Os fatores de atrito obtidos numericamente foram comparados com os fatores de atritos experimentais apresentados no trabalho.

Tabela 4.2 - Configurações geométricas de G1, G2, G3 e G4 (Fonte: Azevedo [2010], p. 87).

Geometria	a/D	b/D	h/D	s/D
G1	0,110	0,015	0,030	0,125
G2	0,110	0,030	0,030	0,140
G3	0,110	0,040	0,030	0,150
G4	0,110	0,040	0,040	0,150

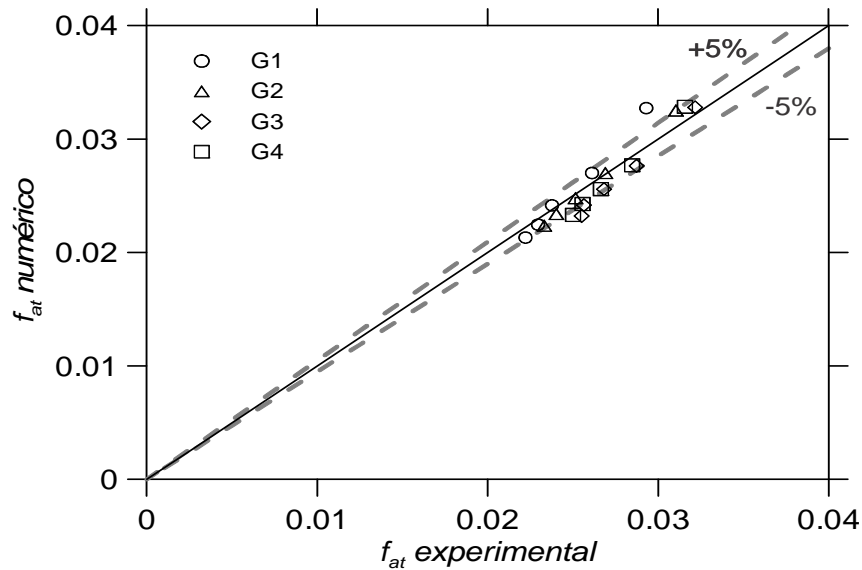


Figura 4.7 - Comparação do fator de atrito para diferentes configurações geométricas de um tubo corrugado de tipo d utilizando o modelo de turbulência SST do presente trabalho em comparação com valores obtidos experimentalmente por Stel (2010), para $100000 \leq Re_D \leq 50000$.

Observa-se na Figura 4.7 uma concordância satisfatória entre os valores obtidos para o fator de atrito pelo modelo numérico de turbulência SST e os dados experimentais apresentados no trabalho de Stel (2010). Assim, com base nas comparações com os dados experimentais e numéricos presentes na literatura, podemos concluir que o modelo numérico utilizado no presente trabalho produz uma boa representação do fenômeno físico com um custo computacional significativamente menor.

4.4 Teste de y^+

Para garantir uma boa representação do problema físico na região dos volumes de controle adjacentes à parede é necessário que a distância adimensional do primeiro ponto de cálculo, também chamado de y^+ , seja coerente com as funções algébricas do modelo responsável pela região.

A variável y^+ é representada pela seguinte equação:

$$y^+ = \frac{yV^*}{\nu} \quad (4.19)$$

onde y corresponde à distância da parede, $V^* = (\tau_w / \rho)^{0.5}$ é a velocidade de atrito, onde τ_w é a tensão de cisalhamento sobre a parede, e ν a viscosidade cinemática.

O perfil de velocidade de escoamentos turbulentos próximo à parede pode ser dividido em quatro camadas diferentes: Subcamada laminar, Camada Amortecedora, Camada Logarítmica e a Camada externa (Stel *et al*, 2010). Cada camada pode ser identificada pela posição do y^+ ao longo do perfil, como pode ser observado na Figura 4.8. Onde w^+ representa a componente adimensional da velocidade média paralela à parede e é dada por $w^+ = \bar{w} / V^*$.

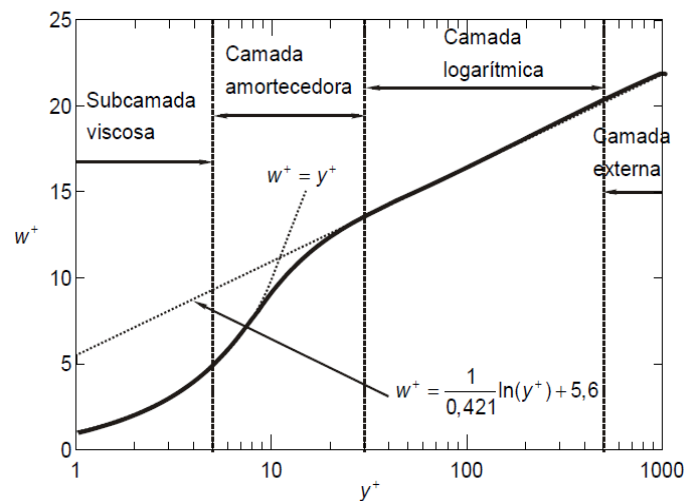


Figura 4.8 – Perfil adimensional de velocidade para escoamento turbulento próximo a parede. (Fonte: Azevedo [2010], p. 62).

Como já discutido no capítulo anterior, o modelo de turbulência SST, utilizado no presente trabalho, é formulado através da combinação de dois modelos, onde o modelo $k-\varepsilon$ é ativado para regiões distantes da parede e o modelo $k-\omega$ é responsável pelas regiões próximas a parede. Logo, o modelo a ser abordado no teste do y^+ será o $k-\omega$ por ser o modelo ativo na região de maior interesse.

Ao contrário do modelo $k-\varepsilon$, o modelo $k-\omega$ possui seu melhor comportamento por descrever o interior da camada limite. Como consequência, na construção da malha, é interessante garantir que a distância y^+ do primeiro volume de controle englobe desde a subcamada viscosa, ou seja, $y^+ \leq 1$. Através deste teste, podemos garantir que a malha seja compatível e coerente com o modelo numérico escolhido sem que haja perdas de informações.

Foram realizados testes de simulações de todas as geometrias com $Re_D = 100000$, ou seja, nas condições de maior velocidade de atrito para o intervalo analisado. Observou-se que especificando uma distância de 0,01mm de espessura dos primeiros volumes de controle adjacente a todas as paredes, a condição de $y^+ \leq 1$ era garantida para todas as geometrias em toda a faixa de Reynolds simulada.

4.5 Teste de malha

O teste de malha é uma etapa fundamental para garantir que não haja variação do resultado caso uma malha mais refinada seja utilizada. A principal idéia do teste é encontrar uma quantidade ideal de volumes de controle que garantam a independência das simulações em relação ao refinamento da malha sem que torne o tempo computacional muito grande.

Os parâmetros escolhidos para testar a variação do resultado foram o fator de atrito e o perfil de velocidades. Como neste trabalho optou-se por malhas estruturadas (Figura 4.9), foi encontrado um valor ideal de nós para cada aresta de cada geometria. As arestas paralelas precisam ser definidas como sendo iguais para garantir que não haja descontinuidade.

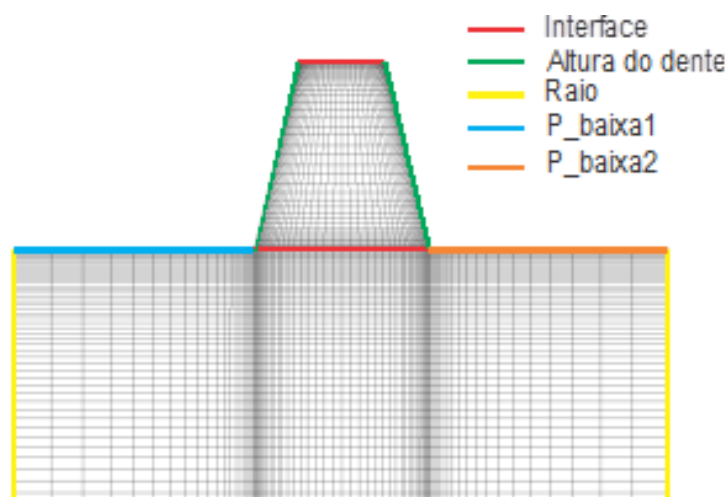


Figura 4.9 - Exemplo ilustrativo da malha numérica utilizada.

O critério utilizado para realização do teste de malha no presente trabalho foi de encontrar uma quantidade de volumes de controle que gere uma variação menor que 0,05% do fator de atrito em relação à malha de referência mais refinada. Essa

porcentagem é suficiente para garantir uma ótima aproximação sem perda significativa de informação. Na Tabela 4.3 é apresentado o resultado do teste de malha para a geometria Trapezoidal com $RA = 0,5$. Observa-se que foi escolhida a melhor configuração de malha para cada uma das regiões definidas na Figura 4.9.

Tabela 4.3 - Teste de malha em relação ao fator de atrito para o corrugado trapezoidal com $RA = 0,5$.

Aresta		Volumes	Re_D	f_{at}	%Diferença
Raio		40	100000	0,021091	0,8232
		60	100000	0,021178	0,4113
		80	100000	0,021217	0,2298
	Valor Utilizado	100	100000	0,021255	0,04790
	Referência	120	100000	0,021266	0,0000
P_baixa1		10	100000	0,021258	-0,0525
	Valor Utilizado	20	100000	0,021251	-0,0223
		30	100000	0,021248	-0,0057
		40	100000	0,021248	-0,0077
		50	100000	0,021247	-0,0037
	Referência	60	100000	0,021247	0,0000
P_baixa2		10	100000	0,021295	-0,2209
	Valor Utilizado	20	100000	0,021258	-0,0494
		30	100000	0,021254	-0,0308
		40	100000	0,021251	-0,0140
	Referência	50	100000	0,021249	-0,0060
Interface		60	100000	0,021248	0,0000
		50	100000	0,020996	-0,2603
		60	100000	0,020975	-0,1585
		70	100000	0,020961	-0,0951
	Valor Utilizado	80	100000	0,020952	-0,0486
	Referência	90	100000	0,020947	-0,0247
Altura do dente		100	100000	0,020941	0,0000
		75	100000	0,020944	-0,4697
		90	100000	0,020903	-0,2727
		105	100000	0,020879	-0,1563
	Valor Utilizado	120	100000	0,020855	-0,0448
	Referência	135	100000	0,020849	-0,0128
	150	100000	0,020846	0,0000	

Escolhido um valor de volumes para cada aresta, foi comparado o perfil de velocidade na linha central entre a malha do valor utilizado e a malha do valor de

referência. A figura abaixo apresenta a comparação dos perfis de velocidade para as malhas da aresta “Interface”:

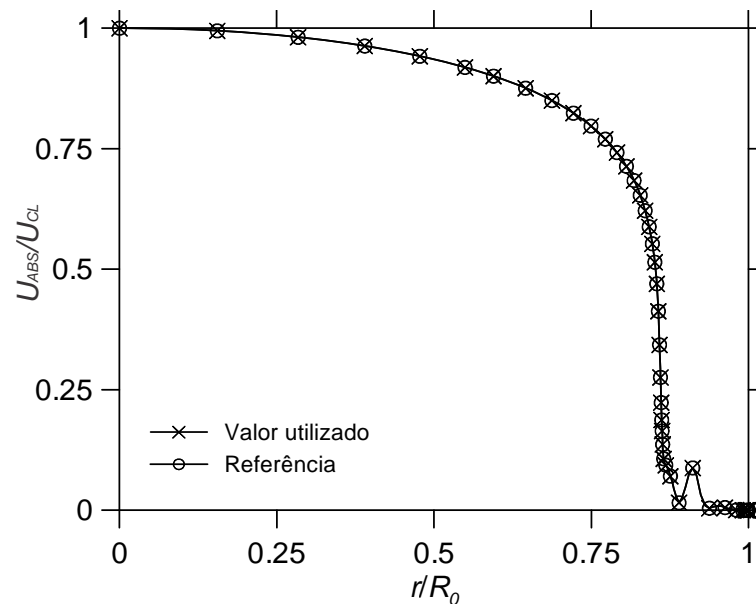


Figura 4.10 - Comparação do perfil de velocidade entre a malha de referência e a malha utilizada da aresta “Interface” da geometria trapezoidal com $RA=0,50$.

Como pode ser observado na Figura 4.10, os perfis são praticamente coincidentes. Logo, a independência do refino de malha para a aresta “Interface” está garantida. Foi feita a mesma análise e garantida a mesma independência para cada aresta de cada uma das 28 configurações geométricas.

Na Tabela 4.4 apresenta-se a descrição da quantidade de volumes de controle para as 28 malhas de acordo com a nomenclatura definida na Figura 4.4.

Para a realização deste trabalho, foi utilizada uma estação de trabalho, disponibilizado pelo LACIT, com as seguintes especificações:

- 8 processadores Intel Core 2,93 GHz
- 4 GB de memória RAM
- Microsoft Windows 64 bits

Na média o tempo computacional gasto foi de aproximadamente 30 minutos para cada simulação numérica.

Tabela 4.4 - Distribuição dos volumes de controle

Geometria	RA	Diâmetro Base		Cavidade		Total de Volumes
		<i>s</i>	<i>D</i>	<i>b</i>	<i>h</i>	
Quadrada	5,00	120	100	80	120	21600
	4,00	120	100	80	120	21600
	3,00	120	100	80	120	21600
	2,00	120	100	80	120	21600
	1,00	120	100	80	120	21600
	0,75	120	100	80	120	21600
	0,50	120	100	80	120	21600
Elipsoidal	5,00	210	100	170	125	42250
	4,00	210	100	170	125	42250
	3,00	160	100	120	95	27400
	2,00	160	100	120	95	27400
	1,00	140	100	100	113	25300
	0,75	140	100	100	113	25300
	0,50	140	100	100	113	25300
Trapezoidal	5,00	120	100	80	135	22800
	4,00	120	100	80	135	22800
	3,00	120	100	80	135	22800
	2,00	120	100	80	135	22800
	1,00	120	100	80	135	22800
	0,75	120	100	80	135	22800
	0,50	120	100	80	135	22800
Triangular	5,00	120	100	80	120	21600
	4,00	120	100	80	120	21600
	3,00	120	100	80	120	21600
	2,00	120	100	80	120	21600
	1,00	120	100	80	120	21600
	0,75	120	100	80	120	21600
	0,50	120	100	80	120	21600

5 RESULTADOS E DISCUSSÕES

O presente capítulo apresenta os resultados numéricos obtidos para o escoamento turbulento em tubos corrugados com cavidades de geometrias quadradas, elipsoidais, trapezoidais e triangulares. São apresentados e discutidos os resultados obtidos para fator de atrito, a distribuição de pressão e as tensões de Reynolds. Também são abordadas as mudanças no comportamento do padrão de escoamento através de linhas de corrente e campos de velocidade.

5.1 Análise do comportamento do fator de atrito em tubos corrugados

O fator de atrito é um importante parâmetro que pode ser relacionado diretamente ao rendimento de vários equipamentos que utilizam tubos corrugados. Para o presente trabalho, a relação utilizada para a obtenção desse parâmetro foi o fator de atrito de Darcy (Fox *et al.*, 2003), no qual o seu cálculo é dado pela seguinte equação:

$$f = \frac{(\Delta \bar{p} / l) D}{\frac{1}{2} \rho V^2} \quad (5.1)$$

onde D é o diâmetro interno do tubo (Figura 4.4), ρ é a massa específica do fluido, V é a velocidade média e $\Delta \bar{p} / l$ representa a diferença das pressões médias entre uma distância l , que no caso do presente trabalho corresponde ao comprimento s do módulo de periodicidade (Figura 4.4).

Para comparar a magnitude do fator de atrito entre as diferentes geometrias e diferentes valores de Reynolds, foi utilizado o fator de atrito normalizado. Essa variável adimensional consiste na divisão do fator de atrito obtido na simulação da nova geometria pelo fator de atrito obtido na simulação de um tubo liso de mesmo diâmetro interno D , para um mesmo número de Reynolds, definido aqui como “ f_{liso} ”.

Na Figura 5.1 é mostrada uma comparação entre os valores de fator de atrito normalizado para cada geometria. É possível observar que as curvas de fator de atrito normalizado possuem um comportamento característico em relação à variação de RA .

Em geral, as curvas dos fatores de atrito são praticamente as mesmas para diferentes geometrias de RA menor ou igual a 1 com o mesmo tamanho de interface. A partir dessa $RA = 1$, a curva do fator de atrito tende a aumentar até um valor máximo, no qual essa variação pode ser mais ou menos suave dependendo da geometria. Passando por esse pico, a curva passa a assumir valores cada vez menores. Para valores de RA muito elevados (ou seja, altura da cavidade tendendo a zero), a curva de f_{num} tenderá a se igualar à de um tubo liso de mesmo diâmetro D .

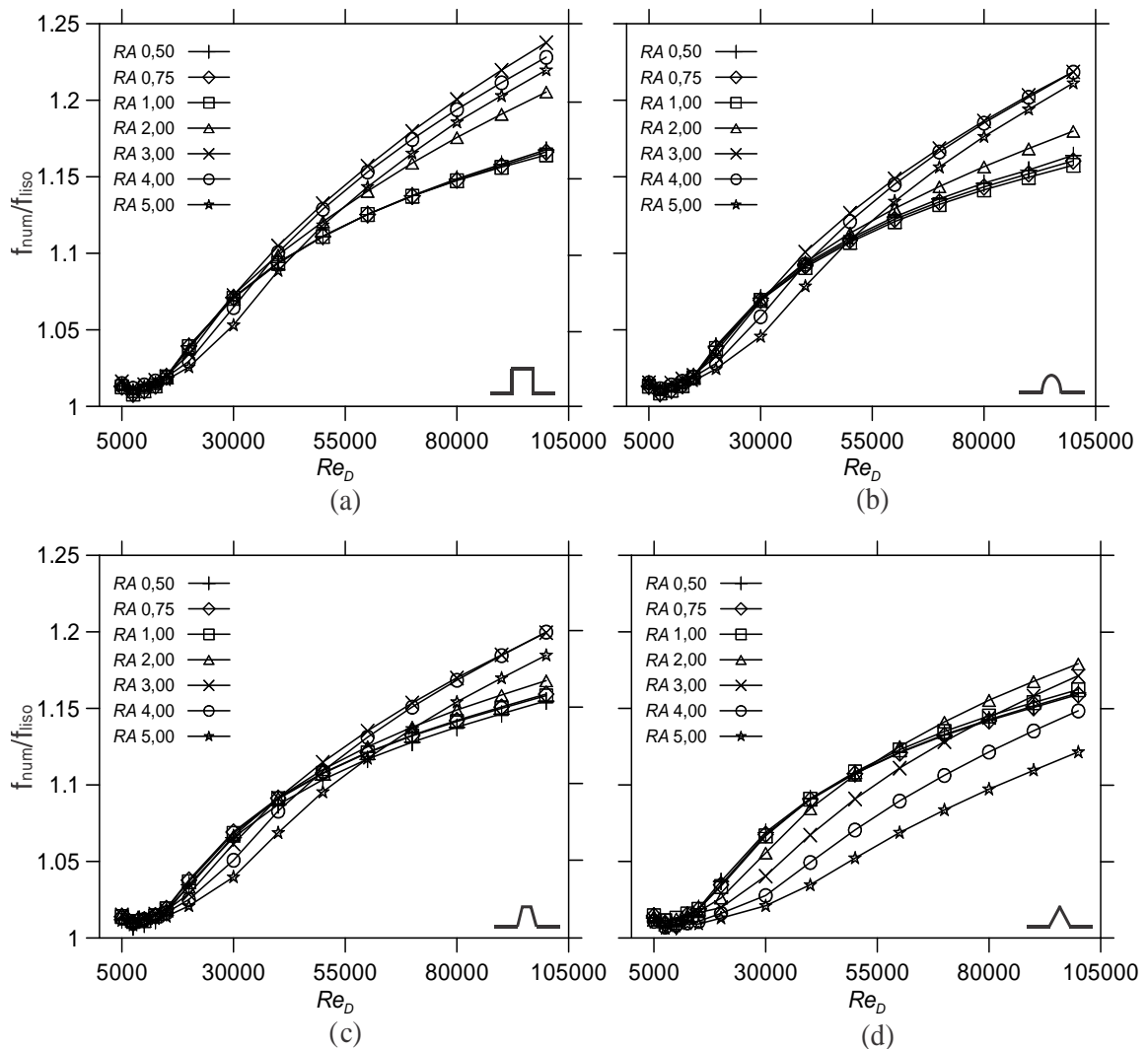


Figura 5.1 - Comparação entre os valores de fator de atrito adimensionalizados para cada geometria: (a) quadrada, (b) elipsoidal, (c) trapezoidal e (d) triangular.

Por exemplo, para o caso da geometria quadrada (Figura 5.1a), é possível observar que as curvas do fator de atrito normalizado praticamente se sobrepõem para $RA \leq 1,0$. À medida que RA ultrapassa esse valor, a curva do fator de atrito começa a

mudar, assumindo valores mais elevados, como pode ser observado para as curvas de RA iguais a 2,0 e 3,0. Uma vez atingido seus valores máximos, a tendência da curva do fator de atrito volta a mudar, assumindo agora valores menores, como observado para RA 's iguais a 4,0 e 5,0.

A curva na qual os valores assumem seus valores máximos varia de geometria para geometria. Para o caso das geometrias elipsoidais e trapezoidais, os maiores valores ocorrem para RA entre 3,0 e 4,0. Já para as geometrias triangulares, o valor máximo encontrado ocorre para RA igual a 2,0.

Como pode ser observado na Figura 5.1, as geometrias quadradas obtiveram os maiores fatores de atrito, sendo que, para a faixa simulada, o seu valor máximo foi de aproximadamente 23,77% maior que para o tubo liso para a RA de 3,0 com Re_D de 100000. Já as geometrias triangulares obtiveram os menores fatores de atrito. O maior valor obtido para as geometrias triangulares foi de aproximadamente 17,91% maior que o tubo liso para a RA de 2,00 com Re_D 100000. Os maiores valores obtidos para as geometrias elipsoidal e trapezoidal foram de 21,86% e 19,96%, respectivamente.

5.2 Padrão de escoamento

Nesta seção, são analisados diferentes parâmetros a fim de se entender o padrão do escoamento nas geometrias estudadas. Primeiramente, são observadas e comparadas as mudanças nas linhas de corrente e campos de velocidades no interior da cavidade e próximo à parede do tubo para as diferentes geometrias. Também são analisados os campos de pressões, de energia cinética turbulenta e as tensões de origem viscosa e turbulenta sobre a interface.

5.2.1 Linhas de corrente e campo de velocidade

As linhas de corrente são aquelas desenhadas no campo de escoamento de forma que, num dado instante, são tangentes à direção do escoamento em cada ponto do campo (Fox *et al.*, 2003). Na Figura 5.2, podemos observar as linhas de corrente para as quatro geometrias de RA igual a 1,00.

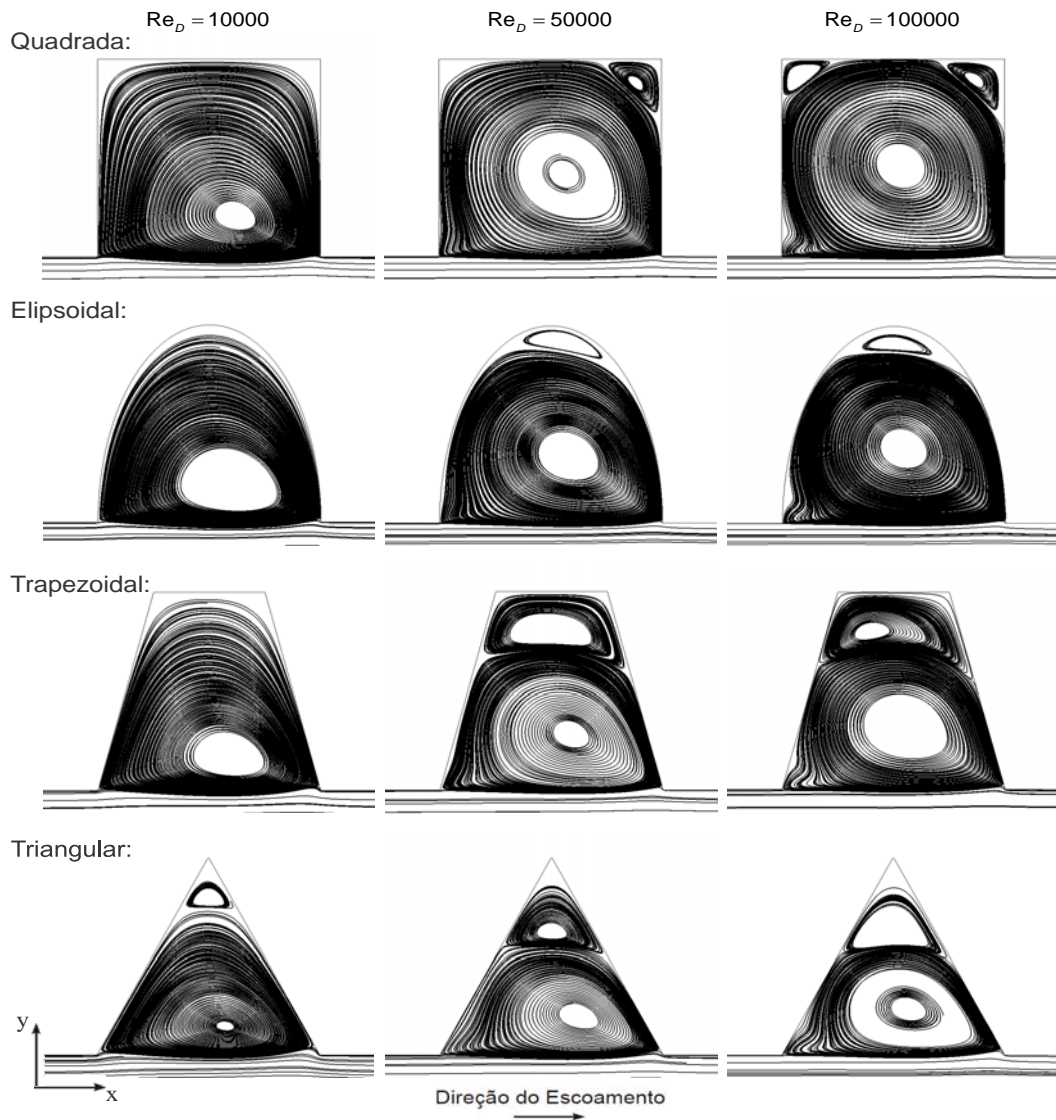


Figura 5.2 - Linhas de corrente obtidas das simulações numéricas para as quatro geometrias (quadrada, elipsoidal, trapezoidal e triangular) com RA igual a 1,00 e dois números de Reynolds (10000, 50000 e 100000).

Na Figura 5.2, pode-se notar que as linhas de corrente seguem um padrão geral para as quatro geometrias estudadas. As cavidades são preenchidas por um vórtice maior (de sentido anti-horário na representação) que está em contato direto com a interface “líquido-líquido” que se separa do escoamento principal, e vórtices secundários menores (de sentido horário) que ficam confinados nas extremidades das cavidades.

Dependendo da geometria e RA , os vórtices secundários podem estar apresentados na forma de duas pequenas recirculações ocupando as quinas das cavidades, enquanto que o vórtice se estende até o topo, como é o caso apresentado na Figura 5.2 da geometria quadrada. Em outros casos, podemos encontrar um único

vórtice secundário que ocupa toda a extremidade superior da cavidade, como o caso mostrado na Figura 5.2 das geometrias elipsoidais, trapezoidais e triangulares.

A variação do número de Reynolds também revela uma importante influência no padrão de escoamento em relação aos vórtices maiores e secundários. À medida que o número de Reynolds passa a aumentar, os vórtices secundários crescem consideravelmente. Para os casos em que a RA não é tão elevada (aproximadamente menor que 3,00), também é possível notar o crescimento do vórtice secundário na parede esquerda da cavidade, ou seja, na parede oposta à direção do escoamento (Figura 5.3).

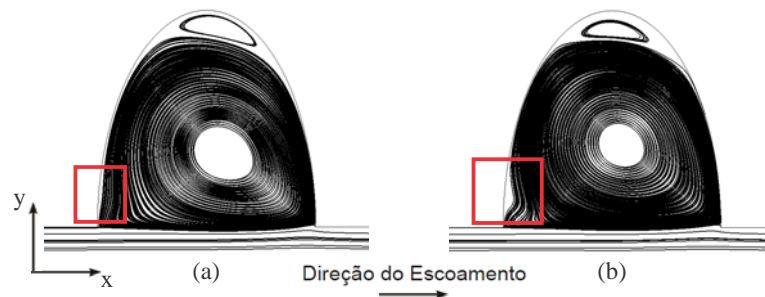


Figura 5.3 - Distribuição das linhas de corrente para a cavidade elipsoidal de $RA=1,00$ e número de Reynolds de (a) 50000 e (b) 100000.

No caso da geometria trapezoidal (Figura 5.2c), podemos observar dois vórtices secundários confinados nas quinas superiores para o número de Reynolds de 10000, enquanto que para o número de Reynolds de 50000 existe somente um vórtice secundário bem maior. Essa mudança ocorre devido à união dos dois vórtices secundários quando ambos crescem demais e são forçados a ocupar o mesmo espaço. Essa transição ocorre entre o número de Reynolds de 20000 e 30000, e pode ser observada na Figura 5.4.

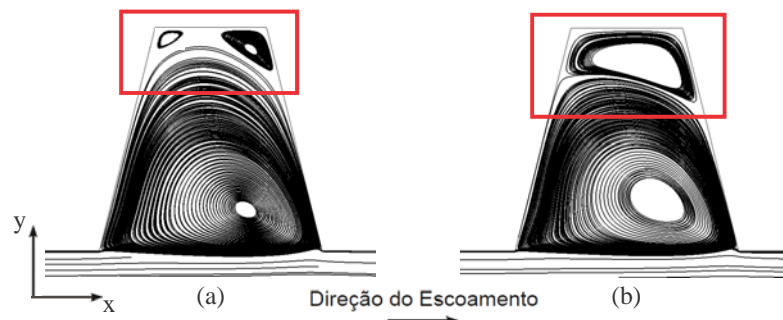


Figura 5.4 - Distribuição das linhas de corrente para a cavidade trapezoidal de $RA=1,00$ e número de Reynolds de (a) 20000 e (b) 30000.

A Figura 5.5 apresenta as linhas de corrente para as diferentes geometrias variando a RA de 1 a 3 (intervalo no qual às curvas do fator de atrito passam a mudar seu comportamento, como já discutido na subseção 5.2.1) para $Re_D = 100000$.

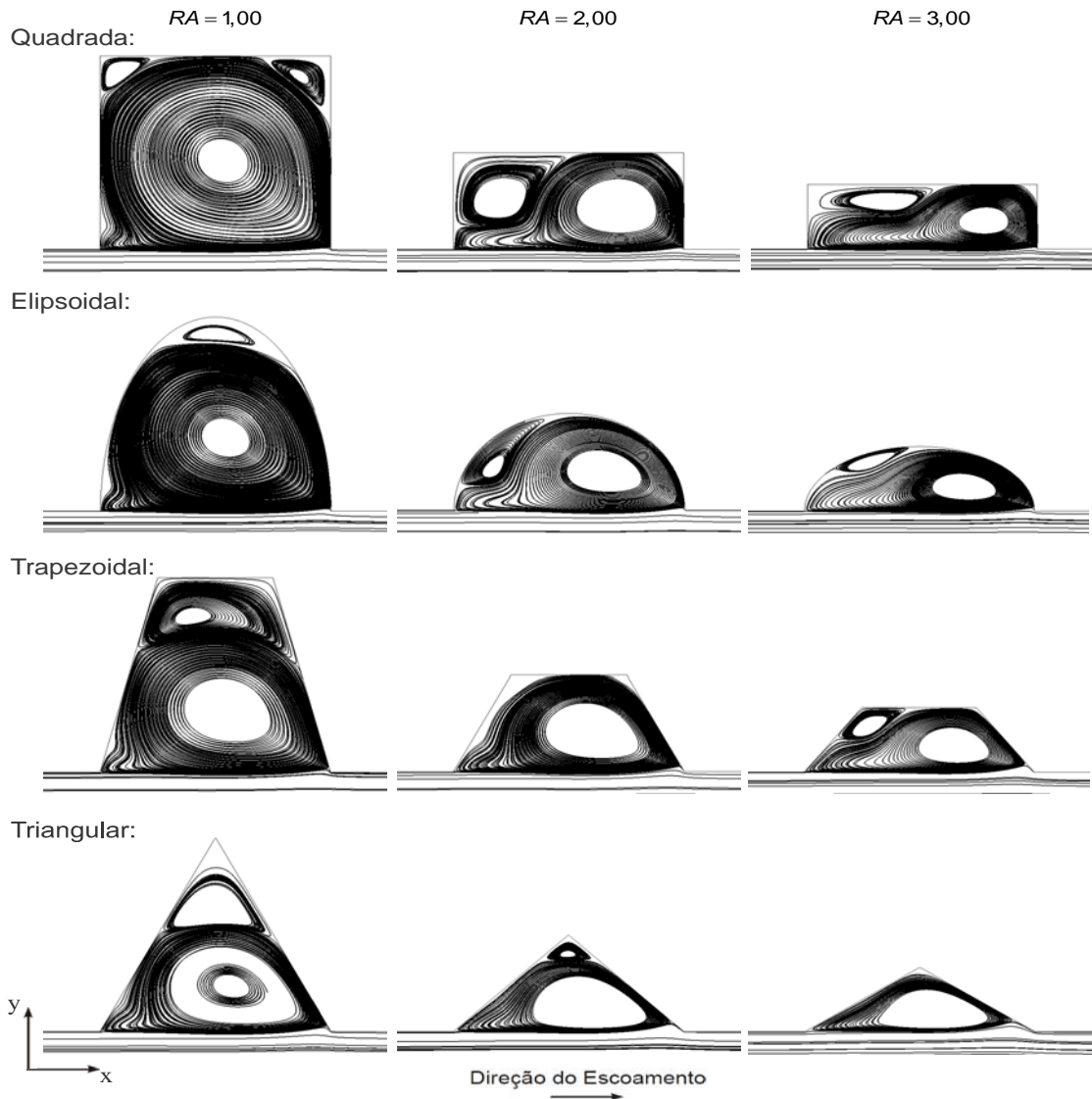


Figura 5.5 - Linhas de correntes obtidas das simulações numéricas para as quatro geometrias (quadrada, elipsoidal, trapezoidal e triangular) com RA variando de 2,00 a 4,00 para $Re_D = 100000$.

Na Figura 5.5, nota-se que o comportamento do padrão do escoamento dentro da cavidade também se altera com a variação da RA . Os vórtices secundários próximos da parede esquerda da cavidade tendem a juntar-se à medida que a RA é aumentada. Para o caso das geometrias quadradas e elipsoidais, essa união ocorre para uma RA de 1 para 2 (Figura 5.6).

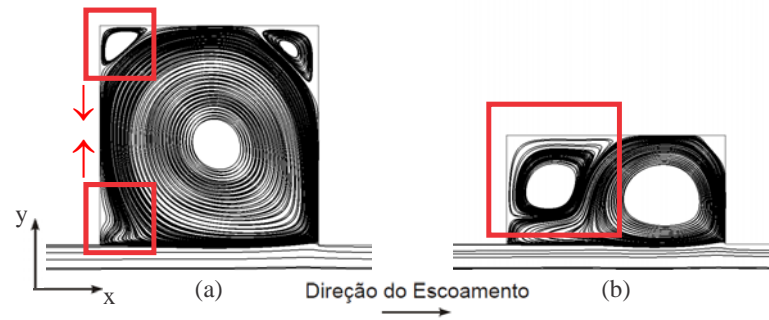


Figura 5.6 - Distribuição das linhas de corrente próximas as cavidades quadradas de RA igual a (a) 1,00 e (b) 2,00 para $Re_D = 100000$.

Para o caso das geometrias trapezoidais, essa união ocorre de forma mais suave entre $1,00 \leq RA \leq 3,00$ (Figura 5.7).

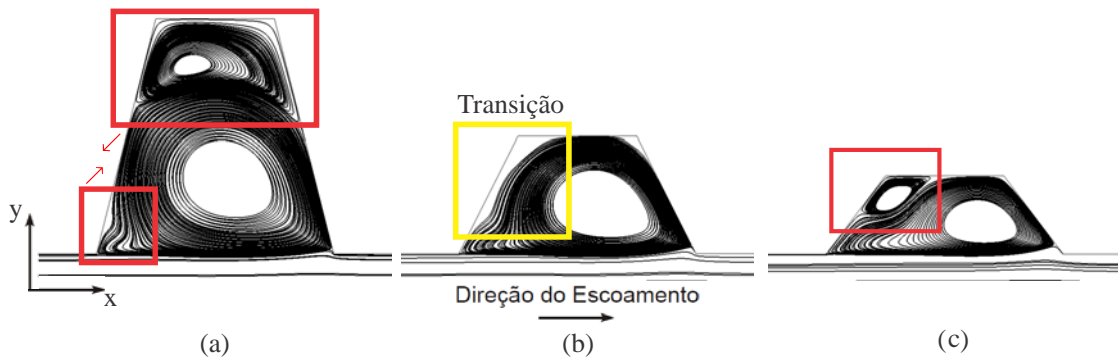


Figura 5.7 - Distribuição das linhas de corrente próximas as cavidades trapezoidais de RA igual a (a) 1,00, (b) 2,00 e (c) 3,00 para $Re_D = 100000$.

Já para o caso das geometrias triangulares, a união das recirculações secundárias não foi visualizada nesta faixa de RA , como pode ser observado na Figura 5.8.

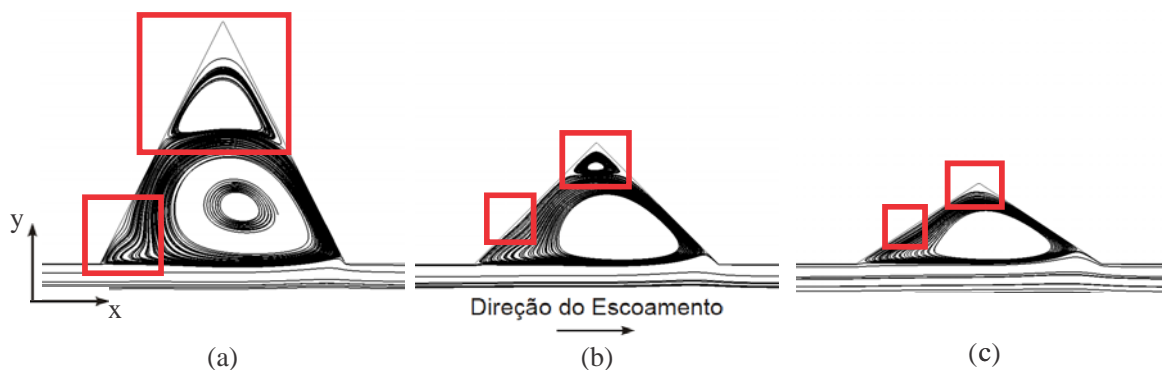


Figura 5.8 - Distribuição das linhas de corrente próximas as cavidades triangulares de RA igual a (a) 1,00, (b) 2,00 e (c) 3,00 para $Re_D = 100000$.

Nesse último caso, a recirculação inferior da parede esquerda vai se tornando cada vez menor à medida que a RA aumenta. Enquanto que na Figura 5.8(a), ela é nítida, nas Figura 5.8(b) e Figura 5.8(c) ela é quase imperceptível.

Outro comportamento interessante de ser observado é a curvatura da linha de corrente bem próximo à quina de saída da cavidade. De acordo com Stel, *et. al.* (2010), esse efeito reflete uma tendência da influência do escoamento principal no fluido aprisionado na cavidade. Como consequência, parte do escoamento principal se choca na quina à jusante, forçando assim uma parcela do escoamento a entrar na cavidade e recircular e a outra parcela contornar a quina e continuar seguindo com o escoamento principal.

Esse fenômeno pode ser melhor observado no campo de velocidades apresentado na Figura 5.9 (exemplificado através da geometria quadrada de $RA=1,00$ e $Re_D = 100000$). Uma das principais consequências deste choque é a elevação dos valores de pressão na região do impacto. Na próxima subseção, é apresentada uma discussão mais detalhada sobre a distribuição de pressão dentro da cavidade.

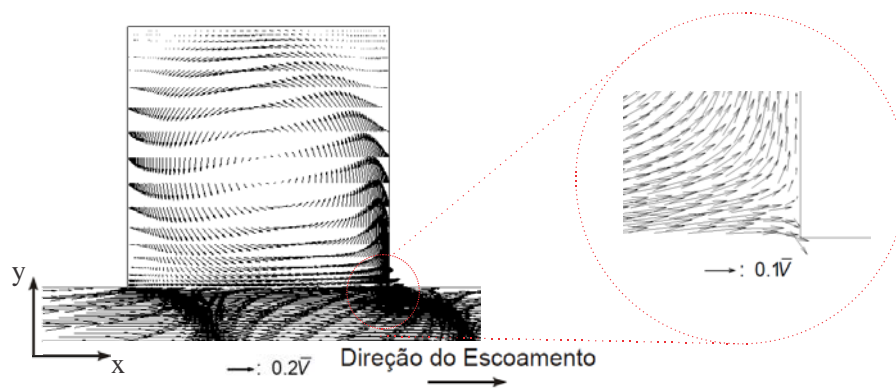


Figura 5.9 - Campo de velocidade na forma de vetores para a geometria quadrada de $RA=1$ para $Re_D = 100000$.

5.2.2 Distribuição de pressão

A pressão de estagnação é produzida quando um fluido em movimento é desacelerado até a velocidade zero por meio de um processo sem atrito (Fox *et al.*, 2003). Para o presente trabalho, o processo causador da desaceleração do fluido é o impacto do fluido à jusante da cavidade como já citado na subseção anterior. A fim de analisar a magnitude desse parâmetro, os valores de pressão são adimensionalizados

pela diferença entre a pressão absoluta e a pressão de referência (valor calculado na entrada do domínio numérico) e dividida pela pressão dinâmica, $C_p = (\bar{p} - \bar{p}_{ref}) / (0,5\rho\bar{V}^2)$.

Na Figura 5.10, é possível observar os contornos de pressão gerados pelos tubos corrugados com cavidades de geometrias quadradas, elipsoidais, trapezoidais e triangulares para uma $RA = 1,00$ e número de Reynolds 10000, 50000 e 100000. Já na Figura 5.11, são variadas as RA de 1,00 a 3,00 para as quatro geometrias com um número de Reynolds fixo em 100000.

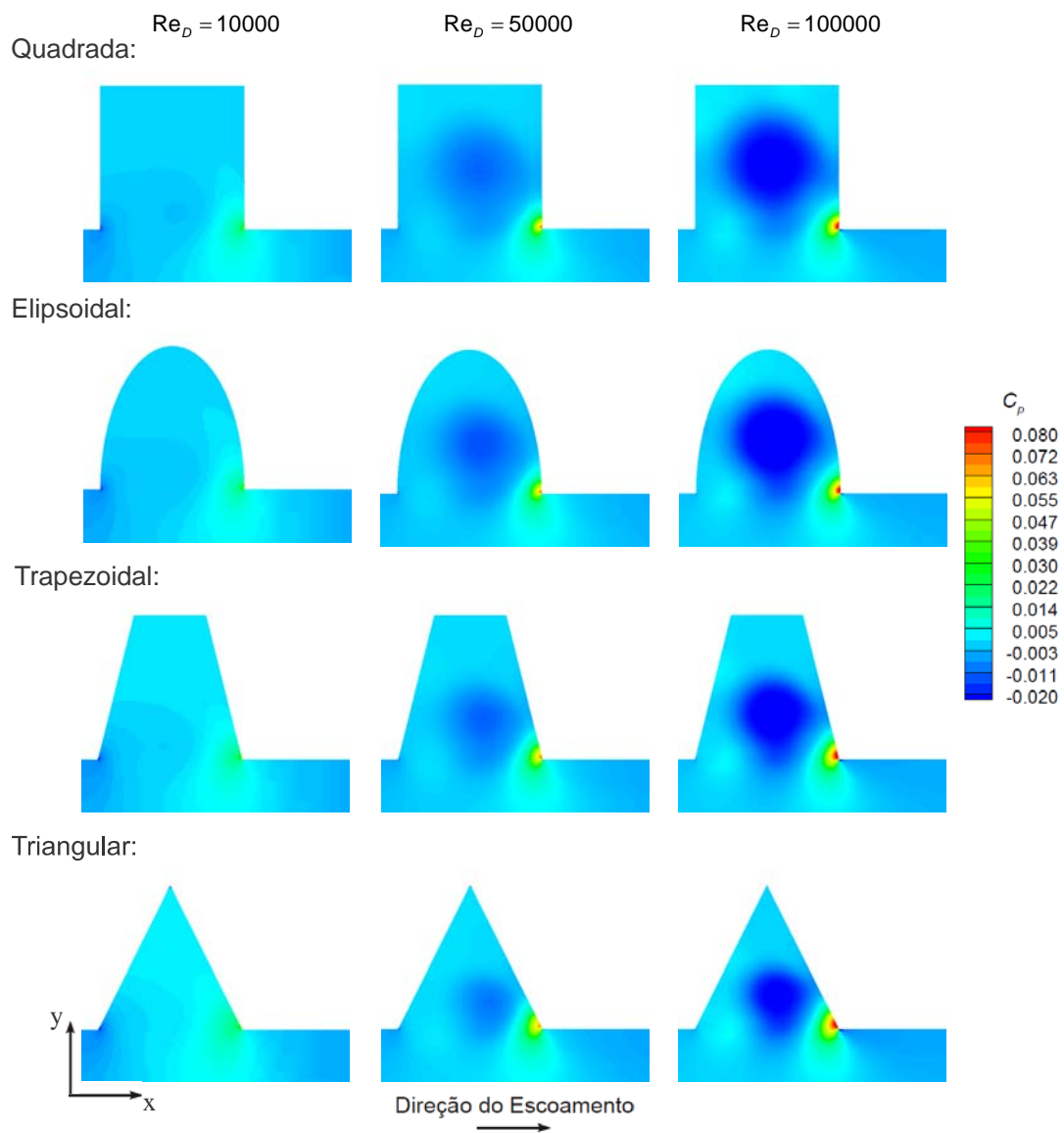


Figura 5.10 - Distribuição de pressão obtida das simulações numéricas para as quatro geometrias (quadrada, elipsoidal, trapezoidal e triangular) com $RA = 1,00$ e número de Reynolds de 10000, 50000 e 100000.

Na Figura 5.10 pode ser observado que a variação do número de Reynolds, nas quatro geometrias possui um comportamento muito semelhante. À medida que o número de Reynolds tende a aumentar, o impacto do fluido na região próxima a quina à jusante torna-se mais intenso e conseqüentemente a região com alta pressão tende a crescer e aumentar. Também se observa a presença de baixos valores de pressão no centro da cavidade que corresponde à região do vórtice maior, podendo até mesmo ser negativo para altos números de Reynolds.

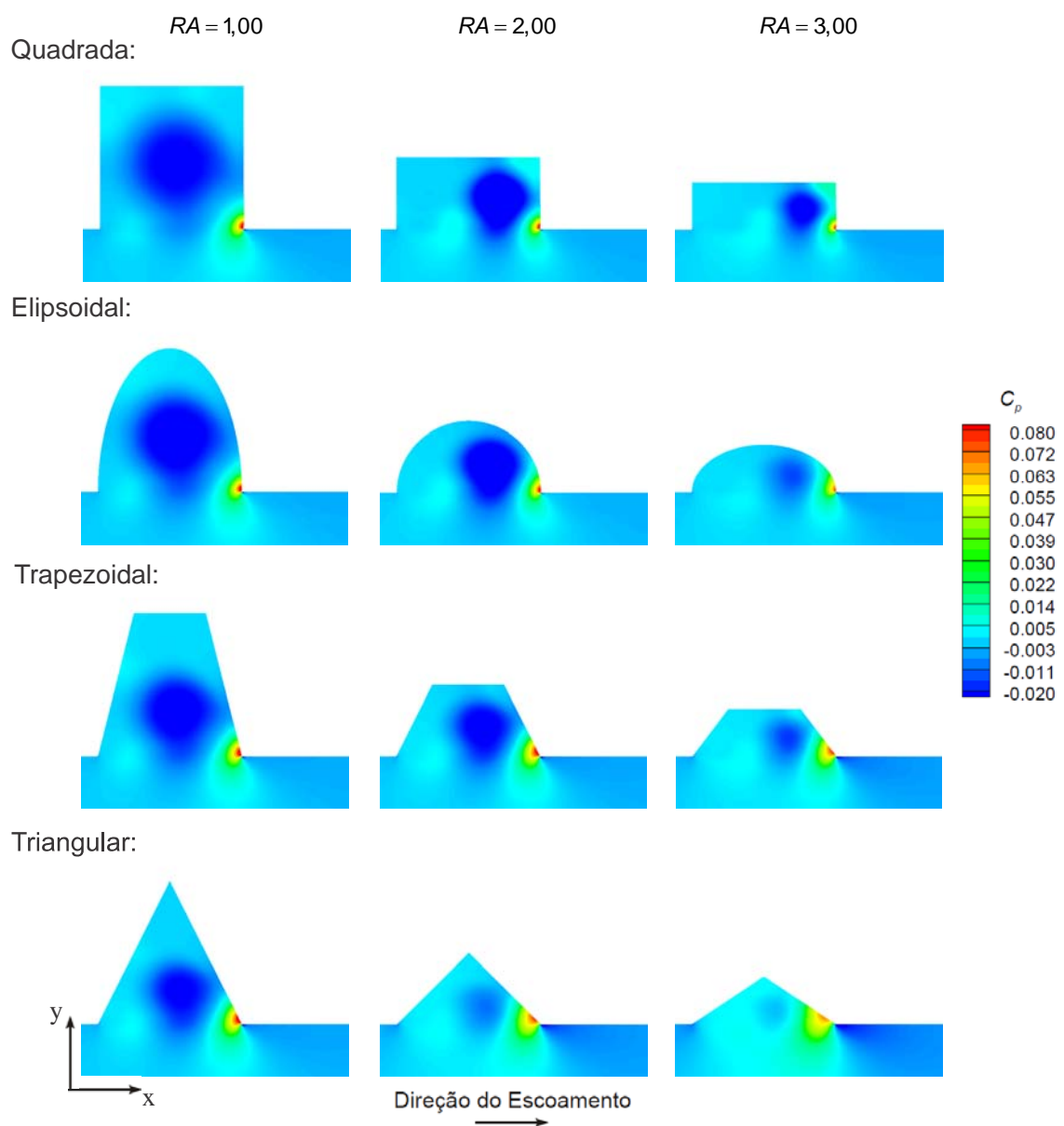


Figura 5.11 - Distribuição de pressão obtida das simulações numéricas para as quatro geometrias (quadrada, elipsoidal, trapezoidal e triangular) com RA variando de 1,00 a 3,00 ($Re_D = 100000$).

Na Figura 5.11, nota-se que tanto as regiões de baixa pressão como as de alta pressão tendem a se reduzir conforme a RA é aumentada. A geometria triangular é a que gerou uma redução mais pronunciada em relação às outras. Outra importante observação é que as geometrias nas quais o ângulo da quina à jusante é de 90° , ou seja, as geometrias quadradas e elipsoidais possuem pontos de altas pressões mais concentrados, enquanto que as geometrias de ângulo maior que 90° , ou seja, as geometrias trapezoidais e triangulares possuem uma zona de impacto mais distribuída. Esse comportamento pode ser observado de forma mais nítida na Figura 5.11 para as cavidades de RA igual a 3,00. Os contornos de alta pressão são menores e de maior magnitude para as cavidades quadrada e elipsoidal. Já para o caso das geometrias trapezoidais e triangulares, a região de alta pressão é mais larga, porém de menor intensidade, principalmente para a geometria triangular.

5.2.3 Energia cinética turbulenta

Como já discutido na Seção 3.3 do presente trabalho, a energia cinética turbulenta é definida como sendo $k = 1/2(\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2})$, onde u' , v' e w' são as componentes de flutuação temporal de velocidade nas direções paralela, tangencial e transversal, respectivamente, ao escoamento. Para comparar a magnitude de k entre as diferentes geometrias e diferentes valores de Reynolds, a propriedade foi adimensionalizada pelo quadrado da velocidade de atrito média do tubo corrugado, V^{*2} , a qual é proposta por Silberman (1980) pela correlação $V^* = \sqrt{(\Delta p/s)D/4\rho}$, onde $\Delta p/s$ representa a diferença das pressões médias entre o comprimento s do módulo de periodicidade.

A Figura 5.12 apresenta os contornos de energia cinética turbulenta gerada pelos tubos corrugados com cavidades de geometrias quadradas, elipsoidais, trapezoidais e triangulares para uma RA igual e 1,00 e número de Reynolds de 10000, 50000 e 100000. A Figura 5.13 apresenta os resultados obtidos para o escoamento com RA de 1,00 à 3,00, para as quatro geometrias e número de Reynolds fixo em 100000.

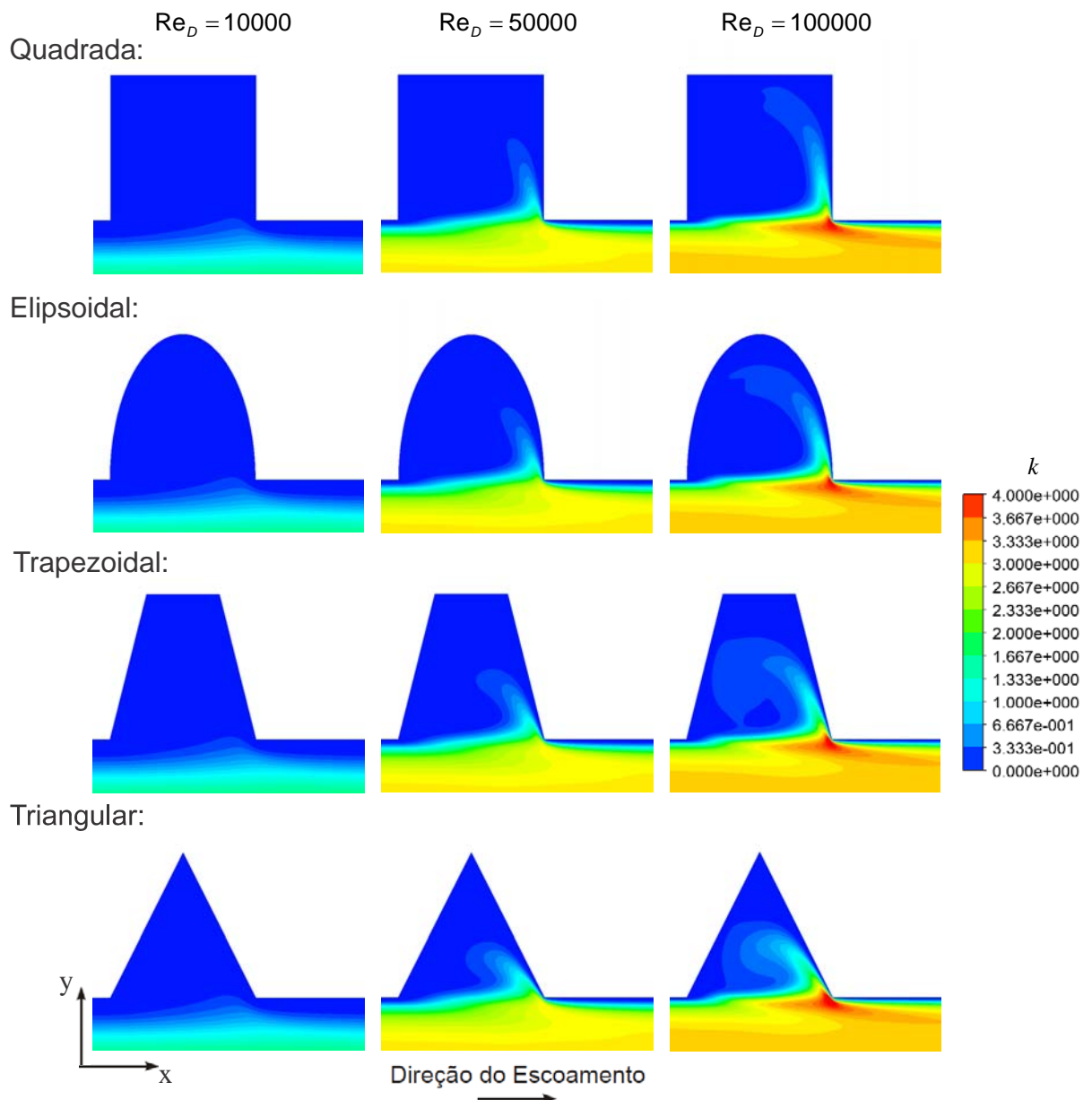


Figura 5.12 – Distribuição de energia cinética turbulenta obtida das simulações numéricas para as quatro geometrias (quadrada, elipsoidal, trapezoidal e triangular) com $RA = 1,00$ e número de Reynolds de 10000, 50000 e 100000.

Observa-se na Figura 5.12 que o número de Reynolds tem grande influência na intensidade da energia cinética turbulenta nas cavidades corrugadas. A magnitude dos valores de k tornam-se maior à medida que o número de Reynolds aumenta. Também pode-se notar uma região de maior concentração próxima da quina à jusante da cavidade. Para as quatro geometrias, essa região é melhor definida para o número de Reynolds de 100000 e se inicia próximo da metade da interface líquido-líquido que se estende desde a quina à montante até a quina à jusante. Como já discutido na subseção

anterior, uma parcela do escoamento é forçada a entrar e recircular dentro da cavidade, e, por conseqüência, as flutuações também tendem a acompanhar esse fluxo. Este fenômeno pode ser observado com o aumento do número de Reynolds para as quatro geometrias na Figura 5.12.

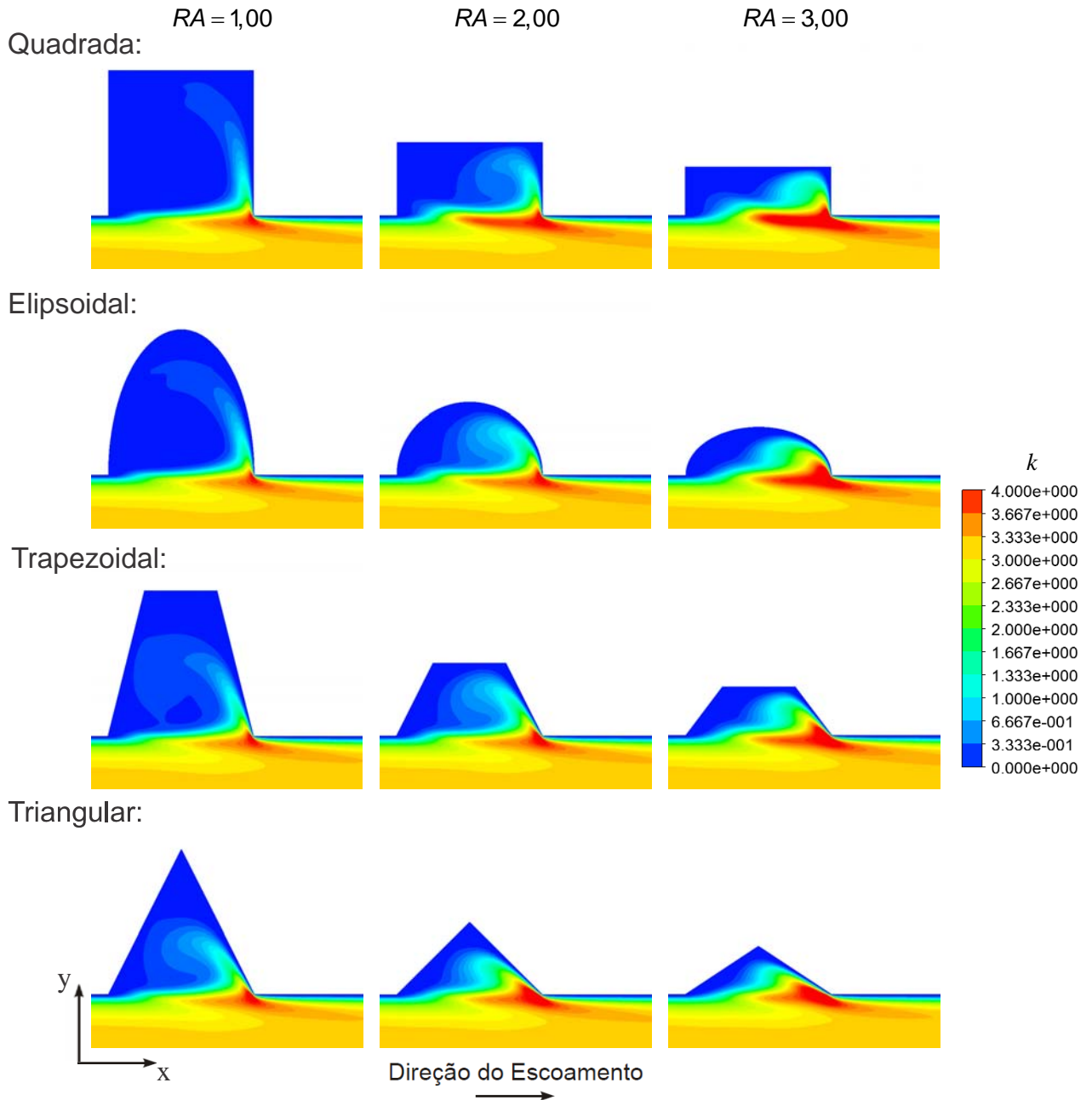


Figura 5.13 - Distribuição de energia cinética turbulenta obtida das simulações numéricas para as quatro geometrias (quadrada, elipsoidal, trapezoidal e triangular) com RA variando de 1,00 a 3,00 para $Re_D = 100000$.

Já na Figura 5.13, assim como o número de Reynolds, a RA também se relaciona com a magnitude da energia cinética turbulenta. À medida que a RA é aumentada, a região de maior concentração de energia cinética turbulenta também cresce, porém, em níveis diferentes para cada geometria. As quatro geometrias apresentaram uma produção de energia cinética turbulenta próxima para RA igual a 1,00.

Uma vez observado que a distribuição de energia cinética turbulenta é fortemente influenciada pela variação de RA e pelo número de Reynolds, pode-se pressupor que outras propriedades que dependam das componentes de flutuação temporal de velocidade também sejam afetadas. Dentre elas, destaca-se o tensor cisalhante de Reynolds específico, por que através dele é possível ter observar o comportamento dos níveis de turbulência que podem ser traduzidos na forma de tensão, na média. Segue na próxima subseção uma discussão mais detalhada sobre a distribuição do tensor cisalhante de Reynolds específico.

5.2.4 Tensor cisalhante de Reynolds específico

O tensor cisalhante de Reynolds específico é definido como sendo um dos componentes do tensor de Reynolds, o qual é resultado da aplicação das médias temporais às equações de conservação (Stel *et al.*, 2010). Na literatura, sua definição é dada por $\tau_s = -\overline{u'v'}$, porém sua modelagem pode variar de acordo com o modelo de turbulência utilizado. Para o presente trabalho, o tensor cisalhante de Reynolds específico é modelado como sendo $\tau_s = \nu_t \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial x} \right)$ e, assim como a energia cinética turbulenta, sua normalização é dada pelo quadrado da velocidade de atrito média do tubo corrugado, V^{*2} .

A Figura 5.14 apresenta a distribuição dos contornos do tensor de Reynolds específico para tubos corrugados com cavidades de geometrias quadradas, elipsoidais, trapezoidais e triangulares para uma RA igual e 1,00 e número de Reynolds de 10000, 50000 e 100000. A Figura 5.15 apresenta a distribuição dos contornos do tensor de Reynolds específico para as RA na qual ocorre o pico do fator de atrito normalizado das quatro geometrias com um número de Reynolds fixo em 100000.

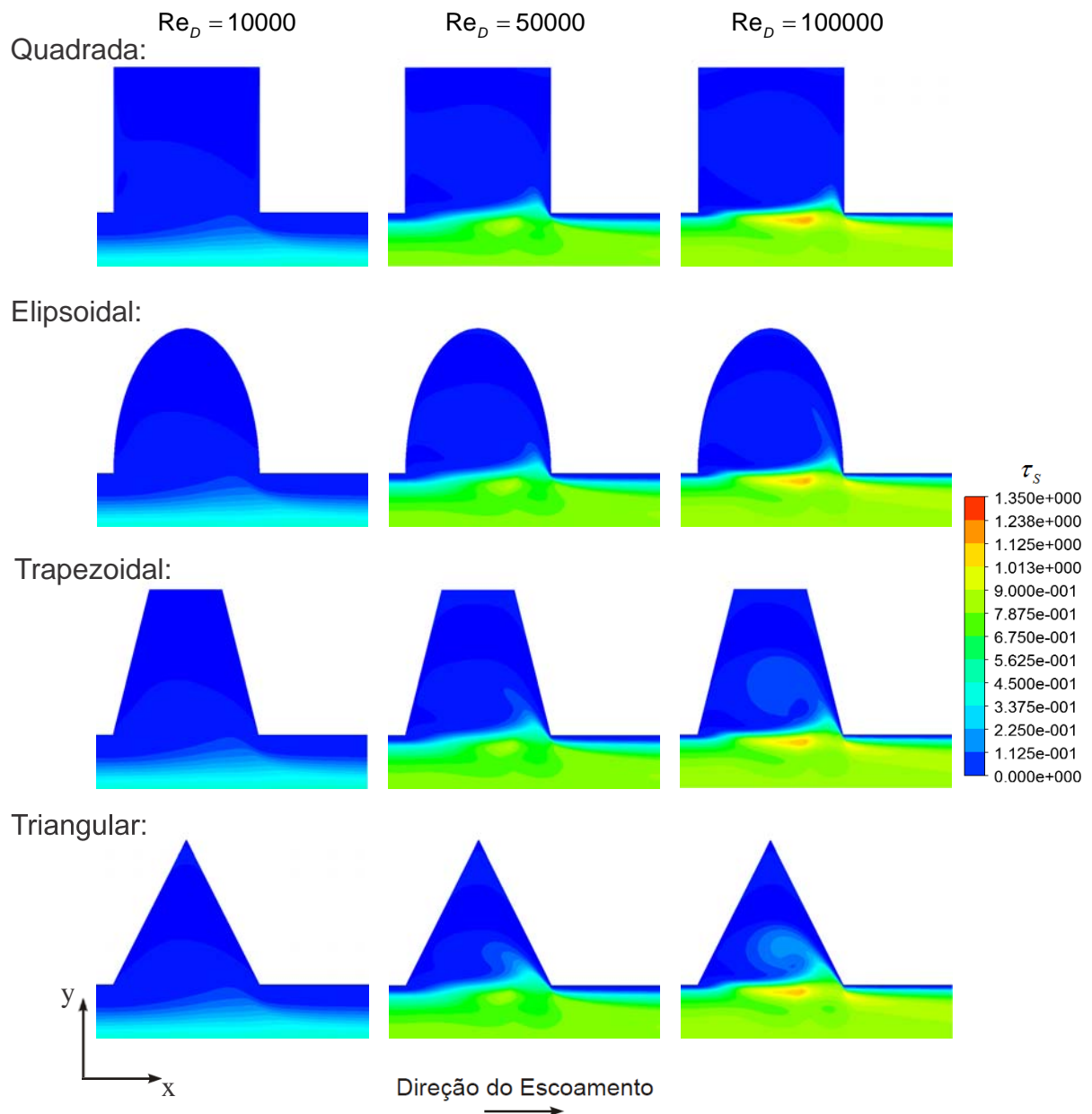


Figura 5.14 - Distribuição do tensor de Reynolds específico obtido das simulações numéricas para as quatro geometrias (quadrada, elipsoidal, trapezoidal e triangular) com RA igual a 1,00 e número de Reynolds de 10000, 50000 e 100000.

Nota-se na Figura 5.14 que a magnitude do tensor de Reynolds específico também se intensifica com o aumento do número de Reynolds assim como ocorre para a energia cinética turbulenta. Devido a ambas as propriedades dependerem de flutuações do escoamento, deveriam ocorrer nesse sentido comportamentos característicos semelhantes. Pode-se notar a mesma tendência da propriedade se intensificar na região do vórtice principal e de assumir valores nulos sobre superfícies sólidas devido à condição de velocidade nula na parede.

As concentrações mais elevadas para altos números de Reynolds novamente estão localizadas na região da interface, porém, diferentemente do caso da energia cinética turbulenta, que era mais concentrado, próximo à quina à jusante, as zonas de maior intensidade tendem a ser mais centralizadas na interface.

A Figura 5.145 apresenta a distribuição dos contornos do tensor de Reynolds específico obtido das simulações numéricas com RA variando de 2,00 a 4,00 para as geometrias quadrada, elipsoidal, trapezoidal e de 1,00 a 3,00 para a triangular e número de Reynolds de 100000.

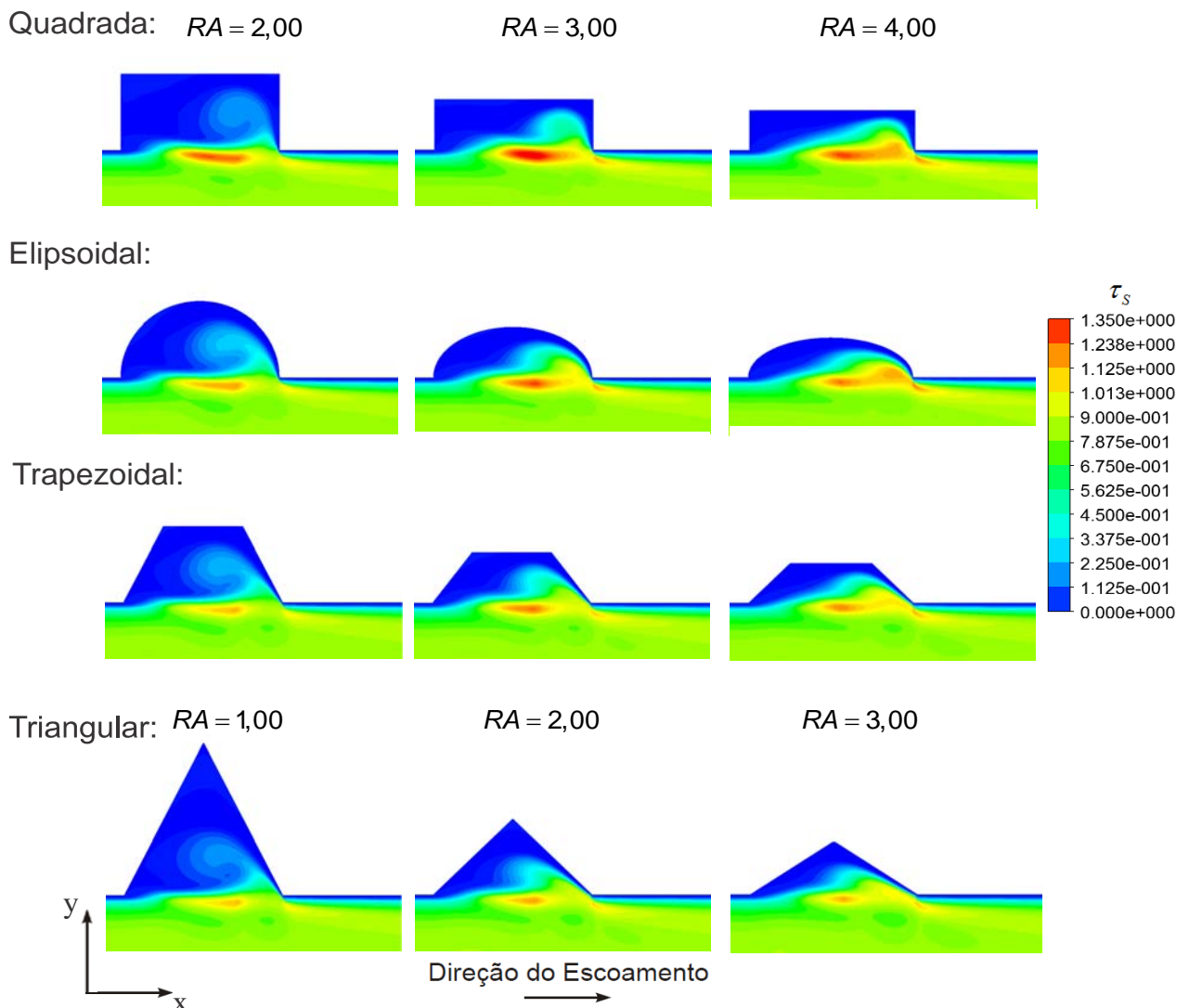


Figura 5.15 - Distribuição do tensor de Reynolds específico obtido das simulações numéricas com RA variando de 2,00 a 4,00 para as geometrias quadrada, elipsoidal, trapezoidal e de 1,00 a 3,00 para a triangular ($Re_D = 100000$).

A variação das zonas de alta concentração do tensor de Reynolds específico apresentou um comportamento característico parecido com o comportamento do fator de atrito normalizado em relação à RA (subseção 5.1). Observa-se na Figura 5.15 que as regiões de maior intensidade tendem a crescer até a mesma RA na qual ocorre o pico do fator de atrito normalizado (imagens da esquerda para as imagens do meio). A partir deste valor, o tensor de Reynolds específico passa a reduzir sua intensidade apresentando regiões de alta concentração cada vez menores (imagens do meio para as imagens à direita).

Para uma melhor comparação entre as geometrias em relação à magnitude da distribuição do tensor de Reynolds específico, foi analisada a intensidade da propriedade sobre duas retas, uma na direção transversal e a outra na direção paralela ao escoamento. A primeira foi posicionada de modo que se localizasse bem no centro do módulo de periodicidade, ou seja, na posição “ $s/2$ ” e se estendesse desde o centro do tubo até o topo da cavidade. Na Figura 5.16 são representados os gráficos das tensões para as cavidades quadradas e número de Reynolds fixo em 100000.

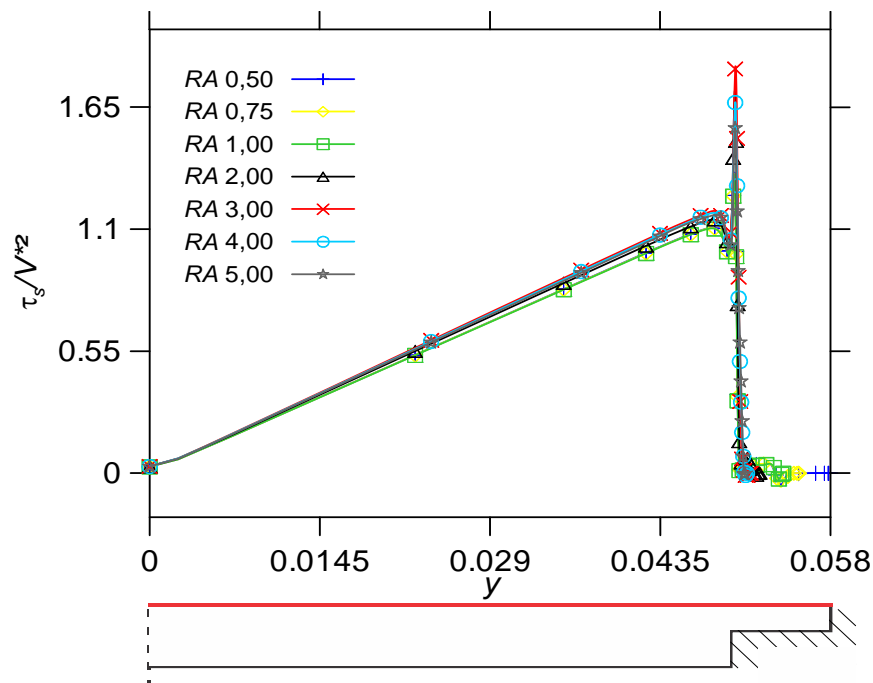


Figura 5.16 - Comparação do tensor de Reynolds específico em uma linha vertical central para as geometrias quadradas e número de Reynolds fixo em 100000.

Como se pode observar na Figura 5.16, o mesmo padrão é observado para todas as RA do centro do tubo até a região próxima do diâmetro base ($R_0 = 0,05m$). O mesmo comportamento é observado para as geometrias elipsoidal, trapezoidal e triangular. O tensor de Reynolds específico possui um valor próximo de zero no centro do tubo e cresce linearmente até $R \cong 0,047m$. A partir desta região até o topo da cavidade, cada geometria assume comportamentos diferentes. Na Figura 5.17 são apresentadas as comparações entre os valores de tensor de Reynolds específico de cada geometria para região próxima da cavidade:

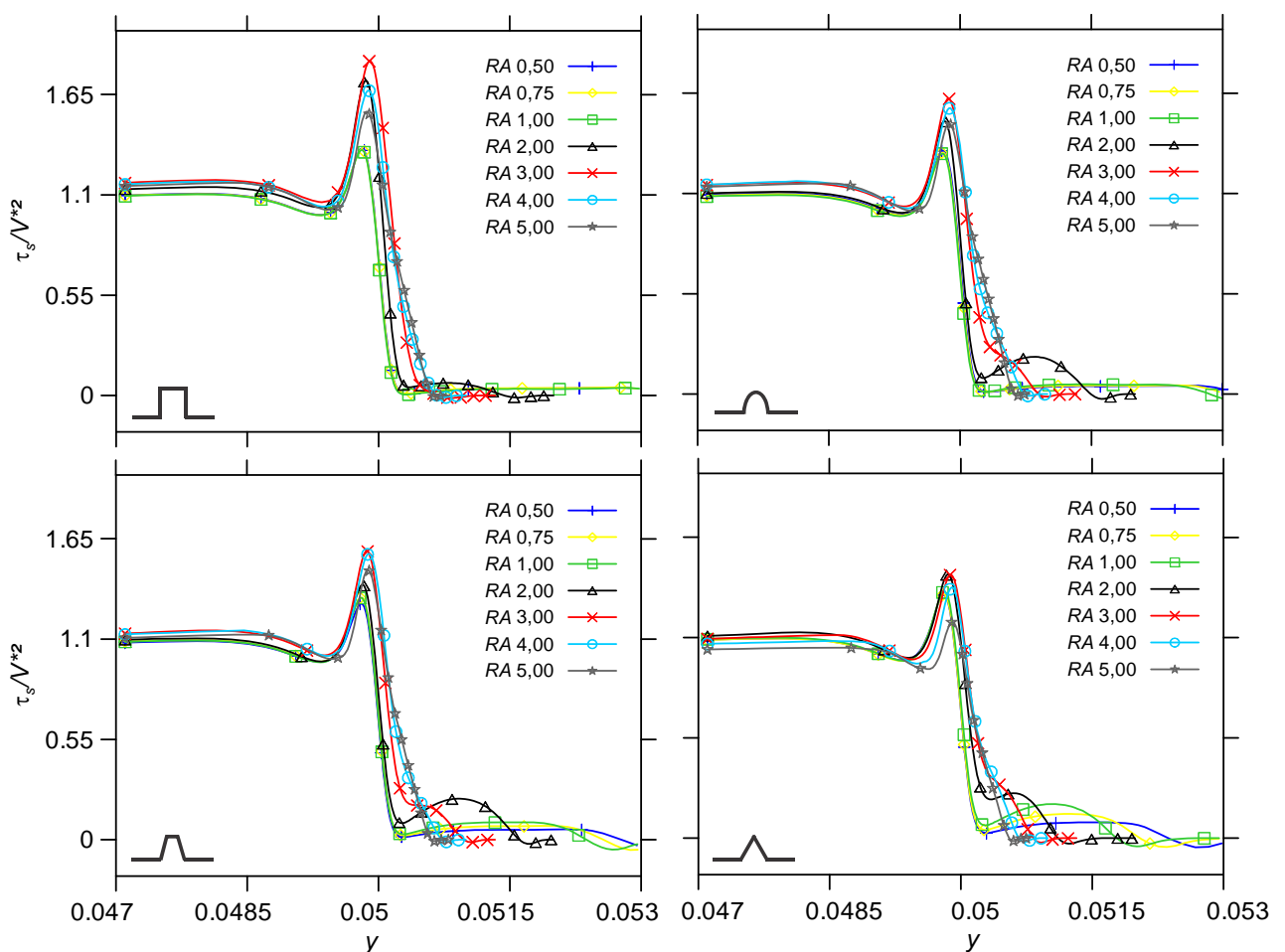


Figura 5.17 - Comparação entre os valores do tensor de Reynolds específico adimensionalizados para cada geometria: quadrada, elipsoidal, trapezoidal e triangular ($Re_D = 100000$).

Como já discutido, o comportamento do tensor de Reynolds específico foi bem coerente com o padrão observado para o fator de atrito normalizado. Observa-se na Figura 5.17 que as mesmas RA que produziram os maiores fatores de atrito, também produziram os maiores valores de tensor de Reynolds específico.

As geometrias de $RA \leq 1,00$, com exceção das geometrias triangulares, apresentaram curvas bem parecidas tanto na região da interface como para a região dentro da cavidade. As geometrias quadradas foram as que obtiveram os maiores valores na região da interface ($R \cong 0,50m$), sendo o valor máximo de $\tau_s / V^{*2} = 1,834$ obtido para a RA igual a 3,00. Como contraponto, as geometrias quadradas foram as que obtiveram as menores intensidades dentro da cavidade ($R > 0,50m$). Já para as geometrias triangulares observou-se o contrário, com maiores valores para a região de dentro da cavidade e com menores intensidades na região da interface, sendo o máximo de $\tau_s / V^{*2} = 1,448$ para RA igual a 2,00, ou seja, um pico 21,05% menor que o pico da geometria quadrada. As geometrias elipsoidais e trapezoidais produziram intensidades semelhantes, sendo os valores máximos de $\tau_s / V^{*2} = 1,619$ e $\tau_s / V^{*2} = 1,582$, respectivamente, obtidos para as RA iguais a 3,00.

Podemos observar pela Figura 5.17 que a magnitude do tensor cisalhante de Reynolds é consideravelmente maior na região da interface comparado ao centro do tubo e dentro da cavidade. A fim de melhor analisar o comportamento do tensor cisalhante de Reynolds sobre essa região de grande influência, a segunda reta foi posicionada sobre a interface ($R = 0,50m$), de modo que a superfície analisada alterne entre uma parede sólida e uma interface líquida.

De acordo com Stel *et al.* (2010), para escoamentos turbulentos na modelagem abordada, o tensor cisalhante de Reynolds, $\tau_t = \rho \tau_s = -\rho \overline{v'w'} = \mu_t \left(\partial \bar{u} / \partial y + \partial \bar{v} / \partial x \right)$, pode ser interpretado como uma tensão turbulenta adicional, que se agrega à tensão viscosa, $\tau_v = \mu \left(\partial \bar{u} / \partial y + \partial \bar{v} / \partial x \right)$. Logo, assume-se que a tensão total ou aparente, τ_{ap} , é dada pela soma das tensões de cisalhamento de origem viscosa e turbulenta, ou seja, $\tau_{ap} = (\mu + \mu_t) \left(\partial \bar{u} / \partial y + \partial \bar{v} / \partial x \right)$.

A Figura 5.18 apresenta as tensões viscosas τ_v (esquerda) e turbulentas τ_t (direita) sobre a linha de análise na interface. Todos os valores são normalizados pela tensão viscosa sobre a parede de um tubo liso, $\tau_v = (f_{sm} / 8) (\rho \bar{V}^2)$, onde f_{sm} é o fator de atrito para tubos lisos calculado pela relação de Blasius $f_{sm} = 0,316 \text{Re}_D^{-0,25}$.

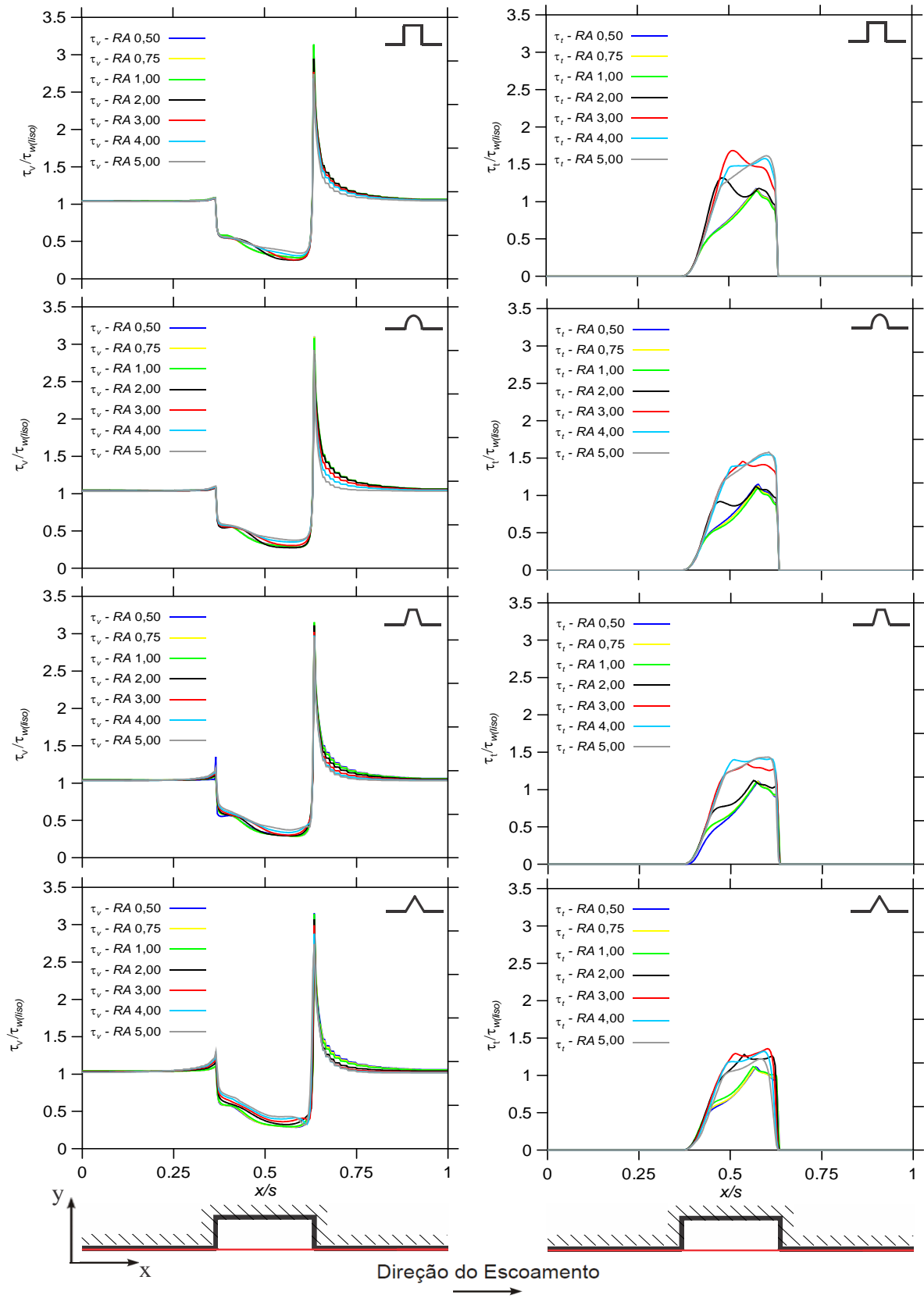


Figura 5.18 - Comparação entre as contribuições viscosas (esquerda) e turbulentas (direita) na tensão sobre a parede do corrugado para cada geometria quadrada, elipsoidal, trapezoidal e triangular ($Re_D = 100000$).

A tensão viscosa apresentou um comportamento parecido para todas as geometrias, como pode ser observado na Figura 5.18. Sobre as superfícies sólidas, seus valores são próximos à tensão $\tau_{w(lisa)}$, ou seja, $\tau_v / \tau_{w(lisa)} \cong 1,00$, enquanto que no intervalo sobre a interface seus valores decaem para quase metade desse valor, ou seja, $\tau_v / \tau_{w(lisa)} \cong 0,50$. Essa redução ocorre devido ao gradiente de velocidade ser menor na região da interface do que sobre a parede. Outro comportamento interessante da tensão viscosa ocorre na região próxima à quina a jusante, onde todas as curvas são subitamente elevadas a um pico próximo de $\tau_v / \tau_{w(lisa)} \cong 3,20$. A partir deste máximo, as curvas decaem rapidamente até assumirem novamente valores próximos à tensão $\tau_{w(lisa)}$. Esse fenômeno é resultado dos fortes gradientes de velocidade gerados pela mudança brusca de direção na região da quina a jusante (como já discutido na subseção 5.2.1).

Já para o caso da tensão turbulenta, observa-se na Figura 5.18 que suas curvas assumem valores nulos sobre as superfícies sólidas e são elevadas na região da interface. Logo, comparando as contribuições de ambas para tensão total, podemos dizer que, próximo à parede, as tensões do escoamento são predominantemente de origem viscosa, enquanto que na região da interface são predominantemente de origem turbulenta. Porém, diferentemente do que se observa para a tensão viscosa que praticamente é a mesma para todas as geometrias, a tensão turbulenta possui forte relação com a RA e a geometria.

Assim como observado para o fator de atrito, as curvas de tensões turbulentas são praticamente as mesmas para todas as geometrias com RA menor ou igual a 1. Sobre a interface, as curvas crescem até atingirem um pico na metade direita da cavidade ($x/s \cong 0,57$) e decaem até iniciar a região da parede, na qual, subitamente volta a ser nula. A partir de $RA = 1,0$, cada geometria passa a assumir intensidades diferentes, ainda que as tendências sejam parecidas. Também podemos notar para todas as geometrias o surgimento gradual de um novo pico próximo do meio da interface ($x/s \cong 0,50$), no qual seu valor máximo é observado para as geometrias quadrada,

elipsoidal e triangular com $RA = 3,00$ e para a trapezoidal com $RA = 4,00$. Para RA maiores que esses valores, o pico passa a se reduzir.

Para as curvas das RA nas quais ocorrem os fatores de atrito máximos, ou seja, as geometrias quadrada, elipsoidal e trapezoidal com $RA = 3,00$ e triangular com $RA = 2,00$, notamos uma considerável elevação da curva. Por exemplo, para o caso das geometrias quadradas (Figura 5.18a) com $RA = 2,00$ o maior valor da tensão turbulenta é de $\tau_t / \tau_{w(lisa)} \cong 1,318$, enquanto que para $RA = 3,00$ o valor máximo é de $\tau_t / \tau_{w(lisa)} \cong 1,685$, ou seja, ocorre um aumento de aproximadamente 27,8%. Para as geometrias elipsoidal, trapezoidal e triangular, foram observados aumentos de 25,9%, 19,8% e 14,6%, respectivamente.

As geometrias quadradas obtiveram os maiores valores de tensão turbulenta, sendo que, para a faixa analisada, o seu valor máximo foi de aproximadamente $\tau_t / \tau_{w(lisa)} \cong 1,685$ para a RA de 3,00 com Re_D de 100000. Já as geometrias triangulares obtiveram os menores valores de tensão turbulenta. O maior valor obtido para as geometrias triangulares foi de aproximadamente $\tau_t / \tau_{w(lisa)} \cong 1,293$ com RA de 3,00 para $Re_D = 100000$.

6 CONCLUSÕES E SUGESTÕES PARA FUTUROS TRABALHOS

Neste trabalho, foi estudado numericamente o escoamento turbulento em dutos com diferentes tipos de corrugados. Foram escolhidos quatro tipos de cavidades, quadradas, elipsoidais, trapezoidais e triangulares, e sete razões de aspecto para o escoamento com números de Reynolds variando de 5000 até 100000.

A metodologia numérica utilizada no presente trabalho apresentou boa concordância com os perfis de velocidade e fatores de atrito reportados na literatura.

A partir dos resultados numéricos, foram levantadas as curvas dos fatores de atrito em função do número de Reynolds e analisadas as variações obtidas para as diferentes geometrias e diferentes razões de aspecto. Observou-se para as quatro geometrias um comportamento característico com a mudança da razão de aspecto. As curvas dos fatores de atrito para os quatro tipos de cavidade com RA menor ou igual a 1,00 apresentaram valores muito semelhantes. A partir de $RA \geq 1$, a curva do fator de atrito tende a aumentar até atingir valores máximos, sendo o comportamento deste crescimento mais ou menos suave dependendo da geometria. Passando por esse pico, a curva do fator de atrito passa a assumir valores cada vez menores tendendo a se igualar à curva de um tubo liso de mesmo diâmetro D , para valores de RA muito elevados.

Os corrugados quadrados obtiveram os maiores fatores de atrito, sendo que, para a faixa simulada, o seu valor máximo foi de aproximadamente 23,77% maior que o tubo liso para $RA = 3,00$. Enquanto que as geometrias triangulares apresentaram os menores valores, no qual o máximo foi de aproximadamente 17,91% em relação ao tubo liso para $RA = 2,00$.

Através da análise do padrão de escoamento, pode-se notar que os vórtices apresentam um padrão geral para as quatro geometrias estudadas. As cavidades são preenchidas por um vórtice maior (de sentido anti-horário) que está em contato direto com a interface “líquido-líquido” que separa a cavidade do escoamento principal. Existem também vórtices secundários menores que ficam confinados nas extremidades

das cavidades, variando seus tamanhos e quantidades diversas em função da geometria, razão de aspecto e do número de Reynolds.

Observou-se que o escoamento principal tende a pressionar o escoamento dentro da cavidade de forma que parte deste escoamento se choca na quina à jusante, forçando assim a uma parcela do escoamento entrar na cavidade e recircular e a outra parcela contornar a quina e continuar seguindo com o escoamento principal. Este impacto é o principal gerador das zonas de alta pressão da quina à jusante e do surgimento de componentes radiais de velocidade no escoamento principal. Outra importante observação é que as geometrias nas quais o ângulo da quina à jusante é de 90° , ou seja, as geometrias quadradas e elipsoidais, possuem pontos de altas pressões mais concentrados, enquanto que as geometrias de ângulo maior que 90° , ou seja, as geometrias trapezoidais e triangulares, possuem uma zona de impacto mais distribuída.

A região que apresentou os maiores níveis de turbulência foi a interface “líquido-líquido” gerada entre a cavidade e o escoamento principal (principalmente próximo a quina a jusante). Como consequência, as propriedades abordadas neste trabalho dependentes dos níveis de turbulência mais especificamente, energia cinética turbulenta e tensor cisalhante de Reynolds específico, apresentaram seus maiores valores na região da interface, sendo intensificadas com o aumento do número de Reynolds. As geometrias triangulares apresentaram as menores intensidades, enquanto que as quadradas apresentaram os maiores valores para a energia cinética turbulenta e tensão de cisalhamento de Reynolds.

Assim, no presente trabalho as atividades desenvolvidas foram concentradas na análise dos fenômenos físicos envolvidos no escoamento em dutos corrugados, com ênfase na influência do tipo de corrugado. Espera-se que os resultados obtidos sirvam para o desenvolvimento de correlações de engenharia e também aperfeiçoar o processo de fabricação de tubos com perdas de cargas minimizadas.

Com base nos resultados alcançados, sugere-se para trabalhos futuros:

- Estudos utilizando modelos de turbulência avançados para o estudo das iterações transientes que ocorrem sobre a interface das cavidades, como por exemplo, a simulação de grandes escalas (LES);
- Estudo do escoamento bifásico líquido-gás em tubulações corrugadas;

- Estudo de variações geométricas nas paredes do diâmetro base, seja variando o passo das cavidade, ou até mesmo o próprio formato a fim de suavizar o choque do escoamento na interface;
- Avaliar a influência da razão de aspecto em relação a transferência de calor;
- Desenvolvimento de correlações generalistas para determinar o fator de atrito no escoamento em tubos corrugados.

7 REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- Anslys, Inc. **ANSYS CFX – Solver Theory Guide**. 1996-2006 ANSYS Europe, Ltd. 298 p., 2006.
- Azevedo, H. S. **Simulação Numérica e Experimental do escoamento turbulento em Tubos Corrugados**. Tese de Mestrado, Universidade Tecnológica Federal do Paraná, 161 p., 2010.
- Belfroid, S. P. C.; Shatto, D. P.; Peters, R. M. **Flow Induced Pulsation Caused by Corrugated Tubes**: ASME Pressure Vessels and Piping Division, San Antonio, Texas, 2007.
- Bilen, K.; Cetin, M.; Gul, H.; Balta, T. **The investigation of groove geometry effect on heat transfer for internally grooved tubes**: Applied Thermal Engineering, Vol. 29, pp. 753-761, 2009.
- Boussinesq, J. **Memoires presentes par divers savants sciences mathematique at physiques theorie de l'ecoulement tourbillant**: Academie des Sciences, Paris, 680 p., 1877.
- Chang, S. K.; Liou, T. M.; Juan, W. C. **Influence of Channel Height on Heat Transfer Augmentation in Rectangular Channels with Two Opposite Rib-Roughened Walls**: International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol. 48, pp. 2806-2813, 2005.
- Chang, K.; Constantinescu, G.; Park, S. O. **Analysis of the flow and mass transfer processes for the incompressible flow past an open cavity with a laminar and a fully turbulent incoming boundary layer**: Journal of Fluid Mechanics, Vol. 561, n. 4, pp. 113-145, 2006.
- Chou, P. Y. **On velocity correlations and the solutions of the equations of turbulence fluctuation**: Quart. Appl. Math., Vol. 3, pp. 38-54, 1945.
- Curle, N. **The influences of solid boundaries upon aerodynamic sound**: Proc. R. Soc. London, Série A, Vol. 231, pp. 505-514, 1955.

- Djenidi, L.; Anselmet, F.; Antonia, R. A. **LDA Measurements in a Turbulent Boundary Layer over a d-type Rough Wall**: Experiments in Fluids, Vol. 16, pp. 323-329, 1994.
- Dong, Y.; Huixiong, L.; Tingkuan, C. **Pressure Drop, Heat transfer and Performance of Single-Phase Turbulent Flow in Spirally Corrugated Tubes**: Experimental Thermal and Fluid Science, Vol. 24, pp. 131-138, 2001.
- Eiamsa-ard, S.; Promvonge, P. **Numerical study on heat transfer of turbulent channel flow over periodic grooves**: International Communications in Heat and Mass Transfer, Vol. 35, pp. 844-852, 2008.
- Elavarasan, R.; Pearson, B. R.; Antonia, R. E. **Vizualization of near wall region in a turbulent boundary layer over transverse square cavities with different spacing**: Proceedings of the 12th Australasian Fluid Mechanics Conference – AFMC, Sydney, Australia, Vol. 1, pp. 485-488, 1995.
- Fox, R. W.; McDonald, A. T. **Introdução à Mecânica dos Fluidos**, 5^a Ed. Rio de Janeiro, RJ: Editora LTC S.A., 1998.
- Gutin, L. **On the sound field of a rotating propeller**: NACA, Memorial Técnico N^o 1195, 1948.
- Jaurker, A. R.; Saini, J. S.; Gandhi, B. K. **Heat Transfer and Friction Characteristics of Rectangular Solar Air Heater Duct Using Rib-Grooved Artificial Roughness**: Solar Energy, Vol. 80, pp. 895-907, 2005.
- Jiménez, J. **Turbulent Flows over Rough Walls**: Annual Review of Fluid Mechanics, Vol. 36, pp. 173-196, 2004.
- Jones, W. P.; Launder, B. E. **The prediction od laminarization with a two-equation model of turbulence**: International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol. 15, pp. 301-314, 1972.
- Kunkel, G. J.; Allen, J. J.; Smits, A. J. **Further Support for Townsend's Reynolds Number Similarity Hypothesis in High Reynolds Number Rough-Wall Pipe Flow**: Physics of Fluids, Vol. 19, pp. 055109/1-055109/6, 2007.
- Kolmogorov, A. N. **Equations of turbulent motion of an incompressible fluid**: Akad. Nank. SSR Seriafizicheska, Vol. 6, pp. 56-58, 1942.

- Liou, T. M.; Hwang, J. J.; Chen, S. H. **Simulation and measurement of enhanced turbulent heat transfer in a channel with periodic ribs on one principal wall:** International Journal of Heat Mass Transfer, Vol. 38, pp. 91-100, 1993.
- Lorenz, S.; Mukomilow, D.; Leiner, W. **Distribution of the heat transfer coefficient in a channel with periodic transverse grooves:** Experimental Thermal and Fluid Science, Vol. 11, pp. 234-242, 1995.
- Maliska, C. R. Transferencia de calor e mecânica dos fluidos computacional. Ed. LTC, Rio de Janeiro, 2004.
- Martins, C. O. D. **Desenvolvimento de Metodologias de Inspeção e Monitoramento de Risers Flexíveis através de Técnicas Micromagnéticas de Análise de Tensões.** Tese de Doutorado, Universidade Federal do Rio Grande do Sul, 6-9 p., 2008.
- Menter, F.; Kuntz, M.; Langtry, R. **Ten years of industrial experience with the SST turbulence model:** Proc. Of the 4th International Symposium on Turbulence, Heat and Mass Transfer, pp. 625-632, 2003.
- Ministério do Meio Ambiente. **Petróleo e Gás.** Disponível em <<http://www.mma.gov.br/governanca-ambiental/portal-nacional-de-licenciamento-ambiental/licenciamentoambiental/atualidades-empresendimentos/item/8324>>. Acesso em 10 de Outubro de 2012.
- Morales, R E. M. **Simulação numérica do escoamento livre em um canal helicoidal de seção retangular.** Tese de Doutorado, Universidade Estadual de Campinas, 223 p., 2000.
- Nakamura, Y.; Fukamachi, N. **Sound generation in corrugated tubes:** Fluid Dynamics Research Vol. 7, pp. 255-261, 1991.
- Nikuradse, J. **Laws of Flow in Rough Pipes:** NACA, Relatório Técnico N° 1292, 1933.
- Noletto, L. G. **Estudo Numérico do Escoamento Turbulento em Modelos Florestais:** Tese de Mestrado, Universidade de Brasília, 96 p., 2006.
- Offshore. **Brazil boost for UK based contractor.** Disponível em: <http://www.offshore.no/international/article/20668_Brazil_boost_for_UK_based_contractor> Acesso em 17 dezembro, 2012.

- Patankar, S. V. **Numerical Heat Transfer and Fluid Flow**. Filadélfia, PA, E.U.A.: Editora Taylor & Francis, 1980.
- Perry, A. E.; Schofield, W. H.; Joubert, P. N. **Rough Wall Turbulent Boundary Layers**: Journal of Fluid Mechanics, Vol. 37, pp. 383-413, 1969.
- Prandtl, L. **Bericht über Untersuchungen zur ausgebildeten Turbulenz**: ZAMM, Vol. 5, pp. 136-139, 1925.
- Prandtl, L. **Über ein neues Formalsystem für die ausgebildete Turbulenz**: Nachrichten Von der Akad. der Wissenschaft in Göttingen, pp. 6-39, 1945.
- Promvong, P.; Thianpong, C. **Thermal performance assessment of turbulent channel flows over different shaped ribs**: International Communications in Heat and Mass Transfer, Vol. 35, pp. 1327-1334, 2008.
- Reynolds, O. **On the Dynamical Theory of Incompressible Viscous Fluids and the Determination of the Criterion**: Philosophical Transactions of the Royal Society of London Series A, Vol. 186, pp. 123-164, 1895.
- Rhie, C. M.; Chow, W. L. **A numerical study of turbulent flow past an isolated airfoil with trailing edge separation**, AIAA, 1982.
- Rotta, J. C. **Statistiche theorie nichthomogener turbulenz**: Z. Phys., Vol. 129, pp. 547-572, 1951.
- Russ, G.; Beer, H. **Heat transfer and flow Field in a pipe with sinusoidal wavy surface-i: Experimental investigation**: International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol. 40, pp. 1071-1081, 1997.
- Sanson, J. U. **Avaliação por simulação computacional da circulação reversa na perfuração de poços de petróleo**. Tese de Mestrado, Universidade Federal do Rio de Janeiro, 166 p., 2005.
- Schultz, M. P.; Flack, K. A.. **The Rough-Wall Turbulent Boundary Layer From the Hydraulically Smooth to the Fully Rough Regime**: Journal of Fluid Mechanics, Vol. 580, pp. 381-405, 2006.
- Segala, W. **Simulação numérica do escoamento monofásico no primeiro estágio de uma bomba centrífuga de duplo estágio**. Tese de Mestrado, Universidade Tecnológica Federal do Paraná, 121 p., 2010.

- Shockling, M. A.; Allen, J. J.; Smits, A. J. **Roughness Effects in Turbulent Pipe Flow:** Journal of Fluid Mechanics, Vol. 564, pp. 267-285, 2006.
- Silberman, E. **Effect of Helix Angle on Flow in Corrugated Pipes:** Journal of the Hydraulics Division, Proceedings of the American Society of Civil Engineers, Vol. 96, N° HY11, pp. 2253-2263, 1970.
- Stel, H.; Morales, R. E. M.; Franco, A. T.; Junqueira, S. L. M.; Erthal, R. H. **Numerical and Experimental analysis of turbulent flow in corrugated pipes:** Journal of Fluids Engineering, Vol. 132, pp. 1-13, 2010.
- Sutardi; Ching, C. Y. **Effect of a transverse square groove on a turbulent boundary layer:** Experimental Thermal and Fluid Science, Vol. 20, pp. 1-10, 1999.
- Sutardi; Ching, C. Y. **The response of a turbulent boundary layer to different shaped transverse grooves:** Experiments in Fluids, Vol. 35, pp. 325-337, 2003.
- Tantirige, S. C.; Iribarne, A. P.; Ojha, M.; Trass, O. **The turbulent boundary layer over single V-shaped grooves:** International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol. 37, pp. 2261-2271, 1994.
- Technip. **Flexible Pipe.** < http://www.technip.com/sites/default/files/technip/publications/attachments/FlexiblePipe_jan2012_0.pdf >. 10 de Dezembro de 2012.
- Townsend, A. A. R. **The Structure of Turbulent Shear Flow**, 2ª Ed, Cambridge, RJ: Editora Cambridge University, 1976.
- Vijiapurapu, S.; Cui, J. **Simulation of Turbulent Flow in a Ribbed Pipe Using Large Eddy Simulation:** Numerical Heat Transfer, Part A, Vol. 51, pp. 1137- 1165, 2007.
- Volino, R.J.; Schultz, M.P; Flack, K.A. **Turbulence Structure in Rough- and Smooth-Wall Boundary Layers:** Journal of Fluid Mechanics, Vol. 592, pp. 263-293, 2007.
- White, F. M. **Mecânica dos Fluidos**, 4ª Ed, Rio de Janeiro, RJ: Editora McGraw-Hill, 2002.
- Wilcox, D. C. **Turbulence Modeling for CFD**, 2ª Ed. La Canadá, CA, E.U.A.: Editora DCW Industries, 1998.

Ziada, S.; Bühlman, E. T. **Self-excited resonances of two-side-branches in close proximity:** Journal of Fluids and Structures, Vol. 6, pp. 121-142, 1992.

Zimparov, V. **Enhancement of Heat Transfer by a Combination of Three-Start Spirally Corrugated Tubes with a Twisted Tape:** International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol. 44, pp. 551-574, 2000.