

**UNIVERSIDADE DE BRASÍLIA**  
**FACULDADE UnB GAMA-FACULDADE DE TECNOLOGIA**  
**PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM INTEGRIDADE DE**  
**MATERIAIS DA ENGENHARIA**

**SIMULAÇÃO NUMÉRICA DAS CARACTERÍSTICAS DO**  
**ESCOAMENTO TURBULENTO SOBRE CILINDROS DISPOSTOS**  
**LADO A LADO**

**JHONY JAMER ORDOÑEZ LOPEZ**

**ORIENTADOR: Dr. JHON N. V. GOULART**  
**CO-ORIENTADORA: Dra. CARLA T. M. ANFLOR**

**DISSERTAÇÃO DE MESTRADO EM INTEGRIDADE DE MATERIAIS**  
**DA ENGENHARIA**

**PUBLICAÇÃO: FGA.DM – 016A/2014**

**BRASÍLIA/DF: Agosto / 2014**

**UNIVERSIDADE DE BRASÍLIA**  
**FACULDADE UnB GAMA/FACULDADE DE TECNOLOGIA**  
**PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM INTEGRIDADE DE**  
**MATERIAIS DA ENGENHARIA**

**SIMULAÇÃO NUMÉRICA DAS CARACTERÍSTICAS DO**  
**ESCOAMENTO TURBULENTO SOBRE CILINDROS DISPOSTOS**  
**LADO A LADO**

**JHONY JAMER ORDOÑEZ LOPEZ**

**DISSERTAÇÃO DE MESTRADO SUBMETIDA AO PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM INTEGRIDADE DE MATERIAIS DA ENGENHARIA DA FACULDADE DE TECNOLOGIA DA UNIVERSIDADE DE BRASÍLIA, COMO PARTE DOS REQUISITOS NECESSÁRIOS PARA A OBTENÇÃO DO GRAU DE MESTRE.**

**APROVADA POR:**

---

**Prof. Dr.**

**(Jhon Nero Vaz Goulart)**

---

**Prof. Dr.**

**(Mario Benjamin Baptista de Siqueira)**

---

**Prof. Dr.**

**(Sandi Itamar Schafer de Souza)**

**Brasília, 07/Agosto/2014**

## FICHA CATALOGRÁFICA

JHONY JAMER ORDOÑEZ LOPEZ

Simulação numérica das características do escoamento turbulento sobre cilindros dispostos lado a lado, [Distrito Federal] 2014.

95 p. 210 x 297 mm (FGA/FT/UnB, Mestre, Integridade de Materiais da Engenharia, 2014).

Dissertação de Mestrado - Universidade de Brasília. Faculdade UnB Gama. Programa de Pós-Graduação em Integridade de Materiais da Engenharia.

1. Escoamento Turbulento

2. URANS

3. Escoamento Biestável

4. k- $\omega$  SST, SAS-SST

I. FGA/FT/UnB

II. Título (Série)

## REFERÊNCIA BIBLIOGRÁFICA

O. Lopez. J.J. (2014). Simulação numérica das características do escoamento turbulento sobre cilindros dispostos lado a lado. Dissertação de Mestrado em Integridade de Materiais da Engenharia da Engenharia, Publicação 016A/2014, Faculdade UnB Gama/FT/Universidade de Brasília, DF, 95 p.

## CESSÃO DE DIREITOS

AUTOR: Jhony Jamer Ordoñez Lopez.

TÍTULO: Simulação numérica das características do escoamento turbulento sobre cilindros dispostos lado a lado.

GRAU: Mestre

ANO: 2014

É concedida à Universidade de Brasília permissão para reproduzir cópias desta dissertação de mestrado e para emprestar ou vender tais cópias somente para propósitos acadêmicos e científicos. O autor reserva outros direitos de publicação e nenhuma parte desta dissertação de mestrado pode ser reproduzida sem a autorização por escrito do autor.

---

JHONY JAMER ORDOÑEZ LOPEZ

Condomínio Morada do Parque Torre A Apto. 1007 Qd. 106 Av. Parque Aguas Claras

71906-500 Brasília, DF – Brasil.

Jhony.unb@gmail.com

*“Dedicado a toda mi familia e a mi futura esposa”.*

## AGRADECIMENTOS

Agradeço a Deus pelo dom da vida, pela saúde, pela proteção de cada viagem na ida e volta até Colômbia e por cada pessoa que esteve presente na minha caminhada durante o mestrado.

Agradeço à minha família que sempre apoio e incentivo para crescer mais a cada dia. Aos meus pais que sempre foram o pilar dos meus logros, demonstrando sempre o amor e a paciência para me ajudar a superar cada obstáculo da vida. Ao meu irmão Yesid que sempre foi uma das minhas fontes de incentivo para seguir na frente. Aos meus avós que com sua sabedoria sempre me guiaram pelo caminho do bem. Meus tios e primos que foram parte fundamental em cada passo da minha vida.

Agradeço a minha noiva Carolina, sem ela também não seria possível este logro. Obrigado por sua paciência, amor, dedicação e apoio sempre recebido. À família da Carolina quem sempre acredito em nós e apoio nosso estudo no Brasil.

Agradeço aos meus orientadores Professores Carla e Jhon que desde o primeiro dia acreditaram em mi, apoiando e me ensinando como superar cada etapa no mestrado. Muito obrigado porque mais que orientadores foram um grande apoio para seguir em frente nosso caminho. Agradeço também aos meus amigos do grupo GMEC, Angélica, Tiago, Adrian, Kaio, Mielle, Lucas e Maria Luiza quem facilitaram a nossa estadia no Brasil. Também agradecimentos para Ivanita quem é uma parte importante na relação UnB-aluno.

Agradeço à CAPES pelo apoio financeiro. Aproveito para dizer que este tipo de apoios financeiros são um grande incentivo para à investigação e merecem um elogio porque com este tipo de apoios estão mudando o mundo.

Finalmente quero agradecer aos professores Mario Siqueira e Sandi Itamar por fazer parte da banca. Seus grandes aportes no meu trabalho foram fundamentais para culminar este logro.

## RESUMO

As pesquisas acerca do escoamento sobre cilindros são amplamente estudadas tanto de forma experimental como através de simulações numéricas. A configuração lado a lado de cilindros circulares, sob escoamentos turbulentos, são geometrias importantes encontradas em muitas aplicações da engenharia. O escoamento turbulento sobre cilindros de configuração lado a lado produz importantes efeitos de interferência entre as esteiras viscosas. São influenciados, primeiramente, pelo espaçamento longitudinal e transversal entre os cilindros, bem como pelo número de Reynolds. Estes parâmetros geométricos influenciam na magnitude das forças aerodinâmicas, na mecânica de desprendimento de vórtices e nas características das flutuações de velocidade a jusante dos cilindros.

Utilizando técnicas numéricas, foram simuladas as características médias e dinâmicas do escoamento turbulento em torno de dois cilindros dispostos lado-a-lado. Para tanto serão utilizados os modelos de turbulência  $k-\omega$  SST e SAS-SST em regime transiente. O número Reynolds foi baseado na velocidade característica do escoamento,  $U_\infty$ , o diâmetro do tubo, 'd', e a viscosidade cinemática,  $\nu$ . As simulações foram executadas para um número de Reynolds 20700. Neste trabalho o principal parâmetro geométrico é a relação adimensional  $p/d$ . O passo entre os tubos,  $p$ , indica a distância entre os centros dos tubos e  $d$ , o diâmetro dos mesmos. Os espaçamentos avaliados neste trabalho foram  $p/d=1,26$ ,  $p/d=1,60$  e  $p/d=2,00$ .

O enfoque dos resultados no presente trabalho foi o comportamento dos campos médios de pressão, das flutuações de pressão, os coeficientes de arrasto, os coeficientes sustentação, as flutuações de velocidade e os auto espectros de velocidade. As análises espectrais foram adimensionalizadas em forma de número de Strouhal. Os modelos  $k-\omega$  SST e SAS-SST foram utilizados somente para o espaçamento  $p/d=1,60$  para verificar que modelo comportou-se melhor. Para os espaçamentos  $p/d=1,26$  e  $2,00$  foi utilizado apenas o modelo SAS-SST.

Os resultados dos coeficientes de pressão calculados numericamente apresentaram resultados similares aos experimentais para ambos os modelos. Sendo o modelo SAS-SST mais próximo do resultado experimental. As flutuações de velocidade apresentaram-se coerentes com as esperadas. Verificou-se também que os resultados das características do escoamento sobre cilindros lado a lado se dá de forma diferente do observado em um cilindro isolado. As simulações feitas

conseguiram mostrar o fenômeno da biestabilidade com exceção do espaçamento  $p/d=2,00$ . Os resultados dos auto espectros confirmaram os dois picos de frequência que indicam o bom comportamento das simulações feitas.

## ABSTRACT

Researches regarding the flow over cylinders are extensively studied experimentally and numerically. The configuration of cylinders mounted side by side under turbulent flows are important geometries found in many engineering application. The turbulent flow over cylinders on side by side configurations produces significant interference effects between the viscous Wakes. These effects are primarily determined by longitudinal and transversal spacing between the cylinders as by the Reynolds number. These geometrical parameters affect the magnitude of the aerodynamic forces, mechanical vortex shedding and characteristics of velocity fluctuations downstream of the cylinders.

The mean and dynamic characteristics of turbulent flow around two cylinders placed side-by-side were simulated using numerical techniques. The turbulence models  $k-\omega$  SST and SAS-SST will be used in transient regime. The Reynolds number was based on the free stream velocity,  $U^\infty$ , the tube diameter,  $d$ , and kinematics viscosity,  $\nu$ . The simulations were performed for Reynolds number 20700. In this work the main geometric parameter is the dimensionless relation  $p/d$ . The pitch between the tubes,  $p$  indicates the distance  $d$  between the centers of the cylinders and  $d$  the diameter. The pitch used in this work is  $p/d=1,26$ ,  $p/d=1,60$  and  $p/d=2,00$ .

The approach of the results in this work was the behavior of the mean pressure fields, the fluctuating pressure, the drag coefficients, the lift coefficients, the velocities fluctuations and velocity auto spectrum. The spectral analysis were dimensionless in the form of Strouhal number. The  $k-\omega$  SST and SAS-SST models were only used for gap  $p/d = 1,60$  to verify that the model behaved better. For  $p/d = 1,26$  and  $2,00$  gaps was used only the SAS-SST model.

The results of the pressure coefficients calculated numerically were similar to the experimental results, for both models. The SAS-SST model shown better results compared to the  $k-\omega$  SST model. Velocity fluctuations were consistent with the expectations. It was also found that the results of the flow characteristics of side-by-side cylinders occurs differently from that seen in the isolated cylinder. The simulations were able to show the phenomenon of bistability except for the gap  $p/d = 2,00$ . The results of the auto spectral confirmed the two frequency peaks, which indicate good behavior of simulations.



## SUMÁRIO

AGRADECIMENTOS .....	v
RESUMO.....	vi
SUMÁRIO.....	ix
LISTA DE FIGURAS .....	xi
LISTA DE TABELAS .....	xiv
1. INTRODUÇÃO.....	1
1.1 Motivação do trabalho .....	1
1.2 Objetivos do trabalho .....	4
1.2.1 Objetivos Gerais .....	4
1.2.2 Objetivos Específicos .....	4
2. REVISÃO BIBLIOGRÁFICA .....	6
2.1 Turbulência .....	6
2.2 Cilindro isolado.....	8
2.3 Cilindros dispostos lado a lado.....	11
3. TURBULÊNCIA E MODELAMENTO .....	20
3.1 Breve história na simulação numérica.....	20
3.2 Viscosidade turbulenta .....	22
3.3 Equações governantes.....	25
3.3.1 Conservação da Massa .....	25
3.3.2 Balanço de Quantidade de Movimento.....	26
3.4 Descrição estatística da turbulência.....	27
3.4.1 Valor Médio .....	27
3.4.2 Valor Quadrático Médio .....	28
3.4.3 Correlação Cruzada.....	28
3.4.4 Densidade Espectral de Potência.....	29
3.5 Modelo $k - \varepsilon$ .....	30
3.6 Modelo $k - \omega$ .....	32
3.7 Modelo $k - \omega$ SST.....	33
3.7.1 Equações de transporte para o modelo $k - \omega$ SST .....	34
3.8 Modelo SAS-SST .....	36
4. SIMULAÇÃO NUMÉRICA.....	38

4.1	Determinação do domínio computacional .....	38
4.1.1	Geração de Malha .....	40
5.	RESULTADOS .....	43
5.1	Parâmetros de adimensionalização dos resultados .....	44
5.2	Resultados para o espaçamento $p/d=1,60$ para os modelos SAS-SST e $k-\omega$ SST .....	45
5.2.1	Campos de pressão.....	45
5.2.2	Avaliação dos coeficientes de arrasto – $C_D$ e Sustentação - $C_L$ .....	52
5.2.3	Campos de flutuações de velocidades .....	56
5.2.4	Escoamento em cilindros dispostos lado a lado, $p/d=1,60$ . .....	60
5.3	Resultados para os espaçamentos $p/d=1,26$ e $p/d=2,00$ do modelo SAS-SST.....	61
5.3.1	Distribuição de pressão para espaçamento $p/d=1,26$ .....	61
5.3.2	Avaliação dos coeficientes de arrasto ‘ $C_D$ ’ e sustentação ‘ $C_L$ ’ para os espaçamentos $p/d=1,26$ e $p/d=2,00$ .....	64
5.3.3	Campos de flutuações de velocidade .....	68
6.	CONCLUSÕES.....	74
	REFERENCIAS BIBLIOGRAFICAS .....	77

## LISTA DE FIGURAS

Figura 1.1 Desenho esquemático de um trocador de calor do tipo casco e tubos. ....	1
Figura 1.2 Laguna verde BWR-5 Reator, modelo em escala. ....	3
Figura 2.1 – Relação entre o número de Strouhal (St) e o número de Reynolds (Re) para cilindros circulares (adaptado de Blevins, 1990).....	10
Figura 2.2 Coeficiente de arrasto de um cilindro liso. Fonte: White, 1991. ....	11
Figura 2.3 Ilustração esquemática da assimetria da estrutura das esteiras.....	12
Figura 2.4 Distribuição do coeficiente de arrasto, $C_D$ : ○, Alam et al., 2003, $Re = 5,5 \times 10^4$ ; Δ, Zdravkovich e Pridden, 1977, $Re = 6,0 \times 10^4$ ; ▲, Hori, 1959, $Re = 8,0 \times 10^3$ ; ....	13
Figura 2.5 Distribuição do coeficiente de sustentação, $C_L$ : ○, Alam et al., 2003, $Re = 5,5 \times 10^4$ ; Δ, Zdravkovich e Pridden, 1977, $Re = 6,0 \times 10^4$ ; ▲, Hori, 1959, $Re = 8,0 \times 10^3$ .....	13
Figura 2.6 Diferentes modos de escoamento para dois tubos dispostos lado a lado: (a) tubos em contato, (b) razão p/d intermediária e (c) grande razão p/d. (adaptado de Olinto, 2005). ....	14
Figura 2.7 Numero de Strouhal representativo para cilindros dispostos lado a lado em escoamento cruzado: (a) p/d = 1,00, Re = 1700; (b) p/d = 1,50, Re = 1850; (c) p/d = 2,00, Re = 1200; (d) p/d = 2,50, Re = 1450; (e) p/d = 3,00, Re = 2200. Escala vertical é arbitraria, mas é o mesmo para cada espectro. Fonte: Sumner et al., 1999.....	16
Figura 2.8 Geometria dos dois tubos dispostos lado a lado e o posicionamento das sondas utilizadas nos experimentos. Fonte: Vagtinski, 2008.....	18
Figura 2.9. Sinais de velocidade instantâneas na esteira de cilindros dispostos lado a lado, p/d = 1,60. Vagtinski, 2008.....	18
Figura 2.10 – Visualização de escoamento para dois tubos dispostos lado a lado. Razão p/d=1,26. Plano superior de visualização. Re = 7,50x10. a) Modo 1. b) Modo 2. Fonte: Vagtinski, 2008. ....	19
Figura 4.1 Condições de contorno do domínio computacional.....	39
Figura 4.2 Domínio da geometria utilizada dividida em dominios menores.....	40
Figura 4.3. Comportamento do $y^+$ ao redor do cilindro C1. a) Cilindro C1, de 0° a 180°. b) Cilindro C1, de 180° a 360°. ....	42

Figura 5.1 Geometria dos dois tubos dispostos lado a lado e o posicionamento das sondas utilizadas nas simulações para o espaçamento $p/d=1,60$ . .....	45
Figura 5.2 Posicionamento dos ângulos de tomada de dados para um dos cilindros. ....	46
Figura 5.3 Distribuição do coeficiente de pressão sobre a superfície de um cilindro isolado.....	46
Figura 5.4. Configuração de quatro cilindros em arranjo quadrangular.....	46
Figura 5.5 Distribuição do coeficiente de pressão para quatro cilindros $p/d=1,50$ , $Re=6,08 \times 10^4$ . ....	47
Figura 5.6. Distribuição de pressões médias (a) Cilindro C1; Modelo $k-\omega$ SST. ....	48
Figura 5.7. Distribuição de pressões médias (a) Cilindro C2; Modelo $k-\omega$ SST. ....	49
Figura 5.8 Flutuações do coeficiente de pressão, $C_{pf}$ , distribuições: $\circ$ , modo 'NW', $T/D=0,50$ ; $\bullet$ , modo 'WW', $T/D=0,50$ ; $\Delta$ , modo 'NW', $T/D=1,40$ ; $\blacktriangle$ , modo 'WW', $T/D=1,40$ . ....	50
Figura 5.9 - Valores r.m.s de flutuação de pressão para os modelos. (a) $k-\omega$ SST, C1. ....	51
Figura 5.10. Valores r.m.s de flutuação de pressão para os modelos. (a) $k-\omega$ SST, C2. ....	52
Figura 5.11 Coeficiente de arrasto para $p/d=1,60$ . a) modelo $k-\omega$ SST. b) modelo SAS-SST.....	53
Figura 5.12. Coeficiente de sustentação (CL) para o regime transiente, $Re=20700$ . a) modelo $k-\omega$ SST b) modelo SAS-SST. ....	54
Figura 5.13 Sinais de velocidade instantânea obtida para $f_s=6.667$ , $p/d=1.6$ . Modelo $k-\omega$ SST .....	57
Figura 5.14. Sinais de velocidade instantânea obtida para $f_s=6.66$ , $p/d=1.6$ . Modelo SAS-SST.....	58
Figura 5.15 Sinais de velocidade instantânea obtida para $f_s=6.66$ , $p/d=1,60$ . ....	59
Figura 5.16. Número de Strouhal cilindros lado a lado com $p/d=1.6$ e $Re=2,07 \times 10^4$	59
Figura 5.17 Número de Strouhal cilindros lado a lado com $p/d=1.6$ e $Re=2,07 \times 10^4$ .	60
Figura 5.18. (a) escoamento em $t=200[s]$ para $Re= 20700$ e $p/d=1,60$ . Modelo SAS-SST.....	60
Figura 5.19 Geometria dos dois tubos dispostos lado a lado e o posicionamento das sondas utilizadas nas simulações para o espaçamento $p/d=1,26$ , $p/d=1,60$ e $p/d=2,0$ . ....	61

Figura 5.20. Distribuição de pressões médias cilindro C1.....	62
Figura 5.21. Distribuição de pressões médias cilindro C2.....	63
Figura 5.22. Valores r.m.s de flutuação de pressão Cilindro 1, C1. Al lado direito encontra-se os maiores valores r.m.s. ....	63
Figura 5.23. Valores r.m.s de flutuação de pressão Cilindro 2, C2. Al lado direito encontra-se os maiores valores r.m.s. ....	64
Figura 5.24 Coeficiente de arrasto 'CD'. Reynolds $Re=20700$ . a) $p/d=1,26$ . b) $p/d=2,00$ .....	65
Figura 5.25. Coeficiente de sustentação 'CL'. Reynolds $Re=20700$ . a) $p/d=1,26$ . b) $p/d=2,00$ .....	66
Figura 5.26 Sinais de velocidade instantânea obtida para $f_s=10$ , $p/d=1.26$ . Modelo SAS-SST.....	68
Figura 5.27. Sinais de velocidade instantânea obtida para $f_s=10$ , $p/d=2,00$ . Modelo SAS-SST. a) Sonda 1 - V1. b) Sonda 2 - V2.....	69
Figura 5.28. Sinais de velocidade instantânea obtidas para 10Hz. a) Espaçamento $p/d=1,26$ . b) Espaçamento $p/d=1,60$ .....	70
Figura 5.29. Visualizações instantâneas de velocidade com frequência de aquisição de 10Hz. $Re=20700$ . $U_{ref} = 0,321$ [m/s]. a) Espaçamento $p/d=1,26$ b) Espaçamento $p/d=1,60$ .....	71
Figura 5.30. Número de Strouhal cilindros lado a lado com $p/d=1.26$ e $Re=2,07 \times 10^4$ .....	72
Figura 5.31 Número de Strouhal cilindros lado a lado com $p/d=2.0$ e $Re=2,07 \times 10^4$ .	73

**LISTA DE TABELAS**

Tabela 1.1 Eventos do escoamento biestável registrados na CNLV.....	3
Tabela 5.1. Coeficientes de arrasto médios para $p/d=1,60$ . Modelo SAS-SST e modelo $k-\omega$ SST. ....	55
Tabela 5.2. Coeficientes de sustentação médios para $p/d=1,60$ . Modelo SAS-SST e modelo $k-\omega$ SST. ....	56
Tabela 5.3 Resultados médios dos coeficientes de arrasto para os espaçamentos $p/d=1,26$ e $p/d=2,00$ . Modelo SAS-SST.....	67
Tabela 5.4. Resultados médios dos coeficientes de sustentação para os espaçamentos $p/d=1,26$ e $p/d=2,00$ . Modelo SAS-SST.....	67

# Capítulo 1

## 1. INTRODUÇÃO

### 1.1 Motivação do trabalho

Diferentes arranjos de tubos são encontrados em várias aplicações da engenharia, tais como, trocadores de calor, no interior de reatores nucleares, em estruturas *offshore* e, até mesmo, em cabos de transmissão elétrica. As características do escoamento turbulento sobre estas estruturas são de fundamental importância aos processos de desprendimento de vórtices (*vortex-shedding*) e a troca de calor entre as superfícies aquecidas e o fluido refrigerante no caso de trocadores de calor. Outro aspecto relevante do estudo do escoamento sobre cilindros inclui a determinação do regime do escoamento (laminar, de transição ou turbulento), e suas conseqüentes características. Estas características são um tópico importante na determinação das forças que atuam sobre as unidades que se podem encontrar em trocadores de calor, produtoras de petróleo e equipamentos submarinos entre outros. A compreensão de fenômenos físicos decorrentes do movimento de um fluido viscoso nas vizinhanças de um corpo ou de um arranjo de corpos é muito estudada.

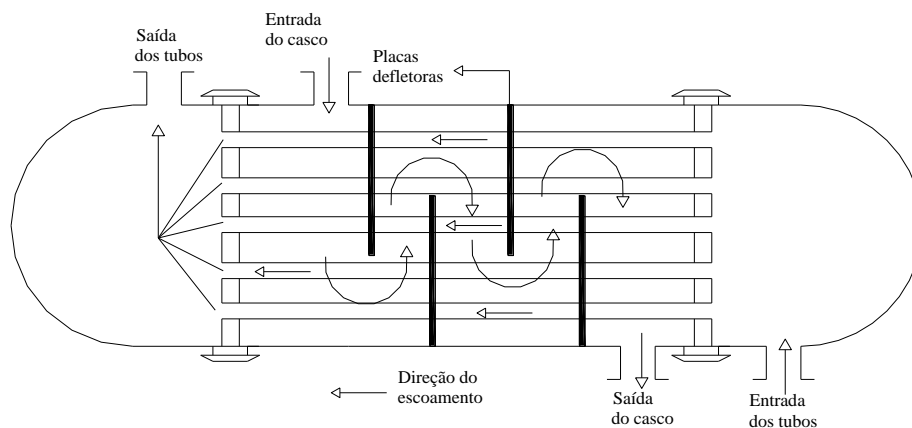


Figura 1.1 Desenho esquemático de um trocador de calor do tipo casco e tubos.

Esforços de pesquisa têm sido concentrados na determinação cada vez mais precisa do comportamento do escoamento turbulento, aprimorando as ferramentas

hoje utilizadas, que consistem em modelos de CFD (Mecânica Computacional dos Fluidos) e ensaios com modelos em escala reduzida, em túneis de vento, canais de reboque ou vários laboratórios.

Neste aspecto é importante determinar a localização da separação da camada limite, assim como o efeito do campo de pressões e a resultante das forças dinâmicas aplicadas no cilindro. Em escoamentos sobre arranjos de tubos pode ocorrer vibração induzida, causada pelas cargas dinâmicas provenientes do próprio escoamento, e que geralmente são amplificadas com o aumento da velocidade do fluido. A disposição dos tubos exerce marcante influência nos fenômenos observados nos escoamentos. Em espaçamentos sobre arranjos de tubos de pequenas razões de espaçamento há um amplo espectro de energia sem frequência definida. Isto deve-se às periodicidades geradas nas primeiras fileiras de tubos e nas flutuações de pressões do escoamento que são carregadas para o interior do banco. Já para arranjos de tubos com grandes razões de espaçamentos há uma formação de cargas dinâmicas associadas à geração e desprendimento de vórtices.

Vagtinski, 2008, apresenta um estudo experimental acerca do fenômeno da biestabilidade. No seu trabalho são estudados os escoamentos sobre dois tubos dispostos lado a lado e bancos de tubos que variam de uma a cinco fileiras, com até 23 tubos em arranjo triangular. Foram utilizadas técnicas de anemometria de fio quente em um canal aerodinâmico para medições de flutuações de velocidade. Para visualização do escoamento em canal hidráulico o autor utilizou injeção de tinta. Os resultados confirmam a existência do fenômeno da biestabilidade para dois tubos dispostos lado a lado, que é o caso clássico apresentado na literatura e para três tubos em arranjo triangular, onde um tubo posicionado a montante e dois a jusante. Alam et al., 2003, no seu estudo experimental do escoamento ao redor de dois cilindros dispostos lado a lado identificaram a ocorrência de um jato desviado que emana entre os dois tubos e se direciona para um dos lados. Porém, este comportamento altera-se subitamente, e o jato passa a direcionar-se para o lado oposto. Esta característica é chamada na literatura como biestabilidade, e ocorre em períodos irregulares de tempo.

No congresso internacional Buenos Aires 2006 LAS/ANS foi apresentado um análise do fenômeno de escoamento biestável da *Central Nucleoeléctrica de Laguna Verde (CNLV)*. Este análise foi realizado por Núñez C. et al., 2006. Eles tem observado trocas súbitas e aleatórias no escoamento em reatores de tipo BWR-5 que originam



oscilações de potência, Figura 1.2. O escoamento biestável é caracterizado por mudanças aleatórias no escoamento padrão. Este comportamento originalmente foi identificado pela comissão federal de eletricidade (Comisión Federal de Electricidad CFE) como o fenômeno padrão de escoamento biestável.



Figura 1.2 Laguna verde BWR-5 Reator, modelo em escala.

Fonte: Laguna verde Nuclear Power Station.

Na CNLV desde o ano 1999 observaram-se trocas súbitas no escoamento nas duas unidades dela. Estas foram atribuídas principalmente ao fenômeno descrito como “escoamento biestável”. Os estudos feitos mostraram que o fenômeno não apresenta um padrão característico identificável. Como se podem apreciar os acontecimentos deste fenômeno se apresentaram 12 vezes em menos de dois anos.

A

Tabela 1.1 apresenta as datas em que se apresenta este fenômeno:

Tabela 1.1 Eventos do escoamento biestável registrados na CNLV.

UNIDADE	DIA	DATA DO EVENTO	
		MÊS	ANO
1	01	Novembro	1999
	30	Setembro	2000
	23	Fevereiro	2001

2	08	Janeiro	1999
	02	Junho	1999
	17	Outubro	1999
	28	Setembro	2000
	03	Novembro	2000
	22	Novembro	2000
	24	Novembro	2000
	03	Dezembro	2000
	06	Fevereiro	2001
	14	Fevereiro	2001
	01	Março	2001
	27	Março	2001
	28	Março	2001
	08	Junho	2001

Fonte: Laguna verde Nuclear Power Station.

Desta forma este trabalho, se justifica pela necessidade de aprofundamento dos conhecimentos das características estáticas e dinâmicas do escoamento turbulento ao redor de obstáculos fixos. Assim, a apresentação neste trabalho tem como enfoque o estudo numérico do escoamento turbulento sobre cilindros dispostos lado a lado.

## 1.2 Objetivos do trabalho

### 1.2.1 Objetivos Gerais

O objetivo deste trabalho é simular as características estáticas e dinâmicas do escoamento turbulento incidindo sobre dois cilindros dispostos lado a lado com a utilização dos modelos  $k-\omega$  SST e SAS-SST.

### 1.2.2 Objetivos Específicos

Os objetivos visam avaliar e quantificar a distribuição das quantidades médias e flutuantes do escoamento turbulento sobre o cilindros dispostos lado a lado.

Também é objetivo deste trabalho avaliar a influência da presença de um segundo cilindro na quantificação dos coeficientes hidrodinâmicos de arrasto e sustentação, bem como na avaliação dos coeficientes de pressão em torno dos cilindros. Neste trabalho a biestabilidade e suas características também serão abordadas.

## CAPITULO 2

### 2. REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

#### 2.1 Turbulência

Já que não há um consenso na aceitação de uma definição para a turbulência na forma de abranger todas suas características, Moller e Silvestrini, 2004. Tenekes e Lumley, 1972, definem a turbulência estabelecendo algumas características do regime de escoamento turbulento:

- I) *Irregularidade*: todo escoamento turbulento é irregular ou randômico, o que torna uma análise determinística impossível. Dessa forma uma metodologia estatística é utilizada na sua descrição;
- II) *Difusividade*: causa uma rápida mistura do fluido e aumenta as taxas de transferência de calor, massa e quantidade de movimento.
- III) *Altos números de Reynolds*: a turbulência sempre ocorre para altos números de Reynolds. Ela, muitas vezes, se origina de instabilidades do escoamento laminar quando o número de Reynolds aumenta;
- IV) *Dissipação*: escoamentos turbulentos são sempre dissipativos, necessitando sempre de uma fonte de energia para se-manter. Desse modo, se nenhuma energia é fornecida a turbulência decai rapidamente, e a viscosidade transforma as pequenas escalas do movimento turbulento em calor;
- V) “Escoamento turbulentos, são escoamentos”.: a turbulência não é uma característica do fluido, mas do escoamento.

Desde então, estudos mais recentes mostram a descoberta da existência de estruturas coerente em escoamentos turbulentos. Estas estruturas, quase determinísticas, distribuídas de maneira aleatória no espaço e no tempo, são as responsáveis pelo transporte turbulento e das diferentes quantidades do escoamento, bem como pela geração de ruído (Brown et al., 1971).

O “Glossary of Oceanographic Terms” (Baker et al., 1966 apud Schwind, 1980) apresenta a seguinte definição para escoamento turbulento: “*É um estado de escoamento do fluido no qual as velocidades instantâneas exibem flutuações irregulares e aparentemente aleatórias tal que, na prática, apenas propriedades estatísticas podem ser reconhecidas e submetidas a uma análise*”. Estas flutuações

constituem as principais deformações do escoamento e são capazes de transportar quantidades de movimento, energia e outras propriedades a taxas muito maiores que aquelas da difusão molecular nos escoamentos laminares (Schwind, 1980).

Muitas teorias e conceitos têm sido formulados na tentativa de obter uma descrição universalista para o fenômeno da turbulência que seja adequada a qualquer problema de interesse prático. Enquanto tal descrição não é alcançada, e há dúvidas se algum dia o será, modelos simplificados têm sido propostos como forma de analisar problemas específicos em cada área de interesse (Eiger, 1989).

Para o estudo da turbulência estão disponíveis três metodologias de abordagem: as metodologias analítica, numérica e experimental. A metodologia experimental é conduzida em laboratórios de turbulência e apresenta vantagens e desvantagens. Os experimentos, em geral, ficam limitados pela infraestrutura do laboratório, disponibilidade de equipamentos e pela escala máxima do modelo físico, (Yu e Righetto, 1999). A maior vantagem desta metodologia é poder tratar com a configuração do problema real, especialmente quando não se dispõe de um modelo matemático bem estabelecido que represente adequadamente o problema que se deseja modelar.

As metodologias analítica e numérica formam uma classe de métodos teóricos que procuram resolver as equações diferenciais que compõem o modelo matemático que descreve o fenômeno físico de interesse. A diferença entre elas está na complexidade das equações matemáticas que cada uma pode resolver. A abordagem analítica, em geral, exige geometrias e condições de contorno muito simples e hipóteses simplificadoras, visando reduzir a complexidade matemática do problema.

A simulação numérica, por sua vez, permite a solução de problemas mais complexos. Grandes esforços têm sido empreendidos para o desenvolvimento de ferramentas que possam ser empregadas na modelagem numérica e que permitam a obtenção de respostas mais rápidas e precisas.

Entre as diferentes técnicas existentes da modelagem numérica da turbulência se encontram os modelos baseados na decomposição de Reynolds (RANS). Tais modelos são baseados na aplicação de médias temporais nas equações de Navier Stokes. A aplicação dessas médias, juntamente com a utilização da hipótese de Boussinesq, 1877, leva ao clássico problema de fechamento.

## 2.2 Cilindro isolado

Um corpo rombudo imerso em uma corrente de fluido é definido como aquele que gera separação do escoamento em uma porção considerável de sua superfície (Meneghini, 2002). Esta separação imediata após o corpo, forma duas camadas cisalhantes livres, com vorticidade de sinais opostos. Tal formação constitui-se um sistema instável na presença de certas perturbações quando algumas condições são satisfeitas. A interação entre estas duas camadas é a principal razão da formação e desprendimento de vórtices atrás do corpo, cuja geometria exerce grande influência, devido à possibilidade de ocorrência de diferentes pontos de separação. O processo de separação pode ser dado pela presença de um canto vivo, um bordo de fuga chanfrado, ou de uma superfície contínua com o fluido sujeito a um gradiente adverso de pressão. Para este último caso, a posição em que ocorre a separação é altamente dependente do número de Reynolds ( $Re$ ). Em cilindros isolados sob escoamento subcrítico,  $300 < Re < 1,50 \times 10^5$ , o ponto de separação ocorre aproximadamente em  $80^\circ$  (Blevins, 1990).

Segundo Blevins, 1990, os modos de desprendimento de vórtices são classificados como uma função de número de Reynolds, eq. (2.1).

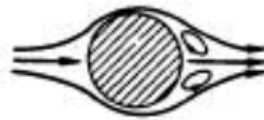
$$Re = \frac{U_\infty d}{\nu} \quad (2.1)$$

onde ' $U_\infty$ ' é a velocidade característica do escoamento e ' $d$ ' uma escala de comprimento. A viscosidade cinemática, ' $\nu$ ', é uma propriedade do fluido.

- $Re < 5$ : O escoamento segue o contorno do cilindro, não apresentando descolamento da camada limite. Neste tipo de escoamento as forças viscosas são preponderantes às forças inerciais;



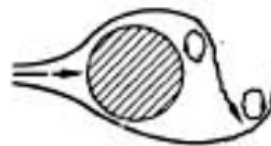
- $5 < Re < 45$ : Inicia-se o processo de separação de camada limite a jusante do corpo, formando-se um par de vórtices simétricos. Eles crescem com o aumento do número de Reynolds, e podem atingir uma distância de até três vezes o diâmetro do cilindro na direção do escoamento principal;



- $45 < Re < 150$ : Inicia-se a oscilação da esteira de vórtices devido a instabilidades das camadas cisalhantes. Há formação de uma esteira laminar periódica de vórtices de sinal de vorticidade opostos (*vortex street*);



- $150 < Re < 300$ : Os vórtices que se desprendem do cilindro tornam-se turbulentos, embora a camada limite sobre o cilindro ainda permaneça laminar;
- $300 < Re < 1,50 \times 10^5$ : Este é chamado de subcrítico. Nele, as camadas limites laminares se separam aproximadamente a  $80^\circ$  em relação ao ponto de estagnação, e o desprendimento de vórtices é periódico.



- $1,50 \times 10^5 < Re < 3,50 \times 10^6$ : Esta é a faixa de transição, onde a camada limite do cilindro torna-se turbulenta e os pontos de separação movem-se para  $140^\circ$ . Nela, o ponto de transição à turbulência se aproxima muito do ponto de descolamento laminar que ainda o precede. As camadas cisalhantes tendem a colar novamente ao corpo, formando uma "bolha de separação-recolamento", que ocorre para os ângulos  $80^\circ - 100^\circ$  e  $120^\circ - 140^\circ$ , respectivamente;



- $Re > 3,50 \times 10^6$ : Este é o chamado regime supercrítico. Nele o desprendimento de vórtices regular é restabelecido com uma camada limite turbulenta no cilindro. Como a camada limite turbulenta resiste mais ao gradiente adverso de pressão, a separação passa a ocorrer a cerca de  $100^\circ - 110^\circ$  (Meneghini, 2002).



Em geral, a adimensionalização da frequência de desprendimentos dos vórtices em cilindros podem ser apresentada na forma de número de Strouhal, definido como segue:

$$St = \frac{fd}{U_{\infty}} \quad (2.2)$$

onde 'f' é a frequência de desprendimento de vórtices, 'd' é o diâmetro do cilindro e 'U<sub>∞</sub>' é a velocidade característica do escoamento.

A relação entre o número de Strouhal (St) e o número de Reynolds (Re) para cilindros lisos é mostrada na Figura 2.1. Pode ser visto que até o início do regime subcrítico a frequência de desprendimento de vórtices ocorre para valores muito baixos de número de Strouhal (menores do que 0,10). Já para todo o regime subcrítico o número de Strouhal mantém-se em um valor aproximadamente constante de 0,21. No regime crítico o número de Strouhal pode chegar a valores de 0,40 – 0,50, no caso de cilindros lisos, e 0,30 para cilindros rugosos. No regime supercrítico, o número de Strouhal volta a ser independente da rugosidade e tende para um valor de 0,30.

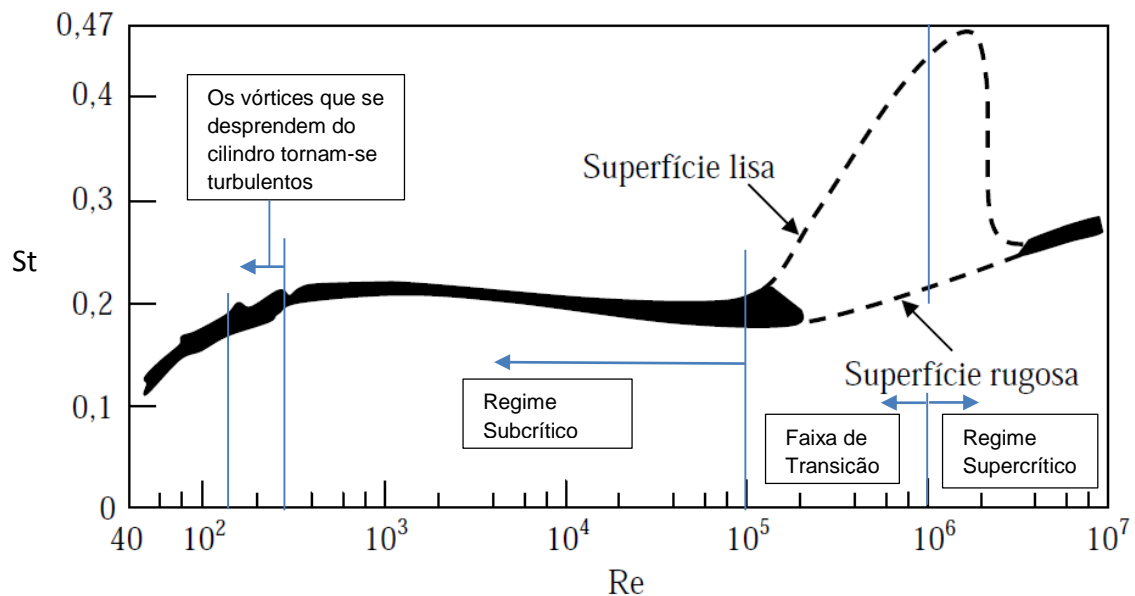


Figura 2.1 – Relação entre o número de Strouhal (St) e o número de Reynolds (Re) para cilindros circulares (adaptado de Blevins, 1990)

A Figura 2.2 apresenta um análise adimensional para o arrasto medido em cilindros lisos e esferas (White, 1991). O escoamento é normal aos eixos do cilindro,  $L/d \rightarrow \infty$ . Os dados são tomados de muitas fontes, tanto para líquidos como para



gases, e incluem corpos de vários metros de diâmetro até fios finos e bolas de tamanho de menos do que 1 [mm]. Ambas as curvas apresentadas na figura são totalmente experimentais. Observa-se que as características físicas do escoamento em torno de superfícies circulares mudam com o valor de  $Re$ . Em particular, o fenômeno pode ser completamente modificado quando aproxima-se da faixa de Reynolds críticos (também chamada de faixa de transição). Entretanto para certas faixas de valores de  $Re$ , é possível distinguir alguns intervalos ou regimes, onde as características do escoamento podem ser consideradas praticamente constantes.

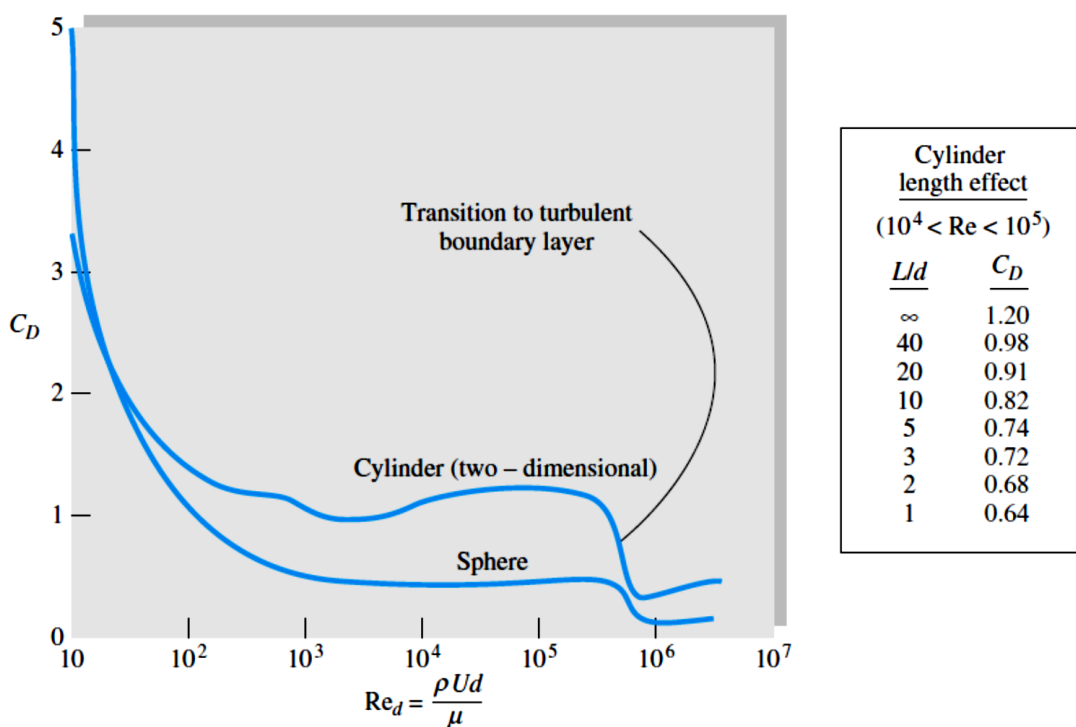


Figura 2.2 Coeficiente de arrasto de um cilindro liso. Fonte: White, 1991.

### 2.3 Cilindros dispostos lado a lado

O escoamento cruzado em bancos de tubos é de grande aplicação prática em trocadores de calor, evaporadores, geradores de vapor ou reatores nucleares, onde o elemento combustível, em forma de barras, está disposto em arranjos quadrangulares ou triangulares (Goulart, 2009). Entre os primeiros estudos que foram direcionados para cilindros dispostos lado a lado sob escoamento encontra-se Landweber, 1942 e Spivack, 1946. Recentemente os autores Olinto et al., 2006, Vagtinski, 2008, Alam et

al., 2003 e 2007, Silveira, 2011, Sarvghad et al., 2011, Verma et al., 2011, Vagtinski, 2013 tem estudado este arranjo.

Alam et al., 2003, investigaram experimentalmente as características aerodinâmicas de dois cilindros dispostos lado a lado sob escoamento uniforme e número de Reynolds de  $5,50 \times 10^4$ . Os resultados apresentados nas figuras apresentam-se a relação 'T/D', onde 'T' é a fenda existente entre os cilindros e 'D' o diâmetro do cilindro. Apresentam-se resultados segundo o comportamento da esteira, esteira estreita 'NW' e esteira larga 'WW', Figura 2.3.

Os estudos destes autores focaram-se na determinação das características das forças médias e flutuantes do escoamento sobre os cilindros, bem como, a frequências de despreendimento de vórtices. Conforme os autores para números de Reynolds dentro da faixa subcrítica as forças hidrodinâmicas atuantes sobre cilindros são relativamente insensíveis a alterações do número de Reynolds, Figura 2.4 e Figura 2.5.

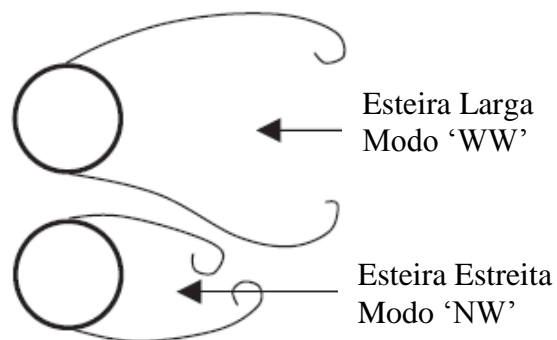


Figura 2.3 Ilustração esquemática da assimetria da estrutura das esteiras.

Zdravkovich e Pridden, 1977, verificou que os dois coeficientes de arrasto que aparecem são associados às esteiras. Por tanto, as forças de arrasto que atuam sobre os dois tubos são diferentes. Estas diferenças são em função das diferentes esteiras e pressões de base. Isto é: a medida no tubo a  $180^\circ$  em relação ao ponto de estagnação. Duas vezes a força e arrasto em um único cilindro sempre é maior do que a soma das duas diferentes forças de arrasto biestável acontecendo em cilindros lado a lado.

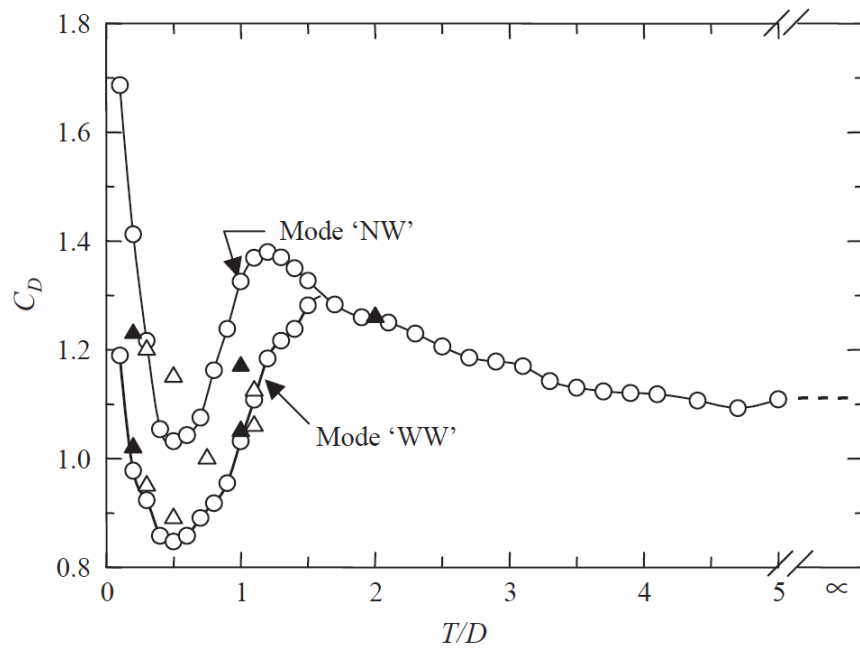


Figura 2.4 Distribuição do coeficiente de arrasto,  $C_D$ :  $\circ$ , Alam et al., 2003,  $Re = 5,5 \times 10^4$ ;  $\Delta$ , Zdravkovich e Pridden, 1977,  $Re = 6,0 \times 10^4$ ;  $\blacktriangle$ , Hori, 1959,  $Re = 8,0 \times 10^3$ ;

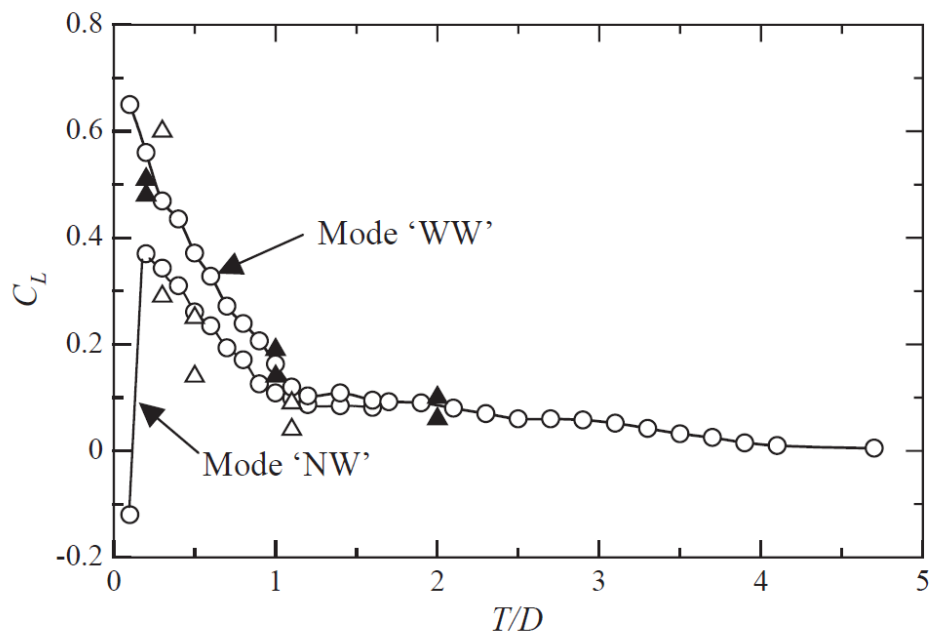


Figura 2.5 Distribuição do coeficiente de sustentação,  $C_L$ :  $\circ$ , Alam et al., 2003,  $Re = 5,5 \times 10^4$ ;  $\Delta$ , Zdravkovich e Pridden, 1977,  $Re = 6,0 \times 10^4$ ;  $\blacktriangle$ , Hori, 1959,  $Re = 8,0 \times 10^3$ .

O escoamento ao redor de dois cilindros de igual diâmetro posicionados lado a lado transversalmente à direção do escoamento apresentam esteiras com diferentes topologias, Figura 2.6. Alam e seus colaboradores (Alam et. al., 2003) relacionaram tais topologias ao principal parâmetro geométrico deste tipo de escoamento, sua relação adimensional  $p/d$ . Sendo as razões de espaçamento intermediárias  $1,20 < p/d < 2,20$  e razões de espaçamento grandes  $p/d > 2,50$ .

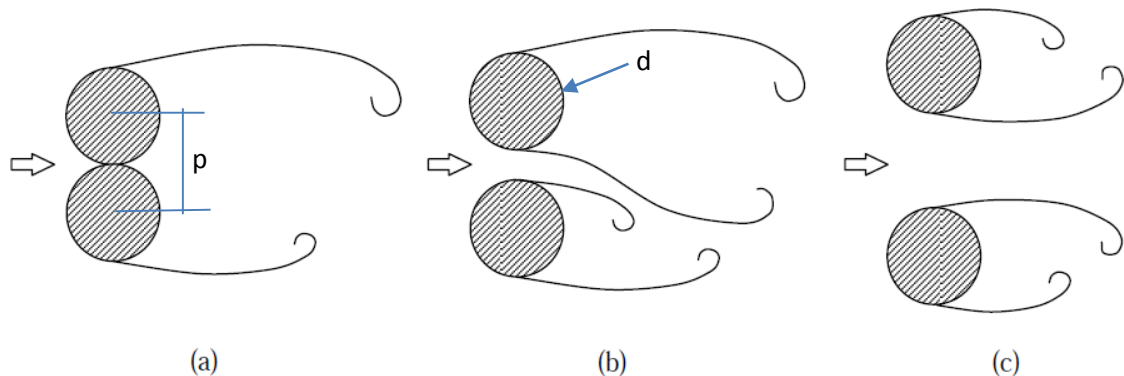


Figura 2.6 Diferentes modos de escoamento para dois tubos dispostos lado a lado: (a) tubos em contato, (b) razão  $p/d$  intermediária e (c) grande razão  $p/d$ . (adaptado de Olinto, 2005).

Segundo os autores os cilindros comportam-se como um único corpo rombudo, razão  $p/d = 1,00$ , com uma frequência de desprendimento de vórtices menor do que a de um único tubo Figura 2.6(a). Para pequenos espaçamentos de razão  $1,00 < p/d < 1,20$ , o comportamento de corpo rombudo ainda é mantido, mas a alta quantidade de movimento do fluido que escoava através da fenda formada entre os tubos aumenta a pressão a jusante dos cilindros, reduzindo o arrasto dos dois tubos. Já para espaçamentos com razão  $p/d$  intermediários ( $1,20 < p/d < 2,20$ ) o escoamento é caracterizado pela formação de uma esteira larga atrás de um dos tubos e uma esteira estreita atrás do outro Figura 2.6(b). Essas esteiras dão origem a duas frequências dominantes de desprendimento de vórtices: a frequência mais alta está associada à esteira mais curta, a frequência mais baixa está associada à esteira larga.

Para maiores relações de espaçamento  $2,20 < p/d < 2,50$  o escoamento da fenda é brevemente desviado, mas existe uma sincronização dos vórtices em oposição de fase. A esteira larga e a esteira estreita induzem diferentes forças em cada tubo. Em grandes razões de espaçamento ( $p/d > 2,50$ ) as esteiras atrás dos tubos são praticamente independentes e comportam-se de forma independente.

Alam et al., 2003, também concluíram que a esteira estreita causa maior arrasto e menor sustentação, enquanto a esteira larga causa menor arrasto e maior sustentação nos respectivos tubos. Para  $p/d = 1,10$  o tubo com esteira estreita tem uma força de sustentação negativa, associada à esteira estreita, e que gera atração entre os tubos. Para  $p/d > 1,20$  foram encontrados dois valores diferentes da força de sustentação nos tubos, gerando repulsão entre eles. As maiores diferenças entre os coeficientes de arrasto e sustentação se encontram na faixa de  $1,80 < p/d < 2,20$ . Para aqueles compreendidos entre  $1,10 < p/d < 1,20$  e  $2,20 < p/d < 2,50$  os valores médios dos coeficientes de arrasto, induzidos pelos modos das esteiras (larga e estreita) são maiores do que no caso para um único tubo isolado.

Sumner et al., 1999, conduziu estudos experimentais e visualizações sobre as características do escoamento turbulento sobre cilindros dispostos lado a lado. As técnicas experimentais de medição das flutuações de velocidade foram feitas com anemometria de fio quente. Os autores avaliaram seções de testes com relações de espaçamentos de  $p/d=1,00$  até  $p/d=6,00$ . Neste artigo o Reynolds variou entre 500 e 3000. Os resultados experimentais dos espectros para a esteira atrás dos cilindros dispostos lado a lado apresentam-se na Figura 2.7.

Os resultados mostraram duas frequências dominantes nas medições como apresentado pelo autor nas Figura 2.7. As duas frequências significam que há existência na tendência no regime do escoamento, e corresponde a dois diferentes processos de desprendimentos de vórtices. Isto é causado pelo desvio do escoamento para um dos cilindros.

Zhou et al., 2002, estudaram a esteira turbulenta de dois cilindros ligeiramente aquecidos e dispostos lado a lado. O estudo foi feito em termos de campo de velocidade e temperatura, para  $1,50 < p/d < 3,0$ . Os resultados foram comparados com as características da esteira de um único cilindro. Para  $p/d=1,5$  os resultados apresentaram apenas um pico de frequência ( $St=0,11$ ). Para  $p/d = 3,0$  e para um cilindro isolado,  $St = 0,21$ . Assim, segundo os autores, não foram detectadas duas frequências diferentes.

Silveira, 2011, apresenta seu trabalho, estudo experimental do efeito da razão da razão de bloqueio em um canal aerodinâmico sobre o número de Strouhal e o fenômeno da biestabilidade. O autor utilizou anemometria de fio quente para avaliar as flutuações de velocidade atrás dos cilindros. Os dados da medição foram tratados com o uso de ferramentas estatísticas espectrais e ondaletas (*wavelets*).

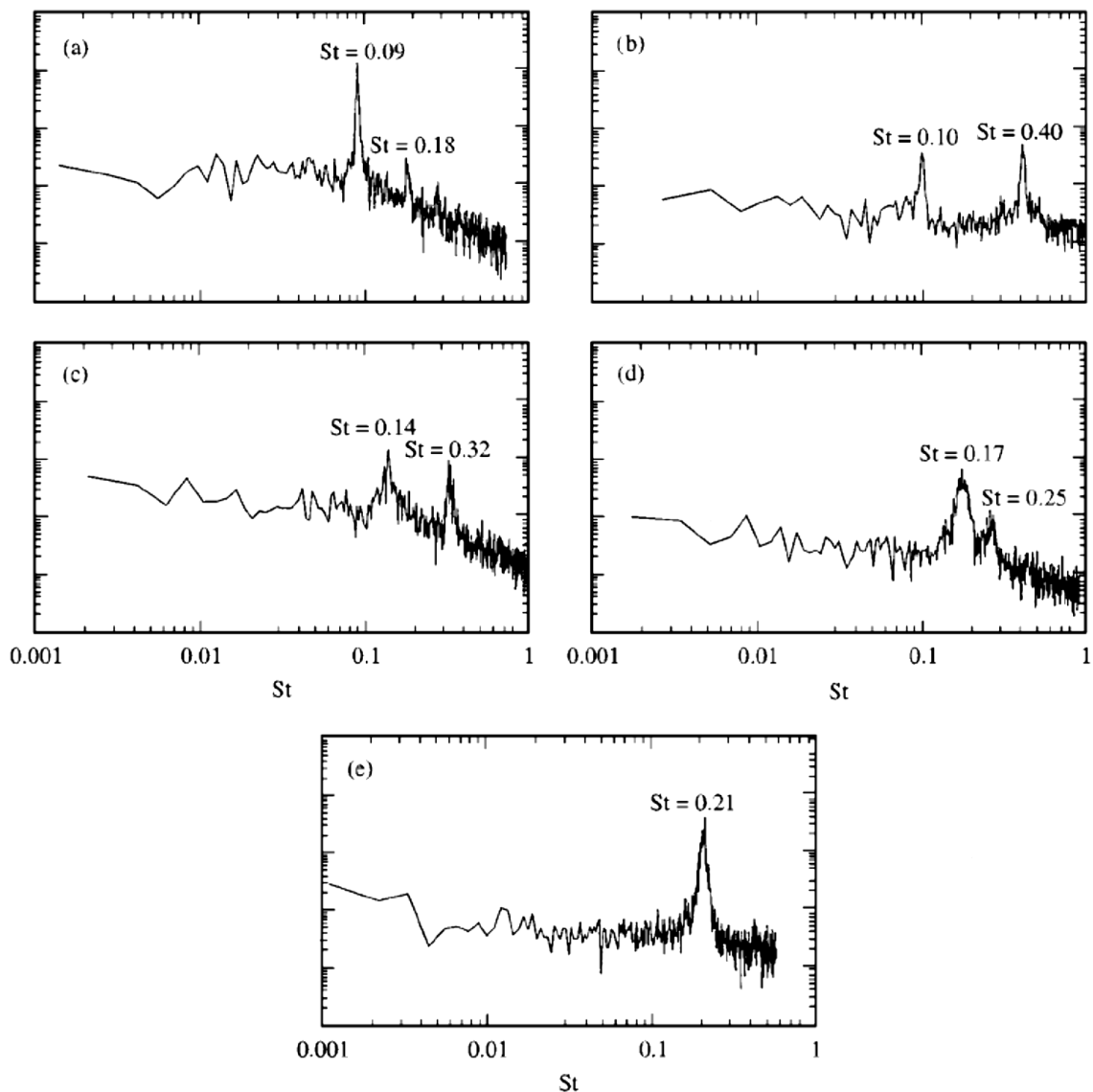


Figura 2.7 Numero de Strouhal representativo para cilindros dispostos lado a lado em escoamento cruzado: (a)  $p/d = 1,00$ ,  $Re = 1700$ ; (b)  $p/d = 1,50$ ,  $Re = 1850$ ; (c)  $p/d = 2,00$ ,  $Re = 1200$ ; (d)  $p/d = 2,50$ ,  $Re = 1450$ ; (e)  $p/d = 3,00$ ,  $Re = 2200$ . Escala vertical é arbitrária, mas é o mesmo para cada espectro. Fonte: Sumner et al., 1999.

São apresentados resultados referentes às medições de velocidade realizadas para um tubo e no arranjo de dois tubos dispostos lado a lado em canal aerodinâmico, todas realizadas no plano médio longitudinal. Neste trabalho empregou-se razões de espaçamento de  $p/d=1,26$  e  $p/d=1,60$ , com variações no tamanho dos cilindros. As razões de bloqueio dependem dos diâmetros, que variaram de 4,5 [mm] a 60 [mm]. A razão de bloqueio é a razão entre o comprimento característico do corpo em análise e o comprimento associado à seção de teste,  $d/L$ . Sendo, “d” o diâmetro do cilindro e

“L” a largura do canal. O número de Reynolds variou de  $3,72 \times 10^3$  a  $7,61 \times 10^4$ . Neste caso “p” é a distância entre o centro dos cilindros e “d” é o diâmetro destes.

Segundo Silveira para dois cilindros dispostos lado a lado verificou-se que à medida que aumenta a razão de bloqueio, o fenômeno biestável diminuiu. Assim, pode-se dizer que a influência do efeito da razão do bloqueio, por tanto, torna-se determinante para o surgimento da biestabilidade. Neste caso, segundo o autor, o número de Reynolds, no regime subcrítico, e a razão de espaçamento acabam por não influenciar o escoamento. A biestabilidade se mostrou mais presente em arranjos de cilindros com razão de espaçamento  $p/d=1,60$ .

Olinto, 2005, no seu trabalho experimental em um canal aerodinâmico para dois cilindros dispostos lado a lado identificou a presença do fenômeno biestável. O estudo foi feito através da técnica de anemometria de fio quente, e um número de Reynolds  $Re = 3 \times 10^4$ . O autor identificou que dependendo do posicionamento das sondas pode-se identificar ou não a presença do fenômeno biestável. Para medições feitas próximas aos cilindros a biestabilidade é claramente identificada. Já para medições realizadas a distâncias maiores dos cilindros o fenômeno não é identificado. Isto deve-se ao posicionamento das sondas, que a partir de uma certa distância, na presença de um escoamento de fenda desviado, medem a velocidade dentro da mesma esteira.

O fenômeno da biestabilidade também foi estudado por Vagtinski, 2008. O autor aplicou técnicas de visualização em um canal hidráulico do Instituto de Pesquisas Hidráulicas da UFRGS, bem como técnicas de anemometria de fio quente na obtenção dos dados de flutuação de velocidade. Seu estudo experimental consistiu na medição das componentes médias e flutuantes da velocidade do escoamento ao passar por um banco de tubos. Utilizando ferramentas matemáticas o autor analisou os sinais de flutuações de velocidade no domínio do tempo e da frequência. Os resultados apresentados pelo autor focaram-se nas medições de velocidades em arranjos triangulares e no plano médio longitudinal. No plano longitudinal, as razões de espaçamento estudadas foram  $p/d=1,26$  e  $p/d=1,60$  com números de Reynolds de  $2,29 \times 10^4$  e  $2,07 \times 10^4$  respectivamente.

Os resultados para dos sinais de velocidades instantâneas, para relação de espaçamento  $p/d=1,60$  e um número de Reynolds  $Re=2,07 \times 10^4$ , feitos pelo autor são apresentados na Figura 2.9. Esta figura apresenta sucessivas trocas entre os modos do escoamento. Neste caso a biestabilidade se manifesta através do desvio da porção de fluido que emerge da fenda entre os dois tubos

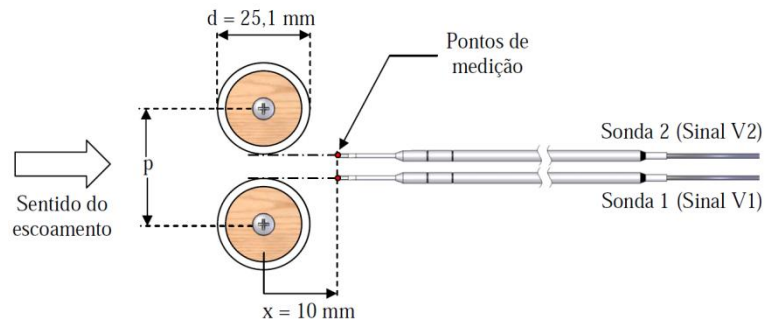


Figura 2.8 Geometria dos dois tubos dispostos lado a lado e o posicionamento das sondas utilizadas nos experimentos. Fonte: Vagtinski, 2008.

Este fenômeno é caracterizado pela presença de duas esteiras de vórtices características: uma larga, associada a menores valores de velocidade, e outra estreita, associada a maiores valores. Sarvghad et al., 2011, também avalia o escoamento turbulento em torno de dois cilindros dispostos lado a lado por simulação numérica. O autor concorda com Vagtinski e fala que o escoamento turbulento de  $Re=10^4$  sobre cilindros lado a lado de espaçamentos intermediários apresenta um escoamento padrão. Este escoamento padrão apresenta esteiras grandes e estreitas a jusante do cilindro, mostrando-se de forma intermitente ao longo do tempo.

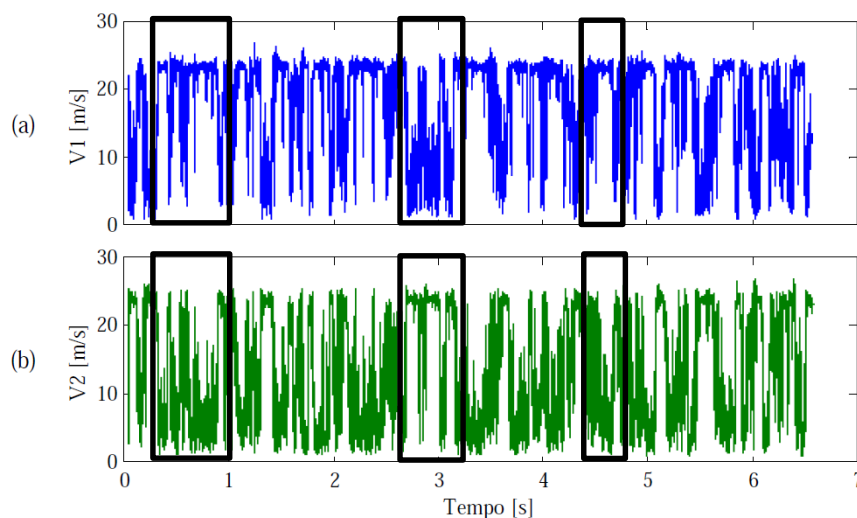


Figura 2.9. Sinais de velocidade instantâneas na esteira de cilindros dispostos lado a lado,  $p/d = 1,60$ . Vagtinski, 2008.

Segundo o autor para razão de espaçamento  $p/d=1,60$  as trocas entre os modos do escoamento são 30 vezes mais rápidas que para o caso em que  $p/d=1,26$ .



Vagtinski também avalia o comportamento do escoamento em um canal hidráulico, Figura 2.10. O autor aplicou técnicas de visualização do escoamento através da utilização de jatos de tinta. Este escoamento se apresenta de maneira predominantemente bidimensional, com pequenas flutuações no plano paralelo ao eixo dos tubos, confirmando os resultados do Olinto, 2005.

Vagtinski, 2013, faz o estudo experimental para determinar os parâmetros que caracterizam o fenômeno da biestabilidade em dois tubos dispostos lado a lado submetidos a escoamentos cruzado turbulento. A técnica experimental da anemometria de fio quente em canal aerodinâmico foi implementada. Segundo o autor os resultados da análise das series experimentais estudadas mostram que o escoamento, quando se estabelece um dos seus modos, apresenta características probabilísticas bem preservadas ao longo do tempo. Além disso, os resultados do Vagtinski sugerem que o comportamento do fenômeno da biestabilidade não seja classificado como inteiramente randômico, mas com características caóticas.

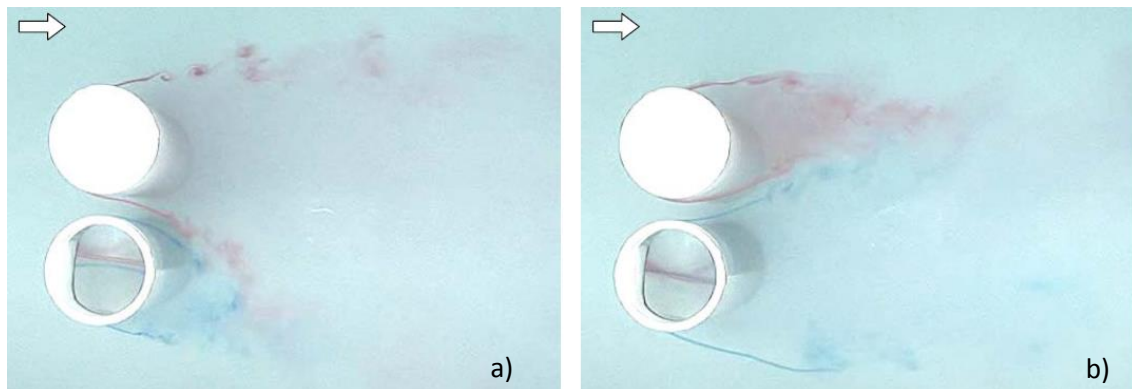


Figura 2.10 – Visualização de escoamento para dois tubos dispostos lado a lado. Razão  $p/d=1,26$ . Plano superior de visualização.  $Re = 7,50 \times 10$ . a) Modo 1. b) Modo 2. Fonte: Vagtinski, 2008.

## CAPITULO 3

### 3. TURBULÊNCIA E MODELAMENTO

#### 3.1 Breve história na simulação numérica

É notável a complexidade das estruturas observadas nos escoamentos de fluidos presentes em nossas experiências cotidianas. Freire, 2006, diz, a complexidade de certos escoamentos é essencialmente aparente. Isaac Newton (1643-1727) mediante a formulação da relação entre as taxas de deformação de um fluido e as respectivas tensões internas resultantes demonstrou que alguns fluidos são entidades muito simples do ponto de vista constitutivo. Esta formulação proporcionou a visão de uma larga avenida para o desenvolvimento tecnológico, mas é sabido que o fluido encerra um equilíbrio muito sensível que se rompe facilmente. Isto implica que o comportamento do fluido seja imprevisível e de difícil modelação.

O esquema matemático fundamental para a descrição dos escoamentos dos fluidos newtonianos foi formulada por Claude-Louis Navier (1785-1836) e George G. Stokes (1819-1903). Apesar da generalidade das equações feitas por Navier-Stokes (ENS), existe uma limitação para alguns casos da simulação numérica direta de escoamentos turbulentos. A decomposição de Reynolds (1842-1912) permite que as propriedades dos escoamentos possam ser descritas pela superposição de um termo flutuante a um valor médio como uma alternativa para a solução das ENS. Reynolds sugere que os campos presentes nas equações governantes fossem divididos em componentes médias e componentes flutuantes, ou turbulentas.

O resultado formal desse procedimento consiste em uma nova equação na qual os efeitos do campo turbulento estão isolados dos termos descritivos do escoamento médio. A nova equação leva ao surgimento de novas variáveis dinâmicas. Assim, a modelação das propriedades dos escoamentos turbulentos em componentes médias dá origem a um número de variáveis dinâmicas independentes maior do que o número de equações governantes disponíveis. Por tanto o problema resulta matematicamente indeterminado, o qual é chamado como problema de “fechamento” da turbulência.

Cada um destes modelos apresenta vantagens e desvantagens específicas, ainda em alguns casos são considerados incompletos, mas eles constituem o

elemento central do desenvolvimento de soluções numéricas para os escoamentos turbulentos.

Os modelos de fechamento podem ser normalmente classificados como:

**I. Modelos algébricos:** São modelos baseados na hipótese de Boussinesq, que estabelece o conceito de viscosidade turbulenta,  $\nu_t$ . Neste caso a equação algébrica é baseada em escalas turbulentas características para a determinação do valor da viscosidade turbulenta.

**II. Modelos a uma equação:** Aplicam a hipótese de viscosidade turbulenta. A equação diferencial de transporte é resolvida para uma determinada propriedade turbulenta. Onde a energia cinética turbulenta –  $k$  – é adotada como uma propriedade turbulenta de referência. A segunda propriedade, normalmente um comprimento de escala,  $L$ .

**III. Modelos a duas equações:** Estes modelos utilizam duas equações diferenciais de transporte de propriedades turbulentas. Os modelos são chamados de modelos de fechamento completos. A equação de transporte para a energia cinética turbulenta –  $k$  –, juntamente com uma equação de transporte para a taxa de dissipação da energia cinética turbulenta por unidade de massa,  $\epsilon$ , são as equações adotadas tipicamente. Em alguns casos é preciso usar uma frequência de passagem de grandes estruturas turbulentas,  $\omega$ . Estes modelos em conjunto com os modelos de uma equação e os modelos algébricos, formam os chamados modelos de *viscosidade turbulenta*.

**IV. Modelos para as tensões de Reynolds:** Esses modelos utilizam equações de transporte explícitas para o tensor de Reynolds. Nestes modelos se faz necessária a adoção de uma equação de transporte complementar para  $\epsilon$  ou  $\omega$  de modo a se obter o fechamento completo do problema. São também chamados de modelos de fechamento de segunda ordem.

Em seguida serão apresentados os modelos baseados no conceito de viscosidade turbulenta. Para isto temos que começar resumindo o que é o conceito de viscosidade turbulenta.

### 3.2 Viscosidade turbulenta

Para o tratamento numérico da equação de Navier-Stokes é preciso fazer uma decomposição das propriedades do escoamento em campos de valores médios e de flutuações. A dedução da média das equações governantes introduz novos termos que representam quantidade de movimento do escoamento. Estes termos atuam como tensões adicionais no escoamento, tensões turbulentas ou tensões de Reynolds, eq. (3.1).

$$-\overline{u_i' u_j'} \quad (3.1)$$

O tensor de tensões de Reynolds consiste em um tensor de segunda ordem simétrico, já que  $\overline{u_i' u_j'} = \overline{u_j' u_i'}$ . O resultante da media temporal da equação de Navier-Stokes leva a seis incógnitas adicionais  $-\overline{u'u'}$ ,  $\overline{v'v'}$ ,  $\overline{w'w'}$ , o que configura um problema matematicamente indeterminado, ou de fechamento. Visto que o número de equações é menor que o número de incógnitas neste caso as tensões de Reynolds precisam ser modeladas por equações adicionais de modo a se obter o fechamento do problema.

Boussinesq (1877) apresentou o primeiro modelo para a descrição matemática dos termos de tensões turbulentas. Ele propôs que a tensão turbulenta na transferência de quantidade de movimento podem ser descritas de forma análoga à observada pela ação da viscosidade molecular do fluido, autor introduz o conceito viscosidade turbulenta,  $\nu_t$ . Considerando o escoamento ao longo de uma placa plana infinita, eq. (3.2), a hipótese de Boussinesq é dada pela eq. (3.3)

$$\overline{u'v'} = L^2 \left| \frac{\partial u}{\partial y} \right| \frac{\partial u}{\partial y} \quad (3.2)$$

onde, 'L' é o comprimento de mistura, 'u'' e 'v'' são as flutuações de velocidade associadas às componentes de velocidade 'U' e 'V', respectivamente, e 'y' a direção normal à superfície da placa.

$$-\overline{u_i'(x,t) u_j'(x,t)} = \nu_t \left( \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} \right) \quad (3.3)$$

onde, a viscosidade turbulenta, ' $\nu_t$ ', e dada pela eq. (3.10).

Kolmogorov (1942) propõe uma forma generalizada da hipótese do Boussinesq. Segundo o autor o tensor de Reynolds é expresso por:

$$-\overline{u'_i(x,t)u'_j(x,t)} = \nu_t \left( \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} k \delta_{ij} \quad (3.4)$$

sendo, ' $\delta_{ij}$ ' o delta de Kronecker e ' $k$ ' a energia cinética turbulenta por unidade de massa, onde:

$$k = \frac{1}{2} \overline{u'_i(x,t)u'_i(x,t)} \quad (3.5)$$

A formulação de Boussinesq subentende um comportamento isotrópico ( $\overline{u'^2} = \overline{v'^2} = \overline{w'^2}$ ) das tensões normais para o caso de gradientes de velocidade nulos ou de pequena magnitude. Assim, a eq. (3.4) fica,

$$k = \frac{3\overline{u'^2}}{2} \quad (3.6)$$

Para os modelos de turbulência baseados na hipótese de Boussinesq é preciso a avaliação do valor da viscosidade turbulenta,  $\nu_t$ . A viscosidade turbulenta pode ser expressa em termos dimensionais através do produto entre duas escalas do escoamento,

$$\nu_t \propto UL \quad (3.7)$$

sendo, ' $L$ ' escala de comprimento e ' $U$ ' escala velocidade.

É possível demonstrar, mediante um espectro de energia cinética turbulenta, que a maior parcela de energia está contida nas grandes escalas. Esta é a razão pela qual o comprimento de escala deve ser capaz de representar adequadamente a relação entre as estruturas presentes nas grandes escalas e o campo médio do escoamento. Para poder estabelecer uma escala característica de velocidade é preciso considerar que exista uma estreita relação entre as características das estruturas presentes nas grandes escalas e as propriedades do campo médio do escoamento, assim,

$$\mathbf{u} = L \left| \frac{\partial \bar{\mathbf{u}}}{\partial y} \right| \quad (3.8)$$

Na eq. (3.8), o módulo do gradiente de velocidades é adotado a fim de garantir um valor positivo para a escala característica de velocidade independentemente do sinal do gradiente de velocidade. Combinando as equações (3.7) e (3.8), obtém-se finalmente o modelo de comprimento de mistura proposto por Prandtl (1925),

$$v_t = L_m^2 \left| \frac{\partial \bar{\mathbf{u}}}{\partial y} \right| \quad (3.9)$$

sendo, ' $L_m$ ' a escala característica de comprimento.

Prandtl, 1945, propôs um modelo para obter uma melhor predição das propriedades dos escoamentos turbulentos. Este modelo descreve a viscosidade turbulenta como uma função da energia cinética turbulenta,

$$v_t = C_\mu L_\mu k^{1/2} \quad (3.10)$$

onde, ' $C_\mu$ ' representa uma constante adimensional empírica, ' $L_\mu$ ' uma escala de comprimento e ' $k$ ' a energia cinética turbulenta.

Em termos conceituais, o modelo de Prandtl fala que a dependência em relação à energia cinética turbulenta representa a incorporação dos efeitos de "memória" do escoamento ao valor da viscosidade turbulenta. Este modelo apesar de prover uma descrição matemática mais realista das tensões turbulentas, tem a necessidade de especificar uma escala de comprimento o que faz deste um modelo incompleto.

Por esta razão é preciso apresentar os modelos a duas equações, denominados modelos completos, já que sua aplicação não requer a definição prévia de uma escala turbulenta característica do escoamento. Em este tipo de modelos é só necessário a prescrição das condições de contorno e/ou iniciais do problema. Com respeito aos modelos algébricos e a uma equação, eles exigem o conhecimento prévio das propriedades turbulentas do escoamento para sua aplicação. É por isso que não é uma boa alternativa nos estudos numéricos já que se constituem em uma limitação dos modelos algébricos.

### 3.3 Equações governantes

A seguir será feita uma introdução à descrição das equações que governam o escoamento de um fluido.

Uma análise mais detalhada pode ser encontrada em Hinze (1959) e Tennekes & Lumley (1972).

O estudo dos escoamentos turbulentos é feito, normalmente, através da solução das equações de conservação de massa e balanço de quantidade de movimento.

#### 3.3.1 Conservação da Massa

Para um sistema de coordenadas cartesianas a equação da conservação da massa ou equação da continuidade, pode ser escrita na forma:

$$\frac{D\rho}{Dt} + \rho \operatorname{div} \vec{u} = \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_i)}{\partial x_i} \quad (3.11)$$

sendo 'ρ' a massa específica do fluido, 'u<sub>i</sub>' a componente da velocidade nas direções ortogonais, 'x<sub>i</sub>' as coordenadas espaciais e 't' o tempo.

O símbolo D/Dt, denota a derivada substancial, que consiste da contribuição local (escoamento não permanente)  $\partial\rho/\partial t$ , e a contribuição advectiva. Considerando as variáveis do escoamento como a soma de um valor médio e sua flutuação e conforme a hipótese de Reynolds:  $u_i = \bar{u}_i + u'_i$ . A eq. (3.11) pode ser reescrita na forma:

$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\bar{\rho} \bar{u}_i + \overline{\rho' u'_i}) = 0 \quad (3.12)$$

Para o caso de escoamentos incompressíveis, onde 'ρ' é constante, a eq.(3.12), torna-se

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (3.13)$$

### 3.3.2 Balanço de Quantidade de Movimento

As equações de balanço da quantidade de movimento podem ser deduzidas a partir da Segunda Lei de Newton, a qual estabelece que a variação da quantidade de movimento, em uma dada direção é igual ao somatório das forças externas (forças de campo ou forças superficiais) que agem sobre a massa do fluido na mesma direção. As equações de balanço de quantidade de movimento também são conhecidas como equações de Navier-Stokes, sendo dada por:

$$\rho \frac{Du_i}{Dt} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \mu \nabla^2 u_i + f_i \quad (3.14)$$

onde, 'p' a pressão; 'v' o coeficiente de viscosidade cinemática; 'f<sub>i</sub>' as forças de campo nas direções ortogonais.

As forças de inércia, forças de pressão, forças viscosas e forças de campo, são representadas pelo primeiro, segundo, terceiro e quarto termo da eq. (3.14), respectivamente. Utilizando a hipótese de Reynolds, onde as grandezas de velocidade e pressão são decompostas em sua parte média e flutuante, equações (3.15) e (3.16), e combinando estas equações com a equação da conservação da massa, eq. (3.12), pode-se reescrever a eq. (3.14), conforme:

$$u_i = \bar{u}_i + u'_i \quad (3.15)$$

$$p = \bar{p} + p' \quad (3.16)$$

A equação que governa o balanço de quantidade de movimento para escoamento turbulento é dada pela eq. (3.17).

$$\frac{\partial \bar{U}_i}{\partial t} + \frac{\partial (\bar{U}_i \bar{U}_j)}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 \bar{U}_i}{\partial x_j^2} - \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} \quad (3.17)$$

O termo 'τ<sub>ij</sub>', representa o tensor de Reynolds, e é dado por:

$$\tau_{ij} = -\rho \overline{u_i u_j} \quad (3.18)$$

O tensor de Reynolds através da hipótese de Boussinesq pode ser escrito como:

$$-\overline{u_i u_j} = \nu_t \left( \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{U}_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \delta_{ij} k \quad (3.19)$$



onde ' $\nu_t$ ', é a viscosidade turbulenta e sua determinação é o principal foco da modelagem turbulenta. Assim, é necessário buscar equações para o cálculo da viscosidade turbulenta.

### 3.4 Descrição estatística da turbulência

Segundo Möller e Silvestrini, 2004, os escoamentos turbulentos podem ser entendidos como uma superposição de movimentos coerentes e incoerentes (aleatórios), através dos quais há a necessidade de uma abordagem clássica feita via tratamento estatístico. O conjunto de todos os resultados de um processo estocástico pode, em alguns casos, ser descrito por valores médios obtidos a partir de parte deste conjunto, ou seja, através de um intervalo de tempo finito. Segundo Bendat e Piersol, 1990, as propriedades estatísticas básicas para a descrição de registros aleatórios são as seguintes: valores médios, valores quadráticos médios, funções de densidade de probabilidade, funções de auto-correlação e correlação cruzada e função de densidade espectral.

#### 3.4.1 Valor Médio

O valor médio de um processo aleatório  $x(t)$ , para um tempo,  $t_1$ , é dado por:

$$\mu_x(t_1) = \lim_{t \rightarrow \infty} \frac{1}{t} \int_{t_1}^{k=N} x_k(t) dt \quad (3.20)$$

No caso em que o valor médio definido pela eq. (3.20), não varia ao longo do tempo o processo aleatório é dito estacionário, o valor médio é uma constante onde é válida a equação:

$$\mu_x(t_1) = \mu_x \quad (3.21)$$

Se em um processo aleatório é estacionário e os valores médios possuem a mesma representatividade para todos os outros intervalos de tempos considerados, o processo é dito ergódico. Os processos ergódicos aparecem como uma classe importante de dados representativos dos fenômenos físicos, pois é possível avaliar corretamente as propriedades do fenômeno como um todo a partir da análise de uma única amostragem.

### 3.4.2 Valor Quadrático Médio

A intensidade de um fenômeno randômico pode ser descrita em termos de valor quadrático médio, definido por:

$$\Psi_x^2 = \lim_{t \rightarrow \infty} \frac{1}{t} \int_0^t x(t)^2 dt \quad (3.22)$$

sendo a média temporal do somatório do valor quadrático (Bendat e Piersol, 1990).

A variância representa a dispersão de um dado registro da amostra em relação a sua média, sendo dada por:

$$\sigma_x^2 = \lim_{t \rightarrow \infty} \frac{1}{t} \int_0^t [x(t) - \mu_x]^2 dt \quad (3.23)$$

No escoamento turbulento a variância permite conhecer a energia da parte dinâmica do sinal.

O valor *rms* é definido como a soma da raiz quadrada da variância e o quadrado do valor médio. Define uma média da dispersão da parte dinâmica de um sinal.

Portanto o valor quadrático médio, ' $\Psi^2$ ', é a soma entre a variância e o quadrado da média:

$$\text{rms}_{(x)} = \sqrt{\sigma_x^2 + \mu_x^2} = \Psi_{(x)} \quad (3.24)$$

### 3.4.3 Correlação Cruzada

Sejam  $x(t)$  e  $y(t)$  duas funções genéricas do tempo, a função de correlação entre ambas pode ser descrita pela eq. (3.25). e denota a interdependência de dados existentes entre um tempo ' $t$ ' e outro ' $t+\tau$ ', sendo que ' $\tau$ ' é o tempo de retardo.

$$R_{xy}(\tau) = \lim_{t \rightarrow \infty} \frac{1}{t} \int_0^t x(t)y(t+\tau)dt \quad (3.25)$$

A função de correlação cruzada pode ser adimensionalizada pelos valores quadráticos médios de ' $x(t)$ ' e ' $y(t+\tau)$ ', sendo denotada por  $C_{xy}$  e chamada de coeficiente de correlação cruzada. O valor de  $C_{xy}$  estará entre -1 e 1, se para um dado tempo ' $t$ ',  $C_{xy} = 1$ , as funções são idênticas (correlatas), se  $C_{xy} = 0$  não há correlação entre as mesmas.

No um caso particular em que  $x(t) = y(t)$ , a função (3.25), torna-se uma função de auto correlação,  $R_{xx}$ , seus coeficientes de auto correlação,  $C_{xx}$ , são calculados de forma análoga ao descrito acima.

Portanto em ambas as funções de correlação os resultados obtidos fornecem a análise, no espaço temporal, que permite conhecer características periódicas das grandezas do escoamento.

#### 3.4.4 Densidade Espectral de Potência

Segundo Möller e Silvestrini, 2004, a função densidade espectral, ou espectro, é essencialmente uma modificação da análise de Fourier, mais verdadeira para funções temporais e aleatórias do que para funções determinísticas. Conforme Bendat e Piersol, 1990, as funções espectrais representam a razão de variação do valor quadrático médio de uma dada função  $x(t)$  com função de uma banda de frequência  $(f)$ .

A função densidade auto espectral,  $\Phi_{xx}(f)$ , também chamada de função espectral de potência para um registro estacionário, é dada por

$$\Phi_{xx}(f) = \frac{1}{B_e \theta} \int_0^\theta x^2(f, B, t) dt \quad (3.26)$$

Onde, ' $\theta$ ' é um tempo adequado de observação; ' $B_e$ ' a largura de banda, resolução.

No espaço de Fourier, a função densidade auto espectral, eq.(3.27), será definida como a transformada de Fourier da função de auto correlação ( $R_{xx}$ )

$$\Phi_{xx}(f) = \int_0^T R_{xx}(t) e^{-i2\pi f t} dt \quad (3.27)$$

Esta função apresenta informações equivalentes às obtidas com a função de auto correlação, porém no domínio da frequência.

De forma análoga à eq. (3.27), a função densidade espectral cruzada é definida como sendo a transformada de Fourier da função de correlação cruzada e é definida pela eq. (3.28).

$$\Phi_{xy}(f) = \int_0^T R_{xy}(t) e^{-i2\pi f t} dt \quad (3.28)$$

### 3.5 Modelo $k - \varepsilon$

Este modelo a duas equações é um dos modelos de turbulência mais utilizado em simulações industriais. O modelo leva em consideração duas equações diferenciais, a energia cinética turbulenta,  $k$  e a taxa de dissipação de energia cinética turbulenta por unidade de massa,  $\varepsilon$ .

Launder e Spalding, 1972 – 1974, desenvolveram um trabalho extensivo chamado *modelo  $k - \varepsilon$  padrão*. O modelo trabalha com base nos processos físicos relevantes envolvidos em suas variações para a formulação das equações de transporte  $k$  e  $\varepsilon$ .

A partir da equação de Navier-Stokes pode-se obter a equação da energia cinética turbulenta,  $k$ . Para isto é preciso multiplicar as equações médias de Reynolds, eq. (3.29), por  $u_i'$ ,

$$\overline{\rho u_j} \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \overline{\sigma_{ij} - \rho u_i' u_j'} \right] \quad (3.29)$$

sendo

$$\sigma_{ij} = -p \delta_{ij} + \mu \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (3.30)$$

Em seguida, tomando a média temporal dos termos da equação pode-se obter a seguinte expressão, Tennekes e Lumley, 1972:

$$\underbrace{\frac{\partial k}{\partial t}}_{(I)} + \underbrace{\overline{u_j} \frac{\partial k}{\partial x_j}}_{(II)} = - \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \underbrace{\overline{\frac{p}{\rho} u_j'}}_{(III)} + \underbrace{\frac{1}{2} \overline{ku_j'}}_{(IV)} - \underbrace{v \frac{\partial k}{\partial x_j}}_{(V)} \right] - \underbrace{\overline{u_i' u_j'} \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j}}_{(VI)} - \underbrace{v \left( \frac{\partial u_i'}{\partial x_j} \right)^2}_{(VII)} \quad (3.31)$$

Sendo, '(I)' A taxa de variação local; '(II)' O transporte convectivo; '(III)' e '(IV)' São associados ao transporte difusivo turbulento decorrente das flutuações presentes nos campos de pressão e velocidade; '(V)' O transporte difusivo-molecular de  $k$ . '(VI)' É denominado termo de produção, representa a taxa de transferência de energia do escoamento médio para o campo turbulento. '(VII)' Descreve a transformação de energia cinética em energia interna nas pequenas escalas turbulentas, usualmente referenciado pela letra grega  $\varepsilon$ , este termo pode ser interpretado como a taxa de dissipação viscosa de  $k$ , ou seja,

$$\varepsilon = \nu \overline{\left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right)^2}. \quad (3.32)$$

O conceito da cascata de energia permite relacionar a dissipação de energia nas pequenas escalas às grandes escalas turbulentas. Por conseguinte, assumindo os valores de  $k$  e  $\varepsilon$  como referencia para a definição de escalas de velocidade,  $U$ , e comprimento,  $L$ , representativas das grandes escalas de turbulência, tem-se que

$$U = k^{1/2} \quad e \quad L = \frac{1}{\varepsilon} k^{3/2} \quad (3.33)$$

onde  $L$  representa uma escala característica de comprimento. O valor da viscosidade turbulenta pode ser então, calculado aplicando-se o conceito de comprimento de mistura (3.10), obtendo-se:

$$\nu_t = C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (3.34)$$

A formulação padrão do modelo  $k - \varepsilon$  para altos números de Reynolds é expressa por,

$$\frac{\partial k}{\partial t} + u_j \frac{\partial k}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \nu + \frac{\nu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + \left[ \nu_t \left( \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} k \delta_{ij} \right] - \varepsilon, \quad (3.35)$$

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + u_j \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \nu + \frac{\nu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + C_{\varepsilon 1} \frac{\varepsilon}{k} \left[ \nu_t \left( \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} k \delta_{ij} \right] \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} - C_{\varepsilon 2} \frac{\varepsilon^2}{k}, \quad (3.36)$$

Os valores constantes foram obtidos a partir da correlação de dados experimentais de diversos escoamentos turbulentos, sendo dados por:

$$C_\mu = 0,09 \quad \sigma_k = 1,00 \quad \sigma_\varepsilon = 1,30 \quad C_{\varepsilon 1} = 1,44 \quad C_{\varepsilon 2} = 1,92$$

Os erros do modelo  $k - \varepsilon$  tem origem no uso de uma relação entre tensões turbulentas e taxas de deformação do escoamento médio, análoga à usada para o caso laminar e, também, devido à pouca fundamentação física da equação de transporte  $\varepsilon$ , para a qual nenhuma das correções propostas fornece uma generalidade suficiente. Conclui-se então, que o modelo falha na previsão de escoamentos afastados da condição de equilíbrio local. Na região próxima à parede o modelo  $k - \varepsilon$  apresenta um bom funcionamento a partir da região externa da camada limite turbulenta.

### 3.6 Modelo k - $\omega$

Kolmogorov, 1942, apresenta o primeiro modelo de turbulência. Neste modelo faz uma edição à equação de transporte para a energia cinética turbulenta, sugerindo como segundo parâmetro a taxa de dissipação de energia por unidade de volume e tempo,  $\omega$ . Neste modelo,  $\omega$ , representa a frequência média determinada por:

$$\omega = c \frac{k^{1/2}}{L} \quad (3.37)$$

sendo, 'c' constante, ' $k^{1/2} / \omega$ ' o comprimento de mistura; ' $\omega$ ' a taxa de transferência de energia cinética turbulenta das grandes escalas para as pequenas escalas.

Kolmogorov, 1942, apresenta o modelo k -  $\omega$  de forma breve cuja equação diferencial de transporte para  $\omega$  é dada por:

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \omega}{\partial x_j} = -\beta \omega^2 + \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \frac{v_t}{\sigma} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right) \quad (3.38)$$

Wilcox, 1998 fez uma versão mais extensa daquela proposta por Kolmogorov. Esta versão é chamada de modelo k -  $\omega$  padrão.

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial k}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \nu + \frac{v_t}{\sigma_{k1}} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + \left[ v_t \left( \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} k \delta_{ij} \right] - \beta_k k \omega \quad (3.39)$$

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \omega}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \nu + \frac{v_t}{\sigma_{\omega 1}} \right) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] + \alpha_1 \frac{\omega}{k} \left[ v_t \left( \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} k \delta_{ij} \right] - \beta_{\omega 1} \omega^2 \quad (3.40)$$

sendo,

$$\alpha_1 = 5/9 \quad \beta_k = 9/100 \quad \beta_{\omega 1} = 3/40 \quad \sigma_{k1} = 2 \quad \sigma_{\omega 1} = 2$$

Este modelo apresenta boas predições do escoamento em camada limite bidimensional. Também não requer, necessariamente, formulações específicas para baixos números de Reynolds, evitando, assim, a utilização de complexas funções de amortecimento.

O modelo k -  $\omega$  padrão faz de forma acurada as predições do escoamento em camada limite bidimensional, incluindo condições de pressões favoráveis e adversas.

Este modelo pode ser utilizado para a descrição do escoamento nas regiões perto à parede, mas alguns autores apresentam formulações específicas para baixos números de Reynolds. Wilcox, 1994, adiciona que o modelo é capaz de prever a transição com a adição de funções de amortecimento no modelo  $k - \omega$ . A principal limitação deste modelo está referenciada à conhecida sensibilidade a variações nas condições de corrente livre o que traduz em variações significativas nos resultados ao ter pequenas variações no valor de  $\omega$ .

### 3.7 Modelo $k - \omega$ SST

O modelo  $k - \omega$  SST desenvolvido originalmente por Menter, 1994, é feito como forma de unir as vantagens do modelo  $k - \omega$  clássico na região próxima à parede com o bom funcionamento do modelo  $k - \epsilon$  a partir da região externa da camada limite turbulenta. O modelo  $k - \omega$  SST, o qual incorpora um termo de amortecimento de difusão cruzada na equação  $\omega$ , resulta do modelo  $k - \epsilon$  acoplado ao modelo  $k - \omega$  por funções de mistura de forma que este último substitua o uso de leis de parede na modelagem do escoamento que acontece na vizinhança imediata das fronteiras sólidas. Os modelos  $k - \omega$  e  $k - \epsilon$  são multiplicados por uma função de amortecimento e tem a suas equações somadas entre si. Na região dentro da camada limite, a função de amortecimento tem valor igual a um, ativando o modelo  $k - \omega$  clássico. Fora da camada limite, a função de amortecimento tem o seu valor igual zero, ativando o modelo  $k - \epsilon$  transformado. Também mostra a modificação da viscosidade turbulenta,  $\nu_t$ , para levar em conta no cálculo das tensões de Reynolds.

Contudo, Nóbrega, 2012, enumera três desvantagens do modelo  $k - \omega$  SST. Com respeito ao seu regime de estado estacionário:

(I) Toda a evolução transiente é completamente suprimida da simulação e passou a ser modelada por equações de transporte que envolvem uma série de hipóteses heurísticas, que não raramente conduzem a comportamentos não físicos.

(II) Com respeito à sua inabilidade para capturar a repartição dos vórtices tridimensionais, cujo papel na evolução turbulenta é bem conhecido e importante demais para ser descartada.

(III) Relacionado à hipótese de Boussinesq, através da qual o tensor das tensões de Reynolds é relacionado à taxa de deformação por meio de uma

viscosidade turbulenta, que é uma propriedade do escoamento e não do fluido. Em escoamentos bidimensionais, pode ser matematicamente demonstrado que isto implica em que, descontando os elementos da direção homogênea, a tensão de Reynolds permanece isotrópica.

A primeira e a segunda deficiência acima mencionadas (I) e (II), apenas podem ser superadas se uma formulação transiente das equações RANS for empregada, o que é conhecido na literatura com a sigla URANS (Unsteady Reynolds Averaged Navier-Stokes). No entanto, muitas vezes os níveis de dissipação fornecidos por esta modelagem são demasiado elevados para permitir o desenvolvimento das estruturas transientes, e a modelagem URANS se reverte para a RANS tradicional, sendo assim convergida para uma solução de estado estacionário.

Apesar destas desvantagens os autores tem encontrado uma concordância razoável com os resultados experimentais e numéricos utilizando modelos RANS. O autor também pondera que tais modelos podem produzir uma boa relação de compromissos de custo-precisão.

### 3.7.1 Equações de transporte para o modelo $k - \omega$ SST

Este modelo é baseado na ideia de decomposição de Reynolds, onde qualquer quantidade  $U$  pode ser decomposta na forma  $U = \bar{U} + u'$  e na ideia da viscosidade turbulenta,  $\nu_t$ . Os valores  $\bar{U}$  e  $u'$  são as médias temporais dessas quantidades e  $u'$  representa as flutuações dessas quantidades.

Através da hipótese de Boussinesq,

$$\overline{-u_i u_j} = \nu_t \left( \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{U}_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \delta_{ij} k \quad (3.41)$$

Introduzindo a eq. (3.41) na eq. (3.17), é possível chegar a

$$\rho \left( \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial t} + \frac{\partial (\bar{U}_i \bar{U}_j)}{\partial x_j} \right) = - \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \mu \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} - \overline{u_i v_j} \right) \quad (3.42)$$

Aplicando a hipótese de Boussinesq, a eq. (3.42), poderá ser reescrita em forma de seus campos médios (Silva et al., 2002)



$$\rho \left( \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial t} + \frac{\partial (\bar{U}_i \bar{U}_j)}{\partial x_j} \right) = - \frac{\partial \bar{P}^*}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left( (\mu + \mu_t) \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} \right) \quad (3.43)$$

$$P^* = P + \frac{2}{3} k \rho$$

A modelagem do termo  $\overline{u'v'}$ , oriundo dos termos não lineares da equação de Navier Stokes, produzem uma variável adicional,  $\mu_t$ , que deverá ser modelada.

$$\frac{\mu_t}{\rho} = \nu_t = \frac{a_1 k}{\max(a_1 \omega, \Omega F_2)} \quad (3.44)$$

Dessa forma é necessário o conhecimento dos campos de campo de energia cinética turbulenta,  $k$  e dissipação específica,  $\omega$ . Duas equações de transporte para esses escalares são avaliadas. Uma equação para  $\omega$ , pode ser derivada da equação de transporte de  $\varepsilon$ , salvo algumas modificações.

Assim, o modelo  $k - \omega$  SST, terá uma forma semelhante ao modelo  $k - \omega$ , como segue:

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho k u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \Gamma_k \frac{\partial k}{\partial x_j} \right) + G_k - Y_k \quad (3.45)$$

e,

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho \omega) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho \omega u_j) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \Gamma_\omega \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right) + G_\omega - Y_\omega + D_\omega \quad (3.46)$$

$G_k$  Representa a produção da energia cinética turbulenta devido aos gradientes de velocidade média.

$$G_k = \min(G_k, 10 \rho \beta^* k \omega) \quad (3.47)$$

$G_\omega$  Representa a produção de  $\omega$ , calculada como se calcula no modelo  $k - \omega$ .

$$G_\omega = a \frac{\omega}{k} G_k \quad (3.48)$$

$\Gamma_k$  e  $\Gamma_\omega$  Representam a difusividade efetiva de  $k$  e  $\omega$  respetivamente.

$$\Gamma_k = \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\omega} \quad (3.49)$$

$$\Gamma_\omega = \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \quad (3.50)$$

$Y_k$  e  $Y_\omega$  Representam a dissipação de  $k$  e  $\omega$ , respetivamente, devido a turbulência.

$$Y_k = \rho \beta^* k \omega \quad (3.51)$$

$$Y_\omega = \rho \beta \omega^2 \quad (3.52)$$

$D_\omega$  Representa o termo difusão-cruzada.

$$D_\omega = 2(1 - F_1) \rho \frac{1}{\omega \sigma_{\omega,2}} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \quad (3.53)$$

Nesse trabalho as constantes utilizadas foram constantes padrões do modelo  $k - \omega$  SST

$$\sigma_{k,1} = 1,176, \sigma_{\omega,1} = 2,0, \sigma_{k,2} = 1,0, \sigma_{\omega,2} = 1,168, a_1 = 0,31, \beta_{i,1} = 0,075, \beta_{i,2} = 0,0828$$

As constantes foram tomadas daquelas utilizadas pelo CFX®.

### 3.8 Modelo SAS-SST

O modelo SAS (Scale-Adaptive Simulation) é uma formulação URANS. Tal formulação do modelo SAS que é baseado na introdução de comprimento de escala de Von Karman, permite ao modelo se ajustar dinamicamente em estruturas resolvidas em simulações URANS.

A equação do comprimento de escala turbulenta foi revisitada por Menter e Egorov, 2004. O modelo a duas equações apresentado pelos autores pode ser operado em modo RANS e SAS. A partir do modelo a duas equações de SST pode-se chegar à formulação do modelo de SST-SAS.

A versão original do modelo SAS-SST, Menter e Egorov, 2004, sofreu certa evolução e a versão mais recente modelo foi apresentado por Egorov e Menter, 2007. Uma mudança no modelo é o uso da taxa de comprimento de escala quadrática  $(L/L_{vK})^2$  na eq. (3.55),  $Q_{SAS}$ , em vez da forma linear da versão modelo original. O uso da relação de comprimento de escala quadrática é mais consistente com a derivação

do modelo e não são esperadas grandes diferenças em relação à versão do modelo original.

As equações governantes do modelo SAS-SST diferem daqueles do modelo SST RANS pelo termo fonte adicional  $Q_{SAS}$  na equação de transporte para a frequência de vorticidade turbulenta,  $\omega$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \omega}{\partial t} + \overline{U}_j \frac{\partial \omega}{\partial x_j} = & \alpha_2 \frac{\omega}{k} \tau_{ij} \frac{\partial \overline{U}_i}{\partial x_j} - \beta_2 \omega^2 + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ (v + \sigma_{\omega 2} v_t) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] \\ & + (1 - F_1) \frac{\sigma_{\omega 2}}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} + Q_{SAS} \end{aligned} \quad (3.54)$$

O termo fonte adicional  $Q_{SAS}$  é baseado na comparação de escalas turbulentas:

$$Q_{SAS} = \max \left[ \rho \eta_2 k S^2 \left( \frac{L}{L_{vk}} \right)^2 - C \frac{2\rho K}{\sigma_f} \max \left( \frac{1}{\omega^2} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j}, \frac{1}{k^2} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial k}{\partial x_j} \right), 0 \right] \quad (3.55)$$

Os parâmetros do modelo apresentado na equação (3.55) são,

$$\eta_2 = 3.51$$

$$\sigma_\phi = 2/3$$

$$C = 2$$

Na eq. (3.55),  $L$  é a escala de comprimento da turbulência modelada e  $L_{vk}$  a escala de comprimento de Von Kármán:

$$L = \frac{\sqrt{k}}{C_\mu^{1/4} \omega}, \quad L_{vk} = \frac{kS}{\sqrt{\frac{\partial^2 U_i}{\partial x_j \partial x_j} \frac{\partial^2 U_i}{\partial x_j \partial x_j}}} \quad (3.56)$$

onde  $S$  é dado por:

$$S = \sqrt{2S_{ij}S_{ij}}, \quad S_{ij} = \frac{1}{2} \left[ \frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right] \quad (3.57)$$

sendo, ' $S_{ij}$ ' o tensor taxa de deformação.

## CAPITULO 4

### 4. SIMULAÇÃO NUMÉRICA

Nesta seção serão apresentados os métodos utilizados para a simulação numérica. Os modelos de turbulência  $k-\omega$  SST e SAS-SST serão objeto de estudo nesta simulação. As simulações numéricas realizadas neste trabalho foram feitas para cilindros de igual diâmetro,  $d=1[m]$ , dispostos lado a lado. Em primeira instancia serão utilizados os dois modelos de turbulência para o espaçamento  $p/d=1,60$ . Este primeiro estudo realizou-se com o fim de verificar qual dos modelos apresentou melhor resultado. O seguinte passo foi a utilização do modelo SAS-SST para os espaçamentos de  $p/d=1,26$  e  $p/d=2,00$ . O número de Reynolds foi o mesmo para cada uma das simulações. Este número foi baseado no estudo experimental de Vagtingski, 2008, corresponde ao regime subcrítico,  $Re=2,07 \times 10^4$ . O número de Reynolds foi baseado na velocidade da corrente livre,  $U_\infty$ , no diâmetro do cilindro,  $d$  e na viscosidade cinemática do fluido,  $\nu$ . O equacionamento imposto nesta simulação para o cálculo da viscosidade turbulenta,  $\nu_t$ , já foi apresentado no capítulo 3. As condições iniciais do problema foram geradas em regime permanente. Nesta primeira etapa da simulação trabalharam-se 100 iterações para cada um das simulações. Uma vez obtidos os resultados em regime permanente a segunda etapa foi realizada em regime transiente. Os passos de tempo utilizados para cada simulação serão apresentados no capítulo 5.

Entre as principais sequências do processo de simulação encontra-se a determinação da geometria, requisitos de malhas e imposição de condições de contorno.

#### 4.1 Determinação do domínio computacional

A Figura 4.1 apresenta o domínio computacional do problema. As medidas do domínio foram adimensionalizadas pelo diâmetro do cilindro,  $d$ .

Na entrada, utilizou-se uma velocidade de referência de  $U_\infty=0,321$  m/s. Nas outras direções componentes 'v' e 'w' os valores foram nulos. A intensidade turbulenta

foi de 1%, da velocidade da corrente livre. A intensidade turbulenta é baseada nos resultados experimentais de Vagtinski, 2008.

Na saída o tipo de condição de contorno utilizada foi *opening*. Esta condição permite diminuir o comprimento do volume de controle visto que permite a entrada do escoamento para o caso de escoamento reverso (*backflow*). Para este tipo de condição é necessário impor condições de intensidade de turbulência de retorno. Nesse caso foi imposto 1%. Também foi imposta na saída pressão relativa nula.

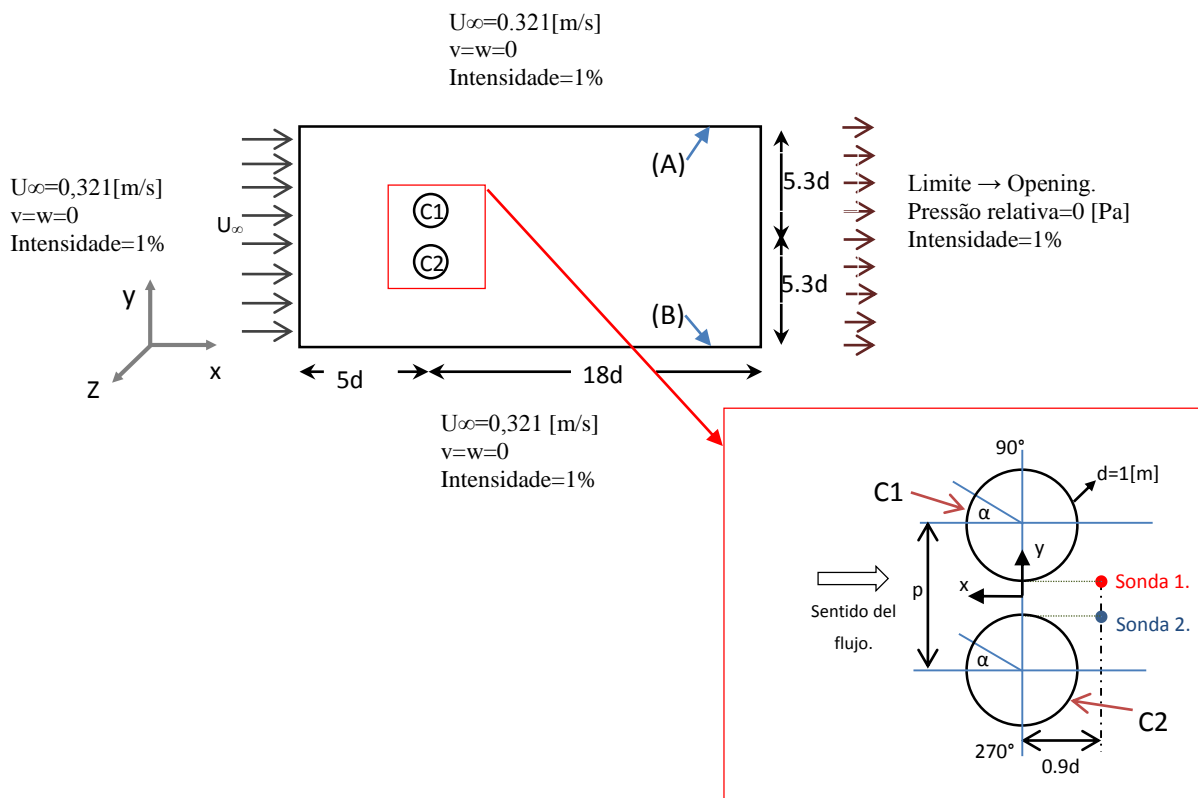


Figura 4.1 Condições de contorno do domínio computacional

As condições de contorno para as faces superior “(A)” e inferior “(B)” dos cilindros são as mesmas que aquelas utilizadas na entrada. Este critério permite que o escoamento nas laterais dos cilindros não seja influenciado pelo domínio da geometria.

No contorno de cada um dos cilindros, a condição de contorno imposta foi de não deslizamento,  $u = v = w = 0$ . O comprimento na terceira dimensão (eixo z) foi adotado  $z = 10$  mm. No plano xy foi adotado condição de simetria.

#### 4.1.1 Geração de Malha

A malha foi feita de forma cartesiana, através da divisão de todo o volume de controle em volumes de controle menores. A Figura 4.2 mostra a divisão do domínio. Este tipo de divisão foi utilizado para todos os espaçamentos feitos neste trabalho,  $p/d=1,26$ ,  $p/d=1,60$  e  $p/d=2,0$ .

A divisão da malha em domínios menores foi feita com a previsão na necessidade de gerar uma malha mais refinada para uma solução adequada do escoamento turbulento. Assim foi necessário um maior refinamento junto às paredes dos cilindros.



Figura 4.2 Domínio da geometria utilizada dividida em domínios menores.

Modelos de turbulência como o modelo SST necessitam resolver a subcamada viscosa, uma vez que não foi imposta qualquer lei para a descrição de perfis de velocidade na subcamada viscosa e na região completamente turbulenta. Segundo o manual do CFX®, a requisição de malha para este tipo de modelo exige que exista pontos da malha a uma distância adimensional  $y^+ \leq 1$ . A variável  $y^+$  pode ser calculada como segue

$$y^+ = \frac{y u^*}{\nu} \quad (4.1)$$

onde  $y$  é a distância do primeiro ponto da malha junto a parede,  $\nu$  é a viscosidade cinemática. O termo  $u^*$  representa a velocidade de fricção, que é definida a través da eq. (4.2),

$$u^* = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}} \quad (4.2)$$

A quantidade  $\tau_w$  representa a tensão cisalhante na parede e varia com a posição angular.

Nesse trabalho a tensão de cisalhamento na parede foi estimada através de equações (já bem estabelecidas) para o escoamento turbulento em uma placa plana. A tensão cisalhante na placa plana pode ser avaliada conforme eq. (4.3).

$$\tau_w = \frac{0,0135 \mu^{\frac{1}{7}} \rho^{\frac{6}{7}} U_\infty^{\frac{13}{7}}}{x^{\frac{1}{7}}} \quad (4.3)$$

Dividindo ambos os lados da eq. (4.2) por  $\rho$  tem-se:

$$\frac{\tau_w}{\rho} = \frac{0,0135 \mu^{\frac{1}{7}} \rho^{\frac{6}{7}} U_\infty^{\frac{13}{7}}}{x^{\frac{1}{7}} \rho} \quad (4.4)$$

e sabendo que,

$$\frac{\tau_w}{\rho} = u^{*2} \quad (4.5)$$

finalmente,

$$u^{*2} = \frac{0,0135 U_\infty^2}{Re_x^{\frac{1}{7}}} \quad (4.6)$$

Utilizando a eq. (4.6) e avaliando o número de Reynolds para um cilindro isolado. Atrávez de substituição de  $Re_x$  por  $Re_d$ , então:

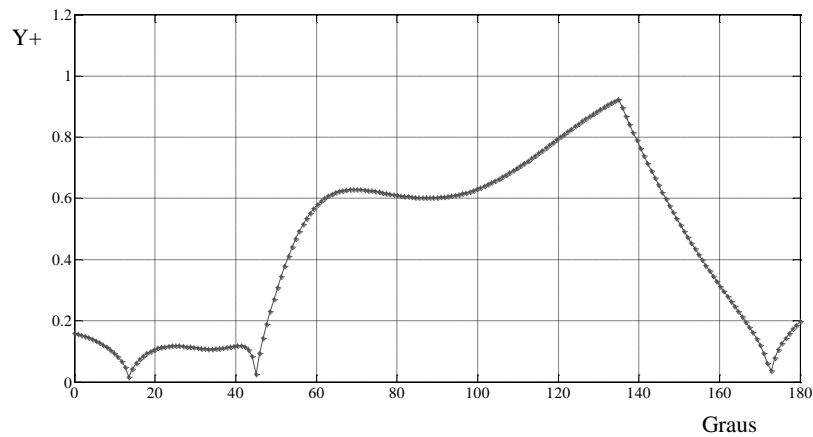
$$u^{*2} = \frac{0,0135 U_\infty^2}{Re_d^{\frac{1}{7}}} \quad (4.7)$$

A utilização da eq. (4.7), juntamente com a eq. (4.1), produz uma distância para o primeiro nó da malha, para  $y^+ = 1$ , a partir da superfície sólida de 0,84 [mm].

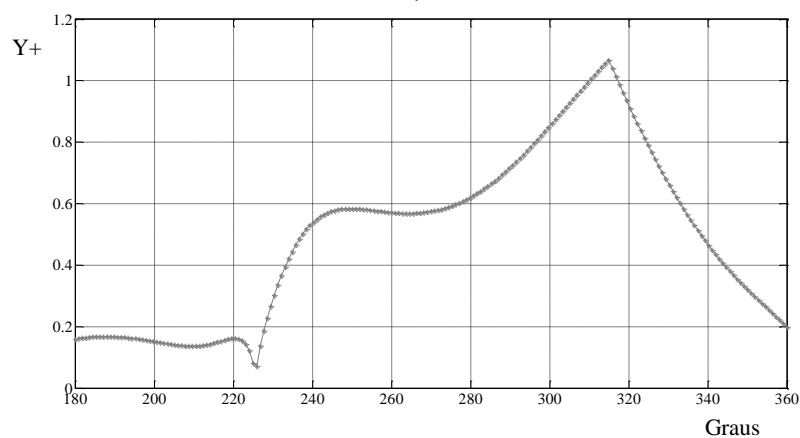
Nesse trabalho o primeiro nó da malha a partir da superfície sólida de cada cilindro foi de 0,50 mm, de forma a assegurar um valor de  $y^+$  menor que 1.

Após a construção da malha e imposição das condições de contorno uma solução para regime transiente foi avaliada. O objetivo da solução foi determinar se os valores de  $y^+$  encontravam-se dentro do avaliado. Os resultados apresentados na Figura 4.3 foram realizados em CDF Post.

Na Figura 4.3b nota-se entre  $310^\circ$  e  $317^\circ$  que uma pequena porção dos resultados ficou acima de  $y^+ = 1$ . Este resultado não satisfatório de  $y^+$  corresponde aproximadamente ao 2%, assim pode-se notar que a eq. (4.7) produz resultados satisfatórios na determinação de  $y^+$ . Os resultados para o segundo cilindro são iguais que resultados de C1.



a)



b)

Figura 4.3. Comportamento do  $y^+$  ao redor do cilindro C1. a) Cilindro C1, de  $0^\circ$  a  $180^\circ$ . b) Cilindro C1, de  $180^\circ$  a  $360^\circ$ .

Dessa forma a malha escolhida para a avaliação dos resultados numéricos produziu, aproximadamente, 2.300.000 nós. Os comportamentos para os demais espaçamentos comportaram-se da mesma forma já que o tratamento da malha foi o mesmo para todos.



## CAPITULO 5

### 5. RESULTADOS

Serão apresentados os resultados de simulações feitas para cilindros dispostos lado a lado do mesmo diâmetro para os espaçamentos  $p/d=1,26$ ,  $p/d=1,60$  e  $p/d=2,00$ . No caso do espaçamento  $p/d=1,60$  foi feito primeiramente no modelo  $k-\omega$  SST e depois comparado com o modelo SAS-SST no mesmo espaçamento. Isto foi feito com a finalidade de verificar o comportamento de cada um destes modelos para um mesmo espaçamento e assim poder avançar neste trabalho com o melhor deles.

Foi utilizado para todos os estudos um número de Reynolds  $Re=20700$ . Este número de Reynolds foi baseado na velocidade da corrente livre,  $U_\infty$ , no diâmetro do cilindro,  $d$  e na viscosidade cinemática do fluido,  $\nu$ . Este regime foi tomado do estudo feito por Vagtinsky, 2008. As simulações foram transientes. Foram avaliados na simulação para o espaçamento  $p/d=1,60$  os modelos  $k-\omega$  SST e SAS-SST a simulação transiente ocorrem para um passo de tempo  $\Delta t = 0,40$  [s]. O espaço de tempo  $\Delta t = 0,40$  [s] foi utilizado em primeira instância para obter resultados em menor tempo devido ao grande consumo computacional que precisam as simulações. No caso do espaçamento  $p/d=1,60$  para o modelo  $k-\omega$  SST utilizou-se um tempo total de 14 dias aproximadamente para sua simulação, no caso do SAS-SST precisou-se de aproximadamente 20 dias. Para ambos os modelos foram simulados 350 [s]. Para todos os casos foram guardados os resultados com uma frequência a cada quatro vezes de  $\Delta t$ .

Para conseguir aumentar a frequência de aquisição de dados, o passo de tempo utilizado para o espaçamento  $p/d=1,60$  foi diminuído para  $\Delta t = 0,10$  [s]. Assim, os espaçamentos,  $p/d=1,26$  e  $p/d=2,00$ , no modelo SAS-SST foram feitas simulações transientes para um passo de tempo  $\Delta t = 0,10$  [s]. Para o espaçamento  $p/d=1,26$  precisou-se de 60 dias aproximadamente para simular 450 [s]. Já para o espaçamento  $p/d=2,00$  precisou-se de 60 dias aproximadamente para um tempo total de simulação de 220 [s]. E

Determinou-se prosseguir com o modelo SAS-SST devido ao seu melhor comportamento, entre os dois modelos comparados, para este tipo de estudo. Assim,

os resultados apresentados para os espaçamentos  $p/d=1,26$  e  $p/d=2,0$  foram feitos no modelo SAS-SST.

### 5.1 Parâmetros de adimensionalização dos resultados

Os parâmetros de adimensionalização normalmente utilizados na análise de escoamentos através do arranjo de tubos, desconsiderando as trocas térmicas, são:

- Número de Reynolds (Re): estabelece a relação entre as forças de inércia e as forças viscosas, e pode ser avaliado como segue;

$$\text{Re} = \frac{U_{\infty} d}{\nu} \quad (5.1)$$

- Número de Strouhal (St): utilizado na definição de adimensionalização de frequências.

$$\text{St} = \frac{f d}{U_{\infty}} \quad (5.2)$$

sendo, 'f' a frequência - Hz; 'd' o diâmetro - m; 'U<sub>∞</sub>' a velocidade de incidência – m/s

- Coeficiente de pressão

$$C_p = \frac{P_{\alpha} - P_o}{\frac{1}{2} \rho U_{\infty}^2} \quad (5.3)$$

sendo, 'P<sub>o</sub>' a pressão atmosférica; 'P<sub>α</sub>' a pressão instantânea medida ao redor do cilindro; 'ρ' a massa específica do fluido.

Neste trabalho o desvio padrão das flutuações de pressão serão adimensionalizadas pela pressão dinâmica, tal como segue,

$$\text{r.m.s.}_{\text{ad.}} = \frac{\sqrt{P_{\alpha}^2}}{\frac{1}{2} \rho U_{\infty}^2} \quad (5.4)$$

sendo, P<sub>o</sub> a pressão atmosférica, neste caso P<sub>o</sub> = 0, C<sub>p</sub>, o coeficiente de pressão em torno dos tubos e r.m.s.<sub>ad.</sub>, o valor adimensional do desvio padrão da flutuação de pressão.

Para definição destas grandezas é necessário adotar velocidades e comprimentos de referência característicos do banco de tubos, dando origem a diversas possibilidades de definições de parâmetros de adimensionalização (Endres e Möller, 2001-b). Neste trabalho será utilizado o diâmetro externo do tubo como

comprimento característico, e a velocidade não perturbada da corrente livre,  $U_\infty = 0,321$  m/s.

## 5.2 Resultados para o espaçamento $p/d=1,60$ para os modelos SAS-SST e $k-\omega$ SST

Os resultados aqui apresentados foram para um espaçamento  $p/d=1,60$ . O esquema de tomada de dados junto à localização das sondas virtuais apresenta-se na Figura 5.1. Os dados de velocidade obtidos foram adquiridos no sentido do escoamento, direção 'x'.

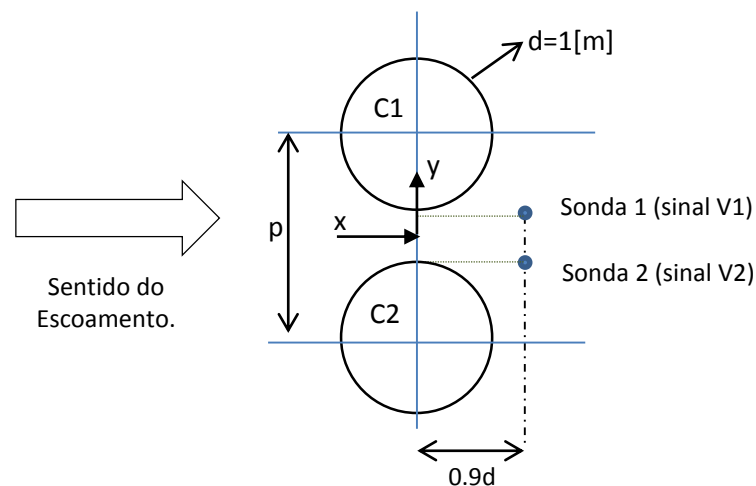


Figura 5.1 Geometria dos dois tubos dispostos lado a lado e o posicionamento das sondas utilizadas nas simulações para o espaçamento  $p/d=1,60$ .

### 5.2.1 Campos de pressão

Nesta parte do trabalho são apresentados os resultados das pressões médias e flutuação de pressão no contorno dos tubos. Os valores são mostrados adimensionalizadas pela pressão dinâmica  $\frac{1}{2} \rho U_\infty^2$ , e como função da posição angular dos tubos,  $\alpha$ , eq. (5.3).

Na Figura 5.2 é apresentado o posicionamento dos ângulos para um dos cilindros, da mesma forma se trabalha no outro cilindro. A tomada de dados foi feita a cada  $10^\circ$  ao redor dos cilindros. Sendo o ponto de estagnação está localizado na posição  $0^\circ$ .

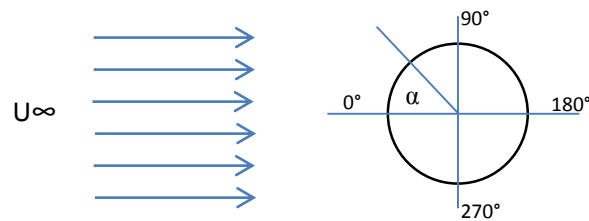


Figura 5.2 Posicionamento dos ângulos de tomada de dados para um dos cilindros.

Poryoussefi et al., 2009, fizeram um estudo experimental da interferência do escoamento turbulento sobre três cilindros em arranjo triangular equidistante e quatro cilindros em arranjo quadrangular equidistante. O autor também apresenta resultados para uma distribuição de pressão ao redor de um cilindro isolado. A distribuição do cilindro isolado apresenta-se na Figura 5.3. Os cilindros utilizados no experimento são todos do mesmo diâmetro e as pressões sobre a superfície dos cilindros foi medida com o uso de transdutores de pressão. A configuração dos 4 cilindros é apresentada na, Figura 5.4. O Reynolds utilizado foi  $Re=6,08 \times 10^4$  e os espaçamentos utilizados foram  $p/d=1,50$  e  $p/d=2,00$ .

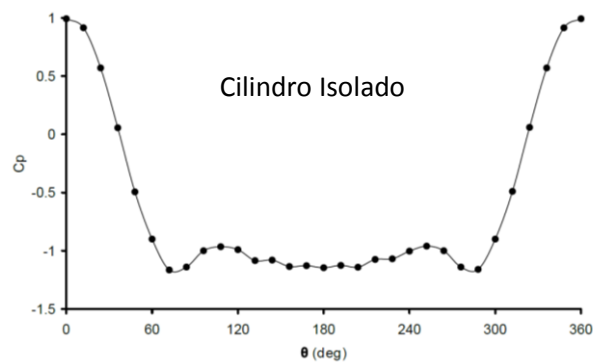


Figura 5.3 Distribuição do coeficiente de pressão sobre a superfície de um cilindro isolado.

Fonte: Pouryoussefi et al., 2009.

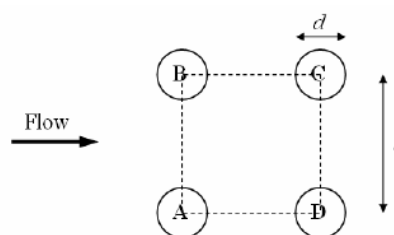


Figura 5.4. Configuração de quatro cilindros em arranjo quadrangular.

Fonte: Poryoussefi et al., 2009.

É possível fazer uma comparação qualitativa entre os resultados do presente trabalho para  $p/d=1,60$  e os resultados obtidos por Poryoussefi et al. para  $p/d=1,50$  nos cilindros “A” e “B” da Figura 5.5. Assim, os resultados da simulação feita neste trabalho mostram uma grande similitude na hora de uma avaliação qualitativa.

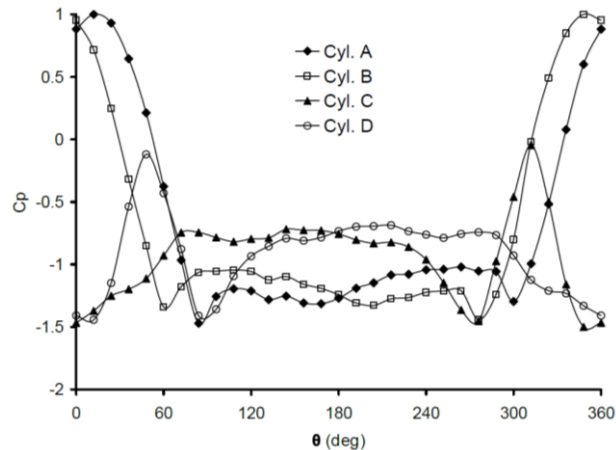


Figura 5.5 Distribuição do coeficiente de pressão para quatro cilindros  $p/d=1,50$ ,  $Re=6,08 \times 10^4$ .

Fonte: Poryoussefi et al., 2009.

Nas Figura 5.6 e Figura 5.7 são apresentadas as distribuições de pressões médias nos contornos dos cilindros C1 e C2 para os modelos de turbulência  $k-\omega$  SST e SAS-SST respectivamente. A posição angular  $\alpha$  varia de  $0^\circ$  a  $360^\circ$  graus. Para os modelos  $k-\omega$  SST e SAS-SST os cilindros apresentam pontos de estagnação que acontecem fora de  $\alpha = 0^\circ$ .

No cilindro C1,  $0 < \alpha < 180^\circ$ , para ambos os modelos os resultados do coeficiente de pressão parecem ser afetados pela presença do cilindro C2, observar Figura 5.6 para  $0^\circ < \alpha < 20^\circ$ . Pode-se notar que os coeficientes de pressão não fecham no ponto de estagnação e ficaram acima de  $C_p=1,00$  como é de se esperar para um cilindro isolado, Figura 5.3.

Nos resultados apresentados do cilindro C1, Figura 5.6, pode-se observar diferenças entre os valores de coeficiente de pressão para  $50^\circ < \alpha < 80^\circ$  para os modelos  $k-\omega$  SST e SAS-SST. Para o modelo SAS-SST encontrou-se um coeficiente de pressão menor  $C_p= -1,62$  e para o modelo  $k-\omega$  SST um coeficiente de pressão menor  $C_p= -2,13$ . Para o mesmo cilindro na Figura 5.5, cilindro “B”, o menor coeficiente de pressão feito pelo autor foi aproximadamente  $C_p=1,40$ , para  $50^\circ < \alpha < 80^\circ$ . Estes resultados apresentam uma diferença aproximada de 20% com os

encontrados neste trabalho para o modelo SAS-SST e uma diferença aproximada de 72% com o modelo k- $\omega$  SST. Assim pode-se dizer que o modelo SAS-SST avalia melhor os resultados quanto o k- $\omega$  SST.

No cilindro C1 do presente trabalho pode-se apreciar que o ponto de estagnação moveu-se positivamente para jusante para os dois modelos, Figura 5.6. Este ponto de estagnação no caso do modelo k- $\omega$  SST localizou-se em  $10^\circ$  e para o modelo SAS-SST ficou para jusante em  $15^\circ$ . Nota-se também que no cilindro C1,  $180^\circ < \alpha < 360^\circ$ , pode-se notar um aumento do coeficiente de pressão em  $\alpha = 350^\circ$  para os dois modelos, k- $\omega$  SST e SAS-SST. Para o trabalho apresentado por Poryoussefi et al., 2009, este incremento do coeficiente de pressão também fica aproximadamente para  $\alpha = 350^\circ$ . Estes resultados indicam o bom comportamento das simulações feitas como também a influência que tem um cilindro sobre o outro.

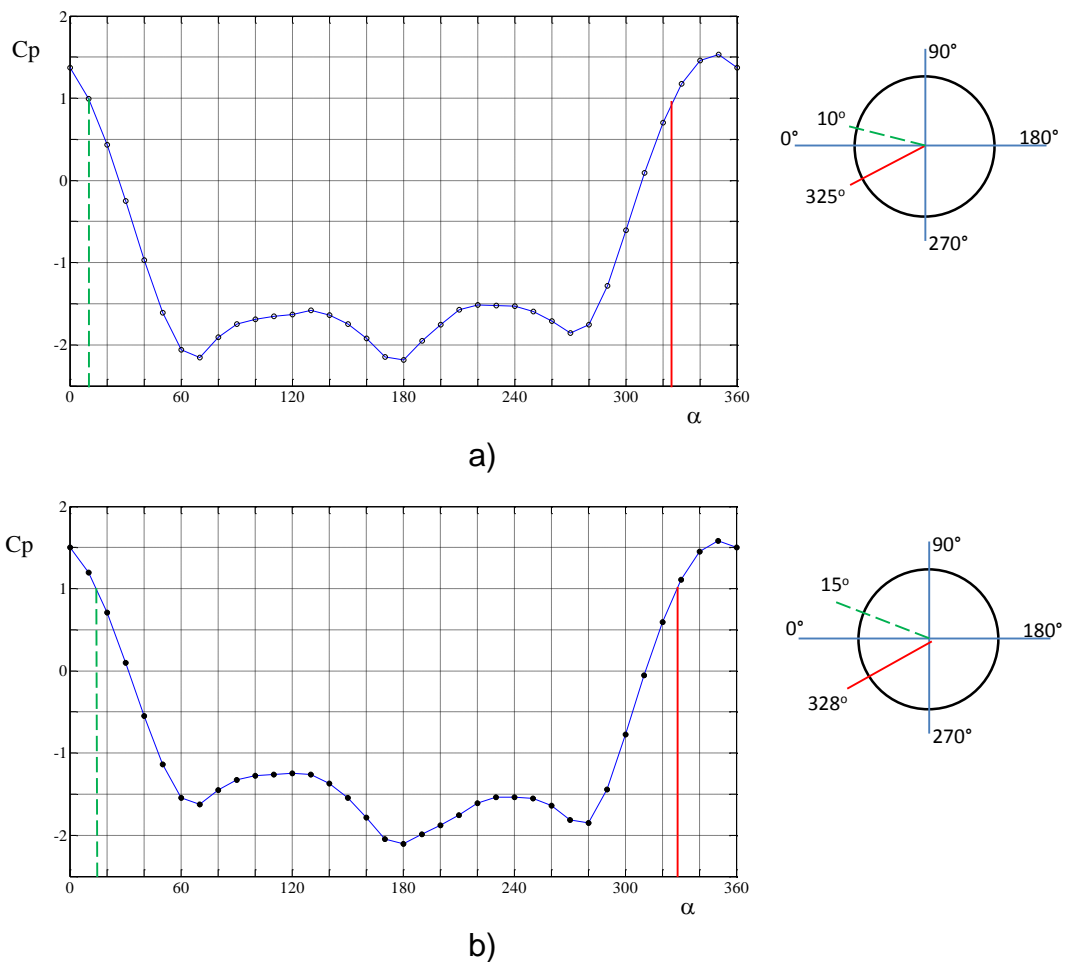


Figura 5.6. Distribuição de pressões médias (a) Cilindro C1; Modelo k- $\omega$  SST.

(b) Cilindro C1; Modelo SAS-SST.

Na Figura 5.7 apresentam-se os resultados para o cilindro C2 em ambos os modelos. No cilindro C2,  $180^\circ < \alpha < 360^\circ$ , para ambos os modelos os resultados do coeficiente de pressão parecem ser afetados pela presença do cilindro C1, da mesma forma que acontece no cilindro C1. O ponto de estagnação moveu-se positivamente para jusante para os dois modelos. Este ponto de estagnação no caso dos modelos  $k-\omega$  SST e SAS-SST foram iguais, sendo em  $345^\circ$  para ambos os modelos. Nota-se também que no cilindro C2,  $0^\circ < \alpha < 180^\circ$ , pode-se verificar um aumento do coeficiente de pressão máximo em  $\alpha = 10^\circ$  para os dois modelos,  $k-\omega$  SST e SAS-SST. Fazendo a comparação com os resultados para o cilindro "A" da Figura 5.5 pode-se notar que o coeficiente de pressão máximo fica para  $\alpha = 10^\circ$ . Isto indica o bom comportamento e também indica a influência que tem um cilindro sobre o outro.

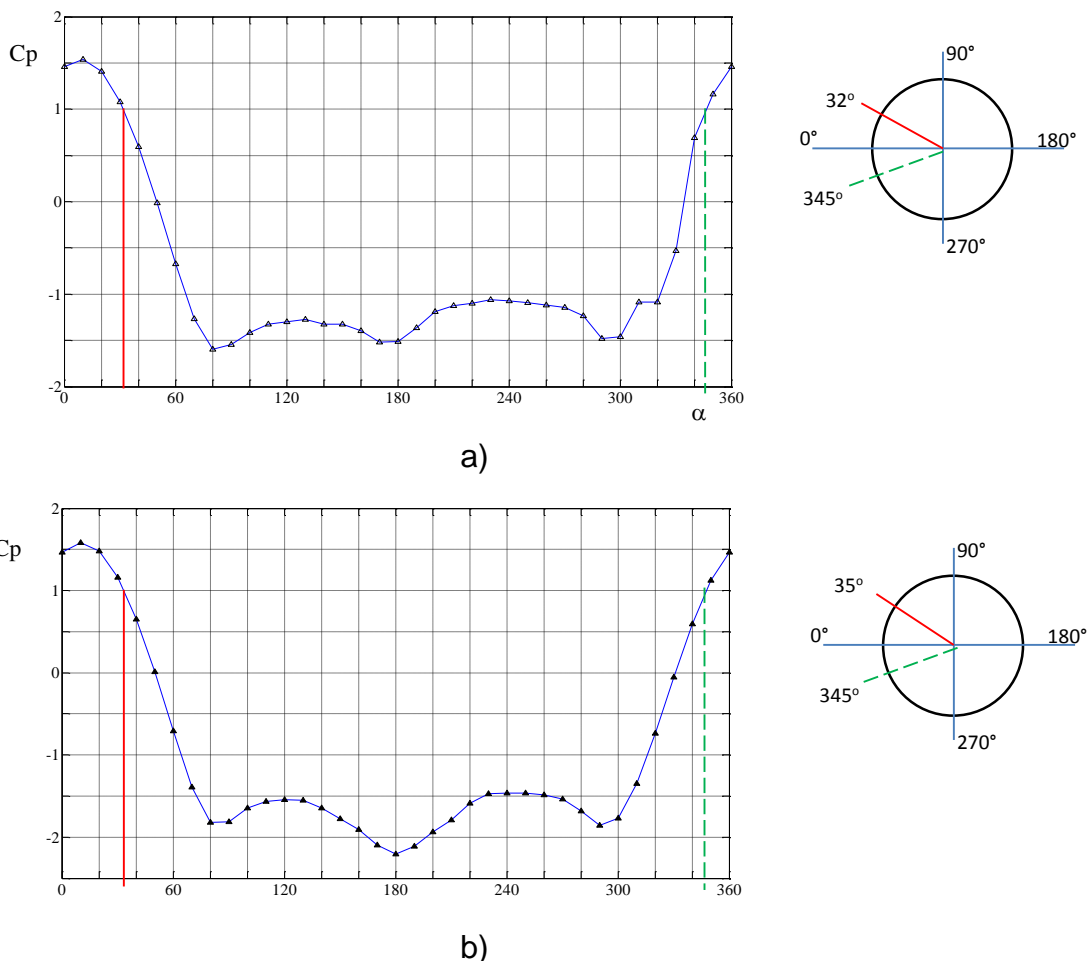


Figura 5.7. Distribuição de pressões médias (a) Cilindro C2; Modelo  $k-\omega$  SST. (b) Cilindro C2; Modelo SAS-SST. Do lado direito de cada figura apresenta-se os pontos de estagnação no cilindro para cada modelo.

Os resultados no trabalho de Alam et al., 2003, apresentam dois picos com valores de r.m.s., Figura 5.8. É possível fazer uma comparação qualitativa com o trabalho do Alam et al., 2003. Nesta comparação qualitativa pode-se verificar a presença de dois picos em ambos os gráficos, Figura 5.8 e Figura 5.10. No artigo apresentado por Alam et al. apresenta que os resultados foram obtidos de forma direta com transdutores de pressão localizados nos cilindros.

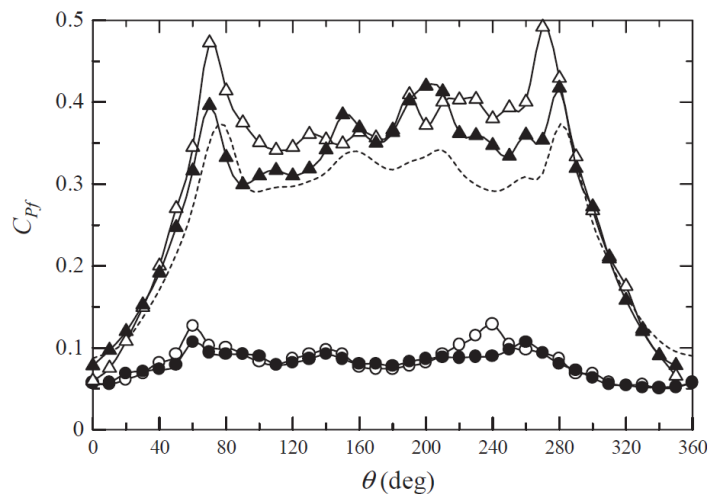


Figura 5.8 Flutuações do coeficiente de pressão,  $C_{pf}$ , distribuições:  $\circ$ , modo 'NW',  $T/D=0,50$ ;  $\bullet$ , modo 'WW',  $T/D=0,50$ ;  $\Delta$ , modo 'NW',  $T/D=1,40$ ;  $\blacktriangle$ , modo 'WW',  $T/D=1,40$ .

Fonte: Alam et al., 2003.

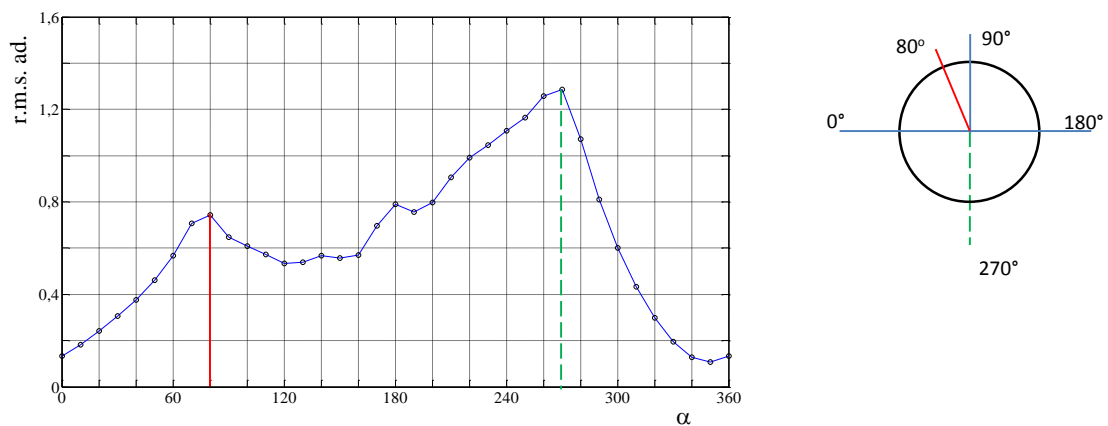
Na Figura 5.9 e Figura 5.10 são apresentadas as distribuições dos valores r.m.s. das flutuações de pressão, no contorno dos cilindros C1 e C2 para os modelos em estudo.

Os valores r.m.s. das flutuações de pressão no cilindro C1, apresentados na Figura 5.9, mostram um valor de pico para as posições  $80^\circ$  e  $270^\circ$  para ambos os modelos. Os valores picos indicam, possivelmente, locais onde a camada limite se separa. O possível ponto de separação da camada limite que acontece no cilindro C1,  $0^\circ < \alpha < 180^\circ$ , é igual para ambos os modelos. Esta separação se apresenta no mesmo ponto que a esperada para um cilindro isolado (Blevins, 1990). Já para  $180^\circ < \alpha < 360^\circ$  do cilindro C1 pode-se apreciar a influência do segundo cilindro, C2, sobre o cilindro C1.

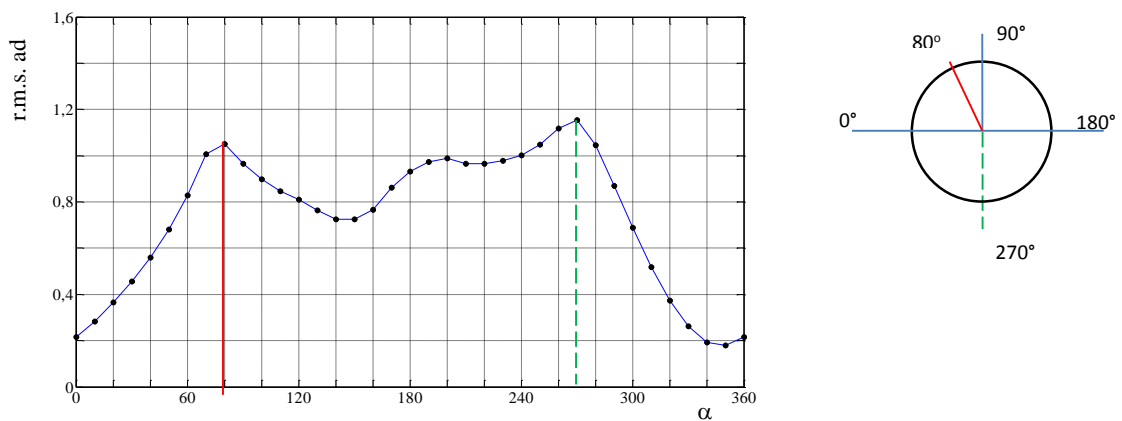
O cilindro C2, apresentado na Figura 5.10 para ambos os modelos, tem valores máximos no modelo  $k-\omega$  SST nas posições  $90^\circ$  e  $290^\circ$ . No modelo SAS-SST estes



valores máximos apresentam-se nas posições  $90^\circ$  e  $280^\circ$ . O possível ponto de separação da camada limite apresentado pelo modelo k- $\omega$  SST é diferente quanto um cilindro isolado em,  $180^\circ < \alpha < 360^\circ$ . Já o comportamento do modelo SAS-SST neste mesmo setor, apresenta-se no mesmo lugar de um cilindro isolado. Os valores dos cilindros C2 em  $0^\circ < \alpha < 180^\circ$ , como eram de se esperar, mostram a influência do cilindro C1 sobre o cilindro C2.



a)



b)

Figura 5.9 - Valores r.m.s de flutuação de pressão para os modelos. (a) k- $\omega$  SST, C1. (b) SAS-SST, C1. Do lado direito das figuras apresenta-se os pontos da possível separação da camada limite.

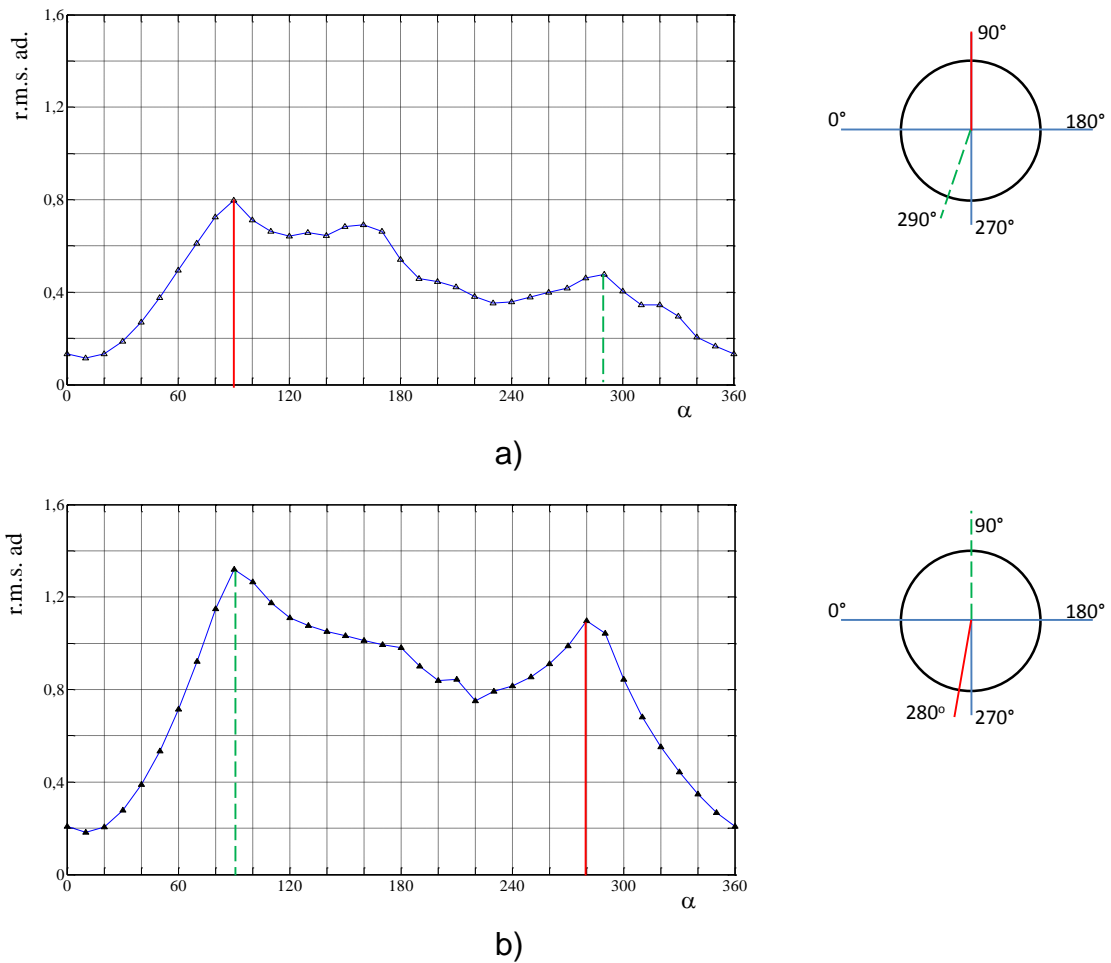


Figura 5.10. Valores r.m.s de flutuação de pressão para os modelos. (a)  $k-\omega$  SST, C2. (b) SAS-SST, C2. Do lado direito das figuras apresenta-se os pontos da possível separação da camada limite.

### 5.2.2 Avaliação dos coeficientes de arrasto – $C_D$ e Sustentação - $C_L$

Os regimes de escoamento determinam a magnitude, direção e variação temporal das forças fluido dinâmicas que atuam sobre o cilindro. Estas forças dependem da pressão dinâmica e da área projetada do cilindro exposta à corrente livre. As forças são adimensionalizadas e mostradas como coeficientes de arrasto e sustentação.

Coeficiente de arrasto,  $C_D$ , pode ser descrito como,

$$C_D = \frac{F_D}{\frac{1}{2} \rho U_\infty^2 l d} \quad (5.5)$$

Coeficiente de sustentação,  $C_L$ :

$$C_L = \frac{F_L}{\frac{1}{2} \rho U_\infty^2 l d} \quad (5.6)$$

sendo, ' $F_D$ ' a força de arrasto, ' $F_L$ ' a força de sustentação, ' $l$ ' o espaçamento na direção Z do domínio,  $l = 0,01$  [m], e ' $d$ ' o diâmetro do cilindro.

Na Figura 5.11 e na Figura 5.12 apresentam-se resultados de coeficiente de arrasto e sustentação, respectivamente, para ambos os cilindros.

A distribuição dos coeficientes de arrasto "C" para dois cilindros dispostos lado a lado são apresentados na Figura 5.11.

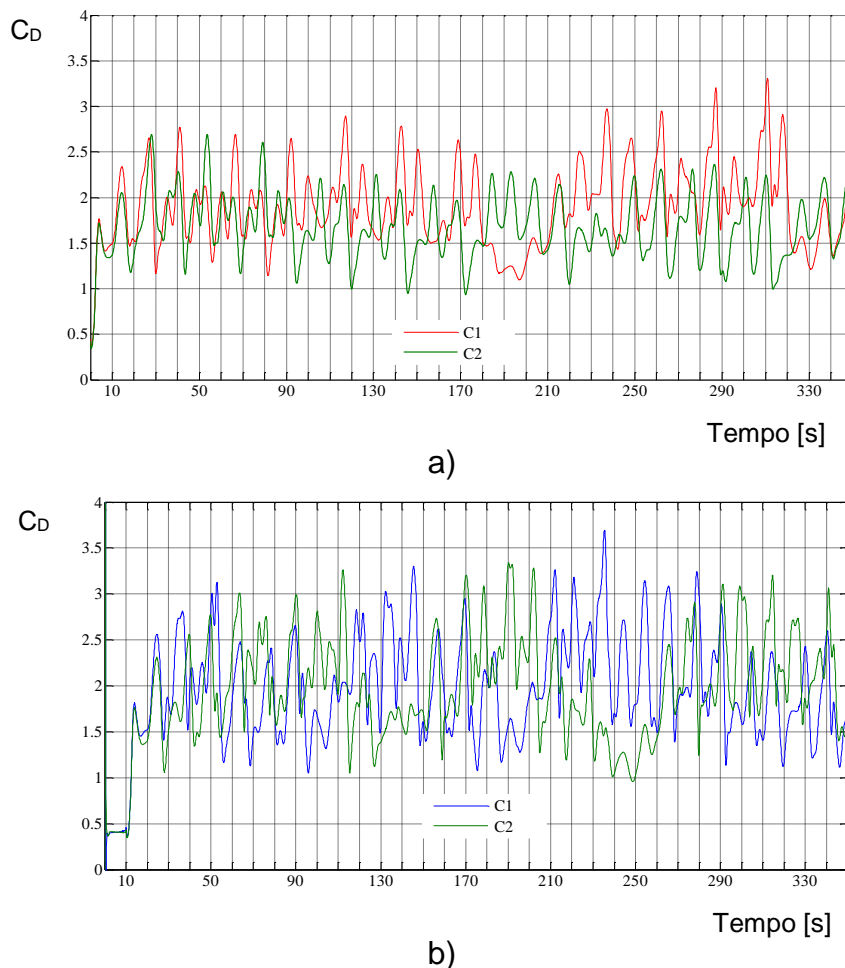


Figura 5.11 Coeficiente de arrasto para  $p/d=1,60$ . a) modelo  $k-\omega$  SST. b) modelo SAS-SST.

A distribuição dos coeficientes de sustentação " $C_L$ " para dois cilindros dispostos lado a lado são apresentados na Figura 5.12.

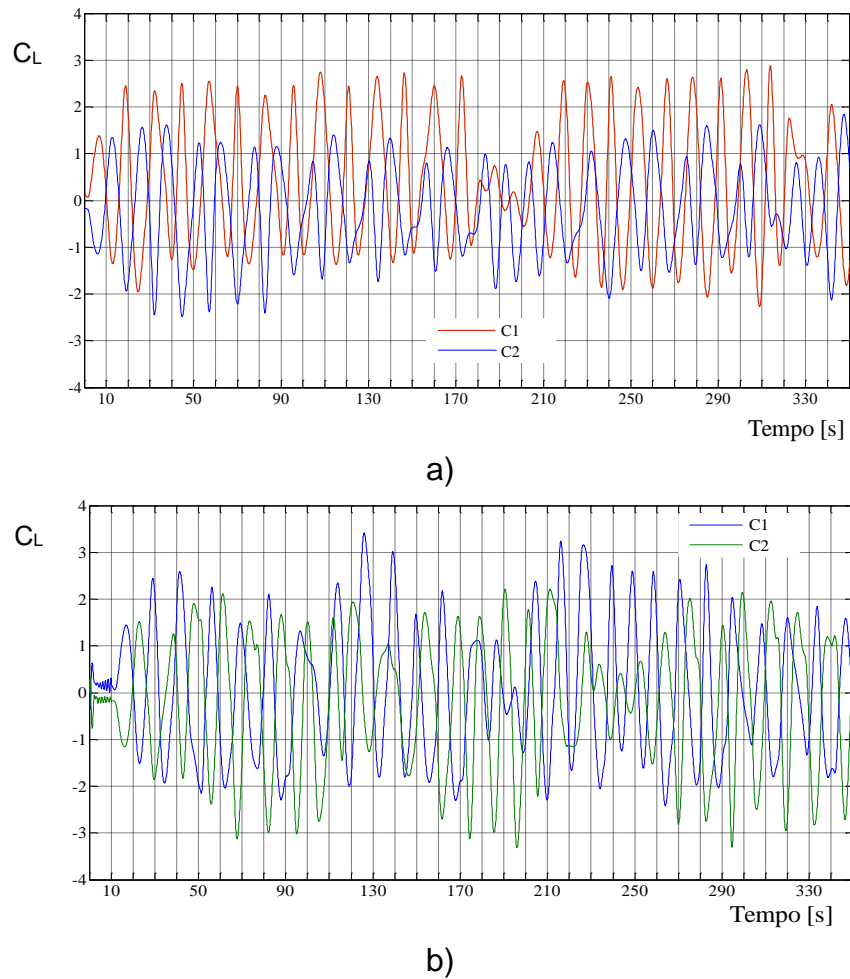


Figura 5.12. Coeficiente de sustentação ( $C_L$ ) para o regime transiente,  $Re=20700$ . a) modelo k- $\omega$  SST  
 b) modelo SAS-SST.

A média dos coeficientes de arrasto e sustentação para os dois modelos se apresentam nas Tabela 5.1 e Tabela 5.2, sendo  $\overline{C_{D1}}$  e  $\overline{C_{L1}}$  resultados médios do cilindro C1 e  $\overline{C_{D2}}$  e  $\overline{C_{L2}}$  resultados médios do cilindro C2. Estes resultados são apresentados para duas velocidades de adimensionalização,  $U = U_\infty$  e  $U = U_{Fenda}$ . Os resultados adimensionalizados com a velocidade de referência são apresentados para  $U = U_\infty$ . Também são apresentados nestas tabelas resultados adimensionalizados com a velocidade da fenda entre os cilindros,  $U = U_{Fenda}$ . A velocidade da fenda ‘ $U_{Fenda}$ ’ é tomada no meio da fenda entre os cilindros, Figura 5.1.

Alam et al., 2003, no seu estudo experimental apresenta resultados para vários espaçamentos, Figura 2.5. Na configuração T/D do trabalho dos autores “T” é o espaçamento que existe entre os cilindros (a fenda) e “D” o diâmetro dos cilindros.

Estes resultados foram feitos para número de Reynolds de  $5,50 \times 10^4$ . No caso do arranjo  $p/d=1,60$ , do presente trabalho, pode-se comparar com os resultados da Figura 2.5 para o espaçamento  $T/D = 0,60$ . Comparando esses resultados com os do presente trabalho (Tabela 5.1), os resultados adimensionalizados com a velocidade na fenda do modelo SAS-SST aproximam-se mais aos mostrados pelo Alam et al., 2003 onde o coeficiente de arrasto foi  $\overline{C}_D = 1,10$ . Para este caso, no trabalho feito, os valores dos resultados não conseguiram ficar muito próximos dos resultados apresentados por Alam et al., 2003 já que os resultados obtidos pelos autores foram diretamente tomados no contorno do cilindro, diferente deste trabalho onde os resultados são a partir de uma velocidade de adimensionalização.

Tabela 5.1. Coeficientes de arrasto médios para  $p/d=1,60$ . Modelo SAS-SST e modelo  $k-\omega$  SST.

	Re $\times 10^4$	$U = U_\infty$		$U = U_{\text{Fenda}}$	
		$\overline{C}_{D1}$	$\overline{C}_{D2}$	$\overline{C}_{D1}$	$\overline{C}_{D2}$
k- $\omega$ SST	2,07	1,92	1,70	0,79	0,70
SAS-SST	2,07	2,00	2,01	0,83	0,83
Alam et al., 2003	5,5	1,05	0,90		

Comparando coeficientes de sustentação com o mesmo autor, encontra-se que também existem algumas diferenças. Alam et al., 2003 apresenta o coeficiente de sustentação  $C_L$  com valor de  $\overline{C}_L = 0,22$ . Os resultados do presente trabalho junto aos resultados encontrados por Alam et al., 2003 são apresentados na Tabela 5.2. O coeficiente de sustentação do modelo  $k-\omega$  SST adimensionalizado com a velocidade de referência apresenta resultados mais próximos aos encontrados experimentalmente. No caso do  $\overline{C}_{L2}$  avalia-se positivo devido a que os resultados negativos para este cilindro devieram-se ao posicionamento dos eixos “x” e “y” no domínio. Assim, avaliando o resultado do  $\overline{C}_{L2}$  positivo para este modelo, o  $C_L$  fica 2,70% afastado do esperado sendo este resultado muito próximo ao esperado. Para este caso, neste trabalho, o modelo  $k-\omega$  SST conseguiu se aproximar mais dos resultados esperados quanto o modelo SAS-SST.

Tabela 5.2. Coeficientes de sustentação médios para  $p/d=1,60$ . Modelo SAS-SST e modelo  $k-\omega$  SST.

	Re $\times 10^4$	$U = U_\infty$		$U = U_{Fenda}$	
		$\overline{C_{L1}}$	$\overline{C_{L2}}$	$\overline{C_{L1}}$	$\overline{C_{L2}}$
k- $\omega$ SST	2,07	0,37	-0,20	0,15	-0,08
SAS-SST	2,07	0,09	-0,11	0,04	0,04
Alam et al., 2003	5,5	0,22			

### 5.2.3 Campos de flutuações de velocidades

Para avaliação das características dinâmicas das flutuações de velocidade foram posicionadas sondas virtuais a jusante de ambos os cilindros. As sondas tangenciavam os cilindros conforme, Figura 5.1. O posicionamento das sondas, bem como sua distância do centro dos cilindros foi baseado nas informações de Vagtinski, 2008.

Na Figura 5.13 e na

Figura 5.14 apresentam-se sinais de velocidade instantânea obtidos com uma frequência de aquisição de 6,66 Hz para o modelo  $k-\omega$  SST e SAS-SST respectivamente. Foram aquisitados, numericamente, 3096 pontos para um tempo total de 350 [s]. O número de Reynolds da simulação é de  $2,07 \times 10^4$  e a velocidade de referência é de 0,321 [m/s].

Na Figura 5.13 pode-se apreciar que os sinais de velocidade se dão de uma maneira bem definida. Entre os segundos 175 – 225 [s] e observa-se uma troca de sinais que indicam uma aparente biestabilidade, bastante semelhante àquela observada por Vagtinski (2008), Figura 2.9.

Este tipo de sinais bem definidas também podem-se notar para o modelo SAS-SST,

Figura 5.14. Neste caso apresentam-se uma troca de sinais bem definidas para dois intervalos, 64 – 95 [s] e 200 – 215 [s]. De igual forma apresenta uma aparente

biestabilidade. Desta vez estes sinais bem definidas apresentam-se em tempos mais curtos.

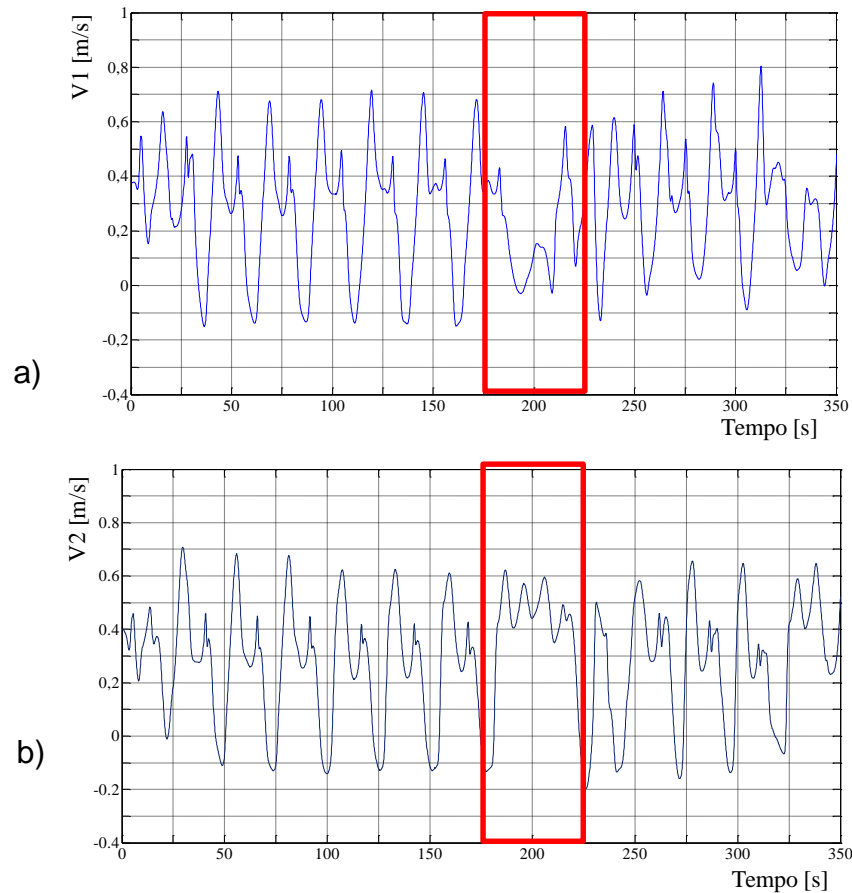


Figura 5.13 Sinais de velocidade instantânea obtida para  $fs=6.667$ ,  $p/d=1.6$ . Modelo  $k-\omega$  SST

a) Sonda 1 - V1. b) Sonda 2 - V2.

Finalmente pode-se dizer que existe uma diferença perceptível entre os dois modelos. Onde o modelo SAS-SST foi capaz de reproduzir o fenômeno de biestabilidade mais cedo, 64 – 95[s], aproximadamente aos 18% do total da simulação. Nos dois casos há uma similaridade com aquela observada por Vagtinski (2008).

A Figura 5.15 Pode-se verificar o comportamento da aparente biestabilidade para visualizações instantâneas de tempo. No modelo  $k-\omega$  SST mostra o fenômeno da biestabilidade no tempo  $t=200$  [s], por outro lado o modelo SAS-SST apresenta este mesmo fenômeno no tempo  $t=78$  [s]. Como era de se esperar para este tipo de espaçamento o escoamento é caracterizado pela formação de uma esteira larga atrás

de um dos cilindros e uma estreita atrás do outro (Vagtinski, 2008). Este fenômeno pode-se verificar pelas forma das esteiras apresentadas para estes tempos instantâneos, Figura 5.15.

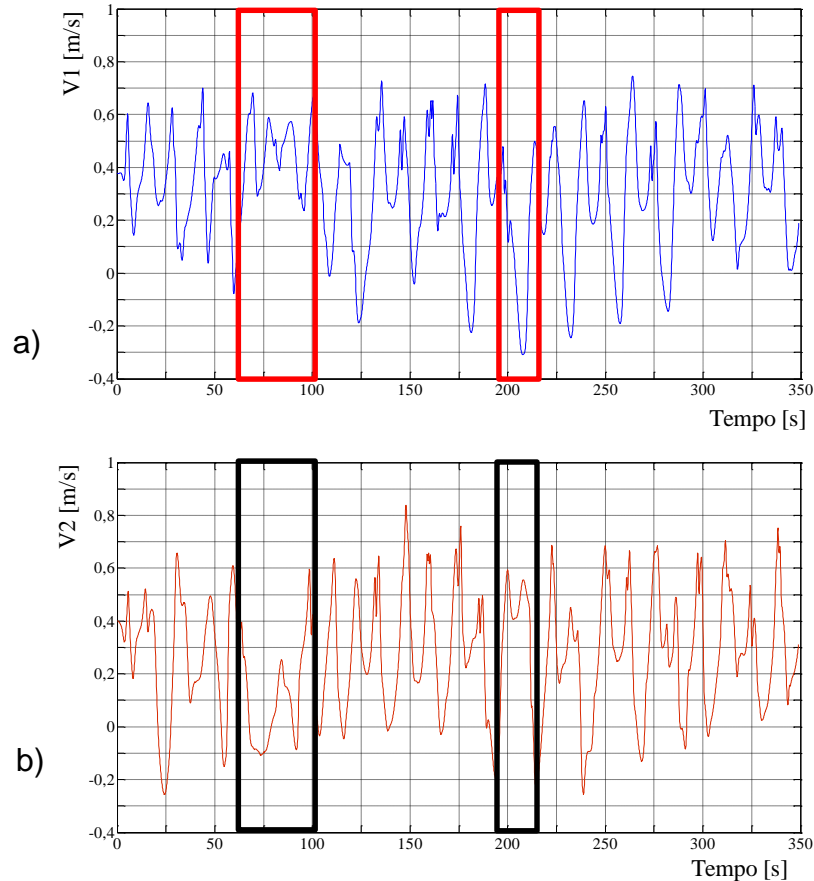


Figura 5.14. Sinais de velocidade instantânea obtida para  $fs=6.66$ ,  $p/d=1.6$ . Modelo SAS-SST.  
a) Sonda 1 - V1. b) Sonda 2 - V2.

Na Figura 5.16 e na Figura 5.17 apresentam-se os auto espectros de flutuação velocidade analisados nas sondas, V1 e V2 para ambos os modelos. Os dados são mostrados em forma adimensional. As frequências são mostradas em forma de número de Strouhal, eq. (5.2).

No eixo vertical a energia do sinal é adimensionalizada através do diâmetro do cilindro,  $d$ , da velocidade de incidência,  $U_\infty$ , eq. (5.7).

Os resultados concordam com o dito por, Vagtinski, 2008, “Já para espaçamentos com razão  $p/d$  intermediários ( $1.2 < p/d < 2,2$ ) o escoamento é caracterizado pela formação de uma esteira larga atrás de um dos tubos e uma esteira estreita atrás do outro. Essas esteiras dão origem a duas frequências dominantes de



desprendimento de vórtices: a frequência mais alta está associada à esteira mais curta, a frequência mais baixa está associada à esteira larga”,

$$\phi_{vv} = \frac{u'^2 \text{Hz}^{-1}}{U_\infty d} \quad (5.7)$$

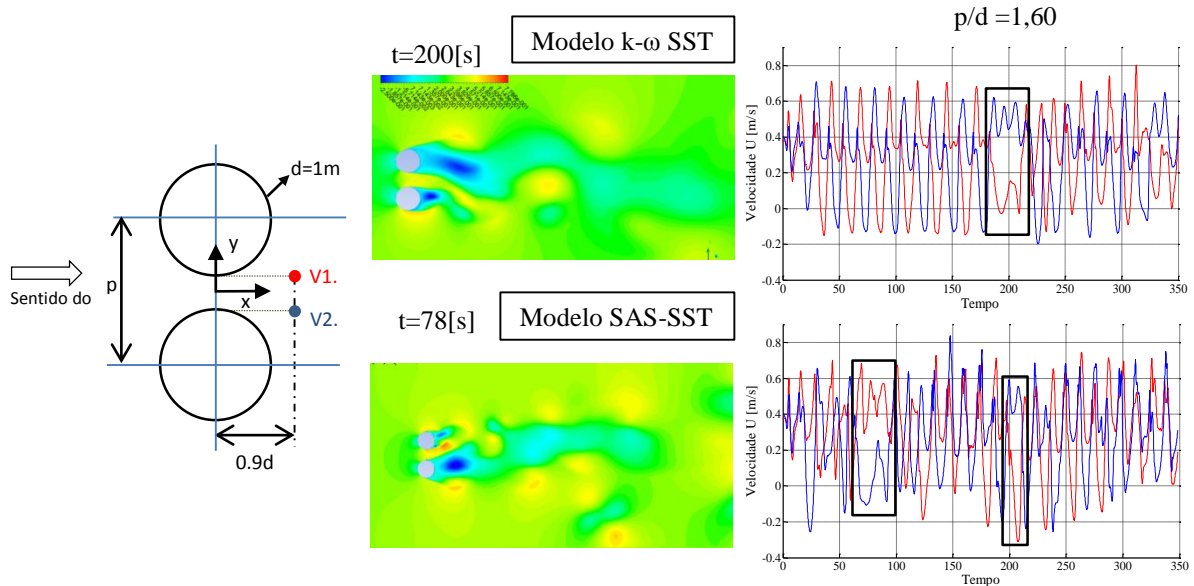


Figura 5.15 Sinais de velocidade instantânea obtida para  $f_s=6.66$ ,  $p/d=1,60$ .

Onde se podem apreciar dois resultados do número de Strouhal em cada um dos cilindros. Estes valores,  $St=0,12$  e  $St=0,24$ , são próximos aos resultados feitos por, Afgan et al., 2011. Ele apresenta, para  $Re=3000$  e  $p/d=1,60$ , resultados para números de Strouhal de  $St=0,127$  e  $St=0,37$ . As diferenças podem-se dever ao regime utilizado pelo autor. Já o Alam et al., 2003, apresenta resultados para  $p/d=1,70$  e  $Re=5,5 \times 10^4$ . Segundo o autor se mostram dois picos importantes com valores de  $St=0,125$  e  $St=0,28$ . Neste caso também temos diferenças, a fenda.

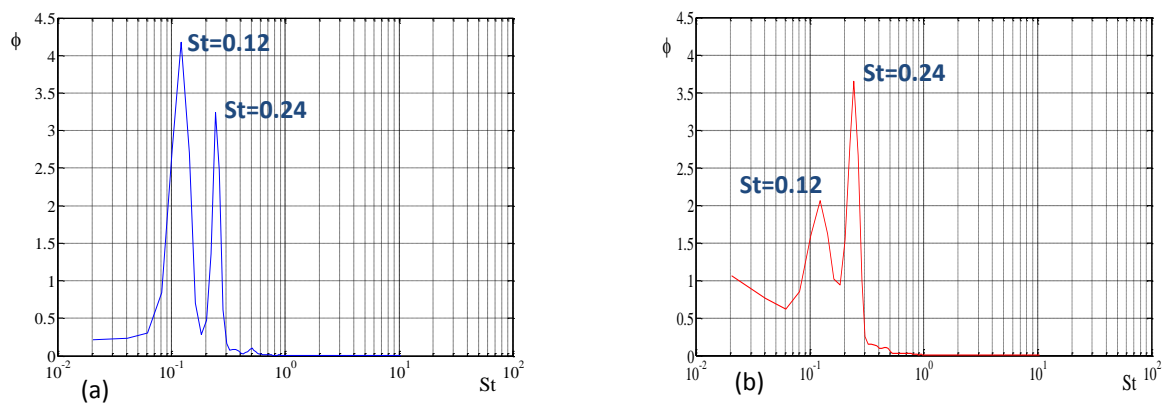


Figura 5.16. Número de Strouhal cilindros lado a lado com  $p/d=1.6$  e  $Re=2,07 \times 10^4$

a)  $k-\omega$  SST, C1 (b) SAS-SST, C1.

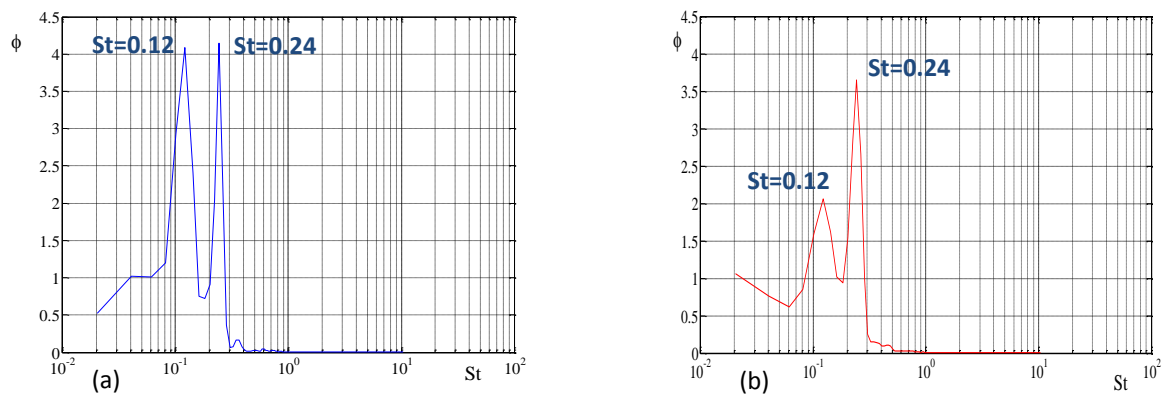
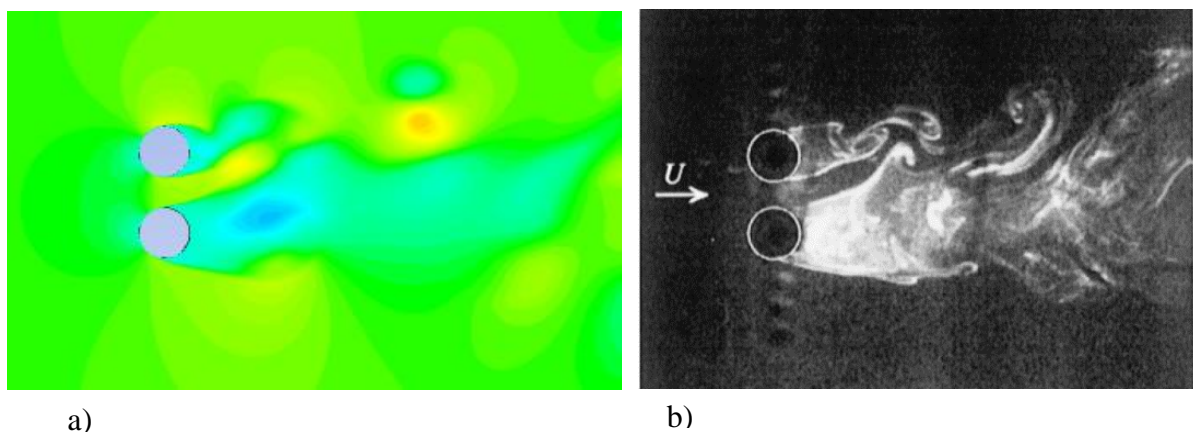


Figura 5.17 Número de Strouhal cilindros lado a lado com  $p/d=1.6$  e  $Re=2,07 \times 10^4$ .

(a)  $k-\omega$  SST, C2 (b) SAS-SST, C2.

#### 5.2.4 Escoamento em cilindros dispostos lado a lado, $p/d=1,60$ .

A na esquerda, (a), mostra o campo instantâneo de velocidade axial na direção principal para um tempo de simulação  $t=200[s]$  do presente trabalho e (b) apresenta uma visualização instantânea do escoamento principal feito Sumner, 1999. Nos gráficos pode-se notar a presença do caminho entre estas esteiras entre uma esteira curta e uma esteira comprida. Este tipo de comportamento é conhecido como o fenômeno da biestabilidade. Nos gráficos (a) e (b) podem-se apreciar as similitudes.



a)

b)

Figura 5.18. (a) Escoamento em  $t=200[s]$  para  $Re= 20700$  e  $p/d=1,60$ . Modelo SAS-SST

(b) Visualização do escoamento para  $Re=1000-3000$ ,  $p/d=1,50$ , Sumner, 1999.

### 5.3 Resultados para os espaçamentos $p/d=1,26$ e $p/d=2,00$ do modelo SAS-SST.

O comportamento dos resultados para os modelos  $k-\omega$  SST e SAS-SST foram avaliados no item 5.2. Estes resultados mostraram vantagens do modelo SAS-SST sobre o modelo  $k-\omega$  SST. Entre as vantagens do modelo têm-se resultados mais cedo do fenômeno da biestabilidade e um melhor comportamento nos campos de pressão. Assim, os seguintes resultados foram implementados para o modelo SAS-SST.

Os resultados apresentados em seguida foram para um espaçamentos  $p/d=1,26$  e  $p/d=2,0$ . O esquema de tomada de dados junto à localização das sondas virtuais apresenta-se na

Figura 5.19. A diferença dos resultados para os modelos já apresentados, desta vez é o posicionamento das sondas o qual foi reduzido de  $0,9d$  para  $0,4d$ . A distância utilizada foi a mesma utilizada por Vagtinski, 2008.

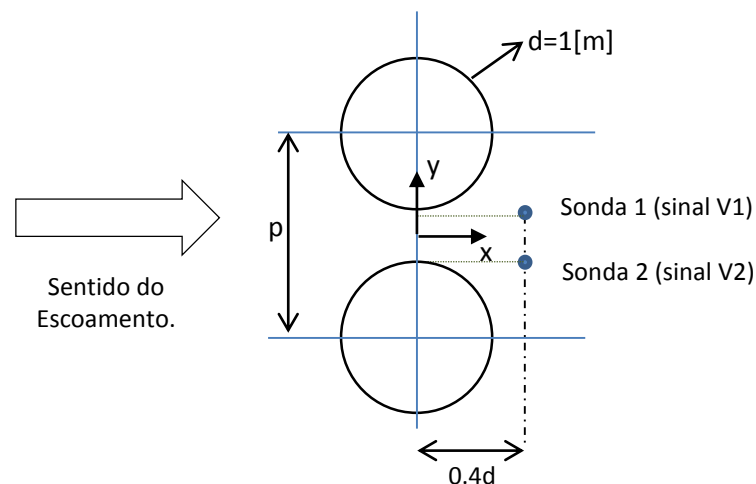


Figura 5.19 Geometria dos dois tubos dispostos lado a lado e o posicionamento das sondas utilizadas nas simulações para o espaçamento  $p/d=1,26$ ,  $p/d=1,60$  e  $p/d=2,0$ .

#### 5.3.1 Distribuição de pressão para espaçamento $p/d=1,26$

Os resultados das pressões médias e flutuação de pressão no contorno dos tubos para o espaçamento  $p/d=1,26$  são apresentados nesta secção. O posicionamento dos ângulos para um dos cilindros é apresentado na Figura 5.2. Da mesma forma trabalha-se no outro cilindro. A tomada de dados foi feita a cada  $10^\circ$  ao redor dos cilindros.

Na Figura 5.20 é apresentada a distribuição de pressões médias nos contornos dos cilindros C1 e C2 para o espaçamento  $p/d=1,26$ . Os resultados apresentam pontos de estagnação que acontecem fora de  $\alpha = 0^\circ$  como era de se esperar. No cilindro C1,  $0 < \alpha < 180^\circ$ , os resultados do coeficiente de pressão parecem ser afetados pela presença do cilindro C2, como já tem acontecido no espaçamento  $p/d=1,60$ . Pode-se observar diferenças entre os valores de coeficiente de pressão para  $260^\circ < \alpha < 280^\circ$ . Encontrou-se um coeficiente de pressão menor  $C_p = -1,89$ . Na mesma figura no cilindro C1 pode-se apreciar que o ponto de estagnação moveu-se positivamente para jusante. Este ponto de estagnação localizou-se em  $10^\circ$  e  $315^\circ$ . Nota-se também que em  $180^\circ < \alpha < 360^\circ$  do cilindro C1, acontece um máximo do coeficiente de pressão em  $\alpha = 340^\circ$ . O que indica a influência que tem um cilindro C2 sobre o cilindro C1.

Os resultados para o cilindro C2, Figura 5.21, apresentam-se afetados pela presença do cilindro C1. Neste cilindro C2 pode-se apreciar que o ponto de estagnação moveu-se positivamente para jusante para os dois modelos. Este ponto de estagnação ficou para jusante em  $350^\circ$  e  $45^\circ$ .

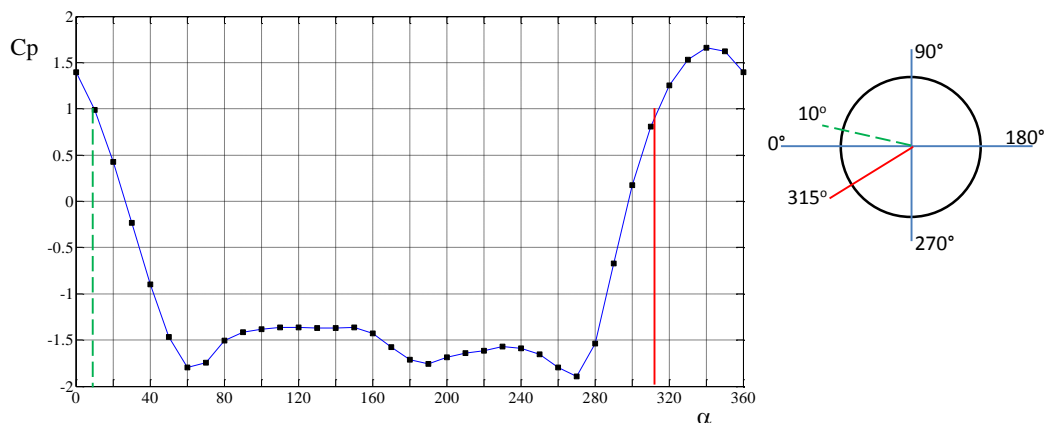


Figura 5.20. Distribuição de pressões médias cilindro C1.

Destes resultados pode-se notar que em ambos os cilindros os pontos de estagnação acontecem fora de  $\alpha = 0^\circ$  da mesma forma como já foi mostrado para o espaçamento  $p/d=1,60$ . Os resultados do cilindro isolado foram apresentados na Figura 5.3, e mostram o ponto de estagnação acontecendo em  $\alpha = 0^\circ$ .

Qualitativamente e quantitativamente falando os resultados apresentam-se similares quanto aqueles resultados da simulação feita para o espaçamento  $p/d=1,60$  do modelo SAS-SST. As diferenças encontram-se no máximo dos coeficientes de pressão.

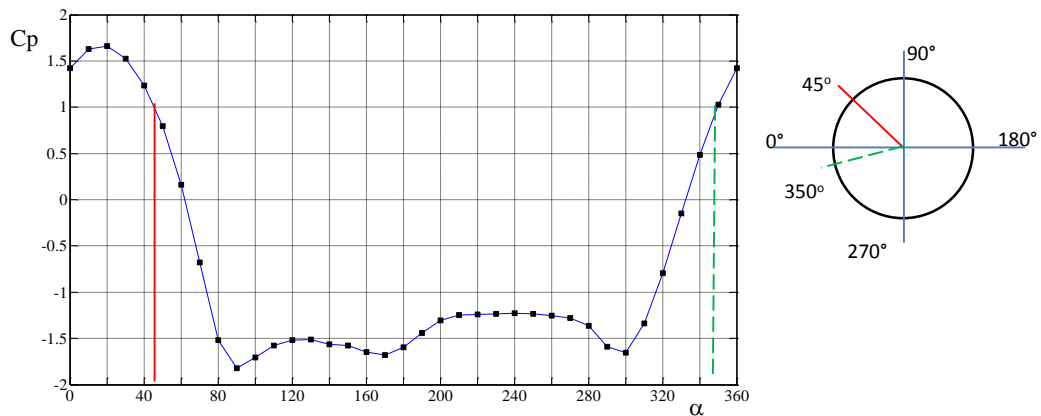


Figura 5.21. Distribuição de pressões médias cilindro C2.

Na Figura 5.22 e Figura 5.23 são apresentadas as distribuições dos valores r.m.s. das flutuações de pressão, no contorno dos cilindros C1 e C2 para o modelo SAS-SST.

Os valores r.m.s. das flutuações de pressão no cilindro C1, Figura 5.22, mostram um valor de pico para as posições  $70^\circ$  e  $260^\circ$  para ambos os modelos. Os valores picos indicam, possivelmente, locais onde a camada limite se separa (Batham, 1973; Alam et al., 2003). O possível ponto de separação da camada limite que acontece no cilindro C1,  $0^\circ < \alpha < 180^\circ$ , apresenta-se antes quanto o acontecido no arranjo  $p/d=1,60$ . Esta diferença junto às maiores flutuações de pressões apresentadas para  $p/d=1,60$  no mesmo cilindro, são devidas a maior influência existente entre os cilindros para o espaçamento  $p/d=1,26$ .

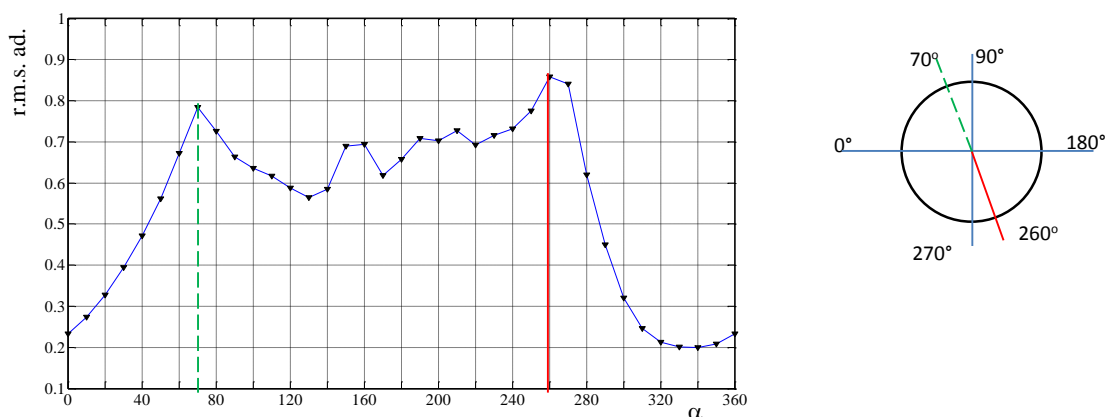


Figura 5.22. Valores r.m.s de flutuação de pressão Cilindro 1, C1. Al lado direito encontra-se os maiores valores r.m.s.

O cilindro C2, apresentado na Figura 5.23, tem valores máximos nas posições  $95^\circ$  e  $290^\circ$ . O possível ponto de separação da camada limite apresentado é diferente quanto um cilindro isolado em  $180^\circ < \alpha < 360^\circ$ . Os valores do cilindro C2,  $0^\circ < \alpha < 180^\circ$ , como era de se esperar, mostram a influência do cilindro C1 sobre o cilindro C2.

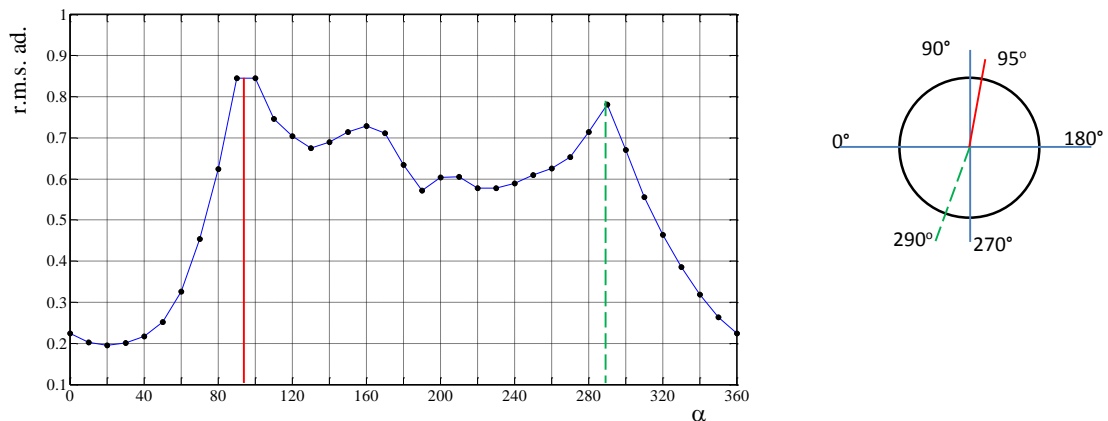


Figura 5.23. Valores r.m.s de flutuação de pressão Cilindro 2, C2. Al lado direito encontra-se os maiores valores r.m.s.

### 5.3.2 Avaliação dos coeficientes de arrasto 'CD' e sustentação 'CL' para os espaçamentos $p/d=1,26$ e $p/d=2,00$

Na Figura 5.24 e na Figura 5.25 apresentam-se resultados de coeficiente de arrasto e sustentação, respectivamente, para ambos os cilindros. Os resultados para o espaçamento  $p/d=1,26$  serão para um tempo total de 450 [s], enquanto para o espaçamento  $p/d=2,00$  serão para um tempo total de 220 [s]. Os tempos utilizados para  $p/d=2,00$  foram menores devido ao tempo excessivo para sua simulação.

A distribuição dos coeficientes de arrasto " $C_D$ " para dois cilindros dispostos lado a lado são apresentados na Figura 5.24.

A distribuição dos coeficientes de sustentação ' $C_L$ ' para dois cilindros dispostos lado a lado são apresentados na Figura 5.25.

A média dos coeficientes de arrasto e sustentação para os dois espaçamentos apresentam-se na Tabela 5.3, sendo  $C_{D1}$  e  $C_{L1}$  resultados do cilindro C1 e  $C_{D2}$  e  $C_{L2}$  resultados do cilindro C2.

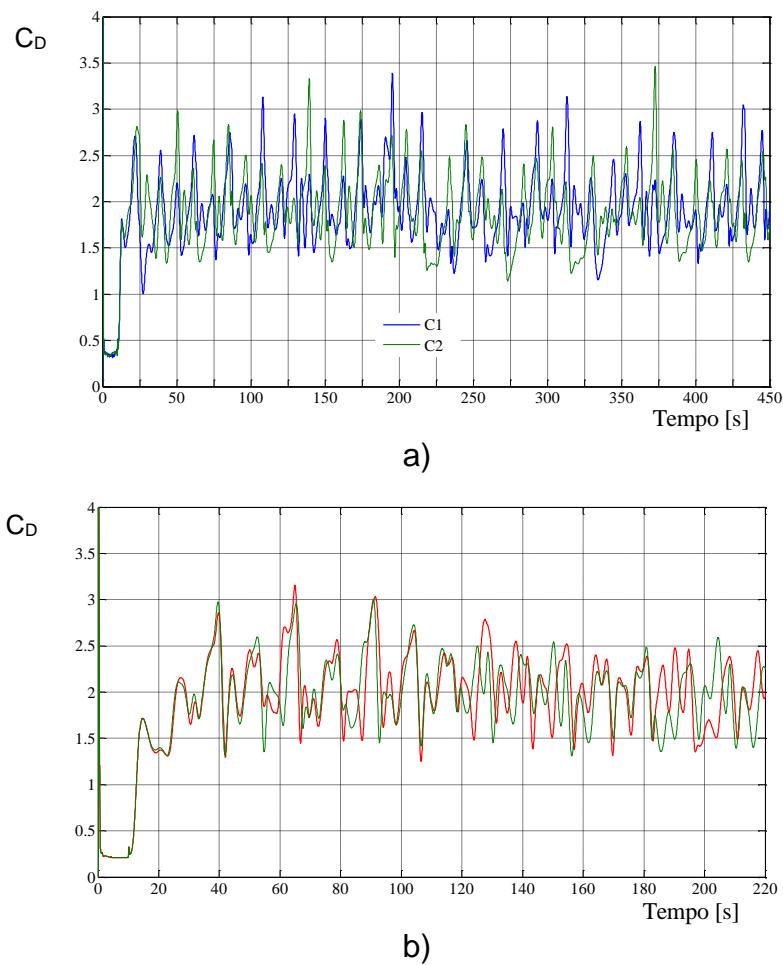


Figura 5.24 Coeficiente de arrasto 'CD'. Reynolds  $Re=20700$ . a)  $p/d=1,26$ . b)  $p/d=2,00$ .

A Figura 2.5 apresentou resultados para vários espaçamentos (Fonte: Alam et al., 2003). Estes resultados foram feitos para número de Reynolds de  $5,50 \times 10^4$ . No caso do arranjo  $p/d=1,26$ , do presente trabalho, pode-se comparar com os resultados da Figura 2.5 para o espaçamento  $T/D = 0,26$ . Da mesma forma para o espaçamento  $p/d=2,00$  os resultados serão comparados com os resultados para o espaçamento  $T/D = 1,00$ . Comparando esses resultados com os do presente trabalho (Tabela 5.3), os resultados adimensionalizados com a velocidade da fenda foram mais próximos aos aqueles apresentados na Figura 2.5, onde o coeficiente de arrasto foi aproximadamente  $\overline{C_D} = 0,93$  para  $p/d=1,26$ .

No caso do espaçamento  $p/d=2,00$  o coeficiente de arrasto dado experimentalmente pelos autores Alam et al., 2003, foi aproximadamente de

$\overline{C_D} = 1,25$ . Estes resultados batem mais com aqueles adimensionalizados pela velocidade da fenda.

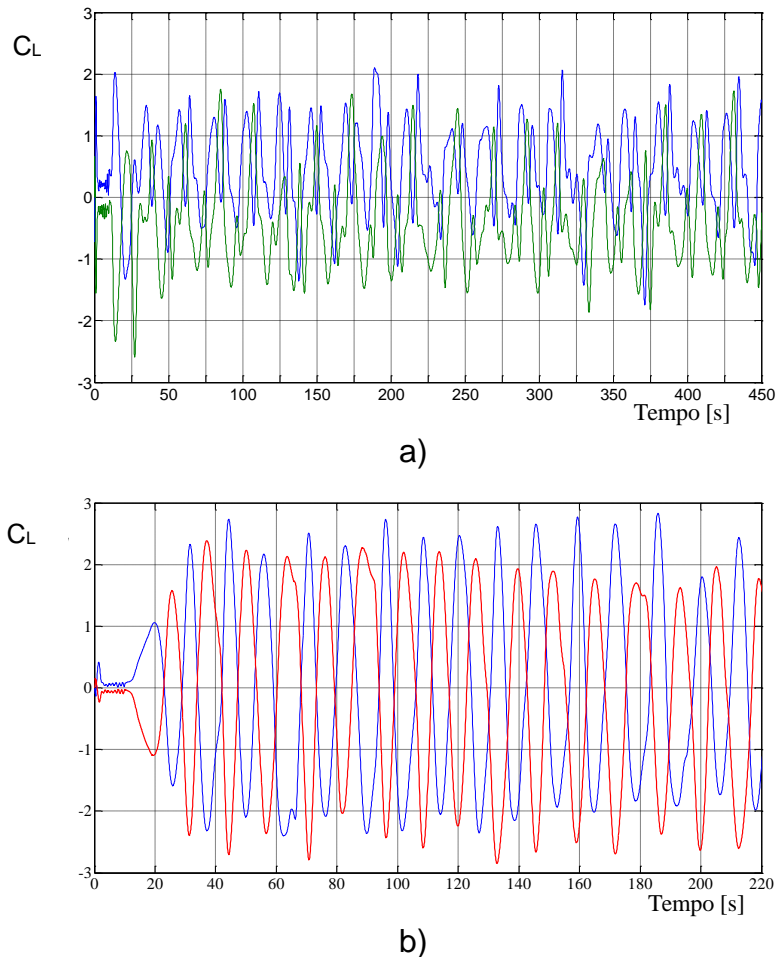


Figura 5.25. Coeficiente de sustentação 'CL'. Reynolds  $Re=20700$ . a)  $p/d=1,26$ . b)  $p/d=2,00$ .

Comparando os coeficientes de sustentação adimensionalizados com a velocidade de referência ' $U_\infty$ ', com aqueles feitos por Alam et al., encontra-se que também existem algumas diferenças. O modelo SAS-SST para o espaçamento  $p/d=1,60$  apresenta coeficientes de sustentação com valores de  $\overline{C_{L1}} = 0,09$  e  $\overline{C_{L2}} = -0,11$ . Os resultados dos coeficientes de sustentação para  $p/d=1,26$  foram  $\overline{C_{L1}} = 0,45$  e  $\overline{C_{L2}} = -0,39$ . Pode-se verificar o incremento das forças de sustentação devido à maior proximidade dos cilindros para este espaçamento. Como era de se esperar, para o espaçamento  $p/d=2,00$  as forças de sustentação diminuíram sendo  $\overline{C_{L1}} = 0,02$  e



$\overline{C}_{L2} = -0,04$ . Estes resultados mostram a influência da proximidade dos cilindros, nos resultados dos coeficientes de sustentação.

Tabela 5.3 Resultados médios dos coeficientes de arrasto para os espaçamentos  $p/d=1,26$  e  $p/d=2,00$ . Modelo SAS-SST.

	Re $\times 10^4$	$U = U_{\infty}$		$U = U_{Fenda}$	
		$\overline{C}_{D1}$	$\overline{C}_{D2}$	$\overline{C}_{D1}$	$\overline{C}_{D2}$
SAS-SST $p/d=1,26$	2,07	1,91	1,88	0,79	0,77
Alam et al., 2003	5,5	1,20	0,93		
SAS-SST $p/d=2,00$	2,07	1,94	1,90	0,80	0,78
Alam et al., 2003	5,5	1,25			

Tabela 5.4. Resultados médios dos coeficientes de sustentação para os espaçamentos  $p/d=1,26$  e  $p/d=2,00$ . Modelo SAS-SST.

	Re $\times 10^4$	$U = U_{\infty}$		$U = U_{Fenda}$	
		$\overline{C}_{L1}$	$\overline{C}_{L2}$	$\overline{C}_{L1}$	$\overline{C}_{L2}$
SAS-SST $p/d=1,26$	2,07	0,45	-0,39	0,19	-0,16
Alam et al., 2003	5,5	0,10			
SAS-SST $p/d=2,00$	2,07	-0,02	-0,05	0,009	-0,02
Alam et al., 2003	5,5	0,10			

### 5.3.3 Campos de flutuações de velocidade

O posicionamento das sondas,

Figura 5.19, bem como sua distância do centro dos cilindros foi baseado nas informações de Vagtinski, 2008.

Na Figura 5.26 e na Figura 5.27 apresentam-se sinais de velocidade instantânea obtidos com uma frequência de aquisição de 10 Hz para espaçamentos de  $p/d=1,26$  e  $p/d=2,00$  respectivamente no modelo SAS-SST. Foram aqusitados, numericamente, 5096 pontos para um tempo total de 450 [s] no espaçamento  $p/d=1,26$  e 2200 pontos no espaçamento  $p/d=2,00$  para um tempo total de 220 [s]. O número de Reynolds das simulações é de  $2,07 \times 10^4$  e a velocidade de referência é de 0,321 [m/s].

Na Figura 5.26 pode-se apreciar que as sinais de velocidade se dão de uma maneira bem definida desde o início. Entre os segundos 20 – 40 [s] e observa-se a primeira troca de sinal que indicam uma aparente biestabilidade, bastante semelhante àquela observada por Vagtinski (2008), Figura 2.9. As trocas apresentadas mostram-se bem definidas desde o início até o fim da simulação feita.

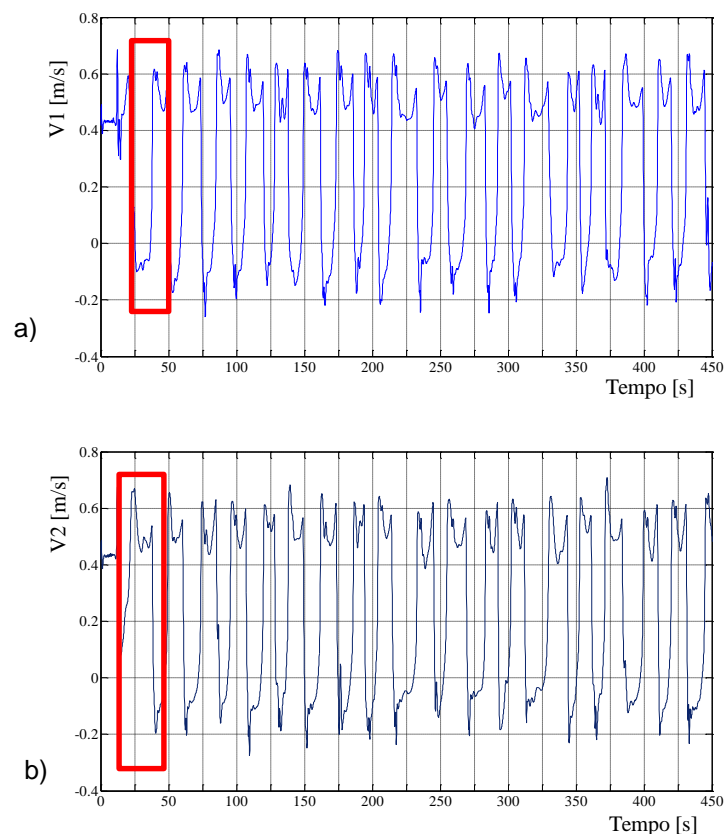


Figura 5.26 Sinais de velocidade instantânea obtida para  $f_s=10$ ,  $p/d=1.26$ . Modelo SAS-SST

a) Sonda 1 - V1. b) Sonda 2 - V2.

Na Figura 5.27 pode-se apreciar que a troca de sinais não se encontra bem definida ao longo do tempo simulado. Assim, o fenômeno da biestabilidade não foi percebido nesta simulação.

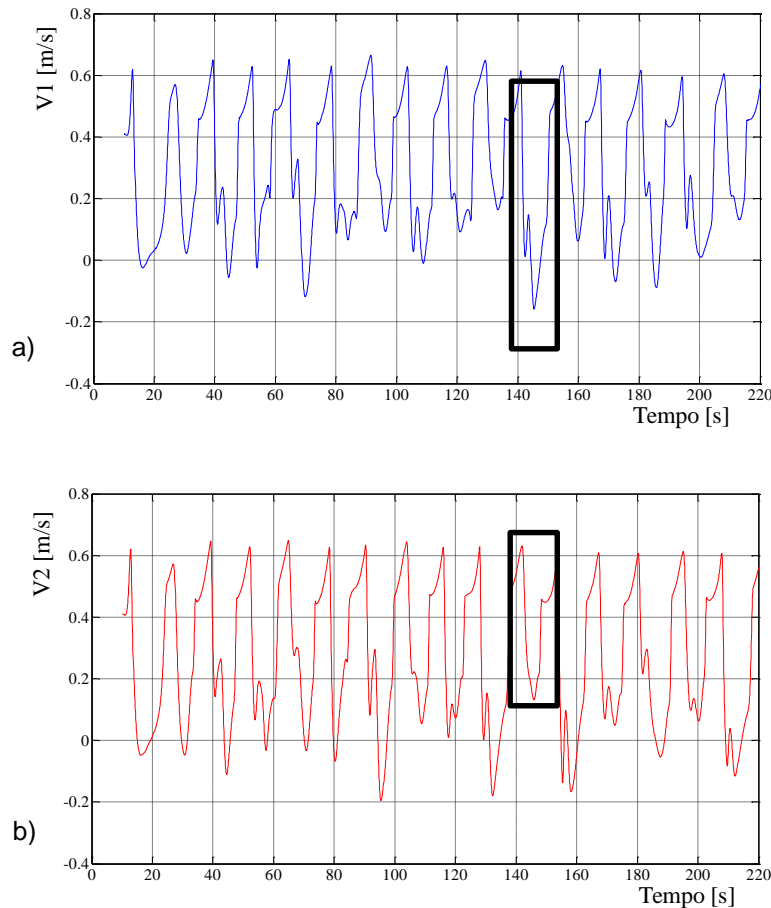


Figura 5.27. Sinais de velocidade instantânea obtida para  $fs=10$ ,  $p/d=2,00$ . Modelo SAS-SST. a) Sonda 1 - V1. b) Sonda 2 - V2.

No caso do espaçamento  $p/d=1,26$  apresenta-se uma similaridade com aquela observada por Vagtinski (2008).

No trabalho do Vagtinski, 2008, apresenta-se uma reconstrução dos sinais de velocidade através de transformada discreta de ondaletas. Os sinais de velocidade instantâneos foram obtidos para uma frequência de 10 kHz. Segundo o autor, para o espaçamento  $p/d=1,60$ , durante 6,55 segundos de aquisição dos dados são verificadas maior número de trocas nas sinais de velocidade quanto no espaçamento  $p/d=1,26$ . No presente trabalho apresentam-se os sinais de velocidade instantânea

para os espaçamentos  $p/d=1,26$  e  $p/d=1,60$ , Figura 5.28. Estas sinais foram obtidas para uma frequência de 10Hz. Para o espaçamento  $p/d=1,26$  encontraram-se aproximadamente 37 trocas nos sinais instantâneos. No caso do espaçamento  $p/d=1,60$  apresentaram-se aproximadamente 46 trocas nos sinais de velocidade instantânea. Estes resultados mostram trocas de sinais que indicam a possível ocorrência do fenômeno da biestabilidade. Conseguiu-se verificar a existência do maior número de trocas de sinais para o espaçamento  $p/d=1,60$  o que corrobora o visto pelo Vagtinski, 2008, no seu estudo.

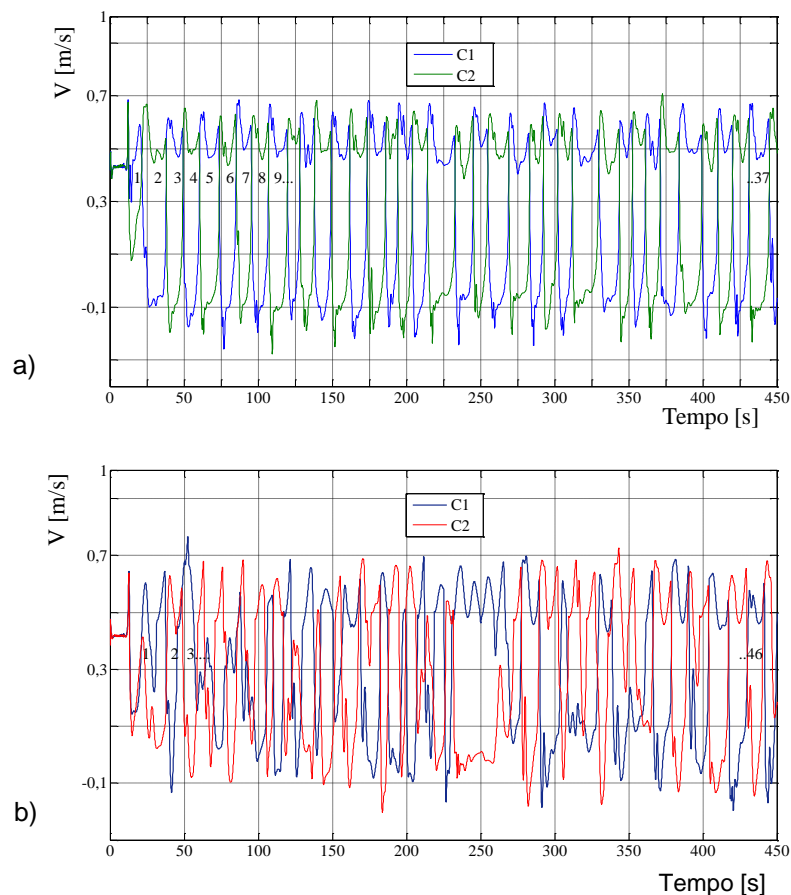


Figura 5.28. Sinais de velocidade instantânea obtidas para 10Hz. a) Espaçamento  $p/d=1,26$ . b) Espaçamento  $p/d=1,60$ .

Na Este fenômeno pode-se verificar pelas formas das esteiras apresentadas para tempos instantâneos, Figura 5.29. A visualização apresentada para o espaçamento  $p/1,26$  (Figura 5.29a) é dada para um instante de tempo  $t = 225$  [s]. Aquela apresentada na Figura 5.29b apresenta a visualização instantânea para o espaçamento  $p/d=1,60$  para um instante de tempo  $t = 240$  [s]. Nestas visualizações

podem-se verificar as esteiras bem formadas atrás dos cilindros. Para os dois casos apresenta-se uma esteira estreita atrás de um dos cilindros que se mostra mais marcante e a formação de uma esteira larga atrás do outro. Estes resultados confirmam o fenômeno da biestabilidade para razões de espaçamento intermédias (Vagtinski, 2008).

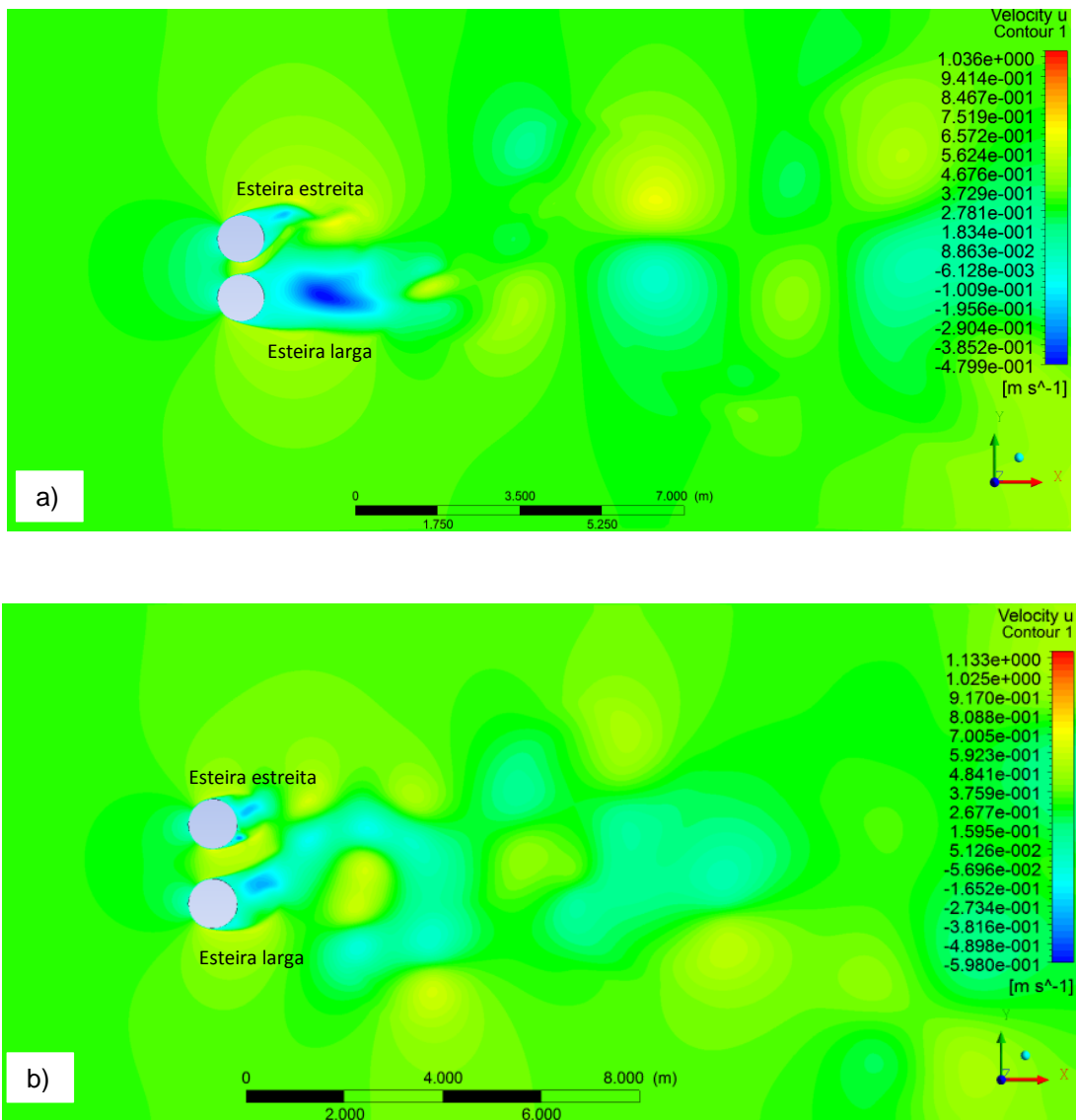


Figura 5.29. Visualizações instantâneas de velocidade com frequência de aquisição de 10Hz.  
 $Re=20700$ .  $U_{ref} = 0,321$  [m/s]. a) Espaçamento  $p/d=1,26$  b) Espaçamento  $p/d=1,60$

Na Figura 5.30 e na Figura 5.31 apresentam-se os auto espectros de flutuação velocidade analisados nas sondas, V1 e V2 para ambos os espaçamentos. Os dados são apresentados em forma adimensional. No eixo vertical a energia do sinal é

adimensionalizada através do diâmetro do cilindro,  $d$ , da velocidade de incidência,  $U_\infty$ , eq. (5.7). As frequências são mostradas em forma de número de Strouhal, eq. (5.2).

Os resultados para o espaçamento  $p/d=1,26$  apresentam a formação de uma esteira larga atrás de um dos tubos e uma esteira estreita atrás do outro. Essas esteiras dão origem a duas frequências dominantes de desprendimento de vórtices. Para o presente trabalho, no cilindro C1, obtém-se um  $St=0,12$  correspondente a esteira mais estreita e um Strouhal  $St=0,27$  correspondente à esteira mais larga.

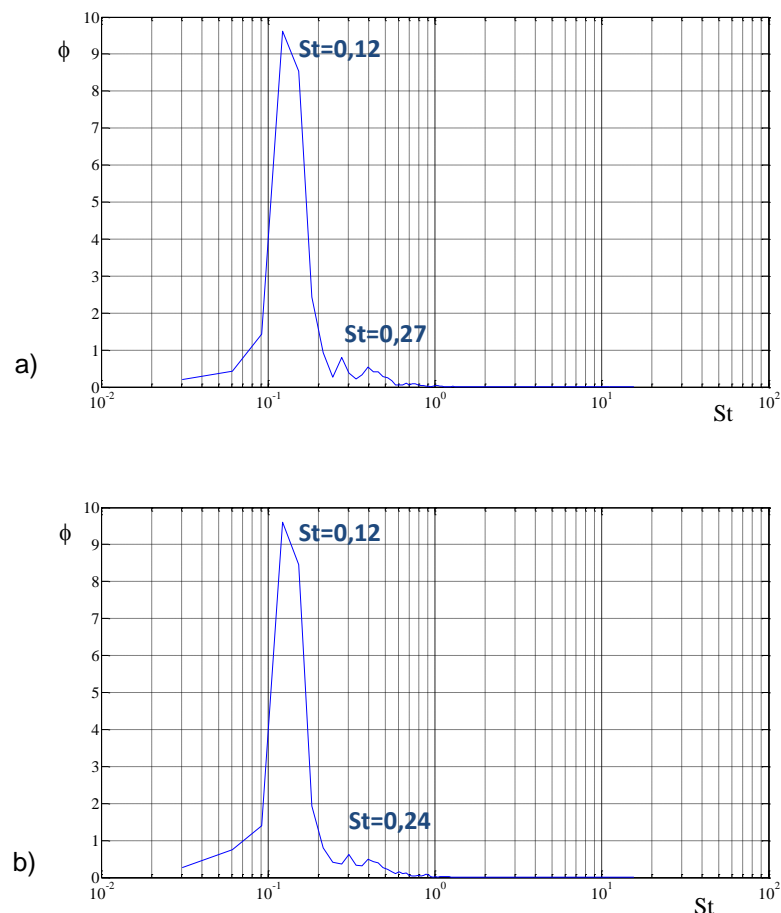


Figura 5.30. Número de Strouhal cilindros lado a lado com  $p/d=1.26$  e  $Re=2,07 \times 10^4$

a) Cilindro C1. b) Cilindro C2.

Os resultados apresentados na Figura 5.31 apresentam um pico de frequência com Strouhal de valor  $St=0,24$ . Este resultado não se encontra dentro dos resultados esperados já que não apresentam os dois picos. Este resultado pode-se dever a que a frequência de aquisição de dados não é suficiente para poder capturar o fenômeno da biestabilidade.

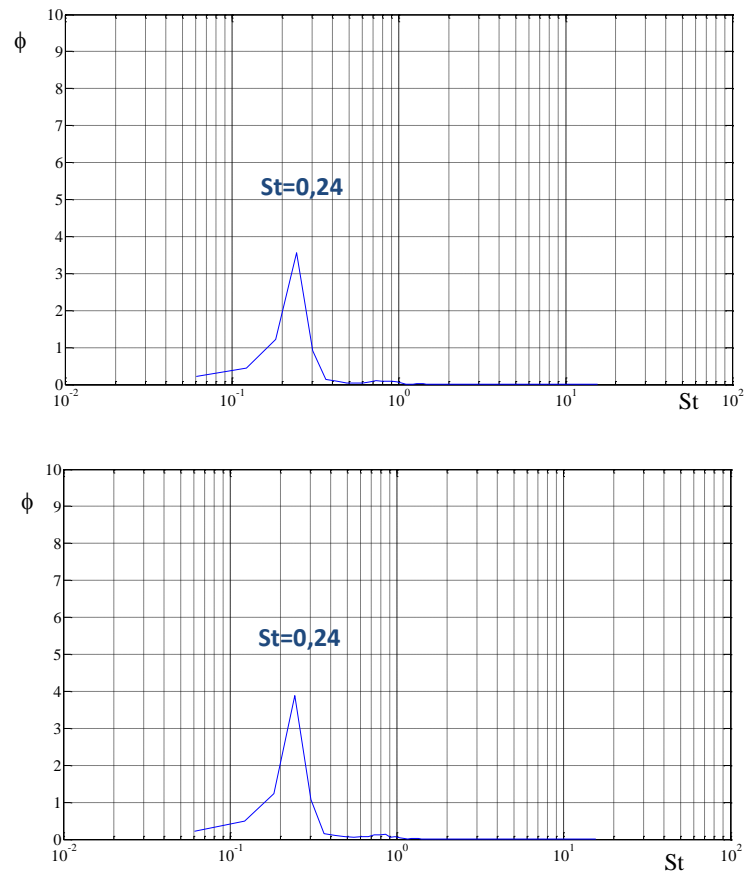


Figura 5.31 Número de Strouhal cilindros lado a lado com  $p/d=2.0$  e  $Re=2,07 \times 10^4$ .

a) Cilindro C1. b) Cilindro C2.

## CAPITULO 6

### 6. CONCLUSÕES

As características estáticas e dinâmicas do escoamento turbulento sobre cilindros de igual diâmetro dispostos lado-a-lado com uma relação de espaçamento  $p/d = 1,26$ ,  $p/d = 1,60$  e  $p/d = 2,00$  foram simuladas neste trabalho. Os modelos  $k-\omega$  SST e SAS-SST foram utilizados no espaçamento  $p/d=1,60$ . Para o espaçamento  $p/d=1,60$  foram avaliados os campos de pressão, os coeficientes de arrasto e sustentação como também os campos de flutuações de velocidade e os auto espectros de flutuações de velocidade, uma comparação qualitativa do escoamento sobre cilindros foi feita para este espaçamento. Para o estudo dos espaçamentos  $p/d=1,26$  e  $p/d=2,00$  utilizou-se o modelo SAS-SST. No caso do espaçamento  $p/d=1,26$  foi feita uma avaliação da distribuição dos campos de pressão assim como uma avaliação dos coeficientes de sustentação e arrasto, e finalmente uma avaliação dos campos de flutuações de velocidades e seus auto espectros. Nos campos de flutuações de velocidade foi feita também uma comparação entre os espaçamentos  $p/d=1,26$  e  $p/d=1,60$ . Para o espaçamento  $p/d=2,00$  foi avaliado os coeficientes de arrasto e sustentação como também os campos de flutuações de velocidade e seus auto espectros.

Os resultados das simulações feitas nos modelos  $k-\omega$  SST e SAS-SST para o espaçamento  $p/d=1,60$  apresentaram para os campos de pressão dois pontos de estagnação. Estes dois pontos de estagnação confirmam a influência que tem um cilindro sobre o outro em arranjo lado a lado. Sendo que para os dois modelos no cilindro C1,  $0^\circ < \alpha < 90^\circ$ , os resultados do coeficiente de pressão ficaram incrementados em comparação com os valores de um cilindro isolado. Analisando os resultados para o modelo SAS-SST ( $p/d=1,60$ ), pode-se apreciar que a influência entre os cilindros apresenta quase os mesmos resultados para C1 e C2. No caso do modelo  $k-\omega$  SST pode-se observar uma pequena diferença entre os resultados para C1 e C2. Conclui-se então que ambos os modelos comportaram-se adequadamente.

A média dos coeficientes de arrasto e sustentação para os dois modelos no espaçamento  $p/d=1,60$  foram apresentados. Sendo  $C_{D1}$  e  $C_{L1}$  resultados do cilindro C1 e  $C_{D2}$  e  $C_{L2}$  resultados do cilindro C2. Da comparação de esses resultados (Tabela



5.1) com os feitos por Alam et al., 2003, concluiu-se que o modelo SAS-SST aproximou-se mais dos resultados experimentais aos mostrados pelos autores onde o coeficiente de arrasto foi  $\overline{C_D} = 1,10$ . Existem diferenças entre os resultados do coeficiente de arrasto adimensionalizados com a velocidade de referência, aqueles resultantes de uma adimensionalização com a velocidade da fenda e os resultados experimentais apresentados por Alam et al., 2003. Por isso é preciso aprofundar neste campo para analisar melhor estes resultados.

Comparando coeficientes de sustentação pode-se concluir, no caso do espaçamento  $p/d=1,60$ , que o modelo  $k-\omega$  SST comportou-se melhor. No caso dos outros espaçamentos,  $p/d=1,26$  e  $p/d=2,00$  os quais foram feitos com o modelo SAS-SST, nota-se que aqueles resultados adimensionalizados com a velocidade da fenda apresentaram melhores resultados. Neste caso, igual que no caso do coeficiente de arrasto, é preciso aprofundar neste campo para analisar melhor os resultados obtidos.

A biestabilidade foi encontrada no espaçamento  $p/d=1,60$  para ambos os modelos. No caso do modelo SAS-SST este fenômeno foi percebido mais cedo. Assim, verifica-se que o modelo SAS-SST comportou-se melhor quanto o modelo  $k-\omega$  SST.

Os resultados de números Strouhal apresentaram bons resultados para ambos os modelos,  $St=0,12$  e  $St=0,24$ . Essas frequências são os resultados de duas frequências dominantes de desprendimento de vórtices. O dito concorda com o estudado neste trabalho e confirma o bom comportamento dos modelos estudados.

As visualizações do escoamento sobre os cilindros apresentadas foram satisfatórias e concordaram com as visualizações de trabalhos experimentais. Novamente pode-se verificar o bom comportamento dos modelos sendo o modelo SAS-SST uma melhor opção para este tipo de simulação devido aos resultados já apresentados.

Os campos de pressão para o espaçamento  $p/d=1,26$  apresentaram-se próximos aqueles encontrados para o espaçamento  $p/d=1,60$ . Nas flutuações de pressão encontra-se diferenças entre os pontos da possível separação da camada limite apresentando-se para um  $\alpha$  menor no espaçamento  $p/d=1,26$ . Conclui-se, então, que há maior influência das flutuações de pressão para este espaçamento, o que era de se esperar.

Os coeficientes de arrasto e sustentação para os espaçamentos  $p/d=1,26$  e  $p/d=2,0$  apresentaram grandes diferenças. Para o espaçamento  $p/d=2,00$  as forças de sustentação diminuíram e conseguiu-se verificar o incremento das forças de sustentação quando se tem uma maior proximidade dos cilindros. Estes resultados mostram resultados coerentes e apresentam o bom comportamento da simulação feita.

As sinais de velocidade instantânea para o espaçamento  $p/d=1,26$  apresentaram menor número de trocas nos sinais instantâneas quanto o espaçamento  $p/d=1,60$ . Estes resultados corroboram o visto pelo Vagtinski no seu estudo, e pode-se concluir que conseguiu-se apresentar este fenômeno de forma muito próxima ao encontrado experimentalmente em trabalhos experimentais.

Os resultados do número de Strouhal para o espaçamento  $p/d=1,26$  apresentam dois picos de frequência e o espaçamento  $p/d=2,00$  apresentou um pico de frequência. Destes resultados pode-se notar a presença da biestabilidade para o espaçamento  $p/d=1,26$ , enquanto para o espaçamento  $p/d=2,00$  não conseguiu apresentar a biestabilidade e comporta-se mais como um cilindro isolado. Conclui-se, então, que o modelo faz uma boa diferença da proximidade dos cilindros e apresenta resultados esperados neste trabalho. Contudo para conseguir perceber melhor este tipo de fenômenos é preciso fazer um refinamento da malha no caso do espaçamento  $p/d=2,00$ .

Os resultados apresentados para os espaçamentos  $p/d=1,26$  e  $p/d=1,60$  foram satisfatórios. Por isto pode-se concluir que o refinamento das malhas adotadas assim como o domínio utilizado no processo de simulação numérica foram aceitáveis.

Contudo o modelo SAS-SST mostrou que avalia melhor as características do escoamento e representa uma ferramenta útil com resultados aceitáveis para o modelamento da turbulência.

## REFERENCIAS BIBLIOGRAFICAS

Alexandre Vagtinski, 2008. Estudo sobre o fenômeno da biestabilidade de escoamentos turbulentos em bancos de tubos de arranjo triangular. Tese de Mestrado em Engenharia, Universidade Federal do Rio Grande do Sul.

Alam, M.M., Kim, S., 2009. Free vibration of two identical circular cylinders in staggered arrangement. *Fluid Dynamic Research* 41 (035507), 17.

Alam, M.M., Moriya, M., Sakamoto, H., 2003<sup>a</sup>. Aerodynamics characteristics of two side by side circular cylinders and application of wavelet analysis on the switching phenomenon. *Journal of Fluids and Structures* 18, 325-346.

Alam, M.M., Zhou, Y., 2007. Flow around two side by side closely spaced circular cylinders. *Journal of fluids and Structures* 23 (5), 799-805.

Núñez C. et al., 2006. Análisis del fenómeno de flujo biestable de la central nucleoeleétrica da laguna verde, Congresso Internacional Buenos Aires LAS/ANS.

Möller, S. V. e Silvestrini, J. H., 2004. Turbulência: Fundamentos. *Turbulência*, v. 4, Editores: S. Viçosa Möller e J. Hugo Silvestrini, pp. 1-33, ABCM, Rio de Janeiro, RJ.

Tenneks, H. e Lumley, J. L. 1972. *A First Course in Turbulence*, Cambridge MA: MIT Press.

Baker, B. B. Jr., W. R. Deebel and R. D. Geisenderfer (eds.), 1966. Glossary of oceanographic terms. *Spec. Publ.U.S. Naval Oceanogr. Off.*, (SP.35): 204 p.

Schwind, JJ., 1980. *Geophysical Fluid Dynamics for Oceanographers*. Prentice-Hall Inc., 307 p.

Eiger, S., 1989. Modelos de Escoamentos Turbulentos. In: Rui Vieira da Silva. (Org.). *Métodos Numéricos em Recursos Hídricos I*. 1 ed. Rio de Janeiro: UFRJ, 1989, v. 1.

Yu L & Righetto AM., 1999. Modelos de Turbulência e Aplicações a Corpos de Agua Naturais. In: SILVA RCV (Ed.). Métodos Numéricos em Recursos Hídricos. Coleção da ABRH – Associação Brasileira de Recursos Hídricos, Vol. 4, Cap. 1, p. 1–122.

J. Boussinesq, 1877. Essai sur la théorie des eaux courantes, Mémoires présentés par divers savants à l'Académie des Sciences XXIII, 1, 1-680.

Meneghini J. R., 2002. Projetos de pesquisa no tópico e desprendimento de vórtices no escoamento ao redor de cilindros, Tese Livre Docência, Escola Politécnica, departamento de Engenharia Mecânica, Universidade de São Paulo.

Meneghini J. R., Saltara F. and Siqueira C: L: R: et al., 2001. Numerical simulation of flow interference between two circular cylinders in tandem and side-byside arrangements [J]. Journal of Fluids and Structures, 2001, 15(2): 327-350.

White, F.M., 1991. Viscous fluid flow. McGraw-Hill, Nueva York.

Jhon N. V. Goulart, 2009. Tese de Doutorado, Analise Experimental de Escoamentos Cisalhantes em Canais Compostos Fechados, Universidade Federal Rio Grande do Sul, UFRGS, Brasil.

Spivack, H., 1946. Vortex frequency and flow pattern in the wake of two parallel cylinders at varied spacing's normal to an airstream, "J. Aero. Sci.", Vol. 13, pp. 289–297.

Claudio R. Olinto, Maria Luiza S. Indrusiak, Sergio V. Moller, 2006. Experimental Study of the Bistable Flow in Tube Arrays; ABCMvol XXVIII.

Rodrigo Santiago Silveira, 2011. Tese de Mestrado em Engenharia, Estudo Experimental do Efeito da Razão de bloqueio em Canal aerodinâmico Sobre o Número de Strouhal e o Fenômeno da Biestabilidade no escoamento em Cilindros, Universidade Federal do Rio grande do sul, UFRGS, Brasil.

Möller, S. V., 1991. On Phenomena of Turbulent Flow Through Rod Bundles. *Experimental Thermal and Fluid Science*, v. 4, pp. 25-35.

Möller, S. V., 2003. Experimentação em Turbulência. *Turbulência*, v. 2, Editores: A. Silveira Neto e S. S. Mansur, pp. 207-243, ABCM, Rio de Janeiro, RJ.

Sarvghad –Moghaddam Hesam, Nooredin Navid, 2011. Numerical simulation of flow over two side-by-side circular cylinders, *Journal of Hydrodynamics*, 23(6):792-805.

Puneeshwar Lal Verma, M. Govardhan, 2011. Flow behind bluff bodies in side-by-side arrangement, *Journal of Engineering Science and Technology*. Vol. 6, No. 6 (2011) 745 - 768

Alexandre Vagtinski de Paula, 2013. Determinação de parâmetros que caracterizam o fenômeno da biestabilidade em escoamentos turbulentos, Tese para obtenção do título de Doutor em engenharia, Universidade do Rio Grande do Sul, Porto Alegre.

Zdravkovich, M.M., Pridden, D.L., 1977. Interference between two circular cylinders; series of unexpected discontinuities. *Journal of Industrial Aerodynamics* 2, 225-270.

Hori, E., 1959. Experiments on flow around a pair of parallel circular cylinders. *Proceedings of 9th Japan National Congress for Applied Mechanics* 3, 231.

Zdravkovich, M.M., 1987. Effects of interference between circular cylinders in cross flow. *Journal of Fluids and Structures* 1, 239-261.

Claudio R. Olinto, 2005. Estudo Experimental das características do escoamento turbulento nas primeiras fileiras de bancos de tubos, Tese para obtenção do título de Doutor em Engenharia, Universidade Federal do Rio Grande do Sul, Porto Alegre.

Paulo Guimarães de Moraes, 2011. Efeitos de Interferência entre Dois Corpos, Idênticos Alinhados com o Escoamento, Tese Mestrado em Engenharia, Universidade Federal de Itajubá.

Anatol Roshko, 1960. Experiments on the flow past a circular cylinder at very high Reynolds number Guggenheim Aeronautical Laboratory, California Institute of Technology, Pasadena, Califórnia.

Y. Zhou, H. J. Zhang and M. W. Yiu., 2002. The turbulent wake of two side-by-side circular cylenders, Journal Fliud Mech 2002, vol 458, p. 303-332.

Atila P. Silva Freire (2006). Turbulência: Anais da V Escola de Primavera em Transição e Turbulência, Rio de Janeiro.

Prandtl, L. 1945. Uber ein neues Formelsystem fur die ausgebildete Turbulenz, Nacr. Akad. Wiss. Gottingen, Math-Phys. Kl. 1945, pp6-19.

Hinze J.O., 1959. Turbulence: An introduction to its mechanism and Theory New York, McGraw-Hill.

Bendat, J. S. and Piersol, A. G., 1990. Random Data – Analysis and Measurement Procedures, 2nd Ed., Wiley, New York.

Launder BE, Spalding DB., 1972. Mathematical Models of Turbulence, Academic Press, London.

Launder BE, Spalding DB; 1974. The Numerical Computation of Turbulent Flows, Comput. Methods Appl. Mech. Eng. 3, pp.269-289.

Wilcox D. C.,1998. Turbulence Modeling for CFD. DCW Industries, Inc. La Canada, California.

Wilcox, D. C., 1994. Turbulence Modeling for CFD, DCW Industries Inc., La Canada, CA.

Menter FR., 1994. Two-Equation Eddy-Viscosity Turbulence Models for Engineering Applications. AIAA Journal. Vol 32(8):1598-1605, 1994.

Fernando Nóbrega de Araújo, André Luiz Tenório Rezende, 2012. Estudo Numérico da Anisotropia da Turbulência Utilizando Modelos RANS. Seção de Engenharia Mecânica e de Materiais (SE/4) – Instituto Militar de Engenharia (IME).

Souza, S. I. S.; Goulart, J. N. V., 2011. Numerical analysis of developing turbulent flow in a closed compound channel”. Engenharia Térmica, v. 10, p. 81-87, 2011.

Castro FA, Palma JMLM, Silva Lopes A., 2002. Simulation of the Askervein flow. Part 1: Reynolds averaged Navier-Stokes equations  $\kappa$ - $\epsilon$  turbulence models, Boundary-Layer Meteorology 107, 501-530.

Menter, F. R. and Egorov, Y., 2004. Re-visiting the turbulent scale equation, Proc. IUTAM Symposium; One hundred years of boundary layer research, Göttingen.

Menter, F., Egorov, Y., 2007. Turbulence Modeling of Aerodynamic flows. International Aerospace CFD Conference, Paris (France).

L.A.M. Endres, S. v. Moller (2001). On the fluctuating wall pressure field in tube banks, Nuclear Engineering and Design 203 (2001) 13-26.

Sohrab G. Pouryoussefi, Masoud Mirzaei, Sam Mohamad - Hassan Pouryoussefi, 2011. Force coefficients and Strouhal numbers of three circular cylinders subjected to a cross-flow, Arch Appl Mech 81:1725–1741. DOI 10.1007/s00419-011-0514-3.

Blevins, R. D., 1990. Flow-Induced vibrations, Segunda Edição, Van Nostrand Reinhold, New York.

I. Afgan, Y. Kahil, S. Benhamadouche, and P. Sagaut, 2011. Large eddy simulation of the flow around single and two side-by-side cylinders at subcritical Reynolds numbers, Physics of Fluids 23, 075101. DOI: 10.1063/1.3596267.

Batham, J.P., 1973. Pressure distribution on circular cylinders at critical Reynolds numbers. Journal of Fluid Mechanics 57, 209–228.